

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЕ В СРЕДЕ С ЕСТЕСТВЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

С. В. Богданов, Д. В. Петров и И. Б. Яковкин

Рассмотрено влияние естественной оптической активности на дифракцию света на ультразвуковой волне в одноосных кристаллах. Проанализированы изменения интенсивности дифрагированного света и его поляризации за счет оптической активности. Приведенные экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными данными.

Дифракция света на ультразвуковых волнах в изотропных телах достаточно хорошо изучена [1, 2]. В настоящее время все большее внимание уделяется дифракции света в кристаллах. При этом нужно учитывать особенности распространения света в кристаллах, т. е. наличие двойного лучепреломления и естественную оптическую активность (вращение плоскости поляризации). Дифракция света на ультразвуковых волнах в кристаллах с двойным лучепреломлением рассматривалась в ряде работ [3-5]. В то же время влияние естественной оптической активности на процесс дифракции еще недостаточно изучено. В работах [6, 7] проанализировано изменение брэгговских углов дифракции за счет оптической активности. В [8] определялся акустооптический коэффициент качества кристаллов TeO_2 для падающего света с круговой и линейной поляризацией.

Целью работы является исследование интенсивности дифрагированного света и его поляризации при дифракции света на ультразвуковой волне в среде с естественной оптической активностью. Рассмотрение этого вопроса существенно по следующим соображениям: во-первых, многие вещества с высоким коэффициентом акустооптического качества оптически активны (например, в TeO_2 величина удельного вращения плоскости поляризации при распространении света вдоль оптической оси на длине волны 6328 \AA равна 87 град./мм [7]), во-вторых при анализе дифрагированного света с целью получения информации о деформациях в ультразвуковой волне также необходим учет естественной оптической активности.

Как известно [9], в оптически активном одноосном кристалле в каждом направлении собственные волны эллиптически поляризованы, а не линейно поляризованы, как в одноосном кристалле без оптической активности. Вдоль оптической оси собственные волны поляризованы по кругу с противоположным направлением вращения и распространяются с несколько различными скоростями. Для распространения, отличного от оптической оси, два эллипса, описывающих поляризации собственных волн, имеют взаимно перпендикулярные большие полуоси и отношение величины большой полуоси к малой увеличивается при отклонении направления распространения света от оптической оси, так что собственные волны приближаются к линейным поляризациям обыкновенной и необыкновенной волн в одноосном кристалле, наблюдаемым в отсутствие оптической активности.

Чтобы не усложнять вопроса учетом двойного лучепреломления, мы ограничимся рассмотрением случая, когда падающая световая волна рас-

пространяется вдоль оптической оси кристалла и дифракционные углы малы, т. е. мало отношение λ_0/Λ , где λ_0 — длина волны света, Λ — длина волны звука. Точные требования к отношению λ_0/Λ будут даны ниже.

Рассмотрим ультразвуковую волну, распространяющуюся вдоль оси Y (рис. 1), т. е.

$$\mathbf{k} = (0, 2\pi/\Lambda, 0),$$

где \mathbf{k} — волновой вектор звука. Ультразвуковая волна занимает область кристалла вдоль оси Z от 0 до l . Вдоль оси X ультразвуковой пучок предполагается бесконечно широким. Плоская световая волна распространяется вдоль оси Z , т. е.

$$\mathbf{k}_0 = (0, 0, 2\pi/\lambda_0 \sqrt{\varepsilon_{\perp}}),$$

где \mathbf{k}_0 — волновой вектор падающего света в среде с показателем преломления $n = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$. λ_0 — длина волны света в вакууме.

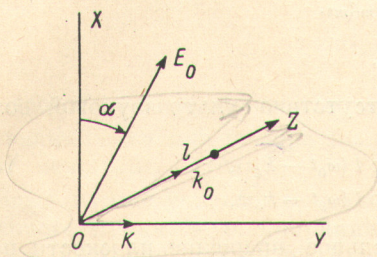


Рис. 1. Геометрия взаимодействия световой и звуковой волн.

