

УДК 535.42:534.8

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕЗАВИСИМАЯ АКУСТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРА

Г.В. Кулак, Г.В. Крох, Т.В. Николаенко, П.И. Ропот

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь

POLARIZATION-INDEPENDENT ACOUSTO-OPTICAL MODULATION OF BESSEL LIGHT BEAMS IN THE TELLURIUM CRYSTALS

G.V. Kulak, G.V. Krokh, T.V. Nikolaenko, P.I. Ropot

I.P. Shamyakin Mosyr State Pedagogical University, Mozyr, Belarus

Исследована поляризационно-независимая акустооптическая модуляция квазибездифракционных бesselевых световых пучков (БСП) инфракрасного диапазона спектра, распространяющихся вблизи оптической оси кристалла теллура на медленных сдвиговых ультразвуковых волнах. Показано, что при любых интенсивностях ультразвука для XZ -среза кристалла теллура имеет место слабая зависимость эффективности дифракции БСП от поляризации падающего света. Установлена поляризационно-независимая модуляция БСП при брегговской дифракции на ультразвуке в плоскости YZ кристалла на сдвиговой ультразвуковой волне, поляризованной под углом -63° к оси Z в плоскости YX .

Ключевые слова: ультразвуковая волна, дифракция света, гиротропный кристалл, поляризация, бesselев световой пучок, акустооптическая дифракция, инфракрасное излучение.

Polarization-independent acousto-optical modulation of the nearly-non-diffracted Bessel light beams (BLB) of infrared spectral range, traveling at the vicinity of tellurium optical axis on the slowly shear ultrasonic waves is investigated. It is shown that less dependency of diffraction efficiency of BLB from the light polarization taken place under any ultrasonic intensity for XZ -cut of tellurium crystals. Polarization-independent modulation of BLB under the Bragg diffraction by ultrasound in YZ crystal plane on the shear ultrasonic wave polarized under -63° to Z axis in a YX plane is stated.

Keywords: ultrasonic wave, light diffraction, gyrotropic crystal, Bessel light beam, acousto-optical diffraction, infra-red radiation.

Введение

В настоящее время значительный интерес исследователей и разработчиков представляют квазибездифракционные световые пучки, которые соответствуют световым пучкам с сохраняющимся в процессе распространения поперечным распределением амплитуды поля. Важным классом квазибездифракционных полей являются бesselевы световые пучки (БСП) [1]–[3]. Энергия в поперечном сечении БСП распределена в виде яркого центрального пятна, окруженного системой концентрических колец, причем интенсивность в кольцевых зонах уменьшается с увеличением радиальной координаты. Отличительной особенностью БСП в сравнении с традиционными гауссовыми пучками является бездифракционность в заданной области пространства и способность самореконструкции волнового фронта за экраном [4].

Важным направлением исследований в области БСП является разработка акустооптических (АО) методов управления энергетическими и поляризационными параметрами бesselевых пучков. Использование для этих целей АО взаимодействия БСП в кристаллах представляет собой новую и мало изученную область исследований.

Для целей оптимизации АО устройств (модуляторов, дефлекторов, процессоров) необходимо

учитывать влияние поляризации падающего света на характеристики дифрагированных световых пучков [5], [6]. В работах [7], [8] теоретически и экспериментально исследована поляризационно-независимая АО модуляция гауссовых световых пучков в кристаллах парателлуриата (TeO_2) на медленной сдвиговой ультразвуковой (УЗ) волне. Показано, что для гауссовых пучков поляризационная независимость обусловлена одновременным влиянием оптической гиротропии и линейной анизотропии кристалла. Особенности поляризационно-независимой АО модуляции БСП, распространяющихся в окрестности оптической оси одноосного кристалла парателлуриата, теоретически исследованы в работе [9].

