

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Кайсин Борис Дмитриевич

**Коллективные возбуждения в сильнокоррелированных
двумерных электронных системах в гетероструктурах
ZnO/MgZnO**

Специальность 01.04.07 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., академик РАН
Кукушкин И. В.

Черноголовка — 2021

Содержание

Введение	4
1 Литературный обзор	11
1.1 Квазидвумерные электронные системы	11
1.1.1 Спектр возбуждений	11
1.1.2 Геометрический форм-фактор ДЭС	15
1.2 Квазидвумерные электронные системы в режиме КЭХ	16
1.2.1 Квантовый эффект Холла	16
1.2.2 Коллективные возбуждения в режиме КЭХ	20
1.3 Изменение спиновой поляризации основного состояния в режиме КЭХ	25
1.4 Гетероструктуры ZnO/MgZnO	30
2 Образцы и экспериментальная методика	37
2.1 Метод неупругого рассеяния света	37
2.2 Постановка эксперимента	40
3 Спиновая поляризация в структурах ZnO/MgZnO в режиме КЭХ	46
3.1 Коллективные возбуждения в нулевом магнитном поле	47
3.2 Возбуждение зарядовой плотности как детектор спиновой поляризации	53
3.3 Спиновая деполяризация при $\nu = 1$	56
4 Исследование ферромагнитной неустойчивости в режиме КЭХ	64
4.1 Оптическое детектирование ферромагнитного перехода	66
4.2 Причины формирования ферромагнитной фазы	75
4.3 Термодинамика ферромагнитного состояния	82

5 Перенормировка обменного взаимодействия в сильновзаимо- действующих ДЭС	88
Заключение	97
Литература	99

Введение

Изучение коллективных эффектов в электронных системах пониженной размерности является одним из самых актуальных и ёмких направлений физики конденсированного состояния. Их многообразие расширяется при появлении новых объектов с сильными межчастичными корреляциями и одновременно высокой степенью чистоты.

В физике двумерных электронных систем до недавнего времени наиболее обширный спектр коллективных явлений проявлялся в гетероструктурах на основе GaAs [1–7], обладающих рекордными электронными подвижностями. В последние десятилетия с прогрессом в изготовлении гетеропереходов на основе оксида цинка методом молекулярно-пучковой эпитаксии все большее внимание стали привлекать структуры ZnO/MgZnO. Двумерные электронные системы (ДЭС), образующиеся на данном гетеропереходе, имеют существенное отличие от систем на основе GaAs/AlGaAs - при одинаковой концентрации электронов ДЭС в ZnO/MgZnO имеют значительно большую величину межчастичного взаимодействия (параметр Вигнера-Зейтса увеличен в 7,5 раз). Это связано с тем, что структуры на основе ZnO обладают меньшей диэлектрической проницаемостью ($\epsilon \approx 8.5$) и большей эффективной массой электронов в зоне проводимости ($m^* \approx 0.3m_0$) по сравнению со структурами на основе GaAs. Еще одним важным свойством является сопоставимость масштабов Зеемановской и циклотронной энергий в ZnO/MgZnO. Данное параметрическое поле является уникальным для физики двумерных электронных систем и вызывает значительный интерес к исследованию коллективных эффектов и когерентных состояний, реализующихся в системах данного типа.

При столь сильной роли электрон-электронного взаимодействия в этих структурах оказываются затруднительными теоретические методы описания коллективных явлений, поэтому на передний план выходят эксперименталь-

ные методы исследований. В частности, до недавнего времени основные сведения о ДЭС в структурах ZnO/MgZnO были получены магнитотранспортными методами. Наблюдались многочисленные коллективные явления, включающие перенормировку эффективной массы и g-фактора [8,9], формирование экзотических дробных состояний квантового эффекта Холла с четными знаменателями [10], ферромагнитную неустойчивость при четных целочисленных факторах заполнения [11]. Некоторые из этих явлений были независимо подтверждены магнитооптическими и магнитотранспортными методами. Кроме того, целое важное поле для исследования до недавних пор оставалось незатронутым, а именно: изучение спектра коллективных возбуждений и его влияние на основное состояние двумерной электронной системы.

Теоретические основы для изучения коллективных возбуждений в пределе сильных магнитных полей при целочисленных факторах заполнения были заложены в работах [12,13]. Результаты данных работ были позже подтверждены экспериментально на высококачественных структурах GaAs/AlGaAs с относительно слабым взаимодействием. В сильновзаимодействующих двумерных электронных системах на структуру основного состояния значительное влияние оказывает обменно-корреляционная энергия порядка $e^2/\epsilon l_B$, где l_B - магнитная длина. Согласно работам [12,13] ее значение может быть установлено из спектров коллективных возбуждений, в структуре которых проявляются ключевые энергетические параметры, определяющие спектр электронных состояний и масштаб многочастичных корреляций в зависимости от структуры основного состояния системы, магнитного поля и спинового упорядочения.

Долгое время экспериментальное изучение коллективных эффектов в двумерных электронных системах сводилось к магнитотранспортным исследованиям, однако данные методы дают информацию о структуре состояний преимущественно вблизи уровня Ферми, также они являются уязвимыми к влиянию остаточного беспорядка в системе на свойства коллективных возбуждений. В связи с этим большую актуальность приобрел метод неупругого рассеяния света, который является одним из наиболее эффективных методов зондирования коллективных возбуждений в электронных системах. Данный подход зарекомендовал себя в детальном исследовании всевозможных коллективных возбуждений в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [14–19]. Главным преимуществом дан-

ного метода является то, что он позволяет напрямую получать дисперсионные зависимости в области малых импульсов передачи возбуждениям двумерной системы. Также данный метод не чувствителен к остаточному беспорядку на масштабах превосходящих характерную магнитную длину, что дает возможность изучения корреляционных эффектов без поправок на неидеальность двумерной системы.

Целью данной работы является экспериментальное исследование методом неупругого рассеяния света проявления коллективных эффектов в сильнокоррелированных двумерных электронных системах в режиме квантового эффекта Холла и изучение их влияния на спектр нейтральных возбуждений и структуру основного состояния системы.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. В сильнокоррелированных двумерных электронных системах на основе ZnO обнаружены две ветви межподзонных коллективных возбуждений зарядовой и спиновой плотности, а также континуум межподзонных одночастичных возбуждений. Исследована зависимость многочастичных энергетических вкладов в эти возбуждения от концентрации электронов в двумерной системе. Показано, что энергия возбуждения зарядовой плотности может выступать в роли детектора спиновой поляризации системы в режиме КЭХ.
2. По спектрам внутриподзонных спиновых возбуждений исследована зависимость величины спиновой поляризации и удельной обменной энергии от магнитного поля в окрестности квантово-холловского состояния $\nu = 1$. Показано, что данное поведение хорошо согласуется с одночастичной картиной деполяризации квантово-холловского ферромагнетика. Обнаружено, что локальный ферромагнитный порядок при $\nu = 1$ сохраняется до температур соответствующих Зеемановскому расщеплению спиновых подуровней.
3. По спектрам двумерной фотолюминесценции и спектрам неупругого рассеяния света на внутриподзональном спиновом экситоне обнаружен парамагнитный - ферромагнитный фазовый переход при целочисленных факто-

рах заполнения системы в режиме КЭХ. Установлено, что изменение угла наклона между нормалью к ДЭС и магнитным полем способствует формированию фазового перехода. Получена фазовая диаграмма основного состояния системы при факторе заполнения $\nu = 2$, из которой видно, что при концентрации $n_s < 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ фазовый переход в системе наступает уже при нормальной ориентации ДЭС относительно поля и не требует наклона системы. Показано, что при факторе заполнения $\nu = 2$ ферромагнитный переход наступает вследствие смягчения нижней ветви циклотронного спин-флип возбуждения.

4. Показано, что ферромагнитный переход сопровождается формированием доменной структуры спинового упорядочения с доменами противоположных фаз: парамагнитной и ферромагнитной. Исследована термодинамическая устойчивость доменной структуры и установлена температура Кюри разрушения ферромагнитного порядка. Показано, что устойчивость доменной структуры определяется Кулоновской энергией формирования доменных стенок $\sim 0.01e^2/\epsilon l_B$.
5. По спектрам неупругого рассеяния света на циклотронном спин-флип возбуждении при факторе заполнения $\nu = 1$ обнаружена перенормировка обменного взаимодействия. В исследуемых сильно взаимодействующих ДЭС с параметром Вигнера-Зейтца $7 < r_s < 11$ обменная энергия по порядку величины оказывается близкой к циклотронной энергии $\hbar\omega_c$, что значительно отличается от ее масштаба Кулоновской энергии $e^2/\epsilon l_B$ в слабо взаимодействующих системах. Аналогичные результаты были получены численными методами.

Научная и практическая значимость работы состоит в полученных экспериментальных результатах, описывающих коллективные эффекты в двумерных электронных системах с сильным межчастичным Кулоновским взаимодействием, находящихся в режиме квантового эффекта Холла, которыми определяется основное состояние системы и спектр коллективных возбуждений. Данные результаты являются актуальными не только с точки зрения изучения фундаментальных явлений физики конденсированного состояния, но и с точки

зрения применения их при разработке оптоэлектронных приборов и устройств спинтроники.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены при выступлениях на конференциях:

1. Б.Д. Кайсин, А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, «Наблюдение коллективных возбуждений в квазидвумерных электронных системах на основе гетероструктур ZnO/MgZnO с помощью резонансного Рамановского рассеяния», устный доклад на XVIII Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, декабрь 2016.
2. А. Б. Ваньков, Б.Д. Кайсин, И. В. Кукушкин «Коллективные возбуждения в двумерном Стонеровском ферромагнетике», приглашённый доклад на XIII Российской конференции по физике полупроводников, Екатеринбург, октябрь 2017.
3. Б.Д. Кайсин, А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, «Зондирование спиновой поляризации изинговых квантово-холловских ферромагнетиков с помощью КРС», устный доклад на конференции «Комбинационное рассеяние – 90 лет исследований», Новосибирск, май 2018.
4. Б.Д.Кайсин, «Ферромагнитный переход в ДЭС на основе ZnO», стендовый доклад на первой школе молодых ученых: «Новые материалы и технологии для систем безопасности», Черноголовка, июнь 2019.
5. А.Б. Ваньков, Б.Д. Кайсин, «Термодинамика Изинговых квантово-Холловских ферромагнетиков», стендовый доклад на первой школе молодых ученых: «Новые материалы и технологии для систем безопасности», Черноголовка, июнь 2019.
6. А.Б. Ваньков, Б.Д. Кайсин, И.В.Кукушкин, «Исследование кулоновских корреляций в ДЭС на основе ZnO», стендовый доклад на XIV Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск, сентябрь 2019.
7. Б.Д. Кайсин, «Формирование ферромагнитной фазы при четных факторах заполнения в сильно взаимодействующих ДЭС на основе ZnO», стен-

довый доклад на второй школе молодых ученых: «Новые материалы и технологии для систем безопасности», Черногоровка, июнь 2020.

8. Б.Д. Кайсин, «Спиновая деполяризация холловского ферромагнетика вблизи $\nu = 1$ в ДЭС на основе ZnO», стендовый доклад на второй школе молодых ученых: «Новые материалы и технологии для систем безопасности», Черногоровка, июнь 2020.

Личный вклад автора состоял в проведении экспериментальных исследований, обработке и интерпретации результатов экспериментов, проведении численных расчетов.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в публикациях:

1. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, V. E. Kirpichev, V. V. Solovyev, and I. V. Kukushkin, «Observation of collective excitations in MgZnO/ZnO two-dimensional electron systems by resonant Raman scattering», Phys. Rev. B 94, 155204 (2016).
2. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, «Optical manifestation of the Stoner ferromagnetic transition in 2D electron systems», Phys. Rev. B 96, 235401 (2017).
3. Л. В. Кулик, А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, «Межподзонный магнитоплазмон как детектор спиновой поляризации в ДЭС», Письма в ЖЭТФ 105, 358 (2017).
4. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, «Soft inter-Landau-level spin-flip magnetoexciton as a precursor of ferromagnetic instability», Phys. Rev. B 98, 121412(R) (2018).
5. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, «Термодинамика изинговых квантово-холловских ферромагнетиков при $\nu = 2$ », Письма в ЖЭТФ 107, 110 (2018).
6. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, «О спиновой деполяризации холловского ферромагнетика вблизи $\nu = 1$ в двумерных электронных системах на основе ZnO», Письма в ЖЭТФ 110, 268 (2019).

7. A.B. Van'kov, B. D. Kaysin, S.Volosheniuk and I. V. Kukushkin, «Exchange energy renormalization in quantum Hall ferromagnets with strong Coulomb interaction», Phys. Rev. B 100, 041407(R) (2019).

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 109 страниц с 53 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 84 наименования.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Квазидвумерные электронные системы

Квазидвумерные электронные системы реализуются путем искусственного ограничения движения электронов вдоль одного из пространственных направлений. В этом направлении система представляет собой потенциальную яму с дискретным энергетическим спектром или подзонами размерного квантования, а в перпендикулярной плоскости электроны продолжают двигаться свободно. При этом система может считаться квазидвумерной, если энергия Ферми лежит в квантовой яме, а тепловая энергия меньше энергии межподзонного расщепления.

Двумерные электронные системы (ДЭС) могут формироваться в гетеропереходах между двумя полупроводниками, МДП (металл - диэлектрик - полупроводник) структурах, в атомных монослоях и на поверхности жидкого гелия.

1.1.1 Спектр возбуждений

Спектр возбуждений в ДЭС имеет существенные отличия от трехмерного случая. В первую очередь, это связано с появлением подзон размерного квантования, образующихся в силу ограничения движения электронов вдоль одной из пространственных координат. В такой системе существуют два различных типа возбуждений [20]: внутривоззонные и межвоззонные.

Внутривоззонные возбуждения образуются внутри одной подзоны размерного квантования. Они делятся на одночастичные и коллективные. Одночастич-

ные возбуждения представляют собой квазичастицы, образованные свободными частицами и экранирующим их окружением из других частиц. Появление такого рода возбуждений можно представить как переход электрона из под сферы Ферми в свободное состояние над сферой. Для ДЭС с параболическим законом дисперсии допустимая энергия данных возбуждений определяется из соотношения:

$$E(q) = \frac{\hbar^2(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2(2\vec{k}\vec{q} + q^2)}{2m^*}, \quad (1.1)$$

где $|\vec{k}| < p_F$, $|\vec{k} + \vec{q}| > p_F$. В результате для континуума одночастичных возбуждений имеем выражение:

$$\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \hbar v_F q < E(q) < \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} + \hbar v_F q, \quad (1.2)$$

где $v_F = p_F/m^*$. Еще одним примером внутриволновых возбуждений в ДЭС является 2D плазмон, который представляет собой колебания плотности заряда и является коллективным возбуждением. 2D плазмон имеет бесщелевую корневую дисперсию, которая впервые была рассчитана Стерном [21], а затем данные возбуждения были обнаружены экспериментально в кремниевых МДП структурах [22, 23] (см. рис 1.1) и в системе электронов на поверхности жидкого гелия [24].

Дисперсию двумерных плазмонов можно получить в приближении случайных фаз из полюсов поляризационной функции. Под действием внешнего электрического поля $\vec{E}(\vec{q}, \omega) = \vec{E}_0 \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r} - i\omega t)$ общее выражение для поляризации ДЭС можно записать как:

$$\vec{P}(\vec{q}, \omega) = \chi(\vec{q}, \omega) \vec{E}(\vec{q}, \omega) \delta(z), \quad (1.3)$$

где $\chi(\vec{q}, \omega)$ поляризационная функция ДЭС, определяемая выражением [25]:

$$\chi(\vec{q}, \omega) = \frac{e^2}{q^2 S} \sum_k \frac{f_0(E_{\vec{k}}) - f_0(E_{\vec{k}+\vec{q}})}{E_{\vec{k}+\vec{q}} - E_{\vec{k}} - \hbar\omega + i0^+}, \quad (1.4)$$

где S - площадь системы, f_0 - функция распределения Ферми-Дирака. Для однородной ДЭС со статической диэлектрической проницаемостью ϵ диэлек-

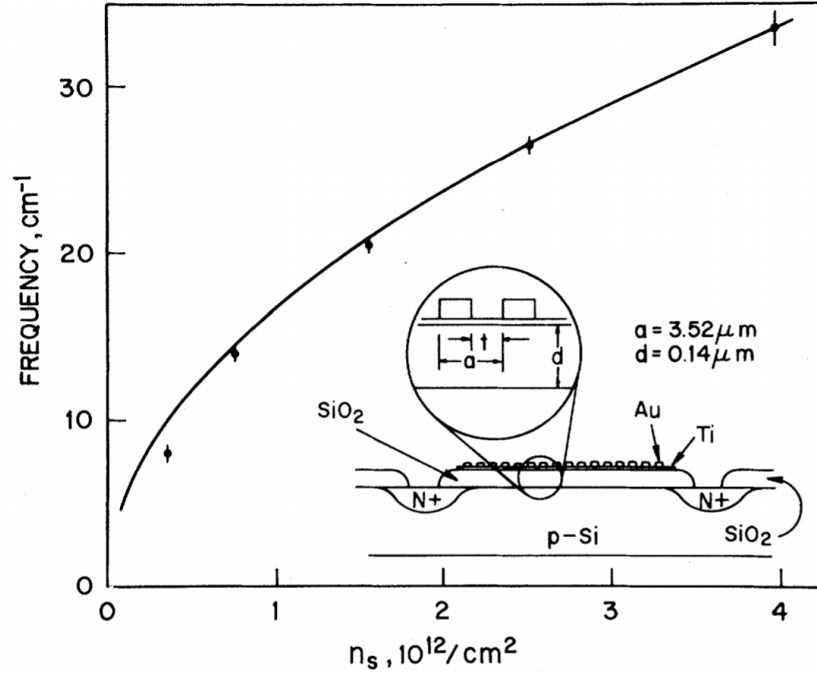


Рисунок 1.1: Зависимость энергии 2D плазмона от концентрации электронов в ДЭС, черные точки - экспериментальные результаты, сплошная линия - теоретическая кривая [22].

трическая проницаемость для продольных возбуждений равна:

$$\epsilon(\vec{q}, \omega) = \epsilon + 2\pi \sqrt{q^2 - \frac{\epsilon\omega^2}{c^2}} \chi(\vec{q}, \omega). \quad (1.5)$$

В системе могут существовать плазмоны с частотой ω , если диэлектрическая функция для них будет равна нулю. При малых импульсах $m\omega > \hbar q k_F$ без учета эффектов запаздывания дисперсия плазменных возбуждений в ДЭС имеет вид:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2 q}{m\epsilon} + \frac{3}{4} q^2 v_F^2. \quad (1.6)$$

Далее рассмотрим межподзональные возбуждения. Они связаны с переходом электронов с заполненных подзон размерного квантования на свободные. Таким образом, эти возбуждения несут информацию о новом энергетическом параметре - энергии размерного квантования E_{i0} (энергетическое расщепление между нулевой и i - подзонами), в частности, она разделяет континуумы межподзонных одночастичных возбуждений.

$$E_{SPE}^i(q) = E_{i0} + \frac{\hbar^2(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = E_{i0} + \frac{\hbar^2(2\vec{k}\vec{q} + q^2)}{2m^*}, \quad (1.7)$$

где $|k| < |p_F|$, $|\vec{k} + \vec{q}| > |p_F|$.

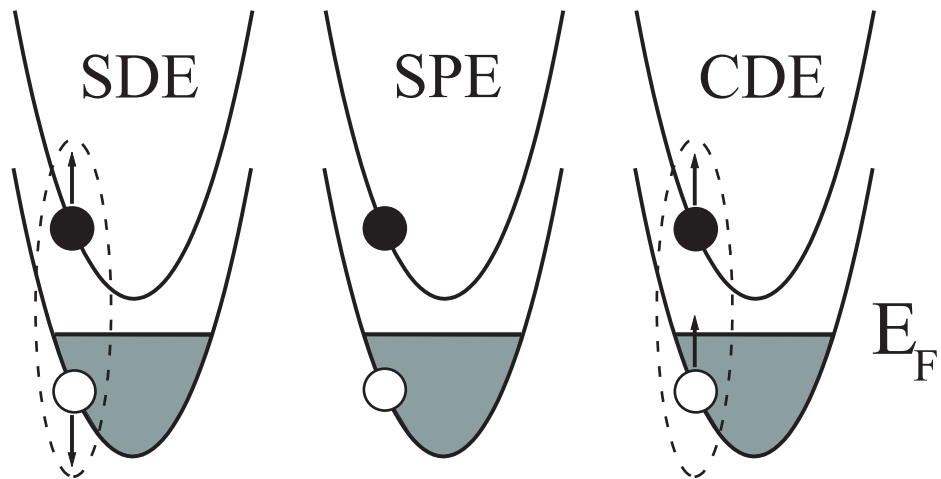


Рисунок 1.2: Схематически изображены коллективные (CDE и SDE) и одночастичное (SPE) межподзонные возбуждения.

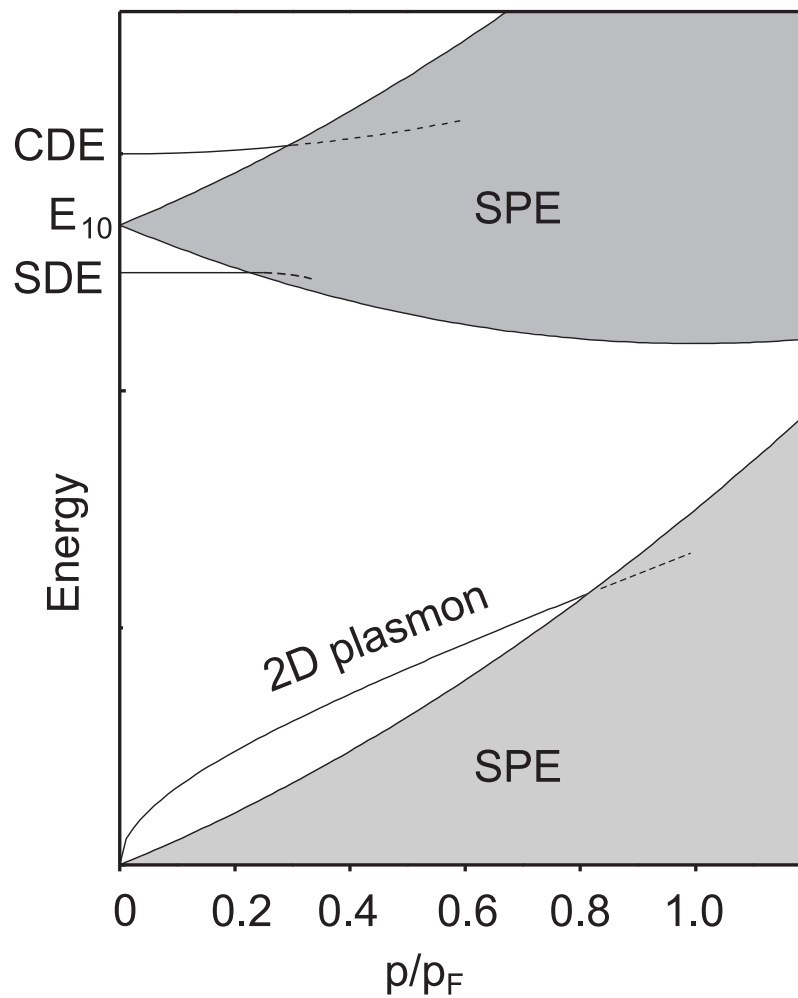


Рисунок 1.3: Качественно представлены дисперсии внутриподзонных и межподзонных возбуждений. E_{10} - энергетическое расщепление между нулевой и первой подзонами размерного квантования.

Спектр коллективных межподзонных возбуждений состоит из двух ветвей—это возбуждения зарядовой (CDE) и спиновой (SDE) плотности [1, 26–28]. Они представляют собой экситоны (синглетный и триплетный соответственно), образованные дыркой в основной подзоне и электроном в возбужденной (см. рис. 1.2). Энергии данных возбуждений отличаются на энергию макроскопической поляризации ДЭС (деполяризационный сдвиг), которая входит в CDE. На рисунке 1.3 качественно представлены дисперсии внутривоззонных и межподзонных возбуждений.

1.1.2 Геометрический форм-фактор ДЭС

В идеальной двумерной электронной системе (в которой волновая функция электронов локализована в плоскости $z = 0$) Фурье-компонента Кулоновского потенциала $V(r) = e^2/\epsilon r$ имеет вид - $V(q) = 2\pi e^2/\epsilon q$. Однако реальные ДЭС имеют конечный размер вдоль оси - z . В результате электрон-электронное взаимодействие оказывается ослабленным. К этому приводит размытие волновых функций частиц в направлении z , а Кулоновский потенциал для таких систем принимает вид:

$$V(r) = e^2/\epsilon \int dz_1 \int \frac{|\psi(z_1)|^2 |\psi(z_2)|^2}{[r^2 + (z_1 - z_2)^2]^{1/2}} dz_2, \quad (1.8)$$

где $\psi(z)$ - огибающая волновой функции электронов по оси z . Фурье-компонента данного потенциала имеет вид:

$$V(q) = F(q) \cdot 2\pi e^2/\epsilon q, \quad (1.9)$$

здесь введен форм-фактор $F(q)$, который позволяет учесть ослабление Кулоновского потенциала в квазидвумерных электронных системах. Данная функция задается выражением:

$$F(q) = \int dz_1 \int |\psi(z_1)|^2 |\psi(z_2)|^2 e^{-q|z_1 - z_2|} dz_2. \quad (1.10)$$

Из этого выражения видно, что $F(q)$ является монотонно убывающей функцией импульса. При нулевой толщине системы (идеальная ДЭС) форм-фактор переходит к пределу $F(q) = 1$.

Для того, чтобы рассчитать данную поправку к Кулоновскому взаимодействию, необходимо знать огибающую волновой функции электронов в z направлении $\psi(z)$. Рассчитать ее можно в приближении локальной плотности, в котором полная волновая функция факторизуется, т.е. она может быть представлена в виде произведения $\Psi(r, z) = \varphi(r) \cdot \psi(z)$, где $\varphi(r)$ - волновая функция электронов в плоскости ДЭС. На искомую волновую функцию электрона в двумерном канале $\psi(z)$ будет оказывать влияние профиль потенциала этого канала, а также потенциал создаваемый остальными электронами в ДЭС, который, в свою очередь, сам зависит от $\psi(z)$. Следовательно, для решения данной задачи требуется проводить самосогласованное решение одномерных уравнений Пуассона, которое будет задавать профиль потенциала, и уравнения Шредингера для непосредственного нахождения волновой функции в заданном потенциале [29]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_{ext}(z) + V_{sc}(z) \right) \psi(z) + V_X(\psi(z)) = E_n \psi(z) \quad (1.11)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} (V_{ext}(z) + V_{sc}(z)) = \frac{4\pi e^2}{\epsilon} (N_D(z) - n_s |\psi(z)|^2), \quad (1.12)$$

где $V_{ext}(z)$ - потенциал профиля двумерного канала, V_{sc} - самосогласованный потенциал, который задается распределением электронной плотности, $V_X(\psi(z))$ - обменно-корреляционный член, $N_D(z)$ - плотность ионизованных доноров.

1.2 Квазидвумерные электронные системы в режиме КЭХ

1.2.1 Квантовый эффект Холла

Найдем спектр состояний и волновые функции частиц двумерной электронной системы в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно ее

плоскости (x, y) . Для этого введем в уравнение Шредингера векторный потенциал магнитного поля, заменив оператор импульса электронов следующим образом $\vec{p} \rightarrow \vec{p} + e\vec{A}/c$. При решении поставленной задачи будем использовать калибровку Ландау - $\vec{A} = (-By, 0, 0)$, при этом уравнение примет вид [30]:

$$\frac{1}{2m^*} \left(\left(\hat{p}_x - \frac{eB}{c}y \right)^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2 + V(z) \right) \Psi + g^* \mu_B B S_z \Psi = E \Psi. \quad (1.13)$$

Решение данного уравнения можно искать в виде:

$$\Psi = e^{\frac{i}{\hbar} p_x x} \psi(z) \varphi(y), \quad (1.14)$$

где $\psi(z)$ - волновая функция в направлении z перпендикулярном плоскости ДЭС (см. раздел 1.1.2). Подставляя полную волновую функцию 1.14 в уравнение 1.13, перейдем к выражению для $\varphi(y)$:

$$\varphi''(y) + \frac{2m^*}{\hbar^2} \left((E - g^* \mu_B B S_z - E_z) - \frac{m^*}{2} \omega_c^2 (y - y_0)^2 \right) \varphi(y) = 0, \quad (1.15)$$

здесь E_z - энергия размерного квантования, $y_0 = \frac{cp_x}{eB}$. Данное выражение является уравнением Шредингера для линейного осциллятора с циклотронной частотой ω_c :

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*c}. \quad (1.16)$$

Следовательно, выражение $(E - g^* \mu_B B S_z - E_z)$ может принимать значения $(n + 1/2)\hbar\omega_c$ с целыми неотрицательными n . Выразив отсюда E , получим выражение для энергии двумерных электронов в перпендикулярном однородном магнитном поле:

$$E = E_z + (n + 1/2)\hbar\omega_c + g^* \mu_B B S_z. \quad (1.17)$$

Из полученного выражения видно, что эта энергия имеет дискретный спектр уровней Ландау, разделенных масштабом $\hbar\omega_c$, и отсчитываемых от энергии размерного квантования E_z . Каждый такой уровень расщепляется на

два подуровня с противоположным направлением проекции спина на величину энергии Зеемана $g^* \mu_B B$.

Собственные функции уравнения 1.15 имеют вид:

$$\varphi_n(y) = \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{l_B} 2^n n!} \exp\left(-\frac{(y-y_0)^2}{2l_B^2}\right) H_n\left(\frac{y-y_0}{l_B}\right), \quad (1.18)$$

здесь H_n - полиномы Эрмита, а $l_B = \sqrt{\hbar c / eB}$ - магнитная длина, которая является фундаментальным масштабом электронной системы и не зависит от материальных параметров структур.

Каждый спиновой подуровень уровня Ландау оказывается вырожденным, плотность состояний на них задается выражением:

$$N_0 = \frac{1}{2\pi l_B^2} = \frac{eB}{2\pi \hbar c}. \quad (1.19)$$

Зная плотность состояний и концентрацию электронов в двумерной системе, можно вычислить количество заполненных спиновых подуровней, данная характеристика называется фактором заполнения:

$$\nu = \frac{n_s}{N_0}. \quad (1.20)$$

В реальных двумерных электронных системах всегда присутствует случайный потенциал, взаимодействие с которым частично снимает вырождение и приводит к уширению уровней Ландау. Данный факт позволяет наблюдать такое фундаментальное явление, как квантовый эффект Холла (КЭХ), который впервые был обнаружен Клаусом фон Клитцингом в 1980 г. [31]. Этот эффект наблюдается при низких температурах в высоких магнитных полях ($\hbar\omega_c \gg kT$) и заключается в квантовании поперечного Холловского сопротивления и обнулении продольного, при этом тензор проводимости ДЭС принимает вид:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & -\nu e^2 / \hbar \\ \nu e^2 / \hbar & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

Экспериментально это равенство выполняется с высокой точностью порядка 10^{-8} . При этом значения проводимости и удельного сопротивления связаны следующим образом:

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \quad \sigma_{xy} = \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2} \quad (1.22)$$

Квантованные значения проводимости и сопротивления наблюдаются в некотором диапазоне факторов заполнения, что приводит к возникновению плато (см. рис. 1.4). Экспериментальное измерение данных значений позволяет определить постоянную тонкой структуры α , что представляет собой интерес для метрологии.

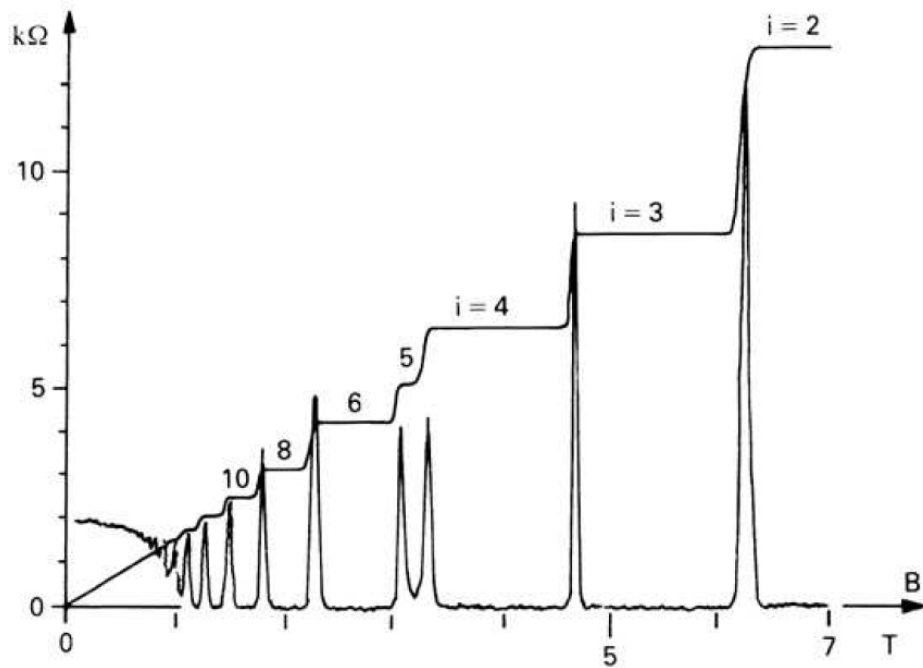


Рисунок 1.4: Зависимость продольного и поперечного сопротивления от магнитного поля в режиме КЭХ [32].

