ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОГЛОТИТЕЛЯ НА АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

В. М. Сильверстов

(Москва)

Установка перфорированных звукопоглотителей на стенках форсажных камер ГТД приводит к повышению декремента собственных колебаний объема газа в камере и тем самым препятствует возникновению интенсивных звуковых колебаний, разрушающих камеру сгорания. Эффективность поглотителя следует оценивать по величине декремента собственных колебаний. Однако методика расчета декрементов отсутствует, и оценку эффективности поглотителя в настоящее время проводят косвенно — по величине коэффициента поглощения (отношение поглощенной энергии к энергии волны, нормально падающей на поверхность поглотителя). Такая оценка недостаточна, так как не учитывает сильное влияние длины и положение поглотителя на устойчивость процесса горения, и не всегда справедлива. В связи с этим в настоящей работе приводятся результаты исследования низших (наиболее опасных) форм тангенциально-продольных колебаний и излагается методика расчета декремента, частоты и звукового поля этих колебаний.

Исследования проведены в предположении, что камера сгорания представляет собой цилиндрическую полость, состоящую из двух участков (рис. 1), заполненных газом постоянной температуры (T_1 на участке *1* и T_2 на участке *2*, $T_2 > T_1$). Поскольку скорость среднего движения газа в камере сгорания значительно меньше скорости звука ($M < 0{,}2$), влиянием этого движения на распространение звука можно пренебречь. Акустический поглотитель можно разместить в любой части камеры, поэтому в общем случае каждый из участков разбит на три секции (*1*, *3* — без поглотителя, *2* — с поглотителем). На участке *1* поглотитель расположен между сечениями I_1—I_1 и I_2—I_2, а на участке *2* — между сечениями II_1—II_1 и II_2—II_2. Координата $\bar{x}$ на рис. 1 — это осевая координата, отнесенная к общей длине (L) камеры. Считалось, что поверхность, разделяющая холодный и горячий газ, при колебаниях перемещается вместе с холодной средой, вследствие чего колебательные давления и осевая скорость при переходе через неподвижное сечение I—I не изменяются. Поверхности, ограничивающие объем полости в отсутствие поглотителей, принимались акустически абсолютно жесткими, а импеданс поглотителей — однородным, зависящим от частоты колебаний (Re*s*).

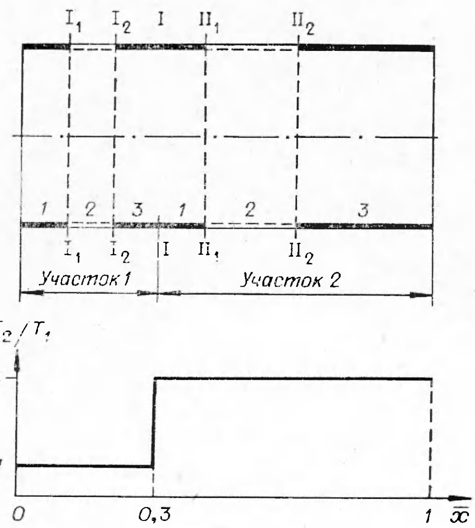

Рис. 1.

Поскольку среда на каждом из участков однородна, уравнения распространения звука совпадают с обычными волновыми уравнениями, которые после введения потенциала колебательной скорости и предположения о гармоничности колебаний сводятся к уравнениям Гельмгольца относительно комплексной амплитуды потенциала $\dot{\Psi}$

$$\Delta\dot{\Psi}_{jl}+(s/a_j)^2\dot{\Psi}_{jl}=0, \tag{1}$$

где j — индекс участка, $j=1, 2$; l — индекс секции, $l=1, 2, 3$; s — комплексная частота колебаний; a — скорость звука.

