

07

Встречное двухволновое взаимодействие в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах произвольного среза

© В.Н. Навныко, В.В. Шепелевич

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

Поступило в Редакцию 22 января 2007 г.

Проанализировано встречное двухволновое взаимодействие на объемных фазовых отражательных голографических решетках в кубическом оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле класса симметрии 23 произвольного среза. Установлено, что существует критическое значение толщины кристалла, которое разделяет множество значений толщины на два характерных интервала. В случае, когда толщина кристалла меньше критического значения, поляризационно оптимизированная относительная интенсивность предметной волны достигает наибольших значений в кристалле среза $\{100\}$. Для остальных значений толщины кристалла поляризационно оптимизированная относительная интенсивность предметной волны принимает максимальное значение для срезов, отличных от $\{100\}$, совпадающих при некоторых фиксированных значениях толщины со срезом $\{11\bar{1}\}$. Предложена методика определения таких срезов, реализованная на примере кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

PACS: 42.70.Nq, 42.40.-i

Введение. Обычно при изучении встречного двухволнового взаимодействия на отражательной голографической решетке в кубических оптически активных фоторефрактивных пьезокристаллах со структурой силленита ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) основное внимание уделяется кристаллам среза (001) (например, [1–4]), что связано с устоявшимся мнением о том, что коэффициент усиления отражательной голограммы в кристаллах среза (001) больше, чем в кристаллах среза (111) [4]. Однако в недавней работе [5] было показано, что в определенном диапазоне значений толщины кристалла BSO относительная интенсивность предметной волны в кристаллах среза $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ больше,

чем ее оптимизированное по поляризации значение в кристаллах среза (00 $\bar{1}$).

В связи с этим возникает вопрос: какой же срез кристалла BSO является наиболее выгодным для достижения максимального значения относительной интенсивности предметной волны, оптимизированной по поляризации взаимодействующих световых волн при произвольной толщине кристалла? Для решения этой задачи следует изучить и сравнить зависимости поляризационно оптимизированной относительной интенсивности предметной волны от толщины кристалла BSO для различных срезов.

В работе [6] теоретически и экспериментально изучен коэффициент усиления пропускающих и отражательных голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах класса симметрии $43m$ для произвольной пространственной ориентации кристаллического образца. Показано, что наибольший коэффициент усиления отражательной голограммы достигается в кристаллах среза (001). Однако фоторефрактивные кристаллы класса симметрии $43m$ не обладают оптической активностью. Задача о нахождении оптимальных срезов в оптически активных фоторефрактивных пьезокристаллах, насколько нам известно, к настоящему времени корректно не рассматривалась.

Таким образом, целью настоящей работы является определение оптимальных срезов кубического оптически активного фоторефрактивного пьезокристалла класса симметрии 23 , для которого достигается наибольшее значение поляризационно оптимизированной относительной интенсивности предметной волны при встречном двухволновом взаимодействии на отражательной голографической решетке в диффузионном режиме.

Здесь и далее под термином „оптимальный срез“ будем понимать комплекс симметрично эквивалентных плоскостей [7,8], параллельных рабочим граням оптически активного фоторефрактивного кристалла класса симметрии 23 с фиксированной толщиной и записанной фазовой отражательной голографической решеткой, для которого поляризационно оптимизированная относительная интенсивность предметной волны γ^{opt} достигает наибольшего значения γ^{max} .