Квантовый эффект Холла является одночастичным явлением, которое обусловлено возникновением энергетической щели в спектре состояний электронов двумерной системы, помещенной в перпендикулярное магнитное поле [32]. Как отмечалось выше, присутствие дефектов в этой системе приводит к частичному снятию вырождения и уширению уровней Ландау. В результате спектр разбивается на локализованные и делокализованные состояния, последние располагаются в узкой окрестности центров уровней Ландау [33, 34] (см. рис. 1.5) и отвечают за перенос тока. Изменение магнитного поля или концентрации электронов в ДЭС приводит к изменению фактора заполнения, при этом происходит перемещение уровня Ферми E_F относительно спиновых подуровней. При этом, если уровень Ферми находится в области локализованных состояний в попе-

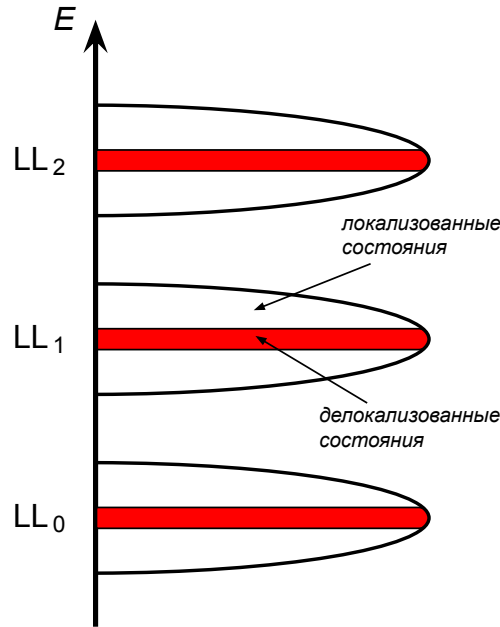


Рисунок 1.5: Схематически показана плотность состояний системы со случайным потенциалом в режиме КЭХ без учета спинового расщепления уровней Ландау (LL)

речной проводимости наблюдается плато, а продольная обнуляется, поскольку она определяется только свободными электронами вблизи Ферми поверхности. Когда уровень Ферми проходит область делокализованных состояний, значение поперечной проводимости изменяется и переходит от одного плато к другому.

1.2.2 Коллективные возбуждения в режиме КЭХ

Перейдем к рассмотрению возбуждений в квантующем магнитном поле в пределе, когда характерная Кулоновская энергия на магнитной длине значительно меньше циклотронного расщепления уровней Ландау $e^2/\epsilon l_B \ll \hbar\omega_c$. В этом случае континуум одночастичных возбуждений оказывается полностью подавленным, а в спектре присутствуют только коллективные возбуждения. Пусть система находится в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, тогда задачу о нахождении спектра возбуждений можно свести к эквивалентной задаче двух тел и рассматривать их как магнитоэкситоны с электроном в возбужденном состоянии и дыркой в основном [12,35]. Данная система обладает интегралом движения - обобщенным импульсом, который в случае двух частиц

будет иметь вид:

$$\vec{k} = -i\hbar(\vec{\nabla}_1 + \vec{\nabla}_2) + e/c(\vec{A}_1 - \vec{A}_2) + e/c[(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \times \vec{B}], \quad (1.23)$$

индексы 1 и 2 обозначают электроны и дырки, \vec{r} - радиус-вектор частиц, \vec{A} - векторный потенциал магнитного поля.

Рассмотрим магнитоэкситоны с переходом электронов с заполненного уровня Ландау (n) на пустой (n') и с изменением проекции спина на δS_z ($\delta S_z = -1, 0, 1$). Если в системе отсутствует межчастичное взаимодействие, то энергия возбуждения внутри нулевой подзоны размерного квантования будет складываться из циклотронной энергии $\hbar\omega_c \cdot (n' - n)$ и энергии Зеемановского расщепления спиновых подуровней $g\mu_B B \delta S_z$. Однако, если взаимодействием пренебречь нельзя, то на энергию магнитоэкситона будет влиять энергия электрон-электронных корреляций $\Delta E_{m,\delta S_z}(k)$, которая имеет Кулоновскую природу и по порядку величины равна $e^2/\epsilon l_B$. Данный член определяет дисперсию возбуждений:

$$E_{m,\delta S_z}(k) = m\hbar\omega_c + g\mu_B B \delta S_z + \Delta E_{m,\delta S_z}(k), \quad (1.24)$$

здесь $m = n' - n \geq 0$. Член $\Delta E_{m,\delta S_z}(k)$, отвечающий за межчастичное взаимодействие, зависит от фактора заполнения ДЭС и определяет каждую конкретную ветвь коллективных возбуждений.

Покажем характерные особенности дисперсионных зависимостей на примере низкоэнергетических магнитоэкситонов с $m = 0, 1$. Введем обозначение $\nu_{\uparrow/\downarrow}$ - число занятых спиновых подуровней с проекцией спина \uparrow / \downarrow . В режиме КЭХ с четным фактором заполнения, когда занятыми оказываются оба спиновых подуровня ($\nu_{\uparrow} = \nu_{\downarrow}$) уровней Ландау с индексами $n = 0, 1, \dots, \nu/2 - 1$, магнитоэкситоны с $m = 1$ классифицируются как синглетные и триплетные. Синглетным возбуждением является магнитоплазмон, в приближении случайных фаз его дисперсия принимает гибридный вид:

$$E_{mp}(k) = \sqrt{(\hbar\omega_c)^2 + (\hbar\omega_p(k))^2}, \quad (1.25)$$

где $\omega_p(k)$ - плазменная частота. Из выражений 1.6 и 1.16 видно, что в длинноволновом пределе ($kl_B \ll 1$) магнитоплазмон имеет линейную дисперсию.

$$E_{mp}(k) = \hbar\omega_c + \hbar\frac{\pi n_s e c}{\epsilon B}k \quad (1.26)$$

Приближение случайных фаз учитывает только диполь-дипольное взаимодействие электрон-дырочных пар, ему соответствует энергетический член, который носит название деполяризационный сдвиг. Учесть обменное взаимодействие электронов и корреляционное взаимодействие электрон-дырочных пар позволяет приближение Хартри-Фока. В этом приближении дисперсии магнитоэкситонов были вычислены в работе [13].

Триплетным возбуждением является циклотронный спин-флип экситон (CSFE) ему соответствуют три ветви с $S = 1$ и $S_z = -1, 0, 1$, две крайние моды ($S_z = -1, 1$) отщеплены от центральной ($S_z = 0$) на энергию Зеемана $E_z(\delta S_z = \pm 1) = \pm g\mu_B B$. В длинноволновом пределе CSFE имеет квадратичную дисперсию, а в коротковолновом как синглетная, так и триплетные моды выходят на асимптоту определяемую обменной энергией (см. рис. 1.6).

В случае нечетного фактора заполнения при $\nu_\downarrow = \nu_\uparrow + 1$ и $\nu_\uparrow > 0$ спектр возбуждений с $m > 0$ содержит две плазменные моды, одна из которых в длинноволновом пределе имеет дисперсию магнитоплазмона (1.26), а вторая квадратичную (см. рис. 1.7). Также в спектре присутствуют два спин-флип возбуждения. Если же $\nu_\uparrow = 0$ и $\nu_\downarrow = 1$, т.е. заполнен только один спиновый подуровень нулевого уровня Ландау, существуют одна плазменная мода (1.26) и одна спин-флип мода.

Во всех вышеперечисленных случаях существует одна магнитоплазменная мода (1.26) с линейной длинноволновой дисперсией в длинноволновом пределе. При этом в точке $k = 0$ энергия данного возбуждения всегда равна циклотронной и не зависит от Кулоновского межчастичного взаимодействия в силу теоремы Кона [36]. Подобных ограничений не существует для циклотронных спин-флип мод, поэтому их энергия при нулевом импульсе может отклоняться от одночастичной и иметь вклад от Кулоновского члена $\Delta E_{m,\delta S_z}(k = 0)$. Перейдем к рассмотрению возбуждений внутри одного уровня Ландау ($m = 0$) в режиме целочисленного КЭХ. В случае симметричного заполнения спиновых подуровней ($\nu_\downarrow = \nu_\uparrow$) такие моды не могут возбуждаться ввиду отсутствия сво-

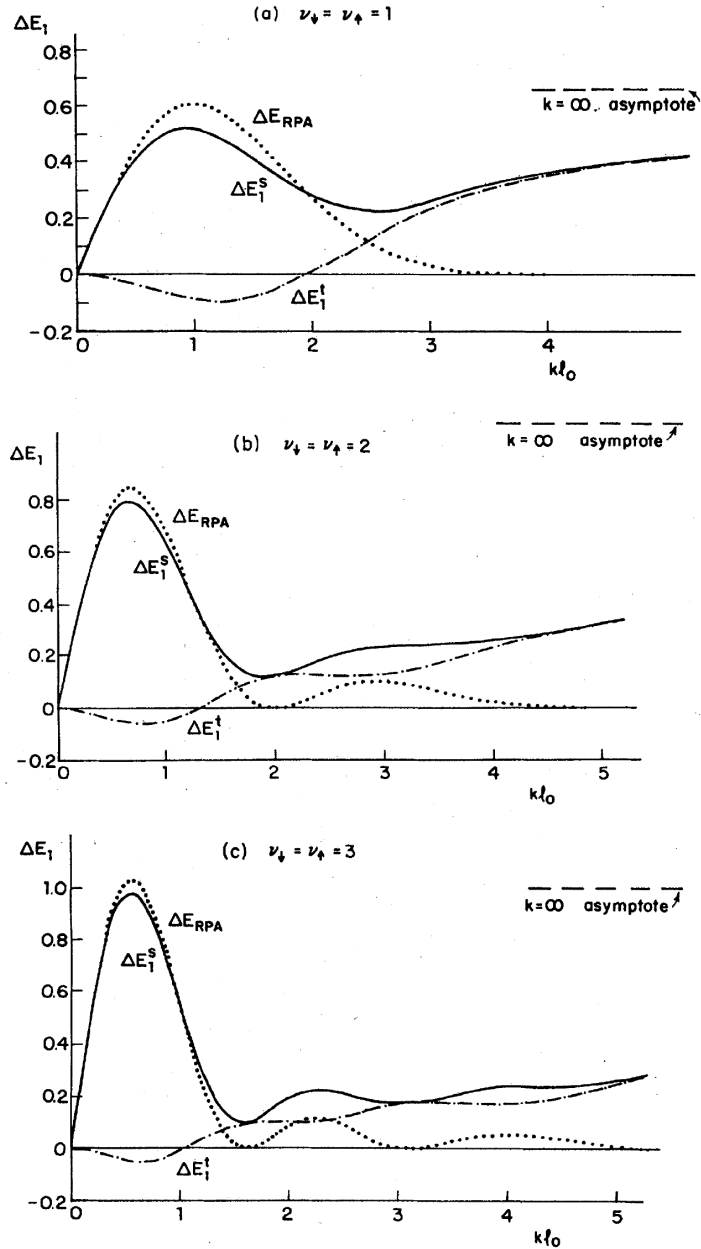


Рисунок 1.6: Кулоновский вклад в энергии синглетной (сплошная линия) и триплетной (штрихпунктирная линия) мод при $m = 1$ и $\nu = 2(a)$, $\nu = 4(b)$, $\nu = 6(c)$ в единицах $e^2/\epsilon\ell_B$. Пунктирной линией показана энергия синглетной моды, рассчитанная в приближении случайных фаз [13].

бодных мест на верхнем уровне, однако при $\nu_{\downarrow} = \nu_{\uparrow} + 1$ в спектре существует возбуждение с переворотом спина. Такое возбуждение называется спиновой экситон (SE). В пределе малых импульсов SE имеет квадратичную дисперсию, а при $k = 0$ его энергия равна Зеемановскому расщеплению спиновых подуровней $E_{SE} = g\mu_B B + \alpha k^2$ (см. рис. 1.8). При больших импульсах энергия данной моды выходит на асимптоту, определяемую обменным взаимодействием.

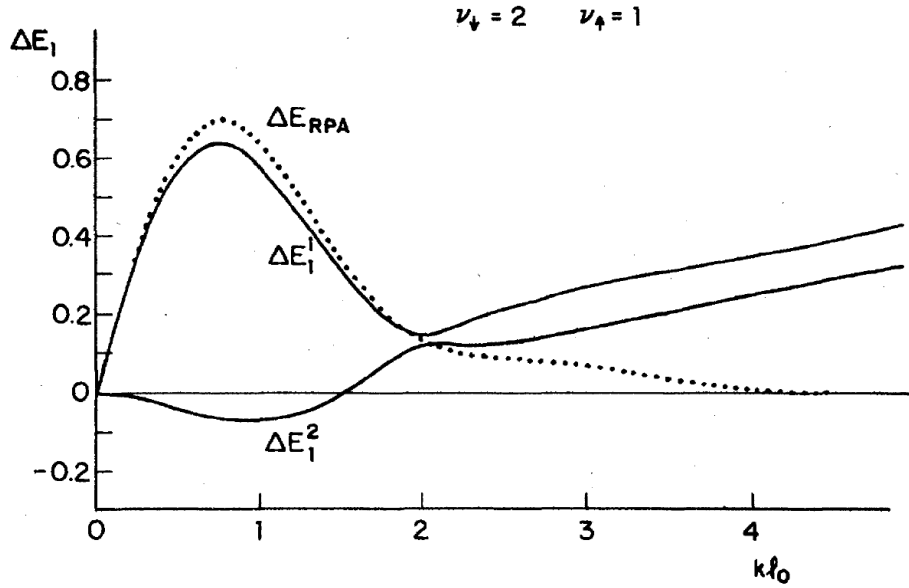


Рисунок 1.7: Кулоновский вклад в энергии плазменных мод при $m = 1$ и $\nu_{\downarrow} = 2, \nu_{\uparrow} = 1$ в единицах $e^2/\epsilon l_B$. Пунктирной линией показана энергия, рассчитанная в приближении случайных фаз [13].

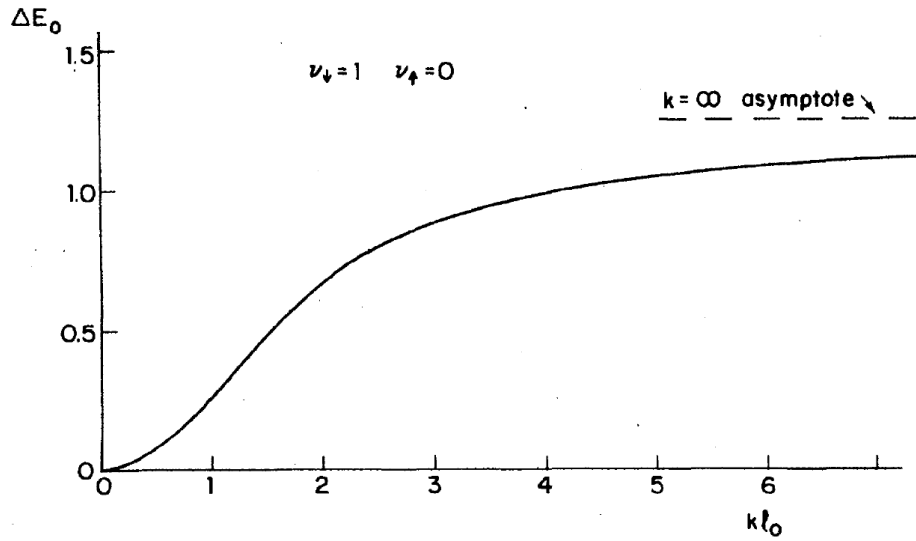


Рисунок 1.8: Кулоновский вклад в энергию спинового экситона $m = 0, \nu_{\downarrow} = 1, \nu_{\uparrow} = 0$ в единицах $e^2/\epsilon l_B$ [13].

Спиновой экситон и магнитоплазмон являются долгоживущими возбуждениями, а при малых импульсах и отсутствии примесных потенциалов рассеяния эти моды имеют бесконечное время жизни, так как в системе больше нет состояний с теми же квантовыми числами, на которые бы могли разложиться данные возбуждения. Для прочих возбуждений с изменением проекции спина, таких как CSFE и возбуждения с $m > 1$, существуют значительные каналы распада,

что приводит к уменьшению их времени жизни и затрудняет детектирование этих магнитоэкситонов в оптических экспериментах.

1.3 Изменение спиновой поляризации основного состояния в режиме КЭХ

В невзаимодействующей ДЭС в магнитном поле внутри одной подзоны размерного квантования спектр состояний электрона определяется двумя энергетическими параметрами. Первый - это циклотронная энергия $\hbar\omega_c$, которая разделяет между собой уровни Ландау и зависит только от нормальной компоненты магнитного поля к плоскости ДЭС. Вторым параметром - это Зеемановское расщепление уровней Ландау на два спиновых подуровня $E_z = g^*\mu_B B$. В отличие от циклотронной энергии Зеемановское расщепление зависит от полного магнитного поля. Изменяя соотношение между этими энергиями, можно добиться условия пересечения спиновых подуровней, что приведет к изменению спиновой поляризации основного состояния ДЭС. Это условие выполнится, если энергия Зеемана будет кратна циклотронной:

$$\frac{E_z}{\hbar\omega_c} = \frac{g^*m^*/m_0}{2 \cdot \cos\theta} = i, \quad (1.27)$$

где i - целое положительное число, θ - угол между нормалью к ДЭС и магнитным полем (см. рис. 1.9 (а)). Из этой формулы видно, что спиновая конфигурация зависит от двух параметров: спиновая восприимчивость g^*m^* и угол наклона ДЭС относительно магнитного поля. Однако, если в системе присутствует межчастичное взаимодействие, то на конфигурацию основного состояния будет влиять еще и Кулоновская корреляционная энергия. Данный факт можно учесть в формуле (1.27) через введение перенормированной спиновой восприимчивости g^*m^* , которая будет зависеть от межчастичного взаимодействия. Таким образом, добиться изменения спиновой поляризации основного состояния в режиме КЭХ можно двумя способами: либо увеличивая межчастичное взаимодействие, либо изменяя угол наклона θ .

Схематически пересечение спиновых подуровней изображено на рисунке 1.9 (b), оно происходит при так называемых углах совпадения (“coincidence

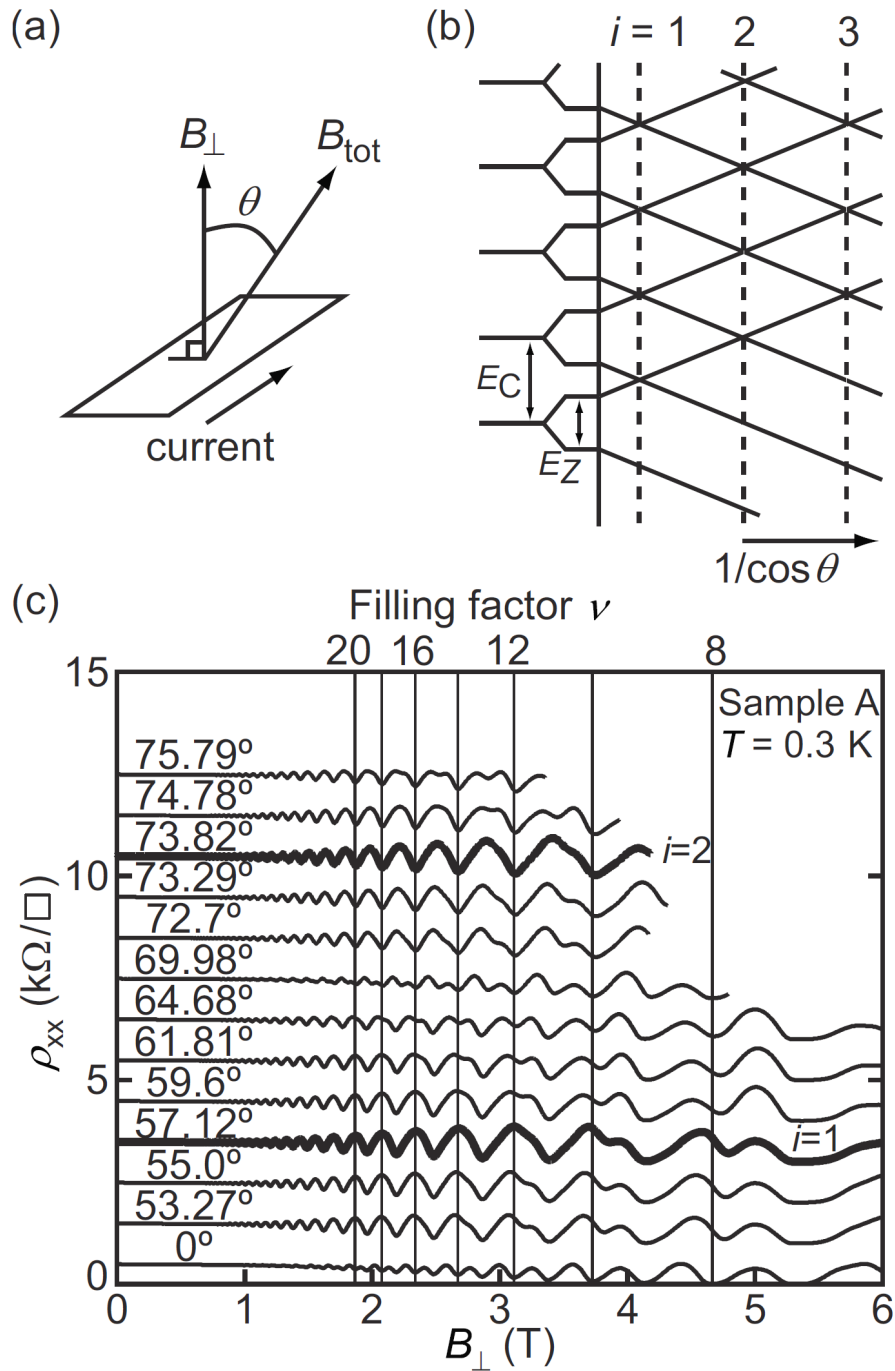


Рисунок 1.9: (a) Схема эксперимента в наклонном магнитном поле. (b) Схема пересечения спиновых подуровней Ландау. (c) Зависимость продольного удельного сопротивления от нормального магнитного поля при различных углах наклона. На верхней оси приведены соответствующие факторы заполнения. Кривые, относящиеся к углам совпадения с индексами $i = 1$ и 2 , показаны жирными линиями [11].

angles”) и приводит к изменению спинового упорядочения с парамагнитного на энергетически более выгодное ферромагнитное. Впервые данное явление наблюдалось в работе [37] на образцах GaInAs/InP по увеличению продольного

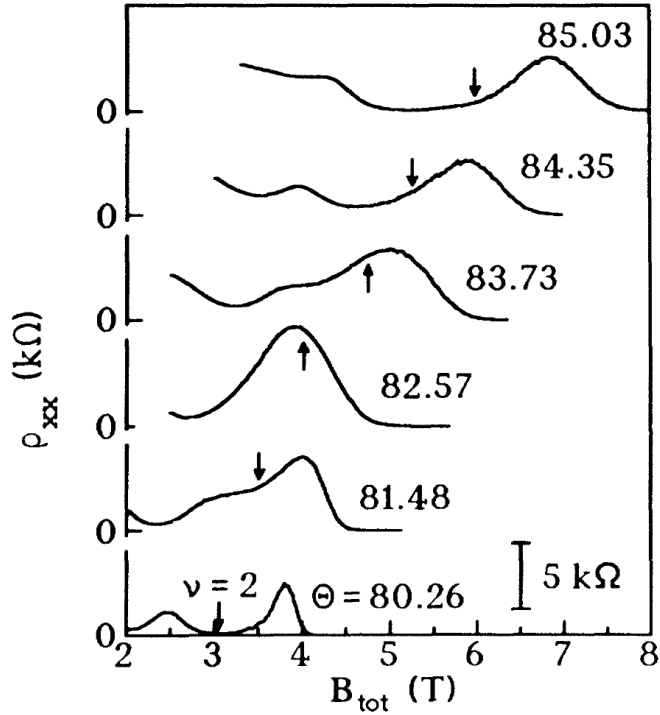


Рисунок 1.10: Увеличение удельного продольного сопротивления на факторе заполнения $\nu = 2$ при пересечении спиновых подуровней Ландау для гетероструктуры GaInAs/InP [37].

сопротивления на факторе заполнения $\nu = 2$ (см. рис. 1.10), которое вызвано исчезновением энергетической щели над основным состоянием в условиях вырождения двух спиновых подуровней. Позже тот же эффект наблюдался в ДЭС на основе ZnO [11] (см. рис. 1.9 (с)). В работе [9] при пересечении спиновых подуровней наблюдалось формирование доменов противоположных фаз (с ферромагнитным спиновым упорядочением и с парамагнитным), детектирование которых осуществлялось по острым пикам в зависимости продольного сопротивления от магнитного поля (см. рис. 1.11 (а)). Данная особенность проявляется из-за рассеяния тока на стенках доменов. Как и в работе [11] при пересечении спиновых подуровней наблюдалось увеличение сопротивления на целочисленных факторах заполнения (см. рис. 1.11 (b)).

В случае ферромагнитного перехода при вырождении спиновых подуровней устойчивость фазы определяется устойчивостью доменной структуры. Как было показано в работе [38], энергия формирования доменных стенок имеет Кулоновский характер $E_{dw} \approx 0.01e^2/\epsilon l_B$. Повышая температуру ДЭС, можно добиться условия разрушения доменной структуры. В работе [39] данный эффект наблюдался по уменьшению амплитуды острых пиков продольного со-

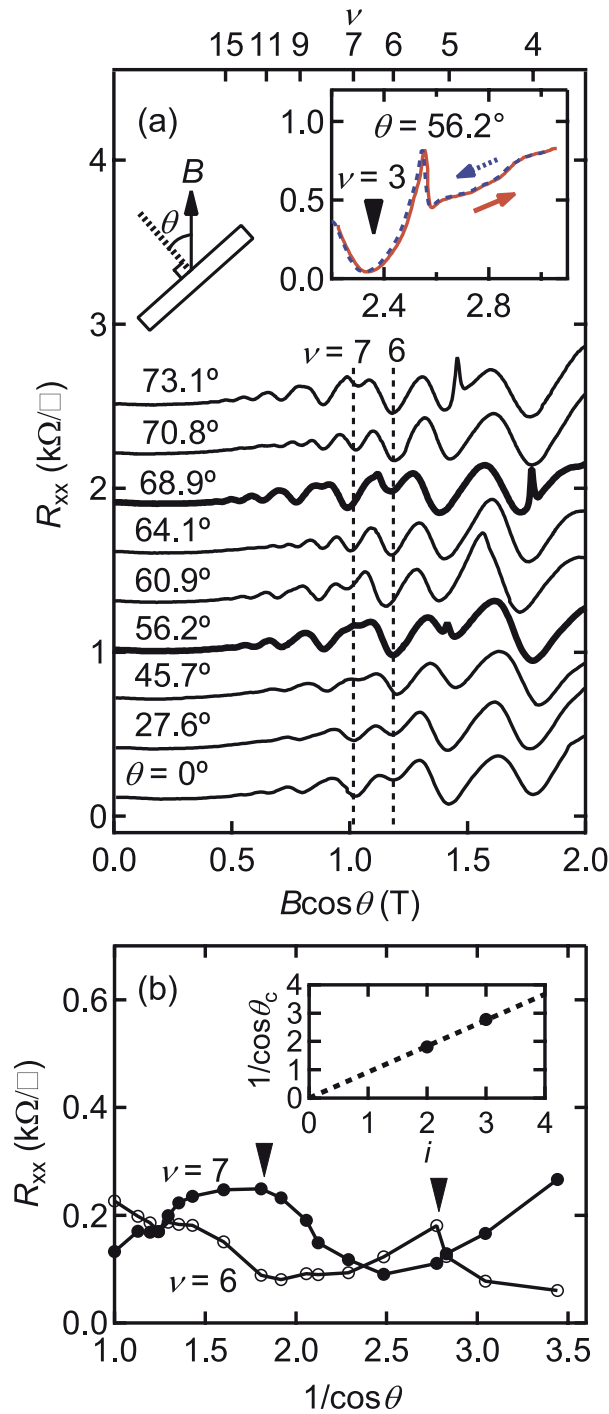


Рисунок 1.11: (а) Зависимость продольного сопротивления от нормального магнитного поля при различных углах наклона. На верхней оси приведены соответствующие факторы заполнения. Кривые, относящиеся к углам совпадения с индексами $i = 2$ и 3 , показаны жирными линиями, на вставке приведены измерения при увеличении (красная линия) и уменьшении (синий пунктир) поля для демонстрации отсутствия гистерезиса. (б) Зависимость продольного сопротивления как функция $1/\cos \theta$ для $\nu = 6$ (светлые кружки) и $\nu = 7$ (темные кружки). На вставке показана зависимость $1/\cos \theta_c$ от порядка совпадения (i), где θ_c - угол совпадения. Пунктиром проведена линейная аппроксимация данных. [9].

противления, таким способом была определена температура Кюри ферромагнитной фазы.

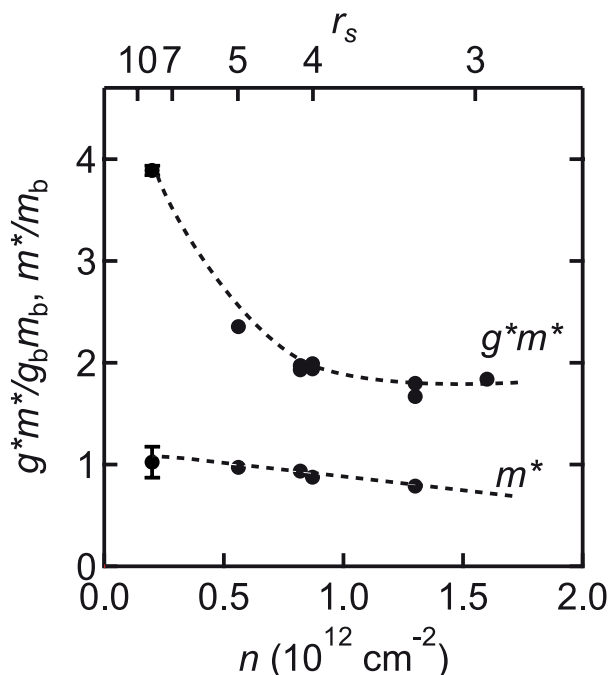


Рисунок 1.12: Зависимости эффективных спиновой восприимчивости и массы от концентрации электронов в ДЭС, верхняя ось отображает соответствующие значения параметра r_s [9].

Важным параметром, характеризующим взаимодействие в системе, является эффективная спиновая восприимчивость (g^*m^*), ее можно вычислить из зависимости угла наклона от порядка совпадения i (см. вставку на рис. 1.11 (b)). С уменьшением концентрации электронов в ДЭС данная величина сильно возрастает (см. рис. 1.12), что связано с увеличением обменной энергии. При этом высокое межчастичное взаимодействие не влияет на эквидистантность уровней Ландау, т.е. эффективная спиновая восприимчивость и эффективный g-фактор не зависят от магнитного поля или фактора заполнения, что следует из линейной зависимости g^*m^* от $1/\cos\theta$ (см. вставку на рис. 1.11 (b)).

В рассмотренных транспортных работах для описания ферромагнитного перехода используется феноменологическая модель пересечения спиновых подуровней, описываемая одночастичным выражением (1.27). Применение данной модели к сильнокоррелированным ДЭС не может быть полностью оправдано, поскольку строгий подход должен учитывать межчастичное взаимодействие. Микроскопический механизм для описания такого фазового перехода может быть выявлен при анализе спектра коллективных возбуждений (см. 4.2).

1.4 Гетероструктуры ZnO/MgZnO

В последние десятилетия значительное внимание в области полупроводниковой физики привлекают к себе широкозонные структуры типа $A^{II}B^{VI}$ как с прикладной точки зрения, так и с точки зрения исследований фундаментальных явлений. Ранее наиболее перспективными структурами данного типа считались гетеропереходы на основе ZnSe. Однако позже с прогрессом в методах изготовления объемных монокристаллов ZnO и гетероструктур на его основе все большее внимание стали привлекать к себе ДЭС $ZnO/Mg_xZn_{1-x}O$. Высококачественные монокристаллы ZnO выращиваются методами газового транспорта и гидротермальными методами [40–42]. Только в начале 2000-х годов удалось достичь достаточного качества, размера и атомной гладкости подложек для выращивания тонких пленок на их поверхностях [43]. Объемный кристалл ZnO имеет гексагональную кристаллическую структуру вюрцита (см. рис. 1.13). В этой кристаллической структуре Zn смещен из центра октаэдра, а кислород расположен в вершинах. Кристалл не обладает инверсионной симметрией, что обуславливает большую спонтанную поляризацию вдоль кристаллического направления [0001].

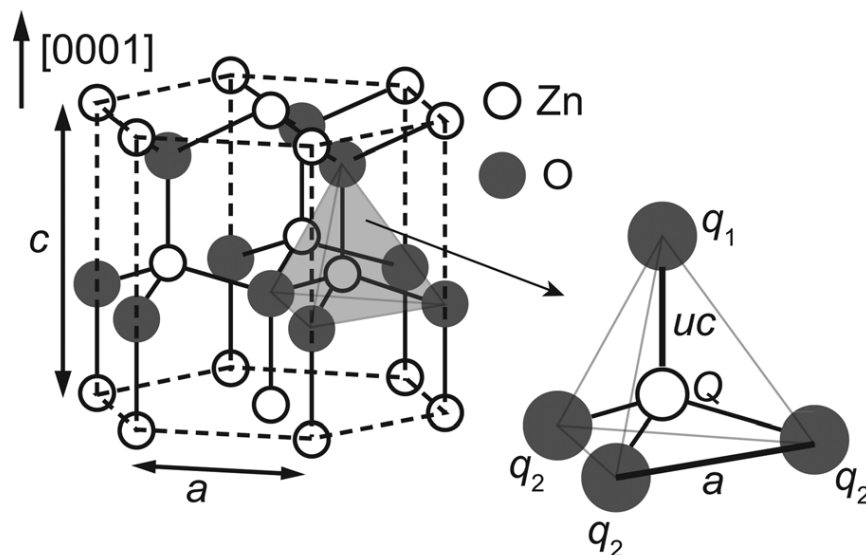


Рисунок 1.13: Кристаллическая структура ZnO [43]

Высококачественные гетеропереходы $ZnO/Mg_xZn_{1-x}O$ изготавливаются методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ). Данный метод заключается в последовательном напылении тонких слоев ZnO и MgZnO на подложку из объемного кристалла ZnO, он позволяет создавать высококачественные пленки

и интерфейсы с минимальными загрязнениями, дефектами и беспорядком [43]. Схематически данная структура представлена на рисунке 1.14.

