

Выбор оптимальных условий дифракции света и двухволнового взаимодействия в кубическом фоторефрактивном пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

В.В.Шепелевич, Н.Н.Егоров, П.И.Ропот, А.А.Фирсов

Экспериментально исследованы зависимости максимальных и минимальных дифракционной эффективности и эффективного усиления голограммы в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ среза ($\bar{1}\bar{1}0$) толщиной 2.1 мм от ориентационного угла, образованного вектором голографической решетки и кристаллографическим направлением [001]. Проведено сравнение ориентационных зависимостей азимутов поляризации, при которых достигаются экстремумы дифракционной эффективности и эффективного усиления. Показано, что азимуты поляризации считывающего света, соответствующие максимальным дифракционной эффективности и эффективному усилению, совпадают в интервалах ориентационных углов $0-90^\circ$, $270-360^\circ$ и различаются на 90° в интервале $90-270^\circ$.

Ключевые слова: пьезоэлектрический эффект, фотоупругость, оптическая активность, дифракционная эффективность, эффективное усиление.

1. Введение

Оптимизация условий дифракции света и двухволнового взаимодействия в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) обсуждалась еще в ранних работах, посвященных изучению голографических процессов в этом кристалле (см., напр., [1, 2]). Аналитические выражения для дифракционной эффективности голограммы в случае фиксированных ориентаций вектора голографической решетки получены в работах [3–6], а в [7] поляризационная зависимость дифракционной эффективности была изучена численным методом и подтверждена экспериментально. В [8] впервые теоретически исследовано влияние ориентации вектора голографической решетки на дифракцию света в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах с характеристиками, близкими к параметрам кристалла BSO.

Ориентационная зависимость коэффициента усиления сигнальной световой волны при двухволновом взаимодействии в кубическом фоторефрактивном кристалле класса $\bar{4}3m$ (CdTe:Ge), не проявляющем оптической активности, была впервые теоретически и экспериментально изучена в [9]. Теоретическое исследование зависимости энергообмена световых волн в кубическом оптически активном кристалле (класс 23) от ориентационного угла было проведено в [10]. Однако в перечисленных выше работах не были учтены обратный пьезоэлектрический эффект и фотоупругость.

Первое исследование влияния пьезоэлектрического эффекта на дифракцию и энергообмен световых волн в кубических фоторефрактивных кристаллах было выполнено в [11]. Однако в этой работе не была принята во внимание оптическая активность кристалла. В [12, 13]

теоретически и экспериментально исследовалась ориентационная зависимость дифракционной эффективности голограмм в кристалле BSO при одновременном учете пьезоэлектрического эффекта и оптической активности.

Влияние обратного пьезоэлектрического эффекта и оптической активности на ориентационную зависимость коэффициента усиления сигнальной волны при двухволновом взаимодействии в кристалле BSO было изучено в [14] теоретически и экспериментально для двух фиксированных поляризаций световых волн (в плоскости падения и перпендикулярно ей).

Теоретическое исследование ориентационной зависимости максимального коэффициента усиления в кристалле BSO фиксированной толщины было выполнено в [15]. Экспериментальное подтверждение полученных результатов представлено в работах [16, 17]. Однако сравнение ориентационных зависимостей максимальной и минимальной дифракционных эффективностей пропускающих голограмм в кристалле BSO, а также условий оптимизации дифракционной эффективности и коэффициента усиления в этих работах не проводилось.

В настоящей статье теоретически и экспериментально исследуются ориентационные зависимости максимальной и минимальной дифракционной эффективности голограммы, а также максимального и минимального коэффициентов усиления при двухволновом взаимодействии в пьезокристалле BSO и сопоставление условий оптимизации коэффициента усиления сигнальной волны с условиями оптимизации дифракционной эффективности голограммы.

2. Теория

В настоящей работе мы не акцентируем внимания на кинетике процессов, происходящих в кристалле при записи голограммы, поэтому электрическое поле решетки вводится феноменологически и его напряженность не связана с выбором модели динамической голограммы. Решая систему уравнений связанных волн [13, 18], можно

Мозырский государственный педагогический институт им. Н.К. Крупской, Белоруссия, 247760 Мозырь, Гомельская обл., ул. Студенческая, 28; e-mail: mozinstant@inbox.ru