В работе [10] исследованы характеристики АО дефлектора на основе XZ -среза кристалла теллура (Te), использующего сдвиговые УЗ волны, распространяющиеся вдоль оси X || [100], для света с длиной волны $\lambda_0 = 10,6$ мкм, распространяющегося под малыми углами к оптической оси Z || [001]. Показано, что учет оптической активности Te позволяет существенно расширить ширину полосы АО дефлектора инфракрасного (ИК) диапазона. Экспериментальное исследование АО модулятора ИК диапазона с эффективностью дифракции около 80% на продольном ультразвуке, распространяющемся вдоль оси X , и световой

волны, поляризованной в плоскости дифракции XZ , проведено в работе [11]. При этом быстродействие дефлектора составило $\tau = 1,1 \cdot 10^{-7}$ с. Оптические, акустические и акустооптические свойства кристаллов Te для их применения в АО устройствах среднего и дальнего ИК диапазона исследованы в работе [12]. Показано, что наибольший интерес в акустооптике представляют XZ - и YZ -срезы кристалла. При этом дифракция на медленной сдвиговой УЗ волне в плоскости YZ кристалла предпочтительнее.

В настоящей работе исследуются особенности брэгговской АО дифракции БСП, распространяющихся вблизи оптической оси одноосного гиротропного кристалла теллура на бегущей УЗ волне. Теоретическое описание АО взаимодействия БСП в одноосных кристаллах основано на аналитическом и численном анализе уравнений связанных волн для дифрагированных бесселевых пучков в режиме брэгговской дифракции [9]. Для этого используется метод, основанный на анализе интегралов перекрытия БСП, который ранее применен для изучения процессов нелинейно-частотного преобразования [13]. При этом математическое описание АО взаимодействия БСП проводится на основе уравнений связанных волн, распространяющихся в окрестности оптической оси гиротропного кристалла теллура.

1 Теоретические результаты

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия (рисунок 1.1 а), для которой УЗ волна распространяется в кристалле Te в направлении оси X и занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = l$. Ось падающего БСП расположена в плоскости XZ под углом φ_1 к фронту УЗ волны.

Сечение поверхности волновых векторов плоскостью дифракции XZ и расположение волновых векторов ($\vec{k}_{o,e}$) преломленных бесселевых пучков и волновых векторов ($\vec{k}'_{o,e}$) дифрагированных показано на рисунке 1.1 б), в). При этом в направлении дифракционного порядка, как видно из рисунка 1.1 б), в), дают вклады два вида векторных взаимодействий:

$$\vec{k}_o + \vec{K}_1 = \vec{k}'_e, \quad \vec{k}_e + \vec{K}_2 = \vec{k}'_o.$$

Для пространственной части электрического вектора $\vec{E}_i(\rho_0, r_i)$ преломленного БСП в кристалле имеем [9]:

$$\vec{E}_i(\rho_0, r_i) = A_+(\rho_0) \vec{e}_+ e^{i\vec{k}_+ \cdot \vec{r}_i} + A_-(\rho_0) \vec{e}_- e^{i\vec{k}_- \cdot \vec{r}_i}, \quad (1.1)$$

где $A_{\pm}(\rho_0) = \frac{A^0 J_0[k_{\pm} \sin(\gamma_{\pm}) \rho_0]}{\sqrt{\pi} R_B J_1[k_{\pm} \sin(\gamma_{\pm}) R_B]}$ – амплитуды бесселевых пучков с правой и левой эллиптической поляризацией, $\vec{k}_{\pm} = \frac{\omega}{c} n_{\pm} \vec{n}$, γ_{\pm} – углы конуса бесселевых пучков; n_{\pm} – показатели преломления

собственных БСП, $\vec{e}_{\pm} = \frac{\vec{e}_{p,2} + i\tau \vec{e}_{z,p}}{\sqrt{1+\tau^2}}$ – векторы поляризации преломленных БСП, причем τ – эллиптичности распространяющихся БСП; \vec{e}_2 – единичный вектор, перпендикулярный плоскости дифракции; $\vec{e}_p = \frac{[\vec{e}_2 \vec{n}]}{|[\vec{e}_2 \vec{n}]|}$ – единичные векторы,

лежащие в плоскости дифракции XZ , \vec{n} – волновая нормаль вдоль совпадающих осей преломленных БСП, поскольку различие углов преломления собственных мод пренебрежимо мало. Здесь $J_{0,1}(x')$ – функции Бесселя, нулевого и первого порядка.

