

На правах рукописи

Журавлев Андрей Сергеевич

**СПЕКТРОСКОПИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА
ВОЗБУЖДЕНИЙ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ
ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ**

01.04.07. – физика конденсированного состояния

**Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Черноголовка 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институт
физики твердого тела РАН

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Леонид Викторович Кулик

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
Волков Владимир Александрович

доктор физико-математических наук
Сапега Виктор Федорович

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук Институт
спектроскопии РАН

Защита состоится “_____” _____ 2011 года в 10.00 часов на заседа-
нии диссертационного совета Д 002.100.01 при Учреждении Российской академии
наук Институт физики твердого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка,
Московская область, ул. Академика Осипьяна, 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан “_____” _____ 2011 года

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

© Журавлев А.С., 2011
© Институт физики твердого тела РАН, 2011
© Институт проблем химической физики РАН, 2011

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы.

Двумерные электронные системы являются модельным объектом для изучения многочастичных эффектов в твердом теле. Пониженная размерность не только способствует более глубокому продвижению в теоретических описаниях коллективных явлений, но и является ключевым моментом для реализации таких замечательных состояний, как целочисленный и дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) [1, 2]. Непрерывный технологический прогресс в методиках создания двумерных электронных систем приводит, во-первых, к улучшению свойств уже хорошо освоенных объектов исследований (упомянем достижение рекордных значений подвижности электронов до $5.5 \times 10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, и, как следствие, к наблюдению новых физических эффектов. Во-вторых, такие недавние реализации двумерных систем, как графен [3], а также квантовые ямы на основе HgTe/CdTe [4], открывают целые новые направления исследований в физике твердого тела.

Одним из коллективных возбуждений двумерной электронной системы в сильном перпендикулярном магнитном поле являются магнитоэкситоны. Появившиеся на заре становления физики низкоразмерных систем работы [5] заложили основу теории магнитоэкситонов. В дальнейшем, с повышением качества исследуемых объектов, эти работы нашли экспериментальные подтверждения, давшие, в свою очередь, стимул к дальнейшему развитию теории. Однако были обнаружены и исследованы только часть возбуждений, что было связано с низкой подвижностью электронов и ограничениями на существующие методы исследования. Большинство возбуждений неактивны в процессах поглощения электромагнитного возбуждения и не регистрируются методами инфракрасной спектроскопии. В связи с этим все большую актуальность приобретают исследования магнитоэкситонов методом неупругого рассеяния света, который позволяет напрямую изучать возбуждения двумерной электронной системы. Зная энергии возбуждений, можно оценить величину многочастичного кулоновского взаимодействия в двумерной электронной системе.

Существует ряд точных решений задачи о магнитоэкситонах при целочисленных (сравнительно небольших) факторах заполнения [6, 7]. Вместе с тем, даже такая, на первый взгляд, простая физическая задача, как построение спектра магнитоэкситонов до сих пор решена лишь частично. Оказывается, что простой вид имеют только дисперсии магнитоэкситонов с изменением спинового или орбитального квантового числа электронной системы на единицу. Увеличение числа заполненных уровней Ландау приводит к существенным усложнениям задачи о возбуждениях в ДЭС. Учет размерных эффектов и конечности достижимых магнитных полей, а также рассмотрение случайного потенциала в реальных двумерных системах вносят дополнительные вычислительные сложности в задачу. Наконец, малые отклонения фактора заполнения от целочисленного изменяют, по-видимому,

основное состояние электронной системы столь сильно, что теоретические подходы, развитые для расчета возбуждений при целочисленных факторах заполнения, перестают работать. Помимо возбуждений свободных электронов в спектре неупругого рассеяния света существуют линии, связанные с возбуждениями электронов, локализованных на заряженных примесях. Наличие таких примесей существенно влияет на состояние электронной системы, особенно в квантовых ямах с низкой концентрацией электронов.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование возбуждений двумерного электронного газа в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла.

Метод исследований. Исследования проводились методом неупругого рассеяния света.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Исследованы свойства циклотронной спин-флип моды, возбуждения, связанного с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Измерены обменные поправки к энергии возбуждений в зависимости от магнитного поля.
2. Исследована термодинамика холловского ферромагнетика при $\nu = 1$. Определены условия существования и механизм разрушения ферромагнитного упорядочивания в системе. Построена соответствующая фазовая диаграмма.
3. Обнаружены и исследованы циклотронные возбуждения спин-синглетных и спин-триплетных барьерных D^- комплексов. Измерен кулоновский вклад в их энергию в широком диапазоне концентраций и магнитных полей. Сделаны оценки характерной концентрации барьерных D^- комплексов.
4. Обнаружены и исследованы внутриуровневые возбуждения барьерных D^- комплексов. Определена зависимость основного состояния D^- комплекса от магнитного поля и ширины ямы. Определено положение примесей, образующих D^- центр относительно центра ямы.
5. При целочисленных факторах заполнения обнаружены циклотронные возбуждения, энергии которых при нулевом импульсе имеют энергии меньше циклотронной.
6. Обнаружен антифазный плазмон на нечетных факторах заполнения, являющийся существенно квантовым возбуждением. Установлена величина кулоновской поправки в энергии циклотронных возбуждений в зависимости от фактора заполнения.
7. Обнаружены новые спиновые возбуждения в электронной системе вблизи нечетных факторов заполнения, энергии которых существенно

меньше одночастичной зеемановской энергии, что свидетельствует о нетривиальном магнитном упорядочении основного состояния электронной системы вблизи нечетных факторов заполнения.

Научная и практическая ценность работы определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию об устройстве энергетического спектра возбуждений и основного состояния в двумерных электронных системах. Вопросы локализации электронных комплексов, а также наличия спиновой деполаризации двумерного электронного газа представляются важными не только для более глубокого понимания фундаментальных аспектов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практического применения при создании и разработке новых приборов и устройств полупроводниковой оптоэлектроники и микроэлектроники.

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на конференции посвященной 70-летию В. Б. Тимофеева (2006), VIII и IX Российской конференции по физике полупроводников (2007 г. и 2009 г.), а также на научных семинарах в ИФТТ РАН.

Личный вклад автора Состоял в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, построении теоретических моделей и выполнении соответствующих расчетов, обработке и интерпретации результатов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет ____ страниц, включая ____ рисунков.

Содержание диссертации

Во введении объясняется выбор темы диссертации, обосновывается ее актуальность, сформулированы цели и результаты, выносимые на защиту. Описана структура диссертации и ее содержание.

В первой главе приводится обзорное описание основных экспериментальных и теоретических результатов исследований возбуждений и основного состояния двумерного электронного газа в режиме КЭХ и электронных комплексов, локализованных на положительной примеси. Описаны методы неупругого рассеяния света и характеристики измерительной аппаратуры. Описан метод приготовления и характеристики образцов.

