АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 3

УДК 534.222
© 1990 г.

О. В. Руденко, К. Л. Хирных

МОДЕЛЬ РЕЗОНАТОРА ГЕЛЬМГОЛЬЦА ДЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ИНТЕНСИВНОГО ЗВУКА

Предложена нелинейная модель резонатора Гельмгольца. Для описания нестационарных процессов в горле резонатора использованы упрощенные нелинейные уравнения гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости. Получено уравнение нелинейных вынужденных колебаний резонатора. Рассчитана частотная зависимость коэффициента поглощения звука с учетом стоксова трения, влияния погранслоя и нелинейных эффектов. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Имеются публикации, посвященные нелинейным режимам работы резонаторов Гельмгольца (РГ). Наблюдалась нелинейность импеданса [1—3], образование высших гармоник [4], ряд других нелинейных явлений [5]. Построены модели, базирующиеся на уравнении Бернулли для течения в горле РГ [6]. Предлагается иная модель, основанная на упрощенных уравнениях нелинейной динамики среды; она проста, но достаточно универсальна. Здесь можно использовать понятие импеданса, лишь когда это удобно (например, для квазигармонических волн и РГ с кубичной нелинейностью), можно рассмотреть воздействие на РГ ударных волн, импульсов, иных нестационарных возмущений. Удается рассчитать формы отраженных сигналов, частотные и амплитудные характеристики поглощения, трансформацию спектров и т. д.

Задача воздействия интенсивной волны на РГ может быть отнесена к смежным проблемам нелинейной акустики и акустогидродинамики; здесь требуется, вообще говоря, учитывать как акустическую, так и гидродинамическую нелинейность [7].

Рассмотрим модель РГ, изображенную на рис. 1. РГ состоит из горла — цилиндрической трубки радиуса a и длины L, заполненной несжимаемой жидкостью с плотностью $\rho_ж$. Слева из области $x<0$, на горло падает звуковая волна. Она приводит в движение жидкость и вызывает деформацию воздуха в полости резонатора: $\rho_в=\rho_0+\rho'$, где ρ_0 — равновесная плотность газа, ρ' — приращение, связанное с акустической волной. В результате воздействия падающей волны на РГ происходит частичное поглощение ее энергии из-за трения в горле; при этом формируется отраженная волна, бегущая в обратном направлении.

Для описания движения вязкой жидкости в области $0<x<L$ воспользуемся упрощенной системой [8] для квазиодномерных течений (близких к эккартовскому или пуазейлевскому типу):

$$\frac{\partial U_x}{\partial t}+U_x\frac{\partial U_x}{\partial x}+U_r\frac{\partial U_x}{\partial r}-\frac{\nu}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U_x}{\partial r}\right)=-\frac{1}{\rho_ж}\frac{\partial}{\partial x}p(x,t), \qquad (1)$$

$$\frac{\partial U_x}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rU_r)=0. \qquad (2)$$

Здесь U_x, U_r — продольная и поперечная составляющие скорости потока, ν — коэффициент сдвиговой вязкости.

Давление, очевидно, должно быть линейной функцией x, а при $x=0$ равняться приращению давления в акустической волне: $p(x,t)=p_{ак}(t)+x\beta(t)$. Положим в этой формуле $x=L$ и учтем, что давление на входе в полость РГ связано с реакцией газа, адиабатически деформированного

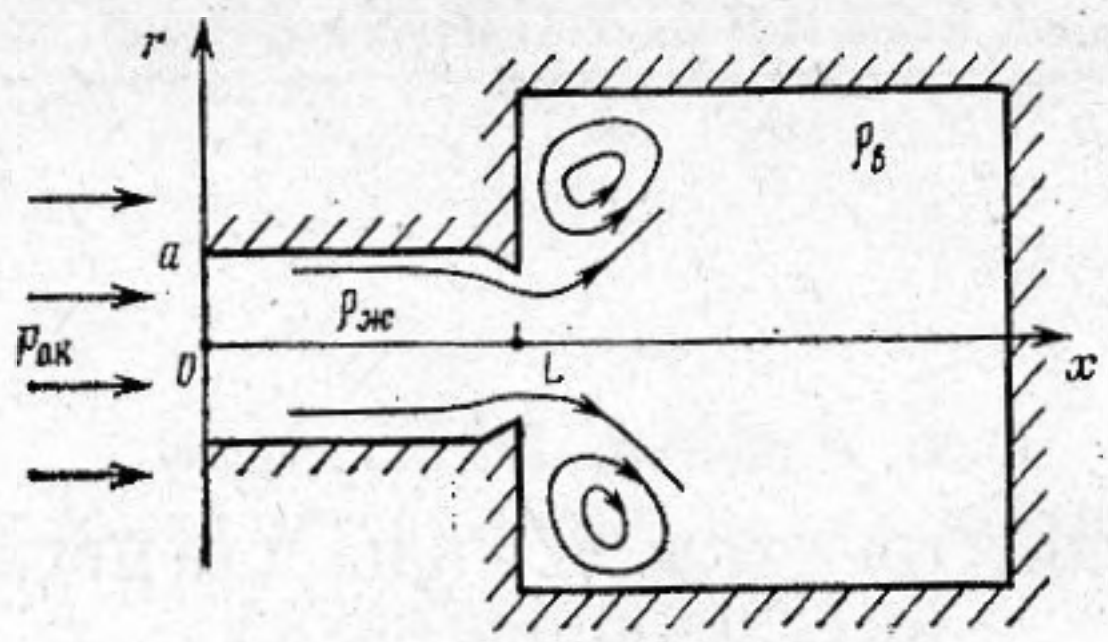


Рис. 1. Идеализированная модель РГ

из-за «вдавливания» жидкости (рис. 1) из горла в полость:

$$p(x=L,t)=-c_0^2\rho_0\frac{V'}{V_0}=\frac{c_0^2\rho_0}{V_0}\int\limits_0^a \xi(x=L,r,t)\,2\pi r dr. \qquad (3)$$

