

УДК 538.915

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА МАГНИТОЭКСИТОННОГО КОНДЕНСАТА

© 2025 г. П. С. Бережной^{1,2}, А. С. Кореев^{1,3}, А. В. Горбунов^{1,*}, В. В. Соловьев¹, А. Б. Ваньков¹, Л. В. Кулик¹, В. Б. Тимофеев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)», Долгопрудный, Россия

*E-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 27.09.2024 г.

После доработки 18.10.2024 г.

Принята к публикации 28.10.2024 г.

Построена фазовая граница перехода «газ – магнитоэкситонный конденсат» возбужденной двумерной электронной системы, помещенной в квантующее магнитное поле, в координатах «температура – плотность возбуждений». На основании экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что конденсат представляет собой коллективное, несжимаемое в реальном пространстве, возбужденное состояние квантово-холловского диэлектрика.

Ключевые слова: квантово-холловский диэлектрик, циклотронный магнитоэкситон, бозе-эйнштейновская конденсация.

DOI: 10.31857/S0367676525020054, **EDN:** CXWFTC

ВВЕДЕНИЕ

Идея о возможности бозе-эйнштейновской конденсации в ансамбле циклотронных магнитоэкситонов, у которых электрон и дырка находятся на разных уровнях Ландау в зоне проводимости, была высказана относительно недавно [1]. Наиболее перспективными с этой точки зрения являются триплетные циклотронные (спин-флип) магнитоэкситоны (ТЦМЭ) в квантово-холловском диэлектрике при факторе заполнения электронов $v = 2$, сформированном в квантовой яме (КЯ) на основе полупроводниковой гетеросистемы GaAs/AlGaAs [2,3]. ТЦМЭ образованы неравновесными электронной вакансиями (ферми-дыркой) на полностью заполненном нулевом электронном уровне Ландау и возбужденным электроном с перевернутым спином на незаполненном первом уровне Ландау. ТЦМЭ – нижайшие по энергии возбуждения в квантово-холловском диэлектрике, которые являются долгоживущими композитными бозонами со спином $S = 1$ [3, 4]. Время жизни ТЦМЭ достигает миллисекунды [5].

ТЦМЭ являются «темными» квазичастицами, которые не взаимодействуют с электромагнитным полем в дипольном приближении. Поэтому

мы в экспериментах по регистрации ТЦМЭ используется взаимодействие света не с самим магнитоэкситоном, а только с одной из его составляющих – ферми-дыркой. Для этого используется резонансное отражение света с энергией фотона, соответствующей оптическому переходу «0–0» между состояниями нулевых уровней Ландау тяжелой дырки в валентной зоне и электрона в зоне проводимости КЯ. В квантово-холловском диэлектрике в равновесном состоянии такое резонансное отражение отсутствует: оптические переходы «0–0» невозможны, т.к. нулевой уровень Ландау полностью занят электронами. Сигнал отражения возникает только при возбуждении двумерной электронной системы (2DЭС) долгоживущими неравновесными ТЦМЭ, т.е. после появления на нулевом уровне Ландау неравновесных дырок – составных частей спин-флип экситонов.

Сами неравновесные ТЦМЭ формируются фотовозбуждением электронов со дна валентной зоны на потолок зоны проводимости КЯ, содержащей 2DЭС. Фотовозбужденные электроны релаксируют на нижайшее состояние на первом уровне Ландау зоны проводимости, а фотовозбужденные дырки релаксируют на нулевой уровень Ландау тяжелых дырок валентной зоны.

