

## Бозе-конденсация межъямных экситонов в двойных квантовых ямах

А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев<sup>1)</sup>, П. А. Ни, С. В. Дубонос<sup>+</sup>, И. Хвам<sup>\*2)</sup>, К. Соеренсен<sup>\*2)</sup>

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

<sup>+</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>\*</sup> Microelectronic Centre, DK 2800 Lyngby, Denmark

Поступила в редакцию 29 апреля 2002 г.

Исследована люминесценция межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах ( $n-i-n$  гетероструктуры), содержащих крупномасштабные флуктуации случайного потенциала в плоскостях гетерограниц. Изучались свойства экситонов, у которых фотовозбужденные электрон и дырка пространственно разделены между соседними квантовыми ямами при вариации плотности и температуры в пределах доменов масштаба менее одного микрона. С этой целью поверхность образцов покрывалась металлической маской, содержащей специально приготовленные отверстия (окна) микронного и меньшего размеров. Фотовозбуждение и наблюдение люминесценции велись через такие окна. При небольших накачках (меньше 50 мкВт) межъямные экситоны сильно локализованы из-за мелко масштабных флуктуаций случайного потенциала, а соответствующая линия фотолюминесценции неоднородно уширена (до 2.5 мэВ). При увеличении мощности резонансного возбуждения пороговым образом вырастает линия делокализованных экситонов, которая с ростом накачки линейно увеличивается по интенсивности, сужается (минимальная ширина 350 мкэВ) и сдвигается в сторону меньших энергий (около 0.5 мэВ) в соответствие с заполнением нижайшего состояния в домене. С ростом температуры эта линия исчезает в спектре ( $T_c \leq 3.4$  К). Обнаруженное явление связывается с бозе-эйнштейновской конденсацией в квазидвумерной системе межъямных экситонов. В исследованном интервале температур (1.5 ÷ 3.4 К) критические величины экситонной плотности и температуры растут по закону, близкому к линейному.

PACS: 73.20.Mf, 73.21.Fg

1. Водородоподобный экситон в полупроводнике состоит из двух фермионов – электрона и дырки, поэтому результирующий спин экситона целочисленный, а сам экситон является композитной бозе-частицей. На этом основано предположение, сформулированное в ряде теоретических работ еще в начале 60-х годов [1] о возможности бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) при достаточно низких температурах слабо неидеального и разреженного экситонного газа в полупроводниках ( $na_{ex}^d \ll 1$ ,  $n$  – экситонная плотность,  $a_{ex}$  – борковский радиус экситона, а  $d$  – размерность системы). В последние годы ведется интенсивный поиск БЭК экситонов в двумерных (2D) системах на основе полупроводниковых гетероструктур [2–18]. В идеальной и неограниченной 2D системе, где плотность одночастичных состояний постоянна, БЭК при конечных температурах не может происходить по принципиальным причинам: из-за расходимости числа заполняемых состояний, когда химический потенциал  $\mu \rightarrow 0$ , а также из-за флукту-

аций, разрушающих параметр порядка [19]. В квазидвумерных системах и 2D системах с пространственным ограничением БЭК может, однако, происходить при конечных температурах. Критическая температура в латерально ограниченной 2D системе, где число состояний конечно, равна

$$T_c \approx \pi \hbar^2 N_{ex} / k_B m_{ex} \ln(N_x S), \quad (1)$$

то есть уменьшается логарифмически с ростом площади  $S$ , занятой 2D газом бозе-частиц с плотностью  $N_{ex}$  и эффективной массой  $m_{ex}$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Пространственные ограничения в плоскости квантовых ям могут возникать из-за крупномасштабных флуктуаций случайного потенциала, связанных с вариациями ширины квантовых ям на гетерограницах  $w(r)$ . С этими вариациями можно связать изменения эффективного латерального потенциала  $U(r) = U(w(r))$  [14]. В условиях квазиравновесия распределение экситонной плотности будет определяться равенством  $\mu(N(r)) + U(r) = \mu$ , где химический потенциал межъямных экситонов  $\mu$  связан с их средней

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

<sup>2)</sup> I. Hvam, K. Soerenen.

