

На правах рукописи



Бисти Вероника Евгеньевна

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ
В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ**

01.04.07 - физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка 2021

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт физики твердого тела Российской академии наук

Официальные оппоненты:

Аверкиев Никита Сергеевич,

доктор физико-математических наук, профессор, ФГБУН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Центр физики наногетероструктур, заведующий сектором

Юдсон Владимир Исаакович,

доктор физико-математических наук, Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Международная лаборатория физики конденсированного состояния, главный научный сотрудник

Бурмистров Игорь Сергеевич,

доктор физико-математических наук, ФГБУН Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук, заместитель директора

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

Защита состоится _____ 2021 г. в 14.30 на заседании диссертационного совета Д 002.100.02 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела Российской академии наук по адресу: 142432 г. Черноголовка, Московская область, ул. Академика Осипьяна, д.2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте <http://www.issp.ac.ru/main/index.php/ru/dis-council.html>

Автореферат разослан _____ 2021 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 002.100.02

доктор технических наук



Курлов В.Н.

© Бисти В.Е.

© ИФТТ РАН

© ИПХФ РАН

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Цели работы

Исследование низкоразмерных, в частности двумерных и квазидвумерных электронных систем вызывает устойчивый интерес исследователей. Примером могут служить открытие целочисленного и дробного квантового эффекта Холла и графеновых структур. Особенностью рассматриваемых систем является чрезвычайное богатство электронного спектра и, как следствие, их многокомпонентность, наличие разных типов носителей заряда. Примерами многокомпонентных электронных систем являются двойные квантовые ямы, обладающие спиновой и изоспиновой (слоевой или подзонной) степенями свободы, квантовые ямы в сильном магнитном поле с несколькими заполненными уровнями Ландау, двумерные углеродные системы - графены, характеризующиеся двумя долинами, двумя подрешетками и числом слоев, а также давно известные электронно-дырочные системы. В таких системах особенно важна роль межэлектронного кулоновского взаимодействия, определяющего как основное состояние, так и энергетический спектр возбуждений. Информацию об исследуемых системах, их основном состоянии, роли кулоновского взаимодействия можно получить, изучая коллективные возбуждения. Изучение спектров коллективных возбуждений многокомпонентных электронных систем в двумерных полупроводниковых и углеродных структурах является основной целью проделанной работы.

Актуальность работы

Низкоразмерные системы являются основой современной микроэлектроники, прогресс которой за последние пятьдесят лет впечатляет. Теоретическое исследование низкоразмерных систем в 70-80 годы прошлого века казалось академическим и далеким от применения, но дальнейший прогресс технологии вызвал новую волну интереса к теории низкоразмерных электронных и дырочных систем. Появление все новых и новых объектов требует нового теоретического описания. Исследование спектров коллективных возбуждений, содержащих информацию о структуре и взаимодействии элементарных возбуждений и позволяющих установить связи с макроскопическими характеристиками исследуемых объектов, делает эту тему несомненно актуальной.

Научная новизна работы и ее научная и практическая значимость

Результаты работы получены впервые. Были даны новые предсказания для проведения экспериментов или даны новые объяснения полученных экспериментальных данных, развиты теоретические методы применительно к новым объектам исследования. Полученные результаты позволили обнаружить или правильно понять наблюдаемые результаты, которые могут быть применены или уже применены в приборах.

Основные результаты, выносимые на защиту

1. Для системы электронов в квантовой яме на основе GaAs с несколькими уровням размерного квантования рассмотрены спектры межподзонных коллективных возбуждений спиновой и зарядовой плотности в пределе сильного магнитного поля. Показано, что как для переходов без изменения уровня Ландау, так и для бернштейновских мод все возбуждения имеют многомодовую структуру, число мод определяется фактором заполнения. Впервые полученный результат появления новых мод вблизи целочисленных факторов заполнения позволил дать правильное объяснение экспериментально наблюдаемой линии, ранее интерпретируемой как линия одночастичных возбуждений.

2. Для системы электронов в квантовой яме на основе GaAs с несколькими уровням размерного квантования без магнитного поля показана возможность существования межподзонных коллективных возбуждений спиновой и зарядовой плотности с различными значениями проекции момента на нормаль к плоскости движения.

3. Для системы двумерных электронов показано влияние электрон-электронных корреляций на энергию комбинированного спин-флип возбуждения в ультраквантовом пределе при факторах заполнения от 0 до 1.

4. В квантовой яме на основе GaAs в пределе сильного магнитного поля проведен расчет энергии спиновых возбуждений примесных комплексов, состоящих из двух электронов в квантовой яме и неподвижной заряженной примеси, и доказана интерфейсная природа заряженных примесей.

5. Для системы электронов в двойных квантовых ямах со слабой туннельной связью исследовано влияние пространственной асимметрии системы на спектр,

дисперсионные и физические свойства плазменных возбуждений. Показано, что в области энергий, превышающих параметр туннелирования, свойства плазменных возбуждений в системах с различной пространственной симметрией аналогичны, а в длинноволновом пределе влияние асимметрии определяющее.

6. Для системы электронов в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле показано, что энергия коллективных возбуждений зарядовой плотности (акустических и оптических фононов) зависит от взаимной ориентации магнитного поля и импульса возбуждения, что определяется влиянием конечной ширины квантовых ям.

7. Рассмотрены коллективные возбуждения зарядовой и спиновой плотности (магнитоплазмоны и магнитоэкситоны) в двуслойной электронной системе с управляемой симметрией в сильном перпендикулярном магнитном поле. Показано, что существует изспиновое синглетное возбуждение (для возбуждений зарядовой плотности это оптический плазмон), не зависящее от симметрии системы, и изоспиновый триплет, энергия которого определяется параметрами асимметрии и туннелирования и разницей в энергиях внутрислоевого и межслоевого магнитоэкситонов.

8. Изучено взаимодействие межподзонных экситонов и оптических плазмонов с близкими энергиями в зависимости от параметров асимметрии и туннелирования. Получено аналитическое выражение для величины расщепления энергий возбуждений и соответствующего импульса в асимметричных слоях со слабым туннелированием в зависимости от параметров двойной квантовой ямы.

9. Для электронов в чистом двуслойном графене рассмотрены циклотронные переходы в сильном магнитном поле. Показано, что происходит расщепление линии циклотронного резонанса, для разных долин энергии циклотронных переходов различны. При учете кулоновского взаимодействия, слабой асимметрии слоев графена и электронно-дырочной асимметрии разница в энергиях обусловлена в малых полях электронно-дырочной асимметрией, а в сильных магнитных полях определяется электрон-электронным взаимодействием.

10. Исследованы особенности электронного спектра в двумерных дырочных каналах в Si и GaAs в перпендикулярном магнитном поле. В узкой квантовой яме при учете спин-орбитального взаимодействия и непараболичности полу-

чены спектры уровней Ландау дырок, в квазиклассическом случае получены выражения для циклотронных энергий и циклотронных масс.

11. Для двумерных дырочных каналов в GaAs в сильном наклонном магнитном поле вычислены значения эффективных масс дырок на различных уровнях Ландау для квантования движения электронов вдоль направления магнитного поля.

12. Изучено влияние одноосной деформации вдоль слоя двумерных дырок в Si на положение уровней Ландау; показано, что линейная по деформации поправка к энергии уровней Ландау возникает только для двумерного канала на поверхности (110).

Достоверность и обоснованность полученных результатов

Достоверность полученных результатов основывается на надежности и обоснованности применяемых методов. Результаты согласуются с экспериментальными данными, как полученными ранее, так и выполненными в подтверждение теоретических предсказаний. Также имеется согласие с другими теоретическими работами в различных предельных случаях.

Личный вклад автора

Значительная часть работ выполнена без соавторов. Вторая значительная часть работ выполнена в соавторстве с экспериментаторами, где автору принадлежит вся теоретическая часть работы, включая предложенную интерпретацию результатов, теоретическую постановку задачи и выполнение расчетов. В теоретических работах, выполненных в соавторстве, автору также принадлежит решающий вклад в постановку задачи, выбор методов и проведение расчетов.

Апробация работы

Представленные в диссертации результаты были доложены на международных конференциях:

Electronic Properties of Two-dimensional Systems EP2DS-20 (Wroclaw, Poland, 2013), 20th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics HMF-20 (Chamonix Mont-Blanc, France, 2012),

International School and Workshop on Electronic Crystals ECRYS-2011 (Cargese, Corse, France, 2011),

19th International Conference on Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics and Nanotechnology HMF-19 (Fukuoka, Japan, 2010),

International Workshop "NanoPeter-2010" (Sankt-Peterburg, Russia, 2010),
International workshop on Interactions, Disorder and Topology in Quantum Hall Systems (Dresden, Germany, 2010),

High Magnetic Fields in Semiconductor Physics and Nanotechnology HMF-18 (Sao Pedro, Brazil, 2008),

ICTP Conference Graphene Week 2008 (Trieste, Italy, 2008),

Quantum Phases and Excitations in Quantum Hall Systems (Dresden, Germany, 2008),

Electronic Properties of Two-dimensional Systems EP2DS-17 (Genova, Italy, 2007),

High Magnetic Fields in Semiconductor Physics HMF-17 (Wuerzburg, Germany, 2006),

High Magnetic Fields in Semiconductor Physics HMF-12 (Wuerzburg, Germany, 1996);

на III, V, VI, VII, VIII, IX, X, XI Российских конференциях по физике полупроводников (Москва 1997, Нижний Новгород 2001, Санкт-Петербург 2003, Ершово 2005, Екатеринбург 2007, Новосибирск 2009, Нижний Новгород 2011, Санкт-Петербург 2013);

на семинарах в ИФТТ РАН (Черноголовка), в университете Париж-Юг (Орсэ, Франция), в Международном центре теоретической физики (Триест, Италия).

