01;05;07;08

КОЛЛИНЕАРНОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГИРОТРОПНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© *Г.В.Кулак, С.Н.Ковчур*

Институт физики им Б.И.Степанова АН Белоруссии,
220602 Минск, Белоруссия
(Поступило в Редакцию 27 июля 1994 г.
В окончательной редакции 30 марта 1995 г.)

Рассмотрены особенности коллинеарного акустооптического (АО) взаимодействия в гиротропных волоконных световодах на основе кристаллов структуры силленита, помещенных во внешнее электрическое поле. Исследован случай АО взаимодействия линейно поляризованных двукратно вырожденных LP_{0m}-мод с акустическими модами цилиндрического волновода. Рассчитаны зависимости эффективности АО взаимодействия, азимута поляризации и эллиптичности дифрагированной волоконной моды от интенсивности акустической волны и напряженности управляющего электрического поля.

Исследование акустооптического взаимодействия в волоконных световодах (ВС) представляет значительный интерес для оптоэлектроники [1]. Это связано с созданием волоконных световодов на основе различных акусто- и электрооптических материалов, включая ниобат лития [2] и гиротропные кристаллы структуры силленита [3]. Экспериментальные исследования параметрического взаимодействия между отдельными модами ВС затруднены необходимостью селективного возбуждения требуемых мод. Для решения этой задачи используют пространственные фильтры, синтезированные на ЭВМ методами цифровой голографии [4].

В [5] показано, что учет гиротропии ВС приводит лишь к малому возмущению тензора диэлектрической проницаемости сердцевины и оболочки и приближенному разделению на линейно поляризованные LP-моды. Для германата висмута ($Bi_{12}GeO_{20}$) и длины волны света $\lambda_0 = 0.63$ мкм параметр гиротропии $g = 7.8 \cdot 10^{-5}$, а диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 6.502$ [6]. Дисперсионные уравнения и пространственные распределения электрических полей LP-мод ВС приведены в [7,8].

В настоящей работе с использованием материальных уравнений для гиротропного диэлектрика [9] и метода медленно меняющихся амплитуд рассмотрены особенности АО взаимодействия двукратно вырожденных линейно поляризованных LP_{0m} ($m = 1, 2, 3, \ldots$)-мод [7] гиротропного ВС, помещенного во внешнее электрическое поле.

Предположим, что ультразвуковая (УЗ) волна с волновым вектором $\mathbf{K}$ и круговой частотой Ω распространяется вдоль оси волокна Z. Компоненты тензора деформации U_{qp} ультразвуковой волны запишем в виде [10]

$$U_{qp} = B_{qp} V_{qp}(x, y) \exp[i(Kz - \Omega t)], \tag{1}$$

где B_{qp} — амплитуда деформаций, V_{qp} — функция поперечного распределения упругих деформаций в сечении волокна.

Волновая структура, состоящая из сердцевины и оболочки (оптически изотропных материалов), имеет форму, близкую к цилиндрической [8]. Малая структурная анизотропия ВС связана с условиями технологического процесса при его изготовлении. Систему координат XYZ выберем так, чтобы оси координат X и Y совпадали с осями структурной анизотропии ВС. В этом случае постоянные распространения волоконных мод, поляризованных вдоль осей X и Y, отличаются по величине. Эффективные тензоры диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}^0$ ($\hat{\varepsilon}^1$) для волоконных мод с эффективными показателями преломления N_{0x}, N_{0y} (N_{1x}, N_{1y}) соответственно для X- и Y-поляризованных составляющих имеют отличные от нуля компоненты.

$$\varepsilon_{11}^0 = N_{0x}^2 \quad (\varepsilon_{22}^0 = N_{1x}^2), \quad \varepsilon_{22}^0 = N_{0y}^2 \quad (\varepsilon_{22}^1 = N_{1y}^2), \quad \varepsilon_{33}^0 = n_1^2 \quad (\varepsilon_{33}^1 \approx n_1^2).$$

