

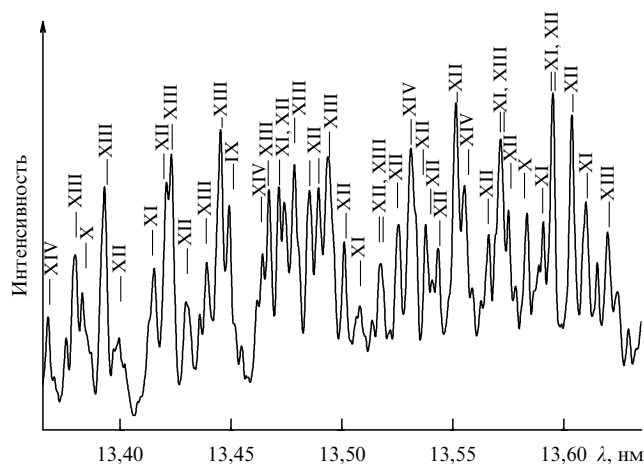


Рис. 6. Классификация спектральных линий ионов олова в 2%-ном интервале вблизи длины волны 13,5 нм по стадиям ионизации. (Из работы [26].)

ния эффективного источника излучения в интервале $\lambda = 13,5 \pm 0,135$ нм необходимо создать плазму с преимущественным содержанием ионов $\text{Sn}^{+10} - \text{Sn}^{+12}$.

Проводимые параллельно аналогичные исследования спектров ионов индия с зарядом ядра $Z_C = 49$ подтвердили основные результаты анализа спектров олова ($Z_C = 50$). Было замечено, что по мере уменьшения заряда ядра спектры 4–4-переходов для различных стадий ионизации постепенно разделяются по длинам волн. Это даёт возможность более уверенной идентификации переходов в каждом отдельном ионе. В настоящее время в отделе атомной спектроскопии ИСАН с целью проверки результатов анализа спектров ионов олова исследуются спектры 4–4-переходов в ионах Pd , Ag и Cd ($Z_C = 46-48$). Тем не менее полученные результаты уже сейчас успешно используются в качестве спектроскопического базиса для моделирования, разработки и оптимизации литографических источников 13,5-нанометрового излучения на основе ионов олова.

Исследования проводились при финансовой поддержке 6-й рамочной программой Европейского сообщества (проект IST-1-507754-IP), грантами РФФИ (проекты 05-02-08224-офи и 07-02-00244-а), а также при частичной поддержке грантом программы ОФН РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты".

Список литературы

1. Martin W C, Zalubas R, Hagan L, Natl. Stand. Ref. Data Ser. Natl. Bureau Stand. NSRDS-NBS 60 (Washington: National Bureau of Standards, 1978)
2. BIBL: Bibliography database on atomic spectra, <http://das101.isan.troitsk.ru/bibl.htm>
3. Biemont E, Palmeri P, Quinet P *Astrophys. Space Sci.* **269** 635 (1999); D.R.E.A.M. Database on Rare Earths at Mons University, <http://w3.umh.ac.be/~astro/dream.shtml>
4. Tolstikhina I Yu, Churilov S S, Ryabtsev A N, Koshelev K N, in *EUV Sources for Lithography* Vol. PM149 (Ed. V Bakshi) (Bellingham, Wash.: SPIE Press, 2006) p.113
5. Svendsen W, O'Sullivan G *Phys. Rev. A* **50** 3710 (1994)
6. Crosswhite H, неопубликованные данные (1976)
7. Aldenius M, Master Thesis (Lund: Depart. of Physics, Univ. of Lund, 2001)
8. Ryabchikova T, Ryabtsev A, Kochukhov O, Bagnulo S *Astron. Astrophys.* **456** 329 (2006)