Публикации

Основные результаты диссертационной работы представлены в 17 статьях, опубликованных в российских и зарубежных журналах, входящих в список ВАК. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, включающего список основных публикаций автора по теме диссертации из 17 наименований, четырех глав, заключения и списка литературы.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **введении** сформулированы цели работы, обоснованы актуальность темы, научная новизна, достоверность полученных результатов и их апробация, представлены основные положения, выносимые на защиту, структура диссертации и список основных публикаций по теме диссертационной работы.

В первой главе рассматриваются коллективные возбуждения в магнитном поле в системе электронов в квантовой яме на основе GaAs. Это квазидвумерная система, в которой вдоль одной из осей имеется ограничивающий потенциал, а в двух других направлениях движение частиц свободно. Особенности квазидвумерных систем по сравнению с двумерными - наличие нескольких подзон размерного квантования и, следовательно, нескольких типов электронов, отличающихся видом волновых функций в направлении квантования. Как следствие, существуют новые типы коллективных возбуждений, связанные с переходом электронов из одной подзоны в другую. Кроме того, существенна зависимость кулоновского взаимодействия от вида волновых функций электронов в подзонах. Исследованию коллективных возбуждений в этой системе посвящены работы [A1-A5] из списка основных публикаций по теме диссертации.

В разделе 1.1 дан краткий обзор теоретических и экспериментальных результатов по рассматриваемой теме.

В разделе 1.2.1. изучаются спектры межподзонных коллективных возбуждений спиновой (SD) и зарядовой (CD) плотности в квантовой яме в магнитном поле. Рассматриваются как межподзонные переходы без изменения уровня Ландау, так и переходы с одновременным изменением уровня размерного квантования и уровня Ландау (бернштейновские моды). Рассмотрение проводится при следующих предположениях. В системе имеются 2 подзоны размерного квантования, влиянием остальных подзон можно пренебречь. Плотность двумерных электронов n_s такова, что нижняя подзона E_0 заполнена, а следующая, E_1 - пуста, энергии E_0 и E_1 вычислены в приближении Хартри. Магнитное поле H , направлено перпендикулярно двумерному слою. Учитываются только процессы без переворота спина; для простоты полагаем g-фактор электронов $g = 0$ (спиновое расщепление не учитывается, но спиновое вырождение в расчет включа-

ется). Рассматривается длинноволновый предел $ka \ll 1$, $ka_H \ll 1$ (k - импульс возбуждения, a - ширина квантовой ямы, $a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ - магнитная длина). Масштабы энергии таковы, что $\delta E \ll T \ll \hbar\omega_c \ll E_{10}$ ($E_{10} = E_1 - E_0$, $\hbar\omega_c$ - циклотронная энергия электронов, δE - ширина уровней Ландау, существующая вследствие взаимодействия с примесями, T - температура системы)

Энергии коллективных возбуждений являются полюсами полного поляризационного оператора $\Pi(\mathbf{k}, \omega)$. В длинноволновом пределе межподзонные и внутриподзонные возбуждения независимы, поэтому достаточно рассмотреть межподзонный поляризационный оператор

$$\Pi_{01}(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{n, n', \sigma} \Pi_{0n, 1n', \sigma}(\mathbf{k}, \omega)$$

n, n' - номера уровней Ландау.

При целочисленном факторе заполнения все вырожденные по энергии уровни Ландау заполнены с вероятностью 1. Предполагается, что и при произвольном факторе заполнения уровни Ландау заполнены равновероятно, вследствие того, что их ширина мала по сравнению с температурой. Далее температура не учитывается, используется техника функций Грина для $T = 0$.

Система уравнений для $\Pi_{0n, 1n', \sigma}$ включает суммирование лестничных и петлевых диаграмм, описывающих соответственно экситонный и деполаризационный эффекты. В одночастичных функциях Грина учитываются обменные поправки к собственно-энергетической части. Эта совокупность диаграмм соответствует приближению Хартри-Фока и применялась при рассмотрении возбуждений магнитолазмонного типа в чисто двумерных системах [1, 2]. В этом приближении одночастичные функции Грина в магнитном поле зависят только от частоты, а взаимодействие - только от импульсов. Поэтому взаимодействие можно усреднить по импульсам, и система становится алгебраической. При $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ переходы с различными $\Delta n = n' - n$ можно рассматривать независимо. При малых \mathbf{k} взаимодействие уровней будет проявляться только вблизи точек пересечения. Поэтому, интересуясь определенным диапазоном энергий, можно ограничить число рассматриваемых переходов; в данной работе это переходы с $|\Delta n| \leq 2$,

наблюдаемые экспериментально. Система уравнений для для $\Pi_{0n,1n',\sigma}$ при этом становится конечной.

$$\begin{aligned}\Pi_{0n,1n',\sigma} &= \Pi_{0n,1n',\sigma}^0 + \Pi_{0n,1n',\sigma}^0 V_{0n,1n',\sigma}^{0m,1m',\sigma'} \Pi_{0m,1m',\sigma'} \\ V_{0n,1n',\sigma}^{0m,1m',\sigma'} &= \alpha_{nn'}^{mm'} + \beta_{nn'}^{mm'} \delta_{\sigma\sigma'}\end{aligned}$$

Нулевые поляризационные операторы, включающие в себя обменные поправки

$$\Pi_{0n,1n',\sigma}^0 = \frac{n_{n\sigma}}{\omega - E_{10} - \Sigma_{1n'\sigma} + \Sigma_{0n\sigma} - \hbar\omega_c(n' - n)}$$

Обменные поправки к одночастичным энергиям

$$\Sigma_{in\sigma} = \sum_m \varepsilon_{nm}^{0i} n_{m\sigma}; \quad \varepsilon_{nm}^{0i} = -(2\pi)^{-1} \int V_{0i}^{0i}(q) |I_{nm}(\mathbf{q})|^2 d\mathbf{q}; \quad (i = 0, 1)$$

$n_{n\sigma}$ -плотность электронов на уровне $(0, n, \sigma)$.

На рис.1 показаны спектры коллективных возбуждений для прямоугольной квантовой ямы в диапазоне магнитных полей, соответствующих $\nu \leq 10$.

Показано, что все возбуждения имеют многомодовую структуру, число мод определяется фактором заполнения. Впервые обнаруженный результат появления новых мод коллективных возбуждений вблизи четных целочисленных факторов заполнения, что связано с началом заполнения следующего уровня Ландау, наиболее существенен для переходов с $\Delta n = 0$. Новые моды с $\Delta n = 0$ попадают в интервал энергий между модами CDE и SDE, их интенсивность при наблюдении в неупругом рассеянии света не зависит от импульса, что делает их легко наблюдаемыми экспериментально. Их энергии имеют вполне заметный наклон к оси H . Этот мультиплет соответствует линии L_0 , экспериментально наблюдаемой в работах [3-5]. В работах [3, 4] указывалось, что природа этой линии неясна, и объяснять ее одночастичными межподзонами возбуждениями (SPE) неправомерно. Проведенное исследование и обнаружение антифазных мод позволили дать правильное объяснение наблюдаемой экспериментально линии L_0 [5].

В разделе 1.2.2 рассмотрена возможность существования межподзонных коллективных возбуждений (межподзонных экситонов) с различными значениями

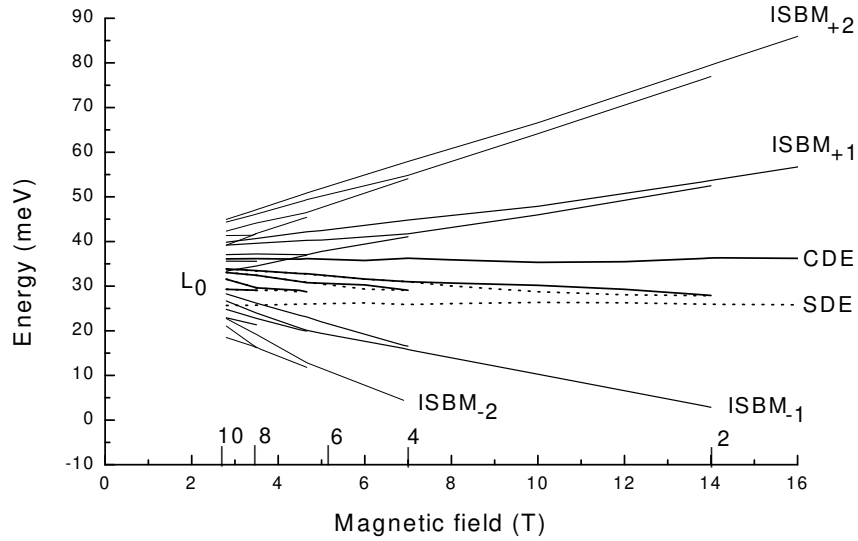


Рис.1. Зависимость энергий межподзонных CD и SD коллективных возбуждений системы двумерных электронов в одиночной квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 250 Å ($n_s = 6.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) от величины перпендикулярного магнитного поля при $k = 0$. На горизонтальной оси также отмечены положения четных целочисленных факторов заполнения.

