МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА РАН

На правах рукописи

Степанец-Хуссейн Эльдар

Когерентная спиновая динамика электронов в режиме квантового эффекта Холла

Направление подготовки 03.04.01 — «Прикладные математика и физика»

Выпускная квалификационная работа (магистерская диссертация)

> Научный руководитель: к.ф.-м.н., с.н.с. Ларионов Андрей Владимирович

Черноголовка — 2017

Содержание

		Стр.
Введение		. 3
Глава 1. Литературный обзор		. 6
1.1 Двумерный электронный газ в квантующем магнитном	поле	. 6
1.2 Спиновые экситоны — нейтральные возбуждения в		
квантово-холловском ферромагнетике		. 8
Глава 2. Образцы и экспериментальная методика		. 11
2.1 Образцы		. 11
2.2 Магнитооптический эффект Керра		. 13
2.3 Экспериментальная установка		. 14
Глава 3. Стохастизация голдстоуновской моды в		
квантово-холловском ферромагнетике		. 19
Глава 4. Спиновая когерентность двумерных электроно	ВВ	
окрестности нечётных факторов заполнения .		. 23
Заключение		. 27
Список литературы		. 29

Введение

Особый интерес к спиновым явлениям в полупроводниках связан, с одной стороны, с открытием новых спиновых эффектов в электронных системах пониженной размерности, а с другой – с идеей создания приборов спиновой электроники (спинтроники) [1]. При этом вопросы спиновой релаксации являются центральными [2]. Квантово-холловский ферромагнетик служит практически идеальным модельным объектом для исследования комплексных процессов спиновой релаксации [3]. Это состояние двумерной электронной системы в сильном перпендикулярном магнитном поле с полностью заполненным нечётным числом спиновых подуровней Ландау (фактор заполнения $\nu = 2n + 1$). Нейтральными спиновыми возбуждениями в квантово-холловском ферромагнетике являются спиновые экситоны [4; 5], состоящие из фермиевской дырки на заполненном подуровне Ландау и возбужденного электрона с противоположным спином. Особого внимания заслуживает голдстоуновская мода (спиновый экситон с нулевым импульсом), возбуждение которой меняет проекцию спина всей электронной системы на направление магнитного поля $\delta S_z = -1$, но сохраняет полный спин электронной системы $\delta S = 0$. Релаксация голдстоуновской моды изучалась как теоретически [3], так и экспериментально [6] при строго целочисленном заполнении уровней Ландау. Тем не менее, до сих пор не представлено исчерпывающего анализа релаксации голдстоуновского спинового экситона в окрестности нечётных факторов заполнения при малых отклонениях фактора заполнения электронов от целочисленного. В настоящей работе рассматривается проблема спиновой дефазировки двумерных электронов в окрестности нечётных факторов заполнения $\nu = 1, 3$ с помощью методики время-разрешенного магнитооптического эффекта Керра.

Целью данной работы является изучение когерентной синовой динамики двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме в окрестности нечётных факторов заполнения $\nu = 1, 3$ методом время-разрешённого спинового эффекта вращения Керра.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

- 1. Собрать установку для измерения время-разрешённого керровского сигнала в квантующих магнитных полях (до 6 T) и при низких температурах (1,5 K).
- 2. Получить зависимость спиновой дефазировки двумерных электронов от фактора заполнения.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

- Проведены измерения спектрально- и время-разрешенного спинового эффекта Керра в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла.
- 2. Обнаружено немонотонное поведение времени спиновой дефазировки двумерного электронного газа, причём максимальное время точно соответствует нечётным факторам заполнения ν = 1 и ν = 3, а при отходе от них резко спадает. Помимо этого, на кривой зависимости времени дефазировки от фактора заполнения появляются особые точки - дополнительные максимумы.
- 3. Сделано предположение, что наблюдаемые эффекты связаны с тем, что в окрестности нечётных факторов заполнения состояние двумерной электронной системы представляет собой спин-текстурную жидкость, в которой ранее были обнаружены спиновые «циклотронные» моды (спиновые возбуждения), отвечающие прецессии спина электрона при обходе спиновых текстур [8], [9]. Немонотонную зависимость времени спиновой дефазировки можно объяснить следующим образом: в интервале факторов заполнения, когда энергия спиновых возбуждений существенно меньше ларморовской энергии, появляется новый низкоэнергетический канал спиновой релаксации, связвнный с «циклотронными» модами. Однако, при определенном факторе заполнения энергия «циклотронных» мод превышает ларморовскую и выгода для релаксации электронного спина от этих возбуждений нивелируется.

Научная и практическая значимость определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию о спиновой когерентности двумерной электронной системы на основе GaAs вблизи нечётных факторов заполнения, роли кулоновского взаимодействия в таких системах. Эти результаты особенно важны для более глубокого понимания фундаментальных вопросов физики низкоразмерных структур.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается воспроизводимостью на различных GaAs структурах с электронным газом высокой подвижности. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами [10–12].

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: XVII Всероссийской молодёжной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2015 г.), 59-й научной конференции МФТИ (Черноголовка, 2016 г.), XVIII Всероссийской молодёжной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2016 г.)

Личный вклад. Автор принимал активное участие в экспериментальной работе в Лаборатории неравновесных электронных процессов.

