

Квантовая биэкситонная жидкость в кристаллах моноклинного ZnP_2

И. С. Горбань, О. А. Ещенко, И. М. Дмитрук, Н. М. Белый

Киевский университет им. Тараса Шевченко, физический факультет
пр. Акад. Глушкова 6, г. Киев, 03127, Украина
E-mail: yes@mail.univ.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 18 декабря 2000 г., после переработки 5 февраля 2001 г.

Предложен фонон-ротонный закон дисперсии элементарных возбуждений квантовой биэкситонной жидкости в полупроводниках. Исходя из предложенного закона дисперсии рассчитан спектр фотолюминесценции (ФЛ) жидкости и исследовано его поведение при изменении температуры и плотности биэкситонной жидкости. Путем аппроксимации экспериментального спектра фотолюминесценции биэкситонной жидкости полупроводниковых кристаллов $\beta-ZnP_2$ расчетным спектром определены значения параметров кривой дисперсии элементарных возбуждений квантовой биэкситонной жидкости. Экспериментальные исследования зависимости спектра ФЛ биэкситонной жидкости в $\beta-ZnP_2$ от температуры и интенсивности лазерного возбуждения подтверждают исходную теоретическую модель. Измерены зависимости температуры кристаллов от интенсивности возбуждения. Для нескольких образцов получены аномальные зависимости: температура кристалла уменьшалась при увеличении интенсивности возбуждения. Этот эффект, вероятно, является следствием гигантской теплопроводности сверхтекучей биэкситонной жидкости в кристаллах $\beta-ZnP_2$.

Запропоновано фонон-ротонний закон дисперсії елементарних збуджень квантової біекситонної рідини в напівпровідниках. Виходячи з запропонованого закону дисперсії розраховано спектр фотолюмінесценції (ФЛ) рідини і досліджено його поведінку при зміні температури та густини біекситонної рідини. Шляхом апроксимації експериментального спектра фотолюмінесценції біекситонної рідини напівпровідникових кристалів $\beta-ZnP_2$ розрахованим спектром визначено значення параметрів кривої дисперсії елементарних збуджень квантової біекситонної рідини. Експериментальні дослідження залежності спектра ФЛ біекситонної рідини в $\beta-ZnP_2$ від температури та інтенсивності лазерного збудження підтверджують початкову теоретичну модель. Виміряно залежності температури кристалів від інтенсивності збудження. Для кількох зразків отримано аномальні залежності: температура кристала зменшувалася при збільшенні інтенсивності збудження. Цей ефект, імовірно, є наслідком гігантської теплопровідності надплинної біекситонної рідини в кристалах $\beta-ZnP_2$.

PACS: 71.35.Lk, 78.55-m

Введение

На протяжении длительного времени явление сверхтекучести наблюдалось исключительно в жидком ^4He при температурах ниже 2,17 К. Хорошо известно, что сверхтекучий He II характеризуется законом дисперсии элементарных возбуждений с так называемой ротонной щелью. Такой закон дисперсии впервые предложен Ландау [1], позже теоретически исследован Фейнманом [2] и подтвержден в экспериментах по рассеянию нейтронов [3]. Среди бозе-жидкостей ^4He является уникальным, поскольку при атмосферном давлении он остается жидким вплоть до самых низ-

ких температур. Другие бозе-жидкости кристаллизуются при температурах выше тех, при которых возможно возникновение сверхтекучести. Кристаллизация наступает вследствие того, что энергия межмолекулярного взаимодействия оказывается большей, чем колебательная, при температурах выше температуры возникновения сверхтекучести. Поскольку колебательная энергия $\hbar\omega_{\text{vibr}} \propto m^{-1/2}$ (m — масса молекулы), возникновение сверхтекучести в жидком молекулярном водорододе более вероятно, чем в других жидкостях. Но и в случае жидкого H_2 энергия межмолекулярного взаимодействия слишком велика, и при

понижении температуры кристаллизация наступит раньше сверхтекучести.

Общеизвестна аналогия между экситонами Ванье — Мотта в полупроводниках и атоме водорода. Эта аналогия распространяется на экситонные молекулы (ЭМ или биэкситоны) и молекулу водорода. Проблема бозе-конденсации и сверхтекучести в системе экситонов очень популярна в физике полупроводников последние 20–25 лет (см., например, [4–6]). На возможность сверхтекучести экситонов в сильных магнитных полях указано в [5]. Необычный баллистический солитоноподобный режим движения экситонов в кристаллах Cu_2O наблюдался в [6]. Этот эффект был интерпретирован как свидетельство сверхтекучести бозе-конденсированных экситонов.

Руководствуясь аналогией между экситонными молекулами и молекулами водорода, можно проанализировать возможность возникновения сверхтекучести в такой биэкситонной (молекулярной) жидкости. Существование биэкситонной жидкости в полупроводниках впервые рассмотрено в [7]. Как уже упоминалось, сверхтекучесть в жидком водороде не наблюдается вследствие его ранней кристаллизации. Но экситонные молекулы имеют на 2–3 порядка меньшую эффективную массу, чем молекулы H_2 , и кристаллизация биэкситонной жидкости, вероятно, вообще не должна происходить. Поэтому при достаточно низких температурах биэкситонная жидкость может перейти в сверхтекучее состояние. Но, как оказалось, образование самой биэкситонной жидкости является весьма проблематичным. Келдыш [8] и позже Бринкман и Райс [9] указали на два существенных различия молекул H_2 и ЭМ в типичных полупроводниках. Во-первых, поскольку эффективные массы электрона и дырки часто одного порядка, энергия связи молекулы, измеренная в единицах энергии связи экситона (атома), должна быть существенно меньше, чем 0,35 для молекулы водорода. Во-вторых, вклад энергии нулевых колебаний в системе биэкситонов значительно больше, что обусловлено малой массой биэкситона. Вследствие этих двух причин, как показали эксперименты, в типичных полупроводниках (Si, Ge и ряд других) при больших интенсивностях возбуждения происходит образование

