АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 3

УДК 534.26

© 1992 г. И.В. Вовк

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА КОНЕЧНОЙ РЕШЕТКОЙ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ОТКРЫТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

Решена задача об излучении звука решеткой, состоящей из открытых цилиндрических пьезокерамических оболочек, возбуждаемых гармоническим электрическим сигналом. Приведен обширный количественный материал по ближнему и дальнему полю, на основе которого выполнен анализ энергетической эффективности, направленных и диапазонных свойств решетки. Установлен ряд акустических свойств решетки, которые могут иметь существенное значение для практики.

Исследование звукового поля, создаваемого открытыми цилиндрическими оболочками[1] конечной длины, является интересной и содержательной задачей акустики, имеющей богатую историю. Отдавая должное работам Рэлея [1], можно указать много публикаций, где разработаны различные аналатические методы и получены интересные количественные данные, касающиеся излучения звука одиночной жесткой цилиндрической оболочкой, на внешней и внутренней стенах которой задано некоторое значение колебательной скорости [2–8]. Вместе с этим на рубеже 50–60-х годов нынешнего столетия было установлено, что открытые цилиндрические оболочки из пьезоактивного материала могут служить весьма эффективными излучателями звуковой энергии в жидкой среде [9–12]. В частности, Mc Mahon G.W. [12] экспериментально показал, что, используя несколько таких оболочек (в виде линейной решетки с некоторым шагом), можно заметно повысить эффективность излучения звука и расширить диапазон излучаемых частот. Казалось, что эти факты должны были стимулировать появление интереса к решению задач об излучении звука системами открытых цилиндрических оболочек. Однако роста числа публикаций не последовало, что, по-видимому, связано с трудностями, возникающими при решении таких задач. Поэтому сегодня имеется незначительное число работ, из которых заслуживает внимания работа [13], где приведены количественные данные об импедансах излучения двух идентичных жестких отрезков труб, а также работа [14], где рассмотрены два отрезка труб из пьезоактивного материала. Здесь приведены данные, связанные главным образом с величиной тока, появляющегося в электрической цепи одной из труб при излучении звука другой трубой. Подводя итог краткому обзору опубликованных работ, можно заключить, что проблема излучения звука системами открытых оболочек продолжает оставаться весьма актуальной.

Ниже предлагается один из возможных подходов к решению "сквозных" задач об излучении звука системами открытых цилиндрических пьезокерамических оболочек, когда заданными являются не колебательные скорости на их стенках, а электрические напряжения на электродах.

---

[1] Имеются в виду оболочки, внутренняя полость которых через открытые торцы свободно сообщается с окружающим пространством, что создает возможность излучения звука внутренними стенками оболочки. В зарубежной литературе открытые оболочки чаще всего называются free flooding cylinders chells. В отличие от открытых оболочек закрытые оболочки имеют жесткие заглушки на торцах, которые препятствуют затеканию окружающей среды в их внутреннюю полость и тем самым исключают возможность излучения звука внутренними стенками.

