

УДК 538.56

БРЭГГОВСКОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

А. С. Задорин

Решена самосогласованная задача о брэгговской дифракции плоских световых волн на упругих колебаниях в кристаллах любого класса симметрии. Получены общие выражения для амплитуд, интенсивностей и коэффициента качества M_2 среды. Определено влияние отклонения световых и акустического лучей от волновых нормалей на эффективность и полосу частот акустооптического взаимодействия.

Преимущественное использование кристаллических звукопроводов в акустооптических устройствах определяется не только их высокими акустооптическими (АО) свойствами, но и специфическим характером акустооптического взаимодействия (АОВ) в анизотропной среде, благодаря которому возможно, например, существенное расширение полосы рабочих частот АОВ [1] или увеличение быстродействия АО модуляторов света [2]. Исследованию АОВ в таких средах посвящен ряд работ [1-5]. В большинстве из них анизотропия свойств кристалла учитывалась только зависимостью абсолютных значений действующих упругих, фотоупругих и оптических констант от ориентации волновых векторов звуковой и световых волн относительно кристаллографических осей. Величины же производных от этих констант по пространственным координатам, пропорциональные отклонению групповой скорости волн от фазовой и сносу соответствующих лучей относительно направления их волновых нормалей [7], в перечисленных работах или вообще не принимались во внимание, или учитывались не полностью. Наиболее строго самосогласованная задача о брэгговской дифракции плоской световой волны на плоской упругой волне в оптически анизотропной среде была решена в [5]. В данной работе результаты [5] обобщаются на кристаллы произвольного класса симметрии.

АМПЛИТУДЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТОВЫХ ВОЛН

Пусть в прозрачной кристаллической среде без потерь распространяются две волны — световая и упругая:

$$\begin{aligned} E^n &= 0,5U_n E_n \{ \exp [i(\omega_n t - K_n \cdot r)] \} + \text{к.с.}, \\ U &= 0,5sU \{ \exp [i(\Omega t - K \cdot r)] \} + \text{к.с.}, \end{aligned} \quad (1)$$

где U_n , s , E_n , U , ω_n , Ω , K_n , K — амплитуды, единичные векторы поляризации, частоты и волновые векторы соответственно. Присутствие упругой волны вызовет изменение тензора диэлектрической проницаемости среды $\hat{\epsilon}$, линейно связанное с упругими колебаниями,

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}^0 + 0,5s\Delta\hat{\epsilon} \{ \exp [i(\Omega t - K \cdot r)] \} + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где $\hat{\epsilon}^0$ — тензор $\hat{\epsilon}$ в невозмущенной среде. Компоненты тензора $\hat{\Delta\epsilon}$ в общем случае определяются следующим образом [6]:

$$\Delta\epsilon_{ij} = \epsilon_{im}^0 \epsilon_{jn}^0 [P_{mnkl}^E - (r_{mnp} q_p)(e_{rkl} q_r)(\epsilon_{s1}^0 q_s q_l)^{-1}] U_{kl}, \quad (3)$$

где ϵ_{st}^0 — компонента тензора $\hat{\epsilon}$ на частоте упругой волны; P_{mnkl}^E , r_{mnp} , e_{rkl} , U_{kl} — компоненты тензоров фотоупругих констант, измеренных при постоянном поле E , электрооптического, пьезоэлектрического и нормированного тензора деформаций соответственно; q — единичный вектор, параллельный K .

Возмущающее действие упругой волны приводит к появлению дифракционного светового поля, которое можно представить в виде следующей суммы плоских волн:

$$E^{\lambda} = \sum_{j=-\infty}^{\infty} 0,5 U_j E_j \{ \exp [i(\omega_j t - K_j r)] \} + \text{к. с.} \quad (4)$$

Согласно уравнениям Максвелла суммарное электромагнитное поле в возмущенном слое должно удовлетворять следующему дифференциальному уравнению:

$$\text{rot rot } (E^n + E^{\lambda}) = -\epsilon_0 \mu_0 (\partial^2 / \partial t^2) [\hat{\epsilon} \cdot (E^n + E^{\lambda})], \quad (5)$$

где ϵ_0 , μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума соответственно.