плотностью, а  $\mu(N)$  – химический потенциал одно-родной экситонной фазы в области пространственно-го ограничения (домена). Очевидно, что  $|\mu(r)| < |\mu|$ , так как  $\mu(N) = -|E_{ex}| + |\delta(U(r))|$  ( $E_{ex}$  – энергия связи экситона), поэтому в области латерально-го конфайнмента экситоны легче накопить и плотность экситонов в таких областях может существенно превысить среднюю плотность в плоскостях квантовых ям [14]. Критические условия, соответствующие бозе-конденсации межъямных экситонов, легче реализовать именно в латеральных доменах.

С этой целью мы исследовали свойства межъямных экситонов при изменении их плотности и температуры в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах (ДКЯ) с крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала, которые возникали благодаря использованию техники прерывания эпитаксиального роста (growth interruption technique) на гетерограницах квантовых ям [20]. В ДКЯ при приложении электрического смещения, наклоняющего зоны, можно возбуждать экситоны, у которых электрон и дырка находятся в разных КЯ, разделенных туннельно прозрачным барьером. Такие экситоны называют пространственно непрямыми, или межъямными (МЭ), в отличие от внутриямных, прямых экситонов, когда электрон и дырка находятся в одних и тех же КЯ. Межъямные экситоны, по сравнению с внутриямными, являются долгоживущими в силу ограниченного перекрытия волновых функций электрона и дырки через туннельный барьер, поэтому их нетрудно накапливать и охлаждать до достаточно низких температур. Межъямные экситоны имеют дипольный момент уже в основном состоянии, поэтому из-за диполь-дипольного отталкивания такие экситоны не связываются в молекулы.

Исследовалась  $n-i-n$  GaAs/AlGaAs гетероструктура с двойными квантовыми ямами GaAs/AlAs/GaAs (ширина GaAs ям 120 Å и ширина AlAs барьера  $\approx 11$  Å). Структура выращивалась с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на легированной GaAs подложке  $n$ -типа (концентрация легирующей примеси Si:  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) с кристаллографической ориентацией (001). На подложку сначала наращивался буферный слой 0.5 мкм GaAs, легированный Si ( $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Затем располагался изолирующий слой  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.35$ ) толщиной 20 нм и 10-периодная сверхрешетка AlAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.35$ ) с периодом 3 нм. Далее наращивались ДКЯ GaAs/AlAs/GaAs. За ДКЯ вновь располагался изолирующий слой  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.35$ ) толщиной 120 нм, содержащий 10-периодную сверхрешетку AlAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

( $x = 0.35$ ) с периодом 3 нм. Затем шел слой 0.1 мкм GaAs, легированный Si ( $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Вся структура закрывалась слоем GaAs 100 Å. Металлические контакты из сплава Cr/Ge/Au/Cr/Au наносились на буферный слой и легированный слой на верхней части мезы.

На поверхность  $n-i-n$  структуры с описанной архитектурой методом взрывной (“lift-off”) электронно-лучевой литографии формировалась металлическая маска (пленка алюминия) толщиной 120 нм с отверстиями до 0.5 мкм. Возбуждение и регистрация сигнала люминесценции велись через приготовленные таким образом окна. Алюминиевая пленка не имела контакта с легированной  $n^+$ -контактной областью гетероструктуры.