Здесь V' — приращение объема газа, V_0 — равновесный объем полости, ξ — смещение частиц в жидкости. С помощью (3) можно определить неизвестную функцию $\beta(t)$:

$$\beta(t)=\frac{c_0^2\rho_0}{LV_0}\int\limits_0^a \xi(L,r,t)\,2\pi r dr-\frac{1}{L}p_{ак}(t) \qquad (4)$$

и, следовательно, выражение для $\partial p/\partial x$ в правой части (1).

Чтобы исключить ξ, продифференцируем (1) по времени и учтем, что $\partial\xi/\partial t=U_x$. В результате придем к нелинейному уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial U_x}{\partial t}+U_x\frac{\partial U_x}{\partial x}+U_r\frac{\partial U_x}{\partial r}-\frac{\nu}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U_x}{\partial r}\right)\right]=$$

$$=\frac{\dot p_{ак}(t)}{\rho_ж L}-\frac{c_0^2\rho_0}{\rho_ж LV_0}\int\limits_0^a U_x(x=L,r,t)\,2\pi r dr. \qquad (5)$$

Система (5), (2) дает описание гидродинамической части задачи. Полная постановка (см. ниже) предусматривает «сшивание» (5), (2) с акустическим полем падающей и отраженной волн.

Приближенные решения (5), (2) можно строить различными способами, в частности методом разложения по поперечным модам (с учетом нелинейного взаимодействия мод). В этой работе, однако, мы ограничимся более грубым описанием, справедливым для низкочастотных колебаний РГ. Введем усредненные значения продольной скорости

$$\overline{U}=\frac{1}{S}\int\limits_0^a U_x 2\pi r dr,\qquad \overline{\overline{U}}=\frac{1}{SL}\int\limits_0^L dx\int\limits_0^a U_x 2\pi r dr. \qquad (6)$$

Здесь $\overline{U}$ — среднее по сечению, $\overline{\overline{U}}$ — по объему горла; $S=\pi a^2$. Заметим, что из уравнения непрерывности (2) следует: $\overline{U}=\overline{U}(t)$ — поток через поперечное сечение не зависит от координаты x.

Комбинируя (2), (5) и интегрируя по сечению, получим

$$\frac{d^2\overline{U}}{dt^2}+\omega_0^2\overline{U}+\frac{1}{S}\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_0^a U_x^2 2\pi r dr-\nu a\left.\frac{\partial U_x}{\partial r}\right|_{r=a}\right]=\frac{\dot p_{ак}(t)}{\rho_ж L}, \qquad (7)$$

где

$$\omega_0^2=c_0^2\frac{\rho_0}{\rho_ж}\frac{S}{V_0L} \qquad (8)$$

— собственная частота колебаний РГ в отсутствие трения и нелинейности. Уравнение (7) не замкнуто из-за двух членов в квадратных скобках. Первый зависит от среднего по сечению от U_x^2 и описывает нелинейные эффекты, второй зависит от производной скорости U_x по радиусу на стенке трубы и описывает диссипацию в пограничном слое. Для замыкания (7) нужно использовать модельные представления.

Чтобы установить вид диссипативного члена, рассмотрим колебательное движение вязкой жидкости, занимающей полупространство $y>0$ и ограниченной при $y=0$ плоской стенкой:

$$\frac{\partial U_x}{\partial t}-\nu\frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2}=\frac{d\overline{U}}{dt},\qquad U_x(y=0,t)=0,\qquad U_x(y\to\infty,t)\to\overline{U}. \tag{9}$$

Здесь $\overline{U}$ — однородный поток колеблющейся жидкости вдали от стенки, отождествляемый со средним по сечению (6). Известное решение задачи (9) позволяет вычислить пристеночный градиент и предложить следующую модель диссипативного члена в уравнении (7):

$$D_1(\overline{U})=\frac{1}{\pi a}\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}\frac{d}{dt}\int\limits_{-\infty}^{t}\frac{d\overline{U}}{dt'}\frac{dt'}{\sqrt{t-t'}}. \tag{10}$$

Чтобы увеличить трение, часто помещают в горло РГ сетки волокна и другой материал, имеющий значительно бóльшую (по сравнению со стенками трубы) площадь поверхности, контактирующей с колеблющейся средой. В этом вместо πa в формуле (10) нужно использовать эмпирическую константу с размерностью длины $a_1=a/N$, где N учитывает возрастание площади погранслоя. Поскольку из формулы (10) следует частотная зависимость $D_1\sim\sqrt{\omega}$, эта формула может описать и диссипативные процессы, связанные с теплопроводностью обтекаемых средой структур.