металлической электронно-дырочной ферми-жидкости. Поэтому можно ожидать, что образование биэкситонной бозе-жидкости возможно лишь в кристаллах, в которых существенно различаются эффективные массы электрона и дырки. Кроме того, масса ЭМ должна быть достаточно большой, чтобы вклад энергии нулевых колебаний был достаточно малым и стало возможным образование молекулярной жидкости. В то же время масса ЭМ должна быть достаточно малой, чтобы сделать невозможной «раннюю» кристаллизацию.

Кристаллы моноклинного дифосфида цинка ($\beta\text{-ZnP}_2$) отвечают сформулированным выше требованиям. Этот кристалл характеризуется значительным различием эффективных масс электрона и дырки ($\sigma = m_e/m_h = 0,06$), довольно большим значением трансляционной массы биэкситона $m_{\text{bex}} = 3m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) и очень сильной анизотропией эффективных масс носителей. Так, параметр анизотропии $\gamma = \mu_{\parallel}/\mu_{\perp}$ (μ_{\parallel} и μ_{\perp} — значения приведенной экситонной массы в параллельном и перпендикулярном оси $Z(c)$ кристалла направлениях) равен 0,19. Как известно, анизотропия приводит к увеличению энергии связи свободных электронно-дырочных комплексов, т.е. экситонов, биэкситонов и их конденсатов. Поэтому экситонная молекула в $\beta\text{-ZnP}_2$ имеет сравнительно большую энергию связи $E_{\text{bex}}^b = 6,7 \text{ мэВ} = 0,15 E_{\text{ex}}^b$.

Нижайшим по энергии экситонным состоянием в данном кристалле является дипольно запрещенное $1S$ -состояние ортоэкситона [10]. Это позволяет довольно легко создавать значительные концентрации экситонов, а следовательно, и биэкситонов при лазерном возбуждении. Как показали исследования авторов, конденсация биэкситонов в кристаллах $\beta\text{-ZnP}_2$ происходит по водородоподобному сценарию, т.е. в отличие от типичных полупроводников в них образуется жидкость молекулярного (диэлектрического) типа. В спектре фотолюминесценции (ФЛ) этих кристаллов обнаружена так называемая S -линия, связанная с двухфотонной аннигиляцией биэкситонов*, конденсированных в молекулярную (диэлектрическую) жидкость [11–13]. В работах [12,13] измерена фазовая диаграмма биэкситонной жидкости и определены ее критические

* При двухфотонной аннигиляции отсутствует частица отдачи, которая может принимать значительную часть импульса аннигилирующей ЭМ. Вследствие этого, поскольку импульс фотона является очень малым, по закону сохранения импульса двухфотонный распад разрешен только для ЭМ с $k \approx 0$, т.е. линии двухфотонной ФЛ должны быть очень узкими [14]. При двухэлектронных (однофотонных) переходах, при которых лишь один экситон молекулы аннигилирует, второй экситон, который остается, может принимать произвольный квазиимпульс, т.е. линии однофотонной ФЛ являются довольно широкими. Это дает возможность разделить линии двухфотонной ФЛ свободных биэкситонов и биэкситонной жидкости, в отличие от линий однофотонной ФЛ.

параметры: $T_C = 4,9$ К и $n_{\text{бex},C} = 4.1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($r_{\text{бex},C} \approx 63$ Å = $4,2a_{\text{ex}}$, где a_{ex} — экситонный борровский радиус).

В представленной работе предложена модель квантовой биэкситонной бозе-жидкости и рассчитан ее спектр излучения. В рамках этой модели анализируются и экспериментально исследуются особенности тонкой структуры линии излучения биэкситонной жидкости в β -ZnP₂ (C-линии) при изменении температуры и интенсивности лазерного возбуждения кристалла.

Закон дисперсии элементарных возбуждений квантовой биэкситонной жидкости

Итак, допустим, что биэкситонная жидкость не кристаллизуется вплоть до температур, при которых становятся существенными квантовые эффекты. Какие элементарные возбуждения могут существовать в квантовой биэкситонной бозе-жидкости? Логично предположить, что, во-первых, это — акустические фононы. Их закон дисперсии определяется как

$$E(k) = \hbar uk, \quad (1)$$

где u — скорость звука; k — волновой вектор. Во-вторых, допустим, что вследствие межмолекулярного взаимодействия в жидкости может происходить коллективизация внутримолекулярных возбуждений. Поскольку низжайшим по энергии возбужденным состоянием экситонной молекулы является вращательное состояние [15], такими коллективизированными молекулярными возбуждениями могут быть вращательные возбуждения молекул. Эти коллективизированные возбуждения-квазичастицы далее будем, подобно Ландау [1], называть ротонами. Ротоны в биэкситонной (молекулярной) жидкости можно рассматривать как молекулярные экситоны Френкеля. Энергия возбуждения молекулы при наличии фазовой корреляции между молекулами в жидкости может быть представлена как

$$\Delta E = \Delta E_0 + D + 2M \cos [(k - k'_0)a], \quad (2)$$

где ΔE_0 — энергия возбуждения свободной молекулы; D — изменение энергии взаимодействия данной молекулы с соседними вследствие возбуждения; M — матричный элемент передачи энергии возбуждения от возбужденной молекулы к соседней, находящейся в основном состоянии; a — среднее расстояние между этими молекулами и k — волновой вектор экситона Френкеля, т.е. ротона в нашем случае. Последний член в соотно-

