

# ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА НАБОРОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

В. Т. МАЦЫПУРА

Национальный технический университет Украины "КПИ", Киев

Получено 17.12.97

Решена задача излучения звука системой, состоящей из конечного набора соосных цилиндрических пьезокерамических оболочек, закрытых по торцам жесткими полусферическими крышками. Показана эффективность используемого метода решения задачи и проведен анализ энергетики процесса излучения.

## ВВЕДЕНИЕ

Излучающая система, представляющая собой набор цилиндрических пьезокерамических оболочек, широко используется на практике. Несмотря на уже разработанные методы расчета [1, 4, 5], имеется сравнительно мало количественных данных, характеризующих работу такой излучающей системы. При этом рассматриваются довольно идеализированные, с практической точки зрения, системы. С одной стороны, это связано с традиционной постановкой задачи излучения звука системой колеблющихся тел, когда заданной считается распределение нормальных составляющих колебательной скорости на поверхности тел. Задание колебательных скоростей исключает возможность учесть изменение этих скоростей за счет реакции окружающей среды и акустического взаимодействия между телами. Именно такая ситуация имеет место при излучении звука несколькими близкорасположенными электроакустическими преобразователями, когда их собственные частоты попадают в диапазон излучаемых частот.

С другой стороны, модель излучающей системы не всегда отражает ее конструктивные особенности. Так, в работе [1] исследуется излучающая система в виде набора пьезокерамических оболочек, закрытых по торцам жесткими заглушками. На практике такого рода излучатели обычно имеют конструктивные отсеки, в которых располагается электронная аппаратура. Кроме того, их используют в радиогидроакустических буюх, поэтому форма излучателя должна быть обтекаема для быстрого вхождения в воду и постановки его на заданной глубине [6 и библиография к ней]. Подытоживая сказанное, можно указать на целесообразность рассмотрения модели излучателя в виде набора пьезоэлектрических оболочек, закрытых по торцам жесткими полусферическими крышками.

Помимо практической важности рассмотрения такой модели излучающей системы, следует отметить чисто теоретический аспект. В работе [2] показана возможность использования частных решений уравнения Гельмгольца в различных системах координат при построении общего решения граничных задач для неканонических областей. Решение рассматриваемой в статье задачи является весомым аргументом в подтверждении эффективности метода, предложенного в работе [2].

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим осесимметрическую задачу излучения звука набором конечного числа тонких упругих цилиндрических оболочек, которые могут совершать только радиальные колебания (рис. 1). Щели между оболочками отсутствуют. Концы этого набора закрыты акустически жесткими полусферическими крышками. На электроды каждой оболочки подается электрическое напряжение  $U = U_0 e^{-i\omega t}$ , в общем случае имеющее свою амплитуду и фазу. Пусть оболочки радиально поляризованы, тогда электроды располагаются на цилиндрических поверхностях оболочек. Рассматриваемая система погружена в идеально сжимаемую среду, характеризующуюся волновым сопротивлением  $\rho c$ . Во внутреннем объеме набора из оболочек среда отсутствует.

Постановка такой "сквозной" задачи позволяет определять важные для практики локальные и интегральные характеристики звукового поля – звуковое давление, излучаемую мощность, диаграмму направленности и др., с учетом реакции звукового поля, на колеблющуюся поверхность оболочек, их акустического взаимодействия, физических и геометрических параметров оболочек, а также амплитуд и фаз подаваемых на электроды оболочек электрических напряжений [1].

Решение задачи будем строить на базе исполь-

зования модифицированного метода частичных областей, суть которого изложена в [3] с привлечением уравнений описывающих, вынужденные колебания пьезокерамических оболочек под воздействием приложенного к ним электрического напряжения. Учитывая принятый метод решения, введем такие системы координат: сферическую  $(r, \theta)$  и цилиндрическую  $(R, z)$  с общим центром в точке  $O$ , сферическую  $(r_1, \theta_1)$  с центром в точке  $O_1$  и сферическую  $(r_2, \theta_2)$  с центром в точке  $O_2$ . Введение такого числа координатных систем позволит представить отдельные поверхности излучающей системы (см. рис. 1) и поверхности раздела частичных областей как координатные поверхности соответствующих систем координат.

Разобьем всю область существования звукового поля на две области. Первая область ограничивается поверхностями  $R = a, |z| \leq H; r = r_0, \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$ . Граница второй области (внешнее пространство) определяется двумя полусферическими поверхностями:  $r_1 = a, 0 \leq \theta_1 \leq \pi/2$  и  $r_2 = a, \pi/2 \leq \theta_2 \leq \pi/2$ , а также частью сферической поверхности  $r = r_0, \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$ .

