ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 91 1990 №2

УДК 534.832:725.055

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

Ю. А. Гаспарян

Решение волнового колебательного процесса в акустическом элементе звукопоглощающей конструкции, нагруженном локальным импедансом

(Представлено чл.-корр АН Армении Г. И. Тер-Степаняном 1/III 1990)

Акустические объемные элементы широко применяются в звукопоглощающих строительных конструкциях, однако существующие экспериментальные данные ([1]) показывают, что они имеют узкополосности звукопоглощения теоретически была рассмотрени физикостроению теоретической модели многорезонансного (широкополосного) звукопоглощающего элемента и определению основного характеристического параметра этого элемента—входного импеданса, позволяющего на предварительной стадии с помощью расчетов целенаправленно выбирать геометрические размеры всех составляющих элемент частей (объем, расстояние между панелями, диаметры отверстий и взаимное расстояние между ними) и акустические параметры отверстий перфорации и упругих связей между частями элемента, определяющие в конечном итоге величины коэффициентов звукопоглощения строительных конструкций. Для увеличения широкополоности звукопоглащения теоретически была рассмотрена физико-математическая модель прохождения звука через многокомпонентную систему.

Правомерность постановки граничного условия на поверхности контакта звуковой волны воздуха с акустическим элементом звукопоглощающей строительной конструкции рассматривалась в виде амплитуд колебательных скоростей, давлений и сил горловины и первой секции акустического элемента. В дальнейшем получено решение задачи о волновом процессе в сложной многокомпонентной системе ([2-4]).

Акустический процесс в прямоугольном резонаторе с жесткими стенками в идеальной (невязкой) среде может удовлетворять волновому уравнению звукового поля

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=c^{-2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2};\quad \varphi(x,\ y,\ z,\ t)=\Phi(x,\ y,\ z)e^{j\omega t}. \qquad (1)$$

При определении акустических характеристик и граничных условий необходимо учитывать, что потенциал скорости φ на жестких стенках удовлетворяет следующим условиям:

$$\left.\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right|_{x=0,a}=0;\quad \left.\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right|_{y=0,b}=0;\quad \left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{z=0,l}=0;\quad \Phi(x,y,z)=\Phi_1(x)\Phi_2(y)\Phi_3(z). \quad (2)$$

На жестких стенках нормальная составляющая вектора колебательной скорости $U_n=-\partial\varphi/\partial n$ равна нулю, и согласно (1) имеем уравнение

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}+k^2\Phi=0;\ \Phi_1^{-1}\frac{\partial^2\Phi_1}{\partial x^2}+\Phi_2^{-1}\frac{\partial^2\Phi_2}{\partial y^2}+\Phi_3^{-1}\frac{\partial^2\Phi_3}{\partial z^2}=-k^2, \quad (3)$$

частные решения которого удовлетворяют следующим условиям:

$$\Phi_1(x)=A_1\cos k_1x;\ \Phi_2(y)=A_2\cos k_2y;\ \Phi_3(z)=A_3\cos k_3z$$

$$k_m^2+k_m^2+k_p^2=k^2;\ \text{или}\ k_1^2+k_2^2+k_3^2=k^2=\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (4)$$

Тогда согласно (3) и (2) имеем, что волновой вектор и волновые числа резонансного звукопоглотителя равны

$$\Phi(x,y,z)=A_{mn}\cos k_mx\cos k_ny\cos k_pz;\ \sin k_{mnp}(a,b,l)=0, \quad (5)$$

откуда следует, что $k_{mnp}=\pi mnp/abl$. Потенциал скорости внутри резонатора имеет следующий вид:

$$\varphi(x,y,z,t)=A_{mn}\cos\frac{\pi mx}{a}\cos\frac{\pi ny}{b}\cos\frac{\pi pz}{l}e^{j\omega t}. \quad (6)$$

Если один из параметров p, m, n равен нулю, то

$$\varphi(x,y,z,t)=A_{mn}\cos\left(\frac{\pi mx}{a}\right)\cos\left(\frac{\pi ny}{b}\right)e^{j\omega_{mn}t}. \quad (7)$$

В этом случае вектор колебательной скорости имеет компоненты:

$$U_x=-\partial\varphi/\partial x=A_m\sin\left(\frac{\pi mx}{a}\right)\cos\left(\frac{\pi ny}{b}\right)e^{j\omega_{mn}t};$$

$$U_y=-\partial\varphi/\partial y=A_n\cos\frac{\pi mx}{a}\sin\frac{\pi ny}{b}e^{j\omega_{mn}t}. \quad (8)$$

Рассмотрим колебательный процесс во второй области секции резонатора [5], удовлетворяющий граничным условиям.

$$\Phi(x,y,z,t)=\sum\sum_{m,n=0}^{\infty}[B_{mn}e^{jk_pz}+B_{mn}^{(-)}e^{-jk_pz}]e^{j\omega t}\cos k_mx\cos k_ny$$

$$-\left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{z=l_1+\tau+l_2}=\sum\sum_{m,n=0}^{\infty}jk_p[B_{mn}e^{jk_p(l_1+\tau+l_2)}-B_{mn}^{(-)}e^{-jk_p(l_1+\tau+l_2)}]e^{j\omega t}\cos(k_{mn}x,y), \quad (9)$$

откуда $B_{mn}^{(-)}=B_{mn}e^{2jk_p(l_1+\tau+l_2)}$.