шении (2) описывает закон дисперсии ротонов и имеет физический смысл при $|\Delta k| = |k - k'_0| \leq \pi/2a$. Таким образом, фонон-ротонный закон дисперсии элементарных возбуждений биэкситонной жидкости может быть представлен как

$$E(k) = \hbar uk \text{ при } 0 \leq k < k'_0 - \pi/2a \\ \text{и } k > k'_0 + \pi/2a; \quad (3)$$

$$E(k) = \hbar uk - \gamma \cos [(k - k'_0)a]$$

$$\text{при } k'_0 - \pi/2a \leq k \leq k'_0 + \pi/2a,$$

где $\gamma = -2M$. При малых $|\Delta k|$ второе из соотношений системы (3) может быть записано в виде

$$E_r(k) = \Delta + \frac{\hbar^2(k - k'_0)^2}{2m_r}. \quad (4)$$

Уравнение (4) полностью совпадает с уравнением, предложенным Ландау [1] для описания закона дисперсии ротонов в сверхтекучем He II. Таким образом, термин «ротоны» выбран нами не случайно, а на основании подобия законов дисперсии ротонов в гелии и коллективизированных молекулярных возбуждений биэкситонной жидкости. В соотношении (4) введены следующие обозначения: $m_r = -\hbar^2/2Ma^2$ — эффективная масса ротона; $k_0 = k'_0 - m_r u / \hbar$ — волновой вектор, соответствующий ротонному минимуму дисперсионной кривой; $\Delta = \hbar u k_0 + 2M + m_r u^2 / 2$ — энергетическая щель в спектре элементарных возбуждений биэкситонной жидкости.

Исходя из закона дисперсии квантовой биэкситонной жидкости, представленного соотношениями (3), нами был рассчитан спектр фотолюминесценции такой жидкости. Искомый спектр может быть получен как результат свертки аппаратной функции и функции $I(E) = I_0 \rho(E) f(E)$, где $I_0 = \text{const}$; $\rho(E) = \rho_0 k^2(E) (dk(E)/dE)$ — плотность состояний жидкости, определяемая из закона дисперсии элементарных возбуждений ($\rho_0 = \text{const}$); $f(E) = 1 / [\exp(E/k_B T) - 1]$ — функция распределения возбуждений-квазичастиц жидкости (функция распределения Бозе—Эйнштейна). Энергия E отсчитывается от значения, соответствующего излучательному переходу из состояния с $k = 0$. Нами были использованы параметры дисперсионной кривой, полученные из условия наилучшего согласования расчетного спектра люминесценции с экспериментальным спектром ФЛ биэкситонной жидкости, записанным для кристалла β -ZnP₂ вы-

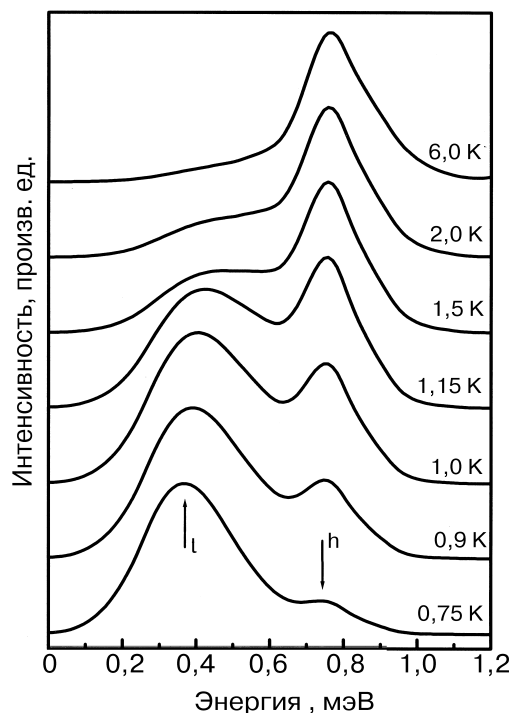


Рис. 1. Эволюция расчетного спектра ФЛ квантовой биэкситонной жидкости с фонон-ротонным законом дисперсии элементарных возбуждений при изменении температуры. Стрелками обозначены: l – низкоэнергетическая компонента спектра (l -компонента), h – высокоэнергетическая компонента (h -компонента).

сокой чистоты. На рис. 1–4 представлены расчетные спектры ФЛ квантовой биэкситонной жидкости при разных ее плотностях и температурах, а также характеристики этих спектров как функции температуры T и квадрата интенсивности возбуждения I_{exc}^2 (плотность биэкситонной жидкости пропорциональна I_{exc}^2). Видно, что спектр ФЛ биэкситонной жидкости должен иметь двухкомпонентную структуру. В предложенной модели предполагается, что форма и параметры дисперсионной кривой зависят от температуры только через плотность жидкости (т.е. через посредство функции распределения). Плотность жидкости влияет на форму дисперсионной кривой, а через нее на форму спектра ФЛ. Нами были использованы следующие зависимости параметров дисперсионной кривой от плотности жидкости (пропорциональной квадрату интенсивности возбуждения): среднее межмолекулярное расстояние $a \propto n^{-1/3} \propto I_{\text{exc}}^{-2/3}$; скорость звука $u \propto n^{1/2} \propto I_{\text{exc}}$; $k'_0 a = \text{const}$ и модуль матричного элемента передачи возбуждения между молекулами жидкости $|M| \propto a^{-3} \propto I_{\text{exc}}^2$.