Прежде чем перейти к решению (5), заметим, что плоские волны (1) и (4) могут быть решениями этого уравнения только в случае выполнения закона сохранения энергии:

$$\omega_j = \omega_{j-1} \pm \Omega. \quad (6)$$

Кроме того,

$$\text{grad } U_j = \Gamma (dU_j / dl), \quad (7)$$

где Γ — единичный вектор, параллельный $\text{grad } U_j$, l — текущая координата вдоль Γ .

Если возмущенный слой ограничен плоскостями $M \cdot r = \text{const}$ с нормалью $M = (T \times q_r) (|T \times q_r|)^{-1}$, где T — нормаль к плоскости дифракции, q_r — единичный вектор групповой скорости упругой волны, то вектор Γ будет параллелен M . В анизотропной среде плоскости $M \cdot r = \text{const}$ не обязательно параллельны плоскостям $M_1 \cdot r = 0$, где $M_1 = T \times q$, а вследствие отклонения звукового луча от его волновой нормали будут наклонены к последним под углом γ ($\cos \gamma = M \cdot M_1$). Отметим, что (1) и (4) являются плоскими неоднородными волнами, поскольку направления их волновых векторов в общем случае не параллельны нормали к возмущенному слою, а значит, и $\text{grad } U_j$. Подставляя (1), (4) в (5), учитывая (6) и (7), приравнивая члены с одинаковой временной зависимостью и пренебрегая вторыми производными амплитуд U_j по l , получим следующую систему разностных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} & (\hat{A}_j U_j + i(dU_j / dl) \hat{B}_j) \cdot E_j = \\ & = 0,5 K^2 s \hat{\Delta\epsilon} \cdot [E_{j-1} U_{j-1} \exp(i\Delta K_{j-1} \cdot r) - E_{j+1} U_{j+1} \exp(-i\Delta K_{j+1} \cdot r)], \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$K_0^2 = \omega_j^2 \epsilon_0 \mu_0 \simeq \omega_n^2 \epsilon_0 \mu_0, \quad \Delta K_j = K_j - K_{j-1} \pm K, \quad (9)$$

$$\hat{A}_j = K_0^2 [n_j^2 (\hat{I} - N_j N_j) - \hat{\epsilon}^0],$$

$$\hat{B}_j = K_0 n_j [2(N_j \cdot \Gamma) - N_j \Gamma - \Gamma N_j],$$

\hat{I} — единичный тензор; n_j , N_j — показатель преломления и единичный вектор, параллельный вектору K_j соответствующей световой волны. Операции над векторными и тензорными объектами в данных и последующих выражениях произведены в бескоординатной форме по правилам [7].

При отсутствии упругой волны система (8) распадается на j независимых уравнений, определяющих поляризацию световых волн с волновыми векторами K_j :

$$\hat{A}_j \cdot E_j^0 = K_0^2 [n_j^2 (\hat{I} - N_j N_j) - \hat{\epsilon}^0] \cdot E_j^0, \quad (10)$$

где E_j^0 — поляризация световой волны в невозмущенной среде.

Систему уравнений (8) можно упростить, умножив слева скалярно на вектор E_j^0 . В результате, учитывая симметричность тензора A_j и условия (10), получим

$$i(dU_j/dl)(E_j^0 \cdot \hat{B}_j \cdot E_j) = 0,5K_0^2 s [U_{j-1} \exp(i\Delta K_{j-1} \cdot r) \times \\ \times (E_j^0 \cdot \hat{\Delta \epsilon} \cdot E_{j-1}) - U_{j+1} \exp(-i\Delta K_{j+1} \cdot r) (E_j^0 \cdot \hat{\Delta \epsilon} \cdot E_{j+1})]. \quad (11)$$

Покажем, что система (11) имеет интеграл, соответствующий сохранению суммарной энергии взаимодействующих волн в возмущенном слое. Для этого домножим (11) на U_j^* , а комплексно-сопряженное к (11) уравнение — на U_j . Складывая обе части полученных выражений и учитывая, что

$$U_j U_j^* (E_j^0 \cdot \hat{B}_j \cdot E_j) = 2\omega_j \epsilon \mu (\Gamma \cdot S_j),$$

