

УДК 535.361

ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ПОЛЯРИТОН-АКСИОННЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ ТРИПТОФАНА

В. С. Горелик, А. Ю. Пятышев

Построены дисперсионные зависимости электромагнитных волн в кристаллах триптофана с учётом процессов фотон-аксионной конверсии в низкосимметричном кристаллическом поле кристаллов триптофана. Показано, что в области частот унитарных поляритонов, соответствующих показателю преломления, равному единице, обнаруживается особенность, связанная с пересечением дисперсионных кривых электромагнитных и аксионных волн. В области пересечения формируются гибридные квазичастицы – поляритон-аксионы, названные акситонами. Получено дисперсионное уравнение для акситонов в видимой и инфракрасной областях спектра. Установлены условия для фотон-аксионной конверсии, вблизи края экситонного поглощения триптофана в ультрафиолетовой области спектра.

Ключевые слова: фотон, аксион, низкосимметричные диэлектрические среды, конверсия, кроссовер.

При распространении электромагнитной волны в среде происходит взаимодействие электромагнитного излучения с полярными колебаниями диэлектрической среды. В результате в диэлектрической среде формируются поляритонные волны, которые сопровождаются осцилляциями как электромагнитного поля, так и чисто механических колебаний полярного типа [1–3]. На первом этапе исследований были установлены свойства поляритонных волн в инфракрасной области спектра [4–6], соответствующие фотон-фононным поляритонам. В дальнейшем были исследованы также поляритонные волны, формирующиеся в результате взаимодействия электромагнитных волн с дипольно-

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

активными экситонами. При этом резонансы наблюдались в ультрафиолетовой области спектра [7].

На основе теории элементарных частиц, а также с учётом надёжных астрофизических данных было предсказано, что в вакууме, наряду с электромагнитными волнами, присутствуют так называемые аксионные волны [8–13]. Квантами электромагнитных волн являются фотоны, которые по свойствам симметрии классифицируются как векторные бозоны с поперечной поляризацией. В случае аксионных волн элементарные возбуждения (аксионы) являются псевдоскалярными бозонами.

В последнее десятилетие выполняются работы по созданию экспериментальных установок для наблюдения аксионов [10–13]. В создаваемых установках предполагается использование преобразования лазерного излучения в аксионные волны при наличии сильного магнитного поля, направление вектора магнитной индукции которого перпендикулярно лазерному лучу. При этом, согласно правилам отбора, вследствие понижения симметрии до группы $C_{\infty h}$ за счёт присутствия внешнего магнитного поля оказываются разрешёнными процессы фотон-аксионной конверсии. Отметим, что понижение симметрии может быть реализовано и без присутствия внешнего магнитного поля, за счёт низкой точечной симметрии кристаллической решётки. Таким образом, ожидается наблюдение процессов фотон-аксионной конверсии в материальной среде, симметрия которой совпадает или ниже симметрии внешнего магнитного поля. Такая возможность может быть реализована в диэлектрических кристаллах, точечная группа симметрии которых есть: C_{6h} , C_{4h} , C_{2h} , C_2 и т.д.

В данной работе проводится анализ процессов взаимодействия фотонов с аксионами в низкосимметричных диэлектрических средах на примере кристаллов триптофана, точечная симметрия которых есть C_2 . В спектре колебаний кристаллической решётки этого кристалла имеются низкочастотные дипольно-активные моды, для которых формируются поляритонные волны в инфракрасной области спектра. Вблизи полосы электронного поглощения в этом материале существуют дипольно-активные экситоны Френкеля и соответствующие им экситонные поляритоны (светоэкситоны). Нами ставилась задача анализа процессов взаимодействия поляритонов и аксионов в низкосимметричной диэлектрической среде на примере этого кристалла.

