Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 11, с. 756 – 762

Особенности растекания магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике

А. В. Горбунов[1], *А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 2022 г.
После переработки 17 октября 2022 г.
Принята к публикации 18 октября 2022 г.

С помощью светосильной оптической системы визуализировано растекание в пространстве плотного ансамбля спиновых циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике при факторе заполнения $\nu = 2$. Обнаружено, что способность распространяться недиффузионным образом на макроскопические расстояния присуща не только экситонам с обобщенным импульсом порядка обратной магнитной длины, формирующим когерентный магнитоэкситонный конденсат, но и экситонам с импульсами, близкими к нулю. Недиффузионное распространение конденсатов магнитоэкситонов в реальном пространстве сопровождается многократным пороговым возрастанием амплитуды отражения света от возбуждений. Обсуждаются возможные причины наблюдаемого эффекта.

DOI: 10.31857/S1234567822230033, EDN: mdjiuj

Принципиальный вопрос о возможности бозе-эйнштейновской конденсации экситонов в твердом теле привлек к себе внимание теоретиков в начале 1960-х гг. [1–3], а после выхода в свет пионерских работ Л.В. Келдыша с соавторами [4, 5] он стал одним из наиболее обсуждаемых в научной литературе. Для конденсации необходимо создать плотный долгоживущий ансамбль экситонов и охладить его до температуры фазового перехода в конденсированное состояние, как это было сделано позднее для атомных систем в магнитных ловушках [6, 7]. Очевидно, что эта программа неосуществима в прямозонных полупроводниках из-за короткого излучательного времени жизни экситонов. Поэтому наибольший прогресс в направлении создания плотных экситонных ансамблей был достигнут в сверхвысокочистых непрямозонных полупроводниках типа Ge и Si. Однако из-за долинного вырождения в зоне проводимости Ge и Si в эксперименте наблюдается фазовый переход не в бозе-эйнштейновский конденсат, а в новое конденсированное состояние экситонной материи – электрон-дырочную жидкость [8]. Все попытки исправить ситуацию с долинным вырождением с помощью одноосного давления или внешнего магнитного поля привели лишь к частичному снятию вырождения и наблюдению небольцмановской статистики экситонов [9]. Таким образом, создание бозе-эйнштейновского конденсата экситонов в трехмерных твердотельных системах успехом не увенчалось. Большие надежды на возможность формирования новых экситонных конденсированных состояний возникли с появлением высокоподвижных двумерных (2D) систем в квантовых ямах (КЯ) на основе полупроводниковых материалов A_3B_5 и A_2B_6. Действительно, несомненные успехи в физике двумерных экситонов были достигнуты при создании и исследовании экситон-поляритонных неравновесных конденсатов в КЯ, помещенных в брэгговские резонаторы [10]. Экситон-поляритонные конденсаты по своим свойствам близки к лазерным системам из-за существенного смешивания экситонов со светом, поэтому вопрос о возможности конденсации самих 2D экситонов на данный момент остается открытым. Авторы представленной работы развивают новое направление для решения задачи об экситонной конденсации, предложив конденсировать магнитоэкситоны – возбуждения в двумерных электронных системах (2DЭС), помещенных во внешнее квантующее магнитное поле.

Магнитооптические исследования 2DЭС активно продолжаются почти полвека и соответствующая библиография весьма обширна (см., например, обзоры [11, 12]). Теоретически задача о 2D экситоне Ванье–Мотта в поперечном магнитном поле была рассмотрена достаточно давно [13]. Перспективы конденсации магнитоэкситонов выглядели весьма обнадеживающими: свойства 2D газа таких возбуждений оказываются близки к идеальному газу бозонов [14]. Однако в экспериментах применение магнитного поля к “привычным” экситонам, обра-