Потенциалы скоростей в указанных областях примем в форме следующих наборов частных решений уравнения Гельмгольца [1–3, 4]:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_1^1 + \Phi_1^2, \\ \Phi_1^1 &= \sum_{n=0}^{\infty} D_n \cos(\alpha_n z) M_0^{(1)}(\gamma_n R), \\ \Phi_1^2 &= \sum_{n=0}^{\infty} E_n T_{\nu_n}(\cos \theta) j_{\nu_n}(kr), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\alpha_n$  определяется из условия жестких поверхностей на торцах набора оболочек. Тогда

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{H}; \quad k = \frac{\omega}{c};$$

$$M_0^{(1)}(\gamma_n R) = \begin{cases} H_0^{(1)}(\gamma_n R), & k \geq \alpha_n, \quad \gamma_n = \sqrt{k^2 - \alpha_n^2}; \\ K_0(\gamma_n R), & k < \alpha_n, \quad \gamma_n = \sqrt{\alpha_n^2 - k^2}. \end{cases}$$

В принятых обозначениях:  $H_0^{(1)}$  – функция Ханкеля первого рода,  $K_0$  – функция Макдональда,  $j_{\nu_n}$  – сферическая функция Бесселя не целого порядка.

$$T_{\nu_n}(\cos \theta) = P_{\nu_n}(\cos \theta) + L_n Q_{\nu_n}(\cos \theta),$$

где  $P_{\nu_n}$  и  $Q_{\nu_n}$  – функции Лежандра первого и второго рода;  $\nu_n$  и  $L_n$  определяются из системы

$$\frac{\partial}{\partial \theta} T_{\nu_n}(\cos \theta) = 0 \quad \text{при } \theta = \theta_0; \quad \pi - \theta_0.$$

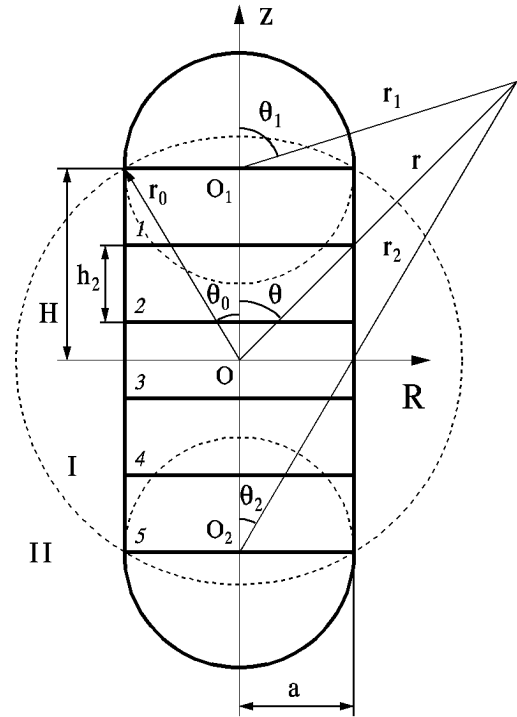


Рис. 1. Набор цилиндрических излучателей

Выражение (1) является общим решением уравнения Гельмгольца в области  $I$ , ограниченной с одной стороны цилиндрической поверхностью набора оболочек, а с другой – частью сферической поверхности радиуса  $r_0, \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$ . Действительно, решение  $\Phi_1^1$  за счет системы функций  $\cos(\alpha_n z)$  обладает свойствами полноты и ортогональности на цилиндрической поверхности набора из оболочек ( $R = a, -H \leq z \leq H$ ) и тем самым гарантирует возможность удовлетворения произвольным граничным условиям на этой поверхности. Решение  $\Phi_1^2$  обладает аналогичными свойствами на части сферической поверхности  $r = r_0, \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta$ , разделяющей области  $I$  и  $II$ , благодаря системе функций  $T_{\nu_n}(\cos \theta)$ .

Общее решение во второй области представим в виде

$$\Phi_2 = \Phi_2^1 + \Phi_2^2 + \Phi_2^3, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_2^1 &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n P_n(\cos \theta_1) h_n^{(1)}(kr_1); \\ \Phi_2^2 &= \sum_{n=0}^{\infty} B_n P_n(\cos \theta_2) h_n^{(1)}(kr_2); \\ \Phi_2^3 &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n P_n(\cos \theta) h_n^{(1)}(kr). \end{aligned}$$

Здесь  $h_n^{(1)}$  – сферическая функция Ханкеля первого рода.

