

А.С. САРГСЯН, А.А. ГРИГОРЯН

**ЭЛЕКТРОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В СОСТАВНОМ
ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПРИ ЛИНЕЙНОМ
ИСТОЧНИКЕ СДВИГОВЫХ КОЛЕБАНИЙ**

Задача определения сдвигового электроупругого волнового поля в составном пьезоэлектрическом пространстве решается методом интегрального преобразования Фурье с учетом методов динамической теории упругости, теории функций комплексного переменного и контурного интегрирования. Решение представляется регулярными интегралами на разрезах в комплексной плоскости. При некоторых значениях электроупругих параметров среды распространяются поверхностные волны, локализованные у контактной плоскости.

Ключевые слова: пьезоэлектрик, электроупругость, сдвиг, поверхностные волны, колебания.

Введение. В настоящее время возможности технологии создания конструктивно неоднородных материалов для инженерной практики весьма повысились. Исследования процессов колебаний и распространения электроупругих волн в неоднородной среде, обладающей пьезоэффектом, тесно связаны с развитием электроакустики, пьезотехники и измерительных приборов. При изучении этих процессов фундаментальное значение имеют электроупругие поверхностные (локализованные) волны [1]. Исследования сдвиговых волн в слоистых средах при разных сочетаниях условий на поверхностях разделов сред для пьезоэлектриков актуальны и занимают важное место в теории механики деформируемого твердого тела [1-6]. В работе [2] исследована задача дифракции плоской сдвиговой волны в пьезоэлектрическом пространстве при наличии полубесконечной трещины. В [3] рассмотрена возможность существования локализованной электроупругой волны в составном пьезоэлектрическом пространстве, когда между пьезосредами находится тонкий металлический слой. Исследованы вопросы распространения электроупругих волн в пьезосредах сложной структуры [4-6]. Задаче дифракции плоской электроупругой волны на полубесконечной трещине между скрепленными диэлектрическими полупространствами, когда одно из полупространств обладает пьезоэффектом, посвящена работа [6].

Для дальнейшего развития механики сплошных сред и объяснения физико-технических и экспериментальных результатов при проектировании

и создании инженерных приборов и устройств необходимы актуальные исследования в области электроупругости. В данной работе исследуется волновое сдвиговое поле в составном пьезоэлектрическом пространстве, выявляются поверхностные волны, локализованные у контактной поверхности полупространств, и другие особенности, обусловленные наличием пьезоэффекта. Изучается линейное взаимодействие электрического и механического полей при контакте двух пьезоэлектрических полупространств под действием в одном из полупространств линейного источника установившихся механических возмущений. Неоднородность среды, пьезоэффект и наличие силового источника приводят к существенным изменениям волнового поля.

Постановка задачи. Твердая, упругая диэлектрическая среда, обладающая пьезоэффектом, занимает пространство, отнесенное к декартовой системе координат $Oxyz$. Рассматриваемое пространство состоит из двух полупространств – пьезоэлектриков класса $6mm$ гексагональной симметрии, совпадающей с осью Oz , главной осью кристалла и с разными электроупругими характеристиками. Для данного класса гексагональной симметрии задача распространения электроупругих волн в пьезоэлектрических кристаллах разделяется на плоскую и антиплоскую. Между пьезоэлектриками, занимающими полупространства $y > 0$ и $y < 0$, осуществляется акустический контакт в плоскости $y = 0$.