[1] e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

зованным дыркой в валентной зоне и электроном в зоне проводимости, даже в случае долгоживущих пространственно-непрямых экситонов в двойных КЯ GaAs/AlGaAs к конденсации не приводило [15]. Сравнительно недавно появилась идея конденсации циклотронных магнитоэкситонов, у которых электрон и дырка находятся на разных уровнях Ландау в зоне проводимости [16]. Наиболее перспективными с этой точки зрения оказались довольно хорошо изученные, экспериментально и теоретически [17, 18], триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ или спин-флип экситоны) в квантово-холловском диэлектрике (электронный фактор заполнения $\nu = 2$). Они образованы электронной вакансией (ферми-дыркой) на полностью заполненном нулевом электронном уровне Ландау и возбужденным электроном с перевернутым спином на пустом первом уровне Ландау. ТЦМЭ – это нижайшее по энергии возбуждение в системе. Кроме того, ТЦМЭ являются долгоживущими композитными бозонами со спином $S = 1$, время жизни которых достигает миллисекунды [19]. При температурах $T \lesssim 1$ К и концентрациях $n_{\rm ex} \sim (1{-}10)\,\%$ от плотности квантов магнитного потока в фермиевской системе – квантово-холловском изоляторе – формируется магнитоэкситонная фаза, названная *магнетофермионным конденсатом* [19]. Это состояние является экспериментальным примером конденсации композитных бозонов в пространстве обобщенных импульсов q – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [20]. Макроскопическая когерентность новой фазы проявляется в том, что ее отклик на воздействие внешнего электромагнитного поля выше, по крайней мере, на порядок, чем в разреженном экситонном газе [19]. Недавние интерферометрические исследования [21] показали, что длина когерентности в обнаруженном конденсате составляет не менее 10 мкм.

Отличительной особенностью этого конденсата является его способность растекаться из области фотовозбуждения в объем квантово-холловского изолятора на макроскопические расстояния. В работе [19] было продемонстрировано распространение конденсата на ≈ 2 мм, т.е. фактически на весь размер исследовавшегося образца. Первые эксперименты по визуализации растекания [22] показали, что механизм переноса – недиффузионный. Во-первых, транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии, по крайней мере, на три порядка больше, чем длина диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе. Во-вторых, пространственный профиль плотности конденсата абсолютно не соответствует гауссову распределению. Экспериментальная оценка скорости перемещения экситонов внутри широкого пятна накачки дает значение $\gtrsim 10^3$ см/с [23]. Столь быстрый перенос спина на макроскопические расстояния, безусловно, интересен, но вопрос о физической природе этого необычного явления остается открытым и требует дальнейших исследований.

Настоящая работа посвящена изучению закономерностей распространения магнетофермионного (магнитоэкситонного) конденсата в квантово-холловском диэлектрике с помощью оптической визуализации картины растекания с высоким пространственным разрешением.

В экспериментах исследовалась высококачественная гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, КЯ GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале $n_e = 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и темновой подвижностью $\mu_e = 1.5 \cdot 10^7$ см^2/В $\cdot$ с. Образец размером $\sim 3 \times 3$ мм устанавливался в оснащенную оптическим окном вставку с жидким ^{3}He, которая, в свою очередь, помещалась в ^{4}He-криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились в диапазоне температур T от 0.55 до 1.5 К в магнитном поле B до 6 Тл, перпендикулярном плоскости КЯ.

В качестве оптического источника для формирования ансамбля неравновесных циклотронных магнитоэкситонов и возбуждения сигнала фотолюминесценции (ФЛ) использовался одномодовый лазерный диод (длина волны $\lambda \simeq 780$ нм), а для контроля резонансного отражения – перестраиваемый непрерывный полупроводниковый лазер "Toptica DL Pro" с шириной линии 1 МГц. Высокая пространственная когерентность последнего затрудняет наблюдение изображения образца в отраженном свете из-за паразитной интерференции и спекл-структуры. Для снижения степени когерентности луч зондирующего лазера фокусировался на вращающуюся пластину из матового стекла в пятно, изображение которого передавалось в криостат. Внутри вставки с ^{3}He была установлена светосильная двухлинзовая проекционная система, с помощью которой свет от лазеров накачки и зондирования фокусировался на поверхность образца. Подробное описание системы приведено в работах [22, 24]. Минимальный размер пятна накачки на образце мог достигать $\simeq 5$ мкм. Размер пятна зондирования подбирался так, чтобы однородно заполнять поле зрения опической системы ($\simeq 190$ мкм). С помощью той же пары линз излучение резонансного отражения и ФЛ выводилось наружу в виде параллельного пучка. Увеличенное изображение образца (x30) проецировалось длиннофокусным объективом на входную щель решеточного спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой. Для подавления сигнала отражения от поверхности образца использовалась пара скрещенных линейных поляризаторов, помещенных вне криостата: один – на входе, в луче зондирующего лазера, а другой – на выходе, в отраженном пучке. Вышедшее из криостата излучение пропускалось через интерференционный светофильтр с шириной полосы 10 нм и центральной длиной волны 820 нм, чтобы отрезать свет от лазера накачки. Нужно особо подчеркнуть высокую чувствительность измерительной системы к точности фокусировки на поверхность образца, погруженного в жидкий ^{3}He. Для плавного перемещения вдоль оптической оси столика с образцом был сконструирован специальный узел механической подачи. При оптимальной настройке удавалось приблизиться к расчетному пространственному разрешению $\simeq 1$ мкм (см. [21]).

