

ДВУКРАТНАЯ БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА УЛЬТРАЗВУКЕ В ОДНООСНЫХ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. Н. Белый^{1*}, Г. В. Кулак², Г. В. Крох², П. И. Ропот¹, О. В. Шакин³

УДК 535.42/.44

¹ Институт физики НАН Беларуси,

220072, Минск, просп. Независимости, 68-2, Беларусь; e-mail: v.belyi@dragon.bas-net.by

² Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина,

Мозырь, Беларусь; e-mail: g.kulak57@mail.ru

³ Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения,

Санкт-Петербург, Россия; e-mail: oshakin@mail.ru

(Поступила 30 марта 2018)

Теоретически и экспериментально исследована неколлинеарная двукратная акустооптическая дифракция бesselевых световых пучков на ультразвуке в одноосных гиротропных кристаллах. Установлено, что при распространении бesselевого светового пучка вдоль оптической оси кристалла дифрагированные световые пучки ± 1 -го порядка располагаются симметрично относительно падающего и имеют примерно одинаковую интенсивность. При падении светового бesselева пучка под углом Брэгга и вблизи оптической оси также наблюдается двукратная брэгговская дифракция, однако интенсивности дифрагированных пучков $+1$ -го и $+2$ -го порядков значительно различаются.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, одноосный гиротропный кристалл, бesselев световой пучок, двукратная брэгговская дифракция.

Herein, the non-collinear acousto-optical two-stage diffraction of Bessel light beams by ultrasound in uniaxial gyrotropic crystals is theoretically and experimentally investigated. It is established that when Bessel light beams propagate along the optical axis of the crystal, the diffracted light beams of the ± 1 -th orders arrange symmetrically to the incident beam and have virtually the same intensity. When a Bessel light beam falls at the Bragg angle and near the optical axis, the two-stage Bragg diffraction is also observed, but the intensities of the diffracted beams of the $+1$ -th and $+2$ -th orders differ significantly from each other.

Keywords: acousto-optical interaction, uniaxial gyrotropic crystal, Bessel light beam, two-stage Bragg diffraction.

Введение. Акустооптическая (АО) дифракция световых волн в плосковолновом приближении или гауссовых световых пучков хорошо изучена [1]. В работе [2] рассмотрены особенности двукратной брэгговской АО дифракции многоцветного оптического излучения в гиротропных кристаллах. В последнее время значительное внимание уделяется изучению особенностей АО преобразования бesselевых световых пучков (БСП) в гиротропных средах [3—6]. В работе [5] исследованы особенности АО преобразования БСП в условиях коллинеарного распространения ультразвуковой (УЗ) волны и дифрагированных световых пучков.

Распределение энергии в поперечном сечении БСП имеет вид яркого центрального пятна, окруженного системой концентрических колец [7]. При этом интенсивность в кольцевых зонах уменьшается с увеличением радиальной координаты. Важными отличительными особенностями БСП по

TWO-STAGE BRAGG DIFFRACTION OF BESSEL LIGHT BEAMS BY ULTRASOUND IN UNIAXIAL GYROTROPIC CRYSTALS

V. N. Belyi^{1*}, G. V. Kulak², G. V. Krokh², P. I. Ropot¹, O. V. Shakin³ (¹ B. I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus, 68-2 Nezavisimosti Prosp., Minsk, 220072, Belarus; e-mail: v.belyi@dragon.bas-net.by; ² Mozyr State Pedagogical University named after I. P. Shamyakin, Mozyr, Belarus; e-mail: g.kulak57@mail.ru; ³ State University of Aerospace Instrumentation, Saint-Petersburg, Russia; e-mail: oshakin@mail.ru)

сравнению с традиционными гауссовыми пучками являются бездифракционность в заданной области пространства и способность самореконструкции волнового фронта за экраном [7]. Благодаря таким уникальным свойствам БСП находят широкое применение в различных устройствах современной фотоники, опто- и микроэлектроники, в том числе системах оптической локации и беспроводной лазерной связи. При этом АО методы управления поляризационными и энергетическими характеристиками БСП с использованием кристаллов со сложной анизотропией (включая естественную анизотропию и гиротропию) наиболее актуальны и перспективны [3—6].