Составное пьезоэлектрическое пространство совершает установившиеся колебания под действием линейного источника (рис.1), действующего в верхнем полупространстве $P(x, y, t) = P_1 \delta(x) \delta(y - b) e^{-i\omega t}$, где $P_1 = \text{const}$ – интенсивность действующей силы, ω – частота колебаний, t – параметр времени, $\delta(x)$ – функция Дирака. При такой силе, действующей по линии $y = b$, среда находится в условиях антиплоской деформации. Задача заключается в определении сдвигового волнового поля в пьезоэлектрических полупространствах. За основу принимаем дифференциальные уравнения динамической теории упругости и уравнения электродинамики в квазистатическом приближении. Учитывается гармоническая зависимость от времени всех составляющих волнового поля (временной множитель $e^{-i\omega t}$), следовательно, задача решается в амплитудах. Для определения амплитуд перемещения $w_1(x, y)$, $w_2(x, y)$ и электрического потенциала $\Phi_1(x, y)$, $\Phi_2(x, y)$ в соответствующих полупространствах имеем уравнения [1-6]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) (c_i w_i + e_i \Phi_i) + \omega^2 \rho_i w_i &= P_i \delta(x) \delta(y-b), \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) (e_i w_i - \varepsilon_i \Phi_i) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

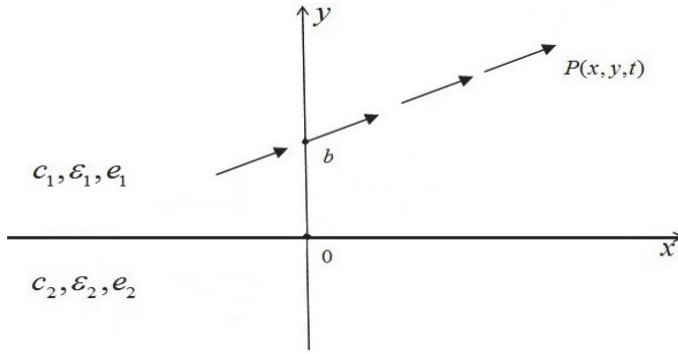


Рис.1

В этих уравнениях $P_2 = 0$, $\varepsilon_i = \varepsilon_{11}^{(i)}$, $e_i = e_{15}^{(i)}$, $c_i = c_{44}^{(i)}$, $i = 1, 2$ – диэлектрические, пьезоэлектрические и упругие постоянные соответствующих пьезоэлектрических полупространств $y > 0$ и $y < 0$, а ρ_i – плотность материалов этих полупространств.

Согласно постановке задачи, решения уравнений (1) должны удовлетворять следующим условиям на плоскости контакта $y = 0$ (полный электро-механический контакт):

$$\Phi_1(x, 0) = \Phi_2(x, 0), \quad D_y^{(1)}(x, 0) = D_y^{(2)}(x, 0), \quad (2)$$

$$\sigma_{yz}^{(1)}(x, +0) = \sigma_{yz}^{(2)}(x, -0), \quad w_1(x, +0) - w_2(x, -0) = 0. \quad (3)$$

Здесь $D_y^{(1)}(x, y)$, $D_y^{(2)}(x, y)$ – амплитуды составляющих вектора электрической индукции в соответствующих полупространствах, а $\sigma_{yz}^{(1)}(x, y)$, $\sigma_{yz}^{(2)}(x, y)$ – амплитуды напряжений

$$\sigma_{yz}^{(i)} = c_i \frac{\partial w_i}{\partial y} + e_i \frac{\partial \Phi_i}{\partial y}, \quad D_y^{(i)} = e_i \frac{\partial w_i}{\partial y} - \varepsilon_i \frac{\partial \Phi_i}{\partial y}, \quad i = 1, 2.$$

Решение задачи. Применяя интегральное преобразование Фурье по переменной x к уравнениям (1) и условиям контакта (2), (3), получим уравнения относительно трансформантов искомых функций:

$$\bar{w}_i = \int_{-\infty}^{\infty} w_i(x, y) e^{i\sigma x} dx, \quad \bar{\Phi}_i = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(x, y) e^{i\sigma x} dx,$$

$$\frac{d^2 \bar{w}_1}{dy^2} - (\sigma^2 - k_1^2) \bar{w}_1 = Q_1 \delta(y - b),$$

$$\frac{d^2 \bar{\Phi}_1}{dy^2} - \sigma^2 \bar{\Phi}_1 + k_1^2 \frac{e_1}{\varepsilon_1} \bar{w}_1 = \frac{e_1}{\varepsilon_1} Q_1 \delta(y - b),$$

