

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра физики твердого тела

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика
Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

**ИССЛЕДОВАНИЕ МАКРОЗАПОЛНЕННЫХ
СОСТОЯНИЙ СПИНОВЫХ ЭКСИТОНОВ В РЕЖИМЕ
КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА**

(бакалаврская работа)

Студент:
Корсев Алексей Сергеевич



(подпись студента)

Научный руководитель:
Ваньков Александр Борисович,
канд. физ.-мат. наук



(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2021

Оглавление

Введение	2
1 Литературный обзор	3
1.1 Введение	3
1.2 Классические спиновые возбуждения в холловском ферромагнетике при $\nu = 1$	4
1.3 Обменный вклад в циклотронных возбуждениях в холловском ферромагнетике при $\nu = 2$	5
1.3.1 Парамагнитное состояние без спиновой поляризации	6
1.3.2 Ферромагнитное упорядочение	7
2 Постановка эксперимента	9
3 Результаты	16
4 Выводы	19
Список литературы	20

Введение

Исследование низкоразмерных полупроводниковых систем находится на одном из центральных и наиболее значимых мест в физике твёрдого тела. Интерес к этой области сильно возрос после открытия квантового эффекта Холла, который до сих пор остаётся не до конца изученным. А благодаря прогрессу в технологии изготовления образцов характерные размеры элементов полупроводниковых структур достигают сравнимых с межатомным расстоянием. Поэтому высокоуровневые технологии оказываются тесно связанными с исследованием низкоразмерных систем. Кроме того в таких системах важную роль играют корреляции. Какие-либо строгие теоретические модели отсутствуют, так как многочастичные эффекты ведут себя очень непредсказуемо. В итоге на первый план выходит экспериментальный подход.

В частности известен эффект ферромагнитной неустойчивости при чётных факторах заполнения в сильноскореллированных системах в ZnO. В отсутствие многочастичного взаимодействия состояние системы должно быть парамагнитным. Но из-за доминирования кулоновской энергии над кинетической системе выгоден переход в ферромагнитную фазу. Этот феномен требует подробного исследования энергетического спектра, определяющих устойчивость факторов и самого механизма фазового перехода. Для изучения параметров удобно использовать коллективные возбуждения.

В данной работе было исследовано нижайшее по энергии коллективное возбуждение – спиновые экситоны. В неклассической ферромагнетике они обладают аномальной дисперсией. Кроме того, именно нижайшее по энергии возбуждение определяет размер энергетической щели. И чем больше её размер, тем более устойчивым оказывается ферромагнитное состояние.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Введение

Двумерная электронная система в режиме квантового эффекта Холла является изолятором, вследствие наличия энергетической щели. Континуум одночастичных возбуждений полностью подавляется перпендикулярным квантующим магнитным полем. Поэтому любые возбуждения, возникающие при переходах между уровнями Ландау (рис. 1.1), являются коллективными. Энергия этих экситонов состоит из трёх частей: циклотронной, зеемановской и многочастичной кулоновской $E(\vec{q}) = \delta n \hbar \omega_c + g \mu_B B \delta S_z + \Delta E_{\delta n, \delta S_z}(\vec{q})$. Первые две определяются только квантовыми числами. Экситоны с $\delta n = 0$ и $\delta S_z = 1$ называются спиновыми экситонами. Они являются нижайшими по энергии возбуждениями. Дисперсию возбуждений задаёт многочастичная компонента энергии. Поэтому для изучения различий между элементарными возбуждениями в различных системах, обусловленную многочастичным взаимодействием, нужно измерять их дисперсию.

В случае если кулоновское взаимодействие относительно слабое, то есть параметр смешивания уровней Ландау $r_c = (e^2/\epsilon l_B)/(\hbar \omega_c)$, эквивалентный параметру Вигнера-Зейтса r_s , характеризующему масштаб кулоновской энергии, малый ($r_c \ll 1$), система находится в согласии с моделью нескольких заполненных спиновых подуровней Ландау. В случае ZnO, в котором $r_s \sim 5 - 15$, уровни перемешиваются. Но при этом остаются в силе симметричные ограничения, в результате которых у некоторых экситонов отсутствует обменная компонента. [1] Таковыми являются спиновые экситоны при нулевом импульсе. Их энергия определяется только одночастичной Зеемановской энергией. Благодаря этому, спиновые экситоны хорошо подходят для расшифровки полученного экспериментально спектра коллективных возбуждений и для извлечения обменной компоненты в своей дисперсии в длинноволновом пределе.

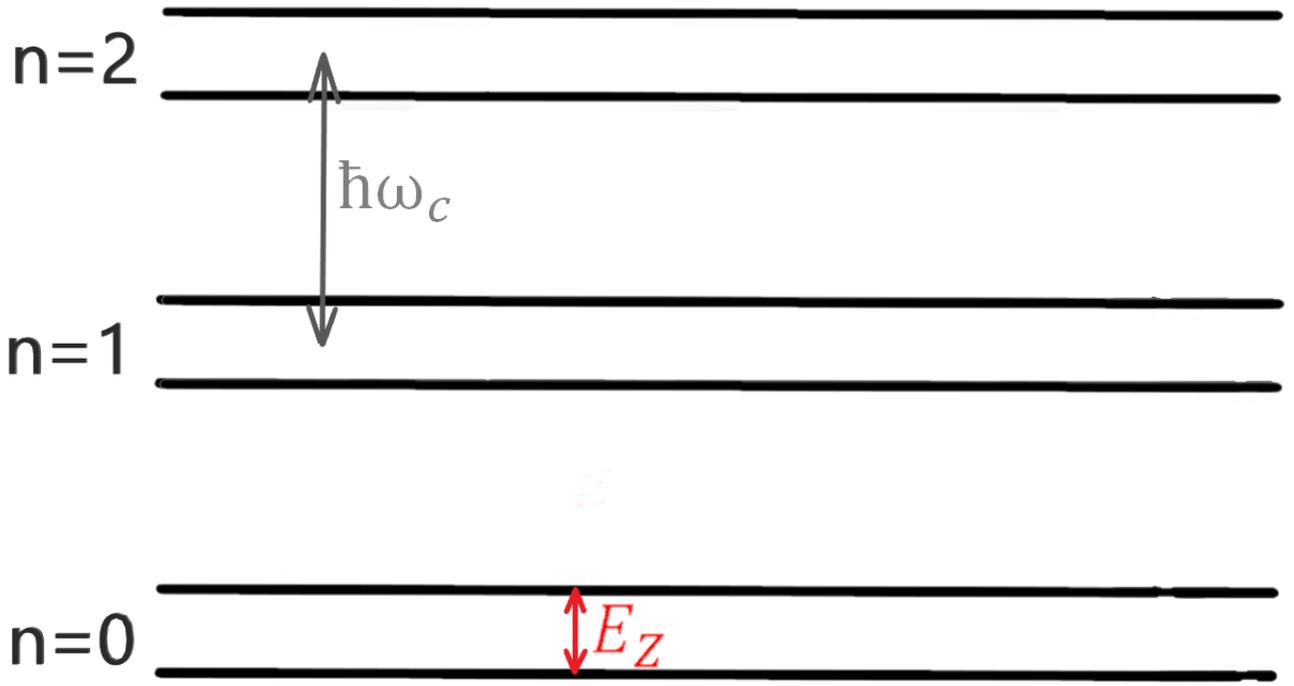


Рис. 1.1: Уровни Ландау, расщеплённые по спину.

1.2 Классические спиновые возбуждения в холловском ферромагнетике при $\nu = 1$

Простейшее модельное состояние - холловский ферромагнетик с $\nu = 1$. Оно полностью поляризовано по спину и имеет наименьшее число внутренних степеней свободы [2]. (рис. 1.2)

Простейшим возбуждением является спиновый экситон. Его энергия близка к энергии одночастичного Зеемановского расщепления, поэтому это возбуждение несложно отследить в спектре коллективных возбуждений. Энергия спинового экситона обладает слабой квадратичной дисперсией: $E_{SE} = E_z + \frac{J}{2\hbar}(ql_B)^2$ в длинноволновом пределе. Кулоновская энергия при нулевом импульсе равна нулю, поэтому слабая дисперсия поддаётся измерениям. Извлекая спиновую жёсткость J , можно определить многочастичную энергию холловского ферромагнетика.

