

9. Федоров, Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах / Ф. И. Федоров. – М.: Наука, 1965. – 386 с.

10. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

**П. А. Хило<sup>1</sup>, В. Н. Белый<sup>2</sup>, Н. А. Хило<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>УО «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Гомель, Беларусь

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

## **АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ**

### **Введение**

Исследованы особенности акустооптической (АО) дифракции с участием бесселевых светового и акустического пучков в акустически изотропных средах. Рассмотрена АО дифракция на квазипродольной акустической волне, обладающей более сложной поляризационной структурой по сравнению с поперечно поляризованной волной. Показано, что использование квазипродольной волны приводит к модуляции диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости  $\Delta\varepsilon_{ij}$ , что позволяет задействовать их в процессе АО взаимодействия и повысить эффективность АО преобразования. Установлено, что за счет диагональных компонент тензора  $\Delta\varepsilon_{ij}$  реализуется изотропная дифракция бесселевых световых пучков с высокой эффективностью взаимодействия. Предложенные в работе схемы АО дифракции перспективны для осуществления динамической перестройки в широких пределах угла конуса БСП, а также для трансформации порядка винтовой дислокации светового поля.

### **1. Бесселевы акустические пучки и АО взаимодействие в изотропных средах**

Наряду с кристаллами, перспективными материалами для создания акустооптических устройств являются изотропные среды, отличающиеся доступностью в больших размерах и в произвольной форме, оптической однородностью, легкостью в изготовлении, высоким значением коэффициента акустооптического качества  $M_2$  [1]. Для АО взаимодействия БП в изотропных средах важным также является от-

сутствие искажения взаимодействующих пучков, вызванные анизотропией.

В настоящей работе исследована АО дифракция световых и акустических бесселевых пучков в оптически и акустически изотропных средах. Рассмотрены вопросы эффективности дифракции, роль продольного и поперечного синхронизмов при АО взаимодействии, а также проанализированы возможности оптимизации схем АО дифракции.

Для описания БАП будем использовать теоретический подход, описанный в работах [2] и [3]. Для квазипродольной волны в изотропной среде компоненты вектора смещения  $\vec{U}$  могут быть представлены в виде

$$\vec{U} = u_0 \left[ J_n^-(q_s \rho) \vec{e}_\rho + i J_n^+(q_s \rho) \vec{e}_\varphi + 2ic_z J_n(q_s \rho) \vec{e}_z \right] \exp(in\varphi) \exp i(k_{sz}z - \Omega t),$$

где

$$J_n^\pm(q_s \rho) = J_{n-1}(q_s \rho) \pm J_{n+1}(q_s \rho), \quad J_n(q_s \rho) = q_s = k_s \sin(\gamma_s),$$

$$c_z = \frac{-(\lambda + \mu) q_s^2}{\mu q_s^2 + (\lambda + 2\mu) k_{sz}^2 - \rho \Omega^2} \cdot \frac{k_{sz}}{q_s}.$$

Здесь  $\lambda, \mu$  – коэффициенты Ламэ,  $q_s$  и  $k_{sz} = \sqrt{k_s^2 - q_s^2}$  – радиальная и продольная компоненты волнового вектора  $\vec{k}_s$ , относящегося к БАП;

$\gamma_s$  – угол конуса БАП;  $u_0 = \sqrt{\frac{P}{\rho v^3}} \frac{1}{k_{sz} \sqrt{W_s}}$  – нормирующий множитель,

$P$  – акустическая мощность;  $\rho$  – плотность среды;  $v = 2\pi f / k_s$  – фазовая скорость;  $\Omega = 2\pi f$ ,  $f$  – частота акустической волны;

$W_s = 2\pi \int_0^{R_b} \left( J_n^{-2}(q_s \rho) + J_n^{+2}(q_s \rho) + 2c_z^2 J_n^2(q_s \rho) \right) \rho d\rho$  – интеграл мощности,

$R_b$  – радиус бесселева пучка.

