

Когерентность магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике

А. В. Горбунов¹⁾, А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 16 августа 2021 г.

После переработки 3 сентября 2021 г.

Принята к публикации 3 сентября 2021 г.

Методами сдвиговой интерферометрии исследованы когерентные свойства плотного ансамбля триплетных циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике вблизи фактора заполнения $\nu = 2$. Обнаружено, что по сравнению с газом надконденсатных магнитоэкситонов магнитоэкситонный конденсат, формирующийся при достаточно низких температурах с помощью нерезонансного фотовозбуждения, отличается повышенной степенью когерентности: поперечная длина когерентности по порядку величины достигает ~ 10 мкм. Доля конденсата может достигать 20 % от полного числа триплетных магнитоэкситонов.

DOI: 10.31857/S123456782119006X

Интерес к магнитоэкситонам в двумерной электронной системе (2DЭС), помещенной в квантующее магнитное поле, связан с обнаружением новых когерентных конденсированных состояний, не имеющих очевидных аналогов в физике трехмерных (3D) систем. Наиболее изученными с точки зрения экспериментальных и теоретических исследований являются триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ) в квантово-холловском диэлектрике (электронный фактор заполнения $\nu = 2$), образованные электронной вакансией (ферми-дыркой) на полностью заполненном нулевом электронном уровне Ландау и возбужденным электроном на пустом первом уровне Ландау. ТЦМЭ являются долгоживущими композитными бозонами со спином $S = 1$, время жизни которых достигает сотен микросекунд [1] и даже миллисекунды [2]. При температурах $T < 1$ К и концентрациях $n_{\text{ex}} \sim (1-10)$ % от плотности квантов магнитного потока в квантово-холловском изоляторе, т.е. в фермионной системе, образуется качественно новая фаза, названная в работе [2] *магнетофермионным конденсатом*. Это состояние является экспериментальным примером конденсации композитных бозонов в пространстве обобщенных импульсов q – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [3]. Макроскопическая когерентность новой фазы приводит к тому, что ее отклик на воздействие внешнего электромагнитного поля выше на порядок, чем в разреженном экситонном газе, причем конденсат

способен растекаться из области фотовозбуждения в объем квантово-холловского изолятора на макроскопические расстояния [2]. Прямые эксперименты по визуализации растекания в высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах показали, что механизм переноса – недиффузионный: транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии, по крайней мере, на три порядка больше, чем длина диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе [4]. При этом скорость разбегания экситонов из пятна накачки составляет $\gtrsim 10^3$ см/с [5].

Важнейшим свойством бозе-эйнштейновского конденсата является макроскопическая когерентность: все частицы конденсированной фазы описываются единой волновой функцией. Длина пространственной когерентности ξ не только превышает дебройлевскую длину волны, но в идеальном случае совпадает с размерами области, которую этот конденсат занимает. На практике длина когерентности зависит от того, насколько неидеальна исследуемая реальная система. В случае двумерных экситонных систем, таких, как пространственно-непрямые экситоны в двойных или широких одночных квантовых ямах, она может составлять от 0.5 мкм [6] до 6–7 мкм [7]. Для внутрирезонаторных экситонных поляритонов величина ξ определяется характерным размером неоднородности структуры и достигает 20–30 мкм [8]. Настоящая работа посвящена изучению интерферометрическими методами степени пространственной когерентности ТЦМЭ в магнетофермионном (магнитоэкситонном) конденсате.

¹⁾e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Для экспериментальных исследований использовалась высококачественная гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, квантовую яму GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и темновой подвижностью на уровне $1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Симметричное легирование необходимо для того, чтобы минимизировать проникновение 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 размером $\sim 3 \times 3 \text{ мм}$ устанавливался в откачиваемую вставку с жидким ^3He , оснащенную оптическим окном для ввода и вывода излучения, которая, в свою очередь, помещалась в ^4He -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились в диапазоне температур от 0.55 до 1.5 К в магнитном поле до 6 Тл, направленном перпендикулярно плоскости квантовой ямы.

