

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Гусихин Павел Артурович

**Плазмон-поляритонные возбуждения в двумерных
электронных системах**

Специальность 01.04.07 —
«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., чл.-кор. РАН
Кукушкин И. В.

Черноголовка — 2016

Содержание

Введение	4
1 Литературный обзор	10
1.1 Введение	10
1.2 Плазмоны в трёхмерных электронных системах	11
1.3 Плазмоны в двумерных электронных системах	18
1.4 Одномерные плазменные возбуждения	26
1.5 Поляритонные и релятивистские эффекты	28
1.6 Фотонные кристаллы	35
2 Образцы и экспериментальная методика	42
2.1 Изготовление образцов	42
2.2 Экспериментальная методика проведения измерений	46
2.3 Детектирование плазменных возбуждений с помощью методики спаренных резонаторов	48
2.4 Копланарная методика детектирования плазменных возбуждений .	49
2.5 Методика оптического детектирования плазменных возбуждений .	50
3 Слабозатухающие плазмон-поляритонные возбуждения в двумерной электронной системе	54
3.1 Обнаружение слабозатухающих плазменных колебаний	55
3.2 Влияние параметров двумерной электронной системы на свойства релятивистских плазменных возбуждений	60
3.3 Изучение условий возбуждения слабозатухающих плазменных ко- лебаний	68
4 Изучение высокочастотной моды магнитодисперсии релятивистских плазменных возбуждений	77

4.1	Влияние параметров двумерной электронной системы на высокочастотную ветвь релятивистских плазменных возбуждений	79
4.2	Исследование гибридизация высокочастотной релятивистской моды с электромагнитным полем внешнего резонатора	85
5	Резонаторные плазмон-поляритонные возбуждения в фотонных кристаллах	92
	Заключение	104
	Литература	106

Введение

Исследование низкоразмерных электронных систем является одним из наиболее актуальных направлений физики твёрдого тела последних десятилетий. Особый интерес в физике низкоразмерных систем представляют коллективные зарядовые и спиновые возбуждения. Волны зарядовой плотности, плазмоны, в двумерных электронных системах обладают многими уникальными свойствами. В отличие от трёхмерного случая, плазменные возбуждения в двумерных системах имеют бесщелевой спектр [1]. Двумерные плазмоны представляют собой интересный объект для исследований, так как их дисперсия легко регулируется изменением электронной концентрации или приложением внешнего магнитного поля. Тем самым достигается возможность манипуляции распространением плазменных возбуждений в широких пределах. Во внешнем магнитном поле в ограниченных двумерных системах, кроме объёмных магнитоплазменных возбуждений, возникают также краевые магнитоплазмоны [2–4].

Одним из широко распространённых методов исследования в физике твёрдого тела является изучение свойств системы при её взаимодействии с электромагнитным излучением. Собственные возбуждения системы могут гибридизироваться с излучением, образуя составные частицы, называемые поляритонами. Известны несколько типов поляритонов, в соответствии с тем, какие возбуждения участвуют в их образовании: фононные поляритоны [5–7], экситонные поляритоны [8–10], плазмонные поляритоны [11–13]. Основным объектом, в котором производится изучение экситонных поляритонов, являются микрорезонаторы на основе полупроводниковых гетероструктур, где реализуется сильное свето-экситонное взаимодействие. Впервые открытая и наиболее изученная разновидность плазмонных поляритонов — это поверхностные плазмонные поляритоны, распространяющиеся вдоль границы раздела проводника и диэлектрика. Их исследование привело к открытию ряда новых физических явлений, полу-

чивших практическое применение, таких как плазменная оптика [14] и лазеры на поверхностных плазмонах [15]. Поляритоны также возникают и при гибридизации света с плазмонами в двумерной электронной системе. Поскольку двумерные плазмоны обладают гибко регулируемыми свойствами, то и свойства соответствующих плазмонных поляритонов контролируются в широких пределах путём изменения электронной концентрации или приложения магнитного поля.

Значительный интерес к изучению плазменных возбуждений в последнее время объясняется перспективами возможного использования их в высокочастотных (терагерцовых) электронных приборах. Одним из наиболее перспективных направлений в данной области является фотоника - манипуляция фотонами как носителями информации. Подобная манипуляция возможна с помощью фотонных кристаллов - искусственных периодических структур [16]. Однако чисто фотонные технологии неспособны заменить все электронные компоненты. Миниатюризация базовых элементов фотонных систем ограничена длиной световой волны. Кроме того, фотонные компоненты не являются перестраиваемыми. Плазмонные технологии могут служить связующим звеном между фотонными и электронными компонентами, поскольку плазмонные поляритоны сочетают в себе колебания носителей заряда в электронной системе с колебаниями электромагнитного поля [17].

Ввиду высокой подвижности носителей заряда в высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах, они являются оптимальными структурами для изучения плазменных возбуждений в двумерных электронных системах. Более того, в таких структурах могут наблюдаться качественно новые явления. В частности, улучшение качества структур позволило наблюдать плазменные возбуждения при значительно меньших частотах, при которых возможно наблюдение поляритонных эффектов в двумерных электронных системах [18]. В отличие от трёхмерного случая, в двумерной системе существует фронт Максвелловской релаксации, скорость которого определяется проводимостью электронной системы [19, 20]. В высококачественных структурах с большой подвижностью электронов простой электростатический подход предсказывает движение фронта Максвелловской релаксации со скоростью, превышающей скорость света, что невозможно. В результате, характер Максвелловской релаксации в такой системе

меняется [21], что также может привести к возникновению новых физических эффектов [22,23].

Целью данной работы является экспериментальное открытие и исследование новых плазменных возбуждений, существующих в двумерных электронных системах с высокой проводимостью, гибридизации плазменных возбуждений с фотонными резонаторными модами, а также резонаторными модами в двумерных фотонных кристаллах в субтерагерцовом частотном диапазоне.

1. Был исследован микроволновый отклик двумерной электронной системы в режиме большой проводимости ($2\pi\sigma_{2D} > c$). В отклике обнаружены резонансы, соответствующие возникновению нового типа плазменных возбуждений. Их отличает то, что ширина обнаруженных плазменных мод существенно меньше ширины обычных плазменных возбуждений ($\Delta\omega = 1/\tau$, где τ — плазменное время релаксации). То есть, можно говорить об аномально слабом затухании обнаруженных возбуждений, которое не определяется напрямую временем рассеяния электронов. Показано, что ключевую роль в существовании слабозатухающих плазменных возбуждений играет величина проводимости ДЭС. Слабозатухающие моды возбуждаются только если выполняется соотношение: $2\pi\sigma_{2D} > c$.
2. Были проведены исследования обнаруженных возбуждений в магнитном поле, перпендикулярном плоскости двумерной электронной системы. Магнитополевая зависимость частоты слабозатухающих плазменных возбуждений имеет две ветви. При этом, высокочастотная ветвь имеет зигзагообразную форму, характерную для плазменных возбуждений в условиях сильного влияния поляритонных эффектов. Была исследована зависимость их частоты от концентрации электронов в двумерной электронной системе. Обнаруженная корневая зависимость вместе с магнитополевой зависимостью показывают, что открытые колебания имеют плазменную природу.
3. Были изучены зависимости частоты колебаний от геометрических параметров системы: латеральных размеров двумерной электронной системы и металлического затвора и расстояния между двумерной электронной системой и затвором. Было показано, что ключевую роль в возбуждении сла-

бозатухающих плазменных колебаний играет наличие металлического затвора над двумерной электронной системой.

4. Было обнаружено, что высокочастотная ветвь магнитодисперсии слабозатухающего плазменного возбуждения может гибридизироваться с фотонной модой внешнего резонатора, в качестве которого использовалась прямоугольная металлическая пластинка. Было определено влияние параметров двумерной электронной системы, геометрических размеров резонатора и диэлектрического окружения на магнитодисперсию результирующего поляритонного возбуждения.
5. На базе изученных эффектов была разработана интегральная технология производства на одном полупроводниковом чипе субтерагерцового фотонного кристалла с плазмонным детектором. Плазмонный детектор изготавливался в резонаторе двумерного фотонного кристалла. Обнаружено, что при облучении структуры субтерагерцовым излучением детектор демонстрирует резонансный отклик с добротностью $Q = 70-200$. Установлено, что резонансный отклик соответствует возбуждению резонаторных мод в дефекте фотонного кристалла. Проведены измерения зависимости частоты дефектной моды от параметров фотонного кристалла: толщины, периода и размера дефектов. Проведено численное моделирование распределения электромагнитного поля в резонаторе фотонного кристалла с плазмонным детектором. Установлено, что результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Научная и практическая значимость. В диссертационной работе был исследован электродинамический отклик в ранее слабо изученном режиме, в котором проводимость двумерной электронной системы превышает скорость света. В этом режиме были впервые обнаружены возникающие в двумерной электронной системе плазменные возбуждения, имеющие аномально слабое затухание. Данное новое физическое явление имеет перспективу практического применения. Поскольку затухание таких возбуждений не определяется транспортным временем рассеяния электронов, на их основе могут быть созданы плазмонные устройства, работающие при комнатной температуре. Также в диссертационной

работе проведено исследование резонаторных мод в фотонных кристаллах в суб-терагерцовом частотном диапазоне при помощи помещённых в фотонный кристалл плазмонных детекторов.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены при выступлениях на конференциях:

1. В. М. Муравьёв, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, «Новая высокочастотная плазменная мода в двумерной электронной системе с близким металлическим слоем», приглашённый доклад на XI Российской конференции по физике полупроводников, Санкт-Петербург, сентябрь 2013.
2. П. А. Гусихин, В. М. Муравьёв, И. В. Кукушкин, «Обнаружение нового слабо затухающего плазменного колебания в двумерной электронной системе», приглашённый доклад на 6-й Всероссийской конференции «Микро-, нанотехнологии и их применения» им. Ю. В. Дубровского, Черногоровка, ноябрь 2014.
3. П. А. Гусихин, В. М. Муравьёв, И. В. Андреев, «Новое слабозатухающее релятивистское плазменное возбуждение в двумерной электронной системе», И. В. Кукушкин, приглашённый доклад на 6-й Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», Москва, май 2015.
4. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, «Novel relativistic plasma excitations in a gated two-dimensional electron system», invited talk on The 4th Russia–Japan–USA Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies «RJUS TeraTech-2015», Chernogolovka, June 2015.
5. I. V. Andreev, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, and I. V. Kukushkin, «Novel Relativistic Plasma Excitations In A Gated Two-dimensional Electron System», 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves «IRMMW-THz-2105», Hong Kong, China, August 2015.
6. В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин, «Обнаружение релятивистской плазменной моды в системе двумерных электронов

с проводимостью превышающей скорость света», приглашённый доклад на XII Российской конференции по физике полупроводников, Звенигород, сентябрь 2015.

Личный вклад автора состоял в изготовлении экспериментальных образцов, проведении измерений, обработке и интерпретации результатов экспериментов, проведении численного моделирования.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в публикациях:

1. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, G. E. Tsydynzhapov, A. A. Fortunatov, and I. V. Kukushkin, «Spectroscopy of terahertz radiation using high-Q photonic crystal microcavities», Phys. Rev. B 86, 235144 (2012).
2. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, «Ultrastrong coupling of high-frequency two-dimensional cyclotron plasma mode with a cavity photon», Phys. Rev. B 87, 045307 (2013).
3. П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, «Обнаружение аномально слабо затухающих плазменных волн в двумерной электронной системе», Письма в ЖЭТФ 100, 732 (2014).
4. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, «Novel Relativistic Plasma Excitations in a Gated Two-Dimensional Electron System», Phys. Rev. Lett. 114, 106805 (2015).
5. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, «Dispersion of volume relativistic magnetoplasma excitation in a gated two-dimensional electron system», JETP Lett. 102, 859 (2015).

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 120 страниц с 80 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 115 наименований.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Введение

Плазма — электронейтральный газ носителей положительных и отрицательных зарядов, взаимодействующих по закону Кулона. Плазменные возбуждения представляют собой коллективные колебания носителей зарядов. То же понятие применимо к твёрдому телу, где носителями отрицательного заряда являются электроны проводимости, а положительного — ионная решётка. Электроны проводимости, а значит, и плазма существует в металлах, полуметаллах и полупроводниках. Причём, в металлах поведение электронов проводимости определяет практически все их свойства, включая энергию связи, кристаллическую структуру, электрические характеристики, теплопроводность, спектральные характеристики.

Концентрация носителей заряда в полупроводниках ($< 10^{13} \text{ см}^{-2}$) и полуметаллах ($10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-2}$) существенно меньше, чем в металлах ($\sim 10^{23} \text{ см}^{-2}$). В результате, электронная плазма здесь не столь важна для определения макроскопических свойств тела. Однако, её собственные свойства в полупроводниках и полуметаллах представляют больший интерес, чем в металлах, благодаря разнообразию параметров, определяющих её поведение (концентрация электронов, ширина запрещённой зоны).

Свойства плазменных возбуждений сильно зависят от геометрических параметров системы. В частности, существуют трёхмерные, двумерные, одномерные плазмоны. Кроме того, они могут существовать на границах электронной систе-

мы. Такими возбуждениями являются поверхностные плазмонные поляритоны, краевые магнитоплазмоны.

1.2 Плазмоны в трёхмерных электронных системах

Коллективные колебания носителей заряда впервые были описаны И. Ленгмюром и Л. Тонксом в 1929 году [24]. Ими же был введён термин «плазма». Они рассматривали газ, состоящий из ионов и электронов с примерно равными концентрациями, что обеспечивало условие электронейтральности. Решая систему уравнений Максвелла для плазмы, они получили дисперсионное соотношение для плазменных колебаний электронов:

$$\omega_e^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} + c^2 k^2, \quad (1.1)$$

где n_e — концентрация электронов, m_e — масса электрона, k — волновой вектор. В длинноволновом пределе из формулы (1.1) получается величина, названная ими плазменной частотой:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}. \quad (1.2)$$

Кроме того, было выведено дисперсионное соотношение для ионно-звуковых волн:

$$\omega_i^2 = \frac{4\pi n_i e^2}{m_i + n_i e^2 m_i \lambda^2 / k_B T}, \quad (1.3)$$

где k_B — постоянная Больцмана, а T — температура. В коротковолновом пределе эти волны вырождаются в плазменные колебания ионов с частотой, определяющейся выражением, аналогичным (1.2). Соотношение (1.3) показывает, что это происходит при $\lambda \ll 2\sqrt{(2\pi)}\lambda_D$, где λ_D — Дебаевская длина экранирования:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{8\pi n e^2}}. \quad (1.4)$$

При длине волны, существенно превышающей длину экранирования, дисперсия принимает линейный вид, характерный для звуковых волн.

Плазменная частота разделяет две области: низкочастотную, в которой плазма экранирует электромагнитные волны, и высокочастотную, где влияние плазмы на электромагнитные волны незначительно.

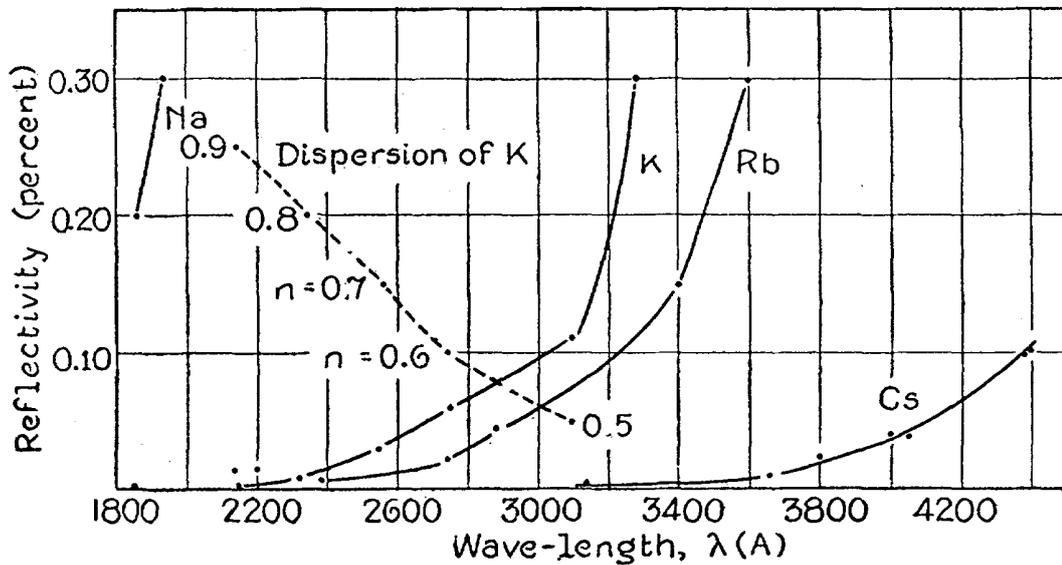


Рисунок 1.1: Коэффициент отражения тонких плёнок щелочных металлов в зависимости от длины волны света, а также дисперсионная кривая для калия. Из работы [25].

В 1933 году при изучении спектральных характеристик щелочных металлов Робертом Вудом [25] было обнаружено, что они становятся прозрачными при длине волны ниже определённого значения в ультрафиолетовом диапазоне (рисунок 1.1). Теоретическое объяснение данному явлению дали Кларенс Зенер [26] и Ральф Крониг [27]. В их работах электроны проводимости предлагается рассматривать как плазму свободных электронов.

Непосредственное наблюдение возбуждения плазменных волн наблюдалось в экспериментах Рудольфа Рутемана [28] и В. Ланга [29] по измерению спектра потерь электронов, прошедших через тонкую плёнку металла. На полученных ими спектрах (рисунок 1.2) наблюдалась периодическая резонансная структура. Дэвид Бом и Дэвид Пайнс [30, 31] трактовали данные результаты возбуждением колебаний с определённой энергией. Они предложили использовать название «плазмон» для обозначения кванта возбуждения коллективных колебаний электронов в твёрдом теле. Они вывели закон дисперсии для длинноволновых объёмных плазменных колебаний в приближении хаотических фаз (random phase approximation, RPA):

$$\omega_k^2 = \omega_p^2 + \frac{3}{5}k^2v_F^2, \quad (1.5)$$

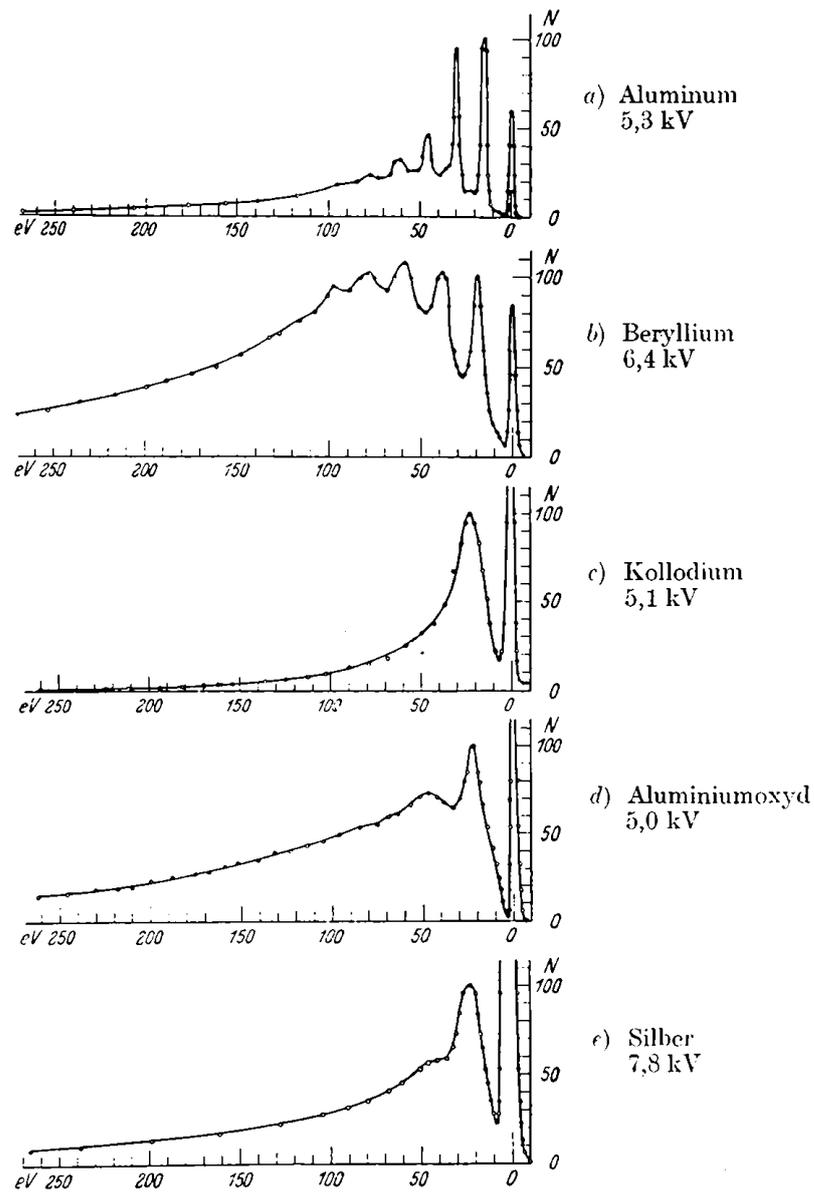


Рисунок 1.2: Характеристические спектры потерь энергии электронами при их прохождении сквозь тонкие металлические плёнки. Из работы [28].

где v_F — скорость Ферми. В их работе также оценивается предельная величина волнового вектора плазменного колебания $k_c = \omega_p/v_F$ как следствие условия применимости РРА. Эта оценка является достаточно искусственной и позднее [32, 33] критическое значение волнового вектора было уточнено.

$$\omega_{k_c} = k_c v_F + \frac{\hbar k_c^2}{2m}. \quad (1.6)$$

Полученное таким образом значение соответствует пересечению дисперсии плазмонов с областью существования одночастичных возбуждений (электрон-дырочных пар) и близко к оценке, полученной Бомом и Пайнсом (рисунок 1.3).

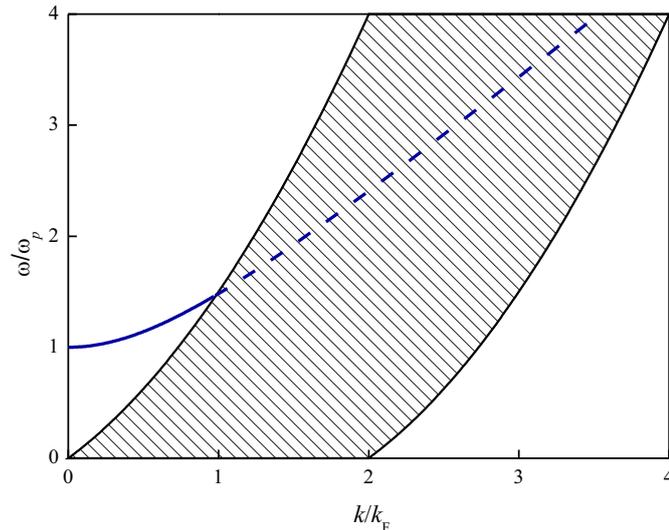


Рисунок 1.3: Дисперсионная кривая объёмных плазменных возбуждений. В заштрихованной области плазмоны сильно затухают из-за распада на одночастичные возбуждения.

Кроме объёмных плазменных колебаний в трёхмерных электронных системах (а точнее, на их границе) возникают поверхностные плазмон-поляритонные возбуждения. Первое их экспериментальное наблюдение, остававшееся долгое время необъяснённым, было описано в работе Роберта Вуда [34]. Вуд обнаружил яркие и тёмные линии в оптических спектрах дифракционной решётки, соответствующих различным условиям падения света (рисунок 1.4). Эти линии были названы аномалиями Вуда. Первое объяснение аномалий Вуда было дано лордом Рэлеем в 1907 году [35]. Теория Рэля состояла в том, что аномалии в спектре происходят от высших порядков дифракции, для которых распространение дифрагировавшей волны является скольльзящим, в соответствии с известной формулой дифракционной решётки:

$$\sin \theta_n = \sin \theta + \frac{n\lambda}{d}, \quad (1.7)$$

где d — период решётки.

Долгое время интерпретация Рэля, опиравшаяся исключительно на геометрические свойства дифракционной решётки, считалась верной. Однако в 1936 году Джон Стронг [36] провёл эксперименты, которые её опровергли. Он обнаружил, что аномалии Вуда возникают только после напыления металла на решётку. Для различных металлов (алюминий, медь, серебро, золото, магний) расположе-

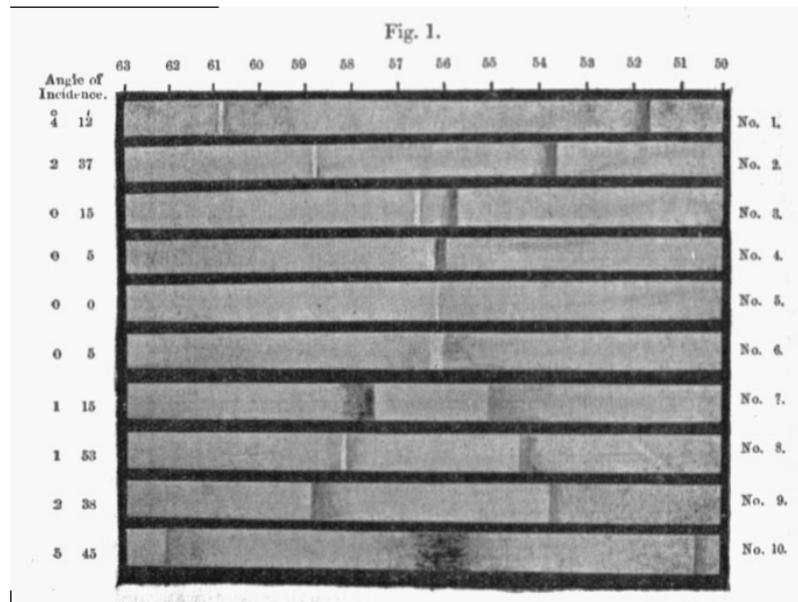


Рисунок 1.4: Спектры дифракционной решётки, полученные Вудом для различных углов падения света. Из работы [34].

ние резких краёв тёмных зон в спектре оказалось одинаковым, а ярких зон — различным (рисунок 1.5), несмотря на одинаковый период дифракционных решёток.

В 1941 году Уго Фано [37] удалось приблизиться к объяснению аномалий Вуда. В опубликованных ранее экспериментальных данных ему удалось выделить два вида аномалий: резкие аномалии, располагающиеся в спектре в соответствии с формулой дифракционной решётки; рассеянные аномалии, простирающиеся на относительно широкий интервал длин волн и обычно состоящие из минимума и максимума интенсивности. Аномалии первого типа укладывались в объяснение Рэлея. Второй тип аномалий Фано попытался связать с волнами, поддерживаемыми решёткой. Однако, при этом, он считал, что распространение этих волн происходит в диэлектрике. В 1965 году выводы Фано были уточнены Эсселем и Олинером [38]. Они предположили, что поверхностные волны распространяются вдоль волноводов, образованных металлическими полосами на решётке. На основе этой модели авторам удалось численно рассчитать положение и форму спектра аномалий. Однако, эта модель была неполной, так как основывалась на знании электромагнитного импеданса прямой линии, расположенной над решёткой. Несмотря на это, Эссель и Олинер смогли объяснить известные к тому моменту такие экспериментальные факты, как существование аномалий для р-поляризованного света в глубоких решётках [39,40], и тенденция

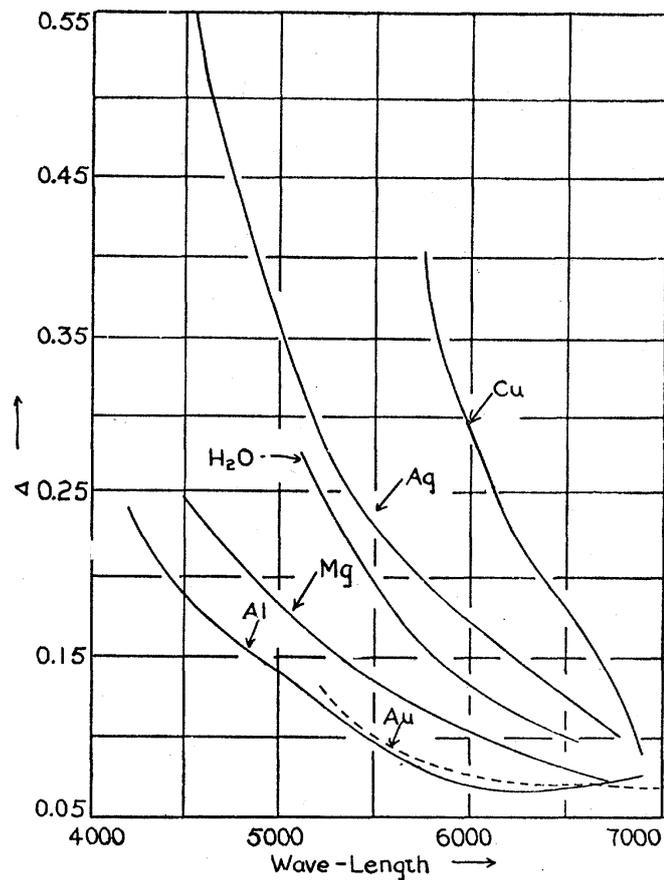


Рисунок 1.5: Отличие положения ярких зон от целых порядков дифракции для дифракционных решёток, покрытых различными металлическими плёнками. Из работы [36].

аномалий не накладываться друг на друга [41]. Количественная феноменологическая теория аномалий Вуда, учитывающая в себе возбуждения поверхностных плазмонных поляритонов была опубликована Даниэлем Майстре лишь в 1982 году [42].

Существование поверхностных плазмонов было предсказано Руфусом Ритчи в 1957 году [11]. Поверхностные плазмоны — это волны зарядовой плотности, распространяющиеся вдоль поверхности раздела металла и диэлектрика. В своей работе Ритчи выводил распределение количества электронов, прошедших через металлическую фольгу, по углу их отклонения и потерям энергии. Для вывода Ритчи использовал формулу Дженса Линдхарда для диэлектрической проницаемости металлов [43]:

$$\varepsilon(\vec{q}, \omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_{\vec{k}} \frac{f_0(\vec{k}) - f_0(\vec{k} + \vec{q})}{E(\vec{k} + \vec{q}) - E(\vec{k}) - \hbar\omega + i\hbar\alpha}. \quad (1.8)$$

Такое же распределение ранее исследовал Джон Хаббард [44], однако в своей работе он пользовался упрощённым видом диэлектрической проницаемости, в результате чего получил результат, который совпадал с распределением для бесконечной плазмы, полученный Ричардом Ферреллом [45].

Ритчи получил, что в пределе малой толщины плёнки в пропускании электронов наблюдаются резонансы на частотах:

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \exp(-k_{\perp} a)}, \quad (1.9)$$

где k_{\perp} — составляющая волнового вектора падающего электрона, параллельная поверхности плёнки. Знак «+» соответствует возбуждению в плёнке нормальной (антисимметричной моде), в которой движение электронов происходит преимущественно нормально к поверхности металла. Знак «−» соответствует тангенциальной (симметричной моде), в которой движение электронов происходит преимущественно параллельно поверхности металла. Интегрирование по всем возможным значениям k_{\perp} даёт серию пиков поглощения на частотах, кратных $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$. Причём, с уменьшением толщины плёнки, амплитуда этой серии резонансных пиков возрастала по сравнению с амплитудой пиков, с частотой, кратной ω_p . Таким образом, резонансы с частотой, кратной $\omega_p/\sqrt{2}$ должны быть связаны именно с поверхностью раздела, так как она не уменьшается при уменьшении толщины плёнки.

Теория Ритчи была подтверждена опытным путём в 1959 году Пауэллом и Суоном [46]. В их эксперименте измерялся спектр потерь энергии электронов при отражении от алюминиевой фольги толщиной 50–100 Å. В спектре были обнаружены две серии резонансных пиков, наложенных друг на друга (рисунок 1.6). Первая серия пиков с частотой 15.3 эВ, наблюдавшаяся и ранее, была связана с возбуждением объёмных плазменных колебаний. А вторая серия с частотой 10.2 эВ ранее не наблюдалась и объяснялась наличием поверхностных плазмонов.

Впервые термин «поверхностный плазмон» был использован в работе 1962 года Эдвардом Стерном и Ферреллом [47]. В своей работе они также вывели резонансную частоту плазмонов на поверхности раздела металла и диэлектрика: $\omega = \omega_p/\sqrt{1 + \varepsilon}$. В пределе $\varepsilon \rightarrow 1$ это выражение переходит в результат полу-

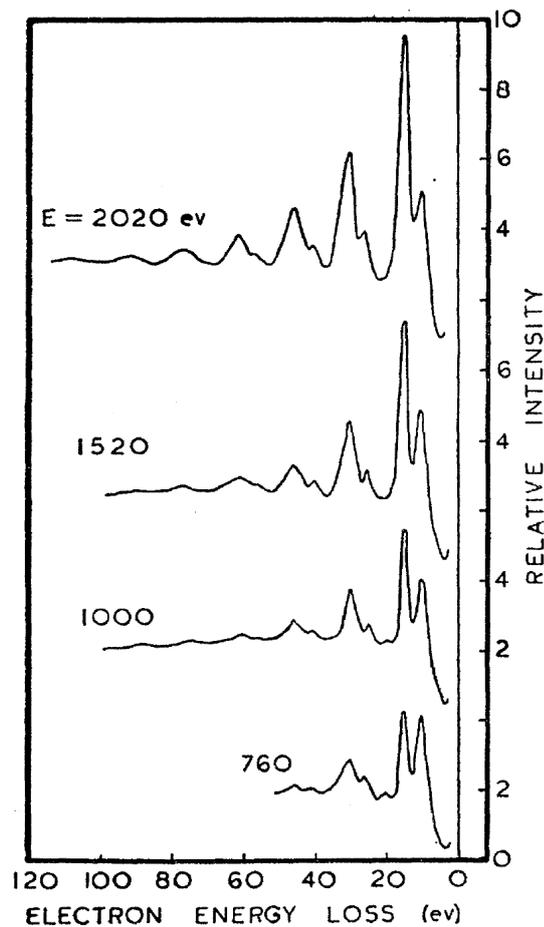


Рисунок 1.6: Характеристические спектры потерь энергии электронами при их отражении от алюминиевой фольги толщиной 50–100 Å. Из работы [46].

ченый Ритчи. Благодаря этому уточнению им удалось объяснить имевшийся к тому времени массив экспериментальных данных наличием на поверхности металлов оксидных плёнок.

1.3 Плазмоны в двумерных электронных системах

Начиная с 1960-х годов, в связи с успехами в технологии изготовления низкоразмерных систем, большой интерес стали привлекать к себе двумерные электронные системы. Естественным образом это привело и к изучению плазменных колебаний в таких системах.

В 1967 году Фрэнк Стерн [1] получил дисперсионное соотношение для плазменных колебаний, возникающий в двумерной электронной системе в диэлектрическом окружении:

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{2\pi n_2 D e^2}{m \epsilon}} q, \quad (1.10)$$

где n_{2D} — двумерная концентрация электронов, ε — диэлектрическая проницаемость окружения. Такая же формула была получена ранее Ферреллом [48] в длинноволновом пределе тангенциальной моды поверхностных плазмонов (1.9), где роль n_{2D} играла величина na . Как видно, двумерные плазменные возбуждения имеют бесщелевой спектр.

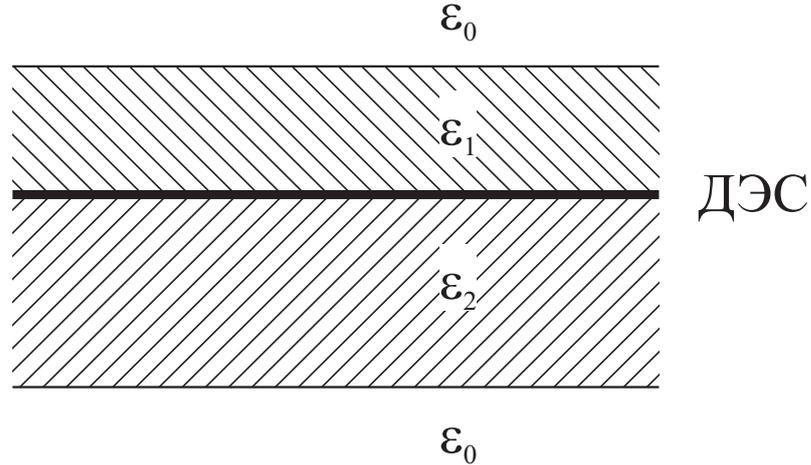


Рисунок 1.7: Схематическое изображение ДЭС, находящейся в многослойном диэлектрическом окружении.