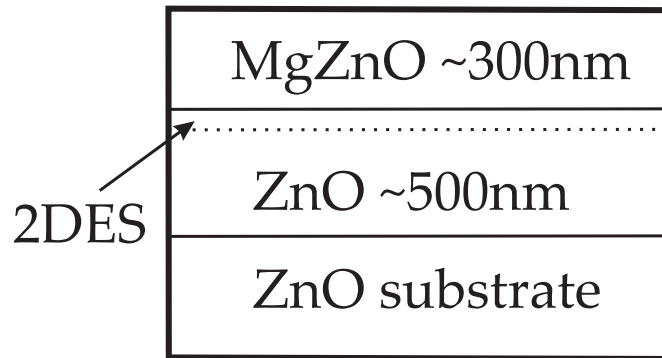


Рисунок 1.14: Схематическое изображение гетероструктуры ZnO/MgZnO

При использовании молекулярно-лучевой эпитаксии и монокристаллических подложек ZnO плотность остаточных примесей и дефектов может быть значительно снижена, а оптические и транспортные свойства пленок и гетероструктур $ZnO/Mg_xZn_{1-x}O$ значительно улучшены. С точки зрения электронных устройств данные ДЭС являются перспективными для квантовых устройств из-за высокой подвижности электронов ($\mu \sim 10^6$ см²/В·с см. рис. 1.15. [44]), широкой запрещенной зоны ($E_g \sim 3.37$ эВ) и сильного эффекта межчастичных корреляций.

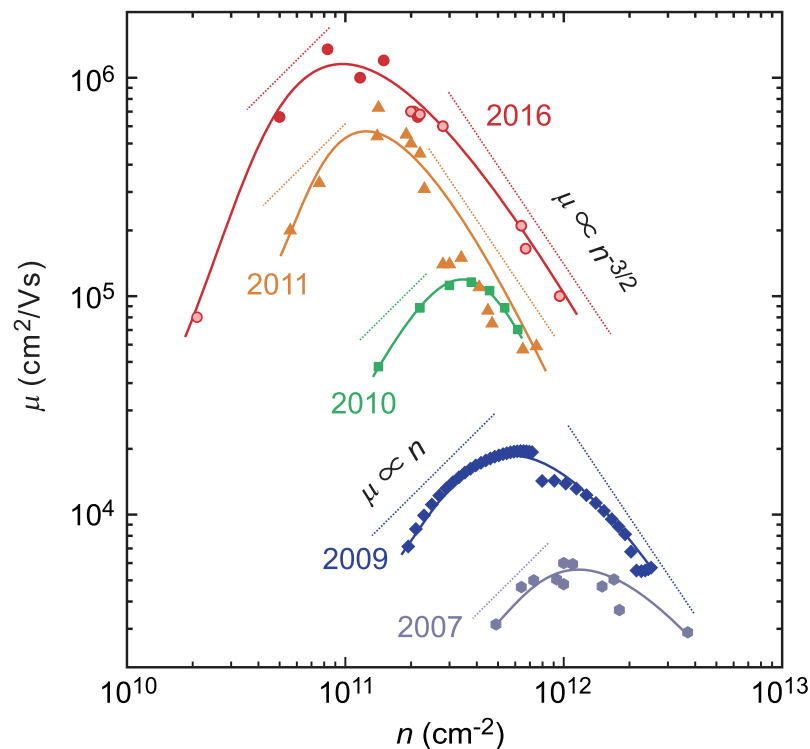


Рисунок 1.15: Подвижность в зависимости от концентрации электронов в ДЭС на разных этапах развития производства гетероструктур ZnO/MgZnO [44]

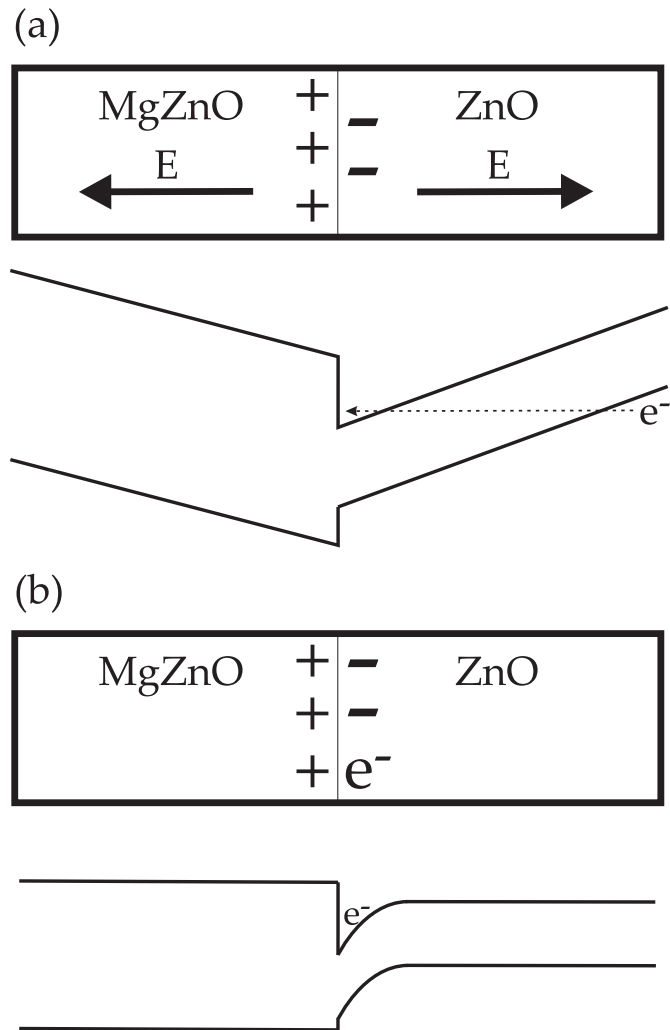


Рисунок 1.16: Формирование двумерного канала в гетероструктуре ZnO/MgZnO. (a) Схематически показана зонная диаграмма до компенсации заряда в гетеропереходе, (b) - после компенсации.

Формирование двумерного канала в данных структурах происходит из-за скачка в спонтанной поляризации на границе раздела между ZnO и $Mg_xZn_{1-x}O$, который приводит к наклону энергетических зон (см рис. 1.16 (a)). Таким образом электроны из валентной зоны имеют возможность туннелировать в зону проводимости, а экранировка ими некомпенсированного заряда гетероинтерфейса приводит к частичному выпрямлению зон (рис. 1.16 (b)). В результате образуется ограничивающий потенциал, который и составляет профиль двумерного канала. Величина скачка спонтанной поляризации ΔP и, следовательно, концентрации электронов n в ДЭС зависит от доли магния x в структуре $Mg_xZn_{1-x}O$, данные зависимости (теоретическая для $\Delta P/e$ и экспериментальная для n) представлены на рисунке 1.17 [43].

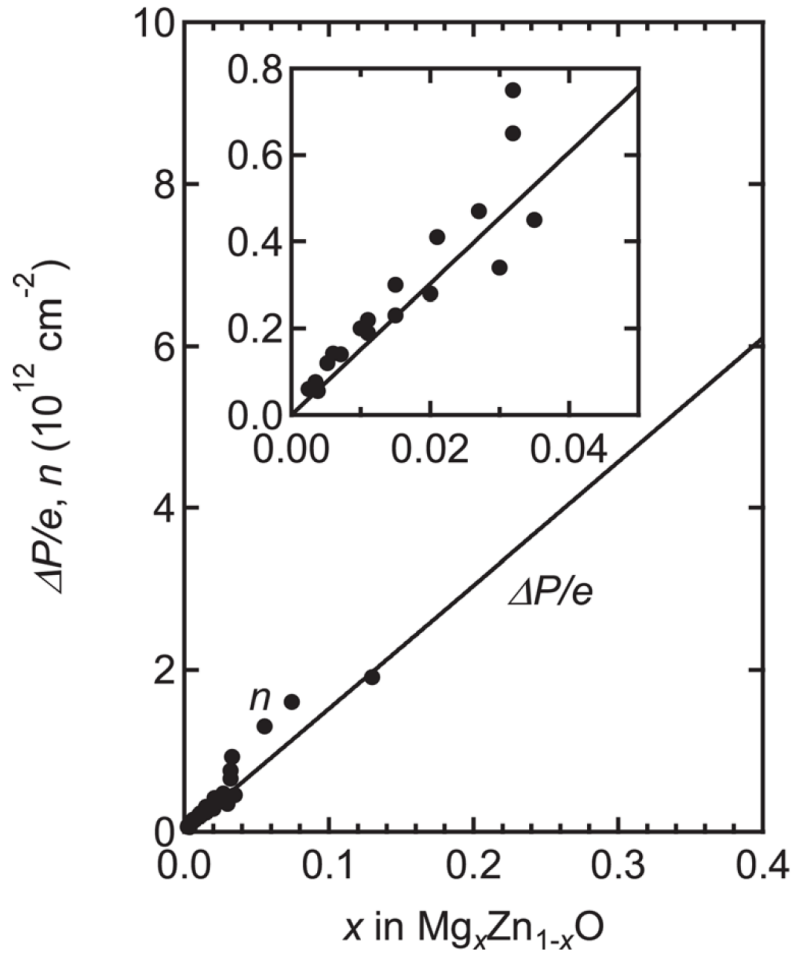


Рисунок 1.17: Зависимости скачка спонтанной поляризации (теоретическая - сплошная линия) и концентрации электронов в ДЭС (экспериментальная - черные точки) от доли магния x в структуре $ZnO/Mg_xZn_{1-x}O$. На вставке крупнее показан диапазон x от 0.00 до 0.05 [43].

Межчастичное взаимодействие в ДЭС характеризуется безразмерным параметром Вигнера-Зейтца равным межчастичному расстоянию в единицах Боровского радиуса $r_s = \frac{e^2 m^*}{\hbar^2 \epsilon \sqrt{\pi n_s}}$, где n_s - концентрация электронов в ДЭС. В высококачественных гетероструктурах GaAs/AlGaAs, в которых ранее был изучен наиболее широкий спектр коллективных явлений, при концентрации электронов в ДЭС $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ параметр $r_s \sim 1$. Структуры на основе ZnO обладают меньшей диэлектрической проницаемостью ($\epsilon \approx 8.5$) и большей эффективной массой электронов в зоне проводимости ($m^* \approx 0.3m_0$) по сравнению со структурами GaAs/AlGaAs, вследствие чего радиус Вигнера-Зейтца в этих структурах при той же концентрации достигает значения $r_s \sim 10$. Столь значительное увеличение r_s в сочетании с высокой подвижностью электронов в ДЭС делает эти структуры перспективными с точки зрения наблюдения эффектов вызванных

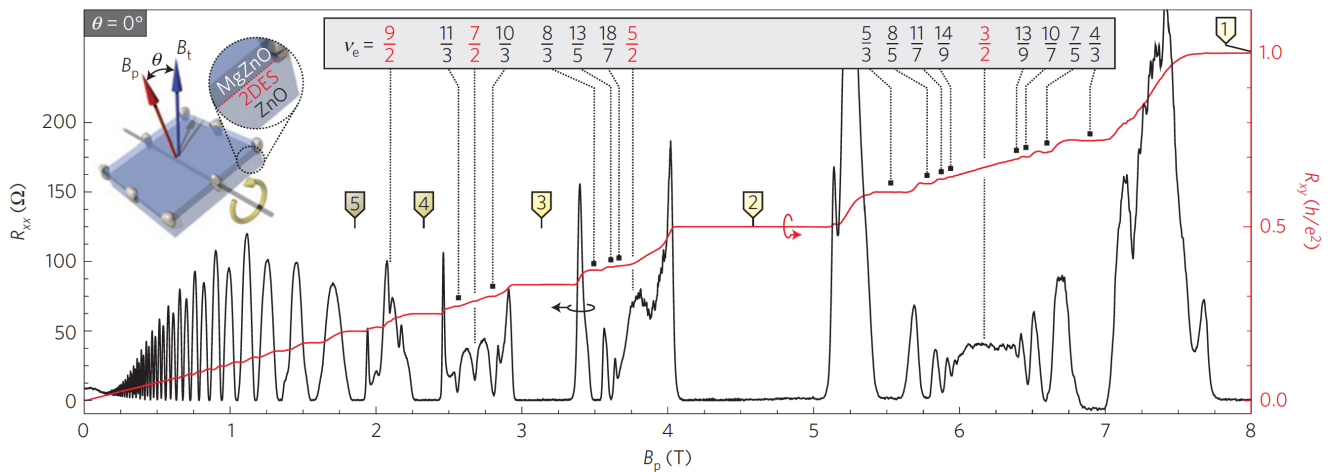


Рисунок 1.18: Зависимость продольного и поперечного сопротивления от магнитного поля в режиме дробного квантового эффекта Холла [10].

межчастичным взаимодействием. Так, ранее в системах ZnO/MgZnO наблюдался дробный квантовый эффект Холла [10], который возникает в высококачественных двумерных электронных системах, находящихся в магнитном поле при низкой температуре, когда фактор заполнения ν принимает рациональное значение. Помимо привычных дробных факторов заполнения с нечетными знаменателями в данной работе были обнаружены экзотические слабоустойчивые состояния с четными знаменателями - $\nu = 3/2, 7/2, 9/2$ (см. рис. 1.18), которые потенциально могут быть значимы для топологических квантовых вычислений.

Сильное межчастичное взаимодействие позволило наблюдать Стонеровскую неустойчивость [9, 11] в гетероструктурах ZnO/MgZnO, которая проявляется как фазовый переход при некоторых факторах заполнения и определенном соотношении между Зеемановской и циклотронной энергиями. Как было сказано в предыдущей главе, их отношения можно регулировать, изменяя угол наклона относительно ДЭС. Также условий перехода можно добиться, понижая концентрацию двумерных электронов и тем самым увеличивая эффективную спиновую восприимчивость. Таким образом, Стонеровскую неустойчивость возможно наблюдать при нормальной ориентации образца относительно магнитного поля.

В приведенных выше работах не рассматривается микроскопический механизм формирования ферромагнитной фазы, однако он может быть установлен при анализе спектра коллективных возбуждений. Как было сказано в разделе 1.1.2, для учета влияния нелокальности волновых функций электронов в

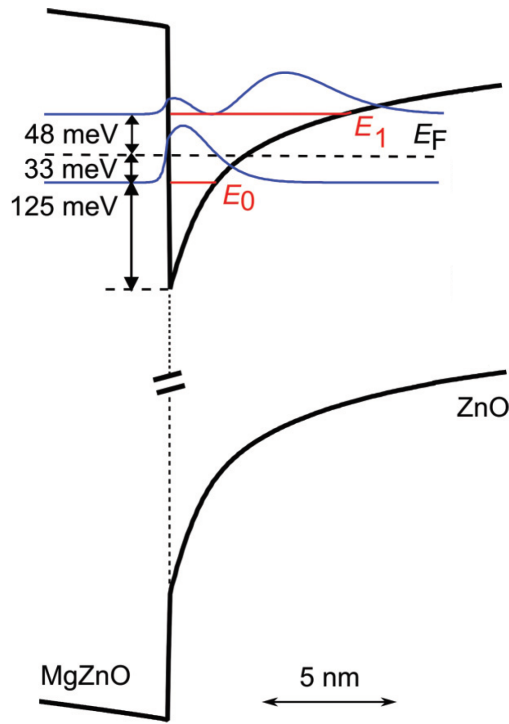


Рисунок 1.19: Зонная диаграмма и волновые функции электронов на двух нижайших подуровнях размерного квантования, найденные при самосогласованном решении уравнений Шредингера и Пуассона для гетероструктуры ZnO/MgZnO с концентрацией $n_s = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [45]

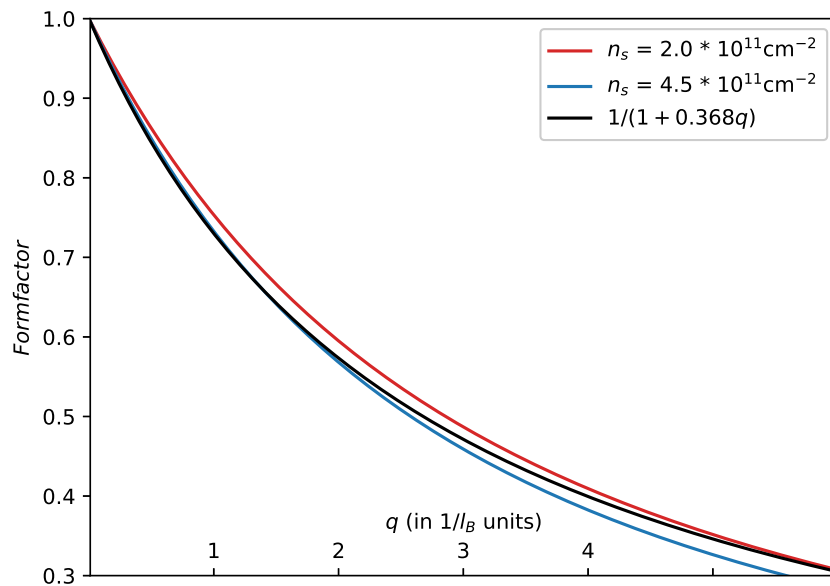


Рисунок 1.20: Геометрический форм-фактор для структур ZnO/MgZnO с концентрациями $n_s = 2.0$ и $4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и аппроксимация функцией $F(q) = 1/(1 + 0.368q)$ [46]

направлении роста гетероструктур на межчастичное Кулоновское взаимодействие, определяющее спектр коллективных возбуждений, требуется ввести гео-

метрический формфактор. На рисунке 1.19 представлены результаты расчета волновых функций основной и первой возбужденной подзон размерного квантования для ДЭС с концентрацией $n_s = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [45]. Зная огибающую волновой функции электронов в основном состоянии, можно вычислить формфактор ДЭС (см. выражение 1.10). Результаты расчета геометрического формфактора для структур ZnO/MgZnO с актуальными значениями концентраций $n_s = 2.0$ и $4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ приведены в работе [46](см. рис. 1.20), где волновые функции электронов были найдены с помощью численного самосогласованного решения одномерных уравнений Пуассона и Шредингера. Из рисунка 1.20 видно, что хорошей аппроксимацией для форм-фактора ДЭС с концентрацией в данном диапазоне служит функция $F(q) = 1/(1 + 0.368q)$.

Глава 2

Образцы и экспериментальная методика

2.1 Метод неупругого рассеяния света

Спектр коллективных возбуждений в ДЭС исследовался методом неупругого рассеяния света (НРС). Данный метод может быть проиллюстрирован при рассмотрении задачи рассеяния света на системе свободных электронов [47].

Гамильтониан взаимодействия внешнего электромагнитного поля фотонов с системой электронов можно получить заменой оператора импульса $\vec{p} \rightarrow \vec{p} + e\vec{A}/c$, здесь заряд электронов равен $-e$, а \vec{A} - векторный потенциал электромагнитного поля световой волны. Тогда гамильтониан электронов в зоне проводимости рассматриваемой структуры, взаимодействующих с фотонами, может быть записан как:

$$H = \sum_i \left(\frac{\vec{p}_i^2}{2m^*} + \sum_{j < i} V(\vec{r}_i, \vec{r}_j) \right) + \sum_i \left(\frac{e}{m^*c} \vec{p}_i \cdot \vec{A}_i + \frac{e^2}{2m^*c^2} \vec{A}_i^2 \right), \quad (2.1)$$

здесь суммирование ведется по всем электронам системы. Левая сумма представляет собой гамильтониан взаимодействующей системы электронов без электромагнитного поля, а правая сумма - гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия. Калибровка векторного потенциала выбрана так, что $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_i = 0$, или $\vec{p}_i \cdot \vec{A}_i = \vec{A}_i \cdot \vec{p}_i$. Гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия играет

ключевую роль в рассматриваемой задаче, в его состав входят два члена: первый член, пропорциональный $\vec{p}_i \cdot \vec{A}_i$ - линеен по полю и дает вклад в сечение рассеяния во втором порядке теории возмущения, второй член, пропорциональный \vec{A}_i^2 - квадратичен по полю и описывает процесс рассеяния в первом порядке теории возмущения. Квадратичный член не зависит от энергии возбуждающего излучения, а сечение рассеяния, которое он дает, имеет нерезонансный характер. Его величина пропорциональна квадрату классического радиуса электрона - $r_e = e^2/(mc^2) = 2.82 \cdot 10^{-13}$ см и по порядку величины равна сечению рассеяния Томсона. Напротив, сечение рассеяния, даваемое членами первого порядка, в явном виде зависит от энергии возбуждающих фотонов и имеет резонансный знаменатель для межзонных оптических переходов.

Векторный потенциал, действующий на i - ый электрон, можно представить в виде суммы падающей и рассеянной волн: $A_{in}\vec{e}_{in}e^{i(\vec{k}_{in}\cdot\vec{r}_i-\omega t)} + \text{э.с.} + A_{sc}\vec{e}_{sc}e^{i(\vec{k}_{sc}\cdot\vec{r}_i-\omega t)} + \text{э.с.}$, здесь \vec{e}_{in} и \vec{e}_{sc} - единичные векторы поляризации световых волн. Тогда дифференциальное сечение рассеяния света в приближении случайных фаз для нерезонансного случая будет иметь вид [48]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_e^2 \left(\frac{m}{m^*}\right)^2 \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}}\right)^2 (\vec{e}_{in} \cdot \vec{e}_{sc})^2 (1 + n_\omega) \frac{Im[\chi_0(\vec{q}, \omega)]}{|\epsilon_0(\vec{q}, \omega)|^2}, \quad (2.2)$$

где $n_\omega = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$, χ_0 - функция реакции плотность-плотность для невзаимодействующего электронного газа, ϵ_0 - диэлектрическая функция в приближении случайных фаз. Величина нерезонансного сечения рассеяния света оказывается крайне малой, что препятствует использованию данного метода на практике, поэтому в эксперименте использовалась методика резонансного рассеяния с энергией возбуждающих фотонов вблизи межзонных оптических переходов.

Для того, чтобы получить дифференциальное сечение рассеяния света в резонансном случае, необходимо рассмотреть линейный по \vec{A} член в гамильтониане электрон-фотонного взаимодействия. Тогда, во втором порядке теории возмущений оно принимает следующий вид:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}}\right)^2 \left\langle \sum_f |M_{fi}(\vec{q})|^2 \delta(\hbar\omega - E_f + E_i) \right\rangle, \quad (2.3)$$

здесь производится усреднение по всем начальным состояниям системы, а матричные элементы перехода $M_{fi}(\vec{q})$ имеют вид:

$$M_{fi}(\vec{q}) = \langle f | \sum_{\vec{k}} \gamma(\vec{k}) c_{\vec{k}}^{\dagger} c_{\vec{k}-\vec{q}} | i \rangle \quad (2.4)$$

здесь $c_{\vec{k}}^{\dagger}, c_{\vec{k}}$ - фермиевские операторы рождения и уничтожения соответственно. В общем случае коэффициенты $\gamma(\vec{k})$ имеют слишком сложный вид для применения их в вычислениях, однако при малых энергиях возбуждений $\omega_{in} \approx \omega_{sc}$, вблизи резонансных условий $\hbar\omega_{in} \approx E_g + E_c(k_F) - E_v(k_F)$ (здесь индексы v и c относятся к валентной зоне и зоне проводимости) их вид значительно упрощается [49]:

$$\gamma(\vec{q}) = (\vec{e}_{in} \cdot A \cdot \vec{e}_{sc}) \cdot \langle i | e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} | f \rangle + i(\vec{e}_{in} \times \vec{e}_{sc}) \cdot B \cdot \langle i | e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \hat{\sigma} | f \rangle, \quad (2.5)$$

где $\hat{\sigma}$ - матрицы Паули, A и B - тензорные коэффициенты с резонансными знаменателями:

$$A \approx I \left[1 + \frac{2P^2}{3m} \left(\frac{2E_g}{E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2} + \frac{E_g + \Delta_0}{(E_g + \Delta_0)^2 - (\hbar\omega_{in})^2} \right) \right], \quad (2.6)$$

здесь I - единичная матрица, $P = |\langle c | \vec{p} | v \rangle|$ - матричный элемент оператора импульса, Δ_0 - энергия спин-орбитального расщепления, если она значительно меньше величины запрещенной зоны E_g , то этот коэффициент принимает вид:

$$A \approx I \left[1 + \frac{2P^2 E_g}{m(E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2)} \right]. \quad (2.7)$$

Приведем теперь выражение для коэффициента B :

$$B \approx \frac{2P^2}{3m} \hbar\omega_{in} \left(\frac{1}{E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2} + \frac{1}{(E_g + \Delta_0)^2 - (\hbar\omega_{in})^2} \right), \quad (2.8)$$

отсюда видно, что в отличие от коэффициента A , B стремится к нулю при нулевой величине спин орбитального расщепления. Первый член в 2.5, содержащий A , связан с рассеянием на флуктуациях зарядовой плотности, так как он симметричен по поляризации падающего и рассеянного света. Второй, пропорциональный B , связан с рассеянием на спин-флип возбуждениях, которые

возможны в силу того, что состояния дырок в валентной зоне не являются собственными для оператора спина.

По своей форме эффективные гамильтонианы рассеяния света в нерезонансном случае и в резонансном на возбуждениях зарядовой плотности совпадают, если произвести в первом замену $(\vec{e}_{in} \cdot \vec{e}_{sc})$ на $(\vec{e}_{in} \cdot A \cdot \vec{e}_{sc})$. Следовательно, сечение рассеяния во втором случае будет определяться выражением 2.2 с соответствующей заменой. В случае же резонансного рассеяния на возбуждениях спиновой плотности сечение определяется выражением:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_e^2 q^2 \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}}\right)^2 |(\vec{e}_{in} \times \vec{e}_{sc}) \cdot B \cdot \vec{e}_\mu|^2 (1 + n_\omega) \text{Im}[\chi(\vec{q}, \omega)], \quad (2.9)$$

здесь \vec{e}_μ - единичный вектор в направлении x, y или z .

Для того, чтобы получить дифференциальное сечение рассеяния в двумерном случае, в полученных выше выражениях необходимо произвести замену функции реакции плотность-плотность $\chi(\vec{q}, \omega)$ на функцию реакции для ДЭС [20].

2.2 Постановка эксперимента

Для экспериментальных исследований использовались высококачественные гетероструктуры $ZnO/Mg_xZn_{1-x}O$, выращенные методом молекулярно - пучковой эпитаксии. Образцы отличаются долей x магния в слое $Mg_xZn_{1-x}O$, которая задает профиль двумерного канала и концентрацию носителей в ДЭС. Подвижность и плотность электронов в двумерном канале были установлены при низкотемпературных экспериментах магнитотранспортными и магнитооптическими методами. Параметры исследуемых в работе образцов приведены в таблице 2.1.

В экспериментах по НРС использовалась двухсветоводная методика. Один из световодов служил для оптического возбуждения ДЭС, второй - для детектирования сигнала рассеянного света. Преимуществом использования двух световодов является то, что второй световод выступает в роли предмонохроматора, который эффективно фильтрует упруго рассеянный свет от поверхности образца и неупруго рассеянный свет от возбуждающего световода.

Таблица 2.1: Параметры используемых гетероструктур ZnO/MgZnO

№	$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
254	1.1	?
259	1.8	?
244	2.3	400
427	2.8	427
426	3.5	410
448	4.5	250
466	4.8	250
302	6.5	200
479	11.2	80

Энергия возбуждений, детектируемых в эксперименте, определяется как разность энергий между возбуждающим и неупруго рассеянным фотонами, а импульс как разность их проекций импульсов на плоскость квантовой ямы (см. рис. 2.1):

$$q_{ex}^{\parallel} = 2\pi/\lambda_{in} \cdot \sin\theta_{in} + 2\pi/\lambda_{sc} \cdot \sin\theta_{sc} \quad (2.10)$$

Варьируя угол наклона световодов относительно поверхности образца удается изменять импульс в диапазоне от 0.2 до $2.0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$.

Резонансные условия для детектируемых спектральных линий НРС выполняются вблизи линий фотолюминесценции. Для того, чтобы их различить, измерения проводились при нескольких последовательных длинах волн возбуждающего излучения лазера. В такой постановке эксперимента на результирующих спектрах линии фотолюминесценции имели фиксированное положение, а линии НРС смещались параллельно линии лазера (см. рис. 2.2). Также измерения с изменением длины волны лазера использовались с целью поиска резонансных условий для спектральных линий исследуемых возбуждений. В большинстве случаев ширина резонансного контура для длины волны возбуждающего излучения, при которых в спектре наблюдались линии НРС, не превосходила 1Å . Несмотря на сложность реализации метода НРС, у него есть значительное преимущество, он позволяет напрямую зондировать энергии возбуждений

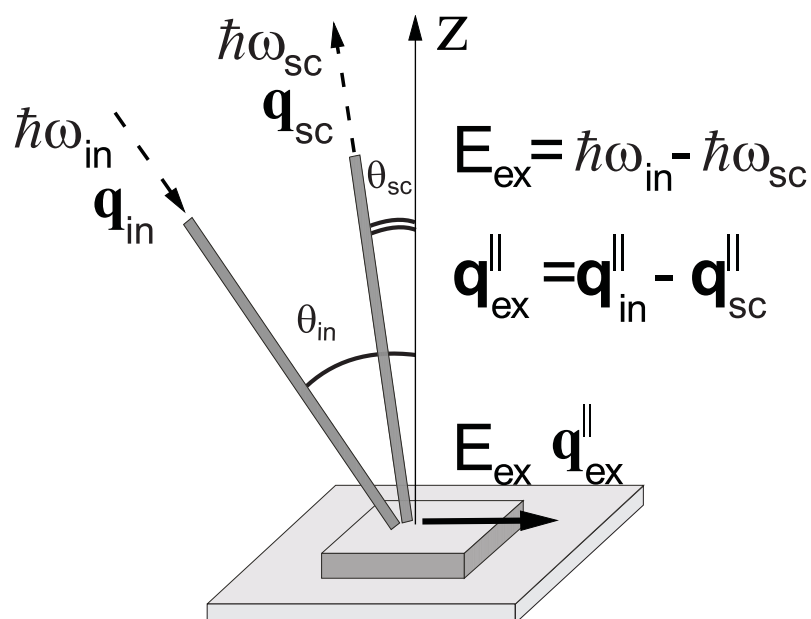


Рисунок 2.1: Схема измерения неупругого рассеяния света на ДЭС по двухсветоводной методике. Один световод служит для возбуждения системы фотонами с энергией $\hbar\omega_{in}$ и импульсом q_{in} , второй - собирает рассеянный свет с энергией $\hbar\omega_{sc}$ и импульсом q_{sc} , в результате в системе образуются возбуждения с энергией E_{ex} и импульсом q_{ex}^{\parallel}

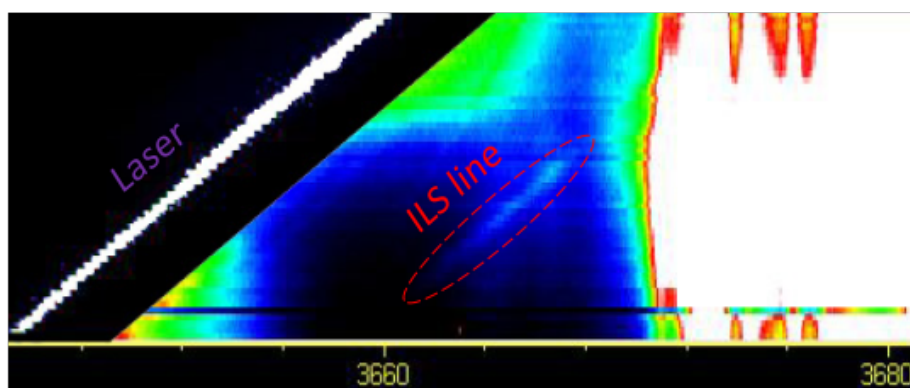


Рисунок 2.2: Спектр неупругого рассеяния света (ILS line) в эксперименте с изменением длины волны возбуждающего лазера

ДЭС и их дисперсию, а из-за малых значений передаваемого импульса, магнитоэкситоны обладают слабой восприимчивостью к остаточному беспорядку или примесям на масштабе длин, превосходящих магнитную длину.

Идентификация природы спектральных линий в нулевом магнитном поле происходила с использованием поляризационных правил отбора. Для этого при измерении спектров НРС на коллективных межподзонных возбуждениях проводились поляризационные тесты, в которых между образцом и концами накачивающего и собирающего световодов крепились два идентичных поляризатора

ра. В случае, когда поляризация возбуждающего излучения и рассеянного света совпадали, в спектре проявлялась линия возбуждения зарядовой плотности, и наоборот, когда поляризации были перпендикулярны, в спектре наблюдалась линия возбуждения спиновой плотности.

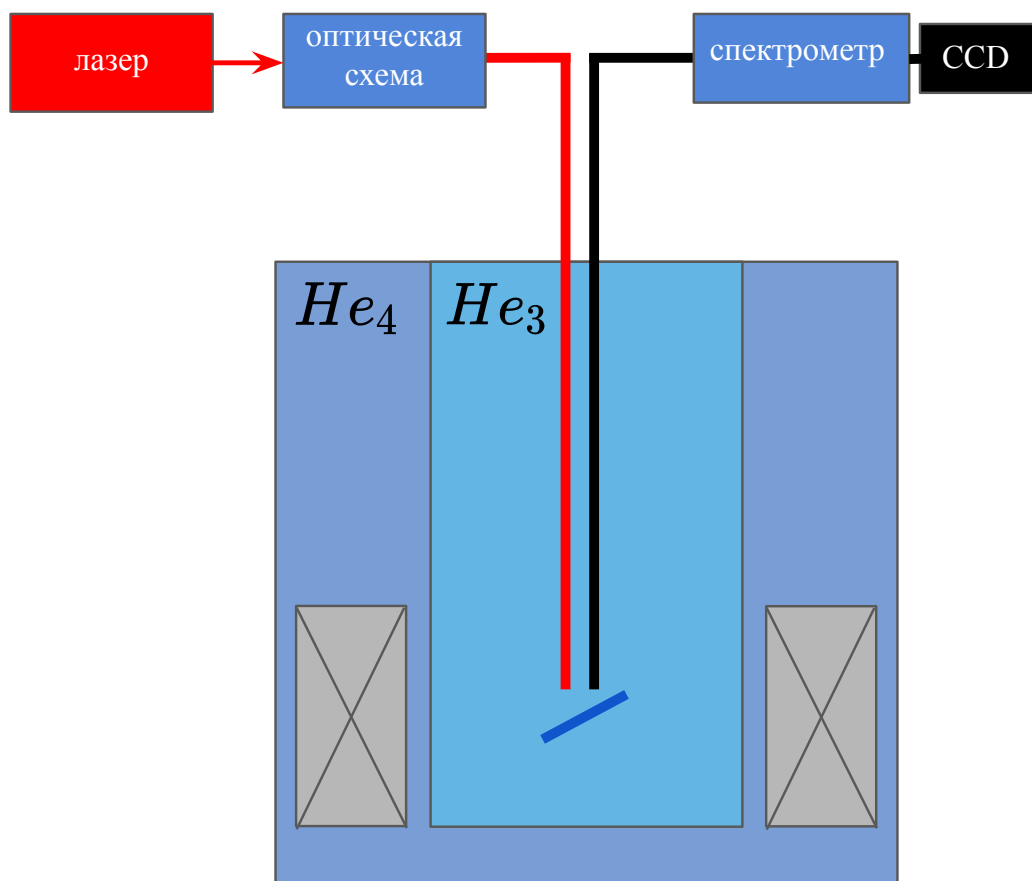


Рисунок 2.3: Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.3. Измерения проводились в криостате Oxford с откачкой паров He^3 при низких температурах в диапазоне $0.3 - 4.2K$. Для этого образец помещался в специальную герметичную вставку в полутораградусную камеру криостата. В данной вставке при откачке паров He^4 из камеры, конденсировался He^3 , а после откачки его паров температура достигает значения $0.3K$.

