

УДК 534.535

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОР НА БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКАХ

Г.В. Кулак<sup>1</sup>, П.И. Ропот<sup>2</sup>, А.Р. Бестугин<sup>3</sup>, О.В. Шакин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина

<sup>2</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск

<sup>3</sup>Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург

## ACOUSTO-OPTICAL SPECTRUM ANALYZER BASED ON BESSEL LIGHT BEAMS

G.V. Kulak<sup>1</sup>, P.I. Ropot<sup>2</sup>, A.R. Bestugin<sup>3</sup>, O.V. Shakin<sup>3</sup>

<sup>1</sup>I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University

<sup>2</sup>B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk

<sup>3</sup>State University of Aerospace Instrumentation, Saint Petersburg

Теоретически исследованы особенности неколлинеарной акустооптической дифракции квазибездифракционных беселевых световых пучков в одноосных кристаллах для создания спектроанализаторов радиочастотных сигналов. Найдено выражение для эффективности дифракции в зависимости от параметров взаимодействующих беселевых пучков  $o$ - и  $e$ -типа, а также от значений интегралов перекрытия и частотной расстройки брэгговского синхронизма. Показано, что в условиях отсутствия точного поперечного фазового синхронизма дифрагированных беселевых световых пучков частотное разрешение акустооптического спектроанализатора составляет  $\sim 3,5$  кГц.

**Ключевые слова:** неколлинеарное акустооптическое взаимодействие, беселевы световые пучки, акустооптический спектроанализатор, одноосный кристалл, эффективность дифракции, частотное разрешение.

The features of non-collinear acousto-optical diffraction of quasi-diffraction Bessel light beams in uniaxial crystals for creating radio frequency signal spectro-analyzers are theoretically investigated. An expression is found for the diffraction efficiency depending on the parameters of interacting Bessel beams of  $o$ - and  $e$ -type, as well as on the values of the overlap integrals and the frequency detuning of the Bragg synchronism. It is shown that the frequency resolution of the acousto-optical spectrum analyzer is  $\sim 3.5$  kHz in the absence of accurate transverse phase synchronism of diffracted Bessel light beams.

**Keywords:** non-collinear acousto-optical interaction, Bessel light beams, acousto-optical spectrum analyzer, uniaxial crystal, diffraction efficiency, frequency resolution.

### Введение

В одноосных кристаллах реализуется широкоапертурная геометрия взаимодействия света и ультразвука [1]–[4]. При этом плоскость акустооптического (АО) взаимодействия проходит через оптическую ось, а волновой вектор ультразвуковой ( $УЗ$ ) волны составляет с перпендикуляром к оптической оси некоторый угол  $\alpha \neq 0$ . АО дифракция световых волн в плосковолновом приближении, а также гауссовых световых пучков довольно хорошо изучена [1]. В настоящее время для целей оптической обработки информации большой интерес представляют беселевы световые пучки (БСП), распространяющиеся в одноосных кристаллах [5], [6]. Для ряда важных применений значительный интерес представляют процессы неколлинеарного АО взаимодействия света и ультразвука в анизотропных средах [7], [8]. В частности, такие особенности АО взаимодействия перспективны для создания неколлинеарных перестраиваемых АО фильтров [2]–[4] и спектроанализаторов радиосигналов [9], [10].

В настоящей работе с использованием метода интегралов перекрытия рассмотрена АО

дифракция беселевых световых пучков высоких порядков в заданном диапазоне спектра ультразвукового сигнала при неколлинеарном АО взаимодействии в кристаллах парателлурита ( $TeO_2$ ) на медленной сдвиговой  $УЗ$  волне, распространяющейся под малым углом  $\alpha$  к оси [110]. Такая геометрия неколлинеарного АО взаимодействия является наиболее эффективной и реализуется когда на диаграмме волновых векторов падающего и дифрагированного света касательные к волновым поверхностям параллельны (рисунок 0.1).