Результаты, свидетельствующие о конденсации экситонов, были получены при оптическом возбуждении образца через окна диаметром менее одного микрона. Работа велась в условиях резонансного лазерного возбуждения внутриямных экситонов на тяжелых дырках (1sHH-экситонов) с помощью перестраиваемого Ti-сапфирового лазера. Во всех измерениях размер сфокусированного лазерного пятна на образце не превышал 20 мкм. На рис.1 представлены спектры люминесценции межъямных ( $I$ ) экситонов, измеренные при различных приложенных электрических смещениях. Исследуемые оптические переходы схематически проиллюстрированы на рис.1b. В области внутриямной люминесценции (эта область не показана на рисунке) при нулевом электрическом смещении видны две линии: 1sHH – свободного экситона на тяжелой дырке и связанного экситона [9]. Линия межъямных экситонов ( $I$ -линия) появляется в спектрах, когда, при включении электрического поля, величина шарковского сдвига зон размерного квантования в соседних квантовых ямах равна  $eF\Delta(z) \geq E_D - E_I$  ( $E_D, E_I$  – энергии связи внутриямного и межъямного экситонов, соответственно, а  $F$  – величина электрического поля).  $I$ -линия сдвигается практически линейно при изменении электрического поля (рис.1c). При больших напряжениях,  $U > 0.3$  В, и стационарном возбуждении в спектрах люминесценции линия МЭ является доминирующей, а люминесценция внутриямных экситонов и заряженных экситонных комплексов в этих же условиях на несколько порядков слабее по интенсивности. В исследуемых структурах квантовый выход люминесценции МЭ высокий, и безызлучательными переходами можно пренебречь. Это утверждение основывается на том, что с ростом приложенного напряжения времена жизни МЭ изменяются более чем на порядок, тогда как интен-

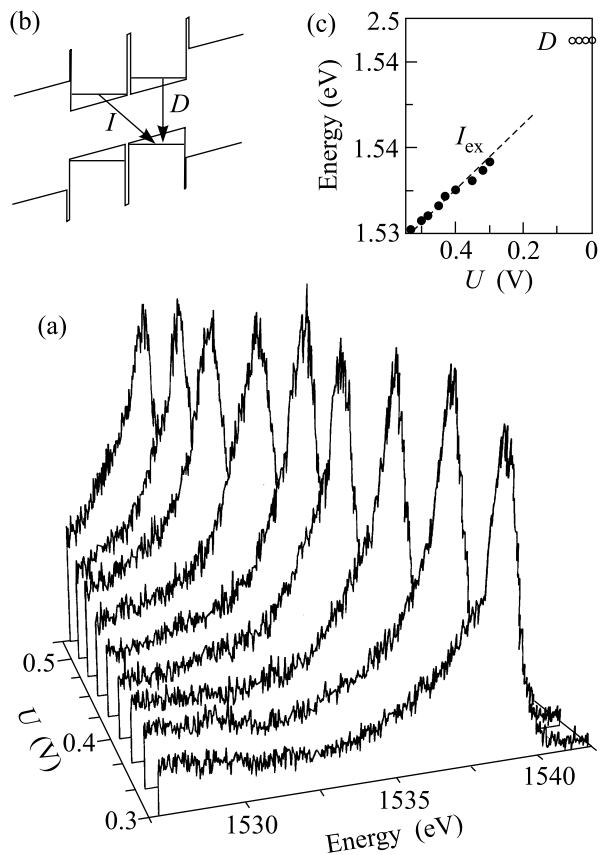


Рис.1. (a) Поведение спектров люминесценции межъямных экситонов при изменении приложенного напряжения, температура  $T = 1.51$  К, мощность оптического возбуждения  $P = 300$  мкВт. На (b) и (c) показаны: схема оптических переходов и зависимость спектральных позиций линий прямого экситона ( $D$ ) и МЭ ( $I_{ex}$ ) от электрического смещения, соответственно

сивность люминесценции практически не меняется (рис.1).

При малых плотностях возбуждения, менее 50 мкВт, в спектрах люминесценции наблюдается относительно широкая, асимметричная полоса межъямных экситонов (ширина полосы около 2.5 мэВ, см. рис.2). Эта полоса неоднородно уширена и обусловлена сильной локализацией межъямных экситонов на мелкомасштабных флуктуациях случайного потенциала, связанного с остаточными заряженными примесями. При увеличении накачки ( $\geq 50$  мкВт) на фиолетовом краю широкой полосы пороговым образом вырастает узкая линия. Интенсивность этой линии растет с ростом накачки линейно (см. вставку на рис.2), однако существенно быстрее, чем фон люминесценции под ней; при этом сама линия несколько сужается и сдвигается примерно

на 0.5 мэВ в сторону меньших энергий. Минимальная измеренная ширина этой линии 350 мкэВ при спектральной ширине щели спектрометра (около 250 мкэВ). Поэтому с учетом аппаратной функции спектрометра можно считать, что реальная ширина обсуждаемой линии менее 250 мкэВ. Заметим, что бесструктурная полоса под узкой линией с ростом мощности возбуждения возрастает линейно. При дальнейшем увеличении накачки (более 0.5 мВт) узкая линия МЭ начинает уширяться и затем, монотонно расширяясь, сдвигаться в сторону больших энергий.