9. Kochukov O, Ryabchikova T, Piskunov N *Astron. Astrophys.* **415** L13 (2004)
10. Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkely: Univ. of California Press, 1981)
11. Wahlgren G M *Phys. Scripta T* **100** 22 (2002)
12. Biemont E, Quinet P *Phys. Scripta* **T105** 38 (2003)
13. Sugar J, Spector N J. *Opt. Soc. Am.* **64** 1484 (1974)
14. Den Hartog E A, Wickliffe M E, Lawler J E *Astrophys. J. Suppl.* **141** 255 (2002)
15. Ryabchikova T et al. *Astron. Astrophys.* **343** 229 (1999)
16. Wyart J F J. *Opt. Soc. Am.* **68** 197 (1978)
17. Wyart J F, Buache-Arnold C I *Phys. Scripta* **22** 583 (1980)
18. Mashonkina L, Ryabchikova T, Ryabtsev A *Astron. Astrophys.* **441** 309 (2005)
19. Wyart J-F, Tcham-Brillet W-Ü L, Churilov S S, Ryabtsev A N *Astron. Astrophys.* **483** 339 (2008)
20. Churilov S S, Kildiyarova R R, Ryabtsev A N, Kramida A E, Joshi Y N *Phys. Scripta* **50** 463 (1994)
21. Azarov V I, Joshi Y N, Churilov S S, Ryabtsev A N *Phys. Scripta* **50** 642 (1994)
22. Sugar J, Kaufman V, Rowan W L J. *Opt. Soc. Am. B* **9** 1959 (1992)
23. Azarov V I, Joshi Y N J. *Phys. B* **26** 3495 (1993)
24. Чурилов С С, Рябцев А Н *Опн. и спектроск.* **100** 721 (2006) [Churilov S S, Ryabtsev A N *Opt. Spectrosc.* **100** 660 (2006)]
25. Чурилов С С, Рябцев А Н *Опн. и спектроск.* **101** 181 (2006) [Churilov S S, Ryabtsev A N *Opt. Spectrosc.* **101** 169 (2006)]
26. Churilov S S, Ryabtsev A N *Phys. Scripta* **73** 614 (2006)

PACS numbers: 03.75.Hh, 71.35.Lk, **71.36.+c**
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903k.0309

Сильные корреляции и новые фазы в системе экситонов и поляритонов, поляритонный лазер

Ю.Е. Лозовик

Одно из самых красивых явлений в физике многих частиц — бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) в системе частиц с ненулевой массой m , подчиняющихся статистике Бозе, была предсказана Эйнштейном еще в 1925 г., вскоре после появления работы Бозе, посвящённой термодинамически равновесному распределению фотонов. Эйнштейн показал, что при температуре T ниже критической

$$T_c = \frac{3,31 \hbar^2}{m} n^{2/3} \quad (1)$$

(где n — концентрация частиц) интеграл от функции распределения по всем импульсам становится меньше полного числа частиц, и для разрешения этого парадокса предположил, что "недостающие" частицы занимают одно-единственное состояние с наименьшей энергией (с нулевым импульсом). При $T \leq T_c$ температурная дебройлевская длина волны частиц $\lambda_T \approx \hbar(2mk_B T)^{-1/2}$ имеет порядок среднего расстояния между частицами или становится больше его, так что БЭК происходит лишь в квантовом режиме для системы частиц. При $T \rightarrow 0$ в невзаимодействующей системе все частицы находятся в конденсате.

После открытия Капицей сверхтекучести в ^4He Ф. Лондон предположил, что сверхтекучесть связана с БЭК. Это была смелая гипотеза, поскольку БЭК тогда была предсказана лишь для невзаимодействующих частиц, а в конденсированном ^4He взаимодействие

сильное. Лишь позднее теория БЭК была обобщена для случая взаимодействующих частиц (см. [1–3] и цитируемую там литературу). Оказалось, что взаимодействие "истощает" бозе-конденсат, так что в ^4He даже при $T \rightarrow 0$ в конденсате остаётся не более 9 % частиц. Это показывают результаты первопринципных расчётов квантовым методом Монте-Карло и оценки, полученные из экспериментов по рассеянию нейтронов на жидком ^4He при температурах, меньших температуры перехода в сверхтекучее состояние. Впрочем, число атомов в конденсате в этих экспериментах оценивается с помощью вычитания двух больших чисел — полного числа частиц и числа надконденсатных частиц. Такая процедура, эквивалентная взвешиванию капитана посредством взвешивания судна с капитаном и вычитанию веса судна, при достигнутой точности эксперимента вряд ли является убедительной. Поэтому для экспериментального наблюдения бозе-конденсации понадобилось перейти к системе слабозадействующих атомов, в которой истощение конденсата за счёт взаимодействия пренебрежимо мало, т.е. перейти к бозе-газам с малой концентрацией частиц, а следовательно, согласно формуле (1), к сверхнизким температурам (в области нанокельвинов). Для этого понадобилось развить замечательную технику лазерного охлаждения и технику создания ловушек для нейтральных атомов (см., например, [4] и цитируемую там литературу). Так что лишь через 70 лет после гениального предсказания Эйнштейна наконец были выполнены эксперименты Кеттерле, Корнелла и Уаймена с соавторами по наблюдению бозе-эйнштейновской конденсации охлаждённых атомов в ловушке¹ (см. [5]) — одни из самых красивых экспериментов XX века.