Найдем соотношения между коэффициентами B_{mn}, воспользовавшись граничными условиями (при $z=l_1+\tau$) внутренней микроперфорированной панели на упругих связях. Амплитуду колебательной скорости $U_2(x,y)$ в области $l_1<z<l_1+\tau$ разложим по собственным функциям нормальных звуковых колебаний в резонаторе, из условия ортогональности:

$$U_2(x, y)=\sum_{m,n=0}^{\infty}\sum \alpha_{mn}\cos k_m \cos k_n y = U_0 \begin{cases} 0<x<a \\ 0<y<b \end{cases};$$

$$\alpha_{mn}=\frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{S}\iint\limits_{S_\tau} U_2(x, y)\cos(k_{mn}x, y)dS, \tag{10}$$

где $\varepsilon_m=\varepsilon_n=1$; $m, n=0$ и $\varepsilon_m=\varepsilon_n=2$; $m, n\neq 0$; $S=a, b$ — сечение резонатора. Запишем выражение (3) для потенциала скоростей в области $l_1+\tau<z<l_1+\tau+l_2$ в виде

$$\Phi(x, y, z, t)=\sum_{m,n=0}^{\infty}\sum 2B_{mn}\cos k_p[z-(l_1+\tau+l_2)]\cos k_{mn}xye^{jk_p(l_1+\tau+l_2)}. \tag{11}$$

На границе $z=l_1+\tau$ колебательная скорость должна удовлетворять условию $-\left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{z=l_1+\tau}=U_2(x, y)e^{j\omega t}$; $U_{0,1}=U_{\infty}^{(0,1)}e^{j\omega t}$.

Откуда, используя выражение (11) для потенциала скоростей, получим

$$-\sum_{m,n=0}^{\infty}\sum 2k_pB_{mn}e^{jk_p(l_1+\tau+l_2)}\sin k_pl_2\cos(k_{mn}xy)=\sum_{m,n=0}^{\infty}\sum \alpha_{mn}\cos(k_{mn}x, y), \tag{12}$$

Приравнивая коэффициенты при соответствующих по индексу членах, будем иметь

$$B_{mn}=-0{,}5\alpha_{mn}k_p^{-1}\operatorname{cosec}k_pl_2 \tag{13}$$

С использованием этого соотношения потенциал скоростей (11) в области $l_1+\tau<z<l_1+\tau+l_2$ будет

$$\Phi(x, y, z, t)=-\sum_{m,n=0}^{\infty}\sum \frac{\alpha_{mn}}{k_p}\frac{\cos k_p[z-(l_1+\tau+l_2)]}{\sin k_pl_2}\cos k_mx\cos k_ny. \tag{14}$$

Сила звукового давления, действующая во входном отверстии и на лицевую панель резонатора, согласно (14) равна

$$P_2(x, y, z, t)e^{j\omega t}=\rho\frac{\partial\Phi(x, y, z, t)}{\partial t}=j\omega\rho\Phi(x, y, z, t). \tag{15}$$

Колебательная скорость во входном отверстии и в отверстиях перфорации и скорость внутренней податливой панели определяется через

$$U_2(x, y)=\begin{cases} U_1 \; x, y\in S_\tau \text{— площадь отверстий перфорации} \\ U_2 \; x, y\in(S-S_\tau)\text{— площадь податливой панели} \end{cases} \tag{16}$$

В этом случае для коэффициентов α_{mn} получим

$$\alpha_{mn}=\frac{\varepsilon_m\varepsilon_n}{S}\left[U_n\iint\limits_{S_\tau}\cos k_mx\cos k_ny ds+U_2\iint\limits_{S-S_\tau}\cos k_mx\cos k_ny ds\right]. \tag{17}$$

Сила давления с внутренней стороны податливой панели и в перфорированных отверстиях будет

$$F_2^{(1,2)} = \iint_S P_2^{(1,2)}(x, y, z - l_1 + \tau)\,ds, \tag{18}$$

где $P_2^{(1,2)} = -\sum\limits_{m,n=0}^{\infty}\sum \frac{a_{mn}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_2 I_{mn}^{(1,2)}$; $\quad Ik_{mn}^{(1,2)} = \iint\limits_{\substack{S \\ (S-S_\tau)}} \cos k_m x \cos k_n y\,ds.$