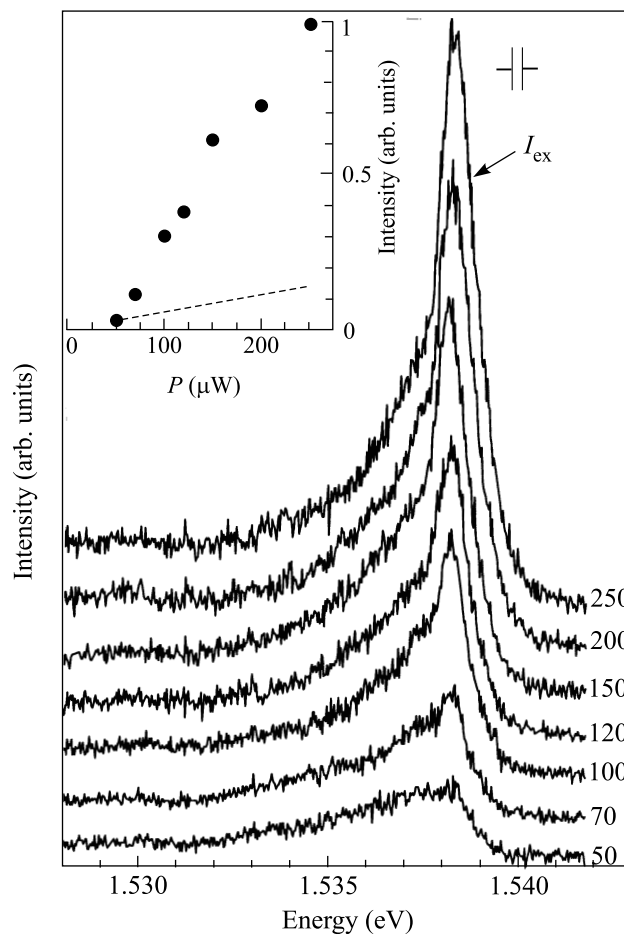


Рис.2. Спектры ФЛ межъямного экситона (линия  $I_{ex}$ ) при различных мощностях резонансного возбуждения прямого  $1sHH$  экситона, приложенном смещении  $U = 0.3$  В и  $T = 1.51$  К. Цифры справа от спектров соответствуют мощности возбуждения в мкВт. Вверху справа указано спектральное разрешение прибора. На вставке представлена зависимость интенсивности линии МЭ (точки) в функции мощности оптического возбуждения. Штриховая линия – экстраполяция линейной зависимости интенсивности фона под линией

Было исследовано поведение узкой линии межъямных экситонов в зависимости от температуры и установлено, что эта линия исчезает в спектре при температурах  $T \geq 3.4$  К. Рис.3 иллюстрирует типичное поведение  $I$ -линии при вариации температуры и фиксированной накачке. Видно, что при  $T = 1.8$  К и

