

Влияние угла Брэгга на оптимальный энергообмен при двухволновом взаимодействии в пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

В.В.Шепелевич, А.А.Фирсов

Решена задача максимизации относительной интенсивности сигнальной световой волны при двухволновом взаимодействии с учетом самодифракции в пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ одновременно по четырем параметрам: поляризации (ψ) и ориентационному (θ) углам, толщине кристалла d и углу Брэгга φ . Установлено, что для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на длине волны 632.8 нм при типичной концентрации акцепторов 10^{22} м^{-3} существуют два набора оптимальных параметров: $\varphi \approx 11^\circ$, $\theta \approx 39.1^\circ$, $\psi \approx 98.85^\circ$, $d \approx 7.11 \text{ мм}$ (для первого максимума) и $\varphi \approx 11^\circ$, $\theta \approx 320.9^\circ$, $\psi \approx 54.15^\circ$, $d \approx 7.11 \text{ мм}$ (для второго максимума). Найдена зависимость этих оптимальных параметров от концентрации акцепторов в пределах $10^{21} - 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Предложенная модель двухволнового взаимодействия в частном случае фиксированного угла Брэгга и приближения заданной видности улучшает согласие теоретических результатов с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: фоторефракция, оптическая активность, пьезоэлектрический эффект.

Введение

Кубические фоторефрактивные кристаллы типа силленита ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)) являются перспективными средами для использования в различных приложениях динамической голографии [1–3]. С целью уменьшения искажений выходного сигнала фоторефрактивные кристаллы часто эксплуатируются в диффузионном режиме [4–7]. В связи с тем, что в этом режиме дифракционная эффективность голографической решетки невелика (порядка 1%), становится актуальной максимизация выходных характеристик голограмм путем выбора геометрии взаимодействия, поляризации световых волн и толщины кристалла. Эта задача частично рассматривалась сначала без учета пьезоэлектрических свойств кристаллов (см., напр., [8, 9]), а затем с их учетом (см., напр., [10–15]).

Первые теоретические результаты по оптимизации энергообмена световых волн при двухволновом взаимодействии в кристалле BSO за счет изменения поляризации считывающих световых волн были получены в [10, 11], а затем подтверждены экспериментально в [12]. В последней работе также установлено, что азимуты поляризации световых волн, при которых достигается максимум энергообмена, совпадают с азимутами, при которых максимальна дифракционная эффективность, в диапазоне ориентационных углов $0-90^\circ$ и $270-360^\circ$, и различаются на 90° в остальных случаях. Ориентационная оптимизация энергообмена световых волн при постоянной поляризации исследовалась в [13]. В работе [14] найдены зависимости оптимального ориентационного угла от толщины кристаллов BSO и BTO при двухволновом взаимодействии и показано, что направление (111) в

кристаллах силленитов в общем случае не является оптимальным.

Известно [14, 16–18], что в зависимостях дифракционной эффективности и относительной интенсивности предметной световой волны от толщины кристалла, максимизированных по поляризации углу, возникают локальные максимумы. Это позволяет максимизировать указанные характеристики не только по поляризации и ориентационному углам, но и по толщине кристалла. В [19] в приближении малых постоянных связи и углов Брэгга найдены поляризационный и ориентационный углы, а также толщины кристалла BSO на длине волны 514.5 нм и кристалла BTO на длине волны 632.8 нм, при которых относительный коэффициент усиления при двухволновом взаимодействии максимизирован одновременно по трем этим параметрам.

Кроме того, существует еще и четвертый параметр, по которому можно максимизировать выходные характеристики голограмм, – угол Брэгга. Увеличение этого угла не всегда приводит к монотонному возрастанию дифракционной эффективности и коэффициента усиления при двухволновом взаимодействии (см., напр., [2, 20]). Однако, насколько нам известно, максимизация выходных характеристик голограмм по углу Брэгга в комплексе с максимизацией по ориентационному и поляризационному углам, а также по толщине кристалла не проводилась.

