

Термализация и транспорт в плотных ансамблях триплетных магнитоэкситонов

А. С. Журавлев⁺, В. А. Кузнецов^{*+}, А. В. Горбунов⁺¹⁾, Л. В. Кулик^{+*}, В. Б. Тимофеев⁺, И. В. Кукушкин^{+*}

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 2019 г.

После переработки 12 июля 2019 г.

Принята к публикации 12 июля 2019 г.

В разреженном газе триплетных магнитоэкситонов не происходит полной термализации из-за невозможности одновременно удовлетворить условиям сохранения энергии и импульса. Релаксация в нижайшее энергетическое состояние становится возможной за счет экситон-экситонного рассеяния по достижении некоторой критической экситонной плотности. Вследствие сверхдлинных времен термализации ансамбли магнитоэкситонов являются существенно неравновесными, состоящими из надконденсатных магнитоэкситонов с обобщенными импульсами, близкими к нулевым, и магнитоэкситонов в энергетическом минимуме с импульсами порядка обратной магнитной длины. Показано экспериментально, что перенос магнитоэкситонной плотности на большие расстояния осуществляется не всеми магнитоэкситонами, а только теми, импульс которых близок к обратной магнитной длине, $\sim 10^6 \text{ см}^{-1}$, и магнетофермионный конденсат формируется именно из этих магнитоэкситонов.

DOI: 10.1134/S0370274X19160094

Интерес к магнитоэкситонам в двумерной электронной системе (2DЭС), помещенной в квантующее магнитное поле, связан с рядом фундаментальных результатов, обусловленных обнаружением новых конденсированных состояний, не имеющих очевидных аналогов в физике трехмерных (3D) систем [1], развитием физики топологических квантовых вычислений [2] и вовлечением в практическую область энионов – частиц с не бозевской и не фермиевской, а при некоторых факторах заполнения и не абелевой статистикой [3]. Наиболее изученными, с точки зрения экспериментальных и теоретических исследований, являются триплетные магнитоэкситоны в холловском изоляторе при электронном факторе заполнения $\nu = 2$, которые, являясь композитными бозонами со спином 1, формируют конденсированное состояние – *магнетофермионный конденсат* – при достаточно низких температурах (менее 1 К) и достаточно больших плотностях (в диапазоне от 0.01 до 0.1 от плотности квантов магнитного потока) [4]. Магнетофермионный конденсат является первым примером конденсации композитных бозонов не в прямом пространстве, как это имеет место в случае электрон-дырочных жидкостей в 3D полупроводниках [5], и не в обратном пространстве,

как в случае атомных бозе-конденсатов [6], а в пространстве обобщенных импульсов: величин, зависящих как от градиентов пространственных координат, так и от самих координат [7]. Конденсат может “растекаться” на макроскопические расстояния от области возбуждения в “объем” холловского изолятора. Прямые экспериментальные исследования показывают, что транспортная длина магнитоэкситонов в конденсированном состоянии увеличивается, по крайней мере, на три порядка величины по сравнению с длиной диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе [8].

В работе по измерению скорости распространения конденсатных магнитоэкситонов [9] были выдвинуты предположения о динамике релаксации магнитоэкситонов в нижайшее энергетическое состояние на основе исследования фотоиндуцированного резонансного отражения света (ФРО). Существенным недостатком измерений ФРО является то, что эта методика учитывает лишь общее количество фотовозбужденных фермиевских дырок – вакансий на электронном уровне Ландау, входящих в состав магнитоэкситонов (сами магнитоэкситоны являются “темными” квазичастицами, не взаимодействующими с электромагнитным полем). ФРО не позволяет определить, какой обобщенный импульс имеют магнитоэкситоны, в состав которых входят детектируемые ферми-дырки. Если же речь идет о конденса-

¹⁾e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

ции магнитоэкситонов в одно или в несколько квантовых состояний, то вопросы о величине обобщенного импульса магнитоэкситонов и о том, каким образом этот импульс приобретает электронная система, являются ключевыми для построения разумной теории возникающего конденсированного состояния. Заметим также, что магнитоэкситоны с ненулевым обобщенным импульсом являются диполями, и проблема диполь-дипольного взаимодействия в плотных ансамблях магнитоэкситонов должна учитываться при построении соответствующей теории.

