

ВЛИЯНИЕ ЦИРКУЛЯРНОГО ДИХРОИЗМА НА СВОЙСТВА ГОЛОГРАММ В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ В ДРЕЙФОВОМ РЕЖИМЕ

Благодаря своим уникальным свойствам, кубические фоторефрактивные кристаллы находят применение в обработке когерентных изображений, динамической голографии и интерферометрии (см., например, [1, 2]). Эти кристаллы обладают не только оптической активностью, электрооптическим, фотоупругим и пьезоэлектрическим эффектами [1], но также оптическим поглощением и циркулярным дихроизмом [3].

Известно, что поглощение света кубическим фоторефрактивным кристаллом не влияет на эффективный коэффициент усиления γ [4] при двухволновом взаимодействии световых волн, если пренебречь циркулярным дихроизмом (см., например, [5]). Однако экспериментальные результаты свидетельствуют о значительной величине циркулярного дихроизма в этих кристаллах [3]. Ранее нами была показана принципиальная возможность влияния поглощения света кубическим фоторефрактивным кристаллом в комплексе с циркулярным дихроизмом на эффективный коэффициент усиления при двухволновом взаимодействии в диффузионном режиме, а также на поляризационные характеристики взаимодействующих световых волн [6].

В настоящей работе исследуется влияние циркулярного дихроизма на эффективный коэффициент усиления при двухволновом взаимодействии световых волн в поглощающем кубическом кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в дрейфовом режиме с учетом оптической активности, электрооптического, фотоупругого и пьезоэлектрического эффектов.

Воспользуемся системой уравнений связанных волн [7], описывающей дифракцию света на голографической решетке во внешнем постоянном электрическом поле. С учетом динамического характера голограмм, пьезоэлектрического эффекта, поглощения света кристаллом и циркулярного дихроизма для ненаклонных пропускающих решеток эта система уравнений примет вид:

$$\frac{dR_{\perp}}{dz} = iP_1 R_{\perp} + (iP_2 + \rho_0) R_{\parallel} + 2ie^{-i\phi} m_R (\kappa_1 S_{\perp} + \kappa_2 S_{\parallel}) - \alpha_0 R_{\perp},$$

$$\frac{dR_{\parallel}}{dz} = (iP_2 - \rho_0) R_{\perp} + iP_3 R_{\parallel} + 2ie^{-i\phi} m_R (\kappa_3 S_{\perp} + \kappa_4 S_{\parallel}) - \alpha_0 R_{\parallel},$$

$$\frac{dS_{\perp}}{dz} = 2ie^{i\phi} m_S (\kappa_1 R_{\perp} + \kappa_3 R_{\parallel}) + iP_1 S_{\perp} + (iP_2 + \rho_0) S_{\parallel} - \alpha_0 S_{\perp},$$

$$\frac{dS_{\parallel}}{dz} = 2ie^{i\phi} m_S (\kappa_2 R_{\perp} + \kappa_4 R_{\parallel}) + (iP_2 - \rho_0) S_{\perp} + iP_3 S_{\parallel} - \alpha_0 S_{\parallel},$$

(1)

$$\text{где } m_R = \frac{R_{\perp} S_{\perp}^* + R_{\parallel} S_{\parallel}^* \cos 2\varphi}{|R_{\perp}|^2 + |R_{\parallel}|^2 + |S_{\perp}|^2 + |S_{\parallel}|^2}, \quad m_S = \frac{S_{\perp} R_{\perp}^* + S_{\parallel} R_{\parallel}^* \cos 2\varphi}{|R_{\perp}|^2 + |R_{\parallel}|^2 + |S_{\perp}|^2 + |S_{\parallel}|^2}, \quad R_{\perp}, R_{\parallel}, S_{\perp}, S_{\parallel} -$$

проекции векторов напряженности электрических полей опорной (R) и сигнальной (S) световых волн на направления, перпендикулярное и параллельное плоскости падения соответственно;

$$P_1 = \frac{P_0 \cos \theta}{\cos \varphi} (1 - 3 \sin^2 \theta), \quad P_2 = P_0 \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta), \quad P_3 = P_0 \cos \theta \cdot (3 \sin^2 \theta \cos \varphi - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)$$

$$P_0 = \frac{\pi n^3}{\lambda} r_{41}^T E_0, \quad n - \text{показатель преломления невозмущенного кристалла, } \lambda - \text{длина волны}$$

