ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Մեխանիկա XXXVIII, № 1, 1985 Механика

УДК 537.2 : 539.3

К ЗАДАЧЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СДВИГОВЫХ ВОЛН В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

АВЕТИСЯН А. С.

Исследованию распространения электроупругих волн в пьезоэлектрических кристаллах посвящен ряд работ, обзор которых приведен в [1]. В этих работах рассматривается как плоское поле упругих смещений $\mathrm{u}=[u_1(x_1x_2t),\ u_2(x_1x_2t),\ 0]$, так и антиплоское поле смещений $\mathrm{u}=[0,\ 0,\ u_3(x_2x_2t)]$. В [2] рассматривается возможность постановки плоской и антиплоской задач для кристаллов. В настоящей работе исследуется возможность постановки этих задач для кристаллических сред с учетом пьезоэлектрического эффекта. Показывается, что учет пьезоэффекта суживает семейство тех кристаллов, для которых возможны плоская и антиплоская задачи без учета пьезоэффекта.

§ 1. Уравнения электроупругости в квазистатической постановке при отсутствии массовых сил имеют вид [9]

$$c_{ijmn}\frac{\partial^2 u_m}{\partial x_i\,\partial x_n}+e_{ijm}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_m}=\rho\frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2}$$

$$e_{ijm}\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i\partial x_m}-\varepsilon_{ij}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_j}=0 \tag{1.1}$$

Здесь c_{ijmn}, e_{ijm} и ε_{ij} — тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных, соответственно, φ — потенциал электрического поля.

На основе анализа уравнения (1.1) выясняем для каких кристаллов возможна постановка плоской задачи при учете пьезоэлектрического эффекта. Для плоской задачи одна из компонент вектора упругого перемещения должна равняться нулю, а остальные характеристики механического и электрического полей не должны зависеть от соответствующей координаты.

Пусть $u_\alpha=0;\quad \partial/\partial x_\alpha=0;\quad \alpha=1,\ 2,\ 3$ (1.2)

Как показано в [2], без учета пьезоэлектрического эффекта плоская задача возможна при условиях

$$c_{\alpha\beta\beta\beta}=c_{\alpha\beta\beta\gamma}=c_{\alpha\beta\gamma\gamma}=c_{\alpha\gamma\beta\beta}=c_{\alpha\gamma\beta\gamma}=c_{\alpha\gamma\gamma\gamma}=0 \tag{1.3}$$

Здесь и в дальнейшем $\alpha,\ \beta,\ \gamma=1,\ 2,\ 3;\quad \beta,\ \gamma\neq\alpha;\ \beta\neq\gamma$.

Условия (1.3) выполняются для кристаллов ромбической, тетрагональной, гексагональной и кубической симметрии [2]. Принимая условия (1.3) и учитывая пьезоэффект для указанных кристаллов, на основе (1.1) с учетом (1.2) получим дополнительное соотношение, обусловленное пьезоэффектом

$$e_{i\alpha m}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i \partial x_m}=0; \quad i,\, m\neq\alpha \tag{1.4}$$

Для тождественного выполнения этого условия необходимо равенство нулю следующих пьезомодулей:

$$e_{\beta\alpha\beta}=e_{\beta\alpha\gamma}=e_{\gamma\alpha\gamma}=0 \tag{1.5}$$

Соотношения (1.3) и (1.5) необходимы для существования плоской задачи. В общем случае из соотношения (1.3) не следует соотношение (1.5). Следовательно, в общем случае для вышеуказанных кристаллических сингоний постановка плоской задачи невозможна. Рассмотрим для каких частных случаев симметрии выполняются одновременно соотношения (1.3) и (1.5).

Пусть пьезоэлектрическая среда отнесена к прямоугольной декартовой системе координат $x_1x_2x_3$, ось x_3 совпадает с главной осью симметрии кристалла.

