На правах рукописи

Родионов Данил Александрович

Плазменные колебания в латерально ограниченных двумерных электронных системах: роль эффектов электромагнитного запаздывания

–

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2025

Работа выполнена в *Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук.*

Научный руководитель: **Загороднев Игорь Витальевич**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, ФГБУН ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

Официальные оппоненты: **Качоровский Валентин Юрьевич**, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, ФГБУН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Муравьёв Вячеслав Михайлович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, ФГБУН Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна РАН

Ведущая организация: ФГБУН Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

Защита состоится «20» июня 2025 г. в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета *24.1.111.01* при *ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*, расположенном по адресу: *125009, г. Москва, ул. Моховая, 11с7, конференц-зал.*

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке *ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН* или по ссылке http://www.cplire.ru/rus/dissertations/Rodionov.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан «____» _____ 2025 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д.ф.-м.н., доцент *Кузнецова И.Е.*

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования.

Плазменные колебания, или по-другому плазмоны, в двумерных электронных системах (ДЭС), в которых носители заряда могут свободно перемещаться только в двух пространственных измерениях, изучаются уже более полувека. В последнее время плазмоны активно обсуждаются в связи с открытием большого многообразия новых двумерных материалов. Благодаря достаточно низкой двумерной концентрации носителей и в то же время высокому качеству современных ДЭС, частоты высокодобротных плазмонов могут лежать в гига- и терагерцовом диапазонах, что очень привлекательно для приложений. Плазмоны могут использоваться для генераторов и детекторов терагерцового излучения, а также интересны своими фундаментальными свойствами.

Теоретический анализ свойств плазменных колебаний обычно начинают с "бесконечных", т.е. латерально неограниченных, ДЭС. В таком случае интересуются дисперсией плазменных колебаний, что позволяет получить качественное представление о частоте и затухании плазмонов. На практике ДЭС имеют край, и учет латеральной ограниченности очень важен, так как не только позволяет найти правило квантования волнового вектора плазменных колебаний, но и приводит к возникновению новых мод, локализованных у края системы и называемых краевыми. В большинстве теоретических работ плазменные колебания в латерально ограниченных ДЭС изучались в квазистатическом пределе, когда размер образца много меньше длины волны возбуждающего электромагнитного излучения. Уже в этом случае аналитический анализ плазмонов довольно трудный. Учет же электромагнитного запаздывания еще усложняет задачу, однако он важен для объяснения ряда новых эффектов, наблюдаемых в латерально ограниченных системах. Так, к примеру, относительно недавно было обнаружено увеличение добротности плазмонов в дисках на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs при диаметрах сравнимых с длиной волны возбуждающего

излучения [1].

Также интерес представляют плазменные колебания в анизотропных системах, таких как моно- или несколько слойные материалы из атомов V группы, к которым относится черный фосфор, 1T' фаза некоторых дихалькогенидов и трихалькогенидов переходных металлов, а также некоторые квантовые ямы как, например, напряженная высокоподвижная квантовая яма AlAs/AlGaAs. Уже в бесконечных ДЭС наличие анизотропии не только изменяет свойства плазменных колебаний, но и может приводить к возникновению плазмонов нового типа [2].

Цели и задачи диссертационной работы:

Теоретическое исследование влияния электромагнитного запаздывания на свойства плазменных колебаний в латерально ограниченных двумерных электронных системах.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

1. Вычисление зависимости положения и ширины резонансов в спектре поглощения внешнего электромагнитного излучения, соответствующих возбуждению фундаментальной и основной осесимметричной плазменной моды, от параметров изотропной двумерной электронной системы в форме диска с динамической проводимостью, описываемой в рамках модели Друде.

2. Исследование влияния плоского металлического идеально проводящего электрода (затвора), находящегося на произвольном расстоянии от двумерной электронной системы, на положение и ширину резонансов в спектре поглощения внешнего электромагнитного излучения при возбуждении фундаментального и основного осесимметричного плазменных резонансов в изотропной двумерной электронной системе с динамической проводимостью в модели Друде.

3. Определение частоты и затухания собственных магнитоплазменных мод в сильно экранированной двумерной электронной системе в форме полосы с анизотропией эффективных масс, динамическая проводимость которой описывается в рамках анизотропной модели Друде во внешнем постоянном однородном

магнитном поле.

Научная новизна. В диссертации изучено проявление эффектов электромагнитного запаздывания в свойствах плазменных колебаний в латерально ограниченных двумерных электронных системах: в изотропном диске, а также в анизотропной полосе.

Теоретическая и практическая значимость.

Получены количественные оценки для частоты и ширины плазменных колебаний в двумерных электронных системах в форме диска и полосы актуальных для эксперимента. В частности, полученные результаты могут быть использованы для интерпретации данных по микроволновой спектроскопии таких систем, а в перспективе для создания генераторов и детекторов терагерцового излучения.

Положения, выносимые на защиту:

1. Ширина плазменных резонансов в спектре поглощения, связанных с возбуждением фундаментальной и осесимметричной моды в двумерной электронной системе в форме диска, динамическая проводимость которой описывается моделью Друде, не является суммой столкновительного и радиационного уширений даже в режиме слабого электромагнитного запаздывания. В режиме сильного электромагнитного запаздывания частота и ширина этих плазменных резонансов стремятся к асимптотическим значениям так, что их добротность порядка единицы.

2. При увеличении расстояния от идеально проводящего металлического затвора до двумерной электронной системы в форме диска радиационная и полная ширина плазменных резонансов сначала уменьшается, а затем осциллирует с затухающей амплитудой. При расстояниях, существенно превышающих длину волны внешнего возбуждающего электромагнитного излучения, период этих осцилляций определяется отношением скорости света к частоте плазменного резонанса.

