1993 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 35, № 10
1993 SOLID STATE PHYSICS Vol. 35, N 10

УДК 548.0:534.2

ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННАЯ КОНИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В КУБИЧЕСКИХ ПАРАЭЛЕКТРИКАХ

В.Н.Белый, С.Н.Курилкина

Показано, что при воздействии внешнего электрического поля в окрестности осей четвертого порядка кубического параэлектрика возникает явление внутренней конической рефракции для квазипоперечных ультразвуковых волн. Установлена зависимость параметров конуса рефракции от линейных и нелинейных электромеханических коэффициентов кристалла и величины внешнего поля. Проанализированы особенности конической рефракции ультразвуковых пучков вдоль электроиндуцированных акустических осей.

При совпадении направления распространения ультразвуковых волн с акустической осью кристалла может наблюдаться явление внутренней конической рефракции, когда поток энергии квазипоперечных волн в пространстве распределяется по конусу. Теория акустической конической рефракции в плосковолновом приближении рассмотрена во многих работах (см., например, [1,2]). В [3] показано, что корректное описание данного явления возможно только на основе модели ограниченных ультразвуковых пучков. При этом, вопреки плосковолновой теории, линейно-поляризованное излучение распространяется не вдоль определенной образующей, а вдоль почти всех образующих конуса внутренней рефракции, что согласуется с имеющимися экспериментами [4–7].

В настоящем сообщении на основе развитой в [3] методики рассмотрены особенности электроиндуцированной конической рефракции в кубических параэлектриках ($BaTiO_3$, $SrTiO_3$, $KTiO_3$ и др.). Воздействие внешнего электрического поля E на кубические параэлектрики приводит к значительному (порядка нескольких процентов) относительному изменению упругих модулей в поле напряженности $E \sim 10$ кВ/см. При этом вследствие электрострикции происходит деформация акустических поверхностей и появляются индуцированные акустические оси [8,9]. При совпадении направления распространения ультразвуковых пучков с такими осями возникает вынужденная коническая рефракция.

Монохроматические пучки будем представлять в виде пучка плоских волн с волновыми векторами $\mathbf{k}$, концентрирующимися вокруг центрального $\mathbf{k}_0 = k_0\mathbf{n}$, где $\mathbf{n}$ — единичный вектор оси пучка. Отличие волновых векторов от центрального характеризуется вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k}-\mathbf{k}_0$. Согласно [3,10], изменение продольных составляющих волновых векторов $k_{\|} = (\mathbf{kn})$ можно выразить через поперечные составляющие $\mathbf{q}_{\perp} = \mathbf{q} - q_{\|}\mathbf{n}$ с точностью до квадратичных членов в виде

$$k_{\|} = k_0 - v^{-1} u_a q_a - (2v)^{-1} w_{ab} q_a q_b, \tag{1}$$

где $a, b = 1, 2$ — индексы поперечных компонент; $\mathbf{u} = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$ — вектор групповой скорости; $w = \partial\mathbf{u}/\partial\mathbf{k}$ — его производная по волновому вектору; $v = \mathbf{un}$ — фазовая скорость.

С использованием разложения (1) для вектора упругого смещения $\mathbf{A} = (\mathbf{r}, t)$ одной из собственных волн в пучке следует выражение [3]

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = (2\pi)^{-2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{q}_\perp A(\mathbf{q}_\perp) \mathbf{a} \exp i \left[\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{z}{v} \mathbf{u}_\perp \right) \mathbf{q}_\perp - \frac{z}{2v} \mathbf{q}_\perp w \mathbf{q}_\perp \right] \times$$

$$\times \exp i \left[\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t \right], \tag{2}$$

