

УДК 537.2 : 539.3

ПРОСАЧИВАНИЕ ЭЛЕКТРОУПРУГОЙ СДВИГОВОЙ ВОЛНЫ  
ЧЕРЕЗ ЗАЗОР МЕЖДУ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ  
КРИСТАЛЛАМИ КУБИЧЕСКОЙ И ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ  
СИММЕТРИИ (КЛАССЫ 23 и 6mm)

Берберян А.Х.

**Ա.Խ. Բերբերյան**

**Սահիքի էլեկտրաառաձգական ալիքի թափանցումը խորանարդաձև և հեքսագոնալ պլեզոէլեկտրիկ 23 և 6mm դասի բյուրեղների ճեղքի միջև**

Դիտարկված է սահիքի էլեկտրաառաձգական հարթ ալիքի թափանցումը խորանարդաձև և հեքսագոնալ պլեզոէլեկտրիկ 23 և 6mm դասի բյուրեղների ճեղքի միջև: Որոշված են առաջացող ալիքների լայնությունների գործակիցները: Ցույց է տրված, որ բյուրեղներում առաջանում է ուղեկցող մակերևութային ալիքներ:

**A.Kh.Berberyan**

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

The passage of a flat electroelastic shear wave through a backlash between cubic and hexagonal crystals of classes 23 and 6mm is considered. The peak factors reflection and refraction of arising waves, and also attitude(relation) so-called " symmetric and antisymmetric " of waves extending in a backlash are determined. Is shown, that in a crystal there are accompanying superficial waves.

Рассмотрено просачивание плоской электроупругой сдвиговой волны через зазор между кубическим и гексагональным пьезоэлектрическим кристаллами классов 23 и 6mm. Определены амплитудные коэффициенты отражения и преломления возникающих волн, а также отношение так называемых "симметричных и антисимметричных" волн, распространяющихся в зазоре. Показано, что в кристаллах возникают сопутствующие поверхностные волны.

Падение электроупругой волны на границу пьезоэлектрика сопровождается электроакустическими сопутствующими поверхностными колебаниями (СПК). Известно, что взаимодействия СПК с прилегающей к пьезоэлектрику средой, например, с полупроводником, может существенно изменить коэффициент отражения даже в отсутствие акустического контакта между средами [1]. Очевидно, что СПК должны возбуждать упругую волну и в пьезоэлектрике, расположенном вблизи границы, при этом соответственно меняется и коэффициент отражения. Если вблизи поверхности пьезокристалла поместить второй пьезоэлектрик таким образом, чтобы зазор между пьезокристаллами был меньше или порядка длины волны, то во втором кристалле также возникает переменное электрическое поле, а вследствие пьезоэффекта и упругие деформации. Таким образом, часть энергии акустоэлектрической волны,

падающей на поверхность пьезокристалла, должна просачиваться во вторую среду, если она также является пьезоэлектриком, и распространяться там в виде объемной волны, уходящей от границы раздела [2].

**Введение.** Пьезоэлектрические свойства кристаллов могут существенно менять поведение волновых процессов, хотя коэффициент электромеханической связи мал по сравнению с единицей. Например, такая ситуация возникает при отражении и преломлении электроупругих волн на границе пьезоэлектриков. В работах [3,7,10] для пьезокристаллов ромбической и кубической симметрий показано, что наличие пьезоэффекта приводит к возникновению в кристалле дополнительных электроупругих колебаний (сопутствующие поверхностные колебания–СПК). В настоящей работе рассматривается задача просачивания сдвиговой электроупругой волны через зазор между пьезоэлектрическими кристаллами кубической и гексагональной симметрии классов 23 и 6mm.

**1. Постановка задачи.** Пусть два пьезоэлектрических кристалла кубической и гексагональной симметрий классов 23 и 6mm в прямоугольной декартовой системе координат  $Oxyz$  разделены вакуумным промежутком  $2h$ . Кубический кристалл, в котором задана падающая волна, занимает область  $y > h$ , а гексагональный –  $y < -h$ . Величины, характеризующие пьезоэлектрик, находящийся при  $y > h$ , будем сопровождать индексом  $\alpha$ , а при  $y < -h$  – индексом  $\beta$ , а область  $-h < y < h$  – индексом  $\gamma$ . Одна из осей симметрии второго порядка кубического кристалла параллельна главной оси гексагонального кристалла и оси  $OZ$  (фиг. 1). Далее, пусть кристаллы находятся в антиплоском деформированном состоянии, так что упругие и электрические поля в средах имеют вид:

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

где  $\bar{u}$  – вектор упругого перемещения точек среды,  $\varphi$  – 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 [3,11]:

1. В области  $y > h$ :

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

2. В области  $-h < y < h$ :

$$\frac{\partial^2 \varphi_\gamma}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_\gamma}{\partial y^2} = 0 \quad (1.3)$$

3. В области  $y < -h$ :

$$c_{44}^{\beta} \left( \frac{\partial^2 u_{\beta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{\beta}}{\partial y^2} \right) + e_{15}^{\beta} \left( \frac{\partial^2 \varphi_{\beta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_{\beta}}{\partial y^2} \right) = \rho^{\beta} \frac{\partial^2 u_{\beta}}{\partial t^2} \quad (1.4)$$

$$e_{15}^{\beta} \left( \frac{\partial^2 u_{\beta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{\beta}}{\partial y^2} \right) - \varepsilon_{11}^{\beta} \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) = 0$$

Граничные условия задачи на границах  $y = -h$ ,  $y = h$  имеют вид:

$$y = h \begin{cases} c_{44}^{\alpha} \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x} + e_{14}^{\alpha} \frac{\partial \varphi_{\alpha}}{\partial y} = 0 \\ e_{14}^{\alpha} \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x} - \varepsilon_{11}^{\alpha} \frac{\partial \varphi_{\alpha}}{\partial y} + \varepsilon_0^{\gamma} \frac{\partial \varphi_{\gamma}}{\partial y} = 0 \\ \varphi_{\alpha} = \varphi_{\gamma} \end{cases}, \quad y = -h \begin{cases} c_{44}^{\beta} \frac{\partial u_{\beta}}{\partial y} + e_{15}^{\beta} \frac{\partial \varphi_{\beta}}{\partial y} = 0 \\ e_{15}^{\beta} \frac{\partial u_{\beta}}{\partial y} - \varepsilon_{11}^{\beta} \frac{\partial \varphi_{\beta}}{\partial y} + \varepsilon_0^{\gamma} \frac{\partial \varphi_{\gamma}}{\partial y} = 0 \\ \varphi_{\beta} = \varphi_{\gamma} \end{cases} \quad (1.5)$$

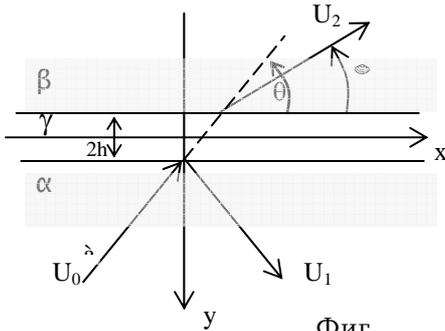
В (1.2)–(1.5) приняты обозначения:  $c_{44}^{\alpha}$ ,  $c_{44}^{\beta}$  – упругие постоянные,  $e_{14}^{\alpha}$ ,  $e_{15}^{\beta}$  – пьезоэлектрические модули,

$\varepsilon_{11}^{\alpha}$ ,  $\varepsilon_{11}^{\beta}$ ,  $\varepsilon_0^{\gamma}$  – диэлектрические

проницаемости,  $\rho^{\alpha}$ ,  $\rho^{\beta}$  – плотности, а

$u_{\alpha}$ ,  $u_{\beta}$ ,  $\varphi_{\alpha}$ ,  $\varphi_{\beta}$ ,  $\varphi_{\gamma}$  – упругие смещения и потенциалы пьезокристаллов кубической и гексагональной симметрий соответственно, а также вакуума.

В работе используется международная система измерения СИ.



Фиг.

**2. Решение задачи.** Пусть из объема кубического пьезоэлектрика на границу раздела падает под углом скольжения  $\theta$  (фиг. 1) плоская сдвиговая электроупругая волна вида  $u = Ue^{i(px+qy-\omega t)}$ ,  $\varphi = \Phi e^{i(px+qy-\omega t)}$  с амплитудами  $U_0$ ,  $\Phi_0$ , частотой  $\omega$ , волновым числом  $k_{\alpha}$ . Вследствие взаимодействия падающей волны с вакуумным зазором в кубическом пьезоэлектрике возникают: отраженные электроупругие плоские волны и сопутствующие поверхностные электроупругие волны; волна, просачиваясь через вакуумный промежуток, преломляется под углом  $\phi = \arccos(S_{\beta} S_{\alpha}^{-1} \cos \theta)$  в гексагональный кристалл, порождая сопутствующие поверхностные электроупругие волны.

