

09

Обращение волнового фронта на смешанных голографических решетках в оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле

© В.Н. Навныко

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь
E-mail: valnav@inbox.ru

Поступило в Редакцию 31 июля 2024 г.

В окончательной редакции 23 августа 2024 г.

Принято к публикации 8 сентября 2024 г.

Рассмотрены закономерности обращения волнового фронта при встречном четырехволновом взаимодействии на смешанных голографических решетках в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ срезов (001), (110) и (111). Исследованы зависимости коэффициента отражения, оптимизированного по ориентационному углу кристалла и азимуту линейной поляризации световых пучков, от толщины регистрирующей среды. Показано, что максимальная интенсивность обращенного светового пучка достигается для кристаллического образца среза (110). Определены сочетания значений толщины и ориентационного угла кристалла, а также азимута поляризации световых пучков, при которых достигается наибольшая эффективность дифракции.

Ключевые слова: обращение волнового фронта, коэффициент отражения, фоторефрактивный кристалл, световой пучок.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.02.59553.20078

При встречном вырожденном четырехволновом взаимодействии (ЧВВ) в кубическом фоторефрактивном кристалле (ФРК) могут одновременно записываться две пропускающие и четыре отражательные объемные голографические решетки (далее решетки) [1]. Помимо традиционных фазовых решеток, образованных посредством модуляции показателя преломления кристалла, в кристалле также могут записываться амплитудные решетки, которые формируются за счет модуляции коэффициента поглощения регистрирующей среды под действием электрического поля пространственно разделенных зарядов [2]. Дополнительный дифракционный вклад амплитудных решеток существенно влияет на эффективность дифракции световых пучков на решетках, что приводит к изменению ориентационных зависимостей дифракционной эффективности и коэффициента усиления сигнального пучка при стандартном двухволновом взаимодействии. Решетку, образованную в ФРК посредством модуляции его диэлектрической проницаемости и нелинейного поглощения, в научной литературе принято называть смешанной [3].

Интенсивность обращенной волны при ЧВВ на динамических фазовых решетках в ФРК может быть существенно повышена за счет выбора оптимальных условий голографического эксперимента [4–6]. Как показано в [4], в ФРК класса симметрии $43m$ при фиксированных значениях азимута поляризации световых пучков коэффициент отражения может быть существенно повышен за счет выбора оптимальных значений ориентационного угла. В ФРК класса симметрии 23 условия самовозбуждения взаимно обращенных световых волн на динамических пропускающих решетках зависят от толщины регистрирующей среды d и величины удельного вращения ρ кристалла [5]. При малом удельном вращении

(например, в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, $\rho \approx 6.3^\circ/\text{mm}$) пороговые условия генерации незначительно изменяются с увеличением толщины d . В оптически активных фоторефрактивных средах с большим значением удельного вращения ρ (например, в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\rho \approx 22^\circ/\text{mm}$) условия самовозбуждения взаимно обращенных световых волн во многом зависят от толщины d . Коэффициент отражения при ЧВВ на динамических отражательных решетках в кристалле BSO среза (001) изменяется с увеличением толщины кристалла, и при выборе оптимальных значений азимутов поляризации световых пучков для кристалла толщиной более 3 мм коэффициент отражения может превышать 100% [6].

Условия ЧВВ, для которых достигается наибольший коэффициент отражения при условии формирования в ФРК класса симметрии 23 смешанных решеток, изучены в [7]. Установлены значения толщины d , при которых коэффициент отражения, оптимизированный по азимуту поляризации ψ световых пучков, достигает наибольших значений при обращении волнового фронта в кристалле BSO среза (001). В настоящей работе исследование [7] получило свое развитие: найдены оптимизированные по трем параметрам (азимут поляризации ψ световых пучков, ориентационный угол θ и толщина d кристалла) значения коэффициента отражения R^{opt} обращенного светового пучка и в результате сравнительного анализа зависимостей $R^{opt}(d)$, полученных для наиболее часто используемых в голографических экспериментах кристаллических образцов срезов (001), (110) и (111), определены условия, при которых достигается наибольшая эффективность дифракции.

