ՀԱՅԿԱԿԱՆ ԽՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Том 90 1990 № 4

УДК 534.832:725.055

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

Ю. А. Гаспарян, А. В. Аршакян, Б. Ю. Гаспарян, А. Г. Манучарян

Волновой процесс в многорезонансной колебательной системе звукопоглощающих строительных конструкций

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. И. Тер-Степаняном 12/XII 1989)

В последние годы наметилась четкая тенденция по применению в строительных ограждающих конструкциях зданий и сооружений односекционных объемных резонансных звукопоглотителей (ОРЗП). Основным их недостатком является невысокая акустическая эффективность в области низких частот. Объясняется это тем, что односекционные резонансные поглотители при собственной резонансной частоте элемента имеют с физической точки зрения селективную острорезонансную систему звукопоглощения и для смещения основной резонансной частоты в низкочастотную область, путем увеличения широкополосности звукопоглощения, разработан новый ОРЗП с внутренней сплошной или микроперфорированной упруго опертой панелью ([1]).

Локальный входной импеданс рассматриваемой системы резонансного звукопоглотителя с жесткими стенками (рис. 1) характе-

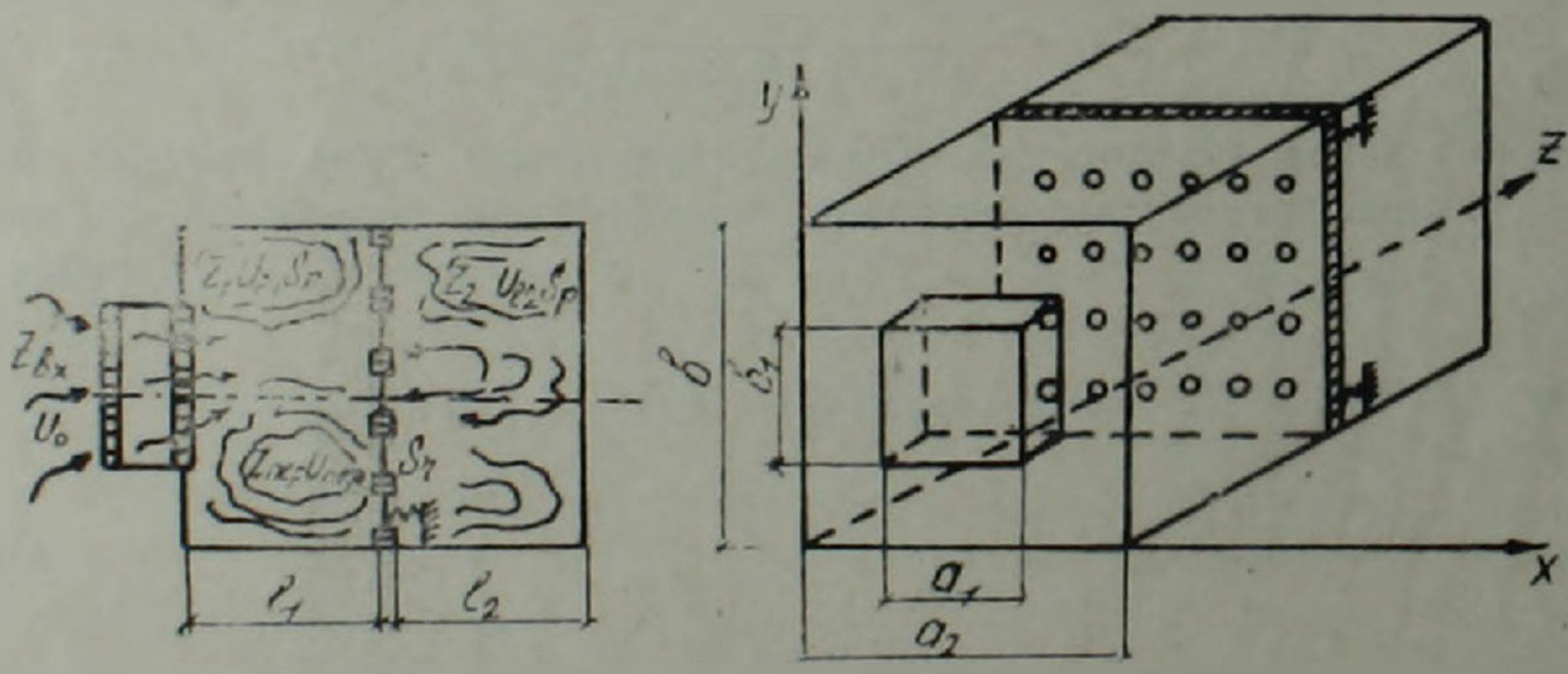

Рис. 1. Общая и негативная схема резонансного звукопоглотителя с внутренней податливой микроперфорированной панелью на упругих связях—пружинах

