

## Двухфотонные корреляции люминесценции в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов

А. В. Горбунов<sup>1)</sup>, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин\*, А. А. Дремин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

\* Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 июня 2009 г.

Исследованы корреляции интенсивности люминесценции (коррелятор 2-го порядка  $g^{(2)}(\tau)$ , где  $\tau$  – время задержки между регистрируемыми попарно фотонами) в условиях бозе-эйнштейновской конденсации диполярных экситонов в интервале температур  $0.45 \div 4.2$  К. Фотовозбужденные диполярные экситоны накапливались в латеральной ловушке в GaAs/AlGaAs шоттки-диоде с одиночной широкой (25 нм) квантовой ямой при электрическом смещении, приложенном между гетерослоями. Измерения парных фотонных корреляций проводились с использованием двухлучевого интерферометра интенсивностей с временным разрешением  $\simeq 0.4$  нс по известной классической схеме Хэнбери Брауна–Твисса (Hanbury Brown–Twiss). В окрестности порога бозе-конденсации, который устанавливался по возрастанию в спектре люминесценции узкой линии экситонного конденсата при увеличении оптической накачки (ширина линии вблизи порога  $\lesssim 200$  мкВ), обнаружена группировка фотонов (“*bunching*”). При этом сама функция парных фотонных корреляций демонстрирует сверхпуассоновское распределение:  $g^{(2)}(\tau) > 1$  – на масштабах времен когерентности исследуемой системы ( $\tau_c \lesssim 1$  нс). Группировка фотонов отсутствует при накачках существенно ниже порога конденсации. При накачках, заметно превышающих порог, когда в спектрах люминесценции начинает доминировать узкая линия экситонного конденсата, эффект группировки также уменьшается и, в конечном итоге, с дальнейшим ростом оптического возбуждения пропадает. В этой области распределение парных фотонных корреляций становится пуассоновским, отражающим единое квантовое когерентное состояние экситонного конденсата. В этих же условиях пространственный коррелятор первого порядка  $g^{(1)}(r)$ , измеренный по картине интерференционного сложения амплитуд сигналов люминесценции от пространственно-разнесенных частей конденсата в условиях стационарного фотовозбуждения, остается значительным на пространственных масштабах не менее 4 мкм. Обнаруженный эффект группировки фотонов очень чувствителен к температуре и уменьшается в несколько раз при увеличении температуры в интервале  $0.45 \div 4.2$  К. Если предположить, что люминесценция диполярных экситонов прямым образом передает когерентные свойства газа взаимодействующих экситонов, то обнаруженный факт группировки фотонов в области порога конденсации, где наиболее существенны флуктуации экситонной плотности, и, следовательно, интенсивности люминесценции, свидетельствует о фазовом переходе во взаимодействующем экситонном бозе-газе и является независимым способом детектирования экситонной бозе-конденсации.

PACS: 73.21.Fg, 78.67.De

1. Изучение двухчастичных пространственно-временных корреляций (корреляторов второго порядка  $g^{(2)}(r, \tau)$ ) приобретает в настоящее время возрастающий интерес, в частности, в связи с анализом сложных квантовых явлений в коллективах ультраохлажденных атомных газов [1–3]. Исследования корреляций интенсивности излучения, или двухфотонных корреляций, восходят к пионерской классической работе Хэнбери Брауна–Твисса (Hanbury Brown–Twiss, НВТ) [4], а их квантовое обоснование дано Глаубером [5]. В этих работах продемонстрировано, что фотоны, испускаемые хаотическим

источником света, демонстрируют тенденцию группироваться (“*bunching*”) только при некогерентном смешивании или суперпозиции когерентных состояний (то есть коррелятор  $g^{(2)}(\tau)$  демонстрирует суперпуассоновское распределение парных фотонных корреляций на временах когерентности излучательной системы  $\tau_c$ ). В то же время в случае источника, соответствующего единому квантовому состоянию (например, одномодовый лазер [5], атомный лазер [3] или атомный бозе-конденсат [1]), эффект группировки отсутствует (коррелятор  $g^{(2)}(r, \tau) = 1$ ), а сама функция парных фотонных корреляций в точности соответствует распределению Пуассона. Характер поведения двухчастичного пространственно-