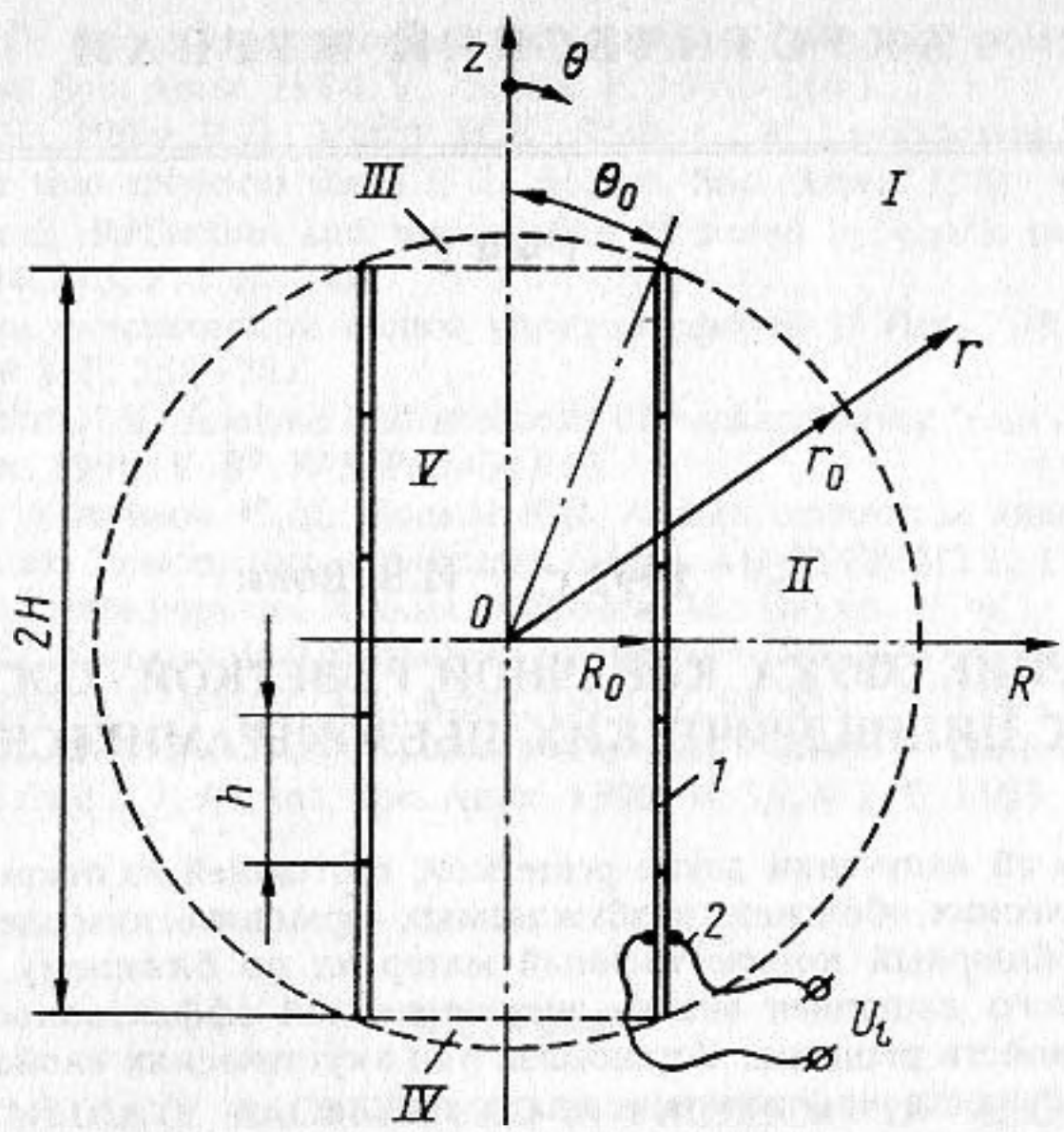

Рис. 1. Решетка из открытых оболочек: *1* – оболочки; *2* – электроцепь питания

Рассмотрим линейную решетку, состоящую из L идентичных открытых тонких цилиндрических пьезокерамических оболочек, погруженных в идеальную сжимаемую жидкость с волновым сопротивлением ρc (см. рис. 1). Ограничимся частным, но важным случаем, когда шаг решетки равен высоте оболочки. Будем полагать, что оболочки радиально поляризованы и под воздействием приложенных к их электродам (в общем случае отличающихся по амплитуде и фазе) электрических напряжений U_l совершают только радиальные колебания, описываемые дифференциальным уравнением [15]

$$\rho_1 \delta \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\delta}{R_0^2 S^E} \xi = \frac{d_{31} E \delta}{R_0 S^E} + \Delta p, \tag{1}$$

где t, ξ – время и механическое перемещение, d_{31}, S^E, ρ_1, μ – пьезомодуль, жесткость, плотность и коэффициент потерь материала оболочки, R_0, δ – средний радиус и толщина оболочки, Δp – разность давлений на внутренней и внешней поверхностях оболочки.

Учитывая принятые допущения и задавая напряженность электрического поля в форме $E = E_0 \exp(-j\omega t)$, уравнение (1) нетрудно привести к виду

$$\Delta F_l + V_l Z = N U_l, \tag{2}$$

где l – номер оболочки ($l = 1, 2, \ldots, L$), ΔF_l, V_l – разность сил, действующих на внутреннюю и внешнюю стенки l-той оболочки, колебательная скорость l-той оболочки, Z, N – механический импеданс и коэффициент электромеханической трансформации оболочки:

$$Z = -j\omega M \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + j \frac{\omega_0}{\omega Q}\right), \quad N = d_{31} 2\pi h / S^E,$$

M, h, Q – масса, высота и механическая добротность оболочек, $\omega_0 = (\rho_1, R_0^2 S^E)^{-1}$ – собственная частота радиальных колебаний оболочек в вакууме.

Для описания звукового поля, создаваемого оболочками в окружающей среде, воспользуемся модифицированным методом частичных областей [16], в соответствии с которым введем сферическую (r, θ) и цилиндрическую (R, z) системы координат с общим центром в точке 0 и всю область существования поля разобьем на следующие частичные подобласти (см. рис. 1): I подобласть $r \geqslant r_0$; II подобласть $r \leqslant r_0$; $R \geqslant R_0$; III подобласть $r \leqslant r_0$; $z \geqslant H$; IV подобласть $r \leqslant r_0$; $z \leqslant -H$; V подобласть $|z| \leqslant H$; $R \leqslant R_0$. Потенциалы скоростей в указанных подобластях примем в форме следующих

наборов частных решений уравнения Гельмгольца:

$$\Phi_1 = \sum_n^{\infty} A_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta), \tag{3}$$

$$\Phi_2 = \sum_q^{\infty} B_q M_0^{(1)}(k_q R) \cos\alpha_q z + \sum_\nu^{\infty} C_\nu i_{m_\nu}(kr) \Delta_{m_\nu}(\cos\theta), \tag{4}$$

$$\Phi_3 = \sum_\beta^{\infty} F_\beta I_0(\delta_\beta R) e^{jk_\beta z} + \sum_\tau^{\infty} E_\tau i_{m_\tau}(kr) P_{m_\tau}(\cos\theta), \tag{5}$$

$$\Phi_4 = \sum_\xi^{\infty} S_\xi I_0(\delta_\xi R) e^{-jk_\xi z} + \sum_\gamma^{\infty} G_\gamma i_{m_\tau}(kr) P_{m_\tau}[\cos(\pi-\theta)], \tag{6}$$

$$\Phi_5 = \sum_i^{\infty} D_i M_0^{(1)}(k_i R) \cos\alpha_i z + \sum_\epsilon^{\infty} [W_\epsilon \sin k_\epsilon z + Y_\epsilon \cos k_\epsilon z]\, I_0(\delta_\epsilon R). \tag{7}$$

Все обозначения в выражениях (3) – (6) идентичны обозначениям, принятым в работе [16], в связи с чем необходимость в их расшифровке отпадает. В первой сумме выражения (7) функции идентичны функциям, принятым в первой сумме выражения (4) (изменен лишь индекс суммирования q на i). Во второй сумме выражения (7) приняты следующие обозначения: δ_ϵ – корни уравнения $I_1(\delta_\epsilon R) = 0$ при $R = R_0$ и $k_\epsilon = (k^2 - \delta_\epsilon^2)^{1/2}$.

