

УДК 537.2 - 539.3

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОУПРУГОЙ СДВИГОВОЙ ВОЛНЫ
НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
КРИСТАЛЛОВ КУБИЧЕСКОЙ И ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ
СИММЕТРИИ (КЛАССЫ 23 И 6mm)

Берберян А.Х.

Ա. Խ. Բերբերյան

Սահի՛ր էլէկտրաառաճգական ալիքի բեկումը խորանարդաճէ և հեքսագոնայ ալեգոնէկտրիկ 23 և 6mm դասի բյուրեղների բաժանման սահմանից

Վիտարկում 1 սահի՛ր էլէկտրաառաճգական հարը ալիքի անդրադարձումը և բեկումը խորանարդաճէ և հեքսագոնայ ալեգոնէկտրիկ 23 և 6mm դասի բյուրեղների բաժանման սահմանից Վսնված են ալիքալին դասերը ալեգոնէկտրիկ բյուրեղներում, որովւած են առաջագող ալիքների լայնույրային գործակիցները Ցույլ է տրված, որ բյուրեղներում առաջանում է ուղեկցող մակերևութային ալիքներ

A. Kh. Berberyan

Refraction of an electroelastic shear wave at the interface between a cubic and hexagonal piezoelectric crystal of 23 and 6mm classes

Рассмотрено отражение и преломление шевской электроупругой сдвиговой волны на границе раздела кубического и гексагонального пьезоэлектрических кристаллов классов 23 и 6mm. Найдены волновые поля в пьезоэлектрических кристаллах, определены амплитудные коэффициенты возникающих волн. Показано, что в кристаллах возникают сопутствующие поверхностные волны.

Введение. Как известно [1–5], наличие пьезоэлектрических свойств у кристалла может существенно менять поведение волновых процессов, хотя коэффициент электромеханической связи для известных пьезокристаллов мал по сравнению с единицей. Такая ситуация возникает, например, при отражении и преломлении электроупругих волн на границе пьезоэлектриков. В работе [9] для пьезокристаллов ромбической симметрии класса 222 показано, что наличие пьезоэффекта приводит к возникновению в кристалле дополнительных электроупругих колебаний, которые не являются собственными колебаниями кристалла и возникают только в присутствии падающей на границу раздела электроупругой волны. Такое колебание локализуется у границы кристалла и называется сопутствующим поверхностным колебанием (СПК) [1,6,9]. В настоящей работе рассматривается задача преломления сдвиговой электроупругой волны на границе раздела пьезоэлектрических кристаллов кубической и гексагональной симметрии класса 23 и 6mm.

1. Постановка задачи. Пусть два пьезоэлектрических кристалла кубической и гексагональной симметрии класса 23 и 6mm в прямоугольной декартовой системе координат $Ox_1x_2x_3$ находятся в акустическом контакте вдоль плоскости $y = 0$. Величины, характеризующие пьезоэлектрик, находящийся при $y > 0$, будем сопровождать индексом $(\alpha$,

а при $y < 0$ — индексом β . Пусть пьезоэлектрик, занимающий область $y > 0$, является кубический кристалл, а область $y < 0$ занимает гексагональный кристалл. Одна из осей симметрии второго порядка кубического кристалла параллельна главной оси гексагонального кристалла и оси Oz , и лежат они в плоскости границы раздела (фиг. 1). Далее, пусть кристаллы находятся в антиплоском деформированном состоянии, так что упругие и электрические поля в средах имеют вид:

$$\begin{aligned} y > 0: \bar{u}_\alpha &= \{0, 0, u_\alpha(x, y, t)\}, \quad \varphi_\alpha = \varphi_\alpha(x, y, t) \\ y < 0: \bar{u}_\beta &= \{0, 0, u_\beta(x, y, t)\}, \quad \varphi_\beta = \varphi_\beta(x, y, t) \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $\bar{u}$ — вектор упругого перемещения точек среды, φ — потенциалы электрических полей в средах.