Описание схемы встречного ЧВВ, материальных параметров кристалла BSO, а также характеристик световых пучков с длиной волны $\lambda = 632 \text{ nm}$, которые исполь-

зовались при проведении расчетов, представлено в [7]. Зависимости $R^{opt}(d)$ и $R(\theta, \psi)$ получены на основании численного интегрирования уравнений связанных волн, представленных в [8]. В расчетах азимуты линейной поляризации попутно распространяющихся накачивающего и сигнального пучков принимались равными ψ , а азимут поляризации накачивающего пучка, подающегося с противоположной стороны кристалла, находился из условия $\psi_2 = -\psi + \rho d$. В этом случае пучки при распространении остаются поляризованными параллельно друг другу, и видность наведенных интерференционных картин будет оптимальной. Параметр R^{opt} для фиксированной толщины d выбирался как наибольшее значение коэффициента отражения R , найденного при переборе параметров ψ и θ . В расчетах учитывались дифракционные вклады вторичных решеток, которые образуются в результате взаимодействия обращенного пучка с накачивающими и сигнальным пучками. Пространственные сдвиги интерференционных картин относительно соответствующих амплитудных решеток принимались равными нулю, а относительно фазовых решеток — $\pi/2$.

Как видно из рис. 1, для рассмотренных кристаллических срезов оптимизированные значения коэффициента отражения R^{opt} увеличиваются с возрастанием толщины d . Зависимости $R^{opt}(d)$ имеют волнообразный вид, что обусловлено влиянием оптической активности кристалла BSO. Наибольшие значения R^{opt} при любом значении толщины в интервале $0 < d \leq 20$ mm достигаются для среза (110). Значения R^{opt} , близкие по величине к наибольшим, могут быть получены при использовании кристалла среза (111). Если толщина кристалла менее 2 mm, то разница между значениями R^{opt} для срезов (110) и (111) не превышает 13%. Наибольшее различие в значениях R^{opt} достигает 24% и соответствует таким d , при которых углы поворота плоскостей поляризации световых пучков под действием оптической активности при их распространении в кристалле составляют $\rho d = 180^\circ$ ($d = 8.1$ mm) и 360° ($d = 16.2$ mm). Оптимизированный коэффициент отражения, который можно достичь в кристалле среза (001), существенно меньше, чем для среза (110). Даже в относительно тонких кристаллах ($d \leq 2$ mm) достигаемые для среза (110) значения R^{opt} могут быть до 37% больше, чем для среза (001). В экстремальных случаях, когда толщина d равняется 8.1 и 16.2 mm, разность между значениями R^{opt} , полученными для срезов (110) и (001), составляет 95%.

В интервале $0 < d \leq 8.1$ mm зависимости $R^{opt}(d)$ на рис. 1 содержат по одному локальному максимуму. Для среза (110) наибольшее значение оптимизированного коэффициента отражения ($R^{opt} = 0.05$) достигается при толщине $d = 6.6$ mm. Для среза (111) в локальном максимуме, расположенном при $d = 6$ mm, значение R^{opt} меньше на 20% и составляет $R^{opt} = 0.04$. Для среза (001) локальный максимум зависимости $R^{opt}(d)$ соответствует толщине $d = 4.1$ mm, для которой $R^{opt} = 0.018$. Различие в значениях d , при которых достигается наибольшая величина R^{opt} для рассмотренных срезов,

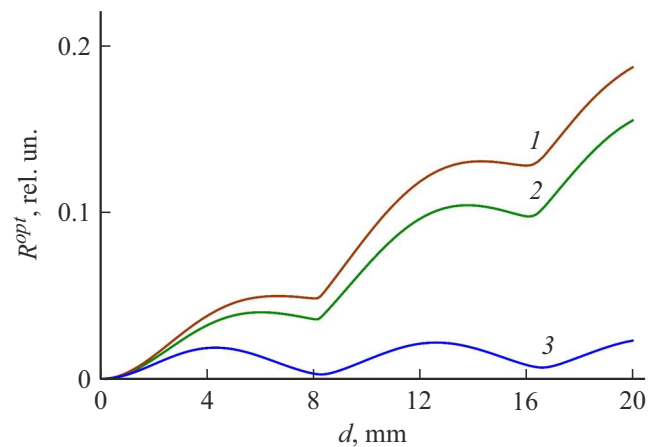


Рис. 1. Зависимости максимальных значений коэффициента отражения R^{opt} от толщины d , рассчитанные для кристалла BSO различных срезов. Кривая 1 — (110), 2 — (111), 3 — (001).