Составим уравнения движения массы колеблющегося воздуха $m_{0,1,2}$ в отверстиях и полости резонансного звукопоглотителя. Запишем уравнения для амплитуд скоростей $U_{0,1,2}$ тогда:

$$j\omega m_{0,1} U_{0,1} + U_0 r_0 + U_{0,1,2} G_0 = f_0$$

$$j\omega m_2 + (A_2/j\omega) + r_2 - U_{1,2} U_2^{(1,2)} + U_0 G_2^{(0)} - U_{1,2} G_4^{(1,2)} = 0;$$

$$j\omega m_1 U_1 + r_1\left(U_1 - \frac{S_\tau U_2}{S - S_\tau}\right) + U_{0,1,2}^{(0,1,2)} G_{1,2} - U_2 G_1^{(1)} = 0. \tag{19}$$

Таким образом, для определения амплитуд скоростей $U_{0,1,2}$ в волновом приближении получим следующую систему уравнений:

$$[j\omega m_0 + r_0 + G_0^{(0)}] U_0 - G_0^{(1,2)} U_{1,2} = S_0 f_0;$$

$$[j\omega m_1 + r_1 G_{3,1}^{(1)}] U_1 + \left[G_{3,1}^{(2)} - r_1 \frac{S_\tau}{S - S_\tau}\right] U_0 - U_0 G_1^{(0)} S_\tau = 0; \tag{20}$$

$$\left[j\omega m_2 + \frac{A_2}{j\omega} + r_2 - G_{2,4}^{(2)}\right] U_2 - G_2^{(0)} U_2 + [G_4^{(1)} - G_2^{(1)}] U_1 = 0;$$

$\hat{f} = \bar{f}_0 + \hat{f}_0$, где $\bar{f}_0$—амплитуда силы плоской звуковой волны, падающей на резонатор, $\hat{f}_0$—имеет смысл амплитуды дополнительной силы, связанной с дифракцией звуковой волны с внешней стороны резонатора. Эту амплитуду определим из условия непрерывности потенциала скоростей и ее производной на границе $-l_0 < z_0 < 0$. Потенциал скоростей при $z<0$ будет

$$\Phi(z) = (1 - A_\infty) e^{-jk_p z} + \sum_{m+n\neq 0}^{\infty} A_{mn} e^{jk_p z} + e^{jk_p z}; \tag{21}$$

$$f_0^{(1)} = j\omega\rho \sum_{m=n\neq 0}^{\infty}\sum \frac{B_{mn}}{k_p} I_{mn} \operatorname{ctg} k_p l_1 = U_0 \sum_{n+m\neq 0} \frac{I_{mn}^{(0)}}{k_p} = U_0 G.$$

Согласно (19)—(21) амплитуды силы можно представить в виде [2,3]

$$f_0^{(0,1,2)} = \frac{S_0 \rho c^2 (S - S_\tau)}{j\omega S l_1} (U_0 - U_1 - U_2); \quad f_2^{(1,2)} = \frac{S \rho c^2 (S - S_\tau)}{j\omega S l_2} (U_1 + U_2). \tag{22}$$

Аналогичные выражения в низкочастотной области для амплитуд силы можно получить путем использования баланса массы воздуха в первой и второй секциях резонатора

$$\left.\begin{aligned} \dot\rho_1 l_1 + \rho_0 \dot x &= \rho_0 U_0 \frac{S_0}{S} - \rho_0 \frac{S_\tau}{S}(U_\tau - \dot x) \\ \dot\rho_2 l_2 - \rho_0 \dot x &= \rho_0 \frac{S_\tau}{S}(U_\tau - \dot x) \end{aligned}\right| \begin{aligned} \rho_1 &= P_1 c^{-2}; \\ \rho_2 &= P c^{-2}. \end{aligned} \tag{23}$$

Здесь ρ_0 — плотность воздуха в начальном невозмущенном состоянии, U_0, U_1, $\dot{x}$ — скорости движения воздуха в горловине, в отверстиях перфорации и податливой перфорированной панели резонатора.

Рассмотрим, какие присоединенные массы возникают в резонансном звукопоглотителе с внешней и внутренней стороны горловины резонатора:

$$M_0 = \frac{\rho_0}{S} \sum_{m+n\neq 0}^{\infty}\sum \frac{[I_{mn}^{(0)}]^2}{k_p}; \quad M_{0.l_1}^{(0)} = \frac{\rho_0}{S} \sum_{m+n\neq 0}^{\infty}\sum \frac{[I_{mn}^{(0)}]^2}{k_p} \operatorname{cth}(k_p l_1);$$

$$M_{0.l_1}^{(1.2)} = \frac{\rho}{S} \sum_{m+n\neq 0}\sum I_{mn}^{(1.2)} I_{mn}^{(0)} k_p^{-1} \operatorname{sech}(k_p l_1) \tag{24}$$

— присоединенные массы, возникающие вследствие влияния колебаний податливой панели и воздуха в перфорациях на колебания в горловине резонатора

$$M_{1.2.l_1}^{(0)} = \frac{\rho_0}{S} \sum_{m+n\neq 0}^{\infty}\sum \frac{I_{mn}^{(0)} I_{mn}^{(1.2)}}{k_p \operatorname{sh} k_p l_1}; \quad M_{1.2.l_1}^{(1.2)} = \frac{\rho_0}{S} \sum_{m+n\neq 0}^{\infty}\sum \frac{I_{mn}^{(1.2)}}{k_p} \operatorname{cth}(k_p l_1) \tag{25}$$