считывающего света, θ – ориентационный угол, образованный вектором голографической решётки \vec{K} с кристаллографическим направлением [001] (отсчитывается по часовой стрелке, если смотреть в направлении распространения световых волн), $r_{41}^T = r_{41}^U + p_4 \frac{e_{14}}{c_3}$ – электрооптический

коэффициент зажато кристалла [8], r_{41}^U – электрооптический коэффициент свободного кристалла, p_4 – фотоупругий коэффициент; c_3 – модуль упругости; e_{14} – пьезоэлектрический коэффициент; E_0 – величина внешнего постоянного электрического поля, приложенного вдоль вектора голографической решетки \vec{K} ; $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4$ – постоянные связи;

$\Phi = \arctg \left(\frac{E_d}{E_0} + \frac{E_d^2}{E_0 E_q} + \frac{E_0}{E_q} \right)$ – фазовый сдвиг между интерференционной картиной и голографической решеткой [9], E_d – диффузионное поле решетки [1], E_q – поле насыщения

ловушек [1]; φ – угол Брэгга в кристалле; $\alpha_0 = \frac{\alpha}{\cos \varphi}$, α – коэффициент поглощения света кристаллом; $\rho_0 = \rho_{\varphi} + i\rho'$, где $\rho' = \Delta K / \cos \varphi$, ΔK – параметр циркулярного дихроизма [10],

$\rho_{\varphi} = \rho / \cos \varphi$, ρ – удельное вращение кристалла.

Дифференцирование осуществляется по координате z (ось OZ перпендикулярна передней грани кристалла).

В случае, когда вектор голографической решетки \vec{K} лежит в плоскости среза (110), постоянные связи $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4$ можно представить в виде [11]:

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= \frac{1}{2 \cos \varphi} \kappa E_{SC} \cos \theta \left[2r_{41}^T (1 - 3 \sin^2 \theta) + 2(B + C) \sin^2 \theta - (B + A) \right], \\ \kappa_{2,3} &= \frac{1}{2} \kappa E_{SC} \sin \theta \left[2r_{41}^T (1 - 3 \cos^2 \theta) + 2(B + C) \cos^2 \theta - C \mp 2D \cdot \operatorname{tg} \varphi \right], \\ \kappa_4 &= \frac{1}{2} \kappa E_{SC} \cos \varphi \cos \theta \cdot \left[2(3r_{41}^T - (B + C)) \sin^2 \theta + B - A + 2(P + r) \cdot \operatorname{tg}^2 \varphi \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\kappa = \pi n^3 / (2\lambda)$, $E_{SC} = E_q \sqrt{\frac{E_0^2 + E_d^2}{E_0^2 + (E_d + E_q)^2}}$ – амплитуда напряженности электрического поля пространственного заряда [9];

$$\begin{aligned} A &= \frac{2e_{14}}{M} \sin^2 \theta \cdot [(2p_1 + (p_2 + p_3))(4c_2 - 3c_1 - c_3 - (c_1 - 5c_3 - 4c_2) \cos 2\theta) + \\ &+ 2(2p_4 + (p_2 + p_3)) \cdot (c_2 - c_3 - 2c_1 - (c_2 - c_3 + 2c_1) \cos 2\theta)], \end{aligned}$$

$$B = \frac{2e_{14}}{M} \sin^2 \theta \cdot [4p_4(c_2 - c_3 - 2c_1) - 4p_4(c_2 - c_3 + 2c_1) \cos 2\theta - (2p_1 - (p_2 + p_3)) \cdot (c_1 + 2c_2 + c_3)(1 + 3 \cos 2\theta)],$$

$$C = \frac{2e_{14}p_4}{M} [-(7c_2 + 5c_1 + 2c_3) \cos 4\theta + 4(c_2 - 3c_1 + 2c_3) \cos 2\theta + 3(c_2 - 2c_3 - 5c_1)],$$

$$D = \frac{4e_{14}}{M} \sin \theta \cos^2 \theta \cdot (p_2 - p_3)(2c_2 + c_3 + c_1)(3 \sin^2 \theta - 2),$$