В качестве оптического источника для формирования ансамбля неравновесных циклотронных магнитоэкситонов и возбуждения сигнала фотолуминесценции (ФЛ) использовался одномодовый лазерный диод (длина волны $\simeq 780 \text{ нм}$), а для контроля резонансного отражения – перестраиваемый непрерывный полупроводниковый лазер “Toptica DL Pro” с шириной линии 1 МГц. Внутри вставки с ^3He была установлена светосильная двухлинзовая проекционная система, с помощью которой лазерное излучение фокусировалось на поверхность исследуемого образца. Для достижения точной фокусировки образец, погруженный в жидкий ^3He , можно было плавно перемещать вдоль оптической оси с помощью специально сконструированного узла механической подачи. Минимальный размер пятна накачки на образце составлял $\simeq 5 \text{ мкм}$. С помощью той же пары линз излучение резонансного отражения и ФЛ выводилось наружу в виде параллельного пучка. Увеличенное изображение образца ($\times 30$) проецировалось длиннофокусным объективом ($f = 360 \text{ мм}$) либо на входную щель решетчатого спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой, либо на вход интерферометра. 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. Поскольку в магнитном поле в 2DЭС поглощается и излучается циркулярно поляризованное излучение, то через второй поляризатор сигнал резонансного отражения от 2DЭС проходит,

а сигнал нерезонансного отражения и рассеяния от поверхности образца и гетерослоев подавляется.

Основным способом обнаружения ТЦМЭ является фотоиндуцированное резонансное отражение света (ФРО) [1]. 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 дисперсионная зависимость ТЦМЭ имеет минимум не при $q = 0$, а вблизи обратной магнитной длины, $q_{\text{min}} \simeq 1/l_B$ [9]. В поле 4 Тл магнитная длина $l_B = \sqrt{\hbar/eB} \simeq \simeq 10^6 \text{ см}^{-1}$, т.е. для релаксации нужно отдать довольно большой импульс. Поэтому наряду с ФРО необходимо одновременно регистрировать спектры ФЛ 2DЭС: из них оказывается возможным определить функцию распределения магнитоэкситонов по обобщенным импульсам. При появлении в системе неравновесных возбуждений в спектрах ФЛ появляются особенности, связанные с трансляционно-инвариантными трехчастичными комплексами, построенными из темного триплетного магнитоэкситона и дополнительной ферми-дырки [10, 11] (см. рис. 1). Существуют два вида таких комплексов. Ес-

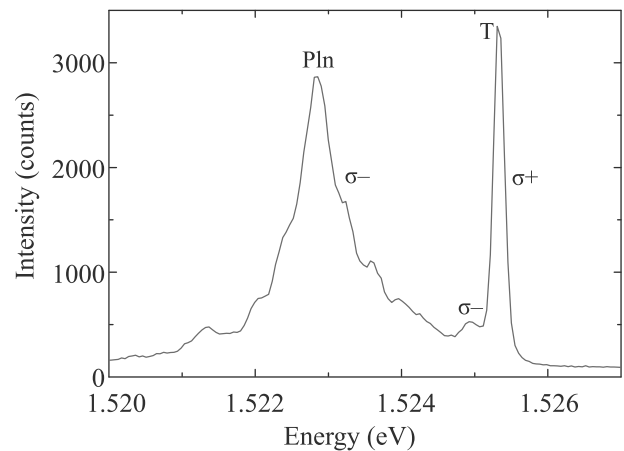


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр ФЛ 2DЭС при мощности оптической накачки $P_{\text{pump}} = 1 \text{ мкВт}$, температуре $T = 0.65\text{--}0.70 \text{ К}$ и факторе заполнения $\nu = 2.15$