В настоящей работе с использованием метода интегралов перекрытия впервые рассмотрена двукратная АО дифракция БСП при попутном распространении в гиротропных одноосных кристаллах. В качестве примера теоретически и экспериментально исследована двукратная АО дифракция БСП в одноосных гиротропных кристаллах парателлуриата (TeO_2).

Теоретические результаты и их обсуждение. Для эффективного АО преобразования необходимо, чтобы кроме обычного продольного фазового согласования выполнялись условия поперечного фазового согласования [5]. Такое согласование связано с тем, что БСП с разными углами конусности имеют различную пространственную структуру и, как следствие, разные величины интегралов перекрытия g_m дифрагированных пучков. Вычисление интегралов перекрытия позволяет найти их максимальные значения в условиях поперечного фазового синхронизма.

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия, при которой УЗ волна распространяется в кристалле TeO_2 в направлении оси X и занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = l$. Ось падающего БСП расположена в плоскости XZ . При двукратной брэгговской дифракции возможны два случая: 1) падающий БСП распространяется вдоль оптической оси кристалла и дифрагированные световые пучки распространяются под примерно одинаковыми углами φ_1 и φ_2 к падающему, 2) падающий БСП распространяется под углом φ_1 к оптической оси и возникают два дифрагированных БСП, причем один из них распространяется вдоль оптической оси, а другой — под углом φ_2 к оптической оси. Частота УЗ волны f , при которой происходит двукратная АО дифракция, находится из соотношения [1]: $f = v\sqrt{n\Delta n} / \lambda_0$, где v — фазовая скорость УЗ волны; n — средний показатель преломления дифрагированных волн; Δn — разность показателей преломления дифрагированных волн, обусловленная линейной анизотропией и гиротропией [2]; λ_0 — длина волны света в вакууме. Геометрия АО преобразования БСП при точном брэгговском синхронизме представлена на рис. 1.

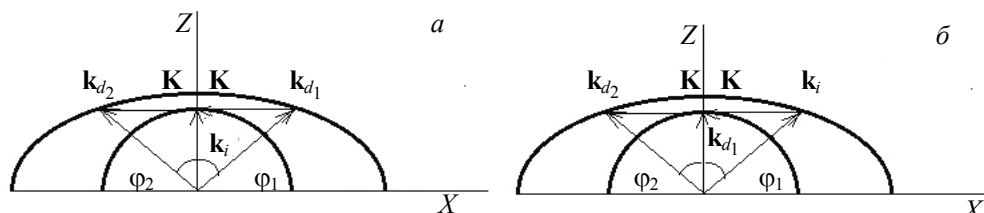


Рис. 1. Геометрия двукратной брэгговской АО дифракции БСП в одноосных гиротропных кристаллах: *a* — падающий световой пучок распространяется вдоль оптической оси кристалла ($\varphi_i = 0$) и дифрагированные БСП под углами $\varphi = \varphi_1$ и $\varphi = \varphi_2$; *б* — падающий бесселев пучок распространяется под углом $\varphi_i = \varphi_1$ к оптической оси кристалла и дифрагированные БСП под углами $\varphi = 0$ и $\varphi = \varphi_2$

Из уравнений Максвелла и материальных уравнений следует волновое уравнение для напряженности $\mathbf{E}$ светового поля в области, занятой ультразвуком [7]. Решение волнового уравнения ищем в виде суммы двух связанных эллиптически поляризованных волн (с учетом разложения дифрагированной волны по M цилиндрическим модам) с медленно изменяющимися амплитудами:

$$\mathbf{E} = \mathbf{u}_i A_i(z) j_0(q\rho) e^{i[\mathbf{k}_i \mathbf{r} - \omega t]} + \sum_{m'=1}^M \mathbf{u}_{d1m'} A_{d1m'}(z) j_0(q_m \rho_1) e^{i[\mathbf{k}_{d1} \mathbf{r} - \omega_{d1} t]} + \sum_{m'=1}^M \mathbf{u}_{d2m'} A_{d2m'}(z) j_0(q_m \rho_2) e^{i[\mathbf{k}_{d2} \mathbf{r} - \omega_{d2} t]}, \quad (1)$$