В заключение этого раздела необходимо отметить следующее. В системе биэкситонов, ввиду существенного взаимодействия между ними, дол-

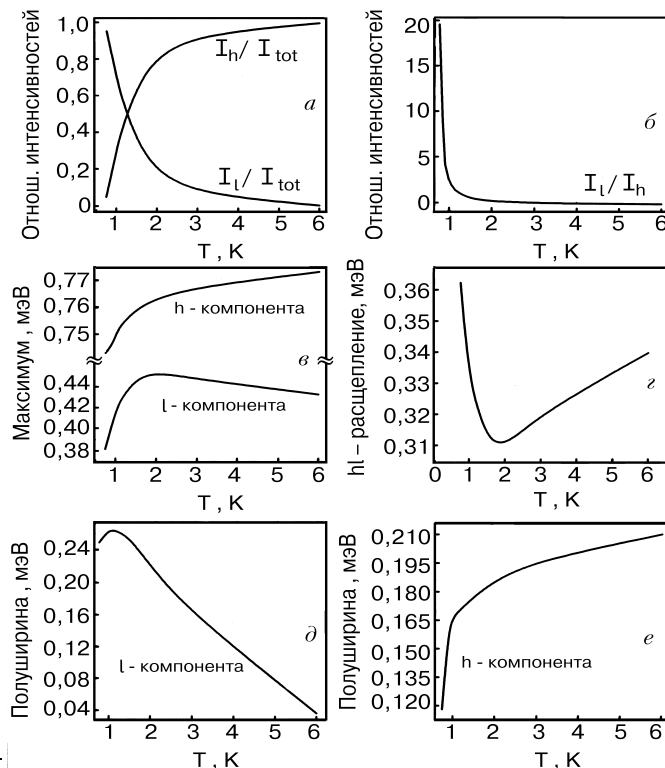


Рис. 2. Температурные зависимости характеристик расчетного спектра ФЛ квантовой биэкситонной жидкости: I_l/I_{tot} – отношение интенсивности l -компоненты к суммарной интенсивности S -спектра, I_h/I_{tot} – то же для h -компоненты (a); I_l/I_h – отношение интенсивностей l - и h -компоненты (b); положения максимумов компонент (c); спектральное расщепление (расщепление) между максимумами компонент (d); полуширины компонент (d) и (e).

жен устанавливаться хорошо выраженный ближний порядок; однако дальний порядок, по-видимому, отсутствует. Наличие ближнего порядка обеспечивает по крайней мере качественную применимость соотношения (2). С другой стороны, из-за отсутствия дальнего порядка в случае сильного взаимодействия между экситонными молекулами при оптических переходах не должен сохраняться квазиимпульс. Это позволяет не учитывать закон сохранения квазиимпульса в выражении для спектра люминесценции и считать, что он полностью определяется формой дисперсионной кривой.

Методика эксперимента

Исследованы полупроводниковые монокристаллы моноклинного дифосфида цинка высокой чистоты, выращенные из газовой фазы. Технология синтеза и выращивания таких кристаллов описана в [16]. Для возбуждения люминесценции

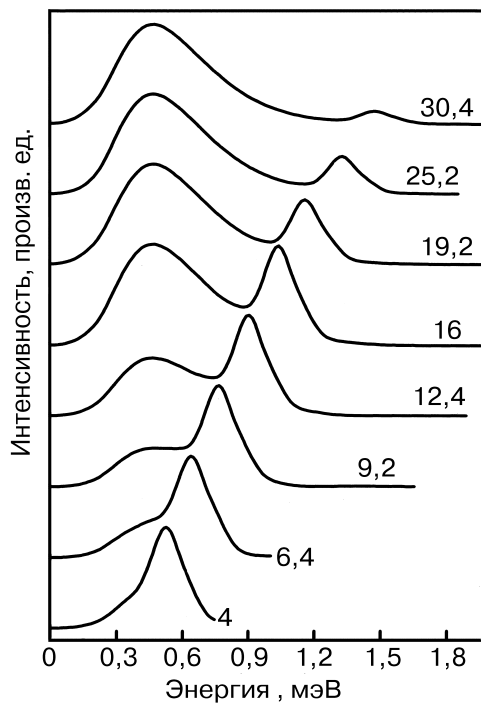


Рис. 3. Эволюция расчетного спектра ФЛ квантовой биэкситонной жидкости при изменении квадрата интенсивности возбуждения (плотности жидкости): $n \propto I_{\text{exc}}^2$. Числа около кривых указывают соответствующее значение I_{exc}^2 в произвольных единицах.

использовался непрерывный Ar^+ -лазер (линия излучения 5145 Å).

При лазерном возбуждении температура кристалла в точке возбуждения существенно отличается от температуры внешнего окружения, т.е. окружающей образец гелиевой «бани» и неосвещенной области образца. Это делает невозможным использование для точных температурных измерений термосенсора, который давал бы некоторую усредненную температуру. Поэтому необходим некоторый внутренний стандарт температуры (ВСТ), который давал бы возможность определять температуру кристалла в точке возбуждения. В качестве такого стандарта использована температурная зависимость спектрального положения узкой интенсивной V -линии спектра ФЛ (линия излучения свободного запрещенного ортоэкситона). Вследствие изменения ширины запрещенной зоны E_g при изменении температуры V -линия изменяет свое спектральное положение (смещается в сторону меньших энергий с увеличением температуры). Поскольку смещение V -линии при изменении температуры незначительно ($dT/d\lambda_B = 3.625 \text{ K}/\text{Å}$), для корректности измерений одновременно с записью спектра ФЛ в исследуемую спектральную область вписывалась

