

УДК 535.42

А. А. Фирсов, С. Ф. Ничипорко, В. В. Шепелевич

ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В КУБИЧЕСКИХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ

Показано, что влияние динамического характера голограммы на двухволновое поперечно-поляризованное взаимодействие в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах класса симметрии 23 при малых постоянных связи (в диффузионном режиме) приводит к качественному изменению зависимости относительной интенсивности ортогональной компоненты сигнального пучка от входного азимута поляризации световых волн.

Введение

Уникальные свойства кубических фоторефрактивных кристаллов позволяют использовать их в качестве чувствительной регистрирующей среды для непрерывной записи и считывания голографических решеток, что открывает новые возможности в динамической голографии и интерферометрии [1].

При считывании голографической решетки световые пучки генерируют рассеянный свет, в результате чего ухудшается качество восстановленного изображения. Уменьшить шум фоторефрактивного изображения можно с помощью схемы непрерывного восстановления голографической интерферограммы двумя световыми пучками в отсутствие внешнего электрического поля, предложенной в работе [2]. Вследствие анизотропной дифракции плоскость поляризации линейно поляризованного света может быть повернута на некоторый угол [3], в частности при определенных условиях – на 90° [2]. В результате плоскость поляризации сигнального пучка S на выходе из кристалла в отсутствие голографической решетки (прямой пучок) будет ортогональна плоскости поляризации этого же пучка, но при наличии решетки (ортогональный пучок). Отсекая прямой пучок с помощью анализатора, можно выделить формирующий изображение ортогональный пучок. При одной и той же поляризации входящих опорного R и сигнального S пучков анализатор будет подавлять также и опорный пучок, рассеянный случайными дефектами кристалла, что заметно уменьшит шум фоторефрактивного изображения [4].

В зарубежной литературе явление, при котором вследствие анизотропной дифракции энергия из одного поляризационного состояния волны может быть перенесена в ортогональное состояние, называется поперечно-поляризованным взаимодействием световых волн (см., например, [5–7]).

Зависимость поперечно-поляризованного взаимодействия от начальных состояний поляризации световых волн исследовалась как с учетом [7], так и без учета [5], [6] естественной оптической активности кристалла.

Авторами данной статьи ранее изучалось влияние пьезоэлектрического эффекта совместно с оптической активностью на поперечно-поляризованное взаимодействие световых волн в кубических фоторефрактивных кристаллах [8–10]. В этих работах была использована модель дифракции света в фоторефрактивных пьезокристаллах, предложенная в [11].

В общем случае, когда плоскость поляризации сигнального пучка S вследствие анизотропной дифракции повернута на угол, не равный 90° , анализатор отсекает его составляющую, поляризация которой параллельна поляризации прямого пучка, а составляющая, поляризованная ортогонально поляризации прямого пучка, пройдет свободно. Назовем эту составляющую ортогональной компонентой сигнального пучка S . Интенсивность прошедшей через анализатор ортогональной компоненты пучка S , как было показано в работе [8], может быть существенно увеличена выбором ориентации вектора голографической решетки и начальных состояний поляризации взаимодействующих световых волн благодаря пьезоэлектрическому эффекту. Динамический характер голограмм в [8] учитывался при численном решении уравнений связанных волн, описывающих процесс дифракции световых волн в кубическом фоторефрактивном пьезокристалле [11]. Расчет был выполнен для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ толщиной 10 мм при угле Брэгга в кристалле 12° . В работах [9], [10] в приближении заданной решетки и малых постоянных связи найдены аналитические выражения для относительной интенсивности ортогональной компоненты γ_c сигнального пучка S , позволяющие определить оптимальные значения азимута поляризации световых волн, толщины кристалла и ориентационного угла, при которых шум фоторефрактивного изображения минимален. Динамический характер голограмм в этих работах не учитывался.

Результаты исследования и их обсуждение

В настоящей работе исследуется влияние динамического характера симметричных пропускающих голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах на интенсивность ортогональной компоненты сигнального светового пучка при произвольной ориентации вектора голографической решетки и одновременном учете пьезоэлектрического эффекта и естественной оптической активности.