Ультразвуковая волна создает для каждой из мод периодическую в пространстве и времени решетку диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon}_{0,1} = \hat{\varepsilon}^{0,1} + \Delta\hat{\varepsilon}_1^{0,1} + \Delta\hat{\varepsilon}_a^{0,1} \cos(Kz - \Omega t), \tag{2}$$

где $(\Delta\varepsilon_a^{0,1})_{ij} = -\varepsilon_{ik}^{0,1}\varepsilon_{jl}^{0,1} P_{klmn} U_{mn}$ (P_{klmn} — компоненты тензора фотоупругих постоянных, U_{mn} — компоненты тензора деформаций), $(\Delta\varepsilon_l^{0,1})_{ij} = -\varepsilon_{ik}^{0,1}\varepsilon_{lj}^{0,1} r_{klt} E_t^0$ (r_{klt} — компоненты тензора электрооптических постоянных, E_t^0 — компоненты вектора напряженности внешнего электрического поля).

При рассмотрении УЗ волн вдоль пьезоактивных направлений в выражении (2) следует использовать эффективные значения фотоупругих постоянных с учетом пьезоэффекта.

Из уравнения Максвелла следует волновое уравнение вида

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \mathbf{E}) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 0, \tag{3}$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$ — векторы напряженности и индукции электрического поля световой волны, c — скорость света в вакууме.

Решение волнового уравнения (3) будем искать в виде суммы двух связанных волн (мод) с медленно меняющимися амплитудами. Предполагается, что волоконная мода с эффективными показателями преломления N_{0x}, N_{0y} дифрагирует в волоконную моду с эффективными показателями преломления N_{1x}, N_{1y}. С использованием результатов работы [11] вектор индукции электрического поля D и напряженности поля E ищем в виде

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_0(x,y)\exp[i(k_0 z - \omega t)] + \mathbf{D}_1(x,y)\exp[i(k_1 z - \omega_1 t)], \tag{4}$$

$$\mathbf{E} = \left\{\hat{\varepsilon}_0^{-1}\mathbf{D}_0 - \frac{1}{\bar{\varepsilon}_0^2}[G\mathbf{e}_z, \mathbf{D}_0]\right\}\exp[i(k_0 z - \omega t)] +$$

$$+ \left\{\hat{\varepsilon}_1^{-1}\mathbf{D}_1 - \frac{1}{\bar{\varepsilon}_0^2}\left[\hat{G}\mathbf{e}_z, \mathbf{D}_1\right]\right\}\exp[i(k_1 z - \omega_1 t)], \tag{5}$$

где

$$\mathbf{D}_0 = A_0(z)e_{0x}(x,y)\mathbf{e}_x + B_0(z)e_{0y}(x,y)\mathbf{e}_y + C_0(z)e_{0z}(x,y)\mathbf{e}_z,$$

$$\mathbf{D}_1 = A_1(z)e_{1x}(x,y)\mathbf{e}_x + B_1(z)e_{1y}(x,y)\mathbf{e}_y + C_1(z)e_{1z}(x,y)\mathbf{e}_z,$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\bar{\varepsilon}_0}, \qquad k_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\bar{\varepsilon}_1}; \qquad \omega_1 = \omega + \Omega.$$

Здесь введены обозначения $\bar{\varepsilon}_0 = (1/3)Sp(\hat{\varepsilon}_0)$, $\bar{\varepsilon}_1 = (1/3)Sp(\hat{\varepsilon}_1)$; $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ — единичные векторы вдоль осей X, Y, Z; величины e_{0x}, e_{0y}, e_{0z}; e_{1x}, e_{1y}, e_{1z} описывают пространственные распределения индукций электрических полей собственных волн невозмущенного ВС; $\hat{G}$ — тензор гирации [9]. При отсутствии УЗ возмущения в волокне распространяются собственные моды ВС [8] и в выражениях (4), (5) следует положить $A_{0,1} = B_{0,1} = C_{0,1} = 1$. Предполагается, что малые возмущения диэлектрической проницаемости не приводят к изменению собственных функций волокна.