Публикации. Основные результаты по теме дипломной работы опубликованы в журнале «Письма в ЖЭТФ» [7].

Объем и структура работы. Дипломная работа состоит из введения, четырёх глав, заключения и двух приложений. Полный объём дипломной работы составляет 31 страницу с 13 рисунками. Список литературы содержит 24 наименования.

Глава 1. Литературный обзор

1.1 Двумерный электронный газ в квантующем магнитном поле

Перейдём к рассмотрению квазидвумерного электронного газа в квантовой яме на основе GaAs/AlGaAs гетероструктуры. Пусть энергия размерного квантования $\propto \hbar/m^*d^2$ (здесь \hbar - приведенная постоянная Планка, m^* - эффективная масса электрона в GaAs, d - ширина квантовой ямы) велика по сравнению с другими вкладами в энергию электрона. Тогда можно считать, что заселена только нижняя подзона размерного квантования. Направим ось Oz декартовой системы координат по оси роста структуры, а плоскость Oxyпоместим в плоскость квантовой ямы. Приложим к данной системе сильное магнитное поле ($\omega_c \tau >> 1$, где ω_c - циклотронная частота движения электрона, τ - время релаксации электрона по импульсу) в направлении оси Oz. Для векторного потенциала удобно использовать одну из двух калибровок: калибровку Ландау $\vec{A} = B(-y,0,0)$ и симметричную калибровку $\vec{A} = \frac{\vec{B} \times \vec{r}}{2}$ [13]. В калибровке Ландау уравнение Шрёдингера для квазидвумерного электрона с эффективной массой m^* в одночастичной картине принимает вид:

$$\frac{1}{2m^*} \left[\left(\hat{p_x} - \frac{eB}{c} y \right)^2 + \hat{p_y}^2 + \hat{p_z}^2 + V(z) \right] + g^* \mu_B S_z \psi = E \psi$$

Удачный выбор калибровки позволяет разделить переменные *x*, *y*, *z*. Вследствие этого, волновая функция электрона факторизуется:

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

где $\psi(z)$ - профиль волновой функции электрона в *z*-направлении. Подставив данную волновую функцию в наш гамильтониан, получаем уравнение на $\chi(y)$:

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

где $y_0 = \frac{cp_x}{eB}$. Как можно видеть, последнее уравнение по форме совпадает с уравнением Шрёдингера для гармонического осциллятора, колеблющегося на циклотронной частоте $\omega_c = eB/m^*c$. Отсюда, выражение в первых круглых скобках соответсвует энергии линейного осциллятора и может принимать дискретные значения $E = \hbar \omega_c (n + 1/2)$, где n - натуральное число. Тем самым, получаем выражение для энергии двумерного электрона в квантующем магнитном поле:

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

Здесь первое слагаемое отвечает энергии размерного квантования, второе - задаёт дискретные значения энергии, соответствующие движению в 2D плоскости ямы (*уровни Ландау* [14]), а последнее - энергия Зеемана в магнитном поле *В*. Таким образом, энергетический спектр двумерных электронов в данной модели становится чисто дискретным, а плотность состояний задаётся набором δ -функций. Эквидистантные уровни Ландау расщеплены по спину. Собственные функции $\chi(y)$ выражаются следующим образом:

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

где H_n - полиномы Эрмита, а l_B - магнитная длина, фундаментальный масштаб в двумерном электронном газе

$$l_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}}$$

Магнитная длина не зависит от материала и определяется только величиной магнитного поля.

Рассмотрим теперь вырождение уровней Ландау для образца площади S с учётом спина:

$$N_H = \frac{SeB}{2\pi\hbar} = \frac{\Phi}{\Phi_0},$$

где $\Phi = \pi \hbar c/e$ - квант магнитного потока. Заполнение каждого уровня электронами характеризуется величиной ν , получившей название фактор заполнения.

$$\nu = \frac{N}{N_H}$$

Число заполнения определяется отношением общего числа электронов N к числу состояний на одном спиновом подуровне N_H . Состояние двумерной электронной системы при нечётных факторах заполнения $\nu = 2n + 1$ получило в литературе название квантово-холловского ферромагнетика.

В заключение отметим, что в реальных квазидвумерных системах взаимодействие со случайным потенциалом снимает вырождение уровней Ландау, вследствие чего они принимают конечную ширину.

1.2 Спиновые экситоны — нейтральные возбуждения в квантово-холловском ферромагнетике

С подробным описанием спектра магнитовозбуждений в двумерной электронной системе можно ознакомиться в [15]. Среди множества нейтральных спиновых возбуждений двумерной электронной системы на данном этапе исследования нас будут интересовать спиновые экситоны.

