

УДК 535.42

© 1991

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В АКУСТИЧЕСКИ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

*С. В. Акимов, В. Н. Белый, В. М. Горбенко,
С. Н. Курилкина, В. В. Савченко, А. Г. Хаткевич*

Теоретически и экспериментально изучены особенности дифракции Шеффера—Бергмана в кристаллах парателлурита для геометрии рассеяния, когда световая волна распространяется вдоль оптической оси. Показано, что для объяснения наблюдаемых особенностей эластограмм необходимо учитывать акустическую гиротропию кристаллов. В приближении заданного поля найдено общее решение волнового уравнения, позволяющее рассчитать напряженность электрического поля световых волн, рассеянных на полном наборе акустических волн заданной частоты. Установлена зависимость энергетических и поляризационных характеристик рассеянных волн от состояния поляризации падающей световой волны. Показано, что учет акустической гиротропии позволяет объяснить наличие и форму разрывов дифракционной кривой квазипоперечных волн, а также возможность запрещенного в парателлурите рассеяния на чисто поперечных волнах. Предложенный в работе общий подход может быть использован для анализа дифракционных картин в акустически активных кристаллах произвольной симметрии.

Широкое развитие оптических средств связи и систем обработки информации обусловило значительный интерес к исследованию используемых в этих устройствах материалов. Одним из высокоэффективных методов изучения упругих свойств кристаллов является метод Шеффера—Бергмана [1], позволяющий достигать точности до 0.1 % [2]. Этот метод основан на явлении рассеяния света на полном наборе квазипродольных и квазипоперечных волн заданной частоты, распространяющихся по всем направлениям. Он использован нами для исследования одного из наиболее перспективных акустооптических (АО) материалов — кристаллов парателлурита (TeO_2), обладающего как оптической [3], так и акустической (последняя проявляется в сотни раз сильнее [4]) гиротропией [5, 6].

В результате экспериментального изучения дифракции света на звуке в монокристалле TeO_2 при распространении падающего линейно- и циркулярно-поляризованного излучения вдоль оптической оси [001] по методике, описанной в [2], были получены эластограммы (рис. 1). Благодаря высокой разрешающей способности установки [2] нами обнаружен теоретически рассчитанный в [7] разрыв между кривыми, соответствующими дифракции света на продольных и поперечных волнах, распространяющихся вдоль [010] и [100] (рис. 1). На эластограммах ширина разрыва составляет 2 мм, что соответствует разнице скоростей продольной и поперечной волн $\Delta v = 250$ м/с при скорости продольной волны 3000 м/с.

Значительный интерес представляют также наблюдаемые в окрестности акустических осей разрывы кривой (рис. 1, а), соответствующей дифракции на квазипоперечной волне. Кроме этого, с увеличением чувствительности на эластограммах появляется окружность (рис. 1, б), соответствующая дифракции света на акустической волне, которая в отсутствие гиротропии является чисто поперечной с поляризацией, параллельной направлению [001]. В негиротропных кристаллах для этой

волны при выбранном направлении падения света акустооптическое взаимодействие отсутствует. Ниже мы покажем, что наблюдаемые особенности дифракции Шеффера—Бергмана обусловлены наличием у кристалла парателлуриата акустической активности.