определить дифракционную эффективность η и относительную интенсивность сигнальной волны γ , называемую еще эффективным усилением [19]. Исследование функций $\eta(\psi)$ и $\gamma(\psi)$, где ψ – начальный азимут поляризации считывающего света (см., напр., [18]), на экстремум показывает, что максимумы η и γ для линейно поляризованных волн достигаются при

$$\psi_{\eta,\gamma}^{\max} = \begin{cases} \frac{1}{2} \arctan \frac{F}{G} + \frac{\alpha d}{2} + \frac{\pi}{2} & \text{при } H_{\eta,\gamma} > 0, \\ \frac{1}{2} \arctan \frac{F}{G} + \frac{\alpha d}{2} & \text{при } H_{\eta,\gamma} < 0, \end{cases} \quad (1)$$

где ψ_{η}^{\max} и ψ_{γ}^{\max} – азимуты, при которых имеют место максимальная дифракционная эффективность η и максимальное эффективное усиление γ соответственно. В (1) введены обозначения

$$H_{\eta} = (r - A) \frac{\sin \alpha d}{\alpha} [r(1 - 6 \sin^2 \theta) + 2(B + C) \sin^2 \theta - B]; \quad (2)$$

$$H_{\gamma} = [\kappa E d (\rho_0^2 - 1) (r - A) \cos \theta - 2\rho_0] \frac{\sin \alpha d}{\alpha} G; \quad (3)$$

$$F = 2 \left[r(1 - 3 \cos^2 \theta) + (B + C) \cos^2 \theta - \frac{C}{2} \right] \sin \theta; \quad (4)$$

$$G = [r(1 - 6 \sin^2 \theta) + 2(B + C) \sin^2 \theta - B] \cos \theta; \quad (5)$$

$\kappa = \pi n^3 / 2\lambda$; n – показатель преломления невозмущенного кристалла; λ – длина волны считывающего света; d – толщина кристалла; E – амплитуда напряженности электрического поля пространственного заряда; α – удельное вращение кристалла; θ – ориентационный угол, образованный вектором голографической решетки \mathbf{K} с кристаллографическим направлением [001]; r – электрооптический коэффициент зажатого кристалла; $\rho_0 = (I_{R0}/I_{S0})^{1/2}$; I_{R0} и I_{S0} – начальные интенсивности считывающих световых волн; величины A, B, C определены в работе [20]. Выражения $\psi_{\eta,\gamma}^{\min}$ получаются из (1) формальной заменой знака $>$ на знак $<$ и наоборот.

Подставляя азимут (1) в выражения для дифракционной эффективности η и относительной интенсивности сигнальной волны γ , можно определить экстремумы (максимумы и минимумы) этих величин η_{ψ}^{\max} , η_{ψ}^{\min} , γ_{ψ}^{\max} , γ_{ψ}^{\min} , достигаемые за счет выбора азимута поляризации считывающего света ψ (см. [20, 21]).

В отсутствие оптической активности или пьезоэлектрического эффекта полученные выражения для ψ_{η}^{\max} , ψ_{γ}^{\max} также справедливы и принимают более простой вид. При этом следует иметь в виду, что «выключение» оптической активности (например, переход к кристаллам класса 43m, где оптическая активность запрещена правилами симметрии) должно сопровождаться формальной заменой $(\sin \alpha d)/\alpha d \rightarrow 1$, а пренебрежение пьезоэлектрическим эффектом эквивалентно выполнению равенств $A = B = C = 0$. Заметим, что в этом случае решеткой «управляет» только электрооптический эффект, который описывается электрооптическим коэффициентом r [22].

3. Анализ полученных теоретических результатов

Анализируя выражения (1), мы видим, что азимуты падающего света ψ_{η}^{\max} и ψ_{γ}^{\max} , соответствующие максимальной дифракционной эффективности и эффективному усилению, зависят от толщины кристалла и ориентационного угла θ и могут различаться благодаря разным выражениям для H_{η} и H_{γ} . В дальнейшем будем полагать, что толщина кристалла фиксирована. Очевидно, что при некоторых ориентационных углах θ выражение (5) для G обращается в нуль. При этом азимут $\psi_{\eta,\gamma}^{\max}$ может совершить скачок на $\pi/2$. Видно, что такой скачок действительно имеет место для ψ_{η}^{\max} , т. к. H_{η} (2) в общем случае при переходе G (5) через нуль не меняет знака. В противоположность этому H_{γ} (3) меняет знак и тем самым «перебрасывает» ψ_{γ}^{\max} на $\pi/2$ за счет дополнительных условий в формуле (1). Двойной «переброс» на $\pi/2$ не меняет азимута, поэтому функция $\psi_{\gamma}^{\max}(\theta)$ не испытывает скачков, кроме тривиальных сдвигов на π , связанных с соображениями удобства при построении зависимости $\psi_{\gamma}^{\max}(\theta)$.

