

Исследование особенностей бозе-эйнштейновской конденсации унитарных поляритонов в кристаллической и фотоннокристаллической средах

В.В. Волкова^{1,*}, Д.А. Гавриловец^{2,†}, А.Д. Котова^{2,‡}, М.А. Кулагина¹, В.В. Филатов¹

¹Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
факультет фундаментальных наук, кафедра «Физика»
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1

²Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
факультет радиоэлектроники и лазерной техники,
кафедра «Лазерные и оптико-электронные системы»
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1

(Поступила в редакцию 10.06.2025; подписана в печать 05.08.2025)

Унитарные (транспарентно-ассоциированные, транспарентные) поляритоны — кванты электромагнитного поля в веществе, для которых взаимодействие с фононной подсистемой приводит к равному единиче («унитарному», отсюда и название) эффективному показателю преломления. Материальная среда для таких световых квантов оптически идентична вакууму, что делает транспарентные поляритоны чрезвычайно интересными как для контролируемого просветления оптических сред, так и для моделирования в веществе нелинейно-вакуумных оптических процессов (таких, как, например, $\gamma\gamma \rightarrow a$). В настоящей работе исследуются возможности конденсации транспарентно-ассоциированных поляритонов в периодических материальных средах (кристаллических и фотоннокристаллических) и выясняются характерные особенности для кристаллического и фотоннокристаллического случаев. Установлено, что в обычных (нефотонных) кристаллах конденсация транспарентно-ассоциированных поляритонов в видимой области спектра невозможна, однако в фотонных кристаллах, наоборот, может быть реализована на любой требуемой длине волны. Полученные результаты интересны для получения перестраиваемой когерентной оптической генерации на основе параметрического оптического процесса $\gamma\gamma \rightarrow a(\varphi', \varphi'') \rightarrow \gamma'\gamma'$, в котором синтезируется и разрушается промежуточный (аксионоподобный) биполяритон a , а частота полезного излучения γ' «настраивается» вспомогательными фононами φ' и φ'' .

PACS: 71.35.Lk, 78.67.De

УДК: 535.3

Ключевые слова: унитарный поляритон, закон дисперсии, зона Бриллюэна, сингулярность ван Хофа, бозе-эйнштейновская конденсация, биполяритон, аксион, параметрический процесс, перестраиваемый лазер, рубин, фотонный кристалл.

ВВЕДЕНИЕ

Поляритонный конденсат Бозе-Эйнштейна — неклассическое (квантовое) состояние электромагнитного поля, характеризующееся сильным эффективным фотон-фотонным взаимодействием, приводящим к коллективной динамике сконденсированных частиц как единого целого. В квантовой электродинамике (КЭД) в первом порядке теории возмущений амплитуда фотон-фотонного рассеяния равна нулю, и конденсация световых квантов может быть осуществлена лишь при участии вспомогательных частиц-посредников, с которыми фотоны в состоянии активно взаимодействовать. При этом хорошо известно, что в кристаллической среде фотоны способны активно поглощать элементарные возбуждения среды (фононы), образуя устойчивые гибридные состояния (поляритоны), что позволяет конденсировать свет в твердом теле посредством исключительно удобного поляритонного канала. Получающийся при этом поляритонный конденсат ин-

тересен не только сам по себе (представляя собой, по сути, новое агрегатное состояние электромагнитного поля), но также может использоваться для моделирования механизмов Стандартной модели в условиях оптической лаборатории [1–5].

Впервые конденсация поляритонов наблюдалась в работе [6], где для обеспечения синхронизма (одновременного сохранения энергии и импульса) взаимодействующих частиц конденсат формировался в твердотельной микрополости, которая для получения максимальной добротности использовалась в режиме Фабри–Перо. Потребность в увеличении квантового выхода привела к рассмотрению в [7] системы интерференционно-синхронизированных резонансных микрополостей на основе естественных решеточных пустот (микропор) глобулярного фотонного кристалла — гранецентрированной кубической (ГЦК) структуры, образованной монодисперсными глобулами (шариками) диэлектрического вещества (аморфного кремнезема SiO_2 [8]). При этом в [9] было обнаружено, что работа с поляритонами в области оптической прозрачности материала (такие поляритоны в [9] было предложено называть «унитарными», однако данный термин представляется не совсем удачным, поэтому в данной работе будем ис-