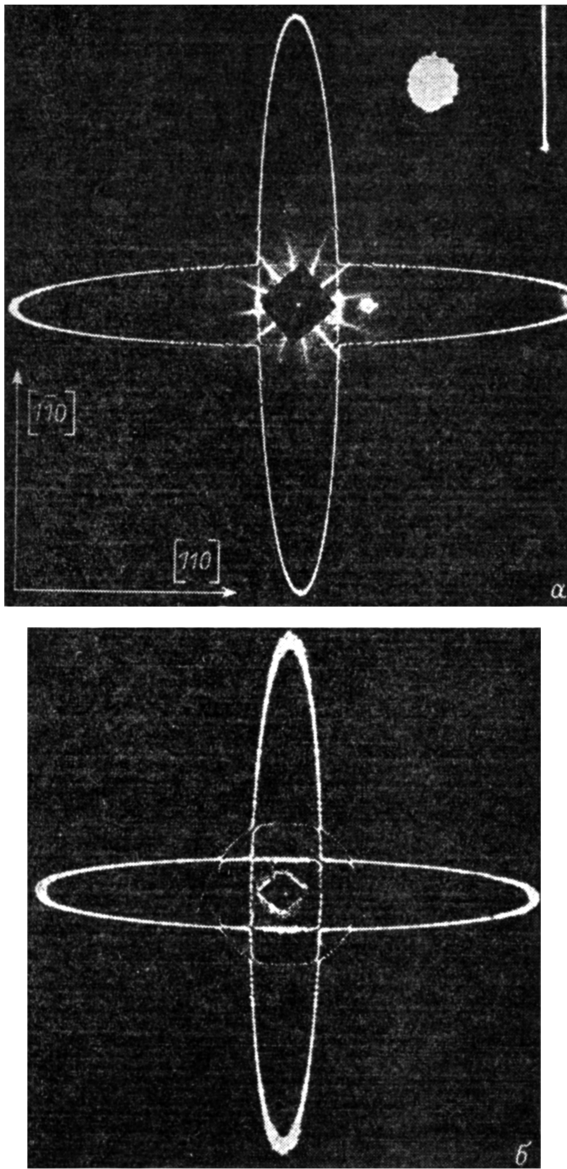


Рис. 1. Картины дифракции Шеффера—Бергмана в кристалле парателлуриата для геометрии рассеяния, когда световая волна ($\lambda=632.8$ нм) распространяется вдоль оптической оси [001].

Частота ультразвука $f=17$ МГц, падающий свет линейно (а) и циркулярно поляризован (б).

Рассмотрим вначале рассеяние света на поперечной ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль акустической оси X . Такая волна в акустически гиротропном кристалле представляется в виде суммы двух циркулярно-поляризованных составляющих

$$U = U_0 [e'_+ \exp i(K_+ x) + e'_- \exp i(K_- x)] \exp -i\Omega t, \quad (1)$$

где $e'_\pm = (e_2 \pm ie_3)/\sqrt{2}$ — единичные векторы круговой поляризации, $K_\pm = \Omega/v_\pm$, v_\pm — фазовые скорости циркулярно-поляризованных волн, U_0

и Ω — амплитуда и частота звука; e_{\pm} — орты прямоугольной системы координат XYZ с осью $Z \parallel [001]$ и X , совпадающей с одним из вырожденных направлений — акустической осью, лежащей в плоскости (001) . Считается также, что упругая волна (1) занимает пространство между плоскостями $Z=0$ и $Z=l$, l — толщина кристалла.

Пусть в направлении оси Z , совпадающей с оптической осью одноосного кристалла, распространяется линейно-поляризованная световая волна, причем ее плоскость поляризации на входе в кристалл составляет с акустической осью X угол φ_0

$$E_0 = [A_{0+} e_+ + A_{0-} e_-] \exp i [k_0 z - \omega t], \quad (2)$$

где $A_{0\pm} = A_0 \exp(\mp i\varphi_0)$, $e_{\pm} = (e_1 \pm i e_2) / \sqrt{2}$ — единичные векторы круговой поляризации, $k_0 = \omega n / c$ — волновое число падающей световой волны, ω — частота, n — показатель преломления.

Взаимодействие световой и ультразвуковой волн на фотоупругой нелинейности приводит к возникновению в области их перекрытия разнонаправленных векторов индуцированных электрических поляризации P^{\pm} на суммарных и разностных частотах $\omega_{\pm} = \omega \pm \Omega$. Согласно [8, 9], напряженность поля световой волны, дифрагированной в $+1$ порядок на каждой из циркулярно-поляризованных акустических волнах с волновым числом K_{\pm} , удобно представить в виде

$$E_g = [A_{1+}(z) e_+ + A_{1-}(z) e_-] \exp i (k_1 z + K_{\pm} x - \omega_{\pm} t). \quad (3)$$

Медленно изменяющиеся амплитуды $A_{1\pm}(z)$, как следует из [8], определяются уравнениями

$$2ik_1 dA_{1\pm}/dz = (\omega_{\pm}^2/2c^2) \{F_{\pm} A_{0+} + D_{\pm} A_{0-}\} \exp i (k_0 - k_1) z, \quad (4)$$

где введены обозначения

$$F_{\pm} = (e_{\pm}^*, \epsilon_{,k}^0 \epsilon_{,j}^0 p_{klmn} U_{mn}(e_{\pm})), \quad D_{\pm} = (e_{\pm}^*, \epsilon_{,k}^0 \epsilon_{,l}^0 p_{klmn} U_{mn}(e_{\pm})), \quad (5)$$