Триптофан является одной из протеиногенных аминокислот, производной индола. Он может существовать в виде левой (L), правой (D) или рацемической (DL) форм [14]. Точечная группа симметрии кристаллов триптофана C_2 является подгруппой группы $C_{\infty h}$, т. е. за счёт симметрии внутреннего поля в этом кристалле фотон-аксионная

конверсия разрешена правилами отбора. Присутствие триптофана в различных биопродуктах исследуется в работах [15, 16]. Изучению спектров вторичного излучения триптофана посвящен ряд работ [17–22].

Остановимся на феноменологической теории свойств электромагнитных волн в полярных диэлектрических средах с учётом возможности аксион-поляритонного взаимодействия.

Запишем уравнения Максвелла для однородной диэлектрической среды в виде:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t};$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0; \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (1)$$

Материальные соотношения среды имеют вид:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (2)$$

Переходя от системы уравнений (1) к волновому уравнению, для монохроматической волны получаем:

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} = -\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu \vec{E};$$

$$\left(\Delta - \omega^2 \frac{\epsilon \mu}{c_0^2} \right) \vec{E} = 0. \quad (3)$$

Здесь c_0 – скорость света в вакууме, $\epsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, которые в общем случае могут зависеть от частоты электромагнитной волны ω и волнового вектора \vec{k} . Из (3) для плоской монохроматической электромагнитной волны $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}r - \omega t)}$ получаем закон дисперсии $\omega(k)$ электромагнитной волны в неявном виде:

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

Ограничимся рассмотрением немагнитных сред ($\mu = 1$), в которых отсутствует пространственная дисперсия для решёточных волн [23], но учитывается вклад аксионов, закон дисперсии в вакууме для которых имеет вид:

$$(\omega_a(k))^2 = \omega_a^2 + c_0^2 k^2. \quad (5)$$

Соответственно дисперсию диэлектрической проницаемости анализируемой диэлектрической среды зададим в виде соотношения Куросавы [6]:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \cdot \frac{[(\omega'_a(k))^2 - \omega^2]}{[(\omega_a(k))^2 - \omega^2]} \cdot \frac{[(\omega'_{0ps})^2 - \omega^2]}{(\omega_{0ps})^2 - \omega^2}, \quad (6)$$

здесь $\epsilon_\infty = n_\infty^2$ – диэлектрическая проницаемость среды на высоких частотах,

$$(\omega'_a(k))^2 = \omega_a^2 + \omega_p^2 + c_0^2 k^2 = (\omega'_a)^2 + c_0^2 k^2, \quad (7)$$

а ω_p^2 – величина, характеризующая процесс фотон-аксионной конверсии в низкосимметричном диэлектрике или в среде, помещённой в постоянное магнитное поле. Подставив (7) в (6), получаем диэлектрическую проницаемость рассматриваемой среды в виде:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \cdot \frac{\omega^4 - \omega^2((\omega'_a)^2 + (\omega'_{0ps})^2 + c_0^2 k^2) + (\omega'_{0ps})^2((\omega'_a)^2 + c_0^2 k^2)}{\omega^4 - \omega^2(\omega_a^2 + \omega_{0ps}^2 + c_0^2 k^2) + (\omega_{0ps})^2(\omega_a^2 + c_0^2 k^2)}. \quad (8)$$

Подстановка (8) в (4) приводит к следующему уравнению:

$$\begin{aligned} & \omega^6 - \omega^4 \cdot \left[(\omega'_a)^2 + (\omega'_{0ps})^2 + c_0^2 k^2 \left(1 + \frac{1}{\epsilon_\infty} \right) \right] + \\ & + \omega^2 \cdot \left[(\omega'_{0ps})^2((\omega'_a)^2 + c_0^2 k^2) + \frac{c_0^2 k^2}{\epsilon_\infty} (\omega_a^2 + \omega_{0ps}^2 + c_0^2 k^2) \right] - \\ & - \frac{\omega_{0ps}^2 c_0^2 k^2}{\epsilon_\infty} \cdot [\omega_a^2 + c_0^2 k^2] = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Решения уравнения (9) задают закон дисперсии гибридных поляритон-аксионных волн в рассматриваемых диэлектрических средах. Элементарные возбуждения, соответствующие таким волнам, будем называть акситонами. Перейдем в уравнении от круговой частоты ω к волновым числам $\nu = \omega/2\pi c$:

$$\begin{aligned} & \nu^6 - \nu^4 \cdot \left[(\nu'_a)^2 + (\nu'_{0ps})^2 + \frac{k^2}{4\pi^2} \left(1 + \frac{1}{\epsilon_\infty} \right) \right] + \\ & + \nu^2 \cdot \left[(\nu'_{0ps})^2 \left((\nu'_a)^2 + \frac{k^2}{4\pi^2} \right) + \frac{k^2}{4\pi^2 \epsilon_\infty} \left(\nu_a^2 + \nu_{0ps}^2 + \frac{k^2}{4\pi^2} \right) \right] - \frac{\nu_{0ps}^2 k^2}{4\pi^2 \epsilon_\infty} \cdot \left[\nu_a^2 + \frac{k^2}{4\pi^2} \right] = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Из уравнения (10) получаем неявный вид закона дисперсии в виде $k = k(\nu)$:

$$\begin{aligned} & k^4 + k^2 \cdot \frac{4\pi^2 [\nu^2 (\nu_a^2 + (\nu'_{0ps})^2 \epsilon_\infty + \nu_{0ps}^2) - \nu_{0ps}^2 \nu_a^2 - \nu^4 (\epsilon_\infty + 1)]}{\nu^2 - \nu_0^2} + \\ & + \frac{16\pi^4 \epsilon_\infty \nu^2 [\nu^4 - \nu^2 ((\nu'_a)^2 + (\nu'_{0ps})^2) + (\nu'_a)^2 (\nu'_{0ps})^2]}{\nu^2 - \nu_{0ps}^2} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Введём обозначения:

$$p(\nu) = \frac{4\pi^2 [\nu^2 (\nu_a^2 + (\nu'_{0ps})^2 \epsilon_\infty + \nu_{0ps}^2) - \nu_{0ps}^2 \nu_a^2 - \nu^4 (\epsilon_\infty + 1)]}{\nu_0^2 - \nu^2};$$

$$q(\nu) = \frac{16\pi^4 \epsilon_\infty \nu^2 [\nu^4 - \nu^2((\nu'_a)^2 + (\nu'_{0ps})^2) + (\nu'_a)^2 (\nu'_{0ps})^2]}{\nu^2 - \nu_{0ps}^2} = 0. \quad (12)$$

Решения уравнения (11) имеют вид:

$$k_\pm^2(\nu) = \frac{p(\nu)}{2} \left(1 \pm \sqrt{\frac{p(\nu)^2}{4} - q(\nu)} \right). \quad (13)$$

Согласно результатам теоретических и экспериментальных исследований [24, 25], для энергии покоя аксиона в вакууме было получено значение $E \approx 0.1$ мэВ, что соответствует волновому числу: $\nu_a = 1$ см⁻¹. Для оценки характера обсуждаемых дисперсионных зависимостей используем следующие значения соответствующих величин $\nu'_a = 2$ см⁻¹, $\epsilon_\infty = 2.25$.

Спектры фундаментального поглощения триптофана в ультрафиолетовой области приведены в [26–28]. При этом край полосы поглощения приходится на длину волны $\lambda = 310$ нм. Поэтому для описания светоэксионов используем следующие параметры: $\nu_{0ps} = 32258$ см⁻¹; $\nu'_{0ps} = 33333$ см⁻¹.