Таким образом, мы установили существенное различие в поведении функции $\psi^{\max}(\theta)$ для дифракционной эффективности и эффективного усиления. Это различие можно наблюдать при сравнении зависимостей $\psi_{\eta}^{\max}(\theta)$ (рис.1,а) и $\psi_{\gamma}^{\max}(\theta)$ (рис.1,б), представленных совместно с функциями $\eta_{\psi}^{\max}(\theta)$ и $\gamma_{\psi}^{\max}(\theta)$ соответственно. Здесь и в дальнейшем полагалось, что поле решетки $E = 1.93$ кВ/см при расчете дифракционной эффективности и 0.76 кВ/см при вычислении эффективного усиления и начальном отношении интенсивностей световых волн $I_{R0}/I_{S0} = 2$. Удельное вращение кристалла полагалось равным 0.4 рад/мм.

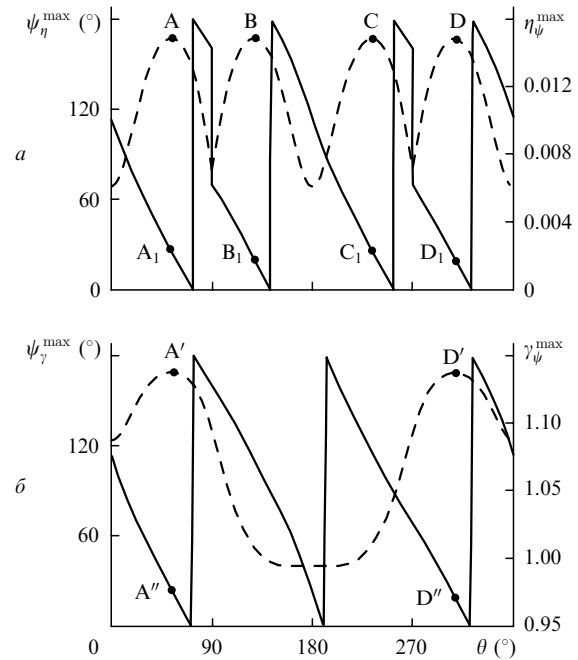


Рис.1. Зависимости максимальной дифракционной эффективности η_{ψ}^{\max} (а, штриховая кривая), максимального эффективного усиления γ_{ψ}^{\max} (б, штриховая кривая) и азимуты поляризации линейно поляризованных световых волн ψ_{η}^{\max} (а, сплошная кривая) и ψ_{γ}^{\max} (б, сплошная кривая), при которых достигаются η_{ψ}^{\max} и γ_{ψ}^{\max} , от ориентационного угла θ при толщине кристалла $d = 2.1$ мм и угле Брэгга в кристалле 7° .

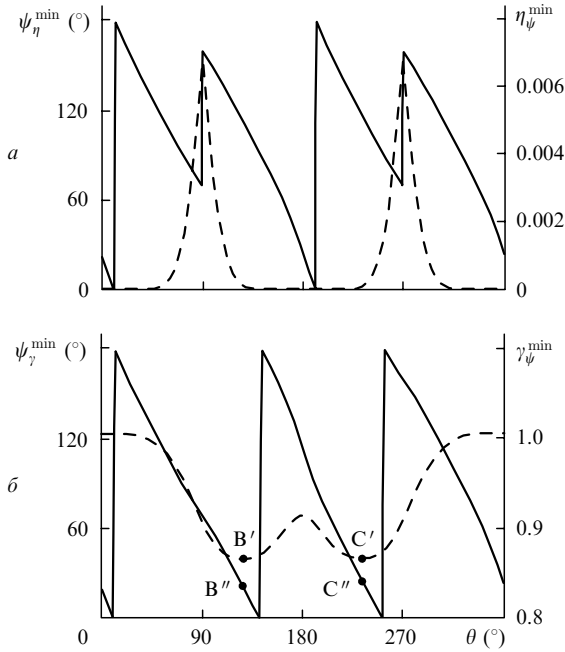


Рис. 2. Зависимости минимальной дифракционной эффективности η_{ψ}^{\min} (а, штриховая кривая), минимального эффективного усиления γ_{ψ}^{\min} (б, штриховая кривая) и азимутов поляризации линейно поляризованных световых волн ψ_{η}^{\min} (а, сплошная кривая) и ψ_{γ}^{\min} (б, сплошная кривая), при которых достигаются η_{ψ}^{\min} и γ_{ψ}^{\min} , от ориентационного угла θ при толщине кристалла $d = 2.1$ мм и угле Брэгга в кристалле 7° .