В представленной работе проведены одновременные измерения ФРО и фотолюминесценции (ФЛ) 2DЭС в присутствии плотного ансамбля фотовозбужденных магнитоэкситонов, что позволило определить величины обобщенного импульса темных магнитоэкситонов в конденсированном и газообразном состоянии. Обнаружено, что термализация магнитоэкситонов является далеко не тривиальным и беспрецедентно длительным для трансляционно-инвариантных неравновесных электронных систем процессом. Оказалось, что одиночный магнитоэкситон с нулевым обобщенным импульсом, по-видимому, вообще не сможет релаксировать в нижайшее возбужденное энергетическое состояние в течение всего времени жизни, несмотря на то, что само время жизни может достигать значений ~ 1 мс. Столь необычный результат связан с принципиальной невозможностью одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса в процессе испускания акустических фононов одиночным магнитоэкситоном. Только включение двухэкситонных механизмов рассеяния, эффективность которых возрастает при достижении магнитоэкситонным ансамблем некоторой характеристической плотности, приводит к быстрой термализации магнитоэкситонов и образованию магнетофермионного конденсата. В работе показано, что само конденсированное состояние формируется из магнитоэкситонов с обобщенными импульсами порядка обратной магнитной длины, т.е. с дипольным моментом, равным произведению заряда электрона на обратную магнитную длину.

Для экспериментальных исследований были использованы две высококачественные гетероструктуры, содержащие одиночную, симметрично легированную, квантовую яму GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале $1.8 \cdot 10^{11}$ (образец #1) либо $2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (образец #2) и темновой подвижностью более $1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Симметричное легирование необходимо для того, чтобы минимизировать проникно-

вание волновой функции электронов проводимости в барьер, а также для уменьшения вкладов в релаксацию возбужденных электронов случайного потенциала на гетерограницах квантовых ям и барьерных примесных состояний. Образец гетероструктуры устанавливался в откачиваемую вставку с жидким ^3He , которая, в свою очередь, помещалась в ^4He -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Оптические измерения проводились при температуре 0.45 К в магнитных полях 3.7 либо 4.2 Тл. Значение магнитного поля выбиралось из условия формирования холловского изолятора с электронным фактором заполнения $\nu = 2$.

Эксперименты проводились с помощью двухсветовой методики. Использовались многомодовые кварцевые световоды $\varnothing 400$ мкм с числовой апертурой 0.39. Один световод служил одновременно для импульсной нерезонансной накачки неравновесных магнитоэкситонов и непрерывного резонансного зондирования 2DЭС. Размер пятна накачки/зондирования составлял $\simeq 1$ мм. Второй световод использовался для сбора из этого пятна сигналов ФРО и ФЛ и передачи их либо на входную щель решеточного спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой, либо на лавинный фотодиод в режиме счета фотонов, подключенный к фотонному счетчику с временным стробированием. В качестве оптического источника для формирования ансамбля неравновесных магнитоэкситонов и возбуждения сигнала ФЛ использовался лазерный диод (центральная длина волны $\simeq 780$ нм, спектральная ширина $\simeq 10$ нм), а для контроля резонансного отражения – перестраиваемый непрерывный полупроводниковый лазер “Toptica DL Pro” с шириной линии 1 МГц. Заметим, что зондирующий свет, вводимый для контроля резонансного отражения, не приводит к образованию магнитоэкситонов, однако сигналы ФРО и ФЛ спектрально перекрываются. Поэтому при записи спектров ФЛ резонансное зондирование отключалось. Для подавления сигнала отражения от поверхности образца использовалась пара скрещенных линейных поляризаторов, помещенных в жидкий гелий между торцами световодов и исследуемым образцом. Поскольку в магнитном поле в 2DЭС поглощается и излучается циркулярно-поляризованное излучение, то через линейный поляризатор перед собирающим световодом полезный сигнал резонансного отражения от 2DЭС проходит, а сигнал нерезонансного отражения от поверхности образца и гетерослоев – подавляется: линейная поляризация этого света та же, что и поляризация зондирующего излучения. Помимо двухсветовых измерений ФРО и ФЛ, были измерены спек-

