

# ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 535.361

## ФОТОН-БОЗОННАЯ КОНВЕРСИЯ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ И АМИНОКИСЛОТАХ

В.С. Горелик<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Российская Федерация  
e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

*Приведены экспериментальные данные о вынужденном комбинационном рассеянии на продольных и поперечных модах в монокристаллах ниобата лития. Проанализированы свойства скалярных и псевдоскалярных бозонов вакуума, характеризующихся чрезвычайно малой энергией покоя  $10^{-3} \dots 10^{-6}$  эВ. Приведены характеристики скалярных и псевдоскалярных бозонов в сегнетоэлектриках, аминокислотах. Установлены условия наблюдения процессов конверсии фотонов в псевдоскалярные бозоны. Предложены конкретные экспериментальные схемы для наблюдения процессов фотон-аксионной конверсии в сегнетоэлектриках и аминокислотах.*

**Ключевые слова:** фотон, вынужденное рассеяние, лазер, бозон, аксион, спектр, сегнетоэлектрик, аминокислота, конверсия, псевдоскаляр, энергия покоя.

## PHOTON-BOSON CONVERSION IN FERROELECTRICS AND AMINO ACIDS

V.S. Gorelik<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation  
e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

*The article presents the experimental results of stimulated Raman scattering on longitudinal and transversal modes in LiNbO<sub>3</sub> single crystals. The properties of scalar and pseudoscalar vacuum bosons, characterized by extremely low rest energy, which is about  $10^{-3} \dots 10^{-6}$  eV are analyzed. The characteristics of scalar and pseudoscalar bosons in ferroelectrics, amino acids are given. The conditions of photon-pseudoscalar boson conversion are established. Specific experimental schemes for observing photon-axion conversion in ferroelectrics and amino acids are proposed.*

**Keywords:** photon, stimulated scattering, laser, boson, axion, spectrum, ferroelectric, amino acid, conversion, pseudoscalar, rest energy.

**Введение.** В диэлектрических кристаллах присутствуют различные типы бозонов: акустические и оптические фононы, экситоны, поляритоны и другие элементарные возбуждения, классифицируемые как квазичастицы с заданными значениями энергии и квазиимпульса. В гармоническом приближении квазичастицы бозонного типа не

взаимодействуют друг с другом. Включение ангармонических слагаемых в гамильтониан кристалла объясняет процессы неупругих взаимодействий между бозонами, включая распады одной квазичастицы на две других, неупругие столкновения двух квазичастиц с образованием третьей и более сложные процессы. Известными элементарными возбуждениями вакуума являются векторные частицы — фотоны, соответствующие в классической физике поперечным электромагнитным волнам. Кроме того, среди элементарных частиц вакуума известны такие бозоны как пи-мезоны, массивные векторные бозоны, скалярный бозон Хиггса и др.

В последние годы широко обсуждается вопрос о присутствии в вакууме бозонов с чрезвычайно малой энергией покоя ( $10^{-3} \dots 10^{-6}$  эВ), соответствующей дальнему инфракрасному диапазону спектра [1–4]. В частности, это относится к аксионам (псевдоскалярным бозонам) и парафотонам (скалярным бозонам), также называемыми хидн-фотонами, или скалярными фотонами (скаонами). Следует отметить, что с начала 20-го столетия продолжаются дискуссии о состоянии поляризации фотонов вакуума и причинах отсутствия фотонов с продольной поляризацией (лотонов).

К настоящему времени выполнено большое число теоретических и экспериментальных работ [5–8], в которых проанализирована возможность генерации аксионов и парафотонов в результате процессов фотон-бозонной конверсии в вакууме. В соответствии с правилами отбора при включении внешнего магнитного поля, понижающего пространственную симметрию вакуума до группы  $C_{\infty h}$ , оказывается разрешенным процесс конверсии векторной частицы — фотона в псевдоскалярный бозон — аксион. В качестве источников возбуждающего излучения предлагается использование лазеров инфракрасного, видимого или ультрафиолетового диапазонов с поляризацией излучения, совпадающей с направлением магнитного поля. Согласно оценкам [6–8], выполненным на основе современной теории элементарных частиц высоких энергий, вероятность процессов фотон-аксионной, а также фотон-парафотонной конверсии чрезвычайно мала. Это затрудняет получение надежного подтверждения предсказания теории о возможности наблюдения таких процессов при использовании реальных магнитных полей (до 10 Тл) и существующих источников лазерного излучения. Новые возможности для повышения эффективности фотон-бозонной конверсии возникают при рассмотрении таких процессов в материальных средах, характеризующихся низкой пространственной симметрией и высокими значениями вероятностей взаимодействия электромагнитного излучения с бозе-частицами кристаллов [9, 10].

В настоящей работе проанализированы закономерности различных процессов фотон-фононной и фотон-аксионной конверсии в низкосимметричных сегнетоэлектрических кристаллах и кристаллических аминокислотах, а также предложены конкретные схемы для установления свойств бозонов вакуума при их проникании в материальные среды.