В постоянном однородном магнитном поле гамильтониан системы отрицательных и положительных зарядов с равным нулю суммарным электрическим зарядом инвариантен относительно группы магнитных трансляций. Вследствие этого данная система обладает интегралом движения - обобщённым импульсом, который для системы из двух частиц выражается следующим образом:

$$\vec{k} = -i\hbar(\nabla_1 + \nabla_2) + \frac{e}{c}(\vec{A_1} - \vec{A_2}) - \frac{e}{c}[(\vec{r_2} - \vec{r_1}) \times \vec{B}]),$$

где индексы 1, 2 относятся к отрицательно и положительно заряженным частицам соответственно. Все три компоненты обобщённого импульса коммутируют друг с другом. Данный обобщённый импульс играет в магнитном поле ту же роль, что и импульс при отсутствии магнитного поля. Простым иллюстративным примером является поглощение и испускание света нейтральной системой в магнитном поле. Взаимодействие с излучением сохраняет сумму импульса фотона и обобщённого импульса. В двумерном случае нейтральная система также имеет интеграл движения - двумерный обобщённый импульс. Нейтральными возбуждениями электронной системы в магнитном поле являются магнетоэкситоны - связанные состояния дырки на заполненном уровне Ландау и электрона на пустом уровне Ландау. Магнетоэкситоны характеризуются законом дисперсии от обобщённого импульса. Когда магнитное поле сильное, т.е. $\omega_c >> e^2/\epsilon l_B$ имеем:

$$E_m(k) = m\omega_c + g^* \mu B \delta S_z + \Delta E_{m,\delta S_z}(\vec{k}),$$

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

В состоянии квантово-холловского ферромагнетика $\nu = 1$ имеются возбуждения с переворотом спина внутри одного уровня Ландау. Данные возбуждение получили название *спиновые экситоны* [4;5]. Длинноволновая дисперсия спиновых экситонов квадратичная $E_0 - g^* \mu_B B \approx k^2$, а в коротковолновом пределе она выходит на константу равную величине обменной энергии на нулевом уровне Ландау (Рис. 1.1).



Рисунок 1.1 — Закон дисперсии спинового экситона. Энергия выражена в единицах e^2/l_B . Зеемановский вклад опущен.

Формализм спиновых экситонов удобно применять в случае, когда мы рассматриваем отклонение спиновой системы квантово-холловского ферромагнетика от равновесия. Так, рождение спиновых экситонов с нулевым импульсом (голдстоуновских спиновых экситонов) меняет спиновую проекцию на ось магнитного поля S_z , но сохраняет полный спин электронной системы S. Другими словами, присутствие голдстоуновских спиновых экситонов соответствует когерентному повороту спина системы относительно направления магнитного поля \vec{B} [3]. Приближение, описывающее релаксацию голдстоуновских спиновых экситонов в две стадии оказалось в хорошем согласии с экспериментом [6]. Первая стадия - быстрая стохастизация (с характерным временем $\approx 1-10$ нс) сопровождается переходом голдстоуновских спиновых экситонов в ненулевые спиновые экситоны с той же энергией, а общее число спиновых экситонов в течение этого процесса поддерживается постоянным. Вторая стадия - исследованная ранее в работе [16] - характеризуется длинным временем релаксации ≈ 100 нс в основное состояние, когда происходит аннигиляция ненулевых спиновых экситонов, управляемая спин-орбитальным взаимодействием и гладким случайным потенциалом. Процесс дефазировки когерентной спиновой прецессии можно объяснить тем, что спины отдельных электронов прецессируют с немного отличными ларморовскими частотами в пространственно неоднородной среде.

Глава 2. Образцы и экспериментальная методика

2.1 Образцы

В настоящей работе исследовались высококачественные полупроводниковые наноструктуры на основе GaAs/AlGaAs с одиночными 17-нанометровыми GaAs квантовыми ямами, содержащими высокоподвижный ($\mu_e \approx 5 \times 10^6$ см²/(B·c)) квазидвумерный электронный газ с темновой концентрацией $n_s = 2.4 \times 10^{11}$ см⁻² (образец А) и $n_s = 0.7 \times 10^{11}$ см⁻² (образец Б). Каждая из этих



Рисунок 2.1 — Двумерная электронная система на основе GaAs/AlGaAs.

структур представляет собой тонкий слой (17 нм) GaAs с величиной запрещенной зоны 1,515 эВ (при T = 4K), с двух сторон которого выращен слой $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ с большей шириной запрещенной зоны ($E_g \approx 2$ эВ) (Рис. 2.1). На некотором расстоянии от квантовой ямы в $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ барьере осуществляется δ -легирование кремнием. Электроны из δ -слоя туннелируют в квантовую яму, при этом равновесная концентрация носителей заряда в яме определяется из условия равенства электрохимических потенциалов в барьере и в яме. Изменением уровня легирования и расстояния до δ -слоя можно менять электронную концентрацию. Движение электронов вдоль оси роста структуры квантуется, а в плоскости ямы оказывается свободным. Схематичное изображение зонной структуры одиночной квантовой ямы представлено на рис.2.2. Сверхрешетка $GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ изолирует квантовую яму от дефектов GaAs подложки, на которой растится гетероструктура. Гетерограницы сверхрешетки останавливают диффузию дислокаций из подложки. Кристаллическая решетка арсенида галлия не допускает пространственной инверсии. Её можно представить в ви-



Рисунок 2.2 — Схематичная зонная структура гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs с одиночной квантовой ямой [17].

де двух кубических решеток мышьяка и галлия, вставленных друг в друга и сдвинутых друг относительно друга на 1/4 пространственной диагонали куба. При инверсии (на рисунке 2.3 центр инверсии лежит в начале координат, обозначен точкой O) подрешетка Ga переходит в подрешетку As и наоборот. Кристалл сам с собой при этом не совмещается, а значит, не обладает центром симметрии. Очевидно, что квантовая яма, выращенная на основе GaAs, также не обладает центром инверсии [18].