проекции момента m на нормаль к плоскости движения в системе без магнитного поля. В работе был проведен расчет энергии как основных ($m = 0$), так и возбужденных ($m \neq 0$) состояний межподзонного экситона в приближении Хартри-Фока. Следует отметить, что в приближении локальной плотности (LDA) [6, 7] взаимодействие, зависящее от импульсов, заменяется эффективной константой, поэтому существует только одно коллективное возбуждение.

Для численного расчета рассматривалась квантовая яма GaAs-AlGaAs с модулированным легированием. Энергии подзон E_n^H и волновые функции электронов $\phi_n(z)$ определялись в приближении Хартри из самосогласованного решения одночастичного уравнения Шредингера и уравнения Пуассона (ось z направлена по нормали к слою). Рассматривались только две нижних подзоны размерного квантования с энергиями E_1^H и E_2^H , была заполнена только нижняя подзона.

Энергии коллективных возбуждений системы являются полюсами двухчастичной функции Грина. В приближении Хартри-Фока учитываются обменные поправки к собственным энергиям, деполяризационные (для CD возбуждений) и экситонные поправки [8].

$$[E_2^{HF}(\mathbf{k} + \mathbf{K}) - E_1^{HF}(\mathbf{k}) - E] P(\mathbf{k}, \mathbf{K}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int V(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{K}) P(\mathbf{k}', \mathbf{K}) d\mathbf{k}'$$

E - собственное значение энергии, $P(\mathbf{k}, \mathbf{K})$ - волновая функция межподзонного экситона в импульсном представлении. Кулоновское взаимодействие для SD и CD возбуждений

$$V^{SD}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{K}) = V_{11}^{22}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}), \quad V^{CD}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{K}) = V^{SD} - 2V_{12}^{21}(\mathbf{K})$$

При импульсе $\mathbf{K} = 0$ система обладает аксиальной симметрией (сохраняется проекция момента на ось z), и решения имеют вид $P_m(\mathbf{k}) = P_m(k)e^{im\varphi}$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$)

Поскольку само приближение Хартри-Фока имеет вариационную природу, то для каждого типа симметрии имеет смысл только нижнее состояние. Состояния P_m с ненулевыми проекциями момента представляют собой возбуждения вблизи уровня Ферми. Решение с $m = 0$ дает известные CD и SD возбуждения. При малых импульсах возбуждения \mathbf{K} состояния уже не обладают определенной проекцией момента, и в неупругом рассеянии света могут проявляться не только основные состояния с $m = 0$, но и возбужденные.

Наблюдаемая экспериментально широкая неполяризованная линия, расположенная между SDE и CDE, интерпретировалась [9] как результат рассеяния на одночастичных возбуждениях (SPE). На основании полученных результатов можно утверждать, что эта линия на самом деле обусловлена в значительной степени рассеянием на возбужденных состояниях межподзонного экситона (рис.2).

В разделе 1.3 исследована зависимость энергии комбинированного спин-флип (SF) возбуждения с переворотом спина и изменением уровня Ландау электрона при изменении фактора заполнения от 0 до 1 при учете электрон-электронных корреляций.

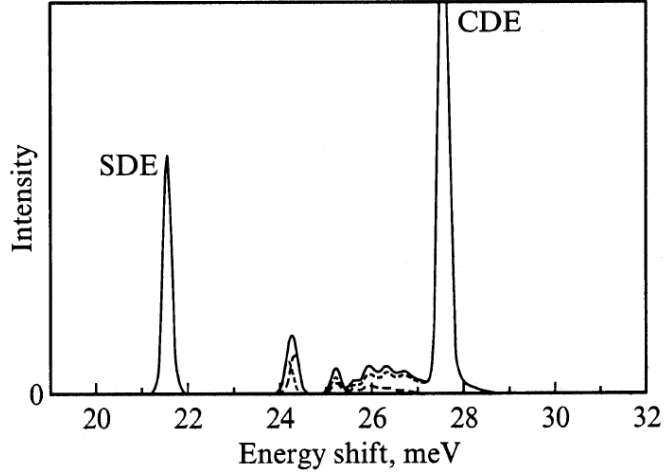


Рис.2. Спектры неупругого рассеяния света на основных (SDE и CDE) и возбужденных межподзонных возбуждениях при $n_s = 3 * 10^{11} cm^2$, $k = 0.63 * 10^5 cm^{-1}$. Пунктирной и штриховой линиями изображены спектры рассеяния SD и CD возбужденными состояниями соответственно, а сплошной линией - их сумма, а также рассеяние основными состояниями.

При нецелочисленном заполнении нижайшего спинового подуровня Ландау для определения энергии SF использовались два приближения: Хартри-Фока и одномодовое приближение SMA (single-mode approximation), в котором корреляции учитываются через статический структурный фактор электронов. Структурный фактор брался из численных расчетов методом Монте-Карло для Лафлиновских несжимаемых состояний $\nu = 1/3, 1/5, 1/7$ [10, 11].

При заполнении $\nu \leq 1$ энергия SF в приближении Хартри-Фока

$$E_{SF} = \hbar\omega_c + E_Z + \nu\Delta,$$

где E_Z - зеемановская энергия, Δ - кулоновский вклад, связанный с обменной энергией в основном состоянии электронной системы.

$$E_{SF} = \hbar\omega_c + E_Z + \nu\Delta + \delta\epsilon_{SMA}(\nu)$$

В приближении SMA волновая функция основного состояния Ψ считается известной, основное состояние считается построенным из электронов на нижнем

уровне Ландау и, при учете кулоновского взаимодействия, не вырождено. Поправка (отрицательная) к приближению Хартри-Фока $\delta\epsilon_{SMA}(\nu)$ определяется зависящим только от основного состояния коррелятором. При заполнениях, близких к $\nu = 1$ ($\nu = 6/7, 4/5, 2/3$) энергию SF возбуждений можно выразить через форм-фактор дырок на почти заполненном уровне Ландау. Положив форм-фактор дырок при электронном факторе заполнения ν таким же, как и для электронов при электронном факторе заполнения $1 - \nu$, энергии возбуждений при $\nu > 1/2$ можно выразить через считающиеся известными энергии возбуждений при $\nu < 1/2$.

$$E_{SF} = \hbar\omega_c + E_Z + \nu\Delta(k) + \frac{1 - \nu}{\nu}\delta\epsilon_{SMA}(1 - \nu)$$

Зависимость обменного вклада в энергию SF возбуждения от фактора запол-

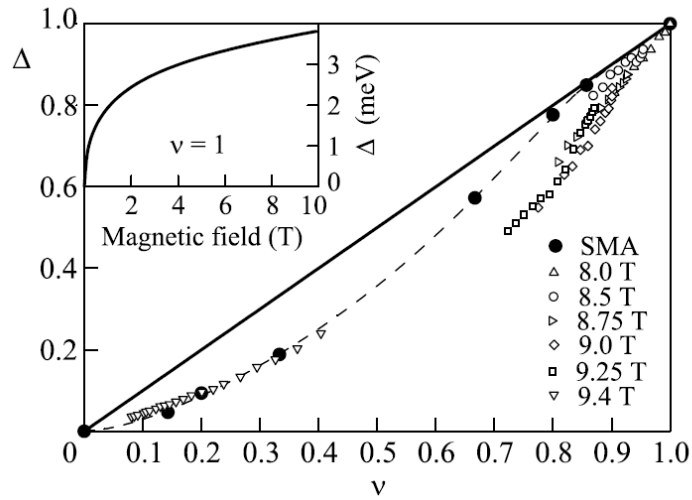


Рис.3. Зависимость обменного вклада в энергию SF возбуждения от фактора заполнения, нормированного на величину обменного вклада при $\nu = 1$. Сплошная линия - приближении Хартри-Фока, черные точки - приближение SMA (штриховая линия проведена для удобства), другие символы - эксперимент. На вставке показана теоретическая зависимость обменного вклада SF от магнитного поля при $\nu = 1$ для квантовой ямы 25 нм.