**Фотон-бозонная конверсия в материальных средах.** При проникании фотонов вакуума в диэлектрическую среду в ней формируются гибридные квазичастицы — поляритоны, свойства которых изучаются начиная с классических работ М. Борна до настоящего времени [11, 12]. В диэлектрических полярных средах типа щелочно-галоидных кристаллов закон дисперсии  $\omega(k)$  поляритонов в неявном виде задается соотношениями

$$\begin{aligned}\omega^2 &= \frac{A_0^2 k^2}{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)} = \frac{A_0^2 k^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{\varepsilon_\infty (\omega_l^2 - \omega^2)}; \\ \mu(\omega) &= 1; \varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}.\end{aligned}\quad (1)$$

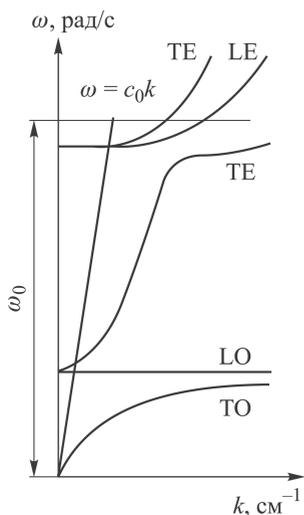
Здесь  $k$  — волновой вектор;  $c_0$  — скорость света в вакууме;  $\varepsilon(\omega)$ ,  $\mu(\omega)$  — дисперсионные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей;  $\omega_0$  — частота поперечных волн в кулоновском приближении;  $\omega_l$  — частота продольных электромагнитных волн в среде;  $\varepsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Из формулы (1) следует закон дисперсии для поляритонных ветвей (верхней и нижней)

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

Закон дисперсии (2) может быть получен как на основе решения уравнений Максвелла в приближении плоских монохроматических волн для изотропного кубического двухатомного кристалла, так и из решения системы двух уравнений, соответствующих двум связанным волнам,  $u(x, t) = u_0 \exp(ikx - \omega t)$  и  $\xi(x, t) = \xi_0 \exp(ikx - \omega t)$ , колебаний ионов и напряженности  $E$  электромагнитного поля:

$$\begin{aligned}\ddot{u} &= -\omega_0^2 u + \omega_p^2 \xi; \\ \ddot{\xi} &= -\frac{c_0^2}{\varepsilon_\infty} k^2 \xi - \ddot{u},\end{aligned}\quad (3)$$

где  $\omega_p^2$  — квадрат плазменной частоты,  $\omega_p^2 = \omega_l^2 - \omega_0^2$ .



**Рис. 1.** Схематический вид поляритонных дисперсионных кривых в кубическом диэлектрическом кристалле с учетом решеточных и экситонных поляритонов: TO, LO; TE, LE — соответствующие ветви поперечных и продольных мод решеточных и экситонных поляритонов

Вид дисперсионных кривых в диэлектрическом полярном кристалле, в котором присутствует одна ветвь решеточных и одна ветвь экситонных поляритонов, показан на рис. 1. Прямая линия  $\omega = c_0 k$  совпадает с законом дисперсии для поперечных фотонов вакуума. Следует отметить, что точки пересечения этой прямой с поляритонными кривыми соответствуют показателю преломления, равному единице. В связи с этим соответствующие поляритоны называются унитариями.

При включении внешнего постоянного магнитного симметрия кристалла понижается до группы  $C_{\infty h}$ . Таким образом, открывается возможность для процесса поляритон-аксионной конверсии в веществе. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса процесс такой конверсии может осуществляться лишь для точек пересечения поляритонных кривых с кривой дисперсии для аксионов, задаваемой соотношением  $\omega^2 = \omega_a^2 + c_0^2 k^2$ , где  $\omega_a$  — частота, соответствующая далекому инфракрасному диапазону,  $\omega_a = 2\pi c_0 \nu_a$ ;  $\nu_a$  — волновое число,  $\nu_a \approx 1 \text{ см}^{-1}$  [11]. В результате для света видимого диапазона поляритон-аксионная конверсия должна происходить для поляритонов, характеризующихся показателем преломления, близким к единице, т.е. для унитариев. Согласно кривым, приведенным на рис. 1, групповая скорость волн, соответствующих унитариям видимого или

При наличии в кристалле  $n$  ветвей, соответствующих полярным колебаниям кристаллической решетки, закон дисперсии  $\omega(k)$  поляритонов в кубическом диэлектрическом кристалле усложняется в связи с новым видом диэлектрической функции  $\varepsilon(\omega)$ :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \prod_{j=1}^{j=n} \frac{\omega_{lj}^2 - \omega^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2}. \quad (4)$$

В формуле (4) учтены вклады всех полярных мод, характеризующихся частотами и поперечных ( $\omega_{0j}$ ), и продольных ( $\omega_{lj}$ ) мод.