3. В двумерной электронной системе в форме полосы с анизотропией эф-

фективной массы дисперсионное уравнение, описывающее краевой магнитоплазмон, содержит только диагональную компоненту тензора удельного сопротивления в случае малого расстояния между двумерной системой и затвором. В рамках анизотропной динамической модели Друде частота краевого магнитоплазмона не зависит от величины перпендикулярного магнитного поля. Квадрат частоты остальных мод является суммой квадрата плазменной частоты в отсутствие магнитного поля и слагаемого пропорционального квадрату циклотронной частоты, в котором коэффициент пропорциональности не зависит от ориентации осей тензора эффективных масс и уменьшается при увеличении роли электромагнитного запаздывания.

Степень достоверности и апробация результатов.

Достоверность представленных в диссертации результатов подтверждается тем, что они воспроизводимы, корректно описывают известные предельные случаи и при их получении использовались проверенные методы теоретической физики. Полученные теоретические результаты признаны научной общественностью при обсуждениях на российских и международных научных конференциях и научных семинарах, а также подтверждены положительными рецензиями опубликованных научных статей.

Основные результаты диссертации докладывались лично автором на 24th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (31 октября – 5 ноября 2021, онлайн), XV Российской конференции по физике полупроводников (3 – 7 октября 2022, Нижегородская обл.), XXIV, XXV и XXVII международном симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» (10 – 14 марта 2020, 9 – 12 марта 2021, 13 – 16 марта 2023, г. Нижний Новгород), 12-ой и 13-ой Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ электроники «Мокеровские чтения» (20 – 21 мая 2021, 25 – 26 мая 2022, г. Москва), VI и VIII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз-2020 (11 – 14 февраля 2020, 22 – 25 марта 2022, г. Москва), Совещании по теории твердого тела

2023 (17 – 19 мая 2023, г. Санкт-Петербург), XXV Уральской международной зимней школе по физике полупроводников (12 – 17 февраля 2024, Свердловская обл.), Пятой школе молодых ученых "Новые материалы и технологии для систем безопасности"(31 мая – 1 июня 2023, г. Черноголовка).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 23 печатных работах: 5 статей в международных рецензируемых журналах, включенных в систему Web of Science [A1–A5], 18 публикаций в сборниках трудов и тезисов конференций [A6—A23].

Личный вклад автора. Автор принимал активное участие в постановке научных задач. Все расчеты выполнены автором лично. Обсуждение полученных результатов и их подготовка к публикации проводились совместно с соавторами.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 4-х глав, заключения, библиографии и 4-х приложений. Работа содержит 96 страниц, 13 рисунков и список литературы из 111 источников.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В **Обзоре литературы** освещены известные свойства плазменных колебаний в различных двумерных электронных системах (ДЭС) актуальных для диссертационной работы. Так, в §1 приведены свойства плазменных колебаний в бесконечной, т.е. латерально неограниченной, изотропной ДЭС с учетом эффектов электромагнитного запаздывания. К примеру, показано, что дисперсия плазмона в неэкранированной ДЭС, имеющая в квазистатике корневой закон, в

режиме существенного влияния электромагнитного запаздывания приближается к дисперсии света в среде [3]. Далее в §2 рассказано о плазменных колебаниях в ДЭС в форме диска в квазистатическом пределе. В частности, упоминается, что в такой системе плазменные колебания характеризуются двумя целыми числами: орбитальным $l = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ и радиальным $n_r = 1, 2, ...$ [4, 5]. В §3 указывается, что дополнительным способом управления частотой плазмонов является внешнее магнитное поле, которое в латерально ограниченных ДЭС вдобавок приводит к появлению краевых магнитоплазмонов (КМП) [6].

В **первой главе** "Уравнение на плотность тока в ДЭС в форме диска" выводится уравнение на плотность тока в диске, учитывающее наличие электромагнитного запаздывания в системе. Его анализ приводит к результатам первой и второй главы настоящей диссертационной работы.

В §1.1 получено уравнение на плотность тока в ДЭС в форме диска радиуса R, окруженной диэлектрическим окружением с проницаемостью ε и расположенной на расстоянии d над идеально проводящим металлическим затвором. Для этого с использованием уравнений Максвелла, записанных через потенциалы, была установлена связь между l-ми гармониками плотности тока и индуцированного электрического поля в плоскости диска, колеблющихся как $e^{-i\omega t}$. Полное электрическое поле является суммой индуцированного и внешнего, которое подбиралось так, чтобы возбуждались резонансы с интересующим l. В конце, уравнение на ток замыкалось с помощью локального закона Ома с динамической проводимостью σ в модели Друде:

$$\sigma = \frac{n_s e^2 \tau}{m(1 - i\omega\tau)}, \tag{1}$$

где n_s, m, e и τ – поверхностная концентрация, эффективная масса, заряд носителей и их время релаксации импульса соответственно.

В полученном уравнении произведен переход к безразмерным величинам так, чтобы возник параметр $\tilde{\omega} = \sqrt{\varepsilon}\omega R/c$. Такая безразмерная частота может быть записана как $2\pi R/\lambda$, где λ – длина волны внешнего излучения, и

указывает на степень влияния электромагнитного запаздывания. Так в случае $\tilde{\omega} \ll 1$ реализуется квазистатический режим. Такое обезразмеривание приводит к возникновению других безразмерных величин: $\tilde{d} = d/R$, *столкновительный* параметр $\tilde{\gamma} = \sqrt{\varepsilon}\gamma R/c$ и параметр *запаздывания* $\tilde{\Gamma} = 2\pi n_s e^2 R/(mc^2)$. Последний параметр имеет такое название, поскольку фактически является квадратом отношения дисперсии плазмона $\omega_{pl} = \sqrt{2\pi n_s e^2 q/(\varepsilon m)}$ в бесконечной, т.е. латерально неограниченной, двумерной электронной системе в квазистационарном режиме и дисперсии света в среде $\omega_{light} = qc/\sqrt{\varepsilon}$ при характерном волновом векторе $q = 1/R$ [1, 7]. Положение и ширина плазменных резонансов, обезразмеренные на $c/(\sqrt{\varepsilon}R)$, определяются только тремя этими параметрами.

