

09.6

Энергетический обмен при встречном двухволновом взаимодействии в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ среза (001)

© В.Н. Навныко¹, А.В. Макаревич¹, В.В. Юдицкий², С.М. Шандаров³¹ Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь² РУП „БелТЭИ“, Минск, Беларусь³ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

E-mail: valnav@inbox.ru

Поступило в Редакцию 11 января 2021 г.

В окончательной редакции 7 апреля 2021 г.

Принято к публикации 8 апреля 2021 г.

Проанализированы закономерности энергетического обмена между двумя линейно поляризованными световыми волнами при их встречном взаимодействии на объемной отражательной голографической решетке, сформированной в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ среза (001). Определены значения толщины кристалла и азимутов линейной поляризации световых волн, при которых достигается усиление предметной волны. Экспериментально продемонстрировано изменение направления энергетического обмена на противоположное в зависимости от толщины кристалла.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, отражательная голографическая решетка, двухволновое взаимодействие, энергетический обмен.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.13.51123.18702

В настоящее время особенности распространения и взаимодействия световых волн в фоторефрактивных кристаллах изучаются в связи с возможностью применения таких сред в разнообразных оптических устройствах. Например, в [1] анализируются особенности использования кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и CdTe в детекторах оптического излучения для позитронно-эмиссионной томографии. Возможность объемного голографического шифрования и дешифрования посредством двухволнового взаимодействия в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ продемонстрирована в [2]. Использование фоторефрактивных кристаллов в голографической интерферометрии для дистанционного неразрушающего контроля обсуждается в [3]. Принципы функционирования фоторефрактивных фильтров оптического излучения, оптических модуляторов и переключателей, а также иные направления практического применения фоторефрактивных кристаллов рассмотрены, например, в [4].

В фоторефрактивных кристаллах класса симметрии 23 направление энергетического обмена при двухволновом взаимодействии на голографической решетке может изменяться на противоположное для различных интервалов значений толщины кристаллического образца, что обусловлено действием оптической активности [5–7]. В этих работах теоретически предсказано, что интенсивность предметной волны может достигать максимальных значений при условии $d \approx \pi/(2\rho)$, где d — толщина кристалла, ρ — удельное вращение кристалла. При выполнении условия $d \approx \pi/\rho$ перекачка энергии между световыми волнами минимальна и практически не зависит от их азимутов поляризации.

Экспериментальную проверку результатов, представленных в [5–7], можно выполнить с использованием известной методики [8]. Исследования зависимостей выходных энергетических характеристик пропускающих голограмм от толщины кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) с использованием такой методики выполнены рядом автором [9–11]. Коэффициент усиления предметной волны при двухволновом взаимодействии на пропускающей голограмме изучался в [9,10]. Зависимость дифракционной эффективности пропускающей голограммы от толщины кристалла BTO исследована в [11]. Полученные в [5,8–11] результаты касаются только пропускающих голограмм и не могут использоваться для анализа свойств отражательных голограмм. Экспериментальное изучение зависимостей выходных энергетических характеристик отражательных голограмм от толщины кристаллов BGO (BSO, BTO), теоретически исследованных в [6,7], насколько нам известно, до сих пор не проводилось.

Уравнения связанных волн, записанные для пропускающих [5] и отражательных [7] голограмм, различаются коэффициентами связи, которые используются для определения взаимной связи между составляющими, на которые распадаются опорная и предметная световые волны при их распространении и дифракции на голографической решетке в кристалле. Различия в коэффициентах связи во многом обуславливают разность в значениях выходных энергетических характеристик пропускающих и отражательных голограмм. Например, для кубического фоторефрактивного кристалла среза (110) коэффициенты связи в уравнениях связанных волн для отражательных голограмм равны нулю, а для пропус-

кающих голограмм имеют отличные от нуля значения. Обратная ситуация имеет место для кристалла среза (001): коэффициенты связи в уравнениях связанных волн для пропускающих голограмм равны нулю, а для отражательных голограмм отличны от нуля. В связи с этим уравнения связанных волн [5], полученные и экспериментально проверенные для пропускающих голограмм, не могут использоваться для изучения свойств отражательных голограмм. Экспериментальное исследование зависимостей выходных энергетических характеристик отражательных голограмм от толщины кристаллов ВГО (BSO, ВТО) позволит проверить пригодность уравнений связанных волн, приведенных в [7], для анализа закономерностей энергетического обмена при встречном двухволновом взаимодействии.