$\epsilon_{,k}^0 = \epsilon_1(e_{1k} e_{1k} + e_{2k} e_{2k}) + \epsilon_3 e_{3k} e_{3k}$ — невозмущенный диэлектрический тензор, $U_{mn} = (\partial U_m / \partial x_n + \partial U_n / \partial x_m) / 2$, p_{klmn} — тензор фотоупругих постоянных, $k_1 = \omega_{\pm} n / c$. Из решения уравнений (4) с учетом (1) и (5) получаем

$$A_{1\pm} = r (\bar{p}_{16} \mp i \bar{p}_{66}) \exp(\pm i\varphi_0), \quad r = (\omega_{\pm} / 4c) n^3 A_0 l \sqrt{I_{\text{зв}} / c v_{\pm}^3}, \quad \bar{p}_{16} = -p \sin 4\Phi / 4, \\ \bar{p}_{66} = p_{66} + p \sin^2 2\Phi / 2, \quad p = p_{11} - p_{12} - 2p_{66}, \quad (6)$$

$\sin^2 2\Phi = 4(c_{44} - c_{11})(c_{66} - c_{44}) / [c(c_{11} + c_{12})]$; $c = c_{11} - c_{12} - 2c_{66}$; $c_{,j}$ — модули упругости, отнесенные к плотности среды σ ; $I_{\text{зв}}$ — интенсивность звука. Окончательно напряженность поля световой волны, дифрагированной в $+1$ порядок (в дальнейшем знак «+» вверху опускаем), дается выражением

$$E_g(r, t) = r \{ (\bar{p}_{16} - i \bar{p}_{66}) \exp(i\varphi_0) e_+ + (\bar{p}_{16} + i \bar{p}_{66}) \exp(-i\varphi_0) e_- \} \times \\ \times \exp i (k_1 r - \omega_{\pm} t). \quad (7)$$

При этом интенсивность рассеянного света

$$I_g \sim E_g E_g^* = 2r^2 (\bar{p}_{16}^2 + \bar{p}_{66}^2) \quad (8)$$

не зависит от начального азимута поляризации φ_0 , а определяется параметрами среды, частотой падающего света и интенсивностью звука. Выражения (6), (7) позволяют проанализировать также поляризационные характеристики дифрагированного света, для вычисления которых будем использовать отношение комплексных амплитуд \times [10]

$$\times = i(A_{1+} - A_{1-}) / (A_{1+} + A_{1-}). \quad (9)$$

Тогда угол φ , образованный большой осью эллипса поляризации дифрагированной волны с осью X , и эллиптичность волны τ определяются соотношениями

$$\tau = [1 + |\kappa|^2 - \sqrt{(1 - |\kappa|^2)^2 + (\kappa - \kappa^*)^2}] / [1 + |\kappa|^2 + \sqrt{(1 - |\kappa|^2)^2 + (\kappa - \kappa^*)^2}] = 0, \quad \text{tg } \varphi = (\bar{\rho}_{66} - \bar{\rho}_{16} \text{tg } \varphi_0) / (\bar{\rho}_{16} + \bar{\rho}_{66} \text{tg } \varphi_0). \quad (10)$$

Из (10) следует, что рассеянный свет на звуковых волнах круговой поляризации является линейно-поляризованным, при этом ориентация вектора поляризации зависит от начального азимута φ_0 падающего света. Если падающий свет право- (лево)циркулярно поляризован, то в (2), (4) следует положить $A_{0-}(A_{0+})=0$, $\varphi_0=0$. Тогда $A_{1+}(A_{1-})=0$, $A_{1-}=r(\bar{\rho}_{16} + i\bar{\rho}_{66})(A_{1+}=A_{1-}^*)$ и правоциркулярно-поляризованная волна переходит в левоциркулярно-поляризованную и наоборот; при этом, как следует из (7) (8), интенсивность рассеянной волны не зависит от состояния поляризации падающего света. Следует отметить, что разрыв дифракционной кривой вдоль акустической оси (рис. 1) наблюдается лишь для достаточно коллимированного светового пучка, когда его угловая расходимость ξ меньше угла между направлениями распространения световых волн, дифрагированных на разнополяризованных звуковых, что подтверждается экспериментально. По величине предельной расходимости $\xi_{\text{пр}}$ светового пучка, при которой разрыв дифракционной кривой исчезает, можно сделать оценку значения проекции вектора акустической гирации $G = G_n = (\pi/\sigma\Lambda)\delta_{jkm}b_{r,jmnp}n_r n_p n_k n_n$, где $b_{r,jmnp}$ — тензор акустической гирации, δ_{jkm} — символы Леви—Чивита, на волновую нормаль, коллинеарную акустической оси

$$G = 2\pi c_{44}^{3/2} [1 + \Omega^2 \Lambda^2 / 4\pi^2 c_{44}] \xi_{\text{пр}} / \Omega \lambda, \quad (11)$$

λ , Λ — длина волны падающего света и звука.