обусловлено дополнительным дифракционным вкладом, возникающим при взаимодействии накачивающих и сигнального пучков с амплитудными составляющими смешанных решеток.

В интервале $8.1 < d \leq 16.2$ mm наибольшие значения R^{opt} достигаются для среза (110) при $d = 14.2$ mm ($R^{opt} = 0.13$), а для среза (111) — при $d = 13.8$ mm ($R^{opt} = 0.1$). Из сравнения значений R^{opt} в первом и втором локальных максимумах зависимостей $R^{opt}(d)$, рассчитанных для срезов (110) и (111), видно, что происходит увеличение наибольшего коэффициента отражения приблизительно в 2.5 раза. Для среза (001) наибольшее значение $R^{opt} = 0.021$ достигается при $d = 12.5$ mm, оно приблизительно равно значению R^{opt} в первом локальном максимуме зависимости $R^{opt}(d)$. Это объясняется тем, что при формировании обращенного волнового фронта в образце среза (001) наибольший вклад вносят отражательные решетки, эффективность дифракции на которых существенно уменьшается с увеличением d под влиянием сильной оптической активности, присущей кристаллу BSO (см., например, [8]).

На рис. 2 и 3 представлены поверхности, иллюстрирующие зависимости коэффициента отражения R от азимута поляризации ψ и ориентационного угла θ , полученные для кристаллов толщиной 6.6 и 8.1 mm соответственно. Наибольшее значение R на зависимости $R(\psi, \theta)$ является оптимизированным коэффициентом отражения R^{opt} для кристалла соответствующей толщины d . Как видно из рис. 2 и 3, комбинации значений азимута поляризации ψ и ориентационного угла θ , при которых достигается R^{opt} , могут существенно изменяться в зависимости от среза и толщины кристалла.

Для кристалла толщиной 6.6 mm зависимости $R(\psi, \theta)$ принимают вид горбообразных поверхностей с четко видимыми локальными максимумами. Для среза (110) значение R^{opt} достигается при $\psi \approx 90^\circ$ и $\theta \approx 135^\circ$