Решение  $\Phi_2^1$  должно гарантировать выполнение граничных условий на верхней крышке, решение  $\Phi_2^2$  – на нижней, а  $\Phi_2^3$  – обеспечить сопряжение полей в областях I и II на части сферической поверхности радиуса  $r = r_0$ ,  $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta$ . Однако для каждого из этих решений отсутствуют физически определенные граничные условия на всей координатной поверхности, где соответствующая система функций обладает полнотой и ортогональностью. Так, для решения  $\Phi_2^1$  система функций  $P_n(\cos \theta_1)$  обладает полнотой и ортогональностью на поверхности сферы радиуса  $r_1 = a$ ,  $0 \leq \theta_1 \leq \pi$ . Но физически существует только поверхность полусферы ( $r_1 = a$ ,  $0 \leq \theta_1 \leq \pi/2$ ). Для решения  $\Phi_2^2$  и соответствующей системы функций  $P_n(\cos \theta_2)$  вместо сферической поверхности  $r_2 = a$ ,  $0 \leq \theta_2 \leq \pi$  имеем поверхность нижней полусферической крышки  $r_2 = a$ ,  $0 \leq \theta_2 \leq \pi/2$ , а для решения  $\Phi_2^3$  (система функций  $P_n(\cos \theta)$ ) вместо поверхности сферы  $r = r_0$ ,  $0 \leq \theta \leq \pi$  имеем ее часть  $r = r_0$ ,  $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$ . Результаты работы [2] позволяют утверждать, что на этих нефизических участках границы граничные условия могут быть дополнены произвольным образом. Это позволит сформировать координатные поверхности, на которых соответствующие системы функций будут обладать свойствами полноты и ортогональности. Выбор продолжения граничных условий на нефизические участки, обычно, подсказывается анализом решаемой задачи и, конечно, оказывает влияние на сходимость и весь ход решения задачи. Однако в предельном случае решение не будет зависеть от этого выбора.

При описании радиальных колебаний тонкой оболочки считаем, что в пределах одной оболочки смещение ее срединной поверхности не меняется вдоль координаты  $z$ . Тогда, принимая гармоническую зависимость напряженности электрического поля и учитывая, что внутри оболочки поле отсутствует, можно, как это сделано в [1], перейти от дифференциального уравнения колебаний оболочки к уравнению вида

$$F_j + V_j Z_j = N_j U_j. \quad (3)$$

Здесь  $j$  – номер оболочки;  $V_j$  – колебательная скорость  $j$ -ой оболочки;  $F_j$  – сила реакции среды на внешнюю поверхность  $j$ -ой оболочки;

$$Z_j = -i\omega m_j \left( 1 - \frac{\omega_{0j}^2}{\omega^2} + i \frac{\omega_{0j}}{\omega Q_j} \right);$$

$$N_j = \frac{2\pi h_j d_{31}}{s_{11}^E};$$

$d_{31}$ ,  $s_{11}^E$  – постоянные пьезокерамического материала;  $m_j$ ,  $h_j$ ,  $N_j$ ,  $Z_j$  и  $Q_j$  – масса, высота, коэффициент электромеханической связи, собственное механическое сопротивление и механическая добротность  $j$ -ой оболочки соответственно;  $\omega_{0j}$  – собственная частота  $j$ -ой оболочки в вакууме. Заметим, что уравнение (3) записано для идеального электрического источника с ЭДС  $\mathcal{E}_j$  (не имеет внутреннего сопротивления); тогда  $\mathcal{E}_j = U_j$ . При необходимости учет внутреннего сопротивления источника может быть проведен согласно [1].

Сформулируем систему функциональных уравнений, которая объединяет уравнения колебания оболочек, условия непрерывности поля на границе областей и граничные условия на полусферических крышках и поверхности оболочек. Уравнения колебания оболочек таковы

$$\int_{(S_j)} p_{1j} ds + V_j Z_j = N_j U_j, \quad j = 1, \dots, M. \quad (4)$$

Здесь  $M$  – количество оболочек;  $p_{1j} = -i\omega\Phi_1$  – давление на внешней поверхности  $j$ -ой оболочки. Граничные условия на поверхностях излучающих оболочек имеют вид

$$-\frac{\partial\Phi_1}{\partial R} = V_j; \quad R = a, \quad j = 1, \dots, M. \quad (5)$$