Граничные условия в цилиндрических координатах x, r, φ:

$$\partial\dot{\Psi}_{11}/\partial x - is\beta_{\text{вх}}/a_1\cdot\dot{\Psi}_{11}=0 \text{ при } x=0,\ 0\leqslant r\leqslant R,$$

$$\frac{\partial\dot{\Psi}_{jl}}{\partial r}=0 \quad \text{при} \quad r=R \quad \begin{cases} 0\leqslant x\leqslant L_{11}, & j=1,\ l=1,\\ L_{11}+L_{12}\leqslant x\leqslant L_1, & j=1,\ l=3,\\ L_1<x<L_1+L_{21}, & j=2,\ l=1,\\ L-L_{23}\leqslant x<L, & j=2,\ l=3, \end{cases} \tag{2}$$

$$\frac{\partial\dot{\Psi}_{j2}}{\partial r}-\frac{is\beta_э}{a_j}\dot{\Psi}_{j2}=0 \quad \text{при} \quad r=R \quad \begin{cases} L_{11}\leqslant x\leqslant L_{11}+L_{12}, & j=1,\\ L_1+L_{21}\leqslant x\leqslant L-L_{23}, & j=2, \end{cases}$$

$$\partial\dot{\Psi}_{23}/\partial x - is\beta_{\text{вых}}/a_2\cdot\dot{\Psi}_{23}=0 \quad \text{при } x=L,\ 0\leqslant r\leqslant R,$$

где L_{jl} — длина l-й секции j-го участка; L_1 и R — длина холодного участка и радиус полости; $\beta_{\text{вх}}$, $\beta_{\text{вых}}$ — акустические проводимости на входе и на выходе из полости; $\beta_э$ — проводимость поглотителя. Из равенства давлений и осевых скоростей в сечении, смежном для секций (j, l) и $(j, l+1)$, следует

$$\rho_{jl}\dot{\Psi}_{jl}=\rho_{jl+1}\dot{\Psi}_{jl+1};\ \partial\dot{\Psi}_{jl}/\partial x=\partial\dot{\Psi}_{jl+1}/\partial x. \tag{3}$$

Задача состоит в нахождении значений s, при которых уравнения $L_{jl}(\dot{\Psi}_{jl})=s^2\dot{\Psi}_{jl}$ ($j=1, 2$; $l=1, 2, 3$) имеют ненулевые решения из области определения оператора $L_{jl}=\Delta$, удовлетворяющие граничным условиям (2) и условиям стыковки (3); Δ — оператор Лапласа. Задача решается численно с использованием ЭВМ М-220, при этом считается, что условия (3) выполнимы при конечном числе (t) значений радиуса (по аналогии с [1, т. I]).

Решения в каждой секции ищем в виде рядов, ограничиваясь конечным числом (равным t) слагаемых и предполагая, что зависимость решений от угла для всех секций одинакова

$$\dot{\Psi}_{j1}=\cos(m\varphi)\sum_{n=0}^{t-1}\left\{I_m(\pi\alpha_{mn}r/R)\left[A_{1mn}^{(j)}e^{ik_{mn}^{(j)}x}+A_{2mn}^{(j)}e^{-ik_{mn}^{(j)}}\right]\right\}$$

при $0\leqslant x\leqslant L_{11}$ $(j=1)$, $L_1\leqslant x\leqslant L_1+L_{21}$ $(j=2)$;

$$\dot{\Psi}_{j2}=\cos(m\varphi)\sum_{n=0}^{t-1}\left\{I_m(\pi\alpha_{mnэ}r/R)\left[B_{1mn}^{(j)}e^{ik_{mnэ}^{(j)}x}+B_{2mn}^{(j)}e^{-ik_{mnэ}^{(j)}x}\right]\right\} \tag{4}$$

при $L_{11}\leqslant x\leqslant L_{11}+L_{12}$ $(j=1)$, $L_1+L_{21}\leqslant x\leqslant L-L_{22}$ $(j=2)$;

$$\dot{\Psi}_{j3}=\cos(m\varphi)\sum_{n=0}^{t-1}\left\{I_m(\pi\alpha_{mn}r/R)\left[C_{1mn}^{(j)}e^{ik_{mn}^{(j)}x}+C_{2mn}^{(j)}e^{-ik_{mn}^{(j)}x}\right]\right\}$$

при $L_1+L_{12}\leqslant x\leqslant L_1$ $(j=1)$, $L-L_{31}\leqslant x\leqslant L$ $(j=2)$.