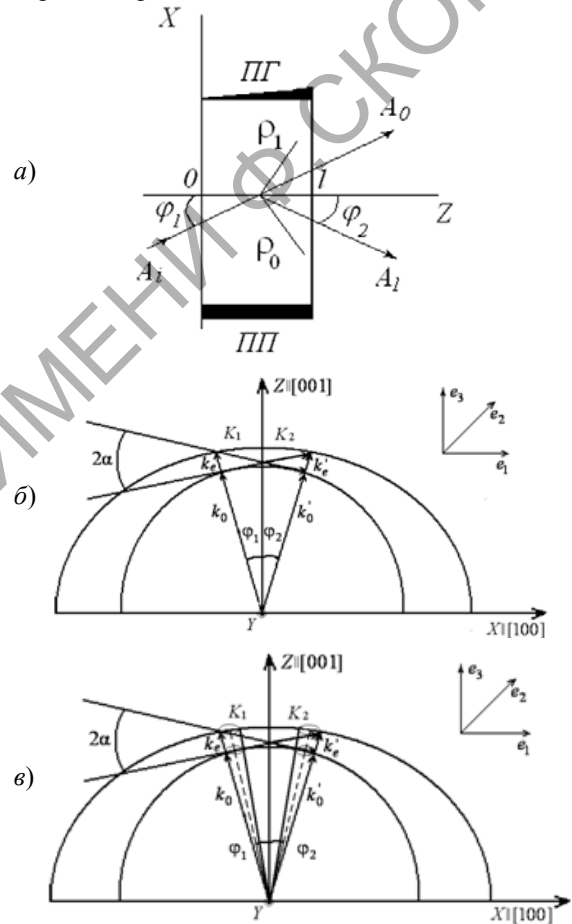


Рисунок 1.1 – Геометрия анизотропной акустооптической дифракции ограниченных световых пучков (ПП – пьезопреобразователь, ПГ – поглотитель): а) схема расположения преломленной и дифрагированной плосковолновых компонент БСП в плоскости дифракции кристалла Te ($\vec{K}_{1,2}$ – волновые векторы ультразвука, $\vec{k}_{o,e}$, $\vec{k}'_{o,e}$ – волновые векторы преломленной и дифрагированной волн, 2α – угол между акустическими векторами \vec{K}_1 и \vec{K}_2); б) схема расположения волновых векторов преломленных ($\vec{k}_{o,e}$) и дифрагированных ($\vec{k}'_{o,e}$) волновых векторов БСП в) волновых векторов БСП в)

Векторы смещений $\vec{U}_{1,2}$ для плоских УЗ волн с волновыми векторами $\vec{K}_{1,2}$ задаются следующими выражениями [8], [16]:

$$\vec{U}_{1,2} = \vec{U}_0 \exp[i(K_{1,2}x - \Omega t)], \quad (1.2)$$

где $\Omega = 2\pi f$ – центральная частота УЗ источника, \vec{U}_0 – амплитуда УЗ волны; $|\vec{K}_{1,2}| = K = \Omega / v$ (v – фазовая скорость УЗ волны). УЗ волна создает периодическое в пространстве и времени изменение тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{ij'}$, связанное с тензором упругих деформаций $U_{i'k'} = (\nabla_{k'}U_{i'} + \nabla_{i'}U_{k'})/2$ и тензором фотоупругих постоянных $p_{ij'k'}$ ($i', j' = 1 \div 3$).

Из уравнений Максвелла и материальных уравнений следует волновое уравнение для напряженности светового поля в области, занятой ультразвуком [11]. Решение волнового уравнения будем искать в виде суммы двух связанных эллиптически поляризованных волн с медленно изменяющимися амплитудами [13]:

$$\vec{E} = \vec{u}_i A_i(z) j_0(q_0 \rho_0) e^{i[\vec{k}_i \vec{r}_i - \omega t]} + \sum_{m=1}^M \vec{u}_d A_{dm}(z) j_0(q_{1m} \rho_1) e^{i[\vec{k}_d \vec{r}_d - \omega t]}, \quad (1.3)$$

где $\rho_{0,1} = (\rho^2 \pm x^2 \sin^2 \varphi_{1,2})^{1/2}$, $\rho_{0,1} \approx \rho$ для $\varphi_{1,2} \ll 1$; ρ – цилиндрическая координата светового пучка, распространяющегося вдоль оптической оси кристалла, l – длина АО взаимодействия; $\vec{u}_{i,d}$ – единичные векторы эллиптической поляризации дифрагированных волн (например, при $o-e$ – преобразовании i заменяют на o и d на e); $\omega_d = \omega \pm \Omega$, где ω – частота падающей световой волны; $k_{ix} = (\omega/c)n_i \sin \varphi_1$ и $k_{iz} = (\omega/c)n_i \cos \varphi_1$, компоненты волновых векторов преломленной волны,

$$k_{dx} = \left[\frac{\omega \pm \Omega}{c} n_d \sin \varphi_2 \right], \quad k_{dz} = \left[\frac{\omega \pm \Omega}{c} n_d \cos \varphi_2 \right]$$