тры ФЛ с пространственным разрешением в ³Немагнитокриостате с оптическим окном. Для мониторинга обобщенного импульса магнитоэкситонов, утекающих из пятна фотовозбуждения, была применена схема эксперимента с двумя пятнами нерезонансной лазерной накачки $d_{\text{pump}} = d_{\text{probe}} \simeq \varnothing 20$ мкм, разнесенными друг от друга на расстояние $D \simeq 200$ мкм. Одно из пятен использовалось для фотовозбуждения 2DЭС с мощностью P_{pump} , другое, с плотностью мощности P_{probe} , меньшей, по крайней мере, на порядок, – для регистрации ФЛ.

Примеры спектров резонансного отражения для оптического перехода “0–0” между состояниями нулевых уровней Ландау тяжелых дырок валентной зоны и электронов зоны проводимости, измеренные в холловском изоляторе при $\nu = 2.0$, показаны на рис. 1. Сигнал резонансного отражения не наблюдается, ес-

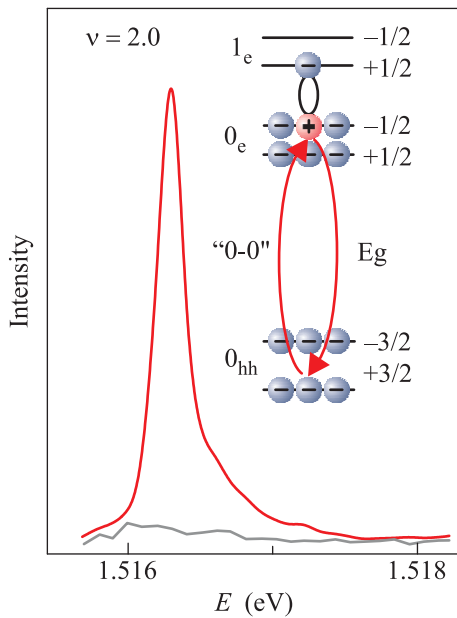


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр резонансного отражения 2DЭС в состоянии холловского изолятора, $\nu = 2$, (образец # 1) при выключенном (серая линия) и включенном (красная линия) фотовозбуждении. На вставке – схема процесса фотоиндуцированного резонансного отражения (ФРО)

ли фотовозбуждение 2DЭС отсутствует. Это тривиальный результат, отражающий то обстоятельство, что поглощение резонансного фотона и его последующее переизлучение (т.е. резонансное отражение) невозможно, пока на нулевом электронном уровне Ландау не появится ферми-дырка. Включение лазерного диода накачки приводит к возникновению сигнала ФРО, что свидетельствует о появлении в 2DЭС макроскопического числа неравновесных магнитоэк-

ситонов. Модулирование тока лазерного диода с помощью генератора прямоугольных импульсов позволяло измерять τ – время спада сигнала ФРО из пятна фотовозбуждения после окончания импульса накачки. Увеличение длительности импульса накачки τ_p либо пиковой мощности P_p приводило к возрастанию плотности магнитоэкситонов, накачиваемых в холловский изолятор за один импульс. Период следования импульсов T_p выбирался таким, чтобы превысить все характерные переходные и релаксационные процессы в исследуемых системах, и составлял десятки миллисекунд.

Результаты измерений времени τ для двух образцов приведены на рис. 2. На кривой зависимости