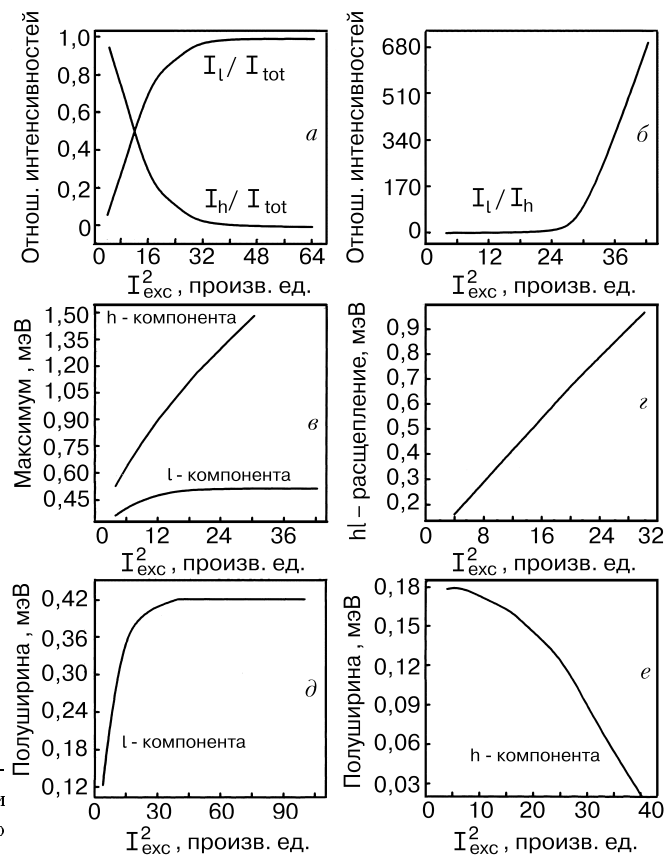


Рис. 4. Зависимости характеристик расчетного спектра ФЛ квантовой биэкситонной жидкости от квадрата интенсивности возбуждения (плотности жидкости). Использованы те же обозначения, что и на рис. 2.

также реперная линия неона. Такая методика позволяет определять температуру образца в точке возбуждения с точностью до 0,05 К.

Биэкситонная жидкость в кристаллах $\beta\text{-ZnP}_2$. Экспериментальные результаты и их обсуждение

При интенсивностях возбуждения выше $1 \text{ кВт}/\text{см}^2$ и температурах ниже 5 К в спектре ФЛ кристаллов $\beta\text{-ZnP}_2$ наблюдается, как уже было сказано выше, линия излучения биэкситонной жидкости (S -линия, дальше — S -спектр). Как видно на рис. 5–9, S -спектр имеет двухкомпонентную форму, как и было предсказано выше изложенной моделью. Используя закон дисперсии элементарных возбуждений биэкситонной жидкости (3), мы аппроксимировали экспериментальный спектр ФЛ биэкситонной жидкости (рис. 5), полученный для образца высокой чистоты (интенсивность возбуждения $3 \text{ кВт}/\text{см}^2$). Это дало возможность определить параметры кривой дисперсии элементарных возбуждений: $\Delta = 0,49 \text{ мэВ}$; $k_0 = 9,8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$; $u = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см}/\text{с}$,

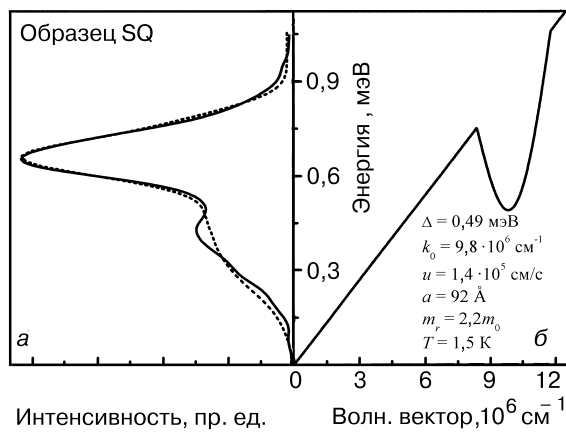


Рис. 5. Экспериментальный спектр ФЛ биэкситонной жидкости в кристалле β -ZnP₂ (сплошная линия) и аппроксимирующий его расчетный спектр (штриховая линия) (а); дисперсионная кривая элементарных возбуждений квантовой биэкситонной жидкости с параметрами, полученными путем аппроксимации экспериментального спектра ФЛ расчетным (б). Интенсивность возбуждения 3 кВт/см².

$m_r = 2,2m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), а также величину межмолекулярного расстояния в жидкости $a = 92 \text{ \AA} = 6,1a_{\text{ex}}$ и минимальную температуру кристалла в точке возбуждения $T = 1,5 \text{ К}$. Полученные величины физически правдоподобны, что подтверждает, по нашему мнению, правильность предложенной выше теорети-

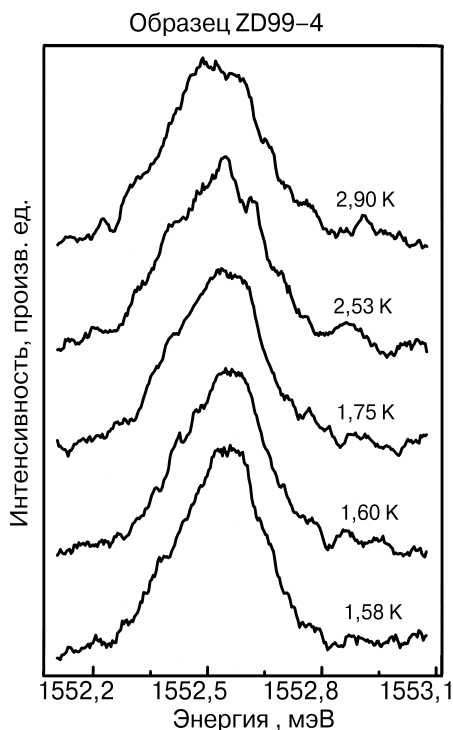


Рис. 6. Эволюция экспериментального спектра ФЛ биэкситонной жидкости в кристалле β -ZnP₂ при изменении температуры образца в точке возбуждения. Интенсивность возбуждения 4,8 кВт/см².