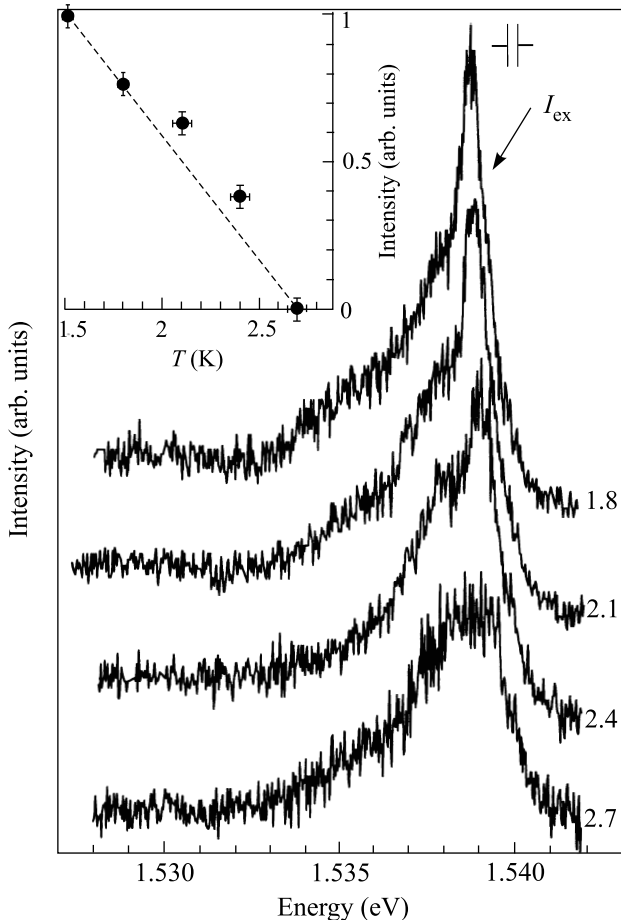


Рис.3. Температурная зависимость интенсивности линии фотолюминесценции МЭ при возбуждении  $P = 150$  мкВт и приложенном электрическом смещении  $U = 0.3$  В. Цифры справа соответствуют температуре в кельвинах. Точки на вставке показывают поведение интенсивности линии МЭ от температуры, штриховая кривая – экстраполяция зависимости  $I_T \propto (1 - T/T_c)$

мощности возбуждения 150 мВт эта линия отчетливо возвышается над бесструктурной полосой люминесценции локализованных экситонов и имеет большую интенсивность. При увеличении температуры интенсивность  $I$ -линии уменьшается неактивным образом, ее ширина при этом мало меняется, и при  $T = 2.7$  К эта линия исчезает на фоне бесструктурного спектра локализованных экситонов, который при этом сохраняет свою форму. Измерив поведе-

ние интенсивности  $I$ -линии при различных накачках в интервале температур  $T = 1.51 \div 3.4$ , мы установили следующую закономерность ее температурного поведения:

$$I_T \propto (1 - T/T_c), \quad (2)$$

где  $I_T$  – интенсивность линии при температуре  $T$ , а  $T_c$  – критическая температура, соответствующая исчезновению этой линии в спектре при заданной фиксированной накачке.

Мы считаем, что представленные экспериментальные результаты свидетельствуют о бозе-конденсации межъямных экситонов в одиночном латеральном домене размером менее одного микрона, происхождение которого обусловлено крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала. При небольших накачках и достаточно низких температурах фотовозбужденные МЭ оказываются сильно локализованными из-за мелкомасштабных дефектов (например, остаточных заряженных примесей). Этому соответствует широкая, неоднородно уширенная полоса люминесценции МЭ при небольших плотностях возбуждения. На дефекте может локализоваться не более одного экситона из-за сильного диполь-дипольного отталкивания, поэтому этот канал люминесценции быстро насыщается. В исследованных структурах это происходит при концентрациях менее  $5 \cdot 10^9$  см $^{-2}$ . При дальнейшем увеличении накачки, выше порога протекания, межъямные экситоны оказываются делокализованными. При достижении критических величин плотности экситоны конденсируются в нижайшее делокализованное состояние. Это проявляется экспериментально в пороговом появлении узкой линии люминесценции, ее сужении с ростом накачки и сдвиге в сторону меньших энергий в соответствие с заполнением нижайшего состояния в домене экситонами, подчиняющимися статистике Бозе-Эйнштейна. Наиболее сильным аргументом в пользу конденсации экситонов является критичность обнаруженных свойств к температуре.