В диэлектрических кристаллах, наряду с решеточными поляритонами, проявляющимися в дальнем инфракрасном диапазоне, могут присутствовать экситонные поляритоны (светоэкситоны), спектр которых находится в ультрафиолетовой области.

ультрафиолетового диапазонов, может быть существенно меньше скорости света в вакууме — вероятность процессов конверсии должна значительно возрасти.

Отметим, что в веществе точечная симметрия кристаллической решетки может быть ниже группы  $C_{\infty h}$ ; например, для кристаллов типа триглицинсульфата точечная группа симметрии не выше группы  $C_{2h}$ . Аналогичная ситуация характерна для кристаллов аминокислот (глицина, триптофана и др.).

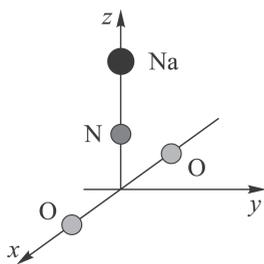
Характеры неприводимых представлений  $A_g, A_u, B_g, B_u$ , векторного ( $V$ ) и псевдовекторного ( $\underline{V}$ ) представлений, а также представлений симметричного тензора второго ранга  $[V]^2$  и тензора  $V\underline{V}$  группы  $C_{2h}$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

**Характеры неприводимых и приводимых представлений группы  $C_{2h}$**

$C_{2h}$	$E$	$C_2(z)$	$\sigma_h$	$I$	$a_i$	$ps$
$A_g$	1	1	1	1	–	–
$A_u$	1	1	–1	–1	$z$	+
$B_g$	1	–1	–1	1	–	–
$B_u$	1	–1	1	–1	$x, y$	–
$\chi_V$	3	–1	1	–3	–	–
$\chi_{\underline{V}}$	3	–1	–1	3	–	–
$\chi_{[V]^2}$	6	2	2	6	–	–
$\chi_{V\underline{V}}$	9	1	–1	–9	–	–

На основе правил разложения приводимых представлений на неприводимые составляющие получаем:  $V = A_u + 2B_u$ ;  $\underline{V} = A_g + 2B_g$ ;  $[V]^2 = 4A_g + 2B_g > A_g$ ;  $V\underline{V} = 5A_u + 4B_u > A_u$ . Псевдоскаляр  $ps$  преобразуется по представлению  $A_u(Z)$ , входящему в векторное представление. В соответствии с правилами отбора разрешен процесс конверсии фотона с поляризацией  $z$  в псевдоскалярный бозон, имеющий ту же симметрию, что и вакуумный аксион. Двухфотонная конверсия в аксион или в парафотон также разрешена в соответствии со структурой тензоров второго ранга  $V\underline{V}$  и  $[V]^2$ . Таким образом, роль внешнего магнитного поля в этих кристаллах играет внутреннее поле, обусловленное микроструктурой кристалла. С учетом изложенного выше следует ожидать проявления процессов фотон-аксионной конверсии в кристаллах типа триглицинсульфата и аминокислот даже без приложения внешнего магнитного поля. При этом важным условием для фотон-аксионной конверсии должно быть равенство частоты



**Рис. 2.** Расположение атомов в примитивной ячейке для кристаллов  $\text{NaNO}_2$

возбуждающего лазерного излучения частоте соответствующего унитарона (см. рис. 1).

### Псевдоскалярные бозоны в кристаллах.

Оптические фононы в кристаллах классифицируются неприводимыми представлениями группы симметрии кристаллической решетки. В длинноволновом приближении ( $k \approx 0$ ) такой группой симметрии является точечная группа симметрии направлений кристалла. В качестве простейшего примера рассмотрим сегнетоэлектрический кристалл нитрита натрия  $\text{NaNO}_2$ , для

которого группа направлений — это  $C_{2V}$ . Схема расположения атомов в примитивной ячейке указанного кристалла представлена на рис. 2. Характеристики неприводимых и некоторых приводимых представлений для группы  $C_{2V}$  приведены в табл. 2.