Рисунок 2.3 — Кристаллическая структура объёмного арсенида галлия.

GaAs/AlGaAs гетероструктура растилась на нелегированной GaAs подложке вдоль кристаллографической оси [001] методом молекулярно-лучевой эпитаксии [19].

2.2 Магнитооптический эффект Керра

Исследование спиновой дефазировки двумерных электронов в настоящей работе проводилось с помощью методики магнитооптического эффекта вращения Керра [20], [21]. Измерение сигнала Керровского вращения с временным разрешением относится к методике накачки-зондирования (pump-probe). Суть данной экспериментальной методики заключается в следующем. В начальный момент времени на образец приходит короткий циркулярно поляризованный лазерный импульс, индуцирующий спин-поляризованные электроны в зоне проводимости, и «намагничивающий» ансамбль электронов. Угловой момент электрон-дырочных пар определяется правилами отбора. Неравновесный спин ансамбля электронов детектируется вторым оптическим импульсом (импульс зондирования), который, в свою очередь, поляризован линейно и задержан по времени относительно импульса накачки. Плоскость поляризации зондирующего пучка поворачивается после отражения от образца (магнитооптический эффект Керра). Степень вращения линейной поляризации пучка зондирования (для его нормального падения) пропорциональна спиновой поляризации носителей в образце. Фотоиндуцированная спиновая поляризация есть результат оптических правил отбора. Разность коэффициентов поглощения $\Delta \alpha$ приводит, согласно соотношению Крамерса-Кронига, к разности показателей преломления Δn для σ + и σ - компонент. Линейно поляризованный свет является когерентной суперпозицией σ + и σ - поляризованного света. Разные показатели преломления и вызывают фазовый сдвиг между двумя компонентами, что приводит к вращению плоскости поляризации. Как следствие, амплитуда вращения линейной поляризации зондирующего пучка прямо показывает степень и динамику спиновой поляризации электронов в образце. Так, повторяя эксперимент при различных временных задержках между импульсом накачки и импульсом зондирования, мы получаем информацию об эволюции (затухании) неравновесной спиновой поляризации в исследуемой системе.

Отметим также, что эта методика является спектрально селективной, поскольку, с одной стороны, длина волны накачки определяет возбуждаемые состояния в образце, с другой стороны, длина волны зондирования определяет, какие носители дают больший вклад в поворот плоскости поляризации. Последнее обусловлено механизмом формирования циркулярного дихроизма.

Теперь рассмотрим эффект Керра в ситуации, когда к образцу, помимо всего прочего, прикладывается внешнее магнитное поле, имеющее ненулевую фойгтовскую компоненту. Для простоты пусть вектор \vec{B} лежит полностью в плоскости образца. Случай наклонного поля будет рассмотрен в заключительном параграфе экспериментальной части. Итак, направление пучков зондирования и накачки в этом случае неколлинеарно направление магнитного поля. Тогда возбуждаемое состояние в образце с определенной проекцией углового момента на направление перпендикулярное магнитному полю не является собственным состоянием гамильтониана. В результате этого в керровском сигнале появляются биения, соответствующие когерентной суперпозиции состояний, связанных с квантованием проекции электронного спина на направление магнитного поля. Частота этих биений как раз равна энергетическому расщеплению состояний с проекцией на направление магнитного поля и против него. Таким образом, зависимость спиновой плотности S_z от задержки между импульсами накачки и зондирования Δt описывается формулой:

$$S_z(\Delta t) = S_0 e^{-\Delta t/T} \cos(\omega \Delta t + \phi),$$

где S_0 начальная величина проекции спиновой плотности, T время жизни спина, $\omega = \mu_B g B$ частота биений, g - электронный g-фактор, ϕ - начальная фаза.

2.3 Экспериментальная установка

Установка измерения сигнала керровского вращения схематично приведена на рисунке 2.4. Источником импульсов накачки и зондирования служил фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics). Длительность генерируемого импульса 60 фсек, частота повторения 82 МГц. Предварительно лазерное излучение пропускалось через акустооптический перестраиваемый фильтр (АОПФ). За счет дифракции на брэгговском кристалле вырезался спектрально более узкий пучок (спектральная ширина на половине высоты составляла 11 нм на входе и 0.5 нм на выходе из АОПФа). Затем линейно поляризованный пикосекундный лазерный пучок разделялся на мощный импульс накачки и слабый импульс зондирования (отношение 7:3 по интенсивностям). Импульс накачки задерживался по времени относительно зондирующе-