Но поскольку температура БЭК обратно пропорциональна массе частиц, то при существенно более высоких температурах можно было бы реализовать БЭК позитрония, или БЭК квазичастиц бозевских возбуждений в полупроводниках — экситонов Ванье–Мотта (см. [3, 6, 7] и цитируемую там литературу), или поляритонов в оптической микрополости (см. [8–12] и цитируемую там литературу).

Как показывают оценки, бозе-конденсация экситонов может быть получена уже при температурах порядка нескольких кельвинов, а бозе-конденсация поляритонов — при ещё более высоких температурах. Но здесь есть трудность — квазичастицы имеют конечное время жизни, связанное с их малым временем рекомбинации (для экситонов) или с ещё значительно меньшим временем (лишь порядка десяти пикосекунд) пребывания фотона в оптической микрополости ввиду её невысокой добротности (для поляритонов).

Между тем для осуществления бозе-конденсации необходимо, чтобы время выхода системы квазичастиц на тепловое равновесие и образование конденсата было существенно больше, чем время жизни квазичастиц. В частности и поэтому, уже довольно давно было предложено использовать систему экситонов с пространственно разделёнными электронами (e) и дырками (h) (см. [13–15] и цитируемую там литературу). Пространственное разделение в связанных квантовых ямах или в одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле на несколько порядков понижает скорость рекомбинации. Кроме того, отталкивание параллельных электриче-

ских диполей, возникающих при пространственном разделении электронов и дырок, предотвращает (при не очень большой концентрации экситонов) обычное слипание электронов и дырок в металлические e-h-капли [16] и стабилизирует экситонную фазу в изотропной (или почти изотропной) электронно-дырочной системе. В области достаточно низких температур при увеличении концентрации должен был бы наблюдаться квантовый кроссовер от режима БЭК дипольных экситонов [14] (или локальных e-h-пар для равновесной системы) к режиму Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) — спариванию пространственно разделённых электронов и дырок [13] (впервые рассмотренному для трёхмерного экситонного диэлектрика в работе Келдыша и Копаева [17] (см. также [18])), при котором размер куперовских пар существенно превышает расстояние между ними². Для всей той области управляющих параметров (температуры и концентрации), в которой существует когерентная фаза, пространственное разделение электронов и дырок играет ещё одну важную роль. Во-первых, оно делает принципиально возможным наблюдение незатухающих электрических токов, связанных со сверхтекучим движением в целом нейтральных экситонов или куперовских e-h-пар. Во-вторых, пространственное разделение зарядов подавляет туннелирование, а также фиксацию фазы в *равновесной* e-h-системе, делая возможной сверхтекучесть [15] (трёхмерный равновесный экситонный диэлектрик не обладает никакими сверхсвойствами). Наконец, в-третьих, оно даёт возможность наблюдать эффекты Джозефсона между порознь несверхпроводящими e- и h-слоями [15].

В системе бозе-конденсированных дипольных экситонов может наблюдаться также ряд интересных оптических эффектов, таких как индуцированное рассеяние света назад и другие нелинейно-оптические эффекты [21].

Однако в протяжённой двумерной системе (экситонов) бозе-конденсация невозможна из-за расходимости флуктуаций фазы бозе-конденсата, хотя в такой системе может возникать сверхтекучесть при температуре, меньшей температуры перехода Костерлица–Таулеса. БЭК оказывается возможной в двумерных экситонных ловушках, созданных неоднородной деформацией [22], литографией, неоднородным электрическим полем иглы сканирующего зондового микроскопа или профилированного управляющего электрода [23], либо в "естественной" ловушке, связанной с локализацией экситонов на случайном потенциале, обусловленном примесями, шероховатостью границ и т.п. [24].

Мы рассчитали свойства таких ловушек и профиль распределения в них экситонов. Кроме того, было построено квазилокальное обобщение теории Костерлица–Таулеса [25], описывающее переход в сверхтекучее состояние в протяжённой ловушке (созданной, например, неоднородной деформацией).

При увеличении концентрации экситонов или их дипольного момента, возрастает роль корреляционных эффектов, которые, в частности, приводят к возможности возникновения жидкой сверхтекучей фазы эксито-

¹ Замечательные успехи в этой области отражены, например, в [1, 2].

² В двухслойном графене в отсутствие магнитных полей из-за нулевой щели в зонном спектре экситоны не существуют и такой кроссовер отсутствует [19]. В сильных магнитных полях в двухслойном графене осуществляется режим бозе-конденсации дипольных магнитоэкситонов [20].

