

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

Ваньков Александр Борисович

**ЦИКЛОТРОННЫЕ СПИН-ФЛИП ВОЗБУЖДЕНИЯ
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ
В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА**

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

член. корр. РАН И.В. Кукушкин

Черноголовка 2009

Содержание

Введение	4
1 Литературный обзор	10
1.1 Элементарные возбуждения в электронных системах . . .	10
1.2 Квазидвумерные электронные системы	15
1.2.1 Внутризонные возбуждения	17
1.2.2 Межподзонные возбуждения	20
1.2.3 Кулоновское взаимодействие	22
1.3 Квазидвумерные электронные системы в квантующем магнитном поле	25
1.3.1 Целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла	28
1.3.2 Магнетоэкситоны в двумерных электронных системах	35
1.4 Возбуждения многоэлектронных D^- комплексов	44
2 Образцы и экспериментальная техника	49
2.1 Одиночные GaAs/AlGaAs квантовые ямы	49
2.2 Экспериментальная методика	52
3 Исследование холловского ферромагнетика	65
3.1 Циклотронные возбуждения в холловском ферромагнетике $\nu = 1$	65
3.2 Термодинамика холловского ферромагнетика $\nu = 1$	78
4 Возбуждения барьерных D^- комплексов и	

циклотронная спин-флип мода в состоянии $\nu = 1/3$	87
4.1 Циклотронные возбуждения барьерных D^- комплексов . .	87
4.2 Циклотронная спин-флип мода в состоянии $\nu = 1/3$	94
5 Циклотронные возбуждения в неполяризованных и частично поляризованных по спину состояниях КЭХ	103
5.1 Циклотронные спин-флип возбуждения в состоянии КЭХ $\nu = 2$	103
5.2 Циклотронные возбуждения в состоянии КЭХ $\nu = 3$	112
Заключение	122
Список цитируемой литературы	125

Введение

Одним из наиболее актуальных и интенсивно развивающихся направлений в физике твердого тела уже несколько десятилетий является исследование полупроводниковых низкоразмерных электронных систем. В первую очередь, это связано с открытием принципиально новых фундаментальных физических явлений – целочисленного и дробного квантового эффекта Холла [1, 2]. Кроме того, достигнутый прогресс в области технологии приготовления образцов позволил уменьшить характерные размеры элементов полупроводниковых структур до масштаба, сравнимого с межатомным расстоянием, а число электронов, участвующих в работе полупроводниковых устройств, достигло нескольких десятков и даже единиц. Поэтому внедрение технологии столь высокого уровня оказалось тесно связано с развитием квантовомеханической теории низкоразмерных электронных систем. Специфика такого рода объектов заключается прежде всего в том, что их энергетический спектр во многом определяется размерным квантованием, связанным с ограничением движения носителей в пространстве. Кроме того, экранирование кулоновского взаимодействия в системах пониженной размерности сильно подавлено. Эти факторы усложняют теоретическое моделирование процессов в таких системах и выводят на передний план экспериментальные методы исследования.

Ключевым требованием к экспериментальным образцам для изучения многочастичных квантовых эффектов является высокая электронная подвижность. В этом смысле, оптимальными структурами для исследований являются полупроводниковые гетероструктуры, квантовые ямы на основе GaAs/AlGaAs, выращенные методом молекулярно-пучковой эпи-

таксии. Электронные подвижности в таких структурах достигают рекордных величин $5 \times 10^7 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В GaAs/AlGaAs квантовых ямах, в результате ограничения движения в одном из пространственных направлений, энергетический спектр разбивается на совокупность подзон размерного квантования. Из-за малой эффективной массы энергия размерного квантования для электронов имеет порядок сотен Кельвин. Если эта величина превышает все другие характерные энергии (фермиевскую и тепловую), электроны занимают нижнюю подзону размерного квантования, а их динамика является эффективно двумерной. В присутствии магнитного поля, перпендикулярного плоскости двумерного канала, движение носителей квантуется еще и в плоскости квантовой ямы, а их энергетический спектр преобразуется в совокупность вырожденных уровней Ландау, расщепленных по спину. В пределе больших магнитных полей, когда все электроны находятся на одном или нескольких нижайших спиновых подуровнях, возможна конденсация системы взаимодействующих электронов в квантовую несжимаемую жидкость, соответствующую состояниям целочисленного или дробного квантового эффекта Холла (КЭХ). Одним из важнейших атрибутов квантово-холловских состояний системы является характерная энергия многочастичного кулоновского взаимодействия. Она определяет дисперсию коллективных возбуждений, величину обменной энергии электронов на уровнях Ландау, а в дробных состояниях задает величину энергетической щели.

Прямым методом изучения эффектов многочастичного кулоновского взаимодействия в двумерных электронных системах является измерение энергий и дисперсий коллективных возбуждений. Несмотря на обширную теоретическую литературу, посвященную возбуждениям в дву-

мерных электронных системах, экспериментальные работы долгое время сводились к магнитотранспортным исследованиям. Большинство возбуждений неактивны в процессах поглощения электромагнитного возбуждения и не детектируются стандартными методами инфракрасной спектроскопии. В связи с этим, все большую актуальность приобретают исследования двумерных систем методом неупругого рассеяния света (НРС). В отличие от активационного транспорта, дающего информацию о структуре состояний вблизи уровня Ферми, метод неупругого рассеяния света позволяет исследовать весь энергетический спектр двумерных электронных систем. Более того, это прямой метод исследования дисперсии электронных возбуждений.

Целью диссертационной работы является исследование методом неупругого рассеяния света коллективных возбуждений в двумерных электронных системах в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла, изучение свойств многочастичного кулоновского взаимодействия, которое проявляется в энергии циклотронных спин-флип возбуждений.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Обнаружено новое комбинированное возбуждение – циклотронная спин-флип мода (CSFM), связанное с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел. В состоянии КЭХ с фактором заполнения $\nu = 1$ (холловский ферромагнетик) измерены обменные поправки к энергии возбуждения в зависимости от концентрации и магнитного поля. Измерена зависимость величины обменных поправок от ширины квантовой ямы. Изучены длинноволновые

дисперсионные свойства CSFM. Получена магнитополевая зависимость обменно-усиленного g-фактора электронов при $\nu = 1$.

2. Исследована термодинамика холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Из температурного поведения циклотронной спин-флип моды получена информация об условиях существования и механизме разрушения ферромагнитного порядка в системе. Построена соответствующая фазовая диаграмма.
3. Обнаружены и исследованы циклотронные возбуждения спин-синглетных и спин-триплетных барьерных D^- комплексов. Кулоновский вклад в их энергию измерен в широком диапазоне магнитных полей и факторов заполнения. Оценена характерная концентрация барьерных D^- комплексов.
4. Измерены обменные поправки к энергии циклотронных спин-флип возбуждений в состояниях с четными факторами заполнения. Показано, что в этих состояниях циклотронные спин-флип возбуждения являются нижайшими по энергии. В состоянии КЭХ $\nu = 3$ обнаружены две циклотронные спин-флип моды, измерены их энергии и показано, что эти возбуждения взаимно расталкиваются.
5. Циклотронная спин-флип мода исследована в окрестности состояния дробного КЭХ $\nu = 1/3$. Ее энергия как функция фактора заполнения имеет строгий максимум при $\nu = 1/3$. Измерена зависимость обменного вклада в энергию возбуждения от магнитного поля. Из сравнения измеренных обменных поправок с теоретическими расчетами, проведенными в рамках существующих моделей, сделано предположение о многоэкситонной структуре данного возбуждения.

Научная и практическая ценность работы определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию об энергетическом спектре коллективных возбуждений в двумерных электронных системах, находящихся в режиме КЭХ, свойствах основного состояния и роли кулоновского взаимодействия в таких системах. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных вопросов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практических применений при разработке полупроводниковых лазеров и других оптоэлектронных приборов.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы.

Первая глава представляет собой обзор основных теоретических и экспериментальных результатов исследований двумерных электронных систем. Кратко изложены результаты основных теоретических и экспериментальных исследований коллективных возбуждений в состояниях квантового эффекта Холла.

Во второй главе описана технология приготовления экспериментальных образцов и методика неупругого рассеяния света.

В третьей главе обсуждаются коллективные возбуждения в поляризованном по спину состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Рассматриваются обменные поправки к энергии циклотронной спин-флип моды при $\nu = 1$. Обсуждается термодинамика холловского ферромагнетика.

В четвертой главе приведены результаты исследований циклотронных возбуждений барьерных D^- комплексов и циклотронной спин-флип моды в состоянии дробного КЭХ $\nu = 1/3$.

В пятой главе рассматриваются циклотронные коллективные возбуж-

дения в состояниях квантового эффекта Холла $\nu = 2$ и $\nu = 3$.

Основные результаты исследований изложены в конце каждой главы и объединены в заключении.

Работа выполнена в Лаборатории неравновесных электронных процессов Института физики твердого тела РАН.

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на Российско-Швейцарском семинаре по физике экситонов в Москве (2006 г.), Международном симпозиуме "Кулоновские корреляции в низкоразмерных полупроводниковых системах" в Черноголовке (2006 г.), а также на научных семинарах в ИФТТ РАН. Результаты работы автора отражены в статьях [78, 79, 80, 81, 82].

1 Литературный обзор

1.1 Элементарные возбуждения в электронных системах

Для описания свойств взаимодействующих многоэлектронных систем (или электронных ферми-жидкостей) успешно применяется теоретический подход, развитый Л.Д. Ландау – "Теория ферми-жидкости"[3]. В этой теории предполагается, что слабовозбужденное состояние изотропной ферми-жидкости с сильным взаимодействием между частицами обладает большим сходством со слабовозбужденным состоянием идеального ферми-газа. Оно может быть описано с помощью совокупности элементарных возбуждений (квазичастиц [4]) со спином $1/2$ и импульсами в окрестности фермиевского импульса p_F , который связан с плотностью частиц n тем же соотношением, что и в идеальном ферми-газе: $p_F = \hbar(3\pi^2n)^{1/3}$. Так же, как и в газе, возбуждения в жидкости бывают двух типов – 'частицы' с импульсом большим p_F и 'дырки' с импульсом, меньшим p_F . 'Частицы' и 'дырки' имеют спин $1/2$, эффективную массу m^* и заряды $-e$ и $+e$ соответственно. Возбуждения типа 'частиц' и 'дырок' с полуцелым спином могут появляться и исчезать только парами. Отсюда следует, что в ферми-жидкости количество 'частиц' обязательно должно равняться количеству 'дырок'. Энергия квазичастиц является функцией их импульса. Эта зависимость $\varepsilon(p)$ является главной характеристикой низколежащих возбужденных состояний системы.

Существует простая аналогия между энергетическими спектрами квазичастиц в ферми-жидкости и ферми-газе: спектр низколежащих возбуждений в ферми-жидкости формально тот же, что и в идеальном ферми-газе с плотностью n и измененной эффективной массой m^* . По-

этому такой идеальный газ может описывать свойства реальной взаимодействующей системы. Однако те свойства газовой модели, которые зависят от частиц, расположенных далеко от уровня Ферми, не соответствуют реальной ферми-жидкости. В частности, энергия всей системы уже не равна сумме отдельных частиц и является функционалом функции распределения. Существенные различия между ферми-жидкостью и ферми-газом возникают из-за того, что возбуждения в жидкости взаимодействуют между собой. Наиболее ярким проявлением этого взаимодействия является существование сверхтекучих (или сверхпроводящих) ферми-жидкостей. Появление сверхтекучих систем связано с тем, что определенный тип взаимодействия квазичастиц приводит к радикальной перестройке спектра, и в частности, в спектре возбуждений может образоваться энергетическая щель.

Если состояние, соответствующее наличию квазичастицы, не является истинным стационарным состоянием ферми-жидкости, то оно должно затухать со временем. Соответствующая волновая функция будет иметь вид:

$$e^{-i\varepsilon(p)t/\hbar - \gamma(p)t/\hbar},$$

где $\gamma(p)$ – коэффициент затухания. В ферми-жидкостях об элементарных возбуждениях имеет смысл говорить лишь в том случае, если их затухание мало по сравнению с энергией: $\gamma \ll |\varepsilon|$. Для равновесной ферми-жидкости при конечных температурах средняя энергия 'частиц' и 'дырок' имеет порядок T , а величина затухания пропорциональна T^2 . Отсюда следует, что описание ферми-жидкости в терминах квазичастиц применимо только при достаточно низких температурах.

В большинстве многочастичных систем могут существовать квази-

частицы двух классов. Квазичастицы первого класса – *одночастичные возбуждения* – соответствуют обычным частицам, обросшим "шубой" за счет взаимодействия с другими частицами. Примерами одночастичных возбуждений могут служить электрон проводимости и дырка в твердом теле. Рождению этих квазичастиц можно сопоставить следующий элементарный акт возбуждения: электрон внутри ферми-сферы в состоянии с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ приобретает дополнительный импульс $\hbar\mathbf{q}$ и переходит в одно из свободных состояний вне ферми-сферы с импульсом $\hbar(\mathbf{k} + \mathbf{q})$. Для системы электронов с параболическим законом дисперсии, описываемым эффективной массой m^* , энергии одночастичных возбуждений равны:

$$E(q) = \hbar^2 \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{q})^2}{2m^*} - \hbar^2 \frac{k^2}{2m^*} = \hbar^2 \frac{2(\mathbf{k}\mathbf{q}) + q^2}{2m^*}. \quad (1)$$

Область возможных энергий (континуум) одночастичных возбуждений ограничена двумя кривыми:

$$-\hbar v_F q + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} \leq E(q) \leq \hbar v_F q + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}, \quad (2)$$

где $v_F = p_F/m^*$.

Второй тип квазичастиц – *коллективные возбуждения* – соответствуют коллективному движению системы как целого. Коллективное возбуждение можно рассматривать как квант, отвечающий волновому полю, описывающего колебания соответствующих степеней свободы системы.

Рассмотрим характерный тип коллективных возбуждений, связанных с коллективным движением свободных электронов в твердых телах. Эти элементарные возбуждения обусловлены кулоновским взаимодействием между электронами и положительными ионами кристаллической решетки. Им соответствуют продольные волны, которые получили название *плазменных волн*, а их кванты – *плазмонов*.

В основном состоянии электроны полностью компенсируют положительный заряд ионов и каждая элементарная ячейка нейтральна. Пусть n_0 – средняя концентрация электронов в кристалле, соответствующая нейтральному состоянию. Отклонение концентрации электронов n от среднего значения n_0 приводит к нарушению нейтральности и появлению электрических сил, восстанавливающих равновесие. Так возникают продольные колебания плотности электронов относительно среднего значения n_0 .

В простейшей теории плазменных колебаний в твердых телах, развитой Бомом и Пайнсом [5, 6], положительные ионы твердого тела заменяются однородно распределенным положительным зарядом с плотностью, равной средней плотности заряда электронов. Такая модель твердого тела называется моделью "желе". Валентные электроны и электроны проводимости рассматриваются как электронный газ, разрежение и сжатие которого относительно среднего значения приводят к продольным плазменным колебаниям. Закон дисперсии плазменных колебаний в области малых значений волновых векторов возбуждения [7]:

$$\omega^2(q) = \omega_p^2 + \frac{3}{5} (v_F q)^2, \quad (3)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_0 / m$ – квадрат плазменной частоты, величина которой в металлах имеет порядок $\omega_p \sim 2 \cdot 10^{16}$ сек⁻¹ или $\hbar\omega_p \sim 12$ эВ.

Слабая дисперсия плазменных колебаний обусловлена давлением сжимаемой электронной жидкости, возникающей вследствие хаотического движения электронов (мера которого v_F). Дисперсия плазменных колебаний демонстрирует их волновой характер: в плазме распространяются продольные волны, групповая скорость которых линейно растет с q .

При больших импульсах включается механизм бесстолкновительного

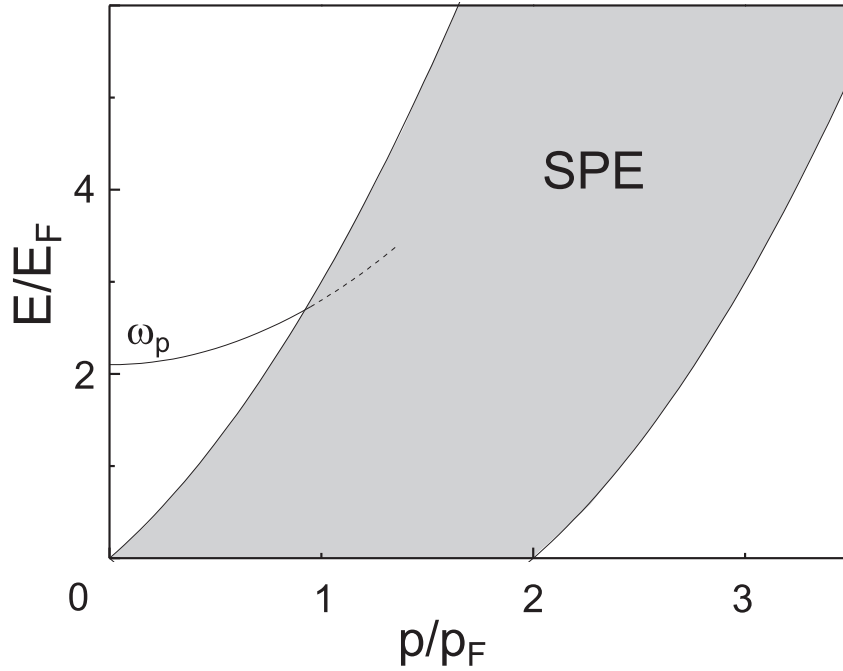


Рис. 1.1: Качественные дисперсионные зависимости коллективных и одночастичных возбуждений в 3D электронных системах (для типичного металла). Плазменная мода показана сплошной кривой, континуум одночастичных возбуждений – заштрихованной областью.

затухания Ландау, т.е. процесс передачи энергии плазмона одночастичным возбуждениям. Предельное волновое число, определяющее область существования плазмонов, может быть оценено из выражений (2) и (3) как $q \sim \omega_p/v_F$. Дисперсии одночастичных и плазменных возбуждений в трехмерном электронном газе показаны на рис.1.1.

Укажем некоторые другие элементарные возбуждения, которые встречаются в твердых телах. Колебания атомов кристаллической решетки носят название упругих волн, а их кванты – *фононов*. Фононы являются хорошо определенными возбуждениями вплоть до точки плавления твердого тела. В ионных кристаллах электроны в зоне проводимости сильно взаимодействуют с оптическими колебаниями решетки. В результате этого движущийся электрон сопровождается облаком фононов, которое может существенно изменить его массу. Такая квазичастица называется *по-*

ляроном. Вследствие электрон-электронного взаимодействия в изоляторах и полупроводниках возможно существование хорошо определенных возбуждений с энергиями в запрещенной зоне. Эти возбуждения, называемые *экситонами*, соответствуют связанным состояниям электронно-дырочной пары. В ферромагнетике возбуждения с низкой энергией соответствуют колебаниям плотности электронных спинов и носят название спиновых волн. Кванты спиновых волн называются *магнонами*. Учет магнонов важен при рассмотрении термодинамических свойств ферромагнитных систем.

1.2 Квазидвумерные электронные системы

Искусственное ограничение движения электронов в одном из пространственных направлений переводит электронную систему из трехмерной в двумерную. В таких системах электроны могут свободно двигаться только вдоль плоскости. В поперечном направлении частицы находятся в потенциальной яме, а их энергетический спектр разбивается на совокупность подзон размерного квантования. Система электронов может считаться двумерной (квазидвумерной), если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием в канале, превышают все другие характерные энергии электронной системы (энергию Ферми и тепловую энергию).

Двумерные электронные системы реализуются различными способами: в неоднородных полупроводниках (МДП-структуры, гетеропереходы, инверсионные слои), в проводящих пленках толщиной несколько атомных слоев (например, в графене [8]), для электронов над поверхностью жидкого гелия. Многообразие наблюдаемых свойств двумерных

электронных систем в значительной мере обусловлено возможностью регулировать и легко менять в широких пределах плотность электронов, например с помощью электрических затворов. Причем, в зависимости от плотности, электронная система может оказаться как невырожденной, так и вырожденной. Ключевым отличием двумерных структур от трехмерных является высокая подвижность электронов, благодаря которой возможно наблюдение многочастичных квантовых явлений. Самыми высокоподвижными на сегодняшний день являются электронные системы, образованные в гетеропереходах и квантовых ямах (КЯ) на основе GaAs/AlGaAs. В таких структурах слой легирующих доноров располагается в барьере и пространственно отделен от двумерного канала, поэтому электроны в двумерном канале движутся практически без рассеяния на примесях. В современных структурах подвижности могут достигать $3 \cdot 10^7$ см²/В·с.

Увеличение подвижности носителей и дальнедействующий характер электрон-электронного взаимодействия приводят к радикальному изменению спектра элементарных возбуждений двумерных электронных систем [9]. Появление подзон размерного квантования в квазидвумерных электронных системах приводит к формированию нового типа возбуждений: помимо чисто двумерных возбуждений, существующих в пределах нижней подзоны размерного квантования, становятся возможны также возбуждения, связанные с переходами электронов между различными подзонами.

1.2.1 Внутризонные возбуждения

Внутризонные возбуждения в квазидвумерных электронных системах по сути аналогичны возбуждениям в трехмерных системах. Континуум одночастичных возбуждений задается теми же выражениями (2), что и в 3D случае. В отличие от трехмерных плазменных колебаний, в двумерных электронных системах плазмоны являются бесщелевыми возбуждениями и имеют корневую дисперсию. Двумерные плазмоны были впервые рассмотрены теоретически Стерном в 1967 году [10], а позже обнаружены экспериментально в системе электронов на поверхности жидкого гелия [11] и в кремниевых МДП- структурах [12, 13] (рис.1.2).

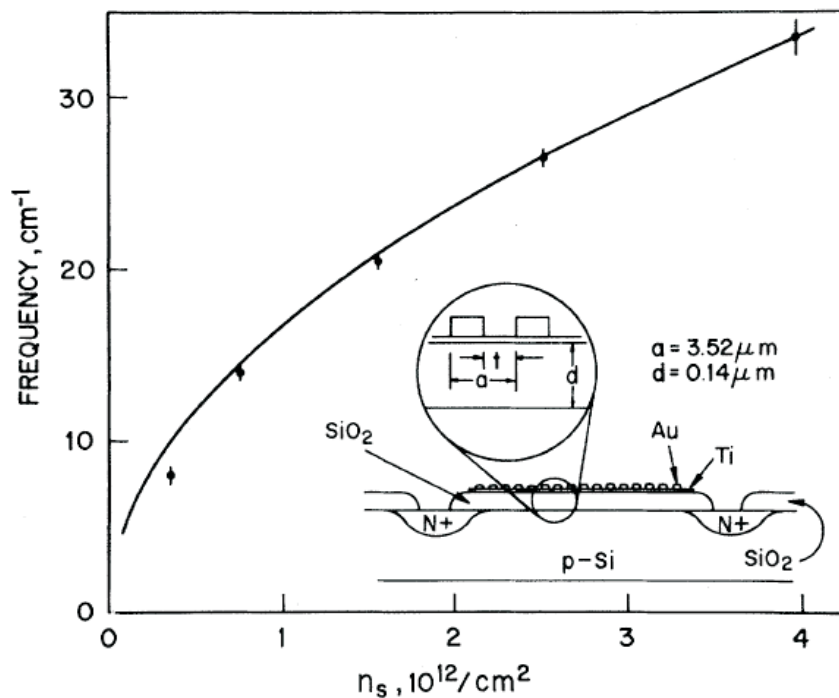


Рис. 1.2: Энергия 2D плазмона в зависимости концентрации в электронном канале кремниевой МДП структуры, эксперимент (точки) и расчет (сплошная линия) из работы [12].

Для построения теории двумерных плазмонов необходимо знать выражения для поляризуемости 2D системы. Простейшим приближением, в рамках которого вычисляется отклик системы электронов на изменя-

ющееся во времени и пространстве внешнее поле, является приближение случайных фаз, или приближение самосогласованного поля, согласно которому на электрон действует не только внешнее поле, но и поле, созданное всеми электронами.

Продольное электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$, действующее на двумерные электроны, лежащие в плоскости $z = 0$ индуцирует поляризацию:

$$\mathbf{P}(\mathbf{q}, \omega) = \alpha(\mathbf{q}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) \delta(z), \quad (4)$$

где \mathbf{q} – двумерный импульс, α – поляризуемость системы, в двумерном случае определяемая формулой [14]:

$$\alpha(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{e^2}{2q} \sum_{\mathbf{k}} \frac{n_0(E_{\mathbf{k}}) - n_0(E_{\mathbf{k}-\mathbf{q}})}{E_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} - E_{\mathbf{k}} + \hbar\omega + i0^+}, \quad (5)$$

где n_0 – числа заполнения на единицу площади системы при нулевой температуре, суммирование проводится по всем одноэлектронным состояниям с волновым вектором \mathbf{k} и энергией $E_{\mathbf{k}}$.

Выражения для действительной и мнимой частей поляризуемости двумерного электронного газа с концентрацией n_s волновым вектором Ферми k_F , эффективной массой m^* , законом дисперсии $E_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / 2m^*$, получаемые из (5) имеют следующий вид [10]:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[\alpha] &= \frac{2m^* e^2 n_s}{\hbar^2 k_F q^3} \left\{ 2v - C_- \sqrt{(v-u)^2 - 1} - C_+ \sqrt{(v+u)^2 - 1} \right\} \\ \operatorname{Im}[\alpha] &= \frac{2m^* e^2 n_s}{\hbar^2 k_F q^3} \left\{ D_- \sqrt{1 - (v-u)^2} - D_+ \sqrt{1 - (v+u)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $v = \frac{q}{2k_F}$, $u = \frac{m^* \omega}{\hbar k_F q}$; $C_{\pm} = \operatorname{sgn}(v \pm u)$, $D_{\pm} = 0$ для $|v \pm u| > 1$ и $C_{\pm} = 0$, $D_{\pm} = 1$ для $|v \pm u| < 1$.

Для двумерного электронного канала, помещенного в однородную среду со статистической диэлектрической проницаемостью ε , диэлектри-

ческая функция для продольного возбуждения в плоскости электронов равна:

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = \varepsilon + 2\pi \sqrt{q^2 - \frac{\varepsilon\omega^2}{c^2}} \alpha(\mathbf{q}, \omega). \quad (7)$$

В отсутствие затухания частота плазмонов ω определяется из дисперсионного уравнения:

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0. \quad (8)$$

В случае больших длин волн, когда $m^*\omega \gg \hbar k_F q$, поляризуемость сводится к значению, соответствующему свободному электронному газу $\alpha(\mathbf{q}, \omega) = -n_s e^2 / m^* \omega^2$, и решение уравнения (8), где диэлектрическая функция определяется соотношением (7), имеет вид

$$q^2 - \frac{\varepsilon\omega^2}{c^2} = \left(\frac{m^* \varepsilon \omega^2}{2\pi n_s e^2} \right)^2. \quad (9)$$

В пределе малых импульсов $q \ll 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$, правая часть равенства (9) пренебрежимо мала и $\omega \sim cq / \sqrt{\varepsilon}$, что соответствует дисперсии света в среде с показателем преломления $\sqrt{\varepsilon}$. Такое поведение дисперсии связано с эффектами запаздывания, которые становятся существенными, когда групповая скорость плазмонов приближается к скорости света. Для экспериментального наблюдения эффектов запаздывания чрезвычайно высоки требования к качеству структур и электронной подвижности. В работе [15] на высокоподвижных гетероструктурах GaAs было продемонстрировано существование эффектов запаздывания и что дисперсия 2D плазмонов в длинноволновом пределе в точности описывается формулой (9).

В случае более коротких длин волн эффектами запаздывания можно пренебречь, а частота плазмона пропорциональна квадратному корню из

волнового вектора:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2 q}{m^* \varepsilon} + \frac{3}{4} v_F^2 q^2. \quad (10)$$

В общем случае закон дисперсии 2D плазмонов $\omega_p(q)$ зависит от диэлектрических свойств окружающей среды. Если вблизи электронного газа располагаются металлические затворы, используемые, например, с целью регулировки электронной концентрации в МДП- структурах или в системе электронов над поверхностью жидкого гелия, то электрон-электронное взаимодействие экранируется. Соответственно, изменяется дисперсионное соотношение для плазмонов. Если пренебречь эффектами запаздывания, то плазменная частота определяется выражением [16, 17]:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_s e^2 q / m^*}{\varepsilon_{sc} \operatorname{cth} qd_{sc} + \varepsilon_{di} \operatorname{cth} qd_{di}}, \quad (11)$$

где d_{di} и d_{sc} – эффективные расстояния до металлических затворов со стороны диэлектрика и полупроводника соответственно.

В длинноволновом пределе ($qd_{sc} \ll 1$ и $qd_{di} \ll 1$) выражение (11) принимает следующий вид:

$$\omega_p^2 \simeq \frac{4\pi n_s e^2 / m^*}{\varepsilon_{sc} / d_{sc} + \varepsilon_{di} / d_{di}} q^2, \quad (12)$$

то есть дисперсия экранированных плазмонов становится линейной.

1.2.2 Межподзонные возбуждения

Межподзонные возбуждения связаны с ограничением движения электронов перпендикулярно двумерному каналу. Им соответствуют переходы электронов из заполненной нижайшей подзоны размерного квантования в одну из незаполненных вышележащих подзон. Таким образом, для межподзонных возбуждений становится актуальным новый масштаб

энергии – энергия расщепления размерноквантованных подзон. Число подзон размерного квантования и, соответственно, различных межподзонных возбуждений в реальных 2D системах велико, однако качественно возбуждения между различными подзонами аналогичны главным ветвям межподзонных возбуждений, связанных с электронными переходами между нулевой и первой подзонами размерного квантования. В этом случае в спектре межподзонных нейтральных возбуждений присутствует континуум одночастичных возбуждений (SPE):

$$E(q) = E_{10} + \frac{\hbar^2(\mathbf{k} + \mathbf{q})^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = E_{10} + \hbar^2 \frac{2(\mathbf{k}\mathbf{q}) + q^2}{2m^*}, \quad (13)$$

где E_{10} – разница одночастичных энергий первой и нулевой размерноквантованных подзон, $k \leq k_F$, $|\mathbf{k} + \mathbf{q}| \geq k_F$. Помимо одночастичных возбуждений существуют коллективные ветви основных возбуждений зарядовой и спиновой плотности (CDE и SDE) [18, 19, 20, 21]. Коллективные возбуждения (CDE и SDE) можно рассматривать, как синглетное и триплетное состояния экситона, образованного электроном в возбужденной подзоне и дыркой под уровнем Ферми электронов основной подзоны. Энергии CDE и SDE невырождены, так как в энергию CDE входит энергия макроскопической поляризации электронной системы (деполяризационный сдвиг). Вектор поляризации осциллирует в направлении, перпендикулярном импульсу CDE, и поэтому возбуждения зарядовой плотности можно считать электронным аналогом ТА-фононов. Межподзонные коллективные и одночастичные возбуждения активны в процессах неупругого рассеяния света и изучались в работах [19, 22]. Качественные дисперсионные зависимости внутризонных и межподзонных возбуждений в двумерных электронных системах показаны на рис.1.3.

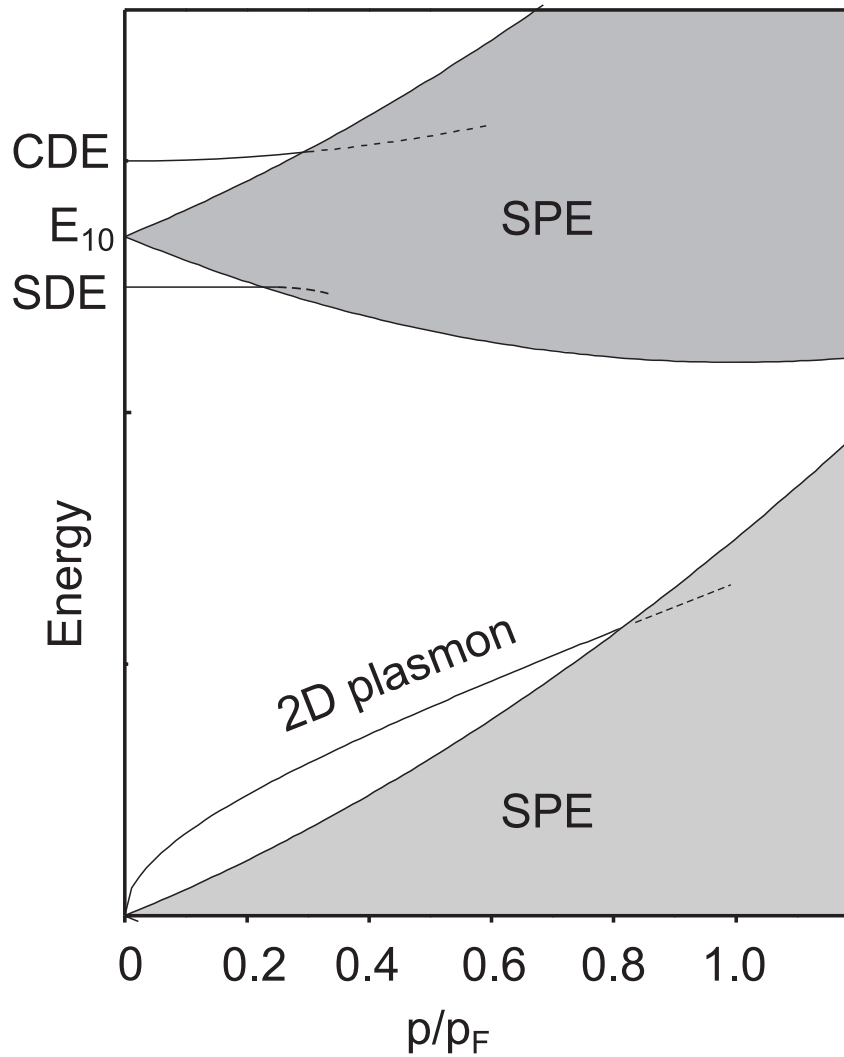


Рис. 1.3: Качественные дисперсионные зависимости коллективных и одночастичных возбуждений в квазидвумерных электронных системах. Сплошными кривыми показаны дисперсии внутризонного двумерного плазмона и межподзонных возбуждений зарядовой (CDE) и спиновой (SDE) плотности. Континуумам внутризонных и межподзонных одночастичных возбуждений (SPE) соответствуют закрашенные области. E_{10} – одночастичная энергия расщепления нулевой и первой размерноквантованных подзон.

