

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Коллективные плазменные возбуждения в двумерных электронных системах

В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин

Рассмотрены новейшие результаты по исследованию коллективных плазменных возбуждений в двумерных электронных системах на базе наноструктур AlGaAs/GaAs, AlGaAs/AlAs, MgZnO/ZnO, а также графена. Особое внимание уделяется рассмотрению взаимодействия двумерной плазмы со светом. Представлены результаты экспериментальных работ по обнаружению нового семейства плазменных колебаний. Обсуждаются возможные направления дальнейшего развития эксперимента и теории.

Ключевые слова: плазмон, циклотронный резонанс, двумерная электронная система, наноструктура

PACS numbers: 73.21.–b, 73.22.–f, 73.43.Lp, 78.70.Gq

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.07.038637>

Содержание

1. Введение (1041).
 2. Экспериментальная методика (1043).
 3. Плазменные возбуждения с различной размерностью (1043).
 - 3.1. Двумерные плазмоны в дисках. 3.2. Одномерные плазмоны в полосках. 3.3. Двумерные плазмоны с экранированием.
 4. Плазмон-поляритонные возбуждения (1047).
 - 4.1. Эффекты запаздывания. 4.2. Радиационное затухание.
 5. Новое семейство двумерных плазменных возбуждений, индуцированных близостью металла (1051).
 - 5.1. Проксимити-плазменные возбуждения. 5.2. Релятивистские плазменные возбуждения.
 6. Плазменные возбуждения в двумерных материалах (1054).
 - 6.1. Плазменные возбуждения двумерной электронной системы в наноструктурах MgZnO/ZnO. 6.2. Плазменные возбуждения двумерной электронной системы в наноструктурах AlGaAs/AlAs. 6.3. Плазменные возбуждения в графене.
 7. Заключение (1059).
- Список литературы (1060).

1. Введение

При изучении твёрдого тела мы всегда имеем дело с системой многих взаимодействующих частиц. На сегодняшний день отсутствуют подходы для точного решения данной задачи многих тел. Таким образом, при построении теории приходится применять приближённые модели. Именно использование приближённых моделей составляет одну из привлекательных черт физики твёрдого тела. Физика твёрдого тела, ввиду того что экспе-

риментальная проверка идей в ней осуществляется сравнительно просто, представляет собой уникальную площадку для проверки новых концепций и подходов. Одной из самых плодотворных идей в физике твёрдого тела является концепция элементарных возбуждений [1]. Оказалось, что сложное и взаимосвязанное движение системы многих частиц в твёрдых телах можно описать в терминах элементарных возбуждений (квазичастиц), лишь слабо взаимодействующих между собой.

Элементарные возбуждения разделяют на одночастичные и коллективные. Сначала в теории производится целый ряд квантово-механических операций: вводится газ одночастичных элементарных возбуждений — квазичастиц под названием "электроны" со сложным законом дисперсии, отражающим симметрию кристаллической решетки. Далее в системе взаимодействующих электронов вследствие кулоновского взаимодействия возникают коллективные колебания плотности электронов, так называемые плазменные колебания [2–5]. Квант плазменных колебаний называется плазмоном. В пределе больших длин волн частота этих колебаний равна плазменной частоте

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m^*}}, \quad (1)$$

где n — концентрация электронов, m^* — эффективная масса электронов. Плазменные возбуждения в трёхмерной плазме обладают слабой квадратичной дисперсией. Они аналогичны колебаниям, изучавшимся Лэнгмюром и Тонксом в классической плазме газового разряда [6]. Следует также заметить, что плазменные колебания не могут существовать в системе невзаимодействующих электронов.

Концепция элементарных возбуждений успешно применяется для описания двумерных (2D) многоэлектронных систем на базе электронов на поверхности жидкого гелия, кремниевых структур металл–диэлектрик–полу-

В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин. Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипяна 2, 142432 Черноголовка, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: muravev@issp.ac.ru, kukush@issp.ac.ru

Статья поступила 2 июля 2019 г., после доработки 23 июля 2019 г.

проводник (МДП), полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами и новых слоистых материалов из семейства графена. Двумерные свойства электронов в большинстве этих материалов обеспечиваются тем, что энергия, связанная с поперечным квантованием, превышает все другие характерные энергии (тепловую энергию и энергию Ферми). Свойства двумерных плазменных возбуждений впервые были теоретически описаны [7] в 1967 г. Впервые двумерные плазменные возбуждения были обнаружены в системе электронов на поверхности жидкого гелия [8] и годом позднее — на кремниевых транзисторах металл–оксид–полупроводник (МОП) с решётчатым затвором [9, 10]. Спектр плазменных возбуждений двумерной электронной системы (ДЭС) описывается следующим выражением:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left(\frac{\omega^2}{2\pi n_s e^2 / m^* \varepsilon} \right)^2, \quad \omega \gg v_0 q, \quad (2)$$

где n_s — поверхностная концентрация двумерных электронов, v_0 — скорость Ферми, $\varepsilon(q)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей ДЭС-среды. Второе слагаемое в правой части (2) ответственно за межэлектронные кулоновские корреляции, первое — за запаздывание передачи этих корреляций. В пределе больших волновых векторов, когда запаздыванием можно пренебречь (электростатическое приближение), мы приходим к корневому бесщелевому дисперсионному закону для 2D-плазмонов:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon}} q. \quad (3)$$

Условием резонансного возбуждения 2D-плазмонов является $\omega_p \tau \gg 1$, где τ — энергетическое время релаксации двумерных электронов [11, 12]. Следует заметить, что это время может более чем на два порядка величины отличаться от транспортного времени релаксации носителей заряда, измеренного в той же структуре.

В пределе малых волновых векторов $q \ll 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$ основную роль начинают играть электродинамические эффекты и дисперсионный закон (2) приобретает вид, характерный для световой волны, распространяющейся в среде с показателем преломления $\sqrt{\varepsilon}$: $\omega = cq / \sqrt{\varepsilon}$. Гибридизация световой и плазменной волн приводит к образованию нового коллективного возбуждения в ДЭС — плазмон-поляритона. Электродинамические эффекты становятся существенными при малых волновых векторах плазмонов, когда их фазовая скорость приближается к скорости света. Для типичных параметров полупроводниковых гетероструктур это происходит при $q = 10 \text{ см}^{-1}$ и частоте 10–30 ГГц. Наблюдение двумерных плазмонов на таких частотах стало возможным только в последнее время благодаря существенному прогрессу технологии молекулярно-пучковой эпитаксии. В результате были открыты двумерные плазмон-поляритонные возбуждения [13–16].

Диэлектрическое окружение может сильно модифицировать дисперсионный закон (3). В отсутствие экранирования затвором $\varepsilon(q)$ чаще всего представляет собой полусумму диэлектрических проницаемостей вакуума и GaAs-подложки ($\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12,8$): $\varepsilon(q) = \bar{\varepsilon} = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$. В практически очень важном случае, когда под ДЭС на расстоянии h находится идеально проводящий затвор,

эффективная диэлектрическая проницаемость выражается как $\varepsilon(q) = [1 + \varepsilon_{\text{GaAs}} \coth(qh)]/2$. Для большинства использовавшихся в экспериментах полупроводниковых гетероструктур выполняется условие $qh \ll 1$. При таком сильном экранировании спектр 2D-плазмонов приобретает линейный характер [17]:

$$\omega_g = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 h}{m^* \varepsilon_{\text{GaAs}}}} q. \quad (4)$$

В магнитном поле свободные электроны совершают периодическое движение по циклотронной орбите с частотой $\omega_c = eB/(m^* c)$, где B — величина магнитного поля. Впервые явление циклотронного диамагнитного резонанса наблюдалось в объёмных полупроводниках германия и кремния с низким уровнем легирования [18, 19]. Эта методика впервые позволила достоверно установить зонную структуру большинства полупроводников. Приложение внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости ДЭС, приводит к гибридизации плазменного и циклотронного колебаний. В результате возникает циклотронная магнитоплазменная мода с частотой [20, 21]

$$\omega_{\text{mp}} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}. \quad (5)$$

Двумерные циклотронные магнитоплазменные возбуждения обладают щелью в спектре: их частота ω_{mp} превосходит циклотронную частоту ω_c .

В латерально ограниченной двумерной электронной системе, например, в форме диска в перпендикулярном магнитном поле наряду с циклотронным магнитоплазмоном наблюдается ещё одна плазменная мода — краевой магнитоплазмон [22–26]. Краевые магнитоплазмоны (КМП) — это коллективные возбуждения электронной плотности, распространяющиеся вдоль края ДЭС только в одном направлении, задаваемом магнитным полем и внешней нормалью к краю ДЭС. Характерными особенностями КМП являются бесщелевой закон дисперсии и возможность их наблюдения при сравнительно низких частотах в режиме $\omega \tau \ll 1$. Последнее обстоятельство позволяет наблюдать КМП на частотах вплоть до 1 кГц [27]. В модели полубесконечной плоскости с резким краем дисперсия КМП задаётся следующим выражением [28]:

$$\omega_{\text{EMP}} = \frac{2\pi \sigma_{xy} q}{\varepsilon} \left(\ln \frac{2}{ql} + 1 \right), \quad \omega_c \tau > 1, \quad (6)$$

где $\sigma_{xy} \propto n_s/B$ является недиагональной компонентой тензора проводимости ДЭС, $l = i\sigma_{xx}/2\varepsilon\varepsilon_0\omega$ — характерный размер области изменения заряда магнитоплазменной волны. В пределе больших магнитных полей, когда l становится меньше размера области обеднения w , в формулу (6) вместо l надо подставлять w . Следует особо отметить, что заряд краевого магнитоплазмона сильно локализован вблизи края ДЭС. Поэтому в сильных магнитных полях спектроскопия КМП зарекомендовала себя как эффективный инструмент для исследования краевых токовых состояний в режиме целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла [29–34].

Цель настоящего обзора — представить новые экспериментальные результаты в области исследования коллективных плазменных возбуждений в высококачествен-

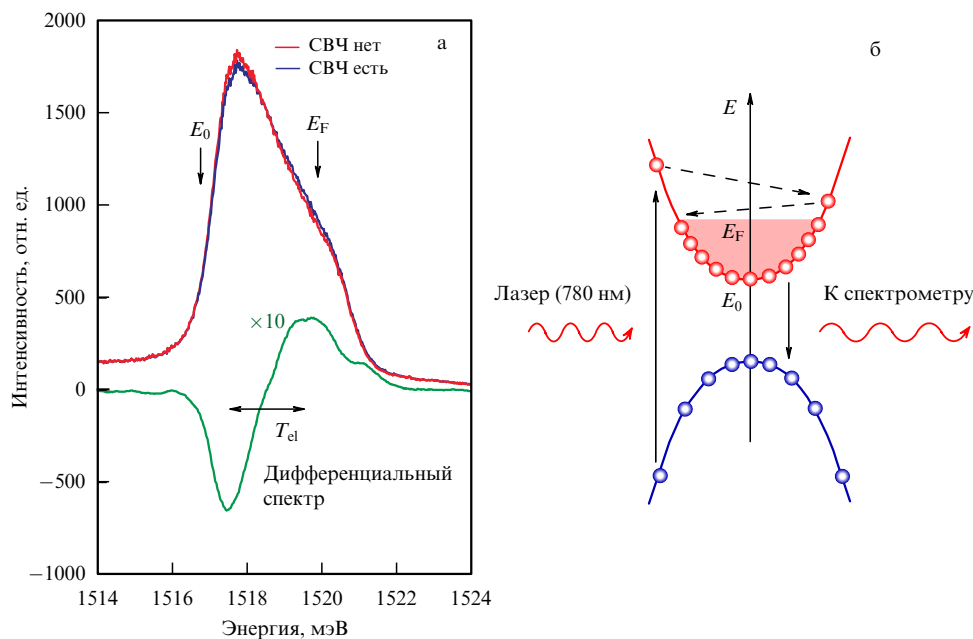


Рис. 1. (В цвете онлайн.) (а) Характерный вид спектра люминесценции при возбуждении микроволновым излучением с мощностью 50 мкВт и частотой 22,5 ГГц (синяя кривая) и при его отсутствии (красная кривая). Изучался отклик ДЭС в форме диска диаметром 1 мм с двумерной плотностью электронов $0,9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле 60 мТл. Вблизи энергии Ферми E_F спектр существенно изменяется при резонансном микроволновом возбуждении вследствие нагрева. Нижняя (зелёная) кривая представляет собой дифференциальный спектр люминесценции. Интеграл абсолютного значения дифференциального спектра является мерой поглощения микроволнового излучения. (б) Энергетическая схема, иллюстрирующая оптические переходы в ДЭС при облучении лазером.

ных двумерных электронных системах. Дальнейшее изложение организовано следующим образом. В разделе 2 даётся описание оригинальной оптической методики, которая использовалась для измерения резонансного разогрева двумерных электронов при возбуждении плазменной волны. В разделе 3 обсуждается поведение двумерных плазменных колебаний в образцах с различной формой (диски, кольца и полоски) и диэлектрическим окружением. В разделе 4 исследуются спектр и затухание плазменных колебаний в пределе больших длин волн, когда в результате гибридизации со светом образуется новое плазмон-поляритонное возбуждение. В разделе 5 описываются эксперименты, которые привели к обнаружению нового семейства двумерных плазменных колебаний — плазмонов, индуцированных металлом. В разделе 6 исследуются плазменные и магнитоплазменные возбуждения в новых двумерных материалах: графене, а также в MgZnO/ZnO - и $\text{AlGaAs}/\text{AlAs}$ -гетероструктурах. В заключении обсуждаются возможные направления дальнейшего развития эксперимента и теории в области двумерной плазмоники.

2. Экспериментальная методика

Для исследования поглощения сверхвысокочастотного (СВЧ) и терагерцового (ТГц) излучения разработана оптическая методика, основанная на высокой чувствительности спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному нагреву [35, 36]. Таким образом, эта методика позволяет регистрировать нагревание ДЭС, происходящее за счёт диссипации резонансно возбуждённых плазменных колебаний в системе. Важной особенностью данной методики является отсутствие каких-либо расположенных рядом с исследуемой структурой металлических электродов (затворов, контактов), не-

избежно влияющих на спектр и затухание плазменных колебаний. Это свойство делает оптическое детектирование одним из наиболее деликатных методов исследования коллективных и одночастичных возбуждений в полупроводниках.

Суть методики заключается в том, что исследуемый образец облучается через кварцевый оптоволоконный световод диаметром 0,4 мм стабилизированным полупроводниковым лазером с длиной волны $\lambda = 780 \text{ нм}$. Сигнал фотолюминесценции от ДЭС собирается через тот же световод и анализируется с помощью монохроматора с ПЗС-камерой (ПЗС — прибор с зарядовой связью). Рисунок 1 иллюстрирует данную методику. Как упоминалось, при разогреве ДЭС её спектр люминесценции сильно изменяется. При этом интеграл абсолютного значения разностного спектра люминесценции может служить мерой разогрева ДЭС (рис. 1а). На рисунке 1б показана схема энергетических переходов, которые происходят в ДЭС при лазерном облучении.

3. Плазменные возбуждения с различной размерностью

Физические свойства плазменных колебаний могут варьироваться в широких пределах посредством изменения формы образца ДЭС, а также его диэлектрического окружения. В отличие от трёхмерных (3D) плазмонов, двумерные плазмоны представляют собой низкочастотные колебания электронной плотности с бесщелевым законом дисперсии. То же самое можно сказать и относительно реализующихся в полосках ДЭС одномерных (1D) плазмонов — коллективных низкочастотных возбуждений, дисперсия которых носит не корневой (как в случае 2D-плазмонов), а линейный характер. Заметим, что для плазменных волн условие понижения размерно-

сти очень мягкое. Характерным размером, сравнением с которым определяется размерность конкретного образца, является длина волны плазмона λ_p . Например, полоска двумерных электронов шириной $W \ll \lambda_p$ с точки зрения коллективного плазменного движения является объектом с пониженной размерностью 1D. При этом характер индивидуального движения каждого из электронов остаётся двумерным.

3.1. Двумерные плазмоны в дисках

Образцы ДЭС в форме диска являются топологически наиболее простым и удобным объектом для изучения плазменных возбуждений. Классификация плазменных мод для геометрии диска впервые была приведена в теоретической работе [37]. Моды описываются с помощью радиального l и азимутального m чисел ($l = 1, 2, \dots$; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), которые характеризуют число узлов в переменном потенциале стоячей плазменной волны вдоль радиуса и периметра диска соответственно. Фундаментальной плазменной модой считаются колебания электронной плотности с $l = 1$ и $m = 1$. В большинстве экспериментов по изучению свойств плазменных возбуждений в ДЭС наблюдаются только моды с $m \neq 0$, так как у этих мод дипольный момент не равен нулю и поэтому они эффективно возбуждаются падающей на образец плоской электромагнитной волной.

