

На правах рукописи



Заболотных Андрей Александрович

**Свойства плазменных возбуждений в двумерных
электронных системах**

01.04.10 – Физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), г. Москва.

Научный руководитель:

Волков Владимир Александрович,
доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты:

Чаплик Александр Владимирович,
доктор физико-математических наук,
академик РАН, профессор, главный
научный сотрудник лаборатории теорети-
ческой физики ФГБУН Институт физики
полупроводников им. А.В. Ржанова СО
РАН

Качоровский Валентин Юрьевич,
доктор физико-математических наук, ве-
дущий научный сотрудник сектора тео-
рии оптических и электрических явлений
в полупроводниках ФГБУН Физико-тех-
нический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Ведущая организация:


Федеральное государственное бюджет-
ное учреждение науки Институт физики
твёрдого тела Российской академии наук

Защита состоится 8-го июня 2018 г. в 10:00 на заседании диссертацион-
ного совета Д.002.231.01 на базе ФГБУН Института радиотехники и элект-
роники им. В.А. Котельникова РАН (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН) по
адресу: 125009, г. Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИРЭ им. В.А. Котель-
никова РАН и на сайте <http://cplire.ru/rus/dissertations/Zabolotnykh/index.html>.

Автореферат разослан «_____» _____ 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук, доцент

 **Кузнецова**
Ирен Евгеньевна

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Исследование двумерных электронных систем на основе полупроводниковых структур является из одной центральных областей физики конденсированного состояния. Важнейшим направлением в физике двумерных систем является изучение коллективных возбуждений. Особый интерес в двумерных электронных системах представляют коллективные колебания электронной плотности – плазменные волны или плазмоны. Плазменные волны в низкоразмерных системах изучаются уже несколько десятилетий [1]. Плазмоны в двумерных электронных системах сильно отличаются от плазменных колебаний в обычных трёхмерных системах. Плазменные колебания в двумерных системах не имеют частотной щели при нулевом волновом векторе [2, 3] и их частота сильно зависит от величины волнового вектора (в случае двумерной системы в вакууме частота зависит от волнового вектора корневым образом; для двумерной системы, вблизи которой расположен металлический затвор – частота линейно зависит от волнового вектора) в отличие от плазмонов в трёхмерных системах, для которых частота слабо зависит от волнового вектора (при малых волновых векторах). Кроме того, частотой двумерных плазменных колебаний можно управлять в широком диапазоне, помещая систему во внешнее магнитное поле или меняя концентрацию носителей заряда в системе, например, с помощью металлического затвора находящегося вблизи системы. В ограниченных двумерных электронных системах возникает новый тип плазменных возбуждений – краевые плазмоны [4–6], которые локализованы вблизи края системы и распространяются вдоль него.

Распространяясь в двумерных электронных системах, плазменные волны затухают из-за конечного времени электронной релаксации. В связи с этим, наиболее важным является исследование свойств плазменных колебаний в чистых двумерных электронных системах, т.е. в системах с большой по-

движностью и проводимостью. Однако при изучении плазменных колебаний в чистых системах часто необходимо учитывать эффекты электромагнитного запаздывания [7, 8], т.е. взаимодействие плазменных волн с электромагнитными волнами. Учёт электромагнитного запаздывания приводит к аномально слабому затуханию плазменных колебаний в двумерной электронной системе при низких частотах, если проводимость системы достаточно большая [8].

Взаимодействие различных возбуждений с электромагнитными волнами приводит к образованию поляритонов. Существует достаточно много разного вида поляритонов; наиболее известны, по-видимому, поверхностные плазмон-поляритоны, распространяющиеся вдоль границы раздела трехмерного металла и диэлектрика. Такие возбуждения получили широкое применение вплоть до создания лазера на поверхностных плазмон-поляритонах [9]. Также существуют экситонные поляритоны, фононные поляритоны и важные для нас двумерные плазмонные поляритоны [10–12]. Свойствами двумерных плазмон-поляритонов, как и свойствами двумерных плазмонов, можно управлять в широком диапазоне, что делает их интересным объектом не только с точки зрения фундаментальных исследований, но и с точки зрения практического применения, например, создания источников и приёмников терагерцового и субтерагерцового излучения [13–17].

Также интересным объектом для исследований являются чистые двумерные электронные системы помещённые во внешнее постоянное магнитное поле, ортогональное плоскости двумерной системы, и находящиеся под действием микроволнового излучения. В продольном фотосопротивлении таких систем наблюдаются осцилляции, являющиеся функцией отношения частоты излучения к циклотронной частоте электронов двумерной системы в магнитном поле [18, 19]. Исследованию и объяснению этих осцилляций (которые часто сокращённо называют MIRO – microwave-induced resistance oscillations) посвящено больше количество экспериментальных и теоретических работ (см. обзор [20]). При увеличении мощности микроволнового из-

лучения в достаточно чистых структурах осцилляции становятся настолько большими, что продольное сопротивление двумерной системы достигает нулевых значений [20]. Недавно, в системах с ещё большей подвижностью был обнаружен новый эффект: появление аномально высокого и узкого пика сопротивления двумерной системы, возникающего, когда частота микроволнового излучения находится вблизи удвоенной циклотронной частоты электронов двумерной системы [20–22].

Цели и задачи диссертационной работы: Исследование влияния электромагнитного запаздывания на спектр и свойства плазменных колебаний в диссипативной двумерной электронной системе, помещённой в постоянное магнитное поле; а также на спектр краевых плазмонов без магнитного поля. Исследование параметрического резонанса плазменных колебаний в двумерной электронной системе в магнитном поле под действием микроволнового излучения с частотой, близкой к удвоенной циклотронной частоте электронов в системе.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

1. Вычисление спектра плазменных колебаний при учёте электромагнитного запаздывания в диссипативной двумерной электронной системе, помещённой во внешнее постоянное магнитное поле, ортогональное плоскости двумерной системы.

