

ОБ ЭКРАНИРОВАНИИ ВНУТРЕННЕЙ ПОЛОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ РАДИАЛЬНЫМИ ЭКРАНАМИ

При размещении радиально расположенных экранов внутри цилиндрического излучателя появляется возможность управления реактивным импедансом внутренней полости $Z_{вх}$ [1, 2]. В зависимости от относительного волнового сопротивления экрана $m = \rho c / (\rho c)_B$, угла между радиальными экранами, связанного с их числом N соотношением $2\alpha = 2\pi/N$, $Z_{вх}$ может изменяться в широких пределах. В работах [1, 3] предполагалось, что длина экрана равна радиусу экранируемой внутренней поверхности излучателя $H \approx R_0$. В настоящей работе рассматривается случай $H < R_0$. Геометрия

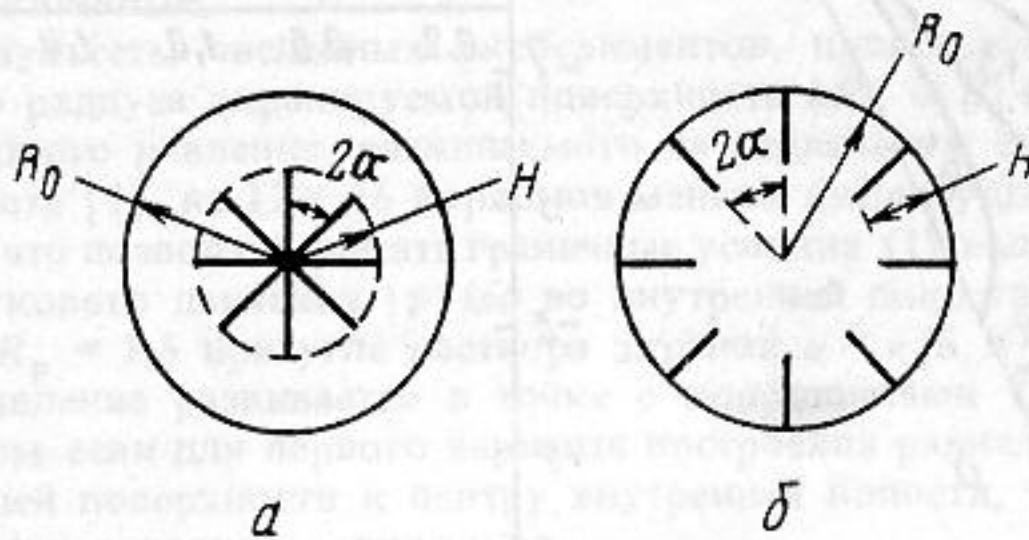


Рис. 1. Геометрия задачи. а – первый вариант; б – второй вариант

задачи и варианты построения системы радиального экранирования показаны на рис. 1. Звуковое давление в этом случае должно удовлетворять на экране граничным условиям:

$$p|_{\varphi=\pm\alpha} = 0 \begin{cases} r \leq H & \text{(I вариант)} \\ R_0 - H \leq r \leq R_0 & \text{(II вариант)}. \end{cases} \quad (1)$$

На основании работ [1–3] можно записать следующее выражение для давления в полости:

$$p(r, \varphi) = \begin{cases} i\rho c \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n J_{\nu_n}(kr)}{J'_{\nu_n}(kR_0)} + \frac{B_n N_{\nu_n}(kr)}{N'_{\nu_n}(kR_0)} \cos \nu_n \varphi, & a \leq r \leq R_0 \\ i\rho c \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C_n J_{\mu_n}(kr)}{J'_{\mu_n}(ka)} \cos \mu_n \varphi, & r \leq a, \end{cases} \quad (2)$$

$$\mu_n = \begin{cases} \pi(n + \frac{1}{2})/\alpha & \text{(I вариант)} \\ \pi n/\alpha & \text{(II вариант)}. \end{cases}$$

В выражениях (1), (2) $k = \omega/c$ – волновое число, $J_{\nu}(x)$ и $N_{\nu}(x)$ – функции Бесселя и Неймана соответственно, (r, φ) – координаты точки наблюдения в цилиндрической системе координат с центром в точке 0. Функция $p(r, \varphi)$ (2) удовлетворяет граничным условиям на поверхности радиального экрана (1).