Квадратичность дисперсии спинового экситона в классическом ферромагнетике имеет теоретическое обоснование [3]. У ферромагнитно упорядоченной цепочки спинов с взаимодействием ближайших соседей энергия $E = J \sum_{i=0}^N \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1}$, а у каждого спина есть прецессии при отклонении от выделенного направления: $\hbar \frac{d\vec{S}_i}{dt} = J(\vec{S}_i \times \vec{S}_{i+1} + \vec{S}_i \times \vec{S}_{i-1})$. Принимая эти отклонения спина от оси Z малыми и вводя обозначение $S^\pm = S^x \pm iS^y$, получим $\frac{dS^\pm}{dt} = \frac{JS}{\hbar}(-2iS_i^+ + iS_{i-1}^+ + iS_{i+1}^+)$. Подстановка $S_i^+ = u \exp i(\omega t - qx)$ и даёт известный классический спектр спиновых волн $\omega = \frac{JS}{\hbar}(-2 + e^{iqL_B} + e^{-iqL_B}) \approx \frac{J}{2\hbar}(ql_B)^2$.

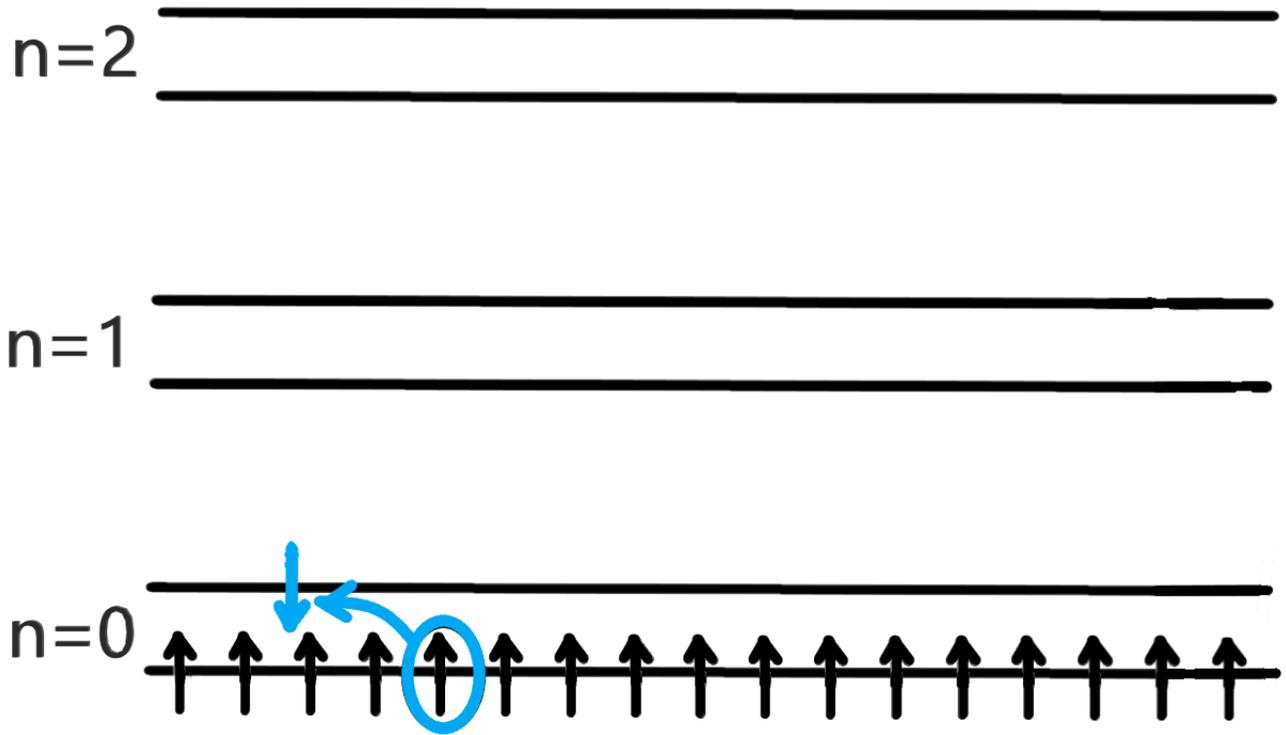


Рис. 1.2: Спиновая конфигурация системы при $\nu = 1$ без перемешивания уровней Ландау. Синим цветом обозначен спиновый экситон.

1.3 Обменный вклад в циклотронных возбуждениях в холловском ферромагнетике при $\nu = 2$

В сильнокоррелированных системах масштаб многочастичной энергии оказывается порядка циклотронной энергии. Из-за этого иерархия уровней Ландау оказывается запутанной кулоновским взаимодействием. По этой причине при $\nu = 2$ состояние системы может быть как парамагнитным (рис. 1.3), так и ферромагнитным (рис. 1.4) в зависимости от угла наклона магнитного поля. Если зеемановское расщепление достаточно велико, то нижайший спиновый подуровень второго уровня Ландау оказывается ниже по энергии, чем высочайший подуровень первого уровня Ландау. Это достигается при выполнении соотношения

$$E_z/\hbar\omega_c = g^*m^*/\cos\Theta > 1. \quad (1.1)$$

В слабозаимодействующих системах ферромагнитный переход основан на одночастичных свойствах энергетического спектра и происходит при больших наклонах магнитного поля. В то же время в системах с сильным обменным взаимодействием происходит доминирование кулоновской энергии над кинетической, поэтому физика перехода становится многочастичной. Тогда ферромагнитная конфигурация может оказаться выгоднее парамагнитной. При этом ферромагнитный переход может происходить из-за увеличения спиновой восприимчивости g^*m^* из соотношения (1.4). Из-за существенной роли обменного взаимодействия критический угол перехода $\cos(\Theta_0) = g^*m^*$ оказывается зави-

сящим от концентрации носителей. Чем ниже концентрация, тем он меньше. При достижении достаточно низкой концентрации критический угол перехода становится равным нулю, то есть система переходит в ферромагнитное состояние без наклона магнитного поля.

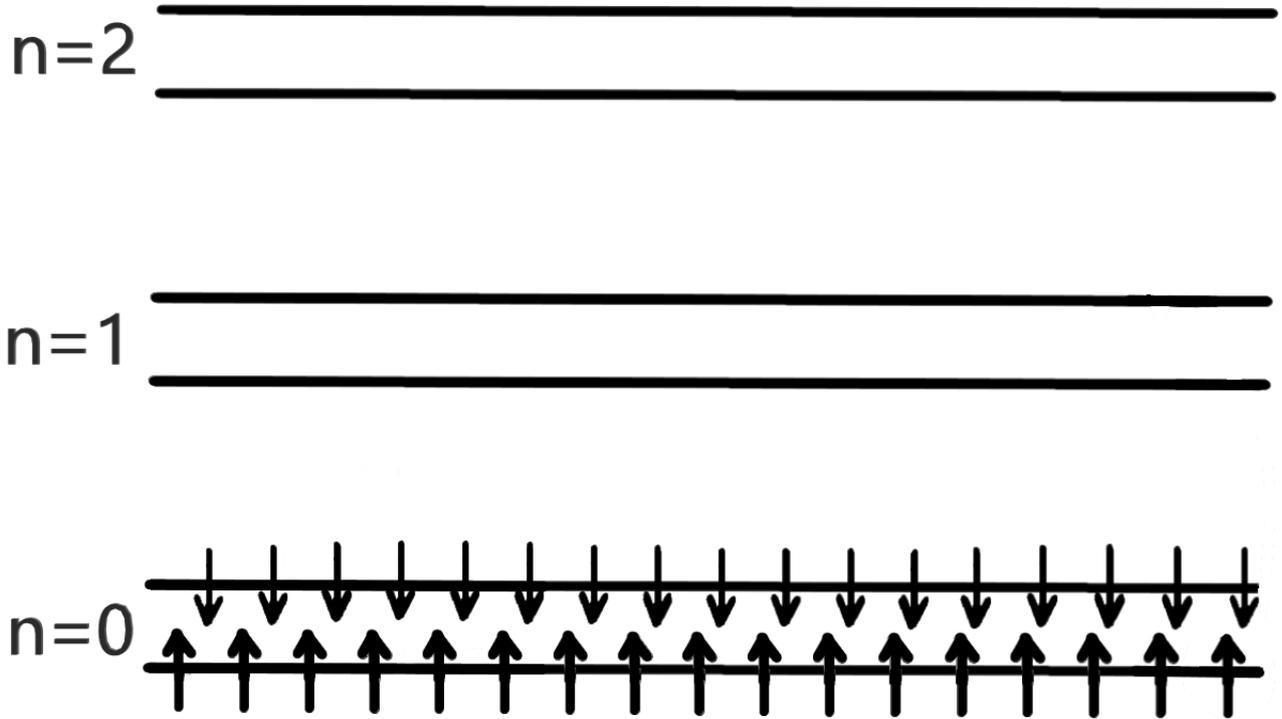


Рис. 1.3: Парамагнитное упорядочение в системе с $\nu = 2$.