— дополнительная присоединенная масса, возникающая вследствие влияния излучения в горловине резонатора на колебания воздуха с внешней и внутренней стороны в перфорированной и податливой панели

$$M_{3.l_2}^{(1.2)} = \frac{\rho}{S} \sum_{m+n\neq 0}^{\infty}\sum \frac{[I_{mn}^{(0.2)}]^2}{k_p} \operatorname{cth}(k_p l_2). \tag{26}$$

Проведем качественный анализ звукопоглощения прямоугольного резонансного звукопоглотителя, где при частоте возбуждения ω в секциях резонатора в действительности распространяются только звуковые волны, у которых критические частоты $\omega_{mn} < \omega$. Волны более высокого типа не распространяются далеко от отверстий резонатора, т. е. при достаточно большом расстоянии между отверстиями взаимоприсоединенные и переносные массы воздуха входных отверстий исчезают, а собственные присоединенные массы стремятся к своим предельным значениям при $l_1, l_2 \to \infty$. Зависимость присоединенных масс от глубины резонирующей полости проявляется при $l_i \to 0$, в этом случае необходимо учитывать не только присоединенные массы, но и взаимное влияние друг на друга излучений и поглощений от входных и перфорированных отверстий. Если расстояние между панелью и горловиной $l_1 > S_r^{0.5}$, тогда можно пренебречь взаимоприсоединенными массами, влиянием излучения—поглощения в горловине и в отверстиях перфораций податливой панели. Собственные присоединенные массы отверстий будем полагать равными их предельным значениям при $l_1, l_2 \to \infty$. Присоединенные массы с внешней и внутренней стороны горловины резонатора согласно (24) при $l_1 \to \infty$ будут пропорциональны и при достаточно больших $k_p l_1 \gg 1$ стремятся к нулю; в этом случае значения (24)—(26) приобретают вид

$$M_0 = M_{0.\infty} + M_{\substack{0.l_1 \\ l_1\to\infty}}^{(0)} = \frac{2\rho}{S} \sum_{m+n\neq 0}\sum \frac{[I_{mn}^{(0)}]^2}{k_p}; \quad M_{0.l_1 l_1}^{(0.1.2)} \sim \operatorname{sech}(k_p l_1). \tag{27}$$

Присоединенная масса с внешней и внутренней стороны отверстий перфорации и вследствие влияния колебаний податливой панели при $k_p l_1,\ k_p l_2 \gg 1$, равна

$$M_1 = M^{(1)}_{1,3,l_1,l_2} = \frac{\rho}{S} \sum\sum_{m+n>0}^{\infty} \frac{[I^{(1,2)}_{mn}]^2}{k_p} (\operatorname{ctg} k_p l_1 + \operatorname{ctg} k_p l_2);$$

$$M_2 = M^{(2)}_{2l_1} + M^{(2)}_{4l_2} = \frac{\rho}{S} \sum\sum_{m+n>0}^{\infty} \frac{|I^{(2)}_{mn}|^2}{k_p} [\operatorname{cth}(k_p l_1) + \operatorname{cth}(k_p l_2)]. \qquad (28)$$

Взаимные присоединенные массы, возникающие из-за влияния колебаний отверстий в перфорации и колебаний самой податливой панели при $k_p l_{1,2} \gg 1$, равны

$$M^{(2)}_{1,l_1} = \frac{\rho}{S} \sum\sum_{m+n>0}^{\infty} \frac{I^{(1,2)}_{mn}}{k_p} \operatorname{ctg}(k_p l_1) = M^{(1,2)}_{3,4,l_2} = \frac{\rho}{S} \sum\sum_{m+n>0}^{\infty} \frac{I^{(1,2)}_{mn}}{k_p}. \qquad (29)$$

Рассмотрим случай, обычно реализуемый на практике, когда $S \gg S_r$, т. е. площадь перфорированных отверстий гораздо меньше, чем площадь податливой панели. В этом случае можно пренебречь присоединенной массой и взаимными присоединенными массами, возникающими между отверстиями горловины и перфорации панели. Действительно, пусть $S \gg S_r$, тогда для матричных элементов $I^{(2)}_{mn}$ получим

$$I^{(0)}_{mn} = \iint_{(s-s_r)} \cos k_m x \cos k_n y = \int_s \cos k_m x \cos k_n y\, ds. \qquad (30)$$