2. Вычисление при учёте электромагнитного запаздывания спектра плазменных колебаний, локализованных и распространяющихся вдоль прямолинейного края двумерной электронной системы с диссипацией.

3. Исследование возможности возникновения параметрического резонанса плазменных колебаний в двумерной электронной системе в постоянном магнитном поле под действием микроволнового излучения, частота которого лежит вблизи удвоенной циклотронной частоты.

Научная новизна. В диссертации рассчитана диаграмма, характеризующая типы спектров плазменных волн при учёте электромагнитного запаз-

дывания в диссипативной двумерной электронной системе в магнитном поле и, соответственно, построены и проанализированы все возможные типы спектров. Найден спектр плазменных волн, бегущих вдоль прямолинейного края диссипативной двумерной электронной системы, при учёте электромагнитного запаздывания.

Предложен механизм СВЧ отклика двумерной электронной системы в магнитном поле на удвоенной циклотронной частоте электронов. Механизм основан на возникновении параметрического резонанса плазменных колебаний.

Теоретическая и практическая значимость. В диссертации исследуются спектр и свойства плазменных колебаний в двумерных электронных системах, полученные результаты могут быть использованы при создании источников и приёмников терагерцового излучения [14].

Положения, выносимые на защиту:

1. Универсальная фазовая диаграмма, построенная в безразмерных координатах статическая проводимость – магнитное поле, в рамках модели Друде классифицирует все возможные типы спектров плазмон-поляритонов в двумерной электронной системе, помещённой в перпендикулярное магнитное поле, при учёте конечности времени релаксации электронов в системе.

2. Рассчитанная фазовая диаграмма допускает существование дополнительных ветвей в спектре магнитоплазмон-поляритонов. Кроме того, в трех фазах (из четырёх) магнитоплазмон-поляритон обладает чрезвычайно малым затуханием при малых волновых векторах.

3. Тип спектра краевых плазмон-поляритонов, бегущих вдоль прямолинейной границы двумерной электронной системы, определяется безразмерным параметром, равным отношению статической проводимости системы к скорости света. При достаточно больших значениях этого параметра краевой плазмон-поляритон добротен даже на частотах, меньших темпа друдевской релаксации.

4. Механизм магнитоплазменной неустойчивости, основанный на возникновении параметрического резонанса в двумерной электронной системе в магнитном поле под действием микроволнового излучения, может приводить к отклику системы при частоте излучения, близкой к удвоенной циклотронной частоте электронов в системе.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность представленных в диссертации результатов подтверждается тем, что при расчётах использовались проверенные методы теоретической физики, воспроизводящие известные результаты в предельных случаях и дающие непротиворечивые результаты в различных подходах. Полученные теоретические результаты признаны научной общественностью при обсуждениях на российских и международных научных конференциях, а также подтверждены положительными рецензиями опубликованных статей в научных журналах.

Основные результаты диссертации докладывались на the 22th and 20th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (State College, PA, USA, July 31 – August 4, 2017 and Wroclaw, Poland, July 1–5, 2013), 13-ой, 12-ой и 11-ой Российской конференции по физике полупроводников (Екатеринбург, 2–6 октября 2017 г., Ершово, 21–25 сентября 2015 г. и Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013 г.), 21-ом, 19-ом и 17-ом Международном симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород 13–16 марта 2017, 10–14 марта 2015 г. и 11–15 марта 2013), the 9th Advanced Research Workshop Fundamentals of Electronic Nanosystems «NanoPeter 2014» (Saint Petersburg, Russia, June 21–27, 2014), 14-ой и 11-ой конференции «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (г. Москва, г. Троицк, 3 июня 2016 г. и 6 июня 2013 г.), the 21st International Symposium «Nanostructures: Physics and Technology» (Saint Petersburg, Russia, June 24–28, 2013), 16-ой, 14-ой и 13-ой Школы-конференции молодых ученых «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений» (г. Сочи, 15–25 сентября 2017 г., 11–20 сентября 2015 г. и 10–21

сентября 2014 г.), 14-ой Школе молодых ученых «Актуальные проблемы физики» (Звенигород, 11–15 ноября 2012 г.).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 14 печатных работах, из них 3 статьи в рецензируемых журналах [A1, A2, A3], а также 11 статей в сборниках трудов и тезисов конференций [A4, A5, A6, A7, A8, A9, A10, A11, A12, A13, A14].

Личный вклад автора. Автор принимал участие в постановке задач и обсуждении результатов. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 3-х глав, заключения, библиографии и приложения. Диссертация содержит 85 страниц, 19 рисунков. Библиография включает 101 наименование.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы цели, научная новизна и представлены научные положения, выносимые на защиту. Затем следует **Обзор литературы**, который состоит из четырёх разделов. В первом разделе кратко обсуждаются плазменные колебания в трёхмерных системах, затем подробно рассматриваются плазмоны в двумерных электронных системах (2D ЭС), в том числе рассматривается влияние электромагнитного запаздывания и магнитного поля на их спектр и свойства. Во втором разделе Обзора приводится минимальная информация о краевых плазмонах. В третьем разделе приводятся работы по микроволновому фотоотклику двумерных систем в магнитном поле. В четвёртом разделе описывается явление параметрического резонанса на примере уравнения Ма-

тье.

Первая глава состоит из пяти разделов и посвящена исследованию спектров магнитоплазмон-поляритонов в 2D ЭС с диссипацией. Для вычисления спектров используется классический подход с использованием формул Друде в магнитном поле для связи плотности тока и электрического поля, диссипация в 2D ЭС учитывается введением феноменологического времени релаксации электронов в 2D ЭС.