ризуется собственными и взаимоприсоединенными импедансами; согласно электроакустической аналогии при последовательном соединении двухсекционных резонаторов имеем.

$$Z_1 = Z_r + \rho_0 c S_1 \frac{jZ_{c_1}\rho_0 c S_1 \operatorname{tg} k l_1 + Z_{c_1}}{\rho_0 c S_1 + jZ_{c_1}\operatorname{tg} k l_1}; \quad Z_{c_1} = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} + Z_{c_1}; \quad S_1 = \frac{S}{S_r} = \eta^{-1}; \tag{1;}$$

$$Z_1 = R_1 + j\omega M_1; \quad Z_2 = R_2 + j\omega M_2 + L_2/j\omega; \quad Z_{c_1} = -j\rho_0 c S \operatorname{ctg} k l_2; \quad Z_r = R_r + j\omega M'$$

Здесь Z_{r1}, Z_{r1}, Z_{r2}, Z_1, Z_2—соответственно, входные импедансы горловины первой и второй секции, паралельные импедансы отверстий микроперфораций и податливой панели на упругих связях—пружинах.

Анализ этих значений показывает, что неизвестными величинами являются присоединенные и взаимоприсоединенные массы M_{mn}, коэффициенты упругости и жесткости E_{mn}, K_n и упругих связей резонирующих полостей, входных отверстий горловины, перфораций и податливой панели, вследствие влияний колебаний падающей звуковой волны на поглотитель.

Рассмотрим теорию распространения звуковых волн в прямоугольном резонаторе, в волновом приближении ([2] [4]), при падении звуковой волны через горловину в первую и вторую секции резонансных полостей звукопоглотителя. Необходимо учитывать, что имеет место равномерное распределение колебательных скоростей и на жестких гранях звукопоглотителя должны удовлетворяться условия равенства нулю нормальных скоростей, причем их волновой процесс описывается следующим выражением:

$$\Delta\Phi + k^2\Phi = 0;\ \left.\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right|_{\substack{x=0\\x=a}} = 0;\quad \left.\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right|_{\substack{y=0\\y=b}} = 0;\quad \left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{\substack{z=0\\z=l}} = 0;$$

$$\begin{aligned} &l_1 < z < l_1 \quad ; 0 < z < l_1 \\ &l_1 + z < z < l_2;\ l_1 < z < l_1 + z < l_2 \end{aligned} \qquad (2)$$

Для потенциала скоростей Φ падающей нормально на лицевую стенку и отраженной звуковой волны в резонирующих полостях *1*, *2*, имеем:

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m}\sum_{n=0}^{\infty} \left| A_{mn} \cdot e^{jk_p z} + A_{mn}^{(-)} \cdot e^{-jk_p z} \right| \cos k_m x \cdot \cos k_n y \cdot e^{j\omega t};$$

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m}\sum_{n=0}^{\infty} \left| B_{mn} e^{jk_p z} + B_{mn}^{(-)} \cdot e^{-jk_p z} \right| \cos k_m x \cdot \cos k_n y \cdot e^{j\omega t}. \qquad (3)$$

Здесь A_{mn}, B_{mn} неизвестные коэффициенты (постоянные интегрирования) определяются из граничных условий; k, k_m, k_n, k_p—волновой вектор и волновые числа резонансного звукопоглотителя $k_p^2 = k^2 - k_m^2 - k_n^2$, где $k_m = \pi m/a$; $k_n = \pi n/b$; $k_p = \pi p/l$.

$$\hat{k}_p - jk_p = jk\left[(k_m^2 + k_n^2)/k - 1\right]^{0,5} = jk\left|\left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2 (m^2 + n^2) - 1\right|^{0,5}.$$

Рассмотрим колебательный процесс в первой секции резонатора $0 < z < l_1$. Найдем соотношение между коэффициентами A_{mn} и $A_{mn}^{(-)}$ из граничных условий при $z = l_1$. Нормальная компонента колебательной скорости в области $l_1 < z < l_1 + z$ будет $U_2(x, y)$. Отсюда найдем

$$-\left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{z=l_1} \sum_{m,n=0}^{\infty\infty} jk_p \left| A_{mn} \cdot e^{jk_p l_1} - A_{mn}^{(-)} \cdot e^{-jk_p l_1} \right| \cos k_m x \cdot \cos k_n y = U_2(x, y).$$