– компоненты волнового вектора дифрагированной волны; c – скорость света в вакууме; $n_i = \sqrt{\varepsilon_{ij'} \vec{k}_{0i} \vec{k}_{0j}}$, $n_d = \sqrt{\varepsilon_{ij'} \vec{k}_{1i} \vec{k}_{1j}}$, причем \vec{k}_i (\vec{k}_d) – единичные векторы преломленной и дифрагированной волн. В (1.3) введены нормированные функции Бесселя $j_0(q_0 \rho_0)$ и $j_0(q_{1m} \rho_1)$ [15]:

$$j_0(q_0 \rho_0) = \frac{J_0(q_0 \rho_0)}{\sqrt{\pi R_B J_1(q_0 R_B)}}, \quad j_0(q_{1m} \rho_1) = \frac{J_0(q_{1m} \rho_1)}{\sqrt{\pi R_B J_1(q_{1m} R_B)}}, \quad (1.4)$$

где $q_0 = k_i \gamma$, $q_{1m} = k_{dm} \gamma$, причем R_B – радиус падающего бесселевого светового пучка, 2γ – угол конуса БСП, M – число колец в бесселевом световом пучке частотой ω_d . При $\rho = R_B$ и

$q_{1m} R_B = (m-0,25)\pi$ функции Бесселя обращаются в нуль, то есть формула (1.4) представляет собой разложение по модам цилиндрической области радиусом R_B .

Подставив выражение (1.3) в волновое уравнение для напряженности светового поля \vec{E} получим систему уравнений связанных волн [9]:

$$\frac{dA_i}{dz} - \chi_i \sum_{m=1}^M g_{im} A_{dm} = 0, \quad \frac{dA_{dm}}{dz} + i\Delta k_z A_{dm} + \chi_d g_{dm} A_i = 0, \quad (1.5)$$

где

$$g_{im} = \frac{\int_0^{R_B} j_0(q_0 \rho_0) j_0(q_{1m} \rho_1) \rho_0 d\rho_0}{\int_0^{R_B} j_0^2(q_0 \rho_0) \rho_0 d\rho_0}, \quad g_{dm} = \frac{\int_0^{R_B} j_0(q_{1m} \rho_1) j_0(q_0 \rho_0) \rho_1 d\rho_1}{\int_0^{R_B} j_0^2(q_{1m} \rho_1) \rho_1 d\rho_1}, \quad (1.6)$$

причем коэффициенты связи мод $\chi_{i,d}$ выражаются через свертки тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{ij'}$ с векторами поляризации; Δk_z – расстройка фазового синхронизма; n_o (n_e) – обыкновенный (необыкновенный) показатели преломления кристалла. Интегралы перекрытия (1.6) достигают максимального значения равного единице, при условии $q_{1m} = q_0$. Это означает, что дифрагированное световое поле при достаточно больших $R_B \sim 1$ мм является единичным БСП с углом конуса, равным углу конуса падающего БСП.

В уравнениях (1.5) учитывается наличие фазовой расстройки $\Delta k_z = k_{dz} - k_{iz} - K$ для продольных компонент волновых векторов БСП:

$$k_{iz} = (k_i^2 - q_0^2)^{1/2}, \quad k_{dz}^m = (k_d^2 - q_{1m}^2)^{1/2}.$$

Решение системы уравнений (1.5)–(1.6) находим с использованием граничных условий: $A_i(z=0) = A^0$, $A_{dm}(z=0) = 0$. Тогда общее решение для дифрагированного поля $A_{dm}(z=l)$ на выходной грани кристалла можно представить в виде:

$$A_{dm} = \frac{-\chi A^0 e^{-i\Delta k_z l/2} g_{1m}}{\Delta \bar{k}_z} \sin(\Delta \bar{k}_z l), \quad (1.7)$$

где $\chi = \chi_i \approx \chi_d$, $\Delta \bar{k}_z = \left[\frac{(\Delta k_z)^2}{4} + \chi^2 \sum_{m=1}^M g_{im} g_{dm} \right]^{1/2}$.

