

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

# Спиновые возбуждения в двумерном электронном газе, их релаксация, методы фотовозбуждения и детектирования, роль кулоновских корреляций

Л.В. Кулик, А.В. Горбунов, С.М. Дикман, В.Б. Тимофеев

*Обсуждаются спиновые возбуждения в вырожденном двумерном электронном газе в перпендикулярном квантующем магнитном поле. В квантово-холловском ферромагнетике (фактор заполнения  $\nu = 1$ ) — это спин-волновые и голдстоуновские экситоны, а в квантово-холловском изоляторе ( $\nu = 2$ ) — спин-циклотронные экситоны. Последние отличаются рекордно большими временами жизни, вплоть до 1 мс, что позволяет при температурах  $T < 1$  К наблюдать переход в принципиально новое коллективное состояние — магнитофермионный конденсат, свойства которого объясняются в терминах когерентного состояния, возникающего в результате формирования в неравновесной системе двумерных фермионов плотного ансамбля фотовозбуждённых долгоживущих спин-циклотронных экситонов, обладающих бозевской статистикой.*

**Ключевые слова:** магнитоэкситоны, квантово-холловский изолятор, квантово-холловский ферромагнетик, коллективные возбуждения, магнитофермионный конденсат

PACS numbers: 71.35.Lk, 73.21.Fg, 78.67.De

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038463>

## Содержание

1. Введение (925).
  2. Рэлеевское рассеяние света двумерными электронами в сильном магнитном поле (929).
  3. Спиновая релаксация в квантово-холловском ферромагнитном состоянии при электронном факторе заполнения  $\nu = 1$  (932).
  4. Релаксация поперечной составляющей спина в квантово-холловском ферромагнетике. Стохастизация голдстоуновской моды (935).
  5. Спиновая релаксация в квантово-холловском изоляторе при электронном факторе заполнения  $\nu = 2$  (940).
  6. Конденсат двумерных фермионов в магнитном поле (943).
  7. Фотолюминесценция электрон-дырочных комплексов в присутствии спин-циклотронных экситонов (945).
  8. Фотолюминесценция и бездиссипативное растекание конденсата двумерных фермионов и связанных с ним спиновых возбуждений на макроскопически большие расстояния. Методы детектирования (947).
  9. Перспективные направления дальнейших исследований: возбуждение и релаксация спин-текстурных и спиновых лафлиновских жидкостей (950).
- Список литературы (953).

Л.В. Кулик<sup>(1)</sup>, А.В. Горбунов<sup>(2)</sup>, С.М. Дикман<sup>(3)</sup>, В.Б. Тимофеев<sup>(4)</sup>.  
Институт физики твёрдого тела РАН,  
ул. Академика Осипяна 2, 142432 Черноголовка, Московская обл.,  
Российская Федерация  
E-mail: <sup>(1)</sup> kulik@issp.ac.ru, <sup>(2)</sup> gorbunov@issp.ac.ru,  
<sup>(3)</sup> dickmann@mail.ru, <sup>(4)</sup> timofeev@issp.ac.ru

Статья поступила 15 июня 2018 г., после доработки 11 октября 2018 г.

## 1. Введение

Практически все инновационные достижения последних лет в твердотельных технологиях связаны, так или иначе, с появлением либо новых материалов и материальных систем (квазидвумерных, квазиодномерных и квазиульмерных гетероструктур, слоистых структур, углеродных низкоразмерных систем и т.д.), либо с возникновением новых физических подходов к хорошо, казалось бы, известным явлениям (сверхпроводящим и полупроводниковым кубитам, однофотонным источникам излучения, квантовой криптографии и т.д.).

Большое внимание научной общественности в последнее время уделяется спинтронике — области технологических приложений, использующих манипулирование спиновой степенью свободы [1]. Получила развитие магноника — применение для манипулирования сигналами спиновых волн — магнонов и их передачи [2]. Ещё более экзотические приложения предполагают вовлечение в спиновую динамику вихревых спиновых возбуждений — скирмионов. Появились экспериментальные работы по управлению скирмионами, измерению их массы и длины пробега [3]. Ожидается, что в системе скирмионов можно осуществить бездиссипативный спиновый транспорт.

Повышенный интерес к изучению спин-зависимых явлений в двумерных электронных системах (2D ЭС) связан прежде всего с открывающейся перспективой разработки новых приборов, позволяющих манипулировать спинами электронов. Электрон может находиться в двух спиновых состояниях, что весьма удобно для кодирования битов информации. Управление спино-

выми состояниями электронов в перспективе позволит создавать логические элементы и массивы памяти с большим быстродействием, малым энергопотреблением и большой информационной ёмкостью.

Одна из наиболее интересных идей спинтроники заключается в реализации спинового транзистора, основанного на возможности управления спиновой прецессией носителей заряда внешним электрическим полем с помощью модуляции энергии спин-орбитального взаимодействия затворным напряжением [4]. Принципиальная возможность управлять поляризацией спинов с помощью электрического поля могла бы дать неоценимый вклад в развитие спинтроники, однако эту красивую идею, несмотря на её привлекательность, пока не удаётся в полной мере реализовать на практике, в том числе из-за проблем, связанных с быстрой релаксацией спиновых возбуждений.

Одночастичные каналы спиновой релаксации определяются наличием или отсутствием инверсной симметрии у электронной системы. Для симметричных систем основным является механизм релаксации Эллиота–Яфета, для несимметричных — механизм Дьяконова–Переля. Унификация двух релаксационных механизмов в рамках единой теории проведена недавно в работах [5, 6], что даёт основание надеяться на появление более общей теории, включающей в рассмотрение квантующее магнитное поле и многочастичное кулоновское взаимодействие. Понижение размерности системы (quantum confinement) и квантующее магнитное поле кардинальным образом перестраивают одночастичный энергетический спектр, делая его эффективно нульмерным. При этом стандартные одночастичные механизмы релаксации подавляются, что приводит к увеличению времени спиновой релаксации. Одновременно появляются новые механизмы, которые в свою очередь уменьшают время спиновой релаксации. Например, пространственные флуктуации внешнего электростатического потенциала не только снимают вырождение уровней Ландау, но и приводят к слабым и плавным пространственным флуктуациям  $g$ -фактора. Последние, однако, могут быть достаточными для того, чтобы вызвать сбой фазы когерентной спиновой прецессии относительно магнитного поля, поскольку спины электронов в разных точках пространства прецессируют с различной скоростью.

Принципиально новые каналы релаксации спина возникают при учёте межчастичного кулоновского взаимодействия. Несмотря на то что транспортные, оптические и магнитные явления сильнокоррелированных 2D ЭС хорошо изучены, пока не существует определённой физической модели спиновой релаксации в квантующих магнитных полях, что связано как с большим числом конкурирующих механизмов релаксации спина, так и со сложностью описания влияния кулоновского взаимодействия на механизмы релаксации. С одной стороны, двумерность существенно усиливает спин-орбитальное взаимодействие для электронов проводимости в гетероструктурах<sup>1</sup> на основе GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. С другой стороны, кулоновские корреляции кардинальным образом перестраивают энергетический спектр, что может приводить не к ускорению, а к торможению спиновой

релаксации. Времена релаксации спина, измеренные с помощью непрямых транспортных и оптических методов, варьируются в очень широких пределах [7–10], поэтому на основе имеющихся экспериментальных данных сложно сделать выбор в пользу определённого релаксационного механизма.

Тем не менее теоретический интерес к этому вопросу существует достаточно давно (см., например, работу [11], в которой не учитывались кулоновские корреляции). В дальнейшем релаксация спина теоретически изучалась в основном в квантово-холловском ферромагнетике [12–14], формирующемся при заполнении электронами одного спинового подуровня уровня Ландау: электронный фактор заполнения  $\nu = 1, 3, \dots$  — и сравнительно недавно в квантово-холловском изоляторе [15], формирующемся при полном заполнении электронами уровня/уровней Ландау:  $\nu = 2, 4, \dots$

Квантово-холловский ферромагнетик является, по сути, тестовой системой для исследования влияния кулоновского взаимодействия (как прямого, так и обменного) на спектр спиновых возбуждений, поскольку соответствие между экспериментальными данными и результатами теоретических расчётов при описании спектра возбуждённых состояний оказывается настолько точным, что часто находится в пределах экспериментальной погрешности [16]. Многочастичное кулоновское взаимодействие при этом включается в теорию непосредственно из первых принципов, без использования каких-либо модельных подходов (привлекаемых в теории обычных "классических" магнетиков). Поэтому, например, исследование неравновесной спиновой системы в квантово-холловском ферромагнетике является самым прямым методом оценки влияния многочастичных кулоновских корреляций в 2D ЭС на спиновую релаксацию.

Основным теоретическим подходом для решения задач, обсуждаемых в настоящем обзоре, является метод экситонного представления (ЭП). Его идея, которая ещё в 1960-е годы высказывалась Л.В. Келдышем [17–20], состоит в отказе от одночастичного базисного набора состояний идеального газа и переходе к базису одноэкситонных состояний, порождаемых действием на условный вакуум (т.е. на основное состояние) экситонных операторов. Иногда такой переход называют бозонизацией, так как газ экситонов действительно подчиняется бозевской статистике. В то же время сами экситонные операторы не являются ни бозевскими, ни фермиевскими. Они представляют собой некоторую сумму двух операторов, каждый из которых в свою очередь является произведением электронного и дырочного дираковских операторов рождения.

В своё время по ряду причин, на которых здесь неуместно останавливаться, идея экситонного базиса в приложении к задачам, связанным с классическими полупроводниками, не получила развития. Однако эта идея возродилась в 1980-е годы, когда появился интерес к изучению двумерных электрон-дырочных ансамблей в сильном магнитном поле (см. [21, 22]). В приложении к квантово-холловским системам экситонный оператор представляет собой определённую "правильную" комбинацию произведений оператора уничтожения электрона в состоянии ниже уровня Ферми и оператора рождения электрона в состоянии выше уровня Ферми.

Базисными состояниями ЭП являются магнитоэкситоны, впервые рассмотренные для 3D-пространства

<sup>1</sup> Структуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As являются наиболее интересными с точки зрения проверки теорий спиновой релаксации в сильнокоррелированных высокоподвижных 2D-системах.

Л.П. Горьковым и И.И. Дзялошинским [23]. В квантово-холловской системе магнитоэкситоны — это возбуждения в зоне проводимости, сформированные электронной вакансией на нижнем уровне Ландау, т.е. ниже уровня Ферми (в дальнейшем для краткости — ферми-дырка), и электроном в некотором другом состоянии (орбитальном или спиновом) с большей энергией. Если в базисе одночастичных состояний диагональна только одночастичная часть гамильтониана системы, то в базисе экситонных состояний диагонализуется также существенная часть гамильтониана кулоновского взаимодействия.

В определённом смысле ЭП для кулоновского взаимодействия является "правильным" базисным набором нулевого приближения. В частности, экситонные базисные состояния классифицируются естественным квантовым числом — волновым вектором магнитоэкситона, т.е. инвариантом, возникающим вследствие трансляционной симметрии системы в однородном магнитном поле (см. [23]). Вырождение базиса оказывается в значительной степени снятым (остаётся лишь вырождение по направлениям волнового вектора).

ЭП имеет ещё и ряд других очевидных преимуществ. Оно не зависит от специфики калибровки одноэлектронных волновых функций в магнитном поле. Гамильтониан кулоновского взаимодействия из четырёхоператорного выражения превращается в двухоператорное. ЭП даёт явный вид собственных состояний, который позволяет с помощью некоторой, вполне определённой, коммутационной алгебры Ли для экситонных операторов рассчитывать матричные элементы переходов и тем самым находить вероятности различных кинетических процессов в электронном (экситонном) газе<sup>2</sup>. Наконец, во многих важных случаях экситонные состояния или их комбинация являются асимптотически точными собственными состояниями гамильтониана квантово-холловской системы в главном приближении по кулоновскому взаимодействию.

Заметим, что физически "небозевость" коммутационной алгебры экситонных операторов может трактоваться как появление некоего "кинематического" межэкситонного взаимодействия, никак не связанного с кулоновским (т.е. с динамическим) взаимодействием, но объясняемого, конечно, фермиевской природой электрона и дырки, составляющих магнитоэкситон (см. [24]). В "разреженном" газе магнитоэкситонов, когда их число в системе намного меньше числа состояний на уровне Ландау, можно пренебречь в нулевом приближении как кинематическим, так и динамическим взаимодействиями, но при этом рассматривать их пертурбативно в задачах, связанных, например, с рассеянием магнитоэкситонов друг на друге или на внешних полях (на фонах или случайном электростатическом потенциале, присутствующем в квантовой яме (см., например, раздел 3 и цитируемые там работы).

В то же время в задачах, касающихся расчёта энергии магнитоэкситона, определяемой кулоновским взаимодействием, необходимо, разумеется, использовать точ-

ные коммутационные соотношения для экситонных операторов. Это в некоторых важных случаях позволяет в такой сильнокоррелированной многочастичной системе точно вычислить энергию возбуждения, определяемую даже вторым порядком по кулоновскому взаимодействию (см. раздел 5 и приведённые там ссылки). Точная коммутационная алгебра используется и в задачах, связанных с рассмотрением магнитоэкситонного конденсата, т.е. в случае, когда макроскопически большое число возбуждений находится в одном состоянии — с одним и тем же волновым вектором. Впервые подобные расчёты были выполнены применительно к конденсату в условной симметричной двухкомпонентной электрон-дырочной системе [25]. Конденсату магнитоэкситонов посвящены разделы 6 и 8.

В теории квантово-холловского ферромагнетика ( $\nu = 1$ ), как и в случае обычного обменного ферромагнетика, описываемого, например, гамильтонианом Гейзенберга, отклонение спиновой системы от равновесия может быть микроскопически представлено как возникновение спиновых возбуждений. Этими возбуждениями являются, например, спиновые волны (блоховские магнеты в обменном ферромагнетике [26]), уменьшающие на единицу как полный спин системы  $S$ , так и компоненту  $S_z$ , направленную вдоль оси намагниченности. В то же время если волновой вектор спиновой волны/магнона строго равен нулю, то такое возбуждение становится качественно иным: оно по-прежнему приводит к изменению на единицу компоненты  $S_z$ , но при этом сохраняет полный спин. Подобное свойство является общим для магнетиков всех типов и не зависит от того, каким образом описывается взаимодействие: с помощью полного кулоновского гамильтониана или модельно — с помощью гейзенберговского оператора. Оператор рождения спиновой волны при величине волнового вектора  $k \equiv 0$  эквивалентен просто полному оператору  $S_- = S_x - iS_y$  (см. [26]), а само возбуждение осуществляет переход в собственное состояние системы с прежней орбитальной волновой функцией, но с глобально отклонённым от оси намагниченности спином, поскольку теперь  $S > S_z$ .

В квантово-холловском ферромагнетике ( $\nu = 1$ ) простейшее возбуждение состоит из ферми-дырки на заполненном нижнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау и электрона с противоположным спином, возбуждённого до незаполненного верхнего спинового подуровня того же уровня Ландау. Этот случай как раз и соответствует возбуждению спиновой волны, т.е. при ненулевом волновом векторе он приводит к уменьшению на единицу как полного спина электронной системы, так и его проекции на направление магнитного поля.

Возникновение спиновой волны со строго нулевым импульсом аналогичным образом изменяет проекцию спина на направление магнитного поля, но сохраняет полный спин электронной системы. Такой "нулевой" спиновый магнитоэкситон соответствует элементарному возбуждению, описывающему глобальное отклонение полного спина электронной системы от направления магнитного поля на некоторый угол. При макроскопически большом числе возбуждённых "нулевых" спиновых магнитоэкситонов или даже при суперпозиции состояний с разным числом "нулевых" магнитоэкситонов орбитальное состояние квантово-холловской системы не изменяется, но макроскопически состояние представляет

<sup>2</sup> Эти переходы могут быть связаны, например, с "межэкситонным" взаимодействием из-за наличия в кулоновском гамильтониане "экситонно-недиагонализующих" членов, а также с электрон-фононным, электрон-примесным и другими взаимодействиями, которые соответственно ренормируются в экситон-экситонное, экситон-фононное, экситон-примесное и т.д.

собой голдстоуновскую моду — отклонение полного спина на некоторый угол от направления  $\hat{z}$  (см. [13], а также начало раздела 4).

"Нулевые" спиновые магнитоэкситоны мы будем в дальнейшем называть голдстоуновскими экситонами ( $X_G$ ), а спин-волновые экситоны будем обозначать как  $X_q$ . В обоих случаях процесс релаксации спина может быть описан в терминах аннигиляции спиновых магнитоэкситонов. В экспериментах, связанных с созданием неравновесных систем оптическими методами, реализуется ситуация, в которой полный спин электронной системы всегда направлен вдоль магнитного поля, но его величина отличается от спина равновесной системы. Число голдстоуновских экситонов тогда, очевидно, пренебрежимо мало по сравнению с общим числом спиновых (фактически "ненулевых" спин-волновых) магнитоэкситонов в системе.

Процесс релаксации или аннигиляции спин-волновых магнитоэкситонов определяется спин-орбитальными взаимодействиями Рашбы и Дрессельхауса. Кроме того, на эти процессы оказывает значительное влияние длинноволновый случайный потенциал, всегда присутствующий в 2D-системах, поэтому следует разделять задачи исследования релаксации локализованных и делокализованных спинов.

Теоретические оценки времени релаксации спиновых возбуждений в квантово-холловском ферромагнетике варьируются от нескольких сотен наносекунд до нескольких десятков микросекунд. Кроме того, до недавнего времени эти оценки заведомо расходились с косвенными экспериментальными данными, которые указывали на времена релаксации, не превышающие 10 нс. Столь серьёзное различие экспериментальных и теоретических результатов может быть связано прежде всего с тем, что прямого измерения времён спиновой релаксации не проводилось, а в упомянутых выше экспериментах речь идёт, например, лишь о времени сбоя фазы спиновой прецессии, которое может быть значительно меньше времени энергетической релаксации, связанной с изменением зеemanовской энергии.

В теории квантово-холловского изолятора ( $\nu = 2$ ) электронными возбуждениями являются магнитоэкситоны, образованные возбуждённым электроном на первом незаполненном уровне Ландау и ферми-дыркой (электронной вакансией) на целиком заполненном нулевом уровне Ландау. В спектре возбуждений квантово-холловского изолятора имеются два типа магнитоэкситонов: спин-синглетный магнитоэкситон с полным спином нуль и циклотронный спин-триплетный магнитоэкситон с полным спином единица. Спин-синглетный магнитоэкситон есть не что иное, как магнито-плазмон — бесспиновое возбуждение, у которого, согласно теореме Кона, энергия при нулевом волновом векторе равна одночастичной циклотронной энергии [27, 28].

В то же время компоненты триплетного спинового экситона (для которого  $S = 1$  и  $S_z = -1, 0, +1$ ) энергетически отделены друг от друга зеemanовской щелью, причём при нулевом волновом векторе ( $q = 0$ ) и даже при других актуальных значениях,  $q \lesssim 1/l_B$  (где  $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$  — магнитная длина), весь триплет в гетероструктурах  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  оказывается ниже незаполненного уровня Ландау, т.е. имеет энергию, меньшую циклотронной щели на величину некоторой допол-

нительной "энергии связи", определяемой кулоновскими корреляциями в 2D ЭС [29–31].

Отрицательный "кулоновский сдвиг" позволяет считать компоненту такого спин-циклотронного экситона, соответствующую значению  $S_z = +1$ , нижайшим по энергии<sup>3</sup> возбуждением при  $\nu = 2$ . Спин-циклотронный экситон, в отличие от магнито-плазмона, оптически не активен. Он представляет собой так называемый тёмный (dark) экситон, так как его излучательная рекомбинация запрещена по спину. Тем не менее посредством резонансных межзонных переходов, а именно дипольно-разрешённых оптических переходов между дискретными состояниями тяжёлых дырок валентной зоны (соответствующими уровням Ландау с номерами  $m_L > 1$ ) и состояниями электронов зоны проводимости, можно создать неравновесный ансамбль таких магнитоэкситонов [32].

Основным каналом изменения спина 2D ЭС являются процессы переворота спина фотовозбуждённой дырки за счёт сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне GaAs. В процессе последующей трансформации фотовозбуждённой тяжёлой дырки из валентной зоны в ферми-дырку электронной системы, которая происходит вследствие рекомбинации электронов с нулевого заполненного уровня Ландау с фотовозбуждённой дыркой валентной зоны, электронная система изменяет свой спин. Поскольку прямая релаксация спин-циклотронных экситонов в основное состояние, сопровождающаяся изменением одновременно орбитального и спинового квантовых чисел, запрещена, время жизни этих возбуждений становится чрезвычайно большим [15]. Эти времена примерно в  $10^7$  раз превышают времена рекомбинации фотовозбуждённой дырки (в стандартных исследуемых 2D ЭС они составляют около 100 пс). Благодаря столь большим временам жизни можно создавать высокие плотности неравновесных спинциклотронных экситонов,  $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , с помощью непрерывного фотовозбуждения сравнительно малой мощности<sup>4</sup>.

Спин-циклотронные экситоны являются чисто электронными возбуждениями, но их можно назвать композитными бозонами, поскольку они имеют целый спин ( $S = 1$ ) и фактически подчиняются бозе-статистике — в одном квантовом состоянии может находиться макроскопически большое число экситонов. В коллективе спинциклотронных экситонов можно было бы ожидать формирования неравновесных бозонных конденсатов, аналогичных тем, которые формально изучались ещё в работе [33]. Однако известно, что в двумерных (а также в одномерных) пространственно неограниченных системах при любой сколь угодно низкой, но конечной температуре тепловые флуктуации разрушают дальний порядок [34, 35]. По этой причине бозе-конденсат в таких системах может существовать только при  $T = 0$ , что представляет не более чем теоретический интерес.

В 2D-случае тепловые флуктуации, тем не менее, не полностью разрушают дальний порядок: пространственные электрон-электронные корреляции сохраняются, хотя и убывают с увеличением расстояния не экспонен-

<sup>3</sup> Это компонента с положительным значением проекции  $S_z$  на направление магнитного поля (которое мы считаем положительным), поскольку в GaAs  $g$ -фактор электрона отрицателен.

<sup>4</sup> Малой, по сравнению с мощностью, необходимой для разогрева 2D ЭС до температуры, превышающей температуру решётки GaAs.

циально, как в газовой фазе, а по степенному закону. Этого оказывается достаточно для перехода в новую фазу, которая может обладать сверхтекучестью при конечной температуре. Эффект сверхтекучести в 2D-системах без образования бозе-конденсата был предсказан Березинским [36, 37] и независимо, но несколько позднее Костерлицем и Таулесом [38] (переход Березинского – Костерлица – Таулеса — БКТ). Согласно теории переход в сверхтекучее состояние при этом обусловлен формированием топологических дефектов: пар вихрь – антивихрь. К настоящему времени уже имеется достаточно много экспериментальных свидетельств существования перехода БКТ в различных квазидвумерных системах: в плёнках жидкого гелия [39, 40], массивах джозефсоновских контактов [41], в охлаждённых газах атомов [42, 43], в газе взаимодействующих экситонных поляритонов [44]. Ансамбль спин-циклотронных экситонов большой плотности в квантово-холловском изоляторе ( $\nu = 2$ ) при температурах ниже 1 К может оказаться ещё одним примером плотной бозе-системы в вырожденном двумерном ферми-газе, демонстрирующей коллективные бозевские свойства, наряду с электрон-электронными слоями [45].

Следует отметить, что поиск бозе-эйнштейновских конденсатов — одно из центральных направлений современной физики, прежде всего физики конденсированного состояния. Несмотря на то что существует множество указаний на нетривиальные фазовые превращения в твёрдых телах, которые могут рассматриваться как переходы в конденсированное состояние, надёжно установленные случаи формирования бозе-эйнштейновского конденсата немногочисленны.

Конденсатные состояния можно разделить на две фундаментальные группы. Одна из них определяется фазовым переходом в основном, термодинамически равновесном, состоянии, как, например, в сверхтекучем  $^4\text{He}$ . В последнее время, однако, особый интерес вызывают так называемые нестационарные конденсаты — системы, выведенные из равновесия внешним воздействием. Несмотря на то что детального равновесия в таких системах не наступает, их можно в свою очередь разделить на макроскопические подсистемы, в которых наступает локальное (динамическое) "квазиравновесие", причём неравновесные подсистемы могут находиться в "квазиравновесном" состоянии достаточно долго для того, чтобы можно было пользоваться понятием температуры, а в самой подсистеме могла произойти бозе-эйнштейновская конденсация. К квазиравновесным можно отнести экситон-поляритонные конденсаты [46], бозе-конденсат трёхмерных магнонов [47], атомные бозе-конденсаты [48, 49], бозе-конденсаты 2D-магнитоэкситонов [33, 50] и пространственно непрямым дипольными экситонов [51–53].

Особняком в ряду конденсатных состояний стоят фермионные конденсаты, которые также можно разделить на термодинамически равновесные: сверхпроводники (включая высокотемпературные сверхпроводники, ВТСП),  $^3\text{He}$  [54], состояние с суммарным фактором заполнения  $\nu = 1$  в двойных электронных слоях [45] — и на неравновесные, такие как конденсат охлаждённых атомов  $^{40}\text{K}$ , исходно подчиняющихся ферми-статистике [55].

В настоящем обзоре мы обсуждаем конденсацию в системе 2D-фермионов (2D-электронов в зоне проводимости), выведенной из равновесия вследствие образова-

ния ансамбля долгоживущих спин-циклотронных экситонов — композитных возбуждений с бозе-статистикой.