Поле перемещений выберем так, что $u_2\equiv 0$; $\partial/\partial x_2\equiv 0$. Тогда соотношение (1.4) примет вид

$$e_{12m}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1 \partial x_m}+e_{32m}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_3\, \partial x_m}=0; \; m=1,\,3 \tag{1.6}$$

Для тождественного выполнения этого соотношения необходимо равенство нулю пьезомодулей e_{121}, e_{123}, e_{321}, e_{323}. Условие (1.6) тождественно выполняется для класса $2mm$ ромбической, класса $4mm$ тетрагональной и классов $6mm$ и $\overline{6}m2$ гексагональной симметрии. Уравнения электроакустики для этих классов имеют вид:

$$\begin{gathered}
c_{11}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2}+(c_{13}+c_{55}^{*})\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1 \partial x_3}+c_{55}^{*}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_3^2}+e_{11}^{*}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}+(e_{13}^{*}+e_{15}^{*})\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1 \partial x_3}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\\
c_{33}\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2}+(c_{13}+c_{55}^{*})\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_3}+c_{55}^{*}\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2}+e_{15}^{*}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}+e_{33}^{*}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_3^2}=\rho\frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} \qquad (1.7)\\
e_{11}^{*}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2}+(e_{13}^{*}+e_{15}^{*})\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_3}+e_{33}^{*}\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2}+e_{13}^{*}\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2}-\varepsilon_{11}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}-\varepsilon_{33}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_3^2}=0
\end{gathered}$$

Значения коэффициентов для соответствующих классов приведены в табл. 1.

Из уравнения (1.7) и табл. 1 видно, что для класса $2mm$ ромбической симметрии в случае плоской деформации уравнения относительно упругих и электрических полей разделяются. В остальных случаях упругие и электрические поля взаимосвязаны. Для классов $4mm$ и $6mm$ уравнения электроакустики совпадают.

Таблица 1

	$2mm$	$4mm$	$6mm$	$\bar{6}m2$
c^*_{55}	c_{55}	c_{44}	c_{44}	c_{44}
e^*_{11}	0	0	0	e_{11}
e^*_{13}	0	e_{13}	e_{13}	0
e^*_{15}	0	e_{15}	e_{15}	0
e^*_{33}	0	e_{33}	e_{33}	0

Кроме вышеуказанных классов существуют классы, для которых плоская задача возможна при добавочных условиях относительно электрического поля. Для классов 4 и 422 тетрагональной, а также для классов 6 и 622 гексагональной симметрии плоская задача возможна, если заранее предполагается, что

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1 \partial x_2}=0 \tag{1.8}$$

Для класса 6 гексагональной симметрии это условие имеет вид

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}=0 \tag{1.9}$$

Уравнения электроакустики для этих классов получаются из (1.7) с учетом (1.8) или (1.9), соответственно.

Рассмотрим плоскую задачу, когда $u_3=0$ и $\partial/\partial x_3=0$. Тогда условие (1.4) принимает вид

$$e_{13k}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1 \partial x_k}+e_{23k}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_2 \partial x_k}=0; \qquad k=1,\ 2 \tag{1.10}$$

и тождественно выполняется для класса 422 тетрагональной и классов 6, 622 и $\bar{6}m2$ гексагональной симметрии. При этом уравнения электроупругости имеют вид

$$c_{11}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2}+(c_{12}+c_{66})\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2}+c_{66}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2}+e_{11}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}-3e_{22}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1 \partial x_2}-$$
$$-2e_{11}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_2^2}=\rho\frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2}$$
$$c_{11}\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2}+(c_{12}+c_{66})\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2}+c_{66}\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2}+e_{22}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_2^2}-3e_{11}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1 \partial x_2}-$$
$$-2e_{22}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}=\rho\frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} \tag{1.11}$$
$$e_{11}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2}-3e_{22}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2}-2e_{11}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2}+e_{22}\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2}-3e_{11}\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2}-2e_{22}\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2}-$$
$$-\varepsilon_{11}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_2^2}\right)=0$$

Значения коэффициентов со звездочками приведены в табл. 2. Из (1.11) и из табл. 2 видно, что для классов 422 и 622 в случае плоской деформации уравнения, определяющие упругие и электрические поля, разделяются.

