УДК 534.832.533.6

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ РЕАКТИВНЫХ ГЛУШИТЕЛЕЙ ШУМА В ВОЗДУХОВОДАХ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

© 1995 г. Д. В. Баженов, Л. А. Баженова, А. В. Римский-Корсаков

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН 117036 Москва, ул. Шверника, 4 Поступила в редакцию 20.01.94 г.

Проведены теоретические и экспериментальные исследования работы реактивных глушителей шума в воздуховоде конечной длины, один конец которого подсоединен к центробежному вентилятору, а другой выходит в свободное пространство. На основе экспериментально подтвержденного факта, что вентилятор, как источник звука, является генератором заданного звукового давления, предложена расчетная модель для определения эффективности работы глушителя. Показано, что эффективность глушения существенно зависит от длины воздуховода и местоположения глушителя в нем. Обращено внимание на наличие частотных диапазонов, лежащих ниже области частот эффективного глушения, где уровень излучаемого шума несколько увеличивается. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментом и показывают их хорошее совпадение.

Практический расчет и анализ эффективности реактивного глушителя малых волновых размеров можно провести, если известны свойства источника (вентилятора), к которому присоединен глушитель. В большом числе случаев оценочные расчеты можно провести в рамках линейной теории распространения звука и без учета постоянного течения газа через глушитель. Глушитель при этом представляет собой комбинацию узких труб, расширительных камер или акустических резонаторов, а вентилятор является генератором звукового давления, обладающим определенным внутренним сопротивлением (рис. 1). В аналогичной электрической схеме это генератор заданной ЭДС с некоторым внутренним электрическим сопротивлением. Глушитель представляет собой тогда четырехполюсник, нагруженный "потребителем" - двухполюсником сопротивления излучению (на конце трубопровода глушителя) в окружающую среду.

Большинство используемых в инженерных расчетах формул основывается на представлении вентилятора как источника "заданной мощности", т.е. как если бы в расчетном диапазоне частот внутреннее сопротивление вентилятора всегда было бы равно входному сопротивлению глушителя. Неправомерность этого предположения рассмотрена в [1] и подтверждена нами впоследствии в следующих экспериментах.

1. Труба постоянного сечения (S) длиной (L) подсоединялась на стороне нагнетания к работающему вентилятору. На конце трубы измерялось акустическое давление шума. В амплитудном спектре этого шума выявляются резонансные максимумы, соответствующие условию равенства дли-

ны трубы целому числу полуволн для составляющей спектра шума ($L = n\lambda/2$, n = 1, 2, 3, ...). На частотах, при которых в трубе укладывается нечетное число четвертей волны ($L = [2n + 1]\lambda/4$), наоборот, проявляются минимумы. Элементарный расчет возбуждения трубы давлением заданной амплитуды показывает, что при этом условию $L = n\lambda/2$ соответствует давление на выходе в ($\lambda/2\pi a$) раз большее, чем при $L = [2n + 1]\lambda/4$. Если бы мы имели дело с источником заданной в начале трубы амплитуды акустической скорости, то расположение максимумов и минимумов было бы обратным. Наконец, при согласованной нагрузке в трубе вообще не должны сказываться ее резонансные свойства.

- 2. При том же способе возбуждения к вентилятору подсоединялась труба с телескопической насадкой и измерялась в узкой полосе частот амплитуда давления на выходе трубы вблизи резонансных максимумов. Эти максимумы опять-таки появились тогда, когда труба была "настроена" с помощью насадки на целое число полуволн, и подавлялись при увеличении или уменьшении длины трубы на ±λ/4 с помощью насадки.
- 3. Две разные по диаметру и длине трубы присоединялись одна на сторону нагнетания, другая на сторону всасывания вентилятора. Проводилось также измерение выходного давления. Трубы вели себя аналогично случаю (1) и (2) независимо друг от друга, как если бы питающий их источник обладал бы очень малым ("нулевым") внутренним сопротивлением, создавая давление независимо от величины нагрузки.