где S_j — вектор Пойнтинга j -й плоской световой волны, получим

$$\frac{d}{dl} \left(\sum_{j=-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma \cdot S_j}{\omega_j} \right) = 0.$$

Полученный результат совпадает с соотношениями Менли—Роу для параметрического взаимодействия световых волн (1) и (4) через акустооптическую связь. Если пренебречь изменением частоты световой волны при АОВ, то последнее выражение эквивалентно следующему:

$$\sum_{j=-\infty}^{\infty} (\Gamma \cdot S_j) = \text{const.}$$

Таким образом, суммарная плотность потока мощности световых волн в направлении нормали к плоскому возмущенному слою постоянна в любой точке внутри этого слоя.

В случае брэгговского АОВ сумма (4) будет представлена одной плоской световой волной E_n с амплитудой U_n , частотой ω_n и волновым вектором K_n . В соответствии с (11) амплитуды U_n и U_d должны удовлетворять системе

$$i \frac{dU_n}{dl} (E_n^0 \cdot \hat{B}_n \cdot E_n) - \frac{K_0^2 s}{2} \exp(-i\Delta K \cdot r) U_n (E_n^0 \cdot \hat{\Delta \epsilon} \cdot E_n) = 0,$$

$$-\frac{\hat{K}_0^2 s}{2} \exp(i\Delta K \cdot \mathbf{r}) U_{\Pi}(\mathbf{E}_{\alpha}^0 \cdot \hat{\Delta \varepsilon} \cdot \mathbf{E}_{\Pi}) + i \frac{dU_{\Pi}}{dl} (\mathbf{E}_{\alpha}^0 \cdot \hat{B}_{\alpha} \cdot \mathbf{E}_{\Pi}) = 0$$

и граничным условиям

$$U_{\Pi}(l=0) = U_0, \quad U_{\Pi}(l=L) = 0,$$

где U_0 — амплитуда падающей световой волны на границе возмущенного слоя.

Если пренебречь отражениями света от границ слоя и изменением поляризации световых волн, то зависимость U_{α} (здесь и далее индекс α «пробегает значения» «п» и «д») от координаты l будет иметь вид

$$U_{\Pi} = -i U_0 b s (0,25 \Delta K^2 + b^2 s^2)^{-1/2} (n_{\Pi} \cos \varphi_{\Pi} \cos \beta_{\Pi})^{1/2} \times \\ \times (n_{\Pi} \cos \varphi_{\Pi} \cos \beta_{\Pi})^{-1/2} \exp(0,5i \Delta K l) \sin\{(0,25 \Delta K^2 + b^2 s^2)^{1/2} l\}; \quad (12')$$

$$U_{\Pi} = U_0 \exp(0,5i \Delta K l) \{\cos[(0,25 \Delta K^2 + b^2 s^2)^{1/2} l] + \quad (13)$$

$$+ 0,5i \Delta K (0,25 \Delta K^2 + b^2 s^2)^{-1/2} \sin[(0,25 \Delta K^2 + b^2 s^2)^{1/2} l]\},$$

где

$$b^2 = K_0^2 (\mathbf{E}_{\Pi}^0 \cdot \hat{\Delta \varepsilon} \cdot \mathbf{E}_{\Pi}^0)^2 (16 n_{\alpha} n_{\alpha} \cos \varphi_{\Pi} \cos \varphi_{\alpha} \cos \beta_{\Pi} \cos \beta_{\alpha})^{-1},$$

ΔK — модуль вектора $\Delta \mathbf{K}$.

Здесь учтено, что при $\mathbf{E}_{\alpha} = \mathbf{E}_{\alpha}^0$ согласно (9)

$$\mathbf{E}_{\alpha}^0 \cdot \hat{B}_{\alpha} \cdot \mathbf{E}_{\alpha}^0 = 2 K_0 n_{\alpha} \cos \varphi_{\alpha} \cos \beta_{\alpha}, \quad (14)$$

где $\cos \varphi_{\alpha} = \mathbf{\Gamma} \cdot \mathbf{N}'_{\alpha}$; \mathbf{N}'_{α} — единичный вектор, параллельный групповой скорости соответствующей световой волны; $\cos \beta_{\alpha} = \mathbf{N}_{\alpha} \cdot \mathbf{N}'_{\alpha}$.