На рисунке 26 показана экспериментально полученная магнитодисперсия нескольких мод с $l = 1$ и различными азимутальными числами m [38]. Образец представлял собой диск диаметром $d = 0,5$ мм с электронной концентрацией $n_s = 2,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Фундаментальный магнитоплазменный резонанс (синие кружки на рис. 2б) в перпендикулярном магнитном поле расщепляется на две ветви. Верхняя ветвь ($m = +1$) имеет положительную магнитодисперсию, и с увеличением величины магнитного поля её частота асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса $\omega_c = eB/(m^*c)$ (m^* — эффективная масса электрона). Эта ветвь соответствует возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды. Нижняя ветвь демонстрирует отрицательную магнитодисперсию и отвечает краевому магнитоплазмону, являющемуся аналогом поверхностных плазменных волн в трёхмерных электронных системах. КМП распространяются вдоль границы ДЭС и локализуются вблизи этой границы в сильных магнитных полях [22–25].

Экспериментальные результаты для магнитоплазмов ($m \neq 0$) хорошо описываются теоретической зависимостью для магнитодисперсии (синие кривые на рис. 2) [22, 39]:

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (7)$$

где ω_p — плазменная частота в нулевом магнитном поле. Поведение кратной гармоники с $m = \pm 2$ (чёрные кружки) описывается аналогичной зависимостью. Действительно, на рис. 2а показаны три типичные кривые поглощения, полученные для частот микроволнового излучения 64, 70 и 80 ГГц. На кривой поглощения, измеренной при $f = 64$ ГГц, наблюдается серия уже идентифицированных резонансов с $m = 1, 2$ и 3. Также виден отстоящий отдельно по магнитному полю резонанс осесимметричного плазмона (Axisymmetric Plasmon, AP), амплитуда которого сравнима с амплитудой фундаментального

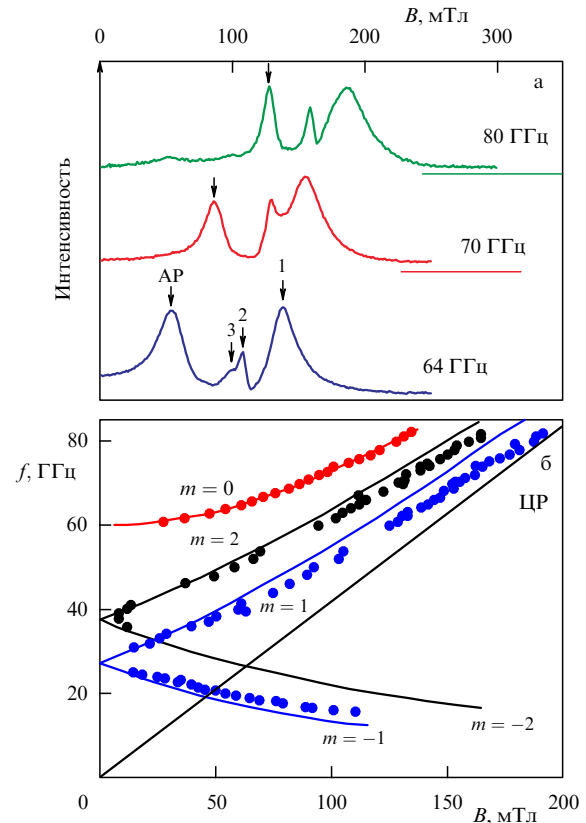


Рис. 2. (В цвете онлайн.) (а) Зависимость интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для трёх частот микроволнового облучения: 64, 70 и 80 ГГц — в диске ДЭС диаметром $d = 0,5$ мм с электронной концентрацией $n_s = 2,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (б) Магнитодисперсии плазменных мод с $m = \pm 1, \pm 2$ (синие и чёрные кружки) и "тёмной" моды с $m = 0$ (красные кружки). Синие и чёрные кривые соответствуют теоретическим магнитодисперсионным зависимостям согласно (7), чёрная прямая соответствует циклотронному резонансу (ЦР) в GaAs.

магнитоплазменного резонанса. Это указывает на то, что резонанс AP соответствует особому типу плазменных возбуждений в ДЭС. Ниже покажем, что резонанс AP отвечает возбуждению плазменной моды с $m = 0$, которая имеет нулевой дипольный момент. Поэтому моды такого типа называют "тёмными" или осесимметричными плазмонами [37]. На рисунке 2б показана магнитодисперсия моды с $m = 0$ (красные кружки). Магнитодисперсия хорошо описывается стандартным выражением (красная кривая):

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2. \quad (8)$$

Характерной особенностью осесимметричной плазменной моды является то, что у неё нет краевой ветви в магнитодисперсии. Это объясняется тем, что у осесимметричной моды отсутствуют узлы электронной плотности вдоль периметра образца ($m = 0$). Ввиду нулевого дипольного момента такие плазменные колебания невозможно возбудить с помощью однородного электромагнитного поля. Поэтому осесимметричные плазменные моды наблюдаются с использованием ближнеполевых методик [23, 38, 40]. "Тёмные" моды возбуждаются с помощью металлических электродов или оптоволокна, вблизи которых формируется локально сильнонеодно-

родное электромагнитное поле. Частота АР в нулевом магнитном поле определяется формулой (3), где волновой вектор $q = 7,9/d$ [37].

Осесимметричные плазменные возбуждения обладают целым рядом уникальных физических свойств, определяющих их особое место в семействе плазменных колебаний. Во-первых, "тёмные" плазменные возбуждения обладают особым законом магнитодисперсии, причём в перпендикулярном магнитном поле у них отсутствует краевая ветвь. Во-вторых, вследствие нулевого дипольного момента гибридизация со светом и радиационное затухание осесимметричных плазмонов существенно меньше, чем у дипольно активных 2D-плазмонов [40, 41]. Поэтому "тёмные" плазменные моды обладают гораздо большей добротностью, чем ординарные плазменные возбуждения с $m \neq 0$, что делает их привлекательным объектом для систем классической и квантовой плазменной электроники.

3.2. Одномерные плазмоны в полосках

Если ДЭС имеет форму узкой полоски с $L \gg W$ (L — длина полоски, W — ширина полоски), то дисперсия плазмонов в ней претерпевает значительное изменение за счёт изменения конфигурации кулоновского взаимодействия в системе. Действительно, сила кулоновского притяжения между разноимёнными зарядами в 2D-плазменной волне $F \sim 1/\lambda_p$, тогда как в полоске $F \sim 1/\lambda_p^2$. Таким образом, становится возможным наблюдение одномерных плазменных колебаний. Основным отличием 1D-плазмонов от 2D-плазмонов является линейный закон дисперсии 1D-плазмонов (с логарифмической поправкой, существенной в области малых волновых векторов). Поведение 1D-плазмонов рассмотрено в теоретических работах [42–45]. Закон дисперсии 1D-плазмонов в модели полуэллиптического профиля распределения электронной плотности поперёк полоски шириной W при $qW \ll 1$ имеет следующий вид:

$$\omega^2 = \frac{2n_s e^2 W}{m^* \varepsilon} q^2 \left[\ln \left(\frac{8}{qW} \right) - 0,577 \right], \quad (9)$$

где n_s — концентрация электронов, ε — эффективная диэлектрическая проницаемость среды, m^* — эффективная масса электрона. Отличие от линейного закона проявляется при малых волновых векторах и описывается с помощью логарифмической поправки. Логарифмическая поправка становится существенной в полосках ДЭС с очень большим соотношением сторон, порядка 1×1000 [46].

Первые экспериментальные работы по обнаружению и исследованию свойств одномерных плазмонов были выполнены с помощью методов неупругого рассеяния света [48] и инфракрасной спектроскопии [47]. Недостатком этих экспериментов являлось то, что с целью усиления плазменного отклика измерения проводились не на одиночных полосках, а на периодических решётках из нанопроволок. В результате многие из эффектов, характерных для 1D-плазмонов, в таких системах были подавлены из-за взаимодействия между соседними полосками. Кроме того, эксперименты осложнялись квантованием движения электронов в плоскости ДЭС. Сравнительно недавно методом оптического детектирования удалось наблюдать плазменные колебания в одиночных макроскопических электронных полосках [46, 49]. На

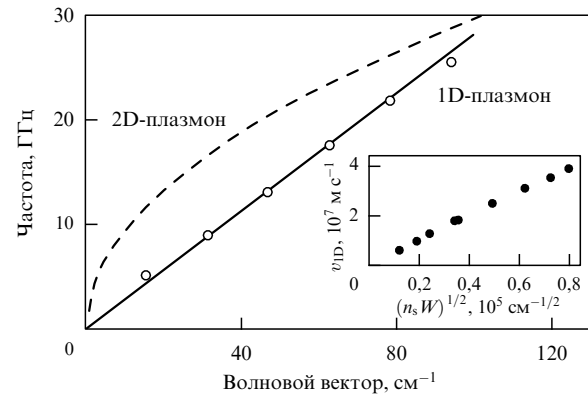


Рис. 3. Дисперсия 1D-плазмона, измеренная на единичной полоске длиной $L = 2$ мм и шириной $W = 0,1$ мм при концентрации двумерных электронов $n_s = 1,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Приведены также дисперсии 2D- и 1D-плазмонов согласно теоретическим предсказаниям (3) и (9). Экспериментально полученная линейная дисперсия $\omega_p = v_{1D} q$ является характерным свойством одномерных плазменных возбуждений ($v_{1D} = 1,82 \times 10^7 \text{ м с}^{-1}$). На вставке приведена зависимость скорости v_{1D} от параметра $\sqrt{n_s W}$.

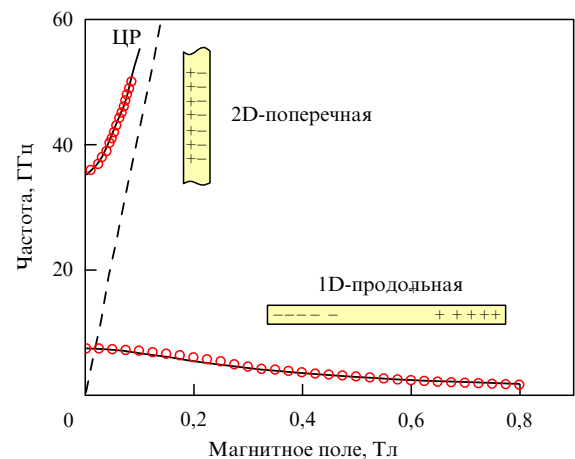


Рис. 4. Магнитодисперсия продольной одномерной и поперечной двумерной плазменных мод, измеренная в полоске ДЭС с размером $2 \times 0,2$ мм и электронной плотностью $n_s = 1,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Штриховая линия — циклотронный резонанс.

рисунке 3 показан спектр плазменных 1D-возбуждений, измеренный в одиночной полоске длиной $L = 2$ мм и шириной $W = 0,1$ мм при концентрации двумерных электронов $n_s = 1,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [49]. Установлено, что спектр имеет линейный вид: $\omega_p = v_{1D} q$, что является характерным свойством одномерных плазменных колебаний. Светлые кружки на дисперсионной зависимости соответствуют возбуждению стоячих плазменных 1D-волн вдоль длинной стороны полоски с волновым вектором $q = N\pi/L$ ($N = 1, 2, \dots$). На вставке рис. 3 приведена измеренная зависимость скорости v_{1D} от параметра $\sqrt{n_s W}$. Таким образом, скорость 1D-плазмонов можно перестраивать посредством изменения ширины полоски W и электронной концентрации n_s .

В магнитном поле продольная плазменная 1D-мода демонстрирует отрицательную магнитодисперсию и в пределе больших магнитных полей становится краевым магнитоплазмоном (рис. 4). Кроме 1D-плазмона в полоске ДЭС можно наблюдать стоячие плазменные 2D-

волны, отвечающие колебанию электронной плотности поперёк полоски. Такое продольно-поперечное расщепление характерно для плазменных колебаний в геометрии полоски. Поперечная плазменная 2D-мода находится значительно выше по частоте и обладает положительной магнитодисперсией (см. рис. 4). Её частота асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса (ЦР) в пределе большого магнитного поля. Такое поведение характерно для циклотронного магнито-плазмона.

3.3. Двумерные плазмоны с экранированием

В последнее время большой интерес исследователей прикован к изучению свойств двумерных плазменных волн в полупроводниковых структурах с затвором. Такую архитектуру имеют, например, транзисторы с высокой подвижностью электронов (High-Electron-Mobility Transistor, НЕМТ), широко применяющиеся в современной электронике. Наличие затвора вблизи двумерного канала приводит к экранированию кулоновского взаимодействия между носителями заряда. Это обстоятельство можно учесть через эффективную диэлектрическую проницаемость среды $\epsilon(q)$ — функцию, которая входит в выражение для дисперсии двумерных плазменных возбуждений (3). При наличии металлического затвора, расположенного на расстоянии h под ДЭС, эффективная диэлектрическая проницаемость выражается как $\epsilon(q) = [1 + \epsilon_{\text{GaAs}} \coth(qh)]/2$. В большинстве экспериментов на современных полупроводниковых микроструктурах выполняется условие $qh \ll 1$. При таком сильном экранировании скорость 2D-плазмонов значительно уменьшается, а спектр приобретает линейный характер [20]:

$$\omega_g = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 h}{m^* \epsilon_{\text{GaAs}}}} q. \quad (10)$$

Этот дисперсионный закон подтверждён во многих экспериментальных работах [50–56]. Для примера на рис. 5а изображена зависимость резонансной частоты от величины внешнего магнитного поля [55]. Измерения проводились на образцах ДЭС, у которых под квантовой ямой на расстоянии $h = 840$ нм располагался задний затвор, представляющий собой сильно легированный ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) слой n^+ -GaAs шириной 600 нм. Подвижность двумерных электронов в квантовой яме составляла $\mu = 10 \times 10^6 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$ при концентрации $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($T = 4,2 \text{ К}$). Объектом исследования являлись два образца, представлявших собой массивы дисков с диаметром $d = 30$ и 100 мкм. Установлено, что магнитодисперсия верхней и нижней экранированных магнитоплазменных мод наилучшим образом описывается формулой (7) (сплошные линии на рис. 5а). При этом плазменная частота в поле $B = 0$ описывается формулой (10) с эффективным волновым вектором $q = 3,7/d$ [37]. Заметим, что последняя величина существенно отличается от волнового вектора плазмона в неэкранированном случае $q = 2,4/d$ [13, 37].