Криостат оснащен сверхпроводящим соленоидом, позволяющим достигать магнитные поля до 15 Т. Для изменения угла наклона между нормалью к ДЭС и магнитным полем образец крепился на подвижный столик. Данный угол измерялся по спектрам двумерной фотолюминесценции, которая имеет $1/B_{\perp}$ - периодические магнитнополевые осцилляции с экстремумами, соответствующими

целочисленным факторам заполнения (см. рис. 2.4) [50, 51]. Устанавливая значения B_{\perp} по спектрам $2D$ люминесценции, искомый угол вычислялся как угол между нормальной и полной компонентами магнитного поля. Точность измерения угла наклона данным методом составляет порядка $\sim 0.5^{\circ}$.

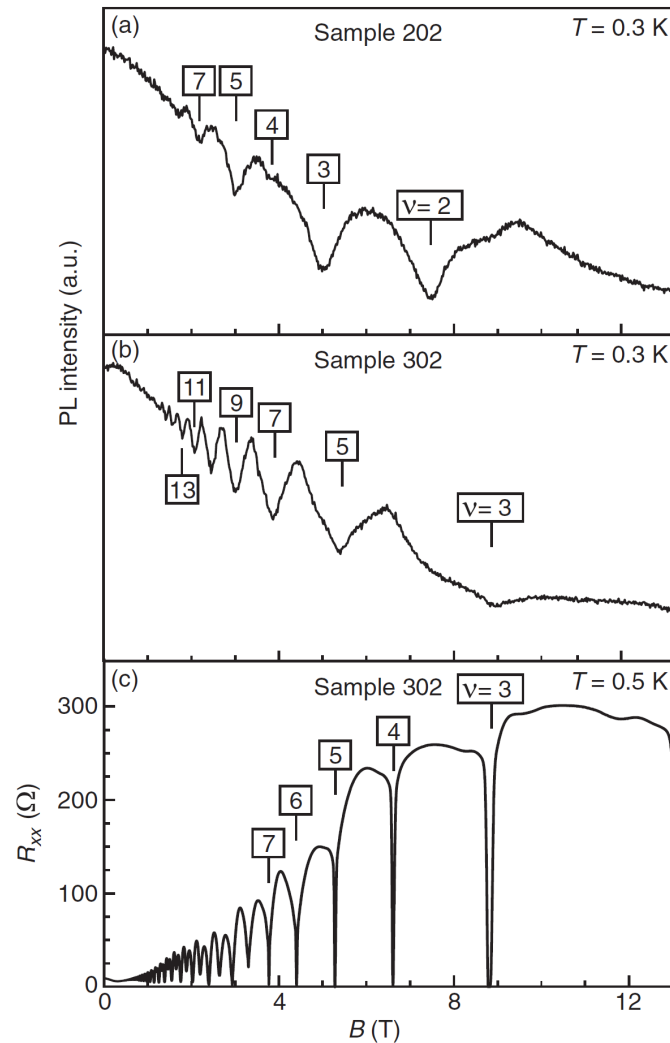


Рисунок 2.4: (a,b) Магнитнополевые осцилляции в спектре двумерной фотолюминесценции для двух различных образцов. Экстремумы осцилляций соответствуют целочисленным факторам заполнения. (c) Осцилляции Шубникова — де Гааза в продольном сопротивлении [51].

В качестве возбуждающего источника использовался перестраиваемый по длине волны титан-сапфировый лазер, работающий в диапазоне длин волн 720 - 780 нм в режиме непрерывного излучения с мощностью ~ 500 мВт. Поскольку ширина запрещенной зоны ZnO лежит в ультрафиолетовой области для получения резонансного надбарьерного возбуждения, требовалось удвоение частоты лазерного излучения. С этой целью использовался однопроходный удвоитель частоты на основе нелинейного кристалла ВВО. В результате накачка системы

осуществлялась в диапазоне длин волн 365 - 368 нм со спектральной шириной линии ~ 10 МГц. Мощность излучения составляла ~ 5 мкВт с характерным размером пучка ~ 1 мм, что исключало возможность перегрева системы [52].

Оптическая регистрирующая система состояла из одинарного спектрометра Monospec с линейной дисперсией $5 \text{ \AA}/\text{мм}$ (дифракционная решетка - 2400 шт/мм) и ПЗС камеры охлаждаемой жидким азотом. Разрешающая способность данной системы составляет 0.3 мэВ.

Глава 3

Спиновая поляризация в структурах ZnO/MgZnO в режиме КЭХ

Проблема спиновой поляризации ДЭС в режиме КЭХ является одной из наиболее обсуждаемых в физике конденсированного состояния. Скирмионный кристалл [53], спитекстурная жидкость [54, 55], Стонеровская неустойчивость [56] - далеко не полный список нетривиальных спиновых конфигураций в окрестности целочисленных факторов заполнения. Сложности в определении спинового упорядочения связаны с весьма ограниченным набором экспериментальных методик. Все они сложны как со стороны реализации, так и со стороны интерпретации полученных результатов [57, 58]. Несмотря на это, нельзя не отметить успехи в описании спиновой конфигурации ДЭС в окрестности ряда целочисленных факторов заполнения методами НРС [17]. Данный метод позволяет получить информацию об обменной энергии при измерении энергетических характеристик коллективных возбуждений. Применение метода НРС для описания спинового упорядочения в хорошо изученных структурах на основе GaAs имеет ряд ограничений. При отходе от целочисленных факторов заполнения время жизни внутривозонных возбуждений, чувствительных к спиновой поляризации, значительно падает, что делает невозможным провести корректный анализ локальной спиновой поляризации [18]. С другой стороны, рассмотрение межподзонных возбуждений не позволяет получить искомого результата ввиду

малости поправки к их энергии при изменении спиновой конфигурации [59]. Однако, в отличие от случая со структурами на основе GaAs, энергия межподзонных возбуждений в квантовых ямах ZnO/MgZnO значительно изменяется при переходе от спин-неполяризованного к спин-поляризованному состоянию ДЭС, следовательно, они могут выступать в качестве детектора спиновой поляризации.

3.1 Коллективные возбуждения в нулевом магнитном поле

Данный раздел посвящен изучению коллективных межподзонных возбуждений зарядовой (CDE - charge-density excitation) и спиновой (SDE - spin-density excitation) плотности в двумерном канале гетероструктур ZnO/MgZnO при нулевом магнитном поле. Как будет показано в разделе 2 этой главы, CDE может выступать в роли детектора спиновой поляризации ДЭС в режиме КЭХ.

На рисунке 3.1 (а) представлены оптические спектры, полученные для образца S426 при нескольких последовательных длинах волн возбуждающего лазера. Изменение длины волны лазера сопровождается аналогичным изменением в положении резонансно усиленной спектральной линии НРС на CDE (отмечено пунктиром), при этом линии люминесценции не меняют своего спектрального положения. Это свойство позволяет отличать линии НРС от люминесцентных. Как видно из рисунка, резонансное усиление линии CDE происходит при длинах волн порядка 3665 - 3667 Å, которое связано с пересечением некоторого оптического перехода в этом диапазоне. На вставке к рисунку 3.1 приведен спектр, на котором присутствуют линии НРС на континууме одночастичных межподзонных возбуждений (SPE - single-particle excitations) и CDE, однако последняя находится на границе резонансной области, что сказывается на ее слабом сигнале. Из-за большой спектральной ширины ~ 2 мэВ линия SPE имеет низкую интенсивность.

Как упоминалось выше, идентификация возбуждений CDE и SDE осуществлялась при помощи поляризационного теста. Как видно из рисунка 3.2(а),

спектральная линия НРС возникает, только если падающие и рассеянные фотоны имеют одинаковую поляризацию, это позволяет определить, что данная

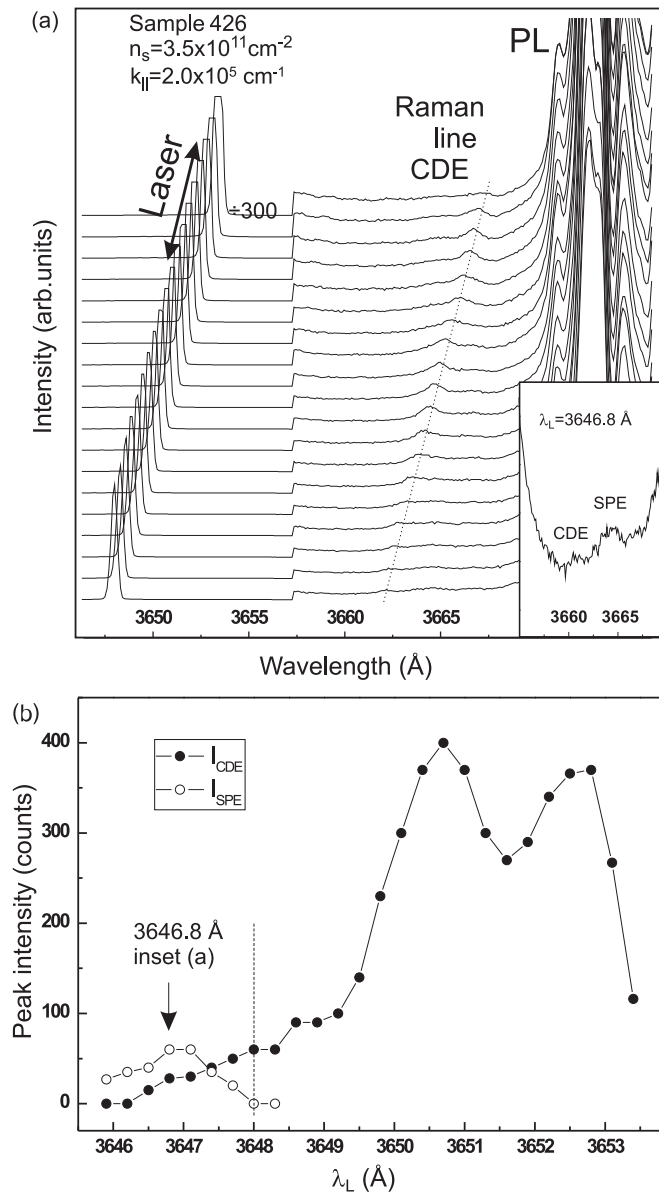


Рисунок 3.1: (а) Спектры НРС на CDE при нескольких последовательных длинах волн возбуждающего лазера, на вставке представлен спектр, на котором помимо спектральной линии CDE присутствует линия SPE. (б) Зависимость интенсивности линий CDE и SPE от длины волны возбуждающего лазера, стрелкой отмечена длина волны, соответствующая вставке на рисунке (а)

линия возникла в результате рассеяния на CDE. Напротив, на рисунке 3.2(b) линия возникает в случае конфигурации с перпендикулярным расположением поляризаторов, что свидетельствует об рассеянии света на SDE. Спектры на рисунках 3.2(a) и (б) были получены при различных длинах волн возбуж-

дающего лазера, поскольку данные возбуждения имеют разные резонансные условия.

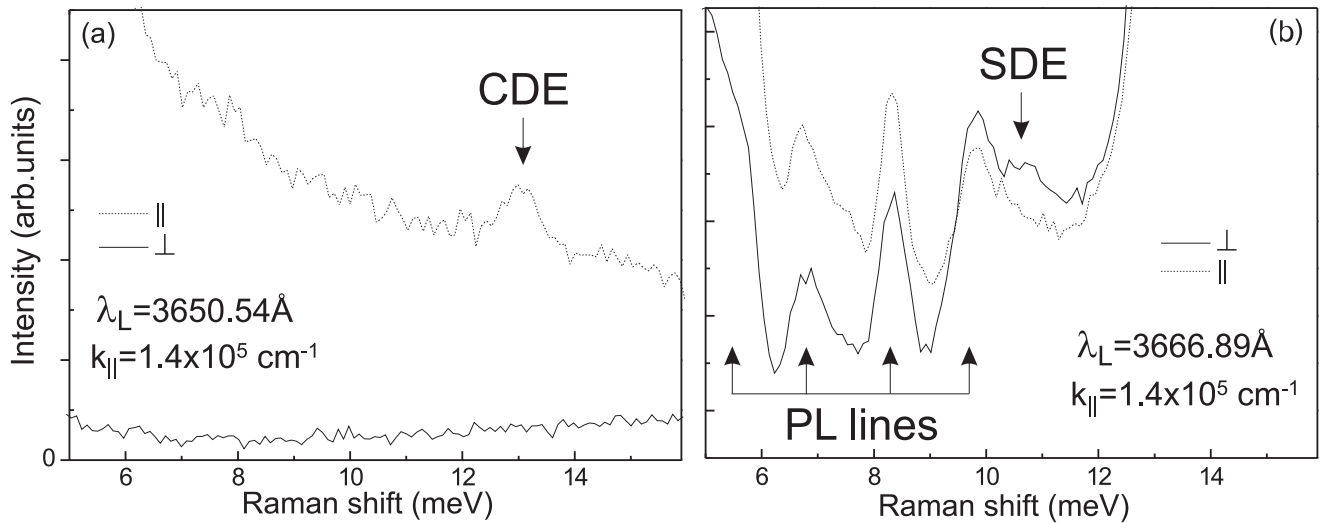


Рисунок 3.2: Спектры НРС, полученные при поляризационном тесте. (а) На спектре присутствует линия CDE при параллельном расположении поляризаторов, при перпендикулярном - отсутствует. (б) На спектре присутствует линия SDE при перпендикулярном расположении поляризаторов, при параллельном - отсутствует.

Перейдем к рассмотрению вопроса о дисперсии обнаруженных коллективных возбуждений. Схема передачи импульса от фотонов к возбуждениям ДЭС изображена на рисунке 3.3. В экспериментальных условиях импульс изменялся путем поворота световодов по отношению к нормали образца. На рисунке 3.3 отображена зависимость рамановского сдвига спектральных линий от импульса передачи для образца S426. Видно, что возбуждения CDE и SDE не имеют значительной дисперсионной зависимости (с точностью до разрешающей способности регистрирующей системы ~ 0.3 мэВ).

Помимо межподзонных коллективных возбуждений в спектре при нулевом магнитном поле также присутствует хорошо известное внутриподзонное коллективное возбуждение - 2D плазмон. В отличие от CDE и SDE данное возбуждение имеет существенную корневую дисперсию (см. рис. 3.4), что позволяет его идентифицировать и отличить от прочих возбуждений. На вставке к рисунку приведены спектры для двух крайних значений импульса, видно, что рамановский сдвиг спектральной линии рассеяния на плазмоне претерпевает значительное изменение при соответствующем изменении передаваемого импульса. На дисперсию 2D плазмона влияют два материальных параметра:

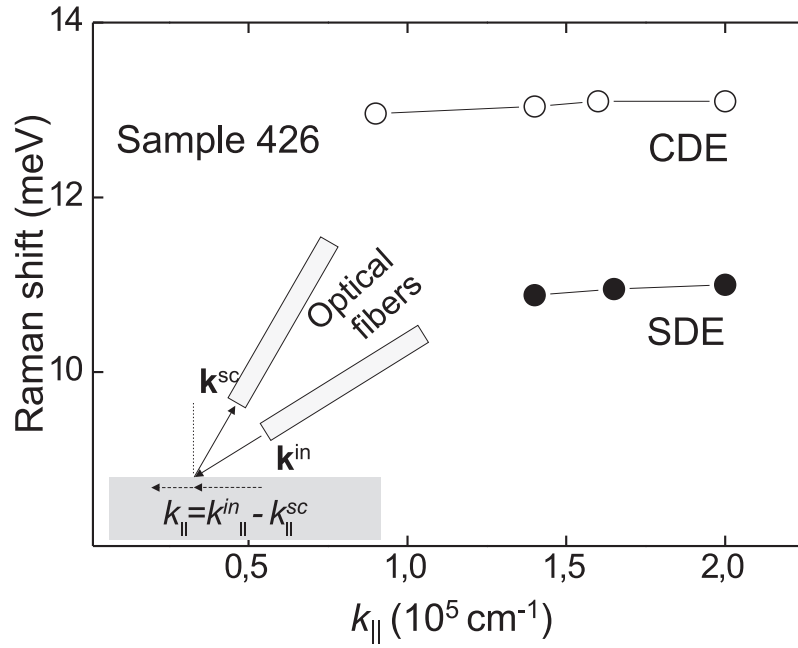


Рисунок 3.3: Дисперсии возбуждений CDE и SDE, измеренные при малых значениях импульса передачи

диэлектрическая проницаемость и эффективная масса электронов. Для возбуждений с энергией значительно меньшей энергии LO и TO фононов можно рассматривать низкочастотную или статическую диэлектрическую проницаемость - $\epsilon_{ZnO} = 8.5$ [9]. Эффективная масса в зоне проводимости была измерена в экспериментах по оптическому детектированию резонансного микроволнового поглощения магнитоплазменными возбуждениями [51]. Для образца S426 с концентрацией электронов в двумерном канале $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ эти измерения дают значение $m^* = 0.31m_0$. Эти параметры определяют теоретический закон дисперсии, изображенный на рисунке 3.4 сплошной линией, видно, что он хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Энергии межподзонных возбуждений существенно превышают энергию внутриподзонного плазмона. Спектральные линии CDE и SDE были обнаружены на большей части образцов из таблицы 2.1 за исключением некоторых структур, где возбуждения не были найдены из-за низкой подвижности и/или сильной фоновой фотолюминесценции. Как известно из исследований межподзонных возбуждений в высококачественных гетероструктурах GaAs/AlGaAs [1, 60], кроме коллективных возбуждений рамановский спектр содержит вклад от континуума одночастичных возбуждений, его спектральная ширина определяется интервалом энергий от $E_{10} - v_F \hbar k_{||}$ до $E_{10} + v_F \hbar k_{||}$, где E_{10} - энергия меж-

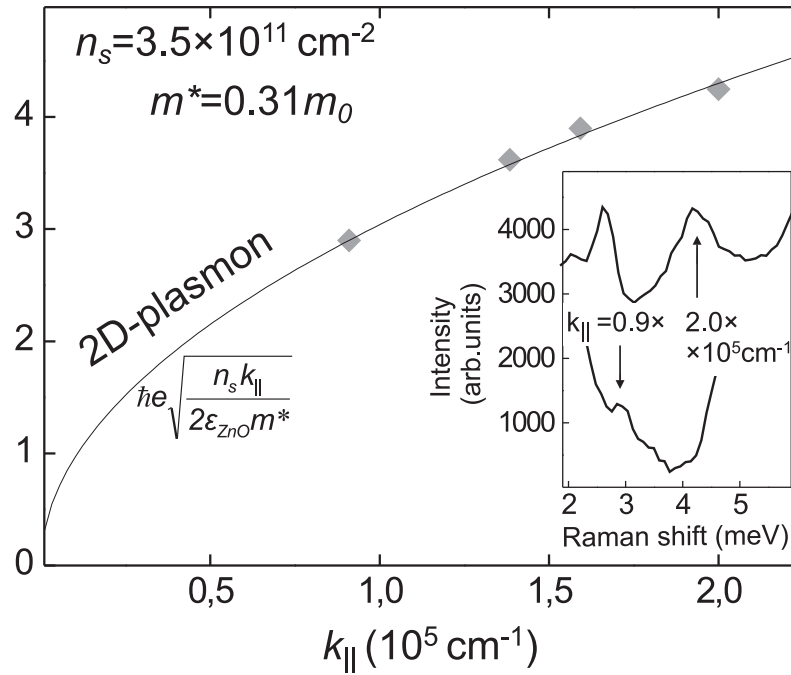


Рисунок 3.4: Дисперсия двумерного плазмона, на вставке представлены спектры НРС на данном возбуждении при двух крайних значениях импульса передачи.

подзонного расщепления. Подставляя соответствующие экспериментальные параметры, такие как электронная плотность $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и передаваемый импульс $k_{||} = 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, получим, что рамановский сигнал SPE будет иметь ширину около 1,5–2 мэВ, что близко к экспериментальным результатам. Спектральная линия SPE была обнаружена только на четырех структурах с концентрацией в диапазоне $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} - 6.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Во всех случаях она обладает энергией выше, чем обе коллективные моды.

Данные на рисунке 3.5 отображают зависимость энергии возбуждений от плотности электронов. Видно, что для CDE и SDE эта зависимость имеет сублинейный характер с показателями степени 0.57 и 0.55 соответственно. Качественно эти степенные законы находятся в соответствии с модельной зависимостью межподзонного расщепления в треугольных потенциальных ямах ($\sim n^{2/3}$) [20]. Однако это приближение не может быть непосредственно применено к гетероструктурам ZnO/MgZnO из-за сложной структуры потенциала двумерного канала (схематично показано на вставке к рисунку 3.5(а)). Плотность электронов в этих гетероструктурах регулируется изменением содержания магния в барьере. Одновременно это влечет за собой изменение электрических полей на обеих сторонах границы раздела, все эти параметры оказывают сложное влияние на

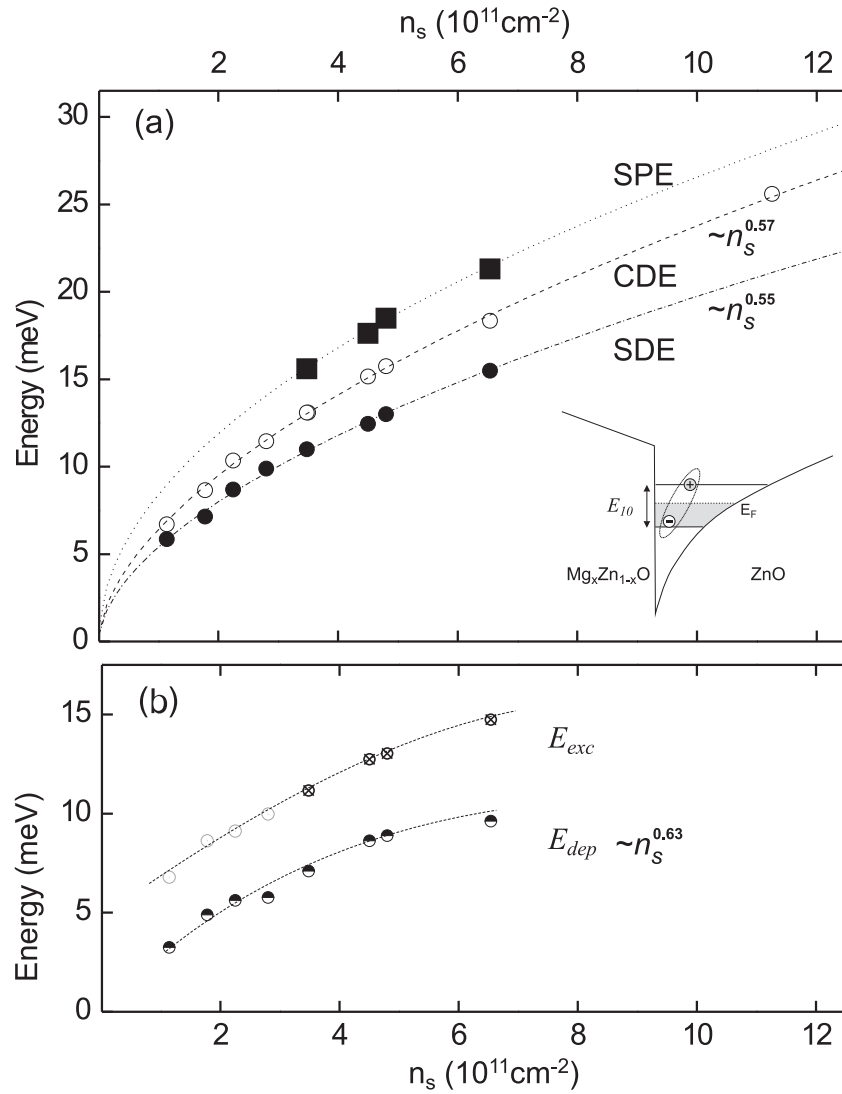


Рисунок 3.5: (а) Энергии всех трех исследуемых межподзонных возбуждений в зависимости от концентрации электронов в ДЭС. (б) Деполяризационный и экситонный сдвиги в зависимости от концентрации электронов в ДЭС

положение уровней энергии. Кроме того, многочастичные члены вносят существенный вклад в энергии возбуждений и могут изменять их зависимости от концентрации. Как CDE, так и SDE обладают отрицательным экситонным сдвигом, который представляет собой энергию связи электрона в первой возбужденной подзоне и дырки, оставшейся в самой нижней подзоне. Этот энергетический вклад определяется профилями волновых функций и масштабом электронного Ридберга. Для CDE должен учитываться также положительный вклад в энергию, называемый деполяризационным сдвигом. Следовательно [28]:

$$E_{SDE}^2 = E_{10}^2 - E_{exc}^2, \quad E_{CDE}^2 = E_{10}^2 - E_{exc}^2 + E_{dep}^2 \quad (3.1)$$

Здесь E_{exc} и E_{dep} экситонный и деполяризационный сдвиги соответственно. Эти величины могут быть вычислены из экспериментальных данных, из уравнения (3.1) имеем: $E_{dep}^2 = E_{CDE}^2 - E_{SDE}^2$. Зависимость энергии E_{dep} от n_s представлена на рисунке 3.5(b). Полученные значения можно аппроксимировать степенным законом $\sim n_s^{0.63}$ (пунктирная линия). Показатель степени 0.63 представляется разумным, поскольку деполяризационный сдвиг по существу представляет собой энергию плазменных колебаний с эффективной электронной плотностью $\sim n_s/\langle z \rangle$, где $\langle z \rangle$ - характерная ширина волновой функции подзоны. Зависимость отклоняется от корневой, так как ширина волновой функции уменьшается с ростом плотности [50].

Величина E_{exc} может быть непосредственно получена из E_{SDE} и E_{SPE} для четырех значений концентрации, при которых можно было обнаружить сигнал SPE. Для оценки экситонного сдвига при меньших плотностях была использована экстраполяция E_{SPE} в сторону уменьшения n_s .

Из рисунка 3.5(b) видно, что экситонный сдвиг значительно превосходит деполяризационный во всем диапазоне электронных плотностей. Это приводит к необычному упорядочению межподзонных возбуждений. Исследования межподзонного спектра возбуждений в двумерных электронных системах на основе GaAs [1, 28, 60] показали, что положительный вклад E_{dep} превышает абсолютную величину отрицательного сдвига E_{exc} . Следовательно, в этих системах моды CDE и SDE располагаются сверху и снизу моды SPE соответственно. Однако, как следует из эксперимента, в структурах ZnO оба эти возбуждения расположены значительно ниже моды SPE, что указывает на доминирующий вклад отрицательного экситонного сдвига среди многочастичных энергетических членов.

3.2 Возбуждение зарядовой плотности как детектор спиновой поляризации

Во втором разделе настоящей главы будет показано, что межподзонное возбуждение зарядовой плотности может выступать в роли детектора спиновой поляризации ДЭС в режиме квантового эффекта Холла. Данный результат свя-

зан с изменением обменного вклада в энергию CDE при переходе от фактора заполнения $\nu = 2$ к $\nu = 1$.

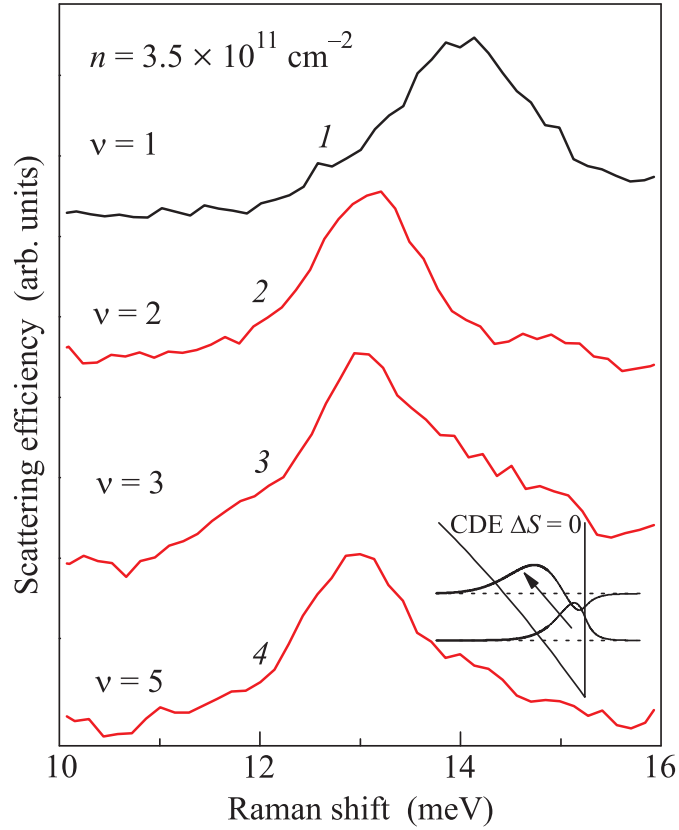


Рисунок 3.6: Изменение рамановского сдвига линии НРС на CDE при переходе от спин-неполяризованной или частично поляризованной системы при $\nu \leq 2$ к спин-поляризованной системе при $\nu = 1$

На рисунке 3.6 приведены спектры межподзонного возбуждения зарядовой плотности при нескольких целочисленных факторах заполнения. Из рисунка видно, что энергия CDE для неполяризованной или частично поляризованной системы ($\nu \leq 2$) не претерпевает изменений. Данный результат связан с комплексной природой этого возбуждения, которое вовлекает в себя синфазные компоненты межподзонных электронных переходов без изменения номера уровня Ландау. Однако при переходе от спин-неполяризованного состояния к спин-поляризованному ($1 \leq \nu \leq 2$) наблюдается увеличение энергии CDE, а при достижении фактора заполнения $\nu = 1$ она перестает изменяться, что указывает на полную спиновую поляризацию ДЭС при $\nu \geq 1$.

На первый взгляд может показаться, что для определения спиновой поляризации разумнее использовать межподзонное возбуждение спиновой плотности, однако задача по экспериментальному измерению энергии SDE оказыва-

ется более сложной. Связано это с тем, что SDE является спиновым триплетом, при этом сечение рассеяния на компоненте с нулевой проекцией спина на ось магнитного поля оказывается значительно выше, чем на двух других. При переходе от фактора заполнения $\nu = 2$ к $\nu = 1$ в спектре НРС остается только одна компонента с проекцией спина -1. Энергия этой компоненты, помимо обменного вклада, также содержит сравнимую по величине одночастичную Зеемановскую энергию. Разделение этих вкладов в условиях перехода к спин-поляризованному состоянию, когда сечение рассеяния света существенно перераспределяется между компонентами триплета, представляется весьма сложной задачей. Поэтому для поставленной задачи по определению степени спиновой поляризации ДЭС разумнее выбрать возбуждение CDE.

ДЭС на основе ZnO имеют высокий показатель взаимодействия r_s , поэтому для них не применим стандартный расчет энергии коллективных возбуждений в рамках приближения локальной плотности, используемый для гетероструктур GaAs/AlGaAs с $r_s \sim 1$. Однако величину обменно-корреляционного взаимодействия β для ДЭС на основе ZnO мы получим используя феноменологическую формулу:

$$\frac{E_{10}^2 - E_{SDE}^2}{E_{10}} = 2n\beta, \quad (3.2)$$

где E_{10} и E_{SDE} находятся экспериментально из энергии SPE и SDE [1] при нулевом магнитном поле (см. раздел 3.1). Плазменный вклад в энергию CDE вычисляется стандартным способом: рассчитывается огибающая волновой функции электронов в направлении роста гетероструктур и энергии подзон размерного квантования с помощью самосогласованного решения одномерных уравнений Пуассона и Кона-Шема. Затем необходимо найти полюсы мнимой части поляризационной функции. В этом приближении рассчитанная энергия CDE хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Далее следует вычислить величину обменно-корреляционного вклада при изменении спиновой конфигурации электронной системы [27], которая происходит при переходе фактора заполнения $\nu = 2$ к $\nu = 1$. Подобного изменения нет для внутривозонного магнитоплазмона вследствие теоремы Кона (при нулевом импульсе все кулоновские поправки взаимно компенсируются) [36]. Однако для CDE полной компенсации Кулоновских вкладов в его энергию не происхо-

дит из-за нарушения трансляционной симметрии в направлении роста гетеро-структур.