Импеданс излучения цилиндрической поверхности – импеданс внутренней полости – может быть найден в следующем виде:

$$Z_{вх} \begin{cases} -i \frac{A_0 J_0(kR_0)}{J_1(kR_0)} - i \frac{B_0 N_0(kR_0)}{N_1(kR_0)} & \text{(I вариант)} \\ \frac{2i}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n + \frac{1}{2}} \left\{ \frac{A_n J_{\nu_n}(kR_0)}{J'_{\nu_n}(kR_0)} + \frac{B_n N_{\nu_n}(kR_0)}{N'_{\nu_n}(kR_0)} \right\}, & \text{(II вариант)}, \end{cases} \quad (3)$$

где коэффициенты $\{A_n\}$, $\{B_n\}$ определяются из системы линейных алгебраических уравнений, полученных в результате удовлетворения граничным условиям на излучающей поверхности, радиальных

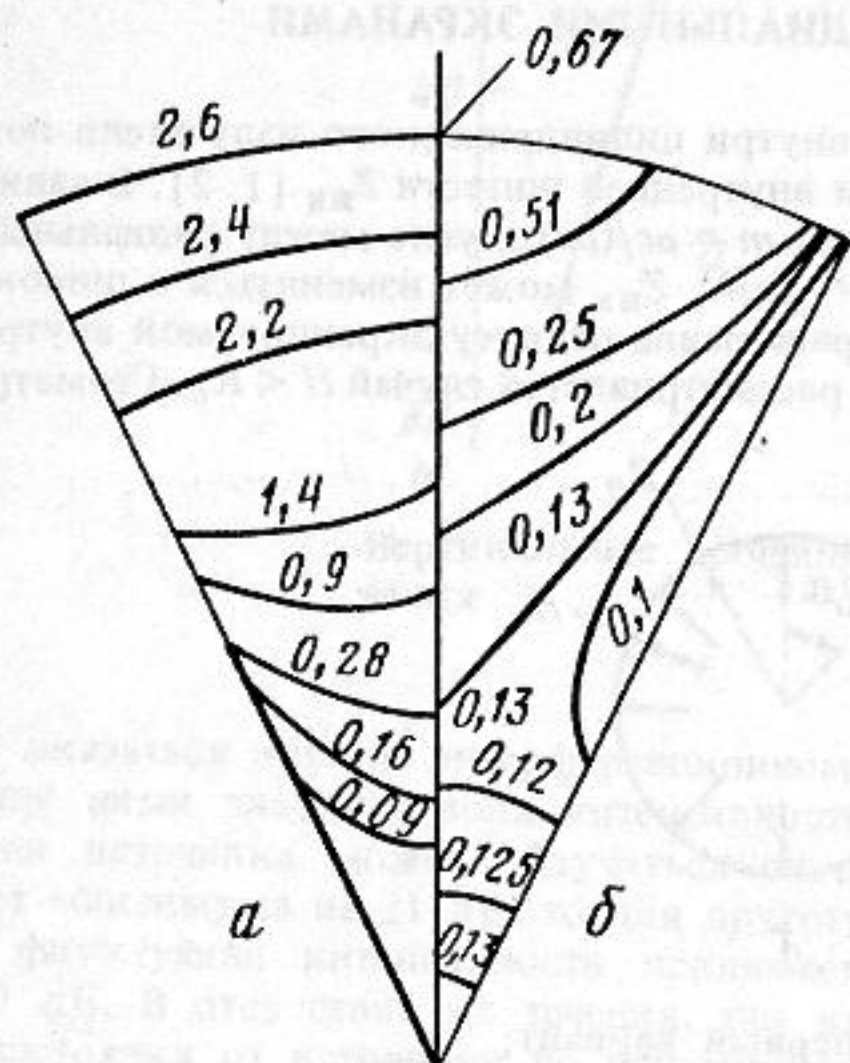


Рис. 2

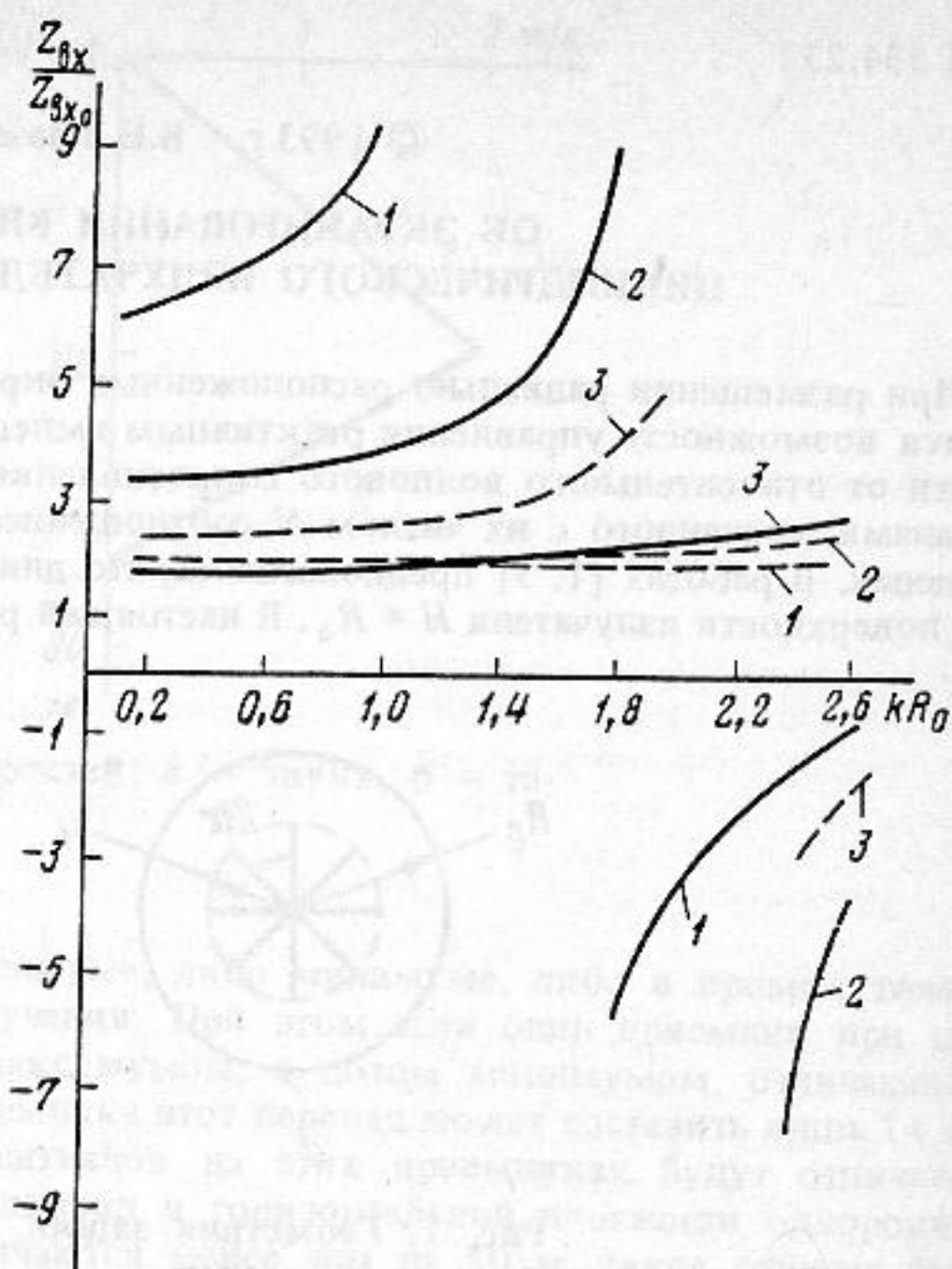


Рис. 3

Рис. 2. Распределение звукового давления во внутренней полости цилиндрического излучателя. *a* – первый вариант; *б* – второй вариант

Рис. 3. Частотная зависимость отношения входного импеданса исследуемой модели к импедансу полости при $H = R_0$, $\alpha = \pi/6$, сплошная линия – первый вариант, пунктир – второй вариант. 1 – $H/R_0 = 0,25$; 2 – $H/R_0 = 0,5$; 3 – $H/R_0 = 0,75$