В процессе релаксации валентная дырка может много раз изменить свой спин вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне КЯ. После этого фотовозбужденная дырка может рекомбинировать с равновесным электроном зоны проводимости с образованием вакансии (ферми-дырки) на нулевом электронном уровне Ландау. Если в процессе релаксации в валентной зоне фотовозбужденная дырка изменила спин, то после ее превращения в ферми-дырку вся электронная система изменяет спин на единицу. Спин фотовозбужденного электрона, напротив, в процессе релаксации не изменяется из-за слабого спин-орбитального взаимодействия в зоне проводимости КЯ. Связываясь, ферми-дырка и возбужденный электрон образуют ТЦМЭ. Как упомянуто выше, наличие ТЦМЭ приводит к возникновению резонансного отражения света с энергией перехода электронов с нулевого уровня Ландау тяжелых дырок на ферми-дырки, связанные в ТЦМЭ (переход «0-0»). Оптический процесс, связанный с поглощением фотона электроном валентной зоны и его переходом в зону проводимости, на место фотовозбужденной ферми-дырки, с последующим испусканием фотона с той же энергией и тем же продольным импульсом вдоль плоскости квантовой ямы, назван фотоиндуцированным резонансным отражением (ФРО) [6].

При температурах $T \lesssim 1\text{K}$ в плотном ансамбле ТЦМЭ формируется новое сильнокорелированное состояние электронной материи, назначенное в работе [5] магнетофермионным конденсатом. Название обусловлено тем, что конденсация происходит именно в системе 2D электронов (фермионов), полностью заполняющих нулевой уровень Ландау, часть из которых перенесена (возбуждена) на незаполненный первый уровень Ландау. Из равновесных электронов и их вакансий на нулевом уровне Ландау формируются ферми-дырки, взаимодействующие с возбужденными электронами на первом уровне Ландау. В результате в фермиевской системе появляется газ композитных бозонов (ТЦМЭ), который при достижении критической концентрации переходит в конденсированное состояние. По этой причине новое конденсированное состояние может быть названо как магнетофермионным конденсатом (если рассматривать возбуждения в электронном представлении), так и магнитоэкситонным конденсатом (если рассматривать возбуждения в электрон – ферми-дырочном представлении). Магнетофермионный (в дальнейшем – магнитоэкситонный) конденсат является экспериментальным примером конденсации возбуждений в пространстве обобщенных импульсов \vec{q} – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [7]. Макроскопическая когерентность конденсата подтверждается проведенными недавно интерферометриче-

скими исследованиями [8–10], которые показали, что длина пространственной когерентности в 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 [5] было продемонстрировано распространение конденсата фактически на весь исследовавшийся образец размером $\approx 3 \times 3\text{ mm}$. Эксперименты по визуализации растекания [11] показали, что механизм переноса – недиффузионный. Во-первых, транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии при фиксированной температуре, по крайней мере, на три порядка величины больше, чем длина диффузии ТЦМЭ в газовой фазе. Во-вторых, пространственный профиль плотности конденсата описывается ступенчатой, а не гауссовой функцией, за исключением областей холловского диэлектрика, где наблюдаются дефекты ограничивающего потенциала КЯ. В однородных (бездефектных) областях плотность ТЦМЭ (высота ступени) одинакова во всей области растекания конденсата [11]. Это означает, что при фиксированной температуре эксперимента по визуализации растекания конденсат является несжимаемым состоянием. Однако до настоящей работы было неизвестно, зависит ли плотность ТЦМЭ в конденсате от температуры.

Варьирование температуры и мощности фотовозбуждения (оптической накачки) позволило построить часть экспериментальной диаграммы перехода «газ – конденсат» в координатах «температура – плотность мощности накачки» в узком диапазоне температур $0.53 \leq T \leq 0.85\text{K}$ [5]. При изменении температуры в указанных пределах мощность накачки, необходимая для достижения фазовой границы, изменялась на порядок величины, что сложно объяснить в рамках существующих теоретических представлений. Например, в теоретической работе [12] было подчеркнуто, что фазовая граница конденсата ТЦМЭ определяется плотностью ТЦМЭ и флуктуациями случайного потенциала КЯ, а не температурой 2ДЭС.