$$P = \frac{2e_{14}}{M} \sin^2 \theta \cdot [(p_2 + p_3)(4c_2 + 5c_3 - c_1) - 2(p_1 - 2p_4)(2c_1 + c_2 - c_3) \cos 2\theta + (p_2 + p_3)(4c_2 - 3c_1 - c_3) - 2(p_1 - 2p_4)(2c_1 + c_3 - c_2)],$$

$$M = ((c_1 + c_2)(c_3 - c_1) + 2(c_2 + c_3)^2) \cos 4\theta + 4c_3(c_1 - c_2 - 2c_3) \cos 2\theta + (c_1 + c_2)(c_1 + 3c_3) + 8c_3(c_1 + c_3) - 2(c_2 + c_3)^2,$$

p_1, p_2, p_3, p_4 – фотоупругие коэффициенты; c_1, c_2, c_3 – модули упругости.

На рис. 1 показаны зависимости эффективного коэффициента усиления γ^{\max} , оптимизированного по азимуту поляризации $\psi_R = \psi_S = \psi$ линейно поляризованных световых волн R и S, от ориентационного угла θ для различных значений внешнего электрического поля с учетом циркулярного дихроизма для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ толщиной 10 мм. Графики получены путем численного решения системы уравнений (1). Удельное вращение кристалла ρ предполагалось равным 0.372 рад/мм, отношение интенсивностей световых пучков I_{R0}/I_{S0} равнялось 100, угол Брэгга ϕ внутри кристалла – 3.6°, длина световой волны λ – 632.8 нм, параметры кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ такие же, как в [12].

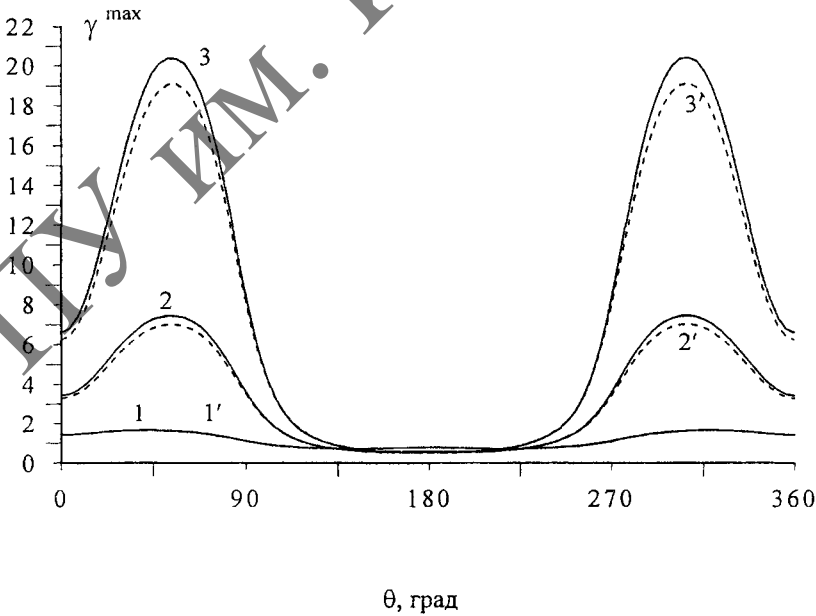


Рис. 1. Зависимости поляризационно оптимизированного эффективного коэффициента усиления γ^{\max} от ориентационного угла θ . 1, 1' – внешнее поле $E_0 = 0$, 2, 2' – $E_0 = 5$ кВ/см, 3, 3' – $E_0 = 7$ кВ/см; 1, 2, 3 – параметр циркулярного дихроизма $\Delta K = 0.1 \text{ см}^{-1}$, коэффициент поглощения $\alpha = 0.53 \text{ см}^{-1}$; 1', 2', 3' – $\Delta K = 0, \alpha = 0$.

Из рис. 1 видно, что в отсутствие внешнего электрического поля для случая линейной поляризации световых волн циркулярный дихроизм практически не влияет на эффективный коэффициент усиления (графики 1 и 1' совпадают). Включение внешнего электрического поля обуславливает увеличение эффективного коэффициента усиления за счет циркулярного дихроизма (порядка 6% как для поля $E_0 = 5$ кВ/см, так и для поля $E_0 = 7$ кВ/см) в больших интервалах значений ориентационного угла. Следует отметить, что циркулярный дихроизм практически не влияет на значения ориентационного угла, при которых достигаются максимумы в зависимости оптимизированного по азимуту поляризации линейно поляризованных световых волн эффективного коэффициента усиления от ориентационного угла.