Когда в горле РГ есть обтекаемые элементы (волокна, шарики и т. д.), необходимо ввести второй диссипативный член

$$D_2(\overline{U})=\nu a_2 n d\overline{U}/dt, \tag{11}$$

учитывающий стоксово трение [9]. Здесь a_2 — вторая эмпирическая константа, ее величина порядка характерного размера обтекаемых элементов; n — их число в единице объема.

Подставляя (10), (11) в уравнение (7) и проводя усреднение по объему, получим

$$\frac{d^2\overline{\overline{U}}}{dt^2}+\omega_0^2\overline{\overline{U}}+D_1(\overline{\overline{U}})+D_2(\overline{\overline{U}})+\frac{1}{L}\frac{d}{dt}[\overline{U}^2(L,t)-\overline{U}^2(0,t)]=\frac{\dot{p}_{\text{ак}}}{\rho_{\text{ж}}L}. \tag{12}$$

В дальнейшем среднюю скорость $\overline{\overline{U}}$ будем всюду обозначать как U.

Перейдем к обсуждению структуры нелинейного члена в уравнении (12). Известно, что на выходе из горла максимальное сечение трубки тока (равное S при $0<x<L$) может уменьшаться вследствие двух причин. Первая — инерционное «поджатие», связанное с конфигурацией горла и особенно его краев (например, когда поток проходит через перегородку с отверстием). Вторая причина — поджатие, связанное с образованием вихрей (см. рис. 1); этот эффект имеет пороговый характер и проявляется лишь при достаточно больших скоростях течения [1].

Пусть $S_L(U)$ — минимальное сечение трубки тока на выходе из горла. Тогда при $U>0$ выражение в квадратных скобках (12) примет вид $\overline{U}^2(0,t)(S^2/S_L^2-1)$. Очевидно, что здесь можно положить $\overline{U}^2(0,t)=U^2(t)$. При обратном направлении потока ($U<0$) сужение может наступить в окрестности $x=0$, причем минимальное сечение $S_0(U)$ будет, вообще говоря, отличаться от S_L. При этом выражение в квадратных скобках (12) запишется так: $U^2(t)(1-S^2/S_0^2)$. Таким образом, нелинейный член уравнения (12) моделируется следующим выражением:

$$I=\frac{1}{L}\frac{d}{dt}U^2(t)\begin{cases}S^2/S_L^2-1, & U>0,\\ 1-S^2/S_0^2, & U<0.\end{cases} \tag{13}$$

В простейшем случае, когда $S_0=S_L=\text{const}$ (т. е. характеристики течений одинаковы в обоих направлениях, сужение трубок тока не имеет порога и не зависит от скорости U), выражение (13) принимает вид

$$I=\frac{C}{L}\frac{d}{dt}(U^2\operatorname{sgn}U),\qquad C=\frac{S^2}{S_0^2}-1, \tag{14}$$

использовавшийся в работах [10, 11]. Ясно, что нелинейный член в форме (14) описывает лишь кубично-нелинейные эффекты.

В обычных экспериментальных ситуациях (при уровнях звука 100÷120 дБ, когда нелинейные эффекты только начинают проявляться [2]), нелинейность общего вида (13) можно аппроксимировать степенными (квадратичной и кубичной) нелинейностями:

$$I=(\gamma_1U+\gamma_2U^2)\,dU/dt. \tag{15}$$

В формуле (15) учтена возможная асимметрия относительно направления потока (именно в этом случае $\gamma_1\neq0$).

Заметим, что детальное обсуждение структуры нелинейного члена требует данных, значительно более конкретных, чем те, которые имеются в литературе. Кроме того, его структура может сильно изменяться при переходе от одной конструкции РГ к другой. Если ограничиться обсуждением принципиальных явлений, связанных с нелинейными свойствами РГ, то достаточно общих выражений (13)—(15).

В частности, при использовании выражения (15) константы γ_1, γ_2 имеет смысл рассматривать как эмпирические. Величину γ_1 можно определить, измерив отраженную волну на частоте второй гармоники 2ω [4] (если частота падающей волны ω) или на разностной частоте $\omega_1-\omega_2$ (если РГ возбуждается бигармонической накачкой). Коэффициент кубичной нелинейности γ_2 можно определить, измерив отраженную волну на частоте 3ω или же по изменению линейной частотной характеристики РГ вследствие эффекта самовоздействия.

Предложенная модель РГ позволяет рассмотреть несколько задач (линейных и нелинейных), решение которых приводит к новым результатам. Однако здесь мы можем уместить лишь схему расчета и обсудить поведение частотных характеристик РГ.