Целью настоящей работы является исследование зависимости относительной интенсивности предметной световой волны при встречном двухволновом взаимодействии на отражательной голограмме от толщины кристалла ВГО среза (001). В работе экспериментально проверена пригодность уравнений связанных волн, приведенных в [7], для изучения свойств отражательной голограммы.

На рис. 1, *a* представлена схема, использованная при моделировании взаимодействия волн на отражательной фазовой голограмме. Единичные векторы \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 являются ортами рабочей системы координат $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$, где $\mathbf{e}_3 = [\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2]$ (вектор \mathbf{e}_3 на рис. 1, *a* не показан). Волновой вектор \mathbf{K} голографической решетки направлен в сторону, противоположную вектору \mathbf{e}_3 . Плоскости I и II пересекаются вдоль прямой, проходящей через вектор \mathbf{e}_2 . В плоскости I лежат векторы \mathbf{e}_2 и \mathbf{e}_3 , а в плоскости II — векторы \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 . Координата z отсчитывается вдоль положительного направления оси Oz , совпадающей по направлению с вектором \mathbf{e}_3 . Тройки единичных векторов $(\mathbf{q}_R, \mathbf{u}_R, \mathbf{n}_R)$ и $(\mathbf{q}_S, \mathbf{u}_S, \mathbf{n}_S)$ являются ортонормированными базисами, используемыми для описания состояния поляризаций опорной и предметной волн. Векторы \mathbf{n}_R и \mathbf{n}_S совпадают по направлению с волновыми нормальными световых волн. Векторы \mathbf{R} и \mathbf{S} являются векторами напряженности электрического поля линейно поляризованных волн. Азимуты поляризации ψ_R и ψ_S равны угловым расстояниям между векторами \mathbf{R} , \mathbf{S} и \mathbf{u}_R , \mathbf{u}_S соответственно. Параметрами φ_R и φ_S обозначены углы, образованные осью Oz и векторами \mathbf{n}_R и \mathbf{n}_S .

Экспериментальное исследование зависимости интенсивности предметной волны от толщины кристалла реализовано на установке, представленной на рис. 1, *b*. Пучок гелий-неонового лазера I (ЛГН-222, 632.8 nm), отражаясь от зеркала 2, коллимировался системой из двух цилиндрических линз 5 и 6, после чего разделялся светоделителем 7 на опорный и предметный световые пучки. Эти пучки, отражаясь от зеркал 3 и 4, проходили через полуволновые пластинки 8 и 9 и формировали интерференционную картину в пространственно ограниченной области в кристалле ВГО среза (001) толщиной 15.75 mm, имеющей вид равнобедренной трапеции. До

вхождения в кристалл световые пучки имели линейные поляризации, которым соответствовали азимуты $\psi_R = -14^\circ$ и $\psi_S = 14^\circ$. Световые пучки проходили через систему непрозрачных заслонок 10, которая показана на рис. 1, *b* в виде черных клиньев. За кристаллом на пути распространения предметного пучка располагалась светочувствительная матрица CCD-камеры 11, которая во время записи голограммы перекрывалась непрозрачным экраном. При одновременном падении пучков на кристалл в течение 30 s происходило формирование голографической решетки, которая также имела вид равнобедренной трапеции. В светлой области голограммы пересечение пучков осуществлялось при различных значениях эффективной толщины кристалла ($0 < d < 15.75$ mm), а в затемненной — при фиксированной толщине 15.75 mm. Интенсивность I_S предметного пучка на выходе из кристалла измерялась посредством CCD-камеры 11. Отдельно измерялась интенсивность I_S^0 предметного пучка в отсутствие опорного пучка.