Полученное выражение для U_{Π} удовлетворяет требованию постоянства амплитуды световой волны на плоскости $\mathbf{M} \cdot \mathbf{r} = 0$, ограничивающей возмущенный слой, когда $\Delta \mathbf{K} \times \mathbf{M} = 0$. Принимая во внимание параллельность векторов \mathbf{M} и $\mathbf{\Gamma}$, имеем

$$\Delta \mathbf{K} = \Delta K \mathbf{\Gamma}. \quad (15)$$

Амплитуду деформации s и координату l удобно выразить через полную акустическую мощность P_a и координату L , отсчитываемую вдоль длины преобразователя по формулам

$$s = (2P_a / \rho V^3 L H)^{1/2}, \quad l = L \cos \gamma, \quad (16)$$

где H — ширина преобразователя, V — скорость упругой волны, а ρ — плотность кристалла.

Учитывая теперь, что интенсивность света I_{α} , проходящего через граничную плоскость в анизотропной среде, равна [8]

$$I_{\alpha} = (c / n_{\alpha}) (\cos \varphi_{\alpha} / \cos \beta_{\alpha}) (\mathbf{E}_{\alpha}^0 \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}_{\alpha}^0) U_{\alpha} U_{\alpha}^*, \quad (17)$$

из (12) — (17) получим выражение для относительных интенсивностей световых волн на выходе возмущенного слоя:

$$\frac{I_{\Pi}}{I_0} = \frac{W^2}{0,25 L^2 \Delta K^2 \cos^2 \gamma + W^2} \sin^2 \left(\frac{L^2 \Delta K^2 \cos^2 \gamma}{4} + W^2 \right)^{1/2}; \quad (18)$$

$$\frac{I_n}{I_0} = \cos^2 \left(\frac{L^2 \Delta K^2 \cos^2 \gamma}{4} + W^2 \right)^{1/2} + \frac{L^2 \Delta K^2 \cos^2 \gamma}{4(0,25L^2 \Delta K^2 \cos^2 \gamma + W^2)} \times \times \sin^2 (0,25L^2 \Delta K^2 \cos^2 \gamma + W^2)^{1/2}, \quad (19)$$

где

$$W = \frac{\pi}{\lambda_0} \left(\frac{P_a L M_2}{2H \cos \varphi_n \cos \varphi_d} \right)^{1/2}.$$

Коэффициент

$$M_2 = \frac{(E_n^0 \cdot \hat{\Delta \varepsilon} \cdot E_d^0)^2 \cos \gamma}{n_n n_d \cos \beta_n \cos \beta_d \rho V^3} \quad (20)$$

определяет влияние физических свойств среды на эффективность АОВ. Для практических расчетов может оказаться удобным также следующее эквивалентное (20) соотношение:

$$\frac{M_2}{\cos \varphi_n \cos \varphi_d} = \frac{16K_0^2 (E_n^0 \cdot \hat{\Delta \varepsilon} \cdot E_d^0)^2 \cos \gamma}{(E_n^0 \cdot \hat{B}_n \cdot E_n^0) (E_d^0 \cdot \hat{B}_d \cdot E_d^0) \rho V^3}.$$

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ АОВ

В соответствии с (18), (19) частотная зависимость U_α и I_α определяется вектором

$$\Delta K = \delta K_d(f) - \delta K(f), \quad (21)$$

где $\delta K_d(f) = K_d(f) - K_d(f_0)$, $\delta K = 2\pi V^{-1} \Delta f q$, f_0 — частота, соответствующая углу Брэгга ($\Delta K(f_0) = 0$).