Величина χ определяется сверткой тензора приращений диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{ij'}$ с единичными векторами эллиптической

поляризации $u_{o,e} = \frac{e_{p,2} + i\tau_{o,e} e_{2,p}}{\sqrt{1 + \tau_{o,e}^2}}$ ($\tau_{o,e}$ – эллип-

тичности дифрагированных волн, обусловленные

линейной анизотропией и гиротропией [14]), то есть $\chi \sim |(\vec{u}_o^* \Delta \vec{e} \vec{u}_e)|$ (знак «*» означает комплексное сопряжение) [5].

Расчеты проводились для анизотропной АО дифракции бесселевых пучков, распространяющихся вблизи оптической оси гиротропного кристалла *Te*. Дифракция осуществляется на медленной сдвиговой УЗ волне, распространяющейся под малым углом α к оси [100] и оси [010]; фазовая скорость УЗ волны, распространяющейся вблизи оси [100] и поляризованной под углом $\theta = -63^\circ$ к оси [001] (в плоскости *XZ*) составляет $v_s = 1,005 \cdot 10^3$ м/с и медленной УЗ волны, распространяющейся вблизи оси [010] – $v_s = 1,5 \cdot 10^3$ м/с [12].

Эффективности АО дифракции при *o-e* (*e-o*) преобразовании задаются соотношениями:

$$\eta_{oe(eo)} = \sin^2(\chi_{oe(eo)} l). \quad (1.8)$$

При АО дифракции в плоскости *XZ* кристалла *Te* (1.8) следует полагать:

$$\chi_{oe} = \frac{\pi U \sqrt{(1 + \tau_o \tau_e)^2 \Delta \varepsilon_{12}^2 + (\tau_o \Delta \varepsilon_{22} - \tau_e \Delta \varepsilon_{11})^2}}{2 \lambda_0 \sqrt{n_o n_e (1 + \tau_o^2)(1 + \tau_e^2)}}. \quad (1.9)$$

Здесь введены обозначения:

$$\Delta \varepsilon_{11} = n_o^4 [p_{11} \cos \theta (1 + \cos \theta \sin \alpha) + p_{12} \sin \theta \sin \alpha],$$

$$\Delta \varepsilon_{12} = n_o^4 [p_{14} \cos \theta (\sin \alpha + \cos^2 \alpha) + \sin \theta (p_{11} - p_{12})(\cos \alpha - \sin \alpha) / 2],$$

$$\Delta \varepsilon_{22} = n_o^4 [p_{12} \cos \alpha (1 + \cos \theta \sin \alpha) - 2 p_{11} \sin \theta \sin \alpha - p_{14} \cos \theta \sin 2\alpha / 2],$$

причем $U = \left[\frac{2 I_a}{\cos(\alpha - \varphi_1) \cos(\alpha + \varphi_2) \rho v_s^3} \right]^{1/2}$

(I_a – интенсивность УЗ волны, v_s – фазовая скорость УЗ волны, ρ – плотность кристалла; p_{11}, p_{12}, p_{14} – фотоупругие постоянные [12]); $\tau_{o(e)}$ – эллиптичности собственных волн; n_o (n_e) – обыкновенный (необыкновенный) показатель преломления световой волны, λ_0 – длина световой волны в вакууме. В случае *e-o* преобразования БСП в формулах (1.9) следует положить: $\alpha \rightarrow -\alpha$, $o \leftrightarrow e$.

В случае АО дифракции на медленной сдвиговой УЗ волне в плоскости *YZ* в выражениях (1.8), (1.9) следует полагать:

$$\Delta \varepsilon_{11} = 0,$$

$$\Delta \varepsilon_{22} = n_o^4 (p_{12} \cos \alpha),$$

$$\Delta \varepsilon_{12} = n_o^4 [p_{14} \sin \alpha + (p_{11} - p_{12}) \cos \alpha / 2].$$

Тогда на рисунке 1.1 следует положить: $X||[010]$, и выполнить замены: $e_1 \leftrightarrow e_2$.