1.3.1 Парамагнитное состояние без спиновой поляризации

Циклотронные возбуждения в парамагнитной фазе классифицируются как синглетные и триплетные. Синглетная мода - магнитоплазмон - подвержена симметричным ограничениям. Обменный вклад в энергию этого возбуждения равен нулю при нулевом импульсе. В то же время это утверждение несправедливо по отношению к триплетной моде - возбуждению спиновой плотности. Устойчивость состояния определяется нижней компонентой этого триплета. Многочастичный вклад в энергию этой компоненты отрицателен и почти бездисперсионен при малых импульсах ($ql_B \ll 1$). Кроме того, она не зависит от магнитного поля, как и ожидается от поправок второго порядка:

$$\Delta E \sim \hbar\omega r_c^2 \sim \frac{(e^2/\epsilon l_B)^2}{\hbar\omega_c} \sim \frac{m^*e^4}{\epsilon^2\hbar^2}. \quad (1.2)$$

В системах со слабым многочастичным взаимодействиям этот вклад существенно меньше циклотронной энергии. Однако в сильно взаимодействующих

системах в отрицательной дисперсии существует ротонный минимум при импульсах $ql_B \sim 1$. Он дополнительно понижает энергию возбуждения. Именно экситоны в ротонном минимуме определяют ферромагнитную неустойчивость системы.

1.3.2 Ферромагнитное упорядочение

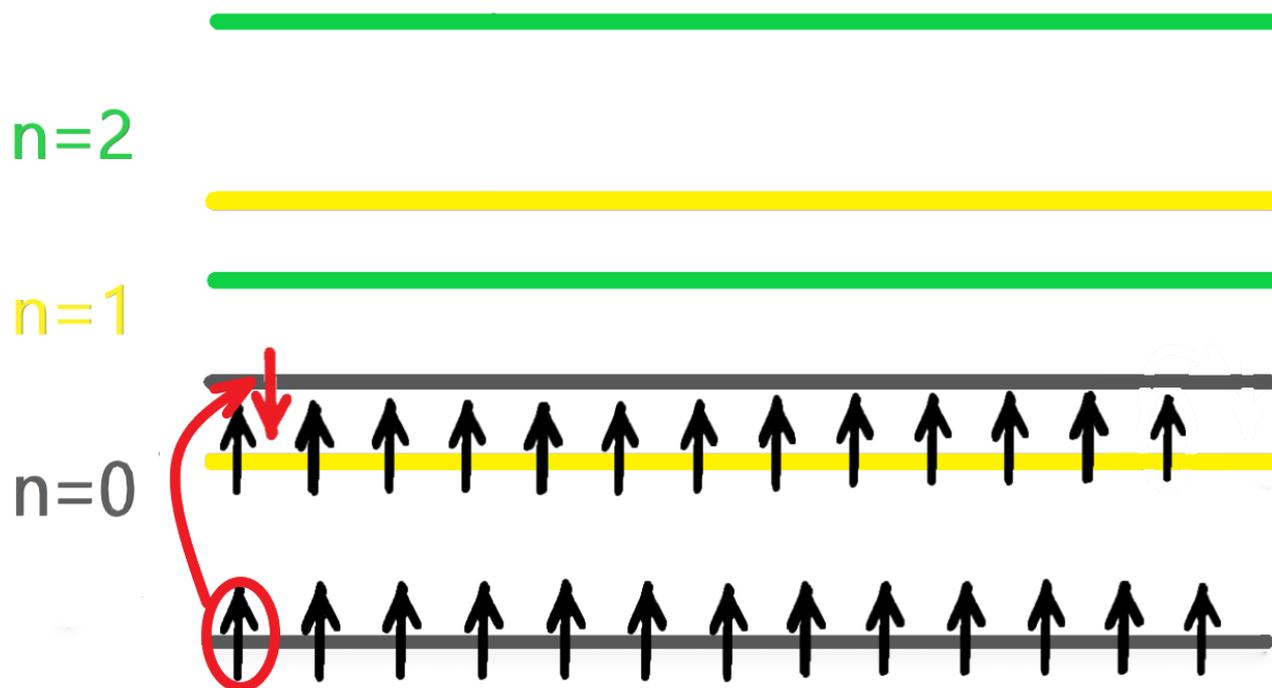


Рис. 1.4: Ферромагнитное упорядочение в системе с $\nu = 2$ при перемешивании уровней Ландау. Красным цветом обозначен спиновый экситон.

В ферромагнитной фазе в сильнокоррелированных системах становится возможным существование спиновых экситонов. Однако ферромагнитные системы с $\nu = 2$ и классические ферромагнитные системы с $\nu = 1$ отличаются друг от друга, поэтому можно ожидать отличие законов дисперсии для спинового экситона. Есть два кандидата на роль нижайшего по энергии коллективного возбуждения: спиновый экситон и антициклотронный спин-флип магнитоэкситон. Они имеют одинаковые спиновые индексы, из-за чего могут взаимодействовать. Кроме того, их законы дисперсии могут испытывать антипересечение, в результате которого в дисперсии нижайшей спин-флип моды обнаруживается магниторотонный минимум при $ql_B \sim 1$ (рис. 1.5). В этом прослеживается аналогия с дисперсионными соотношениями парамагнитной фазы.

Кроме того, соотношение между спектральными весами стоксовой и антистоксовой компоненты спинового экситона становится порядка единицы. Это свидетельствует о макрозаполнении экситонных уровней, вызванном большим временем жизни спиновых экситонов в ферромагнитной фазе [5]

