

Г.В. Кулак¹, Г.В. Крох¹, Г.С. Митюрин², П.И. Ропот³

¹УО «Мозырский государственный педагогический университет имени И.П.Шамякина», Мозырь, Беларусь,

²УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь,

³ГНУ «Институт физики имени Б.И.Степанова» НАН Беларуси, Минск, Беларусь

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОЛИХРОМАТИЧЕСКИХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ

Введение

Многие лазерные источники, например, СО₂-лазеры [1], инжекционные лазеры [2] при определенных условиях генерируют частично поляризованное излучение (ЧПИ), степень поляризации которого существенно зависит от анизотропии резонатора, его поляризационной селективности, свойств и состояния активной среды. В одноосных кристаллах реализуется широкоапертурная геометрия взаимодействия света и ультразвука [3], применяемая для создания неколлинеарных акустооптических (АО) фильтров. В этих целях в акустооптике при работе в дальнем инфракрасном диапазоне спектра применяют кубический кристалл германия (Ge) [4]. В работе [5] особенности АО дифракции квазимонохроматического ЧПИ исследованы на основе формализма матрицы Мюллера.

Теоретические результаты и обсуждение

В настоящей работе рассмотрены особенности брэгговской АО дифракции частично поляризованных полихроматических световых пучков на ультразвуковых (УЗ) волнах в кристаллах парателлурита и германия на основе иного формализма: с использованием матрицы когерентности. При численных расчетах предполагалось, что распределение интенсивности падающего полихроматического излучения имеет гауссову форму $I(\lambda) = \exp\left[-4 \ln 2 (\lambda - \lambda_0)^2 / \Delta\lambda_0^2\right]$, где $\Delta\lambda_0$ – полная ширина распределения интенсивности по уровню 0,5 от её максимального значения; λ_0 – центральная длина волны в распределении $I(\lambda)$. Такое распределение интенсивности излучения может быть характерно, например, для полупроводникового светодиода.

Геометрическая схема АО взаимодействия представлена на рисунке 1 для кристаллов TeO_2 (фрагмент а) и Ge (фрагмент б).

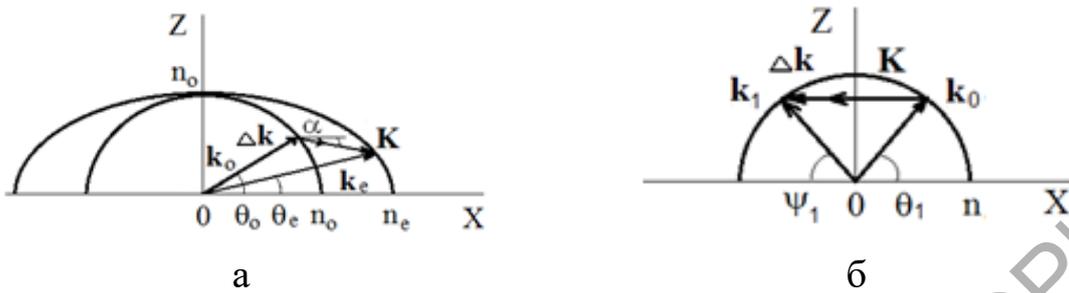


Рисунок 1 – Геометрия широкополосной брэгговской АО дифракции в одноосных кристаллах TeO_2 (а) и кубических кристаллах Ge (б)

Поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного пучка определяются элементами 2×2 -матрицы когерентности

$$J = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (L_1 J_0 L_1^+) d\lambda, \quad (1)$$

где J_0 – матрица когерентности падающего частично эллиптически поляризованного полихроматического излучения; L_1 – матрица Джонса акустооптической ячейки для дифрагированного пучка и L_1^+ – эрмитово-сопряженная с ней матрица. Матрица J_0 имеет вид

$$J_0 = \frac{1}{2} I(\lambda) \begin{pmatrix} 1 + P_0 \cos(2\psi_0) \cos 2\varepsilon_0 & \cos(2\varepsilon_0) \sin(2\psi_0) + i \sin 2\varepsilon_0 \\ \cos(2\varepsilon_0) \sin(2\psi_0) - i \sin(2\varepsilon_0) & 1 - P_0 \cos(2\psi_0) \cos 2\varepsilon_0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где P_0 – степень поляризации; ψ_0 – угол между направлением преимущественной поляризации падающего света и плоскостью рассеяния XZ ; $\varepsilon_0 = \arctg \tau_0$ – угол эллиптичности; τ_0 – параметр эллиптичности (отношение величин малой и большой осей эллипса поляризации эллиптически поляризованной составляющей падающего света).