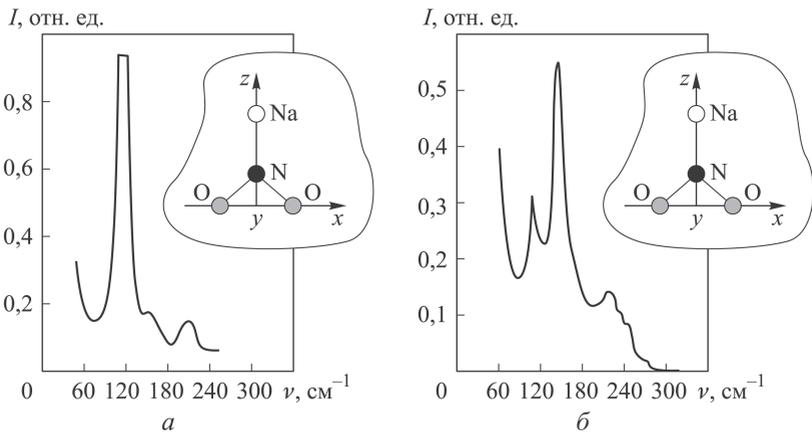
Таблица 2

**Характеры неприводимых и приводимых представлений для группы симметрии нитрита натрия**

$C_{2V}$	$E$	$C_2(z)$	$\sigma(xz)$	$\sigma(yz)$	$a_i; a_{ij}$	$ps$
$A_1$	1	1	1	1	$z; xx, yy, zz$	—
$A_2$	1	1	-1	-1	$xy$	+
$B_1$	1	-1	1	-1	$x; xz$	—
$B_2$	1	-1	-1	1	$y; yz$	—
$\chi_V$	3	-1	1	1	—	—
$\chi_{\underline{V}}$	3	-1	-1	-1	—	—
$\chi_{[V]}^2$	6	2	2	2	—	—
$\chi_{V\underline{V}}$	9	1	-1	-1	—	—
$\chi_{opt}$	9	-1	3	1	—	—
$n_0$	4	2	4	2	—	—

**Примечание.** Здесь  $n_0$  — число атомов, остающихся на месте при преобразовании симметрии;  $\chi_{opt}$  — характеры оптического представления;  $a_i$  — компоненты вектора;  $a_{ij}$  — компоненты тензора комбинационного рассеяния.

Используя известные методы теоретико-группового анализа для оптического, векторного и псевдовекторного представлений, получаем  $T_{opt} = (A_1 + B_1 + B_2) + (A_2 + B_1 + B_2) + (2A_1 + B_1)$ ;  $V = (A_1 + B_1 + B_2)$ ;  $\underline{V} = (A_2 + B_1 + B_2)$ . Первое слагаемое оптического представления  $T_{opt}$  соответствует решеточным трансляционным, второе — решеточным либрационным модам, третье — колебаниям внутри нитритной группы. Особый интерес представляет мода типа  $A_2$ , характеризующаяся



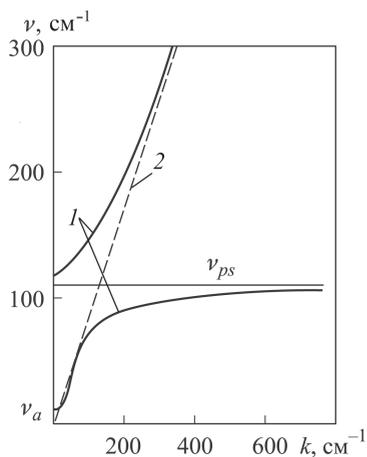
**Рис. 3.** Вид спектров комбинационного рассеяния света в монокристаллах нитрита натрия, полученных для двух геометрий рассеяния  $z(xy)x$  (а) и  $y(xz)x$  (б) (псевдоскалярная мода проявляется при геометрии  $z(xy)x$ )

псевдоскалярной симметрией (как и аксионы вакуума). Такая мода соответствует поворотным качаниям (twist-like mode, или твист-мода) группы  $\text{NO}_2$  около оси  $z$  (см. рис. 2). Без наложения внешнего магнитного поля для обсуждаемого кристалла процесс фотон-аксионной конверсии запрещен, так как представление  $A_2$  не содержится в векторном представлении  $V$  (см. табл. 2). В то же время для двухфотонного процесса типа комбинационного рассеяния ( $[V]^2 = 3A_1 + A_2 + B_1 + B_2$ ;  $[V]^2 \cap A_2 \neq \emptyset$ ) процесс конверсии разрешен. Следует отметить, что в спектрах комбинационного рассеяния света монокристаллов нитрита натрия псевдоскалярная либрационная мода, проявляющаяся при геометрии рассеяния  $z(xy)x$  (см. табл. 2), имеет наибольшую интенсивность и характеризуется высокой добротностью (рис. 3).

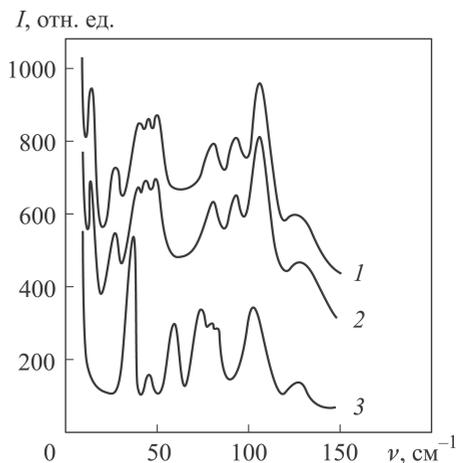
При проникании аксионов из вакуума в кристалл нитрита натрия должна происходить гибридизации вакуумной и решеточной мод одинаковой симметрии (псевдоскалярного типа), аналогичная поляритонной гибридизации. Для описания дисперсионных кривых, возникающих в кристалле в результате такой гибридизации, используем уравнения, аналогичные уравнениям (3):  $\ddot{w} = -\omega_{ps}^2 w + \omega_{ips}^2 \eta$ ;  $\ddot{\eta} = -\omega_a^2 \eta - c_0^2 k^2 \eta - \ddot{w}$ .