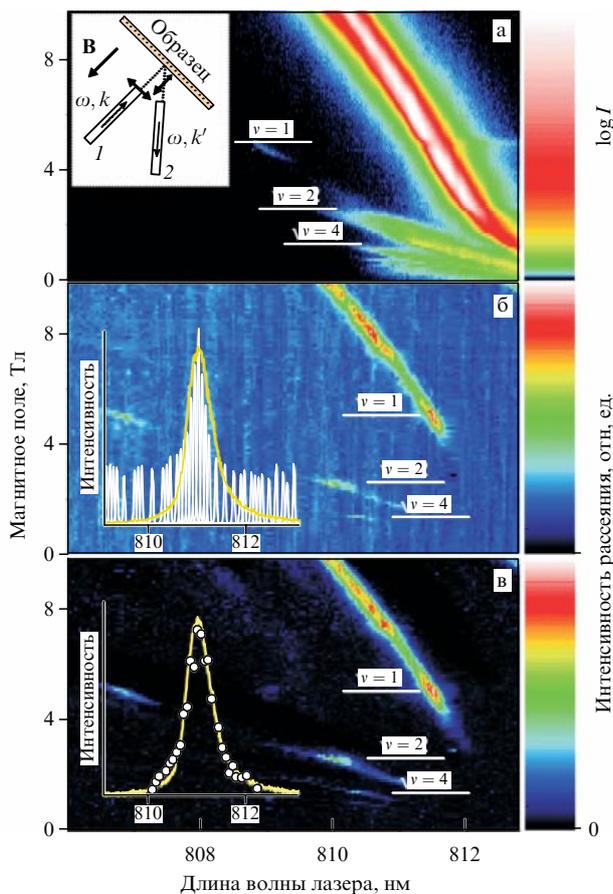
Заметим, что для рассматриваемых чисто электронных магнитоэкситонов всех типов имеет место также электрон-дырочная симметрия: масса и заряд возбуждённого электрона равны массе и заряду (с противоположным знаком) эффективной ферми-дырки. Таким образом, пространственный перенос магнитоэкситонов не связан ни с переносом заряда, ни с переносом массы (в процессе переноса локальная плотность электронов в пространстве не изменяется), а связан только с переносом энергии возбуждений и их спина. При конденсации таких возбуждений в когерентное коллективное состояние можно ожидать бездиссипативного распространения спина на макроскопические расстояния. Экспериментальные результаты по обнаружению недиффузионного растекания магнитоэкситонного конденсата приведены в разделе 8.

В настоящем обзоре обсуждаются разработанные его авторами оптические методики формирования в квантово-холловском ферромагнетике ( $\nu = 1$ ) и квантово-холловском изоляторе ( $\nu = 2$ ) плотных ансамблей спиновых возбуждений и измерения времён их релаксации. Рассмотрены вопросы формирования плотных бозонных подсистем спиновых возбуждений в сильнокоррелированной 2D ЭС. Основными методами исследования являются резонансное рэлеевское рассеяние, фотоиндуцированное резонансное отражение и фотоиндуцированная фотолюминесценция. Поскольку для исследования релаксации голдстоуновских экситонов в квантово-холловском ферромагнетике ( $\nu = 1$ ) ни одна из вышеупомянутых методик не применима, для измерения их времён релаксации используется времяразрешённое керровское вращение [56].

## 2. Рэлеевское рассеяние света двумерными электронами в сильном магнитном поле

Рэлеевское рассеяние [57] с момента его открытия является одним из наиболее мощных спектроскопических методов исследования локальных свойств неоднородных сред [58], в том числе для определения критических флуктуаций параметра порядка при изучении фазовых переходов в жидкостях и твёрдых телах [59]. При резонансном рэлеевском рассеянии (PPP), когда энергия рассеянного света совпадает с энергией разрешённого оптического перехода, сечение рассеяния резко возрастает. PPP на магнитоэкситонных переходах успешно применяется для исследования неоднородно уширенных оптических переходов в квантовых ямах (КЯ) [60–62]. Недавно метод PPP был применён для наблюдения новых коррелированных фаз в основном состоянии 2D ЭС [63–65].

Авторами работы [66] PPP впервые было применено для определения спиновой поляризации электронов в 2D ЭС. Спектры PPP и фотолюминесценции (ФЛ) были получены с помощью двухсветовой методики (см. вставку на рис. 1а). Возбуждающий световод передавал излучение от Ti-сапфирового лазера на исследуемый образец, помещённый в гелиевый криостат. Второй световод собирал сигналы рэлеевского рассеяния и ФЛ и передавал их на спектрометр. Измерения проводились при температурах 0,4–4,2 К в магнитных полях 0–14 Тл. Исследовался набор образцов с высококачественными



**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) (а) Логарифм интенсивности ФЛ для 2D ЭС в магнитном поле. Указаны определённые из спектров ФЛ магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения. На вставке — геометрия эксперимента. (б) Амплитуда PPP, измеренная в тех же спектральных и магнитнополевых диапазонах, что и ФЛ на рис. а. Плотность мощности Ti-сапфирового лазера  $10 \text{ мВт см}^{-2}$ , время накопления при регистрации спектров PPP 0,1 с. На вставке — пример спектра PPP при  $\nu = 1$  с соответствующей линией ФЛ. (в) Амплитуда дифференциального сигнала PPP. На вставке — пример дифференциального спектра PPP при  $\nu = 1$  с соответствующей линией ФЛ.

легированными одиночными КЯ  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  одинаковой ширины, 19 нм, но с разными электронными концентрациями  $n_e$  в диапазоне  $(0,5-2,4) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при подвижности  $\mu_e = 5 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Электронная плотность определялась по сигналу ФЛ от 2D ЭС.

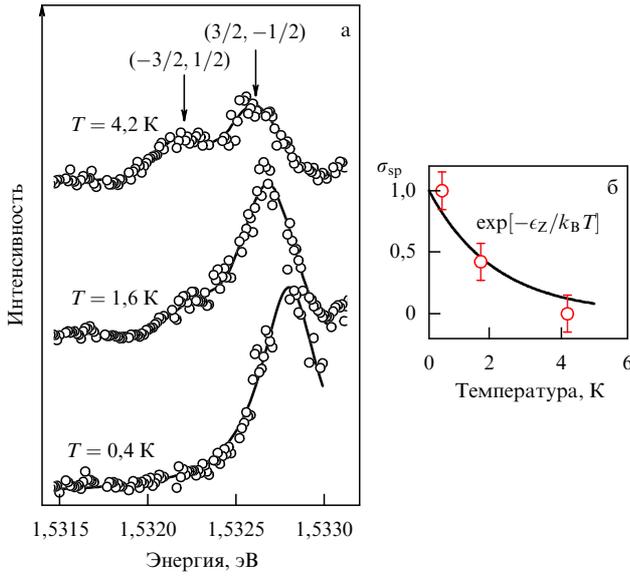
При измерении PPP вклад рассеяния от поверхности образца подавлялся с помощью пары скрещенных линейных поляризаторов, помещённых между торцами световодов и образцом. Поскольку фотоны, рассеянные поверхностью, поляризованы так же, как и возбуждающие фотоны, а 2D ЭС в магнитном поле вследствие нарушения симметрии обращения времени поглощает/излучает циркулярно поляризованный свет, сигнал линейно поляризованного нерезонансного рэлеевского рассеяния от поверхности образца уменьшался почти на два порядка. Чтобы устранить остатки рэлеевского рассеяния от поверхности образца и таким образом дополнительно подавить фоновый сигнал от нерезонансного рэлеевского рассеяния, использовался дифференциальный метод. Исследуемый образец облучался He-Ne-лазером, уменьшающим электронную плотность [62]. Из-

лучение He-Ne-лазера настраивалось таким образом, чтобы линии PPP для фотообеднённого и необеднённого состояний не перекрывались. Вычитая один сигнал из другого, удавалось повысить отношение сигнал/шум ещё на порядок величины (рис. 1в).

Спектры ФЛ и PPP имеют много общего. Однако существенная разница состоит в том, что промежуточные состояния реальны для ФЛ и виртуальны для PPP. В низшем порядке теории возмущений PPP соответствует поглощению фотона и рождению виртуальной электрон-дырочной (e-h) пары. Затем e-h-пара аннигилирует, испуская рассеянный фотон [67, 68]. Процесс рассеяния такого типа возможен только для локализованных e-h-пар с длиной локализации  $L$ , много меньшей длины волны рассеянного света  $\lambda$ , т.е.  $k_{\parallel}L \ll 1$  (где  $k_{\parallel}$  — проекция волнового вектора фотона на плоскость 2D ЭС). Это условие выполняется для локализованных состояний 2D ЭС в магнитном поле [69]. Кроме того, в сильном магнитном поле  $B$  выполняется условие  $l_B \ll L$ . Величина  $L$  для большинства состояний на уровне Ландау вообще никак не связана с магнитным полем — она определяется корреляционной длиной пространственных флуктуаций плавного случайного потенциала, неизбежно присутствующего в 2D-канале реальной полупроводниковой гетероструктуры. По этой причине отсутствует зависимость от магнитного поля у матричного элемента излучательного (дипольного) перехода в виртуальное состояние, определяемое масштабом  $L$ . Если локализованные состояния распределены случайно, то сечение PPP пропорционально числу состояний рассеяния и вероятности отдельного процесса [67, 68].

Помимо очевидного процесса рассеяния света с участием локализованных электронных состояний, незапрещённым является рэлеевское рассеяние с участием делокализованных состояний. Закон сохранения импульса выполняется для системы падающий фотон — рассеянный фотон — 2D-электроны за счёт кулоновского взаимодействия электрона виртуальной электрон-дырочной пары и электронов 2D-газа. Поэтому рэлеевское рассеяние с участием делокализованных состояний может быть активным только для частично заполненных электронных уровней.

Экспериментальные данные работы [66] однозначно указывают на механизм PPP в 2D-электронных системах в квантующих магнитных полях. Было исследовано PPP в 2D ЭС с одним частично заполненным спиновым подуровнем нулевого уровня Ландау при низких температурах, существенно меньших величины одночастичного зеемановского расщепления  $\epsilon_z$ . Наличие единственной интенсивной линии рэлеевского рассеяния с участием электронных состояний на пустом верхнем спиновом подуровне Ландау и отсутствие рассеяния с участием состояний на частично заполненном нижайшем спиновом подуровне Ландау позволяют сделать вывод о том, что рассеяние происходит на локализованных электронах. Уменьшение вклада в интенсивность PPP, обусловленного состояниями на верхнем спиновом подуровне Ландау, с возрастанием температуры (рис. 2а) объясняется частичным заполнением локализованных состояний на верхнем уровне Ландау, а появление рассеяния, обусловленного состояниями на нижнем спиновом подуровне Ландау, связано с частичным опустошением локализованных состояний на нижнем уровне Ландау.



**Рис. 2.** (а) Спектры PPP для трёх значений температуры при  $\nu = 0,36$ . (б) Спиновая поляризация локализованных 2D-электронов как функция температуры: эксперимент (кружки) и аналитическая кривая для термодинамического распределения электронов по спиновым подуровням  $\sim \exp[-\epsilon_Z/(k_B T)]$  (сплошная кривая).

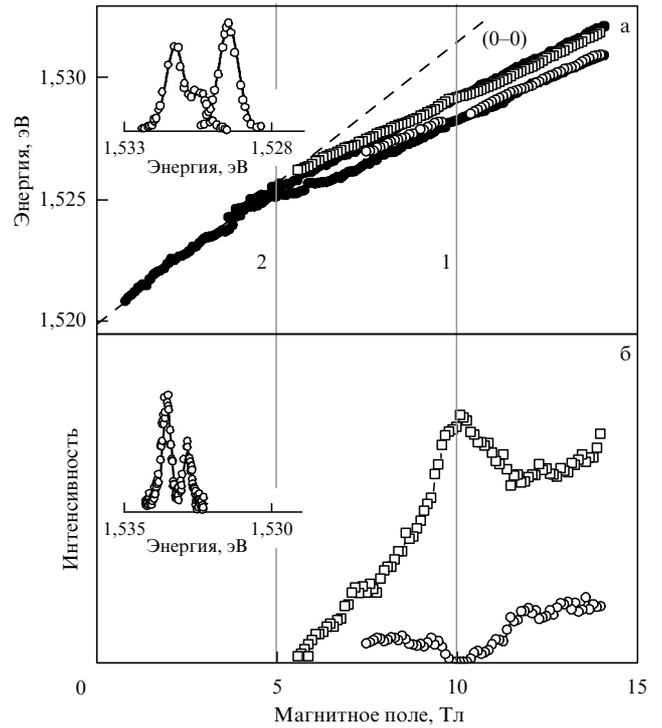
Из относительных интегральных интенсивностей двух линий PPP от двух различных спиновых состояний на нулевом уровне Ландау (рис. 3) можно определить спиновую поляризацию электронов  $\sigma_{sp} = (v_{\uparrow} - v_{\downarrow})/v$  в ультраквантовом пределе,  $\nu \leq 2$  [66] (здесь  $v_{\uparrow/\downarrow}$  — факторы заполнения для спинов вверх/вниз на нулевом уровне Ландау;  $\nu = v_{\uparrow} + v_{\downarrow}$ ). Действительно, поскольку интегральные интенсивности (площади под линиями PPP) пропорциональны числу свободных мест на спиновых подуровнях нулевого уровня Ландау:  $I_{\uparrow} = C f_{\uparrow} (1 - v_{\uparrow})$  и  $I_{\downarrow} = C f_{\downarrow} (1 - v_{\downarrow})$  ( $f_{\uparrow}$  и  $f_{\downarrow}$  — сечения рассеяния для соответствующих переходов, которые считаются постоянными ввиду узости линий PPP), в результате находим

$$\sigma_{sp} = \frac{2 - \nu}{\nu} \frac{I_{\downarrow} f_{\uparrow} - I_{\uparrow} f_{\downarrow}}{I_{\downarrow} f_{\uparrow} + I_{\uparrow} f_{\downarrow}}.$$

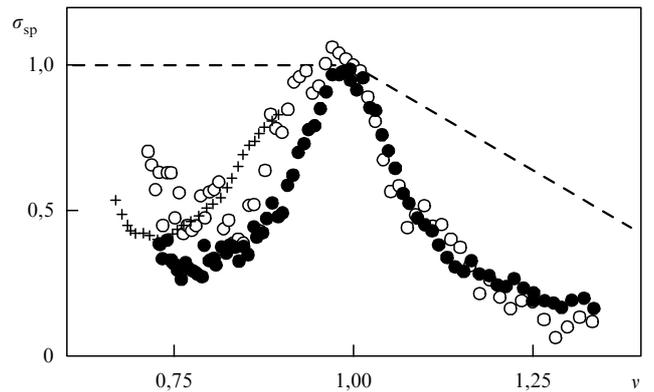
Сечения рассеяния для PPP были получены непосредственно из эксперимента по PPP для аналогичного образца без электронов в зоне проводимости КЯ (см. вставку на рис. 3б), так что для определения  $\sigma_{sp}$  достаточно, чтобы было известно только отношение между  $f_{\uparrow}$  и  $f_{\downarrow}$ . В диапазоне магнитных полей 8–14 Тл это отношение изменяется линейно от 2,2 до 1,8. По известному отношению  $f_{\uparrow}/f_{\downarrow}$  можно получить степень спиновой поляризации  $\sigma_{sp}$  (рис. 4).

Таким образом, PPP может служить оптическим методом неразрушающего контроля для зондирования спиновой поляризации 2D ЭС [70]. Это чрезвычайно важно, поскольку для измерения поглощения или пропускания 2D ЭС образец с выращенной на монокристаллической подложке высококачественной эпитаксиальной гетероструктурой нуждается в серьёзной модификации [71, 72].

К настоящему времени высококачественные спектры пропускания получают посредством либо вытравливания отверстия в подложке для устранения паразитного объёмного рассеяния [71, 73], либо выращивания брэгговского зеркала, отделяющего 2D ЭС от подложки [72, 74].



**Рис. 3.** (а) Энергии линий ФЛ (тёмные кружки) и PPP (светлые кружки) для образца с электронной концентрацией  $n_e = 2,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Штриховой линией обозначена энергия электрон-дырочных переходов (0–0) для постоянной массы электронов и дырок  $0,067m_e$  и  $0,2m_e$  соответственно. Электронные факторы заполнения показаны вертикальными линиями. На вставке представлены спектры PPP, измеренные в поле 10 Тл ( $\nu = 1$ ) и 13 Тл ( $\nu \approx 0,83$ ) (кружки), и их аппроксимации гауссианами (сплошные кривые). (б) Магнитнополевые зависимости интегральных интенсивностей сигнала PPP для оптических переходов с участием электронных состояний с различными спинами: состояний с нижнего (кружки) и верхнего (квадраты) спиновых подуровней нулевого уровня Ландау. На вставке приведён спектр PPP образца с нелегированной КЯ в поле 13 Тл (кружки) и его аппроксимация гауссианом (кривая). Отношение площадей под линиями PPP даёт  $f_{\uparrow}/f_{\downarrow}$ .



**Рис. 4.** Спиновая поляризация 2D ЭС ( $S_z$ ), рассчитанная с использованием экспериментальных данных, приведённых на рис. 3 (полые кружки). Для сравнения приведены значения  $S_z$ , полученные в работах [71, 72] (чёрные кружки и кресты соответственно). Штриховая линия показывает степень спиновой поляризации 2D ЭС для невзаимодействующих электронов.

Среди неразрушающих оптических методов измерения спиновой поляризации следует упомянуть элегантные экспериментальные методики, использующие ре-

комбинацию свободных электронов с локализованными акцепторами [75] и измерение магнитоэкситонного ди-хроизма [72]. Однако эти методики имеют ряд существенных ограничений, затрудняющих интерпретацию экспериментальных данных. В качестве аргумента в пользу PPP следует отметить, что спиновая поляризация измеряется без какой-либо предварительной обработки исследуемого образца, а экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с другими известными данными о поляризации 2D ЭС в ультраквантовом пределе. Кроме того, как показано в разделе 3, методика определения спиновой поляризации с помощью PPP легко переносится на времяразрешённые измерения, что позволяет контролировать эволюцию спиновой поляризации 2D ЭС после импульсного возбуждения в режиме реального времени.

### 3. Спиновая релаксация в квантово-холловском ферромагнитном состоянии при электронном факторе заполнения $\nu = 1$

Для прямого измерения времени релаксации спина в спин-поляризованном квантово-холловском ферромагнитном состоянии была разработана оригинальная оптическая методика создания неравновесных спиновых магнитоэкситонов (см. схему эксперимента на рис. 5а).

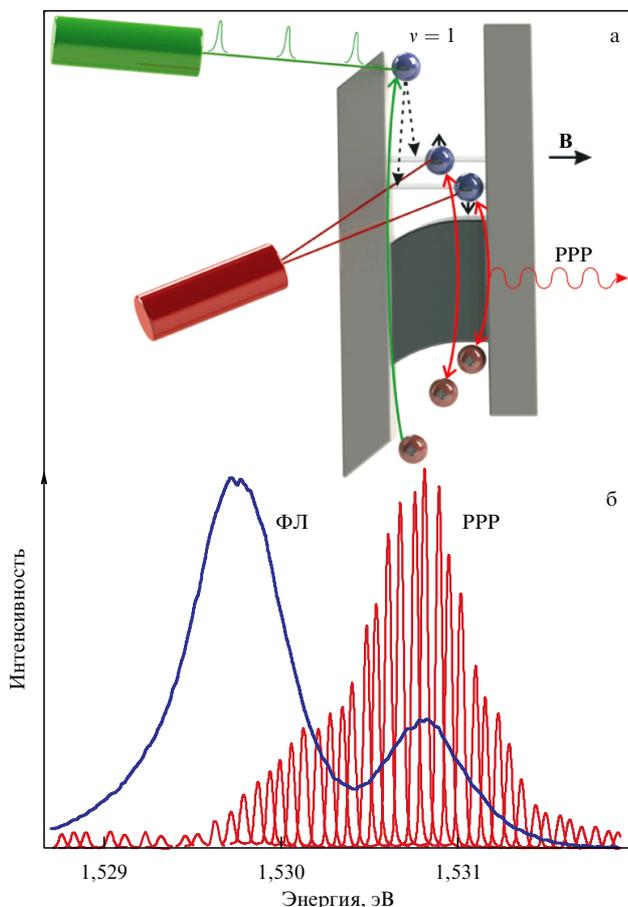


Рис. 5. (а) Диаграмма, иллюстрирующая схему эксперимента. (б) Спектры ФЛ и PPP, полученные через 5 мс после лазерного импульса, после окончания всех релаксационных процессов.  $B = 11$  Тл. Температура резервуара  $T = 1,6$  К.

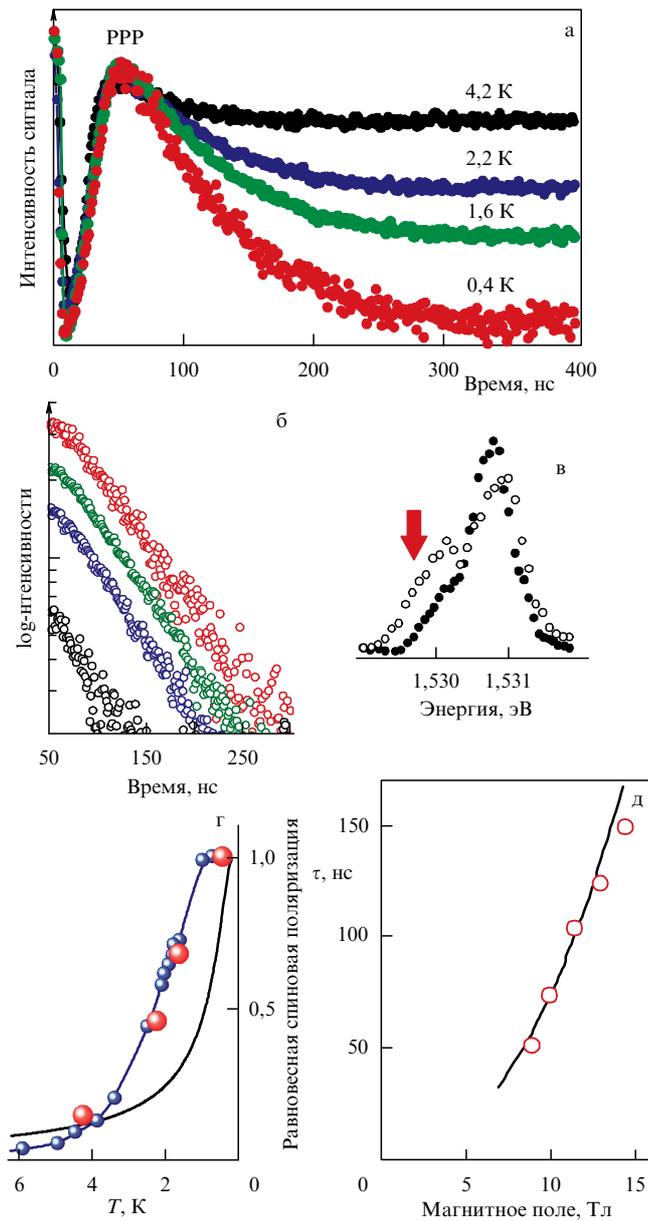
Особенностью методики является то, что становится возможным создавать системы с практически произвольной начальной спиновой поляризацией (от 0 до 1) и наблюдать динамику релаксации спина в реальном времени. Для мониторинга спинового состояния электронной системы в процессе релаксации используется времяразрешённое PPP.

Система неравновесных спинов создаётся импульсным лазером с длиной волны 532 нм, длительностью импульса менее 1 нс и пиковой плотностью мощности на образце  $\approx 400$  Вт см $^{-2}$ . Релаксируя в основное состояние, фотовозбуждённые высокоэнергетичные электроны нагревают 2D ЭС. Поэтому сам эксперимент имеет смысл только тогда, когда характерное время, необходимое для охлаждения 2D ЭС до температуры окружающей среды, значительно меньше, чем время спиновой релаксации  $\tau$  (в противном случае время релаксации не может быть измерено точно). Оказывается, что это условие может быть удовлетворено в магнитных полях  $B > 8$  Тл. Оптически нагретая 2D ЭС остывает и в процессе остывания релаксирует к частично поляризованному квазиравновесному состоянию, которое впоследствии релаксирует в основное спин-поляризованное состояние. Помимо импульсного возбуждения 2D ЭС возбуждается непрерывным резонансным лазерным излучением (см. рис. 5).

Как сказано в разделе 2, соотношение между линиями PPP от электронных состояний с различными спинами позволяет в режиме реального времени контролировать динамику релаксации спина, изменяя задержку времени регистрации PPP относительно импульса фотовозбуждения лазера с длиной волны 532 нм. Измеренные таким образом времена релаксации спина (рис. 6) оказались по крайней мере на порядок величины больше, чем времена релаксации, полученные с помощью альтернативных экспериментальных методик [7–10]. Метод, представленный здесь, направлен непосредственно на измерение энергетической релаксации спина с верхнего спинового подуровня на нижние спиновые подуровни, тогда как другие экспериментальные методики фокусируются на дефазировке (стохастизации) спина одного или нескольких невзаимодействующих спиновых магнитоэкситонов.

Существенно, что описываемая экспериментальная методика не приводит к какому-либо повороту спина всей системы, т.е. начальное отклонение спина от основного спин-поляризованного состояния связано лишь с изменением величины полного спина, который, тем не менее, всегда остаётся направленным вдоль магнитного поля. Как указывалось ранее, такому отклонению отвечает возбуждение в системе только спин-волновых экситонов ( $X_q$ ), но не голдстоуновских экситонов ( $X_G$ ).

