

УДК 535.42

С.Ф. Ничипорко, А.Е. Загорский, Н.Н. Егоров, В.В. Шепелевич

**ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА УСИЛЕНИЕ
СВЕТА ПРИ ДВУХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ $\text{Vt}_2\text{SiO}_{20}$**

Уникальность физических свойств кристаллов типа силленита, принадлежащих к точечной группе 23, обусловила их широкое использование в голографических системах обработки оптической информации [1]. Однако дифракционная эффективность голограмм, записываемых в таких кристаллах в диффузионном режиме, как правило, невелика (не более 1%).



Поэтому для увеличения выходных энергетических характеристик голографических решеток обычно используют дрейфовый режим записи с применением внешнего электрического поля (напр., [2]).

Влияние внешнего электрического поля на энергетические и поляризационные характеристики голографических решеток в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах без учета пьезоэлектрического эффекта исследовалось во многих работах (см., например, [2-4]). Однако корректная интерпретация экспериментальных результатов изучения дифракционных процессов в кристаллах силленитов возможна только при учете их фотоупругих и пьезоэлектрических свойств (напр., [5]). Кроме того, в работах [2-4] решение уравнений дифракции проводилось в приближении заданной решетки. В [6] показано, что учет перераспределения энергии между записывающими пучками (динамический режим) может привести к качественному изменению ориентационной зависимости энергообмена.

Целью данной работы является изучение влияния внешнего электрического поля на ориентационную и поляризационную зависимости относительной интенсивности предметной волны при двухволновом взаимодействии в пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ с учетом перераспределения энергии между записывающими световыми пучками.

Исходя из уравнений Максвелла и материальных уравнений для кристаллов класса 23 во внешнем постоянном электрическом поле, несложно получить следующую систему уравнений связанных волн для произвольного кристаллического среза:

$$\begin{aligned} \frac{dR_{\perp}}{dz} &= ip_{11}^R R_{\perp} + (ip_{1R}^R + \rho_R) R_{\parallel} + i\chi_{11}^R e^{-i\Phi} S_{\perp} + i\chi_{1S}^R e^{-i\Phi} S_{\parallel}, \\ \frac{dR_{\parallel}}{dz} &= (ip_{R1}^R - \rho_R) R_{\perp} + ip_{RR}^R R_{\parallel} + i\chi_{R1}^R e^{-i\Phi} S_{\perp} + i\chi_{RS}^R e^{-i\Phi} S_{\parallel}, \\ \frac{dS_{\perp}}{dz} &= ip_{11}^S S_{\perp} + (ip_{1S}^S + \rho_S) S_{\parallel} + i\chi_{11}^S e^{i\Phi} R_{\perp} + i\chi_{1R}^S e^{i\Phi} R_{\parallel}, \\ \frac{dS_{\parallel}}{dz} &= (ip_{S1}^S - \rho_S) S_{\perp} + ip_{SS}^S S_{\parallel} + i\chi_{S1}^S e^{i\Phi} R_{\perp} + i\chi_{SR}^S e^{i\Phi} R_{\parallel}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\rho_{\alpha\beta}^{R,S} = \frac{\pi \bar{e}_{\alpha} \Delta \hat{\epsilon}_p \bar{e}_{\beta}}{\lambda n \cos \varphi_{R,S}} \quad (2)$$

– параметры, характеризующие наведенную внешним электрическим полем анизотропию кристалла, индексы α и β могут принимать значения R, S и 1 , λ – длина волны считывающего света, n – показатель преломления кристалла, $\varphi_{R,S}$ – углы, образуемые единичным вектором направления распространения R или S волн с нормалью к поверхности кристаллического среза, \bar{e}_i – единичный вектор направления, перпендикулярного ($i = 1$) и параллельного ($i = R, S$) плоскости схождения взаимодействующих волн внутри кристалла, $\bar{e}_{R,S} = [\bar{n}_{R,S} \bar{e}_1]$,

$$\Delta \hat{\epsilon}_p = -n^4 (r_{41} + p_4 d_{14}) E_0 \{n_1 (\bar{b} \cdot \bar{c} + \bar{c} \cdot \bar{b}) + n_2 (\bar{a} \cdot \bar{c} + \bar{c} \cdot \bar{a}) + n_3 (\bar{a} \cdot \bar{b} + \bar{b} \cdot \bar{a})\} \quad (3)$$