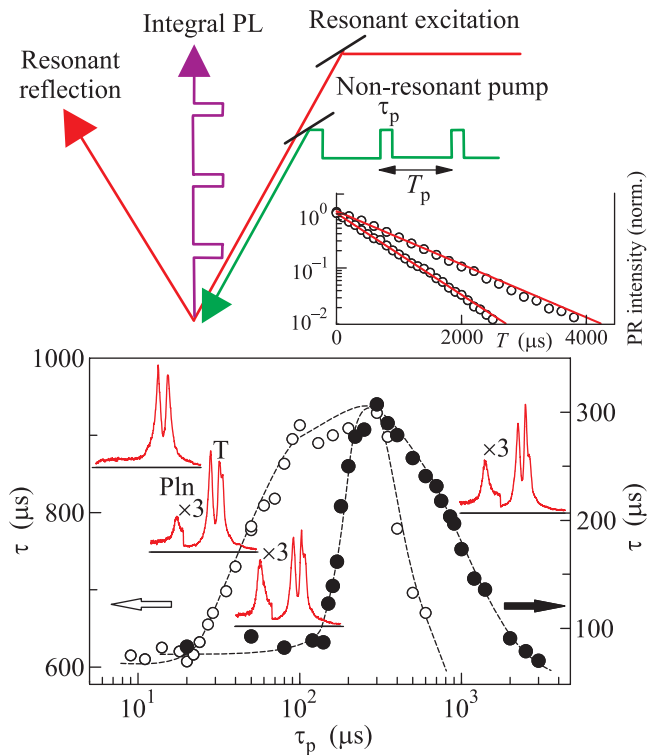


Рис. 2. (Цветной онлайн) (Внизу) Зависимость времени спада сигнала ФРО для триплетных магнитоэкситонов от длительности импульса фотовозбуждения $\tau(\tau_p)$: светлые символы – образец # 1, темные – образец # 2. На вставках (слева направо) – спектры ФЛ, измеренные при $\tau_p = 10, 30, 100$ и 1000 мкс (образец # 1). (Вверху) Схема эксперимента и примеры кинетики затухания ФРО (образец # 1)

от длительности импульса накачки $\tau(\tau_p)$ можно выделить три характерных участка. Первый участок соответствует низкому уровню возбуждения системы: концентрация магнитоэкситонов составляет менее 1% от плотности квантов магнитного потока. В этом случае время τ слабо зависит от длительно-

сти импульса фотовозбуждения. На втором участке наблюдается рост τ приблизительно на 300 мкс, а на третьем – резкое падение. Заметим, что ФРО не делает выбора между релаксацией неравновесного магнитоэкситона в основное состояние и транспортом магнитоэкситона из пятна фотовозбуждения. В том и другом случае фиксируется уменьшение в пятне накачки числа фермиевских дырок, входящих в состав магнитоэкситона. Чтобы понять природу динамики магнитоэкситонов в пятне фотовозбуждения в зависимости от накачиваемой экситонной плотности, были проведены дополнительные измерения спектров ФЛ 2D электронного газа в присутствии неравновесных магнитоэкситонов, из которых можно определить функцию распределения магнитоэкситонов по обобщенным импульсам.

Физика передачи обобщенного импульса от двухчастичного магнитоэкситона в трансляционно-инвариантной системе внутренним степеням свободы трехчастичного комплекса, связанного с плазменными колебаниями всей электронной системы (плазмарона), описана в работах [10, 11]. Существуют два вида трансляционно-инвариантных трехчастичных комплексов, построенных из темного магнитоэкситона и дополнительной ферми-дырки. Если проекции спинов обеих дырок на ось магнитного поля совпадают, то две ферми-дырки образуют спиновой триплет. Если же проекции спинов противоположны, образуется спиновой синглет. Синглетное по дыркам состояние является плазмароном, поскольку фотовозбужденный электрон может рекомбинировать с одной из ферми-дырок, передавая энергию и импульс новой электрон-дырочной паре (плазменное колебание). Плазмарон можно рассматривать как магнитоплазмон, связанный с дополнительной ферми-дыркой (см. схемы на рис. 3 и 4). Триплетное по дыркам трехчастичное состояние является трионом. Электрон, входящий в трион, не может участвовать в плазменных колебаниях. Энергия триона не несет информации об обобщенном импульсе, входящего в него магнитоэкситона, что объясняется малой дисперсией магнитоэкситонов по сравнению с характерной шириной линии ФЛ триона. Вариации энергии магнитоэкситона при изменении обобщенного импульса от 0 до обратной магнитной длины составляют $\simeq 0.1$ мэВ (рис. 3), а характерная ширина линии триона составляет $\simeq 0.2$ мэВ. По этой причине информация, получаемая из спектров ФЛ трионов, не отличается от информации, получаемой из спектров ФРО. Фактически, интенсивность линии триона учитывает полную плотность магнитоэкситонов в пятне возбуждения. Спектр ФЛ