* volkovavv1@student.bmstu.ru

† gavrilovetsda@student.bmstu.ru

‡ kotovaad@student.bmstu.ru

пользовать термин «транспарентно-ассоциированные», или, кратко, «транспарентные») позволяет отказаться от использования микрополостей, открывая возможности для потенциального получения эффекта также и в обычных кристаллах. Настоящая работа представляет результаты исследования возможности конденсации транспарентно-ассоциированных поляритонов в кристаллической и фотонно-кристаллической средах.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

В вакууме закон дисперсии фотонов $\omega = \omega(\mathbf{k})$ представляет собой простое линейное соотношение

$$\omega = c \cdot k, \quad (1)$$

где $c = 3 \div 10^8$ м/с — скорость света в пустоте, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, а ω — циклическая частота, однако в материальной среде взаимодействие фотонов с фононами приводит к нетривиальному выражению для $\omega = \omega(\mathbf{k})$. Для простоты изложения ограничимся рассмотрением электромагнитных волн в периодической (простой кристаллической или однокомпонентной фотонно-кристаллической) среде вдоль одного кристаллографического направления, что соответствует стандартной экспериментальной методике, когда луч света направляется по нормали к поверхности образца. В этом случае возбуждаются лишь одномерные полярные колебания узлов кристаллической решетки, и динамика цепочки связанных узлов описывается простой осцилляторной моделью (Эйнштейновская модель твердого тела), в рамках которой диэлектрическая проницаемость вещества есть [10–12]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_j \left\{ \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} \right\} = \varepsilon_\infty \cdot \prod_j \frac{\omega_{lj}^2 - \omega^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

где ω_{0j} — собственные частоты материальных осцилляторов, ω_{pj} — соответствующие плазменные частоты, $\omega_{lj} = (\omega_{0j}^2 + \omega_{pj}^2)^{1/2}$ — частоты продольных (LO) мод, а $\varepsilon_\infty = \varepsilon(\omega \rightarrow \infty)$ суть величина высокочастотной эффективной диэлектрической проницаемости среды.

Эффективный показатель преломления, как обычно, равен

$$n(\omega) = [\varepsilon(\omega) \cdot \mu]^{1/2}, \quad (3)$$

причем для немагнитных кристаллов в области нормальной дисперсии магнитная проницаемость $\mu = +1$, однако в области аномальной дисперсии ее следует принимать равной $\mu = -1$ (подробнее см. [13]).

Как видно из (3) с учетом (2), на некоторых определенных частотах (которые будем называть линиями транспарентности и обозначать ω_T) эффективное значение показателя преломления диэлектрической среды

обращается в единицу:

$$n(\omega_T) = 1, \quad (4)$$

что делает вещество в этот момент оптически идентичным вакууму. Например, для уединенного резонанса диэлектрической функции (2):

$$n^2(\omega_T) = \varepsilon(\omega_T) \cdot \mu = \left[\varepsilon_\infty \cdot \frac{\omega_l^2 - \omega_T^2}{\omega_0^2 - \omega_T^2} \right] \cdot \mu = 1, \quad (5)$$

что дает

$$\omega_T = \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty \mu \omega_l^2 - \omega_0^2}{\varepsilon_\infty \mu - 1}}. \quad (6)$$

При этом закон дисперсии светового поля, вообще говоря, уже не просто (1), а имеет следующий вид:

$$k(\omega) = \frac{\omega \cdot n(\omega)}{c}, \quad (7)$$

где для дальнейшего удобства использован вид $k = k(\omega)$ вместо привычного $\omega = \omega(k)$, и, само собой, необходимо ограничиться рассмотрением лишь первой зоны Бриллюэна ($0 \leq k \leq \pi/a$, где a — период кристаллической решетки), поскольку исследуется периодическая среда.

Заметим, что групповая скорость электромагнитных волн в веществе, как и обычно, определяется выражением

$$v(\omega) = \frac{d\omega}{dk} = \left[\frac{dk(\omega)}{d\omega} \right]^{-1} = c \cdot \left[n(\omega) + \omega \cdot \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right]^{-1}, \quad (8)$$

и, следовательно, на некоторых частотах (когда $dn/d\omega = \infty$, что происходит, например, на резонансах диэлектрической функции $\omega = \omega_{0j}$) может обратиться в нуль:

$$v(\omega) = \frac{d\omega}{dk} = 0, \quad (9)$$

выступая необходимым условием конденсации световых квантов. Действительно, как нетрудно видеть, плотность оптических (однополяритонных) состояний при этом резонансе:

$$\rho(\omega) = \frac{V}{(2\pi)^3} \cdot \int \frac{dS_{\mathbf{k}}}{|\nabla_{\mathbf{k}} \omega|} = \frac{V}{(2\pi)^2} \cdot k^2 \cdot \left| \frac{dk}{d\omega} \right| \propto v^{-1} \rightarrow \infty, \quad (10)$$

(здесь V — объем кристалла).