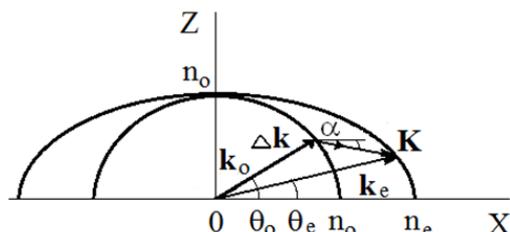


Рисунок 0.1 – Диаграмма волновых векторов падающего и дифрагированного света при заданной частоте ( $f$ ) ультразвука и длине волны ( $\lambda$ ) света

Параллельность касательных к поверхностям волновых векторов означает, что векторы групповых скоростей падающего и дифрагированного света коллинеарны. При этом отсутствует апертурный эффект, то есть два пучка света ортогональной поляризации до выхода из кристалла не испытывают пространственного разделения. Такая геометрия АО взаимодействия обеспечивает условие того, что, при заданной частоте ультразвука и длине волны света, условия брэгговского синхронизма автоматически выполняются в некотором диапазоне  $\Delta\theta$ . углов падения света  $\theta_i$  [2], [3]. При этом следует учитывать, что, вследствие значительного сноса энергии акустической волны под углом  $\Delta$  относительно нормали к пьезопреобразователю, длина АО взаимодействия  $l_d$  в плоскости дифракции  $XZ$  дается выражением [3]:

$$l_d = l_1 [1 - \cos(\Delta) / \sin(\Delta + \alpha + \theta_o)].$$

Здесь  $l_1$  – размер пьезопреобразователя в плоскости АО взаимодействия  $XZ$ ,  $\theta_o$  – угол падения света по отношению к оси  $X$ , причем угол сноса  $\Delta$  УЗ пучка дается соотношением:

$$\Delta = \arctg \left\{ \left[ c_{44} - \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \right] \frac{\sin 2\alpha}{2} \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha \right] \right\},$$

где  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ ,  $c_{44}$  – коэффициенты упругости кристалла.

Кроме обычного продольного фазового согласования, БСП должны удовлетворять условиям поперечного фазового согласования [5], [6]. Такое согласование связано с тем, что БСП с различными углами конусности имеют различную пространственную структуру и, как следствие, различные величины интегралов перекрытия дифрагированных пучков. При этом вычисление интегралов перекрытия ( $g_m$ ) позволяет найти их максимальные значения в условиях поперечного синхронизма.

### 1 Теоретические результаты и обсуждение

Рассмотрим геометрию АО взаимодействия, при которой УЗ волна распространяется в кристалле  $\text{TeO}_2$  в направлении оси  $X$  и занимает пространство между плоскостями  $z = 0$  и  $z = l$ . Будем считать, что падающая волна в одноосном кристалле имеет обыкновенную «о» поляризацию и является бесселевым световым пучком  $o$ -типа [7], [8]. В свою очередь, дифрагированная волна имеет необыкновенную «е» поляризацию и является бесселевым пучком  $e$ -типа (рисунок 1.1). Ось падающего БСП  $o$ -типа расположена в плоскости  $XZ$  под углом  $\theta_o$  к оси  $X$  [110]. При этом реализуются условия пространственного  $\vec{k}_o \pm \vec{K} = \vec{k}_e + \Delta\vec{k}$  и временного  $\omega \pm \Omega = \omega_d$  синхронизма, где  $\vec{k}_o$  ( $\vec{k}_e$ ) – волновой вектор бесселева

пучка  $o$ -типа ( $e$ -типа),  $\vec{K}$  – волновой вектор УЗ волны,  $\Delta\vec{k}$  – расстройка фазового синхронизма (продольное фазовое рассогласование). Система уравнений связанных волн для амплитуд падающего ( $A_o$ ) пучка  $o$ -типа и дифрагированного ( $A_e$ ) пучка  $e$ -типа имеет вид [1]:

$$\frac{dA_o}{dz} = -i \frac{k^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} (\vec{e}_o^* \Delta \hat{\epsilon} \vec{e}_e) \rho d\varphi d\rho}{2k_{oz} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} |\vec{e}_o|^2 \rho d\varphi d\rho} A_e e^{-i\Delta k_z z}, \\ \frac{dA_e}{dz} = -i \frac{k^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} (\vec{e}_e^* \Delta \hat{\epsilon} \vec{e}_o) \rho d\varphi d\rho}{2k_{ez} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} |\vec{e}_e|^2 \rho d\varphi d\rho} A_o e^{i\Delta k_z z}, \quad (1.1)$$