<sup>1)</sup>e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

временного коррелятора на масштабах когерентности определяется квантовой статистикой тождественных частиц. Эффект группировки возникает только для бозе-частиц (фотоны, магноны, атомы-бозоны и т.д.), тогда как для ферми-частиц функция двухчастичных корреляций должна демонстрировать эффект разгруппирования (“*antibunching*”), что и наблюдалось недавно экспериментально на примере ультраохлажденных атомов-фермионов –  $^3\text{He}$  [2].

В настоящей статье изложены результаты экспериментальных исследований корреляций интенсивности люминесценции в условиях бозе-эйнштейновской конденсации экситонов. Насколько нам известно, такого рода эксперименты для бозе-газа пространственно-непрямых дипольных экситонов представляются впервые. На существенную роль корреляций интенсивности люминесценции при изучении экситонной бозе-конденсации указывалось ранее в теоретической работе [6]. Экспериментально поведение коррелятора 2-го порядка изучалось для экситонных поляритонов в микрорезонаторах с квантовыми ямами [7, 8].

**2.** Исследовались пространственно-непрямые или дипольные экситоны в широкой (25 нм) одиночной GaAs квантовой яме, помещенной в поперечное гетерослоям электрическое поле, которое прикладывалось между металлическим затвором Шоттки на поверхности AlGaAs/GaAs-гетероструктуры и проводящим электронным слоем внутри структуры (встроенным электродом) [9, 10]. Благодаря приложенному электрическому полю дипольные экситоны имеют большой дипольный момент в основном состоянии (более 100 Д). В исследуемой нами системе такие экситоны вследствие диполь-дипольного отталкивания не связываются в молекулы или другие многочастичные комплексы.

Фотовозбуждение экситонов и наблюдение их люминесценции велось через круглое окно  $\varnothing 5$  мкм в металлической маске. Дипольные экситоны накапливались в кольцевой латеральной ловушке, которая возникала вдоль периметра окна из-за сильно неоднородного электрического поля [11, 12]. Увеличенное изображение окна, через которое велось фотовозбуждение и наблюдение люминесценции, проецировалось на входную щель спектрометра с охлаждаемой кремниевой CCD-камерой на выходе. Использование спектрометра, передающего изображение из плоскости входной щели в плоскость выходной щели без искажений (“*imaging spectrometer*”), давало возможность регистрировать изображение образца при переходе в нулевой порядок дифракционной решетки. Применявшаяся для передачи изображения опти-

ческая система позволяла наблюдать пространственную структуру люминесценции дипольных экситонов внутри окна в металлическом затворе с разрешением до 1 мкм. Образец помещался в гелиевом оптическом криостате, в котором можно было вести эксперименты в интервале температур от 0.45 до 4.2 К. При  $T < 1.5$  К образец находился непосредственно в жидком  $^3\text{He}$ , а при более высоких температурах – в охлажденных парах  $^3\text{He}$ . Используя интерференционные светофильтры, можно было изучать пространственную структуру люминесценции избирательно по спектральному составу. Оптическая схема позволяла не только наблюдать картину люминесценции в 5-микронном окне с высоким пространственным разрешением, но и с помощью минимальных перестроек осуществлять оптическое фурье-преобразование изображений.

Возбуждение дипольных экситонов осуществлялось одновременно двумя непрерывными лазерами с длинами волн:  $\lambda = 782$  нм (фотовозбуждение с энергией фотонов меньше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs, или “подбарьерное” возбуждение) и  $\lambda = 659$  нм (“надбарьерное” фотовозбуждение). Комбинацией излучения таких лазеров и экспериментально подобранным соотношением их мощностей достигалась максимальная компенсация избыточных зарядов в ловушке, и сама система экситонов поддерживалась максимально нейтральной [13, 10]. Подробные детали архитектуры использованных структур, латеральных ловушек и компенсации избыточных зарядов в ловушках изложены в работах [9, 10, 14, 15].