Параметр  $w$  относится к псевдоскалярной моде вещества, параметр  $\eta$  — к аксионам вакуума, а частоты  $\omega_a$ ,  $\omega_{ps}$ ,  $\omega_{ips}$  задают соответствующие значения для аксионов, либрационной моды и их взаимодействия. Вид дисперсионных кривых для этого случая показан на рис. 4.

В отличие от поляритонного эффекта, в рассматриваемом случае нижняя ветвь начинается не в начале координат, а с конечного значения частоты. Это связано с тем, что масса покоя аксиона отлична от нуля. Квазичастицы, возникающие в результате гибридизации аксионов с псевдоскалярными оптическими фононами, будем называть



**Рис. 4.** Вид дисперсионных кривых (1) гибридных мод в кристаллах, в которых присутствуют псевдоскалярные оптические фононы, и дисперсионной кривой аксионов вакуума (2)

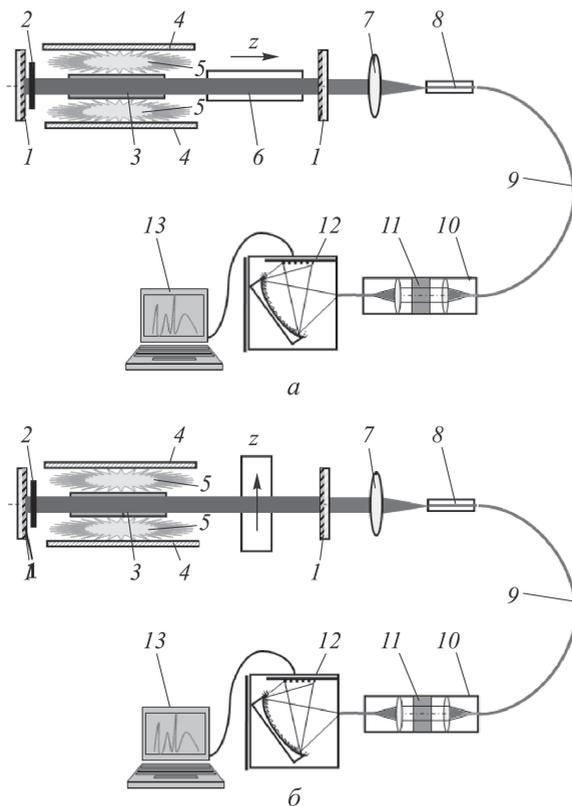


**Рис. 5.** Низкочастотный спектр спонтанного комбинационного рассеяния в поликристаллическом порошке триптофана для левой (1), правой (2) и рацемической (3) фаз (в низкочастотной области присутствует высокочастотный пик, который относится к либрационной моде)

аксионами. Существование аксионов следует ожидать для широкого класса кристаллов, в которых присутствуют псевдоскалярные оптические фононы, соответствующие качательным движениям отдельных групп атомов или молекул, т.е. так называемым твист-модам. В частности, указанные моды присутствуют в спектрах комбинационного рассеяния аминокислот (рис. 5) и в спектрах более сложных кристаллических структур в низкочастотной области; такие моды характеризуются высокой добротностью.

**Генерация поперечных и продольных бозонов в полярных кристаллах.** Как уже было отмечено, в полярных кристаллах существуют поперечные и продольные бозоны — оптические фононы, классифицируемые неприводимыми представлениями, входящими в векторное представление точечной группы симметрии кристалла. В качестве примера остановимся на полносимметричных  $A_1(z)$  модах монокристаллов ниобата лития с точечной группой симметрии  $C_{6V}$ . Закон дисперсии для поляритонных ветвей может быть построен на основе вида диэлектрической функции  $\varepsilon(\omega)$ , задаваемой формулой (4), в которой присутствуют четыре сомножителя.