Пусть из области $x<0$ на резонатор падает волна произвольной формы. Акустическое поле при $x<0$ складывается из падающей и отраженной волн:

$$p_{\text{ак}}(x,t)=p_{\text{п}}(t-x/c_0)+p_{\text{отр}}(t+x/c_0),$$

$$u(x,t)=\frac{1}{c_0\rho_0}\left[p_{\text{п}}\left(t-\frac{x}{c_0}\right)-p_{\text{отр}}\left(t+\frac{x}{c_0}\right)\right]. \tag{16}$$

Колебательная скорость $u(x,t)$ при $x=0$ должна равняться скорости течения U в горле, а давление $p_{\text{ак}}(x=0,t)$ — давлению $p_{\text{ак}}(t)$ в правой части уравнения (12). Выражая в сечении $x=0$ $p_{\text{ак}}$ через давление падающей волны $p_{\text{п}}$ и принимая нелинейный член в виде (15), получим вместо (12) следующее уравнение:

$$\frac{d^2U}{dt^2}+\omega_0^2U+\left(\nu a_2n+\frac{c_0\rho_0}{\rho_{\text{ж}}L}\right)\frac{dU}{dt}+\frac{1}{a_1}\sqrt{\frac{\nu}{\pi}}\frac{d}{dt}\int_{-\infty}^{t}\frac{dU}{dt'}\frac{dt'}{\sqrt{t-t'}}+$$
$$+(\gamma_1U+\gamma_2U^2)\frac{dU}{dt}=\frac{2}{\rho_{\text{ж}}L}\dot{p}_{\text{п}}(t). \tag{17}$$

Видно, что к коэффициенту перед dU/dt добавилась величина $c_0\rho_0/\rho_{\text{ж}}L$, которая учитывает потери на излучение отраженной волны.

Наибольший интерес представляет коэффициент поглощения по мощности: $K=1-|p_{\text{отр}}/p_{\text{п}}|^2$. В простейшем случае, когда давление в падающей волне изменяется по гармоническому закону $p_{\text{п}}=A\exp(i\omega t)$, а нелиней-

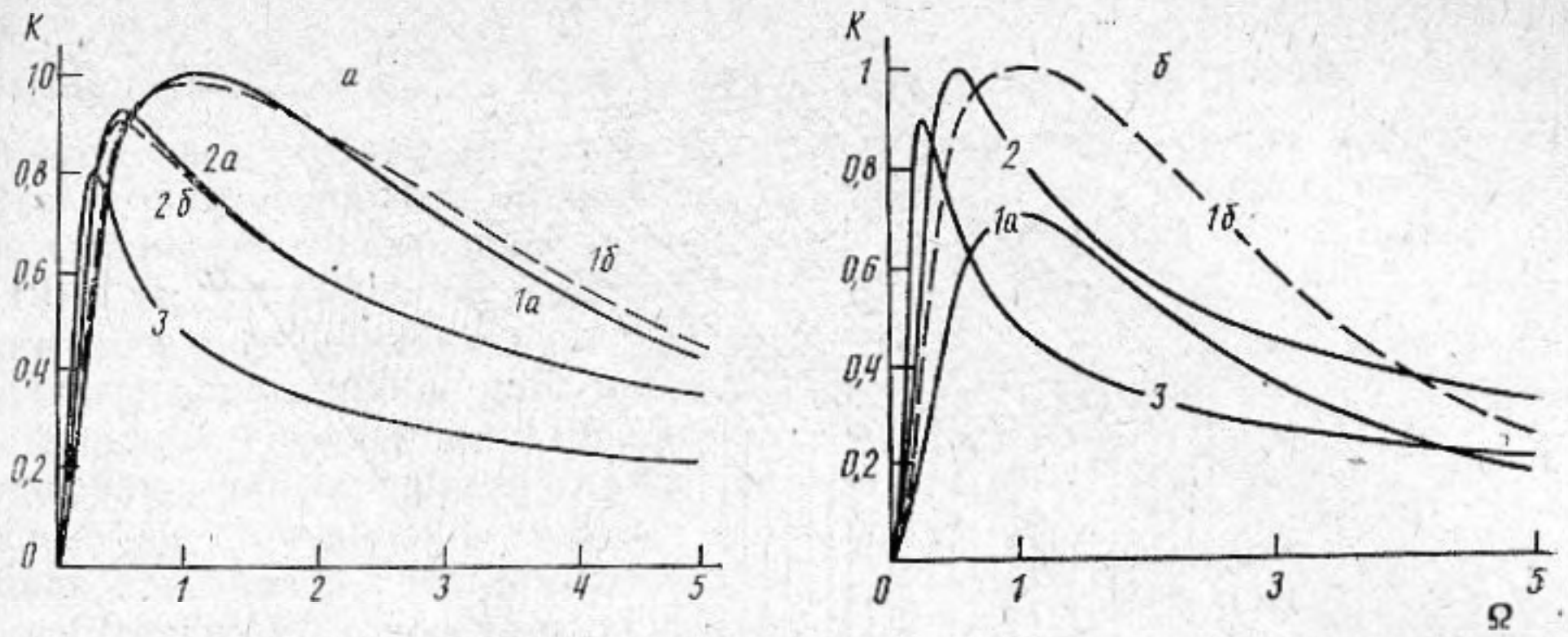


Рис. 2. Теоретическая зависимость коэффициента звукопоглощения от безразмерной частоты: *а* – для $\alpha=1$, $\Omega_0=1$, кривая *1* соответствует $\beta=0$, *2* – $\beta=1$, *3* – $\beta=3$; *б* – для $\alpha=0{,}3$, $\Omega_0=1$, кривая *1* соответствует $\beta=0$, *2* – $\beta=0{,}97$, *3* – $\beta=3$

