

*А.А. Фирсов, В.В. Шепелевич*

## **ПОПЕРЕЧНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ**

Явление энергообмена между взаимодействующими световыми волнами, наблюдаемое в фоторефрактивных кристаллах, позволяет усиливать слабые изображения с помощью более мощной волны [1, 2].

Процесс энергообмена можно условно разложить на процессы двух типов, зависящие от поляризационных состояний связанных волн. Первый тип – так называемое параллельно-поляризованное взаимодействие. В этом случае при взаимодействии двух световых пучков (сигнального и опорного) в одинаковом поляризационном состоянии происходит перераспределение энергии из опорного пучка к сигнальному, в то время как поляризационное состояние обоих пучков сохраняется (см., например, [1-4]). Второй тип – поперечно-поляризованное взаимодействие [5-7], когда энергия из одного поляризационного состояния сигнальной волны может быть перенесена в ортогональное состояние. На основе поперечно-поляризованного взаимодействия световых волн в работе [8] предложена схема непрерывного восстановления интерферограммы с усреднением во времени. Запись голограммы осуществлялась в кристалле титаносилленита висмута ( $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ).

Теоретические и экспериментальные исследования поперечно-поляризованного двухволнового взаимодействия в кубических

фоторефрактивных кристаллах проводились ранее как без учета [5, 6], так и с учетом [9] оптической активности кристалла.

Для отделения поперечно-поляризованной компоненты светового пучка от параллельно-поляризованной недифрагированную компоненту сигнального пучка  $S$  исключают с помощью поляризатора на выходе из кристалла. При этом дифрагированная компонента, поляризация которой ортогональна поляризации недифрагированной компоненты, проходит через систему «кристалл-поляризатор» без ослабления. В результате значительно улучшается контраст и отношение сигнал/шум усиливаемого изображения по сравнению со случаем, когда поперечно-поляризованная компонента светового пучка не отделена.

Сигнальный пучок  $S$ , покидающий кристалл в отсутствие голографической решетки, назовем прямым пучком. Азимут поляризации прямого пучка будет совпадать с азимутом поляризации недифрагированной компоненты сигнального пучка.

Поясним сказанное выше с помощью рис. 1, где показана схема взаимодействия световых волн в кубическом кристалле среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$ . Здесь  $\theta$  – ориентационный угол, образованный вектором голографической решетки  $\bar{K}$  с кристаллографическим направлением  $[001]$  (отсчитывается по часовой стрелке, если смотреть в направлении распространения световых волн);  $OO'$  – ось, перпендикулярная плоскости среза кристалла;  $R$  и  $S^*$  – опорная и сигнальная световые волны;  $\bar{R}_0, \bar{S}_0$  – векторы напряженности опорной и сигнальной световых волн  $R$  и  $S$ ;  $\psi_{R0}$  и  $\psi_{S0}$  – азимуты поляризации световых волн  $R$  и  $S$  соответственно;  $\bar{S}_1$  – вектор напряженности электрического поля прямого пучка;  $\bar{S}_2$  – вектор напряженности электрического поля сигнального пучка;  $\bar{S}_3$  – вектор напряженности электрического поля дифрагированной компоненты сигнального пучка;  $\bar{S}_4$  – вектор напряженности электрического поля недифрагированной компоненты сигнального пучка;  $\bar{5}$  – поляризатор. На выходе из кристалла в отсутствие голографической решетки (опорный пучок  $R$  перекрыт) будем иметь прямой пучок  $S_1$ , который определили ранее. Направление поляризации этого пучка отличается от направления поляризации исходного пучка  $S$ , так как кристалл оптически активный и плоскость поляризации светового пучка при прохождении по кристаллу будет поворачиваться. Если открыть световой пучок  $R$ , то в кристалле возникает голографическая решетка, а вектор напряженности электрического поля сигнального пучка  $\bar{S}_2$  будет иметь азимут поляризации, отличный в общем случае от азимута поляризации прямого пучка благодаря дифракции сигнального пучка на голографической решетке. Таким образом, возникает составляющая пучка  $S$ , перпендикулярная прямому пучку (дифрагированная компонента  $\bar{S}_3$ ). Недифрагированная компонента  $\bar{S}_4$

отсекается поляризатором 5, благодаря чему увеличивается отношение сигнал/шум фоторефрактивного изображения.