Для коэффициентов A_{mn} имеем

$$A_{mn}^{(-)} = A_{mn} \cdot e^{2jk_p l_1} - \frac{z_{mn}}{jk_p} e^{jk_p l_1}. \qquad (4)$$

Для определения коэффициентов A_{mn} зададим граничные условия при $z=0$. Амплитуду колебательной скорости в горловине резонансного звукопоглотителя будем считать равномерной по отверстию $U_1(x, y) = \begin{cases} U_0 & x, y \in S_0 \\ 0 & x, y \notin S_0 \end{cases}$;

$$\frac{\partial}{\partial z}\Phi(x, y, z, t)\Big|_{z=0} = U_1(x, y)e^{j\omega t}; \quad U_1(x, y) = \sum_{m,n=0}^{\infty}\sum \beta_{mn}\cos k_m x \cdot \cos k_n y;$$

в этом случае для коэффициентов β_{mn} получим

$$\beta_{mn} = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{S}\int_S\int U_1(x, y)\cos k_m x \cos k_n y\, dS = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{S} U_0 \int_{S_0}\int \cos k_m x \cos k_n y\, dS. \qquad (5)$$

Потенциал скоростей в области $0<z<l_1$ запишем в виде

$$\Phi\ x, y, z, t) = \sum_{m,n=0}^{\infty}\sum \left\{ A_{mn}e^{jk_p z} + \left[A_{mn}e^{jk_p l_1} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{z_{mn}}{jk_p} e^{jk_p(l-z)} \right] \cos k_m x \cdot \cos k_n y \cdot e^{j\omega t} \right\}. \qquad (6)$$

Из (5) определим коэффициенты A_{mn}:

$$-jk_p\left[A_{mn} + A_{mn}e^{2jk_p l_1} - \frac{z_{mn}}{jk_p} e^{jk_p l_1} \right] = \beta_{mn}; \quad A_{mn} = -[\beta_{mn} +$$

$$+ z_{mn}e^{jk_p l_1}]/[jk_p(1 + e^{2jk_p l_1})]. \qquad (7)$$

Потенциал скоростей в области $0<z<l_1$ получим в виде

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m,n=0}^{\infty}\sum \left[\frac{z_{mn}}{k_p} \frac{\cos k_m z}{\sin k_p l_1} - \frac{\beta_{mn}}{k_p} \frac{\cos k_p(z-l_1)}{\sin k_p l_1} \right] \cos k_m x \cos k_n y e^{j\omega t}. \qquad (8)$$

Амплитуда силы с внутренней стороны горловины резонатора ($z=0$) равна

$$F_0^{(1)} = \int_{S_r}\int P_0(0, x, y)\, dS; \quad P_0(x, y, z=0, t) = j\omega\rho_0\Phi(x, y, z, t)\Big|_{z=0}. \qquad (9)$$

где S_r — сечение горловины резонатора; амплитуда силы с внешней стороны перфорированной панели

$$F_1^{(1)(2)} = \int_{(S-S_r)}^{S} P_1(x, y, z=l_1)\, dS, \; P_1(x, y, z=l_1) = j\omega\rho_0\Phi(x, y, z)\Big|_{z=l_1}. \qquad (10)$$

Для решения задачи необходимо определить амплитуды колебательных скоростей в горловине резонатора U_0 в отверстиях перфорации U_1 и скорость колебаний внутренней податливой панели резонатора U_2. Составим уравнения движения массы колеблющегося воздуха в горловине и полости резонатора, в отверстиях перфорации и податливой панели:

$$\left.\begin{aligned} &\dot{U}_0 m_0 + r_0 U_0 = F_0 - \tilde{F} \\ &m_1 \dot{U}_1 + r_1 (U_1 - \dot{x}) = F_1^{(1)} - F_2^{(2)} \\ &m_2 \ddot{x}_2 + r_2 \dot{x} + A_2 x = F_1^{(2)} - F_2^{(2)} \end{aligned}\right| \quad \left.\begin{aligned} &j\omega m_0 U_0 + r_0 U_0 = \tilde{f}_0 - f_0 \\ &j\omega m_1 U_1 + r_1 \left(U_1 - \frac{S_\tau}{S - S_\tau} U_2 \right) = f_1^{(1)} - f_2^{(2)} \\ &j\omega m_2 U_2 + r_2 U_2 \frac{A_2}{j\omega} U_2 = f_1^{(1)} - f_2^{(2)} \end{aligned}\right| \quad (11)$$