где $\mathbf{a}$ — единичный вектор поляризации, $A(\mathbf{q}_\perp)$ — амплитуды монохроматических плоских волн. Параметры пучка (2) определяются из характеристического уравнения [1]

$$\det L = \frac{1}{3} \mathrm{Sp} \left(L \bar{L} \right)) = 0, \tag{3}$$

где $L_{il} = \omega^2 \delta_{il} - \Pi_{il}$; $\bar{L}$ — присоединенный тензор; Sp — след тензора; δ_{il} — символы Кронекера; $\Pi_{il} = \Lambda^0_{il} + \Lambda'_{il}$; $\Lambda^0 = c'_{ijkl} k_j k_k$ — тензор Кристоффеля при отсутствии внешнего электрического поля $\mathbf{E}$; c'_{ijkl} — упругие постоянные кристалла, отнесенные к его плотности ρ_0. Добавка Λ'_{il} к тензору Кристоффеля во внешнем электрическом поле является тензором второго ранга [8]

$$\Lambda'_{il} = \rho_0 G_i G_l / 4\pi k_j \mathcal{E}_{jk} k_k, \qquad G_l = g'_{ijkl} E_j k_i k_k, \qquad \beta_{ij} = d'_{mniklj} E_m E_n k_k k_l,$$

где

$$g'_{ijkl} = g_{ijkl} / \rho_0, \qquad d'_{mnilkj} = d_{mniklj} / \rho_0$$

— соответственно тензоры линейной и эффективной квадратичной электрострикции, отнесенные к плотности среды. При этом

$$d_{mniklj} = \left[d^*_{mniklj} + g_{mnpt} + s_{ptqr} c_{ijklqr} + 2 g_{mnrt} s_{rtqk} c_{ijqe} \right],$$

где $d^*_{\mu\nu\rho}$ — термодинамический коэффициент, $c_{\mu\nu\rho}$ — нелинейные упругие модули, s_{ptqr} — коэффициенты податливости.

Полагаем для определенности, что вектор напряженности внешнего электрического поля $\mathbf{E}$ коллинеарен оси [100] кубического параэлектрика. Наличие последнего приводит к расщеплению акустической оси [001] четвертого порядка и возникновению под углом $\pm\theta_0 = [\delta_1 / k_1 |K|]^{1/2}$ к последней двух направлений вырождения фазовых скоростей [9], причем

$$\delta_1 = \mu E^2, \qquad \mu = \left(\mathcal{E}^{-1} g^2_{44} + d_{144} - d_{155} \right),$$

$$k_1 = (c_{11} + c_{12}) / (c_{11} - c_{44}), \qquad K = c_{11} - c_{12} - 2c_{44}.$$

Если параметр анизотропии $K < 0$ и $\delta_1 > 0$, то электроиндуцированные акустические оси расположены в плоскости (010) в направлениях $\mathbf{n}_0(\pm\sin\theta_0, 0, \cos\theta_0)$. Угол $2\theta_0$ между осями составляет $\sim 10^0$ при $E = 10$ кВ/см. При совпадении центрального волнового вектора $\mathbf{k}$ пучка с направлением $\mathbf{n}_0(\pm\sin\theta_0, 0, \cos\theta_0)$ один из корней характеристического бикубического уравнения (3) оказывается двукратным. Тогда вектор поляризации квазипродольной волны определяется акустическим тензором Π_{il} и его двукратным собственным значением, равным квадрату частоты квазипоперечной волны ω_{qs}^2 согласно соотношению [1]

$$a_i a_k = \bar{L}_{ik}/\mathrm{Sp}\bar{L}_{ik}. \tag{4}$$

Амплитуда квазипродольной волны, как и в случае произвольных, не совпадающих с акустической осью направлений, представляется в виде (2), в котором групповая скорость $\mathbf{u}$ и ее градиент w определяются полученными в результате дифференцирования характеристического уравнения (3) выражениями [3]

$$u_i = \Pi_{jl,i} a_j a_l / 2\omega,$$

$$w_{il} = \left\{\Pi_{jl,il} a_j a_k + \Pi_{jk,i}(a_j a_k)_l - 2u_i u_l\right\} \Big/ 2\omega. \tag{5}$$