Наша работа посвящена максимизации относительной интенсивности сигнальной световой волны одновременно по 4 параметрам: поляризации и ориентационному углам, толщине кристалла и углу Брэгга. Решать эту задачу можно либо в приближении заданной решетки (предполагается, что амплитуда поля голографической решетки является постоянной (см. напр., [12])), либо с учетом перераспределения энергии световых волн при записи голограммы (самодифракция [15, 21]). В последнем случае учитывается зависимость видности интерференционной картины, а следовательно, и амплитуды

поля голографической решетки от азимута поляризации считывающего света и толщины кристалла (см. напр., [22, 23]).

1. Теоретические основы

При решении поставленной задачи используем уравнения связанных волн, описывающие дифракцию света в прозрачных фоторефрактивных гиротропных кубических пьезокристаллах [11] для произвольных значений ориентационного угла, постоянных связи, угла Брэгга и отношения интенсивностей считывающих световых волн:

$$\begin{aligned} R'_{\perp} &= \kappa_1 S_{\perp} + \kappa_2 S_{\parallel} + \alpha_0 R_{\parallel}, \\ R'_{\parallel} &= \kappa_3 S_{\perp} + \kappa_4 S_{\parallel} - \alpha_0 R_{\perp}, \\ S'_{\perp} &= -\kappa_1 R_{\perp} - \kappa_3 R_{\parallel} + \alpha_0 S_{\parallel}, \\ S'_{\parallel} &= -\kappa_2 R_{\perp} - \kappa_4 R_{\parallel} - \alpha_0 S_{\perp}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\alpha_0 = \alpha / \cos \varphi$; α – удельный поворот поляризации света в кристалле; φ – угол Брэгга внутри кристалла; 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. Постоянные связи κ_1 , κ_2 , κ_3 , κ_4 , учитывающие пьезоэлектрический эффект, для кристаллического среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ в случае ненаклонной голографической решетки можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= \frac{1}{2 \cos \varphi} \kappa E \cos \theta \left[2r \left(1 - 3 \sin^2 \theta \right) + 2(B + C) \sin^2 \theta - (B + A) \right], \\ \kappa_{2,3} &= \frac{1}{2} \kappa E \sin \theta \left[2r \left(1 - 3 \cos^2 \theta \right) + 2(B + C) \cos^2 \theta - C \mp 2D \tan \varphi \right], \\ \kappa_4 &= \frac{1}{2} \kappa E \cos \varphi \cos \theta \left\{ 2[3r - (B + C)] \sin^2 \theta + B - A + 2(P + r) \tan^2 \varphi \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

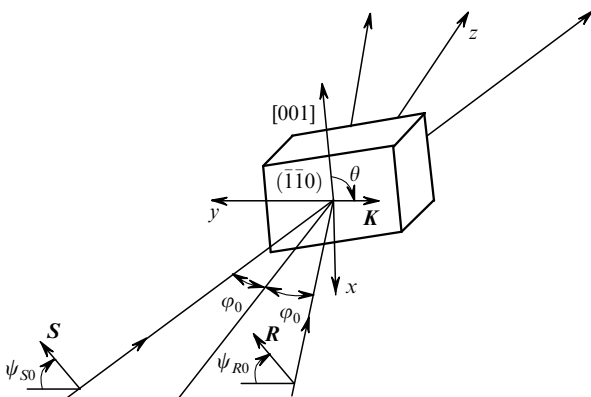


Рис.1. Геометрия взаимодействия световых волн в кристалле.

где E – амплитуда напряженности электрического поля пространственного заряда; $\kappa = \pi n^3 / 2\lambda$; n – показатель преломления кристалла; λ – длина волны световых пучков; θ – ориентационный угол, образованный вектором голографической решетки K с кристаллографическим направлением $[001]$ (отсчитывается по часовой стрелке, если смотреть в направлении распространения световых пучков (рис.1));