нов [14], а также новой фазы — экситонного кристалла [26]. Как показывают результаты наших расчётов квантовым методом Монте-Карло [27], кристалл в системе дипольных экситонов возникает при значении 0,23 параметра Линдемана, что соответствует квантовому фазовому переходу при безразмерной плотности экситонов $nr_0^2 = 290$, где n — концентрация экситонов, r_0 — параметр размерности длины, $r_0 = md^2/(4\pi\hbar^2)$, d — дипольный момент экситонов. (Другой сценарий квантовой кристаллизации в двуслойной e-h-системе, связанный с существенным различием эффективных масс e и h , изучен в [28].)

Однако уже при существенно меньших параметрах nr_0^2 обнаруживаются довольно большие отклонения от поведения, характерного для слабозаимодействующего электронного газа: имеется существенное истощение конденсата, на статическом структурном факторе возникает пик, свидетельствующий о появлении ближнего порядка в системе дипольных экситонов, спектр возбуждений значительно отклоняется от богослюбовского и на дисперсионной кривой появляется ротонный минимум [29].

В настоящее время наблюдается существенный прогресс в экспериментальной реализации когерентной фазы экситонов [23, 24, 30]. Интересно, что изучаемые сейчас экспериментально экситонные системы, как показывает наш анализ [27, 29], являются довольно сильно коррелированными.

Интересной возможностью управлять эффектами сильной корреляции экситонов и реализовать кристаллическую фазу для экситонов является использование сильных магнитных полей. В сильном магнитном поле существенно возрастает эффективная (магнитная) масса экситонов [31] и поэтому увеличивается характерный параметр длины r_0 , определяющий, в свою очередь, управляющий параметр квантового фазового перехода в кристаллическую фазу — безразмерную плотность экситонов nr_0^2 . Это приводит к квантовой кристаллизации экситонов, индуцированной магнитным полем.

Пока результаты нашего моделирования квантовым методом Монте-Карло оставляют открытым вопрос о реализации фазы суперсолида в *протяжённой* дипольной системе (в фазе суперсолида должны были бы сосуществовать кристаллический порядок и сверхтекучесть [32]). Однако с помощью моделирования квантовым методом Монте-Карло нам удалось установить существование суперсолида в *мезоскопических* системах диполей в ловушках [33]. Причём, как оказалось, концентрация сверхтекучей компоненты понижается с возрастанием числа частиц. С учётом фазы экситонного кристалла фазовая диаграмма двуслойной системы электронов и дырок с расстоянием d между слоями, существенно превышающим эффективный боровский радиус a_0 , должна иметь вид, показанный на рисунке (с уменьшением d сужается область существования и исчезает кристаллическая фаза, а при малых $d \leq a_0$ появляется жидкая экситонная фаза).

Перейдём теперь к системе экситонных поляритонов. Мы рассмотрим популярную сейчас (см. [8–11]) систему — оптическую микрополость, заключённую между двумя брэгговскими зеркалами, в которую погружена одна или несколько квантовых ям. Фотоны в оптической полости при малых продольных импульсах (существенных при низких температурах) имеют следующий закон

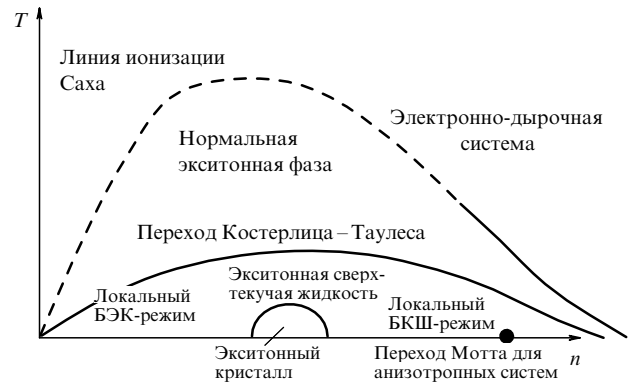


Рис. Фазовая диаграмма системы пространственно разделённых электронов и дырок при поперечных расстояниях d между e- и h-слоями, существенно больших эффективного боровского радиуса a_0 (или в достаточно сильных магнитных полях H). С уменьшением d (или H) исчезает кристаллическая фаза, а при $d \leq a_0$ появляется жидкая экситонная фаза.