Вторая глава посвящена результатам исследования коллективных возбуждений холловского ферромагнетика – состояния с одним заполненным спиновым подуровнем Ландау ($\nu = 1$, $S = S_z = N_0/2$), где N_0 – кратность вырождения спинового подуровня Ландау. Изучена термодинамика холловского ферромагнетика.

В первом разделе главы 2 обсуждается спектр возбуждений 2ДЭС в длинноволновом пределе. Нижайшим по энергии нейтральным возбуждением 2ДЭС является спиновой экситон, связанный с изменением спинового

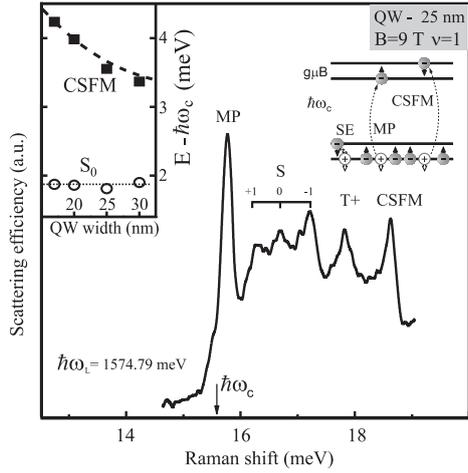


Рис. 1: Спектры неупругого рассеяния света при факторе заполнения $\nu = 1$, $B=9$ Т в квантовой яме шириной 25 нм. Наблюдаются линии коллективных мод – магнито-плазмона (MP) и циклотронной спин-флип магнитоэкситоны (CSFM), а также циклотронных возбуждений D^- комплексов: спин-синглетного (S) и спин-триплетного (T^+). Над спектрами приведены схематические иллюстрации коллективных возбуждений. На вставке показаны зависимости кулоновских вкладов ($E - \hbar\omega_c$) в энергии возбуждений CSFM и S_0 от ширины квантовой ямы, измеренные для четырех образцов в магнитном поле $B = 8.5$ Т. Энергия CSFM уменьшается с ростом ширины КЯ, а энергия возбуждения S_0 не зависит от ширины ямы. Пунктиром показан результат расчета в приближении Хартри-Фока.

квантового числа $2D\mathcal{E}S$. В коротковолновом пределе ($ql_B \rightarrow \infty$) спиновой экситон представляет собой пару разнесенных на бесконечное расстояние возбужденного электрона и дырки в основном состоянии $2D\mathcal{E}S$. Наличие обменного вклада в энергию спинового экситона приводит к увеличению эффективной спиновой щели.

Информацию об обменном взаимодействии можно извлечь из энергий длинноволновых коллективных возбуждений системы. Симметричных ограничений, подобных теоремам Кона и Лармора, нет в случае комбинированного возбуждения, при котором одновременно изменяется спиновое и орбитальное квантовые числа $2D\mathcal{E}S$. Схематически возбуждения изображены на рис. 1. Энергия комбинированной циклотронной спин-флип моды (CSFM) может быть представлена в виде суммы циклотронной, зеемановской и кулоновской энергий:

$$E_{CSFM}(q) = \hbar\omega_c + |g\mu_B B| + \Delta(q, B). \quad (1)$$

Слагаемое $\Delta(q, B)$ определяет дисперсию возбуждения и равно разности энергий многочастичного кулоновского взаимодействия между электронами в основном и возбужденном состоянии. В состоянии холлового ферромагнетика $\nu = 1$ энергия CSFM имеет значительный кулоновский вклад в энергию уже при нулевом импульсе [8], при этом величина обменной энергии $\Delta(0, B)$ в магнитных полях несколько Тесла превышает зеемановскую энергию более чем на порядок.

Характерные спектры неупругого рассеяния света вблизи циклотронной энергии при $\nu = 1$ показаны на рис. 1. Крайняя левая и крайняя правая узкие линии в спектре соответствуют магнитоплазмону (MP) и циклотронной спин-флип моде (CSFM). Широкие спектральные особенности, расположенные в энергетическом интервале между линиями MP и CSFM, связаны с

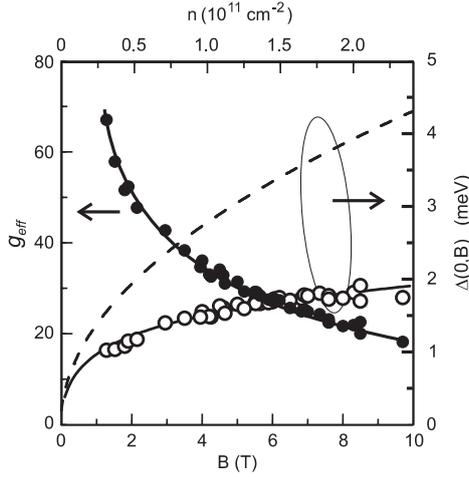


Рис. 2: (а) Магнитолевая зависимость $\Delta(0, B)$ при $\nu = 1$ для квантовой ямы 25 нм. Экспериментальные данные показаны светлыми символами, сплошная кривая – расчет в приближении Хартри–Фока с учетом геометрического форм-фактора. Пунктирной линией показана аналогичная зависимость, рассчитанная для идеального двумерного случая, темные круги – зависимость обменно-усиленного g -фактора электронов на 0-м уровне Ландау от магнитного поля и электронной концентрации при $\nu = 1$, пересчитанная из экспериментальных данных для $\Delta(0, B)$.

возбуждениями барьерных D^- комплексов и будут обсуждаться в главе 4. Зеемановская энергия составляет 0.21 мэВ, и ее вклад в энергию CSFM мал по сравнению с остальными членами в выражении (1). Поэтому кулоновский вклад в энергию CSFM примерно равен энергетическому сдвигу CSFM от $\hbar\omega_c$ (показана стрелкой на рисунке) и может быть измерен с хорошей точностью.

При вычислении $\Delta(0, B)$ и обменно-усиленного g -фактора электронов необходимо принимать во внимание эффект нелокальности волновых функций электронов в направлении роста структуры. Несмотря на то, что сам форм-фактор не зависит от магнитного поля, он качественно изменяет природу электрон-электронного взаимодействия при увеличении магнитного поля. В малых полях, когда радиус циклотронной орбиты много больше ширины ямы, взаимодействие электронов является эффективно двумерным, и магнитолевые зависимости $\Delta(0, B)$ для ям различной ширины совпадают. С увеличением магнитного поля поперечный размер электронов в квантовой яме становится все более существенным. Когда магнитная длина становится меньше поперечного размера электронов, 2ДЭС можно рассматривать как систему длинных стержней, энергия взаимодействия которых зависит логарифмически от магнитного поля. Таким образом, влияние форм-фактора на амплитуду кулоновского взаимодействия увеличивается с магнитным полем, а зависимость $\Delta(0, B)$ становится существенно слабее корневой (рис. 2).