Соответственно для низкочастотных решёточных колебаний псевдоскалярного типа используем следующие параметры:

$$\nu_{0ps} = 10 \text{ см}^{-1}; \nu'_{0ps} = 15 \text{ см}^{-1}. \quad (14)$$

На рис. 1 приводится рассчитанный по (13) закон дисперсии поляритонов с учетом взаимодействия поляритонных и аксионных волн в инфракрасной области спектра. На этом рисунке слева показана ось волновых чисел в см⁻¹, а справа – длина волны в мм. Пунктирными линиями показаны законы дисперсии фотонов в вакууме, поляритонов в триптофане, а также значения волновых чисел ν_{0ps} и ν'_a .

Как видно из этого рисунка, кривая 1 соответствует нижней поляритонной ветви и расположена в решеточной области спектра. Нижняя часть ветви 2 соответствует аксионам, а начало ветви 3 – поляритонам. В области поляритон-аксионного кроссовера этих кривых, соответствующего частоте унитарного поляритона ($n = 1$), происходит их “расталкивание”. В этой области формируются гибридные квазичастицы: поляритон-аксионы, которые будем называть акситонами. В области наибольшего сближения кривых 2 и 3, соответствующей диапазону длин волн 0.5–0.7 мм, происходит фотон-аксионная конверсия. Верхняя часть кривой 3 соответствует аксионам, а кривой 2 – поляритонам.

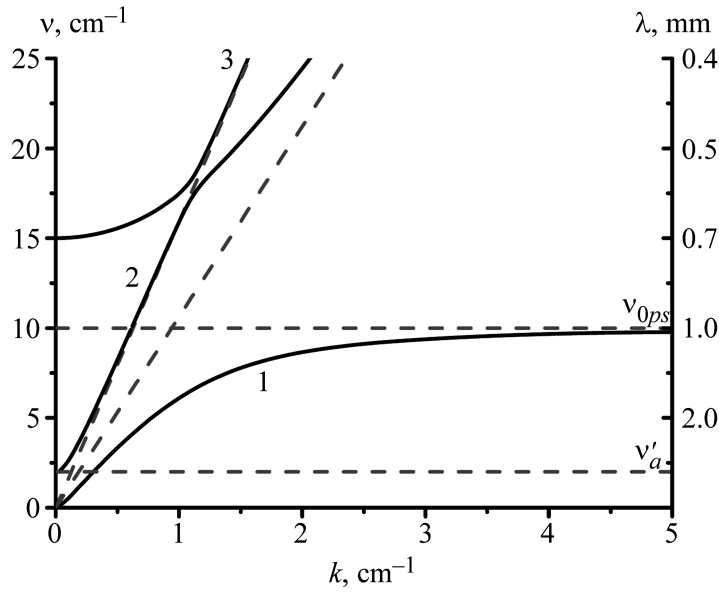


Рис. 1: Дисперсионные зависимости электромагнитных волн в инфракрасной области спектра: 1 – нижняя поляритонная ветвь, 2 и 3 – ветви аксионов, поляритонов и гибридных квазичастиц (акситонов), соответствующих поляритон-аксионному кроссоверу.

На рис. 2 и 3 приведены дисперсионные кривые, рассчитанные по (13), соответствующие светоэкситонам, аксионам и акситонам в ультрафиолетовой области спектра. На этих рисунках слева показана ось волновых чисел в см^{-1} , а справа – длина волны в нм. Пунктирные линии на рис. 2 соответствуют асимптотической зависимости светоэкситонов триптофана (прямая линия), а также значениям волновых чисел ν_{0ps} и ν'_{0ps} . Рис. 3 иллюстрирует вид дисперсионных кривых акситонов в области светоэкситон-аксионного кроссовера. Как видно из этого рисунка, в области частоты унитарного светоэкситона ($n = 1$) наблюдается светоэкситон-аксионный кроссовер, аналогичный приведенному на рис. 1, соответствующему инфракрасной области спектра.

В области кроссовера происходит “расталкивание” кривых 2 и 3 и гибридизация соответствующих квазичастиц, приводящая к формированию акситонов.