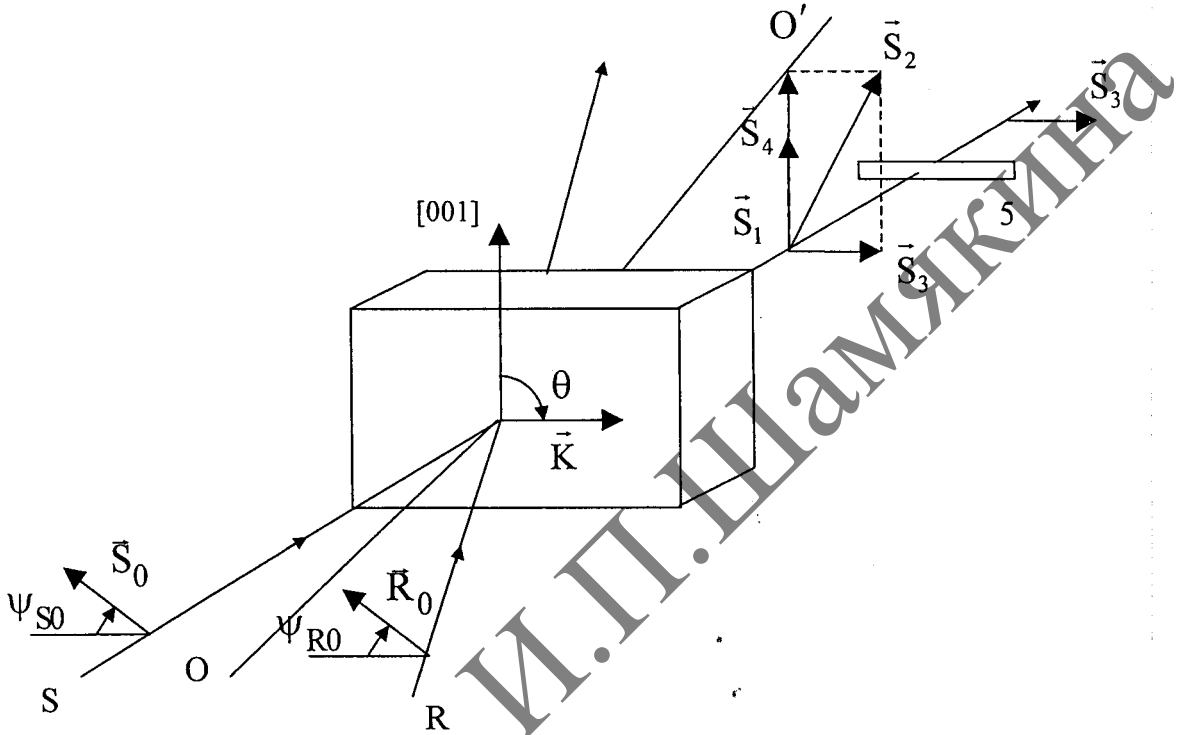


Рис. 1. Схема взаимодействия световых волн в кристалле

Следует отметить, что в названных выше работах исследования поперечно-поляризованного взаимодействия световых волн в кубических фоторефрактивных кристаллах проводились только для частных ориентаций вектора голографической решетки ( $\vec{K} \perp [001]$  и  $\vec{K} \parallel [001]$ ), а пьезоэлектрический эффект не рассматривался.

Целью данной работы является исследование поперечно-поляризованного взаимодействия световых волн [9] при произвольной ориентации вектора голографической решетки и одновременном учете пьезоэлектрического эффекта и естественной оптической активности кристалла.

