

# О бозе-конденсации экситонов в квазидвумерных полупроводниковых гетероструктурах

В.Б. Тимофеев

*Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская область, 142432, Россия*

E-mail: timofeev@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 19 марта 2012 г.

Обсуждаются две полупроводниковые системы, в которых наблюдается бозе-конденсация экситонов: квантовые ямы с пространственно непрямыми, дипольными экситонами и экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах.

Обговорюються дві напівпровідникові системи, в яких спостерігається бозе-конденсація екситонів: квантові ями з просторово непрямыми, дипольними екситонами та екситонні поляритони в напівпровідникових микрорезонаторах.

PACS: 71.35.Lk Коллективные эффекты;  
73.20.Mf Коллективные возбуждения ;  
**73.21.-b** Электронные состояния и коллективные возбуждения в многослойных структурах, квантовые ямы, мезоскопические и наномасштабные системы.

Ключевые слова: бозе-конденсация экситонов, квантовые ямы, полупроводниковые гетероструктуры.

## 1. Введение

Водородоподобные экситоны в полупроводниках — низжайшие и электрически нейтральные собственные электронные возбуждения. На протяжении почти полувека экситоны с успехом используются как удобный физический объект, позволяющий моделировать поведение вещества при вариации плотности и внешних воздействий — температуры, давления, электрического и магнитного полей и пр. В зависимости от концентрации электронно-дырочных возбуждений и температуры в эксперименте могут быть реализованы ситуации слабозаимодействующего экситонного газа, молекулярного экситонного газа (или газа биэкситонов), спинориентированного газа экситонов, металлической электронно-дырочной жидкости, или капель ЭДЖ, электронно-дырочной плазмы и др.

Экситон состоит из двух ферми-частиц — электрона и дырки, связанных кулоновским притяжением, поэтому результирующий спин экситона целочисленный, а сам водородоподобный экситон является композитным бозоном. На этом основывалась гипотеза, сформулированная еще в начале 60-х годов прошлого века, о возможности бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) слабонеидеального и разреженного газа экситонов ( $na_{\text{ex}}^d \ll 1$ ,  $n$  — экситонная плотность,  $a_{\text{ex}}$  — борровский радиус экситона,  $d$  — размерность системы), охлажденного до достаточно низких температур [1–5].

Согласно работам Эйнштейна [6] (см. также [7,8]), БЭК в идеальном газе тождественных и невзаимодействующих бозе-частиц происходит, если де-бройлевская длина волны превосходит среднее межчастичное расстояние,  $\lambda_{dB} = (2\pi\hbar^2 / m_{\text{ex}}k_B T)^{1/2} \geq n^{-1/2}$ ,  $n$  — плотность газа. В этих условиях полная свободная энергия системы бозонов минимизируется. Бозе-конденсация сопровождается макроскопическим заполнением основного состояния с нулевым моментом и появлением спонтанного параметра порядка (когерентности) в конденсате, который разрушается из-за тепловых флуктуаций [8,9]. Сконденсировавшиеся в такое состояние бозе-частицы образуют коллективное состояние, получившее название бозе-эйнштейновского конденсата, которое представляет собой крупномасштабную когерентную материальную волну [9]. Вследствие квантово-механических эффектов обменного межчастичного взаимодействия возникающее квантовое состояние оказывается устойчивым, поскольку вклады обменных взаимодействий складываются когерентно. Индивидуальные свойства бозе-частиц в конденсате теряются, а сам конденсат демонстрирует коллективные когерентные свойства на макроскопических масштабах.

В пределе большой электронно-дырочной плотности ( $na_{\text{ex}}^3 \gg 1$ ) экситоны рассматривались в прямой аналогии с куперовскими парами, а само конденсированное экситонное состояние, или состояние экситонного диэлектрика, описывалось в приближении среднего поля,

подобно сверхпроводящему состоянию Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), с тем отличием, что спаривание в экситонном изоляторе определяется электрон-дырочным взаимодействием, а роль куперовских пар выполняют сами экситоны [3–5]. Переход между пределами большой и малой плотности, согласно теоретическим исследованиям, выполненным в [5], носит плавный характер.

Здесь уместно напомнить, что бездиссипативное течение материи — сверхтекучесть  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и сверхпроводимость в металлах — непосредственно связаны с бозе-конденсацией композитных бозонов, в случае сверхпроводников — связанных в куперовские пары фермионов, которые также являются композитными бозонами [9]. На возможную связь сверхтекучести  $^4\text{He}$  с явлением БЭК впервые обратил внимание Ф. Лондон еще в 1938 г. [10].

С момента предсказания Эйнштейном явления бозе-конденсации прошло около 70 лет, прежде чем само явление БЭК было обнаружено экспериментально в разреженных и сильно охлажденных газах атомов щелочных металлов с результирующим целочисленным спином (см. обзор [11]). Это выдающееся достижение, отмеченное Нобелевской премией, стало возможным благодаря элегантной реализации техники лазерного и испарительного охлаждения газа бозе-атомов, избирательно накапливаемых в ограниченных объемах — магнито-оптических ловушках [11]. Температуры перехода  $T_C$  в случае газов бозе-атомов оказались чрезвычайно низкими, масштаба микрокельвинов и ниже, что обусловлено большими массами атомов и относительно невысокими плотностями газа из-за неизбежных потерь в условиях накопления атомов в ловушках и их испарительного охлаждения.

В связи с обнаружением явления БЭК в сильно охлажденных и разреженных газах бозе-атомов интерес к экситонам, как принципиально иному и новому объекту экспериментальных исследований в этой интенсивно развивающейся области, существенно возрос и приобрел несомненную актуальность. Привлекательность такого объекта прежде всего определялась тем, что трансляционные эффективные массы экситонов в полупроводниках на несколько порядков величины меньше атомных масс, поэтому ожидалось, что БЭК экситонного газа может происходить при обычных криогенных температурах, составляющих нескольких единиц и даже десятков кельвинов. Однако, с другой стороны, в отличие от атомов, экситоны метастабильны, имеют конечные времена жизни, являются диссипативной и термодинамически неравновесной системой взаимодействующих бозе-квазичастиц. Смогут ли происходить бозе-конденсация экситонов в таких условиях? На этот вопрос ответ мог дать только эксперимент.

В последние годы интерес к этой проблеме сконцентрировался на экситонах в квазидвумерных систе-

мах. Наиболее подходящими для обнаружения БЭК являются объекты, в которых скорости излучательной экситонной аннигиляции на несколько порядков меньше скорости релаксации экситонов вдоль энергетической оси. В этой области наиболее эффективно исследуются квазидвумерные экситоны в полупроводниковых гетероструктурах с пространственным разделением электронных и дырочных слоев [12–28], а также двумерные экситонные поляритоны в квантовых ямах, размещенных в микрорезонаторах [29,30].