Компоненты тензора  $\Delta \varepsilon_{ij}$ , описывающие процесс АО дифракции, имеют вид:

$$\Delta\varepsilon_{\phi z} = \Delta\varepsilon_{z\phi} = \frac{1}{8}\varepsilon_o\varepsilon_e(p_{11} - p_{12})u_0J_n^+(q_s\rho)\exp i(n\phi),$$

$$\Delta\varepsilon_{\rho z} = \Delta\varepsilon_{z\rho} = -\frac{i}{8}\varepsilon_o\varepsilon_e(p_{11} - p_{12})u_0J_n^-(q_s\rho)\exp i(n\phi),$$

$$\Delta\varepsilon_{\rho\rho} = \Delta\varepsilon_{\phi\phi} = \frac{c_z}{2}\varepsilon_o\varepsilon_e p_{12}u_0J^n(q_s\rho)\exp i(n\phi),$$

$$\Delta\varepsilon_{zz} = \Delta\varepsilon_{\phi\phi} = \frac{c_z}{2}\varepsilon_o\varepsilon_e p_{11}u_0J^n(q_s\rho)\exp i(n\phi).$$

Тензор  $\Delta\varepsilon$  представим в виде  $\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_0 \exp(ik_{sz}z - i\omega_s t)$ . Тогда в матричном виде

$$\Delta\varepsilon_0 = \begin{bmatrix} c_z\Delta\varepsilon^0 p_{13}J^n(q_s\rho) & 0 & -i\Delta\varepsilon^0 p_{44}J_n^-(q_s\rho) \\ 0 & c_z\Delta\varepsilon^0 p_{13}J^n(q_s\rho) & \Delta\varepsilon^0 p_{44}J_n^+(q_s\rho) \\ -i\Delta\varepsilon^0 p_{44}J_n^-(q_s\rho) & \Delta\varepsilon^0 p_{44}J_n^+(q_s\rho) & c_z\Delta\varepsilon^0 p_{33}J^n(q_s\rho) \end{bmatrix} \exp(in\phi), \quad (1)$$

где  $\Delta\varepsilon^0 = \varepsilon_o\varepsilon_e u_0/4$ ,  $p_{13} = p_{12}$ ,  $p_{44} = (p_{11} - p_{12})/2$ ,  $p_{33} = p_{11}$  – фотоупругие постоянные.

Из (1) следует, что падающий БСП порядка  $m$  при любом типе взаимодействия будет рассеиваться в бесселев пучок, имеющий порядок  $m+n$ . Далее, из (2) видно, что тензоры АО рассеяния в каналы  $m+n$  имеют как мнимые, так и вещественные составляющие. Кроме того, из-за наличия диагональных компонент тензора  $\Delta\varepsilon_{\rho\rho}, \Delta\varepsilon_{\phi\phi}, \Delta\varepsilon_{zz}$  становится возможным изотропная по поляризации дифракция ТН бесселевых мод, которая представляет интерес в связи с возможностью получения высокой эффективности АО преобразования из-за пространственного согласования взаимодействующих пучков.

## 2. Уравнения для медленно меняющихся амплитуд (ММА)

Будем предполагать, что АО взаимодействие бесселевых пучков, так же, как и плоских волн, приводит в первую очередь к  $z$ -модуляции скалярных амплитуд. Такой режим АО преобразования означает отсутствие трансформации пространственной структуры бесселевых пучков в процессе обмена энергией и вполне объясним физически. Во-первых, вследствие линейности процесса, его эффективность не зависит от локальной интенсивности пучков, а в отсутствии локально-неоднородных возмущений бесселевы пучки сохраняют свой попе-

речный профиль из-за известного свойства бездифракционности. Во-вторых, все плоскотоволновые компоненты БСП преобразуются в одинаковых условиях продольного и поперечного синхронизмов вследствие цилиндрической симметрии задачи [4, 5]. Тогда укороченные уравнения примут вид:

$$\frac{dA_{m+n}}{dz} = i\chi_{m+n,m}A_m \exp(-i\Delta k_z z),$$

$$\frac{dA_m}{dz} = i\chi_{m,m+n}A_{m+n} \exp(i\Delta k_z z).$$

Параметры АО связи  $\chi_{m,m+n}$  имеют сложный вид и содержат интегралы от произведения бесселевых функций световых и акустических пучков. В общем случае порядок соответствующих бесселевых функций разный и величина интегралов пропорциональна степени их пространственного перекрытия (функции  $g_p$ ).

$$\chi_{m+n,m} = \alpha_{m+n}G, \quad \chi_{m,m+n} = \alpha_m G, \quad G = g_1(m,n) + g_2(m,n) + g_3(m,n) + g_4(m,n),$$

$$\alpha_{m+n} = \frac{k_0^2 \Delta \varepsilon_0 q_{in}}{k_{oz}(\gamma_d) k_{oz}(\gamma) W_{m+n}}, \quad \alpha_m = \frac{k_0^2 \Delta \varepsilon_0 q_{in}}{k_{oz}^2(\gamma) W_m^e}.$$