Опыт теоретического изучения спиновой релаксации в квантово-холловских системах [11–15, 76–81] показывает, что такая задача характеризуется множеством различных релаксационных механизмов, так что априори определить доминирующий канал релаксации представляется весьма затруднительным. Более того, картина релаксации может существенно изменяться в зависимости от величин магнитного поля, температуры и фактора заполнения. В то же время ясно, что релаксация/аннигиляция спиновых магнитоэкситонов требует наличия взаимодействий двух типов: 1) взаимодействий, не сохраняющих спин системы, и 2) взаимодействий, обеспечивающих необратимость релаксационного процесса.



**Рис. 6.** (В цвете онлайн.) (а) Динамика PPP для температур: 0,4, 1,6, 2,2 и 4,2 К. Сигналы PPP при разных  $T$  нормированы для получения равных интенсивностей через 50 нс после нагревающего лазерного импульса. (б) Кинетика PPP за вычетом сигнала насыщения в логарифмическом масштабе при различных  $T$  (цвета символов те же, что на рис. а). (в) Неравновесный (белые кружки) и равновесный (чёрные кружки) спектры PPP, измеренные через 50 нс и 5 мс после нагревающего лазерного импульса, соответственно. Стрелкой показано положение максимума линии ФЛ для  $e-h$ -перехода, связанного с нижайшим спиновым подуровнем Ландау электронов, где измеряется динамика сигнала PPP.  $B = 11$  Тл,  $T = 1,6$  К. (г) Равновесная спиновая поляризация (большие кружки), полученная с использованием амплитуды насыщения PPP при разных  $T$  (равновесная поляризация при 0,4 К принята за единицу). Для сравнения приведена равновесная спиновая поляризация, измеренная с помощью метода ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в работе [82] при том же зеемановском расщеплении спиновых подуровней (малые кружки, соединённые тонкой линией). Жирная кривая — равновесная одночастичная спиновая поляризация без учёта кулоновского взаимодействия. (д) Магнитнополевая зависимость времени релаксации  $\tau(B)$ : результаты эксперимента (кружки) и расчёта (кривая).

Анализ показывает, что роль взаимодействий первого типа могут играть спин-орбитальное взаимодействие в

2D-канале [12–15, 76–79, 81] и/или сверхтонкое взаимодействие с ядрами решётки [14, 80].

Диссипативный механизм может быть реализован: 1) при эффективном кулоновском (фактически электродиполь-дипольном) взаимодействии магнитоэкситонов, приводящем, например, к коалесценции спин-волновых экситонов (когда два экситона превращаются в один, имеющий суммарные энергию и импульс (см. [77, 79])); 2) при взаимодействии электронов с внешним плавным потенциалом, также приводящем к коалесценции, но с возросшим фазовым объёмом участвующих в релаксации магнитоэкситонов из-за несохранения импульса в этом процессе (см. [13, 78, 79]); 3) при электрон-фононном взаимодействии, приводящем к диссипации энергии из-за излучения/поглощения фононов [12, 14, 15, 76, 79, 80].

Сравнительный анализ различных температурно-независимых каналов релаксации спин-волновых экситонов в квантово-холловском ферромагнетике (т.е. отвечающей продольной релаксации спина электронной системы) был проведён в работе [14]. Оценка показала, что при заполнении  $\nu = 1$  в случае магнитного поля достаточно большой величины, вплоть до  $B < 15$  Тл, релаксационный канал должен определяться спин-орбитальным взаимодействием, обеспечивающим изменение спина, и взаимодействием с плавным случайным потенциалом, нарушающим сохранение импульса. В то же время предполагалось, что случайный потенциал является достаточно слабым, так что он не влияет на энергетический спектр спин-волновых экситонов или на их распределение по энергиям. В этом случае доминирует двухэкситонный механизм рассеяния, который приводит к неэкспоненциальному закону релаксации,  $\sim 1/(1 + t/\tau)$  [13, 14].

Выполненный впоследствии эксперимент, использующий указанную выше методику [83], показал, что наблюдаемая релаксация характеризуется все-таки экспоненциальной временной зависимостью. Это потребовало дополнительного теоретического исследования с учётом более реальных условий, в частности, очевидно, большей роли пространственных флуктуаций внешнего потенциала, присутствующего в 2D-канале. (Косвенно на существенную роль "беспорядка" указывает и сравнительно невысокая темновая подвижность в исследуемых в этом эксперименте образцах с широкими КЯ,  $(1-3) \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .)

Теоретический метод, так же как и в работах [12–15, 76–80], основан на использовании базиса "экситонного представления", который играет роль "правильного базиса нулевого приближения" и упрощает пертурбативный подход при расчётах спектров и релаксационных процессов в целочисленных квантово-холловских системах.

Заметим, что рассматриваемый здесь и в работе [83] механизм является температурно независимым, т.е. доминирующим при достаточно низкой температуре (оценка будет дана ниже). Независимость темпа релаксации спина от температуры также является экспериментально наблюдаемым результатом (рис. 6б).

В основе механизма, который нам представляется наиболее эффективным в условиях эксперимента [83], лежит элементарный процесс, соответствующий переходу в непрерывном спектре квантово-механической системы, а именно двухэкситонному рассеянию,  $X_{q_1} + X_{q_2} \rightarrow X_{q'}$ , при котором вместо двух спин-волновых

экситонов,  $X_{\mathbf{q}_1}$  и  $X_{\mathbf{q}_2}$ , возникает третий, обладающий суммарной энергией  $E_{\mathbf{q}'} = E_{\mathbf{q}_1} + E_{\mathbf{q}_2}$ . Если  $n_{\mathbf{q}}$  — пространственная плотность экситонов, то при фиксированных числах  $\mathbf{q}_1$  и  $\mathbf{q}_2$  вероятность такого события, происходящего в единицу времени внутри домена  $l \times l = A$  двумерного пространства, выражается как

$$w(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \frac{n_{\mathbf{q}_1} n_{\mathbf{q}_2} A^2}{\tau(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)} \quad (1)$$

(мы пренебрегаем какой-либо межэкситонной корреляцией, а также пространственной неоднородностью плотности  $n_{\mathbf{q}}$  в пределах домена). Величина  $\tau(\dots)$  рассчитывается по известной формуле:

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}'} |\mathcal{M}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}')|^2 \delta(E_{\mathbf{q}_1} + E_{\mathbf{q}_2} - E_{\mathbf{q}'}) \quad (2)$$

Матричный элемент  $\mathcal{M}(\dots)$  определяется спин-орбитальным взаимодействием в 2D-канале и внешним полем, роль которого сводится к несохранению импульса при рассеянии. Фактически этот матричный элемент рассчитывался ещё в работах [12, 76], где несохранение импульса было обусловлено испусканием/поглощением фонона.

В работе [13] в качестве внешнего поля рассматривался плавный случайный потенциал  $\varphi(\mathbf{r})$ . О последнем, вообще говоря, мало что известно, за исключением того, что его характерная амплитуда в современных структурах составляет 5–12 К, а масштаб пространственных флуктуаций (корреляционная длина)  $l \simeq 30-50$  нм.

Удобно ввести корреляционную функцию  $K(\mathbf{r}) = \langle \varphi(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \varphi(\mathbf{R}) \rangle_R$  (угловые скобки  $\langle \dots \rangle_R$  означают усреднение в 2D-пространстве рассматриваемой системы, т.е. на масштабах, по крайней мере больших, чем  $l$ ; считается также выполненным условие  $\langle \varphi(\mathbf{R}) \rangle_R = 0$ ). Соответственно, можно ввести фурье-компоненту:

$$\bar{K}(q) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int K(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) d^2r,$$

тогда квадрат модуля матричного элемента рассматриваемого переходного процесса будет иметь вид

$$|\mathcal{M}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}')|^2 = 32\pi^3 \bar{K}(q^*) (\alpha^2 + \beta^2) \left( \frac{q^* l_B}{A \hbar \omega_c} \right)^2, \quad (3)$$

где  $\mathbf{q}^* = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'$ ,  $\omega_c$  — циклотронная частота, а  $\alpha$  и  $\beta$  — соответственно константы Рашбы и Дрессельхауса, определяющие спин-орбитальное взаимодействие для 2D-электронов. При получении этого результата считалось, что  $l \gg l_B$ , поэтому базисные состояния электронов внутри домена представляют собой обычные состояния вырожденного уровня Ландау.

Матричный элемент рассеяния (3) оказывается обратно пропорциональным площади домена  $A$ , что является следствием простого обстоятельства: перекрытие квантово-механических состояний возбуждений тем эффективнее, чем меньше область, в которой они рассматриваются (т.е. чем меньше масштаб, на который эти состояния нормированы). В то же время подстановка (3) в формулу (2) даёт после суммирования по  $\mathbf{q}'$  дополнительный множитель  $\propto A$ , так что полная вероятность аннигиляции спин-волнового экситона внутри домена (1) оказывается, как и должно быть, пропорциональной площади домена.

Если температура достаточно низка, то для расчёта полной скорости релаксации должно быть известно квазиравновесное распределение "холодных" спин-волновых экситонов, определяемое в состоянии, когда они "остыли", но ещё не аннигилировали, поскольку процессы энергетической релаксации, не относящиеся к перевороту спина, происходят намного быстрее, чем релаксация спина. Проблема нахождения этого распределения в реальном пространстве не может быть точно решена. Мы представим только оценку, основанную на учёте более существенной роли внешнего случайного потенциала, чем просто его влияния на величину матричного элемента перехода (3).

Заметим, что при наличии потенциала  $\varphi(\mathbf{r})$  импульс магнитоэкситона не является точным квантовым числом, однако если потенциал предполагается плавным, то мы, рассматривая домен с характерным размером  $l \ll l_B$  (но в то же время  $l \gg l_B$ ), можем воспользоваться "градиентным приближением". Это означает, что внутри домена поле  $\mathcal{E} = -\nabla\varphi$  можно считать однородным. В рамках градиентного приближения потенциал не изменяет состояния магнитоэкситонов и сохраняет квантовое число  $\mathbf{q}$ . Хорошо известно [23, 28, 29, 33], что любой магнитоэкситон обладает дипольным моментом  $\mathbf{d} = l_B^2 \mathbf{q} \times \hat{\mathbf{z}}$ , поэтому полная энергия спин-волнового экситона при малых импульсах ( $ql_B \ll 1$ ) имеет вид

$$E_{\mathbf{q}} = \epsilon_Z + \frac{q^2 l_B^2}{2M_X} + l_B^2 (\mathbf{q} \times \mathcal{E})_z. \quad (4)$$

После "остывания" (но до аннигиляции) эта энергия должна быть близка к своему минимальному значению. Из условия  $\partial E_{\mathbf{q}} / \partial \mathbf{q} = 0$ , равносильного условию равенства нулю групповой скорости спиновой волны, находим "равновесный" импульс экситона  $\mathbf{q}_m = -M_X \mathcal{E} \times \hat{\mathbf{z}}$  и соответствующую энергию  $\mathcal{E}_m = E_{\mathbf{q}_m} = \epsilon_Z - 1/2 M_X l_B^2 \mathcal{E}^2$  (здесь  $\mathcal{E} = |\mathcal{E}|$ ). Таким образом, оказывается, что "застывший" в плавном случайном потенциале спин-волновой экситон имеет энергию, даже меньшую, чем зеemannовская щель. С учётом теоретических [28, 29] и экспериментальных [84, 85] сведений об экситонной массе  $M_X$  отрицательная поправка составляет примерно 20–30 % от величины  $\epsilon_Z$ .

Теперь для избранного домена оценим время  $\tau(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$ , определяемое формулой (2). Во-первых, положим  $\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}_2 = \mathbf{q}_m(\mathbf{R})$ , имея в виду, что координата  $\mathbf{R}$  отмечает положение домена (например, его центра) и задаёт значение поля  $\mathcal{E}(\mathbf{R})$ . Во-вторых, будем предполагать заданным вид коррелятора, считая его, например, гауссовым:  $K(R) = \Delta^2 \exp(-R^2/A^2)$ . Полагая аргумент  $\delta$ -функции равным  $2\mathcal{E}_m - E_{\mathbf{q}'}$ , учитывая выражение для энергии (4) и переходя в выражении (2) от суммирования к интегрированию, находим  $1/\tau(\mathbf{q}_m, \mathbf{q}_m) \equiv \mathcal{W}(\mathbf{R})/A$ , где

$$\mathcal{W}(\mathbf{R}) = \frac{4\pi(\alpha^2 + \beta^2) M_X}{\hbar} \left( \frac{\Delta l_B}{\hbar \omega_c l_B} \right)^2 \times \int_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} \frac{\exp\{-\kappa(\xi) [A/(2l_B)]^2\} \kappa(\xi) \xi d\xi}{\sqrt{\xi_{\min}^2 \xi^2 - (\xi^2/2 + \xi_{\min}^2 - \epsilon_Z M_X)^2}}. \quad (5)$$

Здесь  $\xi_{\min}(\mathbf{R}) = M_X l_B \mathcal{E}(\mathbf{R})$ ,  $\xi_{\min} = |\sqrt{2M_X \mathcal{E}_m} - \xi_{\min}|$ ,  $\xi_{\max} = \sqrt{2M_X \mathcal{E}_m} + \xi_{\min}$  и  $\kappa(\xi) = 4\epsilon_Z M_X - \xi^2$ . Экспериментально определяемая величина — скорость спиновой релаксации — вычисляется умножением вероятности

$\mathcal{W}/A$  на вероятность нахождения двух экситонов в пределах рассматриваемого домена (1), а затем суммированием по всем таким доменам, для чего, естественно, переходим к интегрированию с помощью замены  $A \rightarrow d^2R$ :

$$-\frac{dN_X}{dt} = \int n^2(\mathbf{R}) \mathcal{W}(\mathbf{R}) d^2R. \quad (6)$$

Здесь  $N_X(t)$  — общее число спин-волновых экситонов,  $n(\mathbf{R})$  — локальная плотность, равная  $n_{\text{эм}} [N_X = \int n(\mathbf{R}) d^2R]$ .

Итак, темп спиновой релаксации функционально зависит от пространственного распределения случайного поля  $[\mathcal{E}(\mathbf{R})]^2 \equiv (\nabla\varphi)^2$ , которое должно быть известно для расчёта вероятности  $\mathcal{W}(\mathbf{R})$ , и от квазиравновесного распределения  $n(\mathbf{R})$ . Последнее устанавливается в результате быстрых переходных процессов, предшествующих аннигиляции спин-волновых экситонов, а именно вследствие их охлаждения из-за электрон-фононного взаимодействия с одновременным дрейфом в плавном случайном потенциале.

Мы выполним оценку интеграла (6) в два этапа. Во-первых, в формулу (5) подставим везде вместо  $\mathcal{E}^2$  среднюю величину  $\langle \mathcal{E}^2 \rangle_R = \langle (\nabla\varphi)^2 \rangle_R \equiv (2A/\Lambda)^2$  (такое соотношение справедливо в случае гауссова распределения  $\varphi(\mathbf{R})$ ). Тем самым мы перейдём от  $\mathcal{W}$  в интеграле (6) к не зависящей от  $\mathbf{R}$  величине  $\overline{\mathcal{W}}$ :  $-\dot{N}_X/dt \sim \overline{\mathcal{W}} \int n^2(\mathbf{R}) d^2R$ . Во-вторых, для пространственно флуктуирующей плотности  $n(\mathbf{R}) \equiv \langle n \rangle_R + \delta n(\mathbf{R})$  мы оценим интеграл  $\int n^2(\mathbf{R}) d^2R \approx N_X \bar{n} + \int [\delta n(\mathbf{R})]^2 d^2R$  (здесь  $\bar{n} \equiv \langle n \rangle_R$  — среднее значение плотности спин-волновых экситонов,  $\langle \delta n \rangle_R = 0$ ). Член  $\int (\delta n)^2 d^2R$  пропорционален пространственному коррелятору  $\langle \delta n(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \delta n(\mathbf{R}) \rangle_R$  при  $r = 0$ . Для идеального газа экситонов в однородном пространстве этот коррелятор соответствовал бы так называемому белому шуму и был равным  $\delta(\mathbf{r}) \bar{n}$  [86]. В нашем случае корреляции в основном определяются пространственными флуктуациями поля  $\mathcal{E}^2$  (межэкситонным взаимодействием мы пренебрегаем), а именно: если энергетически выгодно найти спин-волновой экситон в точке  $\mathbf{R}_0$ , то плотность должна быть выше среднего значения,  $\delta n(\mathbf{R}_0) > 0$ , в окрестности  $|\mathbf{R} - \mathbf{R}_0| \lesssim \Lambda'$ . Для оценки  $\delta(\mathbf{r})$  заменим её "шапочкой",  $\exp(-r^2/\Lambda'^2)/(\pi\Lambda'^2)$ . Считаем, что корреляционная длина у пространственного распределения  $(\nabla\varphi)^2$  примерно в два раза меньше, чем у потенциала  $\varphi$ :  $\Lambda' \simeq \Lambda/2$ . В результате приходим к оценке:  $\int [\delta n(\mathbf{r})]^2 d\mathbf{r} \sim 4N_X/(\pi\Lambda'^2)$ .

Таким образом, имеются два вклада в темп релаксации  $-\dot{N}_X/dt$ . Один из них квадратичен по  $\bar{n}$ , а другой — линейен. Для единичной площади получаем скорость аннигилирующих спин-волновых экситонов:

$$-\frac{d\bar{n}}{dt} \sim \overline{\mathcal{W}} \left( \bar{n}^2 + \frac{4\bar{n}}{\pi\Lambda'^2} \right). \quad (7)$$

Как указывалось, использованный теоретический подход основан на пренебрежении межэкситонными корреляциями. Считается, что  $\bar{n}$  малó, следовательно, второе слагаемое в уравнении (7) доминирует. Экспериментально наблюдаемая релаксация экспоненциальна во времени, даже если исходить из начального значения  $\bar{n}(0) \simeq 0,5/(2\pi l_B^2)$  ( $1/(2\pi l_B^2)$  — плотность спин-поляризованных электронов в квантово-холловском ферромагнетике).

Таким образом, полумпирически мы заключаем, что характерное время релаксации определяется величиной

$T = \pi\Lambda^2/(4\overline{\mathcal{W}})$ . Что касается параметров материала, мы можем их оценить, используя данные для аналогичных КЯ [87] и варьируя плохо известные величины  $\Lambda$  и  $\Lambda'$  в окрестности их экспериментально оценённых значений. Амплитуда  $\Lambda$  заимствована из эксперимента [88, 89].

Для сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными можно выбрать следующие материальные параметры, весьма реалистичные в наших экспериментальных условиях:  $\alpha = 0,25$  нм мэВ,  $\beta = 0,12$  нм мэВ,  $\epsilon_Z = 0,02B$  мэВ,  $1/M_X = 0,87B^{1/2}$  мэВ (где  $B$  измеряется в теслах),  $\Lambda = 1,05$  мэВ и  $\Lambda' = 38$  нм. В результате получается определённая зависимость  $T(B)$ , хорошо описывающая экспериментальные данные (рис. бд). Наконец, заметим, что реальная температура, при которой рассмотренный не зависящий от температуры канал релаксации работает, должна быть порядка или меньше "энергии локализации" спин-волнового экситона в плавном случайном потенциале:  $T \lesssim M_X l_B^2 \mathcal{E}^2 \sim 4M_X (l_B \Lambda / \Lambda')^2 \simeq 0,8 - 1,3$  К.

Таким образом, впервые показано, что времена релаксации спиновых магнитоэкситонов в квантово-холловском ферромагнетике ( $\nu = 1$ ) вполне удовлетворительно согласуются с результатами теоретических расчётов (рис. бд) и превышают ранее полученные экспериментальные данные более чем на порядок величины. Эти результаты, однако, пока не дают полной картины спиновой релаксации, так как возбуждёнными состояниями квантово-холловского ферромагнетика являются не только спин-волновые экситоны, рассмотренные выше, но и голдстоуновские спиновые экситоны, которые изменяют спиновые квантовые числа электронной системы на  $\delta S = 0$  и  $\delta S_z = -1$ , что отвечает отклонению полного спина на некоторый угол от направления магнитного поля.

#### 4. Релаксация поперечной составляющей спина в квантово-холловском ферромагнетике. Стохастизация голдстоуновской моды

Отклонение полного спина электронной системы на некоторый угол  $0 < \theta < \pi$  от его направления в равновесном, близком к основному, состоянии является макроскопической голдстоуновской модой. При этом спонтанно меняется вращательная симметрия спиновой системы — от непрерывной группы  $C_{\infty v}$  (по отношению к поворотам вокруг оси  $\hat{z} \parallel \mathbf{B}$ ) до тривиальной циклической группы  $C_{1v}$ . Существенно, что такое чисто спиновое отклонение не затрагивает орбитального состояния 2D ЭС. Энергия возбуждённой моды равна  $\epsilon_Z(1 - \cos\theta) S(0)$  (где  $S(0)$  — значение полного спина в начальный момент времени), т.е. макроскопически она становится бесцелевой в терминах параметра  $\theta$ . Это состояние является нестационарным даже в отсутствие каких-либо диссипативных процессов: в главном приближении эволюция спина представляет собой прецессионное движение, описываемое уравнением  $\partial \mathbf{S} / \partial t = -g\mu_B \mathbf{S} \times \mathbf{B}$ , которое для компонент спина сводится к  $\partial S_z / \partial t = 0$  и  $\partial \mathbf{S}_{\perp} / \partial t = -g\mu_B \mathbf{S}_{\perp} \times \mathbf{B}$ . Исторически, как и в случае релаксации спиновых волн, поперечная релаксация спина в квантово-холловском ферромагнетике изучалась только теоретически в отсутствие каких-либо реальных экспериментальных данных. Здесь мы также сначала остановимся на некоторых основных теоретических положе-

ниях, необходимых для микроскопического описания и изучения последующей эволюции голдстоуновской моды.

Поперечная компонента  $S_{\perp} = (S_x, S_y)$  возникает тогда, когда микроскопические возбуждения отвечают таким изменениям спиновых квантовых чисел, при которых  $|\delta S| < |\delta S_z|$ . Очевидно, это не спин-волновые экситоны, а состояния, которые генерируются действием оператора  $\hat{S}_{-} = \hat{S}_x - i\hat{S}_y$  на основное состояние квантово-холловского ферромагнетика,

$$|0\rangle = \overbrace{|\uparrow\uparrow\uparrow \dots \uparrow\rangle}^{\mathcal{N}_{\phi}},$$

где  $\mathcal{N}_{\phi}$  — число состояний на уровне Ландау с одинаковым спином.  $n$ -кратное действие этого оператора создаёт собственное стационарное состояние  $|n\rangle = (\hat{S}_{-})^n|0\rangle$  с той же самой орбитальной волновой функцией и тем же значением полного спина  $S = \mathcal{N}_{\phi}/2$ , что и у  $|0\rangle$ , но при этом  $S_z = \mathcal{N}_{\phi}/2 - n$ , а энергия равна  $E_0 + \epsilon_z n$ , где  $E_0$  — энергия основного состояния. (Это утверждение, конечно, справедливо при условии пренебрежения любыми возмущениями, не сохраняющими спиновые числа  $S$  и  $S_z$ .)

Более того, любая комбинация таких состояний,  $\sum_n C_n|n\rangle$ , заданная некоторым набором коэффициентов  $\{C_n\}$ , тоже представляет собой состояние с орбитальной волновой функцией и полным спином  $S$ , таким же, как и в основном состоянии. В то же время, если число членов в этой сумме более одного, то она уже не соответствует какому-либо собственному состоянию гамильтониана даже при пренебрежении в нём взаимодействиями, не сохраняющими спин. Вообще говоря, для указанной суперпозиции различных собственных состояний не существует даже направления  $\hat{z}'$  в спиновом пространстве, такого, чтобы проекция спина на него,  $S_{z'}$ , была бы собственным квантовым числом (т.е. спин в этом направлении имел бы определённое значение<sup>5</sup>).

Тем не менее подобная комбинация может рассматриваться как начальное условие для решения нестационарного уравнения Шрёдингера  $i\partial|N, t\rangle/\partial t = \hat{H}|N, t\rangle$  (здесь и далее полагаем  $\hbar = 1$ ). В результате, если пренебречь всеми членами гамильтониана, не коммутирующими с операторами  $\hat{S}_z$  и  $\hat{S}_z^2$ , получим решение в виде

$$|N, t\rangle = \exp(-iE_0 t) \sum_{n=0}^N C_n \exp(-in\epsilon_z t) |n\rangle. \quad (8)$$

( $|0, 0\rangle \equiv |0\rangle$ .) Это выражение даёт наиболее общее микроскопическое описание голдстоуновской моды в отсутствие затухания. Число  $N \leq \mathcal{N}_{\phi}$  отмечает номер "старшего" из используемых базисных состояний  $|n\rangle$ . Вычисляя квантово-механическое среднее оператора  $\hat{S}_{+} = \hat{S}_x + i\hat{S}_y$  в состоянии (8) (которое мы предполагаем нормированным,  $\langle t, N|N, t\rangle = 1$ , благодаря правильному выбору коэффициентов  $C_n$ ), находим значение поперечного спина в момент времени  $t$ :

$$\begin{aligned} S_{\perp}(t) &= \langle t, N|\hat{S}_{+}|N, t\rangle = \\ &= \exp(-i\epsilon_z t) \sum_{n=0}^{N-1} C_n^* C_{n+1} \langle n+1|n+1\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

что соответствует прецессии с частотой  $\epsilon_z/\hbar$ . Угол наклона по отношению к оси  $\hat{z}$  определяется как  $\theta = \arcsin(|S_{\perp}|/S) \equiv \arcsin(2|S_{\perp}|/\mathcal{N}_{\phi})$ . Различные микроскопические состояния (8) могут макроскопически формально соответствовать одной и той же голдстоуновской моде. Действительно, одно и то же значение  $\theta$  может быть реализовано при совершенно разных наборах  $\{C_n\}$ , поскольку при заданном значении угла для макроскопически большого числа коэффициентов  $C_n$  существуют только два условия: 1) условие  $\sum_n C_n^* C_{n+1} \langle n+1|n+1\rangle = (\mathcal{N}_{\phi}/2) \sin \theta$  и 2) условие нормировки  $\sum_n |C_n|^2 \langle n|n\rangle = 1$ .

