

УДК 539.6.013.42

© 1993 г. А. Э. Бабаев, В.Г. Савин

**РАБОТА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ,
ЭКРАНИРОВАННОГО УПРУГОЙ ОБОЛОЧКОЙ, В РЕЖИМЕ
ПРИЕМА НЕСТАЦИОНАРНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН**

Рассмотрена задача о действии плоской нестационарной волны давления на систему, состоящую из бесконечно длинного кругового пьезокерамического цилиндра, экранированного снаружи коаксиально расположенной упругой оболочкой. Безграничное внешнее пространство и межоболочечный объем заполнены жидкостями. При описании движения оболочек и контактирующих с ними жидкостей используются соотношения линейной теории электроупругих и упругих оболочек, а также акустического приближения.

Предложенная методика решения основана на использовании интегрального преобразования Лапласа по времени с последующим удовлетворением граничных условий в пространстве оригиналов.

При этом искомые величины определяются из интегральных уравнений Вольтерра, которые решаются численно. Разработанный подход иллюстрируется числовым примером. Приведены результаты расчетов акустических давлений на поверхности пьезовибратора и электрических напряжений, возникающих в пьезокерамике, при действии на систему акустического импульса ступенчатого профиля и с одночастотным заполнением.

К настоящему времени остаются малоизлученными нестационарные режимы работы гидроэлектроупругих систем. Задачи данного класса позволяют проследить эволюцию динамического процесса и выявить закономерности их поведения при кратковременных электрических или механических воздействиях сложной формы с возможными скачками характеристик на фронтах и т. д. Из имеющихся в этой области немногочисленных публикаций отметим [1—3]. Остаются не исследованными вопросы взаимодействия акустических ударных волн с пьезокерамическими преобразователями энергии. В настоящей статье приведено решение одной из таких задач.

Рассматривается система, состоящая из бесконечно длинного кругового пьезокерамического цилиндра, экранированного снаружи коаксиально расположенной упругой оболочкой. Безграничное внешнее пространство и объем между цилиндрами заполнены жидкостями. Внутри пьезопреобразователя — вакуум. В момент времени $t = 0$ на систему действует плоская нестационарная волна давления, фронт которой параллелен осевой координате. Предполагается, что внешний и внутренний цилиндры являются тонкостенными, и их движения описываются уравнениями теорий упругой [4] и электроупругой [5] оболочек, основанных на гипотезах Кирхгофа — Лява. Выбран вариант, когда пьезопреобразователь, поляризованный в радиальном направлении, имеет сплошные разомкнутые электроды. Волновые процессы в жидкости моделируются соотношениями акустического приближения [6].

При сделанных допущениях задача формулируется следующим образом:

$$(1 + \epsilon_k) \frac{\partial^2 u^{(k)}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial w^{(k)}}{\partial \theta^3} - \epsilon_k \frac{\partial^3 w^{(k)}}{\partial \theta^3} - \delta_{2k} \eta \frac{\partial E_0}{\partial \theta} = a_k \frac{\partial^2 u^{(k)}}{\partial t^2},$$

$$-\frac{\partial u^{(k)}}{\partial \theta} + \varepsilon_k \frac{\partial^3 u^{(k)}}{\partial \theta^3} - w^{(k)} - \varepsilon_k \frac{\partial^4 w^{(k)}}{\partial \theta^4} + \delta_{2k} \eta E_0 = a_k \frac{\partial^2 w^{(k)}}{\partial t^2} - b_k q^{(k)}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi^{(i)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi^{(i)}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi^{(i)}}{\partial \theta^2} = \alpha_i^2 \frac{\partial^2 \varphi^{(i)}}{\partial t^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2\pi} \left[E_0 + \mu \left(\frac{\partial u^2}{\partial \theta} + w^{(2)} \right) \right] d\theta = 0, \quad (3)$$

$$q^{(1)} = -[p^{(1)} - p^{(2)}]_{r=R_1}, \quad q^{(2)} = -p^{(2)} \Big|_{r=R_2},$$

$$p^{(1)} = -\kappa_1 \left[\frac{\partial \varphi^{(0)}}{\partial t} + \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial t} \right], \quad p^{(2)} = -\kappa_2 \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial t}. \quad (4)$$