При сделанных предположениях из соотношений линейной теории электроупругости и квазистатического электрического поля получаются следующие уравнения и граничные условия для рассматриваемой задачи [1,7]:

1. в области $y > 0$:

$$\begin{aligned} c_{44}^\alpha \Delta u_\alpha + 2e_{14}^\alpha \frac{\partial^2 \varphi_\alpha}{\partial x \partial y} &= \rho^\alpha \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial t^2} \\ 2e_{14}^\alpha \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial x \partial y} - \varepsilon_{11}^\alpha \Delta \varphi_\alpha &= 0 \end{aligned} \quad (1.2)$$

2. в области $y < 0$:

$$\begin{aligned} c_{44}^\beta \Delta u_\beta + e_{15}^\beta \Delta \varphi_\beta &= \rho^\beta \frac{\partial^2 u_\beta}{\partial t^2} \\ e_{15}^\beta \Delta u_\beta - \varepsilon_{11}^\beta \Delta \varphi_\beta &= 0 \end{aligned} \quad (1.3)$$

Граничные условия при $y = 0$:

$$u^\alpha = u^\beta; \quad \varphi^\alpha = \varphi^\beta; \quad D_y^\alpha = D_y^\beta; \quad \sigma_{zy}^\alpha = \sigma_{zy}^\beta \quad (1.4)$$

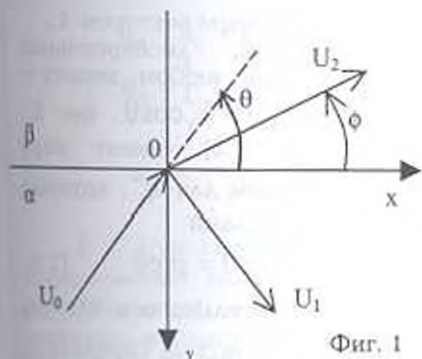
Здесь приняты обозначения:

$c_{44}^\alpha, c_{44}^\beta$ — упругие постоянные.

$e_{14}^\alpha, e_{15}^\beta$ — пьезоэлектрические модули.

$\varepsilon_{11}^\alpha, \varepsilon_{11}^\beta$ — диэлектрические проницаемости.

ρ^α, ρ^β — плотности пьезокристаллов кубической и гексагональной симметрии соответственно. В работе используется международная система измерения СИ.



Фиг. 1

2. Однородные и неоднородные плоские волны. Сначала рассмотрим решения уравнений (1.2) и (1.3) электроупругости, представляющих собой плоские гармонические волны

$$u = Ue^{i(\rho x + qy - \omega t)}, \quad \varphi = \Phi e^{i(\rho x + qy - \omega t)} \quad (2.1)$$

где U и Φ — амплитуды перемещения и потенциала в волне, p и q — продольное и поперечное волновые числа относительно оси Ox , ω — частота колебаний.

Для кристалла кубической симметрии, подставляя решение (2.1) в систему уравнений (1.2), из условия разрешимости этой системы получаем дисперсионное уравнение для поперечного волнового числа q и соотношение между амплитудами смещения U_α и потенциала Φ_α .

$$(p^2 + q_\alpha^2)(p^2 + q_\alpha^2 - S_\alpha^{-2}\omega^2) + 4\chi_\alpha^2 p^2 q_\alpha^2 = 0 \quad (2.2)$$

$$[(p^2 + q_\alpha^2) - \rho_\alpha \omega^2]U_\alpha + 2e_{14} p q_\alpha \Phi_\alpha = 0 \quad (2.3)$$

или
$$2e_{14} p q_\alpha U_\alpha - \epsilon_{11}''(p^2 + q_\alpha^2)\Phi_\alpha = 0 \quad (2.4)$$

где
$$S_\alpha^2 = S_0^2 = \frac{c_{44}^\alpha}{\rho_\alpha}, \quad \chi_\alpha^2 = \frac{e_{14}^2}{\epsilon_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\alpha} \quad (2.5)$$

Здесь S_α — скорости объемной упругой волны в направлении оси Oy , χ_α — коэффициент электромеханической связи.

