УДК 535.361

ЗАКОНЫ ДИСПЕРСИИ ВЕКТОРНЫХ И СКАЛЯРНЫХ БОЗОНОВ В МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕДАХ

В. С. Горелик

Установлены законы дисперсии векторных, скалярных и псевдоскалярных бозонов диэлектрической среды с учётом их резонансного взаимодействия с элементарными частицами вакуума: векторными фотонами, скалярными фотонами и аксионами. Показано, что в области малых значений волновых векторов в диэлектрических средах формируются гибридные квазичастицы: поляритоны, хидноны и аксиноны. Установлены законы дисперсии гибридных квазичастиц вблизи центра зоны Бриллюэна. Предсказано проявление гибридных квазичастиц в спектрах неупругого рассеяния света молекулами и кристаллами. Полученные законы дисперсии гибридных квазичастиц позволяют установить условия для наблюдения параметрических процессов рассеяния света, сопровождающихся генерацией гибридных квазичастиц и различных типов бозонов в вакууме.

Ключевые слова: фотон, бозон, поляритон, аксион, аксинон, хиднон, квазичастица, спектр, гибридизация, группа симметрии, диэлектрическая проницаемость.

Введение. В спектрах элементарных возбуждений материальных сред проявляются различные типы бозонов – квазичастиц, подчиняющихся статистике Бозе–Эйнштейна [1–3]. В частности, в диэлектрических многоатомных кристаллах присутствуют акустические и оптические фононы, поляритоны, экситоны, а также связанные и гибридные состояния квазичастиц [4–8]. В гармоническом приближении бозоны материальных сред не взаимодействуют друг с другом. При понижении температуры среды число бозонов уменьшается и стремится к нулю при температуре, близкой к нулю (по Кельвину). В реальных кристаллах, вследствие наличия ангармонизма, происходят неупругие процессы с участием бозонов: распад одного бозона на два других, неупругие столкновения

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru.

бозонов, многочастичное рассеяние бозонов и т.д. Каждый тип бозонов в кристаллах и молекулах классифицируется определённым представлением соответствующей группы симметрии среды [9, 10]. В частности, известны так называемые векторные бозоны, классифицируемые векторными представлениями соответствующей группы симметрии. Во многих материальных средах присутствуют скалярные или псевдоскалярные бозоны, классифицируемые скалярным (полносимметричным) представлением или представлением псевдоскаляра соответственно.

В вакууме также существуют различные типы бозонов [11–13], наиболее известным представителем которых являются фотоны. Фотоны – векторные частицы, т.е. классифицируются векторным представлением ортогональной группы, являющейся точечной группой симметрии вакуума. При проникновении фотонов в диэлектрическую среду происходит их резонансное взаимодействие с полярными колебаниями молекул или кристаллов. В результате фотон-фононной гибридизации формируются "смешанные" квазичастицы – фотон-фононы, известные также как поляритоны [14–18].

В последние годы было выдвинуто предположение о том, что в вакууме существуют скалярные и псевдоскалярные бозоны [19–21]. В частности, имеются веские аргументы, полученные из астрофизических данных, о том, что в вакууме присутствуют низкоэнергетические псевдоскалярные частицы, названные аксионами [22–26]. Масса покоя аксионов отлична от нуля и находится в диапазоне $10^{-3} - 10^{6}$ эВ. При возрастании энергии аксионов их скорость движения приближается к скорости света. Аксионы классифицируются псевдоскалярным представлением ортогональной точечной группы симметрии. В соответствии с этим должно происходить резонансное взаимодействие аксионов с псевдоскалярными квазичастицами материальных сред, приводящее к формированию смешанных квазичастиц, которые могут быть названы "аксинонами".