Полученные результаты и их анализ. Геометрия взаимодействия двух линейно поляризованных световых волн на отражательной голографической решетке в оптически активном пьезокристалле, а также используемые при численном расчете аналитические выражения,

определяющие вектор напряженности электрического поля предметной волны на выходе из кристалла, представлены в [5]. При выполнении численных расчетов на длине волны $6.328 \cdot 10^{-7}$ м использовались следующие параметры кристалла BSO: $n_0 = 2.54$, $r_{41} = -5 \cdot 10^{-12}$ м/В, $\rho = 390$ рад/м [9]; $p_{11} = -0.16$, $p_{12} = -0.13$, $p_{13} = -0.12$, $p_{44} = -0.015$, $e_{14} = 1.12$ С/м² [10]; $c_{11} = 12.96 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_{12} = 2.99 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_{44} = 2.45 \cdot 10^{10}$ Н/м² [11]. Здесь введены следующие обозначения: n_0 — показатель преломления кристалла, ρ — удельное вращение кристалла, r_{41} , e_{14} — электрооптический и пьезоэлектрический коэффициенты; p_{11} , p_{12} , p_{13} , p_{44} — фотоупругие постоянные; c_{11} , c_{12} , c_{44} — упругие постоянные, где компоненты тензоров третьего и четвертого рангов представлены в матричной форме. Отношение начальных интенсивностей взаимодействующих предметной и опорной волн принималось равным 1/20, амплитуда напряженности электрического поля голографической решетки в фоторефрактивном кристалле выбиралась равной 0.6 кВ/см.

Произвольный срез кристалла, вообще говоря, характеризуется тремя углами, образованными внешней нормалью к плоскости среза с осями кристаллографической системы координат, однако с учетом класса симметрии кристалла в рассматриваемом случае можно ограничиться двугранным углом ϕ , образованным плоскостью произвольного среза с плоскостью одного из фиксированных кристаллографических срезов, например, среза (11 $\bar{1}$), нормаль к которому совпадает по направлению с одной из осей симметрии третьего порядка.

На рис. 1, а представлена зависимость оптимизированной по поляризации и срезу относительной интенсивности предметной волны γ^{\max} от толщины кристалла (кривая 1), а также зависимости поляризационно оптимизированной относительной интенсивности предметной волны γ^{opt} для кристалла срезов (11 $\bar{1}$) (кривая 2) и (001) (кривая 3) от толщины кристалла. Из анализа рис. 1, а следует, что существует критическое значение толщины (d_k) оптически активного кристалла BSO, которое разделяет множество всех значений толщины d на два интервала.

В случае, когда толщина кристалла меньше критической, график функции $\gamma^{\max}(d)$ (кривая 1) совпадает с графиком функции $\gamma^{\text{opt}}(d)$ (кривая 3), соответствующим срезу (001), для которого $\phi \approx 54.7^\circ$ (рис. 1, б). Отсюда следует, что при $d < d_k$ срез (001) является оптимальным.

Анализ полученных решений уравнений связанных волн показывает, что при выполнении условия $d > d_k$ угол ϕ между плоскостью