В области низких частот $\frac{\lambda}{2a} \ll 1$, тогда все высшие моды колебаний (m, n), кроме плоской волны (0,0), будут иметь инерционный характер. При $l_{1,2} \to 0$ присоединенные массы $M^{(1,2)}_{l_{1,2}}$ сильно возрастают. Обычные формулы для присоединенной массы отверстий во внутренней панели резонатора, справедливые при $l_{1,2} > S_r^{0,5}$, становятся неприменимыми. При частоте $\omega = \frac{\pi c}{a}$ наступит первый поперечный резонанс прямоугольного резонатора для моды (0,1) или (1,0). В области $\omega > > \frac{\pi c}{a}$ в величинах $M^{(1,2)}_{mnl_{1,2}}$ ($m = 0, 1, 2,\ n = 1, 2, 3, 4$) появится член (0,1) или (1,0), имеющий упругий и инерционный характер. В выражениях для присоединенной массы суммирование будет распространяться уже по индексам $m = 1,\ n = 1$. Следующий „поперечный" резонанс прямоугольного резонатора будет для моды (1,1); $\omega = \frac{\pi c}{a}$. Рассмотрим теперь область малых частот $\omega \ll \omega_1$, где $\omega_1 = \frac{\pi c}{a}$ — первый поперечный резонанс системы. Будем даже предполагать, что $kl_{1,2} \ll 1$. Это соответствует учету только нулевых мод колебаний — плоских волн ($m = 0,\ n = 0$). При приближении к каждому следующему корню выражения $k_p(\omega) = 0$ происходит резонанс у соответствующей моды колебаний (m, n). При $\omega > \omega_l$ уменьшается инерционная компонента на одно слагаемое l, в то же время соответственно увеличивается упругая компонента (рис. 1).

На основании формул (24—29) входной инерционный импеданс характеризуется эффективной колеблющейся и сколеблющейся

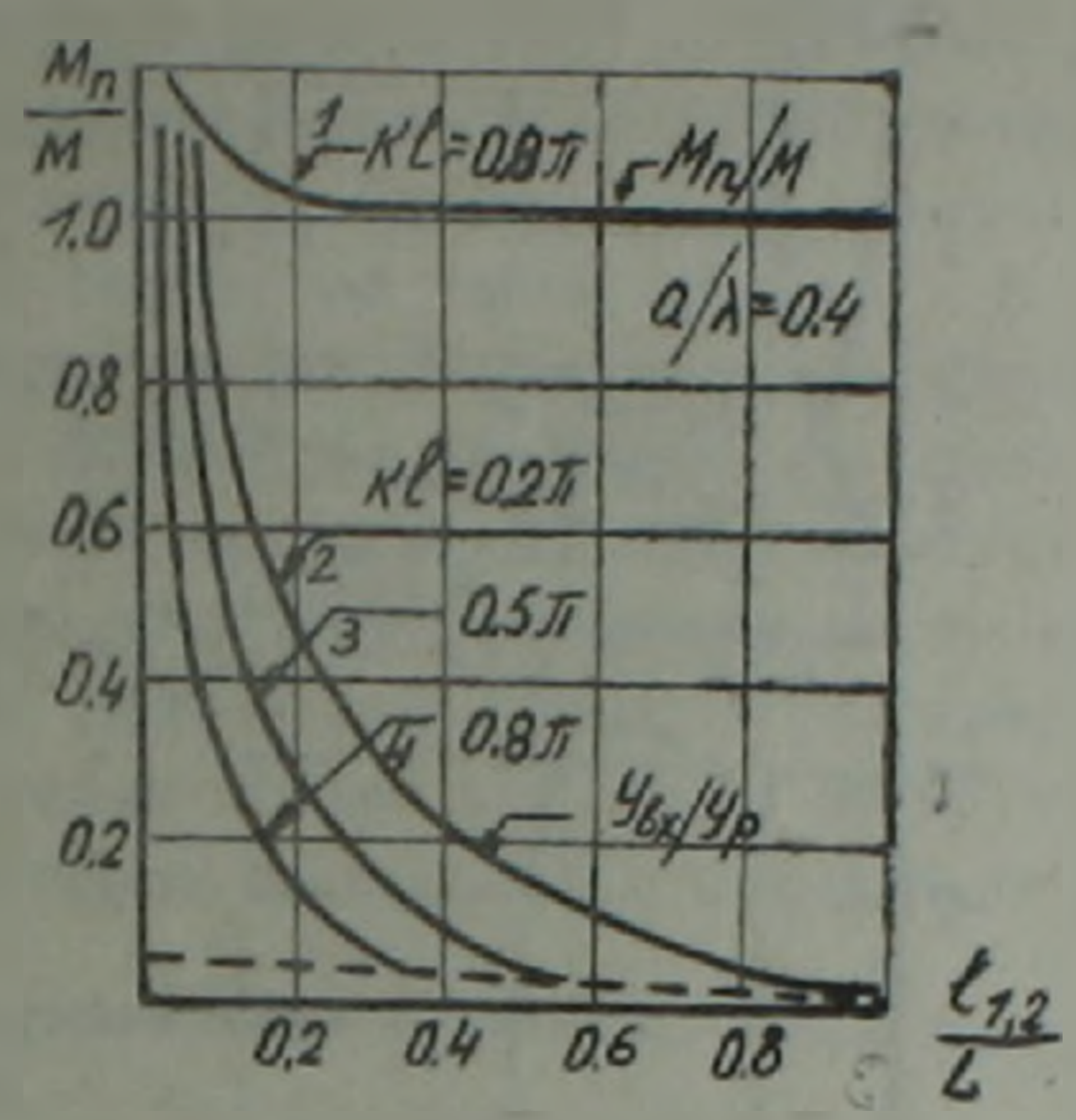

Рис. 1. Зависимость соотношения входных присоединенных масс $M_г M_p^{-1}$ (кривая 1) и резистанса $y_{вх} y_p^{-1}$ входной и внутренней полости объемного звукопоглотителя в функции глубины полости $l_{1,2}$, L^{-1}, (кривые 2—4)