В разделе **1.1** приведён вывод хорошо известного дисперсионного уравнения для плазмон-поляритонов в бесконечной 2D ЭС, находящейся во внешнем постоянном магнитном поле ортогональном плоскости 2D ЭС [23]:

$$\left(1 - \frac{2\pi\sigma_{xx}i\omega}{c^2\beta}\right) \left(1 + \frac{2\pi\sigma_{xx}\beta}{-i\omega\kappa}\right) = -\frac{4\pi^2}{c^2\kappa}\sigma_{xy}^2, \quad (1)$$

где ω – комплексная частота магнитоплазмон-поляритона, c – скорость света в вакууме, κ – диэлектрическая проницаемость среды, в которой находится 2D ЭС, $\beta = \sqrt{q^2 - \omega^2\kappa/c^2}$, q – модуль волнового вектора плазмон-поляритона, σ_{xx} и σ_{xy} – продольная и поперечная проводимости 2D ЭС соответственно. По оси z , ортогональной плоскости 2D ЭС, решения имеют вид $\exp(-\beta|z|)$, условие $Re\beta > 0$ должно быть выполнено, чтобы поля магнито-плазмон-поляритона спадали при удалении от плоскости 2D ЭС. Нуль первой скобки уравнения (1) даёт дисперсионное уравнение для ТЕ волны, нуль второй – уравнение для ТМ волны. Правая часть уравнения (1), которая отлична от нуля при учёте электромагнитного запаздывания (конечности скорости света) и конечной величине внешнего магнитного поля, «перемешивает» ТЕ и ТМ волны.

Для продольной и поперечной проводимостей используются формулы Друде:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \frac{(1 - i\omega\tau)}{(1 - i\omega\tau)^2 + \omega_c^2\tau^2}, \quad \sigma_{xy} = \sigma_0 \frac{-\omega_c\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + \omega_c^2\tau^2}, \quad (2)$$

где $\sigma_0 = e^2n_0\tau/m$ – статическая проводимость в отсутствие магнитного поля, $e > 0$ и m – модуль заряда электрона и эффективная масса, n_0 – концен-

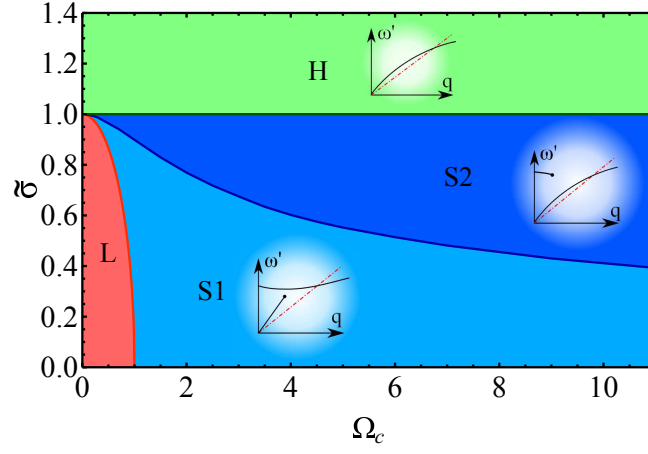


Рис. 1. «Фазовая» диаграмма для спектров магнитоплазмон-поляритонов. По осям отложены безразмерная циклотронная частота $\Omega_c = \omega_c \tau$ и безразмерная проводимость 2D ЭС $\tilde{\sigma} = 2\pi\sigma_0/(c\sqrt{\kappa})$. Характерный вид спектра в соответствующей области схематично представлен на вставках (красный штрих-пунктир — световой конус $\omega = cq/\sqrt{\kappa}$). Граница раздела областей L и S1 определяется уравнением $\Omega_c^2 + \tilde{\sigma}^2 = 1$, граница S2–H определяется условием $\tilde{\sigma} = 1$, граница S1–S2 построена численно, она имеет асимптотики $\tilde{\sigma} \rightarrow 1 - \Omega_c^2/6$ при $\Omega_c \ll 1$, $\tilde{\sigma} \propto 1/\sqrt{\Omega_c}$ при $\Omega_c \gg 1$.

трация электронов в 2D ЭС, τ — феноменологическое время электронной релаксации, $\omega_c = eB/mc$ — циклотронная частота электрона во внешнем магнитном поле \mathbf{B} . Подставляя формулы (2) в дисперсионное уравнение (1), получаем спектры плазмон-поляритонов.

В разделе **1.2** анализируются спектры магнитоплазмон-поляритонов. Характерный вид спектра можно описывать двумя параметрами: безразмерной проводимостью $\tilde{\sigma} = 2\pi\sigma_0/(\sqrt{\kappa}c)$ и безразмерной циклотронной частотой $\Omega_c = \omega_c \tau$. Для большей наглядности была построена «фазовая» диаграмма в координатах Ω_c и $\tilde{\sigma}$, см. рис. 1, на которой были выделены 4 области, отвечающие характерным видам спектра магнитоплазмон-поляритонов.

Рассмотрим спектры в наиболее интересных областях S1 и S2, которые определяются условиями $\Omega_c^2 + \tilde{\sigma}^2 > 1$ и $\tilde{\sigma} < 1$, т.е. достаточно сильное магнитное поле и не очень большая проводимость 2D ЭС. В этих областях в спектре появляется дополнительная ветвь, см. рис. 2. Спектры построены в безраз-

мерных координатах: частота $\Omega = \omega\tau$ и волновой вектор $k = q\sigma\tau/\sqrt{\varkappa}$. Ветвь «1» спектра магнитоплазмон-поляритона имеет асимптотику при $k \rightarrow 0$:

$$\Omega(k) = k\sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\frac{\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 + 1}{\sqrt{(\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 + 1)^2 - 4\tilde{\sigma}^2}}} - ik^2\tilde{\sigma}^2\frac{\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 - 1}{((\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 + 1)^2 - 4\tilde{\sigma}^2)^{3/2}}, \quad (3)$$

т.е. является добротной при сколь угодно малых k (т.к. $Re\Omega \propto k$, $Im\Omega \propto k^2$), и следовательно, сколь угодно малых частотах.