На рис. 2 представлена ориентационная зависимость значений азимута поляризации линейно поляризованных световых волн ψ , при которых достигаются значения γ^{\max} , показанные на рис. 1 для внешнего поля $E_0 = 5$ кВ/см (графики 2 и 2'). Из рисунка видно, что наибольшая разница (порядка 20°) в значениях оптимального азимута поляризации с учетом и без учета циркулярного дихроизма приходится на значения ориентационного угла θ , лежащие в интервале от 90° до 270° . Однако при таких ориентационных углах эффективный коэффициент усиления минимален (см. рис. 1). При ориентационных углах, лежащих в интервалах от 0 до 90° и от 270° до 360° , разница в значениях поляризационного угла порядка 4° .

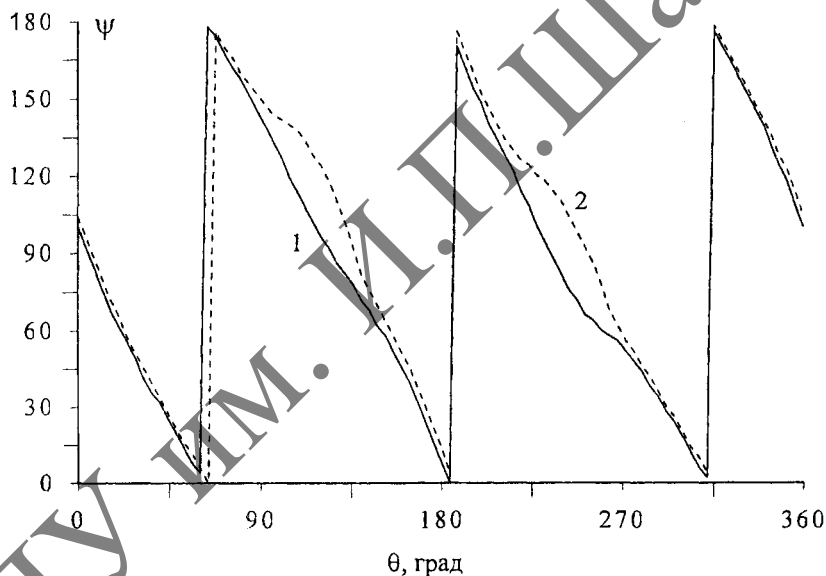


Рис. 2. Зависимость оптимальных значений азимута поляризации линейно поляризованных световых волн ψ от ориентационного угла θ . 1 – $\Delta K = 0.1 \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 0.53 \text{ см}^{-1}$; 2 – $\Delta K = 0$, $\alpha = 0$.

На рис. 3 показаны зависимости эффективного коэффициента усиления от ориентационного угла для циркулярно поляризованной опорной волны R (эллиптичность $\tau_R = -1$) и линейно поляризованной сигнальной волны S (эллиптичность $\tau_S = 0$) с учетом и без учета циркулярного дихроизма в присутствии внешнего электрического поля $E_0 = 5$ кВ/см. Азимут поляризации взаимодействующих волн предполагался равным нулю. В данном случае видно, что циркулярный дихроизм приводит не только к увеличению эффективного коэффициента усиления в больших интервалах значений ориентационного угла, но также смещает максимум в зависимости $\gamma(\theta)$ (точки А и В смещены на угол 8°).