В общем случае спектр двумерных плазменных возбуждений находится из нулей эффективной продольной диэлектрической функции двумерной электронной системы:

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{xx} q}{m \varepsilon}, \quad (1.11)$$

где σ_{xx} — диагональная проводимость двумерной электронной системы. В теории Друде [49, 50] проводимость определяется выражением:

$$\sigma_{xx} = \frac{ne^2 \tau}{m(1 - i\omega\tau)}, \quad (1.12)$$

В приближении $\omega\tau \gg 1$ из (1.11) получаем (1.10). Однако диэлектрическое окружение обычно является более сложным. Рассмотрим систему, изображённую на рисунке 1.7. С учётом граничных условий, справедливых для неё, получим [51]:

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma_{xx} q^2}{m} G(q), \quad (1.13)$$

где функция Грина $G(q)$ имеет вид:

$$G(q) = \frac{1}{q} \left(\varepsilon_1 \frac{\varepsilon_1 \tanh qd_1 + \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_0 \tanh qd_1} + \varepsilon_2 \frac{\varepsilon_2 \tanh qd_2 + \varepsilon_0}{\varepsilon_2 + \varepsilon_0 \tanh qd_2} \right)^{-1}. \quad (1.14)$$

В простейшем случае гетероперехода между двумя полубесконечными областями ($d_1 = \infty$, $d_2 = \infty$) получим выражение, аналогичное (1.10), в котором ε заменяется на $(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$. В более реалистичном случае, в котором двумерная электронная система находится вблизи поверхности полупроводника толщиной D , располагающегося на металлической подложке ($\varepsilon_0 = \infty$, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon$, $d_1 = \infty$, $d_2 = D$):

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{4\pi n_2 D e^2}{m(1 + \varepsilon \coth qD)}} q, \quad (1.15)$$

Такая система была рассмотрена в 1972 году Александром Чапликом [52]. Также он обратил внимание на интересный сильно экранированный случай, когда металл располагается очень близко к двумерной электронной системе ($qD \ll 1$). В этом случае закон дисперсии становится линейным:

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{4\pi n_2 D e^2 D}{m\varepsilon}} q. \quad (1.16)$$

Экспериментально двумерные плазменные возбуждения впервые были обнаружены Граймсом и Адамсом в 1976 году [54, 55] в электронной системе на поверхности жидкого гелия. В данной работе гелий находился в прямоугольной металлической ячейке. На нижний электрод подавалось положительное напряжение, которое удерживало электроны на поверхности гелия. Авторы исследовали дисперсию и затухание плазмонов, подтвердив теоретические предсказания. В 1977 году [53, 56] двумерные плазмоны были обнаружены и в полупроводниковых структурах — кремниевых МОП-транзисторах. На поверхность оксида кремния напылялась металлическая решётка, период которой определял волновой вектор плазменных колебаний. В эксперименте измерялась частотная зависимость прохождения электромагнитного излучения в дальнем инфракрасном диапазоне, и в этой зависимости наблюдался резонанс, соответствующий возбуждению двумерных плазмонов (рисунок 1.8).

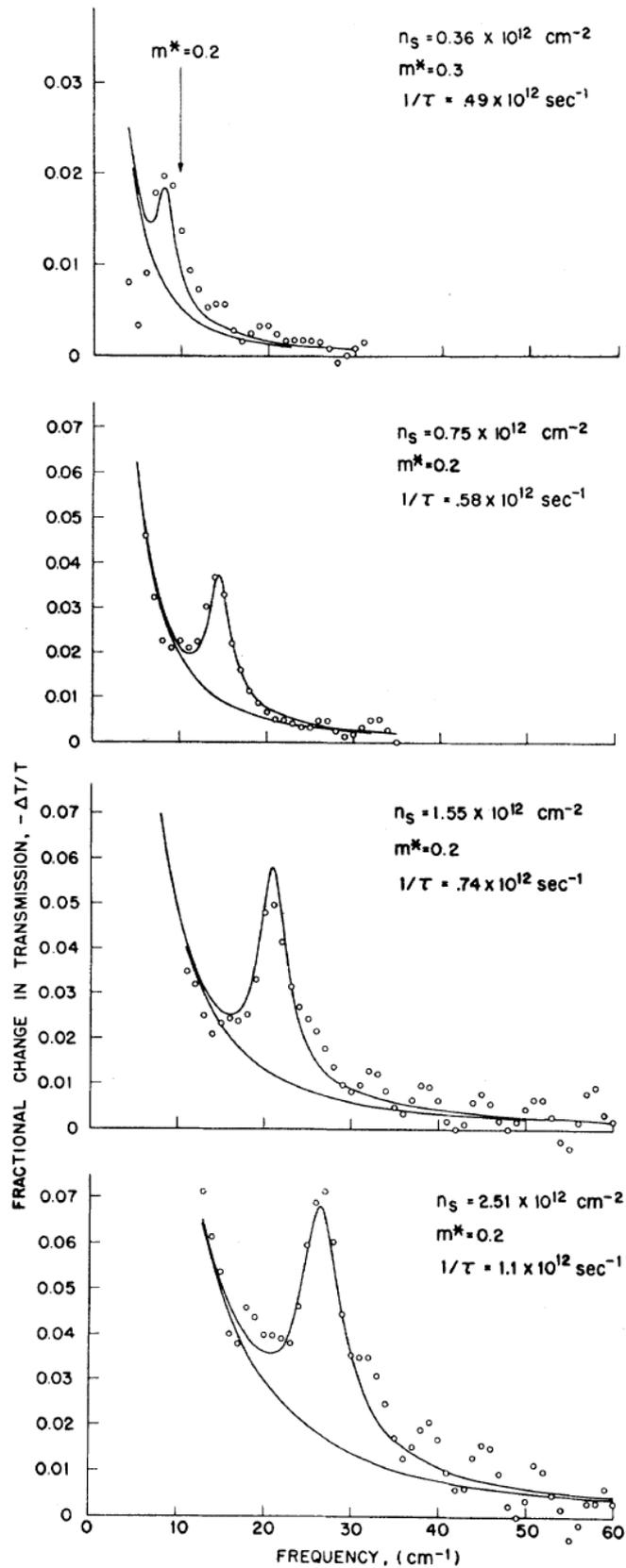


Рисунок 1.8: Спектры пропускания инверсионных слоёв в кремнии для различных концентраций носителей заряда. Сплошные кривые соответствуют теоретическим предсказаниям: нижняя — предсказание модели Друде, верхняя — с учётом плазменных возбуждений. Из работы [53].

Позже двумерные плазмоны наблюдались в двумерных электронных системах в гетероструктурах AlGaAs/GaAs. Исследования проводились с помощью различных методик: Рамановская спектроскопия [57], эмиссия в дальнем инфракрасном диапазоне [58], поглощение излучения в инфракрасном диапазоне [59]. Кроме того, двумерные плазмоны были обнаружены в дырочных инверсионных слоях в кремнии [60, 61]. Дисперсия этих плазмонов указывает на сильную анизотропию и непараболичность дырочного спектра в кремнии.

В присутствии магнитного поля спектр плазменных возбуждений модифицируется, приводя к возникновению магнитоплазмонов. В трёхмерных системах значение плазменной частоты обычно гораздо больше циклотронной частоты $\omega_c = eB/m^*c$, в результате влияние магнитного поля на плазмоны мало. В двумерных же системах эти величины сравнимы, поэтому изучение магнитоплазменных возбуждений представляет существенный интерес.

Классическое выражение для частоты плазменных возбуждений в поперечном магнитном поле было получено Александром Чапликом в 1972 году [52]:

$$\omega_{mp}(q) = \sqrt{\omega_p^2(q) + \omega_c^2}. \quad (1.17)$$

Подробное теоретическое исследование магнитоплазмонов в двумерных электронных системах в приближении RPA было проведено в 1974 году в работе Чиу и Куинна [62]. Ими было выведено общее дисперсионное соотношение:

$$\left(\chi_{xx} - \frac{\beta}{2\pi} \frac{c^2}{\omega^2} \right) \left(\chi_{yy} + \frac{\varepsilon}{2\pi\beta} \right) - \chi_{xy}\chi_{yx} = 0, \quad (1.18)$$

где χ — тензор поляризуемости двумерной электронной системы, $\beta = \sqrt{q^2 - \varepsilon\omega^2/c^2}$.

В 1977 году Теис, Котгаус и Стайлз [63] экспериментально наблюдали магнитоплазмоны в кремниевых МОП-структурах (рисунок 1.9). Одним из интересных результатов этой работы было обнаруженное расщепление резонансных пиков, соответствующих возбуждению магнитоплазмонов. Это расщепление было объяснено Андо в 1978 году [64] как результат перехода электронов между уровнями Ландау.

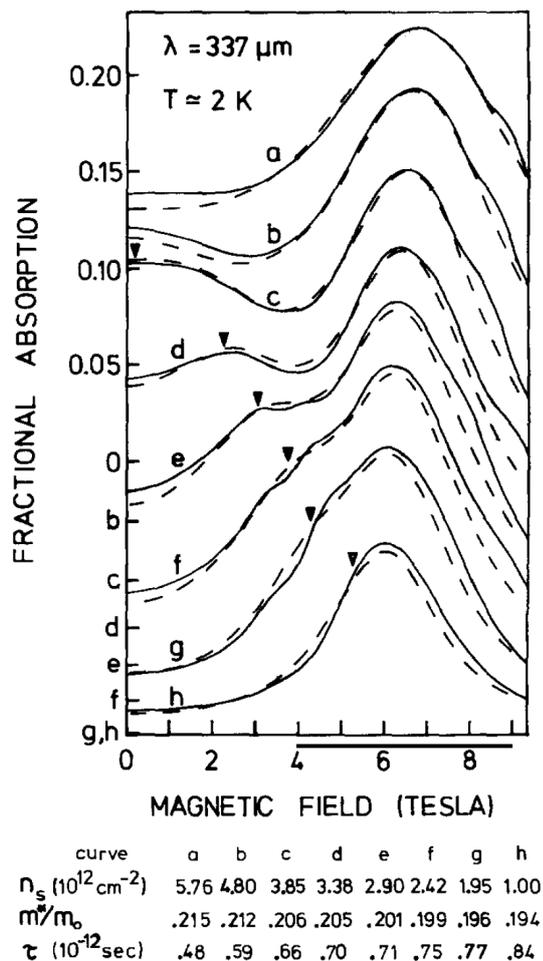


Рисунок 1.9: Зависимость поглощения электромагнитного излучения в зависимости от магнитного поля для различных значений концентрации носителей заряда. Треугольники указывают на теоретически предсказанные положения магнитоплазменных пиков. Из работы [63].

Описанные выше результаты справедливы для бесконечных двумерных электронных систем. Наличие края у системы существенно образом влияет на поведение магнитоплазменных возбуждений. В 1983 Аллен, Стормер и Хуанг [2] впервые наблюдали краевые магнитоплазменные возбуждения в вытравленных из легированных GaAs/AlGaAs гетероструктур массивах дисков диаметром около 3 мкм, в сильном магнитном поле. В их теоретической модели двумерная электронная система рассматривалась как эллипсоид с пренебрежимо малой величиной одной из полуосей и однородной электронной плотностью. В таком приближении была получена магнитодисперсионная зависимость плазменных возбуждений:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}. \quad (1.19)$$

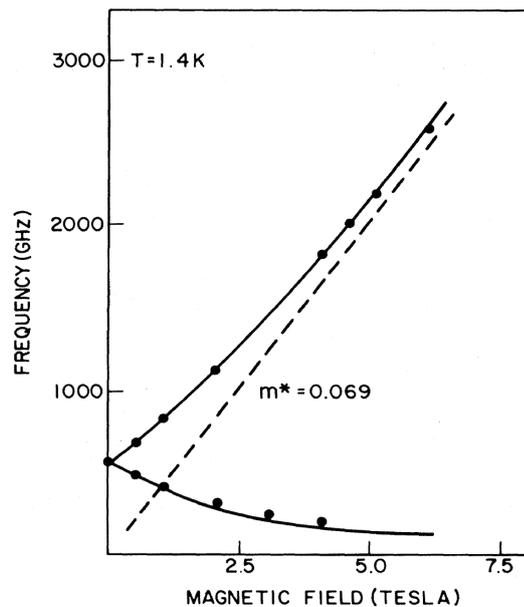


Рисунок 1.10: Две ветви магнетодисперсии плазменных возбуждений в двумерной электронной системе в форме диска. Сплошная линия соответствует теоретическому предсказанию, пунктирная линия — линии циклотронного резонанса. Из работы [2].

Как видно из этого соотношения, в ограниченной двумерной электронной системе наблюдаются две ветви магнитоплазменных возбуждений: краевая, частота которой в пределе сильного магнитного поля убывает обратно пропорционально его величине, и объёмная, поведение которой похоже на поведение магнитоплазмонов в неограниченной системе (рисунок 1.10). Термин «краевой магнитоплазмон» впервые используется в 1985 году в работе Маста, Дама и Феттера [3]. Магнитоплазменные возбуждения в этой работе наблюдались в прямоугольной электронной системе на поверхности жидкого гелия. Полученное авторами магнетодисперсионное соотношение имеет другой вид:

$$\omega_{\pm} = \frac{\sqrt{2}}{3} \left(\pm\omega_c + \sqrt{3\omega_p^2 + \omega_c^2} \right), \quad (1.20)$$

однако общий характер зависимости частоты возбуждения от магнитного поля такой же, как в диске. Точное выражение для дисперсии краевых магнитоплазмонов, возникающих на краю полубесконечной двумерной электронной системы было получено в 1985 году в работе Волкова и Михайлова [4]. Теоретические исследования для двумерной электронной системы в форме диска были проведены Глаттли [65] и Феттером [66]. В 1988 году Волков и Михайлов [67] в своей

работе построили теорию магнитоплазмонов для различных двумерных электронных систем и получили приближённые результаты для случая двумерной системы с размытым краем, для полоски и для диска.

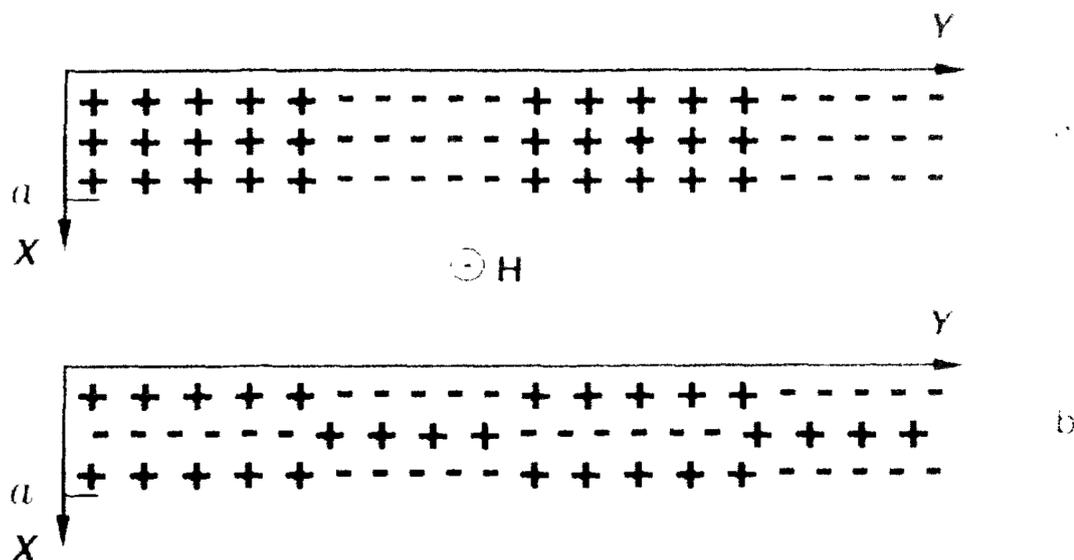


Рисунок 1.11: Характеристические распределения зарядов в краевой магнитоплазменной моде с $j = 0$ и краевой акустической моде с $j = 2$. Из работы [68].

В 1988 году Назиным и Шикиным [69] было предсказано существование дополнительных краевых мод вблизи размытого края двумерной электронной системы. Они рассматривали экранированную электронную систему на поверхности жидкого гелия в слабом магнитном поле. В такой системе должна наблюдаться серия акустических магнитоплазменных мод, скорость которых пропорциональная величине магнитного поля. В 1994 году Алейнер и Глазман [68] рассмотрели плавный край двумерной электронной системы в сильном магнитном поле. Отличие от предыдущих работ состояло в том, что осцилляции плотности заряда и тока в поперечном к краю электронной системы направлении могут быть неоднородными, что порождает дополнительное семейство магнитоплазменных возбуждений (рисунок 1.11), имеющих линейный спектр:

$$\omega_j = \frac{2necq}{\epsilon B} \frac{1}{j}, \quad j = 1, 2, \dots \quad (1.21)$$

В этой работе проводилось классическое рассмотрение электронной системы и утверждалось, что наличие несжимаемых полосок вдоль её края в режиме квантового эффекта Холла не влияет на дисперсию возбуждений. Позднее, Михай-

ловым [70] было показано, что в случае резкого края количество несжимаемых полосок определяет количество акустических мод, возбуждаемых в данной системе. Экспериментальное наблюдение акустических краевых магнитоплазмонов впервые было совершено Киричком и др. в 1995 году [71] в электронной системе на поверхности жидкого гелия. В том же году они наблюдались Эрнстом и др. [72] во время разрешённых магнитотранспортных экспериментах. В эксперименте было обнаружено существенное уменьшение затухания по сравнению с теоретическими предсказаниями, которое связали с наличием несжимаемых полосок в режиме квантового эффекта Холла. В 2012 году [73] на гетероструктурах GaAs/AlGaAs было показано экспериментально, что фактор заполнения определяет количество наблюдающихся акустических магнитоплазменных мод. Также было показано влияние ширины края двумерной электронной системы на затухание этих возбуждений: они наблюдаются только при достаточно плавном профиле краевого обеднения.

Обобщённым случаем краевых магнитоплазмонов являются пограничные магнитоплазмоны, возникающие на границе раздела электронных систем с разной плотностью [67, 71, 74].

1.4 Одномерные плазменные возбуждения

Пионером в данной области можно считать Арнольда Зоммерфельда, который в своей работе в 1899 году [76] описал распространение электромагнитных волн вдоль круглого провода конечного радиуса. Существенный интерес к свойствам одномерных электронных систем появился, когда несколько групп доложили о создании таких систем на основе МОП-структур [77–79] и гетероструктур GaAs/AlGaAs [80]. В 1985 году Дас Сарма и Лаи [75] в своей работе получили спектр коллективных возбуждений для одномерных электронных систем, описанных в экспериментальных работах. В длинноволновом приближении он описывается следующей формулой:

$$\omega_{1D}^2 \simeq \frac{2ne^2}{\varepsilon m^* w} (qw)^2 \ln \frac{1}{qw} + O(q^2), \quad (1.22)$$

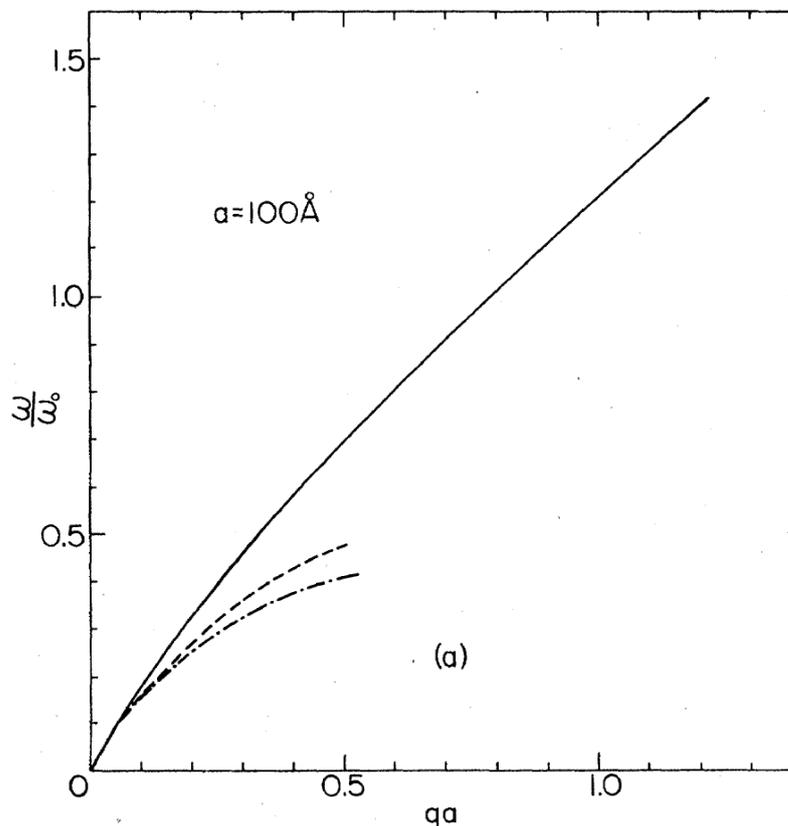


Рисунок 1.12: Вычисленная дисперсия плазмонов в квантовых проволоках. Сплошная линия — численный результат, штриховая и штрихпунктирная линии — приближение функцией Бесселя и логарифмическое приближение в пределе длинных волн. Из работы [75].

где w — ширина квазиодномерной электронной системы. На рисунке 1.12 показаны результаты численного расчёта дисперсии одномерных плазменных возбуждений. Магнитополевая зависимость частоты одномерных плазмонов была получена в 1995 году Алейнером, Юе и Глазманом [81]:

$$\omega^2 = \omega_{1D}^2 \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \omega_c^2}, \quad (1.23)$$

где $\Omega_0^2 = 2\pi n e^2 / \epsilon m^* w$. Там же была уточнена дисперсионная зависимость в длинноволновом пределе:

$$\omega_{1D}^2 \simeq \frac{2n e^2}{\epsilon m^* w} (qw)^2 \left(\ln \frac{4}{qw} - \gamma \right), \quad (1.24)$$

где $\gamma \approx 0.577$ — постоянная Эйлера-Маскерони.

Первые экспериментальные наблюдения одномерных плазмонов были совершены в 1991 году [83, 84], однако в этих экспериментах для увеличения чув-

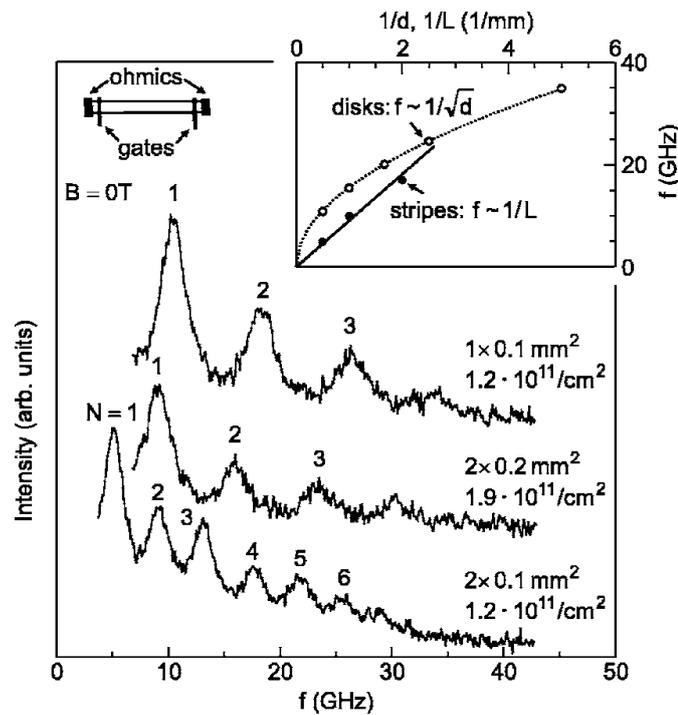


Рисунок 1.13: Спектры микроволнового поглощения в длинных полосках различных размеров. На вставке показано сравнение дисперсий двумерного плазмона в диске и одномерного плазмона в полоске. Из работы [82].

ствительности использовались массивы параллельных одномерных полосок. В результате, в соответствии с теоретическими предсказаниями [85], полученные дисперсионные зависимости были близки к дисперсии двумерных плазменных возбуждений из-за кулоновского взаимодействия между отдельными полосками. Поведение плазмонов, соответствующее чистому одномерному случаю удалось пронаблюдать в 2005 году в макроскопических двумерных полосках [82]. Несмотря на то, что такая система не является одномерной в смысле ограничения движения электронов только одним направлением, для наблюдения одномерных плазмонов достаточно условия $qw \ll 1$. В данной работе экспериментально были подтверждены выводы о дисперсии (рисунок 1.13) и магнитополевом поведении одномерных плазменных возбуждений.

1.5 Поляритонные и релятивистские эффекты

Плазмонные поляритоны представляют собой результат гибридизации плазменных возбуждений с электромагнитными возбуждениями. Таким образом, они сочетают в себе свойства плазмонов и фотонов, чем и обусловлен интерес к их

изучению. С одной стороны, их дисперсионные свойства определяются плазменными возбуждениями, с другой — для их исследования возможно применять оптические методики.

Ранее описанные поверхностные плазмоны (смотри раздел 1.2), являются первым типом плазменных поляритонов, обнаруженных экспериментально. Поляритонные эффекты играют существенную роль в этих возбуждениях, так как они возникают на границе электронной системы и свободного пространства, в котором происходит распространение электромагнитных волн.

Приведённые в разделе 1.2 результаты не учитывают влияние эффектов запаздывания. В длинноволновом пределе дисперсия поверхностных плазмонов (1.9) пересекает дисперсию света, что должно приводить к гибридизации. Результирующая дисперсия поверхностных плазменных поляритонов имеет следующий вид:

$$\omega^2 = \frac{\omega_{\pm}^2}{2} + q^2 c^2 - \sqrt{\frac{\omega_{\pm}^4}{4} + q^4 c^4}, \quad (1.25)$$

где $\omega_{\pm} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \exp(-k_{\perp} a)}$, в соответствии с формулой (1.9).

В первых экспериментах возбуждение поверхностных поляритонов производилось падающими на металлическую плёнку электронами. Поскольку дисперсия поляритонов лежит ниже световой дисперсии, то они не излучают свет. Однако Стерн отметил [86], что при определённых условиях эти моды могут излучать, например, этому способствуют неровности поверхности, которые могут обеспечить перенос импульса. В 1967 это предположение было подтверждено экспериментально Тенгом и Стерном [87]. В их эксперименте дифракционная решётка покрывалась металлической плёнкой, что обеспечивало наличие неровностей.

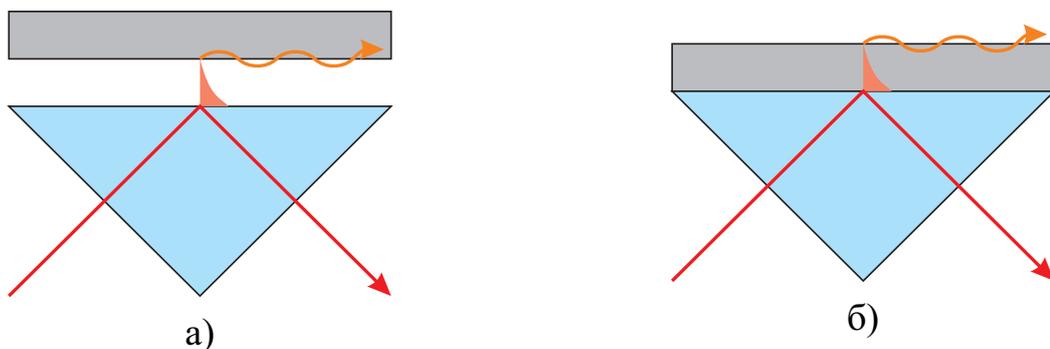


Рисунок 1.14: Экспериментальные конфигурации а) Отто и б) Кретчманна для возбуждения поверхностных плазменных поляритонов.

Для обратного процесса, возбуждения поверхностных поляритонов светом, использовались два метода. Один из них состоит в пропускании света через оптически плотную среду, где фазовая скорость света будет ниже, чем в вакууме. Для этого использовались две основные экспериментальные конфигурации: Отто [12] и Кречманна [13] (смотри рисунок 1.14). Во второй методике производится освещение металлической плёнки, имеющей неровную поверхность. Особым случаем является дифракционная решётка, где неровности имеют периодический характер. Такая конфигурация имеет дополнительное преимущество, состоящее в том, что в ней возбуждаются поверхностные поляритоны с определённым волновым вектором, а свет переизлучается в определённом направлении. Это позволяет использовать её для экспериментального построения дисперсионной кривой. В 1970 году это было сделано для тангенциальной моды [88], а в 1975 году — и для нормальной [89]. Полученные дисперсионные кривые показаны на рисунке 1.15.

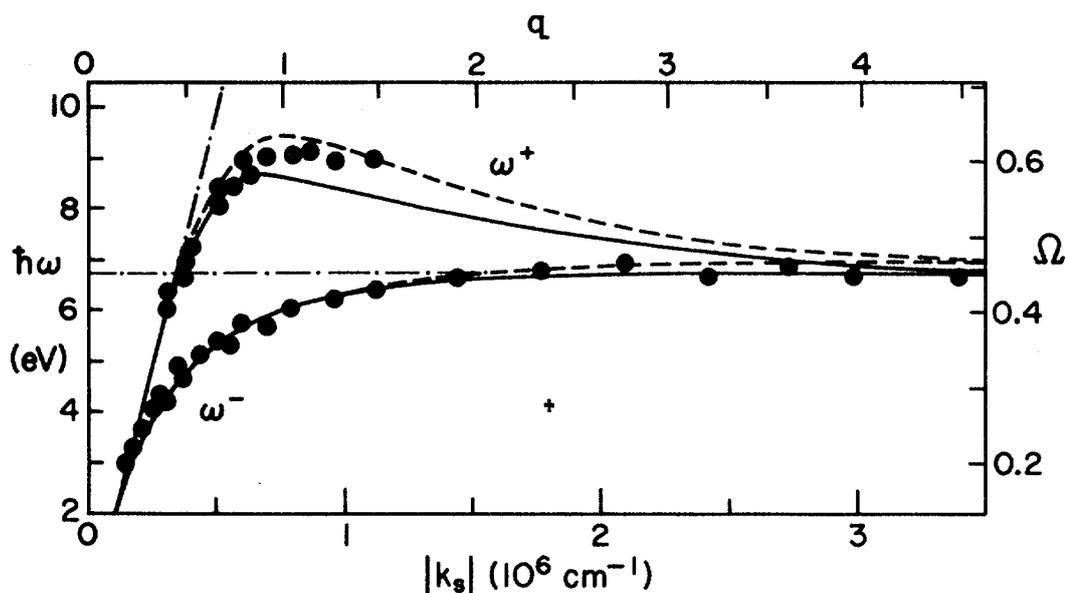


Рисунок 1.15: Дисперсии симметричной и антисимметричной мод поверхностных плазмонных поляритонов. Из работы [89].

Следующий, более интересный для данной работы, тип поляритонов — плазмонные поляритоны в двумерной электронной системе. В отличие от поверхностных плазмонных поляритонов их свойства можно регулировать в широких пределах посредством изменения электронной плотности или приложения внешнего магнитного поля. Для теоретического описания плазмонных поляритонов необходимо внести в теорию плазменных возбуждений изменения, связанные

с эффектами запаздывания. Влияние электродинамических эффектов учёл ещё Стерн в своей пионерской работе [1] и получил следующее дисперсионное соотношение:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left(\frac{m^* \varepsilon \omega^2}{2\pi n_{2D} e^2} \right)^2. \quad (1.26)$$

Чиу и Куинн в своей работе [62], посвящённой магнитоплазменным возбуждениям, также учли электродинамические эффекты и с их учётом в длинноволновом пределе нашли дисперсионное соотношение для поляритонов в сильном магнитном поле:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left[\sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{a\varepsilon}{c^2} - \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{a} \right)^2} + \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{a\varepsilon}{c^2} - \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{a} \right) \right]^2, \quad (1.27)$$

где $a = 2\pi n_{2D} e^2 / m^* \varepsilon$. Как можно убедиться, при $\omega_c = 0$ это выражение приводится к виду (1.26).

Поляритоны в двумерных электронных системах наблюдаются в области пересечения дисперсий света и плазменных возбуждений. Из (1.10) можно получить, что фазовые скорости света и плазмонов сравниваются при условии

$$f = \frac{n_{2D} e^2 \sqrt{\varepsilon}}{m^* c \varepsilon^*}, \quad (1.28)$$

что для типичных параметров гетероструктур с электронной концентрацией $n_{2D} \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ даёт $f \approx 6.5 \text{ ГГц}$, $q \approx 5 \text{ см}^{-1}$. На такой малой частоте поляритонные эффекты долгое время было невозможно обнаружить экспериментально из-за недостаточного качества структур. Первое наблюдение поляритонов в двумерной электронной системе состоялось в 2003 году [18] при исследовании спектра двумерных дисков. В этой работе вводился безразмерный параметр запаздывания A , равный отношению плазменной частоты к частоте электромагнитной волны с тем же значением волнового вектора. При увеличении этого параметра происходит уменьшение плазменной частоты из-за гибридизации плазменной и световой мод. С использованием дисперсионного соотношения (1.26) в этой работе было экспериментально определено соотношение между значением волнового вектора и диаметра диска: $d \approx 2.4/d$. Кроме того, в перпендикулярном магнитном поле была обнаружена необычная зигзагообразная зависимость

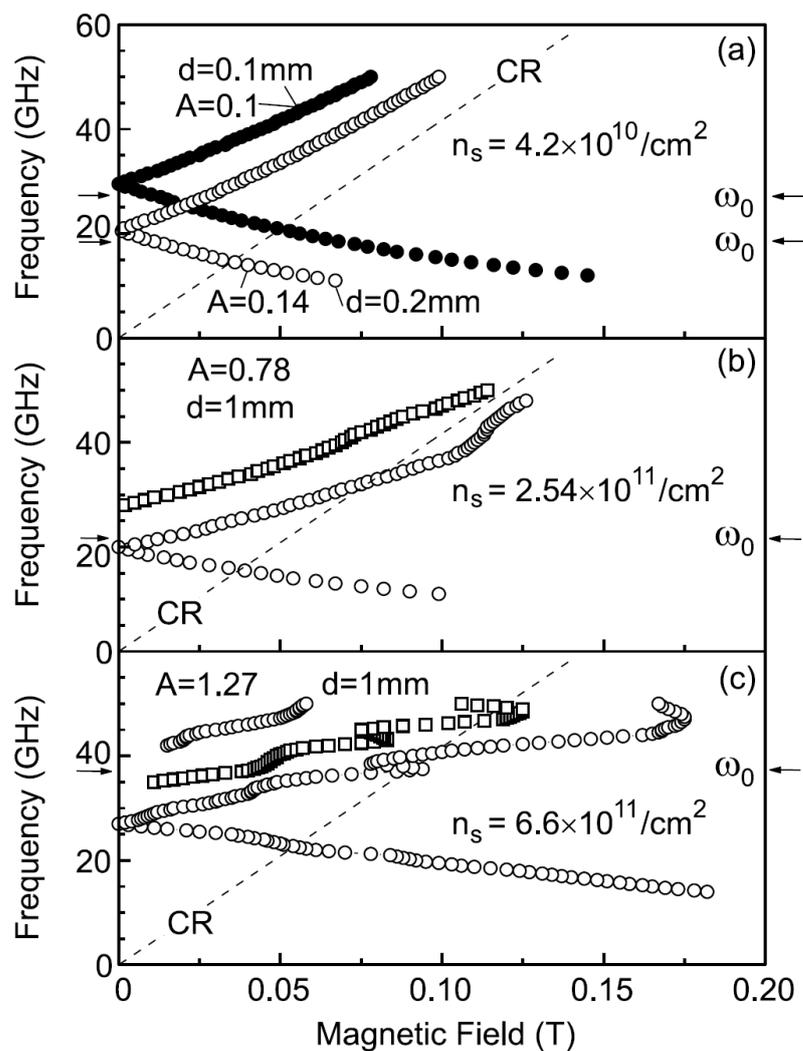


Рисунок 1.16: Спектр двумерных магнитоплазмонов для различных значений параметра запаздывания A . Из работы [18].

частоты возбуждения от величины магнитного поля (рисунок 1.16). Это поведение было объяснено в теоретической работе Михайлова и Савостьяновой [90], в которой они теоретически исследовали влияние эффектов запаздывания и излучения на спектр полосок двумерной электронной системы. Уменьшение частоты двумерных плазмонов в полосках из-за гибридизации плазмонов со светом наблюдалось экспериментально в 2006 году [91].