ли 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 (PIn),

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 магнитоэкситон, связанный с дополнительной ферми-дыркой. Триплетное по дыркам трехчастичное состояние является трионом (Т). 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. Фактически интенсивность линии Т учитывает полную плотность магнитоэкситонов. Спектр ФЛ плазмарона, напротив, несет информацию как о полном числе магнитоэкситонов, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям, из которой, в свою очередь, получается функция распределения входящих в плазмарон магнитоэкситонов по обобщенным импульсам q , которые они имели к моменту формирования плазмарона. В работе [12] удалось показать, 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 за счет экситон-экситонного рассеяния только по достижении некоторой критической экситонной плотности. Вследствие сверхдлинных времен термализации ансамбли ТЦМЭ являются существенно неравновесными, состоящими из надконденсатных магнитоэкситонов с обобщенными импульсами, близкими к нулевым, и магнитоэкситонов в энергетическом минимуме с импульсами порядка обратной магнитной длины. Доказано экспериментально [12], что быстрый перенос экситонной плотности на большие расстояния осуществляется только теми ТЦМЭ, что заполняют энергетический минимум на дисперсионной кривой вблизи обобщенных импульсов порядка обратной магнитной длины, $q_{\min} \sim 1/l_B \simeq 10^6 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, именно появление в спектре ФЛ интенсивной плазмаронной полосы с максимумом в области q_{\min} служит доказательством формирования магнитоэкситонного конденсата.

В общем случае результат интерференционного сложения двух волн с интенсивностями $I_1(\mathbf{r})$ и $I_2(\mathbf{r})$ имеет вид (см., например, [13]):

$$I_{\text{if}}(\mathbf{r}) = I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}) + 2\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}g^{(1)}(\mathbf{r})\cos\Phi,$$

где \mathbf{r} – пространственная координата, а $\Phi(\mathbf{r})$ – пространственное распределение разности фаз между интерферирующими волнами. Степень когерентности определяется величиной нормированного коррелятора 1-го порядка $g^{(1)}(\mathbf{r})$, изменяющегося в пределах от 0 до 1 и связанного с видностью интерференционных полос $V = (I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min})$ соотношением:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{V(\mathbf{r})(I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}))}{2\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}}.$$

Таким образом, при равных интенсивностях коррелятор и видность просто совпадают, но в общем случае, измеряя $I_{\text{if}}(\mathbf{r})$, $I_1(\mathbf{r})$ и $I_2(\mathbf{r})$, из эксперимента можно извлечь лишь произведение:

$$g^{(1)}(\mathbf{r})\cos\Phi(\mathbf{r}) = \frac{I_{\text{if}}(\mathbf{r}) - I_1(\mathbf{r}) - I_2(\mathbf{r})}{2\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}}$$

и $g^{(1)}(\mathbf{r})$ – это огибающая пространственного профиля интерференционных полос. Зависимость величины коррелятора 1-го порядка от координаты x в плоскости волнового фронта в общем случае можно описать функцией $\exp(-|x|/\xi)$, где ξ – поперечная длина пространственной когерентности, которая стремится к нулю для некогерентного источника и к бесконечности – для когерентного.

Используемый интерферометр – это вариант интерферометра Майкельсона с неполяризующим светоделительным кубиком и параллельными пучками, в одном из плеч которого вместо зеркала установлена 90° -призма, оборачивающая изображение. Микроскопный объектив $\times 10$ на входе в интерферометр и объектив с $f = 190 \text{ мм}$ на выходе образуют второй каскад увеличения, так что результирующее увеличение составляет $\simeq 170$. В результате, на собственной охлаждаемой ПЗС-матрице интерферометра наблюдаются два изображения образца, развернутые друг относительно друга на 180° и промодулированные слегка искривленными интерференционными полосами, параллельными ребру призмы (см. рис. 2а). Видность полос и коррелятор 1-го порядка симметрично спадают в обе стороны от линии, соответствующей нулевому сдвигу между изображениями, $\delta = 0$ (рис. 2б). Хорошо известно, что при передаче изображения проекционной оптической системой даже в случае некогерентного светового источника пространственное распределение степени когерентности не будет δ -функцией из-за дифракции на апертуре входного зрачка [13]. В нашем случае аппаратная функция связана с функцией Эйри для дифракции света на круглом отверстии и описывается выраже-