Здесь $u^{(k)}$, $w^{(k)}$ — тангенциальные и нормальные перемещения точек срединной поверхности наружной ($k=1$) и внутренней ($k=2$) оболочек, имеющих радиусы R_1 , R_2 ; E_0 — напряженность электрического поля в пьезокерамике; $\varphi^{(i)}$ — потенциал скорости внешней акустической среды ($i=1$) и среды в межоболочечном объеме ($i=2$); $\varphi^{(0)}$ — потенциал падающей нестационарной волны; $q^{(k)}$ и $p^{(i)}$ — соответствующие гидродинамические нагрузки и давления в жидкостях; r , θ — полярные координаты; δ_{2k} — символ Кронекера; ε_k , a_k , η , μ , α_i , κ_i — постоянные:

$$\varepsilon_1 = \frac{h_1^2}{12R_1^2}, \quad \varepsilon_2 = \frac{h_2^2}{12R_2^2} \chi, \quad \chi = 1 + \frac{e_{13}^{(2)2}}{C_{11}^{(2)E} \varepsilon_{33}^{(2)s}}, \quad a_k = \frac{\gamma_k c_1^2 R_k^2}{C_{11}^{(k)E} R_1^2},$$

$$b_k = \frac{\rho_1 c_1^2 R_k^2}{C_{11}^{(k)E} h_k R_1}, \quad \eta = \frac{R_2 e_{13}^{(2)}}{C_{11}^{(2)E} d_{33}^{(2)} R_1}, \quad \mu = \frac{e_{13}^{(2)} R_1 d_{33}^{(2)}}{R_2 \varepsilon_{33}^{(2)s}}, \quad \alpha_i = \frac{c_i}{c_1}, \quad \kappa_i = \frac{\rho_i}{\rho_1},$$

где $C_{11}^{(k)E}$, γ_k , h_k — модуль упругости, плотность и толщина k -й оболочки; $e_{13}^{(2)}$, $d_{33}^{(2)}$ — пьезомодули керамики, $\varepsilon_{33}^{(2)s}$ — диэлектрическая проницаемость; ρ_i , c_i — плотности и скорости звука в акустических средах. Уравнения (1) описывают движения оболочек, (2) — акустических сред, выражение (3), справедливое при разомкнутых электродах, обеспечивает равенство нулю тока в преобразователе, (4) устанавливает взаимосвязь между $q^{(k)}$, $p^{(i)}$, $\varphi^{(i)}$.

Граничные условия (безотрывного контакта) имеют вид

$$\frac{\partial [\varphi^{(0)} + \varphi^{(1)}]}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = \frac{\partial w^{(1)}}{\partial t}, \quad \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = \frac{\partial w^{(1)}}{\partial t}, \quad \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial r} \Big|_{r=R_2} = \frac{\partial w^{(2)}}{\partial t}. \quad (5)$$

Начальные условия принимаются нулевыми.

Постановка задачи приведена в безразмерных обозначениях, которые получены делением $w^{(k)}$, $u^{(k)}$, h_k , R_k , r на R_1 ; E_0 на $1/d_{33}^{(2)}$; $q^{(k)}$, $p^{(i)}$ на $\rho_1 c_1^2$ и t на R_1/c_1 .

Решение ищется с использованием интегрального преобразования Лапласа по времени. В пространстве изображений неизвестные величины представляются в виде тригонометрических рядов (разложения по собственным формам колебаний):

$$w^{(k)L}(s, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} w_n^{(k)L}(s) \cos n\theta,$$

$$u^{(k)L}(s, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n^{(k)L}(s) \sin n\theta, \quad (6)$$

$$\varphi^{(i)L}(s, r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n^{(i)L}(s, r) \cos n\theta.$$

Индексом L обозначены соответствующие трансформанты, s — параметр преобразования.

