

## ПРОДОЛЬНЫЕ И СКАЛЯРНЫЕ БОЗОНЫ В МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕДАХ И В ВАКУУМЕ

**В.С. Горелик**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва,  
Российская Федерация  
e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

*Рассмотрены свойства различных типов бозе-частиц, существующих в диэлектрических средах и в вакууме. Проанализирован спектр решеточных и экситонных поляритонов на примере двухатомного кубического кристалла и вид диэлектрической функции  $\epsilon(\omega)$  для поперечных и продольных электромагнитных волн. Показано, что продольные электромагнитные волны соответствуют нулевому значению диэлектрической проницаемости как в материальных средах, так и в вакууме. Установлено, что для определенных поляризационных геометрий при регистрации спектров комбинационного рассеяния в нецентросимметричных кристаллах типа фосфида галлия и ниобата лития возможно возбуждение поперечных или продольных электромагнитных волн. Проанализированы зависимости энергии от квазиимпульса в глобулярных фотонных кристаллах. Установлено, что в таких кристаллах масса покоя фотонов отлична от нуля и может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Обнаружено, что в диэлектрических и фотонных кристаллах на поляритонных кривых существуют особые точки, соответствующие так называемым унитарным поляритонам, показатель преломления для которых удовлетворяет соотношению:  $n^2 = 1$ . Приведены зависимости энергии от импульса для бозонов вакуума, соответствующих поперечным, продольным, скалярным и псевдоскалярным волнам. Показано, что продольные фотоны в вакууме имеют отрицательную эффективную массу покоя. Проанализированы условия наблюдения скалярных и псевдоскалярных бозонов (парафотонов и аксионов) с очень малой массой покоя ( $10^{-3} \dots 10^{-6}$  эВ), существование которых было предсказано ранее на основе астрофизических наблюдений. Рассмотрены закономерности фотон-бозонной конверсии с использованием в качестве возбуждающего излучения интенсивных лазерных источников света. Предсказано существенное возрастание эффективности такой конверсии при переходе от спонтанного режима к вынужденному. Предложены конкретные экспериментальные схемы для наблюдения процессов фотон-парафотонной конверсии.*

**Ключевые слова:** бозон, фотон, парафотон, аксион, поляритон, лазер, вакуум, диэлектрическая проницаемость, конверсия, энергия, импульс.

## LONGITUDINAL AND SCALAR BOSONS IN MATERIAL MEDIA AND IN VACUUM

**V.S. Gorelik**

Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences,  
Moscow, Russian Federation  
e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

*In this paper the properties of different types of bose-particles in dielectric media and in vacuum are considered. Spectra of latticial and excitonic polaritons are analyzed on the example of two-atomic cubic crystal. The shape of dielectric function  $\epsilon(\omega)$  is given for transversal and longitudinal electromagnetic waves. It is shown, that longitudinal electromagnetic waves correspond to zero value of dielectric permittivity*

*both in media and in vacuum. It is established, that upon Raman scattering spectra registration for some polarizing geometries excitation of transversal or longitudinal electromagnetic waves is possible within noncentersymmetric crystals as gallium phosphide and lithium niobate. The paper covers dependencies energy vs quasimomentum in globular photonic crystals. The author discovered that the in such types crystals photons' rest mass is nonzero and can take both positive and negative values. It is found, that in dielectric and photonic crystals on polariton curves there are nonsimple points corresponding to the so-called unitary polaritons with refraction index satisfying to relation  $n^2 = 1$ . The dependencies energy vs momentum for vacuum bosons, corresponding to transversal, longitudinal, scalar and pseudoscalar waves are given. It is shown, that longitudinal photons in vacuum have negative rest mass. The conditions for observing scalar and pseudoscalar bosons with very small rest mass within range  $10^{-3} \dots 10^{-6}$  eV are analyzed. The existence of these paraphotons and axions was predicted earlier on the basis of astrophysical observations. The author examines the laws of photon-boson conversion using the intensive laser light sources as excitation radiation. The essential increase of such type conversion efficiency is predicted under the transition from spontaneous to stimulated regimes. Specific experimental schemes have been proposed to observe the processes of photon-paraphoton conversion.*

**Keywords:** boson, photon, paraphoton, axion, polariton, laser, vacuum, dielectric permittivity, conversion, energy, momentum.

**Введение.** Бозе-частицы (бозоны) являются элементарными возбуждениями материальных сред и вакуума. Эти частицы, в отличие от фермионов, могут накапливаться в квантовых состояниях в больших количествах. На классическом языке большое число бозонов в заданном состоянии эквивалентно большой амплитуде колебаний соответствующих осцилляторов. Среди известных бозе-частиц, существующих в вакууме, отметим, в первую очередь, фотоны, соответствующие поперечным электромагнитным волнам с линейной зависимостью энергии от импульса:  $E = c_0 p$  ( $\omega = c_0 k$ ). Возможность существования продольных фотонов в вакууме до настоящего времени не подтверждена какими-либо экспериментами и остается дискуссионной. В работе Л.Б. Окуня [1] на основании астрофизических данных было высказано предположение о возможности существования в вакууме скалярных фотонов, названных парафотонами. В дальнейшем также было предсказано существование псевдоскалярных бозонов — аксионов [2]. Парафотоны и аксионы — кандидаты на роль элементарных частиц темной материи, свойства которой активно анализируются в последние годы. Согласно теории [3, 4], масса покоя парафотонов и аксионов находится в диапазоне  $10^{-6} \dots 10^{-3}$  эВ, что соответствует далекой инфракрасной области спектра ( $0,01 \dots 10$  см $^{-1}$ ). К настоящему времени выдвинута гипотеза о том, что на раннем этапе существования Вселенной в вакууме произошел фазовый переход с образованием сверхструктуры с периодом порядка  $10^{-15}$  см (характерная длина проявления слабых взаимодействий). В результате такого фазового перехода в вакууме сформировались кластеры конечных размеров, совершающие

осцилляции трансляционного, дыхательного и аксионного типов. Соответственно в вакууме должны присутствовать аналоги акустических и оптических фононов, характерные для сложных кристаллических структур.

В настоящей работе проанализированы свойства различных типов бозе-частиц, присутствующих в материальных средах и в вакууме. Бозе-частицы вакуума соответствуют осцилляциям вакуумных кластеров, возникших в результате размягчения определенных типов колебаний (мод) исходного вакуума и являются аналогами известных в динамике кристаллических решеток мягких мод, индуцирующих структурные фазовые переходы в сегнетоэлектриках, сегнетоэластиках и мультиферроиках. В работе проанализированы зависимости энергии от импульса (законы дисперсии) различных типов бозонов и процессы неупругого взаимодействия между ними, включая эффект фотон-бозонной конверсии, исследовавшийся ранее в теоретических и экспериментальных работах [3, 4].

**Бозе-частицы в материальных средах.** Известными бозе-частицами (квазичастицами) в кристаллах являются акустические и оптические фононы, спектр которых определяется характером упругих взаимодействий между атомами или ионами, формирующими кристаллическую решетку. Полярные колебания кристаллических решеток приводят к формированию гибридных электромагнитно-механических волн. Соответствующие бозе-частицы называются решеточными поляритонами [5, 6].