Поставленная задача решалась в рамках феноменологической модели дифракции света в фоторефрактивных пьезокристаллах [10]. Решение системы уравнений связанных волн, описывающих процесс дифракции световых волн в кубическом фоторефрактивном пьезокристалле, было получено в приближении заданной решетки. Предполагалось также, что постоянные связи ( $\kappa_j$ ,  $j=1, 2, 3$ ) малы по сравнению с удельным вращением кристалла  $\alpha$  ( $\kappa_j/\alpha \ll 1$ ) и величиной  $1/d$ , обратной толщине кристалла  $d$  ( $\kappa_j d \ll 1$ ). Углы Брэгга также принимались малыми. Это позволило получить следующее выражение для интенсивности дифрагированной компоненты  $I_{S_3}$  сигнального пучка:

$$I_{S_3} = \frac{I_{R0}}{4} \frac{\sin^2(\alpha d)}{\alpha^2} (2\kappa_2 \cos(\alpha d - 2\psi) + (\kappa_1 - \kappa_3) \sin(\alpha d - 2\psi))^2, \quad (1)$$

где  $I_{R0}$  и  $I_{S0}$  – начальные интенсивности световых пучков R и S соответственно,  $\psi = \psi_{S0} = \psi_{R0}$  – азимут поляризации световых пучков,  $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$  – постоянные связи [11], учитывающие влияние пьезоэлектрического эффекта.

Выражение (1) в частном случае  $\theta = 90^\circ$  и  $\psi_{S0} = \psi_{R0} = 90^\circ$  в отсутствие оптической активности и пьезоэлектрического эффекта переходит в формулу, полученную в [5]. Рассмотрим зависимость интенсивности дифрагированной компоненты  $I_{S_3}$  от ориентационного угла  $\theta$  при фиксированном значении поляризационного угла  $\psi = 0$  кристалла титаносилленита висмута. На рис.2 представлен график относительной интенсивности  $\frac{I_{S_3}(\theta)}{I_{S0}}$ . Отношение начальных интенсивностей световых волн  $\frac{I_{R0}}{I_{S0}} = 100$ . При построении графика использовались параметры кристалла  $Bi_{12}TiO_{20}$  на длине волны  $\lambda = 632.8$  нм, приведенные в [12].

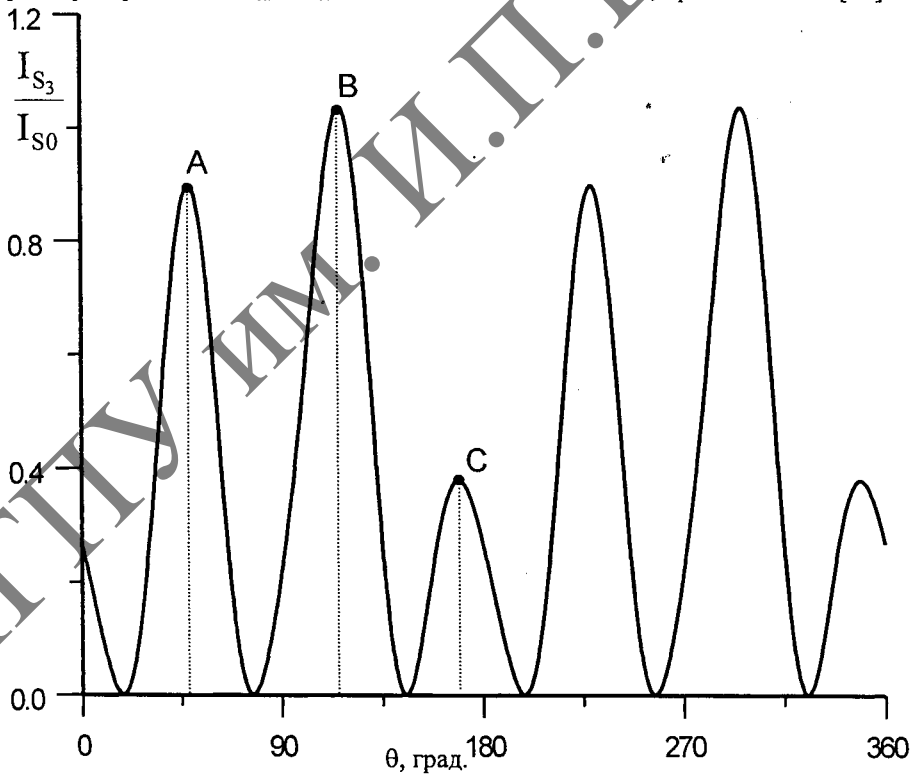


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности  $I_{S_3} / I_{S0}$  от ориентационного угла  $\theta$  для кристалла титаносилленита висмута толщиной 10 мм