Здесь r_0, r_1, r_2 — коэффициенты трения (сопротивления) в горловине резонатора, x — смещение (движение) податливой панели от положения равновесия, F_0, F_0 — внешняя и внутренняя сила давления со стороны горловины резонатора, $F_{1,2}^{(1,2)}$ — соответственно, сила давления в отверстиях перфорации и на податливую панель с внешней и внутренней стороны, $m_{0,1,2,S}$ — невозмущенная масса воздуха в горловине полости 1, 2 секции в отверстиях перфорации, f_0 $f_1^{(1,2)}$, $f_2^{(1,2)}$ — амплитуды силы $\bar{F}_0$, $F_{1,2}^{(1,2)}$, определяемые согласно (9), (10) и решениям (5)–(8):

$$f_0 = j\omega\rho_0 \sum_m \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\alpha_{mn}}{k_p \sin k_m l_1} - \frac{\beta_{mn}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1 \right] I_{mn}^{(0)} = U_1 G_0^{(1)} + U_2 G_0^{(2)} + U_0 G_0^{(0)};$$

$$I_{mn}^{(0)} = \iint_S \cos k_m x \cos k_n y \, dS, \quad G_0^{(1,2)} = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} I_{mn}^{(1,2)} I_{mn}^{(0)} / k_p \sin k_p l_1, \qquad (12)$$

$$G_0^{(0)} = -j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} I_{mn}^{(0)} \times I_{mn}^{(0)} \operatorname{ctg} k_p l_1.$$

Для амплитуды силы $f_1^{(1)}$ получим:

$$f_1^{(1)} = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\frac{\alpha_{mn}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1 - \frac{\beta_{mn}}{k_p} \operatorname{cosec} k_p l_1 \right] I_{mn}^{(1)} = U_1 G_1^{(1)} + U_2^{(2)} G_1^{(2)} + U_0 G_1^{(0)};$$

$$G_1^{(1,2)} = \frac{j\omega\rho_0}{S} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(1,2)} I_{mn}^{(1)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1; \quad G_1^{(0)} = -\frac{j\omega\rho_0}{S} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(0)} \cdot I_{mn}^{(1)}}{k_p} \operatorname{cosec} k_p l_1. \qquad (13)$$

Амплитуда силы $f_1^{(2)}$ определяется из (9), аналогично:

$$f_1^{(2)} = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\frac{\alpha_{mn}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1 - \frac{\beta_{mn}}{k_p} \operatorname{cosec} k_p l_1 \right] I_{mn}^{(2)} =$$

$$= U_1 G_2^{(1)} + U_2 G_2^{(2)} + U_0 G_2^{(0)}; \quad G_2^{(0)} = -\frac{j\omega\rho_0}{S} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(0)} I_{mn}^{(2)}}{k_p} \operatorname{cosec} k_p l_1. \qquad (14)$$

Амплитуда силы $f_2^{(1)}$ равна

$$f_2^{(1)} = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\alpha_{mn} I_{mn}^{(1)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_2 = U_1 G_3^{(1)} + U_2 G_3^{(2)};$$

$$G_3^{(1,2)} = -j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} I_{mn}^{(1,2)} I_{mn}^{(1)} k_p^{-1} \operatorname{ctg} k_p l_2. \qquad (15)$$

Аналогично определяется амплитуда силы $f_2^{(2)}$:

$$f_2^{(2)} = -j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\alpha_{mn} I_{mn}^{(2)}}{k_0} \operatorname{ctg} k_p l_2 = U_1 G_4^{(1)} + U_2 G_4^{(2)}; \quad G_4^{(1,2)} =$$

$$= -j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(1,2)} I_{mn}^{(2)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_2. \qquad (16)$$

Введем амплитуды колебательной скорости и давления ([5,6]):

$$U_0=\tilde{U}_0e^{j\omega t};\ U_1=U_1e^{j\omega t};\ U_2=U_2e^{j\omega t};\ P_1=\tilde{P}_1e^{j\omega t},\ P_2=P_2e^{j\omega t}.$$

Тогда для амплитуды давления P_1 и P_2 получим:

$$P_1=\frac{\rho_0c^2}{j\omega l_1S}|U_0-U_1-U_2|,\ P_2=\frac{\rho_0c^2}{j\omega l_2S}|U_1+U_2|, \tag{17}$$

где $U_0=S_0\tilde{U}_0$, $U_1=S_1V_1$—амплитуды объемной скорости движения воздуха в горловине резонатора и в отверстиях перфорации, $U_2=(S-S_1)U_2$—амплитуда объемной скорости податливой панели.