**3.** Группировку фотонов было естественно ожидать вблизи порога бозе-конденсации дипольных экситонов, где наиболее сильны флуктуации экситонной плотности. Поэтому вначале исследовалась фазовая диаграмма экситонной бозе-конденсации в латеральной ловушке с целью определения равновесной фазовой границы, очерчивающей область, где происходит такая конденсация, в координатах “накачка (экситонная плотность) – температура”. Для этого изучались и анализировались спектры люминесценции при вариации оптической накачки в температурном интервале 0.45 ÷ 4.2 К. При достижении критических условий конденсации: температуры и мощности оптического возбуждения, – в спектре люминесценции пороговым образом вырастает узкая линия дипольных экситонов, соответствующая макроскопическому заполнению нижайшего состояния в ловушке и возникновению экситонного конденсата [15]. На рис.1а продемонстрировано, как ведут себя спектры люминесценции дипольных экситонов, детектируемые непосредственно из кольцевой ловуш-

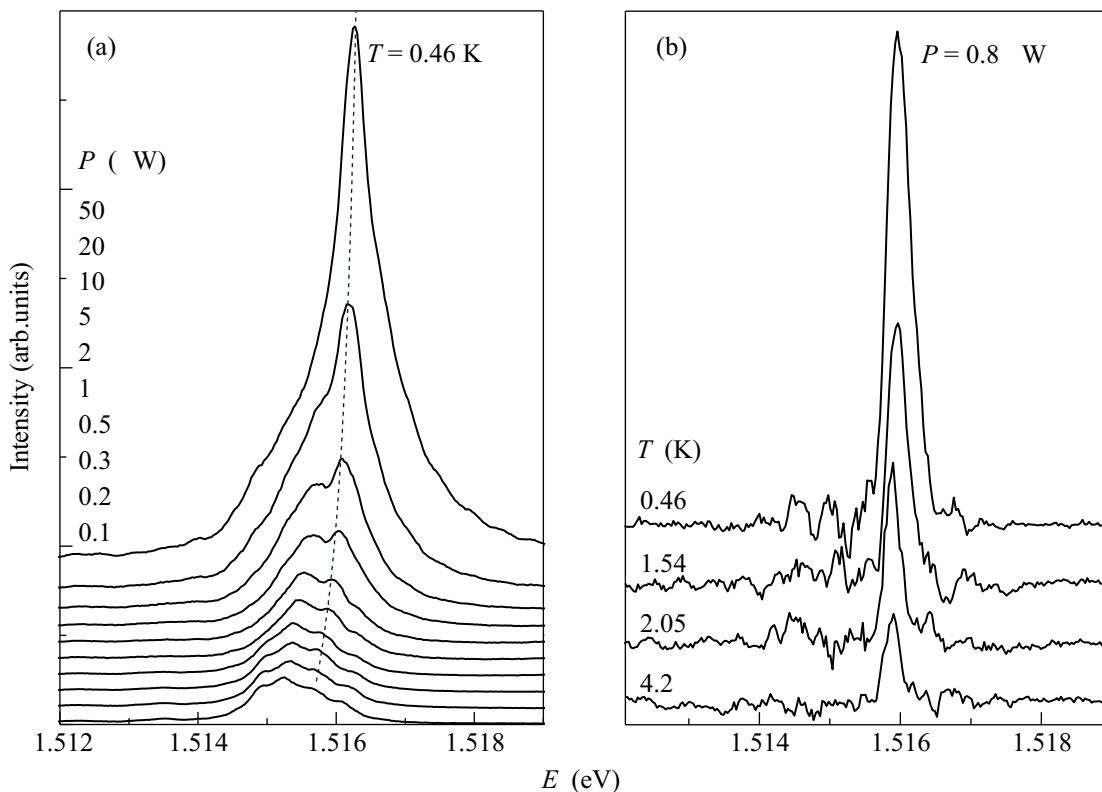


Рис.1. Спектры фотолюминесценции дипольных экситонов в кольцевой латеральной ловушке. (а) Пороговое возникновение и рост узкой спектральной линии при увеличении мощности  $P$  надбарьерного лазера ( $\lambda = 659$  нм). Мощность подбарьерного лазера  $P_{782nm} = 10$  мкВт. Температура  $T = 0.46$  К. (б) Рост линии (фон от локализованных состояний вычтен) с понижением  $T$  при фиксированном фотовозбуждении:  $P_{659nm} = 0.8$  мкВт,  $P_{782nm} = 10$  мкВт