Теоретически частные случаи состояния (8), конечно, рассматривались и ранее. В работах [12, 76], а затем в [13] изучалась релаксация произвольного базисного состояния (случай  $C_n = \delta_{n, n_0}$ ). Формально для такого состояния отсутствует какая-либо прецессионная динамика, так как оно стационарно ( $S_{\perp} = \langle n|S_{\perp}|n\rangle \equiv 0$ ). В то же время релаксационная задача в такой постановке вполне имеет смысл. Интуитивно понятно, что для макроскопической голдстоуновской моды, отвечающей отклонению на угол  $\theta$ , основной вклад в суперпозицию (8) вносит лишь малая окрестность квантовых состояний вблизи некоторого значения  $n_0 = |n|S_{\perp}|n\rangle = \mathcal{N}_{\phi}(1 - \cos \theta)/2$ , т.е. норма  $|C_n|^2 \langle n|n\rangle$  должна иметь резкий максимум при  $n \approx n_0$ . Поэтому достаточно решить кинетическую задачу об аннигиляции голдстоуновских экситонов ( $X_G$ ) в конденсате, который квантово-механически описывается каким-либо состоянием  $|n\rangle$  с числом  $n$ , близким к максимуму. В работах [13, 76] рассматривался процесс превращения двух голдстоуновских экситонов конденсата в один спин-волновой,

$$nX_G \rightarrow (n-2)X_G + X_q. \quad (10)$$

Несохранение спиновых состояний имело место из-за наличия спин-орбитальных взаимодействий, а необратимость процесса обеспечивалась учётом излучения/поглощения фонона [12, 76] или нарушением трансляционной инвариантности из-за присутствия плавного случайного потенциала [13]. Предсказывался неэкспоненциальный закон релаксации. В первом случае рассчитанное характерное время составило 1–10 мкс, во втором — около 100 нс. Косвенные данные и последующие прямые эксперименты [8, 9, 56] показали, что это время гораздо меньше ( $\lesssim 10$  нс).

Другой частный случай рассмотрен в работе [91], где была поставлена задача о релаксации моды (8) при условии, что она соответствует полной поляризации всех спинов вдоль некоторой оси  $\hat{z}'$ , наклонённой к оси  $\hat{z}$  на определённый угол  $\beta$ . Спиновое состояние каждого поляризованного электрона тогда (см. [90]) не

$$|\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \text{ а } |\nearrow\rangle = \begin{pmatrix} \cos \frac{\beta}{2} \\ -\sin \frac{\beta}{2} \end{pmatrix},$$

а в качестве начального состояния, которое полностью "наклонно" поляризовано, рассматривалось состояние

$$\overbrace{|\nearrow\nearrow\nearrow \dots \nearrow\rangle}^{\mathcal{N}_{\phi}}.$$

Можно вывести, что в терминах нашего базиса  $|n\rangle$ -векторов это состояние эквивалентно  $|\mathcal{N}_{\phi}, 0\rangle = \sum_{n=0}^{\mathcal{N}_{\phi}} C_n |n\rangle$ , где коэффициенты  $C_n = [\cos(\beta/2)]^{\mathcal{N}_{\phi}-n} [-\sin(\beta/2)]^n / n!$ .

<sup>5</sup> Такие состояния в квантовой механике называются состояниями с частичной спиновой поляризацией [90].

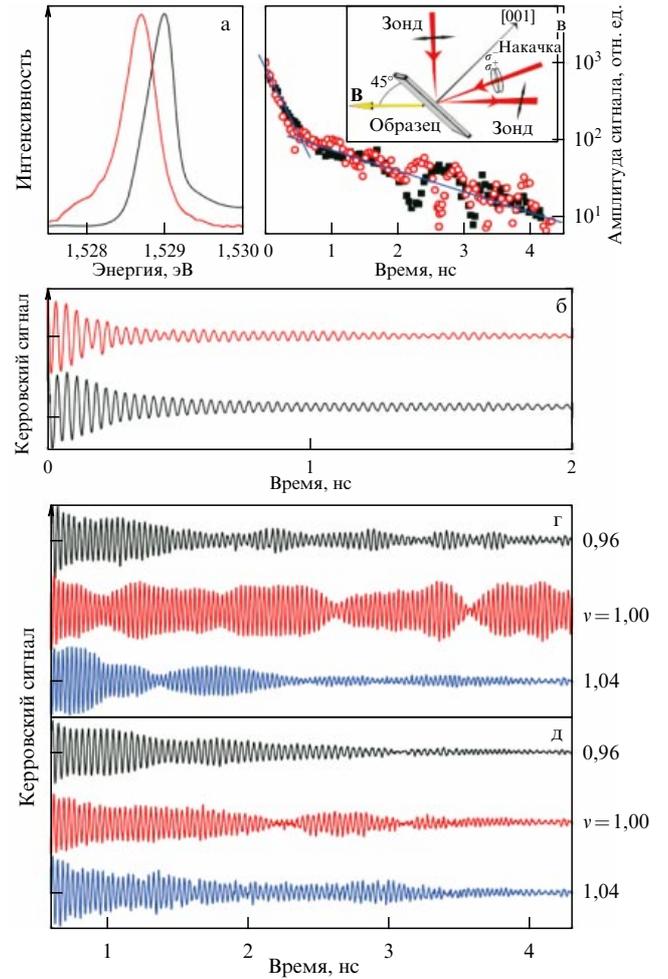
(Вычисляя  $S_{\perp}$  по формуле (9), убеждаемся, что при этом угол наклона  $\theta$  в точности равен  $\beta$ .) В данной чисто теоретической работе не обсуждался вопрос возможности создания такого полностью "наклонно" поляризованного состояния в квантово-холловском ферромагнетике — решалась только задача о релаксации. Выбранный авторами механизм, основанный на прямом воздействии фонона на спин, вряд ли может быть сколь угодно эффективным в реальной 2D ЭС. При правильной численной оценке этот канал релаксации приводит к ещё большим временам, чем те, которые определяются механизмами, рассмотренными в работах [12, 13, 76] (см. соответствующее обсуждение в [92, 93]).

С экспериментальной точки зрения основной трудностью является само создание такой "спин-поворотной" голдстоуновской моды, в которой была бы достаточно заметна поперечная компонента  $S_{\perp}$ . Время для возбуждения подобного макроскопического, но неравновесного состояния должно быть во всяком случае намного меньше времени релаксации прецессионного движения спина 2D ЭС и быть сравнимым с периодом прецессии,  $h/\epsilon_z$ , или даже меньшим его. Поэтому естественно, что в эксперименте [8, 9, 56] используется метод оптического возбуждения. Начальное состояние возникает в результате воздействия на систему короткого импульса лазерного излучения, направленного под некоторым углом  $\beta$  относительно  $\mathbf{B} \parallel \hat{z}$ . Все фотоны в этом импульсе одинаково циркулярно поляризованы и когерентны (см. схему эксперимента на рис. 7в). Состояние 2D ЭС с нулевым импульсом ( $q = 0$ ), т.е. орбитально такое же, как и основное (см. формулу (8)), возникает, если выполнено следующее условие для параллельной плоскости системы компоненты волнового вектора поглощаемого фотона:  $\mathcal{L}k_{\text{photon}} \ll 1$ . Здесь  $\mathcal{L}$  — характеристика пространственных флуктуаций электронной плотности в 2D ЭС. Это условие в действительности выполнено с большим запасом. Элементарный процесс поглощения является однофотонным и одноэлектронным: в результате быстрого "вертикального" рекомбинационного перехода<sup>6</sup> вместо спин-поляризованного вдоль  $\hat{z}$  электрона возникает "спин-наклонённый" электрон:

$$|\nearrow\rangle = \begin{pmatrix} \cos \frac{\beta}{2} \\ -\sin \frac{\beta}{2} \end{pmatrix}.$$

В то же время неразличимость поглощаемых фотонов и неразличимость электронов 2D ЭС ставит в принципе задачу правильного моделирования квантово-механиче-

<sup>6</sup> Процесс поглощения фотона в основном сводится к "близнецовой" рекомбинации, при которой рождаемая фотоном пара, состоящая из электрона и тяжёлой валентной дырки, аннигилирует ещё до того, как квазичастицы успевают разойтись на расстояние, большее, чем масштаб их волновых функций. Однако существует и рекомбинационный канал, в котором дырка аннигилирует (посредством излучательного перехода) не со "своим", одновременно с ней рождённым, электроном, а с электроном зоны проводимости, находящимся пространственно в её "квантовой окрестности". При этом "свой" электрон, имеющий вследствие сохранения полного углового момента "наклонённый" спин ( $\nearrow$ ), займёт освободившееся вакантное место на уровне Ландау в зоне проводимости. Таким образом, реализуется превращение  $|\uparrow\rangle \rightarrow |\nearrow\rangle$ . Рекомбинационные переходы имеют место на фоне сопутствующих им быстрых безызлучательных процессов. В частности, происходит быстрая спиновая релаксация рождённой валентной дырки.



**Рис. 7.** (В цвете онлайн.) (а) Спектр ФЛ, соответствующий оптическим переходам  $(1/2; -3/2)$  (красная кривая) и  $(-1/2; 3/2)$  (чёрная кривая) с нулевого уровня Ландау зоны проводимости 2D ЭС на нулевой уровень Ландау тяжёлых дырок в валентной зоне в магнитном поле 4,3 Тл ( $\nu = 0,96$ ). (б) Сигнал времяразрешённого керровского вращения с возбуждением в резонанс с оптическими переходами  $(1/2; -3/2)$  (красная кривая) и  $(-1/2; 3/2)$  (чёрная кривая). (в) Поведение во времени амплитуды сигнала керровского вращения. Прямые линии получены с помощью экспоненциальной аппроксимации экспериментальных данных. На вставке — геометрия экспериментов по измерению керровского вращения с временным и спектральным разрешением. (г, д) Долгоживущая часть сигнала керровского вращения, полученная при возбуждении с длиной волны накачки, соответствующей переходу рождённого фотоном электрона на нижний (г) или верхний (д) спиновые подуровни нулевого уровня Ландау при значении фактора заполнения квантово-холловского ферромагнетика, близком к  $\nu = 1$ .

ского состояния (8) (определения набора коэффициентов  $\{C_n\}$ ), адекватного данному способу создания голдстоуновской моды. Фактически для исследования медленной поперечной релаксации (затухания прецессионного вращения) достаточно рассмотреть лишь эволюцию одного из базисных состояний  $|n\rangle$ , поскольку, как мы увидим, временной закон релаксации одинаков для всех членов суммы (8). Кроме того, как указывалось, для макроскопической моды важна лишь малая окрестность состояний вблизи некоторого значения  $n_0$  ( $|n - n_0| \ll n_0$ ), задаваемого макроскопическим параметром  $|S_{\perp}|$  или  $\theta$ .

Прежде чем приступить к решению микроскопической задачи о релаксации, целесообразно выяснить фи-

зический смысл величины  $N$  в сумме (8). Заметим, что оператор  $\hat{S}_-$ , действуя на  $|0\rangle$ , переворачивает спин одного электрона и при этом приводит к результату, соответствующему принципу неразличимости. Правильное нормированное состояние системы с одним "перевернутым" электронным спином имеет вид  $\mathcal{N}_\phi^{-1/2} \hat{S}_-|0\rangle \equiv \mathcal{N}_\phi^{-1/2}|1\rangle$ . Состояние одного электрона с "наклонным" спином может быть представлено как комбинация состояний со спином вверх и вниз:

$$|\nearrow\rangle = \cos \frac{\beta}{2} |\uparrow\rangle - \sin \frac{\beta}{2} |\downarrow\rangle,$$

поэтому правильным нормированным состоянием всей многоэлектронной системы с одним "спин-наклонённым" электроном является комбинация

$$\cos \frac{\beta}{2} |0\rangle - \sin \frac{\beta}{2} \mathcal{N}_\phi^{-1/2} |1\rangle.$$

В этом состоянии, как и должно быть, вероятность проекции спина  $S_z$  иметь значение  $\mathcal{N}_\phi/2$  равна  $\cos^2(\beta/2)$ , вероятность иметь значение  $\mathcal{N}_\phi/2 - 1$  равна  $\sin^2(\beta/2)$ , но вероятность иметь значение, меньшее чем  $\mathcal{N}_\phi/2 - 1$ , тождественно равна нулю. Ясно, что если в системе имеется не один, а  $N$  "спин-наклонённых" электронов, то всегда должна существовать отличная от нуля вероятность для проекции  $S_z$  иметь значение  $\mathcal{N}_\phi/2 - N$ , но вероятность иметь какое-либо значение, меньшее, чем это число, строго равна нулю. Отсюда следует, что номер  $N$  старшего члена в разложении есть не что иное, как число "спин-наклонённых" электронов. Или, иными словами, это число эффективно поглощённых фотонов, так что в результате  $N$  электронов из общего числа  $\mathcal{N}_\phi$  перешли из состояния  $|\uparrow\rangle$  в состояние  $|\nearrow\rangle$ . Связь числа  $N$  с углом отклонения  $\theta$  определяется из простых геометрических соображений: поскольку среднее значение проекции спина на ось  $\hat{z}$  каждого из "спин-наклонённых" электронов равно  $(1/2) \cos \beta$ , среднее значение проекции всех  $\mathcal{N}_\phi$  электронов

$$\langle S_z \rangle = \frac{\mathcal{N}_\phi - N}{2} + \frac{N}{2} \cos \beta.$$

Отсюда

$$\cos \theta = \frac{2\langle S_z \rangle}{\mathcal{N}_\phi} \equiv 1 - \frac{2N}{\mathcal{N}_\phi} \sin^2 \frac{\beta}{2}.$$

Число  $N$  определяется мощностью оптического импульса, т.е. угол отклонения зависит как от угла падения лазерного луча  $\beta$ , так и от мощности лазерной накачки. Поворот всех спинов как целого соответствовал бы только одному частному случаю, когда  $N = \mathcal{N}_\phi$ .

Наконец, изучим медленную эволюцию голдстоуновской моды, которая происходит при учёте возмущений, действующих на спины. Рассмотрим одно из стационарных состояний  $|n\rangle$ , которое также является собственным для спиновых операторов  $\hat{S}_x^2$  и  $\hat{S}_z$ . Этот конденсат  $n$  голдстоуновских экситонов может разрушаться не только вследствие процессов, изменяющих общее число магнитоэкситонов (см. (10)), но и при более простом одно-экситонном переходе,  $nX_G \rightarrow (n-1)X_G + X_q$ , при котором голдстоуновский экситон превращается в спин-волновой. В этом случае общее число магнитоэкситонов сохраняется, а следовательно, сохраняется величина  $S_z$ . Возмущение, ответственное за такое превращение (т.е.

фактически за элементарный процесс  $X_G \rightarrow X_q$ ), сохраняя проекцию  $S_z$ , не должно сохранять полный спин, который в соответствии со сказанным выше о спиновых числах голдстоуновского и спин-волнового экситонов уменьшается на единицу. Кроме того, это возмущение должно нарушать пространственную трансляционную симметрию и приводить к появлению в системе ненулевого импульса  $\mathbf{q}$ . Всем этим условиям отвечают пространственные флуктуации  $g$ -фактора в 2DЭС:  $g = \langle g \rangle_R + g_1(\mathbf{r})$ , т.е. к оператору зеемановского взаимодействия теперь добавляется член

$$\hat{V}_g = \frac{1}{2} \mu_B B \sum_i g_1(\mathbf{r}_i) \sigma_{zi},$$

где  $i$  — номер электрона,  $\sigma_{zi}$  — оператор Паули, действующий на спин  $i$ -го электрона. В основе кинетического подхода к решению задачи лежит переход от состояния  $|1\rangle = \hat{S}_-|0\rangle$  к состоянию  $|f_q\rangle = \hat{Q}_q^\dagger|0\rangle$ , где  $\hat{Q}_q^\dagger$  — оператор рождения спин-волнового экситона (см. работы [12, 13, 56, 76] и публикации, в них цитируемые). Мы здесь не будем вдаваться в детали рутинного квантово-механического расчёта, выполняемого в технике экситонного представления<sup>7</sup>. Общая схема, как обычно, требует вычисления матричного элемента  $\mathcal{M}_{f_q} = \langle 1|\hat{V}_g|f_q\rangle$  и затем — времени перехода:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_q |\mathcal{M}_{f_q}|^2 \delta(\epsilon_z - E_q). \quad (11)$$

Здесь энергия спин-волнового экситона  $E_q$  определяется выражением (4), где в главном приближении можно перейти к пределу  $\mathcal{E} \rightarrow 0$ . Конкретную оценку характерного времени разрушения конденсата голдстоуновских экситонов можно сделать, если ввести коррелятор  $K(\mathbf{r}) = \langle g_1(\mathbf{R}) g_1(\mathbf{R} + \mathbf{r}) \rangle_R$ , параметризованный амплитудой флуктуаций  $\Delta_g$  и длиной корреляций  $\Lambda_g$ . Предполагая, как и для плавного случайного потенциала, что этот коррелятор представляет собой гауссову функцию  $K(\mathbf{r}) = \Delta_g^2 \exp(-r^2/\Lambda_g^2)$ , мы находим

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\pi M_X}{\hbar} \left( \frac{\mu_B B \Delta_g \Lambda_g}{2l_B} \right)^2. \quad (12)$$

Микроскопически этот результат даёт характерное время разрушения каждого из голдстоуновских конденсатов  $|n\rangle$ , не зависящее от величины  $n$ . Это время может быть названо временем дефазировки или стохастизации когерентного прецессионного вращения, так как эффект связан с тем, что прецессия отдельных спинов в разных областях 2D-пространства происходит с частотой, несколько отличающейся от ларморовской  $\epsilon_z/\hbar$ .

Заметим, что масса спин-волнового экситона  $M_X$  является единственной физической величиной, ответственной за многочастичное кулоновское взаимодействие (чем сильнее кулоновская связь, тем меньше масса спин-волнового экситона). Таким образом, обменная "консолидация" электронов квантово-холловского ферромагнетика препятствует стохастизации прецессионного дви-

<sup>7</sup> Обоснование кинетического подхода на основе общего представления для голдстоуновской моды (8) и расчёт времени превращения голдстоуновского экситона в спин-волновой будут опубликованы позднее (см. [94]).

жения — время возрастает с увеличением кулоновской связи.

Можно предположить, что пространственные флуктуации  $g$ -фактора некоторым образом отражают пространственный беспорядок плавного электростатического потенциала, и поэтому для оценки считать, что  $\Delta_g = \Lambda \sim 50$  нм. Что касается амплитуды  $\Delta_g$ , то её отношение к вакуумному значению  $g_0 = 2$  должно быть порядка отношения амплитуды  $\Lambda$  к ширине запрещённой зоны. Полагая  $\Delta_g \simeq 0,005$ , что представляется реалистичным, можно получить оценку времени стохастизации голдстоуновского экситона  $\tau \sim 1-10$  нс ( $M_X^{-1} \sim 2$  мЭВ в поле  $B \approx 3-10$  Тл).

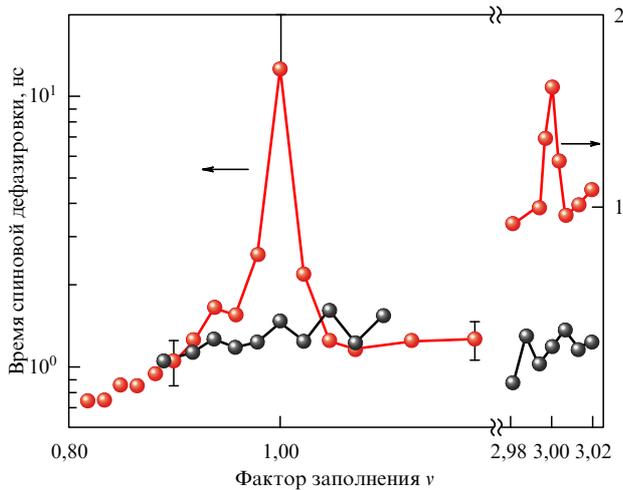
Макроскопическая картина стохастизации является следующей. Среднее квантово-механическое значение продольной компоненты  $S_z$  неизменно. Рассмотренный процесс соответствует изменению поперечной компоненты полного спина  $S_{\perp}(t)$ , которая, таким образом, при малых отклонениях ( $|S_{\perp}(0)| \ll N_{\phi}/2$ ) подчиняется уравнению  $d|S_{\perp}|/dt = -|S_{\perp}|/\tau$ , т.е. затухает экспоненциально:  $|S_{\perp}| = |S_{\perp}(0)| \exp(-t/\tau)$  (большие отклонения означали бы, что концентрация магнитоэкситонов велика,  $n \sim N_{\phi}/2$ , т.е. при  $t \gtrsim \tau$  число спин-волновых экситонов тоже становится большим; тогда существенным оказывается их взаимодействие друг с другом, которое, конечно, здесь не учитывалось). Найденное время  $\tau \sim 1-10$  нс соответствует, согласно общепринятой терминологии, "поперечному" времени релаксации спина  $T_2$ . В свою очередь процесс продольной релаксации, отвечающий релаксации  $S_z$  к своему равновесному значению, рассмотрен в разделе 3 — теоретически и экспериментально "продольное" время оказывается существенно большим:  $T_1 \sim 100$  нс. Отметим, что соотношение  $T_2 \ll T_1$  имеет место и при спиновой релаксации в классических обменных ферромагнетиках. В то же время изложенная здесь теория поперечной релаксации в 2D ЭС не связана ни с каким ранее описанным механизмом.

Для прямого измерения времени стохастизации прецессионного движения использовались высококачественные гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с одиночными КЯ, содержащие высокоподвижные 2D ЭС ( $\mu_e \simeq 5 \times 10^6$  см<sup>2</sup> В<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup>) с концентрациями  $n_e \simeq 0,7 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> (образец А) и  $n_e \simeq 2,4 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> (образец Б). Источником излучения для возбуждения сигнала керровского вращения был пикосекундный перестраиваемый Ti-сапфировый лазер. Средняя мощность возбуждения не превышала  $\simeq 1$  мВт. Размер лазерного пятна составлял 1 мм. Циркулярно поляризованный импульс накачки задавал ориентацию спина возбуждённой 2D ЭС. Угол поворота плоскости поляризации определялся с помощью линейно поляризованного зондирующего пучка, отражённого от образца. Измерения проводились в вырожденном режиме: длина волны лазера накачки совпала с длиной волны зондирующего излучения. Образцы, о которых идёт речь, были помещены в оптический криостат со сверхпроводящим соленоидом под углом 45° относительно направления магнитного поля. Возбуждённые электронные спины были ориентированы приблизительно по нормали к поверхности образца из-за большой разности между показателями преломления GaAs и жидкого гелия. Экспериментальная геометрия воспроизводила геометрию эксперимента [8, 9]. Отличие состояло в том, что в нашем эксперименте использовался

источник возбуждения с меньшей спектральной шириной (0,7 мЭВ). Это позволило, варьируя длину волны накачки, изменять при возбуждении доли оптических переходов в два разных спиновых состояния нулевого уровня Ландау (т.е. изменяя тем самым эффективный угол между возбуждёнными спинами и магнитным полем). Генерируемые спиновые возбуждения имели нулевой поперечный (вдоль плоскости КЯ) импульс — следствие используемой геометрии отражения. Таким образом, в процессе возбуждения формировались преимущественно голдстоуновские экситоны.

Затухание во времени амплитуды биений сигнала керровского вращения (разность между максимумом и минимумом сигнала) разбивается на два промежутка (рис. 7б, в): короткий  $T_{S1}^e$  (несколько сотен пикосекунд) и длинный  $T_{S2}^e$  (несколько наносекунд). Кроме того, сигнал биения модулируется длительными колебаниями, которые наблюдаются в образцах с самой высокой подвижностью (рис. 7г, д). Мы приписываем долговременные колебания коллективным степеням свободы всей электронной системы, происхождение которых пока неизвестно. Время релаксации  $T_{S1}^e$  не зависит от фактора заполнения, а зависимость  $T_{S2}^e$  от фактора заполнения становится существенно немонотонной вблизи квантово-холловских ферромагнитных состояний с факторами заполнения  $\nu = 1$  и  $\nu = 3$ . Поскольку начальная фазовая релаксация ( $T_{S1}^e$ ) не связана с фактором заполнения, она объясняется одноэлектронной спиновой релаксацией. Электронная система перегревается после импульса накачки, а время релаксации  $T_{S1}^e$  возникает из-за быстрого охлаждения электронной системы [74]. Это предположение подтверждается тем фактом, что возрастание мощности накачки увеличивает в сигнале керровского вращения долю состояний, релаксирующих со временем  $T_{S1}^e$ . Далее будет рассмотрен канал длительной релаксации с временем  $T_{S2}^e$ , чувствительный к спиновому упорядочению основного состояния.

Измеренные времена поперечной спиновой релаксации в квантово-холловском ферромагнетике ( $\nu = 1$ ) хорошо согласуются со временами стохастизации голдстоуновских спиновых экситонов, оценёнными выше теоретически для высокоподвижных гетероструктур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Кроме того, обнаружено, что в окрестности значений  $\nu = 1$  и  $\nu = 3$  времена спиновой релаксации изменяются немонотонно и более чем на порядок величины (рис. 8). Столь огромная вариативность времени релаксации спина вполне согласуется с результатами работы [95] о влиянии спиновой перестройки в квантово-холловском ферромагнетике на время релаксации ядерных спинов. Причиной этого является следующее обстоятельство: когда электронная система испытывает квантовый фазовый переход из квантово-холловского ферромагнетика к менее жёсткому спиновому упорядочению (спин-текстурная жидкость или скирмионный кристалл), в игру вступают новые фазоразрушающие механизмы когерентной спиновой прецессии вследствие появления спиновых возбуждений с энергией, меньшей, чем зеемановская энергия [88, 89]. Времена спиновой релаксации уменьшаются также при переходе от более "жёсткого" (сильнее обменное взаимодействие между электронами) квантово-холловского ферромагнетика при  $\nu = 1$  к более "мягкому" (слабее обменное взаимодействие) квантово-холловскому ферромагнетике при  $\nu = 3$ .