Во всех случаях частотный спектр давлений шума на выходе вентилятора (на "языке" корпуса)

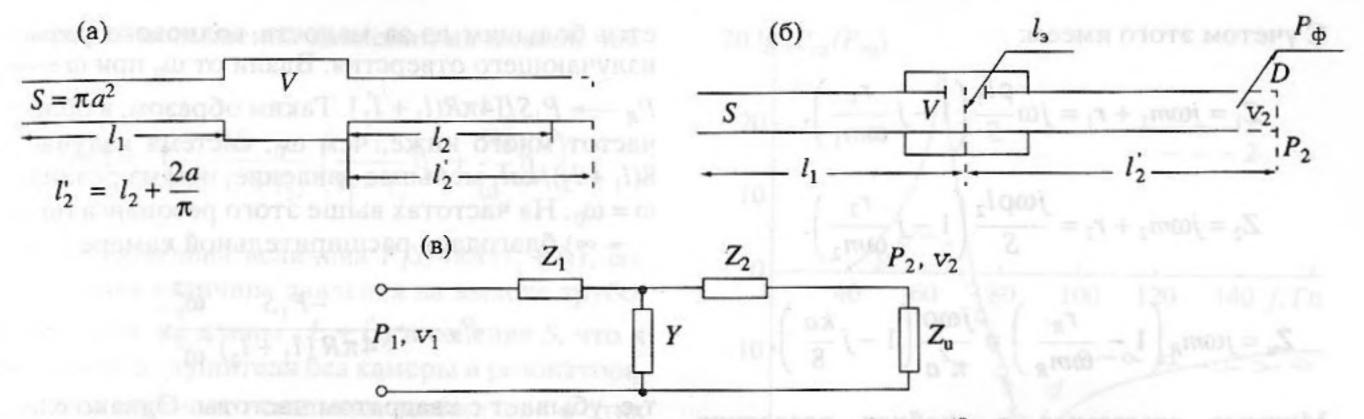


Рис. 1. Схема глушителей и их электрический аналог.

контролировался дополнительным измерителем, показавшим, что амплитудно-частотная характеристика этого шума остается неизменной при регулировке длины трубы насадкой (2) или перемене мест подключения труб (3) в пределах частотного диапазона от 20 до 1500 Гц, представляющего интерес для использования реактивного глушителя.

На основании вышеизложенного анализ работы глушителя, составленного из труб и камер с размерами, значительно меньшими длины волны $(L \le 1/6λ)$, можно с успехом провести, используя эквивалентные схемы с сосредоточенными параметрами, как, например, показано на рис. 1, где Z_1 – акустическое сопротивление патрубка (l_1), вход которого примкнут к источнику (вентилятору), создающему давление P_1 ; Z_2 – то же для выходного патрубка (l_2), на открытом конце которого образуется объемная акустическая скорость v_2 ; Y – акустическая податливость расширительной камеры или резонатора, врезанного между участками трубы Z_1 и Z_2 ; Z_n – сопротивление излучения в среду из открытого патрубка l_2 ; P_2 , v_2 – соответственно давление и объемная скорость в излучающем отверстии системы, так что $P_2 = Z_{\mu} v_2$. Для v_2 при заданном P_1 находим

$$v_2 = \frac{P_1}{Z_1 + Z_2 + Z_u + (Z_u + Z_2) Z_1 Y}.$$

Давление в среде на большом расстоянии R от открытого конца глушителя находится как для малого источника объемной скорости v_2 в безграничной среде

$$P_2 = \frac{j\omega\rho\,v_2}{4\pi R}\,,$$

где ρ – плотность, ω – круговая частота.