Здесь индекс э означает, что величина относится к секции с поглотителем; m и n — целые числа; I_m — функции Бесселя; $k_{mn}^{(j)}$ и $k_{mnэ}^{(j)}$ — волновые числа, α_{1mn} и α_{2mn}, как следует из граничных условий на цилиндрической стенке полости (в силу линейной независимости выражений в квадратных скобках), суть корни следующих уравнений:

$$\partial I_m/\partial\alpha_{1mn}\cdot(\pi\alpha_{mn})=0,\ n=1,\ 2,\ \ldots,$$
$$\partial I_m/\partial(\pi\alpha_{2mn})(\pi\alpha_{mn\text{э}})-is/a_j\cdot\beta_\text{э}I_m(\pi\alpha_{mn\text{э}})=0,\ \ n=1,\ 2\ldots$$

Из граничного условия во входном сечении полости и линейной независимости функций Бесселя следует, что $A^{(1)}_{1mn}$ и $A^{(1)}_{2mn}$ связаны соотношением

$$A^{(1)}_{1mn}=\frac{k^{(1)}_{mn}+\frac{s}{a_1}\beta_\text{вх}}{k^{(1)}_{mn}-\frac{s}{a_1}\beta_\text{вх}}A^{(1)}_{2mn}. \tag{5}$$

Будем считать, что условия стыковки выполнимы при значениях радиуса $r_k=(t-k)/(t-1)\cdot R(k=1,\ 2,\ \ldots,\ t)$. В этом случае равенства (3) в сечении I_1—I_1 (см. рис. 1) имеют вид

$$\sum_{n=0}^{t-2}I_m\left(\pi\alpha_{mn\text{э}}\frac{t-k}{t-1}\right)B^{(1)}_{1n}=\sum_{n=0}^{t-2}I_m\left(\pi\alpha_{mn}\frac{t-k}{t-1}\right)A^{(1)}_{1n},$$
$$\sum_{n=0}^{t-2}I_m\left(\pi\alpha_{mn\text{э}}\frac{t-k}{t-1}\right)B^{(1)}_{2n}=\sum_{n=0}^{t-2}I_m\left(\pi\alpha_{mn}\frac{t-k}{t-1}\right)A^{(1)}_{2n}, \tag{6}$$
$$k=1,\ 2,\ \ldots,\ (t-1),$$

где

$$A^{(1)}_{1n}=A^{(1)}_{1mn}e^{ik^{(1)}_{mn}L_{11}}+A^{(1)}_{2mn}e^{-ik^{(1)}_{mn}L_{11}};$$
$$A^{(1)}_{2n}=\left[A^{(1)}_{1mn}e^{ik^{(1)}_{mn}L_{11}}-A^{(1)}_{2mn}e^{-ik^{(1)}_{mn}L_{11}}\right]k^{(1)}_{mn}L_{11};$$
$$B^{(1)}_{1n}=B^{(1)}_{1mn}e^{ik^{(1)}_{mn\text{э}}L_{11}}+B^{(1)}_{2mn}e^{-ik^{(1)}_{mn}L_{11}};$$
$$B^{(1)}_{2n}=\left[B^{(1)}_{1mn}e^{ik^{(1)}_{mn\text{э}}L_{11}}-B^{(1)}_{2mn}e^{-ik^{(1)}_{mn\text{э}}L_{11}}\right]k_{mn\text{э}}L_{11}.$$

Отметим, что при $i=t$ уравнения (6) обращаются в тождества, так как $I_m(0)\equiv0$. В силу (5) столбцы коэффициентов

$$A^{(1)}_1=\begin{Vmatrix}A^{(1)}_{11}\\ \vdots\\ A^{(1)}_{1t-1}\end{Vmatrix},\quad A^{(1)}_2=\begin{Vmatrix}A^{(1)}_{21}\\ A^{(1)}_{22}\\ \vdots\\ A_{2t-1}\end{Vmatrix}$$

связаны матричным уравнением $A^{(1)}_2=\Lambda A^{(1)}_1$, где

$$\Lambda=\begin{Vmatrix}\Lambda_1 & 0 & \ldots & 0\\ 0 & \Lambda_2 & \ldots & 0\\ 0 & & \ldots & \Lambda_{t-1}\end{Vmatrix};$$

$$\Lambda_k=\frac{k^{(1)}_{mn}L_{11}\left[\left(k^{(1)}_{mn}L_{11}+\frac{s\beta_\text{вх}}{a_1}\right)e^{ik^{(1)}_{mn}L_{11}}-\left(k^{(1)}_{mn}L_{11}-\frac{s\beta_\text{вх}}{a_1}\right)e^{-ik^{(1)}_{mn}L_{11}}\right]}{\left(k^{(1)}_{mn}L_{11}+\frac{s\beta_\text{вх}}{a_1}\right)e^{ik^{(1)}_{mn}L_{11}}+\left(k^{(1)}_{mn}L_{11}-\frac{s\beta_\text{вх}}{a_1}\right)e^{-ik^{(1)}_{mn}L_{11}}}.$$