В спектрах присутствует «точка окончания» (k_s, Ω_s) , в которой мнимая часть частоты магнитоплазмон-поляритона обращается в нуль; кроме того, в этой точке $Re\beta = 0$, т.е. плазмон-поляритон является делокализованным по оси z . Положение этой точки определяется формулами:

$$\Omega_s^2 = \tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 - 1, \quad k_s^2 = \frac{2(\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 - 1)}{1 + \sqrt{1/(1 - \tilde{\sigma}^2)}}. \quad (4)$$

Точка (k_s, Ω_s) расположена на нижней по частоте ветке «1» в фазе S1 и на ветке «2» в фазе S2. Отметим, что формально, решение дисперсионного уравнения (1) для ветки «1» в фазе S1 и ветки «2» в фазе S2 существует и при $k > k_s$, однако для него $Re\beta < 0$ (а $Im\Omega > 0$), т.е. амплитуда полей магнитоплазмон-поляритона нарастает в пространстве при удалении от плоскости 2D ЭС. Такое решение должно быть отброшено, т.к. оно не удовлетворяет условию спадания поля в обе стороны по z .

В следующем разделе **1.3** кратко рассмотрены свойства магнитоплазмон-поляритонов. Магнитоплазмон-поляритон переносит энергию вдоль 2D ЭС, а также к 2D ЭС. Перенос энергии к 2D ЭС связан с конечной диссипацией в 2D ЭС. Аналогичная ситуация имела место для плазмон-поляритонов без магнитного поля [8].

В разделе **1.4** анализируется случай экранированной 2D ЭС, т.е. 2D ЭС на расстоянии d от которой находится идеально проводящий металлический затвор. В длинноволновом пределе $\beta d \ll 1$, который, как правило, имеет место на эксперименте, спектры магнитоплазмон-поляритонов управляются параметром $V_{gated}^2\varkappa/c^2$, где $V_{gated} = \sqrt{4\pi e^2 n_0 d/m\varkappa}$ – скорость экранированных

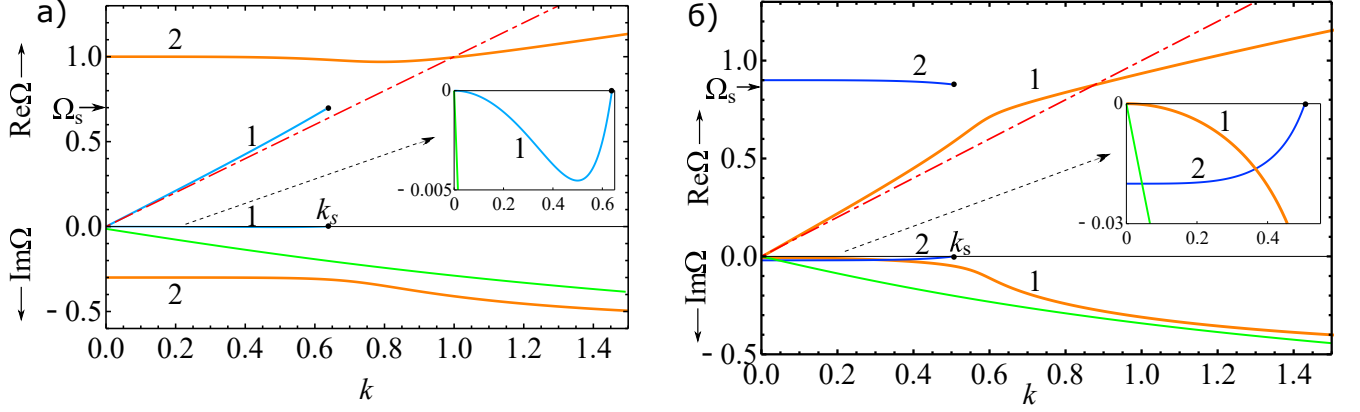


Рис. 2. Спектры магнитоплазмон-поляритона: а) в фазе S1 (см. рис. 1) для параметров системы $\tilde{\sigma} = 0.7$ и $\Omega_c = 1$, б) в фазе S2 для параметров системы $\tilde{\sigma} = 0.98$ и $\Omega_c = 0.9$. По вертикальной оси вверх от нуля отложена действительная часть $Re\Omega(k)$ безразмерной частоты магнитоплазмон-поляритона $\Omega = \omega\tau$, вниз от нуля отложена мнимая часть частоты $Im\Omega(k)$. По горизонтальной оси отложен безразмерный волновой вектор $k = qct/\sqrt{\varkappa}$. В фазах S1 и S2 спектр магнитоплазмон-поляритона состоит из трёх ветвей. Ветвь, изображенная зелёным, является чисто релаксационной ($Re\Omega = 0$). Точка окончания (k_s, Ω_s) расположена на ветви «1» в фазе S1, на ветви «2» в фазе S2. В точке (k_s, Ω_s) мнимая часть частоты обращается в нуль: $Im\Omega_s = 0$, кроме того, $Re\beta(k_s, \Omega_s) = 0$, т.е. магнитоплазмон-поляритон становится делокализованным; значения k_s и Ω_s определяются формулами (4). Решения дисперсионного уравнения (1) для ветки «1» в фазе S1 и для ветки «2» в фазе S2 при $k > k_s$ следует отбросить, т.к. они имеют $Re\beta < 0$, что отвечает нарастанию амплитуды магнитоплазмон-поляритона в пространстве при удалении от плоскости 2D ЭС, т.е. нарушается условие спадания поля при удалении от плоскости 2D ЭС. Красный штрих пунктир соответствует световому конусу $\Omega = k$. На вставках: увеличенная часть графика для $Im\Omega$.