Используя решения, полученные в работе [11], для кубического кристалла, при  $y > h$  полное решение будет:

$$u_{\alpha} = [U_0 e^{-iq_0 y} + U_{\alpha} e^{iq_0 y} + iB\Phi_{\alpha} e^{-ry}] e^{i(px-\omega t)}$$

$$\varphi_{\alpha} = [-U_0 A e^{-iq_0 y} + AU_{\alpha} e^{iq_0 y} + \Phi_{\alpha} e^{-ry}] e^{i(px-\omega t)} \quad (2.1)$$

Для гексагонального кристалла, где возникают преломленные волны и сопутствующие поверхностные электроупругие волны, имеем при  $y < -h$  следующее решение [11]:

$$u_\beta = U_\beta e^{-iq_\beta y} e^{i(px-\omega t)}$$

$$\Phi_\beta = \left[ \frac{e_{15}^\beta}{\varepsilon_{11}^\beta} U_\beta e^{-iq_0 y} + \Phi_\beta e^{|p|y} \right] e^{i(px-\omega t)} \quad (2.2)$$

Для вакуумного промежутка решение представим в виде:

$$\Phi_\gamma = (\Phi_{\gamma 1} e^{|p|y} + \Phi_{\gamma 2} e^{-|p|y}) e^{i(px-\omega t)} \quad (2.3)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$p = k_\alpha \cos \theta, \quad q_{0,\beta} = \sqrt{k_{\alpha,\beta}^2 - p^2} = k_{\alpha,\beta} \sin \theta, \quad q_\alpha = -q_0, \quad A = \frac{e_{14}^\alpha \sin 2\theta}{\varepsilon_{11}^\alpha},$$

$$B = \frac{2e_{14} p \cos^2 \theta}{c_{44}^\alpha r}, \quad r = \frac{k_\alpha |\cos \theta| \sqrt{1 + 4\chi_\alpha^2 \cos^2 \theta}}{\sqrt{1 + \chi_\alpha^2 \sin^2 2\theta}}, \quad k_\alpha = \frac{\omega}{S_\alpha},$$

$$k_\beta^2 = \omega^2 / S_\beta^2 (1 + \chi_\beta^2), \quad S_\alpha^2 = \frac{c_{44}^\alpha}{\rho^\alpha}, \quad \chi_\alpha^2 = \frac{e_{14}^2}{c_{44}^\alpha \varepsilon_{11}^\alpha}, \quad S_\beta^2 = \frac{c_{44}^\beta}{\rho^\beta}, \quad \chi_\beta^2 = \frac{e_{15}^2}{c_{44}^\beta \varepsilon_{11}^\beta}.$$

$U_0, U_\alpha, U_\beta$  – амплитуды смещения падающей, отраженной и преломленной волн соответственно,  $\Phi_\alpha, \Phi_\beta$  – амплитуды потенциала в кубическом и гексагональном кристаллах,  $\Phi_{\gamma 1}, \Phi_{\gamma 2}$  – амплитуды потенциала симметричных и антисимметричных колебаний в зазоре.

Подставляя решения (2.1)–(2.3) в граничные условия (1.5), после громоздких вычислений получим:

$$R = \frac{U_\alpha}{U_0}, \quad U_\alpha = \frac{DD(U_\alpha)}{Det}, \quad T = \frac{U_\beta}{U_0} = \frac{DD(U_\beta)}{U_0 Det} \quad (2.4)$$

где

$$Det = e^{-3h(|p|-r)+i(hq_0+q_2)} (D_R + iD_I)$$

$$DD(U_\alpha) = e^{-3h(|p|-p-r)+i(hq_0+q_2)} (DU_R^\alpha + iDU_I^\alpha)$$

$$DD(U_\beta) = -\frac{1}{\varepsilon_{11}^\alpha \gamma} (4ie^{-h(|p|+\gamma)} e_{14} e_{15} |p| (p - q_0 \sin(2\theta)) (4e_{14}^2 \cos^3 \theta p \sin \theta + c_{44}^\alpha \varepsilon_{11}^\alpha q_0 \gamma))$$

$$D_R = \frac{1}{\varepsilon_{11}^\gamma \varepsilon_{11}^\alpha (\varepsilon_{11}^\beta r)^2} (\varepsilon_{11}^\beta r (-e^{|p|} \varepsilon_{11}^\alpha e_{14}^2 (e_{15}^2 + \varepsilon_{11}^\beta c_{44}^\beta) ((1 + e^{4h|p|}) \varepsilon_{11}^\gamma + pq_\beta \times$$