ческой модели. Об этом свидетельствует также хорошее соответствие экспериментальных и расчетных спектров, учитывая приближенный модельный характер кривой дисперсии, определяемой уравнениями (3).

Эволюция формы S -спектра и поведение его характеристик при изменении температуры и квадрата интенсивности возбуждения показаны на рис. 6–9. При изменении температуры поведение экспериментального спектра (рис. 6,7) подобно поведению теоретического спектра (рис. 1,2). Анализ S -спектра при изменении интенсивности возбуждения затруднен тем, что одновременно с изменением интенсивности возбуждения изменяется и температура, влияя определенным образом на форму спектра. При сравнении рис. 2, 4 и 9 можно сделать вывод, что изменение S -спектра при невысоких уровнях возбуждения, вероятно, в основном обусловлено влиянием температуры (ее

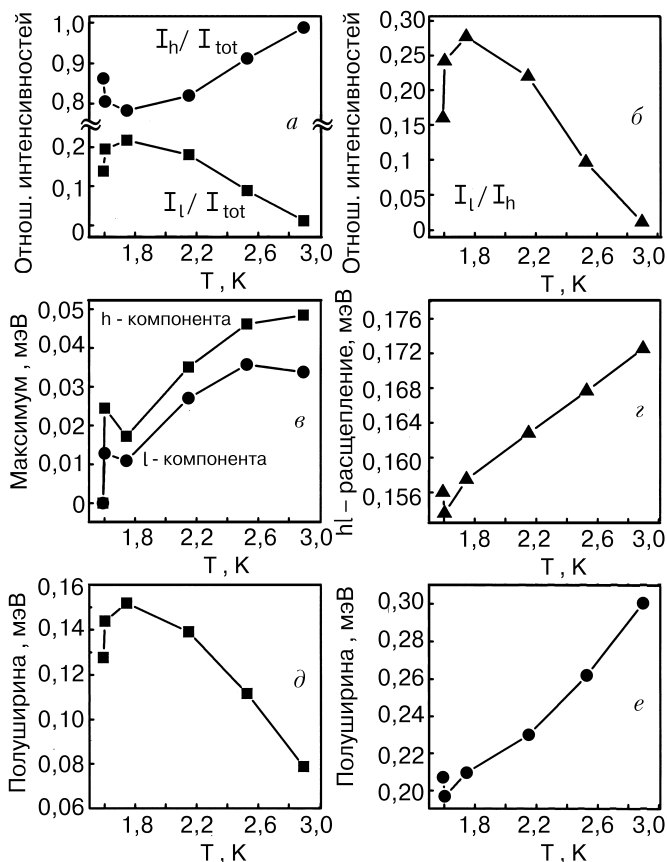


Рис. 7. Температурные зависимости характеристик экспериментального спектра ФЛ биэкситонной жидкости в кристалле β -ZnP₂. Используются те же обозначения, что и на рис. 2 и 4. На рис. 7,е по оси ординат отложена разность $[E_m(T) - E_b(T)] - [E_m(T_0) - E_b(T_0)]$, где E_m — положение максимума l - или h -компоненты, E_b — положение максимума узкой линии запрещенного свободного ортоэкситона (B -линии), по которому определялась температура кристалла в точке возбуждения, T_0 — минимальная температура, достигаемая в эксперименте.

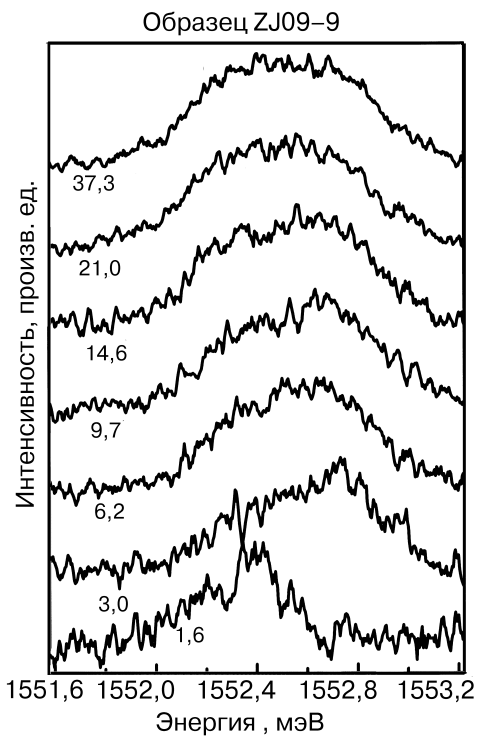


Рис. 8. Эволюция экспериментального спектра ФЛ биэкситонной жидкости в кристалле β -ZnP₂ при изменении квадрата интенсивности возбуждения. Числа около кривых указывают соответствующее значение I_{exc}^2 в (кВт/см²)².