Условия непрерывности поля на границе областей I и II описываются соотношениями

$$\Phi_2 = \Phi_1; \quad r = r_0; \quad \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0, \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial\Phi_2^3}{\partial r_1} = 0; \quad r = r_0; \quad 0 \leq \theta \leq \theta_0, \\ -\frac{\partial\Phi_2}{\partial r_1} = -\frac{\partial\Phi_1}{\partial r_1}; \quad r = r_0; \quad \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0, \\ -\frac{\partial\Phi_2^3}{\partial r_1} = 0; \quad r = r_0; \quad \pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi, \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial\Phi_2^2}{\partial r_2} = 0; \quad r_2 = a; \quad 0 \leq \theta_2 \leq \frac{\pi}{2}, \\ -\frac{\partial\Phi_2}{\partial r_2} = 0; \quad r_2 = a; \quad \frac{\pi}{2} \leq \theta_2 \leq \pi. \end{array} \right. \quad (8)$$

Как следует из формул (7), нефизические части поверхности сферы радиуса  $r_0$  представляются акустически жесткими для продлевающегося на них решения  $\Phi_2^3$ . Таким образом, решение  $\Phi_2^3$  будет определяться на всей поверхности сферы радиуса  $r_0$ , а значит – обладать свойствами полноты и

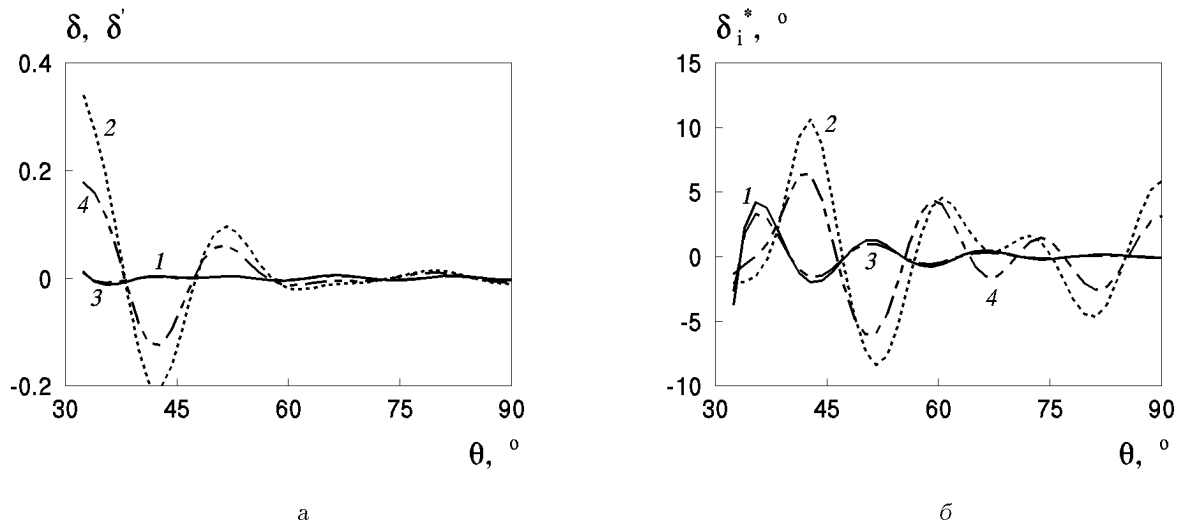


Рис. 2. Значения невязок для давления и колебательной скорости на границе областей I и II  
а – по амплитуде, б – по фазе:

1,3 – невязки для давления; 2,4 – невязки для колебательной скорости

ортогональности. Граничные условия на полусферических крышках имеют вид

$$\begin{cases} -\frac{\partial \Phi_2}{\partial r_1} = 0; & r_1 = a; & 0 \leq \theta_1 \leq \frac{\pi}{2}, \\ -\frac{\partial \Phi_2^1}{\partial r_1} = 0; & r_1 = a; & \frac{\pi}{2} \leq \theta_1 \leq \pi, \end{cases} \quad (9)$$

В условиях (8) нефизическая поверхность  $r_1 = a$ ,  $\pi/2 \leq \theta_1 \leq \pi$  задается акустически жесткой для продлевающегося на нее решения  $\Phi_2^1$ , а в условиях (9) нефизическая поверхность  $r_2 = a$ ,  $0 \leq \theta_2 \leq \pi/2$  считается акустически жесткой для решения  $\Phi_2^2$ . Заметим, что условия на нефизических поверхностях задаются такими же, как и на реальных полусферических крышках. Алгебраизация системы (4)–(8), выполненная известным способом [4], порождает бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов  $A_n$ ,  $B_n$ ,  $C_n$ ,  $D_n$ ,  $E_n$  и  $V_j$ . Вследствие громоздкости полученной системы, она не приводится.