где A_i — комплексная амплитуда преломленной волны; A_{d1m} , A_{d2m} — комплексные амплитуды дифрагированных волн; $\mathbf{u}_i$, $\mathbf{u}_{d1m}$, $\mathbf{u}_{d2m}$ — единичные векторы эллиптической поляризации падающей и дифрагированных волн соответственно (например, при o - e -преобразовании i заменяют на o и d на e);

$\omega_{d1} = \omega + \Omega$, $\omega_{d2} = \omega - \Omega$, ω — частота падающей световой волны; $\rho_1 = \rho \cos \varphi_1$, $\rho_2 = \rho \cos \varphi_2$ (см. рис. 1), $\rho \| X$ — цилиндрическая координата светового пучка, распространяющегося вдоль оптической оси Z ($\varphi_{1,2} \ll 1$, поэтому $\rho_1 \approx \rho_2 \approx \rho$). В (1) введены нормированные функции Бесселя $j_0(q\rho)$ и $j_0(q_m \rho_{1,2})$ [3]:

$$j_0(q\rho) = J_0(q\rho)/\pi^{1/2} R_B J_1(qR_B), \quad j_0(q_m \rho_{1,2}) = J_0(q_m \rho_{1,2})/\pi^{1/2} R_B J_1(q_m R_B), \quad (2)$$

где $J_{0,1}(x)$ — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка; $q_0 = k_i \gamma$; $q_m = k_{dm} \gamma$; R_B — радиус падающего БСП; 2γ — угол конуса БСП; M — число бesselевых мод в дифрагированном световом поле. При $\rho_1 = R_B$ и $q_m R_B = (m - 0.25)\pi$ функции Бесселя обращаются в нуль, т. е. формула (1) представляет собой разложение дифрагированных волн (E_{d1m} и E_{d2m}) по модам цилиндрической области радиусом R_B .

Из решения волнового уравнения с учетом (1) следует, что амплитуды падающей A_i и дифрагированных A_{d1m} и A_{d2m} волн для геометрии АО взаимодействия, представленной на рис. 1, а, удовлетворяют системе уравнений:

$$\begin{aligned} dA_{d1m}/dz &= \chi_{e,o} g_1^0 A_i \exp(-ik_1 z), \\ dA_i/dz &= \chi_{e,o} [g_0^1 A_{d1m} \exp(-ik_1 z) - g_0^2 A_{d2m} \exp(-ik_0 z)], \\ dA_{d2m}/dz &= \chi_{e,o} g_2^0 A_i \exp(-ik_0 z), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Delta k_0 = k_{d2z} - k_{iz} - K_z$ и $\Delta k_1 = k_{d1z} - k_{iz} - K_z$ — отстройки фазового синхронизма; K_z — проекция волнового вектора УЗ волны на ось Z . Входящие в (3) интегралы перекрытия $g_{1,2}^0$ и $g_0^{1,2}$ имеют вид:

$$g_{1,2}^0 = \frac{\int_0^{R_B} j_0(q_m \rho_{1,2}) j_0(q\rho) \rho d\rho}{\int_0^{R_B} j_0^2(q_m \rho_{1,2}) \rho d\rho}, \quad g_0^{1,2} = \frac{\int_0^{R_B} j_0(q_m \rho_{1,2}) j_0(q\rho) \rho d\rho}{\int_0^{R_B} j_0^2(q\rho) \rho d\rho}. \quad (4)$$

