

УДК 621.315.592

Бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах

Обзор

© В.Б. Тимофеев[¶]

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получен 11 января 2012 г. Принят к печати 17 января 2012 г.)

Обсуждаются современные достижения в области исследований экситонных поляритонов в полупроводниковых гетероструктурах в микрорезонаторах и их коллективные свойства в условиях бозе-конденсации.

1. Введение

В концепции квантовых жидкостей заложен общий принцип, состоящий в том, что фермиевские частицы, у которых спин полуцелый, при определенных условиях могут связываться в пары, образуя композитные бозоны с целочисленным спином [1,2]. Коллектив таких композитных бозонов, равно как и бозе-частиц или бозе-квазичастиц разной природы, обладает впечатляющим свойством: в условиях термодинамического равновесия и при температурах ниже критической, когда тепловые де-бройлевские длины волн частиц сравниваются и начинают превышать межчастичное расстояние, происходит макроскопическое заполнение бозе-частицами самого нижнего квантового состояния с нулевым импульсом. В этих условиях полная свободная энергия системы бозонов минимизируется. Сконденсировавшиеся в такое состояние бозе-частицы образуют коллективное состояние, получившее название бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК), которое представляет собой крупномасштабную, когерентную материальную волну [3]. 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 проявляет коллективные когерентные свойства на макроскопических масштабах. В качестве примеров можно вспомнить, что бездиссипативное течение материи — явления сверхтекучести ^3He , ^4He и сверхпроводимости в металлах — непосредственно связано с бозе-конденсацией композитных бозонов, в случае сверхпроводников — связанных в куперовские пары фермионов [2]. На возможную связь сверхтекучести ^4He с явлением бозе-эйнштейновской конденсации впервые обратил внимание Ф. Лондон еще в 1938 г.¹

Недавно было обнаружено явление бозе-конденсации экситонных поляритонов, также композитных бозонов, в квазидвумерных полупроводниковых гетероструктурах,

помещенных в микрорезонатор [4]. Поляритон представляет собой квантовую суперпозицию света и поляризационного возбуждения и является проявлением эффекта запаздывания света, распространяющегося в кристаллической среде [5,6]. Сам же коллектив экситонных поляритонов в микрорезонаторе представляет собой открытую и диссипативную систему взаимодействующих бозе-частиц, которая термодинамически сильно неравновесна из-за чрезвычайно малых времен жизни поляритонов в резонаторе. По всей совокупности обнаруженных свойств бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторе отличается от эффекта лазерной генерации в полупроводниковых гетероструктурах и, несмотря на неравновесность системы, очень близка к явлению бозе-эйнштейновской конденсации в коллективе сильно охлажденных атомных бозе-газов [4]. 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.

2. Концепция экситонных поляритонов в микрорезонаторе

Концепция экситонных поляритонов была введена в физику твердого тела в пионерских работах С.И. Пекара [5] и J.J. Hopfield'a [6], выполненных в конце 50-х годов прошлого столетия (см. Приложение). Напомним, что поляритон является квазичастицей, представляющей собой квантовую суперпозицию электромагнитного (фотонного) и поляризационного (экситонного) возбуждений в твердом теле. Волновую функцию такой суперпозиции Hopfield предложил представлять следующим

¹ F. London. Nature, 3571, 643 (1938).

[¶] E-mail: timofeev@issp.ac.ru

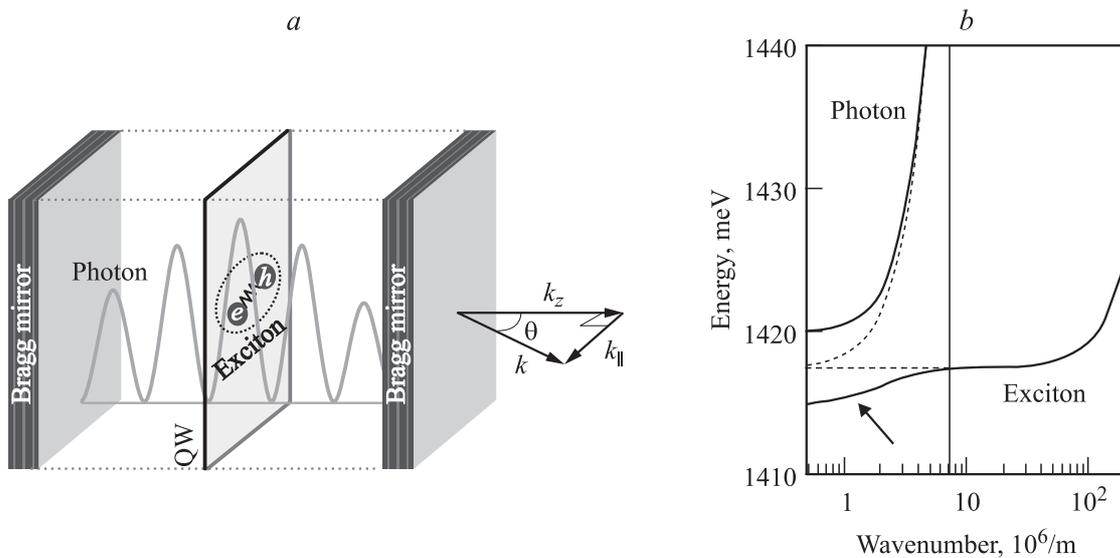


Рис. 1. Схематические изображения структуры микрорезонатора с квантовой ямой (QW) и спектра экситонных поляритонов. *a* — микрорезонатор, образованный брэгговскими зеркалами, представляющими собой стопки чередующихся полупроводниковых гетерослоев $\lambda/4$, различающихся показателем преломления; квантовая яма (или несколько квантовых ям) располагается внутри микрорезонатора в области пучности стоячей световой волны. *b*: штриховые линии — дисперсия двумерных фотонов и экситонов в отсутствие взаимодействия; для упрощения рассмотрена ситуация, когда энергии размерного квантования фотонов в микрорезонаторе и экситонного резонанса в квантовой яме совпадают в области $k = 0$, в условиях свето-экситонного взаимодействия возникают верхняя (фотоподобная) и нижняя (экситоподобная) поляритонные моды (сплошные линии), которые при $k = 0$ „расталкиваются“ на величину расщепления Раби, расщепление Раби, Ω_R , определяется свето-экситонным взаимодействием (пояснения в тексте).

образом:

$$|\psi_{\pm}\rangle = \eta_C |\psi_C\rangle \pm \eta_X |\psi_X\rangle. \quad (1)$$

Здесь $\eta_{C,X}$ — коэффициенты, определяющие парциальные доли светового (фотонного) и материального (экситонного) вкладов в поляритонную субстанцию, а ψ_C, ψ_X — волновые функции собственно фотона и экситона соответственно. При равных парциальных вкладах коэффициенты $\eta_{C,X} = 1/\sqrt{2}$, и поляритон при таком парциальном соотношении является наполовину светом, 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.

Экситонные поляритоны исследовались всесторонне в объемных прямозонных полупроводниках, а также в квазидвумерных полупроводниковых структурах, содержащих квантовые ямы. Следует особо подчеркнуть, что свежее „дыхание“ и новые раскрывающиеся перспективы в эту область привнесла известная работа С. Weisbuch’a с соавт. [7], где впервые реализовано сильное свето-экситонное взаимодействие двумерных экситонных поляритонов в микрорезонаторе. Напомним: эта работа возникла в связи с исследованиями полупроводниковых лазеров на гетероструктурах в вертикально ориентированных резонаторах (Vertical Cavity Surface Emitting Laser — VCSEL).

На рис. 1, *a* приведена качественная схема типичной полупроводниковой структуры для экспериментов с экситонными поляритонами в микрорезонаторе. В таких экспериментах используются гетероструктуры с одиночной, достаточно узкой, или несколькими квантовыми ямами, с тем чтобы распределить между одинаковыми квантовыми ямами экситонный поляризационный вклад и обеспечить даже при больших оптических накачках режим разреженного экситонного газа $na_{ex}^2 \ll 1$ (n — экситонная плотность, a_{ex} — боровский радиус экситона). Обычно квантовая яма (или ямы) располагается в области пучности стоячей электромагнитной волны симметрично между многослойными отражателями, служащими зеркалами в микрорезонаторе Фабри–Перо. Брэгговские отражатели представляют собой чередующиеся диэлектрические слои $\lambda/4$, различающиеся показателем преломления. При поглощении фотона в полупроводниковой квантовой яме рождается экситон, а именно электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне, которые связываются между собой благодаря кулоновскому притяжению. Боровский радиус водородоподобных экситонов в полупроводниках $a_{ex} = \epsilon \hbar^2 / \mu e^2$ (e — заряд электрона, μ — приведенная масса экситона, ϵ — диэлектрическая проницаемость) намного превосходит размер кристаллической ячейки, поэтому такие экситоны хорошо описываются в приближении эффективной массы, в отличие от экситонов малого радиуса, или экситонов Френкеля, в молекулярных кри-

таллах. Из-за близких масс электрона и дырки экситоны в полупроводниках скорее близки по своей внутренней структуре к атому позитрония. В достаточно узкой квантовой яме движение фотовозбужденных носителей и экситонов из-за размерного квантования в направлении, перпендикулярном гетерослоям, ограничено плоскостью квантовой ямы, т.е. оказывается двумерным. Напомним также, что экситон является композитным бозоном, подобно куперовской паре в сверхпроводнике. Однако существенное различие между ними состоит в том, что экситон метастабилен и имеет конечное время жизни, а связь между электроном и дыркой в экситоне имеет кулоновскую природу. В случае радиационного распада экситона испускается фотон, при этом электрон, ранее принадлежавший экситону, заполняет место дырки в валентной зоне. В объемных прямозонных полупроводниках экситоны гибнут главным образом безызлучательно, благодаря процессам неупругого рассеяния на структурных несовершенствах и примесных центрах. Именно поэтому в объемных полупроводниках с прямой щелью не удавалось использовать люминесценцию для изучения динамики экситонных поляритонов.

Если квантовая яма располагается в области пучности стоячей электромагнитной волны в достаточно добротном резонаторе и если энергия двумерного экситона совпадает с энергией фотонной моды микрорезонатора при $k = 0$, то в таких условиях экситонное и фотонное состояния сильно взаимодействуют друг с другом в области световых волновых векторов, т.е. в электродинамической области. Речь конечно же идет о поперечных экситонных поляризационных возбуждениях, поскольку продольные экситоны не взаимодействуют со светом. В результате такого взаимодействия, как показано на рис. 1, происходит квантово-механическое смешивание фотонного и экситонного состояний (см. формулу (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. 1, *b* показаны расщепленные вследствие экситон-фотонного взаимодействия верхняя и нижняя ветви поляритонов в микрорезонаторе. Верхняя и нижняя поляритонные ветви в $k = 0$ расщеплены на величину, получившую название расщепления Раби, которое является мерой экситон-фотонного взаимодействия [8]. Частоту Раби можно определить следующим образом:

$$\Omega_R = e \langle |r| \rangle E / \hbar. \quad (2).$$

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,

\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 и превращение поляритона в фотон, а также процессы неупругого рассеяния поляритонов на фононах и на структурных несовершенствах внутри самого резонатора. Такие условия реализуются в микрорезонаторах с высокой добротностью и структурным совершенством.

Не связанная с электронной поляризацией фотонная энергия (верхняя ветвь на рис. 1, *b*) в функции планарного волнового вектора дается выражением [7,9]

$$E = \frac{\hbar\omega}{L_c} k = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{L_c}\right)^2 + k_{\parallel}^2}. \quad (3)$$

В этом выражении первое слагаемое под корнем соответствует фотонным модам резонатора (модам Фабри–Перо), которые возникают из-за размерного квантования света вдоль оси роста гетероструктуры $z = 2\pi/L_c$, где L_c и n_c — длина и средний показатель преломления микрорезонатора, а k_{\parallel} — планарный волновой вектор. При малых k_{\parallel} фотоны не релятивистские, их дисперсия близка к параболической ($\hbar\omega_c = \hbar\omega_c^0 + \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m_c$), а сами фотоны обладают очень малой „эффективной“ массой, $m_c \approx 10^{-5} m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Здесь речь идет о микрорезонаторе на основе GaAs и показателе преломления $n_c \approx 3$. Подчеркнем, что планарный резонатор пространственно ограничивает движение фотонов в окрестности $k = 0$ и делает их спектр, как и спектр экситонов, двумерным. Величину массы фотона легко также оценить, пользуясь формулой Эйнштейна $E \equiv \hbar\omega = m_c c^*{}^2$, где E и m_c — энергия и масса фотона соответственно, а c^* — скорость света в микрорезонаторе. При этом дисперсией собственн экситона в электродинамической области можно пренебречь и считать постоянной: $\hbar\omega_x(k) = \hbar\omega_x^0$. Как правило, между экситонным и фотонным резонансами в $k = 0$ есть расстройка $\delta = \omega_c^0 - \omega_x^0$ масштаба области дисперсии резонатора Фабри–Перо. Эту расстройку можно устранить или по меньшей мере минимизировать, например: 1) изменяя температуру гетероструктуры в микрорезонаторе — энергия уровня размерного квантования экситона в квантовой яме чувствительна к температуре, тогда как энергии фотонных мод резонатора Фабри–Перо мало чувствительны к температурным изменениям, или 2) используя в направлении оси микрорезонатора одноосную направленную деформацию, к которой очень чувствительны экситонные состояния и мало чувствительны собственно фотонные моды.

