

## Коллективное состояние в бозе-газе взаимодействующих межъямных экситонов

А. В. Горбунов<sup>1)</sup>, В. Б. Тимофеев

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

Поступила в редакцию 30 декабря 2005 г.

Обсуждаются эксперименты, связанные с прямыми наблюдениями коллективного состояния в газе взаимодействующих межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах. Структуры представляли собой шоттки-фотодиоды. В металлическом затворе средствами электронно-лучевой литографии протравливались круговые окна различного размера (диаметром от 2 до 20 мкм), сквозь которые велось возбуждение и регистрация фотолюминесценции межъямных и внутриямных экситонов. Микроскопическое устройство позволяло наблюдать пространственную структуру люминесценции через окна образца, помещенного в сверхтекучий гелий, с разрешением до 1 мкм. С помощью интерференционных светофильтров пространственная структура люминесценции исследовалась спектрально избирательно для межъямных экситонов и в тех же экспериментальных условиях – для экситонов внутриямных. Обнаружено, что фотолюминесценция межъямных экситонов при определенных условиях демонстрирует аксиально-симметричную пространственную структуру, а именно: вдоль периметра окон, сквозь которые наблюдается фотолюминесценция, возникает кольцевая, регулярная картина эквидистантно расположенных ярких пятен люминесценции межъямных экситонов. Эта структура появляется только выше порога мощности фотовозбуждения, а число эквидистантно расположенных ярких пятен в кольце увеличивается с ростом накачки. При больших накачках структура отчетливых периодически расположенных пятен свечения размывается. При фиксированной накачке и увеличении температуры явление демонстрирует явное критическое поведение, а именно: при  $T > 4$  К структура регулярно расположенных пятен свечения также начинает размываться. Наблюдались аксиально-симметричные, пространственные конфигурации эквидистантно расположенных пятен свечения в окнах диаметром 2, 5 и 10 мкм. В случае внутриямных экситонов пространственная структура люминесценции в аналогичных экспериментальных условиях не наблюдается: во всех исследованных окнах люминесценция внутриямных экситонов оказывается пространственно однородной. Обнаруженный эффект является следствием коллективного поведения взаимодействующих межъямных экситонов.

PACS: 73.21.Fg, 78.67.De

В последние годы очень активно изучается возможность бозе-конденсации экситонов в квазидвумерных полупроводниковых системах [1–14, 19]. Эти исследования особенно интересны в связи с яркими достижениями при изучении атомных бозе-конденсатов [15]. Среди наиболее тщательно изучаемых объектов оказались экситоны в туннельно-связанных двойных квантовых ямах в гетероструктурах [1–3]. В этих системах при приложении электрического смещения в направлении роста структур фотовозбужденные электроны и дырки пространственно разделяются между соседними квантовыми ямами и связываются кулоновским притяжением в межъямные экситоны. Такие экситоны, в отличие от внутриямных экситонов, имеют дипольный момент уже в основном состоянии и вследствие диполь-дипольного отталкивания не могут связываться в

экситонные молекулы или более сложные многочастичные комплексы. Привлекательность межъямных экситонов связана с тем, что они являются достаточно долгоживущими, их времена жизни намного превосходят характерные времена термализации [1, 10]. Бозе-конденсацию межъямных экситонов можно реализовать только в условиях пространственного ограничения области свободного движения в плоскости ям, то есть в латеральных ловушках. В ловушках межъямные экситоны гораздо легче накапливать при достаточно низких температурах и тем самым проще реализовать критические условия, при которых может произойти их бозе-конденсация [11]. Такие ловушки могут иметь различное происхождение. Например, они возникают естественным образом при наличии крупномасштабных флуктуаций случайного потенциала, связанных с флуктуациями ширины квантовых ям. Ловушки для межъямных экситонов можно приготавливать с помощью неоднородных де-

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

формаций [12], а также используя неоднородное электрическое поле [13].