Из выражений (11)—(16) для амплитуды давления P_1 и P_2 получим амплитуды сил f_0, $f_1^{(1)}$, $f_1^{(2)}$, $f_2^{(1)}$ и $f_2^{(2)}$: $f_0=S_0P_1$; $f_1^{(1)}=S_1P_1$; $f_1^{(2)}=(S-S_1)P_1$; $f_2^{(1)}=S_1P_2$; $f_2^{(2)}=(S-S_1)P_2$. Согласно ([2,3]) коэффициенты A_{ij} $(i,\ j=1,2,3)$ выразим через активные компоненты, присоединенные массы и упругости которых определим следующим образом:

$$A_{11}=R_{11}+j\omega(M_{11}-E_{11}/\omega^2);\quad A_{12}=-j\omega(M_{12}-E_{12}/\omega^2);$$
$$A_{13}=-j\omega(M_{13}-E_{13}/\omega^2);\quad A_{21}=j\omega(M_{21}-E_{21}/\omega^2); \tag{18}$$
$$A_{22}=R_{22}+j\omega(M_{22}-E_{22}/\omega^2);\quad A_{23}=R_{23}+j\omega(M_{23}-E_{23}/\omega^2);\ R_{23}=0;$$
$$A_{31}=-j\omega(M_{31}-E_{31}/\omega^2);\ A_{32}=j\omega(M_{32}-E_{32}/\omega^2);\ A_{33}=j\omega(M_{33}-E_{33}/\omega^2)+R_{33},$$

где M_{ij}, E_{ij} определяются следующим образом:

$$M_{\substack{11\\(21)}}=m_{0(i)}+\frac{\rho_0}{S}\sum_{m+n=0}\tilde{\sum}\tilde{\sum}\frac{|I_{mn}^{(0)}|^2}{\tilde{k}_p}|1+\mathrm{cth}(k_pl_1)|;\ E_{11}=\frac{S_0\omega^2}{S\cdot k}\rho_0\mathrm{ctg}kl_1;$$

$$M_{\substack{12\\(13)}}=\frac{\rho_0}{S}\sum_{m+n=0}\tilde{\sum}\tilde{\sum}\frac{I_{mn}^{(0)}I_{mn}^{(1,2)}}{\tilde{k}_p\mathrm{sh}k_pl_1};\quad E_{22}=\frac{(S-S_1)\omega^2\rho_1}{S\cdot k}(\mathrm{ctg}k_pl_1+\mathrm{ctg}k_pl_2);$$

$$E_{12}=\frac{S_0S_1}{S}\rho_0\frac{1}{\sin kl_1};\quad E_{13}=\frac{S_0(S-S_1)\cdot\rho_0\cdot\omega^2}{S\cdot k\cdot\sin kl_1};\quad E_{21}=\frac{(S-S_1)S_0\omega^2\rho_0}{S\cdot k\cdot\sin kl_1};$$

$$M_{22(33)}=m_1+\frac{\rho_0}{S}\sum_{m+n\neq0}\tilde{\sum}\tilde{\sum}\frac{|I_{mn}^{(1,2)}|^2}{\tilde{k}_p}(\mathrm{cth}k_pl_1+\mathrm{cth}k_pl_2);$$

$$M_{23(32)}=\frac{\rho_0}{S}\sum_{m+n\neq0}\tilde{\sum}\tilde{\sum}\frac{I_{mn}^{(1)}I_{mn}^{(2)}}{\tilde{k}_p}(\mathrm{cth}k_pl_1+\mathrm{cth}k_pl_2).$$

При невозмущенной массе воздуха в отверстиях резонансного звукопоглотителя имеем:

$$A_{11}=j\omega m_0+r_0+\tilde{G}+G_0^{(0)};\quad A_{12}=G_0^{(1)};\quad A_{13}=G_0^{(2)};$$

$$A_{21}=-G_1^{(0)},\quad A_{22}=j\omega m_1+r_1+G_1^{(1)}-G_1^{(1)};\quad A_{23}=G_1^{(2)}-G_1^{(2)}-r_1\frac{S_1}{S-S_1} \tag{19}$$

$$A_{31}=-G_2^{(0)};\quad A_{32}=G_2^{(1)}-G_2^{(1)};\quad A_{33}=j\omega m_2+A_2/j\omega+r_2+G_1^{(2)}-G_2^{(2)}.$$