На рис.1,а хорошо заметны скачки азимута ψ_{η}^{\max} на $\pi/2$ в точках $\theta = 90$ и 270° , в то время как на рис.1,б для ψ_{γ}^{\max} такие скачки отсутствуют. Зависимости ψ_{η}^{\min} и ψ_{γ}^{\min} от ориентационного угла θ вместе с функциями $\eta_{\psi}^{\min}(\theta)$ и $\gamma_{\psi}^{\min}(\theta)$ представлены на рис.2. На рис.3 изображены зависимости дифракционной эффективности голограммы η (рис.3,а) и эффективного усиления γ (рис.3,б) от ориента-

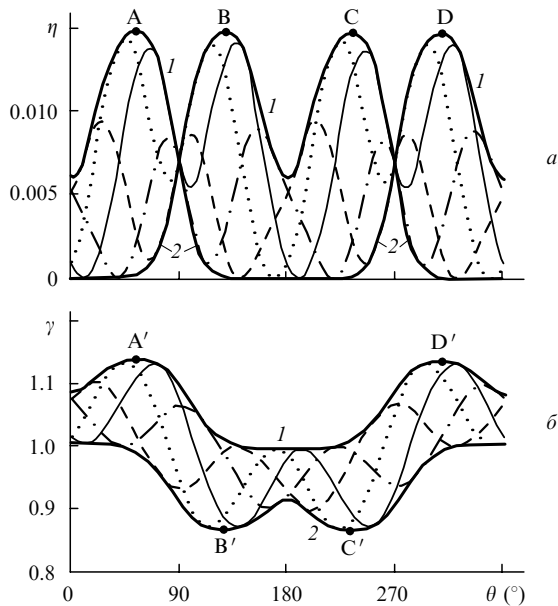


Рис. 3. Зависимости дифракционной эффективности η (а) и эффективного усиления γ (б) от ориентационного угла θ для азимутов линейно поляризованных световых волн $\psi = 0$ (сплошная кривая), 45 (пунктир), 90 (штриховая кривая) и 135° (штрих-пунктир), а также максимальные (η_{ψ}^{\max} , γ_{ψ}^{\max} ; 1) и минимальные (η_{ψ}^{\min} , γ_{ψ}^{\min} ; 2) огибающие при толщине кристалла $d = 2.1$ мм и угле Брэгга в кристалле 7° .

ционного угла θ для различных азимутов поляризации ψ вместе с зависимостями $\eta_{\psi}^{\max}(\theta)$, $\eta_{\psi}^{\min}(\theta)$ и $\gamma_{\psi}^{\max}(\theta)$, $\gamma_{\psi}^{\min}(\theta)$ (жирные линии).

Из рис.3,а видно, что функции $\eta_{\psi}^{\max}(\theta)$ и $\eta_{\psi}^{\min}(\theta)$ являются верхними и нижними огибающими семейства кривых $\eta(\theta)$, построенных при фиксированных азимутах ψ . Максимальная дифракционная эффективность при фиксированной поляризации ($\psi = 0$) почти в два раза превышает соответствующий максимум при $\psi = 90^{\circ}$. Абсолютные максимумы дифракционной эффективности достигаются при следующих значениях ориентационных и поляризаационных углов: $\theta \approx 53^{\circ}$, $\psi \approx 26.5^{\circ}$ (точка А), $\theta \approx 127^{\circ}$, $\psi \approx 21.6^{\circ}$ (точка В), $\theta \approx 233^{\circ}$, $\psi \approx 26.5^{\circ}$ (точка С) и $\theta \approx 307^{\circ}$, $\psi \approx 21.6^{\circ}$ (точка D). Следует подчеркнуть, что ориентации кристалла, при которых достигаются абсолютные максимумы дифракционной эффективности, отличаются от традиционных ($\mathbf{K} \perp [001]$ и $\mathbf{K} \parallel [001]$). Эти ориентации, строго говоря, не совпадают и с направлением $[1\bar{1}1]$ (см. также [21, 23]).