Закон дисперсии поляритонов в диэлектрических кристаллах получается на основе анализа уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; & \operatorname{rot} \vec{H} &= -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0; & \operatorname{div} \vec{B} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Решение (1) ищется в виде плоских поперечных и продольных электромагнитных волн:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i(kr - \omega t). \quad (2)$$

В случае кубических немагнитных двухатомных кристаллов для поперечных поляритонов имеет место уравнение:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) i(\vec{k} \vec{E}) = 0; \quad \varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \vec{E} \perp \vec{k}; \quad (3)$$

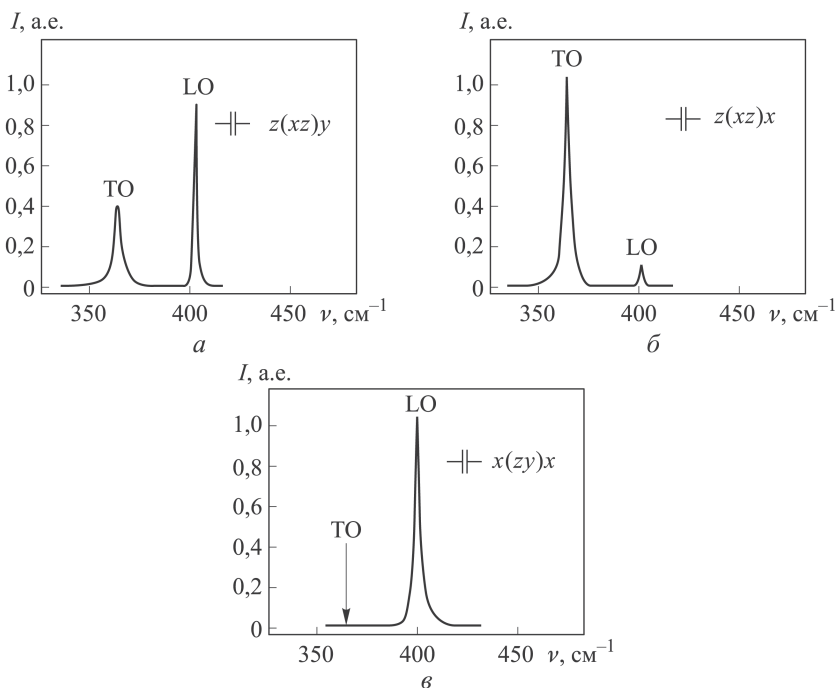
$$\omega^2 = \frac{c_0^2 k^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{\varepsilon_\infty (\omega_l^2 - \omega^2)}; \quad \omega_\pm^2 = \frac{\omega_l^2 + c^2 k^2}{2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\omega_0^2 c^2 k^2}{(\omega_l^2 + c^2 k^2)^2}} \right]; \quad c^2 = \frac{c_0^2}{\varepsilon_\infty}.$$

Здесь  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ ;  $\varepsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость;  $\omega_l$  и  $\omega_0$  — нуль и полюс диэлектрической функции  $\varepsilon(\omega)$ .

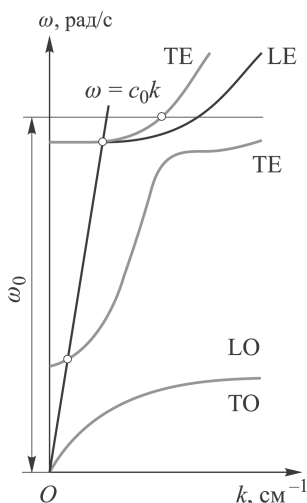
Для продольных электромагнитных волн ( $E \parallel k$ ) из соотношения (3) следует, что  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon(\omega_l) = 0$ , т.е. частота продольных электромагнитных волн для рассматриваемой материальной среды  $\omega = \omega_l = \text{const}$ .

Обычно полагается, что в вакууме  $\varepsilon(\omega) = 1$ . В соответствии с формулой (3) это предопределяет присутствие только поперечных волн. Однако из уравнения Максвелла  $\text{div} \vec{D} = i\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{k} \vec{E}) = 0$  следует, что присутствие продольных волн в вакууме обеспечивается при  $\varepsilon = 0$ .

Спектр поляритонных волн экспериментально может быть исследован методом спонтанного комбинационного рассеяния (КР). Выбором геометрии рассеяния и поляризационных установок могут быть выявлены поперечные (ТО) и продольные (ЛО) полярные моды. Вид спектров КР на ТО и ЛО полярных фонах при определенных поляризационных геометриях в монокристалле фосфида галлия с плоскостями (100), (010) и (001) представлен на рис. 1 [5]. Малоугловое спонтанное КР для образца фосфида галлия с плоскостью (111), перпендикулярной направлению распространения луча возбуждающего



**Рис. 1.** Спектры КР на поперечных и продольных полярных модах в кристалле фосфида галлия, соответствующие геометрии рассеяния  $z(xz)y$ , при которой согласно правилам отбора проявляются и поперечные, и продольные моды (а), геометрии рассеяния  $z(xz)x$ , при которой проявляются только поперечные моды (б), геометрии рассеяния  $x(zy)x$ , при которой проявляются только продольные моды (в)



**Рис. 2.** Схематический вид поляритонных кривых в решеточной и экситонной областях спектра

(TE, LE). В простейшей модели учет как решеточных, так и экситонных поляритонов приводит к закону дисперсии для поперечных волн в виде

$$\omega^2 = \frac{c_0^2 k^2}{\varepsilon(\omega)} = \frac{c_0^2 k^2 (\omega_{01}^2 - \omega^2)(\omega_{02}^2 - \omega^2)}{(\omega_{11}^2 - \omega^2)(\omega_{12}^2 - \omega^2)}.$$

Схематически закон дисперсии решеточных и экситонных поляритонов проиллюстрирован на рис. 2. С учетом эффекта пространственной дисперсии параметры в (2) зависят от волнового вектора, т.е. имеют вид функций

$$\omega_{01} = \omega_{01}(k); \quad \omega_{02} = \omega_{02}(k); \quad \omega_{11} = \omega_{11}(k); \quad \omega_{12} = \omega_{12}(k).$$

Отметим, что на поляритонных кривых (см. рис. 2) присутствуют особые точки, соответствующие так называемым унитарным поляритонам, для которых имеет место  $\omega = c_0 k$ , т.е. соответствующий показатель преломления  $n = 1$ .

Наряду с полярными (векторными) бозонами в материальных средах присутствуют скалярные бозоны, соответствующие полносимметричным (“дыхательным”) модам. Согласно правилам отбора, КР на скалярных бозонах оказывается разрешенным для многих молекулярных структур как в нецентросимметричных, так и в центросимметричных средах. Скалярные бозоны соответствуют полносимметричным осцилляциям атомов (ионов) в молекулах и кристаллах, а также осцилляциям формы микрочастиц, из которых построена материальная среда. Присутствие этих мод обнаруживается в спектрах неупругого

излучения, позволяет вычислить частоты поляритонов нижней ветви и построить участок дисперсионной кривой поляритонов в этом кристалле. Таким образом, методом КР в нецентросимметричных кристаллах может быть реализована конверсия фотонов в поперечные и продольные решеточные возбуждения материальных сред. В случае спонтанного КР коэффициент преобразования при такой конверсии очень мал и составляет приблизительно  $10^{-6}$ .

В экситонной области спектра в диэлектрических и полупроводниковых кристаллах формируются так называемые светоэкситоны, или поперечные и продольные экситонные поляритоны

рассеяния света в виде дополнительных сателлитов, обусловленных “партикулярным” (particular), в частности глобулярным, рассеянием света.

В настоящее время большой интерес для исследований представляют фотонные кристаллы [7, 8], характеризующиеся наличием сверхструктуры с периодом, сравнимым с длиной волны электромагнитного излучения видимого диапазона. В частности, глобулярные фотонные кристаллы могут быть сформированы при плотной упаковке диэлектрических шариков (глобул) одинакового размера в диапазоне значений 200...800 нм (рис. 3). В спектре элементарных возбуждений фотонного кристалла возникают дополнительные частоты, соответствующие “дыхательным” осцилляциям глобул, из которых построен фотонный кристалл. В спектре КР такие осцилляции приводят к появлению так называемого бозонного пика. Анализ спектров КР, обусловленных “дыхательными” модами глобул (спектров “партикулярного” рассеяния света), позволяет установить частоты таких колебаний, их затухание и распределение глобул по размерам.

Дисперсионные кривые электромагнитных волн, рассчитанные для глобулярного фотонного кристалла с диаметром глобул 250 нм, приведены на рис. 4. Согласно рисунку, закон дисперсии электромагнитных волн в фотонном кристалле существенно отличается от вакуумного.