В соответствии с видом тензора комбинационного рассеяния для колебаний типа  $A_1(z)$  в кристалле ниобата лития продольные оптические фононы обнаруживаются в спектре комбинационного рассеяния при геометриях  $z(xx)\underline{z}$ ,  $z(xx)z$ ,  $z(yy)\underline{z}$ ,  $z(yy)z$ . Тогда поперечные бозоны типа  $A_1(z)$  должны проявляться при геометриях  $x(zz)\underline{x}$ ,  $x(zz)x$ ,



**Рис. 6. Экспериментальные схемы для возбуждения ВКР на продольных (а) и поперечных (б) оптических фононах типа  $A_1(z)$ :**

1 – плотные диэлектрические зеркала резонатора; 2 – модулятор добротности лазера; 3 – активный элемент (рубиновый стержень); 4 – отражатель; 5 – лампы-вспышки; 6 – монокристалл ниобата лития, ориентированный вдоль (а) или перпендикулярно (б) сегнетоэлектрической оси; 7 – линза; 8 – торец световода; 9 – кварцевый световод; 10 – рефокусатор; 11 – фильтр; 12 – миниспектрометр; 13 – компьютер

$y(zz)y$ ,  $y(zz)y$ . Ранее были выполнены детальные эксперименты по исследованию спонтанного комбинационного рассеяния на поперечных и продольных модах в кристаллах ниобата лития. В настоящей работе приведем результаты последних исследований вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света на поперечных и продольных оптических модах типа  $A_1(z)$  в рассматриваемом кристалле. Принципиальные схемы используемых при этом экспериментальных установок показаны на рис. 6. Значения частоты поперечных и продольных мод типа  $A_1(z)$  в кристаллах ниобата лития для поляризаций TO (числитель) и LO (знаменатель) приведены ниже:

Номер симметрии .....	1	2	3	4
Частота, см <sup>-1</sup> .....	258/282	284/336	338/433	639/874

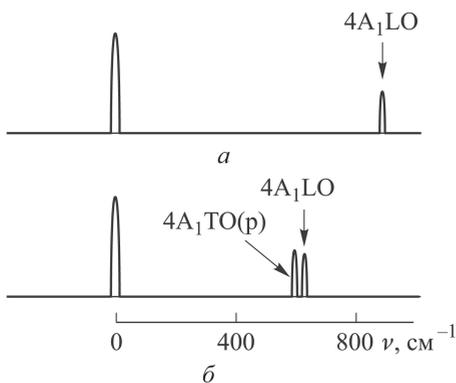


Рис. 7. Вид спектров стоксовых спутников ВКР в ниобате лития, зарегистрированных по схемам для возбуждения ВКР на продольных (*а*) и поперечных (*б*) оптических фононах типа  $A_1(z)$

При этом в качестве источника возбуждающего излучения использовался лазер на рубине, генерирующий одиночные квазимонохроматические ( $\approx 0,01 \text{ см}^{-1}$ ) гигантские импульсы излучения с длиной волны 694,3 нм, длительностью около 10 нс, с пиковой мощностью до 100 МВт. Внутри лазерного резонатора, сформированного двумя плотными диэлектрическими зеркалами, помещался монокристалл ниобата лития с осью  $z$ , ориентированной вдоль направления (рис. 6, *а*) или перпендикулярно направлению (рис. 6, *б*) распространения лазерного излучения. Таким образом, осуществлялась геометрия рассеяния, обеспечивающая генерацию как продольных (см. рис. 6, *а*), так и поперечных оптических фононов и поляритонов в кристалле ниобата лития. Использование абсорбционного фильтра в рефокусаторе позволило существенно ослабить возбуждающее излучение при сохранении вида стоксовых спутников ВКР. Вид спектров ВКР, полученных для двух геометрий рассеяния (см. рис. 6), представлен на рис. 7.

Спектр, представленный на рис. 7, *а*, соответствует генерации продольных оптических фононов  $4A_1(LO)$  с частотой  $874 \text{ см}^{-1}$ ; на спектре, показанном на рис. 7, *б*, присутствуют спутники, соответствующие оптическому фонону  $4A_1(TO)$  с частотой  $639 \text{ см}^{-1}$ , проявляющемуся при геометрии рассеяния “назад”. Кроме того, спутник  $4A_1(TO)(p)$  соответствует поляритону, формирующемуся при геометрии рассеяния “вперед”. Частота поляритонного спутника сдвинута в область меньших значений по отношению к частоте поперечного оптического фонона.

При ВКР коэффициент преобразования возбуждающего импульсного лазерного излучения очень высок и может достигать десятков процентов. Следовательно, генерируемые при ВКР волны, соответствующие оптическим модам, являются когерентными и могут характеризоваться достаточно высокой мощностью. Как правило, при ВКР возбуждались полносимметричные, дипольно-неактивные моды молекул и кристаллов (бензола, кальцита и др.). В случае нелинейно-оптических кристаллов типа ниобата лития подробно исследовались

параметрические процессы, сопровождающиеся генерацией поперечных электромагнитных волн при различных углах рассеяния вне лазерного резонатора. Важная особенность настоящей работы состоит в том, что реализован эффективный процесс внутрирезонаторного ВКР, при котором генерируются интенсивные потоки поперечных и продольных полярных бозонов в веществе. Генерация продольных векторных бозонов в полярных кристаллах представляет принципиальный интерес и может быть использована для дальнейшего получения информации о природе ненаблюдаемости продольных электромагнитных волн в вакууме. Внутрирезонаторная генерация поляритонов может быть применена для создания интенсивных источников инфракрасного (в частности, терагерцового) излучения.