ность слабая, получаем

$$K=\frac{16\Omega^2[\alpha+\beta\Omega^{1/2}+\Gamma\Pi_0^2 f(\Omega)]}{(\Omega_0^2-\Omega^2-2\beta\Omega^{3/2})^2+4\Omega^2[\alpha+\beta\Omega^{1/2}+\Gamma\Pi_0^2 f(\Omega)+1]^2}, \tag{18}$$

где

$$f(\Omega)=16\Omega^2[(\Omega_0^2-\Omega^2-2\beta\Omega^{3/2})^2+4\Omega^2(1+\alpha+\beta\Omega^{1/2})^2]^{-1}.$$

Здесь и в дальнейшем использованы безразмерные обозначения:

$$\Omega=\omega\tau,\quad \Omega_0=\omega_0\tau,\quad \tau=\frac{\rho_ж}{\rho_0}\frac{2L}{c_0},\quad \alpha=\nu a_2 n\frac{\rho_ж}{\rho_0}\frac{L}{c_0},$$

$$\beta^2=\frac{\nu\tau}{8a_1^2},\quad \Gamma=\frac{1}{8}\gamma_2 c_0^2\tau,\quad \Pi_0=\frac{A}{c_0^2\rho_0}. \tag{19}$$

Кривая $K(\Omega)$ (18) имеет резонансный характер; в первом приближении на ее поведение влияет только кубичная нелинейность.

При отсутствии нелинейных эффектов форма кривой $K(\Omega)$ определяется тремя параметрами: нормированной собственной частотой резонатора Ω_0 и двумя коэффициентами α, β. Первый из них учитывает стоксово трение, второй – потери в акустическом погранслое, формирующемся у обтекаемых структур в горле резонатора, а также зависящую от вязкости ν присоединенную массу. Параметры α, β содержат эмпирические константы a_1, a_2. Поскольку стоксово трение возникает даже при стационарном обтекании, для определения a_2 достаточно отсоединить горло от полости РГ и измерить скорость потока при постоянном перепаде давления. Напротив, погранслойное трение, пропорциональное β, является частотно-зависимым ($\sim\sqrt{\omega}$) и отсутствует при стационарном обтекании; поэтому величину β можно измерить, сняв частотную характеристику (18).

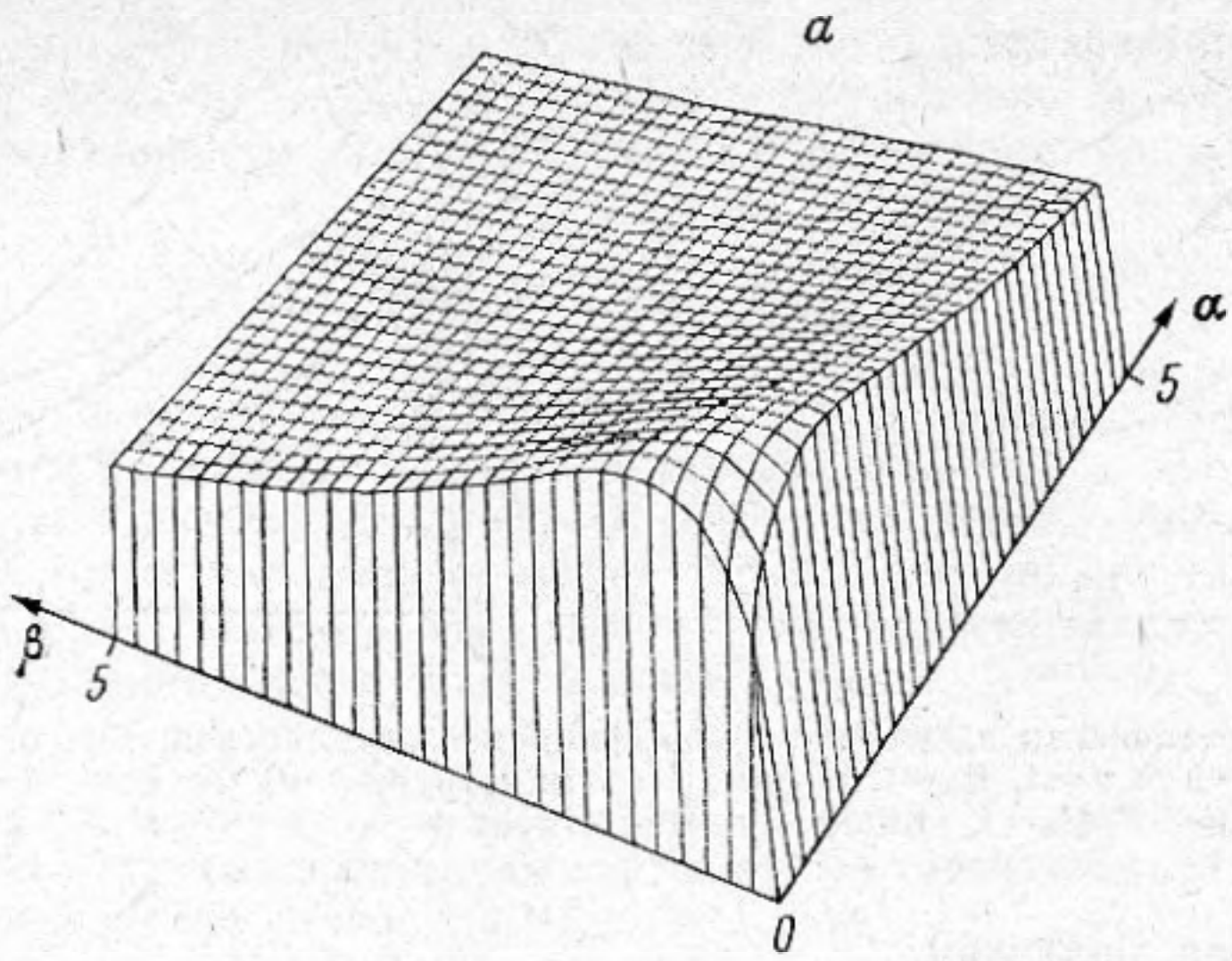
Не зависящая от ν присоединенная масса, возникающая, как известно [9], при нестационарном обтекании препятствий в горле РГ, а также из-за наличия входного и выходного отверстий [12], может быть учтена, если под L понимать «приведенную», а не истинную длину горла.