Для определения амплитуд дифрагированных волн используем приближения $(\varepsilon_{ij}^{0,1} - \bar{\varepsilon}_{0,1})$, $(\Delta\varepsilon_1^{0,1})_{ij}$, $G_{ij} \ll \bar{\varepsilon}_{0,1}$; $|d\mathbf{E}_{0,1}/dx|(\varepsilon_{ij}^{0,1} - \bar{\varepsilon}_{0,1})$, $(\varepsilon_{ij}^{0,1} - \bar{\varepsilon}_{0,1})G_{kl}$, $G_{ij}G_{kl} \ll 1$; $|C_{0,1}| \sim (\varepsilon_{ij}^{0,1} - \bar{\varepsilon}_{0,1})|\mathbf{E}_{0,1}|$, $|C_{0,1}| \sim G_{ij}|\mathbf{E}_{0,1}|$, $(i, j, k, l = 1, 2, 3)$.

Подставляя (4) и (5) в волновое уравнение (3), получаем систему четырех дифференциальных уравнений для величин A_0, B_0, A_1 и B_1, которую удобно представить в виде двух векторно-матричных уравнений относительно векторов $\mathbf{E}_0 = (A_0, B_0)^\tau$, $\mathbf{E}_1 = (A_1, B_1)^\tau$ (τ — символ операции транспонирования)

$$\frac{d\mathbf{E}_0}{dz} = P\mathbf{E}_0 + i\frac{\bar{\varepsilon}_0}{\bar{\varepsilon}_1}Q\mathbf{E}_1,$$

$$\frac{d\mathbf{E}_1}{dz} = F\mathbf{E}_1 + i\frac{\bar{\varepsilon}_0}{\bar{\varepsilon}_1}C\mathbf{E}_1, \tag{6}$$

где

$$P = \begin{pmatrix} i(\Delta_1 + \Delta_1^{ae}) & (\rho_0 + i\Delta_1^e) \\ (-\rho_0 + i\Delta_2^e) & i(\Delta_2 + \Delta_2^{ae}) \end{pmatrix}, \qquad Q = \begin{pmatrix} \varkappa_{xx}F_{xx} & \varkappa_{xy}F_{xy} \\ \varkappa_{yx}F_{yx} & \varkappa_{yy}F_{yy} \end{pmatrix},$$

$$F = \begin{pmatrix} i(\delta + \tilde{\Delta}_1 + \tilde{\Delta}_1^{ae}) & (\rho_1 + i\tilde{\Delta}_1^e) \\ (-\rho_1 + i\tilde{\Delta}_2^e) & i(\delta + \tilde{\Delta}_2 + \tilde{\Delta}_2^{ae}) \end{pmatrix}, \qquad C = \begin{pmatrix} \varkappa_{xx}\tilde{F}_{xx} & \varkappa_{xy}\tilde{F}_{yx} \\ \varkappa_{yx}\tilde{F}_{yx} & \varkappa_{yy}\tilde{F}_{yy} \end{pmatrix}.$$