Рисунок 2.4 — Схема экспериментальной установки

го импульса с помощью механической линии задержки. Это позволяло изучать динамику системы путем изменения разности хода между двумя импульсами. Немаловажно, что именно импульс накачки проходил через линию задержки, так как даже случайные изменения направления импульса зондирования обычно приводят к изменению интенсивности на фотодиодах балансного детектора. Далее накачивающий импульс проходил через поляризационную призму Глана и фотоупругий модулятор. Призма Глана нужна была для того, чтобы поляризовать луч, так как при многочисленном отражении от зеркал на своем пути луч частично деполяризуется. Фотоупругий модулятор, в свою очередь, создавал необходимую циркулярную поляризацию накачки. Данный модулятор представляет собой кварцевую пластину, установленную перпендикулярно пучку. С помощью пьезоэлемента в ней возбуждалась стоячая волна, пластина становилась двулучепреломляющей, с оптической осью в плоскости пластины. Для пучков, линейно поляризованных вдоль и перпендикулярно оси, она создавала разность хода, которая изменялась в пределах от $\lambda/4$ до $-\lambda/4$ с частотой колебаний пластины 50 кГц. Оптическая ось пластины направлена под углом 45⁰ к плоскости поляризации. В итоге, степень циркулярной поляризации импульса накачки изменялась от +1 до -1 с частотой 50 кГц. Такая модуляция позволяла исключить дополнительное намагничивание (ориентацию спинов) ядерной подсистемы. Помимо этого, модуляция впоследствии использовалась при синхронном детектировании. Вернемся к пучку зондирования. После отражения от раздвоителя пучков он проходил через электрооптический модулятор (ячейка Поккельса). В результате зондирующий луч модулировался по амплитуде. Далее пучок проходил через призму Глана, что обеспечивало его линейную поляризацию и модуляцию по интенсивности глубиной 50%. Пучки накачки и зондирования фокусировались на образце с помощью линз с фокусным расстоянием 225 и 190 мм соответственно, что обеспечивало диаметр пятна накачки менее 1 мм, а пятна зондирования – около 400 мкм. При средней мощности накачки ≈ 1 мВт число фотовозбуждённых электронов не превышало 10^{10} см⁻². Отраженный пучок зондирования проходил через полуволновую пластинку и призму Глана. Линейная поляризация отраженного зондирующего пучка разделялась на два линейно поляризованных пучка (с вертикальной и горизонтальной поляризациями) равной интенсивности. Эти два пучка фокусировались на кремниевые фотодиоды балансного фотоприёмника, напряжение на выходе с которого пропорционально разности фототоков диодов. Полуволновая пластинка устраивалась так, чтобы усредненный сигнал с выхода фотоприемника был равен нулю, т.е. плоскость поляризации падающего на призму Глана пучка составляла 45^0 с осью призмы. Тогда при малом отклонении θ плоскости поляризации появляется разбаланс фототоков:

$$\Delta I = (I - \theta I) - (I + \theta I) = 2\theta I.$$

Таким образом, если используется модуляция и накачки, и зондирования, то полезная составляющая сигнала на выходе детектора представляет собой произведение колебаний на частоте f_1 модуляции накачки, меандра с частотой f_2 модуляции зондирования и сигнала Керровского вращения при данной задержке и полностью циркулярно поляризованной накачке $\Theta_K^{\sigma+}(\Delta t)$:

$$U(t) = A\Theta_K^{\sigma+}(\Delta t)\cos(2\pi f_1 t)M(f_2 t)$$

Детектирование сигнала Керровского вращения $\Theta_{K}^{\sigma+}(\Delta t)$ при конечной задержке и полностью циркулярно поляризованной накачке осуществлялось с помощью двух синхронных детекторов (СД). Вход второго СД подключался к выходу первого, опорным сигналом первого детектора был сигнал от фотоупругого модулятора. При использовании электрооптического модулятора опорный сигнал брался с внутреннего генератора второго СД, а напряжение на модулятор подавалось с того же внутреннего генератора через усилитель. Необходимость двойной модуляции вызвана тем, что лишь малая часть разностного сигнала на выходе балансного детектора вызвана Керровским вращением плоскости поляризации, в геометрии, когда углы падения пучков накачки и зондирования примерно одинаковы (в нашем случае они разведены на 45⁰). В схеме детектирования может присутствовать рассеянное излучение пучка накачки, регистрация которого на частоте фотоупругого модулятора приводит к появлению постоянной составляющей, которая может превышают шумы полезного сигнала.

В экспериментах образцы монтировались в магнитооптическом криостате с соленоидом, позволявшим создавать магнитное поле до 6 Тл. Образцы крепились под углом примерно 45 градусов по отношению к направлению магнитного поля (рисунок 2.5). Фотоиндуцированные электронные спины были ориентированы близко к нормали поверхности образца вследствие большой разницы в показателях преломления арсенида галлия и гелия. Геометрия эксперимента позволяла, как выбирать необходимый фактор заполнения, так и обеспечивать квантовые спиновые биения двумерных электронов за счет квантования про-



Рисунок 2.5 — Геометрия эксперимента

екции спина электронов (S_z) на направление магнитного поля. Образцы при измерениях находился в сверхтекучем жидком гелии при температуре около 2 К.

Глава 3. Стохастизация голдстоуновской моды в квантово-холловском ферромагнетике

На рисунке 3.1 представлены интегральные по времени спектры фотолюминесценции двумерного электронного газа, записанные при внтурибарьерном импульсном фотовозбуждении (около 50 мэВ выше по энергии относительно дна зоны размерного квантования) в квантующем магнитном поле (геометрия 45 градусов). Хорошо виден веер уровней Ландау, особенности (кинки) в спек-



Рисунок 3.1 — Спектры ФЛ при внутрибарьерном фотовозбуждении 17нм GaAs KЯ при развертке магнитного поля (геометрия 45 градусов).