Зная, величину $\Delta(0, B)$, можно оценить значение обменно-усиленного g -фактора. Полученная зависимость g -фактора от магнитного поля построена на рис. 2 и сопоставлена со значениями, измеренными в транспортных экспериментах. Однако, при малых магнитных полях обменно-усиленный g -фактор достигает значений $g^* \sim 60$ и превышает экспериментальные данные, полученные с помощью метода активационного транспорта, на порядок

величины. Расхождение между различными экспериментами можно объяснить влиянием случайного потенциала на результаты измерений. Известно, что в транспортных экспериментах измеряется интегральная по всему образцу минимальная величина активационной щели, при этом случайный потенциал может локально уменьшать активационную щель. Напротив, в формировании линии циклотронной спин-флип моды участвуют лишь области образца, где ферромагнитное упорядочение не нарушено случайным потенциалом на масштабе межчастичных расстояний. В этих областях величина обменной энергии достигает своего максимального хартри-фоковского значения.

Второй раздел главы 2 посвящен исследованию термодинамики холловского ферромагнетика. При $\nu = 1$ исследованы температурная зависимость энергии циклотронной спин-флип моды и интенсивности соответствующей ей линии в спектре неупругого рассеяния света. Энергии ЦСФМ содержит информацию о величине межчастичного обменного взаимодействия в двумерной электронной системе, а следовательно, о степени спиновой поляризации электронной системы. При этом сечение неупругого рассеяния света ЦСФМ и пропорциональная ему амплитуда рамановской линии отражают эффективный рассеивающий объем, занимаемый ферромагнитной фазой.

На рисунке 3 представлены экспериментальные температурные зависимости нормированной интенсивности ЦСФМ и обменной части энергии ЦСФМ. При температуре ниже $T_Z = \mu g B / k_B$ энергия и интенсивность циклотронной спин-флип моды меняются слабо. Из этого можно сделать вывод, что в данном температурном диапазоне область, занятая ферромагнитной фазой, остается постоянной. При увеличении температуры выше T_Z интенсивность циклотронной спин-флип моды уменьшается пороговым образом, в то время как ее энергия остается почти постоянной. Можно заключить, что в тех областях, из которых виден сигнал ЦСФМ, ферромагнитный порядок все еще существует, однако уменьшение интенсивности линии ЦСФМ свидетельствует о том, что область образца, занимаемая такими ферромагнитными кластерами, сокращается. Небольшое увеличение энергии ЦСФМ объясняется пространственным ограничением областей занятых ферромагнитной фазой (происходит обрезание длинноволнового спектра ЦСФМ с импульсом, меньшим обратного характерного размера ферромагнитных доменов).

Температурная зависимость интенсивности линии ЦСФМ качественно совпадает с температурной зависимостью намагниченности, полученной методом ЯМР [9] и в методе оптического поглощения [10] рис. 3а. Более сильное по сравнению с намагниченностью уменьшение сечения неупругого рассеяния света связывается с тем, что интенсивность ЦСФМ пропорциональна доле ферромагнитных кластеров, в то время как намагниченность является интегральным свойством системы и включает в себя остаточную намагниченность неферромагнитной фазы. Введем в рассмотрение вторую характеристическую температуру T_d , при которой интенсивность узкой линии неупругого рассеяния, связанной с циклотронной спин-флип модой,

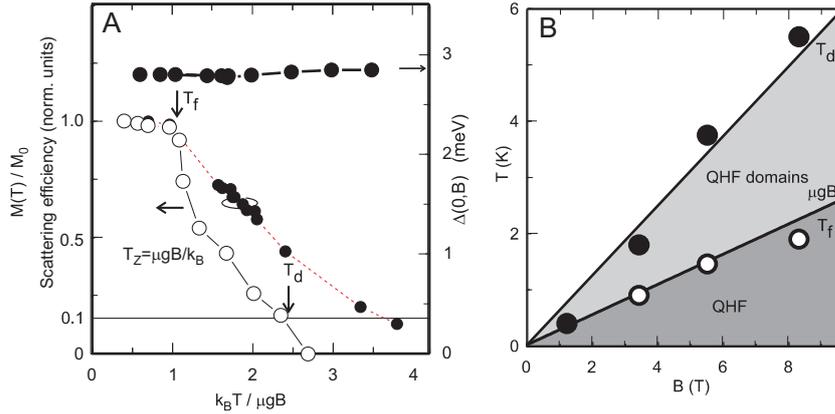


Рис. 3: А. Температурная зависимость интенсивности циклотронной спин-флип моды (правая ось) и температурная зависимость сечения рассеяния света циклотронной спин-флип модой (открытые точки, левая ось) в сравнении с намагниченностью двумерной электронной системы (темные кружки, левая ось). В. Фазовая диаграмма квантового холловского ферромагнетика $\nu = 1$. T_f (пустые кружки) и T_d (сплошные кружки) как функция магнитного поля. Области с макроскопическим ферромагнитным порядком, ферромагнитными кластерами (доменами) и без ферромагнитного порядка разделены сплошными линиями.

уменьшается на порядок величины, по сравнению со значением, полученным при температурах меньших T_Z . Область, занятая ферромагнитной фазой, уменьшается соответственно. Можно считать, что выше T_d ферромагнитная фаза с хорошо определенной циклотронной спин-флип модой почти отсутствует.

На рисунке 3b показана диаграмма стабильности квантового холловского ферромагнетика. Очевидно, что при температуре ниже T_Z в электронной системе существует ферромагнитный порядок. При увеличении температуры выше T_Z макроскопический ферромагнитный порядок разрушается, а электронная система становится неоднородной. Ферромагнитные кластеры сосуществуют с областями без дальнего магнитного порядка. При температуре T_d система остается в среднем поляризована по спину, однако ферромагнитных доменов практически нет.

В третьей главе рассматриваются циклотронные магнитоэкситоны при целочисленных факторах заполнения с большим числом заполненных спиновых подуровней. В таких системах возможны переходы как с верхнего заполненного, так и с нижних спиновых подуровней, таким образом, можно ожидать более богатого спектра возбуждений.

При четных факторах заполнения, например, при $\nu = 2$, в основном со-

стоянии ДЭС полностью заполнены два спиновых подуровня нулевого уровня Ландау, полный спин равен нулю. Переворот спина внутри уровня Ландау невозможен, и нижайшими по энергии являются циклотронные возбуждения с изменением орбитального квантового числа на единицу. Магнитоэкситоны с $m = 1$ различаются по полному спину δS и проекции спина на направление магнитного поля δS_z . Нулевым спином обладает коновский магнитоплазмон, представляющий собой синфазное колебание спиновых подсистем ДЭС с циклотронной частотой. Также возможны три возбуждения обладающие единичным спином $\delta S = 1$, различающихся по проекции спина на направление магнитного поля $\delta S_z = -1, 0, 1$ (спиновой триплет). Центральная компонента триплета с $\delta S_z = 0$ (CSW) представляет собой антифазное колебание спиновых подсистем с циклотронной чистотой. Для возбуждений триплета не существует симметричных ограничений, подобных теореме Кона, и можно ожидать наличие ненулевых кулоновских поправок в энергию этих возбуждений при $q = 0$.