Для геометрии АО взаимодействия, представленной на рис. 1, б, система уравнений связанных волн для двукратной брегговской дифракции:

$$\begin{aligned} dA_i/dz &= -\chi_{e,o} g_0^1 A_{d1m} \exp(-ik_1 z), \\ dA_{d1m}/dz &= \chi_{e,o} [A_i g_1^0 \exp(-ik_1 z) - g_1^2 A_{d2m} \exp(-ik_0 z)], \\ dA_{d2m}/dz &= \chi_{e,o} g_2^1 A_{d1m} \exp(-ik_0 z), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$g_1^2 = \frac{\int_0^{R_B} j_0(q_m \rho_2) j_0(q\rho) \rho d\rho}{\int_0^{R_B} j_0^2(q_m \rho_1) \rho d\rho}, \quad g_2^1 = \frac{\int_0^{R_B} j_0(q_m \rho_2) j_0(q\rho) \rho d\rho}{\int_0^{R_B} j_0^2(q_m \rho_2) \rho d\rho}. \quad (6)$$

Решение систем уравнений (3), (5) следует искать с учетом граничных условий $A_i(z=0) = A$, $A_{d1m}(z=0) = A_{d2m}(z=0) = 0$, где A — амплитуда падающего светового пучка. В условиях поперечного фазового синхронизма из совокупности M связанных волн цилиндрической области радиусом R_B эффективно взаимодействуют между собой лишь такие, для которых $q \approx q_m$ (условие поперечного фазового синхронизма). В таком случае из выражений (4), (6) следует $g_m \approx g_{1,2}^0 \approx g_0^{1,2} \approx g_{1,2}^{2,1}$.

Численные расчеты проведены с использованием систем уравнений (3) и (5) для симметричной (рис. 1, а) и несимметричной (рис. 1, б) геометрии двукратной брегговской дифракции БСП, распространяющихся вблизи оптической оси гиротропного кристалла TeO_2 , для области $z \in [0; l]$, l — длина АО взаимодействия. Дифракция падающего БСП происходила на медленной сдвиговой УЗ волне, распространяющейся с фазовой скоростью $v = 617$ м/с вдоль оси $[110]$ и поляризованной вдоль оси $[\bar{1}10]$ кристалла TeO_2 . Расчет тензора возмущений $\hat{\Delta \epsilon}$ диэлектрической проницаемости TeO_2 осуществлен с использованием матрицы преобразования C , которая описывает поворот кристаллографических осей $X_1 X_2 X_3$ на угол 45° вокруг оси X_3 таким образом, что ось $X_1 \| [110]$ совпадает с осью акустического пучка. В результате выполнения сверток тензора $\hat{\Delta \epsilon}$ с векторами поляризации падающего u_o

и дифрагированного $\mathbf{u}_e$ БСП получаем выражение для коэффициента АО модуляции $\chi_{oe} = \chi_{eo} = \mathbf{u}_e^* \Delta \hat{\mathbf{e}} \mathbf{u}_o$ световой волны для геометрии АО взаимодействия, представленной на рис. 1, а:

$$\chi_{oe} = \Delta[\Delta_1(\tau_o \tau_e \cos \varphi_2 + 1) + \Delta_2 \tau_o \tau_e \cos \varphi_2], \quad (8)$$

и геометрии, представленной на рис. 1, б:

$$\chi_{oe} = \Delta[\Delta_1(\tau_o \tau_e + \cos \varphi_1) + \Delta_2 \sin \varphi_1], \quad (9)$$

где

$$\Delta_1 = [n_e^4(p_{11} - p_{12})/\tau_{oe}, \Delta_2 = (n_o^2 n_e^2 p_{44})/2\tau_{oe}, \\ \Delta = \pi U_{12}/[2\lambda_0(n_o n_e)^{1/2}], \quad \tau_{oe} = [(1 + \tau_o^2)(1 + \tau_e^2)]^{1/2},$$

$U_{12} = |\nabla_2 U| = |2I_a/\sigma v^3|^{1/2}$ — компонента тензора деформаций; U — компонента вектора смещений; I_a — интенсивность УЗ волны; σ — плотность кристалла; λ_0 — длина волны света в вакууме; p_{11}, p_{12}, p_{44} — фотоупругие постоянные; n_o и n_e — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла TeO_2 ; τ_o и τ_e — эллиптичности обыкновенной и необыкновенной световых волн. Целесообразно ввести следующие выражения для относительных интенсивностей дифрагированных волн: $\eta_i = I_i/I$, $\eta_{d1,d2} = I_{d1,d2}/I$, где $I_i = A_i A_i^*$, $I_{d1,d2} = A_{dm1,dm2} A_{dm1,dm2}^*$ — интенсивности преломленного и дифрагированного БСП при o - e (e - o) АО преобразовании, I — интенсивность падающего света.