Необходимо отметить, что фазовая граница, определенная экспериментально в работе [5], связывала с температурой перехода «газ – конденсат» не плотность ТЦМЭ, а именно плотность мощности фотовозбуждения (т.е. концентрацию ТЦМЭ, возбуждаемых в пятне оптической накачки). При этом в той же работе было показано, что с температурой изменяется не только плотность мощности накачки $P_{\text{римп}}$, необходимая для достижения фазовой границы, но и время жизни ТЦМЭ в пятне возбуждения. Таким образом, фазовая диаграмма описывала экспериментальный метод достижения фазовой границы перехода «газ – конденсат», но не давала реального

представления о физической природе самого конденсата. В настоящей работе представлены результаты исследования условий формирования конденсированного состояния в области более низких температур и построена фазовая диаграмма перехода «газ – конденсат» в диапазоне $0.04 \leq T \leq 0.85$ К в координатах $\langle T - P_{\text{pump}} \rangle$ и в диапазоне $0.04 \leq T \leq 0.6$ К – в координатах $\langle T - N_{\text{ex}} \rangle$, где N_{ex} – квазистационарная плотность ТЦМЭ в пятне накачки. На основании проведенных исследований сделан вывод о том, что конденсация ТЦМЭ происходит при постоянном значении N_{ex} , которое не зависит от температуры. Комбинируя данные по температурной зависимости фазовой границы и «растеканию» конденсата в холловском диэлектрике, можно предположить, что магнитоэкситонный конденсат является несжимаемым состоянием.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах исследована высококачественная гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, КЯ GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и темновой подвижностью $\mu_e = 1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Образец размером $\approx 3 \times 3$ мм помещался в криостат растворения со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились в диапазоне температур от 40 до 650 мК в магнитном поле $B = 4.35$ Тл, перпендикулярном плоскости КЯ.

Для спектральных измерений использовались два многомодовых кварцевых световода $\varnothing 200$ мкм с числовой апертурой 0.22. Один световод использовался для подвода к образцу излучений лазера накачки и зондирующего лазера, а второй – для сбора излучения от образца и последующей его передачи либо на входную щель дифракционного спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой, либо через узкополосный (≈ 1.1 нм) интерференционный фильтр, настроенный на длину волны ФРО, – на кремниевый лавинный фотодиод в режиме счета фотонов, подключенный к фотонному счетчику со стробированием во времени. Для регистрации резонансного отражения световоды устанавливались симметрично, под углом $\approx 10^\circ$ к нормали образца, так чтобы ось отраженного лазерного пучка совпадала с осью принимающего световода. Для подавления вклада от света, отраженного от поверхности образца, использовались скрещенные линейные поляризаторы, установленные между концами световодов и образцом. Диаметр пятна накачки и зондирования на образце составлял ≈ 0.8 мм.

Источником оптической накачки для формирования ансамбля неравновесных ТЦМЭ служил одномодовый лазерный диод (длина волны

$\lambda \approx 785$ нм), а источником зондирующего излучения для контроля ФРО – непрерывный перестраиваемый титан-сапфировый лазер с шириной линии 5 МГц. Во избежание эффектов перегрева мощность диодной накачки на образце не превышала 10 мкВт, а плотность мощности $\approx 2 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Мощность вводимого в тот же световод излучения зондирующего лазера была на два порядка меньше. Спектр резонансного отражения измерялся с помощью сканирования длины волны зондирующего лазера и регистрации интенсивности лазерной линии в отраженном свете ПЗС-камерой на выходе спектрометра. Фотолюминесценция (ФЛ) ансамбля ТЦМЭ возбуждалась тем же лазерным диодом, который использовался для накачки ФРО, а спектры ФЛ регистрировались в описанной геометрии отражения при выключенном зондирующем лазере. Модулирование тока лазерного диода генератором прямоугольных импульсов (длительность фронта/спада < 10 нс) позволяло измерять с помощью счетчика фотонов время τ_d – длительность спада сигнала ФРО из пятна фотовозбуждения после окончания импульса накачки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Заполнение холловского диэлектрика ТЦМЭ-возбуждениями и их распределение в q -пространстве контролировалось по спектрам ФЛ. Характерный спектр ФЛ при плотности мощности фотовозбуждения, соответствующей области перехода ансамбля ТЦМЭ в конденсированное состояние, показан на рис. 1. Спектр состоит только из линий переходов трехчастичных комплексов, с образованием в конечном состоянии процесса рекомбинации плазмарона (Pln) или триона (T) [13, 14]. Одночастичных электрон-дырочных переходов (S) не наблюдается – это означает, что ТЦМЭ плотно заполняют все пятно накачки, так что любая фотовозбужденная дырка неизбежно оказывается вблизи спин-флип экситона. Энергетический спектр оптических переходов с рождением плазмарона, спин-синглетного по дыркам трехчастичного комплекса, участвующего в коллективных плазменных колебаниях электронной системы, отражает плотность заполненных состояний ТЦМЭ в q -пространстве [14–16]. Большая часть ТЦМЭ (максимум в спектре плазмарона) в этом случае имеет импульс, соответствующий минимуму в дисперсионной зависимости ТЦМЭ ($q \approx l_B^{-1}$, где l_B – магнитная длина) [17]. Также имеется максимум вблизи $q \approx 0$, так как фотовозбужденные ТЦМЭ имеют нулевой импульс, а процессы релаксации внутри дисперсионной зависимости ТЦМЭ занимают длительное время [14, 16, 18]. В свою очередь, энергия оптического перехода с рождением триона, спин-триплетного по дыркам трехчастичного