В матричной форме уравнения (6) запишутся

$$B_1^{(1)} = \Lambda_1^{(1)} A_1^{(1)},\quad B_2^{(1)} = \Lambda_1^{(1)} \Lambda A_1^{(1)} = \Lambda_2^{(1)} A_1^{(1)},$$

где $B_1^{(1)}, B_2^{(1)}$ — столбцы коэффициентов $B_{1n}^{(1)}$ и $B_{2n}^{(1)}$, $\Lambda_1^{(1)}$ и $\Lambda_2^{(1)}$ — квадратные матрицы.

Коэффициенты $(B_{1n}^{(1)})_2$ и $(B_{2n}^{(1)})_2$ в сечении I_2—I_2 являются линейной комбинацией коэффициентов B_{1n}^{1} и $B_{2n}^{(1)}$ и, следовательно, коэффициентов $A_1^{(1)}$

$$(B_1^{(1)})_2 = (\Lambda_1^{(1)})_2 A_1^{(1)},\quad (B_2^{(1)})_2 = (\Lambda_2^{(1)})_2 A_1^{(1)}, \tag{7}$$

где $(B_1^{(1)})_2$ и $(B_2^{(1)})_2$ — столбцы коэффициентов $(B_{1n}^{(1)})_2$ и $(B_{2n}^{(1)})_2$; $(\Lambda_1^{(1)})_2$ и $(\Lambda_2^{(1)})_2$ — квадратные матрицы, связанные с матрицами $\Lambda_1^{(1)}$ и $\Lambda_2^{(1)}$ следующими уравнениями:

$$\begin{aligned}(\Lambda_1^{(1)})_2 &= \frac{1}{2}\left(\Lambda_1^{(1)} + \Lambda_2^{(1)} K_{(1)э}^{-1}\right) E_{(1)} + \frac{1}{2}\left(\Lambda_1^{(1)} - \Lambda_2^{(1)} K_{(1)э}^{-1}\right) E_{(1)}^{-1},\\ (\Lambda_2^{(1)})_2 &= \left[\frac{1}{2}\left(\Lambda_1^{(1)} + \Lambda_2^{(1)} K_{(1)э}^{-1}\right) E_{(1)} - \frac{1}{2}\left(\Lambda_1^{(1)} + \Lambda_2^{(1)} K_{(1)э}^{-1}\right) E_{(1)}^{-1}\right] K_{(1)э}.\end{aligned} \tag{8}$$

Здесь $K_{(1)э}$, $K_{(1)э}^{-1}$, $E_{(1)k}^{-1}$ — квадратные диагональные матрицы.

$$K_{1э} = \begin{Vmatrix} k_{m1э}^{(1)} L_{12}, & 0 & \ldots, & 0 \\ 0 & k_{m2э}^{(1)} L_{12} & \ldots, & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0, & 0 & \ldots & L_{12} k_{m(t-1)э}^{(1)} \end{Vmatrix},$$

$$E_{(1)} = \begin{Vmatrix} e^{ik_{m1э}^{(1)} L_{12}}, & 0, & \ldots, & 0 \\ 0 & e^{ik_{m2э} L_{12}} & \ldots, & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0, & 0, & \ldots & e^{ik_{m(t-1)}^{(1)} L_{22}} \end{Vmatrix},$$

$K_{(1)э}^{-1}$, $E_{(1)}^{-1}$ — соответствующие обратные матрицы.

Переходя, таким образом, от одного сечения к другому и учитывая условия на поверхности раздела $\left(A_1^{(2)} = \lambda (C_1^{(1)})_2,\ A_2^{(2)} = (C_2^{(1)})_2\right)$ и в выходном сечении полости $\left((C_2^{(2)})_3 - \frac{is}{a_2} \beta_{вых} (C_1^{(2)})_3 = 0\right)$, получим для коэффициентов $A_{1n}^{(1)}$ однородную систему линейных алгебраических уравнений порядка $(t-1)$

$$\Lambda_0 A_1^{(1)} = 0, \ldots, \tag{9}$$

где Λ_0 — квадратная матрица с коэффициентами, зависящими от комплексной частоты s. Поскольку хотя бы один из коэффициентов $A_{1n}^{(1)}$ отличен от нуля (решение нетривиально), определитель матрицы Λ_0 равен нулю

$$\det \| \Lambda_0 \| = 0. \tag{10}$$

Уравнение для частоты (10) имеет бесконечное счетное множество комплексных корней. Для каждого из них при заданных m можно построить распределение амплитуд и фаз колебаний давления и осевой скорости в объеме полости, если задаться амплитудой колебаний давления в какой-либо точке объема (не на оси).