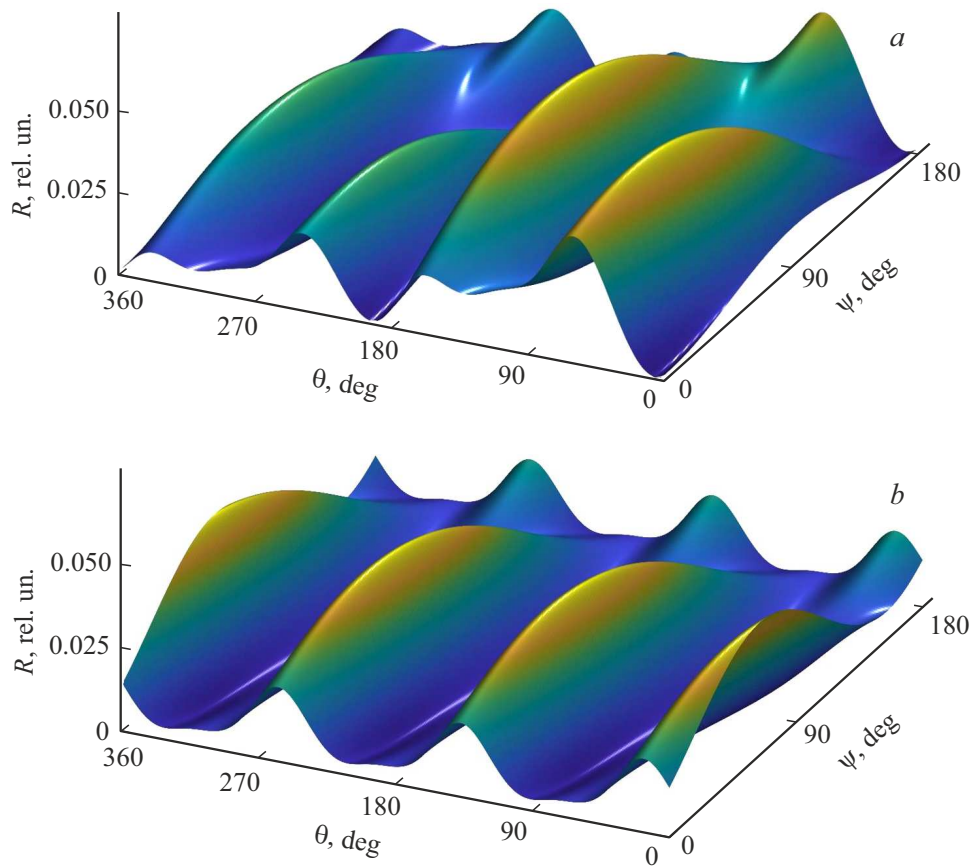


Рис. 2. Зависимости коэффициента отражения R от азимута поляризации ψ и ориентационного угла θ , рассчитанные для кристалла BSO толщиной 6.6 mm. a — срез (110), b — срез (111).

(рис. 2, a). Это означает, что для достижения большей эффективности обращения волнового фронта попутные накачивающий и сигнальный пучки должны быть поляризованы перпендикулярно плоскости падения, а подающийся на кристалл с противоположной стороны накачивающий пучок должен быть поляризован под углом $\psi_2 = 55^\circ$ к плоскости падения. При этом кристалл должен быть ориентирован таким образом, чтобы оси $[100]$ и $[010]$ составляли 45° с плоскостью падения. Условия достижения R^{opt} для кристалла среза (111) (рис. 2, b) изменяются по сравнению со случаем, представленным на рис. 2, a : попутные накачивающий и сигнальный пучки должны быть поляризованы под углом 66° к плоскости падения, а одна из осей $[100]$ или $[010]$ должна лежать в плоскости падения.

Вид поверхностей, иллюстрирующих зависимости $R(\psi, \theta)$, претерпевает качественные изменения с увеличением толщины кристалла до 8.1 mm: они приобретают волнообразную структуру. Значения коэффициента отражения, близкие по величине к R^{opt} , достигаются только за счет оптимального выбора ориентационного угла θ и практически не зависят от азимута поляризации ψ . Для кристалла среза (110) наибольшие значения R

достигаются в случаях, когда $\theta = 45, 135^\circ$. При сдвиге ориентационного угла на 180° на зависимости $R(\psi, \theta)$ также достигаются локальные максимумы, но при этом происходит двукратное уменьшение параметра R . Для среза (111) значения R^{opt} могут быть получены для $\theta = 0, 120, 360^\circ$, что соответствует симметрии поворотной оси третьего порядка.

Таким образом, при оптимальном выборе толщины регистрирующей среды, азимута поляризации и ориентационного угла наибольшее значение интенсивности обращенного пучка при ЧВВ в кристалле BSO среди рассмотренных случаев достигается для среза (110). В интервале $0 < d \leq 8.1$ mm наибольшее значение коэффициента отражения может быть получено при $d = 6.6$ mm, а в интервале $8.1 < d \leq 16.2$ mm — при $d = 14.2$ mm. При использовании кристалла среза (111) может быть получен сравнимый со случаем среза (110) коэффициент отражения при условии выбора оптимальных условий ЧВВ. Значения ориентационного угла и азимута поляризации, при которых достигается наибольшая эффективность дифракции на смешанных решетках в кристалле среза (110) и (111), находятся в сильной зависимости от толщины кристалла, что обусловлено большим удельным вращением кристалла BSO.

