

УДК 534.232

## ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОЙ КРУГЛОЙ БИМОРФНОЙ ПЛАСТИНОЙ

А. И. БОГАТЫРЕВ, И. В. ВОВК, В. Н. ОЛИЙНЫК

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 5.07.2000 ◊ Пересмотрено 20.02.2001

В рамках теории тонких биморфных пьезопластин с помощью метода частичных областей решена задача об излучении звука погруженным в жидкость биморфным пьезокерамическим диском, возбуждаемым гармоническим сигналом от источника переменного электрического напряжения. Рассмотрены случаи, когда биморфный диск помещен в бесконечный экран (акустически мягкий или жесткий), а его контур свободен или закреплён шарнирно. Проведен численный анализ излучаемой мощности и диаграммы направленности рассматриваемой акустической системы. В результате исследования установлено, что, вопреки распространённому мнению, свободный диск в мягком экране является эффективным излучателем звука.

У рамках теорії тонких біморфних п'єзопластин за допомогою методу часткових областей розв'язано задачу про випромінювання звуку зануреним у рідину біморфним п'єзокерамічним диском, який збуджується гармонічним сигналом від джерела змінної електричної напруги. Розглянуті випадки, коли біморфний диск розташований у нескінченному екрані (акустично м'якому чи жорсткому), а його контур є вільним або шарнірно закріпленим. Проведено чисельний аналіз випромінюваної потужності та діаграми напрямленості акустичної системи, що розглядається. У результаті дослідження встановлено, що, всупереч поширеній думці, вільний диск у м'якому екрані є ефективним випромінювачем звуку.

Within the scope of the theory of thin bimorph piezoplates using the method of partial domains the problem of sound radiation by a bimorph piezoceramic disk submerged in fluid and being excited by a harmonic signal from the alternate electric voltage source is solved. The cases are considered, when the bimorph disk is placed inside an infinite baffle (acoustically soft or hard). The disk's contour is implied to be free or hinged. The numerical analysis of radiated power and the directivity pattern for the acoustical system under consideration is conducted. As the result, it is shown that, contrary to a wide-spread opinion, the free disk in the soft baffle is an efficient sound source.

### ВВЕДЕНИЕ

Электроакустические преобразователи на основе биморфных пластин из пьезоактивных материалов более полувека используются в различных областях науки и техники в качестве излучателей и приемников звука и вибраций. Популярность таких устройств обусловлена высокой эффективностью преобразования ими электрической энергии в механическую и акустическую, простотой конструкции, а также низкой себестоимостью при производстве.

Вероятно, впервые биморфные пластины из сегнетовой соли были применены в первой половине XX века при создании громкоговорителей [1]. Позднее биморфные пластины из пьезокерамики нашли исключительно широкое применение в гидроакустической технике при создании излучающих и приемных гидроакустических антенн для работы в звуковом диапазоне частот [2, 3], а также в качестве чувствительных элементов для датчиков различного назначения [4]. В конце XX века, благодаря бурному развитию электроники, область применения биморфных пластин из пьезокерамики существенно расширилась. Сейчас практически во всех электронных приборах промышленного или бы-

тового назначения используются биморфные пластины. Диапазон применения биморфов весьма широк: это аудио- и видеотехника, системы связи, компьютерная техника, сигнальные и охранные устройства, авиационные и автомобильные приборы и многое другое. Чтобы убедиться в этом, достаточно заглянуть в ИНТЕРНЕТ (см., например, адреса <http://www.megacera.com>, <http://www.piezo.com>) или обратиться к специальной литературе [5–10].

В последнее время, после того, как было обнаружено сильное негативное воздействие звука и ультразвука на нервную систему животных, пьезокерамические биморфные пластины стали применяться в качестве излучателей звука в устройствах для отпугивания грызунов (в первую очередь, крыс) в целях защиты складов социально-гражданской производственной сферы [11].