1.2.3 Кулоновское взаимодействие

В системе квазидвумерных электронов, занимающих одну из размерноквантованных подзон, из-за нелокальности волновых функций электронов в направлении перпендикулярном плоскости, претерпевает изменение эффективный потенциал электрон-электронного взаимодействия.

В идеализированной системе двумерных электронов, находящейся в вакууме, фурье-компонента потенциала электрон-электронного взаимодействия имеет вид $v(q) = 2\pi e^2/q$. Это выражение можно обобщить на случай квазидвумерной электронной системы, находящейся на границе слоистой структуры (МДП либо гетеропереход). Пусть слой 2D- электронов сформирован в полупроводнике 1 со статической диэлектрической проницаемостью ε_1 , заполняющем полупространство $z > 0$, который граничит с полупроводником 2, находящимся в полупространстве $z < 0$ с проницаемостью ε_2 . Тогда потенциал кулоновского взаимодействия двух электронов, расположенных в точках (\mathbf{r}, z) и (\mathbf{r}', z') определяется выражением:

$$\begin{aligned}
v(\mathbf{r} - \mathbf{r}'; z, z') &= \frac{e^2}{\varepsilon_1} [(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + (z - z')^2]^{-1/2} \\
&+ \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)e^2}{\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} [(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + (z + z')^2]^{-1/2} \\
&= \sum_{\mathbf{q}} \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_1 q} e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \left(e^{-q|z - z'|} + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} e^{-q|z + z'|} \right).
\end{aligned} \tag{14}$$

Первый член в выражении (14) описывает прямое кулоновское взаимодействие, а второй член – взаимодействие одного электрона с изображением другого. Для гетеропереходов GaAs/AlGaAs вклад от второго члена мал ввиду незначительного различия диэлектрических проницаемостей сред: $\varepsilon_{GaAs} \approx 12.5$, $\varepsilon_{Al_{0.3}Ga_{0.7}As} \approx 11.7$. Если распределение плотности электронов в слое вдоль направления роста структуры описывается волновой функцией $\psi(z)$ (для какой-либо из размерно-квантованных подзон), то фурье-компонента эффективного потенциала электрон-электронного взаимодействия может быть записана в виде [9]:

$$v(q) = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_1 q} F(q), \tag{15}$$

где $F(q) \simeq \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' |\psi(z)|^2 |\psi(z')|^2 e^{-q|z-z'|}$ – геометрический форм-фактор.

В пределе нулевой толщины электронного слоя $F(q) \equiv 1$ и кулоновский потенциал приобретает вид, характерный для идеальной двумерной системы. В реальных квазидвумерных структурах форм-фактор $F(q)$ – монотонно убывающая функция импульса, поэтому эффективное кулоновское взаимодействие между двумерными электронами оказывается ослабленным.

Необходимую для вычисления форм-фактора волновую функцию $\psi(z)$ можно получить в приближении локальной плотности. Полные волновые функции электронов в этом случае факторизуются $\Psi(\mathbf{r}, z) = \phi(\mathbf{r})\psi(z)$. В случае квантовой ямы профиль $\psi(z)$ зависит от ширины КЯ, высоты потенциальных барьеров, а также от плотности электронов в КЯ. При ненулевой плотности электронов профиль дна ямы изгибается, так что, с одной стороны, он зависит от значения локальной электронной плотности $|\psi(z)|^2$, а с другой стороны, решение уравнения Шредингера для $\psi(z)$ зависит от формы ограничивающего потенциала. Поэтому для нахождения волновых функций и энергий подзон размерного квантования E_n необходимо проводить самосогласованное решение одномерных уравнений Пуассона и Шредингера при заданных параметрах квантовой ямы и концентрации двумерных электронов [23]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_{ext}(z) + V_{sc}(z) \right) \psi(z) + V_X[\psi(z)] = E_n \psi(z), \quad (16)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} [V_{ext}(z) + V_{sc}(z)] = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} [N_D(z) - n(z)], \quad (17)$$

где $V_{ext}(z)$ – ограничивающий потенциал структуры, $V_{sc}(z)$ – самосогласованный потенциал, обусловленный распределением электронной плотности, $V_X[\psi(z)]$ – обменно-корреляционный член ε – диэлектрическая

проницаемость материала структуры, $N_D(z)$ – плотность ионизованных доноров в барьере, $n(z) = n_s |\psi(z)|^2$ – трехмерная плотность электронов.

Для некоторых задач (например, в случае инверсионного n -слоя на поверхности кремния) в качестве $\psi(z)$ для нижней подзоны можно использовать аналитическое выражение в виде функции Фэнга и Ховарда [24]:

$$|\psi(z)|^2 = \frac{b^3}{2} z^2 e^{-bz}, \quad (18)$$

где b – параметр с размерностью обратной длины.

1.3 Квазидвумерные электронные системы в квантующем магнитном поле

Рассмотрим движение электрона с зарядом $-e$ в однородном магнитном поле \mathbf{B} , направление которого параллельно оси z .

Из классической теории поля известно, что движение трехмерных электронов при этом происходит по спиралям, навитым на вектор магнитного поля \mathbf{B} . Компонента скорости вдоль этого направления z не затрагивается присутствием магнитного поля, а в направлениях $x - y$ движение происходит по круговым циклотронным орбитам. Круговая частота обращения всех электронов одинакова и называется циклотронной частотой, которая равна:

$$\omega_c = \frac{eB}{mc}, \quad (19)$$

где e, c, m – мировые константы.

Квантовомеханическое описание поведения электронов в однородном магнитном поле было впервые выполнено Ландау [25]. Для нахождения уровней энергии и волновых функций необходимо рассмотреть уравне-

ние Шредингера для электрона с учетом векторного потенциала магнитного поля. При этом, согласно калибровочной инвариантности, оператор импульса электрона преобразуется следующим образом: $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + e\mathbf{A}/c$. Для векторного потенциала особенно удобно использовать одну из двух калибровок – калибровка Ландау $\mathbf{A} = (-By, 0, 0)$ и вращательно-инвариантная симметричная калибровка $\mathbf{A} = \frac{1}{2}[\mathbf{B}, \mathbf{r}]$. В калибровке Ландау уравнение Шредингера для волновой функции квазидвумерного электрона с эффективной массой m^* ψ имеет вид:

$$\frac{1}{2m^*} \left[\left(\hat{p}_x - \frac{eB}{c}y \right)^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2 + V(z) \right] \Psi + g^* \mu_B B S_z \Psi = E \Psi. \quad (20)$$

Для решения этого уравнения важно то, что переменные x , y и z разделяются, а искомая волновая функция факторизуется:

$$\Psi = e^{\frac{i}{\hbar} p_x x} \psi(z) \chi(y), \quad (21)$$

где $\psi(z)$ – профиль волновой функции квазидвумерных электронов в z -направлении. Её нахождение связано с решением задачи о размерноквантованных подзонах, рассмотренной в предыдущем разделе. Подставив (21) в (20), получим следующее уравнение для функции $\chi(y)$:

$$\chi'' + \frac{2m^*}{\hbar^2} \left[(E - g^* \mu_B B S_z - E_z) - \frac{m^*}{2} \omega_c^2 (y - y_0)^2 \right] \chi = 0, \quad (22)$$

где $y_0 = \frac{cp_x}{eB}$. Последнее уравнение по форме совпадает с уравнением Шредингера для линейного осциллятора, колеблющегося с циклотронной частотой $\omega_c = eB/m^*c$. Поэтому выражение в круглых скобках, играющее роль энергии осциллятора, может принимать значения $\hbar\omega_c(n + 1/2)$, где n – целое неотрицательное число.

Таким образом, получаем следующее выражение для уровней энергии

двумерного электрона в однородном перпендикулярном магнитном поле:

$$E = E_z + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + g^* \mu_B B S_z. \quad (23)$$

Первое слагаемое равно энергии размерноквантованной подзоны, в которой находятся квазидвумерные электроны. Второе слагаемое дает дискретные значения энергии, отвечающие движению в 2D плоскости, (их называют *уровнями Ландау*). Последнее слагаемое связано с зеемановской энергией электронов в магнитном поле. Таким образом, энергетический спектр двумерных электронов становится полностью дискретным, а плотность состояний такой системы представляет собой набор δ -функций, на эквидистантных уровнях Ландау, расщепленных по спину.

Собственные функции $\chi_n(y)$, отвечающие уровням Ландау, даются выражением:

$$\chi_n(y) = \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{l_B} 2^n n!} \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{2l_B^2}\right) H_n\left(\frac{y - y_0}{l_B}\right), \quad (24)$$

где $H_n(x)$ – полиномы Эрмита. Здесь введена магнитная длина

$$l_B = \left(\frac{\hbar c}{eB}\right)^{1/2},$$

которая является фундаментальным масштабом электронной системы. Магнитная длина не зависит от параметров материала и при характерных магнитных полях в несколько Тесла имеет порядок 50 – 200 Å и сравнима с другими масштабами длин в двумерной системе.

Плотность состояний на единицу площади для каждого уровня Ландау равна

$$N_0 = \frac{1}{2\pi l_B^2} = \frac{eB}{2\pi \hbar c}. \quad (25)$$

Таким образом, в данной идеализированной модели электронные состояния группируются в расположенные эквидистантно сильно вырожденные энергетические уровни. Заполнение уровня электронами характеризуется фактором заполнения ν , определяемым как отношение концентрации двумерных электронов n_s к кратности вырождения уровня Ландау:

$$\nu = \frac{n_s}{N_0}. \quad (26)$$

Необходимо отметить, что электронные состояния Ψ , даваемые волновой функцией (21), являются делокализованными в x -направлении и ограниченными в y -направлении. Однако вследствие сильного вырождения существуют линейные комбинации состояний ψ , ограниченные в обоих направлениях; такие комбинации являются локализованными. Например, собственные решения уравнения Шредингера во вращательно-инвариантной калибровке локализованы.

В реальных квазидвумерных системах взаимодействие со случайным потенциалом снимает вырождение, и уровни Ландау приобретают конечную ширину. Распределение одночастичной плотности состояний определяется характером неоднородностей, а также экранированием создаваемого ими потенциала, зависящего от фактора заполнения [9]. Появление щелей в электронной плотности состояний приводит к таким фундаментальным явлениям, как целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла.

1.3.1 Целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ), обнаруженный К. фон Клитцингом в 1980 г. [1], проявляется при низких температурах и в достаточно сильных магнитных полях, перпендикулярных плоскости

2D-электронов, и сопровождается возникновением плато в холловском сопротивлении (отношении поперечного напряжения к продольному току). Холловским плато при $T = 0$ соответствуют нули продольного сопротивления. Это явление коррелирует с возникновением одночастичных щелей в спектре 2D-электронов в магнитном поле – циклотронных, спиновых, долино-орбитальных. Тензор проводимости двумерной электронной системы в режиме целочисленного КЭХ имеет вид:

$$\hat{\sigma} = \begin{bmatrix} 0 & -\nu e^2/h \\ \nu e^2/h & 0 \end{bmatrix}, \quad (27)$$

где ν – электронный фактор заполнения. Плато в σ_{xy} и нули σ_{xx} возникают не в одной точке, а в довольно широком диапазоне факторов заполнения вблизи целочисленных ν . В реальности, равенство (27) не выполняется абсолютно точно. При самых низких температурах экспериментально была достигнута относительная точность квантования проводимости порядка 10^{-8} . Последнее обстоятельство открыло новую возможность для определения постоянной тонкой структуры α и является исключительно важным для интересов метрологии.

Целочисленный КЭХ есть явление одноэлектронное и обусловлено специфической структурой 2D-электронного спектра в поперечном магнитном поле при наличии случайного потенциала, а именно, практически все состояния в щелях энергетического спектра сильно локализованы, а бездиссипативный холловский ток переносят несколько протяженных делокализованных состояний, сосредоточенных в узкой области вблизи центров уровней Ландау [26, 27]. При изменении фактора заполнения уровень Ферми электронов E_F перемещается относительно уровней Ландау. При этом, когда E_F находится в области локализованных

состояний, $\sigma_{xx} = 0$ при $T = 0$, поскольку σ_{xx} определяется только свободными электронами на поверхности Ферми. Напротив, $\sigma_{xy} \neq 0$, так как за счет дрейфа носителей в скрещенных полях E и B имеется вклад в σ_{xy} от всех подвижных состояний, имеющих на всех уровнях Ландау под поверхностью Ферми. Поскольку при изменении E_F в области локализованных состояний заполнение подвижных состояний не изменяется, то остается неизменной и величина σ_{xy} . Когда же E_F проходит область подвижных состояний, то $\sigma_{xx} \neq 0$ и происходит переход от одного плато в σ_{xy} на другое. Точность квантования холловской проводимости обусловлена тем обстоятельством, что в 2D-системах проводимость может быть представлена топологическим инвариантом, не зависящим от случайного потенциала дефектов, всегда присутствующих в реальных 2D-системах [26].

Другой важный результат – это открытие в 1982 г. Цуи, Штёрмером и Госсардом дробного квантового эффекта Холла [2]. В совершенных структурах с высокоподвижным 2D-электронным газом, в области $\nu < 1$ была обнаружена тонкая структура в магнитотранспортных кривых, а именно, были обнаружены новые плато и нули проводимости и удельного сопротивления при дробных факторах заполнения $\nu = p/m$ (p - целое, m - целое нечетное число). Характерные магнитополевые зависимости компонент тензора удельного сопротивления, с особенностями в состояниях целочисленного и дробного квантового эффекта Холла показаны на рис.1.4.

Оказалось, что дробный КЭХ наблюдается при температурах значительно более низких, чем целочисленный. Это указывало на то, что в энергетическом спектре 2D-электронов существуют новые по своей при-

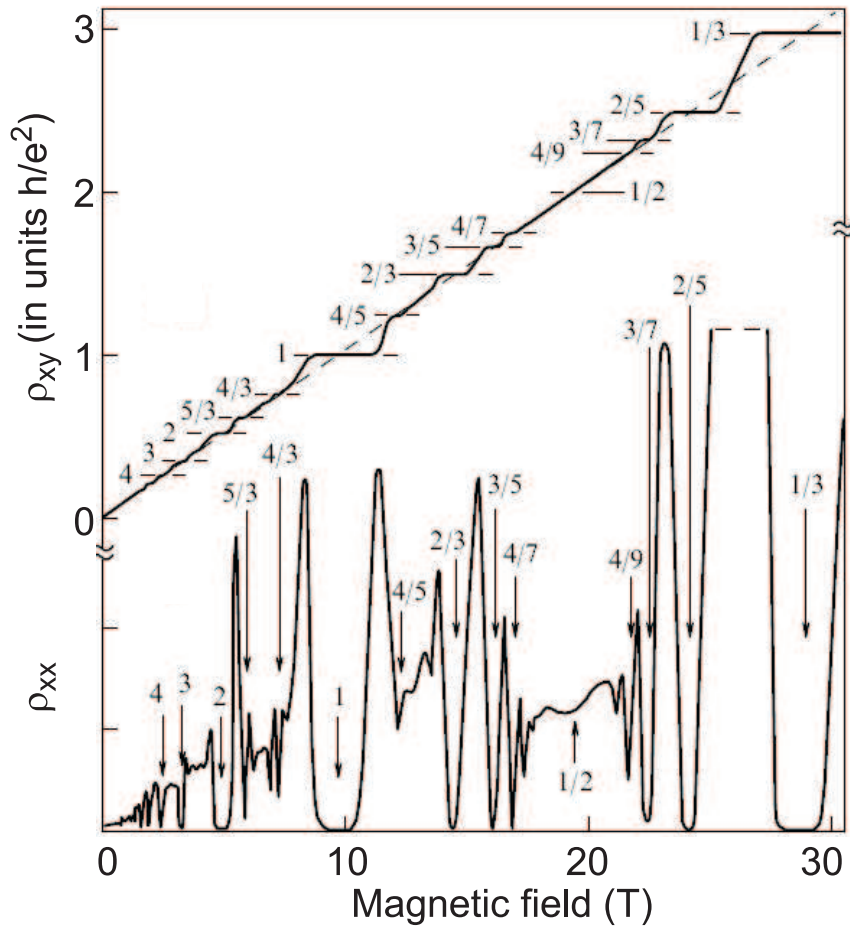


Рис. 1.4: Характерная магнитополевая зависимость компонент тензора сопротивления, измеренная на модулированных 2D электронных системах со сверхвысокой подвижностью. Наблюдается множество состояний с дробным фактором заполнения. Наиболее выражены серии с $\nu = p/(2p \pm 1)$. Штриховой диагональной линией показано классическое холловское сопротивление.

роде щели, появление которых нельзя понять в рамках простого одно-электронного описания. Вскоре дробный КЭХ был объяснен как следствие взаимодействия между электронами, которое приводит к возникновению сильно коррелированных многоэлектронных состояний (так называемые лафлиновские состояния [28]). Для подмножества дробных факторов заполнения вида $\nu = 1/m$ с нечетными знаменателями Лафлин предложил модельную многочастичную волновую функцию основного

состояния, которая дается выражением:

$$\Psi_m(z_1, \dots, z_N) = \prod_{j < k}^N (z_j - z_k)^m \cdot \exp \left(-\frac{1}{4l_B^2} \sum_i^N |z_i|^2 \right), \quad (28)$$

где $z_i = x_i + y_i$ – комплексная координата i -ой частицы в плоскости. Как было показано в работе [29], для короткодействующего потенциала межэлектронного взаимодействия, функция Лафлина описывает точное основное состояние системы взаимодействующих электронов. Лафлиновские состояния еще называют несжимаемыми квантовыми жидкостями, поскольку в них отсутствует дальний порядок между электронами, а их несжимаемость понимается в том смысле, что для изменения плотности или фактора заполнения требуется затратить энергию масштаба соответствующей щели, которая отделяет основное состояние от непрерывного спектра квазичастичных возбуждений. Согласно теории Лафлина [28], такие необычные состояния электронной квантовой жидкости существуют исключительно при рациональных дробных факторах заполнения с нечетными знаменателями. Условие на нечетность m возникает из принципа Паули, который требует антисимметричности волновой функции. В соответствии с электронно-дырочной симметрией, дырочные состояния квантовой жидкости существуют при $\nu = 1 - 1/m$. В рамках многоэлектронной теории [28, 30], квазичастичные возбуждения в режиме дробного КЭХ несут дробный заряд $e^* = e/m$. Таким образом, в отличие от одноэлектронных щелей – циклотронных, спиновых и долинно-орбитальных, оперирующих в целочисленном КЭХ, в режиме дробного КЭХ щели имеют кулоновскую природу и связаны с межчастичным взаимодействием. Масштабы кулоновских щелей очень малы ($\lesssim 1$ мэВ), то есть квантовая жидкость в режиме дробного КЭХ является весьма деликатной субстан-

цией. Поэтому такие состояния обнаруживаются лишь в высокоподвижных (более 10^6 см²/В·с) 2D электронных системах и при очень низких температурах (менее 1 К). Несмотря на жесткость требований к условиям наблюдения дробного КЭХ, в магнитотранспортных экспериментах найдены целые семейства таких состояний [31, 32] вплоть до фактора заполнения $\nu = 1/7$.

Попытки классифицировать и объяснить сложную иерархию наблюдаемых дробных состояний КЭХ привели к созданию концепции композитных фермионов. Центральным аспектом этой теории является описание сложной взаимодействующей системы электронов на нижайшем уровне Ландау на языке новых квазичастиц. Эти частицы получили название композитных фермионов, которые наиболее наглядно можно представить как связанное состояние электрона и четного ($2l$) числа квантов магнитного потока. В терминах многочастичной волновой функции это означает, что по относительной координате каждой пары электронов общая волновая функция имеет $2l$ узлов. Основные качественные особенности теории композитных фермионов заключаются в следующем:

- 1) В композитных фермионах электроны захватывают по $2l$ узлов. Это приводит к эффективному экранированию электронов, поскольку узлы формируют корреляционную дырку вокруг каждого электрона.
- 2) Композитные фермионы слабо взаимодействуют друг с другом. Фактически, их можно рассматривать как систему обыкновенных слабо взаимодействующих фермионов, что делает уместным описание сильно взаимодействующей квантовой жидкости на нижнем уровне Ландау на стандартном одночастичном языке.

3) Захват нескольких квантов магнитного потока приводит к частичной компенсации эффективного магнитного поля, действующего на композитные фермионы. В результате композитные фермионы движутся в эффективном поле:

$$B^* = B - 2l\phi_0 n_s, \quad (29)$$

где $\phi_0 = hc/e$ – квант магнитного потока.

Подобно свободным фермионам в магнитном поле, композитные фермионы располагаются на последовательности уровней Ландау, соответствующих этому эффективному магнитному полю. Композитные фермионы могут заполнять несколько своих “уровней Ландау”, в то время как электроны располагаются на нижайшем уровне Ландау. Факторы заполнения электронов и композитных фермионов даются соответственно выражениями:

$$\nu = \frac{n_s \phi_0}{B} \quad \text{и} \quad \nu^* = \frac{n_s \phi_0}{|B^*|},$$

которые, согласно (29), связаны следующим образом:

$$\nu = \frac{\nu^*}{2l\nu^* \pm 1}. \quad (30)$$

Семейства дробей (30), соответствующих состояниям целочисленного КЭХ для композитных фермионов (целые ν^*), отвечают состояниям дробного КЭХ для электронов на нижнем уровне Ландау, наблюдаемым в экспериментах.

Подробное изложение теоретических и экспериментальных аспектов явлений КЭХ и композитных фермионов можно найти в обзорах [26, 27, 33, 34, 35].

1.3.2 Магнетоэкситоны в двумерных электронных системах

Прежде всего, необходимо подчеркнуть, что в двумерном случае квантующее перпендикулярное магнитное поле полностью подавляет континуум одночастичных возбуждений, отвечающий кинетической энергии, поэтому все возбуждения в магнитном поле являются *коллективными*. Рассмотрим квазидвумерную электронную систему, находящуюся в сильном магнитном поле в пределе, когда масштаб характерной кулоновской энергии много меньше циклотронной энергии $e^2/\epsilon l_B \ll \hbar\omega_c$. Пусть в основном состоянии электроны целиком заполняют один или несколько спиновых подуровней Ландау. В этом случае задача о спектре коллективных возбуждений системы может быть сведена к эквивалентной задаче двух тел, в которых возбуждения системы могут быть описаны как *магнетоэкситоны* [36, 37]. Магнетоэкситону можно сопоставить элементарный акт возбуждения, в котором один электрон переходит на пустой уровень Ландау n' , а на заполненном уровне Ландау n остается дырка. Важной особенностью такой системы двух заряженных частиц в магнитном поле является существование у нее интеграла движения – обобщенного импульса:

$$\mathbf{k} = \left[-i\hbar(\nabla_1 + \nabla_2) - \frac{e}{c}(\mathbf{A}_2 - \mathbf{A}_1) \right] - \frac{e}{c}\mathbf{B} \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1), \quad (31)$$

где индексы 1 и 2 обозначают отрицательно и положительно заряженные частицы, $\mathbf{A}_{1,2}$ – векторные потенциалы магнитного поля, $\mathbf{r}_{1,2}$ – радиус-векторы частиц. Кроме того, эффективное расстояние между электроном и дыркой пропорционально величине обобщенного импульса: $\langle \Delta \mathbf{r} \rangle = l_B^2 \mathbf{k} \times \hat{z}$, где \hat{z} – вектор нормали к 2D плоскости.

Если пренебречь электрон-электронным взаимодействием, то энергия

магнетоэкситонов равна изменению кинетической энергии $(n' - n)\hbar\omega_c$ плюс разность энергий зеемановского расщепления $g\mu_B B\delta S_z$ для переходов с переворотом спина (здесь рассматриваются лишь возбуждения внутри нулевой размерно-квантованной подзоны). Когда же в рассмотрение включено взаимодействие между электронами, то в энергии добавляется вклад от многочастичного электрон-электронного взаимодействия, которое определяет дисперсию магнетоэкситонов.

Таким образом, нейтральные коллективные возбуждения двумерной электронной системы в магнитном поле можно классифицировать рядом дисперсионных кривых, зависящих от обобщенного импульса:

$$E_{m,\delta S_z}(\mathbf{k}) = m\hbar\omega_c + g^*\mu_B B\delta S_z + \Delta E_{m,\delta S_z}(\mathbf{k}), \quad (32)$$

где $m = n' - n \geq 0$ – орбитальное квантовое число возбуждения, δS_z – изменение проекции спина на ось магнитного поля, дисперсионный член $\Delta E_{m,\delta S_z}(\mathbf{k})$ имеет порядок характерной кулоновской энергии $e^2/\epsilon l_B$. Его функциональный вид зависит от каждой конкретной ветви коллективных возбуждений и от фактора заполнения уровней Ландау.

Кулоновский энергетический член магнетоэкситонов $\Delta E_{m,\delta S_z}(\mathbf{k})$ образован тремя различными вкладами:

- a. Константа, не зависящая от импульса, которая равна разнице обменных энергий электрона в конечном и начальном состояниях (в обменной энергии учитывается обменное взаимодействие электрона со всеми электронами, имеющими то же направление спина).
- b. Кулоновское взаимодействие электрона и дырки, составляющих магнетоэкситон. Этот энергетический вклад всегда отрицателен, и зависит от расстояния между электроном и дыркой. По сути эта ве-

личина аналогична энергии связи экситона Ванье-Мотта.

- с. Деполяризационный сдвиг – энергетический член, возникающий из-за диполь-дипольного взаимодействия электрон-дырочной пары, аннигилирующей в одной точке пространства и одновременно появляющейся пары в другой точке.

Энергия деполяризационного сдвига – это единственный член, учитываемый в приближении случайных фаз. Как уже отмечалось, он определяет дисперсию плазмона, который в магнитном поле трансформируется в гибридную магнитоплазменную моду (магнитоплазмон). Его дисперсия имеет классический вид:

$$\omega_{mp}(k) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p(k)^2}, \quad (33)$$

где $\omega_p(k)$ – плазменная частота (10). Как видно из выражения (33), в дисперсии магнитоплазмона появляется щель, равная циклотронной частоте ω_c , а длинноволновая дисперсия магнитоплазмона линейна:

$$\omega_{mp}(k) \simeq \omega_c + \frac{\omega_p(k)^2}{2\omega_c} \simeq \omega_c + \frac{\pi n_s e c}{\varepsilon B} k. \quad (34)$$

Энергетические вклады (а), (b) и (с) в дисперсию магнетоэкситонов могут быть учтены в приближении Хартри-Фока. В рамках этого приближения дисперсии коллективных мод в состояниях с целочисленными факторами заполнения были вычислены в формализме диаграммной техники в работе [38].

Характерные особенности дисперсий магнетоэкситонов можно проиллюстрировать на примере низкоэнергетических возбуждений с $m = 0$ и 1. Наибольший вклад в энергии возбуждений с $m = 1$ вносит циклотронная энергия, поэтому для краткости такие возбуждения будут называться циклотронными. Рассмотрим спектр циклотронных возбуждений

в случае, когда оба спиновых уровня одинаково заполнены, т.е. уровни Ландау с индексом $n = 0, 1, \dots, \nu_0 - 1$ заполнены электронами со спинами вверх и вниз и на квант магнитного потока приходится $2\nu_0$ электронов. В этом случае основное состояние характеризуется собственной функцией со спиновым угловым моментом $S = 0$, а нейтральные коллективные возбуждения можно классифицировать как синглетные и триплетные. Синглетная ветвь возбуждения $E_1^s(\mathbf{k})$ при $m = 1$ является магнито-плазменной модой. Ее энергия и импульс соответствуют полюсу $E_1^s(\mathbf{k})$ функции реакции плотность-плотность $\chi_\rho(\mathbf{k}, \omega)$. Триплетные возбуждения проявляются в отклике возмущения спиновой плотности $\chi_\sigma(\mathbf{k}, \omega)$. Если обозначить энергию триплетного возбуждения с $\delta S_z = 0$ как $E_1^t(\mathbf{k})$, тогда отклик функции реакции спиновой плотности $\chi_{\sigma_z}(\mathbf{k}, \omega)$ имеет полюс при $\omega = E_1^t(\mathbf{k})/\hbar$. Триплетные возбуждения с переворотом спина с $\delta S_z = \pm 1$ имеют энергии, сдвинутые относительно $E_1^t(\mathbf{k})$ на зеемановскую энергию $g\mu_B B \delta S_z$ и соответствуют полюсам функций реакции $\chi_{\sigma_\pm}(\mathbf{k}, \omega)$. Триплетные возбуждения связаны с колебаниями спиновой плотности и поэтому не могут быть описаны в приближении случайных фаз. Кроме того, это приближение перестает быть справедливым и для магнитоплазмона в коротковолновом пределе, когда становится существенным обменный вклад в энергию возбуждений. При $k \rightarrow \infty$ кулоновские поправки к энергиям возбуждений выходят на константу, определяемую изменением обменной энергии электрона при переходе на следующий уровень Ландау. Дисперсии синглетной и триплетной мод показаны на рис.1.5а.

В случае, когда в основном состоянии системы число заполненных подуровней с противоположными направлениями спинов неодинаково,

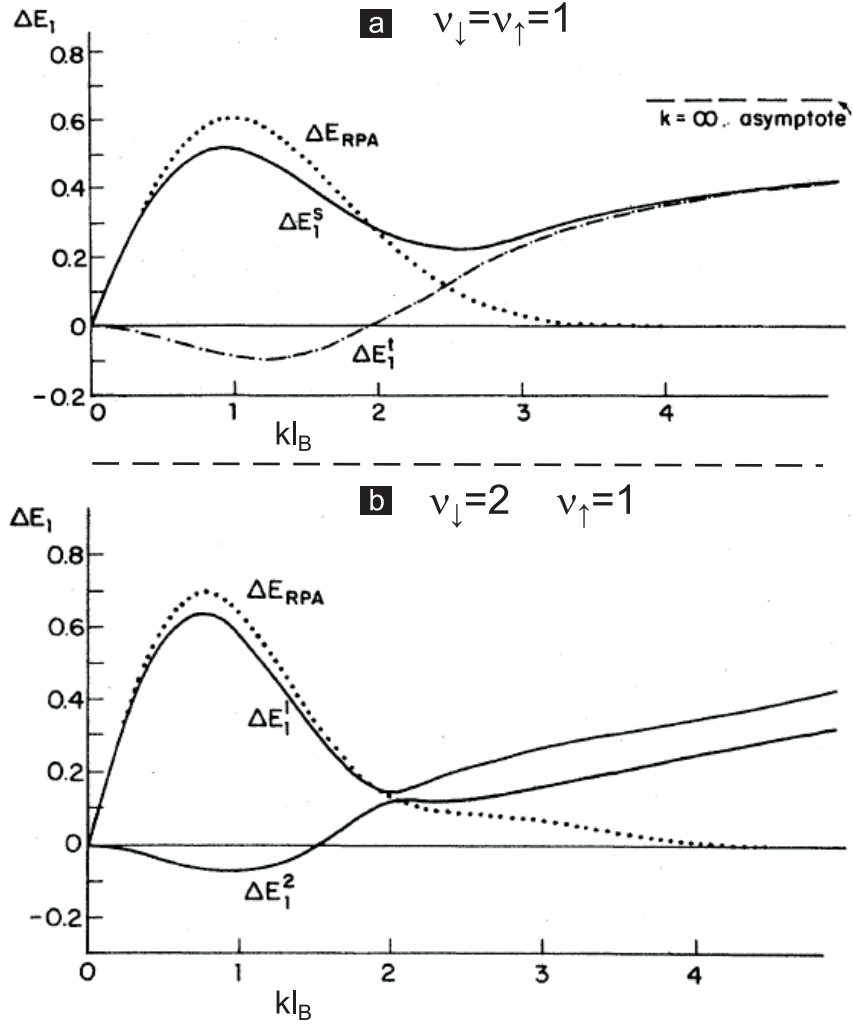


Рис. 1.5: (а) энергетические сдвиги (в единицах $e^2/\epsilon l_B$) дисперсий спин-синглетного (сплошная линия) и спин-триплетного (штрих пунктирная линия) возбуждений относительно циклотронной энергии в состоянии с равным заполнением двух спиновых состояний $\nu_\downarrow = \nu_\uparrow = 1$. (б) энергетические сдвиги двух циклотронных возбуждений зарядовой плотности относительно $\hbar\omega_c$ в состоянии с различным заполнением двух спиновых состояний $\nu_\downarrow = 2, \nu_\uparrow = 1$. В обоих случаях пунктирными кривыми показан результат, рассчитанный в приближении случайных фаз.