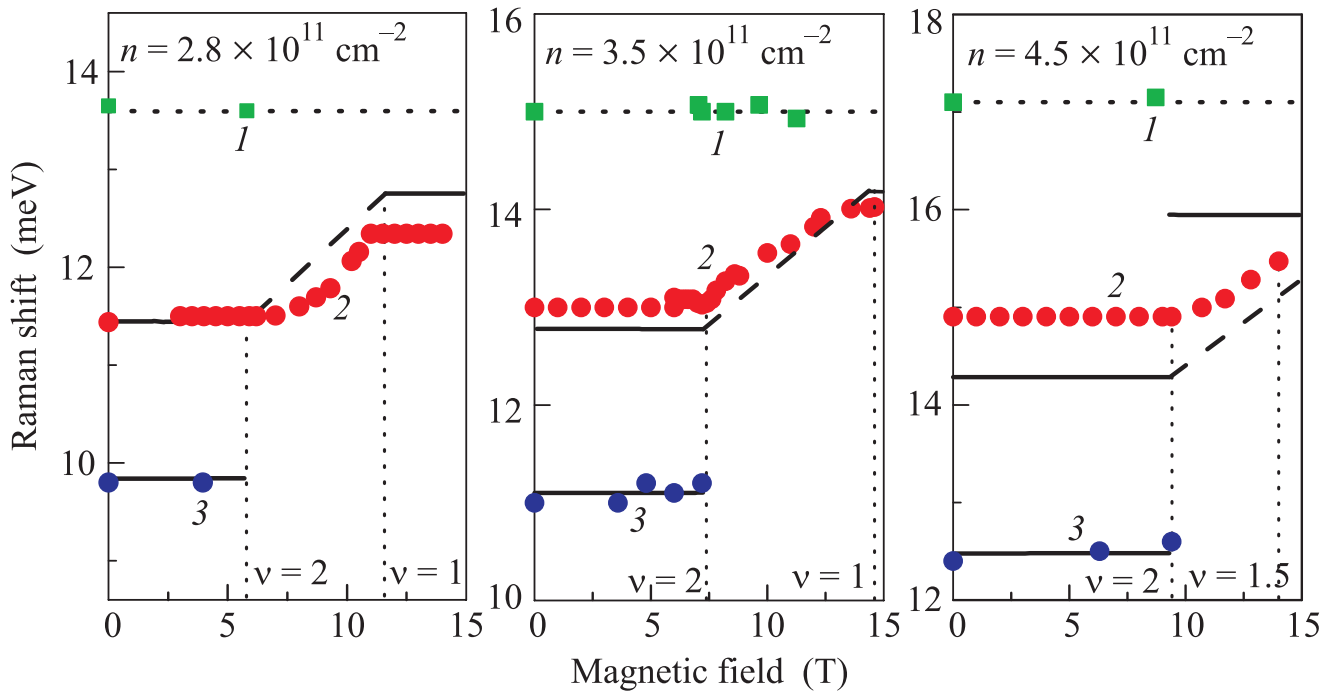


Рисунок 3.7: Зависимость энергий трех межподзонных возбуждений от магнитного поля для трех образцов с различными концентрациями. Зеленым отмечено возбуждение SPE, красным - CDE и синим - SDE. Сплошными линиями показаны теоретически рассчитанные энергии для соответствующих возбуждений, а пунктирными для наглядности изображен переход от $\nu = 2$ к $\nu = 1$ для линии CDE

Экспериментальные значения энергий исследуемых возбуждений и результаты расчетов для трех образцов различной концентрации приведены на рисунке 3.7. Видно, что результаты измерений достаточно хорошо описываются приведенной теоретической моделью. Таким образом, при переходе от спин-неполяризованной конфигурации системы к спин-поляризованной происходит изменение обменно-корреляционного вклада в энергию CDE, регистрируя которое можно определить локальную спиновую конфигурацию ДЭС, что позволяет рассматривать данное возбуждение как детектор спиновой поляризации.

3.3 Спиновая деполяризация при $\nu = 1$

В предыдущем разделе рассматривался вопрос о детектировании изменения спиновой поляризации основного состояния ДЭС при переходе от спин-

неполяризованного ($\nu \geq 2$) к спин-поляризованному ($\nu \leq 1$) упорядочению. В данном разделе остановимся подробнее на вопросе о том, как происходит спиновая деполяризация вблизи фактора заполнения $\nu = 1$. Также будет рассмотрен вопрос о термодинамической устойчивости спин-поляризованного состояния.

При единичном факторе заполнения ДЭС представляет собой квантово холловский ферромагнетик - простейшее модельное состояние имеющее полную спиновую поляризацию. Простейшим элементарным возбуждением в такой системе является спиновой экситон (SE - spin exciton), который представляет собой волну образованную переходом электронов между спиновыми подуровнями внутри нижнего уровня Ландау, схематически данное возбуждение показано на рисунке 3.8(b). Вероятность возбуждения спиновых экситонов зависит от степени поляризации спиновой подсистемы и достигает своего максимума при ферромагнитном упорядочении, стабильность которого зависит от величины обменного взаимодействия на уровнях Ландау. На величину обменной энергии влияет микроскопическое устройство основного состояния ДЭС. Для систем со слабым взаимодействием ($r_s \ll 1$) она может быть вычислена теоретически в рамках приближения Хартри-Фока [13,61]. Это условие выполняется для ДЭС на основе GaAs с $n_s \gg 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в результате обменная энергия холловского ферромагнетика оказывается масштаба кулоновской энергии на межчастичном расстоянии $e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$. Экспериментально эту величину можно получить из спектров НРС на циклотронных спин-флип возбуждениях (CSFE – cyclotron spin-flip excitons) [2,17]. При меньших концентрациях $n_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в квантовых ямах GaAs/AlGaAs параметр взаимодействия возрастает до значений $r_s \sim 1$, в этом случае на характер кулоновского взаимодействия оказывает влияние смешивание уровней Ландау. В магнитотранспортных экспериментах [62–64] получены свидетельства того, что зависимость обменной энергии от магнитного поля в данных условиях становится близкой к линейной при $\nu = 1$.

В гетероструктурах на основе ZnO при той же концентрации значение параметра взаимодействия достигает значения $r_s \sim 10$. Получить величину обменного вклада в энергию CSFE в данных системах удалось в экспериментах по НРС, оказалось, что он значительно смягчен и по величине совпадает с циклотронной энергией [65]. Подобная асимптотика для обменной энергии холловского ферромагнетика предсказывалась теоретически [66–68], однако остается

вопрос о микроскопическом устройстве холловского ферромагнетика с сильным межчастичным взаимодействием и о его спиновой динамике при отклонении от фактора заполнения от $\nu = 1$. Эти вопросы будут рассмотрены в данном разделе.

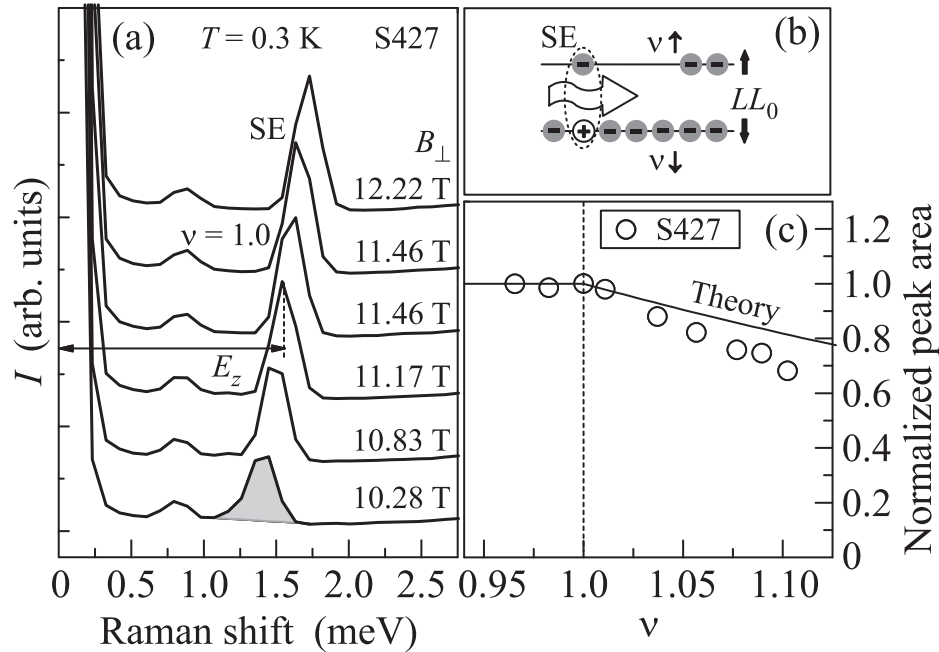


Рисунок 3.8: (а) Спектры НРС на спиновом экситоне в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$. (б) Схематически представлено возбуждение SE в пределах нижнего уровня Ландау. (с) Нормированная интенсивность спектральной линии НРС на спиновом экситоне в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$

Спиновая поляризация квантово-холловского ферромагнетика устанавливалась из анализа спектров НРС на спиновом экситоне. SE суть нижайшее по энергии коллективное возбуждение с переворотом спина внутри одного уровня Ландау, в длинноволновом пределе его энергия равна Зеемановской и не зависит от величины Кулоновского взаимодействия [69]. По этим причинам спиновой экситон не имеет существенных каналов распада. В работах [70,71] было показано, что интенсивность спектральной линии SE определяется средней степенью спиновой поляризации ДЭС, следовательно, в окрестности факторов заполнения $\nu = 1$ интенсивность данной линии может служить мерой спинового упорядочения квантово-холловского ферромагнетика.

На рисунке 3.8(а) представлены спектры НРС на SE при нескольких последовательных значениях магнитного поля в окрестности $\nu = 1$ для образца S427. Рамановский сдвиг линий соответствует Зеемановской энергии. Рассмот-

рим, как при этом изменяется интегральная площадь (интенсивность) под спектральной линией SE в зависимости от фактора заполнения (рис. 3.8(c)). При отклонении от $\nu = 1$ в сторону меньших факторов заполнения интенсивность линии имеет постоянное значение, что указывает на сохранение полной степени спиновой поляризации ДЭС при увеличении магнитного поля. Однако при $\nu > 1$ интенсивность линии начинает падать ввиду уменьшения числа электронов на начальном спиновом подуровне и числа свободных мест на конечном (см. рис. 3.8(b)) и, следовательно, начинает уменьшаться спиновая поляризация системы. Величину межчастичного взаимодействия в режиме КЭХ в окрестности $\nu = 1$ можно извлечь из энергии CSFE. Данное возбуждение образуется при переходе электронов между соседними уровнями Ландау с одновременным переворотом спина (см. рис. 3.9(b)). В длинноволновом пределе в энергию CSFE входят одночастичные Зеемановский и циклотронный вклады, и многочастичный обменный вклад, связанный с поворотом спина при переходе электронов между уровнями Ландау [2, 17]:

$$E_{CSFE} = \hbar\omega_c + E_z + E_{xc}(\nu) \quad (3.3)$$

Спектры НРС на CSFE при нескольких последовательных полях в окрестности $\nu = 1$ приведены на рисунке 3.9(a). При отклонении от единичного фактора заполнения в обе стороны спектральное положение линии сдвигается по энергии, а интенсивность падает. Падение интенсивности связано с комплексной природой данного возбуждения, CSFE имеет каналы распада на простейшие возбуждения SE и магнитоплазмон [18]. Распад усиливается при отклонении от несжимаемого состояния $\nu = 1$, данный факт ограничивает область детектирования CSFE диапазоном факторов заполнения $\delta\nu \sim 0.1$. Из спектров видно, что при увеличении магнитного поля энергия CSFE изменяется монотонно, однако при вычитании одночастичных вкладов результирующий обменный вклад E_{xc} будет иметь экстремум при $\nu = 1$. Данные зависимости для двух образцов S427 и S475 приведены на рисунке 3.9(c).

Характеристики спиновой динамики холловского ферромагнетика, полученные из анализа спектров SE и CSFE, можно описать в рамках простой модели, в которой в основном состоянии электроны распределены между двумя спиновыми подуровнями нижнего уровня Ландау 3.8(b). Отметим, что для

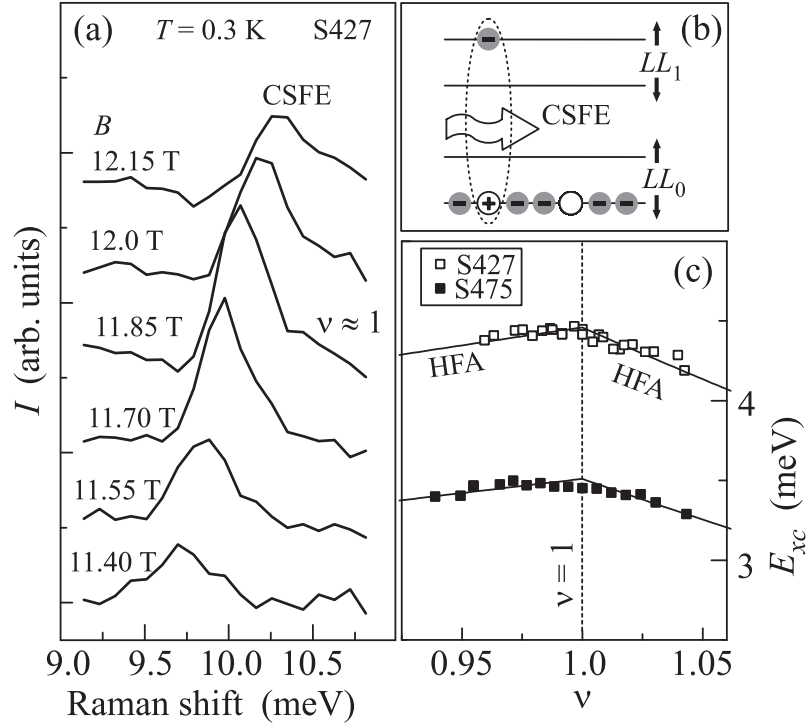


Рисунок 3.9: (a) Спектры НРС на CSFE в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$. (b) Схематически представлено возбуждение CSFE в пределах двух нижних уровней Ландау. (c) Обменный вклад в энергию CSFE для двух различных образцов в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$

сильновзаимодействующих ДЭС на основе ZnO данная одночастичная модель применяется из эмпирических соображений по аналогии с моделями для систем на основе GaAs. Несмотря на то, что нет строгого обоснования для модели дискретных и эквидистантных уровней Ландау в ДЭС с сильным взаимодействием, она успешно применяется для описания коллективных возбуждений в квантово-холловском ферромагнетике при $\nu = 1$ и фазовых переходов при целочисленных факторах заполнения $\nu = 2, 3, 4, \dots$ в системах с $r_s \gg 1$ [10, 72]. Далее будем считать, что при $\nu \leq 1$ ДЭС полностью поляризована, следовательно, парциальный фактор заполнения $\nu_{\downarrow} = \nu$, а при $\nu > 1$: $\nu_{\downarrow} = 1$.

Интенсивность спектральной линии $SE(I_{SE})$ определяется вероятностью перехода электронов внутри уровня Ландау с переворотом спина, которая пропорциональна произведению числа электронов на нижнем спиновом подуровне (n_s/ν) и доле свободных мест на верхнем ($1 - \nu_{\uparrow}$). В модели спиновой деполаризации невзаимодействующих частиц при вариации фактора заполнения электроны должны последовательно занимать спиновые подуровни Ландау. Следовательно, при $\nu \leq 1$ все электроны способны совершить переход,

а интенсивность линии SE сохраняет максимальное значение (см. рис. 3.8(b)). При заполнении верхнего спинового подуровня при $\nu > 1$ количество свободных для перехода мест будет уменьшаться как $1 - \nu_{\uparrow} = 2 - \nu$, а интенсивность линии начнет постепенно падать: $I_{SE} \sim (2 - \nu)/\nu$. Данная зависимость отражена на рисунке 3.8(c) сплошной линией, видно, что она хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Заметим также, что эта зависимость совпадает с выражением для степени спиновой поляризации ДЭС: $S_z = (\nu_{\downarrow} - \nu_{\uparrow})/(\nu_{\downarrow} + \nu_{\uparrow}) = (2 - \nu)/\nu$. Из полученного результата можно сделать вывод о том, что, несмотря на сильное межчастичное взаимодействие, деполяризация ДЭС вблизи $\nu = 1$ происходит по одночастичному сценарию (влияние спин-текстурных возбуждений не рассматривается ввиду малости отношения $E_{xc}/E_z \sim 3 - 4$ [73]).

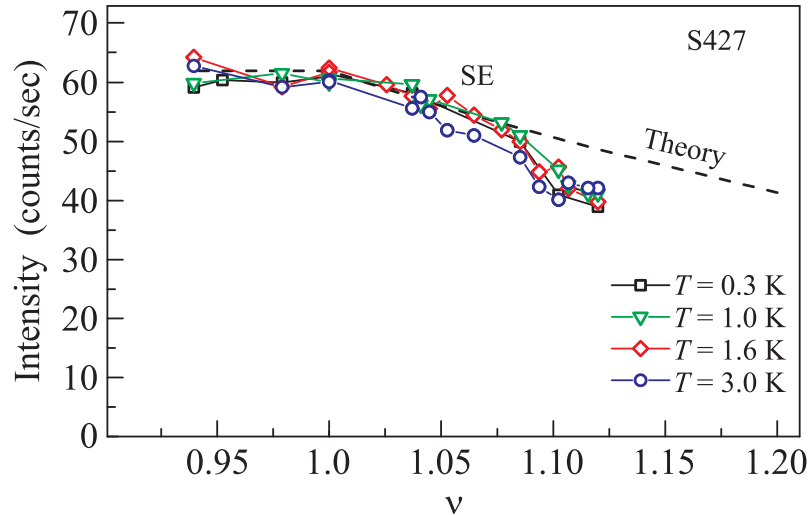


Рисунок 3.10: (а) Интенсивность спектральной линии НРС на спиновом экситоне в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$ при четырех различных температурах.

Для ДЭС на основе GaAs зависимость обменного вклада в энергию CSFE от фактора заполнения рассматривалась теоретически [61] и экспериментально [18]. Чтобы получить зависимость данного вклада от фактора заполнения в окрестности $\nu = 1$ в приближении Хартри-Фока, нужно умножить максимальное значение обменной энергии $E_{xc}(\nu = 1)$ на $1 - |\delta\nu|$. В эксперименте фактор заполнения регулируется магнитным полем, поэтому необходимо также учитывать изменение характерной кулоновской энергии на магнитной длине $\sim \sqrt{B} \sim 1/\sqrt{\nu}$. В результате для зависимости обменной энергии от фактора заполнения получим: $E_{xc}(\nu) \sim (2 - \nu)/\sqrt{\nu}$ при $\nu > 1$ и $E_{xc}(\nu) \sim \sqrt{\nu}$ при

$\nu < 1$. Для сравнения с экспериментальными результатами данные зависимости приведены на рисунке 3.9(с) сплошными линиями, видно, что они хорошо согласуются. Таким образом, из анализа спектров НРС на SE и CSFE можно заключить, что характер спиновой динамики ДЭС с сильным взаимодействием в окрестности $\nu = 1$ может быть описан законами для слабовзаимодействующих систем. Данный результат может быть вызван экранировкой межчастичного взаимодействия либо перенормировкой параметров ДЭС и возникновением квазичастиц, для которых применима модель с дискретными эквидистантными уровнями Ландау.

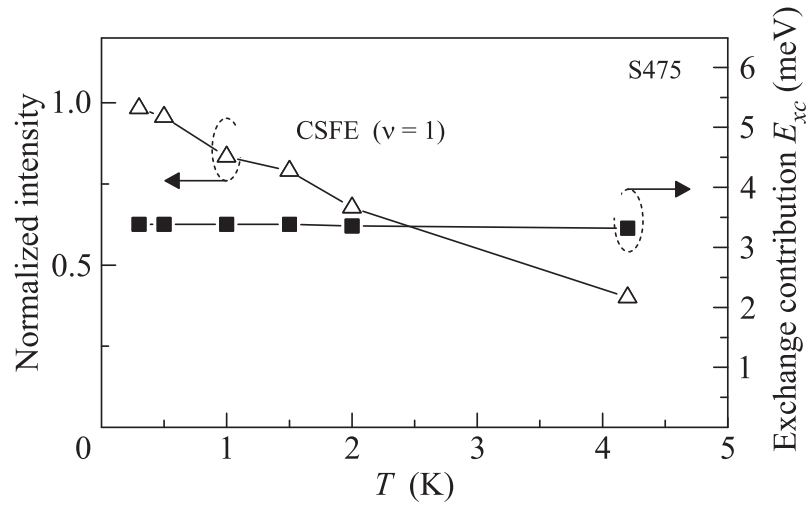


Рисунок 3.11: Зависимости интенсивности (белые треугольники) и обменного вклада (черные квадраты) в энергию CSFE от температуры.

Перейдем к изучению термодинамики холловского ферромагнетика. В экспериментальных работах [19, 73] было показано, что спиновая деполяризация ДЭС на основе GaAs при $\nu = 1$ наступает при температурах $T \sim E_z = g^* \mu_B B$ из-за рождения SE. Так как эффективный g-фактор систем на основе ZnO в пять раз выше, следует ожидать и более высокой температуры распада ферромагнитного состояния. При единичном факторе заполнения соответствующая Зеемановская энергия, выраженная в Кельвинах, для двух экспериментальных образцов составляет $E_Z(S475) = 11.4K$ и $E_Z(S427) = 15.9K$. Рассмотрим изменение удельной обменной энергии и поляризации спиновой подсистемы с ростом температуры. На рисунке 3.10 приведены зависимости интенсивности SE от фактора заполнения при четырех различных температурах. Отметим качественное и количественное сохранение динамики интенсивности с ростом температуры. Из полученных результатов можно сделать вывод о сохранении фер-

ромагнитного спинового упорядочения при температурах ниже Зеемановской энергии. Рассмотрим зависимость величины обменной энергии CSFE при $\nu = 1$ от температуры (рис. 3.11). Из графика (отмечено черными квадратами) видно, что в данном диапазоне температур она имеет постоянное значение, что также говорит о сохранении ферромагнитного порядка, однако интенсивность линии значительно снижается (отмечено белыми треугольниками) ввиду падения электронной подвижности с ростом температуры.

Таким образом, в данной главе был рассмотрен вопрос о спиновой поляризации в режиме КЭХ. Было показано, что ее детектором может служить межподзонаное возбуждение зарядовой плотности. Также по спектрам внутривоззональных спиновых возбуждений была исследована зависимость величины спиновой поляризации и удельной обменной энергии от магнитного поля в окрестности квантово-холловского состояния $\nu = 1$. Показано, что данное поведение хорошо согласуется с одночастичной картиной деполяризации квантово-холловского ферромагнетика.

Глава 4

Исследование ферромагнитной неустойчивости в режиме КЭХ

Спиновая поляризация основного состояния взаимодействующей ДЭС зависит от сочетания кинетической энергии электронов и энергии межчастичного взаимодействия. При больших плотностях двумерных электронов, кинетическая энергия превосходит Кулоновскую, в таких условиях система принимает парамагнитное упорядочение, заполняя все нижайшие состояния под уровнем Ферми. При низких концентрациях доминирующее влияние оказывает энергия межчастичного взаимодействия, а поляризация чистой ДЭС должна стать ферромагнитной. Данный фазовый переход называется Стонерской неустойчивостью [56].

В работе [74] было показано, что ферромагнитный переход при увеличении межчастичного взаимодействия в ДЭС наступает при значениях параметра $r_s \approx 25$. Этому значению соответствует концентрация электронов в ДЭС ZnO/MgZnO $n_s \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. При такой низкой плотности (см. рис. 1.15) качество ДЭС значительно ухудшается, и остаточные дефекты и примеси в системе не позволяют наблюдать эффектов вызванных межчастичным взаимодействием.

Ферромагнитный переход при данных ограничениях удается наблюдать, если включить магнитное поле и разместить все электроны на нижнем уровне Ландау. При этом их кинетическая энергия подавляется, а одночастичная щель над основным состоянием определяется разностью циклотронной и Зеемановской энергий. Далее возможны два случая, если обменная энергия превосходит одночастичную щель, тогда система сразу перейдет в ферромагнитное состояние. Если же одночастичная щель окажется больше, то можно ее уменьшить наклоном ДЭС относительно магнитного поля и тем самым добиться условий фазового перехода. Таким образом, можно наблюдать данный эффект при факторе заполнения $\nu = 2$ [70], который в пределе бесконечных факторов заполнения переходит в Стонеровскую неустойчивость.

В магнитных полях, соответствующих фактору заполнения $\nu = 2$ для ДЭС на основе ZnO, Кулоновская энергия имеет существенно более высокий масштаб, чем циклотронная, что должно приводить к значительному смешиванию уровней Ландау и изменению знакомого одночастичного энергетического спектра. Тем не менее последовательность уровней энергии может быть частично восстановлена, если принять во внимание перенормировку параметров ДЭС [9, 11, 75]. В этих работах для описания ферромагнитного перехода широко используется квазиодночастичная модель, в которой условие вырождения спиновых подуровней имеет вид:

$$\frac{E_Z}{\hbar\omega_c} = \frac{g^*m^*}{2\cos\Theta} = j, \quad (4.1)$$

где g^*m^* - эффективная спиновая восприимчивость, Θ - угол наклона магнитного поля и целое число j - индекс/порядок совпадения. Углы, при которых наблюдается фазовый переход, называют углами совпадения (coincidence angles).

Как было установлено ранее в серии магнитотранспортных исследований ДЭС в различных гетероструктурах [76–79], ферромагнитный переход при целочисленных факторах заполнения происходит с образованием доменной структуры. Точка перехода была идентифицирована во всех этих случаях и позже в гетероструктурах на основе ZnO [9, 10] по появлению резких пиков сопротивления из-за рассеяния на доменных стенках.

В данных транспортных работах для описания фазового перехода используется феноменологическая модель пересечения спиновых подуровней, описываемая одночастичным выражением (4.1). Применение данной модели к сильно-коррелированным ДЭС не может быть полностью оправдано, поскольку строгий подход должен учитывать межчастичное взаимодействие. Кроме того, ряд важных физических параметров, таких как энергетический спектр фаз, занимаемые ими площади и стабильность доменов, оставались незатронутыми. Глава 4 посвящена исследованию данных вопросов.

4.1 Оптическое детектирование ферромагнитного перехода

В первом разделе главы 4 речь пойдет о детектировании фазового перехода на четных факторах заполнения магнитооптическими методами. Как упоминалось выше, феноменологически данный переход может быть рассмотрен как пересечение смежных спиновых подуровней двух соседних уровней Ландау. В условиях пересечения, вызванного усилением эффективной спиновой восприимчивости в сочетании с наклоном магнитного поля относительно нормали образца, переход между двумя конкурирующими фазами (парамагнитной и ферромагнитной) наблюдается по особенностям оптических спектров. Синхронные резкие превращения наблюдаются как в структуре фотолюминесценции, так и в спектрах НРС на коллективных возбуждениях.

Первые признаки перестройки основного состояния проявляются в модификации зависимости фотолюминесценции (ФЛ) от магнитного поля. На рисунках 4.1(а) - 4.1(с) представлена магнитодинамика спектров ФЛ ДЭС для образца S427. Эволюция спектров ФЛ, показанных на рисунке 4.1(а) ($\Theta = 25^\circ$), и спектров при меньших углах, почти эквивалентна, если их скорректировать на нормальную составляющую магнитного поля. В них присутствуют плавные $1/B_\perp$ -периодические колебания интенсивности ФЛ ДЭС с экстремумами при целочисленных факторах заполнения [50].

При дальнейшем наклоне поля наблюдается качественно другое поведение: в динамике спектров проявляются резкие скачки интенсивности при некото-

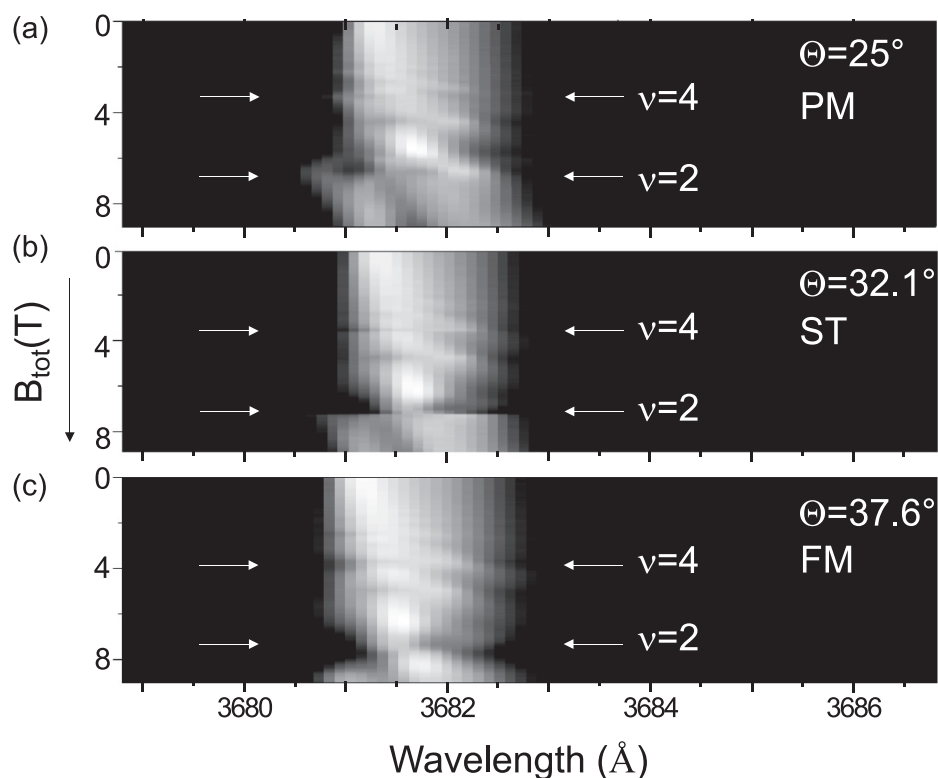


Рисунок 4.1: Спектры двумерной ФЛ при различных углах наклона: (a) $\Theta = 25^\circ$ - парамагнитная фаза при четных факторах заполнения, (b) $\Theta = 32.1^\circ$ - переходная фаза (Стонеровская неустойчивость - ST) (c) $\Theta = 37.6^\circ$ - ферромагнитная фаза при четных факторах заполнения.

рых критических значениях магнитного поля близких к факторам заполнения $\nu = 2, 4, 6$ (см. рис. 4.1(b)). В частности, со стороны полей больших критического значения вблизи $\nu = 2$ спектр ФЛ совпадает со спектром при меньших углах (рис. 4.1(a)), а при меньших полях в спектре наблюдается резкая “перестройка”: вместо трех пиков образуются два других (см. верхний и нижний спектры на рис. 4.2). Высокоэнергетическая спектральная линия с центром в области $\sim 3680.5 \text{ \AA}$ для $\nu = 2$, полностью исчезает (сравните рис. 4.1(a) и рис. 4.1(c)). Эта реконструкция (или скачок) спектра ФЛ указывает на резкое изменение основного состояния. Скачок ФЛ наблюдается в некотором диапазоне критических углов при определенных значениях фактора заполнения. При еще больших углах зависимость спектра от магнитного поля снова становится “гладкой” (см. рис. 4.1(c)). Этот спектр при четных факторах заполнения идентичен спектру при $B < B^*$ вблизи скачка ФЛ (самый нижний спектр на рис. 4.2) и, таким образом, отражает изменение основного состояния (переход к новой фазе) вблизи $\nu = 2$. В области критических углов, при которых про-

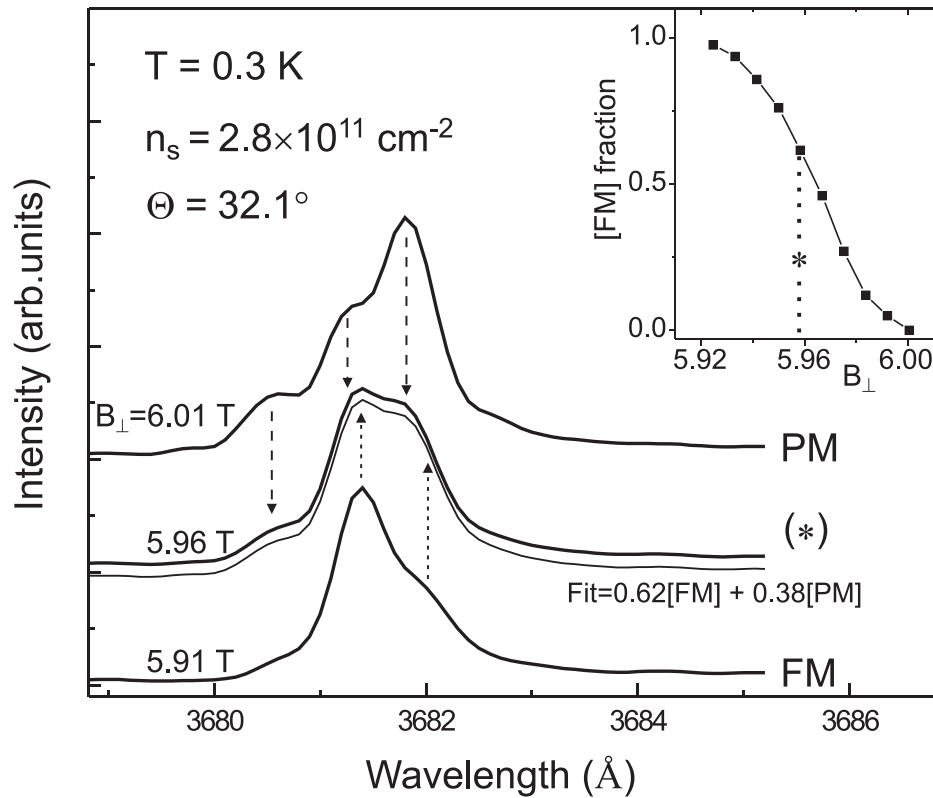


Рисунок 4.2: Спектры ФЛ при парамагнитной, ферромагнитной и переходной фазах в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$ при угле наклона соответствующем переходной области. Спектр, соответствующий переходной фазе, аппроксимируется суперпозицией спектров парамагнитной и ферромагнитной фаз. На вставке представлена зависимость доли ферромагнитной фазы от нормального магнитного поля, звездочкой обозначено поле соответствующее среднему спектру ФЛ на рисунке.

исходят резкие преобразования ФЛ, ДЭС претерпевает фазовый переход. Как будет показано ниже, две фазы в окрестности $\nu = 2$ соответствуют парамагнитному (PM) и ферромагнитному (FM) упорядочению спиновой подсистемы, что соответствует результатам магнитотранспортных исследований [9, 10].

Нетривиальное перераспределение занимаемой области между двумя фазами можно наблюдать в узкой переходной окрестности фактора заполнения $\nu = 2$. Здесь результирующий спектр состоит из суперпозиции спектров PM и FM (рис. 4.2). Пропорция между фазами постепенно переключается с полного PM на полное FM-состояние в диапазоне $\Delta B \sim 0.1$. Пример линейной суперпозиции, соответствующей смешанному спектру ФЛ, показан на среднем спектре на рис. 4.2. Данный результат свидетельствует о сосуществовании доменов обоих типов (FM и PM) в узкой переходной области магнитных полей,

а из спектров ФЛ можно оценить процентное содержание каждой фазы (см. вставку на рис. 4.2).

