

УДК 534.222

ВОЗДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА РЕЗОНАНСНЫЕ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛИ

А. А. Заикин, О. В. Руденко

(кафедра акустики)

Дан анализ нелинейного искажения спектра волны звукового удара при ее распространении через атмосферу. Рассчитаны эпюры давления отраженного и прошедшего импульсов при падении ударного возмущения на акустическую резонансную систему, моделирующую элементы звукопоглощающих и звукоизолирующих конструкций.

Проблема снижения уровня интенсивных шумов и ударных волн, вредно действующих на живые организмы, в последние годы приобретает особую актуальность в связи с возрастанием плотности потоков транспорта и развитием сверхзвуковой авиации. Так, едва ли не единственной причиной, способной помешать реализации проектов создания сверхзвуковых пассажирских самолетов нового поколения, является недопустимо высокий уровень волны звукового удара, создаваемый при пролете над густонаселенными территориями [1, 2].

В настоящее время исследуются возможности уменьшения вредного воздействия этой волны как путем изменения конфигурации летательных аппаратов, прокладки специальных трасс и ограничения режимов маневрирования, так и путем использования шумопоглощающих экранов, шлемов и других индивидуальных средств защиты.

В качестве звукопоглощающих и звукоизолирующих элементов конструкций могут быть использованы акустические резонансные системы. К преимуществам резонансных звукопоглотителей относится низкочастотная характеристика поглощения [3]. Поэтому в работе [4] предлагается использование акустических резонаторов в низкочастотном и инфразвуковом диапазоне. В работе [5] численно решается задача о падении ударной волны на резонатор Гельмгольца (РГ), однако там не рассмотрена волна в виде N -импульса, моделирующая звуковой удар.

В работе [6] с помощью асимптотических методов нелинейной акустики рассчитан профиль волны звукового удара (эпюра давления); при этом детально описана структура ударных фронтов. Как известно, воздействие мощного акустического импульса определяется целым рядом его характеристик: максимальным пиковым давлением, градиентом давления на фронте, а также соответствующими параметрами волны разрежения. Кроме того, поскольку биологические объекты имеют характерные «опасные» частоты, необходимо рассчитать спектр волны звукового удара в низко- и высокочастотной области.

Распространение волны можно описать уравнением

$$\frac{\partial V}{\partial z} = V \frac{\partial V}{\partial \theta} + \Gamma \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \quad (1)$$

Здесь $V = p/p_0$ — акустическое давление, отнесенное к давлению в пике импульса, $\theta = (t - s/c_0)/t_0$ — время в движущейся вместе с импульсом со скоростью звука c_0 системе координат, t_0 — длительность импульса, $z = \epsilon p_0 s / (\rho_0 c_0^3 t_0)$ — расстояние, отнесенное к длине формиро-

вания разрыва. В последней формуле s — расстояние, отсчитываемое в общем случае вдоль криволинейного луча в неоднородной атмосфере, ϵ — нелинейный параметр, ρ_0 — характерное значение плотности среды. Число $\Gamma = bt_0/(2\epsilon\rho_0)$ — обратное акустическое число Рейнольдса, равное отношению длин поглощения и формирования разрыва. Эффективный диссипативный параметр $b = \xi + (4/3)\eta + (c_v^{-1} - c_p^{-1})\chi$ выражается через коэффициенты сдвиговой η , объемной ξ вязкости и теплопроводности χ .

В работе [6] для начального возмущения в виде N -импульса с бесконечно тонким фронтом удалось получить следующее решение:

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_0} &= \frac{1}{2\sqrt{1+2z}} \left(\operatorname{th} \frac{\theta + \theta_1}{8\Gamma\theta_1} + 1 \right), \quad \theta < -\theta_1(z) = -\frac{1}{2}\sqrt{1+2z}, \\ \frac{p}{p_0} &= -\frac{2}{1+2z} + \frac{1}{4\theta_1} \left(\operatorname{th} \frac{\theta + \theta_1}{8\Gamma\theta_1} - 1 \right) + \\ &+ \frac{1}{4\theta_1} \left(\operatorname{th} \frac{\theta - \theta_1}{8\Gamma\theta_1} + 1 \right), \quad -\theta_1 < \theta < \theta_1, \\ \frac{p}{p_0} &= \frac{1}{4\theta_1} \left(\operatorname{th} \frac{\theta - \theta_1}{8\Gamma\theta_1} - 1 \right), \quad \theta > \theta_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Видно, что решение представляет собой N -импульс с конечной шириной фронта и длительностью, которые зависят от расстояния. Ширина связана с обратным числом Рейнольдса: чем больше Γ , тем ударный фронт шире. В частности, за уширение фронта ответствен эффект молекулярной релаксации газовых компонент (O_2 и N_2) в верхних слоях атмосферы, а также наличие водяного пара и капель (облачности). Интересен тот факт, что в окрестности первоначального разрыва (вблизи $\theta = \pm\theta_1(z)$) решение ведет себя как экспонента не с квадратичным, как считалось ранее, а с линейным показателем по θ .

Перейдем к обсуждению характеристик N -волны, существенных при рассмотрении ее воздействия на различные объекты. Это прежде всего $p_0(z)$ и $t_0(z)$ — пиковое возмущение давления и длительность импульса, имеющие в реальных условиях значения порядка 100 Па и 0,1 с соответственно. При распространении волны в атмосфере волна трансформируется следующим образом: пиковое давление при увеличении расстояния будет убывать, длительность N -импульса — возрастать; это хорошо видно из асимптотического решения (2).

Очень важным параметром является градиент давления или крутизна ударного фронта, оцениваемая по формуле

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_{\max} = \frac{p_0}{2\Gamma c_0 t_0}. \quad (3)$$

Кроме того, при изучении воздействия на биологические объекты важна информация о частотном спектре. Так, для человека очень вредны частоты инфразвукового диапазона и резонансные (например, близкие к характерным частотам внутричерепных структур). Спектр, отвечающий решению (2), имеет вид

$$\left| \frac{p(n = \omega t_0)}{p_0} \right| = \frac{1}{\theta_0} \left| 4\pi\Gamma\theta_1 \frac{\cos(n\theta_1)}{\operatorname{sh}(4\pi\Gamma n\theta_1)} - \frac{1}{n^2\theta_1} \sin(n\theta_1) \right|. \quad (4)$$

Спектр (4) имеет характерный вид, изображенный на рис. 1 (кривая 1, $\Gamma=0$). Видно, что максимумы спектра лежат в области низких частот. Однако существенная часть энергии приходится и на высоко-

частотную область, что соответствует наличию крутых фронтов в профиле сигнала.

При конечной диссипации ($\Gamma \neq 0$), а значит, при конечной ширине ударного фронта картина изменяется. Теперь спектр имеет верхнюю граничную частоту; при этом весь спектр смещается в область низких частот, изменяется высота максимумов. Изменение спектра при различных значениях Γ показано на том же рисунке, где кривой 2 соответствует $\Gamma = 0,05$, кривой 3 — $\Gamma = 0,1$, кривой 4 — $\Gamma = 0,2$.

Расчеты по формуле (4) показывают, что при распространении импульса в атмосфере с увеличением пройденного расстояния его спектр «сжимается», смещаясь в сторону низких частот. При этом максимумы спектра сближаются, однако их величина остается неизменной.

Перейдем к численным оценкам. Для воздуха с температурой 0°C , давлением 1 атм положим сдвиговую вязкость $\eta = 1,72 \cdot 10^{-5}$ Па·с, теплопроводность $\chi = 0,23$ Дж·К/кг, теплоемкость $c_p = 1004,8$ и $c_v = 716,15$ Дж·К/кг, $b = 11,5 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $\Gamma = 2,3 \cdot 10^{-7}/t_0$. В этих условиях область основных частот, спектральная амплитуда которых превышает 10% от максимального значения, сосредоточена в промежутке от 2 до 100 Гц для $t_0 = 0,5$ с и в промежутке 20 Гц — 1 кГц для $t_0 = 0,05$ с.