возбужденные состояния уже нельзя классифицировать как синглетные и триплетные. Наибольший интерес представляет ситуация, когда $\nu_\downarrow = \nu_\uparrow + 1$, где ν_\downarrow и ν_\uparrow – число заполненных уровней Ландау для спина вниз и вверх, и полное число электронов на квант магнитного потока равно $2\nu_\uparrow + 1$ (направления спинов, выбранные в этом разделе, соответствуют положительному g -фактору электронов). Если $\nu_\uparrow > 0$, так что имеются

электроны с обоими спинами, то в спектре циклотронных возбуждений присутствуют две ветви возбуждений зарядовой плотности с $\delta S_z = 0$. В длинноволновом пределе одна из них имеет дисперсию магнитоплазмона (34), а дисперсия второй квадратична (рис.1.5b). Помимо этого, существуют два циклотронных возбуждения с переворотом спина (спин-флип возбуждения), соответствующие возбуждениям спиновой плотности. Когда $\nu_\uparrow = 0$, т.е. заполнен только один спиновой подуровень нижайшего уровня Ландау, существует единственная ветвь возбуждений зарядовой плотности – магнитоплазмон и одна ветвь возбуждения с переворотом спина (циклотронная спин-флип мода).

Во всех рассмотренных случаях длинноволновая дисперсия магнитоплазмона линейна и задается универсальной формулой (34), независимо от фактора заполнения. При нулевом импульсе энергия магнитоплазмона тождественно равна энергии циклотронного резонанса и не имеет вклада от электрон-электронного взаимодействия (это утверждение носит название теоремы Кона [39]). Что касается энергий циклотронных возбуждений с переворотом спина, то для них не существует аналогичных симметричных ограничений, и они могут иметь ненулевой обменный вклад как в коротковолновом, так и в длинноволновом пределе. Так например, в состоянии КЭХ, когда целиком заполнен один нижайший спиновой подуровень ($\nu = 1$), циклотронная спин-флип мода при $k = 0$ имеет энергию, значительно превышающую циклотронную, что обусловлено разницей в обменных энергиях на нулевом и первом уровнях Ландау [40]. При других факторах заполнения энергии циклотронных спин-флип мод также могут иметь обменные сдвиги, изучению которых посвящены следующие главы.

В случае если в начальном состоянии заполнено одинаковое число спиновых подуровней Ландау с обоими направлениями спина, возбуждений с $m = 0$ не существует, поскольку нет свободных состояний на верхнем из заполненных уровней Ландау. При неодинаковом заполнении спиновых подуровней появляются низкоэнергетические возбуждения с $m = 0$ и $\delta S_z = +1$. Они аналогичны магнонам в ферромагнетике и носят название *спиновых экситонов*. Длинноволновая дисперсия спиновых экситонов начинается с зеемановской энергии и ведет себя квадратично $E_{SE}(k) \simeq |g\mu_B B| + \beta k^2$, а в коротковолновом пределе она выходит на константу, равную величине удельной обменной энергии на верхнем заполненном уровне Ландау. При этом, теоретически, в некоторых состояниях КЭХ (например, при $\nu = 1$) в коротковолновом пределе могут существовать возбуждения с энергией меньше энергии спиновых экситонов – скирмион-антискирмионные пары [41, 42]. Скирмион является топологическим возбуждением на векторном поле электронных спинов. Обменная энергия идеализированной скирмион-антискирмионной пары при $\nu = 1$ вдвое меньше обменной энергии коротковолнового спинового экситона. Однако в реальных электронных системах из-за ненулевой зеемановской энергии формирование скирмионов, требующее большого числа перевернутых спинов, оказывается энергетически невыгодным.

В несжимаемых состояниях с дробными факторами заполнения в пределах частично заполненных спиновых подуровней Ландау возможен новый тип коллективных возбуждений. Эти возбуждения имеют $m = \delta S_z = 0$ и являются внутриуровневыми *волнами зарядовой плотности*. В терминах магнетоэкситонов их можно представить как нейтральные пары квазичастиц и квазидырок с дробными зарядами. Альтернативно, в

формализме композитных фермионов волна зарядовой плотности представлена магнетоэкситоном, образованным при переходе композитного фермиона с заполненного n -го на пустой $(n + 1)$ -ый композитно-фермионный уровень Ландау.

Моды возбуждений зарядовой плотности характеризуются дисперсионными зависимостями от обобщенного импульса. Энергия волн плотности всюду больше нуля, а в области импульсов $k \sim 1/l_B$ в дисперсии имеется ротонный минимум. Из-за аналогии с фононами и ротонами в жидком ${}^4\text{He}$ такие возбуждения называют магнетофононами или магнеторотонами. Однако, в отличие от фононов в гелии, в длинноволновом пределе в дисперсии магнетофононов существует конечная щель. Щели в дисперсии магнетофононов измеряются в коротковолновом пределе термоактивационными методами [32, 43], а в длинноволновом пределе – методом неупругого рассеяния света [44].

Для вычисления дисперсии магнетофононов используется теоретический подход, аналогичный тому, что применялся Фейнманом в задаче о фононах в жидком гелии. Ключевое предположение этой теории (одномодовое приближение – SMA) состоит в том, что единственная мода (в данном случае магнетофонон) целиком определяет общую силу осциллятора. Это предположение справедливо, если циклотронная энергия сильно превышает характерную кулоновскую энергию и можно пренебречь смешиванием с вышележащими уровнями Ландау. В рамках SMA дисперсия магнетофононов дается аналогом формулы Бийля-Фейнмана [45, 46]:

$$\Delta(k) = \bar{f}(k)/\bar{s}(k), \quad (35)$$

где $\bar{f}(k)$ и $\bar{s}(k)$ – проекции силы осциллятора и статического структурно-

го фактора на нижний уровень Ландау. Структурный фактор учитывает корреляции в основном состоянии системы, а для состояний с факторами заполнения $\nu = 1/m$, описываемых лафлиновской волновой функцией, может быть получен методом Монте-Карло, используя известную аналогию с однокомпонентной двумерной электронной плазмой [28, 46, 47]. Таким образом, в одномодовом приближении удастся выразить энергию коллективной моды через статические характеристики основного состояния. Дисперсии магнетофононов в лафлиновских состояниях, рассчитанные по формуле (35), показаны на рис.1.6. Одномодовое приближение также может быть обобщено для расчета дисперсий коллективных возбуждений между уровнями Ландау с учетом корреляций в состояниях дробного КЭХ [48, 49].

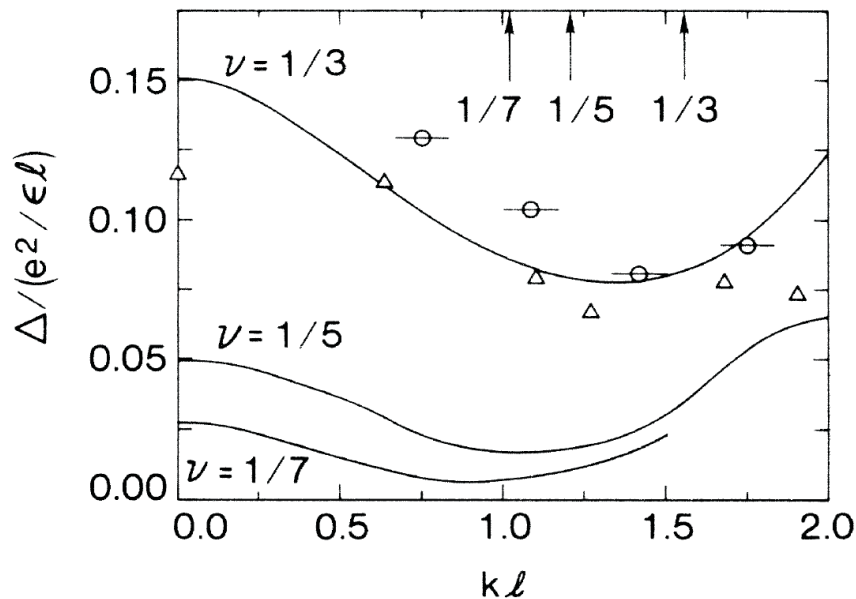


Рис. 1.6: Дисперсии внутриуровневых возбуждений зарядовой плотности в несжимаемых состояниях ДКЭХ при $\nu = 1/3, 1/5, 1/7$, полученные в одномодовом приближении (сплошные линии) и путем точной диагонализации гамильтониана системы нескольких электронов (N): треугольники $N = 6, \nu = 1/3$, круги $N = 7, \nu = 1/3$ [46].

В сжимаемых состояниях вне режима КЭХ магнетофононы становятся бесщелевыми, и это приводит к появлению неконтролируемого канала

распада коллективных возбуждений. Это приводит к уширению энергетических состояний магнетоэкситонов на величину порядка $\gamma \sim e^2/\epsilon l_B$, сравнимую с $\Delta E(\mathbf{k})$. Поэтому строгое теоретическое описание магнетоэкситонов возможно лишь в состояниях КЭХ.

1.4 Возбуждения многоэлектронных D^- комплексов

Многочастичное кулоновское взаимодействие не только определяет дисперсию коллективных возбуждений в состояниях КЭХ, но может также проявляться в энергии возбуждений многоэлектронных комплексов, локализованных на заряженных примесях. Примесный потенциал нарушает трансляционную симметрию двумерной электронной системы, при этом энергия кулоновского взаимодействия локализованных и свободных электронов проявляется непосредственно в спектре возбуждений комплексов.

В этом контексте достаточно активно исследовались возбуждения D^- комплексов, образованных двумя электронами из квантовой ямы, связанными потенциалом положительно заряженного донора. Такие объекты создавались в GaAs/AlGaAs квантовых ямах через введение легирующих δ -слоев кремния в барьере и непосредственно в яме. При соотношении концентраций электронов и ионов кремния в яме 2 : 1 электроны образуют внутриямные D^- комплексы, имеющие характерный спектр ИК-поглощения [50, 51]. В больших магнитных полях в спектре наблюдались линии поглощения, соответствующие циклотронным переходам электронов из спин-синглетного (S) и спин-триплетного (T) состояний D^- комплексов с 0-го на 1-ый уровень Ландау (диаграмма циклотронных переходов показана на рис.1.7а). При увеличении плотности избыточных

электронов в квантовой яме одноэлектронные возбуждения синглетных и триплетных комплексов преобразовывались в многоэлектронные синглетоподобные и триплетоподобные возбуждения. Энергии многоэлектронных возбуждений комплексов смещались в фиолетовую область спектра благодаря росту кулоновского расталкивания между возбужденным электроном и окружающими D^- комплекс свободными электронами (см. рис. 1.7с).

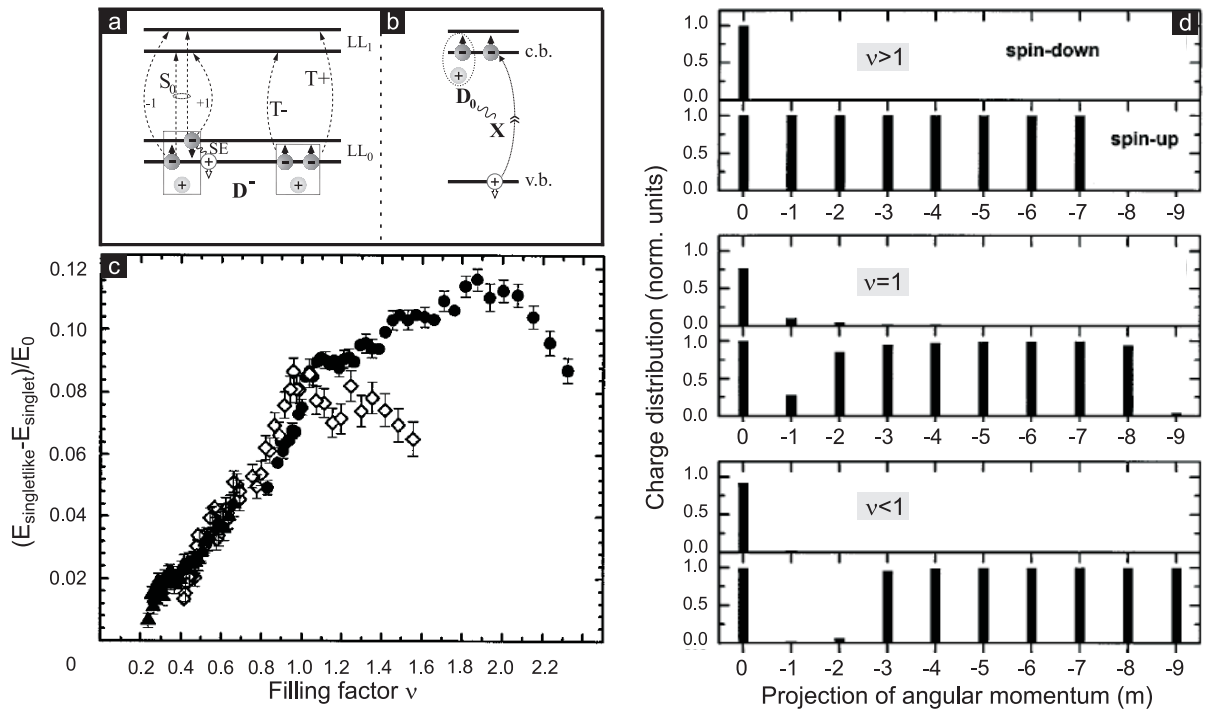


Рис. 1.7: (a) Диаграммы циклотронных возбуждений спин-синглетного и спин-триплетного состояний D^- комплекса. (b) Иллюстрация $D^0 X$ комплекса. (c) Разница энергий между циклотронным возбуждением многоэлектронного синглетоподобного внутриямного D^- комплекса и аналогичным возбуждением изолированного синглетного D^- комплекса, нормированная на $(\pi/2)^{1/2}(e^2/\epsilon l_B)$, как функция фактора заполнения, измеренная в работе [51]. (d) Результат численного расчета распределения электронов по состояниям с различными проекциями углового момента m и спина для случаев $\nu > 1$, $\nu = 1$ и $\nu < 1$, полученный в [51]. На каждой гистограмме верхние (нижние) состояния соответствуют электронам со спинами вниз (вверх).

В теоретических моделях, описывающих спектр возбуждений D^- комплексов, локализирующее действие заряженной примеси рассматривается

обычно как слабое возмущение к гамильтониану свободных электронов в магнитном поле [52, 53]. При наличии в задаче дополнительных электронов, взаимодействующих с D^- комплексом, энергии основного и возбужденных состояний комплекса могут быть получены только численно для конечного числа электронов путем точной диагонализации многочастичного гамильтониана. В частности, при численном решении задачи о распределении электронов в локализирующем поле донора в основном состоянии, был получен любопытный результат: оказалось, что в системе электронов, занимающих нижний уровень Ландау ($\nu \leq 2$), при достаточно малой зеемановской энергии донор *всегда* притягивает к себе два электрона с противоположными спинами [51]. На рис.1.7d приведены гистограммы распределения заряда в зависимости от проекции углового момента m и проекции спина σ_z для трех значений фактора заполнения: $\nu < 1$, $\nu = 1$ и $1 < \nu < 2$. Таким образом, вне зависимости от фактора заполнения основное состояние D^- комплекса – спиновой синглет. Подобный результат является довольно неожиданным для случая фактора заполнения $\nu = 1$, в котором энергия обменного взаимодействия на два порядка превышает одночастичную зеемановскую энергию. Образование синглетного D^- комплекса в системе спин поляризованных электронов можно описать следующим образом: ионизованный примесный донор связывает один из электронов в квантовой яме и образует D^0 центр; диполь-дипольное взаимодействие приводит к образованию связанного состояния D^0 центра с длинноволновым спиновым экситоном, энергия которого определяется именно одночастичной зеемановской энергией (рис.1.7а). Если зеемановская энергия меньше энергии связи двух диполей, то в основном состоянии электронной системы образует-

ся D^- комплекс, в котором два связанных электрона образуют спиновой синглет. Альтернативно, синглетный D^- комплекс можно рассматривать как четырехчастичный объект, состоящий из примесного иона и связанного с ним триона. При этом дырка (вакансия на уровне Ландау), входящая в трион, изолирует пространственно электроны D^- комплекса от свободных электронов и подавляет обменное взаимодействие свободных и связанных электронов. Дополнительные вакансии, появляющиеся на нулевом уровне Ландау с уменьшением фактора заполнения, эффективно притягиваются к электронам D^- комплекса и еще сильнее изолируют их от электронов проводимости. В спектре циклотронных возбуждений спин-синглетных D^- комплексов имеется три компоненты, расщепленных по спину $S_{0,\pm 1}$ (рис.1.7а). Помимо синглетного основного состояния D^- комплекса, в котором оба связанных электрона располагаются на s -орбитали, возможно также триплетное состояние комплекса, когда один из электронов занимает p -орбиталь. Циклотронные возбуждения спин-триплетных D^- комплексов имеют две компоненты (рис.1.7а) – без переворота спина ($T-$) и с перевертотом спина ($T+$) [52].

Помимо внутриямных D^- комплексов в физике низкоразмерных систем известны барьерные D^- комплексы, в которых два электрона из квантовой ямы связываются с примесным ионом в барьере. Подобные объекты могут существовать даже в квантовых ямах с пространственно отделенным слоем легирующих примесей, при этом двумерные электроны связываются с находящимися в барьере остаточными примесями. Прямые измерения возбуждений барьерных D^- комплексов методами инфракрасной магнитоспектроскопии не дают результата вследствие малости сигнала. Однако возбуждения барьерных D^- комплексов

могут проявляться в спектрах фотолюминесценции через появление сателлитов основной линии рекомбинации D^0X комплекса [54], представляющего собой связанные на ионизованном доноре фотовозбужденный экситон и электрон в квантовой яме (рис.1.7b). Как будет показано в главе 4, линии циклотронных возбуждений барьерных D^- комплексов присутствуют в спектрах неупругого рассеяния света даже самых 'чистых' GaAs/AlGaAs структур. Поэтому их существование необходимо иметь ввиду наряду с коллективными циклотронными возбуждениями двумерных электронных систем.

Настоящая диссертационная работа посвящена исследованию коллективных возбуждений в двумерных электронных системах в режимах квантового эффекта Холла, изучению свойств многочастичного кулоновского взаимодействия на примере энергий циклотронных спин-флип возбуждений.

2 Образцы и экспериментальная техника

Во второй главе дано описание используемых образцов и технологии их приготовления, рассмотрены теоретические основы метода неупругого рассеяния света, детали экспериментальной методики измерения спектров неупругого рассеяния света и используемой измерительной аппаратуры.

2.1 Одиночные GaAs/AlGaAs квантовые ямы

В настоящей диссертационной работе экспериментальные исследования проводились на серии высококачественных образцов, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). На нелегированной подложке GaAs вдоль кристаллографического направления [100] выращивались GaAs/AlGaAs гетероструктуры, содержащие одиночные квантовые ямы различной ширины. Потенциальная квантовая яма формируется в слое GaAs, с шириной запрещенной зоны ~ 1.515 эВ, с двух сторон от которого находятся потенциальные барьеры из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с величиной запрещенной зоны ~ 2 эВ при характерном $x = 0.3$. Для образования в квантовой яме слоя свободных электронов на некотором расстоянии от квантовой ямы в AlGaAs барьере производилось δ -легирование кремнием, электроны с которого туннелировали в яму. При этом равновесная концентрация электронов в яме определяется из условия равенства электрохимпотенциалов в барьере и яме. Изменение расстояния до δ -слоя и степени легирования позволяет варьировать электронную концентрацию в образце. Из-за пространственного разделения электронов в яме и заряженных примесей в барьере, рассеяние электронов на примесном потенциале подавляется, что позволяет получать структуры с рекордными

электронными подвижностями, достигающими $30 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. На рис.2.1 показано схематическое изображение зонной схемы одиночной квантовой ямы, также указаны уровень Ферми E_F , основная (E_0) и первая (E_1) подзоны размерного квантования. Сверхрешетка GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, показанная на рис.2.1, изолирует квантовую яму от неидеальностей GaAs подложки, на которой выращивается гетероструктура. Гетерограницы сверхрешетки останавливают диффузию дислокаций из подложки гетероструктуры, а также изолируют электронный канал от существующих в подложке свободных носителей.

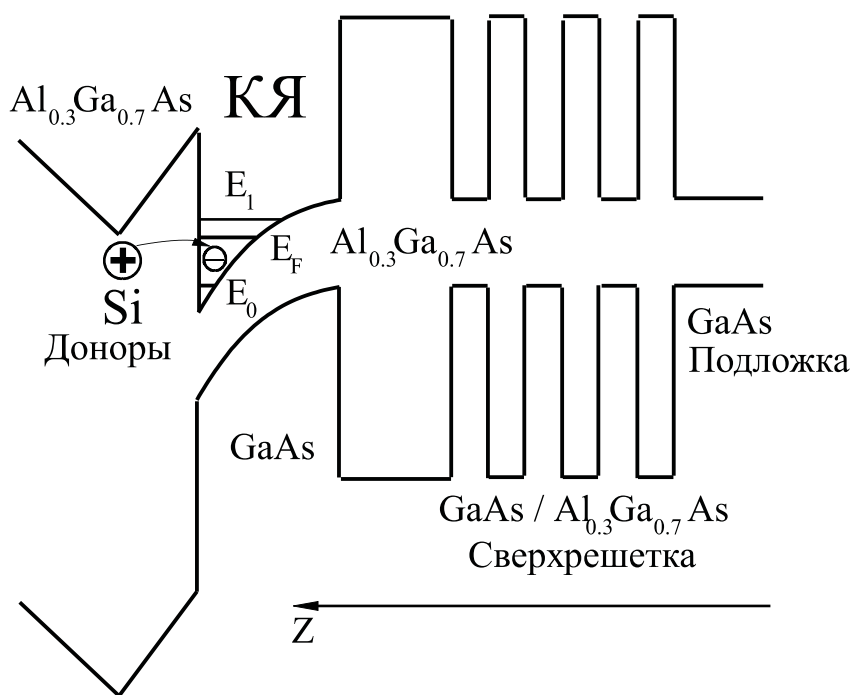


Рис. 2.1: Схематическое изображение зонной структуры образца, содержащего одиночную GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ квантовую яму.

Измерение и управление электронной концентрацией

Концентрация двумерных электронов в исследуемых структурах определялась из спектров люминесценции в перпендикулярном магнитном поле [34]. Для этого измерялись зависимости энергий оптических пере-

ходов с уровнями Ландау электронов из зоны проводимости в валентную зону от величины магнитного поля. По скачкам интенсивности линий магнитолюминисценции определялся электронный фактор заполнения для соответствующей величины магнитного поля. Из этих данных вычислялась концентрация электронов. Спектры магнитолюминисценции одиночной GaAs/AlGaAs квантовой ямы при разных значениях магнитного поля показаны на рис.2.2.

Для изменения электронной концентрации в исследуемых образцах применялся эффект фотообеднения: в условиях непрерывного фотовозбуждения с энергией фотонов, превышающей энергию запрещенной зоны барьера, происходила нейтрализация ионизованных доноров в барьере и уменьшалась концентрация электронов в квантовой яме. Механизм этого эффекта аналогичен обнаруженному и исследованному ранее для одиночных гетеропереходов [55], а диапазон непрерывного изменения концентраций в двумерном канале определяется, главным образом, концентрацией легирующих примесей в барьере. В разных структурах удавалось уменьшать концентрацию в три-пять раз относительно темного значения. Источником управляющей засветки служил HeNe-лазер с энергией фотона 1.958 эВ, плотность мощности которого на образце варьировалась от 0 до 0.1 Вт/см². Необходимо отметить, что основной лазер, используемый для фотовозбуждения электронной системы, не изменял концентрацию 2D-электронов, поскольку энергии его фотонов были сильно меньше ширины запрещенной зоны AlGaAs барьера.

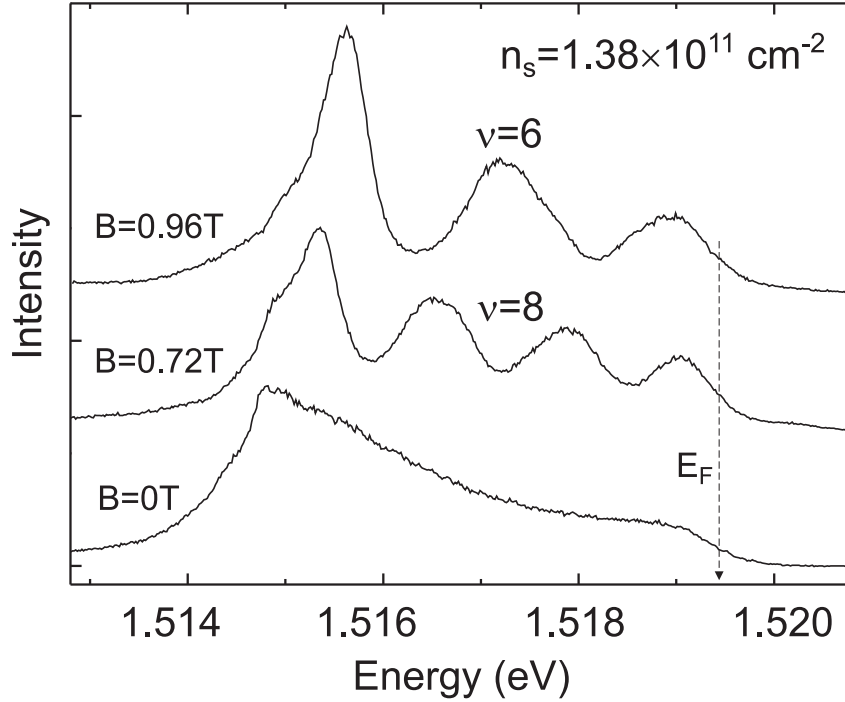


Рис. 2.2: Спектры магнитолюминисценции GaAs/AlGaAs квантовой ямы шириной 25 нм с концентрацией $1.38 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при трех различных значениях магнитного поля, также указаны факторы заполнения.

2.2 Экспериментальная методика

Исследования спектров возбуждений в квантовых ямах проводились методом неупругого рассеяния света (НРС), суть которого можно понять из рассмотрения задачи о рассеянии света свободной электронной системой [56, 57].

В присутствии внешнего электромагнитного поля гамильтониан взаимодействия свободной электронной системы с фотонным полем можно получить из стандартного калибровочно-инвариантного преобразования: $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + e\mathbf{A}/c$, где \mathbf{A} – вектор-потенциал внешнего электромагнитного поля и заряд электронов равен $-e$. Гамильтониан системы электронов в зоне проводимости полупроводника, взаимодействующей с электромагнитным полем, может быть записан следующим образом (без учета спина

электрона):

$$H = \underbrace{\sum_i^N \left[\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m^*} + \sum_{j<i} V(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \right]}_{H_0} + \underbrace{\sum_i^N \left[\frac{e}{m^* c} \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{A}_i + \frac{e^2}{2m^* c^2} \mathbf{A}_i^2 \right]}_{H_I}, \quad (36)$$

где H_0 – гамильтониан взаимодействующей электронной системы без фотонного поля, H_I – электрон-фотонная часть гамильтониана взаимодействия, которая играет ключевую роль в процессах неупругого рассеяния света. Для векторного потенциала $\mathbf{A}_i = \mathbf{A}(\mathbf{r}_i, t)$ выбрана калибровка такая, что $\nabla \cdot \mathbf{A}_i = 0$, то есть $\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{A}_i = \mathbf{A}_i \cdot \mathbf{p}_i$. Квадратичный по полю член в гамильтониане \mathbf{A}^2 описывает рассеяние света в первом порядке теории возмущений и дает нерезонансное сечение рассеяния света, которое не зависит от энергии возбуждающего фотона. Его величина имеет порядок сечения рассеяния Томсона, пропорционального квадрату классического радиуса электрона $r_0 = e^2/(mc^2) = 2.82 \cdot 10^{-13}$ см. Линейный по полю член $\mathbf{p} \cdot \mathbf{A}$ дает вклад в сечение рассеяния только во втором порядке теории возмущений. Члены второго порядка имеют *резонансный* энергетический знаменатель для межзонных оптических переходов и в явном виде зависят от энергии возбуждающего фотона. При удовлетворении резонансных условий поправки второго порядка дают наиболее существенный вклад в сечение рассеяния света. Таким образом, различаются два случая – *нерезонансный* (с энергией возбуждающих фотонов сильно отличающейся от ширины запрещенной зоны полупроводника) и *резонансный*. В диссертационной работе измерения осуществлялись исключительно с использованием методики резонансного неупругого рассеяния света, что связано с чрезвычайно малым сечением нерезонансного рассеяния света. Тем не менее, полезно сначала привести основные формулы для сечения нерезонансного рассеяния из-за их большей наглядности.

Векторный потенциал электромагнитного поля \mathbf{A}_i , действующий на i -ый электрон, складывается из суммы падающей и рассеянной частей: $A_{in}\mathbf{e}_{in}\exp[i(\mathbf{k}_{in}\cdot\mathbf{r}_i-\omega_{in}t)] + \text{э.с.}$ и $A_{sc}\mathbf{e}_{sc}\exp[i(\mathbf{k}_{sc}\cdot\mathbf{r}_i-\omega_{sc}t)] + \text{э.с.}$, \mathbf{e}_{in} и \mathbf{e}_{sc} – единичные векторы поляризации полей. С учетом этих выражений, квадратичная по полю часть гамильтониана примет следующий вид:

$$H' = r_0(\mathbf{e}_{in}\cdot\mathbf{e}_{sc})A_{in}A_{sc}e^{-i\omega t}\left[\sum_j e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_j}\right] + \text{э.с.}, \quad (37)$$

где $\omega = \omega_{in} - \omega_{sc}$, а $\mathbf{q} = \mathbf{q}_{in} - \mathbf{q}_{sc}$ – передаваемые энергия и импульс возбуждения. Сумма в квадратных скобках есть не что иное, как Фурье-образ оператора плотности электронов $\rho_{\mathbf{q}}$. Следовательно, нерезонансная компонента сечения неупругого рассеяния света зондирует флуктуации плотности электронов в системе. Применив "золотое правило" Ферми, из (37) получим выражение для дифференциального сечения неупругого рассеяния света в телесный угол $d\Omega$ в частотном интервале $d\omega$:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_0^2 \left(\frac{m}{m^*}\right)^2 \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}}\right)^2 (\mathbf{e}_{in}\cdot\mathbf{e}_{sc})^2 S(\mathbf{q}, \omega), \quad (38)$$

где

$$S(\mathbf{q}, \omega) = \sum_f \langle i|\rho_{\mathbf{q}}^\dagger|f\rangle\delta(\hbar\omega - E_f + E_i)\langle f|\rho_{\mathbf{q}}^\dagger|i\rangle$$

– “динамический структурный фактор”, который можно интерпретировать как мощность флуктуаций плотности с импульсом \mathbf{q} при угловой частоте ω . Для нахождения динамического структурного фактора можно использовать приближение случайных фаз (ПСФ) и “флуктуационно-диссипационную теорему” [59]. Согласно этой теореме, мощность флуктуаций плотности пропорциональна мнимой части функции реакции плотность-плотность:

$$S(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{1}{\pi} (n_\omega + 1) \text{Im}[\chi(\mathbf{q}, \omega)], \quad (39)$$

где $n_\omega = (e^{\hbar\omega/kT} - 1)^{-1}$ – зависящий от температуры коэффициент.