В первых экспериментах была обнаружена только нижняя поляритонная ветвь дисперсии. Верхняя ветвь является сильно излучающей, что затрудняет её наблюдение. В 2011 году [92] её удалось обнаружить в пропускании копланарного микрорезонатора, который представлял из себя металлический копланарный волновод, напылённый на поверхность кристалла, содержащего двумерную электронную систему в квантовой яме на основе GaAs/AlGaAs структур. В этом

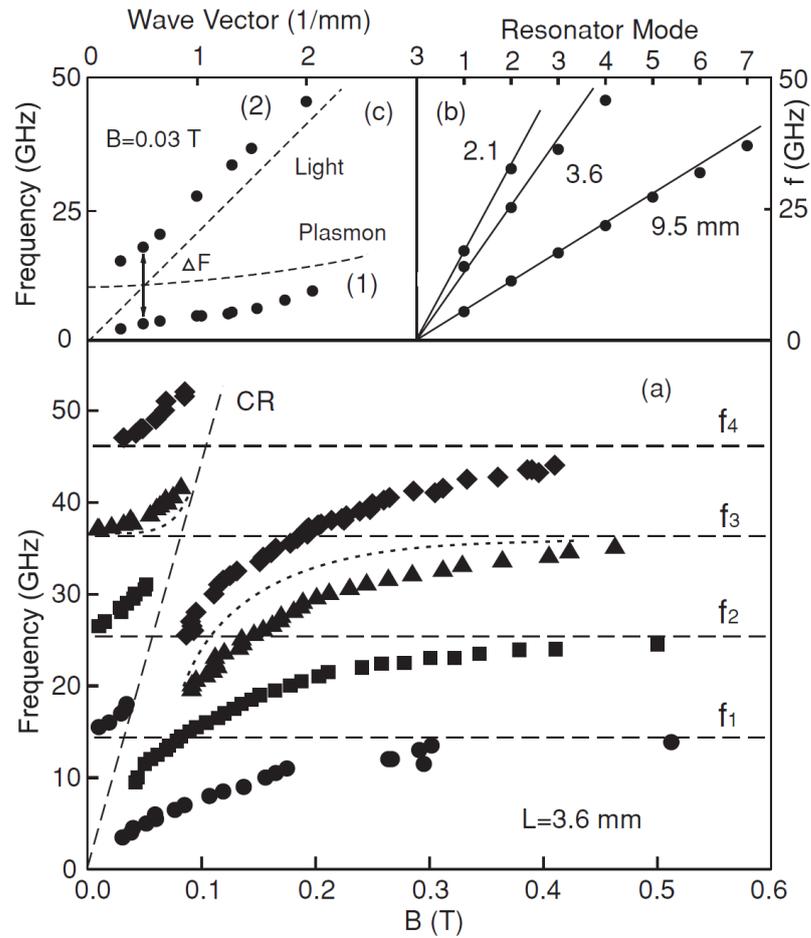


Рисунок 1.17: Дисперсия двумерных плазмонных поляритонов. Из работы [92].

эксперименте было обнаружена аномально большая величина взаимодействия между светом и плазмонами, возбуждаемыми в щелях копланарного волновода. Частота гибридизации мод (частота Раби) оказалась больше невозмущённой частоты возбуждения.

Ещё один релятивистский эффект связан с характером релаксации электронной плотности. В трёхмерной изотропной среде плотность зарядов $\rho(\vec{r}, t)$ релаксирует в согласии с Максвелловским законом:

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0(\vec{r}, t) \exp(-t/\tau_M), \quad \tau_M = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma}, \quad (1.29)$$

где τ_M — время Максвелловской релаксации, ε — диэлектрическая проницаемость среды, σ — проводимость среды. В двумерном же случае, при начальном распределении заряда $\rho_{2D}(\vec{r}, 0) = \delta(\vec{r})$, зависимость двумерной плотности заряда

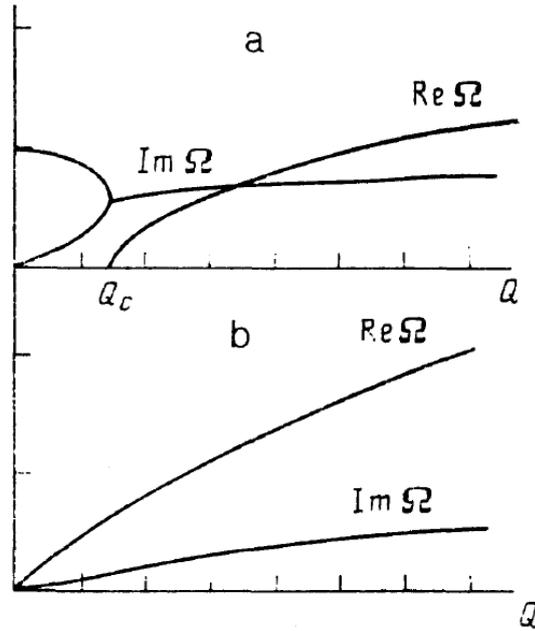


Рисунок 1.18: Спектр продольных колебаний в тонкой плёнке с проводимостью: а) $\sigma_{2D} < c/2\pi$ и б) $\sigma_{2D} > c/2\pi$. Графики приведены в безразмерных координатах $Q = ck\tau$ и $\Omega = \omega\tau$, где c — скорость света, τ — транспортное время релаксации. При $2\pi\sigma_{2D}/c = 1$ критическое значение волнового вектора Q_c и $\Im\Omega(0)$ становятся равными нулю. Из работы [22].

от времени даётся выражением [19,20]:

$$\rho_{2D}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \frac{v}{(r^2 + v^2 t^2)^{3/2}}, \quad v = \frac{2\pi\sigma_{2D}}{\varepsilon}. \quad (1.30)$$

Интересно отметить, что распределение заряда, идентичное 1.30, индуцируется на идеально проводящей плоскости единичным отрицательным зарядом, движущимся со скоростью v перпендикулярно плоскости. Естественно, полученное распределение справедливо только в том случае, если v существенно меньше скорости света. Следовательно в высококачественных структурах с достаточно высокой проводимостью характер Максвелловской релаксации должен меняться. В 1989 году в работе Фалько и Хмельницкого [22] была исследована электродинамика тонкой плёнки с учётом эффектов запаздывания. На рисунке 1.18 показана полученные ими дисперсионные зависимости плазменных возбуждений для случаев $\sigma_{2D} < c/2\pi$ и $\sigma_{2D} > c/2\pi$. Для плёнки с высокой проводимостью ($\sigma_{2D} > c/2\pi$) полученное дисперсионное выражение выглядит следующим образом:

$$\omega = \frac{xck}{\sqrt{x^2 - 1}} - i\tau \left(\frac{xck}{x^2 - 1} \right)^2, \quad (1.31)$$

где $x = 2\pi\sigma_{2D}/c$, τ — транспортное время релаксации. Данное выражение справедливо для волновых векторов $k < 1/c\tau$. Поскольку $\Im\omega \sim \tau k^2$, то при малых значениях волнового вектора k плазменная мода слабо затухает. Это связано с тем, что поле волны сосредоточено в области толщиной $\delta \sim k^{-2}$, значительно большей, чем толщина k^{-1} , где происходит диссипация.

В 2015 году [23] был теоретически рассмотрен случай более сложной двухслойной структуры, для которой было также показано существование слабозатухающих плазменных возбуждений, однако в этом случае условие $2\pi\sigma_{2D} > c$ не несёт порогового характера. В работе была получена дисперсия возбуждения:

$$\frac{\omega_{1,2}}{ck} = \frac{-i \pm i\sqrt{1 - 8xk^2\Delta(c\tau + 2x\Delta)}}{2k(c\tau + 2x\Delta)}, \quad (1.32)$$

где Δ — расстояние между двумерной электронной системой и затвором. При условии $k \gg k_c = [\pi\sigma\tau\Delta(1 + 2\alpha\Delta/c^2)]^{-1/2}/4$ ($\alpha \equiv 2\pi n_{2D}/m$) описываемая мода становится слабозатухающей.

1.6 Фотонные кристаллы

Фотонные кристаллы представляют из себя слабо поглощающую среду с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью [16]. Структура фотонного кристалла может быть периодической в одном или нескольких измерениях. Соответственно этому различают одномерные, двумерные и трёхмерные фотонные кристаллы. Простейшим примером одномерного фотонного кристалла является распределённый Брэгговский отражатель, представляющий из себя структуру из перемежающихся слоёв двух или более различных материалов с разными показателями преломления (рисунок 1.19). Подобная структура (с синусоидальным законом изменения показателя преломления) была описана Релеем в 1887 году [93]. В своей работе Релей, фактически, определил наличие запрещённой зоны у фотонного кристалла, диапазона длин волн, в котором распространение света внутри структуры невозможно. Он определил границы этой зоны:

$$\frac{\lambda^2}{l^2} - 1 = \pm \frac{\rho_1}{2\rho_0}, \quad (1.33)$$

где λ — длина волны, l — период одномерной структуры, ρ_1/ρ_0 — относительная амплитуда изменения показателя преломления. Ещё одним простейшим примером фотонного кристалла в рентгеновском диапазоне является любой кристалл. Теория распространения рентгеновского излучения в кристаллической решётке была построена Чарльзом Галтоном Дарвином в 1914 году [94,95]. Однако, несмотря на трёхмерность кристаллической решётки, эффективно она представляет собой набор одномерных фотонных кристаллов, ввиду очень слабой модуляции показателя преломления для рентгеновского излучения [96].

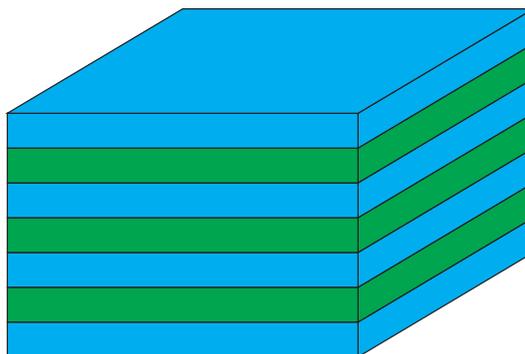


Рисунок 1.19: Распределённый Брэгговский отражатель, представляющий собой простейший случай одномерного фотонного кристалла.

Толчок к изучению фотонных кристаллов дали поиски способа управления спонтанной эмиссией света в квантовой оптике [96]. До 1980-х годов спонтанная эмиссия света считалась неизбежным явлением, который невозможно контролировать. Однако ещё в 1946 году Эдвард Миллс Парселл показал, что в резонаторе скорость спонтанной эмиссии умножается на фактор Парселла [98]:

$$f = \frac{3\lambda^3 Q}{4\pi^2 V}, \quad (1.34)$$

где λ — длина волны в среде, Q — добротность резонатора, V — модовый объём. Таким образом, появляется механизм управления скоростью спонтанной эмиссии. В начале 1970-х годов интерес к этому явлению был возрождён благодаря исследованиям Дрексхейджа, посвящённым флуоресценции молекул красителя, адсорбированных поверхностью [99]. В 1972 году Быков показал, что управлять спонтанной эмиссией можно, поместив излучающий атом в периодическую структуру [100]. Спонтанная эмиссия должна быть существенно подавлена в области частот, соответствующей запрещённой зоне структуры.

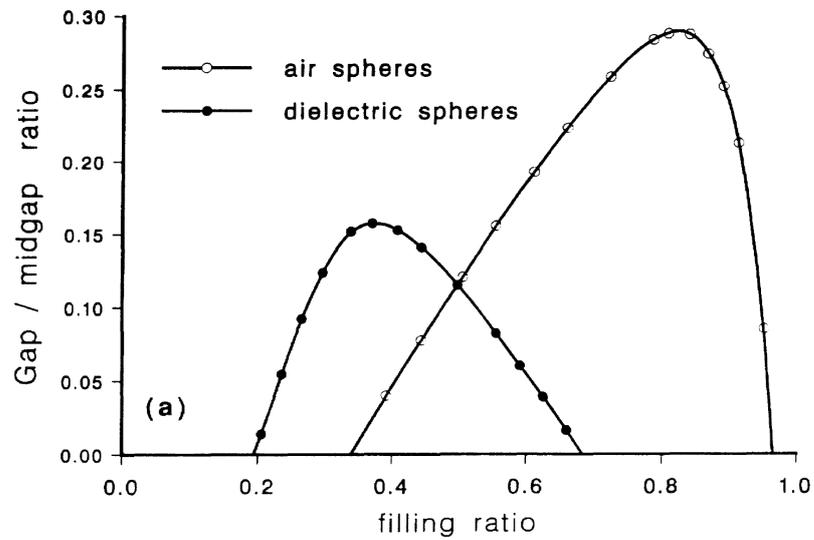


Рисунок 1.20: Зависимость величины запрещённой зоны в спектре трёхмерного фотонного кристалла от фактора заполнения. Из работы [97].

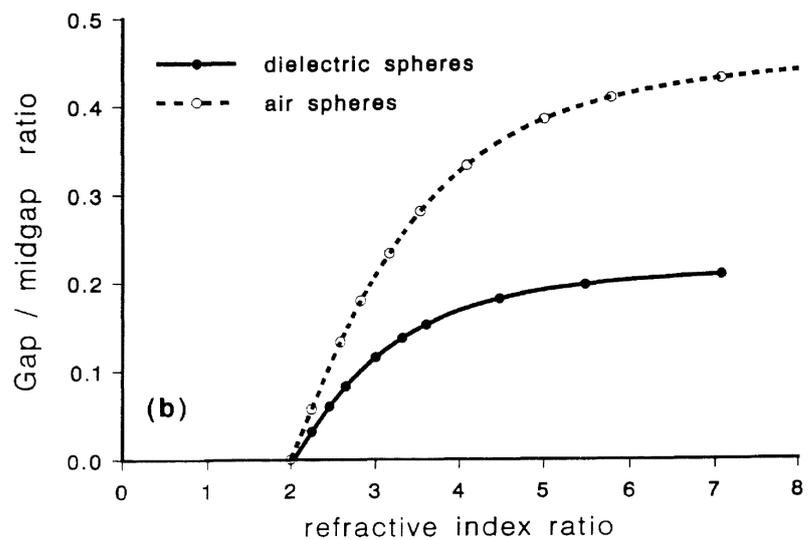


Рисунок 1.21: Зависимость величины запрещённой зоны в спектре трёхмерного фотонного кристалла от показателя преломления материала. Из работы [97].

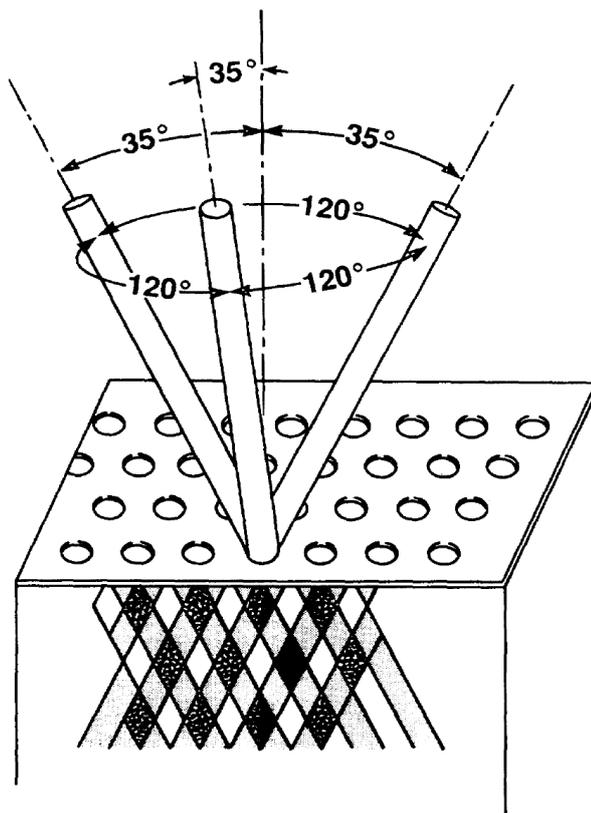


Рисунок 1.22: Схема изготовления трёхмерной структуры с полной фотонной запрещённой зоной. Из работы [103].

Предположение о возможности существования трёхмерной структуры с фотонной запрещённой зоной впервые было независимо вынесено Яблоновичем [101] и Джоном [102] в 1987 году. Три года спустя Хо с соавторами [97] была предложена конкретная диэлектрическая система, обладающая фотонной запрещённой зоной (рисунок 1.20). Они обнаружили, что полная фотонная запрещённая зона существует в структуре, состоящей из диэлектрических сфер, расположенных в узлах решётки алмаза. Также она существует и в структуре, состоящей из сферических пустот в диэлектрике, расположенных в узлах решётки алмаза. В обоих случаях щель в спектре появляется при показателе преломления диэлектрика $n \geq 2$ (рисунок 1.21).

Впервые реальная трёхмерная структура с полной фотонной запрещённой зоной, названная Яблоновитом [16], была изготовлена в 1991 году Яблоновичем с соавторами [103]. Она представляла собой решётку цилиндрических отверстий в диэлектрике, обладающем малыми потерями в микроволновом диапазоне (рисунок 1.22). Отверстия были просверлены таким образом, чтобы в толще диэлектрика образовалась гранецентрированная структура. Для этого на поверхность

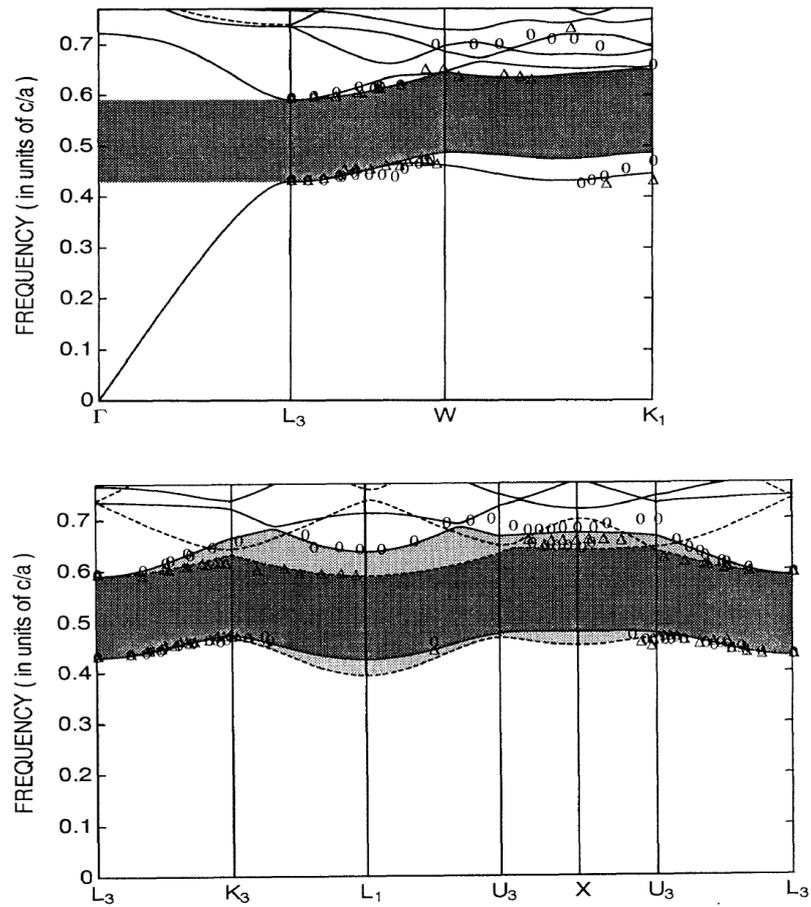


Рисунок 1.23: Зонная диаграмма Яблоновита. Из работы [103].

образца накладывалась маска с треугольной решёткой отверстий, а затем через каждое отверстие высверливались три цилиндрических отверстия под углом 35.26° к вертикали в диэлектрике. Отношение диаметра отверстий к постоянной гранецентрированной решётки составляло $d/a = 0.469$. На рисунке 1.23 показана фотонная зонная диаграмма, полученная экспериментально для данной структуры. Кроме объёмных состояний, в фотонном кристалле также существуют поверхностные моды. Их теоретическое исследование было проведено в 1991 году Робертом Меаде с соавторами [104]. Изучение этих состояний важно при создании лазера на основе фотонного кристалла. Свет из резонатора в этом случае должен излучаться именно в свободное пространство, а не в поверхностные состояния. Теми же авторами в 1991 году [105] было показано, что при наличии нарушений периодичности фотонного кристалла, в его дефектах существуют локализованные состояния, энергия которых лежит внутри фотонной запрещённой зоны.

Первые теоретические исследования, показавшие наличие фотонных запрещённых зон в двумерных структурах были проделаны в 1991 году [106–108]. Тогда же был проведён и первый эксперимент [108], объектом исследования в котором была квадратная решётка с периодом $a = 1.27$ см, состоящая из диэлектрических цилиндров с $\varepsilon = 9$ и радиусом $d = 0.5$ см. Эксперимент показал наличие фотонной запрещённой зоны в предсказанном теорией диапазоне частот. Экспериментальные зависимости пропускания структуры от частоты микроволнового излучения для различных направлений падения, на которых хорошо видна запрещённая зона, показаны на рисунке 1.24.

Позднее на основе фотонных кристаллов были созданы зеркала, волноводы, узкополосные фильтры, волноводные сплиттеры и т. д.

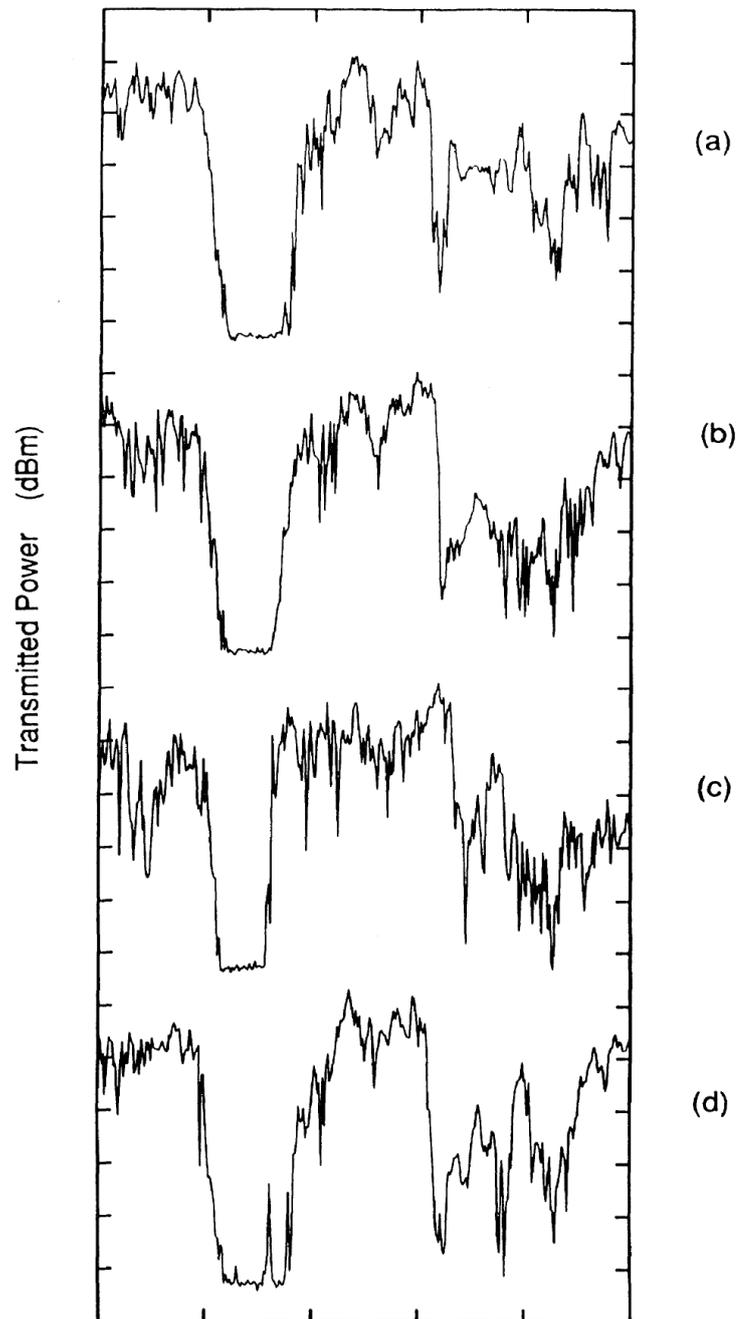


Рисунок 1.24: Зависимость пропускания двумерного фотонного кристалла от частоты падающего излучения для различных направлений: (a) $[1,0]$, (b) $[2,1]$, (c) $[1,1]$, (d) направление, идентичное (a), но в данном случае из фотонного кристалла был удален один цилиндр, что привело к возникновению локализованной дефектной моды внутри запрещённой зоны. Из работы [108].

Глава 2

Образцы и экспериментальная методика

2.1 Изготовление образцов

Образцы, использовавшиеся в измерениях, были изготовлены с помощью фотолитографии из гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Гетероструктуры были выращены на нелегированных GaAs подложках вдоль кристаллографического направления [100] методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В экспериментах использовались гетероструктуры с дельта-легированием кремнием, содержащие одиночные гетеропереходы, одну квантовую яму и пять квантовых ям. На рисунке 2.1 показана схема расположения слоёв в гетероструктурах, а также зонная диаграмма. В таблице 2.1 приведён список использовавшихся гетероструктур.

Изготовление образцов из гетероструктур проводилось в чистом помещении с классом чистоты ISO 5 в Институте физики твёрдого тела РАН методами фотолитографии. Для фотолитографии на всех шагах использовался позитивный фоторезист AZ 5214 E, который также может использоваться как негативный. Этапы изготовления образцов показаны на рисунке 2.2

Первым этапом изготовления образцов являлось формирование мезы. Для этого, после чистки подложки, на её поверхность наносился фоторезист в центрифуге со скоростью вращения 6000 об/мин (толщина резиста при этом составляет 1.14 мкм). Затем резист сушился на плитке при температуре 90°C в течение 4 мин. Экспонирование производилось через стеклянный фотошаблон с

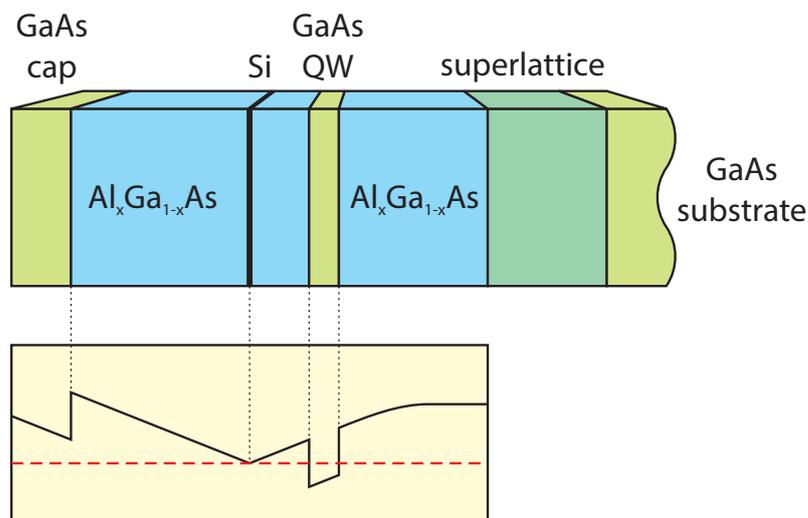


Рисунок 2.1: Схема расположения слоёв в использовавшихся гетероструктурах и зонная диаграмма.

металлической маской на установке совмещения SUSS MicroTec MJB4. Проявление фоторезиста проводилось в проявителе AZ 726 MIF. Далее происходило формирование мезы методом жидкостного травления в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4\text{-H}_2\text{O}_2\text{-H}_2\text{O}$ с объёмным соотношением компонентов 1 : 8 : 400. Травление осуществлялось при комнатной температуре, при этом скорость травления составляла около 100 нм/мин. На следующем этапе изготавливались омические контакты к двумерной электронной системе. Фоторезист AZ 5214 E использовался как негативный. Для этого после засветки через маску фоторезист запекался на плитке при температуре 120°C в течение 80 с, а затем экспонировался в течение длительного времени (1 мин) без маски. После вскрытия соответствующих областей в слое резиста производилась чистка в кислородной плазме. Это позволяло удалить остатки фоторезиста с поверхности образца. При этом на поверхности образца образовывался слой оксида, который удалялся кратковременным (10 сек) погружением образца в концентрированную соляную кислоту непосредственно перед загрузкой образца в вакуумную установку термического напыления. Напыление производилось в установке KJLC NANO 38 при давлении $\sim 10^{-6}$ мбар. Для создания контактов последовательно напылялись слои Ni, Ge, Au, Ni, отношение толщин слоёв Ge и Au составляло 1:2 для образования эвтектики. После проведения процедуры lift-off контакты вжигались в атмосфере формирующего газа (20% H_2 и 80% N_2). В этом процессе Ge диффундирует в GaAs, образуя легированные области, проводящие электрический ток. На последнем этапе на

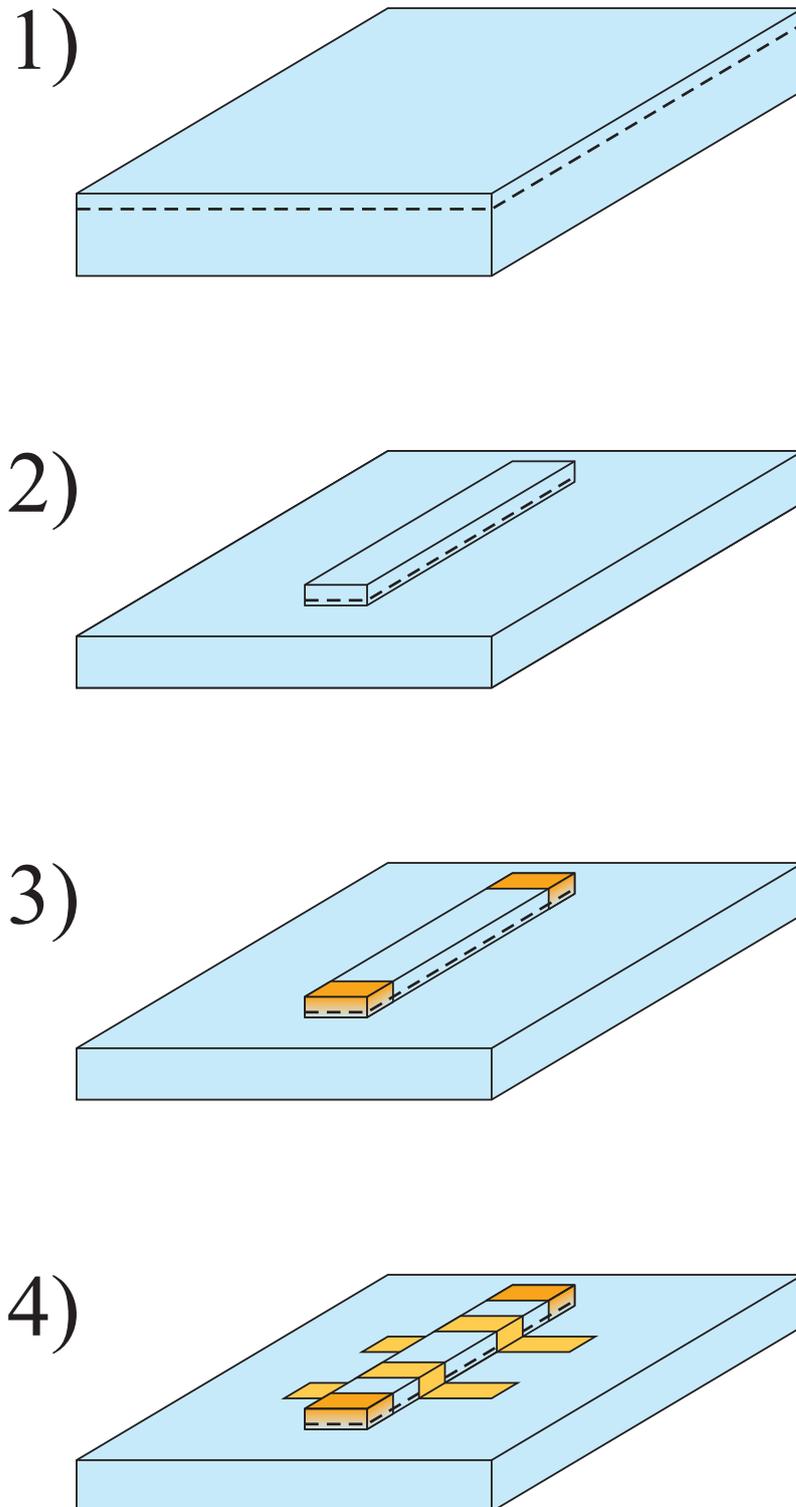


Рисунок 2.2: Последовательность этапов изготовления экспериментальных образцов

Таблица 2.1: Параметры используемых гетероструктур

№	$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$2\pi\sigma/c$	$h, \text{ нм}$	$W, \text{ нм}$
1	2.4	6	43	400	20
2	44	0.125	16.4	200–440	5×200
3	4.3	0.44	5.7	210	20
4	1.8	0.74	4.0	50	20
5	1.8	0.63	3.4	150	20
6	1.7	1.3	6.5	190	20
7	1.8	0.76	4.1	255	20
8	1.7	0.61	3.1	407	20
9	1.4	1.9	8	190	20
10	9.1	0.18	5	200	20
11	1.8	1.6	8.8	190	20
12	1.8	1.3	7.2	190	20
13	1.9	8	45	200	20

поверхность напылялись металлические затворы и контактные площадки для микросварки, состоявшие из адгезионного слоя Cr и слоя Au. На рисунке 2.3 приведена микрофотография примера итогового образца.

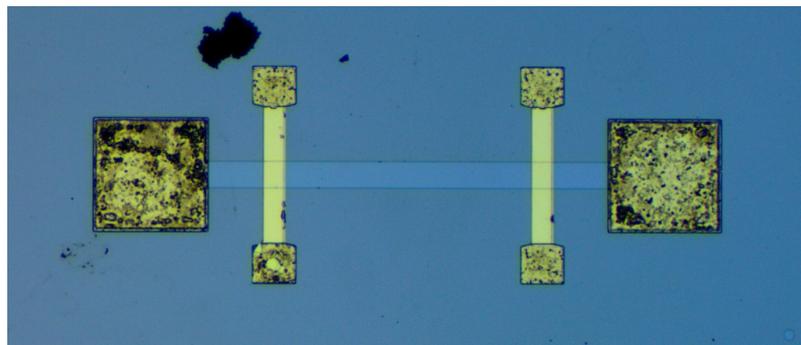


Рисунок 2.3: Микрофотография готового образца.

2.2 Экспериментальная методика проведения измерений

Для проведения измерений образец закреплялся в держателе с помощью резинового клея. Электрический контакт между площадками держателя и площадками на структуре осуществлялся с помощью ультразвуковой микросварки алюминиевой нитью диаметром 50 мкм. На рисунке 2.4 приведена фотография держателя с закреплённым на нём образцом. Держатель представляет собой пластину, на которой размещены два разъёма SMP, служащие одновременно для передачи СВЧ-излучения и крепления держателя в низкотемпературной вставке. Держатели были изготовлены из различных диэлектрических материалов с малым поглощением электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне: керамика, политетрафторэтилен (фторопласт) и ВЧ ламинат Rogers RO4350В. На поверхности держателей были сформированы медные копланарные волноводы, параметры которых были согласованы с диэлектрической проницаемостью и толщиной держателя для достижения волнового сопротивления 50 Ом в широком частотном диапазоне, служащие для передачи СВЧ-излучения между образцом и разъёмами. Держатель закреплялся на концах 50-Омных полужёстких коаксиальных кабелей, по которым может передаваться сигнал частотой до 40 ГГц. Кабели идут внутри низкотемпературной вставки, погружающейся в гелиевый криостат.

В криостате образец располагается в центре сверхпроводящего соленоида, подключенного к четырёхквadrантному источнику тока, позволяющему создавать внутри себя магнитное поле с индуктивностью до 8 Тл. Основная часть результатов настоящей диссертации были получены путём снятия магнитопольных зависимостей пропускания структур, формируемых на полупроводниковых кристаллах.

Конструкция вставки позволяет проводить измерения под откачкой гелия-4 при температуре 1.5 К. Кроме того, вставка была оборудована системой нагрева и стабилизации температуры, что позволило поднять верхнюю границу диапазона доступных температур до 250 К.

В качестве источников СВЧ-излучения использовались генераторы Agilent E8257D, Hewlett-Packard 83623B и Wiltron 6631B. Мощность, подаваемая на вход



Рисунок 2.4: Держатель с замонтированным на нём образцом, а также держатель, закреплённый на конце низкотемпературной вставки.

коаксиального кабеля вставки, с учётом дополнительной аттенюации, в наших экспериментах составляла от 100 нВт до 100 мкВт. Для детектирования СВЧ-сигнала на выходе из вставки применялись детекторы на основе Herotec DTA1-1880A и Herotec DTA264080A. Уровень сигнала измерялся с помощью синхронного усилителя Stanford Research Systems SR-830D. Для этого СВЧ-излучение модулировалось синусоидальным сигналом с частотой около 2 кГц.

2.3 Детектирование плазменных возбуждений с помощью методики спаренных резонаторов

В этой методике измерялось прохождение сигнала между двумя металлическими затворами, расположенными поперёк полоски с двумерной электронной системой. Расстояние между затворами во всех экспериментах, проведённых по данной методике, составляло 500 мкм. Микроволновое излучение подводилось к одному из затворов, а со второго затвора снимался выходной сигнал. В том случае, когда частота микроволнового излучения совпадает с частотой плазменного возбуждения, прохождение сигнала между затворами резонансно усиливается за счёт передачи энергии плазмонами через двумерную электронную систему. Схема измерений и пример полученного сигнала при развороте магнитного поля приведены на рисунке 2.5.

Одна из основных трудностей данной методики проявляется на этапе обработки полученных данных. Общий сигнал пропускания складывается из резонансных пиков пропускания, связанных с коллективными возбуждениями в ДЭС, и нерезонансного фона, на который наличие ДЭС, тем не менее оказывает определяющее влияние. Одним из возможных путей разделения этих двух компонент является приближение нерезонансного фона кривой, полученной при пропускании СВЧ-излучения на частоте, на которой в ДЭС нет коллективных возбуждений. Однако, этот метод не всегда даёт хорошие результаты, особенно в тех случаях, когда резонансные пики расположены вблизи нулевого магнитного поля. Результатом этого являются определённые погрешности в определении положения пиков по величине магнитного поля.