В §1.2 представлен метод анализа полученного уравнения. Для решения уравнения плотность тока раскладывалась по удобному набору базисных функций. Далее задача сводилась к решению системы линейных уравнений на коэффициенты разложения. Обрывая бесконечную систему подходящим образом, она решалась численно, что позволяло найти плотность тока и соответственно рассчитать мощность поглощения в системе. Повторяя эту процедуру для различных частот, восстанавливался спектр поглощения. Для получения аналитических аппроксимаций использовалась одна базисная функция в разложении, что, как будет показано ниже, позволяет получить хорошие результаты.

Во **второй главе** "Плазменные колебания в "неэкранированной" изотропной ДЭС в форме диска" исследуются резонансы, соответствующие возбуждению осесимметричного ($l = 0$, $n_r = 1$) и фундаментального ($l = 1$, $n_r = 1$) плазменных колебаний в отсутствие металла ($d \to \infty$). Всюду ниже эти резонансы будут называться осесимметричным и фундаментальным соответственно.

В §2.1 исследована осесимметричная мода. На Рис. 1 представлена зависимость обезразмеренной частоты осесимметричного резонанса $\tilde{\omega}_{0,1}$ от параметра запаздывания $\tilde{\Gamma}$ при $\tilde{\gamma} = 0$. Пунктиром отмечена частота плазмона в бесконеч-

ной ДЭС, удовлетворяющей дисперсионному уравнению [8]:

$$\omega + i\gamma - \frac{2\pi n_s e^2}{\varepsilon m \omega}\sqrt{q^2 - \varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}} = 0, \quad \mathrm{Re}\sqrt{q^2 - \varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}} > 0, \tag{2}$$

учитывающему наличие электромагнитного запаздывания, при волновом векторе $q = 3.5/R$, рассчитанному в работе [5] для осесимметричной моды в квазистатическом режиме. Слабое расхождение позволяет утверждать, что частота может быть аппроксимирована подходящим феноменологическим квантованием волнового вектора в дисперсионном уравнении для соответствующей бесконечной ДЭС.

На Рис. 2 представлена зависимость ширины осесимметричного резонанса от параметра запаздывания, которая существенно зависит от столкновительного параметра. В случае $\tilde{\gamma} = 0$ ширина резонанса определяется исключительно радиационными потерями и явно увеличивается с ростом $\tilde{\Gamma}$. При конечном времени релаксации импульса носителей заряда при малых значениях параметра запаздывания сначала наблюдается уменьшение ширины. При больших параметрах запаздывания ширина резонанса достигает асимптотического значения 2.3, которое не зависит от параметра $\tilde{\gamma}$ и таким образом определяется исключительно радиационным вкладом. Серым цветом на Рис. 2 отмечена область, где частота резонанса меньше его ширины, т.е. $\tilde{\omega}_{0,1} < \Delta\tilde{\omega}_{0,1}$. В этом случае резонанс сильно асимметричен по частоте и имеет добротность менее единицы.

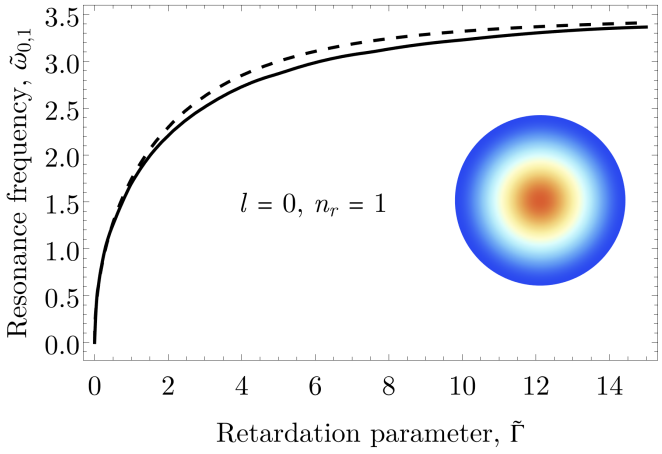

Рис. 1. Зависимость обезразмеренной частоты основного осесимметричного резонанса $\tilde{\omega}_{0,1} = \sqrt{\varepsilon}\omega_{0,1}R/c$ от параметра запаздывания $\tilde{\Gamma}$ при $\tilde{\gamma} = 0$ (сплошная кривая). Пунктирная линия соответствует дисперсии из (2) при волновом векторе $q = 3.5/R$. Вставка схематично изображает плотность заряда рассматриваемой моды.