Из рис. 3 видно, что область наибольшего сближения светоэкситонной и аксионной кривых находится в ультрафиолетовой области спектра. При этом область кроссовера существенно сузилась по сравнению с соответствующей областью, расположенной в инфракрасном диапазоне (см. рис. 1).

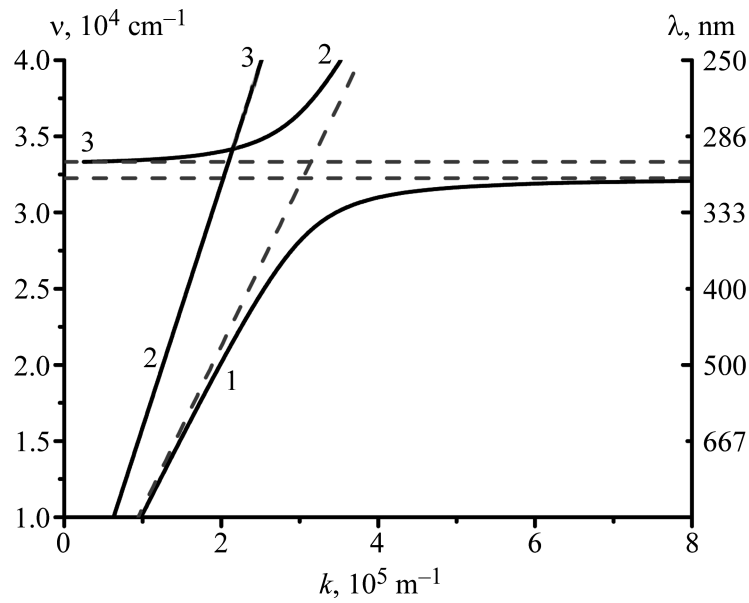


Рис. 2: Дисперсионные кривые электромагнитных волн в ультрафиолетовой области спектра: 1 – нижняя светоэкситонная ветвь, 2 и 3 – ветви аксионов, светоэкситонов и акситонов (см. текст).

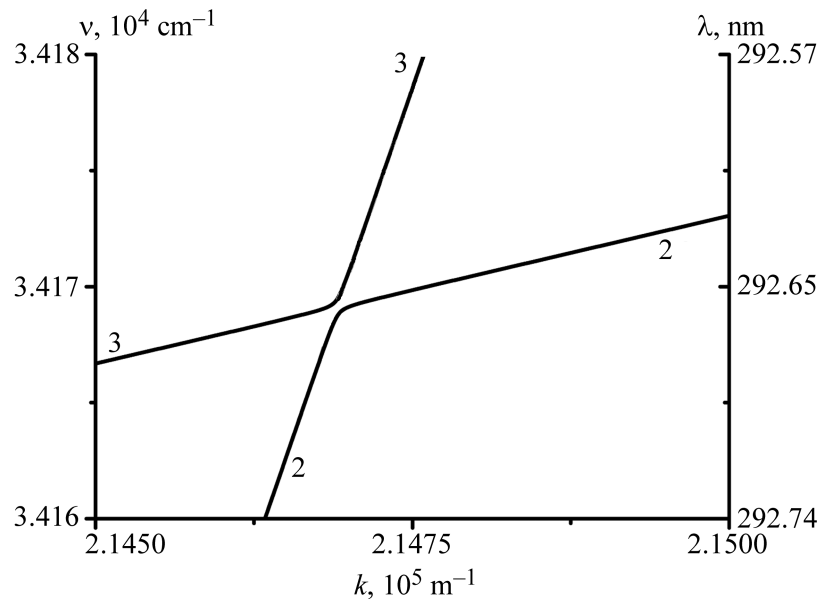


Рис. 3: Область максимального сближения аксионной (2) и светоэкситонной (3) кривых.