**Рис. 8.** (В цвете онлайн.) Время затухания долгоживущей части сигнала керровского вращения, полученное с помощью возбуждения 2D ЭС накачкой с длиной волны, соответствующей переходу рождённого фотоном электрона на нижний (красные кружки) или верхний (чёрные кружки) спиновые подуровни частично заполненного уровня Ландау при факторах заполнения, близких к  $\nu = 1$  (полное магнитное поле  $B = 4,50$  Тл, образец А) и  $\nu = 3$  ( $B = 4,65$  Тл, образец Б).

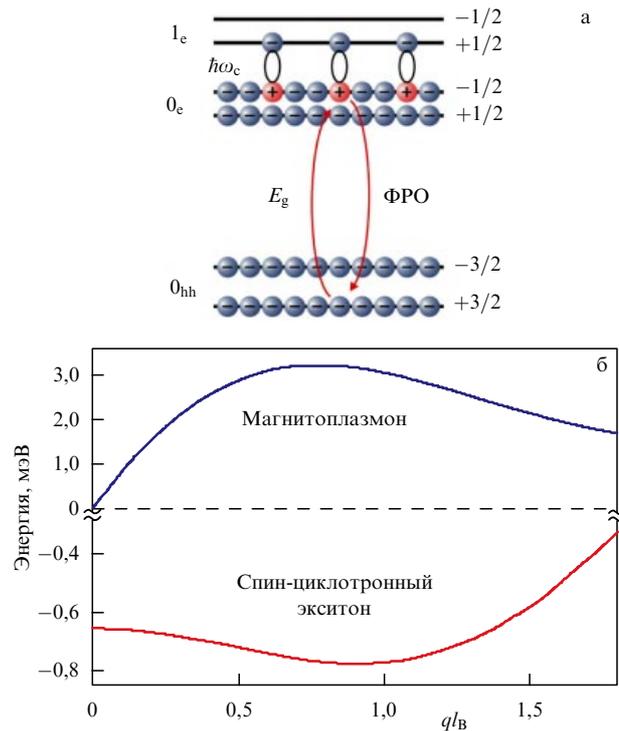
## 5. Спиновая релаксация в квантово-холловском изоляторе при электронном факторе заполнения $\nu = 2$

Как упоминалось во введении, низайшими по энергии коллективными электронными возбуждениями в квантово-холловском изоляторе с  $\nu = 2$  являются магнитоэкситоны, образованные возбуждённым электроном на незаполненном первом уровне Ландау и ферми-дыркой (электронной вакансией) на целиком заполненном нулевом уровне Ландау (рис. 9а). Иными словами, это циклотронный магнитоплазмон с нулевым спином ( $S = 0$ ) или спин-циклотронный триплетный экситон с полным спином единица ( $S = 1$ ). Радиационное время жизни магнитоплазмона определяется дипольно-разрешённой рекомбинацией электрона с первого уровня Ландау ( $n_L^e = 1$ ) с ферми-дыркой на нулевом электронном уровне Ландау ( $n_L^e = 0$ ) с испусканием фотона с энергией, равной циклотронной. Характерные времена такой рекомбинации — около 1 нс [96]. В отличие от магнитоплазмонов, спин-циклотронные экситоны являются "тёмными" — их излучательная аннигиляция строго запрещена вследствие сохранения спина.

В структурах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As энергия всех трёх компонент спин-циклотронного экситона меньше энергии магнитоплазмона при любом значении импульса, включая частный случай, когда  $q = 0$  [30, 31]. Эти компоненты всегда эквидистантны — энергии разделены зеемановской щелью  $\epsilon_Z$ . Иными словами, энергия компонент триплета определяется формулой

$$E_t = \hbar\omega_c - \epsilon_Z S_z + \mathcal{E}_q$$

(учтена отрицательность  $g$ -фактора Ланде), где  $\mathcal{E}_q$  — часть энергии, определяемая кулоновским взаимодействием. В ультратрёхмерном случае в первом приближении по взаимодействию эта величина рассчитана в работе [29]. Если учесть конечную ширину КЯ, то в



**Рис. 9.** (В цвете онлайн.) (а) Схема одноэлектронных состояний квантово-холловского изолятора ( $\nu = 2$ ) в условиях возбуждения триплетного спин-циклотронного экситона. В левой части рисунка указаны номера уровней Ландау для электрона в зоне проводимости ( $0_e, 1_e$ ) и тяжёлой дырки в валентной зоне ( $0_{hh}$ ), в правой части — значения проекции спина  $S_z$ . С нижайшего целиком заполненного уровня Ландау ( $n_L^e = 0$ ) возбуждённый электрон переходит на ближайший пустой циклотронный уровень ( $n_L^e = 1$ ) и оказывается на его нижнем спиновом подуровне с перевёрнутым спином (spin-flip). Этот электрон связывается с положительно заряженной ферми-дыркой на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау ( $n_L^e = 0$ ) в триплетное состояние (условно показано эллипсами). Изогнутые стрелки — иллюстрация виртуального поглощения и переизлучения фотона при регистрации фотоиндуцированного резонансного отражения (ФРО).  $E_g$  — ширина запрещённой зоны,  $\hbar\omega_c$  — циклотронная энергия. (б) Результаты расчёта дисперсионной зависимости двухчастичных возбуждений в КЯ шириной 32 нм в магнитном поле 4,2 Тл для спин-циклотронного экситона (красная кривая) и магнитоплазмона (синяя кривая) (см. пояснения в тексте).

первом приближении по безразмерному параметру  $r_s = e^2 / (\kappa l_B \hbar \omega_c)$  эта энергия равна  $\hbar\omega_c r_s \epsilon_1(q)$ , где

$$\epsilon_1(q) = \int_0^\infty ds \exp\left(-\frac{s^2}{2}\right) \mathcal{F}(s) \left(1 - \frac{s^2}{2}\right) [1 - J_0(sq l_B)],$$

$J_0$  — функция Бесселя,  $\mathcal{F}(s)$  — формфактор, зависящий от волновой функции размерного квантования  $\chi(z)$  электрона в КЯ,

$$\mathcal{F}(s) = \iint dz_1 dz_2 \exp\left(\frac{-s|z_1 - z_2|}{l_B}\right) |\chi(z_1)\chi(z_2)|^2. \quad (13)$$

Кроме того, поскольку  $\epsilon_1$  обращается в нуль при нулевом  $q$ , при малых значениях волнового вектора ( $q l_B \ll 1$ ) становится существенной поправка второго порядка по  $r_s$ , т.е.

$$\mathcal{E}_q \approx \hbar\omega_c (r_s \epsilon_1(q) + r_s^2 \epsilon_2(q)).$$

Функция  $\varepsilon_2(q)$  при  $q \rightarrow 0$  в нуль не обращается, напротив, именно она определяет отрицательный кулоновский сдвиг триплета, наблюдаемый в спектрах рамановского рассеяния [30]. Эта величина рассчитана в работе [31]:

$$\varepsilon_2(0) = - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2 - 2^{2-n}}{nm!(n^2 - 1)} \int_0^{\infty} ds s^{2n+1} \mathcal{F}^2(s) \exp(-s^2)$$

(в ультрадвумерном случае, когда  $\mathcal{F}(s) = 1$ , находим  $\varepsilon_2(0) = (\ln 2 - 1)/2 = -0,1534\dots$ ). Конкретный расчёт показывает, что поправка первого порядка ( $\propto \varepsilon_1$ ), отрицательная при  $ql_B \lesssim 1$ , даже при  $ql_B \sim 1$  численно довольно мала. В результате при всех актуальных значениях  $ql_B \lesssim 1$  следует учитывать поправку второго порядка, которая даёт существенный вклад в общий кулоновский сдвиг. Если просто экстраполировать главное приближение (при условно малых параметрах  $r_s$  и  $ql_B$ ) и оценить кулоновскую энергию в зависимости от  $q$  как

$$\mathcal{E}_q = \frac{e^2}{\kappa l_B} \varepsilon_1(ql_B) + 2Ry \varepsilon_2(0)$$

(здесь  $2Ry = (e^2/\varepsilon l_B)^2 / (\hbar\omega_c) = m_c^* e^4 / (\varepsilon^2 \hbar^2)$ ), то суммарный отрицательный сдвиг для спин-циклотронного экситона по отношению к уровню  $\hbar\omega_c$  состоит из зеемановской и кулоновской частей:  $-\varepsilon_Z + \mathcal{E}_q$ . Именно эта величина, рассчитанная для конкретной КЯ, показана на рис. 9б (красная кривая). Для сравнения на том же рисунке показан "положительный" спектр магнито-плазменной волны (синяя кривая), который определяется только кулоновским взаимодействием электронов.

Авторами настоящего обзора созданы экспериментальные методики [32], с помощью которых можно оптически возбуждать ансамбль трансляционно-инвариантных спин-циклотронных экситонов с  $S_z = +1$ , управлять его параметрами и исследовать кинетику релаксации этих возбуждений в основном состоянии, используя резонансное отражение света для оптических переходов через запрещённую зону. Априори можно предполагать, что в условиях тестирования квантово-холловского изолятора при факторе заполнения  $\nu = 2$  сигнал резонансного отражения, соответствующий переходу с нулевого уровня Ландау тяжёлых дырок валентной зоны ( $n_L^h = 0$ ) на нулевой уровень Ландау электронов зоны проводимости ( $n_L^e = 0$ ), должен отсутствовать, поскольку все электронные состояния основного электронного циклотронного уровня целиком заполнены. Однако при включении оптической накачки, при которой возбуждённые электроны переходят на верхние уровни Ландау ( $n_L^e \geq 1$ ), при достаточно низкой температуре естественно ожидать образования этих нижайших по энергии возбуждений с  $S_z = +1$  (в дальнейшем будем называть их просто спин-циклотронными экситонами).

Формирование спин-циклотронных экситонов должно проявиться в уменьшении числа незаполненных состояний первого электронного уровня Ландау ( $n_L^e = 1$ ) и одновременно в возникновении состояний ферми-дырок на нулевом электронном уровне ( $n_L^e = 0$ ). Соответствующие изменения в спектрах резонансного отражения естественно назвать фотоиндуцированным резонансным отражением (ФРО).

В спектрах ФРО должны наблюдаться два пика: положительный пик, соответствующий оптическому

переходу с нулевого циклотронного уровня тяжёлых дырок ( $n_L^h = 0$ ) на верхний спиновый подуровень нулевого циклотронного уровня 2D-электронов ( $n_L^e = 0$ ) — переход 0–0, и отрицательный пик, который отвечает переходу с первого циклотронного уровня тяжёлых дырок валентной зоны ( $n_L^h = 1$ ) на первый электронный циклотронный уровень ( $n_L^e = 1$ ) — переход 1–1. Если положительный пик ответствен за возникновение ферми-дырок на верхнем спиновом подуровне нулевого циклотронного уровня электронов ( $n_L^e = 0$ ), то отрицательный пик отвечает за уменьшение числа вакансий на первом циклотронном электронном уровне ( $n_L^e = 1$ ). Таким образом, предлагаемый метод ФРО является непрямым способом тестирования оптически неактивных спин-циклотронных экситонов с использованием оптически разрешённых резонансных переходов между дискретными уровнями Ландау тяжёлых дырок валентной зоны и дискретными уровнями Ландау электронов зоны проводимости.

В работе [32] использовались высокосовершенные гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с темновой подвижностью 2D-электронов в диапазоне  $(5-20) \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Высокое качество структур чрезвычайно существенно для обнаружения и наблюдения спин-циклотронных экситонов. Эксперименты проводились на двух наборах образцов с одиночными КЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As шириной 17 и 35 нм, симметрично легированными с двух сторон. В каждом наборе ширина КЯ оставалась фиксированной, а концентрация электронов в 2D-канале в разных образцах изменялась в диапазоне  $5 \times 10^{10} - 2,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Работа с отдельно взятым образцом, отличающимся собственным значением электронной концентрации, обеспечивала возможность измерения одной точки на экспериментальном графике зависимости времени спиновой релаксации от магнитного поля при фиксированном факторе заполнения  $\nu = 2$  (одна экспериментальная точка — один образец).

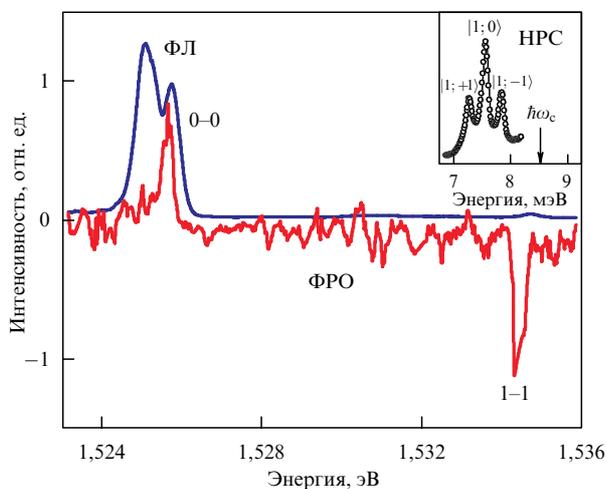
Образцы с характерными размерами  $3 \times 3 \text{ м}$  помещались в криостат с жидким  $^3\text{He}$ , оснащённый системой откачки паров гелия. Этот криостат в свою очередь размещался в криостате с жидким  $^4\text{He}$  и сверхпроводящим соленоидом. Такая криосистема позволяла выполнять оптические и транспортные измерения при температурах вплоть до 0,45 К и магнитных полях до 14 Тл. Спектральные измерения проводились с использованием двух многомодовых кварцевых световодов с диаметром 400 мкм и числовой апертурой 0,39. Один световод использовался для подвода к образцу лазерного возбуждения, а другой служил для сбора сигнала излучения от образца и последующей его передачи на входную щель дифракционного спектрометра с охлаждаемой регистрирующей ПЗС-камерой. (ПЗС — прибор с зарядовой связью.) При измерениях резонансного отражения световоды устанавливались симметрично, под углом  $\approx 10^\circ$  к нормали образца, так чтобы центральная ось отражённого от образца лазерного пучка совпадала с осью принимающего световода. Для подавления вклада лазерного света, рассеянного и отражённого от поверхностей образца и световодов, использовались скрещенные линейные поляризаторы, установленные между торцами световодов и образцом.

В работе [32] использовались два перестраиваемых по длине волны непрерывных лазера: один — для резонансного возбуждения 2D-электронной системы, а другой —

для измерения спектров ФРО, ФЛ и неупругого рассеяния света (НРС). Во избежание эффектов перегрева мощность лазерной накачки, возбуждающей электроны до высоко расположенных уровней Ландау с квантовыми номерами  $n_L^e \geq 1$ , не превышала 0,3 мВт. Мощность вводимого в тот же световод излучения зондирующего лазера была на порядок меньше. Спектр резонансного отражения измерялся с помощью сканирования длины волны зондирующего лазера и регистрации интенсивности лазерной линии ПЗС-камерой на выходе спектрометра. Дифференциальный спектр ФРО получался как разность спектров резонансного отражения при включённой лазерной накачке и без неё.

По спектрам ФРО удавалось контролировать рождение фотовозбуждённых электронов на первом электронном уровне ( $n_L^e = 1$ ) и ферми-дырок на нулевом уровне ( $n_L^e = 0$ ). В спектре ФРО, в полном соответствии с вышесказанными выше соображениями, наблюдаются положительный пик в области электронных переходов 0–0, а также отрицательный пик в области переходов 1–1 (рис. 10). Такое поведение спектров ФРО обусловлено образованием низкоэнергетичных магнитоэкситонов, состоящих из электронов первого электронного уровня Ландау, связанных с ферми-дырками нулевого электронного уровня.

Несмотря на то что спин-циклотронные экситоны не являются оптически активными, их существование можно установить непосредственно по спектрам НРС (см. вставку на рис. 10) и с их помощью затем определить величину синглет-триплетного расщепления магни-



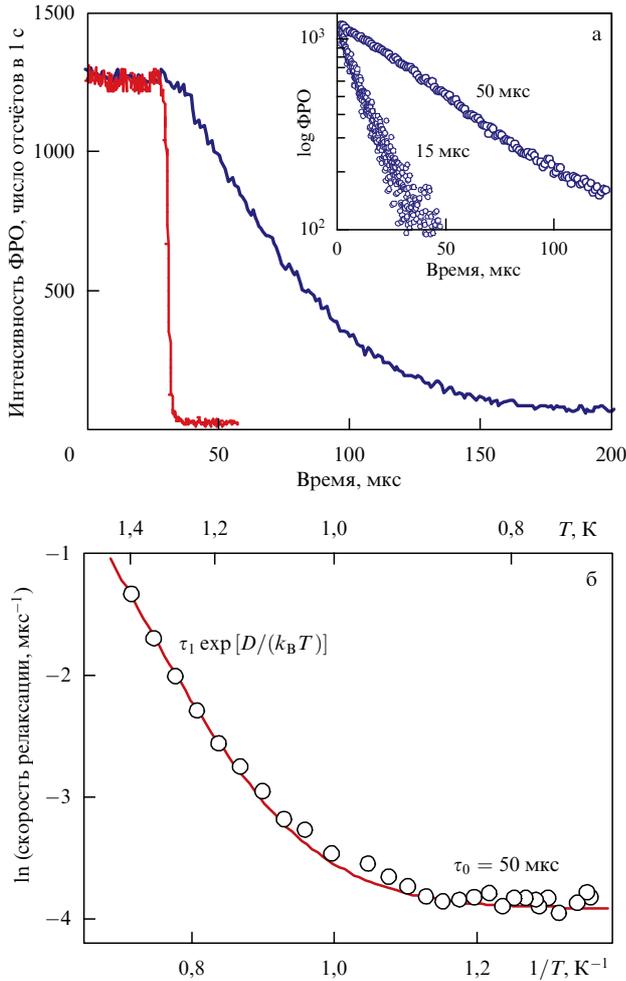
**Рис. 10.** Спектры ФЛ и ФРО при  $\nu = 2$ , измеренные в КЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As шириной 17 нм ( $\mu_e = 5 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ,  $n_e = 2,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) в магнитном поле 5 Тл при температуре  $T = 0,45 \text{ К}$ . Оптический переход 0–0 происходит между основными циклотронными уровнями электронов зоны проводимости ( $n_L^e = 0$ ) и тяжёлыми дырками валентной зоны ( $n_L^h = 0$ ), переход 1–1 — между первыми циклотронными уровнями:  $n_L^e = 1$  и  $n_L^h = 1$ . В спектре ФЛ наблюдается циркулярно поляризованный дублет ( $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компоненты), соответствующий электронным переходам 0–0. Величина дублетного расщепления в точности соответствует сумме спинового расщепления в магнитном поле основного циклотронного уровня тяжёлых дырок валентной зоны ( $n_L^h = 0$ ) и спинового расщепления основного циклотронного уровня 2D-электронов зоны проводимости ( $n_L^e = 0$ ). На вставке — спектр резонансного НРС, измеренный при тех же экспериментальных условиях и параллельной компоненте магнитного поля 5 Тл, введённой для усиления зеемановского расщепления компонент спин-циклотронного триплетта.

тоэкситонов при нулевом волновом векторе [30]. Синглет-триплетное расщепление измеряется как разность энергий магнитоплазмона и "центра тяжести" триплетта (положения в спектре компоненты с  $S = 1$  и  $S_z = 0$ ). Это расщепление оказалось сравнительно большим, около 1 мэВ [32], что может показаться удивительным, так как в объёмных кристаллах GaAs синглет-триплетное расщепление очень малое, всего  $\approx 20 \text{ мкэВ}$  [97, 98].

Однако, во-первых, следует иметь в виду, что матричные элементы обменного межзонного кулоновского взаимодействия подавляются по сравнению с таковыми внутризонного обмена из-за отличия блоховских функций электронов в разных зонах. Во-вторых, при наличии пространственных ограничений, приводящих к понижению размерности системы (quantum confinement), синглет-триплетное расщепление существенно увеличивается вследствие возрастания обменного электрон-дырочного взаимодействия. Так, например, в достаточно узких КЯ GaAs это расщепление достигает уже примерно 150 мкэВ [97]. В рассматриваемом нами случае 2D-спин-циклотронных экситонов в квантово-холловском изоляторе благодаря поперечному магнитному полю (до 10 Тл), которое обеспечивает сильное пространственное ограничение для носителей, синглет-триплетное расщепление увеличивается ещё значительно — приблизительно до 1 мэВ.

Для измерений кинетики ФРО излучение лазерной накачки модулировалось механическим прерывателем — вращающимся диском с радиальной щелью. При периоде вращения диска  $\approx 11 \text{ мс}$  и фокусировании лазерного пятна на диск микроскопным объективом длительность фронта/спада сформированного лазерного импульса накачки составила  $\approx 2 \text{ мкс}$  при полной его длительности  $\leq 3 \text{ мс}$ . Длина волны зондирующего лазера устанавливалась на максимум/минимум в спектре ФРО для записи кривой спада/нарастания сигнала соответственно после окончания импульса накачки. Отражённое от поверхности образца тестирующее лазерное излучение пропусклось через узкополосный интерференционный светофильтр (ширина полосы  $\approx 1,1 \text{ нм}$ ) для отсекания света лазера накачки и затем фокусировалось на вход кремниевого лавинного фотодиода, работающего в режиме счёта фотонов. С помощью системы счёта фотонов с временным стробированием сигнал резонансного отражения измерялся и накапливался как функция временной задержки, отсчитанной от момента выключения возбуждающего лазерного импульса. В результате регистрировалась кривая затухания (либо нарастания) ФРО.

Поведение безызлучательного времени жизни спин-циклотронных экситонов, которое непосредственно связано с релаксацией спина, исследовалось как функция температуры и магнитного поля в КЯ различной ширины. С этой целью изучалась кинетика ФРО в условиях импульсного фотовозбуждения. Оказалось, что затухание сигналов ФРО — экспоненциальное, а найденные времена затухания (времена спиновой релаксации) составляют несколько десятков или даже сотен микро-секунд (рис. 11а). Кинетика нарастания сигнала ФРО в области переходов 1–1 происходит на таких же временных масштабах, что указывает на общую динамику релаксации магнитоэкситонных состояний, формирующихся из электронов на первом уровне Ландау и ферми-дырок на нулевом электронном уровне Ландау. Эта



**Рис. 11.** (В цвете онлайн.) (а) Пример кинетики затухания ФРО (синяя кривая) и для сравнения — аппаратная функция измерительной системы (красная кривая). На вставке — в полулогарифмическом масштабе кинетика затухания, измеренная для КЯ шириной 35 нм (длинновременная кинетика) и 17 нм (коротковременная кинетика) при  $\nu = 2$  в перпендикулярном магнитном поле  $B = 4$  Тл. В обеих КЯ  $n_e = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu_e = 1,5 \times 10^7 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  и  $5 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  соответственно. (б) Температурное поведение скорости релаксации спин-циклотронных экситонов в логарифмическом масштабе в КЯ шириной 35 нм в магнитном поле 4 Тл. Кружки — результаты эксперимента, кривая — аппроксимация с учётом двух механизмов релаксации: активационного и не зависящего от температуры.

общность проявляется также и в одинаковой температурной зависимости скорости релаксации (рис. 11б). При  $T > 1$  К зависимость скорости релаксации от температуры имеет экспоненциальный характер:  $1/\tau(T) = \exp(-D/T)/\tau_1$  с характерным временем  $\tau_1 \approx 1$  нс и величиной активационной щели  $D \approx 11$  К.

Такое поведение показывает, что в данной температурной области работает активационный канал релаксации, включающий в себя сравнительно медленные процессы переворота электронного спина вследствие спин-орбитального взаимодействия и возрастания энергии возбуждения до величины циклотронной энергии из-за поглощённого фонона, а затем быстрой релаксации вследствие испускания фотона с циклотронной энергией [15]. В таких условиях измеренная активационная щель  $D$  — это не что иное, как энергия связи спин-циклотронного экситона, равная сумме зеемановской энергии и

кулоновской энергии спин-циклотронного расщепления, т.е. величине  $\epsilon_Z + |\mathcal{E}_{qm}|$ , где  $q_m \approx 1/l_B$  (рис. 9б). Эта энергия, измеренная независимым образом по спектрам НРС, близка по величине к активационной щели.