С учетом (6) общие интегралы волновых уравнений в области изображений имеют вид

$$\varphi_n^{(i)L} = A_n^{(i)L}(s) \frac{1}{s} e^{s\alpha_i R_i} K_n(s\alpha_i r) + B_n^{(i)L}(s) \frac{1}{s} e^{-s\alpha_i R_i} I_n(s\alpha_i r). \quad (7)$$

Здесь K_n, I_n — модифицированные функции Бесселя; $A_n^{(i)L}, B_n^{(i)L}$ — неизвестные, определяемые из граничных условий. В силу требований, что возмущения, вносимые цилиндрической преградой, убывают при $r \rightarrow \infty$, необходимо принять $B_n^{(i)L} = 0$.

Аналогичное (6) представление имеет место и для потенциала $\varphi^{(0)L}$, описывающего плоскую нестационарную волну [7]:

$$\varphi^{(0)L} = -Q^L(s) \frac{1}{s} e^{-s\alpha_1(R_1 - r \cos \theta)} = -Q^L(s) \sum_{n=0}^{\infty} 2e_n \frac{1}{s} e^{-s\alpha_1 R_1} I_n(s\alpha_1 r) \cos n\theta. \quad (8)$$

Функция $Q^L(s)$ определяет закон изменения давления за ее фронтом; $e_0 = 1/2$, $e_n = 1$ ($n > 0$).

После подстановки (6) — (8) в преобразованные по Лапласу соотношения (3), (4) и уравнения движения оболочек (1) найдем зависимость между $w^{(k)L}$ и $q_n^{(k)L}$:

$$w_n^{(k)L} = \frac{\beta_{n1}^{(k)} s^2 + \beta_{n2}^{(k)}}{s^4 + \lambda_{n1}^{(k)} s^2 + \lambda_{n2}^{(k)}} q_n^{(k)L}. \quad (9)$$

Здесь $q_n^{(k)L}$ — собственные формы гидродинамической нагрузки, действующей на k -ю оболочку:

$$q_n^{(1)L} = -Q^L(s) 2\kappa_1 e_n e^{-s\alpha_1 R_1} I_n(s\alpha_1 R_1) + A_n^{(1)L}(s) \kappa_1 e^{s\alpha_1 R_1} - B_n^{(2)L}(s) \kappa_2 e^{-s\alpha_2 R_1} I_n(s\alpha_2 R_1) - A_n^{(2)L}(s) e^{-s\alpha_2(R_1 - R_2)} \kappa_2 e^{s\alpha_2 R_1} K_n(s\alpha_2 R_1),$$

$$q_n^{(2)L} = A_n^{(2)L}(s) \kappa_2 e^{s\alpha_2 R_2} K_n(s\alpha_2 R_2) + B_n^{(2)L}(s) e^{-s\alpha_2(R_1 - R_2)} \kappa_2 e^{-s\alpha_2 R_2} I_n(s\alpha_2 R_2), \quad (10)$$

$\beta_{n1}^{(k)}, \beta_{n2}^{(k)}, \lambda_{n1}^{(k)}, \lambda_{n2}^{(k)}$ — постоянные

$$\beta_{n1}^{(k)} = \frac{b_n^{(k)}}{a_n^{(k)}}, \quad \beta_{n2}^{(k)} = \frac{b_n^{(k)} (1 + \varepsilon_k) n^2}{a_n^{(k)2}},$$

$$\lambda_{n1}^{(k)} = \frac{(1 + n^2)(1 + \varepsilon_k n^2)}{a_n^{(k)}}, \quad \lambda_{n2}^{(k)} = \frac{n^2 (1 - n^2)^2 \varepsilon_k}{a_n^{(k)2}},$$

$$a_n^{(1)} = a_1, \quad a_n^{(2)} = \begin{cases} a_2/\chi & (n = 0) \\ a_2 & (n > 0) \end{cases}, \quad b_n^{(1)}, b_n^{(2)} = \begin{cases} b_2/\chi & (n = 0) \\ b_2 & (n > 0) \end{cases}.$$