Построенное таким образом решение будем называть формой свободных колебаний газа в полости. Конкретные суждения о погрешности расчета получим, как это часто делают, не из теоретических оценок, а из сравнения между собой результатов расчета, выполненных с различным числом точек стыковки.

Далее введем безразмерные величины: относительная координата $\bar{x}$, относительные длины холодного и горячего участков и их секций (отнесенные к общей длине полости) $\varepsilon_j = L_j/L$, ε_{jl}/L, где L_j и L_{jl} — длины участков и соответствующих секций (см. рис. 1), j — индекс участка ($j=1, 2$), l — индекс секции ($l=1, 2, 3$), безразмерная частота $\bar{s}=s/s_г$, где $s_г = \pi\alpha_{11}/R \cdot a_2$ — частота первой формы тангенциальных колебаний в горячей части полости, $\beta = L/R$, $\lambda = T_2/T_1$.

Рассматривались возникающие часто в реактивных двигателях и наиболее опасные формы тангенциально-продольных колебаний, соответствующие двум наименьшим корням уравнения (10).

Расчеты проводились при неизменных параметрах $\lambda=4$, $\beta=2$, $\varepsilon_1 = 0{,}3$, $\varepsilon_2=0{,}7$, близких к соответствующим значениям в камерах сгорания реактивных двигателей. При расчетах амплитуда давлений относилась к наибольшей амплитуде давления ($\dot{P}_{0-0}$) во входном сечении полости у цилиндрической стенки, а амплитуда осевой скорости — к величине ($\dot{P}_{0-0}/\rho_1 a_1$), где ρ_1 и a_1 — плотность газа и скорость звука во входном сечении.

Акустические проводимости при входе и при выходе из камеры полагались равными нулю ($\beta_{вх}=\beta_{вых}=0$). В реальных форсажных камерах ГТД $\beta_{вх}$ близко к нулю, поскольку газ поступает в камеру под большим (близким к критическому) перепадом давления, при этом средняя скорость в полости камеры остается незначительной. Вынос акустической энергии через сопло для тангенциально-продольных колебаний также ничтожно мал (т. е. $\beta_{вых} \approx 0$). Последнее доказано экспериментально и теоретически в работах [2, 3].

При расчетах необходимо учитывать существенную зависимость акустической проводимости поглотителя от частоты колебаний [4, 5]. В настоящей работе для этого применена известная методика расчета, изложенная в [4]. Уровень звука у поверхности поглотителя полагался равным 180 дБ, что соответствует развитым колебаниям в натурных и модельных камерах сгорания. Давление и температура воздуха в полости поглотителя полагались равными 120 кПа и 293 К, соответственно.

Параметры исследуемых поглотителей подбирались так, чтобы коэффициент поглощения как для первой, так и для второй формы колебаний изменялся в достаточно широких пределах (от $\sim 0{,}15$ до 0,6), при этом модуль комплексной акустической проводимости поглотителей оказывался меньше 0,5 (что соответствует реальным акустическим поглотителям, устанавливаемым в форсажных камерах ГТД): поглотитель I — $d=2$, $\sigma=0{,}03$, $\mathrm{Re}\,\beta_э=0{,}241 \div 0{,}275$; $\mathrm{Im}\,\beta_э=0{,}062 \div 0{,}092$; поглотитель II — $d=4$ мм, $\sigma=0{,}03$, $\mathrm{Re}\beta_э=0{,}155 \div 0{,}195$, $\mathrm{Im}\beta_э=-0{,}11 \div 0{,}123$; поглотитель III — $d=6$ мм, $\sigma=0{,}03$, $\mathrm{Re}\beta_э=0{,}098 \div 0{,}27$, $\mathrm{Im}\beta_э=-0{,}1 \div 0{,}133$; поглотитель IV — $d=8$, $\sigma=0{,}05$, $\mathrm{Re}\beta_э=0{,}123 \div 0{,}476$, $\mathrm{Im}\beta_э=-128 \div 0{,}21$; поглотитель V — $d=4$, $\sigma=0{,}01$, $\mathrm{Re}\beta_э=0{,}056 \div 0{,}089$, $\mathrm{Im}\beta_э=-0{,}034 \div -0{,}04$. (Здесь d — диаметр отверстий в поглотителе, σ — проницаемость (отношение площади поверхностей к площади единичного резонатора, приходящейся на одно отверстие), $\mathrm{Re}\beta_э$ и $\mathrm{Im}\beta_э$ — действительная и мнимая части акустических проводимостей. Толщина стенки поглотителя ($t_э$) и зазор ($h_э$) между поверхностью поглотителя и наружной стенкой полости считались неизменными ($t_э=1$ мм, $h_э=10$ мм при радиусе полости $R=140$ мм).