Экситон-поляритонные моды можно отыскать с помощью решения связанных уравнений Шредингера для

экситонных и фотонных полей $\psi_{X,C} = \psi_{X,C}(r, t)$:

$$i \frac{\delta}{\delta t} \begin{pmatrix} \psi_X \\ \psi_C \end{pmatrix} = H_0 \begin{pmatrix} \psi_X \\ \psi_C \end{pmatrix},$$

$$H_0 = \begin{pmatrix} \omega_X^0 - i\kappa_X & \Omega_{\frac{R}{2}} \\ \Omega_{\frac{R}{2}} & \omega_C(-i\nabla) - i\kappa_C \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Здесь Ω_R — частота расщепления Раби, а $\kappa_{X,C}$ — скорости затухания экситонов и фотонов. Дисперсию нижней и верхней поляритонных ветвей описывают следующие выражения:

$$\omega_{LP,UP}(k) = (1/2) \left[\omega_C(k) + \omega_{ex}^0 \right] \pm (1/2) \sqrt{[\omega_C(k) - \omega_{ex}^0]^2 + \Omega_R^2}. \quad (5)$$

При нулевой расстройке фотонного и экситонного резонансов в $k = 0$ в микрорезонаторе и при нормальном падении поляритоны оказываются в точности наполовину световыми и наполовину материальными квазичастицами. В области сильного экситон-фотонного взаимодействия (нижняя поляритонная ветвь на рис. 1) эффективная масса поляритонов также чрезвычайно мала, $\sim 10^{-5}m_0$, вплоть до волновых векторов $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. 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, которые имеют большую массу и соответственно большую плотность состояний. Например, в случае GaAs эффективная масса экситона $m_{ex} \approx 0.3m_0$, т.е. на 4 порядка больше эффективной массы поляритона. В то же время верхняя поляритонная ветвь при увеличении волновых векторов оказывается все более „фотоноподобной“.

Время жизни экситонных поляритонов в микрорезонаторе ограничено и определяется его добротностью. Поскольку брэгговские зеркала имеют конечную прозрачность, экситонные поляритоны туннелируют сквозь зеркала в вакуум и превращаются в фотоны. Даже при высоких добротностях микрорезонаторов, $\sim 10^5$ (что соответствует числу полных циклов отражений поляритона между брэгговскими зеркалами внутри микрорезонатора до туннельного просачивания в вакуум), времена жизни поляритонов в микрорезонаторе малы и не превышают $\tau_p \approx 10\text{--}15$ пс. Тем не менее такие времена жизни более чем на порядок превосходят характерные времена поляритон-поляритонного рассеяния, в результате которого в неравновесной системе взаимодействующих экситонных поляритонов при достаточной плотности может устанавливаться кинетическое равновесие (квазиравновесие) в нижней поляритонной ветви в окрестности $k = 0$. Подчеркнем, что в отличие от фотонов, которые не взаимодействуют между собой, поляритоны достаточно сильно взаимодействуют друг с другом. Это

взаимодействие проистекает исключительно из-за вклада в поляритон экситонной компоненты поляризуемости и определяется кулоновским взаимодействием, а также запретом Паули.

Поляритоны в микрорезонаторах обладают очень существенным 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 через зеркала в вакуум, которое сопровождается превращением поляритона в фотон. Отсюда следует однозначное соответствие и взаимосвязь между квантовым состоянием поляритона в микрорезонаторе и испущенным фотоном. Короткие времена жизни поляритонов в данном случае являются несомненным благом в том смысле, что в совершенных структурах и достаточно добротных резонаторах испускаемые фотоны несут полную информацию об экситонных поляритонах внутри микрорезонатора. Поэтому распределения экситонных поляритонов и их динамику можно исследовать экспериментально в функции планарного волнового вектора по отражению, рассеянию, пропусканию и люминесценции, проводя спектральные измерения угловых распределений интенсивности света, испускаемого из микрорезонатора (иными словами, проводя оптические измерения в дальней зоне) [7,9]. С чисто экспериментальной точки зрения такие возможности являются совершенно уникальными. Следует иметь в виду, что здесь тем не менее имеются естественные физические ограничения на максимально измеряемые в эксперименте планарные волновые вектора поляритонов. Эти ограничения электродинамического происхождения и обусловлены полным внутренним отражением света на границах раздела микрорезонатор–вакуум.

Выше уже отмечалось, что сильное экситон-фотонное взаимодействие в микрорезонаторе впервые наблюдалось в работе Weisbuch'a с соавт. еще в 1992 г. [7]. В этой работе были показаны антикроссинг и перестройка между интенсивностями экситонной и фотонной мод, наблюдаемыми в отражении, при вариации энергии резонаторной моды относительно энергии размерного квантования экситона в квантовой яме. Результаты экспериментов по измерению отражения света в функции угла падения на входное зеркало микрорезонатора, или планарного волнового вектора поляритона, представлены на рис. 2. В обсуждаемом частном случае резонанс между экситонным состоянием и фотонной модой резонатора наблюдается при угле падения $\varphi \approx 30^\circ$ ($k_{\parallel} \approx 3.5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$). Угол φ прямо связан с планарным волновым вектором: $k_{\parallel} = (E_{\text{photon}}/\hbar c) \sin \varphi$. Поэтому представленные на рис. 2 зависимости отражения в функции угла непосредственно отражают дисперсию расщепленных поляритонных ветвей вплоть до

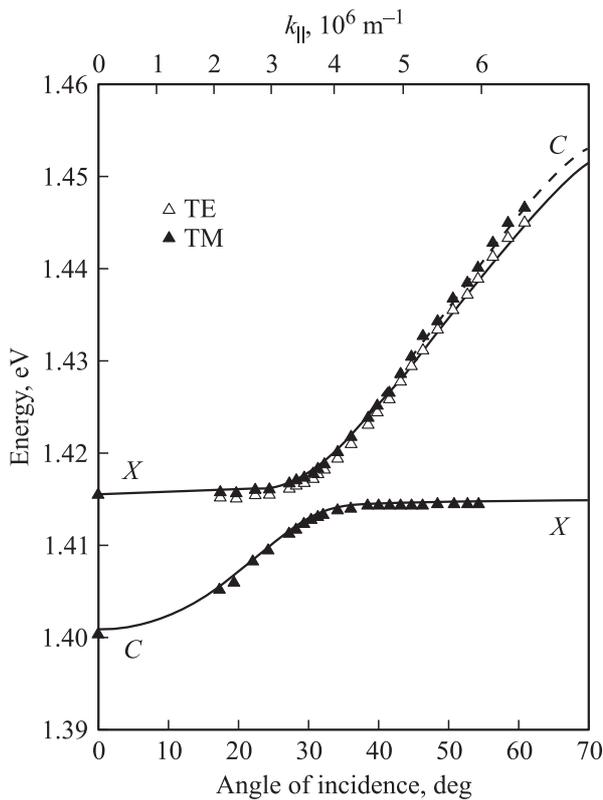


Рис. 2. Расщепленные дисперсионные экситон-поляритонные ветви, наблюдаемые в отражении при вариации угла отражения, или планарного волнового вектора. Видно также расщепление между модами TE и TM. Из работы [7].

волновых векторов $k_{\parallel} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Таким образом, эти результаты показывают, что связанные поляритонные дисперсионные ветви могут самым прямым образом наблюдаться и исследоваться экспериментально. Такая возможность является следствием конечного времени жизни фотона и его квантования в микрорезонаторе. Кроме этого на рис. 2 видно небольшое, но достаточно заметное расщепление между поляризационными TE- и TM-модами, которое возникает из-за различия фазовых задержек для различных поляризаций в условиях распространения света в микрорезонаторе.

3. Резонансное возбуждение экситонных поляритонов и режим оптического параметрического осциллятора

Различают два режима оптического возбуждения экситонных поляритонов в микрорезонаторе: нерезонансный и резонансный. В условиях нерезонансного фотовозбуждения (как правило, с помощью лазера) возбуждаются электронно-дырочные пары высоко в зоне, с кинетической энергией, намного превышающей экситонный Ридберг. В результате безызлучательной конвер-

сии электронно-дырочных возбуждений в самом нижнем экситонном состоянии размерного квантования в квантовой яме, вдали от $k = 0$, возникает неравновесный экситонный резервуар, который при непрерывной (либо квазинепрерывной) накачке в результате процессов релаксации и рассеяния в основное состояние поддерживает стационарную плотность экситонных поляритонов в нижней поляритонной ветви. При таком способе фотовозбуждения крайне трудно контролировать динамику поляритонов и временную эволюцию их распределений в нижней поляритонной зоне. Однако эта сложность преодолевается в резонансной схеме фотовозбуждения, когда поляритоны с заданными волновым вектором и энергией рождаются непосредственно с помощью перестраиваемого по частоте лазерного пучка, определенным образом ориентированного относительно оси микрорезонатора. В условиях резонансного фотовозбуждения поляритонов различают два режима: 1) линейный режим, когда накачка генерирует стабильное поляритонное состояние, и 2) нелинейный режим, когда поляритоны, непрерывно генерируемые на частоте лазерной накачки, когерентно рассеиваются в сигнальное состояние (signal state), близкое к направлению нормали, и в холостое состояние (idler state), которое в шкале энергий размещено выше накачки (см. рис. 3). Такой нелинейный режим параметрического рассеяния происходит выше порога по накачке и получил название optical parametric oscillator regime (OPO). Заметим, что область, где реализуется режим параметрического рассеяния, занимает очень малую часть зоны Бриллюэна. Наконец подчеркнем, что нелинейная восприимчивость этого параметрического процесса, $\chi^{(3)}$,

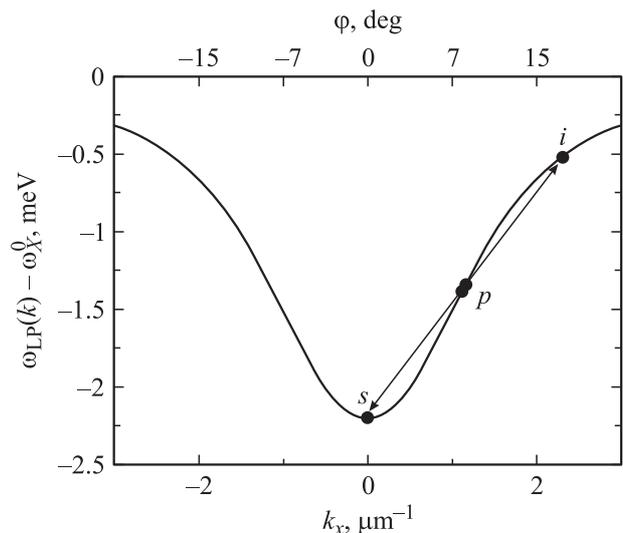


Рис. 3. Иллюстрация принципа оптического параметрического рассеяния поляритонов в условиях резонансного фотовозбуждения: два поляритона p , генерируемые непосредственно накачкой с волновым вектором и частотой k_p, ω_p , рассеиваются в нижнюю по энергии сигнальную моду $s (k_s, \omega_s)$ и высокоэнергетическую холостую моду $i (k_i, \omega_i)$.