Аппроксимируем частотную зависимость первого слагаемого (21) вблизи частоты f_0 тремя членами ряда Тейлора:

$$\delta K_d(f) \simeq \delta K_d(f_0) + \frac{d\delta K_d(f_0)}{ds} \Delta s + \frac{1}{2} \frac{d^2 \delta K_d(f_0)}{ds^2} \Delta s^2, \quad (22)$$

где Δs — элемент длины кривой, которую описывает радиус-вектор

$$r = K_d(f) \quad (23)$$

при изменении частоты упругой волны.

Из дифференциальной геометрии известно, что

$$\frac{d\delta K_d(f_0)}{ds} = \tau, \quad \frac{d^2 \delta K_d(f_0)}{ds^2} = \frac{N'_d}{n_d K_0}, \quad (24)$$

где τ , N'_d — единичные векторы, параллельные касательной и нормали к линии (23) на частоте f_0 соответственно (рис. 1).

Последний вектор совпадает с направлением проекции групповой скорости световой волны на плоскость дифракции [8]. Подставляя (22), (24) в (21), домножая скалярно обе части полученного выражения на N'_d , учитывая при этом (15) и ортогональность векторов τ и N'_d , получим

$$\Delta K = \frac{2\pi}{V} \left(\frac{N'_d \cdot q}{N'_d \cdot \Gamma} \right) \Delta f - \frac{1}{2} \frac{\Delta s^2}{K_0 n_d (N'_d \cdot \mathbf{F})}, \quad (25)$$

где

$$\Delta s^2 \simeq \Delta K^2 + \delta K^2. \quad (26)$$

Если $N'_d \cdot q \neq 0$, что всегда выполняется при АОВ без поворота плоскости поляризации дифрагированной световой волны, то в разложении (22) можно ограничиться членом первого порядка Δs . Тогда вместо (25) получим

$$\Delta K = 2\pi V^{-1}(N'_d \cdot q / N'_d \cdot \Gamma) \Delta f. \quad (27)$$

Используя (27), нетрудно определить полосу частот АОВ. Для этого учтем, что согласно (18) спад интенсивности дифракции на 3 дБ относительно ее максимального значения, которого она достигает на частоте фазового синхронизма f_0 ($\Delta K = 0$), получается при фазовом рассогласовании, равном $\psi = \Delta K L \cos \gamma / 2 = 0,9\pi$, откуда

$$\Delta f = 0,9V (L \cos \gamma)^{-1} (N'_d \cdot \Gamma / N'_d \cdot q).$$

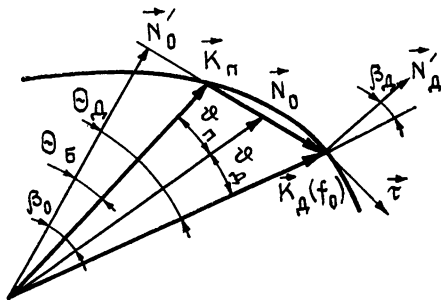


Рис. 1.

Угловые соотношения при АОВ обычно определяются углами Брэгга Θ_B и дифракции Θ_D . По величине Θ_B и Θ_D являются дополнительными к углам между векторами $(q - N_n)$ и $(q - N_d)$ соответственно, т. е.

$$\cos \Theta_B = N_n \cdot N'_0, \quad \cos \Theta_D = N_n \cdot N'_0,$$

где N'_0 — направление вектора N'_n при частоте упругой волны, равной нулю.

Для практических измерений в анизотропной среде удобнее пользоваться углами ϑ_n и ϑ_d , определяемыми так:

$$\cos \vartheta_n = N_0 \cdot N_n, \quad \cos \vartheta_d = N_0 \cdot N_d,$$

где N_0 — направление вектора N_n при частоте упругой волны, равной нулю (рис. 1).