Между функцией реакции $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ и диэлектрической функцией системы имеется однозначная связь, которая в общем виде дается выражением:

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)} = 1 + v_c(q)\chi(\mathbf{q}, \omega), \quad (40)$$

где $v_c(q)$ – фурье-компонента кулоновского потенциала. Часто используется альтернативная запись уравнения (40) через экранированную функцию реакции плотность-плотность $\chi^{scr}(\mathbf{q}, \omega) = \chi(\mathbf{q}, \omega) \cdot \varepsilon(\mathbf{q}, \omega)$:

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 - v_c(q)\chi^{scr}(\mathbf{q}, \omega). \quad (41)$$

В приближении случайных фаз $\chi^{scr}(\mathbf{q}, \omega)$ аппроксимируется функцией реакции для невзаимодействующего электронного газа с законом дисперсии $E(\mathbf{k})$:

$$\chi_0(\mathbf{q}, \omega) = \sum_{\mathbf{k}} \frac{n(\mathbf{k}) - n(\mathbf{k} + \mathbf{q})}{\hbar\omega + i0^+ + E(\mathbf{k}) - E(\mathbf{k} + \mathbf{q})}, \quad (42)$$

где $n(\mathbf{k})$ – зависящие от температуры числа заполнения на единицу объема. В этом приближении выражение для мнимой части функции реакции плотность-плотность принимает простой вид:

$$\text{Im}[\chi(\mathbf{q}, \omega)] = \frac{\text{Im}[\chi^{scr}(\mathbf{q}, \omega)]}{|\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)|^2} \approx \frac{\text{Im}[\chi_0(\mathbf{q}, \omega)]}{|\varepsilon_0(\mathbf{q}, \omega)|^2}, \quad (43)$$

где $\varepsilon_0(\mathbf{q}, \omega)$ – диэлектрическая функция в приближении случайных фаз, получаемая из (41) при $\chi^{scr} = \chi_0$. Отсюда дифференциальное сечение рассеяния света в ПСФ дается следующим явным выражением [60]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_0^2 \left(\frac{m}{m^*}\right)^2 \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}}\right)^2 (\mathbf{e}_{in} \cdot \mathbf{e}_{sc})^2 (1 + n_\omega) \frac{\text{Im}[\chi_0(\mathbf{q}, \omega)]}{|\varepsilon_0(\mathbf{q}, \omega)|^2}. \quad (44)$$

Получившееся выражение не учитывает вклады в эффективность рассеяния, связанные с виртуальными межзонными переходами (резонансное рассеяние света). Однако именно они играют главную роль в процессах рассеяния света, в которых энергия налетающего фотона близка к ширине прямой оптической щели полупроводника. Включив в рассмотрение линейный по полю член в гамильтониане электрон-фотонного взаимодействия H_I , можно получить во втором порядке теории возмущений следующее выражение для дифференциального сечения рассеяния света:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}}\right)^2 \left\langle \sum_f |M_{fi}(\mathbf{q})|^2 \delta(\hbar\omega - E_f + E_i) \right\rangle, \quad (45)$$

где производится суммирование по всем конечным состояниям системы, а усреднение – по всем начальным состояниям. Матричные элементы перехода между состояниями в зонах валентной (v) и проводимости (c) $M_{fi}(\mathbf{q})$ определяются следующим образом:

$$M_{fi}(\mathbf{q}) = \langle f | \sum_{\mathbf{k}} \gamma(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} | i \rangle, \quad (46)$$

$$\gamma(\mathbf{k}) = \mathbf{e}_{in} \cdot \mathbf{e}_{sc} + \frac{1}{m^*} \left(\frac{c \langle \mathbf{k} | \mathbf{e}_{sc} \cdot \mathbf{p} | \mathbf{k} + \mathbf{k}_f \rangle_v v \langle \mathbf{k} + \mathbf{k}_f | \mathbf{e}_{in} \cdot \mathbf{p} | \mathbf{k} - \mathbf{q} \rangle_c}{E_g + E_c(\mathbf{k}) - E_v(\mathbf{k} + \mathbf{k}_f) + \hbar\omega_{in}} + \frac{c \langle \mathbf{k} | \mathbf{e}_{in} \cdot \mathbf{p} | \mathbf{k} - \mathbf{k}_i \rangle_v v \langle \mathbf{k} - \mathbf{k}_i | \mathbf{e}_{sc} \cdot \mathbf{p} | \mathbf{k} - \mathbf{q} \rangle_c}{E_g + E_c(\mathbf{k}) - E_v(\mathbf{k} - \mathbf{k}_i) - \hbar\omega_{in}} \right),$$

где $c_{\mathbf{k}}$ – фермиевские операторы с волновым вектором \mathbf{k} , $|\mathbf{k}\rangle_{c,v}$ и $E_{c,v}(\mathbf{k})$ соответствуют блоховским состояниям и соответствующим им энергиям в зонах проводимости и валентной соответственно.

В общем виде выражение (46) слишком сложно для применения. Однако вблизи резонансного условия $\hbar\omega_{in} \approx E_g + E_c(k_F) - E_v(k_F)$ и полагая $\omega_{in} \approx \omega_{sc}$ можно аналитически вычислить сечение рассеяния света.

Интересной особенностью резонансного неупругого рассеяния света является то, что в промежуточные виртуальные состояния включены дырки из валентной зоны полупроводника. У большинства полупроводников валентная зона – p -типа, которая расщеплена на зоны легких и тяжелых дырок кристаллическим полем, а также на зону, отщепленную спин-орбитальным взаимодействием Δ_0 . Используя волновые функции валентной зоны, Гамильтон и Мак-Уортер [61, 62] получили следующие выражения:

$$\gamma(\mathbf{q}) = (\mathbf{e}_{in} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{e}_{sc}) \langle i | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} | f \rangle + i (\mathbf{e}_{in} \times \mathbf{e}_{sc}) \cdot \mathbf{B} \cdot \langle i | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \hat{\sigma} | f \rangle, \quad (47)$$

где $\hat{\sigma}$ – матрицы Паули. Тензорные коэффициенты \mathbf{A} и \mathbf{B} содержат матричные элементы импульса перехода и резонансные знаменатели, причем \mathbf{A} слабо зависит от параметров валентной зоны полупроводника

$$\mathbf{A} \approx \mathbf{I} \left[1 + \frac{2P^2}{3m} \left(\frac{2E_g}{(E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2)} + \frac{E_g + \Delta_0}{(E_g + \Delta_0)^2 - (\hbar\omega_{in})^2} \right) \right], \quad (48)$$

где \mathbf{I} – единичная матрица, $P = |\langle c | \mathbf{p} | v \rangle|$ – межзонный матричный элемент оператора импульса.

Для большинства полупроводников

$$\mathbf{A} \approx \mathbf{I} \left[1 + \frac{2P^2 E_g}{m(E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2)} \right]. \quad (49)$$

Коэффициент \mathbf{B} , напротив, определяется именно величиной спин-орбитального расщепления ($\mathbf{B} \rightarrow 0$ при $\Delta_0 \rightarrow 0$)

$$\mathbf{B} \approx \mathbf{I} \frac{2P^2}{3m} \hbar\omega_{in} \left(\frac{1}{E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2} - \frac{1}{(E_g + \Delta_0)^2 - (\hbar\omega_{in})^2} \right). \quad (50)$$

Первый член в выражении (47) симметричен по поляризации падающего и рассеянного фотонов. Он связан с *флуктуациями зарядовой плотности*. Второй член связан с изменением спиновых степеней свободы и определяет рассеяние на *флуктуациях спиновой плотности* и

спин-флип возбуждениях ($\hat{\sigma}_z$ и $\hat{\sigma}^\pm$ в (47)). Процессы с изменением спина возможны из-за того что состояния виртуальных дырок в валентной зоне не являются собственными состояниями оператора спина.

По своей форме эффективный гамильтониан рассеяния света, описывающий процессы рассеяния на флуктуациях зарядовой плотности в резонансном случае, совпадает с эффективным гамильтонианом в нерезонансном случае при замене $\frac{1}{m^*}(\mathbf{e}_{in} \cdot \mathbf{e}_{sc})$ на $\frac{1}{m^*}(\mathbf{e}_{in} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{e}_{sc})$. Это означает, что сечение рассеяния света и форма спектральных линий определяются выражением, аналогичным (38), с соответствующей заменой. В свою очередь, флуктуации спиновой плотности не сопровождаются появлением макроскопического электрического поля, поэтому они носят характер одночастичных. Сечение рассеяния в этом случае пропорционально плотности состояний одночастичных возбуждений и может быть выражено как

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_0^2 q^2 \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}} \right)^2 |(\mathbf{e}_{in} \times \mathbf{e}_{sc}) \cdot \mathbf{V} \cdot \mathbf{e}_\mu|^2 (n_\omega + 1) \text{Im}[\chi(\mathbf{q}, \omega)], \quad (51)$$

где \mathbf{e}_μ – единичный вектор в x , y или z – направлениях. Задача о рассеянии на спиновых флуктуациях во многом сходна с задачей рассеяния на квазинейтральных флуктуациях двухкомпонентной плазмы, при этом электроны с разными спинами можно рассматривать как две различные компоненты плазмы.

Выражения для сечения рассеяния света на флуктуациях зарядовой и спиновой плотности двумерных электронных систем аналогичны общим выражениям (44) и (51) с заменой функции реакции $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ на функцию реакции двумерной электронной системы [9].

Постановка эксперимента

Для проведения экспериментов по неупругому рассеянию света использовались три различные экспериментальные конфигурации:

1. Многосветоводная вставка с образцом, помещалась в криостат с вертикальной ориентацией магнитного поля, возбуждение осуществлялось через один световод, а детектирование – через другие, расположенные под разными углами к образцу.
2. Вставка с образцом помещалась в оптический криостат с горизонтальным магнитным полем, возбуждение и детектирование осуществлялись через окна в горизонтальном направлении.
3. Вставка с образцом помещалась в оптический криостат с вертикальным магнитным полем, а возбуждение и детектирование осуществлялись вертикально через окно, расположенное в нижней торцевой части криостата.

В случае многосветоводной экспериментальной конфигурации каждый детектирующий световод является эффективным предмонохроматором, отфильтровывающим лазерное излучение, отраженное от поверхности образца, и весь сигнал собственного неупругого рассеяния света возбуждающего кварцевого световода. Кроме того, преимуществом использования многосветоводной конфигурации является ее устойчивость к разбюстировкам при изменении магнитного поля или охлаждении.

Энергия (рамановский сдвиг) изучаемых возбуждений определяется разностью энергий детектируемых линий и энергии лазера. Импульс возбуждений в двумерной системе равен разности проекций импульсов налетающего и рассеянного фотонов на плоскость образца (рис.2.3):

$$q_{ex}^{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda_{in}} \sin(\theta_{in}) + \frac{2\pi}{\lambda_{sc}} \sin(\theta_{sc}) \quad (52)$$

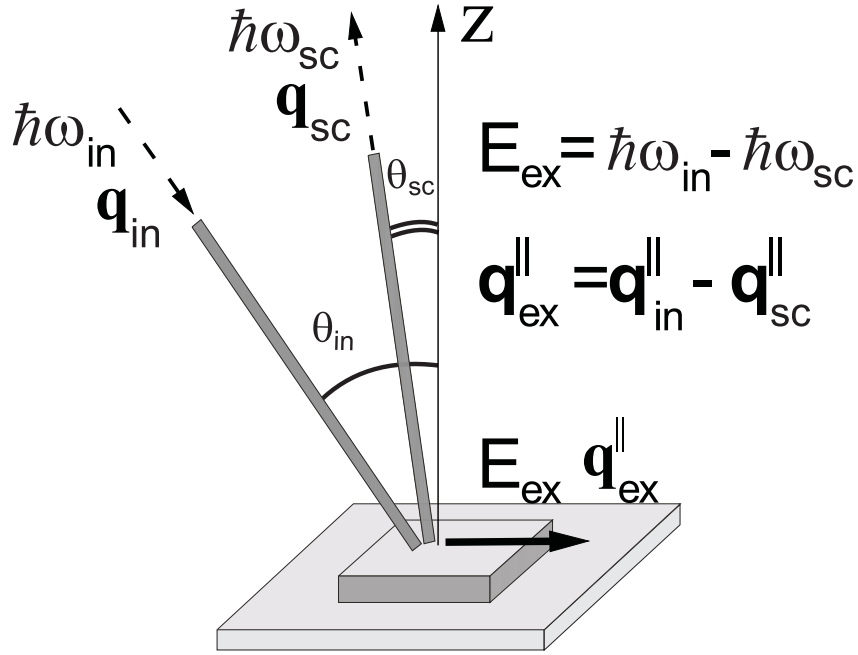


Рис. 2.3: Схема наблюдения неупругого рассеяния света на плоском образце, содержащем 2D-электронную систему. Падающее (in) и рассеянное (sc) излучения подводятся по двум световодам, расположенным под разными углами к нормали образца. Рожденное возбуждение имеет энергию E_{ex} импульс $\mathbf{q}_{ex}^{\parallel}$ в плоскости.

Изменением экспериментальной конфигурации можно варьировать импульс передачи в пределах от 0.2 до $1.5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, что позволяет исследовать дисперсии двумерных возбуждений, не перестраивая длину волны возбуждающего излучения.

Для того, чтобы отличить линии неупругого рассеяния света от линий люминесценции, спектры регистрировались при нескольких последовательных значениях энергии накачивающего фотона. При этом линии люминесценции не изменяли своего спектрального положения, а линии НРС следовали за позицией лазера. Таким образом, величины рамановского сдвига линий, соответствующих процессам неупругого рассеяния света, оставались постоянными. Кроме того, варьирование энергии накачивающего фотона было необходимо с точки зрения получения резонансного усиления интенсивностей исследуемых линий в спектрах НРС.

Как правило, ширины резонансных контуров для энергии накачивающего фотона, при которых имело место усиление исследуемых линий НРС, составляли доли мэВ. В магнитном поле линии НРС, соответствующие двумерным коллективным возбуждениям, резонировали вблизи линий магнитолюминесценции (на веере уровней Ландау). Это служило дополнительным критерием для отличия линий НРС из двумерной электронной системы от линий из объема GaAs. Для определения природы линий неупругого рассеяния света применялись поляризационные правила отбора. Для этого спектры регистрировались в двух различных конфигурациях поляризаций накачивающего и рассеянного излучения. В первой конфигурации, когда направления поляризаций параллельны друг другу, регистрируются возбуждения зарядовой плотности. При конфигурации со взаимно перпендикулярными поляризациями регистрируются линии, соответствующие возбуждениям спиновой плотности [19, 58]. Следует отметить, что поляризационные правила отбора действительны только в малых магнитных полях (менее 1 Т). В бóльших полях для идентификации природы коллективных возбуждений использовался метод, суть которого заключается в использовании уже известных возбуждений определенного типа для нахождения типа неизвестного возбуждения. В качестве известных возбуждений выбирались межподзонные возбуждения спинового и зарядового типов (SDE и CDE), идентифицируемые в нулевом магнитном поле по поляризационным правилам отбора. Изменением магнитного поля и электронной концентрации в исследуемой структуре внутри- и межподзонные возбуждения приводились в условия энергетического резонанса. Отсутствие инверсионной симметрии в одиночных квантовых ямах приводит к тому, что внутри- и межпод-

зонные возбуждения одной природы взаимодействуют при отличном от нуля обобщенном импульсе. Это приводит к расталкиванию (антипересечению) их энергий в условиях резонанса.

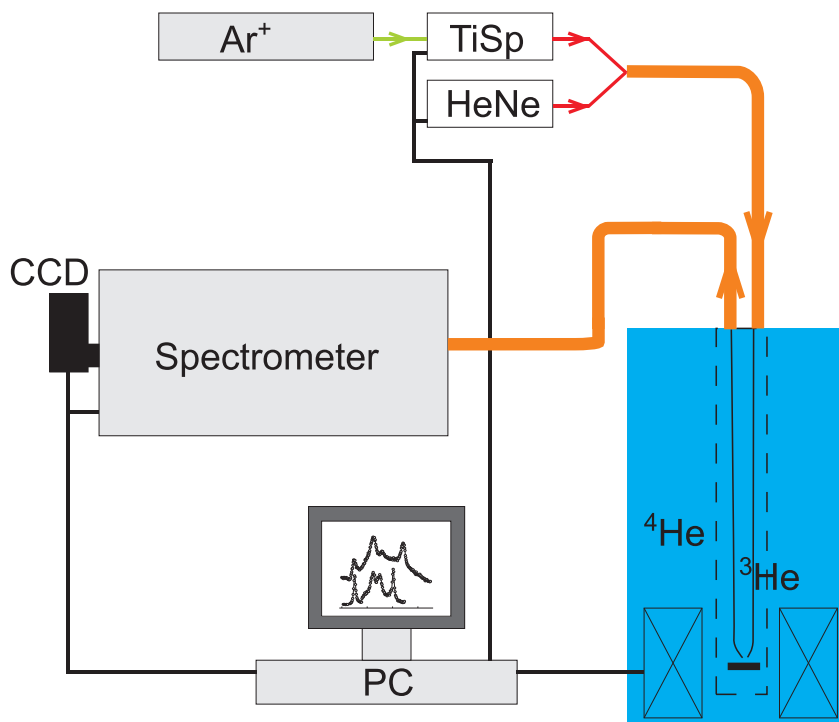


Рис. 2.4: Схема экспериментальной установки с двухсветоводной конфигурацией сбора сигнала в криостате с вертикальной ориентацией магнитного поля.

Исследования проводились по экспериментальной схеме, представленной на рис.2.4. Температура образца изменялась в диапазоне 0.3 – 4.2 К. Для достижения температур ниже 1.5 К образец помещался в специальную герметичную вставку в 4He полутораградусную камеру криостата. В этой вставке конденсировался 3He , а затем откачивались его пары. Источником возбуждающего лазерного излучения служил перестраиваемый титан-сапфировый (TiSp) лазер с энергией фотонов в диапазоне 1.52 – 1.58 эВ, находящимся между энергиями запрещенных зон материалов квантовой ямы GaAs и барьера AlGaAs. Характерные величины плотности мощности излучения составляли $W = 10^{-4} - 10^{-1}$ Вт/см². В

многосветовой экспериментальной конфигурации (рис.2.4), использовавшейся наиболее часто, излучение от TiSp-лазера фокусировалось в световод, а через другие световоды, расположенные под разными углами, осуществлялось детектирование оптического сигнала. Для непрерывного изменения концентрации двумерных электронов в исследуемых образцах, в возбуждающий световод дополнительно фокусировалось излучение от HeNe-лазера. Мощность излучения последнего регулировалась относительным поворотом двух последовательно расположенных линейных поляризаторов. Один из поляризаторов вращался с помощью шагового двигателя, что позволяло контролировать мощность HeNe-подсветки с высокой точностью.

Детектирование сигнала неупругого рассеяния света и люминесценции осуществлялось с помощью одинарного или тройного спектрометра и полупроводникового детектора с зарядовой связью (CCD-камера), охлаждаемого жидким азотом. Спектральными приборами служили три спектрометра: одинарный спектрометр Monospec, Ramanor U-1000 – двойной рамановский спектрометр фирмы “Jobin Yvon”, адаптированный под нужный спектральный диапазон сотрудниками лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН и тройные спектрометры T64000 фирмы “Jobin Yvon”, находящиеся в институте Макса Планка (Штутгарт, Германия) и Колумбийском университете (Нью-Йорк, США). Двойной спектрометр Ramanor U-1000, работающий в режиме вычитания дисперсии, в сочетании с одинарным спектрометром Monospec использовались в случаях, когда было необходимо измерять слабый сигнал НРС в непосредственной близости от линии лазера. Составленный таким образом тройной спектрометр 3S обладал характеристиками, превосходящи-

ми аналогичные параметры спектрометра T64000 в режиме вычитания дисперсии:

	Фокальная длина	Подавление лазерного света (при сдвиге 5 см^{-1})	Линейная дисперсия (при 800 нм)	Спектральное разрешение с CCD-камерой
3S	$3 \times 1\text{ м}$	10^{-14}	$4\text{ \AA}/\text{мм}$	$\sim 0.03\text{ мЭВ}$
T64000	$3 \times 0.64\text{ м}$	10^{-11}	$4.8\text{ \AA}/\text{мм}$	$\sim 0.06\text{ мЭВ}$

Сигнал с CCD-камеры поступал на контроллер и далее на компьютер, где оцифровывался. Управление всеми приборами: перестраиваемым TiSp-лазером, регулировкой мощности HeNe-лазера, магнитным полем, мощностью нагревателя для изменения температуры измерительной камеры криостата, спектрометром и CCD-камерой осуществлялось через компьютер.

В заключение, во второй главе дано описание методики неупругого рассеяния света, ее экспериментальной реализации, а также общие сведения об условиях эксперимента и исследуемых структурах. В начале каждой последующей экспериментальной главы будут описаны особенности используемых структур и экспериментальных условий.

3 Исследование холловского ферромагнетика

3.1 Циклотронные возбуждения в холловском ферромагнетике $\nu = 1$

В первом разделе главы 3 обсуждаются коллективные возбуждения в двумерной электронной системе, находящейся в режиме квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 1$. Акцент сделан на исследовании обменных поправок к энергии циклотронной спин-флип моды в зависимости от электронной концентрации и магнитного поля, также изучено влияние ширины квантовой ямы на масштаб характерной кулоновской энергии.

В системе с единичным фактором заполнения электроны целиком занимают нижний спиновой подуровень, а их спины ориентированы вдоль магнитного поля в ферромагнитном порядке. В основном состоянии спиновые квантовые числа системы равны $S = S_z = N_0/2$, где N_0 – кратность вырождения спиновых подуровней Ландау. При этом в основном состоянии электроны обладают обменной энергией, величина которой на два порядка превосходит зеемановскую энергию (g -фактор электронов в GaAs $g_0 \sim -0.4$). Низжайшим по энергии нейтральным возбуждением в такой системе является спиновой экситон, связанный со спин-флип возбуждением внутри нижнего уровня Ландау. Характер спиновых экситонов меняется от коллективного в длинноволновом пределе $ql_B \sim 0$ к одночастичному в коротковолновом пределе $ql_B \rightarrow \infty$. В коротковолновом пределе спиновой экситон представляет собой пару разнесенных на бесконечное расстояние электрона с перевернутым спином и дырки в основном состоянии. Чтобы создать такое возбуждение необходима энер-

гия, равная сумме зеемановской и обменной энергий, поскольку при перевороте спина электрон утрачивает энергию обмена с соседними электронами в основном состоянии. Наличие обменного вклада в энергию спинового экситона приводит к увеличению эффективной спиновой щели: $E_{SE}(\infty) = E_Z - \Sigma_0$, где E_Z – зеемановская энергия, $\Sigma_0 < 0$ – удельная обменная энергия электронов в основном состоянии. Спиновую щель можно описывать посредством обменно-усиленного g-фактора:

$$g^* = \frac{E_{SE}(\infty)}{\mu_B B} = g_0 + \left| \frac{\Sigma_0}{\mu_B B} \right|. \quad (53)$$

Прямым методом измерения обменно-усиленного спинового расщепления является метод активационного транспорта. Магнитотранспортными и магнитоемкостными методами было показано, что при $\nu = 1$ активационная щель практически линейно зависит от магнитного поля, то есть полученный обменно-усиленный g-фактор электронов слабо зависит от магнитного поля [63, 64, 65, 66]. Этот факт противоречит теоретическим предсказаниям в рамках приближения Хартри-Фока. Согласно теории, обменно-усиленное спиновое расщепление имеет масштаб характерной энергии кулоновского взаимодействия электронов $E_C = e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$ [37]. Кроме того, что экспериментальная зависимость активационной энергии от магнитного поля имеет другой функциональный вид, абсолютные значения энергетической щели оказались на порядок меньше теоретически предсказанных. Были предприняты многочисленные теоретические попытки для объяснения столь неожиданных экспериментальных наблюдений. В частности, было учтено динамическое экранирование обменного взаимодействия в рамках Приближения Случайных Фаз [67]. Оказалось, что учет динамического экранирования значительно уменьшает обменную энергию в магнитных полях менее 1 Т, но сохраняя

ет амплитуду и корневую зависимость от магнитного поля при бóльших значениях магнитного поля. Также рассматривался альтернативный подход, учитывающий влияние топологических возбуждений спиновой текстуры в электронной системе – скирмионов. Согласно теории, энергия формирования скирмион-антискирмионной пары при единичном факторе заполнения вдвое меньше энергии коротковолнового спинового экситона, поэтому учет скирмионных возбуждений позволяет, в принципе, значительно уменьшить активационную щель в холловском ферромагнитном состоянии. Однако из-за большой зеемановской энергии электронов в реальных системах на основе GaAs вкладом скирмионов в активационную энергию при температурах много меньше зеемановской можно пренебречь. Таким образом, из-за очевидного противоречия между экспериментальными результатами, полученными магнитотранспортными методами, и теоретическими предсказаниями, особый интерес вызывают прямые методы исследования обменного взаимодействия в холловском ферромагнитном состоянии.

Оказывается, что информацию об обменном взаимодействии в холловском ферромагнетике можно получить из энергий длинноволновых коллективных возбуждений системы. Несмотря на то, что обменная энергия 'в чистом виде' входит в энергию спинового экситона с бесконечно большим импульсом, в длинноволновом пределе энергия этого возбуждения не содержит обменных или кулоновских поправок и совпадает с зеемановской энергией, вследствие теоремы Лармора [68]. Магнитоплазменная мода в длинноволновом пределе также не содержит обменных поправок к энергии, причем это утверждение справедливо вне зависимости от фактора заполнения (теорема Кона [39]). Подобных симметрий-

ных ограничений нет в случае комбинированного возбуждения, при котором одновременно изменяются спиновое и орбитальное квантовые числа – циклотронной спин-флип моды (см. схематическое изображение возбуждений на рис.3.1). Энергия комбинированной циклотронной спин-флип моды (CSFM) может быть представлена в виде суммы циклотронной, зеемановской и кулоновской энергий:

$$E_{CSFM}(q) = \hbar\omega_c + |g\mu_B B| + \Delta(q, B). \quad (54)$$

Слагаемое $\Delta(q, B)$ определяет дисперсию возбуждения и равно разности энергий многочастичного кулоновского взаимодействия между электронами в основном и возбужденном состоянии. В состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$ энергия CSFM имеет значительный кулоновский (обменный) вклад в энергию уже при нулевом импульсе [40]. Величина обменной энергии $\Delta(0, B)$ в магнитных полях несколько Тесла превышает зеемановскую энергию более чем на порядок.

Существенным оказывается то, что энергия циклотронной спин-флип моды почти не изменяется вплоть до импульсов $ql_B \sim 1$, а нарушение трансляционной симметрии системы на расстояниях, значительно превышающих магнитную длину, практически не влияет на энергию возбуждения. Таким образом, исследование свойств CSFM в длинноволновом пределе методом неупругого рассеяния света нечувствительно к влиянию неидеальности реальных двумерных электронных систем в квантовых ямах, возникающей благодаря случайному потенциалу остаточных примесей и неровностей гетерограниц структуры.

Экспериментальные исследования проводились на четырех различных образцах, содержащих GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As одиночные квантовые ямы с ширинами 20, 25 и 30 нм, темновыми концентрациями электронов от

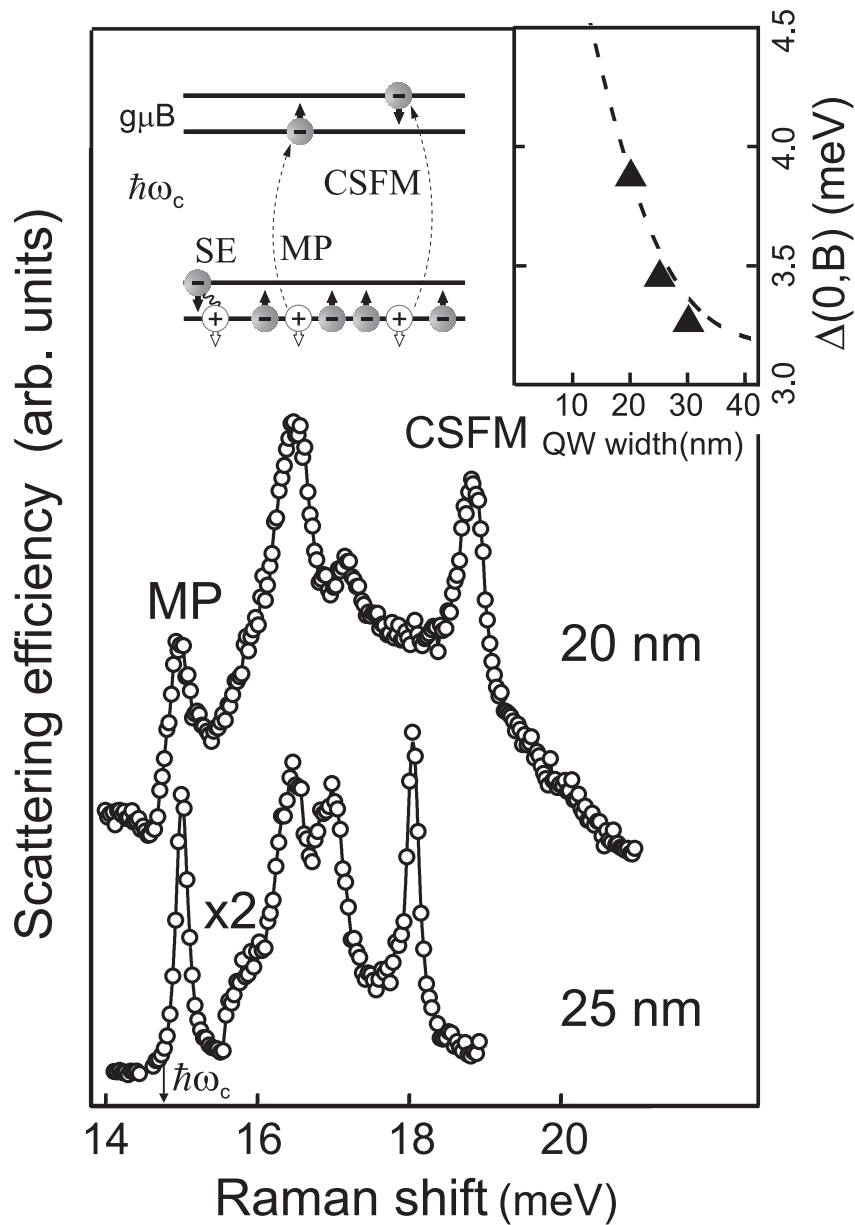


Рис. 3.1: Спектры неупругого рассеяния света на циклотронных возбуждениях при $\nu = 1$, $B=8.5$ Т в квантовых ямах шириной 20 и 25 нм. Коллективные возбуждения MP - магнитоплазмон, CSFM - циклотронная спин-флип мода. Над спектрами приведены схематические иллюстрации возбуждений. На вставке показана зависимость обменной части энергии циклотронной спин-флип моды $\Delta(0, B)$ от ширины квантовой ямы в магнитном поле $B=7.6$ Т, при $\nu = 1$. Пунктиром показан результат расчета в приближении Хартри-Фока.

1.0 до 2.5×10^{11} см^{-2} и электронными подвижностями в диапазоне $2 - 20 \times 10^6$ $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Характерные спектры неупругого рассеяния света вблизи циклотрон-

ной энергии при $\nu = 1$ показаны на рис.3.1. 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 возбуждениями барьерных D^- комплексов и будут обсуждаться в четвертой главе. Зеемановская энергия при экспериментальных условиях рис.3.1 составляет 0.21 мэВ и ее вклад в энергию возбуждения мал по сравнению с остальными членами в выражении (54). Поэтому кулоновский (обменный) вклад в энергию CSFM примерно равен энергетическому сдвигу CSFM от $\hbar\omega_c$ (показана стрелкой на рисунке) и может быть измерен с хорошей точностью.

Как видно из сравнения двух спектров на рис.3.1, в фиксированном магнитном поле, но в квантовых ямах разной ширины обменный вклад в энергию циклотронной спин-флип моды различен. В более широких квантовых ямах обменная энергия $\Delta(q, B)$ меньше, чем в узких. Это смягчение кулоновского взаимодействия обусловлено нелокальностью волновых функций электронов в направлении роста структуры. Когда эффективная ширина волновой функции электронов в направлении роста сравнима с характерным расстоянием между электронами, взаимодействие между ними уже нельзя считать происходящим в плоскости. Электрон-электронное взаимодействие тримеризуется, а величины характерных кулоновских и обменных вкладов в энергию возбуждений смягчаются. На вставке к рис.3.1 символами показана экспериментальная зависимость обменного вклада в энергию CSFM при $\nu = 1$ от ширины квантовой ямы в магнитном поле $B=7.6$ Т.