Однако, несмотря на широкое практическое использование биморфных пластинок, до сих пор отсутствуют строгие методы оценки создаваемых ими звуковых полей. Как представляется нам, причина этого отчасти связана с определенными трудностями, возникающими при постановке и решении соответствующих строгих “сквозных” задач. Что касается приближенных методик, то они разрабатывались в гидроакустике на осно-

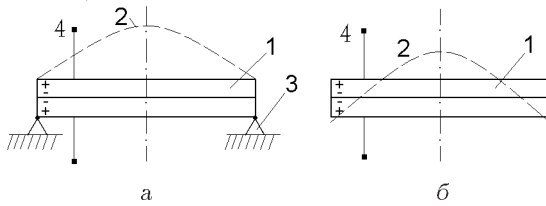


Рис. 1. Биморфная пластина – шарнирно закрепленная по контуру (а), свободная (б):  
 1 – пластина, 2 – форма прогиба, 3 – опора, 4 – электрические отводы

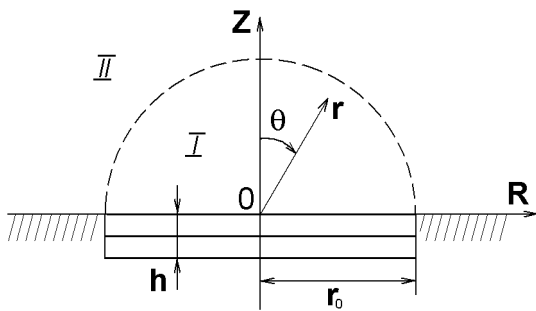


Рис. 2. Система координат, используемая в постановке задачи излучения

ве использования энергетического метода [12, 13] для оценки элементов эквивалентной электромеханической схемы биморфного элемента и импеданса излучения, полученного без учета упругих свойств биморфного пьезопреобразователя [14].

Целью данного исследования являлась разработка строгого метода оценки полей, создаваемых круглыми биморфными пластинами, погруженными в жидкую или газообразную среду с учетом их электроупругих свойств и электрического нагружения. При этом эффективно использовались современная теория электроупругости тонких биморфных пластинок [15] и метод частичных областей применительно к системам, содержащим электроупругие элементы, контактирующие с жидкостью [16, 17].

## 1. БИМОРФНАЯ ПЛАСТИНА СО СВОБОДНЫМ ИЛИ ШАРНИРНО ОПЕРТЫМ КОНТУРОМ

### 1.1. Биморфная пластина в акустически жестком экране

Рассмотрим задачу об излучении звука круглой биморфной пластиной толщины  $h$  и радиуса  $r_0$ ,

возбуждаемой генератором электрических напряжений, в открытое полупространство, заполненное жидкой или газообразной средой с волновым сопротивлением  $\rho c$ . Пусть пластина находится в акустически жестком экране. В качестве способов закрепления пластины по контуру будем рассматривать два варианта (рис. 1): шарнирный и свободный (т.е. без опоры).

Решение задачи будем строить на базе использования модифицированного метода частичных областей [17] с привлечением уравнения, описывающего вынужденные колебания биморфной пластины под воздействием приложенного к ней электрического напряжения. Для этого введем следующие системы координат: сферическую  $(r, \theta)$  и цилиндрическую  $(R, z)$  с общим началом в точке  $O$  (рис. 2). Это позволит представить поверхность излучающей системы и поверхность раздела частичных областей как соответствующие координатные поверхности.

Биморфная пластина представляет собой структуру, составленную из двух жестко соединенных пьезокерамических пластин одинаковой толщины, имеющих толщинную поляризацию. Знаки “плюс” и “минус” на рис. 1 указывают направление предварительной поляризации пьезокерамических слоев. В срединной плоскости такой структуры  $z = -h/2$  (плоскость соединения пластин) и на плоскостях  $z = 0, -h$  имеются сплошные металлизированные электродные покрытия. К электродам на внешних поверхностях биморфной пластины подключен генератор электрических напряжений, задающий изменение разности электрических потенциалов по гармоническому закону  $U_0/2 e^{-i\omega t}$  (здесь и далее  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота). В этом случае граничные условия для электрического потенциала  $\Psi$  имеют следующий вид:

$$\Psi = \begin{cases} \frac{U_0}{2} e^{-i\omega t}, & z = 0, \\ -\frac{U_0}{2} e^{-i\omega t}, & z = -h, \end{cases} \quad 0 \leq r \leq r_0. \quad (1)$$

Ввиду принятой поляризации пьезокерамических слоев, при указанном способе подвода электрической энергии биморфная пластина будет совершать изгибные колебания. Считаем, что пластина является достаточно тонкой для того, чтобы при описании ее движения можно было использовать классическую теорию изгиба пластин [18].

В соответствии с модифицированным методом частичных областей, разобьем всю область суще-

ствования звукового поля на две подобласти:

$$\begin{aligned} 0 \leq r \leq r_0, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2 & \quad (\text{подобласть I}), \\ r \geq r_0, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2 & \quad (\text{подобласть II}). \end{aligned}$$

Для построения потенциалов скоростей в подобластях запишем граничные условия на поверхности  $z=0$  и условия непрерывности акустического поля на границе раздела подобластей.