Здесь уместно напомнить, что в *идеальной и пространственно неограниченной двумерной системе*, где плотность одночастичных состояний постоянна, БЭК при конечных температурах не может происходить по принципиальным причинам: из-за расходимости числа состояний, когда химический потенциал  $\mu \rightarrow 0$  (т.е. состояния с импульсом  $K \cong 0$  могут аккумулировать неограниченное число бозе-частиц). Уместно также напомнить теорему, согласно которой на основе установленных Боголюбовым неравенств было строго доказано, что в идеальной и неограниченной 2D системе не может быть отличного от нуля параметра порядка, который разрушается из-за флуктуаций, расходящихся логарифмически при увеличении размеров двумерной системы [31]. Это доказательство относится как к сверхтекучей жидкости, так и к сверхпроводимости в идеальных 2D системах, а также к 2D модели гейзенберговского ферромагнетика [32]. Однако эта проблема снимается при пространственном ограничении свободного движения двумерных экситонов и их накоплении в латеральных ловушках, приготовленных искусственно, либо в естественных ловушках, связанных с крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала.

## 2. Бозе-конденсация пространственно непрямых, дипольных экситонов

В случае двойных квантовых ям в электрическом поле, поперечном гетерослоям, фотовозбужденные электрон и дырка в экситоне оказываются пространственно разделенными. Такие экситоны называют пространственно непрямыми, или дипольными. На рис. 1 показана схема оптических переходов прямого (D) и пространственно непрямого (I) экситонов в двойной GaAs квантовой яме, разделенной AlGaAs барьером, в условиях приложенного электрического смещения, перпендикулярного гетерослоям. На этом рисунке продемонстрировано также поведение спектров люминесценции непрямого экситона при вариации напряжения смещения. Вследствие нарушенной центральной симметрии пространственно непрямые экситоны имеют статический дипольный момент в нижайшем состоянии. Поэтому из-за диполь-дипольного отталкивания такие экситоны не связываются в молекулы либо иные сложные молекулярные комплексы и не конден-

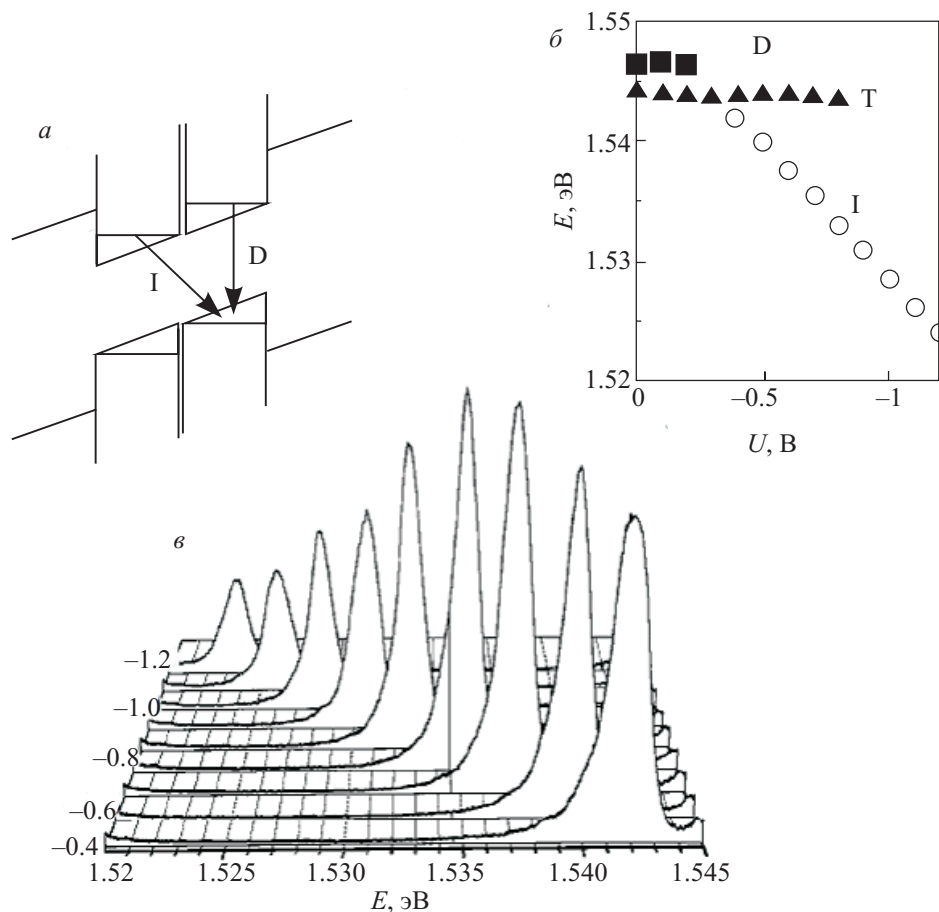


Рис. 1. Схема оптических переходов (а); зависимости спектральных позиций линий прямого экситона (D), заряженного экситонного комплекса, или триона (Т), и пространственно непрямого, дипольного экситона МЭ (I) от электрического смещения  $U$  (б); поведение спектров люминесценции дипольных экситонов при изменении приложенного напряжения, цифры слева от спектров отвечают электрическому напряжению в вольтах (в),  $T = 2$  К.

сируются в жидкость. Из-за ограниченного перекрытия волновых функций электрона и дырки в направлении приложенного электрического поля излучательные времена дипольных экситонов на несколько порядков превышают времена термализации, а также времена жизни прямых экситонов в этих же структурах. Поэтому такие экситоны легче накапливать и охлаждать до достаточно низких температур, близких к температуре кристаллической решетки. Пространственное разделение электронов и дырок при приложенном электрическом смещении происходит и в одиночных, достаточно широких квантовых ямах, где так же можно возбуждать светом пространственно не прямые, дипольные экситоны. Напомним, что интерес к изучению систем с пространственным разделением электронно-дырочных слоев стимулировали работы [13,14].

БЭК 2D экситонного газа дипольных экситонов происходит только в условиях пространственного ограничения, например при возбуждении экситонов в латеральных ловушках, приготовленных тем или иным способом. В этом случае можно избежать «разбегания» таких экситонов из-за диполь-дипольного отталкивания.

Для приготовления ловушек, в которых могут накапливаться дипольные экситоны, используют неоднородные электрические и деформационные поля [22,24,25].