дисперсии:

$$\varepsilon_{ph}(k_{||}) = c\sqrt{k_{||}^2 + \left(\frac{\pi N}{L}\right)^2} \approx E_0 + \frac{k_{||}^2}{2m_{ph}}. \quad (2)$$

Здесь $m_{ph} = (\pi N)^2/(cL^2)$ — величина, которой разумно придать смысл продольной эффективной массы фотона, $k_{||}$ — продольный импульс, L — поперечная ширина микрополости, E_0 — энергия основного состояния; в дальнейшем рассматриваем поперечное квантование с $N = 1$. Для используемых в эксперименте параметров m_{ph} составляет порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ от массы электрона m_e . Геометрия системы подбирается так, чтобы результирующая дисперсионная кривая фотона полости при небольших импульсах пересекалась с дисперсионной кривой для квазидвумерных экситонов в квантовой яме, погружённой в оптическую микрополость. В результате взаимодействия двух типов бозонов — фотонов полости и экситонов — возникает расщепление Раби вышеуказанных пересекающихся кривых дисперсии и образуется новая квазичастица — экситонный поляритон, который является суперпозицией фотона полости и экситона и имеет две ветви дисперсии (верхний и нижний поляритоны).

Поскольку на нижней поляритонной ветви m_{eff} должна совпадать с $m_{ph} \sim (10^{-4} - 10^{-5})m_e$, то согласно оценке (1) температура бозе-конденсации поляритонов при достаточно большой накачке должна быть очень большой — вплоть до комнатной температуры!

Наблюдать переход поляритонов (так же, как и экситонов) в когерентное состояние можно было бы, наблюдая резкое сужение ширины линии испускаемых из полости фотонов и их статистику. Покидающие оптическую полость фотоны имели бы статистику когерентной фазы поляритонов. Но тогда они должны обладать статистическими свойствами лазерного излучения, причём в системе отсутствует инверсия заселённости. В этом смысле система представляет собой безинверсионный лазер.

Конечно, в протяжённой двумерной системе бозе-конденсация невозможна, но возможна сверхтекучесть поляритонов при температурах ниже температуры Костерлица–Таулеса, а последняя вследствие малости

массы поляритона должна быть довольно высокой. Но здесь возникают следующие интересные вопросы.

1. Как наблюдать сверхтекучесть поляритонов?
2. Как найти температуру перехода Костерлица – Таулеса в системе поляритонов?

Сверхтекучесть можно было бы наблюдать по особенностям в коэффициенте диффузии поляритонов и/или зависимости от поляритонной накачки эффектов увлечения поляритонов двумерным газом электронов, расположенным вблизи квантовой ямы с экситонами. За счёт взаимодействия заряда электронов с наведённым им диполем в экситонах, находящихся в квантовой яме, ток электронов должен увлекать экситонную компоненту поляритона (см. также [34]), а последняя, в свою очередь, увлекает фотонную компоненту поляритона. В результате должно изменяться угловое распределение вылетающих из полости фотонов. Коэффициент увлечения должен иметь особенность в точке перехода Костерлица – Таулеса.

Что касается расчёта температуры перехода Костерлица – Таулеса в системе поляритонов, то, в отличие от аналогичного расчёта для системы экситонов [14], здесь имеется следующая трудность: закон дисперсии поляритонов, возникший в результате антипересечения двух квадратичных законов, сильно отличается от квадратичного. Кроме того, вследствие зависящего от продольных импульсов "перепутывания" в поляритоне экситонов и фотонов полости эффективное взаимодействие поляритонов также существенно зависит от импульсов. В результате обычный рецепт Ландау для расчёта сверхтекучей плотности, использующий преобразование Галилея для перехода в систему отсчёта, движущуюся вместе со сверхтекучей компонентой, здесь неприменим. Поэтому сверхтекучую плотность приходится искать с помощью более общего формализма линейного отклика и использования правила сумм [35]. Формально эта процедура оказывается эквивалентной вычислению потока путём введения фиктивного заряда для поляритона, на который действует калибровочное поле. В [35] показано, что вследствие фиксации фазы между (локальными) конденсатами экситонов и фотонов полости в системе происходит лишь один фазовый переход Костерлица – Таулеса, температура которого зависит от управляющих параметров — геометрии полости и поляритонного расщепления (расщепления Раби).

Бозе-конденсация поляритонов возможна в двумерных ловушках для поляритонов. Для локализации поляритонного газа достаточно локализовать лишь один из его компонентов (фотонный или экситонный). Поэтому возможны два следующих метода реализации поляритонной ловушки. Первый основан на создании фотонного конфайнмента с помощью непостоянной ширины оптической микрополости или зависящей от продольных координат диэлектрической проницаемости среды внутри микрополости. Второй метод заключается в создании экситонного конфайнмента за счёт наложения на яму с экситонами внешнего потенциала или неоднородной деформации системы. Этот метод экспериментально реализован группой Сноука (см. [22] и приведённые там ссылки).