Ранее нами было продемонстрировано [3], что при работе с двойными квантовыми ямами в  $n^+ - i - n^+$  GaAs/AlGaAs гетероструктурах, содержащих крупномасштабные флуктуации случайного потенциала, в спектрах люминесценции межъямных экситонов при увеличении оптической накачки пороговым образом вырастает очень узкая линия. Наблюдения велись через круговые отверстия в металлической маске микронных масштабов. Интенсивность этой линии с ростом температуры и при фиксированной накачке уменьшается не активационным образом, а по линейному закону, вплоть до полного исчезновения в спектре. Такого рода эксперименты выполнялись на различных структурах высокого качества с несколько отличающейся архитектурой и параметрами. Тем не менее, существо явления, связанного с пороговым появлением узкой линии люминесценции межъямных экситонов с ростом накачки при наблюдении через окна в металлической маске, а также исчезновение этой линии при увеличении температуры по закону, близкому к линейному, в целом всегда воспроизводилось. Вся совокупность выполненных исследований дала основание заключить, что это явление связано с бозе-конденсацией межъямных экситонов в латеральных доменах-ловушках, обусловленных крупномасштабными хаотическими флуктуациями.

В настоящей работе решается принципиально новая экспериментальная задача. Мы пытаемся ответить на вопрос – как выглядит люминесценция бозе-газа межъямных экситонов в условиях достаточно высокого пространственного разрешения при наблюдении через окна различного размера в металлической маске? Эксперименты выполнялись с использованием GaAs/AlGaAs гетероструктур с двойными квантовыми ямами со следующей архитектурой: GaAs-квантовые ямы имели ширину 12 нм, между ними располагался четырехмонослойный AlAs-барьер. Такой же толщины AlAs-барьеры наращивались на гетерограницах между каждой квантовой ямой и изолирующими AlGaAs-слоями, которые имели толщину 150 нм. Структуры представляли собой шоттки-фотодиоды: роль внутреннего электрического электрода выполнял легированный кремнием слой  $n^+$ -GaAs, а внешним шоттки-затвором служила напыленная на поверхность гетероструктуры металлическая пленка. Электрическое смещение прикладывалось между внутренним электродом и шоттки-затвором.

Для иллюстрации качества использованных в работе структур с двойными квантовыми ямами при-

ведем в качестве примера спектры люминесценции межъямных и внутриямных экситонов при вариации электрического напряжения между электродами (на рис.1а показана схема оптических переходов