Остановимся на коллективных свойствах дипольных экситонов и их бозе-конденсации в условиях накопления экситонов в кольцевых электростатических ловушках [26,27]. Работа велась с пространственно непрямыми, дипольными экситонами в GaAs/AlGaAs достаточно широкой (25 нм) одиночной квантовой яме, помещенной в поперечное гетерослоям электрическое поле. Электрическое напряжение прикладывалось между металлическим затвором на поверхности структуры (затвором Шоттки) и проводящим электронным слоем внутри гетероструктуры (встроенным электродом, роль которого выполняет легированный кремнием эпитаксиально выращенный слой). Возбуждение дипольных экситонов с помощью лазера и наблюдение их люминесценции с высоким пространственным разрешением около 1 мкм осуществлялось через круглые окна диаметром 5–10 мкм в металлической маске. Окна протравливались в маске с помощью электронно-лучевой литографии. Фотовозбужденные экситоны

накапливались в кольцевой латеральной ловушке, которая возникала вдоль периметра окон из-за сильно неоднородного электрического поля [26].

При достижении критических условий конденсации по накачке и температуре в спектре спонтанной люминесценции пороговым образом вырастает узкая линия дипольных экситонов, соответствующая экситонному конденсату (рис. 2,а) [21]. В области порога конденсации спектр спонтанной люминесценции ведет себя сильно нелинейно: ширина линии сужается почти вдвое (рис. 2,б), а ее интенсивность  $I$  возрастает экспоненциально (рис. 2,б) в соответствии с макроскопическим заполнением нижайшего состояния в ловушке. Вблизи порога максимум линии сначала сдвигается в сторону меньших энергий на величину около  $kT$ , так же в согласии с макроскопическим заполнением нижайшего состояния в ловушке (рис. 2,б). При наблюдении пространственного распределения свечения экситонов в дальней зоне угловой размер пятна люминесценции вблизи порога конденсации существенно сужается вследствие накопления экситонов вблизи волновых векторов  $K \cong 0$  (обратная ширина пика  $\Delta K$  равна радиальной ширине ловушки  $\approx 1$  мкм (рис. 2,з)). Такое поведение является следствием процессов стимулированного рассеяния дипольных экситонов в нижайшее состояние в ловушке с нулевым импульсом, сопровождающегося макроскопическим заполнением этого состояния (скорость стимулированного рассеяния пропорциональна числу экситонов в конечном состоянии, т.е.  $\gamma_S \propto (n_q + 1)$ ,  $n_q$  — число

заполнения экситонов, которое выше порога конденсации становится больше единицы). Измерения мощности излучения, с учетом геометрии эксперимента и времени жизни экситонов, дают для чисел заполнения в области порога  $n_q \approx 1$  с точностью до фактора 2. При дальнейшем увеличении мощности фотовозбуждения  $P$  ширина экситонной линии начинает увеличиваться, а спектральное положение ее максимума сдвигается в сторону больших энергий в соответствии с возрастанием взаимодействия отталкивания между дипольными экситонами при увеличении их плотности.

Наблюдаемый фазовый переход, связанный с БЭК дипольных экситонов, происходит в квазиравновесных условиях. «Надконденсатные» экситоны распределены квазиравновесно, что отражается в экспоненциальном поведении интенсивности люминесценции в области высокоэнергетических «хвостов» экситонной линии, где энергии трансляционного движения экситонов превышают  $kT$  (рис. 3). Найденные без подгоночных параметров температуры надконденсатных экситонов превышают температуру решетки на несколько градусов и увеличиваются с ростом накачки (рис. 3). Это связано с конечными временами жизни дипольных экситонов (около нескольких наносекунд в рассматриваемом случае).

В условиях бозе-конденсации экситонов в картине люминесценции, которая наблюдалась из окна с разрешением около 1 мкм и селектировалась с помощью интерференционного фильтра, появляется пространственно-периодическая, аксиально-симметричная структура

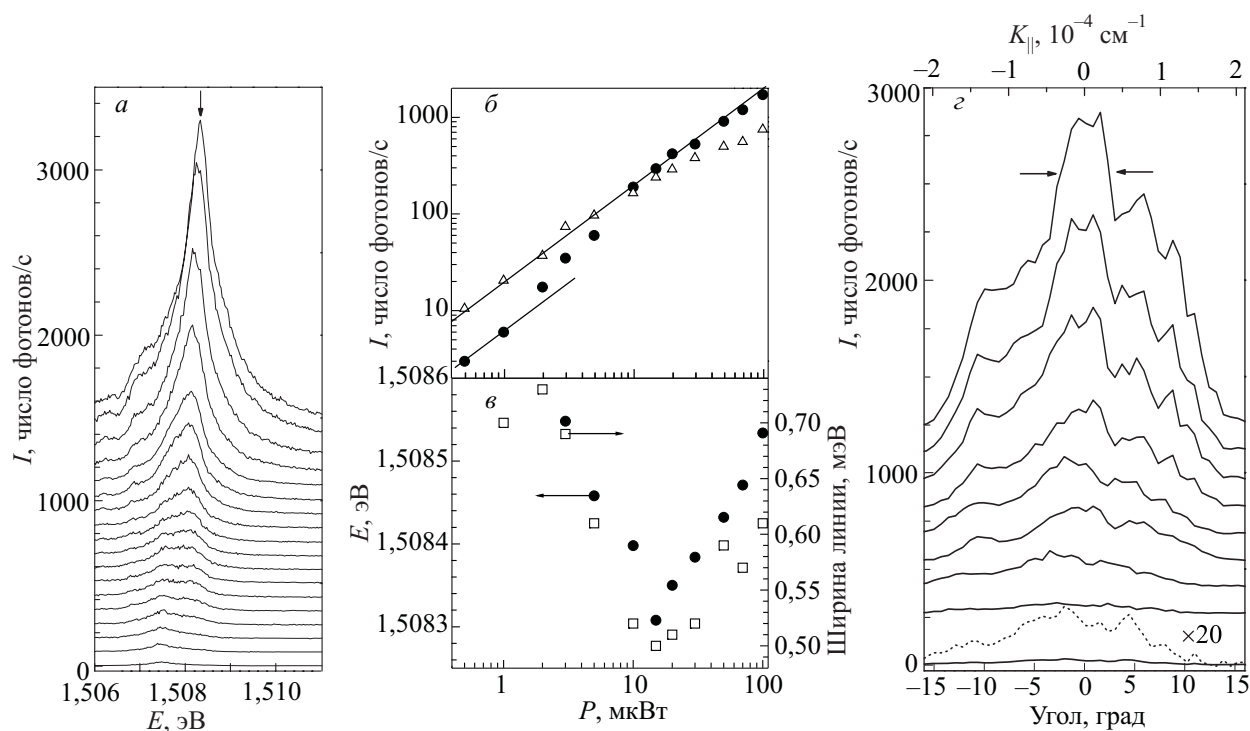


Рис. 2. Поведение спектров люминесценции дипольных экситонов (а), интенсивности линии  $I$  (б), ее ширины и спектрального положения (в), а также углового размера пятна люминесценции в дальней зоне (в пространстве волновых векторов  $K$ ,  $\text{см}^{-1}$ ) (з) от мощности Ne-Ne лазера.  $T = 1,7$  К.