При точном брэгговском синхронизме ($\Delta k_0 = \Delta k_1 = 0$) эффективность двукратной дифракции, представленной на рис. 1, а, находим из соотношения: $\eta_{d1} = \eta_{d2} = \eta_d = (1/2)\sin^2(\chi_{oe} g_m / \sqrt{2})$, т. е. эффективности дифракции в ± 1 -й дифракционный порядок одинаковы. В случае несимметричной геометрии двукратной дифракции, представленной на рис. 1, б, и при точном брэгговском синхронизме эффективности дифракции находим из соотношений: $\eta_{d1} = (1/2)\sin^2(\chi_{oe} g_m / \sqrt{2})$, $\eta_{d2} = \sin^4(\chi_{oe} g_m / \sqrt{2})$. При этом относительные интенсивности в первом η_{d1} и втором η_{d2} порядках дифракции существенно различаются. При дифракции БСП высших порядков в гиротропных кристаллах интегралы перекрытия g_m достигают максимального значения и в отсутствие поперечного фазового синхронизма [6]. В плосковолновом приближении ($g_m = 1$) точные решения систем уравнений (3), (5) переходят в известные выражения [1].

На рис. 2, а, б представлены зависимости относительных интенсивностей преломленной (η_i) и дифрагированных ($\eta_{d1,d2}$) световых волн от интенсивности УЗ волны при наличии брэгговского синхронизма и в его отсутствие. При этом входящие в (3) и (5) расстройки Δk_0 и Δk_1 фазового синхронизма заданы выражениями: $\Delta k_0 \approx -(8\pi f \Delta n / n V) \Delta \theta - (28\pi \Delta n^2 / n \lambda_0) \Delta \theta^2$, $\Delta k_1 \approx -(4\pi \Delta n^2 / n \lambda_0) \Delta \theta^2$, где $\Delta \theta$ — угловая расстройка от угла Брэгга. Из рис. 2, а следует, что для симметричной схемы двукратной АО дифракции характерно наличие одинаковых интенсивностей света в дифракционных порядках ($\eta_{d2} = \eta_{d1}$) при любых УЗ интенсивностях I_a . При наличии угловой отстройки от точного брэгговского синхронизма ($\Delta \theta = 2^\circ$) (рис. 2, б) имеет место асимметрия распределения интенсивности света в боковых дифракционных порядках ($\eta_{d2} \neq \eta_{d1}$) при изменении I_a . Например, при $I_a = 0.3$ Вт/см² относительные интенсивности света $\eta_0 = 0.6$, $\eta_{d2} = 0.2$, $\eta_{d1} = 0.15$, т. е. отношение интенсивностей света в боковых БСП $\eta_{d2}/\eta_{d1} \approx 1.3$. При $I_a = 0.67$ Вт/см² ($\Delta \theta = 2^\circ$) происходит полная перекачка световой энергии в боковые БСП и относительные интенсивности света $\eta_{d2} = 0.93$, $\eta_{d1} = 0.07$.

Зависимости относительных интенсивностей преломленной (η_i) и дифрагированных ($\eta_{d1,d2}$) волн от интенсивности УЗ волны при наличии брэгговского синхронизма и в его отсутствие для несимметричной схемы двукратной брэгговской дифракции (рис. 1, б) представлены на рис. 2, в, г. Как видно, для несимметричной схемы АО преобразования БСП при точном брэгговском синхронизме ($\Delta \theta = 0$) характерно отличие относительных интенсивностей для дифракционных порядков (η_{d1}, η_{d2}). Равенство дифракционных эффективностей ($\eta_{d2} = \eta_{d1} \approx 0.41$) при точном брэгговском синхронизме достигается при $I_a = 0.52$ Вт/см². В отсутствие брэгговского синхронизма ($\Delta \theta \neq 0$) в рассматриваемом диапазоне $I_a \leq 1$ Вт/см² равенство дифракционных эффективностей (η_{d1}, η_{d2}) не достигается.