Для однородных волн p и q можно представить в виде:

$$p = k \cos \theta, \quad q = -k \sin \theta \quad (2.6)$$

где θ — угол скольжения, т.е. угол между волновым вектором $\vec{k} = \{p, q\}$ и положительным направлением оси Ox (фиг.2), причем

$$k^2 = p^2 + q^2, \quad \operatorname{tg} \theta = -\frac{q}{p} \quad (2.7)$$

При обозначениях (2.6) и (2.7) дисперсионное уравнение (2.2) принимает форму [6]:

$$k_\alpha^2 = \omega^2 / S_\alpha^2 (1 + \chi_\alpha^2 \sin^2 2\theta) \quad (2.8)$$

Отметим, что k_α принимает действительные значения для любого θ . Этот факт следует из того, что средняя во времени потенциальная энергии волны положительна [1,2]. Отсюда следует, что плоская однородная волна распространяется в любом направлении, заданном волновым вектором $\vec{k}_\alpha$.

Таким образом, дисперсионное уравнение (2.2) при любом вещественном значении $p = k_\alpha \cos \theta$, где k_α определяется по (2.8), имеет пару вещественных корней для q'' , которые определяются формулами:

$$q_1^\alpha = \pm q_0^\alpha, \quad q_0^\alpha = k_\alpha \sin \theta = p \operatorname{tg} \theta \quad (2.9)$$

и отвечают зеркально-симметричным волнам относительно оси Ox (на фиг.2 $\theta_1 = -\theta$). Другую пару корней уравнения (2.2) можно определить, используя теорему Виета [9]. Получим $q_2^\alpha = \pm ir$, где

$$r = \frac{\omega |\cos \theta| \sqrt{1 + 4\chi_\alpha^2 \cos^2 \theta}}{S_\alpha \sqrt{1 + \chi_\alpha^2 \sin^2 2\theta}} \quad (2.10)$$

Таким образом, уравнения пьезокристалла (1.2) имеют решения вида (2.1),

представляющие неоднородные плоские волны:

$$\begin{aligned} u &= U e^{i\gamma y + i(pz - \omega t)} \\ \varphi &= \Phi e^{i\gamma y + i(pz - \omega t)} \end{aligned} \quad (2.11)$$

которые распространяются в направлении оси Ox и убывают в направлении оси Oy (при знаке "+") или $-Oy$ (при знаке "-"). Ясно, что для безграничного кристалла они не имеют физического смысла и могут описывать физический процесс в ограниченных кристаллах.

Перейдем к уравнению (1.3), описывающему квазистатическое поле в кристалле гексагональной симметрии.

Ища решение в виде (2.1), получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$(p^2 + q_\beta^2)(p^2 + q_\beta^2 - k_\beta^2) = 0 \quad (2.12)$$

откуда одна пара корней описывает электростатические колебания:

$q_\beta = \pm i|p|$, следовательно, получаем решения в виде неоднородных плоских волн. Волновое число и потенциал будут:

$$\begin{aligned} k_\beta^2 &= \omega^2 / S_\beta^2 (1 + \chi_\beta^2) \\ \Phi_\beta &= e_{15}^\beta U_\beta / \epsilon_{11}^\beta \end{aligned} \quad (2.13)$$

где

$$S_\beta^2 = \frac{e_{14}^\beta}{\rho^\beta}, \quad \chi_\beta^2 = \frac{e_{15}^2}{\epsilon_{11}^\beta \epsilon_{33}^\beta}$$