тральном сдвиге нулевого уровня Ландау (линия A) соответствуют различным факторам заполнения (стрелки справа). Для фактора заполнения вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ в спектрах ФЛ хорошо разрешается тонкая структура уровня Ландау, которая соответствует двум спиновым подуровням Ландау –

верхнему (незаполненному) спиновому подуровню Ландау и нижнему (заполненному) спиновому подуровню Ландау (показаны стрелками слева). На основании спектра фотолюминесценции подбиралась необходимая длина волны для фотовозбуждения электронов на верхний, нижний спиновые подуровни Ландау, лазер перестраивался в ту или иную линию в спектре.

На рисунке 3.2а показан керровский сигнал на факторе заполнения $\nu = 0,96$ в спектральных позициях, соответствующих переходу из валентной зоны на верхний и нижний спиновые подуровни нулевого уровня Ландау. Амплиту-



а) Керровский сигнал,
соответствующий оптическому
переходу на нижний (красная кривая)
и верхний (чёрная кривая) спиновые
подуровни нулевого уровня Ландау



 б) Зависимость амплитуды керровского сигнала от времени. Прямые линии получены после двойной экспоненциальной аппроксимации

Рисунок 3.2 — Зависимость керровского сигнала и керровской амплитуды от времени

да спиновых биений (разница между максимумом и минимумом керровского сигнала) спадает на двух различных временах, коротком T_{S1}^e (несколько сот пикосекунд) и длинном T_{S2}^e (несколько наносекунд) (рисунок 3.26). Кроме того, керровский сигнал модулируется низко-частотными осцилляциями. Последние наблюдаются в образцах с наибольшей подвижностью и исчезают в образцах с подвижностью меньше, чем 3×10^6 см²/Вс. Первое время релаксации T_{S1}^e не зависит от фактора заполнения, тогда как зависимость T_{S2}^e от ν ярко проявляется в окрестности $\nu = 1, 3$. Поскольку первое время релаксации нечувствительно к фактору заполнения, оно относится к одно-электронной спиновой релаксации. Электронная система перегревается сразу же после прихода импульса накачки, поэтому время T_{S1}^e связано с охлаждением. Данное предположение подтвер-

ждается тем фактом, что при увеличении мощности накачки быстрая часть релаксации керровского сигнала усиливается. Поэтому мы будем рассматривать только длинно-временной канал релаксации.

Для того чтобы проиллюстрировать, как различные энергетические состояния участвуют в спиновой динамике, ниже представлен керровский сигнал, полученный при резонансной накачке, соответствующей двум оптическим переходам: 1) из валентной зоны к краю уровня Ферми (рисунок 3.3 сверху); 2) из валентной зоны к максимуму плотности пустых состояний (0,5 мэВ выше по энергии) (рисунок 3.3 снизу).



Рисунок 3.3 — Долгоживущая часть керровского сигнала, записанного в спектральных позициях, соответствующих низко-энергетическому оптическому переходу (a) и высоко-энергетическому переходу (b) при различных факторах заполнения вблизи $\nu = 1$.

Спиновая динамика высоко-энергетического перехода нечувствительна к фактору заполнения, тогда как время спиновой дефазировки электронов вблизи края Ферми на порядок больше.

На рисунке 3.4 представлено сопоставление экспериментальных данных с теоретическим расчётом, выполненным С.М, Дикманом. Как было отмечено в первой главе, процесс дефазировки когерентной спиновой прецессии можно объяснить тем, что спины отдельных электронов прецессируют с немного отличными ларморовскими частотами в пространственно неоднородной среде. Это, в свою очередь, обеспечивается длинно-волновыми пространственными флуктуациями *g*-фактора.



Рисунок 3.4 — Распад долго-живущей части керровского сигнала в спектральных позициях, соответствующих низко-энергетическому (выделено красным цветом) и высоко-энерегетическому (выделено чёрным цветом) оптическим переходам вблизи $\nu = 1$ (полное магнитное поле B = 4,5T, образец А) и вблизи $\nu = 3$ (полное магнитное поле B = 4,65T, образец А). Синие кресты соответствуют теоретическому расчёту.

Глава 4. Спиновая когерентность двумерных электронов в окрестности нечётных факторов заполнения

В настоящей главе представлены результаты экспериментального исследования спиновой дефазировки двумерного электронного газа в условиях, когда существенную роль для релаксации неравновесных спиновых состояний играют возбуждения спин-текстурных жидкостей в окрестности нечётных факторов заполнения уровней Ландау $\nu = 1$ и $\nu = 3$.

На рисунке 4.1 представлен керровский сигнал, соответствующий оптическому переходу из валентной зоны на нижайший, частично заполненный спиновый подуровень Ландау вблизи факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 3$.



Рисунок 4.1 — (а) - Керровский сигнал, зарегистрированный в окрестности фактора заполнения *ν* = 3 при полной величине магнитного поля *B* = 4,65 для образца А. (b) - Керровский сигнал, записанный вблизи фактора заполнения *ν* = 1 при полном магнитном поле *B* = 4,5*T* для образца Б. На вставке, для удобства, приведена геометрия эксперимента

На рисунке 4.2 показаны результаты измерений когерентной спиновой динамики в широкой окрестности факторов заполнения $\nu = 1$ для образца Б в спектральной позиции, соответствующей нижнему спиновому подуровню Ландау.