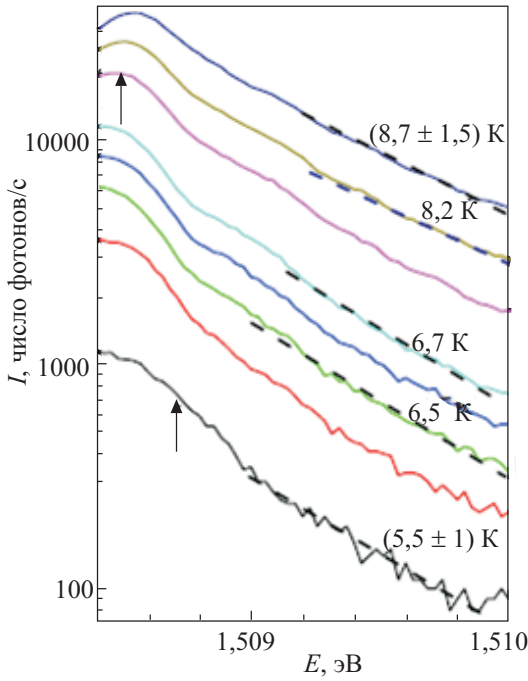


Рис. 3. Экспоненциальные «хвосты» интенсивности люминесценции  $I$ , отражающие распределения чисел заполнения надконденсатной части экситонов. По наклону «хвостов» в шкале  $\ln I - E$  находилась температура экситонного газа. Определенные таким способом температуры при различных накачках приведены справа у кривых. Пунктирные линии — линейные аппроксимации логарифмических «хвостов». Стрелка указывает позицию дипольного экситона.  $T = 1,7$  К.

эквидистантно расположенных пятен свечения (рис. 4,а). Экспериментально реализовано *in situ* оптическое фурье-преобразование пространственно-периодических структур (преобразование из  $r$ - в  $K$ -пространство). Полученные фурье-образы, воспроизводящие картину распределения интенсивности люминесценции в дальнем поле (см. рис. 4,б), демонстрируют результат деструктивной и конструктивной интерференции, а также пространственную направленность люминесценции по нормали к гетерослоям. При температурах выше критической ( $T \geq 5$  К) видность пространственно-периодических структур люминесценции, равно как и направленность излучения, пропадают. Эти результаты являются естественным следствием крупномасштабной когерентности конденсированного экситонного состояния в кольцевой латеральной ловушке.

Прямые измерения двулучевой интерференции с помощью интерферометра Майкельсона от пар люминесцирующих пятен вдоль диаметра в кольце позволили определить длину когерентности в плоскости структуры, которая оказалась равной 4 мкм и близкой к периметру кольцевой ловушки, что более чем на порядок превышает термическую длину волны де-Бройля в этих же условиях ( $\lambda_{dB} \cong 0,17$  мкм). Впервые обнару-

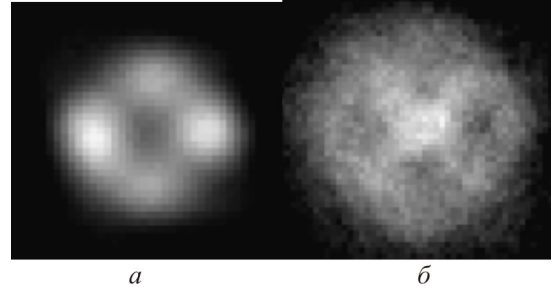


Рис. 4. Пространственное (а) и угловое (б) (результат оптического фурье-преобразования) распределения интенсивности люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке диаметром 5 мкм при интегральной мощности фотовозбуждения  $P_{633 \text{ нм}} = 10$  мкВт. Угловым размером в дальней зоне для изображения (б) составляет 32 градуса или  $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  для планарной компоненты волнового вектора  $K_{\parallel}$ . Съемка люминесценции дипольных экситонов проведена с использованием интерференционного фильтра, вырезающего узкую спектральную область, соответствующую линии экситонного бозе-конденсата.  $T = 1,7$  К.

женные столь большие масштабы пространственной когерентности бозе-конденсата дипольных экситонов означают, что экспериментально наблюдаемые пространственно-периодические структуры люминесценции в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов в латеральных кольцевых ловушках описываются единой волновой функцией. Обнаружение пространственно-периодических структур в ближнем и дальнем поле является прямым свидетельством того, что макроскопическая когерентная фаза бозе-конденсата возникает спонтанно в резервуаре некогерентных экситонов. Анализ видности интерференционной картины и прямые измерения коррелятора первого порядка (экспериментально измеренная величина  $g^{(1)}(r, r') \cong 0,2$ ) свидетельствуют, что бозе-конденсат дипольных экситонов в рассматриваемом случае обеднен.

С люминесценцией экситонного конденсата связано еще одно интересное явление. Оказалось, что люминесценция пятен свечения в пространственно-периодических структурах линейно поляризована [28] (см. рис. 5). Вследствие квантово-механических эффектов обменного межчастичного взаимодействия возникающее основное состояние бозе-коденсата со спиновыми степенями свободы оказывается наиболее устойчивым при одинаковом числе бозе-частиц, которые отличаются своими спиновыми проекциями ( $\Delta S = \pm 1$ ), поскольку вклады обменных взаимодействий складываются когерентно. В результате конденсированная экситонная фаза оказывается линейно поляризованной. Было также установлено, что в подавляющей части выполненных экспериментов плоскость линейной поляризации оказалась «привязанной» (эффект пиннинга) к кристаллографии структуры (как правило, к направле-

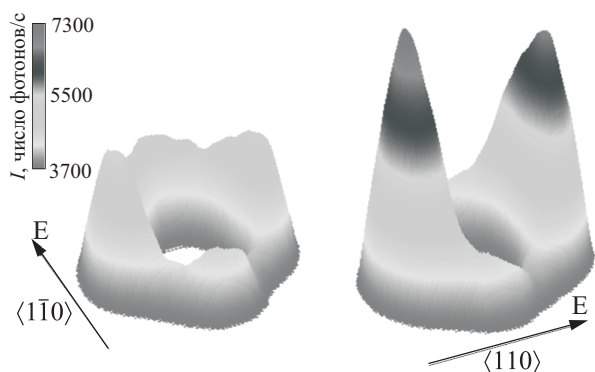


Рис. 5. Пространственное распределение интенсивности  $I$  люминесценции дипольных экситонов в одиночной квантовой яме GaAs/AlGaAs (25 нм), наблюдаемое в окне диаметром 5 мкм в металлическом электроде на поверхности образца при двух ортогональных направлениях линейной поляризации, обозначенных стрелками. Условия съемки, как на рис. 4.  $T = 1,7$  К.