Отметим, что приведенные результаты численного анализа получены для излучения He—Ne-лазера с длиной волны $\lambda_0 = 633$ нм. Исследования показали, что для другой длины волны (второй гармоники YAG:Nd-лазера $\lambda_0 = 532$ нм) имеет место незначительное количественное отличие от зависимостей, приведенных на рис. 2 для $\lambda_0 = 633$ нм.

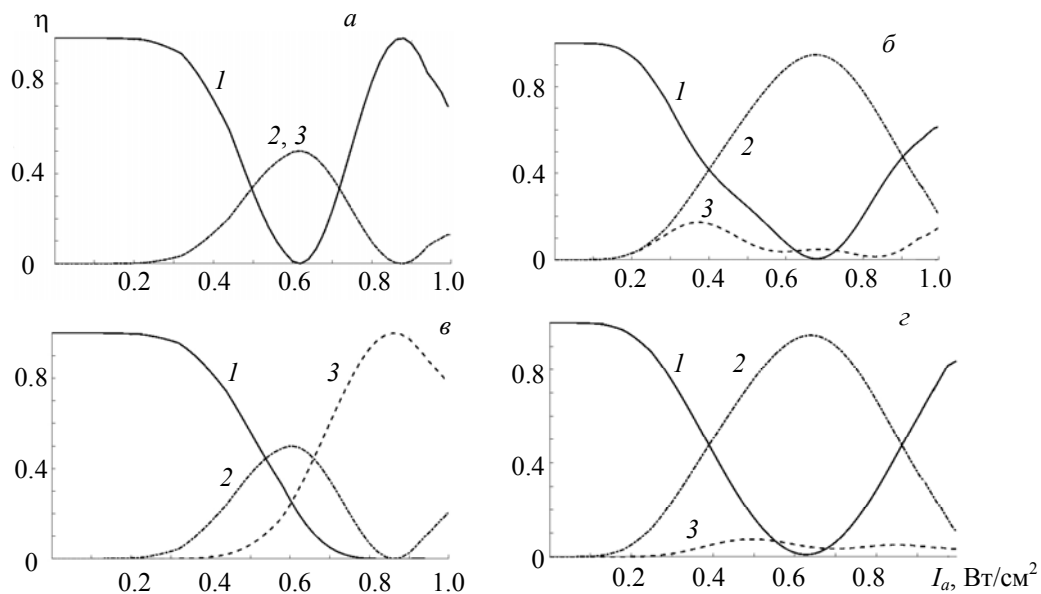


Рис. 2. Зависимости относительной интенсивности преломленного η (1) и дифрагированных БСП η_{d2} (2) и η_{d1} (3) от интенсивности ультразвука I_a для симметричной (а, б) и несимметричной (в, г) геометрии АО дифракции: $\Delta\theta = 0$ (а, в) и 2° (б, г); кристалл TeO_2 , $\gamma = 2.4^\circ$, частота ультразвука $f = 75$ МГц, $R_B = 1$ мм, $\lambda_0 = 633$ нм, $l = 0.5$ см

Следует подчеркнуть, что кроме кристалла TeO_2 для целей двукратной брэгговской дифракции БСП перспективно использовать и другие одноосные гиротропные кристаллы. В ИК диапазоне оптического спектра таким является кристалл теллура [8]. В кристалле теллура эффективная АО дифракция осуществляется на медленной сдвиговой УЗ волне, распространяющейся под малым углом к осям [100] и [010]. При этом фазовая скорость УЗ волны, распространяющейся вблизи оси [100] и поляризованной под углом $\theta = -63^\circ$ к оси [001] (в плоскости XZ), составляет $v_s = 1.01 \cdot 10^3$ м/с и медленной УЗ волны, распространяющейся вблизи оси [010], $v_s = 1.5 \cdot 10^3$ м/с [9].