С учетом принятых предположений о физических свойствах пластины и экрана граничные условия на поверхностях биморфной пластины и экрана будут иметь вид

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} &= -i\omega w(r), \quad 0 \leq r \leq r_0, \\ -\frac{\partial \Phi_2}{\partial z} &= 0, \quad r_0 \leq r < \infty, \end{aligned} \quad z=0, \quad (2)$$

где  $\Phi_1, \Phi_2$  – потенциалы скоростей в подобластях I и II соответственно;  $w(r)$  – функция прогиба срединной плоскости пластины.

Условия непрерывности акустического поля на границе подобластей описываются соотношениями

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_2, \\ -\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} &= -\frac{\partial \Phi_2}{\partial r}, \quad r=r_0, \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Потенциалы скоростей в подобластях примем в форме следующих наборов частных решений уравнения Гельмгольца:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n} i_{2n}(kr) P_{2n}(\cos(\theta)) + \\ &+ \sum_{p=0}^{\infty} C_p J_0(\nu_p R) e^{ik_p z}, \\ \Phi_2 &= \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m} h_{2m}^{(1)}(kr) P_{2m}(\cos(\theta)). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $k=\omega/c$ ;  $\nu_p$  – корни уравнения  $J_0'(r_0\nu)=0$ ;

$$k_p = \begin{cases} \sqrt{k^2 - \nu_p^2} & (k > \nu_p), \\ i\sqrt{\nu_p^2 - k^2} & (\nu_p > k). \end{cases}$$

В принятых обозначениях  $i_{2n}(x)$  – сферические функции Бесселя первого рода;  $P_{2n}(x)$  – функции Лежандра первого рода;  $h_{2m}^{(1)}(x)$  – сферические функции Ханкеля первого рода;  $J_0(x)$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

При построении выражения (4) учтено, что потенциал  $\Phi_1$  должен обладать достаточным произволом для удовлетворения граничных условий на поверхности пластины и условиям непрерывности поля на границе подобластей.

Для решения “сквозной” задачи необходимо определить  $w(r)$ . Воспользуемся уравнением колебаний биморфной пластины относительно функции прогиба [15]:

$$\nabla^4 \tilde{w} + \frac{\tilde{\rho} h}{\bar{D}} \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial t^2} = -\frac{q}{\bar{D}}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}; \\ \bar{D} &= \frac{h^3}{12s_{11}^E(1-\nu^2)} \left( 1 + \frac{1+\nu}{8} \frac{k_p^2}{1-k_p^2} \right). \end{aligned}$$

В приведенных выражениях  $\bar{D}$  – изгибная жесткость биморфа;  $s_{11}^E$  – податливость пьезокерамики при постоянном электрическом поле;  $\nu$  – коэффициент Пуассона в плоскости, параллельной электродам;  $k_p$  – статический планарный коэффициент электромеханической связи;  $\tilde{\rho}$  – плотность пьезокерамики;  $q$  – внешняя нагрузка.

Учтя, что возбуждение колебаний биморфа происходит по гармоническому закону ( $\tilde{w}(r, t) = w(r) \exp(-i\omega t)$ ), а в акустической среде  $q = -i\omega \rho \Phi_1$  при  $z=0$ , преобразуем уравнение (5) к виду

$$\nabla^4 w - \tilde{k}^4 w = \frac{i\rho\omega}{\bar{D}} \Phi_1, \quad (6)$$

где волновое число определяется равенством  $\tilde{k}^4 = \tilde{\rho} h \omega^2 / \bar{D}$ .

Последнее уравнение формально совпадает с уравнением движения элемента пластины из материала без пьезоэффекта. Влияние пьезоэффекта проявляется в граничных условиях. При шарнирном опирании края пластины механические граничные условия запишутся так:

$$\begin{aligned} w &= 0, \\ M_r &= 0, \quad r=r_0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь выражения

$$\begin{aligned} M_r &= -\bar{D} \left( \nabla^2 w - \frac{1-\tilde{\nu}}{r} \frac{dw}{dr} \right) + \frac{h^2}{4} \frac{d_{31}}{s_{11}^E(1-\nu)} \frac{U_0}{h}, \\ \tilde{\nu} &= \frac{\nu + \frac{1+\nu}{8} \frac{k_p^2}{1-k_p^2}}{1 + \frac{1+\nu}{8} \frac{k_p^2}{1-k_p^2}}, \end{aligned}$$

представляют собой изгибающий момент и приведенный коэффициент Пуассона.