– изменение тензора диэлектрической проницаемости за счет линейного электрооптического и пьезоэлектрического эффектов (незажатый кристалл), $\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}$ – единичные векторы кристаллографических осей $[100]$, $[010]$ и $[001]$, r_{41} – электрооптический коэффициент для зажатого кристалла, $p_4 = p_{44}$ – фотоупругий коэффициент, d_{14} – пьезоэлектрический модуль,

$\rho_{R,S} = \frac{\rho}{\cos \varphi_{R,S}}$, ρ – удельное вращение плоскости поляризации света кристаллом, E_0 – напряженность внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу,

$$\chi_{\alpha\beta}^{R,S} = \frac{\pi \bar{e}_\alpha \Delta \hat{\epsilon}_\chi \bar{e}_\beta}{2\lambda n \cos \varphi_{R,S}} \quad (4)$$

постоянные связи. Для случая кристалла среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ тензор $\Delta \hat{\epsilon}_\chi$ имеет вид

$$\Delta \hat{\epsilon}_\chi = -n^4 [(\Delta b_{11} \bar{a} \cdot \bar{a} + \Delta b_{22} \bar{b} \cdot \bar{b} + \Delta b_{33} \bar{c} \cdot \bar{c} + \Delta b_{12} (\bar{a} \cdot \bar{b} + \bar{b} \cdot \bar{a}) + \Delta b_{13} (\bar{a} \cdot \bar{c} + \bar{c} \cdot \bar{a}) + \Delta b_{23} (\bar{b} \cdot \bar{c} + \bar{c} \cdot \bar{b})], \quad (5)$$

где использованы выражения Δb_{ij} приведенные в [5].

Величина Φ определяет фазовый сдвиг между интерференционной картиной, формируемой считывающими голограмму лазерными пучками, и распределением показателя преломления в голографической решетке.

Решение системы дифференциальных уравнений (1) позволяет исследовать дифракционные явления в кристаллах класса 23 с учетом их пьезоэлектрических, фотоупругих, гиротропных и электрооптических свойств. В дальнейшем анализе принято, что на кристалл симметрично относительно нормали к его поверхности падают два линейно поляризованных световых пучка одинаковой интенсивности. Толщина кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ выбрана равной 2 мм, угол Брэгга внутри кристалла – 3.6° .

На рис. 1 представлена зависимость величины относительной интенсивности предметной волны на выходе кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ от ориентационного угла θ между кристаллографическим направлением $[001]$ и вектором голографической решетки для случая поляризации световых волн в плоскости падения ($\Psi=0$, где Ψ – поляризационный угол световой волны). Видно, что приложение внешнего электрического поля к кристаллу ведет к увеличению энергообмена между взаимодействующими световыми пучками. Так, если в случае $E_0=0$ максимальная величина энергообмена $\gamma=1.15$, то при напряженности внешнего электрического поля $E_0=5$ кВ/см она возрастает до 1.37. При поле $E_0=10$ кВ/см максимальное значение γ достигает 1.58. (При численном анализе напряженности внешнего поля E_0 более 10 кВ/см не рассматривались, так как практическая реализация таких полей затруднена из-за поверхностного электрического пробоя кристалла.)

Причины увеличения энергообмена между опорной и предметной волнами заключаются в том, что приложение внешнего электрического поля ведет к увеличению амплитуды эффективного поля пространственного заряда голографической решетки [7], а это, в свою очередь, увеличивает силу связи “свет-решетка”, так как увеличиваются постоянные связи (4). С другой стороны, во внешнем электрическом поле кристалл становится оптически анизотропным.