Низкоэнергетические скалярные бозоны в вакууме также имеют очень малую массу покоя $10^{-3} - 10^{6}$ мэВ. Соответствующие частицы называют парафотонами, хидн-фотонами или скалярными фотонами. Аналогами поляритонов для скалярных фотонов являются квазичастицы, возникающие в результате резонансного взаимодействия скалярных фотонов с фононами, классифицируемыми единичными представлениями и соответствующими полносимметричным модам материальных сред. Такие смешанные квазичастицы могут быть названы "хиднонами".

В данной работе ставилась задача установления законов дисперсии различных типов гибридных квазичастиц бозе-типа, присутствующих в материальных средах в результате взаимодействия фотонов, аксионов и парафотонов с фононами соответствующего типа симметрии.

Закон дисперсии поляритонов в изотропной диэлектрической среде. Теоретический анализ и экспериментальные исследования законов дисперсии поляритонов в реальных кристаллах к настоящему времени проводились во многих работах. В данной работе мы остановимся на выводе закона дисперсии поляритонов для изотропной диэлектрической среды, в которой присутствует лишь один тип полярных колебаний с частотой ω_0. Рассматривается ситуация, когда объём, занимаемый полярным (дипольно-активным) осциллятором, равен V_0. В области частот, далёкой от резонансной частоты ω_0, показатель преломления такой среды полагается равным n_∞.

Уравнения Максвелла в этом случае имеют вид:

$$\mathrm{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t};\ \mathrm{rot}\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t};\ \vec{D} = \epsilon_0\epsilon\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}; \tag{1a}$$

$$\mathrm{div}\vec{D} = 0;\ \mathrm{div}\vec{B} = 0;\ \vec{B} = \mu_0\mu\vec{H} = \mu_0\vec{H} + \mu_0\vec{M}. \tag{1b}$$

С учётом этих уравнений приходим к соотношению:

$$\mathrm{rotrot}\vec{E} - \mathrm{graddiv}\vec{E} = -\mu_0\mu\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{rot}\vec{H} = -\mu_0\mu\epsilon_0\epsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}. \tag{2}$$

Таким образом, для напряжённости поля E плоских поперечных монохроматических волн получаем волновое уравнение:

$$\left(\bigtriangledown^2 - \frac{\epsilon\mu}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\vec{E}(\vec{r},t) = 0;\ \ \vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0\exp(i\vec{k}\vec{r} - \omega t). \tag{3}$$

Соответственно для закона дисперсии поперечных электромагнитных волн в диэлектрической среде имеет место:

$$\omega^2 = \frac{c_0^2k^2}{\epsilon(\omega)\mu(\omega)};\ \ \mu(\omega) = 1;\ \ \omega^2 = \frac{c_0^2k^2}{\epsilon(\omega)}. \tag{4}$$

Здесь $\epsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ – соответствующие дисперсионные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемости. На первом этапе не будем учитывать вклад в диэлектрическую проницаемость валентных электронов, а проанализируем диэлектрические свойства среды с учётом лишь одного полярного колебания, соответствующего осцилляциям ионов. Уравнение движения полярного колебания имеет вид:

$$\ddot{\vec{u}} = -\omega_0^2\vec{u} + \frac{e\sqrt{F}}{m}\vec{E};\ \ \vec{u} = \vec{u}_0\exp i(\vec{k}\vec{r} - \omega t). \tag{5}$$

Здесь m – масса осциллятора, e – заряд протона, F – коэффициент, характеризующий силу осциллятора ($F \sim 1$), u – величина отклонения колеблющейся частицы от положения равновесия. Амплитуда отклонения $\vec{u}_0$ колеблющейся заряженной частицы от положения равновесия в соответствии с уравнением (5) и с учётом (3) приобретает вид:

$$\vec{u}_0 = \frac{e\sqrt{F}}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}\vec{E}_0. \tag{6}$$