$$\begin{aligned} A &= \frac{2e}{M} \sin^2 \theta \{ [2p_1 + (p_2 + p_3)][4c_2 - 3c_1 - c_3 - (c_1 - 5c_3 - 4c_2) \cos 2\theta] + 2[2p_4 + (p_2 + p_3)][c_2 - c_3 - 2c_1 - (c_2 - c_3 + 2c_1) \cos 2\theta] \}; \\ B &= \frac{2e}{M} \sin^2 \theta \{ 4p_4(c_2 - c_3 - 2c_1) - 4p_4(c_2 - c_3 + 2c_1) \cos 2\theta - [2p_1 - (p_2 + p_3)](c_1 + 2c_2 + c_3)(1 + 3 \cos 2\theta) \}; \\ C &= \frac{2ep_4}{M} [-(7c_2 + 5c_1 + 2c_3) \cos 4\theta + 4(c_2 - 3c_1 + 2c_3) \cos 2\theta + 3(c_2 - 2c_3 - 5c_1)]; \\ D &= \frac{4e}{M} \sin \theta \cos^2 \theta (p_2 - p_3)(2c_2 + c_3 + c_1) (3 \sin^2 \theta - 2); \\ P &= \frac{2e}{M} \sin^2 \theta \{ [(p_2 + p_3)(4c_2 + 5c_3 - c_1) - 2(p_1 - 2p_4)(2c_1 + c_2 - c_3)] \cos 2\theta + (p_2 + p_3)(4c_2 - 3c_1 - c_3) - 2(p_1 - 2p_4)(2c_1 + c_3 - c_2) \}; \\ M &= \left[(c_1 + c_2)(c_3 - c_1) + 2(c_2 + c_3)^2 \right] \cos 4\theta + 4c_3(c_1 - c_2 - 2c_3) \cos 2\theta + (c_1 + c_2)(c_1 + 3c_3) + 8c_3(c_1 + c_3) - 2(c_2 + c_3)^2; \end{aligned}$$

$p_1 \equiv p_{11}^E \equiv p_{22}^E \equiv p_{33}^E$, $p_2 \equiv p_{12}^E \equiv p_{23}^E \equiv p_{31}^E$, $p_3 \equiv p_{13}^E \equiv p_{21}^E \equiv p_{32}^E$, $p_4 \equiv p_{44}^E \equiv p_{55}^E \equiv p_{66}^E$ – фотоупругие коэффициенты; $r \equiv r_{41} \equiv r_{123}^u \equiv r_{132}^u \equiv r_{231}^u \equiv r_{213}^u \equiv r_{312}^u \equiv r_{321}^u$ – электрооптический коэффициент зажатого кристалла; $c_1 \equiv c_{11}^E \equiv c_{22}^E \equiv c_{33}^E$, $c_2 \equiv c_{12}^E \equiv c_{13}^E \equiv c_{23}^E \equiv c_{31}^E \equiv c_{21}^E \equiv c_{32}^E$, $c_3 \equiv c_{44}^E \equiv c_{55}^E \equiv c_{66}^E$ – модули упругости; $e \equiv e_{14} \equiv e_{123} \equiv e_{132} \equiv e_{213} \equiv e_{231} \equiv e_{312} \equiv e_{321}$ – пьезоэлектрический коэффициент [24].

Для расчета амплитуды напряженности электрического поля голографической решетки, записанной в диффузионном режиме, в пренебрежении тепловым возбуждением воспользуемся выражением [25]

$$E = 2 \frac{1 - \sqrt{1 - V^2}}{V} \frac{E_d}{1 + E_d/E_q}, \quad (3)$$

где E_d – диффузионное поле решетки; E_q – поле насыщения; V – видимость интерференционной картины.