3. Решение задачи. Пусть из объема кубического пьезоэлектрика, на границу раздела падает плоская сдвиговая электроупругая волна вида (2.1) с амплитудами U_0 , Φ_0 , частотой ω , волновым числом k_α , продольными и поперечными волновыми числами $p = k_\alpha \cos \theta$, $q_\alpha = -k_\alpha \sin \theta = -q_0$, углом скольжения θ (фиг. 1). Вследствие взаимодействия падающей волны с границей раздела, в кубическом пьезоэлектрике возникают: отраженные электроупругие плоские волны и сопутствующие поверхностные электроупругие (неоднородные) волны. Отбрасывая нефизические решения, растущие в глубь кристалла, имеем при $y > 0$ полное решение:

$$\begin{aligned} u_\alpha &= u_0^\alpha + u_1^\alpha = [U_0 e^{-iq_0 y} + U_1 e^{iq_0 y} + iB\Phi_\alpha e^{-\gamma y}] e^{i(pz - \omega t)} \\ \Phi_\alpha &= [-U_0 A e^{-iq_0 y} + AU_1 e^{iq_0 y} + \Phi_\alpha e^{-\gamma y}] e^{i(pz - \omega t)} \end{aligned} \quad (3.1)$$

где

$$A = \frac{e_{14}^\alpha \sin 2\theta}{\epsilon_{11}^\alpha}, \quad B = \frac{2e_{14}^\alpha p \cos^2 \theta}{\epsilon_{33}^\alpha p}$$

В пьезоэлектрике гексагональной симметрии возникают преломленные волны и сопутствующие поверхностные электроупругие (неоднородные) волны. Преломленные волны распространяются, очевидно, в плоскости падения, поскольку проекция волновых векторов преломленных волн на границу раздела должны совпадать с той же проекцией волнового вектора падающей волны. В рассматриваемой плоскости падения, как отмечено в [1], квазипродольные и квазипоперечные волны поляризованы в этой же плоскости ($u_z = 0$) и непьезоактивны. Сдвиговые волны поляризованы перпендикулярно

плоскости падения ($u_{\perp} = u_{\parallel} = 0, u_{\perp} \neq 0$), поэтому условие непрерывности вектора смещения на границе раздела требует, чтоб преломленная волна была также сдвиговой. Таким образом, отбрасывая нефизические решения, растущие в глубь кристалла, при $y < 0$ имеем полное решение:

$$u_p = U_0 e^{-i\omega t} e^{i(p_1 y - \omega t)} \\ \Phi_p = \left[\frac{\epsilon_{15}^p}{\epsilon_{11}^p} U_0 e^{-i\omega t} + \Phi_p e^{i p_1 y} \right] e^{i(p_1 y - \omega t)} \quad (3.2)$$

Вследствие удовлетворения граничным условиям, все волны имеют одинаковую частоту ω и продольное волновое число p (т. е. волны вдоль границы распространяются с одинаковой скоростью), совпадающие с соответствующими характеристиками падающей волны. Отраженная, преломленная и сопутствующие поверхностные волны имеют соответственно следующие волновые числа:

$$q = q_0 = k \sin \theta, \quad q = q_p = (k_p^2 - p^2)^{1/2}, \quad q = (r, q = -i|p|) \quad (3.3)$$

где r определяется по (2.12) или (2.13).

Связь между амплитудами упругого перемещения и электрического потенциала дается по (2.3) или (2.4). Компоненты индукции и смещения для обеих сред даются следующими выражениями:

$$D_y^a = \epsilon_{14}^a \frac{\partial u}{\partial x} - \epsilon_{11}^a \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \sigma_{23}^a = \epsilon_{34}^a \frac{\partial u}{\partial y} + \epsilon_{14}^a \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ D_y^p = \epsilon_{15}^p \frac{\partial u}{\partial y} - \epsilon_{11}^p \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \sigma_{3y}^p = \epsilon_{34}^p \frac{\partial u}{\partial y} + \epsilon_{15}^p \frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (3.4)$$

Здесь U_0, U_1, U_2 — амплитуды смещения падающей, отраженной и преломленной волн соответственно, Φ_a, Φ_p — амплитуды потенциала СПК в кубическом и гексагональном кристаллах соответственно.