Рисунок 4.2 — Спиновые биения в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$.

Оказывается, что аналогично зависимости времени релаксации спина ядер, локализованных в квантовой яме [12], зависимость времени дефазировки спинового экситона T_{S2}^e является немонотонной функцией фактора заполнения (рисунок 4.3). В работе [9] показано, что немонотонная зависимость времени релаксации ядерных спинов от фактора заполнения может быть объяснена в терминах возникновения нового канала спиновой релаксации. В двумерной электронной системе формируются спиновые возбуждения с энергией существенно меньше ларморовской энергии. Соответственно, уменьшение времени жизни ядерного спина объясняется появлением низкоэнергетического канала релаксации, связанного с этими возбуждениями [22]. Немонотонность зависимости времени релаксации объясняется тем, что энергия новых спиновых возбуждений может превысить ларморовскую энергию при определенном факторе заполнения, и выгода для релаксации ядерных спинов от существования данных возбуждений нивелируется. Сами спиновые возбуждения имеют смысл переходов между «эффективными уровнями Ландау» электронных спинов, обусловленных фазой Берри, которая приобретается во время прецессии электронного спина вокруг спиновых текстур в условиях формирования нового основного состояния двумерной электронной системы – спин-текстурной жидкости. Энергия межуровневых переходов будет тем больше, чем больше плотность спиновых текстур. В рамках теоретических оценок работы [22] эта энергия для электронов на нулевом уровне Ландау пропорциональна плотности спиновых текстур и обменной энергии:

$$\hbar\omega_c' = \frac{1}{2}E_x \frac{1-\nu}{\nu},\tag{4.1}$$

где E_x - обменная энергия.

На рисунке 4.3 показан результат экспоненциальной аппроксимации экспериментальных кривых амплитуды керровского вращения и определенное из этой аппроксимации время спиновой дефазировки. Максимумы времен соответствуют целочисленным факторам заполнения $\nu = 1; 3.$ При отходе от целочисленных факторов заполнения наблюдается уменьшение времени дефазировки и, также как для ядерных спинов, последующее возрастание времен. Возрастание времен наблюдается в окрестности энергетического резонанса спинового экситона и возбуждений спин-текстурной жидкости (в условиях сильного взаимодействия между двумя ветвями возбуждений сложно определить точный фактор заполнения, при котором происходит резонанс). Поэтому можно считать, что в механизме дефазировки спинового голдстоуновского экситона вблизи целочисленных факторов заполнения важную роль играют спиновые возбуждения спин-текстурных жидкостей. Неожиданным является то, что вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ наблюдаются не один, а два дополнительных эквидистантных максимума, удаленных от главного целочисленного максимума. Природа второго максимума на данный момент не ясна. Таким образом, в данной работе была исследована когерентная спиновая динамика квазидвумерных электронов в окрестности факторов заполнения $\nu = 3$ и $\nu = 1$ и показано, что немонотонный характер зависимости времени спиновой дефазировки от фактора заполнения может быть обусловлен формированием нового канала спиновой релаксации в двумерной электронной системе, что, в свою очередь, указывает на нетривиальный характер спинового упорядочения вблизи целочисленных факторов заполнения. Вместо предсказанного в работе [24] скирмионного кристалла, рассеяние на возбуждениях которого не приводит к немонотонной зависимости времени



Рисунок 4.3 — Время распада долгоживущего Керровского сигнала (левая вертикальная ось), зарегистрированного в спектральной позиции, соответствующей нижнему по энергии оптическому переходу (1 – красный) и более высокому по энергии оптическому переходу (2 – синий) в зависимости от фактора заполнения: (а) – вблизи $\nu = 1$ (полное магнитное поле B = 4.50, образец А) и (b) – $\nu = 3$ (B = 4.65, образец Б). Сплошными линиями показаны теоретические зависимости для "циклотронных" возбуждений спинтекстурной жидкости, полученные из формулы (4.1), и энергии спинового экситона, полученные в приближении Хартри–Фока [23]. Штриховой линией показана ларморовская энергия. Пунктирные линии проведены для удобства читателя. Черными точками 3 показаны энергии коллективных спиновых возбуждений (правая вертикальная ось), измеренные в [8;9]

дефазировки спинового экситона от фактора заполнения, основным состоянием двумерной электронной системы является спин-текстурная жидкость.

Выводы

Основные результаты работы заключаются в следующем.

- Проведены измерения спектрально- и время-разрешенного спинового эффекта Керра в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла.
- Получены зависимости спиновой дефазировки двумерных электронов от фактора заполнения вблизи ν = 1 и ν = 3.
- 3. Обнаружено немонотонное поведение времени спиновой дефазировки двумерного электронного газа, причём максимальное время точно соответствует нечётным факторам заполнения ν = 1 и ν = 3, а при отходе от них резко спадает. Помимо этого, на кривой зависимости времени дефазировки от фактора заполнения появляются особые точки - дополнительные максимумы.
- 4. Сделано предположение, что наблюдаемые эффекты связаны с тем, что в окрестности нечётных факторов заполнения состояние двумерной электронной системы представляет собой спин-текстурную жидкость, в которой ранее были обнаружены спиновые «циклотронные» моды (спиновые возбуждения), отвечающие прецессии спина электрона при обходе спиновых текстур [8], [9].Немонотонную зависимость времени спиновой дефазировки можно объяснить следующим образом: в интервале факторов заполнения, когда энергия спиновых возбуждений существенно меньше ларморовской энергии, появляется новый низкоэнергетический канал спиновой релаксации, связанный с «циклотронными» модами. Однако, при определенном факторе заполнения энергия «циклотронных» мод превышает ларморовскую и выгода для релаксации электронного спина от этих возбуждений нивелируется.