Пусть падающие на кристалл световые пучки R и S

линейно поляризованы. Отражение света на границах кристалла для простоты не учитываем. Воспользуемся следующим выражением для видности интерференционной картины $V(z)$ (см., напр., [22]), изменяющейся по толщине кристалла:

$$V(z) = \frac{2[R_{\perp}(z)S_{\perp}(z) + R_{\parallel}(z)S_{\parallel}(z)\cos 2\varphi]}{I_0}, \quad (4)$$

где I_0 – суммарная интенсивность световых волн; $R_{\perp}(z) = -R(z)\sin(\psi_R(z))$, $R_{\parallel}(z) = R(z)\cos(\psi_R(z))$, $S_{\perp}(z) = -S(z)\sin(\psi_S(z))$ и $S_{\parallel}(z) = S(z)\cos(\psi_S(z))$ – проекции векторов напряженности электрических полей [9] световых пучков \mathbf{R} и \mathbf{S} , на направления, перпендикулярное и параллельное плоскости падения соответственно; $R(z)$, $S(z)$ – амплитуды напряженности электрических полей; $\psi_R(z)$, $\psi_S(z)$ – азимуты поляризации световых волн в кристалле; ось z направлена перпендикулярно плоскости среза ($\bar{1}\bar{1}0$) внутрь кристалла (рис.1).

Рассмотрим случай, когда падающие световые пучки имеют одинаковые азимуты поляризации. Из (4) видно, что при достаточно большом угле Брэгга видность интерференционной картины, а следовательно, и амплитуда поля голографической решетки (3) зависят от азимутов поляризации световых волн, которые меняются с толщиной кристалла. Так как для каждой ориентации вектора голографической решетки существует свой оптимальный начальный азимут поляризации падающих световых волн, при котором относительная интенсивность сигнальной световой волны γ максимальна [11], то для разных ориентационных углов θ амплитуда поля решетки, соответствующая максимальному γ , при входе световых волн в кристалл будет различна. Кроме того, амплитуда поля будет меняться по толщине кристалла благодаря изменению поляризационного угла $\psi(z) \approx \psi_R(z) \approx \psi_S(z)$ за счет оптической активности кристалла и перекачки поляризации [9, 26].

Таким образом, уравнение (1) совместно с выражениями (2)–(4) составляет теоретическую базу для исследования максимизации относительной интенсивности сигнальной световой волны как в приближении постоянной видности (разд.2), так и в случае учета самодифракции (разд.3).

2. Приближение заданной видности. Сравнение теоретических результатов с экспериментом

Если толщина кристалла настолько мала, что самодифракция практически не влияет на запись голографической решетки, а начальный азимут поляризации световых волн не успевает сильно измениться при прохождении света по кристаллу ($xd \ll \pi$, где d – толщина кристалла), то можно воспользоваться приближением постоянной (по толщине кристалла) видности, сохраняя ее зависимость от начального состояния поляризации световых волн.

При этом выражение для видности интерференционной картины примет вид

$$V = 2(I_{R0}I_{S0})^{1/2}(\sin^2 \psi + \cos^2 \psi \cos 2\varphi)/I_0, \quad (5)$$

где I_{R0} и I_{S0} – интенсивности падающих световых волн; ψ – начальный азимут поляризации световых волн вну-

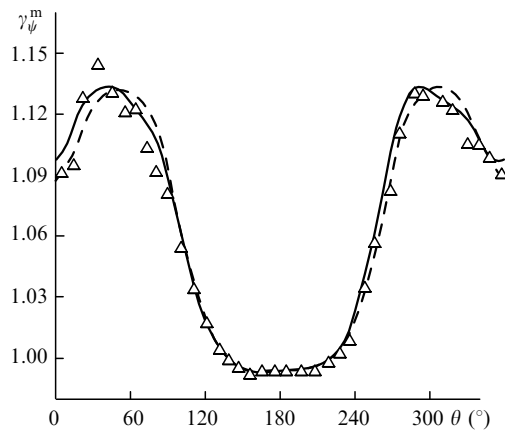


Рис.2. Экспериментальная (точки) и теоретические зависимости максимальной относительной интенсивности γ_{ψ}^m предметной световой волны с учетом (сплошная кривая) и без учета [12] (штриховая кривая) влияния начального азимута поляризации волн на амплитуду поля голографической решетки от ориентационного угла θ при угле Брэгга в кристалле 13° , толщине кристалла 2.1 мм, $I_{R0}/I_{S0} = 3.5$.

три кристалла. Углы ψ и φ в общем случае отличаются от углов ψ_0 и φ_0 в воздухе (рис.1), но при необходимости между ними может быть установлена связь.