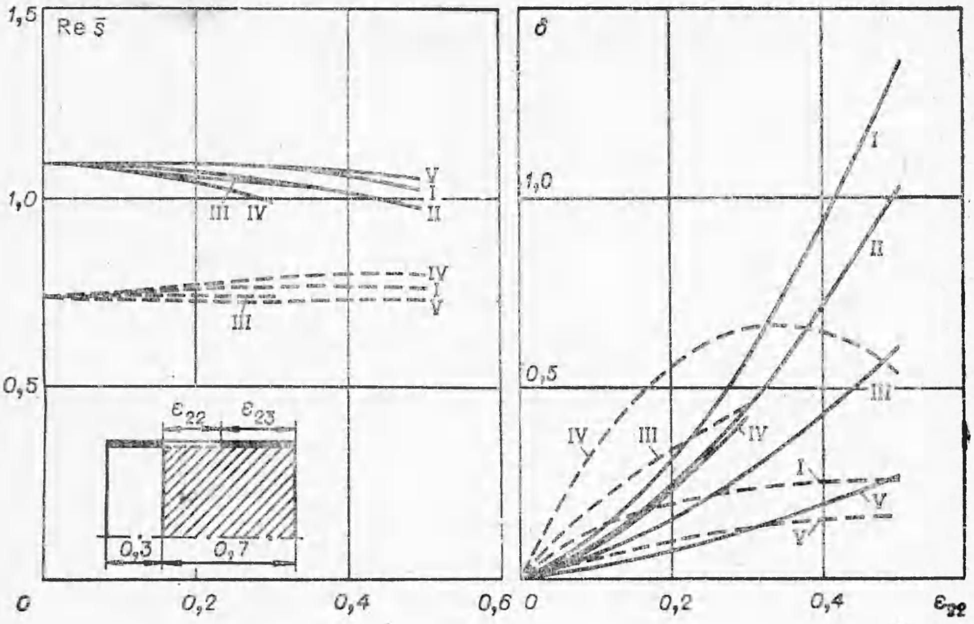

Рис. 2.

Результаты расчета частоты ($\mathrm{Re}\,\bar{s}$) и логарифмического декремента (δ) обеих форм колебаний в полости с различными акустическими поглотителями, установленными в горячей части камеры, приведены на рис. 2. Штриховые линии относятся к первой форме колебаний, а сплошные — ко второй. Номера поглотителей помечены римскими цифрами. С увеличением относительной длины ε_{22} декремент, как правило, монотонно нарастает. Однако возможны случаи, когда с увеличением длины поглотителя декремент колебаний сначала нарастает, а затем уменьшается (штриховая кривая IV). Это объясняется изменением продольного распределения амплитуд колебаний давления у цилиндрической стенки, вызванным увеличением длины акустического поглотителя (рис. 3, *а*, первая форма колебаний, поглотитель IV, *1* — $\varepsilon_{22}=0$, *2* — $\varepsilon_{22}=0{,}1$; *3* — $\varepsilon_{22}=0{,}5$ и рис. 3*б*, вторая форма колебаний, поглотитель I, *1* — $\varepsilon_{22}=0$, *2* — $\varepsilon_{22}=0{,}1$; *3* — $\varepsilon_{22}=0{,}3$, *4* — $\varepsilon_{22}=0{,}5$). В результате этого изменения поглотитель оказывается в зоне меньших амплитуд колебаний давления и его эффективность падает.