Воспользуемся системой уравнений связанных волн [11]. С учетом динамического характера голограмм в приближении нестационарного пучка накачки R ($R_0 \gg S_0$, где R_0 , S_0 – амплитуды векторов напряженности электрических полей световых пучков R и S на входе в кристалл) и малых углов Брэгга эта система примет вид:

$$\begin{cases} \frac{dS_{\perp}}{dz} = -\frac{2(S_{\parallel} R_{\parallel}^* + S_{\perp} R_{\perp}^*)}{I_0} (\kappa_2 R_{\parallel} + \kappa_1 R_{\perp}) + \alpha S_{\parallel} \\ \frac{dS_{\parallel}}{dz} = -\frac{2(S_{\parallel} R_{\parallel}^* + S_{\perp} R_{\perp}^*)}{I_0} (\kappa_3 R_{\parallel} + \kappa_2 R_{\perp}) - \alpha S_{\perp} \end{cases} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= R_{\perp}^0 \cos(\alpha z) + R_{\parallel}^0 \sin(\alpha z), & R_{\perp}^* &= R_{\perp}^{0*} \cos(\alpha z) + R_{\parallel}^{0*} \sin(\alpha z), \\ R_{\parallel} &= R_{\parallel}^0 \cos(\alpha z) - R_{\perp}^0 \sin(\alpha z), & R_{\parallel}^* &= R_{\parallel}^{0*} \cos(\alpha z) - R_{\perp}^{0*} \sin(\alpha z), \end{aligned}$$

R_{\perp} , R_{\parallel} , S_{\perp} , S_{\parallel} – проекции векторов напряженности электрических полей световых пучков R и S на направления, перпендикулярное и параллельное плоскости падения соответственно;

(*) означает операцию комплексного сопряжения; R_{\perp}^0 , R_{\parallel}^0 – проекции вектора \vec{R}_0 на входе

в кристалл; $I_0 = R_0^2 + S_0^2 \approx R_0^2$, α – удельное вращение кристалла.

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

Постоянные связи $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$ для среза (110) имеют вид [12] с учетом малых углов Брэгга.

Систему (1) будем решать аналитическим методом в отличие от работы [8], где были выполнены численные расчеты для частного случая – кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ толщиной 10 мм. Аналитический метод позволяет решить задачу в наиболее общем случае.

Для линейно поляризованных световых волн получим следующее выражение для относительной интенсивности ортогональной компоненты γ_c сигнального пучка S :

$$\begin{aligned} \gamma_c = & 4 \left(\int_0^d (-\cos(2\alpha z - 2\psi)\kappa_2 + \frac{\kappa_3 - \kappa_1}{2} \sin(2\alpha z - 2\psi)) \times \right. \\ & \times \exp\left(\frac{1}{\alpha} (\cos(2\alpha z - 2\psi) - \cos(2\psi))\kappa_2 - (\kappa_1 + \kappa_3)z - \frac{\kappa_3 - \kappa_1}{2} z \right) \times \\ & \left. \times \frac{1}{\alpha} (\sin(2\alpha z - 2\psi) + \sin(2\psi)) dz \right)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где d – толщина кристалла,

$\psi = \psi_R = \psi_S$ – начальный азимут поляризации линейно поляризованных световых волн R и S .

Относительная интенсивность γ_c ортогональной компоненты сигнального пучка S определяется как отношение интенсивности прошедшей через анализатор ортогональной компоненты пучка S к интенсивности пучка S на выходе из кристалла в отсутствие голографической решетки.

В диффузионном режиме постоянные связи $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$, как правило, малы и имеют порядок 0.01 мм^{-1} . Для кристаллов класса 23 с высокой оптической активностью постоянные связи удовлетворяют неравенству $\frac{\kappa_i}{\alpha} \ll 1$, где $i = 1, 2, 3$, а также $\kappa_i d \ll 1$ при малой толщине кристалла.

Поэтому выражение, стоящее под знаком экспоненты, будет иметь значение, меньшее единицы для таких кристаллов. Разложив экспоненту в степенной ряд и пренебрегая слагаемыми третьего и более высоких порядков, получим выражение для относительной интенсивности ортогональной компоненты γ_c в приближении малых постоянных связей.