ки, при вариации непрерывной накачки и  $T = 0.46$  К. В данном случае накачка осуществлялась одновременным действием лазеров с  $\lambda = 659$  нм и  $\lambda = 782$  нм с целью максимальной компенсации избыточных зарядов в ловушке. При этом варьировалась только мощность лазера с  $\lambda = 659$  нм, осуществляющего надбарьерное фотовозбуждение.

При очень малых накачках в спектре видна бесструктурная и асимметричная полоса люминесценции шириной  $\simeq 1.3$  мэВ. Форма этой полосы при уменьшении накачек не меняется. Эта полоса неоднородно уширена и имеет происхождение, связанное с локализацией экситонов на флуктуациях случайного потенциала из-за остаточных заряженных примесей и структурных дефектов в самой ловушке и в ее ближайшей окрестности. При увеличении мощности возбуждения на фиолетовом крае широкой полосы пороговым образом начинает появляться и затем растет по интенсивности узкая линия, соответствующая конденсированному состоянию дипольных экситонов [10, 15]. Ширина этой узкой линии составляет вблизи порога около 200 мкэВ, а ее интенсивность в этой области увеличивается с накачкой сверхли-

нейно. Зависимость интенсивности линии от накачки становится линейной при дальнейшем увеличении мощности возбуждения. При больших накачках линия доминирует в спектре в сравнении с бесструктурным континуумом под ней. Линия с ростом накачки несколько уширяется и сдвигается в сторону больших энергий. Такое поведение связано с отталкивательным взаимодействием дипольных экситонов при возрастании их концентрации, что подробно проанализировано в работах [16, 17]. Согласно нашим измерениям, спектральный сдвиг и уширение линии имеют близкий масштаб. В частности, в интервале накачек, соответствующих рис.1а, отношение спектрального сдвига центра тяжести линии (спектральный момент  $M1$ ) к ее ширине (спектральный момент  $M2$ ) составляет  $M1/M2 \simeq 1.25$ . По величине спектрального сдвига узкой линии с ростом накачки ( $\lesssim 300$  мкэВ) можно оценить сверху концентрацию экситонов: она не превышает  $10^{10}$  см $^{-2}$ .

Интенсивность линии люминесценции, соответствующей экситонному конденсату, очень чувствительна к температуре. При фиксированной накачке интенсивность этой линии уменьшается с ростом

температуры по линейному закону, вплоть до полного ее исчезновения на фоне бесструктурного континуума вблизи порога экситонной конденсации. Температурное поведение узкой линии экситонного конденсата иллюстрирует рис.1b. В интервале температур  $T = 0.45 \div 4.2$  К была установлена следующая закономерность поведения интенсивности  $I(T)$  узкой линии экситонного конденсата при фиксированной накачке и вариации температуры:  $I(T) \sim (1 - T/T_c)$ , где  $T_c$  – критическая температура, выше которой узкая спектральная линия исчезает.

С целью построения фазовой диаграммы при каждой заданной температуре в изученном интервале  $T = 0.45 \div 4.2$  К исследовалась зависимость спектров люминесценции от мощности фотовозбуждения. В результате определялась пороговая величина мощности  $P_{thr}$ , при которой в спектре начинает появляться (исчезать) узкая линия экситонного конденсата. Фазовая диаграмма строилась в координатах  $P-T$ , и для ее построения использовалась нелинейная область зависимости интенсивности узкой линии от мощности лазерного возбуждения. Результирующая фазовая диаграмма изображена на рис.2. Видно,