Соответственно для амплитуды дипольного момента и вектора поляризации получаем:

$$\vec{p}_0 = \frac{e^2 F}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}\vec{E}_0; \tag{7}$$

$$\vec{P}_0 = \frac{e^2 F}{mV_0(\omega_0^2 - \omega^2)}\vec{E}_0. \tag{8}$$

Уравнение движения для вектора поляризации представляется в виде:

$$\ddot{\vec{P}} = -\omega_0^2\vec{P} + \frac{e^2 F}{mV_0}\vec{E};\ \vec{P} = \frac{e\sqrt{F}\vec{u}}{V_0}\vec{P}_0 \exp i(\vec{k}\vec{r} - \omega t). \tag{9}$$

Вводя плазменную частоту ω_p, от уравнения (9) приходим к соотношению:

$$\ddot{\vec{P}} = -\omega_0^2\vec{P} + \omega_p^2\vec{E};\ \omega_p^2 = \frac{e^2 F}{mV_0}. \tag{10}$$

Для индукции электрического поля получаем уравнение:

$$\vec{D}_0 = \epsilon_0\vec{E}_0 + \vec{P}_0 = \epsilon_0\left[1 + \frac{e^2 F}{mV_0(\omega_0^2 - \omega^2)}\right]\vec{E}_0 = \epsilon_0\epsilon(\omega)\vec{E}_0. \tag{11}$$

Таким образом, диэлектрическая функция может быть представлена в виде:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2 F}{mV_0(\omega_0^2 - \omega^2)} = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2};$$

$$\omega_l^2 = \omega_0^2 + \omega_p^2;\ \omega_p^2 = \frac{e^2 F}{mV_0}. \tag{12}$$

Учёт электронного осциллятора в элементарном объёме V_0 приводит [15, 16] к факторизации диэлектрической функции в виде:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty\frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2};\ \epsilon_\infty = n_\infty^2. \tag{13}$$

Соответственно закон дисперсии для поляритонов в рассматриваемой диэлектрической среде с учётом электронного осциллятора принимает вид:

$$\omega^2 = \frac{c_0^2 k^2}{\epsilon(\omega)\mu(\omega)} = \frac{c_0^2 k^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{\epsilon_\infty(\omega_l^2 - \omega^2)} = \frac{c^2 k^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_l^2 - \omega^2)};$$

$$\mu(\omega) = 1;\;\; c^2 = \frac{c_0^2}{\epsilon_\infty}. \tag{14}$$

От уравнения (14) приходим к биквадратному уравнению

$$\omega^4 - \omega^2(\omega_l^2 + c^2k^2) + \omega_0^2 c^2 k^2 = 0. \tag{15}$$

Точное решение этого уравнения задаёт две поляритонные ветви:

$$\omega_\pm^2 = \frac{(\omega_l^2 + c^2k^2)}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\omega_0^2 c^2 k^2}{(\omega_l^2 + c^2k^2)^2}}\right). \tag{16}$$

В области малых значений волнового вектора от (16) приходим к соотношениям:

$$\omega_+^2 \simeq \omega_l^2 + c^2\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_l^2}\right)k^2;\;\; c^2 = \frac{c_0^2}{\epsilon_\infty}; \tag{17a}$$

$$\omega_-^2 \simeq \frac{c_0^2\omega_0^2}{\epsilon_\infty\omega_l^2}k^2. \tag{17b}$$

Покажем, что закон дисперсии поляритонов в изотропной диэлектрической среде может быть получен на основе использования вместо трёхмерных уравнений Максвелла одномерной модели, учитывающей гибридизацию полярных колебаний с проникающим в среду электромагнитным полем. При этом уравнения движения для полярных колебаний и связанного с ним электромагнитного поля, задаваемого функцией $\xi(x,t)$, имеют вид:

$$\ddot{u} = -\omega_0^2 u + \omega_p^2 \xi;\;\; u = u_0 \exp i(kx - \omega t); \tag{18a}$$

$$\ddot{\xi} = -\frac{c_0^2}{\epsilon_\infty}k^2\xi - \ddot{u};\;\; \xi = \xi_0 \exp i(kx - \omega t). \tag{18b}$$

