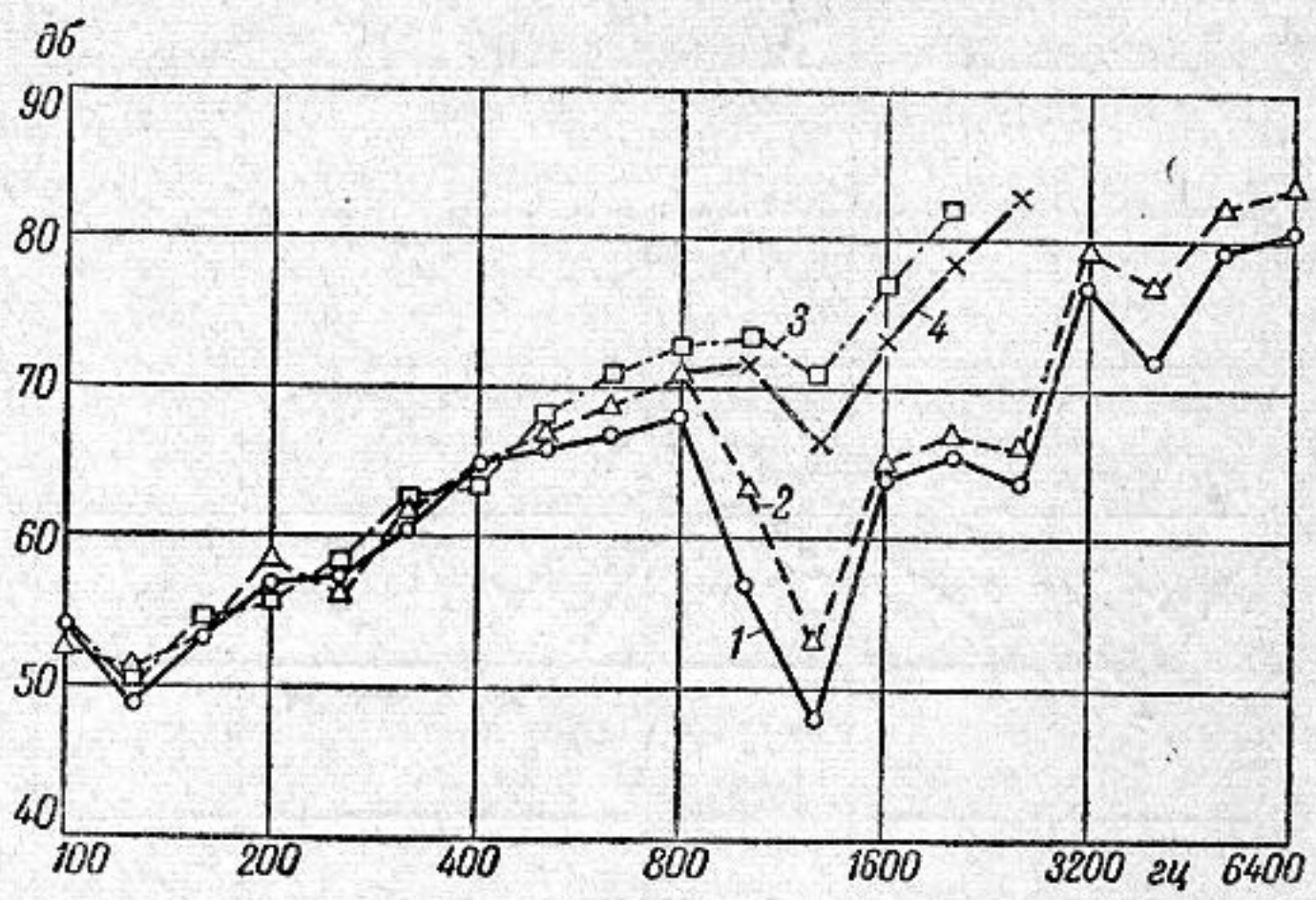


Фиг. 3

Дополнительное повышение звукоизоляции ΔR вследствие поглощения слоем энергии волны возможно при частотах $f > c/4{,}7d\eta$. На высоких частотах, а именно $2f_{гр} > f < c/3d\eta$, выражение ΔR будет иметь вид [5]

$$\Delta R = 26{,}5fd\eta/c + 30\lg\left(1 - \sqrt{E}\rho/2\pi fm\eta_n\right) - 3 \text{ дб},$$

где c — скорость волны типа γ_2, η — коэффициент потерь (вычисляются по формулам работы [6]), d — толщина упругого слоя, E — модуль упругости, ρ — плотность воздуха, m — масса единицы площади плиты ограждения, η_n — коэффициент потерь плиты.