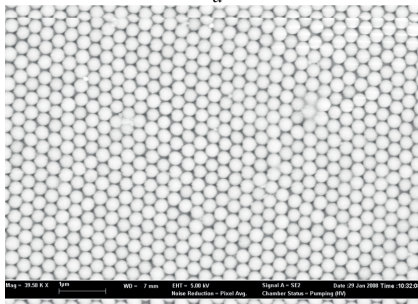
Дисперсионным кривым соответствуют фотонно-подобные бозоны. При этом в области малых волновых векторов и вблизи границы зоны Бриллюэна закон дисперсии таких бозонов для третьей и второй дисперсионных ветвей аппроксимируется квазирелятивистскими зависимостями

$$\omega_3^2 = \omega_0^2 + S^2 k^2; \quad \omega_2^2 = \omega_0^2 - S^2 k^2; \quad \omega_2^2 = \omega_{2b}^2 + c^2 \chi^2; \quad \chi = \frac{\pi}{a} - k.$$

При этом кривая 2 (см. рис. 4) характеризуется отрицательным показателем преломления, так как направления групповой и фазовой скоростей в этом случае оказываются взаимно противоположными. Фотоны



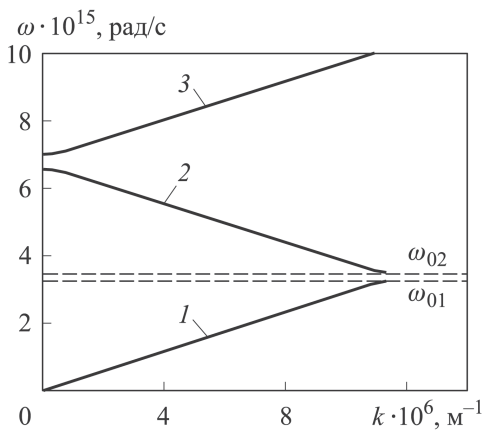
а



б

Рис. 3. Общий вид глобулярных фотонных кристаллов, созданных на базе искусственных опалов (а) и фотография поверхности (111) глобулярного фотонного кристалла, полученная с помощью электронного микроскопа (б)





**Рис. 4.** Дисперсионные кривые электромагнитных волн в глобулярном фотонном кристалле ( $\omega_{01}$ ,  $\omega_{02}$  — края стоп-зоны этого кристалла)

среды. В результате сложения спина двух фотонов спин парафотона может быть равен нулю (соответствует скалярным бозонам) или двум (соответствует тензорным бозонам). Вероятность образования парафотонов в материальной среде существенно возрастает при выполнении условий резонанса Ферми. В этом случае в области удвоенной частоты возбуждающего излучения должны существовать экситоны четного типа.

**Бозе-частицы в вакууме.** В работах [12–15] физический вакуум на ранней стадии существования Вселенной моделируется квазикристаллической структурой, построенной из плотно упакованных микрочастиц (максимонов) с массой  $m_0 \approx 10^{-5}$  г и размером  $a_0 \approx 10^{-33}$  см, притягивающихся друг к другу по закону гравитации. Одномерная модель такого рода структуры имеет вид кристаллической цепочки, совершающей поперечные и продольные осцилляции в трехмерном пространстве (рис. 5, а). Уравнения движения для поперечных ( $t$ ) и продольных ( $l$ ) акустических волн такой цепочки с учетом ближайших соседей имеют вид

$$\begin{aligned} m\ddot{u}_t(p) &= -\gamma_t [2u_t(p) - u_t(p-1) - u_t(p+1)]; \\ m\ddot{u}_l(p) &= 0; \quad p = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (4)$$

Для решений уравнений (5) в виде плоских монохроматических волн

$$\begin{aligned} u_t(p) &= u_t(p)_0 \exp(ikpa_0 - \omega t); \\ u_l(p) &= u_l(p)_0 \exp(ikpa_0 - \omega t), \quad p = 0, 1, 2, \dots, \end{aligned}$$

в фотонных кристаллах имеют отличную от нуля эффективную массу покоя, положительную или отрицательную. Для унитарных фотонов, соответствующих второй дисперсионной кривой (см. рис. 4) показатель преломления оказывается отрицательным:  $n = -1$ .

В работах [9–11] было установлено, что при наличии фотон-фотонного ангармонизма, проявляющегося в нелинейно-оптических средах, возможно образование связанных пар фотонов — парафотонов материальной

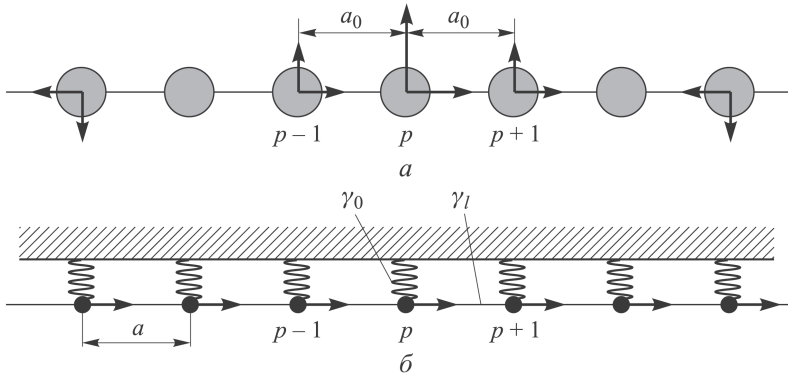


Рис. 5. Модель одномерной гравитационной кристаллической цепочки, неустойчивой относительно продольных акустических волн, при  $a_0 \approx 10^{-33}$  см (а) и сверхструктура в виде глобулярной гравитационной кристаллической цепочки при  $a \approx 10^{-15}$  см (б)

получаем законы дисперсии соответствующих волн:

$$\omega_t^2 = 4 \frac{\gamma_t}{m} \sin^2 \frac{ka_0}{2} = 4 \frac{c_0^2}{a_0^2} \sin^2 \frac{ka_0}{2}; \quad c_0^2 = \frac{\gamma_t}{m} a_0^2;$$

$$\omega_l = 0; \quad (\gamma_l = 0).$$

При малых волновых векторах  $k$  для поперечных акустических волн физического вакуума закон дисперсии аппроксимируется известной в теории относительности дисперсионной зависимостью для поперечных электромагнитных волн в вакууме:  $\omega_t = c_0 k$ , где  $c_0 = c_t$  — скорость поперечных электромагнитных волн (скорость света) в вакууме. Относительно продольных акустических волн исходная фаза физического вакуума (прафаза) оказалась неустойчивой ( $\omega_l = 0$ ). В результате при охлаждении Вселенной произошел структурный фазовый переход с образованием сверхструктуры с периодом  $a \gg a_0$  ( $a \approx 10^{-15}$  см, рис. 5, б). Закон дисперсии для поперечных акустических волн в исходной (высокотемпературной) фазе физического вакуума (прафазе) приведен на рис. 6, а.

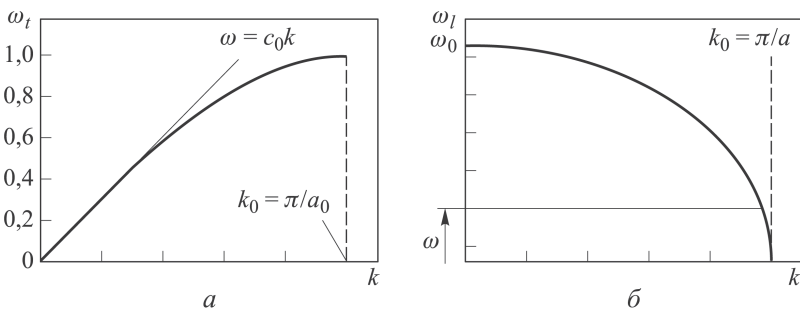


Рис. 6. Законы дисперсии для поперечных акустических волн в исходной фазе вакуума (прафазе) (а) и для продольных акустических и оптических волн вакуума после сверхструктурного фазового перехода (б)