Впервые спин-флип экситон в квантово-холловском диэлектрике ($\nu = 2$) был обнаружен с помощью неупругого рассеяния света (НРС) [17, 25]. Возможно, его удалось бы диагностировать по спектру поглощения, приготовив структуру с брэгговским зеркалом, расположенным за КЯ, как это было сделано в работе [26]. Оба метода отличаются технической сложностью. В наших экспериментах основным способом обнаружения ТЦМЭ является фотоиндуцированное резонансное отражение (ФРО) [27] света, соответствующего оптическому переходу “0–0” между состояниями нулевых уровней Ландау тяжелой дырки в валентной зоне и электрона в зоне проводимости, при включенной накачке. Этот метод детектирует фотовозбужденные ферми-дырки, входящие в состав циклотронных магнитоэкситонов (сами триплетные магнитоэкситоны являются “темными” квазичастицами, не взаимодействующими в дипольном приближении с электромагнитным полем). При этом ФРО не позволяет определить, какой именно обобщенный импульс q имеют магнитоэкситоны, в состав которых входят эти ферми-дырки. Между тем, минимум дисперсионной зависимости ТЦМЭ находится не при $q = 0$, а вблизи обратной магнитной длины, $q_{\min} \simeq 1/l_B$ [28]. В поле 4 Тл магнитная длина $l_B = \sqrt{c\hbar/eB} \simeq 10^{-6}$ см, т.е. для релаксации нужно отдать довольно большой импульс. В ходе экспериментальных исследований выяснилось, что наряду с ФРО необходимо одновременно регистрировать спектры фотолюминесценции 2DЭС. Именно из них оказывается возможным определить функцию распределения магнитоэкситонов по обобщенным импульсам. При возникновении в системе неравновесных возбуждений в спектрах ФЛ появляются особенности, связанные с трансляционно-инвариантными трехчастичными комплексами, построенными из темного триплетного магнитоэкситона и дополнительной ферми-дырки [29, 30]. Существуют два вида таких комплексов. 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. Триплетное по дыркам трехчастичное состояние является трионом (T). Электрон, входящий в трион, не может участвовать в плазменных колебаниях. Энергия триона не несет информации об обобщенном импульсе входящего в него магнитоэкситона. Фактически, интенсивность линии T учитывает полную плотность магнитоэкситонов. Синглетное по дыркам состояние является плазмароном (Pln), поскольку фотовозбужденный электрон из триплетного магнитоэкситона 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. Спектр ФЛ плазмарона в отличие от триона несет информацию как о полном числе магнитоэкситонов, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям. Из нее, в свою очередь, получается функция распределения входящих в плазмарон магнитоэкситонов по обобщенным импульсам q, которые они имели к моменту формирования плазмарона [30]. В работе [31] было показано, что в разреженном газе триплетных магнитоэкситонов не происходит полной термализации из-за невозможности одновременно удовлетворить условиям сохранения энергии и импульса. При оптической накачке создаются неравновесные ТЦМЭ с импульсом $q \simeq 0$, а релаксация в нижайшее энергетическое состояние становится возможной только за счет экситон-экситонного рассеяния по достижении некоторой критической экситонной плотности [32]. В результате ансамбль ТЦМЭ состоит из магнитоэкситонов с обобщенными импульсами, близкими к нулю, и магнитоэкситонов в энергетическом минимуме с импульсами порядка обратной магнитной длины. Доказано экспериментально [31], что быстрый перенос экситонной плотности на большие расстояния осуществляется только теми ТЦМЭ, что заполняют энергетический минимум вблизи обобщенных импульсов $q_{\min} \sim 1/l_B$. Таким образом, именно появление в спектре ФЛ интенсивной плазмаронной полосы с выраженным максимумом в области $q_{\min}$