чрезвычайно велика благодаря особенностям дисперсии поляритонов нижней ветви и резонансному характеру самого явления, которое происходит в относительно узком спектральном интервале. Отметим также, что нелинейная восприимчивость, $\chi^{(3)}$, особенно велика в области дисперсионной кривой, где рост скорости поляритона изменяется на их замедление (inflection point) — см. рис. 3.

Итак, в режиме оптического параметрического рассеяния (ОРО) два поляритона, генерируемые непосредственно накачкой с волновым вектором и частотой (k_p, ω_p) , рассеиваются в нижнюю по энергии сигнальную моду (k_s, ω_s) и высокоэнергетическую холостую моду (k_i, ω_i) . Такой процесс параметрического рассеяния подчиняется следующим законам сохранения:

$$2k_p = k_s + k_i, \quad 2\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (6)$$

$$2\omega_{LP}(k_p) = \omega_{LP}(k_s) + \omega_{LP}(|2k_p - k_s|). \quad (7)$$

Эти законы сохранения не выполняются при произвольной дисперсии частиц. Например, в случае квадратичного закона дисперсии, который отвечает гармоническому приближению, рассмотренный процесс параметрического рассеяния не может происходить в принципе. Нетрудно также убедиться в том, что, согласно законам сохранения (6), (7), при фиксированном k_p разрешенные конечные состояния k_s и k_i в условиях параметрического рассеяния поляритонов образуют в пространстве волновых векторов геометрическое место точек, представляющее собой центросимметричную плоскую фигуру типа восьмерки. Всесторонние экспериментальные исследования резонансного возбуждения поляритонов в режиме ОРО выполнены несколькими экспериментальными группами (см., например, [10–21]). Тем не менее истинная квантовая природа рассеяния пар фотонов в режиме ОРО окончательно не раскрыта, равно как до настоящего времени экспериментально не доказано ожидаемое перепутывание (entanglement) квантовых парных состояний при таком рассеянии.

Ниже порога для ОРО слабый пробный световой пучок, действующий в области ожидаемых сигнального или холостого состояний, может стимулировать процесс параметрического рассеяния, сопровождающийся эффективным усилением пробного светового сигнала. Такой режим получил название оптического параметрического усиления (ОПА). Режим параметрического усиления исследовался в работах [22–30]. В частности, в результате исследований параметрического усиления было показано, что экситонные поляритоны ведут себя как хорошие композитные бозоны вплоть до высоких плотностей [22]. В микрорезонаторах на основе GaAs/AlGaAs и CdTe получены экстраординарно большие величины параметрического усиления, близкие к 10^4 [27].

При резонансном фотовозбуждении возникает уникальная возможность рождения поляритонного бозе-конденсата с контролируемыми частотой, моментом и

плотностью. В условиях резонансного лазерного фотовозбуждения и при малых временах жизни поляритонов (несколько пс) создаваемый светом экситон-поляритонный газ пространственно ограничен размером лазерного пятна, а фаза поляритонов задается непосредственно возбуждающим лазером. В этом случае система экситонных поляритонов хорошо описывается количественно с помощью уравнения Гросса–Питаевского [3], в сущности уравнения Шредингера для материальной волны, в котором учтены диссипация поляритонов, их взаимодействие, накачка и потенциальный рельеф:

$$ih \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + hg|\psi|^2 + i(\gamma_p - F) \right] \psi(\mathbf{r}, t). \quad (8)$$

Здесь $\psi(\mathbf{r}, t)$ — волновая функция поляритона, γ_p — обратное время жизни поляритона, F — накачка, $V(\mathbf{r})$ — потенциальная энергия, моделирующая потенциальный рельеф структуры, g — константа поляритон-поляритонного взаимодействия. В принципе $V(r)$ может моделировать локальный дефект (барьер) конечных размеров. При резонансном фотовозбуждении и гауссовой форме лазерного пятна шириной σ_0 накачку F можно аппроксимировать в виде

$$F(\mathbf{r}, t) = F_0 \exp[ih(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t)] \exp\left[-(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2 / 2\sigma_0^2\right], \quad (9)$$

где F_0 — амплитуда монохроматической световой волны, \mathbf{k}_0 — волновой вектор, а ω_0 — частота света (излучения лазера). Расчеты, выполненные на основе уравнения (8) и с использованием лазерной накачки в виде (9), показывают, что, если частота лазерного излучения несколько сдвинута в фиолетовую сторону относительно нижней поляритонной ветви, возникает сильная бистабильность в поведении поляритонной плотности от мощности накачки (бистабильность в условиях резонансного фотовозбуждения экситонных поляритонов впервые экспериментально исследовалась в работах [31–33]). При бистабильном поведении, согласно расчетам [34] и эксперименту [35], происходят драматические изменения самого спектра возбуждений, а именно: при малых мощностях межчастичные взаимодействия незначительны, поэтому одночастичный спектр возбуждений параболический; однако выше порога межчастичные взаимодействия приводят к фиолетовому сдвигу спектра возбуждений и его линейаризации. Наклон, который связан с линейной частью спектра, определяет скорость „звука“ экситон-поляритонной жидкости. Линейный (боголюбовского типа) закон дисперсии в спектре возбуждений поляритонов служит серьезным сигналом о возможной сверхтекучести экситон-поляритонной жидкости.

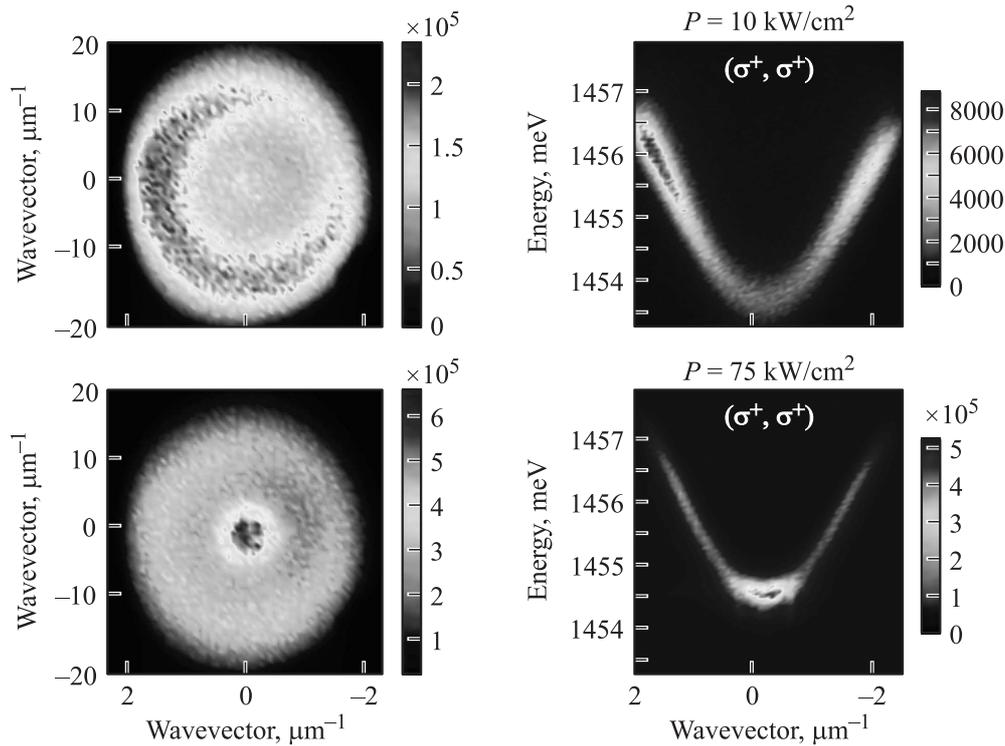


Рис. 4. Люминесценция экситонных поляритонов в микрорезонаторе, наблюдаемая в дальней зоне, при нерезонансной оптической накачке ниже порога ($P = 10 \text{ кВт/см}^{-2}$) и выше порога конденсации ($P = 75 \text{ кВт/см}^{-2}$). Левая пара иллюстраций воспроизводит угловое распределение люминесценции экситонных поляритонов ниже порога БЭК (вверху) и выше порога БЭК (внизу). По осям отложены планарные волновые вектора. Правая пара иллюстраций воспроизводит бимодальную картину распределения поляритонов ниже порога БЭК (вверху) и выше порога БЭК (внизу). Здесь распределения интенсивности люминесценции поляритонов по энергии (вертикальная ось) представлены в зависимости от планарного импульса (горизонтальная ось). Съемка люминесценции экситонных поляритонов проведена с использованием интерференционного фильтра, вырезающего узкую спектральную область. Иллюстрацию предоставил В.Д. Кулаковский (из пока не опубликованной работы [36]).

4. Конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторе

Квазидвумерные экситонные поляритоны в микрорезонаторе являются композитными бозонами. Поэтому при достижении критических условий и при кинетическом равновесии (квазиравновесии) может происходить их конденсация, близкая по своей природе к явлению БЭК. Здесь уместно напомнить, что в идеальной, пространственно неограниченной двумерной системе БЭК не может происходить по принципиальным причинам: из-за расходимости заполнения в $k = 0$ в условиях постоянной плотности состояний, а также из-за квантовых флуктуаций в таком газе, которые расходятся логарифмически с ростом размера системы. Однако эта проблема снимается при пространственном ограничении свободного движения двумерных экситонных поляритонов и их накоплении в латеральных ловушках, искусственно изготовленных, или в естественных ловушках, связанных с флуктуациями случайного потенциала.

Напомним, что бозе-конденсация должна происходить, когда де-бройлевская длина волны экситонного поляритона, $\lambda_{dB} \approx (h^2/mk_B T)^{1/2}$, сравнивается и начи-

нает превышать межчастичное расстояние, которое по порядку величины составляет $1/n_c$ (n_c — плотность квазидвумерных поляритонов). Тогда для оценки порога конденсации экситонных поляритонов в микрорезонаторе, если пренебречь спиновыми степенями свободы и пространственными ограничениями области конденсации (латеральным конфайнментом), нетрудно получить следующее выражение, которое можно использовать для отыскания и других существенных критических параметров конденсации:

$$k_B T_c \approx n_c h^2 / m. \tag{10}$$

Пользуясь полученным выражением для порога конденсации и учитывая чрезвычайно небольшую массу поляритона, можно заключить, что во многих полупроводниковых гетероструктурах конденсация экситонных поляритонов может происходить при температурах T_c в десятки Кельвинов, а в некоторых объектах даже при комнатных температурах.

Явление конденсации экситонных поляритонов в микрорезонаторах демонстрирует практически все наиболее значимые особенности и свойства бозе-эйнштейновских конденсатов в разреженных и охлажденных атомных