Эффективность дифракции η для падающего на входную грань кристалла БСП, имеющего эллиптическую поляризацию с эллиптичностью τ и ориентацией большой оси эллипса под углом ψ

к плоскости дифракции находится с помощью выражения:

$$\eta = \frac{1}{1 + \tau^2} [(\cos^2 \psi + \tau^2 \sin^2 \psi) \eta_{oe} + (\sin^2 \psi + \tau^2 \cos^2 \psi) \eta_{eo}], \quad (1.10)$$

где η_{oe} и η_{eo} даются выражениями (1.8). Следует отметить, что выражение (1.9) для эффективности дифракции идеального БСП совпадает с выражением для эффективности дифракции в приближении падающей плоской волны [5]. Это объясняется тем, что каждая плосковолновая компонента, принадлежащая коническому спектру падающего БСП, рассеивается в соответствующую компоненту дифрагированного БСП с эффективностью, близкой к ста процентам.

2 Результаты численных расчетов

На основе выражений (1.9)–(1.10) проводились численные расчеты для АО дифракции бесселевых эллиптически- и линейно-поляризованных падающих световых пучков с длиной волны $\lambda_0 = 10,6$ мкм, распространяющихся вблизи оптической оси кристалла *Te*.

На основе формулы (1.10) исследована эффективность дифракции η от азимута поляризации падающего БСП.

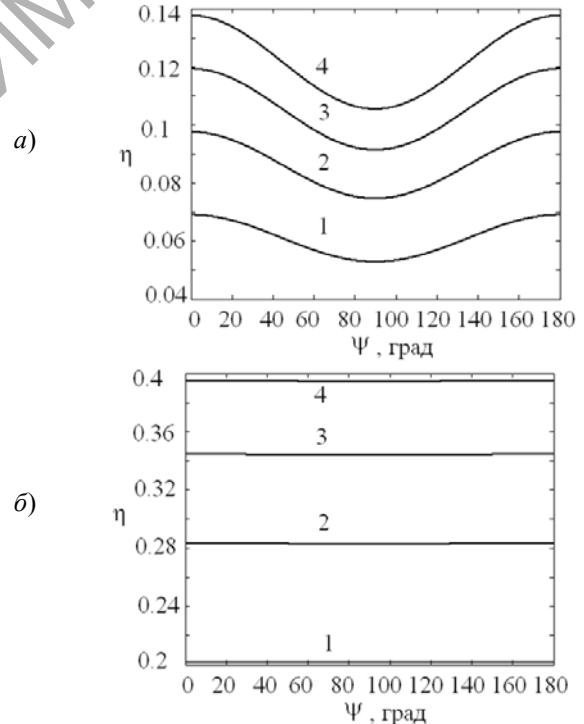


Рисунок 2.1 – Зависимость эффективности дифракции η от азимута поляризации падающего света ψ при различных интенсивностях УЗ волны I_a : 1–2, 2–4, 3–6, 4–8 Вт/см²

($l = 3$ мм, $n_o = 4,8$; $n_e = 6,25$; $\varphi_1 = 1,2^\circ$, $\varphi_2 = 0,1^\circ$, $\gamma = 0,5^\circ$, $\alpha = 4^\circ$, $f = 9$ МГц, $p_{11} = 0,164$, $p_{12} = 0,138$, $p_{14} = -0,04$; $\tau_o = 0,9$, $\tau_e = 0,916$; $\rho = 6,25$ кг/см³, $R_B = 1$ мм; $v_s = 1,005 \cdot 10^3$ м/с (а), $v_s = 1,5 \cdot 10^3$ м/с (б); Te)

На рисунке 2.1 приведены рассчитанные зависимости эффективности дифракции η от азимута поляризации ψ падающего линейно-поляризованного бесселева пучка при различных интенсивностях ультразвука и XZ -среза кристалла Te . Из рисунка 2.1 *a*) следует, что при любых интенсивностях ультразвука и XZ -среза кристалла Te имеет место слабая зависимость эффективности дифракции БСП от поляризации падающего света. При этом наиболее слабая поляризационная зависимость достигается при минимальной интенсивности ультразвука. Для YZ -среза кристалла Te , как следует из рисунка 2.1 *b*), эффективность дифракции не зависит от азимута поляризации падающего света, то есть осуществляется поляризационно-независимая модуляция БСП. При этом эффективность АО дифракции значительно выше и составляет $\sim 39\%$ при длине АО взаимодействия $l = 3$ мм и интенсивности УЗ волны $I_a = 8$ Вт/см².