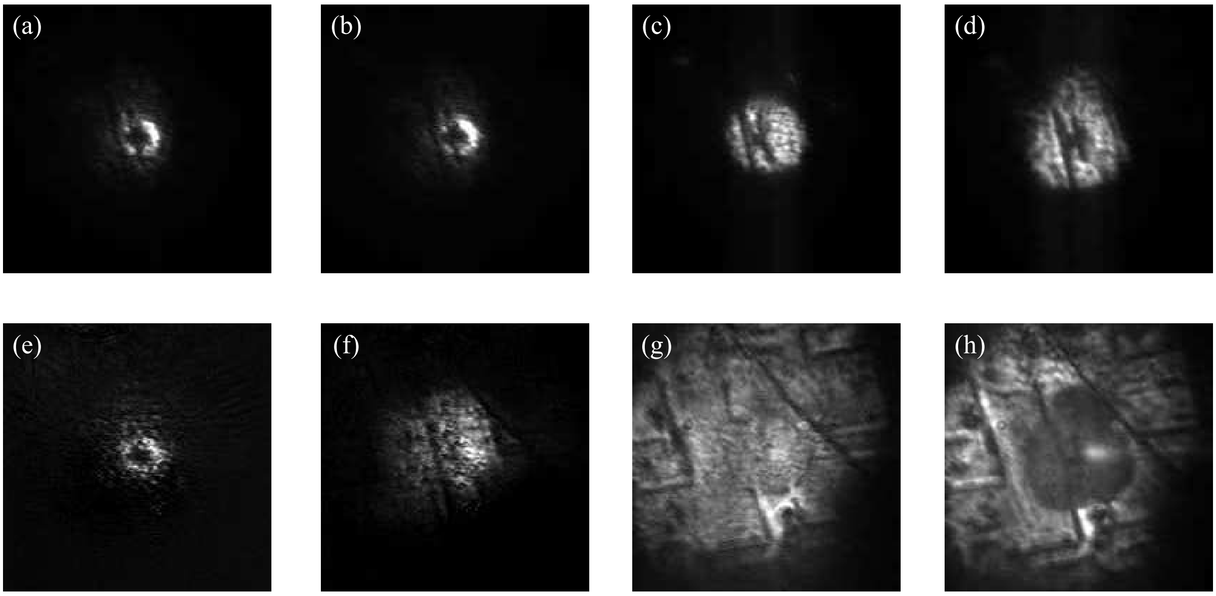

Рис. 1. Изображения образца в свете ФРО на длинах волн $\lambda_{\max}$ (a)–(d) и λ_2 (e)–(h) при мощности накачки $P_{\text{pump}} = 0.3$ (a), (e), 0.5 (b), (f), 1.5 (c), (g) и 10 мкВт (d), (h). Размер стороны кадра – 185 мкм. $B = 4.25$ Тл. $T = 0.55$ К

является необходимым признаком формирования магнитоэкситонного конденсата.

