

01;07;08

Промежуточный режим дифракции света на ультразвуке в анизотропных гиротропных кристаллах

© Г.В. Кулак

Мозырский государственный педагогический институт,
247760 Мозырь, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 28 декабря 1995 г. В окончательной редакции 7 мая 1996 г.)

Рассмотрен промежуточный режим дифракции света на ультразвук в гиротропных анизотропных и кубических кристаллах во внешнем электрическом поле. Приведена система уравнений связанных волн, описывающая акустооптическую дифракцию в гиротропных анизотропных кристаллах с учетом электроиндуцированной оптической анизотропии при сильном взаимодействии света и ультразвука. Изучен промежуточный режим дифракции света на ультразвуке в анизотропных гиротропных кристаллах, близкий к брэгговскому при слабом акустооптическом взаимодействии. Показано, что дифрагированный свет поляризован эллиптически, причем эллиптичность и азимут поляризации дифрагированной волны зависят от анизотропии фотоупругости, электроиндуцированной анизотропии кристалла во внешнем электрическом поле, гиротропии, асимметрии дифракционной структуры.

Дифракция света на ультразвуковых (УЗ) волнах в гиротропных кристаллах в режиме Рамана–Ната в приближении заданной (циркулярной) поляризации дифрагированных волн рассматривалась в работах [1–4]. В [5] приведена система уравнений связанных волн, описывающая особенности раман-натовской акустооптической (АО) дифракции в гиротропных кубических кристаллах при сильном взаимодействии света и ультразвука. В [6] исследовано влияние электроиндуцированной оптической анизотропии на особенности брэгговской АО дифракции в одноосных гиротропных кристаллах кварца. В работах [7,8] рассмотрено АО взаимодействие в промежуточном режиме дифракции для негиротропного диэлектрика. При этом отмечено, что АО устройства обработки информации (модуляторы, дефлекторы, фильтры, процессоры) имеют наилучшие характеристики именно в промежуточном режиме дифракции. Если при АО взаимодействии в одноосных и двуосных кристаллах оптическая гиротропия проявляется лишь для направлений распространения света, близких к оптическим осям, то в изотропной среде и в кубических кристаллах ее необходимо принимать во внимание при любой геометрии взаимодействия света и ультразвука [3–6].

В настоящей работе с использованием материальных уравнений для гиротропного диэлектрика [9,10] и метода медленно меняющихся амплитуд рассмотрены особенности промежуточного режима дифракции света на ультразвуке в гиротропных анизотропных и кубических кристаллах во внешнем электрическом поле.

При распространении света вблизи оптической оси анизотропного гиротропного кристалла, как и для кубического режим АО дифракции определяется волновым параметром $Q \approx \lambda_0 l / n \Lambda^2$, где n — показатель преломления в направлении распространения падающей световой волны, l — длина области АО взаимодействия, λ_0 — длина световой волны в вакууме, Λ — длина звуковой волны [7]. Промежуточный режим АО вза-

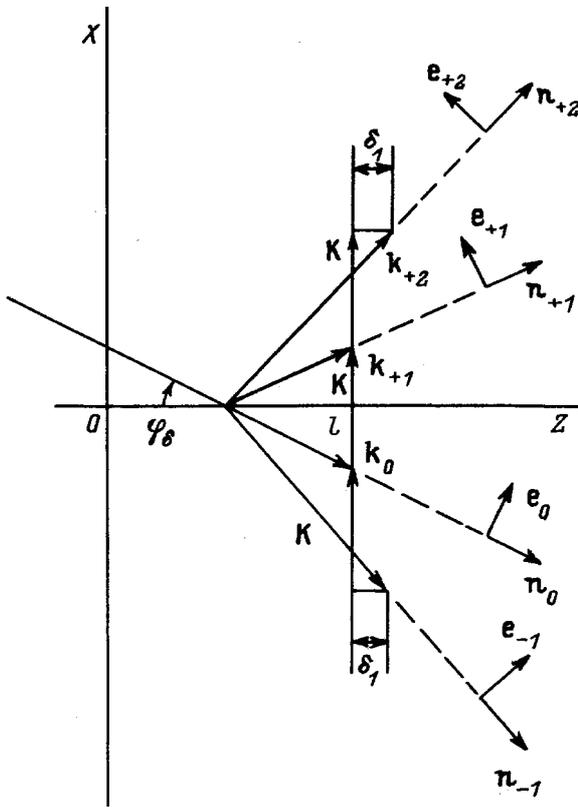
имодействия наблюдается при $0.5 < Q \leq 1.5$. При этом для световой волны, падающей под углом Брэгга $\varphi_6 \approx \lambda_0 / 2n\Lambda$, следует учитывать четыре дифракционных порядка (вместо двух для брэгговского режима дифракции). Расположение волновых векторов ультразвука \mathbf{K} и дифрагированных \mathbf{k}_m ($m = -1, 0, 1, 2$) световых волн показано на рисунке.