Если при этом конденсация происходит в состояние с наиминимальной энергией (что, вообще говоря, происходит не всегда, см. например [14, 15]), мы имеем дело с конденсатом Бозе–Эйнштейна, для которого критическая температура перехода составляет

$$T_c = \frac{2\pi\hbar^2}{k_B \cdot m(\omega)} \cdot \left[\frac{N}{\zeta(3/2)} \right]^{2/3}, \quad (11)$$

где $\hbar = 1.055 \times 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана, ζ — дзета-функция Римана, $\zeta(3/2) = 2.61$, N — концентрация поляритонов, а m — их эффективная масса, определяемая стандартным соотношением:

$$m(\omega) = \left[\frac{\partial^2 W}{\partial p^2} \right]^{-1} = \hbar \cdot \left[\frac{d^2 \omega}{dk^2} \right]^{-1} = \hbar \cdot \left[v(\omega) \cdot \frac{dv(\omega)}{d\omega} \right]^{-1}. \quad (12)$$

Таким образом, бозе-конденсация поляритонов в низшей точки дисперсионной ветви может быть реализована при комнатной температуре ($T_c = 300$ К) в том случае, если концентрация квантов достигнет значения $N \approx m^{3/2} \times 10^{72} \text{ м}^{-3}$, что, например, для квазичастиц с эффективной массой $m \sim 10^{-35}$ кг означает необходимость накопления излучения непрерывного монохроматического источника (соответствующей частоты ω_{0j}) оптической мощности $P \sim 1$ Вт в течение нескольких секунд, что с учетом (9) представляется не слишком сложным. Иначе говоря, бозе-эйнштейновская конденсация света в кристалле принципиально может быть получена уже при комнатной температуре.

Отдельно рассмотрим практически важный частный случай двухкомпонентной фотоннокристаллической пленки — одномерного фотонного кристалла, представляющего собой брэгговскую стопку, образованную правильным чередованием двух слоев различной оптической плотности. В двухкомпонентном кристалле слои одинаковой четности тождественны (то есть, все нечетные слои идентичны друг другу, также как и все четные, однако нечетные и четные слои различны между собой). Обозначая величины, относящиеся к нечетным слоям, индексом «1», а четным — индексом «2», получим следующий закон дисперсии [16]: или, в явном виде:

$$\cos(ka) = \cos(k_1 a_1) \cdot \cos(k_2 a_2) - 0.5 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \cdot \sin(k_1 a_1) \cdot \sin(k_2 a_2), \quad (13)$$

$$k(\omega) = (a_1 + a_2) - 1 \times \arccos \left\{ \cos \left(\frac{\omega n_1 a_1}{c} \right) \cos \left(\frac{\omega n_2 a_2}{c} \right) - 0.5 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \sin \left(\frac{\omega n_1 a_1}{c} \right) \sin \left(\frac{\omega n_2 a_2}{c} \right) \right\}. \quad (14)$$

Здесь a_1 и a_2 — толщины нечетных и четных слоев соответственно, n_1 и n_2 — их показатели преломления, $a = a_1 + a_2$ — период структуры, ω — циклическая частота электромагнитной волны, k — волновое число.

Как хорошо видно из (13), спектр решений данного дисперсионного уравнения содержит «запрещенные зоны» («стоп-зоны») — области частот, для которых правая часть (13) по абсолютной величине превышает

единицу, вследствие чего решения (13) не существуют. Границы запрещенных фотонных зон определяются условием

$$\cos(ka) = \pm 1, \quad (15)$$

что в первой зоне Бриллюэна соответствует центру ($k = 0$), недоступному для транспарентно-ассоциированных поляритонов (см. (1)), или краю

$$k = \frac{\pi}{a}. \quad (16)$$

В этих точках происходит переход из «запрещенной» области в «разрешенную», и электромагнитные волны получают возможность распространяться в материале, однако на самой границе их групповая скорость равна нулю, что полностью соответствует условию (9).

Таким образом, в двухкомпонентных фотонных кристаллах и пленках конденсация поляритонов может быть осуществлена в критических точках зоны Бриллюэна. Однокомпонентный фотонный кристалл является частным случаем двухкомпонентного (когда оба компонента тождественны), поэтому и здесь следует ожидать благоприятных возможностей для конденсации в центре и на краю зоны Бриллюэна. И, наконец, поскольку однокомпонентные фотонные кристаллы и простые кристаллические среды эффективно описываются одной моделью (2), то и в обычных (нефотонных) кристаллах предсказывается возможность формирования поляритонного конденсата в указанных областях обратного пространства.