Далее, с учетом (7) — (10) из граничных условий (5) получим следующую систему уравнений относительно $A_n^{(i)L}, B_n^{(i)L}$:

$$A_n^{(1)L}(s) G_{n/1}^{(1)L}(s, \alpha_1 R_1) - B_n^{(2)L}(s) F_{n/1}^{(1)L}(s, \alpha_2 R_1) = \\ = Q^L(s) F_{n/2}^{(1)L}(s, \alpha_1 R_1) + A_n^{(2)L}(s) e^{-s\alpha_2(R_1 - R_2)} G_{n/2}^{(1)L}(s, \alpha_2 R_1) \quad (j = 1, 2), \quad (11)$$

$$A_n^{(2)L}(s) G_{n/1}^{(2)L}(s, \alpha_2 R_2) = -B_n^{(2)L}(s) e^{-s\alpha_2(R_1 - R_2)} F_{n/2}^{(2)L}(s, \alpha_2 R_2).$$

Ниже приведен вид функций $G_{njl}^{(k)L}(s, z)$, $F_{njl}^{(k)L}(s, z)$:

$$G_{njl}^{(k)L}(s, z) = \sum_{v=1}^3 [\xi_{njl(2v-1)}^{(k)} g_{(2v-1)n}^L(s, z) + \xi_{njl(2v-2)}^{(k)} g_{(2v-2)(n+1)}^L(s, z)], \quad (12)$$

$$F_{njl}^{(k)L}(s, z) = \sum_{v=1}^3 [\zeta_{njl(2v-1)}^{(k)} f_{(2v-1)n}^L(s, z) + \zeta_{njl(2v-2)}^{(k)} f_{(2v-2)(n+1)}^L(s, z)],$$

где

$$g_{mn}^L(s, z) = \frac{1}{s^m} e^{sz} K_n(sz), \quad f_{mn}^L(s, z) = \frac{1}{s^m} e^{-sz} I_n(sz), \quad (13)$$

$\xi_{njl}^{(k)}$, $\zeta_{njl}^{(k)}$ — постоянные;

$$\xi_{n110}^{(k)} = -\zeta_{n120}^{(k)} = \alpha_k, \quad \xi_{n111}^{(k)} = \zeta_{n121}^{(k)} = \beta_{n1}^{(k)} \kappa_k - \frac{n}{R_k}, \quad \xi_{n112}^{(k)} = -\zeta_{n122}^{(k)} = \lambda_{n1}^{(k)} \alpha_k,$$

$$\xi_{n113}^{(k)} = \zeta_{n123}^{(k)} = \beta_{n2}^{(k)} \kappa_k - \lambda_{n1}^{(k)} \frac{n}{R_k}, \quad \xi_{n114}^{(k)} = -\zeta_{n124}^{(k)} = \lambda_{n2}^{(k)} \alpha_k, \quad \xi_{n115}^{(k)} = \zeta_{n125}^{(k)} = -\lambda_{n2}^{(k)} \frac{n}{R_k},$$

$$\zeta_{n111}^{(1)} = \xi_{n121}^{(1)} = \beta_{n1}^{(1)} \kappa_2, \quad \zeta_{n113}^{(1)} = \xi_{n123}^{(1)} = \beta_{n2}^{(1)} \kappa_2,$$

$$\xi_{n211}^{(1)} = \zeta_{n221}^{(1)} = \beta_{n1}^{(1)} \kappa_1, \quad \xi_{n213}^{(1)} = \zeta_{n223}^{(1)} = \beta_{n2}^{(1)} \kappa_1,$$

$$\zeta_{n210}^{(1)} = -\xi_{n220}^{(1)} = \alpha_2, \quad \zeta_{n211}^{(1)} = \xi_{n221}^{(1)} = \beta_{n1}^{(1)} \kappa_2 + \frac{n}{R_1},$$

$$\zeta_{n212}^{(1)} = 0, \quad \xi_{n222}^{(1)} = \lambda_{n1}^{(1)} \alpha_2, \quad \zeta_{n213}^{(1)} = \xi_{n223}^{(1)} = \beta_{n2}^{(1)} \kappa_2 + \lambda_{n1}^{(1)} \frac{n}{R_1},$$

$$\zeta_{n214}^{(1)} = -\xi_{n224}^{(1)} = \lambda_{n2}^{(1)} \alpha_2, \quad \zeta_{n215}^{(1)} = \xi_{n225}^{(1)} = \lambda_{n2}^{(1)} \frac{n}{R_1}.$$

Неприведенные здесь коэффициенты рядов (12) равны нулю.