плазмонов. В реальных системах параметр $V_{gated}^2 \kappa / c^2$ всегда много меньше единицы. В этом пределе, высокочастотных при малых волновых векторах мод в спектре экранированных магнитоплазмон-поляритонов не возникает.

В разделе **1.5** приведены выводы. Во-первых, при условиях $\Omega_c^2 + \tilde{\sigma}^2 > 1$ и $\tilde{\sigma} < 1$ в спектре плазмон-поляритонов появляется новая ветвь. Во-вторых, наличие внешнего магнитного поля «смягчает» условия появления незатухающих при $q \rightarrow 0$ плазмон-поляритонов: вместо условия $\tilde{\sigma} > 1$, которое было без магнитного поля [8], достаточно выполнить $\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 > 1$. Результаты первой главы опубликованы в работе [A1].

Во второй главе вычисляется и анализируется спектр плазмона, распространяющегося вдоль прямолинейного края двумерной электронной системы при учёте электромагнитного запаздывания, т.е. вычисляется спектр краевого плазмон-поляритона. Задача решается приближённым методом [6].

В разделе **2.1** приведён вывод дисперсионного уравнения для краевого плазмон-поляритона. 2D ЭС находится в вакууме и расположена в полуплоскости $z = 0$ и $x > 0$, край 2D ЭС моделируется резким скачком электронной концентрации до нуля при $x = 0$. Для вывода дисперсионного уравнения используется приближённый метод, который однако даёт разумные результаты для спектров плазмонов и магнитоплазмонов без запаздывания [6]. Для спектра краевого плазмона без магнитного поля, приближённый метод даёт правильную функциональную зависимость частоты от волнового вектора вдоль границы q_y ; отличие от точного решения [5] состоит лишь в величине множителя (константы), определяющего частоту, он равен $\alpha \approx 0.906$ в точном решении [5] и $\alpha \approx 0.816$ в приближенном [6].

Полученное дисперсионное уравнение для краевого плазмон-поляритона выглядит следующим образом:

$$\omega\tilde{\omega} = D (2\omega_{p\beta}^2(1 - \delta) - \omega\tilde{\omega}), \text{ где } D = \sqrt{\frac{\omega_{p\beta}^2 - \omega\tilde{\omega}}{2\omega_{p\beta}^2 - \omega\tilde{\omega}}}, \quad (5)$$

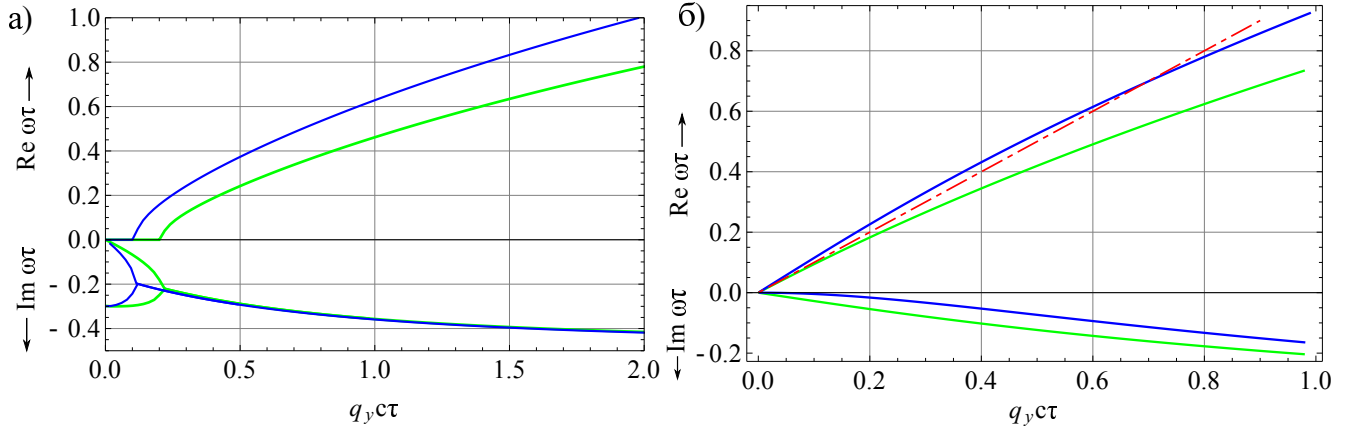


Рис. 3. Спектры плазмон-поляритонов при различной величине безразмерной проводимости 2D ЭС $\tilde{\sigma} = 2\pi e^2 n_0 \tau / (mc)$: а) $\tilde{\sigma} = 0.7$, б) $\tilde{\sigma} = 2$. Зелёным обозначен спектр краевого плазмон-поляритона, синим — объёмного с тем же q_y при $q_x = 0$. По вертикальной оси отложены действительная (верхняя часть графика) и мнимая (нижняя часть) части комплексной частоты плазмон-поляритонов, обезразмеренные на время релаксации электрона τ . Красным штрих-пунктиром обозначен закон дисперсии «одномерного света» $\omega = cq_y$.

$$\delta = \frac{\sqrt{1 + \omega_{p\beta}^2 \omega / (c^2 \tilde{\omega} \beta^2)} - 1}{D + \sqrt{1 + \omega_{p\beta}^2 \omega / (c^2 \tilde{\omega} \beta^2)}}, \quad \tilde{\omega} = \omega + i/\tau, \quad \omega_{p\beta}^2 = 2\pi e^2 n_0 \beta / m,$$

$\beta = \sqrt{q_y^2 - \omega^2 / c^2}$, q_y — волновой вектор вдоль границы (оси y).