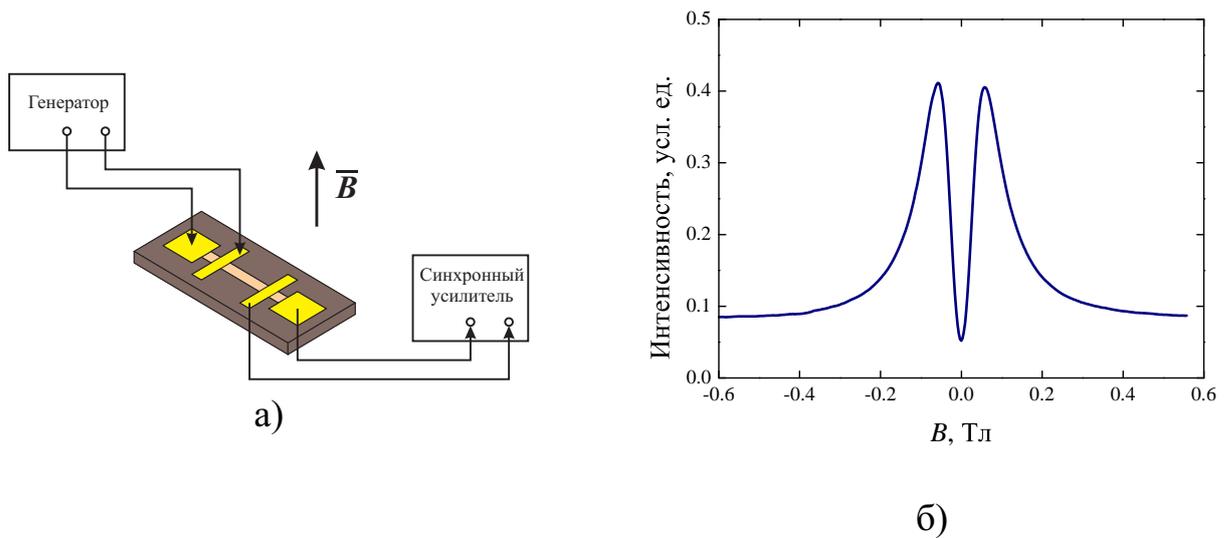


Рисунок 2.5: а) Схема измерений в методике спаренных резонаторов; б) Пример экспериментальной зависимости прохождения СВЧ-сигнала между затворами от магнитного поля в данной методике, на которой видны симметричные относительно нулевого магнитного поля резонансы.

2.4 Копланарная методика детектирования плазменных возбуждений

В этой методике на поверхности образца формировался копланарный волновод, представляющий из себя плоский центральный проводник, расположенный между двумя заземлёнными плоскими обкладками. При этом все три проводника располагаются в одной плоскости (в данном случае, на поверхности полупроводникового кристалла). Волновое сопротивление копланарного волновода с шириной центрального проводника $2a$, расстоянием между заземлёнными проводниками $2b$ и толщиной диэлектрика h в приближении бесконечных латеральных размеров полупроводника даётся выражением:

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{re}}} \frac{K(k')}{K(k)}, \quad (2.1)$$

$$\epsilon_{re} = 1 + \frac{\epsilon - 1}{2} \frac{K(k')K(k_1)}{K(k)K(k'_1)}, \quad (2.2)$$

где

$$k = a/b, \quad k' = \sqrt{1 - k^2},$$

$$k_1 = \frac{\sinh\left(\frac{\pi a}{2h}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi a}{2h}\right)}, \quad k'_1 = \sqrt{1 - k_1^2},$$

а K — полный нормальный эллиптический интеграл Лежандра первого рода:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}. \quad (2.3)$$

Для приближённого вычисления можно пользоваться формулой

$$\frac{K(k)}{K(k')} = \begin{cases} \frac{\pi}{\ln\left(2\frac{1+\sqrt{k'}}{1-\sqrt{k'}}\right)}, & 0 \leq k^2 \leq 0.5 \\ \frac{1}{\pi} \ln\left(2\frac{1+\sqrt{k}}{1-\sqrt{k}}\right), & 0.5 \leq k^2 \leq 1 \end{cases}. \quad (2.4)$$

Размеры копланарного волновода подбирались с таким расчётом, чтобы его импеданс был равен $Z_0 = 50$ Ом, для обеспечения согласования с подводными коаксиальными кабелями. Структура для возбуждения плазмон-поляритонных колебаний формируется непосредственно в этом копланарном волноводе. В данном случае такой структурой является полоска двумерной электронной системы, расположенная поперёк копланарного волновода. На рисунке 2.6 а) показана схема образца.

При возбуждении плазменных колебаний в ДЭС пропускание копланарного волновода изменяется в результате интерференции электромагнитного поля волновода с электромагнитным полем плазменного возбуждения. В результате на графике зависимости пропускания электромагнитного излучения через копланарный волновод от величины магнитного поля появляются характерные резонансы. Пример экспериментального графика приведён на рисунке 2.6 б).

2.5 Методика оптического детектирования плазменных возбуждений

В измерениях по данной методике изучались спектры фотолюминесценции ДЭС. При этом СВЧ-излучение подводилось к образцу описанным в разделе

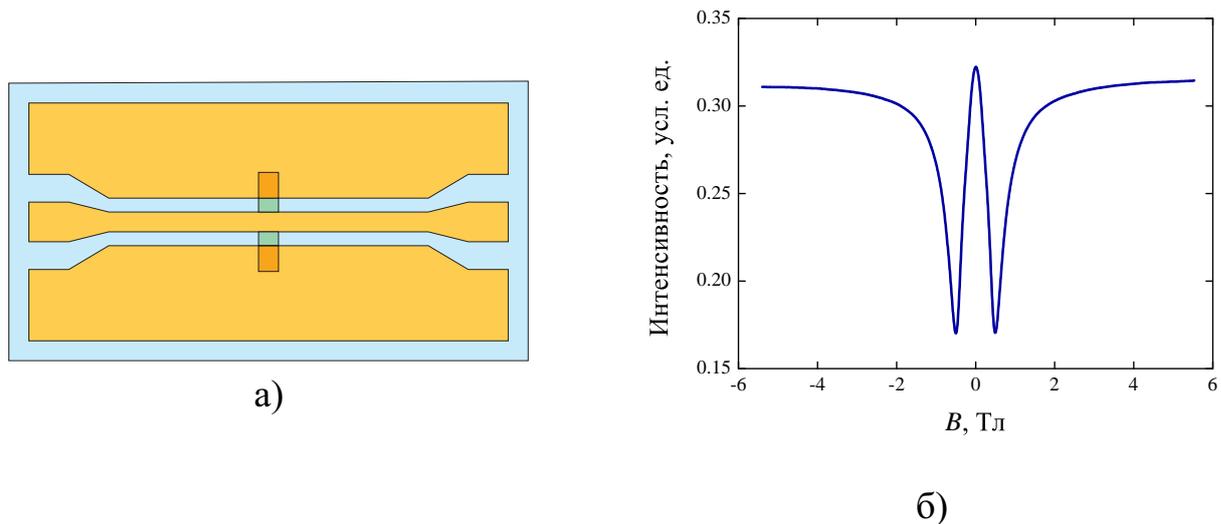


Рисунок 2.6: а) Схематическое изображение образца, используемого в копланарной методике; б) Пример экспериментальной зависимости прохождения СВЧ-сигнала между затворами от магнитного поля в данной методике, на которой видны симметричные относительно нулевого магнитного поля резонансы.

2.3 способом. Одновременно с этим образец освещался полупроводниковым лазерным диодным модулем с длиной волны 780 нм через кварцевый оптоволоконный световод. Лазерный диод питался стабильным источником постоянного тока (Yokogawa 7651) и находился в лабораторной помещении с контролируемой температурой воздуха, что позволяло достичь стабильности выходной мощности диода лучше 0.1%. Сигнал фотолюминесценции двумерной электронной системы собирался через этот же световод и записывался с помощью охлаждаемой жидким азотом ПЗС-матрицы (Princeton Instruments LN/CCD-1340/100-EHR/1) и двойного монохроматора/спектрографа (Coderg PНО) со спектральным разрешением 0.03 мэВ. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 2.7.

Длина волны лазера $\lambda = 780$ нм была выбрана таким образом, чтобы энергия фотонов лежала в промежутке между величинами ширины запрещённой зоны в квантовой яме и в барьере:

$$E_{\text{gap}}^{\text{GaAs}} < hc/\lambda < E_{\text{gap}}^{\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}}. \quad (2.5)$$

Такой лазер рождает электрон-дырочные пары только внутри квантовой ямы. Мощность лазерного излучения, падающего на образец, оставалась постоянной и не превышала 0.1 мВт. При такой мощности стационарная плотность дырок,

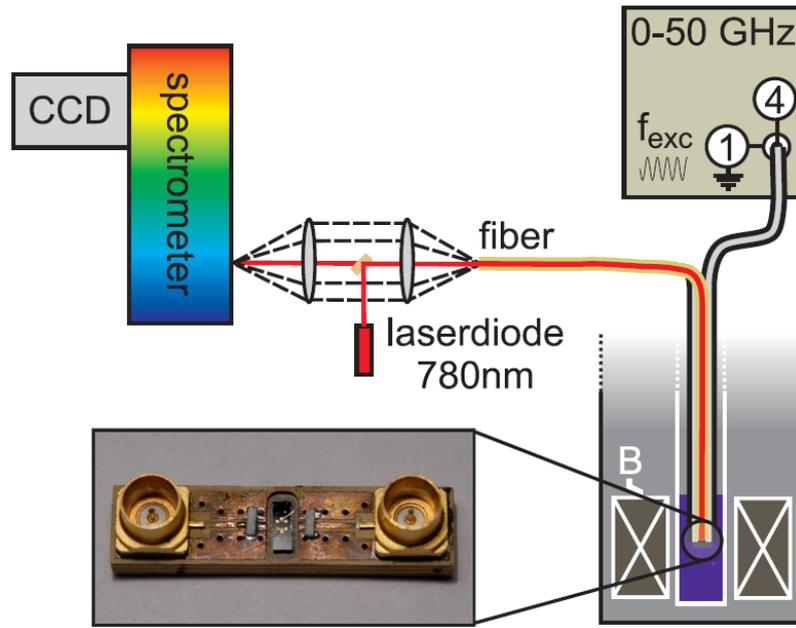


Рисунок 2.7: Схематическое изображение установки для оптического детектирования плазменных возбуждений.

рождаемых в квантовой яме, составляла около $10^7\text{--}10^8\text{ см}^{-2}$, при этом плотность электронов оставалась практически неизменной. Форма спектра рекомбинационной люминесценции определяется свёрткой функций распределения электронов f_e и дырок f_h , плотностей состояний D_e и D_h и квадратом абсолютного значения матричного элемента перехода $W_{cv} = |P_{cv}|^2$:

$$I(\omega) = \int_0^{\infty} W_{cv}(E, \hbar\omega - E) D_e(E) D_h(\hbar\omega - E) f_e(E) f_h(\hbar\omega - E) dE. \quad (2.6)$$

Так как функция распределения электронов подчиняется статистике Ферми-Дирака и матричный элемент перехода можно считать постоянным, то спектр люминесценции $I(\omega)$ напрямую определяется одночастичной функцией распределения дырок f_h , которая подчиняется статистике Больцмана и, следовательно, чувствительна даже к очень слабому разогреву двумерной электронной системы из-за поглощения микроволнового излучения (2.8б).

В эксперименте изучалась разница между спектрами люминесценции двумерной электронной системы в присутствии падающего на образец микроволнового излучения и в его отсутствие (2.8а). При этом в качестве меры интенсивности микроволнового поглощения образца использовался интеграл абсолютного значения дифференциального спектра люминесценции. Такая процедура повто-

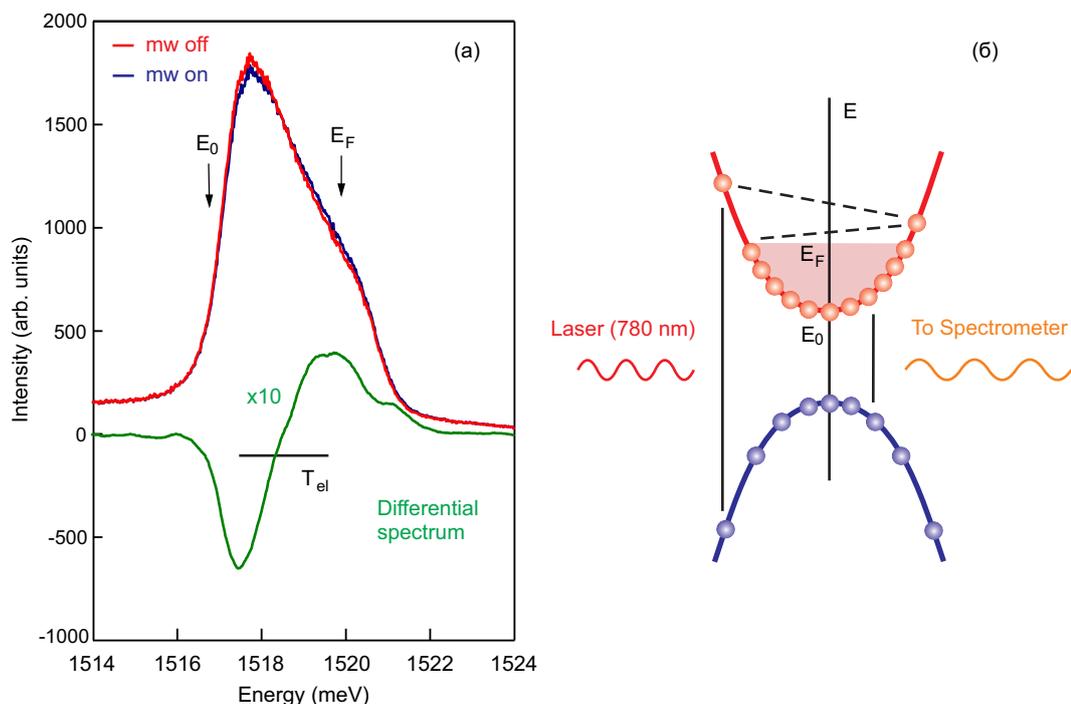


Рисунок 2.8: а) Типичный спектр люминесценции двумерной электронной системы в присутствии (синяя линия) и в отсутствие (красная линия) микроволнового излучения. Зелёная линия представляет собой дифференциальный спектр люминесценции. Ширина дифференциального спектра характеризует увеличившуюся электронную температуру T_{el} . Интеграл его абсолютного значения по всем спектральному диапазону считается мерой поглощения микроволнового излучения. б) Схематическая энергетическая диаграмма, иллюстрирующая оптические переходы, происходящие в двумерной электронной системе при лазерном облучении. Из работы [109].

рялась при различных значениях частоты микроволнового излучения и приложенного перпендикулярно образцу магнитного поля. Таким образом получались спектры микроволнового поглощения двумерной электронной системы.

Глава 3

Слабозатухающие плазмон-поляритонные возбуждения в двумерной электронной системе

Настоящая глава посвящена изучению принципиально новых плазмон-поляритонных возбуждений в двумерных электронных системах (ДЭС). Как будет показано ниже, данные возбуждения могут существовать только в ДЭС с достаточно большой двумерной проводимостью σ_{2D} . А точнее, должно выполняться феноменологическое условие:

$$\frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \gtrsim 1, \quad (3.1)$$

где c — скорость света. Как было показано в [22], при этом условии в ДЭС меняется характер Максвелловской релаксации, так как скорость распространения возмущения зарядовой плотности не может превышать скорость света. Следовательно, исследуемые в данной работе новые плазменные возбуждения, по-видимому, являются существенно релятивистским эффектом, связанным с конечностью скорости распространения электромагнитных волн.

Эксперименты, проведённые в рамках данной работы, показали, что вторым необходимым условием существования релятивистских плазмон-поляритонных

возбуждений является наличие проводящего затвора над ДЭС. При этом размеры подзатворной области и расстояние между ДЭС и затвором являются основными геометрическими параметрами, определяющими частоту возбуждения.

Важнейшим отличием релятивистских плазменных возбуждений от ранее известных является их слабое затухание. Для резонансного возбуждения стандартных плазмонов в нулевом магнитном поле необходимо выполнение условия:

$$\omega\tau > 1, \quad (3.2)$$

где ω — плазменная частота, а τ — плазменное время релаксации электронов в ДЭС. Если это условие не выполняется, то плазменные возбуждения сильно затухают, и их наблюдение невозможно. В отличие от ранее известных плазменных возбуждений, для существования релятивистских плазмонов условие (3.2) не является обязательным. В данной работе показано, что их наблюдение возможно при $\omega\tau \ll 1$, в том числе, и при комнатной температуре.

Требование (3.1) подразумевает использование в экспериментах достаточно качественных полупроводниковых гетероструктур. Именно поэтому до недавнего времени наблюдение релятивистских плазмонов не представлялось возможным.

3.1 Обнаружение слабозатухающих плазменных колебаний

Плазменные возбуждения в ДЭС изучаются уже более 50 лет. Обширный научный интерес к ним вызван относительно лёгкой перестраиваемостью параметров ДЭС путём изменения концентрации носителей заряда или приложения внешнего магнитного поля. Данный факт делает двумерные плазмоны удобным объектом для физических исследований и приложений. Одной из важнейших проблем в этой области является вопрос о взаимодействии плазменных возбуждений в ДЭС с электромагнитным излучением. При этом в области пересечения дисперсий плазмонов и света возникают гибридные поляритонные возбуждения. Это обусловлено эффектами запаздывания — конечностью скорости распространения электромагнитных возмущений. Однако скорость света ограничивает не

только скорость взаимодействия электронов друг с другом, она также ограничивает скорость распространения возмущений в самой электронной системе, которая определяется её проводимостью. Результатом является то, что динамика ДЭС с достаточно большой проводимостью имеет существенные качественные особенности. Ранее [22] было показано, что характер Максвелловской релаксации в ДЭС, удовлетворяющей условию (3.1) существенно меняется. Кроме того, было предсказано [110, 111], что в такой системе происходит существенное усиление излучательного распада коллективных возбуждений. Однако, за исключением этих теоретических работ, данный режим динамики ДЭС до настоящего момента остаётся слабоизученным.

В данном разделе рассматривается семейство слабозатухающих магнито-плазменных мод, возбуждающихся в ДЭС с большой проводимостью. Здесь приведены результаты исследования условий их возникновения, и показано, что это явление присуще именно для такого режима динамики ДЭС.

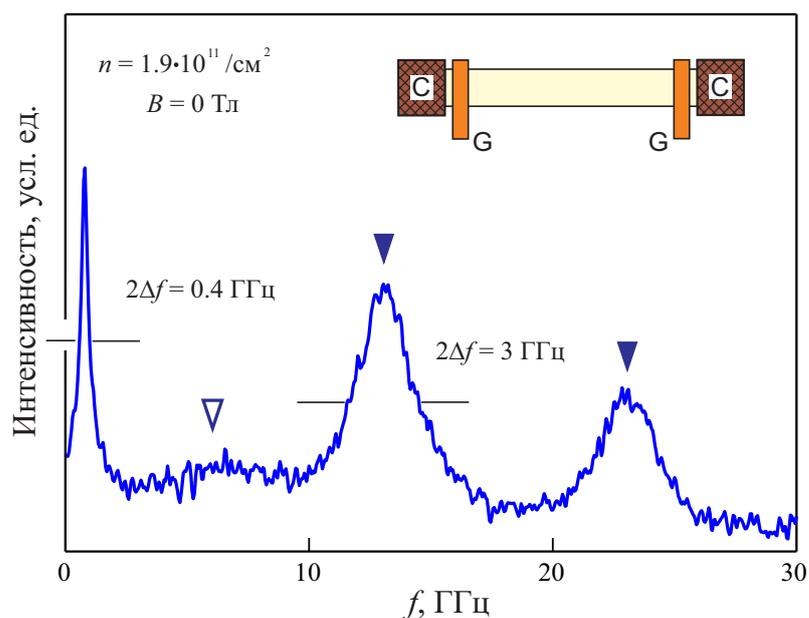


Рисунок 3.1: Спектр поглощения полоски двумерной электронной системы. Закрашенными треугольниками показаны резонансы, соответствующие первой и второй гармоникам одномерного плазменного возбуждения вдоль полоски ДЭС. Контурным — экранированному плазменному возбуждению в подзатворной области. Из работы [112].

На рисунке 3.1 показан характерный спектр поглощения микроволнового излучения в исследуемой полоске ДЭС. Данный спектр был получен с помощью оптической методики (раздел 2.5). На этом же рисунке показано схема-

тическое изображение используемого образца. Для его изготовления использовалась структура №13. На поверхности кристалла GaAs находилась двумерная электронная система в форме полоски, вытравленной в кристалле. На обоих концах полоски расположены омические контакты. Во время эксперимента они были заземлены. Расстояние между краями контактов составляло $L = 1000$ мкм, ширина полоски — $w = 100$ мкм. На расстоянии $d = 10$ мкм от контактов поперёк мезы были напылены проводящие затворы шириной $t = 30$ мкм. Спектр получен в нулевом магнитном поле при развороте частоты. На спектральной кривой можно видеть три пика, два из которых (показаны стрелками), на частотах $f = 13$ ГГц и 23.5 ГГц, соответствуют возбуждению плазменной моды вдоль длины полоски [82]. В самом деле, в длинной полоске двумерных электронов ($L \gg W$) наиболее низкочастотными являются продольные плазменные моды. Продольные плазменные возбуждения в пределе $qW \ll 1$ называются одномерными плазмонами. Их спектр определяется формулой (1.24). Для исследуемой полоски ДЭС формула (1.24) даёт для частот двух нижайших по частоте одномерных плазменных мод значения, которые находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Третий пик на частоте $f = 0.8$ ГГц является неожиданным наблюдением. Во-первых, его частота намного меньше, чем частота любого из известных плазменных возбуждений в исследуемой геометрии ДЭС. В самом деле, как показано выше, частоты всех продольных плазменных мод в исследуемой полоске ДЭС находятся по частоте выше 10 ГГц. Кроме того, можно рассмотреть локализованный в подзатворной области экранированный двумерный плазмон. В соответствии с формулой (1.16) для экранированного плазмона с $q = \pi/w$ имеем частоту $f = 5.9$ ГГц. На спектре действительно присутствует слабый резонанс в районе этой частоты (контурная стрелка на рисунке 3.1). Во-вторых, обнаруженный резонанс имеет существенно меньшую ширину по частоте $2\Delta f = 0.4$ ГГц, чем ширина резонанса $2\Delta f = 3$ ГГц, отвечающего одномерному плазмону. Учитывая, что ширина плазменного возбуждения определяется соотношением $\Delta f = 1/\tau$, то для исследуемой структуры новому резонансу должна соответствовать рекордная подвижность двумерных электронов $\mu = 30 \times 10^{11}$ см²/В·с. На данный момент теоретическое описание обнаруженного резонанса отсутствует, однако

можно предполагать, что столь слабое затухание моды должно объясняться её плазмон-поляритонной природой.

На рисунке 3.2 а) показаны спектры микроволнового поглощения, полученные при различных значениях электронной плотности в ДЭС: $n_{2D} = 1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $0.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Концентрация двумерных электронов в структуре изменялась путём оптического обеднения. Для удобства восприятия спектры сдвинуты относительно друг друга по оси ординат. Как можно видеть, частоты одномерного и экранированного (отмечены стрелками на рисунке 3.2 а)) плазменных резонансов пропорциональны квадратному корню от электронной плотности в ДЭС $\omega_p \propto \sqrt{n_{2D}}$. Такое поведение согласуется с теоретическим предсказанием ((1.24)). Частота нового низкочастотного резонанса растёт с увеличением n_{2D} по тому же корневому закону. Это подтверждается экспериментальными данными на рисунке 3.2 б), где в более узком частотном диапазоне (0–2 ГГц) показаны те же спектры. На рисунке 3.2 в) построена зависимость частоты нового резонанса от квадратного корня электронной плотности. Корневой характер концентрационной зависимости показывает то, что в основе открытого явления лежит межэлектронное взаимодействие. То есть, обнаруженный резонанс отвечает возбуждению слабо затухающего плазменного колебания в двумерной электронной системе.

На рисунке 3.3 построена зависимость частоты наблюдаемого резонанса от величины магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости образца. Результаты измерений показаны для структуры с электронной плотностью $n_s = 1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Магнитополевое поведение резонанса можно качественно описать формулой, аналогичной формуле (1.23):

$$\omega_p(B)^2 = \frac{\omega_p(0)^2}{1 + \omega_c^2/\omega_T^2}, \quad (3.3)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота, $\omega_p(0)$ — частота плазменной моды в нулевом магнитном поле и ω_T — некоторая подгоночная частота, которая в случае одномерного плазмона пропорциональна частоте поперечной плазменной моды в нулевом магнитном поле. На врезке к рисунку 3.3 показаны примеры спектров микроволнового поглощения, полученные при различных значениях приложенного магнитного поля. На этих спектрах отчётливо видно смещение исследу-

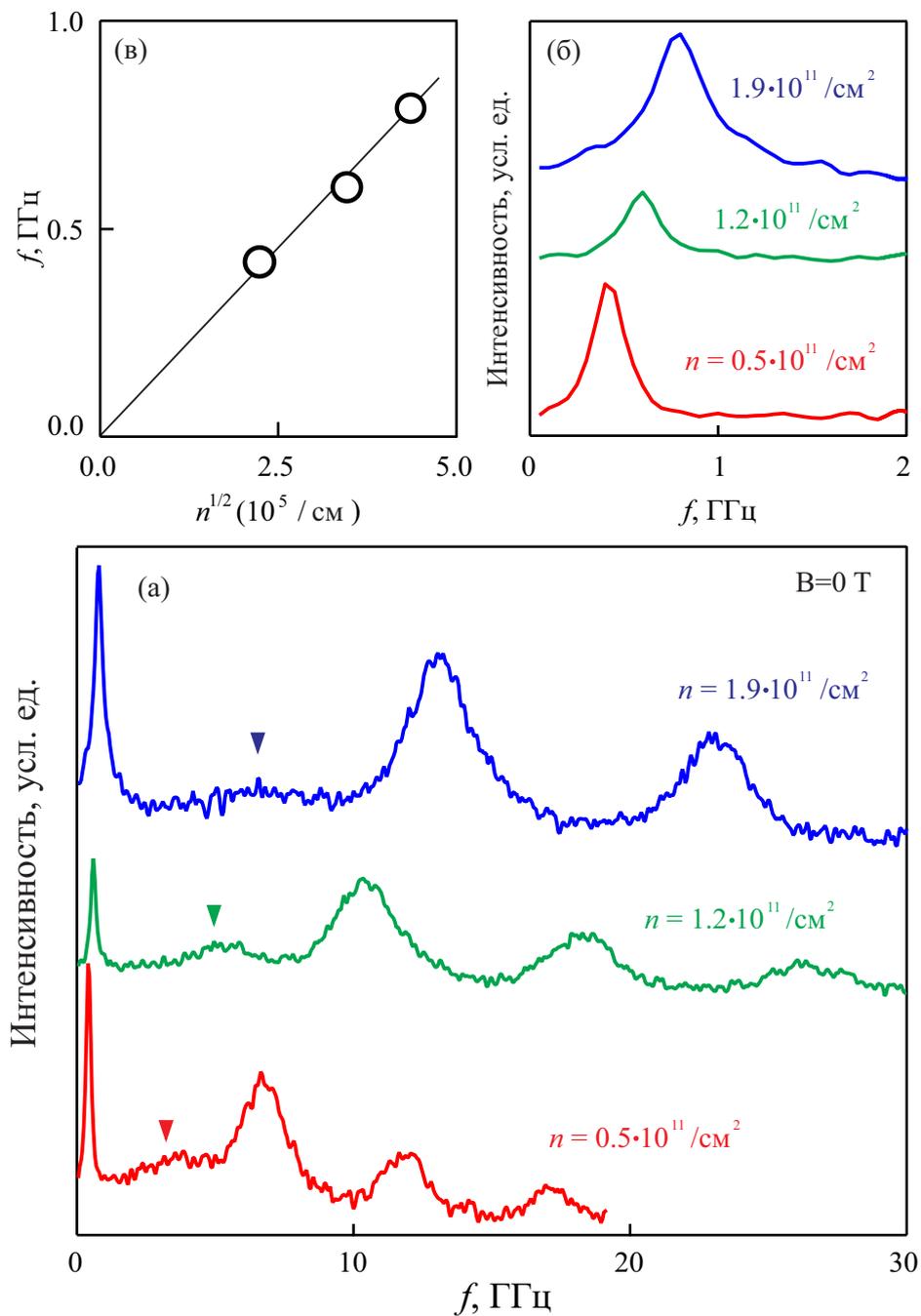


Рисунок 3.2: а) Спектры поглощения двумерной электронной системы при различных значениях электронной концентрации: $n_{2D} = 1.9 \text{ см}^{-2}$, $n_{2D} = 1.2 \text{ см}^{-2}$, $n_{2D} = 0.5 \text{ см}^{-2}$. б) Те же спектры в области низких частот микроволнового излучения. в) Зависимость частоты возбуждения от квадратного корня концентрации. Из работы [112].

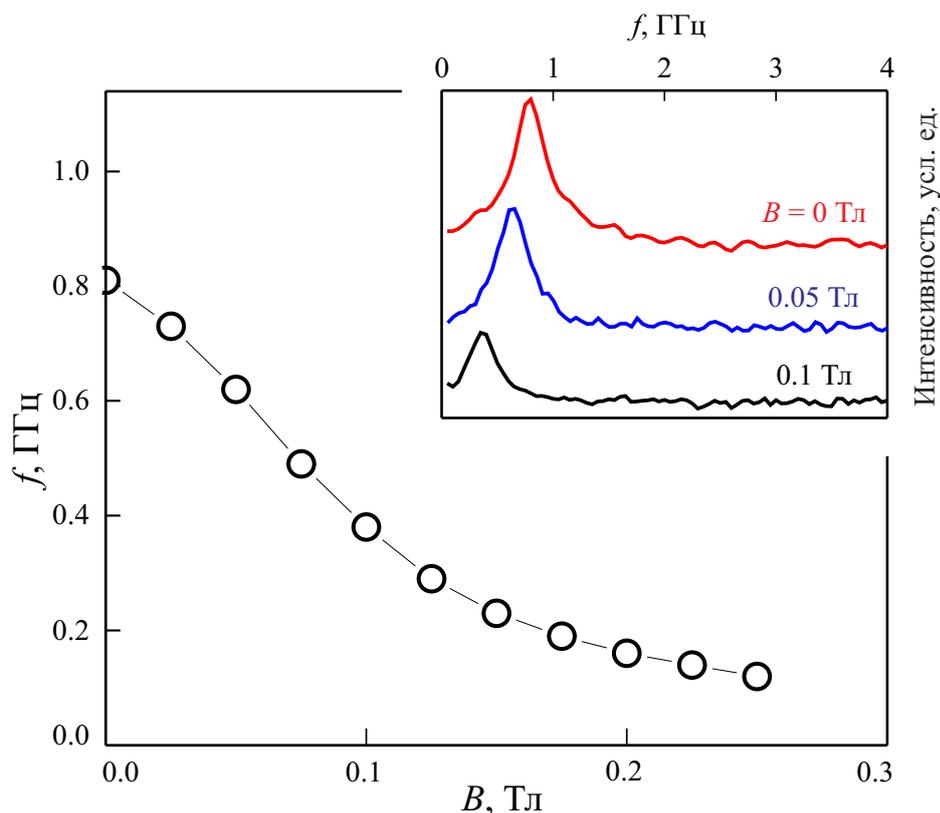


Рисунок 3.3: Зависимость частоты наблюдаемого резонанса от величины приложенного перпендикулярного магнитного поля для структуры с электронной плотностью $n_s = 1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На врезке приведены примеры спектров поглощения для значений магнитного поля 0 Тл, 0.05 Тл и 0.1 Тл.

емого резонанса в область меньших частот при увеличении магнитного поля. Кроме того, при увеличении магнитного поля происходит сужение резонанса и падение его амплитуды. Аналогичное поведение наблюдается и для краевых магнитоплазмонов [67, 81, 82]. Оно объясняется локализацией плазменной моды вблизи края ДЭС при увеличении магнитного поля. Сильная магнитополевая зависимость частоты нового резонанса служит ещё одним подтверждением его плазменной природы.

3.2 Влияние параметров двумерной электронной системы на свойства релятивистских плазменных возбуждений

Как уже было показано выше, металлический затвор играет определяющую роль в формировании и возбуждении релятивистской плазменной моды. Сле-

довательно, одним из важнейших параметров, определяющим поведение моды, является расстояние h между ДЭС и затвором. Для исследования влияния этого параметра была изготовлена серия образцов из гетероструктур №4, №5, №6, №7 и №8 (см. таблицу 2.1) с разной глубиной залегания квантовой ямы: $h = 50, 150, 190, 255, 407$ нм. При этом концентрация носителей заряда во всех структурах была примерно одинакова: $n_{2D} \approx 1.75 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Проводимость всех структур кроме №7 составляла $2\pi\sigma_{2D}/c \approx 3-4$. Проводимость структуры №7 несколько больше ($2\pi\sigma_{2D}/c = 6.5$), однако в предыдущем разделе было показано, что при $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$ проводимость системы слабо влияет на частоту возбуждения. Геометрические размеры структуры на образцах были следующими: $t = 50$ мкм, $w = 40$ мкм, $d = 30$ мкм, $L = 700$ мкм.

На рисунке 3.4 показаны зависимости частоты плазменных резонансов от магнитного поля для образцов с $h = 150$ нм, $h = 255$ нм и $h = 407$ нм. Расстояние между ДЭС и затвором оказывает существенное влияние на магнитодисперсию плазменных возбуждений. На рисунке 3.5 показан график зависимости частоты плазмона в нулевом магнитном поле от этого расстояния. Как видно, начиная с некоторой величины h , зависимость является практически линейной. Интересно сравнить этот результат с двумерными экранированными плазмонами, которые имеют корневую зависимость частоты от расстояния между ДЭС и затвором (1.16).

Величина h влияет не только на магнитодисперсию плазменных возбуждений, но и на амплитуду наблюдаемых резонансов. На рисунке 3.6 показаны магнитополевые зависимости пропускания ДЭС для образцов с $h = 150$ нм и $h = 407$ нм при частоте микроволнового излучения $f = 0.3$ ГГц. При таком изменении расстояния наблюдается изменение амплитуды резонансов более чем на порядок, что подтверждает определяющее значение затвора над ДЭС для возбуждения релятивистских плазменных возбуждений.

Для того, чтобы определить дисперсионные соотношения плазменной моды, были проведены эксперименты с образцами с различными геометрическими параметрами. Как было обнаружено, параметрами, влияющими на частоту моды, являются размеры подзатворной области. Изменение остальных параметров в широких пределах не приводит к заметным изменениям в магнитодисперсии.

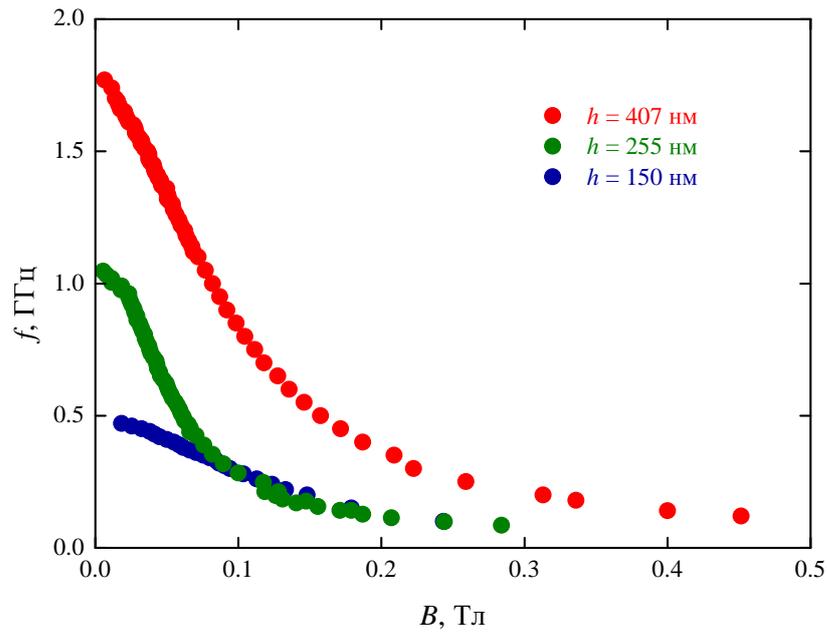


Рисунок 3.4: Магнитодисперсионные зависимости слабозатухающего плазменного возбуждения для образцов с разной глубиной залегания квантовой ямы h .