Анализ рис.3,а также показывает, что прямые $\theta = \pi k/2$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, являются осями симметрии зависимостей $\eta_{\psi}^{\max}(\theta)$ и $\eta_{\psi}^{\min}(\theta)$. Из рис.3,б видно, что функции $\gamma_{\psi}^{\max}(\theta)$ и $\gamma_{\psi}^{\min}(\theta)$ огибают кривые $\gamma(\theta)$, построенные при фиксированных начальных азимутах поляризации ψ . Как и в предыдущем случае, максимальное эффективное усиление γ_{ψ}^{\max} при $\psi = 0$ превышает соответствующую величину при $\psi = 90^{\circ}$. Приведем значения ориентационных и поляризаационных углов θ и ψ , отвечающие абсолютным максимумам верхней огибающей $\gamma_{\psi}^{\max}(\theta)$: $\theta \approx 53^{\circ}$, $\psi \approx 26.5^{\circ}$ (точка А'), $\theta \approx 307^{\circ}$, $\psi \approx 21.6^{\circ}$ (точка D'). Из рис.3,б также следует, что осями симметрии для верхней и нижней огибающих являются вертикальные прямые $\theta = k\pi$.

Отметим, что поляризаационный и ориентационный углы, при которых достигаются абсолютные максимумы дифракционной эффективности (точки А, В, С, D на рис.1,а и 3,а), совпадают с соответствующими углами, при которых достигаются или абсолютные максимумы (точки А', D' на рис.1,б и 3,б), или абсолютные минимумы (точки В', С' на рис.2,б и 3,б) эффективного усиления ($\psi_{\eta}^{\max}(A_1) = \psi_{\gamma}^{\max}(A'') = 26.5^{\circ}$, $\psi_{\eta}^{\max}(B_1) = \psi_{\gamma}^{\min}(B'') = 21.6^{\circ}$, $\psi_{\eta}^{\max}(C_1) = \psi_{\gamma}^{\min}(C'') = 26.5^{\circ}$, $\psi_{\eta}^{\max}(D_1) = \psi_{\gamma}^{\max}(D'') = 21.6^{\circ}$, см. рис.1 и 2).

С целью подтверждения установленных зависимостей были выполнены следующие эксперименты. Световой пучок от He-Ne-лазера мощностью 50 мВт был разделен светоделителем на два пучка (опорный и предметный) с отношением интенсивностей 2:1. В каждый из пучков были помещены фазовая пластинка $\lambda/4$, поляризатор и диафрагма. Оба световых пучка пересекались в области пластины кристалла BSO среза $(\bar{1}10)$. Кристаллическая пластина могла вращаться вокруг горизонтальной оси, совпадающей с биссектрисой угла между пучками. Как и в теоретических расчетах, угол Брэгга в кристалле был равен 7° , удельное вращение $\alpha = 0.4$ рад/мм, а толщина кристалла $d = 2.1$ мм. Остальные физические параметры кристалла BSO были взяты из [15].

На рис.4 показаны зависимости экстремальных дифракционных эффективностей $\eta_{\psi}^{\max}(\theta)$ и $\eta_{\psi}^{\min}(\theta)$ (рис.4,а) и эффективных усилений $\gamma_{\psi}^{\max}(\theta)$ и $\gamma_{\psi}^{\min}(\theta)$ (рис.4,б), измеренные при азимутах, определенных из рис.1 и 2. Видно, что экспериментальные зависимости $\eta_{\psi}^{\max}(\theta)$ и $\eta_{\psi}^{\min}(\theta)$, а также $\gamma_{\psi}^{\max}(\theta)$ и $\gamma_{\psi}^{\min}(\theta)$ удовлетворительно согласуются с теоретическими кривыми.

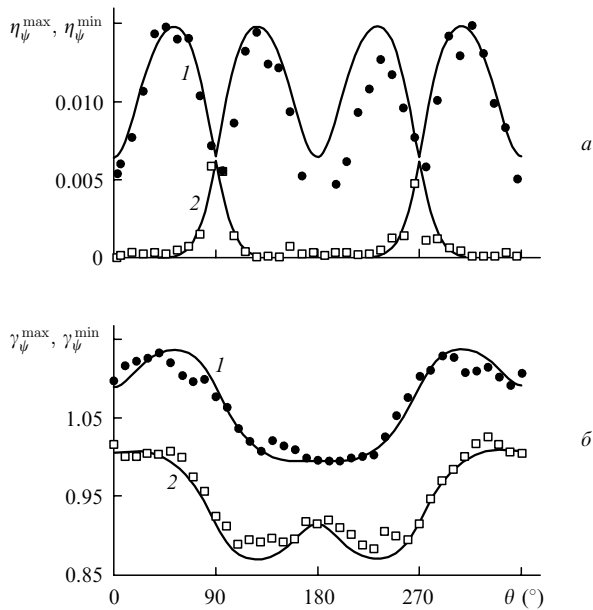


Рис.4. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости экстремальных дифракционных эффективностей η_{ψ}^{\max} (1) и η_{ψ}^{\min} (2) (а) и эффективных усилений γ_{ψ}^{\max} (1) и γ_{ψ}^{\min} (2) (б) от ориентационного угла θ при $E = 1.93$ (а) и 0.76 кВ/см (б).