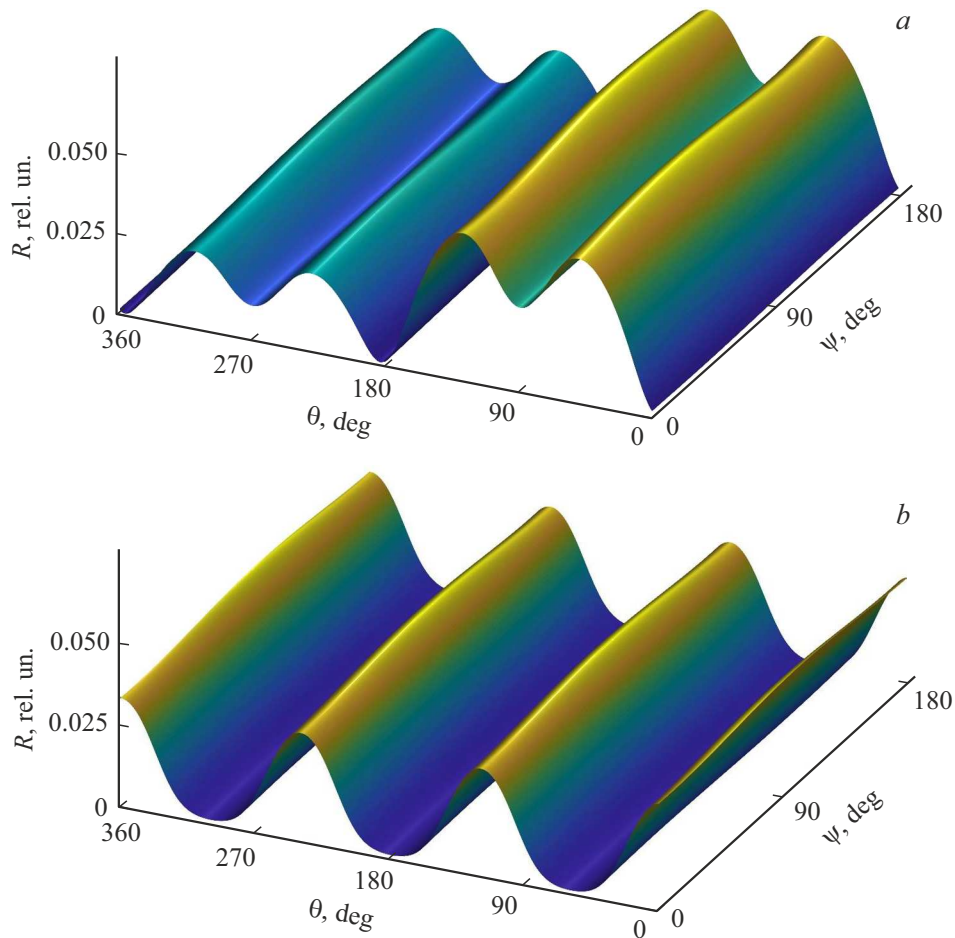


Рис. 3. Зависимости коэффициента отражения R от азимута поляризации ψ и ориентационного угла θ , рассчитанные для кристалла BSO толщиной 8.1 mm. a — срез (110), b — срез (111).

Благодарности

Автор выражает благодарность рецензентам за внимательное прочтение и полезное обсуждение рукописи, что способствовало повышению научного уровня работы.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (договор № 1410/2021 от 22.03.2021 г.) в рамках Государственной программы научных исследований № 6 „Фотоника и электроника для инноваций“ на 2021–2025 гг. (задание 6.1.14).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] С.Г. Одулов, М.С. Соскин, А.И. Хижняк, *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смешении* (Наука, М., 1990).

- [2] K. Shcherbin, S. Odoulov, R. Litvinov, E. Shandarov, S. Shandarov, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (10), 2268 (1996). DOI: 10.1364/JOSAB.13.002268
- [3] G. Montemezzani, M. Zgonik, *Phys. Rev. E*, **55** (1), 1035 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevE.55.1035
- [4] Y. Ding, H.J. Eichler, *Opt. Commun.*, **110** (3-4), 456 (1994). DOI: 10.1016/0030-4018(94)90449-9
- [5] Р.В. Литвинов, С.А. Полковников, С.М. Шандаров, *Квантовая электроника*, **31** (2), 167 (2001). [R.V. Litvinov, S.I. Polkovnikov, S.M. Shandarov, *Quantum Electron.*, **31** (2), 167 (2001). DOI: 10.1070/QE2001v031n02ABEH001911].
- [6] А.В. Гусельникова, С.М. Шандаров, А.М. Плесовских, Р.В. Ромашко, Ю.Н. Кульчин, *Опт. журн.*, **73** (11), 22 (2006). [A.V. Gusel'nikova, S.M. Shandarov, A.M. Plesovskikh, R.V. Romashko, Yu.N. Kulchin, *J. Opt. Technol.*, **73** (11), 760 (2006). DOI: 10.1364/JOT.73.000760].
- [7] В.Н. Навныко, *Письма в ЖТФ*, **49** (20), 35 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2023.20.56345.19699 [V.N. Naunya, *Tech. Phys. Lett.*, **49** (10), 71 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.10.57064.19699].
- [8] В.Н. Навныко, *Квантовая электроника*, **52** (8), 731 (2022). [V.N. Naunya, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **49** (Suppl. 1), S58 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622130073].