В случае определения неизвестных $A_n^{(1)L}(s)$, $A_n^{(2)L}(s)$, $B_n^{(2)L}(s)$ из системы (11) получаемые формулы являются весьма сложными и громоздкими, что приводит к принципиальным трудностям при обращении искомым величин. Поэтому предлагается произвести строгую инверсию непосредственно равенств (11), сводя задачу к решению системы трех интегральных уравнений Вольтерра первого рода с запаздывающими аргументами:

$$\begin{aligned} & \int_0^t A_n^{(1)}(x) G_{njl}^{(1)}(t-x, \alpha_1 R_1) dx - \int_0^t B_n^{(2)}(x) F_{njl}^{(1)}(t-x, \alpha_2 R_1) dx = \\ & = \int_0^t Q(x) F_{n2}^{(1)}(t-x, \alpha_1 R_1) dx + \int_{\alpha_2(R_1-R_2)}^t A_n^{(2)}[x - \alpha_2(R_1 - R_2)] G_{n2}^{(1)}(t-x, \alpha_2 R_1) dx \\ & (j = 1; 2), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\int_0^t A_n^{(2)}(x) G_{n1}^{(2)}(t-x, \alpha_2 R_2) dx = - \int_{\alpha_2(R_1-R_2)}^t B_n^{(2)}[x - \alpha_2(R_1 - R_2)] F_{n1}^{(2)}(t-x, \alpha_2 R_2) dx. \quad (15)$$

Отметим, что входящие в (14), (15) функции $G_{njl}^{(k)}(t, z)$, $F_{njl}^{(k)}(t, z)$ найдены аналитически. В пространстве изображений они выражаются (12) через g_{mn}^L ,

f_{mn}^z (13), которые, в свою очередь, при переходе к оригиналам описываются элементарными функциями. Вид $g_{mn}(t, z), f_{mn}(t, z)$ найден с использованием таблиц операционного исчисления [8] и приведен в [1]. Здесь в качестве иллюстрации представим формулы для

$$f_{0n}(t, z) = \begin{cases} \frac{\cos n \arccos \frac{z-t}{z}}{\pi z \sqrt{1 - \left(\frac{z-t}{z}\right)^2}} & (0 < t < 2z), \\ 0 & (2z < t) \end{cases}, \quad g_{0n}(t, z) = \frac{\operatorname{ch} n \operatorname{arch} \frac{z+t}{z}}{z \sqrt{\left(\frac{z+t}{z}\right)^2 - 1}}. \quad (16)$$

Функция $g_{mn}(t, z), f_{mn}(t, z)$ ($m > 0$) могут быть получены в результате m -кратного интегрирования (16).

Система интегральных уравнений (14), (15) решалась методом квадратурных формул. Запаздывающие аргументы у неизвестных, входящих в их правые части, позволяют шаг за шагом по t производить интегрирование уравнений (14) ($j=1; 2$) и (15) независимо. Так, в начальной стадии переходного процесса, когда $t < \alpha_2(R_1 - R_2)$ ($\alpha_2(R_1 - R_2)$ — время, за которое возмущения в акустической среде проходят расстояние между оболочками), из (14) ($j=1; 2$) определяются функции $A_n^{(1)}(t), B_n^{(2)}(t)$. Найденные значения $B_n^{(2)}(t)$ с момента $t < \alpha_2(R_1 - R_2)$ используются при вычислении $A_n^{(2)}(t)$ из уравнения (15). В свою очередь функция $A_n^{(2)}(t)$ со сдвигом во времени входит в интегралы уравнений (14) ($j=1; 2$), которые становятся отличными от нуля при $t < 2\alpha_2(R_1 - R_2)$.