УЗ волна с вектором смещения $\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 \exp[i(Kx - \Omega t)]$ ($K = \Omega/v$, где Ω — циклическая частота и v — фазовая скорость УЗ волны) занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = l$. Продольная или сдвиговая УЗ волна создает периодическое в пространстве и времени изменение тензора диэлектрической проницаемости $\Delta \hat{\epsilon}_{ik}$, которое связано с упругими деформациями $\hat{U}_{ik} = (1/2)(\nabla_k U_i + \nabla_i U_k)$ и фотоупругими постоянными \hat{p}_{ijkl} соотношениями: $\Delta \hat{\epsilon}_{ik} = -\hat{\epsilon}_{il} \hat{\epsilon}_{jk} \hat{p}_{l j m n} \hat{U}_{m n}$, где $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}^0 + \Delta \hat{\epsilon}^e$ — тензор диэлектрической проницаемости кристалла, не возмущенного ультразвуком во внешнем электрическом поле \mathbf{E}^e . Компоненты тензора возмущений диэлектрической проницаемости кристалла $\Delta \hat{\epsilon}^e$ даются соотношениями $\Delta \hat{\epsilon}_{il}^e = -\hat{\epsilon}_{ik}^0 \hat{\epsilon}_{jl}^0 \hat{r}_{k j i} E_i^e$, где $\hat{r}_{k j i}$ — компоненты тензора электрооптических постоянных, $\hat{\epsilon}_{ij}^0$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла [11].

Из уравнений Максвелла и материальных уравнений [9,10] для гиротропного диэлектрика следует волновое уравнение для напряженности светового поля \mathbf{E} в области, занятой ультразвуком (см., например, [6]). Решение волнового уравнения будем искать в виде

$$\mathbf{E} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_m(z) \exp[i(\mathbf{k}_m \mathbf{r} - \omega_m t)], \quad (1)$$

где $\mathbf{E}_m = A_m(z) \mathbf{e}_m + B_m(z) \mathbf{e}_2$; $\mathbf{k}_m = (\omega_m/c) \sqrt{\bar{\epsilon}} \times (\sin \varphi_m, 0, \cos \varphi_m)$ — волновые векторы дифрагированных волн; ω_m — циклические частоты дифрагированных волн; $\bar{\epsilon} = 1/3S p \hat{\epsilon}$; влияние ультразвука и



Геометрия акустооптического взаимодействия в гиротропных кристаллах в промежуточном режиме дифракции, близком к брэгговскому. \mathbf{k}_0 — волновой вектор преломленной световой волны; $\mathbf{k}_{\pm 1,2}$ — волновые векторы дифрагированных волн; \mathbf{K} — волновой вектор ультразвука; $\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_{\pm 1,2}$ — единичные векторы поляризации; δ_1 — отстройка от фазового синхронизма; $\mathbf{n}_{\pm 1,2} = \mathbf{k}_{\pm 1,2}/|\mathbf{k}_{\pm 1,2}|$; $\mathbf{n}_0 = \mathbf{k}_0/|\mathbf{k}_0|$.

гиротропии заключается в изменении векторов поля \mathbf{E}_m по сравнению со случаем негиротропной среды; $\mathbf{e}_m = [\mathbf{e}_2/\mathbf{k}_m]/|[\mathbf{e}_2/\mathbf{k}_m]|$ — единичные векторы поляризации, лежащие в плоскости дифракции XZ ; \mathbf{e}_2 — единичный вектор поляризации ортогональной плоскости XZ .

Подставив выражение (1) в волновое уравнение для напряженности поля E [6] и используя метод медленно меняющихся амплитуд, получим систему дифференциальных уравнений связанных волн