нию [011] в плоскости (001) гетероструктуры), что обусловлено сильной анизотропией случайного потенциала, связанного с особенностями структуры и структурными несовершенствами. Обнаруженная линейная поляризация люминесценции может быть прямым следствием спонтанного нарушения симметрии в условиях бозе-конденсации.

### 3. Бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторе

Недавно было обнаружено явление бозе-конденсации экситонных поляритонов, так же композитных бозонов, в квазидвумерных полупроводниковых гетероструктурах, помещенных в микрорезонатор [29]. Напомним, что поляритон является квазичастицей, представляющей собой квантовую суперпозицию электромагнитного (фотонного) и поляризационного (экситонного) возбуждений в твердом теле [33,34]. Волновую функцию такой суперпозиции Hopfield предложил представлять следующим образом [34]:

$$|\psi_{\pm}\rangle = \eta_c |\psi_c\rangle \pm \eta_x |\psi_x\rangle. \quad (1)$$

Здесь  $\eta_{c,x}$  — коэффициенты, определяющие парциальные доли светового (фотонного) и материального (экситонного) вкладов в поляритонную субстанцию, а  $\psi_c, \psi_x$  — волновые функции фотона и экситона соответственно. При равных парциальных вкладах коэффициенты  $\eta_{c,x} = 1/\sqrt{2}$ , и поляритон при таком парциальном соотношении является наполовину светом, а наполовину — материальной частицей. Варьируя коэффициенты  $\eta_{c,x}$ , в принципе, можно плавно интерполировать экситонный поляритон между световым и материальным пределами, что, само по себе, является уникальной возможностью для бозе-систем.

Если квантовая яма (или несколько квантовых ям) располагается в области пучности стоячей электромагнитной волны в достаточно добротном резонаторе и энергия двумерного экситона совпадает с энергией фотонной моды микрорезонатора при  $K = 0$ , то в таких условиях состояния поперечного экситона и фотона сильно взаимодействуют друг с другом в области световых волновых векторов, т.е. в электродинамической области. В результате такого взаимодействия, как показано на рис. 6, происходит квантово-механическое смешивание фотонного и экситонного состояний (формула (1)), и вырождение в окрестности нулевых планарных волновых векторов снимается. В конечном итоге возникают два новых собственных одночастичных состояния, каждое из которых является линейной комбинацией поперечных фотонных и поляризационных экситонных мод. Именно эти собственные состояния и получили название экситонных поляритонов. На рис. 6 показаны

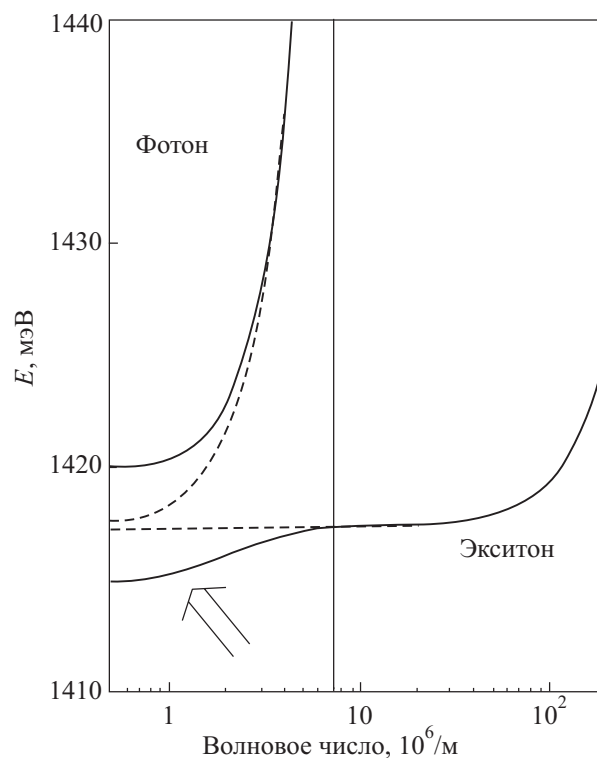


Рис. 6. Схематическое изображение спектра экситонных поляритонов в микрорезонаторе. Пунктиром изображены дисперсии двумерных фотонов и экситонов в отсутствие взаимодействия. Для упрощения рассмотрения изображена ситуация, когда энергии размерного квантования фотонов в микрорезонаторе и экситонного резонанса в квантовой яме совпадают в области  $K = 0$ . В условиях светоэкситонного взаимодействия возникают верхняя (фотоноподобная) и нижняя (экситоноподобная) поляритонные моды, которые при  $K = 0$  «расталкиваются» на величину расщепления Раби (эти моды показаны сплошными линиями). Расщепление Раби  $\Omega_R$  определяется светоэкситонным взаимодействием (разъяснено в тексте).

расщепленные вследствие экситон-фотонного взаимодействия верхняя и нижняя ветви двумерных экситонных поляритонов в микрорезонаторе.

Верхняя и нижняя поляритонные ветви в  $K = 0$  расщеплены на величину, получившую название расщепления Раби, которое является мерой экситон-фотонного взаимодействия [35]. Частоту Раби можно определить следующим образом:

$$\Omega_{\text{Rabi}} = e \langle |r| \rangle E / \hbar. \quad (2)$$

В этом выражении  $e$  — заряд электрона,  $\langle |r| \rangle$  — матричный элемент дипольного момента прямого разрешенного перехода в экситонное состояние,  $E$  — амплитуда электромагнитной волны в микрорезонаторе, а  $\hbar$  — постоянная Планка. Чисто качественно расщепление Раби определяет частоту, с которой за время жизни поляритона в микрорезонаторе фотон превращается в экситон и наоборот — экситон в фотон. Поляритонные эффекты существенны, когда частота Раби сильно превосходит характерные частоты затухания в микрорезонаторе, связанные с конечным временем жизни поляритонов, включая туннельное «просачивание» поляритона сквозь брэгговские зеркала в вакуум с превращением поляритона в фотон, а также с процессами неупругого рассеяния поляритонов на фононах и на структурных несовершенствах внутри самого резонатора. Такие условия реализуются в микрорезонаторах с высокой добротностью и структурным совершенством.

В области сильного экситон-фотонного взаимодействия (нижняя поляритонная ветвь на рис. 6) эффективная масса поляритонов чрезвычайно мала ( $\approx 10^{-5} m_0$ ) вплоть до волновых векторов  $\approx 3 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . Массу экситонного поляритона можно определить, пользуясь соотношением Эйнштейна:  $E = h\nu = mc^*$ , где  $c^*$  — скорость света в среде микрорезонатора. Столь малая масса экситонного поляритона определяется исключительно фотонным подмешиванием в результирующую светоэкситонную суперпозицию. Однако с дальнейшим возрастанием волновых векторов, т.е. при удалении от электродинамической области, дисперсия нижней поляритонной ветви становится все более близкой к дисперсии механических двумерных экситонов, у которых масса большая и, соответственно, большая плотность состояний. Например, в случае GaAs эффективная масса экситона  $m_{\text{ex}} \approx 0,3 m_0$ , т.е. почти на четыре порядка больше эффективной массы поляритона. В то же время верхняя поляритонная ветвь при увеличении волновых векторов оказывается все более «фотоноподобной».