Используя данное определение углов ϑ_n , ϑ_d , нетрудно показать, что

$$\sin \vartheta_\alpha = |N_0 \times K_\alpha(f)| / |K_\alpha(f)|, \quad (28)$$

$$\Theta_B = \vartheta_n \pm \beta_0, \quad \Theta_D = \vartheta_d \mp \beta_0,$$

где $\cos \beta_0 = N_0 \cdot N'_0$. Подставляя разложение (22), (24), (26) в формулу для ϑ_α , учитывая, что $|N_0 \times \tau| = \cos \beta_0$, и ограничиваясь членами первого порядка малости по Δs , получим

$$\vartheta_\alpha = \lambda_0 f (nV)^{-1} \cos \beta_0.$$

Для большинства кристаллов угол β_0 не превышает нескольких градусов, поэтому $\cos \beta_0 \simeq 1$. Существенным может оказаться вклад β_0 в формуле (28), так как величина второго слагаемого может в несколько раз превышать углы ϑ_α .

Используя полученную формулу, нетрудно показать, что

$$|N'_d \cdot \Gamma| = \cos [\vartheta_d \pm (\beta_d - \beta_0) \pm \gamma],$$

$$|N' \cdot q| = \sin [\vartheta_d \pm (\beta_d - \beta_0)] \simeq \lambda_0 f (n_d V)^{-1} \cos \beta_0 \pm (\beta_d - \beta_0).$$

Слагаемое $\beta_d - \beta_0$, в окрестности $\vartheta_d = 0$, представим двумя членами ряда Тейлора:

$$\beta_d - \beta_0 \simeq (d\beta_d(0)/d\vartheta_d) \vartheta_d.$$

Подставляя полученное выражение в формулу для Δf , получим

$$\begin{aligned} \Delta f &= 1,8nV^2 \cos [\vartheta_d (1 \pm d\beta_d(0)/d\vartheta_d) \pm \gamma] \times \\ &\times [L \lambda_0 f (\cos \beta_0 \pm d\beta_d(0)/d\vartheta_d) \cos \gamma]^{-1}. \end{aligned} \quad (29)$$

Величины угла β_0 и его производной в (29) отсчитываются в плоскости дифракции. Поэтому при снос световых лучей в направлении, перпендикулярном этой плоскости, $\beta_0 = 0$.

Для определения $d\beta_d(0)/d\vartheta_d$ запишем уравнение, определяющее единичный вектор τ , касательный к эллипсу в сечении поверхности показателей преломления плоскостью дифракции,

$$\tau = \left(j \frac{n_2^2}{y_0} - i \frac{n_1^2}{x_0} \right) / \left(\frac{n_1^4}{x_0^2} + \frac{n_2^4}{y_0^2} \right)^{1/2},$$

где i , j и n_1 , n_2 — единичные орты и величины показателей преломления вдоль осей эллипса, $x_0 = n_0 \cos Q$, $y_0 = n_0 \sin Q$, n_0 — показатель преломления в направлении N_0 , Q — угол между вектором N_0 и ортом i . Учитывая, что $N_0 = (ix_0 + jy_0)n_0^{-1}$ и $\sin \beta_0 = \tau \cdot N_0$, получим

$$\sin \beta_d(0) \simeq \beta_d(0) = (n_1^2 - n_2^2) \sin 2Q [2(n_2^4 \cos^2 Q + n_1^4 \sin^2 Q)^{1/2}]^{-1}.$$

Если $n_1 - n_2 \ll 1$, то $\beta_d(0) \simeq (n_1^2 - n_2^2) \sin 2Q n_0^{-2}$. Так как $\vartheta_d = Q + \text{const}$, то $d\beta_d(0)/d\vartheta_d \simeq (n_1^2 - n_2^2) \cos 2Q n_0^{-2}$. Следовательно, влияние отклонения

светового луча от волновой нормали на полосу частот АОВ будет максимальным, когда плоскость дифракции проходит через оптическую ось кристалла, а вектор q упругой волны параллелен одной из осей эллипса, образованного сечением поверхности показателей преломления плоскостью дифракции.