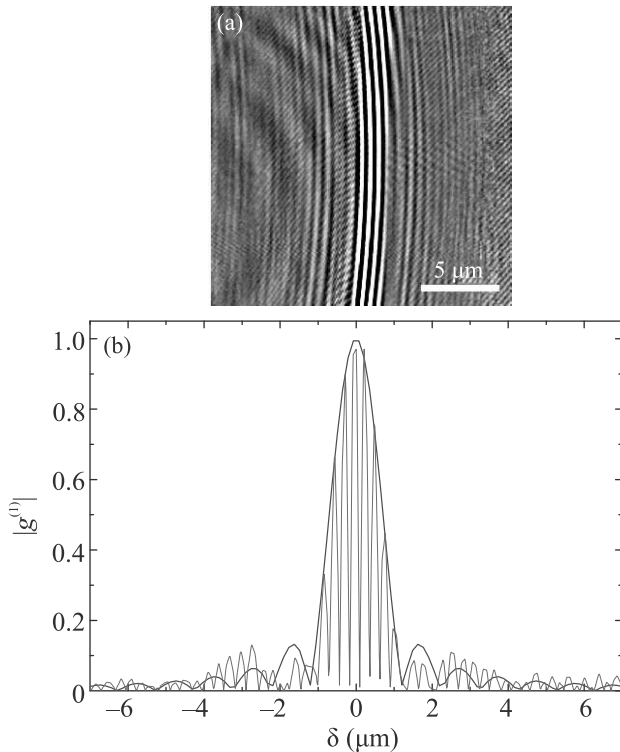


Рис. 2. (Цветной онлайн) Аппаратная функция оптической системы, измеренная в отраженном свете зондирующего лазера ($P_{\text{probe}} = 1$ мкВт) при минимальной температуре, $T = 0.55$ К, и в нулевом магнитном поле, $B = 0$. (a) – Картина интерференционных полос в плоскости выходного изображения интерферометра – $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$. (b) – Профиль интерференционных полос $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$ (красная линия) и теоретическая кривая $|2J_1(\nu)/\nu|$, наилучшим образом описывающая центральный пик (синяя линия)

нием $g^{(1)}(\delta) = 2J_1(\nu)/\nu$, где $J_1(\nu)$ – функция Бесселя первого рода и первого порядка, $\nu = 2\pi\delta \sin \alpha/\lambda$, $\sin \alpha$ – числовая апертура оптической системы, а λ – длина волны света. Положение первого нуля функции Эйри определяет оптическое разрешение системы [13]. Апертура ближайшей к образцу короткофокусной ($f = 15$ мм) асферической линзы (Newport FSPA10) составляла $\sin \alpha \simeq 0.5$, т.е. расчетное разрешение $\simeq 1$ мкм.

Как уже было сказано, пространственное распределение коррелятора 1-го порядка можно найти путем измерения по отдельности распределений интенсивности для каждого из плеч интерферометра $I_1(\mathbf{r})$, $I_2(\mathbf{r})$, собственно интерферограммы $I_{\text{if}}(\mathbf{r})$ и построения на их основе распределения $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$. На практике для повышения точности измерений на записанной интерферограмме выбирался горизонтальный прямоугольный участок, внутри которого