Уравнения движения для трансляционных продольных осцилляций кластеров в новой (низкотемпературной) фазе принимают вид

$$M\ddot{u}_l(p) = -\gamma_0 u_l(p) - \gamma_l [2u_l(p) - u_l(p-1) - u_l(p+1)];$$

$$p = 0, 1, 2, \dots; \quad \gamma_l < 0, \quad \gamma_0 > 0.$$

Решение уравнений (6) в виде плоских монохроматических волн приводит к закону дисперсии для продольных оптических электромагнитных волн (рис. 6, б)

$$\omega_l^2 = \omega_0^2 - 4 \frac{c^2}{a^2} \sin^2 \frac{ka}{2}; \quad \omega_0^2 = \frac{\gamma_0}{M}; \quad \frac{c^2}{a^2} = -\frac{\gamma_l}{M}. \quad (5)$$

Соответственно в области малых волновых векторов (приближение континуума) закон дисперсии (7) удовлетворяет соотношению

$$\omega_l^2 = \omega_0^2 - c^2 k^2. \quad (6)$$

Групповая скорость волн, соответствующих закону дисперсии (8), может быть представлена как

$$\frac{d\omega}{dk} = -\frac{c^2 k}{\omega} = -\frac{c^2 k}{\sqrt{\omega_0^2 - c^2 k^2}}. \quad (7)$$

Согласно соотношению (9), направления фазовой и групповой скоростей в этом случае взаимно противоположны. Эффективная масса  $m$  и масса покоя  $m_0$  продольных фотонов в соответствии с выражениями (8) и (9) являются отрицательными:

$$m = \frac{\hbar}{\frac{d^2\omega}{dk^2}} = -\frac{\hbar(\omega_0^2 - c^2 k^2)^{\frac{3}{2}}}{c^2 \omega^2};$$

$$m_0 = m(0) = -\frac{\hbar \omega_0}{c^2}.$$

Наряду с трансляционными степенями свободы кластеры низкотемпературной фазы вакуума имеют дыхательные и аксионные степени свободы. Таким образом, в вакууме присутствуют, кроме ветвей векторных фотонов (см. рис. 6), две дополнительные дисперсионные ветви, соответствующие парафотонам и аксионам. Законы дисперсии для парафотонов и аксионов имеют релятивистский вид:

$$\omega^2 = \omega_{par}^2 + c_0^2 k^2;$$

$$\omega^2 = \omega_{ax}^2 + c_0^2 k^2.$$

**Фотон-бозонная конверсия. Генерация парафотонов, аксионов и продольных фотонов в лаборатории.** Квантовое описание процессов фотон-бозонной конверсии в материальных средах и в физическом вакууме осуществляется на основе введения в гамильтониан ангар-

монических добавок

$$H = H_{01} + H_{02} + V;$$

$$V = f_1 [a (a')^+ b^+ + a b (a')^+] + f_2 [a (a') b^+ + b a^+ (a')^+].$$

Здесь  $H_{01}$  и  $H_{02}$  — гамильтонианы фотонного и бозонного полей в гармоническом приближении;  $V$  — оператор возмущения;  $a, a', b, b, a^+, (a')^+, b, b^+$  — операторы уничтожения и рождения фотонного и бозонного полей.

Вероятность протекания соответствующих процессов фотон-бозонной конверсии задается выражениями

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} f_1^2 [n_0(n' + 1)(m_b + 1) + n_0 m_b (n' + 1)];$$

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} f_2^2 [n_0^2(m_b + 1) + m_b(n_0 + 1)(n_0 + 1)].$$

Здесь  $n_0, n', m_b$  — числа заполнения для соответствующих полей. Законы сохранения энергии и квазиимпульса для различных элементарных процессов фотон-бозонной конверсии имеют вид

$$\begin{cases} \hbar\omega_0 = \hbar\omega' + \hbar\omega; \\ \hbar\vec{k}_0 = \hbar\vec{k}' + \hbar\vec{k}; \end{cases} \quad \begin{cases} \hbar\omega_0 + \hbar\omega = \hbar\omega'; \\ \hbar\vec{k}_0 + \hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}'; \end{cases}$$

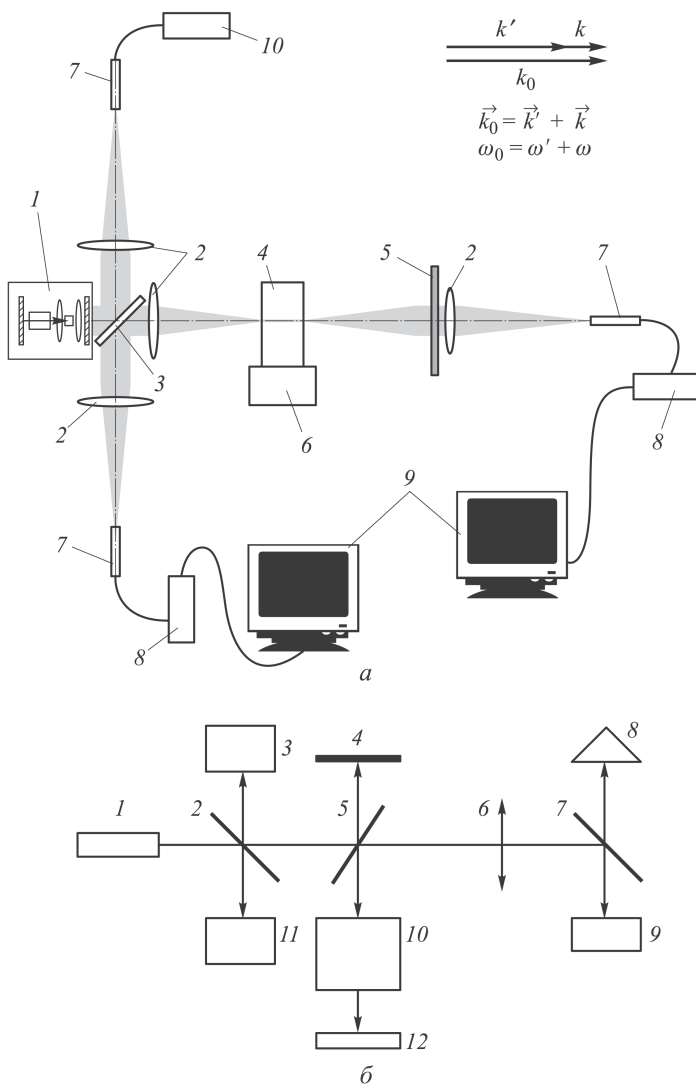
$$\begin{cases} \hbar\omega_0 = \hbar\omega'(para) + \hbar\omega(\gamma); \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) = \hbar\vec{k}'(para) + \hbar\vec{k}(\gamma); \end{cases} \quad \begin{cases} \hbar\omega_0 + \hbar\omega = \hbar\omega'(para); \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) + \hbar\vec{k}(\gamma) = \hbar\vec{k}'(para); \end{cases}$$

$$\begin{cases} \hbar\omega_0 = \hbar\omega'(axi) + \hbar\omega; \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) = \hbar\vec{k}'(axi) + \hbar\vec{k}(m); \end{cases} \quad \begin{cases} \hbar\omega_0 + \hbar\omega = \hbar\omega'(axi); \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) + \hbar\vec{k}(m) = \hbar\vec{k}'(axi); \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} \hbar\omega'(axi) = \hbar\omega_0; \\ \hbar\vec{k}'(axi) = \hbar\vec{k}_0; \end{cases} \quad \begin{cases} \hbar\omega_0 = \hbar\omega'(axi); \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) = \hbar\vec{k}'(axi); \end{cases}$$

$$\begin{cases} \hbar\omega_0 + \hbar\omega_0 = \hbar\omega'(para); \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) + \hbar\vec{k}_0(\gamma) = \hbar\vec{k}'(para); \end{cases} \quad \begin{cases} \hbar\omega'(para) = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_0; \\ \hbar\vec{k}'(para) = \hbar\vec{k}_0(\gamma) + \hbar\vec{k}_0(\gamma). \end{cases} \quad (9)$$

При малой интенсивности возбуждающего излучения ( $n_0 \ll 1$ ) реализуются процессы спонтанной фотон-бозонной конверсии. При большей интенсивности ( $n_0 \gg 1$ ) могут происходить вынужденные (индуцированные) процессы. В частности, при достаточно большой интенсивности возбуждающего излучения в материальных средах наблюдается вынужденное КР (ВКР), при котором происходит конверсия фотонов возбуждающего излучения в скалярные бозоны материальной среды с высоким коэффициентом преобразования ( $\approx 0,1$ ). Схемы экспериментальных установок, применявшихся для исследований ВКР, представлены на рис. 7 [11, 16, 17].