Учет выражения (5) в формуле (3) и последующее использование (3) при решении системы уравнений (1) позволяют улучшить соответствие теоретических результатов экспериментальным по сравнению с приближением [12], где зависимость видности решетки от азимута поляризации считывающих волн в расчет не принималась.

На рис.2 представлена зависимость максимальной относительной интенсивности предметной световой волны γ_{ψ}^m от ориентационного угла θ . Точками показаны экспериментальные результаты, полученные в работе [12]. Максимумы выбирались при каждом заданном θ путем выбора оптимального начального азимута поляризации ψ световых волн при толщине кристалла 2.1 мм и угле Брэгга 13° . Из рис.2 видно, что при учете влияния начального азимута поляризации световых волн на амплитуду поля голографической решетки (сплошная линия) наблюдается характерный сдвиг максимумов в зависимости $\gamma_{\psi}^m(\theta)$ влево по сравнению с теоретической кривой [12], что хорошо согласуется с экспериментальными результатами [12].

Таким образом, даже в приближении заданной видности учет зависимости амплитуды электрического поля голографической решетки от азимута поляризации считывающих волн значительно улучшает согласие теоретических результатов с экспериментом.

3. Оптимизация энергообмена с учетом самодифракции

При исследовании дифракции света в кристалле произвольной толщины и при больших углах Брэгга следует учитывать влияние перераспределения энергии между световыми волнами при записи голограммы на амплитуду электрического поля голографической решетки. Это можно осуществить с помощью численного решения системы уравнений связанных волн (1) с пошаговым изменением видности интерференционной картины (4) за счет перераспределения энергии световых волн на элементарных голографических решетках с постоянной видностью.

Отметим, что выражение (4) неявно учитывает как оптическую активность, так и пьезоэлектрический эффект через зависимость проекций векторов электрических полей световых пучков \mathbf{R} и \mathbf{S} от удельного поворота α поляризации света в кристалле и пьезоэлектрического коэффициента e_{14} .

Методика учета перераспределения энергии в процессе записи голографической решетки при численном решении системы уравнений (1) состоит в следующем. Мысленно делим кристалл на тонкие параллельные слои толщиной Δz . Затем задаем параметры двух падающих световых пучков (при $z = 0$), включая их интенсивности и поляризацию. По формуле (4) определяем видность интерференционной картины $V(0)$, а следовательно, и амплитуду поля пространственного заряда E (формула (3)) при $z = 0$. Затем подставляем E в выражения для постоянных связи (2). Далее, численно решая уравнения связанных волн (1) для толщины кристалла Δz и $z = 0$, определяем компоненты световых амплитуд R_{\perp} , R_{\parallel} , S_{\perp} , S_{\parallel} на выходе из первого слоя. Полученные световые амплитуды подставляем в формулу (4) и находим $V(\Delta z)$. После этого находим амплитуду напряженности электрического поля решетки E и постоянные связи κ_1 , κ_2 , κ_3 , κ_4 при $z = \Delta z$ и решаем систему уравнений (1) для толщины кристалла Δz и $z = \Delta z$. Получаем световые амплитуды на выходе из второго слоя, т. е. для толщины кристалла $2\Delta z$, и так далее до тех пор, пока не достигнем нужной толщины кристалла. Уменьшением Δz достигается увеличение точности численных расчетов.

В настоящей работе, как и в [19], будем рассматривать только первый локальный максимум в зависимости $\gamma(d)$.

Приближение заданной решетки и малого угла Брэгга в [19] дало возможность получить аналитическую зависимость относительного коэффициента усиления при двухволновом взаимодействии, максимизированного одновременно по поляризационному углу и толщине кристалла, от ориентационного угла. Зависимости оптимальных параметров (поляризационного угла и толщины кристалла) от ориентационного угла также были найдены аналитически. С помощью этих зависимостей численно были определены ориентационный и поляризационный углы, а также толщина кристалла, при которых коэффициент усиления будет максимален при малом фиксированном угле Брэгга.

