

### 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  $m = \rho c / (\rho c)_в$ , 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

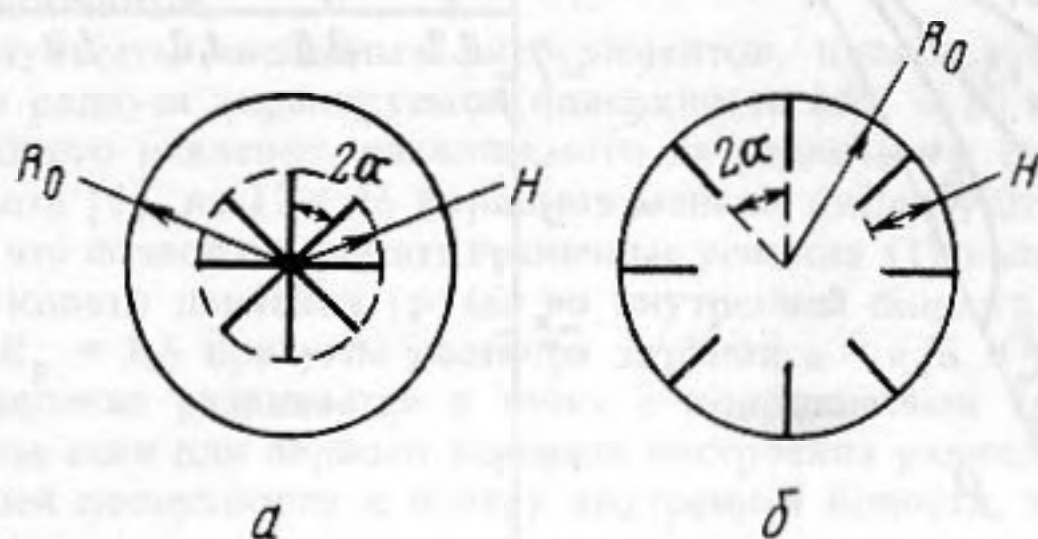


Рис. 1. Геометрия задачи. *a* – первый вариант; *б* – второй вариант

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,  $(r, \varphi)$  – 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