При выполнении эксперимента углы φ_R и φ_S выбирались равными 24° . Отношение начальных интенсивностей опорного пучка к интенсивности предметного пучка равнялось 1/4. При расчетах параметры кристалла ВГО заимствовались из работ [12–14] (см. таблицу). Значение напряженности электрического поля голографической решетки 3.2 kV/cm выбрано исходя из наилучшего схождения теоретических и экспериментальных данных. При каждом значении d находились компоненты вектора $\mathbf{S}(0)$. На основании полученных данных вычислялись интенсивности I_S , I_S^0 , и по формуле $\gamma = I_S/I_S^0$ находилась относительная интенсивность γ предметной волны. Расчет компонент вектора $\mathbf{S}(0)$ проводился на основании численного решения уравнений связанных волн, приведенных в [7].

На рис. 2 представлены зависимости относительной интенсивности γ предметной волны от толщины d кристалла ВГО среза (001), полученные теоретически (сплошная линия) и экспериментально (точки). Вертикальными штриховыми линиями на рис. 2 отмечены значения толщины кристалла 5.70, 10.38, 14.80 и 15.75 mm, а горизонтальной штриховой линией отмечено значение γ , равное единице. Зависимости $\gamma(d)$ справа от крайней правой вертикальной штриховой линии соответствуют значениям γ , полученным при фиксированной толщине 15.75 mm.

Как следует из рис. 2, если толщина кристалла лежит в интервалах $0 < d < 5.70$ mm и $10.38 < d < 14.80$ mm, перекачка энергии происходит из предметной волны в опорную волну ($\gamma < 1$). Усиление предметной волны ($\gamma > 1$) имеет место, если толщина кристалла лежит в интервалах $5.70 \leq d \leq 10.38$ mm и $14.80 \leq d \leq 15.75$ mm. При этом наибольшее значение γ достигается при 8.00 и 15.75 mm. Изменение направления перекачки энергии с увеличением толщины кристалла при фиксированных значениях азимуты по-