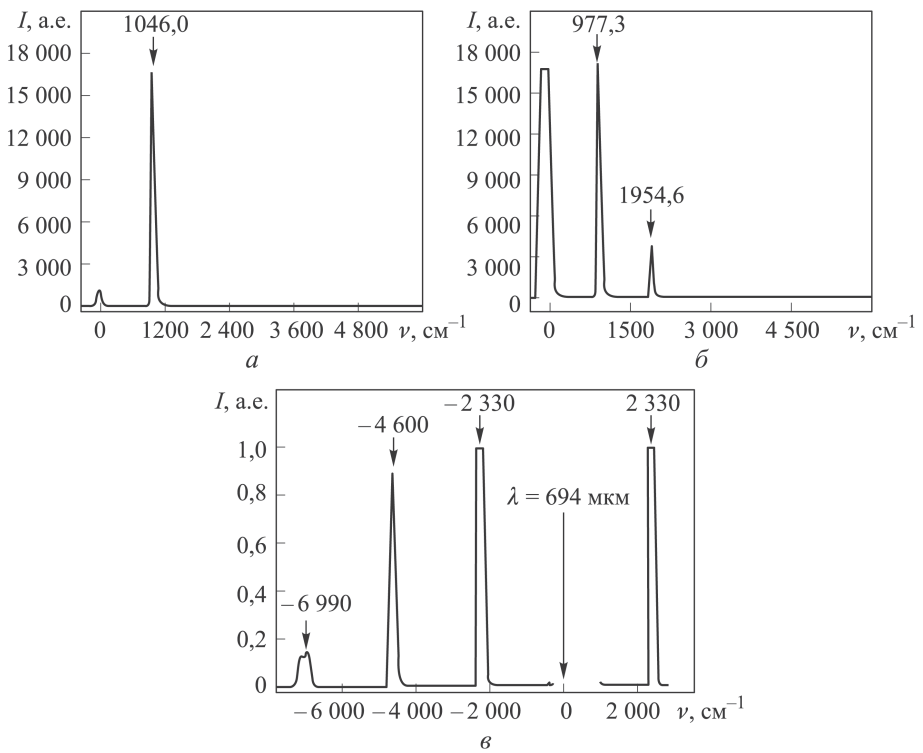


**Рис. 7. Схемы экспериментальных установок для исследований ВКР света в конденсированных средах:**

*а* — ВКР на молекулярных модах (1 — лазер; 2 — линзы; 3 — полупрозрачная пластина; 4 — исследуемый образец; 5 — светофильтр; 6 — держатель; 7 — зонд световода; 8 — миниспектрометр; 9 — компьютер; 10 — измеритель мощности);  
*б* — вынужденного глобулярного рассеяния в фотонных кристаллах (1 — лазер; 2, 5, 7 — полупрозрачные пластины; 4 — светофильтр; 6 — линза; 3, 8, 11 — измерители мощности; 9 — исследуемый образец; 10 — интерферометр; 12 — детектор)

Спектры ВКР в монокристаллах кальцита, в порошке органического соединения РОРОР и жидком азоте (молекула N<sub>2</sub>) при импульсном лазерном возбуждении приведены на рис. 8. В случае азота осуществляется многочастичный процесс конверсии и проявляются как стоковсы, так и антистоксовы процессы.

Интерферограммы спектра вынужденного бозонного рассеяния света на осцилляциях кварцевых глобулах фотонного кристалла и



**Рис. 8.** Спектры ВКР света на полносимметричных модах в монокристалле кальцита (*a*), в порошке органического соединения РОРОР (*б*) и жидком азоте (*в*)

спектр генерации лазера на рубине с шириной линии излучения около  $0,01 \text{ см}^{-1}$ , полученные с использованием экспериментальной схемы, представленной на рис. 7, *б*, приведены на рис. 9. Сравнения этих спектров позволяет установить, что в спектре вынужденного бозонного рассеяния света обнаруживается дополнительная система колец, соответствующая стоксову сдвигу  $\Delta\nu \approx 0,3 \text{ см}^{-1}$ .

Отметим, что в результате когерентного возбуждения полносимметричных мод (скалярных бозонов) при ВКР возможен распад скалярных (“механических”) бозонов на два “запутанных” (entangled) фотона микроволнового или радиодиапазона (динамический эффект Казимира). Такой процесс разрешен как в centrosymmetric, так и в non-centrosymmetric средах и удовлетворяет законам сохранения (9).

Спектры ВКР на поперечных и продольных модах сегнетоэлектрического кристалла ниобата лития, помещенного в резонатор лазера на рубине, генерирующего гигантские импульсы большой пиковой интенсивности ( $\approx 100 \text{ МВт/см}^2$ ) показаны на рис. 10. В одном случае полярная ось кристалла была направлена вдоль направления лазерного луча (рис. 10, *a*), а в другом — перпендикулярно направлению распространения лазерного импульса (рис. 10, *б*). Согласно этому рисунку,

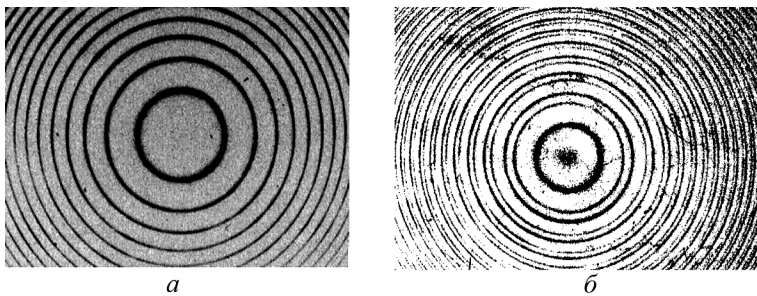


Рис. 9. Интерферограммы спектров генерации лазера на рубине (а) и вынужденного глобулярного рассеяния света в искусственном опале с диаметром глобул 250 нм (б)

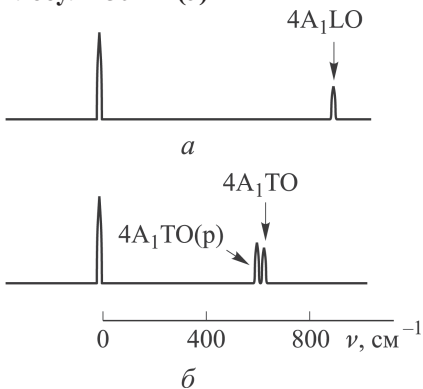


Рис. 10. Спектры ВКР в ниобате лития на продольных (а) и поперечных (б) поляритонах при двух геометриях рассеяния ((р) соответствует возбуждению поляритонных волн,  $A_1TO$  — рассеянию на поперечных полярных фононах)

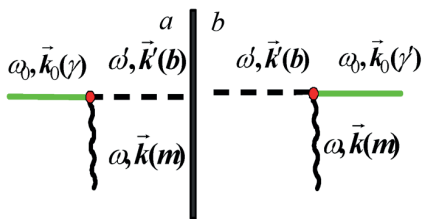
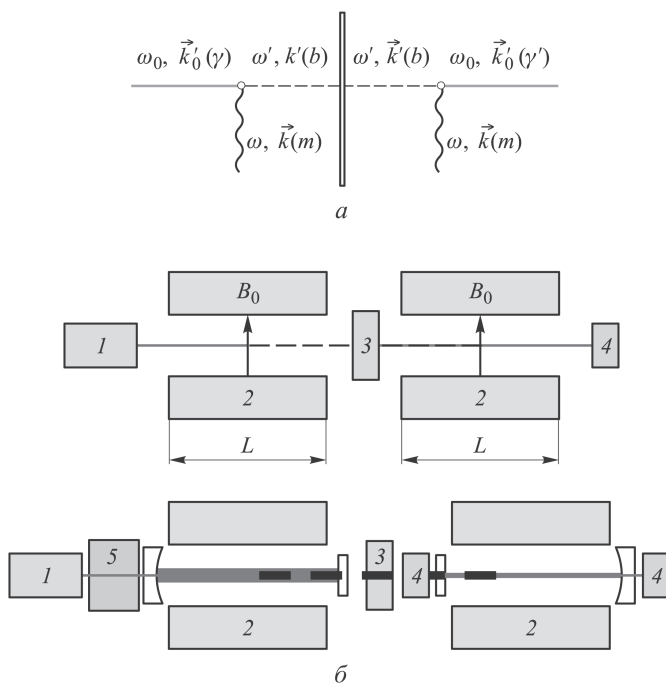