где звездочка «\*» означает комплексное сопряжение. В уравнениях (1.1) вектор-функции поляризации падающего бесселева пучка  $o$ -типа и дифрагированного пучка  $e$ -типа даются следующими выражениями [11]:

$$\vec{e}_o = e_{o1} \vec{e}_1 + e_{o2} \vec{e}_2 + e_{o3} \vec{e}_3, \quad (1.2) \\ \vec{e}_e = e_{e1} \vec{e}_1 + e_{e2} \vec{e}_2 + e_{e3} \vec{e}_3, \\ e_{o1} = iq_{o\perp} \cos \theta'_o \times \\ \times \left( \frac{J_{m-1}(q_{o\perp} \rho) e^{-i\varphi} + J_{m+1}(q_{o\perp} \rho) e^{i\varphi}}{2} \right) + \\ + iq_{o\parallel} \sin \theta'_o J_m(q_{o\perp} \rho), \\ e_{o2} = q_{o\perp} \cos \theta'_o \times \\ \times \left( \frac{J_{m-1}(q_{o\perp} \rho) e^{-i\varphi} - J_{m+1}(q_{o\perp} \rho) e^{i\varphi}}{2\sqrt{1+a^4 \text{tg}^4 \theta'_o}} \right) + \\ + q_{o\perp} \sin^2 \theta'_o \left( \frac{J_{m+1}(q_{o\perp} \rho) e^{i\varphi} - J_{m-1}(q_{o\perp} \rho) e^{-i\varphi}}{2} \right), \\ e_{o3} = q_{o\perp} \cos \theta'_o \times \\ \times \frac{(J_{m-1}(q_{o\perp} \rho) e^{-i\varphi} - J_{m+1}(q_{o\perp} \rho) e^{i\varphi}) a^2 \text{tg} \theta'_o}{2\sqrt{1+a^4 \text{tg}^4 \theta'_o}} + \\ + q_{o\perp} \sin 2\theta'_o \left( \frac{J_{m+1}(q_{o\perp} \rho) e^{i\varphi} - J_{m-1}(q_{o\perp} \rho) e^{-i\varphi}}{4} \right), \\ e_{e1} = k^{-1} n_o^{-2} n_e^{-2} \left\{ a q_{e\perp}^2 \sin^2 \theta'_e \times \right. \\ \times \left( \frac{J_{m-2}(q_{e\perp} \rho) e^{-i2\varphi'} - J_{m+2}(q_{e\perp} \rho) e^{i2\varphi'}}{4} \right) + \\ \left. + a q_{e\perp} q_{e\parallel} \cos \theta'_e \left( \frac{J_{m+1}(q_{e\perp} \rho) e^{i\varphi'} - J_{m-1}(q_{e\perp} \rho) e^{-i\varphi'}}{2} \right) \right\}, \\ e_{e2} = ik^{-1} n_o^{-2} n_e^{-2} \left\{ a q_{e\perp}^2 \sin 2\theta'_e \times \right. \\ \times \left( \frac{J_{m+2}(q_{e\perp} \rho) e^{i2\varphi'} + J_{m-2}(q_{e\perp} \rho) e^{-i2\varphi'}}{4} \right) -$$

$$\begin{aligned}
 & -aq_{e\perp}q_{e\parallel}\cos 2\theta'_e\left(\frac{J_{m-1}(q_{e\perp}\rho)e^{-i\varphi'}+J_{m+1}(q_{e\perp}\rho)e^{-i\varphi'}}{2}\right)- \\
 & -a\left(k^2-\frac{3q_{e\perp}^2}{2}\right)\sin 2\theta'_e J_m(q_{e\perp}\rho)\left\{ \right. \\
 & \left. e_{e3}=ik^{-1}n_o^{-4}\left\{-q_{e\perp}^2\sin 2\theta'_e\times\right.\right. \\
 & \left.\left.\times\left(\frac{J_{m+2}(q_{e\perp}\rho)e^{i2\varphi'}+J_{m-2}(q_{e\perp}\rho)e^{-i2\varphi'}}{4}\right)+\right.\right. \\
 & \left.\left.+q_{e\perp}q_{e\parallel}\sin 2\theta'_e\left(\frac{J_{m-1}(q_{e\perp}\rho)e^{-i\varphi'}+J_{m+1}(q_{e\perp}\rho)e^{-i\varphi'}}{2}\right)+\right.\right. \\
 & \left.\left.+q_{e\perp}^2(1+\cos^2\theta'_e+q_{e\parallel}^2\sin^2\theta'_e)J_m(q_{e\perp}\rho)\right\}.
 \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения:  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$  – единичные векторы в кристаллографической системе координат  $X_1, X_2, X_3$ ;  $\rho, \varphi$  – цилиндрические координаты БСП,  $\varphi' = \arctg[atg(\varphi)]$ ,  $a = n_o / n_e$ ;  $n_o (n_e)$  – обыкновенный (необыкновенный) показатель преломления кристалла;  $q_{o\perp, e\perp} = k_{o, e} \sin \gamma_{o, e}$ ,  $q_{o\parallel, e\parallel} = \sqrt{k_{o, e}^2 - q_{o\perp, e\perp}^2}$ , причем  $\gamma_{o, e}$  – параметр конусности БСП;  $\theta'_o = 90^\circ - \theta_o$ ;  $\theta'_e = 90^\circ - \arctg[atg(\theta_e)]$ ;  $\Delta\hat{\epsilon}$  – изменение тензора диэлектрической проницаемости, индуцированное ультразвуковой волной.