Теперь запишем граничные условия для свободного края диска:

$$\begin{aligned} M_r &= 0, \\ Q_r &= 0, \end{aligned} \quad r = r_0. \quad (8)$$

Здесь  $Q_r = -\bar{D} \frac{d}{dr} (\nabla^2 w)$  – перерезывающая сила.

Учитывая неоднородность условия для изгибающего момента, представим общее решение для  $w(r)$  в следующем виде:

$$w(r) = w_0(r) + \sum_{l=1}^{\infty} W_l f_l(r), \quad (9)$$

где  $W_l$  – неизвестные комплексные коэффициенты;  $f_l(r)$  – собственные формы колебания пластины без пьезоэффекта в вакууме;  $w_0(r) = A(p_0 r^2 + p_1)$ ;  $p_0$  и  $p_1$  – параметры, которые будут определены ниже;  $A$  – неизвестный коэффициент, позволяющий удовлетворить неоднородность в граничных условиях.

Формы колебаний диска  $f_l(r)$  должны удовлетворять однородному уравнению

$$\nabla^4 f_l(r) - \tilde{k}^4 f_l(r) = 0. \quad (10)$$

с соответствующими граничными условиями. Для шарнирно опертой пластины они имеют вид

$$\begin{aligned} f_l(r) &= 0, \\ -\bar{D} \left( \nabla^2 f_l(r) - \frac{1-\tilde{\nu}}{r} \frac{df_l(r)}{dr} \right) &= 0, \end{aligned} \quad r = r_0, \quad (11)$$

а для свободно опертой –

$$\begin{aligned} -\bar{D} \left( \nabla^2 f_l(r) - \frac{1-\tilde{\nu}}{r} \frac{df_l(r)}{dr} \right) &= 0, \\ -\bar{D} \frac{d}{dr} (\nabla^2 f_l(r)) &= 0, \end{aligned} \quad r = r_0. \quad (12)$$

Граничным условиям (11) или (12) в совокупности с уравнением (10) удовлетворяют функции вида

$$f_l(r) = D_1^{(l)} I_s(k_l r_0) J_0(k_l r) - J_s(k_l r_0) I_0(k_l r), \quad (13)$$

где  $k_l$  – корень дисперсионного уравнения

$$\begin{aligned} J_s(k_l r_0) \left[ I_0(k_l r_0) - \frac{1-\tilde{\nu}}{k_l r_0} I_1(k_l r_0) \right] + \\ + I_s(k_l r_0) \left[ J_0(k_l r_0) - \frac{1-\tilde{\nu}}{k_l r_0} J_1(k_l r_0) \right] &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Для выполнения граничных условий (11) в приведенных формулах следует положить  $s=0$ , а для (12) –  $s=1$ .

Для определения  $A$  подставим выражение (9) в граничные условия (7). Тогда получим

$$A = \frac{h}{8} \frac{d_{31}}{s_{11}^E p_0 (1-\nu)(1+\tilde{\nu}) \bar{D}} U_0. \quad (15)$$

В случае шарнирного опирания диска разумно принять

$$p_0 = -\frac{1}{r_0^2}, \quad p_1 = 1,$$

а для пластины со свободным краем –

$$p_0 = -\frac{1}{r_1^2}, \quad p_1 = 1.$$

В последнем соотношении  $r_1$  – корень уравнения  $f_1(r) = 0$  на отрезке  $r \in (0, r_0)$ . Он определяет положение узловой окружности на свободном диске, колеблющемся на первой радиально-симметричной моде.

Используя условия сопряжения звуковых полей на границе частичных областей (3), дифференциальное уравнение колебаний биморфа (6) и условие сопряжения колебательной скорости на поверхности пластины, запишем систему функциональных уравнений, которая позволит найти неизвестные комплексные коэффициенты, входящие в ряды (4) и (9)

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_2, \quad r = r_0, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ -\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} &= -\frac{\partial \Phi_2}{\partial r}, \quad r = r_0, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta} &= -i\omega w(r), \quad 0 \leq r \leq r_0, \quad \theta = \pi/2, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\nabla^4 w - \tilde{k}^4 w = \frac{i\rho\omega}{D} \Phi_1, \quad \theta = \pi/2.$$

Алгебраизация системы функциональных уравнений (16) выполняется стандартным способом [17] на основе использования полноты и ортогональности систем функций  $J_0(\nu_p r)$  ( $0 \leq r \leq r_0$ ) и  $P_{2n}(\cos(\theta))$  ( $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ), входящих в выражения (4) и (9). В результате получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода, на основании которой ниже будет проведен численный анализ акустических свойств рассматриваемого излучателя звука.