Рассмотрим теоретические дисперсионные зависимости магнитоплаз-

мона и циклотронной спин-флип моды, полученные в приближении Хартри-Фока [38, 40] в первом порядке теории возмущений по параметру $r_c = E_C/\hbar\omega_c$. В пределе больших магнитных полей параметр r_c является малой величиной, и теория возмущений в первом порядке является асимптотически точной. В приближении Хартри-Фока энергии магнитоплазмона и циклотронной спин-флип моды даются выражениями:

$$\hbar\omega_{\text{MP}}(q) = \hbar\omega_c + E_d(q) + E_v^{10}(q) + \Sigma_1 - \Sigma_0, \quad (55)$$

$$E_{\text{CSFM}}(q) = \hbar\omega_c + g\mu B\delta S_z + E_v^{10}(q) - \Sigma_0, \quad (56)$$

где $E_d(q)$ – деполяризационный сдвиг

$$E_d(q) = \frac{1}{2}v(q)q^2e^{-q^2l_B^2/2}, \quad (57)$$

$E_v^{10}(q)$ – энергия связи магнетоэкситона, образованного возбужденным электроном на 1-м уровне Ландау и дыркой на 0-м уровне Ландау

$$E_v^{10}(q, B) = - \int_0^\infty \frac{kdk}{2\pi} v(k) \left[1 - \frac{k^2l_B^2}{2} \right] J_0(kql_B^2) e^{-k^2l_B^2/2}, \quad (58)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя. Σ_l – энергия обменного взаимодействия электрона на l -м уровне с электронами на 0-м уровне

$$\Sigma_l(B) = - \int_0^\infty \frac{kdk}{2\pi} v(k) \left(\frac{k^2l_B^2}{2} \right)^l e^{-k^2l_B^2/2}. \quad (59)$$

Поскольку обменное взаимодействие существует только между электронами с одинаковыми спинами, член Σ_1 присутствует в энергии магнитоплазмона, но не входит в выражение для энергии спин-флип моды. При нулевом импульсе $E_d(0) = 0$ и $E_v^{10}(0, B) + \Sigma_1(B) - \Sigma_0(B) \equiv 0$, т.е. кулоновские поправки компенсируют друг друга и энергия магнитоплазмона равна циклотронной энергии, в согласии с теоремой Кона и

формулой 34. При возбуждении циклотронной спин-флип моды электрон теряет энергию обмена в основном состоянии Σ_0 , однако энергия связи магнетоэкситона $E_v^{10}(0)$ лишь частично компенсирует потерю обменной энергии при перевороте спина. Абсолютная величина $E_v^{10}(0)$ для идеальной двумерной системы составляет ровно половину от величины обменной энергии Σ_0 , поэтому результирующий кулоновско-обменный вклад $\Delta(0, B) = -\Sigma_0(B) + E_v^{10}(0, B)$ в энергию длинноволновой циклотронной спин-флип моды положителен.

Как следует из экспериментально полученной зависимости обменного вклада в энергию CSFM от ширины квантовой ямы, необходимо принимать во внимание эффект нелокальности волновых функций электронов в направлении роста структуры. Для учета этого эффекта в теоретических расчетах необходимо Фурье-компоненту кулоновского потенциала $v(q) = 2\pi e^2/\varepsilon q$ умножить на геометрический форм-фактор $F(q)$, вычисленный исходя из параметров и геометрии квантовой ямы и для электронной концентрации, соответствующей эксперименту. Как уже отмечалось в Литературном обзоре, в квантовых ямах конечной ширины $F(q)$ – монотонно убывающая функция импульса. Это приводит к тому, что в более широких квантовых ямах масштаб кулоновских и обменных энергетических членов уменьшается. Учет геометрического форм-фактора в теоретических расчетах по формулам (56 – 59) дает хорошее согласие с экспериментальной зависимостью обменной энергии $\Delta(q, B)$ от ширины квантовой ямы (теоретическая кривая показана штриховой линией на вставке к рис.3.1).

В образце, содержащем квантовую яму шириной 20 нм было проведено экспериментальное исследование длинноволновых дисперсионных зави-

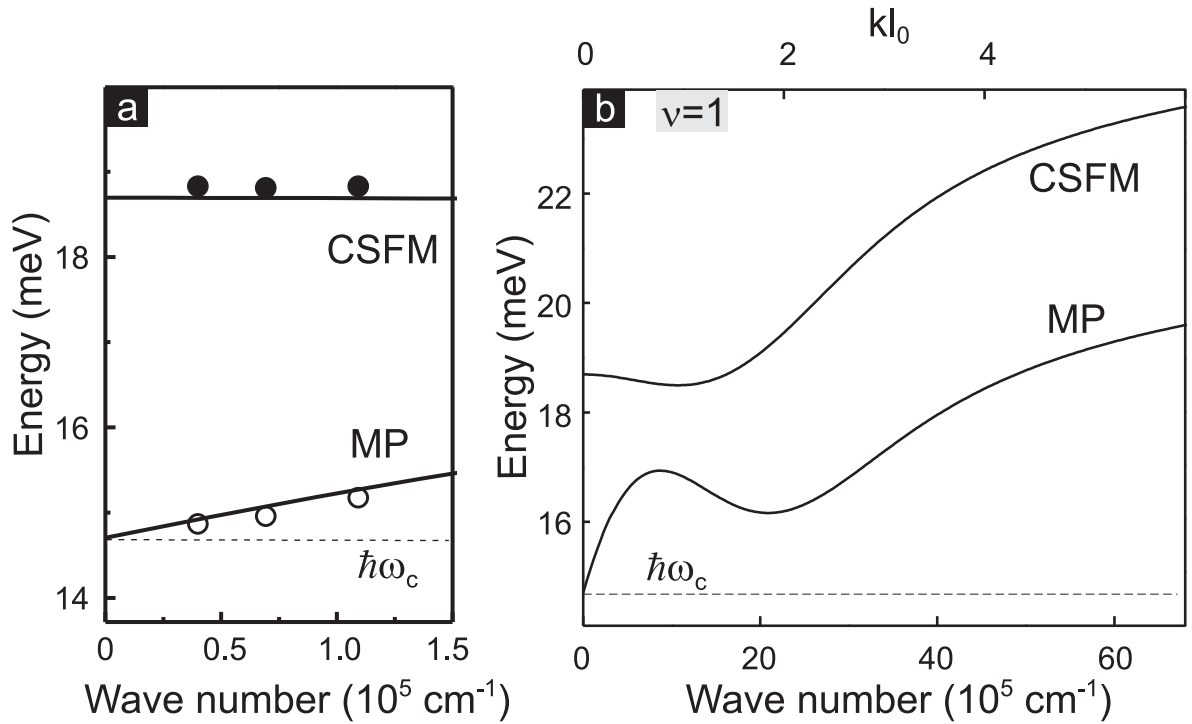


Рис. 3.2: (а) Длинноволновые дисперсионные зависимости магнитоплазмона и циклотронной спин-флип моды для квантовой ямы шириной 20 нм и $B=8.5$ Т, эксперимент (круглые символы) и расчет в рамках приближения Хартри-Фока (сплошные линии). (б) Показаны полные дисперсионные зависимости магнитоплазмона и циклотронной спин-флип моды, вычисленные для ширины ямы и магнитного поля, соответствующих эксперименту.

симостей коллективных возбуждений MP и CSFM при $\nu = 1$ в диапазоне импульсов, достижимом в методе неупругого рассеяния света. Для этого энергии возбуждений были измерены в магнитном поле $B = 8.5$ Т для трех различных значений импульса в интервале $0.4 - 1.1 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ с помощью многосветовой методики. При этом прочие экспериментальные условия оставались неизменными. Результаты измерения показаны на рис.3.2а, где также показаны теоретические дисперсионные зависимости MP и CSFM, рассчитанные с учетом геометрического форм-фактора для 20-нм квантовой ямы (рис.3.2а,б). Из сравнения экспериментальных и теоретических данных видно, что, дисперсия магнитоплазмона линейна, а циклотронная спин-флип мода является практически бездис-

персионной в пределах экспериментальной погрешности. Из последнего утверждения следует, что в формуле (54) можно без потери точности заменить $\Delta(q, B)$ на $\Delta(0, B)$ для значений импульса, доступных в эксперименте.

Несмотря на то, что сам форм-фактор не зависит от магнитного поля, он качественно изменяет природу взаимодействия при увеличении магнитного поля. Оказывается, что в малых магнитных полях, когда радиус циклотронной орбиты много больше эффективной ширины ямы, взаимодействие электронов является эффективно двумерным, и магнитополевые зависимости $\Delta(0, B)$ для ям различной ширины совпадают. С увеличением магнитного поля поперечный размер электронов при вычислении кулоновского потенциала становится всё более существенным, а само кулоновское взаимодействие тримеризуется. В этом пределе электронную систему можно представить как систему длинных стержней, энергия взаимодействия которых зависит логарифмически от магнитного поля. Влияние форм-фактора на амплитуду кулоновского взаимодействия увеличивается с магнитным полем, а зависимость $\Delta(0, B)$ становится существенно слабее корневой (рис. 3.3). Экспериментальные результаты, представленные на рис.3.3, отображают зависимость обменной энергии $\Delta(0, B)$ от магнитного поля в квантовых ямах шириной 20, 25 и 30 нм. Из графиков видно, что в реальных структурах магнитополевая зависимость $\Delta(0, B)$ заметно слабее, чем квадратно-корневая, характерная для идеальной двумерной системы (показана пунктирными линиями). Сплошными кривыми показаны теоретические зависимости, вычисленные с учетом геометрического форм-фактора для соответствующих ширин квантовых ям. Видно, что уже начиная с магнитных полей

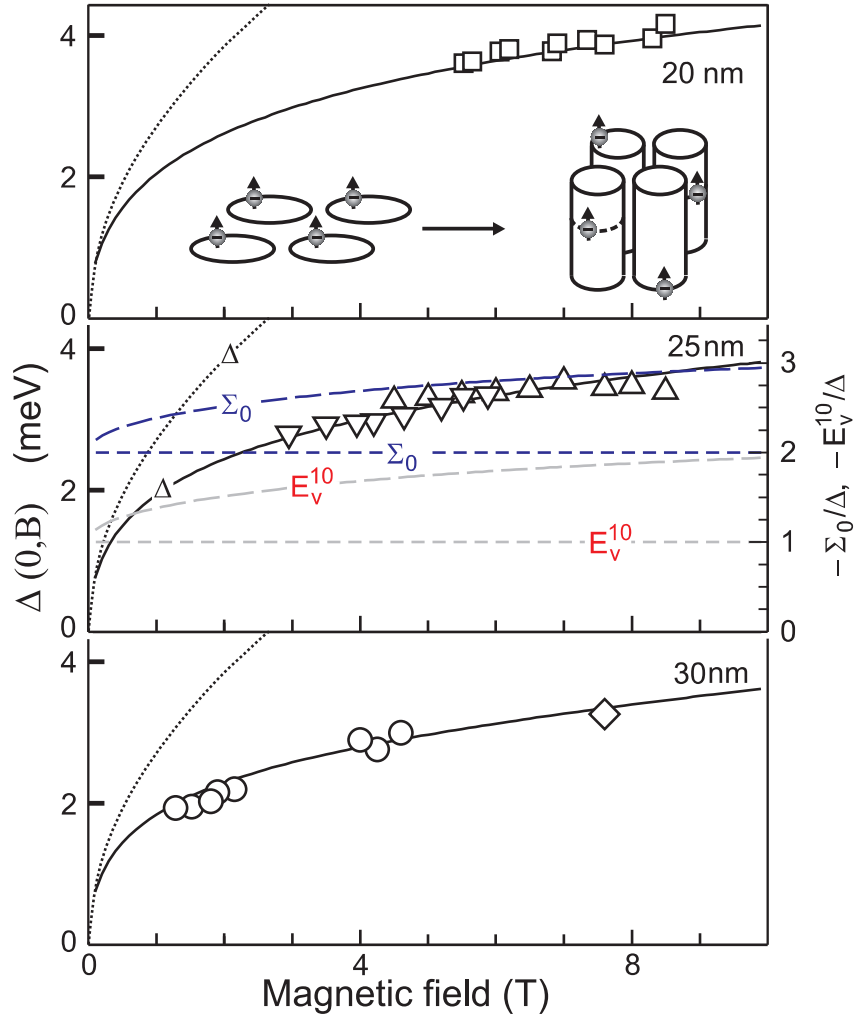


Рис. 3.3: $\Delta(0, B)$ в зависимости от магнитного поля для трех квантовых ям различной ширины, эксперимент (символы) и вычисления в рамках приближения Хартри-Фока с учетом геометрического форм-фактора (сплошные линии). Пунктирными линиями показан результат расчета без учета форм-фактора. На вставке к верхнему графику показан схематический переход характера электрон-электронного взаимодействия от двумерного в малых магнитных полях к эффективно трехмерному взаимодействию в больших магнитных полях. На правой шкале среднего графика показаны магнитополевые зависимости отношений величин $-\Sigma_0/\Delta(0, B)$ и $-E_v^{10}/\Delta(0, B)$ для 25 нм квантовой ямы (длинный штрих) и для идеальной 2D-системы (короткий штрих).

5 Т теоретические значения $\Delta(0, B)$, вычисленные для идеальной 2D-системы, более, чем в два раза превышают экспериментальные значения. Однако при учете геометрических форм-факторов, теоретические кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Поскольку теоретические и экспериментальные данные для кванто-

вых ям разной ширины хорошо согласуются, а изменение величины $\Delta(0, B)$ от ямы к яме мало по сравнению с самой $\Delta(0, B)$, экспериментальные данные могут быть нормированы на соответствующий коэффициент, равный отношению теоретических зависимостей $\Delta_W(0, B)/\Delta_{25}(0, B)$, где W – ширина квантовой ямы. Нормированные данные для квантовой ямы шириной 25 нм приведены на рис.3.4а.

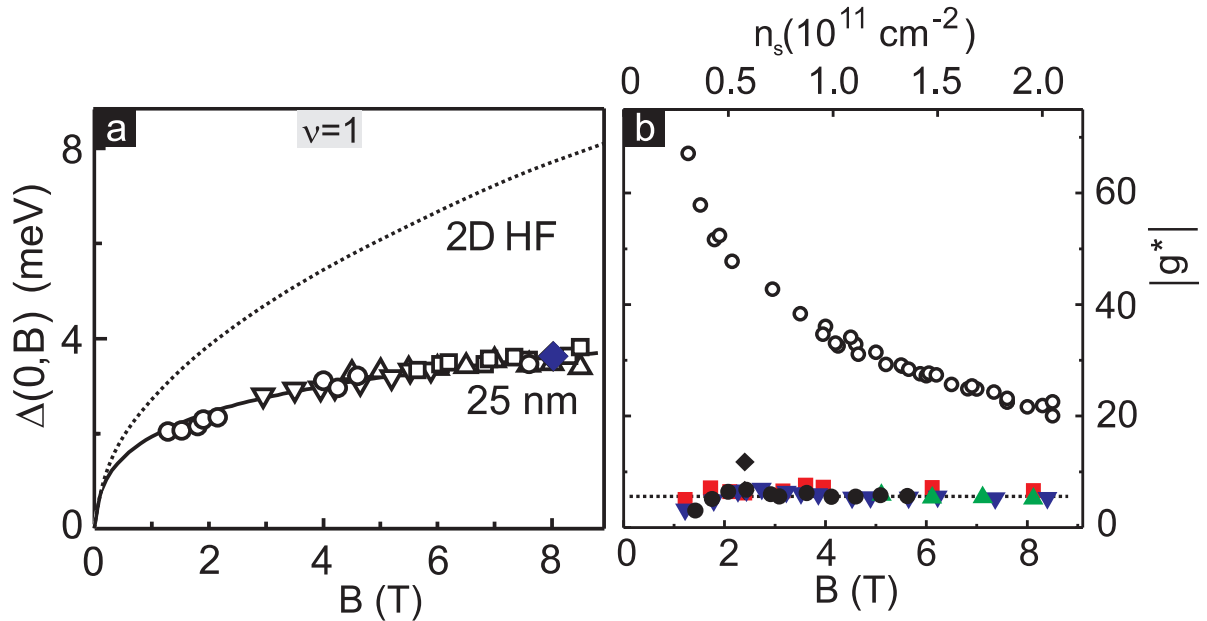


Рис. 3.4: (а) Магнитополевая зависимость $\Delta(0, B)$ при $\nu = 1$ для квантовой ямы 25 нм. Экспериментальные данные показаны символами, сплошная кривая - расчет в приближении Хартри-Фока с учетом геометрического форм-фактора. Пунктирной линией показана аналогичная зависимость, рассчитанная для идеального двумерного случая. (б) Зависимость обменно-усиленного g-фактора электронов на 0-м уровне Ландау от магнитного поля и электронной концентрации при $\nu = 1$, пересчитанная по формуле (60) из экспериментальных данных для $\Delta(0, B)$. Внизу закрашенными символами показаны значения обменно-усиленного g-фактора, полученные в транспортных исследованиях [63, 64, 65, 66].

В области исследуемых магнитных полей ($B = 1.3 - 8.5$ Т) приближение Хартри-Фока описывает величину и функциональную зависимость $\Delta(0, B)$ в пределах экспериментальной точности. Это довольно неожиданный результат, поскольку теоретические расчеты получены в первом порядке теории возмущений по параметру отношения кулоновской и цик-

лотронной энергии. Вблизи верхней границы этого диапазона магнитных полей эффективная кулоновская энергия ослаблена из-за влияния конечной ширины квантовой ямы и оказывается заметно меньше циклотронной энергии. В магнитных полях порядка 1 Т этот параметр не мал, более того, кулоновская энергия превышает циклотронную энергию, т.е. априори нельзя пренебречь подмешиванием электронных состояний с других уровней Ландау в электронные состояния на нулевом и первом уровнях Ландау. Экспериментальные результаты можно интерпретировать следующим образом: в холловском ферромагнетике вплоть до магнитных полей порядка 1 Т кулоновское взаимодействие не приводит к заметному смешиванию электронных состояний с разных уровней Ландау.

Наличие обменного вклада в энергии спин-флип возбуждений приводит к увеличению эффективного g -фактора электрона, т.к. в энергии возбуждений с переворотом спина зеемановская и кулоновская энергии появляются вместе. Обменный вклад Σ_0 в энергии коротковолнового спинового экситона приводит к увеличению эффективного g -фактора, измеряемого в транспортных экспериментах (формула 53). Значение "обменно-усиленного" g -фактора можно оценить по аналогии из величины обменной энергии CSFM. В рамках приближения Хартри-Фока $\Delta(0, B) \approx \frac{1}{2} |\Sigma_0|$, причем выражение обращается в строгое равенство для идеального двумерного случая. В общем случае величина обменно-усиленного g -фактора электронов может быть получена как

$$g^*(B) = g_0 + \left| \frac{\Sigma_0(B)}{\Delta(0, B)} \right|_{teor} \times \frac{\Delta(0, B)_{exp}}{|\mu_B B|}, \quad (60)$$

где теоретический множитель может быть рассчитан по формулам (56 – 59) с учетом геометрического форм-фактора. Применимость этого способа оценки величины g -фактора основывается на хорошем количествен-

ном согласии экспериментальных и теоретических данных для энергии CSFM.

Полученная зависимость g -фактора от магнитного поля построена на рис.3.4b и сопоставлена со значениями, измеренными в транспортных экспериментах. При малых магнитных полях обменно-усиленный g -фактор, оцененный из данных НРС по формуле (60), достигает огромных значений $g^* \sim 60$ и превышает экспериментальные данные, полученные с помощью метода активационного транспорта, на порядок величины. Более того, обменно-усиленный g -фактор расходится в пределе нулевого магнитного поля. Возможно, что полученное расхождение между результатами различных экспериментов возникает из-за влияния случайного потенциала примесей и неровностей гетерограниц в исследуемых структурах. В транспортных экспериментах измеряется интегральная по всему образцу величина энергии обменного взаимодействия на нулевом уровне Ландау, при этом случайный потенциал может существенно уменьшить эту величину. 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.

3.2 Термодинамика холловского ферромагнетика $\nu = 1$

Существование ферромагнитного порядка в электронной системе, находящейся в режиме КЭХ с фактором заполнения $\nu = 1$, возможно благодаря наличию зеемановского расщепления уровней Ландау и сильному обменному взаимодействию между электронами в основном со-

стоянии. Поэтому термодинамика холловского ферромагнетика должна определяться соотношением температуры, зеемановской и обменной энергий. При ненулевых температурах активационное рождение спиновых экситонов способно нарушить ферромагнитный порядок в системе. Однако ненулевая величина зеемановской энергии отсекает температурное возбуждение длинноволновых спиновых экситонов, поэтому холловский ферромагнетик априори существует при температурах ниже зеемановской энергии. Менее очевидно, что будет происходить в противоположном пределе. Согласно данным магнитотранспортных экспериментов, ферромагнитный порядок способен сохраняться даже при исчезающе малых значениях зеемановской энергии ($g \rightarrow 0$) [69]. В некоторых других экспериментах изучалось температурное поведение усредненной по образцу степени спиновой поляризации. Методами ЯМР [70] и оптического поглощения [71] наблюдалось плавное уменьшение усредненной степени спиновой поляризации при повышении температуры. По существу, перечисленные экспериментальные методики имеют дело с интегральными характеристиками системы и не имеют возможности установить различие между ближним и дальним порядком спиновых корреляций в электронной системе. Как известно из физики трехмерных гейзенберговских ферромагнетиков, ближний ферромагнитный порядок сохраняется выше точки Кюри и продолжает существовать в парамагнитной фазе. В двумерном случае также предсказано существование спиновых корреляций ближнего порядка в состоянии КЭХ $\nu = 1$ в присутствии примесного потенциала [72]. Чтобы отличить холловский ферромагнетик от других состояний с ферромагнитным порядком, необходимо использовать экспериментальную методику, чувствительную к локальным

характеристикам электронной системы, и которая позволила бы напрямую характеризовать ферромагнитный порядок. В настоящем разделе обсуждается, как можно извлечь информацию о термодинамике состояния холловского ферромагнетика из исследования циклотронной спин-флип моды методом неупругого рассеяния света.

Как показано в предыдущем разделе, энергия длинноволновой CSFM содержит значительный обменный вклад, который, главным образом, определяется энергией взаимодействия электрона с ближайшими соседями. То есть величина обменной энергии $\Delta(0, B)$ несет информацию об обменном взаимодействии в системе на масштабах порядка межчастичного расстояния, а следовательно, и о мере локальной спиновой поляризации в тех областях образца, где может существовать возбуждение CSFM. В то же время, интенсивность соответствующей линии в спектрах неупругого рассеяния света пропорциональна совокупной площади, занимаемой такими областями. Ниже обсуждается температурное поведение энергии циклотронной спин-флип моды при $\nu = 1$ и интенсивности соответствующей линии в спектрах НРС.

Для исследования использовалась серия асимметрично легированных GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As квантовых ям ширинами 20, 25 и 30 нм и с электронными концентрациями в диапазоне $1.0 - 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностями от 5 до $20 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Эксперименты по неупругому рассеянию света были выполнены с использованием двухсветовой методики в диапазоне температур 0.3 – 10 К. На рис.3.5а показана типичная последовательность НРС спектров циклотронной спин-флип моды при факторе заполнения $\nu = 1$ в магнитном поле $B = 5.5 \text{ Т}$ и при повышении температуры. Совокупные зависимости интенсивности и спектрального по-

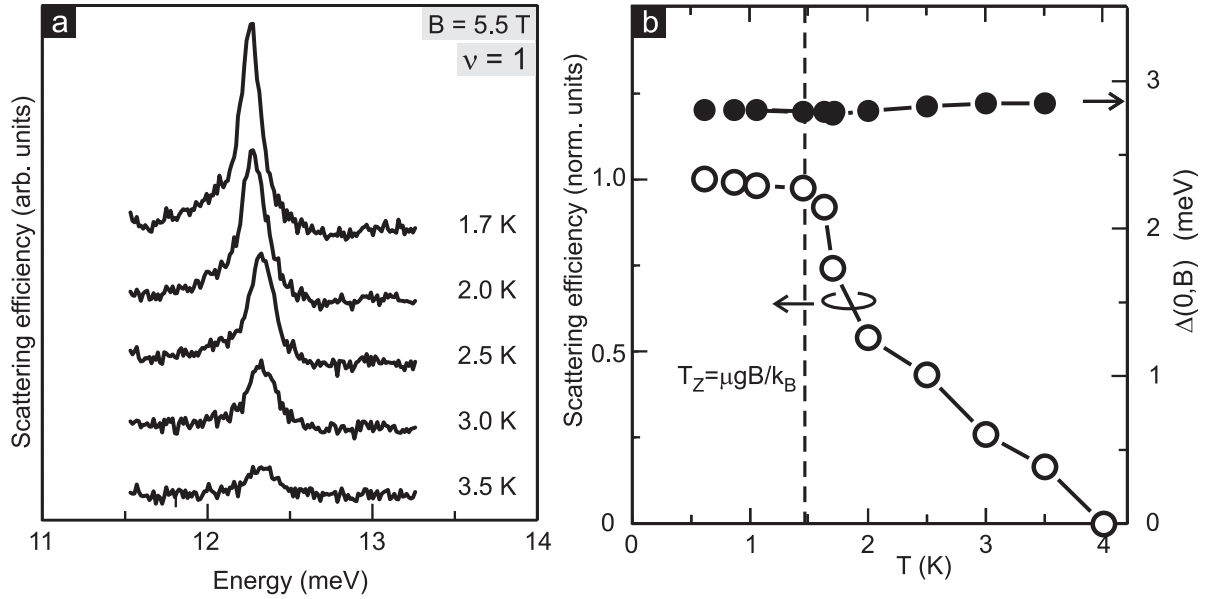


Рис. 3.5: (a) Спектры неупругого рассеяния света на CSFM при $\nu = 1$ и $B = 5.5$ Т в зависимости от температуры. (b) Температурные зависимости нормированной интенсивности линии CSFM (пустые круги) и величины обменной энергии $\Delta(0, B)$ (закрашенные круги). Вертикальная прямая показывает зеемановскую температуру для данного магнитного поля $T_Z = |g\mu_B B|/k_B$, для $g = -0.4$.

ложения CSFM в диапазоне температур $T \in 0.3..3.5$ К построены на рисунке 3.5b. При температурах ниже $T_Z = |g\mu_B B|/k_B$ как энергия, так и интенсивность линии CSFM меняются слабо. Следовательно, в этом температурном диапазоне макроскопический ферромагнитный порядок в системе остается практически невозмущенным. При температурах, превышающих T_Z , интенсивность линии CSFM начинает быстро убывать, однако обменная энергия $\Delta(0, B)$ не только не уменьшается, но даже незначительно увеличивается. Из этого можно заключить, что в формировании спектральной линии циклотронной спин-флип моды участвуют лишь те области образца (*ферромагнитные домены*), где ферромагнитное упорядочение локально не нарушено и поэтому обменный вклад в энергию CSFM $\Delta(0, B)$ в этих доменах достигает своего максимального Хартри-Фоковского значения. Падение интенсивности линии CSFM свидетельствует о том, что совокупная площадь, занимаемая ферромаг-

нитными доменами, уменьшается. Незначительное увеличение энергии CSFM, наблюдаемое при температурах $T \gtrsim 2$ К, наиболее вероятно связано с пространственным ограничением в пределах ферромагнитных доменов. В ограниченных доменах циклотронная спин-флип мода с импульсами меньшими их обратного размера не может распространяться.

Температурная зависимость интенсивности линии CSFM качественно согласуется с данными по измерению степени электронной спиновой поляризации, полученными в ЯМР-экспериментах [70] и в экспериментах по оптическому поглощению [71] (показаны закрашенными кругами и треугольниками на рис.3.6). Подобно интенсивности линии CSFM, степень спиновой поляризации практически не меняется при температурах ниже T_Z . В этих условиях главный вклад в спиновую деполяризацию обусловлен температурным возбуждением длинноволновых спиновых экситонов внутри уровня Ландау. Соответствующая зависимость дается формулой

$$\frac{M(T)}{M(0)} = 1 + Ck_B T \ln \left(1 - e^{g\mu_B/k_B T} \right), \quad (61)$$

где $M(T)$ – степень спиновой поляризации при температуре T , а C – параметр, связанный с 'массой' длинноволновой дисперсии спиновых экситонов. Формула (61) применима, когда число спиновых экситонов мало по сравнению с числом электронов. При бóльших температурах в теории необходимо учитывать взаимодействие между спиновыми экситонами. Взаимодействие спиновых экситонов приводит к сильному отклонению поведения степени спиновой поляризации от зависимости (61). В непрерывной квантовой теории поля гейзенберговского ферромагнетика [73] показывается, что это отклонение начинает происходить при температурах порядка T_Z . Как видно из рис.3.6, при температурах выше T_f , кото-

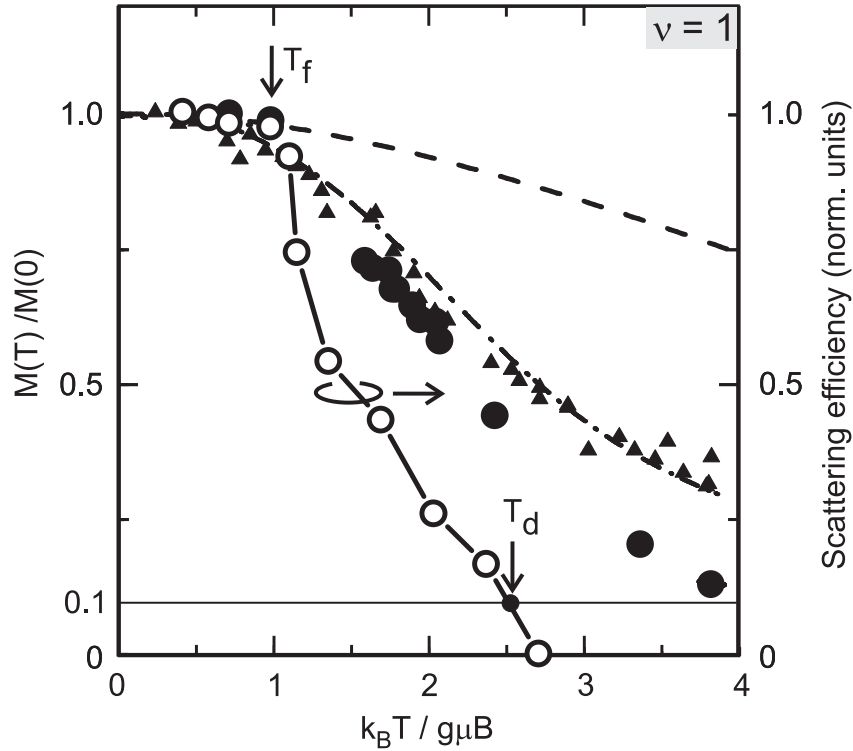


Рис. 3.6: Температурная зависимость нормированной интенсивности линии CSFM в спектрах неупругого рассеяния света при $\nu = 1$, $B=5.5$ T (пустые кружки, правая шкала). Для сравнения показаны данные по температурной зависимости средней степени спиновой поляризации, полученные методами ЯМР (закрашенные круги) и оптического поглощения (треугольники), левая шкала. Штриховая линия – теоретическая зависимость спиновой деполяризации, описываемая формулой (61). Штрих-пунктирная кривая соответствует теоретическому расчету в рамках $O(N)$ непрерывной квантовой теории поля гейзенберговского ферромагнетика.

рая приблизительно совпадает с T_Z , как интенсивность линии CSFM, так и средняя степень спиновой поляризации спадают быстрее теоретической зависимости (61), рассчитанной исходя из дисперсии спиновых экситонов с учетом геометрического форм-фактора (показана штриховой линией на рис.3.6). Сравнительно более резкое падение интенсивности линии CSFM может быть качественно объяснено следующим образом: остающиеся в системе спиновые корреляции ближнего порядка способствуют формированию локального ферромагнитного порядка, однако из-за температурных флуктуаций параметра порядка некоторая часть ферромагнитных

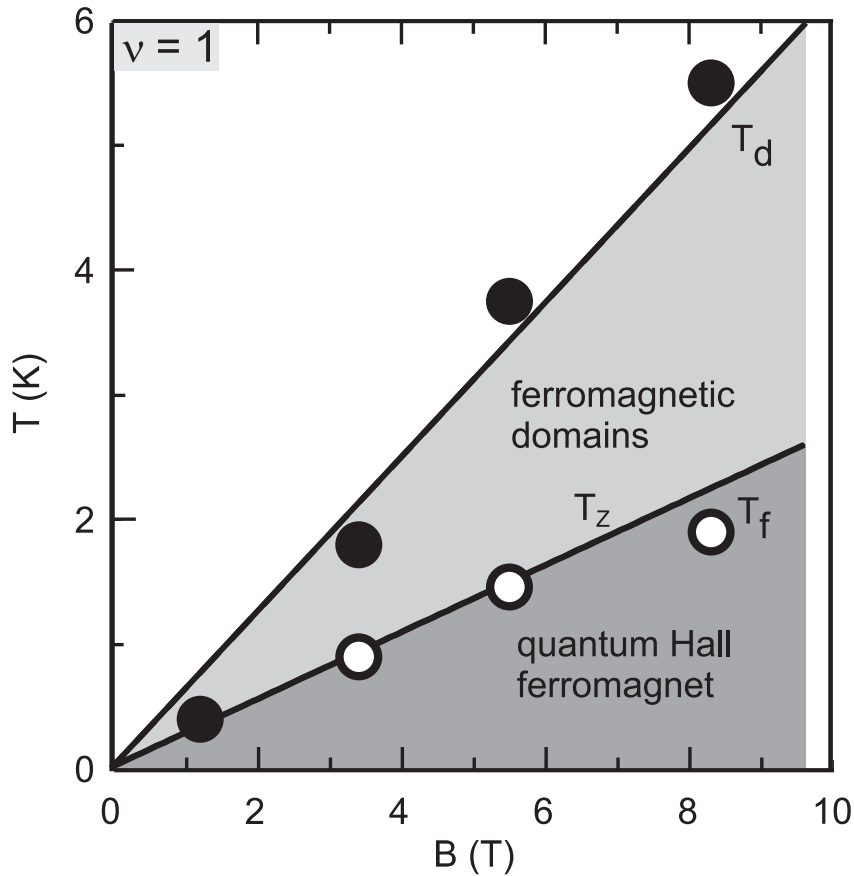


Рис. 3.7: Фазовая диаграмма холловского ферромагнетика. Критические температуры T_f (пустые символы) и T_d (закрашенные символы) построены в зависимости от температуры. Прямые линии проведены для наглядности. Темно-серая закрашенная область соответствует фазе с макроскопическим ферромагнитным порядком, а светло-серая область соответствует фазе с ферромагнитными доменами.