$$y > 0; \quad (4)$$

$$\frac{d^2 \bar{w}_2}{dy^2} - (\sigma^2 - k_2^2) \bar{w}_2 = 0,$$

$$\frac{d^2 \bar{\Phi}_2}{dy^2} - \sigma^2 \bar{\Phi}_2 + k_2^2 \frac{e_2}{\varepsilon_2} \bar{w}_2 = 0,$$

$$y < 0; \quad (5)$$

и следующие условия при $y = 0$:

$$c_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial y} + e_1 \frac{\partial \bar{\Phi}_1}{\partial y} = c_2 \frac{\partial \bar{w}_2}{\partial y} + e_2 \frac{\partial \bar{\Phi}_2}{\partial y}, \quad \bar{w}_1 - \bar{w}_2 = 0, \quad (6)$$

$$\bar{\Phi}_1 = \bar{\Phi}_2, \quad \varepsilon_1 (1 + \chi_1) \frac{\partial \bar{\Phi}_1}{\partial y} = \varepsilon_2 (1 + \chi_2) \frac{\partial \bar{\Phi}_2}{\partial y}. \quad (7)$$

В этих формулах $k_i = \omega / C_i$, C_i , $\chi_i = e_i^2 / c_i \varepsilon_i$, $i = 1, 2$ – волновое число, скорость распространения сдвиговой электроупругой волны и коэффициент электромеханической связи в полупространствах $y > 0$ и $y < 0$ соответственно,

$$C_i = \sqrt{c_{44}^{(i)} (1 + \chi_i) / \rho_i}, \quad Q_1 = P_1 / c_1 (1 + \chi_1).$$

Трансформанты функций амплитуд перемещения и потенциала электрического поля для пьезоэлектрических полупространств представляются в виде ограниченного решения

$$\bar{w}_1(\sigma, y) = A(\sigma) e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2} y} - Q(\sigma, y),$$

$$\bar{\Phi}_1(\sigma, y) = B(\sigma) e^{-|\sigma| y} + \frac{e_1}{\varepsilon_1} \bar{w}_1,$$

$$y > 0; \quad (8)$$

$$\begin{aligned}\bar{w}_2(\sigma, y) &= A(\sigma)e^{\sqrt{\sigma^2 - k_2^2}y}, \\ \bar{\Phi}_2(\sigma, y) &= -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}B(\sigma)e^{|\sigma|y} + \frac{e_2}{\varepsilon_2}\bar{w}_2, \quad y < 0,\end{aligned}\quad (9)$$

где из-за контактных условий (6), (7) имеем

$$\begin{aligned}A(\sigma) &= -\frac{c_1(1+\chi_1)Q_1}{|\sigma|K(\sigma)}e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2}b}, \\ B(\sigma) &= -\frac{e_1\varepsilon_2 - e_2\varepsilon_1}{\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}A(\sigma), \\ Q(\sigma, y) &= \frac{Q_1}{2\sqrt{\sigma^2 - k_1^2}}(e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2}|y-b|} - e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2}(y+b)}).\end{aligned}\quad (10)$$

Характеристическая функция данной задачи имеет вид

$$K(\sigma) = \frac{c_1(1+\chi_1)\sqrt{\sigma^2 - k_1^2}}{|\sigma|} + \frac{c_2(1+\chi_2)\sqrt{\sigma^2 - k_2^2}}{|\sigma|} - \frac{(e_1\varepsilon_2 - e_2\varepsilon_1)^2}{\varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}.\quad (11)$$