Линейные частотные характеристики, рассчитанные по формуле (18), изображены на рис. 2 сплошными линиями. Как видно из рис. 2, *а* с увеличением параметра β максимум кривых сдвигается в низкочастотную область, а ширина характеристик уменьшается. Полное поглощение падающей волны происходит на частоте $\Omega_{рез}=\Omega_0=1$ при значении $\beta=0$.

Как видно из рис. 2, *б*, при $\alpha=0{,}3<1$ полное поглощение реализуется при вполне определенном значении $\beta\approx0{,}97$ на частоте $\Omega_{рез}$, меньшей Ω_0.

В общем случае для 100%-ного поглощения требуется, чтобы три параметра Ω_0, α, β были связаны соотношением

$$\beta^2=\frac{(1-\alpha)^2}{\sqrt{\Omega_0^2+(1-\alpha)^2}-(1-\alpha)}. \tag{20}$$



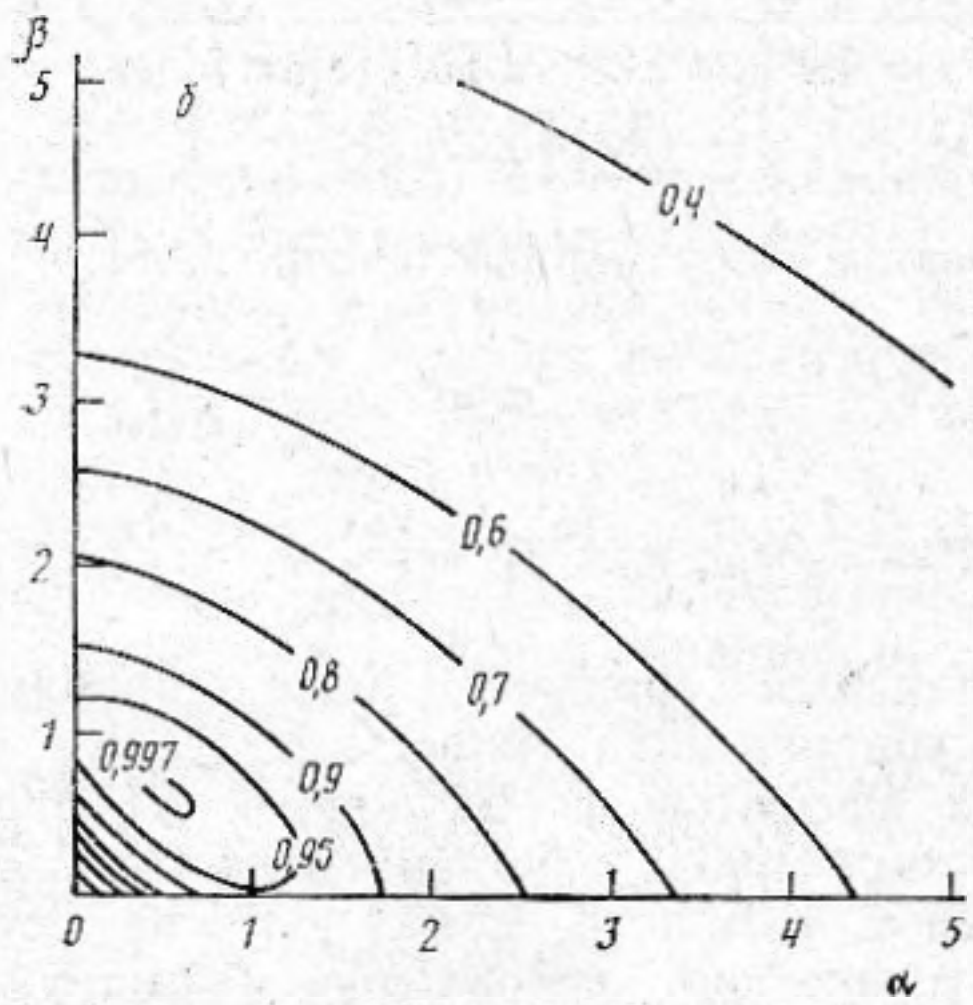


Рис. 3. Поверхность коэффициентов звукопоглощения (*а*) для $\Omega_0=1$, $\Omega=0{,}618$ и линии уровня (*б*) этой поверхности