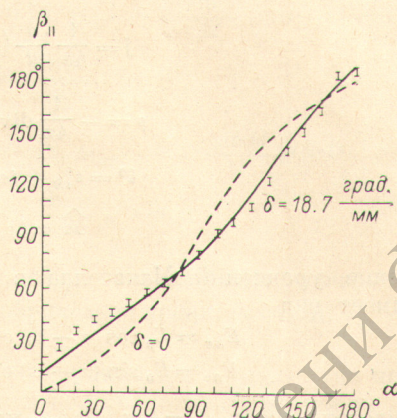


Рис. 2. Экспериментальная и теоретическая зависимости угла поляризации дифрагированного света β_{\parallel} от угла поляризации падающего света α на продольной ультразвуковой волне с учетом оптической активности.

Предполагаем, что тензор диэлектрической проницаемости среды равен [10]

$$\varepsilon_{ik} = \begin{cases} \varepsilon_{ik}^0 + ie_{ikm}g_{ml}n_l & \text{при } Z > l, Z < 0, \\ \varepsilon_{ik}^0 + ie_{ikm}g_{ml}n_l + \Delta\varepsilon_{ik} & \text{при } 0 < Z < l, \end{cases} \quad (1)$$

где ε_{ik}^0 — диэлектрическая проницаемость невозмущенного ультразвуковой волной кристалла, e_{ikm} — полностью антисимметрический единичный тензор; g_{ml} — гиротроичный тензор; n_l — единичный вектор вдоль направления распространения света; $\Delta\varepsilon_{ik}$ — изменение диэлектрической проницаемости за счет фотоупругого эффекта. Оно связано с деформациями ξ_{mn} и фотоупругими константами $p_{l jmn}$ следующим соотношением:

$$\Delta\varepsilon_{ik} = -\varepsilon_{il}^0 \varepsilon_{jk}^0 p_{l jmn} \xi_{mn}. \quad (2)$$

Поскольку тензор деформации симметричен, то ультразвуковая волна не будет давать антисимметричных добавок к тензору диэлектрической проницаемости и, следовательно, изменять величину оптической активности кристалла. Далее, будем предполагать, что в ультразвуковой волне присутствуют продольные и сдвиговые смещения, распространяющиеся с некоторой фазовой задержкой друг относительно друга, но с одинаковыми фазовыми скоростями (подобно смещениям в ультразвуковой поверхностной волне релеевского типа).

Для определенности будем рассматривать одноосный кристалл типа α -кварца, для которого тензор ε_{ik}^0 и тензор g_{ml} имеют вид [9]

$$\varepsilon_{ik}^0 = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad g_{ml} = \begin{bmatrix} g_{11} & 0 & 0 \\ 0 & g_{11} & 0 \\ 0 & 0 & g_{33} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

причем для правовращающегося кристалла $g_{11} < 0$, $g_{33} > 0$. Вектор \mathbf{E}_0 в падающей световой волне на плоскости входа в ультразвуковой пучок $Z = 0$ направлен под углом α к оси X . Отчет углов будем вести по часовой стрелке, если смотреть вдоль оси OZ .

При небольших мощностях звука можно воспользоваться результатами теории возмущений и получить для величин электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей в дифрагированной световой волне следующие уравнения [1]:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\varepsilon}^0 \mathbf{E}) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, & \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, & \operatorname{div} (\hat{\varepsilon}^0 \mathbf{E}) &= 4\pi \rho, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\Delta} \varepsilon \mathbf{E}_0), \\ \rho &= -\frac{1}{4\pi} \operatorname{div} (\hat{\Delta} \varepsilon \mathbf{E}_0), \\ \hat{\varepsilon}^0 &= \varepsilon_{ik}^0 + i e_{ikm} g_{mz}, \\ \hat{\Delta} \varepsilon &= \Delta \varepsilon_{ik}, \end{aligned}$$

\mathbf{E}_0 — решение уравнений Максвелла в отсутствие ультразвуковой волны, которое имеет вид

$$\left. \begin{aligned} E_{0x} &= E_0 \cos(\alpha - \delta z) \exp i(\omega_0 t - k_0 z), \\ E_{0y} &= E_0 \sin(\alpha - \delta z) \exp i(\omega_0 t - k_0 z), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где ω_0 — частота света, $\delta = k_0 g_{33} / 2\varepsilon_{\perp}$ — удельное вращение плоскости поляризации. Для нахождения поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ раскладываем поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ и эффективный ток $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)$ в ряд Фурье, и для фурье-компонент $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$ и $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)$ из (4) получаем уравнение

$$k^2 \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k}(\mathbf{k} \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)) = \frac{\omega^2}{c^2} (\hat{\varepsilon}^0 \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)) - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega). \quad (6)$$