4. Заключение

Таким образом, теоретически и экспериментально установлено, что для кристалла BSO толщиной 2.1 мм максимальная дифракционная эффективность достигается при следующих ориентационном и поляризационном углах: $\theta \approx 53^\circ$, $\psi \approx 26.5^\circ$; $\theta \approx 127^\circ$, $\psi \approx 21.6^\circ$; $\theta \approx 233^\circ$, $\psi \approx 26.5^\circ$; $\theta \approx 307^\circ$, $\psi \approx 21.6^\circ$, а максимумы эффективного усиления имеют место при $\theta \approx 53^\circ$, $\psi \approx 26.5^\circ$; $\theta \approx 307^\circ$, $\psi \approx 21.6^\circ$. Абсолютные минимумы эффективного усиления достигаются при $\theta \approx 127^\circ$, $\psi \approx 21.6^\circ$ и $\theta \approx 233^\circ$, $\psi \approx 26.5^\circ$.

Следует отметить, что в настоящей работе не учитывались поглощение света и циркулярный дихроизм, учет которых может привести к некоторому изменению условий оптимизации дифракционной эффективности и эф-

фективного усиления. Эти вопросы предполагается рассмотреть в отдельной статье.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф99-134).

1. Marrakchi A., Huignard J.P., Gunter P. *Appl. Phys.*, **24**, 131 (1981).
2. Petrov M.P., Pencheva T.G., Stepanov S.I. *J. Opt.*, **12**, 287 (1981).
3. Шепелевич В.В. *ЖТФ*, **56**, 618 (1986).
4. Mallick S., Rouede D., Apostolidis A.G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 1247 (1987).
5. Vachss F., Hesselink L. *J. Opt. Soc. Am. A*, **4**, 325 (1987).
6. Sturman B.I., Webb D.J., Kowarschik R., Shamonina E., Ringhofer K.H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1813 (1994).
7. Marrakchi A., Johnson R.V., Tanguay A.R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 321 (1986).
8. Шепелевич В.В., Храмович Е.М. *Оптика и спектроскопия*, **65**, 403 (1988).
9. Одулов С.Г., Слюсаренко С.С., Щербин К.В. *Письма в ЖТФ*, **15**, № 11, 10 (1989).
10. Шепелевич В.В., Храмович Е.М. *Оптика и спектроскопия*, **70**, 1054 (1991).
11. Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д. *ФТТ*, **29**, 1754 (1987).
12. Мандель А.Е., Шандаров С.М., Шепелевич В.В. *Письма в ЖТФ*, **14**, 2147 (1988).
13. Shepelevich V.V., Shandarov S.M., Mandel A.E. *Ferroelectrics*, **110**, 235 (1990).
14. Шепелевич В.В., Егоров Н.Н. *Письма в ЖТФ*, **17**, № 8, 81 (1991).
15. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Shepelevich V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1394 (1994).
16. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Mandel A.E., Shandarov S.M. *Proc. SPIE*, **1807**, 94 (1993).
17. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Ropot P.I., Khomutovskiy P.P. *Proc. SPIE*, **2968**, 301 (1997).
18. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Khomutovskiy P.P., Von Bally G., Weber M., Firsov A.A. *Ferroelectrics*, **234**, 289 (1999).
19. Храмович Е.М., Шепелевич В.В. *Оптика и спектроскопия*, **75**, 1289 (1993).
20. Hu Y., Ringhofer K.H., Shamonina E., Firsov A.A., Shepelevich V.V. *Proc. SPIE*, **4358**, 129 (2001).
21. Shepelevich V.V., Hu Y., Firsov A., Shamonina E., Ringhofer K.H. *Appl. Phys. B*, **68**, 923 (1999).
22. Шепелевич В.В., Хомутковский П.П. *Письма в ЖТФ*, **24**, № 24, 55 (1998).
23. Shamonina E., Kamenov V.P., Ringhofer K.H., Cedilnik G., Kiesling A., Kowarschik R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 2552 (1998).