Расчет по приведенной формуле показывает, что в данном случае при сплошном заполнении воздушного промежутка шлаковатой для частоты 2000 *гц* $\eta = 1{,}2$ и $\Delta R \approx \approx 20$ *дб*, что близко к измеренному значению.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Cammerer, W. Dürhammer. Über den Durchgang von Luftschall durch Massivwände mit Lufträumen. Gesundheits — Ingenieur, 1934, 57, 556—562.
2. В. К. Иофе, А. А. Янпольский. Расчетные графики и таблицы по электроакустике. М., Госэнергоиздат, 1954.
3. И. И. Славин. Производственный шум и борьба с ним. М., Профиздат, 1955.
4. P. V. Brüel. Lydisolation og Rumakustik. Göteborg. Gumperts Verlag, 1946.
5. В. И. Заборов. Теория звукоизоляции ограждающих конструкций. М., Госстройиздат, 1962.
6. В. И. Заборов. О звукоизоляции двойного ограждения с пористым упругим промежуточным слоем. Акуст. ж., 1963, 9, 2, 182—186.

Уральский филиал Академии строительства и архитектуры СССР
Челябинск

Поступило в редакцию 27 апреля 1963 г.

УДК 534.24

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА ОТ ДВИЖУЩЕГОСЯ УПРУГОГО СТЕРЖНЯ

Л. М. Лямшев

Выберем цилиндрическую систему координат r, φ, x так, чтобы стержень кругового сечения радиуса a оставался неподвижным (см. фигуру). Пусть поле падающей p_i и рассеянной p_r волны описывается выражениями:

$$p_i = \exp\left[ik_r \cos\varphi\, r + ik_x x\right] = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^m J_m(k_r r) \cos m\varphi \exp(ik_x x). \quad (1)$$

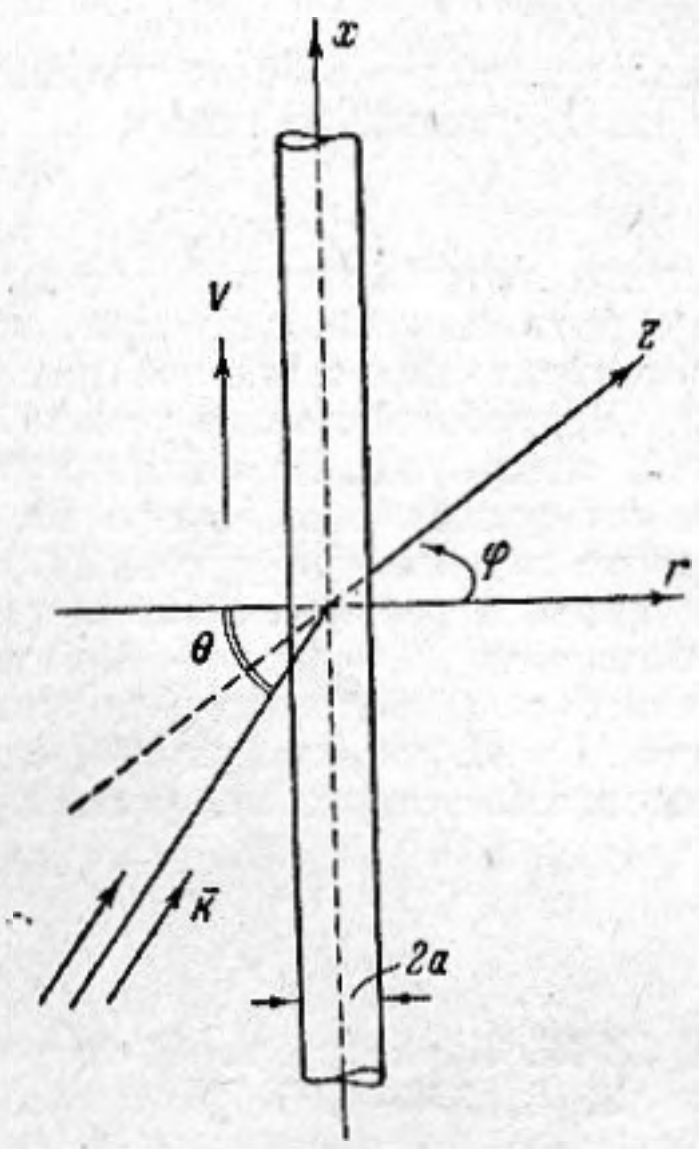
$$p_r = \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(1)}(k_r r) \cos m\varphi \exp(ik_x x). \quad (2)$$