Если учитываются активные потери в трубах (трение о стенки, затухание при распространении),

то эквивалентные сосредоточенные параметры для участков труб длиной l_1 и l_2 и сечениями S будут

$$Z_1 = j\omega m_1 + r_1; \ Z_2 = j\omega m_2 + r_2; \ m_1 = \frac{\rho l_1}{S}; \ m_2 = \frac{\rho l_2}{S}.$$

Сопротивления потерь играют существенную роль только вблизи резонансов системы, учет их мы проведем несколько ниже. Акустическая проводимость расширительной камеры У определяется ее объемом V и адиабатическим модулем упругости среды

$$Y_{\kappa} = j\omega \frac{V}{\rho_0 c_0^2}.$$

В случае применения резонатора

$$Y_{\rm p} = j\omega \frac{V}{\rho_0 c_0^2 (1 - \omega^2 / \omega_{\rm p}^2)} = \frac{\omega_{\rm p} V}{j\rho_0 c_0^2 \Delta}; \ \Delta = \frac{\omega}{\omega_{\rm p}} - \frac{\omega_{\rm p}}{\omega},$$

где ω_p – резонансная частота резонатора. Тогда его эквивалентная акустическая масса, приведенная к сечению горла S', составит

$$m_{\rm p} = \frac{\rho_0 c_0^2}{V \omega_{\rm p}^2} = \frac{\rho l_{\rm s}}{S'}.$$

Если учитывать потери в резонаторе, то

$$Y_{\rm p} = \frac{\omega_{\rm p} V}{\rho_0 c_0^2 \left[\eta + j\Delta\right]}.$$

Для оценки влияния активных составляющих $(r_{1,2})$ и r_R используем известные приближения для сопротивления излучения малого поршня площади S_0 , колеблющегося одной стороной (по Гутину [2]):

$$jX_R + r_R = \frac{\rho_0 c_0}{S_0} \left(j \frac{2ka}{\pi} + \frac{(ka)^2}{4\pi} \right);$$

$$S_0 = \pi a^2, \quad k = \omega/c_0.$$

С учетом этого имеем:

$$\begin{split} Z_1 &= j\omega m_1 + r_1 = j\omega \frac{\rho l_1}{S} \left(1 - j\frac{r_1}{\omega m_1}\right), \\ Z_2 &= j\omega m_2 + r_2 = \frac{j\omega \rho l_2}{S} \left(1 - j\frac{r_2}{\omega m_2}\right), \\ Z_{_{\rm H}} &= j\omega m_R \left(1 - \frac{r_R}{\omega m_R}\right) = \frac{j\omega \rho}{\pi^2 a} \left(1 - j\frac{ka}{8}\right). \end{split}$$

Мнимые слагаемые в скобках последних выражений малы, так как сопротивления потерь на излучение малы в сравнении с инерционной составляющей ($ka \ll 1$).

Таким образом, коэффициенты потерь $\eta_1 = r_1/\omega m_1$; $\eta_2 = r_2/\omega m_2$ и ka/8 будут заметно влиять на v_2 и P_R лишь вблизи резонансов и антирезонансов системы, когда в идеальном случае выражения для P_R и v_2 стремятся к нулю или безгранично возрастают.

В случае расширительной камеры

$$P_{R} = \frac{P_{1}S}{4\pi R (l_{1} + l_{2}')} \left(1 - \frac{l_{1}l_{2}V\omega^{2}}{(l_{1} + l_{2}') c_{0}^{2}S} \right)^{-1} = \frac{P\rho}{4\pi R (m_{1} + m_{2}')} \left(1 - \frac{m_{1}m_{2}'V\omega^{2}}{(m_{1} + m_{2}') c_{0}^{2}\rho} \right)^{-1}.$$
(1)

Здесь $\omega_0^2 = (l_1 + l_2') c_0^2 S/l_1 l_2 V$ соответствует низкочастотному резонансу акустических масс воздуха в трубах l_1 и l_2 с акустической гибкостью расширительной камеры. При этом, учитывая инерционное сопротивление излучения $(j\omega\rho/\pi^2a)$, мы вводим эквивалентную длину выходной трубы $l_2' = l_2 + a/\pi$. На частоте ω_0 глушитель с расширительной камерой создает отрицательный эффект – давление стремится к бесконечности. Если учитывать затухание, вызванное излучением, то следует заменить m_2' на $m_2'(1-j\eta_R) = m_2'(1-jka/8)$. В узком диапазоне частот вблизи $\omega = \omega_0$ можно приближенно оценить величину $-jm_2'(ka/8) = \Delta m_2'$ как малое мнимое приращение массы m_2 (соответственно получим $\Delta l_2 = -jl_2ka/8$). Тогда

$$\frac{1}{P_{R_{\omega \to \omega_0}}} \cong \frac{1}{P_R(\omega_0)} + \frac{\partial}{\partial l_2'} \left\{ \frac{1}{P_R(l_2')} \right\} \Delta l_2' = -\frac{4\pi R l_1}{P_1 S l_2'} \Delta l_2',$$

$$P_R = \frac{P_1 S}{4\pi j R l_1} \frac{8}{ka}.$$

На нежелательном (но неизбежном) низкочастотном резонансе давление в дальней зоне оказыва-