Решение задачи (1)–(3), представляющей уходящую волну, имеет вид

$$\begin{aligned}w_1(x, y) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\sigma)e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2}y}e^{-i\sigma x}d\sigma - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\sigma, y)e^{-i\sigma x}d\sigma, \\ \Phi_1(x, y) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma)e^{-|\sigma|y}e^{-i\sigma x}d\sigma + \frac{e_1}{\varepsilon_1}w_1,\end{aligned}\quad (12)$$

$$\begin{aligned}w_2(x, y) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\sigma)e^{\sqrt{\sigma^2 - k_2^2}y}e^{-i\sigma x}d\sigma, \\ \Phi_2(x, y) &= -\frac{1}{2\pi} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma)e^{|\sigma|y}e^{-i\sigma x}d\sigma + \frac{e_2}{\varepsilon_2}w_2.\end{aligned}\quad (13)$$

Выполняя условия уходящей волны, принимается, что $\sqrt{\sigma^2 - k_i^2} = -i\sqrt{\sigma^2 - k_i^2}$, $i = 1, 2$, $\sqrt{\sigma^2 - k_i^2} \rightarrow |\sigma|$ при $|\sigma| \rightarrow \infty$, т.е. действительная ось комплексной плоскости $\alpha = \sigma + i\tau$ обходит точки ветвления $-k_1$, $-k_2$ двузначных функций $\gamma_i(\sigma) = \sqrt{\sigma^2 - k_i^2}$ сверху, а k_1, k_2 – снизу [2,6].

В случае частной задачи, когда пьезоэлектрическое полупространство граничит с диэлектрическим полупространством $y < 0$, не обладающим

пьезоэффектом ($e_2 = 0$), характеристическое уравнение для определения волнового числа поверхностной волны получим в виде [6]

$$\frac{c_1(1+\chi_1)\sqrt{\sigma^2-k_1^2}}{|\sigma|} + \frac{c_2\sqrt{\sigma^2-k_2^2}}{|\sigma|} - \frac{e_1^2\varepsilon_2}{\varepsilon_1(\varepsilon_1+\varepsilon_2)} = 0. \quad (14)$$

Вернемся к полученным функциям амплитуд (12), (13). Характеристическое уравнение

$$\frac{c_1(1+\chi_1)\sqrt{\sigma^2-k_1^2}}{|\sigma|} + \frac{c_2(1+\chi_2)\sqrt{\sigma^2-k_2^2}}{|\sigma|} - \frac{(e_1\varepsilon_2 - e_2\varepsilon_1)^2}{\varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)} = 0 \quad (15)$$

имеет единственный положительный корень $\sigma = \sigma_0 > k_2 > k_1 > 0$, если только

$$\sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k_2^2}} < \frac{\chi_1}{1+\chi_1} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2} \left(1 - \frac{e_2\varepsilon_1}{e_1\varepsilon_2}\right)^2. \quad (16)$$

При $k_1 > k_2 - \sigma_0 > k_1$, и условие имеет вид

$$\sqrt{1 - \frac{k_2^2}{k_1^2}} < \frac{\chi_2}{1+\chi_2} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1+\varepsilon_2} \left(1 - \frac{e_1\varepsilon_2}{e_2\varepsilon_1}\right)^2. \quad (17)$$

Таким образом, как при (16) в случае $k_2 > k_1$, так и при (17) в случае $k_1 > k_2$ уравнение (15) имеет положительный корень $\sigma = \sigma_0$, следовательно, $\sigma = \pm\sigma_0$ - нули функции (11) $K(\pm\sigma_0) = 0$. Для частного случая, если полупространство $y < 0$ не обладает пьезоэффектом $e_2 = 0$, условия существования корней $\pm\sigma_{01}$ характеристического уравнения (14) принимают вид [5-7]

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k_2^2}} &< \frac{\chi_1}{1+\chi_1} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}, & k_2 > k_1, \\ \sqrt{1 - \frac{k_2^2}{k_1^2}} &< \frac{c_1}{c_2} \frac{\chi_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}, & k_1 > k_2, \end{aligned}$$

при этом $\sigma_0 < \sigma_{01}$.