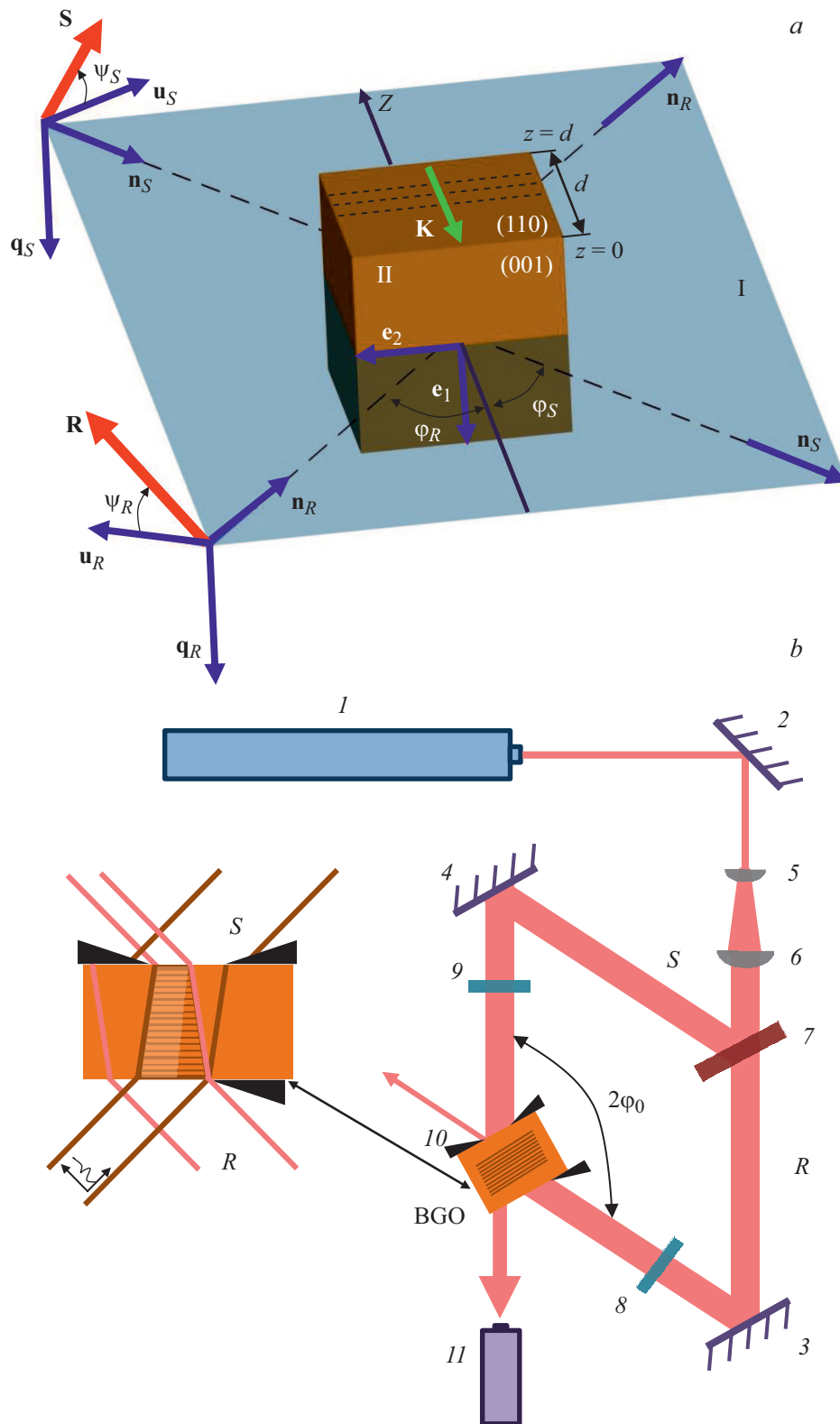


Рис. 1. Схема встречного двухволнового взаимодействия на отрагательной голограмме в кристалле BGO среза (001). *a* — геометрическая схема взаимодействия, использованная при моделировании; *b* — схема экспериментальной установки (пояснение в тексте).

ляризации ψ_R и ψ_S обусловлено влиянием оптической активности [5].

На рис. 3, *a* показаны зависимости относительной интенсивности γ предметной волны от толщины d

Физические параметры кристалла BGO на длине волны 632.8 nm

Физическая величина	Обозначение	Числовое значение	Лит. ссылка
Показатель преломления	n	2.55	[12]
Электрооптический коэффициент, m/V	r_{41}	$-3.4 \cdot 10^{-12}$	[12]
Модули упругости, N/m	C_{11} C_{12} C_{44}	$12.84 \cdot 10^{10}$ $2.94 \cdot 10^{10}$ $2.55 \cdot 10^{10}$	[12]
Фотоупругие постоянные	p_{11} p_{12} p_{13} p_{44}	-0.136 -0.103 -0.091 -0.0134	[13]
Пьезоэлектрический коэффициент, C/m^2	e_{14}	0.99	[12]
Поглощение, m^{-1}	α	15	[14]
Удельное вращение плоскости поляризации, rad/m	ρ	363	Измерено на монокристаллическом образце

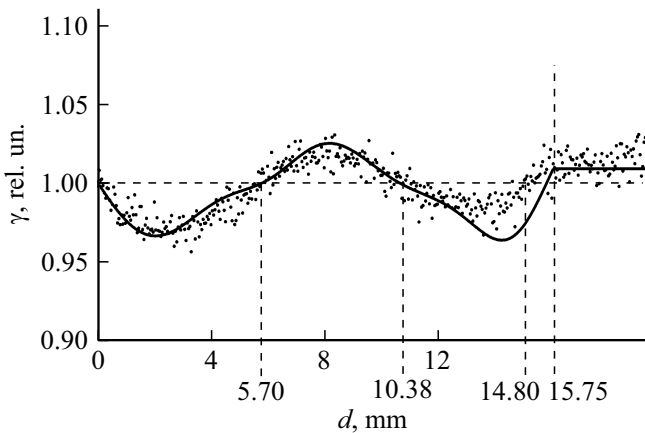


Рис. 2. Зависимости относительной интенсивности γ предметной волны от толщины d кристалла BGO среза (001). Сплошная линия — теоретические данные, точки — экспериментальные данные.