Элементы матрицы L_{ij} находим с учетом особенностей дифракции света, длина волны которого λ отлична от брэгговской длины волны λ_0 . Эти элементы определяются на основе выражений

$$L_{ij} = \chi_{ij} \frac{\sin l_d \sqrt{\chi_{ij}^2 + \delta(\lambda - \lambda_0)^2}}{\sqrt{\chi_{ij}^2 + \delta(\lambda - \lambda_0)^2}}, \quad (i, j = 1, 2). \quad (3)$$

где l_d – длина АО взаимодействия с учетом сноса групповой скорости УЗ волны относительно фазовой [3]; постоянные связи (χ_{ij}) находятся из соотношений

$$\chi_{ij} = \left(\frac{\pi n_{эф}^3 \Delta b_{ij} g_m}{\lambda_0 \sin \theta_1 \sin \psi_1} \right) \sqrt{\frac{2P_a}{l_1 l_2 \rho v^3}},$$

где $l_1 \times l_2$ – поперечный размер УЗ пучка, $n_{эф}(\rho)$ – эффективный показатель преломления (плотность) кристалла, P_a – мощность УЗ волны, v – фазовая скорость УЗ волны, Δb_{ij} – компоненты тензора фотоупругих постоянных; g_m – параметр, учитывающий степень пространственного пересечения дифрагированных световых пучков (интеграл перекрытия, $g_m \leq 1$); $\theta_1 = \theta_o + \alpha$, $\psi_1 = \theta_e + \alpha$ – углы, дополнительные к углу дифракции.

1) АО дифракции в кристалле TeO_2 соответствует коэффициент δ , определяемый по формуле

$$\delta = \left(-\frac{2\pi n_o}{\lambda_0^2} \right) \left\{ \sqrt{[(\xi(\theta_o) - \eta)^2 + 2\eta\xi(\theta_o)(1 - \cos(\theta_o + \alpha))] - 1} \right\},$$

где

$$\xi(\theta_1) = \frac{n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta_o + n_e^2 \sin^2 \theta_o}}, \eta = \frac{\lambda_0 f}{n_o v}.$$

$\Delta b_{11} = \Delta b_{22} = 0$, $\Delta b_{12} = \Delta b_{21} = (p_{12} - p_{11}) - p_{44} \sin(2\alpha)/8$ – эффективная фотоупругая постоянная (p_{11}, p_{12}, p_{44} – фотоупругие постоянные [4]); α – угол ориентации волнового вектора ультразвука по отношению к оси X в полярной плоскости; n_o (n_e) – показатели преломления кристалла для обыкновенной (необыкновенной) световых волн; f – частота УЗ волны.

2) АО дифракции в кристалле Ge соответствует следующее выражение для коэффициента δ :

$$\delta = \left(\frac{\pi f^2}{n v^2} \right),$$

где $n_{эф} = n$ – показатель преломления кристалла; $\Delta b_{11} = p_{11}, \Delta b_{22} = p_{12}, \Delta b_{12} = \Delta b_{21} = 0$.