## 1.2. Биморфная пластина в акустически мягком экране

Учитывая изменения в акустических свойствах экрана, граничные условия (2) следует заменить

на

$$-\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = -i\omega w(r), \quad 0 \leq r \leq r_0, \quad z = 0, \quad (17)$$

$$\Phi_2 = 0, \quad r_0 \leq r < \infty,$$

Изменения граничных условий отражаются на наборе функций, используемых для представления потенциалов скоростей в указанных областях:

$$\Phi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n+1} i_{2n+1}(kr) P_{2n+1}(\cos(\theta)) + \sum_{p=0}^{\infty} C_p J_0(\nu_p R) e^{ik_p z}, \quad (18)$$

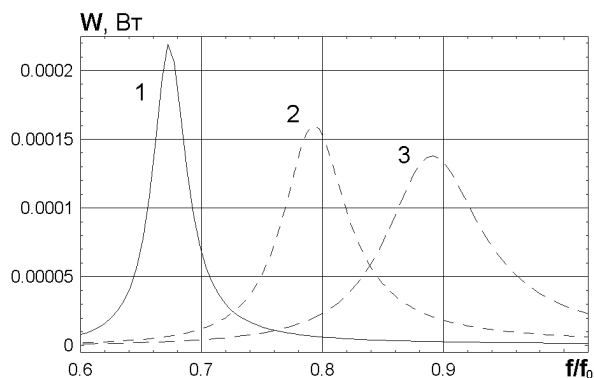
$$\Phi_2 = \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m+1} h_{2m+1}^{(1)}(kr) P_{2m+1}(\cos(\theta)).$$

Здесь  $\nu_p$  – корень уравнения  $J_0(\nu r_0) = 0$ . Все последующие операции для нахождения неизвестных комплексных коэффициентов  $A_{2n+1}$ ,  $B_{2m+1}$  аналогичны проведенным в предыдущем разделе и не нуждаются в подробном изложении.

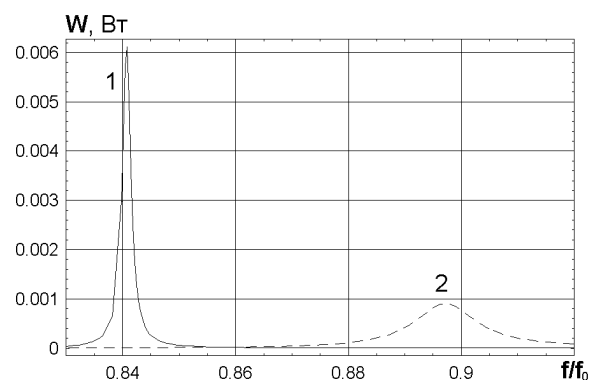
## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

При расчетах полагалось, что колебания биморфной пластины происходят в воде ( $\rho = 1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $c = 1500$  м/с), а диск изготовлен из пьезокерамики типа PZT-4, имеющей следующие параметры:  $\tilde{\rho} = 7500$  кг/м<sup>3</sup>,  $s_{11}^E = 1.231 \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>/Н,  $\nu = 0.3$ ,  $d_{31} = -1.23 \cdot 10^{-10}$  Кл/Н,  $k_p^2 = 0.34$ . Амплитуда электрического возбуждения полагалась равной  $U_0 = 1$  В. Вычисления проводились для пластинок с разными радиусами ( $r_0 = 0.03$ ,  $0.06$  и  $0.12$  м). Во всех случаях, независимо от способа закрепления, считалось, что первая резонансная частота диска в вакууме  $f_0$  имеет постоянное значение 2300 Гц. Такая ситуация достигалась за счет совместного рассмотрения пластин, имеющих разные толщины.