В нашей работе используется подход, аналогичный приведенному в [19], однако в связи с учетом самодифракции все расчеты проводятся численно.

Вначале, как и в работе [19], установим наибольшую относительную интенсивность сигнальной световой волны γ^m , которая выбирается из всех ее значений, полученных при изменении азимута поляризации линейно поляризованного считывающего света, ориентационного угла и толщины кристалла при фиксированном угле Брэгга. Затем строим зависимость γ^m от угла Брэгга и определяем угол φ^m , соответствующий максимальной относительной интенсивности (точка А на рис.3,а). Далее получаем зависимости оптимальных параметров – поляризационного (ψ^m) и ориентационного (θ^m) углов, толщины кристалла d^m , – при которых достигается γ^m , от угла Брэгга. С их помощью, используя найденный оптимальный угол Брэгга φ^m ($\varphi^m \approx 11^\circ$), можно найти поляризационный (точка В на рис.3,б) и ориентационный (точка С на рис.3,в) углы, а также толщину кристалла

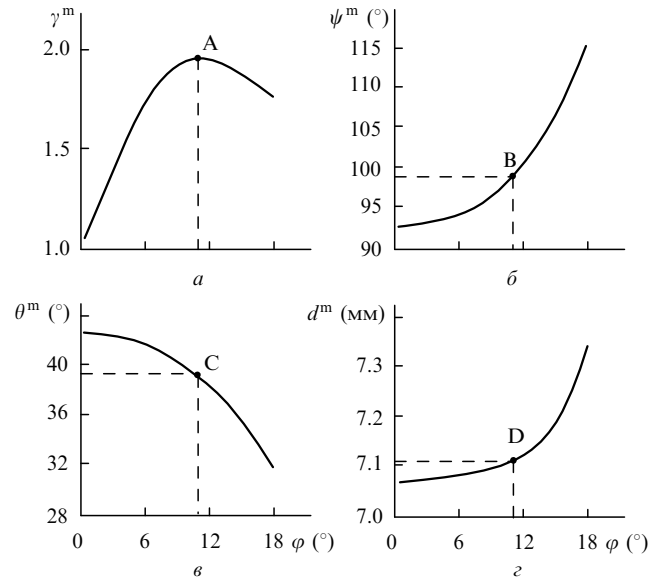


Рис.3. Зависимости максимальной относительной интенсивности сигнальной световой волны γ^m (а), а также оптимальных азимута считывающей световой волны ψ^m (б), ориентационного угла θ^m (в) и толщины кристалла d^m (г) от угла Брэгга φ .

(точка D на рис.3,г), при которых относительная интенсивность сигнальной световой волны имеет абсолютный максимум, т. е. максимизирована одновременно по четырём параметрам.

С помощью описанного выше метода установлено, что при максимизации относительной интенсивности сигнальной световой волны одновременно по четырём параметрам (поляризационному и ориентационному углам, толщине кристалла и углу Брэгга) существуют два набора этих оптимальных параметров, при которых относительная интенсивность принимает практически одно и то же максимальное значение. В дальнейшем первом из наборов условно поставим в соответствие максимум относительной интенсивности, который будем называть первым, а второму набору – максимум, который будем называть вторым. Получим сначала первый из этих двух наборов.

При расчетах были использованы такие же постоянные для кристалла BSO, как в [11]. Длина волны считывающего света λ предполагалась равной 632.8 нм, начальное отношение интенсивностей световых волн $I_{R0}/I_{S0} = 400$, концентрация акцепторных примесей $N_a = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ [2]. Из рис.3 видно, что параметры, при которых относительная интенсивность имеет абсолютный максимум, таковы: $\varphi^m \approx 11^\circ$, $\theta^m \approx 39.1^\circ$, $\psi^m \approx 98.85^\circ$, $d^m \approx 7.11$ мм. Подобным образом был определен и другой набор оптимальных параметров, при которых достигается второй максимум относительной интенсивности: $\varphi^m \approx 11^\circ$, $\theta^m \approx 320.9^\circ$, $\psi^m \approx 54.15^\circ$, $d^m \approx 7.11$ мм. Следует отметить, что при нахождении оптимальных параметров φ^m , θ^m , ψ^m , d^m концентрация акцепторных примесей N_a предполагалась типичной для BSO: $N_a = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ [2]. Однако при вычислениях выяснилось, что изменение концентрации акцепторных примесей в пределах $10^{21} - 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ практически не изменяет зависимости на рис.3,б, в и г. В то же время, как это видно из рис.4, оптимальный угол Брэгга φ^m существенно зависит от N_a .