На рисунке 5б показана измеренная зависимость плазменной частоты в нулевом магнитном поле от волнового вектора $q = 3,7/d$. Зависимость носит линейный характер, что типично именно для плазменных возбуждений в сильно экранированных ДЭС. Сплошная линия показывает теоретическое предсказание для диспер-

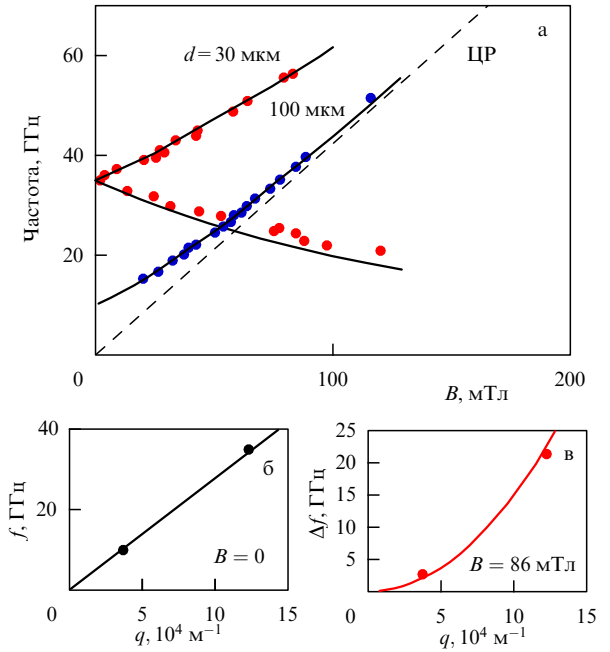


Рис. 5. (В цвете онлайн.) (а) Магнитодисперсия циклотронной и краевой магнитоплазменных мод в дисках ДЭС различного диаметра ($d = 30$ и 100 мкм) с сильным экранированием. Сплошными линиями показаны теоретические кривые, полученные согласно (7). (б) Зависимость плазменной частоты от волнового вектора $q = 3,7/d$ в нулевом магнитном поле. (в) Зависимость разности Δf плазменной и циклотронной частот от волнового вектора в магнитном поле $B = 86$ мТл. Расстояние от ДЭС до затвора, расположенного под квантовой ямой, $h = 840$ нм. Концентрация двумерных электронов в ДЭС $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

сии экранированного плазмона согласно формуле (10). В связи с экспериментальными данными, представленными на рис. 5, хотелось бы обратить внимание на любопытную особенность двумерных плазменных возбуждений в системах с сильным экранированием. Согласно формуле (7), которая отлично описывает экспериментальные данные, частота циклотронной магнитоплазменной моды в пределе $\omega_c \gg \omega_p$ определяется выражением $\omega = \omega_c + \omega_p^2/\omega_c$. Подставляя сюда частоту экранированного плазмона ω_p из формулы (10), находим

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_p}, \\ m_p &= \frac{\hbar\epsilon_0\epsilon}{2n_s e a} B. \end{aligned} \quad (11)$$

Из (11) следует, что зависимость энергии от волнового вектора для циклотронного экранированного магнитоплазмона имеет щель ω_c и носит квадратичный характер. Следовательно, экранированному магнито-плазмону можно поставить в соответствие квазичастицу массой m_p . Масса такой квазичастицы может легко перестраиваться в широких пределах посредством изменения внешнего магнитного поля. В качестве примера на рис. 5в приведена экспериментальная зависимость разностной частоты $\Delta f = f - f_c$ от волнового вектора плазмона q в магнитном поле $B = 86$ мТл. На том же рисунке сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных данных квадратичной функцией. Извлечённое из этой аппроксимации значение массы плазменной квазичас-

тицы составляет $m_p = 1,2 \times 10^{-5} m_0$. Поскольку плазменные возбуждения подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна, столь малая масса делает новую квазичастицу перспективным кандидатом для изучения различных эффектов, например бозе–эйнштейновской конденсации.

Ещё один часто встречающийся способ изменить скорость плазменных 2D-возбуждений — это латеральное экранирование ДЭС (экранирование сбоку). Например, такой случай реализуется в щелевом диоде, где двумерный канал зажат в плоскости между двумя хорошо проводящими контактами. Теоретическое рассмотрение показывает, что латеральное экранирование значительно модифицирует положение, ширину и амплитуду плазменного резонанса [57–60]. Действительно, в эксперименте [61] продемонстрировано, что наличие латерального (бокового) металлического затвора существенно "смягчает" частоту двумерных плазменных возбуждений (вплоть до $\omega_{\text{exp}}/\omega_p = 2$). При этом установлено, что влияние латерального экранирования возрастало с уменьшением размера ДЭС, что свидетельствовало об отличии закона дисперсии латерально экранированных плазмонов от корневого закона (3). Оказалось, что данный эффект связан с электродинамической перенормировкой плазменного спектра в латерально экранированной ДЭС [60].

4. Плазмон-поляритонные возбуждения

Электродинамические эффекты в двумерной плазме, вызванные конечностью скорости света $c = 3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}$, привлекают всё больший интерес исследователей. С одной стороны, эффекты запаздывания становятся значимыми, когда длина волны электромагнитного излучения оказывается сравнимой с размером структуры. В данном случае образуются плазмонные поляритоны — связанные состояния света с 2D-плазмонами [13–16, 62, 63]. Влияние электродинамических эффектов можно количественно описать с помощью параметра запаздывания A , определённого как отношение частоты двумерного плазмона в квазистатическом приближении ω_p к частоте света в среде $\omega_{\text{light}} = cq/\sqrt{\epsilon}$ с тем же волновым вектором q [7]. Следовательно,

$$A = \frac{\omega_p(q)}{\omega_{\text{light}}(q)} = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2m^* \epsilon_0}} q \frac{1}{\omega_{\text{light}}(q)} \sim \sqrt{\frac{n_s}{q}}. \quad (12)$$

С другой стороны, взаимодействие двумерной плазмы со светом может быть существенным также вследствие радиационного затухания синхронно колеблющихся в плазменной волне носителей заряда. Радиационное затухание влияет в основном на ширину плазменного резонанса. Теоретические расчёты предсказывают, что для ДЭС в форме бесконечной плоскости, расположенной в вакууме, ширина плазменного резонанса определяется суммой некогерентного столкновительного вклада $\gamma = 1/\tau$, задаваемого характерным временем рассеяния τ , и радиационной добавки $\Gamma = \gamma 2\pi\sigma_{2D}/c$ [11, 12, 64–67]:

$$\Delta\omega = \gamma + \Gamma = \frac{1}{\tau} \left(1 + \frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \right). \quad (13)$$

Как видно из (13), влияние радиационного затухания на ширину плазменного резонанса определяется безраз-

мерным релятивистским параметром $2\pi\sigma_{2D}/c$. Здесь $\sigma_{2D} = \mu n_s e$ — статическая двумерная проводимость ДЭС. В случае $2\pi\sigma_{2D}/c \gg 1$ радиационные эффекты становятся существенными. Отметим, что для типичных параметров современных гетероструктур $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 10^7 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$ параметр $2\pi\sigma_{2D}/c = 30$. Таким образом, радиационные эффекты практически всегда необходимо принимать во внимание [62].

4.1. Эффекты запаздывания

Эффекты запаздывания становятся существенными при $q \approx 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$ и $\omega \approx 2\pi n_s e^2 / m^* c \sqrt{\epsilon}$, когда фазовая скорость плазмонов из (3) становится сравнимой со скоростью света. Для типичных параметров полупроводниковых AlGaAs/GaAs-гетероструктур ($n_s = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m^* = 0,067 m_0$, $\epsilon = 12,8$) такая ситуация возникает при $q \approx 10 \text{ см}^{-1}$ и частоте $\omega/(2\pi) \approx 30 \text{ ГГц}$. Наблюдение 2D-плазмонов на таких низких частотах было невозможным на заре двумерной плазмоники (1970–1980-е годы), из-за того что у использовавшихся в то время структур время релаксации определяло нижнюю границу частоты плазменных возбуждений на уровне 100 ГГц. За последние несколько десятилетий качество образцов радикально улучшилось, что сделало возможным наблюдение гибридных плазмон-поляритонных мод [13–16]. Эти эксперименты раскрыли крайне интересные и неожиданные свойства плазмон-поляритонных 2D-возбуждений. В режиме, в котором влияние эффектов запаздывания велико, продемонстрировано сильное уменьшение резонансной плазменной частоты наряду с крайне необычным зигзагообразным магнитополевым поведением дисперсии.

На рисунке 6 приведены магнитополевые зависимости частоты резонансного поглощения дисков ДЭС диаметром $d = 0,1$ и 1 мм с электронной концентрацией $(0,42–6,6) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [13]. Стрелками показаны значения частот, рассчитанные согласно квазистатическому приближению (3). Видно, что при увеличении параметра запаздывания A наблюдается несколько особенностей: 1) заметно уменьшается частота плазмона в нулевом магнитном поле по сравнению с ω_p , рассчитанной в квазистатическом приближении; 2) наклон $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ при $B \rightarrow 0$ становится существенно меньше стандартного значения $1/2$; 3) верхняя магнитоплазменная мода пересекает линию циклотронного резонанса и демонстрирует необычное зигзагообразное поведение. Разберём каждую из этих особенностей по порядку.

На рисунке 7 показана частота плазмон-поляритонного 2D-возбуждения в нулевом магнитном поле, измеренная в зависимости от волнового вектора $q = 2,4/d$. Зависимости получены для двух полупроводниковых шайб с электронными концентрациями $n_s = 2,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 6,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На том же рисунке приведена дисперсия света $\omega = 2\pi f = cq/\sqrt{\epsilon}$ (сплошная кривая) и дисперсия 2D-плазмона $\omega = 2\pi f = (2\pi n_s e^2 q / m^* \epsilon)^{1/2}$ (штриховая кривая). Видно, что в пределе малых волновых векторов (больших длин волн) спектр плазмон-поляритонных возбуждений стремится к дисперсии света, тогда как в коротковолновом пределе спектр плазмон-поляритонов хорошо описывается в рамках электростатического приближения (3). Именно из-за гибридизации со световой волной в пределе малых волновых векторов происходит заметное уменьшение частоты плазмона в нулевом магнитном поле. Гибридизация со светом также

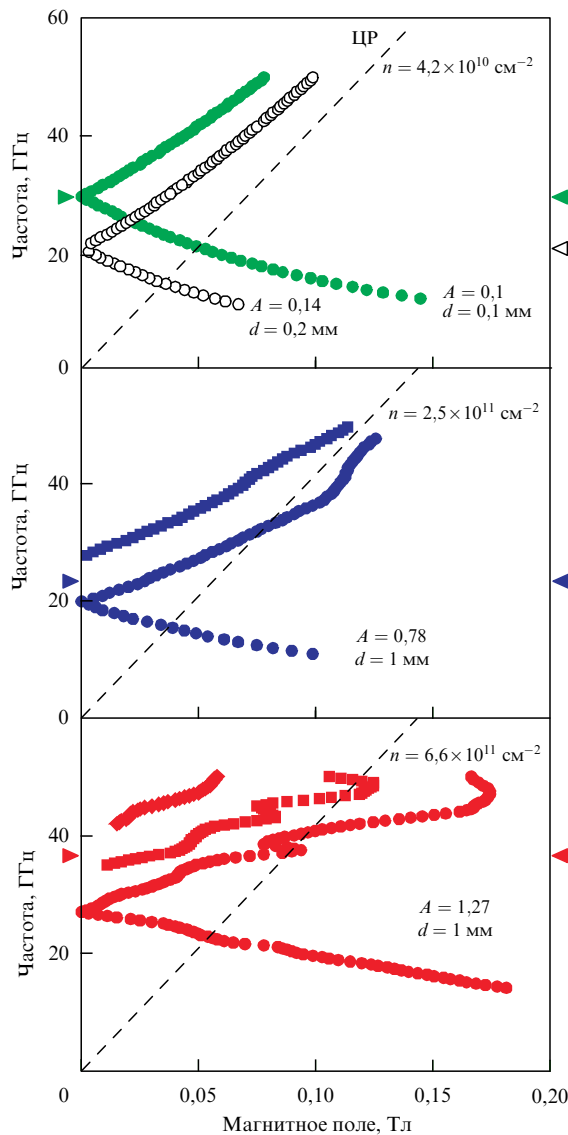


Рис. 6. Спектры двумерных магнитоплазмонов при температуре 1,5 К для нескольких образцов в форме единичных дисков с различными электронными плотностями и диаметрами мезы. Для каждого из образцов приведены значения параметра запаздывания A . Стрелки указывают значения плазменной частоты, полученные в электростатическом приближении согласно (3).

объясняет уменьшение наклона $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ магнитодисперсионных кривых при $B \rightarrow 0$. Действительно, магнитодисперсия световой волны в осях $f(B)$ представляет собой горизонтальную прямую.

Физическая причина необычного зигзагообразного магнитополевого поведения циклотронной магнито-плазменной моды заключается во взаимодействии фундаментальной и кратных магнитоплазменных гармоник [63]. Действительно, экспериментально показано, что с увеличением магнитного поля при приближении к циклотронному резонансу амплитуда фундаментальной моды убывает, в то время как амплитуда второй гармоники, наоборот, возрастает [13, 14]. Это происходит из-за конкуренции между столкновительным, γ , и радиационным, Γ , вкладом в ширину плазменного резонанса. Поскольку эксперименты проводятся в режиме разворота магнитного поля при фиксированной частоте СВЧ-излучения, преобладание ("выигрыш") амплитуд различ-

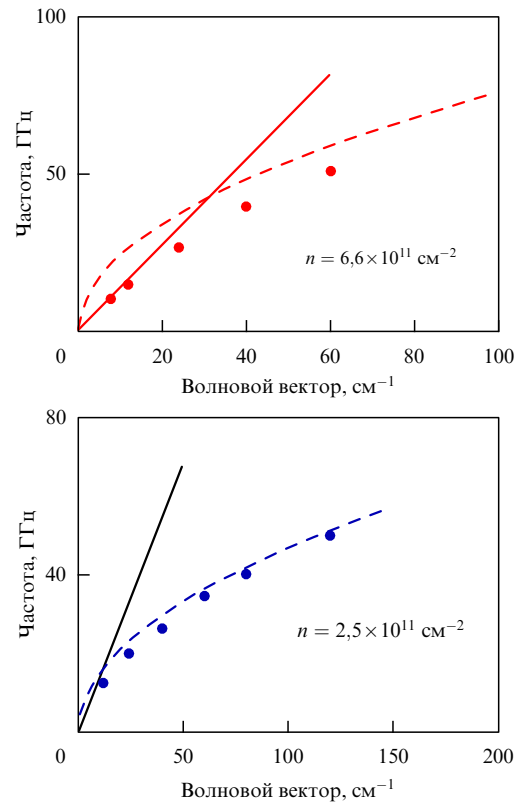


Рис. 7. Дисперсия плазмон-поляритонных 2D-возбуждений, измеренная для образцов в форме дисков с электронной плотностью $n_s = 6,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 2,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

ных магнитоплазменных мод внешне проявляется как зигзаг на магнитодисперсионной зависимости. Отметим, что обнаруженное зигзагообразное поведение является деликатным эффектом и наблюдается только на образцах самого высокого качества, когда $\gamma \ll \omega_p < \Gamma$ [63].

Важнейшей характеристикой плазменных колебаний является их затухание, которое проявляется через ширину линии плазменного резонанса. Данный вопрос тесно связан с проблемой практического применения 2D-плазмоники в области детектирования и генерации терагерцового излучения. Двумерные плазменные волны резонансно возбуждаются только тогда, когда $\omega_p \tau \gg 1$. Это обстоятельство позволяет резонансно возбуждать плазменные волны в современных полупроводниковых гетероструктурах лишь при криогенной температуре. Один из путей обойти это ограничение — увеличить эффективное время рассеяния τ , связав плазменную волну со светом.

На рисунке 8 красными кружками показана полученная в работе [16] зависимость полуширины плазменного резонанса, нормированной на $1/\tau$, от параметра запаздывания A . Синие квадраты демонстрируют нормированную частоту плазмона $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ в зависимости от параметра запаздывания. Здесь ω_{exp} — экспериментальное значение плазменной частоты в нулевом магнитном поле, $\omega_p = [2\pi n_s e^2 q / (m^* \epsilon)]^{1/2}$ — плазменная частота, вычисленная в электростатическом приближении. Измерения проводились на образце ДЭС с электронной концентрацией $n_s = 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и временем релаксации $1/\tau = 5,6 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Согласно данным, представленным на рис. 8, плазменный резонанс испытывает значительное сужение даже при небольшой гибридации со све-

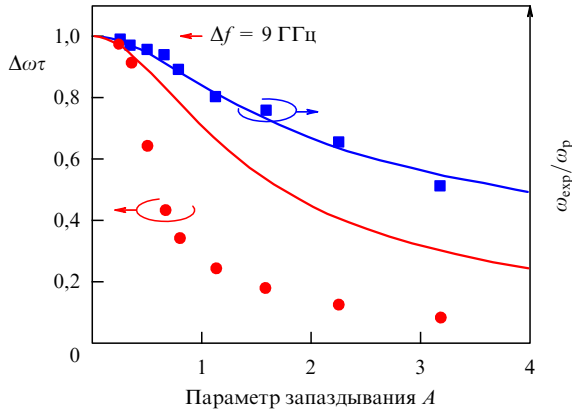


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Нормированное плазменное затухание $\Delta\omega\tau$ (красные кружки) и частота $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ как функции параметра запаздывания A . Сплошные кривые показывают теоретическое предсказание для случая ДЭС с бесконечным размером в плоскости.

том. Сплошными кривыми на рисунке показаны теоретические зависимости, полученные при предположении, что размеры ДЭС в плоскости бесконечны [68]. В пределе $A \ll 1$ эти зависимости описываются выражениями

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2}{1 + 0,5 A^2}, \quad \Delta\omega = \frac{1}{\tau} \frac{1}{1 + 0,5 A^2}. \quad (14)$$

Экспериментальные точки для $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ отлично описываются теорией, тогда как полуширина плазмон-поляритонного резонанса $\Delta\omega\tau$ претерпевает гораздо большее уменьшение, чем предсказывает теория. Такое anomальное поведение, по-видимому, связано с тем, что исследуемый образец ДЭС в форме диска имеет конечный размер, что не учитывается в теоретической модели.