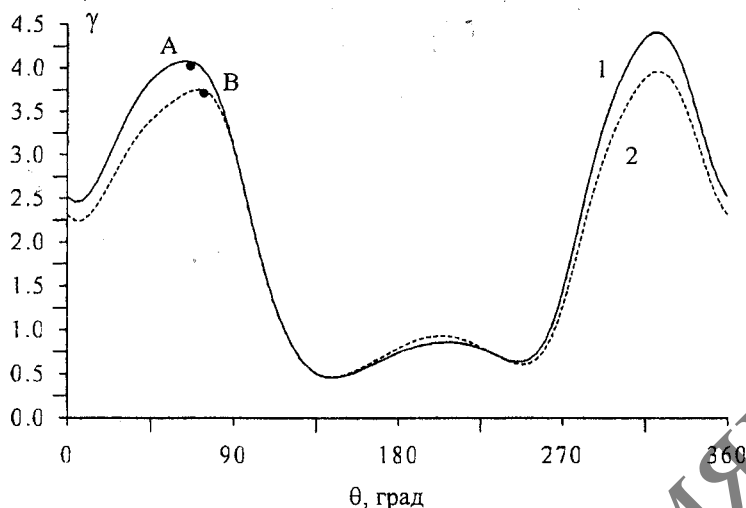


Рис. 3. Зависимости эффективного коэффициента усиления γ от ориентационного угла θ .
 1 – $\Delta K = 0.1 \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 0.53 \text{ см}^{-1}$; 2 – $\Delta K = 0$, $\alpha = 0$.

Таким образом, показано, что влияние поглощения света кристаллом в комплексе с циркулярным дихроизмом в присутствии внешнего электрического поля приводит к увеличению эффективного коэффициента усиления в большом интервале значений ориентационного угла, а в отдельных случаях и к смещению максимума в зависимости эффективного коэффициента усиления от ориентационного угла.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь.

Литература

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
2. Georges M.P., Lemaire P.C. Real-time stroboscopic holographic interferometry using sillenite crystals for the quantitative analysis of vibrations // Opt. Commun. – 1998. – Vol. 145, N 3. – P. 249–257.
3. Бурков В.И., Каргин Ю.Ф., Кизель В.А., Ситникова В.И., Скориков В.М. Круговой дихроизм в области состояний, обусловленных вакансиями, в кристаллах типа силленита // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 38, № 7. – С. 326–328.
4. Huignard J.P., Marrakchi A. Coherent signal beam amplification in two-wave mixing experiments with photorefractive BSO crystals // Opt. Commun. – 1981. – Vol. 38. – P. 249–255.
5. Marrakchi A., Huignard J.P., Gunter P.G. Diffraction efficiency and energy transfer in two-wave mixing experiments with $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals // Appl. Phys. – 1981. – Vol. 24, N 2. – P. 131–138.
6. Шепелевич В.В., Фирсов А.А. Влияние циркулярного дихроизма на эффективное усиление при двухволновом взаимодействии в фоторефрактивных пьезокристаллах // Лазерная физика и применения лазеров: Матер. Междунар. конф. (Минск, 14–16 мая, 2003). – Мн.: Институт физики им. Б.И. Степанова, 2003. – С. 106–107.
7. Храмович Е.М., Шепелевич В.В. Дифракция света на пропускающих голограммах в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах во внешнем электрическом поле при произвольной ориентации решетки. I Общие соотношения // Опт. и спектр. – 1993. – Т. 75, № 5. – С. 1065–1070.
8. Nichiporko S. F., Zagorskiy A. E., Shepelevich V. V., Egorov N. N., Ringhofer K. H., Hu Yi, Shamonina E. F. Optimization of diffraction efficiency of transmission hologram in cubic photorefractive piezocrystal of (110)-cut in DC electric field, in Optics of Crystals, Shepelevich V.V., Egorov N.N., Editors, Proc. SPIE. – 2001. – Vol. 4358. – P. 117.
9. Valley G.C., Klein M.B. Optimal properties of photorefractive materials for optical data processing // Opt. Engineering. – 1983. – Vol. 22. – P. 704–710.

10. Khomutovski P.P., Shepelevich V.V. Influence of circular dichroism on properties of transmission holograms in cubic photorefractive piezocrystals // Proc. SPIE. – 1998. – Vol. 3347. – P. 84–92.

11. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Khomutovskiy P.P., von Bally G., Weber M., Firsov A.A. Optimization of two-wave interaction efficiency in cubic photorefractive sillenite-type crystals with optical rotary power and piezoeffect in diffusion regime // Ferroelectrics. – 1999. – Vol. 234 (1–4). – P. 289–309.

12. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Shepelevich V. Orientation and polarization effects of two-beam coupling in a cubic optically active photorefractive piezoelectric $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal // J. Opt. Soc. Am. – 1994. – Vol. 11 B. – P. 1394–1402.

Summary

It is shown, that influence of light absorption by cubic photorefractive piezocrystal in a complex with circular dichroism at the presence of an external electric field results in increase of effective gain in the big interval of values of the orientation angle, and in certain cases it results in shift of a maximum in dependence of effective gain on orientation angle.

Поступила в редакцію 14.12.04.