роста при росте I_{exc}), а при более высоких интенсивностях возбуждения эволюция формы S -спектра происходит в основном вследствие увеличения плотности жидкости при росте I_{exc} . Сказанное согласуется с зависимостью температуры кристалла в точке возбуждения от интенсивности, представленной на рис. 10. Таким образом, эксперимент вполне удовлетворительно описывается теорией. Форма S -спектра может существенно отличаться для разных образцов. Связано это с тем, что в более чистых образцах при тех же значениях интенсивности возбуждения и температуры кристалла должна возникать жидкость большей плотности, чем в менее чистых образцах. Следовательно, при изменении плотности жидкости изменяется форма ее спектра ФЛ.

Приведенные выше результаты позволяют утверждать, что в кристаллах β -ZnP₂ при определенных условиях образуется квантовая биэкситонная жидкость, характеризующаяся фоновым элементарным возбуждением. Такой закон дисперсии, как известно, свидетельствует о возможности возникновения сверхтекучести в бозе-жидкостях, в частности в жидком ⁴He. Возможна ли сверхтекучесть биэкситонной жидкости в кристаллах β -ZnP₂? Для ответа на этот вопрос мы провели следующие эксперимен-

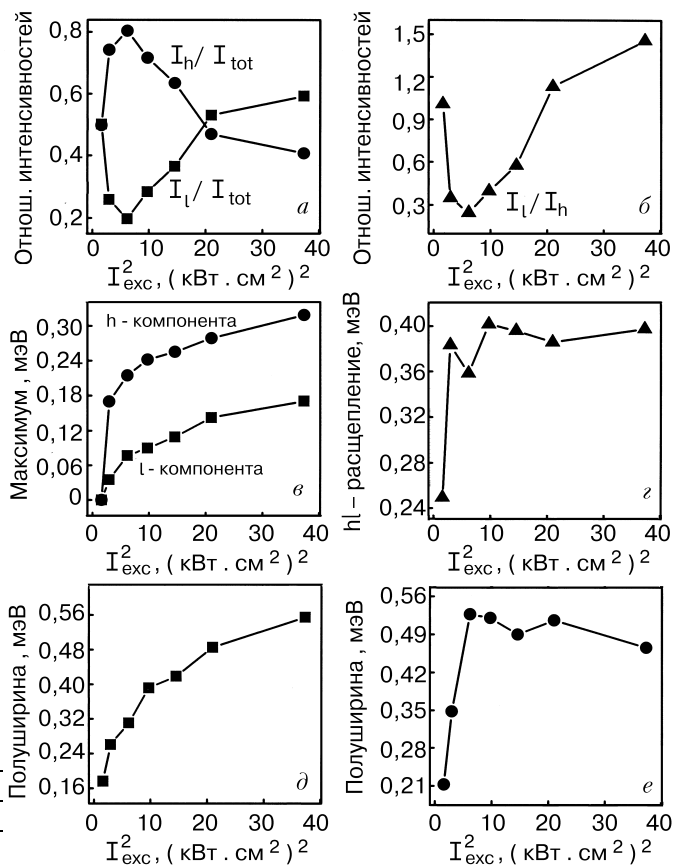


Рис. 9. Изменение характеристик экспериментального спектра ФЛ биэкситонной жидкости в кристалле β -ZnP₂ при изменении квадрата интенсивности возбуждения. Используются те же обозначения, что и на рис. 2, 4 и 7. На рис. 9, в по оси ординат отложена разность $[E_m(I_{\text{exc}}^2) - E_b(I_{\text{exc}}^2)] - [E_m(I_0^2) - E_b(I_0^2)]$, где E_m — положение максимума l - или h -компоненты; E_b — положение максимума B -линии; I_0 — минимальная интенсивность возбуждения, использованная в эксперименте.

ты. Для нескольких образцов (рис. 10) исследованы зависимости температуры кристалла в точке возбуждения от интенсивности возбуждения. Нормальным является рост температуры кристалла при увеличении интенсивности возбуждения. Наряду с нормальной монотонно возрастающей зависимостью $T(I_{\text{exc}}^2)$ (кривая 1) для нескольких образцов были получены аномальные зависимости $T(I_{\text{exc}}^2)$: убывающие (кривая 2) или немонотонные (кривая 3). По нашему мнению, аномальные зависимости $T(I_{\text{exc}}^2)$ объясняются аномально большой (гигантской) теплопроводностью, которая сопровождается появлением сверхтекучей (s -) компоненты в квантовой жидкости ниже температуры сверхтекучего перехода. Такой эффект хорошо известен для сверхтекучего He II. Мы можем предложить следующее объяснение наблюдаемых аномальных зависимостей. При некоторой интенсивности возбуждения плотность жидкости дости-

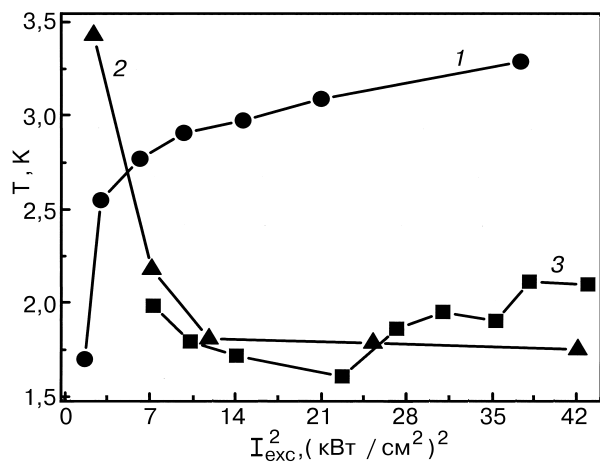


Рис. 10. Зависимости температуры кристалла от квадрата интенсивности возбуждения для различных образцов: ZJ09-9 (1), ZJ09-14 (2), ZD99-1 (3).