Параметр акустической гирации G для парателлурита можно также оценить непосредственно из эластограмм. С помощью микроскопа производилось измерение двух расстояний: r_0 — радиус окружности чисто поперечной волны в направлении $[100]$, r_- — расстояние от центра до верхнего края щели вдоль акустической оси. Тогда параметр гирации выражается соотношением $G = v_0^2 - v_-^2 = v_0^2 (1 - r_0^2/r_-^2)$, где v_0 , v_- — скорости чисто поперечной волны в отсутствие гиротропии и медленной поперечной волны в направлении акустической оси. В случае же отсутствия окружности на эластограмме (рис. 1, а) наряду с r_- измерялись расстояния от центра до нижнего края щели вдоль акустической оси r_+ и до кривой, соответствующей дифракции на продольной волне r_1 вдоль $[100]$. При этом $G = (v_+^2 - v_-^2)/2 = v_0 v_1 r_1 (r_+^{-1} - r_-^{-1})$, где v_1 — скорость продольной волны в направлении $[100]$ [11].

В результате измерений получено значение $G = (5.19 \pm 0.12) \cdot 10^4 \text{ Н} \cdot \text{м/кг}$ на частоте $f = 17 \text{ МГц}$. Соответственно удельное вращение плоскости поляризации акустической волны на данной частоте $\rho = \pi G f / v_0^3$ равно 170.2 град/см .

Рассмотрим теперь рассеяние на ультразвуковых волнах, распространяющихся в произвольном направлении X' в плоскости (001) . Тогда в негиротропных кристаллах для чисто поперечной волны, поляризованной вдоль оси $[001]$, коэффициенты F_{\pm} и D_{\pm} в (5) равны нулю и, как следует из (3), (4), акустооптическое взаимодействие отсутствует. Тем не менее на эластограммах (рис. 1, б) видны окружности, которые свидетельствуют о наличии такового. Последнее обстоятельство, как и наличие расщепления вдоль акустических осей, объясняется влиянием на АО взаимодействия акустической гиротропии. Действительно, в акустически гиротропном кристалле чисто поперечные $U \parallel [001]$ волны становятся эллиптически поляризованными [12]

$$U = U_0 a \exp i(Kx' - \Omega t), \quad (12)$$

где $\mathbf{a} = \{\mathbf{e}_3 + i\rho_0[\cos \theta \mathbf{e}'_1 + \sin \theta \mathbf{e}'_2]\} / \sqrt{1 + \rho_0^2}$ — вектор поляризации, K — волновое число, \mathbf{e}'_i — единичные орты системы координат $X'Y'Z$, ось X' которой совпадает с волновой нормалью $\mathbf{n} = \mathbf{e}'_1$ акустической волны. Эллиптичность ρ_0 и угол θ , образуемый малой полуосью эллипса поляризации с X' , как следует из [12], определяются соотношениями

$$\rho_0 = [G_2^2/(v_{01}^2 - v_3^2) + G_1^2/(v_{02}^2 - v_3^2)]^{1/2}, \quad \cos \theta = -G_2 \cos \eta / \rho_0 (v_{01}^2 - v_3^2) - G_1 \sin \eta / \rho_0 (v_{02}^2 - v_3^2), \quad \sin \theta = -G_2 \sin \eta / \rho_0 (v_{01}^2 - v_3^2) + G_1 \cos \eta / \rho_0 (v_{02}^2 - v_3^2). \quad (13)$$

Здесь v_{0i} — фазовые скорости звуковых волн без учета гиротропии, G_i — компоненты вектора гирации в выбранной системе координат $X'Y'Z$; η — угол между вектором поляризации квазипродольной волны в отсутствие акустической активности и осью X' . С использованием (12), (13) и (5) находим F_{\pm} , D_{\pm} и подставляем их в (4). Из последнего уравнения для случая линейной поляризации падающего света получаем следующие выражения для амплитуд:

$$A_{1\pm} = (r\rho_0/2\sqrt{1 + \rho_0^2}) \{i\alpha \exp(\mp i\varphi_0) + (\pm\beta + i\gamma) \exp(\pm i\varphi_0)\}, \quad (14)$$