В связи с этим мы теоретически исследовали свойства бозе-конденсированного газа поляритонов в двумерной ловушке [11, 36, 37]. В одном из подходов для описания бозе-конденсата слабозадействующих поляритонов

рассмотрен двухкомпонентный аналог уравнения Гросса – Питаевского [36]. В этом подходе бозе-конденсат поляритонов описывается как два связанных, взаимопревращающихся конденсата — бозе-конденсат экситонов и бозе-конденсат фотонов микрополости.

Волновая функция конденсата поляритонов имеет две компоненты: $\psi(r)$ и $\chi(r)$ — волновые функции фотонного и экситонного конденсатов соответственно. Предполагалось, что при $T = 0$ практически все фотоны полости и экситоны в квантовой яме находятся в конденсированном состоянии, именно поэтому можно получить двухкомпонентный аналог уравнения Гросса – Питаевского.

Энергетический функционал связанной системы конденсатов экситонов и фотонов полости имеет вид

$$E[\psi, \chi] = \int \left\{ -\frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon}{\alpha} \psi^* \left(L(r) \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial L(r)}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{L(r)}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \psi + \left(2\pi \frac{\varepsilon}{\alpha} \frac{1}{L(r)} - \mu \right) |\psi|^2 - \frac{1}{2} \chi^* \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \chi + (V(r) - \mu) |\chi|^2 + \frac{g}{2} |\chi|^4 + \frac{\Omega}{2} (\psi^* \chi + \chi^* \psi) \right\} 2\pi r dr, \quad (3)$$

где V — удерживающий потенциал для экситонов, Ω — энергия поляритонного расщепления, $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$, ε — диэлектрическая проницаемость среды в полости, μ — химический потенциал системы, общий для обеих подсистем, g — константа экситон-экситонного взаимодействия, L — ширина оптической микрополости, в общем случае зависящая от радиуса.

После вариации функционала энергии по ψ^* и χ^* получим систему связанных уравнений для двухкомпонентного конденсата, которая в полярных координатах имеет вид

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon}{\alpha} \left(L(r) \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial L(r)}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{L(r)}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \psi(r) + \\ & + \left(\frac{2\pi}{L(r)} \frac{\varepsilon}{\alpha} - \mu \right) \psi(r) + \frac{\Omega}{2} \chi(r) = 0, \\ & -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \chi(r) + (V(r) - \mu) \chi(r) + \\ & + g |\chi(r)|^2 \chi(r) + \frac{\Omega}{2} \psi(r) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

В приближении Томаса – Ферми была определена область значений химического потенциала системы, при которых возможна локализация поляритонного газа. Для "экситонной ловушки", созданной посредством наложения внешнего потенциала, эта область имеет вид $\pi\varepsilon/(L\alpha) - \Omega/2 < \mu < \pi\varepsilon/(L\alpha)$. Для фотонной ловушки, в которой локализация обеспечивается геометрией микрополости, химический потенциал должен лежать в промежутке $\pi\varepsilon/(L(0)\alpha) - \Omega/2 < \mu < \pi\varepsilon/(L(\infty)\alpha) - \Omega/2$. С возрастанием химического потенциала увеличивается не только общее число частиц, но и относительная доля фотонов в конденсате.

Подчеркнём, что мы здесь предполагали, что поляритонная система находится в тепловом равновесии (это относится и к нашей работе [11, 37], в которой использован иной подход для описания поляритонного конденсата в ловушке). Для изучаемых в настоящее время систем время жизни поляритонов в полости пока недостаточно велико для достижения теплового равновесия и

требуется существенно повысить добротность оптической полости. Тем не менее экспериментально наблюдается существенное сужение линии излучения при увеличении накачки и существенное изменение временной корреляционной функции второго порядка, что свидетельствует о возникновении когерентности в системе. В связи с этим весьма важно детально и последовательно рассмотреть кинетику образования поляритонного конденсата.