полосы можно считать прямыми, проводилось суммирование интенсивности по вертикали и получался профиль интерферограммы $I_{\text{if}}(\delta)$. Аналогичным образом строились профили $I_1(\delta)$ и $I_2(\delta)$. Из этих трех кривых извлекалась знакопеременная функция $g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)$. Точность определения интересующей нас огибающей можно повысить, если перейти к модулю $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$. Поскольку для анализа когерентных свойств резонансно отраженного света необходимо использовать низкокогерентный (в идеале – некогерентный) источник излучения, луч зондирующего лазера фокусировался на поверхность вращающегося матового стекла в пятно, изображение которого проецировалось на поверхность образца. Размер пятна зондирования на образце составлял $\simeq 50$ мкм, при этом пятно накачки находилось в его центре. Для подавления вклада в интерферограмму от когерентного излучения лазера накачки отраженный пучок пропускался через интерференционный светофильтр с шириной полосы 10 нм и центральной длиной волны 820 нм. На рисунке 2 приведен пример измерения аппаратной функции системы в отраженном свете зондирующего лазера при минимальной температуре, $T = 0.55$ К, и в нулевом магнитном поле, $B = 0$. Следует подчеркнуть высокую чувствительность методики измерений к точности фокусировки на поверхность образца. Только при оптимальной настройке оптики, действительно, удается приблизиться к пространственному разрешению $\gtrsim 1$ мкм (см. рис. 2b).

При исследовании пространственной когерентности магнитоэкситонного конденсата сравнивались интерферограммы в свете резонансного отражения для оптического перехода “0–0” между состояниями нулевых уровней Ландау тяжелых дырок валентной зоны и электронов зоны проводимости, полученные без оптической накачки 2DЭС и при включенной накачке. В идеальной системе сигнал резонансного отражения от квантово-холловского изолятора при $\nu = 2.0$ не наблюдается, если фотовозбуждение 2DЭС отсутствует. Причина в том, что поглощение резонансного фотона и его последующее переизлучение (т.е. резонансное отражение) невозможно, пока на нулевом электронном уровне Ландау не появится ферми-дырка. На самом деле скрещенные поляризаторы не подавляют отражение полностью и какое-то небольшое количество света попадает в интерферометр. Включение лазерного диода накачки приводит к возникновению сигнала ФРО (в нашем случае отражение возросло, по крайней мере, на порядок величины), что свидетельствует о появлении в 2DЭС макроскопического числа

неравновесных триплетных магнитоэкситонов. Для формирования магнитоэкситонного конденсата необходимо, чтобы ТЦМЭ начали заполнять состояния вблизи минимума дисперсионной зависимости при $q_{\min} \simeq 1/l_B$. Процесс рассеяния магнитоэкситонов в нижайшее энергетическое состояние сопровождается появлением в спектрах ФЛ линии плазмарона. Именно максимальная интенсивность плазмаронной полосы относительно линии триона служила критерием при подборе параметров эксперимента: напряженности магнитного поля B и мощности накачки P_{pump} . На рисунке 1 показан пример спектра ФЛ, полученного в таких условиях. Здесь интенсивность линии плазмарона Pln почти сравнялась с линией триона T, а линия одночастичного перехода, наблюдаемая, как и плазмарон, в σ^- -поляризации, почти исчезла. Такая ситуация реализуется при достаточно низкой интенсивности фотовозбуждения, позволяющей не перегревать систему ($\lesssim 10 \text{ Вт/см}^2$), и при факторе заполнения, несколько большем, чем $\nu = 2.0$.