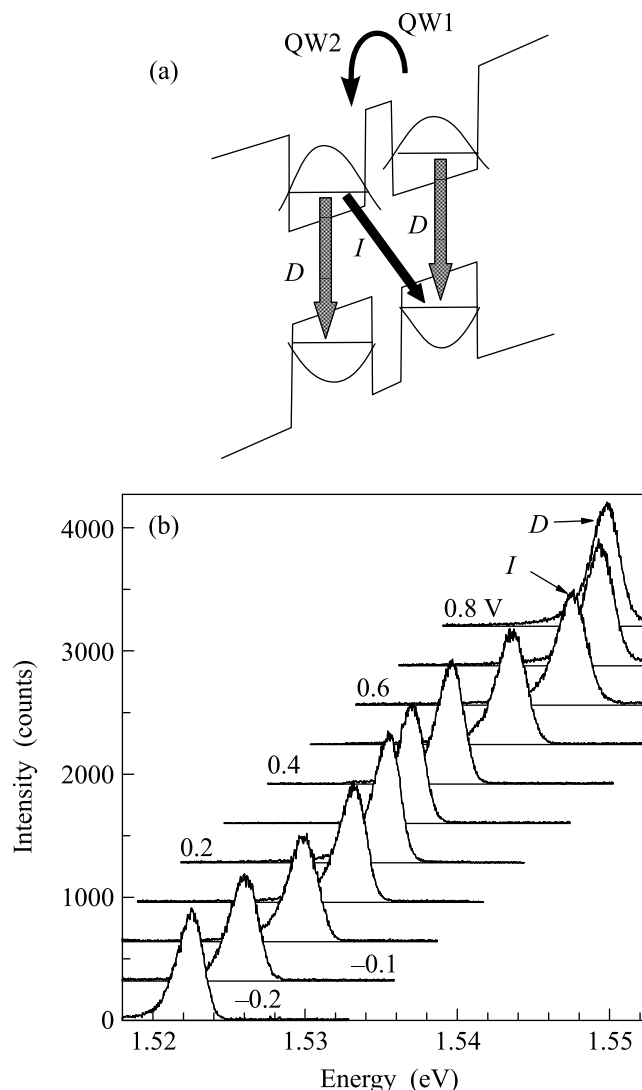


Рис.1. Фотолюминесценция 2D структуры с двойной квантовой ямой и нанесенным сверху полупрозрачным электродом. (а) Схема оптических переходов: переходы  $D$  относятся к прямому (внутриямному) экситону, переход  $I$  – к непрямо (межъямному) экситону. (б) Эволюция спектра фотолюминесценции при изменении напряжения между электродами от +0.8 до -0.2 В (спектры сверху вниз) с шагом 0.1 В. Температура  $T = 1.7$  К. Мощность фотовозбуждения He-Ne-лазера  $P = 1$  мкВт. Размер пятна на образце – 30 мкм

дов, а на рис.1б – спектры люминесценции). В этих экспериментах полупрозрачная металлическая пленка (шоттки-электрод) покрывала всю рабочую область структуры, поэтому электрическое поле бы-

ло достаточно однородным вдоль поверхности структуры между электродами. Сквозь полупрозрачный электрод велось фотовозбуждение и наблюдение люминесценции. В отсутствие электрического смещения в спектре видна люминесценция только внутриямных экситонов ( $D$ ). При включении электрического поля появляется линия межъямных экситонов ( $I$ ) с шириной около 1.7 мэВ. Эта линия, в соответствии со штарковским сдвигом уровней размерного квантования в квантовых ямах, движется в сторону меньших энергий по линейному закону в функции приложенного электрического смещения, а линия внутриямных экситонов падает по интенсивности и, в конечном итоге, исчезает в спектре. При спектральных сдвигах, превышающих энергию связи межъямных экситонов (около 3 мэВ) более чем на порядок, интенсивность линии люминесценции таких экситонов остается практически постоянной, несмотря на то, что с ростом электрического смещения время их излучательного распада существенно возрастает. Это означает, что безызлучательные процессы в используемых структурах мало существенны, а качество структур высоко.

В дальнейшем работа велась со структурами, которые покрывались непрозрачной металлической пленкой (шоттки-затвором), в которой средствами электронно-лучевой литографии протравливались круговые окна различного размера (диаметром от 2 до 20 мкм), и сквозь такие окна велось возбуждение и регистрация фотолюминесценции межъямных и внутриямных экситонов. Специально сконструированное микроскопическое устройство позволяло наблюдать пространственную структуру люминесценции в таких окнах с разрешением до 1 мкм. Увеличенное изображение окна образца, через которое велось фотовозбуждение, точно проецировалось в плоскость фоточувствительной матрицы охлаждаемой кремниевой ССD-камеры. Образец помещался в гелиевом криостате, в котором можно было вести эксперименты в интервале 1.6–25 К. При  $T > 4.2$  К образец находился в парах  $He^4$ . С помощью интерференционных светофильтров можно было изучать пространственную структуру люминесценции избирательно по спектральному составу: для межъямных экситонов либо, в тех же экспериментальных условиях, для экситонов внутриямных. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью He-Ne-лазера, а регистрация спектров велась с использованием двойного монохроматора Ramanor U1000. Во всех экспериментах с приложенным напряжением ток через структуру при накачках 100 мкВт не превышал 100 нА.