Подстановка в уравнения (18(a), (b)) решений в виде плоских монохроматических волн приводит к закону дисперсии, совпадающему с соотношениями (14), (16). Используя связь между частотой ω и волновым числом $\nu(\omega = 2\pi c_0 \nu)$, приходим к следующим выражениям для закона дисперсии поляритонов:

$$\nu^2 = \frac{k^2(\nu_0^2 - \nu^2)}{\epsilon_\infty(\nu_l^2 - \nu^2)};\;\; \nu_l^2 = \nu_0^2 + \nu_p^2;\;\; \epsilon_\infty = n_\infty^2;\;\; c^2 = \frac{c_0^2}{\epsilon_\infty}, \tag{19}$$

$$\nu_\pm^2 = \frac{\left(\nu_l^2 + \frac{k^2}{4\pi^2\epsilon_\infty}\right)}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4k^2\nu_0^2}{4\pi^2\epsilon_\infty\left(\nu_l^2 + \frac{k^2}{4\pi^2\epsilon_\infty}\right)^2}}\right), \tag{20}$$

$$\nu_+^2(k) \simeq \nu_l^2 + \frac{k^2}{4\pi^2}\left(1 - \frac{\nu_0^2}{\nu_l^2}\right);\;\; \nu_-^2(k) \simeq \frac{k^2\nu_0^2}{4\pi^2\nu_l^2};\;\; k \approx 0. \tag{21}$$

Закон дисперсии хиднонов в изотропной диэлектрической среде. По аналогии с поляритонами уравнения движения, учитывающие взаимосвязь скалярных фотонов со скалярными (полносимметричными) колебаниями материальной среды, могут быть представлены в виде:

$$\ddot{s} = -\omega_{0s}^2 s + \omega_{is}^2 \varsigma;\ \ddot{s}(x,t) = \ddot{s}_0 \exp i(kx - \omega t); \tag{22a}$$

$$\ddot{\varsigma} = -\omega_h^2 \varsigma - c_0^2 k^2 \varsigma - \ddot{s};\ \varsigma(x,t) = \varsigma_0 \exp i(kx - \omega t). \tag{22b}$$

В этих уравнениях функции $s(x,t), \varsigma(x,t)$ задают волны, соответствующие скалярным фотонам и скалярным фононам соответственно; величина ω_{is} характеризует эффективность взаимодействия скалярного фотонного поля со скалярными возбуждениями в веществе; ω_h – частота хиднона при $k = 0$; ω_{0s} – частота полносимметричного колебания. Используя решения (22) в виде плоских монохроматических волн, приходим к двум алгебраическим уравнениям с двумя неизвестными:

$$-\omega^2 u- = -\omega_{0s}^2 u + \omega_{is}^2 \xi;\ u = \frac{\omega_{is}^2 \xi}{\omega_{0s}^2 - \omega^2}; \tag{23a}$$

$$-\omega^2 \xi = -\omega_h^2 \xi - c_0^2 k^2 \xi + \omega^2 u. \tag{23b}$$

Разрешая эти уравнения, приходим к закону дисперсии обсуждаемых волн в виде:

$$\omega^2 = \omega_h^2 + c_0^2 k^2 + \frac{\omega^2 \omega_{is}^2}{\omega_{0s}^2 - \omega^2}; \tag{24a}$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2}\left(1 + \frac{\omega_{is}^2}{\omega_{0s}^2 - \omega^2}\right) - \frac{\omega_h^2}{c_0^2}. \tag{24b}$$

Отсюда получаем:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2}\left(\frac{\omega_{fs}^2 - \omega^2}{\omega_{0s}^2 - \omega^2}\right) - \frac{\omega_h^2}{c_0^2};\ \omega_{fs}^2 = \omega_{0s}^2 + \omega_{is}^2. \tag{25}$$

Используя подстановку $\omega = 2\pi c_0 \nu$, получаем закон дисперсии в виде:

$$k^2 = 4\pi^2 \nu^2 \left(\frac{\nu_{fs}^2 - \nu^2}{\nu_{0s}^2 - \nu^2}\right) - 4\pi^2 \nu_h^2. \tag{26}$$