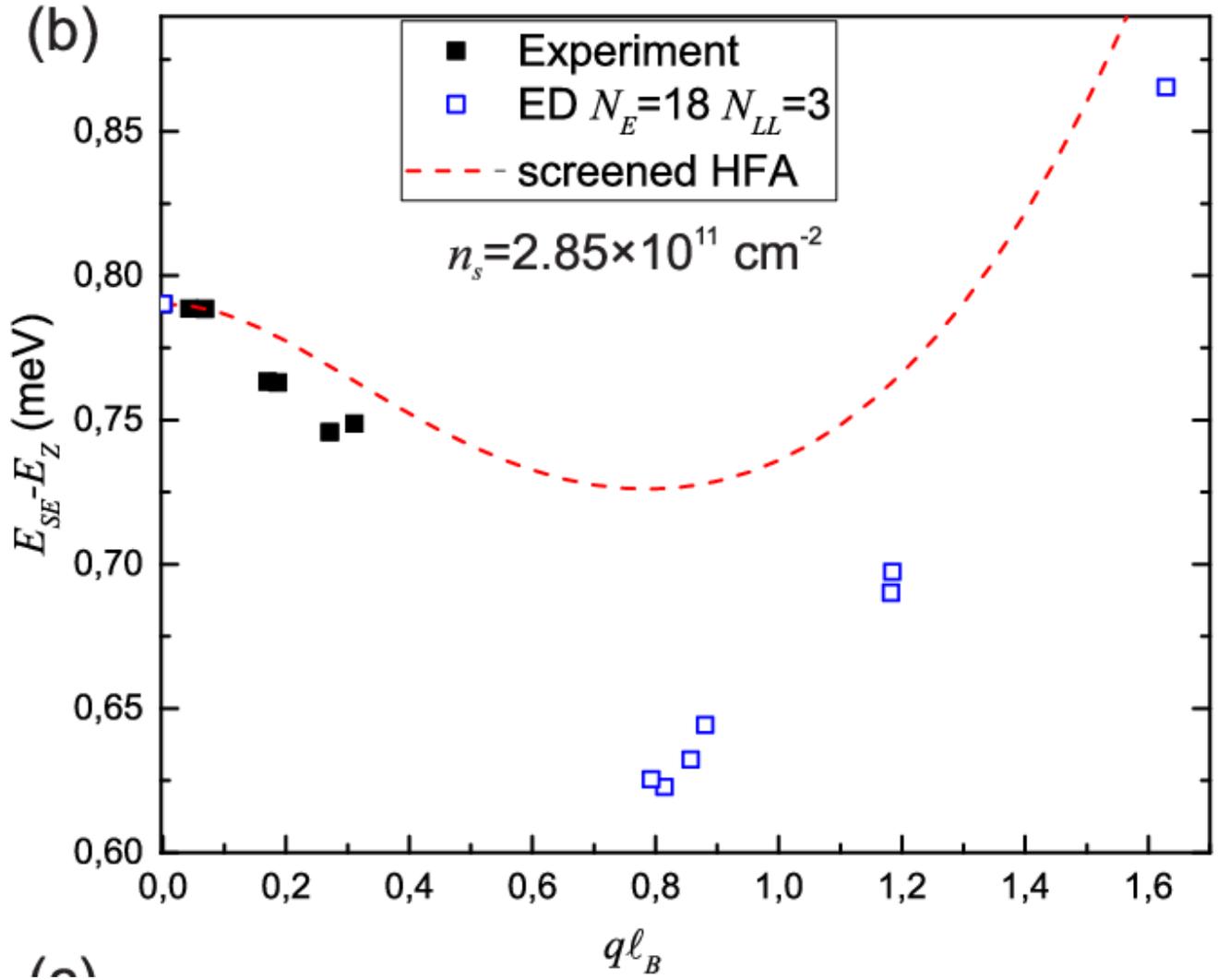


Рис. 1.5: Модель магниторотонного минимума, полученная численными методами. [4]

Глава 2

Постановка эксперимента

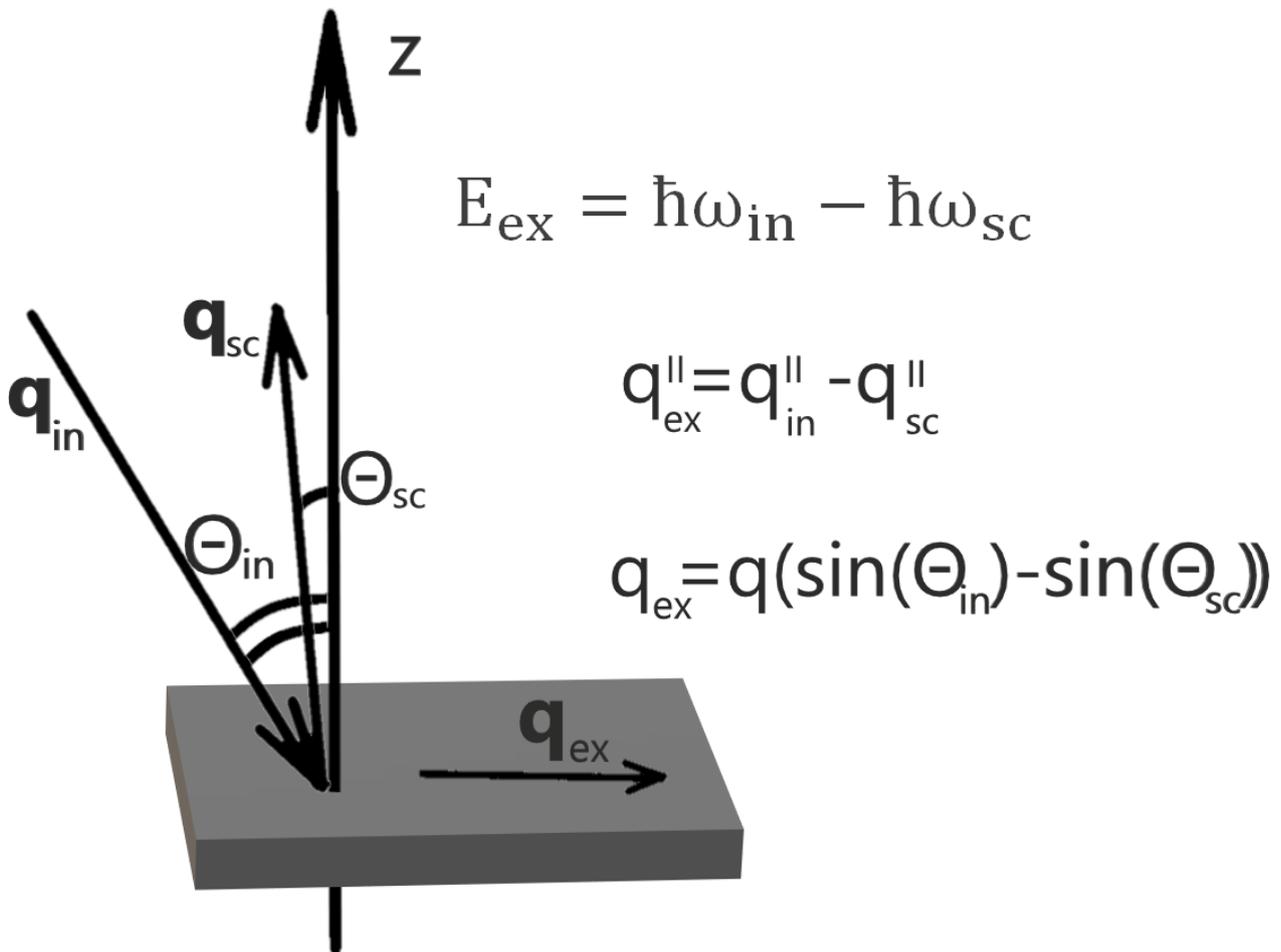


Рис. 2.1: Неупругое рассеяние света. Так как спиновые экситоны могут распространяться только вдоль двумерной структуры, их волновой вектор определяется разностью продольных компонент падающей и рассеянной волны.

Исследования проводились методом неупругого рассеяния света (рис. 2.1) на высококачественных гетероструктурах $MgZnO/ZnO$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Были исследованы два образца: S202 (пока что я про него знаю только, что $\nu = 2$ достигается в поперечном поле $7.5 T$ и $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$) и S448 (а вот про этого знаю не только поле перехода

9.48 T и концентрацию электронов в двумерном канале $n_s = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а ещё подвижность $\mu = 2.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). Концентрация носителей получена из связи с магнитным полем, при котором образец без наклона переходит к целочисленному фактору заполнения.

$$\nu = 2\pi l_B^2 n_s = n_s \frac{2\pi\hbar c}{eB}. \quad (2.1)$$

Общая схема эксперимента представлена на рис. 2.2. Для перехода в режим квантового эффекта Холла был использован криостат с откачкой паров He^3 при температуре 0.3 K со встроенным источником постоянного магнитного поля, способного изменяться в диапазоне $0 - 15 \text{ T}$. Перед откачкой гелий конденсировался на дне вставки. Для достижения температуры конденсации He^3 использовалась откачка паров He^4 . Вакуумная рубашка вставки с He^3 , откачанная до высокого вакуума (порядка 10^{-5} мбар), способствовала уменьшению теплообмена содержимого с He^4 .