Здесь введены обозначения $\rho_0 = q_0(\hat{G}\mathbf{e}_z)\mathbf{e}_z$, $\rho_1 = \tilde{q}_1(\hat{G}\mathbf{e}_z)\mathbf{e}_z$, $\Delta_1 = q_0\{\mathbf{e}_x(\hat{\varepsilon}^0 - \bar{\varepsilon}_0)\mathbf{e}_x\}$, $\Delta_2 = q_1\{\mathbf{e}_y(\hat{\varepsilon}^0 - \bar{\varepsilon}_0)\mathbf{e}_y\}$, $\tilde{\Delta}_1 = \tilde{q}_0\{\mathbf{e}_x(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)\mathbf{e}_x\}$, $\tilde{\Delta}_2 = q_1\{\mathbf{e}_y(\hat{\varepsilon}^1 - \bar{\varepsilon}_1)\mathbf{e}_y\}$, $\Delta_1^{ae} = q_0(\mathbf{e}_x\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_x)$, $\Delta_1^{e} = q_0(\mathbf{e}_x\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_y)$, $\Delta_2^{ae} = q_1(\mathbf{e}_y\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_y)$, $\Delta_2^{e} = q_1(\mathbf{e}_y\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_x)$, $\tilde{\Delta}_1^{ae} = q_0(\mathbf{e}_x\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_x)$, $\tilde{\Delta}_2^{ae} = \tilde{q}_1(\mathbf{e}_y\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_y)$, $\tilde{\Delta}_1^{e} = \tilde{q}_0(\mathbf{e}_x\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_y)$, $\tilde{\Delta}_2^{e} = \tilde{q}_1(\mathbf{e}_y\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_x)$, $q_0 = \omega/(2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_0})$, $q_1 = \omega_1/(2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_0})$, $\tilde{q}_0 = \omega/(2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_1})$, $\tilde{q}_1 = \omega_1/(2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_1})$, $\delta = (k_1 - k_0 - K)$ — фазовая расстройка. Величины $\varkappa_{ij}$ ($\tilde{\varkappa}_{ij}$) выражаются через свертки тензоров $\Delta\hat{\varepsilon}^0$ ($\Delta\hat{\varepsilon}^1$) с единичными векторами $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, т. е. $\varkappa_{ij} = \omega\left(\mathbf{e}_i\Delta\hat{\varepsilon}^0_{ij}\mathbf{e}_j\right)/(4cV_{qz})$, $\tilde{\varkappa}_{ij} = \omega\left(\mathbf{e}_i\Delta\hat{\varepsilon}^1_{ij}\mathbf{e}_j\right)/(4cV_{qz})$, где i, $j = x, y$. Интегралы перекрытия полей F_{ij} даются соотношениями

$$F_{xx} = \int_0^\infty\int_0^\infty (e_{0x}V_{qz}e_{1x})dxdy \Big/ \int_0^\infty\int_0^\infty |e_{0x}|^2 dxdy,$$

$$F_{xy} = \int_0^\infty\int_0^\infty (e_{0x}V_{qz}e_{1y})dxdy \Big/ \int_0^\infty\int_0^\infty |e_{0x}|^2 dxdy,$$

$$F_{yx} = \int_0^\infty\int_0^\infty (e_{0y}V_{qz}e_{1x})dxdy \Big/ \int_0^\infty\int_0^\infty |e_{0y}|^2 dxdt,$$

$$F_{yy} = \int_0^\infty\int_0^\infty (e_{1y}V_{qz}e_{0y})dxdy \Big/ \int_0^\infty\int_0^\infty |e_{0y}|^2 dxdy. \qquad (7)$$

Волнистая линия над $\tilde{F}_{ij}$ означает замену $e_{0x} \to e_{1x}$, $e_{0y} \to e_{1y}$ в знаменателях выражений (7). Для расчета интегралов перекрытия использовалась цилиндрическая система координат. При этом в выражениях (7) следует выполнить замену $dxdy$ на $rdrd\theta$, где $0 \leqslant r \leqslant \infty$, $0 \leqslant \theta \leqslant 2\pi$ [10].

В случае возбуждения продольной акустической моды L_{01} цилиндрического волновода компоненты тензора деформации в цилиндрической системе координат $r\theta z$ удовлетворяют соотношениям [2] $|U_{zz}| \gg |U_{\theta\theta}|$, $|U_{rr}|$, $|U_{r\theta}|$. С использованием результатов работ [2,3] несложно показать, что $U_{zz} = C_g V_{zz}\sqrt{(2I_a/\sigma C_g^3)}/v_e$ (C_g, v_e — групповая и фазовая скорости продольной УЗ волны, I_a — интенсивность ультразвука, σ — плотность материала звукопровода). Функция пространственного распределения упругих деформаций $V_{zz} = J_0(\xi r)$, где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, $\xi = \left[(\Omega/v_e)^2 - K^2\right]^{1/2}$.