## 2. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

В проведенных расчетах полагалось, что оболочки идентичны и общее их количество равно пяти ( $M = 5$ );  $H/a = 1.67$ ;  $a = 0.075$  м;  $m = 1.5$  кг;  $f_0 = 7440$  Гц. Оболочки изготовлены из пьезокерамики ЦТБС-3:  $d_{31} = 1.6 \cdot 10^{-10}$  Кл/Н;  $s_{11}^E = 11.3 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н;  $\rho c = 1.5 \cdot 10^6$  кг/(м<sup>2</sup>с);  $U_0 = 10^3$  В;  $Q = 25$ .

Бесконечная система уравнений решалась методом редукции. Количество удерживаемых комплексных неизвестных составляло 38. Заметим, что в силу симметрии задачи относительно плоскости  $z = 0$  имеют место равенства  $V_1 = V_5$ ,  $V_2 = V_4$ . Поэтому количественные данные представлены для первых трех оболочек.

В первую очередь представляет интерес степень выполнения граничных условий на поверхности излучающей системы и условий сопряжения составляющих звукового поля на поверхности раздела областей I и II. На рис. 2, а для  $\omega/\omega_0 = 1.0$  приведены значения невязки амплитуды давления  $\delta$  (кривая 1) и колебательной скорости  $\delta'$  вдоль координаты  $r$  (кривая 2) на поверхности радиуса  $r_0$ ,  $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$ , разделяющей области I и II. Невязка определялась соотношением  $\delta = (p_1 - p_2)/(p_1 + p_2)$ .

На рис. 2, б приведены соответствующие разности фаз давлений  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  (кривая 1) и колебательных скоростей (кривая 2) на границе областей I и II. Как следует из этих данных, “стыковка” полей на границе областей I и II удовлетворительна за исключением зоны углов  $\theta$ , прилегающих к  $\theta = \theta_0 = 31^\circ$ . Но этот результат является естественным, поскольку, согласно (7), нефизическая поверхность  $r = r_0$ ,  $0 \leq \theta \leq \theta_0$  и  $\pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$  задается акустически жесткой. Отсюда, колебательная скорость вдоль координаты  $r$  на сферической поверхности радиуса  $r_0$  в точке  $\theta = \theta_0$  терпит разрыв первого рода. Поэтому на рис. 2 наблюдается проявление эффекта Гиббса, характерное для рядов Фурье разрывных функций.

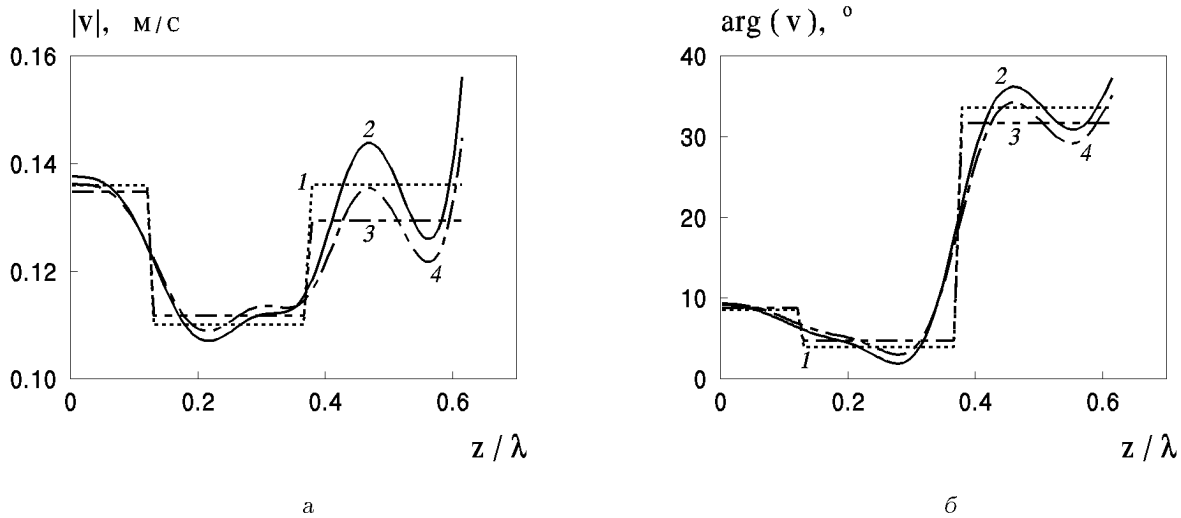


Рис. 3. Значения колебательных скоростей (а – модули, б – фазы):  
 1,3 – скорости оболочек; 2,4 – скорости частиц среды на поверхности оболочек

На рис. 3, а приведены значения амплитуд колебательной скорости оболочек (кривая 1) и скорости частиц среды на поверхности оболочек (кривая 2). На рис. 3, б показаны соответствующие фазовые соотношения (кривые 1, 2).