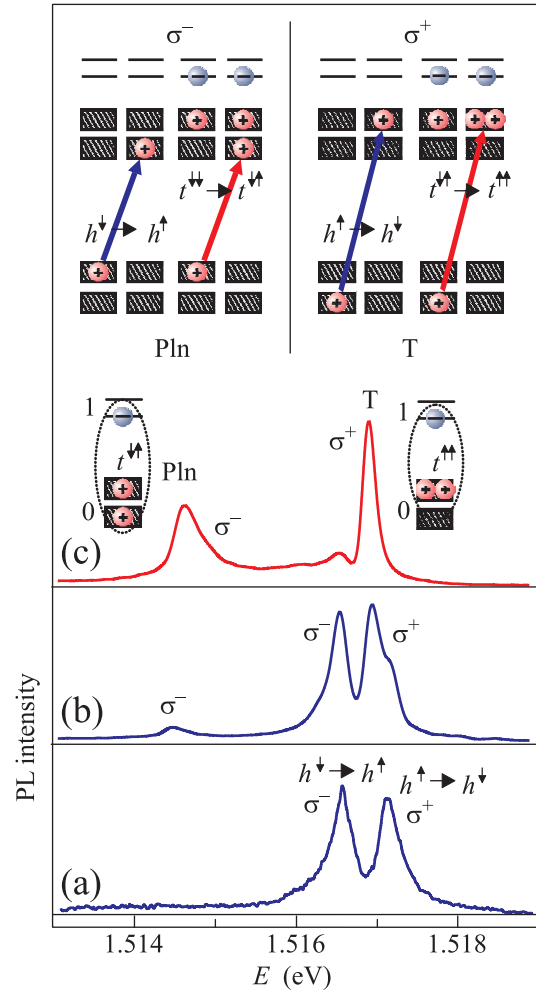


Рис. 3. (Цветной онлайн) (Внизу) Спектры ФЛ (образец # 2). (a) импульсное фотовозбуждение, $\tau_p = 10$ мкс, $P_p = 100$ мкВт. (b) и (c) – Стационарное фотовозбуждение с двумя разнесенными пятнами накачки; (b) – $P_{\text{probe}} = 3$ мкВт, $P_{\text{pump}} = 0$; (c) – $P_{\text{probe}} = 3$ мкВт, $P_{\text{pump}} = 150$ мкВт. (Вверху) Схема возможных оптических переходов для двух направлений циркулярной поляризации

плазмарона, напротив, несет информацию как о полном числе магнитоэкситонов, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям, из которой, в свою очередь, следует функция распределения входящих в плазмарон магнитоэкситонов по обобщенным импульсам, которые они имели к моменту формирования плазмарона [10, 11].

На вставках к рис. 2 видно, что в условиях малых плотностей возбуждения число магнитоэкситонов с большими обобщенными импульсами мало – линия плазмарона отсутствует. При увеличении экситонной плотности начинается процесс рассеяния магнитоэкситонов с малыми импульсами в область