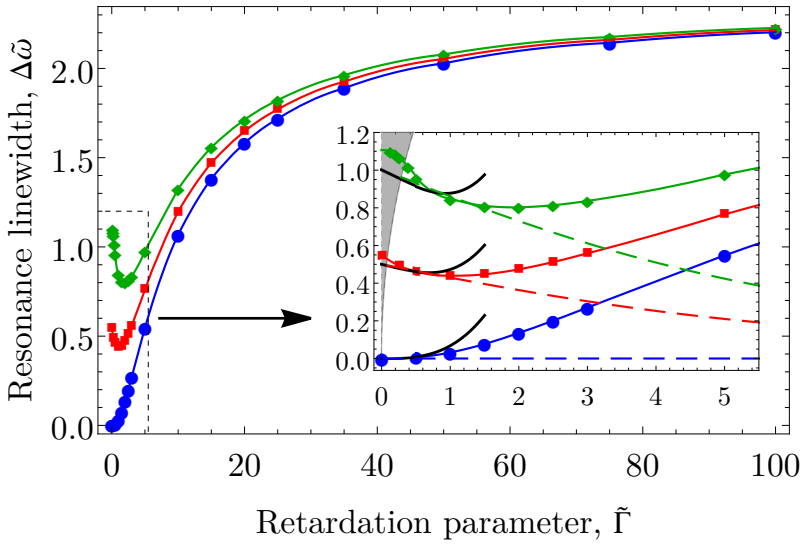

Рис. 2. Зависимость обезразмеренной ширины резонанса $\Delta\tilde{\omega}_{0,1} = \sqrt{\varepsilon}\Delta\omega_{0,1}R/c$ от параметра запаздывания $\tilde{\Gamma}$, рассчитанная для осесимметричного плазменного резонанса ($l = 0$, $n_r = 1$). Точками формы круга, квадрата и ромба отмечены численные результаты, соответствующие случаю $\tilde{\gamma} = 0$, $\tilde{\gamma} = 0.5$ и $\tilde{\gamma} = 1$ соответственно. Сплошные линии синего, красного и зеленого цвета являются интерполяцией этих точек. На вставке увеличена область малых параметров запаздывания. Пунктирные кривые соответствуют удвоенному модулю мнимой части частоты из дисперсии (2), где $q = 3.5/R$ при тех же столкновительных параметрах $\tilde{\gamma}$. Сплошные черные линии соответствуют аналитической аппроксимации (4). Серым цветом отмечена область сверхбыстрого затухания плазменных колебаний, т.е. $\Delta\omega > \omega_m$.

Если частота плазменного резонанса может быть аппроксимирована дисперсией плазменных колебаний в соответствующей бесконечной ДЭС (2) при некотором характерном волновом векторе, то для ширины резонанса это не так. На вставке к Рис. 2 приведена зависимость ширины резонанса, полученной из мнимой части частоты (2) таким же квантованием волнового вектора $q = 3.5/R$. В случае чистой системы, т.е. $\gamma = 0$, мнимая часть частоты согласно (2) равна нулю, и, соотвественно, в бесконечной системе у плазменных колебаний отсутствуют радиационные потери. В диске же, начиная с некоторого параметра запаздывания, существенный вклад вносят радиационные потери, которые приводят к увеличению ширины.

Далее были получены аналитические аппроксимации для положения и ширины осесимметричного плазменного резонанса при слабом запаздывании $\tilde{\Gamma} \ll 1$ в области высокой добротности $\tilde{\gamma} \ll \sqrt{\tilde{\Gamma}}$:

$$\tilde{\omega}_{0,1} = 1.87\sqrt{\tilde{\Gamma}}\left(1 - 0.086\tilde{\Gamma} - 0.011\tilde{\Gamma}^2 + ...\right), \tag{3}$$

$$\Delta\tilde{\omega}_{0,1} = \tilde{\gamma}\left(1 - 0.172\tilde{\Gamma} - 0.058\tilde{\Gamma}^2 + 0.04\tilde{\Gamma}^3\right) + 0.068\tilde{\Gamma}^3 + ... \tag{4}$$

Кроме вклада пропорционального столкновительному параметру $\tilde{\gamma}$ полученное выражение для ширины включает слагаемое $\propto \tilde{\Gamma}^3$, зависящее только от параметра запаздывания и, соответственно, описывающее радиационное уширение плазменного резонанса. Учет электромагнитного запаздывания приводит не только к возникновению радиационного вклада, но и модифицирует столкновительный. Тем самым, уширение плазменных резонансов не складывается просто из $\tilde{\gamma}$ и радиационных потерь. Сплошными черными линиями на Рис. 2 отмечена аналитика (4), которая хорошо описывает зависимость в области малых параметров запаздывания в пределе $\tilde{\gamma} \ll \tilde{\Gamma}$.

Далее дано качественное объяснение зависимости ширины от столкновительного параметра и параметра запаздывания. Пусть каким либо образом создано плазменное колебание в системе, и далее оно предоставлено само себе. В случае высокой добротности его темп затухания может быть оценен как половина отношения мощности потерь к запасенной в системе энергии. Мощность потерь складывается из джоулевых и радиационных, связанных с излучением модой как колеблющегося электрического квадруполя. Полная запасенная энергия является суммой кинетической энергии моды и энергии её электромагнитных полей вокруг диска. Оценивая ширину резонанса, связанного с возбуждением плазмона, как удвоенный темп затухания, приходим к выражению, едва отличающемуся от (4) лишь в численных коэффициентах.

В §2.2 изучен фундаментальный резонанс и получены качественно похожие результаты в сравнении с осесимметричным резонансом. В отличие от осесимметричной моды основным излучающим мультиполем фундаментальной моды

является колеблющийся электрический диполь, что приводит к квадратичной зависимости в радиационном слагаемом от параметра запаздывания $\tilde{\Gamma}$ в выражении (4).

Результаты второй главы опубликованы в работах [A1, A2].

В **третьей главе** "Плазменные колебания в экранированной изотропной ДЭС в форме диска" рассмотрено, как влияет наличие металлического затвора на основные свойства осесимметричного и фундаментального плазменных резонансов в диске.

В §3.1 рассмотрена осесимметричная плазменная мода. На Рис. 3 для примера показано, как частота и ширина резонанса зависят от расстояния между диском и затвором. Частота монотонно возрастает и переходит от режима сильного экранирования ($d \ll R$) к случаю "неэкранированной" ДЭС ($d \gg R$), где она уже не зависит от d. Ширина резонанса сначала незначительно уменьшается при малых значениях d, а затем начинает увеличиваться, так как доминирующим вкладом в уширение линии резонанса становится излучение. Для заданных параметров на Рис. 3 переход происходит при $d \sim R$. При больших значениях d ширина линии имеет осциллирующее поведение из-за интерференции между полями от ДЭС и их отражением от металла. Для $d > R$ частота резонанса практически постоянна, тогда как колебания его ширины остаются заметными даже тогда, когда расстояние в несколько раз превышает радиус диска. Наконец, при $d \to \infty$ ширина резонанса достигает асимптотического значения, соответствующего неэкранированному диску.