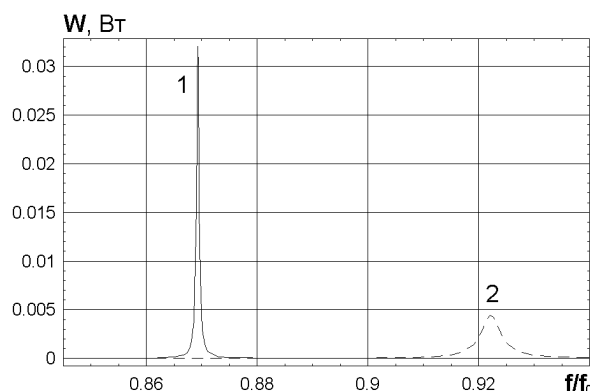
Бесконечная система линейных алгебраических уравнений второго рода, получаемая в результате алгебраизации системы функциональных уравнений (16), решалась методом редукции. При выборе количества удерживаемых переменных большое внимание уделялось проверке качества выполнения условий непрерывности акустического поля на поверхности раздела под областей (3), граничного условия на излучающей поверхности диска (2) и закона сохранения энергии. В результате численных экспериментов было установлено, что



а



б



в

Рис. 3. Частотные зависимости мощности излучения биморфной круглой пластины:

- а – шарнирное закрепление (в жестком экране),  
1 –  $r_0 = 0.03$  м, 2 –  $r_0 = 0.06$  м, 3 –  $r_0 = 0.12$  м;
- б – шарнирное закрепление (в мягком экране),  
1 –  $r_0 = 0.06$  м, 2 –  $r_0 = 0.12$  м;
- в – свободный край (в мягком экране),  
1 –  $r_0 = 0.06$  м, 2 –  $r_0 = 0.12$  м

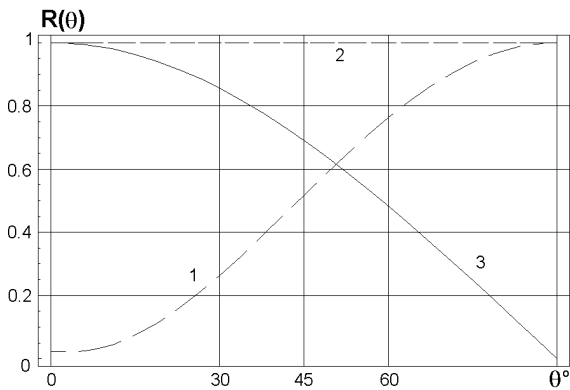


Рис. 4. Диаграмма направленности:

- 1 – свободный край (в жестком экране),  
 2 – шарнирное закрепление (в жестком экране),  
 3 – свободный край или шарнирное закрепление  
 (в мягком экране)

при удержании 22 комплексных неизвестных условия сопряжения составляющих звукового поля на границе под областей и условие на излучающей поверхности выполняются с точностью 2 %, за исключением области, близкой к  $\theta = \pi/2$ , а значения мощности на поверхности пластины и в дальнем поле отличаются лишь в четвертой значащей цифре. Такие результаты дают уверенность в надежности определения искомым параметров ближнего и дальнего звуковых полей.

На рис. 3 представлена зависимость мощности излучения биморфной пластины от частоты возбуждаемых колебаний при различных способах закрепления ее края и различных свойствах экрана. Рассмотренный частотный диапазон ограничивался интервалом в окрестности первой собственной резонансной частоты пластины в воде, представляющим наибольший интерес с практической точки зрения. Как и следовало ожидать, из-за наличия окружающей жидкости резонансная частота биморфного диска снизилась по сравнению с его резонансной частотой в вакууме. Как видно из графиков, во всех случаях увеличение диаметра пластины приводит к некоторому возрастанию резонансной частоты в воде и заметному расширению полосы эффективно излучаемых частот. Естественно, при этом уменьшается уровень излучаемой мощности. Последний эффект является прямым следствием увеличения действительной (радиационной) части импеданса излучения с ростом волнового размера излучателя при одновременном уменьшении мнимой (гидродинамической).

Теперь проанализируем влияние свойств экрана на эффективность звукоизлучения биморфного

диска. Сравнивая данные на рис. 3, а и б, можно заключить, что при шарнирном закреплении диска наличие акустически мягкого экрана способствует существенному (почти на порядок) увеличению излучаемой мощности. Однако особо впечатляет рост эффективности излучения звука биморфным диском в том случае, если в акустически мягком экране размещен диск с незакрепленными краями. Сравнение рис. 3, б и в позволяет убедиться, что в этом случае излучаемая мощность повышается еще на полпорядка. Таким образом, широко распространенное мнение о том, что пьезо-керамический диск со свободными краями как излучатель звука неэффективен из-за наличия противофазных участков колебательной скорости на его поверхностях, не соответствует действительности.