Рис. 11. Диаграмма процесса проникновения света сквозь стенку из области *a* в область *b* в магнитном поле

интенсивность ВКР оказывается сравнимой с интенсивностью накачки. В случае “продольного” ВКР частотный сдвиг соответствует проявлению продольного  $4A_1LO$ -фонона, а в случае “поперечного” ВКР наблюдается два спутника, один из которых соответствует  $4A_1TO$ -фонону (рассеяние назад), а другой — поперечному поляриту (рассеяние вперед).

Диаграмма процесса фотон-аксионной конверсии в магнитном поле из области *a* в область *b* приведена на рис. 11. Штриховая линия соответствует аксионам, волнистая — магнитному полю. Такой процесс (эффект Примакова) классифицируется как процесс проникания света сквозь стенку. Принципиальные схемы для реализации процесса фотон-аксионной конверсии в вакууме в сильном магнитном поле, законы сохранения для которого соответствуют уравнениям (8), представлены на рис. 12. Экспериментальные попытки наблюдения такого эффекта в вакууме в последнее время проводились несколькими научными коллективами [18–27]. Правила отбора разрешают прямой



**Рис. 12. Принципиальные схемы для осуществления фотон-аксионной конверсии в магнитном поле без дополнительного резонатора (а) и с интерферометром Фабри – Перо (б):**

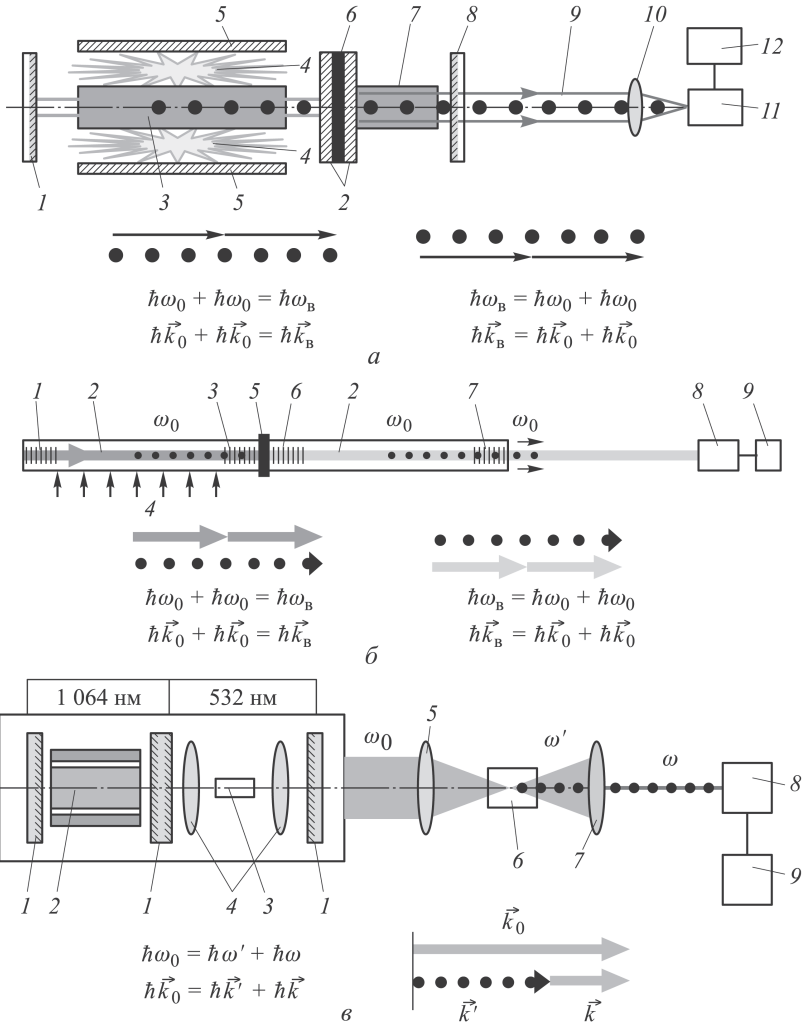
1 – лазер; 2 – магнит; 3 – стенка; 4 – фотодетектор; 5 – ИО; б – интерферометр Фабри – Перо

процесс конверсии фотона в аксион в постоянном магнитном поле в вакууме, но вероятность спонтанного процесса этого вида невелика. Следует отметить, что применение мощных лазеров непрерывного действия, сильного магнитного поля (10 Тл) и резонаторов в виде интерферометров (рис. 12, б) не обеспечило надежный уровень сигнала на детекторах, используемых в работах [18–27]. Таким образом, к настоящему времени не получено надежного экспериментального подтверждения эффекта проникания света сквозь стенку.

В связи с этим автором данной работы предложено осуществлять процессы фотон-аксионной и фотон-парафотонной конверсий не в вакууме, а в материальной среде. Для обеспечения соответствующих условий синхронизма (законов сохранения энергии и квазиимпульса) таких процессов конверсии в материальной среде в качестве возбуждающего излучения предлагается использовать унитарные поляритоны, для которых имеет место равенство  $n^2 = 1$ . Как было отмечено выше, унитарные поляритоны присутствуют для определенных частот в диэлектрических средах и фотонных кристаллах. Примеры возможных экспериментальных схем для осуществления различных процессов фотон-бозонной конверсии в материальных средах показаны на рис. 13.

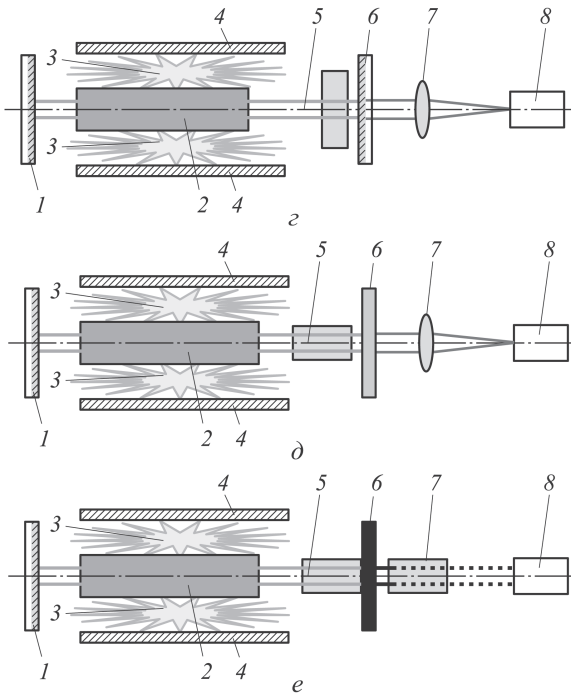


Можно предполагать, что в материальных средах вероятность процессов фотон-бозонной конверсии должна существенно возрасти за счет вклада фотон-фононных и фотон-фотонных взаимодействий в диэлектрических средах, а также при локализации возбуждающего лазерного излучения в дисперсных структурах и в глобулярных фотонных кристаллах.