Частота Раби позволяет оценить максимальные величины температур, при которых может происходить бозе-конденсация экситонных поляритонов. Такие критические температуры обусловлены свойствами используемой материальной среды, определяющей дипольный момент оптического перехода, а также качеством резонатора. В микрорезонаторах с доброт-

ностью  $10^5$  и квантовыми ямами на основе GaAs критическая температура может составлять около 100 К, в случае квантовых ям на основе CdTe эта температура в полтора раза выше. При использовании в качестве материальной среды молекулярных кристаллов с экситонами френкелевского типа критические температуры могут, в принципе, даже превышать комнатные температуры.

Поляритоны в микрорезонаторах обладают замечательным свойством, востребованным для экспериментальных исследований их пространственно-временной эволюции, динамики, рассеяния (включая процессы параметрического межзонного и внутризонного рассеяния), а также затухания и релаксации в условиях как резонансного, так и нерезонансного фотовозбуждения. Это свойство связано с тем, что планарный момент поляритонов сохраняется при их туннелировании сквозь зеркала в вакуум с превращением поляритона в фотон. Отсюда следует однозначное соответствие и взаимосвязь между квантовым состоянием поляритона в микрорезонаторе и испущенным фотоном. Поэтому распределения экситонных поляритонов и их динамику можно исследовать экспериментально в функции планарного волнового вектора по отражению, рассеянию, пропусканию и люминесценции, производя спектральные измерения угловых распределений интенсивности света, испускаемого из микрорезонатора (на другом языке, производя оптические измерения в дальней зоне) [36,37]. С чисто экспериментальной точки зрения такие возможности являются совершенно уникальными.

Коллектив экситонных поляритонов в микрорезонаторе представляет собой открытую и диссипативную систему взаимодействующих бозе-частиц, которая термодинамически сильно неравновесна из-за чрезвычайно коротких времен жизни поляритонов в резонаторе (пикосекундного масштаба). Однако по всей совокупности обнаруженных свойств бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторе отличается от эффекта лазерной генерации в полупроводниковых гетероструктурах и, несмотря на сильную неравновесность системы, очень близка к явлению БЭК в коллективе сильно охлажденных атомных бозе-газов [11]. Если отвлечься от терминологии и оценивать всю панораму обнаруженных экситон-поляритонных коллективных эффектов в целом, экситонные поляритоны в микрорезонаторах являются принципиально новым и, несомненно, интересным объектом фундаментальных исследований коллективных свойств бозе-систем, где квантовые эффекты проявляют себя на макроскопических масштабах, а неравновесность самой системы экситонных поляритонов в микрорезонаторах открывает новые возможности и обнаруживает качества, которые могут оказаться востребованными для технических приложений.

Рассмотрим сначала, как выглядит чисто качественно конденсация экситонных поляритонов в импульсном пространстве при исследовании угловых распределений интенсивности света, связанного с излучением поляритонов на выходе из микрорезонатора, при вариации нерезонансной оптической накачки. Соответствующие измерения выполняются в дальней зоне, их результаты в качестве примера иллюстрирует рис. 7. Нерезонансная оптическая накачка с энергией фотонов, несколько меньшей ширины запрещенной щели в барьерах, окружающих квантовую яму, генерирует в квантовой яме микрорезонатора неравновесные электронно-дырочные пары (возбуждения). Эти возбуждения связываются в «горячие» экситоны, которые быстро релаксируют с участием фононов, оптических и акустических, в нижайшую экситонную зону, создавая экситонный «резервуар», из которого в дальнейшем и происходит конденсация экситонов в область минимума  $K = 0$  нижней поляритонной зоны. При небольших

накачках, ниже порога конденсации, экситоны накапливаются в области изгиба дисперсионной кривой нижней поляритонной ветви, где плотность одночастичных экситонных состояний начинает сильно возрастать. Накопление экситонов связано с тем, что в окрестности этой особенности для однофононных процессов релаксации поляритонов в  $K = 0$ , согласно законам сохранения, возникает «узкое» место (так называемый «bottle neck»). Это явление при небольших накачках проявляется в наблюдении в дальней зоне кольца свечения (так называемое «кольцо рассеяния Рэлея», рис. 7,а). Быстрые процессы поперечной, почти упругой, релаксации обеспечивают распределение поляритонов по периметру кольца и, соответственно, его интенсивность свечения, близкую к однородной. В этих же условиях плотность поляритонов в окрестности  $K = 0$  еще чрезвычайно мала, а соответствующие числа заполнения поляритонов  $n_k \ll 1$ . Однако при накачках выше порога, когда в окрестности дна нижней поляритонной зоны числа заполнения накапливаются и начинают превышать  $n_k \geq 1$ , включаются процессы стимулированного рассеяния на дно зоны. В условиях стимулированного рассеяния, которые являются непосредственным проявлением статистики Бозе-Эйнштейна, плотность экситонных поляритонов начинает сверхлинейно возрастать с ростом накачки в окрестности волновых векторов  $K = 0$ . В таком режиме интенсивность свечения «кольца рассеяния Рэлея» становится незначительной по сравнению с гигантской интенсивностью люминесценции конденсата экситонных поляритонов из области нулевых импульсов (см. рис. 7,з).

Явление конденсации экситонных поляритонов в микрорезонаторах демонстрирует практически все наиболее значимые особенности и свойства бозе-эйнштейновских конденсатов, которые были обнаружены в разреженных и охлажденных атомных системах. К числу таких свойств следует отнести экспериментальные наблюдения сужения поляритонных распределений по импульсу в окрестности  $K = 0$  (трансформацию больцмановского, классического типа, распределения к бозевскому, квантовому) и макроскопическое накопление поляритонов в этой области (существенное возрастание чисел заполнения поляритонов  $n_k \gg 1$ ), за счет процессов стимулированного рассеяния при накачках выше порога конденсации [29]; наблюдение пространственных сжатий экситон-поляритонных конденсатов, накапливаемых в естественных и искусственно приготовленных ловушках [38,39]; обнаружение крупномасштабной пространственной когерентности, а также линейной поляризации люминесценции поляритонного конденсата и взаимосвязи этого явления со спонтанным нарушением симметрии [29]; обнаружение эффектов спонтанного возникновения и стимулированного возбуждения светом квантовых сингулярностей — вихрей [40] и полувихрей [41]; обнаружение