Из соотношения 24(b) приходим к биквадратному уравнению:

$$\omega^4 - \omega^2(c_0^2 k^2 + \omega_{fs}^2 + \omega_h^2) + \omega_h^2 \omega_{0s}^2 + c_0^2 k^2 \omega_{0s}^2 = 0. \tag{27}$$

Решение этого уравнения приводит к двум ветвям:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{(\omega_{fs}^2 + \omega_h^2 + c_0^2 k^2)}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4(\omega_{0s}^2\omega_s^2 + c_0^2\omega_{0s}^2 k^2)}{(\omega_{fs}^2 + \omega_h^2 + c_0^2 k^2)^2}}\right). \tag{28}$$

При малых значениях волнового вектора ($k \sim 0$) получаем закон дисперсии хиднонов в виде:

$$\omega_+^2 \simeq \omega_{fs}^2 + \omega_h^2 - \frac{\omega_h^2\omega_{0s}^2}{\omega_{fs}^2 + \omega_h^2} + c_0^2 k^2\left(1 + \frac{\omega_h^2\omega_{0s}^2}{(\omega_{fs}^2 + \omega_s^2)^2} - \frac{\omega_{0s}^2}{\omega_{fs}^2 + \omega_h^2}\right); \tag{29a}$$

$$\omega_-^2 \simeq \frac{\omega_{0s}^2\omega_h^2}{\omega_{fs}^2 + \omega_s^2} + c_0^2 k^2\left[\frac{\omega_{0s}^2}{\omega_{fs}^2 + \omega_h^2} - \frac{\omega_{0s}^2\omega_s^2}{(\omega_{fs}^2 + \omega_h^2)^2}\right]. \tag{29b}$$

Переходя в (27), (28) к волновым числам, имеем:

$$\nu^4 - \nu^2\left(\frac{k^2}{4\pi^2} + \nu_{fs}^2 + \nu_h^2\right) + \nu_h^2\nu_{0s}^2 + \frac{k^2}{4\pi^2}\nu_{0s}^2 = 0, \tag{30}$$

$$\nu_{\pm}^2 = \frac{\left(\nu_{fs}^2 + \nu_h^2 + \frac{k^2}{4\pi^2}\right)}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\left(\nu_{0s}^2\nu_h^2 + \nu_{0s}^2\frac{k^2}{4\pi^2}\right)}{(\nu_{fs}^2 + \nu_h^2 + \frac{k^2}{4\pi^2})^2}}\right);\ \omega = 2\pi c_0\nu, \tag{31}$$

$$\nu_+^2 \simeq \nu_{fs}^2 + \nu_h^2 - \frac{\nu_s^2\nu_{0s}^2}{\nu_{fs}^2 + \nu_h^2} + \frac{k^2}{4\pi^2}\left[1 - \frac{\nu_{0s}^2}{\nu_{fs}^2\nu_h^2} + \frac{\nu_h^2\nu_{0s}^2}{(\nu_{fs}^2 + \nu_h^2)^2}\right]; \tag{32a}$$

$$\nu_-^2 \simeq \frac{\nu_h^2\nu_{0s}^2}{\nu_{fs}^2 + \nu_h^2} + \frac{k^2}{4\pi^2}\left[\frac{\nu_{0s}^2}{\nu_{fs}^2 + \nu_h^2} - \frac{\nu_s^2\nu_{0s}^2}{(\nu_{fs}^2 + \nu_h^2)^2}\right]. \tag{32b}$$

Закон дисперсии аксинонов в изотропной диэлектрической среде. Уравнения движения, учитывающие взаимосвязь аксионов с псевдоскалярными колебаниями материальной среды, могут быть представлены в виде:

$$\ddot{w} = -\omega_{0ps}^2 w + \omega_{ips}^2\eta;\ w = w_0\exp i(kx - \omega t); \tag{33a}$$

$$\ddot{\eta} = -\omega_a^2\eta - c_0^2 k^2\eta - \ddot{w};\ \eta = \eta_0\exp i(kx - \omega t). \tag{33b}$$