Выясним физический смысл величин G_0^j, G_j^j $(j=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ 4)$, входящих в коэффициенты A_{ij} системы уравнений (19) для определения амплитуд скоростей $U_{0,1,2}$, тогда:

$$G_0^{(0)} = j\omega M_0 \quad ; \quad G_0^{(1)} = j\omega M_{0\,e_1} + j\omega\rho_0 S_0 \frac{S_1^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_1;$$

$$G_0^{(1)} = j\omega M_{0\,e_1}^{(1)} - j\omega\rho_0 \frac{S_1 \cdot S_0}{S \cdot k} \operatorname{cosec} k l_1; \quad G_0^{(2)} = j\omega M_{0\,e_1}^{(2)} - j\omega\rho_0 S_0 \frac{S - S_1}{S \cdot k} \sec k l_1;$$

$$G_1^{(0)} = j\omega M_{1\,e_1}^{(0)} - j\omega\rho_0 \frac{S_1}{S \cdot k} \operatorname{cosec} k l_1; \quad G_1^{(1)} = j\omega M_{1\,e_1}^{(1)} - j\omega\rho_0 \frac{S_1^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_1; \qquad (20)$$

$$G_1^{(2)} = j\omega M_{1\,e_1}^{(2)} - j\omega\rho_0 \frac{(S - S_1) S_1}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_1; \quad G_2^{(0)} = j\omega M_{2\,e_1}^{(0)} - j\omega\rho_0 \frac{S_0 (S - S_1)}{S \cdot k} \operatorname{cosec} k l_1;$$

$$G_2^{(1)} = j\omega M_{2\,e_1}^{(1)} - j\omega\rho_0 \frac{S_1 (S - S_1)}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_1; \quad G_2^{(2)} = j\omega M_{2\,e_1}^{(2)} - j\omega\rho_0 \frac{(S - S_1)^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_1;$$

$$G_3^{(1)} j\omega M_{3\,e_1}^{(1)} - j\omega\rho_0 \frac{S_2^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_2; \quad G_3^{(2)} = j\omega M_{3\,e_2}^{(2)} - j\omega\rho_0 \frac{(S - S_1)^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_2;$$

$$G_4^{(1)} = j\omega M_{4\,e_2}^{(1)} - j\omega\rho_0 \frac{(S - S_1)^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_2; \quad G_4^{(2)} = j\omega M_{4\,e_2}^{(2)} - j\omega\rho_0 \frac{S_1 (S - S_1)}{S \cdot k} \operatorname{ctg} k l_2.$$

Согласно теории трения, модели Релея и теоретическим условиям выражений (11), звуковое поле, создаваемое в отверстиях микроперфорации внутренней податливой панели резонансного звукопоглотителя, описывается волновым уравнением потенциала скорости φ, векторного потенциала вихрей Φ и представляется уравнением:

$$(\Delta + k_n^2)\Phi = 0; \quad (\Delta + k_n^2)\varphi = 0; \quad k^2 = \omega^2 \left| c^2 \left(1 - \frac{4}{3} j\omega\nu/c^2 \right) \right|^{-1}; \qquad (21)$$

В случае распространения звуковых волн в вязкой среде отношение $\omega\nu/c^2 \ll 1$, тогда $k = \frac{\omega}{c} \left| 1 + \frac{2}{3} j \frac{\omega\nu}{c^2} \right|$. В акустической волне звукопоглотителя в области сжатия происходит повышение температуры, а в области разряжения—понижение температуры, т. е. имеет место частичный необратимый процесс тепла. Практически если в звукопоглотителях с изменением объема воздуха проявляется вторая вязкость μ_2, то при сжатии или расширении происходит значительная диссипация энергии, которая определяется второй вязкостью. Распространение плоской волны характеризуется:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 \right) v = 0; \quad k^2 = \frac{\omega^2 \rho_0}{\varkappa + j \frac{4}{3} \omega\mu}; \quad k = \pm \frac{\omega}{c} \pm j \frac{2}{3} \frac{\omega^2 \mu}{\rho_0 c^3}, \qquad (22)$$

$\varkappa$—коэффициент объемной упругости.

Действительная часть волнового параметра определяет фазу волны, а мнимая—затухание ее амплитуды. При малой вязкости μ затухание плоской волны пропорционально квадрату частоты. Коэффициент поглощения звука в вязкой среде равен $\beta = 2\omega^2\mu/3\rho_0 c^3$, т. е. пропорционален коэффициенту вязкости и квадрату частоты. Связь поглощения звука с теплопроводностью согласно Кирхгофу—Стоксу характеризуется выражением

$$\beta = \frac{\omega^2}{2\rho_0 c^3}\left|\frac{4}{3}\mu + \lambda_T\left(\frac{c_p - c_v}{c_p c_v}\right)\right|, \qquad (23)$$

λ_T — коэффициент теплопроводности, c_p, c_v — теплоемкость при постоянных звуковом давлении и объеме.