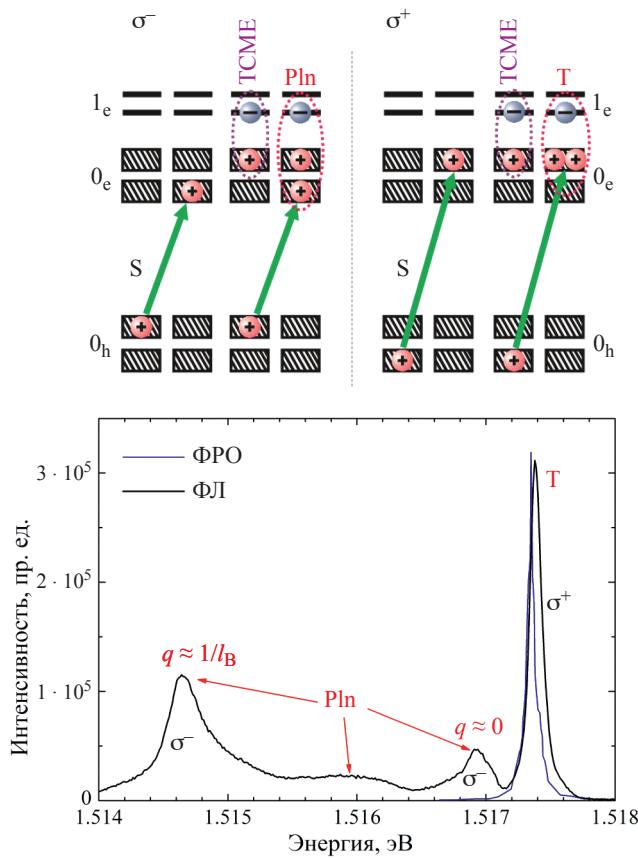


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) и фотоиндуцированного резонансного отражения (ФРО) магнитоэкситонного конденсата. Линия Т в σ^+ -поляризации соответствует ФЛ трехчастичных комплексов — трионов, состоящих из тройного циклотронного манитоэкситона (ТЦМЭ или ТСМΕ) и фотовозбужденной дырки с тем же спином, что и спин ферми-дырки в ТЦМЭ (дырочный триплет). Полоса Pln в σ^- -поляризации соответствует ФЛ трехчастичных комплексов — плазмаронов, состоящих из ТЦМЭ и фотовозбужденной дырки со спином, противоположным спину ферми-дырки в ТЦМЭ (дырочный синглет). Функция распределения плазмаронов по энергии связана с функцией распределения ТЦМЭ по импульсам q [13]. Вверху — схемы излучательной рекомбинации: одночастичной (S), плазмарона (Pln) и триона (T).

комплекса, почти совпадает с энергией ФРО (отличие состоит в разнице энергий кулоновского взаимодействия ТЦМЭ и валентной дырки в начальном и в конечном состоянии из-за слегка различных волновых функций носителей заряда в направлении роста КЯ в валентной зоне и зоне проводимости, рис. 1).