Остановимся сначала на экспериментах, когда окно структуры проецировалось на входную щель спектрометра и сама щель вырезала только центральную часть окна вдоль диаметра. Вначале было установлено, что радиальное распределение электрического поля внутри структуры в области окна металлической маски сильно неоднородно. Поле минимально в центре окна и возрастает радиально к краям маски. Но самое существенное состоит в том, что непосредственно у кольцевого края окна электрическое поле ведет себя немонотонным образом, так что по периметру окна возникает кольцевая потенциальная яма-ловушка для межъямных экситонов. Сам факт возникновения кольцевой потенциальной ямы вблизи краев окна в металлической маске устанавливается экспериментально по спектральным сдвигам линии люминесценции межъямных экситонов при сканировании сфокусированного возбуждения вблизи краев окна в полупрозрачной металлической маске. Если удаляться от края окна в глубь металлической маски, то электрическое поле под маской однородно, но в целом величина поля меньше, чем в области кольцевой потенциальной ямы. Причины такого поведения электрического поля вблизи периметра окна в маске, а также форма и глубина кольцевой потенциальной ямы в зависимости от напряжения смещения и условий фотовозбуждения будут опубликованы отдельно.

Спектры люминесценции из окна размером 5 мкм, спроецированного на входную щель спектрометра, представлены на рис.2. На рис.2а показано изображение люминесценции межъямных экситонов в окне ( $I$ ), наблюдаемое в плоскости выходной щели спектрометра. Отчетливо видны яркие пятна люминесценции размером около 1.5 мкм, расположенные вблизи верхнего и нижнего краев исследуемого окна. Видна также люминесценция внутриямных экситонов в центре окна ( $D$ ), где рассеянное электрическое поле невелико. На рис.2б продемонстрировано, как при детектировании в таких условиях вырастает узкая линия межъямных экситонов на фоне континуума, связанного с локализованными экситонами, при увеличении накачки. Рис.2с иллюстрирует, как исчезает эта линия на фоне непрерывного континуума при увеличении температуры в интервале 1.6–4.2 К. Эти результаты качественно эквивалентны ранее опубликованным данным, например, в [3, 4].

Теперь перейдем к описанию других экспериментов, когда пятно люминесценции из окна соответствующего размера проецировалось непосредственно на детектор (ССD-камеру) с разрешением до одного мкм, минуя спектральный прибор. В этих условиях люминесценция межъямных либо внутриямных