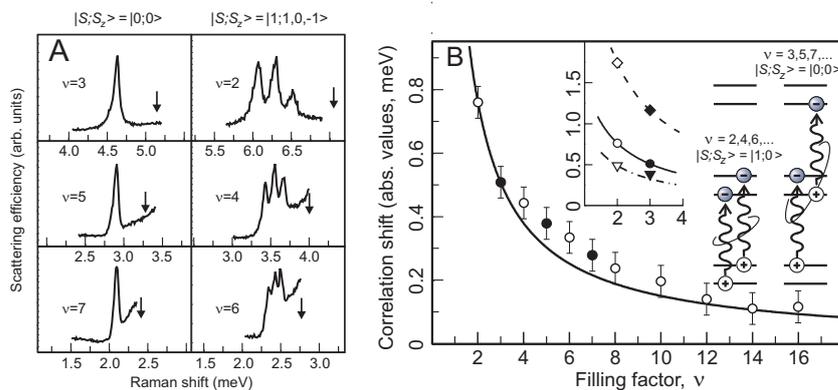


Рис. 4: А. Спектры НРС на нечетных (левый столбец) и четных (правый столбец) факторах заполнения. Стрелками отмечено значение энергии циклотронного резонанса. Зависимость модуля корреляционного сдвига от фактора заполнения. В. На основном графике точками показаны экспериментальные данные для четных (белые кружки) и нечетных (черные кружки) факторов заполнения, сплошной линией показана подгоночная зависимость $\Delta E^\nu \propto 1/\nu$. На вставке приведены результаты теоретического расчета для факторов заполнения 2 и 3 для случаев идеального двумерного газа (ромбики) и конечной ширины ямы (треугольники). Кружками на вставке продублированы точки с основного графика. Справа схематически показаны переходы отвечающие антифазным возбуждениям: CSW на четных факторах заполнения и AP на нечетных факторах заполнения.

Действительно, в спектрах НРС наблюдаются три линии с расщепле-

нием, соответствующим зеемановской энергии E_Z . При этом энергия центральной компоненты триплета оказывается смещенной в красную область спектра относительно энергии циклотронного резонанса (рис. 4а). Таким образом, помимо тривиального одночастичного вклада энергия данных возбуждений уменьшается на величину отрицательного кулоновского вклада [11].

При нечетных факторах заполнения, например при $\nu = 3$, в основном состоянии ДЭС полностью заполнен нулевой уровень Ландау и нижайший спиновой подуровень первого уровня Ландау. В спектре возбуждений с $m = 1$ присутствует коновский магнитоплазмон (МР) и антифазный магнитоплазмон (АР). Энергия коновского магнитоплазмона превышает циклотронную энергию. Энергия антифазного магнитоплазмона оказывается меньше циклотронной энергии (рис.4а).

Аналогичная картина наблюдается и на всех других целочисленных факторах заполнения. На нечетных факторах заполнения в спектрах НРС наблюдается одна линия, расположенная ниже энергии циклотронного резонанса. На четных факторах заполнения наблюдается характерный спиновой триплет, расположенный ниже энергии циклотронного резонанса (рис.4). Примечательно, что несмотря на разную природу возбуждений на четных и нечетных факторах заполнения (разный спин возбуждений), абсолютная величина отрицательного сдвига ложится на одну и ту же эмпирическую зависимость от фактора заполнения $\Delta E^{CSW,AP} \sim 1/\nu$ (рис. 4b).

Поскольку энергии антифазной моды и циклотронной спиновой волны с нулевым импульсом задуляются в первом порядке теории возмущений, для описания энергий циклотронных возбуждений рассматриваются кулоновские поправки второго порядка.

В пределе идеальной двумерной системы поправка второго порядка по r_C в энергию антифазной моды равна $\Delta E_{\nu=2}^{CSW}(0) = (\ln 2 - 1)/2$ и $\Delta E_{\nu=3}^{AP}(0) = -0.1044$ в единицах удвоенного экситонного Ридберга, что составляет 1.74 и 1.18 мэВ соответственно. Таким образом, во втором порядке теории возмущений энергии антифазного магнитоплазмона и циклотронной спиновой волны имеют отрицательные кулоновские поправки при нулевом импульсе. Абсолютные величины поправок не зависят от магнитного поля, а их отношение находится в соответствии с эмпирической зависимостью $\Delta E_{\nu}(0) \propto 1/\nu$ и равно $0.6806 \approx 2/3$. Антифазный магнитоплазмон является существенно квантовым возбуждением, что неудивительно, если принять во внимание тот факт, что для антифазного магнитоплазмона принципиальным является спин электрона.

Четвертая глава содержит результаты исследования барьерных D^- комплексов. Помимо линий, связанных с возбуждениями ДЭС, в спектрах возбуждения реальных двумерных электронных систем даже при целочисленных факторах заполнения присутствуют дополнительные линии. Долгое время они связывались с рассеянием на „ротонах“, магнитоплазменных возбуждениях с обобщенным импульсом, соответствующим положению экстремумов дисперсии магнитоплазмона. Такое рассеяние может возникнуть

в ДЭС с большим числом пространственных неоднородностей (нарушенной трансляционной инвариантностью). Подвижность в образцах, обсуждаемых в этой главе, достигала десятков миллионов $\text{см}^2/\text{Вс}$, что полностью исключает масштабное нарушение трансляционной инвариантности и возможность наблюдения НРС от „ротонов“. Кроме того, расщепление основной линии „ротонов“ на спиновой триплет исключает ее связь с магнито-плазменными возбуждениями. Тем не менее без дополнительных степеней свободы сложно придумать описание „лишних“ линий альтернативное „ротонной“ концепции. На самом деле, эти линии можно связать с возбуждениями барьерных D^- комплексов – связанных состояний ионизованного донора в барьере и двух электронов.