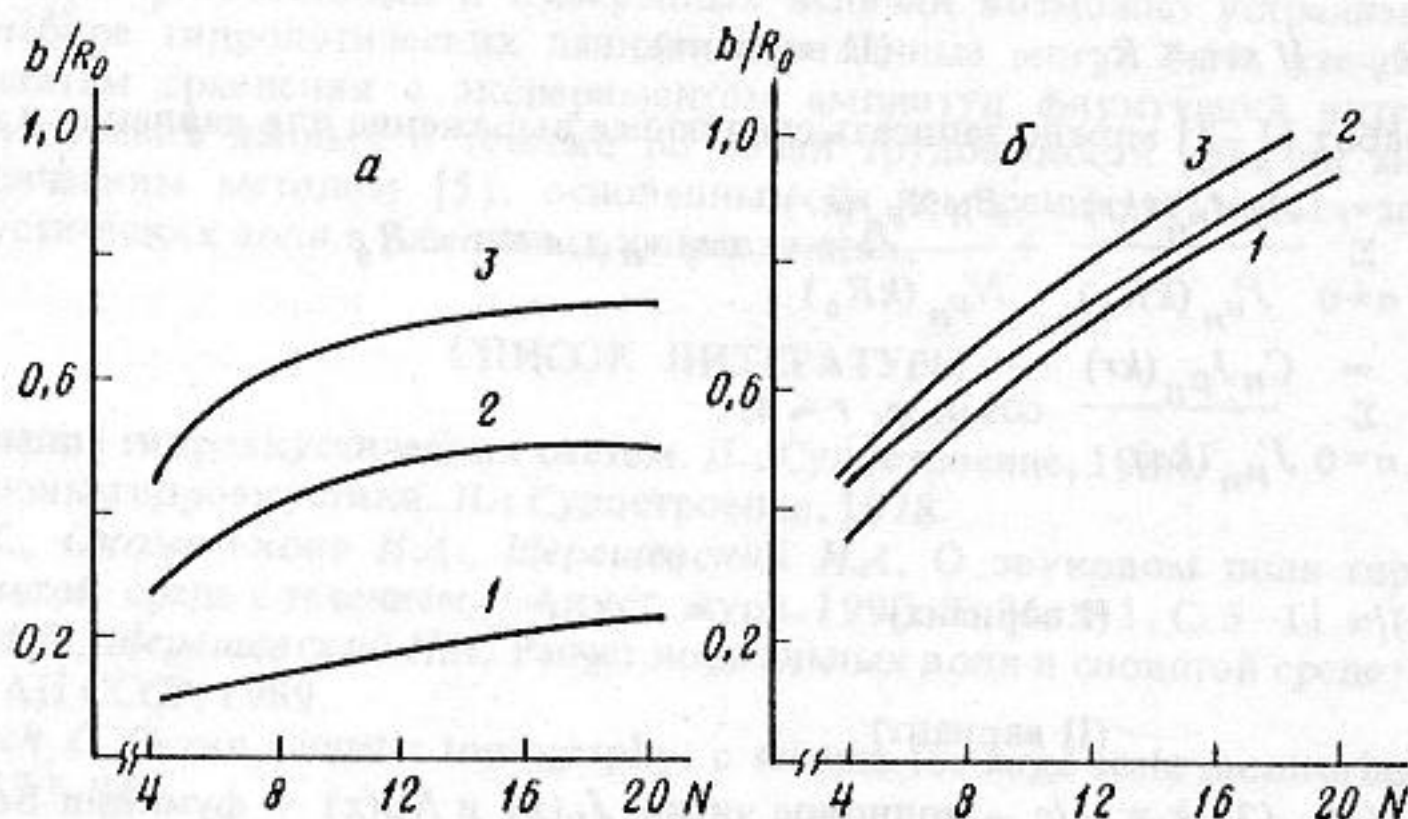


Рис. 4. Зависимость эквивалентного радиуса цилиндрического экрана от числа радиальных экранов N . $kR_0 = 1,5$. *a* – первый вариант; *б* – второй вариант. 1 – $H/R_0 = 0,25$; 2 – $H/R_0 = 0,5$; 3 – $H/R_0 = 0,75$

экранах (1) и условия непрерывности полного поля на поверхности $r = a$:

$$A_n + B_n = \psi_n; \psi_n = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ 0, & n > 0 \end{cases} \quad (\text{I вариант})$$

$$A_n + B_n = \psi_n; \psi_n = \begin{cases} 2 \frac{(-1)^n}{\pi} \\ \frac{1}{n + \frac{1}{2}} \end{cases}, \quad (\text{II вариант}),$$

$$\frac{A_n J'_{\nu_n}(ka)}{J'_{\nu_n}(kR_0)} + \frac{B_n N'_{\nu_n}(ka)}{N'_{\nu_n}(kR_0)} = \sum_{m=0}^{\infty} C_m \alpha_{mn}, \quad (4)$$

$$\frac{A_n J_{\nu_n}(ka)}{J'_{\nu_n}(kR_0)} + \frac{E_n N_{\nu_n}(ka)}{N'_{\nu_n}(kR_0)} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{C_m J_{\mu_m}(ka)}{J'_{\mu_m}(ka)} \alpha_{mn},$$