Здесь индексы после запятой означают дифференцирование по соответствующей компоненте волнового вектора. Векторы поляризации квазипоперечных волн в соответствии с обычным соотношением (3) определяются неоднозначно и могут иметь любое направление, ортогональное вектору поляризации квазипродольной волны. Соответствующая такой электроиндуцированной оси точка $\mathbf{k}_0 = (\omega/v)\mathbf{n}_0$ поверхности волновых векторов удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \det L = \mathrm{Sp}\left[(2\omega\mathbf{u} - \partial\Pi/\partial\mathbf{k})\bar{L}\right] = 0. \tag{6}$$

Выражение групповой скорости корректно получается в результате дифференцирования (6)

$$Bu_r u_s - B_r u_s - B_s u_r + B_{rs} = 0,$$

$$B = 2\omega^2 \mathrm{Sp} L,$$

$$B_r = \omega \delta_{jm} \delta_{ijk} \delta_{lmn} \Pi_{il,r} L_{kn}/2,$$

$$B_{rs} = \delta_{ijk}\delta_{lmn}\Pi_{il,r}\Pi_{jm,s}L_{kn}/4, \tag{7}$$

где δ_{ijk} — символы Леви–Чивита; B_r — компоненты вектора средней групповой скорости, который коллинеарен оси конуса.

Ориентации вектора $\mathbf{B}$ и вектора поляризации квазипродольной волны, вообще говоря, различны и не совпадают с направлением акустической оси. Согласно (7), в монохроматическом пучке зависимость продольной составляющей волнового вектора от его поперечных составляющих вблизи акустической оси в первом приближении представляется в виде

$$u_a q_a = \left\{B_a q_a \pm \left[(B_a q_a)^2 - BB_{ab} q_a q_b\right]^{1/2}\right\} \Big/ B. \tag{8}$$

При известной этой зависимости векторы поляризации квазипоперечных волн вблизи акустической оси определяются соотношением

$$a_i a_l = \delta_{ijk}\delta_{lmn}L_{jm,a}q_a L_{ln} \Big/ \delta_{il}\delta_{ijk}\delta_{lmn}L_{jm,a}q_a L_{kn}. \tag{9}$$

Изменение продольной составляющей волнового вектора вблизи акустической оси во втором приближении [3]

$$w_{ab}q_a q_b = \frac{1}{2\omega}\left\{B_{il,ab}q_a q_b a_i a_l - C_{abc}q_a q_b q_c\right\},$$

$$B_{il,ab} = \Pi_{il,ab} - 2u_a u_b \delta_{il},$$

$$C_{abc} = L_{il,a}L_{jm,b}L_{kn,c}\delta_{ijk}\delta_{lmn} \Big/ 3\delta_{il}\delta_{ijk}\delta_{lmn}L_{jm,a}q_a L_{kn}. \tag{10}$$

Согласно (10), в случае конических точек, как и в других неособенных направлениях, градиент групповой скорости определяется изменением волнового вектора как непосредственно, так и посредством изменения векторов поляризации волн.

На основе общих выражений (7)–(10) рассмотрим особенности распространения ультразвуковых пучков для случая кубических параэлектриков вдоль электроиндуцированной акустической оси $\mathbf{n}_0 = (\sin\theta_0, 0, \cos\theta_0)$. Для этого удобно перейти к новой системе xyz, ось z которой совмещена с направлением вектора поляризации квазипродольной волны, а ось y совпадает с [010]. Тогда, согласно (8), изменение продольной составляющей волнового вектора в первом приближении можно представить следующим образом:

$$\mathbf{uq} = \frac{1}{2\omega}\left\{B + q_1' + C_+ q_3' \pm \left[(B_- q_1' + C_- q_3')^2 + D^2 {q'}_2^2\right]^{1/2}\right\},$$