Выражаю признательность РФФИ и программам РАН за поддержку. Выражаю глубокую благодарность Ю.В. Копаеву, В.Б. Тимофееву и участникам Международной конференции по спонтанной когерентности экситонов (Кембридж, 2008) за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Pitaevskii L, Stringari S *Bose-Einstein Condensation* (Oxford: Clarendon Press, 2003); Питаевский Л П *УФН* **176** 345 (2006); **168** 641 (1998) [Pitaevskii L P *Phys. Usp.* **49** 333 (2006); **41** 569 (1998)]
2. Griffin A *Excitations in a Bose-condensed Liquid* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005); Griffin A, Nikuni T, Zaremba E *Bose-Condensed Gases at Finite Temperatures* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005)
3. Griffin A, Snoke D W, Stringari S (Eds) *Bose-Einstein Condensation* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
4. Metcalf H J, van der Straten P *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999); Миногин В Г, Летохов В С *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986) [Minogin V G, Letokhov V S *Laser Light Pressure on Atoms* (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1987)]
5. Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002)
6. Keldysh L V, in *Bose-Einstein Condensation* (Eds A Griffin, D W Snoke, S Stringari) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 246
7. Moskalenko S A, Snoke D W *Bose-Einstein Condensation of Excitons and Biexcitons* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000)
8. Weisbuch C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314 (1992); Imamoğlu A, Ram R J *Phys. Lett. A* **214** 193 (1996)
9. Kavokin A, Malpuech G *Cavity Polaritons Vol. 32 Thin Films and Nanostructures* (San Diego: Elsevier, 2003)
10. Гиппиус Н А и др. *УФН* **175** 327 (2005) [Gippius N A et al. *Phys. Usp.* **48** 306 (2005)]; Кулаковский В Д и др. *УФН* **173** 995 (2003) [Kylakovskii V D et al. *Phys. Usp.* **46** 967 (2003)]
11. Snoke D *Nature Phys.* **4** 673 (2008); *Science* **298** 1368 (2002); Balili R et al. *Science* **316** 1007 (2007)
12. Marchetti F M et al. *Phys. Rev. B* **77** 235313 (2008)
13. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 556 (1975) [Lozovik Yu E, Yudson V I *JETP Lett.* **22** 274 (1975)]; *ЖЭТФ* **71** 738 (1976); [Lozovik Yu E, Yudson V I *Sov. Phys. JETP* **44** 389 (1976)]; *Solid. State Commun.* **19** 391 (1976); Лозовик Ю Е, в сб. *Всесоюз. совещание по диэлектрической электронике, Ташкент, 1973, Тезисы докладов* (Ташкент: ФАН, 1973)
14. Лозовик Ю Е, Берман О Л *Письма в ЖЭТФ* **64** 526 (1996) [Lozovik Yu E, Berman O L *JETP Lett.* **64** 573 (1996)]; *ЖЭТФ* **111** 1879 (1997) [*JETP* **84** 1027 (1997)]; Лозовик Ю Е, Берман О Л, Рувинский А М *Письма в ЖЭТФ* **69** 573 (1999) [Lozovik Yu E, Berman O L, Ruvinskii A M *JETP Lett.* **69** 616 (1999)]
15. Lozovik Yu E, Yudson V I *Solid State Commun.* **22** 117 (1977); Klyuchnik A V, Lozovik Yu E *J. Phys. C: Solid State Phys.* **11** L483 (1978); Lozovik Yu E, Klyuchnik A V *J. Phys. Low Temp.* **38** 761 (1980); Shevchenko S I *Phys. Rev. Lett.* **72** 3242 (1994); Lozovik Yu E, Poushnov A V *Phys. Lett. A* **228** 399 (1997)
16. Keldysh L V, in *Electron-Hole Liquid* (Amsterdam: North-Holland, 1986)
17. Келдыш Л В, Копаев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964) [Keldysh L V, Kopaev Yu V *Sov. Phys. Solid State* **6** 2219 (1965)]
18. Козлов А Н, Максимов Л А *ЖЭТФ* **48** 1184 (1965) [Kozlov A N, Maksimov L A *Sov. Phys. JETP* **21** 790 (1965)]; Halperin B I, Rice T M *Solid State Phys.* **21** 115 (1968); Гусейнов Р Р, Келдыш Л В *ЖЭТФ* **63** 2255 (1972) [Guseinov R R, Keldysh L V *Sov. Phys. JETP* **36** 1193 (1973)]