Если податливая внутренняя панель не имеет отверстий — перфораций, т. е. $S_0 \to 0$ и $M \to \infty$, тогда получим двухсекционный резонатор, т. е. $Z_2 = Z + Z_0$. На рис. 2 показана зависимость соотношения присоединенных масс M_n в резонаторах цилиндрического и прямоугольного сечения с круглыми и квадратными отверстиями к присоединенной массе M_p резонатора от соотношения площадей входного отверстия $S_{вх} = \pi r_0^2$ и сечения $S = \pi R^2$ резонансного звукопоглотителя и γ_1 — коэффициента перфорации, $\gamma_1 = S_0/S$.

Полученные расчетным путем для присоединенной и взаимопри-

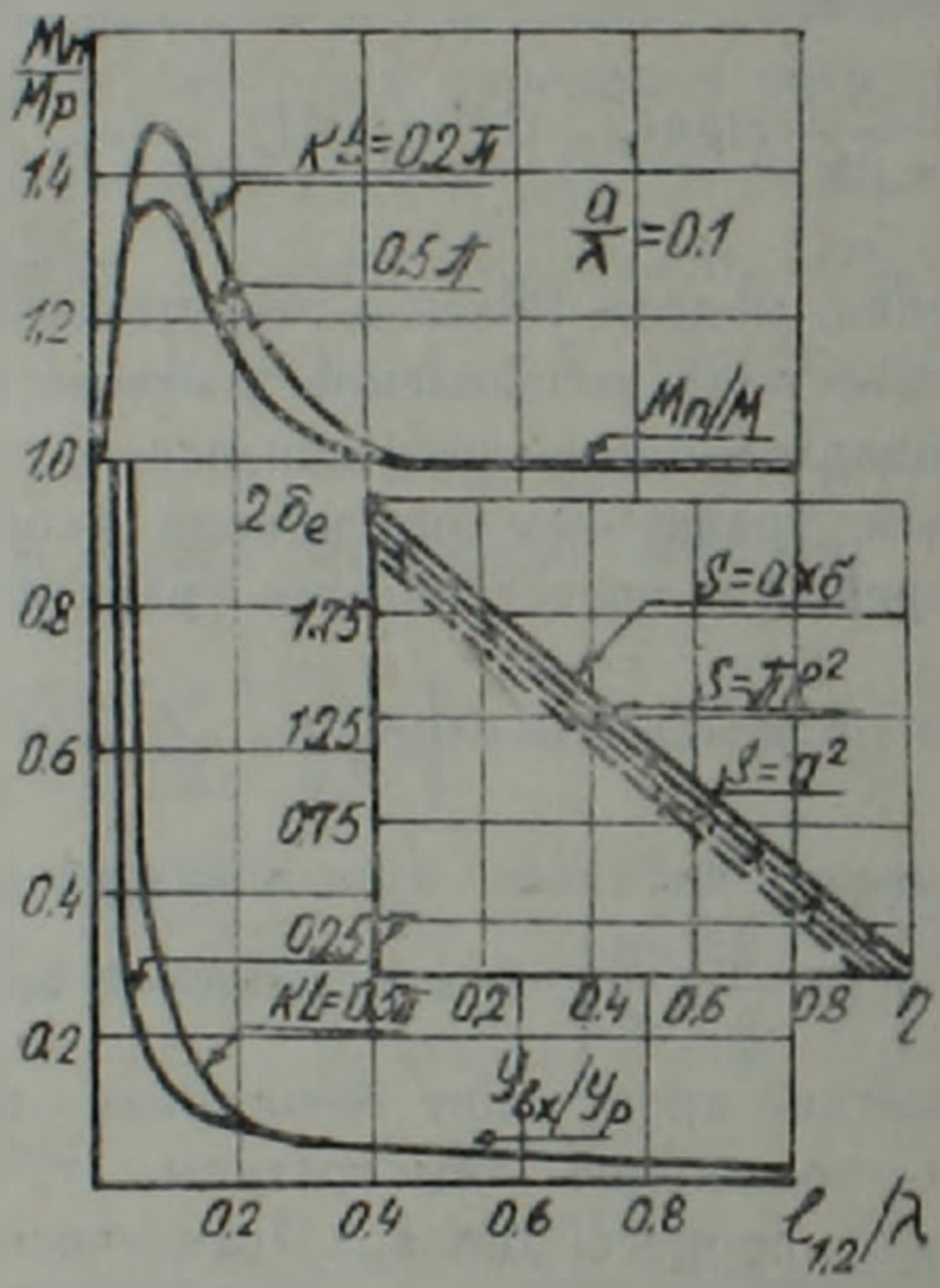

Рис. 2, 3. Зависимость соотношения входных присоединенных масс M_n/M_p в резонаторе от коэффициента перфорации η и глубины $l_{1,2}/\lambda$ полости звукопоглотителя цилиндрического и прямоугольного сечения

Зависимость двусторонней краевой поправки $2\delta_e$ входного отверстия горловины от отношения глубины $l_{1,2}$ первой—второй секции резонатора к длине падающей звуковой волны λ.