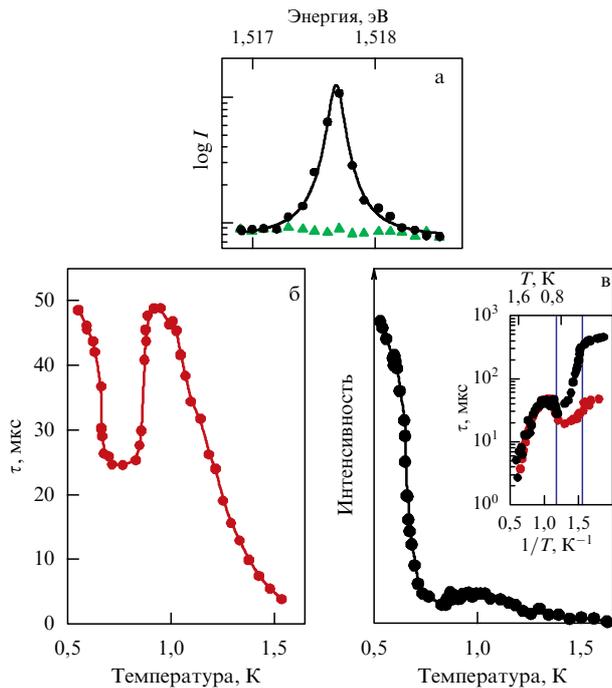
В низкотемпературной области,  $T < 0,8$  К, кинетика ФРО перестаёт зависеть от температуры. Следовательно, в этой области температур происходит смена механизма релаксации, и этот механизм с очевидностью уже не является термоактивационным. Предполагается, что в низкотемпературной области происходит безызлучательная релаксация спин-циклотронного экситона, сопровождающаяся рождением "жестких" (коротковолновых) акустических фононов, которым передаётся энергия экситона. Ранее такой механизм распада был предложен и проанализирован в работе [15]. Теория, в частности, предсказывает, что время релаксации  $\tau_0$  в этом случае должно сверхлинейно зависеть от протяжённости электронной волновой функции в направлении роста КЯ.

Для проверки этого предсказания нами исследовались две КЯ с ширинами 17 и 35 нм и приблизительно одинаковыми концентрациями 2D-электронов. Полуширины огибающих электронных волновых функций в этих КЯ различались примерно вдвое. Экспериментальные результаты качественно подтверждают предсказание теории: 1) время релаксации увеличивается для более широкой КЯ, так как в более широкой КЯ сложнее нарушить трансляционную симметрию в направлении роста; 2) скорость релаксации уменьшается с увеличением магнитного поля, поскольку для более жестких акустических фононов с частотами, близкими к циклотронной частоте, электрон-фононное взаимодействие существенно ослабевает. Мы полагаем, что качественное согласие эксперимента с теоретическими представлениями о механизме релаксации в целом хорошее, однако количественно теория предсказывает времена релаксации, большие, чем наблюдаемые в эксперименте.

Таким образом, посредством прямых измерений кинетики ФРО установлено, что при низких температурах,  $T \ll T_{ST}$  ( $k_B T_{ST}$  — энергия спин-циклотронного расщепления), времена жизни спин-циклотронного экситона, которые тесно связаны с релаксацией спина всей электронной системы, необычайно велики, достигают нескольких сотен микросекунд. Благодаря столь большим временам жизни можно создавать довольно высокие плотности таких фотовозбуждённых магнитоэкситонов,  $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , при относительно небольших оптических накачках, которые не приводят к перегреву электронной системы.

## 6. Конденсат двумерных фермионов в магнитном поле

Как упоминалось во введении, в плотном ансамбле спин-циклотронных экситонов можно ожидать явления бозе-эйнштейновской конденсации. Оказалось, что при понижении температуры в ансамбле тёмных триплетных магнитоэкситонов действительно наблюдается фазовый переход, обладающий целым рядом необычных свойств. В окрестности фазового перехода немономонное поведение демонстрирует время релаксации экситонов (рис. 12б). Время возрастает экспоненциально при температурах до 1 К, а затем убывает в два раза в узком диапазоне температур 0,7–0,8 К, что указывает на поро-



**Рис. 12.** (В цвете онлайн.) (а) Спектры резонансного отражения от равновесной 2D ЭС (треугольники) и системы, выведенной из равновесия фотовозбуждением ансамбля спин-циклотронных экситонов (кружки). (б) Температурная зависимость времени релаксации спин-циклотронных экситонов в условиях стационарного фотовозбуждения 2D ЭС (кружки). Сплошная кривая проведена для удобства. (в) Температурная зависимость интенсивности сигнала ФРО в условиях стационарного фотовозбуждения 2D ЭС (кружки). На вставке сравниваются температурные зависимости времени спиновой релаксации спин-циклотронных экситонов (красные кружки) и интенсивности ФРО (чёрные кружки), измеренные при одинаковом фотовозбуждении 2D ЭС. Здесь кривая интенсивности ФРО домножена на константу таким образом, чтобы обе зависимости совпадали при  $T > 1$  К.

вое уменьшение вязкости ансамбля спин-циклотронных экситонов при их "транспорте" из пятна возбуждения, что тоже приводит к уменьшению времени жизни спин-циклотронных экситонов непосредственно в области фотовозбуждения: в лазерном пятне оптической накачки. Такое предположение является естественным, так как сложно представить, что при незначительном, всего лишь на 0,2 К, изменении температуры ансамбля могут столь драматично измениться механизмы релаксации возбуждений. В разделе 8 это предположение проанализировано и подтверждено прямыми измерениями транспорта спин-циклотронных экситонов в условиях обнаруженного фазового перехода.

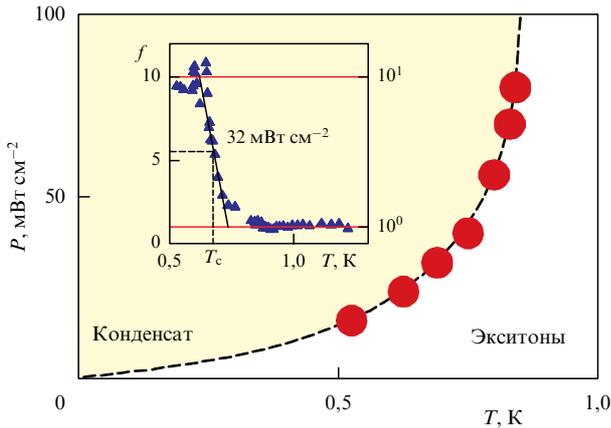
Несложно показать, что время релаксации  $\tau(T)$  при стационарном фотовозбуждении прямо пропорционально их плотности  $n(T)$ :  $\tau(T) \propto n(T)$ . Если известна зависимость плотности спин-циклотронных экситонов от температуры, то это позволяет исключить плотность из описания восприимчивости экситонным ансамблем резонансного высокочастотного электромагнитного поля. Измеряя амплитуду сигнала ФРО  $I(T)$  при том же уровне фотовозбуждения, которое использовалось для определения времени релаксации спин-циклотронного экситона ( $I(T) \propto f(T)n(T)$ , где  $f(T)$  — сила осциллятора межзонного оптического перехода из валентной зоны

в зону проводимости), можно получить функциональную зависимость силы осциллятора оптического перехода от электронной температуры:  $f(T) \propto I(T)/\tau(T)$ . Причём  $f(T)$  не зависит от температуры при  $T > 0,8$  К, как и ожидается для системы магнитоэкситонов с больцмановским распределением по энергиям. Однако при дальнейшем понижении температуры наблюдается гигантское пороговое возрастание силы осциллятора (см. вставку на рис. 12в). Можно заключить, что при неизменной плотности экситонов в точке фазового перехода увеличивается отклик на внешнее электромагнитное поле ферми-дырок на нулевом электронном уровне Ландау, вовлечённых в спин-циклотронный экситон, что можно описать в терминах конденсации экситонов.

Резонансное отражение может быть разделено на два процесса: резонансное поглощение и следующее за ним испускание фотона с переходом системы в исходное начальное состояние. Достаточно поэтому рассмотреть процесс резонансного поглощения с переходом возбуждённого электрона из валентной зоны в зону проводимости на вакантное место, возникающее после рождения спин-циклотронного экситона (на ферми-дырку на нулевом уровне Ландау). Если начальное состояние ансамбля спин-циклотронных экситонов подчиняется больцмановскому распределению и их число существенно меньше числа электронных состояний на уровне Ландау  $N_\phi$ , то несложно показать, что квадрат матричного элемента оптического перехода является пропорциональным  $1/N_\phi$  и не зависит от температуры. В случае конденсации  $N$  спин-циклотронных экситонов в одно и то же квантовое состояние квадрат матричного элемента оптического перехода пропорционален  $N/N_\phi$  [99].

Приведённые соображения показывают, что квадрат матричного элемента резонансного поглощения электромагнитного излучения с частотой оптического перехода из валентной зоны на ферми-дырки в зоне проводимости должен возрастать пропорционально числу спин-циклотронных экситонов, находящихся в одном квантовом состоянии. Увеличение матричного элемента на конечную величину, как это наблюдается в эксперименте, даёт основание заключить, что не все экситоны конденсируются в одно и то же квантовое состояние, а лишь небольшое их число образует когерентные кластеры конечного размера. Измеряя пороговую температуру фазового перехода как функцию интенсивности фотовозбуждения, нам удалось построить фазовую диаграмму для конденсации спин-циклотронных экситонов в сверхпоглощающую фазу таких кластеров в координатах интенсивность накачки (или концентрация) — температура (рис. 13).

Очевидно, однако, что сами по себе ферми-дырки, вовлечённые в спин-циклотронный экситон, не могут быть когерентными в том смысле, что они являются вакансиями (пустыми местами) в электронном ферми-море. Иными словами, не сами ферми-дырки являются когерентными, но электроны, разделяющие ферми-дырки, образуют коллективное состояние (*магнитофермионный конденсат*) таким образом, что вакансии в этом состоянии ведут себя при взаимодействии с внешним электромагнитным полем когерентно, обеспечивая в свою очередь эффект сверхпоглощения. Это может означать, что теория, изложенная в данном разделе, является лишь приближённым описанием свойств обсуждаемой неравновесной системы. Подобная теория являлась бы



**Рис. 13.** Фазовая граница в координатах плотность мощности фотовозбуждения – температура, разделяющая области существования газа и конденсата спин-циклотронных экситонов (кружки). Кривая, продолженная в начало координат, построена для удобства. Вставка иллюстрирует, как определялась точка на фазовой диаграмме: по изменению силы осциллятора оптического перехода  $f(T)$  из валентной зоны в зону проводимости при фиксированном уровне фотовозбуждения. Критическая температура  $T_c$  выбиралась как точка на половине высоты ступеньки возрастания  $f(T)$ .

точной, если бы электронная система под уровнем Ферми (электронный вакуум) оставалась невозмущённой после возбуждения неравновесных экситонов, что эквивалентно замене неравновесной системы электронов ансамблем спин-циклотронных экситонов. Исследуя непосредственно свойства электронного вакуума, мы показываем экспериментально, что подобное предположение служит хотя и разумным, но неточным приближением к описанию свойств рассматриваемой неравновесной системы.

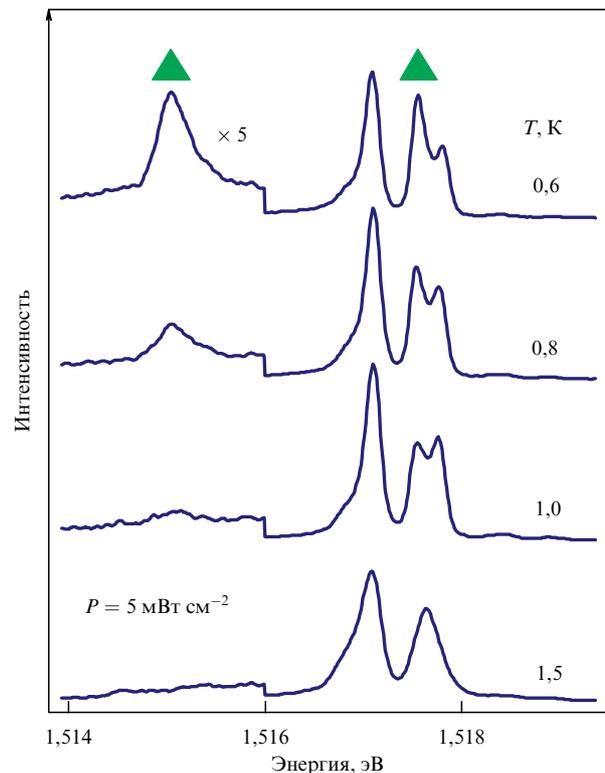
Для исследования восприимчивости электронного вакуума к внешнему электромагнитному излучению использована методика фотоиндуцированной ФЛ, т.е. ФЛ в присутствии неравновесного ансамбля спин-циклотронных экситонов. В отличие от одного оптического перехода в ФРО, в фотоиндуцированной ФЛ возможны два оптических перехода: один из них связан с рекомбинацией электрона из зоны проводимости с фотовозбуждённой дыркой из валентной зоны, расположенной вдали от спин-циклотронного экситона (влиянием экситона на дырочное состояние в валентной зоне можно пренебречь), а другой — с рекомбинацией электрона, расположенного в непосредственной близости от спин-циклотронного экситона. Первый канал рекомбинации доминирует при температурах выше 1 К. Второй, неравновесный, канал рекомбинации начинает доминировать в спектре ФЛ при температуре электронной системы ниже температуры фазового перехода. Здесь имеет смысл сделать более глубокий экскурс в свойства фотоиндуцированной ФЛ при небольшом количестве спин-циклотронных экситонов.

## 7. Фотолюминесценция электрон-дырочных комплексов в присутствии спин-циклотронных экситонов

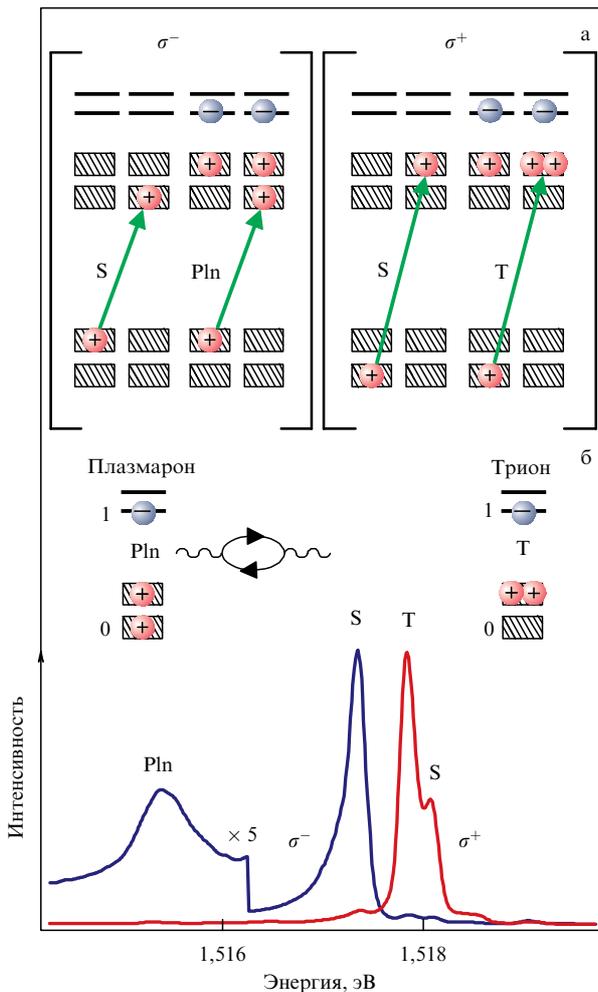
Изучение фотолюминесценции 2D ЭС в присутствии ансамбля спин-циклотронных экситонов осуществляется с помощью резонансного оптического возбужде-

ния, а дополнительная нерезонансная накачка добавляет к экситонному ансамблю высокоэнергетичные  $e-h$  пары, состоящие из электрона зоны проводимости и тяжёлой дырки в валентной зоне КЯ [100]. При релаксации эти пары диссоциируют, а затем по отдельности возвращаются в основное состояние. В зависимости от числа дополнительных высокоэнергетичных пар и плотности спин-циклотронных экситонов некоторые из валентных дырок присоединяются к экситонам, образуя положительно заряженные трёхчастичные комплексы. Формирование отрицательно заряженных трёхчастичных состояний также возможно, но такие состояния неактивны в экспериментально доступном видимом оптическом диапазоне, поэтому такие отрицательно заряженные комплексы не обсуждаются. Таким образом, изменяя плотности резонансного и нерезонансного возбуждений, можно искусственно создавать все возможные стабильные комплексы, состоящие из спин-циклотронного экситона, электронов и дырок.

Для создания системы долгоживущих спин-циклотронных экситонов использовались два образца с симметрично легированными одиночными КЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As шириной 17 и 35 нм. При достаточно высоких температурах (более 1 К) все экситоны быстро релаксируют через оптический канал рекомбинации. Поэтому в спектрах межзонной рекомбинации валентной дырки и электрона из заполненного уровня Ландау наблюдается только циркулярно поляризованный ( $\sigma^+ - \sigma^-$ ) зеэмановский дублет, соответствующий двум дипольно-разрешённым оптическим переходам  $0-0$  электронов из зоны проводимости в зону тяжёлых дырок валентной зоны (нижний спектр на рис. 14). Расщепление этого дублета в точности равно сумме спиновых расщеплений



**Рис. 14.** Спектры ФЛ для различных температур при плотности накачки  $5 \text{ мВт см}^{-2}$ .



**Рис. 15.** (В цвете онлайн.) (а) Разрешённые оптические переходы в  $\sigma^-$ - и  $\sigma^+$ -поляризациях для одночастичного состояния (S) и трёхчастичного состояния (PIn или T). (б) Спектры ФЛ для двух поляризаций:  $\sigma^-$  (синий) и  $\sigma^+$  (красный) в КЯ шириной 35 нм, измеренные при  $B = 4$  Тл и  $T = 0,5$  К.

тяжёлых дырок валентной зоны и электронов зоны проводимости. При понижении температуры в 2D ЭС накапливаются неравновесные спин-циклотронные экситоны [32] и в спектре ФЛ появляются две дополнительные линии.

Рассмотрим излучательные рекомбинационные переходы с нулевого уровня Ландау электронов зоны проводимости на нулевой уровень Ландау тяжёлых дырок валентной зоны (рис. 15). Спектр одночастичных состояний полностью квантован, уровень Ферми лежит посередине циклотронной щели между нулевым и первым уровнями Ландау электронов. Для каждой из двух поляризаций излучённого фотона разрешены два перехода: рекомбинационный переход в отсутствие спин-циклотронного экситона, наблюдаемый при более высоких температурах, и переход между внутренними состояниями триона, образованного валентной дыркой и спин-циклотронным экситоном. Последний переход дипольно разрешён в том случае, когда не изменяются внутренние квантовые числа триона [101]. Конечное состояние второго перехода в  $\sigma^-$ -поляризации — это трион, образованный возбуждённым электроном и двумя ферми-дырками на нулевом уровне Ландау зоны проводимости

с противоположными спинами (PIn). В  $\sigma^+$ -поляризации — это трион, образованный возбуждённым электроном и двумя ферми-дырками на нулевом уровне Ландау зоны проводимости с параллельными спинами (T-состояние). В T-состоянии возбуждённый электрон с первого уровня Ландау не может занять место ферми-дырки вследствие сохранения спина 2D ЭС. Напротив, в PIn-состоянии возбуждённый электрон может перейти на место одной из ферми-дырок с испусканием циклотронного фотона, который в свою очередь может быть поглощён с рождением  $e-h$ -пары с циклотронной энергией, и т.д. Если бы в системе была только одна ферми-дырка, то описанный процесс соответствовал бы возбуждению магнитоплазмона [29]. При наличии второй ферми-дырки трёхчастичное PIn-состояние есть не что иное, как *магнитоплазмарон*.

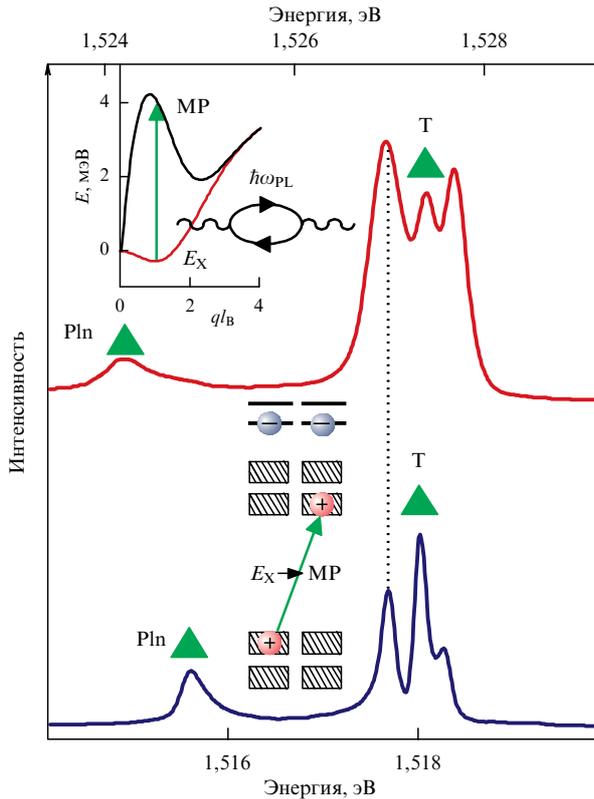
Энергии внутренних переходов для T-триона почти совпадают с энергией одночастичного перехода для высоких температур. "Красный" сдвиг величиной 0,2 мэВ обусловлен разницей во взаимодействии частиц, составляющих трион, при переходе одной из дырок из валентной зоны в зону проводимости. Энергия внутреннего перехода для PIn-триона, приводящего к образованию магнитоплазмарона, оказывается значительно (на 2 мэВ) меньше энергии соответствующего одночастичного перехода. Столь значительное понижение энергии обусловлено плазменными колебаниями магнитоплазмарона.

Вычисление энергии магнитоплазмарона представляет собой сложную задачу. Для оценки вклада в энергию плазменных колебаний можно рассмотреть упрощённую модель перехода из начального двухчастичного состояния (магнитоэкситон r-типа, образованный дыркой на нулевом уровне Ландау валентной зоны и электроном на первом уровне Ландау зоны проводимости) в конечное двухчастичное состояние (магнитоплазмарон со спином 0), исключив из рассмотрения ферми-дырку в зоне проводимости в составе спин-циклотронного экситона. Энергия магнитоэкситона r-типа минимальна при волновом векторе  $q_m \simeq 1/l_B$  (рис. 9б). Вклад в энергию конечного состояния, обусловленный плазменными колебаниями, имеет вид

$$E_{MP}(q_m) = \frac{e^2}{\kappa} q_m \mathcal{F}(q_m) \exp \left[ -\frac{(q_m l_B)^2}{2} \right].$$

Это выражение — разность кулоновских энергий магнитоплазмона и спин-циклотронного экситона — соответствует результатам, полученным в работе [29], но с учётом формфактора  $\mathcal{F}(q)$  (13). Измеренный магнитоплазмаронный сдвиг меньше рассчитанной энергии  $E_{MP}(q_m)$ . Такое расхождение неудивительно, поскольку в расчёте не учитывается влияние третьей частицы, сложность волновой функции дырки в валентной зоне, а также возможное влияние кулоновских поправок второго порядка малости по отношению кулоновской энергии к циклотронной [30].

Плазменная природа сдвига PIn-энергии подтверждается измерениями, проведёнными для двух КЯ различной ширины (рис. 16): уменьшение ширины ямы увеличивает энергию плазменных колебаний по мере изменения  $\mathcal{F}(q_m)$ . В более узкой КЯ экспериментальное значение магнитоплазмаронного сдвига в 1,4 раза больше, чем в широкой, что согласуется с приведёнными вычислениями. Магнитоплазмаронный сдвиг, измеренный в



**Рис. 16.** (В цвете онлайн.) Спектры ФЛ для узкой (17 нм, красная кривая, шкала энергии вверху) и широкой (35 нм, синяя кривая, шкала энергии внизу) КЯ. Энергии одночастичных переходов в  $\sigma^-$ -поляризации совмещены. В центре показана схема двухчастичного оптического перехода, рассмотренного теоретически. Вверху слева — результаты расчёта кулоновской энергии двухчастичных возбуждений (без учёта поправки второго порядка): спин-циклотронного экситона,  $E_X$  (красная кривая), и магнитоплазмона, МР (чёрная кривая).

широком диапазоне электронных плотностей, также согласуется с расчётными значениями, за исключением систематического сдвига в сторону меньших энергий. Вероятность магнитоплазмаронной рекомбинации возрастает с увеличением числа спин-циклотронных экситонов или дополнительных  $e-h$ -пар. Однако при достижении некоторой предельной мощности нерезонансной накачки ( $7,5 \text{ мВт см}^{-2}$ ) происходит насыщение этого канала рекомбинации. При дальнейшем возрастании мощности нерезонансной накачки линия магнитоплазмаронной рекомбинации гаснет, зато появляется новая линия, плазменный сдвиг которой вдвое больше, чем для магнитоплазмаронной.

Новая линия рекомбинации  $\text{PIn} + E_X$  возникает только в  $\sigma^-$ -поляризации, соответствующей переходу дырки из валентной зоны на нижний спиновый подуровень зоны проводимости. Единственное возможное состояние, помимо магнитоплазмарона, которое может быть образовано спин-циклотронным экситоном и  $e-h$ -парой, это четырёхчастичное состояние — экситон-магнитоплазменная молекула. Последнее состояние образуется при высоких плотностях фотовозбуждения, когда вероятность нахождения фотовозбуждённого электрона и фотовозбуждённой дырки одновременно вблизи спин-циклотронного экситона возрастает.