Из (1.2) следует, что падающий и дифрагированный пучки соответственно  $o$ - и  $e$ -типа обладают сложной неоднородной по сечению пучка поляризационной структурой [11]. При этом векторы поляризации  $\vec{e}_o$  и  $\vec{e}_e$  моды бesselева пучка порядка  $m$  зависят от функций Бесселя пяти порядков  $J_m, J_{m\pm 1}, J_{m\pm 2}$ . Здесь, по определению, бesselев пучок порядка  $m$  имеет общий фазовый множитель  $e^{i(mz+k_z z - \omega t)}$ , то есть распространяется в кристалле с фазовой скоростью  $\omega / k_z$  без изменения пространственного распределения поперечной составляющей.

Решение системы уравнений связанных волн (1.1) ищем с использованием следующих граничных условий:  $A_o(z=0) = A$ ,  $A_e(z=0) = 0$ . Тогда эффективность дифракции имеет вид [1], [7], [8]:

$$\eta = \frac{\chi^2 \sin^2 \left[ l_d \sqrt{\chi^2 + (\Delta k_z / 2)^2} \right]}{\chi^2 + (\Delta k_z / 2)^2}, \quad (1.3)$$

где

$$\begin{aligned}
 \chi &= \frac{\pi n_o^4 g_m P_{\varphi\phi}}{2n\lambda_0 \sin(\theta_o + \alpha) \sin(\theta_e + \alpha)} \sqrt{\frac{2P_a}{l_1 l_2 \sigma \nu^3}}, \\
 \Delta k_z &= \left( -\frac{2\pi n_o}{\lambda_0 f_0} \right) \times
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \left( \sqrt{(\xi(\theta_o) - \eta_0)^2 + 2\eta_0 \xi(\theta_o)(1 - \cos(\theta_o + \alpha))} - 1 \right) \Delta f, \\
 \xi(\theta_o) &= \frac{n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta_o + n_e^2 \sin^2 \theta_o}}, \quad \eta_0 = \frac{\lambda_0 f_0}{n_o \nu},
 \end{aligned}$$

причем  $\lambda_0$  – центральная длина световой волны,  $\Delta f$  – отклонение частоты УЗ от центральной,  $f_0$  – центральная частота УЗ волны,  $\nu$  – фазовая скорость сдвиговой УЗ волны;

$$P_{\varphi\phi} = \left[ (P_{12} - P_{11}) - P_{44} \frac{\sin(2\alpha)}{8} \right]$$

( $P_{11}, P_{12}, P_{44}$  – фотоупругие постоянные,  $\sigma$  – плотность кристалла,  $\nu$  – фазовая скорость УЗ волны,  $n = (n_o + n_e) / 2$ ,  $P_a$  – мощность УЗ волны,  $l_1$  – длина пьезопреобразователя вдоль оси  $X$  [110],  $l_2$  – ширина пьезопреобразователя). При решении системы уравнений (1.1) находят комплексную амплитуду дифрагированной волны  $A_e$ . Тогда в качестве коэффициента дифференциального уравнения относительно  $A_e$  получаем интеграл перекрытия  $g_m$  дифрагированной волны вида [см. напр. 8]:

$$g_m = \frac{\left| \int_0^{2\pi R_B} \int_0^{2\pi R_B} (\vec{e}_o^* \vec{e}_e) \rho d\varphi d\rho \right|}{\sqrt{\int_0^{2\pi R_B} \int_0^{2\pi R_B} |\vec{e}_e|^2 \rho d\varphi d\rho} \sqrt{\int_0^{2\pi R_B} \int_0^{2\pi R_B} |\vec{e}_o|^2 \rho d\varphi d\rho}}, \quad (1.4)$$

где  $R_B$  – радиус БСП.