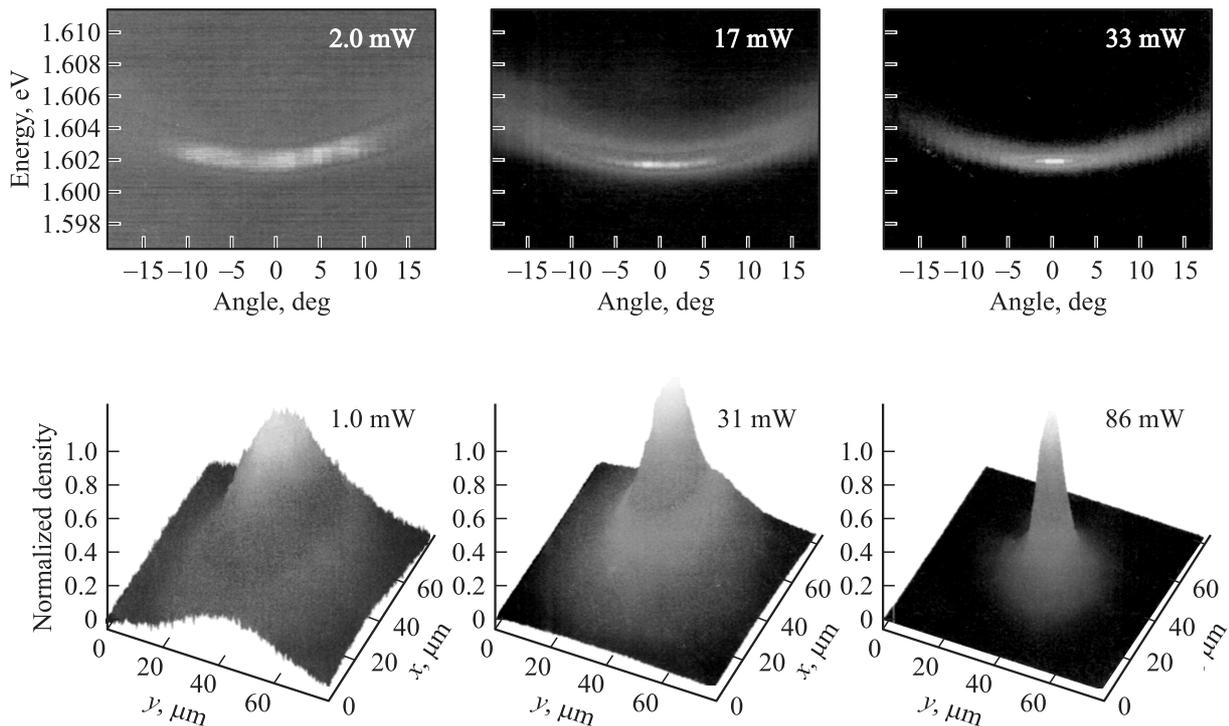


Рис. 5. Сужение люминесценции бозе-конденсата экситонных поляритонов в функции угла, а также в функции энергии и планарного импульса, когда конденсация поляритонов происходит в деформационной ловушке. Верхний ряд: угловое распределение люминесценции экситонных поляритонов в микрорезонаторе непосредственно проецируется в распределение в функции планарных волновых векторов. При низких плотностях поляритонов (это эквивалентно малым оптическим накачкам) облако термализованных поляритонов занимает широкую область импульсов. С ростом накачки, выше порога конденсации, распределение поляритонов в функции планарных импульсов сильно сужается. Также сужается распределение поляритонов в функции энергии, что является прямой демонстрацией возрастания когерентности конденсата поляритонов. Кривизна спектра поляритонов дает непосредственно величину эффективной массы, если воспользоваться соотношением $\hbar^2/m = d^2E/dk_{\parallel}^2$. Нижний ряд: сужение облака экситонных поляритонов вблизи дна деформационной потенциальной ямы при увеличении оптической накачки. Примечательным является то обстоятельство, что, невзирая на рост отталкивания между поляритонами с ростом их плотности, само пространственное распределение поляритонов выше порога конденсации сильно сужается. Такое поведение является непосредственным проявлением статистики Бозе-Эйнштейна. Из работ группы D. Snoke [37,38].

системах. К числу таких свойств следует отнести: экспериментально наблюдаемые сужения поляритонных распределений по импульсу в окрестности $k = 0$ (трансформацию бальмановского, классического, типа распределений к бозевскому, квантовому) и макроскопическое накопление поляритонов в этой области (существенное возрастание чисел заполнения поляритонов, $n_q \gg 1$), за счет процессов стимулированного рассеяния при накачках выше порога конденсации; наблюдаемые пространственные сжатия поляритонных конденсатов, накапливаемых в естественных и искусственно приготовленных ловушках; обнаружение крупномасштабной пространственной когерентности, а также линейной поляризации люминесценции поляритонного конденсата и взаимосвязи этого явления со спонтанным нарушением симметрии; обнаруженные эффекты спонтанного возникновения и стимулированного возбуждения квантовых сингулярностей — вихрей и полувихрей; обнаруженный аналог эффекта Джозефсона, а также явления бездиссипативного, сверхтекучего течения поляритонного

конденсата. Остановимся здесь только на некоторых, наиболее ярких из обнаруженных явлений, соответствующих бозе-конденсации экситонных поляритонов.

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. 4.

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 нижнюю 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 однофоновых процессов релаксации поляритонов в $k = 0$, согласно законам сохранения, возникает „узкое“ место (bottle neck). Это явление при небольших накачках проявляется в наблюдении в дальней зоне кольца свечения (кольцо рассеяния Релея, на рис. 4 вверху слева). 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 Релея“ становится незначительной по сравнению с гигантской интенсивностью люминесценции конденсата экситонных поляритонов из области нулевых импульсов (см. на рис. 4 нижнюю правую иллюстрацию).

Теперь остановимся на экспериментах, когда конденсация экситонных поляритонов происходит в окрестности дна потенциальной ловушки, создаваемой с помощью точечной деформации сжатия [37,38]. Соответствующие результаты иллюстрирует рис. 5. При небольших оптических накачках и соответственно малых поляритонных плотностях облако термализованных поляритонов занимает широкую область импульсов (в дальней зоне это эквивалентно большому угловому распределению, см. верхний ряд иллюстраций на рис. 5). С ростом накачки, выше порога конденсации, распределение поляритонов в функции углов, а значит, и планарных импульсов, сильно сужается. Также сужается распределение поляритонов в функции энергии, что является прямой демонстрацией возрастания когерентности (в данном случае речь идет о временной когерентности) конденсата экситонных поляритонов (см. нижний ряд иллюстраций на рис. 5). Аналогичные эксперименты показывают сужение облака экситонных поляритонов вблизи дна деформационной потенциальной ямы при увеличении оптической накачки. Примечательным является то обстоятельство, что, несмотря на увеличение отталкивания между поляритонами с ростом их плотности, само пространственное распределение поля-

ритонов выше порога конденсации сильно сжимается. Такое поведение является непосредственным следствием и проявлением статистики Бозе–Эйнштейна.

5. Когерентность поляритонного конденсата, функции когерентности первого и второго порядков

Бозе-эйнштейновский конденсат содержит макроскопическое число частиц в одноквантовом состоянии и проявляет квантовые корреляции на макроскопических масштабах. Волновая функция конденсата рассматривается как параметр порядка. Матрица плотности, соответствующая волновой функции конденсата, содержит отличные от нуля недиагональные элементы, именуемые недиагональными крупномасштабными параметрами порядка — ODLRO (согласно терминологии, впервые введенной Penrose и Onsager'ом в 1956 г. [39], см. также работу Беляева [40] и Yang'a [41]). Недиagonalные параметры порядка могут быть измерены экспериментально с помощью корреляторов (или функций когерентности) 1-го порядка. Корреляторы, или функции когерентности квантовых состояний 2-го и более высокого порядков, введенные Глаубером [42], характеризуют саму природу квантового состояния и позволяют отличить это состояние от термически смешанных состояний.

Бозе-конденсат экситонных поляритонов в микрорезонаторах демонстрирует высокую крупномасштабную когерентность. Это следует из прямых интерференционных измерений корреляторов 1-го порядка ($g^{(1)}(\Delta r, \Delta \tau)$) — коррелятор классических амплитуд). По определению кросс-коррелятор амплитуд 1-го порядка можно представить в следующем виде:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\langle E^*(\mathbf{r})E(\mathbf{r}') \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}) \rangle \langle E(\mathbf{r}') \rangle}, \quad (11)$$

где $E(\mathbf{r})$, $E^*(\mathbf{r}')$ — электрические поля в разных точках конденсата. Этот коррелятор определяет величину фазовой когерентности электрических полей в пространственно разнесенных частях конденсата \mathbf{r} и \mathbf{r}' в отсутствие временной задержки, $\Delta \tau = 0$. Измерения обычно проводятся с использованием двулучевого интерферометра Майкельсона, совмещенного с высокоразрешающей проекционной оптической системой. В конечном итоге измеряется контраст интерференционной картины, совмещенной с высоко разрешенным полем самого конденсата:

$$C(\mathbf{r}, \mathbf{d}) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I(\mathbf{r})I(\mathbf{r} + \mathbf{d})}}{I(\mathbf{r}) + I(\mathbf{r} + \mathbf{d})} g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r} + \mathbf{d}), \quad (12)$$

где I_{\max} и I_{\min} — интенсивности максимумов и минимумов интерференционных полос при вариации фазы интерферометра, d — расстояние между пространственно разделенными частями конденсата, для которых

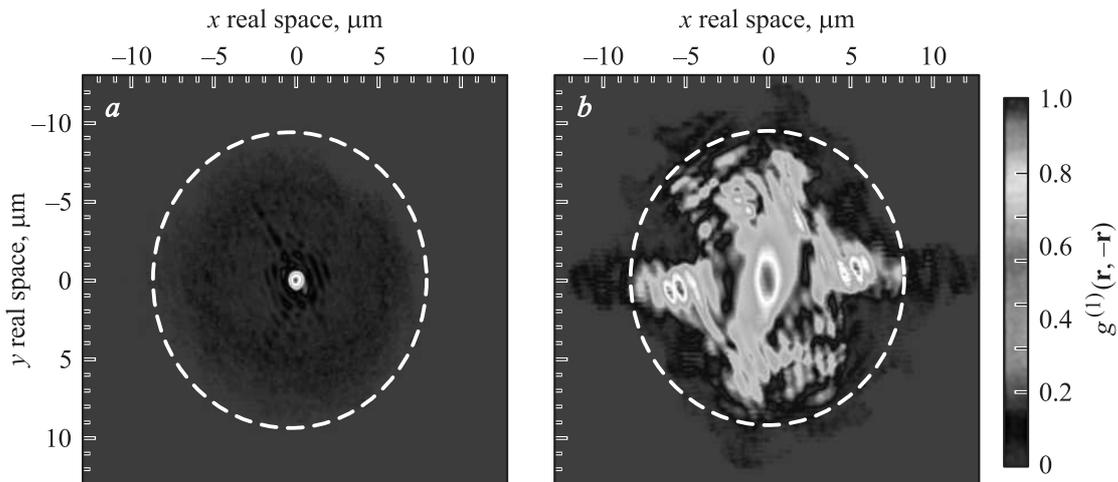


Рис. 6. Картины двулучевой интерференции, измеренные с помощью интерферометра Майкельсона с ретрорефлектором в условиях высокого пространственного разрешения, иллюстрирующие крупномасштабную пространственную когерентность экситонных поляритонов, $g^{(1)}(\Delta r)$, при накачках ниже (слева) и выше (справа) порога бозе-конденсации. Из работы [4].

осуществляется интерференционное сложение амплитуд. Отсюда непосредственно находится соответствующий коррелятор. При накачках ниже порога конденсации поляритонная система также проявляет когерентность, но короткомасштабную, которая определяется тепловой де-бройлевской длиной волны поляритона масштаба 2–1.5 мкм. Ситуация изменяется радикально выше порога конденсации. Было обнаружено, что кросс-коррелятор амплитуд, $g^{(1)}(\Delta r)$, достигает величин 0.8–0.9 на пространственных масштабах, которые определяются размерами области, занятой поляритонным конденсатом (~ 10 мкм), т.е. на порядок превосходящем де-бройлевскую длину волны [4,43]. Такое поведение крупномасштабной когерентности иллюстрирует рис. 6. Неоднородность яркости интерференционной картины связана с флуктуациями случайного потенциала в исследуемой системе поляритонов. Видно, что измеренные пространственные масштабы когерентности поляритонного конденсата более чем на порядок величины превосходят тепловую де-бройлевскую длину волны одночастичного экситон-поляритонного состояния.

С помощью корреляторов 2-го или более высоких порядков можно охарактеризовать саму природу квантового состояния и отличить его от термически смешанных, многомодовых состояний. Коррелятор интенсивностей или парных фотонных корреляций 2-го порядка можно определить следующим выражением:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(\mathbf{r}, t) I_2(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle}{\langle I_1(\mathbf{r}, t) \rangle \langle I_2(\mathbf{r}, t) \rangle}. \quad (13)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по ансамблю, \mathbf{r} — пространственная координата излучателя, а τ — время задержки между регистрируемой парой фотонов детекторами (1) и (2). Для одномодового состояния максимум корреляций (или антикорреляций)

достигается при $\tau = 0$, т.е. коррелятор $g^{(2)}(\tau = 0)$ имеет следующие свойства: $g^{(2)}(\tau = 0) = 2$ для термического состояния; $g^{(2)}(\tau = 0) = 1 - 1/n$, где $|n\rangle$ — число состояний; $g^{(2)}(\tau = 0) = 1$ для когерентного, например, одноквантового состояния. Таким образом определенная нормированная когерентная функция 2-го порядка не зависит от линейных потерь между источником и детектором. Существенно, чтобы временное разрешение используемых фотодетекторов (как правило, лавинно-пролетных фотодиодов) не сильно превышало время когерентности исследуемой излучающей системы. Измерения парных фотонных корреляций проводятся с использованием двулучевого интерферометра интенсивностей по известной классической схеме Hanbury Brown–Twiss’a (HBT) [44]. В интерферометре HBT лавинные фотодетекторы размещаются симметрично относительно призмы, которая разделяет падающий световой поток от излучающего источника строго поровну. Сигналы фотооткликов поступают далее на электронный конвертор и затем, после время-амплитудного преобразования, на многоканальный анализатор. Корреляционные измерения интенсивности люминесценции выполняются для узкой спектральной области, в которой располагается линия излучения конденсата экситонных поляритонов. Измерения ведутся с помощью импульсных лазеров с высокой частотой следования одиночных импульсов либо с использованием непрерывных (cw) одномодовых лазеров. В конечном итоге строится нормированная гистограмма парных фотонных корреляций в функции времени задержки τ между парами регистрируемых фотодетекторами фотонов.