Амплитуда скорости на поверхности жесткой полусферической крышки показана на рис. 4 (кривая 1). Как видим, амплитуда скорости на поверхности жесткой крышки, за исключением небольшой области углов, примыкающих к углу  $\theta_0$ , составляет менее 3% амплитуды колебания оболочек. Такие результаты типичны и для других частот излучения. Интересным является график

частотной зависимости невязки по энергии, представленный на рис. 5 (сравнивались мощности на поверхности оболочек и в дальней зоне). Максимального значения, порядка 2%, невязка по энергии достигала на низких частотах и вблизи частот собственных колебаний оболочки  $\omega_0$ .

Попробуем улучшить сходимость решения рассматриваемой задачи излучения, уменьшив эффект Гиббса вблизи точки  $r = r_0, \theta = \theta_0$ . Для этого на нефизической части поверхности сферы радиуса  $r_0$  зададим значение скорости, равное не нулю, а некоторой величине. Точно указать значение этой величины, устраняющее разрыв ско-

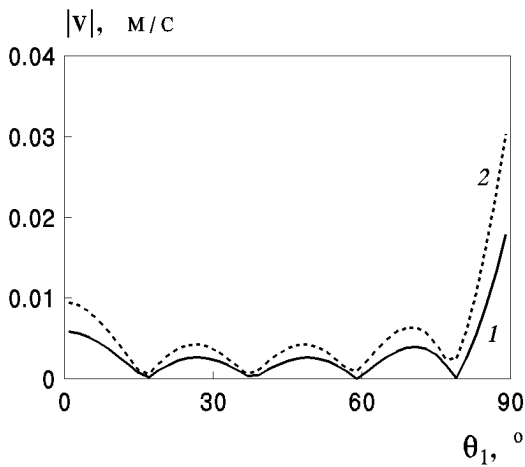


Рис. 4. Значения амплитуды скорости на поверхности жесткой полусферической крышки

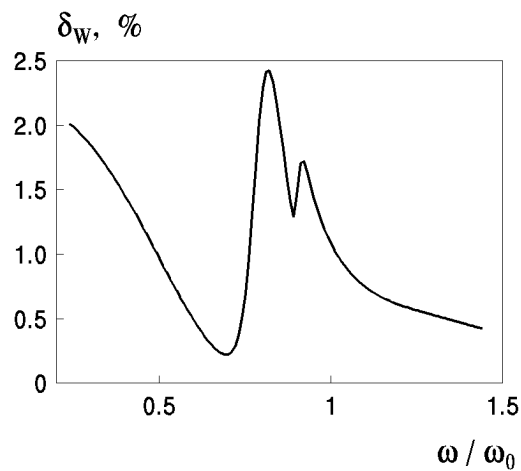


Рис. 5. Частотная зависимость невязки по энергии

рости, нет возможности. Однако определим скорость на нефизических участках из таких соображений. Согласно рис. 3, амплитуда и фаза скорости колебания первой оболочки  $V_1$  составляют 0.136 м/с и  $33.5^\circ$  соответственно. Пусть скорость  $v_r$  на нефизической поверхности  $r = r_0$ ,  $0 \leq \theta \leq \theta_0$  и  $\pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$  определяется как проекция скорости  $V_1$  на направление вдоль радиуса  $r$  при угле  $\theta = \theta_1$ , а именно

$$v_r = V_1 \sin \theta_0.$$

Результаты расчета представлены на рис. 2, 3 (кривые 3, 4) и рис. 4 (кривая 2). Наблюдается заметное улучшение сшивания звуковых полей на границе областей I и II при некотором ухудшении выполнения граничного условия на жесткой крышке. При этом невязка по энергии составила 0.21%, а для предыдущего расчета она равнялась 1.08% (рис. 5). Отметим также, что в дальнейшем поле значения характеристики направленности для двух расчетов отличаются во втором-третьем знаке после запятой и в графическом изображении практически неотличимы. Таким образом, проделанный анализ говорит о надежности определения параметров звукового поля.