Особый практический интерес представляет геометрия дифракции, при которой

$$N'_d \cdot q = 0 \quad (30)$$

и поэтому, согласно (25), обеспечивается наиболее слабая зависимость АОВ (случай широкополосной анизотропной дифракции [1]). Соотношение (30) означает, что волновой вектор упругой волны параллелен касательной к кривой (23). Такая ситуация, очевидно, возможна только в оптически анизотропной среде, при дифракции света с поворотом плоскости поляризации. Центральные частоты упругой волны $f_{1,2}^0$, на которых возможно широкополосное АОВ такого типа, определим, возводя в квадрат обе части равенства: $K_n = K_d \pm K$. Решая полученное уравнение относительно f^0 и учитывая (30), имеем

$$f_{1,2}^0 = V \lambda_0^{-1} \{ [|n_n^2 - n_d^2| + n_d^2 \sin^2 \beta_n]^{1/2} \pm \sin \beta_n \}. \quad (31)$$

В общем случае величина показателя преломления падающей световой волны n_n различна на каждой из частот $f_{1,2}^0$. Представляя зависимость $n_n(f)$ рядом (22) и используя (31), нетрудно получить формулу для вычисления частот $f_{1,2}^0$ в одно- и двуосных кристаллах, справедливую при $\Theta_B \ll 1$:

$$f_{1,2}^0 \simeq V\lambda_0^{-1} \{ [|n_0^2 - n_d^2| + n_d^2 \sin^2 \beta_n]^{1/2} \pm n_0 \sin \beta_n \pm \sin \beta_d \}.$$

Значения показателей преломления n_0 и n_d здесь взяты в направлении N_d , определяемом условием (30).

Таким образом, отклонение световых лучей от волновых нормалей приводит к тому, что для данного волнового вектора упругой волны и плоскости дифракции широкополосное АОВ становится возможным на двух различных частотах $f_{1,2}^0$.

Модуль вектора ΔK при $N'_d \cdot q = 0$ найдем, учитывая в (25) второй член и пренебрегая, ввиду малости ΔK , первым слагаемым в (26):

$$\Delta K = \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{V} \right)^{1/2} \frac{\Delta f^2}{n_d K_0 (\Gamma \cdot N'_d)}.$$

Квадратичная зависимость ΔK от Δf позволяет сформировать АЧХ АОВ с двумя максимумами и спадом на центральной частоте f^0 [2]. Вычисляя аналогично (28) величину фазового рассогласования для этого случая, получим формулу, определяющую максимальную полосу частот широкополосной анизотропной дифракции света:

$$\Delta f = 2V [1,8n_d (\Gamma \cdot N'_d) (\lambda_0 L \cos \gamma)^{-1}]^{1/2}.$$

Входящие в соотношения (12), (13) и (18), (20) векторы являются однозначными решениями волнового уравнения (10) только в оптически анизотропной среде. В кубических кристаллах и изотропных телах, где решением (10) будет любой вектор, лежащий в плоскости $N_d \cdot r = 0$, поляризация падающего света выбирается произвольно, а поляризацию дифрагированной световой волны следует определять, учитывая наведенную упругой волной анизотропию тензора $\hat{\epsilon}$ [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Dixon R. W.—IEEE, J., 1967, QE-3, № 2, p. 85.
2. Балакший В. И., Парыгин В. Н.—Радиотехника и электроника, 1980, 25, с 1957.
3. Парыгин В. Н., Чирков Л. Е.—Квантовая электроника, 1975, 2, с 318.
4. Сорока В. В.—Акуст. журн 1973, 19, с. 877; 1980, 26, с. 265.
5. Шандаров С. М.—В сб.: Акустооптические устройства обработки сигналов.—Л: Электротехнический ин-т, 1977, с 38.
6. Пинноу Д. А Справочник по лазерам—М: Сов радио, 1978, с. 223
7. Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики.—М: Наука, 1975, с 273
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики—М.: Наука, 1970.
9. Богданов С. В.—Опт и спектр., 1980, 49, № 1, с 146.

Томский институт автоматизированных систем
управления и радиоэлектроники

Поступила в редакцию
23 июня 1981 г.

BRAGG ACOUSTOOPTICAL INTERACTION IN CRYSTAL MEDIA

A. S. Zadorin

A self-consistent problem is solved on Bragg diffraction of plane light waves by elastic oscillations in crystals of any class of the symmetry. The general expressions have been derived for amplitudes, intensities and the Q-factor of M_2 medium. An effect of light and acoustic ray deviation from wave normals on the efficiency and the frequency band of acoustooptical interaction has been defined.