Из рис. 2 видно, что при произвольной ориентации вектора голографической решетки относительная интенсивность существенно зависит от ориентационного угла и достигает локальных максимумов при определенных значениях этого угла:  $\theta \approx 47^\circ$  (точка А),  $\theta \approx 127^\circ$  (точка В),  $\theta \approx 175^\circ$  (точка С) и другие. Кроме того, выбором ориентационного угла  $\theta$  можно достичь значений относительной интенсивности, значительно больших по сравнению с частными ориентациями  $\vec{k} \perp (001)$  ( $\theta = 90^\circ$ ) и  $\vec{k} \parallel (001)$  ( $\theta = 0^\circ$ ), которые исследовались ранее. Так, при  $\theta \approx 127^\circ$  (точка В) коэффициент усиления возрастает более чем в 4 раза по сравнению с ориентациями  $\theta = 0$  и  $\theta = 90^\circ$ .

Таким образом, полученные результаты позволяют определить условия улучшения контраста и отношения сигнал/шум фоторефрактивного изображения при двухволновом взаимодействии в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах не только за счет выбора азимута поляризации световых волн, но и за счет изменения ориентации вектора голографической решетки.

Авторы выражают благодарность Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований (Ф02М-007) за частичную поддержку представленной выше работы.

### Литература

1. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Марков В.Б. и др. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // УФН. – 1979. – Т. 129. – № 1. – С. 113-137.
2. Kuchtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G. et al. Holographic storage in electrooptic crystals. // Ferroelectrics. – 1979. – Vol. 22. – № 3-4. – P. 949-964.
3. 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.
4. Chiou A.E., Yeh P. Beam cleanup using photorefractive two-wave mixing // Opt. Lett. – 1985. – Vol. 10. – P. 621-623.
5. Chang T.Y., Chion A.E., Yeh P. Cross-polarization photorefractive two-beam coupling in gallium arsenide // J. Opt. Soc. Am. B. – 1987. – Vol. 5. – P. 1724-1729.
6. Cheng L. J., Yeh P. Cross-polarization beam coupling in photorefractive GaAs crystals // Opt. Lett. – 1988. – Vol. 13. – P. 50-52.
7. Yeh P. Photorefractive two beam coupling in cubic crystals // J. Opt. Soc. Am. B. – 1987. – Vol. 4. – P. 1382-1387.
8. Kamshilin A.A., Petrov M.P. Continuous reconstruction of holographic interferograms through anisotropic diffraction in photorefractive crystals. // Opt. Commun. – 1985. – Vol. 53. – № 1. – P. 23-26.
9. Vachss F., Chang T.Y. Cross-polarization two-beam coupling in optically active photorefractive media // J. Opt. Soc. Am. – 1989. – Vol. 6. – № 9. – P. 1683-1692.
10. Shepelevich V.V., Shandarov S.M., Mandel A.E. Light diffraction by holographic gratings in optically active photorefractive piezocrystals // Ferroelectrics. – 1990. – Vol. 110. – P. 235-249.
11. 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.
12. Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д. Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах // ФТТ. – 1987. – Т. 29, вып. 10. – С. 1754-1758.

### Summary

Cross-polarization two-wave coupling in cubic photorefractive crystals is investigated at any orientation of the holographic grating vector with regard to the piezoelectric effect. It is shown, that by the choice of the orientation angle the magnitude of the relative intensity of the diffracted component of the signal light beam can be reached considerably larger in comparison with one for partial orientations, which were investigated earlier.

Поступила в редакцию 27.02.03.