ется большим из-за малости волнового размера излучающего отверстия. Вдали от ω_0 при $\omega \longrightarrow 0$ $P_R \longrightarrow P_1 S/[4\pi R(l_1 + l_2')]$. Таким образом, в области частот много ниже, чем ω_0 , система излучает в $8(l_1 + l_2)/kal_1$ меньшее давление, чем на резонансе $\omega = \omega_0$. На частотах выше этого резонанса ($\omega \longrightarrow \infty$) благодаря расширительной камере

$$P_R \longrightarrow \frac{-P_1 S}{4\pi R (l_1 + l_2)} \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

т.е. убывает с квадратом частоты. Однако следует помнить, что все эти соотношения пригодны до частот, при которых длины l_1 и l_2 малы по сравнению с длиной волны.

Для глушителя с резонатором, настроенным на частоту ω_p , и без сопротивлений потерь давление P_R имеет вид:

$$P_R = \frac{P_1 S}{4\pi R (l_1 + l_2')} \frac{1 - (\omega^2/\omega_p^2)}{1 - \omega^2/\omega_p^2 (1 + \omega_p^2/\omega_0^2)}, \quad (2)$$

где $\omega_p^2 = \rho c_0^2 / V m_p$, m_p – акустическая масса в горле резонатора, остальные обозначения прежние. Таким образом, идеальный резонатор создает полное "запирание" источника $P_R(\omega_p) = 0$.

Как и в случае расширительной камеры, проявляется резонансное повышение давления при условии

$$\omega = \omega_1$$
, $1/\omega_1^2 = 1/\omega_0^2 + 1/\omega_p^2$,

т.е. ниже, чем на частоте запирания, и ниже, чем для глушителя с расширительной камерой того же объема.

Процедура для получения оценки снижения P_R вблизи частоты запирания резонатором ($\omega = \omega_p$) и повышения его вблизи ω_1 несколько сложнее, так как теперь, благодаря связи резонансных частот ω_p и ω_1 , через массу в горле резонатора $\rho l_3/S'$ одновременно влияют как потери на излучение (η_R), так и потери в горле резонатора (η_3).

С той же степенью приближения, как и в случае расширительной камеры, следует, например, искать P_R на частоте ω_p как

$$P_{R}(\omega)_{\omega \to \omega_{p}} = \frac{dP_{R}(l_{s})}{dl_{s}} \left(-j\eta_{s}l_{s}\right) + \frac{dP(l_{2})}{dl_{2}^{\prime}} \left(-j\eta_{R}l_{2}\right).$$

Не останавливаясь на вычислениях, приводим результаты для эффекта "запирания" вблизи $\omega = \omega_p$

$$P_{R}(\omega_{p}) = \frac{-jPS_{\tau p}\omega_{0}^{2}}{4\pi R (l_{1} + l_{2}') \omega_{p}^{2}} \eta_{s}$$

и эффекта повышения давлений на низкой частоте ω_1

$$P_{R}(\omega_{1}) = \frac{PS}{4\pi R (l_{1} + l_{2}')} \left(\frac{l_{1}}{l_{1} + l_{2}'} \eta_{R} + \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega_{p}^{2}} \eta_{3} \right)^{-1}.$$

Нами выделена величина $P_1S/4\pi R(l_1+l_2')$, составляющая величину давления на выходе трубопровода той же длины (l_1+l_2') и сечения S, что и трубопровод глушителя без камеры и резонатора.

Таким образом, остальные множители в этих двух последних формулах дают оценку эффекта глушителя той же длины по сравнению с гладкой трубой.