где  $\alpha_{m+n}, \alpha_m$  – нормировочные коэффициенты, параметр  $g_1(m,n)$  определяет степень перекрытия радиальных (азимутальных) компонент взаимодействующих световых пучков, параметры  $g_2(m,n)$  и  $g_3(m,n)$  – степень пространственного перекрытия z-компоненты падающего (дифрагированного) БСП с радиальной (азимутальной) компонентами дифрагированного (падающего) пучка, а  $g_4(m,n)$  – степень перекрытия z-компонент взаимодействующих световых пучков и акустического пучка. Важно, что при изотропном АО взаимодействии интегралы перекрытия возрастают, т.к. в них входят одинаковые по структуре компоненты БСП. Это открывает возможность реализации эффективной акустооптической дифракции.

### **Заключение**

Показано, что режим изотропной АО дифракции бесселевых светового и акустического пучков позволяет реализовать АО процесс с

высоким КПД и тем эффективно осуществить динамическую перестройку угла конуса БСП, а также трансформацию порядка винтовой дислокации светового поля.

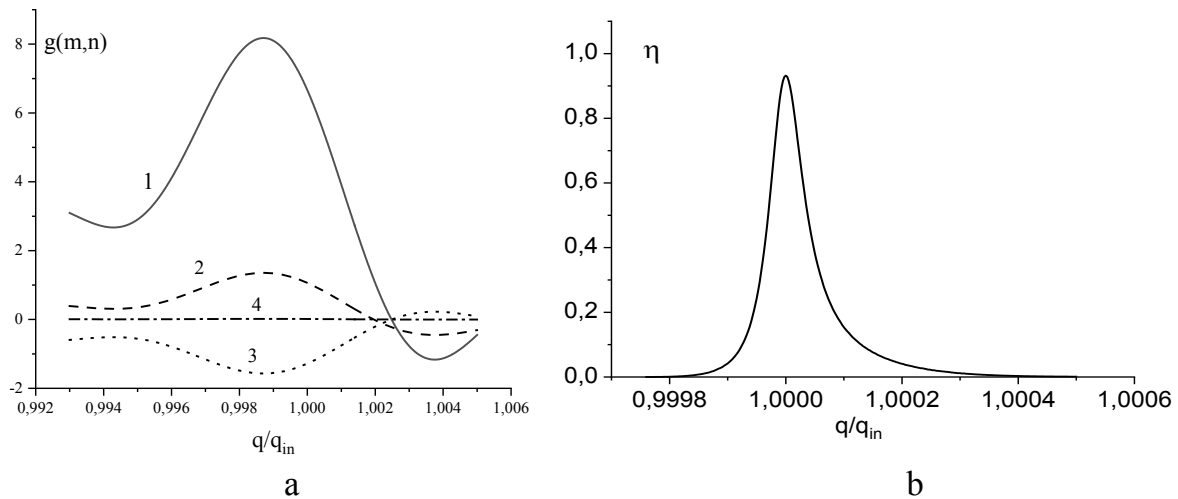


Рисунок 1 – Зависимость акустооптических параметров  $g_p(m,n)$  (а) и эффективности дифракции (b) от поперечного волнового числа  $q$ .  
(1 –  $g_1(m,n)$ , 2 –  $g_2(m,n)$ , 3 –  $g_3(m,n)$ , 4 –  $g_4(m,n)$ )

## Литература

1. Dixon, R. W. Photoelastic Properties of Selected Materials and their Relevance for Applications to Acoustic Light Modulators and Scanners / R. W. Dixon // J. Appl. Phys. – 1967. – V. 38. – P. 5149–5153.
2. Hanorvar, F. Acoustic wave scattering from transversely isotropic cylinders / F. Hanorvar, N. N. Sinclair // J. Acoust. Soc. Amer. – 2003. – Vol. 100. – P. 57–63.
3. Ahmad, F. Acoustic scattering by transversely isotropic cylinders / F. Ahmad, A. Rahman // Int. J. Eng. Sci. – 2000. – Vol. 38. – P. 325–335.
4. Khilo, P. A. Generation of TH- and TE-polarized Bessel light beams at acousto-optic interaction in anisotropic crystals / P. A. Khilo, N. S. Kazak, N. A. Khilo, V. N. Belyi // Optics commun. – 2014. – Vol. 325. – P. 84–91.
5. Belyi, V. N. Features of the acousto-optic interaction of Bessel light beams and Bessel acoustic beams in transversely isotropic crystal / V. N. Belyi, P. A. Khilo, N. S. Kazak, N. A. Khilo // Journal of Optical Technology. – 2017. – Vol. 84 – P. 130–136.