Множитель $\exp(-i\omega t)$ всюду опускаем. Выражения (1) и (2) являются решениями уравнения распространения звука в движущейся среде

$$\left[\Delta - \frac{1}{c^2}\left(-i\omega + V\frac{\partial}{\partial x}\right)^2\right] = 0,$$

если $k_x = k\dfrac{\sin\nu}{1+M\sin\nu}$, $k_r = k\dfrac{\cos\nu}{1+M\sin\nu}$, $k = \dfrac{\omega}{C}$, c — скорость звука в среде, $M = V/C$, V — скорость движения среды относительно стержня, ν — угол падения плоской волны на стержень.

Для определения коэффициентов A_m в формуле (2) воспользуемся граничными условиями на поверхности стержня. Предположим, что из всех типов колебаний стержня возможны только изгибные и поперечные колебания сжатия стержня [1]. Тогда



$$\frac{\partial}{\partial r}(p_i + p_r)\Big|_{r=a} = -\rho\left(-i\omega + V\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 (v\cos\varphi + v_1), \tag{3}$$

$$g\frac{\partial^4 v}{\partial x^4} - \omega^2 m_s v = F\Big|_{r=a},$$

$$F = -a\int_0^{2\pi}(p_i + p_r)\cos\varphi\, d\varphi, \tag{4}$$

$$c_1^2\frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} + \omega^2 v_1 =$$

$$= -\omega^2 a\frac{(1-\sigma)}{E}\left[\left(1 - \frac{2\sigma^2}{1-\sigma}\right)p^0 + \frac{c_1^2}{\omega^2}\frac{\partial^2 p^0}{\partial x^2}\right]_{r=a}, \tag{5}$$

$$p^0 = p_i(r, 0, x) + p_r(r, 0, x).$$

В выражениях (3) — (5) $v(x)$ — антисимметричные перемещения поверхности стержня, связанные с изгибными колебаниями, $v_1(x)$ — симметричные перемещения, обусловленные поперечными колебаниями сжатия стержня, $m_s = \pi a^2 \rho_s$ — масса стержня на единицу длины, $g = E\pi a^4/4$ — цилиндрическая жесткость, ρ_s — плотность материала стержня, E — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона, $c_1^2 = E/\rho_s$.

После подстановки выражений (1) и (2) в (3), (4) и (5) и решения полученных уравнений относительно A_m, полагая стержень тонким по сравнению с длиной звуковой волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ в среде, пользуясь разложениями цилиндрических функций в окрестности нуля, рассматривая поле рассеяния на больших расстояниях, и заменяя функции Ханкеля их асиптотическим представлением, получим

$$p_s \approx -\frac{2\pi^2 a^2}{r^{1/2}}\left[\frac{\cos\nu}{(1+M\sin\nu)\lambda}\right]^{3/2}\left\{\frac{1}{2}\frac{[m_1(\nu) - m]}{[m_1(\nu) - m_2(\nu)]} - \frac{\rho_1(\nu) - \rho}{\rho_1(\nu) - \rho_2(\nu)}\cos\varphi\right\}\times$$

$$\times\exp\left[ik\frac{\sin\nu}{1+M\sin\nu}x + ik\frac{\cos\nu}{1+M\sin\nu}r + i\frac{\pi}{4}\right]. \tag{6}$$