Диаграмма перехода «газ – конденсат ТЦМЭ» в координатах $(T - P_{\text{pump}})$ строилась с помощью измерений зависимости амплитуды сигнала ФРО I_{PRR} от плотности мощности фотовозбуждения P_{pump} при различных фиксированных температурах гелиевой бани и постоянной интенсивности зондирующего резонансного лазерного излучения. При малых накачках $I_{\text{PRR}}(P_{\text{pump}})$ растет

линейно вследствие линейного увеличения числа ТЦМЭ. В области перехода «газ – конденсат» может наблюдаться эффект нелинейного усиления (см. рис. 2a), который ослабевает с понижением температуры и при $T \lesssim 300$ мК уже не наблюдается (см. рис. 2б). С другой стороны, во всем исследованном температурном диапазоне на зависимости $I_{\text{PRR}}(P_{\text{pump}})$ наблюдается явно выраженное уменьшение темпа роста сигнала ФРО с накачкой (рис. 2). Такое поведение естественно связать с переходом «газ – конденсат», в результате которого начинается быстрое растекание ТЦМЭ из пятна накачки, т.е. из области регистрации сигнала ФРО. При построении диаграммы перехода «газ – конденсат» в координатах $(T - P_{\text{pump}})$ за точку перехода принималось значение плотности мощности P_0 , соответствующее излому на зависимости $I_{\text{PRR}}(P_{\text{pump}})$, если аппроксимировать ее двумя прямыми (см. рис. 2). Полученная в результате диаграмма показана на рис. 3а. Там же приведены экспериментальные точки из работы [5].

При $T \lesssim 500$ мК зависимость плотности мощности фотовозбуждения от температуры на границе перехода «газ – конденсат» $P_0(T)$ близка к линейной, однако при больших температурах наблюдается сильный сверхлинейный рост. Более того, уже при $T \gtrsim 1$ К границы перехода «газ – конденсат» достичь не удается. Очевидно, с увеличением температуры «время жизни» ТЦМЭ в пятне фотовозбуждения падает столь быстро, что наращивание скорости генерации спин-флип экситонов за счет увеличения P_{pump} не компенсирует уменьшения квазиравновесной плотности ТЦМЭ в пятне фотовозбуждения.

Фазовая диаграмма в координатах $(T - P_{\text{pump}})$ дает представление об экспериментальных возможностях получения магнитоэкситонного конденсата, но не позволяет понять зависимость от температуры критической плотности ТЦМЭ $N_{\text{ex}}(T)$, необходимой для конденсации. Область фазовой диаграммы на рис. 3а, обозначенная как «магнитоэкситонный конденсат», показывает лишь изменение плотности ТЦМЭ, возбуждаемых в пятне накачки. При этом увеличение плотности мощности P_{pump} может и не влиять на квазистационарную плотность ТЦМЭ в конденсате — N_{ex} , так как вся «лишняя» плотность квазиравновесных ТЦМЭ способна растекаться за пределы пятна фотовозбуждения либо релаксировать в основное состояние и не давать вклада в сигнал ФРО. Физически корректная фазовая диаграмма перехода «газ – конденсат» должна строиться в координатах $(T - N_{\text{ex}})$.

Квазистационарная плотность ТЦМЭ N_{ex} в пятне возбуждения при непрерывной оптической накачке пропорциональна произведению плотности мощности накачки P_{pump} и времени τ_d вне зависимости от того, определяется ли это время релаксацией спин-флип экситонов