нения показана на рис. 3 (работа [A4]). Корреляционные поправки в энергию SF возбуждения доминируют при $\nu \rightarrow 0$, а при ν в интервале $0.8 \div 1$ оба приближения, Хартри-Фока и SMA, дают почти одинаковые результаты. Экспериментальные значения энергии дают удовлетворительное согласие с теорией в области $0.9 \div 1$. При малых факторах заполнения $\nu < 0.4$ энергия SF моды находится в хорошем согласии с расчетами в рамках SMA приближения.

Экспериментальное исследование спектра возбуждений потребовало включить в рассмотрение и возбуждения примесных комплексов, чему посвящен раздел 1.4. Для случая сильного магнитного поля выполнен расчет спиновых возбуждений D^- центров, состоящих из двух электронов в квантовой яме GaAs/AlGaAs и неподвижной заряженной примеси, находящейся внутри ямы, в барьере или на интерфейсе. Показано изменение основного состояния D^- комплекса с синглетного на триплетное.

Энергия связи двух электронов для синглета и триплета соответственно:

$$\Delta E_{S0} = E_{I0} - E_{D0}(Z), \quad \Delta E_{T1} = E_{I1} - E_{D1}(Z).$$

Энергия возбуждений (разность энергий синглета и триплета с учетом одночастичной зеемановской энергии $E_Z = 2\mu g_e^* H$) равна

$$|E_S - E_T| = |E_{I0} - E_{I1} + E_{D1}(Z) - E_{D0}(Z) + E_Z|,$$

где g_e^* -эффективный g-фактор электронов.

В диапазоне магнитных полей $3 < B < 15$ в квантовых ямах с шириной порядка 20 нм основным состоянием барьерного D^- комплекса является спиновый триплет. В магнитном поле около 3 Т теория предсказывает изменение симметрии основного состояния барьерного D^- комплекса с триплетного на синглетное. Характеристикой этого изменения является зануление энергии возбуждения $1T \rightarrow 0S$. Варьированием Z -координаты ионизованного донора в барьере квантовой ямы можно достичь количественного совпадения экспериментальных и теоретических результатов. Сравнение с экспериментом [A5] показало интерфейсную природу заряженных примесей. Наилучшее согласие наблюдается, если поместить положительный заряд на гетероинтерфейс - границу между квантовой ямой и барьером.

В разделе 1.5 даны основные выводы главы 1.

Во второй главе рассмотрены плазменные и магнитоплазменные возбуждения в двойных квантовых ямах. Двойные квантовые ямы - частный случай квазидвумерной системы с двумя близко расположенными уровнями размерного квантования. Наличие дополнительной степени свободы приводит к существованию дополнительных ветвей в спектре возбуждений.

Раздел 2.1 посвящен обзору литературы.

В разделе 2.2 исследовано влияние пространственной асимметрии системы на спектр плазменных возбуждений в двуслойной электронной системе со слабой туннельной связью без магнитного поля. Две подзоны заполнены, а остальные расположены существенно выше по энергии и не учитываются. Случай равновесный - энергия Ферми общая для обеих подзон. При рассмотрении задачи о плазменных возбуждениях для двух туннельно связанных квантовых ям l и r удобно использовать приближение туннельного гамильтониана [12]:

$$H = \sum_{\mathbf{k}, i, i'} (E_{\mathbf{k}}^i a_{i\mathbf{k}}^+ a_{i\mathbf{k}} - \frac{\Delta_{SAS}}{2} (a_{i\mathbf{k}}^+ a_{i'\mathbf{k}} + a_{i'\mathbf{k}}^+ a_{i\mathbf{k}})) = \sum_{\mathbf{k}, j} \tilde{E}_{\mathbf{k}}^j A_{j\mathbf{k}}^+ A_{j\mathbf{k}}$$

где $a_{i\mathbf{k}}^+$, $a_{i\mathbf{k}}$ - операторы рождения и уничтожения электронов в слоях ($i=1,r$), $A_{j\mathbf{k}}^+$, $A_{j\mathbf{k}}$ - операторы рождения и уничтожения электронов в подзонах ($j=1,2$).

$$E_{\mathbf{k}}^{l,r} = E_0 \pm \frac{\Delta E}{2} + \frac{\hbar^2}{2m} k^2$$

- энергии электронов в квантовых ямах (слоях) без туннелирования, Δ_{SAS} - параметр туннельной связи, ΔE - параметр асимметрии, \mathbf{k} - импульс электрона в плоскости.

$$\tilde{E}_{\mathbf{k}}^{1,2} = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m} k^2 \mp \frac{1}{2} \sqrt{\Delta E^2 + \Delta_{SAS}^2}$$

- энергии электронов в подзонах.

Условие применимости этого приближения $E_0 \gg \Delta_{SAS}$, $E_0 \gg \Delta E$. Энергия Ферми много больше параметров асимметрии и туннелирования, и концентрации частиц в подзонах $n_{1,2}$ близки ($n_1, n_2 \simeq n$).

Рассмотрим плазменные возбуждения в области импульсов и частот

$$\Delta \ll \hbar q v_F \ll E_F, \quad \omega \gg q v_F \quad (\Delta = \sqrt{\Delta E^2 + \Delta_{SAS}^2}, \quad v_F = \frac{\hbar k_F}{m})$$

В приближении RPA, согласно [13], спектр плазменных волн получается из требования обращения в нуль детерминанта системы для компонент потенциала $U_{ij}(q)$.

Для асимметричной системы ($\Delta_{SAS} \ll \Delta E$, туннелирование пренебрежимо мало) понятия "слой" и "подзона" совпадают. Нет не только зацепления внутри-подзонных и межподзонных переходов, но и самих межподзонных переходов. Существуют два типа плазменных колебаний. При $qL \ll 1$, $qD \ll 1$ (L , D - эффективные толщина слоя и расстояние между слоями) первый тип - "оптический" плазмон с обычным для двумерного плазмона корневым законом дисперсии. Это синфазное колебание электронной плотности частиц в обоих слоях, которому соответствует оператор

$$\rho_{11}^+(q) + \rho_{22}^+(q) = \rho_{ll}^+(q) + \rho_{rr}^+(q)$$

Здесь $\rho_{ij}^+(q) = a_j^+ a_i$, $i = l, r$, $\rho_{ij}^+(q) = A_j^+ A_i$, $i = 1, 2$. Колебание, синфазное по слоям, одновременно синфазное и по подзонам.

Второй тип плазменных колебаний - "акустический" плазмон с линейным законом дисперсии, соответствующий антифазным колебаниям электронной плотности в слоях и антифазным в подзонах:

$$\rho_{11}^+(q) - \rho_{22}^+(q) = \rho_{ll}^+(q) - \rho_{rr}^+(q)$$

Для симметричной системы ($\Delta_{SAS} \gg \Delta E$)

$$A_{1\mathbf{k}}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_{l\mathbf{k}}^+ + a_{r\mathbf{k}}^+); \quad A_{2\mathbf{k}}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_{l\mathbf{k}}^+ - a_{r\mathbf{k}}^+)$$

Межподзонные и внутриподзонные возбуждения независимы. Уравнение для внутриподзонных возбуждений и имеет только одно решение. Это двумерный плазмон с корневым законом дисперсии, который представляет синфазные по подзонам колебания электронной плотности (они же синфазные по слоям). Характерной особенностью симметричного состояния является отсутствие в спек-

тре бесщелевой плазменной моды с линейным законом дисперсии - акустического плазмона, который является противофазным колебанием плотности заряда в симметричной и антисимметричной подзонах. Энергия акустического плазмона определяется разностью в кулоновском взаимодействии электронов в разных размерноквантованных подзонах, а поскольку электронная плотность в двух подзонах симметричных двойных слоев распределена почти одинаково, мода акустического плазмона смягчается и попадает в континуум одночастичных возбуждений.

Однако существует возбуждение, связанное с межподзонными переходами - туннельный плазмон. Его энергия в рассматриваемом диапазоне частот совпадает с энергией акустического плазмона для случая двух туннельно несвязанных слоев. Это межподзонное возбуждение не только по энергии, но и по физическим свойствам соответствует антифазным по слоям колебаниям электронной плотности:

$$\rho_{12}^+(q) + \rho_{21}^+(q) = \sum_k A_{2\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{1,\mathbf{k}} + \sum_k A_{1\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{2,\mathbf{k}} = \rho_{ll}^+(q) - \rho_{rr}^+(q)$$

В общем случае соотношение между Δ_{SAS} и ΔE произвольно, внутриподзонные и межподзонные переходы не разделяются. Однако можно показать, что существует двумерный оптический плазмон с корневым законом дисперсии, соответствующий синфазным колебаниям электронной плотности как по подзонам, так и по слоям. Можно также показать, что из оставшихся возбуждений в рассматриваемый интервал частот и импульсов попадает решение, энергия которого совпадает с энергией акустического плазмона. Это возбуждение комбинированное внутриподзонно-межподзонное, но опять-таки антифазное по слоям. Однако для $\hbar q v_F \sim \Delta_{SAS}$ при определенном соотношении между Δ_{SAS} и ΔE возможно существование сразу двух возбуждений, туннельного и акустического, что было получено экспериментально в советской работе [А6].