$$B_\pm = -C_{44}'\sin\theta \mp \left[-\frac{K'}{4}\sin 4\psi\cos\theta + \left(c_{11}' - \frac{K'}{2}\sin^2 2\psi\right)\sin\theta\right],$$

$$C_\pm = c_{44}'\cos\theta - \frac{E^2}{4\pi}d_{144}' \pm \left[\left(c_{44}' + \frac{K'}{2}\sin^2 2\psi\right)\cos\theta - \frac{K'}{4}\sin 4\psi\sin\theta + \right.$$

$$\left. + \frac{E^2}{4\pi}\left(\mathcal{E}^{-1}g_{44}'^2\rho_0 - d_{155}'\right)\right],$$

$$D = -(c_{12}' + c_{44}')\sin\theta, \qquad K' = K/\rho_0, \tag{11}$$

где $\psi = \theta_0 + \theta$ — угол, образованный вектором поляризации квазипродольной волны с осью [001]; θ — угол между последним и электроиндуцированной акустической осью; q_i' — компоненты вектора $\mathbf{q}_\perp$ в выбранной системе координат. С учетом соотношений

$$q_1' = q_1\cos\theta, \qquad q_3' = q_1\sin\theta, \qquad q_2' = q_2$$

выражение (11) преобразуется следующим образом:

$$\mathbf{uq} = \frac{1}{2\omega}\left\{A_+ q_1 \pm \sqrt{X}\right\}, \qquad X = A_-^2 q_1^2 + D^2 q_2^2, \tag{12}$$

где $A_\pm = B_\pm \cos\theta + C_\pm \sin\theta$. Несложно заметить, что соотношение (12) описывает в параметрической форме эллипс.

Таким образом, при распространении ультразвукового излучения в направлении электроиндуцированной акустической оси вблизи оси симметрии четвертого порядка в кубических параэлектриках имеет место коническая рефракция, причем наблюдаемый конус в общем случае является эллиплическим, обращаясь в круговой лишь при выполнении условия $A_-^2 = D^2$. Акустическая ось совпадает с одной из образующих конуса только при $A_+ = A_-$. В соответствии с (7) компоненты вектора средней групповой скорости $\mathbf{B}$, отнесенные к разности частот квазипоперечной и квазипродольной волн $\omega_{qs}^2 - \omega_l^2$ в системе координат с осью z, коллинеарной вектору поляризации квазипродольной волны, имеют вид

$$B_1 = \omega B_+, \qquad B_2 = 0, \qquad B_3 = \omega C_+. \tag{13}$$

Это означает, что ось конуса рефракции расположена в плоскости (010), однако не совпадает как с вектором поляризации квазипродольной волны, так и с электроиндуцированной акустической осью и наклонена к последней под углом χ, тангенс которого

$$\operatorname{tg}\chi = A_+/A', \qquad A' = -B_+ \sin\theta + C_+ \cos\theta.$$

Максимальный угол раскрыва конуса

$$\tilde{\chi} = 2\left|\alpha - \chi\right|, \qquad \operatorname{tg}\alpha = (A_+ + A_-) \Big/ A'$$

определяется упругими и электрострикционными параметрами кристалла, а также величиной приложенного внешнего поля. При этом данная зависимость проявляется как непосредственно, так и посредством зависимости ориентации вектора поляризации квазипродольной волны от напряженности поля E.

Для кристалла титаната стронция ($SrTiO_3$) [11] ось конуса рефракции наклонена под углом $\chi = -2°$, а максимальный угол раскрыва $\tilde{\chi} \cong 4°$ при напряженности поля $E = 100$ кВ/см. Таким образом, как следует из (11)–(13), в кубическом параэлектрике оказываются связанными энергетические характеристики квазипоперечных волн (угол раскрыва конуса) и поляризационные квазипродольной (ориентация вектора поляризации): с увеличением ψ угол раскрыва конуса рефракции возрастает. Если индуцированная акустическая ось является продольной, т.е. одна из волн оказывается чисто продольной, что возможно при условии

$$\theta_0 = \frac{-2\pi_{31}}{\Pi_{11} - \Pi_{33} - \sqrt{(\Pi_{11} - \Pi_{33})^2 + 4\pi_{31}^2}}$$