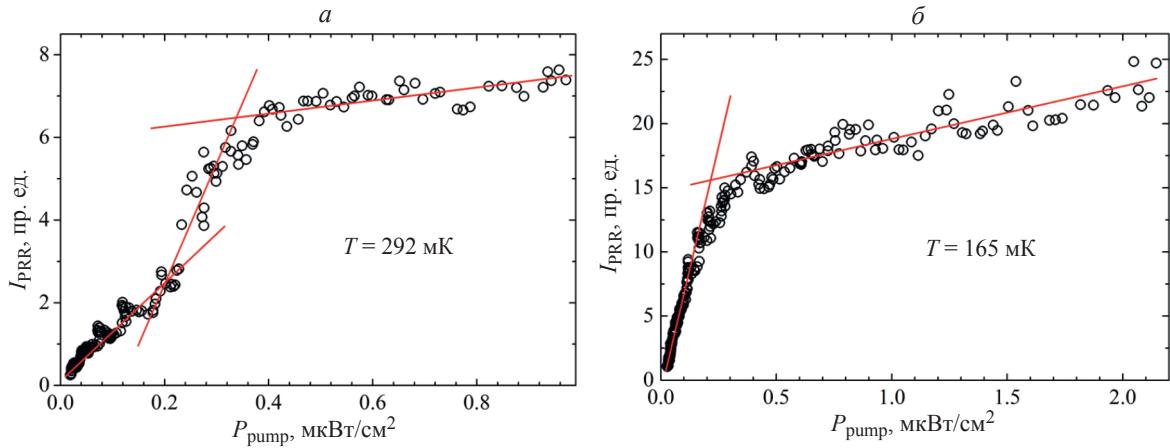


Рис. 2. Зависимость интенсивности сигнала ФРО I_{PRR} от плотности мощности фотовозбуждения P_{pump} при температурах гелиевой бани $T = 292$ (а) и 165 мК (б).

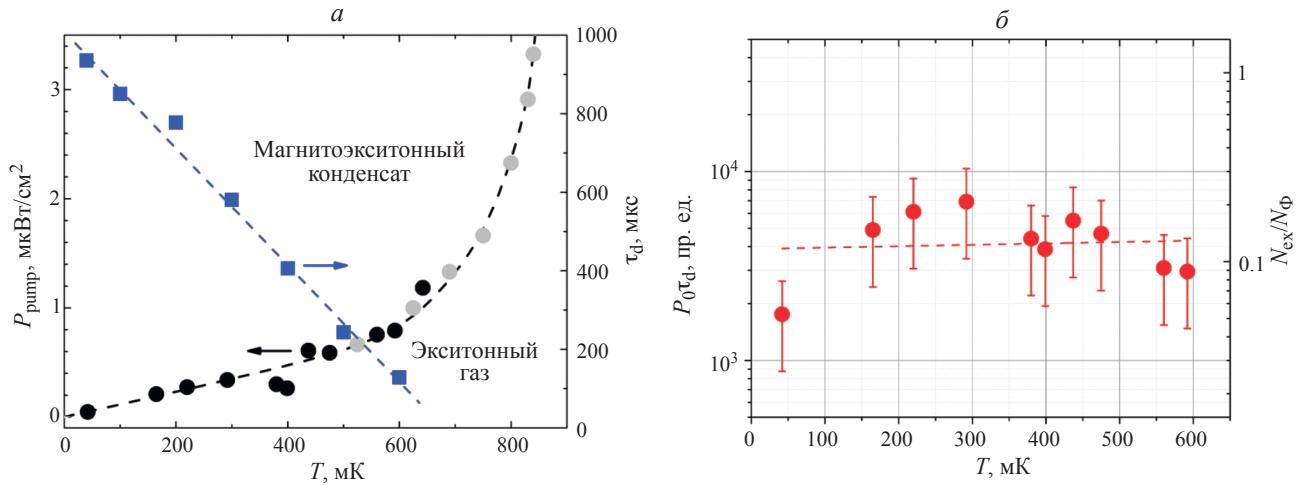


Рис. 3. Фазовая диаграмма перехода «газ – магнитоэкситонный конденсат». В координатах $\langle T - P_{\text{pump}} \rangle$ (а). Точки – эксперимент (черные кружки – настоящая работа, серый кружок – работа [5]). Черный пунктир приведен для удобства. Синие квадраты и пунктиры – результат измерений температурной зависимости времени спада сигнала ФРО. В координатах $\langle T - N_{\text{ex}} \rangle$ (б). Левая шкала – значения экспериментальных данных, описывающих квазистационарную плотность ТЦМЭ в пятне возбуждения. Правая шкала – значения N_{ex} , соответствующие теоретическим оценкам [5, 11].