массой $M_{1,2г}$ и упругостью воздушной полости k_y и при наклонном падении звуковой волны под углом Θ на поверхность панели, перфорированной отверстиями, размещенными по квадратной или прямоугольной решетке с шагом l и с глубиной воздушной полости резонатора L, определяется: $y = \frac{j\theta c}{\cos\theta}\,\mathrm{ctg}(kL\cos\theta) + \frac{\rho(Sc)^2}{V\cos^2\theta}$, откуда инерционный импеданс с учетом коэффициента трансформации и глубины воздушной полости 1, 2 секции резонатора равен

$$Y = k\rho c\,\frac{S}{S_г}\,[(l_г + 2\delta_l) + (\cdot + 2\delta_\cdot)] - \rho c(\mathrm{ctg}\,kl_1 + \mathrm{ctg}\,kl_2).$$

$$\delta_l = \frac{8D_0}{3\pi} = 0{,}96 S_г^{0,5};\quad \delta_\cdot = 0{,}425 D_0(1{,}0 - 1{,}41\,\eta^{0,5} + 0{,}34\eta) \qquad (31)$$

При уменьшении глубины резонирующей полости l_1 (расстояния между податливой микроперфорированной панелью и внутренней полостью горловины) активная составляющая R импеданса возрастает, т. е. увеличиваются диссипативные потери в горловине, отчего и возрастает концевая поправка с внутренней стороны полости резонансного звукопоглотителя. При расчете входного импеданса активная компонента согласно [1—6] определяется следующим образом:

$$R = R_г + R_p;\quad R_г = (8\mu\omega\rho)^{0,5}(D_г\rho c)^{-1}(l_г + 2\delta_l),$$

$$R_p = c(2\mu/\rho)^{0,5} + 2j\kappa^{0,5}(1 + a/l)(\omega^{1,5}al) - \rho c(\mathrm{ctg}\,kl_1 + \mathrm{ctg}\,kl_2), \qquad (32)$$

где μ, ρ динамическая вязкость и плотность среды; l, $2\delta_l$—длина и двусторонняя концевая поправка горловины: η, D, a—коэффициент перфорации, диаметр отверстия и радиус полости резонатора. На рис. 1 и 2 показаны зависимости соотношения резистанса и реактан