Здесь ω_a – частота аксинона при $k = 0$. Отсюда приходим к алгебраическим уравнениям:

$$-\omega^2 w - = -\omega_{0ps}^2 w + \omega_{ips}^2\eta;\ w = \frac{\omega_{ips}^2\eta}{\omega_{0ps}^2 - \omega^2}; \tag{34a}$$

$$-\omega^2\eta = -\omega_a^2 - c_0^2 k^2\eta + \omega^2 w. \tag{34b}$$

Соответственно для закона дисперсии аксинонов получаем соотношения:

$$\omega^2 = \omega_a^2 + c_0^2 k^2 + \frac{\omega^2 \omega_{ips}^2}{\omega_{0ps}^2 - \omega^2}; \tag{35a}$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2}\left(1 + \frac{\omega_{ips}^2}{\omega_{0ps}^2 - \omega^2}\right) - \frac{\omega_a^2}{c_0^2}, \tag{35b}$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2}\left(\frac{\omega_{fps}^2 - \omega^2}{\omega_{0ps}^2 - \omega^2}\right) - \frac{\omega_a^2}{c_0^2};\ \omega_{fps}^2 = \omega_{0ps}^2 + \omega_{ips}^2. \tag{36}$$

$$k^2 = 4\pi^2 \nu^2 \left(\frac{\nu_{fps}^2 - \nu^2}{\nu_{0ps}^2 - \nu^2}\right) - 4\pi^2 \nu_a^2. \tag{37}$$

От соотношения (35), задающего закон дисперсии аксинонов в неявном виде, приходим к биквадратному уравнению:

$$\omega^4 - \omega^2(c_0^2 k^2 + \omega_{fps}^2 + \omega_a^2) + \omega_a^2 \omega_{0ps}^2 + c_0^2 k^2 \omega_{0ps}^2 = 0, \tag{38a}$$

$$\nu^4 - \nu^2 \left(\frac{k^2}{4\pi^2} + \nu_{fps}^2 + \nu_a^2\right) \nu_a^2 \nu_{0ps}^2 + \frac{k^2}{4\pi^2}\nu_{0ps}^2 = 0. \tag{38b}$$

Решение этого уравнения задает закон дисперсии аксинонов в явном виде:

$$\omega_\pm^2 = \frac{(\omega_{fps}^2 + \omega_a^2 + c_0^2 k^2)}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4(\omega_{0ps}^2 \omega_a^2 + c_0^2 \omega_{0ps}^2 k^2)}{(\omega_{fps}^2 + \omega_a^2 + c_0^2 k^2)^2}}\right), \tag{39}$$

$$\nu_\pm^2 = \frac{\left(\nu_{fps}^2 + \nu_a^2 + \frac{k^2}{4\pi^2}\right)}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\left(\nu_{0ps}^2 \nu_a^2 + \nu_{0ps}^2 \frac{k^2}{4\pi^2}\right)}{\left(\nu_{fps}^2 + \nu_a^2 + \frac{k^2}{4\pi^2}\right)^2}}\right);\ \omega = 2\pi c_0 \nu. \tag{40}$$

В области малых значений волнового вектора ($k \sim 0$) закон дисперсии для двух ветвей аксинонов представляется в виде:

$$\omega_+^2 \simeq \omega_{fps}^2 + \omega_a^2 - \frac{\omega_a^2 \omega_{0ps}^2}{\omega_{fps}^2 + \omega_a^2} + c_0^2 k^2 \left(1 + \frac{\omega_a^2 \omega_{0ps}^2}{(\omega_{fps}^2 + \omega_a^2)^2} - \frac{\omega_{0ps}^2}{\omega_{fps}^2 + \omega_a^2}\right); \tag{41}$$