Далее с использованием одной базисной функции получены аналитические аппроксимации и рассмотрены различные предельные случаи. Так при сильном экранировании ($d \ll R$) ширина осесимметричного плазменного резонанса равна

$$\Delta\tilde{\omega}_{0,1} \approx \tilde{\gamma}\left(1 - 2\tilde{\Gamma}\tilde{d} + 4\tilde{\Gamma}^2\tilde{d}^2 + ...\right) + 156\tilde{d}^5\tilde{\Gamma}^4 + ... \quad . \tag{5}$$

Как и прежде, слагаемое, независящее от $\tilde{\gamma}$ соответствует радиационным поте-

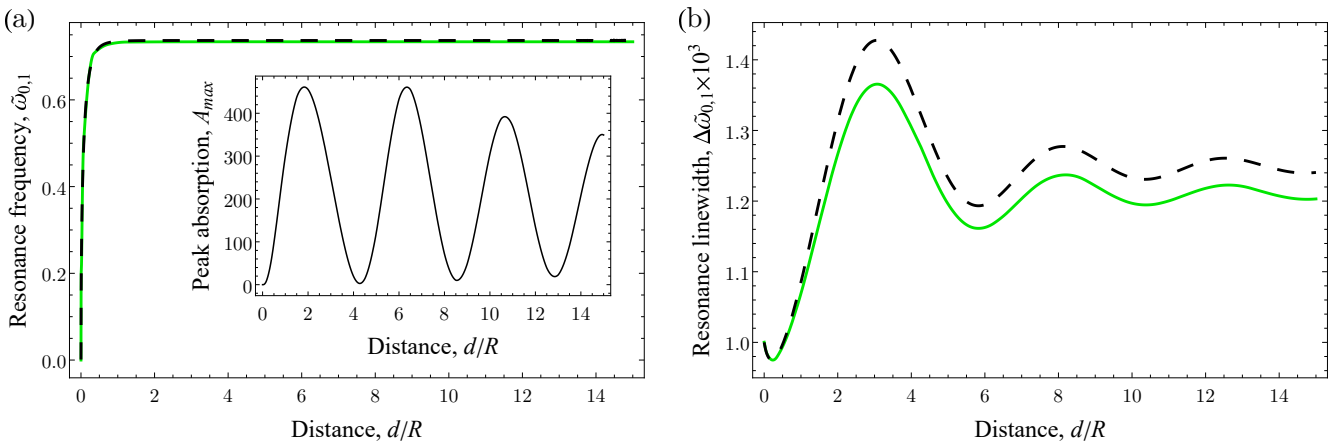

Рис. 3. Зависимость обезразмеренных частоты осесимметричного резонанса $\tilde{\omega}_{0,1}$ (a) и его ширины $\Delta\tilde{\omega}_{0,1}$ (b) от расстояния d между диском радиуса R и металлом. Результат приведен для параметра запаздывания $\tilde{\Gamma} = 0.16$ (вблизи квазистатического предела) и столкновительного параметра $\tilde{\gamma} = 0.001$. Сплошная и штрих-пунктирная линии отображают соответственно численный счет и аналитическую аппроксимацию, полученную с использованием одной базисной функции. Вставка представляет зависимость коэффициента поглощения на резонансной частоте от расстояния d при $\varepsilon = 1$.

рям в системе. Фактически этот член представляет собой излучение октуполя системы ($\propto \tilde{\Gamma}^4$), т.к. из-за наличия близко расположенного металла квадрупольное излучение ($\propto \tilde{\Gamma}^3$) подавляется. При значительном удалении металла от ДЭС ($d \gg R$) ширина может быть аппроксимирована как

$$\Delta\tilde{\omega}_{0,1} \approx \Delta\tilde{\omega}^{\infty}_{0,1} + 1.02\frac{\sin 2\tilde{\omega}_{0,1}\tilde{d}}{\left(2\tilde{\omega}_{0,1}\tilde{d}\right)^2}\tilde{\Gamma}^3 + ..., \tag{6}$$

где $\Delta\tilde{\omega}^{\infty}_{0,1}$ – ширина резонанса в отсутствие металла (4). Осциллирующее слагаемое в уравнении (6) определяется квадрупольным излучением, амплитуда которого теперь зависит от интерференции электромагнитных полей, создаваемых ДЭС и его изображением в металле.

В §3.2 исследованы свойства фундаментального резонанса, которые качественно схожи с полученными для осесимметричного резонанса. Однако отметим особенность, которая может возникать в спектре поглощения. Так как возбуждающее поле было выбрано как циркулярно поляризованная волна, па-

дающая по нормали на диск, то её интерференция с отражением от идеально проводящего металла приводит к возникновению плоскостей зануления возбуждающего поля. Это происходит на расстояниях от металла, кратных полудлине волны. Если частота плазменного резонанса оказывается ближе, чем на ширину, к частотам $\omega = n\pi c/(d\sqrt{\varepsilon})$ $(n = 1, 2, ...)$, то резонанс становится очень асимметричен или вовсе раздваивается. Такие случаи исключены из рассмотрения.

В §3.3 исследованы собственные плазменные колебания в диске в пределе сильного экранирования, т.е. в случае малости расстояния между ДЭС и металлом по сравнению с радиусом диска. Такой предел упрощает уравнение на плотность тока до дифференциального, что позволяет найти точное аналитическое решение. Показано, что обезразмеренная комплексная частота плазменных колебаний $\tilde{\omega}_{l,n_r}$ есть

$$\tilde{\omega}_{l,n_r} = \sqrt{\mu_{l,n_r}^2 \frac{2\tilde{\Gamma}\tilde{d}}{1+2\tilde{\Gamma}\tilde{d}} - \frac{\tilde{\gamma}^2}{4\left(1+2\tilde{\Gamma}\tilde{d}\right)^2}} - i\frac{\tilde{\gamma}}{2\left(1+2\tilde{\Gamma}\tilde{d}\right)}, \tag{7}$$

где μ_{l,n_r} является n_r-ым нетривиальным нулем производной функции Бесселя первого рода l-го порядка. Мнимая часть частоты $\propto \tilde{\gamma}$ и, соответственно, отсутствует вклад от радиационных потерь. Это продиктовано деструктивной интерференцией между излучением ДЭС и его отражением от металла.