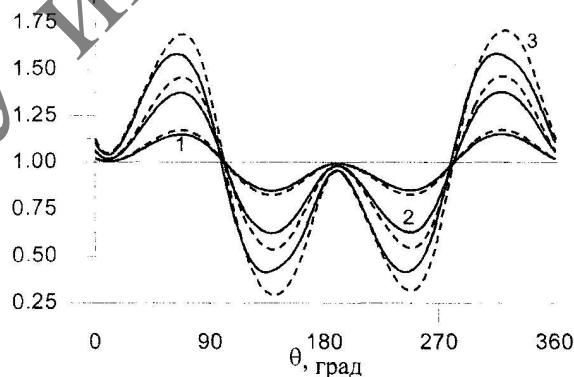


Рис.1. Зависимость относительной интенсивности γ от ориентационного угла θ при поляризации световых пучков в плоскости падения ($\Psi=0$). Сплошная линия - с учетом перераспределения энергии между пучками во время взаимодействия, штриховая линия - в приближении заданной решетки
1 - $E_0=0$; 2 - $E_0=5$ кВ/см; 3 - $E_0=10$ кВ/см

Анализ зависимости $\gamma(\theta)$ (рис.1) показывает, что приложение постоянного электрического поля к кристаллу $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при двухволновом взаимодействии изменяет значения углов θ , при которых достигается экстремальный энергообмен. Так, в диффузионном режиме ($E_0=0$) для

достижения максимальной перекачки энергии из опорной волны в предметную необходимо ориентировать кристалл так, чтобы плоскость схождения волн образовывала с кристаллографическим направлением $[001]$ угол $\theta=67^\circ$ или $\theta=318^\circ$. Для случая $E_0=10$ кВ/см эти углы равны $\theta=63^\circ$ или $\theta=314^\circ$.

Штриховыми линиями показаны соответствующие теоретические зависимости $\gamma(\theta)$, построенные в приближении заданной решетки. Видно, что при рассматриваемой поляризации волн R и S без учета перераспределения энергии между ними, максимальные значения γ завышены, а минимальные – занижены. Кроме того, значения ориентационных углов, при которых достигаются экстремальные значения энергообмена γ , полученные в статическом и динамическом приближениях, несколько различны. При $E_0=0$ и $E_0=5$ кВ/см это различие не превышает 1° , но при 10 кВ/см оно достигает 6° .

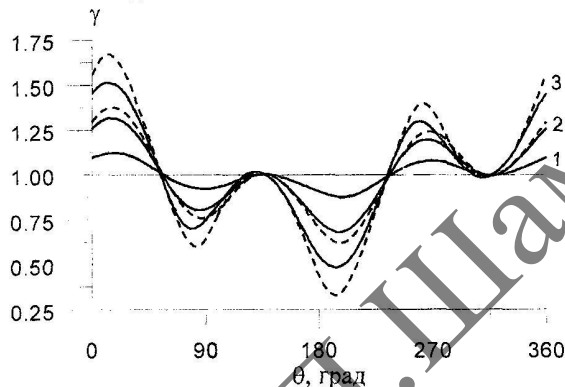


Рис.2. Зависимость относительной интенсивности γ от ориентационного угла θ (обозначения, аналогичные рис.1) при поляризации световых пучков перпендикулярно плоскости падения ($\Psi=90^\circ$)

Известно [8], что энергообмен при двухволновом взаимодействии очень чувствителен к состоянию поляризации световых волн. На рис.2 показаны ориентационные зависимости $\gamma(\theta)$ для случая линейной поляризации взаимодействующих пучков перпендикулярно плоскости падения ($\Psi=90^\circ$). Кривые $\gamma(\theta)$ качественно отличаются от кривых, изображенных на рис.1. Это выражается как в смещении максимальных и минимальных значений γ , так и в увеличении различия между значениями γ в экстремальных точках.