Таким образом, выявлено, что постановка плоской задачи возможна только для некоторых классов ромбической, тетрагональной и гексагональной симметрии.

Таблица 2

	422	622	$\bar{6}$	$\bar{6}m2$
e^*_{11}	0	0	e_{11}	e_{11}
e^*_{22}	0	0	e_{22}	0

Плоскую задачу рассмотрели Tseng и White [3]. Они исследовали волны Рэлея в кристаллах CdSe, CdS, ZnO (гексагональная симметрия, класс 6 mm).

Рассмотрим теперь вопрос существования антиплоской деформации. Для антиплоской задачи две компоненты вектора упругого перемещения должны быть равны нулю, а остальные характеристики механического и электрического полей не должны зависеть от третьей координаты

$$u_\alpha = u_\beta = 0; \quad \partial/\partial x_\gamma = 0 \tag{1.12}$$

В работе [2] показано, что без учета пьезоэффекта антиплоская задача возможна для кристаллов ромбической, тетрагональной и гексагональной симметрий, для которых выполняется условие

$$c_{\alpha\alpha\gamma\alpha} = c_{\alpha\alpha\gamma\beta} = c_{\beta\beta\gamma\alpha} = c_{\beta\beta\gamma\beta} = c_{\alpha\beta\gamma\alpha} = c_{\alpha\beta\gamma\beta} = 0 \tag{1.13}$$

Учет пьезоэффекта приводит к следующим добавочным условиям для существования антиплоской задачи:

$$e_{\alpha\alpha k}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_\alpha \partial x_k} + e_{\beta\alpha k}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_\beta \partial x_k} = 0$$

$$e_{\alpha\beta k}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_\alpha \partial x_k} + e_{\beta\beta k}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_\beta \partial x_k} = 0 \quad k = \alpha,\ \beta \tag{1.14}$$

Для тождественного выполнения условий (1.14) необходимо, чтобы

$$e_{\alpha\alpha\alpha} = e_{\alpha\alpha\beta} = e_{\alpha\beta\alpha} = e_{\alpha\beta\beta} = e_{\beta\beta\alpha} = e_{\beta\beta\beta} = 0 \tag{1.15}$$

Условия (1.15) выполняются не для всех классов вышеуказанных сингоний.

Рассмотрим случай, когда упругое поле имеет вид $u = [0, 0, u_3(x_1 x_2 t)]$ и $\partial/\partial x_3 = 0$. В этом случае условие (1.15) выполняется для классов 222 и $2mm$ ромбической, классов 4; $\bar{4}$; $\bar{4}2m$; 422 и $4mm$ тетрагональной, классов 6; 622; $6mm$ гексагональной и для всех классов кубической симметрии. Уравнения электроупругости для этих классов имеют вид

$$c^*_{55}\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2}+c_{44}\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2^2}+e^*_{15}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}+e^*_{24}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_2^2}+(e^*_{14}+e^*_{25})\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1\partial x_2}=\rho\frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2}$$

$$e^*_{15}\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2}+(e^*_{14}+e^*_{25})\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1\partial x_2}+e^*_{24}\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2^2}-\varepsilon_{11}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}-\varepsilon^*_{22}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_2^2}=0 \tag{1.16}$$

Значения коэффициентов со звездочками приведены в табл. 3. Из таблицы видно, что для классов 422 и 622 в случае антиплоской деформации имеем несвязанные уравнения относительно упругих и электрических полей.