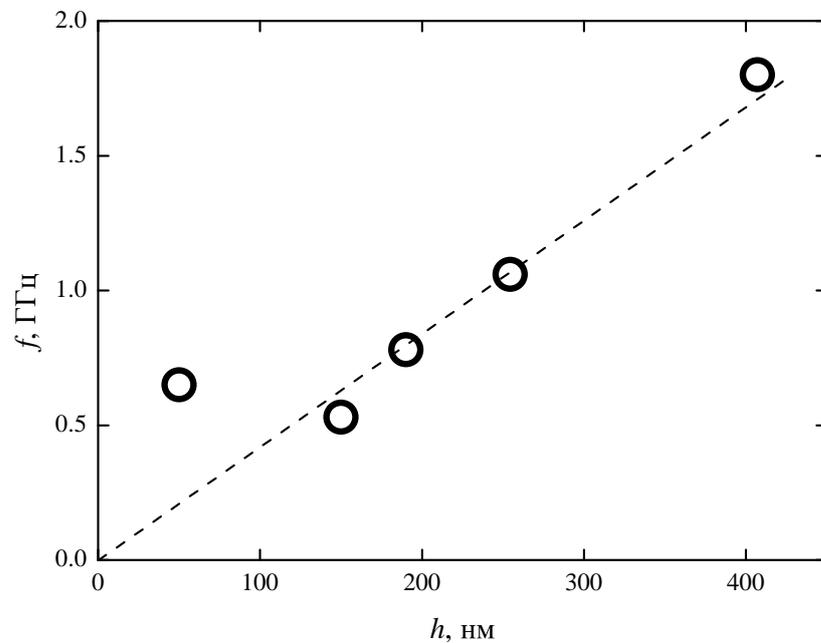


Рисунок 3.5: Зависимость частоты слабозатухающего плазменного возбуждения в нулевом магнитном поле от глубины залегания квантовой ямы h . Пунктирной линией показана линейная зависимость.

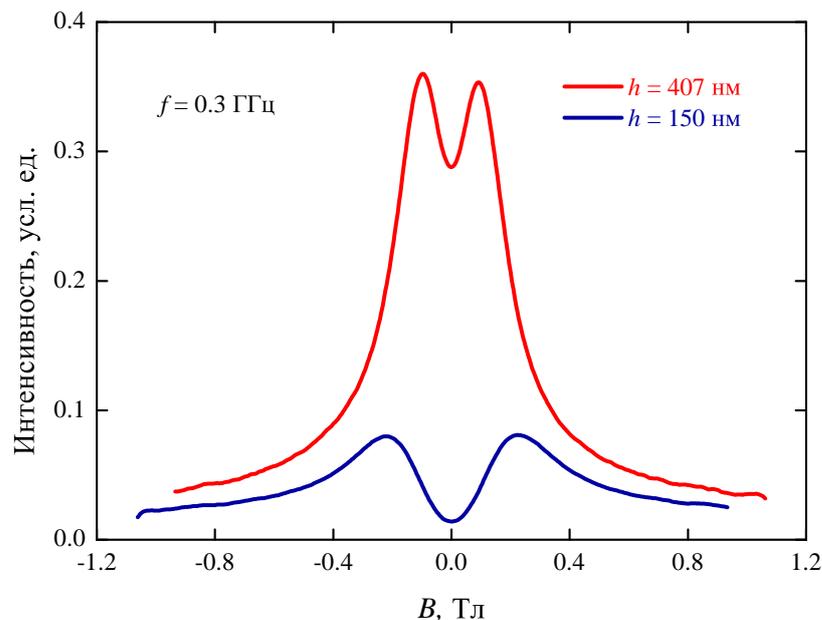


Рисунок 3.6: Магнитополевые зависимости пропускания ДЭС на частоте микроволнового излучения $f = 0.3$ ГГц для образцов с различной глубиной залегания квантовой ямы h .

В этих измерениях использовались образцы изготовленные из гетероструктуры №2 (см. таблицу 2.1).

На рисунке 3.7 показаны магнитополевые зависимости частоты слабозатухающего плазменного возбуждения, полученные для образцов с размерами подзатворной области $w = 50$ мкм и $t = 10, 20, 40, 80$ мкм. Расстояние между затворами составляло 450 мкм, а расстояние между затвором и контактом — $d = 100$ мкм. Из магнитодисперсионных зависимостей были получены значения частоты резонанса в нулевом магнитном поле f_0 , и был построен график зависимости этой частоты от обратной величины ширины затвора t (рисунок 3.8).

Аналогичные измерения были проведены с образцами, которые имели одинаковую ширину затвора 20 мкм и различные ширины мезы: $w = 50, 100, 150$ мкм. На рисунке 3.9 приведены магнитодисперсии плазменной моды, измеренные на данных образцах, а на рисунке 3.8 показана результирующая зависимость частоты плазменного возбуждения в нулевом магнитном поле от обратной ширины мезы w .

На рисунках 3.10 и 3.8 пунктирными линиями показаны подгонки корневой зависимостью. Как видно, экспериментальные точки хорошо укладываются на

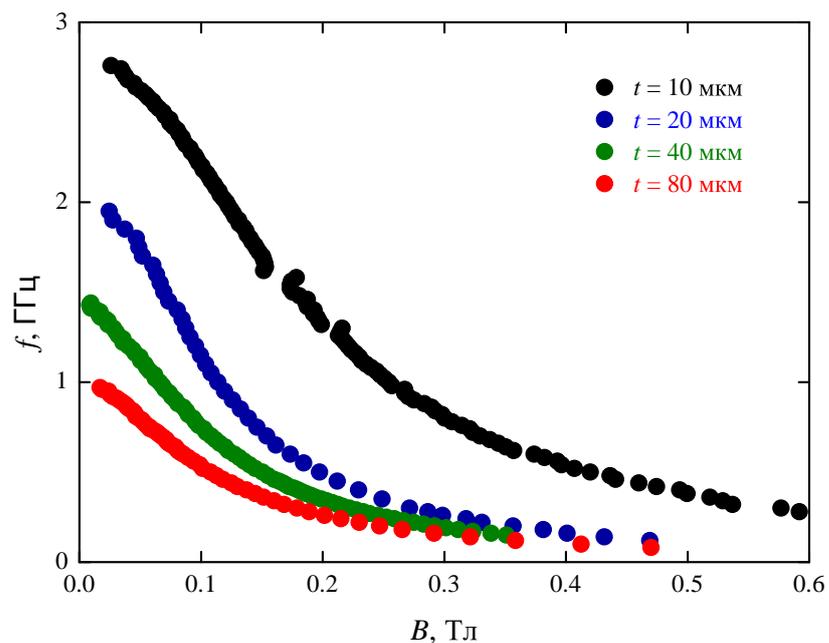


Рисунок 3.7: Магнитополевые зависимости частоты слабозатухающего плазменного возбуждения для образцов с разной шириной затвора t . Ширина ДЭС $w = 50$ мкм одинакова у всех образцов.

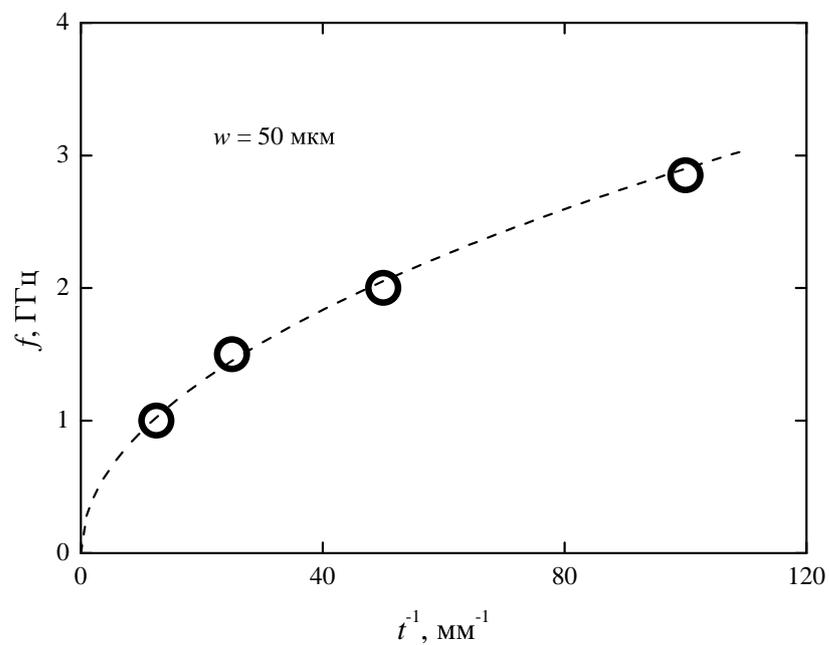


Рисунок 3.8: Зависимость частоты слабозатухающего плазменного возбуждения в нулевом магнитном поле от обратной величины ширины затвора t . Пунктирной линией показана подгонка корневой зависимостью.

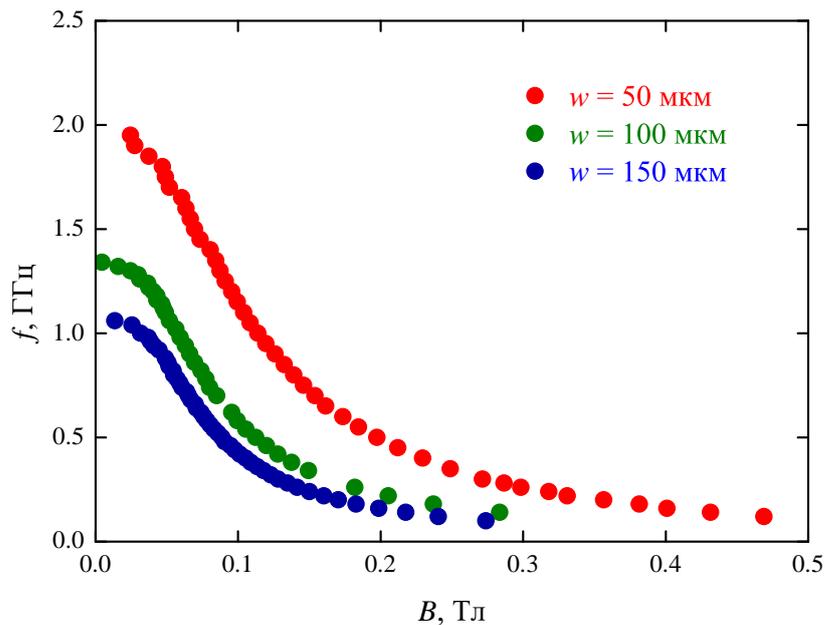


Рисунок 3.9: Магнитополевые зависимости частоты слабозатухающего плазменного возбуждения для образцов с разной шириной полоски ДЭС w . Ширина затвора $t = 20$ мкм одинакова у всех образцов.

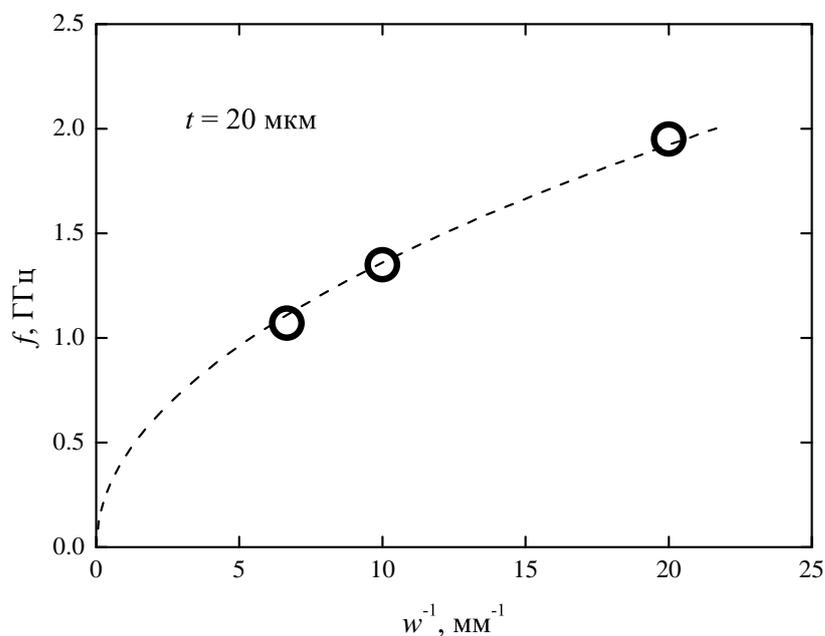


Рисунок 3.10: Зависимость частоты слабозатухающего плазменного возбуждения в нулевом магнитном поле от обратной величины ширины полоски ДЭС w . Пунктирной линией показана подгонка корневой зависимостью.

них. В результате мы получаем следующее соотношение для дисперсии моды:

$$f \sim \frac{1}{\sqrt{w \cdot t}}. \quad (3.4)$$

В случае квадратной подзатворной области $w = t$ плазменное возбуждение имеет линейную дисперсию, так же, как и двумерные экранированные плазмоны (см. (1.16)).

Важнейшим параметром ДЭС является концентрация носителей заряда. Для определения влияния этого параметра были проведены эксперименты по измерению магнитодисперсии исследуемых возбуждений в образцах, изготовленных из гетероструктур №9, №2 и №3 (см. таблицу 2.1) с концентрациями $n_{2D} = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $4.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $44 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В образцах, использованных для этих экспериментов, геометрические размеры составляли $w = 50 \text{ мкм}$ и $t = 40 \text{ мкм}$. Поскольку во всех использованных структурах сохранялось соотношение $2\pi\sigma_{2D} > 1$, то, основываясь на описанных в разделе 3.3 результатах, можно утверждать, что конкретное значение параметра $2\pi\sigma_{2D}$ не оказывает влияния на частоту возбуждений. На рисунке 3.11 представлены магнитодисперсии, полученные для этих образцов. Для каждой из кривых была проведена экстраполяция, основанная на формуле (3.5) для получения значения частоты возбуждения f_0 в нулевом магнитном поле. Полученная зависимость значений f_0 от квадратного корня из электронной плотности показана на рисунке 3.12. Как видно, все точки достаточно хорошо укладываются на линейную зависимость. Это указывает на то, что частота возбуждения определяется межэлектронным взаимодействием, а значит само возбуждение возникает непосредственно в ДЭС. Однако, необходимо отметить, что структура с концентрацией $n_{2D} = 44 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ имеет пять квантовых ям, залегающих на разной глубине. Это обстоятельство является основанием для дальнейшего, более точного, исследования концентрационной зависимости частоты возбуждения.

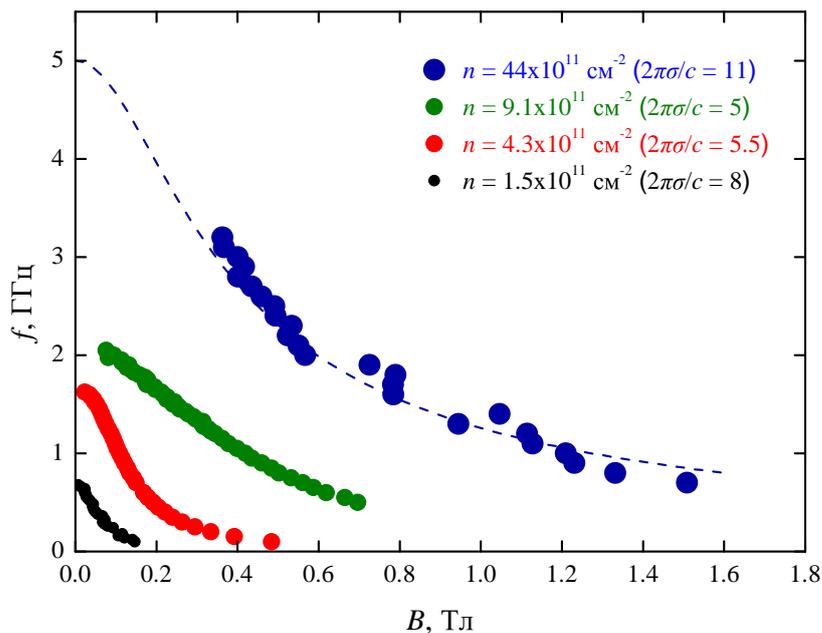


Рисунок 3.11: Магнитополевые зависимости частоты слабозатухающего плазменного возбуждения для образцов с разной электронной плотностью в ДЭС n . Геометрические размеры одинаковы у всех образцов.

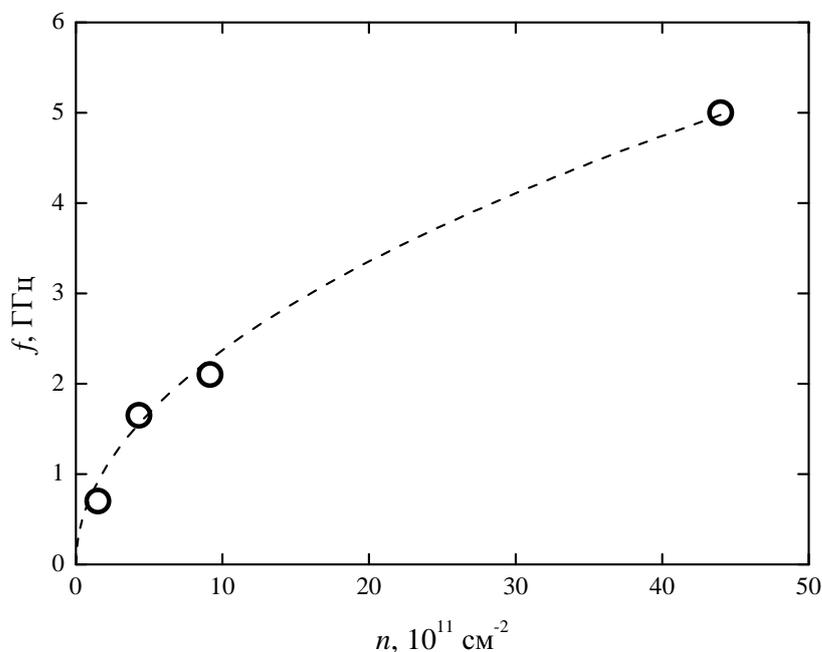


Рисунок 3.12: Магнитополевые зависимости частоты слабозатухающего плазменного возбуждения для образцов с разной электронной плотностью в ДЭС n . Геометрические размеры одинаковы у всех образцов.

3.3 Изучение условий возбуждения слабозатухающих плазменных колебаний

Эксперименты, приведённые в данном разделе, производилась на структурах №1, 2, 3 (см. таблицу 2.1). Схематическое изображение образца приведёно на рисунке 3.13. Образец представляет собой кристалл GaAs размерами около $a = 1$ мм, $b = 3$ мм и толщиной $H = 650$ мкм. На его поверхности находится ДЭС, расположенную в мезе в форме полоски, вытравленной в кристалле. На обоих концах полоски расположены омические контакты. Во время эксперимента они были заземлены. Расстояние между краями контактов составляло около $L = 700$ мкм, ширина полоски — $w = 50$ мкм. На расстоянии $d = 30$ мкм от контактов поперёк мезы были напылены проводящие затворы. Ширина затвора составляла $t = 40$ мкм, а их длина — $l = 400$ мкм. Эксперименты проводились по выше описанной трансмиссионной методике (2.3).

Основное утверждение, которое следует обосновать, состоит в том, что наблюдаемые слабозатухающие плазменные колебания являются существенно релятивистским явлением, возникающим при достаточно большой проводимости ДЭС. Для этого необходимо проследить, как они меняются с изменением проводимости. Изготовление большого количества одинаковых гетероструктур с перебором по значению проводимости в данном случае не представлялось возможным, поэтому был выбран другой метод её изменения. Было решено использовать изменение температуры, при повышении которой проводимость ДЭС падает. При этом изменение температуры достаточно слабо изменяет концентрацию носителей заряда n_{2D} . Кроме того, такая методика позволяет получить достаточно большое количество значений проводимости ДЭС.

Для того чтобы иметь достоверные данные о проводимости ДЭС, вместе с исследуемым образцом в криостат погружался второй, изготовленный из той же самой структуры в тех же самых условиях, представляющий из себя мостик Холла для измерения сопротивления ДЭС по четырёхточечной схеме (смотри рисунок 3.14). Таким образом, при любом значении температуры была известна проводимость ДЭС. Температурные зависимости проводимости для исследуемых структур представлены на рисунке 3.15. Также, по величине Холловского сопротивления определялась концентрация носителей заряда n_{2D} в ДЭС. Таким

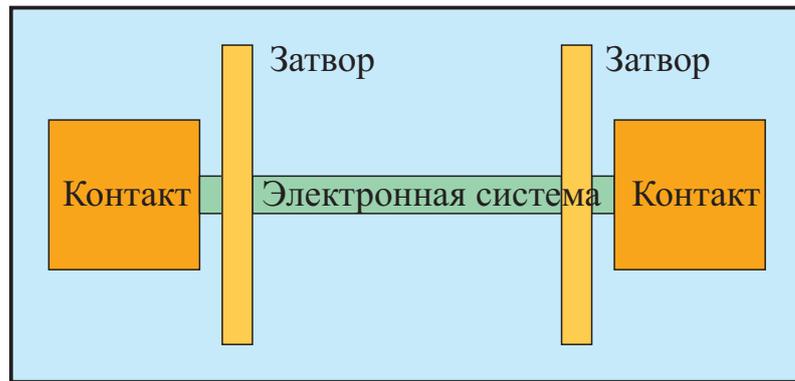


Рисунок 3.13: Схематическое изображение образца, используемого для измерений по методике спаренных резонаторов.

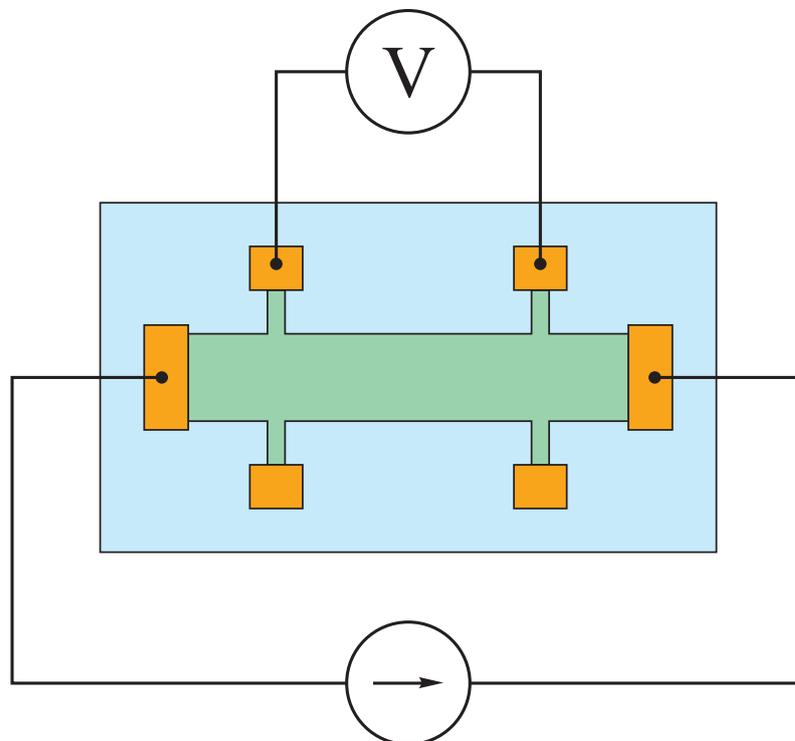


Рисунок 3.14: Четырёхточечная схема измерений сопротивления двумерной электронной системы.

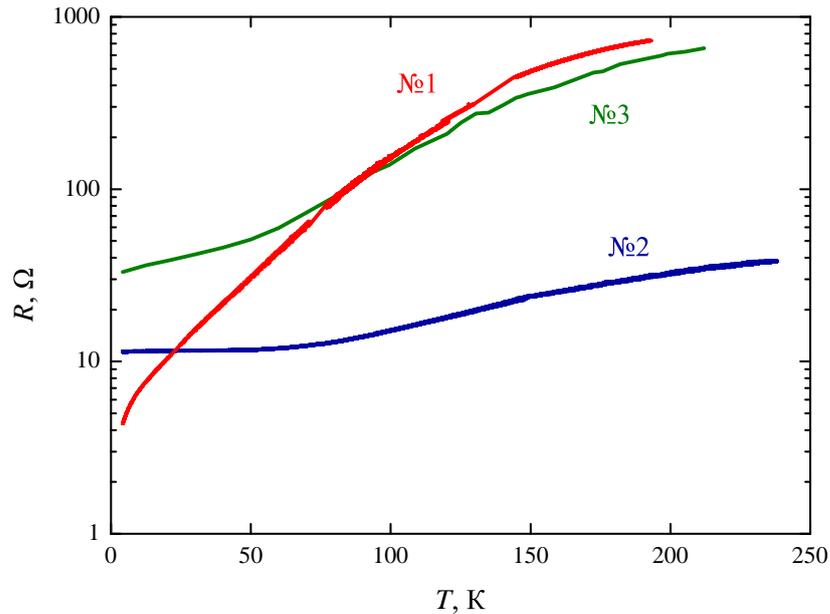


Рисунок 3.15: Зависимости сопротивления двумерной электронной системы на квадрат R от температуры T для гетероструктур №1, №2 и №3 (см. таблицу 2.1). Для удобства сопротивление показано в логарифмическом масштабе.

образом было проверено, что изменение температуры вплоть до температуры 200 К практически не влияет на n_{2D} .

На рисунке 3.16 представлены примеры экспериментальных зависимостей прохождения СВЧ-излучения через ДЭС от магнитного поля для структуры №1 при разных температурах. Приведены измерения на частоте $f = 0.7$ ГГц. На кривых хорошо видны симметричные относительно нулевого магнитного поля резонансы, соответствующие возбуждению плазменных колебаний. Рисунок 3.16 демонстрирует сильную зависимость амплитуды резонансов и их положения по магнитному полю от величины проводимости σ_{2D} . На рисунке 3.17 показана зависимость амплитуды резонансов от величины $2\pi\sigma_{2D}/c$ (также на частоте $f = 0.7$ ГГц). Экспериментальные точки для данной зависимости были сняты при температурах от $T = 4.2$ К до $T = 200$ К. Как видно по графику, амплитуда резонансов возрастает при увеличении температуры и достигает своего максимума в области значений $2\pi\sigma_{2D}/c \approx 1$. При дальнейшем увеличении температуры амплитуда резонанса резко падает, и при $2\pi\sigma_{2D}/c \approx 0.3$ резонансы перестают наблюдаться.

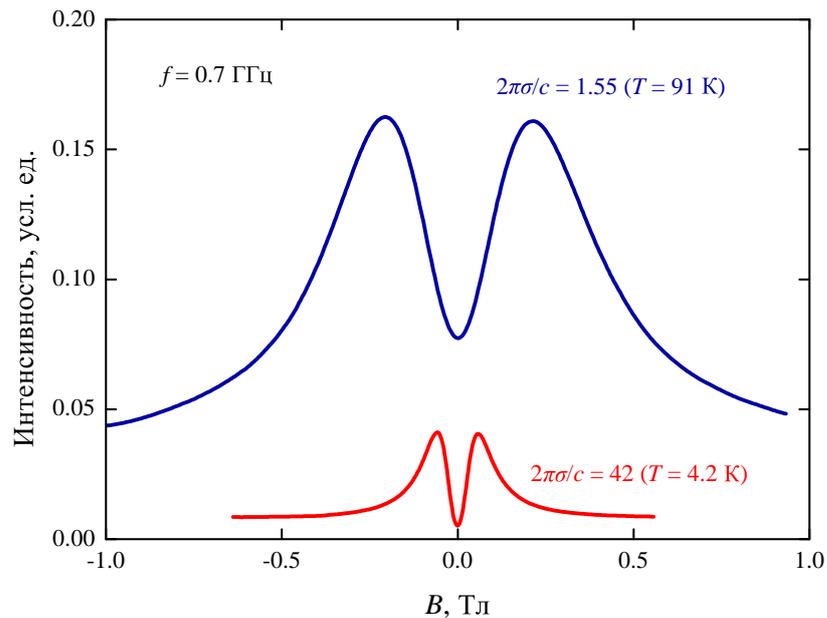


Рисунок 3.16: Магнитополевые зависимости пропускания СВЧ-излучения на частоте 0.7 ГГц при различных температурах и значениях параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$ для образца, изготовленного из структуры №1 (см. таблицу 2.1).

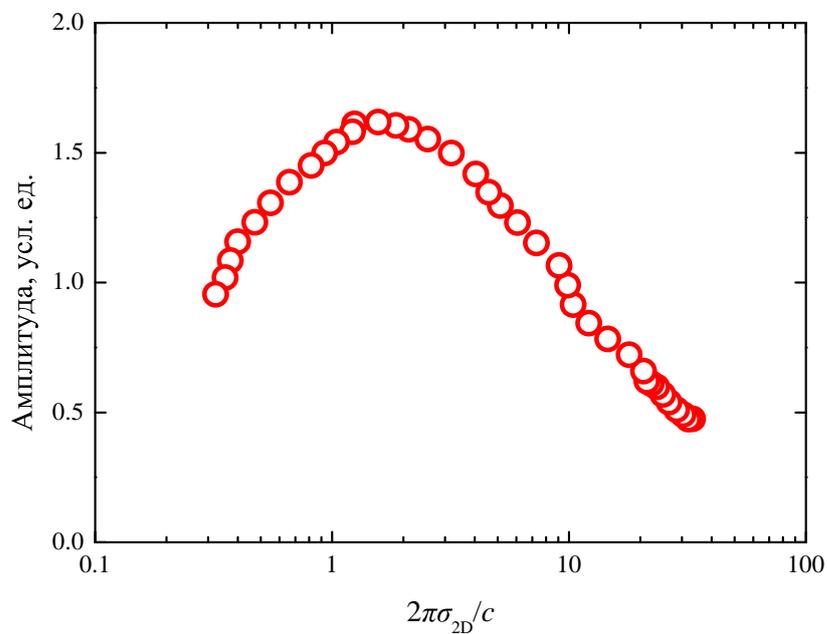


Рисунок 3.17: Зависимость амплитуды резонансов в пропускании СВЧ-излучения при развороте магнитного поля на частоте 0.7 ГГц от величины параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$ для образца, изготовленного из структуры №1 (см. таблицу 2.1). Для удобства по оси абсцисс выбран логарифмический масштаб.

Для получения магнитодисперсионных зависимостей температура стабилизировалась, и экспериментальные кривые снимались при различных значениях частоты микроволнового излучения. На рисунке 3.18 показаны зависимости частоты резонансов от их положения по магнитному полю при различных значениях температуры. Магнитополевые зависимости могут быть феноменологически описаны формулой:

$$f^2 = \frac{f_0^2}{1 + \frac{f_0^2}{f_B^2}}, \quad (3.5)$$

где f_0 — частота в нулевом магнитном поле, а f_B — параметр, определяющий наклон магнитодисперсионной зависимости. При увеличении температуры до $T \approx 90$ К ($2\pi\sigma_{2D} \approx 2$) параметр f_B значительно увеличивается, при этом частота f_0 остаётся практически постоянной. Такое поведение противоречит установленному для одномерных и двумерных плазмонов факту, что частота возбуждения не зависит от температуры [113]. В пределе $2\pi\sigma_{2D}/c < 1$ частота f_0 , так же, как и амплитуда резонансов, быстро уменьшается при уменьшении проводимости (с дальнейшим увеличением f_B). На рисунке 3.19 показана зависимость частоты f_0 от величины параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$. Эти результаты показывают, что наблюдаемая плазменная мода имеет существенно электродинамическую природу, напрямую связанную с релятивистскими эффектами, такими как конечность скорости света.

Дополнительной проверкой приведённого выше утверждения о связи возбуждения с проводимостью ДЭС стал эксперимент, проведённый на образце, изготовленном из структуры №2 с электронной плотностью $n_{2D} = 44 \times 10^{11}$ см⁻². На рисунке 3.20 показаны примеры экспериментальных зависимостей пропускания от величины магнитного поля, полученных на этом образце при различных температурах на частоте $f = 1.3$ ГГц. Особенностью данной структуры является то, что при комнатной температуре $2\pi\sigma_{2D} = 2.6$. В результате, при комнатной температуре на кривой пропускания по-прежнему видны сильно уширенные резонансные пики, соответствующие возбуждению релятивистского плазмона. При этом, при комнатной температуре на данной частоте $\omega\tau = 0.017$, а значит, обычные плазмоны сильно подавлены. Это подтверждается и сильным подавлением

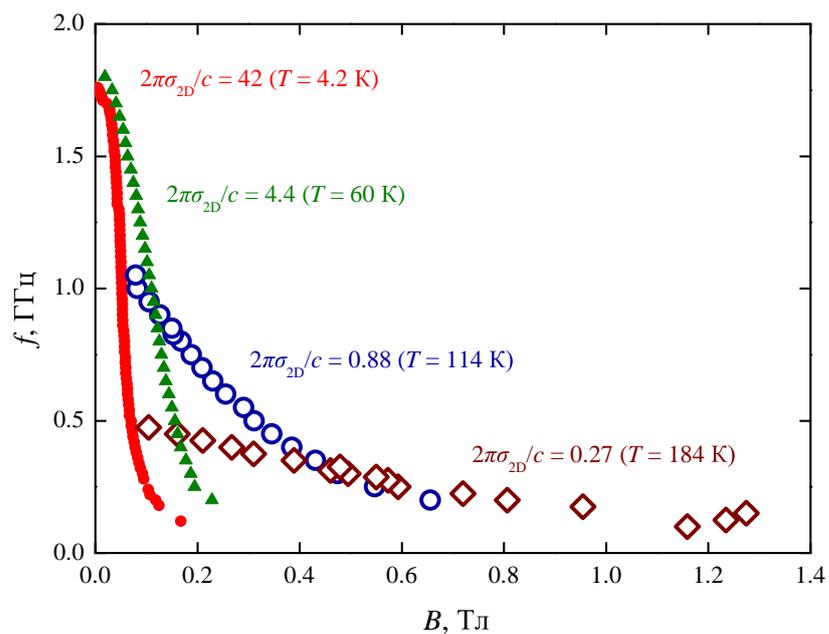


Рисунок 3.18: Магнитодисперсионные зависимости положения резонансов в пропускании СВЧ-излучения при разных значениях температуры T и параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$ для образца, изготовленного из структуры №1 (см. таблицу 2.1).

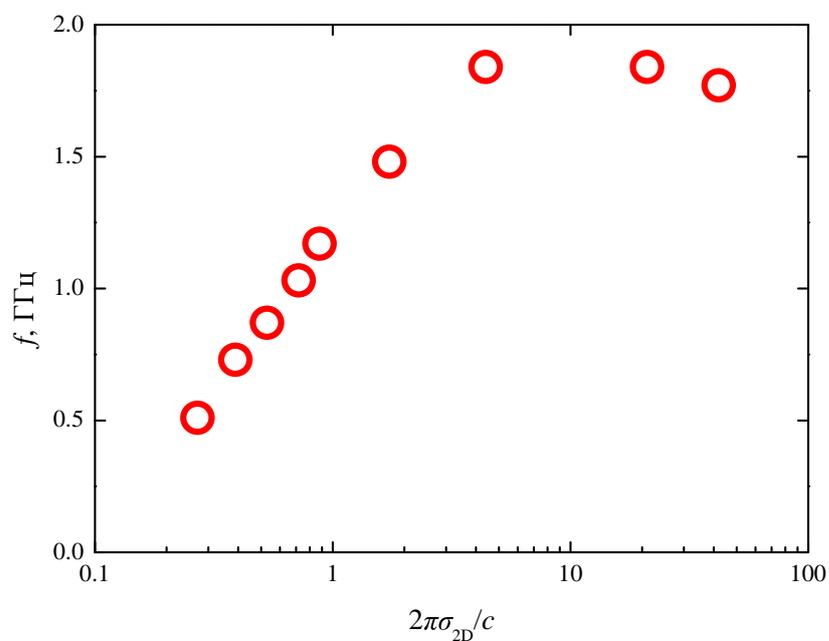


Рисунок 3.19: Зависимость положения резонансов в пропускании СВЧ-излучения при разных значениях температуры T и параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$ для образца, изготовленного из структуры №1 (см. таблицу 2.1).

Шубниковских осцилляций уже при температуре $T = 40$ К и полным их отсутствием при температуре $T = 160$ К.

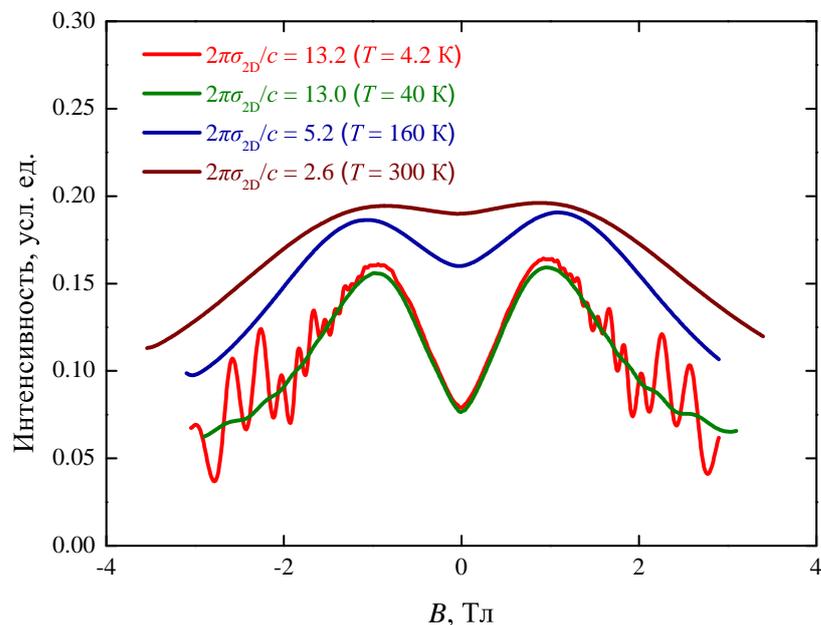


Рисунок 3.20: Зависимости пропускания СВЧ-излучения от величины магнитного поля при разных значениях температуры T и параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$ для образца, изготовленного из структуры №2 (см. таблицу 2.1).