$$\omega_-^2 \simeq \frac{\omega_{0ps}^2 \omega_a^2}{\omega_{fps}^2 + \omega_a^2} + c_0^2 k^2 \left[\frac{\omega_{0ps}^2}{\omega_{fps}^2 + \omega_a^2} - \frac{\omega_{0ps}^2 \omega_a^2}{(\omega_{fps}^2 + \omega_a^2)^2}\right], \tag{42}$$

$$\nu_+^2 \simeq \nu_{fps}^2 + \nu_a^2 - \frac{\nu_s^2 \nu_{0s}^2}{\nu_{fps}^2 + \nu_a^2} + \frac{k^2}{4\pi^2}\left[1 - \frac{\nu_{0s}^2}{\nu_{fps}^2 + \nu_a^2} + \frac{\nu_s^2 \nu_{0s}^2}{(\nu_{fps}^2 + \nu_a^2)^2}\right]; \tag{43}$$

$$\nu_-^2 \simeq \frac{\nu_a^2 \nu_{0ps}^2}{\nu_{fps}^2 + \nu_a^2} + \frac{k^2}{4\pi^2}\left[\frac{\nu_{0s}^2}{\nu_{fps}^2 + \nu_a^2} - \frac{\nu_a^2 \nu_{0ps}^2}{(\nu_{fps}^2 + \nu_a^2)^2}\right]. \tag{44}$$

Таким образом, в данной работе получены дисперсионные зависимости $\omega(k)$ в изотропных диэлектрических средах для поляритонов, хиднонов и аксинонов. В реальных веществах вид таких зависимостей определяется при задании параметров осцилляторов, соответствующих полярным (дипольно-активным) колебаниям, полносимметричным колебаниям и псевдоскалярным модам в молекулах и кристаллах. В соответствии с правилами отбора для оптических процессов, такие колебания могут проявляться в спектрах инфракрасного поглощения, комбинационного рассеяния и гиперкомбинационного рассеяния света. Например, в кристаллах нитрита натрия в спектре оптических колебаний присутствуют следующие типы колебаний:

$$T_{\text{opt}} = [A_1(z) + B_1(x) + B_2(y)] + [A_2 + B_1(x) + B_2(y)] + [A_1(z) + A_1(z) + B_1(x)]. \quad (45)$$

Первая квадратная скобка соответствует трансляционным решёточным модам (поступательные осцилляции группы NO_2 относительно ионов азота); вторая квадратная скобка – либрациям группы NO_2 относительно трёх осей; третья скобка соответствует внутренним колебаниям группы NO_2. При этом колебания типа $A_1(z), B_1(x), B_2(y)$, являются дипольно-активными, т.е. для них должны реализоваться процессы гибридизации с векторными фотонами, приводящими к формированию поляритонных ветвей. Такие типы колебаний в данном кристалле активны как для процессов комбинационного рассеяния, так и инфракрасного поглощения. Колебания типа A_2 являются псевдоскалярными. Таким образом, для этого типа колебаний должна формироваться ветвь аксинонов. Этот тип колебаний неактивен для процессов однофотонного поглощения, но разрешён для комбинационного рассеяния. Наконец, колебания типа A_1 являются полносимметричными, т.е. для них следует ожидать процессов гибридизации со скалярными фотонами с формированием хиднонов. Исследования угловых зависимостей спектров комбинационного рассеяния позволят провести сопоставление экспериментальных данных с приведенной теорией.

Таким образом, в данной работе установлены законы дисперсии для квазичастиц в кристаллах, классифицируемых различными представлениями точечной группы симметрии материальной среды: векторным представлением, представлением скаляра и псевдоскаляра. Установлено, что вблизи центра зоны Бриллюэна вследствие резонансного взаимодействия квазичастиц материальной среды с элементарными частицами вакуума той же симметрии реализуются гибридные состояния квазичастиц: поляритонов, аксинонов и хиднонов. Рассчитаны законы дисперсии гибридных квазичастиц и предсказаны особенности в угловых и спектральных зависимостях спектров неупругого рассеяния света при малых значениях волновых векторов. Установленные законы дисперсии гибридных квазичастиц дают возможность оптимизировать условия для выполнения условий синхронизма при фотон-бозонной конверсии, а также в параметрических многочастичных процессах, сопровождающихся генерацией гибридных квазичастиц и различных типов бозонов вакуума.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 15–02-02882, 13–02-00449, 14–02–00190).