Теперь сформулируем систему функциональных уравнений, объединяющих условия непрерывности компонент поля на границах подобластей и граничные условия на поверхностях оболочек

$$\frac{\partial\Phi_1}{\partial r} = \begin{cases} \dfrac{\partial\Phi_3}{\partial r}, & 0 \leqslant \theta \leqslant \theta_0, \\ \dfrac{\partial\Phi_2}{\partial r}, & \theta_0 \leqslant \theta \leqslant \pi - \theta_0, \quad r = r_0, \\ \dfrac{\partial\Phi_4}{\partial r}, & \pi - \theta_0 \leqslant \theta \leqslant \pi, \end{cases}$$

$$\Phi_3 = \Phi_1, \quad 0 \leqslant \theta \leqslant \theta_0,$$

$$\Phi_2 = \Phi_1, \quad \theta_0 \leqslant \theta \leqslant \pi - \theta_0, \quad r = r_0,$$

$$\Phi_4 = \Phi_1, \quad \pi - \theta_0 \leqslant \theta \leqslant \pi,$$

$$\Phi_3 = \Phi_5, \quad z = H, \quad \Phi_4 = \Phi_5, \quad z = -H,$$

$$\frac{\partial\Phi_3}{\partial z} = \frac{\partial\Phi_5}{\partial z}, \quad z = H, \quad 0 \leqslant R \leqslant R_0, \qquad \frac{\partial\Phi_4}{\partial z} = \frac{\partial\Phi_5}{\partial z}, \quad z = -H,$$

$$-\frac{\partial\Phi_2}{\partial R} = \begin{cases} V_1, H - h \leqslant z \leqslant H, \\ V_2, H - 2h \leqslant z \leqslant H - h, \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ V_L, -H \leqslant z \leqslant h - H, \end{cases} \quad R = R_0, \tag{8}$$

$$-\frac{\partial\Phi_5}{\partial R} = \begin{cases} V_1, H - h \leqslant z \leqslant H, \\ V_2, H - 2h \leqslant z \leqslant H - h, \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ V_L, -H \leqslant z \leqslant h - H, \end{cases} \quad R = R_0$$

Выполнив стандартным способом [5] алгебраизацию системы (8) (с учетом уравнения (2)), получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных комплексных коэффициентов A_n, B_q, C_ν, F_β, E_τ, S_ξ, G_γ, D_i, W_ϵ, Y_ϵ и V_l, которая является исходной для проведения численного анализа.

С целью проведения качественного и количественного анализов особенностей поля излучения открытыми оболочками были выполнены расчеты для следующих параметров: $h/R_0 = 1/3$, $N = 8$ Н/В, $M = 1{,}5$ кг, $Q = 15$, $\rho c = 1{,}5 \cdot 10^6$ кг/(м$^2 \cdot$ с), $U_l = \text{const}$. Общее количество неизвестных, удерживаемых в фактически решаемой алгебраической системе, составляло 88. При этом невязка компонент поля на границах подобластей (за исключением точек в окрестности ребер $r = r_0$, $\theta = \theta_0$, $\theta = \pi - \theta_0$) не превышала $1 \div 3\%$, а невязка по мощности в ближней и дальней зоне – $2 \div 4\%$.

Обратимся к рис. 2, на котором представлены частотные зависимости нормированной (по отношению к электрическому напряжению U_l) акустической мощности, излучаемой решеткой из трех оболочек ($L = 3$, $2H/h = 3$). Сравним кривые *1* и *4*, которые характеризуют полные излучаемые мощности решетки из открытых оболочек и традиционной решетки из тех же, но закрытых оболочек[2] соответственно. В отличие от традиционной решетки, для которой характерен один максимум излучаемой мощности в области резонанса оболочек, решетка из открытых оболочек имеет два ярко выраженных максимума излучения. При этом высокочастотный максимум вызван резонансом оболочек, а низкочастотный – резонансом столба жидкости, ограниченного внутренним объемом решетки. Строго говоря, низкочастотный максимум вызван резонансом системы "оболочки – столб жидкости внутри решетки – окружающая среда". Однако понимая это, ниже для краткости будем употреблять слова "резонанс столба жидкости".