Итак, условие бозе-эйнштейновской конденсации транспарентно-ассоциированных поляритонов в кристаллических и фотоннокристаллических средах есть (см. (7), (4) и (16))

$$k(\omega_T) = \frac{\omega_T \cdot n(\omega_T)}{c} = \frac{\omega_T}{c} = \frac{\pi}{a}, \quad (17)$$

поэтому для обычных кристаллов (период кристаллической решетки которых по порядку величины составляет $a \sim 1$ нм) такая конденсация возможна лишь в рентгеновской области

$$\lambda_T = \frac{2\pi c}{\omega_T} = 2a, \quad (18)$$

однако фотонные кристаллы (типичный период $a \sim 100$ нм) позволяют получить эффект в видимом диапазоне. При этом двухкомпонентные фотонные кристаллы представляют для этого исключительное удобство, поскольку прямой подстановкой (16) в (13) получаем:

$$-1 = \cos(\pi(1-\eta)n_1) \cos(\pi\eta n_2) - 0.5 \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \sin(\pi(1-\eta)n_1) \sin(\pi\eta n_2), \quad (19)$$

где $\eta = a_2/a = a_2/(a_1 + a_2)$ — доля слоя №2. (Смысл обозначения следующий: если слои №1 представляют

матрицу фотонного кристалла, а слой №2 — решеточные пустоты, то η суть степень пористости сверхрешетки.) Равенство (19) означает, что при фиксированном n_1 достаточно один раз подобрать легирующий агент с нужным показателем преломления n_2 , чтобы получить конденсацию транспарентно-ассоциированных поляритонов на любой требуемой длине волны (поскольку последняя однозначно определяется периодом фотонного кристалла — см. (18), то есть, может быть задана произвольно при синтезе образца).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Подкрепим общие рассуждения конкретными примерами. В качестве примера обычного кристалла рассмотрим хорошо известный монокристаллический рубин $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$, используемый в задачах лазерной генерации [17]. Проведем моделирование поляритонного спектра рубина по методике [18] с учетом данных абсорбционной спектроскопии [19] по положению и интенсивности резонансов ω_{0j} диэлектрической функции (2). Выбор метода абсорбционной спектроскопии обусловлен, с одной стороны, простотой реализации и надежностью получаемых результатов, а с другой — известным законом Кирхгофа, согласно которому абсорбционные линии соответствуют эмиссионным, то есть, определяют резонансы поляритонного спектра, соответствующие резонансам диэлектрической функции (2).

Таблица 1. Важнейшие резонансы диэлектрической функции рубина (по данным абсорбционной спектроскопии [19]; обозначения см. на рис. 5)

Электронный уровень (полоса)	Длина волны, λ_{0j} , нм	Интенсивность, A_j (%)
$\bar{E}$	694.3	0.2
$2\bar{A}$	692.8	0.2
4F_1	520	0.6
4F_2	400	1.0

Обратим внимание, что спектроскопия выявляет лишь относительные интенсивности резонансов (табл. 1), поэтому для расчетов необходима дополнительная нормировка, которая может быть осуществлена следующим образом. Перепишем (2) в терминах длин волн $\lambda = 2\pi c/\omega$, приняв в видимом диапазоне спектра величину $\varepsilon_\infty = \varepsilon(\lambda = 0)$ равной единице:

$$\varepsilon(\lambda) = 1 + \sum_j \left\{ \frac{A_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{0j}^2} \right\}, \quad (20)$$

Переносим эту единицу в левую часть равенства, полу-

чим

$$\varepsilon(\lambda) - 1 = \sum_j \left\{ \frac{A_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{0j}^2} \right\}, \quad (21)$$

или, в силу (3),

$$n^2(\lambda) - 1 = \sum_j \left\{ \frac{A_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{0j}^2} \right\}. \quad (22)$$

Здесь левая часть выражения может быть найдена прямым измерением показателя преломления образца на некоторой длине волны, а правая известна с точностью до постоянного множителя, соответствующего коэффициенту пересчета условных интенсивностей A_j в абсолютные. Например, для стандартной D -линии натрия ($\lambda_D = 589.3$ нм) в случае лазерного рубина имеем $n(\lambda_D) = 1.77$ [20], поэтому истинная диэлектрическая функция кристалла $\varepsilon(\lambda)$ может быть найдена через «условную» $\varepsilon'(\lambda)$, вычисленную по (20) с использованием условных коэффициентов A_j табл. 1 следующим образом:

$$\varepsilon(\lambda) = 1 + \frac{[n^2(\lambda_D) - 1] \cdot [\varepsilon'(\lambda) - 1]}{\varepsilon'(\lambda_D) - 1}. \quad (23)$$

График $\varepsilon(\lambda)$ представлен на рис. 1.