доменов может оказаться столь малого размера, что импульс CSFM в них плохо определен. Такие домены не вносят вклад в формирование линии циклотронной спин-флип моды в спектрах НРС. В этом контексте удобно ввести вторую условную критическую температуру T_d , при которой интенсивность узкой спектральной линии CSFM падает на порядок величины по сравнению с низкотемпературным значением. Соответственно уменьшается совокупная площадь, занимаемая ферромагнитной фазой. При температурах выше T_d ферромагнитные домены, в которых циклотронная спин-флип мода является хорошо определенной, практически

отсутствуют в системе.

На рис.3.7 построены зависимости двух критических температур холловского ферромагнетика T_f и T_d от магнитного поля. Обе они хорошо аппроксимируются прямыми линиями, условно разделяющими различные фазы. Этот график может быть трактован как фазовая диаграмма стабильности холловского ферромагнетика $\nu = 1$ в координатах (T, B) . Нижняя часть диаграммы $T < T_f(B)$ соответствует фазе с макроскопическим ферромагнитным порядком, эта фаза распадается на ферромагнитные домены при $T_f(B) < T < T_d(B)$, а при $T > T_d(B)$ практически отсутствуют ферромагнитные домены, где определена циклотронная спин-флип мода.

В заключение, в третьей главе были рассмотрены коллективные возбуждения в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$, их длинноволновые дисперсионные свойства. Акцент в исследовании был сделан на изучении обменной части энергии циклотронной спин-флип моды. У этого возбуждения обменные поправки к энергии отличны от нуля даже при нулевом импульсе. Их величина при $\nu = 1$ возрастает с магнитным полем по суб-корневому закону. Было экспериментально показано, что в широких квантовых ямах масштаб кулоновского взаимодействия в электронной системе ослаблен из-за нелокальности электронных волновых функций в направлении, перпендикулярном плоскости двумерной системы. С учетом этого явления энергия циклотронной спин-флип моды хорошо описывается теоретическими расчетами в рамках приближения Хартри-Фока даже в небольших магнитных полях вплоть до 1 Т. Была получена экспериментальная оценка обменно-усиленного g-фактора электронов при $\nu = 1$ и показано что величина g-фактора достигает

значений ~ 60 в малых магнитных полях. Изучена термодинамика холловского ферромагнетика: с помощью исследования температурного поведения циклотронной спин-флип моды показано, что при температурах меньших зеемановской энергии в электронной системе имеется макроскопический ферромагнитный порядок, а при больших температурах система разбивается на ферромагнитные домены, число и размер которых уменьшаются с ростом температуры. В этих доменах энергия циклотронной спин-флип моды остается практически неизменной. Была построена фазовая диаграмма стабильности холловского ферромагнетика в координатах (T, B) .

4 Возбуждения барьерных D^- комплексов и циклотронная спин-флип мода в состоянии $\nu = 1/3$

4.1 Циклотронные возбуждения барьерных D^- комплексов

В этом разделе повествуется об исследовании циклотронных возбуждений барьерных D^- комплексов. Изучено поведение кулоновского вклада в энергию этих возбуждений в зависимости от магнитного поля и электронной концентрации, оценена характерная концентрация барьерных D^- комплексов в GaAs/AlGaAs структурах.

Исследования проводились на серии высококачественных гетероструктур, выращенных на трех различных установках молекулярно-пучковой эпитаксии. Структуры содержали асимметричные, селективно-легированные GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As одиночные квантовые ямы шириной 17 – 30 нм. Темновые электронные концентрации в квантовых ямах составляли $1 - 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижности на уровне $2 - 20 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Как обычно, концентрация электронов в исследуемых структурах варьировалась с помощью методики фотообеднения. Измерения проводились при температурах 0.3 – 1.5 К в диапазоне магнитных полей 1 – 10 Т. Для измерения спектров неупругого рассеяния света использовалась двухсветоводная методика.

На рис.4.1 показан спектр неупругого рассеяния света на циклотронных возбуждениях при $\nu = 1$, $B=9 \text{ Т}$ в квантовой яме шириной 25 нм. Помимо линий коллективных возбуждений (MP и CSFM) в спектре наблюдаются дополнительные особенности – линия S , расщепленная на три компоненты, и линия $T+$. Из-за особенностей резонансного усиления интенсивностей линий НРС, в зависимости от энергии налетающего

фотона, все наблюдаемые линии могут быть усилены в разной степени. Например, три компоненты расщепленной линии S не обязательно имеют сравнимую интенсивность – иногда хорошо различимы лишь одна или две из них (см. спектр на рис.3.1). При других энергиях лазера могут быть ослаблены другие линии НРС. Линии S и $T+$ не соответству-

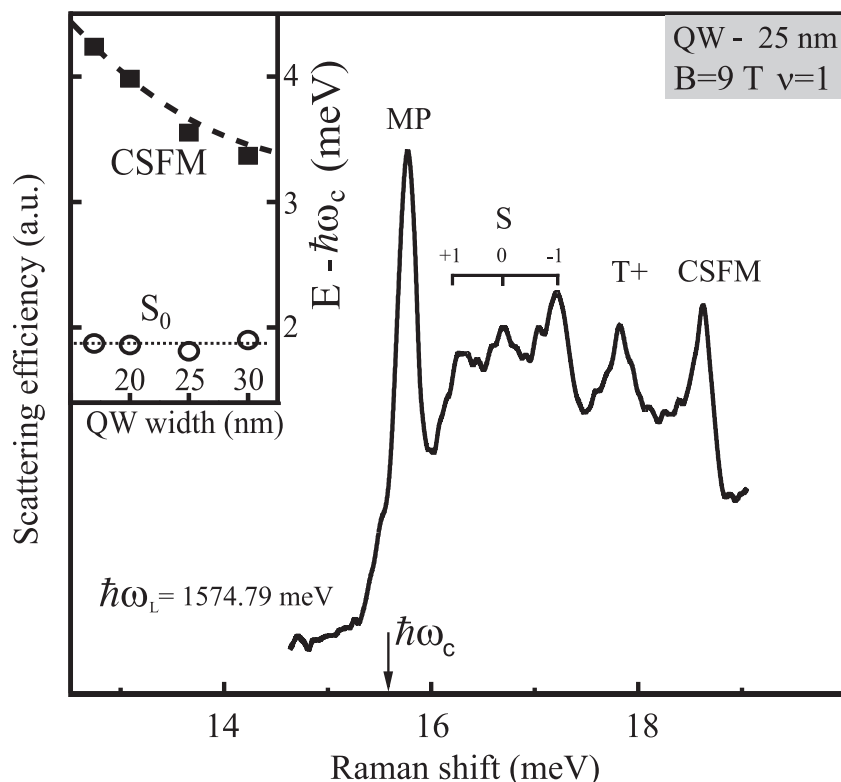


Рис. 4.1: Спектры неупругого рассеяния света при факторе заполнения $\nu = 1$. Наблюдаются линии коллективных мод - магнитоплазмона (MP) и циклотронной спин-флип моды (CSFM), а также циклотронных возбуждений D^- комплексов: спин-синглетного (S) и спин-триплетного ($T+$). На вставке показаны зависимости 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.

ют коллективным возбуждениям системы. Расщепление линии S на три спиновые компоненты в магнитном поле позволяет связать ее с циклотронным возбуждением спин-синглетного состояния барьерного D^- комплекса, поскольку в таких комплексах два электрона образуют спиновой синглет в основном состоянии. Линию $T+$ логично связать с циклотрон-

ным возбуждением спин-триплетного состояния D^- комплекса, поскольку энергия этого возбуждения согласуется с результатами теоретических расчетов [74].

Линии S и $T+$ обладают следующими свойствами. Их энергии не зависят от импульса, как и должно быть для возбуждений локализованных комплексов. В отличие от циклотронной спин-флип моды энергии этих возбуждений не зависят от ширины квантовой ямы для исследованных образцов (17 – 30 нм) (вставка к рис.4.1). Заметим, что зависимость кулоновских поправок к энергии возбуждений от ширины квантовой ямы является своеобразным индикатором природы их происхождения. Зависящий от ширины ямы геометрический форм-фактор наиболее сильно подавляет Фурье-компоненты взаимодействия при $q \geq 1/l$, где l – эффективная протяженность волновой функции электронов в направлении роста квантовой ямы. Поскольку у обменной части кулоновского взаимодействия велика амплитуда Фурье-компонент при $q \lesssim 1/l_B$, то, 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. Таким образом, независимость энергии возбуждений D^- комплекса от ширины квантовой ямы подразумевает, что главный вклад в кулоновские поправки к энергии возбуждений D^- комплекса не является обменным. По аналогии с внутриямным D^- комплексом можно предположить, что энергетический сдвиг возбуждений барьерного D^- комплекса от циклотронной энергии связан с кулоновским расталкиванием возбужденного электрона и свободных электронов в конечном состоянии. Экспериментальная величина сдвига пропорциональна квадратному корню магнитного поля

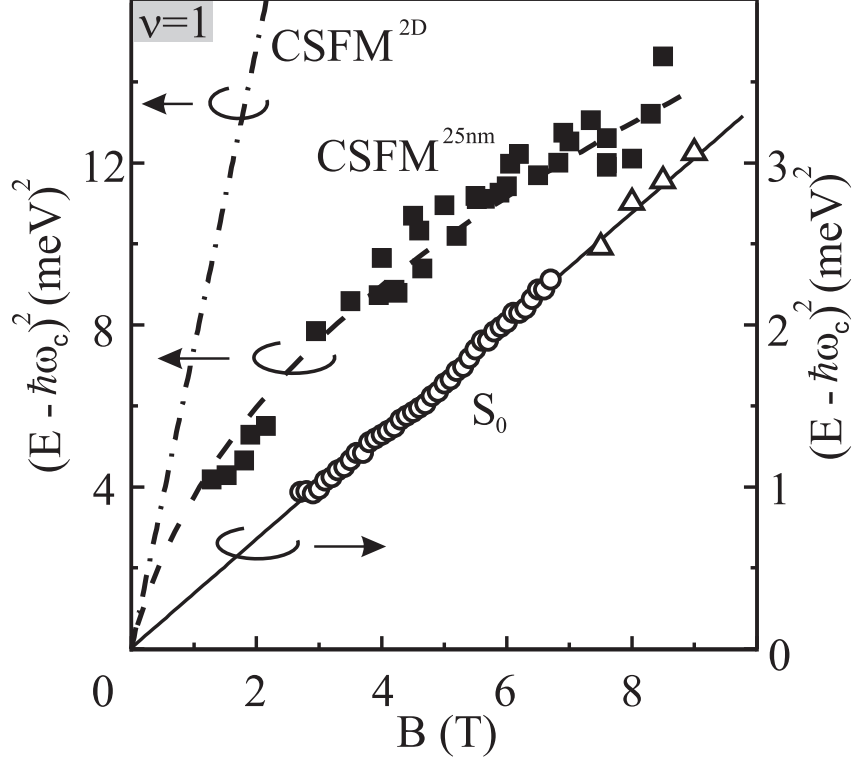


Рис. 4.2: Магнитопольевые зависимости квадрата кулоновской части энергии циклотронной спин-флип моды (сплошные символы) и центральной компоненты S_0 циклотронных возбуждений спин-синглетного D^- комплекса (открытые символы) в зависимости от магнитного поля при факторе заполнения $\nu = 1$. Также показана теоретическая зависимость энергии CSFM от магнитного поля (штриховая кривая) для 25 нм квантовой ямы и для идеальной двумерной системы (штрих-пунктир). Прямая линия, аппроксимирующая результаты для линии S_0 , проведена для наглядности.

(рис.4.2), что характерно для прямого кулоновского ($e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$), а не для обменного 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.4.3), 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

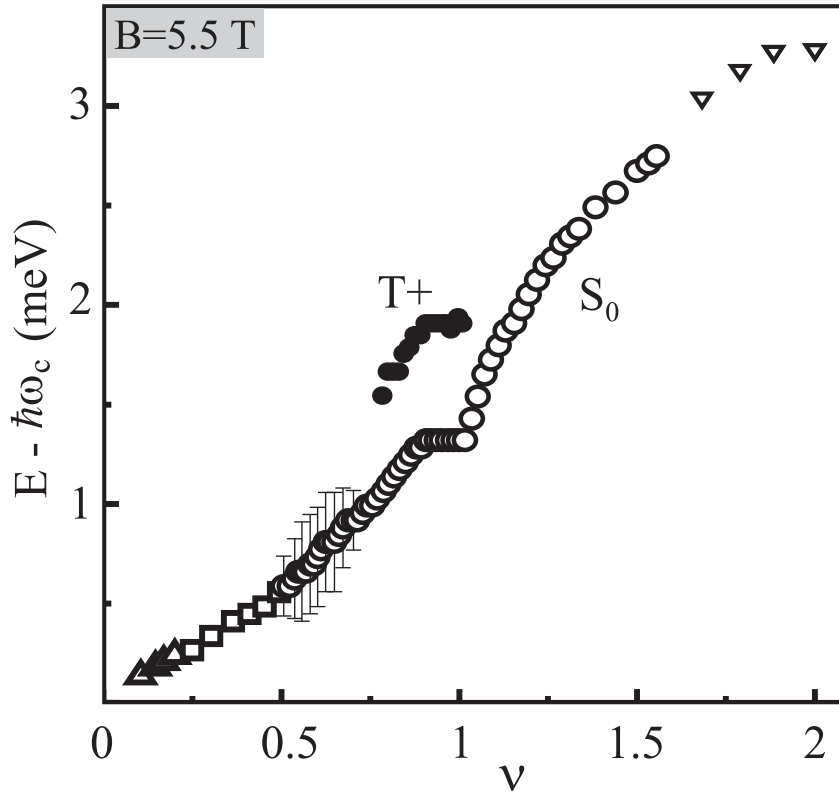


Рис. 4.3: Зависимости кулоновских энергий возбуждений S_0 (открытые символы) и $T+$ (сплошные символы) от фактора заполнения, измеренные в магнитном поле $B = 5.5$ Т для квантовой ямы шириной 25 нм

большой пространственной изоляции от свободных электронов. Соответственно, уменьшается энергия кулоновского расталкивания локализованного и свободных электронов в возбужденном состоянии. При $\nu \rightarrow 0$ кулоновский сдвиг становится нулевым [75] (см. рис.4.3).

Было 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 света практически не менялось в структурах, выращенных в разных установках молекулярно-пучковой эпитаксии. По-видимому, число остаточных примесей в AlGaAs барьерах квантовых ям мало зависит от технологии роста. Интересно, что линии примесных комплексов по ин-

тенсивности сравнимы, а иногда превосходят интенсивности линий коллективных возбуждений свободных электронов. Этот факт, сам по себе, не позволяет судить о концентрации примесных комплексов в электронной системе, так как сечения неупругого рассеяния света качественно различны для коллективных возбуждений и возбуждений электронов, связанных в комплексах. В длинноволновом пределе ($ql_B \rightarrow 0$) сечение рассеяния на коллективных возбуждениях пропорционально $n_s(ql_B)^2$. В свою очередь, сечение рассеяния света на примесных комплексах не зависит от импульса и пропорционально концентрации комплексов. Кроме того, анализ соотношения интенсивностей линий НРС усложняется из-за эффектов резонансного усиления сечения рассеяния. Таким образом, сечения рассеяния света коллективными и примесными возбуждениями имеют разную природу и не отражают в явном виде соотношение концентраций свободных и связанных электронов. 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 [75]. Исходя из этого, разумной оценкой сверху для числа электронов локализованных на D^- комплексах будет $\simeq 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. 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.

Существование макроскопической подсистемы барьерных спин-син-

глетных D^- комплексов в высокоподвижных электронных системах до сих пор не обсуждалась. Связано это, в первую очередь, с тем, что практически во всех экспериментальных методиках измеряется, по-существу, не полная электронная поляризация, а нормированные величины, определяемые поляризацией [70, 71]. Для нормализационных целей заранее полагается, что электронная система полностью поляризована по спину при некоторых факторах заполнения. Обычно считается, что стопроцентно поляризованы состояния холловских ферромагнетиков $\nu = 1$ и $\nu = 1/3$. Существование подсистемы D^- комплексов в этих состояниях приводит к общей погрешности измерения спиновой поляризации как функции фактора заполнения. Заметим, что спектр возбуждений D^- комплексов является дискретным, поэтому состояния дробного и целочисленного квантового эффекта Холла остаются несжимаемыми в независимости от того, присутствуют или отсутствуют D^- комплексы в основном состоянии электронной системы. При этом электронные системы с D^- комплексами обладают характерным спектром возбуждений, отличным от спектра возбуждений системы свободных электронов. Соответственно, термодинамические характеристики двух подсистем также будут различны. По-видимому, именно существование D^- комплексов в основном состоянии электронной системы ограничивает диапазон наблюдаемых дробных состояний с большими знаменателями и диапазон магнитных полей, в которых наблюдаются целочисленные состояния с малыми целыми числами заполнения ($\nu = 1$ и 2).

4.2 Циклотронная спин-флип мода в состоянии $\nu = 1/3$

В настоящем разделе рассматривается циклотронная спин-флип мода вблизи состояния дробного квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 1/3$.

В электронной системе, находящейся в состоянии $\nu = 1/3$, как и в случае $\nu = 1$, при отличном от нуля зеемановском расщеплении электронные спины ориентированы вдоль направления магнитного поля. Поэтому система при $\nu = 1/3$ также является холловским ферромагнетиком. Как было продемонстрировано в главе 3, в состоянии с ферромагнитным порядком в энергии комбинированной циклотронной спин-флип моды имеется значительный обменный вклад. Из аналогии двух ферромагнитных состояний $\nu = 1$ и $\nu = 1/3$ можно ожидать сходство спектра циклотронных возбуждений. Существование CSFM в состоянии $\nu = 1/3$ впервые обсуждалось в теоретической работе [49], там же была рассчитана ее дисперсия в рамках одномодового приближения (SMA). Однако в экспериментах по неупругому рассеянию света до настоящего времени циклотронная спин-флип мода при $\nu = 1/3$ не наблюдалась в связи с недостаточно высоким качеством изучаемых структур и исключительно зыбкими условиями резонансного усиления НРС для этого возбуждения. Вблизи циклотронной энергии кроме магнитоплазмона в спектре НРС наблюдались лишь линии возбуждений барьерных D^- комплексов [75]. При варьировании фактора заполнения энергии этих возбуждений не имеют особенностей, соответствующих несжимаемым состояниям дробного КЭХ и пропорциональны полной плотности электронов. В настоящей диссертационной работе вблизи фактора заполнения $\nu = 1/3$ была обнаружена и исследована циклотронная спин-флип мода от 'свободной'

электронной подсистемы.

Измерения проводились на двух 25нм- GaAs/AlGaAs квантовых ямах с электронными концентрациями 1.2 и $2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностями 7 и $10 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Электронные концентрации варьировались с помощью эффекта фотообеднения. Спектры неупругого рассеяния света измерялись по двух-световодной методике. Измерения проводились при температурах $0.3 - 1.5 \text{ К}$. На рис.4.4 показаны спектры резонансного неупруго-

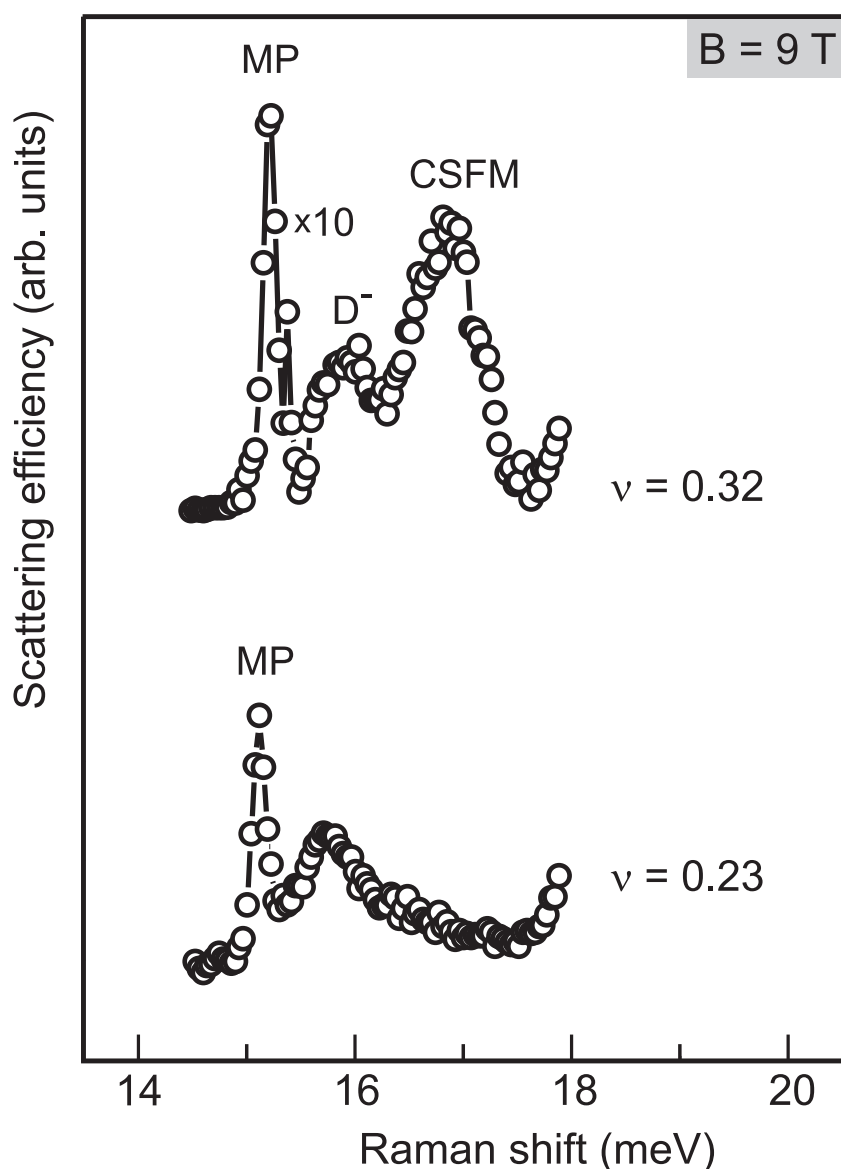


Рис. 4.4: Спектры НРС на циклотронных возбуждениях при двух факторах заполнения: $\nu = 0.32$ и $\nu = 0.23$ в магнитном поле $B=9 \text{ Т}$ в квантовой яме 25 нм .

гого рассеяния света при $B=9\text{ Т}$ и двух факторах заполнения $\nu = 0.32$ и $\nu = 0.23$. При резонансных условиях, соответствующих данной энергии налетающих фотонов, в спектре с $\nu = 0.32 \approx 1/3$ присутствуют три линии: МР – магнитоплазмон, линия D^- соответствует S_{-1} – компоненте циклотронных возбуждений спин-синглетных D^- комплексов, а линия CSFM – циклотронной спин-флип моде. На рис.4.5 показана зависимость энергий всех наблюдаемых возбуждений от фактора заполнения в фиксированном магнитном поле $B=9\text{ Т}$. Линейный рост энергии магнитоплазмона с увеличением электронной концентрации связан с соответствующим изменением плазменных поправок в энергию возбуждения (34). Энергия возбуждения D^- комплексов монотонно возрастает при

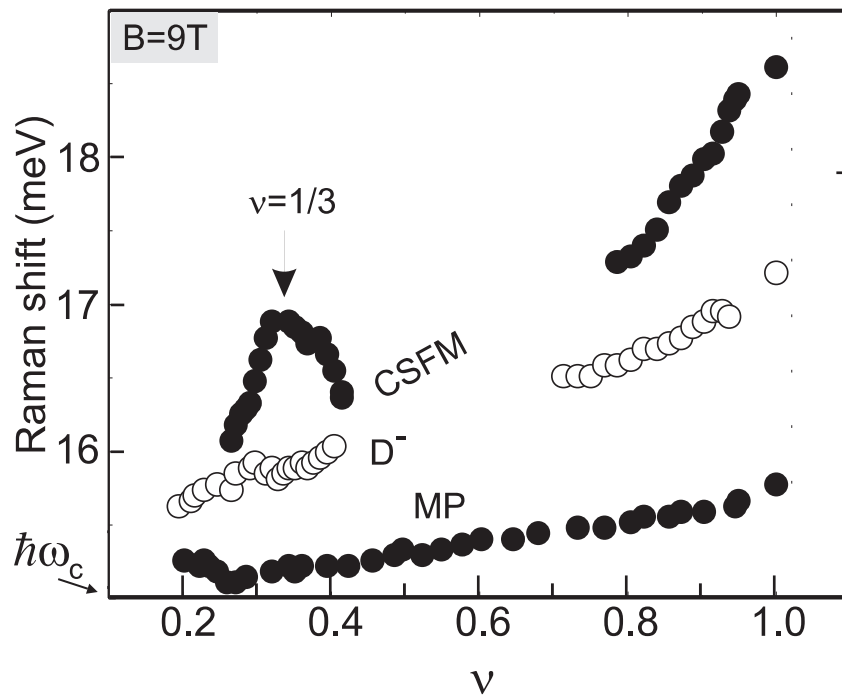


Рис. 4.5: Зависимость энергий коллективных возбуждений CSFM и МР (черные символы) от фактора заполнения ν в магнитном поле $B=9\text{ Т}$. При $\nu = 1/3$ энергия CSFM имеет локальный максимум.

увеличении электронного фактора заполнения и не имеет особенностей при $\nu = 1/3$. При $\nu = 1/3$ энергия CSFM имеет строгий локальный мак-

симум, а в окрестности этого состояния линия CSFM наблюдается в спектрах НРС в диапазоне факторов заполнения $\nu \in 0.25 \dots 0.41$ (при данном магнитном поле). На границах этого диапазона обменная часть энергии возбуждения уменьшается примерно вдвое. Таким образом, при отходе от несжимаемого состояния КЭХ $\nu = 1/3$ циклотронная спин-флип мода смягчается. Из экспериментальных данных для энергий CSFM, полученных на разных экспериментальных образцах и при разных значениях электронной концентрации, была построена зависимость обменной части энергии CSFM от магнитного поля при $\nu = 1/3$ (рис.4.6).

Полученные экспериментальные значения энергии CSFM сравнивались с результатами расчетов в рамках существующих теоретических моделей, представленных в работе [49]. По существу, в этих моделях применяется одномодовое приближение, в котором предполагается, что коллективное возбуждение представимо одиночным магнетоэкситоном. Если при этом рассматривать основное состояние в приближении усредненной плотности (приближение Хартри-Фока), то теоретическое выражение для обменного вклада $\Delta(0, B)$ в энергию CSFM, полученное для $\nu = 1$ по формулам (56 – 59), может быть обобщено на случай произвольного фактора заполнения $\nu < 1$:

$$\Delta_{\nu}^{HF}(0, B) = \nu \Delta(0, B) = \nu \int_0^{\infty} \frac{kdk}{2\pi} v(k) \left(\frac{k^2 l_B^2}{2} \right) e^{-k^2 l_B^2 / 2}. \quad (62)$$

Как и в случае $\nu = 1$, для адаптации формулы (62) к реальным квазидвумерным электронным системам, Фурье-компонента кулоновского потенциала должна быть умножена на геометрический форм-фактор: $v(k) = 2\pi e^2 F(k) / \epsilon k$. Результат вычисления энергии CSFM по формуле (62) в зависимости от магнитного поля показан на рис. 4.6 штриховой линией.

Она, как видно, проходит сильно ниже экспериментальных точек.

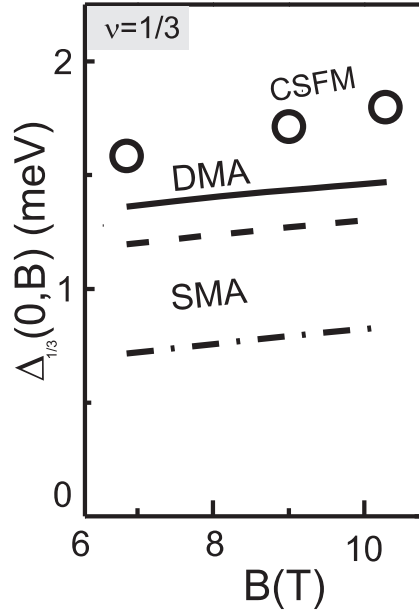


Рис. 4.6: Магнитополевая зависимость обменной части энергии CSFM при $\nu = 1/3$. Экспериментальные данные показаны круглыми символами. Для сравнения приведены результаты теоретического расчета в двухмодовом приближении DMA (сплошная кривая), а также одномодовом приближении SMA для случая усредненной плотности (штриховая кривая) и с учетом корреляций в лафлиновском состоянии (штрих-пунктирная кривая).

В усовершенствованной версии одномодового приближения, впервые использованной для вычисления дисперсии магнетофононов в состояниях дробного КЭХ [46, 47], учитываются межэлектронные корреляции в пределах частично заполненного нижнего уровня Ландау. Как показано в [49], для применения этого теоретического подхода к вычислению энергии длинноволновой CSFM необходимо подынтегральное выражение в (62) умножить на функцию

$$\frac{1}{\nu} e^{k^2 l_B^2 / 2} [s(k l_B) - 1],$$

где $s(k l_B)$ – статический структурный фактор электронов на нижнем уровне Ландау. Для лафлиновских состояний он вычисляется методом Монте-Карло [47]. Энергия CSFM, вычисленная в рамках этого теорети-

ческого подхода, оказывается даже меньше, чем результат в приближении Хартри-Фока. Таким образом, обе версии одномодового приближения дают сильно недооцененное значение обменного вклада в энергию CSFM по сравнению с экспериментом (рис.4.6).

С целью улучшить согласие теории и эксперимента, в настоящей диссертационной работе был использован теоретический подход, в котором в структуре комбинированного возбуждения CSFM учитываются многоэкситонные поправки. Его идея основана на том, что любое коллективное возбуждение в двумерной электронной системе – магнетоэкситон – характеризуется собственным набором квантовых чисел, связанных с изменением номера уровня Ландау, изменением проекции электронного спина и двумерным импульсом: $|m, \delta S_z, \mathbf{k}\rangle$. Простейшие коллективные возбуждения, такие как спиновый экситон и магнитоплазмон в состояниях целочисленного КЭХ, могут быть представлены единственным образом: $|SE\rangle_{\mathbf{k}} = |m = 0, \delta S_z = -1, \mathbf{k}\rangle$; $|MP\rangle_{\mathbf{k}} = |m = 1, \delta S_z = 0, \mathbf{k}\rangle$. Для этих простейших возбуждений одномодовое приближение является асимптотически точным, а их энергия может быть вычислена в первом порядке теории возмущений по параметру r_c в пределе больших магнитных полей. Для возбуждений с более сложным набором квантовых чисел вычисления значительно усложняются в связи с необходимостью пополнения базиса возбужденных состояний суперпозицией многоэкситонных состояний с тем же набором суммарных квантовых чисел $m, \delta S_z$ и \mathbf{k} . Например, плазмон с двойной циклотронной частотой $|m = 2, \delta S_z = 0, \mathbf{k}\rangle$ может диссоциировать на двухэкситонные состояния, состоящие из пары магнитоплазмонов $|m = 1, \delta S_z = 0\rangle$ с суммарным импульсом \mathbf{k} . Аналогичная диссоциация происходит с циклотронной спин-флип модой, для

которой $m = 1$ и $\delta S_z = -1$. Соответствующими двухэкситонными состояниями могут быть пары магнитоплазмона и спинового экситона. Таким образом, многоэкситонные поправки представляют собой смешанные состояния (свертку по импульсу) двух или более магнетоэкситонов, сумма одноименных квантовых чисел которых равна квантовым числам самого коллективного возбуждения. С учетом двухэкситонных поправок, структура возбуждения CSFM трансформируется следующим образом:

$$|\text{CSFM}\rangle_{\mathbf{k}} \Rightarrow |\text{CSFM}\rangle_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{q}} \psi(q) |\text{SE}\rangle_{\mathbf{q}} |\text{MP}\rangle_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}, \quad (63)$$

где $\psi(q)$ – весовая функция. В работе [76] приведены детали процедуры выбора функции $\psi(q)$ и поиска собственных значений гамильтониана для состояния, заданного выражением (63). Здесь приведем результат вычислений. Энергия CSFM равна большому из корней секулярного уравнения 2×2 :

$$\det|(E - \mathcal{E}_i)\delta_{ik} + (1 - \delta_{ik})\mathcal{D}_{ik}| = 0 \quad (i, k = 1 \text{ или } 2), \quad (64)$$

где $\mathcal{E}_1 = \int_0^\infty q dq V(q) [\nu \alpha(q) + (1 - \nu)\beta(q)]$, $\mathcal{E}_2 = \Delta_\nu^{HF}(0, B)$, $\mathcal{D}_{12} \equiv \mathcal{D}_{21} = \sqrt{\nu} \int_0^\infty q^3 (q^2 - 1) e^{-q^2} V(q) dq$, $\alpha(q) = 2q^2(1 - q^2)^2 e^{-3q^2/2} + \frac{1}{2}(4 - 5q^2 + q^4) e^{-q^2} + \frac{1}{16}(q^2 - 4)^3 e^{-3q^2/4} + (2 - q^2/2) e^{-q^2/2}$, $\beta(q) = \frac{1}{2}[(q^2 - q^4) e^{-q^2} - (q - q^3/4)^2 e^{-3q^2/4}]$. В этих выражениях $q = kl_B$ – безразмерный импульс, $V(q) = F(q/l_B)/q$ и следует положить $\nu = 1/3$.