Факт появления резонанса столба жидкости хорошо изучен [1, 4–12]. Гораздо важнее то обстоятельство, что уровень излучаемой мощности в зоне этого резонанса (при принятом способе возбуждения оболочек) весьма значителен и поэтому решетка из открытых оболочек (при прочих равных условиях) оказывается более широкополосной и энергетически более эффективной, чем решетка из закрытых оболочек. Этот важный вывод согласуется с результатами экспериментов, приведенных в [12]. Обратимся к кривым *2* и *3* на рис. 2, которые характеризуют энергетический вклад, вносимый внешними и внутренними стенками оболочек. Сопоставляя кривые *2* и *3*, можно убедиться, что между этими стенками существует своеобразное "разделение труда". В области высокочастотного максимума излучения энергии основной (до 80%) вклад вносят внешние стенки оболочек, а вклад внутренних стенок невелик и с ростом частоты быстро падает. Иная картина в области низкочастотного максимума излучения энергии. Здесь основная часть энергии излучается внутренними стенками, а доля внешних стенок невелика и с понижением частоты быстро уменьшается, достигая нулевого значения при $\omega/\omega_0 \approx 0{,}43$. Примечательной особенностью является то обстоятельство, что при $\omega/\omega_0 < 0{,}43$ излучают звук только внутренние стенки, а внешние поглощают энергию из поля. За счет этого эффекта (по сути акустического короткого замыкания) полная излучаемая мощность с понижением частоты резко падает и эффективность рассматриваемой решетки как излучателя звука становится незначительной. Установленные выше закономерности остаются в силе и для более длинных решеток с большим количеством оболочек. Например, анализ результатов расчетов, выполненных для решетки из пяти аналогичных оболочек ($L = 5$, $2H/h = 5$), позволил убедиться, что высокочастотный максимум излучаемой энергии, обусловленный резонансом оболочек, остался практически на той же частоте, что и у решетки из трех оболочек. Однако низкочастотный максимум сдвинулся вниз и оказался на частоте, которая в $\sim 1{,}6$ раза ниже соответствующей частоты в трехэлементной решетке, что представляется закономерным, поскольку длина пятиэлементной решетки (а следовательно, и длина столба жидкости внутри решетки) в $\sim 1{,}67$ раза больше трехэлементной решетки.

---

[2] Расчеты для решетки из закрытых оболочек проводились по методике [17].