Зная концентрацию акцепторных примесей в кристалле BSO, можно с помощью рис.4 определить оптимальный угол Брэгга φ^m , а затем, используя зависимости,

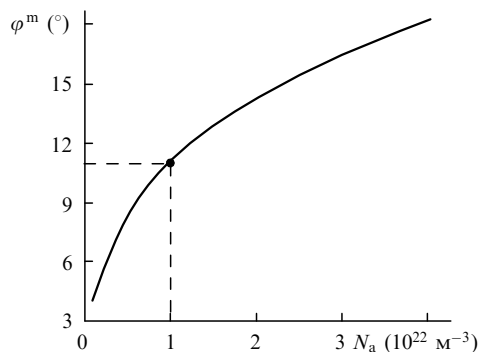


Рис.4. Зависимость оптимального угла Брэгга φ^m от концентрации акцепторных примесей N_a .

приведенные на рис.3,б, в и г, получить остальные параметры θ^m , ψ^m , d^m , при которых относительная интенсивность сигнальной световой волны будет максимизирована одновременно по четырем этим параметрам. Отметим, что γ^m монотонно возрастает с увеличением концентрации акцепторных примесей N_a .

Заключение

Таким образом, на базе феноменологической модели голографического процесса в кубических фоторефрактивных гиротропных пьезокристаллах, основанной на численном решении системы связанных уравнений с пошаговым изменением видности интерференционной картины за счет перераспределения энергии световых волн на элементарных голографических решетках с постоянной видностью, решена задача максимизации относительной интенсивности сигнальной световой волны в кристалле BSO одновременно по четырем параметрам: поляризационному и ориентационному углам, толщине кристалла и углу Брэгга.

Установлено, что существуют два набора оптимальных параметров, при которых максимальная относительная интенсивность практически одна и та же. Эти параметры с учетом самодифракции при типичной для BSO концентрации акцепторных примесей $N_a = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ на длине волны 632.8 нм таковы: $\varphi^m \approx 11^\circ$, $\theta^m \approx 39.1^\circ$, $\psi^m \approx 98.85^\circ$, $d^m \approx 7.11 \text{ мм}$ (для первого максимума) и $\varphi^m \approx 11^\circ$, $\theta^m \approx 320.9^\circ$, $\psi^m \approx 54.15^\circ$, $d^m \approx 7.11 \text{ мм}$ (для второго максимума). Кроме того, определена зависимость этих оптимальных параметров от концентрации акцепторных примесей в кристалле BSO в пределах $10^{21} - 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Полученные в приближении заданной видности, фиксированной для каждого начального азимута поляризации световых волн, теоретические результаты хорошо коррелируют с известными экспериментальными данными [12], улучшая соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей по сравнению с приближением, в котором амплитуда электрического поля решетки не зависит от азимутов поляризации световых волн.

Выражаем благодарность Н.Н.Егорову за полезное обсуждение результатов и текста статьи.