соединенной массы значения (18) — (20) вполне приемлемы для низкочастотной области звукопоглощения (погрешность в пределах 10%) т. е. при $k_\nu l_{1,2} \gg 1$ и $\left(\frac{S_0}{S}\right)^{0.5} \ll 1/3$. При $l_{1,2} \to 0$, присоединенная масса $M_{m,n}$ стремится к бесконечности, т. е. при значениях l и фиксиро

ваниых отношений $\left(\frac{S_0}{S}\right)^{0,5}$ присоединенная масса выходит на асимптотический режим. Зависимость присоединенной массы — двухсторонней концевой поправки $2\delta_r$, входного отверстия от соотношения глубины полости первой секции резонатора к длине падающей звуковой волны показано на рис. 3. Как видно из рисунка, уже начиная с $l=2$см для отношения $\gamma_i=r_0/R=\sqrt{S_0/S}=1/3$ можно пользоваться асимптотическим выражением для присоединенной массы с использованием формул (18)–(20) и согласно У. Ингарду ([5]) (рис. 2, 3).

Совершенствование акустических элементов звукопоглощающих строительных конструкций на основе явлений многократного резонанса осуществлялось за счет особенностей расчета инерционного импеданса резонансного звукопоглотителя. Акустический эффект возникновения дополнительной инерционности образуется вследствие размещения в его ближнем звуковом поле у входной части горловины податливой панели на упругих связях—пружинах, в результате чего у основной резонансной частоты звукопоглотителя происходит повышение КЗП на 30—50%. Инженерный метод расчета импеданса таких конструкций предполагает установление экспериментальным путем количественных соотношений геометрических параметров и акустических характеристик резонансного звукопоглотителя. Экспериментальная модель размером 24,5×24,5×20 см с входной горловиной 8×8×6 см устанавливалась в низкочастотный акустический интерферометр НИИСФ (г. Москва), частотный диапазон измерения которого составляет 40—700 Гц.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

ՅՈՒ. Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Վ. ԱՐՇԱԿՅԱՆ, Ի. ՅՈՒ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Գ. ՄԱՆՈՒՉԱՐՅԱՆ

Ալիքային պրոցեսը ձայնակլանիչ շինարարական կոնստրուկցիաների բազմառեզոնանսային համակարգում

Դիտարկվում է լոկալ փոփոխական դիմադրությամբ բեռնված ձայնակլանիչ կառուցվածքի ակուստիկ տարրի իմպեդանսի և ձայնակլանման գործակցի հաշվարկը։ Որոշված են նոր ձայնակլանիչի իմպեդանսի ակտիվ և ռեակտիվ բաղադրիչների մեծությունները։

Ստացված արտահայտությունները (10, 12, 21, 22) հնարավորություն են տալիս հաշվարկել մեկ—երկրաժին ձայնակլանիչ ակուստիկական կառուցվածքների ձայնակլանման գործակիցները, շինարարական կառուցվածքների վերջնական պատրաստի (գործարանային) արտադրանքի նախագծման և իրականացման համար։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] А. С. 1350284. СССР, МКИ Е04 В1/84. Резонансный низкочастотный звукопоглотитель (Ю. А. Гаспарян, Л. А. Борисов (СССР). — № 3939248/33; заявл. 15.03.1985. Опубл. 07.11.1987. Б. И., № 41—3с. [2] *Л. Д. Ландау, М. Е. Лифшиц.* Механика сплошных сред, Наука, М.: 1954. [3] *Л. Ф. Лепендин,* Акустика, Высшая школа, М., 1978. [4] *Ю. А. Гаспарян.* Изв. АН АрмССР. Сер. техн. наук, т. 37, № 6, с. 35—42 (1984). [5] *P. M. Morse, U. Ingard,* Theoretical acoustics, N. Y. 1968. [6] *Maa Dah You,* Scientica cinica, v. 18, № 1, p. 55—71 (1975).