**Выводы.** В настоящей работе реализованы условия для наблюдения внутрирезонаторной генерации поперечных и продольных полярных оптических фононов терагерцового диапазона в кристаллах ниобата лития при возбуждении гигантскими импульсами лазера на рубине. Полученные результаты представляют практический интерес для создания интенсивных источников электромагнитного излучения в терагерцовой области спектра. Генерация продольных электромагнитных волн с высокими частотами (1013... 1014 Гц) в полярных кристаллах также представляет общетеоретический интерес для выяснения возможности распространения продольных электромагнитных волн в вакууме.

Установлено, что в кристаллах сегнетоэлектриков и аминокислот, точечная группа симметрии которых является подгруппой  $C_{\infty h}$  (группы симметрии внешнего магнитного поля), правилами отбора разрешены процессы конверсии фотонов в псевдоскалярные бозоны (аксионы) вакуума. Эффективность фотон-аксионной конверсии в материальной среде должна существенно возрастать, когда частота возбуждающего лазерного излучения близка к частоте поляритонов, характеризующихся показателем преломления, близким к единице (унитонам).

В низкосимметричных кристаллах сегнетоэлектриков и аминокислот существуют высокочастотные решеточные моды, классифицируемые псевдоскалярным представлением. Такие моды разрешены правилами отбора для двухфотонных процессов рассеяния и обнаруживаются в спектрах комбинационного рассеяния в виде интенсивных пиков в низкочастотной области. Показано, что псевдоскалярные оптические фононы проявляются в спектрах комбинационного рассеяния кристаллов нитрата натрия и триптофана. В указанных кристаллах происходят процессы гибридизации псевдоскалярных оптических мод с псевдоскалярными волнами вакуума (аксионнами). Представлены

результаты расчета закона дисперсии аксион-фононных ветвей для простейшей модели двух связанных волн. Проведение экспериментов по ВКР света на псевдоскалярных модах в кристаллах сегнетоэлектриков и аминокислот открывает возможность для генерации псевдоскалярных бозонов в диэлектрических средах и аксионов в вакууме.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 15-02-02882, 13-02-00449, 14-02-00190, 14-02-90007).*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Kim J.E., Garosi G.* Inclusive search for standard model Higgs boson production in the WW decay channel using the CDF II detector // *Reviews of Modern Physics.* 2010. Vol. 82. P. 557–601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.061803
2. *Hoffmann S.* Paraphotons and axions: Similarities in stellar emission and detection // *Phys. Lett. B.* 1987. Vol. 193. P. 117–122.
3. *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.
4. *Duffy L.D., Sikivie P., Tanner D.B., Asztalos S.J., Hagmann C., Kinion D., Rosenberg L.J., Van Bibber K., Yu D.B., Bradley R.F.* High resolution search for dark-matter axions // *Phys. Rev. D.* 2006. Vol. 74. P. 012006. URL: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Duffy06prd-hires.pdf> DOI: 10.1103/PhysRevD.74.012006 (дата обращения: 17.11.2014).
5. *Stancil D.D.* Long Distance Signaling using Axionlike Particles // *Phys. Rev. D.* 2007. Vol. 76. P. 111701(R).
6. *Sikivie P., Yang Q.* Bose-Einstein Condensation of Dark Matter Axions // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 103. P. 111301-1–111301-4. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.111301
7. *Beck C.* Possible Resonance Effect of Axionic Dark Matter in Josephson Junctions // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. P. 231801. URL: [prl.aps.org/abstract/PRL/v111/i23/e231801](http://prl.aps.org/abstract/PRL/v111/i23/e231801) (дата обращения: 17.11.2014).
8. *Hoffman C., Lefloch F., Sanquer M., Pannetier B.* Mesoscopic transition in the shot noise of diffusive superconductor – normal-metal – superconductor junctions // *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 70. P. 180503(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.70.180503 URL: [http://140.120.11.121/vincent/reference/Noise/shot%20noise/reference/PhysRevB\\_70\\_180503.pdf](http://140.120.11.121/vincent/reference/Noise/shot%20noise/reference/PhysRevB_70_180503.pdf) (дата обращения: 17.11.2014).
9. *Gorelik V.S., Izmailov G.N.* Stimulated Photon Conversion into Pseudo-Scalar Bosons // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 2011. Vol. 38. No. 6. P. 177–183.
10. *Gorelik V.S.* About opportunity of dark matter elemental particles generation and detection // *Physical Interpretations of Relativity Theory PIRT–2013: Proceedings of International Scientific Meeting*; ed. by M.C.Duffy, V.O.Gladyshev, A.N.Morozov, V.Pustovoit, P.Rowlands. Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 2013. P. 86–97. URL: [http://www.space-lab.ru/files/news/contents\\_PIRT\\_13/text/contents\\_PIRT\\_13.pdf](http://www.space-lab.ru/files/news/contents_PIRT_13/text/contents_PIRT_13.pdf)
11. *Горелик В.С., Дересвянников М.А., Жерихина Л.Н., Цховребов А.М.* О возможности регистрации низкоэнергетических скалярных и псевдоскалярных бозонов // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* № 1. 2014. С. 33–40. URL: [ksf.lebedev.ru/outputfile\\_mainpage.php?id=1187](http://ksf.lebedev.ru/outputfile_mainpage.php?id=1187)
12. *Gorelik V.S.* Proceedings of 21st Central European Workshop of Quantum Optics; ed. by N.Cerf, E.Karpov. Universite libre, Brussels, Belgium, 2014. P. 34.