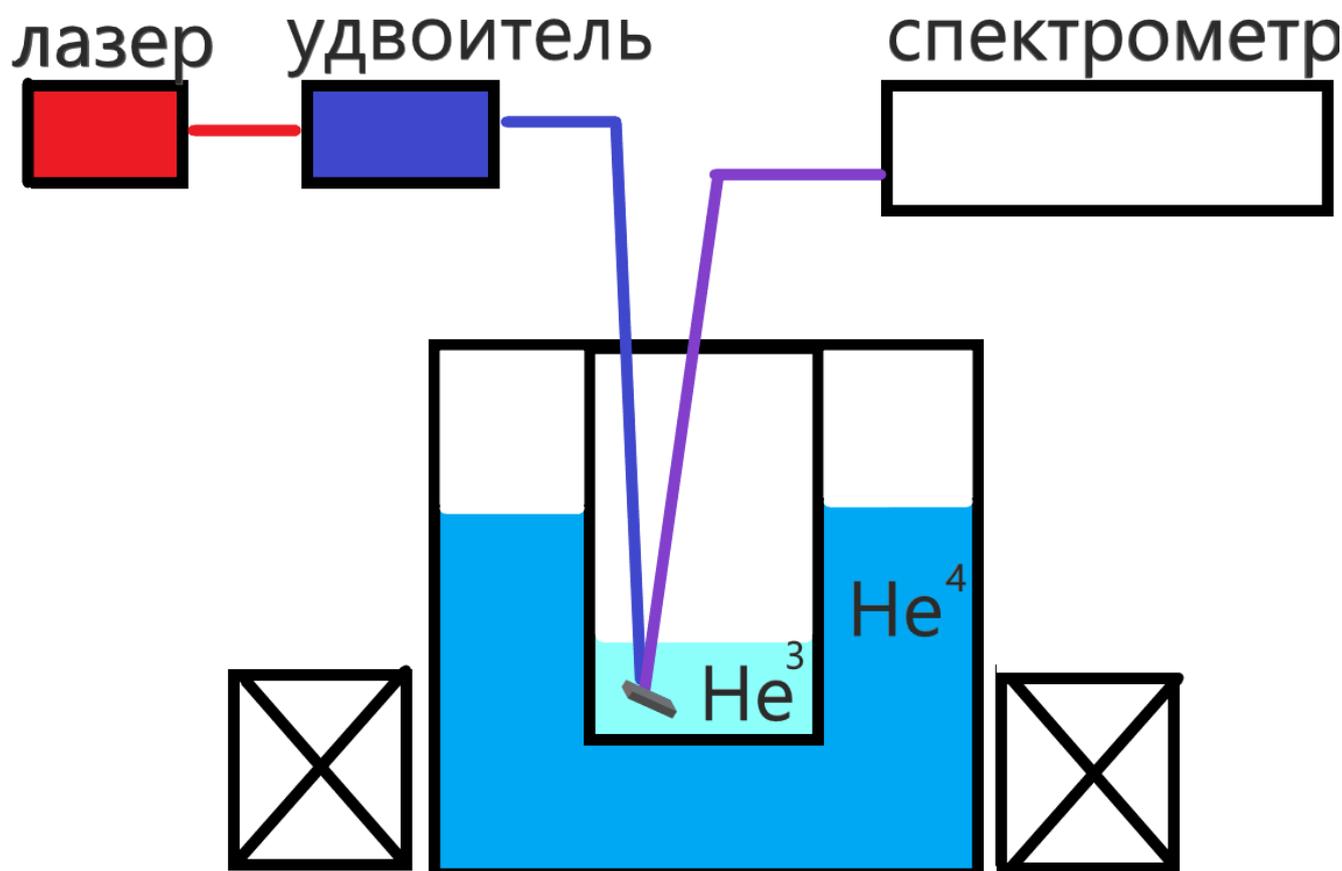


Рис. 2.2: Общая схема эксперимента.

Образцы помещались на подвижный столик во вставку криостата. Его угол наклона контролировался с точностью 0.5° с помощью пневмомотора. К образцу были подведены два световода. Накачивающий от лазера толщиной 200 нм и более широкий собирающий толщиной 400 нм , заводящий свет в спектрометр (рис. 2.5). Их относительное расположение определяло угол между входящим и выходящим пучком света, а значит величину разности их волновых векторов

(рис. 2.1). Кроме того, нужно было расположить светодиоды так, чтобы в собирающий световод не попадал отражённый от плоской поверхности образца луч из накачивающего световода. Иначе мощность лазерной моды была настолько велика, что на её фоне не удалось бы различить моды рассеяния с рождением экситонов в образце. А ведь именно по разности энергий лазера и рассеянных фотонов определялась энергия возникающих коллективных возбуждений.

Накачка производилась с помощью титан-сапфирового лазера (рис. 2.3), перестраиваемого по длине волны в диапазоне 725 – 790 нм. Так как для надбарьерного резонансного фотовозбуждения этой частоты лазера было недостаточно, использовался однопроходный частотный удвоитель на основе нелинейного кристалла ВВО (рис. 2.4). В результате по накачивающему световоду подводилось монохроматическое лазерное излучение с длиной волны в диапазоне 365 – 370 нм.

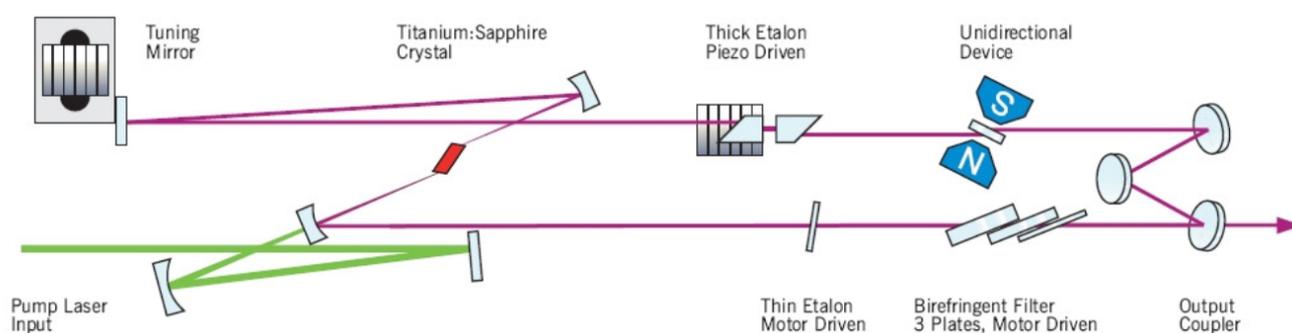


Рис. 2.3: Схема устройства титан-сапфирового красного лазера [6].

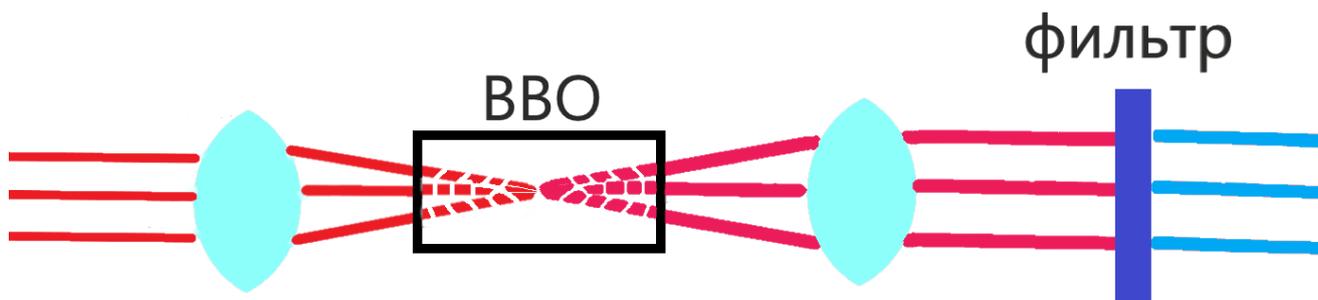


Рис. 2.4: Схема однопроходного частотного удвоителя. Мощность проходящего через нелинейный кристалл красного света существенно превышает мощность синего.

Регистрация спектральных линий проходила с помощью спектрометра с линейной дисперсией $2.5 \text{ \AA}/\text{мм}$ и прибора с зарядовой связью, который охлаждал-