или

$$-K + \frac{E^2}{4\pi}\left[\mathcal{E}^{-1}(g_{12} + 2g_{44})g_{44} - d_{112} - d_{155}\right] +$$
$$+\theta_0^2\left[(c_{11} - c_{44})/2 - (c_{12} + c_{44})^2/(c_{11} - c_{44})\right] = 0,$$
$$\operatorname{tg}\chi = \theta_0 K \Big/ \left[2c_{44} + \frac{E^2}{4\pi}\left(\mathcal{E}^{-1}g_{44}^2 - d_{144} - d_{155}\right)\right].$$

Как видно из последнего соотношения, угол, образованный осью конуса рефракции с индуцированной акустической осью, определяется параметром анизотропии $K = c_{11} - c_{12} - 2c_{44}$ и величиной приложенного электрического поля. Для кристалла $SrTiO_3$ индуцированная акустическая ось становится продольной при $E = 360$ кВ/см, а ось конуса рефракции наклонена к этой оси под углом $\chi \cong 6.5°$.

Определим теперь изменение векторов поляризации квазипоперечных волн, распространяющихся вблизи электроиндуцированной акустической оси. В системе координат с осью z, коллинеарной вектору поляризации квазипродольной волны, поляризационная диада является планарным тензором и в соответствии с (9) (11), (12) может быть представлена в виде

$$\mathbf{a}\cdot\mathbf{a} = \pm\frac{1}{2\sqrt{X}}\begin{pmatrix} -A_- q_1 \pm \sqrt{X} & Dq_2 \\ Dq_2 & A_- q_1 \pm \sqrt{X} \end{pmatrix}. \tag{14}$$

Как следует из (14), в наиболее общем случае, когда θ отлично от нуля и электроиндуцированная акустическая ось не является продольной, поворот волнового вектора вокруг оси $\mathbf{n}_0$ сопровождается замедленным (ускоренным) поворотом векторов поляризации квазипоперечных волн, причем неравномерность поворота усиливается с возрастанием напряженности поля $\mathbf{E}$.

Качественно по-иному проявляется коническая рефракция в кристаллах, для которых индуцированная акустическая ось является продольной. Тогда слагаемое $D = -(c'_{12} + c'_{44})\theta$ равно нулю и эллиптический конус вырождается в его сечение плоскостью (010). В этом случае поляризационный тензор (14) оказывается диагональным и независимо от направления распространения в окрестности электроиндуцированной оси волны поляризованы как поперечные с фиксированными векторами поляризации $\mathbf{e}_1$ или $\mathbf{e}_2$ ($\mathbf{e}_i$ — орты координатной системы с осью z, коллинеарной индуцированной акустической оси), т.е. вдоль $\mathbf{n}_0$ имеет место спорадическое касательное вырождение [12].

Приведем далее выражения для кривизны поверхности волновых векторов в окрестности продольной индуцированной акустической оси $\mathbf{n}_0$. Согласно (10), для волны, поляризованной вдоль $\mathbf{e}_2$, имеем

$$w_{rs}q_rq_s = \frac{1}{\omega_s}\left\{\left(c'_{44} - \frac{E^2}{4\pi}d'_{155}\right)q_\perp^2 + \frac{1}{\omega_s^2 - \omega_l^2}\left[c'_{12} + c'_{44} - \frac{E^2}{4\pi}(d'_{144} + d'_{123})\right]^2 q_2^2\right\}; \tag{15}$$