Градиент давления на фронте, оцениваемый по формуле (3), равен $1,2 \cdot 10^6$ Па/м при пиковом давлении $p_0 = 200$ Па и $3,2 \cdot 10^5$ Па/м при $p_0 = 50$ Па. В процессе распространения волны пиковое давление убывает, что ведет к уменьшению градиента. При этом в формуле (3) нужно заменить p_0 на $p_0/\sqrt{1+2z}$. Так, на расстоянии $z = 0,5$ градиент убывает в 2,8 раза по сравнению со своим исходным значением, а на расстоянии $z = 1$ — в 3,5 раза.

Следует заметить, однако, что при учете релаксационных процессов, имеющих место в атмосфере при распространении волны, фронты могут испытывать дополнительное уширение. При этом градиенты давления будут существенно меньше, чем в обычных атмосферных условиях.

Полученные результаты анализа спектра ударной звуковой волны (N-импульса) показывают, что значительная часть энергии импульса

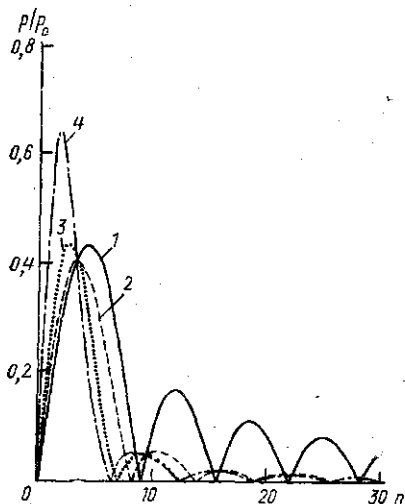


Рис. 1

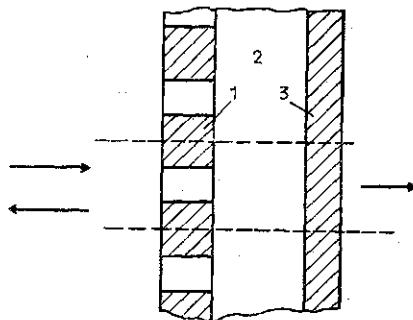


Рис. 2

лежит в низкочастотной области. Поэтому для поглощения ударных волн естественно использовать поглотители с низкочастотной характеристикой поглощения, такие как резонаторы Гельмгольца. В то же время часть строительных конструкций может быть смоделирована с помощью такого резонатора или системы, состоящей из подобных резонаторов. Таким образом, изучение воздействия ударной волны на РГ необходимо как для решения задачи поглощения ударной волны, так и для расчета отраженных от конструкций импульсов. Подобная система звукопоглотителей показана на рис. 2. Она состоит из перфорированной стенки 1, полости 2 и сплошной стенки 3. Поскольку мы считаем, что падающий импульс имеет плоский фронт, то задачу о падении волн можно решать отдельно для каждой ячейки (одна из них выделена штриховыми линиями). Между ячейками могут присутствовать перегородки. Одна такая ячейка будет простейшей моделью РГ (в случае, если модель РГ используется для комнаты, полость окна будет его горлом).

Пусть на резонатор падает N -импульс известной формы (рис. 3, кривая 1) с бесконечно малой шириной фронта. Чтобы воспользоваться методами спектрального анализа, будем считать, что нелинейность в модели резонатора отсутствует. Тогда система уравнений для переменных u (скорость стенки) и V (усредненная по объему скорость среды в горле резонатора), описывающих движение системы, будет иметь вид [7]

$$\begin{aligned} \frac{d^2u}{dt^2} + 2\delta_1 \frac{du}{dt} + \omega_{01}^2 u &= \kappa_1 V, \\ \frac{d^2V}{dt^2} + 2\delta_2 \frac{dV}{dt} + \omega_{02}^2 V + \frac{1}{a_1} \sqrt{\frac{v}{\pi}} \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^t \frac{dV'}{dt'} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} &= \\ &= \frac{2}{\rho_1 L} \frac{dp_i(t)}{dt} + \kappa_2 u, \end{aligned} \quad (5)$$

где ω_{01} , ω_{02} — собственные частоты стенки и горла в отсутствие нелинейности и трения, δ_1 , δ_2 — потери на трение и на излучение (трение стенки можно учесть, прибавив коэффициент трения к δ_1), κ_1 , κ_2 — коэффициенты связи между двумя колебательными контурами, p_i — давление падающей волны, L — длина горла резонатора. Интегральный член в уравнении для колебаний в горле описывает трение акустического пограничного слоя [7].