Интересно построить качественную теорию наблюдаемого сужения плазменного резонанса. В направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС, поле плазменной волны сосредоточено в области λ_z . В случае, когда запаздыванием можно пренебречь $\lambda_z = \lambda_p = 2\pi/q$ и полуширина плазменного резонанса $\Delta\omega = 1/\tau$. Когда запаздывание велико, делокализация плазменной волны λ_z существенно превышает область $\lambda_p = 2\pi/q$, в которой происходит диссипация [68]. Таким образом, затухание 2D-плазмон-поляритонного возбуждения можно оценить по формуле

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \frac{\lambda_p}{\lambda_z}. \quad (15)$$

Делокализация плазменной моды в направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС, определяется как $q_z = \sqrt{q^2 - \omega^2/c^2}$. Это выражение является прямым следствием уравнений Максвелла для ограниченной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль двумерной электронной системы, $\Delta\mathbf{E} = (\omega^2/c^2)\mathbf{E}$. Объединяя уравнения (2) и (15), можно точно воспроизвести (14) для полуширины $\Delta\omega\tau$ и частоты ω/ω_p плазменного резонанса. Стоит отметить, что формула (15) напоминает знаменитый закон подавления спонтанного излучения атомов, если их поместить в резонатор. Этот эффект впервые был предсказан Парселлом [69]. Такое совпадение не случайно, оно является следствием единой природы всех электродинамических явлений.

В заключение отметим, что отличительной особенностью плазменных поляритонов является очень сильная связь между световым электромагнитным полем и двумерной плазмой (см. рис. 7). Если ДЭС поместить в резонатор, то возможно наблюдение режима ультрасильной связи, когда энергия связи света и плазмы (частота Раби) становится сравнимой с частотой невзаимодействующих волн [70–72]. Физика режима ультрасильной связи в настоящее время является очень активной областью исследований. Повышенный интерес к этой теме связан с целым рядом приложений в квантовой оптике и квантовых вычислениях [72].

4.2. Радиационное затухание

Вторым проявлением электродинамических эффектов в ДЭС является радиационное затухание плазменных возбуждений. Как показано в разделе 4.1, ширина плазменного резонанса определяется суммой некогерентного столкновительного вклада $\gamma = 1/\tau$ и радиационной добавки $\Gamma = \gamma 2\pi\sigma_{2D}/c$: $\Delta\omega = \gamma + \Gamma$. Здесь электродинамическое слагаемое описывает когерентное дипольное излучение электромагнитных волн колеблющимися двумерными электронами. Величина Γ играет фундаментальную роль во взаимодействии света и вещества, определяя вероятность электрон-фотонного рассеяния. Поскольку радиационное затухание является следствием когерентного коллективного излучательного процесса, оно полностью аналогично "суперрадиационному" распаду Дике [73].

Качественно формулу для радиационного затухания Γ плазменных колебаний можно получить из следующих соображений [65]. Пусть исследуемый образец имеет форму диска диаметром d . Падающая электромагнитная волна вынуждает электроны в ДЭС совершать когерентные колебания с частотой ω . Каждый осциллирующий электрон является диполем, который излучает с интенсивностью $I \sim \ddot{p}^2/c^3 \sim \omega^4 e^2 a^2/c^3$, где a — амплитуда колебаний, $p \sim ea$ — соответствующий дипольный момент. Величина излучательного затухания Γ_0 отдельного осциллирующего электрона определяется отношением интенсивности дипольного излучения I к энергии электрона $m^*\omega^2 a^2$, что даёт $\Gamma_0 \sim e^2 \omega^2/(m^* c^3)$. Для N когерентно осциллирующих электронов интенсивность излучения должна быть умножена на N^2 , а средняя энергия — на N , следовательно, $\Gamma_{\text{disk}} \sim N\Gamma_0$. Полное число когерентных электронов в ДЭС $N \sim n_s d^2$, что приводит нас к выражению

$$\Gamma_{\text{disk}} \sim \Gamma \frac{d^2}{\lambda_p^2}, \quad d \ll \lambda, \quad (16)$$

где $\Gamma = \gamma 2\pi\sigma_{2D}/c$ — не зависящая от частоты радиационная ширина. В случае ДЭС бесконечного размера для фундаментальной плазмон-поляритонной моды $d \approx \lambda$, тогда $\Gamma_{\text{disk}} \approx \Gamma$.

На рисунке 9а представлены типичные зависимости микроволнового поглощения как функции магнитного поля, измеренные для образца диаметром $d = 1$ мм с электронной плотностью $n_s = 0,9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На малых частотах ($f = 18$ ГГц) наблюдается один пик резонансного микроволнового поглощения, смещающийся в сторону больших магнитных полей с увеличением частоты. Данный резонанс отвечает возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды в исследуемом диске. В области частот более 20 ГГц возникает второй пик, а в

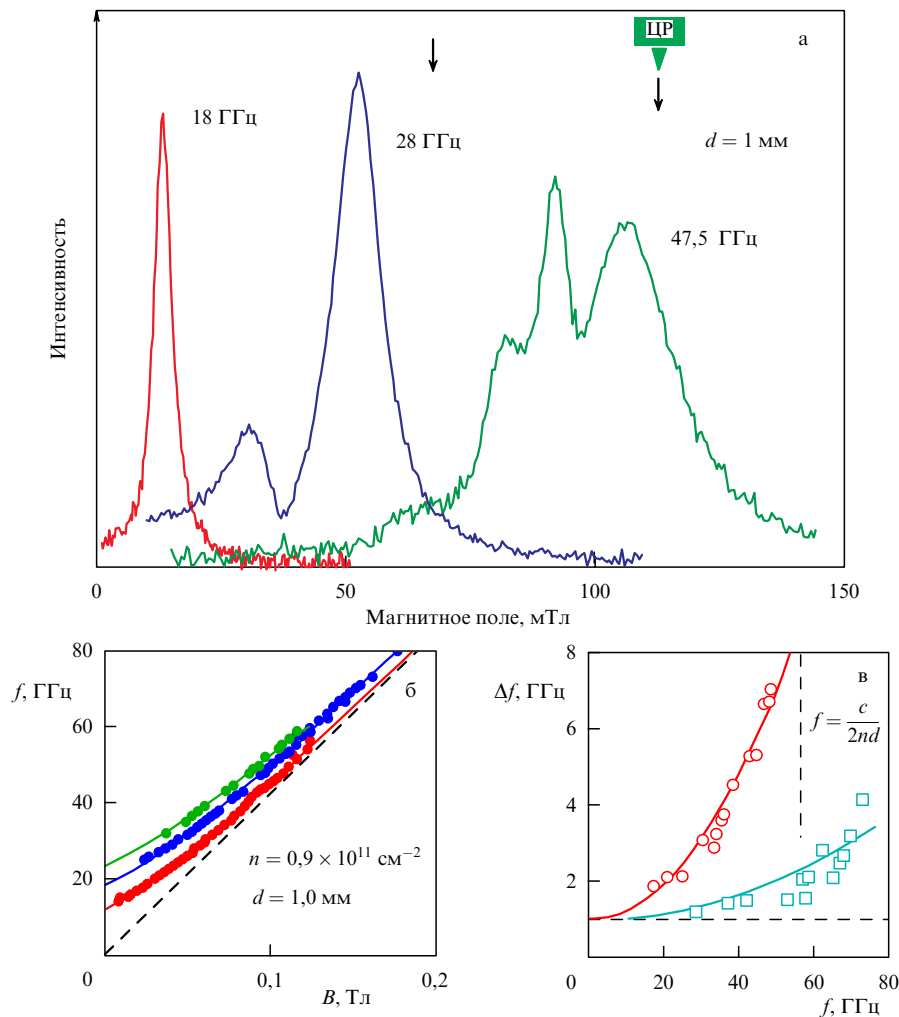


Рис. 9. (В цвете онлайн.) (а) Зависимости интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для частот микроволнового облучения 18, 28 и 47,5 ГГц для образца с электронной плотностью $n_s = 0,9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и диаметром $d = 1 \text{ мм}$. Стрелки показывают положение циклотронного резонанса. Измерения проводились при температуре $T = 4,2 \text{ К}$. (б) Магнитодисперсия трёх первых гармоник циклотронной магнитоплазменной моды. Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу в GaAs. (в) Зависимости полуширины линии резонанса Δf от частоты для первой (кружки) и второй (квадраты) магнитоплазменных мод.

области частот выше 30 ГГц — третий пик, соответствующий возбуждению следующих размерных гармоник $m = 2$ и 3 циклотронного магнитоплазменного резонанса. При этом при движении в сторону больших магнитных полей и частот все наблюдаемые моды сильно уширяются вследствие радиационного затухания.

Для количественного изучения наблюдаемого уширения магнитоплазменных мод их полуширина по частоте Δf была вычислена из полуширины резонансов по магнитному полю ΔB и наклона $\partial f / \partial B$ магнитодисперсионных кривых (рис. 9б). Полученная таким образом зависимость Δf от частоты плазменного резонанса приведена на рис. 9в. Кружки соответствуют фундаментальной магнитоплазменной моде, квадраты — её второй гармонике. Видно, что в области низких частот значения полуширины как фундаментальной моды, так и второй гармоники стремятся к фиксированной ненулевой величине $\Delta f = 1 \text{ ГГц}$. Релаксация магнитоплазменного возбуждения в этом пределе, по-видимому, связана с некогерентным столкновительным рассеянием и $\Delta\omega = \gamma = 1/\tau$. Однако при переходе в область частот $f \sim c/nd$ (n — эффективный показатель преломления окружающей ДЭС среды) наблюдается неожиданное стремительное воз-

растание ширины магнитоплазменных мод, при котором первая мода быстро уширяется и исчезает, уступая место второй, и т.д. Возрастание ширины плазменных мод с увеличением СВЧ хорошо описывается квадратичной теоретической зависимостью (16), изображённой на рис. 9в для каждой из мод сплошными кривыми.

На более высоких частотах, когда $d \geq \lambda$, в высококачественных образцах релаксация плазменных колебаний определяется радиационным каналом релаксации. Действительно, на рис. 10 показаны кривые поглощения, измеренные для трёх геометрически одинаковых образцов (диск диаметром $d = 2,5 \text{ мм}$), но с различной электронной концентрацией, $n_s = 1,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $3,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $6,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Магнитоплазменный циклотронный резонанс испытывает значительное уширение при увеличении электронной плотности. На вставке рис. 10 показана извлечённая из этих кривых полуширина как функция электронной плотности. Экспериментальные точки практически идеально ложатся на теоретическую зависимость

$$\Delta\omega = \Gamma = \frac{2\pi\sigma_{xx}}{\tilde{n}c} \gamma = \frac{4\pi n_s e^2}{m^*(1 + n_{\text{GaAs}})c}. \quad (17)$$

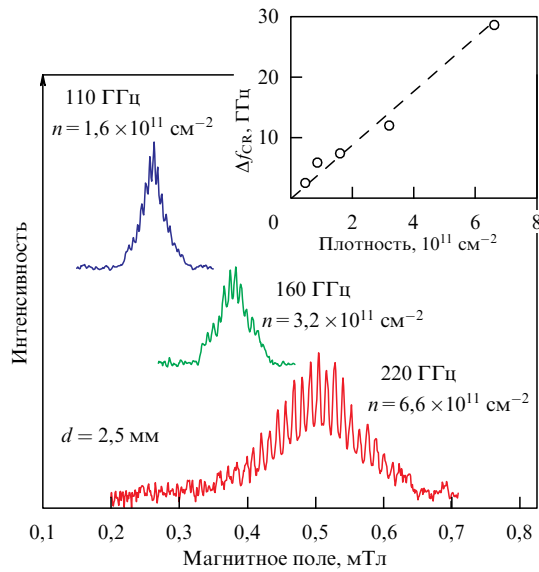


Рис. 10. Микроволновое поглощение как функция магнитного поля, измеренная на больших СВЧ для трёх образцов с концентрациями $n_s = 1,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $3,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $6,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Все образцы имели одинаковую геометрию диска с диаметром $d = 2,5 \text{ мм}$. Для наглядности кривые сдвинуты по вертикали. На вставке показана зависимость полуширины циклотронного резонанса Δf_{CR} от электронной концентрации. Штриховой линией на вставке показана теоретическая зависимость (17).

Здесь учтено наличие полупроводниковой GaAs-подложки, которая образует диэлектрическое окружение ДЭС с эффективным показателем преломления $\bar{n} = (1 + n_{\text{GaAs}})/2$.

5. Новое семейство двумерных плазменных возбуждений, индуцированных близостью металла

Задача распространения электромагнитных волн вдоль металлического провода была решена более 100 лет тому назад Зоммерфельдом [42], который показал, что электромагнитная волна распространяется вдоль провода со скоростью света. Именно эти плазмон-поляритонные волны переносят переменный сигнал вдоль современных линий электропередач. Недавно обнаружено, что если металлический провод поместить рядом с ДЭС, то в такой гибридной системе возникает новое семейство плазменных возбуждений [74–80]. Эти так называемые проксимити-плазменные возбуждения (proximity plasmons) обладают целым рядом уникальных физических свойств. В частности, их дисперсия сочетает в себе характерные черты как экранированного ($\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{h}$), так и неэкранированного ($\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{q}$) двумерных плазмонов [78]

$$\omega_{\text{pr}}(q) = \sqrt{\frac{8\pi n_s e^2 h}{m^* \epsilon}} \frac{q}{W}, \quad qW \ll 1, \quad (18)$$

где W — ширина полоски металлического затвора, находящейся над ДЭС на расстоянии h , q — волновой вектор плазменной волны, направленный вдоль полоски, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводниковой подложки.

Существуют две причины, которые более 50 лет препятствовали обнаружению проксимити-плазменных мод. Во-первых, новые плазменные колебания не имеют узлов

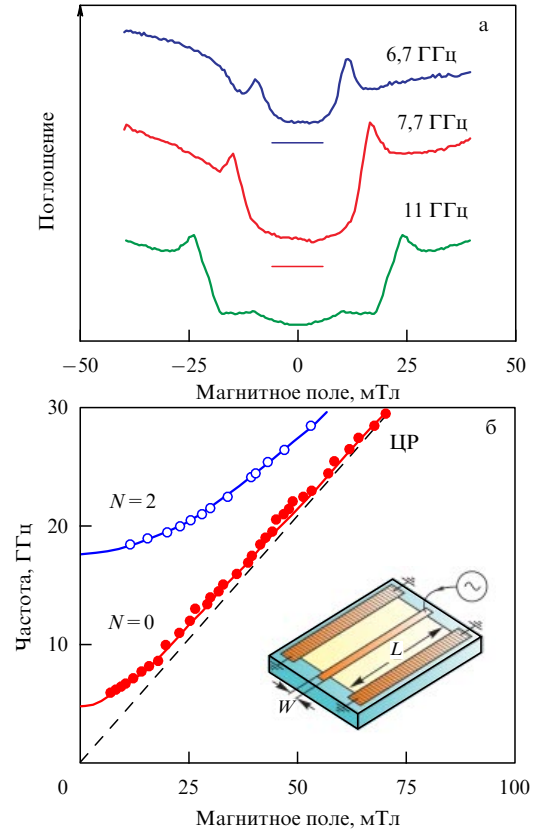


Рис. 11. (В цвете онлайн.) (а) Микроволновое поглощение как функция магнитного поля, измеренная на трёх частотах, указанных на рисунке. Для наглядности кривые сдвинуты по вертикали. (б) Магнитодисперсия проксимити-плазменных мод с поперечным волновым числом $N = 0$ (красные кружки) и $N = 2$ (голубые кружки). На вставке показана геометрия исследуемой структуры.

в направлении, перпендикулярном металлической полоске, что делает невозможным возбуждение этих мод электромагнитной волной, у которой электрическое поле направлено поперёк полоски. Заметим, что именно такая конфигурация использовалась в пионерских экспериментах по 2D-плазмонике [9, 10, 81, 82]. Во-вторых, в теоретических работах, предшествовавших открытию нового семейства плазменных мод, в основном рассматривалась геометрия ДЭС конечного размера с бесконечным экранирующим затвором [37]. Данная геометрия обратна той, которая необходима для наблюдения проксимити-плазменных волн. По этой причине в течение достаточно продолжительного времени не было теоретических предсказаний существования новых мод.