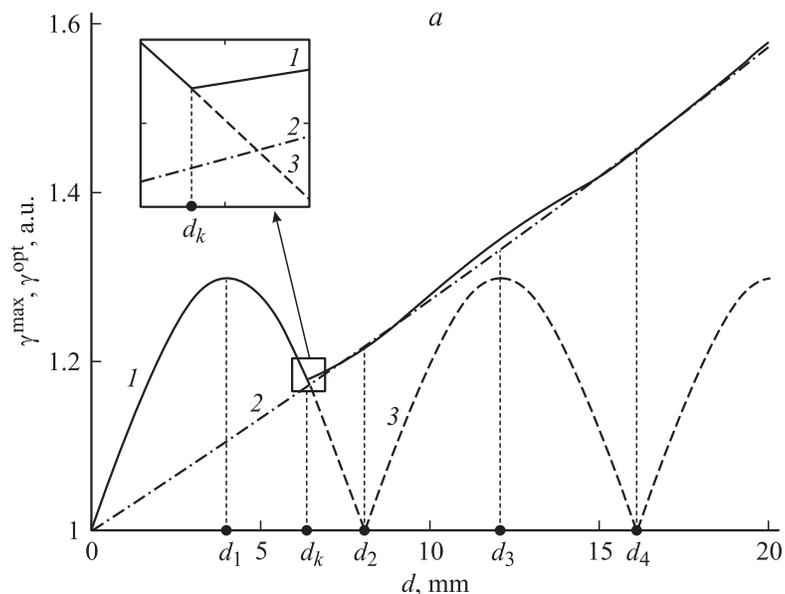


Рис. 1. *a* — зависимость максимальных значений поляризационно оптимизированной относительной интенсивности предметной волны γ^{\max} от толщины кристалла (1) и зависимости поляризационно оптимизированной относительной интенсивности предметной волны γ^{opt} для кристалла срезов $(11\bar{1})$ (2) и (001) (3) от толщины кристалла; *b* — график зависимости двугранного угла ϕ между плоскостью среза $(11\bar{1})$ и плоскостью оптимального среза, для которого поляризационно оптимизированная относительная интенсивность предметной волны достигает максимального значения, от толщины кристалла d .

оптимального среза и плоскостью среза $(11\bar{1})$ имеет значение, меньшее 7.6° (рис. 1, *b*). Локальные максимумы графика зависимости $\phi(d)$ достигаются при выполнении условия $d_m = m\pi/(2\rho)$, где $m = 3, 5, \dots$, причем высота локальных максимумов уменьшается с увеличением толщины кристалла. Для кристаллов с толщиной $d_m = m\pi/(2\rho)$, где $m = 2, 4, \dots$, при выполнении условия $d > d_k$ оптимальным является срез $(11\bar{1})$, т.е. двугранный угол ϕ равняется нулю. Для остальных значений толщины кристалла в интервале $d > d_k$ существует оптимальный срез, отличный от $(11\bar{1})$ и (001) .

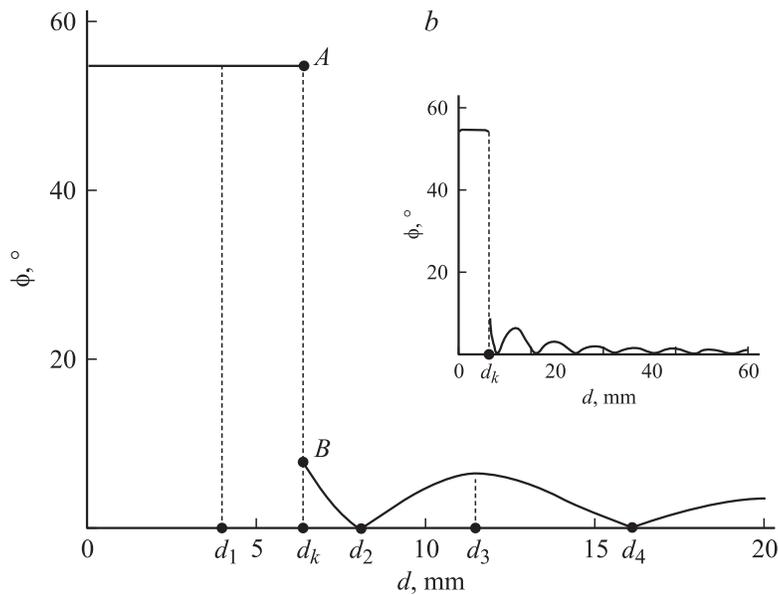


Рис. 1 (продолжение).

В случае, когда толщина кристалла BSO равняется критической ($d = d_k$), равенство $\gamma^{\max} = \gamma^{\text{opt}}$ выполняется одновременно для двух срезов, характеризуемых двугранными углами $\phi \approx 54.7^\circ$ (срез (001), точка A на рис. 1, b) и $\phi \approx 7.6^\circ$ (точка B на рис. 1, b). Величину d_k можно рассматривать как наибольшее значение толщины кристалла, при которой срез (001) является оптимальным.