Первые измерения парных фотонных корреляций, $g^{(2)}$, вблизи порога конденсации экситонных поляритонов выполнены в работе [45] в режиме импульсного нерезонансного фотовозбуждения экситонных поляритонов в микрорезонаторе на основе GaAs (см. рис. 7).

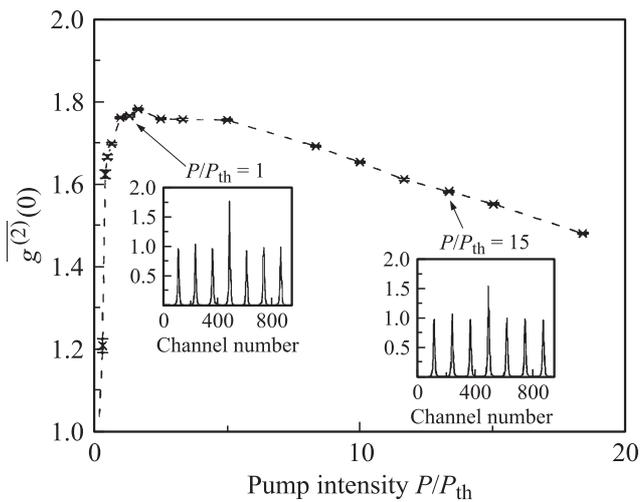


Рис. 7. Поведение коррелятора 2-го порядка, $g^{(2)}(\tau = 0)$, в функции мощности накачки P , нормированной на ее величину в окрестности порога конденсации экситонных поляритонов в микрорезонаторе P_{th} . Из работы [45].

В окрестности порога отчетливо видна группировка фотонов (bunching), и коррелятор $g^{(2)}(\tau = 0) = 1.8$. Выше порога с ростом накачки коррелятор 2-го порядка монотонно уменьшается, что свидетельствует о возникновении когерентного состояния поляритонного конденсата. В данном случае конденсат сильно обеднен и роль флуктуаций интенсивности значительна. Поэтому уменьшение коррелятора с ростом накачки происходит гораздо медленнее по сравнению с необедненными бозе-конденсатами. Аналогичные измерения выполнены для экситон-поляритонных бозе-конденсатов в микрорезонаторе на основе CdTe в работах [46,47]. В работах [13,14] показано, что группировка фотонов, судя по измерениям коррелятора $g^{(2)}(\tau = 0)$, а также время когерентности не зависят от материала микрорезонатора (GaAs или CdTe), равно как от способа фотовозбуждения (резонансного, ОРО, или нерезонансного). Однако характер поведения и сама величина корреляторов 1-го и 2-го порядков существенно зависят от величины флуктуаций квазичастиц и неравновесного состояния конденсата.

6. Экситон-поляритонный конденсат и спиновые степени свободы

Очень интересные особенности водородоподобных экситонов в двумерных полупроводниковых гетероструктурах III–V, II–VI проистекают от степеней свободы, связанных с экситонным спином. Известно, что в квантовых ямах GaAs/AlGaAs основное, оптически активное состояние экситона на тяжелых дырках двукратно вырождено по спину: проекции спина на направление, перпендикулярное плоскости квантовой ямы, составляют $S_z = \pm 1$. Этим проекциям спина отвечают противоположные направления циркулярной поляризации света

в плоскости квантовой ямы σ^+ и σ^- , соответствующие вращениям вектора поляризации электрического поля световой волны по часовой стрелке и против. Такая спиновая структура оптически активных (bright) экситонов на тяжелых дырках в квантовых ямах GaAs/AlGaAs является следствием спин-орбитального взаимодействия и проистекает от проекций спина электрона $\pm 1/2$ и проекций спина тяжелой дырки $\pm 3/2$ в самой верхней валентной зоне, отщепленной в силу размерного квантования (см., например, [48]). Спиновые степени свободы особенно существенны при рассмотрении межчастичных взаимодействий: из-за эффектов обмена межчастичные взаимодействия оказываются анизотропными. Действительно, экситоны с одинаковой ориентацией проекции спина должны сильно отталкиваться, тогда как частицы с противоположными ориентациями проекции спина должны скорее притягиваться или по меньшей мере отталкиваться значительно слабее. В этой связи очевидно, что бозе-конденсаты, содержащие спиновые степени свободы, ведут себя отлично от бесспиновых бозе-конденсатов, в частности атомных бозе-конденсатов.

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, поскольку вклады обменных взаимодействий складываются когерентно. В результате конденсированная экситонная фаза оказывается линейно поляризованной. Действительно, большая величина степени линейной поляризации люминесценции наблюдалась экспериментально в бозе-конденсатах экситонных поляритонов в микрорезонаторах [4], а также в бозе-конденсате диполярных, пространственно непрямых экситонов, накапливаемых в электростатических потенциальных ловушках [49]. Было также установлено, что в подавляющей части выполненных экспериментов плоскость линейной поляризации оказалась „привязанной“ (эффект пиннинга) к кристаллографии структуры (как правило, к направлению [011] в плоскости (001) гетероструктуры), что обусловлено сильной анизотропией случайного потенциала, связанного с особенностями структуры и структурными несовершенствами. В совершенных структурах, где влияние случайного потенциала минимизировано, обнаружено, что направление линейной поляризации люминесценции конденсата возникает случайным образом, что является одним из проявлений спонтанного нарушения симметрии в условиях бозе-конденсации.

Исследования спиновых экситонных бозе-конденсатов в магнитном поле начаты сравнительно недавно. Интерес к этому направлению исследований стимулировала, в частности, теоретическая работа Ю. Рубо и соавт. [50]. В этой работе показано, что свойства спиновых, спин-поляризованных бозе-конденсатов в магнитном поле, перпендикулярном плоскости слоев, существенно отличаются от свойств бесспиновых бозе-

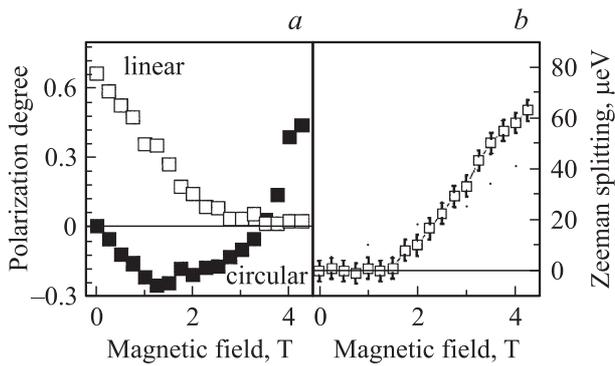


Рис. 8. Иллюстрация спинового эффекта Мейснера согласно экспериментальным исследованиям, выполненным в работе [51]. *a* — поведение линейной и циркулярной поляризаций люминесценции экситон-поляритонного конденсата в функции магнитного поля (геометрия Фарадея). *b* — подавление парамагнитного (зеemanовского) расщепления вплоть до магнитного поля $B_C = 1.8$ Тл.

конденсатов. В спиновом конденсате, на примере бозе-конденсата экситонных поляритонов в микрорезонаторе, парамагнитное (зеemanовское) расщепление спиновых компонент подавляется вплоть до некоторых критических величин магнитного поля, которое определяется разностью энергий взаимодействия между бозе-частицами с одинаковой и противоположной ориентациями спинов в конденсате. Такое подавление, или экранирование парамагнетизма в условиях бозе-конденсации в спиновых системах, получило название спинового эффекта Мейснера. Сам же эффект можно понять на чисто качественном уровне, а именно: в магнитных полях, меньших критического поля, зеemanовское 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, и в спектрах снова должен обнаруживаться зеemanовский дублет, $(\sigma^+ - \sigma^-)$, расщепление в котором оказывается пропорциональным декременту магнитного поля $\Delta B = B - B_C$. В магнитных полях $B > B_C$ восстанавливается линейный закон дисперсии возбуждений, а также сверхтекучесть самого экситонного конденсата.

Экспериментальное наблюдение спинового эффекта Мейснера реализовано в работе В.Д. Кулаковского и соавт. на примере экситонных поляритонов в GaAs-гетероструктуре с квантовой ямой в микрорезонаторе [51]. В этой работе экситонные поляритоны возбуждались с помощью нерезонансной оптической накачки, а их бозе-конденсация устанавливалась по макроскопическому заполнению поляритонами нижнего состояния вблизи порога. Полное подавление зеemanов-

ского расщепления наблюдалось в магнитном поле $B_C = 1.8$ Тл (см. рис. 8). Однако времена жизни экситонных поляритонов в микрорезонаторе очень малы (всего несколько пс). Поэтому бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторе происходит в сильно неравновесных условиях. По-видимому, из-за такой неравновесности поведение поляризации экситон-поляритонного конденсата в функции магнитного поля несколько отличается от теоретических предсказаний, которые сформулированы в работе [50].

К числу других интересных спин-зависимых явлений в экситон-поляритонных конденсатах следует отнести нелинейные явления поляризационной мультистабильности и спинового переключения, которые рассмотрены в теоретической работе [52] и обнаружены недавно экспериментально [53]. Наконец, остановимся еще на одном явлении, связанном со спином экситонных поляритонов, которое касается так называемых полувихрей, возникающих в спиновых бозе-конденсатах. Об этом явлении более логично рассказать в следующем разделе, который связан с квантовыми сингулярностями и вихревыми структурами в экситон-поляритонных бозе-конденсатах.

7. Квантовые вихри и полувихри в поляритонном конденсате

Одним из замечательных и ярких свойств БЭК является возникновение в конденсате фазовых сингулярностей, связанных с возбуждениями квантовых вихрей. В квантовых жидкостях вихрь переносит фазу циркуляции сверхпроводящих частиц, которая при обходе вокруг кора (сердцевин) вихря квантуется. По определению квантовые вихри характеризуются вращением фазы вокруг кора, которое кратно целому числу 2π , получившему название топологического заряда. Помимо этого, сверхпроводящая компонента исчезает непосредственно в коре вихря, а сам вихрь проявляет себя на масштабе длины „залечивания“ (healing length). По существу квантовые вихри принципиально отличаются от обычных классических вихрей, у которых отсутствует квантование фазы и которые, например, легко наблюдать при стоке воды в обычной водопроводной раковине.

В случае атомных бозе-конденсатов блестящие эксперименты по наблюдению квантовой структуры вихрей были реализованы в условиях механических вращений конденсатов как целого [54]. Для визуализации стационарно локализованного одиночного квантового вихря применяется двулучевая кросс-корреляционная интерференционная техника с использованием ретрорефлектора в качестве одного из зеркал в двулучевом интерферометре. В картине интерференционного сложения амплитуд с помощью интерферометра Майкельсона (или Маха-Цендера) вихрь проявляется в виде характерной дислокационной „вилки“, которая связана с изменением фазы при круговом обходе кора вихря („скачок“ на одну интерференционную полосу соответствует изменению фазы на 2π). Рис. 9 качественно иллюстрирует, как

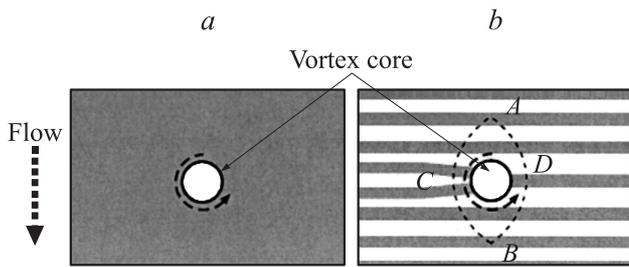


Рис. 9. Схематическая визуализация вихря (а) с помощью двулучевого интерферометра Майкельсона. Вихрь в интерференционной картине проявляется в виде характерной дислокационной „вилки“ (b), которая связана с изменением фазы при круговом обходе кора вихря. Интерференционная методика позволяет безошибочно детектировать наличие вихревой структуры даже в условиях, когда сам кор вихря не разрешается.