5.1. Проксимити-плазменные возбуждения

Как упоминалось выше, новые плазменные возбуждения наблюдаются в гибридной системе, где металлический затвор располагается в непосредственной близости от ДЭС. В экспериментах по обнаружению новых мод использовался затвор (70 Å Ni, 1000 Å Au) шириной $W = 20\text{--}100 \text{ мкм}$ и длиной $L = 0,5\text{--}1,7 \text{ мм}$. С обеих сторон от полоски на расстоянии $0,2\text{--}0,5 \text{ мм}$ были сделаны заземлённые контакты к ДЭС (вставка рис. 11б). На рисунке 11а показаны магнитополевые кривые микроволнового поглощения, измеренные на частотах 6,7, 7,7 и 11 ГГц. На кривых наблюдается ярко выраженный резонанс, отвечающий возбуждению новой плазменной

моды с поперечным волновым числом $N = 0$. Измерения проводились на структуре с длиной затвора $L = 0,5$ мм и шириной $W = 0,1$ мм ($n_s = 2,7 \times 10^{11}$ см $^{-2}$). Дополнительные эксперименты показали, что без центрального металлического затвора данная мода не наблюдается. Это наблюдение указывает на то, что именно близость металла индуцирует возникновение новой плазменной моды. Магнитодисперсия обнаруженного резонанса показана на рис. 116 красными кружками. В соответствии с теоретическим предсказанием у обнаруженной плазменной моды отсутствует краевая ветвь, а магнитодисперсия циклотронной моды имеет стандартный квадратичный вид (сплошная кривая на рис. 116):

$$\omega = \sqrt{\omega_{\text{пр}}^2 + \omega_c^2}. \quad (19)$$

Экстраполяция магнитодисперсии до области нулевого магнитного поля даёт плазменную частоту $f_p(0) = 4,8$ ГГц. Это значение находится в отличном согласии с теоретическим предсказанием (18) при условии, что продольный волновой вектор $q = 2\pi/L$ и $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12,8$.

Помимо фундаментальной продольной плазменной моды ($N = 0$), описанной выше, в эксперименте наблюдаются также поперечные плазменные гармоники (полые кружки на рис. 116). Поперечные моды имеют N узлов в переменном потенциале стоячей плазменной волны при том же продольном волновом векторе $q = 2\pi/L$. Спектр поперечных плазменных мод в пределе $qW \ll 1$ описывается следующей формулой [78]:

$$\omega^2 = \frac{4\pi n_s e^2 h}{m^* \varepsilon} \left(q_{\text{тр}}^2 + \frac{4}{W} q \right), \quad (20)$$

где $q_{\text{тр}} = N\pi/W$ ($N = 1, 2, \dots$) — поперечная компонента волнового вектора, $q = 2\pi/L$ — продольная компонента волнового вектора. Заметим, что в пределе больших продольных длин волн формула (20) переходит в стандартное выражение для экранированного 2D-плазмона (10). Именно эта плазменная мода наблюдалась во многих экспериментах [50, 52–54, 56]. Однако фундаментальная плазменная мода с $N = 0$ во всех этих экспериментах была упущена.

Поперечная плазменная мода на рис. 116 отвечает возбуждению гармоники с номером $N = 2$. В исследуемом копланарном волноводе вследствие осевой симметрии электрического поля возбуждаются только плазменные моды с чётным поперечным волновым числом $N = 2, 4, \dots$. Экспериментальные данные для моды $N = 2$ могут быть экстраполированы до области $B = 0$ с помощью теоретического выражения (19). Полученная в результате плазменная частота 18 ГГц неплохо согласуется с теоретическим предсказанием в соответствии с (20) — 21 ГГц.

Наиболее примечательным физическим свойством обнаруженного плазменного возбуждения является его корневой закон дисперсии [78]. На первый взгляд это кажется противоестественным, ввиду того что плазмон имеет одномерный характер распространения вдоль затвора, который экранирует кулоновское взаимодействие. Оба этих фактора должны способствовать тому, чтобы дисперсия плазменного возбуждения была линейной [49, 52]. Экспериментальное определение спектра нового плазмона было проведено на серии структур с различной длиной центрального затвора, $L = 0,5, 1,0$ и $1,7$ мм, при фиксированной ширине $W = 100$ мкм. Полу-

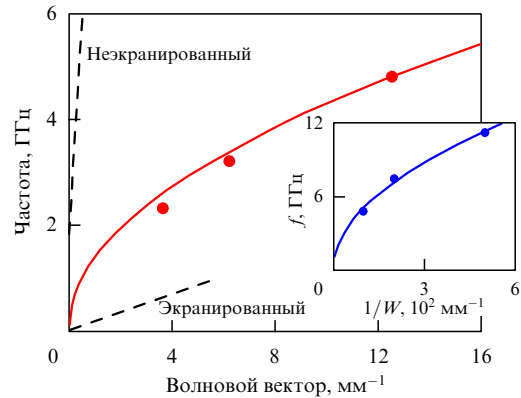


Рис. 12. Дисперсия проксимити-плазменного возбуждения. Каждая из экспериментальных точек измерена на отдельном образце с длиной затвора $L = 0,5, 1,0$ и $1,7$ мм при фиксированной ширине затвора $W = 100$ мкм. Электронная концентрация для всех трёх образцов составляла $n_s = 2,7 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Теоретическая корневая зависимость (18) показана сплошной кривой. Для сравнения приведены также дисперсии обычных экранированного и неэкранированного плазмонов. На вставке показана зависимость плазменной частоты от параметра $1/W$.

ченная в этих экспериментах дисперсия изображена на рис. 12. Для каждой из экспериментальных точек волновой вектор вычислялся как $q = 2\pi/L$. На том же рисунке сплошной кривой показана теоретическая зависимость согласно формуле (18). Видно, что экспериментальные данные полностью подтверждают предсказанный теорией корневой закон дисперсии. На вставке рис. 12 приведена измеренная зависимость частоты новой плазменной моды $N = 0$ от параметра $1/W$. Каждая из экспериментальных точек отвечает измерению на отдельной структуре с определённой шириной затвора $W = 100, 50$ или 20 мкм при фиксированной длине $L = 0,5$ мм. Эксперимент подтверждает теорию (18), согласно которой частота плазмона $\omega_{\text{пр}}$ пропорциональна $1/\sqrt{W}$ (сплошная кривая на вставке рис. 12).

Примечательно, что исследуемая в настоящих экспериментах геометрия полупроводниковой структуры очень похожа на геометрию НЕМТ. Показано, что НЕМТ можно использовать для детектирования и генерации излучения терагерцевого частотного диапазона (0,1–1 ТГц) [83–87]. Идея подхода состоит в том, что падающая на структуру электромагнитная волна преобразуется в локализованную под затвором стоячую плазменную волну. Переменный потенциал плазменного возбуждения выпрямляется в той же структуре в измеряемый постоянный сигнал фотонапряжения. Однако, несмотря на многолетние экспериментальные усилия, терагерцевые плазменные компоненты всё ещё далеки от практической реализации. Благодаря своим уникальным физическим свойствам проксимити-плазменные возбуждения могут сыграть важную роль в реализации систем терагерцевой электроники. Действительно, их плазменная частота для типичных параметров НЕМТ $L = 10$ мкм, $W = h = 0,2$ мкм и $n_s = 10^{12}$ см $^{-2}$ составляет $f_{\text{пр}} \approx 0,7$ ТГц.

5.2. Релятивистские плазменные возбуждения

В структурах с близким металлическим затвором, описанных в разделе 5.1, была обнаружена ещё одна разновидность плазменных возбуждений — релятивистский

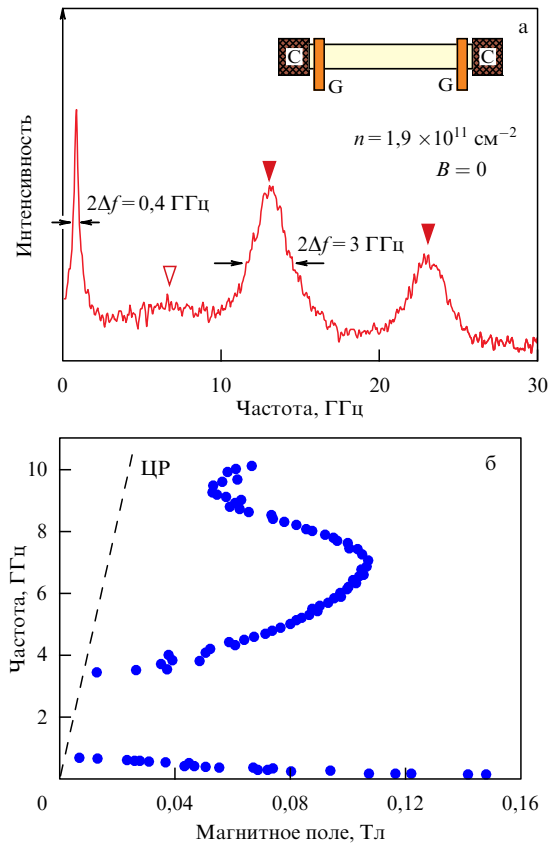


Рис. 13. (а) Спектр поглощения полоски ДЭС с электронной плотностью $n_s = 1,9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в нулевом магнитном поле. На вставке схематически изображён используемый образец. (б) Магнитодисперсия слабозатухающей релятивистской плазменной моды, измеренная на том же образце.

плазмон [74–76]. Важнейшей отличительной особенностью обнаруженной моды является то, что её ширина $\Delta\omega$ значительно меньше величины, обратной времени релаксации двумерных электронов, $1/\tau$. Наблюдающиеся на той же структуре обычные плазменные моды обладают на порядок большей шириной по частоте. Например, на рис. 13а показан спектр поглощения полоски двумерных электронов шириной 100 мкм и длиной 1 мм, с обеих сторон которой выполнены омические контакты С. Поверх мезы на расстоянии 10 мкм от контактов поперёк полоски нанесены металлические затворы G шириной 30 мкм, служащие для возбуждения плазмонов. Спектр получен в нулевом магнитном поле при развороте частоты для образца с концентрацией $n_s = 1,9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и расстоянием от поверхности кристалла до квантовой ямы $h = 200 \text{ нм}$.

На рисунке 13а видны четыре пика, два из которых (показаны стрелками), на частотах $f = 13$ и $23,5 \text{ ГГц}$, соответствуют возбуждению продольной 1D-плазменной моды вдоль полоски. Формула (9) даёт для частот двух нижайших одномерных плазменных мод значения, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Небольшой пик, расположенный на частоте 7 ГГц (показан полкой стрелкой), отвечает возбуждению плазменного резонанса, подробно рассмотренного в разделе 5.1. Положение этого резонанса отлично согласуется с формулой (18).

Четвёртый пик, на частоте $f = 0,8 \text{ ГГц}$, является неожиданным наблюдением. Во-первых, его частота на-

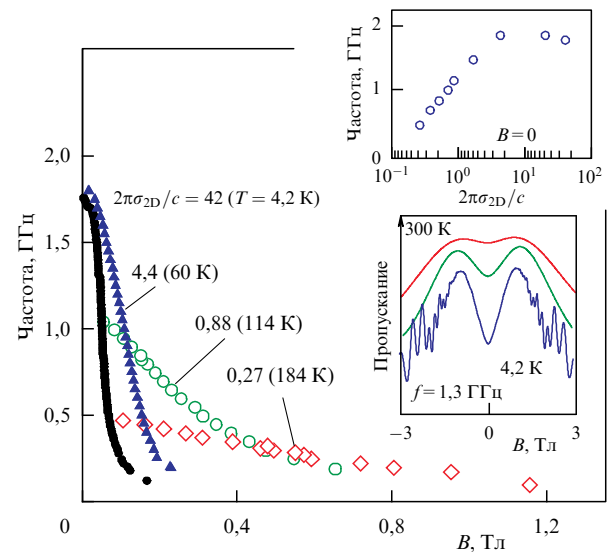


Рис. 14. Магнитодисперсия краевой релятивистской плазменной моды, измеренная при различных температурах. На верхней вставке — частота моды в нулевом магнитном поле в зависимости от релятивистского параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$. На нижней вставке — магнито-плазменный релятивистский резонанс, измеренный при $T = 4,2, 160$ и 300 К для структуры с электронной концентрацией $4,4 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на частоте $f = 1,3 \text{ ГГц}$.

много меньше частоты любого из возможных плазменных возбуждений в исследуемой системе. Во-вторых, обнаруженный плазменный резонанс имеет существенно меньшую ширину по частоте ($2\Delta f = 0,4 \text{ ГГц}$), чем ширина $2\Delta f = 3 \text{ ГГц}$ резонанса, отвечающего одномерному плазмону. Необычное сужение нового плазменного возбуждения становится понятным после измерения его магнитодисперсии. На рисунке 13б показана зависимость частоты резонансного плазменного поглощения от величины магнитного поля. Видно, что в конечном магнитном поле наблюдаются две моды: краевая и циклотронная. Причём очень пологий ход циклотронной магнито-плазменной ветви свидетельствует об аномально сильном влиянии на неё эффектов запаздывания. Это удивительно, поскольку если оценить величину параметра запаздывания для новой плазменной моды исходя из размера области её локализации на структуре и плотности двумерных электронов, то получится $A \approx 0,1$. Именно сильная гибридизация со светом и объясняет столь слабое затухание новых низкочастотных плазменных возбуждений.

Известно, что в режиме сильного запаздывания ключевым параметром, который определяет поведение плазменных волн, является соотношение двумерной проводимости $2\pi\sigma_{2D}$ и скорости света c [68]. Двумерные плазмон-поляритоны в режиме сильного запаздывания существуют тогда, когда релятивистский параметр $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$. Поэтому новой слабозатухающей плазменной моде было присвоено название "релятивистский плазмон" [75]. Для того чтобы изучить влияние параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$ на свойства релятивистской плазменной моды, были проведены измерения магнитодисперсии краевой моды при различных температурах $T = 4,2\text{--}188 \text{ К}$ (рис. 14). Эксперименты проводились в идентичной геометрии на структуре с $n_s = 2,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $h = 400 \text{ нм}$. Видно, что частота релятивистской плазменной моды в нулевом магнитном поле остаётся прак-

тически неизменной в широком диапазоне параметра $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$. Однако, когда $2\pi\sigma_{2D}/c < 1$, амплитуда и частота плазменной моды начинают резко убывать и вблизи $2\pi\sigma_{2D}/c \approx 0,3$ мода исчезает (см. верхнюю вставку рис. 14). Показано, что аналогичное поведение двумерной проводимости демонстрирует более высокочастотная циклотронная мода [76].

Отметим, что условие для возбуждения релятивистских плазменных колебаний $2\pi\sigma_{2D} > c$ гораздо более мягкое, чем для стандартных двумерных плазменных возбуждений $\omega_p \tau \gg 1$. Последнее условие ограничивает наблюдение плазменных волн в современных высококачественных наноструктурах диапазоном криогенных температур. Для типичной подвижности современных GaAs-HEMT-структур при комнатной температуре $\mu = 8000 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$ двумерная проводимость $2\pi\sigma_{2D}$ становится больше скорости света уже при концентрации $n_s > 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, за счёт аномально сильного взаимодействия со светом релятивистские плазменные возбуждения могут наблюдаться при температурах вплоть до комнатной. Данное обстоятельство является крайне привлекательным для различных приложений в области плазменной электроники.

Для иллюстрации нами был проведён эксперимент в той же геометрии микроструктуры, что и на рис. 13, но с электронной плотностью $4,4 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Измерения показали, что для исследуемой шайбы на частоте возбуждения $f = 1,3 \text{ ГГц}$ величина $2\pi\sigma_{2D}/c = 13,2$ ($\omega\tau = 0,15$) при температуре $T = 4,2 \text{ К}$ и $2\pi\sigma_{2D}/c = 2,6$ ($\omega\tau = 0,017$) при $T = 300 \text{ К}$. На нижней вставке рис. 14 показан магнитоплазменный релятивистский резонанс, измеренный при $T = 4,2, 160$ и 300 К . Резонанс значительно уширяется при увеличении температуры, но по-прежнему наблюдается даже при комнатной температуре 300 К , когда $\omega\tau \ll 1$.