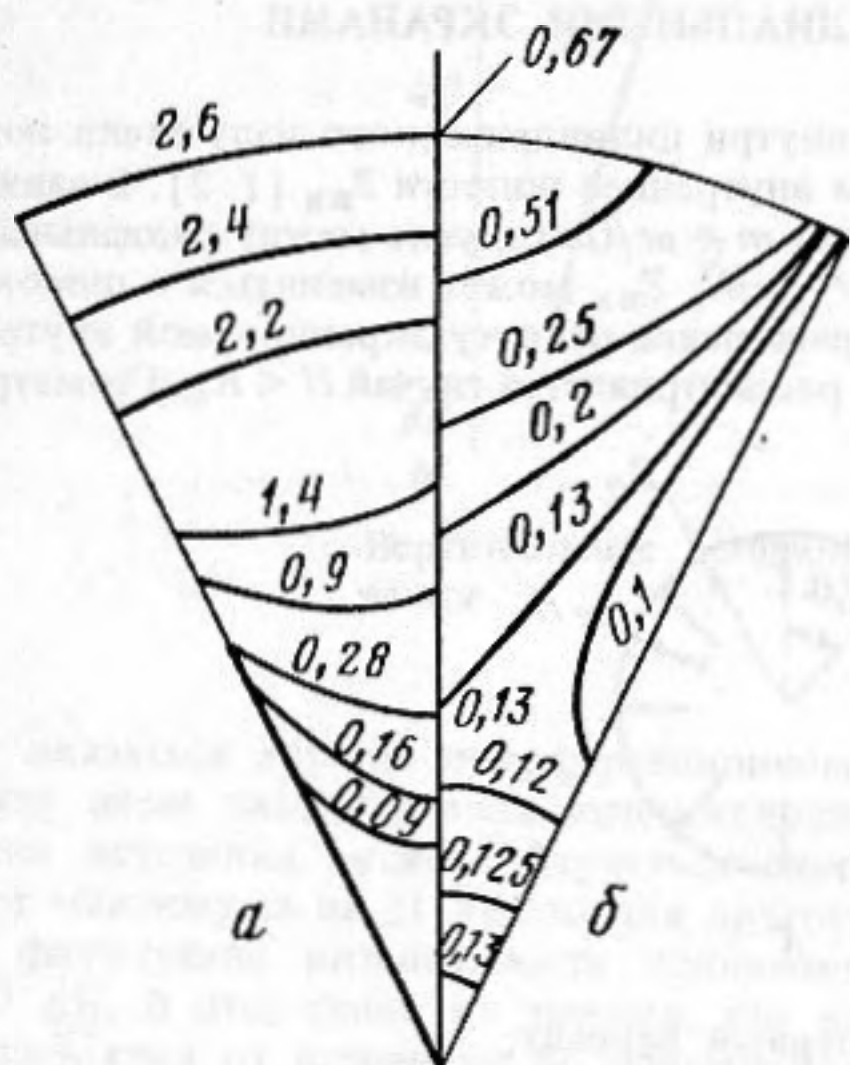


Рис. 2

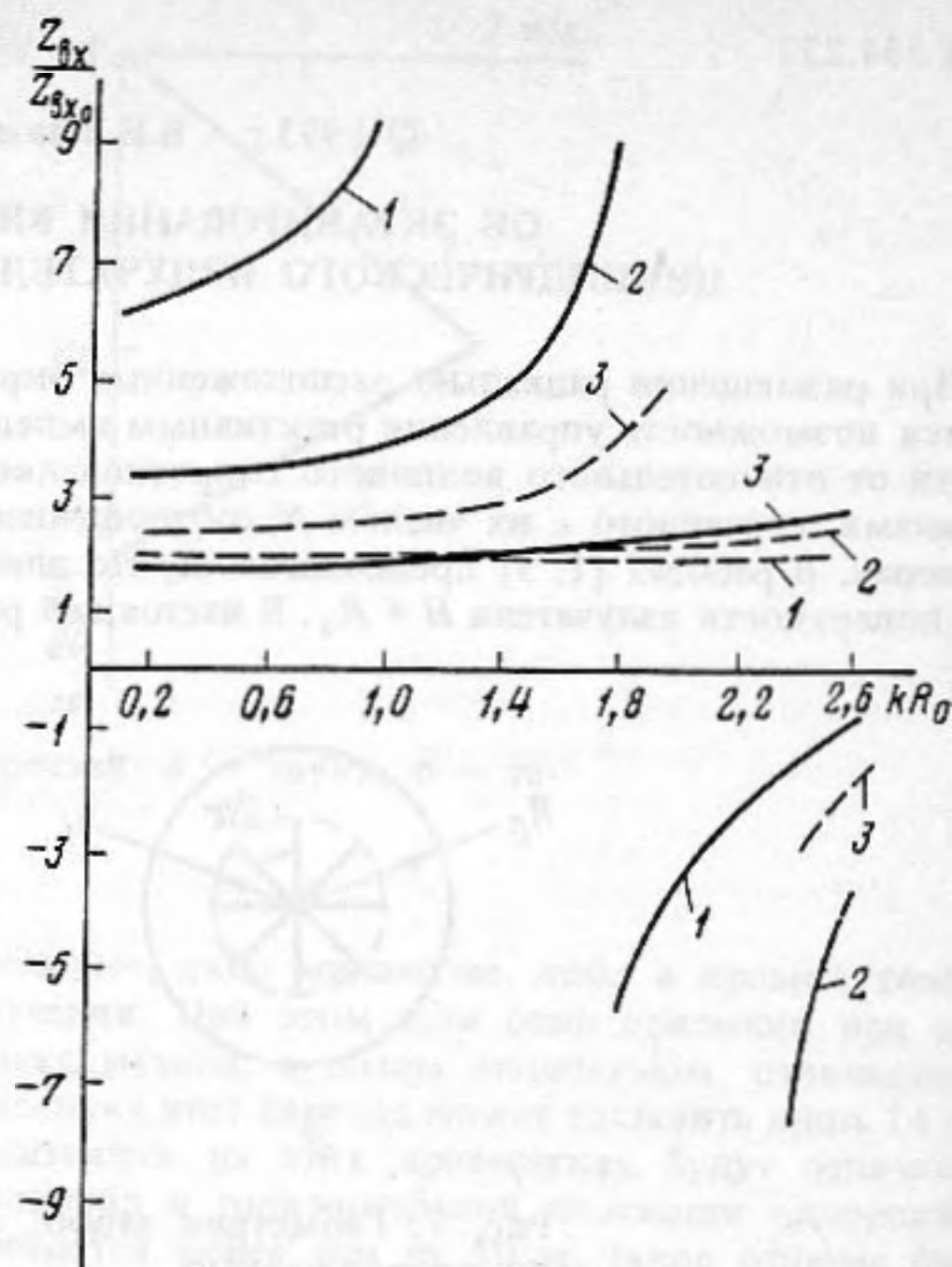


Рис. 3

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 –  $H/R_0 = 0,75$

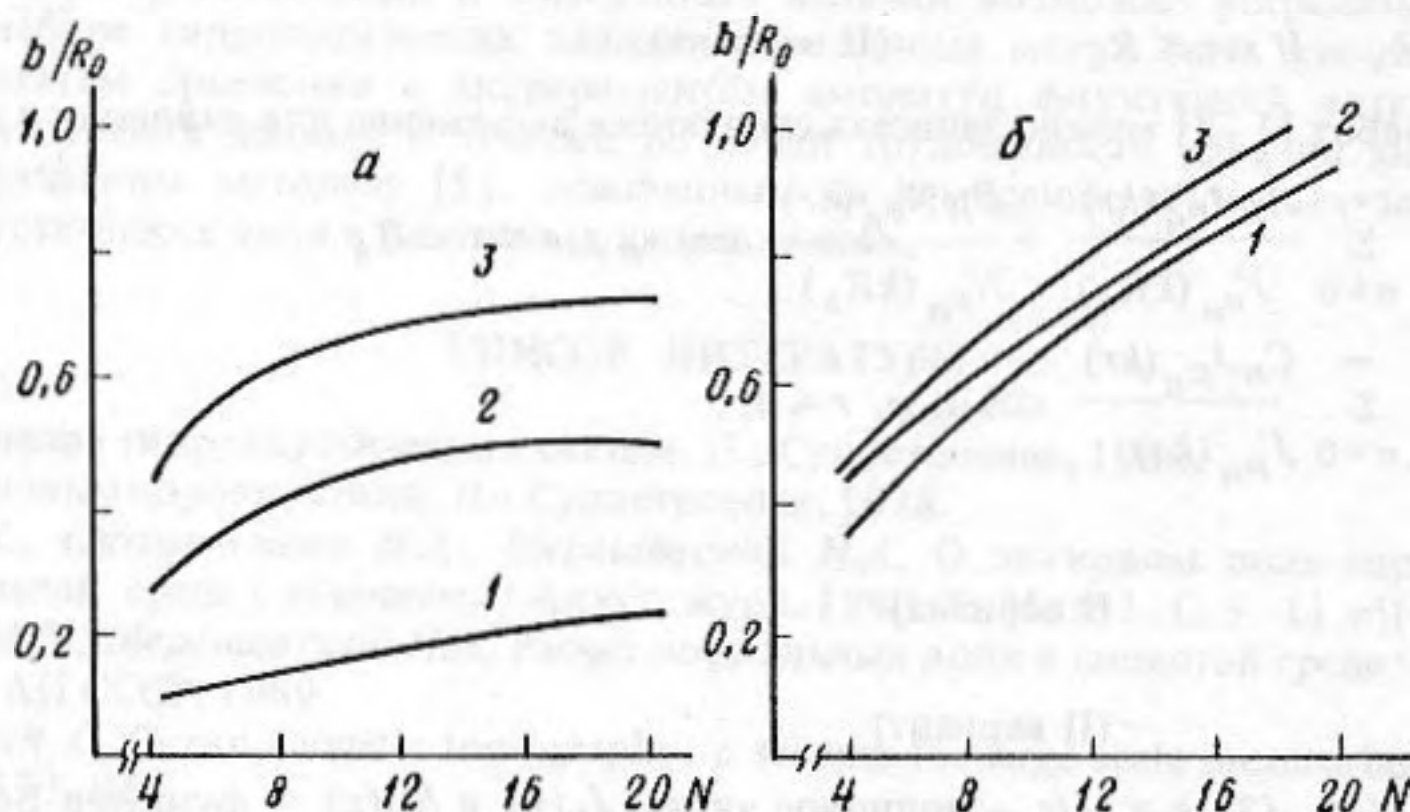


Рис. 4. Зависимость эквивалентного радиуса цилиндрического экрана от числа радиальных экранов  $N$ .  $kR_0 = 1,5$ . *a* – первый вариант; *б* – второй вариант. 1 –  $H/R_0 = 0,25$ ; 2 –  $H/R_0 = 0,5$ ; 3 –  $H/R_0 = 0,75$

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

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

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



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

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

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  $\alpha$  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  $\alpha$ , 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