В разделе **2.2** анализируется дисперсионное уравнение (5) и строятся спектры краевых плазмон-поляритонов. Как и для объёмного плазмон-поляритона, спектр краевого плазмон-поляритона сильно зависит от величины безразмерной проводимости $2\pi\sigma_0/c$ (σ_0 — статическая проводимость 2D ЭС). Графики спектров краевого и объёмного плазмон-поляритонов при $2\pi\sigma_0/c < 1$ и $2\pi\sigma_0/c > 1$ приведены на рис. 3.

В случае $2\pi\sigma_0/c < 1$ при малых волновых векторах спектр краевого плазмон-поляритона чисто релаксационный: $\omega\tau = -i(1 - \tilde{\sigma})$ или $\omega = 0$ при $q_y = 0$. Однако при увеличении $2\pi\sigma_0/c$ область чистой релаксации сжимается, и при $2\pi\sigma_0/c = 1$ исчезает. В случае $\tilde{\sigma} > 1$ (см. рис. 3) область чистой релаксации (где $Re\omega = 0$) для краевого плазмон-поляритона отсутствует,

мнимая часть частоты меньше или порядка действительной части частоты для любых значений q_y , и в этом смысле краевой плазмон-поляритон существует при всех значениях q_y и, соответственно, при всех частотах; даже при частотах, меньших обратного времени релаксации электронов в 2D ЭС.

В разделе **2.3** приведены краткие выводы к главе. Результаты второй главы опубликованы в работе [A2].

Третья глава состоит из четырех разделов и посвящена параметрическому резонансу в 2D ЭС, находящейся под действием микроволнового излучения и помещённой в постоянное магнитное поле ортогональное плоскости 2D ЭС.

В разделе **3.1** приведена сводка экспериментальных работ, мотивировавших данную работу, и сформулирована идея объяснения эксперимента. Мотивацией являются эксперименты по микроволновому фотоотклику чистых (с подвижностью $\mu \gtrsim 10^7$ см²/В·с) 2D ЭС в постоянном внешнем магнитном поле, ортогональном плоскости 2D ЭС [21, 22]. В этих работах был обнаружен узкий и высокий пик в фотосопротивлении при частоте микроволнового излучения Ω , равной удвоенной циклотронной частоте электронов в 2D ЭС $2\omega_c$. Важно, что этот пик отличается от обычных пиков в фотосопротивлении, соответствующих магнитоосцилляциям сопротивления индуцированным микроволновым излучением [18–20]. Идея объяснения появления пика в фотосопротивлении состоит в том, что для 2D ЭС, помещённой в постоянное ортогональное магнитное поле, циклотронная частота ω_c имеет смысл собственной частоты системы: при пренебрежении столкновениями с примесями электроны двигаются по круговым орбитам с частотой ω_c . Под действием внешнего переменного электрического поля у электронов появляется дрейфовая скорость, которая отвечает движению центров циклотронных орбит. Если электрическое поле однородно, то эти два движения независимы. Однако, если электрическое поле неоднородно, то при учёте простейшей гидродинамической нелинейности, связывающей движение электрона по

циклотронной орбите и движение центра орбиты, эти два движения перепутываются и может возникать параметрический резонанс. Основной (наиболее сильный) параметрический резонанс проявляется в случае, когда частота внешнего возмущения равна удвоенной собственной частоте системы. Поэтому при Ω вблизи $2\omega_c$ в 2D ЭС в магнитном поле возможно появление параметрического резонанса, при котором происходит экспоненциальное нарастание амплитуды гидродинамической скорости электронов во времени, что ведёт к неустойчивости системы; неустойчивость системы приводит к разогреву и, соответственно, пику в сопротивлении.

В разделе **3.2** рассмотрена простейшая модель появления параметрического резонанса в 2D ЭС. Решается гидродинамическое уравнение Эйлера для средней скорости электронов \mathbf{V} с учетом нелинейного члена $(\mathbf{V}, \nabla)\mathbf{V}$. Оказывается, что ключевым фактором является величина неоднородности электрического поля, действующего на электроны в 2D ЭС. В реальных системах длина волны микроволнового излучения больше или порядка размеров образца, поэтому внешнее излучение падает также на границы образца и металлические контакты, которые сильно модифицируют внешнее электрическое поле, и в итоге поле, действующее на электроны, является неоднородным. В простейшей модели считалось, что внешнее поле линейно зависит от координаты. Далее в данном разделе выводится условие для развития параметрического резонанса.

В разделе **3.3** рассматривается более реалистичная модель появления параметрического резонанса. Рассматривается слабо неоднородное поле

$$|eE'_0(x)/m| \ll \omega_c^2,$$

где $E_0(x)$ – амплитуда электрического поля, действующего на электроны, штрих обозначает производную по координате. В нижнем порядке по этой неоднородности можно получить условие появления параметрического резо-

нанса:

$$\left(\frac{eE'_0}{m}\right)^2 > \frac{4\Omega^2}{\tau^2} + \frac{1}{4}(\Omega^2 - 4\omega_c^2)^2, \quad (6)$$

где τ – время электронной релаксации в 2D ЭС. При $\Omega = 2\omega_c$ получаем $|eE'_0/m| > 2\Omega/\tau$.