Результаты третьей главы опубликованы в работе [A3].

В **четвертой главе** “Плазменные колебания в сильно экранированной ДЭС в форме полосы” проанализированы собственные магнитоплазменные колебания в экранированной ДЭС в форме полосы с анизотропией масс носителей заряда и найдены аналитические выражения для их частоты и затухания. Полоса ширины W, окруженная диэлектриком с проницаемостью ε, расположена на расстоянии d от металла. Вся система помещена в перпендикулярное магнитное поле $\mathbf{B}$. Главные оси тензора эффективных масс, вдоль которых массы равны m_1 и m_2, повернуты на угол θ. Схематичное изображение ДЭС приведено на Рис. 4. Проводимость анизотропной ДЭС рассмотрена в рамках модели Друде

[9]:

$$\sigma = S^T \begin{pmatrix} \frac{(\gamma - i\omega)\frac{n_s e^2}{m_1}}{(\gamma - i\omega)^2 + \omega_c^2} & \frac{-\omega_c \frac{n_s e^2}{\sqrt{m_1 m_2}}}{(\gamma - i\omega)^2 + \omega_c^2} \\ \frac{\omega_c \frac{n_s e^2}{\sqrt{m_1 m_2}}}{(\gamma - i\omega)^2 + \omega_c^2} & \frac{(\gamma - i\omega)\frac{n_s e^2}{m_2}}{(\gamma - i\omega)^2 + \omega_c^2} \end{pmatrix} S, \quad S = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Здесь как и прежде, n_s, e и τ – поверхностная концентрация, заряд носителей и их время релаксации импульса соответственно, а $\omega_c = eB/c\sqrt{m_1 m_2}$. Для простоты обратное время релаксации импульса полагается не зависящим от направления. Частота ω является комплексной величиной, у которой действительная часть – частота колебаний, а мнимая описывает темп затухания.

Далее с использованием уравнений Максвелла и локального закона Ома с прводимостью (8) было получено интегро-дифференциальное уравнение на плотность тока. Рассмотрен предел сильного экранирования, когда расстояние d много меньше всех характерных длин в системе. В таком пределе, уравнение на плотность тока упрощается и становится дифференциальным, что позволяет получить точное решение задачи. Плазменные колебания в бесконечной полосе описываются двумя целыми числами: проекцией q_y волнового вектора вдоль полосы и целого числа $n = 0, 1, 2, ...$, характеризующего квантование свойств поперек полосы.

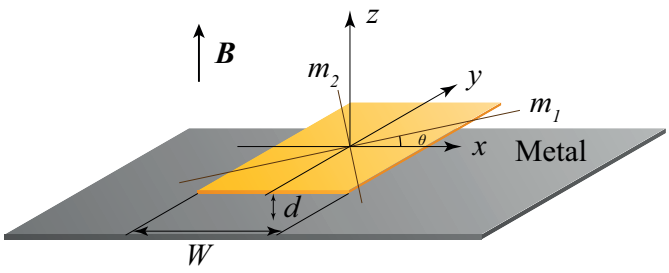

Рис. 4. Схематичное изображение исследуемой системы. Двумерная электронная система в форме полосы с шириной W располагается на расстоянии d над металлом. Система помещена в постоянное однородное магнитное поле, вектор индукции $\mathbf{B}$ которого направлен перпендикулярно полосе. Тензор эффективных масс с главными осями m_1 и m_2 повернут на произвольный угол θ по отношению к краям полосы.

В §4.1 исследованы свойства фундаментальной плазменной моды $n = 0$, являющейся краевым магнитоплазмоном (КМП). Показано, что дисперсионное

уравнение КМП содержит только yy-компоненту тензора удельного сопротивления и, тем самым, в рамках модели Друде с проводимостью (8) не зависит от магнитного поля. Частота КМП $\omega_0(q_y)$ дается выражением:

$$\omega_0(q_y) = \sqrt{v(\theta)^2 q_y^2 - \frac{\gamma^2}{4}\left(1 - \varepsilon\frac{v(\theta)^2}{c^2}\right)^2} - i\frac{\gamma}{2}\left(1 - \varepsilon\frac{v(\theta)^2}{c^2}\right), \tag{9}$$

где введены скорости

$$v_i = \sqrt{\frac{\frac{4\pi n e^2 d}{\varepsilon m_i}}{1 + \frac{4\pi n e^2 d}{m_i c^2}}}, i = 1, 2, \quad v(\theta) = \frac{v_1 v_2}{\sqrt{v_1^2 \cos^2\theta + v_2^2 \sin^2\theta}}.$$

Отношение скоростей $v_{1,2}$ к скорости света в среде $c/\sqrt{\varepsilon}$ указывает на степень влияния эффектов электромагнитного запаздывания: в квазистатическом пределе оно много меньше единицы, а при сильном запаздывании – близко к единице. Длина локализации l_{EMP} плотности заряда и тока КМП у края полосы есть

$$l_{EMP} = \frac{v_1 v_2}{\sqrt{1 - \varepsilon\frac{v_1^2}{c^2}}\sqrt{1 - \varepsilon\frac{v_2^2}{c^2}} v(\theta)\omega_c}, \quad \omega_c \to \infty. \tag{10}$$

С увеличением электромагнитного запаздывания, т.е. с увеличением отношения $v_{1,2}/c$, длина локализации увеличивается.