где

$$\alpha = (\bar{p}'_{11} + \bar{p}'_{12}) \cos \theta, \quad \beta = 2(\bar{p}'_{16} \cos \theta + \bar{p}'_{66} \sin \theta), \quad \gamma = (\bar{p}'_{11} - \bar{p}'_{12}) \cos \theta + 2\bar{p}'_{16} \sin \theta, \quad (14a)$$

причем $\bar{p}'_{12} = p_{12} + p \sin^2 2\Phi'/2$, $\bar{p}'_{11} = p_{11} - p \sin^2 2\Phi'/2$, Φ' — угол между направлением волновой нормали (ось X') и кристаллографической осью [100]. В свою очередь \bar{p}'_{16} и \bar{p}'_{66} даются выражениями (6) с заменой Φ на Φ' . Из (9), (10), (14) следует, что рассеянный свет оказывается линейно-поляризованным, причем угол φ , образованный плоскостью поляризации с X' , определяется выражением

$$\operatorname{tg} \varphi = [(\alpha - \gamma) \operatorname{tg} \varphi_0 + \beta] / [\alpha + \gamma + \beta \operatorname{tg} \varphi_0] \quad (15)$$

и зависит от начального азимута поляризации света φ_0 . При рассмотрении же дифракции света, например, с правой круговой поляризацией в выражении (14) для A_{1+} исчезает второе, а для A_{1-} — первое слагаемое и дифрагированный свет в общем случае является эллиптически-поляризованным; состояние поляризации сохраняется (свет остается циркулярно-поляризованным) при условии $\theta = \pi/2$, т. е. когда плоскость эллипса поляризации звуковой волны ортогональна направлению ее распространения. Таким образом, интенсивность дифрагированного света в отличие от негиротропных сред оказывается отличной от нуля и определяется выражением

$$I_g = [r^2\rho_0^2/2(1 + \rho_0^2)] \{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + 2\alpha(3 \sin 2\varphi_0 + \gamma \cos 2\varphi_0)\}. \quad (16)$$

В частном случае поляризованной по кругу световой волны интенсивность рассеянного света также определяется выражением (16), в котором последнее слагаемое следует положить равным нулю. Как видно из (16), интенсивность рассеянного света при прочих равных условиях существенно зависит от азимута поляризации падающего света и эллиптичности акустической волны. Так, при $\varphi_{0, \text{ext}} = (1/2) \arctg \{2(\bar{p}'_{16} \cos \theta + \bar{p}'_{66} \sin \theta) / [(\bar{p}'_{11} - \bar{p}'_{12}) \cos \theta + 2\bar{p}'_{16} \sin \theta]\}$ интенсивность I_g достигает экстремума. Поскольку, согласно (12), (13), эллиптичность ультразвуковой волны максимальна вблизи акустических осей, то и I_g (16) достигает максимума в окрестности этих особых направлений. Это подтверждается численными расчетами (рис. 2), проведенными на основе формул (13) и (16) с использованием численных значений фотоупругих постоянных и упругих модулей из [13], а также $\lambda = 632.8$ нм и $f = 17$ МГц. Из рис. 2 видно, что при удалении от акустической оси эффективность дифракции быстро падает. Таким об-

разом, чисто поперечная (в отсутствие гиротропии) ультразвуковая волна дает яркую дифракционную картину только в узкой (порядка нескольких градусов) области углов вблизи акустических осей; в остальных направлениях эффективность рассеяния незначительна. На эластограммах это проявляется как изгибы дифракционной кривой квазипоперечной волны в окрестности разрыва (рис. 1, а). Кроме этого, эффективность дифракции существенно зависит от начального азимута поляризации. При указанных выше значениях констант вблизи акустической оси получаем, что при $\varphi_{0, \min} \approx 1^\circ$ интенсивность рассеянного света минимальна.

Рассмотрим далее дифракцию света на звуковой волне, которая без учета гиротропии является квазипоперечной, причем ее вектор поляризации расположен в плоскости (001). Наличие акустической активности приводит к появлению эллиптичности последней [12]

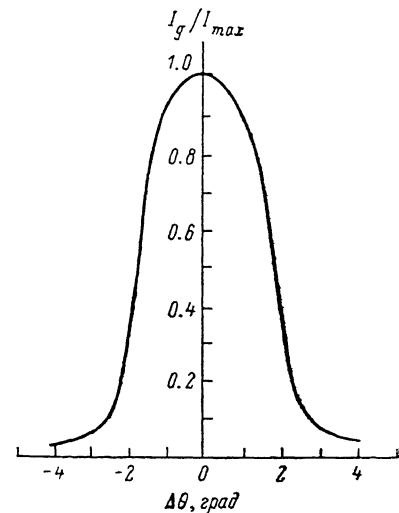


Рис. 2. Зависимость нормированной интенсивности света, дифрагированного на чисто поперечной (в отсутствие гиротропии) волне, от угла $\Delta\theta$ между направлением волновой нормали последней и акустической осью.