проявляется локализованный вихрь в картине ближнего поля, совмещенной с двулучевой интерференцией. Если из картины ближнего поля перейти в *k*-пространство, пользуясь соответствующими преобразованиями Фурье, то можно воспроизвести вращение фазы при круговом обходе кора вихря (показано на рис. 10).

Впервые экспериментальные наблюдения квантовых вихрей, локализованных на крупномасштабных флуктуациях случайного потенциала, в экситон-поляритонном конденсате в условиях возбуждения стационарной некогерентной накачкой выполнены в работе [55] (см. рис. 10). В интерференционной картине с помощью двулучевого интерферометра Майкельсона вихрь проявляется, как уже разяснялось выше, в виде характерной дислокационной „вилки“, которая связана с изменением фазы при круговом обходе кора вихря. Изначально казалось, что для наблюдения квантовых вихрей в квантовой поляритонной жидкости необходимо, в прямой аналогии с атомными конденсатами, обеспечить механическое вращение поляритонной жидкости как целого для передачи системе углового момента. Действительно, такого рода эксперименты были выполнены недавно в работе [56], в которой авторы для возбуждения вихревой структуры использовали световой пучок, несущий угловой момент должной величины. В этой работе исследована динамика вихрей в условиях импульсного фотовозбуждения с пикосекундным разрешением и непосредственно показано, что за времена жизни экситон-поляритонной жидкости вихри успевают переместиться на значительные расстояния (несколько мкм). Однако первое сообщение о наблюдениях квантовых вихрей в поляритонном конденсате содержится в работе [55], в которой не использовалось механическое вращение поляритонного конденсата как целого. Дело в том, что в эксперименте приходится иметь дело с динамическими поляритонными конденсатами в присутствии беспорядка.

Действительно, в бозе-конденсатах экситонных поляритонов спонтанное рождение вихрей могут обеспечить

беспорядок (крупномасштабные флуктуации случайного потенциала), всегда присутствующий в реальных гетероструктурах в микрорезонаторах, а также неравновесная природа самого конденсата. В сильно упрощенном виде картина выглядит так, что поляритонная жидкость протекает по сложному, флуктуирующему и искривленному потенциальному рельефу, и непосредственно сам сложный ландшафт, порожаемый случайным потенциалом, предопределяет оптимальные места локализации поляритонных вихрей. Фотонная составляющая в конденсате позволяет самым прямым образом визуализировать вихревую структуру конденсата в картине ближнего поля, совмещенную с двулучевой интерференцией. Именно это явление и иллюстрирует рис. 10. Тем не менее к таким экспериментам нужно относиться с известной степенью осторожности. Это связано с тем, что в этих экспериментах, помимо накачки, отсутствует возможность повлиять на статическую картину пиннинга вихрей с помощью каких-либо внешних воздействий.

Теперь остановимся еще на одном явлении, связанном со спином экситонных поляритонов. Как уже отмечалось выше, оптически активные экситонные поляритоны в микрорезонаторе на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами являются бозонами со спинами +1 и -1, отвечающими левой и правой циркулярной поляризации в плоскости движения. Конденсат с ненулевым угловым моментом является спинором, в нем могут возникать так называемые полувихри, когда вращение фазы и поляризации при обходе вокруг кора вихря составляет величину π вместо обычной 2π .

Сама идея спинорных конденсатов не нова и была впервые предложена в работе [57], а также в [58], и рассматривалась достаточно давно применительно к сверхтекучему He³ [59] и к высокотемпературным сверхпроводникам [60]. Сравнительно недавно Рубо высказал убедительные предположения [61], что экситонные поляритоны являются идеальной системой для экспериментальных наблюдений полувихрей.

Остановимся на физической картине возникновения полувихрей в поляритонном конденсате, имеющем спинорную природу. Параметр порядка поляритонного конденсата в базисе линейной поляризации можно записать следующим образом:

$$\varphi_{\text{lin}} = \sqrt{ne^{i\theta(r)}} \begin{pmatrix} \cos \eta(r) \\ \sin \eta(r) \end{pmatrix}, \quad (14),$$

где $\eta(r)$ — фаза, $\theta(r)$ — угол, характеризующие пространственную ориентацию поляризации когерентной поляритонной жидкости. В этих терминах квантовые вихри описываются одновременным вращением фазы и угла поляризации: $\eta(r) + 2\pi k$, $\theta(r) + 2\pi m$, где „винтовые“ числа k и m принимают целые или полужелые значения таким образом, чтобы их сумма всегда была целым числом. Этими двумя „винтовыми числами“ описываются четыре полувихря с числами $\pm 1/2$.

С целью лучшего феноменологического описания квантового полувихря, в сравнении с его целочислен-

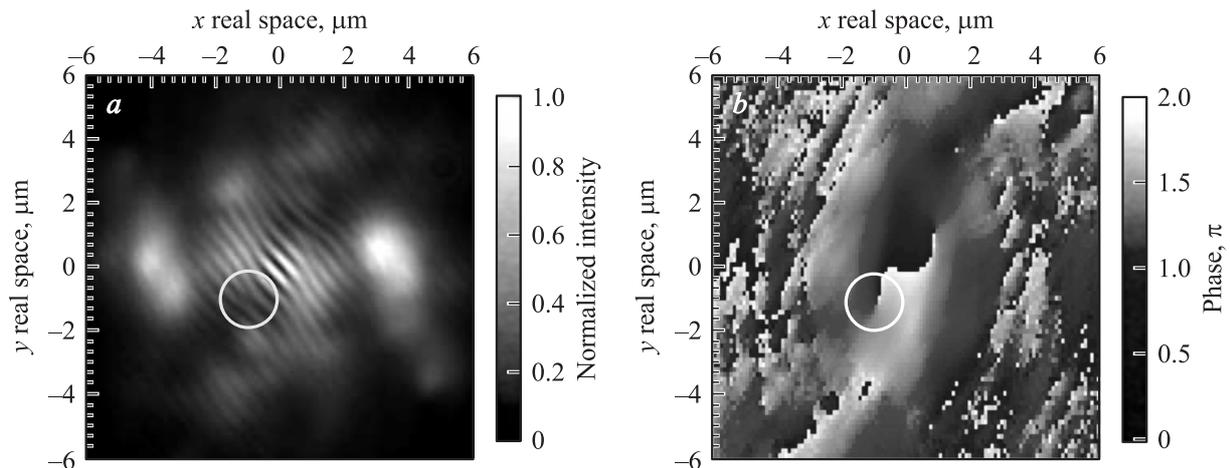


Рис. 10. *a* — интерференционная картина ближнего поля вблизи области образца (обведена кружком), где возникает „вилкообразная дислокация“, соответствующая квантовому вихрю; интерференционные полосы, пронизывающие картину ближнего поля, свидетельствуют о крупномасштабной когерентности, или крупномасштабном дальнем порядке. *b* — фурье-преобразованная картина ближнего поля вокруг кора вихря, которая показывает вращение фазы вокруг центра на 2π . Из работы [55].

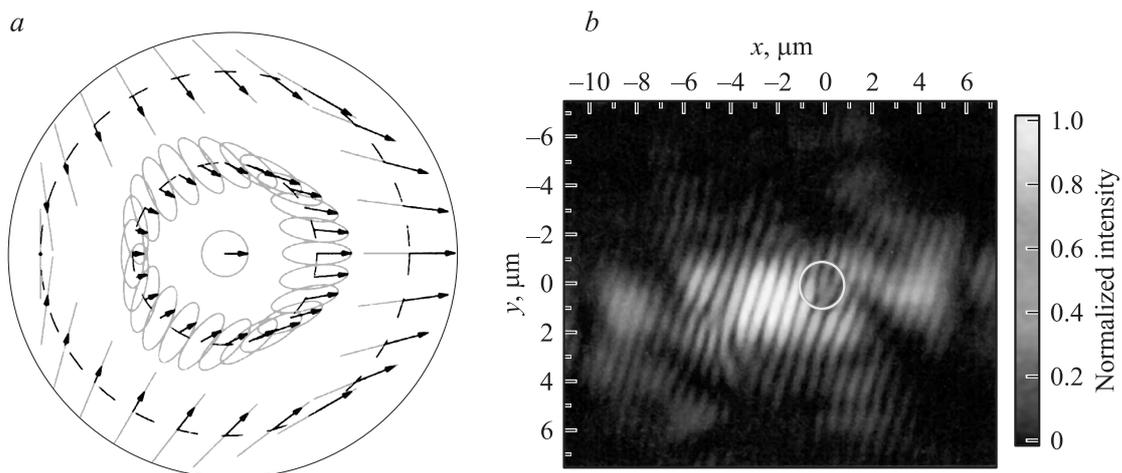


Рис. 11. „Полувихри“ в бозе-конденсате экситонных поляритонов в микрорезонаторе. *a* — при движении по контуру (штриховая линия) вокруг так называемого „полувихря“ фаза волновой функции поляритона поворачивается на 180° (а не на 360°), это сопровождается вращением поляризации также на 180° ; в схематическом представлении (*a*) эллипсами изображена поляризация, а вектора изображают мгновенные величины поля; вдали от кора вихря поляризация является линейной, ближе к кору она становится эллиптической и, наконец, в самом центре (в коре) она является циркулярной (из статьи [63]). *b* — такой вихрь детектируется в картине двулучевой интерференции как „вилка“ (очерчена кругом), если при этом свет пропустить через циркулярно-поляризуемый анализатор. Картина с „вилкой“ исчезает, если ее наблюдать с помощью циркулярного анализатора с другим направлением вращения плоскости поляризации; это является независимым доказательством полувихревого характера „вилки“ в двулучевой картине интерференции, экспериментально исследованной в работе [62], см. также [63].

ными составляющими, удобно проанализировать циркулярно поляризованные компоненты параметра порядка, который можно представить в виде

$$\varphi_{\text{lin}}(r) = \frac{\sqrt{n}}{2} \left[e^{i[\theta(r)-\eta(r)]} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} e^{i[\theta(r)+\eta(r)]} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right]. \quad (15)$$

Нетрудно увидеть, что, когда $\eta(r)$ и $\theta(r)$ одновременно изменяются на π , нулевое вращение происходит только для одной циркулярной поляризации, тогда как полный

поворот 2π происходит для другой циркулярной поляризации. Таким образом, для визуализации полувихрей проще вести одновременное наблюдение для поляризаций σ^+ и σ^- . При таком способе наблюдений в случае квантового полувихря „вилкообразная“ дислокационная картина будет наблюдаться в интерференционной картине только для одной из циркулярных поляризаций. Рис. 11 иллюстрирует первые экспериментальные наблюдения полувихря в экситон-поляритонном бозе-конденсате в картине ближнего поля, совмещенной с

картиной двухлучевой интерференции [62]. Надежность наблюдения полувихря устанавливается с помощью циркулярных анализаторов. Наконец, заметим, что в картине ближнего поля обычного лазера полувихри не возникают по принципиальным причинам.

8. Масштабы энергии, связанные с экситонными поляритонами в микрорезонаторах

Помимо критической температуры T_C , которая непосредственно связана с де-бройлевской длиной волны (см. формулу (10)), поляритонные конденсаты в микрорезонаторе и бозе-эйнштейновские конденсаты в других объектах характеризуются несколькими масштабами энергии, удобными для описания их свойств. Один из таких масштабов связан со средней энергией взаимодействия отталкивания, nU , где n — плотность бозе-частиц, а U — характерная энергия взаимодействия в расчете на единицу плотности. Такое взаимодействие увеличивает среднюю энергию коллектива поляритонов и проявляется в сдвиге основного состояния поляритонного конденсата в сторону больших энергий (фиолетовый спектральный сдвиг). Система бозонов является слабо взаимодействующей, если $nU \ll k_B T$. Напротив, если $nU \geq k_B T$, то соответствующая система — сильно взаимодействующая. Заметим, что охлажденные атомы в оптических ловушках и экситонные поляритоны в микрорезонаторах являются примерами слабо взаимодействующих бозе-систем, тогда как, например, в жидких ^4He или ^3He атомы взаимодействуют очень сильно.