$$\begin{aligned} \gamma_c = & \frac{1}{64\alpha^4} ((4\kappa_2^2 + (\kappa_1 - \kappa_3)^2)(\sin(2\alpha d) - 2\alpha d) + 2\sin^2(\alpha d) \times \\ & \times (4\kappa_2(\kappa_3 - \kappa_1)\cos(2\alpha d - 4\psi) - (-4\kappa_2^2 + (\kappa_1 - \kappa_3)^2)\sin(2\alpha d - 4\psi)) + \\ & + 4(\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3) - \alpha(\kappa_1 - \kappa_3)(-1 + d(\kappa_1 + \kappa_3)))\cos(2\alpha d - 2\psi) - \\ & - 4(\alpha(\kappa_1 - \kappa_3) + \kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3))\cos(2\psi) + 2(-4\alpha\kappa_2 + \\ & + (\kappa_1 + 4\alpha d\kappa_2 - \kappa_3)(\kappa_1 + \kappa_3))\sin(2\alpha d - 2\psi) + 2(\kappa_1^2 - 4\alpha\kappa_2 - \kappa_3^2)\sin(2\psi))^2. \end{aligned} \quad (3)$$

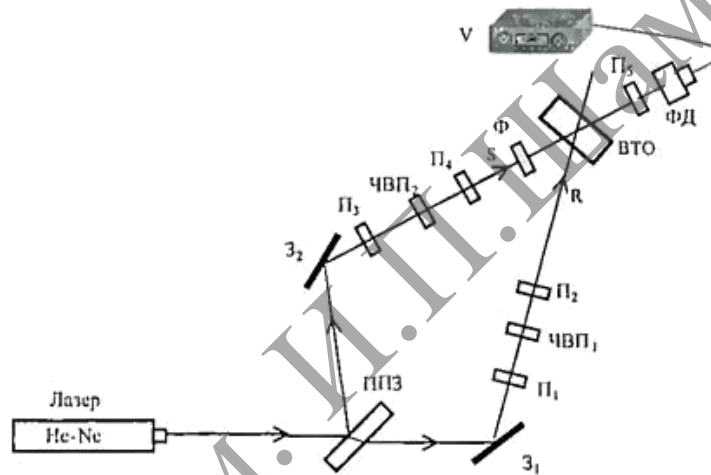
Если в выражении (3) пренебречь слагаемыми, пропорциональными κ_i^2 и $\kappa_i \kappa_j$, где $j = 1, 2, 3$, то оно переходит в выражение, полученное в [9], в приближении заданной решетки. Здесь необходимо учесть, что амплитуды напряженности электрического поля пространственного заряда в случае приближения заданной решетки (E) и с учетом динамического характера голограмм (E_{SC}) связаны следующим образом: $E = \frac{2R_0 S_0}{I_0} E_{SC} \approx \frac{2S_0}{R_0} E_{SC}$.

Следует отметить качественное отличие зависимостей $\gamma_c(\psi)$ с учетом и без учета динамического характера голограмм. Как было показано в [10], период функции $\gamma_c(\psi)$ в

приближении заданной решетки при малых постоянных связи $\frac{\kappa_1}{\alpha} \ll 1$ и толщине кристалла $\kappa_1 d \ll 1$ равен 90° . В то же время период функции $\gamma_c(\psi)$ с учетом динамического характера голограмм, как это можно видеть из выражений (2) и (3), даже при малых постоянных связи и толщине кристалла равен 180° .

Для подтверждения полученных теоретических результатов было проведено экспериментальное исследование поляризационной зависимости относительной интенсивности ортогональной компоненты γ_c сигнального пучка S в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной 7.7 мм.

Эксперимент выполнялся по следующей схеме (рисунок 1). Световой пучок He-Ne лазера делился на два пучка полупрозрачным зеркалом ППЗ. Затем лучи с помощью глухих зеркал Z_1 и Z_2 сводились в плоскости кристалла под углом $2\varphi = 23^\circ$. Оба пучка были поляризованы одинаково. В один из пучков вводился нейтральный фильтр Ф для изменения отношения интенсивностей взаимодействующих пучков. Регистрация интенсивности пучка осуществлялась полупроводниковым фотодиодом ФД-7М и контролировалась цифровым вольтметром V – В7-35. При этом отношение интенсивностей пучков R и S составляло $I_{R0}/I_{S0} \approx 2200$.