Перейдем к оценке направленных свойств пьезо-керамического диска. На рис. 4 приведен ряд диаграмм направленности рассматриваемого диска. Вычисления проводились на резонансных частотах (в воде) при диаметре диска  $r_0 = 0.06$  м. В случае шарнирного закрепления и акустически жесткого экрана распространение акустических волн происходит равномерно во всех направлениях (т. е. излучатель не направлен). Этот результат выглядит совершенно естественным, если вспомнить, что колебания диска в жестком экране акустически эквивалентны колебаниям такого излучателя в неограниченной среде, при которых обе поверхности движутся и излучают синфазно (так называемый, пульсирующий диск). Пульсирующий же излучатель малых волновых размеров (в нашем случае  $2r_0/\lambda = 0.15$ , где  $\lambda$  – длина волны) является практически ненаправленным [19].

Что касается излучателя в бесконечном акустически мягком экране, то этот случай эквивалентен таким колебаниям диска в неограниченной среде, когда его поверхности движутся в противофазе (осциллирующий диск). Действительно, расчеты показывают, что при наличии акустически мягкого экрана, независимо от способа закрепления края диска, наблюдается ярко выраженная направленность акустического поля вдоль оси симметрии  $z$ , ( $\theta = 0$ ), а форма диаграммы направленности близка к  $\cos(\theta)$ , что, как известно, является характерной чертой осциллирующего излучателя без экрана. Наконец, для свободного диска в жестком экране звуковая энергия распространяется в основном вдоль поверхности экрана ( $\theta = \pi/2$ ). Это является следствием компенсации звуковой энергии в направлении  $\theta = 0$  из-за наличия противофазных участков колебаний поверхности диска.

С учетом особенностей приведенных диаграмм

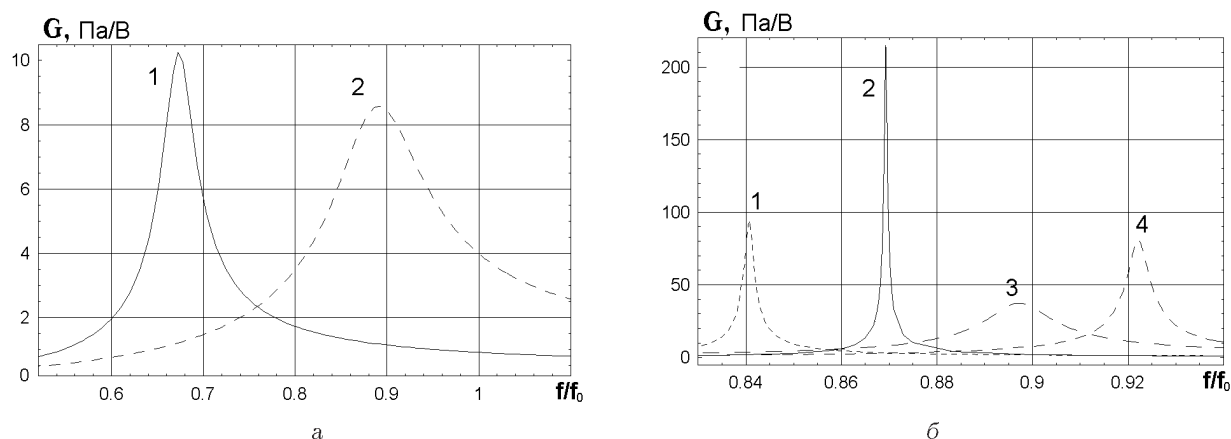


Рис. 5. Частотная зависимость чувствительности биморфного диска:

а – жесткий экран, шарнирное закрепление, 1 –  $r_0 = 0.03$  м, 2 –  $r_0 = 0.12$  м;  
 б – мягкий экран, 1 –  $r_0 = 0.06$  м, шарнирное закрепление, 2 –  $r_0 = 0.06$  м, свободный край,  
 3 –  $r_0 = 0.12$  м, шарнирное закрепление, 4 –  $r_0 = 0.12$  м, свободный край

направленности были оценены также зависимости чувствительности биморфных излучателей  $G$  от частоты возбуждения пластины (напомним, что в акустике чувствительность излучателей определяется давлением, развиваемым ими в направлении максимума диаграммы направленности на расстоянии в 1 м при подведении электрического напряжения в 1 В). Эти графики представлены на рис. 5, из которого следует, что наличие акустически мягкого экрана способствует существенному росту чувствительности рассматриваемого излучателя. Это особенно сильно проявляется в случае, когда контур диска не закреплен.