Подставляя решения (3.2) в граничные условия (1.4), после некоторых, но громоздких вычислений, получим:

$$R = U_1 / U_0 = [-P + N' \sin \phi + (-M_1 + M_2 - M_3 + M_4) \sin \theta + \\ + i(P_1 - N_1 \sin \phi + (M_{11} - M_{12} + M_{13}) \sin \theta)] / D$$

$$T = U_2 / U_0 = [(-2 \frac{\epsilon_{14}^a \epsilon_{11}^p}{\epsilon_{15}^p \epsilon_{11}^p} M_1 \sin 2\theta + 2M_4) \sin \theta +$$

$$i(2M_{11} + 2\sin^2 \theta M_{12}) \sin \theta] / D$$

$$Q = \Phi_a / U_0 = [(M_{11} + M_{12}) \sin \theta + i(N_1 \sin \phi + M_{12} \sin \theta)] / D$$

$$Q_p = \Phi_p / U_0 = [(M_{11} + M_{12} \cos^2 \theta) \sin \theta + i(N_{12} \sin \phi + M_{12} \sin \theta)] / D$$

где $D = -P + N' \sin \phi + (M_1 + M_2 + M_3 + M_4) \sin \theta + \\ + i(-P_1 + N_1 \sin \phi + (M_{11} + M_{12} + M_{13}) \sin \theta)$

$$P = \epsilon_{14}^2 k_a^2 \cos^2 \theta \cos 2\theta + \epsilon_{15}^2 \epsilon_{11}^a k_a^2 |\cos \theta| / \epsilon_{11}^p$$

$$\begin{aligned}
M_1 &= \frac{1}{2} e_{14}^2 k_\alpha^2 \cos \theta \sin 4\theta; & M_2 &= \frac{2e_{14} e_{15} k_\alpha^3 \cos^3 \theta |\cos \theta|}{\gamma} \\
M_3 &= \frac{2e_{14}^2 e_{15}^2 k_\alpha^3 \cos^3 \theta \sin 2\theta |\cos \theta|}{\gamma c_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\beta}; & M_4 &= 2e_{14} e_{15} k_\alpha \gamma \cos \theta |\cos \theta| \\
N &= k_\beta (e_{15}^2 + c_{44}^\beta \epsilon_{11}^\beta); & n &= 4e_{14}^2 k_\alpha \cos^4 \theta \sin \theta \\
N' &= N \cdot n \cdot k_\alpha |\cos \theta| / (\gamma c_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\alpha); & P_1 &= 2e_{14} e_{15} k_\alpha^2 \cos^3 \theta |\cos \theta| \\
N_{\alpha} &= \frac{N(c_{44} \gamma (\epsilon_{11}^\beta k_\alpha |\cos \theta| + \gamma \epsilon_{11}^\alpha)) - N \cdot n \cdot k_\alpha \sin \theta}{\gamma c_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\beta} \\
M_{11} &= \frac{1}{\epsilon_{11}^\alpha} k_\alpha (\epsilon_{11}^\alpha k_\alpha |\cos \theta| (c_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\alpha + 4e_{14}^2 \cos^4 \theta) + \epsilon_{11}^\alpha \gamma (c_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\alpha + 2e_{14}^2 \cos^2 \theta)) \\
M_{12} &= e_{14} e_{15} k_\alpha^2 \sin 2\theta |\cos \theta|; & M_{13} &= \frac{2e_{14}^2 k_\alpha^2 (e_{14}^2 + c_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\alpha + e_{14}^2 \cos 2\theta) \cos^4 \theta}{\gamma c_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\alpha} \\
M_{\alpha} &= e_{14} c_{44}^\alpha k_\alpha^2 (\cos \theta + \cos 3\theta); & M_{\alpha\alpha} &= \frac{4e_{14}^2 k_\alpha^2 \cos 2\theta \cos^3 \theta}{\epsilon_{11}^\alpha} \\
N_f &= 2e_{14} k_\beta \sin 2\theta (e_{15}^2 + c_{44}^\beta \epsilon_{11}^\beta); & N_{\alpha} &= \frac{k_\alpha |\cos \theta|}{\epsilon_{11}^\alpha} N_f \\
N_{\alpha\alpha} &= \frac{1}{\epsilon_{11}^\beta} \left(\frac{4e_{14}^2 k_\alpha^2 \cos^4 \theta \sin^2 \theta}{c_{44}^\alpha \gamma \epsilon_{11}^\alpha} - \gamma \right) N_f \\
M_{1\alpha} &= 2e_{14} k_\alpha^2 |\cos \theta| \left(c_{44}^\alpha + \frac{e_{14}^2 \sin^2 2\theta}{\epsilon_{11}^\alpha} \right) \\
M_{\alpha\alpha} &= \frac{2e_{14} k_\alpha}{c_{44}^\alpha \gamma \epsilon_{11}^\beta} \left(c_{44}^\alpha + \frac{2e_{14}^2 \cos^2 \theta}{\epsilon_{11}^\alpha} \right) (e_{14}^2 k_\alpha^2 \sin^2 2\theta \cos^2 \theta - c_{44}^\alpha \epsilon_{11}^\alpha \gamma^2)
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Полученные выражения описывают отражение и преломление сдвиговых акустоэлектрических волн на границе раздела пьезоэлектриков кубической и гексагональных систем.