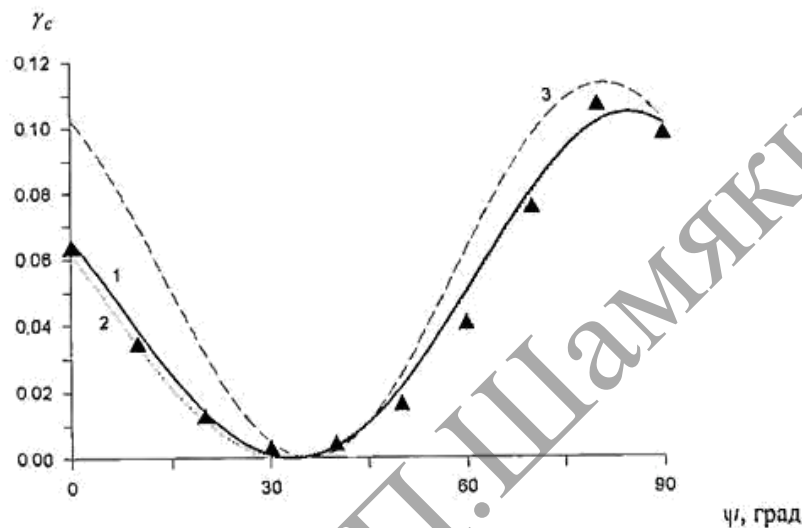
- ППЗ – полупрозрачное зеркало;
- Z_1 и Z_2 – глухие зеркала;
- $\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4$ и Π_5 – поляризаторы;
- ЧВП₁ и ЧВП₂ – четвертьволновые пластинки;
- Ф – нейтральный фильтр;
- ВТО – пластина кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$;
- ФД – полупроводниковый фотодиод;
- V – цифровой вольтметр В7-35

Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки

Для поддержания постоянства отношения интенсивностей взаимодействующих пучков в каждый из них была введена четвертьволновая пластинка для преобразования линейно поляризованного света в циркулярно поляризованный. Затем с помощью поляризаторов устанавливалась линейная поляризация пучков на входной плоскости кристалла, соответствующей плоскости среза (110).

Методика измерения заключалась в следующем. Сначала определялась интенсивность сигнального пучка для конкретного азимута поляризации. Фотодиод регистрировал интенсивность пучка S при закрытом пучке R, то есть без голографической решетки в кристалле. Затем пучок R открывался, и в течение 30 с, которые были необходимы для достижения амплитудой электрического поля голографической решетки стационарного значения, записывалась голограмма и регистрировалась интенсивность ортогональной составляющей пучка S в присутствии решетки, при этом составляющая, параллельная прямому пучку, гасилась поляризатором Π_5 на выходе из кристалла. Далее азимут поляризации пучков R и S менялся, и эксперимент повторялся.

На рисунке 2 представлены теоретические и экспериментальная зависимости относительной интенсивности ортогональной компоненты γ_c сигнального пучка S от начального азимута поляризации световых волн ψ для ориентационного угла $\theta = 48^\circ$. При построении графиков использовались параметры кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при длине волны $\lambda = 632.8$ нм, приведенные в [10]. Наибольшее соответствие эксперимента и теории наблюдается при амплитуде напряженности электрического поля пространственного заряда $E_{SC} = 1.54$ кВ/см.



1, 2, 3 – теоретические кривые:
 1, 2 – с учетом динамического характера голограмм,
 3 – в приближении заданной решетки;
 ▲ – экспериментальные значения

Рисунок 2 – Зависимости относительной интенсивности ортогональной компоненты γ_c сигнального пучка S от начального азимута поляризации световых волн ψ

Следует отметить, что, несмотря на малое значение относительной интенсивности ортогональной компоненты в диффузионном режиме, практическое использование поперечно-поляризованного взаимодействия световых волн вполне возможно, как это было показано в работе [2]. Увеличить относительную интенсивность ортогональной компоненты можно путем приложения внешнего поля к кристаллу, однако оно искажает поляризацию световых волн и делает её неоднородной по сечению пучка, что затрудняет качественное подавление сигнальной волны [1].

Теоретическая кривая 1 построена по формуле (2), а кривая 2 – по приближенной формуле (3). Зависимость 3 построена в приближении заданной решетки с использованием выражения, полученного в [9].

Из рисунка видно, что существует некоторое смещение максимума и минимума в зависимости $\gamma_c(\psi)$ в графиках 1 и 2 по сравнению с графиком 3 (около 4°). Сравнивая кривые 1 и 2, можно видеть, что, несмотря на небольшую разницу по величине значений γ_c (в области значений поляризационного угла ψ от 30° до 90° они практически совпадают, а от 0 до 30° относительная погрешность составляет порядка 6%), экстремальные точки совпадают с очень большой степенью точности. Это говорит о возможности использования приближенной формулы (3) для нахождения условий уменьшения шума фоторефрактивного изображения.