На рис. 6, а, б представлены частотные зависимости модулей и фаз колебательных скоростей оболочек, а на рис. 6, в – излучаемая ими акустическая мощность. При этом амплитуды скоростей оболочек нормированы относительно величины  $V^* = NU_0 / \rho c S$ , а мощности – относительно  $W^* = (NU_0)^2 / \rho c S$ , где  $S$  – площадь боковой поверхности оболочки.

В приведенных зависимостях естественно выделяются три зоны, а именно: первая (низкочастотная) зона  $\omega / \omega_0 < 0.6$ , вторая (резонансная)  $0.6 \leq \omega / \omega_0 \leq 1.1$ , третья (высокочастотная)  $\omega / \omega_0 > 1.1$ . Как видим, в первой зоне колебательные скорости и излучаемые мощности быстро уменьшаются и становятся одинаковыми у всех оболочек. Это связано с тем, что с понижением частоты растет собственное механическое сопротивление оболочек (в этой зоне оно имеет упругий характер), в то время как сопротивление излучения падает. На высоких частотах (третья зона) также наблюдается уменьшение колебательной скорости и мощности, однако не так быстро как в первой зоне. Это связано с ростом собственного механического сопротивления оболочек (здесь оно носит массовый характер), но с ростом частоты растет и действительная часть сопротивления излучения.

Во второй (резонансной) зоне, где собственные механические сопротивления оболочек сравнимы с

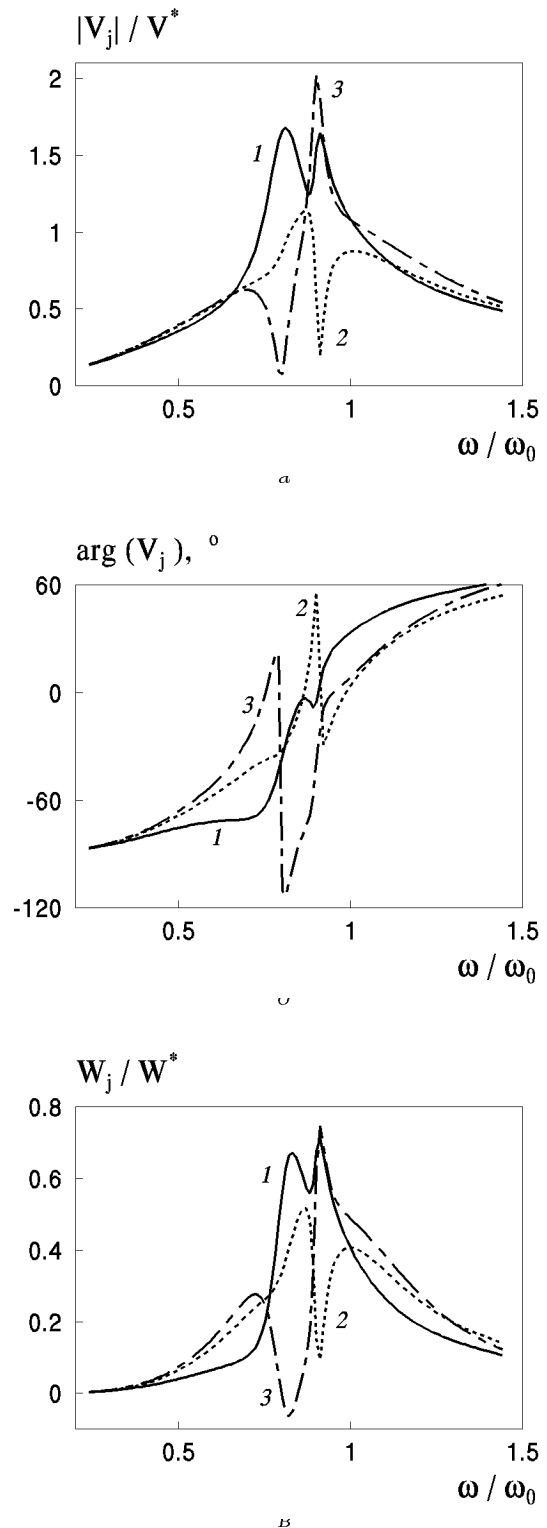


Рис. 6. Частотные зависимости акустических характеристик излучающих оболочек (номера кривых соответствуют номерам оболочек):

- а – амплитуда колебательной скорости,
- б – фаза колебательной скорости,
- в – излучаемая акустическая мощность