Вычислив $A_n^{(1)}(t), A_n^{(2)}(t), B_n^{(2)}(t)$, нетрудно определить различные физические характеристики переходного процесса. Приведем здесь формулу для определения гидродинамического давления, действующего на внутреннюю пьезокерамическую оболочку,

$$q^{(2)}(t, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \kappa_2 \left\{ \int_0^t A_n^{(2)}(x) g_{0n}(t-x, \alpha_2 R_2) dx + \int_{\alpha_2(R_1 - R_2)}^t B_n^{(2)} [x - \alpha_2(R_1 - R_2)] f_{0n}(t-x, \alpha_2 R_2) dx \right\} \cos n\theta, \quad (17)$$

которая получена в результате инверсии выражения (10).

Аналогично могут быть найдены перемещения оболочек, разность потенциалов между электродами пьезопреобразователя и другие величины.

Расчеты проводились для гидроэлектроупругой системы, состоящей из экранирующей поликарбонатной (ПК-1) и вложенной пьезокерамической (ЦТБС-3) оболочек [9]. Внешнее пространство и межоболочечный объем заполнены водой.

Рассмотрен случай, когда давление в падающей волне изменяется по ступенчатому закону $Q(t) = H(t)$ (H — единичная функция Хевисайда). Располагая этими результатами, с помощью интеграла Дюамеля нетрудно определить соответствующие величины для нестационарных волновых нагрузок с практически произвольным профилем $Q(t)$.

Из приведенных на рис. 1 графиков $q^{(2)}$ видно, что в начальной стадии переходного процесса в лобовой точке ($\theta = 0$) наблюдаются два резких, близких по амплитуде, всплеска давлений. В боковой и тыльной ($\theta = \pi/2$ и π) точках перепады давлений, вызванные действием отраженных волн, значительно ниже. Возбуждаемая при этом разность потенциалов на электродах пьезоприемника (рис. 2) быстро достигает некоторого уровня, соответствующего статическому обжатию, относительно которого он совершает колебания со сравнительной не-