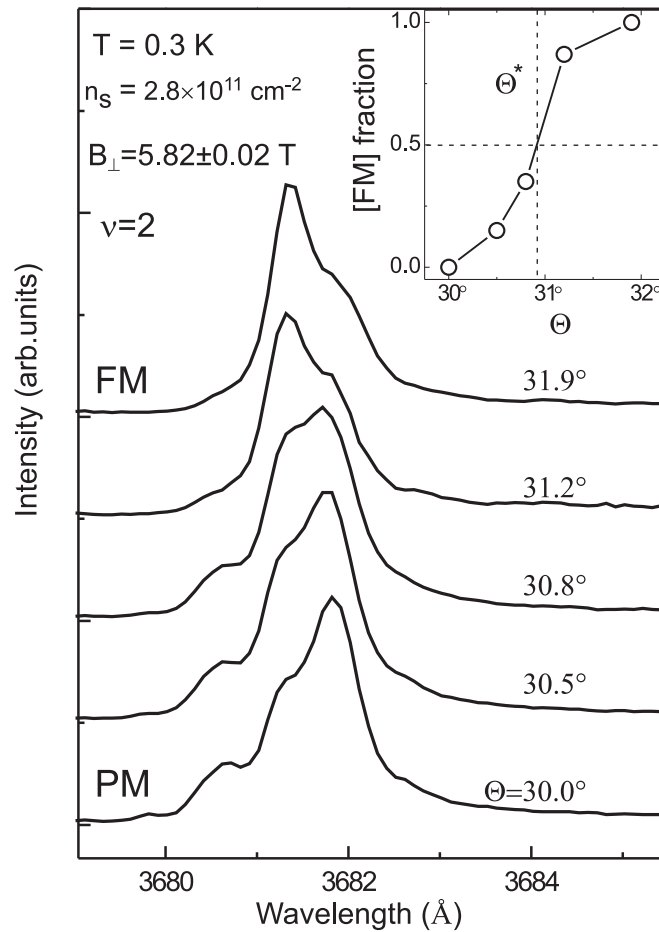


Рисунок 4.3: Эволюция спектров ФЛ в окрестности переходной области на факторе заполнения $\nu = 2$ с изменением угла наклона ДЭС относительно магнитного поля. На вставке представлена зависимость доли ферромагнитной фазы от угла наклона.

Аналогичное перераспределение фаз было обнаружено при изменении угла наклона при фиксированном факторе заполнения $\nu = 2$. На рисунке 4.3 показан ряд спектров, соответствующих последовательным углам наклона в диапазоне, где происходит переход РМ-ФМ. Эволюция доли ФМ-фазы как функция угла представлена на вставке к рисунку. В качестве критического угла Θ^* для фазового перехода при $\nu = 2$ целесообразно принять положение, при котором фазы занимают одинаковый объем ДЭС. Аналогичные эксперименты были проведены на серии образцов с различными концентрациями. Эти данные представлены в виде фазовой диаграммы, на которой отображена зависимость критического угла наклона от электронной концентрации (рис. 4.4). Для образцов с плотностями, превышающими $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, эта диаграмма включает в себя три обла-

сти с качественно различным поведением ФЛ в окрестности четных факторов заполнения. При ряде углов наклона (показаны серыми символами) фазовый переход распознавался как скачок ФЛ в окрестности $\nu = 2$. Особенности при $\nu = 4$ и 6 проявлялись менее контрастно.

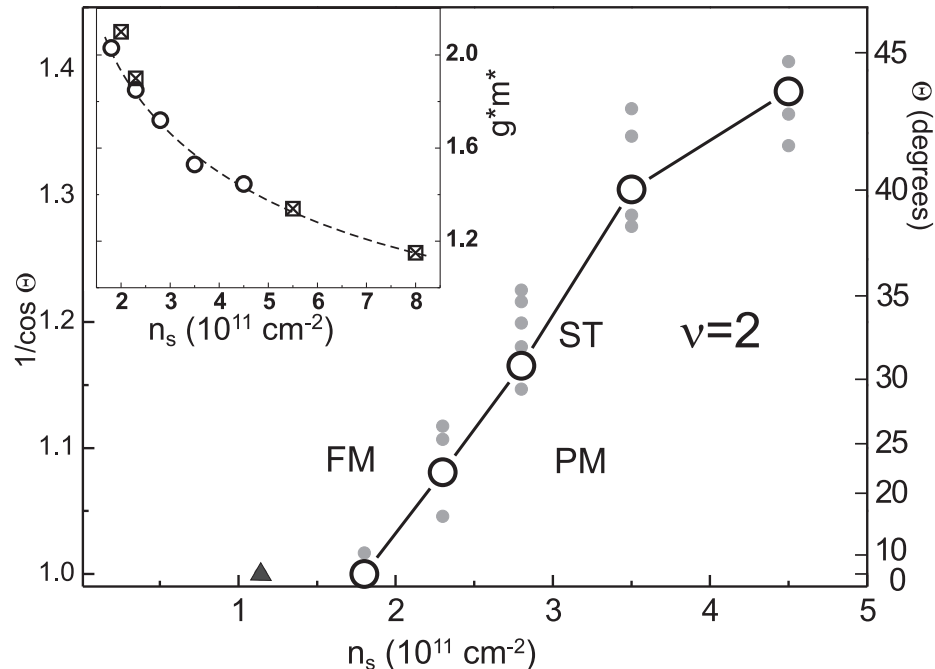


Рисунок 4.4: Фазовая диаграмма парамагнитного - ферромагнитного перехода при факторе заполнения $\nu = 2$. Белыми кружками обозначены углы наклона, при которых фазовый переход происходил при $\nu = 2$, серыми - углы наклона, при которых фазовый переход происходил в некоторой окрестности $\nu = 2$. На вставке представлена зависимость эффективной спиновой восприимчивости от концентрации электронов в ДЭС, белыми кружками обозначены данные, извлеченные из фазовой диаграммы, квадратами - данные из статей [9, 11, 75]

Стабильная фаза РМ/ФМ вблизи $\nu = 2$ располагается ниже/выше кривой фазового перехода(РТ). Критические углы, соответствующие равенству в занимаемом объеме двух фаз, обозначены большими белыми кружками. При $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ фазовый переход происходит даже при нормальной ориентации магнитного поля (треугольник на графике), а при меньших концентрациях в данных условиях образуется устойчивый ферромагнетик. Значения критических углов сильно зависят от электронной плотности, которая обуславливает ферми-жидкостную перенормировку эффективной спиновой восприимчивости. Она может быть легко извлечена из данных на рис 4.4, используя формулу 4.1. Расчетные значения эффективной спиновой восприимчивости для всех исследованных образцов приведены на вставке к рис. 4.4 вместе с данными

из магнитотранспортных исследований аналогичных гетероструктур на основе ZnO [9, 11, 75]. Видно, что эти данные хорошо согласуются. Хотя фазовая диаграмма соответствует основному состоянию при $\nu = 2$, при других четных факторах заполнения фазовые переходы наблюдаются при аналогичных условиях. Кроме того, пересечение уровней с индексом $j = 2$ (см. уравнения 4.1) наблюдалось при $\nu = 3$ для образца с плотностью $2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при угле наклона $\Theta_2 = 63.5 \pm 0.5^\circ$, что согласуется со значением эффективной спиновой восприимчивости полученной для фазового перехода на факторе заполнения $\nu = 2$. Данный результат указывает на эквидистантность уровней Ландау для перенормированных взаимодействием квазичастиц.

Перейдем к исследованию спиновой динамики фазового перехода методом НРС. Для этого будем рассматривать возбуждения чувствительные к спиновой степени свободы. Как было показано в предыдущей главе, в качестве такого возбуждения можно выбрать спиновой экситон (SE). Напомним, что данное возбуждение образуется при переходе электронов с изменением спина внутри одного уровня Ландау. В длинноволновом пределе его энергия равна Зеемановской и не зависит от межчастичных корреляций [69] и возрастает линейно с магнитным полем с эффективным g-фактором $g^* = 2,00 \pm 0,015$ (рис. 4.5(с)). Типичные спектры неупругого рассеяния света приведены на рисунках 4.5(а) и 4.5(б) в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$ при различных углах наклона. Показательным свойством линии SE является изменение ее спектральной интенсивности с изменением характера спинового упорядочения основного состояния ДЭС. Как было показано в разделе 3.3, ее интенсивность пропорциональна числу занятых состояний на начальном спиновом подуровне и числу свободных состояний на конечном. Следовательно, в состоянии с $\nu = 2$ интенсивность спектральной линия SE должна достигать максимума при ферромагнитном упорядочении спиновой подсистемы, а при парамагнитном падать до нуля.

Количественный анализ поведения спектральной интенсивности линии SE при произвольных факторах заполнения вряд ли возможен, так как это потребовало бы знания микроскопической структуры основного состояния. Тем не менее интенсивность линии SE может служить индикатором общей асимметрии заполнения спиновых подуровней одного уровня Ландау особенно в окрестно-

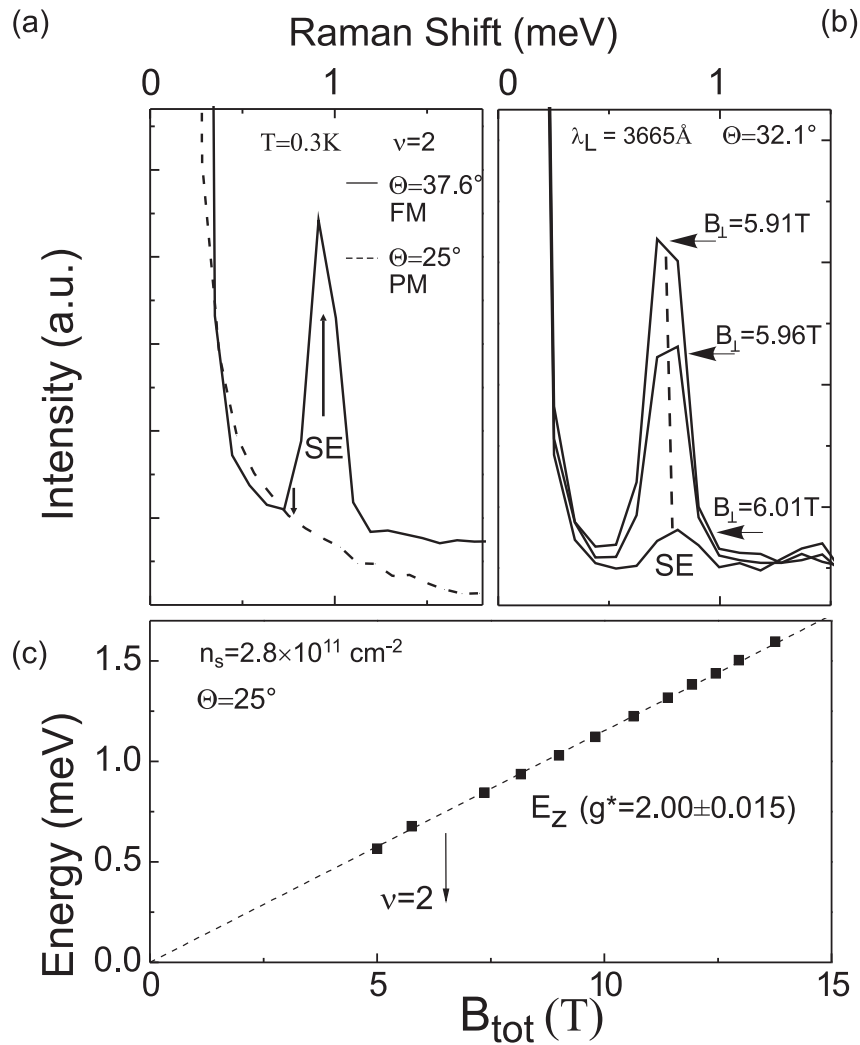


Рисунок 4.5: (а) Спектры НРС при углах наклона, соответствующих парамагнитной и ферромагнитной фазе при $\nu = 2$. (б) Эволюция спектра НРС на SE с магнитным полем в окрестности $\nu = 2$ при угле наклона соответствующем переходной области. (в) Зависимость энергии SE от магнитного поля.

сти целочисленных факторов заполнения. Качественное поведение интенсивности линии SE вблизи фазового перехода показано на рисунках 4.5(а) и 4.5(б). Для угла наклона 37.6° , соответствующего FM-фазе при $\nu = 2$, линия SE хорошо видна, тогда как в PM фазе ($\Theta = 25^\circ$) спиновой экситон отсутствует (рис. 4.5(а)). При критическом угле $\Theta = 32.1^\circ$ интенсивность SE претерпевает резкие преобразования синхронно со скачками в спектрах фотолюминесценции (см. рис. 4.5(б) и рис. 4.2), что доказывает корректность интерпретации фазового перехода.

На рисунке 4.6 показана зависимость интенсивности линии SE от нормального магнитного поля для образца с $n_s = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при четырех различных

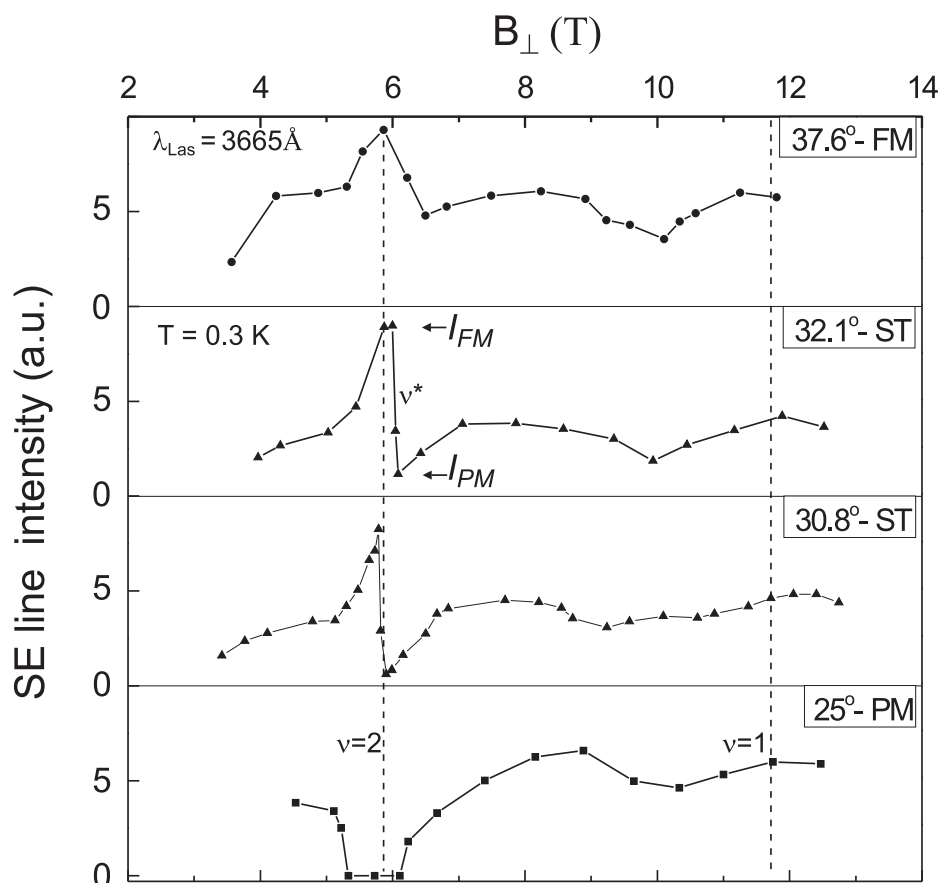


Рисунок 4.6: Зависимость интенсивности линии SE от нормального магнитного поля при различных фазах.

углах наклона, совпадающих с углами на рисунке 4.1. Так как горизонтальная ось отображает нормальную составляющую магнитного поля, положения целочисленных факторов заполнения для всех углов совпадают друг с другом. При угле наклона $\Theta = 25^\circ$ в окрестности $\nu = 2$ интенсивность уменьшается и резко падает до нуля, что говорит о симметричном заполнении подуровней с противоположной ориентацией спина, при котором не может возникнуть SE. Спонтанное нарушение симметрии происходит в окрестности $\nu = 2$ при больших углах, что соответствует области ферромагнитной неустойчивости ($\Theta = 30.8^\circ$ и 32.1° на рис. 4.6), хотя и при несколько различных критических факторах заполнения: $\nu^* = 2,01$ и $1,95$. Интенсивность спектральной линии SE резко возрастает и достигает максимума, что указывает на ферромагнитное упорядочение спинов в системе. Далее при уменьшении фактора заполнения интенсивность хотя и резко падает, но не становится нулевой, следовательно, парамагнитный порядок здесь восстанавливается не полностью и в системе сохраняются домены с ферромагнитным порядком. Как уже упоминалось выше, резкое падение интен-

сивности линии SE и скачок в фотолюминесценции происходят при одинаковых значениях магнитного поля. Анализ интенсивности SE позволяет в явном виде характеризовать спиновую поляризацию в обеих фазах. Для углов, превышающих диапазон ферромагнитной неустойчивости, фазовый переход не происходит, вместо этого вся окрестность $\nu = 2$ соответствует FM-фазе (рис. 4.6, $\Theta = 37.6^\circ$). В данных условиях интенсивности SE и фотолюминесценции изменяются плавно с магнитным полем. Ярво выраженный локальный максимум интенсивности SE наблюдается прямо при $\nu = 2$, что свидетельствует о FM-упорядочении ДЭС.

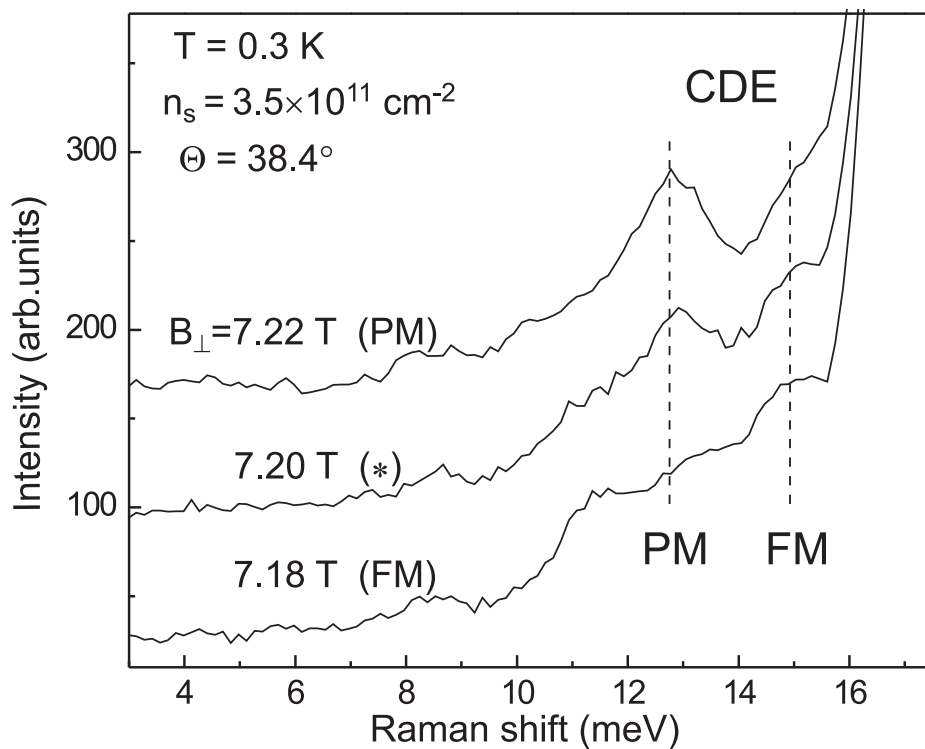


Рисунок 4.7: Спектры НРС на CDE в окрестности ферромагнитного перехода при $\nu = 2$

Как было показано в разделе 3.2, еще одним детектором спиновой поляризации может являться возбуждение CDE. В диапазоне магнитных полей, соответствующих неполяризованному или частично поляризованному основному состоянию спиновой подсистемы, данное возбуждение имеет постоянную энергию. Однако при переходе в спин-поляризованное состояние энергия CDE увеличивается вследствие изменения обменного вклада при изменении спинового упорядочения. На рисунке 4.7 представлены спектры НРС на CDE в окрестности ферромагнитного перехода при $\nu = 2$. Из рисунка видно, что при переходе

от парамагнитного упорядочения спиновой подсистемы (верхний спектр) к ферромагнитному (нижний спектр) спектральное положение линии CDE смещается в сторону больших энергий, однако в области ферромагнитной неустойчивости сосуществуют линии как с энергией, соответствующей парамагнитному упорядочению, так и линия с энергией соответствующей ферромагнитному упорядочению. Данный результат еще раз свидетельствует о том, что в переходной области сосуществуют ферромагнитные и парамагнитные домены.

Таким образом, в данном разделе было рассмотрено магнитооптическое проявление фазового перехода вблизи четных факторов заполнения в сильно-взаимодействующих ДЭС на основе ZnO. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с магнитотранспортными исследованиями [9, 11, 75]. В следующем разделе речь пойдет о причинах формирования данного перехода.

4.2 Причины формирования ферромагнитной фазы

Во втором разделе главы 4 будет описано исследование влияния Кулоновских корреляций на низкоэнергетические коллективные возбуждения в двумерных электронных системах в квантово-холловском состоянии $\nu = 2$. Основное внимание уделяется коллективным возбуждениям с наименьшей энергией в парамагнитном состоянии, циклотронным спин-флип экситонам (CSFE), которые связаны с переходами между уровнями Ландау с одновременным переворотом спина. Будет показано, что в области концентрации электронов, соответствующей параметру Вигнера-Зейтца $r_s \sim 5 - 7$, сочетание кулоновского и Зеемановского вкладов приводит к смягчению CSFE. Это смягчение сопровождается самопроизвольным переключением спиновой конфигурации при $\nu = 2$ с парамагнитной на ферромагнитную.

В квантово-холловских состояниях с четными факторами заполнения и парамагнитным упорядочением спиновой подсистемы существуют четыре различных магнитоэкситона с переходом электронов на следующий уровень Ландау. Они классифицируются по полному спину возбуждения: синглетная мода - это магнитоплазмон (MP) и триплетная мода - это CSFE [13]. Схематично данные

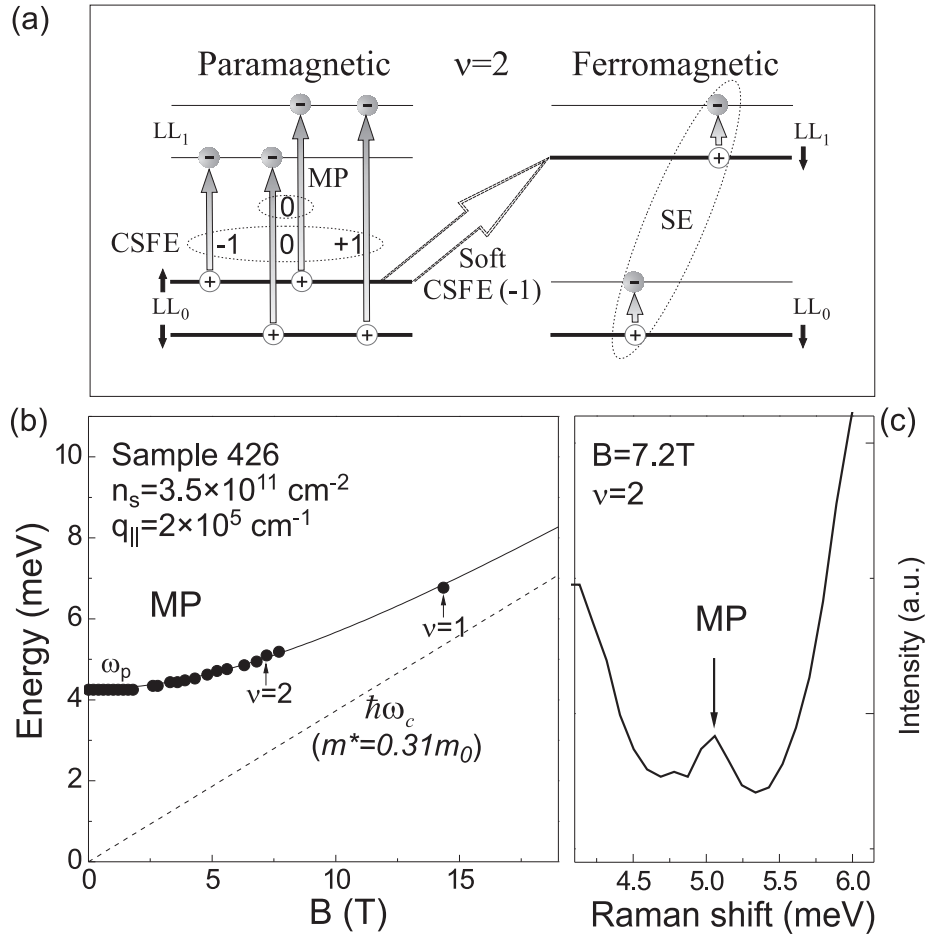


Рисунок 4.8: (a) Схематически представлены коллективные возбуждения при парамагнитном (CSFE и MP) и ферромагнитном (SE) спиновом упорядочении на факторе заполнения $\nu = 2$. (b) Зависимость энергии MP от магнитного поля. (c) Спектр НРС на MP при факторе заполнения $\nu = 2$.

возбуждения изображены на рис. 4.8(a). В длинноволновом пределе энергия MP близка к энергии циклотронного резонанса и не зависит от силы кулоновского взаимодействия в соответствии с теоремой Кона [36]. В свою очередь, спиновая симметрия основного состояния обеспечивает невозмущенный вклад энергии Зеемана в энергетическое расщепление триплета CSFE [13, 80]. Зависимость энергии MP от магнитного поля показана на рис 4.8(b), при малых магнитных полях его энергия равна плазменной. Она плавно растет с магнитным полем в соответствии с классическим выражением $\omega_{MP} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$ вследствие гибридизации с циклотронной энергией. Спектр НРС на данном возбуждении для фактора заполнения $\nu = 2$ приведен на рисунке 4.8(c).

Перейдем к рассмотрению динамики циклотронного спин-флип возбуждения в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$ при изменении угла наклона. На рисунке 4.9(a) показаны три эквидистантные спектральные линии CSFE,

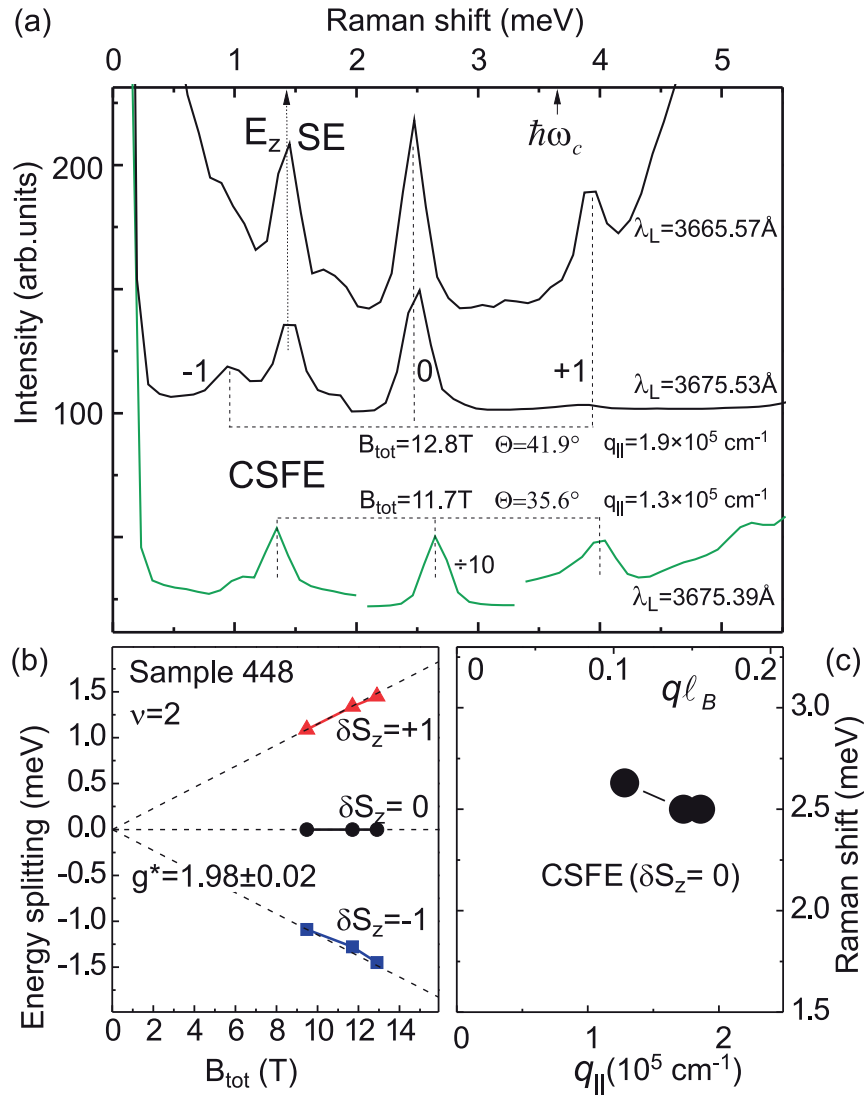


Рисунок 4.9: (a) Спектры НРС на трех ветвях CSFE и SE при двух различных углах наклона и трех различных длинах волн возбуждающего лазера. (b) Энергетическое расщепление трех компонент CSFE относительно центральной ($\delta S_z = 0$) в зависимости от магнитного поля. (c) Дисперсия центральной компоненты CSFE при малых значениях импульса.

соответствующие разной проекции спина, данные получены для образца S448 при двух различных углах наклона. Для сохранения оптимальных резонансных условий для данных линий при изменении угла спектры записывались при разных положениях лазера. Однозначная идентификация триплетных линий при $\nu = 2$ становится возможной при изучении зависимости их расщепления от полного магнитного поля (см. рис. 4.9(b)), которое, как упоминалось выше, должно соответствовать Зеемановской энергии. Зависимость является линейной и хорошо аппроксимируется параметром $g^* \approx 1.98$. Помимо изучения Зеемановского расщепления спин-триплетных компонент эти измерения позволили исследо-

вать дисперсию CSFE. Энергия его центральной компоненты в зависимости от переданного импульса изображена на рисунке 4.9(с). В этом экспериментально доступном диапазоне импульсов наблюдается небольшая отрицательная дисперсия моды CSFE. Хотя в безразмерных единицах импульсы малы (см. верхнюю ось), зависимость качественно соответствует теории, согласно которой при $ql_B \sim 1$ должен наблюдаться минимум (см. ниже и в [13]).

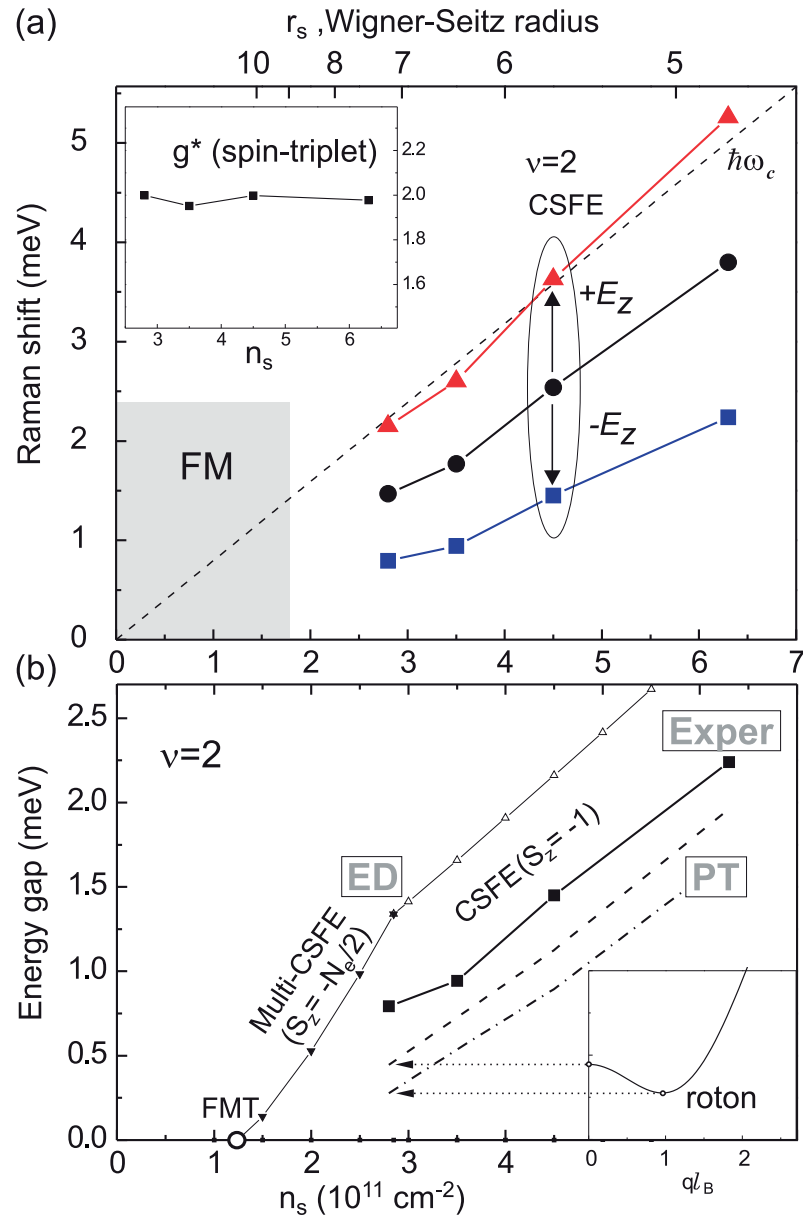


Рисунок 4.10: (а) Энергии триплета CSFE как функция плотности электронов в ДЭС, на вставке отложен g -фактор, в зависимости от концентрации рассчитанный по величине Зеемановского расщепления между компонентами триплета. (б) Сравнение энергии нижней компоненты CSFE, полученной экспериментально с результатами расчета методом точной диагонализации гамильтониана (ED) и в рамках теории возмущений (PT)

Два верхних спектра на рисунке 4.9(а) получены в условиях близких к точке ферромагнитной неустойчивости. Это проявляется в суперпозиции оптических сигналов от парамагнитной фазы (три линии CSFE) и от зарождающихся доменов с ферромагнитным порядком (линия SE; см. диаграмму возбуждений на рис. 4.8(а)). Обратим внимание, что самым низкоэнергетическим возбуждением является компонента CSFE с проекцией спина $\delta S_z = -1$, она имеет энергию ниже E_z , которая является наименьшим энергетическим масштабом для данной ДЭС.