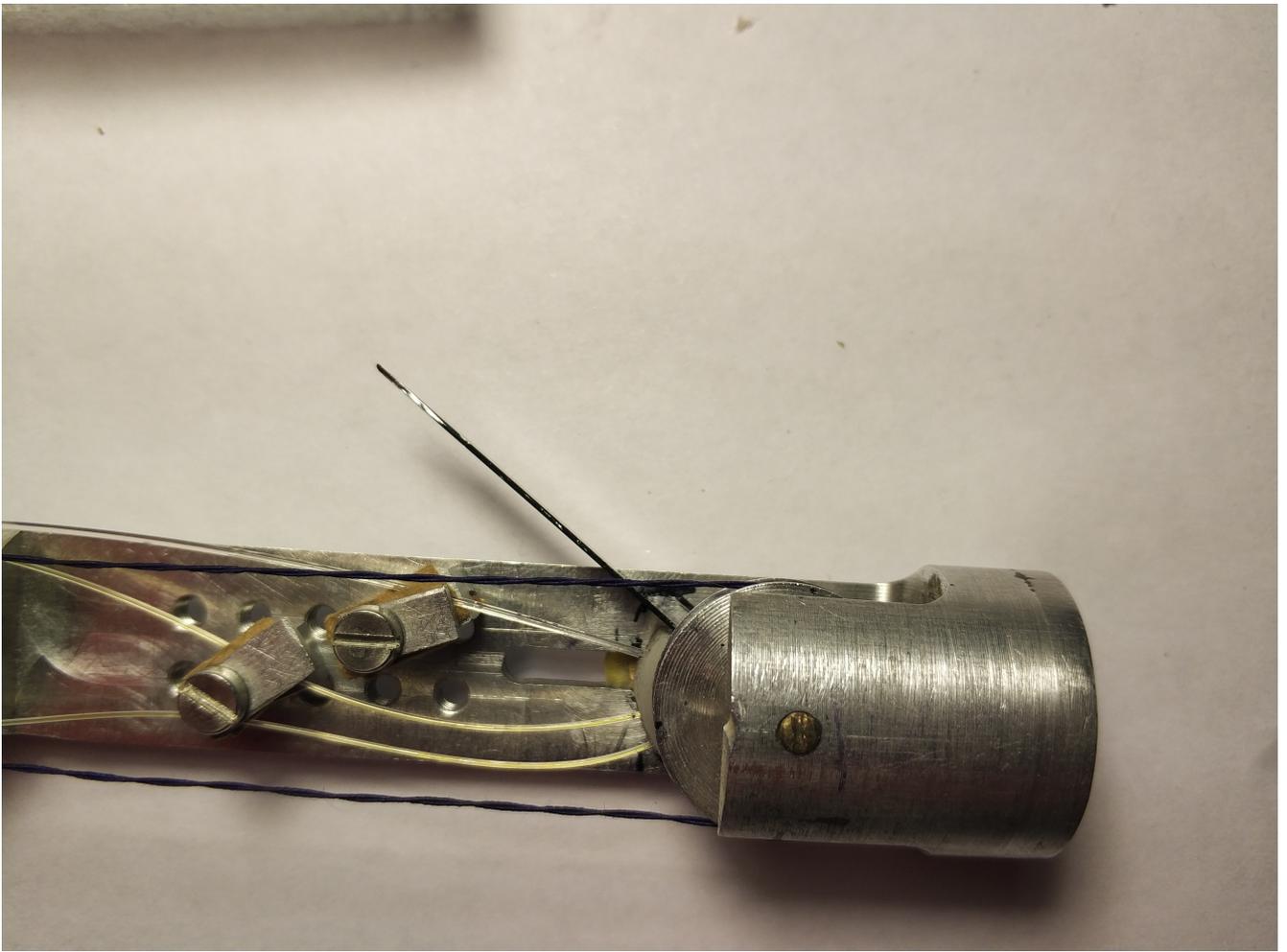


Рис. 2.5: Световоды, подведённые к образцу. Белый - накачивающий, жёлтые - собирающие. Чёрная нить - передача от пневмомотора на другом конце вставки к подвижному столику.

ся жидким азотом. Время накопления сигнала выбиралось таким образом, чтобы линия максимальной интенсивности (лазерная линия) детектировалась на пределе масштаба матрицы спектрометра (рис. 2.8). Большое время накопления приводило бы к неточности в определении положения лазера в энергетическом спектре собранного света.

Для определения поля, при котором система переходит в ферромагнитное состояние с $\nu = 2$, были проведены серии экспериментов с переменным магнитным полем (рис. 2.6). Из-за наличия существенной погрешности спектрометра, связанной с дискретностью матрицы при $\nu = 2$ были проведены серии с переменной длиной волны накачивающего лазера (рис. 2.7). Это дало возможность усреднить полученные данные по всем снятым спектрам при заданном магнитном поле и значительно повысить точность измерений.

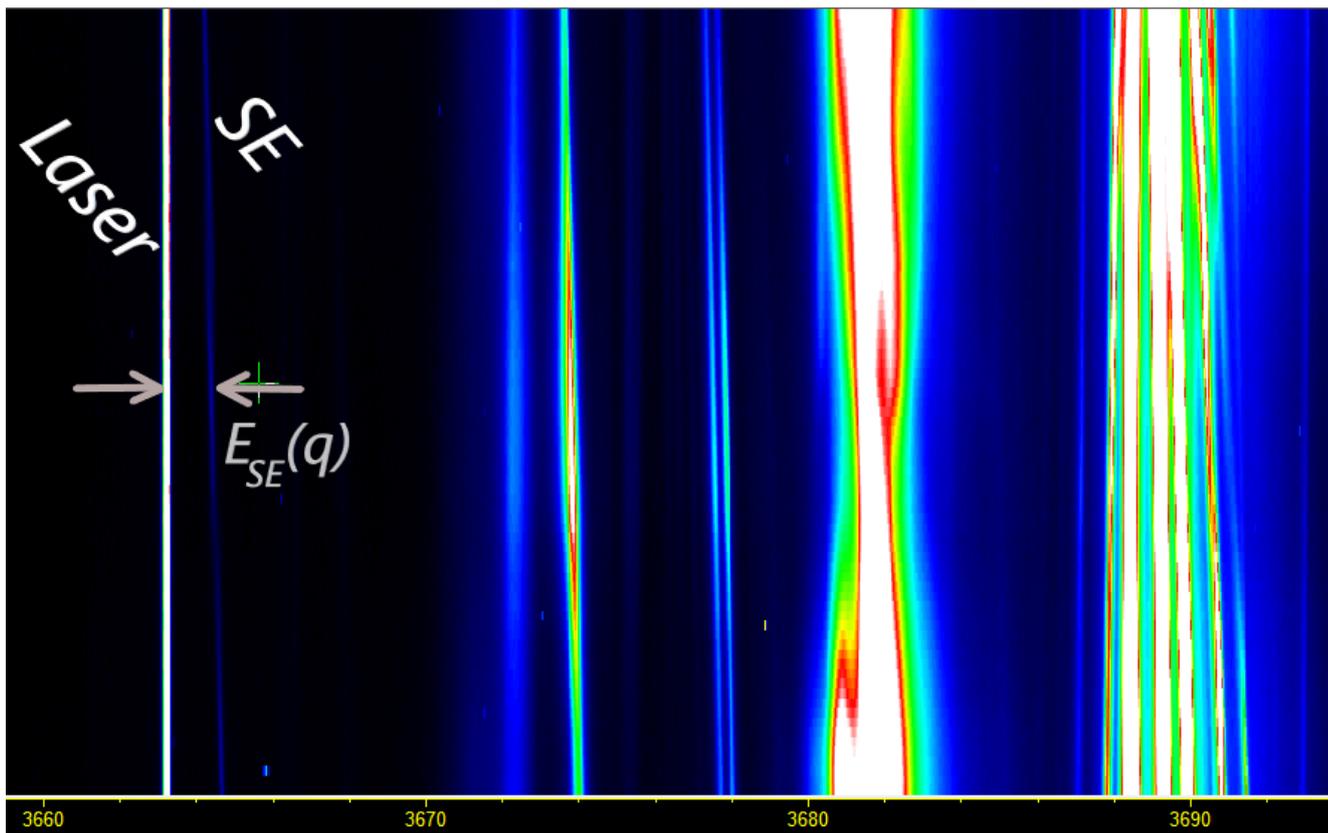


Рис. 2.6: Серия спектров при переменном магнитном поле и фиксированной длине волны лазера. Энергия спиновых экситонов, близкая к одночастичной зеемановской, линейно растёт с ростом магнитного поля.