В §4.2 исследованы свойства "объемных" мод, т.е. с $n \geq 1$. В случае высокой добротности, т.е. $\mathrm{Re}\,\omega_n(q_y) \gg |\mathrm{Im}\,\omega_n(q_y)|$, действительная часть частоты плазменных колебаний дается выражением

$$\mathrm{Re}\,\omega_n(q_y) = \sqrt{q_y^2 v(\theta)^2 + \left(\frac{n\pi}{W}\right)^2 \frac{v_1^2 v_2^2}{v(\theta)^2} + \omega_c^2\left(1 - \varepsilon\frac{v_1^2}{c^2}\right)\left(1 - \varepsilon\frac{v_2^2}{c^2}\right)}. \tag{11}$$

Равенство (11) показывает, что квадрат частоты этих мод определяется суммой трех вкладов. Первые два связаны с поперечными и продольными колебаниями плазмона в полосе соответственно, а последний с наличием магнитного поля. В коротковолновом пределе, т.е. когда слагаемое с продольной компонентой волнового вектора q_y вносит основной вклад в частоту, плазменная дисперсия (11) становится линейной по волновому вектору, а фазовая и групповая скорости плазмона сравниваются, принимая значение $v(\theta)$. Что касается магнитного

вклада в частоту, в изотропных ДЭС учет электромагнитного запаздывания приводит к уменьшению частоты циклотронного резонанса [10, 11]. Этот же результат сохраняется и в анизотропной системе, причем это уменьшение не зависит от угла θ ориентации тензора эффективных масс.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [A4, A5].

В Заключении кратко приведены основные результаты диссертационной работы:

1. Таким образом, рассмотрены плазменные колебания в двумерной электронной системе в форме диска с проводимостью в рамках модели Друде. Анализ проведен для фундаментального и осесимметричного плазменных резонансов. Показано, что положение резонансов может быть получено феноменологическим "квантованием" волнового вектора в выражении для частоты плазменных колебаний в бесконечной системе. Ширина резонансов с увеличением роли электромагнитного запаздывания сначала уменьшается, достигая даже значений меньших чем сумма столкновительного и радиационного уширений, а затем возрастает. В режиме сильного электромагнитного запаздывания частота и ширина плазменных резонансов стремятся к асимптотическим значениям.

2. Так же рассмотрено влияние расположенного рядом с двумерной электронной системой плоского идеально проводящего металлического затвора на эти плазменные резонансы. Показано, что в случае сильного экранирования у плазменных колебаний отсутствуют радиационные потери из-за деструктивной интерференции между излучением от двумерной электронной системы и его отражением от металла. При отдалении близко расположенного затвора от системы ширина резонансов сначала падает, а затем возрастает и приобретает осциллирующий вид. При слабом электромагнитном запаздывании и при удалении металла на расстояние, существенно превышающее длину волны возбуждающего излучения, частота этих осцилляций оценивается как удвоенное отношение плазменной частоты к скорости света в среде, а их амплитуда стремится к нулю при отдалении металла.

3. Исследованы собственные магнитоплазменные колебания в сильно экранированной двумерной электронной системе в форме полосы с анизотропией эффективной массы носителей заряда. Анализ проводился для систем, проводимость которых описывается в рамках модели Друде, учитывающей наличие внешнего магнитного поля. Найдены аналитические выражения для частоты и затухания всех плазменных колебаний в такой системе. Показано, что частота краевого магнитоплазмона, являющегося фундаментальной модой, не зависит от величины магнитного поля. При этом квадрат частоты "объемных" мод состоит из двух слагаемых: квадрата частоты в отсутствие магнитного поля и члена пропорционального квадрату циклотронной частоты, в котором коэффициент не зависит от ориентации осей тензора эффективных масс и уменьшается при увеличении влияния электромагнитного запаздывания.

Публикации по теме диссертации

A1. *Zagorodnev I. V.*, **Rodionov** *D. A.*, *Zabolotnykh A. A.*, *Volkov V. A.* Microwave Absorption by Axisymmetric Plasmon Mode in 2D Electron Disk // Semiconductors. — 2019. — Vol. 53. — P. 1873.

A2. *Zagorodnev I. V.*, **Rodionov** *D. A.*, *Zabolotnykh A. A.* Effect of retardation on the frequency and linewidth of plasma resonances in a two-dimensional disk of electron gas // Physical Review B. — 2021. — Vol. 103. — P. 195431.

A3. **Rodionov** *D. A.*, *Zagorodnev I. V.* Oscillations in radiative damping of plasma resonances in a gated disk of a two-dimensional electron gas // Physical Review B. — 2022. — Vol. 106. — P. 235431.

A4. *Zagorodnev I. V.*, *Zabolotnykh A. A.*, **Rodionov** *D. A.*, *Volkov V. A.* Two-Dimensional Plasmons in Laterally Confined 2D Electron Systems // Nanomaterials. — 2023. — Vol. 13. — P. 975.

A5. **Rodionov** *D. A.*, *Zagorodnev I. V.* Plasmons in a strip with an anisotropic two-dimensional electron gas fully screened by a metal gate // JETP Letters. — 2023. — Vol. 118. — P. 100–104.

A6. **Rodionov** *D. A.*, *Zagorodnev I. V.*, *Zabolotnykh A. A.*, *Volkov V. A.* Axisymmetric plasma mode in disk with two-dimensional electron gas // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 1686. — IOP Publishing. 2020. — P. 012052.

A7. **Rodionov** *D. A.*, *Zagorodnev I. V.* Axisymmetric plasma mode in two-dimensional disk // AIP Conference Proceedings. Vol. 2359. — AIP Publishing. 2021. — P. 020028.

A8. *Загороднев И. В.*, **Родионов** *Д. А.*, *Заболотных А. А.* Двумерные плазменные колебания в ограниченных структурах двумерного электронного газа // Труды 14-ой Международной научно-практической конференции

по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Мокеровские чтения". — 2023. — С. 23.

A9. **Родионов** *Д. А.*, *Загороднев И. В.*, *Заболотных А. А.* Магнитоплазменные колебания в полосе с анизотропным двумерным электронным газом в случае сильного экранирования металлическим затвором // Сборник тезисов Пятой школы молодых ученых "Новые материалы и технологии для систем безопасности". — 2023. — С. 8.

A10. *Загороднев И. В.*, **Родионов** *Д. А.*, *Заболотных А. А.* Затухание плазменных колебаний в латерально ограниченных двумерных электронных системах // Сборник тезисов Пятой школы молодых ученых "Новые материалы и технологии для систем безопасности". — 2023. — С. 38.