Обнаруженное явление бозе-конденсации в исследованных структурах проявляется в шкале экситонных концентраций в ограниченных пределах:  $N_{loc} < N_{exc} < N_{I-M}$ . Нижний предел (низкие плотности) обусловлен эффектами сильной локализации экситонов в домене на дефектах ( $N_{loc} \approx 5 \cdot 10^9$  см $^{-2}$ ), а верхний (большие плотности) – разрушением экситона вследствие перехода изолятор – металл,  $N_{I-M}$ . Действительно, при увеличении мощности возбуждения выше 0.5 мВт линия люминесценции межъямных экситонов начинает уширяться, а затем, продол-

жая уширяться, сдвигается в сторону больших энергий. Уширение  $I$ -линии происходит вследствие перекрытия волновых функций экситонов и возникающего фермиевского отталкивания между электронами в одной яме и дырками в другой. Оцениваемая плотность, при которой межъямные экситоны теряют свою индивидуальность и возникает  $e-h$  плазма с пространственно разделенными между соседними квантовыми ямами электронами и дырками, равна  $N_{I-M} \approx 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Соответствующий этой плотности безразмерный параметр  $r_s = 1/(\sqrt{\pi N_{I-M}} \cdot a_B) = 1.8$  (величина боровского экситонного радиуса  $a_B = 150 \text{ \AA}$  оценивалась по диамагнитному сдвигу межъямного экситона). Возникающая  $e-h$  плазма начинает экранировать внешнее электрическое поле, и полоса межъямной рекомбинации начинает двигаться в сторону больших энергий. Отсюда можно определять величину  $e-h$  плотности. Отметим, что при работе с доменами микронного масштаба число экситонов в конденсате порядка нескольких сотен.

Сконденсировавшиеся экситоны должны быть пространственно когерентны. Пространственная когерентность должна возникать по меньшей мере на масштабах термической де-бройлевской длины волны межъямных экситонов,  $\lambda_{ex}$ , которая при  $T = 2 \text{ K}$  равна  $\lambda_{ex} = h/\sqrt{\pi m_{exc} kT} = 1.5 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ , что на порядок превышает боровский экситонный радиус. На масштабах пространственной когерентности экситоны должны быть сфазированы, что может сопровождаться увеличением скорости излучательного распада сконденсировавшейся части экситонов. С этой целью были проведены эксперименты по резонансному возбуждению экситонов циркулярно поляризованным светом. Напомним, что основное состояние межъямного экситона не является крамерсовским дублетом и 4-кратно вырождено по проекциям углового момента  $M = \pm 1, \pm 2$  (оптически активны только состояния  $M = \pm 1$ ). При резонансном возбуждении циркулярно поляризованным светом внутриямных  $1s_{HH}$  экситонов мы обнаружили резкое возрастание степени циркулярной поляризации узкой линии межъямных экситонов (см. рис.4). Этот эффект свидетельствует о существенном увеличении скорости излучательной рекомбинации экситонов в конденсате по сравнению со скоростью рекомбинации локализованных, некогерентных экситонов. При этом предполагается, что скорость спиновой релаксации существенно не меняется. Реализованная в эксперименте высокая степень циркулярной поляризации  $I$ -линии (около 30%) свидетельствует также о возможности оптиче-