Групповую скорость акситонов можно вычислить по следующей формуле:

$$V_g = \left(\frac{dk(\omega)}{d\omega} \right)^{-1} = 0.02\pi c_0 \left(\frac{dk(\nu)}{d\nu} \right)^{-1}. \tag{15}$$

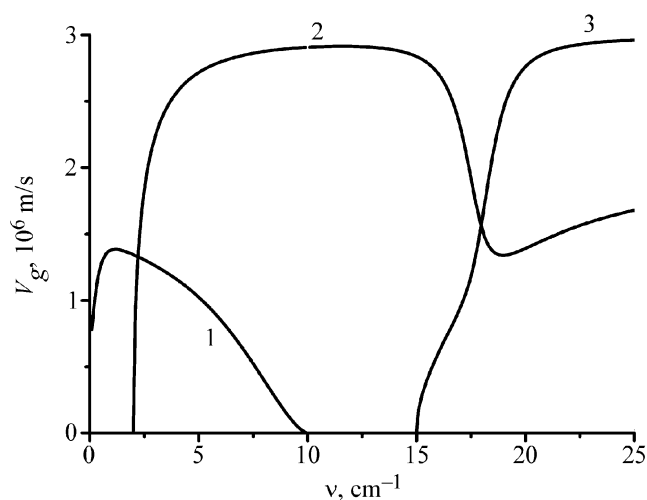


Рис. 4: Групповая скорость электромагнитных волн в инфракрасной области спектра: 1, 2, 3 соответствуют кривым, приведенным на рис. 1.

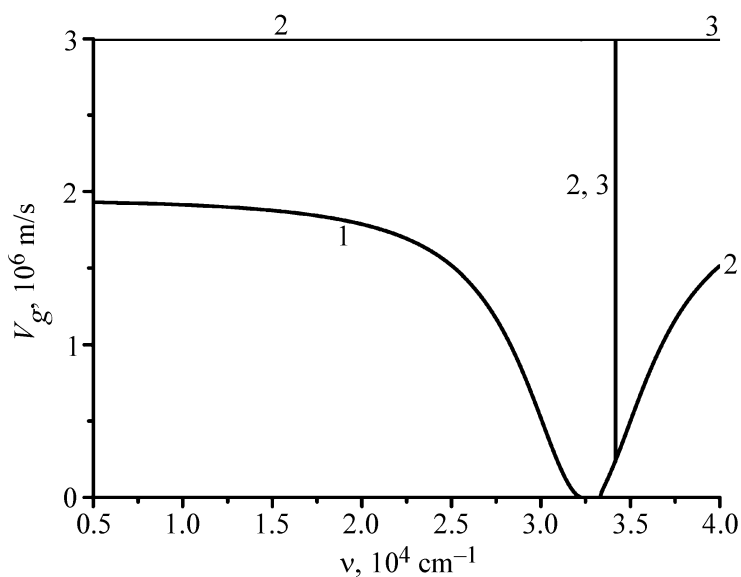


Рис. 5: Групповая скорость электромагнитных волн в ультрафиолетовой области спектра: 1, 2, 3 соответствуют кривым, приведенным на рис. 2.

На рис. 4 и 5 приведены зависимости групповой скорости поляритонов, аксионов и акситонов в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра.

Из рис. 4 и 5 видно, что максимум групповой скорости рассматриваемых волн соответствует $3 \cdot 10^6$ м/с. При этом в ультрафиолетовой области спектра область кроссовера является очень узкой.