Факт существования дополнительных оптимальных срезов, отличных от (001) и $(11\bar{1})$, для кристалла с толщиной, большей критической, проиллюстрирован также на рис. 2. При построении указательной поверхности относительной интенсивности предметной волны принимается, что направление радиус-вектора совпадает с направлением вектора отражательной голографической решетки, перпендикулярного плоскости среза кристалла, а длина радиус-вектора указательной поверхности равняется модулю разности между поляризационно оптимизированным значением относительной интенсивности предметной волны на выходе из кристалла (γ^{opt}) и начальной относительной интенсивностью

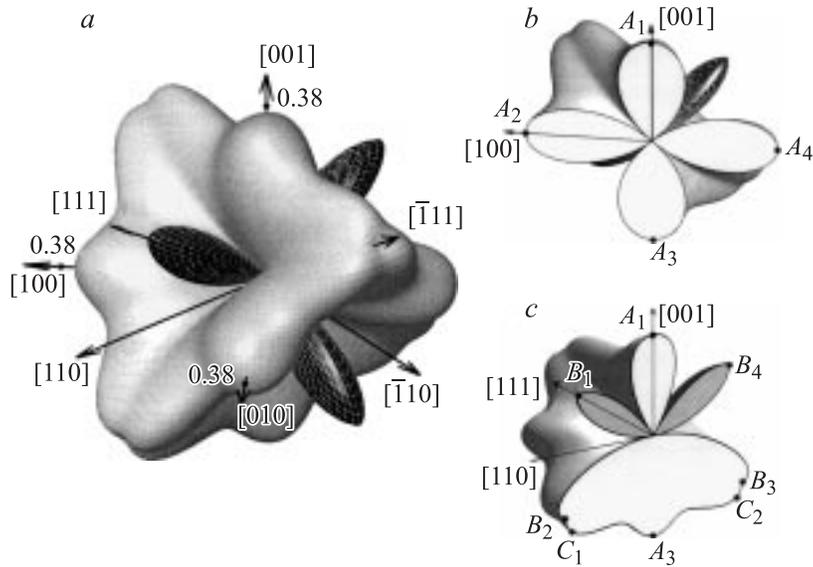


Рис. 2. *a* — указательная поверхность разности между поляризационно оптимизированным значением относительной интенсивности предметной волны на выходе из кристалла (γ^{opt}) и начальной относительной интенсивностью предметной волны на входе в кристалл (γ_0), рассчитанная для кристалла BSO толщиной 12.083 mm; *b* и *c* — сечения указательной поверхности, представленной на рис. 2, *a* плоскостями (010) и $(\bar{1}10)$ соответственно; *d* — сечения (1 и 2) указательной поверхности, представленной на рис. 2, *a*, плоскостями (010) и $(\bar{1}10)$ соответственно, изображенные в декартовой системе координат.

предметной волны на входе в кристалл (γ_0). В случае, когда эта разность положительна, точка указательной поверхности окрашивается в белый цвет, если же разность отрицательна — в черный цвет [7]. При соединении точек соответствующего цвета образуется указательная поверхность, представленная на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что для срезов $\{100\}$ и $\{11\bar{1}\}$ поляризационно оптимизированная относительная интенсивность предметной волны не достигает наибольших значений: существует некоторый оптимальный срез, отличный от $\{100\}$ и $\{11\bar{1}\}$. Для большей наглядности рассмотрим