Рассмотрим АО взаимодействие линейно поляризованных двукратно вырожденных LP_{0m}- и $LP_{0m'}$-мод волоконного световода. Для эффективного взаимодействия волоконной моды LP_{0m} с радиальным распределением $R_m(r)$ и моды $LP_{0m'}$ с распределением $R_{m'}(r)$ частота ультразвука должна удовлетворять условию $f \approx v_e(\sqrt{\bar{\varepsilon}_0}-\sqrt{\bar{\varepsilon}_1})/\lambda_0$. Для ВС с радиусом сердцевины a_0 функции пространственного распределения даются соотношениями [7,8]

$$R_{m,m'} = \begin{cases} J_0(\chi_{0,1} r)/J_0(\chi_{0,1} a_0) & \text{при } r \leqslant a_0, \\ K_0(\gamma_{0,1} r)/K_0(\gamma_{0,1} a_0) & \text{при } r > a_0, \end{cases}$$

где $\chi_{0,1} = (2\pi/\lambda_0)(n_1^2 - N_{0,1}^2)^{1/2}$, $\gamma_{0,1} = (2\pi/\lambda_0)(N_{0,1}^2 - n_2^2)^{1/2}$, причем $N_0 \approx N_{0x} \approx N_{0y}$, $N_1 \approx N_{1x} \approx N_{1y}$.

В дальнейшем считается, что внешнее электрическое поле E^0 направлено вдоль оси волокна Z. Для такой геометрии электрооптической эффект оказывает существенное влияние на процесс АО дифракции, причем в системе уравнений (6) следует положить $\Delta_1^e = \Delta_2^e = \tilde{\Delta}_1^e = \tilde{\Delta}_2^e = \Delta = -\pi(\bar{\varepsilon}_0)^{3/2} r_{41}|E^0|/\lambda_0$, $\Delta_1^{ae} = \Delta_2^{ae} = \tilde{\Delta}_1^{ae} = \tilde{\Delta}_2^{ae} = 0$.

Для решения системы уравнений (6) воспользуемся матричным методом [12] и учтем малую структурную анизотропию волокна, т.е. положим $N_{0x} \approx N_{0y}$, $N_{1x} \approx N_{1y}$. Граничные условия на входной границе ($z = 0$) области АО взаимодействия имеют вид $A_0(z = 0) = A_x$, $B_0(z = 0) = A_y$, $A_1(z = 0) = B_1(z = 0) = 0$, где A_x и A_y — комплексные амплитуды падающей световой волны для X- и Y-составляющей соответственно. В результате для векторной амплитуды E_1 дифрагированной моды на выходной грани ($z = l$) области АО взаимодействия получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 = i\Big\{(R\sin a_1 l + \tilde{R}\sin a_2 l)A_x - [Q(\cos a_1 l - \cos a_2 l) - \\ - iN(\cos a_1 l - \cos a_2 l)]A_y\Big\}\mathbf{e}_2 + i\Big\{(R\sin a_1 l + \tilde{R}\sin a_2 l)A_y + \\ + [Q(\cos a_1 l - \cos a_2 l) - iN(\cos a_1 l - \cos a_2 l)]A_x\Big\}\mathbf{e}_1, \end{aligned} \tag{8}$$

где

$$R = \frac{\varkappa\left(\varkappa^2 + 3\Delta^2 + 3\rho^2 - a_2^2\right)}{a_1\left(a_1^2 - a_2^2\right)}, \qquad Q = \frac{2\rho\varkappa}{a_1^2 - a_2^2}, \qquad N = \frac{2\varkappa\Delta}{a_1^2 - a_2^2},$$