$$U = U_0 [-\sin \eta e'_1 + \cos \eta e'_2 + i \rho'_0 e'_3] / \sqrt{1 + \rho_0'^2} \exp i(Kx' - \Omega t), \quad (17)$$

где $\rho'_0 = \rho_0 \sin(\eta - \theta)$. Для этого случая

$$A_{1\pm} = (r/2 \sqrt{1 + \rho_0'^2}) \{ \alpha' \exp(\mp i\varphi_0) + (\pm \beta' i + \gamma') \exp(\pm i\varphi_0) \}, \quad (18)$$

где α' , β' , γ' получаются из α , β , γ , определяемых соотношениями (14а) путем замены $\cos \theta \rightarrow -\sin \eta$, $\sin \theta \rightarrow \cos \eta$. Тогда интенсивность рассеянного света

$$I_g = [r^2/2 (1 + \rho_0'^2)] \{ \alpha'^2 + \beta'^2 + \gamma'^2 + 2\alpha'(\beta' \sin 2\varphi_0 + \gamma' \cos 2\varphi_0) \} \quad (19)$$

зависит от эллиптичности звука ρ'_0 , хотя данная зависимость выражена гораздо слабее, чем в случае дифракции на упругой волне, которая в отсутствие гиротропии является чисто поперечной. Кроме того, интенсивность дифрагированной волны существенно зависит от азимута поляризации падающего света и при $\varphi_{0, \text{ext}} = (1/2) \arctg \{ 2(-\bar{p}'_{16} \sin \eta + \bar{p}'_{66} \cos \eta) / [(\bar{p}'_{12} - \bar{p}'_{11}) \sin \eta + 2\bar{p}'_{16} \cos \eta] \}$ достигает экстремума. Как показывает расчет, при малых отклонениях волновой нормали квазипоперечной волны от акустической оси $\varphi_{0, \text{ext}} = \varphi_{0, \min} \approx 1^\circ$.

Таким образом, разрывы в окрестности акустических осей кристалла парателлурита (TeO_2) обусловлены наличием акустической гиротропии и являются доказательством существования последней. В гиротропном кристалле происходят изменения скоростей и поляризаций собственных акустических мод, которые приводят к качественному преобразованию дифракционных картин. В результате становится возможным запрещенное при отсутствии гиротропии рассеяние световой волны, распространяющейся вдоль оптической оси [001] парателлурита на чисто поперечных ультразвуковых волнах с поляризацией $U \parallel [001]$. При этом дифракционная кривая в форме окружности наиболее ярко проявляется в узкой (порядка нескольких градусов) области углов в окрестности акустических осей.

- [1] Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., 1977. 327 с.
- [2] Акимов С. В., Горбенко В. М., Гржегоржевский О. А. и др. // Физика активных диэлектриков. Днепропетровск, 1984. С. 113—125.
- [3] Yano T., Watanabe A. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 3. P. 1243—1245.
- [4] Сиротян Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М., 1975. 426 с.
- [5] Portigal D. L., Burstein E. // Phys. Rev. 1968. V. 170. N 1. P. 673—678.
- [6] Брыжина М. Ф., Есаян С. Х. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 9. С. 2628—2636.
- [7] Uchida N., Ohmachi J. // J. Appl. Phys. 1969. V. 2. N 4. P. 4692—4695.
- [8] Белый В. Н., Шепелевич В. В. // Опт. и спектр. 1982. Т. 52. № 5. С. 842—846.
- [9] Белый В. Н., Кулак Г. В., Шепелевич В. В. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. № 3. С. 636—640.
- [10] Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Минск, 1958. 380 с.
- [11] Pine A. S. // Phys. Rev. 1970. V. B2. N 4. P. 2049—2054.
- [12] Курилкина С. Н., Хаткевич А. Г. // Кристаллография. 1988. Т. 33. № 2. С. 496—498.
- [13] Акустические кристаллы // Под ред. М. П. Шаскольской. М., 1982. 632 с.

Институт физики АН БССР
Минск

Днепропетровский государственный университет

Поступило в Редакцию
14 февраля 1990 г.

В окончательной редакции
13 сентября 1990 г.