откуда следуют выражения для главных кривизн $w_+^{(2)}$ и $w_-^{(2)}$

$$w_+^{(2)} = \frac{1}{\omega_s}\left(c'_{44} - \frac{E^2}{4\pi}d'_{155}\right),$$

$$w_-^{(2)} = \frac{1}{\omega_s(\omega_s^2 - \omega_l^2)}\left[c'_{12} + c'_{44} - \frac{E^2}{4\pi}(d'_{144} + d'_{123})\right]^2.$$

Для волны, поляризованной вдоль $\mathbf{e}_1$, соответственно

$$w_{rs}q_rq_s = \frac{1}{\omega_s}\left\{\left(c'_{11} + \frac{E^2}{4\pi}\left[2\mathcal{E}^{-1}g'_{44}(g'_{11} - g'_{44})\rho_0 - d'111\right] + \frac{1}{\omega_s^2 - \omega_l^2}\times\right.\right.$$

$$\times\left[c'_{12}+c'_{44}+\frac{2E^2\rho_0}{4\pi\mathcal{E}}g'_{44}(g'_{12}+g'_{44})-\frac{E^2}{4\pi}(d'_{155}+d'_{113})\right]^2\Bigg)q_1^2+$$

$$+\left[c'_{44}+\frac{E^2}{4\pi}\left(\mathcal{E}^{-1}g'^2_{44}\rho_0-d'_{155}\right)\right]q_2^2\Bigg\}, \tag{15a}$$

откуда

$$w_+^{(1)}=\frac{1}{\omega_s}\left\{c'_{44}+\frac{E^2}{4\pi}\left[\mathcal{E}^{-1}g'^2_{44}\rho_0-d'_{155}\right]\right\},$$

$$w_-^{(1)}=\frac{1}{\omega_s}\Bigg\{c'_{11}+\frac{E^2}{4\pi}\left[2\mathcal{E}^{-1}g'_{44}(g'_{11}-g'_{44})\rho_0-d'_{111}\right]+$$

$$+\frac{1}{\omega_s^2-\omega_l^2}\left[c'_{12}+c'_{44}+\frac{2E^2\rho_0}{4\pi\mathcal{E}}g'_{44}\left(g'_{12}+g'_{44}\right)-\frac{E^2}{4\pi}\left(d'_{155}+d'_{113}\right)\right]^2\Bigg\}.$$

Как следует из (15), (15а), значения главных кривизн вдоль и вблизи индуцированных осей зависят от величины $\mathbf{E}$. При этом данная точка поверхности волновых векторов в общем случае не является омбилической ($w_+^{(2)}\neq w_-^{(2)}$, $w_+^{(1)}\neq w_-^{(1)}$). В случае сильного внешнего электрического воздействия знаки главных кривизн могут оказаться различными (что имеет место, например, для титаната стронция при $E=360$ кВ/см) и соответствующие точки поверхности волновых векторов вблизи акустической оси являются гиперболическими.

При совпадении центральной волновой нормали пучка с акустической осью при интегрировании (2) в случае квазипоперечных волн следует учесть, что

$$A(\mathbf{q}_\perp)\mathbf{a}=(\mathbf{a}\cdot\mathbf{a})\mathbf{A}(\mathbf{q}_\perp),$$

где $(\mathbf{a}\cdot\mathbf{a})$ — диада, образованная векторами поляризации и определяемая соотношением (14); $\mathbf{A}(\mathbf{q}_\perp)$ — векторная амплитуда ультразвукового излучения в кристалле на входной поверхности. В общем случае квазипродольной волны ($\psi\neq\theta_0$) не удается получить аналитическое выражение вектора смещения $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ и возможно лишь численное интегрирование (2). Отметим, что несовпадение оси конуса рефракции с акустической осью, а также неравномерность изменения поляризационных полей вблизи последней обусловливают неравномерность распределения энергии упругого излучения $I\sim\mathbf{A}\mathbf{A}^*$ по конусу.