Тогда для частотных зависимостей коэффициента поглощения $K_r = \rho_r/\rho_i$ и коэффициента «прохождения» звука $K_t = \rho_i/\rho_r$ (ρ_r , ρ_i — давление в отраженной и прошедшей волнах), можно получить выражения

$$K_r = 1 - \frac{4i\Omega (\Omega_{01}^2 - \Omega^2 + 2i\Delta_1\Omega)}{(\Omega_{01}^2 - \Omega^2 + 2i\Delta_1\Omega) (\Omega_{02}^2 - \Omega^2 + 2i\Delta_2\Omega - \Omega^{3/2}V(1-i)) - K_1K_2}, \quad (6)$$

$$K_t = \frac{4i\Omega K_1}{(\Omega_{01}^2 - \Omega^2 + 2i\Delta_1\Omega) (\Omega_{02}^2 - \Omega^2 + 2i\Delta_2\Omega - \Omega^{3/2}V(1-i)) - K_1K_2},$$

где введены следующие безразмерные переменные:

$$\tau = \frac{2\rho_1 L}{\rho_0 c_0}, \quad \Omega = \omega\tau, \quad \Omega_{01} = \omega_{01}\tau, \quad \Omega_{02} = \omega_{02}\tau, \quad \Delta_1 = \delta_1\tau, \quad \Delta_2 = \delta_2\tau, \quad (7)$$

$$V = \sqrt{\frac{v\tau}{2a_1^2}}, \quad K_1 = \kappa_1\tau^2, \quad K_2 = \kappa_2\tau^2.$$

Здесь ω — частота падающей волны, ρ_1 и ρ_0 — плотность среды в горле резонатора и плотность воздуха, c_0 — скорость звука в воздухе.

Пусть задняя стенка резонатора неподвижна. При этом $\Omega_{01}=0$, $\Delta_1=0$, $K_1=0$. Зная спектр падающего импульса и частотную характеристику резонатора, можно рассчитать форму отраженного импульса. Результат расчетов представлен на рис. 3 (кривая 2). Если собственная частота резонатора (частота при отсутствии поглощения и нелинейности) в два раза больше, то форма отраженного импульса изменится. Этот случай показан на рис. 3 кривой 3.

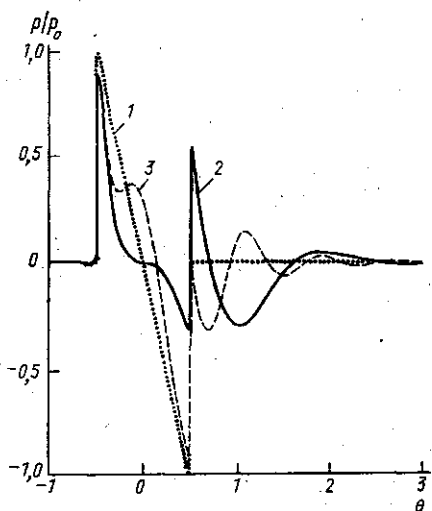


Рис. 3

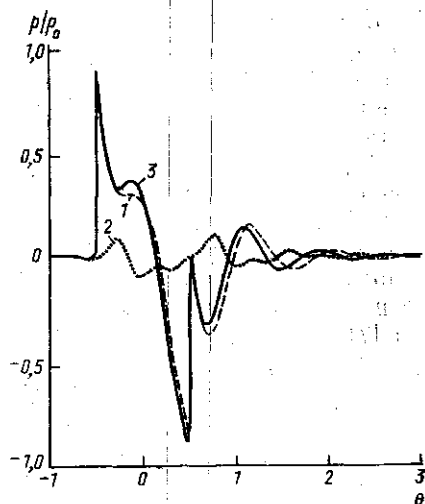


Рис. 4

Если задняя стенка резонатора подвижна, то кроме отраженной волны появится еще прошедшая волна. Результаты расчетов для этой системы при той же форме падающего импульса показаны на рис. 4. Здесь кривая 1 — это форма отраженного импульса, 2 — прошедшая волна, 3 — приведенная для сравнения кривая для системы с теми же параметрами, но с неподвижной стенкой. Как видно из рисунка, учет подвижности стенки приводит к изменению отраженного импульса. Прошедшая через резонатор волна не будет иметь крутых фронтов — это связано с тем, что резонансная частотная характеристика РГ пропускает только ограниченный интервал частот.