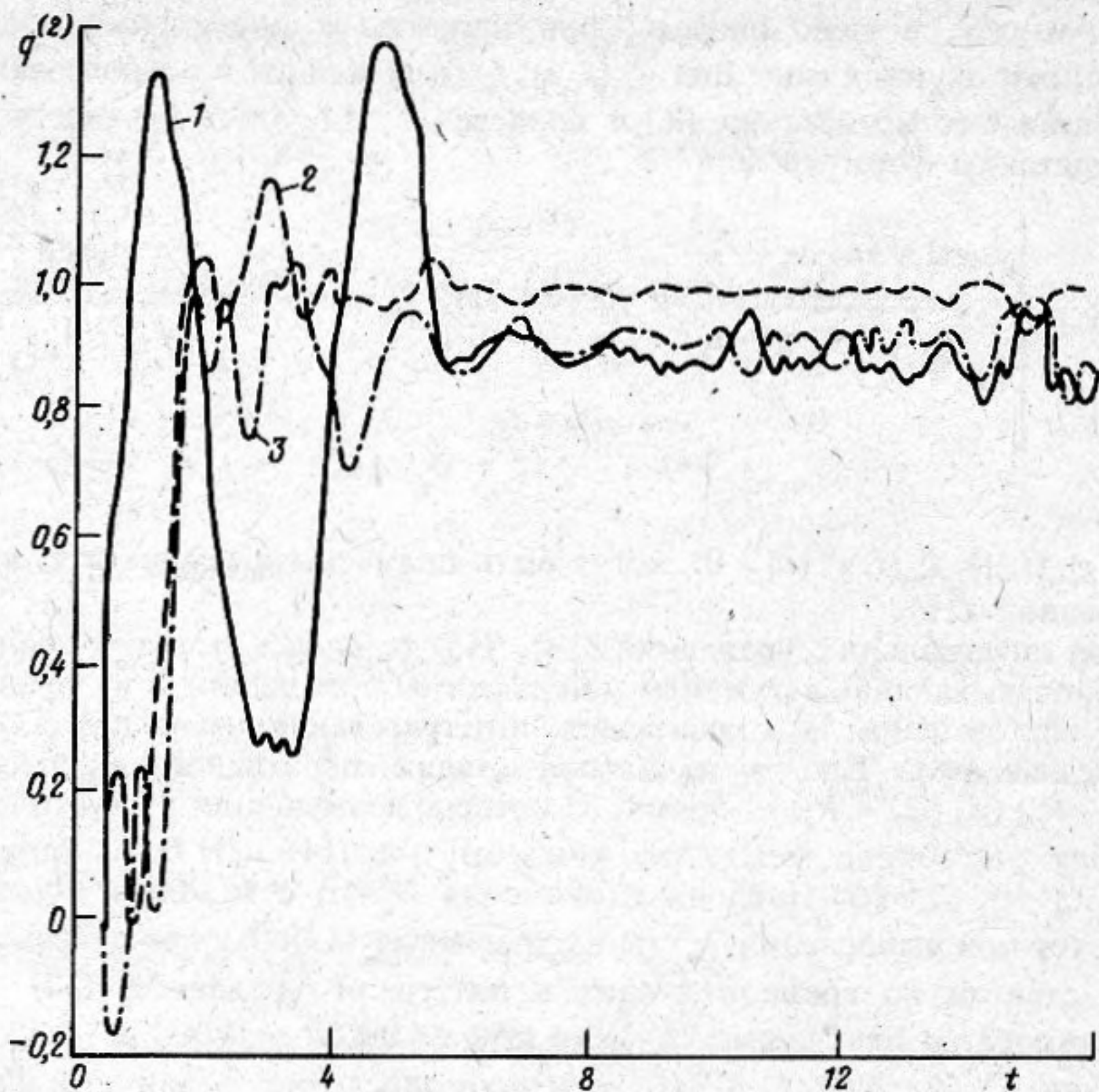


Рис. 1

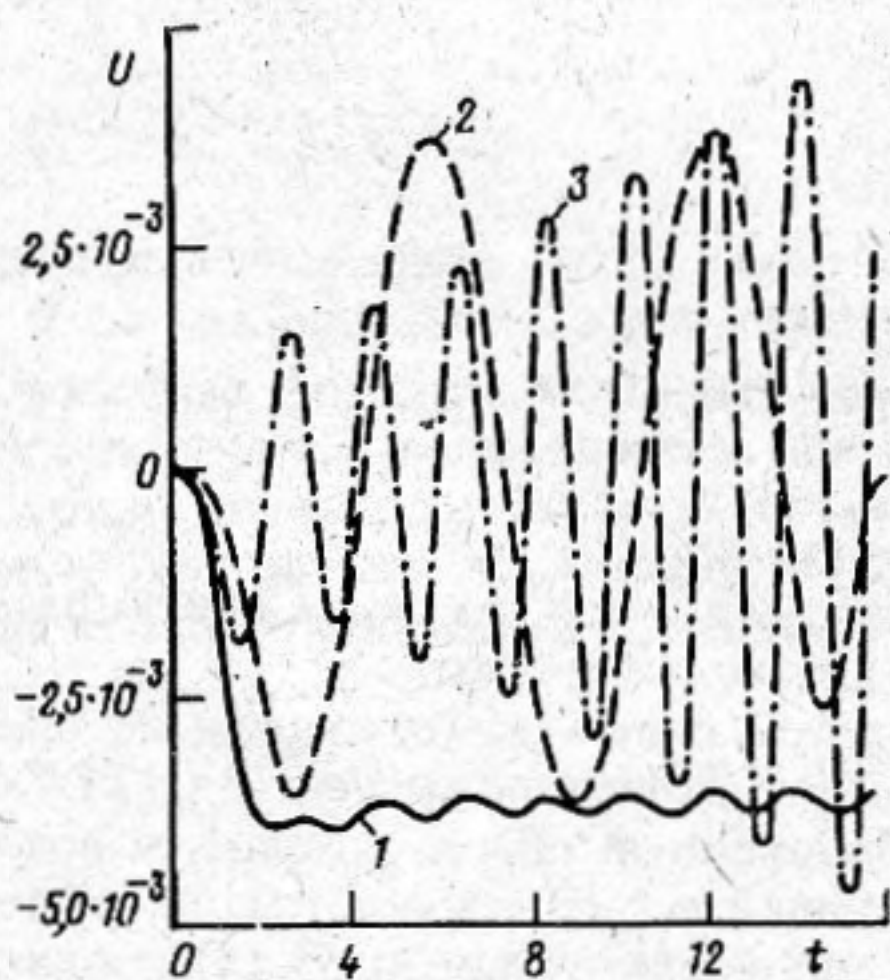


Рис. 2

Рис. 1. Осциллограммы акустических нагрузок $q^{(2)}$, действующих на внутреннюю (пьезокерамическую) оболочку ($h_1/R_1 = 1/50$; $h_2/R_2 = 1/25$; $R_2/R_1 = 0,65$) при $Q(t) = H(t)$: 1 — $\theta = 0$; 2 — $\theta = \pi/2$; 3 — $\theta = \pi$

Рис. 2. Осциллограммы разности потенциалов U , возбуждаемых на электродах пьезопреобразователя ($h_1/R_1 = 1/50$; $h_2/R_1 = 1/25$; $R_2/R_1 = 0,65$): 1 — $Q(t) = H(t)$; 2 — $Q(t) = \sin \omega t [H(t) - H(t - T)]$ ($\omega = 1$; $T = 14$); 3 — $Q(t) = \sin \omega t [H(t) - H(t - T)]$ ($\omega = 3,3$; $T = 14$)

большой амплитудой. На этом же рисунке приведены эпюры $U(t)$, когда на гидроэлектроупругую систему действует синусоидальный импульс давления конечной длительности $Q(t) = \sin \omega t [H(t) - H(t - T)]$. Значения ω задавались равными собственным частотам пульсирующих колебаний наружной ($\omega = 1$) и внутренней ($\omega = 3,3$) оболочек. При действии волн со ступенчатым и синусоидальным ($\omega = 1$) законами изменения давлений разность потенциалов в пьезоприемнике в целом повторяет их профиль. В случае воздействия синусоидального импульса

с частотой $\omega = 3,3$ на интервале $0 < t < T$ амплитуды возрастают с увеличением t . Таким образом, в рассматриваемой гидроэлектроупругой системе для выбранных значений $\omega = 3,3$ и $T = 14$ пропорциональность между давлением в падающей волне и напряжением, снимаемым с пьезопреобразователя, нарушается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бабаев А. Э. Нестационарные волны в сплошных средах с системой отражающих поверхностей. Киев: Наук. думка, 1990. 176 с.