Физическая природа обнаруженной релятивистской плазменной моды пока не до конца понятна. Однако совокупность экспериментальных наблюдений позволяет считать её близким родственником рассмотренного ранее нового плазмона, индуцированного близким металлом [77, 78]. На это указывает прежде всего то, что релятивистский плазмон возникает только в ДЭС с металлическим затвором. Кроме того, частота обеих мод имеет одинаковую функциональную зависимость от размеров затвора и расстояния от металла до квантовой ямы.

6. Плазменные возбуждения в двумерных материалах

В последнее время интерес к изучению плазменных возбуждений в двумерных электронных системах значительно возрос. При этом большинство ранних экспериментальных работ было посвящено изучению физических свойств плазменных возбуждений в однодолинных изотропных ДЭС на базе кремниевых МДП-структур или AlGaAs/GaAs-гетероструктур [9, 13, 22]. За последние десятилетия благодаря существенному прогрессу технологии эпитаксиального роста стало возможным появление нового класса высококачественных двумерных систем на основе AlGaAs/AlAs- и MgZnO/ZnO-наноструктур.

К существенным недостаткам AlGaAs/GaAs-гетероструктур следует отнести небольшую величину запре-

щённой зоны, $1,5 \text{ эВ}$, и, как следствие, малое электрическое поле пробоя, а также неустойчивость к агрессивной среде. Полупроводниковые MgZnO/ZnO-гетероструктуры лишены этих недостатков. Величина запрещённой зоны в них составляет $3,4 \text{ эВ}$, что, в частности, позволяет использовать эти структуры в качестве лазерных источников ультрафиолетового диапазона. Кроме того, наноструктуры на основе ZnO нетоксичны и химически устойчивы. Вследствие этого MgZnO/ZnO-гетероструктуры обладают значительной перспективой с прикладной точки зрения [88]. Отличительной чертой ДЭС на основе квантовых AlAs-ям является целый ряд уникальных особенностей энергетического спектра электронов. Сильная анизотропия эффективных масс двумерных электронов и контролируемое заполнение различных долин делают двумерные гетероструктуры на основе квантовых AlAs-ям уникальным объектом для изучения новых плазменных явлений [89].

Начиная с 2000-х годов развитие нанотехнологий связывают с новым двумерным материалом — графеном. Графен представляет собой лист из атомов углерода, расположенных в узлах гексагональной упаковки. Основным прорывом в технологии получения графена стал метод микромеханического отщепления его от графита с помощью липкой ленты [90, 91]. Графен обладает рядом уникальных физических свойств и считается в настоящее время наиболее перспективным двумерным материалом. Разделы 6.1–6.3 посвящены сравнению физических свойств плазменных возбуждений в различных двумерных материалах.

6.1. Плазменные возбуждения двумерной электронной системы в наноструктурах MgZnO/ZnO

Одним из наиболее перспективных новых материалов для изучения кулоновских корреляций являются оксиды, такие как ZnO и его сплавы. Наибольший интерес представляют материалы, в которых с помощью легирования оксида ZnO магнием Mg можно изменять ширину запрещённой зоны. Вследствие различной спонтанной поляризации в MgZnO и ZnO на их гетероинтерфейсе удаётся создать высококачественную ДЭС. За последние несколько лет удалось получить гетероструктуры MgZnO/ZnO очень высокого качества. Это подтверждается высокой подвижностью двумерных электронов, вплоть до $8 \times 10^5 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$ [92, 93]. Особый интерес к низкоразмерным системам на основе ZnO обусловлен значительно более сильным кулоновским взаимодействием двумерных электронов в таких системах по сравнению с таковым в низкоразмерных структурах на основе полупроводниковых GaAs-соединений. Важность кулоновских корреляций в двумерных системах обычно характеризуется безразмерным параметром r_s , представляющим собой отношение энергии кулоновского взаимодействия E_C к энергии Ферми E_F :

$$r_s = \frac{E_C}{E_F} = \frac{m^* e^2}{\epsilon \hbar^2 \sqrt{\pi n_s}}. \quad (21)$$

Большая величина эффективной массы электронов в ZnO ($m^* \approx 0,29m_0$) и относительно малое значение диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 8,5$) приводят к тому, что величина параметра r_s , описывающего кулоновское взаимодействие в электронной системе, в структурах на основе ZnO оказывается почти на порядок больше,

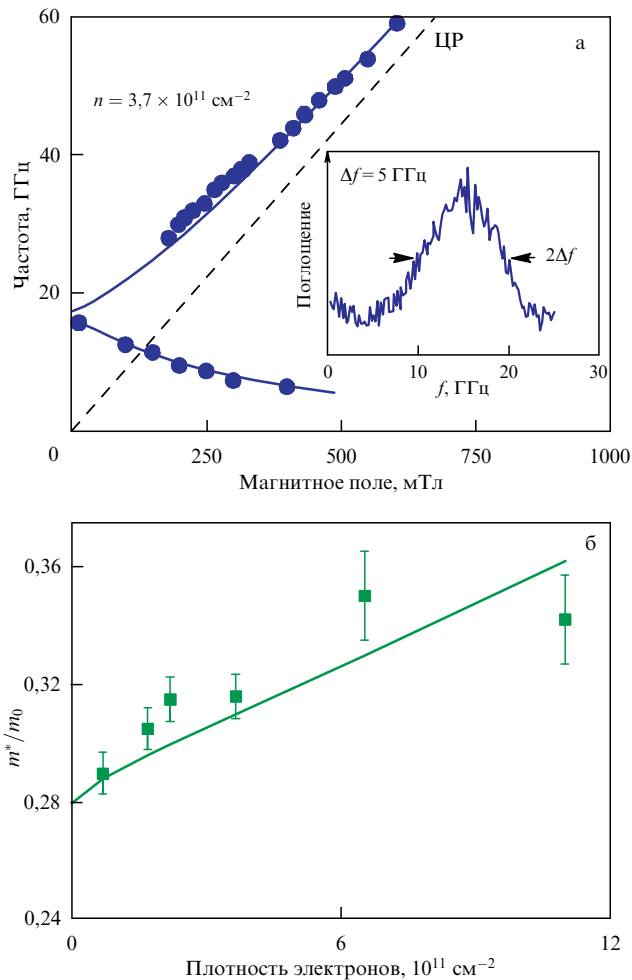


Рис. 15. (а) Частота магнитоплазменных резонансов в зависимости от величины перпендикулярного магнитного поля, в котором произошёл резонанс. Штриховой линией обозначен циклотронный резонанс $eB/(m^*c)$. На вставке приведён спектр поглощения, измеренный в нулевом магнитном поле. Полуширина плазменного резонанса $\Delta f = 5$ ГГц. (б) Полученная методом микроволновой спектроскопии зависимость эффективной массы электронов от концентрации.

чем в GaAs. Несмотря на перспективность наноструктур MgZnO/ZnO для исследований и приложений, их зонная энергетическая структура остаётся слабо изученной. Микроволновая спектроскопия позволила определить основные параметры зоны проводимости для новой двумерной электронной системы [94].

На рисунке 15а показана магнитодисперсия, измеренная оптическим методом на образце ДЭС $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ ($x = 0,02$) в форме прямоугольника со сторонами $a = 1,1$ мм и $b = 0,9$ мм [94]. Эксперименты проводились на гетероструктуре с плотностью двумерных электронов $n_s = 3,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке рисунка показан спектр СВЧ-поглощения исследуемой структуры, полученный в нулевом магнитном поле. Из спектра можно определить полуширину резонанса $\Delta f = 5$ ГГц, которая соответствует времени релаксации $\tau = 30$ пс. Для того чтобы из данных, приведённых на рис. 15а, надёжно установить величину эффективной массы электронов, надо учесть, что верхнюю циклотронную магнитоплазменную моду можно описать формулой $\omega^2 = A + \omega_c^2$. Здесь постоянная A является величиной сдвига, обусловленного плазменной частотой, зависящей от геометрии образца. Из цик-

лотронной частоты $\omega_c = eB/(m^*c)$ можно взаимоднозначно определить величину эффективной массы. Полученная таким образом зависимость эффективной массы электронов в MgZnO/ZnO-наноструктурах от двумерной концентрации показана на рис. 15б. Зависимость получена на шести образцах с различной концентрацией двумерных электронов. Эффективная масса демонстрирует существенное линейное возрастание с увеличением электронной плотности. Этот эффект в настоящий момент не имеет удовлетворительного объяснения. По-видимому, обнаруженное возрастание эффективной массы связано с влиянием кулоновских корреляций в условиях, когда теорема Кона нарушена из-за непараболичности зоны проводимости.

6.2. Плазменные возбуждения двумерной электронной системы в наноструктурах AlGaAs/AlAs

За последние десятилетия благодаря существенному прогрессу технологии эпитаксиального роста стало возможным появление высококачественных двумерных структур нового класса на основе квантовых AlAs-ям [89]. Их отличительной особенностью являются многодолинность и естественная анизотропия эффективных масс двумерных электронов. Объёмный AlAs является непрямозонным полупроводником, имеющим три энергетические долины в X точках зоны Бриллюэна. Поверхность Ферми AlAs представляет собой три эллипсоида, расположенных вдоль основных кристаллографических направлений. В широких квантовых AlAs-ямах, шириной более 5 нм, выращенных на GaAs (001)-подложках, электроны заполняют только долины X_x [100] и X_y [010] в плоскости гетероперехода. Это обусловлено двухосным сжатием слоя AlAs, возникающим вследствие различия постоянных решёток в материалах, образующих гетеропереход, а именно AlAs и AlGaAs. Величины эффективных масс в долинах X_x и X_y , соответствующие основным полуосям эллипса, составляют $m_l = 1,1 m_0$ и $m_{tr} = 0,2 m_0$.

Сильная анизотропия эффективных масс двумерных электронов и контролируемое заполнение различных долин делают двумерные гетероструктуры на основе квантовых AlAs-ям уникальным объектом для изучения новых плазменных явлений. Первые эксперименты на AlAs-гетероструктурах показали, что спектр магнито-плазменных возбуждений в таких системах обладает рядом уникальных особенностей: наличием щели в спектре плазменных возбуждений для абсолютно симметричных образцов в форме диска, а также нетривиальной перестройкой плазменного спектра при перераспределении носителей заряда между различными долинами [95–98].

Измерения дисперсии плазменных возбуждений для электронов с анизотропным энергетическим спектром проводились с помощью копланарной методики [95]. В этих измерениях образец представлял собой шесть равноудалённых дисков ДЭС диаметром $d = 0,5$ мм, помещённых в щели согласованного микроволнового копланарного волновода (рис. 16). Измерялось пропускание СВЧ-сигнала через копланарный волновод. В экспериментах использовались ДЭС на основе квантовой AlAs-ямы, выращенной с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на нелегированной подложке GaAs вдоль кристаллографического направления [100]. Ширина квантовой ямы составляла 15 нм, электронная концентрация n_s и подвижность μ равнялись соответственно $1,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2,0 \times 10^5 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$.

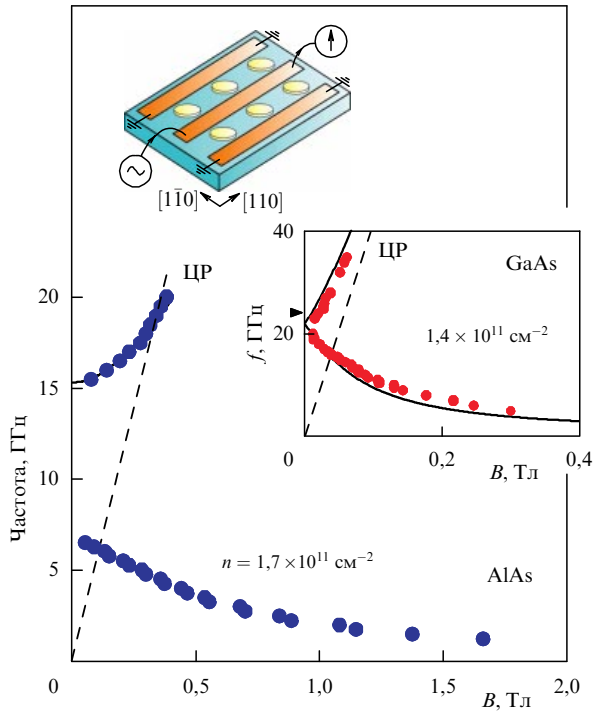


Рис. 16. Магнитодисперсия плазменных возбуждений в диске диаметром $d = 0,5$ мм для электронов, обладающих анизотропным энергетическим спектром в квантовой AlAs-яме. Штриховой линией показано положение циклотронного резонанса. В верхней части рисунка схематически изображён исследуемый образец. На вставке приведён спектр магнитоплазменных возбуждений, измеренный на геометрически идентичном образце в квантовой GaAs-яме с изотропной эффективной массой двумерных электронов.

Полученная в этих экспериментах магнитодисперсионная зависимость изображена на рис. 16. Магнитодисперсия имеет две ветви, которые разделены щелью в нулевом магнитном поле. Низкочастотная ветвь, обладающая отрицательной магнитодисперсией, соответствует возбуждению краевого магнитоплазмона [22, 28], тогда как высокочастотная ветвь, обладающая положительной магнитодисперсией, соответствует возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды. В однодолинных изотропных системах на основе GaAs ($m^* = 0,067m_0$) циклотронная и краевая магнитоплазменные моды вырождены в нулевом магнитном поле (вставка рис. 16). Анизотропия электронных масс в AlAs приводит к снятию этого вырождения и появлению щели в спектре (см. рис. 16). Это обстоятельство представляется особенно удивительным, если принять во внимание то, что снятие вырождения происходит в нулевом магнитном поле в абсолютно симметричной геометрии диска [99]. Подобное явление наблюдалось на AlGaAs/GaAs-гетероструктурах в работах [100, 101], где небольшая анизотропия в исходно изотропной ДЭС наводилась с помощью сильного магнитного поля в плоскости образца.

Электрическое поле $\mathbf{E}$, которое ориентировано вдоль кристаллографического направления $[110]$, может быть представлено в виде суммы двух составляющих, ориентированных вдоль основных направлений $[100]$ и $[010]$: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_l + \mathbf{E}_{tr}$. В нулевом магнитном поле, $B = 0$, каждая из этих составляющих возбуждает свою собственную плазменную волну с соответствующей эффективной массой m_l или m_{tr} . Причём частоты этих плазменных волн

$\Omega_{l, tr}$ определяются стандартным выражением [7]:

$$\Omega_{l, tr}^2 = \frac{n_s e^2}{2m_{l, tr} \varepsilon_0 \varepsilon} q, \quad (22)$$

где $\varepsilon = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающего пространства, $q = 2,4/d$ — волновой вектор для геометрии диска [13]. Используя (22) и экспериментальные значения для плазменных частот $\Omega_l = 6,5$ ГГц и $\Omega_{tr} = 15,3$ ГГц, можно получить следующие значения для эффективных масс в квантовых AlAs-ямах: $m_l = (1,10 \pm 0,05)m_0$, $m_{tr} = (0,20 \pm 0,01)m_0$. Следует заметить, что эти результаты являются первым прямым экспериментальным определением эффективных масс носителей заряда в полупроводниковых AlAs-наноструктурах. Полученные значения эффективных масс находятся в отличном согласии с литературными данными [102–104].

Одним из наиболее замечательных физических свойств ДЭС на основе квантовых AlAs-ям является возможность управлять заполнением различных X-долин. Контроль можно осуществлять посредством либо одноосной деформации [105], либо квантового конфайнмента [106, 107]. Данное свойство делает полупроводниковые AlAs-наноструктуры перспективным материалом для создания новых вальейтронных (valleytronic) элементов электроники — устройств, в которых используется степень свободы, связанная с энергетической долиной электрона, а не с его зарядом.

Остановимся на возможности управлять долиной степенью свободы с помощью квантового конфайнмента. В широких квантовых AlAs-ямах ($W > 5,5$ нм), выращенных на GaAs (001)-подложке, электроны заполняют в плоскости квантовой ямы долины X_x [100] и X_y [010]. Каждая из этих долин имеет сильно анизотропный контур Ферми. Это кажется несколько странным, поскольку размерное квантование должно способствовать тому, чтобы низжайшей по энергии была X_z -долина (поскольку у неё эффективная масса в перпендикулярном относительно плоскости квантовой ямы направлении больше). Однако оказалось, что двухосное сжатие, возникающее из-за разницы в постоянных решётки AlAs и AlGaAs, приводит к инверсии долин [106, 107]. В узких квантовых AlAs-ямах ($W < 5,5$ нм) электроны начинают заполнять долину X_z [001], которая является изотропной в плоскости квантовой ямы. Первые эксперименты по изучению энергетического Γ –X-перехода в узких квантовых AlAs-ямах были проведены с помощью косвенного транспортного метода по температурным зависимостям осцилляций Шубникова–де Гааза [107–110].