Вторым важнейшим условием существования обнаруженных релятивистских плазменных возбуждений является наличие близко расположенного металлического затвора. Для того, чтобы установить этот факт, была произведена модификация структуры образца. На рисунке 3.21 показана схема такой структуры. Поперёк мезы располагается только один затвор. При этом в эксперименте измерялось пропускание СВЧ-излучения между концами затвора. Для данного эксперимента была изготовлена серия образцов из структуры №3 (см. таблицу 2.1). Параметром, который менялся в пределах данной серии образцов, являлась длина мезы. При этом расстояние между затвором и контактом оставалось постоянным, и равным $d = 40$ мкм. Ширина затвора и ширина мезы составляли $t = 40$ мкм и $w = 50$ мкм соответственно.

На рисунке 3.22 показаны примеры экспериментальных зависимостей пропускания СВЧ-излучения по затвору от магнитного поля в серии структур. Две нижние кривые получены на образцах, где $L = 280$ мкм и $L = 40$ мкм (то есть, край ДЭС совпадает с краем затвора). Третья кривая получена на образце

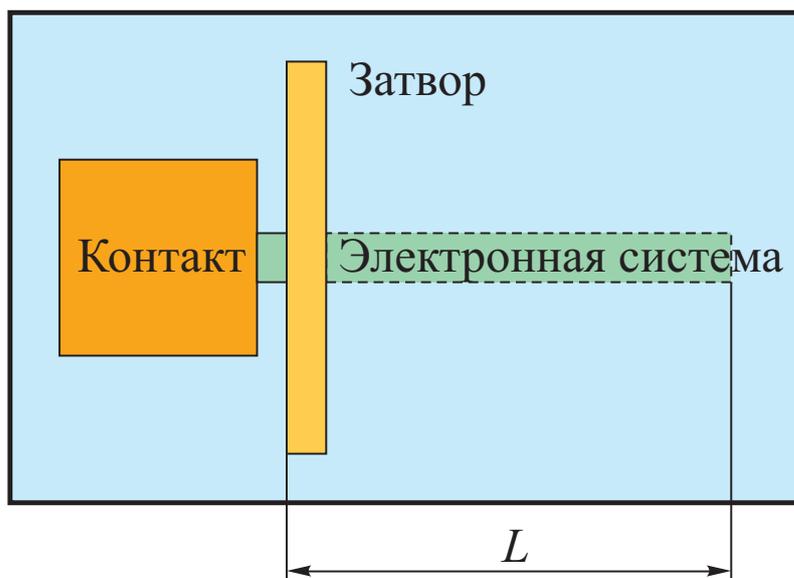


Рисунок 3.21: Модифицированная схема образца для проверки влияния наличия затвора над ДЭС.

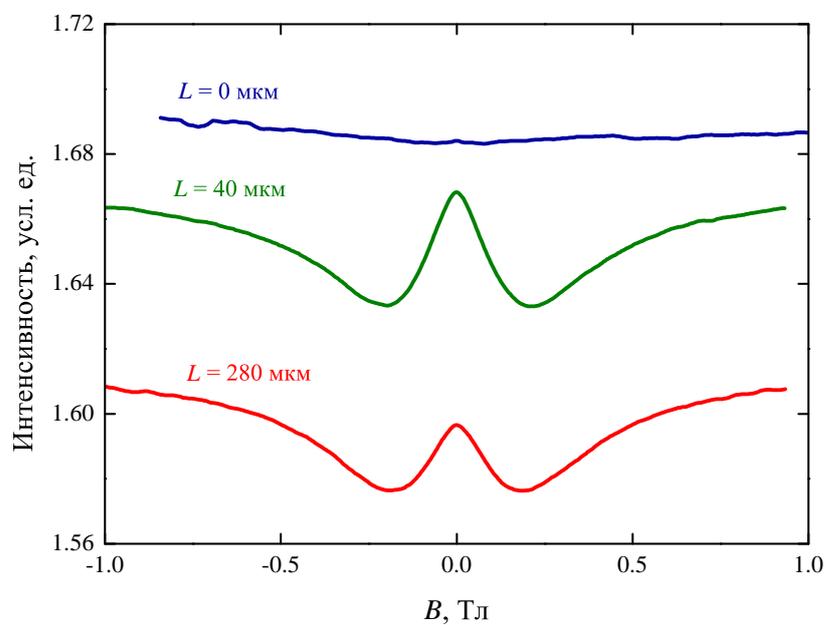


Рисунок 3.22: Зависимости пропускания СВЧ-излучения от величины магнитного поля для различных значений L (см. рисунок 3.21)

с $L = 0$ мкм, на котором ДЭС не заходит под затвор и заканчивается непосредственно рядом с ним. На двух нижних кривых хорошо видны симметричные по магнитному полю резонансы, соответствующие возбуждению плазменных волн. На верхней кривой никаких резонансов нет, то есть плазменные колебания в данном случае не возбуждаются.

Глава 4

Изучение высокочастотной моды магнитодисперсии релятивистских плазменных возбуждений

В главе 3, в основном, рассматривалась низкочастотная краевая ветвь магнитодисперсии релятивистских плазменных возбуждений. Однако, наряду с ней, была обнаружена высокочастотная ветвь, которая наряду с низкочастотной приведена на рисунке 4.1. В этой главе будет исследоваться её физические свойства.

Высокочастотная мода возбуждается в тех же самых структурах, что и низкочастотная. Однако её поведение в зависимости от геометрических параметров отличается от поведения низкочастотной моды. Это свидетельствует о том, что эти две моды имеют разную пространственную симметрию электромагнитного поля. Кроме того, высокочастотная ветвь имеет немонотонную зигзагообразную магнитодисперсию. Такое поведение напоминает магнитодисперсию объёмных магнитоплазменных возбуждений при наличии сильных поляритонных эффектов (см. рисунок 1.16).

Как показывают эксперименты, высокочастотная мода может гибридизироваться с электромагнитным полем внешнего резонатора. При этом реализуется ультрасильное спаривание между плазменной модой и электромагнитной модой резонатора. Такое спаривание характеризуется тем, что энергетическое расщеп-

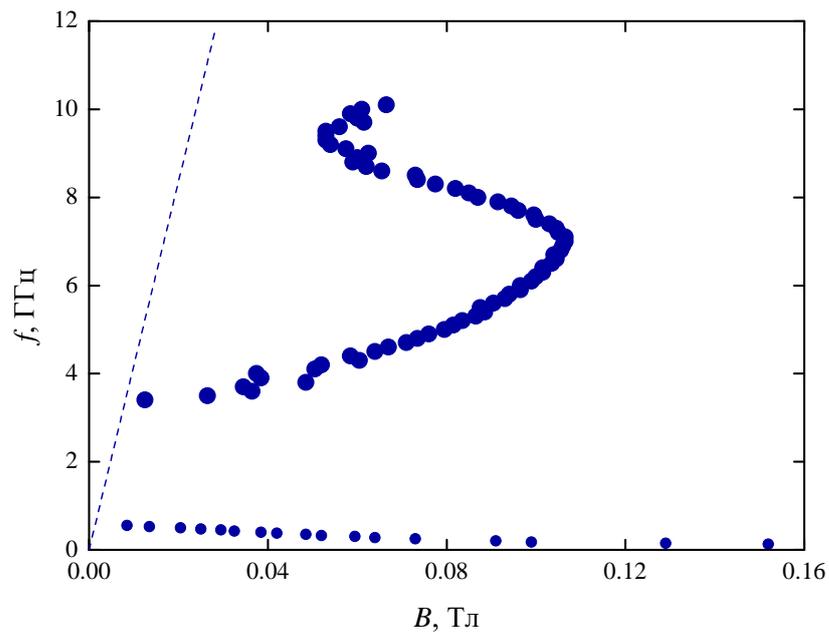


Рисунок 4.1: Две ветви магнитодисперсионной зависимости слабозатухающего плазменного возбуждения, полученные на образце, изготовленном из гетероструктуры №12 (см. таблицу 2.1). Штриховой линией показана линия циклотронного резонанса.

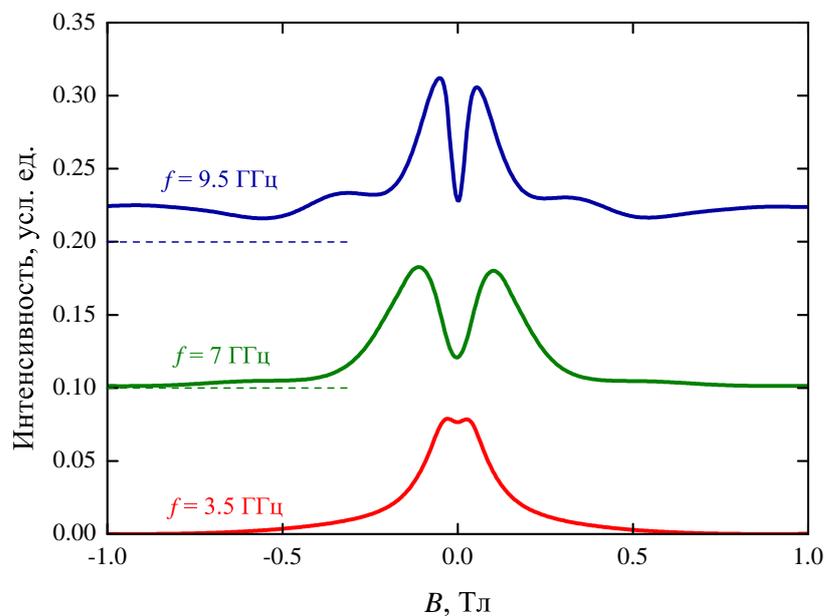


Рисунок 4.2: Магнитопольные зависимости пропускания ДЭС при различных значениях частоты f СВЧ-излучения. Для удобства, кривые сдвинуты относительно друг друга по вертикали.

ление между гибридизированными модами по порядку величины совпадает с энергиями исходных возбуждений. Этот режим интересен тем, что для него было предсказано несколько новых физических явлений, включая параметрическую генерацию неклассического света и новые неадиабатические резонансные квантовоэлектродинамические явления, напоминающие динамический эффект Казимира.

4.1 Влияние параметров двумерной электронной системы на высокочастотную ветвь релятивистских плазменных возбуждений

Для того, чтобы показать, что происхождение наблюдаемой высокочастотной ветви магнитодисперсии аналогично низкочастотной, были проведены эксперименты с изменением проводимости ДЭС. Они проводились аналогично тому, как это было описано в разделе 3.3, путём изменения температуры. Для измерений использовались структуры №2, №11 и №12 (см. таблицу 2.1). Данные структуры незначительно отличаются друг от друга проводимостью при одинаковых остальных параметрах (электронная концентрация, глубина залегания квантовой ямы). Образцы, изготовленные из этих гетероструктур, представляли собой, как и в главе 3, кристаллы GaAs размерами около $a = 1$ мм, $b = 3$ мм и толщиной $H = 650$ мкм. На его поверхности находится ДЭС, расположенную в мезе в форме полоски, вытравленной в кристалле. На обоих концах полоски расположены омические контакты. Во время эксперимента они были заземлены. Расстояние между краями контактов составляло около $L = 700$ мкм, ширина полоски — $w = 50$ мкм. На расстоянии $d = 30$ мкм от контактов поперёк мезы были напылены проводящие затворы. Ширина затвора составляла $t = 40$ мкм, а их длина — $l = 400$ мкм. Эксперименты проводились по выше описанной трансмиссионной методике (2.3).

На рисунке 4.2 приведены примеры кривых пропускания ДЭС в зависимости от величины магнитного поля, полученные при температуре $T = 4.2$ К для образца с $2\pi\sigma_{2D} = 7.2$ (структура №12). На этих кривых присутствуют симметричные относительно нулевого магнитного поля резонансы, соответствующие воз-

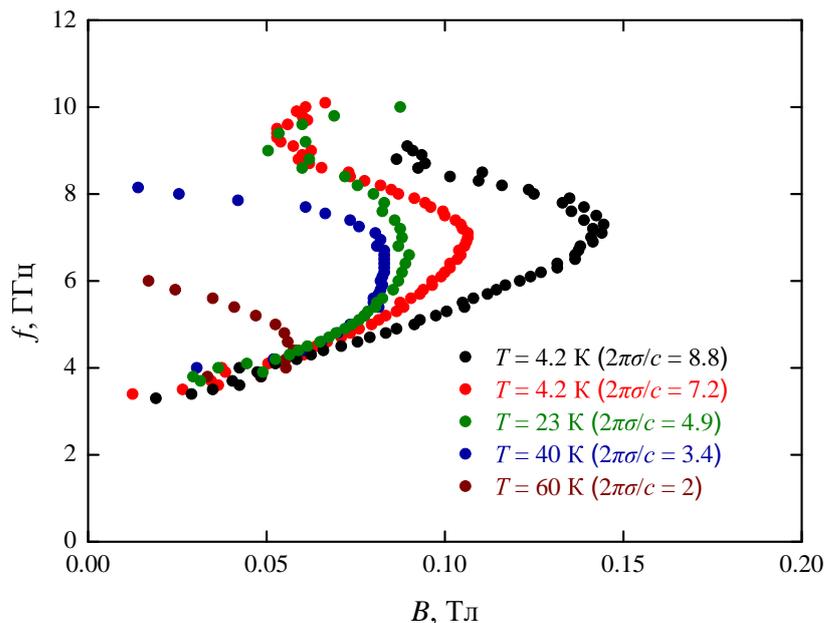


Рисунок 4.3: Магнитополевые зависимости частоты верхней ветви слабозатухающих плазменных возбуждений при различных температурах. Зависимость с $2\pi\sigma/c = 8.8$ относится к измерениям на структуре №11, остальные — к измерениям на структуре №12.

буждению релятивистских плазменных возбуждений. Видно, что с изменением частоты микроволнового излучения положение резонансов по магнитному полю ведёт себя немонотонно. Это наглядно продемонстрировано на рисунке 4.3, где представлены полученные при температурах $T = 4.2$ К, 40 К и 60 К магнитодисперсионные зависимости. Также представлена магнитодисперсионная зависимость для образца с $2\pi\sigma_{2D} = 8.8$ (структура №11) при $T = 4.2$ К. Данные зависимости имеют зигзагообразную форму, аналогичную двумерным магнито-плазменным возбуждениям с большим поляритонным вкладом (рисунок 1.16).

При увеличении температуры (и соответствующем уменьшении проводимости) резонансные пики движутся в сторону нулевого магнитного поля, при этом частота моды в нулевом магнитном поле практически не меняется. При температуре выше $T = 80$ К ($2\pi\sigma_{2D} \approx 1$) верхняя мода перестаёт наблюдаться. Существенное влияние проводимости на магнитодисперсию моды, которое не наблюдается у обычных плазмонов, показывает родственность между нижней и верхней релятивистскими модами. Однако поведение верхней моды отличается от нижней моды, магнитодисперсия которой практически не изменяется

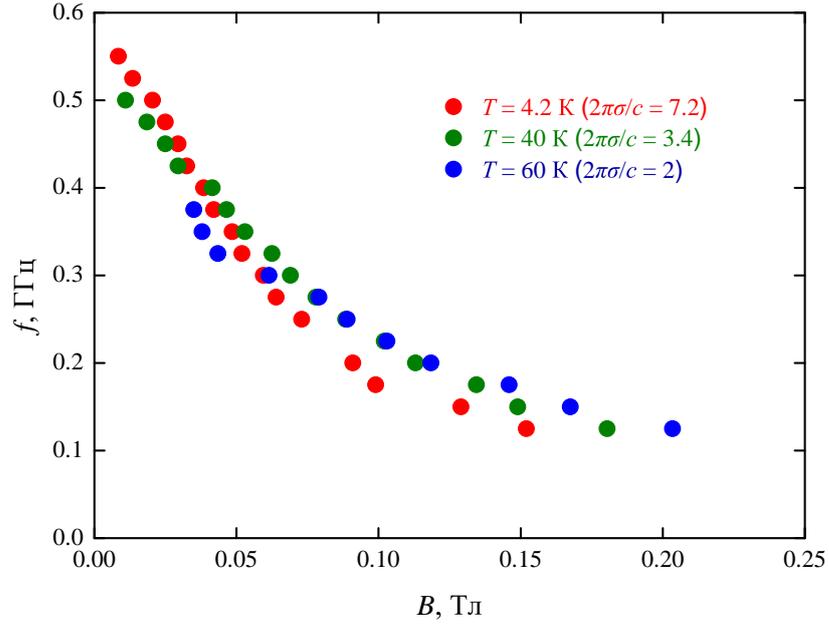


Рисунок 4.4: Магнитополевые зависимости частоты нижней ветви слабозатухающих плазменных возбуждений при различных температурах.

в диапазоне температур $T = 4.2\text{--}60$ К (рисунок 4.4). Предположительно, это может свидетельствовать о том, что частота этих возбуждений управляется разными компонентами тензора проводимости $\hat{\sigma}_{2D}$, а точнее, обратного ему тензора удельного сопротивления $\hat{\rho}_{2D}$:

$$\hat{\sigma}_{2D} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \frac{n_{2D}e^2\tau}{m^*(1 + (\omega_c\tau)^2)} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c\tau \\ \omega_c\tau & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

$$\hat{\rho}_{2D} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} = \frac{m^*}{n_{2D}e^2\tau} \begin{pmatrix} 1 & \omega_c\tau \\ -\omega_c\tau & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

где τ — время релаксации. Предполагается, что частота нижней моды управляется температурно независимым параметром, связанным с проводимостью:

$$\frac{1}{\rho_{xy}} = \frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xy}} = \frac{n_{2D}e^2}{m^*\omega_c}. \quad (4.3)$$

При этом магнетодисперсия верхней моды, в свою очередь, связана с другой компонентой тензора удельного сопротивления, которая обеспечивает сильную

температурную зависимость:

$$\frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}} = \frac{1}{\rho_{xx}} = \frac{n_{2D} e^2 \tau}{m^*}. \quad (4.4)$$

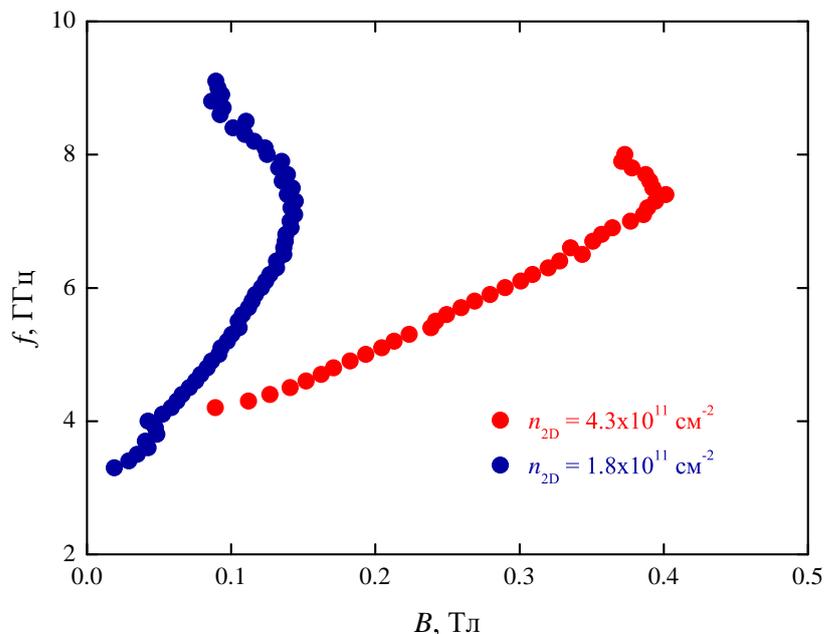


Рисунок 4.5: Магнитополевые зависимости частоты высокочастотной ветви слабозатухающих плазменных возбуждений для образцов с различной концентрацией носителей заряда n_{2D} . Геометрические параметры в образцах были одинаковыми.

Влияние концентрации носителей заряда на поведение верхней моды изучалось на структурах №2 и №12 (см. таблицу 2.1). В случае верхней моды, в отличие от нижней отсутствует эффект «насыщения», то есть независимость магнитодисперсии моды от величины проводимости в случае $2\pi\sigma_{2D} > 1$. Поэтому для получения верного результата требуется обеспечить равенство проводимостей при различных концентрациях. К сожалению, в распоряжении не было структур, точно удовлетворяющих этому критерию, но величины $2\pi\sigma_{2D} = 7.2$ и $2\pi\sigma_{2D} = 5.5$ в используемых структурах достаточно близки. Кроме того, знание того, как влияет изменение проводимости на магнитодисперсию моды, позволяет исключить этот эффект. На рисунке 4.5 показаны магнитодисперсионные зависимости, полученные для образцов с концентрациями $n_{2D} = 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $4.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Магнитополевая зависимость частоты моды испытывает зна-

чительные изменения при изменении электронной плотности в ДЭС. При увеличении концентрации наклон зависимости становится меньше, то есть мода становится более фотоноподобной. Это свойство, вместе с зигзагообразной формой кривой, связано с тем, что плазменное возбуждение гибридизируется с фотонным резонансом. При этом зигзагообразная форма объясняется возбуждением кратных гармоник, которые таким образом проявляются в эксперименте. Предположительно, фотонный резонанс может возникать в полупроводниковом кристалле, а слабозатухающая плазменная мода в силу своей делокализованной природы может с ним гибридизоваться. Для используемых в эксперименте кристаллов частота фундаментального фотонного резонанса равна $f_0 = 13$ ГГц, что вполне согласуется с представленными данными. Более подробно вопрос гибридизации будет рассмотрен в следующем разделе. Стоит отметить, что частота возбуждения в нулевом магнитном поле зависит от электронной плотности привычным образом: $\omega_p \sim \sqrt{n_{2D}}$.

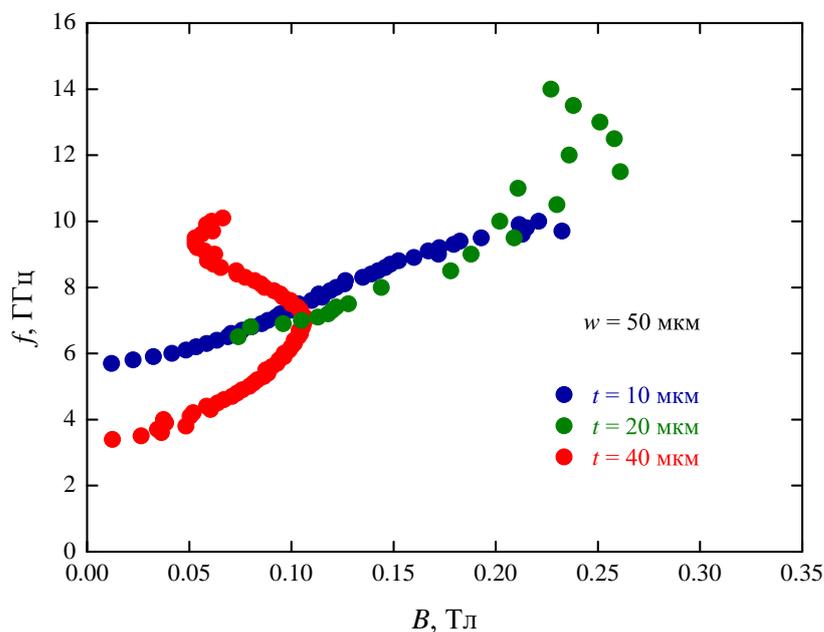


Рисунок 4.6: Магнитополевые зависимости частоты высокочастотной ветви слабозатухающих плазменных возбуждений для образцов с различной шириной затвора t . Ширина ДЭС во всех образцах была равной $w = 50$ мкм.

Для определения влияния геометрических параметров на высокочастотную моду были изготовлены несколько образцов с различной шириной полоски ДЭС $w = 30$ мкм, 50 мкм и 100 мкм, а также с различной шириной затвора $t = 10$ мкм,

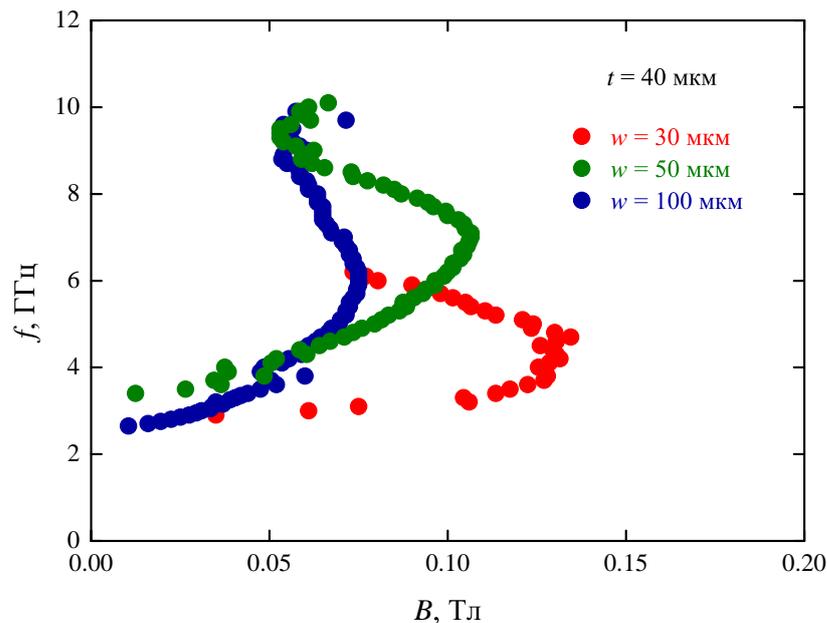


Рисунок 4.7: Магнитополевые зависимости частоты высокочастотной ветви слабозатухающих плазменных возбуждений для образцов с различной шириной ДЭС w . Ширина затвора во всех образцах была равной $t = 50$ мкм.

20 мкм и 40 мкм. Для изготовления образцов использовалась структура №12 (см. таблицу 2.1). Магнитодисперсионные кривые для образцов с $w = 50$ мкм и различной шириной затвора t показаны на рисунке 4.6. Зависимость частоты возбуждения в нулевом магнитном поле от ширины затвора такая же, как у низкочастотной моды, $\omega_p \sim t^{-1/2}$. Однако существенно меняется наклон магнитодисперсии, чего не наблюдается у низкочастотной моды (рисунок 3.7). Такое изменение также может быть связано с гибридизацией с фотонной модой. Однако, при изменении ширины ДЭС магнитодисперсия ведёт себя иным образом. На рисунке 4.7 показаны магнитополевые зависимости частоты возбуждения для образцов с $t = 40$ мкм и разной шириной ДЭС w . Частота возбуждения в нулевом магнитном поле практически не зависит от ширины ДЭС, при этом наклон магнитодисперсии опять же меняется очень сильно: при уменьшении ширины ДЭС, наклон также уменьшается, мода становится более фотоноподобной. Это кардинально отличает высокочастотную моду от низкочастотной, которая демонстрировала зависимость $\omega_p \sim w^{-1/2}$, и неизменность наклона магнитодисперсии (рисунок 3.9). Такая разница в дисперсии двух мод показывает, что они имеют разную пространственную симметрию.

4.2 Исследование гибридизация высокочастотной релятивистской моды с электромагнитным полем внешнего резонатора

Как уже утверждалось ранее, высокочастотная релятивистская плазменная мода делокализована и, таким образом, имеет возможность взаимодействовать со внешним электромагнитным полем.

В этом разделе будет рассматриваться гибридизация высокочастотной релятивистской плазменной моды и фотонной моды резонатора. Образцы для данных экспериментов были изготовлены из гетероструктур №11 (см. таблицу 2.1). Геометрические параметры образцов были следующими: ширина полоски ДЭС $w = 50$ мкм, 100 мкм и 150 мкм, ширина затворов $t = 20$ мкм. Измерения проводились по трансмиссионной методике. В качестве резонаторов использовались медные пластинки прямоугольной формы толщиной около $z = 0.2$ мм. Пластинки приклеивались на поверхность держателя образцов, а уже на поверхность пластинки приклеивался образец. Схематическое изображение образца, наклеенного на поверхность металлической пластинки, приведено на рисунке 4.8. Размеры пластинок, использовавшихся в эксперименте, составляли $A \times B = 4 \times 4$ мм², 8×4 мм², 10.8×4 мм², при этом размер A соответствует расстоянию вдоль полоски ДЭС на образце. В данном разделе были использованы как керамические, так и тефлоновые держатели. Основная разница между этими держателями состояла в разной диэлектрической проницаемости материалов: $\epsilon_{Cer} \approx 10$ для керамики и $\epsilon_{PTFE} \approx 2.1$ для тефлона. Благодаря этому собственная частота резонатора, определяемая его размером, была разной для разных держателей:

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} q = \frac{1}{2\pi} \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \frac{\pi}{A} = \frac{c}{2A\sqrt{\epsilon}}. \quad (4.5)$$

На рисунке 4.9 представлены примеры экспериментальных зависимостей пропускания ДЭС от величины магнитного поля при разных частотах. Данные кривые получены на образце с $w = 50$ мкм, помещённом на резонатор размером 4×4 мм², использовался керамический держатель. Как и ранее, на кривых видны симметричные относительно нулевого магнитного поля резонансы, положение которых изменяется с изменением частоты. На рисунке 4.10 показана магнито-

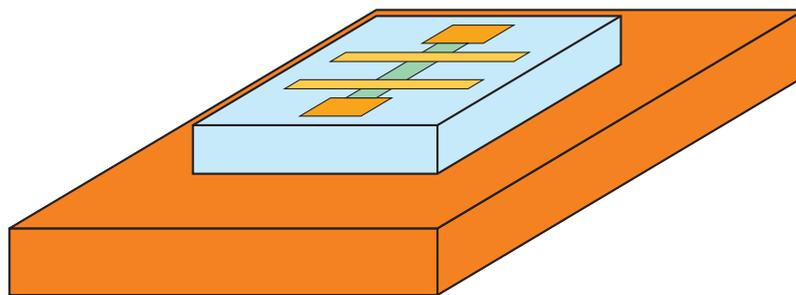


Рисунок 4.8: Схематическое изображение образца, наклеенного на металлический резонатор.

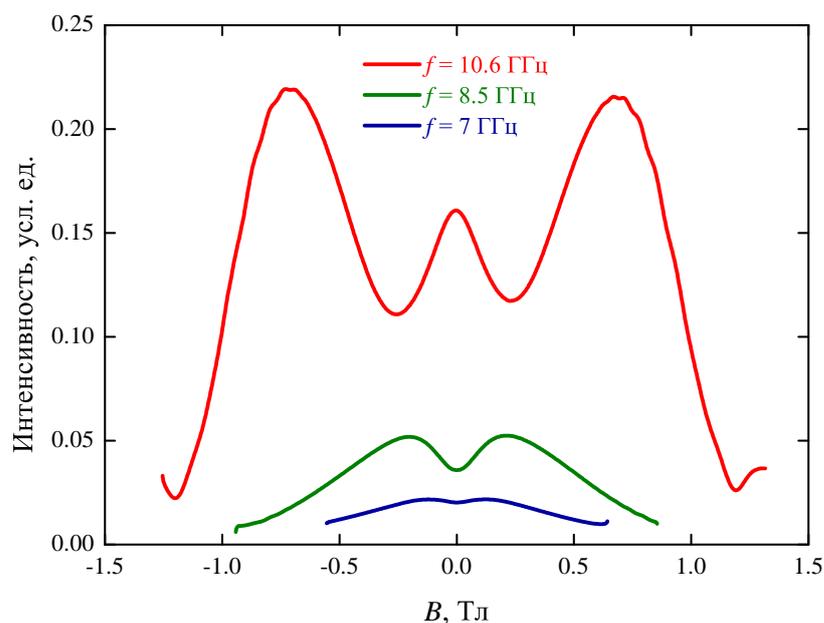


Рисунок 4.9: Магнитополевые зависимости пропускания образца, наклеенного на резонатор размерами 4×4 мм² при различных частотах микроволнового излучения.

полевая зависимость частоты резонанса. Для качественного описания этой магнитодисперсии можно использовать подход, основанный на микроскопической квантовой теории двух спаренных резонаторов: фотонного и плазмонного [114]. Такой подход предсказывает, что эффективная диэлектрическая функция определяется следующим выражением:

$$\frac{1}{\hat{\varepsilon}} = \frac{\alpha}{\varepsilon_{2DES}(\omega)} + \frac{1 - \alpha}{\varepsilon}, \quad (4.6)$$

где ε — эффективная диэлектрическая проницаемость окружения, которая определяется материалом держателя, α — фактор перекрытия между поляризацион-

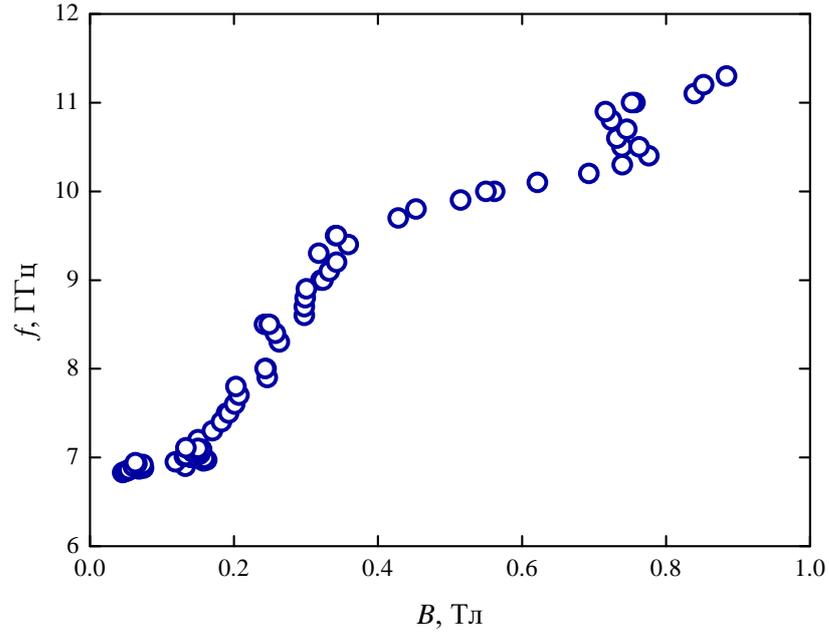


Рисунок 4.10: Магнитополевая зависимость частоты высокочастотной ветви слабозатухающего плазменного возбуждения для образца, наклеенного на резонатор размерами 4×4 мм².

ной средой и резонаторной фотонной модой, $\varepsilon_{2DES}(\omega)$ — диэлектрическая функция ДЭС, которая может быть представлена в виде:

$$\varepsilon_{2DES}(\omega) = \varepsilon \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \right). \quad (4.7)$$

Диэлектрическая функция определяет связь между частотой возбуждения ω и величиной волнового вектора q : $\hat{\varepsilon}\omega^2 = q^2c^2$. Используя эти выражения, можно подогнать экспериментальную зависимость, выбирая в качестве параметров α и ω_p . Для данного эксперимента $f_0 = \omega_0/2\pi = 13$ ГГц, диэлектрическая постоянная $\varepsilon = 8.4$.

Для сравнения был проведён эксперимент с тем же образцом в отсутствие металлического резонатора. Полученная магнитодисперсия плазменного возбуждения приведена на рисунке 4.11 в сравнении с магнитодисперсией гибридного поляритонного возбуждения. Обе магнитодисперсии ведут себя похожим образом, однако в случае отсутствия резонатора наклон магнитодисперсии значительно больше, но при этом она располагается существенно ниже циклотронного ре-

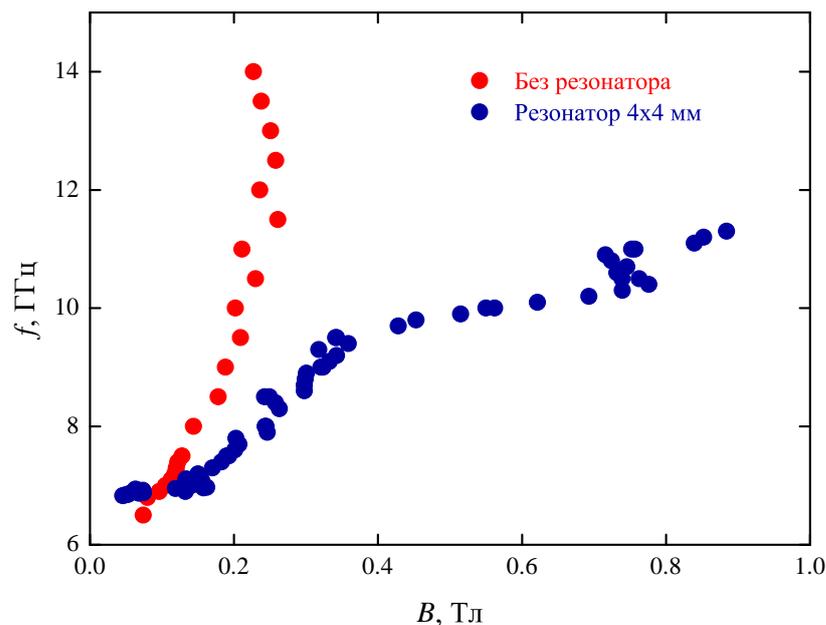


Рисунок 4.11: Сравнение магнитодисперсионных зависимостей верхней ветви слабозатухающего плазменного возбуждения в присутствии резонатора размером $4 \times 4 \text{ мм}^2$ и в его отсутствие.