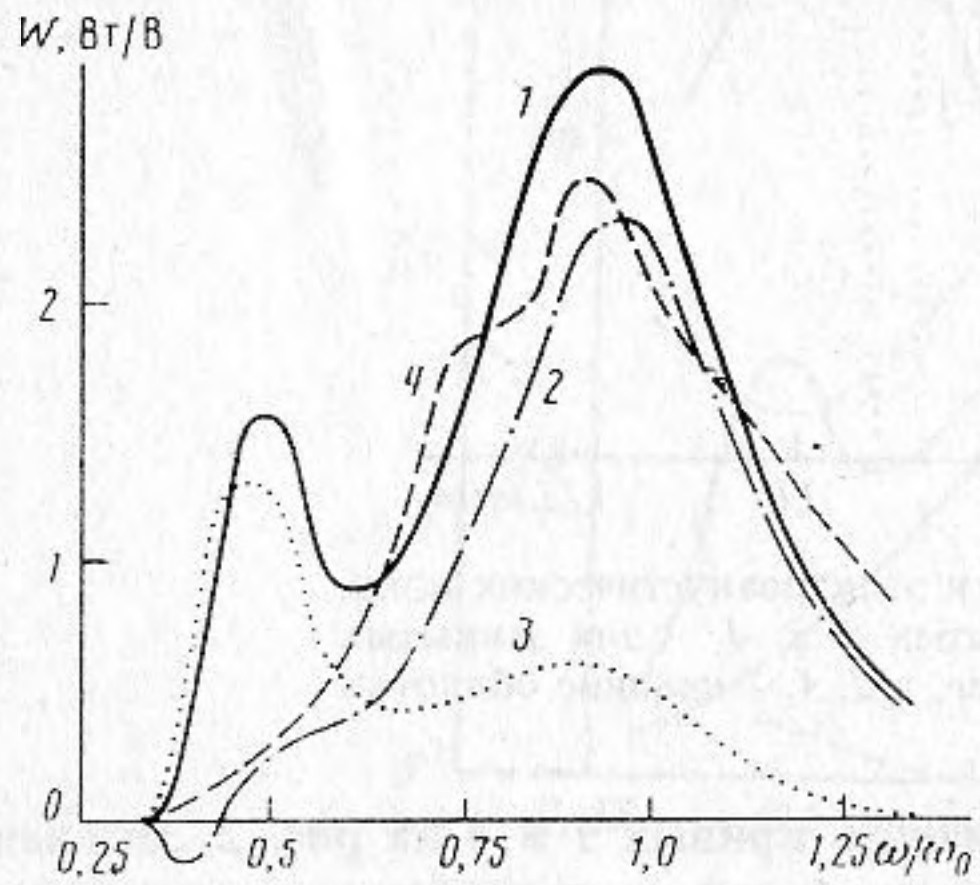

Рис. 2

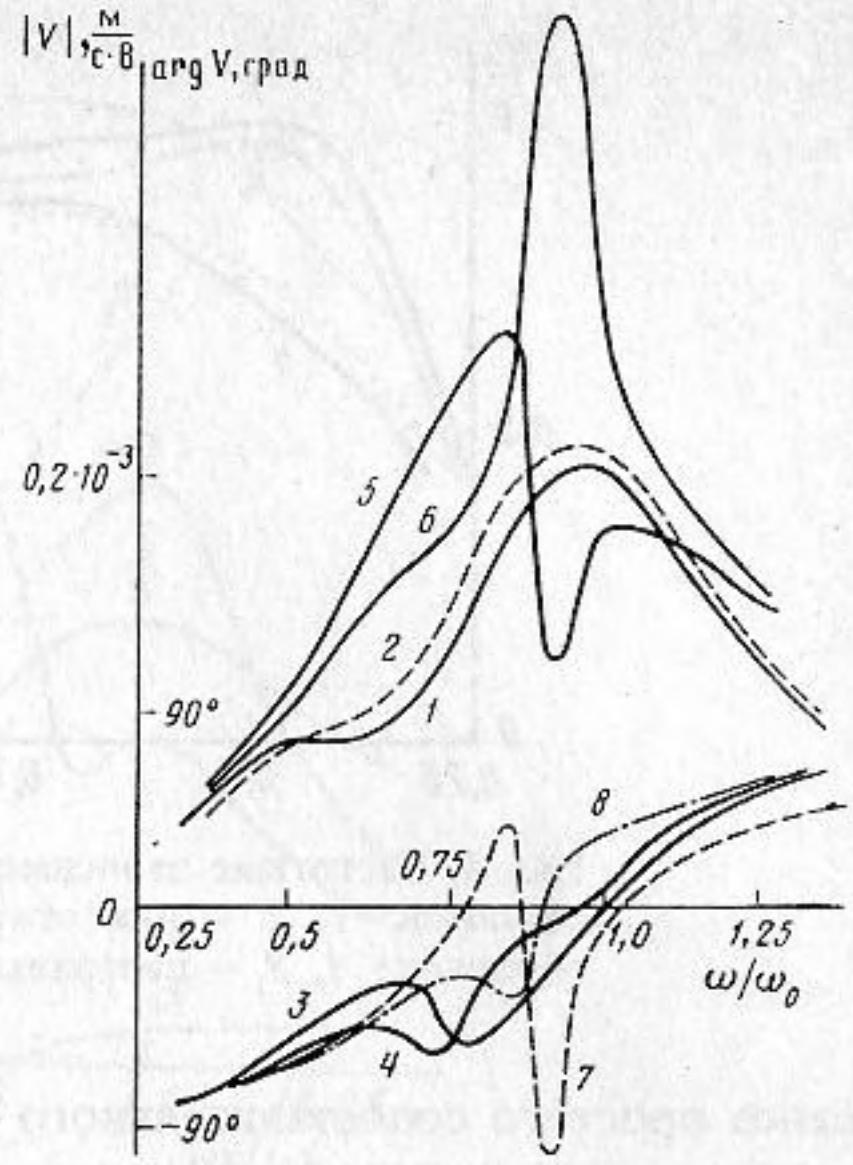

Рис. 3

Рис. 2. Частотные зависимости излучаемой акустической мощности решетки из трех открытых оболочек: *1* – полная мощность, *2*, *3* – мощности, излучаемые внешними и внутренними стенками оболочек соответственно, *4* – полная мощность, излучаемая решеткой из трех закрытых оболочек

Рис. 3. Частотные зависимости амплитуд и фаз колебательных скоростей оболочек: *1*, *2* – амплитуды и *3*, *4* – фазы для открытых оболочек; *5*, *6* – амплитуды и *7*, *8* – фазы для закрытых оболочек; *1*, *3*, *5*, *7* – центральные оболочки; *2*, *4*, *6*, *8* – крайние оболочки

На рис. 3 представлены частотные зависимости нормированных (к напряжению U_l) амплитуд и фаз колебательных скоростей оболочек в трехэлементной решетке для двух случаев, когда оболочки открыты и когда закрыты (в силу симметрии задачи относительно плоскости $z = 0$, на рис. 3 и 4 приведены данные только для центральной и крайней оболочек). Амплитуды и фазы колебательных скоростей открытых оболочек сравнительно слабо зависят от их места в решетке во всем рассматриваемом диапазоне частоте. Иначе обстоит дело в случае закрытых оболочек и в первую очередь в области их резонансных частот, где амплитуды скоростей крайних и центральной оболочек могут отличаться в $\sim 3{,}5$ раза, а разность фаз может достигать $\sim 2/3\pi$. Важно отметить, что максимальные значения амплитуд скоростей открытых оболочек существенно (например, при $\omega/\omega_0 \approx 0{,}9$ в $\sim 1{,}9$ раз) ниже, чем у закрытых. Последний факт может иметь весьма большое значение для практики. Действительно, одним из основных факторов, ограничивающих величину излучаемой акустической мощности, как известно [18], является механическая прочность пьезоматериала, из которого выполнен источник звука (в данном случае оболочки). Поскольку механические напряжения, возникающие в оболочках, в первом приближении пропорциональны их радикальным колебательным скоростям, то практическую ценность имеют излучатели с высоким значением параметра $\kappa = W/|V|$. Данные, приведенные на рис. 2 и 3, позволяют оценить значение этого параметра и убедиться, что в диапазоне $0{,}35 \leqslant \omega/\omega_0 \leqslant 1{,}1$ значение κ у решетки с открытыми оболочками выше, чем у решетки с закрытыми оболочками. В частности, на частотах, соответствующих максимумам излучаемой мощности решеткой из открытых оболочек ($\omega/\omega_0 \approx 0{,}49$ и $\omega/\omega_0 \approx 0{,}95$), значения параметра κ составляют $2{,}1 \cdot 10^4$ и $1{,}4 \cdot 10^4$. В то же время для решетки из закрытых оболочек значение κ (на этих же частотах) составляют $0{,}3 \cdot 10^4$ и $0{,}6 \cdot 10^4$. Таким образом, преимущество решеток из открытых оболочек по энергетической эффективности оказывается намного более ощутимым, чем то, которое следует из выполненного