кристалла BGO среза (001). Зависимость 1 рассчитана при тех же условиях, что и теоретическая кривая, представленная сплошной линией на рис. 2, которая получена с учетом оптической активности и поглощения. Зависимость 2 рассчитана без учета указанных эффектов. Как видно из построения, одновременный учет оптической активности и поглощения в уравнениях связанных волн обуславливает совпадение теоретически рассчитанной зависимости $\gamma(d)$ с приведенными на рис. 2 экспериментальными данными.

На рис. 3, *b* представлены зависимости относительной интенсивности γ предметной волны (кривые 2–5), а также ее максимальных γ^{\max} (кривая 1) и минимальных γ^{\min} (кривая 6) значений от толщины d кристалла BGO среза (001). Кривые 1 и 6 ограничивают область возможных значений γ , которых можно достичь при различных комбинациях азимутов ψ_R , ψ_S и толщины d . Как видно из построения, параметр γ может быть существенно увеличен при оптимальном выборе азимутов ψ_R , ψ_S . Максимумы зависимости $\gamma^{\max}(d)$ достигаются при $d \approx 4.30$ mm (точка A) и $d \approx 12.90$ mm (точка C). Достижение γ^{\max} , соответствующее точкам A и C, возможно, если опорная волна поляризована в плоскости падения ($\psi_R = 0^\circ$), предметная волна — перпендикулярно плоскости падения ($\psi_S = 90^\circ$). В обратном случае ($\psi_R = 90^\circ$, $\psi_S = 0^\circ$) при таких значениях толщины энергетический обмен имеет противоположное направление, и значение γ минимально.

Если толщина d лежит в окрестности 8.60 mm (точка B), то параметр γ принимает близкие к единице значения. В этом случае между опорной и предметной световыми волнами при их взаимодействии на отражательной голограмме перекачки энергии практически не происходит. Значения параметра γ , соответствующего γ^{\max} в точке B, можно достичь, если азимуты ψ_R и ψ_S имеют следующие значения: $\psi_R = 0^\circ$, $\psi_S = 45^\circ$ (кривая 3); $\psi_R = 45^\circ$, $\psi_S = 0^\circ$ (кривая 4).

Полученные результаты подтверждают пригодность уравнений связанных волн, приведенных в [7], для расчета энергетического обмена при взаимодействии световых волн на отражательной голограмме в кубическом

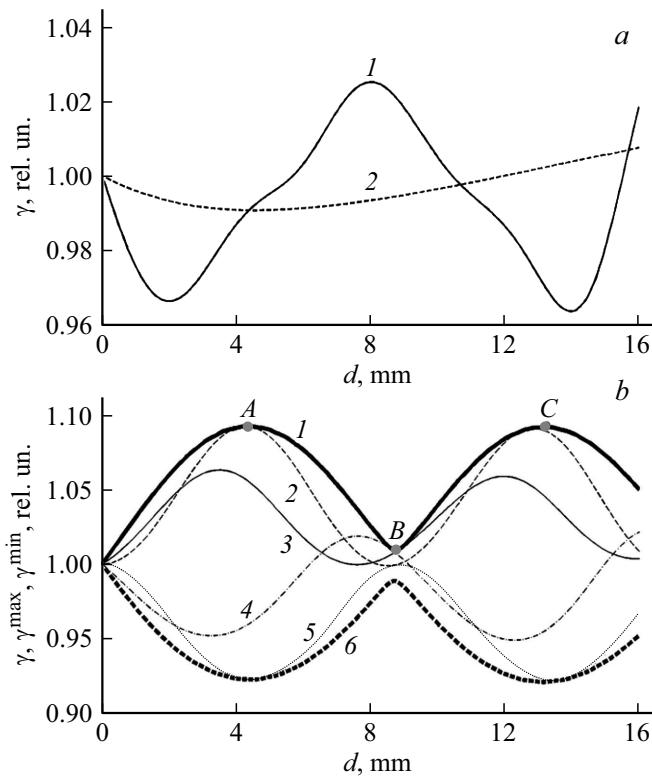


Рис. 3. *a* — зависимости относительной интенсивности γ предметной волны от толщины d кристалла, рассчитанные с учетом (1) и без учета (2) оптической активности и поглощения. *b* — зависимости относительной интенсивности γ предметной волны (2 — $\psi_R = 0^\circ$, $\psi_S = 90^\circ$; 3 — $\psi_R = 0$, $\psi_S = 45^\circ$; 4 — $\psi_R = 45^\circ$, $\psi_S = 0$; 5 — $\psi_R = 90^\circ$, $\psi_S = 0$), а также максимальных γ^{\max} (1) и минимальных γ^{\min} (6) значений относительной интенсивности от толщины d кристалла.