Использование в эксперименте проекционной оптической системы с высоким пространственным разрешением и прецизионной настройкой на резкость позволило обнаружить качественно новые закономерности растекания магнитоэкситонного конденсата. В данном случае профиль лазерного пятна хорошо описывался гауссовым распределением с шириной 10 мкм по уровню 0.5 от максимума и 30 мкм по основанию. Размер области фотовозбуждения совпадает с пятном ФЛ, а распределение интенсивности ФЛ соответствует распределению интенсивности лазера. При измерениях ФРО обычная процедура настройки в резонанс с оптическим переходом "0–0" заключается в нахождении длины волны зондирующего лазера $\lambda_{\max}$, на которой сигнал, регистрируемый спектрально, по интенсивности лазерной линии в отраженном от образца пучке, максимален. На рисунке 1a–d показано, как в этом случае пространственное распределение интенсивности ФРО меняется при варьировании мощности оптической накачки P_{pump}. При самых малых мощностях наблюдается неоднородное круглое кольцо, диаметр которого составляет около 30 мкм. С ростом мощности фотовозбуждения яркость кольца нарастает, затем оно превращается в диск, диаметр которого постепенно увеличивается и может вырасти в 1.5–2 раза. Само пятно не выглядит совершенно однородным: в нем различима структура из тонких темных линий. Картина пространственного распределения сигнала ФРО кардинально меняется при отстройке зондирующего лазера на длину волны λ_2, которая меньше $\lambda_{\max}$ на 0.2–0.3 нм (рис. 1e–h). Если при самых малых накачках качественных отличий не наблюдается, то с ростом P_{pump} возгорается гораздо более широкая площадь образца, изрезанная сеткой из тонких линий, ориентированных перпендикулярно друг другу. Размер этой области быстро увеличивается с накачкой, пока не заполнит все поле зрения.

Наблюдаемые картины растекания триплетных циклотронных магнитоэкситонов на рис. 1 можно объяснить, вспомнив результаты работы [31], в которой было показано, что ансамбль ТЦМЭ состоит из магнитоэкситонов с обобщенными импульсами, близкими к нулю, и магнитоэкситонов в энергетическом минимуме с импульсами порядка обратной магнитной длины. Причем быстрый перенос экситонной плотности на большие расстояния осуществляется только последними. Очевидно, при регистрации ФРО на длине волны λ_2 детектируются именно ТЦМЭ с импульсами $q_{\min} \sim 1/l_B$, тогда как на длине волны $\lambda_{\max}$ регистрируется отражение от магнитоэкситонов с импульсами $q \simeq 0$. Первые демонстрируют способность к растеканию на сотню микрон и более в соответствии с полученными ранее результатами [19, 22]. Однако из картин распределения сигнала ФРО, приведенных на рис. 1, следует также, что и ТЦМЭ с малой величиной обобщенного импульса распространяются в пространстве далеко не тривиально. Распределение ТЦМЭ с малыми импульсами не имеет ничего общего с диффузией. По существу, плотность ТЦМЭ в пространстве описывается ступенчатой функцией, а диаметр плато на два порядка величины превосходит длину свободного пробега одиночного ТЦМЭ в разреженном экситонном газе [19]. Таким образом, можно предположить, что в плотном ансамбле ТЦМЭ растекание экситонов с малыми импульсами также имеет коллективный характер. Это наблюдение качественно подтверждает теоретическое утверждение, сделанное в работе [33], о том, что при $\nu = 2$ должно существовать два типа конденсированных состояний: одно из которых формируется из ТЦМЭ с $q \simeq 0$, а второе – это магнитоэкситонный конденсат с $q_{\min} \sim 1/l_B$.

Результаты, приведенные на рис. 2, демонстрируют, как растут с мощностью накачки интенсивность сигнала ФРО, регистрируемого спектрально, и площадь области ФРО, измеряемая с помощью визуализации, при настройке зондирующего лазера на $\lambda_{\max}$ (рис. 2a) и λ_2 (рис. 2b). Качественно все эти зависимости похожи и имеют пороговый характер. На длине волны $\lambda_{\max}$ порог находится около 1 мкВт. Для спектральной интенсивности ниже порога наблюдается слабый сублинейный рост, в диапазоне от 0.6 до 1.5 мкВт сигнал возрастает приблизительно в 7 раз, а дальше остается неизменным. При этом площадь пятна ФРО фактически постоянна как ниже, так и выше порога, а возрастание на пороге составляет приблизительно 3 раза. На длине волны λ_2 порог наблюдается при 0.4 мкВт, а возрастание как спектрального сигнала, так и площади происходит почти в 20 раз. Очевидно, что на длине волны λ_2 уже при 1.5 мкВт размеры пятна ФРО начинают превышать пределы поля зрения, поэтому как интенсивность сигнала ФРО, так и площадь растекания выходят здесь на горизонтальную полку.