Из сравнения теоретических и экспериментальных результатов можно сделать вывод о необходимости учета динамического характера голограмм при исследовании поперечно-поляризованного взаимодействия световых волн в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах.

Выводы

Влияние динамического характера голограмм на поперечно-поляризованное взаимодействие световых волн в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах класса 23 при малых постоянных связях (в диффузионном режиме) приводит к качественному изменению зависимости относительной интенсивности ортогональной компоненты γ_c сигнального пучка S от начального азимута поляризации световых волн ψ . Использование выражений (2) и (3) позволит более точно, по сравнению с приближением заданной решетки, определить оптимальные значения азимута поляризации световых волн, толщины кристалла и ориентационного угла, при которых шум фоторефрактивного изображения минимален.

Літэратура

1. Петров, М. П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М. П. Петров, С. Н. Степанов, А. В. Хоменко. – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
2. Kamshilin, A. A. Continuous reconstruction of holographic interferograms through anisotropic diffraction in photorefractive crystals / A. A. Kamshilin, M. P. Petrov // Opt. Commun. – 1985. – Vol. 53. – № 1. – P. 23–26.
3. Light diffraction and nonlinear image processing in electrooptic $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals / M. P. Petrov [et al.] // Opt. Comm. – 1979. – Vol. 31. – № 3. – P. 301–305.
4. Herriau, J. P. Some polarization properties of volume holograms in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals and applications / J. P. Herriau, J. P. Huignard, P. Aubourg // Appl. Optics. – 1978. – Vol. 17. – P. 1851–1852.
5. Chang, T. Y. Cross-polarization photorefractive two-beam coupling in gallium arsenide / T. Y. Chang, A. E. Chion, P. Yeh // J. Opt. Soc. Am. B. – 1987. – Vol. 5. – P. 1724–1729.
6. Cheng, L. J. Cross-polarization beam coupling in photorefractive GaAs crystals / L. J. Cheng, P. Yeh // Opt. Lett. – 1988. – Vol. 13. – P. 50–52.
7. Vachss, F. Cross-polarization two-beam coupling in optically active photorefractive media / F. Vachss, T. Y. Chang // J. Opt. Soc. Am. – 1989. – Vol. 6. – № 9. – P. 1683–1692.
8. Фирсов, А. А. Оптимизация записи малошумящих голограмм в фоторефрактивных пьезокристаллах / А. А. Фирсов, В. В. Шепелевич // Сборник научных работ преподавателей физико-математического факультета: сб. науч. ст. / МГПИ им. Н. К. Крупской; под ред. И. Н. Кралевич. – Мозырь, 2001. – Вып. 1. – С. 40–47.
9. Фирсов, А. А. Поперечно-поляризованное взаимодействие световых волн в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах / А. А. Фирсов, В. В. Шепелевич // Весн. Мазырскага дзярж. пед. ун-та. – 2003. – № 8 – С. 28–32.
10. Шепелевич, В. В. Оптимальные условия увеличения контраста фоторефрактивного изображения в кубических кристаллах / В. В. Шепелевич, А. А. Фирсов // Сборник научных и научно-методических работ преподавателей физико-математического факультета: сб. науч. ст. / УО МГПУ; под ред. И. Н. Кралевич, М. И. Полоза. – Мозырь, 2004. – Вып. 3. – С. 196–204.
11. Shepelevich, V. V. Light diffraction by holographic gratings in optically active photorefractive piezocrystals / V. V. Shepelevich, S. M. Shandarov, A. E. Mandel // Ferroelectrics. – 1990. – Vol. 110. – P. 235–249.
12. Фирсов, А. А. Влияние циркулярного дихроизма на свойства голограмм в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах в дрейфовом режиме / А. А. Фирсов, В. В. Шепелевич // Весн. Мазырскага дзярж. пед. ун-та. – 2005. – № 1(12) – С. 21–26.

Summary

It is shown, that the influence of a dynamic character of holograms on a two-wave cross-polarised interaction in the cubic photorefractive piezocrystals of a 23 symmetry class for small coupling constants (in diffusion regime) leads to a qualitative change of the dependence of the relative intensity of the orthogonal component of a signal beam on the input polarization azimuth of the light waves.

Поступила в редакцию 18.01.08.