$$\times (-1 + e^{4h|p|}) \varepsilon_{11}^\beta) (p - q_0 \sin(2\theta)) (1 + \cos(2\theta) - r) + e^p (-1 + e^{4h|p|}) \times$$

$$\times (\varepsilon_{11}^\gamma e_{15} p)^2 (4e_{14}^2 \cos^3(\theta) p \sin(\theta) + c_{44}^\alpha \varepsilon_{11}^\alpha q_0 r) - e^p (1 + e^{4h|p|}) (e_{15}^2)^2 \times$$

$$\times \varepsilon_{11}^\gamma |p| (c_{44}^\alpha \varepsilon_{11}^\alpha q_0 + e_{14}^2 p \sin(2\theta) (2c_{44}^\alpha e_{14}^2 (p \cos(\theta))^2 - \varepsilon_{11}^\alpha r^2))$$

$$D_I = (e_{15}^2 + \varepsilon_{11}^\beta c_{44}^\beta) M_1 + M_2$$

$$\begin{aligned}
DU_R^\alpha &= e_{14}^2 c_{44}^\alpha p (r e_{15}^2 \cos \theta - c_{44}^\beta) M_1 + \varepsilon_{11}^\beta M_2 \\
DU_I^\alpha &= (e_{15}^2 - \varepsilon_{11}^\beta c_{44}^\beta) M_1 + M_2 \\
M_1 &= -4c_{44}^\alpha e^{|p|} ((1 + e^{4h|p|}) \varepsilon_{11}^\gamma + (-1 + e^{4h|p|}) \varepsilon_{11}^\beta) p^3 q_\beta \cos^3(\theta) \sin(\theta) r \\
M_2 &= c_{44}^\alpha e^{|p|} \varepsilon_{11}^\alpha e_{14}^2 \left( \frac{1}{2} p \cos \theta \right) + e^p (-1 + e^{4h|p|}) (\varepsilon_{11}^\gamma e_{14} p)^2 (4e_{14}^2 p \sin \theta + c_{44}^\alpha \varepsilon_{11}^\alpha q_0 r) - \\
&- e^p (1 + e^{4h|p|}) \varepsilon_{11}^\gamma e_{15}^2 |p| (c_{44}^\alpha \varepsilon_{11}^\alpha q_0 + e_{14}^2 p \sin(2\theta) (2c_{44}^\alpha e_{14}^2 (p \cos \theta)^2 - \varepsilon_{11}^\alpha r^2))
\end{aligned}$$

Отношение амплитуд потенциалов гексагонального и кубического кристаллов равно:

$$\begin{aligned}
\frac{\Phi_\beta}{\Phi_\alpha} &= -\frac{1}{r} (8e^{|p|-3h|p|+2iq_\beta-hy} e_{14}^2 \varepsilon_{11}^\gamma (e_{15}^2 + c_{44}^\beta \varepsilon_{11}^\beta) q_\beta (-ie^p (1 + e^{4h|p|}) e_{15}^2 \varepsilon_{11}^\beta |p| + \\
&+ e^{|p|} (e_{15}^2 + c_{44}^\beta \varepsilon_{11}^\beta) ((1 + e^{4h|p|}) \varepsilon_{11}^\gamma + (-1 + e^{4h|p|}) \varepsilon_{11}^\beta) q_\beta) \times \\
&\times (c_{44}^\alpha \varepsilon_{11}^\alpha q_0 + e_{14}^2 p \sin(2\theta) (p - q_0 \sin(2\theta))^2 (4e_{14}^2 \cos^3(\theta) p \sin(\theta) + c_{44}^\alpha \varepsilon_{11}^\alpha r))
\end{aligned} \quad (2.5)$$

Отношение амплитуд симметричных и антисимметричных электростатических колебаний в вакууме будет:

$$\frac{\Phi_{\gamma 1}}{\Phi_{\gamma 2}} = e^{2h|p|} \frac{-ie^p e_{15}^2 \varepsilon_{11}^\gamma |p| + e^{|p|} (\varepsilon_{11}^\gamma + \varepsilon_{11}^\beta) (e_{15}^2 + c_{44}^\beta \varepsilon_{11}^\beta) q_\beta}{-ie^p e_{15}^2 \varepsilon_{11}^\gamma |p| + e^{|p|} (\varepsilon_{11}^\gamma - \varepsilon_{11}^\beta) (e_{15}^2 + c_{44}^\beta \varepsilon_{11}^\beta) q_\beta} \quad (2.6)$$

Обратим внимание на следующие важные обстоятельства. Если  $\theta \ll \chi_\alpha^2$ , то  $\Phi_2 \rightarrow 0$  и  $U_1 \rightarrow -U_0$ , т.е. сдвиговые электроупругие волны не распространяются параллельно поверхности пьезокристалла рассматриваемой кубической симметрии. Между тем, без пьезоэффекта такое распространение возможно (при  $\chi_\alpha^2 = 0$ ,  $R = 1$ ).