С использованием соотношений (1.3)–(1.4) рассмотрим физические характеристики АО дифракции с целью создания акустооптического спектроанализатора (АОСПА) на БСП. Для исследованной геометрии АО взаимодействия центральная частота УЗ волны полагалась  $f_0 = 159$  МГц, длина волны света  $\lambda_0 = 0,63$  мкм. Для данной длины волны света показатели преломления кристалла  $\text{TeO}_2$  соответственно равны:  $n_o = 2,26$ ,  $n_e = 2,41$  [12]. Для пьезопреобразователя размером  $l_1 = 1$  см,  $l_2 = 0,5$  см максимальная эффективность дифракции ( $\eta = 1$ ) достигается в условиях продольного и поперечного синхронизма при УЗ мощности  $P_a = 23$  мВт.

Зависимости эффективности дифракции  $\eta$  от ширины спектра  $\Delta f$  АОСПА для центральной частоты ультразвука  $f_0 = 159$  МГц, длины волны света  $\lambda_0 = 0,63$  мкм представлены на рисунке 1.1.

Частотное разрешение спектроанализатора ( $\Delta f_a$ ) АОСПА рассчитывалось по достижению эффективности дифракции  $\eta$  нулевого значения ( $\eta = 0$ ). Рассматривался случай полного поперечного синхронизма дифрагированных БСП ( $q_n = 0$ ) и отсутствия поперечного фазового синхронизма ( $q_n \neq 0$ ). В обоих случаях параметр фазовой отстройки ( $q_n$ ) и порядок БСП ( $m$ ) подбирались так, чтобы эффективность дифракции достигала максимального значения на центральной частоте ультразвука  $f_0$ . Как следует из

рисунка 1.1, а), разрешающая способность АОСПА в условиях поперечного синхронизма составила  $\Delta f_a = 210$  кГц. Значительное улучшение разрешающей способности АОСПА достигается для тех же порядков БСП при условии нарушения поперечного синхронизма (рисунок 1.1, б). При этом частотное разрешение составляет  $\Delta f_a = 3,52$  кГц. Данный физический эффект объясняется сложным пространственным распределением дифрагированных БСП в одноосных кристаллах [8], [10] и возможностью изменения интеграла перекрытия за счет варьирования параметров конусности дифрагированных БСП.

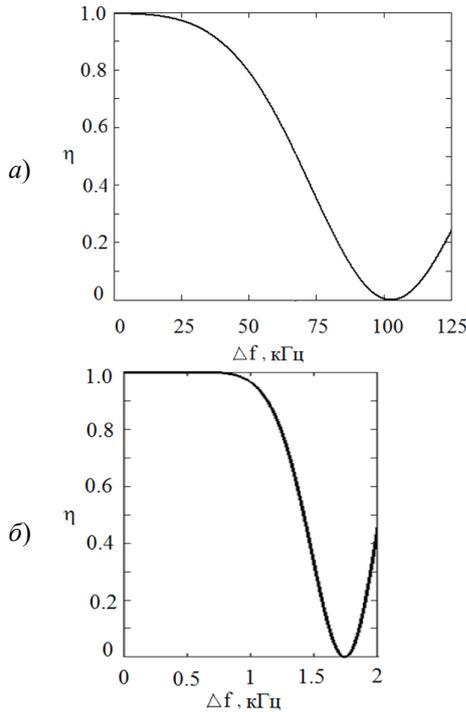


Рисунок 1.1 – Зависимость эффективности дифракции  $\eta$  от ширины УЗ спектра  $\Delta f$

а) при условии поперечного синхронизма для различных порядков БСП  $m = 0 \div 3$ ;

б) при отсутствии поперечного синхронизма ( $q_n \neq 0$ ) для различных порядков БСП:

$m = 0, q_n = 6; m = 1, q_n = 0,98; m = 2, q_n = 0,5;$

$m = 3, q_n = 0,39$  (кристалл  $\text{TeO}_2$ ;  $\alpha = 10^\circ$ ;

$\gamma_o = \gamma_e = 0,5^\circ, R_B = 6$  мм,  $P_a = 23$  мВт,  $f = 159$  МГц,