В первом разделе главы 4 рассматриваются циклотронные возбуждения барьерных D^- комплексов. Энергии этих возбуждений не зависят от импульса, как и должно быть для возбуждений локализованных комплексов. Также, в отличие от циклотронных спин-флип магнитоэкситонов энергии этих возбуждений очень слабо (в пределах экспериментальной погрешности) зависят от ширины квантовой ямы (рис. 1), что еще раз свидетельствует о локализации возбуждений, связанных с „лишними“ линиями. Зависящий от ширины ямы геометрический форм-фактор $F(q)$ наиболее сильно подавляет Фурье-компоненты взаимодействия при $q \geq 1/l$, где l – эффективная протяженность волновой функции электронов в направлении роста квантовой ямы. У обменной части кулоновского взаимодействия велика амплитуда Фурье-компонент при $q \sim 1/l_B$. Поэтому, как только магнитная длина сравнивается с эффективной шириной квантовой ямы, обменная часть кулоновского взаимодействия подавляется. Для AlGaAs/GaAs квантовых ям это происходит в полях 3–4 Т. Независимость энергии возбуждений D^- комплекса от ширины квантовой ямы подразумевает, что главный вклад в кулоновские поправки к энергии возбуждений D^- комплекса не является обменным. Предполагается, что энергетический сдвиг возбуждений барьерного D^- комплекса от циклотронной энергии связан не с обменным взаимодействием, а с кулоновским расталкиванием возбужденного электрона и свободных электронов в конечном состоянии. Экспериментальная величина сдвига пропорциональна квадратному корню магнитного поля ($e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$) (рис. 5а), что характерно не для обменного, а для прямого кулоновского взаимодействия.

Энергия центральной компоненты S_0 возбуждений спин-синглетного D^- комплекса почти линейно убывает при изменении электронной плотности в диапазоне факторов заполнения от $\nu = 2$ до $\nu = 0.1$ (рис. 5b), что также подтверждает данную интерпретацию кулоновского вклада в энергию возбуждений. При уменьшении фактора заполнения дополнительным вакансиям на уровне Ландау энергетически выгодно приблизиться к отрицательно заряженному D^- комплексу, что приводит к его большей пространственной изоляции от свободных электронов. Соответственно, уменьшается энергия кулоновского расталкивания локализованного и свободных электронов в возбужденном состоянии.

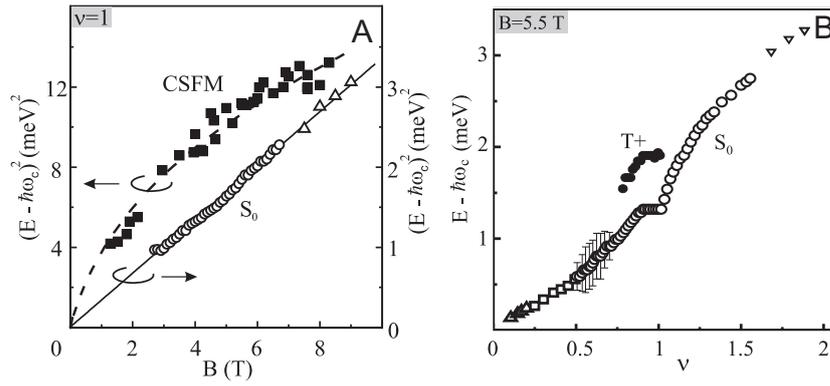


Рис. 5: А. Магнитолевые зависимости квадрата кулоновской части энергии циклотронной спин-флип магнитоэкситоны (сплошные символы) и центральной компоненты S_0 циклотронных возбуждений спин-синглетного D^- комплекса (открытые символы) в зависимости от магнитного поля при факторе заполнения $\nu = 1$. Также показана теоретическая зависимость энергии CSFM от магнитного поля (штриховая кривая) для 25 нм квантовой ямы. Прямая линия, аппроксимирующая результаты для линии S_0 , проведена для наглядности. В. Зависимости кулоновских энергий возбуждений S_0 (открытые символы) и $T+$ (сплошные символы) от фактора заполнения, измеренные в магнитном поле $B = 5.5$ Т для квантовой ямы шириной 25 нм.

Установлено, что линии барьерных D^- комплексов присутствуют в спектрах неупругого рассеяния света всех без исключения исследованных гетероструктур, несмотря на высокую подвижность двумерных электронных систем ($2 - 20 \times 10^6$ см²/В·с). При этом сечение рассеяния НРС практически не меняется в структурах, выращенных в разных установках молекулярно-пучковой эпитаксии. По-видимому, число остаточных примесей в AlGaAs барьерах квантовых ям слабо зависит от технологии роста. Можно оценить количество положительно заряженных примесей в барьере квантовой ямы в непосредственной близости от двумерной электронной системы, принимая во внимание тот факт, что в исследуемых структурах все электроны локализованы на D^- комплексах (то есть отсутствуют коллективные моды) при $\nu \simeq 0.1$ и $B \simeq 10$ Т [12]. Исходя из этого, разумной оценкой сверху для числа электронов, локализованных на D^- комплексах, будет $\simeq 10^{10}$ см⁻². Близкой к этой оценке будет концентрация спин-синглетных D^- комплексов и в холловском ферромагнетике, так как интенсивности линий неупругого рассеяния света от возбуждений спин-синглетных D^- комплексов при факторах заполнения $\nu = 0.1$ и $\nu = 1$ сравнимы.

Второй раздел посвящен исследованию внутриуровневых возбуждений D^- комплексов. Один из основных вопросов, с которым экспериментаторы встречаются при исследовании барьерных D^- комплексов состоит в том, чтобы определить местоположение ионизованного донора в барьере кван-

товой ямы. К сожалению, ответ на этот вопрос не может быть получен из энергий циклотронных возбуждений D^- комплексов, так как эта энергия близка к циклотронной вне зависимости от положения примесного центра. Более интересными, в этой связи, являются внутриуровневые возбуждения D^- комплексов. Эта энергия которых целиком определяется кулоновским взаимодействием электронов комплекса в квантовой яме и положительно заряженной примеси в барьере. Задача о барьерном доноре в магнитном поле может быть решена асимптотически точно, поэтому положение ионизованного донора может быть найдено путем количественного сравнения результатов теоретического расчета с экспериментом.

В спектры низкоэнергетического (< 2 мэВ) неупругого рассеяния света двумерной электронной системы малой плотности помимо линии, связанной с рождением спиновой волны, присутствует линия возбуждения, обладающего рядом необычных физических свойств. Его энергия зависит от обеих компонент магнитного поля, направленных вдоль и поперек квантовой ямы, причем зависимость от компоненты магнитного поля вдоль квантовой ямы ($B_{||}$) при постоянной компоненте магнитного поля, нормальной к плоскости квантовой ямы (B_{\perp}), совпадает с зависимостью зеемановского расщепления для электронов в квантовой яме от магнитного поля. Таким образом, наблюдаемое возбуждение связано с изменением проекции электронного спина на единицу. Оставшаяся часть энергии возбуждения зависит только от перпендикулярной компоненты магнитного поля. Наблюдается рост этой энергии с увеличением магнитного поля, причем даже при факторах заполнения электронов менее $1/10$. При столь малых электронных концентрациях и факторах заполнения электронная система может рассматриваться как совокупность невзаимодействующих между собой D^- комплексов [12]. Естественно поэтому связать новую линию неупругого рассеяния света с внутриуровневым возбуждением барьерного D^- комплекса. Действительно, линия T не наблюдается в спектре возбуждений нейтральной системы, когда электронная плотность уменьшается до $\sim 10^9$ см $^{-2}$, т.е. до концентраций, когда электронная система представляет собой совокупность нейтральных D^0 комплексов – состояний ионизованного донора в барьере квантовой ямы и одного электрона в квантовой яме. С увеличением электронной концентрации линия T сдвигается в фиолетовую область спектра и уширяется, а при некоторой критической концентрации (4×10^{10} см $^{-2}$) исчезает из спектра. Подобное увеличение энергии возбуждений D^- комплексов при росте концентрации электронного газа наблюдалось ранее для циклотронных возбуждений и связывалось с ростом кулоновского расталкивания возбужденного электрона и окружающих D^- комплекс свободных электронов [13, 14].