Наиболее прямым и точным методом изучения поверхности Ферми в полупроводниках является микрополная магнетоспектроскопия [19]. Этот метод был применён авторами обзора к подробному изучению долинного Γ –X-перехода, а также плазменной динамики в узких квантовых AlAs-ямах [97, 98]. Измерения проводились с помощью двойной синхронной методики транспортного детектирования микроволнового поглощения [111]. Изучаемые образцы изготавливались из гетероструктур AlAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0,46$) с шириной квантовой ямы $W = 4,0, 4,5, 5,0, 5,5, 6,0, 6,5, 7,0$ и 15 нм. Образцы имели форму мостиков Холла с шириной $L = 100$ мкм и расстоянием между ближайшими контактами 1,0 мм (рис. 17). Типичное значение электронной плотности для исследуемых структур составляло $n_s = 4,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

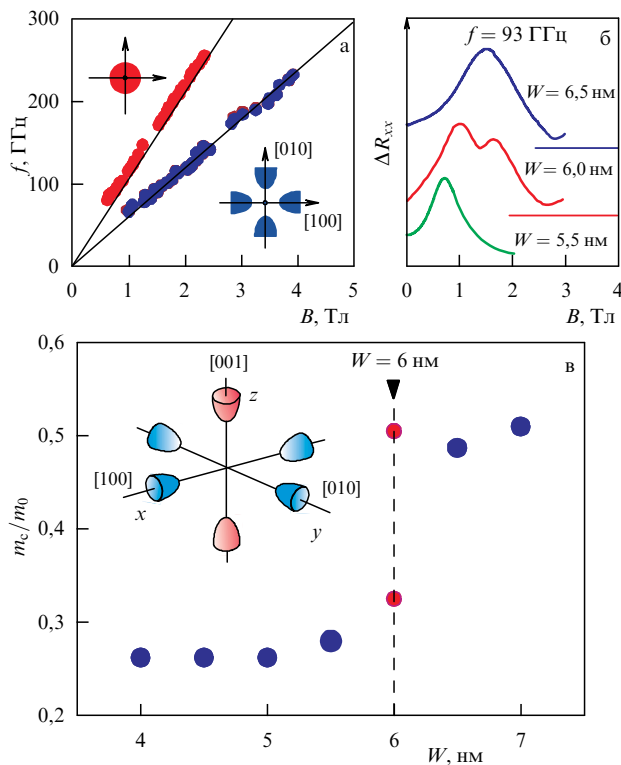


Рис. 17. (В цвете онлайн.) (а) Магнитодисперсии 2D-магнитоплазмона, измеренные в квантовых AlAs-ямах шириной $W = 5,5$ нм (красные кружки) и $W = 6,5$ нм (синие кружки). Сплошные линии обозначают циклотронный резонанс. На вставках схематически изображены двумерные контуры Ферми при заполнении долин X_z и X_{x-y} . (б) Магнитополевые зависимости индуцированного микроволновым излучением изменения в продольном магнетосопротивлении ΔR_{xx} , полученные для квантовых AlAs-ям с различной шириной: $W = 5,5$ нм (зелёная кривая), $W = 6,0$ нм (красная кривая), $W = 6,5$ нм (синяя кривая). Все зависимости измерены на одной частоте облучения 93 ГГц. (в) Экспериментально полученная зависимость циклотронной эффективной массы от ширины квантовой ямы AlAs. Штриховой линией отмечены данные, отвечающие пограничной яме шириной $W = 6$ нм, для которой происходит $\Gamma-X$ -переход в заполнении долин.

На рисунке 17а показаны магнитодисперсии плазменных возбуждений, измеренные для двух структур с идентичной геометрией, но с разными ширинами квантовых ям, $W = 5,5$ нм и $6,5$ нм. Резонанс строго следует вдоль линии циклотронного резонанса $f_c = \omega_c/(2\pi) = eB/(2\pi m_c c)$, где m_c — эффективная циклотронная масса электронов, при этом $m_c(W = 5,5 \text{ нм}) = (0,28 \pm 0,01) m_0$ и $m_c(W = 6,5 \text{ нм}) = (0,49 \pm 0,01) m_0$. Для того чтобы разобраться с происходящим, рассмотрим ситуацию, когда заполнены обе долины, X_x и X_y , в плоскости ямы. Контур Ферми в этом случае представляет собой эллипс с двумя эффективными массами вдоль основных кристаллографических осей $m_l = 1,1 m_0$ и $m_{tr} = 0,2 m_0$. Тогда циклотронная масса двумерных электронов определяется средним геометрическим $m_c = \sqrt{m_l m_{tr}} = 0,47 m_0$. Если электроны заполняют находящуюся вне плоскости квантовой ямы долину X_z , то контур Ферми представляет собой просто окружность. Значит, циклотронная масса просто совпадает с эффективной массой носителей заряда $m_c = m_{tr} = 0,2 m_0$. Значение эффективной массы, полученное в эксперименте для квантовой AlAs-ямы шириной $W = 6,5$ нм, говорит о том, что в структуре

заполнены плоскостные анизотропные долины X_x-X_y . Измеренное значение циклотронной массы электронов в квантовой яме с $W = 5,5$ нм указывает на то, что в ней заполнена изотропная X_z -долина. Таким образом, между этими двумя случаями наблюдается уникальный $\Gamma-X$ -переход в энергетическом спектре двумерных электронов в узких квантовых AlAs-ямах.

На рисунке 17б приведены кривые фотоотклика, измеренные на частоте $f = 93$ ГГц для трёх структур с шириной квантовой ямы $W = 6,5$ нм (синий цвет), $W = 6,0$ нм (красный цвет) и $W = 5,5$ нм (зелёный цвет). При изменении ширины квантовой ямы наблюдается резкое изменение положения и формы циклотронного магнитолазменного резонанса. Для квантовых ям шириной $W = 5,5$ нм и $6,5$ нм наблюдается одиночный резонанс, возникающий в различных магнитных полях. Как показано ранее, в этих структурах электроны занимают две разные энергетические долины. Для квантовой ямы шириной $W = 6,0$ нм наблюдается сразу два резонанса. Таким образом, возникает уникальная переходная ситуация, когда достигается баланс в заполнении долин X_z и X_{x-y} . В этом случае можно контролируемо переключать заполнение долин X_z и X_{x-y} приложением внешнего давления или электрического поля. Переключение заполнения различных долин является основным действием, необходимым для функционирования устройств вэлейтроники (valleytronics).

Рисунок 17в показывает результирующую зависимость циклотронной массы двумерных электронов от ширины квантовой AlAs-ямы. Штриховой линией на рис. 17в отмечены данные для переходной квантовой ямы с $W = 6$ нм, на которой происходит переключение долин. Отметим, что экспериментально полученное значение циклотронной эффективной массы электронов в долине X_z $m_c(W = 5,5 \text{ нм}) = (0,28 \pm 0,01) m_0$ существенно превышает зонную эффективную массу объёмного AlAs $m^* = 0,2 m_0$ [112]. Дополнительные эксперименты исключили запаздывание в качестве возможной причины увеличения массы. Данное противоречие требует дальнейшего выяснения.

6.3. Плазменные возбуждения в графене

Система двумерных электронов в графене привлекает значительный интерес благодаря своим необычным физическим свойствам — линейному безмассовому закону дисперсии, отвечающему дираковскому релятивистскому спектру, и отсутствию энергетической щели [90, 91],

$$E(k) = \hbar v_0 k, \quad (23)$$

где $v_0 \approx 10^6 \text{ м с}^{-1}$ — одночастичная скорость носителей заряда в графене. Следовательно, энергия Ферми определяется выражением $E_F = \hbar v_0 \sqrt{n_s}$.

Однако подавляющее большинство результатов, полученных для ДЭС в графене, объясняется в рамках одночастичных представлений, а многочастичные эффекты в графене практически не проявляются. В первую очередь это связано с большой энергией Ферми (из-за линейного закона дисперсии), а также со значительной амплитудой случайного потенциала, который неизбежно возникает в однослойной структуре. Одним из самых сильных проявлений коллективных свойств электронной системы являются плазменные колебания. В гра-

фене плазменная частота определяется выражением [113]

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon} q = \frac{2v_0 e^2}{\hbar \varepsilon} \sqrt{\pi n_s} q. \quad (24)$$

Здесь использована следующая формула для эффективной массы электронов:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2\pi} \left(\frac{\partial A}{\partial E} \right) = \frac{\hbar}{v_0} \sqrt{\pi n_s}, \quad (25)$$

где $A = \pi k^2$ — площадь поверхности Ферми в k -пространстве.

Первые эксперименты по изучению плазменных возбуждений в графене подтвердили стандартный дисперсионный закон (24). Эти эксперименты были проведены с помощью инфракрасной (ИК) спектроскопии на массивах полосок и дисков [114, 115]. Последующее экспериментальное изучение коллективных возбуждений в графене неразрывно связано с новаторской методикой ближнеполевой ИК-нано- и микроскопии [116, 117]. Однако первые измерения показали, что характерная ширина резонансов превышает 10 мэВ, что в тысячу раз больше характерной ширины аналогичных резонансов, измеряемых в наноструктурах AlGaAs/GaAs. Таким образом, система двумерных электронов в графене характеризуется очень большой неоднородностью и беспорядком, что приводит к аномально большому уширению резонансных линий поглощения и ограничивает возможности изучения плазменных волн.

Одним из методов изучения коллективных возбуждений в графене является неупругое рассеяние света [118]. На рисунке 18а приведён спектр неупругого рассеяния света, полученный для различных магнитных полей, направленных перпендикулярно плоскости графена. Измерения проводились на рекордно высококачественном образце подвешенного графена (free-standing graphene) с характерным размером 10 мкм. При концентрации $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ электронная транспортная подвижность составляла $2 \times 10^5 \text{ (В с)}^{-1}$. Из рисунка 18а видно, что по мере увеличения магнитного поля линия неупругого рассеяния света сдвигается в сторону больших энергий. Зависимость рамановского сдвига этой линии от магнитного поля представлена на рис. 18б. Из рисунка видно, что магнитолевая зависимость спектрального сдвига соответствует стандартной зависимости, которая наблюдается для циклотронных магнитоплазменных возбуждений и отвечает гибридизации плазменной и циклотронной энергий. Несмотря на то что дисперсия электронов в графене не квадратичная, а линейная, при больших факторах заполнения (в квазиклассическом пределе) уровни Ландау оказываются практически эквидистантными и выполняется стандартный закон для гибридизации мод $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$. Действительно, на рис. 18в показана зависимость $E^2 = (\hbar\omega)^2$ от B^2 . Квадратичный закон для гибридизации мод выполняется хорошо во всём диапазоне магнитных полей.

На рисунке 19а показана зависимость циклотронной энергии электронов от магнитного поля в подвешенном графене, которая была измерена из спектрального сдвига магнитоплазменной линии при концентрации $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $T = 1,5 \text{ К}$. Видно, что в соответствии с формулой (19) эта зависимость является линейной функцией магнитного поля, и из наклона этой

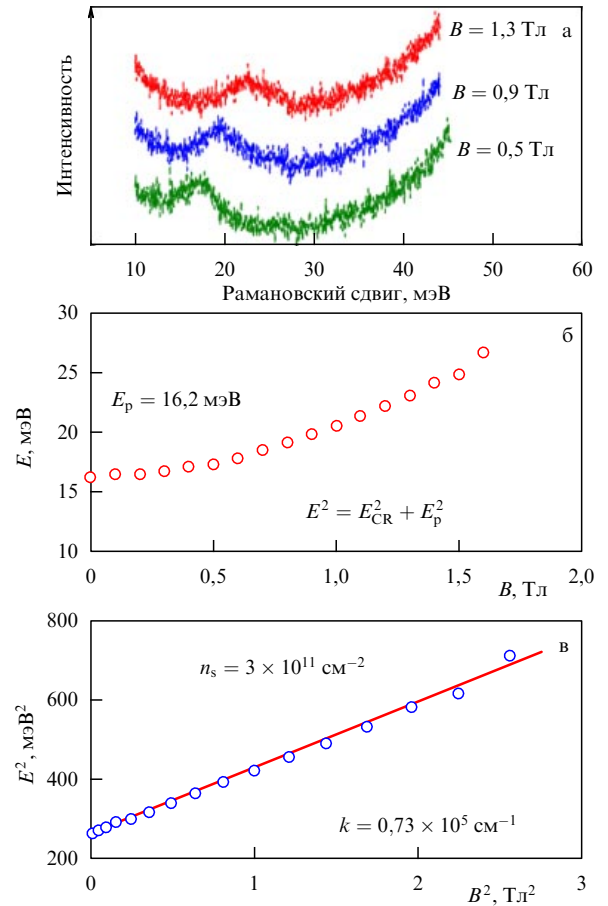


Рис. 18. (а) Спектр неупругого рассеяния света, измеренный при различных значениях магнитного поля на подвешенном графене. На кривых хорошо различим магнитоплазменный резонанс. (б) Зависимость рамановского сдвига линии магнитоплазмона от магнитного поля. (в) Та же зависимость, представленная в координатах квадрат энергии – квадрат магнитного поля.

зависимости можно с учётом (25) извлекать значение скорости носителей заряда при различных плотностях,

$$E_{CR} = \hbar\omega_c = \frac{ev_0}{c\sqrt{\pi n_s}} B. \quad (26)$$

При концентрации электронов $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ скорость электронов в подвешенном графене оказалась равной $v_0 = 1,25 \times 10^6 \text{ м с}^{-1}$, что несколько выше общепринятой величины $1,05 \times 10^6 \text{ м с}^{-1}$. Оказалось, что по мере уменьшения плотности электронов и дырок их скорость v_0 не остаётся постоянной, а заметно увеличивается. Из рисунка 19б видно, что при концентрации около 10^{11} см^{-2} скорость как электронов, так и дырок возрастает до $1,43 \times 10^6 \text{ м с}^{-1}$, что почти на 40 % превышает стандартное значение. Увеличение скорости электронов и дырок при малых концентрациях означает, что дисперсия носителей заряда в графене при малых импульсах становится сублинейной, что, скорее всего, связано с эффектами взаимодействия, которые приводят к перенормировке дисперсии [119, 120].

Одним из важнейших параметров плазменных колебаний является ширина линии резонанса. Она непосредственно определяет качество структуры и время релаксации носителей заряда $\Delta\omega = 1/\tau$. На рисунке 19в представлены зависимости ширины линии плазменных возбуж-

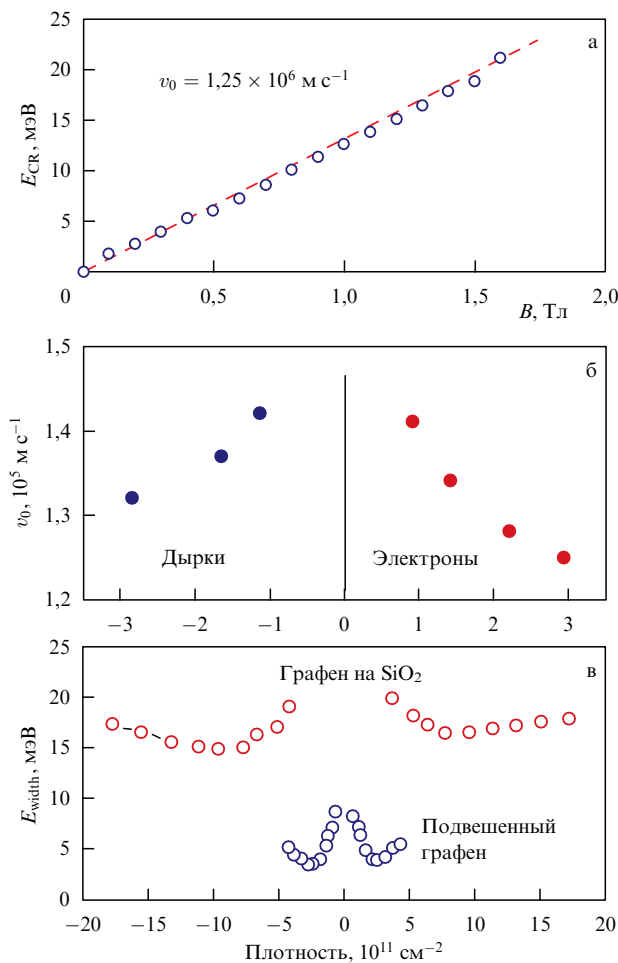


Рис. 19. (а) Магнитополевая зависимость циклотронной энергии электронов в подвешенном графене, измеренная из спектрального сдвига магнитоплазменной линии при концентрации $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (б) Зависимости скорости электронов и дырок в подвешенном графене от их концентрации. (в) Зависимости ширины магнитоплазменной линии от концентрации электронов и дырок, измеренные в графене, лежащем на двуокиси кремния, и в графене, подвешенном на контактах.