## REFERENCES

- [1] Kim J.E., Garosi G. Inclusive search for standard model Higgs boson production in the WW decay channel using the CDF II detector. *Reviews of Modern Physics*, 2010, vol. 82, pp. 557–601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.061803
- [2] Hoffmann S. Paraphotons and axions: Similarities in stellar emission and detection. *Phys. Lett. B*, 1987, vol. 193, pp. 117–122.
- [3] 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, pp. 759.
- [4] Duffy L.D., Sikivie P., Tanner D.B., Asztalos S.J., Hagmann C., Kinion D., Rosenberg L.J., Van Bibber K., Yu D.B., Bradley R.F. High resolution search for dark-matter axions. *Phys. Rev. D*, 2006, vol. 74, p. 012006. URL: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Duffy06prd-hires.pdf> DOI: 10.1103/PhysRevD.74.012006 (accessed 17.11.2014).
- [5] Stancil D.D. Long Distance Signaling using Axionlike Particles. *Phys. Rev. D*, 2007, vol. 76, p. 111701(R).
- [6] Sikivie P., Yang Q. Bose-Einstein Condensation of Dark Matter Axions. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, vol. 103, pp. 111301-1–111301-4. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.111301
- [7] Beck C. Possible Resonance Effect of Axionic Dark Matter in Josephson Junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, vol. 111, p. 231801. URL: [prl.aps.org/abstract/PRL/v111/i23/e231801](http://prl.aps.org/abstract/PRL/v111/i23/e231801) (accessed 17.11.2014).
- [8] Hoffman C., Lefloch F., Sanquer M., Pannetier B. Mesoscopic transition in the shot noise of diffusive superconductor — normal-metal — superconductor junctions. *Phys. Rev. B*, 2004, vol. 70, p. 180503(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.70.180503 URL: [http://140.120.11.121/vincent/reference/Noise/shot%20noise/reference/PhysRevB\\_70\\_180503.pdf](http://140.120.11.121/vincent/reference/Noise/shot%20noise/reference/PhysRevB_70_180503.pdf) (accessed 17.11.2014).
- [9] Gorelik V.S., Izmailov G.N. Stimulated Photon Conversion into Pseudo-Scalar Bosons. *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, 2011, vol. 38, no. 6, pp. 177–183.
- [10] Gorelik V.S. About opportunity of dark matter elemental particles generation and detection. *Physical Interpretations of Relativity Theory PIRT-2013: Proceedings of International Scientific Meeting*, ed. by M.C. Duffy, V.O. Gladyshev, A.N. Morozov, V. Pustovoit, P. Rowlands. Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 2013, pp. 86–97. URL: [http://www.space-lab.ru/files/news/contents\\_PIRT\\_13/text/contents\\_PIRT\\_13.pdf](http://www.space-lab.ru/files/news/contents_PIRT_13/text/contents_PIRT_13.pdf)
- [11] Gorelik V.S., Deresvyannikov M.A., Zherikhina L.N., Tskhovrebov A.M. On the Possibility of Low-Energy Scalar and Pseudoscalar Boson Registrations. *Kratkie soobshcheniya po fizike FIAN* [PhIAN Physics Letters], 2014, no. 1, pp. 33–40. URL: [ksf.lebedev.ru/outputfile\\_mainpage.php?id=1187](http://ksf.lebedev.ru/outputfile_mainpage.php?id=1187)
- [12] Gorelik V.S. Proceedings of 21st Central European Workshop of Quantum Optics; ed. by N. Cerf, E. Karpov. Universite libre, Brussels, Belgium, 2014, p. 34.

Статья поступила в редакцию 09.02.2015

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. Автор более 400 научных работ в области физики.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 53.

Gorelik V.S. — D.Sc. (Phys.-Math.), Professor of Physics, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University, Head of the Laboratory of Raman Scattering, Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, author of over 400 research publications in the field of physics.

Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Leninskiy prospect 53, Moscow, 119991 Russian Federation.

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Горелик В.С. Фотон-бозонная конверсия в сегнетоэлектриках и аминокислотах // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 4. С. 23–36.

**Please cite this article in English as:**

Gorelik V.S. Photon-boson conversion in ferroelectrics and amino acids. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2015, no. 4, pp. 23–36.