В диапазоне магнитных полей $3 < B < 15$ в квантовых ямах с шириной 20 нм основным состоянием барьерного D^- комплекса является спиновой триплет с полным моментом $M = 1$ ($1T$) (рис. 6). При этом наблюдаемое в эксперименте возбуждение – это переход $1T \rightarrow 0S$. При увеличении ширины ямы состояние $0S$ перестает быть связанным. Действительно, в ямах с ширинами 25 нм и более возбуждение $1T \rightarrow 0S$ экспериментально не на-

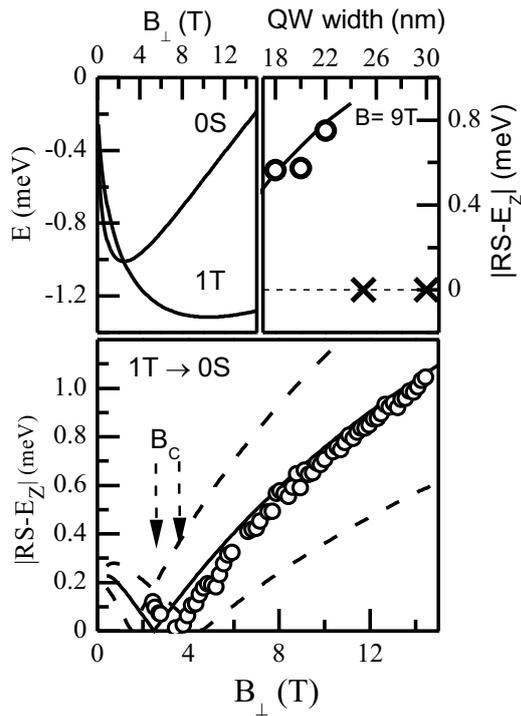


Рис. 6: Верхний левый рисунок, теоретические зависимости нижайших по энергии связанных состояний двух электронов и положительного заряда на гетероинтерфейсе квантовой ямы для квантовой ямы шириной 20 нм. Верхний правый рисунок, зависимость энергии возбуждения $1T \rightarrow 0S$ барьерного D^- комплекса от ширины ямы. Открытые точки – измеренные значения энергий. Кресты указывают на квантовые ямы, в которых линия, соответствующая $1T \rightarrow 0S$, не обнаружена. Сплошная линия – теоретический расчет. Нижний рисунок, экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости энергии возбуждения $1T \rightarrow 0S$ и $0S \rightarrow 1T$ барьерного D^- комплекса для ямы 20 нм. Стрелками указаны теоретическое и экспериментальное магнитные поля, в которых изменяется симметрия основного состояния D^- комплекса. Теоретический расчет энергий возбуждений $1T \rightarrow 0S$ и $0S \rightarrow 1T$ для D^- комплексов, в которых положительный заряд расположен в 10 \AA по обе стороны от гетероинтерфейса, показан пунктирными линиями.

блюдается (рис. 6).

Варьируя z -координаты ионизованного донора в барьере квантовой ямы можно достичь количественного совпадения экспериментальных и теоретических результатов. Оказывается, что теория и эксперимент согласуются, если поместить положительный заряд на гетероинтерфейс между квантовой ямой и барьером. При этом согласие с теорией улучшается с увеличением перпендикулярной компоненты магнитного поля (рис. 6) (улучшаются условия для применения теории возмущений). Если отодвинуть примесь всего на 10 \AA от гетероинтерфейса, теоретическая оценка для энергии возбуждения уменьшается на 30 процентов от экспериментально полученных значений. Таким образом, можно заключить, что ионизованный донор расположен непосредственно на гетерогранице, разделяющей квантовую яму и барьер. Данный факт не является удивительным, так как диффузия объемных примесей в AlGaAs барьере в процессе эпитаксиального роста существенно замедляется на дефектах решетки гетероинтерфейса GaAs/AlGaAs, т.е. гетероинтерфейс является особой точкой, в которой концентрация примесей превышает концентрацию примесей в барьере. Из анализа интенсивностей линий рамановского рассеяния можно заключить, что концентрация ионизованных доноров на гетероинтерфейсе должна как минимум на порядок величины превышать среднюю концентрацию ионизованных доноров в барьере квантовой ямы.

В критическом 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 $1T \rightarrow 0S$. Изменение симметрии основного состояния наблюдается и в эксперименте, но из-за того, что теория возмущения плохо работает в данном диапазоне магнитных полей, теоретическое и экспериментальное значения для критического магнитного поля отличаются на 1 Т (рис. 6). При более низких магнитных полях возможно возбуждение $0S \rightarrow 1T$, которое также наблюдается в эксперименте.

Спектр возбуждений D^- комплексов является дискретным, поэтому состояния дробного и целочисленного квантового эффекта Холла остаются несжимаемыми вне зависимости от того, присутствуют или отсутствуют D^- комплексы в основном состоянии электронной системы. При этом электронные системы с D^- комплексами обладают характерным спектром возбуждений (локализованных магнитоэкситонов), отличным от спектра возбуждений системы свободных электронов. По-видимому, именно существование большого числа барьерных D^- комплексов в основном состоянии ДЭС ограничивает диапазон наблюдаемых дробных состояний квантового эффекта Холла с большими знаменателями и диапазон магнитных полей, в которых наблюдаются целочисленные состояния с малыми целыми числами заполнения ($\nu = 1$ и 2).