в основное состояние или распространением за пределы пятна накачки. Построенная в координатах $\langle T - P_{\text{pump}} \cdot \tau_d \rangle$ диаграмма перехода «газ – конденсат» отражает реальную зависимость фазовой границы от квазистационарной плотности ТЦМЭ – N_{ex} . Было обнаружено, что с точностью до фактора 2 положение фазовой границы на диаграмме $\langle T - N_{\text{ex}} \rangle$ не зависит от температуры (рис. 3б). Таким образом, можно сделать вывод о том, что магнитоэкситонный конденсат ТЦМЭ представляет собой неожиданное в реальном пространстве состояние, причем плотность конденсата с имеющейся экспериментальной точностью не зависит от температуры.

К сожалению, не существует точного метода определения абсолютной величины плотности ТЦМЭ на границе перехода «газ – конденсат», аналогичного магнитотранспортным измерени-

ям холловской проводимости [19]. Поэтому на данный момент невозможно указать абсолютную величину N_{ex} , необходимую для их конденсации. Теоретическая оценка этой плотности, сделанная в работе [12], составляет 5–10% от плотности квантов магнитного потока N_{Φ} . По независимым исследованиям ФЛ двумерного электронного газа можно сделать вывод о том, что при плотности ферми-дырок более $0.15N_{\Phi}$ ТЦМЭ становятся нестабильными [5]. Поэтому разумной представляется оценка плотности ТЦМЭ N_o , необходимой для формирования конденсата, в диапазоне $N_o = (0.05–0.15)N_{\Phi}$. Поиск метода повышения точности этой оценки – одна из будущих задач физики магнитоэкситонного конденсата. Сама фазовая диаграмма в координатах $\langle T - N_{\text{ex}} \rangle$ представляет собой две обширные области: область магнитоэкситонного газа, $N_{\text{ex}} < N_o$, и

область газа некоррелированных возбужденных электронов, $N_{\text{ex}} > N_0$, в котором ТЦМЭ нестабильны. Эти области разделены линией конденсата, $N_{\text{ex}} = N_0$, возможно, уширенной за счет флуктуаций случайного потенциала КЯ [11].

Несжимаемость магнитоэкситонного конденсата позволяет построить физическую картину его растекания в реальном пространстве, согласующуюся с экспериментом [11]. Критическая плотность ТЦМЭ для формирования конденсата N_0 определяет среднее расстояние между спин-флипами экситонами в реальном пространстве, уменьшить которое невозможно. Добавление фотовозбужденного ТЦМЭ в область, уже занятую конденсатом, приводит к тому, что конденсат растекается в пространстве на площадь, необходимую для аккумуляции ТЦМЭ, на границе раздела «конденсат – холловский диэлектрик». В настоящее время механизм передачи информации от точки фотовозбуждения ТЦМЭ до границы «конденсат – холловский диэлектрик» неизвестен. Одна возможность состоит в том, что фотовозбужденный ТЦМЭ с импульсом, отличным от импульса квазичастиц конденсата, движется к границе раздела, слабо взаимодействуя с остальными частицами конденсата. Другой вариант предполагает, что фотовозбужденный ТЦМЭ и конденсат образуют единую коррелированную систему, возбуждение в которой распространяется коллективно к границе раздела. Предполагается, что скорость распространения надконденсатного фотовозбужденного ТЦМЭ соответствует скорости спинового транспорта, измеренной в работе [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена фазовая граница перехода «газ – конденсат» в возбужденной двумерной электронной системе, помещенной в квантующее магнитное поле. Конденсированное состояние – магнитоэкситонный конденсат – является примером конденсации нейтральных возбуждений не в реальном и не в обратном пространстве. Обобщенные импульсы, являющиеся интегралами движения для нейтральных электронных возбуждений в магнитном поле, зависят как от пространственных координат, так и от их градиентов. По этой причине свойства нового конденсированного состояния могут отличаться от свойств хорошо известных квазиравновесных бозе-эйнштейновских конденсатов, таких, как атомные [20, 21] или поляритонные [22] конденсаты. Интересно, что создание плотных ансамблей нейтральных возбуждений в двумерной электронной системе, помещенной в магнитное поле, не гарантирует формирования конденсированного состояния со свойствами магнитоэкситонного конденсата. Например, ансамбль нейтральных возбуждений с единичным спином легко достигает предела растворимости в лафлинов-