Далее в этом разделе учитывается экранировка внешнего электрического поля $E_0(x)$ электронами 2D ЭС. Экранировка учитывается приближённо – с помощью простейшего варианта теории линейного отклика, 2D ЭС при этом считается бесконечной. В рамках такого подхода полное электрическое поле (с учётом самосогласованного поля электронов), действующее на электроны, $E_{tot}(x, t) = E_{tot}(x) \cos \Omega t$ связано с внешним неоднородным полем $E_0(x)$ при помощи эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(q, \omega)$ бесконечной 2D ЭС:

$$E_{tot}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dq}{2\pi} e^{iqx} \frac{E_0(q)}{\varepsilon(q, \Omega)}, \quad (7)$$

где $E_0(q)$ – фурье-компонента исходного электрического поля $E_0(x)$. В рамках приближения хаотических фаз, в чистой системе (время релаксации электронов τ стремится к бесконечности), при условиях $q \ll k_F$ и $\hbar\omega_c \ll 2\pi^2 k_B T \ll E_F$, где $\hbar k_F$ и E_F – импульс и энергия Ферми, T – температура, эффективная диэлектрическая проницаемость определяется формулой [23]:

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + \frac{2m}{\pi\hbar^2} V_{ee}(q) \sum_{p=1}^{\infty} \frac{p^2 \omega_c^2 J_p^2(qR_c)}{p^2 \omega_c^2 - \omega^2}, \quad (8)$$

где $V_{ee}(q) = 2\pi e^2/\kappa|q|$ – фурье-компонента кулоновского потенциала для электронов в 2D ЭС, $J_p(qR_c)$ – функция Бесселя 1-го рода порядка p .

Уравнение $\varepsilon(q, \omega) = 0$ определяет спектр магнитоплазменных мод. В этом спектре присутствуют частотные щели вблизи $N\omega_c$, где $N \geq 2$ – целое число. В нашем случае частота внешнего поля Ω лежит как раз вблизи $2\omega_c$. При попадании частоты внешнего поля Ω в щель спектра, внешнее поле будет усиливаться, если частота Ω стремится к нижнему краю щели, на котором

диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(q, \omega)$ (8) обращается в нуль. Если полное поле, действующее на электроны в 2D ЭС будет усилено за счёт этого эффекта, то будет проще выполнить условие для появления параметрического резонанса (6).

В разделе **3.4** приведены качественные оценки появления параметрического резонанса в 2D ЭС. Главное условие: 2D ЭС должна быть достаточно чистой, чтобы щель в спектре магнитоплазмонов не «размывалась» за счёт конечного времени электронной релаксации. Результаты третьей главы опубликованы в работе [А3].

В Заключение сформулированы основные результаты работы:

1. В рамках классического подхода найдены и проанализированы спектры магнитоплазмон-поляритонов в двумерной электронной системе с диссипацией, т.е. с конечным временем релаксации электронов. Характерные виды спектров описаны с помощью «фазовой диаграммы» построенной в безразмерных координатах проводимость – магнитное поле. Показано, что при промежуточных значениях проводимости и достаточно сильном магнитном поле в спектре при малых волновых векторах появляется дополнительная ветвь. Также наличие магнитного поля «смягчает» условие появления добротных при малых частотах магнитоплазмон-поляритонов.
2. В рамках классического подхода найден спектр краевого плазмон-поляритона, т.е. плазмон-поляритона локализованного вблизи прямолинейного края двумерной электронной системы и распространяющегося вдоль него. Двумерная система считалась диссипативной. Проанализированы пространственное распределение потенциалов, плотности заряда и тока. Показано, что если статическая проводимость двумерной системы велика по сравнению со скоростью света, то крайовой плазмон-поляритон добротен (мнимая часть частоты не превосходит действительную)

при всех частотах, в том числе при частотах меньших темпа друдевской релаксации электронов в системе.

3. Рассмотрен параметрический резонанс в двумерной электронной системе, помещённой в постоянное магнитное поле и находящейся под действием микроволнового излучения. Параметрический резонанс возникает, если частота микроволнового излучения лежит вблизи удвоенной циклотронной частоты электронов двумерной системы и переменное электрическое поле, действующее на электроны в системе, является достаточно неоднородным. Если параметрический резонанс возникает, то дрейфовая скорость электронов начинает экспоненциально нарастать во времени, что, в свою очередь, приводит к неустойчивости системы и пику в фотосопротивлении.

Список публикаций

- A1. Volkov V. A., **Zabolotnykh A. A.** Undamped relativistic magnetoplasmons in lossy two-dimensional electron systems // *Physical Review B*. 2016. — oct. Vol. 94, no. 16. P. 165408.
- A2. **Заболотных А. А.**, Волков В. А. Спектр плазмон-поляритонов на полуплоскости // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 104, № 6. С. 424–429.
- A3. Volkov V. A., **Zabolotnykh A. A.** Bernstein modes and giant microwave response of a two-dimensional electron system // *Physical Review B*. 2014. Vol. 89. P. 121410(R).
- A4. **Zabolotnykh A. A.**, Volkov V. A. Magnetoplasmon-polaritons in lossy two-dimensional electron system // *Poster Abstract List of the 22th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems*. 2017. P. 17.
- A5. **Zabolotnykh A. A.**, Volkov V. A. Mechanism of giant microwave response of two-dimensional electron system near the second harmonic of