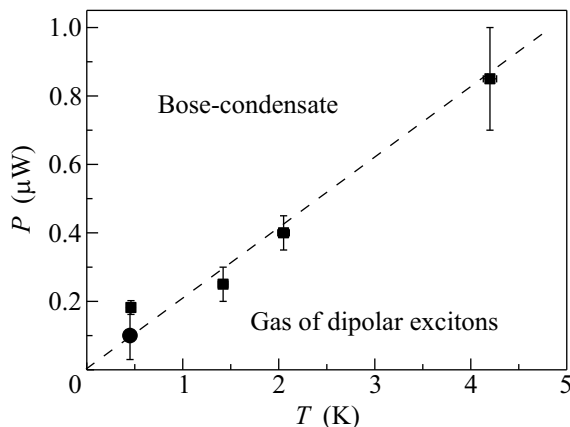


Рис.2. Фазовая диаграмма бозе-конденсации дипольных экситонов в кольцевой ловушке в координатах “мощность фотовозбуждения  $P_{659nm}$  – температура  $T$ ”. Мощность подбарьерного лазера  $P_{782nm} = 10$  мкВт. Квадраты отвечают порогу конденсации, найденному по возрастанию узкой спектральной линии. При  $T = 0.45$  К кружком показан порог, оцененный по положению максимума 2-х фотонного коррелятора в функции накачки

что фазовая граница, очерчивающая область, где происходит бозе-конденсация, является линейной функцией температуры, что и следует ожидать для двухмерной системы.

Предыдущие измерения такой фазовой диаграммы были выполнены для дипольных экситонов в

структуре с двойной квантовой ямой [18]. В такой структуре из-за большого содержания структурных дефектов и, как следствие, слишком высокого порога подвижности экситонов не удалось провести измерения с достаточно низкими плотностями свободных экситонов при  $T < 1$  К. В исследованной в данной работе структуре с одиночной широкой квантовой ямой дефектов оказалось почти на порядок меньше. Поэтому в данном случае удалось вести работу со свободными экситонами, то есть выше порога подвижности, вплоть до 0.45 К. Как следствие, линейная экстраполяция фазовой границы в область еще более низких температур и малых экситонных плотностей на рис.2 оказывается непосредственно в начале координат.

4. Одновременно с возникновением в спектрах люминесценции узкой линии бозе-конденсата дипольных экситонов в картине люминесценции, которая наблюдалась непосредственно из окна с разрешением около микрона и селектировалась с помощью интерференционного светофильтра с шириной полосы 11 Å, появляется пространственно-периодическая структура эквидистантно расположенных пятен свечения (подробно изложено в работах [10, 14, 15]). Структура пятен свечения при фиксированной накачке оказалась также чувствительной к температуре: пространственно-периодическая структура размывается в непрерывное кольцо при  $T \lesssim 10$  К. Реализованные *in situ* оптические фурье-преобразования пространственно-периодических структур, воспроизводящие картину распределения интенсивности люминесценции в дальнем поле, продемонстрировали результат деструктивной и конструктивной интерференции, а также пространственную направленность люминесценции по нормали к гетерослоям структуры. Эти результаты являются следствием крупномасштабной когерентности конденсированного экситонного состояния в кольцевой латеральной ловушке. Прямые измерения двулучевой интерференции от пар пространственно-разнесенных пятен люминесценции в кольце позволили оценить длину пространственной когерентности, а также саму величину коррелятора амплитуд:  $g^{(1)}(r) \simeq 0.2$  на расстояниях не менее 4 мкм. Столь большие масштабы пространственной когерентности означают, что экспериментально наблюдаемые периодические структуры люминесценции описываются в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов в латеральной ловушке единой волновой функцией. Следует подчеркнуть, что высокую пространственную когерентность обнаруживает бозе-конденсат экситонных поляритонов в резонаторных структурах с несколькими квантовыми ямами [19], а также коллектив-

ное состояние пространственно-непрямых экситонов в структурах с двойными квантовыми ямами [20].