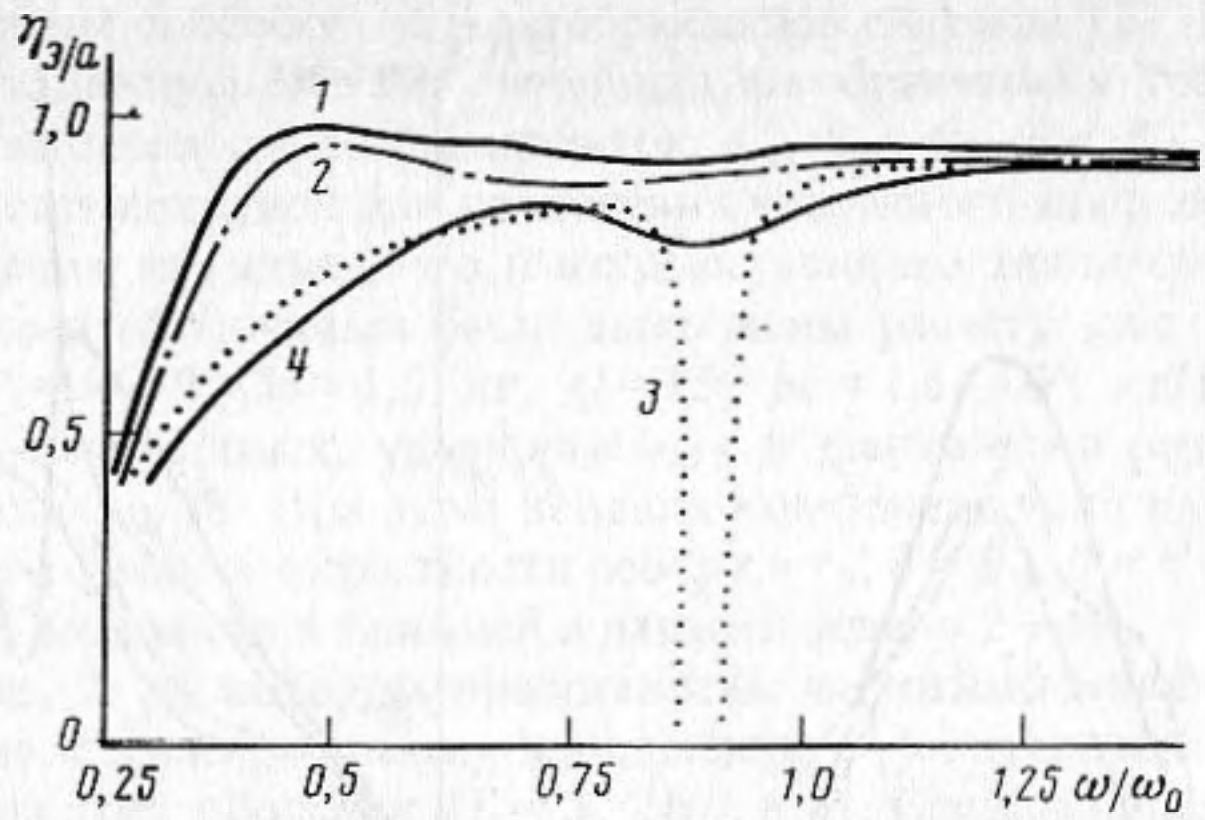

Рис. 4. Частотные зависимости электроакустических к.п.д. оболочек: *1*, *2* – для открытых и *3*, *4* – для закрытых оболочек; *1*, *3* – центральные, а *2*, *4* – крайние оболочки

нами ранее простого сопоставительного анализа кривых *1* и *4* на рис. 2. Этот важный вывод хорошо подкрепляется и данными рис. 4, где представлены частотные зависимости электроакустических к.п.д. открытых и закрытых оболочек. К.п.д. открытых оболочек в низкочастотной области, где имеет место резонанс столба жидкости, существенно выше к.п.д. закрытых оболочек. Кроме этого, в области резонанса оболочек к.п.д. открытых оболочек высок и не имеет резких "провалов", характерных для закрытых оболочек и обусловленных проявлением эффекта акустического взаимодействия, в результате чего центральная оболочка переходит из режима излучения звуковой энергии в режим ее поглощения из поля [9].