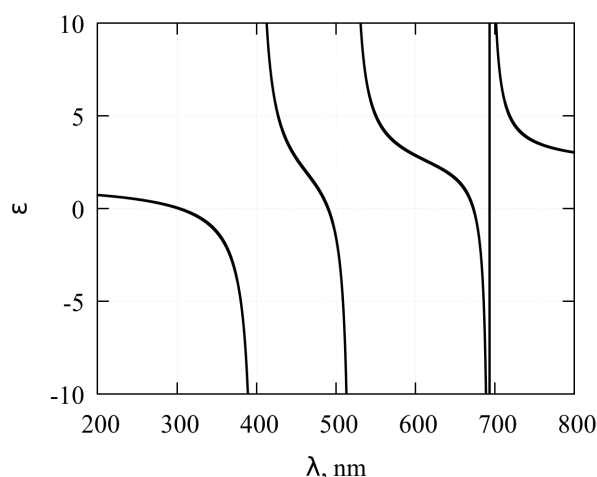


Рис. 1. Диэлектрическая функция рубина, найденная по (23) с учетом важнейших резонансов (табл. 1)

Закон дисперсии поляритонных волн (7), определенный с учетом (3) и (23), изображен на рис. 2, причем для наглядности показана только нормальная дисперсия ($\mu = +1$). Как видно из рисунка, транспарентные поляритоны присутствуют в видимой области ($\lambda_T = 693.5$ нм), но они не сконденсированы: $v(\lambda_T = 693.5 \text{ нм}) \neq 0$ (см. рис. 3), хотя имеют подходящую массу (12), рис. 4.

В качестве примера фотонного кристалла рассмотрим уже упоминавшийся нами глобулярный фотонный

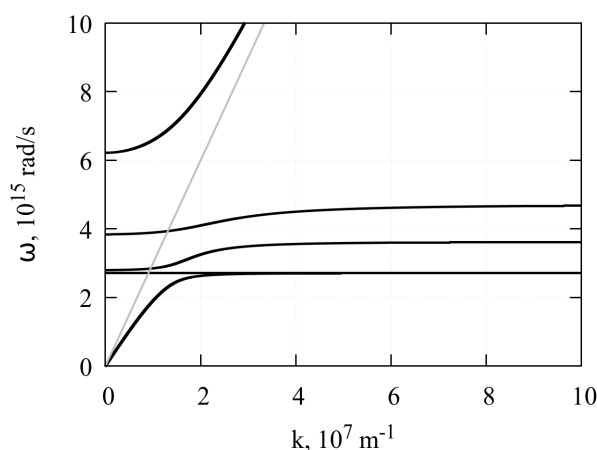


Рис. 2. Поляритонный спектр $\omega = \omega(k)$ кристаллического рубина, рассчитанный по формуле (7) с учетом (2) и (23). Черные линии соответствуют нормальной дисперсии света в материале. Серой прямой $\omega = c \times k$ показан закон дисперсии вакуумных фотонов. Пересечения — точки транспарентно-ассоциированных поляритонов

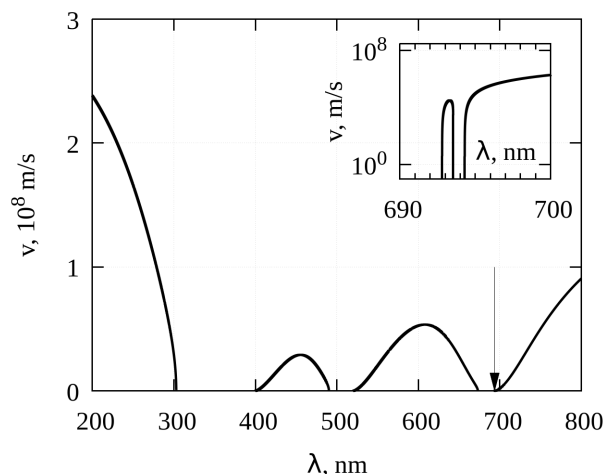


Рис. 3. Скорости поляритонов в рубине, рассчитанные по формуле (9). Стрелкой отмечена область резонансов диэлектрической функции, представленная на врезке в увеличенном масштабе