Из показанных на рис. 2b зависимостей следует, что магнитоэкситоны, сконденсировавшиеся в энергетическом минимуме вблизи $q_{\min} \sim 1/l_B$, при превышении порога конденсации сразу же начинают растекаться на макроскопические расстояния и с ростом мощности накачки (т.е. с ростом экситонной плотности в пятне фотовозбуждения) разбегаются все дальше. Спектральный сигнал ФРО нарастает синхронно с площадью пятна растекания, т.е. в первом приближении концентрация этих возбуждений остается постоянной. Конденсация ТЦМЭ с импульсами $q \simeq 0$ наступает при мощности накачки, большей приблизительно в 2 раза. Пятно ФРО пороговым образом увеличивается в 1.5–2 раза и дальше не растет. Интенсивность сигнала ФРО ведет себя похо-

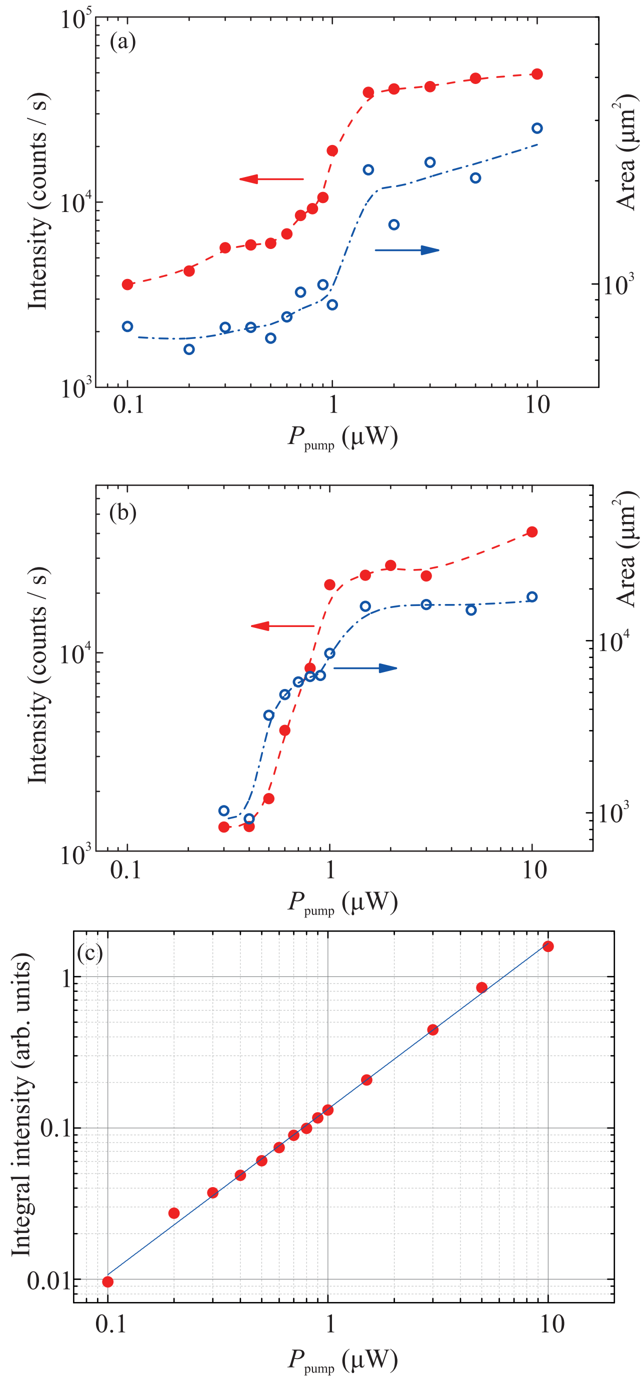

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости от мощности накачки P_{pump}: интенсивности сигнала ФРО и площади пятна растекания для двух длин волн зондирующего света, (a) – $\lambda_{\max}$ и (b) – λ_2 (точки – эксперимент, линии проведены для удобства); (c) – интегральной интенсивности ФЛ (точки – эксперимент, прямая – результат подгонки линейной функцией). $B = 4.25$ Тл. $T = 0.55$ К

жим образом, но возрастает на пороге существенно сильнее. Получается, что в этом случае плотность магнитоэкситонов внутри пятна увеличивается в 2–3 раза.