С этим же обстоятельством связано различие в поведении штриховых кривых *III* и *I* на рис. 2 для поглотителей с примерно одинаковым

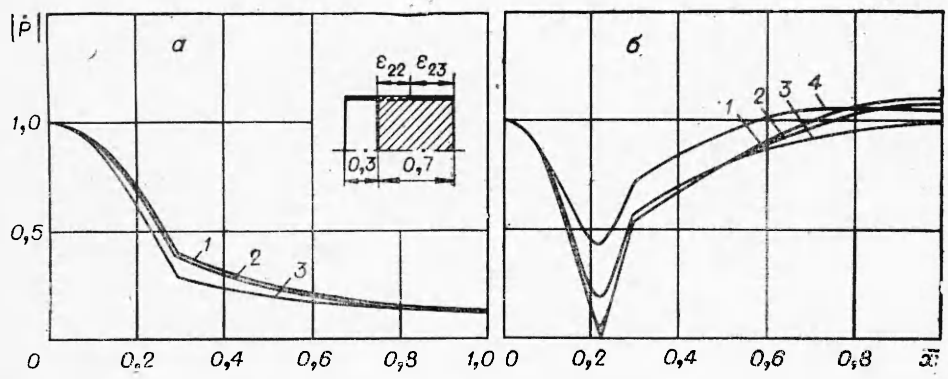

Рис. 3.

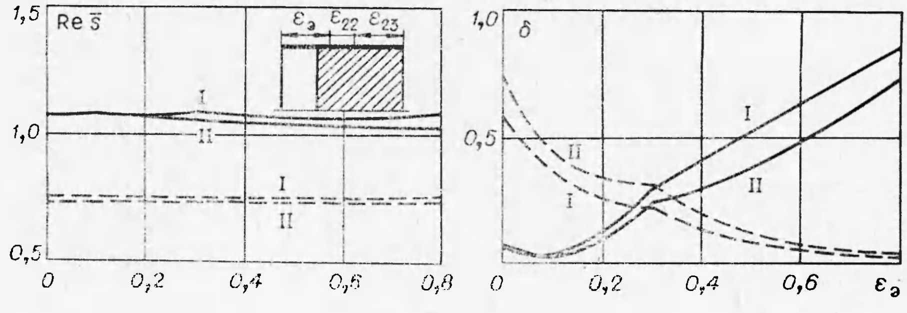

Рис. 4.

коэффициентом поглощения. Наибольшие изменения распределений амплитуд колебаний давления получаются для первой формы колебаний у поглотителя *IV*, для второй — у поглотителя *II*, которым соответствуют наибольшие значения логарифмических декрементов и коэффициентов поглощения. Постановка поглотителей с малой акустической проводимостью, а значит, и с малым коэффициентом поглощения, практически не приводит к изменениям распределений амплитуд колебаний давления и осевой скорости. Поскольку в полости с поглотителем появляется поток акустической энергии, направленный к поглотителю, амплитуда давления второй формы колебаний нигде не достигает нулевого значения (см. рис. 3, *б*, кривые *2—4*), в то время как в полости без поглотителя всегда существует узел давления (кривая *1*, рис. *3*, *б*).

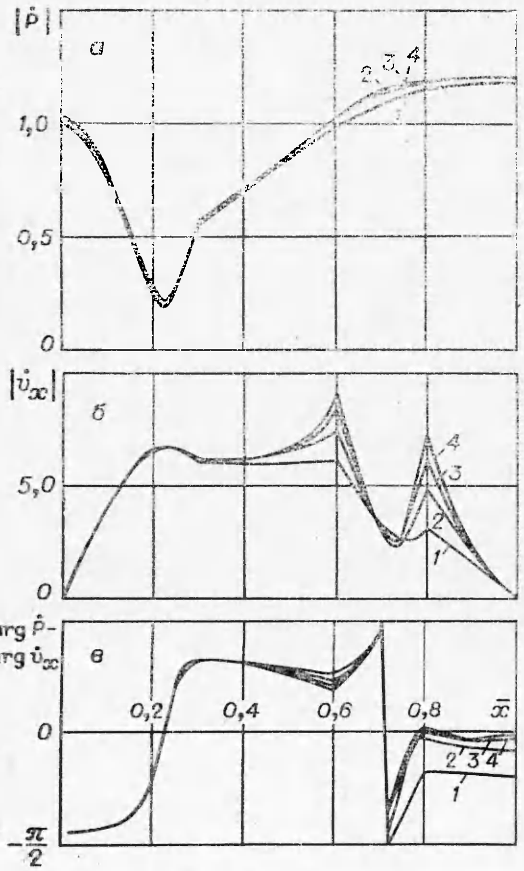

Рис. 5.