5. Теперь остановимся на исследовании парных фотонных корреляций люминесценции в условиях экситонной бозе-конденсации. Нами измерялся коррелятор интенсивностей

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(r, t) I_2(r, t + \tau) \rangle}{\langle I_1(r, t) \rangle \langle I_2(r, t) \rangle}. \quad (1)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по ансамблю,  $r$  – пространственная координата излучателя, а  $\tau$  – время задержки между приходом фотонов в регистрируемой паре. Измерения парных фотонных корреляций проводились с использованием двулучевого интерферометра интенсивностей по известной классической схеме НВТ [4]. В качестве детекторов одиночных фотонов использовались скоростные лавинные фотодиоды (Perkin-Elmer SPCM-AQR-16) со временем нарастания сигнала фотоотклика на переднем фронте  $\approx 400$  пс. Детекторы размещались симметрично относительно неполяризующего светоделительного кубика, который делит поровну световой поток люминесценции от образца. Специальные экраны и диафрагмы обеспечивали регистрацию детекторами только полезного сигнала люминесценции и полностью исключали воздействие рассеянного света и трудно контролируемых отражений. Сигналы фотоотклика от одного из детекторов поступали на “стартовый”, а от другого – на “стоповый” входы электронного преобразователя “время–амплитуда” (ORTEC, TAC 567), выход которого был соединен со входом многоканального анализатора (ORTEC, TRUMP-PCI-8K). Реализованная методика позволяла детектировать коррелятор интенсивностей  $g^{(2)}(\tau) > 1$  в условиях суперпозиции когерентных состояний со временем взаимной когерентности  $\approx 0.5$  нс. Корреляционные измерения интенсивности люминесценции выполнялись для узкой спектральной области, в которой находилась линия экситонного конденсата. Эта область вырезалась из спектра люминесценции, представленного на рис.1а, с помощью интерференционного фильтра с шириной полосы  $\approx 2$  мэВ. Такая спектральная селекция, тем не менее, не позволяла избавиться от бесструктурного фона люминесценции, расположенного непосредственно под узкой линией экситонного конденсата.

Полученные результаты представлены на рис.3 и 4. Подробно остановимся на измерениях коррелятора интенсивностей при  $T = 0.45$  К (рис.3). При накачках существенно ниже порога конденсации распределение парных фотонных корреляций отвечает пуассоновскому распределению. В этой об-