Подставляя формулы (2) и (3) в (1), получим следующие выражения для элементов матрицы когерентности дифрагированного пучка:

$$\begin{aligned}
J_{11} &= \frac{1}{2} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (L_{11}^2 + L_{12}^2) I(\lambda) d\lambda - \frac{1}{2} P_0 \cos(2\varepsilon_0) \times \\
&\times \left[\cos(2\psi_0) \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (L_{12}^2 - L_{11}^2) I(\lambda) d\lambda - \sin(2\psi_0) \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (L_{12} L_{11}) I(\lambda) d\lambda \right], \\
J_{22} &= \frac{1}{2} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (L_{22}^2 + L_{12}^2) I(\lambda) d\lambda + \frac{1}{2} P_0 \cos(2\varepsilon_0) \times \\
&\times \left[\cos(2\psi_0) \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (L_{12}^2 - L_{22}^2) I(\lambda) d\lambda - \sin(2\psi_0) \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (L_{12} L_{22}) I(\lambda) d\lambda \right], \\
J_{12} &= \frac{1}{2} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} L_{12} (L_{11} + L_{22}) I(\lambda) d\lambda + \frac{1}{2} P_0 \cos(2\varepsilon_0) \cos(2\psi_0) \times \\
&\frac{1}{2} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} L_{12} (L_{11} - L_{22}) I(\lambda) d\lambda + i \frac{1}{2} P_0 \sin(2\varepsilon_0) \times \\
&\times \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} (L_{12}^2 - L_{11} L_{12}) I(\lambda) d\lambda, J_{21} = J_{12}^*.
\end{aligned} \tag{4}$$

Эффективность дифракции η и степень поляризации P дифрагированного излучения связаны с элементами матрицы (4) соотношениями:

$$\eta = \frac{1}{k} (J_{11} + J_{22}), \quad P = \left[1 - \frac{4(J_{11}J_{22} - J_{12}J_{21})}{(J_{11} + J_{22})^2} \right]^{1/2}, \tag{5}$$

где $k = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} I(\lambda) d\lambda / 2$.

С использованием полученных соотношений (1) – (5) производились численные расчеты дифракционной эффективности брэгговской дифракции излучения в диапазоне 0,4÷1,1 мкм с центральной длиной волны $\lambda_0 = 0,75$ мкм на медленной сдвиговой УЗ волне, частота которой $f = 257$ МГц, в кристалле TeO_2 ; а также излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 = 10,6$ мкм и частотой $f = 200$ МГц – в кристалле Ge .

На рисунке 2 представлена зависимость дифракционной эффективности η от мощности P_a ультразвука при различных значениях ширины спектра $\Delta\lambda$ падающего линейно поляризованного излучения.

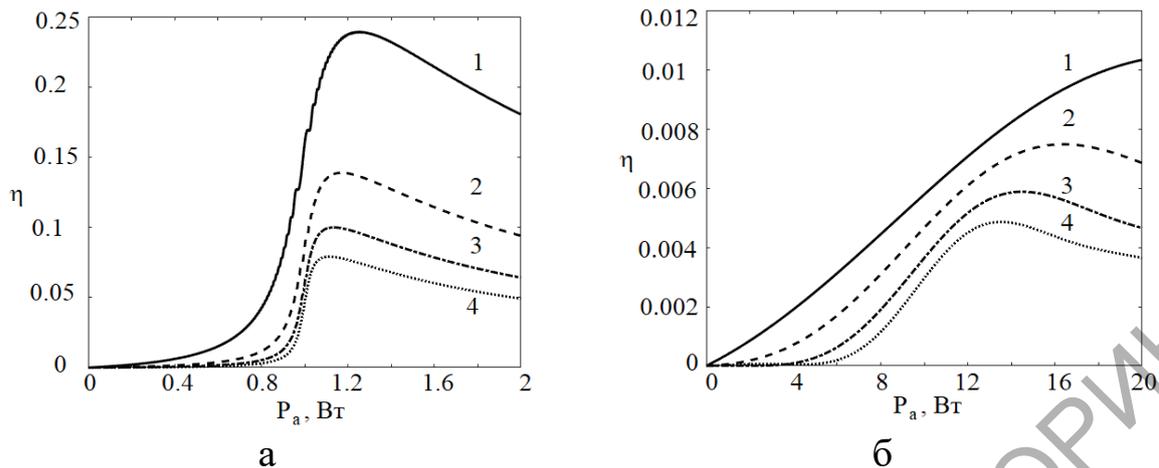


Рисунок 2 – Зависимость дифракционной эффективности η падающего линейно поляризованного полихроматического гауссова светового пучка от мощности УЗ волны P_a для падающего пучка с различной шириной спектра:

- а) $\Delta\lambda = 0,02$ (1); $0,04$ (2); $0,06$ (3) и $0,08$ мкм (4) ($\Delta\lambda_0 = 0,4$ мкм, $l_1 = 1$ см, $l_2 = 0,5$ см, $P_0 = 1$, $\psi_0 = 0$, $\varepsilon_0 = 0$, $\lambda_0 = 0,75$ мкм, $v = 719$ м/с, $g_m = 1$, $\alpha = 10^0$, TeO_2); б) $\Delta\lambda = 0,2$ (1), $0,4$ (2), $0,6$ (3) и $0,8$ мкм (4) ($\Delta\lambda_0 = 3,6$ мкм, $l_1 = 1$ см, $l_2 = 0,5$ см, $P_0 = 1$, $\psi_0 = 0$, $\varepsilon_0 = 0$, $\lambda_0 = 10,6$ мкм, $v = 4990$ м/с, $g_m = 1$, Ge)

Анализируя информацию, отображенную на рисунке 2, заметим, что с увеличением ширины спектра падающего излучения $\Delta\lambda$ эффективность дифракции уменьшается. Данный эффект объясняется уменьшением интенсивности дифрагированного света при отстройке длины волны падающего света λ от центральной λ_0 . Эффективность АО дифракции на продольной УЗ волне в кристалле германия значительно ниже, чем в кристалле парателлурита. Это обусловлено тем, что фазовая скорость медленной сдвиговой УЗ волны в кристалле парателлурита значительно меньше фазовой скорости продольной УЗ волны в кристалле германия. Как следует из выражений (5), даже если падающий свет полностью линейно поляризован ($P_0 = 1$), дифрагированный свет поляризован частично ($P < 1$).

Заключение

Таким образом, при акустооптической дифракции полихроматических световых пучков эффективность дифракции в одноосных и кубических кристаллах при увеличении ширины спектра падающего излучения уменьшается. При этом даже при полной поляризации падающего светового пучка дифрагированный пучок частично поляризован. Эти особенности акустооптической дифракции необходимо

учитывать при конструировании неколлинеарных перестраиваемых акустооптических фильтров.

Литература

1. Поляризация CO_2 лазера с анизотропным резонатором / В. П. Кабашников [и др.] // ЖПС. – 1978. – Т. 29, № 3. – С. 436–441.

2. Кандратьев, В.А. Влияние поляризации инжекционных лазеров на эффективность акустооптического взаимодействия в анизотропных кристаллах / В. А. Кандратьев, В. Н. Морозов, Ю. Н. Попов, Г. Н. Семенов // Квант. электрон. 1983. – Т. 10, № 3. – С. 638–639.

3. Спектральное пропускание широкоапертурного брэгговского акустооптического фильтра на парателлурите / В.Б. Волошинов [и др.] // ЖПС. – 1990. – Т.52, В. 2. – С. 284–289.

4. Акустические кристаллы: Справочник / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, В.В. Чирков [и др.]; под ред. М.П. Шаскольской. – М.: Наука, 1986. – 629 с.

5. Белый, В.Н. Дифракция частично поляризованного света на ультразвуке в поглощающих гиротропных кристаллах / В.Н. Белый, Г.С. Митюрин, В.В. Шепелевич, препринт Института физики АН БССР № 347. Минск. – 1984. – 32 с.

**Г.С. Митюрин¹, В.П. Велещук², С.С. Гиргель¹, Е.В. Лебедева³,
А.И. Власенко², С.Н. Левицкий²**

¹УО «Гомельский государственный университет
имени Ф. Скорины», Гомель, Беларусь

²Институт физики полупроводников имени В.Е. Лашкарева
НАН Украины, Киев, Украина

³УО «Белорусский торгово-экономический университет
потребительской кооперации», Гомель, Беларусь

ФОТОТЕРМОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КУММЕР-ГАУССОВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЕНСОРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ CdTe

Лазерное фототермоакустическое (ФТА) формирование сенсорных структур на основе CdTe с высоким энергетическим разрешением гамма-излучения является одной из актуальных задач систем радиа-