ЛИТЕРАТУРА

[1] А. С. Давыдов, *Теория твёрдого тела* (М., Наука, 1976).

[2] М. И. Каганов, *Электроны, фононы, магноны* (М., Наука, 192, 1979).

[3] V. S. Gorelik, Polaritons and analogical excitations of media and physical vacuum. In: "Physical Interpretations of Relativity Theory". Proceedings of International Scientific Meeting PIRT-2003. Ed. by M.C. Duffy, V.O. Gladyshev, A.N. Morozov (Bauman Moscow State University, Moscow, Liverpool, Sunderland, 2003), p. 56.

[4] V. S. Gorelik, Physica Scripta T **135**, 014039 (2009).

[5] V. S. Gorelik, Laser Physics **18** (12), 1479 (2008).

[6] V. S. Gorelik, Acta Phys. Hung B **26/1-2**, 37 (2006).

[7] V. S. Gorelik, J. of Russ. Laser Research **28**(5), 437 (2006).

[8] V. S. Gorelik, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **49**, 33007 (2010).

[9] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (Гос. изд-во физ.-мат. лит., Москва, 1963), стр. 391-433.

[10] В. С. Горелик, М. М. Сущинский, Успехи физических наук **98**(2), 237 (1969).

[11] V. S. Gorelik, Dynamic of lattice models of media and physical vacuum. In: "Physical Interpretations of Relativity Theory". Proceedings of International Scientific Meeting PIRT-2005. Ed. by M. C. Duffy, V. O. Gladyshev, A. N. Morozov (Bauman Moscow State University, Moscow, Liverpool, Sunderland, 2005), p.70.

[12] V. S. Gorelik, Gravitation and Cosmology **12**, no. 2–3(46-47), 151 (2006).

[13] V. S. Gorelik, Quasi-particles in crystalline chains and in physical vacuum. In: "Physical Interpretations of Relativity Theory". Proceedings of International Scientific Meeting PIRT-2007. Ed. by M. C. Duffy, V. O. Gladyshev, A. N. Morozov (Bauman Moscow State University, Moscow, Liverpool, Sunderland, 2007), p. 253.

[14] J. J. Hopfield, Phys. Rev. **112**, 1555 (1958).

[15] C. H. Henry and J. J. Hopfield, Phys. Rev. Letts. **15**, 964 (1965).

[16] S. P. Porto, B. Tell, and T. Damen, Phys. Rev. Letts. **10**, 450 (1966).

[17] J. F. Scott, L. E. Cheesman, and S. P. Porto, Phys. Rev. **162**, 834 (1967).

[18] Б. Н. Маврин, Х. Е. Стерин, ФТТ **14**, 2774 (1972).

[19] Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **83**(3), 892 (1982).

[20] S. Hoffmann, Phys. Lett. B **193**, 117 (1986).

[21] K. van Bibber, N. R. Dagdeviren, S. E. Koonin, et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 759 (1987).

[22] G. Ruoso, R. Cameron, G. Cantatore, et al., Z. Phys. C **56**, 505 (1992).

[23] R. Cameron, G. Cantatore, A. C. Melissinos, et al., Phys. Rev. D **47**, 3707 (1993).

[24] L. D. Duffy, P. Sikivie, D. B. Tanner, et al., Phys. Rev. D **74**, 012006 (2006).

[25] D. D. Stancil, Phys. Rev. D **76**, 111701(R) (2007).

[26] P. Sikivie, D. B. Tanner, and K. van Bibber, Phys. Rev. Lett. **98**, 172002 (2007).

Поступила в редакцию 13 февраля 2014 г.