Предложенный здесь механизм рассеяния НРС на локализованных магнитоэкситонах D^- комплексов позволяет по-новому взглянуть на другую проблему физики низкоразмерных систем – существование „трионов“ в спек-

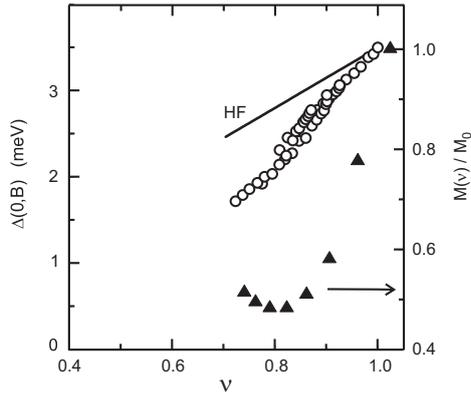


Рис. 7: Интенсивность циклотронной спин-флип моды (зависимость от фактора заполнения сечения рассеяния света циклотронной спин-флип модой (открытые точки) в сравнении с намагниченностью двумерной электронной системы. Сплошной линией показан расчет в приближении Хартри–Фока.

трах фотолюминесценции. Недавно было показано, что „трионы“ – это D^0X комплексы (связанные состояния экситона и нейтрального донора). Однако до сих пор не удалось объяснить, почему фотолюминесценция D^0X комплексов дает узкую линию в спектре. Если принять точку зрения, обоснованную в этой главе, что большая часть примесей находится на самом гетероинтерфейсе квантовой ямы, то природа линии „триона“ становится очевидной. Фотовозбужденная дырка связывается с интерфейсным D^- комплексом, и формируется интерфейсный D^0X комплекс, энергия которого хорошо определена.

В пятой главе обсуждается поведение 2ДЭС вблизи нечетных факторов заполнения.

Вопрос о природе основного состояния ДЭС вблизи нечетных факторов заполнения до сих пор остается открытым. Рисунок 7 демонстрирует зависимость энергии циклотронной спин-флип моды от фактора заполнения. Величина обменной энергии уменьшается при отходе от фактора заполнения $\nu = 1$, при этом эта величина уменьшается быстрее, чем предсказывается в приближении Хартри–Фока, которое учитывает только увеличение межэлектронного расстояния. Такое поведение обменной энергии свидетельствует о деполаризации электронной системы. Измерения ЯМР также свидетельствуют о деполаризации системы.

В случае когда, зеемановская энергия велика по сравнению с обменной ($E_C/E_Z \ll 1$), основным состоянием является ферромагнетик с дефектами, которыми являются либо дополнительные электроны с противоположно направленным спином, либо дырки в основном состоянии. Однако в GaAs/AlGaAs квантовых ямах при экспериментально доступных условиях отношение обменной энергии к зеемановской энергии достигает двух порядков. Из-за этого при малых отклонениях фактора заполнения от нечетных целочисленных вместо формирования однородно поляризованного состояния может оказаться энергетически более выгодным сформировать тополо-

гическую спиновую текстуру, частично перевернув некоторые спины [15]. В результате этого формируется топологический объект, называемый скирмионом. Скирмионы плавно деформируют ферромагнитный порядок, формируя вихреподобную конфигурацию спинов [16]. Число электронных спинов, вовлеченных в этот процесс (размер скирмиона K), определяется конкуренцией кулоновского взаимодействия и зеемановской энергии.

Рождение скирмион-антискирмионной пары требует значительных затрат энергии, поэтому на факторе заполнения $\nu = 1$ эти возбуждения вымораживаются при низкой температуре. Однако при отходе от фактора заполнения $\nu = 1$ формирование (анти)скирмионов в основном состоянии оказывается наиболее энергетически выгодным способом изменения заряда, и плотность (анти)скирмионов оказывается пропорциональной $|\nu - 1|$.

Заметим, что скирмион хорошо определен в пределе $K \gg 1$. Для большинства экспериментально доступных систем $K = 2 - 3$, поэтому важным является случай $K = 0$, в котором скирмион вырождается в лафлиновскую квазичастицу и скирмионные эффекты должны отсутствовать. Для того чтобы достигнуть этого предела были исследованы структуры с малой электронной концентрацией в большом полном магнитном поле. Большое полное поле обеспечивает значительное зеемановское расщепление, а малая концентрация обеспечивает малую величину обменной энергии. Для того чтобы система оставалась двумерной в таком пределе и не происходило смешивания подзон размерного квантования за счет параллельного поля, необходимо, чтобы величина межподзонного расщепления значительно превышала циклотронную энергию электронов в полном поле. Для этого использовались высокоподвижная квантовая яма с шириной 200 Å. Темновая концентрация электронов в образце составляла $6 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и варьировалась с использованием метода фотообеднения.

Измерения проводились следующим образом: при выбранном угле поворота образца в полном поле $10 \div 14.8 \text{ Тл}$ изменялась концентрация электронов. Отношение зеемановской энергии к кулоновской энергии достигало $1/3$ при $n = 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что примерно в пять раз превосходило теоретическое значение, при котором появляется скирмион с $K = 1$. [17]

Вблизи нечетных факторов заполнения были обнаружены две спиновые моды. В спектрах НРС на факторе заполнения $\nu = 1, 3$ наблюдается единственная линия, соответствующая обычной спиновой волне. При отходе в любую сторону от фактора заполнения $\nu = 1, 3$ энергия этой линии начинает непрерывно расти, начинаясь от значения обменно-усиленной зеемановской щели. При этом со стороны нулевых энергий появляется дополнительная линия. При удалении от фактора заполнения $\nu = 1, 3$ верхняя линия исчезает, а энергия нижней линии выходит на одночастичную зеемановскую энергию. Изменение интенсивностей линий свидетельствует о наличии антикроссинга.

Эксперимент показывает, что обе моды имеют нетривиальное кулоновское происхождение. Так, взаимодействие мод зависит от концентрации электронов в системе (рис. 8а). Кроме того, величина расщепления зависит

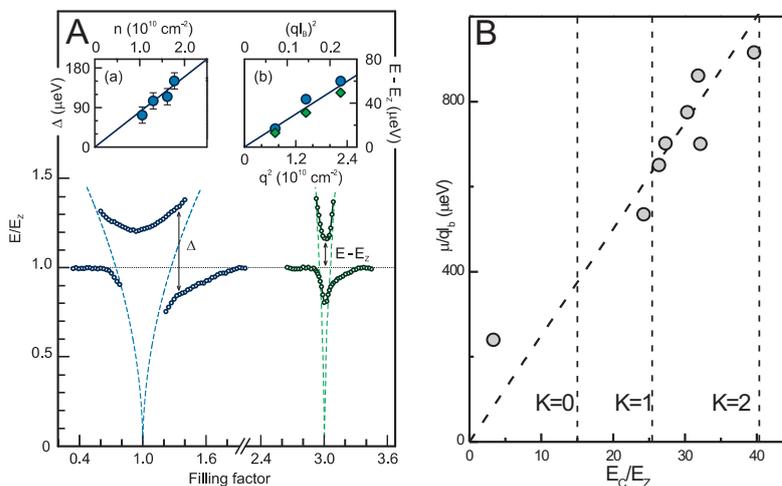


Рис. 8: А. Положения максимумов в спектрах НРС вблизи Холловских ферромагнетиков $\nu = 1, 3$ в зависимости от фактора заполнения. Пунктирными линиями изображена предполагаемая корневая зависимость энергии дополнительной спиновой моды. На вставках: Зависимость минимального расщепления между двумя спиновыми модами Δ от электронной плотности n . Ход кривой дисперсии спиновых экситонов на факторах заполнения $\nu = 1, 3$. В. Зависимость отношения минимального расщепления Δ к импульсу от отношения обменной и зеемановских энергий. Показаны границы появления скирмионов с различным числом частиц.