ской электронной жидкости на факторе заполнения $v = 1/3$ [23]. Однако, при этом не наблюдается ни макроскопической когерентности в ансамбле возбуждений, ни распространения ансамбля в реальном пространстве [10, 24].

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dickmann S.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 166801.
2. *Eriksson M.A., Pinczuk A., Dennis B.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. Art. No. 2163.
3. *Kulik L.V., Kukushkin I.V., Dickmann S. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. Art. No. 073304.
4. *Dickmann S., Kukushkin I.V.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. Art. No. 241310.
5. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S. et al.* // Nature Commun. 2016. V. 7. Art. No. 13499.
6. *Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al.* // Sci. Reports. 2015. V. 5. Art. No. 10354.
7. *Avron J.E., Herbst I.V., Simon B.* // Ann. Phys. 1978. V. 114. P. 431.
8. *Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 479; *Gorbunov A.V., Larionov A.V., Kulik L.V., Timofeev V.B.* // JETP Lett. 2021. V. 114. P. 417.
9. *Горбунов А.В., Тимофеев В.Б.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. С. 467; *Gorbunov A.V., Timofeev V.B.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. P. 380.
10. *Gorbunov A.V., Larionov A.V., Kulik L.V., Timofeev V.B.* // J. Appl. Phys. 2021. V. 132. Art. No. 244301.
11. *Kulik L.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al.* // Sci. Reports. 2018. V. 8. Art. No. 10948.
12. *Dickmann S., Kulik L.V., Kuznetsov V.A.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. Art. No. 155304.
13. *Zhuravlev A.S., Kuznetsov V.A., Kulik L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. Art. No. 196802.
14. *Kuznetsov V.A., Kulik L.V., Velikanov M.D. et al.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 205303.
15. *Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. Art. No. 062403.
16. *Горбунов А.В., Журавлев А.С., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 190; *Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S., Kulik L.V., Timofeev V.B.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 141.
17. *Kallin C., Halperin B.I.* // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. P. 5655.
18. *Журавлев А.С., Кузнецов В.А., Горбунов А.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 260; *Zhuravlev A.S., Kuznetsov V.A., Gorbunov A.V. et al.* // JETP Lett. 2019. V. 110. P. 284.
19. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. P. 437.
20. *Cornell E.A., Wieman C.E.* // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. P. 875.
21. *Ketterle W.* // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. P. 1131.
22. *Deng H., Haug H., Yamamoto Y.* // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1489.
23. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Larionov A.V. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 123. Art. No. 083101.
24. *Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. С. 200; *Gorbunov A.V., Larionov A.V., Kulik L.V., Timofeev V.B.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. P. 68.

Phase diagram of magnetoexciton condensate

P. S. Berezhnoy^{a,b}, A. S. Koreev^{a,c}, A. V. Gorbunov^{a,*}, V. V. Solovyev^a, A. B. Van'kov^a,
L. V. Kulik^a, V. B. Timofeev^a

^a*Osipyan Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

^b*National Research University «Higher School of Economics», Moscow, 101000, Russia*

^c*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 141700, Russia*

*e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

The phase boundary of the “gas – magnetoexciton condensate” transition of an excited two-dimensional electron system placed in a quantizing magnetic field is constructed in the “temperature – excitation density” coordinates. Based on experimental data, it can be concluded that the condensate is a collective, incompressible in real space, excited state of a Hall dielectric.

Keywords: quantum Hall dielectric, cyclotron magnetoexciton, Bose-Einstein condensation.