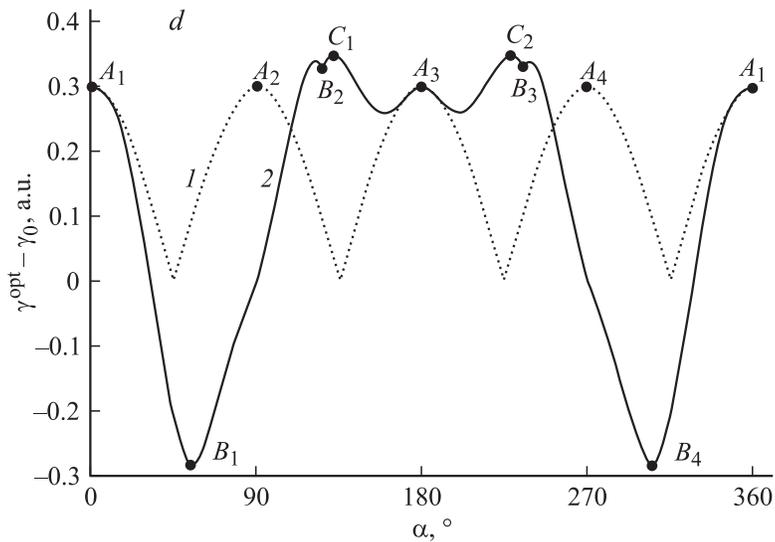


Рис. 2 (продолжение).

два сечения указательной поверхности, изображенной на рис. 2, *a*, плоскостями, параллельными плоскостям срезов (010) и $(\bar{1}10)$ соответственно и проходящими через центр фигуры. В результате получим две плоские кривые, представленные в полярной системе координат на рис. 2, *b* и *c*, а в декартовой системе — на рис. 2, *d*, где α — полярный угол, отсчитываемый от направления [001]. При рассмотрении рис. 2, *b* и *c* следует учесть, что плоскость рисунка не совпадает с плоскостью сечения. Из этих рисунков видно, что значение относительной интенсивности предметной волны γ в кристалле среза $\{11\bar{1}\}$ (точки B_2 и B_3 на кривой 2 из рис. 2, *c*) больше значения γ^{opt} для среза $\{100\}$ (точки A_1, A_2, A_3 и A_4 на кривой 1), но меньше значения γ^{max} для нового оптимального среза ($\alpha \approx 131.5^\circ, 228.5^\circ$) (точки C_1 и C_2 на кривой 2).

Заключение. Таким образом, в случае, когда толщина кристалла меньше критического значения ($d < d_k$), поляризационно оптимизированная относительная интенсивность предметной волны является максимальной в кристалле среза $\{100\}$. Для кристалла с толщиной, определяемой равенством $d = m\pi/(2\rho)$, где $m = 2, 4, \dots$, при выполнении условия $d > d_k$ относительная интенсивность предметной волны

является максимальной в кристалле среза $\{11\bar{1}\}$. Для остальных значений толщины кристалла существуют оптимальные срезы, отличные от $\{100\}$ и $\{11\bar{1}\}$, параметры которых можно определить с помощью изложенной в работе методики. Определены параметры таких срезов для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ „Фотоника 1.14“), а также Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф05К-144).

Список литературы

- [1] *Kukhtarev N.V., Dovgalenko G.E., Starkov V.N.* // J. Appl. Phys. A. 1984. V. 33. P. 227–230.
- [2] *Храмович Е.М., Шепелевич В.В.* // Изв. АНБССР. Сер. ф.-м. наук. 1987. № 2. С. 106–112.
- [3] *Weber M., Shamonina E., Ringhofer K.H.* et al. // Opt. Mat. 2001. V. 18. P. 119–122.
- [4] *Mallick S., Miteva M., Nikolova L.* // J. Opt. Soc. Am. 1997. V. 14. P. 1179–1186.
- [5] *Шепелевич В.В., Навыко В.Н., Ничипорко С.Ф.* и др. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 18. С. 22–28.
- [6] *Eichler H.J., Ding Y., Smandek B.* // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. P. 2411–2418.
- [7] *Шубников А.В.* Избранные труды по кристаллографии. М., 1975. 551 с.
- [8] *Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М., 1979. 639 с.
- [9] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб., 1992. 320 с.
- [10] *Бабонас Г.А., Реза А.А., Леонов Е.И.* и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 6. С. 1203–1205.
- [11] *Александров К.С., Бондаренко В.С., Зайцев М.П.* и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 12. С. 3603–3610.