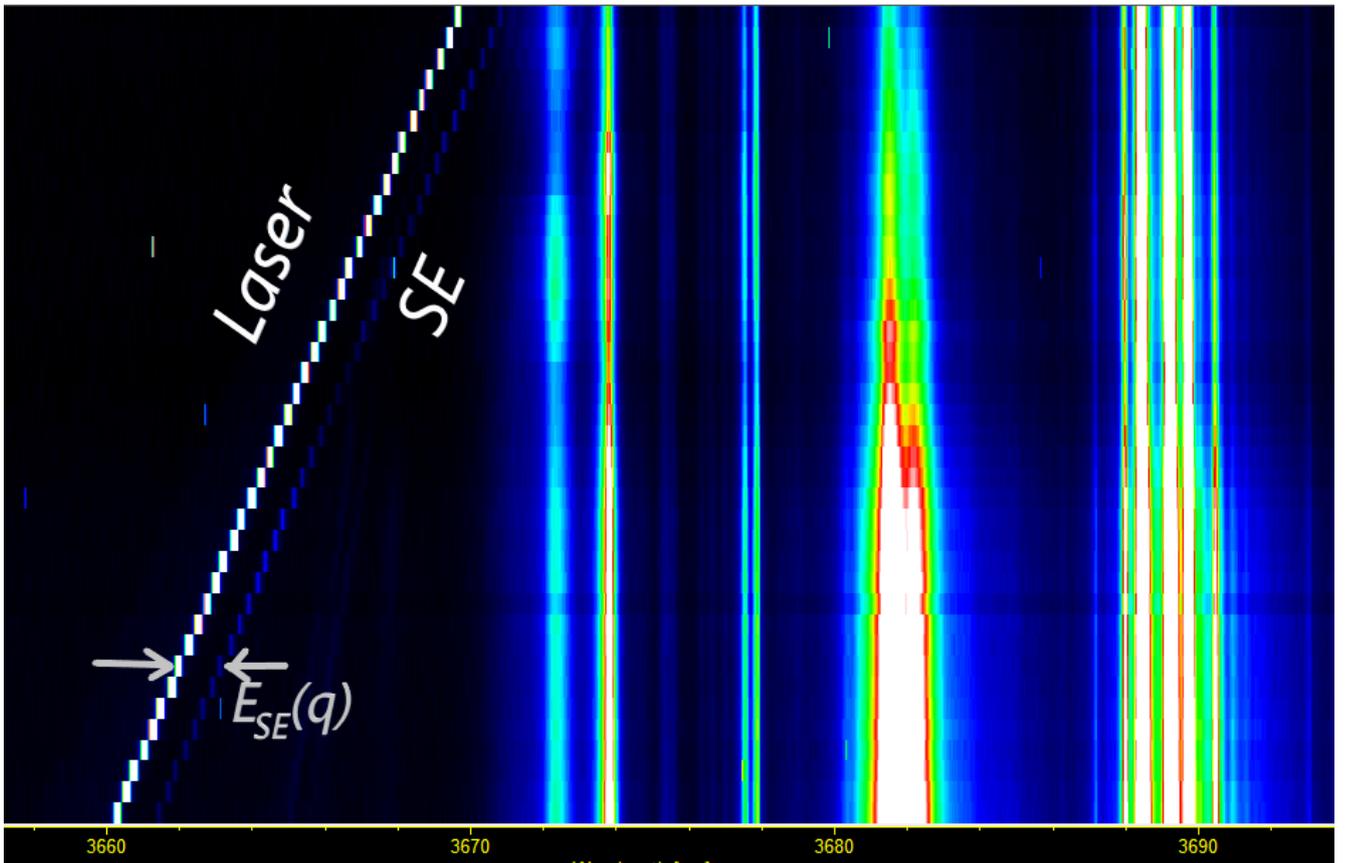


Рис. 2.7: Серия спектров при фиксированном магнитном поле и меняющейся длине волны лазера. Линия, соответствующая энергии рассеянного света на спиновом экситоне идёт параллельно лазерной линии. Расстояние между ними и есть энергия спинового экситона.

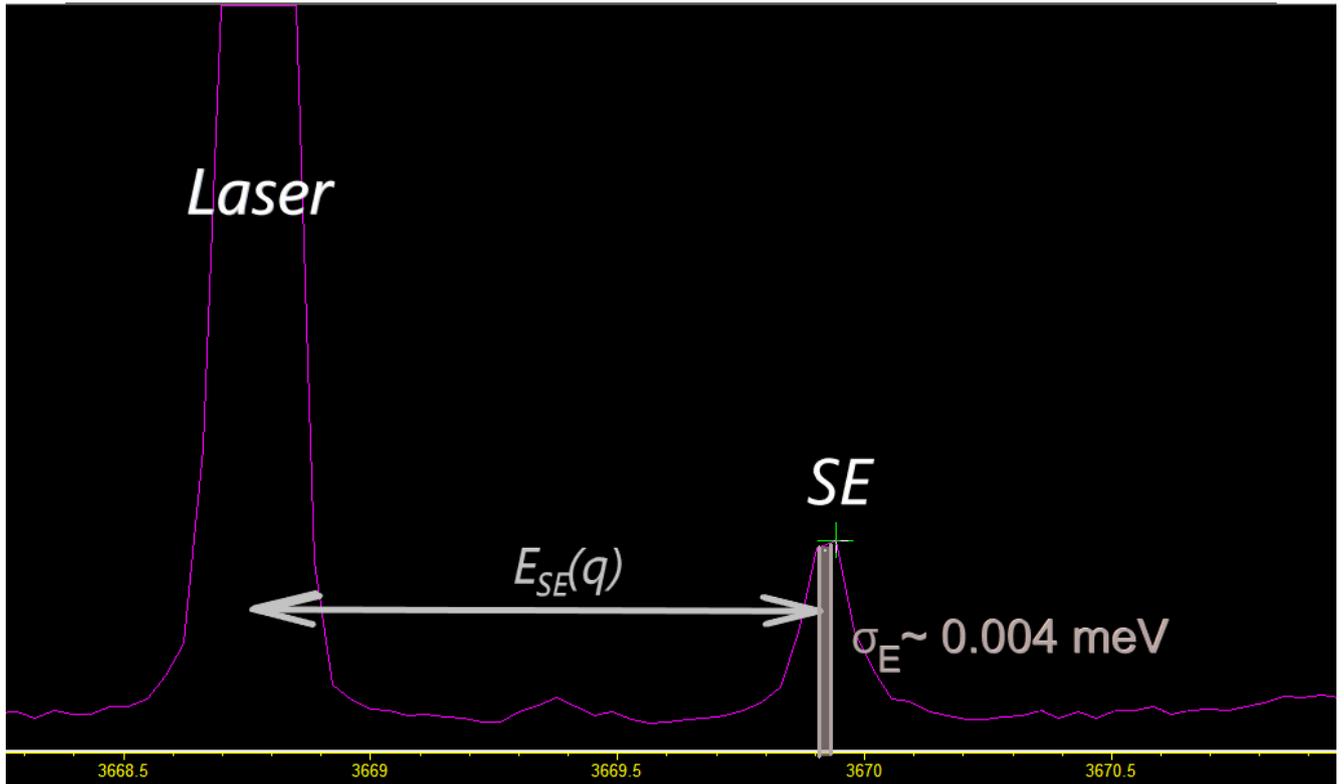


Рис. 2.8: Пример участка спектра собранного света. Погрешность в измерении энергии спинового экситона, вызванную дискретностью матрицы спектрометра, получается уменьшить усреднением по нескольким экспериментам при различной длине волны лазера.

Глава 3

Результаты

В результате было проведено наблюдение спиновых экситонов при ферромагнитном состоянии на факторе заполнения 2. Так как их энергия близка к одночастичной Зеемановской, эти экситоны хорошо прослеживались в спектре выходящего света. Их магнитополевая зависимость была очень близка к линейной, и в магнитополевым сериале наблюдалась наклонная прямая вблизи лазерной линии.

Оба образца дали показали схожий характер дисперсии обменного взаимодействия (а следовательно и полной энергии) экситонов при $\nu = 2$. Эта дисперсия оказалась отрицательной. Наиболее ярко это прослеживается для образца S448 (рис. 3.2). Кроме того, на этом образце удалось пронаблюдать существенное изменение дисперсии при нарушении ферромагнитного упорядочения при отклонении фактора заполнения от $\nu = 2$. Там она становится близка к одночастичной зеемановской энергии, в то время как обменная энергия при $\nu = 2$ существенно меньше.