Другим естественным энергетическим масштабом является энергия связи фермионов в результирующем композитном бозоне, $\hbar^2/\mu a^2$ (по сути в рассматриваемом случае речь идет об энергии связи двумерного водородоподобного экситона в квантовой яме, помещенной в микрорезонатор). Здесь μ — масса композитного бозона (экситона), a — его линейный размер (боровский радиус). Когда происходит конденсация поляритонов, то для коллектива экситонов выполняется условие $na^2 \ll 1$. В таких условиях экситоны практически не контактируют друг с другом. Это эквивалентно тому, что энергия связи композитных бозонов — экситонных поляритонов гораздо больше $k_B T$, так что они во всех отношениях являются „хорошими“ бозе-квазичастицами. Такая же ситуация реализуется и в атомных бозе-конденсатах, включая конденсат охлажденных атомов He в магнитооптических ловушках. В другом предельном случае, когда $na^2 \geq 1$, в достаточно плотной и высокотемпературной области экситонной системы может происходить переход Мотта с образованием слабо коррелированной (классической) фермиевской плазмы. При достаточно низких температурах в такой плазме в принципе может происходить переход в слабо коррелированное состояние фермионов типа БКШ (Bardeen–Cooper–Shriffer) с

образованием куперовских пар вследствие электронно-дырочного взаимодействия. Такое поведение описывает куперовские пары в сверхпроводнике, и это может произойти с парами фермиевских атомов, накапливаемых в оптических ловушках.

Перечисленные энергетические масштабы существенны прежде всего для атомных бозе-эйнштейновских конденсатов. Однако для экситонных поляритонов в микрорезонаторах есть еще два других существенных энергетических параметра. Один из них связан с расщеплением Раби между верхней и нижней поляритонными ветвями. Если расщепление Раби меньше $k_B T$, тогда тепловые возбуждения разрушают когерентную суперпозицию экситонов и фотонов в поляритоне, или, иными словами, разрушают жесткую фазовую связь между верхней и нижней поляритонными ветвями. Если же поддерживать температуру достаточно низкой, а плотность поляритонов увеличивать, так что обеспечивается режим $\hbar\Omega_R \gg k_B T$, межчастичное расстояние в системе слабо взаимодействующих экситонных поляритонов может оказаться много меньше де-бройлевской длины волны, которая определяет масштабы пространственной локализации поляритонов. В таких условиях система поляритонов оказывается в режиме достаточно слабого (в смысле применимости приближения среднего поля), но крупномасштабного взаимодействия. Это может происходить при увеличении плотности поляритонов в области, когда эта плотность еще остается ниже критической для перехода Мотта, т.е. когда $na^2 \ll 1$.

Наконец, остановимся еще на одном энергетическом масштабе, который определяет конечную спектральную ширину экситонных поляритонов из-за их конечного времени жизни в квантовом состоянии (этот масштаб можно оценить из соотношения неопределенности Гайзенберга, $\Delta E \approx \hbar/\Delta t$, где Δt — конечное время жизни в квантовом состоянии). В микрорезонаторах с добротностями $Q \approx 10^4$ уширение резонаторной моды, связанное с конечным временем жизни в квантовом состоянии, оказывается много меньше величины расщепления Раби. Режим сильной свето-экситонной связи является главной особенностью экситон-поляритонной моды, отличающей ее от резонаторной моды в обычном лазере. Тем не менее экситонные поляритоны имеют конечное время жизни в микрорезонаторе и, следовательно, сам ансамбль поляритонов испытывает непрерывные потери и связанные с этими потерями шумы (в прямом соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой). Поэтому из-за шумов конденсация экситонных поляритонов не может происходить при сколь угодно малых поляритонных плотностях. Следует также подчеркнуть, что неизбежные потери в поляритонном конденсате могут сильно повлиять на его длинноволновое, низкочастотное, коллективное поведение. Именно в этом видится главное отличие между бозе-конденсатом экситонных поляритонов и сверхтекучими квантовыми жидкостями, такими как ^4He и ^3He .

9. Различия между бозе-конденсатом экситонных поляритонов и обычным лазером

Поляритонный конденсат, подобно обычному, например, полупроводниковому лазеру, является открытой диссипативной системой: нерезонансная и непрерывная накачка создает резервуар неравновесных электронно-дырочных возбуждений, которые в свою очередь поддерживают когерентное световое поле в микрорезонаторе. Итак, в этих системах есть некогерентная накачка для создания резервуара почти свободных электронов и дырок, и в каждом случае на выходе микрорезонатора возникает направленный когерентный свет. Возникает естественный вопрос — в чем же, собственно, состоит различие между экситон-поляритонным бозе-конденсатом и обычным лазером? На чисто качественном уровне различие определяется тем, в какой мере электронные (экситонные) состояния участвуют в формировании когерентности. В лазере частота когерентного света определяется исключительно резонатором, т.е. фиксируется его длиной и показателем преломления. Роль электронных возбуждений сводится к заселению и опустошению фотонной моды. Следовательно, для генерации когерентного света в лазере населенность электронных возбуждений должна быть инвертирована так, чтобы стимулированная эмиссия, обеспечивающая генерацию жестко связанных по фазе фотонов, доминировала над спонтанной эмиссией, рождающей фотоны с хаотическими фазами. В случае поляритонного конденсата фазы фотонов и экситонов жестко связаны уже изначально в самом одночастичном поляритоне (см. формулу (1)). В свою очередь поляритоны жестко сфазированы между собой непосредственно в самом конденсате. Поэтому в рассматриваемом случае поляритонного конденсата осциллирующее световое поле принимает энергию и фазу экситонного поляритона. В этом случае нет необходимости в инверсии, а когерентные поля могут поддерживаться квазиравновесием с надконденсатной частью поляритонов. В таких условиях пороговая величина электронно-дырочной плотности для создания стимулированного излучения оказывается существенно меньше, чем это требуется для обычного лазера в такой же полупроводниковой среде. Заметим, что термин „поляритонный лазер“ часто используют в случае когерентного излучения поляритонным конденсатом (бозе-конденсатом), который не находится в полном равновесии с надконденсатной частью поляритонов.

В недавно выполненных экспериментах с экситонными поляритонами в микрорезонаторе с достаточной степенью надежности установлены два различных порога возникновения когерентного излучения [64]: один для поляритонной бозе-конденсации и другой для стандартного лазера. Результаты одного из такого рода экспериментов иллюстрирует рис. 12. В этом эксперименте с помощью деформации сжатия, которая осуществляется

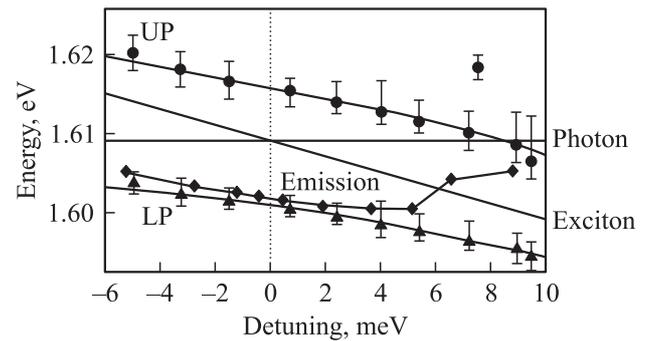


Рис. 12. Иллюстрация перехода между поляритонным бозе-конденсатом и обычным лазерным состоянием. Из работы [64], см. также [63]. Верхняя (UP) и нижняя (LP) поляритонные энергии уменьшаются по мере того, как перестраивается экситонная энергия с помощью механического давления (деформации сжатия с помощью точечного плунжера), проходя при этом через фотонный резонанс в микрорезонаторе. Деформация сдвигает экситонные состояния, тогда как положения фотонных мод из-за размерного квантования в микрорезонаторе остаются практически не возмущенными и фиксированными. Видно, что энергия излучения микрорезонатора вблизи порога когерентного поляритонного состояния вначале уменьшается так же, как и энергия экситонного состояния. Это означает, что при такой перестройке система продолжает оставаться конденсатом и при этом электронные состояния среды дают определяющий вклад в когерентность системы. При больших спектральных перестройках (больших деформациях сжатия) связь между фотонами и экситонами ослабевает. В таких условиях возможен обычный лазерный эффект, и, как результат, когерентное излучение скачком сдвигается в сторону резонаторной фотонной моды.

с помощью точечного плунжера, обеспечивающего так называемый точечный контакт Herz'a, плавно перестраивается энергия экситона квантовой ямы относительно фотонной моды микрорезонатора, с которой взаимодействует экситонное состояние. Результирующий деформационный сдвиг энергии поляритонного бозе-конденсата происходит в том же направлении и на таких же масштабах, как сдвигается энергия собственно экситонного состояния. Это непосредственно свидетельствует о том, что экситонная компонента поляризуемости сильно вовлечена в формирование когерентности конденсата. В противоположность этому в обычном лазерном состоянии когерентное излучение происходит на частоте фотонной моды, которая не испытывает заметного сдвига под действием деформации (см. рис. 12).

10. Заключение

Исследования экситонных поляритонов в микрорезонаторах и их бозе-конденсации в настоящее время переживают свой ренессанс и пребывают в самом пике активности. К числу явлений, привлекающих наибольший интерес, относится сверхтекучесть экситон-поляритонной жидкости. Явление сверхтекучести, как

известно, предполагает существование линейного закона дисперсии коллективной звуковой моды, так называемой боголюбовской моды. Согласно феноменологическому критерию Ландау, в этом случае критическая скорость оказывается конечной: $v_c = \min[\varepsilon(p)/p] \neq 0$. Недавно в экспериментах стенфордской группы установлено [35], что вследствие поляритон-поляритонного взаимодействия с ростом плотности спектр возбуждений экситонных поляритонов перенормируется и становится линейным в области волновых векторов вплоть до нескольких мкм^{-1} . На существование линейного закона дисперсии взаимодействующих поляритонов в условиях резонансного фотовозбуждения ранее указывали расчеты авторов работы [34]. Первые эксперименты с экситон-поляритонными пакетами [65,66], распространяющимися со скоростью $v < v_c$ ($v_c \approx 10^6 \text{ см/с}$ в случае экситонных поляритонов в GaAs/AlGaAs-микрорезонаторах), показали бездиссипативное течение поляритонной жидкости через искусственно приготовленную преграду (мелкий дефект) размером в несколько мкм . В то же время для экситон-поляритонных пакетов, движущихся через ту же преграду, но со скоростью $v > v_c$, наблюдался аналог эффекта Черенкова — появление фронтов ударных „сверхзвуковых“ волн, рассеянных тем же дефектом. Численное моделирование этих экспериментов с использованием уравнения Гросса-Питаевского показало хорошее согласие с наблюдениями [65,66]. Несомненно, эксперименты в этом направлении будут продолжаться наряду с изучением явлений, непосредственно связанных с сильной неравновесностью экситон-поляритонных бозе-конденсатов, таких как нелинейные возбуждения в квазиодномерных конденсатах [67] или возбуждение „черных дыр“ в спиновых конденсатах [68].

С чисто экспериментальной точки зрения гораздо проще исследовать стационарное состояние экситон-поляритонного конденсата по сравнению с исследованием его пространственно-временной эволюции и динамики. Тем не менее в последние годы появилось значительное число публикаций, связанных с изучением бездиссипативного, незатухающего транспорта конденсата экситонных поляритонов комбинированными средствами пространственной и время-разрешенной спектроскопии. Быстрый прогресс в совершенствовании технологических методов роста высококачественных полупроводниковых структур с микрорезонаторами высокой добротности, наряду с развитием самой экспериментальной техники измерений, позволяет надеяться на обнаружение в обозримом будущем спиновой поляритонной сверхтекучести наряду с другими эффектами, связанными со спиновой природой экситонного поляритона, которые в данный момент даже трудно предугадать.

Создание новых структур высокого качества, в которых времена жизни поляритонов составляют несколько десятков пикосекунд, позволяет детально исследовать эффекты локализации — слабой (андерсоновского типа) и сильной на флуктуациях хаотического, крупномасштабного потенциала. Другое интересное направление

исследований связано с периодически модулированными структурами, в которых пространственная модуляция реализуется с помощью акустических волн (деформационных и поляризационных). В таких структурах можно ожидать обнаружения совершенно нового класса явлений, например, таких как высокочастотные блоховские осцилляции, а также, в условиях слабой связи между конденсатами, — оптического аналога джозефсоновских осцилляций.

В экспериментах с экситонными поляритонами в микрорезонаторах пока в основном используется оптический способ возбуждения. Однако уже сейчас виден заметный прогресс в области, связанной с электрической инжекцией экситон-поляритонных возбуждений в полупроводниковых микрорезонаторах [69–71]. 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, найдут свои приложения в информационных технологиях.