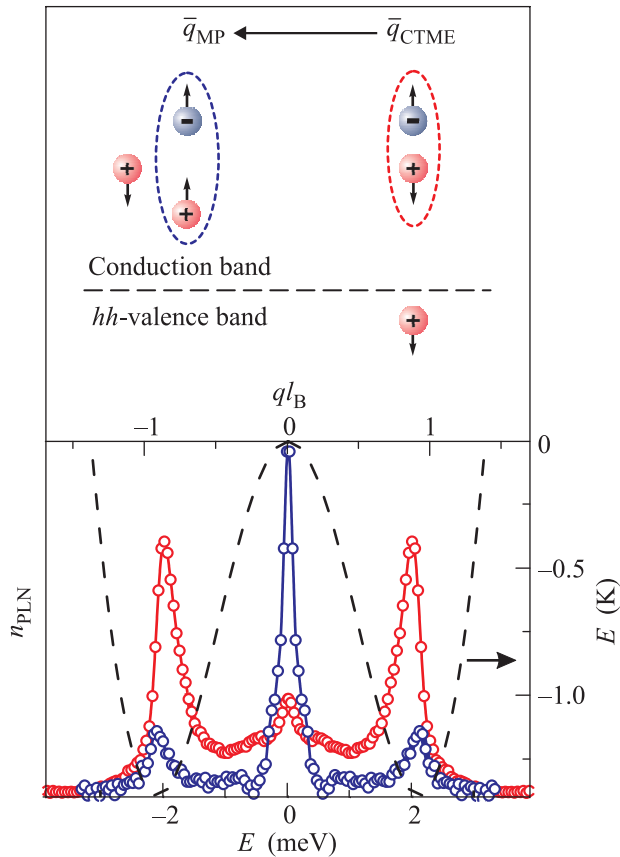


Рис. 4. (Цветной онлайн) (Внизу) Распределение плазмарионов по энергиям (нижняя шкала) и импульсам (верхняя шкала) для двух режимов стационарного фотовозбуждения, соответствующих спектрам (b) (синяя кривая) и (c) (красная кривая) на рис. 3. Пунктир – дисперсия триплетных магнитоэкситонов, рассчитанная в соответствии с результатами работы [14]. (Вверху) Схема образования плазмарона: переход от темного триплетного магнитоэкситона с валентной дыркой к магнитоплазмону с ферми-дыркой

минимума дисперсионной зависимости – растет интенсивность линии плазмарона с импульсами магнитоэкситонов порядка обратной магнитной длины относительно интенсивности линии триона. Поскольку этот процесс начинается с некоторой критической длительности импульса накачки (т.е. плотности магнитоэкситонов), естественно предположить, что магнитоэкситоны за время жизни не успевают термализоваться и заполнить энергетические состояния вблизи минимума дисперсионной зависимости. Это дает оценку снизу на время внутридолинной релаксации магнитоэкситонов: не менее 70 мкс для одного образца и не менее 600 мкс – для второго. Причина такой медленной внутридолинной релаксации состоит в невозможности удовлетворения законам сохра-

нения энергии и импульса при испускании акустического фона. Конкретные значения времен релаксации связаны с параметрами гетероструктуры.

Процесс рассеяния магнитоэкситонов в нижайшее энергетическое состояние сопровождается появлением в спектрах ФЛ линии плазмарона, что сигнализирует о заполнении магнитоэкситонных состояний вблизи минимума дисперсионной зависимости. При этом время релаксации магнитоэкситонов в основное состояние, измеренное с помощью резонансного отражения, увеличивается (второй участок на зависимости $\tau(\tau_p)$, рис. 2). Это очевидный результат, так как, помимо отдачи энергии, в процессе релаксации в основное состояние магнитоэкситоны должны отдать импульс порядка обратной магнитной длины. Наиболее интересным является поведение спектров ФЛ в режиме, когда магнитоэкситоны начинают уходить из пятна возбуждения. В этом случае время жизни магнитоэкситонов, измеренное с помощью ФРО, резко уменьшается. Одновременно наблюдается дисбаланс в общем числе накачиваемых в пятно возбуждения магнитоэкситонов, измеряемом с помощью линии триона, и числе магнитоэкситонов с обобщенным импульсом порядка обратной магнитной длины, измеряемом с помощью линии плазмарона. Общее число накачиваемых магнитоэкситонов растет, а число магнитоэкситонов с импульсами порядка обратной магнитной длины уменьшается. Таким образом, очевидно, что из пятна возбуждения уходят не все фотовозбужденные магнитоэкситоны, а только магнитоэкситоны с обобщенным импульсом порядка обратной магнитной длины.

Мы представляем дополнительную экспериментальную проверку этого ключевого для описания свойств магнитоэкситонов утверждения. Были проведены измерения спектров ФЛ не в самом пятне возбуждения, а в области, пространственно удаленной от него на расстояние $\simeq 200$ мкм. При увеличении плотности мощности фотовозбуждения интенсивность линии плазмарона в пространственно удаленной области растет до тех пор, пока интегральная интенсивность линии плазмарона не приблизится к интегральной интенсивности линии триона. Это означает, что практически все магнитоэкситоны, пришедшие в область регистрации из пятна возбуждения, имеют обобщенный импульс порядка обратной магнитной длины. Вычитая с соответствующим весом спектр ФЛ равновесной 2DЭС из спектров ФЛ 2DЭС в удаленной от точки возбуждения области, можно получить распределение по обобщенным импульсам неравновесных магнитоэкситонов (рис. 4). Из приведенных функций распределения магнито-

экситонов по обобщенным импульсам в отсутствие и при наличии удаленного фотовозбуждения становится очевидным, что именно магнитоэкситоны с импульсами порядка обратной магнитной длины принимают участие в магнитоэкситонном транспорте.