$l_1 = 1$  см,  $l_2 = 0,5$  см,  $\lambda_0 = 0,63$  мкм)

В условиях продольного и поперечного синхронизма наряду с рассмотренной разрешающей способностью, обусловленной селективными свойствами брэгговской дифракции, имеет место ее уменьшение, связанное с уширением ультразвукового и светового пучков [1], [2]. Расчет данных ширин спектра для ультразвукового ( $\Delta f_s$ ) и светового ( $\Delta f_L$ ) пучков достигается с использованием соотношений [1]:

$$\Delta f_{s,L} = 0,8 f_0 \varphi_{s,L} \text{tg} \theta_o,$$

где  $\varphi_s$  – расходимость УЗ пучка,  $\varphi_L$  – расходимость светового пучка. Таким образом, общее частотное разрешение составляет:

$$\Delta f_{ob} = \Delta f_a + \Delta f_s + \Delta f_L.$$

Следует отметить, что для квазибездифракционных БСП выполняются естественные соотношения:  $\Delta f_L \ll \Delta f_a, \Delta f_L \ll \Delta f_s$ . В таком случае, использование БСП для АОСПА является предпочтительным, например, чем гауссовых пучков [1]. Положив, к примеру,  $\Delta f_s = 25,2$  кГц,  $\Delta f_L = 2,52$  кГц получим, что  $\Delta f_{ob} = 239,48$  кГц при  $q_n = 0$  и  $\Delta f_{ob} = 33$  кГц при  $q_n \neq 0$  (рисунок 1.2). Число разрешимых положений АОСПА дается соотношением:  $N_f = \delta f / \Delta f_{ob}$ , где  $\delta f$  – ширина исследуемого диапазона спектра УЗ сигнала [1].

## 2 Экспериментальная схема АО спектроанализатора

На рисунке 2.1 представлена схема АОСПА с пространственным интегрированием [12].

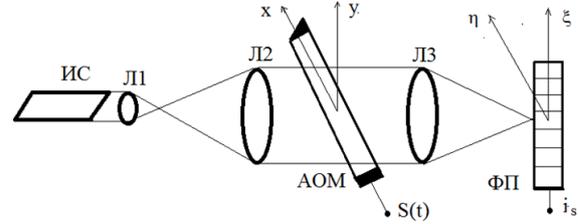


Рисунок 2.1 – Схема АОСПА с пространственным интегрированием (ИС – источник света, Л1, Л2, Л3 – сферические линзы, АОМ – акустооптический модулятор,  $S(t)$  – временная функция радиосигнала,  $F$  – фокусное расстояние линзы Л3, ФП – фотоприемник)

В соответствии со схемой, приведенной на рисунке 2.1, квадрат напряженности поля дифрагированной волны в области фотоприемника выражается соотношением [12]:

$$\begin{aligned} |E_d^{+1}|^2 &= \frac{|E_0|^2}{\lambda^2 F^2} \sin^2(\chi l_d)(2l_d)^2 (2h)^2 \times \\ &\times \left\{ \sin c \left[ k_e l_d \left( \frac{\xi}{F} - \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \right] \sin c \left( \frac{k_e}{F} h \eta \right) \right\}, \end{aligned}$$

где  $2h$  – размер апертуры АОМ вдоль оси  $Y$ ,  $E_0$  – напряженность электрического поля падающей волны;  $k_e = 2\pi / \lambda$  – волновое число дифрагированной волны, причем  $\lambda = \lambda_0 / n_e$ . Здесь полагалось, что в одночастотном режиме  $S(t) = 1$ . Тогда сигнальный ток фотоприемника находим из соотношения [12]:

$$\begin{aligned} i_s &= \frac{S_1 P_L \beta (2l_d)(2h)}{\lambda^2 F^2} \sin^2(\chi l_d) \times \\ &\times \left( \frac{F}{kl_d} \right) \left( \frac{F}{kh} \right) \int_{-\frac{kl_d \Delta \xi}{F}}^{\frac{kl_d \Delta \xi}{F}} \sin^2(\xi') d\xi' \int_{-\frac{kh \Delta \eta}{F}}^{\frac{kh \Delta \eta}{F}} \sin^2(\eta') d\eta', \end{aligned}$$

где  $2\Delta\xi$  – ширина элемента фотоприемника,  $2\Delta\eta$  – высота элемента фотоприемника,  $\beta$  – коэффициент оптических потерь,  $P_L$  – мощность оптического излучения,  $S_I$  – чувствительность фотоприемника по току. Допустимая степень нелинейности  $\alpha_B = (\chi_d^I)^2 / 12$ . Данная величина определяет верхнюю границу динамического диапазона АОСПА с пространственным интегрированием и для БСП она  $\sim (g_m)^2$ .