Остановимся теперь на некоторых свойствах дальнего поля рассматриваемой решетки. Максимум звукового давления находится в плоскости $\theta = \pi/2$, минимум – в направлении оси z. Важнейшей особенностью является весьма слабая зависимость формы диаграммы направленности $R(\theta)$ и коэффициента концентрации K (см. кривую *1* на рис. 5) от частоты. Например, в полосе более двух октав ($0{,}28 \lesssim \omega/\omega_0 \lesssim 1{,}2$) ширина основного лепестка диаграммы направленности (по уровню давления 0,7 от максимального) изменяется в весьма узких пределах $76 \pm 8°$. Также в узких пределах изменяется и коэффициент концентрации 3–3,7. В силу этих обстоятельств основная часть энергии излучается в экваториальный сектор ($0{,}3\pi \lesssim \theta \lesssim 0{,}7\pi$), а доля энергии, излучаемая в приполярные сектора, невелика. Близок к нулю относительный уровень давления $\sigma = R(\theta = 0)/R(\theta = \pi/2)$ в направлении оси симметрии решетки (кривая *3* на рис. 5), что согласуется с результатами работ [6, 7], где показано, что для открытых оболочек конечной длины дальнее звуковое поле в направлении оси их симметрии равно нулю. Некоторое отличие величин σ от нуля объясняется погрешностями, неизбежно возникающими при решении бесконечной системы алгебраических уравнений методом редукции. Чтобы нагляднее продемонстрировать коренное отличие дальних полей решеток из открытых и закрытых оболочек, на рис. 5 (кривые *2* и *4*) приведены частотные зависимости величин K и σ для решетки из закрытых оболочек. Из анализа поведения этих кривых можно сделать вывод о существенной зависимости параметров дальнего поля решетки из закрытых оболочек от частоты. На низких частотах величина $K < 1$, а $\sigma > 1$, что указывает на преимущественное излучение энергии в приполярные сектора[3]. По мере роста частоты происходит значительная перестройка распределения поля в дальней зоне и, начиная с частоты $\omega/\omega_0 \gtrsim 0{,}7$, решетка излучает преимущественно в экваториальный сектор. Однако и в этой области частот уровень давления в направлении оси z продолжает оставаться значительным. В отличие от этого (как можно было убедиться выше) акустические параметры решетки из открытых оболочек слабо зави-

[3] Речь идет о коэффициенте концентрации применительно к направлению $\theta = \pi/2$.

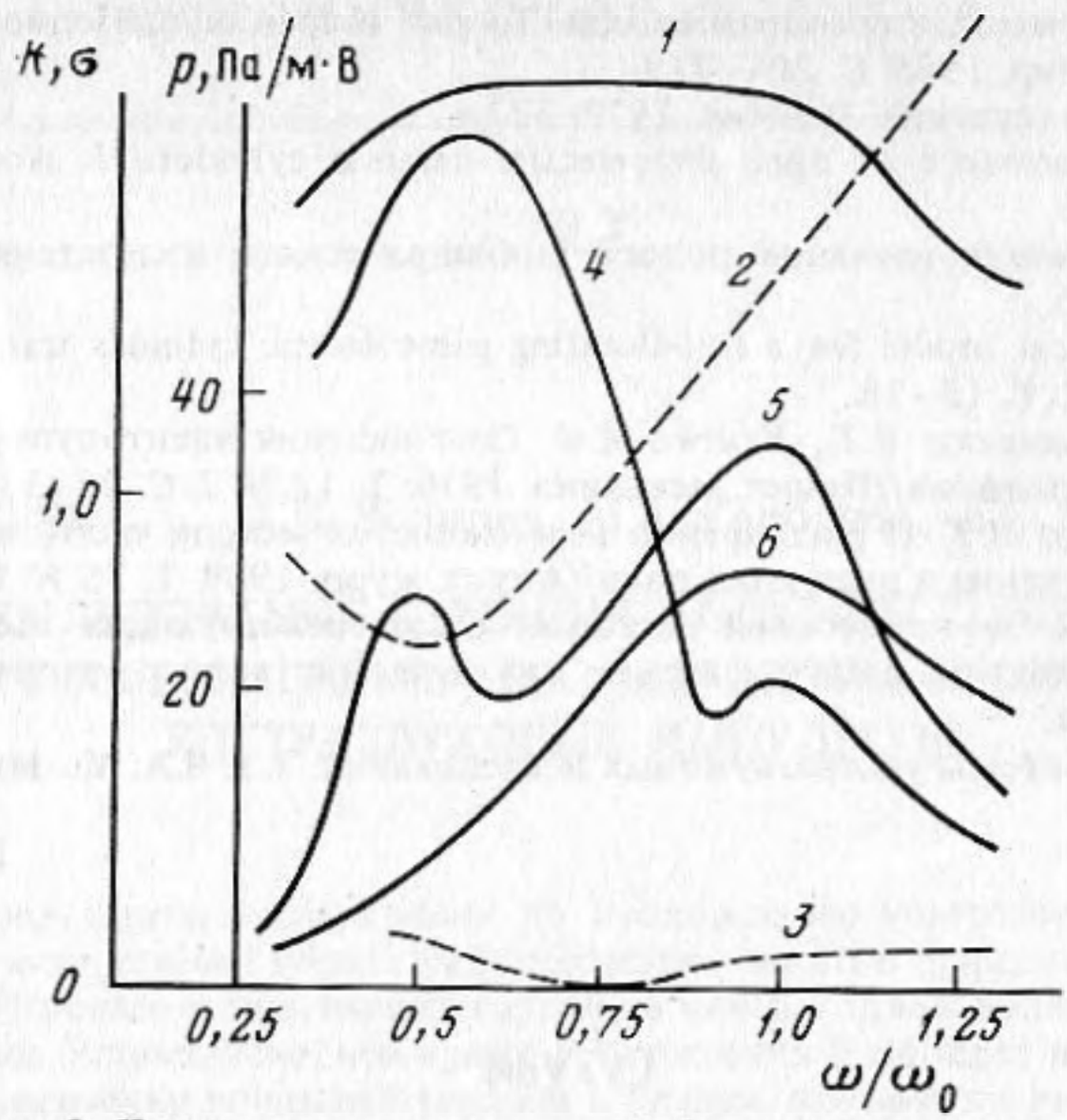

Рис. 5. Частотные зависимости: *1*, *2* – коэффициента концентрации; *3*, *4* – относительного уровня давления вдоль оси z; *5*, *6* – давления в плоскости $\theta = \pi/2$; *1*, *3*, *5* – для решетки из открытых, а *2*, *4*, *6* – из закрытых оболочек

сят от частоты. На рис. 5 (кривая *5*) дана частотная зависимость давления в плоскости $\theta = \pi/2$, приведенного к одному метру и нормированного к величине электрического напряжения. Здесь же (кривая *6*) дана аналогичная зависимость для решетки из закрытых оболочек. Эти кривые качественно повторяют ход кривых *1* и *4* на рис. 2. Но вместе с этим они позволяют определить чувствительность по давлению в режиме излучения.