зонанса. Это может быть объяснено тем, что плазменное возбуждение может гибридизироваться с фотонным резонансом в полупроводниковом кристалле. Этот резонанс располагается достаточно высоко по частоте ($f_0 = \omega_0/2\pi = 40 \text{ ГГц}$), которая не достигается в наших экспериментах.

Для проверки того, что плазменная мода в нашем эксперименте гибридизируется именно с фотонной модой резонатора, в роли которого выступает медная пластинка, были проведены эксперименты с пластинкой разного размера: $A \times B = 4 \times 4 \text{ мм}^2$, $8 \times 4 \text{ мм}^2$ и $10.8 \times 4 \text{ мм}^2$. В этих экспериментах использовался один тот же образец, изготовленный из гетероструктуры №11 с $w = 50 \text{ мкм}$, $t = 20 \text{ мкм}$. Измерения проводились с использованием тefлонового держателя с $\varepsilon = 2.1$. На рисунке 4.12 показаны магнитополевые зависимости частоты резонанса для этих трёх случаев. Пунктирными линиями отмечены частоты фотонных резонансов: $\omega_0/2\pi = 21 \text{ ГГц}$, 14 ГГц , 9.5 ГГц . Как видно, размер резонатора сильно влияет на магнитодисперсию гибридного возбуждения.

Кроме изменения продольного размера A резонатора проводились эксперименты по изменению поперечного размера B . Эти эксперименты показали, что поперечный размер никак не влияет на магнитодисперсию поляритонного воз-

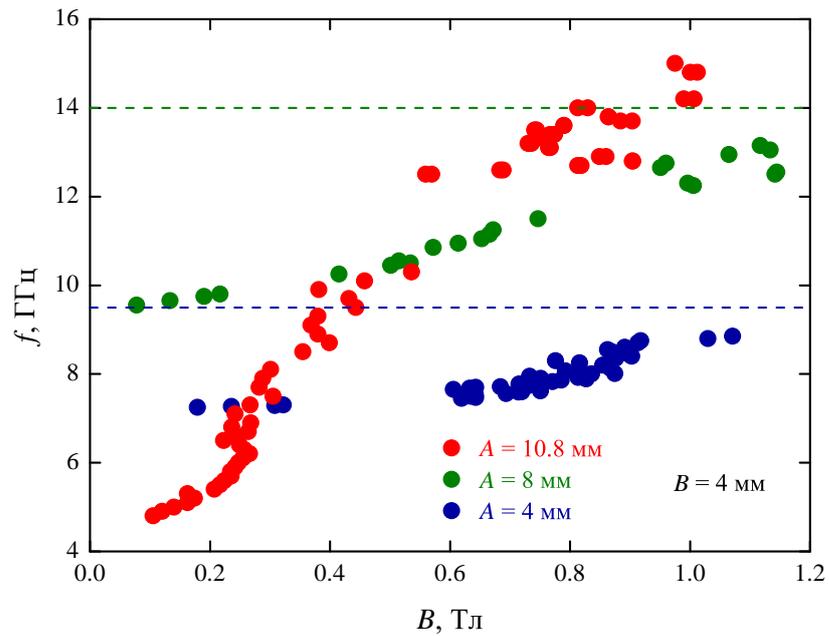


Рисунок 4.12: Сравнение магнитодисперсионных зависимостей поляритонного возбуждения, полученных при использовании резонаторов размером $A \times B = 4 \times 4 \text{ мм}^2$, $8 \times 4 \text{ мм}^2$ и $10.8 \times 4 \text{ мм}^2$.

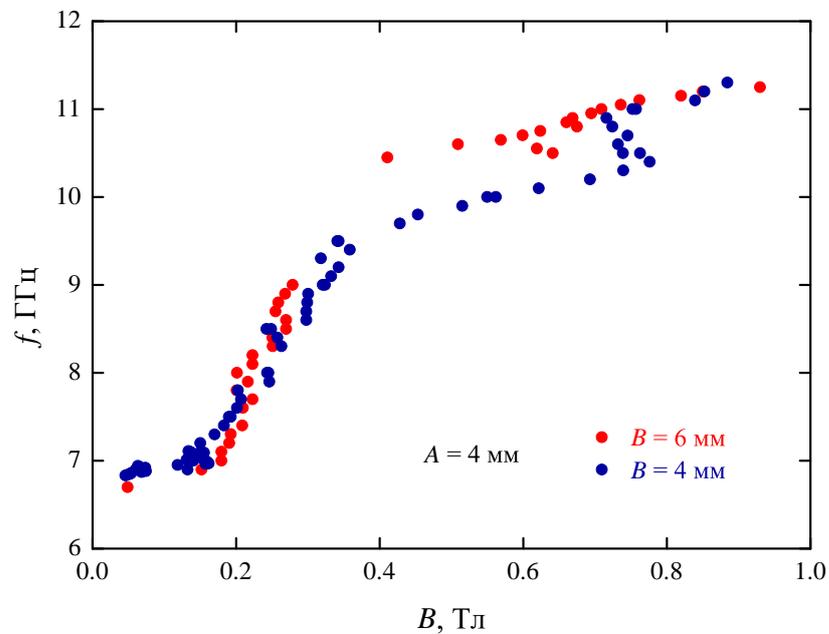


Рисунок 4.13: Сравнение магнитодисперсионных зависимостей поляритонного возбуждения, полученных при использовании резонаторов размером $A \times B = 4 \times 4 \text{ мм}^2$ и $4 \times 6 \text{ мм}^2$.

буждения. Для примера на рисунке 4.13 показаны магнитодисперсионные зависимости поляритонного возбуждения при использовании резонаторов размером $A \times B = 4 \times 4 \text{ мм}^2$ и $4 \times 6 \text{ мм}^2$. Это означает, что фактор перекрытия α не определяется просто площадями ДЭС и резонатора.

Как видно, теоретическая модель не даёт хорошего количественного описания экспериментальных данных. Это, в первую очередь, связано с тем, что диэлектрическая функция, определяемая формулой (4.7), не является верной для нашего случая, как минимум, не учитывая наличия затвора над ДЭС.

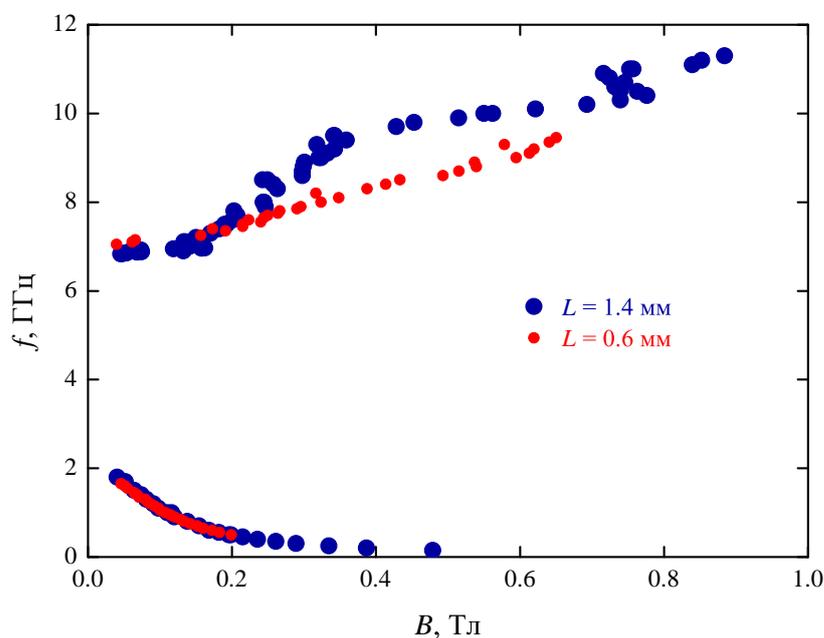


Рисунок 4.14: Сравнение магнитодисперсионных зависимостей поляритонного возбуждения для образцов с различной длиной ДЭС L .

Для того, чтобы определить влияние фактора перекрытия, были проведены эксперименты с образцами с разной длиной полоски ДЭС. Несмотря на то, что длина ДЭС не оказывает никакого влияния на магнитодисперсию релятивистского плазменного возбуждения, она может оказывать влияние на связь между плазменным возбуждением и фотонным резонансом, что может привести к изменению магнитодисперсии поляритонного возбуждения. На рисунке 4.14 показаны магнитополевые зависимости частоты поляритонного возбуждения для образцов с длиной полоски ДЭС $L = 1.4 \text{ мм}$ и $L = 0.6 \text{ мм}$. Остальные геометрические параметры двух образцов совпадали: $w = 50 \text{ мкм}$, $t = 20 \text{ мкм}$. При этом ис-

пользовался керамический держатель и резонатор размерами $A \times B = 4 \times 4 \text{ мм}^2$. Как видно, длина ДЭС не оказывает влияния на частоту моды в нулевом магнитном поле и в области очень больших магнитных полей. Зато в промежуточной области магнитодисперсии достаточно сильно различаются. Образец с меньшей длиной ДЭС обладает более фотоноподобной магнитодисперсией. Кроме магнитодисперсии достаточно интересно было сравнить амплитуды резонансов. На рисунке 4.15 показаны магнитополевые зависимости пропускания микроволнового излучения на частоте $f = 8.5 \text{ ГГц}$ для этих двух образцов.

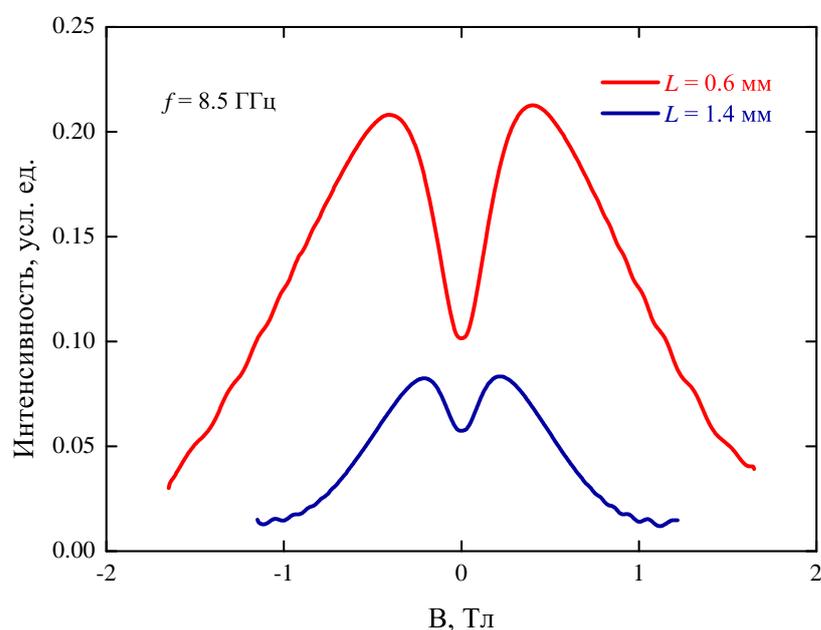


Рисунок 4.15: Сравнение магнитополевых зависимостей пропускания для образцов с различной длиной ДЭС L на частоте микроволнового излучения $f = 8.5 \text{ ГГц}$.

Ширина полоски ДЭС, как было описано в разделе 4.1, не влияет на частоту высокочастотной моды релятивистского плазменного возбуждения, но достаточно сильно влияет на её магнитодисперсию.

Глава 5

Резонаторные плазмон-поляритонные возбуждения в фотонных кристаллах

В данной главе будет рассмотрены возбуждения, возникающие в микрорезонаторах внутри фотонных кристаллов в терагерцовом диапазоне. Данный диапазон интересен широким спектром возможных применений. Однако, его расположение между оптическим и микроволновым диапазонами затрудняет создание компактных устройств для генерации, детектирования и манипулирования терагерцовым излучением. В частности, одной из важных задач является спектрометрия в данном диапазоне. Фотонные кристаллы обладают частотной избирательностью, в связи с чем могут служить основой для спектрометров в терагерцовом диапазоне. Другой важной задачей является сопряжение фотонных и электронных устройств, которое может быть осуществлено с помощью использования гибридных плазмон-поляритонных возбуждений. В данной главе будет описано наблюдение резонансов в фотоотклике плазмонного детектора, помещённого в резонатор внутри фотонного кристалла.

В качестве фотонных кристаллов использовались два типа образцов. Первый тип образцов представлял собой прямоугольную пластину GaAs размерами около 6×6 мм² и толщиной $h = 200$ мкм. На этой пластинке формировал-

ся фотонный кристалл. Он представлял собой треугольную решётку сквозных отверстий, изготовленных с помощью анизотропного реактивного ионного травления. В центре кристалла находился резонатор, представляющий собой ряд из трёх отсутствующих отверстий (L3 резонатор). В центре резонатора создавался плазмонный детектор терагерцового излучения [115]. Принцип работы детектора заключается в том, что падающее излучение возбуждает плазменные колебания в ДЭС. Колебания потенциала в ДЭС выпрямляются на нелинейных дефектах. Полученное фотонапряжение является мерой мощности падающего излучения. Было проверено, что такой детектор линеен по мощности в доступном нам диапазоне (по крайней мере, до 100 мВт). Были изготовлены фотонные кристаллы с периодом треугольной решётки $a = 247, 292, 343, 374, 411, 544$ и 816 мкм. Диаметр отверстий во всех случаях составлял $d = 0.6 a$. Такой диаметр отверстий выбирался для получения максимально широкой запрещённой зоны фотонного кристалла. Частота резонаторной моды при этом находится внутри запрещённой зоны фотонного кристалла.

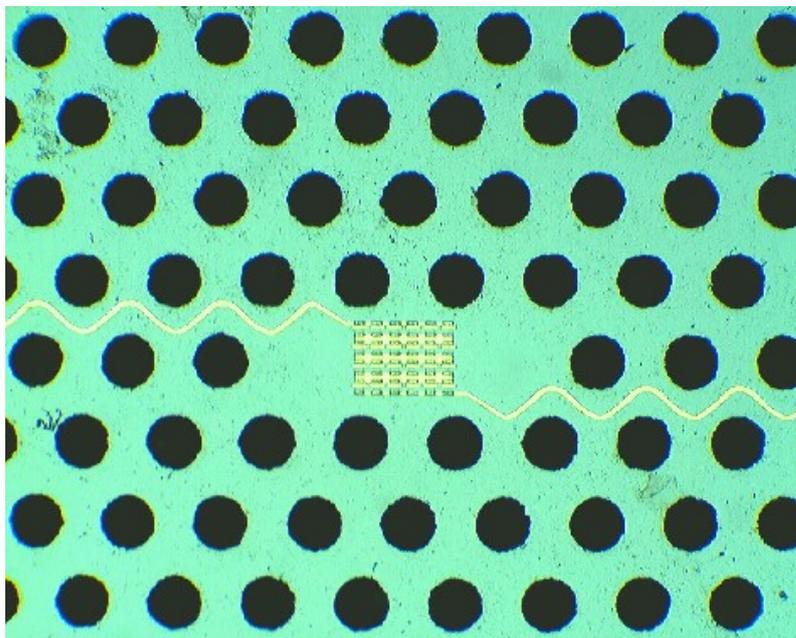


Рисунок 5.1: Микрофотография фотонного кристалла, изготовленного из GaAs, со сформированным в нём резонатором и плазмонным детектором.

На рисунке 5.1 представлена микрофотография готового образца, а также его поперечного скола (рисунок 5.2). Кроме того, был изготовлен образец, в котором отверстия не формировались. Этот образец служил для того, чтобы по-

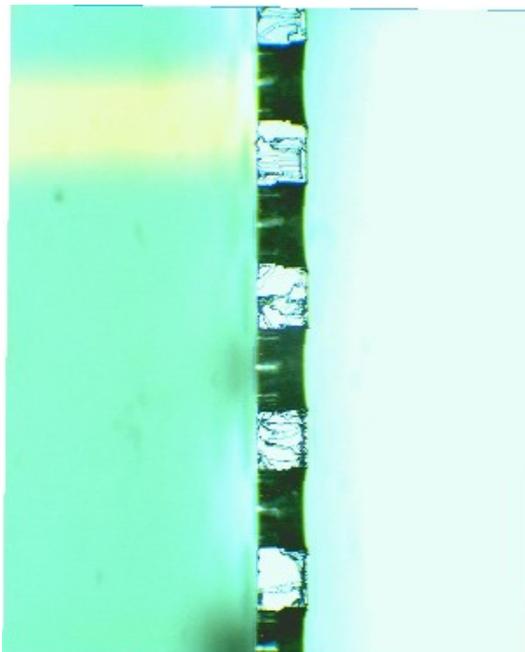


Рисунок 5.2: Микрофотография поперечного скола фотонного кристалла.

казать разницу между частотной характеристикой самого детектора и частотной характеристикой детектора, помещённого в фотонный кристалл.

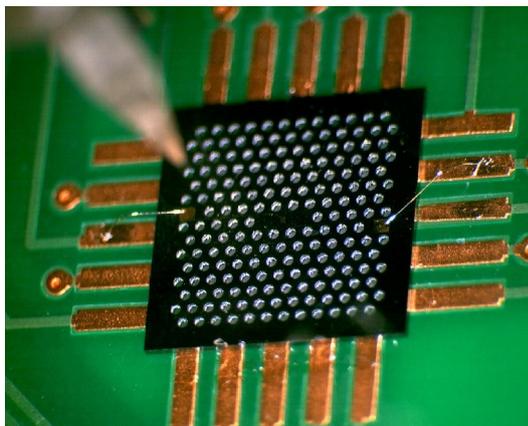


Рисунок 5.3: Фотография фотонного кристалла, изготовленного из GaAs, помещённого на специальный держатель.

Для крепления образца был изготовлен специальный держатель из ВЧ ламината Rogers RO4350В. В держателе был сделан вырез так, чтобы образец приклеивался к держателю только своими краями (рисунок 5.3). Контактные площадки на образце соединялись с контактными площадками держателя с помощью алюминиевой проволоки диаметром 50 мкм с помощью установки ультразвуковой микросварки.

В качестве источников излучения использовалась серия ламп обратной волны (ЛОВ), покрывающих частотный диапазон от 0.1 до 0.4 ТГц, при этом излу-

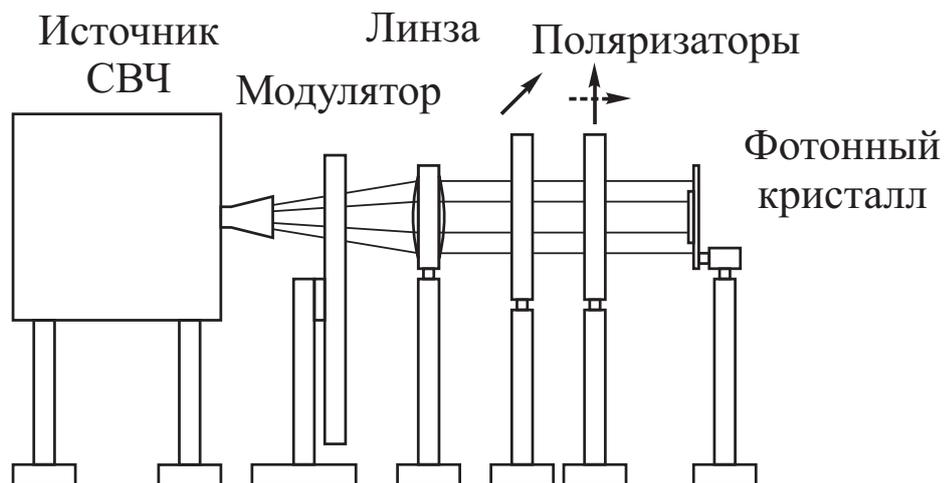


Рисунок 5.4: Квазиоптическая схема для измерения отклика детектора, помещённого в резонатор фотонного кристалла, при облучении в субтерагерцовом диапазоне.

чаемая мощность в данном частотном диапазоне варьировалась от 0.1 до 10 мВт. Для калибровки частотных характеристик ЛОВ использовался пирометр, фотоотклик которого практически не зависит от частоты. Для проведения измерений собиралась оптическая схема, показанная на рисунке 5.4. Модулированное с помощью оптико-механического модулятора на частоте $f = 23$ Гц излучение коллимировалось в параллельный пучок с помощью линзы, изготовленной из полиметилпентена (TPX), с фокусным расстоянием $F = 120$ мм. Затем излучение проходило через два поляризатора. При этом второй поляризатор устанавливался под углом $\pm 45^\circ$, что позволяло изучать фотоотклик на излучение в двух взаимно перпендикулярных поляризациях. Пучок падал на заднюю поверхность (противоположную от детектора) образца перпендикулярно ей. Образец ориентировался так, чтобы возможные поляризации падающего излучения совпадали с направлениями осей симметрии фотонного кристалла с резонатором. Измерение модулированного фотонапряжения проводилось с помощью синхронного усилителя SR-830D.

На рисунке 5.5 показана частотная зависимость фотоотклика плазмонного детектора для двух разных образцов. Нижняя кривая соответствует референсному образцу без фотонного кристалла. Отклик детектора сильно зависит от частоты. Это объясняется переотражением и интерференцией электромагнитных волн внутри кристалла GaAs, который служит резонатором для них. Две верхние кривые показывают фотоотклик детектора, помещённого в L3 резонатор в фо-

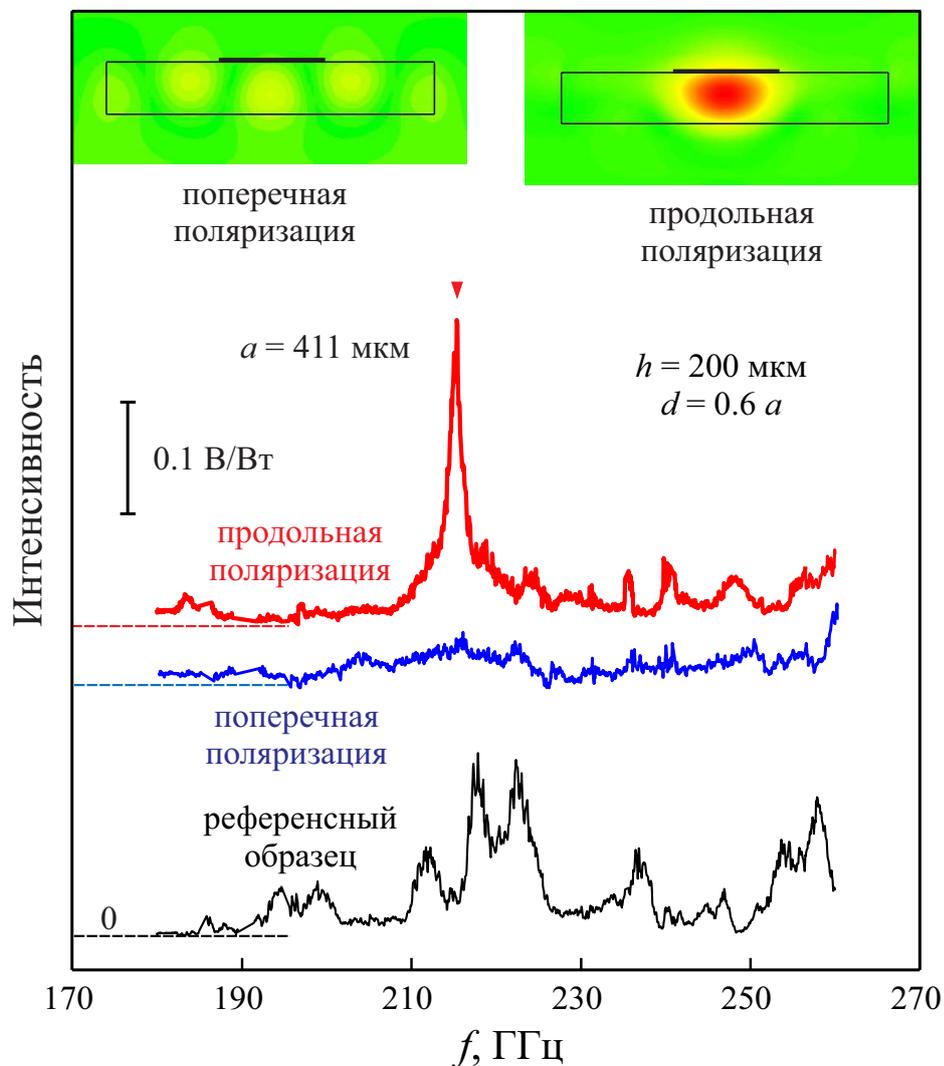


Рисунок 5.5: Сравнение фотоотклика плазмонного детектора, помещённого в L3 резонатор в фотонном кристалле с периодом $a = 411$ мкм в двух поляризациях, и без фотонного кристалла. Сверху приведены графики распределения интенсивности электромагнитного поля в срезе образца в двух взаимно перпендикулярных поляризациях.

тонном кристалле с периодом $a = 411$ мкм, при двух взаимно перпендикулярных поляризациях излучения: вдоль оси резонатора и поперёк неё. Для наглядности кривые на рисунке сдвинуты по вертикали относительно друг друга. В присутствии фотонного кристалла большинство пиков, соответствующих внутренним отражениям в образце, подавляется. Это происходит из-за наличия запрещённой зоны в фотонном кристалле, электромагнитные волны в определённом диапазоне частот не могут распространяться в фотонном кристалле и сильно затухают. При этом на частоте $f = 215$ ГГц возникает резкий пик с добротностью $Q \approx 150$. Этот пик соответствует возбуждению резонаторной моды. Пик наблюдается только в одной поляризации. Чтобы объяснить данное явление, было проведено численное моделирование профиля электромагнитного поля внутри микрорезонатора при частоте излучения, соответствующей пику на рисунке 5.5. На врезке рисунка представлены результаты этого моделирования для двух поляризаций в продольном разрезе через резонатор. Детектор располагается на верхней грани образца. Видно, что если поляризация ориентирована перпендикулярно резонатору, то максимум интенсивности электромагнитного поля располагается на нижней грани образца. В случае продольной поляризации, наоборот, максимум электромагнитного поля сдвинут ближе к верхней грани, где располагается детектор.

Для определения дисперсионных характеристик фотонного кристалла были проведены измерения в продольной поляризации субтерагерцового излучения на образцах с разными периодами треугольной решётки: $a = 411$ мкм, $a = 374$ мкм и $a = 343$ мкм. На рисунке 5.6 показаны зависимости фотоотклика детектора от частоты излучения для этих образцов. Видно, что положение резонанса по частоте сдвигается в сторону увеличения при уменьшении периода фотонного кристалла. На врезке рисунка 5.6 показан график зависимости частоты резонанса от периода фотонного кристалла для образцов с L3 типом резонатора. На графике представлены экспериментальные результаты и результаты численного моделирования. Между теоретическими и экспериментальными данными наблюдается хорошее согласие, что говорит о том, что в эксперименте действительно были обнаружены эффекты фотонного кристалла. Зависимость частоты от обратного периода решётки слегка отличается от линейной. Это объясняется тем, что в наших экспериментах толщина фотонного кристалла не меняется.

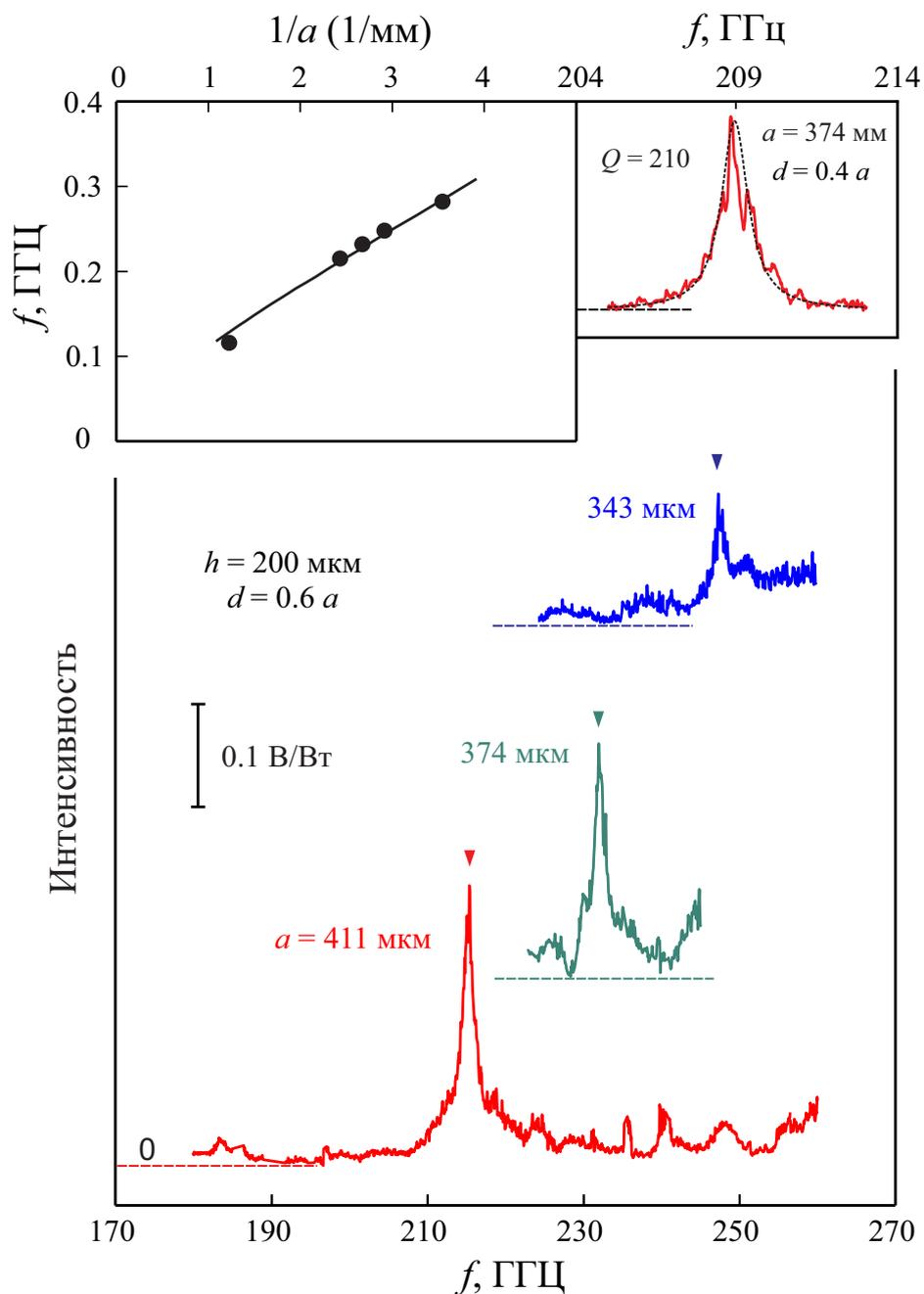


Рисунок 5.6: Сравнение фотоотклика плазмонных детекторов, помещённых в L3 резонатор в фотонных кристаллах с периодами $a = 343$ мкм, $a = 374$ мкм и $a = 411$ мкм. На врезке вверху слева показана зависимость частоты f резонаторной моды в L3 резонаторе фотонного кристалла от обратной величины его периода a . На рисунке представлены результаты экспериментальных измерений и численного моделирования. На врезке вверху справа показан пример аппроксимации резонансной кривой фотоотклика Лоренцевским резонансом для определения положения резонанса.

Качественно этот эффект можно объяснить следующим образом. При уменьшении периода фотонного кристалла и соответствующем увеличении длины волны электромагнитное поле сильнее выходит за границы диэлектрика, что приводит к уменьшению эффективной диэлектрической проницаемости и, вследствие этого, к уменьшению частоты и загибанию дисперсионной кривой вниз.

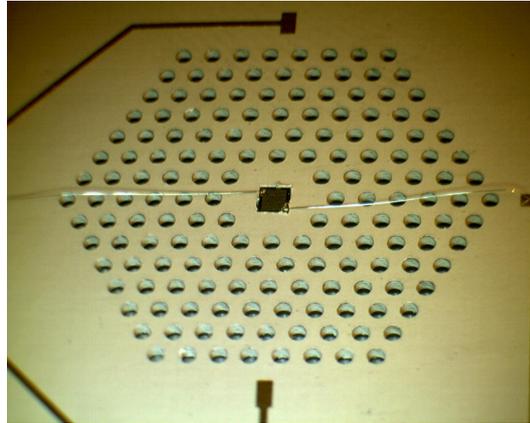


Рисунок 5.7: Фотография фотонного кристалла, изготовленного из СВЧ-ламината Arlon AD-1000.

Второй тип образцов был изготовлен из ВЧ-ламината Arlon AD1000 толщиной $h = 500$ мкм. Образцы представляли собой прямоугольную пластину размерами 25×20 мм² с треугольной решёткой просверленных отверстий. В центре кристалла находился резонатор, представляющий собой семь отсутствующих отверстий, расположенных правильным шестиугольником (Н2 резонатор). Периоды изготовленных решёток составляли $a = 667$ мкм, $a = 833$ мкм, $a = 1$ мм, $a = 1.167$ мм, $a = 1.333$ мм, $a = 1.5$ мм и $a = 1.667$ мм. Диаметры отверстий опять же были равны $d = 0.6a$. В данном типе образцов плазмонный детектор изготавливался отдельно (его структура была такой же, как и на первом типе образцов) на кристалле GaAs размером 1×1 мм² и затем вставлялся в отверстие в центре резонатора. Фотография готового образца приведена на рисунке 5.7.

На образцах, изготовленных из ламината Arlon AD1000, с резонатором типа Н2, были проведены аналогичные измерения. На рисунке 5.8 приведены зависимости фотоотклика детектора от частоты излучения для образцов с периодами фотонного кристалла $a = 1$ мм, $a = 1.167$ мм, $a = 1.5$ мм. Экспериментальная зависимость частоты резонанса от обратной величины периода решётки для Н2 типа резонатора представлены на врезке рисунка 5.8.

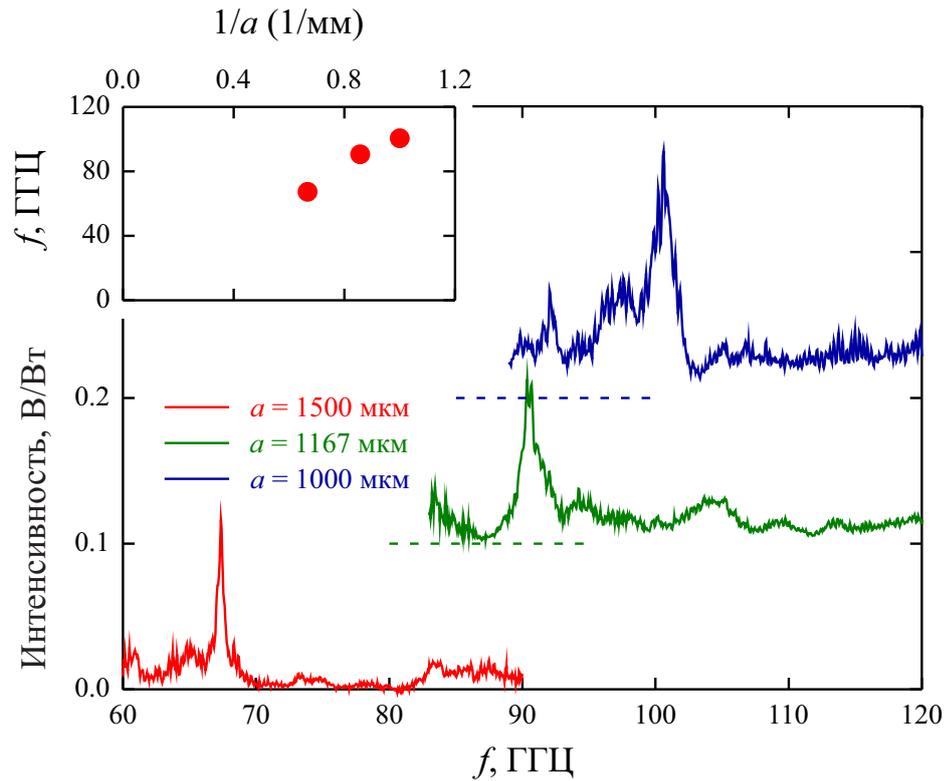


Рисунок 5.8: Сравнение фотоотклика плазмонных детекторов, помещённых в L3 резонатор в фотонных кристаллах с периодами $a = 1000$ мкм, $a = 1166$ мкм $a = 1500$ мкм. На врезке показана зависимость частоты f резонаторной моды в H2 резонаторе фотонного кристалла от обратной величины его периода a .