Поскольку от X не зависит ни поле звуковой волны, ни поле световой волны, естественно считать, что $\mathbf{k} = (0; k_y; k_z)$, поэтому (6) по компонентам запишется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp} - k^2 \right) E_x(\mathbf{k}, \omega) + i g_{33} \frac{\omega^2}{c^2} E_y(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{4\pi i \omega}{c^2} j_x(\mathbf{k}, \omega), \\ -i g_{33} \frac{\omega^2}{c^2} E_x(\mathbf{k}, \omega) + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp} - k_z^2 \right) E_y(\mathbf{k}, \omega) + k_y k_z E_z(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{4\pi i \omega}{c^2} j_y(\mathbf{k}, \omega), \\ k_y k_z E_y(\mathbf{k}, \omega) + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\parallel} - k_y^2 \right) E_z(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{4\pi i \omega}{c^2} j_z(\mathbf{k}, \omega). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Решая систему (7), учтем следующее. Поскольку нас интересует только влияние естественной оптической активности на вид дифрагированного поля, мы должны считать, что для данного направления распространения дифрагированной волны, определяемого углом $\Theta = k_y/k_z$ относительно оси Z в плоскости $X = 0$, дополнительная разность фаз вследствие двойного лучепреломления $(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel}) \Theta^2$ много меньше разности фаз между левополяризованным и правополяризованным светом $2g_{33}$, т. е.

$$2g_{33} \gg (\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel}) \Theta^2. \quad (8)$$

Кроме того, считаем, что $k_y \ll k_z$ и, следовательно, $\Theta \ll 1$.

Условие (8) есть условие на величину дифракционных углов, или при заданной длине световой волны на частоту ультразвуковой волны, при которой применимы полученные результаты. Решая в этом приближении систему (7), находим $E_x(\mathbf{k}, \omega)$, $E_y(\mathbf{k}, \omega)$ и $E_z(\mathbf{k}, \omega)$. Проведя обратное преобразование Фурье и учитывая при интегрировании в выражениях для

$E(\mathbf{k}, \omega)$ только члены, дающие вклад в дальней зоне, получим для $E(r, t)$ следующее:

$$\left. \begin{aligned} E_x^\pm(r, t) &= \frac{\varepsilon_{11}}{4\varepsilon_{\pm}} k_0 E_0 l E_x \exp i \{ (\omega_0 \pm \Omega) t - (k_0 z \pm Ky) \}, \\ E_y^\pm(r, t) &= \frac{\varepsilon_{11}}{4\varepsilon_{\pm}} k_0 E_0 l E_y \exp i \{ (\omega_0 \pm \Omega) t - (k_0 z \pm Ky) \}, \\ E_z^\pm(r, t) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} E_x &= iA(\alpha, \delta) \exp(-i\delta z) + iB(\alpha, \delta) \exp(i\delta z), \\ E_y &= A(\alpha, \delta) \exp(-i\delta z) - B(\alpha, \delta) \exp(i\delta z), \\ A(\alpha, \delta) &= \Delta\varepsilon_{11} \left[e^{i\alpha} + \frac{\sin \delta l}{\delta l} e^{-i(\alpha - \delta l)} \right] + \Delta\varepsilon_{22} \left[e^{i\alpha} - \frac{\sin \delta l}{\delta l} e^{-i(\alpha - \delta l)} \right] e^{i\psi_{22}} + \\ &\quad + 2i\Delta\varepsilon_{12} e^{i\psi_{12}} \frac{\sin \delta l}{\delta l} e^{-i(\alpha - \delta l)}, \\ B(\alpha, \delta) &= \Delta\varepsilon_{11} \left[e^{-i\alpha} + \frac{\sin \delta l}{\delta l} e^{i(\alpha - \delta l)} \right] + \Delta\varepsilon_{22} \left[e^{-i\alpha} - \frac{\sin \delta l}{\delta l} e^{i(\alpha - \delta l)} \right] e^{i\psi_{22}} - \\ &\quad - 2i\Delta\varepsilon_{12} e^{i\psi_{12}} \frac{\sin \delta l}{\delta l} e^{i(\alpha - \delta l)}, \end{aligned}$$

Ω — частота ультразвуковой волны, $\Delta\varepsilon_{ij}$ — амплитудные значения соответствующих изменений тензора диэлектрической проницаемости, ψ_{ij} — фазовый сдвиг между $\Delta\varepsilon_{11}$ и $\Delta\varepsilon_{ij}$.