В заключение заметим, что выше было уделено внимание одному, хотя и широко распространенному на практике варианту возбуждения оболочек в решетке, когда на каждую из них подавалось одинаковое по амплитуде и фазе электрическое напряжение ($U_l = \text{const}$). Задавая другие значения U_l, можно получить новый ответ о колебательных скоростях оболочек и создаваемом ими звуковом поле. Однако в рамках развиваемого подхода можно ответить и на другой важный вопрос – какие необходимы значения U_l, чтобы обеспечить заданные величины скоростей V_l. Для этого достаточно в уравнениях (2) и (8) величины V_l положить известными (заданными), а U_l – искомыми.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Рэлей Д.* Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1955. 475 с.
2. *Williams W.E.* Diffraction by a cylinder of finite length//Proc. of the Cambridge philosofical. 1956. V. 52. Pt 2. P. 332–335.
3. *Sherman C.H., Parke N.G.* Acoustic radiation from a thin torus with application to the free-flooding ring transducer//J. Acoust. Soc. Amer. 1965. V. 38. № 5. P. 715–722.
4. *Гоц А.А., Дианов Д.В.* Акустическое поле сферического пояса//Докл. VIII Всесоюз. акуст. конф. М.: Наука, 1973. С. 100–103.
5. *Гринченко В.Т., Вовк И.В.* Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках. Киев: Наук. думка, 1986. 239 с.
6. *Шендеров Е.Л.* Изучение звука при осесимметричных колебаниях открытой трубы//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 138–147.
7. *Басовский В.Г., Гомилко А.М., Мелешко В.В.* Излучение звука жесткой цилиндрической оболочкой конечной длины//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 6. С. 983–989.
8. *Глазанов В.Е.* О сопротивлении изучения водозаполненного цилиндра//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 801–804.
9. *Кэндиг П.* Последние достижения в разработке преобразователей//Подводная акустика. М.: Мир, 1970. С. 29–63.

10. *Камп Х.А. Дж.* Современные преобразователи. Теория и практика//Подводная акустика и обработка сигналов. М.: Мир, 1985. С. 204–219.
11. *Рийнья Л.* Подводная акустика. М.: Мир, 1972. 327 с.
12. *Mc Mahon G.W.* Performance of open ferroelectric ceramic cylinders//J. Acoust. Soc. Amer. 1964. V. 36. № 3. P. 528–533.
13. *Томилина Т.М.* Импеданс изучения полого цилиндрического излучателя//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 122–125.
14. *Rogers P.H.* Matematical model for a free-flooding piezoelectric cylinder transducer//J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 80. № 1. P. 13–18.
15. *Борисейко В.А., Гринченко В.Т., Улитко А.Ф.* Соотношения электроупругости для пьезокерамических оболочек вращения//Прикл. механика. 1976. Т. 12. № 2. С. 26–33.
16. *Вовк И.В., Гринченко В.Т.* О расширении возможностей метода частичных областей применительно к задачам излучения и рассеяния волн//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 29–36.
17. *Вовк И.В.* Излучение звука соосной системой взаимодействующих пьезокерамических оболочек//Всесоюз. симпоз. по взаимодействию акустических волн с упругими телами. Таллинн: Наука, 1989. С. 51–54.
18. *Мэзон У.* Методы и приборы ультразвуковых исследований. Т.1. Ч.А. М.: Мир, 1966. 591 с.

Институт гидромеханики
Академии наук Украины

Поступила в редакцию
29.04.91

I.V. Vovk

SOUND RADIATION BY A FINITE GRATING FORMED BY FREE–FLOODING PIEZOELECTRIC CYLINDER SHELLS

The problem of sound radiation by a finite grating formed by free–flooding piezoelectric cylinder shells is solved. The solution is based on the use of the oscillation equation of a thin piezoelectric cylinder shell and a modified method of partial domains. Frequency dependencies of oscillation rates and a full acoustic power radiated by the shells are presented. It is established that the frequency dependencies of an acoustic radiation power have two maxima. The high–frequency maximum is due to the shells radial resonance. The low–frequency maximum is caused by the voluminous resonance of a liquid contained in the inner grating. The detailed analysis showed that in the high–frequency maximum zone the main part of an acoustic power is emitted by external walls and, oppositely, in the low–frequency maximum zone the main part of an acoustic power is radiated by inner walls of the shells.

It is established that the directivity pattern of this grating is constant in a wide frequency band (up to two octaves).

The parameter κ is introduced for the sound source energy efficiency estimation from a point of view of its mechanical tensile strenght. The comparative analysis showed that the parameter κ for the grating formed by free–flooding shells is much larger than the one for the traditional grating formed by closed shells.