Профиль интерферограммы $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$ в отсутствие фотовозбуждения приведен на рис. 3а, а при включенной накачке – на рис. 3б. Спектр ФЛ на рис. 1 был записан непосредственно перед регистрацией интерферограмм для рис. 3 и проконтролирован после. На обоих рисунках синим цветом показаны теоретические кривые $|2J_1(\nu)/\nu|$, наилучшим образом описывающие центральный пик при $\delta = 0$. Видно, что ширины пиков отличаются незначительно. Главное различие состоит в поведении $|g^{(1)}(\delta)|$ при больших сдвигах. На рисунке 3а величина коррелятора спадает с расстоянием приблизительно так же быстро, как и теоретическая кривая, хотя в целом интенсивность и положение боковых максимумов с теоретической зависимостью не совпадают. Следует заметить, что в этой области δ и воспроизводимость $|g^{(1)}(\delta)|$ от измерения к измерению оставляет желать лучшего: сказывается высокая чувствительность к настройке оптической схемы, а также возможная неоднородность образца (см. ниже). На рисунке 3а показан также результат свертки теоретической кривой и функции $\exp(-|\delta|/\xi)$ с параметром $\xi = 0.4 \text{ мкм}$. Можно предположить, что высокая степень когерентности излучения зондирующего лазера при рассеянии на вращающемся матовом стекле теряется не полностью. Во всяком случае, первый нуль функции $|2J_1(\nu)/\nu|$ в профиле полос явно не наблюдается и результат свертки здесь ближе к эксперименту. Зависимость $|g^{(1)}(\delta)|$, приведенную на рис. 3б, никакой сверткой экспоненты $\exp(-|\delta|/\xi)$ с теоретической кривой получить невозможно: при такой ширине центрального пика спадание коррелятора с рос-

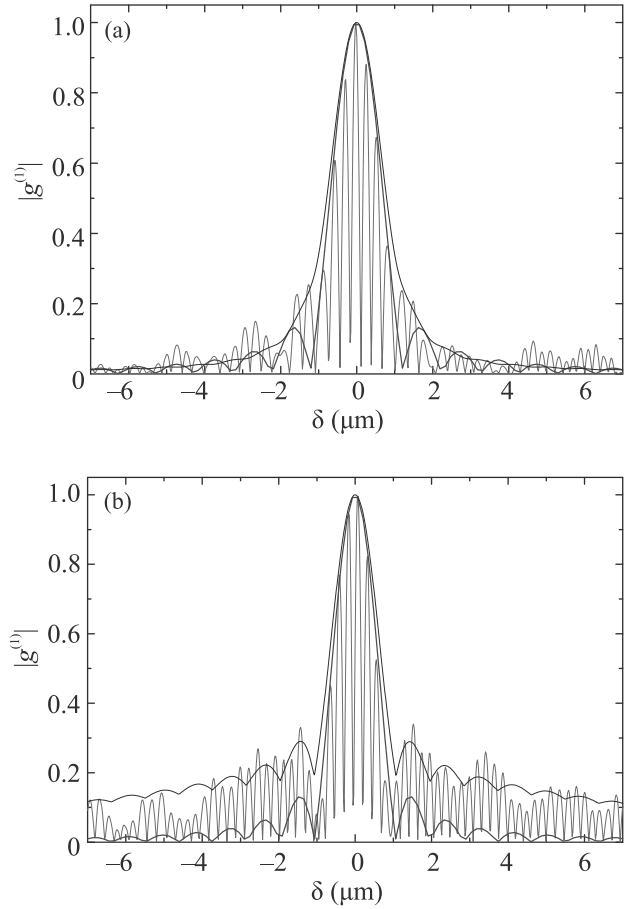


Рис. 3. (Цветной онлайн) Оценка степени когерентности магнитоэкситонного конденсата. Профиль интерференционных полос в свете резонансного отражения $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$ (красная линия) без накачки (а), $P_{\text{pump}} = 0$, $P_{\text{probe}} = 5 \text{ мкВт}$, и при включенной накачке (б) $P_{\text{pump}} = P_{\text{probe}} = 1 \text{ мкВт}$. Синяя линия – теоретическая кривая $|2J_1(\nu)/\nu|$, наилучшим образом описывающая центральный пик. Черная кривая на (а) – результат ее свертки с функцией $\exp(-|\delta|/\xi)$ при $\xi = 0.4 \text{ мкм}$. Черная кривая на (б) – результат сложения с весом 0.8 и 0.2, соответственно, теоретической кривой и ее свертки с $\exp(-|\delta|/\xi)$ при $\xi = 10 \text{ мкм}$. Параметры эксперимента совпадают с рис. 1