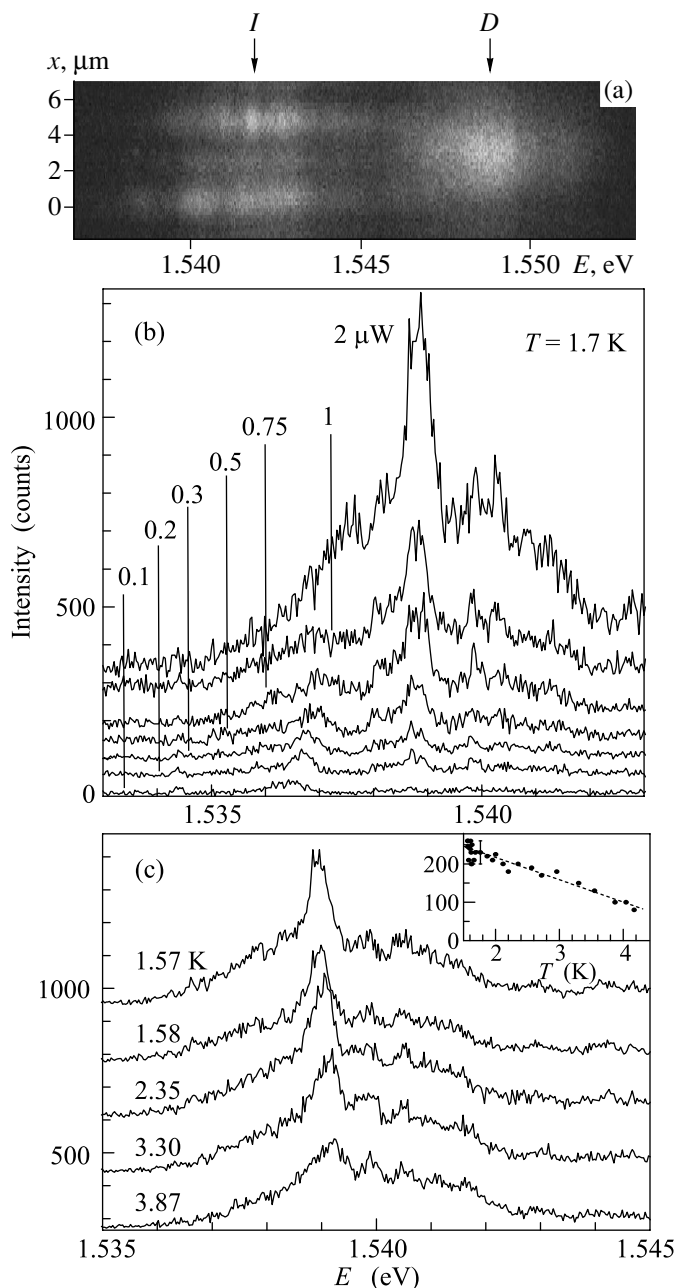


Рис.2. Спектры фотолюминесценции из окна размером 5 мкм в непрозрачной металлической маске, нанесенной на структуру с двойной квантовой ямой. (а) Пространственное распределение фотолюминесценции внутри окна: входная щель спектрального прибора вырезает только центральную часть окна шириной примерно в одну треть его диаметра. Координата  $x$  направлена вдоль щели. (б) Зависимость спектра фотолюминесценции узкой линии межъямного экситона от накачки. (в) Поведение фотолюминесценции узкой линии с ростом температуры в интервале 1.6–4.2 К и при накачке 5 мВт.

экситонов селективировалась с помощью интерференционных светофильтров. На рис.3 представлена се-

рия изображений пространственной структуры люминесценции межъямных экситонов из окна размером 5 мкм, измеренных при различных мощностях лазерного возбуждения. Видно, что при минимальных мощностях возбуждения, при которых средняя концентрация межъямных экситонов не превышает  $10^9 \text{ см}^{-2}$ , пятно люминесценции бесструктурно и интенсивность однородно распределена в пределах окна (рис.3а). При увеличении накачки, практически пороговым образом, вдоль периметра окна появляется дискретная структура симметрично расположенных пятен люминесценции: сначала появляются два пятна (рис.3б), затем четыре пятна (рис.3с), затем шесть пятен (рис.3д). Размеры пятен составляют около 1.5–2 мкм. При накачке около 150 мВт число пятен не менее восьми, однако сама структура недостаточно хорошо разрешается, поэтому соответствующее изображение в статье не приводится. Наконец, при накачках выше 200 мВт видно только бесструктурное светящееся кольцо (рис.3е). В большинстве исследованных окон распределение интенсивности по пятнам не является строго аксиально-симметричным: некоторые из пятен в конфигурации могут выделяться по интенсивности.

В окне размером 2 мкм наблюдается отчетливая эквидистантная структура из четырех пятен свечения (рис.3ф). В окнах размером 10 мкм структура люминесценции более сложная: помимо дискретной, аксиально-симметричной структуры пятен, наблюдается еще и радиальная структура колец. В окнах 20 мкм и более мы не наблюдаем (возможно, не разрешаем) заметной структуры. Существенно подчеркнуть, что в случае люминесценции внутриямных экситонов при работе с окнами любого размера пространственная структура свечения отсутствует, то есть интенсивность люминесценции внутриямных экситонов при всех реализованных условиях однородна и практически постоянна в пределах окон (рис.3г).

На примере окна диаметром 5 мкм было исследовано, как ведет себя дискретная конфигурация из шести эквидистантно расположенных пятен при изменении температуры. Было установлено, что при возрастании температуры пятна начинают попарно сливаться при  $T \geq 4 \text{ К}$  (рис.4). Вся же структура пятен сливается в одно бесструктурное кольцо при температуре около 15 К.