- the cyclotron resonance // Abstracts (vol. 2) of the 20th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems. 2013. P. 284.
- A6. **Заболотных А. А.**, Волков В. А. Магнитоплазмон-поляритоны в диссипативной двумерной электронной системе // Тезисы докладов 13-й Российской конференции по физике полупроводников. 2017. С. 181.
- A7. **Заболотных А. А.**, Волков В. А. Спектр краевых плазмонов при учёте электромагнитного запаздывания // Тезисы докладов 12-й Российской конференции по физике полупроводников. 2015. С. 50.
- A8. Волков В. А., **Заболотных А. А.** Параметрический циклотронный резонанс при микроволновой накачке 2D электронной системы // Тезисы докладов 11-й Российской конференции по физике полупроводников. 2013. С. 99.
- A9. **Заболотных А. А.**, Волков В. А. Сверхдобротные плазмон-поляритоны в «грязной» 2D системе // Труды XXI Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». 2017. С. 602.
- A10. **Заболотных А. А.**, Волков В. А. Закон дисперсии краевых плазмон-поляритонов // Труды XIX Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». 2015. С. 511.
- A11. **Заболотных А. А.**, Волков В. А. Параметрическая неустойчивость двумерных магнитоплазмонов // Труды XVII Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». 2013. С. 451.
- A12. Загороднев И. В., **Заболотных А. А.**, Волков В. А. Отражение электромагнитных волн от двумерной электронной системы с высокой подвижностью в перпендикулярном магнитном поле // Тезисы XVI Школы-конференции молодых ученых «Проблемы физики твёрдого тела и высоких давлений». 2017. С. 80–81.
- A13. **Zabolotnykh A. A.**, Volkov V. A. Cyclotron parametric resonance in microwave-irradiated two-dimensional electron system // 9th Advanced Re-

search Workshop Fundamentals of Electronic Nanosystems "NanoPeter 2014". 2014. P. 91.

- A14. **Zabolotnykh A. A.**, Volkov V. A. Parametric instability of two-dimensional electron system in magnetic field under microwave pumping // Proceedings of the 21st International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology". 2013. P. 265.

Цитированная литература

1. Heitmann D. Two-dimensional plasmons in homogeneous and laterally microstructured space charge layers // Surface Science. 1986. Vol. 170, no. 1-2. P. 332–345.
2. Stern F. Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas // Physical Review Letters. 1967. — apr. Vol. 18, no. 14. P. 546–548.
3. Чаплик А. В. Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 726.
4. Allen S. J., Störmer H. L., Hwang J. C. M. Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures // Physical Review B. 1983. Vol. 28, no. 8. P. 4875.
5. Волков В. А., Михайлов, С. А. Теория краевых плазмонов в двумерном электронном газе // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42, № 11. С. 450–453.
6. Fetter A. L. Edge magnetoplasmons in a bounded two-dimensional electron fluid // Physical Review B. 1985. — dec. Vol. 32, no. 12. P. 7676–7684.
7. Говоров А. О., Чаплик А. В. Эффекты запаздывания в процессах релаксации двумерной электронной плазмы // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1989. Т. 95, № 6. С. 1976–1979.
8. Фалько В. И., Хмельницкий Д. Е. Что, если проводимость пленки больше, чем скорость света? // ЖЭТФ. 1989. Т. 95, № 6. С. 1988–1992.
9. Sirtori C., Gmachl C., Capasso F. et al. Long-wavelength ($\lambda \approx 8\text{--}11.5 \mu\text{m}$)

- semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons // *Optics letters*. 1998. Vol. 23, no. 17. P. 1366–1368.
10. Kukushkin I. V., Smet J. H., Mikhailov S. A. et al. Observation of retardation effects in the spectrum of two-dimensional plasmons // *Physical Review Letters*. 2003. Vol. 90, no. 15. P. 156801.
 11. Muravev V. M., Andreev I. V., Kukushkin I. V. et al. Observation of hybrid plasmon-photon modes in microwave transmission of coplanar microresonators // *Physical Review B*. 2011. Vol. 83, no. 7. P. 075309.
 12. Scalari G., Maissen C., Turčinková D. et al. Ultrastrong coupling of the cyclotron transition of a 2D electron gas to a THz metamaterial // *Science*. 2012. Vol. 335, no. 6074. P. 1323–1326.
 13. Dyakonov M., Shur M. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current // *Physical Review Letters*. 1993. Vol. 71, no. 15. P. 2465.
 14. Kukushkin I. V., Mikhailov S. A., Smet J. H., von Klitzing K. Miniature quantum-well microwave spectrometer operating at liquid-nitrogen temperatures // *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 86, no. 4. P. 044101.
 15. Knap W., Dyakonov M., Coquillat D. et al. Field effect transistors for terahertz detection: Physics and first imaging applications // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2009. Vol. 30, no. 12. P. 1319–1337.
 16. Popov V. V. Plasmon excitation and plasmonic detection of terahertz radiation in the grating-gate field-effect-transistor structures // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2011. Vol. 32, no. 10. P. 1178.
 17. 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.
 18. Zudov M. A., Du R. R., Simmons J. A., Reno J. L. Shubnikov–de Haas-like oscillations in millimeterwave photoconductivity in a high-mobility two-dimensional electron gas // *Physical Review B*. 2001. Vol. 64. P. 201311(R).

19. Ye P., Engel L., Tsui D. et al. Giant microwave photoresistance of two-dimensional electron gas // *Applied Physics Letters*. 2001. Vol. 79, no. 14. P. 2193–2195.
20. Dmitriev I. A., Mirlin A. D., Polyakov D. G., Zudov M. A. Nonequilibrium phenomena in high Landau levels // *Reviews of Modern Physics*. 2012. Vol. 84. P. 1709. 1111.2176v3.
21. Dai Y., Du R. R., Pfeiffer L. N., West K. Observation of a Cyclotron Harmonic Spike in Microwave-Induced Resistances in Ultraclean GaAs/AlGaAs Quantum Wells // *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 105. P. 246802.
22. Hatke A. T., Zudov M. A., Pfeiffer L. N., West K. W. Giant microwave photoresistivity in high-mobility quantum Hall systems // *Physical Review B*. 2011. Vol. 83. P. 121301(R).
23. Chiu K. W., Quinn J. J. Plasma oscillations of a two-dimensional electron gas in a strong magnetic field // *Physical Review B*. 1974. — jun. Vol. 9, no. 11. P. 4724–4732.