Таблица 3

	222	$2mm$	куб.	422	4	$\bar{4}$	$\bar{4}2m$	$4mm$	6	622	$6mm$
c^*_{55}	c_{55}	c_{55}	c_{44}	c_{44}	c_{44}	c_{44}	c_{44}	c_{44}	c_{44}	c_{44}	c_{44}
e^*_{14}	e_{14}	0	e_{14}	0	0	e_{14}	e_{14}	0	0	0	0
e^*_{15}	0	e_{15}	0	0	e_{15}	e_{15}	0	e_{15}	e_{15}	0	e_{15}
e^*_{24}	0	e_{24}	0	0	e_{15}	$-e_{15}$	0	e_{15}	e_{15}	0	e_{15}
e^*_{25}	e_{25}	0	e_{14}	0	0	e_{14}	e_{14}	0	0	0	0
ε^*_{22}	ε_{22}	ε_{22}	ε_{11}	ε_{11}	ε_{11}	ε_{11}	ε_{11}	ε_{11}	ε_{11}	ε_{11}	ε_{11}

Другой случай антиплоского упругого поля $u=[0,\ u_2(x_1 x_3 t),\ 0]$ и $\partial/\partial x_2\equiv 0$ возможен для класса 222 ромбической, классов 422 и $\bar{4}2m$ тетрагональной, 622 гексагональной и кубической симметрий. Уравнения электроупругости для этих классов имеют вид

$$c^*_{66}\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2}+c_{44}\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_3^2}+(e_{14}+e^*_{36})\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1\partial x_3}=\rho\frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2}$$

$$(e_{14}+e^*_{36})\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1\partial x_3}-\varepsilon_{11}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}-\varepsilon^*_{33}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_3^2}=0 \tag{1.17}$$

Значения коэффициентов со звездочками приведены в табл. 4.

Таблица 4

	222	422	$\bar{4}2m$	622	куб.
c^*_{66}	c_{66}	c_{66}	c_{66}	c_{66}	c_{44}
e^*_{36}	e_{36}	0	e_{36}	0	e_{14}
ε^*_{33}	ε_{33}	ε_{33}	ε_{33}	ε_{33}	ε_{11}

Как видно, при учете пьезоэлектрического эффекта антиплоская задача возможна для более узкого семейства кристаллов по сравнению с результатами, полученными в [2].

Вопросу распространения сдвиговых волн в пьезоэлектрических кристаллах посвящена обширная литература. Гуляев и Bleustein впервые показали существование чисто сдвиговых поверхностных волн в кристаллах класса 6mm гексагональной симметрии [4—5]. Tseng решил аналогичную задачу для класса 2mm ромбической и класса 23 кубической симметрии [6]. Paul и Anandam исследовали поперечные поверхностные волны в пьезоэлектрическом кристалле класса 622 гексагональной симметрии [7]. В работе [8] рассмотрено распространение, преломление и отражение поперечных волн в пьезокристаллах для многих классов.

§ 2. В качестве примера рассмотрим распространение сдвиговых волн $u=[0, 0, u_3(x_1x_2t)]$ в пьезокристалле класса 222 ромбической симметрии. Уравнения пьезоакустики для этой задачи получим из (1.16) с учетом табл. 3.

$$
\begin{gathered}
c_{44}\left(a\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2^2}\right)+(e_{14}+e_{25})\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1\partial x_2}=\rho\frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2}\\
(e_{14}+e_{25})\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1\partial x_2}-\varepsilon_{11}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2}+b\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_2^2}\right)=0
\end{gathered}
\tag{2.1}
$$

Здесь $a=c_{55}/c_{44}$; $b=\varepsilon_{22}/\varepsilon_{11}$. Для скорости распространения объемных сдвиговых волн получим выражение

$$
v^2=c_1^2\left[1-(1-a)\cos^2\theta+\frac{\varkappa^2}{4}\frac{\sin^2\theta}{1+(b-1)\sin^2\theta}\right]
\tag{2.2}
$$

где $c_1^2=c_{44}/\rho$; $\varkappa^2=(e_{14}+e_{25})^2/(c_{44}\varepsilon_{11})$.

Вдоль координатных осей x_1, x_2 скорости распространения сдвиговых волн, соответственно, равны: $c_2^2=c_{55}/\rho$, $c_1^2=c_{44}/\rho$.

Рассмотрим задачу распространения поверхностных сдвиговых волн. Пусть граница полупространства есть плоскость $x_2=0$ и ось x_2 направлена в глубь кристалла. Ось x_3 совпадает с главной осью симметрии кристалла. Волна распространяется вдоль оси x_1.