Здесь нужно учитывать, что z — координата в области, где нет ультразвукового пучка, т. е. координата z должна отсчитываться от плоскости выхода световой волны из ультразвукового пучка. Как видно из (9), результирующее поле будет суммой двух круговых колебаний с амплитудами $A(\alpha, \delta)$ и $B(\alpha, \delta)$, вращающихся в разные стороны и распространяющихся с разными фазовыми скоростями. В некоторой точке наблюдения суммарное колебание будет эллиптически поляризовано, причем длина полуосей эллипса и их наклон относительно выбранных осей координат будет зависеть при заданных $\Delta\varepsilon_{11}$, $\Delta\varepsilon_{22}$, $\Delta\varepsilon_{12}$ от α и δl .

Рассмотрим простые примеры, причем предположим, что вне ультразвукового пучка оптическая активность отсутствует, что равносильно $z=l$ в показателях экспонент при амплитудах $A(\alpha, \delta)$ и $B(\alpha, \delta)$ в (9).

1. Продольная ультразвуковая волна ($\Delta\varepsilon_{12}=0$, $\psi_{22}=0$). Дифрагированный свет будет линейно поляризован и угол между осью X и вектором дифрагированного света будет β_{\parallel}

$$\beta_{\parallel} = \arctg \frac{\Delta\varepsilon_{11} \left(\sin(\alpha - \delta l) - \frac{\sin \delta l}{\delta l} \sin \alpha \right) + \Delta\varepsilon_{22} \left(\sin(\alpha - \delta l) + \frac{\sin \delta l}{\delta l} \sin \alpha \right)}{\Delta\varepsilon_{11} \left(\cos(\alpha - \delta l) + \frac{\sin \delta l}{\delta l} \cos \alpha \right) + \Delta\varepsilon_{22} \left(\cos(\alpha - \delta l) - \frac{\sin \delta l}{\delta l} \cos \alpha \right)}. \quad (10)$$

2. Сдвиговая ультразвуковая волна (смещение вдоль оси X). Дифрагированный свет будет линейно поляризован и угол β_{\perp} равен

$$\beta_{\perp} = 90^\circ - \alpha.$$

Для проверки написанных выше выражений был проделан следующий эксперимент. Продольная ультразвуковая волна распространялась вдоль оси Y кристалла α -кварца. Падающая световая волна распространялась вдоль оси Z . При известном параметре δl была снята зависимость между углом, который составляет дифрагированный свет с осью X (угол β_{\parallel}) и углом α , т. е. начальной поляризацией света. На рис 2 приведены экспериментальные точки и кривая для β_{\parallel} , рассчитанная по формуле (10). Кроме того, для сравнения приведена кривая для β_{\parallel} , рассчитанная без учета оптической активности. Можно констатировать хорошее согласие теории и эксперимента. Отклонение, видимо, обусловлено тем, что ультра-

тразвуковая волна в данном направлении является квазипродольной. Кроме того, проводились эксперименты по дифракции света на упругой поверхностной волне, которые также подтверждают теоретические результаты. Более подробно эти эксперименты будут описаны в следующей работе.

Авторы благодарят М. К. Балакирева, И. А. Гилинского и М. Д. Левина за полезные дискуссии.

Литература

- [1] М. Борн, Е. Вольф. Основы оптики. Изд. «Наука», М., 1970.
- [2] С. М. Рытов. Изв. АН СССР, сер. физ., 2, 222, 1937.
- [3] R. W. Dixon. IEEE Trans. Quant. Electr., QE-3, 85, 1967.
- [4] В. В. Леманов, О. В. Шакин. ФТТ, 14, 229, 1972.
- [5] Ю. В. Писаревский, И. М. Сильвестрова. Кристаллография, 18, 1003, 1973.
- [6] M. S. Kharusi, G. M. Farnell. Canad. J. Phys., 47, 2719, 1969.
- [7] M. W. Warner, D. L. White, W. A. Bonner. J. Appl. Phys., 43, 4489, 1972.
- [8] T. Yano, A. Watanabe. J. Appl. Phys., 45, 1243, 1974.
- [9] Дж. Най. Физические свойства кристаллов. ИЛ, М., 1960.
- [10] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
- [11] Г. П. Мотулевич. Тр. ФИАН СССР, 5, 40, 1950.

Поступило в Редакцию 30 декабря 1974 г.