2. Жарий О. Ю., Улитко А. Ф. Введение в механику нестационарных колебаний и волн. Киев: Вища шк., 1989. 184 с.
3. Савин В. Г. Преобразование акустических импульсов в электрические цилиндрической пьезокерамической оболочкой//Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 1. С. 144—149.
4. Новожилов В. В. Теория тонких оболочек. Л.: Судостроение, 1962. 430 с.
5. Гринченко В. Т., Улитко А. Ф., Шульга Н. А. Механика связанных полей в элементах конструкций. Киев: Наук. думка, 1989; Т. 5. Электроупругость. 279 с.
6. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т. 1. 492 с.; Т. 2. 568 с.
7. Гузь А. Н., Кубенко В. Д. Методы расчета оболочек. Киев: Наук. думка, 1983. Т. 5. Теория нестационарной аэрогидроупругости оболочек. 400 с.
8. Диткин В. А., Прудников А. П. Справочник по операционному исчислению. М.: Высш. шк., 1965. 466 с.
9. Пьезокерамические преобразователи//Под ред. Пугачева С. И. Л.: Судостроение, 1984. 256 с.

Институт механики
Академии наук Украины

Поступила в редакцию
14.10.92

A. E. Babaev, V. G. Savin

OPERATION OF A CYLINDRICAL TRANSDUCER SCREENED BY AN ELASTIC SHELL IN REGIME OF NONSTATIONARY ACOUSTIC WAVES RECEPTION

A technique for calculation of dynamical characteristics of a hydro-electro-elastic system consisting of a coaxially located internal piezoceramic shell and an external elastic shell affected by a plane acoustic stress wave is developed. A case of operation of the piezotransducer with uncircuited electrodes is considered (reception mode).