В заключение, предложен экспериментальный метод построения функции распределения магнитоэкситонов по обобщенным импульсам, что является существенным шагом в понимании физики “темных” триплетных магнитоэкситонов и магнетофермионного конденсата, учитывая диапазон вариации обобщенного импульса от 0 до более, чем 10^6 см^{-1} . Показано, что перенос магнитоэкситонной плотности на большие расстояния осуществляется не всеми магнитоэкситонами, а только теми, импульс которых близок к обратной магнитной длине. Таким образом, можно сделать вывод о том, что магнетофермионный конденсат формируется из магнитоэкситонов с дипольным моментом порядка магнитной длины, умноженной на элементарный электронный заряд. Из-за невозможности удовлетворить законам сохранения энергии и импульса одновременно в ансамбле неравновесных магнитоэкситонов не происходит полной термализации. Релаксация в нижайшее энергетическое состояние протекает за счет двухэкситонных процессов, которые становятся заметными по достижении неравновесным ансамблем магнитоэкситонов некоторой критической плотности. Вследствие сверхдлинных времен термализации неравновесных магнитоэкситонов сами ансамбли магнитоэкситонов являются существенно неравновесными. Они разбиваются на надконденсатные магнитоэкситоны с обобщенными импульсами, близкими к нулевому, доля которых определяется не только внешней температурой, но и динамикой фотовозбуждения, двухэкситонной внутридолинной релаксацией и транспортом магнитоэкситонов из пятна возбуждения, и на магнитоэкситоны с импульсами порядка обратной магнитной длины, которые участвуют в формировании магнетофермионного конденсата и в экситонном транспорте на макроскопические расстояния. Таким образом, фотовозбужденная система магнитоэкситонов существенно отличается от системы не прямых в импульсном пространстве экситонов в 3D полупроводниках (Ge, Si), где долгоживущие экситоны термализуются за времена жизни [12]. Примером неравновесной бозе-системы, более близ-

кой к системе триплетных магнитоэкситонов, следует рассматривать параметрически накачиваемые высокотемпературные бозе-эйнштейновские конденсаты магнонов в пленках железо-иттриевого граната [13].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект #16-12-10075. Л. В. Кулик благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (грант #17-02-00128) за возможность использования приборного парка Центра Коллективного Пользования ИФТТ РАН.

1. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Nature Comm.* **7**, 13499 (2016).
2. A. Kitaev, in *Exact Methods in Low-Dimensional Statistical Physics and Quantum Computing*, ed. by J. Jacobsen, S. Ouvry, V. Pasquier, D. Serban, and L. Cugliandolo, Oxford Univ. Press (2010), p. 101.
3. C. Nayak, S. H. Simon, A. Stern, M. Freedman, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1083 (2008).
4. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, *Sci. Rep.* **4**, 10354 (2015).
5. L. V. Keldysh, *Contemp. Physics* **27**, 395 (1986).
6. J. R. Anglin and W. Ketterle, *Nature* **416**, 211 (2002).
7. J. E. Avron, I. W. Herbst, and B. Simon, *Ann. Physics* **114**, 431 (1978).
8. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, V. V. Solovyev, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Sci. Rep.* **8**, 10948 (2018).
9. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 062403 (2019).
10. A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, V. E. Bisti, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 196802 (2016).
11. V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, M. D. Velikanov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **98**, 205303 (2018).
12. I. V. Kukushkin, V. D. Kulakovskii, and V. B. Timofeev, *JETP Lett.* **34**, 34 (1981).
13. S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Nature* **443**, 430 (2006).
14. C. Kallin and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **31**, 3635 (1985).