Отметим, что пространственные распределения люминесценции межъямных экситонов, проявляющиеся в форме, близкой к кольцевой, с фрагментарной аксиальной структурой по кольцевому контуру наблюдались ранее в двойных квантовых ямах [5, 6] и в одиночных широких квантовых ямах [7, 8]. Та-

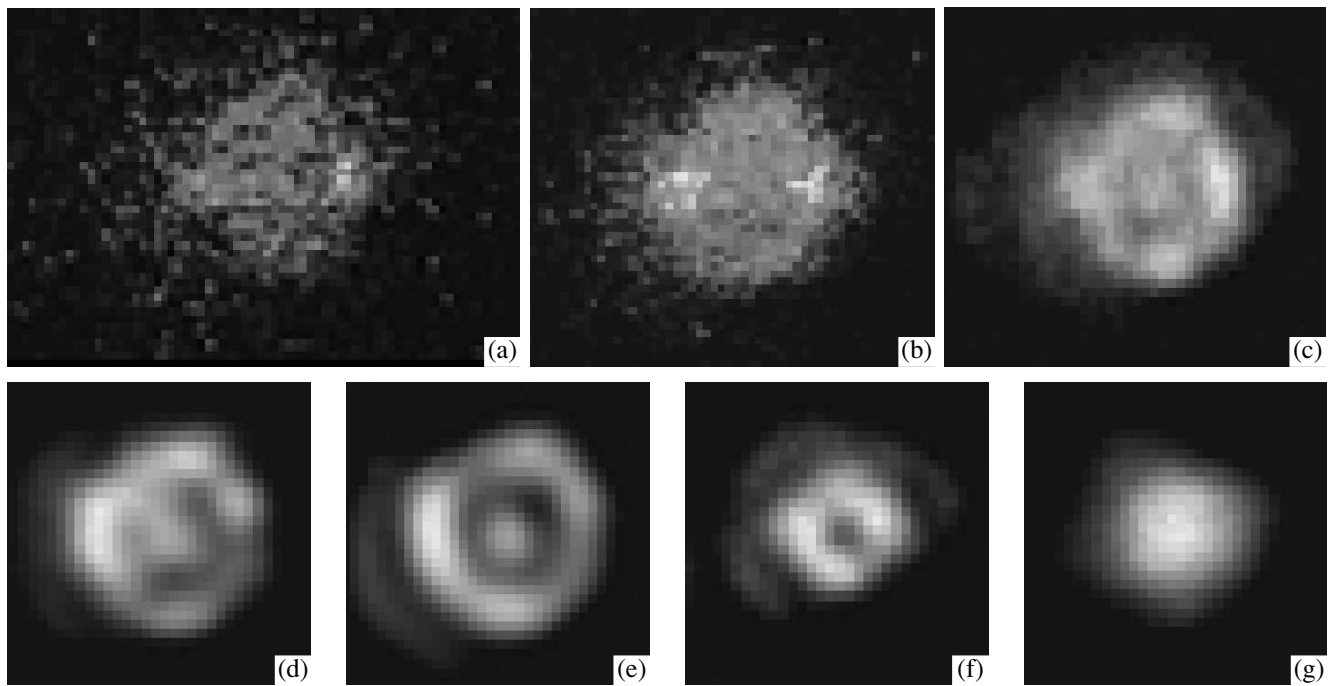


Рис. 3. Пространственная структура фотолюминесценции межъямных экситонов в окне размером 5 мкм при  $T = 1.7$  К. Изображения (a)–(e) соответствуют накачкам 1, 1.5, 5, 70 и 300 мкВт, размер лазерного пятна возбуждения 50 мкм; (f) – пространственная структура люминесценции межъямных экситонов в окне размером 2 мкм и (g) – картина люминесценции внутриямных экситонов в окне размером 5 мкм при накачке 30 мкВт. Ориентация краев кадра соответствует везде направлениям типа  $\langle 110 \rangle$  в плоскости  $\{001\}$  гетероструктуры