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб., Наука, 1992).
2. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. *The physics and applications of photorefractive materials* (Oxford, Clarendon Press, 1996).
3. Stepanov S.I. *Rep.Prog.Phys.*, **164**, 39 (1994).
4. Labrunie L., Pauliat G., Launay J.C., Leidenbach S., Roosen G. *Optics Comms*, **140**, 119 (1997).
5. Sochava S. L., Troth R.C., Stepanov S.I. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **9**, 1521 (1991).
6. Miridonov S.V., Kamshilin A.A., Barbosa E. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **11**, 1780 (1994).
7. Shamonina E., Cedilnik G., Mann M., Kiessling A., Webb D.J., Kowarschik R., Ringhofer K.H. *Appl.Phys.B*, **64**, 49 (1997).
8. Petrov M.P., Pencheva T.G., Stepanov S.I. *J.Optics*, **12**, 287 (1981).
9. Шепелевич В.В., Храмович Е.М. *Оптика и спектроскопия*, **70**, 1054 (1991).
10. Shepelevich V.V., Egorov N.N. In: *Techn.Digest Top Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices* (Massachusetts, USA, 1991, p.252).
11. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Shepelevich V. *J. Opt.Soc.Amer.B*, **11**, 1394 (1994).
12. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Ropot P.I., Khomutovskiy P.P. *Proc. SPIE*, **2968**, 301 (1997).
13. Шепелевич В.В., Егоров Н.Н. *Письма в ЖТФ*, **17**, № 5, 24 (1991).
14. Shamonina E., Kamenov V.P., Ringhofer K.H., Cedilnik G., Kiesling A., Kowarschik R. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **15**, 2552 (1998).
15. Волков В. И., Каргин Ю. Ф., Кухтарев Н. В., Привалко А.В., Семенов Т.И., Шандаров С.М., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **18**, 1237 (1991).
16. Shepelevich V.V. In: *Techn.Digest Top Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices* (Kiev, Ukraine, 1993, p.128).
17. Shepelevich V.V., Egorov N.N., von Bally G., Odoulov S.G., Khomutovskiy P.P. In: *Proc.Top.Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices* (Chiba, Japan, 1997, p.319).
18. Shepelevich V.V., Hu Yi, Egorov N.N., Khomutovskiy P.P., von Vally G., Weber M., Firsov A.A. *Ferroelectrics*, **75**, 1 (1999).
19. Shepelevich V.V., Hu Yi, Firsov A., Shamonina E., Ringhofer K.H. *Appl.Phys.B*, **68**, 923 (1999).
20. Webb D.J., Kiessling A., Sturman B.I., Shamonina E., Ringhofer K.H. *Optics Comms*, **108**, 31 (1994).
21. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odoulov S.G., Soskin M.S, Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
22. Shepelevich V.V., Firsov A.A. In: *Proc.Top.Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices* (Chiba, Japan, 1997, p.594).
23. Фирсов А.А., Шепелевич В.В. *Письма в ЖТФ*, **23**, 17, 41 (1997).
24. Литвинов Р.В., Шандаров С.М., Якимов Д.В., Решетько А.В., Питченко С.Н., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. *ЖТФ*, **67**, № 12, 31 (1997).
25. Hall T.J., Jaura R., Connors L.M., Foote P.D. *Prog.Quant.Electr.*, **10**, 77 (1985).
26. Пенчева Т.Г., Степанов С.И. *ФТТ*, **24**, 1214 (1982).

V.V.Shepelevich, A.A. Firsov. Effect of Bragg angle on the optimum energy exchange in the two-wave interaction in a $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ piezoelectric crystal.

The problem of maximisation of the relative intensity of the signal light wave in the two-wave interaction was solved. The optimisation took into account self-diffraction in a $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ piezoelectric crystal and was carried out for four parameters, namely, the polarisation (ψ) and orientation (θ) angles, the crystal thickness d , and the Bragg angle φ . At a wavelength of 632.8 nm, a $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal with a typical acceptor concentration of 10^{22} м^{-3} was found to have two sets of optimum parameters: $\varphi \approx 11^\circ$, $\theta \approx 39.1^\circ$, $\psi \approx 98.85^\circ$, $d \approx 7.11 \text{ мм}$ (for the first maximum) and $\varphi \approx 11^\circ$, $\theta \approx 320.9^\circ$, $\psi \approx 54.15^\circ$, $d \approx 7.11 \text{ мм}$ (for the second maximum). The dependence of these optimum parameters on the acceptor concentration in a range of $10^{21} - 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ was found. The model proposed for the two-wave interaction in a specific case of a fixed Bragg angle and the approximation of the given visibility improves the agreement between the theoretical results and the known experimental data.