Образование экситон-магнитоплазменной молекулы можно представить следующим образом. В начальном

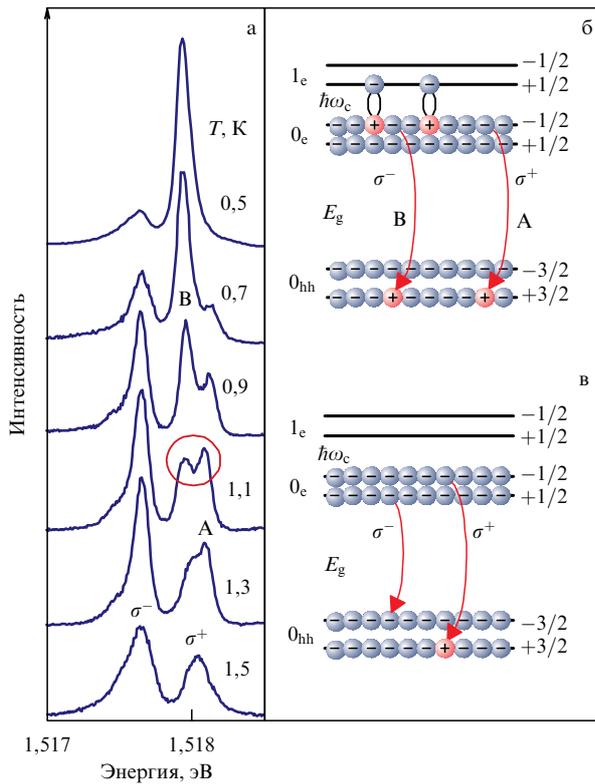
состоянии имеется бикситон, состоящий из "валентного" магнитоэкситона  $p$ -типа и чисто электронного спин-циклотронного экситона. Затем валентная дырка переходит в зону проводимости с сохранением внутренних квантовых чисел экситона и образуется экситон-магнитоплазменная молекула. Соответствующая линия рекомбинации сдвинута вниз по энергии вследствие наличия в конечном состоянии плазменных колебаний. В магнитоэкситон-магнитоплазменной молекуле два электрона способны занимать одно из пустых состояний (ферми-дырок) на нулевом уровне Ландау, что отличает её от магнитоплазмарона. Неожиданным результатом является то, что вклад энергии плазменных колебаний удваивается (в пределах экспериментальной точности) по сравнению с плазменным вкладом в энергию магнитоплазмарона, несмотря на то что в плазменных колебаниях участвуют два электрона и только одна ферми-дырка на нулевом электронном уровне Ландау.

Таким образом, были исследованы спектры ФЛ для 2D ЭС в присутствии спин-циклотронных экситонов. Сверхдлинные времена релаксации неравновесных спин-циклотронных экситонов в квантующем магнитном поле делают возможным существование трёх- и четырёхчастичных комплексов, связанных с коллективными плазменными колебаниями 2D ЭС. Показана устойчивость этих состояний: двухдырочного магнитоплазмарона и магнитоэкситон-магнитоплазменной молекулы. Существование устойчивой магнитоэкситон-магнитоплазменной молекулы ранее теоретически не обсуждалось, поэтому для количественного описания экспериментальных данных требуется развитие теоретических представлений. Дальнейшим развитием представленных экспериментальных исследований является изучение спектров фотоиндуцированной ФЛ в присутствии плотного (на уровне  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) ансамбля спин-циклотронных экситонов.

## 8. Фотолуминесценция и бездиссипативное растекание конденсата двумерных фермионов и связанных с ним спиновых возбуждений на макроскопически большие расстояния. Методы детектирования

Несмотря на то что максимально реализуемая в наших экспериментах доля спин-циклотронных экситонов в плотном ансамбле 2D-электронов не превышает 10% от полного числа электронных состояний на одном спиновом подуровне Ландау [32], вся сила осциллятора фотоиндуцированной ФЛ переходит в неравновесные каналы рекомбинации вблизи спин-циклотронного экситона (рис. 17, 18), причём возрастание силы осциллятора наблюдается на том участке температурной кривой, на котором число неравновесных экситонов в пятне фотовозбуждения не возрастает, а напротив — убывает. На основании данного, весьма неожиданного, наблюдения можно заключить, что в неравновесной электронной системе происходит фазовый переход, при котором все электроны на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау, непосредственно не принадлежащие спин-циклотронному экситону, тем не менее вовлечены в магнитофермионный конденсат, который является не только сверхпоглощающим, но и сверхизлучающим.

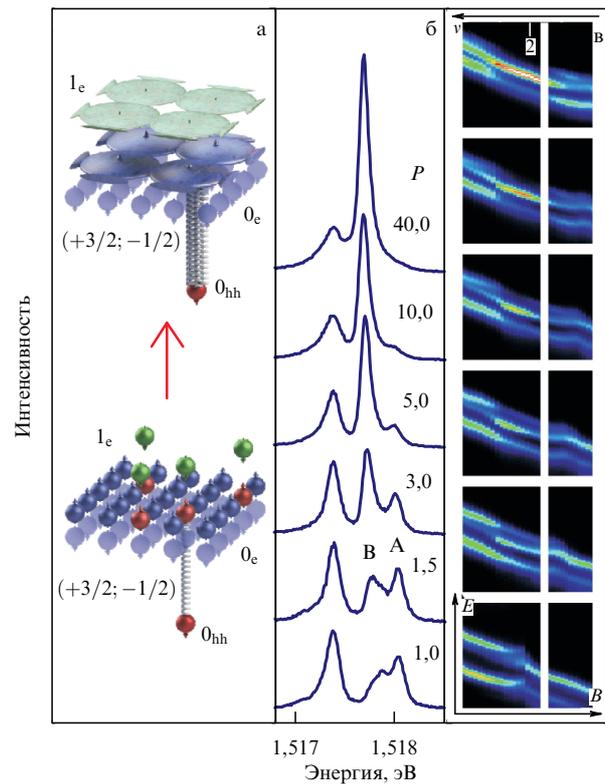
Поскольку за сверхизлучение отвечают электроны под уровнем Ферми электронной системы, можно пред-



**Рис. 17.** (а) Спектры ФЛ, отвечающие излучательной рекомбинации электронов нулевого уровня Ландау зоны проводимости с тяжёлыми дырками нулевого уровня Ландау валентной зоны, измеренные в интервале температур  $T = 1,5 - 0,5$  К при фиксированной накачке  $P = 32$  мВт см<sup>-2</sup>. (б) Возможные оптические переходы в  $\sigma^+$ -поляризации вблизи точки фазового перехода. (в) Возможные оптические переходы в двух поляризациях в равновесной электронной системе.

положить, что при формировании неравновесного ансамбля спин-циклотронных экситонов возбуждённые электроны над уровнем Ферми спариваются с электронами с противоположным спином под уровнем Ферми, модифицируя электронный вакуум. Соответственно, предположение о неизменности вакуумного состояния для объяснения когерентного отклика ансамбля экситонов на внешнее электромагнитное поле является лишь разумным приближением, описывающим эффект сверхпоглощения, а полную теорию наблюдаемого фазового перехода, учитывающую эффект сверхизлучения, ещё предстоит построить. Также предстоит выяснить, является ли наблюдаемый фазовый переход примером топологического фазового перехода БКТ или мы имеем дело с принципиально новым физическим явлением.

Ранее сообщалось о неожиданном поведении времени релаксации триплетных экситонов в низкотемпературной области,  $T < 1$  К, где возникает новая конденсированная фаза. В указанной области измеренное время (рис. 12б) ведёт себя очень немонотонно как функция температуры: при понижении температуры именно в области, где возникает новая конденсированная фаза, это время начинает сильно уменьшаться. Такое поведение никоим образом не может быть связано с процессами релаксации магнитоэкситонов, а скорее указывает на "недиффузионный" характер растекания конденсата из пятна фотовозбуждения, где конденсат создаётся. Движущей силой, принуждающей конденсат растекаться из области фотовозбуждения в приграничную область с

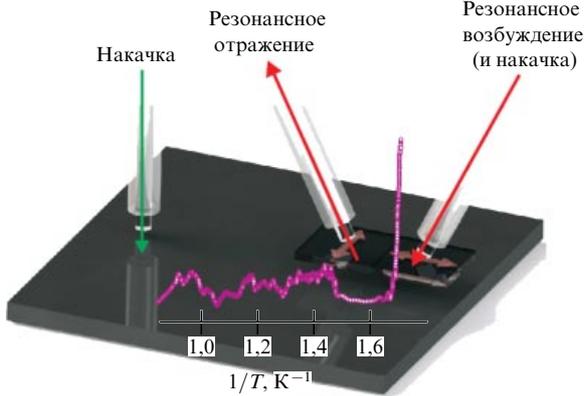


**Рис. 18.** (а) Модификация неравновесной электронной плотности в условиях формирования конденсата. (б) Эволюция спектров ФЛ конденсата при фиксированной температуре  $T = 0,5$  К и различных накачках в условиях развёртки магнитного поля (область существования конденсата находится в диапазоне факторов заполнения электронов  $\nu \approx 2,00 \pm 0,15$ ). (в) Спектры ФЛ, отвечающие излучательной рекомбинации электронов нулевого уровня Ландау зоны проводимости с тяжёлыми дырками нулевого уровня Ландау валентной зоны, измеренные при фиксированной температуре  $T = 0,5$  К и различных накачках  $P$  (мВт см<sup>-2</sup>). Позиции максимумов переходов электронов с нижнего спинового подуровня Ландау приведены к одной энергии.

невозбуждённым 2D-электронным газом, может быть большой градиент плотности на возникающей границе раздела. Гипотезу о вероятном "сверхдиффузионном" растекании магнитофермионного конденсата на макроскопически большие расстояния можно проверить экспериментально. Для решения этой задачи нами были разработаны и применены два независимых метода. При этом в каждом из них использовалось пространственное разнесение областей возбуждения и детектирования растекающегося конденсата.

В первом методе пространственно разделялись световоды, используемые для возбуждения и непосредственной регистрации спин-циклотронных экситонов в конденсированной фазе с помощью метода ФРО [99]. Соответствующую схему эксперимента и результат самого экспериментального наблюдения растекания конденсата на макроскопически большие расстояния из локальной области непосредственного оптического возбуждения иллюстрирует рис. 19.

Согласно приведённой на рис. 19 схеме для подвода лазерного света, возбуждающего достаточно плотный ансамбль спин-циклотронных экситонов в 2D-фермиевской электронной системе, используется дополнительный, третий, световод (показанный в левой части рис. 19).

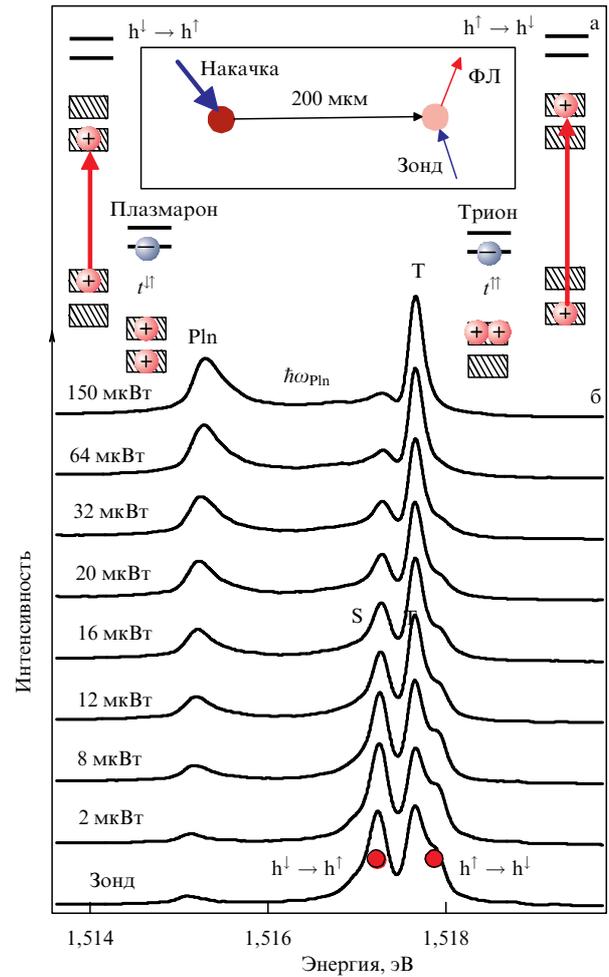


**Рис. 19.** Схема эксперимента по регистрации ФРО с пространственным разнесением областей накачки и зондирования. Справа — стандартная геометрия измерения ФРО. Слева — расположенный на удалении дополнительный световод накачки (диаметром 400 мкм). На вставке — температурная зависимость сигнала ФРО, детектируемого на расстоянии  $\approx 2$  мм от пятна фотовозбуждения, создаваемого непосредственно под световодом накачки.

Магнитоэкситоны возбуждаются в лазерном пятне диаметром около 0,4 мм прямо под световодом. Два других световода, расположенных на расстоянии 2 мм от первого (в правой части рис. 19), т.е. достаточно далеко от области фоторождения конденсата, используются для измерения ФРО, связанного с возникающими ферми-дырками (электронными вакансиями) в триплетных магнитоэкситонах, создаваемых под удалённым (левым) световодом<sup>8</sup>. Когда температура исследуемой системы относительно высока,  $T > 1$  К, даже при большой плотности мощности фотовозбуждения сигнал ФРО, связанный с ферми-дырками, которые принадлежат триплетным магнитоэкситонам, является ничтожно малым и теряется в шумах, обусловленных остаточным рассеянным светом в криосистеме. Однако при понижении температуры при той же фиксированной оптической накачке в области  $T \leq 0,75$  К сигнал ФРО пороговым образом гигантски возрастает. Это наблюдение, согласующееся с фазовой диаграммой, представленной на рис. 13, доказывает, что значительная часть фотовозбуждённых спин-циклотронных экситонов в условиях их конденсации в 2D-фермиевской электронной системе растекается из области возбуждения на макроскопически большие расстояния недиффузионным образом.

Как было указано, уменьшение времени релаксации этих возбуждений, измеренное с помощью времяразрешённого ФРО, оказывается на самом деле фиктивным. Речь идёт не об ускорении релаксации спин-циклотронных экситонов, а об их "утекании" из пятна возбуждения, что удаётся показать [103] с помощью методики ФЛ трёхчастичных комплексов: магнитотрионов и магнитоплазмаронов. Для проверки этого предположения образцы с 2D ЭС помещались в откачиваемую вставку с жидким  $^3\text{He}$  с оптическим окном для ввода/вывода

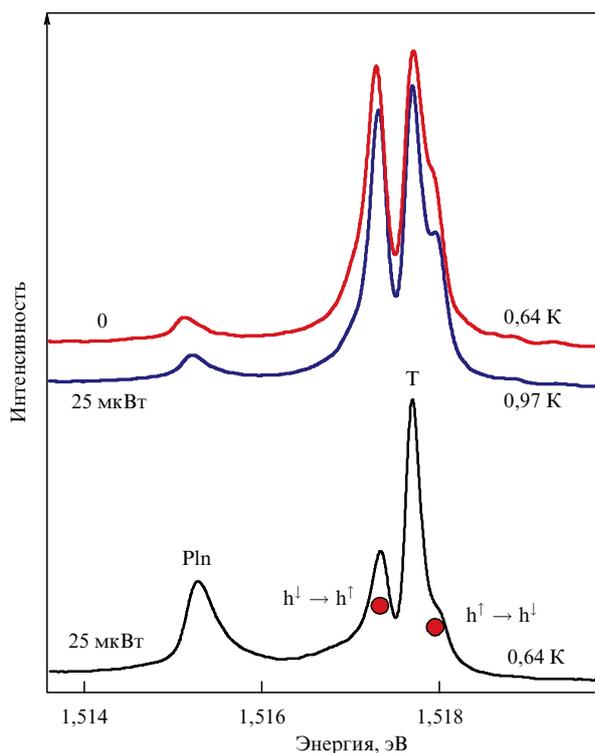
<sup>8</sup> Впоследствии картину растекания конденсата удалось визуализировать, используя фотовозбуждение в пятне диаметром 20 мкм и детектирование ФРО широким пучком в прилегающей области  $\geq 200$  мкм; длина растекания конденсата в этих экспериментах превысила размер зоны детектирования, ограниченной апертурой используемой оптической системы [102].



**Рис. 20.** (а) Схемы эксперимента и одночастичных переходов в двух поляризациях излучаемого фотона. Показаны два возможных конечных трёхчастичных состояния процесса рекомбинации в присутствии спин-циклотронных экситонов: трион и плазмарон. (б) Эволюция интенсивностей линий ФЛ различных рекомбинационных каналов фотовозбуждённой дырки в области зондирования при увеличении мощности возбуждения в области накачки.

излучения, которая в свою очередь помещалась в  $^4\text{He}$ -криостат со сверхпроводящим соленоидом. В качестве источника возбуждения электронной системы использовался перестраиваемый по длине волны лазер, пучок от которого разделялся на два: накачивающий и зондирующий. Лазерные пучки с помощью системы линз внутри резервуара с  $^3\text{He}$  фокусировались на поверхности исследуемого образца в два пространственно разделённых круглых пятна диаметром 20 мкм каждое. Расстояние между центрами пятен накачки и зондирования составляло 200 мкм (рис. 20а). Мощность пучка накачки варьировалась в пределах двух порядков величины, от 2 до 200 мкВт, а мощность зондирующего пучка поддерживалась постоянной и равной 3 мкВт.

При слабом уровне накачки электронной системы в области возбуждения мощностью менее 6 мкВт форма спектра и рекомбинационного сигнала из области зондирования не изменялась, что указывало на то, что ансамбль спиновых магнитоэкситонов из области возбуждения не влияет на состояния в области зондирования (рис. 20б). Однако при дальнейшем увеличении мощности накачки в области возбуждения наблюдается



**Рис. 21.** (В цвете онлайн.) Спектры ФЛ из области зондирования, полученные при фиксированной накачке в области возбуждения,  $P = 25$  мкВт, и различных температурах: ниже и выше точки перехода в конденсированное состояние неравновесного ансамбля спин-циклотронных экситонов. Для сравнения показан спектр ФЛ при низкой температуре, но в отсутствие лазерной накачки в области возбуждения (красная кривая).

изменение формы спектра сигнала ФЛ в области зондирования, а именно увеличивается интенсивность линий, связанных с оптическими переходами в трёхчастичных комплексах: магнитотрионах и магнитоплазмаронах [100]. Таким образом, оптические переходы с участием трёхчастичных комплексов являются "сигнальными метками", указывающими на появление в области зондирования спин-циклотронных экситонов, образованных в области возбуждения.

При превышении в области возбуждения критической мощности накачки (около 6 мкВт) в пятно зондирования начинают прибывать спин-циклотронные экситоны, причём расстояние, преодолеваемое этими экситонами, достигает гигантских величин (200 мкм) и ограничивается в эксперименте только размерами области, определяемыми апертурой оптической системы. Остановить транспорт экситонов можно, увеличивая температуру электронной системы (рис. 21). При повышении температуры на величину около 0,3 К спектры ФЛ из области зондирования принимают тот же вид, что и в отсутствие возбуждения в области накачки, хотя сама накачка остаётся неизменной. Отсюда следует вывод, что транспорт спин-циклотронных экситонов и, соответственно, пространственный перенос спина из области возбуждения полностью прекращается. Этот факт находится в согласии с измерениями времени жизни экситонов, для которых обнаружено, что их время жизни в пятне фотовозбуждения уменьшается в том же самом температурном диапазоне, где в данном эксперименте наблюдается транспорт экситонов из пятна накачки.

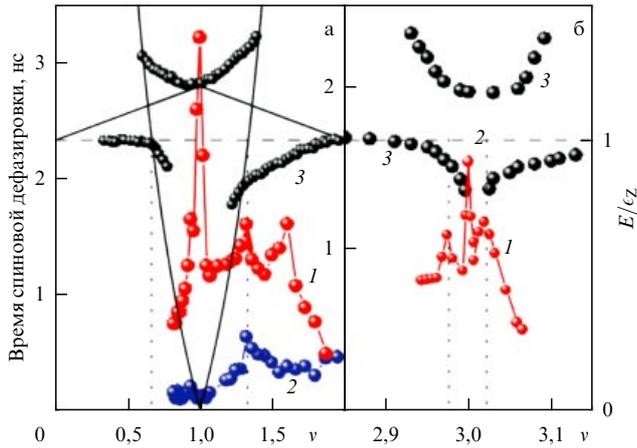
## 9. Перспективные направления дальнейших исследований: возбуждение и релаксация спин-текстурных и спиновых лафлиновских жидкостей

В обсуждаемой в обзоре области исследований пока остаётся нерешённым и недостаточно изученным ряд вопросов. Прежде всего это касается теоретического описания самой магнитофермионной фазы в квантово-холловском изоляторе. Пролить свет на микроскопическое устройство и тем самым на описание параметра порядка магнитофермионного конденсата могли бы эксперименты по изучению пространственно-временной когерентности конденсированной фазы (корреляторов первого и второго порядков), а также исследования скорости распространения спиновых возбуждений в проквантованном магнитном поле двумерном электронном газе.

Обнаруженное растекание конденсата с переносом целочисленного спина на макроскопически большие расстояния открывает уникальную возможность для управления спином с помощью внешних воздействий: затворного электрического напряжения, температуры, оптической накачки — для создания спинового транзистора. Наряду с этим осязаемый прогресс в описании спиновой релаксации в квантово-холловском ферромагнетике открывает возможности для решения более сложных задач: описания релаксации спина при малых отклонениях электронного фактора заполнения от нечётных целочисленных значений и в дробных лафлиновских состояниях. Проблемы, которые осложняют теоретическое описание релаксации спина в двух указанных случаях, проистекают в силу разных причин. В случае малых отклонений  $\nu$  от нечётных целочисленных значений не выяснено, как устроено основное состояние электронной системы, в то время как спектр спиновых возбуждений экспериментально измерен. В случае лафлиновских жидкостей [104] волновая функция основного состояния хорошо известна, однако нет понимания того, как устроен спектр коллективных спиновых возбуждений.

Принято считать, что когда фактор заполнения отклоняется от единицы в большую (меньшую) сторону, электронные спины организуются в вихреподобные топологические спиновые текстуры — скирмионы (антискирмионы). Возникающие скирмионы (антискирмионы) являются результатом конкуренции зеемановской и обменной энергий. В высокоподвижных 2D-системах на основе полупроводниковых структур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As зеемановская энергия довольно значительна, а число перевёрнутых спинов в скирмионе не превышает четырёх. В связи с этим развита теория спин-текстурных квазичастиц с несколькими перевёрнутыми спинами, которые являются квантовым обобщением классических скирмионов.

Высказывалось предположение, что в основном состоянии спин-текстурные квазичастицы образуют кристаллическую решётку [105]. Первые экспериментальные свидетельства формирования скирмионной кристаллической решётки были получены в плёнках трёхмерного ферромагнетика MnSi и подобных соединениях [106]. Однако убедительных доказательств существования скирмионного кристалла в квантово-холловском ферромагнетике с заряженными дефектами, образовавшимися



**Рис. 22.** (В цвете онлайн.) 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  $B = 4,50$  Тл, образец А) и (б)  $\nu = 3$  ( $B = 4,65$  Тл, образец Б). Описание образцов дано в разделе 4. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости для "циклотронных" спиновых возбуждений спин-текстурной жидкости и энергия спинового магнитноэкситона, полученная в приближении Хартри–Фока [85]. Штриховой линией показана ларморовская энергия. Пунктирные линии проведены для удобства. Чёрными кружками показаны энергии коллективных спиновых возбуждений (правая вертикальная ось), измеренные в [88, 89].

вследствие либо недостатка, либо избытка электронной плотности, приведено не было. Более того, поставлена под сомнение вся теория спин-текстурных квазичастиц в 2D ЭС. Оказывается, что спиновая деполаризация электронной системы в окрестности единичного фактора заполнения полностью воспроизводится при факторах заполнения в окрестности  $\nu = 3$  (рис. 22), где существование спин-текстурных квазичастиц является спорным даже при нулевой зеемановской энергии [107]. Эффективное число перевёрнутых спинов, определённое из результатов новых оптических исследований спиновой поляризации в 2D-системах, не согласуется с предыдущими экспериментальными данными [74]. Это число не согласуется также с теоретическими значениями, несмотря на то что оно должно однозначно определяться соотношением зеемановской и обменной энергий. Наконец, было показано, что физические объекты, аналогичные спин-текстурным квазичастицам, существуют в пределе нулевого числа перевёрнутых спинов [88, 89].

На основании наблюдений спектра спиновых возбуждений с помощью методики НРС было выдвинуто предположение, что основным состоянием квантово-холловского ферромагнетика с зарядовыми дефектами, обусловленными либо недостатком, либо избытком электронной плотности, является спин-текстурная жидкость. В спектре возбуждений жидкости появляются новые щелевые ветви, связанные с коллективной прецессией электронного спина в эффективном магнитном поле, создаваемом спиновыми текстурами. Новые ветви возбуждений ведут себя аналогично циклотронным возбуждениям, но не во внешнем магнитном поле, а в некоем фиктивном магнитном поле, пропорциональном плотности спин-текстурных квазичастиц. Соответственно, "эффективная масса" коллективных спиновых

возбуждений определяется степенью поляризации электронной системы и величиной обменного взаимодействия [88, 89].

Авторами обзора проведены эксперименты по релаксации электронных спинов при малых отклонениях фактора заполнения от нечётных целочисленных значений. Была обнаружена немонотонность зависимости времени спиновой релаксации от фактора заполнения при значениях  $\nu$ , близких к факторам заполнения, соответствующим квантово-холловским ферромагнитным состояниям. Немонотонность объясняется тем, что энергия спиновых возбуждений спин-текстурных жидкостей может быть как выше, так и ниже зеемановской энергии, что и приводит к появлению и исчезновению дополнительных каналов релаксации спиновых экситонов, имеющих зеемановскую энергию. Спиновые возбуждения спин-текстурных жидкостей имеют смысл переходов между "эффективными уровнями Ландау" электронных спинов, обусловленных фазой Берри [108], которая приобретает во время прецессии электронного спина вокруг спиновых текстур. В условиях нечётных целочисленных факторов заполнения энергия этих возбуждений строго нулевая, так как нет спиновых текстур. В свою очередь энергия увеличивается с возрастанием плотности спиновых текстур и при некотором значении плотности эта энергия превышает зеемановскую. В рамках теоретических оценок работы [109] эта энергия для электронов на нулевом уровне Ландау пропорциональна плотности спиновых текстур и обменной энергии:

$$h\omega'_c = \frac{1}{2} E_x \frac{1 - \nu}{\nu},$$

где  $E_x$  — обменная энергия [109]. Качественно экспериментальные данные по спиновой релаксации согласуются с результатами [109], однако существующая теория не учитывает сильного взаимодействия различных ветвей спиновых возбуждений, которое обнаружено экспериментально. По-видимому, потребуются дополнительные экспериментальные усилия и дальнейшее развитие теоретических представлений о спин-текстурных жидкостях, для того чтобы согласовать эксперимент и теорию на количественном уровне.