$$\begin{aligned} \frac{dA_m}{dz} &= i(\Delta_{ma}^{an} + \Delta_{ma}^{ae})A_m + (\rho_m + i\Delta_{mb}^e)B_m \\ &+ i\chi_{m,m+1}^{a,a}A_{m+1} \exp(-i\delta_m z) + i\chi_{m,m+1}^{a,b}B_{m+1} \exp(-i\delta_m z) \\ &+ i\chi_{m,m-1}^{a,a}A_{m-1} \exp(-i\delta_{m-1} z) + i\chi_{m,m-1}^{a,b}B_{m-1} \exp(i\delta_{m-1} z), \\ \frac{dB_m}{dz} &= i(\Delta_{mb}^{an} + \Delta_{mb}^{ae})B_m + (\rho_m + i\Delta_{ma}^e)A_m \\ &+ i\chi_{m,m+1}^{b,a}A_{m+1} \exp(-i\delta_m z) + i\chi_{m,m+1}^{b,b}B_{m+1} \exp(-i\delta_m z) \\ &+ i\chi_{m,m-1}^{b,a}A_{m-1} \exp(-i\delta_{m-1} z) + i\chi_{m,m-1}^{b,b}B_{m-1} \exp(i\delta_{m-1} z). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введены обозначения $\Delta_{ma}^{an} = q_m[\mathbf{e}_m(\hat{\varepsilon} - \bar{\varepsilon})\mathbf{e}_m]$, $\Delta_{mb}^e = q_m(\mathbf{e}_m\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_2)$, $\Delta_{ma}^{ae} = q_m(\mathbf{e}_m\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_m)$, $\Delta_{mb}^{an} = q_m[\mathbf{e}_2(\hat{\varepsilon} - \bar{\varepsilon})\mathbf{e}_2]$, $\Delta_{ma}^{ae} = q_m(\mathbf{e}_2\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_m)$, $\Delta_{mb}^{ae} = q_m(\mathbf{e}_2\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_2)$, $\chi_{m,m+1}^{a,a} = q_{m+1}(\mathbf{e}_m\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_{m+1})$, $\chi_{m,m+1}^{a,b} = q_{m+1}(\mathbf{e}_m\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_2)$, $\chi_{m,m-1}^{a,a} = q_{m-1}(\mathbf{e}_m\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_{m-1})$, $\chi_{m,m-1}^{a,b} = q_{m-1}(\mathbf{e}_m\Delta\hat{\varepsilon}_e^*\mathbf{e}_2)$, $\chi_{m,m+1}^{b,a} = q_{m+1}(\mathbf{e}_2\Delta\hat{\varepsilon}_e^*\mathbf{e}_{m+1})$, $\chi_{m,m+1}^{b,b} = q_{m+1}(\mathbf{e}_2\Delta\hat{\varepsilon}_e^*\mathbf{e}_2)$, $\chi_{m,m-1}^{b,a} = q_{m-1}(\mathbf{e}_2\Delta\hat{\varepsilon}_e^*\mathbf{e}_{m-1})$, $\chi_{m,m-1}^{b,b} = q_{m-1}(\mathbf{e}_2\Delta\hat{\varepsilon}_e\mathbf{e}_2)$, $\rho_m = (\mathbf{G}_m\mathbf{k}_m)/|\mathbf{k}_m|$, где \mathbf{G}_m — вектор гирации в направлении распространения дифрагированной волны [10], $q_m = \omega_m/2c\sqrt{\varepsilon}\cos\varphi_m$ (φ_m — угол дифракции), $\delta_m = |k_{mz} - k_{m+1,z}|$; звездочка обозначает комплексное сопряжение. Решение системы уравнений (2), описывающей различные режимы АО взаимодействия в гиротропных анизотропных кристаллах во внешнем электрическом поле (брэгговский, раман-натовский и промежуточный), следует искать с использованием граничных условий $A_0(0) = A\cos\Psi, B_0(0) = A\sin\Psi, A_m(0) = B_m(0) = 0$ для $m \neq 0$, где $\Psi(A)$ — азимут поляризации (амплитуда падающей световой волны. Для анизотропных гиротропных сред взаимодействие световых и ультразвуковых волн необходимо рассматривать в главной плоскости кристалла [12]. В случае гиротропных кубических кристаллов естественная анизотропия отсутствует и в системе уравнений (2) следует положить $\Delta_{ma}^{an} = \Delta_{mb}^{an} = 0$.

Рассмотрим промежуточный режим дифракции света на ультразвуке, близкий к брэгговскому [7,8]. Предполагается, что свет падает на область АО взаимодействия под углом Брэгга ($\varphi = \varphi_0$). В этом случае для $k_0 \gg K$ следует положить $\delta_m = mK^2/k_0$ и ограничиться лишь четырьмя дифракционными порядками $A_{-1}(B_{-1}), A_0(B_0), A_1(B_1), A_2(B_2)$.