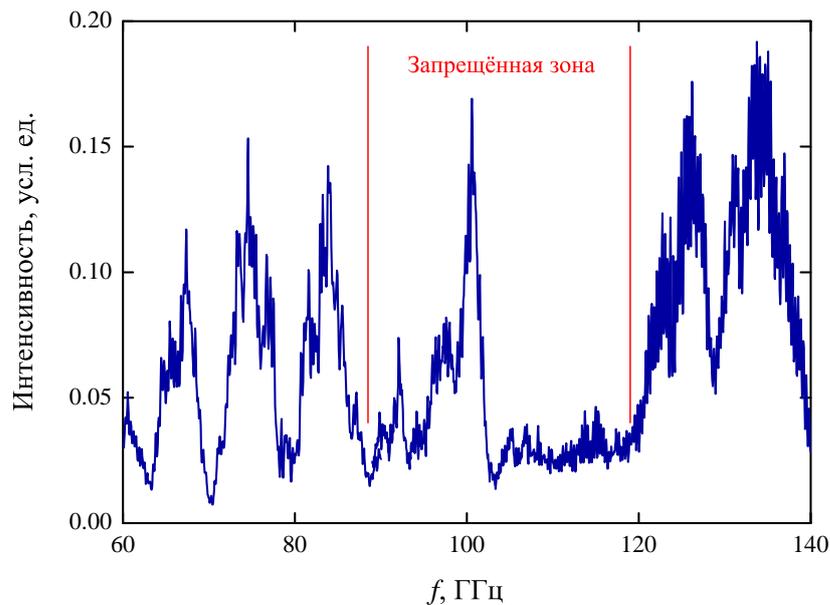


Рисунок 5.9: Запрещённая зона в фотоотклике детектора, помещённого в H2 резонатор в фотонном кристалле с периодом $a = 1000$ мкм.

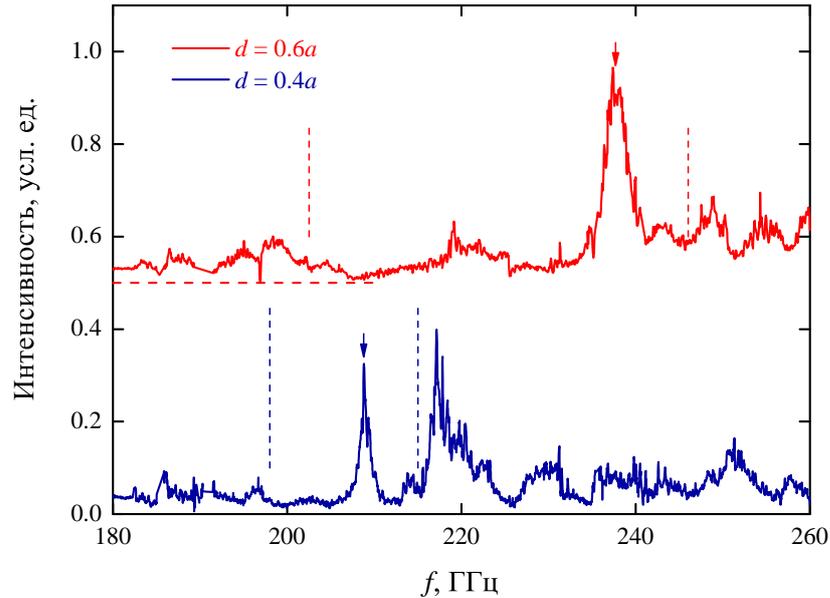


Рисунок 5.10: Сравнение фотоотклика детекторов, помещённых в L3 резонатор в фотонных кристаллах с периодом $a = 374$ мкм и различным диаметром отверстий $d = 0.4a$ и $d = 0.6a$.

На рисунке 5.9 представлена зависимость фотоотклика детектора в H2 резонаторе в фотонном кристалле с периодом $a = 1$ мм в более широком частотном диапазоне. На данном графике очень хорошо видна запрещённая зона фотонного кристалла, которая отмечена вертикальными линиями. Важнейшим параметром, определяющим ширину запрещённой зоны, является соотношение между диаметром дефектов (отверстий) d и периодом решётки a . Для проверки этого утверждения был проведён эксперимент с образцом с периодом $a = 374$ мкм и $d = 0.4a$. Уменьшение диаметра отверстий приводит к увеличению размера резонатора и соответствующему уменьшению частоты резонанса с $f = 231$ ГГц до $f = 209$ ГГц (рисунок 5.10). При этом запрещённая зона фотонного кристалла сужается с $\Delta f \approx 45$ ГГц до $\Delta f \approx 17$ ГГц. Качественно это согласуется с теоретическими предсказаниями [16]. Согласно ним, запрещённая зона в фотонном кристалле с треугольной решёткой должна полностью исчезнуть при $d = 0.17a$.

В резонансе электромагнитное поле в основном сконцентрировано внутри диэлектрика фотонного кристалла, что приводит к эффекту, важному для взаимодействия между резонансной фотонной модой и плазмонным детектором. Детектор расположен на поверхности фотонного кристалла, а не в максимуме

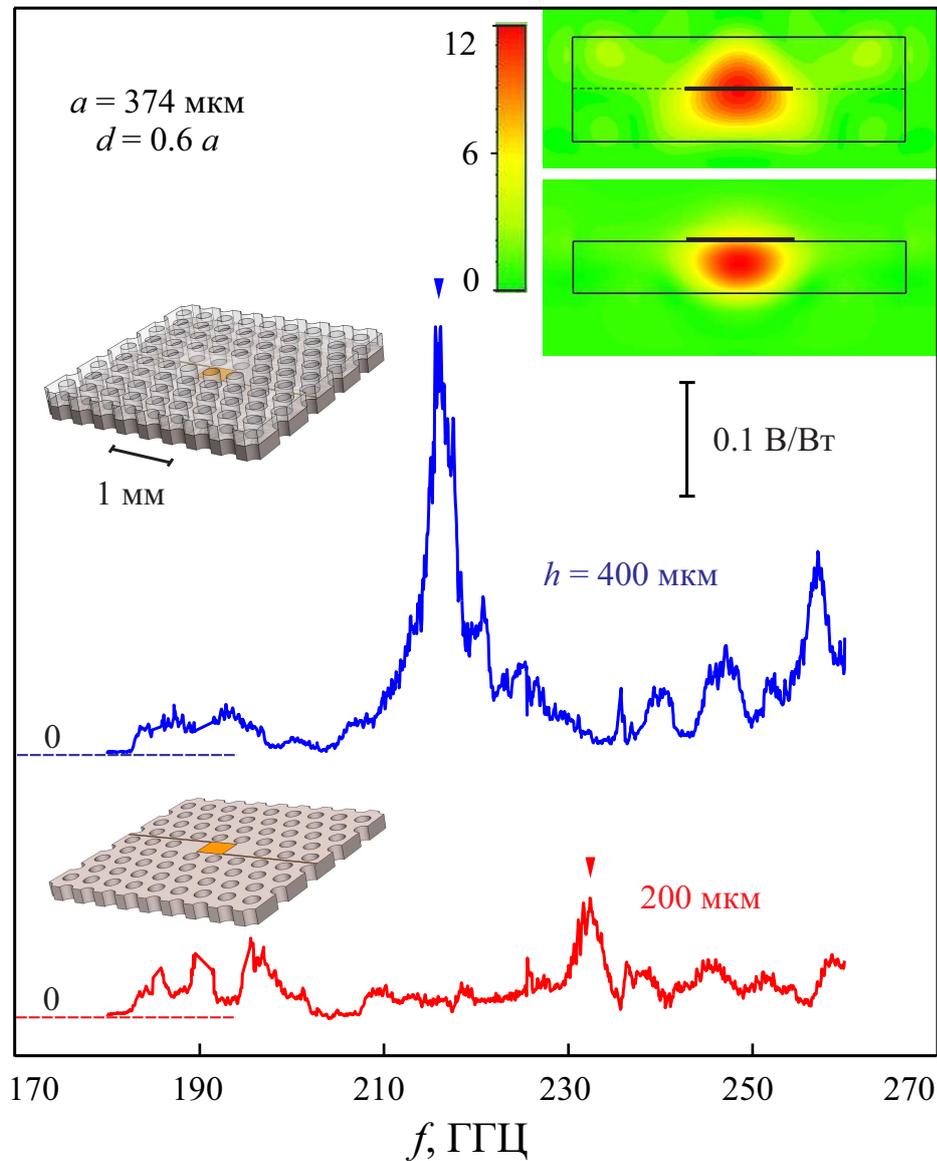


Рисунок 5.11: Сравнение фотоотклика детекторов, помещённых на поверхности фотонного кристалла (период $a = 374 \text{ мкм}$) толщиной $h = 200 \text{ мкм}$ и в толще кристалла $h = 400 \text{ мкм}$. На врезке показаны распределения плотности энергии электромагнитного поля внутри L3 резонатора в фотонном кристалле обычной и удвоенной толщины.

электромагнитного поля (рисунок 5.5), что существенно уменьшает его эффективность. Для того, чтобы проверить наличие этого эффекта, необходимо поместить детектор в толще диэлектрика. Такая конфигурация была достигнута следующим способом. На фотонный кристалл с детектором сверху приклеивался второй такой же фотонный кристалл, при этом детектор оказывался в центре диэлектрика. Кристаллы совмещались с точностью не хуже 20 мкм. Они были склеены в углах, при этом зазор между кристаллами также составлял не более 20 мкм. Для данного эксперимента использовались фотонные кристаллы с периодом $a = 374$ мкм и толщиной $h = 200$ мкм. На рисунке 5.11 представлены графики зависимости фотоотклика детектора, расположенного на поверхности кристалла и между двумя кристаллами. Амплитуда резонанса существенно возрастает при помещении кристалла в толщу диэлектрика. Кроме того, наблюдается уменьшение частоты резонанса с 233 ГГц до 217 ГГц, вызванное увеличением толщины фотонного кристалла, что хорошо согласуется с численным моделированием. На врезке рисунка 5.11 также представлены результаты моделирования профиля амплитуды электромагнитного поля в разрезе резонатора в фотонном кристалле. Расчёт предсказывает четырёхкратное увеличение плотности энергии электромагнитного поля при переносе детектора с поверхности в толщу диэлектрика, что хорошо подтверждается экспериментом.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Был исследован микроволновый отклик двумерной электронной системы в режиме большой проводимости ($2\pi\sigma_{2D} > c$). В отклике обнаружены резонансы, соответствующие возникновению нового типа плазменных возбуждений. Их отличает то, что ширина обнаруженных плазменных мод существенно меньше ширины обычных плазменных возбуждений ($\Delta\omega = 1/\tau$, где τ — плазменное время релаксации). То есть, можно говорить об аномально слабом затухании обнаруженных возбуждений, которое не определяется напрямую временем рассеяния электронов. Показано, что ключевую роль в существовании слабозатухающих плазменных возбуждений играет величина проводимости ДЭС. Слабозатухающие моды возбуждаются только если выполняется соотношение: $2\pi\sigma_{2D} > c$.
2. Были проведены исследования обнаруженных возбуждений в магнитном поле, перпендикулярном плоскости двумерной электронной системы. Магнитополевая зависимость частоты слабозатухающих плазменных возбуждений имеет две ветви. При этом, высокочастотная ветвь имеет зигзагообразную форму, характерную для плазменных возбуждений в условиях сильного влияния поляритонных эффектов. Была исследована зависимость их частоты от концентрации электронов в двумерной электронной системе. Обнаруженная корневая зависимость вместе с магнитополевой зависимостью показывают, что открытые колебания имеют плазменную природу.
3. Были изучены зависимости частоты колебаний от геометрических параметров системы: латеральных размеров двумерной электронной системы и металлического затвора и расстояния между двумерной электронной си-

стемой и затвором. Было показано, что ключевую роль в возбуждении слабозатухающих плазменных колебаний играет наличие металлического затвора над двумерной электронной системой.

4. Было обнаружено, что высокочастотная ветвь магнитодисперсии слабозатухающего плазменного возбуждения может гибридизироваться с фотонной модой внешнего резонатора, в качестве которого использовалась прямоугольная металлическая пластинка. Было определено влияние параметров двумерной электронной системы, геометрических размеров резонатора и диэлектрического окружения на магнитодисперсию результирующего поляритонного возбуждения.
5. На базе изученных эффектов была разработана интегральная технология производства на одном полупроводниковом чипе субтерагерцового фотонного кристалла с плазмонным детектором. Плазмонный детектор изготавливался в резонаторе двумерного фотонного кристалла. Обнаружено, что при облучении структуры субтерагерцовым излучением детектор демонстрирует резонансный отклик с добротностью $Q = 70\text{--}200$. Установлено, что резонансный отклик соответствует возбуждению резонаторных мод в дефекте фотонного кристалла. Проведены измерения зависимости частоты дефектной моды от параметров фотонного кристалла: толщины, периода и размера дефектов. Проведено численное моделирование распределения электромагнитного поля в резонаторе фотонного кристалла с плазмонным детектором. Установлено, что результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Автор искренне признателен своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за содействие и всестороннюю поддержку на всех этапах настоящей работы, Вячеславу Михайловичу Муравьеву за всеобъемлющую помощь на каждой стадии эксперимента и плодотворные обсуждения полученных результатов. Хочу также поблагодарить И. Андреева, Г. Цыдынжапова и А. Fortunatova за совместное плодотворное сотрудничество, а также весь коллектив ЛНЭП за поддержку и дружескую атмосферу.

Литература

1. *Stern F.* Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Apr. — Vol. 18, no. 14. — Pp. 546–548. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.546>.
2. *Allen S. J., Störmer H. L., Hwang J. C. M.* Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 1983. — Oct. — Vol. 28, no. 8. — Pp. 4875–4877. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.28.4875>.
3. *Mast D. B., Dahm A. J., Fetter A. L.* Observation of Bulk and Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Apr. — Vol. 54, no. 15. — Pp. 1706–1709. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1706>.
4. *Волков В. А., Михайлов С. А.* Теория краевых магнитоплазмонов в двумерном электронном газе // *Письма в ЖЭТФ.* — 1985. — Vol. 42, no. 11. — Pp. 450–453. — http://www.jetpletters.ac.ru/ps/107/article_1897.shtml.
5. *Толтыго К. Б.* Физические свойства решетки типа каменной соли, построенной из деформируемых ионов // *ЖЭТФ.* — 1950. — Т. 20, № 6. — С. 497–506. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/20/6/p497?a=list>.
6. *Huang K.* Lattice Vibrations and Optical Waves in Ionic Crystals // *Nature.* — 1951. — May. — Vol. 167. — Pp. 779–780. — <http://dx.doi.org/10.1038/167779b0>.

7. Henry C. H., Hopfield J. J. Raman Scattering by Polaritons // *Phys. Rev. Lett.* — 1965. — Dec. — Vol. 15, no. 25. — Pp. 964–966. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.15.964>.
8. Пекар С. И. Теория электромагнитных волн в кристалле, в котором возникают экситоны // *ЖЭТФ*. — 1957. — Т. 33, № 4. — С. 1022–1036. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/33/4/p1022?a=list>.
9. Hopfield J. J. Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals // *Phys. Rev.* — 1958. — Dec. — Vol. 112, no. 5. — Pp. 1555–1567. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.112.1555>.
10. Fröhlich D., Mohler E., Wiesner P. Observation of Exciton Polariton Dispersion in CuCl // *Phys. Rev. Lett.* — 1971. — Mar. — Vol. 26, no. 10. — Pp. 554–556. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.26.554>.
11. Ritchie R. H. Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films // *Phys. Rev.* — 1957. — Jun. — Vol. 106, no. 5. — Pp. 874–881. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.106.874>.
12. Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection // *Zeitschrift für Physik*. — 1968. — Vol. 216, no. 4. — Pp. 398–410. — <http://dx.doi.org/10.1007/BF01391532>.
13. Kretschmann E., Raether H. Notizen: radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light // *Zeitschrift für Naturforschung A*. — 1968. — Vol. 23, no. 12. — Pp. 2135–2136. — <http://dx.doi.org/10.1515/zna-1968-1247>.
14. Barnes W. L, Dereux A., Ebbesen T. W. Surface plasmon subwavelength optics // *Nature*. — 2003. — Vol. 424, no. 6950. — Pp. 824–830. — <http://dx.doi.org/10.1038/nature01937>.
15. Long-wavelength ($\lambda \approx 8\text{--}11.5 \mu\text{m}$) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons / C. Sirtori, C. Gmachl, F. Capasso et al. // *Opt. Lett.* — 1998. — Sep. — Vol. 23, no. 17. — Pp. 1366–1368. — <http://dx.doi.org/10.1364/OL.23.001366>.

16. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light / J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade. — 2 edition. — 41 William Street, Princeton, New Jersey 08540: Princeton University Press, 2008. — 304 pp.
17. *Ozbay E.* Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions // *Science*. — 2006. — Vol. 311, no. 5758. — Pp. 189–193. — <http://dx.doi.org/10.1126/science.1114849>.
18. Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Apr. — Vol. 90, no. 15. — P. 156801. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.156801>.
19. *Говоров А. О., Чаплик А. В.* Растекание неравновесных носителей заряда в двумерных электронных системах // *Поверхность*. — 1987. — Т. 12. — С. 5–9.
20. *Дьяконов М. И., Фурман А. С.* Релаксация заряда в анизотропной среде и в средах с низкой размерностью // *ЖЭТФ*. — 1987. — Т. 92, № 3. — С. 1012–1020. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/92/3/p1012?a=list>.
21. *Говоров А. О., Чаплик А. В.* Эффекты запаздывания в процессах релаксации двумерной электронной плазмы // *ЖЭТФ*. — 1989. — Т. 95, № 6. — С. 1976. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/95/6/p1976?a=list>.
22. *Фалько В. И., Хмельницкий Д. Е.* Что, если проводимость пленки больше, чем скорость света? // *ЖЭТФ*. — 1989. — Т. 95, № 6. — С. 1988–1992. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/95/6/p1988?a=list>.
23. *Чаплик А. В.* Эффекты запаздывания в плазменных колебаниях двухслойной структуры // *Письма в ЖЭТФ*. — 2015. — Т. 101, № 8. — С. 602. — http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2077/article_31254.shtml.
24. *Tonks L., Langmuir I.* Oscillations in Ionized Gases // *Phys. Rev.* — 1929. — Feb. — Vol. 33, no. 2. — Pp. 195–210. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.33.195>.

25. *Wood R. W.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals // *Phys. Rev.* — 1933. — Sep. — Vol. 44, no. 5. — Pp. 353–360. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.44.353>.
26. *Zener C.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals // *Nature.* — 1933. — Dec. — Vol. 132. — P. 968. — <http://dx.doi.org/10.1038/132968a0>.
27. *Kronig R. de L.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals // *Nature.* — 1934. — Feb. — Vol. 133. — Pp. 211–212. — <http://dx.doi.org/10.1038/133211b0>.
28. *Ruthemann G.* Diskrete Energieverluste mittelschneller Elektronen beim Durchgang durch dünne Folien // *Annalen der Physik.* — 1948. — Vol. 437, no. 3-4. — Pp. 113–134. — <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19484370302>.
29. *Lang W.* Geschwindigkeitsverluste mittelschneller Elektronen beim Durchgang durch dünne Metallfolien // *Optik.* — 1948. — Vol. 3, no. 3. — P. 233.
30. *Pines D., Bohm D.* A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions // *Phys. Rev.* — 1952. — Jan. — Vol. 85, no. 2. — Pp. 338–353. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.85.338>.
31. *Bohm D., Pines D.* A Collective Description of Electron Interactions: III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas // *Phys. Rev.* — 1953. — Nov. — Vol. 92, no. 3. — Pp. 609–625. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.92.609>.
32. Correlation Energy of an Electron Gas at High Density: Plasma Oscillations / *K. Sawada, K. A. Brueckner, N. Fukuda, R. Brout* // *Phys. Rev.* — 1957. — Nov. — Vol. 108, no. 3. — Pp. 507–514. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.108.507>.
33. *Ferrell R. A.* Characteristic Energy Loss of Electrons Passing through Metal Foils. II. Dispersion Relation and Short Wavelength Cutoff for Plasma Oscillations // *Phys. Rev.* — 1957. — Jul. — Vol. 107, no. 2. — Pp. 450–462. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.107.450>.

34. *Wood R. W.* On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum // *Proceedings of the Physical Society of London*. — Vol. 18, no. 1. — P. 269. <http://dx.doi.org/10.1088/1478-7814/18/1/325>.
35. *Rayleigh L.* III. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood // *Philosophical Magazine Series 6*. — 1907. — Vol. 14, no. 79. — Pp. 60–65. — <http://dx.doi.org/10.1080/14786440709463661>.
36. *Strong J.* Effect of Evaporated Films on Energy Distribution in Grating Spectra // *Phys. Rev.* — 1936. — Feb. — Vol. 49, no. 4. — Pp. 291–296. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.49.291>.
37. *Fano U.* The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves) // *J. Opt. Soc. Am.* — 1941. — Mar. — Vol. 31, no. 3. — Pp. 213–222. — <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.31.000213>.
38. *Hessel A., Oliner A. A.* A New Theory of Wood's Anomalies on Optical Gratings // *Appl. Opt.* — 1965. — Oct. — Vol. 4, no. 10. — Pp. 1275–1297. — <http://dx.doi.org/10.1364/AO.4.001275>.
39. *Palmer C. H.* Parallel Diffraction Grating Anomalies // *J. Opt. Soc. Am.* — 1952. — Apr. — Vol. 42, no. 4. — Pp. 269–276. — <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.42.000269>.
40. *Palmer C. H.* Diffraction Grating Anomalies. II. Coarse Gratings // *J. Opt. Soc. Am.* — 1956. — Jan. — Vol. 46, no. 1. — Pp. 50–53. — <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.46.000050>.
41. *Stewart J. E., Gallaway W. S.* Diffraction Anomalies in Grating Spectrophotometers // *Appl. Opt.* — 1962. — Jul. — Vol. 1, no. 4. — Pp. 421–430. — <http://dx.doi.org/10.1364/AO.1.000421>.
42. *Maystre D.* General study of grating anomalies from electromagnetic surface modes // *Electromagnetic surface modes* / Ed. by Allan Dawson Boardman. — John Wiley, 1982. — Pp. 661–724.

43. *Lindhard J.* On the properties of a gas of charged particles // *Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-Fys. Medd.* — 1954. — Jan. — Vol. 28, no. 8. — Pp. 1–57.
44. *Hubbard J.* The Dielectric Theory of Electronic Interactions in Solids // *Proceedings of the Physical Society. Section A.* — Vol. 68, no. 11. — P. 976. <http://dx.doi.org/10.1088/0370-1298/68/11/304>.
45. *Ferrell R. A.* Angular Dependence of the Characteristic Energy Loss of Electrons Passing Through Metal Foils // *Phys. Rev.* — 1956. — Jan. — Vol. 101, no. 2. — Pp. 554–563. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.101.554>.
46. *Powell C. J., Swan J. B.* Origin of the Characteristic Electron Energy Losses in Aluminum // *Phys. Rev.* — 1959. — Aug. — Vol. 115, no. 4. — Pp. 869–875. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.115.869>.
47. *Ferrell R. A., Stern E. A.* Plasma Resonance in the Electrodynamics of Metal Films // *American Journal of Physics.* — 1962. — Vol. 30, no. 11. — Pp. 810–812. — <http://dx.doi.org/10.1119/1.1941812>.
48. *Ferrell R. A.* Predicted Radiation of Plasma Oscillations in Metal Films // *Phys. Rev.* — 1958. — Sep. — Vol. 111, no. 5. — Pp. 1214–1222. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.111.1214>.
49. *Drude P.* Zur Elektronentheorie der Metalle // *Annalen der Physik.* — 1900. — Vol. 306, no. 3. — Pp. 566–613. — <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19003060312>.
50. *Drude P.* Zur Elektronentheorie der Metalle; II. Teil. Galvanomagnetische und thermomagnetische Effecte // *Annalen der Physik.* — 1900. — Vol. 308, no. 11. — Pp. 369–402. — <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19003081102>.
51. *Volkov V. A., Mikhailov S. A.* Electrodynamics of Two-dimensional Electron Systems in High Magnetic Fields // Landau Level Spectroscopy / Ed. by G. Landwehr, E. I. Rashba. — Elsevier, 1991. — Vol. 27 of *Modern Problems in Condensed Matter Sciences.* — Pp. 855–907. — <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-444-88873-0.50011-X>.

52. Чаплик А. В. Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности // *ЖЭТФ*. — 1972. — Т. 62, № 2. — С. 746–753. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/62/2/p746?a=list>.
53. Allen S. J., Tsui D. C., Logan R. A. Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Apr. — Vol. 38, no. 17. — Pp. 980–983. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.980>.
54. Grimes C. C., Adams G. Plasmons in a sheet of electrons on liquid helium // *Surface Science*. — 1976. — Vol. 58, no. 1. — Pp. 292–294. — [http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028\(76\)90153-9](http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028(76)90153-9).
55. Grimes C. C., Adams G. Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — Jan. — Vol. 36, no. 3. — Pp. 145–148. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.145>.
56. Theis T. N., Kotthaus J. P., Stiles P. J. Generation of 2D plasmon resonances at multiple wave-vectors; A test of the dispersion relation // *Surface Science*. — 1978. — Vol. 73. — Pp. 434–436. — [http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028\(78\)90521-6](http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028(78)90521-6).
57. Plasma dispersion in a layered electron gas: A determination in GaAs-(AlGa) As heterostructures / D. Olego, A. Pinczuk, A. C. Gossard, W. Wiegmann // *Phys. Rev. B*. — 1982. — Jun. — Vol. 25, no. 12. — Pp. 7867–7870. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.25.7867>.
58. Cyclotron and plasmon emission from two-dimensional electrons in GaAs / R. Höpfel, G. Lindemann, E. Gornik et al. // *Surface Science*. — 1982. — Vol. 113, no. 1. — Pp. 118–123. — [http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028\(82\)90571-4](http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028(82)90571-4).
59. Nonlocality in the Two-Dimensional Plasmon Dispersion / E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus, K. Ploog // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — May. — Vol. 54, no. 21. — Pp. 2367–2370. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.2367>.

60. Two-dimensional plasmons in hole space charge layers on silicon / E. Batke, D. Heitmann, A. D. Wieck, J. P. Kotthaus // *Solid state communications*. — 1983. — Vol. 46, no. 3. — Pp. 269–271. — [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1098\(83\)90267-3](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1098(83)90267-3).
61. Intersubband resonance of holes and interaction with 2D plasmons on Si / A. D. Wieck, E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus // *Surface Science*. — 1984. — Vol. 142, no. 1. — Pp. 442–446. — [http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028\(84\)90348-0](http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028(84)90348-0).
62. Chiu K. W., Quinn J. J. Magnetoplasma Surface Waves in Metals // *Phys. Rev. B*. — 1972. — Jun. — Vol. 5, no. 12. — Pp. 4707–4709. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.5.4707>.
63. Theis T. N., Kotthaus J. P., Stiles P. J. Two-dimensional magnetoplasmon in the silicon inversion layer // *Solid State Communications*. — 1977. — Vol. 24, no. 4. — Pp. 273–277. — [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1098\(77\)90205-8](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1098(77)90205-8).
64. Ando T. Theory of magnetoplasmon resonance lineshape in the silicon inversion layer // *Solid State Communications*. — 1978. — Vol. 27, no. 9. — Pp. 895–899. — [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1098\(78\)90200-4](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1098(78)90200-4).
65. Dynamical Hall Effect in a Two-Dimensional Classical Plasma / D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Apr. — Vol. 54, no. 15. — Pp. 1710–1713. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1710>.
66. Fetter A. L. Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry // *Phys. Rev. B*. — 1986. — Apr. — Vol. 33, no. 8. — Pp. 5221–5227. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5221>.
67. Волков В. А., Михайлов С. А. Краевые магнетоплазмоны: низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных двумерных электронных системах // *ЖЭТФ*. — 1988. — Т. 94, № 8. — С. 217. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/94/8/p217?a=list>.

68. *Aleiner I. L., Glazman L. I.* Novel edge excitations of two-dimensional electron liquid in a magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — May. — Vol. 72, no. 18. — Pp. 2935–2938. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.2935>.
69. *Назин С. С., Шикин В. Б.* О краевых магнитоплазмонах на поверхности гелия. Длинноволновая асимптотика спектра // *ЖЭТФ*. — 1988. — Т. 94, № 2. — С. 133–143. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/94/2/p133?a=list>.
70. *Mikhailov S. A.* Edge and inter-edge magnetoplasmons in two-dimensional electron systems // *Edge Excitations of Low-Dimensional Charged Systems* / Ed. by O. Kirichek. — NOVA Science Publishers, 2000. — Vol. 1. — Pp. 1–47.
71. *Куричек О. И., Беркутов И. Б.* Магнитоплазмоны в системе поверхностных электронов в гелии на границе между областями с различной плотностью зарядов // *Физика низких температур*. — 1995. — Т. 21, № 4. — С. 394–396. — <http://fntr.ilt.kharkov.ua/join.php?fn=/fnt/pdf/21/21-4/f21-0394r.pdf>.
72. Acoustic Edge Modes of the Degenerate Two-Dimensional Electron Gas Studied by Time-Resolved Magnetotransport Measurements / G. Ernst, R. J. Haug, J. Kuhl et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Nov. — Vol. 77, no. 20. — Pp. 4245–4248. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4245>.
73. Acoustic magnetoplasmons in a two-dimensional electron system with a smooth edge / I. V. Andreev, V. M. Muravev, D. V. Smetnev, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. — 2012. — Sep. — Vol. 86, no. 12. — P. 125315. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.86.125315>.
74. Magnetoplasmons at Boundaries between Two-Dimensional Electron Systems / P. K. H. Sommerfeld, P. P. Steijaert, P. J. M. Peters, R. W. van der Heijden // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Mar. — Vol. 74, no. 13. — Pp. 2559–2562. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2559>.

75. *Das Sarma S., Lai W.* Screening and elementary excitations in narrow-channel semiconductor microstructures // *Phys. Rev. B.* — 1985. — Jul. — Vol. 32, no. 2. — Pp. 1401–1404. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.32.1401>.
76. *Sommerfeld A.* Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes // *Annalen der Physik.* — 1899. — Vol. 303, no. 2. — Pp. 233–290. — <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18993030202>.
77. *Fowler A. B., Hartstein A., Webb R. A.* Conductance in Restricted-Dimensionality Accumulation Layers // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Jan. — Vol. 48, no. 3. — Pp. 196–199. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.196>.
78. Localization and Electron-Electron Interaction Effects in Submicron-Width Inversion Layers / R. G. Wheeler, K. K. Choi, A. Goel et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Nov. — Vol. 49, no. 22. — Pp. 1674–1677. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.1674>.
79. One-Dimensional Localization and Interaction Effects in Narrow (0.1- μm) Silicon Inversion Layers / W. J. Skocpol, L. D. Jackel, E. L. Hu et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Sep. — Vol. 49, no. 13. — Pp. 951–955. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.951>.
80. Toward quantum well wires: Fabrication and optical properties / P. M. Petroff, A. C. Gossard, R. A. Logan, W. Wiegmann // *Applied Physics Letters.* — 1982. — Vol. 41, no. 7. — Pp. 635–638. — <http://dx.doi.org/10.1063/1.93610>.
81. *Aleiner I. L., Yue D., Glazman L. I.* Acoustic excitations of a confined two-dimensional electron liquid in a magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1995. — May. — Vol. 51, no. 19. — Pp. 13467–13474. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.51.13467>.
82. Spectrum of one-dimensional plasmons in a single stripe of two-dimensional electrons / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Oct. — Vol. 72, no. 16. — P. 161317. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.72.161317>.

83. One-dimensional plasmon dispersion and dispersionless intersubband excitations in GaAs quantum wires / A. R. Goñi, A. Pinczuk, J. S. Weiner et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Dec. — Vol. 67, no. 23. — Pp. 3298–3301. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.3298>.
84. One-dimensional plasmons in AlGaAs/GaAs quantum wires / T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, K. Ploog // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — May. — Vol. 66, no. 20. — Pp. 2657–2660. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2657>.
85. *Que W.* Quantum theory of plasmons in lateral multiwire superlattices: Intraband plasmons and their coupling to intersubband plasmons // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Mar. — Vol. 43, no. 9. — Pp. 7127–7135. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7127>.
86. *Stern F.* — Comment in *Optical Properties and Electronic Structure of Metals and Alloys*, edited by F. Abeles, North-Holland Publishing Co., Amsterdam. — 1966.
87. *Teng Y., Stern E. A.* Plasma Radiation from Metal Grating Surfaces // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Aug. — Vol. 19, no. 9. — Pp. 511–514. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.511>.
88. *Cowan J. J., Arakawa E. T.* Dispersion of surface plasmons in multiple metal and dielectric layers on concave diffraction gratings // *physica status solidi (a)*. — 1970. — Vol. 1, no. 4. — Pp. 695–705. — <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.19700010409>.
89. *Pettit R. B., Silcox J., Vincent R.* Measurement of surface-plasmon dispersion in oxidized aluminum films // *Phys. Rev. B.* — 1975. — Apr. — Vol. 11, no. 8. — Pp. 3116–3123. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.11.3116>.
90. *Mikhailov S. A., Savostianova N. A.* Microwave response of a two-dimensional electron stripe // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Jan. — Vol. 71, no. 3. — P. 035320. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.71.035320>.
91. Collective excitations in two-dimensional electron stripes: Transport and optical detection of resonant microwave absorption / I. V. Kukushkin, V. M. Muravev,

- J. H. Smet et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Mar. — Vol. 73, no. 11. — P. 113310. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.73.113310>.
92. Observation of hybrid plasmon-photon modes in microwave transmission of coplanar microresonators / V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Feb. — Vol. 83, no. 7. — P. 075309. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.83.075309>.
93. *Rayleigh L.* XVII. on the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science.* — 1887. — Vol. 24, no. 147. — Pp. 145–159. — <http://dx.doi.org/10.1080/14786448708628074>.
94. *Darwin C. G.* XXXIV. The theory of X-ray reflexion // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science.* — 1914. — Vol. 27, no. 158. — Pp. 315–333. — <http://dx.doi.org/10.1080/14786440208635093>.
95. *Darwin C. G.* LXXVIII. The theory of X-ray reflexion. Part II // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science.* — 1914. — Vol. 27, no. 160. — Pp. 675–690. — <http://dx.doi.org/10.1080/14786440408635139>.
96. *Yablonovitch E.* Photonic band-gap structures // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1993. — Feb. — Vol. 10, no. 2. — Pp. 283–295. — <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.10.000283>.
97. *Ho K. M., Chan C. T., Soukoulis C. M.* Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Dec. — Vol. 65, no. 25. — Pp. 3152–3155. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.3152>.
98. *Purcell E. M.* Spontaneous emission probabilities at radio frequencies // *Physical Review.* — 1946. — Vol. 69. — P. 681. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.69.674.2>.

99. *Drexhage K. H.* IV Interaction of light with monomolecular dye layers // *Progress in optics*. — 1974. — Vol. 12. — Pp. 163–232. — [http://dx.doi.org/10.1016/S0079-6638\(08\)70266-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0079-6638(08)70266-X).
100. *Быков В. П.* Спонтанная эмиссия в периодической структуре // *ЖЭТФ*. — 1972. — Т. 62, № 2. — С. 505. — <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/62/2/p505?a=list>.
101. *Yablonovitch E.* Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — May. — Vol. 58, no. 20. — Pp. 2059–2062. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2059>.
102. *John S.* Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — Jun. — Vol. 58, no. 23. — Pp. 2486–2489. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2486>.
103. *Yablonovitch E., Gmitter T. J., Leung K. M.* Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Oct. — Vol. 67, no. 17. — Pp. 2295–2298. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2295>.
104. Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal / R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, J. D. Joannopoulos // *Phys. Rev. B*. — 1991. — Nov. — Vol. 44, no. 19. — Pp. 10961–10964. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.44.10961>.
105. Photonic bound states in periodic dielectric materials / R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, J. D. Joannopoulos // *Phys. Rev. B*. — 1991. — Dec. — Vol. 44, no. 24. — Pp. 13772–13774. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.44.13772>.
106. Two-dimensional photonic band structures / M. Plihal, A. Shambrook, A. A. Maradudin, P. Sheng // *Optics Communications*. — 1991. — Vol. 80, no. 3. — Pp. 199–204. — [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(91\)90250-H](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(91)90250-H).

107. *Plihal M., Maradudin A. A.* Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Oct. — Vol. 44, no. 16. — Pp. 8565–8571. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.44.8565>.
108. Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattices / S. L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Oct. — Vol. 67, no. 15. — Pp. 2017–2020. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2017>.
109. Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system / V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Jan. — Vol. 93, no. 4. — P. 041110. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.93.041110>.
110. *Mikhailov S. A.* Radiative decay of collective excitations in an array of quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Oct. — Vol. 54, no. 15. — Pp. 10335–10338. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.54.10335>.
111. *Mikhailov S. A.* Microwave-induced magnetotransport phenomena in two-dimensional electron systems: Importance of electrodynamic effects // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Oct. — Vol. 70, no. 16. — P. 165311. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.70.165311>.
112. *Гусихин П. А., Муравьев В. М., Кукушкин И. В.* Обнаружение аномально слабо затухающих плазменных волн в двумерной электронной системе // *Письма в ЖЭТФ.* — 2014. — Т. 100, № 10. — С. 732. — http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2060/article_31005.shtml.
113. Measurement of cyclotron resonance relaxation time in the two-dimensional electron system / I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin // *Applied Physics Letters.* — 2014. — Vol. 105, no. 20. — P. 202106. — <http://dx.doi.org/10.1063/1.4902133>.
114. Ultrastrong Light-Matter Coupling Regime with Polariton Dots / Y. Todorov, A. M. Andrews, R. Colombelli et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Nov. — Vol. 105, no. 19. — P. 196402. — <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.196402>.

115. *Muravev V. M., Kukushkin I. V.* Plasmonic detector/spectrometer of subterahertz radiation based on two-dimensional electron system with embedded defect // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 100, no. 8. — P. 082102. — <http://dx.doi.org/10.1063/1.3688049>.