Сначала рассмотрим задачу со свободной границей. Граничные условия для свободной границы запишутся в виде

$$
c_{44}\frac{\partial u_3}{\partial x_2}+e_{14}\frac{\partial\varphi}{\partial x_1}=0;\quad \varphi=\varphi_0,\quad e_{14}\frac{\partial u_3}{\partial x_1}-\varepsilon_{22}\frac{\partial\varphi}{\partial x_2}=-\varepsilon_0\frac{\partial\varphi_0}{\partial x_2}
\tag{2.3}
$$

Потенциал φ_0 в вакууме удовлетворяет уравнению Лапласа

$$
\nabla^2\varphi_0=0
\tag{2.4}
$$

Затухающие по x_2 решения системы уравнений (2.1) и (2.4) будут

$$
\begin{gathered}
u_3=[A_1\exp(ks_1x_2)+A_2\exp(ks_2x_2)]\exp ik(x_1-vt)\\
\varphi=[\lambda_1A_1\exp(ks_1x_2)+\lambda_2A_2\exp(ks_2x_2)]\exp ik(x_1-vt)\\
\varphi_0=A_3\exp(kx_2)\exp ik(x_1-vt)
\end{gathered}
\tag{2.5}
$$

Здесь s_j—коэффициенты затухания

$$
s_{1,2}=-\left|\frac{1}{2}\left(\frac{1+\varkappa^2}{b}+\frac{2c_1^2-c_2^2-v^2}{c_1^2}\right)\pm\left|\frac{1}{4}\left(\frac{1+\varkappa^2}{b}+\frac{2c_1^2-c_2^2-v^2}{c_1^2}\right)^2-\right.\right.
$$
$$
\left.\left.-\frac{1}{b}\left(\frac{2c_1^2-c_2^2-v^2}{c_1^2}\right)\right|^{1/2}\right|^{1/2}
$$

$$\lambda_k = \frac{c_{44}(v^2/c_1^2 - s_k^2 - a)}{i(e_{14}+e_{25})s_k}; \qquad k=1,2 \tag{2.6}$$

Подставляя решения (2.5) в граничные условия (2.3), получим дисперсионное уравнение следующего вида:

$$(c_{44}\varepsilon_{22}s_1s_2 - e_{14}^2)\left(s_1s_2 + a - \frac{v^2}{c_1^2}\right) + e_{14}(e_{14}+e_{25})s_1s_2 - \frac{e_{14}\cdot c_{44}}{e_{14}+e_{25}}s_1^2s_2^2 -$$

$$-\frac{e_{14}\cdot c_{44}}{e_{14}+e_{25}}\left(\frac{v^2}{c_1^2} - a\right)\left[\frac{v^2}{c_1^2} - a + s_1^2 + s_2^2\right] + \varepsilon_0 c_{44}(s_1+s_2)\left(\frac{v^2}{c_1^2} - a\right) = 0 \tag{2.7}$$

где s_1 и s_2 определяются по формулам (2.6).

В общем случае коэффициенты затухания s_1 и s_2 и дисперсионное уравнение могут быть комплексными. Таким образом, скорость поверхностной волны должна удовлетворять не одному, как при действительных значениях s_j, а двум вещественным уравнениям, что возможно в двух случаях: либо, когда скорость есть комплексная величина $v = v' + iv''$ и тогда поверхностные волны не являются собственными колебаниями системы (то есть распространение поверхностной волны невозможно), либо действительная и мнимая части дисперсионного уравнения линейно зависимы и содержат общий вещественный множитель. Обращение в нуль этого множителя и определяет скорость поверхностной волны [8].