Далее, при  $\theta \sim \chi_\alpha^2$  амплитуда потенциала СПК существенно превосходит амплитуду потенциала отраженной волны.

Преломленная волна скользит во второй среде под углом  $\phi$ , находимым из соотношения:  $\cos \phi = S_\beta S_\alpha^{-1} \cos \theta$ , т.е. величина  $S_\beta S_\alpha^{-1}$  играет роль показателя преломления.

Если показатель преломления больше единицы, то при углах скольжения  $\theta > \phi_n$  величина  $q_\beta$  становится мнимой и по модулю равной единице, т.е. возникает полное внутреннее отражение.

Как видно, пьезоэффект меняет величину  $\phi_n$  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, меньших угла полного внутреннего отражения  $\phi_n$ . 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  $\rho^\alpha < \rho^\beta$ , то в непьезоэлектрических кристаллах граница может стать прозрачной ( $R=0$ ) для волн, скользящих под углом  $\theta_T = \arcsin\{(S_\beta S_\alpha^{-1})[(1 - S_\alpha^2 S_\beta^{-2})(\rho^\beta / \rho^\alpha - 1)]^{1/2}\}$ . В пьезоэлектриках условие прозрачности существенно ужесточается, т.к.  $R$  – комплексная величина и необходимо обращение в нуль ее действительной и мнимой частей.

**Заключение.** Рассмотрено просачивание плоской электроупругой сдвиговой волны через вакуумный промежуток между пьезокристаллами кубической и гексагональной симметрий классов 23 и 6mm.

Определены волновые поля в пьезоэлектрических кристаллах. Показано, что падающие волны, отражаясь на границе зазора (вакуума), просачиваются в гексагональный кристалл, где преломляются с показателем преломления  $S_\beta S_\alpha^{-1}$ , порождая в нем упругое поле. В зазоре при этом распространяются связанные поверхностные электроакустические волны, которые являются результатом расщепления известных волн Гуляева–Блюстейна [12,13] на два вида волн: симметричную и антисимметричную из-за взаимодействия электрических полей СПК при сближении пьезоэлектриков. Падающая 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 вакууме, просачивается в гексагональный пьезокристалл, порождая сопутствующие упругие колебания.

Далее, сдвиговые волны, параллельно поверхности кристаллов (при малых углах скольжения ( $\theta < \chi^2$ )) не могут распространяться. При углах скольжения  $\theta > \phi_n$  ( $\cos \phi_n = S_\beta S_\alpha^{-1}$ ), и если показатель преломления больше единицы, величина  $q$  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  $\arctg(\text{Im } R / \text{Re } R)$  и  $\arctg(\text{Im } T / \text{Re } T)$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балакирев М.К., Гишинский И.А. Сопутствующие поверхностные колебания и усиление ультразвука при отражении от полупроводника с током. // ФТТ. 1974. Т.16. Вып.12. С.3144-3146.
2. Kaliski S. The passage of an ultrasonic wave across a contactless junction between two piezoelectric bodies.- Proc. Of vibr. Problem. Warsaw. 1966. V. 2. N 1. P. 7-13.
3. Балакирев М.К., Гишинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Изд. Наука, сибирское отделение, 1982. 240с.
4. Дзелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424с.

5. 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.
6. 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.
7. Балакирев М.К., Гишинский И.А. Отражение упругой волны от границы раздела пьезокристалл-вакуум// ФТТ. 1969. Т.11. Вып.4. С.1027–1029.
8. Аветисян А.С. К задаче распространения сдвиговых волн в пьезоэлектрической среде // Изв. АН Арм.ССР. Механика. 1985. Т.38. №1. С.12–19.
9. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 344 с.
10. Багдасарян Г.Е., Даноян З.Н., Берберян А.Х. Отражение электроупругой сдвиговой волны от границы раздела ромбического пьезоэлектрического кристалла класса 222 и вакуума // Изв. НАН Армении. Механика. 2002. Т.55. № 1. С.63–65.
11. Bleustein J. L. A new surface wave in piezoelectric materials// Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. 1 .12. P. 412-413.

Институт механики  
НАН Армении

Поступила в редакцию  
16.11.2005