Для возбужденного состояния CSFM, задаваемого выражением (63), искомое собственное значение E соответствует дискретному уровню энергии. Энергия CSFM, рассчитанная в двухмодовом приближении, значительно улучшает согласие теории с экспериментальными данными (рис. 4.6), и это позволяет судить о значимости многоэкситонного вклада в структуру циклотронной спин-флип моды при $\nu = 1/3$. В состоянии

КЭХ $\nu = 1$ аналогичные двухэкситонные поправки тоже имеют место, однако их вклад в энергию CSFM не столь существенен и составляет 5-7 процентов в том же диапазоне магнитных полей. Поправки такого масштаба находятся в пределах экспериментальной погрешности.

Описанное выше двухмодовое приближение было рассмотрено без учета корреляций в основном состоянии КЭХ $\nu = 1/3$. Более реалистично было бы применить аналогичный подход для многоэлектронной системы с учетом лафлиновских корреляций. Однако, при рассмотрении двухэкситонных компонент, задача становится четырех-частичной, а результат вычислений уже не может быть выражен через парную корреляционную функцию. Для этого потребовалась бы трех-частичная корреляционная функция, зависящая от трех скалярных аргументов. Вычисление такой функции для лафлиновского состояния – значительно более сложная задача, и ее решение пока не представляется возможным.

Следует заметить, что для циклотронной спин-флип моды в состояниях дробного КЭХ возможны и другие многоэкситонные комбинации с сохраняющимся набором квантовых чисел. Волны зарядовой плотности в пределах нижнего уровня Ландау (магнетофононы) имеют нулевые спиновое и орбитальное квантовые числа, поэтому, формально, произвольное количество таких возбуждений может быть подмешано к последнему члену выражения (63). При отходе от несжимаемого состояния $\nu = 1/3$ магнетофононы становятся мягкими модами. Несмотря на то, что уравнение (64) было формально выведено для произвольного фактора заполнения $\nu < 1$, при существовании в электронной системе бесщелевых возбуждений оно неприменимо. При отклонении от $\nu = 1/3$ смягчение магнетофононов, подмешанных к CSFM, должно приводить к уменьшению

энергии возбуждения. Возможно, этим объясняется экспериментально наблюдаемое смягчение энергии CSFM в окрестности $\nu = 1/3$ (рис.4.5).

В заключение, методом неупругого рассеяния света обнаружены и исследованы циклотронные возбуждения барьерных D^- комплексов в одиночных высококачественных GaAs/AlGaAs квантовых ямах. Показано, что из-за взаимодействия между возбужденными электронами D^- комплексов и свободными электронами энергии возбуждений комплексов приобретают значительный кулоновский вклад и сдвигаются в фиолетовую область спектра, причем величина энергетического сдвига определяется числом заполненных электронных состояний на нулевом уровне Ландау. Из экспериментальных данных получена оценка концентрации барьерных D^- комплексов в GaAs/AlGaAs квантовых ямах $\simeq 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Вблизи состояния дробного квантового эффекта Холла была экспериментально обнаружена циклотронная спин-флип мода. Экспериментально показано, что при $\nu = 1/3$ энергия CSFM как функция фактора заполнения имеет строгий локальный максимум. Энергия CSFM при $\nu = 1/3$ была измерена в диапазоне магнитных полей $B \in 6.8 - 10.3 \text{ Т}$. Из сопоставления экспериментально полученных значений энергии CSFM с результатами теоретических расчетов в рамках существующих приближений (одномодового и двухмодового) было установлено, что в структуре возбуждения CSFM при $\nu = 1/3$ необходимо учитывать многоэкситонные компоненты.

5 Циклотронные возбуждения в неполяризованных и частично поляризованных по спину состояниях КЭХ

5.1 Циклотронные спин-флип возбуждения в состоянии КЭХ $\nu = 2$

Основное состояние системы при $\nu = 2$ неполяризовано по спину (полный спин $S = 0$), а циклотронные возбуждения можно классифицировать как синглетное и триплетное (схематическая иллюстрация возбуждений показана на вставке к рис.5.2). Синглетная мода – магнитоплазмон – является в данном случае *синфазной комбинацией* двух циклотронных переходов между парами спиновых подуровней с одинаковыми проекциями спина. Магнитоплазмон является возбуждением зарядовой плотности. Компоненты триплетной моды CSFM соответствуют возбуждениям спиновой плотности. Среди них – два циклотронных возбуждения с переворотом спина $S_z = \pm 1$ и компонента с $S_z = 0$. Последнее возбуждение – *циклотронная спиновая волна* (CSW) является *антифазной комбинацией* двух циклотронных переходов с $S_z = 0$, но в отличие от магнитоплазмона, является возбуждением спиновой плотности (полный спин $S = 1$). Компоненты триплетной моды расщеплены по спину на величину зеемановской энергии: $E_t^{\pm 1}(q) = E_t^0(q) \mp |g\mu_B B|$.

Как уже неоднократно упоминалось, энергия магнитоплазмона в длинноволновом пределе не содержит обменных поправок. Благодаря равному заполнению спиновых подуровней с разными проекциями спина при $\nu = 2$, обменные поправки первого порядка малости по параметру r_c к энергии спин-триплетной моды CSFM также равны нулю [38]. Одна-

ко в общем случае обменный вклад в энергии спин-триплетной моды не обязан быть равным нулю. Ниже будет показано экспериментально и теоретически, что в действительности триплетная мода имеет отрицательный энергетический сдвиг относительно циклотронной энергии, а величина этого сдвига объясняется обменными поправками второго порядка малости. Экспериментальные исследования проводились на двух образ-

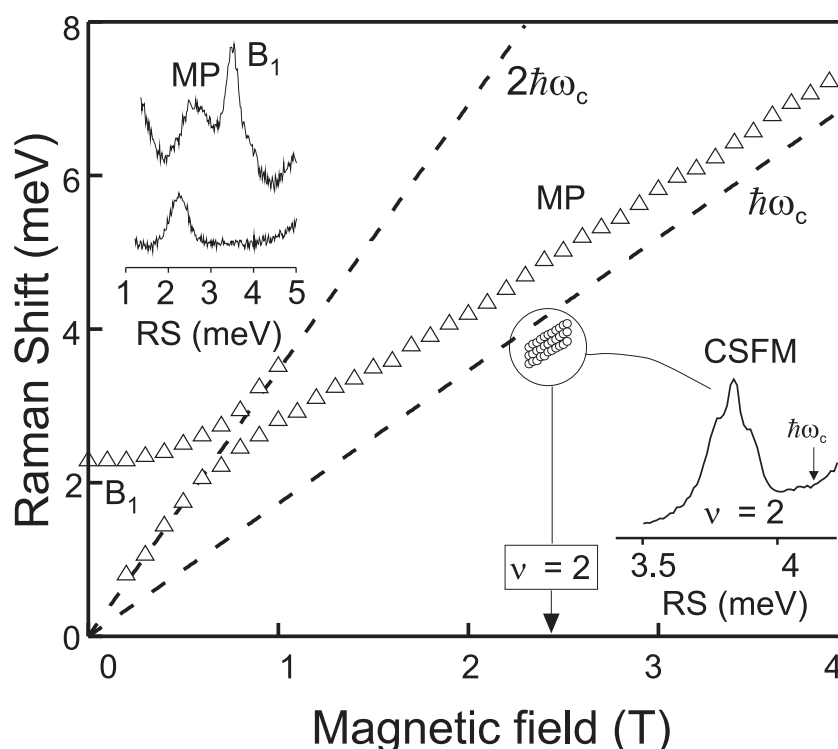


Рис. 5.1: Магнитополевая зависимость энергий коллективных возбуждений при фиксированной концентрации электронов. Треугольные символы соответствуют возбуждениям зарядовой плотности – магнитоплазмону MP и бернштейновской моде B_1 , круглые символы – циклотронной спин-флип моде CSFM вблизи $\nu = 2$. Верхняя вставка – два спектра НРС, где присутствуют линии MP и B_1 в магнитных полях $B=0$ Т и 1 Т. Нижняя вставка – спектр триплетной линии CSFM при $B = 2.4$ Т.

цах, содержащих асимметрично-легированные одиночные GaAs/AlGaAs квантовые ямы шириной 30 нм. Темновые электронные концентрации составляли 1.0 и $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижности – на уровне $5 - 7 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На рис.5.1 показана магнитополевая зависимость энергий коллективных

возбуждений в диапазоне магнитных полей $0 - 4 \text{ Т}$ в образце с концентрацией $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при импульсе $q \approx 1.0 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. На верхней вставке к рисунку приведены два спектра неупругого рассеяния света на коллективных возбуждениях в малых магнитных полях. Наблюдаемые две линии были идентифицированы по поляризационным правилам отбора. Обе они наблюдались в геометрии с параллельными поляризациями накачивающего и рассеянного фотонов, и поэтому соответствуют возбуждениям зарядовой плотности – магнитоплазмону и бернштейновской моде B_1 . При ненулевом двумерном импульсе в малых магнитных полях энергия магнитоплазмона близка к плазменной энергии для соответствующего значения импульса, а его дисперсия задается выражением (33). Бернштейновская мода B_1 в длинноволновом пределе практически бездисперсионна. При ненулевом значении импульса, соответствующего эксперименту, магнитоплазменная и бернштейновская моды гибридизуются, что проявляется в антипересечении соответствующих линий НРС в области магнитных полей $B \sim 0.8 \text{ Т}$. В пределе больших магнитных полей энергии магнитоплазмона и бернштейновской моды стремятся к циклотронной и двойной циклотронной энергиям соответственно.

В магнитных полях вблизи состояния квантового эффекта Холла $\nu = 2$ в красной области спектра относительно линии магнитоплазмона появляется триплетная линия. На нижней вставке к рис.5.1 приведен спектр триплетной линии, полученный в магнитном поле $B = 2.4 \text{ Т}$. На этом спектре центральная линия триплета хорошо выделена, а боковые линии видны как два плеча. Расщепление между компонентами триплета примерно соответствует объемной зеемановской энергии в GaAs. Это позволяет связать их с тремя компонентами спин-триплетной моды CSFM

с разными проекциями спина на ось магнитного поля. Боковые линии соответствуют спин-флип модам с $S_z = \pm 1$, а центральный пик ($S_z=0$) – циклотронной спиновой волне.

В магнитных полях, в которых наблюдалась триплетная линия, поляризационные правила отбора неприменимы. Поэтому для достоверной идентификации триплетной линии были проведены измерения в наклонном магнитном поле. При этом нормальная составляющая магнитного поля поддерживалась неизменной, обеспечивая сохранение фактора заполнения $\nu = 2$, а варьировалась только тангенциальная компонента магнитного поля. На вставке к рис.5.2 показаны два спектра НРС при $\nu = 2$, $B_{\perp} = 2.0$ Т и разных значениях полного магнитного поля. Видно, что спиновой триплет при этом разрешается значительно лучше, чем в перпендикулярном магнитном поле на рис.5.1, а в магнитном поле 4.87 Т расщепление между компонентами триплета заметно больше, чем в поле 3.66 Т. Энергии боковых компонент триплета изменяются в соответствии с изменением зеемановской энергии, которая пропорциональна величине полного магнитного поля. Полученная зависимость зеемановского расщепления от полного магнитного поля позволила довольно точно определить абсолютную величину одночастичного g-фактора электронов в квантовой яме (см. рис.5.2). Экспериментальные точки на рис.5.2 хорошо аппроксимируются прямой с наклоном, соответствующим значению g-фактора $|g| = 0.4$. Эта величина меньше g-фактора в объемном GaAs ($g_{GaAs} = -0.44$ соответствует штриховой прямой) и находится в количественном согласии с результатами работы [68], где методом ЭПР измерялся g-фактор двумерных электронов в GaAs в зависимости от номера уровня Ландау и магнитного поля.

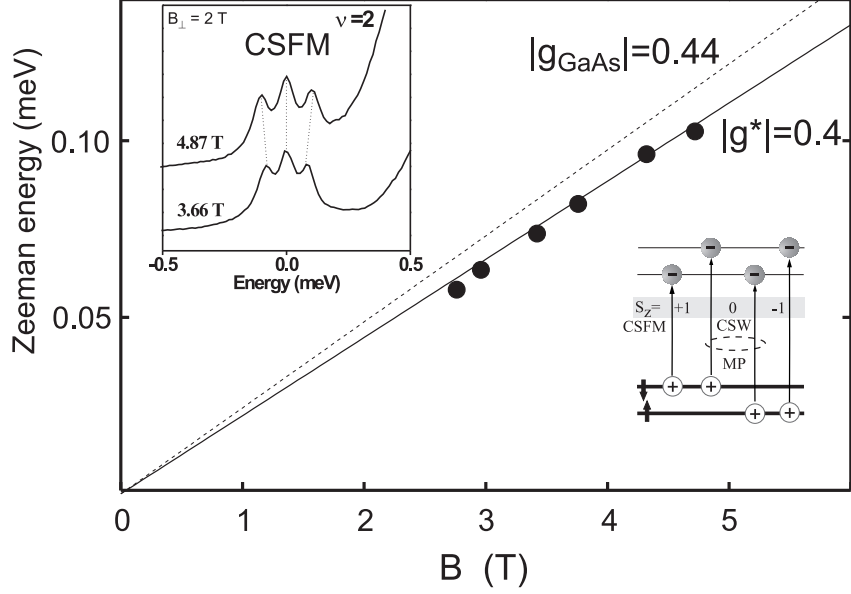


Рис. 5.2: Зависимость энергии зеемановского расщепления компонент триплетной линии от полного магнитного поля при $\nu = 2$ и $B_{\perp} = 2.0$ Т. Экспериментальные точки аппроксимированы прямой линией с наклоном, соответствующим значению g-фактора $|g| = 0.4$. Для сравнения показана штриховая с наклоном, соответствующем значению g-фактора в объемном GaAs $g_{GaAs} = -0.44$. На верхней вставке показаны два спектра триплетной линии CSFM, измеренные в наклонном магнитном поле при $\nu = 2$, $B_{\perp} = 2.0$ Т и двух разных значениях полного поля. На нижней вставке показано схематическое изображение одночастичных переходов, соответствующих магнитоплазону (MP) и трем компонентам CSFM при факторе заполнения $\nu = 2$.

Было изучено поведение триплетного возбуждения CSFM в зависимости от двумерного импульса. На вставке к рис.5.3 показаны два спектра триплетной линии, измеренные при $\nu = 2$ и двух различных значениях импульса: 0.4 и $1.0 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. На приведенных спектрах положения линий триплета одинаковы, то есть, в согласии с теорией [38, 48], дисперсия триплетных возбуждений незначительна в области импульсов $ql_B \ll 1$, достижимых в экспериментах по НРС. Поэтому, без потери точности, для дальнейшего рассмотрения можно пренебречь дисперсией CSFM при всех используемых в эксперименте импульсах.

Энергетическое положение центральной компоненты триплетной линии при $\nu = 2$ зависит только от перпендикулярной компоненты магнит-

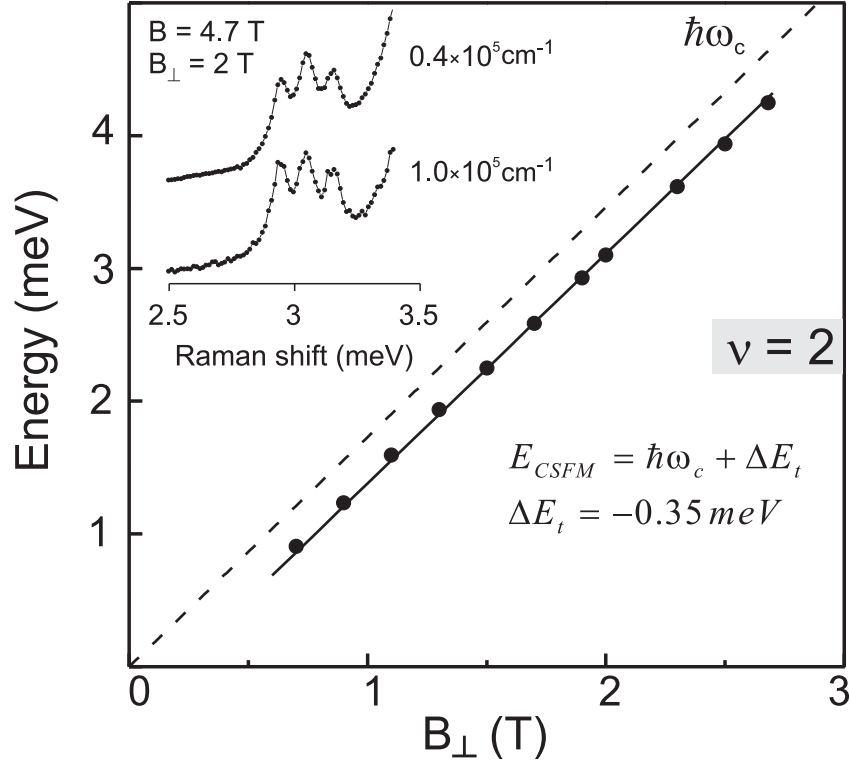


Рис. 5.3: Зависимость энергии центральной компоненты спин-триплетной моды от перпендикулярного магнитного поля при $\nu = 2$. Экспериментальные точки аппроксимированы сплошной прямой линией для наглядности. Штриховой линией показана энергия циклотронного резонанса с эффективной массой $m^* = 0.067 m_0$. Обменный сдвиг спин-триплетной моды от $\hbar\omega_c$ составляет постоянную величину: $\Delta E_t = -0.35$ мэВ. На вставке показаны два спектра триплетной линии при $\nu = 2$, измеренные при двух разных значениях двумерного импульса.

ного поля и не меняется при варьировании тангенциальной компоненты поля. При изменении электронной концентрации была измерена зависимость энергии триплетной линии от перпендикулярного магнитного поля при поддержании фактора заполнения $\nu = 2$. На рис.5.3 показана экспериментальная зависимость энергии центральной линии триплета от B_{\perp} в диапазоне $B_{\perp} = 0.6 - 2.6$ Т. Из графика видно, что триплетная линия сдвинута по энергии от $\hbar\omega_c$ на постоянную отрицательную величину, не зависящую от магнитного поля. Линейная аппроксимация зависимости на рис.5.3 дает наклон близкий к наклону циклотронного резонанса с эффективной массой электрона $m^* = 0.067 m_0$, характерной для GaAs.

Для исследованных образцов с шириной квантовой ямы 30 нм величина сдвига составляет примерно $\Delta E_t = -0.35$ мэВ, что в несколько раз превышает одночастичную зеемановскую энергию. Это позволяет приписать энергетический сдвиг обменным поправкам к энергии циклотронной спин-флип моды. Как уже отмечалось, поправки первого порядка малости к энергии триплетной моды CSFM в неполяризованных по спину состояниях КЭХ зануляются. Однако уже во втором порядке теории возмущений поправки к энергии CSFM не равны нулю. Это можно наглядно продемонстрировать с использованием метода размерностей. Обменные поправки второго порядка малости по параметру r_c имеют вид:

$$\Delta E_t \sim \hbar\omega_c r_c^2 \sim (e^2/\epsilon l_B)^2 / (\hbar\omega_c) \sim \frac{m^* e^4}{\epsilon^2 \hbar^2}.$$

Последняя величина является константой и пропорциональна электронному Ридбергу в материале полупроводника. При сравнительно малых магнитных полях (~ 1 Т) такая обменная поправка может составлять значительную часть от циклотронной энергии.

В более строгих теоретических вычислениях в рамках экситонного представления [77] был получен аналитический ответ для обменных поправок второго порядка малости к энергии триплетной моды CSFM при $\nu = 2$. Для всех трех компонент триплетной моды обменные поправки одинаковы и задаются выражением:

$$\Delta E_t = - \sum_{n=2}^{\infty} R_n \frac{1 - 2^{1-n}}{n(n^2 - 1)}, \quad (65)$$

где

$$R_n = \frac{2}{n!} \int_0^{\infty} dq q^{2n+3} V^2(q) e^{-q^2} \quad (65')$$

в единицах $2Ry \approx 11.34$ мэВ в GaAs. Здесь q – безразмерный импульс, а $V(q) = F(q/l_B)/q$ – безразмерная Фурье-компонента кулоновского по-

тенциала. В случае идеальной двумерной системы $R_n \equiv 1$ и суммирование в (65) может быть выполнено точно. Оно дает $\Delta E_t = (\ln 2 - 1)/2 \approx -0.1534$, что соответствует -1.74 мэВ.

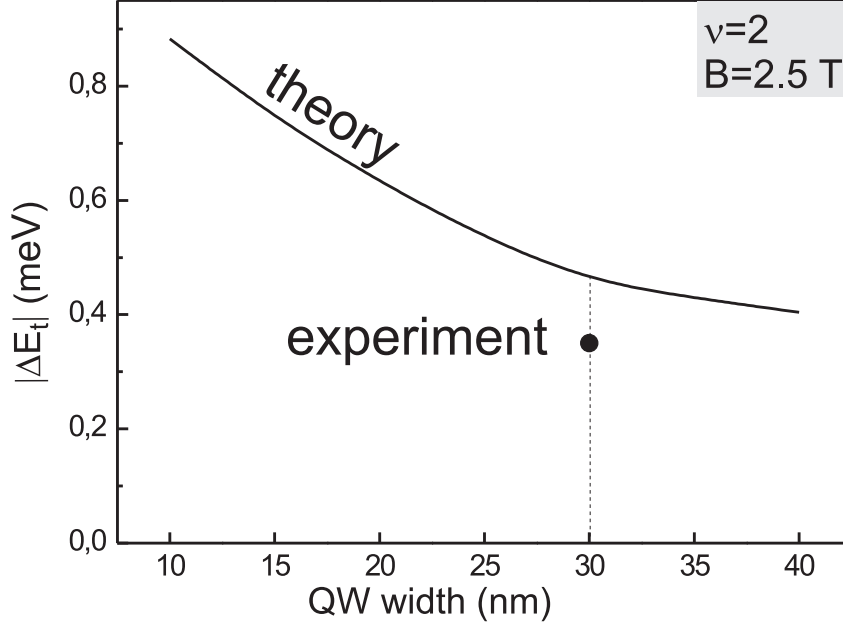


Рис. 5.4: Теоретическая зависимость модуля обменного сдвига энергии CSFM от ширины квантовой ямы для $\nu = 2$ и $B_{\perp} = 2.5$ Т, рассчитанная с учетом геометрического форм-фактора по формулам (65). Круглым черным символом показано экспериментальное значение обменного сдвига, полученное в квантовых ямах шириной 30 нм.

Таким образом, в согласии с экспериментом, обменное взаимодействие понижает энергию CSFM по отношению к циклотронной энергии на постоянную величину, не зависящую от магнитного поля. Абсолютная величина сдвига $|\Delta E_t|$, вычисленная из формул (65), оказывается существенно меньше, если учесть ненулевую толщину реальной квазидвумерной электронной системы посредством геометрического форм-фактора $F(q/l_B)$. По сравнению с обменными поправками первого порядка по параметру r_c , как например при $\nu = 1$, в настоящем случае влияние форм-фактора на масштаб кулоновского взаимодействия еще более существенно, поскольку Фурье-компонента кулоновского потенциала входит

в формулы (65) в квадрате. На рис.5.4 показана теоретическая зависимость модуля обменного сдвига ΔE_t от ширины квантовой ямы для магнитного поля $B_{\perp}=2.5\text{ Т}$. Экспериментальное значение обменного сдвига для квантовой ямы шириной 30 нм показано на том же графике круглым символом. Как видно, теоретическое и экспериментальное значения обменных поправок к энергии CSFM хорошо согласуются.

В состояниях квантового эффекта Холла с другими четными факторами заполнения в спектрах неупругого рассеяния света также наблюдаются спин-триплетные возбуждения. Как и при $\nu = 2$, обменные поправки второго порядка понижают энергии триплетных возбуждений относительно циклотронной энергии. Абсолютная величина обменного вклада при этом уменьшается вследствие расширения волновых функций магнетоэкситонов на более высоких уровнях Ландау. Например, при $\nu = 4$ обменный сдвиг энергии спинового триплета составляет половину от соответствующей величины при $\nu = 2$ (см. рис. 5.5).

Итак, кулоновское взаимодействие вносит постоянный отрицательный вклад в энергию спин-триплетных возбуждений в состояниях четного целочисленного КЭХ. Такое поведение обменной энергии приводит к нетривиальному физическому результату: для рождения циклотронных возбуждений с переворотом спина необходима энергия меньше циклотронной, т.е. комбинированные циклотронные спин-флип возбуждения являются нижайшими по энергии в неполяризованных по спину состояниях КЭХ.

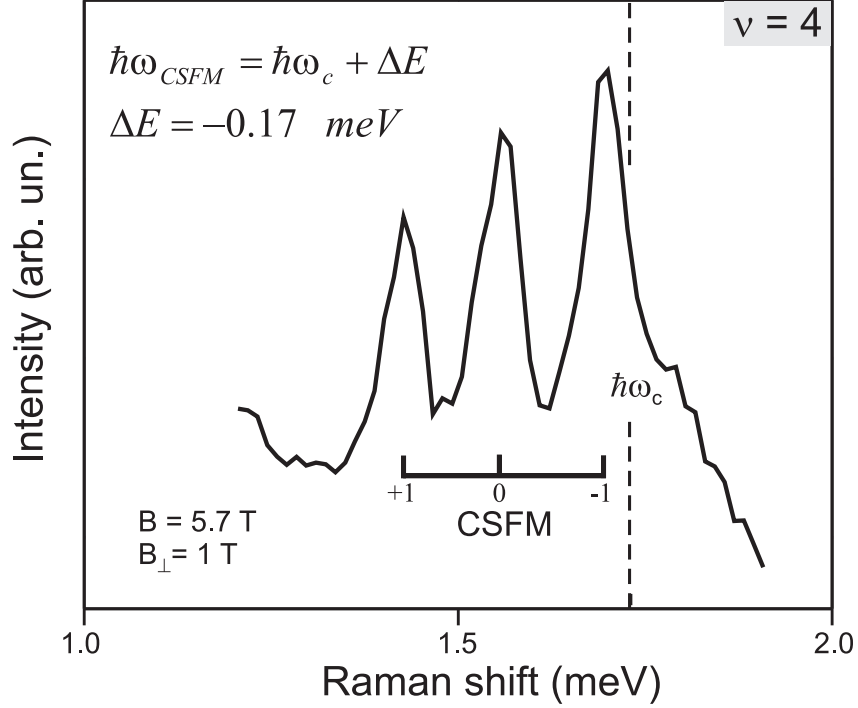


Рис. 5.5: Спектр неупругого рассеяния света на спин-триплетных возбуждениях CSFM при факторе заполнения $\nu = 4$, магнитном поле $B_{\perp} = 1.0 \text{ T}$, $B_{tot} = 5.7 \text{ T}$ в образце с КЯ 30 нм. Уровень циклотронной энергии показан штриховой линией.

5.2 Циклотронные возбуждения в состоянии КЭХ $\nu = 3$

В состоянии квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 3$ целиком заполнен нулевой уровень Ландау и нижний спиновой подуровень первого уровня Ландау. Электронная система является частично поляризованной по спину (спиновые квантовые числа в основном состоянии равны $S = S_z = N_0/2$, где N_0 – кратность вырождения спиновых подуровней Ландау), а величина обменной энергии для электронов с противоположными направлениями спинов различна. По этой причине энергии комбинированных циклотронных возбуждений с переворотом спина при $\nu = 3$ должны нести информацию об обменном взаимодействии в системе. Однако в этом состоянии, в отличие от холловского ферромагнетика, существуют две ветви комбинированных возбуждений, взаимо-

действующие между собой.

Поскольку в основном состоянии неодинаково заполнены подуровни с разными проекциями спина, возбужденные состояния уже нельзя разделить на синглетные и триплетные. В спектре циклотронных возбуждений имеются по две различные ветви возбуждений как зарядовой, так и спиновой плотности. Для каждой из этих пар ветвей коллективных возбуждений набор квантовых чисел одинаков: для обоих возбужденных состояний, соответствующих зарядовым модам, спиновые квантовые числа такие же, как и в основном состоянии: $\delta S = \delta S_z = 0$. Для возбужденных состояний, соответствующих циклотронным спин-флип модам, $\delta S_z = -1$ и $\delta S = 0$. Вследствие равенства наборов квантовых чисел, ветви возбуждений каждого типа при $\nu = 3$ не являются независимыми. Коллективные возбуждения можно схематически представить в виде смешанных комбинаций одноэлектронных циклотронных переходов (или магнетоэкситонов), как показано на диаграмме на рис.5.6а – из двух переходов с $\delta S_z = 0$ образуются синфазная и антифазная комбинации – магнито-плазмон (MP) и циклотронная спиновая волна (CSW), которая, несмотря на сложившееся в литературе путающее название, при нечетных ν является возбуждением зарядовой плотности. Аналогичное замешивание происходит с двумя циклотронными спин-флип переходами с $\delta S_z = -1$ – образуются синфазная (SF1) и антифазная (SF2) моды. В пределах каждой пары ветви возбуждений взаимно расталкиваются друг с другом благодаря кулоновским эффектам. Взаимное расталкивание ветвей возбуждений при $\nu = 3$ существенно сдвигает их энергии.

Следует отметить, что дисперсии циклотронных коллективных возбуждений при $\nu = 3$ прежде рассматривались в теоретической рабо-

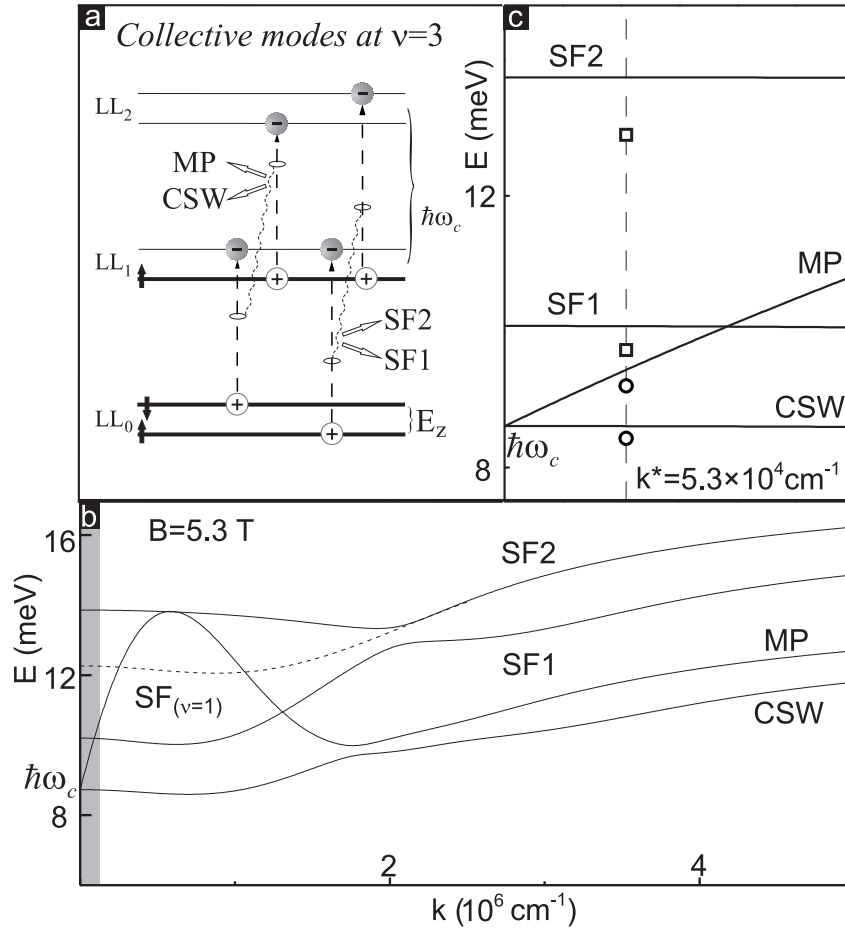


Рис. 5.6: (а) Схематическое изображение циклотронных возбуждений при $\nu = 3$. Зарядовые возбуждения – магнитоплазмон (MP) и циклотронная спиновая волна (CSW), циклотронные спин-флип моды SF1 и SF2. (б) Дисперсионные зависимости циклотронных возбуждений, рассчитанные в приближении Хартри-Фока при $B=5.3 \text{ T}$, с учетом конечной ширины квантовой ямы – 24 нм. Наблюдается взаимное расталкивание между дисперсионными кривыми двух спин-флип возбуждений и двух зарядовых возбуждений. (с) Сравнение теоретических и экспериментальных энергий возбуждений при $B=5.3 \text{ T}$, $\nu = 3$. Квадратные символы – энергии циклотронных спин-флип мод SF1 и SF2, измеренные при значении импульса $5.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, круглые символы – энергии MP и CSW.