Для извлечения дополнительной информации были проведены измерения спектров ФЛ. При этом входной щелью спектрального прибора из изображений, показанных на рис. 1, вырезалась узкая вертикальная полоска, проходящая через центр области фотовозбуждения. На рисунке 3

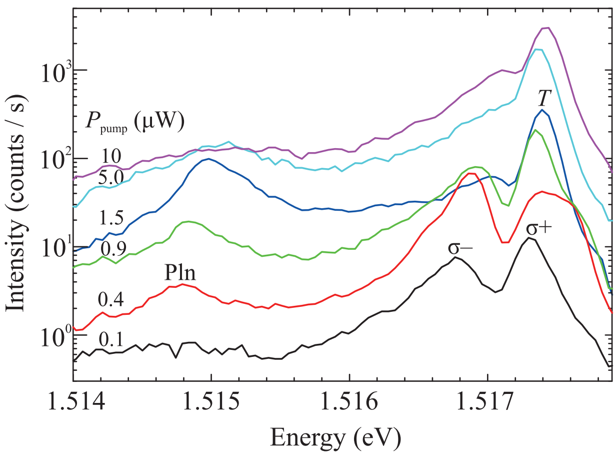

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры ФЛ в зависимости от мощности накачки P_{pump}. $B = 4.25$ Тл. $T = 0.55$ К

приведена серия спектров ФЛ, измеренных при увеличении мощности накачки от 0.1 до 10 мкВт. При самых низких мощностях в спектре наблюдается обычный одночастичный дублет в σ^+ и σ^- циркулярных поляризациях. Но, уже начиная с 0.3 мкВт, в σ^+-поляризации появляется плечо, связанное с образованием триона (T), а в σ^--поляризации обнаруживается слабая полоса плазмарона (Pln), смещенная от линии одночастичного перехода на 2 мэВ в сторону меньших энергий. Вблизи 1 мкВт интенсивность плазмарона становится сравнимой с интенсивностью одночастичной σ^--линии, а при 1.5 мкВт плазмарон становится уже более интенсивным. Дальнейшее наращивание мощности ведет к постепенному ослаблению и уширению полосы Pln. При 10 мкВт она почти исчезает, тогда как одночастичная σ^--линия вновь появляется.

Получается, что магнитоэкситонный конденсат, формирующийся вблизи $q_{\min} \sim 1/l_B$ уже при плотности мощности фотовозбуждения $\lesssim 0.5$ Вт/см^2, начинает растекаться на десятки микрон. С ростом накачки пятно растекания быстро увеличивается и к 1.5 мкВт достигает размеров поля зрения. Синхронное возрастание спектральной интенсивности сигнала ФРО напрямую связано с увеличением площади пятна растекания. ТЦМЭ с малыми обобщенными импульсами также демонстрируют пороговое возрастание сигнала ФРО с накачкой. Выход на горизонтальную полку при мощности около 1.5 мкВт коррелирует с достижением максимальной интенсивности плазмарона в спектре ФЛ. Начиная с этой мощности фотовозбуждения, только некоторая фиксированная часть ТЦМЭ остается в области импульсов $q \simeq 0$ и занимает в реальном пространстве пятно диаметром около 50 мкм, а все остальные триплетные магнитоэкситоны попадают в энергетический минимум, где конденсируются и потому быстро вытекают из поля зрения.