В интегральных представлениях действительная ось обходит как точки ветвления функций $\gamma_i(\sigma) = \sqrt{\sigma^2 - k_i^2}$, так и нули функции $K(\sigma)$, представляющие полюса соответствующих подынтегральных функций. Обеспечивая

условия уходящей волны, действительная ось комплексной плоскости обходит точку $\sigma = -\sigma_0$ сверху, а точку $\sigma = +\sigma_0$ – снизу. Для выбора ветвей двузначных функций $\gamma_1(\alpha)$, $\gamma_2(\alpha)$ следует провести в комплексной плоскости разрезы до бесконечности от точек $\sigma = k_1$, $\sigma = k_2$ в верхней полуплоскости и от точек $\sigma = -k_1$, $\sigma = -k_2$ в нижней полуплоскости, принимая за основу принцип уходящей волны. Аналитическое продолжение функции $|\sigma|$ в комплексной плоскости представляется в виде $|\alpha| = \alpha$ при $\text{Re } \alpha > 0$ и $|\alpha| = -\alpha$ при $\text{Re } \alpha < 0$. Для определенности принимается $k_2 > k_1$.

Рассмотрим волновое поле в составном пьезоэлектрическом пространстве $x < 0$. Представим функции амплитуд $w_1(x, y)$, $w_2(x, y)$ в виде интегралов

$$w_1(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A^{(1)}(\sigma) e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2} y} e^{-i\sigma x} d\sigma + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B^{(1)}(\sigma) e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2} y} e^{-i\sigma x} d\sigma - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\sigma, y) e^{-i\sigma x} d\sigma, \quad (18)$$

$$w_2(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A^{(1)}(\sigma) e^{\sqrt{\sigma^2 - k_1^2} y} e^{-i\sigma x} d\sigma + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B^{(1)}(\sigma) e^{\sqrt{\sigma^2 - k_1^2} y} e^{-i\sigma x} d\sigma, \quad (19)$$

где

$$A^{(1)}(\sigma) = -\frac{c_1(1 + \chi_1)Q_1}{\sigma K^{(1)}(\sigma)} e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2} b}, \quad (20)$$

$$B^{(1)}(\sigma) = -\frac{c_1(e_1\varepsilon_2 - e_2\varepsilon_1)^2(1 + \chi_1)(|\sigma| - \sigma)Q_1}{\varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)K(\sigma)K^{(1)}(\sigma)} e^{-\sqrt{\sigma^2 - k_1^2} b},$$

$$K^{(1)}(\sigma) = \frac{c_1(1 + \chi_1)\sqrt{\sigma^2 - k_1^2}}{\sigma} + \frac{c_2(1 + \chi_2)\sqrt{\sigma^2 - k_2^2}}{\sigma} - \frac{(e_1\varepsilon_2 - e_2\varepsilon_1)^2}{\varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}. \quad (21)$$

Преобразуем интегралы (18), (19) методом контурного интегрирования в комплексной плоскости $\alpha = \sigma + i\tau$ (рис.2). Путь интегрирования замыкается в верхней полуплоскости комплексной плоскости [2,6,8].

Аналитические продолжения подынтегральных функций $A^{(1)}(\sigma)$, $B^{(1)}(\sigma)$ при таких разрезах в комплексной плоскости внутри контура

интегрирования имеют единственную особую точку $\sigma = \sigma_0$ – простой полюс $K^{(1)}(\sigma_0) = 0$.

Задача симметрична по x , следовательно, такие же представления функций амплитуд имеют место и в составном полупространстве $x > 0$. Путь интегрирования замыкается уже в нижней полуплоскости комплексной плоскости. Аналитические продолжения подынтегральных функций внутри контура интегрирования в этом случае имеют единственную особую точку $\sigma = -\sigma_0$.

Существование сдвиговых поверхностных волн в полупространствах обусловлено пьезоэффектом, и наличие источника механических колебаний приводит к распространению этих электроупругих волн. На контактной плоскости раздела амплитуда поверхностной волны принимает максимальное значение.