кристалл на основе искусственного опала. Синтетический процесс [21] позволяет получать глобулы любого требуемого диаметра (обычно порядка нескольких сотен нанометров), а наличие решеточных пустот (пор) открывает возможности введения в ГЦК-матрицу различных легирующих агентов. На рис. 6 показано графическое решение (19), демонстрирующее, что конденсация поляритонов в области полной прозрачности реализуется при допировании фотонного кристалла веществами с показателем преломления $n_2 = 6.5$ или 7.75 (независимо от периода решетки). Рассчитанные по (14) поляритонные спектры для указанных случа-

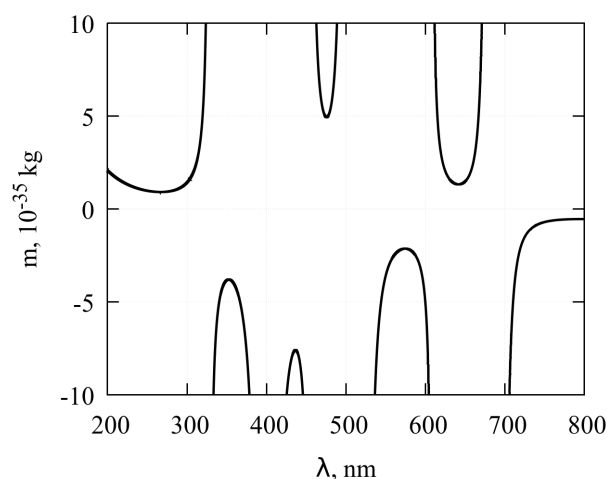


Рис. 4. Эффективные массы поляритонов в рубине, рассчитанные по формуле (12)

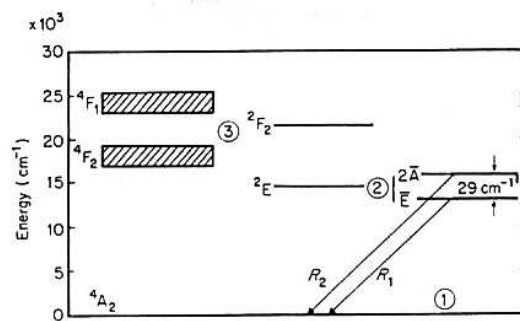


Рис. 5. Схема электронных уровней в рубине (ср. с данными табл. 1): 4A_2 — основное состояние оптического электрона, 4F_1 и 4F_2 — фиолетовая и зеленая полосы поглощения, используемые при накачке; ${}^2E = \bar{E} + 2\bar{A}$ — сдвоенный метастабильный уровень, переходы R_1 и R_2 с которого в основное состояние дают лазерную генерацию на длинах волн $\lambda_1 = 694.3$ нм и $\lambda_2 = 692.8$ нм

ев представлены на рис. 7 (в качестве примера расчеты произведены для глобулярного фотонного кристалла на основе искусственного опала с диаметром глобул $D = 250$ нм). Видно, что конденсация возможна как на восходящей (а), так и на нисходящей (б) поляритонных ветвях, что означает возможность работы как в области нормальной, так и аномальной дисперсии. Как следует из (17), в обоих случаях конденсация происходит в точке L зоны Бриллюэна [22].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в периодических материальных средах транспарентно-ассоциированные поляритоны могут быть получены в видимой области спектра, однако в обычных (нефотонных) кристаллах они не конден-

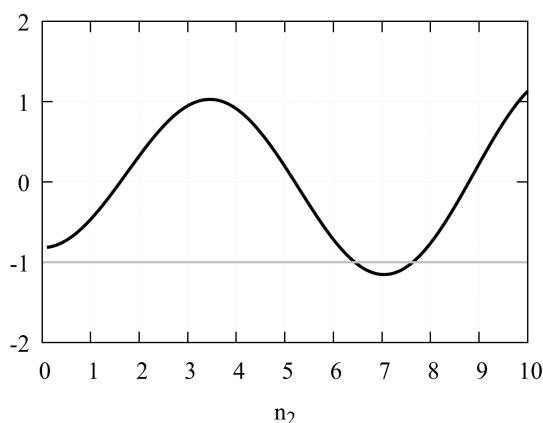


Рис. 6. Графическое решение (19) для случая глобулярного фотонного кристалла на основе искусственного опала. Для ГЦК решетки пористость $\eta = 0.26$. Показатель преломления опаловой матрицы $n_1 = 1.46$, что соответствует плавленному кварцу; показатель преломления легирующего агента n_2 варьируется (см. ось абсцисс)