Энергии всех трех спиновых компонент CSFE были измерены на четырех гетероструктурах MgZnO/ZnO в нормально ориентированном магнитном поле при $\nu = 2$. Эти данные в зависимости от концентрации электронов приведены на рисунке 4.10(а). Энергию CSFE можно представить как сумму одночастичных (циклотронного и Зеемановского) вкладов и корреляционной энергии:

$$E_{CSFE}^{\delta S_z} = \hbar\omega_c + g^* \mu_B B \delta S_z - \Delta E_{corr}. \quad (4.2)$$

Отрицательный корреляционный сдвиг составляет значительную долю циклотронной энергии. Энергия нижней спиновой компоненты триплета дополнительно уменьшается на величину Зеемановского вклада. Из графика видно, что она имеет тенденцию к смягчению с уменьшением n_s . Естественно ожидать, что смягчение компоненты CSFE с $\delta S_z = -1$ приведет к самопроизвольному переходу электронов с нулевого уровня Ландау на первый. Лавиноподобный процесс с переворотом спина может привести к ферромагнитному фазовому переходу при $\nu = 2$. Ввиду экспериментальных ограничений по минимально детектируемому рамановскому сдвигу не удастся получить экспериментальные точки для образцов с еще более низкой концентрацией электронов. Тем не менее из графика(рис. 4.10(а)) видно, что зависимость энергии от концентрации должна обратиться в ноль примерно при $n_s \sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что близко к критической плотности электронов, известной из эксперимента $n_s \sim 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. раздел 4.1 и [10, 70]).

Далее проведем теоретические оценки корреляционной энергии. В работе [16] было обнаружено, что в квантовых ямах на основе GaAs в широком диапазоне n_s энергия отрицательного корреляционного вклада является практически постоянной $\Delta E_{corr} \sim 0.35 \text{ мэВ}$. Такое поведение кулоновского вкла-

да может быть объяснено в рамках теории возмущения (perturbation theory - РТ) второго порядка, где энергия межчастичных корреляций пропорциональна постоянной Ридберга. Подчеркнем, что в квантово-холловских состояниях с симметричным заполнением спиновых подуровней поправки первого порядка к энергии CSFE полностью исчезают при нулевом импульсе [13], однако при $q \sim 1/l_B$ появляется минимум в законе дисперсии. Результаты, полученные в рамках данной теории для широких квантовых ям на основе GaAs (30 нм, $n_s = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) с учетом ослабления Кулоновского взаимодействия из-за размытия волновой функции электронов вдоль направления роста гетероструктур (учитывается введением геометрического форм-фактора), хорошо согласуются с экспериментальными результатами [16].

Данный теоретический подход к вычислению энергии Кулоновского взаимодействия в нашем случае не может быть применен в чистом виде из-за большого значения параметра взаимодействия r_s в двумерных системах на основе ZnO. Однако его можно модифицировать введением эффективного экранирования Кулоновского взаимодействия электронами, расположенными ниже уровня Ферми. Этот подход описан в теоретической работе [81], где был рассмотрен метод проецирования пустых уровней Ландау на соответствующие заполненные посредством виртуальных переходов электронов между ними для дробных квантовых состояний Холла в ZnO. Для этого Кулоновское взаимодействие $V(q) = 2\pi e^2/\epsilon q$ должно быть заменено на $V(q) = 2\pi e^2/\epsilon q \epsilon_s(q)$, где $\epsilon_s(q)$ - статическая диэлектрическая функция, вычисленная в приближении случайных фаз:

$$\epsilon_s(q) = 1 - V(q)\chi_n^0 n(q, \omega \rightarrow 0^+), \quad (4.3)$$

где $\chi_n^0 n(q, \omega)$ - функция реакции плотность-плотность, рассчитанная для невзаимодействующей ДЭС в магнитном поле.

Так как гетероструктуры на основе ZnO имеют большие значения параметра r_s , значения функции $\epsilon_s(q)$ при $ql_B \sim 1 - 2$ могут достигать 4 - 5, и, следовательно, взаимодействие будет сильно экранироваться. В реальных ДЭС на величину Кулоновского взаимодействия также оказывает влияние нелокальность волновой функции в направлении роста гетероструктур. Это влияние может быть учтено введением геометрического форм-фактора, который рассчитывается с использованием фактических параметров системы, включая ширину

волновой функции электронов [50]. Комбинация этих двух факторов ослабления Кулоновского потенциала была учтена при оценке энергетического спектра ДЭС при $\nu = 2$. Расчеты проводились с использованием как РТ, так и метода точной диагонализации (exact diagonalization - ED).

На рисунке 4.10(b) приведены сравнения экспериментальных результатов и теоретической оценки для энергии нижней ветви CSFE при $\nu = 2$. Результаты вычисления в рамках РТ второго порядка изображены пунктирной кривой. Видно, что учет ослабленного Кулоновского потенциала приводит к близкому соответствию между теоретическими и экспериментальными результатами для CSFE при $q = 0$. Щель над основным состоянием дополнительно смягчается в минимуме закона дисперсии при $ql_B \sim 1$, ее величина может быть оценена из членов первого порядка в рамках РТ. Рассчитанная дисперсия для CSFE при $n_s = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ показана на вставке к рисунку 4.10(b). Состояния в минимуме дисперсии оптически не активны из-за малости передаваемых возбуждениям импульсов, но они первыми должны достигать нулевой энергии, следовательно, они могут способствовать фазовому ферромагнитному переходу. Из графика видно, что он должен наблюдаться при концентрациях $n_s \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что достаточно близко к экспериментальным результатам ($n_s \sim 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$).

Отметим, что данные оценки сделаны в одномодовом приближении и не учитывают роль многоэкситонных процессов вблизи точки перехода. Данный эффект может быть рассмотрен при помощи метода точной диагонализации для конечного числа электронов ($N_e = 12$) в базисе состояний двух нижних уровней Ландау. Для этой цели использовался тот же экранированный Кулоновский потенциал. Этим методом отслеживалась спиновая конфигурация основного и первого возбужденного состояния при $\nu = 2$ по мере изменения концентрации электронов. Спиновая конфигурация основного состояния резко меняется с парамагнитной на ферромагнитную при $n_s \approx 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При концентрациях $n_s > 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ щель над основным состоянием определяется CSFE с $S_z = -1$, однако при более низких концентрациях проекция спина нижнего возбужденного состояния изменяется на $S_z = -N_e/2$ (рис. 4.10(b)). Данный результат свидетельствует о лавинообразном спин-флип переходе электронов с нулевого уровня Ландау на первый, что существенно отличается от одномодового приближения. Отсюда можно заключить, что взаимодействие CSFE-CSFE долж-

но дополнительно снижать полную энергию щели над основным состоянием. Предсказанная данным способом концентрация фазового перехода оказалась несколько ниже экспериментальной, что может быть связано с малым количеством рассматриваемых в модели электронов и/или конечной экспериментально достигаемой температурой ($T \sim 0.35K$). Тем не менее оба теоретических подхода дают разумную оценку точки ферромагнитной неустойчивости. Таким образом, в данном разделе было показано, что причиной для фазового перехода может служить смягчение моды CSFE. Далее речь пойдет о термодинамической устойчивости холловского ферромагнетика при $\nu = 2$.

4.3 Термодинамика ферромагнитного состояния

В разделе 3 главы 4 будет обсуждаться термодинамическое поведение холловских ферромагнетиков при $\nu = 2$ в сильновзаимодействующих ДЭС на основе ZnO. Здесь, как и выше, методическим инструментом для определения поляризации спиновой подсистемы выступало НРС на спиновом экситоне. С его помощью была исследована термодинамическая устойчивость холловского ферромагнетика и определена температура Кюри.

На рисунке 4.11 представлены спектры SE в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$ и 3 для образца S427. Угол наклона образца соответствует условию (выражение 4.1) вырождения верхнего заполненного и нижнего пустого спиновых подуровней (см. вставки на рис. 4.11), то есть условию фазового перехода. Спектры записаны на границах переходной области (диапазон полей переходной области $\sim 0.15T$) и соответствуют предельным фазовым состояниям с парамагнитной и ферромагнитной спиновой конфигурацией. В случае перехода в окрестности $\nu = 2$ интенсивность линии SE изменяется на порядок в силу перехода ДЭС из состояния с нулевым полным спином в состояние с максимальным спином, однако в случае перехода в окрестности $\nu = 3$ интенсивность изменяется только в ~ 2.4 раза, так как начальный спин системы в этом случае составляет $1/3$ от максимального (см. вставку к рисунку 4.11(b)). Контрастность перехода в обоих случаях оказывается сниженной относительно модельного значения в связи с температурным зарождением доменов противоположных фаз и неоднородностью концентрации электронов в системе.

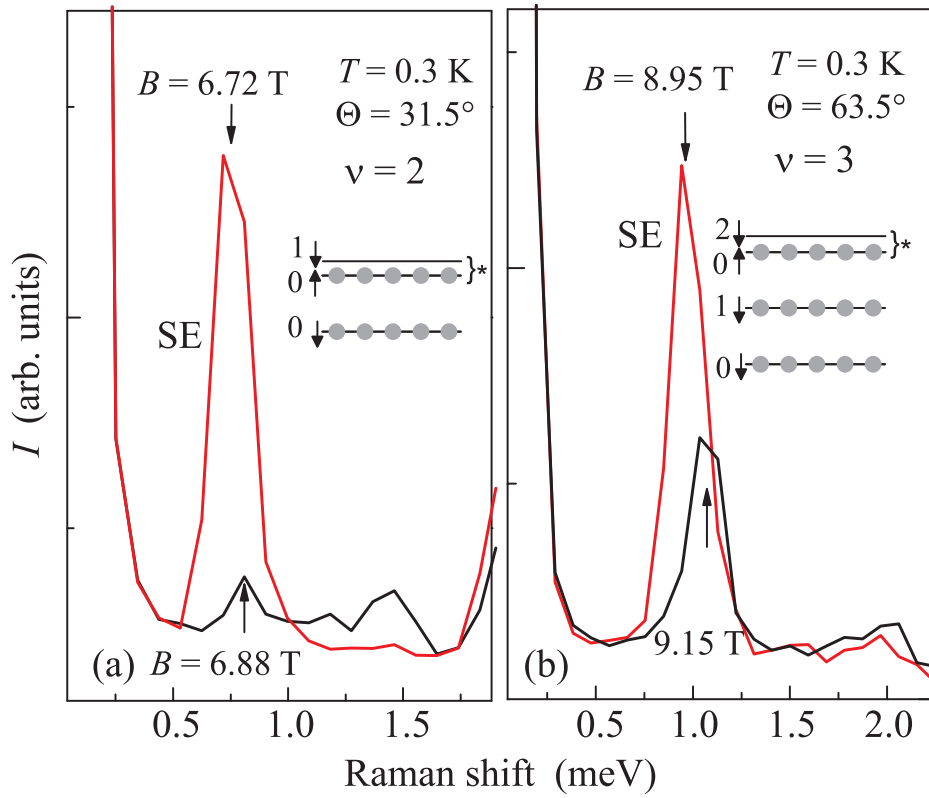


Рисунок 4.11: Спектры НРС на SE при углах, соответствующих переходной области в окрестности факторов заполнения $\nu = 2$ - (a), $\nu = 3$ - (b)

Данные фазовые превращения при $\nu = 2$ и $\nu = 3$ происходят при различных углах наклона нормали к поверхности образца относительно магнитного поля $\Theta_1 = 31.5^\circ$ и $\Theta_2 = 63.5^\circ$ соответственно. Эти углы соответствуют порядку пересечения $j_1 = 1$ и $j_2 = 2$ (см. выражение 4.1). Как было показано в разделе 4.1, при низких концентрациях электронов в ДЭС ($n_s < 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) фазовый переход наблюдается и в нормальном поле, следовательно, главную роль в формировании квантово-холлового ферромагнетика играет Ферми-жидкостная перенормировка спиновой восприимчивости, а наклон образца относительно поля лишь уменьшает одночастичную щель над основным состоянием. Эффективная спиновая восприимчивость g^*m^* для рассматриваемого образца S427 увеличивается в ~ 3 раза относительно одночастичного значения для структур ZnO/MgZnO ($m^* = 0.3m_0, g^* = 2$). Интересным является тот факт, что после данной перенормировки картина пересечения спиновых подуровней вновь может быть описана моделью слабозаимодействующих квазичастиц. Данный вывод следует из экспериментально установленной эквидистантности спиновых подуровней в рассматриваемой модели ($\cos\Theta_1/\cos\Theta_2 \approx j_2/j_1 = 2$). Аналогичные результаты получены и в магнитотранспортных работах [10]. Этот факт

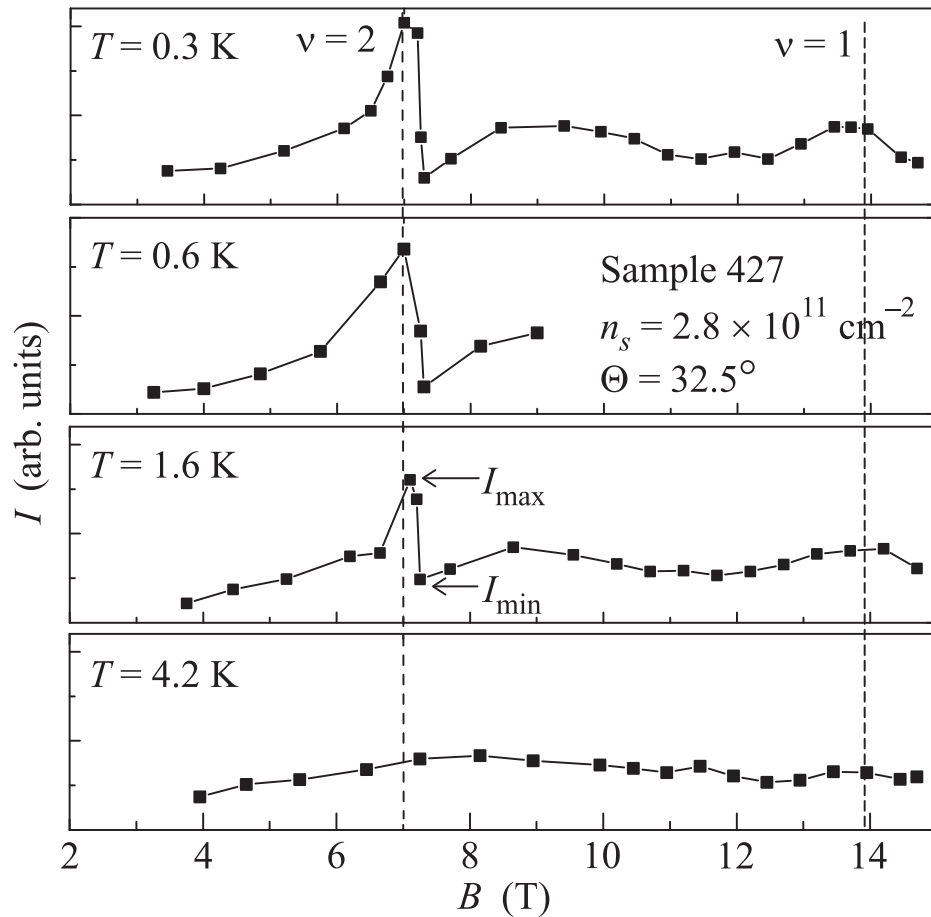


Рисунок 4.12: Зависимость интенсивности спектральной линии SE от нормальной компоненты магнитного поля при четырех различных температурах

может свидетельствовать о том, что несмотря на превосходство характерной Кулоновской энергии над циклотронной и Зеемановской реальный вклад обменной энергии в расщепление спиновых подуровней перенормированных квазичастиц оказывается мал.

Перейдем непосредственно к изучению термодинамических свойств холловского ферромагнетика. На рисунке 4.12 представлены зависимости интенсивности линии SE от перпендикулярного магнитного поля при четырех различных температурах. Угол наклона образца соответствует фазовому переходу при $\nu = 2$. В качестве индикатора разрушения фазы спиновой подсистемы будем использовать сглаживание контрастности скачка интенсивности линии SE вблизи $\nu = 2$. Контрастность должна уменьшаться с ростом температуры вследствие увеличения занимаемой площади доменами противоположной фазы (см. два средних графика на рисунке 4.12), а при температурах порядка 3 - 4 К зави-

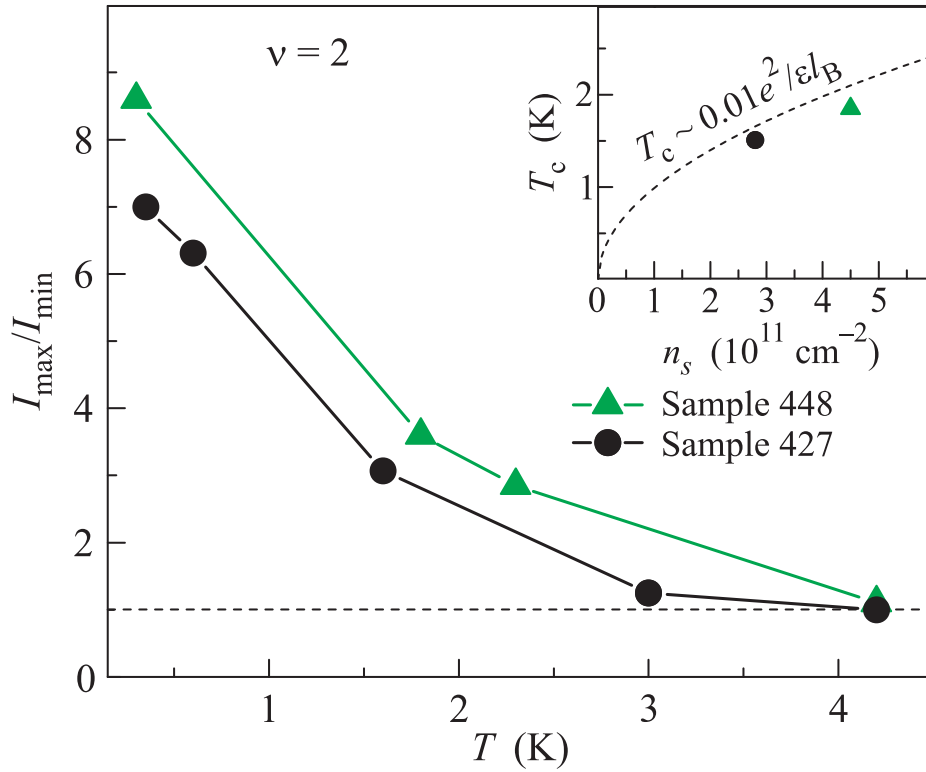


Рисунок 4.13: Затухание фазового контраста спектральной линии SE при повышении температуры для двух образцов. На вставке отложен декремент затухания контраста для данных образцов в зависимости от концентрации, пунктирной линией проведена теоретическая кривая для температуры разрушения ферромагнитной фазы (температура Кюри), рассчитанная по формуле из работы [38]

симось становится полностью гладкой, что свидетельствует о температурном размытии электронов между спиновыми подуровнями.

Зависимость контрастности скачка интенсивности от температуры для двух исследуемых образцов представлена на рисунке 4.13. По оси ординат приведено отношение интенсивности в максимуме и минимуме (I_{\max}/I_{\min} - обозначены на рис. 4.12) в окрестности $\nu = 2$. Видно, что данная величина является быстро спадающей функцией температуры. Декремент затухания данной величины можно рассматривать как характерную температуру разрушения спинового упорядочения квантово-холловского ферромагнетика. Для исследуемых образцов она представлена на вставке к рисунку 4.13. Видно, что данная температура ($T_c \sim 2\text{K}$) намного меньше характерной Зеемановской энергии ($\sim 10\text{K}$) в отличие от случая квантово-холловского ферромагнетика при $\nu = 1$ (см. раздел 3.3), где вплоть до температуры, соответствующей Зеемановской энергии, система сохраняет ферромагнитное спиновое упорядочение.

Возникновение доменов противоположных фаз при конечных температурах в

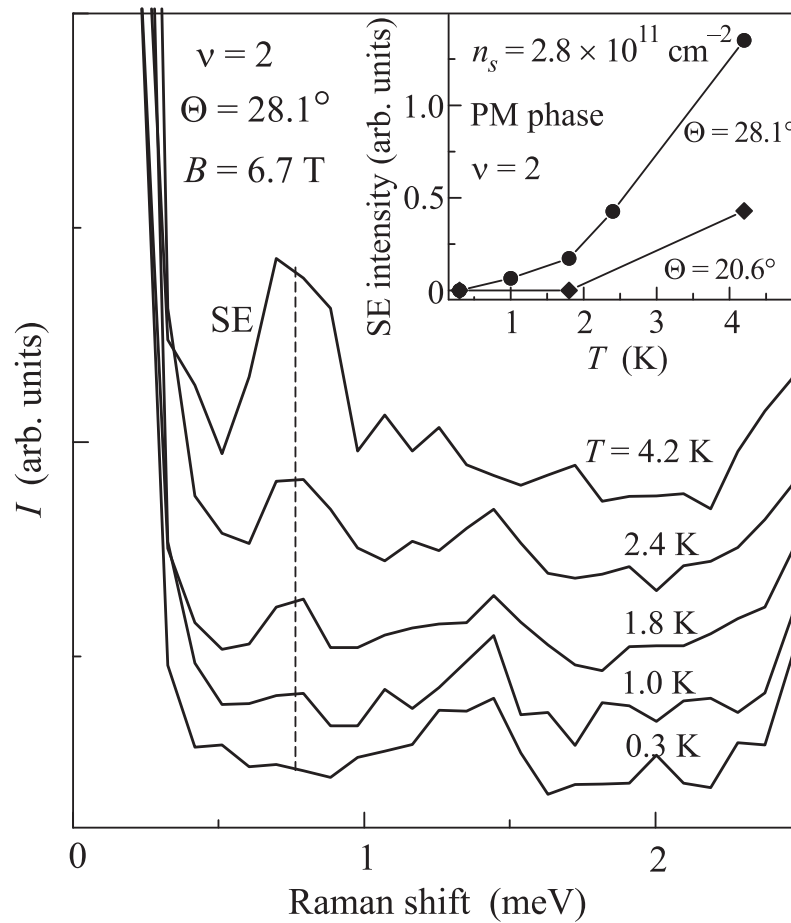


Рисунок 4.14: Эволюция спектра НРС на SE с повышением температуры при угле наклона ниже критического. На вставке отображено увеличение интенсивности данной спектральной линии с температурой при двух углах наклона.

условиях вырождения спиновых подуровней было теоретически описано в работе [38]. Согласно этой теории средний размер доменов зависит от температуры и отклонения магнитного поля от точки фазового перехода. Энергия образования доменных стенок имеет кулоновскую природу, в приближении Хартри-Фока она оценивается как $E_{dw} \sim 0.01e^2/\epsilon l_B$. В данной модели температура Кюри холловских ферромагнетиков $T_c \sim E_{dw}$, для сравнения с экспериментальными результатами она приведена на вставке к рисунку 4.13. Несмотря на ограничения применимости приближения Хартри-Фока к исследуемым системам видно, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с данной теорией. Отсюда следует, что уменьшения фазового контраста с повышением температуры может быть объяснено температурным зарождением доменов противоположной фазы.

Еще одним показательным способом наблюдения возникновения доменов ферромагнитного порядка является повышение температуры в условиях парамагнитного упорядочения при углах наклона немного ниже критического (см. рис. 4.14). При низких температурах в силу парамагнитного упорядочения спиновой подсистемы сигнал SE должен отсутствовать, однако с ростом температуры начнут зарождаться домены ферромагнитной фазы, что приведет к усилению сигнала спинового экситона. Подавления температурного роста сигнала SE при дальнейшем уменьшении угла наклона и отдаление от точки вырождения спиновых подуровней свидетельствует об увеличении энергетической щели для образования ферромагнитных доменов (см. вставку к рис. 4.14).

Таким образом, в данной главе были рассмотрены оптические проявления ферромагнитного перехода в режиме КЭХ. Получена фазовая диаграмма состояния системы при факторе заполнения $\nu = 2$. Показано, что ферромагнитный переход наступает вследствие смягчения нижней ветви циклотронного спин-флип возбуждения при $\nu = 2$. Установлено, что ферромагнитный переход сопровождается формированием доменной структуры спинового упорядочения с доменами противоположных фаз - парамагнитной и ферромагнитной. Исследована термодинамическая устойчивость доменной структуры и установлена температура Кюри разрушения ферромагнитного порядка. Показано, что устойчивость доменной структуры определяется Кулоновской энергией формирования доменных стенок $\sim 0.01e^2/\epsilon l_B$.

Глава 5

Перенормировка обменного взаимодействия в сильно взаимодействующих ДЭС

В главах 3 и 4 были рассмотрены результаты, согласно которым многие явления в ДЭС на основе ZnO несмотря на сильное межчастичное взаимодействие могут быть описаны теорией для слабовзаимодействующих частиц. К таким явлениям относятся изменение обменного вклада в энергию CSFE и деполяризация холловского ферромагнетика в окрестности $\nu = 1$ (см. раздел 3.3), эквидистантность спиновых подуровней Ландау с учетом перенормировки эффективной спиновой восприимчивости (см. разделы 4.1 и 4.3), характер смягчения CSFE при понижении концентрации электронов в ДЭС (см. раздел 4.2). На первый взгляд, подобный результат может показаться удивительным. Действительно, параметр смешивания уровней Ландау в рассматриваемых системах при характерной концентрации электронов $n_s = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\nu = 1$: $\kappa = \frac{e^2/\epsilon l_B}{\hbar\omega_c} \approx 8.6$, что на порядок больше, чем для систем на основе GaAs. Следовало бы ожидать, что от привычной картины невзаимодействующих электронов на эквидистантных уровнях Ландау при столь высоком параметре смешивания κ не должно остаться никаких характерных признаков, однако экспери-

ментальные результаты свидетельствуют об обратном. Как было показано выше, для согласования данных теоретических подходов с экспериментальными результатами можно на качественном уровне учесть некоторую экранировку межчастичного Кулоновского взаимодействия, обусловленную виртуальными переходами электронов на незаполненные уровни Ландау.

В главе 5 будет рассмотрена причина столь хорошей применимости теории для слабозаимодействующих систем к описанию явлений в сильновзаимодействующих ДЭС на основе ZnO. Оказывается, что обменное взаимодействие в этих системах подвергается сильной перенормировке, а его масштаб становится сравним с циклотронной энергией, что значительно отличается от масштаба обменной энергии для слабозаимодействующих систем с характерным значением $e^2/\epsilon l_B$.

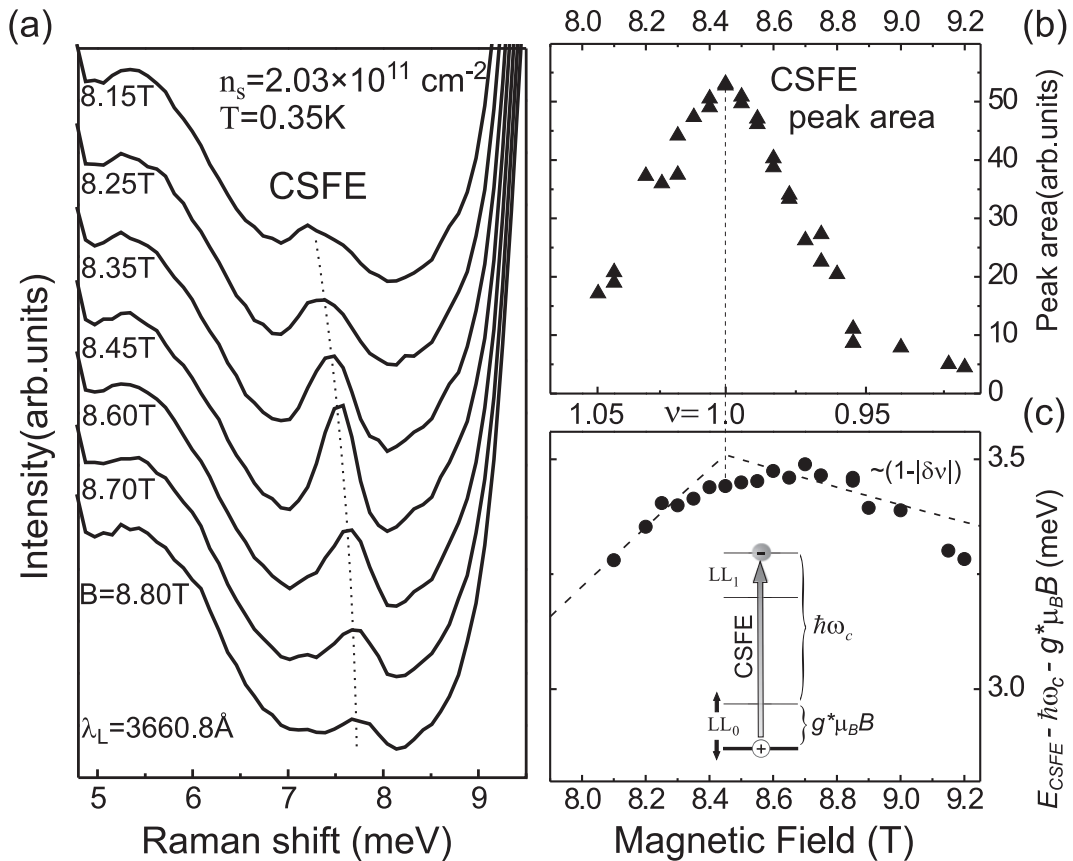


Рисунок 5.1: (а) Эволюция спектра НРС на CSFE при изменении магнитного поля в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$. (б) Изменение интенсивности спектральной линии CSFE при изменении фактора заполнения в окрестности $\nu = 1$. (с) Изменение обменного вклада в энергию CSFE с магнитным полем в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$, пунктиром проведена теоретическая зависимость ($\sim (1 - |\delta\nu|)$).

Величина обменной энергии была извлечена из спектров НРС на CSFE в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$ (рис. 5.1(a)). Рамановский сдвиг линии превышает Зеемановскую и циклотронную энергии на величину Кулоновского межчастичного взаимодействия. При отклонении от $\nu = 1$ спектральное положение CSFE существенно изменяется, интегральная интенсивность уменьшается, а спектральная ширина увеличивается (зависимость спектральной интенсивности от ν показана на рис. 5.1(b)). Следует отметить, что ослабление линии обусловлено ее внутренней природой, а не резонансными условиями НРС, поскольку спектральный сдвиг линии в этом диапазоне в несколько раз меньше ширины резонансного профиля.

Из спектральной эволюции линии CSFE можно рассчитать динамику многочастичного вклада в ее энергию. Для этого, исходя из аддитивности энергетических вкладов, из полной энергии нужно вычесть одночастичные вклады (Зеемановский и циклотронный), остаточная обменная Кулоновская энергия уменьшается по обе стороны от $\nu = 1$ (рис. 5.1(c)), что качественно согласуется с ожидаемым поведением в рамках приближения Хартри - Фока [61] (обозначено пунктирными линиями). Эта ситуация также соответствует поведению CSFE в аналогичных экспериментах в GaAs [18]. Изменение энергии по обе стороны от $\nu = 1$ связано как с уменьшением обменного вклада ($\sim (1 - |\delta\nu|)$), так и с монотонной зависимостью самой Кулоновской энергии от магнитного поля. Механизм скирмионной спиновой деполяризации не рассматривается из-за относительно сильной Зеемановской энергии в исследуемых ДЭС. Для изучения зависимости обменного Кулоновского вклада от электронной концентрации аналогичные измерения энергии CSFE при $\nu = 1$ были проведены на пяти экспериментальных гетероструктурах (рис. 5.2). На вставке к рисунку приведена дисперсия CSFE для одного из образцов, она имеет слабую отрицательную зависимость, что согласуется с рассмотренными ниже расчетами. Из рисунка 5.2 видно, что зависимость обменной энергии от концентрации близка к линейной, а масштаб взаимодействия имеет величину близкую к циклотронной энергии.

Данный масштаб обменной энергии необычен для квантово-холловского ферромагнетика и качественно отличается от характерной Кулоновской энергии на магнитной длине (для сравнения на рис. 5.2 показана штриховой кривой). Хотя на сегодняшний день еще нет теории для описания магнитоэксито-

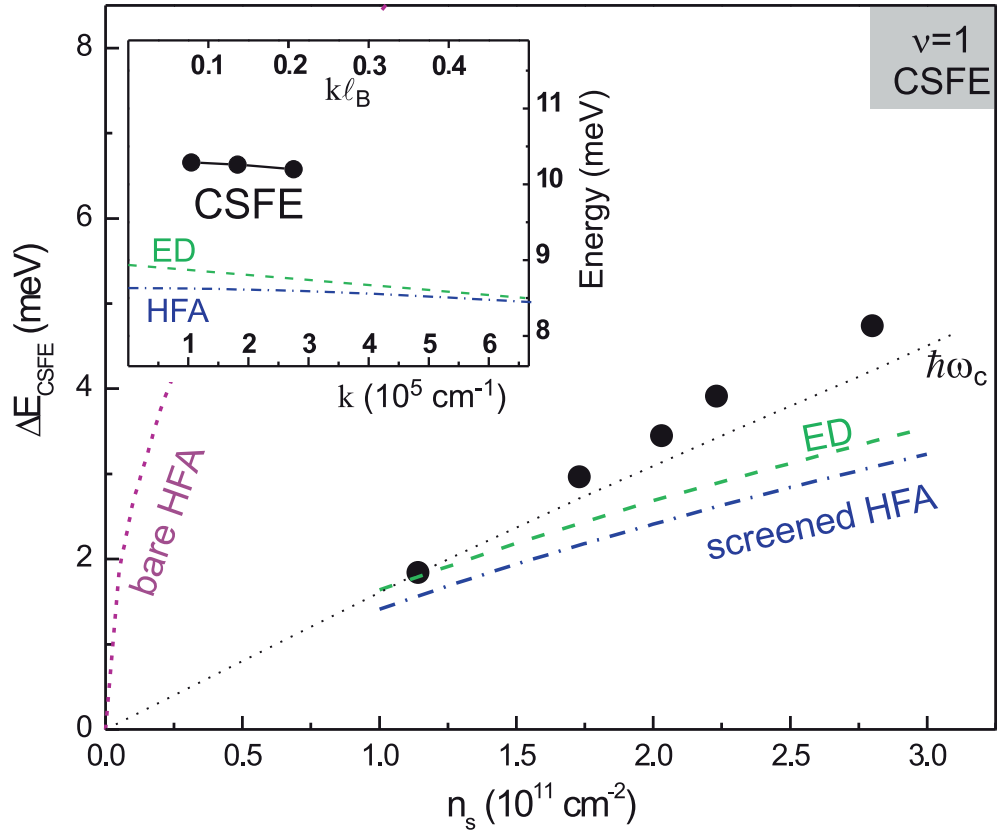


Рисунок 5.2: Зависимость обменного вклада в энергию CSFE при $\nu = 1$ от электронной плотности. Черные символы обозначают экспериментальные данные. Для сравнения черная пунктирная линия показывает циклотронную энергию. Результаты расчета методом точной диагонализации (ED) отображены зеленой пунктирной линией, синяя линия отображает результаты расчета в рамках приближения Хартри - Фока (HFA) с экранировкой Кулоновского потенциала, а фиолетовая без экранировки. На вставке приведена дисперсия, полученная экспериментально (черные точки), и дисперсии рассчитанные теоретически (пунктирные линии)

нов в режиме квантового эффекта Холла в ДЭС с сильным взаимодействием ($r_s \gg 1$), существует приближенный подход, который учитывает эффекты смешения уровней Ландау при рассмотрении многочастичных корреляций в системе. Данный метод уже рассматривался в разделе 4.2, опишем его тут более подробно.