В заключение я хотел бы особенно поблагодарить за внимательность и всестороннюю поддержку на всех стадиях работы своего первого наставника Андрея Владимировича Ларионова. Я благодарю Леонида Викторовича Кулика за помощь в интерпретации данных и плодотворные обсуждения. Также я благодарен Андрею Деменеву, Андрею Бричкину, Михаилу Лебедеву, Александру Горбунову, Вадиму Кирпичёву, Александру Ванькову и Виталию Шапрану за многочисленные консультации и советы по оптике и спектроскопии. Наконец, я благодарю всех сотрудников ЛНЭП за особую творческую атмосферу и всех сотрудников кафедры физики твёрдого тела за полезные курсы и требовательность на экзаменах.

Список литературы

- Awschalom D. D., Loss D., Samarth N. (ed.). Semiconductor spintronics and quantum computation. — Springer Science Business Media, 2013.
- Dyakonov M. I. Basics of Semiconductor and spin physics //Spin Physics in Semiconductors. — Springer Berlin Heidelberg, 2008. – C. 1-28.
- 3. Dickmann S. Goldstone-mode relaxation in a quantized hall ferromagnet //Physical review letters. 2004. T. 93. №. 20. C. 206804.
- 4. Бычков Ю. А., Иорданский С. В., Элиашберг Г. М. Двумерные электроны в сильном магнитном поле //Если. – 1981. – Т. 1. – С. 4.
- Kallin C., Halperin B. I. Excitations from a filled Landau level in the twodimensional electron gas //Physical Review B. – 1984. – T. 30. – №. 10. – C. 5655.
- Larionov A. V. et al. Goldstone mode stochastization in a quantum Hall ferromagnet //Physical Review B. – 2015. – T. 92. – №. 16. – C. 165417.
- Ларионов А. В., Степанец-Хуссейн Э. Х., Кулик Л. В. Спиновая дефазировка двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме в окрестности нечетных факторов заполнения //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2017. – Т. 105. – №. 4. – С. 219-222.
- Drozdov I. K. et al. Extra Spin-Wave Mode in Quantum Hall Systems: Beyond the Skyrmion Limit //Physical review letters. – 2010. – T. 104. – №. 13. – C. 136804.
- Kulik L. V. et al. Collective spin precession excitations in a two-dimensional quantum Hall ferromagnet //Physical Review B. – 2013. – T. 87. – №. 4. – C. 045316.
- Fukuoka D. et al. Spin dynamics of two-dimensional electrons in a quantum Hall system probed by time-resolved Kerr rotation spectroscopy //Physical Review B. - 2008. - T. 78. - №. 4. - C. 041304.

- Fukuoka D. et al. Skyrmion Effect on the Relaxation of Spin Waves in a Quantum Hall Ferromagnet //Physical review letters. - 2010. - T. 105. - №. 12. - C. 126802.
- Barrett S. E. et al. Optically pumped NMR evidence for finite-size skyrmions in GaAs quantum wells near Landau level filling ν = 1 //Physical review letters. - 1995. - T. 74. - №. 25. - C. 5112.
- 13. Jain J. K. Composite fermions. Cambridge University Press, 2007.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том 3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория //книга. – 1989.
- 15. Кулик Л.В., Диссертация на соискание учёной степени доктора физикоматематических наук, Черноголовка, 2006.
- Zhuravlev A. S. et al. Slow spin relaxation in a quantum Hall ferromagnet state //Physical Review B. – 2014. – T. 89. – №. 16. – C. 161301.
- 17. Ваньков А.Б., Диссертация на соискание учёной степени кандидата физикоматематических наук, Черноголовка, 2009.
- 18. Глазов М.М., Окно в Микромир №3 (7), 2006.
- 19. Шик А. Я. и др. Физика низкоразмерных систем. СПб : Наука, 2001.
- Hübner J., Oestreich M. Time-Resolved Spin Dynamics and Spin Noise Spectroscopy //Spin Physics in Semiconductors. – Springer Berlin Heidelberg, 2008. – C. 115-134.
- 21. Секретенко А.В., Выпускная квалификационная работа на степень магистра, Черноголовка, 2011.
- Rodriguez J. P. Skyrmion liquid phase of the quantum ferromagnet in two dimensions //EPL (Europhysics Letters). - 1998. - T. 42. - №. 2. - C. 197.
- 23. Kukushkin I. V. et al. Detection of the electron spin resonance of two-dimensional electrons at large wave vectors //Physical review letters. 2006. T. 96. №. 12. C. 126807.

24. Brey L. et al. Skyrme crystal in a two-dimensional electron gas //Physical review letters. – 1995. – T. 75. – №. 13. – C. 2562.