Экспериментальные результаты. Экспериментальное исследование двукратной АО дифракции БСП проведено на установке, оптическая схема которой представлена на рис. 3. Для АО ячейки на основе парателлурита дифракция БСП с $\lambda = 633$ и 532 нм рассматривалась при распространении падающего светового пучка вдоль оптической оси кристалла (рис. 4, а, б). В дальнем поле как падающая, так и дифрагированные волны имеют кольцевое распределение интенсивности. Два боковых дифрагированных БСП располагаются симметрично относительно центрального падающего и имеют примерно одинаковую интенсивность. Угол дифракции для БСП с $\lambda = 633$ нм (рис. 4, а) $\varphi_1 = \varphi_2 = 4.45^\circ$, для БСП с $\lambda = 532$ нм (рис. 4, б) $\varphi_1 = \varphi_2 = 3.74^\circ$. Эффективность дифракции $\eta_{d1} = \eta_{d2} = 0.5\%$. На рис. 2, а данная особенность дифракции соответствует УЗ интенсивности $I_a = 0.34$ Вт/см².

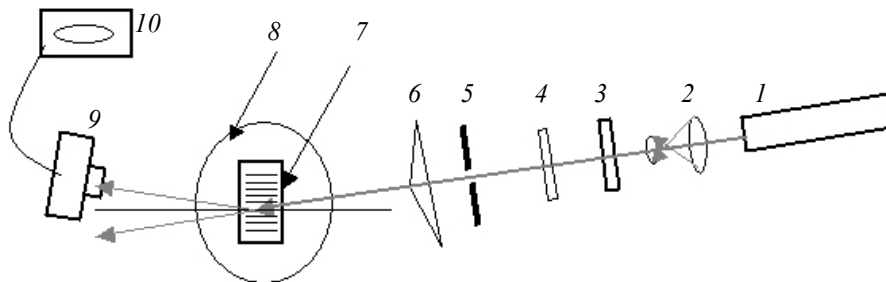


Рис. 3. Оптическая схема для экспериментального исследования АО взаимодействия БСП в одноосных гиротропных кристаллах: 1 — лазер; 2 — коллиматор; 3 — пластинка $\lambda/4$; 4 — пленочный поляризатор; 5 — кольцевая диафрагма; 6 — аксикон; 7 — АО модулятор; 8 — юстировочный столик с лимбом для отсчета угла; 9 — фотодиод PD300SH; 10 — измеритель мощности лазерного излучения Ophir