На основании анализа форм отраженного импульса можно сделать вывод, что амплитуда давления в разрывах уменьшается, что свидетельствует о поглощении энергии. Кроме того, у первоначального импульса появляется «хвост», вызванный собственными колебаниями резонатора после воздействия импульса. Энергия этих колебаний перекачивается из основного импульса, поэтому можно говорить об уменьшении энергии N -импульса и об увеличении времени его воздействия.

К сожалению, в этом случае крутизна фронтов разрыва (пространственный градиент разрыва) не уменьшается при использовании РГ как поглотителя. Это вызвано тем, что РГ имеет низкочастотную характеристику отражения, тогда как на крутизну разрыва влияют высокие частоты (см. выше). Возможным решением этой проблемы может быть использование комбинированных поглотителей, состоящих

из резонаторов и обычных типов поглотителей (например, пористые и волокнистые структуры) с более высокочастотными характеристиками поглощения.

Ситуация меняется, если падающий N -импульс имеет фронт конечной толщины (в среде присутствует диссипация). Этот случай показан на рис. 5. Здесь кривая 1 — это падающий импульс, его спектр определяется формулой (4), где принято, что $\Gamma=0,03$, $z=0$. Частотные зависимости характеристик резонатора использованы такие же, что и в предыдущем случае. Поскольку из-за учета диссипации спектр ударной волны ограничен, то интервал частот, на которых происходит поглощение, полностью его покрывает. Это приводит к тому, что поглощение происходит по всему фронту ударного импульса, как это видно из формы отраженного импульса (рис. 5, кривая 2). Учет диссипации не вызывает качественного изменения формы прошедшей волны (рис. 5, кривая 3). Как и в прежнем случае, прошедшая волна не будет ударной, а при соответствующем выбранном коэффициенте прохождения ее фронт будет значительно более пологим, чем у падающего импульса.

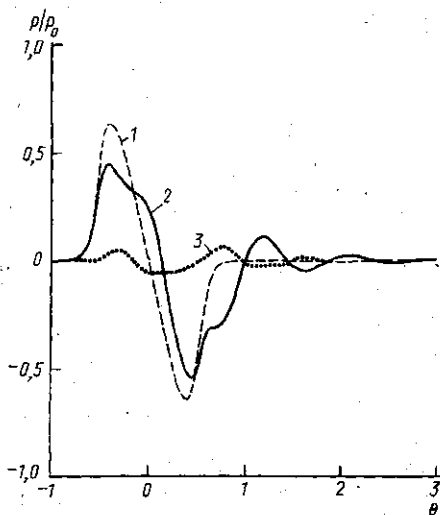


Рис. 5

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-15453) и Центра фундаментального естествознания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maglieri D. J. // J. Acoust. Soc. Am. 1992. 92. N 4(2). P. 2328.
2. Pierce A. D. // Advances in Nonlinear Acoustics. World Scientific. 1993. P. 7.
3. Велижанина К. А., Дудкин Д. А. // Акуст. журн. 1989. 35, № 1. С. 151.
4. Дудкин Д. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1988.
5. Khirnykh K. The development of non fibred-filled resonant sound absorbing systems: Ph. D. January 1992, Institute of environmental engineering, South bank polytechnic, London.
6. Лапшин Е. А. // Методы и алгоритмы в численном анализе. М., 1984. С. 183.
7. Руденко О. В., Хирных К. Л. // Акуст. журнал. 1990. 36, № 3. С. 300.

Поступила в редакцию
29.03.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 6

УДК 538.955:547.962

АНОМАЛИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ПРОТЕИНОВ, ИССЛЕДОВАННАЯ МЕТОДОМ ЭПР

Ю. М. Петрусевич, Е. Е. Берловская

(кафедра физики низких температур)

Влияние поверхностных зарядов макромолекул биополимеров, изменяющих динамику вращательного броуновского движения в растворах, объясняется механизмом аномальной диффузии. Показано, что экспериментальные данные, полученные ме-