Пока в качестве объектов экситонной поляритоники в микрорезонаторах в основном используются полупроводники (гетероструктуры III–V, II–VI). 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.

Нет причин сомневаться в том, что данная область физики конденсированных сред еще долго будет радовать своими, подчас непредсказуемыми, сюрпризами. Можно с большой степенью уверенности также предполагать, что в ближайшее время будет открыта следующая страница, связанная с плазмонными поляритонами в микрорезонаторах и их многочисленными приложениями в микроволновой области спектра.

Завершая настоящий обзор, автор благодарит В.Д. Кулаковского, И.В. Кукушкина, Р.А. Сурица и Э.А. Пашицкого за многочисленные плодотворные дискуссии и очень ценные замечания по ходу изложения данного предмета.

Приложение

Следует заметить, что фотоны могут связываться и с другими поляризационными твердотельными возбуждениями, например, с поляризационными оптическими фо-

нонами, плазмонами и т. д., создавая при этом квантовые суперпозиции новых смешанных собственных состояний, получивших названия фононных поляритонов, плазмонных поляритонов и т. д. Эффект запаздывания и смешивание электромагнитных колебаний с поперечными поляризационными оптическими фононами в полярных диэлектрических кристаллах впервые рассматривались К.Б. Толпыго [72] и Huang Kun [73]. В монографии М. Борна и Х. Куна [74] приведены аналитические выражения для верхней и нижней дисперсионных ветвей оптического фононного поляритона в объемном ионном кристалле как результат запаздывания и взаимодействия света с поляризационными оптическими колебаниями. Сам термин „поляритон“ был введен в физику коллективных возбуждений в конденсированных средах J.J. Hopfield'ом несколько позже [6].

Список литературы

- [1] A.J. Leggett. *Quantum Liquids: Bose Condensation and Cooper Pairing in Condensed Matter Systems* (Oxford U. Press, N.Y., 2006).
- [2] A. Griffin. *Excitations in a Bose-Condensed Liquid* (Cambridge U. Press, Cambridge, UK, 1993).
- [3] L. Pitaevskii, S. Stringari. *Bose-Einstein Condensation* (Oxford U. Press, N.Y., 2003).
- [4] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Symanska, R. Andre, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud, Le Si Dang. *Nature*, **443**, 409 (2006).
- [5] С.И. Пекар. *ЖЭТФ*, **33**, 1022 (1957); [*Sov. Phys. JETP*, **6**, 785 (1958)].
- [6] J.J. Hopfield. *Phys. Rev.*, **112**, 1555 (1958).
- [7] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3314 (1992).
- [8] I.I. Rabi. *Phys. Rep.*, **51**, 652 (1937).
- [9] M.S. Skolnick et al. *Proc. 24th Int. Conf. Phys. Semicond.*, ed by D. Gershoni (Jerusalem, 1998) p. 25.
- [10] R.M. Stevenson, V.N. Astratov, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, M. Emam-Ismael, A.I. Tartakovskii, P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, J.S. Roberts. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3680 (2000).
- [11] J.J. Baumberg, P.G. Savvidis, R.M. Stevenson, A.I. Tartakovskii, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **62**, R16247 (2000).
- [12] R. Houdré, C. Weisbuch, R.P. Stanley, U. Oesterle, M. Pegems. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2793 (2000).
- [13] A.I. Tartakovskii, D.N. Krizhanovskii, D.A. Kurysh, V.D. Kulakovskii, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **65**, 081 308 (2002).
- [14] D.N. Krizhanovskii, A.I. Tartakovskii, V.D. Kulakovskii, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **66**, 165 329 (2002).
- [15] R. Butté, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, D. Bajoni, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **68**, 115 325 (2003).
- [16] N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, V.D. Kulakovskii, D.N. Krizhanovskii, A.I. Tartakovskii. *EPL (Europhys. Lett.)*, **67**, 997 (2004).
- [17] A. Baas, J.P. Karr, M. Romanelli, A. Bramati, E. Giacobino. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 176 401 (2006).
- [18] D. Sanvitto, D.N. Krizhanovskii, D.M. Whittaker, S. Ceccarelli, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **73**, 241 308 (2006).
- [19] D.N. Krizhanovskii, D. Sanvitto, A.P.D. Love, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 097 402 (2006).
- [20] D.N. Krizhanovskii, S.S. Gavrilov, A.P.D. Love, D. Sanvitto, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, V.D. Kulakovskii, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **77**, 115 336 (2008).
- [21] D. Ballarini, D. Sanvitto, A. Amo, L. Viña, M. Wouters, I. Carusotto, A. Lemaitre, J. Bloch. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 056 402 (2009).
- [22] P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, R.M. Stevenson, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **62**, R13278 (2000).
- [23] R. Huang, F. Tassone, Y. Yamamoto. *Phys. Rev. B*, **61**, R7854 (2000).
- [24] G. Dasbach, T. Baars, M. Bayer, A. Larionov, A. Forchel. *Phys. Rev. B*, **62**, 13 076 (2000).
- [25] J. Erland, V. Mizeikis, W. Langbein, J. Jensen, N. Mortensen, J. Hvam. *Physica Status Solidi B*, **221**, 115 (2000).
- [26] G. Messin, J.P. Karr, A. Baas, G. Khitrova, R. Houdré, R.P. Stanley, U. Oesterle, E. Giacobino. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 127 403 (2001).
- [27] M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. André, L.S. Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J.L. Staehli, B. Deveaud. *Nature*, **414**, 731 (2001).
- [28] P.G. Savvidis, C. Ciuti, J.J. Baumberg, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **64**, 075 311 (2001).
- [29] A. Huynh, J. Tignon, O. Larsson, P. Roussignol, C. Delalande, R. André, R. Romestain, L.S. Dang, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 106 401 (2003).
- [30] C. Diederichs, J. Tignon, G. Dasbach, C. Ciuti, A. Lamaitre, J. Bloch, P. Roussignol, C. Delalande. *Nature*, **440**, 904 (2006).
- [31] A.A. Demenev, A.A. Shchekin, A.V. Larionov, S.S. Gavrilov, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 136 401 (2008).
- [32] D. Sarkar, S.S. Gavrilov, M. Sich, J.H. Quilter, R.A. Bradley, N.A. Gippius, K. Guda, V.D. Kulakovskii, M.S. Skolnick, D.N. Krizhanovskii. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 216 402 (2010).
- [33] С.С. Гаврилов, А.С. Бричкин, А.А. Дородный, С.Г. Тиходеев, Н.А. Гишпиус, В.Д. Кулаковский. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 194 (2010).
- [34] I. Carusotto, C. Ciuti. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 166 401 (2004).
- [35] S. Ustunomiya, L. Tian, G. Roumpos, C.W. Lai, N. Kumada, T. Fujisawa, M. Kuwata-Gonokami, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel, Y. Yamamoto. *Nature Phys.*, **4**, 700 (2008).
- [36] V.D. Kulakovskii et al. (в печати).
- [37] R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeller, K. West. *Science*, **316**, 1007 (2007).
- [38] A.P.D. Love, D.N. Krizhanovskii, D.M. Whittaker, R. Bouche-kioua, D. Sanvitto, S. Al Rizeiqi, R. Bradley, M.S. Skolnick, P.R. Eastham, R. Angré, Le Si Dang. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 067 404 (2008).
- [39] O. Penrose, L. Onsager. *Phys. Rev.*, **104**, 576 (1956).
- [40] S.T. Beliaev. *Sov. Phys. JETP*, **7**, 104 (1958); **7**, 289 (1958).
- [41] C.N. Yang. *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 694 (1962).
- [42] R.J. Glauber. *Phys. Rev.*, **130**, 2529 (1963).
- [43] M.J. Richard, J. Kasprzak, R. Romestain, A. Andre, L.S. Dang. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 187 401 (2005).
- [44] R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss. *Nature (London)*, **178**, 1046 (1956).

- [45] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch, Y. Yamamoto. *Science*, **298**, 199 (2002).
- [46] J. Kasprzak, M. Richard, A. Baas, B. Deveaud, R. Angré, J.-Ph. Poizat, Le Si Dang. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 067 402 (2008).
- [47] J. Kasprzak, R. Angré, Le Si Dang, I.A. Shelykh, A.V. Kavokin, Y.G. Rubo, K.V. Kavokin, G. Malpuech. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 045 336 (2007).
- [48] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures — Symmetry and Optical Phenomena* (Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg, 1995).
- [49] A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev. *JETP Lett.*, **87**, 698 (2008).
- [50] Y.G. Rubo, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh. *Phys. Lett. A*, **358**, 227 (2006).
- [51] A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, S. Hofling, C. Schneider, L. Worschech, A. Forchel. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 256 401 (2010).
- [52] N.A. Gippius, I.A. Shelykh, D.D. Solnyshkov, S.S. Gavrilov, Yuri G. Rubo, A.V. Kavokin, S.G. Tikhodeev, G. Malpuech. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 236 401 (2007).
- [53] T.K. Paraíso, M. Wouters, Y. Léger, F. Morier-Genoud, B. Deveaud-Plédran. *Nature Mater.*, **9**, 655 (2010).
- [54] J.R. Abo-Shaeer, C. Raman, J.M. Vogels, W. Ketterle. *Science*, **292**, 476 (2001).
- [55] K.G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. Angré, Le Si Dang, B. Deveaud-Plédran. *Nature Phys.*, **4**, 706 (2008).
- [56] D. Sanvitto, F.M. Marchetti, M.H. Szymańska, G. Tosi, M. Baudisch, F.P. Laussy, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, L. Marrucci, A. Lemaître, J. Bloch, C. Tejedor, L. Vina. *Nature Phys.*, **6**, 527 (2010).
- [57] G.E. Volovik, V.P. Mineev. *JETP Lett.*, **24**, 561 (1976).
- [58] M.C. Cross, W.F. Brinkmann. *J. Low Temp. Phys.*, **5–6**, 683 (1977).
- [59] M.M. Salomaa, G.E. Volovik. *Rev. Mod. Phys.*, **59**, 533 (1987).
- [60] J.R. Kirtley, C.C. Tsuei, Martin Rupp, J.Z. Sun, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, M.B. Ketchen. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1336 (1996).
- [61] Y.G. Rubo. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 106 401 (2007).
- [62] K.G. Lagoudakis, T. Ostatniký, A.V. Kavokin, Y.G. Rubo, R. André, B. Deveaud-Plédran. *Science*, **326**, 974 (2009).
- [63] D. Snoke, P. Littlwood, *Phys. Today* (August, 2010) p. 42.
- [64] R. Balili, B. Nelsen, D.W. Snoke, L. Pfeiffer, K. West. *Phys. Rev. B*, **79**, 075 319 (2009).
- [65] 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, L. Viña. *Nature*, **457**, 291 (2009).
- [66] A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdre, E. Giacobino, A. Bramati. *Nature Phys.*, **5**, 805 (2009).
- [67] J. Cuevas, A.S. Rodrigues, R. Carretero-Gonzalez et al. *arXiv*: 1102.2209v1 (2011).
- [68] D.D. Solnyshkov, H. Flayac, G. Malpuech. *arXiv*: 1104.3013v1 (2011).
- [69] D. Bajoni, E. Semenova, A. Lemaître, S. Bouchoule, E. Wertz, P. Senellart, J. Bloch. *Phys. Rev. B*, **77**, 113 303 (2008).
- [70] A.A. Khalifa, A.P.D. Love, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 061 107 (2008).
- [71] S.I. Tsintzos, N.T. Pelekanos, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos, P.G. Savvidis. *Nature*, **453**, 372 (2008).
- [72] К.Б. Толпыго. *ЖЭТФ*, **20**, 497 (1950).
- [73] K. Huang. *Proc. Royal Soc. (London) A*, **206**, 352 (1951).
- [74] М. Борн, Х. Кунь. *Динамическая теория кристаллических решеток* (М., Иностран. лит., 1958) [Пер. с англ.: M. Born, K. Huang. *Dynamical Theory of Crystal Lattice* (Oxford, Clarendon Press, 1954)].

Редактор Л.В. Шаронова

Bose condensation of exciton polaritons in microcavities

V.B. Timofeev

Institute of Solid State Physics,
142432 Chernogolovka, Russia