$a_{1,2} = \left\{\left(\rho^2 + \Delta^2 + \varkappa^2\right) \pm 2\varkappa\rho\right\}^{1/2}$, причем $A_x = A\sin\psi$, $A_y = A\cos\psi$ (A — амплитуда падающей волны; ψ — азимут поляризации падающего света, отсчитываемый от оси X); ρ — удельное вращение материала волокна; $\varkappa = -(2\pi\bar{\varepsilon}_0^{3/2} P_{12} C_g F/\lambda_0 v_e)\sqrt{(2I_a/\sigma C_g^3)}$, где P_{12} — фотоупругая постоянная, $F = \left(\int\limits_0^\infty rJ_0(\xi r)R_m R_{m'}\,dr\right)\left(\int\limits_0^\infty rR_m^2\,dr\right)^{-1}$; волнистая линия сверху в выражении для R соответствует замене $a_1 \to a_2$.

Поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного света несложно рассчитать с помощью выражения (8). При этом эффективность дифракции η_1, азимут поляризации ψ_1 и эллиптичность τ_1 даются соотношениями $\eta_1 = |\mathbf{E}_1|^2/|A|^2$, $\psi_1 = (1/2)\,\mathrm{arctg}\left[2\,\mathrm{Re}(\varkappa)/\left(1 - |\varkappa|^2\right)\right]$, $\tau_1 = \mathrm{tg}\left\{(1/2)\arcsin\left[2\,\mathrm{Im}(\varkappa)/\left(1 + |\varkappa|^2\right)\right]\right\}$, где $\varkappa = (\mathbf{E}_1\mathbf{e}_x)/(\mathbf{E}_1\mathbf{e}_y)$.

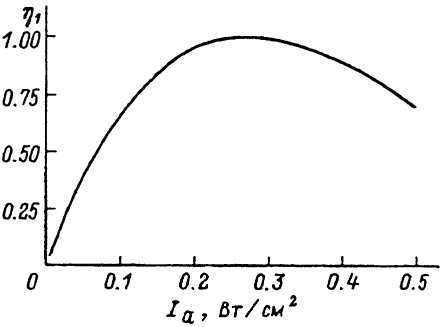

Рис. 1. Зависимость эффективности дифракции η_1 от интенсивности акустической волны I_a при изменении внешнего электрического поля E^0 от нуля до 10 кВ/см (длина взаимодействия $l = 3$ см).

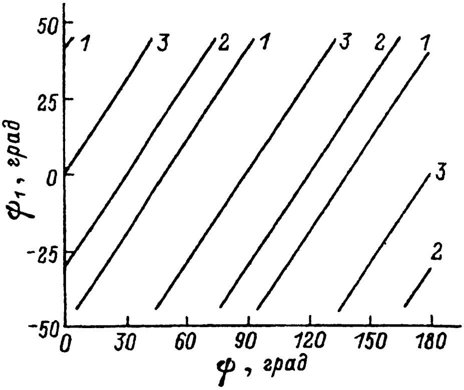

Рис. 2. Зависимость азимута поляризации ψ_1 дифрагированного света от азимута поляризации ψ падающего света при различных значениях напряженности внешнего электрического поля.

1 — $E = 0$, *2* — 3, *3* — 5 кВ/см.

Численные расчеты проводились для ВС из германата висмута, для которого $P_{12} = 0.1$, $\rho = 22$ град/мм, $n_1 = 2.55$, $\Delta = 4\cdot10^{-3}$, $\sigma = 9.22$ г/см^3. Предполагалось, что на входе ВС формировалась мода LP_{01}, которая эффективно взаимодействует с модой LP_{02} на частоте УЗ волны $f = 3.5$ МГц.

На рис. 1 представлена зависимость эффективности АО взаимодействия η_1 от интенсивности УЗ волны I_a при различных значениях напряженности внешнего электрического поля E^0. Расчеты показывают, что изменение поля E^0 от нуля до 10 кВ/см не влияет на эффективность коллинеарной брэгговской дифракции. Это связано с отсутствием анизотропии акустоэлектрооптического взаимодействия для ВС круглого поперечного сечения из оптически изотропного материала.