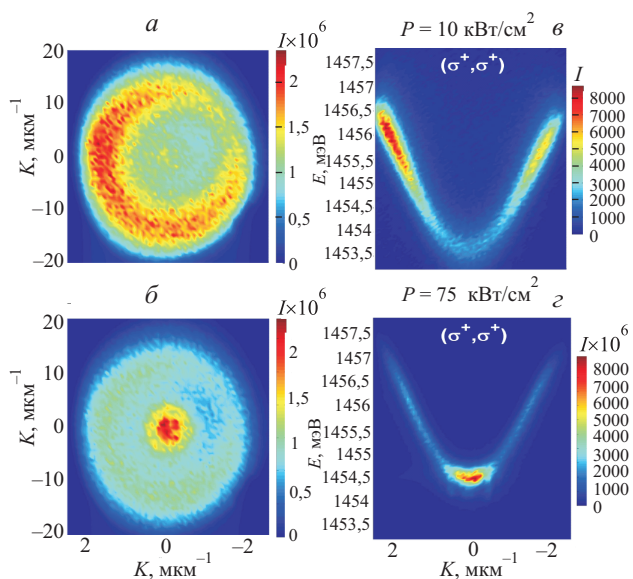


Рис. 7. Люминесценция экситонных поляритонов в микрорезонаторе, наблюдаемая в дальней зоне, при нерезонансной оптической накачке ниже порога ( $P = 10 \text{ кВт/см}^2$ ) и выше порога конденсации ( $P = 75 \text{ кВт/см}^2$ ). Угловое распределение люминесценции экситонных поляритонов ниже порога БЭК (а) и выше порога БЭК (б). По осям отложены планарные волновые векторы. Бимодальная картина распределения интенсивности люминесценции экситонных поляритонов ниже порога БЭК (в) и выше порога БЭК (з). Распределения интенсивности люминесценции поляритонов по энергии (вертикальная ось) представлены в зависимости от планарного импульса (горизонтальная ось). Бимодальная картина распределения интенсивности люминесценции непосредственно воспроизводит форму дисперсии экситонных поляритонов нижней ветви. Условия съемки см. рис. 4. Иллюстрация любезно предоставлена В.Д. Кулаковским (из неопубликованной работы).



аналога эффекта Джозефсона [42], а также явления бездиссипативного, сверхтекучего течения экситонного поляритонного конденсата [43,44]. Все перечисленные свойства не имеют прямого отношения к обычному лазерному эффекту. Большое удивление вызывает сам факт, что бозе-конденсация экситонных поляритонов происходит в столь неравновесных условиях. Именно это обстоятельство продолжает оставаться загадкой и является вызовом для теории, которая должна дать исчерпывающий ответ, почему вся панорама обнаруженных свойств, наблюдаемых при БЭК охлажденных и разреженных бозе-газов в условиях квазиравновесия, наблюдается в полной мере и для экситонных поляритонов в микрорезонаторах, которые являются системой сильно неравновесной.

Наконец, остановимся еще на одном очень интересном явлении бозе-конденсата экситонных поляритонов, связанном с его спиновыми степенями свободы. Известно, что основное состояние экситон-поляритонного бозе-конденсата в микрорезонаторе с GaAs квантовой ямой является спином и отвечает двум проекциям результирующего спина на направление нормали к гетерослоям,  $\Delta S = \pm 1$ . В теоретической работе [45] показано, что свойства спиновых, спин-поляризованных бозе-конденсатов в магнитном поле, перпендикулярном плоскости слоев, существенно отличаются от свойств бесспиновых бозе-конденсатов. В спиновом конденсате, на примере бозе-конденсата экситонных поляритонов в микрорезонаторе, парамагнитное (зеemannовское) расщепление спиновых компонент подавляется вплоть до некоторых критических величин магнитного поля, которые определяются разностью энергий взаимодействия между бозе-частицами с одинаковой и противоположной ориентацией спинов в конденсате. Такое подавление, или экранирование парамагнетизма в условиях бозе-конденсации в спиновых системах, получило название спинового эффекта Мейсснера. Сам же эффект можно понять на чисто качественном уровне, а именно: в магнитных полях, меньших критического поля, зеemannовское расщепление экситонов в конденсате в точности компенсируется поляритон-поляритонным взаимодействием в эллиптически поляризованном конденсате. Одновременно с подавлением парамагнетизма экситонного бозе-конденсата происходит разрушение линейного закона дисперсии возбуждений в конденсате и его сверхтекучести (экситонной сверхтекучести). Однако в магнитных полях, превышающих величину критического магнитного поля,  $B > B_C$ , парамагнитные свойства бозе-конденсата восстанавливаются. Недавно спиновый эффект Мейсснера и связанное с ним подавление парамагнетизма в магнитном поле было обнаружено экспериментально в работе [46].

#### 4. Заключение

В экспериментах с пространственно непрямыми, дипольными экситонами и экситонными поляритонами в микрорезонаторах в основном используется оптический способ возбуждения. Однако уже сейчас виден заметный прогресс в области, связанной с электрической инжекцией на примере экситон-поляритонных возбуждений в полупроводниковых микрорезонаторах [47–49]. Электрическая инжекция открывает целую область возможных практических приложений, таких как низкопороговые когерентные световые источники, оптические транзисторы, в которых один световой луч модулирует другой, а также излучатели с перепутанными парами фотонов. Перечисленные области исследований, несомненно, внесут свой вклад в новые информационные технологии.

Пока в качестве объектов экситонной поляритоники в микрорезонаторах в основном используются полупроводники (III–V, II–VI гетероструктуры). Однако большой потенциал возможностей содержат органические материалы. В органических кристаллах дипольно-разрешенные экситоны имеют малый радиус (так называемые френкелевские экситоны) и обладают большими силами осцилляторов, на много порядков превосходящими силы осцилляторов водородоподобных экситонов в полупроводниках. Поэтому в органических системах, в принципе, легче обеспечить сильную экситон-фотонную связь, а также в таких структурах можно реализовать более широкий динамический диапазон экситон-поляритонных плотностей по сравнению с полупроводниковыми системами.