В разделе 2.3 исследованы коллективные возбуждения зарядовой плотности (акустические и оптические плазмоны) в двойных квантовых ямах в магнитном поле, параллельном плоскости ямы. Теоретически показано, что в сильном параллельном магнитном поле эффекты, обусловленные влиянием конечной ши-

рины квантовых ям, преобладают над эффектами, связанными с туннелированием между слоями, и определяют анизотропию плазмонов.

Спектр коллективных возбуждений в двойных квантовых ямах определяется одновременным действием таких факторов, как магнитное поле, конечная ширина квантовых ям, туннелирование. Для двух электронных слоев, находящихся на расстоянии b , без учета их конечной толщины и туннелирования, параллельное поле приводит к сдвигу дисперсионных кривых электронов. При этом энергии плазменных колебаний не изменяются. В первом порядке теории возмущений, учитывающем ширину ям, результат аналогичен, только используется эффективное расстояние между слоями b_{ef} . Второй порядок теории возмущений (учет вышележащих подзон размерного квантования с номерами $l > 0$) приводит к анизотропии энергии и эффективной массы электронов:

$$E_1 = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m_H}(k_x + k_H)^2 + \frac{\hbar^2}{2m}k_y^2; \quad E_2 = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m_H}(k_x - k_H)^2 + \frac{\hbar^2}{2m}k_y^2$$

$$\frac{1}{m_H} = \frac{1}{m}(1 - \gamma), \quad \gamma = \sum_i \frac{2\hbar^2 |\langle z \rangle_{0i}|^2}{ma_H^4 (E_i - E_0)}, \quad k_H = b_{ef}/2a_H^2.$$

Энергии оптического (ОР) и акустического (АР) плазмонов также становятся анизотропными.

$$\omega_{OP,AP} \rightarrow \omega_{OP,AP}(1 - \gamma \sin^2 \varphi)^{1/2}$$

φ - угол между импульсом возбуждения в плоскости и направлением параллельного магнитного поля.

Величину анизотропии γ можно оценить для двух предельных случаев: а) узкая прямоугольная яма с бесконечными стенками; поправка за счет самосогласованного потенциала Хартри не учитывается; б) приближение треугольной ямы (может служить моделью для широкой прямоугольной ямы с односторонним легированием): $\gamma_a = 1 - 0.04(a/a_H)^4$; $\gamma_b = 1 - 4(\langle z \rangle / a_H)^4$. Реальное значение γ с учетом легирования и самосогласованного потенциала лежит в этом промежутке. Учет туннелирования приводит к анизотропии дисперсии плазмонов такого же вида, но проведенные оценки показывают, что влияние туннелирования существенно слабее.

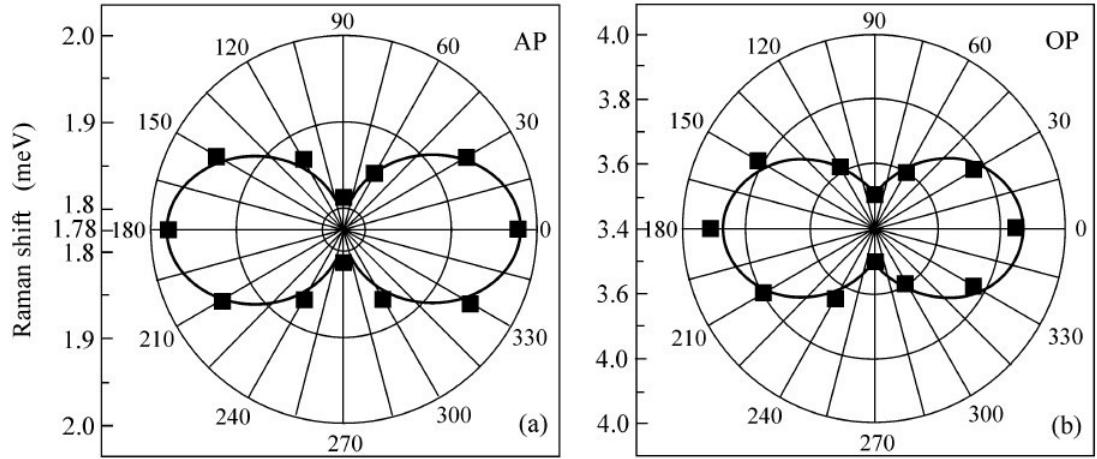


Рис.4. Зависимость энергии AP (a) и OP (b) двойной квантовой ямы 250/20/250 от величины угла между импульсом возбуждения в плоскости $k = 13 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ и направлением параллельного магнитного поля $H=7\text{T}$, концентрации электронов в ямах $n_1 = 1.1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ и $n_2 = 5.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$. Эксперимент - черные квадраты, теория - сплошная линия ($\gamma = 0.17$).

Экспериментально методом неупругого рассеяния света исследованы коллективные внутризонные возбуждения зарядовой плотности квазидвумерной электронной системы в двойных GaAs/AlGaAs квантовых ямах в параллельном магнитном поле. Обнаружено, что энергия исследуемых возбуждений (акустического и оптического плазмонов) зависит от взаимной ориентации магнитного поля и импульса возбуждения. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов (совместная работа [A7] из списка публикаций) представлено на рис.4. Можно с уверенностью утверждать, что анизотропия энергии оптически-

го и акустического плазмонов обусловлена конечной толщиной электронных слоев, проявляющейся в анизотропии эффективной массы.

В разделе 2.4 рассмотрен эффект влияния пространственной симметрии на коллективные возбуждения зарядовой и спиновой плотности (магнитоплазмоны и магнитоэкситоны) в двуслойной электронной системе со слабой туннельной связью в сильном перпендикулярном магнитном поле.

Рассматривается двуслойная электронная система с фактором заполнения $\nu = 4$ (два спиновых подуровня каждой из двух нижайших подзон заполнены, все электроны находятся на нулевом уровне Ландау). Зеемановское расщепление пренебрежимо мало, но электронный спин учитывается. В случае слабого туннелирования, как и в разделе 2.2, удобно пользоваться методом туннельного гамильтониана [12]. Заполнены только две нижайшие подзоны, остальные подзоны находятся высоко по энергии и не учитываются. Гамильтониан системы $H = H_0 + H_{int}$ может быть записан как в слоевом, так и в подзонном представлении. В подзонном представлении одночастичный гамильтониан H_0 диагонален. Преобразование от слоевых операторов к подзонным по форме совпадает с поворотом в спиновом пространстве и может рассматриваться как поворот в изоспиновом пространстве. Отношение Δ_E / Δ_{SAS} - параметр асимметрии, характеризующий ориентацию в изоспиновом пространстве. Магнитное поле сильное: $E_c \ll \omega_c$, В этом случае задача аналогична рассмотренной в [1, 2] для однослойной системы. Для вычисления энергии возбуждений для переходов с нулевого на первый уровень Ландау используется приближение Хартри-Фока. В слоевом представлении соответствующие операторы для возбуждений с импульсом K для перехода с нулевого (0) заполненного на первый (1) свободный уровень Ландау

$$Q_{ii'\sigma\sigma'}(K) = \sum_k a_{i'\sigma',1,k+K}^+ a_{i\sigma,0,k}$$

$a_{i\sigma,n,k}^+$, $a_{i\sigma,n,k}$ - операторы рождения и уничтожения электронов в слоях ($i = l, r$) на n -м уровне Ландау, k - параметр, обозначающий вырожденные состояния в калибровке Ландау.