фоторефрактивном кристалле. Наилучшее согласование теоретических и экспериментальных данных достигнуто при одновременном учете в уравнениях связанных волн оптической активности и поглощения кристалла. Экспериментально показано, что направление энергетического обмена между световыми волнами при их взаимодействии на отражательной голограмме в оптически активном фоторефрактивном кристалле может изменяться на противоположное в зависимости толщины кристаллического образца.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь в рамках Государственной программы научных исследований № 6 „Фотоника и электроника для инноваций“ на 2021–2025 гг. (задание 6.1.14) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания на 2020–2023 гг. (задание FEWM-2020-0038/3).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L. Tao, H.M. Daghighian, C.S. Levin, J. Med. Imag., **4** (1), 011010 (2017). DOI: 10.1117/1.JMI.4.1.011010.
- [2] C.H. Kwak, G.Y. Kim, B. Javidi., Opt. Commun., **437**, 95 (2019). DOI: 10.1016/j.optcom.2018.12.049
- [3] M. Georges, in *Optical holography – materials, theory and applications*, ed. by P.A. Blanche (Elsevier, St. Louis, 2020). DOI: 10.1016/B978-0-12-815467-0.00006-2
- [4] В.М. Петров, А.В. Шамрай, *Интерференция и дифракция для информационной фотоники* (Лань, СПб., 2019).
- [5] V.V. Shepelevich, S.F. Nichiporko, A.E. Zagorskiy, N.N. Egorov, Y. Hu, K.H. Ringhofer, E. Shamonina, V.Ya. Gayvoronsky, *Ferroelectrics*, **266** (1), 641 (2002). DOI: 10.1080/00150190211308
- [6] В.Н. Навыко, В.В. Шепелевич, *Письма в ЖТФ*, **33** (17), 16 (2007). [Пер. версия: 10.1134/S1063785007090039].
- [7] В.Н. Навыко, В.В. Шепелевич, С.М. Шандаров, *Оптика и спектроскопия*, **129** (1), 66 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.01.50441.221-20 [Пер. версия: 10.1134/S0030400X21010148].
- [8] E. Shamonina, M. Mann, K.H. Ringhofer, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Opt. Quant. Electron.*, **28** (1), 25 (1996). DOI: 10.1007/bf00578548
- [9] E. Shamonina, G. Cedilnik, M. Mann, A. Kiessling, D.J. Webb, R. Kowarschik, K.H. Ringhofer, *Appl. Phys. B*, **64** (1), 49 (1997). DOI: 10.1007/s003400050144
- [10] E. Shamonina, V.P. Kamenov, K.H. Ringhofer, G. Cedilnik, A. Kieβling, R. Kowarschik, D.J. Webb, *Opt. Commun.*, **146** (1-6), 62 (1998). DOI: 10.1016/s0030-4018(97)00510-5
- [11] А.В. Макаревич, В.В. Шепелевич, С.М. Шандаров, *ЖТФ*, **87** (5), 766 (2017). DOI: 10.21883/JTF.2017.05.44453.1961 [Пер. версия: 10.1134/S1063784217050188].
- [12] А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова, Ф.Н. Стрижевская, В.В. Чкалова, М.П. Шаскольская, *Акустические кристаллы* (Наука, М., 1982).
- [13] П.И. Ропот, *Оптика и спектроскопия*, **70** (2), 371 (1991). [Пер. версия: 10.21883/OS.2021.01.50441.221-20].
- [14] М.Г. Кистенева, А.С. Акрестина, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, А.Н. Гребенчуков, Э.В. Поздеева, Ю.Ф. Каргин, *Изв. вузов. Физика*, **55** (4), 90 (2012). [Пер. версия: 10.1007/s11182-012-9831-4].