гает значений, достаточных для перехода ее в сверхтекучее состояние. При дальнейшем росте I_{exc} плотность жидкости возрастает, в результате чего температура сверхтекучего перехода увеличивается, при этом растет доля s -компоненты. Вследствие этого возможно увеличение коэффициента теплопроводности, т.е. тепловая энергия должна все более эффективно отводиться от области возбуждения кристалла, а соответственно температура кристалла должна понижаться с увеличением интенсивности возбуждения. По-видимому, кристаллы с монотонно убывающей зависимостью $T(I_{exc}^2)$ (рис. 10, кривая 2) являются наиболее чистыми и совершенными: в них концентрация дефектов решетки мала, поэтому в этих кристаллах образуется биэкситонная жидкость с плотностью, достаточно высокой для возникновения сверхтекучести и соответственно гигантской теплопроводности. Кристаллы с немонотонной зависимостью $T(I_{exc}^2)$ (рис. 10, кривая 3), по всей видимости, менее чистые. В них образуется жидкость с меньшими плотностями, которых, впрочем, достаточно для возникновения s -компоненты. Но ее доля меньше, чем в совершенных кристаллах, и гигантская теплопроводность обеспечивает достаточно эффективный теплоотвод лишь до определенных значений вводимой лазерной мощности. При дальнейшем повышении мощности температура кристалла начинает повышаться. В кристаллах с монотонно возрастающей зависимостью $T(I_{exc}^2)$ (рис. 10, кривая 1) концентрация дефектов достаточно высока. Поэтому плотность жидкости в них не достигает значений, необходимых для возникновения перехода в сверхтекучее состояние и соответственно

гигантской теплопроводности. Результатом этого является рост температуры кристалла в точке возбуждения при увеличении интенсивности возбуждения.

Работа частично поддержана Фондом фундаментальных исследований Министерства по делам науки и технологии Украины (проект № 2.4/311).

1. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **11**, 592 (1941).
2. D. P. Feynman, *Phys. Rev.* **94**, 262 (1954).
3. J. L. Yarnel, G. P. Arnold, P. J. Bandt, and E. C. Kerr, *Phys. Rev.* **113**, 1379 (1959).
4. N. Peyghambarian, L. L. Chase, and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev.* **B27**, 2325 (1983).
5. A. V. Korolev and M. A. Liberman, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 270 (1994).
6. A. Mysyrowicz, E. Fortin, E. Benson, S. Fafard, and E. Hanamura, *Solid State Commun.* **92**, 957 (1994).
7. P. H. Handel and C. Kittel, *Proc. Nath. Acad. Sci. (USA)* **68**, 3120 (1971).
8. L. V. Keldysh, *Proc. 9th Intern. Conf. Phys. Semicond. Moscow* (1968) p. 1384.
9. W. F. Brinkman and T. M. Rice, *Phys. Rev.* **B7**, 1508 (1973).
10. I. S. Gorban, M. M. Bilyi, I. M. Dmitruk, and O. A. Yeshchenko, *Phys. Status Solidi* **B207**, 171 (1998).
11. I. S. Gorban, M. M. Bilyi, I. M. Dmitruk, and O. A. Yeshchenko, *Phys. Status Solidi* **B191**, 337 (1995).
12. I. S. Gorban, M. M. Bilyi, I. M. Dmitruk, and O. A. Yeshchenko, *Solid State Commun.* **98**, 489 (1996).
13. И. С. Горбань, Н. М. Белый, И. Н. Дмитрук, О. А. Ещенко, *Укр. Физ. Журн.* **41**, 840 (1996).
14. I. S. Gorban, I. M. Dmitruk, and O. A. Yeshchenko, *Solid State Commun.* **98**, 941 (1996).
15. I. Dmitruk, T. Goto, A. Kasuya, and Z. Yanchuk, submitted to *Phys. Rev.* **B**.
16. И. С. Горбань, А. П. Крохмаль, З. З. Янчук, *ФТТ* **41**, 193 (1999).

Quantum biexcitonic liquid in monoclinic ZnP_2 crystals

I. S. Gorban, O. A. Yeshchenko, I. M. Dmitruk, and M. M. Bilyi

A phonon-roton dispersion law for elementary excitations of a quantum biexcitonic liquid in semiconductors is proposed. Proceeding from the proposed dispersion law, the photoluminescence (PL) emission spectrum of the liquid is calculated. The behaviour of the spectrum as a function of variation of the temperature and density of the liquid is studied theoretically. The theoretical proposed model is used to analyse the photoluminescence (PL) spectrum of biexcitonic liquid in semiconducting β - ZnP_2 crystals. The values of the parameters of the dispersion curve of elementary excitations of quantum biexcitonic liquid are determined by fitting of the experimental PL spectrum of the biexcitonic liquid of β - ZnP_2 crystals by the calculated spectrum. The experimental studies of the dependence of the PL

spectrum of biexcitonic liquid in $\beta\text{-ZnP}_2$ on temperature and intensity of laser excitation provide support for the initial theoretical model. The measurements of the dependence of temperature of the crystals on excitation intensity are performed. Several samples

display anomalous dependences: the crystal temperature decreases with increasing of excitation intensity. This effect is likely to be caused by the giant heat conductivity of superfluid biexcitonic liquid in the $\beta\text{-ZnP}_2$ crystals.