С практической точки зрения определенный интерес представляет оценка эффективности биморфного пьезокерамического излучателя, работающего в воздухе. Расчеты показали, что диск радиуса 0.12 м с незакрепленным контуром, помещенный в акустически мягкий экран, при подведении электрического напряжения в 1 В на резонансной частоте развивает акустическую мощность около 0.12 Вт, создавая в направлении оси симметрии на расстоянии 1 м акустическое давление порядка  $6 \div 10$  Па/В. Это говорит о высокой эффективности электроакустического преобразования энергии, что делает свободный биморфный диск привлекательным объектом для применения в малогабаритных акустических устройствах.

## ВЫВОДЫ

В рамках теории электроупругих тонких биморфных пластин с использованием метода ча-

стичных областей решена задача об излучении звука погруженным в жидкость или газ биморфным пьезокерамическим диском, возбуждаемым электрическим гармоническим сигналом. Рассмотрены случаи, когда биморфный диск помещен в бесконечный акустически жесткий или акустически мягкий экран, а контур диска свободен или закреплен шарнирно. Проведен численный анализ акустических свойств такого диска, в результате чего установлено, что наибольшей энергетической эффективностью обладает биморфный диск с незакрепленным контуром, помещенный в акустически мягкий экран. При этом его диаграмма направленности близка по форме к косинусоиду с максимумом в направлении оси симметрии.

1. Иофе В. К. Электроакустика. – М.: Связьиздат, 1954. – 183 с.
2. Римский-Корсаков А. В., Ямшиков В. С., Жулин В. И., Рехтман В. И. Акустические подводные низкочастотные излучатели. – Л.: Судостроение, 1984. – 179 с.
3. Камп Л. Подводная акустика. – М.: Мир, 1972. – 325 с.
4. Малов В. В. Пьезорезонансные датчики. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 270 с.
5. Койнов А. Ультразвуковое охранное устройство // Радио. – 1998. – N 7. – С. 42–43.
6. Виноградов Ю. Пьезосирена // Радио. – 1998. – N 5. – С. 44.
7. Chih-Ming Yang, Jyi-Tyan Yeh Patent 5,805,726. Piezoelectric full-range loudspeaker // J. Acoust. Soc. Amer. – 2000. – 108, N 6. – P. 2699.
8. Sung K. Ha, Young H. Kim Impedance and admittance matrices of symmetric piezoelectric annular bimorphs and their applications // J. Acoust. Soc. Amer. – 2000. – 108, N 5, Pt. 1. – P. 2125–2133.

9. *Shuo Hung Chang, Du B. C.* Optimization of asymmetric bimorphic disk transducers applications // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 2001.– **109**, N 1.– P. 194–202.
10. *Ватуляк А. О., Рынкова А. А.* Изгибные колебания пьезоэлектрического биморфа с внутренним разрезным электродом // *ПМТФ.*– 2001.– **42**, N 1.– С. 184–189.
11. *Кошиць Ю. І., Лейко О. Г., Омельченко О. Ф., Федоренко Ю. О.* Електронна концепція боротьби з гризунами і захист об'єктів соціально-цивільної виробничої сфери при проектуванні і будівництві // *Будівництво України.*– 1999.– N 1.– С. 30–31.
12. *Аронов Б. С.* Об энергетическом методе расчета электроакустических преобразователей // *Вопросы судостроения. Сер. общетехническая.*– 1978.– Вып. 3.– С. 48–59.
13. *Аронов Б. С., Никитин Л. Б.* О расчетах колебаний изгиба пьезокерамических пластин // *Акуст. ж.*– 1981.– **27**, N 5.– С. 687–695.
14. *Porter D. T.* Self- and mutual-radiation // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1964.– **36**, N 6.– P. 1154–1161.
15. *Механика* связанных полей в элементах конструкции: в пяти томах. Том 5. *Электроупругость* // *Гринченко В. Т., Улитко А. Ф., Шульга Н. А.*– К.: Наук. думка, 1989.– 280 с.
16. *Вовк И. В.* Расчет коэффициента прохождения звука через решетку с управляемой податливостью // *Акуст. ж.*– 1980.– **26**, N 5.– С. 673–677.
17. *Гринченко В. Т., Вовк И. В.* Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках.– К.: Наук. думка, 1986.– 235 с.
18. *Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С.* Пластины и оболочки.– М.: Наука, 1966.– 635 с.
19. *Шендеров Е. Л.* Излучение и рассеяние звука.– Л.: Судостроение, 1989.– 301 с.