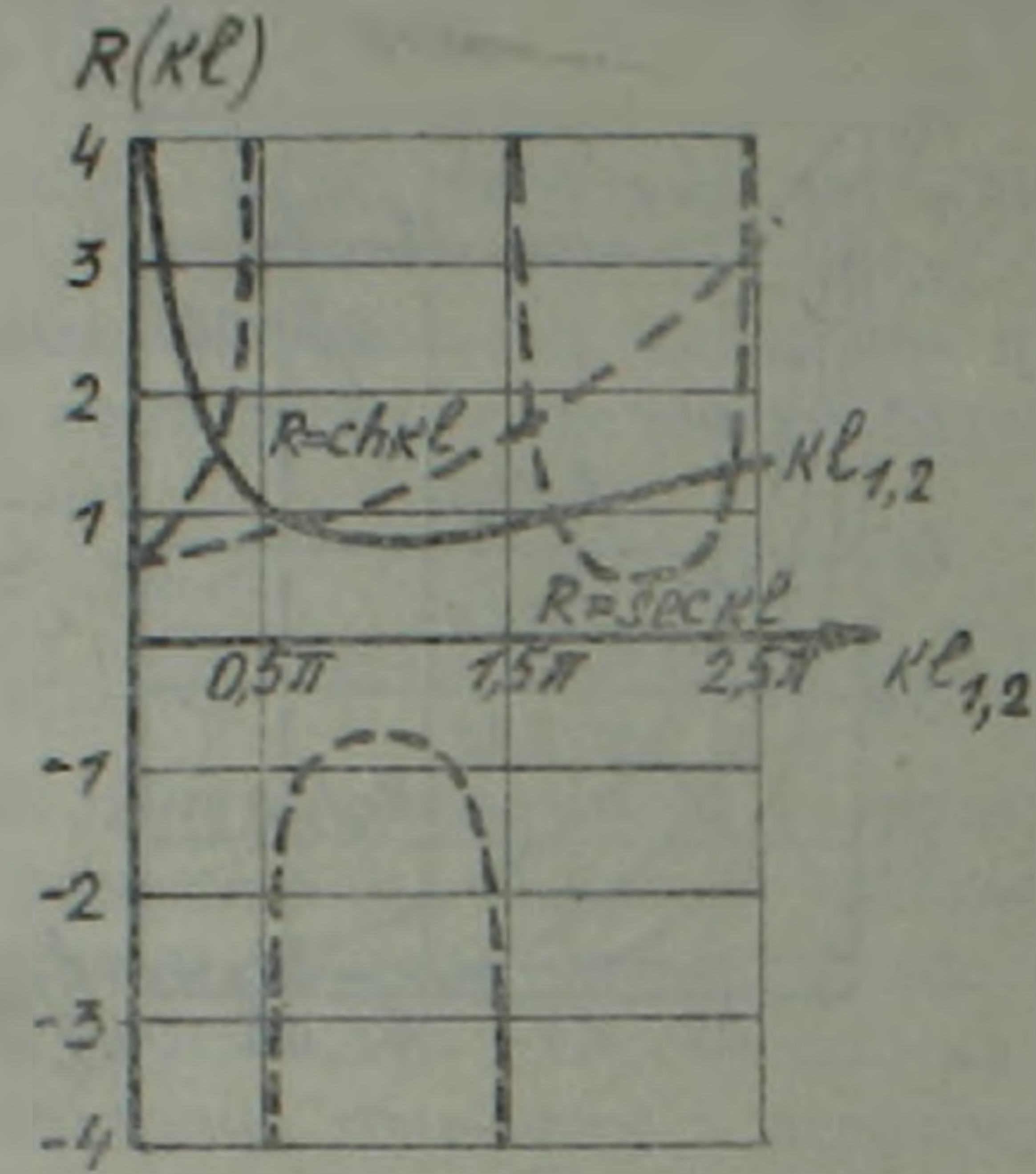

Рис. 2 Зависимость теоретического (парабола—без затухания) и экспериментального (гипербола—с затуханием системы) реактанса $R(kl)$ от волнового параметра $k=2\pi l_{1,2}/\lambda$ падающей звуковой волны λ

са $Y_{вх}Y_{вн}^{-1}$ входной и внутренней полости объемного звукопоглотителя в функции глубины полости $l_{1.2}$ и L, а также зависимость теоретического (парабола—без затухания) и экспериментального (гипербо-