где

$$\alpha_{mn} = \frac{1}{\pi} \left[\frac{(-1)^{n+n}}{n+m+\frac{1}{2}} - \frac{(-1)^{n-m}}{n-m+\frac{1}{2}} \right],$$

{ C_n } — неизвестные постоянные.

Как показали результаты численных экспериментов, проведенных для широкого диапазона изменений волнового радиуса экранируемой поверхности $kR_0 \in [0,1; 10]$ и различных отношений H/R_0 , величина звукового давления, развиваемого на радиальном экране, так же как и в случае, исследованном в работе [1], на 12 ÷ 16 порядков меньше амплитуды звукового давления на излучающей поверхности, что позволяет считать граничные условия (1) выполненными.

Распределение звукового давления $|p|/\rho c$ во внутренней полости цилиндрического излучателя волнового радиуса $kR_0 = 1,5$ при угле раствора экранов $\alpha = \pi/6$, $H/R_0 = 0,5$ (рис. 2) показывает, что максимальное давление развивается в точке с координатами $(R_0, 0)$ — центре излучающей поверхности. При этом если для первого варианта построения радиального экрана поле монотонно убывает от излучающей поверхности к центру внутренней полости, то для второго варианта поле вне радиального экрана в основном равномерно.

Частотная зависимость входного импеданса полости при различных величинах угла α и отношениях H/R_0 характеризуется последовательностью резонансов и антирезонансов. Так же как и в случае экранирования внутренней полости излучателя акустически мягким цилиндром [3, 4], в начале координат $-kR_0 = 0 - Z_{вх} = 0$, т.е. наблюдается первый резонанс, а входной импеданс до достижения первого антирезонанса имеет характер массы. Меньшей длине экрана соответствует более низкая частота первого (низкочастотного) антирезонанса. Для варианта построения I при одинаковой длине экрана частота первого антирезонанса ниже, чем для варианта II, для которого в диапазоне волновых размеров излучающей поверхности $kR_0 \leq 2,2$ изменение длины экрана в достаточно широких пределах $0,5 \leq H/R_0 \leq 1$ практически не влияет на входной импеданс внутренней полости. Увеличение числа радиальных экранов N , т.е. уменьшение угла раствора между ними α , приводит к снижению частоты первого антирезонанса.

Частотная зависимость отношения входного импеданса исследуемой модели к входному импедансу при длине экрана $H = R_0 Z_{вх}/Z_{вх_0}$ (рис. 3) показывает, что в диапазоне частот $kR_0 \leq 2,5$ величина $Z_{вх}/Z_{вх_0}$ мало меняется при $H/R_0 > 0,6$ (вариант I построения) и при $H/R_0 \leq 0,5$ (вариант II), принимая значения 1,8 ÷ 2,5.

Если заменить исследуемый экран эквивалентным по входному импедансу экраном в виде абсолютно мягкого цилиндра радиуса B , наблюдаются следующие основные закономерности (рис. 4): увеличение числа радиальных экранов N приводит к росту радиуса эквивалентного цилиндрического экрана; для достаточно большого числа экранов (практически $N > 10 \div 14$) эквивалентным в первом варианте является цилиндрический экран радиуса H ; во втором — цилиндрический экран, стоящий вплотную к излучающей поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глазанов В.Е., Рубанов И.Л. Излучение звука частью цилиндрической поверхности в двугранный угол // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 546 — 548.
2. Глазанов В.Е., Рубанов И.Л. Об излучении звука частью цилиндрической поверхности в двугранный угол с импедансными стенками // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 366—368.
3. Гринченко В.Т., Вовк И.В. Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках. Киев: Наук. думка, 1986.
4. Глазанов В.Е. Экранирование гидроакустических антенн. Л.: Судостроение, 1986.

Центральный научно-исследовательский институт "Морфизприбор"

Поступило в редакцию
04.11.91