Основной вопрос связан с тем, почему в области порога увеличение мощности накачки в 2–3 раза приводит к росту отражения в 7 и даже в 20 раз. На рисунке 2c приведена зависимость от мощности накачки интегральной интенсивности сигнала ФЛ. Видно, что она очень близка к линейной и никаких скачков на ней не наблюдается. Отсюда следует, что и концентрация фотовозбужденных ТЦМЭ должна линейно расти с накачкой. Одно из объяснений, высказанное изначально [19] и развитое позднее в теоретических работах [33, 34], состоит в том, что при наличии в системе случайного потенциала именно переход от некогерентного магнитоэкситонного газа к когерентной конденсатной фазе должен приводить к существенному возрастанию оптического поглощения. Можно также предположить, что наблюдаемое столь сильное пороговое возрастание сигнала ФРО связано с перераспределением отраженного света в угловом пространстве, например, с концентрацией отражения вблизи нормали к поверхности образца. Подобные эффекты связаны обычно с возникновением в системе пространственной когерентности. В качестве примеров можно привести теоретические и экспериментальные результаты [35, 36]. Недавно наличие высокой пространственной когерентности в исследуемом магнитоэкситонном конденсате было подтверждено экспериментально [21], но очевидно, что для проверки высказанного предположения требуются дополнительные исследования.

Авторы благодарны В. Д. Кулаковскому за полезные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 21-12-00368.

1. С. А. Москаленко, ФТТ **4**, 276 (1962).
2. J. M. Blatt, K. W. Böer, and W. Brandt, Phys. Rev. **126**, 1691 (1962).
3. R. C. Casella, J. Phys. Chem. Solids **24**, 19 (1963).
4. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, Письма в ЖЭТФ **5**, 238 (1967).
5. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).

6. E. A. Cornell and C. E. Wieman, Rev. Mod. Phys. **74**, 875 (2002).
7. W. Ketterle, Rev. Mod. Phys. **74**, 1131 (2002).
8. Н. Н. Сибельдин, УФН **187**, 1236 (2017).
9. V. D. Kulakovskii and V. B. Timofeev, in: *Electron-Hole Droplets in Semiconductors*, ed. by C. D. Jeffries and L. V. Keldysh, North-Holland, Amsterdam (1983), p. 95.
10. H. Deng, H. Haug, and Y. Yamamoto, Rev. Mod. Phys. **82**, 1489 (2010).
11. I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, Adv. Phys. **45**, 147 (1996).
12. A. Arora, J. Appl. Phys. **129**, 120902 (2021).
13. I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
14. I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, ЖЭТФ **80**, 1488 (1981).
15. L. V. Butov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, K. L. Campman, and A. C. Gossard, Phys. Rev. B **60**, 8753 (1999).
16. S. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).
17. L. V. Kulik, S. Dickmann, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, A. B. Van′kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
18. S. Dickmann and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **71**, 241310 (2005).
19. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, Nat. Commun. **7**, 13499 (2016).
20. J. E. Avron, I. W. Herbst, and B. Simon, Ann. Physics **114**, 431 (1978).
21. А. В. Горбунов, А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **114**, 479 (2021).
22. 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).
23. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **114**, 062403 (2019).
24. A. V. Gorbunov, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, L. V. Kulik, S. Dickmann, and V. B. Timofeev, Annalen der Physik **531**, 1800443 (2019).
25. M. A. Eriksson, A. Pinczuk, B. S. Dennis, S. H. Simon, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **82**, 2163 (1999).
26. J. G. Groshaus, P. Plochocka-Polak, M. Rappaport, V. Umansky, I. Bar-Joseph, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Y. Gallais, and A. Pinczuk, Phys. Rev. Lett. **98**, 156803 (2007).
27. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, Sci. Rep. **4**, 10354 (2015).
28. C. Kallin, and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
29. 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).
30. 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).
31. А. С. Журавлев, В. А. Кузнецов, А. В. Горбунов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **110**, 260 (2019).
32. S. Dickmann and B. D. Kaysin, JETP Lett. **114**, 585 (2021).
33. S. Dickmann, L. V. Kulik, and V. A. Kuznetsov, Phys. Rev. B **100**, 155304 (2019).
34. S. Dickmann, JETP Lett. **109**, 63 (2019).
35. J. Keeling. L. S. Levitov, and P. B. Littlewood, Phys. Rev. Lett. **92**, 176402 (2004).
36. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, Phys. Stat. Sol. (c) **5**, 2379 (2008).