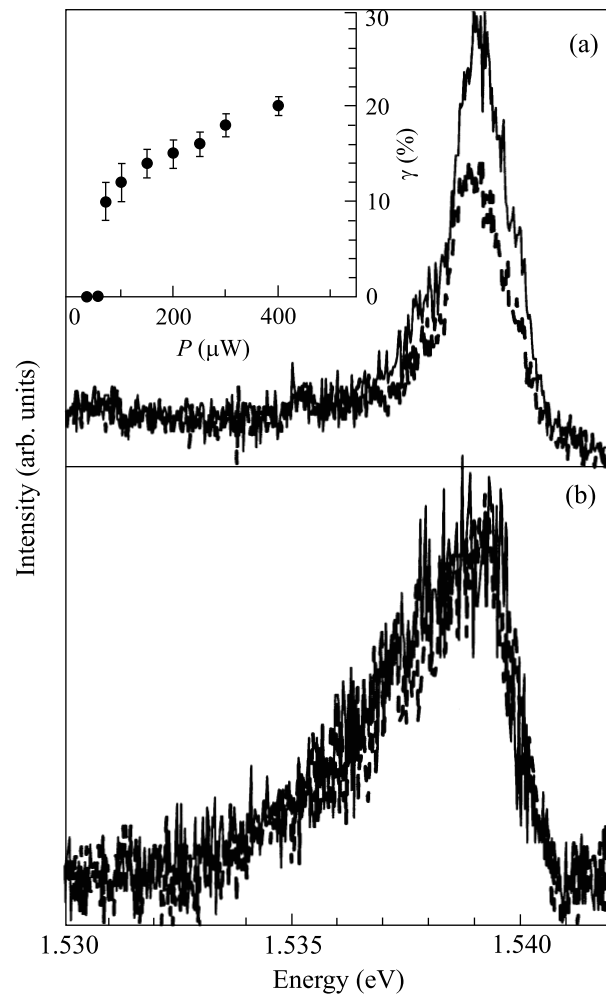


Рис.4. Спектры фотолюминесценции МЭ, измеренные при резонансном возбуждении внутриямного  $1s_{HH}$  экситона циркулярно поляризованным светом ( $\sigma^+$ ) мощностью 50 мкВт (b) и 500 мкВт (a). Сплошные кривые отвечают измеренной интенсивности в поляризации  $\sigma^+$ , а штриховые – в поляризации  $\sigma^-$ . Вставка представляет зависимость степени циркулярной поляризации  $\gamma$  (точки) от мощности резонансного оптического возбуждения в максимуме линии. Вклад бесструктурного фона при определении степени циркулярной поляризации не учитывался. Температура  $T = 1.51 \text{ K}$  и электрическое смещение  $U = 0.3 \text{ В}$

ского возбуждения когерентных вихревых состояний межъямных экситонов.

В заключение авторы благодарят Г. М. Элиашберга и С. В. Иорданского за очень интересные обсуждения, а также Российский фонд фундаментальных исследований (проекты # 01-02-16471, # 02-02-06349 и # 02-02-16791) и Государственную научно-техническую

программу ФТНС по наноструктурам за частичную финансовую поддержку.

1. С. А. Москаленко, ФТТ **4**, 276 (1962); I. M. Blatt, K. W. Boer, and W. Brandt, Phys. Rev. **126**, 1691 (1962); R. S. Casella, J. Appl. Phys. **34**, 1703 (1963).
2. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, JETP Lett. **22**, 274 (1975).
3. T. Fukuzawa, E. E. Mendez, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **64**, 3066 (1990).
4. J. E. Golub, K. Kash, J. P. Harbison, and L. T. Flores, Phys. Rev. **B41**, 8564 (1990).
5. L. V. Butov, A. Zrenner, G. A. Abstreiter et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994); L. V. Butov, in *Proc. of the 23d Intern. Conf. on Physics of Semiconductors*, Berlin, 1996.
6. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, A. S. Ioselevich et al., JETP Lett. **67**, 613 (1998).
7. V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov et al., Solid State Commun. **111**, 49 (1999).
8. L. V. Butov, A. Imamoglu, A. V. Mintsev et al., Phys. Rev. **B59**, 1625 (1999).
9. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, J. M. Hvam et al., JETP **90**, 1093 (2000).
10. L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. E. Lozovik et al., Phys. Rev. **B62**, 1548 (2000).
11. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, J. M. Hvam et al., JETP Lett. **75**, 200 (2002).
12. D. Yoshioka and A. H. MacDonald, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4211 (1990).
13. X. M. Chen and J. J. Quinn, Phys. Rev. Lett. **67**, 895 (1991).
14. Xuejun Zhu, P. L. Littlewood, M. S. Hybersten, and T. Rice, Phys. Rev. Lett. **74**, 1633 (1995).
15. J. Fernandez-Rossier and C. Tejedor, Phys. Rev. Lett. **78**, 4809 (1997).
16. Yu. E. Lozovik and O. L. Berman, JETP **84**, 1027 (1997).
17. Yu. E. Lozovik and I. V. Ovchinnikov, JETP Lett. **74**, 288 (2001).
18. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, M. Grassi Alessi et al., Phys. Rev. **B60**, 8897 (1999).
19. P. C. Hoenberg, Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
20. S. W. Brown, T. A. Kennedy, D. Gammon et al., Phys. Rev. **b54**, R17339 (1996).