19. Лозовик Ю Е, Меркулова С П, Соколик А А *УФН* **178** 757 (2008) [Lozovik Yu E, Merkulova S P, Sokolik A A *Phys. Usp.* **51** 727 (2008)]; Lozovik Yu E, Sokolik A A *Письма в ЖЭТФ* **87** 61 (2008) [*JETP Lett.* **87** 55 (2008)]
20. Berman O L, Lozovik Yu E, Gumbs G *Phys. Rev. B* **77** 155433 (2008)
21. Lozovik Yu E, Poushnov A V *Phys. Rev. B* **58** 6608 (1998); Лозовик Ю Е, Пушнов А В *ЖЭТФ* **115** 1353 (1999) [Lozovik Yu E, Pushnov A V *JETP* **88** 747 (1999)]; Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V *Phys. Rev. B* **66** 075124 (2002); Lozovik Yu E, Kurbakov I L, Ovchinnikov I V *Solid State Commun.* **126** 269 (2003); Лозовик Ю Е, Овчинников И В, Шарапов В А *ЖЭТФ* **125** 659 (2004) [Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V, Sharapov V A *JETP* **98** 582 (2004)]
22. Balili R B et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 031110 (2006); Berman O L, Lozovik Yu E, Snoke D W *Phys. Status Solidi C* **3** 3373 (2006)
23. Горбунов А В, Тимофеев В Б *УФН* **176** 651 (2006) [Gorbunov A V, Timofeev V B *Phys. Usp.* **49** 629 (2006)]; Timofeev V B, Gorbunov A V *Письма в ЖЭТФ* **83** 178 (2006) [*JETP Lett.* **83** 146 (2006)]
24. Butov L V J. *Phys. Condens. Matter* **19** 295202 (2007)
25. Lozovik Yu E, Kurbakov I L, Willander M *Phys. Lett. A* **366** 487 (2007)
26. Lozovik Yu E, Berman O L *Phys. Scripta* **58** 86 (1998); Kulakovskii D V, Lozovik Yu E, Chaplik A V *ЖЭТФ* **126** 979 (2004) [*JETP* **99** 850 (2004)]
27. Astrakharchik G E, Boronat J, Kurbakov I L, Lozovik Yu E *Phys. Rev. Lett.* **98** 060405 (2007); Ludwig P, Filinov A, Lozovik Yu E, Stolz H, Bonitz M *Contrib. Plasma Phys.* **47** 335 (2007)
28. Лозовик Ю Е и др. *ЖЭТФ* **133** 348 (2008) [Lozovik Yu E *JETP* **106** 296 (2008)]; Astrakharchik G E et al. *Phys. Rev. A* **75** 063630 (2007)
29. Vörös Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 016803 (2006)
30. Lozovik Yu E, Ruvinsky A M *Phys. Lett. A* **227** 271 (1997); Lozovik Yu E et al. *Phys. Rev. B* **65** 235304 (2002); Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 216804 (2001)
31. Андреев А Ф, Лифшиц И М *ЖЭТФ* **56** 2057 (1969) [Andreev A F, Lifshits I M *Sov. Phys. JETP* **29** 1107 (1969)]; Chester G V *Phys. Rev. A* **2** 256 (1970)
32. Лозовик Ю Е, Волков С Ю, Вилландер М *Письма ЖЭТФ* **79** 585 (2004) [Lozovik Yu E, Volkov S Y, Willander M *JETP Lett.* **79** 473 (2004)]
33. Лозовик Ю Е, Никитков М В *ЖЭТФ* **111** 1107 (1997); **116** 1440 (1999) [Lozovik Yu E, Nikitkov M V *JETP* **84** 612 (1997); **89** 775 (1999)]
34. Лозовик Ю Е, Семенов А Г *Письма в ЖЭТФ* **86** 30 (2007); *ТМФ* **154** 372 (2008) [Lozovik Yu E, Semenov A G *JETP Lett.* **86** 28 (2007); *Theor. Math. Phys.* **154** 319 (2008)]; см. также Lozovik Yu E, Semenov A G, Willander M *Письма ЖЭТФ* **84** 176 (2006) [*JETP Lett.* **84** 146 (2006)]
35. Воронова Н С, Лозовик Ю Е *ФТТ* **50** 1496 (2008) [Voronova N S, Lozovik Yu E *Phys. Solid State* **50** 1555 (2008)]
36. Berman O L, Lozovik Yu E, Snoke D W *Phys. Rev. B* **77** 155317 (2008)
37. Deng H et al. *Science* **298** 199 (2002)

PACS numbers: **63.20.** – e, **63.50.** – x, **78.30.** – j
DOI: 10.3367/UFNr.0179.2009031.0313

Инвертированные оптические фононы в ионно-ковалентных кристаллах

Е.А. Виноградов, Б.Н. Маврин,
Н.Н. Новикова, В.А. Яковлев

1. Введение

В докладе обсуждается природа дополнительных, лишних с точки зрения правил отбора, оптических фононов, обнаруженных в большинстве кристаллов с ионно-ковалентными связями между атомами, в том числе и в их твёрдых растворах. Эти "лишние" фононы расположены внутри продольно-поперечного расщепления основных