Обсудим полученные результаты. Рассмотрим вначале отражение волн от свободной границы, полагая $c_{44}^\beta = e_{15}^\beta = 0$, $\epsilon_{11}^\beta = \epsilon$. [9].

Получаем: $U_1 = R_1 U_0$, $\Phi_\alpha = Q_2 U_0$, $\Phi_\beta = Q_\alpha U_0$, где

$$\begin{aligned}
R_1 &= \frac{M \sin \theta - i \chi_\alpha^2 N |\cos \theta|}{M \sin \theta + i \chi_\alpha^2 N |\cos \theta|}, & Q_2 &= \frac{\pm 4ie_{14}^\alpha r_\alpha P_1 \sin \theta}{M \sin \theta + i \chi_\alpha^2 N |\cos \theta|} \\
Q_\alpha &= \frac{\pm 8ie_{14}^\alpha r_\alpha P_2 \sin \theta}{M \sin \theta + i \chi_\alpha^2 N |\cos \theta|}, & M &= 4\epsilon_\alpha r_\alpha (1 + \chi_\alpha^2 \cos^4 \theta) + 4\epsilon_{11}^\alpha (1 + 2\chi_\alpha^2 \cos^2 \theta)^2 \\
N &= 4\epsilon_{11}^\alpha r_\alpha \cos^2 2\theta, & P_2 &= -2(1 + 2\chi_\alpha^2 \cos^2 \theta) \cos 2\theta \\
P_1 &= -(1 + 4\chi_\alpha^2 \cos^4 \theta) \cos 2\theta, & r_\alpha &= \sqrt{1 + 4\chi_\alpha^2 \cos^2 \theta}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная.

Обратим внимание на следующие важные обстоятельства. Если $\theta < \chi_a^*$, то $\Phi_2 \rightarrow 0$ и $U_1 \rightarrow -U_0$, т.е. сдвиговые электроупругие волны параллельно поверхности пьезокристалла рассматриваемой симметрии не распространяются. Между тем, без пьезоэффекта такое распространение возможно (при $\chi_a^* = 0, R_1 = 1$). Далее, при $\theta \sim \chi_a^*$ амплитуда потенциала СПК существенно превосходит амплитуду потенциала отраженной волны.

Преломленная волна скользит во второй среде под углом ϕ , находимым из соотношения: $\cos \phi = S_b S_a^{-1} \cos \theta$, т.е. величина $S_b S_a^{-1}$ играет роль показателя преломления. Если показатель преломления больше единицы, то при углах скольжения $\theta > \phi_a$ величина ϕ_a становится мнимой и по модулю, равной единице, т.е. возникает полное внутреннее отражение. Как видно, пьезоэффект меняет величину ϕ_a лишь постольку, поскольку перенормирует скорость акустических волн. В отличие от оптики и акустики непьезоэлектрических сред, отражение и преломление в пьезокристаллах отличается тем, что коэффициенты отражения и преломления — комплексные величины даже при углах скольжения, меньше угла полного внутреннего отражения ϕ_a . Это означает, что на границе отраженная и преломленная волны сдвинуты по фазе относительно падающей на величины $\arctg(\text{Im } R / \text{Re } R)$ и $\arctg(\text{Im } T / \text{Re } T)$ соответственно. Если показатель преломления меньше единицы и $\rho^a < \rho^b$, то в непьезоэлектрических кристаллах граница может стать прозрачной ($R = 0$) для волн, скользящих под углом $\theta_T = \arcsin \{ (S_b S_a^{-1}) \times [(1 - S_a^2 S_b^{-2}) (\rho^b / \rho^a - 1)]^{1/2} \}$. В пьезоэлектриках условие прозрачности существенно ужесточается, т.к. R — комплексная величина и необходимо обращение в нуль ее действительной и мнимой частей.