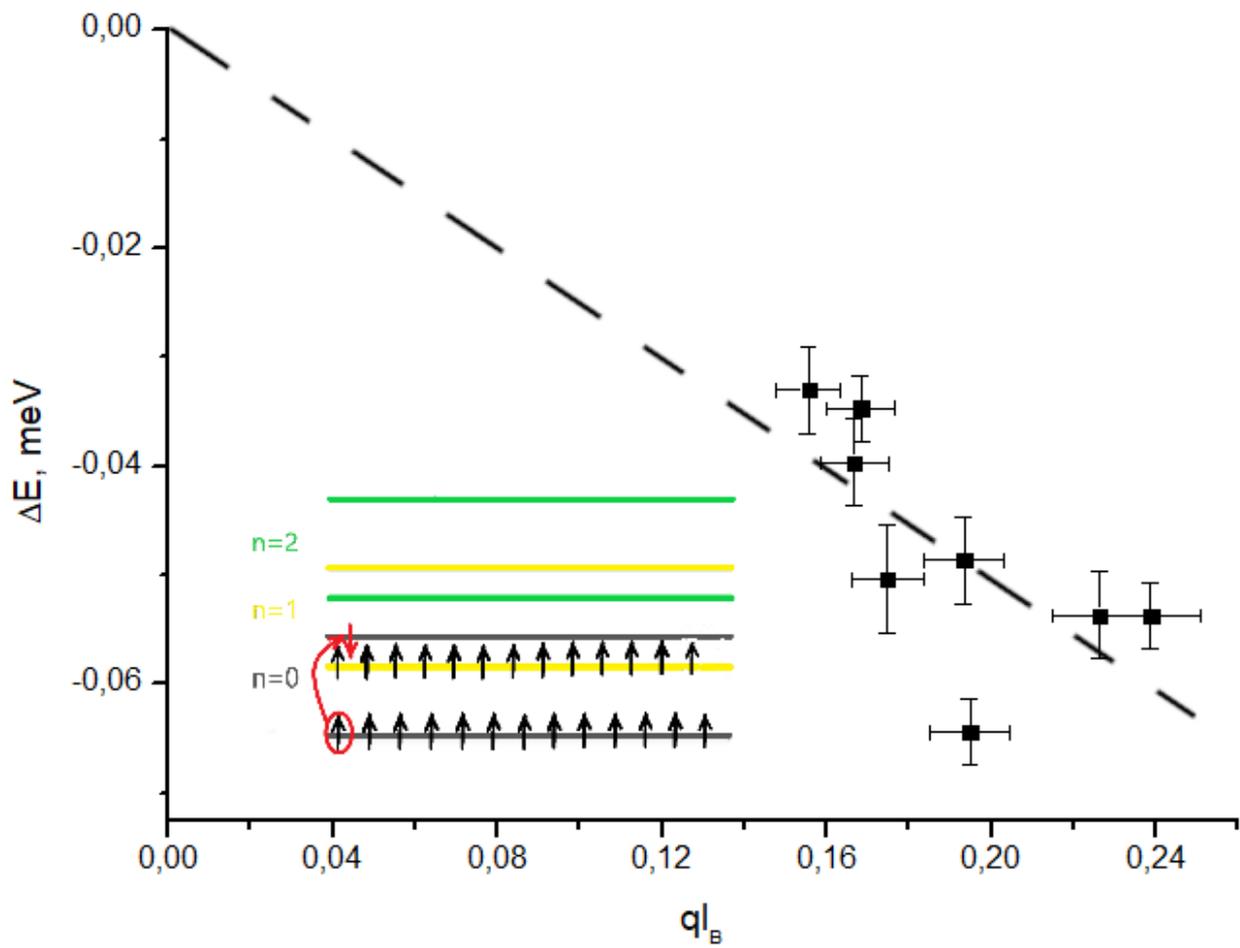


Рис. 3.1: Дисперсия обменной компоненты в образце *s202*.

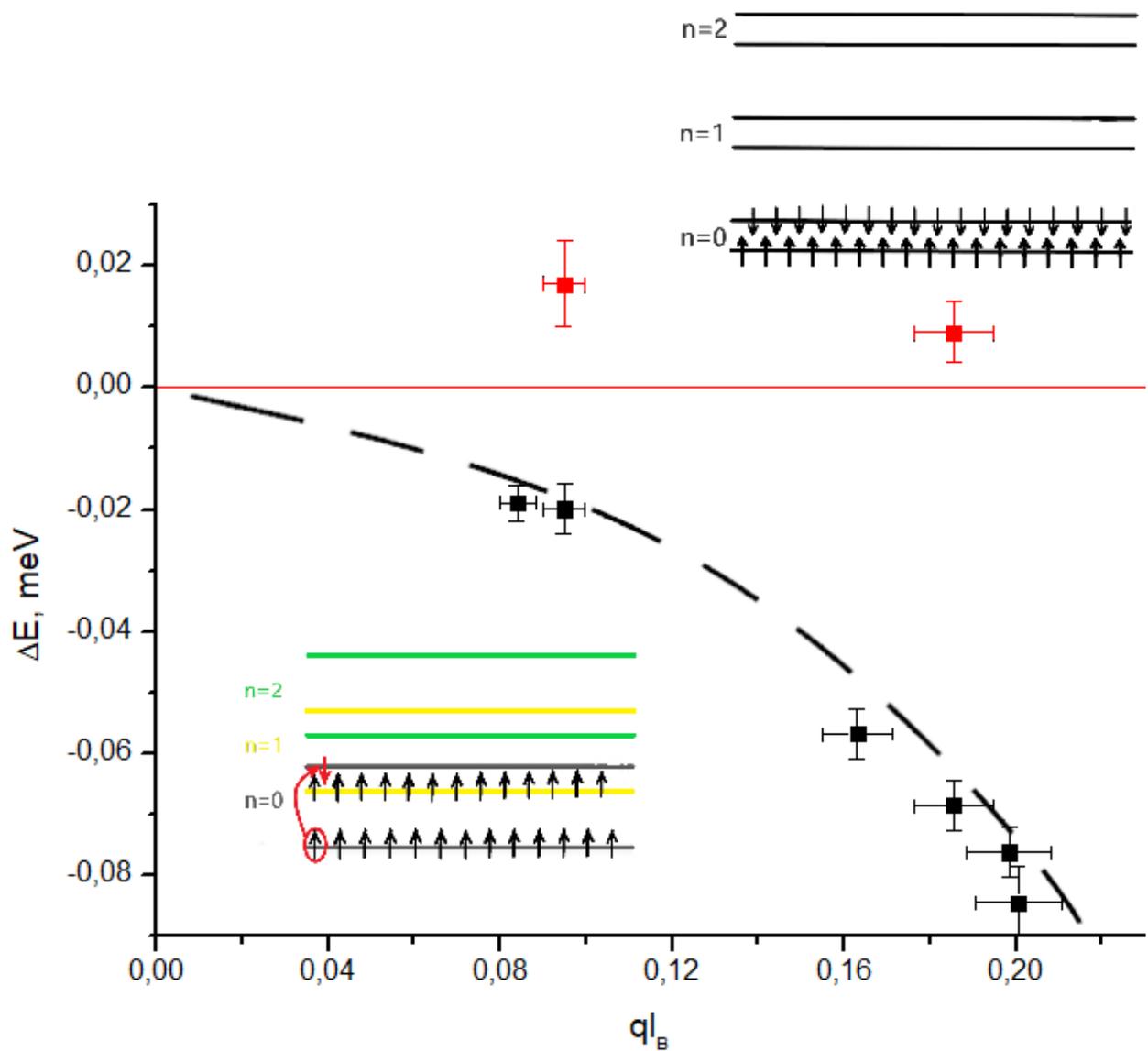


Рис. 3.2: Дисперсия обменной компоненты в образце *s448*. Красным цветом обозначены спиновые экситоны в парамагнитной фазе, чёрным - в ферромагнитной.

Глава 4

Выводы

В данной дипломной работе методом неупругого рассеяния света была измерена аномальная дисперсия спиновых экситонов в холловском ферромагнетике на факторе заполнения $\nu = 2$. Эти возбуждения хорошо изучены в классическом ферромагнетике, описываемом цепочкой сонаправленных спинов. Там их дисперсия положительна и квадратична. Но, как оказалось, в аномальном холловском ферромагнетике с фактором заполнения $\nu = 2$ эти возбуждения обладают совершенно другими свойствами. В частности, их дисперсия оказывается отрицательной.

При этом отрицательная дисперсия не падает бесконечно. При каком-то значении волнового вектора она должна принять минимальное значение и начать рост. Эта точка на дисперсионной кривой называется ротонным минимумом. Это самое устойчивое положение, а значит находящиеся в нём экситоны определяют неустойчивость ферромагнитного состояния при $\nu = 2$.

Список литературы

- [1] C. Kallin and B. I. Halperin. Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 30(10):5655–5668, 1984.
- [2] А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин. *Письма в ЖЭТФ*, 110(4):268–273, 2019.
- [3] Ч. Киттель. *Введение в физику твёрдого тела*. 1978.
- [4] А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин. *Письма в ЖЭТФ*, 113(2):112–125, 2021.
- [5] Б. Д. Кайсин, А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин. *Письма в ЖЭТФ*, 112(1):62–67, 2020.
- [6] Matisse user's guide. *Version 1.8*.