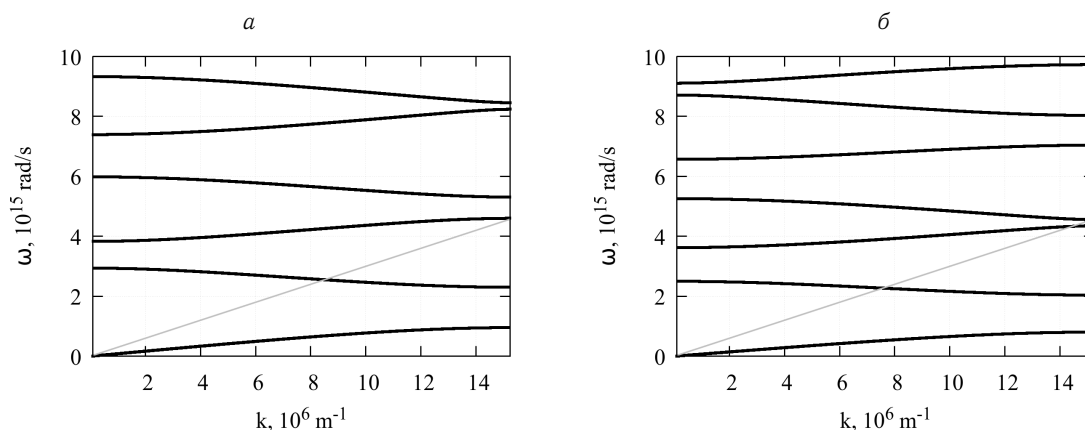


Рис. 7. Поляритонный спектр, рассчитанный по формуле (14), глобулярного фотонного кристалла на основе синтетического опала, допированного веществом с показателем преломления $n_2 = 6.5$ (а) или $n_2 = 7.75$ (б). В обоих случаях конденсация транспарентно-ассоциированных поляритонов происходит на краю зоны Бриллюэна (правый край рисунка), но на различных дисперсионных ветвях: восходящей (а), соответствующей нормальной дисперсии, или нисходящей (б), отвечающей за область отрицательного преломления света

сируются. В то же время в фотонных кристаллах конденсация транспарентных поляритонов может быть реализована как в области нормальной, так и аномальной дисперсии (по выбору экспериментатора, так как полностью определяется условиями синтеза образца).

В заключение обратим особое внимание на автоматическое выполнение условий синхронизма (поскольку «транспарентность» и есть оптическая идентичность вакууму) для транспарентно-ассоциированных поляритонов γ_T , находящихся в состоянии бозе-конденсата. Это позволяет реализовать параметрический оптический процесс

$\gamma_T \gamma_T \rightarrow a(\varphi', \varphi'') \rightarrow \gamma' \gamma'$, в котором синтезируется и разрушается промежуточный (аксионоподобный) биполяритон a , а частота полезного излучения γ' «настраивается» вспомогательными фонами φ' и φ'' . В этом случае ничтожно малая (при обычных условиях) вероятность образования аксионоподобной частицы может быть скомпенсирована резонансной плотностью состояний бозе-конденсата (подробнее см. [4]), а когерентность генерируемого излучения γ' оказывается обеспеченной едиными волновыми функциями всех частиц (γ_T , φ' , φ''), находящихся в своих конденсатах [23].