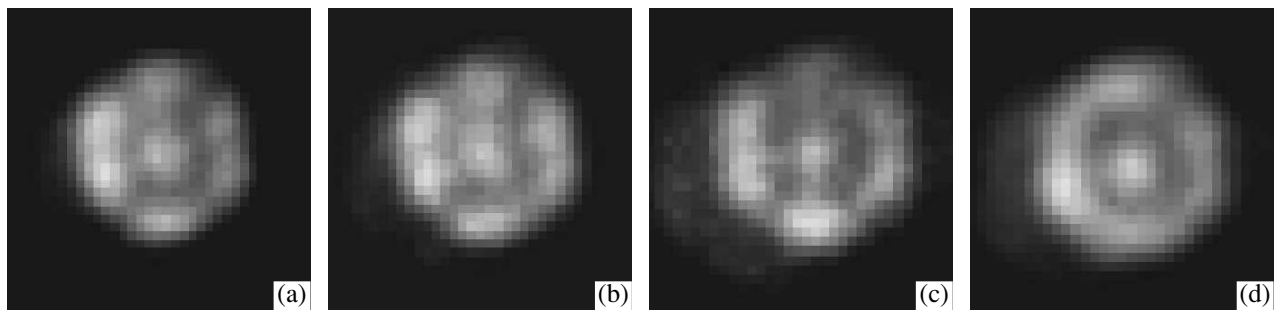


Рис. 4. Пространственная структура фотолюминесценции межъямных экситонов в окне размером 5 мкм при накачке 50 мкВт и различных температурах: 1.74 К (a), 3.90 К (b), 4.25 К (c) и 4.33 К (d). Изображение (d) получено из другого окна для такой же пространственной конфигурации. Накачка 50 мкВт

кие кольцевые структуры свечения появлялись при достаточно мощном сфокусированном лазерном возбуждении, а размеры структур достигали сотни и более мкм. Их происхождение связано с процессами обеднения электронами и экранирования приложенного электрического поля в области лазерной накачки, а также встречным дрейфом электронов и дырок, который возникал в этих условиях. Поэтому между экспериментами [5–8] и экспериментальными наблюдениями, изложенными в настоящей статье, по нашему мнению, отсутствует прямая связь.

Изложенные выше эксперименты выполнялись нами на десятках окон диаметром 2, 5, 10 и 20 мкм. Пространственные конфигурации пятен люминесценции в окнах фиксированного размера, измеренные в идентичных условиях, всегда воспроизводились. Поэтому отсутствуют должные основания считать, что воздействие случайного, флуктуирующего потенциала, присутствующего в исследованных образцах, есть определяющая первопричина столь закономерного формирования пространственно-периодических структур люминесценции. В этой связи следует

иметь в виду, что в случае люминесценции внутриямных экситонов, измеренной в тех же экспериментальных условиях, пространственно-периодические структуры не наблюдаются.

Мы предполагаем, что обнаруженное явление носит коллективный, когерентный характер. Оно возникает в системе взаимодействующих двумерных межъямных экситонов при бозе-конденсации в латеральную ловушку в форме кольца. Коллективное состояние характеризуется большими длинами когерентности (более микрона) и разрушается при увеличении температуры из-за разрушения параметра порядка. Между пятнами свечения существует когерентная связь, и поэтому должны наблюдаться квантовые временные биения в условиях импульсного возбуждения. Со стороны низких плотностей возбуждения (малые экситонные плотности) явление имеет очерченную границу, и оно не наблюдается ниже порога подвижности межъямных экситонов, который определяется эффектами локализации экситонов на флуктуациях случайного потенциала. В области больших накачек явление также исчезает, однако в этом случае из-за ионизационного разрушения межъямных экситонов (переход Мотта). Тем не менее, динамический диапазон по накачкам в пределах которого явление наблюдается, достаточно большой: почти два порядка величины.

В недавно опубликованной теоретической работе [14] показано, что при бозе-конденсации межъямных экситонов в латеральной ловушке вихревой характер конденсата проявляется в особенностях углового распределения интенсивности люминесценции, благодаря деструктивной интерференции. Заметим, что приведенные в этой статье ожидаемые конфигурации вихрей в реальном пространстве практически совпадают с наблюдаемыми нами конфигурациями ярких, эквидистантно расположенных пятен люминесценции по периметру 5-микронного окна.