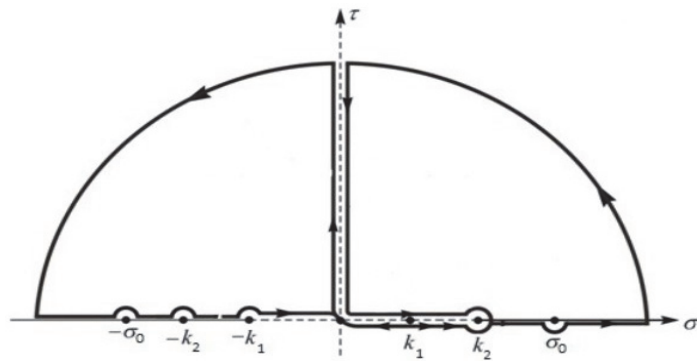


Рис.2

После контурного интегрирования получим представления функций амплитуд в виде суммы поверхностных волн, если имеют место условия (16), (17), и регулярных интегралов по берегам разрезв, характеризующих объемные затухающие волны. В пространстве появляются обусловленные наличием пьезоэффекта объемные волны, распространяющиеся от контактной поверхности по направлению y и имеющие неволновой характер по x на контактной поверхности.

Функции амплитуд поверхностных волн, распространяющихся в составном полупространстве $x < 0$, имеют вид

$$\begin{aligned} w_{1n}(x, y) &= A_n^{(1)} e^{-\sqrt{\sigma_0^2 - k_1^2} y} e^{-i\sigma_0 x}, & y > 0; \\ w_{2n}(x, y) &= A_n^{(2)} e^{\sqrt{\sigma_0^2 - k_2^2} y} e^{-i\sigma_0 x}, & y < 0, \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$A_n^{(1)} = A_n^{(2)} = \frac{ic_1(1+\chi_1)Q_1}{\sigma_0 K_1(\sigma_0)} e^{-\sqrt{\sigma_0^2 - k_1^2} b}, \quad K_1(\sigma) = \frac{dK^{(1)}}{d\sigma}.$$

Амплитуды поверхностных волн, распространяющихся в составном полупространстве $x > 0$, имеют вид

$$\begin{aligned} w_{1n}(x, y) &= A_n^{(1)} e^{-\sqrt{\sigma_0^2 - k_1^2} y} e^{i\sigma_0 x}, & y > 0; \\ w_{2n}(x, y) &= A_n^{(2)} e^{\sqrt{\sigma_0^2 - k_2^2} y} e^{i\sigma_0 x}, & y < 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Доказывается, что если распространяются поверхностные волны (имеют место условия (16), (17)), то скорость локализованной поверхностной волны ω/σ_0 больше скорости локализованной волны типа Гуляева–Блюстейна [1,6] – ω/σ_{01} , распространяющейся в пространстве, если полупространство $y < 0$ не обладает пьезоэффектом:

$$\frac{\omega}{\sigma_0} > \frac{\omega}{\sigma_{01}}. \quad (24)$$

Электроупругие поверхностные волны имеют важное значение в акусто-электрической технике, дефектоскопии, инженерной медицине. Исследование электроупругого волнового процесса в составном пространстве выявило особые свойства, присущие взаимосвязанным средам и полям.

Заключение. Конструктивная неоднородность (слоистость) анизотропных упругих сред, обладающих свойством пьезоэффекта, вносит существенные изменения в классическую теорию электроупругих волновых процессов в деформируемых средах. Наличие источника механических колебаний приводит к распространению сдвиговой поверхностной волны, локализованной у плоскости полного электромеханического контакта и обусловленной пьезоэффектом полупространств. Получены условия распространения поверхностных волн в составном пьезоэлектрическом пространстве. Поверхностные волны обладают уникальными особенностями: относительно малой скоростью распространения и возможностью возбуждения волн в пьезоэлектриках с малыми потерями. Проблема взаимодействия различных полей физического происхождения в твердых телах интересна с точки зрения механики сплошной среды и математической физики и очень важна при проектировании инженерно-физических приборов и изучении принципов работы новых современных акусто-электрических устройств. Результаты рассмотренной задачи о распространении