Прямое измерение спиновой релаксации и объяснение механизмов этой релаксации ещё более важно для лафлиновских несжимаемых жидкостей. Лафлиновским жидкостям [104], формирующимся в условиях дробного квантового эффекта Холла, посвящено огромное число научных публикаций. Если оценивать степень внимания научного сообщества к данной тематике, то сравнение допустимо только с явлениями сверхпроводимости и сверхтекучести. Однако, в отличие от теории этих всем известных физических явлений, до сих пор не существует последовательной микроскопической (нефеноменологической) теории, результатом которой было бы построение основного состояния даже для самого известного и наиболее изученного лафлиновского состояния с  $\nu = 1/3$ . Ситуация с другими дробными состояниями оказывается ещё менее предсказуемой. Микроскопическая теория композитных фермионов [110], по мнению самих авторов теории, применима только в окрестности фактора заполнения  $\nu = 1/2$  и не может быть распространена до лафлиновских состояний, а феноменологические теории типа [111] предполагают ряд допущений, которые вряд ли могут быть полностью оправданными.

Например, недавно было показано, что для формирования лафлиновских жидкостей не требуется малости энергии межчастичного кулоновского взаимодействия по сравнению с энергией циклотронного квантования. Лафлиновские состояния наблюдаются не только в высокоподвижных GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As КЯ и гетеропереходах, для которых это предположение неплохо выполняется, но и в новых 2D-гетероструктурах, таких как гетеропереходы на основе оксидов ZnO/MgZnO [112]. Несмотря на существенно различные характеристики этих объектов (диэлектрическая проницаемость и массы носителей), свойства лафлиновских состояний оказываются универсальными, слабо чувствительными к особенностям рассматриваемых систем. Более того, в системе ZnO/MgZnO в условиях дробного квантового эффекта Холла можно легко прийти к малости отношения энергии циклотронного квантования к энергии межчастичного кулоновского взаимодействия. Тем не менее все основные лафлиновские состояния экспериментально наблюдаются. Исключения составляют дробные состояния с чётными знаменателями. Однако последние обычно связаны либо с анизотропией основного состояния, либо с нетривиальным межчастичным упорядочением.

Что же мешает прогрессу в изучении лафлиновских состояний? Ответ становится очевидным, если рассмотреть существующие экспериментальные подходы к данной проблеме.

Основным методом исследования лафлиновских жидкостей является магнитотранспорт, что связано с рядом симметричных ограничений, фактически запрещающих использование для этих целей других экспериментальных методик. Например, теоремы Кона и Лармора ограничивают применимость таких мощных экспериментальных методов, как циклотронный резонанс (ЦР) и электронный спиновый резонанс (ЭСР). Проводя спектроскопию инфракрасного поглощения в комбинации с формированием решётки поверхностных акустических волн (ПАВ), симметричные ограничения можно ослабить. Однако подобный подход требует существенных методических усилий, что в свою очередь ограничивает применимость ЦР и ЭСР в модулированных ПАВ-структурах [85]. Потенциал использования оптических методик, таких как ФЛ, оптическое поглощение и фотовозбуждение, тоже ограничен. Для оптических переходов с нулевыми импульсами передачи существует так называемая скрытая симметрия [113], которая делает оптические спектры нечувствительными к вариациям основного состояния 2D-системы в ультраквантовом пределе.

Основные требования к системе со скрытой симметрией следующие:

1) наличие зарядовой симметрии, при которой потенциалы взаимодействия электронов и дырок равны между собой по величине ( $V_{ee} = V_{hh} = -V_{eh}$ , где индексы e и h обозначают электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны соответственно);

2) нахождение электронной системы в квантовом пределе  $\nu \leq 2$ ;

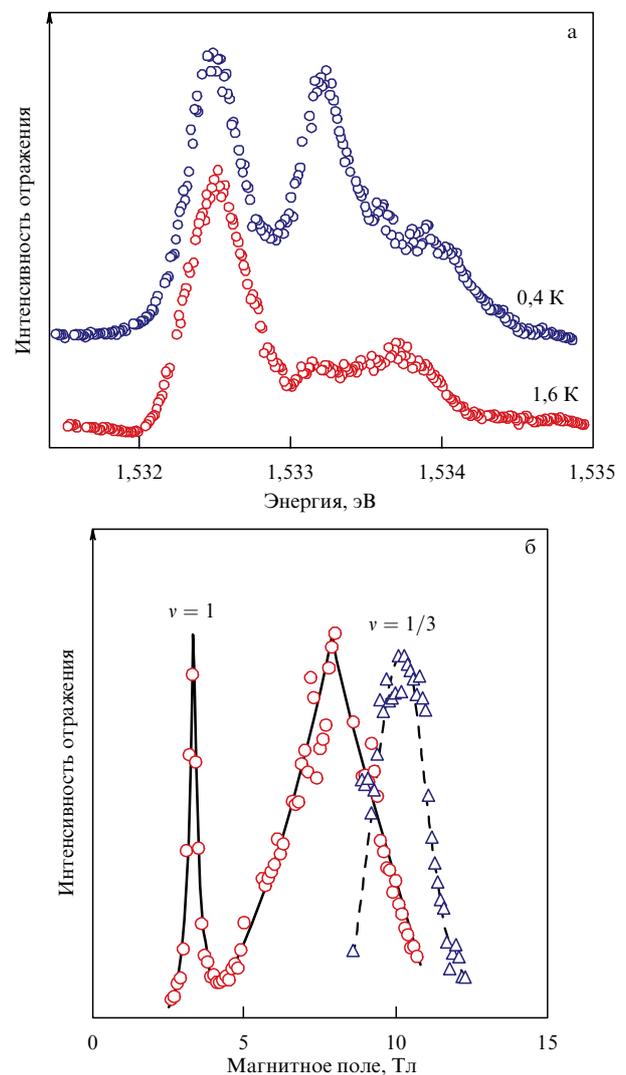
3) пренебрежение смешиванием уровней Ландау.

Первое условие нарушается в широких КЯ с односторонним легированием и в двуслойных системах, когда слой электронов пространственно отделяется от слоя фотовозбуждённых дырок и, как следствие, профили огибающих волновых функций электронов и дырок в направлении роста гетероструктур сдвигаются в

координатном пространстве относительно друг друга. Даже в этом случае энергии оптических переходов слабо зависят от изменения основного состояния электронной системы [114].

Что касается узких КЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, шириной порядка 20 нм, в которых профиль огибающих волновых функций носителей задаётся не электрическим полем со стороны легирующих примесей, а квантующим потенциалом, то для них условие 1 можно считать выполненным. Менее очевидной является выполнимость условия 1 в плоскости КЯ из-за сложной структуры уровней Ландау валентной зоны GaAs.

Условие 2 представляет собой формальное утверждение, касающееся концентрации носителей, которое практически всегда может быть выполнено.



**Рис. 23.** (В цвете онлайн.) Резонансное отражение света для оптических переходов с нулевого уровня Ландау валентной зоны на верхний спиновый подуровень нулевого уровня Ландау зоны проводимости. (а) Спектр отражения в той области значений магнитного поля, где наблюдается новая низкотемпературная линия резонансного отражения, связанная с возбуждениями лафлиновской жидкости при  $\nu = 1/3$ . (б) Магнитнополевые зависимости интенсивности спектральных линий из областей значений магнитного поля, где лафлиновская жидкость формируется (синие треугольники) или не формируется (красные кружки). Линии проведены для удобства читателя.

Ситуация с условием 3 не столь однозначна. Обычно в теоретических моделях, описывающих оптические переходы в ультраквантовом пределе, учитываются энергетические вклады первого порядка малости по отношению кулоновской энергии к циклотронной. Такой подход предполагает, что вышележащих уровней Ландау при расчёте энергий оптических переходов не учитываются. Электронные корреляции, связанные с формированием лафлиновских жидкостей в основном состоянии, включаются в рамках одномодового приближения, которое также не учитывает вышележащих уровней Ландау, т.е. условие 3 априори считается выполненным [115–117]. Таким образом, при теоретических оценках оптических спектров 2D-систем условием 3 обычно пренебрегают, однако в экспериментально реализуемых системах такое пренебрежение, очевидно, неправомерно, особенно в свете экспериментов на гетероструктурах ZnO/MgZnO.

Вопреки существующим теоретическим представлениям авторам обзора впервые удалось выделить в спектрах резонансного оптического отражения 2D ЭС линию от возбуждения в лафлиновской жидкости с  $\nu = 1/3$  (рис. 23). Линия наблюдается в симметричной электронной системе, где частично удовлетворяется условие 1 и полностью выполнено условие 2, при нулевом импульсе передачи в трансляционно-инвариантной системе (отражение). Новая линия сдвинута в фиолетовую область спектра на величину энергии, которая интерпретируется как кулоновская щель, необходимая для создания нейтрального спинового дефекта в несжимаемой лафлиновской жидкости.

Наблюдение в спектре резонансного отражения 2D ЭС отдельной линии лафлиновской жидкости важно не только с фундаментальной научной, но и с методической точки зрения. Появляется непосредственная возможность оптического зондирования несжимаемых жидкостей в трансляционно-симметричной 2D-системе (чего до сих пор не удавалось осуществить с помощью оптических методик и методов ЦР и ЭСР), а также возможность изучения посредством времязрешённых оптических методов динамики релаксации спиновых возбуждений в лафлиновских несжимаемых жидкостях аналогично тому, как это было сделано в работе [83].

**Дополнение при корректуре.** За время подготовки обзора к печати намечился заметный прогресс в понимании физики "тёмных" триплетных магнитоэкситонов и магнетофермионного конденсата. Изучение кинетики спада сигнала ФРО по окончании импульса накачки с одновременным контролем спектра ФЛ, а также анализ спектров ФЛ в условиях пространственного разделения накачки и зондирования позволили разработать метод построения функции распределения спиновых магнитоэкситонов по обобщённым импульсам [118–121]. Удалось показать, что на макроскопические расстояния растекаются только экситоны с импульсами  $q \approx 1/l_B$ . Из-за невозможности удовлетворить одновременно законам сохранения энергии и импульса в ансамбле тёмных магнитоэкситонов не происходит полной термализации. Релаксация в нижайшее энергетическое состояние протекает за счёт двухэкситонных процессов, которые становятся заметными лишь при достижении некоторой критической экситонной плотности. Вследствие сверхдлинных времён термализации ансамбль тёмных магнитоэкситонов является существенно неравновесным и состоит из двух компонентов. Один — это надконденсатные магнитоэкситоны с обобщёнными им-

пульсами  $q \approx 0$ , а другой — это магнитоэкситоны с импульсами  $q \approx 1/l_B$ , которые участвуют в формировании магнитофермионного конденсата и транспорте на макроскопические расстояния. Таким образом, фотовозбуждённая система спиновых магнитоэкситонов существенно отличается от системы непрямых в импульсном пространстве экситонов в 3D-полупроводниках (Ge, Si), где долгоживущие экситоны термализуются за времена жизни [122]. Более близким примером неравновесной бозе-системы могут служить параметрически накачиваемые высокотемпературные бозе-эйнштейновские конденсаты магнонов в плёнках железо-иттриевого граната [47]. Из экспериментов с импульсным фотовозбуждением [119] следует, что скорость растекания магнитофермионного конденсата не менее  $25 \text{ м с}^{-1}$ , что не так далеко от скоростей в магнонном конденсате [123]. Прогресс в теоретическом описании оптических свойств спиновых экситонов в холловском диэлектрике представлен в работе [124].

**Благодарности.** Авторы благодарны М.А. Хитько за помощь в подготовке текста обзора. Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 16-12-10075).

## Список литературы

1. Žutić I, Fabian J, Das Sarma S *Rev. Mod. Phys.* **76** 323 (2004)
2. Cornelissen L J et al. *Nature Phys.* **11** 1022 (2015)
3. Büttner F et al. *Nature Phys.* **11** 225 (2015)
4. Datta S, Das B *Appl. Phys. Lett.* **56** 665 (1990)
5. Kiss A, Szolnoki L, Simon F *Sci. Rep.* **6** 22706 (2016)
6. Boross P et al. *Sci. Rep.* **3** 3233 (2013)
7. Alphenaar B W, Müller H O, Tsukagoshi K *Phys. Rev. Lett.* **81** 5628 (1998)
8. Fukuoka D et al. *Phys. Rev. B* **78** 041304(R) (2008)
9. Fukuoka D et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 126802 (2010)
10. Невфёдов Ю А и др. *Письма в ЖЭТФ* **91** 385 (2010); Nefyodov Yu A et al. *JETP Lett.* **91** 357 (2010)
11. Frenkel D M *Phys. Rev. B* **43** 14228 (1991)
12. Дикман С М, Иорданский С В *ЖЭТФ* **110** 238 (1996); Dikman S M, Iordanskii S V *JETP* **83** 128 (1996)
13. Dickmann S *Phys. Rev. Lett.* **93** 206804 (2004)
14. Dickmann S, Ziman T *Phys. Rev. B* **85** 045318 (2012)
15. Dickmann S *Phys. Rev. Lett.* **110** 166801 (2013)
16. Бисти В Е и др. *УФН* **185** 337 (2015); Bisti V E et al. *Phys. Usp.* **58** 315 (2015)
17. Келдыш Л В, Козлов А Н *Письма в ЖЭТФ* **5** 238 (1967); Keldysh L V, Kozlov A N *JETP Lett.* **5** 190 (1967)
18. Келдыш Л В, Козлов А Н *ЖЭТФ* **54** 978 (1968); Keldysh L V, Kozlov A N *Sov. Phys. JETP* **27** 521 (1968)
19. Келдыш Л В "Когерентные состояния экситонов", в сб. *Проблемы теоретической физики. Памяти Игоря Евгеньевича Тамма* (Отв. ред. В И Ритус) (М.: Наука, 1972) с. 433
20. Келдыш Л В *УФН* **187** 1273 (2017); Keldysh L V *Phys. Usp.* **60** 1180 (2017)
21. Дзюбенко А Б, Лозовик Ю Е *ФТТ* **25** 1519 (1983); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *Sov. Phys. Solid State* **25** 874 (1983)
22. Дзюбенко А Б, Лозовик Ю Е *ФТТ* **26** 1540 (1984); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *Sov. Phys. Solid State* **26** 938 (1984)
23. Горьков Л П, Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **53** 717 (1967); Gor'kov L P, Dzyaloshinskii I E *Sov. Phys. JETP* **26** 449 (1968)
24. Laikhtman B J. *Phys. Condens. Matter* **19** 295214 (2007)
25. Dzyubenko A B, Lozovik Y E *J. Phys. A* **24** 415 (1991)
26. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика Ч. 2 Теория конденсированного состояния* (М.: Физматлит, 2004); Пер. на англ. яз.: Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Statistical Physics Pt. 2 Theory of the Condensed State* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 1980)
27. Kohn W *Phys. Rev.* **123** 1242 (1961)
28. Бычков Ю А, Иорданский С В, Элиашберг Г М *Письма в ЖЭТФ* **33** 152 (1981); Bychkov Yu A, Iordanskii S V, Eliashberg G M *JETP Lett.* **33** 143 (1981)
29. Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
30. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **72** 073304 (2005)
31. Dickmann S, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **71** 241310(R) (2005)
32. Kulik L V et al. *Sci. Rep.* **5** 10354 (2015)
33. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981); Lerner I V, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **53** 763 (1981)
34. Hohenberg P C *Phys. Rev.* **158** 383 (1967)
35. Mermin N D, Wagner H *Phys. Rev. Lett.* **17** 1133 (1966)

36. Березинский В Л *ЖЭТФ* **59** 907 (1970); *Berezinskii V L Sov. Phys. JETP* **32** 493 (1970)
37. Березинский В Л *ЖЭТФ* **61** 1144 (1971); *Berezinskii V L Sov. Phys. JETP* **34** 610 (1971)
38. Kosterlitz J M, Thouless D J *J. Phys. C* **6** 1181 (1973)
39. Bishop D J, Reppy J D *Phys. Rev. Lett.* **40** 1727 (1978)
40. Bishop D J, Reppy J D *Phys. Rev. B* **22** 5171 (1980)
41. van der Zant H S J, Rijken H A, Mooij J E *J. Low Temp. Phys.* **82** 67 (1991)
42. Hadzibabic Z et al. *Nature* **441** 1118 (2006)
43. Cladé P et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 170401 (2009)
44. Roumpos G et al. *Nature Phys.* **7** 129 (2011)
45. Eisenstein J P, MacDonald A H *Nature* **432** 691 (2004)
46. Kasprzak J et al. *Nature* **443** 409 (2006)
47. Demokritov S O et al. *Nature* **443** 430 (2006)
48. Anderson M H et al. *Science* **269** 198 (1995)
49. Davis K V et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969 (1995)
50. Москаленко С А и др. *ФТТ* **55** 1457 (2013); *Moskalenko S A et al. Phys. Solid State* **55** 1563 (2013)
51. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *ЖЭТФ* **71** 738 (1976); *Lozovik Yu E, Yudson V I Sov. Phys. JETP* **44** 389 (1976)
52. Тимофеев В Б, Горбунов А В, Демин Д А *ФНТ* **37** 229 (2011); *Timofeev V B, Gorbunov A V, Demin D A Low Temp. Phys.* **37** 179 (2011)
53. Горбунов А В, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **96** 145 (2012); *Gorbunov A V, Timofeev V B JETP Lett.* **37** 138 (2012)
54. Osheroff D D, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **28** 885 (1972)
55. Regal C A, Greiner M, Jin D S *Phys. Rev. Lett.* **92** 040403 (2004)
56. Larionov A V et al. *Phys. Rev. B* **92** 165417 (2015)
57. Lord Rayleigh F R S *Philos. Mag.* **5** 47 375 (1899)
58. Bohren C F, Huffman D R *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: John Wiley, 1983)
59. Ginzburg V L, Levanyuk A P, Sobyenin A A *Phys. Rep.* **57** 151 (1980)
60. Hegarty J et al. *Phys. Rev. Lett.* **49** 930 (1982)
61. Haacke S *Rep. Prog. Phys.* **64** 737 (2001)
62. Сибельдин Н Н, Скориков М Л, Цветков В А *Письма в ЖЭТФ* **76** 732 (2002); *Sibel'din N N, Skorikov M L, Tsvetkov V A JETP Lett.* **76** 628 (2002)
63. Luin S et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 216802 (2006)
64. Rhone T D et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 196805 (2011)
65. Bellani V et al. *Phys. Rev. B* **83** 193307 (2011)
66. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **85** 113403 (2012)
67. Belitsky V I et al. *Phys. Rev. B* **52** 16665 (1995)
68. Garro N et al. *Phys. Rev. B* **55** 13752 (1997)
69. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
70. Бисти В Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **98** 877 (2013); *Bisti V E et al. JETP Lett.* **98** 778 (2013)
71. Manfra M J et al. *Phys. Rev. B* **54** 17327(R) (1996)
72. Groshaus J G et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 156803 (2007)
73. Aifer E H, Goldberg B B, Broido D A *Phys. Rev. Lett.* **76** 680 (1996)
74. Plochocka P et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 126806 (2009)
75. Kukulshkin I V, v. Klitzing K, Eberl K *Phys. Rev. B* **55** 10607 (1997)
76. Дикман С М, Иорданский С В *Письма в ЖЭТФ* **63** 43 (1996); *Dikman S M, Iordanskii S V JETP Lett.* **63** 50 (1996)
77. Дикман С М, Иорданский С В *Письма в ЖЭТФ* **70** 531 (1999); *Dikman S M, Iordanskii S V JETP Lett.* **70** 543 (1999)
78. Dickmann S *Письма в ЖЭТФ* **78** 921 (2003); *JETP Lett.* **78** 452 (2003)
79. Dickmann S, Artyukhin S L *Письма в ЖЭТФ* **89** 153 (2009); *JETP Lett.* **89** 133 (2009)
80. Dickmann S *Письма в ЖЭТФ* **93** 88 (2011); *JETP Lett.* **93** 86 (2011)
81. Burkov A A, Balents L *Phys. Rev. B* **69** 245312 (2004)
82. Barrett S E et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 5112 (1995)
83. Zhuravlev A S et al. *Phys. Rev. B* **89** 161301(R) (2014)
84. Gallais Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 086806 (2008)
85. Kukulshkin I V et al. *Science* **324** 1044 (2009); Supporting Online Material, <https://science.sciencemag.org/content/suppl/2009/04/30/1171472.DC1>
86. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика Ч. 1* (М.: Физматлит, 2005); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics Vol. 1* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 1980)
87. Ларионов А В, Журавлев А С *Письма в ЖЭТФ* **97** 156 (2013); *Larionov A V, Zhuravlev A S JETP Lett.* **97** 137 (2013)
88. Drozdov I K et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 136804 (2010)
89. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **87** 045316 (2013)
90. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М.: Физматлит, 2004); Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1977)
91. Apel W, Bychkov Yu A *Phys. Rev. Lett.* **82** 3324 (1999)
92. Khaetskii A V *Phys. Rev. Lett.* **87** 049701 (2001)
93. Apel W, Bychkov Yu A *Phys. Rev. Lett.* **87** 049702 (2001)
94. Dickmann S, arXiv:1709.06811
95. Tsycko R et al. *Science* **268** 1460 (1995)
96. Zhang Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 047601 (2014)
97. Blackwood E et al. *Phys. Rev. B* **50** 14246 (1994)
98. Bayer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1748 (1999)
99. Kulik L V et al. *Nature Commun.* **7** 13499 (2016)
100. Zhuravlev A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 196802 (2016)
101. Dzyubenko A B, Sivachenko A Yu *Phys. Rev. Lett.* **84** 4429 (2000)
102. Kulik L V et al. *Sci. Rep.* **8** 10948 (2018)
103. Горбунов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **106** 651 (2017); *Gorbunov A V et al. JETP Lett.* **106** 682 (2017)
104. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395 (1983)
105. Côté R et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 4825 (1997)
106. Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
107. Cooper N R *Phys. Rev. B* **55** 1934(R) (1997)
108. Berry M V *Proc. R. Soc. Lond. A* **392** 45 (1984)
109. Rodriguez J P *Europhys. Lett.* **42** 197 (1998)
110. Halperin B I, Lee P A, Read N *Phys. Rev. B* **47** 7312 (1993)
111. Murthy G, Shankar R *Rev. Mod. Phys.* **75** 1101 (2003)
112. Tsukazaki A et al. *Nature Mater.* **9** 889 (2010)
113. Apalkov V M, Rashba E I *Phys. Rev. B* **46** 1628 (1992)
114. Byszewski M et al. *Nature Phys.* **2** 239 (2006)
115. Girvin S M, MacDonald A H, Platzman P M *Phys. Rev. Lett.* **54** 581 (1985)
116. Girvin S M, MacDonald A H, Platzman P M *Phys. Rev. B* **33** 2481 (1986)
117. Longo J P, Kallin C *Phys. Rev. B* **47** 4429 (1993)
118. Kuznetsov V A et al. *Phys. Rev. B* **98** 205303 (2018)
119. Kulik L V et al. *Appl. Phys. Lett.* **114** 062403 (2019)
120. Gorbunov A V et al. *Ann. Physik* **531** 1800443 (2019)
121. Журавлев А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **110** 260 (2019); *Zhuravlev A S et al. JETP Lett.* **110** (4) (2019)
122. Сибельдин Н Н *УФН* **187** 1236 (2017); *Sibel'din N N Phys. Usp.* **60** 1147 (2017)
123. Sun C, Nattermann T, Pokrovsky V L *J. Phys. D* **50** 143002 (2017)
124. Dickmann S *Lithuanian J. Phys.* **59** 79 (2019)

### Spin excitations in two-dimensional electron gas, their relaxation, photoexcitation and detection methods, and the role of Coulomb correlations

L.V. Kulik<sup>(1)</sup>, A.V. Gorbunov<sup>(2)</sup>, S.M. Dickmann<sup>(3)</sup>, V.B. Timofeev<sup>(4)</sup>, *Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Akademika Osip'yana 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation*  
 E-mail: <sup>(1)</sup> kulik@issp.ac.ru, <sup>(2)</sup> gorbunov@issp.ac.ru, <sup>(3)</sup> dickmann@mail.ru, <sup>(4)</sup> timofeev@issp.ac.ru

We discuss spin excitations in a degenerate 2D electron gas in a perpendicular quantizing magnetic field: spin-wave and ‘Goldstone’ excitons in quantum Hall ferromagnetic (filling factor  $\nu = 1$ ) and spin-cyclotron excitons in quantum Hall insulator ( $\nu = 2$ ). The latter excited states exhibit record-setting long lifetimes, up to 1 ms, owing to which a transition to a basically new collective state, magnetofermionic condensate, is observable at temperatures  $T < 1$  K. The condensate’s properties may be explained in terms of a coherent state being formed due to the emergence of a dense ensemble of photoexcited long-lived spin-cyclotron excitons obeying Bose statistics in a nonequilibrium system of 2D fermions.

**Keywords:** magnetoexcitons, quantum Hall isolator, quantum Hall ferromagnetic, collective excitations, magnetofermionic condensate

PACS numbers: 71.35.Lk, 73.21.Fg, 78.67.De

Bibliography — 124 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **189** (9) 925–954 (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038463>

Received 15 June 2018, revised 11 October 2018

*Physics – Uspekhi* **62** (9) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.10.038463>