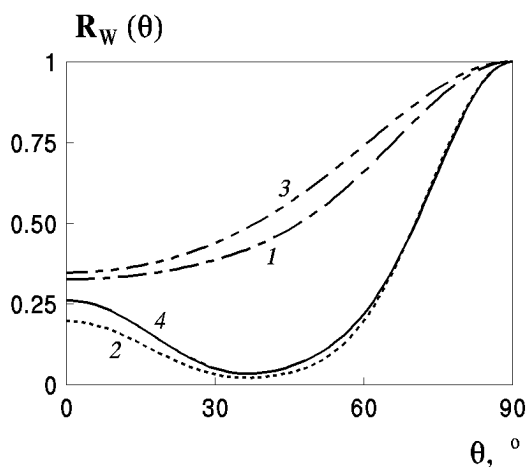


Рис. 7. Характеристики направленности по мощности

сопротивлениями излучения, существенную роль начинают играть реакция среды и обмен энергией между оболочками по полю. Как видим, в этой зоне характеристики каждой оболочки существенно отличаются. Нулевые значения фазы колебательных скоростей оболочек (рис. 6, б) соответствуют разным частотам; для третьей (центральной) и второй оболочек фазовая характеристика три раза пересекает ось абсцисс, что говорит о многократной смене характера полного механического сопротивления оболочки – с упругого на инерционный и обратно. Эти частоты являются собственными частотами системы «оболочка – окружающая среда». Более того, для центральной оболочки в районе частот  $\omega/\omega_0 \approx 0.8 - 0.85$  абсолютная величина фазы колебательной скорости больше  $90^\circ$ . Это говорит о том, что действительная часть сопротивления излучения становится отрицательной и оболочка излучателя становится поглотителем энергии из поля (рис. 6, в). Сравнивая проделанные расчеты с результатами работы [1] для набора из оболочек, закрытого жесткими заглушками, геометрия которых определяется поверхностью  $r = r_0$ ;  $0 \leq \theta \leq \theta_0$  и  $\pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$ , следует заметить, что общая тенденция в зависимостях, изображенных на рис. 2, 3, сохраняется. Влияние полусферических крышек заметно в резонансной зоне: так, для модели излучателя, рассмотренного в работе [1], отсутствует

провал в характеристиках для первой (ближайшей к крышке) оболочки в районе частоты  $\omega/\omega_0 = 0.88$ . Что касается дальнего поля, то наблюдается тенденция к усилению направленности излучения для системы с крышками в сравнении с моделью работы [1]. Для примера, на рис. 7 приведены характеристики направленности по мощности на частотах  $\omega/\omega_0 = 0.6$  (кривые 1, 3) и  $\omega/\omega_0 = 1.0$  (кривые 2, 4). Здесь кривые 1, 2 соответствуют модели с крышками, а кривые 3, 4 – модели излучателя, рассмотренного в работе [1].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ решения задачи об излучении звука системой, изображенной на рис. 1, подтверждает эффективность используемого метода [2] построения общего решения граничных задач для неканонических областей.

Показано, что при одинаковых электрических напряжениях колебательная скорость и излучаемая мощность оболочек могут быть существенно разные. Это различие особенно сильно в области частот, прилегающих к собственным частотам оболочек, которая, как известно, наиболее интересна для практики. Отсюда следует вывод о том, что анализ решения «сквозной» задачи является необходимым при создании многоэлементных высокоэффективных излучающих систем.

1. Вовк И. В., Гринченко В. Т. Излучение звука конечным набором соосных пьезокерамических оболочек // Акуст. ж. – 1991. – 37, N 2. – С. 259–269.
2. Гринченко В. Т. Развитие метода решения задач излучения и рассеяния звука в неканонических областях // Гидромеханика. – 1996. – Вып. 70. – С. 27–40.
3. Вовк И. В., Гринченко В. Т. О расширении возможностей метода частичных областей применительно к задачам излучения и рассеяния волн // Акуст. ж. – 1989. – 35, N 1. – С. 29–36.
4. Гринченко В. Т., Вовк И. В. Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках. – К.: Наук. думка, 1986. – 238 с.
5. Басовский В. Г., Гомилко А. М., Гринченко В. Т. Рассеяние акустических волн на упругой цилиндрической оболочке с жесткими полусферическими шапками // Всесоюз. симпозиум «Взаимодействие акустических волн с упругими телами». – Таллинн, 1989. – С. 29–32.
6. Тарасюк Ю. Ф., Серавин Г. И. Гидроакустическая телеметрия. – Л.: Судостроение, 1973. – 176 с.