том сдвига должно происходить гораздо быстрее. Качественно картину можно объяснить, предположив, что имеются два источника излучения: некогерентный ($\xi \lesssim 0.1 \text{ мкм}$) и частично когерентный с величиной $\xi \sim 10 \text{ мкм}$ (точнее определить здесь вряд ли возможно). На рисунке 3б показан результат суммирования с весом 0.8 и 0.2, соответственно, функции $|2J_1(\nu)/\nu|$, показанной синей кривой, и ее свертки с экспонентой $\exp(-|\delta|/\xi)$ при $\xi = 10 \text{ мкм}$. Согласие с экспериментом здесь не самое лучшее, но важно то, что эффект подрастания “крыльев” распределе-

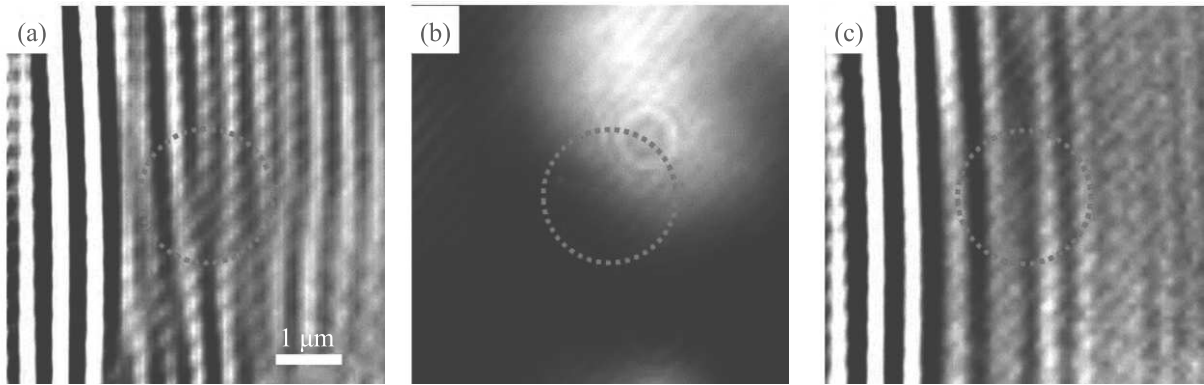


Рис. 4. (Цветной онлайн) Обнаружение вихрей в магнитоэкситонном конденсате в присутствии неоднородностей. (а) – Интерферограмма в свете ФРО $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$ для конденсата при $P_{\text{pump}} = P_{\text{probe}} = 1$ мкВт. (б) – При тех же условиях распределение интенсивности ФРО – сигнал, регистрируемый в одном из плеч интерферометра, $I_1(\mathbf{r})$. (с) – Интерферограмма резонансного отражения для того же места на образце при $P_{\text{pump}} = 0$ и $P_{\text{probe}} = 5$ мкВт. Красным пунктирным кружком обозначено положение вихря. $T = 0.65\text{--}0.70$ К. $\nu = 2.15$

ния $|g^{(1)}(\delta)|$ при включении накачки надежно воспроизводится. На рисунке 3 приведен пример, когда этот эффект максимален.