Заключение

Полученные результаты показывают, что в гиротропных кристаллах теллура при дифракции бесселевых световых пучков ИК диапазона оптического спектра осуществляется поляризационно-независимая модуляция света. Оптимальные условия поляризационно-независимой модуляции для YZ -среза кристалла реализуются при соответствующем выборе длины АО взаимодействия и интенсивности ультразвука. На этой основе возможно создание нового типа АО модуляторов для квазибездифракционных пучков бесселева типа, отличительной особенностью которых является независимость эффективности дифракции от состояния поляризации падающего БСП. Такие поляризационно-независимые модуляторы перспективны для применений в лазерных технологиях (в частности для лазерной резки и сварки), для зондирования поглощающих и рассеивающих сред на большую глубину, лазерной локации, микроскопии высокого разрешения и других областях, а также для решения проблем лазерной диагностики и контроля в промышленности, микро- и нанотехнологиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Durnin, J. Exact solutions for nondiffracting beams / J. Durnin // J. Opt. Soc. Am. – 1987. – Vol. 4, № 4. – P. 651–654.
2. Durnin, J. Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli, J.H. Eberli // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58, № 15. – P. 1499–1501.
3. Turunen, J. Realization of general nondiffracting beams with compute generated holograms / J. Turunen, A. Vasara, A.T. Friberg // J. Opt. Soc. Am. – 1989. – Vol. A6, № 11. – P. 1748–1754.
4. Herman, R.M. Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam / R.M. Herman, T.A. Wiggins // J. Opt. Soc. Am. – 1991. – Vol. 8, № 6. – P. 932–942.
5. Балакиши, В.Н. Физические основы акустооптики / В.Н. Балакиши, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. – М. : Радио и связь, 1985. – 279 с.
6. Кулак, Г.В. Акустооптическое взаимодействие световых пучков в условиях внутренней конической рефракции / Г.В. Кулак // Опт. и спектр. – 2001. – Т. 90, №3. – С. 405–407.
7. Белый, В.Н. Поляризационно-независимая модуляция света при акустооптической дифракции в одноосных гиротропных кристаллах / В.Н. Белый, Г.В. Кулак // Опт. и спектр. – 1993. – Т. 75, В.1. – С. 105–109.
8. Кулак, Г.В. Поляризационно-независимая модуляция света в парателлурите / Г.В. Кулак, П.И. Ропот, Г.А. Пашкевич // Докл. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 1991. – Т. 35, № 5. – С. 803–808.
9. Белый, В.Н. Поляризационно-независимая акустооптическая модуляция бесселевых световых пучков / В.Н. Белый, Г.В. Кулак, Г.В. Крох, О.В. Шакин // Журн. прикл. спектр. – 2014. – Т. 81, № 1. – С. 83–88.
10. Adler, E.L. Acousto-optic light deflection for CO₂ laser in optically active tellurium / E.L. Adler, A.A. Gundjian, D. Souilhac, C.H. Champness // IEEE Ultrasonics: Proc. Of Intern. Symp. New York, Oct. 1982. – P. 430–435.
11. Дьяконов, А.М. Исследование акустооптического взаимодействия ИК излучения со звуком в теллуре / А.М. Дьяконов, Ю.В. Илизавский, Э.Э. Яхкинд // ЖТФ. – 1981. – Т. 51, № 7. – С. 1494–1502.
12. Балакиши, В.И. Исследование акустооптических характеристик теллура в режиме анизотропной дифракции света / В.И. Балакиши, В.Б. Волошинов, Г.А. Князев, Л.А. Кулакова // ЖТФ. – 2008. – Т. 78, № 10. – С. 87–95.
13. Белый, В.Н. Генерация второй гармоники бесселевыми световыми пучками в кристаллах КТР / В.Н. Белый, Н.С. Казак, Н.В. Кондратюк, Н.А. Хило, А.А. Шагов // Квант. электрон. – 1998. – Т. 25, №11. – С. 1037–1042.
14. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М. : Мир, 1987. – 616 с.
15. Белый, В.Н. Преобразование частоты бесселевых световых пучков нелинейными кристаллами / В.Н. Белый, Н.С. Казак, Н.А. Хило // Квант. электрон. – 2000. – Т. 30, №9. – С. 753–766.

Поступила в редакцию 12.07.14.