Остановимся вкратце и на других причинах, которые могли бы повлиять на обсуждаемое явление.

В работе [16] предсказывалась возможность возникновения волн плотности межъямных экситонов, что сопровождалось бы периодическим перераспределением яркости люминесценции. Однако не ясно, почему период таких волн должен скачком меняться от накачки и почему само явление должно быть столь критично к температуре.

Далее, в экспериментах с фокусированной лазерной накачкой всегда возникает поток неравновесных фононов (фононный ветер) из области фотовозбуждения, который увлекает носители заряда и экситоны [17]. В этих условиях возникают centrosymmetric

ные, пространственно-протяженные картины люминесценции, отражающие линейные размеры фононного увлечения в кристаллической среде, и эти размеры отличаются в различных кристаллографических направлениях [18]. В нашем случае накачки невелики и, самое главное, в рамках концепции фононного ветра непонятна критичность наблюдаемого явления к температуре.

Наконец, на прохождение люминесценции через малые отверстия могут оказывать влияние поверхностные плазмоны металлической маски (поляритонный эффект). Однако при увеличении размера окна это влияние должно быстро ослабевать и, кроме того, должно отсутствовать критическое поведение от накачки и температуры.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С.В. Иорданскому, Л.В. Келдышу, И.В. Кукушкину, В.Д. Кулаковскому, В.Г. Лысенко и Г.М. Элиашбергу за многочисленные обсуждения, а также С.В. Дубоносу за напыление металлических пленок заданной толщины и электронную литографию структур. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований.

1. T. Fukuzava, E. E. Mandez, and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3066 (1990).
2. L. V. Butov, A. L. Ivanov, A. Imamoglu et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5608 (2001).
3. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, P. A. Ni et al., *JETP Lett.* **75**, 570 (2002).
4. A. A. Dremin, V. B. Timofeev, A. V. Larionov et al., *JETP Lett.* **76**, 450 (2002); A. V. Gorbunov, V. E. Bisti, and V. B. Timofeev, *JETP* **128**, 803 (2004).
5. L. V. Butov, C. W. Lai, A. L. Ivanov et al., *Nature (London)* **417**, 47 (2002).
6. L. V. Butov, A. C. Gossard, and D. S. Chemla, *Nature* **418**, 751 (2002).
7. D. Snoke, S. Denev, Y. Lui et al., *Nature (London)* **418**, 754 (2002).
8. R. Rapaport, Gang Chen, D. Snoke et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117405-1, (2004).
9. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, *JETP Lett.* **22**, 274 (1976); Yu. E. Lozovik and O. L. Berman, *JETP* **84**, 1027 (1997).
10. A. L. Ivanov, P. B. Littlewood, and H. Haug, *Phys. Rev. B* **59**, 5032 (1999).
11. Xuejun Zhu, B. P. Littlewood, M. S. Hибersen, and T. M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1633 (1995).
12. D. W. Snoke, Y. Lui, and Z. Voros, *arXiv: cond-mat/0410298*, v. **1**, 12 Oct. 2004.
13. A. V. Gorbunov and V. B. Timofeev, *JETP Lett.* **80**, 210 (2004).

14. J. Keeling, L. S. Levitov, and P. B. Littlewood, Phys. Rev. Lett. **92**, 176402 (2004).
15. W. Ketterle, Rev. Mod. Phys. **74**, 1131, (2002).
16. X. M. Chen and J. J. Quinn, Phys. Rev. Lett. **67**, 895 (1991).
17. L. V. Keldysh, JETP Lett. **23**, 86 (1976); L. V. Keldysh and S. G. Tikhodeev, JETP Lett. **21**, 273 (1975).
18. M. Greenstein and J. P. Wolfe, Phys. Rev. Lett. **41**, 715 (1978).
19. V. I. Sugakov, Solid State Commun. **134**, 63 (2005).