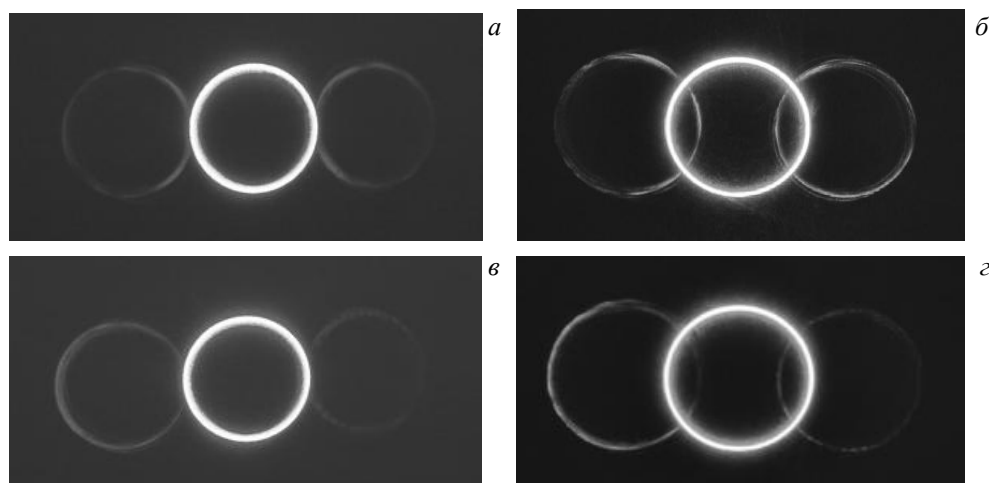


Рис. 4. Наблюдаемое в эксперименте расположение падающего и двух дифрагированных БСП в дальней зоне кристалла TeO_2 : а — $\lambda_0 = 633$ нм, $\varphi_1 = \varphi_2 = 4.45^\circ$, $\Delta\theta = 0^\circ$; б — $\lambda_0 = 532$ нм, $\varphi_1 = \varphi_2 = 3.74^\circ$, $\Delta\theta = 0^\circ$; в — $\lambda_0 = 633$ нм, $\varphi_1 = \varphi_2 = 4.45^\circ$, $\Delta\theta = 2^\circ$; г — $\lambda_0 = 532$ нм, $\varphi_1 = \varphi_2 = 3.74^\circ$, $\Delta\theta = 2^\circ$; $f = 75$ МГц, $l = 0.5$ см, $\gamma = 2.4^\circ$

При наличии расстройки брэгговского синхронизма ($\Delta\theta = 2^\circ$) падающий БСП направлен под углом $\varphi_i = 2^\circ$ к оптической оси кристалла (рис. 4, г). Также наблюдаются два дифрагированных БСП с кольцевым распределением интенсивности, однако их интенсивности значительно различаются. Угол дифракции для БСП с $\lambda = 633$ нм $\varphi_2 = 4.45^\circ$ (рис. 4, в), для БСП с $\lambda = 532$ нм $\varphi_2 = 3.74^\circ$ (рис. 4, г). При наличии отстройки брэгговского синхронизма ($\Delta\theta = 2^\circ$) относительные интенсивности дифрагированных пучков $\eta_{d1} = 0.5\%$, $\eta_{d2} = 0.25\%$. Результаты, приведенные на рис. 2, б, согласуются с экспериментальными данными, представленными на рис. 4 при $I_a = 0.24$ Вт/см².

Закключение. Показано, что в одноосных гиротропных кристаллах парателлуриата возможна двукратная брэгговская дифракция бесселевых световых пучков двух типов: 1) когда падающая световая волна распространяется вдоль оптической оси кристалла, а дифрагированные пучки распространяются под одинаковыми углами Брэгга к оптической оси, 2) падающая световая волна распространяется под углом Брэгга, а два дифрагированных пучка — вдоль оптической оси и под углом Брэгга к оптической оси симметрично падающей. Установленные особенности двукратной акустооптической дифракции перспективны для управления поляризационными и энергетическими характеристиками бесселевых световых пучков на основе кристаллов со сложной анизотропией.

- [1] В. И. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков. Физические основы акустооптики, Москва, Радио и связь (1985)
- [2] В. М. Котов. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения, Москва, Янус-К, (2016)
- [3] Г. В. Кулак, Г. В. Крох, П. И. Ропот, О. В. Шакин. Опт. и спектр., **121**, № 3 (2017) 103—109
- [4] V. N. Belyi, S. V. Kulakov, G. V. Kulak, O. V. Shakin. XVIII Int. Conf. Young Researchers “Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems” Saint-Petersburg, 1—5 June 2015, State University of Aerospace Instrumentation, Saint-Petersburg (2015) 39
- [5] V. N. Belyi, N. S. Kazak, P. A. Khilo, E. S. Petrova, N. A. Khilo. Universal J. Phys. Appl., **9**, N 5 (2015) 220—224
- [6] G. V. Kulak, G. V. Krok, P. I. Ropot, O. V. Shakin. XX Int. Conf. Young Researchers “Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems”, Saint-Petersburg, 26—30 June 2017, State University of Aerospace Instrumentation, Saint-Petersburg (2017) 12—16
- [7] R. M. Herman, T. A. Wiggins. J. Opt. Soc. Am., **8**, N 6 (1991) 932—942
- [8] Г. В. Кулак, Г. В. Крох, Т. В. Николаенко, П. И. Ропот. Проблем. физ. мат. техн., № 4 (2014) 7—11
- [9] В. И. Балакший, В. Б. Волошинов, Г. А. Князев, Л. А. Кулакова. ЖТФ, **78**, № 10 (2008) 87—95