те [38]. Однако для спин-флип мод обменные поправки были вычислены с существенными ошибками. В результате, для $\nu = 3$ и всех других целочисленных факторов заполнения был сделан общий неверный вывод: при нулевом импульсе обменные поправки для *всех* коллективных возбуждений равны нулю.

В настоящей диссертационной работе следуя тому же формализму, что и в [38], были корректно учтены все обменные поправки к энергиям коллективных возбуждений при $\nu = 3$. Был произведен расчет дисперсий циклотронных возбуждений, взаимодействия между ними. В частности, теоретически и экспериментально показано, что обменный вклад в энергию одной из двух циклотронных спин-флип мод в длинноволновом пределе превышает обменную часть энергии циклотронной спин-флип моды в холловском ферромагнетике $\nu = 1$.

Начнем теоретическое рассмотрение с общего вида дисперсии циклотронных коллективных возбуждений [38]:

$$E_{\delta S_z}^{1,2}(\mathbf{q}) = \hbar\omega_c + g\mu_B B \delta S_z + \Delta E_{\delta S_z}^{1,2}(\mathbf{q}). \quad (66)$$

В этом выражении верхние индексы нумеруют по две ветви возбуждений для каждой проекции спина δS_z . Кулоновские члены $\Delta E_{\delta S_z}^{1,2}(\mathbf{q})$ определяют дисперсию соответствующих ветвей. В теории возмущений первого порядка для нахождения дисперсионных зависимостей связанных коллективных мод необходимо решить секулярное уравнение 2×2 , связывающее энергии идентичных магнетоэкситонов между (0-м и 1-м) и (1-м и 2-м) уровнями Ландау:

$$\det |(E - \mathcal{E}_i)\delta_{i,k} + (1 - \delta_{i,k})\Delta_{ik}| = 0 \quad (i, k = 1 \text{ или } 2), \quad (67)$$

где $\mathcal{E}_{1,2}(q)$ – энергии одиночных магнетоэкситонов с переворотом спина или без него, а $\Delta_{12}(q) = \Delta_{21}(q)$ – смешивающий член, ответственный за кулоновское взаимодействие между соответствующими магнетоэкситонами. У этого уравнения два корня, которые соответствуют дисперси-

онным зависимостям двух ветвей коллективных возбуждений:

$$E_{\delta S_z}^{1,2}(q) = \frac{\mathcal{E}_1(q) + \mathcal{E}_2(q)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\mathcal{E}_1(q) - \mathcal{E}_2(q)}{2}\right)^2 + \Delta_{12}(q)^2}. \quad (68)$$

Для связанных циклотронных спин-флип мод SF1 и SF2 энергии одиночных магнетоэкситонов в выражении (68) имеют вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1(q) &= \hbar\omega_c + |g\mu_B B| + \Sigma_{0\uparrow,1\downarrow} + E_v^{10}(q) \\ \mathcal{E}_2(q) &= \hbar\omega_c + |g\mu_B B| + \Sigma_{1\uparrow,2\downarrow} + E_v^{21}(q), \end{aligned} \quad (69)$$

где члены $\Sigma_{0\uparrow,1\downarrow}$ и $\Sigma_{1\uparrow,2\downarrow}$ соответствуют изменению обменной энергии электрона при переходе из начального в конечное состояние для каждого из переходов $(0 \uparrow) \rightarrow (1 \downarrow)$ и $(1 \uparrow) \rightarrow (2 \downarrow)$. Члены $E_v^{10}(q)$ и $E_v^{21}(q)$ соответствуют энергии связи электрона и дырки в магнетоэкситонах. В первом порядке теории возмущений эти величины даются выражениями:

$$\begin{aligned} \Sigma_{0\uparrow,1\downarrow} &= \int_0^\infty \frac{kdk}{2\pi} v(k) e^{-k^2 l_B^2/2} \\ \Sigma_{1\uparrow,2\downarrow} &= \int_0^\infty \frac{kdk}{2\pi} v(k) \left[\frac{k^4 l_B^4}{8} - \frac{k^2 l_B^2}{2} + 1 \right] e^{-k^2 l_B^2/2} \\ E_v^{10}(q) &= - \int_0^\infty \frac{kdk}{2\pi} v(k) \left[1 - \frac{k^2 l_B^2}{2} \right] J_0(kql_B^2) e^{-k^2 l_B^2/2} \\ E_v^{21}(q) &= - \int_0^\infty \frac{kdk}{2\pi} v(k) \left[-\frac{k^6 l_B^6}{16} + \frac{5k^4 l_B^4}{8} - \frac{3k^2 l_B^2}{2} + 1 \right] J_0(kql_B^2) e^{-k^2 l_B^2/2} \\ \Delta_{12}^{SF}(q) &= \int_0^\infty \frac{kdk}{2\pi} v(k) \frac{1}{\sqrt{2}} \left[k^2 l_B^2 - \frac{k^4 l_B^4}{4} \right] J_0(kql_B^2) e^{-k^2 l_B^2/2} \end{aligned}$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя первого рода.

Для возбуждений зарядовой плотности МР и CSW:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_1(q) &= \hbar\omega_c + \Sigma_{0\downarrow,1\downarrow} + E_v^{01}(q) + E_d^{01}(q) \\ \mathcal{E}_2(q) &= \hbar\omega_c + \Sigma_{1\uparrow,2\uparrow} + E_v^{12}(q) + E_d^{12}(q),\end{aligned}\tag{70}$$

где

$$\begin{aligned}\Sigma_{0\downarrow,1\downarrow} &= E_v^{10}(0) \\ \Sigma_{1\uparrow,2\uparrow} &= E_v^{21}(0) \\ E_d^{01}(q) &= \frac{1}{2}v(q)q^2 e^{-q^2 l_B^2/2} \\ E_d^{12}(q) &= \frac{1}{4}v(q)q^2 \left(2 - \frac{q^2 l_B^2}{2}\right)^2 e^{-q^2 l_B^2/2} \\ \Delta_{12}^{MP}(q) &= \frac{1}{2\sqrt{2}}v(q)q^2 \left(2 - \frac{q^2 l_B^2}{2}\right) e^{-q^2 l_B^2/2}.\end{aligned}$$

Здесь, как и в случае четных факторов заполнения, кулоновские и обменные члены в выражениях (70) компенсируют друг друга при $q = 0$, и теория возмущений первого порядка дает нулевой кулоновский вклад в энергию циклотронных возбуждений с $\delta S_z = 0$. В длинноволновом пределе дисперсия магнитоплазмона линейна, а дисперсия циклотронной спиновой волны – квадратична (см. рис.5.6b). В действительности, благодаря обменным поправкам более высоких порядков малости по параметру r_c , как и в случае рассмотренных ранее состояний КЭХ $\nu = 2$ и $\nu = 4$, энергия циклотронной спиновой волны оказывается смещенной на отрицательную величину относительно $\hbar\omega_c$, несмотря на то, что является при $\nu = 3$ возбуждением зарядовой плотности. Таким образом, МР и CSW при $\nu = 3$ имеют одинаковую симметрию и их дисперсионные кривые взаимодействуют (см. рис.5.6).

Рассчитанные по формулам (68 – 70) дисперсионные зависимости всех четырех циклотронных коллективных возбуждений при $\nu = 3$, $B_{\perp} = 5.3$ Т

показаны на рис. 5.6b. Для сравнения с экспериментом, выполненном на образце с квантовой ямой шириной 24 нм, теоретические кривые были рассчитаны с учетом соответствующего геометрического форм-фактора. Как видно из рис. 5.6b, энергии обеих циклотронных спин-флип мод SF1 и SF2 имеют существенные обменно-кулоновские поправки при $k = 0$. Кроме того, в области импульсов $ql_B \lesssim 2$ происходит антипересечение между модами (MP, CSW) и (SF1, SF2), а в длинноволновом пределе расталкивание спин-флип мод максимально. В результате, обменно-кулоновский вклад в энергию моды SF2 при нулевом импульсе даже превышает аналогичную величину для CSFM в холловском ферромагнетике $\nu = 1$ при том же значении магнитного поля (штриховая линия на рис. 5.6b).

Для проверки теоретических предсказаний были выполнены экспериментальные измерения спектров неупругого рассеяния света на коллективных циклотронных возбуждениях при $\nu = 3$. Исследования проводились в оптическом криостате с вертикальной ориентацией магнитного поля при температуре $T=1.7$ К. Экспериментальный образец содержал 24-нм GaAs/AlGaAs квантовую яму с концентрацией электронов $3.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $-17 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Нормаль образца была наклонена по отношению к направлению магнитного поля под углом 20° . Учитывая особенности резонансного усиления сечения НРС, энергии возбуждающего фотона выбирались таким образом, чтобы возбуждать электроны из валентной зоны в состояния вблизи второго или третьего электронных уровней Ландау. В зависимости от энергии возбуждающего фотона, усиление интенсивностей линий НРС имело место для разного набора из числа исследуемых коллективных возбуждений. На рис. 5.7

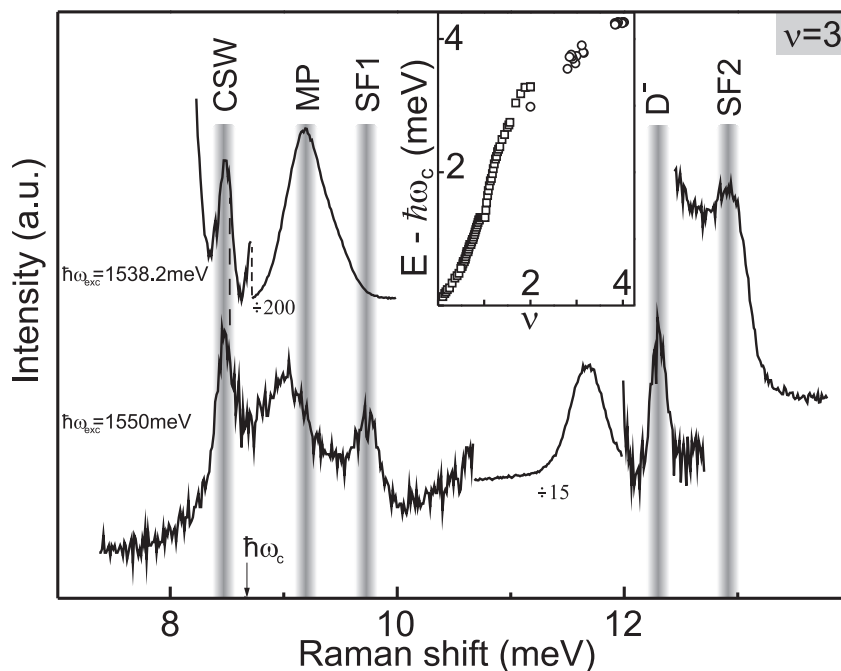


Рис. 5.7: Спектры неупругого рассеяния света на циклотронных возбуждениях при $\nu = 3$ и $B_{\perp} = 5.3$ Т, записанные при разных энергиях возбуждающего фотона. Серыми вертикальными полосами отмечены линии НРС для соответствующих возбуждений. Линия D^{-} связана с циклотронными возбуждениями барьерных D^{-} -комплексов. Остальные спектральные особенности соответствуют линиям люминесценции. На вставке показана зависимость энергии возбуждений барьерных D^{-} комплексов от фактора заполнения.

показаны спектры неупругого рассеяния света на коллективных возбуждениях при $\nu = 3$ и двух различных энергиях возбуждающего фотона. Сдвиг энергии магнитоплазмона (MP) от циклотронной энергии (указана стрелкой на рис.5.7) обусловлен его линейной дисперсией (импульс возбуждения равен $5.3 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$). Как и в случае $\nu = 2$, в энергии циклотронной спиновой волны имеется отрицательный обменный вклад, который учитывается во втором порядке теории возмущений. Он также пропорционален электронному Ридбергу, а для экспериментальных условий рис.5.7 величина этого обменного вклада составляет 0.19 мэВ. Обе циклотронные спин-флип моды при $\nu = 3$ имеют положительные энергетические сдвиги относительно циклотронной энергии. Их величи-

на преимущественно определяется обменными поправками первого порядка малости и составляет 1.13 мэВ и 4.3 мэВ для SF1 и SF2 соответственно. Экспериментально измеренные значения энергий коллективных возбуждений хорошо согласуются с результатами теоретического расчета (см. рис.5.6с). Расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями имеет порядок обменных поправок второго порядка, строгий учет которых в этом случае значительно более сложен, чем при $\nu = 2$. Кроме того, дополнительная погрешность к экспериментально полученным значениям энергии возбуждений могла иметь место из-за недостаточно низкой температуры образца, которая была сравнима с зеемановской энергией.

Линии НРС циклотронных спин-флип мод SF1 и SF2 наблюдались в узком диапазоне магнитных полей и факторов заполнения ($\Delta\nu \simeq 0.15$) вблизи $\nu = 3$. При отклонении от фактора заполнения $\nu = 3$ линии уширялись и постепенно исчезали из спектра НРС. В связи с этим можно заключить, что данные возбуждения SF1 и SF2 присущи состоянию КЭХ $\nu = 3$.

На нижнем спектре на рис.5.7 кроме коллективных возбуждений присутствует линия D^- , связанная с возбуждениями D^- комплексов. Энергетический сдвиг этой линии от циклотронной энергии монотонно возрастает в зависимости от фактора заполнения в диапазоне $2 \leq \nu \leq 4$ и находится в полном согласии с приведенными ранее результатами для циклотронных возбуждений D^- комплексов (см. вставку к рис.5.7).

В заключение, в пятой главе были рассмотрены коллективные возбуждения и, в частности, циклотронные спин-флип моды CSFM в состояниях КЭХ с факторами заполнения $\nu = 2, 4$ и 3. При четных факто-

рах заполнения циклотронная спин-флип мода представляет собой спин-триплетное возбуждение, компоненты которого расщеплены по спину на величину зеемановской энергии. В длинноволновом пределе спин-триплетные моды практически бездисперсионны. В четных целочисленных состояниях КЭХ циклотронные спин-флип моды являются низжайшим по энергии возбуждениями. Это связано с отрицательными обменными поправками в энергию этих возбуждений. Обменный вклад в энергию не зависит от магнитного поля и обусловлен поправками второго порядка малости по параметру r_c . В состоянии КЭХ $\nu = 3$ существует две циклотронные спин-флип моды. Их дисперсионные зависимости расталкиваются между собой в области импульсов $ql_B \lesssim 2$. Это приводит к тому, что в длинноволновом пределе обменно-кулоновские поправки к энергии одной из двух циклотронных спин-флип мод превышают по величине обменный вклад в энергию CSFM в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Таким образом, даже в квантово-холловских состояниях с частичной спиновой поляризацией обменно-кулоновский вклад в энергию длинноволновых циклотронных спин-флип возбуждений может составлять значительную часть от полной обменной энергии электронов на верхнем уровне Ландау.

Заключение

Целью настоящей диссертационной работы было экспериментальное изучение спектра коллективных возбуждений в двумерных электронных системах в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла, изучение свойств многочастичного кулоновского взаимодействия, проявляющегося в энергиях семейства циклотронных спин-флип возбуждений. Результаты диссертационной работы можно кратко сформулировать следующим образом:

1. В двумерных электронных системах в режиме КЭХ исследован класс комбинированных возбуждений, связанных с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел – циклотронных спин-флип мод. Измерены их энергии и длинноволновые дисперсионные свойства.
2. Измерены обменные поправки к энергии циклотронной спин-флип моды в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Получена магнитополевая зависимость обменно-усиленного g -фактора электронов при $\nu = 1$. На примере обменных поправок экспериментально исследовано влияние ширины квантовой ямы на масштаб кулоновского взаимодействия в двумерной системе.
3. Исследована термодинамика холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Из температурного поведения циклотронной спин-флип моды получена информация об условиях существования и механизме разрушения ферромагнитного порядка в системе. Построена фазовая диаграмма существования ферромагнитной фазы.

4. Измерены поправки второго порядка малости (по отношению кулоновской энергии к циклотронной) к энергии циклотронных спин-флип возбуждений в состояниях четного целочисленного КЭХ. Показано, что комбинированные спин-флип возбуждения являются низжайшими по энергии в этих состояниях. В состояниях КЭХ с факторами заполнения $\nu \geq 2$ впервые экспериментально наблюдалась циклотронная спиновая волна, которая является антифазным колебанием спиновых подсистем двумерной электронной системы с циклотронной частотой. В состоянии КЭХ $\nu = 3$ обнаружены две циклотронные спин-флип моды, измерены их энергии.
5. Циклотронная спин-флип мода исследована в окрестности состояния дробного квантового эффекта Холла $\nu = 1/3$. Измерена зависимость обменного вклада в энергию возбуждения от фактора заполнения и магнитного поля. Из сравнения измеренных обменных поправок к энергии циклотронной спин-флип моды с теоретическими расчетами, проведенными в рамках существующих моделей, сделано предположение о многоэкситонной структуре данного возбуждения.
6. Впервые обнаружены и исследованы циклотронные возбуждения спин-синглетных и спин-триплетных барьерных D^- комплексов. Кулоновский вклад в их энергию измерен в широком диапазоне магнитных полей и факторов заполнения. Оценена характерная концентрация барьерных D^- комплексов.

Автор искренне признателен своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за внимательное отношение и содействие в работе. Хочу поблагодарить Леонида Викторовича Кулика за совмест-

ное плодотворное сотрудничество, многочисленные обсуждения и всестороннюю поддержку на всех этапах настоящей работы. Автор также очень признателен Вадиму Евгеньевичу Кирпичеву за помощь в освоении экспериментальных методик. Хочу поблагодарить также весь коллектив ЛНЭП ИФТТ за создание дружеской и деловой атмосферы в лаборатории.

Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, “New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance”, *Phys.Rev.Lett.* **45**, 494–497 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Störmer, and A. C. Gossard, “Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit”, *Phys.Rev.Lett.* **48**, 1559–1562 (1982).
- [3] Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* “Теория ферми-жидкости”, **30**, 1958 (1956);
Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, “Статистическая физика”, Издательство “Наука”, (1964).
- [4] Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **11**, 581 (1941).
- [5] D. Bohm, D. Pines, “A Collective Description of Electron Interactions. I. Magnetic Interactions”, *Phys. Rev.* **82**, 625–634 (1951); “A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions”, **85**, 338 (1952).
- [6] Д. Пайнс, “Элементарные возбуждения в твердых телах”, издательство “Мир”, Москва (1965).
- [7] И.И. Гольдман, *ЖЭТФ* **17**, 681 (1947).
- [8] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, and A.A. Firsov, “Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films”, *Science* **306**, 666 (2004).
- [9] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, “Electronic properties of two-dimensional systems”, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 – 672 (1982).

- [10] F. Stern, “Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas”, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 – 548 (1967).
- [11] C.C. Grimes and G. Adams, “Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium”, Phys.Rev.Lett. **36**, 145–148 (1976).
- [12] S.J. Allen, Jr., D.C. Tsui, and R.A. Logan, “Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers”, Phys. Rev. Lett. **38**, 980–983 (1977).
- [13] T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, “Wavevector dependence of the two-dimensional plasmon dispersion relationship in the (100) silicon inversion layer”, Solid State Commun. **26**, 603–606 (1978).
- [14] H. Ehrenreich, M.H. Cohen, “Self-consistent field approach to the many-electron problem”, Phys.Rev. **115**, 786 (1959).
- [15] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, “Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons”, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
- [16] A. Eguiluz, T.K. Lee, J.j. Quinn and K.W. Chiu, “Interface excitations in metal-insulator-semiconductor structures”, Phys.Rev.B **11**, 4989 (1975).
- [17] D. A. Dahl, and L. J. Sham, “Electrodynamics of quasi-two-dimensional electrons”, Phys. Rev. B. **16**, 651–661 (1977).

- [18] A. C. Tselis and J. J. Quinn, “Theory of collective excitations in semiconductor superlattice structures”, *Phys.Rev. B* **29**, 3318–3335 (1984).
- [19] A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan, J. P. Valladares, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, “Large exchange interactions in the electron gas of GaAs quantum wells”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1633–1636 (1989).
- [20] D. Gammon, B. V. Shanabrook, J. C. Ryan, D. S. Katzer, and M. J. Yang, “Exchange and correlation in the nonhomogeneous electron gas in semiconductor heterojunctions”, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1884–1887 (1992).
- [21] S. Ernst, A. R. Goñi, K. Syassen, and K. Eberl, “Collapse of the Hartree term of the Coulomb interaction in a very dilute 2D electron gas”, *Phys. Rev. Lett.* **72** 4029–4032 (1994).
- [22] 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 perpendicular magnetic field”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1837-1840 (2001).
- [23] M. S-C. Luo, Sh.L. Chuang, S. Schmitt-Rink, and A. Pinczuk, “Many-body effects on intersubband spin-density and charge-density excitations”, *Phys. Rev. B* **48**, 11086 (1993).
- [24] F.F. Fang, W.E. Howard, “Negative field-effect mobility on (100) Si surfaces”, *Phys.Rev.Lett.*, **16**, 797-799 (1966).
- [25] Л. Д. Ландау, *Z.Phys.* “Диамagnetизм металлов”, **64**, 629 (1930).

- [26] R.E. Prange, S.M. Girvin, “The Quantum Hall Effect”, Berlin: Springer-Verlag, (1988).
- [27] Э.И. Раппа, В.Б. Тимофеев, ФТП **20**, 977 (1986).
- [28] R. B. Laughlin, “Anomalous Quantum Hall Effect: An Incompressible Quantum Fluid with Fractionally Charged Excitations”, Phys.Rev.Lett. **50**, 1395–1398 (1983).
- [29] V. L. Pokrovskii, A. L. Talapov, “A simple model for fractional Hall effect”, J. Phys. C, **18**, L691–L694 (1985).
- [30] R. B. Laughlin, Surf. Sci. **142**, 163 (1984).
- [31] G.S. Boebinger, H.L. Störmer, D.C. Tsui, A.M. Chang, J.C.M. Hwang, A.Y. Cho, C.W. Tu, W. Wiegmann, Phys. Rev.B **36**, 7919 (1987).
- [32] R. L. Willett, H. L. Störmer, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and J. H. English, “Quantitative experimental test for the theoretical gap energies in the fractional quantum Hall effect”, Phys. Rev. B **37**, 8476–8479 (1988).
- [33] T. Chakraborty, P. Pietilainen, “The Fractional Quantum Hall Effect”, 1988, New York: Springer.
- [34] I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, “Magneto-optics of strongly correlated two-dimensional electrons in single heterojunctions”, Advances in Physics **45**, 147–242 (1996).
- [35] J.K. Jain and R.K. Kamilla, “Composite Fermions: a Unified View of the Quantum Hall Regime”, (Ed. O Heinonen) (Singapore: World Scientific, 1998) p. 1

- [36] I.V. Lerner, Yu.E. Lozovik, *ЖЭТФ* **78**, 1167 (1980).
- [37] Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, “Двумерные электроны в сильном магнитном поле”, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 152-155 (1981).
- [38] C. Kallin and B. I. Halperin, “Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
- [39] W. Kohn, “Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas”, *Phys. Rev.* **123**, 1242–1244 (1961).
- [40] A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman, C. Kallin, L. Brey, C. Tejedor, S. Schmitt-Rink, L. N. Pfeiffer, K. W. West, “Spectroscopic measurement of large exchange enhancement of a spin-polarized 2D electron gas”, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3623 (1992).
- [41] S. L. Sondhi, A. Karlhede, S. A. Kivelson, and E. H. Rezayi, “Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum Hall effect at small Zeeman energies”, *Phys. Rev. B* **47**, 16419 (1993).
- [42] A. Comtet, T. Jolicoeur, S. Ouvry, F. David “*Topological Aspects of Low Dimensional Systems*” (Springer-Verlag Berlin and Les Editions de Physique Les Ulis, 2000).
- [43] R.R. Du, H.L. Stormer, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, “Experimental evidence for new particles in the fractional quantum Hall effect”, *Phys.Rev.Lett.* **70**, 2944 (1993).
- [44] M. Kang, A. Pinczuk, B. S. Dennis, M. A. Eriksson, L. N. Pfeiffer, and K. W. West “Inelastic Light Scattering by Gap Excitations of

- Fractional Quantum Hall States at $1/3 < \nu < 2/3$ ”, Phys. Rev. Lett. **84**, 546–549 (2000).
- [45] Р. Фейнман “Статистическая механика”, М.Мир, 1975.
- [46] S. M. Girvin, A. H. MacDonald, P. M. Platzman, “Collective-Excitation Gap in the Fractional Quantum Hall Effect”, Phys. Rev. Lett. **54**, 581–583 (1985).
- [47] S. M. Girvin, A. H. MacDonald, P. M. Platzman, “Magneto-roton theory of collective excitations in the fractional quantum Hall effect”, Phys. Rev. B **33**, 2481–2494 (1986).
- [48] H.C.A. Oji and A.H. MacDonald, “Magnetoplasma modes of the two dimensional electron gas at nonintegral filling factors”, Phys.Rev.B **33**, 3810 (1986).
- [49] J. P. Longo and C. Kallin, “Spin-flip excitations from Landau levels in two dimensions”, Phys. Rev. B **47**, 4429–4439 (1993).
- [50] J-P. Cheng, Y. J. Wang, B. D. McCombe, and W. Schaff, “Many-electron effects on quasi-two-dimensional shallow-donor impurity states in high magnetic fields”, Phys. Rev. Lett. **70**, 489 (1993).
- [51] Z. X. Jiang, B. D. McCombe, and P. Hawrylak, “Donor Impurities as a Probe of Electron Correlations in a Two-Dimensional Electron Gas in High Magnetic Fields”, Phys. Rev. Lett. **81**, 3499 (1998).
- [52] A. B. Dzyubenko and A. Yu. Sivachenko, “ D^- centers in quantum wells: spin-singlet and spin-triplet magneto-optical transitions”, Phys. Rev. B **48**, 14690 (1993).

- [53] H. L. Fox and D. M. Larsen, “Exact solutions for barrier D^- states at high magnetic fields”, Phys. Rev. B **51**, 10709 (1995).
- [54] О. В. Волков, С. В. Товстоног, И. В. Кукушкин, К. фон Клитцинг и К. Эберл, “Локализация отрицательно заряженных экситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs”, Письма в ЖЭТФ **70**, 588 (1999).
- [55] I. Kukushkin et al., “Reduction of the electron density in GaAs-Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions by continuous photoexcitation”, Phys.Rev.B **40**, 4179–4182 (1989).
- [56] P. M. Platzman, N. Tzoar, “Nonlinear Interaction of Light in a Plasma”, Phys. Rev. **136**, A11–A16 (1964).
- [57] P. M. Platzman, P. A. Wolff, “*Waves and Interaction in Solid State Plasmas*”, Academic Press, New York (1973) (Ф. Платцман, П. Вольф, “*Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*”, изд. “Мир” (1975)).
- [58] G. Abstreiter, R. Merlin, and A. Pinczuk, IEEE J. Quantum Electron. **22**, 1771 (1986).
- [59] Д. Пайнс, Ф. Нозьер, “Теория квантовых жидкостей”, изд. “Мир”, 1967.
- [60] P. A. Wolff, “Light Scattering Spectra of Solid”, ed. by G. B. Wright, Springer, New York, Heidelberg, Berlin, 1968, p.273.
- [61] G. Abstreiter, M. Cardona, A. Pinczuk in “*Light Scattering in Solid IV*” (Ed. M. Cardona, G. Guntherodt) (Berlin: Springer-Verlag, 1984).

- [62] D.C. Hamilton, A.L. McWhorter, “Light scattering spectra of solids”, New York a.o. Springer-Verlag, 1969. p.309.
- [63] A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, “Observation of magnetic excitons and spin waves in activation studies of a two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. B* **41**, 1129–1134 (1990).
- [64] A. Schmeller, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, “Evidence for Skyrmions and Single Spin Flips in the Integer Quantized Hall Effect”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4290–4293 (1995).
- [65] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, “Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729–732 (1997).
- [66] V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, E. L. Shangina, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, and L. Sorba, “Spin gap in the two-dimensional electron system of GaAs/Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions in weak magnetic fields”, *Phys. Rev. B* **72**, 035344–035344 (2005).
- [67] A. P. Smith, A. H. MacDonald, and G. Gumbs, “Quasiparticle effective mass and enhanced g factor for a two-dimensional electron gas at intermediate magnetic fields”, *Phys. Rev. B* **45**, 8829–8832 (1992).
- [68] M. Dohers, K. von Klitzing, G. Weimann, “Electron-spin resonance in the two-dimensional electron gas of *GaAs* – *Al_xGa_{1-x}As* heterostructures”, *Phys. Rev. B* **38**, 5453–5456 (1988).
- [69] D. K. Maude, M. Potemski, J. C. Portal, M. Henini, L. Eaves, G. Hill and M. A. Pate, “Spin excitations of a two-dimensional electron gas

- in the limit of vanishing Lande g-factor”, Phys. Rev. Lett. **77**, 4604 (1996).
- [70] S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and R. Tycko, “Optically pumped NMR evidence for finite-size skyrmions in GaAs quantum wells near Landau level filling $\nu = 1$ ”, Phys. Rev. Lett. **74**, 5112 (1995).
- [71] M. J. Manfra, E. H. Aifer, B. B. Goldberg, D. A. Broido, L. Pfeiffer and K. West, “Temperature dependence of the spin polarization of a quantum Hall ferromagnet”, Phys. Rev. B **54**, R17327 (1996).
- [72] D.K. Lee, S. Rapsch, and J.T. Chalker, Phys.Rev.B **67**, 195322 (2003).
- [73] N. Read and Subir Sachdev, “Continuum quantum ferromagnets at finite temperature and the quantum Hall effect”, Phys. Rev. Lett. **75**, 3509 (1995).
- [74] A.B. Dzyubenko, A. Mandray, S. Huant, A.Yu. Sivachenko, B. Etienne, “Triplet transitions of D^- centers in quantum wells in high magnetic fields”, Phys. Rev. B **50**, 4687 (1994).
- [75] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing and W. Wegscheider, “Cyclotron spin-flip excitations in the extreme quantum limit”, Phys. Rev. B **63**, 201402-1-4(R) (2001).
- [76] S. Dickmann and V.M. Zhilin, “Double-exciton component of the cyclotron spin-flip mode in a quantum Hall ferromagnet”, Phys. Rev. B **78**, 115302 (2008).

- [77] S. Dickmann and I. V. Kukushkin, “Zero-momentum cyclotron spin-flip mode in a spin-unpolarized quantum Hall system”, *Phys. Rev. B* **71** 241310–241313 (2005).
- [78] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van’kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. v. Klitzing, and W. Wegscheider, “Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum Hall states”, *Phys. Rev. B* **72**, 073304-1-4 (2005).
- [79] A. B. Van’kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, S. Dickmann, V. M. Zhilin, J. H. Smet, K. v. Klitzing, and W. Wegscheider, “Low-magnetic-field divergence of the electronic g factor obtained from the cyclotron spin-flip mode of the $\nu = 1$ quantum Hall ferromagnet”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 246801 (2006).
- [80] А. Б. Ваньков, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, А. С. Журавлев, В. Е. Кирпичев, “Барьерные D^- комплексы в высокоподвижной двумерной электронной системе”, *Письма в ЖЭТФ* том **87** вып. (3), стр. 170-175 (2008).
- [81] A. S. Zhuravlev, A. B. Van’kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, “Inelastic light scattering study of the $\nu = 1$ quantum Hall ferromagnet”, *Phys. Rev. B.* **77**, 155404 (2008).
- [82] A. B. Van’kov, L. V. Kulik, S. Dickmann, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, W. Dietsche, and S. Schmult, “Cyclotron spin-flip excitations in a $\nu = 1/3$ quantum Hall ferromagnet”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 206802 (2009).