Более простой вид дисперсионного уравнения получается в случае металлизированной свободной границы. Тогда граничные условия имеют вид [8]

$$c_{44}\frac{\partial u_3}{\partial x_2} + e_{14}\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = 0; \ \varphi = 0, \ e_{14}\frac{\partial u_3}{\partial x_1} - \varepsilon_{22}\frac{\partial \varphi}{\partial x_2} = -\varepsilon_0\frac{\partial \varphi_0}{\partial x_2} \tag{2.8}$$

В этом случае дисперсионное уравнение получается в следующем виде:

$$(v^2 - c_2^2)(s_1^2 - s_2^2) = 0 \tag{2.9}$$

$v \neq c_2$ (c_2—скорость объемной волны по направлению ox_1), а равенство нулю второго множителя $s_1^2 - s_2^2$ дает комплексное решение для фазовой скорости v. Следовательно, поверхностная волна не является собственным колебанием системы.

Такой же результат получается, если вместо граничных условий (2.3) или (2.8) рассмотреть условия

$$c_{44}\frac{\partial u_3}{\partial x_2} + e_{14}\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = 0; \quad \varphi = \varphi_0; \quad e_{14}\frac{\partial u_3}{\partial x_1} - \varepsilon_{22}\frac{\partial \varphi}{\partial x_2} = 0 \tag{2.10}$$

В этом случае дисперсионное уравнение вновь имеет комплексное решение для фазовой скорости v и, следовательно, поверхностная волна не является собственным колебанием системы.

На основании исследований, проведенных при граничных условиях (2.8) и (2.10), можно сделать вывод, что в случае граничных условий (2.3) существование поверхностной сдвиговой волны в пьезокристалле класса 222 ромбической симметрии невозможно.

ՊԻԵԶՈԷԼԵԿՏՐԻԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՍԱՀՔԻ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԽՆԴՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ս. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Ամփոփում

Ուսումնասիրվում է հարթ և հակահարթ խնդիրների դրվածքի հնարավորությունը բյուրեղային միջավայրի համար պիեզոէլեկտրական էֆեկտի հաշվառումով։ Ցույց է տրվում, որ պիեզոէֆեկտի հաշվառումը նեղացնում է այն բյուրեղների դասը, որոնց համար հնարավոր են հարթ և հակահարթ խնդիրները առանց պիեզոէֆեկտի հաշվառման։ Դիտարկվում է սահքի մակերևույթային ալիքների տարածումը շեղանկյուն սիմետրիայի 222 դասի բյուրեղներում, տարբեր եզրային պայմանների դեպքում։

ABOUT THE PROBLEM OF THE PROPAGATION OF TRANSVERSAL WAVES IN PIEZOELECTRIC BODIES

A. S. AVETISSIAN

Summary

The possibility of formulation of the plane and antiplane problems in crystal bodies with account of piezoelectric effect is studied.

It is shown that the account of piezoelectric effect reduces the class of these crystals for which the plane and antiplane problems are possible.

The propagation of surface transversal waves in the crystals of class 222 of orthorhombic symmetry with different boundary conditions is considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кудрявцев Б. А.* Механика пьезоэлектрических материалов. Итоги науки и техники. Серия «Механика твердого деформируемого тела», 1978, т. 11.
2. *Ханджян А. А.* О плоской и антиплоской задачах теории упругости в однородных анизотропных средах. Ученые записки ЕГУ, 1982, № 2.
3. *Tseng C. C. and White R. M.* Propagation of piezoelectric and elastic surface waves on the basal plane of hexagonal piezoelectric crystals.—J. Appl. Phys. 1967, vol. 38, № 11.
4. *Гуляев Ю. В.* Поверхностные электрозвуковые волны в твердых телах. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 1.
5. *Bleustein J. L.* A new surface waves in piezoelectric materials.—Appl. Phys. hett. 1968, vol. 13, № 12.
6. *Tseng C. C.* Piezoelectric surface waves in cubic and orthorhombic crystals.—Appl. Phys. Lett. 1970, vol. 16, № 6.
7. *Paul H. S. and Anandam C.* Transvers waves in piezoelectric 622 crystal class.—Pure and Appl. Geophys, 1971, vol. 88, № 5.
8. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982.
9. *Руайе Д., Дьелесан Э.* Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982.

Институт механики
АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
11.XI. 1983