от импульса \mathbf{q} (рис. 8b). Наконец, в пределе нулевого импульса величина расщепления Δ зануляется. Таким образом, теорема Лармора оказывается выполненной.

Существующие теории дают основание предполагать, что основное состояние при отходе от холловского ферромагнетика остается коллинеарным ферромагнетиком с конечным числом дефектов (квазидырок). Однако коллинеарный ферромагнетик не поддерживает двух спиновых волн, поэтому наблюдаемый эффект можно связать со спонтанным нарушением симметрии, приводящий к появлению дополнительной моды. Дополнительная спиновая волна не является бесцелевым возбуждением, поэтому основное состояние при отходе от целочисленного фактора заполнения не может рассматриваться в рамках теории скирмионного кристалла.

Изменяя угол поворота образца к магнитному полю, можно изменять отношение кулоновской и обменной энергии и достигать отношения $E_C/E_Z \sim 40$. При этом число перевернутых спинов в скирмионе может достигать значения $K = 3$. Однако характер возбуждений ДЭГ не претерпевает при этом изменений, таким образом основное состояние остается тем же, что и в пределе $K = 0$. На рисунке 8 показана зависимость нормированной величины расщепления между двумя возбуждениями от отношения зеемановской и обменной энергий. Увеличение расщепления можно связать с увеличением кулоновского взаимодействия.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. Исследованы свойства циклотронной спин-флип моды, возбуждения, связанного с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Измерены обменные поправки к энергии возбуждений в зависимости от магнитного поля. Исследована термодинамика холловского ферромагнетика при $\nu = 1$. Определены условия существования и механизм разрушения ферромагнитного упорядочивания в системе. Построена соответствующая фазовая диаграмма.
2. Обнаружены и исследованы циклотронные возбуждения спин-синглетных и спин-триплетных барьерных D^- комплексов. Измерен кулоновский вклад в их энергию в широком диапазоне концентраций и магнитных полей. Сделаны оценки характерной концентрации барьерных D^- комплексов.
3. Обнаружены и исследованы внутриуровневые возбуждения барьерных D^- комплексов. Определена зависимость основного состояния D^- комплекса от магнитного поля и ширины ямы. Определено положение примесей, образующих D^- центр относительно центра ямы.
4. При целочисленных факторах заполнения обнаружены циклотронные возбуждения, энергии которых при нулевом импульсе имеют энергии меньше циклотронной. Обнаружен антифазный плазмон на нечетных

факторах заполнения, являющийся существенно квантовым возбуждением. Установлена величина кулоновской поправки в энергии циклотронных возбуждений в зависимости от фактора заполнения.

5. Обнаружены новые спиновые возбуждения в электронной системе вблизи нечетных факторов заполнения, энергии которых существенно меньше одночастичной зеемановской энергии, что свидетельствует о нетривиальном магнитном упорядочении основного состояния электронной системы вблизи нечетных факторов заполнения.

Список публикаций

По теме диссертационной работы опубликовано 6 работ в реферируемых ведущих отечественных и зарубежных журналах:

1. А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, В. Е. Бисти
„Циклотронная спин-флип мода в ультраквантовом пределе“
JETP Lett. **85**, 128 (2007)
2. А. Б. Ваньков, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, А. С. Журавлев, В. Е. Кирпичев
„Барьерные D^- комплексы в высокоподвижной двумерной электронной системе“
JETP Lett. **87**, 170 (2008)
3. A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing
„Inelastic light scattering study of the $\nu=1$ quantum Hall ferromagnet“
Phys. Rev. B **77**, 155404 (2008)
4. L. V. Kulik, S. Dickmann, I. K. Drozdov, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, S. Schmult
„Antiphased cyclotron-magnetoplasma mode in a quantum Hall system“
Phys. Rev. B **79**, 121310 (2009)
5. I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche
„Extra Spin-Wave Mode in Quantum Hall Systems: Beyond the Skyrmion Limit“
Phys. Rev. Lett. **104**, 136804 (2010)
6. 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“
JETP Lett. **92**, 672 (2010)

Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
- [3] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, *Science* **306**, 666 (2004).
- [4] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. Qi, S. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
- [5] Yu. A. Bychkov, S. V. Iordanskiĭ, and G. M. Eliashberg, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33**, 152 (1981) *JETP Lett.* **33**, 143 (1981)
- [6] C. Kallin and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
- [7] A.H. MacDonald. *J.Phys.C: Solid State Phys.* **18**,1003 (1985).
- [8] A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman, C. Kallin, L. Brey, C. Tejedor, S. Schmitt-Rink, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3623 (1992).
- [9] S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and R. Tycko, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5122 (1995).
- [10] M. J. Manfra, E. H. Aifer, B. B. Goldberg, D. A. Broido, L. Pfeiffer and K. West, *Phys. Rev. B* **54**, R17327 (1996).
- [11] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **72**, 073304 (2005).
- [12] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **63**, R201402 (2001).
- [13] J-P. Cheng, Y.J. Wang, B.D. McCombe, and W. Schaff, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 489 (1993).
- [14] Z.X. Jiang, B.D. McCombe, and P. Hawrylak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3499 (1998).
- [15] S. L. Sondhi, A. Karlhede, S. A. Kivelson, and E. H. Rezayi, *Phys. Rev. B* **47**, 16 419 (1993).
- [16] S. M. Girvin, A. H. MacDonald, and P. M. Platzman, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 581 (1985); *Phys. Rev. B* **33**, 2481 (1986).
- [17] M. Abolfath, J. J. Palacios, H. A. Fertig, S. M. Girvin and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **56**, 6795 (1997).

Журавлев А.С.

**СПЕКТРОСКОПИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА
ВОЗБУЖДЕНИЙ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ
ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ**

Сдано в набор 00.00.2011 г. Подписано в печать 00.00.2011 г.

Формат 60×90 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Гарнитура “Ариал”. Усл. печ. л. 1,25. Тир. 80. Зак. 000.

Подготовлено в редакционно-издательском отделе ИПХФ РАН.

Изд. лицензия № 03894 от 30.01.2001 г.

142432, г. Черноголовка, Московская обл., пр-т. Академика Н.Н. Семенова, 5

Отпечатано в типографии ИПХФ РАН