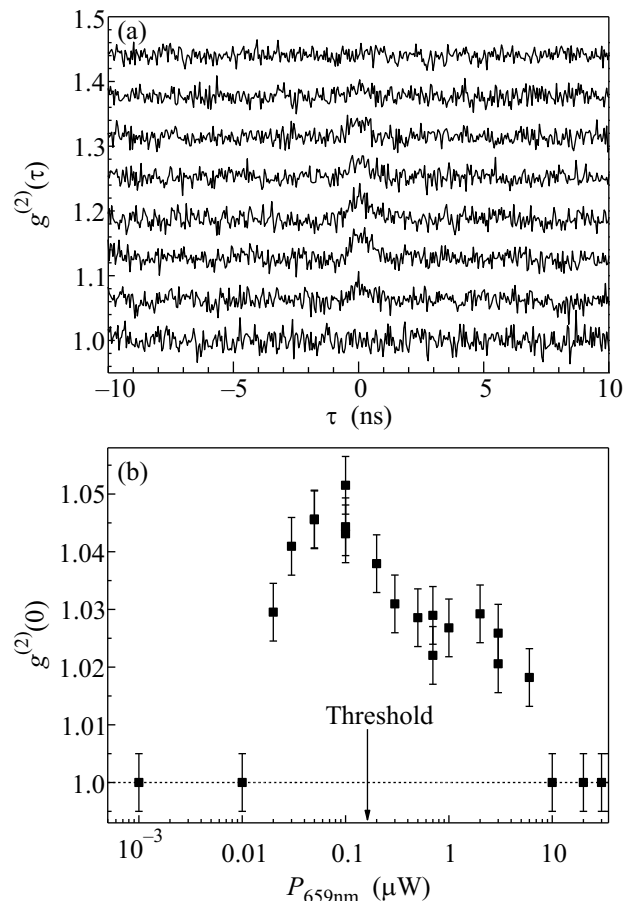


Рис.3. Коррелятор второго порядка  $g^{(2)}(\tau)$  для люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке в зависимости от мощности фотовозбуждения  $P_{659nm}$ . (а) Временные диаграммы  $g^{(2)}(\tau)$  при  $P_{659nm} = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.3, 2, 6$  и  $30$  мкВт снизу вверх, соответственно. (б) Величина  $g^{(2)}(0)$  в зависимости от мощности. Стрелкой указан порог бозе-конденсации в соответствии с фазовой диаграммой на рис.2.  $P_{782nm} = 10$  мкВт.  $T = 0.45$  К

ласти накачек наблюдается только бесструктурный спектр люминесценции шириной около 1.3 мэВ, отвечающий локализованным экситонным состояниям. Еще раз подчеркнем, что использованная регистрационная система не разрешает во времени суперпозицию хаотических когерентных источников (в нашем случае речь идет о локализованных экситонных состояниях), если их времена когерентности существенно меньше 0.4 нс. При приближении к порогу конденсации начинает наблюдаться и увеличиваться с ростом оптической накачки эффект группировки фотонов (“bunching”). При этом сама функция парных фотонных корреляций демонстрирует суперпуассоновское распределение:  $g^{(2)}(\tau) > 1$ , – на масштабах времен когерентности исследуемой системы  $\tau \lesssim 1$  нс. Измеренную величину фотонной группировки огра-

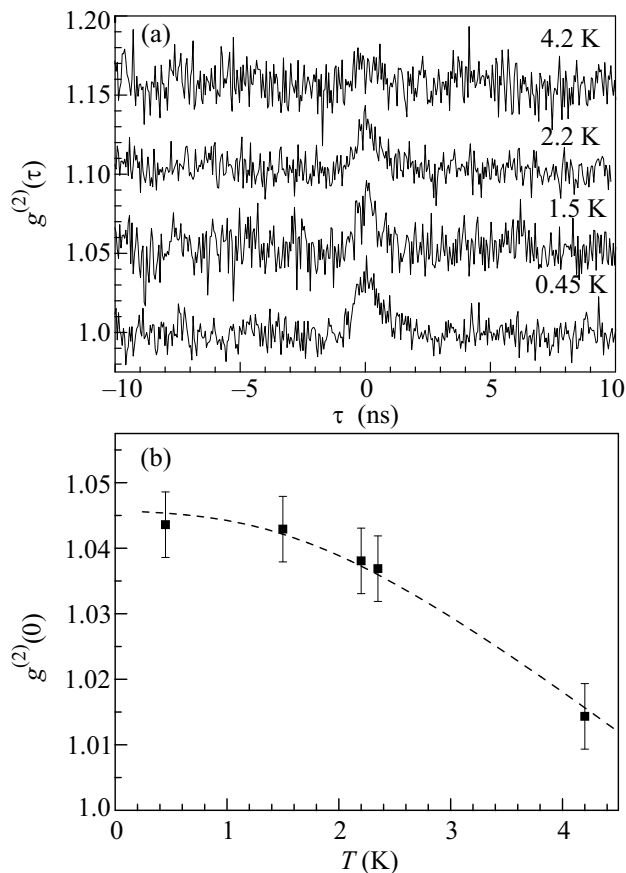


Рис.4. Температурная зависимость коррелятора второго порядка  $g^{(2)}(\tau)$  для люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке. (а) Временные диаграммы  $g^{(2)}(\tau)$ . (б) Величина  $g^{(2)}(0)$  в зависимости от  $T$ .  $P_{659nm} = 0.1$  мкВт,  $P_{782nm} = 10$  мкВт

ничают два фактора. Первый из них связан с тем, что, помимо сигнала люминесценции диполярных экситонов, фиксируется также широкая спектральная область континуума, обусловленного локализованными состояниями. Второй фактор обусловлен конечной разрешающей способностью по времени использованной регистрационной системы. При накачках, заметно превышающих порог, когда в спектрах люминесценции доминирует узкая линия экситонного конденсата, эффект группировки уменьшается, и в конечном итоге, с дальнейшим ростом оптического возбуждения, пропадает. При этом само распределение парных фотонных корреляций становится пуассоновским, отражающим, как мы предполагаем, единое квантовое когерентное состояние экситонного конденсата. Это заключение подтверждается прямыми наблюдениями крупномасштабной когерентности (*in situ* фурье-образы) и коррелятора  $g^{(1)}(r)$  (двухлучевая интерференция от пространственно-разнесенных пятен в картине люминесценции).