Отметим еще то, что коэффициенты η_9 и η_R для приближенных расчетов вблизи резонансных частот считаются независимыми от частот. На самом же деле, например, $\eta_9 = r_9/\omega m_p$ явно зависит от частоты, если только сопротивление потерь не растет так же как ω .

Кроме того, при повышении давления P_R вблизи $\omega = \omega_1$ в горле резонатора заведомо должна появиться большая колебательная скорость воздуха и потери r_3 могут расти с амплитудой возбуждения. Этот эффект не учитывается в линейной теории, однако эксперимент отчетливо показывает, что в объеме резонатора возникает при $\omega = \omega_1$ давление большой амплитуды. Это благоприятный эффект, как бы увеличивающий коэффициент потерь (η_э) и снижающий нежелательный рост $P_R(\omega_1)$. Наоборот, на частоте запирания в идеальном случае акустическое давление во второй части (l_2) трубопровода очень мало (как и в объеме резонатора), скорости в горле малы и η, оказывается малым, что способствует увеличению эффекта запирания.

В эксперименте с глушителем, объем которого составлял V=20 л, диаметр горла резонатора d=3 см, $l_{\rm r}=1.5$ см, что соответствует $f_{\rm p}=\omega/2\pi=90$ Гц, при сечении трубопровода S=70 см² и его полной длине $l_1+l_2'=70$ см, резонатор устанавливался посередине трубопровода ($l_1=l_2'$). Из этих данных находим, что частота $f_1=\omega_1/2\pi=58.3$ Гц. На рис. 2 приведена частотная характеристика звукового давления на выходе этого глушителя, из которой отчетливо видно повышение давления при частоте $f_1=\sim59$ Гц. Эффект глушения ожидается на частоте резонатора $f_{\rm p}=90$ Гц, что также хорошо видно на графике. Из графика также видно, что "отрицательный" эффект составляет =6 дБ, а при запирании давление снижено на =25 дБ.

В заключение подведем некоторые итоги. Исходя из условия, что вентилятор, присоединенный к воздуховоду, является источником заданного акустического шумового давления, предложе-

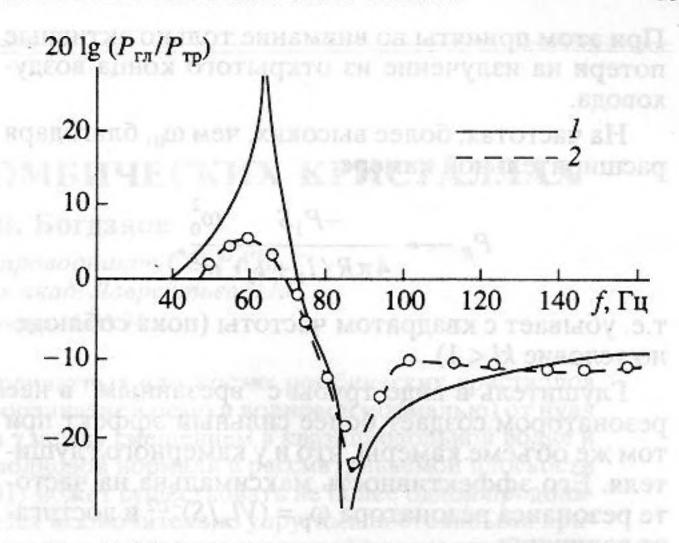


Рис. 2. Эффективность резонансного глушителя: 1 – теория, 2 – эксперимент.

на эквивалентная модель системы вентиляторвоздуховод-глушитель и проведен акустический расчет такой системы. Теоретически и экспериментально исследованы условия проведения работы реактивных глушителей шума (расширительная камера, одиночный резонатор) в воздуховодах, длина которых мала по сравнению с длиной характерной звуковой волны (kl < 1). Показано, что в таких воздуховодах эффективность работы глушителя существенно зависит как от места его расположения, так и от общей длины воздуховода. Как следует из формул (1) и (2), максимальный эффект глушения достигается при расположении глушителя в середине воздуховода ($l_1 = l_2' =$ =L/2), а при $l_1 \longrightarrow 0$ или $l_2 \longrightarrow 0$ эффект глушения также стремится к нулю.