На рис.3 изображена поляризационная зависимость перекачки энергии световых пучков при фиксированной ориентации кристалла $\theta=54^\circ$. Для большинства поляризационных углов энергия перекачивается из опорной волны в предметную ($\gamma>1$). Внешнее электрическое поле практически не изменяет величины интервала углов Ψ , для которых наблюдается отток энергии из предметного пучка, наблюдается лишь смещение этого интервала в область меньших углов Ψ .

Учет перераспределения энергии, как и в случае ориентационной зависимости $\gamma(\theta)$, приводит к смещению экстремальных значений величины энергообмена γ по отношению к положению максимальных γ в приближении заданной решетки и также достигает 6° в случае $E_0=10$ кВ/см.

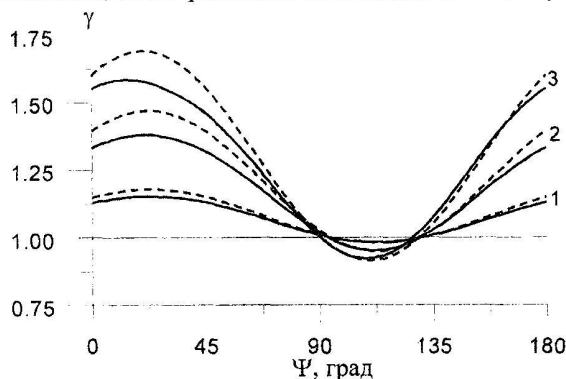


Рис.3. Зависимость относительной интенсивности γ от поляризации световых волн Ψ (обозначения, аналогичные рис.1) при $\theta=54^\circ$

Таким образом, анализ полученных результатов показывает, что в случае приложения к кристаллу толщиной 2 мм электрического поля пренебрежение перераспределением энергии при взаимодействии световых волн приводит к существенному (до 18%) изменению энергообмена ($\Delta\gamma/(\gamma-1)$) этих волн по сравнению со случаем энергообмена на заданной решетке, а также сдвигу экстремальных точек в зависимостях $\gamma(\theta)$ и $\gamma(\Psi)$ при $E_0=10$ кВ/см до 6° .

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант Ф99-134).

Литература

1. Stepanov S.I. Application of photorefractive crystals // Rep. Prog. Phys. – 1994. – P.39-116.
2. Herriau J.P., Rojas D., Huignard J.P., Bassat J.M., Launay J.C. Highly efficient diffraction in photorefractive BSO-BGO crystals at large applied fields // Ferroelectrics. - 1987. – V.75. - P.271-279.
3. 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 // Оптика и спектроскопия. – 1993. – Т.75, №5. – С.1065-1070.
4. Pauliat G., Roosen G. Theoretical and experimental study of diffraction in optically active and linearly birefringence sillenite crystals // Ferroelectrics – 1987. – V.75. – P.281-294.
5. Шандаров С.М., Шепелевич В.В., Хатюков Н.Д. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных кристаллах под действием электрического поля голографической решетки // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т.70, №5. – С.1068-1073.
6. Shepelevich V.V., Firsov A.A. Effect of spatial modulation of interference pattern in optically active crystal on output characteristics of holograms //Proceedings of Topical Meeting on Photorefractive Materials Effects and Devices (PR-97). – Chiba (Japan), 1997. – P.594-596.
7. Пергов М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
8. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Shepelevich V. Orientation and polarization effects of two-beam coupling in a cubic optically active photorefractive piezoelectric BSO crystal // J. Opt. Soc. Am. – 1994. – V. B. 11, №8. – P.1394-1402.

Summary

Orientation and polarization dependencies of the relative intensity at two-wave mixing in a cubic optically active photorefractive crystal $Bi_{12}SiO_{20}$ in the presence of an external dc electric field with regard of energy redistribution between light waves are investigated. It is shown that the account of energy redistribution between incident beams at record of the hologram allows to explain displace of maxima and minima in the dependencies $\gamma(\theta)$ and $\gamma(\Psi)$.