В приближении слабого АО взаимодействия ($|\chi_{q,j}^{s,t}| \ll \rho$ для $s, t = a, b$ и $q, j = m, m \pm 1$; $|\delta_m|, |\delta_{m\pm 1}| \ll \rho$), которое может быть использовано при проектировании большинства АО устройств обработки информации [7], выражение для комплексной векторной амплитуды дифрагированной волны \mathbf{E}_{-1} на выходной грани $z = l$ области АО взаимодействия дается соотношением

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{-1} &= A_s \left\{ [(\rho \cos \chi l - r \chi \sin \chi l) + i\Delta_e \cos \chi l] \right. \\ &\quad \left. - \rho_+ e^{i\delta_1 l} \right\} \mathbf{e}_{-1} + A_p \left\{ [(\rho \cos \chi l - r^{-1} \chi \sin \chi l) \right. \\ &\quad \left. - i\Delta_e \cos \chi l] - \rho_+ e^{i\delta_1 l} \right\} \mathbf{e}_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где ρ — удельное вращение в направлении распространения дифрагированной волны; $\rho_{\pm} = (\rho \pm i\Delta_e)$, $\chi = (\rho^2 + \Delta_e^2)^{1/2}$, где $\Delta_e = \Delta_{-1a}^e \approx \Delta_{-1b}^e$; $p = (q_{\parallel}/\chi^2) \exp[-i(\Delta_{-1a}^{an} + \Delta_{-1a}^{ae})l]$, $s = (q_{\perp}/\chi^2) \exp[-i(\Delta_{-1b}^{an} + \Delta_{-1b}^{ae})l]$; $r = R/Q$, где $Q = (q_{\perp} \sin \Psi + q_0 \cos \Psi)$, $R = (q_{\parallel} \cos \Psi + q_0 \sin \Psi)$, $q_{\parallel} = iq_{-1}(\mathbf{e}_{-1}\Delta\hat{\varepsilon}^*\mathbf{e}_{-1})$, $q_{\perp} = iq_{-1}(\mathbf{e}_2\Delta\hat{\varepsilon}^*\mathbf{e}_2)$, $q_0 = iq_{-1}(\mathbf{e}_{-1}\Delta\hat{\varepsilon}^*\mathbf{e}_2)$.

Из выражения (3) следует, что дифрагированная волна поляризована эллиптически [10]. Эллиптичность дифрагированного света (отношение малой и большой осей эллипса поляризации) и азимут поляризации дифрагированной волны (ориентация большой оси эллипса поляризации) определяются анизотропией фотоупругости ($q_{\parallel} \neq q_{\perp}$), гиротропией, электроиндуцированной анизотропией кристалла во внешнем электрическом поле ($\Delta_e \neq 0$), асимметрией дифракционной структуры (см. рисунок), приводящей к появлению дополнительного фазового сдвига у дифрагированных волн ($\delta_1 \neq 0$). С использованием (3) несложно показать, что относительная интенсивность дифрагированного света $\eta_{-1} = |E_{-1}|/|A|^2$ уменьшается с увеличением удельного вращения ρ и напряженности внешнего электрического поля.

Следует отметить, что важные научные результаты по АО дифракции в анизотропных гиротропных кристаллах во внешнем электрическом поле могут быть получены в режиме сильного взаимодействия света и ультразвука [6]. При этом число дифракционных порядков, учитываемых при решении системы уравнений (3), должно удовлетворять соотношению $m \geq 2$. Данный случай АО взаимодействия в промежуточном режиме дифракции с использованием численных методов предполагается исследовать в следующей работе.

Список литературы

- [1] Богданов С.В., Петров Д.В., Яковкин И.Б. // Опт. и спектр. 1976. Т. 40. Вып. 3. С. 558–562.
- [2] Wakatsuki N., Chubachi N., Kukuchi Y. // Electron. and Commun. in Japan. 1975. Vol. 58. P. 117–125.
- [3] Сороко В.В. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 11. С. 3327–3331.
- [4] Белый В.Н., Кулак Г.В., Шепелевич В.В. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 3. С. 636–640.
- [5] Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1995. Т. 78. Вып. 2. С. 292–294.
- [6] Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. Вып. 6. С. 1027–1029.
- [7] Балакиши В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. 280 с.
- [8] Балакиши В.Н., Кулиш Т.Г., Хасан Ф.А. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. Вып. 6. С. 1175–1183.
- [9] Бокуть Б.В., Сердюков А.Н., Федоров Ф.И. // Кристаллография. 1970. Т. 15. № 5. С. 1002–1006.
- [10] Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск, 1976. 456 с.
- [11] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М., 1975. 699 с.
- [12] Белый В.Н., Курилкина С.Н., Хаткевич А.Г. // Изв. АН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 1992. № 2. С. 54–58.