Обнаруженный эффект группировки фотонов оказался очень чувствительным к температуре. Величина эффекта группировки уменьшается в несколько раз при увеличении температуры в интервале 0.45÷4.2 К (см. рис.4). Это наблюдение может косвенно свидетельствовать о разрушении параметра порядка с ростом температуры. Подчеркнем также, что измеренная при различных температурах максимальная величина группировки фотонов в функции накачки достаточно хорошо коррелирует с найденной фазовой диаграммой (рис.2). Это означает, что максимальная двухфотонная группировка происходит в области, где наиболее сильны флуктуации плотности диполярных экситонов, то есть вблизи фазовой границы. В таких же экспериментальных условиях в спектральной области, где происходит люминесценция прямых экситонов, группировка фотонов не наблюдается.

В рамках предположения, что люминесценция диполярных экситонов прямым образом передает когерентные свойства газа взаимодействующих экситонов, обнаруженная группировка испускаемых фотонов в области порога конденсации, где наиболее существенны флуктуации экситонной плотности и, следовательно, интенсивности люминесценции, свидетельствует о фазовом переходе во взаимодействующем экситонном бозе-газе и является независимым способом детектирования экситонной бозе-конденсации. В дальнейшем нам представляется интересным исследовать в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов пространственный коррелятор интенсивности люминесценции  $g^{(2)}(r)$ , который непосредственно связан с недиагональным параметром порядка. Кроме того, в области сильных фотовозбуждений, когда пространственный коррелятор 1-го порядка с очевидностью демонстрирует уменьшение степени когерентности,  $g^{(1)}(r) \rightarrow 0$ , из-за разрушения бозе-конденсата диполярных экситонов, изучение двухфотонного коррелятора с достаточно высоким временным разрешением позволило бы определить соответствующее время декогерентности.

Авторы пользуются случаем поблагодарить Л.В. Келдыша за интересные обсуждения полученных результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований РАН, Программы Президиума РАН по наноструктурам и Программы Отделения РАН по сильно коррелированным системам.

1. M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin et al., *Science* **310**, 648 (2005).

2. T. Jelte, J. M. McNamara, W. Hogervorst et al., *Nature* **445**, 402 (2007).
3. A. Öttl, S. Ritter, M. Köhl, and T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 090404 (2005).
4. R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, *Nature* **177**, 27 (1956).
5. R. J. Glauber, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 84 (1963).
6. B. Laikhtman, *Europhys. Lett.* **43**, 53 (1998).
7. J. Kasprzak, M. Richard, A. Baas et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 067402 (2008).
8. A. P. D. Love, D. N. Krizhanovskii, D. M. Whittaker et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 067404 (2008).
9. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 178 (2006).
10. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 390 (2006).
11. В. И. Сугаков, А. А. Чернюк, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 699 (2007).
12. Л. А. Максимов, Т. В. Хабарова, *Доклады АН* **415**, 193 (2006).
13. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет и др., *Письма в ЖЭТФ* **83**, 647 (2006).
14. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, *J. Appl. Phys.* **101**, 081708 (2007).
15. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, *Phys. Stat. Solidi (c)* **5**, 2379 (2008).
16. C. Schindler and R. Zimmermann, *Phys. Rev B* **78**, 045313, (2008).
17. M. Stern, V. Garmider, E. Segre et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 257402 (2008).
18. А. А. Дремин, В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 526 (2002).
19. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al., *Nature* **443**, 409 (2006).
20. Sen Yang, A. T. Hammack, M. M. Fogler et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 187402 (2006).