Влияние положения поглотителя на частоту (Re$\bar{s}$) и декремент (δ) первой (шриховые линии) и второй (сплошные линии) форм колебаний проиллюстрировано на рис. 4 для полостей с поглотителями *I* и *II* неизменной длины $\varepsilon_{22}=0{,}2$. По осям абсцисс отложено расстояние от входного сечения полости до начала поглотителя, отнесенное к общей длине полости ($\varepsilon_э = l_э/L$).

Частота как первой, так и второй формы колебаний при перемещении поглотителя изменяется незначительно. Относительное изменение частоты не превышает 4%. Логарифмический декремент обеих форм колебаний существенно нарастает по мере перемещения поглотителя в область больших значений амплитуд колебаний давления.

Суждения о точности предлагаемого метода расчета акустических полей свободных колебаний в полости с поглотителем можно сделать на основе сравнения результатов расчета, выполняемого с различным числом точек стыковки (t). Объем машинной памяти ЭВМ М-220 таков, что число точек стыковки не может превышать пяти. Кроме того, системы уравнений типа (4), которые приходится решать, становятся плохо обусловленными [6] и тем хуже, чем больше число точек стыковки. Это требует большой точности вычислений при расчетах распределений (но не частот). При $t=4$ и 5 вычислительные погрешности при расчете распределений еще незначительны.

Проведены расчеты обеих форм колебаний для полостей с различными поглотителями. Наибольшее влияние числа точек стыковки обнаружилось при расчетах второй формы колебаний в полости с поглотителем *I*, обеспечивающим наибольший логарифмический декремент. Результаты расчетов распределений амплитуд давлений $|\dot{P}|$ и осевых скоростей $|\dot{v}_x|$, а также разности фаз $\Phi=\arg\dot{P}-\arg\dot{v}_x$ у цилиндрической стенки полости для $t=2$, 3, 4, 5 приведены на рис. 5. Относительная длина и местоположение поглотителя принимались следующими: $\varepsilon_{22}=0{,}2$; $\varepsilon_э=0{,}6$. Распределения амплитуд давления изменяются незначительно. Распределения амплитуд осевой скорости и разности фаз при $t=2$ и 3 несколько отличаются друг от друга (рис. 5, *б*, *в*, кривые *1* и *2*) в особенности на участке полости с поглотителем. При $t\geqslant3$ это отличие незначительно (рис. 5, *б*, *в*, кривые *3*, *4*).

Автор признателен В. Е. Дорошенко и В. П. Эпштейну за обсуждение результатов и помощь при постановке задачи.

Поступила в редакцию
26/X 1976,
после доработки — 13/XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. М. Морз, Г. Фешбах. Методы теоретической физики. Т. I и II. М., ИЛ, 1960.
2. А. Н. Руденко, И. С. Шлыкова, В. Л. Эпштейн. Акустический журнал, 1974, **XX**, 4.
3. А. Н. Руденко. Акустический журнал, 1974, **XX**, 6.
4. A. W. Blackman. ARS J., 1960, **30**, 11.
5. U. Ingard, H. Ising. JASA, 1967, **42**, 1.
6. Дж. Форсайт, К. Молер. Численное решение систем линейных алгебраических уравнений. М., «Мир», 1969.

НЕРАВНОВЕСНАЯ РЕАКЦИЯ МЕЖДУ N_2O И CO В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

И. С. Заслонко, Е. В. Мозжухин, Ю. К. Мукосеев, В. Н. Смирнов

(Москва)

Неравновесные особенности реакций распада подробно изучены на примере HN_3, NO и других молекул [1—3]. Значительно большей сложностью отличаются процессы, протекающие в двухкомпонентных системах. Изучение неравновесных энергетических распределений в таких реакциях представляет сложную задачу. Для такого исследования наиболее удобна реакция N_2O с CO. Кинетика ее в равновесных условиях