сдвиговых колебаний в составном пьезоэлектрическом пространстве могут быть использованы при изучении прикладных задач распространения электроупругих локализованных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Балакирев М.К., Гилинский И.А.** Волны в пьезокристаллах. – Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1982. – 240 с.
2. **Григорян Э.Х., Джилаван С.А.** Дифракция плоской сдвиговой волны на полубесконечной трещине в пьезоэлектрическом пространстве //Изв. НАН Армении. Механика. – 2005. – Т.58, №1. – С.38–50.
3. **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.
4. **Belubekyan M.V., Belubekyan V.M.** Surface waves in piezoelectric elastic system of a layer on a semi-space // Proc. of the Yerevan State University. Phys. & Math. Sci. – 2013. – 3. – P. 45–48.
5. **Avetisyan A.S., Khachatryan V.M.** The formation and propagation of elastic (sh) shear waves in a cellular composite waveguide // Proc. of National Academy of Sciences of Armenia. - 2018. – 3. – P. 55–73.
6. **Григорян Э.Х., Джилаван С.А., Казарян А.А.** Дифракция сдвиговой плоской волны на полубесконечной трещине в пространстве пьезоэлектрик–диэлектрик // Труды 7-й Межд.конф. “Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред”.– Ереван, 2011. – С.137–143.
7. **Джилаван С.А., Саргсян А.С.** Дифракция поверхностной волны сдвига на полубесконечной трещине в составном пьезоэлектрическом пространстве // Материалы 5-й Межд.конф. “Актуальные проблемы механики сплошной среды”.– Ереван, 2017. – С.79–80.
8. **Агаян К.Л., Григорян Э.Х.** О новом методе определения асимптотических формул в задачах дифракции волн //Доклады НАН Армении. – 2010. – Т.110, №3. – С.261–271.

Ереванский государственный университет. Материал поступил в редакцию 07.12.2018.

Ա.Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱԱՌԱՉԳԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԸ ՊԻԵԶՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԲԱՂԱԴՐՅԱԼ
ՏԱՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ ՍԱՀՔԱՅԻՆ ՏՍՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԳԾԱՅԻՆ ԱՂՔՅՈՒՐԻ
ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Պիեզոէլեկտրական բաղադրյալ տարածությունում սահքային էլեկտրաառաձգական ալիքային դաշտը որոշվում է Ֆուրյեի ինտեգրալ ձևափոխության միջոցով. Կիրառվում են առաձգականության դինամիկական տեսության, կոմպլեքս փոփոխականի ֆունկցիաների տեսության և կոնտուրային ինտեգրման մեթոդները: Լուծումը ներկայացվում է կոմպլեքս հարթության մեջ՝ ձեղքերի երկայնքով ռեզույար ինտեգրալներով: Միջավայրի էլեկտրաառաձգական բնութագրիչների որոշակի արժեքների դեպքում տարածվում են մակերևութային ալիքներ՝ տեղայնացված կոնտակտային հարթության մոտ:

Առանցքային բառեր. պիեզոէլեկտրական, էլեկտրաառաձգականություն, սահք, մակերևութային ալիքներ, տատանումներ:

A.S. SARGSYAN, A.H. GRIGORYAN

ELECTROELASTIC WAVES IN COMPOSITE PIEZOELECTRIC SPACE
AT A LINEAR SOURCE OF SHIFT VIBRATIONS

The problem of determining the shear electroelastic wave field in a composite piezoelectric space is solved by the method of integral Fourier transform by using the methods of the dynamic theory of elasticity, the theory of functions of complex variable and contour integration. The solution is represented by regular integrals on the cuts in the complex plane. It is shown that the surface waves propagate at some values of electroelastic parameters of medium. They are localized at the contact plane.

Keywords: piezoelectric, electroelasticity, shear, vibrations, surface waves.