При этом 100%-ное поглощение происходит на частоте

$$\Omega_{\text{рез}}=\sqrt{\Omega_0^2+(1-\alpha)^2}-(1-\alpha). \tag{21}$$

Рассмотрим различные предельные случаи, в которых может быть реализовано 100%-ное поглощение. При наличии только стоксова трения ($\beta=0$, $\alpha=1$) полностью поглотится падающая волна на частоте

$$\Omega_{\text{рез}}^{(1)}=\Omega_0, \qquad \omega_{\text{рез}}^{(1)}=\omega_0=c_0\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_{\text{ж}}}\frac{S}{V_0L}}. \tag{22}$$

Для РГ с размерами $L=1$ см, $S=1$ см^2, $V_0=10^3$ см^3 получим оценки $f_{\text{рез}}\sim200$ Гц (если в горле колеблется воздух) и $f_{\text{рез}}\sim10$ Гц (если в горле жидкость). Условие $\alpha=1$ согласно (19) для концентрации обтекаемых элементов запишется так: $n=(\rho_0/\rho_{\text{ж}})(c_0/a_2\nu L)$. Видно, что небольшими концентрациями ($n\sim10\div100$ см$^{-3}$) при $a_2\sim0{,}1$ см можно ограничиться, лишь если в горле находится вязкая жидкость типа глицерина. В противном случае значение n оказывается слишком большим, и поглотить звук полностью за счет стоксова трения технически сложно.

Пусть теперь преобладают погранслойные эффекты ($\alpha=0$, $\beta^{-2}=\sqrt{\Omega_0^2+1}-1$). Здесь наиболее интересен случай $\Omega_0^2\ll1$ (или, с учетом (19), $4(\rho_{\text{ж}}/\rho_0)(SL/V_0)\ll1$), поскольку, как следует из формулы (21),

$$\Omega_{\text{рез}}^{(2)}\approx\frac{\Omega_0^2}{2}\ll1, \qquad \omega_{\text{рез}}^{(2)}=\frac{c_0S}{V_0}=\sqrt{\frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_0}\frac{SL}{V_0}}\,\omega_{\text{рез}}^{(1)}. \tag{23}$$

Видно, что $\omega_{рез}^{(2)} \ll \omega_{рез}^{(1)}$ — частота снижается за счет увеличения присоединенной массы погранслоя и не зависит от плотности среды в горле РГ. Чтобы звук поглотился полностью, нужно увеличить площадь погранслоя по сравнению с площадью стенок горла в N раз, где $N^2 \sim c_0 V_0/\nu L^2$ (см. (19)). Поскольку $N \gg 1$, для увеличения погранслоя можно использовать сотовые конструкции или пористые материалы. Другой путь — внесение «дифракционных экранов» [13], которые не только увеличивают площадь погранслоя, но и создают дополнительную присоединенную массу за счет увеличения эффективного объема колеблющейся жидкости.

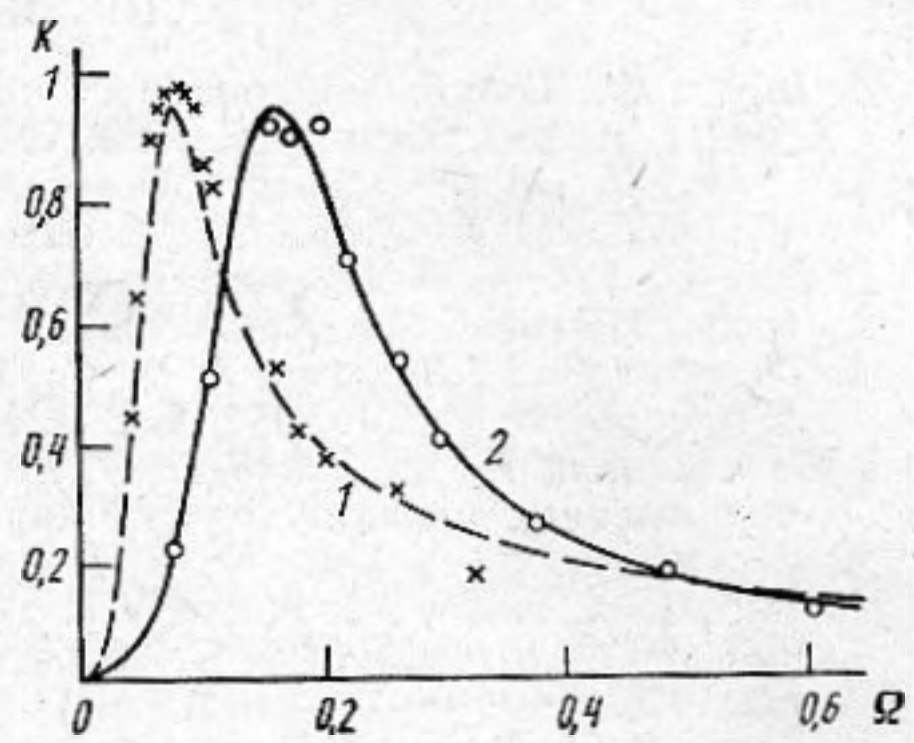


Рис. 4. Зависимость коэффициента звукопоглощения от безразмерной частоты. Экспериментальные данные из работы [14]

В приложениях часто требуется обеспечить поглощение звука на определенной частоте по уровню, например не ниже 20 дБ. Спрашивается: в каких пределах могут изменяться α, β? Ответ на этот вопрос дает анализ поверхностей $K(\alpha, \beta)$, одна из которых изображена на рис. 3, *а*. Линии уровня этой поверхности изображены на рис. 3, *б*. Закономерность понятна: с возрастанием уровня подавления размеры области значений параметров α, β уменьшаются.