*P.S. Настоящий краткий обзор написан в связи с юбилеем Виктора Валентиновича Еременко, с которым автора связывают многолетние теплые, дружеские отношения и плодотворное профессиональное сотрудничество. К экситонной тематике Виктор Валентинович всегда питал особое отношение и заинтересованность, и этот его интерес к экситонам возник еще на заре рождения этой науки, когда экситонная тематика в полупроводниках только начинала прокладывать свою дорогу и отстаивала, что называется, свои права на существование. Надеюсь, что юбиляру будет интересен один из небольших сюжетов физики и оптики современной полупроводниковой экситоники, изложенный в этом небольшом обзоре. Искренне хочется пожелать дорогому Виктору Валентиновичу доброго здоровья, житейских радостей, успехов, неиссякаемой любознательности и пронзительности в науке и оптимизма.*

1. S.A. Moskalenko, *Sov. Phys. Solid State* **4**, 199 (1962).
2. J.M. Blatt, K.W. Boer, and W. Brandt, *Phys. Rev.* **126**, 1691 (1962).
3. L.V. Keldysh and Yu.V. Kopaev, *Sov. Phys. Solid State* **6**, 2219 (1965).
4. A.N. Kozlov and L.A. Maksimov, *Sov. Phys. JETP* **21**, 790 (1965).
5. L.V. Keldysh and A.N. Kozlov, *Sov. Phys. JETP* **27**, 521 (1968).
6. A. Einstein, *Sitzungsberichte Preussische Akademie der Wissenschaften* **1**, 3 (1925).
7. *Some Strangeness in the Proportion*, in: *a Centennial Symposium on Albert Einstein*, H. Woolf (ed.), Addison-Wesley, N.Y. (1980).
8. A. Griffin, *Excitations in a Bose-Condensed Liquid*, Cambridge U. Press, Cambridge, UK (1993).
9. A.J. Legget, *Quantum Liquids: Bose-Condensation and Cooper Pairing in Condensed Matter Systems*, Oxford U. Press, New York (2006).
10. F. London, *Nature*, No. 3571, 643 (1938).
11. W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
12. T. Fukuzawa, E.E. Mendez, and J.M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3066 (1990).
13. Yu.E. Lozovik and V.I. Yudson, *JETP Lett.* **22**, 274 (1976); Yu.E. Lozovik and O.L. Berman, *JETP* **84**, 1027 (1997).
14. С.И. Шевченко, *ФНТ* **2**, 505 (1976) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **2**, 251 (1976)].
15. L.V. Butov, A. Imamoglu, A.V. Mintsev, K.L. Campman, and A.C. Gossard, *Phys. Rev.* **B59**, 1625 (1999).
16. L.V. Butov, A.V. Mintsev, Yu.E. Lozovik, K.L. Campman, and A.C. Gossard, *Phys. Rev.* **B62**, 1548 (2000).
17. A.V. Larionov, V.B. Timofeev, J.M. Hvam, and K. Soerensen, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **117**, 1255 (2000) [*JETP* **90**, 1093 (2000)].
18. L.V. Butov, A.C. Gossard, and D.S. Chemla, *Nature (London)* **418**, 751 (2002).
19. D. Snoke, S. Denev, Y. Lui, L. Pfeiffer, and K. West, *Nature (London)* **418**, 754 (2002).
20. A.V. Larionov, V.B. Timofeev, P.A. Ni, S.V. Dubonos, I. Hvam, and K. Soerensen, *JETP Lett.* **75**, 570 (2002).
21. A.A. Dremin, V.B. Timofeev, A.V. Larionov, I. Hvam, and K. Soerensen, *JETP Lett.* **76**, 450 (2002).
22. D.W. Snoke, Y. Lui, Z. Voros, L. Pfeiffer, and K. West, *cond-mat/0410298* (2004).
23. O.L. Berman, Yu.E. Lozovik, D. Snoke, and R. Coalson, *Phys. Rev.* **B70**, 235310 (2004).
24. R. Rapaport, Gang Chen, D. Snoke, S.H. Simon, L. Pfeiffer, K. West, Y. Liu, and S. Denev, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117405 (2004).
25. A.V. Gorbunov and V.B. Timofeev, *JETP Lett.* **80**, 185 (2004).
26. A.V. Gorbunov and V.B. Timofeev, *JETP Lett.* **83**, 146 (2006).
27. A.V. Gorbunov and V.B. Timofeev, *JETP Lett.* **84**, 390 (2006).
28. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 797 (2008).
29. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymańska, R. André, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud, and Le Si Dang, *Nature* **443**, 409 (2006).
30. A. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, and F.P. Lassy, *Microcavities*, Oxford University Press, Oxford (2011).
31. P.C. Hoenberg, *Phys. Rev.* **158**, 383 (1967).
32. N. Mermin and H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1966).
33. С.И. Пекар, *ЖЭТФ* **33**, 1022 (1957); S.I. Pekar, *Sov. Phys. JETP* **6**, 785 (1958).
34. J.J. Hopfield, *Phys. Rev.* **112**, 1555 (1958).
35. I.I. Rabi, *Phys. Rep.* **51**, 652 (1937).
36. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
37. M.S. Skolnick, S. Liew, M. Migliorato, M. Hopkinson, and P. Vogl, *Proc. 24 Intern. Conf. Phys. Semicond.*, D. Gershoni (ed.), Jerusalem (1998), p. 25.
38. R. Balili, B. Nelsen, D.W. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, *Phys. Rev.* **B79**, 075319 (2009).
39. D. Snoke and P. Littlewood, *Phys. Today* **63**, 42 (2010).
40. K.G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, Le Si Dang, and B. Deveaud-Plédran, *Nature Phys.* **4**, 706 (2008).
41. K.G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A.V. Kavokin, Y.G. Rubo, R. André, and B. Deveaud-Plédran, *Science* **326**, 974 (2009).
42. K.G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. André, and B. Deveaud-Plédran, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 120403 (2010).
43. A. Amo, D. Sanvitto, F.P. Laussy, D. Ballarini, E. del Valle, M.D. Martin, A. Lemaître, J. Bloch, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, C. Tejedor, and L. Viña, *Nature* **457**, 291 (2009).
44. Alberto Amo, Jérôme Lefrère, Simon Pigeon, Claire Adrados, Cristiano Ciuti, Iacopo Carusotto, Romuald Houdré, Elisabeth Giacobino, and Alberto Bramati, *Nature Phys.* **5**, 805 (2009).
45. Y.G. Rubo, A.V. Kavokin, and I.A. Shelykh, *Phys. Lett.* **A358**, 227 (2006).
46. A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, S. Hofling, C. Schneider, L. Worschech, and A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 256401 (2010).
47. D. Bajoni, E. Semenova, A. Lemaître, S. Bouchoule, E. Wertz, P. Senellart, and J. Bloch, *Phys. Rev.* **B77**, 113303 (2008).
48. A.A. Khalifa, A.P.D. Love, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, and J.S. Roberts, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 061107 (2008).
49. S.I. Tsintzos, N.T. Pelekanos, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos, and P.G. Savvidis, *Nature* **453**, 372 (2008).

### On Bose condensation of excitons in quasi-two-dimensional semiconductor heterostructures

V.B. Timofeev

The review concerns on two semiconductor systems which exhibit the Bose condensation of excitons, namely, quantum wells with spatially indirect dipolar excitons and excitonic polaritons, in semiconductor microresonators.

PACS: 71.35.Lk Collective effects;  
 73.20.Mf Collective excitations;  
**73.21.-b** Electron states and collective excitations in multilayers, quantum wells, mesoscopic, and nanoscale systems.

Keywords: Bose condensation of excitons, quantum wells, semiconductor heterostructures.