Известно, что существует 4 типа возбуждений в спиновом пространстве: магнитоплазмон с $S = 0$ ($Q_{ii'}^{MP}$), и три возбуждения, составляющих спиновый триплет: возбуждение спиновой плотности с $S = 1$ и $S_z = 0$ ($Q_{ii'}^{SD}$) и два возбуждения с переворотом спина с $S = 1$ и $S_z = \pm 1$ ($Q_{ii'}^\pm$). Гамильтониан H_0 диагонален в спиновом пространстве, кулоновское взаимодействие и туннелирование также не меняют спин, и перечисленные 4 типа возбуждений могут рассматриваться независимо. Для каждого из них ($S = MP, SD, +, -$) имеется 4 типа возбуждений в изоспиновом пространстве. По аналогии со спином, в изоспиновом пространстве также имеются синглетное возбуждение и изоспиновый триплет. Синглетное в изоспиновом пространстве возбуждение - это оптический магнитоплазмон. Его энергия не зависит от параметра асимметрии

$$\omega_{Oc}(K) = \omega_c + \Delta\omega_O + \delta_X^K$$

и имеет основной линейный по K член $\Delta\omega_O = \omega_O^2(K)/2\omega_c$, $\omega_O(K)$ - энергия оптического плазмона без магнитного поля в RPA приближении. δ_X^K мал и квадратично зависит от K . Изоспин-триплетные магнитоплазменные состояния связаны, поскольку гамильтониан не диагонален в изоспиновом пространстве. Энергии коллективных возбуждений для магнитоплазмонов определяются из следующего уравнения для $\Omega = \omega_t - \omega_c$

$$\det \begin{vmatrix} \Omega - \Delta\omega_A - \delta_X^K & \Delta_{SAS}/\sqrt{2} & \Delta_{SAS}/\sqrt{2} \\ \Delta_{SAS}/\sqrt{2} & \Omega + \Delta_E - \Delta_I^K & 0 \\ \Delta_{SAS}/\sqrt{2} & 0 & \Omega - \Delta_E - \Delta_I^K \end{vmatrix} = 0$$

$$\Delta_I^K = \Delta_I^0 + \delta_I^K$$

Здесь Δ_I^K - разница в энергиях внутрислоевого и межслоевого магнитоэкситонов, $\Delta\omega_A = \omega_A^2(K)/2\omega_c$, где $\omega_A(K)$ - энергия акустического плазмона без магнитного поля в RPA приближении. Для возбуждений спиновой плотности соответствующие уравнения могут быть получены, если в уравнениях для Ω убрать члены $\Delta\omega_O$ и $\Delta\omega_A$. Существует симметричный внутрислоевой магнитоэкситон с энергией $\omega_X(K) = \omega_c + \delta_X^K$ (с нулевым изоспином) и три магнитоэкситона из изоспинового триплета. При $Ka_H \ll 1$ члены $\Delta\omega_A(K)$, δ_X^K и δ_I^K имеют слабую

квадратичную зависимость от K и могут быть опущены. При этих предположениях изоспин-триплетные состояния для возбуждений зарядовой и спиновой плотности совпадают по энергии.

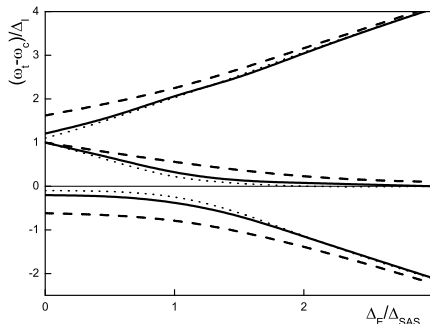


Рис. 5. Зависимость энергий изоспинового триплета $(\omega_t(k) - \omega_c) / \Delta_I^0$ от параметра асимметрии Δ_E / Δ_{SAS} при $\Delta_I^0 / \Delta_{SAS} = 1$ (пунктир), 2 (сплошная линия), 3 (точки).

Рис. 5 иллюстрирует зависимость энергий изоспинового триплета от параметра асимметрии. Все линии изоспинового триплета могут наблюдаться в неупругом рассеянии света со сравнимой интенсивностью только если Δ_I^0 , Δ_E и Δ_{SAS} одного порядка.

В разделе 2.5 рассмотрено взаимодействие межподзонных экситонов и оптических плазмонов в двойных асимметричных квантовых ямах с энергиями, близкими к энергии межподзонного перехода. Исследовались влияние асимметрии и туннелирования. Получено выражение для величины расщепления энергий возбуждений и соответствующего импульса в асимметричных слоях с со слабым туннелированием в зависимости от параметров двойной квантовой ямы. В определенном интервале энергий и импульсов в двуслойной системе с туннелированием имеется два следующих типа возбуждений: оптический плазмон (ОП) и межподзонный экситон, иногда называемый туннельным плазмонам (ТП). Рассмотрена область импульсов, в которой энергии межподзонного экситона и оптического плазмона почти совпадают. В приближении РРА исследовано взаимное влияние мод, проявляющееся как расщепление. В сим-

метричном случае уровни энергий пересекаются. В области малых импульсов и энергий, близких к Δ можно рассматривать только ОР и ТР возбуждения, учитывая, что $(\hbar\omega - \Delta)/\Delta \ll 1$. В рассматриваемом приближении расщепление $\hbar\delta\omega$ должно существовать только в случае одновременного наличия туннелирования и асимметрии слоев.

$$\hbar\delta\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^2 m}{\epsilon \hbar^2} (n_1 + n_2)^{-1/2} \frac{\Delta_E \Delta_{SAS}}{\Delta} qd$$

(d - расстояние между слоями, q - импульс). Оценки расщепления для реальных условий эксперимента в типичных исследуемых структурах GaAs/AlGaAs дают недоступную для наблюдения величину $\delta\hbar\omega \sim \Delta_{SAS} * 10^{-3} meV$.

Выводы главы 2 представлены в разделе 2.6.

В третьей главе были рассмотрены циклотронные переходы между уровнями Ландау в сильном перпендикулярном магнитном поле в чистом двуслойном графене, что соответствует нулевому фактору заполнения.

В разделе 3.1. дан вводный обзор, посвященный особенностям спектра и коллективных возбуждений в однослойном и двуслойном графене. Истинно двумерные системы – однослойный и двуслойный графены, обладающие таким интересным свойством, как хиральность, могут рассматриваться как многокомпонентные сильно связанные системы. Двуслойный графен сочетает бесщелевой параболический закон дисперсии квазичастиц вблизи точки нулевой энергии с хиральностью, характеризующейся Берри. В приближении сильной связи для электронов, при учете только переходов между ближайшими соседями, электронный спектр симметричен относительно нулевой энергии. Асимметрия системы (неэквивалентность слоев за счет влияния подложки или внешних электрических полей) приводит к появлению щели в двуслойном графене. В перпендикулярном магнитном поле уровень Ландау с нулевой энергией вырожден восьмикратно (спиновое, долинное и орбитальное вырождение). Для случая пространственной асимметрии имеются четыре близко расположенных двукратно вырожденных по спину уровня вблизи нулевой энергии. Учет переходов между следующими соседями приводит к асимметрии электронного спектра [14].

В разделе 3.2 были получены уровни Ландау в двуслойном графене при учете асимметрии слоев графена и электронно-дырочной асимметрии. Рассмотрены циклотронные переходы между уровнями Ландау в сильном перпендикулярном магнитном поле при $\nu = 0$. Одновременно учитывались влияние Кулоновского взаимодействия, слабой асимметрии слоев графена и электронно-дырочной асимметрии. Изучались электронные переходы между уровнями Ландау с энергией перехода порядка ω_c (правила отбора для таких переходов $\Delta N = 1$). $\nu = 0$ означает равное количество электронов и дырок, однако, в зависимости от рассматриваемых условий, могут соответствовать разные основные состояния и различные циклотронные переходы. Возбуждения рассматривались при малых импульсах в приближении Хартри-Фока.

Асимметричный бислой без e-h асимметрии: в одной долине полностью заполнены уровни с $n = -2$ и возможны переходы $(-2,1)$, в другой - полностью заполнены уровни 0 и 1 и возможны переходы $(1,2)$. Для возбуждений из различных долин расщепление вследствие слоевой асимметрии отсутствует, хотя для уровней Ландау оно присутствует.

Для двуслойного графена с симметричными слоями, но с электронно-дырочной асимметрией имеются наполовину заполненные 0 и пустые 1 уровни Ландау в обеих долинах. Для каждой долины имеются только переходы $(-2, 1)$ дырочного типа. Кулоновские поправки одинаковы в обеих долинах, расщепления нет.

При учете электронно-дырочной и пространственной асимметрии заполнение уровней Ландау зависит от магнитного поля (рис. 6). Если магнитное поле не слишком велико и

$$\left(\frac{\gamma_4}{\gamma_0} - \frac{\tilde{\Delta}}{2\gamma_1}\right)\hbar\omega_c - \delta < \frac{U}{2}$$

то в одной долине уровни 0 и 1 заполнены, а в другой - пусты. Имеются, соответственно, электронные и дырочные переходы $(1,2)$ (рис. 6, слева). Кулоновские части одинаковы, разница в энергиях для переходов из разных долин обусловлена электронно-дырочной асимметрией.

$$\Delta E_{1,2}(-1) - \Delta E_{-2,1}(1) = \left(\frac{2\gamma_4}{\gamma_0} - \frac{\tilde{\Delta}}{\gamma_1} \right) \hbar\omega_c$$

Если магнитное поле достаточно велико, то

$$\left(\frac{\gamma_4}{\gamma_0} - \frac{\tilde{\Delta}}{2\gamma_1} \right) \hbar\omega_c - \delta > \frac{U}{2}$$

В обеих долинах уровни 1 пусты, но уровень 0 заполнен для одной долины и пуст для другой (рис. 6, справа). Имеются только переходы дырочного типа (-2,1). Невзаимодействующие части различны:

$$\Delta E_{-2,1}(1) = \hbar\omega_c \left(\sqrt{2} - \frac{\gamma_4}{\gamma_0} + \frac{\tilde{\Delta}}{2\gamma_1} \right) + \frac{1}{2}(U - \delta)$$

$$\Delta E_{-2,1}(-1) = \hbar\omega_c \left(\sqrt{2} - \frac{\gamma_4}{\gamma_0} + \frac{\tilde{\Delta}}{2\gamma_1} \right) - \frac{1}{2}(U - \delta)$$

Вследствие различного заполнения уровней Ландау в долинах различно также влияние кулоновского взаимодействия. Расщепление между переходами из разных долин обусловлено кулоновским взаимодействием и слоевой асимметрией.