Таким образом, в данной работе установлены законы дисперсии поляритонов, аксионов и акситонов в низкосимметричных диэлектрических средах на примере кристаллов триптофана. На основе полученных результатов можно сделать вывод о том, что процессы фотон-аксионной конверсии в материальных средах можно ожидать не только при наличии внешнего магнитного поля, но и в низкосимметричных кристаллах, в частности в кристаллах триптофана. Наиболее эффективный процесс фотон-аксионной конверсии следует ожидать в области кроссовера поляритонной и аксионной дисперсионных кривых соответствующих кристаллов, вблизи частоты унитарных поляритонов. В качестве источников возбуждающего электромагнитного излучения следует использовать лазеры или интенсивные источники спонтанного излучения, частота которых близка к частоте унитарных поляритонов исследуемых кристаллов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-00256, 12-02-00491, 13-02-00449, 13-02-90420, 14-02-00190).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. J. Hopfield, *Physical Review* **112**, 1555 (1958).
- [2] C. H. Henry and J. J. Hopfield, *Physical Review Letters* **15**, 964 (1965).
- [3] S. P. Port, B. Tell, and T. Damen, *Physical Review Letters* **10**, 450 (1966).
- [4] J. F. Scott, L. E. Cheesman, and S. P. Porto, *Physical Review* **162**, 834 (1967).
- [5] Б. Н. Маврин, Х. Е. Стерин, *ФТТ* **14**, 2774 (1972).
- [6] В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, *ЖЭТФ* **61**, 1243 (1971).
- [7] А. С. Давыдов, *Теория твердого тела* (М., Мир, 1979).
- [8] K. van Bibber, N. R. Dagdeviren, S. E. Koonin, et al., *Physical Review Letters* **59**, 759 (1987).
- [9] L. D. Duffy, P. Sikivie, D. B. Tanner, et al., *Physical Review D* **74**, 012006 (2006).
- [10] D. D. Stancil, *Physical Review D* **76**, 111701(R) (2007).
- [11] P. Sikivie, D. B. Tanner and K. van Bibber, *Physical Review Letters* **98**, 172002 (2007).
- [12] A. Afanasev, O. K. Baker, K. V. Beard, et al., *Physical Review Letters* **101**, 120401 (2008).
- [13] Guido Mueller, Pierre Sikivie, D. B. Tanner and K. van Bibber, *Physical Review D* **80**, 072004 (2009).
- [14] И. А. Рогов, Л. В. Антипова, Н. И. Дунченко, *Химия пищи* (М., Колос, 2007).
- [15] И. М. Скирухин, М. Н. Волгарев, *Химический состав пищевых продуктов, Том 1* (М., ВО Агропромиздат, 1987).
- [16] В. Г. Беликов, *Фармацевтическая химия* (М., "МЕДпресс-информ", 2007).
- [17] S. Mohan, N. Puviarasan and S. Bakkialakshmi, *Asian Journal of Chemistry* **11**, 1137 (1999).

- [18] A. E. Aliaga, I. Osorio-Román, P. Leyton, et al., *Journal of Raman Spectroscopy* **40**, 164 (2009).
- [19] G. B. Strambini and M. Gonnelli, *Biochemistry* **29**, 196 (1990).
- [20] H. B. Steen, *Photochemistry and Photobiology* **8**, 47 (1968).
- [21] Hao Ren, J. D. Biggs and S. Mukamel, *Journal of Raman Spectroscopy* **44**, 544 (2013).
- [22] Shigenori Nagatomo, Masako Nagai, Takashi Ogura and Teizo Kitagawa, *The Journal of Physical Chemistry B* **117**, 9343 (2013).
- [23] В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов* (М., Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1979).
- [24] C. Beck, *Physical Review Letters* **111**, 231801 (2013).
- [25] C. Hoffmann, F. Lefloch and M. Sanquer, *Physical Review B* **70**, 180503 (2004).
- [26] H. -W. Dibbern, R. K. Muller, and E. Wirbitzki, *UV and IR Spectra: Pharmaceutical Substances (UV and IR) and Pharmaceutical and Cosmetic Excipients (IR)* (Editio Cantor Verlag Aulendorf, Germany, 2002).
- [27] V. Kalous, Z. Pavlíček, *Biofyzikální chemie* (Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1980).
- [28] Е. П. Конькова, Р. Ш. Затрудина, *Вестник ВолГУ. Серия 1. Математика. Физика* **13**, 94 (2010).

Поступила в редакцию 19 мая 2014 г.