В этом методе Кулоновское взаимодействие $V(q) = 2\pi e^2/\epsilon q$ должно быть заменено на $V(q) = 2\pi e^2/\epsilon q \epsilon_s(q)$, где $\epsilon_s(q)$ - статическая диэлектрическая функция. Это так называемое приближение статического экранирования [66, 82] позволяет описывать электронные корреляции на частично заполненных уровнях Ландау при $\nu > 1$ и $\kappa \gg 1$. Ранее оно использовалось для расчета Кулоновских щелей в графене в режиме квантового эффекта Холла [83], а также при цело-

численных и дробных факторах заполнения в ZnO [81, 84]. Будем применять здесь тот же подход для качественной оценки влияния смешивания уровней Ландау. В качестве начальной оценки будем считать, что все электроны находятся на нижнем уровне Ландау, в этом приближении рассмотрим выражения для статической диэлектрической функции и для Кулоновской энергии. Истинная конфигурация основного состояния при $\nu = 1$ неизвестна из-за большого параметра смешивания κ . Однако, как будет показано ниже, эта информация не является существенной для оценки многочастичного энергетического члена. Статическая диэлектрическая функция, вычисленная в приближении случайных фаз имеет вид [82] :

$$\epsilon_s(q) = 1 - V(q)\chi_{nn}^0(q, \omega \rightarrow 0^+), \quad (5.1)$$

где $\chi_{nn}^0(q, \omega)$ - функция реакции плотность-плотность, рассчитанная для невзаимодействующей ДЭС в магнитном поле:

$$\chi_{nn}^0(q) = \frac{1}{2\pi l_B^2} \sum_{\sigma} \sum_{k,m} |F_{k,m}(q)|^2 \frac{\nu_{m,\sigma} - \nu_{k,\sigma}}{(m-k)\hbar\omega_c}, \quad (5.2)$$

где $\nu_{m,\sigma}$ фактор заполнения уровня Ландау m со спиновым индексом σ . Сила осциллятора для перехода между двумя уровнями k и $m > k$ определяется как:

$$|F_{k,m}(q)|^2 = \frac{k!}{m!} e^{-q^2 l_B^2 / 2} [L_k^{m-k}(q^2 l_B^2 / 2)]^2 (q^2 l_B^2 / 2)^{m-k} \quad (5.3)$$

где $L_k^{m-k}(x)$ обобщённые полиномы Лагерра. В результате можно получить статическую диэлектрическую функцию для конфигурации, в которой все электроны расположены на нижнем спиновом подуровне Ландау

$$\epsilon_s(q) = 1 + \frac{e^2 / \epsilon l_B}{\hbar\omega_c} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sqrt{2}}{m \cdot m!} \left(\frac{q l_B}{\sqrt{2}}\right)^{2m-1} e^{-q^2 l_B^2 / 2} \quad (5.4)$$

Отсюда видно, что второй член в данном выражении пропорционален параметру смешивания уровней Ландау $\kappa \gg 1$, что приводит к значительной перенормировке энергии межчастичного взаимодействия. В длинноволновом пределе для CSFE при $\nu = 1$ она задается следующим выражением, которое было получено

из аппроксимации Хартри - Фока [2, 61]

$$\Delta E_{CSFE}^{k=0} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2q \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \frac{1}{\epsilon_s(q)} \frac{q^2 l_B^2}{2} e^{-q^2 l_B^2/2} \quad (5.5)$$

Рассчитанный таким образом обменный вклад в энергию CSFE будет порядка $\hbar\omega_c$ при условии $\kappa \gg 1$. Это является результатом уменьшения значения Кулоновского потенциала при $ql_B \sim 1$ в подынтегральном выражении, где коэффициент экранирования достигает своего максимального значения $\epsilon_s \sim \kappa$. При этих импульсах достигается основной вклад в многочастичную энергию CSFE. Результаты расчетов приведены штрих-пунктирной линией (screened HFA) на рисунке 5.2. Для этих расчетов был учтен геометрический форм-фактор двумерного Кулоновского потенциала, его общее влияние на многочастичную энергию невелико ($< 15\%$) из-за экранирования Кулоновского потенциала и узости рассчитанных огибающих волновых функций.

Чтобы оценить влияние смешивания уровней Ландау на рассчитанную энергию, можно задать структуру основного состояния менее строго и разрешить электронам перераспределяться по двум нижним уровням. Этот подход был реализован в численном расчете энергии CSFE путем применения точной диагонализации для $N = 11$ электронов в базисе состоящем из волновых функций двух нижних уровней Ландау. В этом случае электроны в основном состоянии на двух соответствующих уровнях могут быть перераспределены, но их взаимодействия должны быть экранированы всеми другими уровнями Ландау. Другими словами, суммирование в формуле 5.2 начнется с $m = 2$, тем самым смягчая искусственную экранировку. Для расчета энергетического спектра были использованы переодические граничные условия в геометрии тора. Используемые Кулоновские матричные элементы, представленные в [81]. Рассчитанная таким образом обменная энергия при $k = 0$ изображена на рисунке 5.2 пунктирной линией (ED). Как видно, эти результаты находятся в качественном согласии с экспериментальными данными. Таким образом, можно сделать вывод, что использование экранированного потенциала при расчете многочастичных энергетических членов дает разумную оценку, даже если неизвестна точная структура основного состояния Холловского ферромагнетика. Явный учет размытия основного состояния по нескольким нижним уровням Ландау

не приводит к принципиальным изменениям, если этот эффект должным образом учтен в экранированном потенциале.

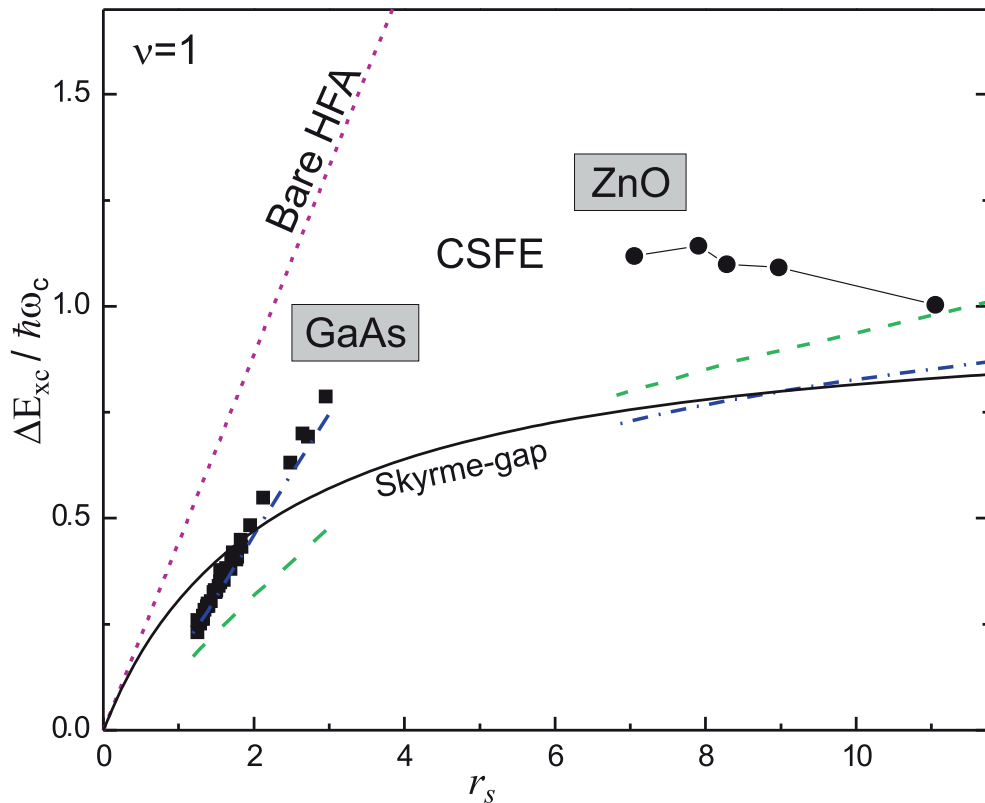


Рисунок 5.3: Отношение обменного вклада в энергию CSFE к циклотронной энергии как функция r_s . Квадратные символы представляют данные, измеренные в квантовых ямах GaAs [17], а круглые символы соответствуют данным на рис. 5.2. Аналогично рис. 5.2 приведены расчеты методом ED и HFA. Обменная энергия модельной скирмион-антискирмионной пары показана сплошной линией.

Эволюцию обменно-корреляционного вклада в энергию CSFE с изменением концентрации электронов для случая сильно взаимодействующих ДЭС можно сравнить с данными для систем на основе GaAs. Они приведены на рисунке 5.3, в безразмерных единицах, где точки при малых r_s были пересчитаны из данных в работе [62]. Геометрический форм-фактор значительно ослабляет Кулоновское взаимодействие в системах на основе GaAs (сравните с пунктирной линией - Bare HFA), но тренд все еще является линейным с увеличением r_s , как и предсказывает приближение Хартри - Фока. Напротив, точки при больших значениях параметра r_s для системы на основе ZnO приближаются к насыщению при $\Delta E_{xc}/\hbar\omega_c \sim 1$, что качественно объясняется рассмотренными выше

соображениями. Расчеты (с учетом экранировки) методом точной диагонализации и в приближении Хартри - Фока изображены пунктирными линиями.

Более комплексные подходы к расчету многочастичных энергий квантово-холловских ферромагнетиков были предложены ранее в контексте проблемы скирмион-антискирмионных возбуждений. Хотя этот тип нейтрального возбуждения имеет качественно иную структуру, многочастичный вклад в его энергию сопоставим с вкладом в CSFE. При $r_s \rightarrow \infty$ и малом g-факторе аналитический результат для энергии рождения скирмион-антискирмионной пары равен $\hbar\omega_c$, что также согласуется с экспериментально полученным результатом для многочастичного вклада в CSFE при $k = 0$. Аналитическая кривая [67] для данного возбуждения в строгом двумерном случае представлена на рисунке 5.3.

Почти линейная по магнитному полю картина роста обменно-усиленной щели при $\nu = 1$ уже наблюдалась в серии магнитотранспортных работ в гетероструктурах на основе GaAs [62, 64]. Однако даже при учете смешивания уровней Ландау количественное согласие с теорией сильно затруднялось из-за влияния остаточного беспорядка на транспортные характеристики. С этой точки зрения зондирование системы методом неупругого рассеяния света гораздо менее уязвимо, поскольку многочастичный вклад в энергию длинноволновых магнитоэкситонов достигается на расстояниях порядка магнитной длины. Этот метод одинаково хорошо работает как в пределе сильного поля для систем на основе GaAs, так и в слабом поле для систем на основе ZnO. На качественном уровне наблюдаемая перенормировка многочастичной энергии сильнокоррелированных ДЭС в режиме КЭХ может служить объяснением устоявшейся картины пересечения фиктивных уровней Ландау. На таких уровнях располагаются квазичастицы с перенормированными эффективной массой и g-фактором.

Таким образом, из экспериментов по неупругому рассеянию света на циклотронном спин-флип возбуждении при факторе заполнения $\nu = 1$ и теоретического рассмотрения установлено, что в сильновзаимодействующих ДЭС наблюдается перенормировка межчастичного взаимодействия, которая приводит к смягчению роста обменной энергии с увеличением параметра взаимодействия r_s . На качественном уровне данный результат может быть объяснен экранировкой межчастичного взаимодействия. В результате обменная энергия по порядку величины оказывается близкой к циклотронной энергии $\hbar\omega_c$, что значительно

отличается от ее масштаба $e^2/\epsilon l_B$ для систем со слабым межчастичным взаимодействием. Данная перенормировка позволяет использовать при моделировании коллективных возбуждений привычную картину квазичастиц на отдельных уровнях Ландау несмотря на большой параметр смешивания κ . При этом энергетическая щель над основным состоянием как и в случае невзаимодействующих ДЭС имеет линейную зависимость от магнитного поля (см гл. 4), что говорит о линейной зависимости как одночастичных, так и многочастичных вкладов в ее формирование.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. В сильнокоррелированных двумерных электронных системах на основе ZnO обнаружены две ветви межподзонных коллективных возбуждений зарядовой и спиновой плотности, а также континуум межподзонных одночастичных возбуждений. Исследована зависимость многочастичных энергетических вкладов в эти возбуждения от концентрации электронов в двумерной системе. Показано, что энергия возбуждения зарядовой плотности может выступать в роли детектора спиновой поляризации системы в режиме КЭХ.
2. По спектрам внутриподзонных спиновых возбуждений исследована зависимость величины спиновой поляризации и удельной обменной энергии от магнитного поля в окрестности квантово-холловского состояния $\nu = 1$. Показано, что данное поведение хорошо согласуется с одночастичной картиной деполяризации квантово-холловского ферромагнетика. Обнаружено, что локальный ферромагнитный порядок при $\nu = 1$ сохраняется до температур соответствующих Зеемановскому расщеплению спиновых подуровней.
3. По спектрам двумерной фотолюминесценции и спектрам неупругого рассеяния света на внутриподзонном спиновом экситоне обнаружен парамагнитный - ферромагнитный фазовый переход при целочисленных факторах заполнения системы в режиме КЭХ. Установлено, что изменение угла наклона между нормалью к ДЭС и магнитным полем способствует формированию фазового перехода. Получена фазовая диаграмма основного состояния системы при факторе заполнения $\nu = 2$, из которой видно,

что при концентрации $n_s < 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ фазовый переход в системе наступает уже при нормальной ориентации ДЭС относительно поля и не требует наклона системы. Показано, что при факторе заполнения $\nu = 2$ ферромагнитный переход наступает вследствие смягчения нижней ветви циклотронного спин-флип возбуждения.

4. Показано, что ферромагнитный переход сопровождается формированием доменной структуры спинового упорядочения с доменами противоположных фаз: парамагнитной и ферромагнитной. Исследована термодинамическая устойчивость доменной структуры и установлена температура Кюри разрушения ферромагнитного порядка. Показано, что устойчивость доменной структуры определяется Кулоновской энергией формирования доменных стенок $\sim 0.01e^2/\epsilon l_B$.
5. По спектрам неупругого рассеяния света на циклотронном спин-флип возбуждении при факторе заполнения $\nu = 1$ обнаружена перенормировка обменного взаимодействия. В исследуемых сильно взаимодействующих ДЭС с параметром Вигнера-Зейтца $7 < r_s < 11$ обменная энергия по порядку величины оказывается близкой к циклотронной энергии $\hbar\omega_c$, что значительно отличается от ее масштаба Кулоновской энергии $e^2/\epsilon l_B$ в слабо взаимодействующих системах. Аналогичные результаты были получены численными методами.

Автор искренне признателен своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за содействие и всестороннюю поддержку на всех этапах настоящей работы, Александру Борисовичу Ванькову за приобретенные в процессе совместного сотрудничества опыт и знания, наставления и помощь на каждой стадии эксперимента. Хочу также поблагодарить Виктора Васильевича Соловьёва и Сергея Михайловича Дикмана за плодотворные обсуждения результатов работы, а также весь коллектив ЛНЭП за приятную рабочую атмосферу.

Литература

1. Large exchange interactions in the electron gas of GaAs quantum wells / A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1989. — Oct. — Vol. 63. — Pp. 1633–1636. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.1633>.
2. Spectroscopic measurement of large exchange enhancement of a spin-polarized 2D electron gas / A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Jun. — Vol. 68. — Pp. 3623–3626. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.3623>.
3. g -factor anisotropy in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well probed by electron spin resonance / Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Jan. — Vol. 83. — P. 041307. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.041307>.
4. Super-long life time for 2D cyclotron spin-flip excitons / L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev et al. // *Scientific Reports.* — 2015. — may. — Vol. 5, no. 1. <https://doi.org/10.1038/srep10354>.
5. Magnetofermionic condensate in two dimensions / L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann et al. // *Nature Communications.* — 2016. — nov. — Vol. 7, no. 1. <https://doi.org/10.1038/ncomms13499>.
6. Spin excitations in two-dimensional electron gas, their relaxation, photoexcitation, and detection methods, and the role of Coulomb correlations / L V Kulik, A V Gorbunov, S M Dickmann, V B Timofeev // *Physics-Uspekhi.* — 2019. — sep. — Vol. 62, no. 9. — Pp. 865–891. <https://doi.org/10.3367/ufne.2018.10.038463>.

7. *Murav'ev Vyacheslav M., Kukushkin Igor V.* Collective plasma excitations in two-dimensional electron systems // *Physics-Uspekhi*. — 2019. — jul. — Vol. 63, no. 10. <https://doi.org/10.3367/ufne.2019.07.038637>.
8. *Smrcka L, Havlova H, Isihara A.* Quantum oscillations in two-dimensional systems with finite width // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. — 1986. — aug. — Vol. 19, no. 22. — Pp. L475–L480.
9. Single-valley quantum Hall ferromagnet in a dilute $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ strongly correlated two-dimensional electron system / Y. Kozuka, A. Tsukazaki, D. Maryenko et al. // *Phys. Rev. B*. — 2012. — Feb. — Vol. 85. — P. 075302. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.075302>.
10. *J. Falson D. Maryenko B. Friess D. Zhang Y. Kozuka A. Tsukazaki J. H. Smet, Kawasaki M.* Even-denominator fractional quantum Hall physics in ZnO // *Nat. Phys.* — 2015. — Vol. 11. — P. 347. — <https://www.nature.com/articles/nphys3259>.
11. *A. Tsukazaki A. Ohtomo M. Kawasaki et al.* Spin susceptibility and effective mass of two-dimensional electrons in MgZnO/ZnO heterostructures // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Vol. 78. — P. 233308. — <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.78.233308>.
12. *Бычков Ю.А. Иорданский С.В. Элиашберг Г.М.* Двумерные электроны в сильном магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ*. — 1981. — Т. 33, № 3. — С. 152. — http://www.jetpletters.ac.ru/ps/447/article_7066.shtml.
13. *Kallin C., Halperin B. I.* Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B*. — 1984. — Vol. 30, no. 10. — P. 5655. — <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.30.5655>.
14. Cyclotron spin-flip excitations in the extreme quantum limit / L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al. // *Phys. Rev. B*. — 2001. — Apr. — Vol. 63. — P. 201402. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.201402>.
15. Cyclotron spin-flip excitations in the 2D-electron system / L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, V.E. Kirpichev et al. // *Physica E: Low-dimensional Systems*

- and Nanostructures*. — 2002. — jan. — Vol. 12, no. 1-4. — Pp. 574–577. [https://doi.org/10.1016/s1386-9477\(01\)00476-3](https://doi.org/10.1016/s1386-9477(01)00476-3).
16. Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum Hall states / L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann et al. // *Phys. Rev. B*. — 2005. — Aug. — Vol. 72. — P. 073304. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.073304>.
 17. Low-Magnetic-Field Divergence of the Electronic g Factor Obtained from the Cyclotron Spin-Flip Mode of the $\nu = 1$ Quantum Hall Ferromagnet / A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Dec. — Vol. 97. — P. 246801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.246801>.
 18. Cyclotron spin-flip mode in the extreme quantum limit / A. S. Zhuravlev, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al. // *JETP Letters*. — 2007. — mar. — Vol. 85, no. 2. — Pp. 118–121. <https://doi.org/10.1134/s0021364007020051>.
 19. Inelastic light scattering study of the $\nu = 1$ quantum Hall ferromagnet / A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik et al. // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Apr. — Vol. 77. — P. 155404. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.155404>.
 20. *Ando Tsuneya, Fowler Alan B., Stern Frank*. Electronic properties of two-dimensional systems // *Rev. Mod. Phys.* — 1982. — Apr. — Vol. 54. — Pp. 437–672. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.54.437>.
 21. *Stern Frank*. Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Apr. — Vol. 18. — Pp. 546–548. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.18.546>.
 22. *Allen S. J., Tsui D. C., Logan R. A.* Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Apr. — Vol. 38. — Pp. 980–983. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.980>.
 23. *Theis T.N., Kotthaus J.P., Stiles P.J.* Wavevector dependence of the two-dimensional plasmon dispersion relationship in the (100) silicon inversion layer //

- Solid State Communications*. — 1978. — jun. — Vol. 26, no. 9. — Pp. 603–606.
[https://doi.org/10.1016/0038-1098\(78\)90773-1](https://doi.org/10.1016/0038-1098(78)90773-1).
24. *Grimes C. C., Adams Gregory*. Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — Jan. — Vol. 36. — Pp. 145–148. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.36.145>.
25. *Ehrenreich H., Cohen M. H.* Self-Consistent Field Approach to the Many-Electron Problem // *Phys. Rev.* — 1959. — Aug. — Vol. 115. — Pp. 786–790. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.115.786>.
26. *Tselis A. C., Quinn J. J.* Theory of collective excitations in semiconductor superlattice structures // *Phys. Rev. B*. — 1984. — Mar. — Vol. 29. — Pp. 3318–3335. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.29.3318>.
27. Exchange and correlation in the nonhomogeneous electron gas in semiconductor heterojunctions / D. Gammon, B. V. Shanabrook, J. C. Ryan et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Mar. — Vol. 68. — Pp. 1884–1887. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.1884>.
28. Collapse of the Hartree term of the Coulomb interaction in a very dilute 2D electron gas / S. Ernst, A. R. Goñi, K. Syassen, K. Eberl // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Jun. — Vol. 72. — Pp. 4029–4032. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.72.4029>.
29. *M. S-C. Luo Sh. L. Chuang S. Schmitt-Rink, Pinczuk A.* Many-body effects on intersubband spin-density and charge-density excitations // *Phys. Rev. B*. — 1993. — Vol. 48. — P. 11086. — <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.48.11086>.
30. *Ландау Л. Д.* Диамагнетизм металлов // *Z. Phys.* — 1930. — Vol. 64. — P. 629.
31. *Klitzing K. v., Dorda G., Pepper M.* New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resis-

- tance // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — Aug. — Vol. 45. — Pp. 494–497. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.45.494>.
32. *Tong David*. Lectures on the Quantum Hall Effect. — 2016.
33. *R.E. Prange S.M. Girvin*. The Quatum Hall Effect. — Berlin: Springer Verlag, 1988.
34. *Э. И. Рауба В. Б. Тумофеев* // *ФТП*. — 1986. — Vol. 20. — P. 977.
35. *I. V. Lerner Yu. E. Lozovil*. Mott exciton in a quasi-two-dimensional semiconductor in a strong magnetic field // *JETP*. — 1980. — Vol. 51. — P. 588.
36. *Kohn W*. Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas // *Phys. Rev.* — 1961. — Vol. 123. — Pp. 1242–1244. — <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.123.1242>.
37. Suppression of the Landau-level coincidence: A phase transition in tilted magnetic fields / S. Koch, R. J. Haug, K. v. Klitzing, M. Razeghi // *Phys. Rev. B*. — 1993. — Feb. — Vol. 47. — Pp. 4048–4051. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.47.4048>.
38. *Jungwirth T., MacDonald A. H.* Resistance Spikes and Domain Wall Loops in Ising Quantum Hall Ferromagnets // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Oct. — Vol. 87. — P. 216801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.216801>.
39. *Poortere E. P. De*. Resistance Spikes at Transitions Between Quantum Hall Ferromagnets // *Science*. — 2000. — nov. — Vol. 290, no. 5496. — Pp. 1546–1549. <https://doi.org/10.1126/science.290.5496.1546>.
40. Electrical properties of bulk ZnO / D.C. Look, D.C. Reynolds, J.R. Sizelove et al. // *Solid State Communications*. — 1998. — feb. — Vol. 105, no. 6. — Pp. 399–401. [https://doi.org/10.1016/s0038-1098\(97\)10145-4](https://doi.org/10.1016/s0038-1098(97)10145-4).
41. Growth of 2 inch ZnO bulk single crystal by the hydrothermal method / Katsumi Maeda, Mitsuru Sato, Ikuo Niikura, Tsuguo Fukuda // *Semiconductor Science and Technology*. — 2005. — Vol. 20, no. 4. — Pp. S49–S54.

42. Bulk ZnO: Current Status, Challenges, and Prospects / V. Avrutin, G. Cantwell, J. Zhang et al. // *Proceedings of the IEEE*. — 2010. — Vol. 98, no. 7. — Pp. 1339–1350.
43. Y. Kozuka A. Tsukazaki, Kawasaki M. Challenges and opportunities of ZnO-related single crystalline heterostructures // *Applied Physics Reviews*. — 2014. — Vol. 1. — P. 011303. — <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4853535>.
44. Joseph Falson Yusuke Kozuka Masaki Uchida Jurgen H. Smet-Taka-hisa Arima² Atsushi Tsukazaki Masashi Kawasaki¹. MgZnO/ZnO heterostructures with electron mobility exceeding $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 26598. — <https://www.nature.com/articles/srep26598>.
45. T. Makino Y. Segawa A. Tsukazaki H. Saito S. Takeyama-S. Akasaka K. Nakahara, Kawasaki M. Magneto-photoluminescence of charged excitons from MgZnO/ZnO heterojunctions // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Vol. 87. — P. 085312. — <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.87.085312>.
46. Dickmann S., Kaysin B. D. Spin-flip excitations and Stoner ferromagnetism in a strongly correlated quantum Hall system // *Phys. Rev. B*. — 2020. — Vol. 101. — P. 235317. — <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.101.235317>.
47. Platzman P. M., Tzoar N. Nonlinear Interaction of Light in a Plasma // *Phys. Rev.* — 1964. — Oct. — Vol. 136. — Pp. A11–A16. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.136.A11>.
48. Wolff P. A. Light Scattering Spectra of Solid / Ed. by George B. Wright. — Springer Berlin Heidelberg, 1969. — P. 273. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-87357-7>.
49. D.C. Hamilton A.L. McWhorter. Light Scattering Spectra of Solid / Ed. by George B. Wright. — Springer Berlin Heidelberg, 1969. — P. 309. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-87357-7>.
50. Optical probing of MgZnO/ZnO heterointerface confinement potential energy levels / V. V. Solovyev, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin et al. // *Applied Physics*

- Letters*. — 2015. — feb. — Vol. 106, no. 8. — P. 082102. <https://doi.org/10.1063/1.4913313>.
51. Microwave magnetoplasma resonances of two-dimensional electrons in MgZnO/ZnO heterojunctions / V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev et al. // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Feb. — Vol. 91. — P. 085304. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.085304>.
52. *Kulik L.V., Kirpichev V.E.* Inelastic light scattering spectroscopy of electron systems in single and double quantum wells // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. — 2006. — Vol. 176, no. 4. — P. 365. <https://doi.org/10.3367/ufnr.0176.200604b.0365>.
53. Collective Excitations, NMR, and Phase Transitions in Skyrme Crystals / R. Côté, A. H. MacDonald, Luis Brey et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Jun. — Vol. 78. — Pp. 4825–4828. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.4825>.
54. Extra Spin-Wave Mode in Quantum Hall Systems: Beyond the Skyrmion Limit / I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Apr. — Vol. 104. — P. 136804. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.136804>.
55. Collective spin precession excitations in a two-dimensional quantum Hall ferromagnet / L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev et al. // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Jan. — Vol. 87. — P. 045316. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.87.045316>.
56. *S Edmund C Stoner F R.* Ferromagnetism // *Reports on Progress in Physics*. — 1947. — jan. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 43–112.
57. Spin dynamics of two-dimensional electrons in a quantum Hall system probed by time-resolved Kerr rotation spectroscopy / D. Fukuoka, T. Yamazaki, N. Tanaka et al. // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Jul. — Vol. 78. — P. 041304. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.041304>.

58. Skyrmion Effect on the Relaxation of Spin Waves in a Quantum Hall Ferromagnet / D. Fukuoka, K. Oto, K. Muro et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Sep. — Vol. 105. — P. 126802. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.126802>.
59. Modification of the Intersubband Excitation Spectrum in a Two-Dimensional Electron System under a Perpendicular Magnetic Field / L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Feb. — Vol. 86. — Pp. 1837–1840. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.1837>.
60. Spin-density waves in a quasi-two-dimensional electron gas / D. Gammon, B. V. Shanabrook, J. C. Ryan, D. S. Katzer // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Jun. — Vol. 41. — Pp. 12311–12314. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.41.12311>.
61. *Longo J. P., Kallin C.* Spin-flip excitations from Landau levels in two dimensions // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Feb. — Vol. 47. — Pp. 4429–4439. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.47.4429>.
62. Observation of magnetic excitons and spin waves in activation studies of a two-dimensional electron gas / A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, C. T. Foxon // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Jan. — Vol. 41. — Pp. 1129–1134. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.41.1129>.
63. Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions / V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Jul. — Vol. 79. — Pp. 729–732. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.729>.
64. V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, E. L. Shangina et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Jul. — Vol. 72. — P. 035344. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.035344>.
65. Exchange energy renormalization in quantum Hall ferromagnets with strong Coulomb interaction / A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, S. Volosheniuk,

- I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Jul. — Vol. 100. — P. 041407. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.041407>.
66. *Smith A. P., MacDonald A. H., Gumbs G.* Quasiparticle effective mass and enhanced g factor for a two-dimensional electron gas at intermediate magnetic fields // *Phys. Rev. B.* — 1992. — Apr. — Vol. 45. — Pp. 8829–8832. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.45.8829>.
67. *Dickmann S.* Activation energy in a quantum Hall ferromagnet and non-Hartree-Fock skyrmions // *Phys. Rev. B.* — 2002. — May. — Vol. 65. — P. 195310. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.195310>.
68. *Iordanski S. V., Kashuba A.* // *Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism.* — 2003. — Vol. 16, no. 4. — Pp. 783–787.
69. *Dobers M., Klitzing K. v., Weimann G.* Electron-spin resonance in the two-dimensional electron gas of GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Sep. — Vol. 38. — Pp. 5453–5456. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.38.5453>.
70. *Van'kov A. B., Kaysin B. D., Kukushkin I. V.* Optical manifestation of the Stoner ferromagnetic transition in two-dimensional electron systems // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Dec. — Vol. 96. — P. 235401. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.235401>.
71. Rapid Collapse of Spin Waves in Nonuniform Phases of the Second Landau Level / Trevor D. Rhone, Jun Yan, Yann Gallais et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — May. — Vol. 106. — P. 196805. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.196805>.
72. *А.Б. Ваньков Б.Д. Кайсин И.В. Кукушкин.* Термодинамика изинговых квантово-холловских ферромагнетиков при $\nu = 2$ // *Письма в ЖЭТФ.* — 2018. — Т. 107, № 2. — С. 110. — http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2176/article_32614.shtml.
73. Temperature dependence of the spin polarization of a quantum Hall ferromagnet / M. J. Manfra, E. H. Aifer, B. B. Goldberg et al. // *Phys. Rev. B.* — 1996.

- Dec. — Vol. 54. — Pp. R17327–R17330. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.R17327>.
74. Correlation Energy and Spin Polarization in the 2D Electron Gas / Claudio Attaccalite, Saverio Moroni, Paola Gori-Giorgi, Giovanni B. Bachelet // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Jun. — Vol. 88. — P. 256601. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.256601>.
75. Polarization-dependent Landau level crossing in a two-dimensional electron system in a MgZnO/ZnO heterostructure / D. Maryenko, J. Falson, Y. Kozuka et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Dec. — Vol. 90. — P. 245303. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.245303>.
76. *Poortere E. P. De.* Resistance Spikes at Transitions Between Quantum Hall Ferromagnets // *Science.* — 2000. — nov. — Vol. 290, no. 5496. — Pp. 1546–1549. <https://doi.org/10.1126/science.290.5496.1546>.
77. *De Poortere E. P., Tutuc E., Shayegan M.* Critical Resistance in the AlAs Quantum Hall Ferromagnet // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Nov. — Vol. 91. — P. 216802. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.216802>.
78. Ising Quantum Hall Ferromagnet in Magnetically Doped Quantum Wells / J. Jaroszyński, T. Andrearczyk, G. Karczewski et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Dec. — Vol. 89. — P. 266802. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.266802>.
79. Ising quantum Hall ferromagnetism in InSb-based two-dimensional electronic systems / J. C. Chokomakoua, N. Goel, S. J. Chung et al. // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Jun. — Vol. 69. — P. 235315. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.69.235315>.
80. *Dickmann S., Kukushkin I. V.* Zero-momentum cyclotron spin-flip mode in a spin-unpolarized quantum Hall system // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Jun. — Vol. 71. — P. 241310. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.241310>.

81. *Luo Wenchen, Chakraborty Tapash.* Missing fractional quantum Hall states in ZnO // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Apr. — Vol. 93. — P. 161103. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.161103>.
82. *Aleiner I. L., Glazman L. I.* Two-dimensional electron liquid in a weak magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Oct. — Vol. 52. — Pp. 11296–11312. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.52.11296>.
83. *Luo Wenchen, Côté R.* Zeeman coupling and screening corrections to skyrmion excitations in graphene // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Sep. — Vol. 88. — P. 115417. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.88.115417>.
84. *Van'kov A. B., Kaysin B. D., Kukushkin I. V.* Soft inter-Landau-level spin-flip magnetoexciton as a precursor of ferromagnetic instability // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Sep. — Vol. 98. — P. 121412. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.121412>.