- [2] Волкова В.В., Филатов В.В. В сб. ЛаПлаз–2024, 236. (Proceedings of 10th International conference «LaPlas-2024», 236).
- [3] Кулагина М.А., Филатов В.В. В сб. ЛаПлаз–2024, 258. // (Proceedings of 10th International conference «LaPlas-2024», 258).
- [4] Волкова В.В. // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. 2024. В печати.
- [5] Filatov V.V., Gorelik V.S., Pichkurenko S.V. // Mater. Sci. Forum. **1047**. 134 (2021).
- [6] Klaers J., Schmitt J., Vewinger F., Weitz M. // Nature. **468**. 545 (2010).
- [7] Кулагина М.А., Филатов В.В. // Ядерная физика и инжиниринг. **9**(6). 582 (2018). (Kulagina M.A., Filatov V.V. // Phys. Atom. Nuclei. **82**. 1672 (2019).)
- [8] Горелик В.С. // Квантовая электроника. **37**(5). 409 (2007).
- [9] Горелик В.С., Филатов В.В. // Инженерный журнал: наука и инновации. **8**. 907 (2013).
- [10] Kurosawa T. // J. Phys. Soc. Jpn. **16**. 1298 (1961).
- [11] Pichkurenko S.V. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. **859**. 012003 (2020).
- [12] Филатов В.В., Корец Д.А., Дащинский А.А. В сб. Необратимые процессы в природе и технике-2023 (том 2), 240. (Proceedings of 12th Russian national conference "Irreversible processes in nature and technics"(vol.2), 240).
- [13] Gorelik V.S., Filatov V.V. // Inorg. Mater. **49**. 745 (2013).
- [14] Winkler K. et al. // New J. Phys. **17**. 023001 (2015).
- [15] Xiaoyu Zhang et al. // Solid State Communications. **288**. 1 (2019).
- [16] Яриу А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с. (Yariv A., Yeh P. Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation. New York: John Wiley and Sons, 1984.)
- [17] Maiman T.H. // Nature. **187**. 493 (1960).
- [18] Alimkina I.S., Filatov V.V., Gorelik V.S. // J. Phys.: Conf. Ser. **1348**. 012081 (2019).
- [19] Seat H.C., Sharp J.H. // IEEE Trans. Instrum. Meas. **53**(1). 140 (2004).
- [20] Malitson I.H., Dodge M.J. // J. Opt. Soc. Am. **62**. 1405 (1972).
- [21] Масалов В.М., Сухина Н.С., Емельченко Г.А. // ФТТ. **53**(6). 1072 (2011).
- [22] Волкова В.В. et al. В сб. ЛаПлаз-2024, 237. // Proceedings of 10th International conference «LaPlas-2024», 237.
- [23] Volkova V.V. et al. // Proceedings of «UltraFastLight-2024». 2024. В печати.

Investigation of the features of Bose-Einstein condensation of unitary polaritons in crystalline and photonic-crystalline media

V. V. Volkova^{1,a}, D. A. Gavrilovets^{2,b}, A. D. Kotova^{2,c}, M. A. Kulagina¹, V. V. Filatov¹

¹Department of Physic, Faculty of Fundamental Sciences, Bauman Moscow State Technical University, Moscow 105005, Russia

²Department of Laser and Optoelectronic Systems, Faculty of Radio Electronics and Laser Technology, Bauman Moscow State Technical University, Moscow 105005, Russia

E-mail: ^avolkovavv1@student.bmstu.ru, ^bgavrilovetsda@student.bmstu.ru, ^ckotovaad@student.bmstu.ru

Unitary (transparently associated, transparent) polaritons are quanta of the electromagnetic field in matter for which interaction with the phonon subsystem leads to an effective refractive index equal to unity («unitary», hence the name). The material medium for such light quanta is optically identical to a vacuum, which makes transparent polaritons extremely interesting both for controlled illumination of optical media and for modeling nonlinear vacuum optical processes in matter (such as, for example, $\gamma\gamma \rightarrow a$). In this paper, the possibilities of condensation of transparently associated polaritons in periodic material media (crystalline and photonic crystalline) are investigated and the characteristic features for crystalline and photonic crystalline cases are clarified. It has been established that condensation of transparently associated polaritons in the visible region of the spectrum is impossible in ordinary (non-photonic) crystals, however, in photonic crystals, on the contrary, it can be realized at any required wavelength. The results obtained are interesting for obtaining tunable coherent optical generation based on the parametric optical process $\gamma\gamma \rightarrow a(\varphi', \varphi'') \rightarrow \gamma'\gamma'$, in which an intermediate (axion-like) bipolariton a is synthesized and destroyed, and the frequency of useful radiation γ' «is tuned» by auxiliary phonons φ' and φ'' .

PACS: 71.35.Lk, 78.67.De.

Keywords: unitary polariton, law of dispersion, Brillouin zone, van Hove singularity, Bose-Einstein condensation, bipolariton, axion, parametric process, tunable laser, ruby, photonic crystal.

Received 10 June 2025.

Сведения об авторах

1. Волкова Вероника Валерьевна — студентка; тел. (499) 263-65-93, e-mail: volkovavv1@student.bmstu.ru.
2. Гавриловец Дарья Александровна — студентка; тел. (499) 263-65-93, e-mail: gavrilovetsda@student.bmstu.ru.
3. Кулагина Мария Алексеевна — студентка; тел. (499) 263-63-68, e-mail: kulaginama@student.bmstu.ru.
4. Котова Арина Денисовна — студентка; тел. (499) 263-65-93, e-mail: kotovaad@student.bmstu.ru.
5. Филатов Владимир Викторович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел. (499) 263-63-68, e-mail: vvfilatov@bmstu.ru.