**Рис. 13 (начало). Предлагаемые схемы для осуществления различных процессов фотон-бозонной конверсии в материальных средах:**

*а* — для фотон-парафотонной конверсии в резонаторе рубинового лазера (1, 2, 8 — зеркала; 3 — активный элемент лазера на рубине; 4 — лампы накачки; 5 — отражатель; 6 — непрозрачная стенка; 7 — рубин; 9 — излучение; 10 — линза; 11, 12 — детекторы); *б* — для фотон-парафотонной конверсии в резонаторе эрбиевого лазера (1, 3, 6, 7 — брэгговские зеркала; 2 — кварцевый световод, легированный эрбием; 4 — накачка; 5 — непрозрачная стенка; 8, 9 — детекторы); *в* — для парафотонного рассеяния света в щелочно-галогидных кристаллах (1 — зеркала; 2 — активный элемент; 3 — нелинейный кристалл; 4, 5, 7 — линзы; 6 — щелочно-галогидный кристалл; 8, 9 — детекторы)



**Рис. 13 (окончание).** *z* — для регистрации инфракрасного излучения при ВКР на поперечных поляритонах в кристалле ниобата лития, оптическая ось которого перпендикулярна направлению распространения возбуждающего излучения (*1* — зеркала; *2* — активный элемент; *3* — лампы; *4* — отражатель; *5* — кристалл; *7* — линза; *8* — детектор); *d* — для регистрации инфракрасного излучения при ВКР на продольных поляритонах в кристалле ниобата лития, оптическая ось которого совпадает с направлением распространения возбуждающего излучения (*1* — зеркало; *2* — активный элемент; *3* — лампы; *4* — экран; *5* — кристалл; *6* — непрозрачная стенка; *7* — линза; *8* — детектор); *e* — для регистрации инфракрасного излучения при ВКР на продольных поляритонах в кристалле ниобата лития, оптическая ось которого совпадает с направлением распространения возбуждающего излучения (*1* — зеркало; *2* — активный элемент; *3* — лампы; *4* — экран; *5*, *7* — кристаллы; *6* — непрозрачная стенка; *8* — детектор)

Схемы, представленные на рис. 13, *a* и *б*, предназначены для наблюдения эффекта конверсии фотонов в парафотоны и обратного процесса в материальных средах, когда возбуждающее излучение соответствует унитарным поляритонам материальной среды. При этом должно происходить проникание света сквозь непрозрачную стенку. Схема, приведенная на рис. 13, *в*, соответствует условию наблюдения нового вида рассеяния света — парафотонного рассеяния света. В элементарном акте парафотонного рассеяния фотон возбуждающего излучения распадается на парафотон (скалярный фотон) и полярный фонон.

В отличие от КР света при парафотонном рассеянии согласно правилам отбора активными для процесса рассеяния являются полярные моды в центросимметричных средах типа щелочно-галлоидных кристаллов.

Схемы, представленные на рис. 13, *з* и *д*, предназначены для генерации инфракрасного излучения терагерцового диапазона при параметрических процессах и ВКР. Схема, приведенная на рис. 13, *е*, используется для установления возможности существования продольных фотонов в вакууме.

**Вывод.** В настоящей работе проанализированы условия для возбуждения поперечных и продольных электромагнитных волн как в материальных средах, так и в вакууме. Получены законы дисперсии для поперечных и продольных фотонов в материальных средах и в вакууме парафотонов и аксионов.

Установлены условия для оптимизации наблюдения процессов фотон-парафотонной конверсии в материальных средах и в вакууме. Показано, что условия синхронизма для фотон-парафотонной конверсии в материальной среде могут быть выполнены с использованием в качестве возбуждающего излучения унитарных поляритонов, для которых квадрат показателя преломления равен единице.

Предсказана возможность наблюдения динамического эффекта Казимира при процессах ВКР на полносимметричных колебаниях молекул и кристаллов, а также при вынужденном бозонном рассеянии света в глобулярных фотонных кристаллах.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ; гранты 12-02-00491, 12-02-90422, 12-02-90021, 12-02-90025, 13-02-00449, 13-02-90420, 14-02-00190.*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Okun L.B.* Limits on electrodynamics: paraphotons? // *Sov. Phys. JETP.* 1982. Vol. 56. P. 502. (*ЖЭТФ.* 1982. № 83(3). С. 892).
2. *Hoffmann S.* Paraphotons and axions: Similarities in stellar emission and detection // *Phys. Lett.* 1986. Vol. B 193. P. 117.
3. *Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A.* Hidden laser communications through matter —An application of meV-scale hidden photons // *EPL.* 2009. Vol. 87. P. 10010.
4. *Proposed experiment to Produce and Detect Light Pseudoscalars / K. van Bibber, N.R. Dagdeviren, S.E. Koonin, A.K. Kerman, H.N. Nelson // Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 59. P. 759.
5. *Поливанов Ю.Н.* Комбинационное рассеяние света на поляритонах // *УФН.* 1978. Т. 126. № 2. С. 185–232.
6. *Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н.* Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света // *УФН.* 2006. Т. 176 (10). С. 1051.
7. *Gorelik V.S.* Optics of globular photonic crystals // *Quantum Electronics.* Vol. 37 (5). P. 409–432.
8. *Горелик В.С., Щавлев В.В.* Оптические устройства на основе материалов с отрицательным преломлением // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* 2010. № 12. С. 23–32.
9. *Gorelik V.S.* Coherent and Bound Photonic States in Globular Photonic. States in Globular Photonic Crystals // *Acta Phys. Hung. B.* 2006. Vol. 26/1–2. P. 37–46.
10. *Gorelik V.S.* Coherent and bound photonic states in globular photonic crystals // *Journal of Russian Laser Research.* 2006. Vol. 27 (5). P. 437–449.

11. *Gorelik V.S.* Linear and nonlinear optical phenomena in nanostructured photonic crystals, filled by dielectrics or metals // *European Physical Journal of Applied Physics*. 2010. Vol. 49. P. 33007.
12. *Горелик В.С.* Поляритоны и их аналоги в веществе и в физическом вакууме // *In Physical Interpretations of Relativity Theory. Proceedings of International Scientific Meeting PIRT–2003, Moscow*. 2003. P. 56–81.
13. *Gorelik V.S.* Dynamics of lattice models of media and physical vacuum // *In Physical Interpretations of Relativity Theory. Proceedings of International Scientific Meeting PIRT–2005, Moscow*. 2005 P. 70–76.
14. *Gorelik V.S.* Microstructure of crystalline physical vacuum and photon-boson // *Gravitation and Cosmology*. 2006. Vol. 12. No. 2–3 (46–47). P. 151.
15. *Gorelik V.S.* Dynamic of Lattice Models of Media and Physical Vacuum // *In Physical Interpretations of Relativity Theory. Proceedings of International Scientific Meeting PIRT–2007, Moscow*. 2007. P. 253.
16. *Спектральные и энергетические характеристики вынужденного глобулярного рассеяния света / М.В. Тареева, В.С. Горелик, А.Д. Кудрявцева, Н.В. Чернега // Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2010. № 11. С. 35–41.
17. *О генерации пульсирующих акустических волн в глобулярных фотонных кристаллах / В.С. Горелик, А.Д. Кудрявцева, М.В. Тареева, Н.В. Чернега // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*. 2011. № 2 (41). С. 3–15.
18. *Sikivie P., Tanner D.B., Van Bibber K.* Resonantly Enhanced Axion-Photon Regeneration // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. 172002. [Электронный ресурс] // URL: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Sikivie07prl.pdf> DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.172002 (дата обращения: 17.02.2014).
19. *An improved limit on the axion-photon coupling from the CAST experiment / S. Andriamonje, S. Aune, D. Autiero, K. Barth, A. Belov et al. // J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2007. Iss. 4. P. 1–23. DOI:10.1088/1475-7516/2007/04/010
20. *A search for chameleon particles using a photon regeneration technique / A.S. Chou, W. Wester, A. Baumbaugh, H.R. Gustafson et al. [GammeV Collaboration] // Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 102. P. 080402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.030402
21. *First results from the OSQAR photon regeneration experiment: No light shining through a wall / P. Pagnat, L. Duvillaret, R. Jost et al. // Phys. Rev. D.* 2008. Vol. 78. P. 092003. DOI:10.1103/PhysRevD.78.092003
22. *New Experimental limit on Optical Photon Coupling to Neutral, Scalar Bosons / A. Afanasev, O.K. Baker, K.B. Beard, G. Biallas et al. [LIPSS Collaboration]. Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101. P. 120401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.120401
23. *Laser experiments explore the hidden sector / M. Ahlers, H. Gies, J. Jaeckel, J. Redondo, A. Ringwald // Phys. Rev. D.* 2008. Vol. 77. P. 095001. arXiv:0711.4991 [hep-ph].
24. *Resonantly-enhanced axion-photon regeneration / G. Mueller, P. Sikivie, D.B. Tanner, K. van Bibber; ed. by David B. Tanner, K.A. van Bibber // Axions 2010. American Institute of Physics*. 2010. P. 150–155. [Электронный ресурс] URL: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Mueller10aps-reapr.pdf#25>.
25. *Search for chameleon particles using a photon-regeneration technique / A.S. Chou et al. // Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. P. 030402.
26. *An upper limit on the stochastic gravitational-wave background of cosmological origin // The LIGO Scientific Collaboration & The Virgo Collaboration. Nature* 460. (20 august 2009). P. 990–994. DOI:10.1038/nature08278
27. *Jaeckel J., Ringwald A.* Search for Hidden Sector Photons with the ADMX Detector // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 171801.