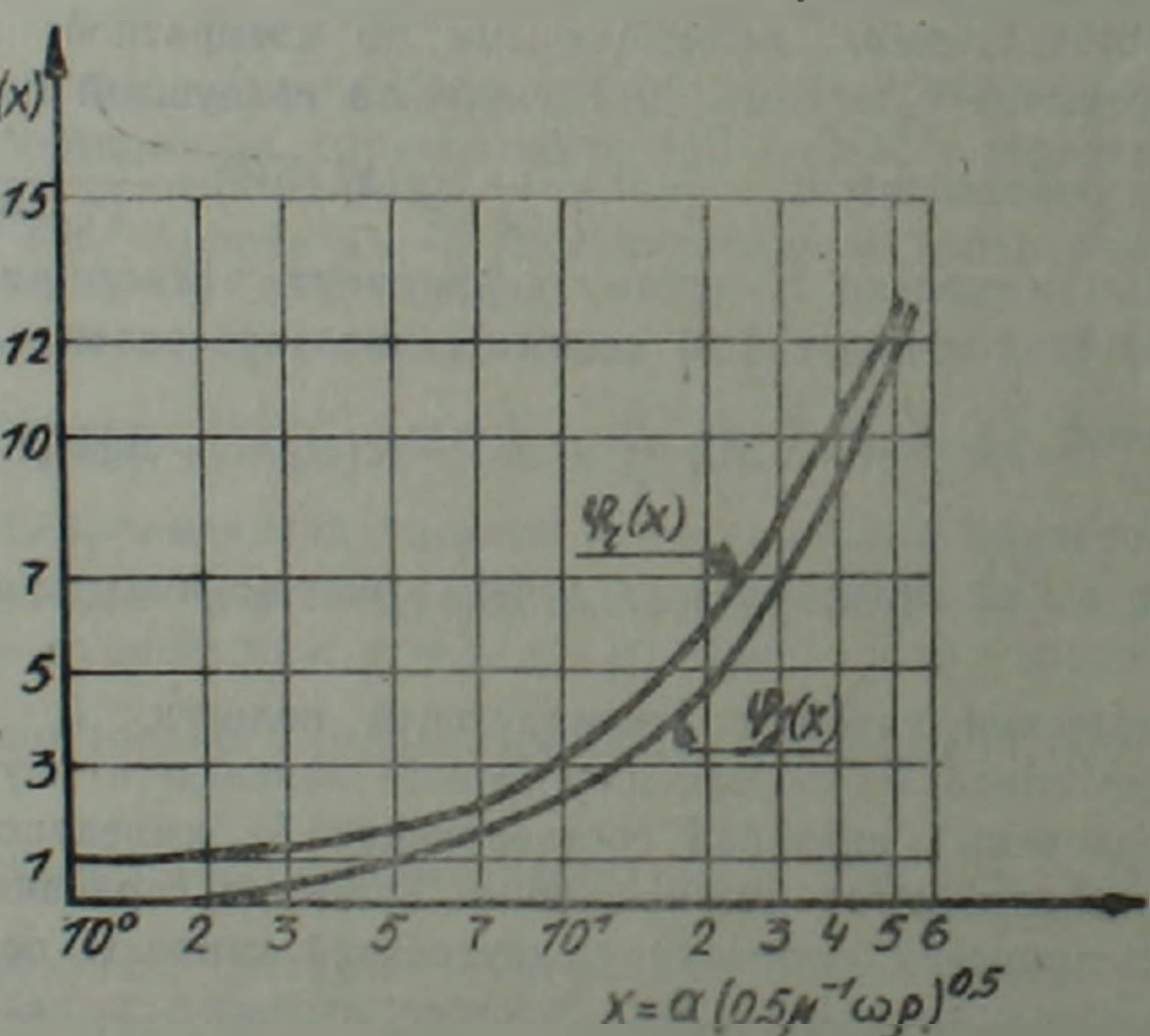

Рис. 3. Зависимость величин активных $\varphi_r(x)$ и реактивных $\varphi_j(x)$ компонент коэффициента вязкого сопротивления $r(\omega)=r_r(\omega)+r_j(\omega)$ от величины $x=a(0,5\omega\mu^{-1}\rho)^{0,5}$ в полулогарифмических координатах

ла — с затуханием системы) реактанса $R(kl)$ от волнового параметра $k=2\pi l_{1,2}\lambda^{-1}$ падающей звуковой волны λ. При наличии затухания в среде скорость звука согласно Навье — Стоксу представляется комплексной величиной $c_з=c\left(1+\frac{4}{3}j\frac{\omega\mu}{\rho c^2}\right)^{-0,5}$. При $kr\gg1$, т. е. $r\gg\lambda$, скорость убывает пропорционально расстоянию, иначе говоря звуковое давление и колебательная скорость находятся в фазе. В этой зоне, называемой волновой, $P=U\rho c$, т. е. соотношение между звуковым давлением и скоростью такое же, как и в плоской волне при $kr\ll1$, $r\ll\lambda$, скорость частиц убывает обратно пропорционально квадрату расстояния и отстает от давления по фазе на угол $0{,}5\pi$. При $kr=1$ $(2\pi r=\lambda)$ акустические и гидроакустические составляющие скорости будут равны друг другу. Пример построения зависимости величины активных $\varphi_r(x)$ и реактивных $\varphi_j(x)$ компонент коэффициента вязкого сопротивления $r(\omega)=r_r(\omega)+r_j(\omega)$ от величины $x=a(0{,}5\omega\mu^{-1}\sigma)^{0,5}$ в полулогарифмических координатах показан на рис 3.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

ՅՈՒ. Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ալիքային տատանողական երևույթի լուծումը լոկալ իմպեդանսով բեռնված ձայնակլանիչ կառուցվածքի ակուստիկական տարրում

Ստացված է, որ ձայնակլանիչ կառուցվածքի ակուստիկական տարրի ձայնակլանման տիրույթի մեծացման համար անհրաժեշտ է կապակցված և փոխկապակցված զանգվածների մեծացում, որը բարդ կերպով է կապված ձայնակլանիչ կառուցվածքների ակուստիկական տարրի վրա ընկնող ձայնային ալիքի λ երկարությունից, շատ ավելի փոքր խոռոչի խորությունից —$l_{1,2}$, այսինքն $l_{1,2}\cdot\lambda^{-1}$-ից, միկրոպերֆորացիոն մուտքային անցքերի շառավիղներից և առաձգական հենված ներքին միջադիրի տատանումներից։

Աշխատանքում որոշված են ակուստիկական բնութագրերի վրա երկրաչափական պարամետրերի ազդեցության քանակական և որակական գնահատականները։

Ստացված արտահայտությունները (24—29, 31, 32) թույլ են տալիս ստեղծել արտադրական կառույցներում և շինություններում օգտագործվող երկրաժին ձայնակլանիչ կառուցվածքների իմպեդանսի և ձայնակլանման գործակցի հաշվարկման մեթոդիկա։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Л. А. Борисов, Ю. М. Чудинов, Ю. А. Гаспарян,* ДАН АрмССР, т. 88, № 5, с. 218—223 (1989). [2] *Л. Д. Ландау, М. Е. Лифшиц.* Механика сплошных сред. Наука, М., 1954. [3] *В. В. Фурдуев,* Электроакустика, Гостехиздат, М.—Л., 1948. [4] *Ю. А. Гаспарян,* Изв. АН АрмССР. Сер. техн. наук, т. 37, № 6, с. 35—42 (1984). [5] *Ю. А. Гаспарян, А. В. Аршакян, Б. Ю. Гаспарян* и др., ДАН АрмССР, т. 90, № 4 (1990). [6] *P. Morse, U. Ingard,* Theoretical acoustics, N. Y., 1968. [7] *Maa Dah You,* Scientica Cinica, v. 18, №1, p. 55—71 (1975). [8] *A. C. Nilsson, B. Rasmussen,* Acoustica, v. 57, p. 139—148 (1985).