Зависимость азимута поляризации дифрагированного света ψ_1 от азимута поляризации падающего света ψ приведена на рис. 2. При этом длина взаимодействия l и интенсивность ультразвука I_a соответствовали максимальной перекачке энергии из нулевого порядка ди-

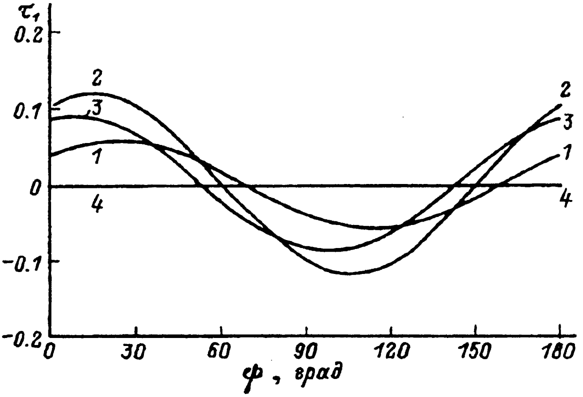

Рис. 3. Зависимость эллиптичности τ_1 дифрагированного света от азимута поляризации ψ падающего при различных напряженностях управляющего электрического поля.

1 — $E = 1$, *2* — 3, *3* — 4, *4* — 5 кВ/см.

фракции в первый. Видно, что включение внешнего электрического поля значительно изменяет ориентацию эллипса поляризации дифрагированного света.

На рис. 3 представлена зависимость эллиптичности τ_1 дифрагированного света от азимута ψ при различных значениях управляющего поля E^0. Видно, что максимальное значение $|\tau| \leqslant 0.12$; с увеличением внешнего электрического поля эллиптичность вначале возрастает, затем уменьшается и при $E^0 \geqslant 5$ кВ/см становиться равной нулю для произвольного азимута ψ.

Таким образом, эффективность коллинеарной акустооптической дифракции в гиротропных волоконных световодах практически не зависит от внешнего управляющего поля, однако поляризационные характеристики (азимут ψ_1 и эллиптичность τ_1) дифрагированной моды испытывают существенные изменения. Полученные результаты могут быть использованы при создании гибридных волоконно-оптических устойств, совмещающих в себе функции акустооптического модулятора и электрооптического переключателя ориентации плоскости поляризации.

Авторы признательны В.Н. Белому за полезное обсуждение работы. Настоящая работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь.

Список литературы

[1] *Гуляев Ю.В., Меш М.Я., Проклов В.В.* Модуляционные эффекты в волоконных световодах и их применение. М., 1991. 151 с.
[2] *Fertin E., Legonbin S., Donay M.* // Electron. Lett. 1991. Vol. 27. N 20. P. 1836–1837.
[3] *Zgong H., Yjn Y., Quon N.* // Chin. Ceram. Soc. 1991. Vol. 19. P. 151.
[4] *Гаричев В.П., Кривошлыков С.Г., Ян Н.У.* // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 8. С. 1066–1070.
[5] *Karpman V.I.* // Physics Lett. 1991. Vol. 154. N 5–6. P. 230-237.
[6] *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. М., 1980. 303 с.
[7] *Snyder A.W., Young W.R.* // J. Opt. Soc. Am. 1978. Vol. 68. N 3. P. 297–309.
[8] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М., 1987. 656 с.
[9] *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск, 1976. 456 с.
[10] Введение в интегральную оптику / Под ред. М. Барноски. М., 1977. 367 с.
[11] *Vachss F., Hesselnik L.* // J. Opt. Soc. Am. 1987. Vol. 4. N 2. P. 325–329.
[12] *Гантмахер Ф.Р.* Теория матриц. М., 1988. 552 с.