Заключение. Рассмотрено преломление плоской электроупругой сдвиговой волны на границе раздела кубического и гексагонального пьезоэлектрических кристаллов классов 23 и 6mm.

Определены волновые поля в пьезоэлектрических кристаллах. Показано, что падающие волны, отражаясь на границе гексагонального кристалла, преломляются, порождая в нем упругое поле. Такая волна порождает дополнительную поверхностную электрическую волну в пьезокристалле кубической симметрии, а следовательно, и сопутствующее ей упругое колебание. В свою очередь, электрическое поле падающей волны частично просачивается в кристалл гексагональной симметрии, порождая в нем, около границы раздела, волну электрического поля, распространяющуюся вдоль границы с той же фазовой скоростью, что и электроупругие волны. Такая волна порождает дополнительную поверхностную электрическую волну в гексагональном пьезокристалле, а следовательно, и сопутствующие упругие колебания.

Далее, сдвиговые волны, параллельно поверхности кристаллов (при малых углах скольжения ($\theta < \chi_a^*$)) не могут распространяться. При углах скольжения ($\theta > \phi_a$ ($\cos \phi_a = S_b S_a^{-1}$)), и если показатель преломления

больше единицы, величина q_0 становится мнимой и по модулю равной единице, т. е. возникает полное внутреннее отражение. А также на границе отраженная и преломленная волны сдвинуты по фазе относительно падающей на величины $\arctg(\operatorname{Im} R / \operatorname{Re} R)$ и $\arctg(\operatorname{Im} T / \operatorname{Re} T)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, сибирское отделение, 1982. 240с.
2. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424с.
3. Багдасарян Г.Е., Даноян З.Н., Манукян Г.А. Поведение мод сдвиговых поверхностных электроупругих волн Лява в пьезоэлектрических подложках с диэлектрическим слоем // В кн. "Актуальные проблемы неоднородной механики", Материалы Всесоюзного научного семинара, Ереван, 1991. 23–26 июня. С.49–54.
4. Белубекян М.В., Белубекян В.М. О сдвиговой волне, локализованной вдоль движущейся границы раздела пьезоэлектриков // Изв. НАН Армении. Механика. 1994. Т.47. №3–4. С.78–82.
5. Аветисян А.С., Маргарян Дж.М. Электроупругие поверхностные волны сдвига на границе раздела двух пьезоэлектрических полупространств. // Изв. НАН Армении. Механика. 1994. Т.47. №3–4. С.31–36.
6. Балакирев М.К., Гилинский И.А. Отражение упругой волны от границы раздела пьезокристалл – вакуум // ФТТ. 1969. Т.11. Вып.4. С.1027–1029.
7. Аветисян А.С. К задаче распространения сдвиговых волн в пьезоэлектрической среде // Изв. АН Арм.ССР. Механика. 1985. Т.38. №1. С.12–19.
8. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 344 с.
9. Багдасарян Г.Е., Берберян А.Х., Даноян З.Н. Отражение электроупругой сдвиговой волны от границы раздела ромбического пьезоэлектрического кристалла класса 222 и вакуума // Изв. НАН Армении. Механика. 2002. Т.55. №3. С.42–48.

Институт механики
НАН Армении

Поступила в редакцию
22.11.2002