При формировании магнитоэкситонного конденсата на изображениях образца в свете ФРО наблюдаются полосы, ориентированные вдоль определенных кристаллографических направлений и похожие на ступени/террасы на интерфейсах гетероструктуры. Картина интерференционных полос вблизи границ таких неоднородностей может искажаться. Рисунок 4 иллюстрирует подобную ситуацию. Красным пунктирным кружком на рис. 4а обведена область, где одна из интерференционных полос обрывается и наблюдается картина типа “вилки”. На рисунке 4б приведено изображение того же участка, зарегистрированное при пропускании света только через одно из плеч интерферометра, т.е. распределение $I_1(\mathbf{r})$. Видно, что в центре кружка находится край более яркой области (из-за большого увеличения он сильно размыт). Наконец, рис. 4с демонстрирует, что при выключенной накачке, т.е. в отсутствие конденсата, картина интерференционных полос остается искаженной. Особенности типа показанной на рис. 4а наблюдаются как в атомных бозе-конденсатах [14], экситон-поляритонных конденсатах [15], так и в конденсатах не прямых экситонов [7]. Их появление – свидетельство фазовой сингулярности в картине интерференции: при круговом обходе вокруг “вилки” фаза меняется на 2π . Такая особенность возникает вокруг квантовых вихрей, которые являются отличительным признаком сверхтекучей фазы [8]. В однородной 2D системе элементарное возбуждение в виде пары “вихрь-антивихрь” должно двигаться со скоростью, приближающейся к скорости звука. При

измерениях без временного разрешения его не зарегистрировать, но вихрь, закрепленный на флуктуации потенциала, вызванной дефектом структуры, наблюдать удается (см. [15]). Следует заметить, однако, что наблюдение особенности типа “вилки” само по себе еще не является доказательством сверхтекучести (см. [7, 16, 17]). Поэтому для интерпретации результатов, приведенных на рис. 4, требуется проведение дополнительных исследований.

Таким образом, с помощью методов сдвиговой оптической интерферометрии удалось обнаружить признаки высокой пространственной когерентности магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике. Показано, что картина интерференции в свете резонансного отражения сформирована двумя компонентами: некогерентным (длина поперечной когерентности $\xi \lesssim 0.1$ мкм) излучением надконденсатной фазы (магнитоэкситонного газа) и излучением конденсированной фазы, для которой величина ξ составляет ~ 10 мкм. Доля когерентной фазы может достигать 20%. Наличие двух компонент качественно согласуется с выводами работы [12], согласно которым ансамбль триплетных циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике всегда является неравновесным, состоящим из газа тепловых надконденсатных экситонов с импульсами $q \simeq 0$ и конденсата экситонов в энергетическом минимуме с импульсами $q_{\text{min}} \sim 1/l_B$. В интерференционной картине наблюдаются особенности, которые могут быть связаны с закрепленными на дефектах структуры квантовыми вихрями в сверхтекучей конденсатной фазе. Подобная трактовка находится в качественном согласии с результатами работы [4],

свидетельствующими о недиффузионном растекании магнитоэкситонного конденсата из пятна фотовозбуждения.

Авторы благодарны А. А. Деменеву и А. С. Журавлеву за помощь в постановке и отлаживании экспериментальной методики и В. Д. Кулаковскому – за ценные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект # 21-12-00368.

1. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, *Sci. Rep.* **4**, 10354 (2015).
2. 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).
3. J. E. Avron, I. W. Herbst, and B. Simon, *Ann. Physics* **114**, 431 (1978).
4. 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).
5. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 062403 (2019).
6. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, *ФНТ* **42**, 438 (2016).
7. A. A. High, J. R. Leonard, A. T. Hammack, M. M. Fogler, L. V. Butov, A. V. Kavokin, K. L. Campman, and A. C. Gossard, *Nature* **483**, 584 (2012).
8. H. Deng, H. Haug, and Y. Yamamoto, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1489 (2010).
9. C. Kallin and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
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. А. С. Журавлев, В. А. Кузнецов, А. В. Горбунов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 260 (2019).
13. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, М. (1973).
14. Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier, and J. Dalibard, *Nature* **441**, 1118 (2006).
15. K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, L. S. Dang, and B. Deveaud-Plédran, *Nature Phys.* **4**, 706 (2008).
16. P. Cilibrizzi, H. Ohadi, T. T. Ostatnicky, A. Askitopoulos, W. Langbein, and P. Lagoudakis, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 103901 (2014).
17. V. H. Nitsche, N. Y. Kim, G. Roumpos, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. A* **93**, 0536622 (2016).