В частном случае, когда электроиндуцированная акустическая ось является продольной, для пучка с лоренцевским распределением

$$\mathbf{A}(\mathbf{q}_\perp)=A_0\mathbf{a}\exp(-\sigma q_\perp)$$

вектор смещения (2) с учетом (11) и (14) в цилиндрической системе координат представляется в виде

$$\mathbf{A}(z,\rho,\varphi)=\frac{A_0}{4\pi}\int\limits_0^\infty dqq\exp-\sigma q\int\limits_{-\pi}^{\pi}d\varphi_q\exp i\Big[\rho q\cos(\varphi_q-\varphi)-$$

$$-\frac{z}{2v^2}a_{\pm}q\cos\varphi_q\Bigg](\mathbf{a}\cdot\mathbf{a})\mathbf{a}_0, \tag{16}$$

где φ_q — угол, образованный вектором $\mathbf{q}_\perp$ с осью z выбранной координатной системы, ось z которой коллинеарна индуцированной акустической оси; $a_\pm = A_+ \pm A_-$. После интегрирования (16) получаем

$$\mathbf{A}(z,\rho,\varphi) = (2\pi)^{-1}(\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2), \tag{17}$$

где

$$\mathbf{A}_1 = A_0\sigma\left[\sigma^2 + \left(\rho\cos\varphi - zK'\theta_0/v^2\right)^2 + \rho^2\sin^2\varphi\right]^{-3/2}\cos\eta\mathbf{e}_1,$$

$$\mathbf{A}_2 = A_0\sigma\left[\sigma^2 + \rho^2\right]^{-3/2}\sin\eta\mathbf{e}_2,$$

η — азимут поляризации падающей ультразвуковой волны.

Как следует из (17), излучение в кристалле представимо суперпозицией ортогонально-поляризованных волн. Причем амплитуда одной из них (поляризованной вдоль $\mathbf{e}_2$) при удалении от образующей конуса рефракции убывает $\sim [G^2+\rho^2]^{-3/2}$ независимо от величины внешнего поля. Характер и быстрота убывания амплитуды другой волны определяются величинами анизотропии кристалла и внешнего электрического воздействия.

Таким образом, полученные соотношения между поляризацией волн и их групповой скоростью, а также выражение градиента групповой скорости позволяют объяснить особенности внутренней конической рефракции при распространении ультразвуковых пучков вдоль электроиндуцированных акустических осей кубических параэлектриков.

Авторы выражают признательность А.Г.Хаткевичу за полезное обсуждение результатов.

Настоящая работа субсидирована Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь согласно контракту № Ф31–216.

Список литературы

[1] Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.
[2] Хаткевич А.Г. // Кристаллография. 1962. Т. 7. № 5. С. 742–747.
[3] Хаткевич А.Г. // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 4. С. 629–634.
[4] Александров К.С., Рыжова Т.В. // Кристаллография. 1964. Т. 9. № 3. С. 373–376.
[5] McSkimin H.J., Bond W.L. // J. Acoust. Soc. Amer. 1966. V. 39. N 3. P. 499–505.
[6] Красильников В.А., Лямов В.Е., Маматова Т.А. // ФТТ. 1974.Т. 16. № 5. С. 1552–1554.
[7] Анисимкин В.И., Морозов А.И. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 10. С. 3006–3009.
[8] Белый В.Н., Севрук Б.Б. // Кристаллография. 1983. Т. 28. № 5. С. 925–931.
[9] Белый В.Н., Севрук Б.Б., Хаткевич А.Г. // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 1. С. 5–11.
[10] Хаткевич А.Г. // Акуст. журн. 1978. Т. 24. № 1. С. 108–115.
[11] Бражкин Ю.А., Коробов А.И. // Тез. XII Всесоюзн. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. 1983. Т. 2. С. 358–359.
[12] Альшиц В.И., Сарычев А.В., Шувалов А.Л. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 3. С. 922–937.

Институт физики АН Беларуси
Минск
Гомельский государственный университет
им. Ф.Скорины

Поступило в Редакцию
12 апреля 1993 г.
В окончательной редакции
15 июня 1993 г.