A11. **Родионов** *Д. А.*, *Загороднев И. В.* Магнитодисперсия плазмонов в анизотропной полосе с двумерным электронным газом // Труды XXVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Т. 2. — 2023. — С. 733.

A12. **Родионов** *Д. А.*, *Загороднев И. В.* О плазменных резонансах в проводящем диске: роль эффектов запаздывания // Труды 13-ой Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Мокеровские чтения". — 2022. — С. 20.

A13. **Родионов** *Д. А.*, *Загороднев И. В.* Плазменные колебания в диске // Сборник научных трудов VIII Международной конференции "Лазерные, плазменные исследования и технологии"ЛАПЛАЗ-2022, посвященной 100-лет со дня рождения лауреата Нобелевской премии по физике Басова Николая Геннадиевича. — 2022. — С. 262.

A14. **Родионов** *Д. А.*, *Загороднев И. В.* Плазменные резонансы в экранированной двумерной электронной системе в форме диска // Тезисы докла-

дов XV Российской конференции по физике полупроводников. — 2022. — С. 315.

A15. *Загороднев И. В.*, **Родионов** *Д. А.*, *Заболотных А. А.* Плазмон-поляритонные моды проводящего диск // Тезисы докладов XV Российской конференции по физике полупроводников. — 2022. — С. 303.

A16. *Загороднев И. В.*, **Родионов** *Д. А.*, *Заболотных А. А.* Эффекты запаздывания в плазменных колебаниях 2D диска // Труды XXVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Т. 2. — 2022. — С. 801.

A17. **Родионов** *Д. А.*, *Загороднев И. В.*, *Заболотных А. А.* Плазменные резонансы в диске с 2D электронным газом // Труды 12-ой Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Мокеровские чтения". — 2021. — С. 91.

A18. *Загороднев И. В.*, **Родионов** *Д. А.*, *Заболотных А. А.* Плазменные резонансы в диске с 2D электронным газом: роль эффектов запаздывания // Тезисы II Международной конференции ФКС-2021, посвященной 90-летию со дня рождения академика Ю. А. Осипьяна (1931-2008). — 2021. — С. 18.

A19. **Родионов** *Д. А.*, *Загороднев И. В.*, *Заболотных А. А.* Магнитоплазменное поглощение электромагнитного излучения 2D электронным диском // Труды XXV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Т. 2. — 2021. — С. 822.

A20. *Загороднев И. В.*, **Родионов** *Д. А.*, *Заболотных А. А.*, *Волков В. А.* Резонансное поглощение микроволнового излучения в диске с 2D электронным газом // Труды 11-ой Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Мокеровские чтения". — 2020. — С. 17.

A21. *Загороднев И. В.*, **Родионов** *Д. А.*, *Заболотных А. А.* Резонансное поглощение микроволнового излучения в больших проводящих 2D дисках // Сборник научных трудов VI Международной конференции "Лазерные, плазменные исследования и технологии"ЛАПЛАЗ-2020. Т. 1. — 2020. — С. 196.

A22. **Родионов** *Д. А.*, *Загороднев И. В.*, *Заболотных А. А.*, *Волков В. А.* Микроволновое поглощение «темными» плазменными модами в диске // Труды XXIV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Т. 2. — 2020. — С. 721.

A23. *Загороднев И. В.*, **Родионов** *Д. А.*, *Заболотных А. А.* Влияние эффектов запаздывания на плазменные моды 2D диска // Труды XXIV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Т. 2. — 2020. — С. 581.

Цитированная литература

1. *Gusikhin P. A.*, *Muravev V. M.*, *Zagitova A. A.*, *Kukushkin I. V.* Drastic Reduction of Plasmon Damping in Two-Dimensional Electron Disks // Physical Review Letters. — 2018. — Vol. 121. — P. 176804.

2. *Nemilentsau A.*, *Low T.*, *Hanson G.* Anisotropic 2D Materials for Tunable Hyperbolic Plasmonics // Physical Review Letters. — 2016. — Vol. 116. — P. 066804.

3. *Stern F.* Polarizability of a two-dimensional electron gas // Physical Review Letters. — 1967. — Vol. 18. — P. 546.

4. *Glattli D. C.*, *Andrei E. Y.*, *Deville G.*, *Poitrenaud J.*, *Williams F. I. B.* Dynamical Hall Effect in a Two-Dimensional Classical Plasma // Physical Review Letters. — 1985. — Vol. 54. — P. 1710–1713.

5. *Fetter A. L.* Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry // Physical Review B. — 1986. — Vol. 33. — P. 5221.

6. *Volkov V. A.*, *Mikhailov S. A.* Edge magnetoplasmons: low frequency weakly damped excitations in inhomogeneous two-dimensional electron systems // Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki. — 1988. — Vol. 94. — P. 217–241.

7. *Muravev V. M.*, *Andreev I. V.*, *Belyanin V. N.*, *Gubarev S. I.*, *Kukushkin I. V.* Observation of axisymmetric dark plasma excitations in a two-dimensional electron system // Physical Review B. — 2017. — Vol. 96. — P. 045421.

8. *Falko V. I.*, *Khmelnitskii D. E.* What if a film conductivity exceeds the speed of light // Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki. — 1989. — Vol. 95. — P. 1988–1992.

9. *Lax B.*, *Zeiger H.*, *Dexter R.* Anisotropy of cyclotron resonance in germanium // Physica. — 1954. — Vol. 20. — P. 818–828.

10. *Zabolotnykh A. A.*, *Volkov V. A.* Electrically controllable cyclotron resonance // Physical Review B. — 2021. — Vol. 103. — P. 125301.

11. *Semenov N. D.*, *Muravev V. M.*, *Andreev I.*, *Kukushkin I. V.* Renormalization of the cyclotron frequency in a screened two-dimensional electron system with strong retardation // JETP Letters. — 2021. — Vol. 114. — P. 616–619.