Показано, что одновременном учете слоевой и электронно-дырочной асимметрии происходит расщепление линии циклотронного резонанса; для разных долин энергии циклотронных переходов различны. Величина расщепления зависит от магнитного поля; в области меньших магнитных полей разница в энергиях обусловлена электронно-дырочной одночастичной асимметрией, при больших магнитных полях расщепление в спектре определяется электрон-электронным взаимодействием.

Полносимметричный случай требует особого рассмотрения. Имеется по два наполовину заполненных уровня нулевой энергии в обеих долинах: 0 ($\nu_0 = 1/2$) и 1 ($\nu_1 = 1/2$), что означает $\nu = 2$ для электронов в каждой долине и $\nu = 2$ для дырок в каждой долине. Для каждой долины имеются два перехода: (1, 2) с наполовину заполненного на пустой уровень и (-2, 1) с заполненного на наполовину пустой. Эти переходы связаны кулоновским взаимодействием \tilde{V} . Возмож-

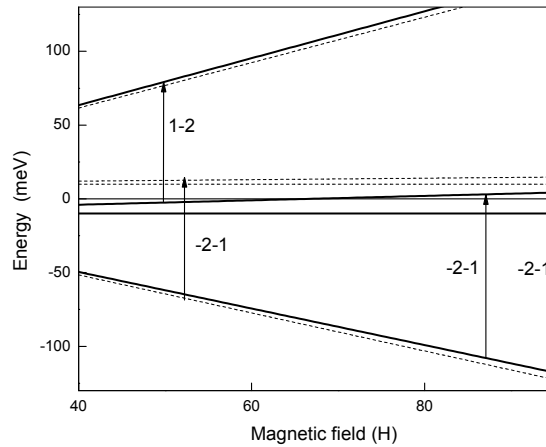


Рис.6. Одноэлектронные уровни Ландау и циклотронные переходы при учете слоевой и электронно-дырочной асимметрии (сплошная для долины K и пунктир для долины K').

но существование симметричной и асимметричной мод, дающее расщепление линии циклотронного резонанса в каждой из долин.

В разделе 3.3 приведены основные выводы.

В четвертой главе изучались особенности электронного спектра в квазидвумерных системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием. В качестве объекта рассматривались дырочные двумерные каналы в Si и GaAs в перпендикулярном и наклонном магнитном поле. Раздел 4.1 - обзор литературы.

В разделе 4.2 был получен эффективный двумерный гамильтониан дырок в узкой асимметричной квантовой яме. По теории возмущений учитывались спин-орбитальное взаимодействие, гофрировка и непараболичность. Рассмотрен случай перпендикулярного плоскости ямы магнитного поля. Получено выражение для спинового расщепления энергии дырок, пропорциональное k^3 . В цилиндрическом приближении получены аналитические выражения для уровней Ландау дырок.

$$E_{1,2} = 2\frac{\mu_0 H}{m_2}(N-1) \pm \mu_0 H \sqrt{\left(\frac{3}{m_2} - \frac{3}{2}g_2\right)^2 + \frac{\bar{\beta}^2}{a_H^2}N(N-1)(N-2)}, \quad N > 2$$

$$E_1 = 2\frac{\mu_0 H}{m_2}\left(N + \frac{1}{2}\right) - \frac{3}{2}\mu_0 g_2 H, \quad N = 0, 1, 2$$

m_2 и g_2 - эффективная масса и g -фактор дырок в двумерном канале, $\bar{\beta}$ - параметр спин-орбитального взаимодействия; все величины зависят от вида квантовой ямы. Показан сбой фазы в осцилляциях Шубникова-де Гааза.

В разделе 4.3 в квазиклассическом случае получены выражения для циклотронных энергий и циклотронных масс. Рассматривался спектр тяжелых дырок в узкой квантовой яме шириной W для $kW \ll 1$, когда взаимное влияние уровней легких и тяжелых дырок можно учитывать по теории возмущений. Расчет и сравнение с экспериментом частот циклотронных резонансов в случае спин-орбитально расщепленных 2D тяжелых дырок в зависимости от концентрации и магнитного поля в узких квантовых ямах в квазиклассическом пределе позволили получить значения эффективных масс и параметров непараболичности дырок [A15].

В разделе 4.4 для случая сильного наклонного поля вычислены значения эффективных масс дырок на различных уровнях Ландау вдоль направления поля. В данном разделе рассматриваются частицы с вырожденной энергетической зоной (дырки), находящиеся в квантовой яме, описываемой потенциалом $V(z)$ и в магнитном поле \mathbf{H} , направленном под углом α к оси z . Дырочная зона считается изотропной ($\gamma_2 = \gamma_3$). Влияние наклонного магнитного поля рассматривается в предельных случаях сильное ($\hbar\omega_c \gg E_n$) и слабого ($\hbar\omega_c \ll \Delta E_n$) магнитных полей (E_n - уровни энергии в потенциале без магнитного поля). Для сильного магнитного поля уровни Ландау E_N^i , полученные при для $V(z) = 0$, можно считать нулевым приближением, а оставшуюся часть учесть по теории возмущений. Каждый уровень Ландау характеризуется своей массой для движения вдоль направления магнитного поля, не зависящей от его величины. Если сильное магнитное поле направлено под углом α к оси z , в уравнении для

нахождения уровней размерного квантования достаточно учесть только главный член $V(\eta \cos \alpha)$ - изменение потенциала квантовой ямы вдоль направления магнитного поля (ось η).

В разделе 4.5 изучалось влияние одноосной деформации в плоскости дырочного канала в кремнии на положение уровней Ландау. Для этой цели получен вид эффективного гамильтониана дырок в двумерном канале (асимметричной квантовой яме) при условии, что деформация в плоскости может рассматриваться как возмущение. Рассмотрены следующие случаи: (а) деформация в плоскости двумерного канала в приближении сферически-симметричной валентной зоны; (б) плоскость двумерного канала (100), деформация вдоль оси [001]; (с) плоскость двумерного канала (110), деформация вдоль оси [001].

Показано, что в эффективном гамильтониане появляется линейный по k член, пропорциональный деформации. Установлено, что линейно зависящая от деформации поправка к энергии уровней Ландау и, следовательно, сдвиг положения биений в осцилляциях Шубникова-де Гааза возникают только при понижении симметрии поверхности (необходима неэквивалентность оси сжатия-растяжения и перпендикулярного ей направления в плоскости, как, например, для поверхности (110)). Результат согласуется с экспериментальными данными работы по изучению влияния деформации на осцилляции Шубникова-де Гааза в кремниевом полевом транзисторе [15].

В заключении представлены основные результаты работы и следующие из них выводы.

Основные результаты и выводы

1. Межподзонные коллективные возбуждения зарядовой и спиновой плотности в квазидвумерной электронной системе в сильном магнитном поле имеют многомодовую структуру, число мод определяется фактором заполнения. Как для межподзонных возбуждений без изменения уровня Ландау, так и для переходов с повышением или понижением номера уровня Ландау новые моды появляются вблизи целочисленных факторов заполнения. Наиболее значитель-

ный эффект, доступный для экспериментального наблюдения, существует для переходов без изменения уровня Ландау.

2. Для системы электронов в квантовой яме с несколькими уровнями размерного квантования возможно существование межподзонных коллективных возбуждений спиновой и зарядовой плотности с различными значениями проекции момента на нормаль к плоскости движения.

3. Энергия комбинированного спин-флип возбуждения в ультраквантовом пределе при факторах заполнения ν от 0 до 1 зависит от электрон-электронных корреляций. Корреляционные поправки доминируют при факторе заполнения вблизи 0, тогда как при $\nu \rightarrow 1$ их влияние не так существенно.

4. На основании расчета энергии спиновых возбуждений примесных комплексов, состоящих из двух электронов в квантовой яме и неподвижной заряженной примеси, выполненного в пределе сильного магнитного поля, доказана интерфейсная природа заряженных примесей.

5. Для системы электронов в асимметричных двойных квантовых ямах со слабой туннельной связью показано, что в области энергий, превышающих параметр туннелирования, свойства плазменных возбуждений в системах с различной пространственной симметрией аналогичны, а в длинноволновом пределе влияние асимметрии определяющее.

6. Энергия коллективных возбуждений зарядовой плотности (акустических и оптических фононов) для системы электронов в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле демонстрирует анизотропию в зависимости от взаимной ориентации магнитного поля и импульса возбуждения. Анизотропия определяется влиянием конечной ширины квантовых ям.