## REFERENCES

- [1] Okun L.B. Limits on electrodynamics: paraphotons? *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* [J. Exp. Theor. Phys. (JETP)], vol. 56, pp. 502–505], 1982, vol. 83, no. 3, pp. 892–895 (in Russ.).
- [2] Hoffmann S. Paraphotons and axions: Similarities in stellar emission and detection. *Phys. Lett. B*, 1986, vol. 193, p. 117–122.
- [3] Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A. Hidden laser communications through matter – an application of MeV-scale hidden photons. *EPL (Europhysics Letters)*, 2009, EPL 87: 10010, vol. 87, no. 1, pp. 1–5. DOI:10.1209/0295-5075/87/10010
- [4] Van Bibber K., Dagdeviren N.R., Koonin S.E., Kerman A.K., Nelson H.N. Proposed experiment to produce and detect light pseudoscalars. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol. 59, p. 759–762.
- [5] Polivanov Yu.N. Raman scattering by polaritons. *Usp. Fiz. Nauk* [Sov. Phys.-Usp.], 1978, vol. 126, no. 2, pp. 185–232 (in Russ.).
- [6] Agranovich V.M., Gartshteyn Yu.N. Spatial dispersion and negative refraction of light. *Usp. Fiz. Nauk* [Phys.-Usp.], 2006, vol. 176, no. 10, pp. 1051–1068 (in Russ.).
- [7] Gorelik V.S. Optics of globular photonic crystals. *Quantum Electronics*, 2007, vol. 37, no. 5, pp. 409–432.
- [8] Gorelik V.S., Shchavlev V.V. Optical devices based on materials with negative refraction. *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, 2010, no. 12, pp. 23–32 (in Russ.).
- [9] Gorelik V.S. Bound and dark photonic states in globular photonic crystals. *Acta Phys. Hung. B*, 2006, vol. 26/1–2, pp. 37–46.
- [10] Gorelik V.S. Coherent and bound photonic states in globular photonic crystals. *J. of Russian Laser Research*, 2006, vol. 27, iss. 5, pp. 437–449.
- [11] Gorelik V.S. Linear and nonlinear optical phenomena in nanostructured photonic crystals, filled by dielectrics or metals. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 49, no. 3, p. 33007(1)–33007(9). DOI: <http://dx.doi.org/10.1051/epjap/2010014>
- [12] Gorelik V.S. Polaritons and their counterparts in the material and in the physical vacuum. *Proc. of Int. Sci. Meeting PIRT-2003 “Physical Interpretations of Relativity Theory”*. Moscow, 2003, pp. 56–81 (in Russ.).
- [13] Gorelik V.S. Dynamics of lattice models of media and physical vacuum. *Proc. of Int. Sci. Meeting PIRT-2005 “Physical interpretations of relativity theory”*. Moscow, 2005, pp. 70–76.
- [14] Gorelik V.S. Microstructure of crystalline physical vacuum and photon-boson. *Gravitation and Cosmology*, 2006, vol. 12, no. 2–3, pp. 151–154.
- [15] Gorelik V.S. Dynamic of lattice models of media and physical vacuum. *Proc. of Int. Sci. Meeting PIRT-2005 “Physical interpretations of relativity theory”*. Moscow, 2005, p. 70.
- [16] Tareeva M.V., Gorelik V.S., Kudryavtseva A.D., Chernega N.V. Spectral and energy characteristics of stimulated globular scattering of light. *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, 2010, no. 11, pp. 35–41 (in Russ.).
- [17] Gorelik V.S., Kudryavtseva A.D., Tareeva M.V., Chernega N.V. On generation of pulsed acoustic waves in globular photonic crystals. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2011, no. 2(41), pp. 3–15 (in Russ.).
- [18] Sikivie P., Tanner D.B., Van Bibber K. Resonantly enhanced axion-photon regeneration. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, vol. 98. 172002(1)–172002(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.172002
- [19] Andriamonje S., Aune S., Autiero D., Barth K., Belov A. An improved limit on the axion-photon coupling from the CAST experiment. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2007, iss. 4, pp. 1–23. DOI:10.1088/1475-7516/2007/04/010

- [20] Chou A.S., Wester W., Baumbaugh A., Gustafson H.R., Irizarry-Valle Y., Mazur P.O., Steffen J.H., Tomlin R., Upadhye A., Weltman A., X.Yang, Yoo J. A search for chameleon particles using a photon regeneration technique. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, vol. 102, p. 080402(1)–080402(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.030402
- [21] Pagnat P., Duvillaret L., Jost R., Vitrant G., Romanini D., Siemko A., Ballou R., Barbara B., Finger Mich., Finger Mir., Hošek J., Král M., Meissner K.A., Šulc M., Zicha J. First results from the OSQAR photon regeneration experiment: No light shining through a wall. *Phys. Rev. D.*, 2008, vol. 78, pp. 092003(1)–092003(5). DOI:10.1103/PhysRevD.78.092003
- [22] Afanasev A., Baker O.K., Beard K.B., Biallas G., Boyce J., Minarni M., Ramdon R., Shinn M., Slocum P. (LIPS Collaboration). Experimental limit on optical-photon coupling to light neutral scalar bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, vol. 101, pp. 120401(1)–120401(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.120401
- [23] Ahlers M., Gies H., Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A. Laser experiments explore the hidden sector. *Phys. Rev. D.*, 2008, vol. 77, pp. 095001(1)–095001(9). DOI: 10.1103/PhysRevD.77.095001
- [24] Mueller G., Sikivie P., Tanner D.B., Van Bibber K.; Tanner D.B, eds. Resonantly-enhanced axion-photon regeneration. *Proc. Int. Conf. “Axions 2010”*, N.Y., American Institute of Physics, 2010, pp. 150–155. Available at: <http://www.phys.ufl.edu/~tanner/PDFS/Mueller10aps-reapr.pdf25> (accessed 27.05.2014).
- [25] Chou A.S., Aaron S. (GammeV Collaboration). Search for chameleon particles using a photon-regeneration technique. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, vol. 102, pp. 030402(1)–030402(4).
- [26] The LIGO Scientific Collaboration & The Virgo Collaboration. An upper limit on the stochastic gravitational-wave background of cosmological origin. *Nature*, 20 august 2009, vol. 460, pp. 990–994. DOI:10.1038/nature08278
- [27] Jaeckel J., Ringwald A. Search for hidden sector photons with the ADMX Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, vol. 105, pp. 171801(1)–171801(4).

Статья поступила в редакцию 27.05.2014

Горелик Владимир Семенович — д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана, заведующий лабораторией “Комбинационное рассеяние света” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Заслуженный деятель науки Российской Федерации. Автор более 400 научных работ в области физики. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 53.

Gorelik V.S. — Dr. Sci. (Phys.-Math.), professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University, head of “Raman Scattering” laboratory of the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. Honored Scientist of the Russian Federation. Author of more than 400 publications in the field of physics. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Leninskiy pr. 53, Moscow, 119991 Russian Federation.