Теоретически и экспериментально обнаружено, что реактивные глушители, работающие в воздуховодах конечной длины, наряду с положительным эффектом уменьшения уровня звука неизбежно создают и некоторый отрицательный эффект, усиливая передачу звука по воздуховоду в более низкочастотной области. Частота ω_0 , при которой происходит максимальное увеличение излучения в случае расширительной камеры, определяется из параметров системы:

$$\omega_0^2 = \frac{(l_1 + l_2') c_0^2 S}{l_1 l_2' V}.$$

Приближенная оценка отрицательного эффекта расширительной камеры на резонансной частоте ω_0 по сравнению с той же трубой, но без камеры, дает

$$\frac{P(\omega_0)_{rn}}{P(\omega_0)_{rn}} \simeq \frac{L}{l_1} \frac{8}{k_0 a}, \quad k_0 = \omega_0/c_0.$$

При этом приняты во внимание только активные потери на излучение из открытого конца воздуховода.

На частотах, более высоких, чем ω_0 , благодаря расширительной камере

$$P_R \longrightarrow \frac{-P_1 S}{4\pi R (l_1 + l_2')} \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

т.е. убывает с квадратом частоты (пока соблюдено условие kl < 1).

Глушитель в виде трубы с "врезанным" в нее резонатором создает более сильный эффект при том же объеме камеры, что и у камерного глушителя. Его эффективность максимальна на частоте резонанса резонатора $\omega_p = (Vl_3/S)^{-1/2}$ и достигает величины

$$\frac{P_R(\omega_p)_{r\pi}}{P_R(\omega_p)_{rp}} = j \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \eta_3.$$

Эксперимент показывает, что эта величина весьма мала и составляет ~0.06. Резонатор в этом режиме очень добротный.

Отрицательный эффект глушителя с резонатором максимален на частоте

$$\omega_1 = \left(\frac{\omega_p^2 \omega_0^2}{\omega_0^2 + \omega_p^2}\right)^{1/2},$$

или иначе

$$1/\omega_1^2 = 1/\omega_p^2 + 1/\omega_0^2$$

Частота ω_1 несколько ниже частоты максимального положительного эффекта ω_p .

На частоте максимального отрицательного эффекта ω_1

$$\frac{P_R(\omega_1)_{r\pi}}{P_R(\omega_1)_{rp}} = j \left[\frac{l_1}{l_2' + l_1} \eta_R + \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \eta_3 \right]^{-1}.$$

Из эксперимента эта величина ≈ 2, что соответствует η₃ = 0.69 и свидетельствует о малой добротности резонатора в данном режиме из-за нелинейных потерь в горле резонатора.

На частотах $ω > ω_p$ (> $ω_1$) излучение из воздуховода

$$P_R = \frac{P_1 S}{4\pi R L} \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right)^{-1}$$

частотно независимо. Однако это справедливо для не слишком больших ω с тем, чтобы сохранялось условие kl < 1.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда Дж. Сороса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баженов Д.В., Баженова Л.А. Влияние акустической нагрузки на шумность вентилятора // Аэроакустика. М.: Наука, 1980. С. 87 - 93.
- 2. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960. 336 с.

Efficiency of Jet Mufflers in Finite-Length Air Ducts D. V. Bazhenov, L. A. Bazhenova, and A. V. Rimskii-Korsakov

This paper sums up theoretical and experimental studies on the operation of jet mufflers in a finite-length air duct connected to a centrifugal fan at one end and opening into free space at the other. Proceeding from the experimentally verified fact that a fan as a sound source is a generator of a predetermined sound pressure, a design model is proposed for determining muffler efficiency. It is shown that muffler efficiency significantly depends on the length of the air duct and the position of the muffler in the duct. Attention is drawn to the existence of frequency ranges lying below the efficient muffling frequency range, where the level of radiated sound

somewhat increases. The calculated results are compared with experimental findings, and close agreement be-

tween them is demonstrated.