Сравним поведение (18) с данными измерений [14]. Результаты приведены на рис. 4 для двух конструкций РГ. Теоретические кривые строились методом наименьших квадратов — находились значения Ω_0, α, β такие, что среднеквадратичное отклонение экспериментальных точек от теоретической кривой было минимальным. При этом получены следующие значения параметров: $\alpha=0{,}02$, $\beta=5{,}94$, $\Omega_0=0{,}135$ (кривая *1*) и $\alpha=0{,}43$, $\beta=1{,}29$, $\Omega_0=0{,}186$ (кривая *2*). Заметим, что для количественного согласия с измерениями нужно учесть, что конструкции [14] отличались от изображенной на рис. 1 наличием перегородки с отверстием. Формулой (18) можно пользоваться и в этом случае, если в нее ввести коэффициент перфорации, равный отношению площади отверстия к площади передней панели РГ.

Посмотрим теперь, как ведут себя частотные характеристики РГ с учетом нелинейных эффектов. Сравнивая (18) с выражением для коэффициента звукопоглощения через активный R и реактивный Y импедансы

$$K = \frac{4R}{Y^2 + (1+R)^2} \tag{24}$$

известным из линейной теории [12], можно ввести нелинейный аналог активного импеданса

$$R = \alpha + \beta\Omega^{1/2} + \Gamma\Pi_0^2 f(\Omega). \tag{25}$$

Зависимость $R(\Pi_0) \sim \Pi_0^2$ наблюдалась в работе [5] при сравнительно небольших амплитудах Π_0. С увеличением Π_0 квадратичная зависимость должна переходить в линейную: $R \sim \Pi_0$ [2, 5]; это связано с преобладанием кубично-нелинейного вклада в форме (14), который иногда лучше, чем (15), описывает процессы при больших уровнях звукового давления.

Нелинейные частотные характеристики РГ изображены на рис. 2, *а*, *б* штриховыми линиями. Видно, что нелинейность может расстроить эффект звукопоглощения, когда условия близки к оптимальным (рис. 2, *а*) или, напротив, усилить эффект за счет улучшения условий согласования резонатора со средой (рис. 2, *б*).

В заключение отметим, что предложенный подход и модель РГ удобны для решения ряда нестационарных и нелинейных задач, важных для при-

ложений — поглощения интенсивных импульсов и ударных волн, преобразования спектров мощных звуковых полей и т. д. Эти результаты мы рассчитываем опубликовать позднее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ingard U., Labate S.* Acoustic circulation effects and nonlinear impedance of orifices // J. Acoust. Soc. Amer. 1950. V. 22. № 2. P. 211–218.
2. *Ingard U.* On the theory and design of acoustic resonators // J. Acoust. Soc. Amer. 1953. V. 25. P. 1037–1061.
3. *Bies D., Wilson O.* Acoustic impedance of a Helmholtz resonator at very high amplitude // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. V. 29. № 6. P. 711–714.
4. *Thurston G. B., Hargrove L. E., Cook B. D.* Nonlinear properties of circular orifices // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. V. 29. № 9. P. 992–1001.
5. *Велижанина К. А., Лебедева И. В.* Исследование резонансных звукопоглотителей при высоких уровнях звука // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 130–132.
6. *Cummings A., Eversman W.* High-amplitude acustic transmission through duct terminations: theory // J. Sound Vib. 1983. V. 91. P. 503–518.
7. *Руденко О. В., Солуян С. Н.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
8. *Гусев В. Э., Руденко О. В.* Нестационарные квазиодномерные акустические течения в неограниченных объемах с учетом гидродинамической нелинейности // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 6. С. 875–881.
9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
10. *Ingard U.* Nonlinear distorsion of sound transmitted through an orifice // J. Acoust. Soc. Amer. 1970. V. 48. № 1. P. 32–33.
11. *Cummings A.* Transient and multiple frequency sound transmission through perforated plates at high amplitude // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. № 4. P. 942–952.
12. *Ржевкин С. Н.* Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960.
13. *Велижанина К. А., Оборотов В. А.* Новый низкочастотный и инфразвуковой резонансный поглотитель // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 5–10.
14. *Велижанина К. А.* К вопросу о расчете звукопоглотителей из пористого материала с перфорированной панелью // Акуст. журн. 1968. Т. 14. № 1. С. 50–56.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова,
физический факультет

Поступила в редакцию
13.07.89

O. V. Rudenko, K. L. Khirnykh

A HELMHOLTZ RESONATOR MODEL FOR AN INTENSIVE SOUND DISSIPATION

A model of a Helmholtz resonator is suggested. Simplified nonlinear equations of viscous incompressible liquid hydrodynamics are used for a description of nonlinear nonstationary processes in a throat of the resonator. The equation of forced nonlinear vibrations of the resonator is derived. Frequency-dependent absorption coefficient is calculated taking into account the Stokes friction, boundary layer and nonlinear effects. The theoretical and experimental data are compared.