7. Получена энергия коллективных возбуждений зарядовой и спиновой плотности (магнитоплазмонов и магнитоэкситонов) в асимметричной двуслойной электронной системе в сильном перпендикулярном магнитном поле. Показано, что существует изспиновое синглетное возбуждение (для возбуждений зарядовой плотности это оптический плазмон, для возбуждений спиновой плотности - внутрислойной магнитоэкситон), не зависящее от симметрии системы, и изоспиновый триплет, энергия которого определяется параметрами асимметрии и

туннелирования и разницей в энергиях внутрислоевого и межслоевого магнитоэкситонов.

8. Получено аналитическое выражение для величины энергетического расщепления и соответствующего импульса в области антипересечения межподзонных экситонов и оптических плазмонов в асимметричных слоях со слабым туннелированием в зависимости от параметров двойной квантовой ямы.

9. Для электронов в чистом двуслойном графене в сильном магнитном поле происходит расщепление линии циклотронного резонанса. Для разных долин энергии циклотронных переходов различны. При учете Кулоновского взаимодействия, слабой асимметрии слоев графена и электронно-дырочной асимметрии разница в энергиях обусловлена в малых полях электронно-дырочной асимметрией, а в сильных магнитных полях определяется электрон-электронным взаимодействием.

10. Для узкой квантовой ямы (двумерные дырочные каналы в Si и GaAs) в перпендикулярном магнитном поле при учете спин-орбитального взаимодействия и параболичности получены спектры уровней Ландау дырок, выражающиеся в аналитическом виде. В квазиклассическом случае получены выражения для циклотронных энергий и циклотронных масс.

11. В сильном наклонном магнитном поле (циклотронная энергия много больше энергии размерного квантования) размерное квантование определяется изменением ограничивающего потенциала вдоль направления магнитного поля и эффективной массой для соответствующего уровня Ландау. Для двумерных дырочных каналов в GaAs вычислены значения эффективных масс дырок на различных уровнях Ландау для квантования движения электронов вдоль направления магнитного поля.

12. При одноосной деформации вдоль слоя двумерных дырок в Si линейная по деформации поправка к энергии уровней Ландау возникает только для двумерного канала на поверхности (110).

Список основных публикаций по теме диссертации

A1. В.Е. Бисти. Межподзонные коллективные возбуждения в квазидвумерных системах в сильном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ.-1999.-Т.69.- №8.- С.543-547.

A2. В.Е. Бисти. Структура межподзонных коллективных возбуждений в квазидвумерных системах в магнитном поле // Письма в ЖЭТФ.-2001.- Т.73.- №1.-С.25-28.

A3. В.Е. Бисти. Возбужденные состояния межподзонного экситона // ФТТ.-2002.- Т.44.- №12.-С.2220-2224.

A4. А.С. Журавлев, Л.В. Кулик, И.В. Кукушкин, В.Е. Кирпичев, В.Е.Бисти. Циклотронная спин-флип мода в ультраквантовом пределе // Письма в ЖЭТФ.-2007.- Т.85. -№2.- С.128-131.

A5. А.С. Журавлев, Л.В. Кулик, В.Е.Бисти, И.К. Дроздов, В.Е. Кирпичев, И.В. Кукушкин. Интерфейсные D- комплексы в двумерной электронной системе // Письма в ЖЭТФ.-2010.-Т.92.-№9.-С.672-677.

A6. В.Е. Бисти, В.Е. Кирпичев, Л.В. Кулик, И.В. Кукушкин. Дисперсионные свойства плазменных возбуждений в туннельно связанных двухслойных электронных системах// Письма в ЖЭТФ.-2006.- Т.83.-№6.-С.300-304.

A7. С.В. Товстоног, В.Е. Бисти. Плазмоны в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле// Письма в ЖЭТФ 78.- 2003.-Т.78.- №11.- С.1237-1241.

A8. V.E. Bisti. Magnetoplasmons in symmetry driven bilayer electron system// International Journal of Modern Physics B.-2007.- Vol. 21.- Nos. 8-9.- P.1555-1558.

A9. V.E. Bisti. Charge and spin density excitations in symmetry driven bylayer electron system in high magnetic field// Physica E.-2008.- Vol.40.- P.1415-1417.

A10. V.E. Bisti. Interaction of intersubband and plasmon excitations in asymmetric semiconductor bilayers// Physica E.-2011.- Vol.43.- P.1398-1399.

A11. V.E. Bisti, N.N. Kirova. Charge density excitations in bilayer graphene in high magnetic field// Письма в ЖЭТФ.- 2009.- Т.90.- №2.- С.130-133.

A12. V.E. Bisti, N.N. Kirova. Coulomb interaction and electron-hole asymmetry in cyclotron resonance of bilayer graphene in a high magnetic field// Phys. Rev. **B**.- 20011.- Vol.84.- No.15.- P.15543(6).

A13. В.Е. Бисти. Магнитоэкситоны в графене// Письма в ЖЭТФ.-2013.- Т.98.- №1.- С.57-65.

A14. V.E. Bisti. Landau levels of holes in a two-dimensional channel// Superlattices and Microstructures.-1991.- Vol.10.- No.4.- P.485-488.

A15. М.Н. Ханнанов, И.В. Кукушкин, В.Е. Бисти, Ю.А. Нефедов, С.И. Губарев. Измерение циклотронных масс спин-орбитально расщепленных квазидвумерных дырок в узких квантовых ямах GaAs(001)// ЖЭТФ.- 2008.- Т.134.- №3.- С.1-10.

A16. В.Е. Бисти, В.И. Фалько. Квазидвумерные дырки в наклонном магнитном поле// ФТТ.- 1992.- Т.34.- №5.- С.1580-1586.

A17. В.Е. Бисти. Влияние деформации на спиновое расщепление в квазидвумерных дырочных системах// ФТТ.- 1998.- Т.40.- №3.- С.546-549.

-
1. Ю.А. Бычков, С.В. Иорданский, Г.М. Элиашберг. Двумерные электроны в сильном магнитном поле// Письма в ЖЭТФ.- 1981.- Т. 33.- С.152-155.
 2. C. Kallin, V.I. Halperin. Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas// Phys. Rev. **B**.- 1984.- Vol.30.- P.5655-5668.
 3. В.Е. Кирпичев, И.В. Кукушкин, К. фон Клитцинг Эберл К. Межподзонные коллективные возбуждения спиновой и зарядовой плотности в системе двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла// Письма в ЖЭТФ.- 1998.- Т.67.- №3.- С.196-200.
 4. V.E. Kirpichev, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin et al. Direct observation of the intersubband Bernstein modes: Many-body coupling with spin- and charge-density excitations// Phys. Rev.**B**.- 1999.- Vol.59.- P.R12751-R12754.
 5. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing, and K. Eberl. Modification of the intersubband excitation spectrum in a two-dimensional electron system under a perpendicular magnetic field// Phys. Rev. Lett.- 2001.- Vol. 86.- P.1837-1840.

6. A. Tselis, J.J. Quinn. Theory of collective excitations in semiconductor superlattice structures// Phys. Rev.**B** .- 1984.- Vol. 29.- P.3318.
7. I.K. Marmorkos, S. Das Sarma. Interacting intersubband excitations in parabolic semiconductor quantum wells// Phys. Rev. **B** .- 1993.- Vol. 48.- P.1544.
8. M.S.-C. Luo, S.L. Chuang, S. Schmitt-Rink et al. Many-body effects on intersubband spin-density and charge-density excitations// Phys. Rev.**B**.- 1993.- Vol.48.- P.11086.
9. A. Pinczuk, S. Smitt-Rink, G. Danan et al. Large exchange interactions in the electron gas of GaAs quantum wells// Phys. Rev. Lett.- 1989.- Vol. 63.- P.1633.
10. S.M. Girvin, A.H. MacDonald, and P.M. Platzman. Collective-Excitation Gap in the Fractional Quantum Hall Effect// Phys. Rev. Lett.- 1985.- Vol. 54.- P.581-583.
11. S.M. Girvin, A.H. MacDonald, and P.M. Platzman. Magneto-roton theory of collective excitations in the fractional quantum Hall effect// Phys. Rev. **B**.- 1986.- Vol. 33.- P.2481-2494.
12. G.R. Aizin and G. Gumbs. Magnetoplasmon excitations in in double-quantum-well systems in a parallel magnetic field// Phys. Rev. **B**.- 1996.- Vol. 54.- P.2049-2058.
13. Р.З. Витлина, А. В. Чаплик. Плазменные колебания в многокомпонентных двумерных системах. ЖЭТФ **81**, 1011-1021 (1981).
14. M. Mucha-Kruczynski, E. McCann and Vladimir I. Falko. Electron-hole asymmetry and energy gaps in bilayer graphene// Semicond. Sci. Technol.- 2010.- Vol. 25.-P.033001.
15. С.И. Дорожкин, Г. Ландвер. Влияние одноосного сжатия на осцилляции Шубникова-де Гааза в дырочном канале кремниевого полевого транзистора// Письма в ЖЭТФ.- 1996.- Т.64.- №9.- С.630-635.