дений от концентрации, измеренные методом неупругого рассеяния света в графене. Для сравнения показаны зависимости, измеренные для графена, лежащего на подложке из двуокиси кремния, и для графена, подвешенного на контактах. Прежде всего видно, что уширение линий в подвешенном графене почти в пять раз меньше, чем в графене на подложке из SiO₂, что свидетельствует о значительно более высоком совершенстве электронной системы, которая реализуется в первом случае. Кроме того, минимальной ширины резонанс 3,5 мэВ достигается в подвешенном графене при концентрациях электронов и дырок около $2,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в то время как в графене на подложке из двуокиси кремния минимальная ширина линии 14,8 мэВ наблюдается при значительно более высоких плотностях — $6,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Важный результат заключается в том, что в подвешенном графене при концентрациях меньше, чем $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, резонансные линии начинают резко уширяться, что указывает на возрастание неоднородности в электронной системе и на появление отдельных доменов электронов и дырок с различной плотностью. Неоднородность концентрации проявляется в пространственных флуктуациях плазмен-

Таблица. Характеристики плазменных возбуждений в двумерных материалах

Материал	Масса носителей	Время релаксации, пс	Литература
AlGaAs/GaAs-наноструктуры	$0,067 m_0$	160	[11]
AlGaAs/AlAs-наноструктуры	$m_{tr} = 0,2 m_0$, $m_l = 1,1 m_0$	50	[95]
MgZnO/ZnO-наноструктуры	$(0,3-0,35) m_0$	30	[94]
Графен	$(0-0,07) m_0$	1,6	[91, 121, 122]

ной частоты, что, естественно, приводит к уширению магнитоплазменной линии.

Для того чтобы подытожить раздел, мы собрали в таблице основные физические величины, характеризующие свойства плазменных возбуждений в различных двумерных материалах. Следует отметить, что ввиду безмассовости электронов высокая подвижность носителей заряда в графене не может служить индикатором высокого качества ДЭС. Особенностью графена является то, что по мере уменьшения плотности носителей (вплоть до нуля) проводимость системы остаётся конечной при том, что, согласно (25), масса носителей заряда устремляется к нулю. Поэтому кажется, что подвижность электронов и дырок обращается в бесконечность. Разумеется, этот вывод является ошибочным, а объяснение заключается в том, что в пределе низких концентраций система становится неоднородной (разбивается на домены, состоящие из электронов и дырок) и концентрация носителей заряда никогда не обращается в нуль. Следовательно, при низких плотностях невозможно определить подвижность электронов и дырок. Таким образом, реальным параметром, отражающим совершенство структур, является время релаксации носителей заряда или ширина линии плазменного резонанса.

7. Заключение

Одной из самых актуальных и быстро развивающихся областей физики твёрдого тела является исследование двумерных электронных систем. Двумерные электронные системы интересны прежде всего тем, что многие физические явления, наблюдающиеся в них, имеют прямые аналогии в трёхмерном мире. Однако если большинство трёхмерных задач многих частиц не имеет аналитического решения, то в двумерном случае к таким задачам часто удаётся найти подход. В то же время одномерные системы слишком тривиальны с теоретической точки зрения и далеки от реального мира.

Центральным вопросом физики двумерных электронных систем является изучение свойств их коллективных возбуждений. Одним из важнейших представителей класса коллективных возбуждений является волна зарядовой плотности — плазмон. Отклик ДЭС на электромагнитную волну в широком диапазоне практически значимых частот определяется исключительно коллективным плазменным движением всех электронов системы. Это является следствием того, что скорость двумерных плазменных волн значительно превосходит скорость Ферми одиночных электронов в ДЭС. В отличие от скорости плазменных волн в трёхмерных материалах,

например в металлах, скорость двумерных плазмонов легко регулируется изменением электронной концентрации или приложением внешнего магнитного поля.

Все вышеперечисленные свойства делают плазменные волны в двумерных электронных системах гибким и удобным объектом физических исследований во множестве различных направлений. Несомненно, данная область физики твёрдого тела ещё долго будет радовать нас своими, иногда непредсказуемыми, сюрпризами. Можно также с большой степенью уверенности предполагать, что в ближайшее время будет открыта следующая страница, связанная с плазмонными поляритонами и их многочисленными приложениями в микроволновой и терагерцевой области спектра.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 19-72-30003).

Список литературы

- Landau L *Phys. Rev.* **60** 356 (1941)
- Bohm D, Pines D *Phys. Rev.* **82** 625 (1951)
- Pines D, Bohm D *Phys. Rev.* **85** 338 (1952)
- Bohm D, Pines D *Phys. Rev.* **92** 609 (1953)
- Pines D *Rev. Mod. Phys.* **28** 184 (1956)
- Tonks L, Langmuir I *Phys. Rev.* **33** 195 (1929)
- Stern F *Phys. Rev. Lett.* **18** 546 (1967)
- Grimes C C, Adams G *Phys. Rev. Lett.* **36** 145 (1976)
- Allen S J (Jr) et al. *Phys. Rev. Lett.* **38** 980 (1977)
- Theis T N, Kotthaus J P, Stiles P J *Solid State Commun.* **24** 273 (1977)
- Andreev I V et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 202106 (2014)
- Zhang Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 047601 (2014)
- Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 156801 (2003)
- Кукушкин И В и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 594 (2003); Kukushkin I V et al. *JETP Lett.* **77** 497 (2003)
- Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. B* **73** 113310 (2006)
- Gusikhin P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 176804 (2018)
- Chaplik A V *Surface Sci. Rep.* **5** 289 (1985)
- Дорфман Я Г *ДАН СССР* **81** 765 (1951)
- Dresselhaus G, Kip A F, Kittel C *Phys. Rev.* **98** 368 (1955)
- Чаплик А В *ЖЭТФ* **62** 746 (1972); Chaplik A V *Sov. Phys. JETP* **35** 395 (1972)
- Chiu K W, Quinn J J *Phys. Rev. B* **9** 4724 (1974)
- Allen S J (Jr) et al. *Phys. Rev. B* **28** 4875(R) (1983)
- Glatthil D C et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 1710 (1985)
- Mast D B, Dahm A J, Fetter A L *Phys. Rev. Lett.* **54** 1706 (1985)
- Говорков С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 380 (1986); Govorkov S A et al. *JETP Lett.* **17** 487 (1986)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 216801 (2008)
- Peters P J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 2199 (1991)
- Волков В А, Михайлов С А *ЖЭТФ* **94** 217 (1988); Volkov V A, Mikhailov S A *Sov. Phys. JETP* **67** 1639 (1988)
- Волков В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 510 (1986); Volkov V A et al. *JETP Lett.* **44** 655 (1986)
- Talyanskii V I et al. *Phys. Rev. B* **46** 12427 (1992)
- Zhitenev N B et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2292 (1993)
- Ханнанов М Н, Фортунатов А А, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **93** 736 (2011); Khannanov M N, Fortunatov A A, Kukushkin I V *JETP Lett.* **93** 657 (2011)
- Andreev I V et al. *Phys. Rev. B* **86** 125315 (2012)
- Андреев И В, Муравьев В М, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **96** 588 (2012); Andreev I V, Murav'ev V M, Kukushkin I V *JETP Lett.* **96** 536 (2012)
- Ashkinadze B M et al. *Phys. Status Solidi A* **164** 231 (1997)
- Kukushkin I V et al. *Nature* **415** 409 (2002)
- Fetter A L *Phys. Rev. B* **33** 5221 (1986)
- Загитова А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **108** 478 (2018); Zagitova A A et al. *JETP Lett.* **108** 446 (2018)
- Shikin V et al. *Phys. Rev. B* **43** 11903 (1991)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. B* **96** 045421 (2017)
- Муравьев В М и др. *Письма в ЖЭТФ* **109** 685 (2019); Muravev V M et al. *JETP Lett.* **109** 663 (2019)
- Sommerfeld A *Ann. Physik* **303** 233 (1899)
- Das Sarma S, Lai W *Phys. Rev. B* **32** 1401(R) (1985)
- Eliasson G et al. *Solid State Commun.* **60** 41 (1986)
- Aleiner I L, Yue D, Glazman L I *Phys. Rev. B* **51** 13467 (1995)
- Ковальский В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **84** 656 (2006); Koval'skii V A et al. *JETP Lett.* **84** 560 (2006)
- Demel T et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2657 (1991)
- Goñi A R et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3298 (1991)
- Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. B* **72** 161317(R) (2005)
- Burke P J et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 745 (2000)
- Кулик Л В, Кирпичев В Е *УФН* **176** 365 (2006); Kulik L V, Kirpichev V E *Phys. Usp.* **49** 353 (2006)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. B* **75** 193307 (2007)
- Andress W F et al. *Nano Lett.* **12** 2272 (2012)
- Yeung K Y M et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 021104 (2013)
- Губарев С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 517 (2015); Gubarev S I et al. *JETP Lett.* **102** 461 (2015)
- Iranzo D A et al. *Science* **360** 291 (2018)
- Ryzhii V et al. *J. Appl. Phys.* **96** 7625 (2004)
- Satou A, Ryzhii V, Chaplik A J. *Appl. Phys.* **98** 034502 (2005)
- Mikhailov S A, Savostianova N A *Phys. Rev. B* **74** 045325 (2006)
- Попов В В, Полищук О В, Никитов С А *Письма в ЖЭТФ* **95** 91 (2012); Popov V V, Polishchuk O V, Nikitov S A *JETP Lett.* **95** 85 (2012)
- Губарев С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **90** 588 (2009); Gubarev S I et al. *JETP Lett.* **90** 539 (2009)
- Mikhailov S A *Phys. Rev. B* **70** 165311 (2004)
- Mikhailov S A, Savostianova N A *Phys. Rev. B* **71** 035320 (2005)
- Chiu K W, Lee T K, Quinn J J *Surf. Sci.* **58** 182 (1976)
- Mikhailov S A *Phys. Rev. B* **54** 10335 (1996)
- Андреев И В и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 938 (2015); Andreev I V et al. *JETP Lett.* **102** 821 (2015)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. B* **93** 041110(R) (2016)
- Фалько В И, Хмельницкий Д Е *ЖЭТФ* **95** 1988 (1989); Fal'ko V I, Khmel'nitskii D E *Sov. Phys. JETP* **68** 1150 (1989)
- Purcell E M *Phys. Rev.* **69** 681 (1946)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. B* **83** 075309 (2011)
- Scalari G et al. *Science* **335** 1323 (2012)
- Forn-Diaz P et al. *Rev. Mod. Phys.* **91** 025005 (2019)
- Dicke R H *Phys. Rev.* **93** 99 (1954)
- Гусихин П А, Муравьев В М, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **100** 732 (2014); Gusikhin P A, Murav'ev V M, Kukushkin I V *JETP Lett.* **100** 648 (2014)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 106805 (2015)
- Gusikhin P A, Muravev V M, Kukushkin I V *Письма в ЖЭТФ* **102** 859 (2015); *JETP Lett.* **102** 749 (2015)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. B* **99** 241406(R) (2019)
- Zabolotnykh A A, Volkov V A *Phys. Rev. B* **99** 165304 (2019)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. B* **100** 205405 (2019)
- Зарезин А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **111** 316 (2020); Zarezin A M et al. *JETP Lett.* **111** 282 (2020)
- Mackens U et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 1485 (1984)
- Demel T et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2657 (1991)
- Dyakonov M I, Shur M S *IEEE Trans. Electron Devices* **43** 1640 (1996)
- Shur M S, Ryzhii V *Int. J. High Speed Electron. Syst.* **13** 575 (2003)
- Кнап В и др. *J. Infrared Milli. Terahz Waves* **30** 1319 (2009)
- Muravev V M, Kukushkin I V *Appl. Phys. Lett.* **100** 082102 (2012)
- Muravev V M et al. *Письма в ЖЭТФ* **103** 428 (2016); *JETP Lett.* **103** 380 (2016)
- Schmidt-Mende L, MacManus-Driscoll J L *Mater. Today* **10** (5) 40 (2007)
- Shayegan M et al. *Phys. Status Solidi B* **243** 3629 (2006)
- Novoselov K S et al. *Science* **306** 666 (2004)
- Novoselov K S et al. *Nature* **438** 197 (2005)
- Falson J et al. *Appl. Phys. Express* **4** 091101 (2011)
- Maryenko D et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 186803 (2012)
- Kozlov V E et al. *Phys. Rev. B* **91** 085304 (2015)
- Muravev V M et al. *Phys. Rev. B* **92** 041303(R) (2015)
- Хисамеева А Р и др. *Письма в ЖЭТФ* **106** 29 (2017); Khisameeva A R et al. *JETP Lett.* **106** 26 (2017)

97. Khisameeva A R et al. *Phys. Rev. B* **97** 115308 (2018)
98. Khisameeva A R et al. *J. Appl. Phys.* **125** 154501 (2019)
99. Dahl C et al. *Solid State Commun.* **80** 673 (1991)
100. Козлов В Е, Губарев С И, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **94** 429 (2011); Kozlov V E et al. *JETP Lett.* **94** 397 (2011)
101. Козлов В Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **96** 576 (2012); Kozlov V E et al. *JETP Lett.* **96** 525 (2012)
102. Miura N et al. *Solid State Commun.* **79** 1039 (1991)
103. Lay T S et al. *Appl. Phys. Lett.* **62** 3120 (1993)
104. Gunawan O et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 246603 (2004)
105. Gunawan O et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 186404 (2006)
106. van Kesteren H W et al. *Phys. Rev. B* **39** 13426 (1989)
107. Yamada S et al. *Phys. Rev. B* **49** 2189 (1994)
108. van de Stadt A F W et al. *Surf. Sci.* **361–362** 521 (1996)
109. Vakili K et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 226401 (2004)
110. Gokmen T et al. *Phys. Rev. B* **79** 195311 (2009)
111. Vasiliadou E et al. *Phys. Rev. B* **48** 17145 (1993)
112. Adachi S *J. Appl. Phys.* **58** R1 (1985)
113. Лозовик Ю Е, Меркулова А А, Соколик А А *УФН* **178** 757 (2008); Lozovik Yu E, Merkulova A A, Sokolik A A *Phys. Usp.* **51** 727 (2008)
114. Yan H et al. *Nat. Nanotechnol.* **7** 330 (2012)
115. Yan H et al. *Nano Lett.* **12** 3766 (2012)
116. Chen J et al. *Nature* **487** 77 (2012)
117. Fei Z et al. *Nature* **487** 82 (2012)
118. Кукушкин В И, Кирпичев В Е, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **104** 32 (2016); Kukushkin V I, Kirpichev V E, Kukushkin I V *JETP Lett.* **104** 37 (2016)
119. Das Sarma S, Hwang E H, Tse W-K *Phys. Rev. B* **75** 121406(R) (2007)
120. Levitov L S, Shtyk A V, Feigelman M V *Phys. Rev. B* **88** 235403 (2013)
121. Yoon H et al. *Nat. Nanotechnol.* **9** 594 (2014)
122. Ni G X et al. *Nature* **557** 530 (2018)

Collective plasma excitations in two-dimensional electron systems

V.M. Muravev, I.V. Kukushkin

*Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences,
ul. Akademika Osip'yana 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation
E-mail: muravev@issp.ac.ru, kukush@issp.ac.ru*

The latest results on the study of collective plasma excitations in two-dimensional electron systems based on AlGaAs/GaAs, AlGaAs/AlAs, and MgZnO/ZnO nanostructures and graphene are considered. Special attention is paid to the interaction of two-dimensional plasma with light. The results of experimental work on the discovery of a new family of plasma oscillations are presented. Possible avenues for the further development of experiment and theory are discussed.

Keywords: plasmon, cyclotron resonance, two-dimensional electron system, nanostructure

PACS numbers: **73.21.–b**, **73.22.–f**, 73.43.Lp, 78.70.Gq

Bibliography — 122 references

Received 2 July 2019, revised 23 July 2019

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (10) 1041–1061 (2020)

Physics – Uspekhi **63** (10) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.07.038637>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.07.038637>