### Заключение

Таким образом, в одноосных кристаллах реализуется неколлинеарная АО дифракция бесселевых световых пучков *o*- и *e*-типов для различных мод *m*, перспективная для создания спектроанализаторов радиосигналов с высоким частотным разрешением. Найдено выражение для эффективности дифракции в зависимости от параметров взаимодействующих бесселевых пучков *o*- и *e*-типа, а также от значений интегралов перекрытия и частотной расстройки брэгговского синхронизма. Установлено, что в условиях отсутствия точного поперечного фазового синхронизма дифрагированных бесселевых световых пучков, частотное разрешение акустооптического спектроанализатора составляет  $\sim 3,5$  кГц. Рассчитаны параметры схемы АОСПА с пространственным интегрированием на основе БСП и кристаллов  $\text{TeO}_2$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Балакший, В.Н. Физические основы акустооптики / В.Н. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. – М.: Радио и связь, 1985. – 279 с.
2. Спектральное пропускание широкоапертурного брэгговского акустооптического фильтра на парателлурите / В.Б. Волошинов [и др.] // Журн. прикл. спектр. – 1990. – Т. 52, В. 2. – С. 284–289.
3. Зубринов, И.И. Широкополосный акустооптический фильтр / И.И. Зубринов, В.К. Сапожников, Д.В. Шелопут // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 6. – С. 50–53.
4. Мачихин, А.С. Аберрации изображения в акустооптическом перестраиваемом фильтре / А.С. Мачихин, В.Э. Пожар // ЖТФ. – 2010. – Т. 80, В. 10. – С. 101–107.

5. *Second Harmonic Generation with Elliptical Bessel beams* / V.N. Belyi, N.A. Khilo, E.S. Petrova, A.G. Maschenko, V.E. Leparskii // Proc. SPIE. – 2002. – Vol. 4751. – P. 97–103.

6. *Generation of TH- and TE-polarized Bessel light beams at acousto-optic interaction in anisotropic crystals* / V.N. Belyi, P.A. Khilo, N.S. Kazak, N.A. Khilo // Optics commun. – 2014. – Vol. 325. – P. 84–91.

7. *Дифракция бесселевых световых пучков на ультразвуке в одноосных гиротропных кристаллах* / В.Н. Белый, Г.В. Кулак, Г.В. Крох, О.В. Шакин // Опт. и спектр. – 2016. – Т. 121, № 3. – С. 458–465.

8. *Неколлинеарная акустооптическая фильтрация полихроматических бесселевых световых пучков в одноосных кристаллах* / Г.В. Кулак, Г.В. Крох, П.И. Ропот, О.В. Шакин // Журн. прикл. спектр. – 2018. – Т. 85, № 3. – С. 487–492.

9. *Акустооптический спектроанализатор радиосигналов с удвоенным разрешением на кристалле  $\text{TeO}_2$*  / В.С. Бондаренко, Н.А. Есепкина, В.Ю. Петрунькин, В.В. Чкалова, А.С. Щербаков // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2, В. 20. – С. 937–941.

10. *Акустооптические спектроанализаторы на кристаллах* / Н.А. Есепкина, А.А. Липовский, В.Ю. Петрунькин, А.С. Щербаков // Акустооптические методы обработки информации. Сб. научн. трудов под. ред. Г.Е. Корбукова, С.В. Кулакова. – Л.: Наука. – 1978. – С. 22–30.

11. *Гиргель, С.С.* Бесселевы световые пучки в одноосных кристаллах / С.С. Гиргель // Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. Сборник научных трудов. – Минск. – 2005. – С. 170–176.

12. *Акустооптические процессоры спектрального типа.* Научная серия «Функциональные устройства обработки сигналов»; под. ред. В.В. Проклова, В.Н. Ушакова. – М.: Радиотехника. – 2012. – 187 с.

*Работа выполнена при поддержке БРФФИ (грант № Ф20Р-286).*

*Поступила в редакцию 28.09.2020.*