Здесь

$$m_1(\nu) = \frac{E}{2}\frac{\left[1 - \left(\dfrac{c_1}{c}\dfrac{\sin\nu}{1+M\sin\nu}\right)^2\right]\cos^2\nu}{\left[1 - \sigma - 2\sigma^2 - (1-\sigma)\left(\dfrac{c_1\sin\nu}{c(1+M\sin\nu)}\right)^2\right]};$$

$$m = \rho c^2;\ m_2(\nu) = \frac{1}{2}\rho\omega^2 a^2\left[\ln\frac{c(1+M\sin\nu)}{\omega a\sin\nu} + i\frac{\pi}{2}\right];$$

$$\rho_1(\nu) = \rho_s\left[1 - \left(\frac{c_f\sin\nu}{c(1+M\sin\nu)}\right)^4\right](1+M\sin\nu)^2;\quad c_f = \left(\omega^2\frac{g}{m_s}\right)^{1/4};$$

$$\rho_2 = \rho\left[1 - \frac{1}{4}i\frac{\pi\omega^2 a^2}{c^2}\frac{\cos^2\nu}{(1+M\sin\nu)^2}\right].$$

Величины $m_1(\nu)$ и $\rho_1(\nu)$ характеризуют упругость и плотность стержня, величины же $m_2(\nu)$, $\rho_2(\nu)$ характеризуют импеданц излучения цилиндрических источников нулевого и первого порядков, диаметра малого по сравнению с длиной волны в движущейся среде.

На основании решения (6) можно проследить влияние упругих колебаний стержня и его поступательного движения относительно среды на угловую характеристику и интенсивность рассеяния звука. Как следует из выражения (6), если

$$\mathrm{Re}\,[m_1(\nu) - m_2(\nu)] = 0 \text{ или } \mathrm{Re}\,[\rho_1(\nu) - \rho_2(\nu)] = 0, \tag{7}$$

амплитуда рассеянного поля достигает максимальной величины и наблюдается явление так называемого пространственного резонанса [1];

$$m\rho_2 + m_2\rho_1 - m_2\rho - m_1\rho_2 = 0, \tag{8}$$

стержень ведет себя по отношению к падающей звуковой волне как абсолютно жесткий и неподвижный цилиндр;

$$\rho_1 = \rho_2 \text{ или } m_1 = m, \tag{9}$$

антисимметричная или симметричная части поля рассеяния отсутствуют и можно говорить о полной прозрачности стержня по отношению к антисимметричной или симметричной составляющим звукового поля падающей волны.

Подробный анализ условий (7) и (9) и некоторых других аналогичных соотношений, следующих из решения (6), показывает, что поступательное движение стержня может существенно влиять на величину «критических» углов, для которых выполняется то или иное из условий (7) — (9), а также на амплитуду и фазу рассеянной волны.

Допплеровский сдвиг частоты может быть определен на основании известного соотношения $\omega' = \omega/\ 1 + M\sin\nu$, где ω' — круговая частота в системе координат, связанной с наблюдателем, покоящимся относительно среды. Заметим в заключение, что при $M = 0$, из формулы (6) следует известное решение задачи о рассеянии звука неподвижным стержнем, рассмотренное ранее [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Лямшев. К теории рассеяния звука тонким стержнем. Акуст. ж., 1956, 2, 4, 358—365

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
23 апреля 1963 г.

УДК 534.29

О ЯВЛЕНИИ САМОЦЕНТРИРОВАНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

Е. П. Медников

Рассмотрим поведение аэрозольной частицы, находящейся в звуковом поле вблизи центральной линии малого препятствия (т. е. к линии, проходящей через центр препятствия и параллельной направлению колебательной скорости u в невозмущенном потоке), в окрестности которого, как установлено в работе [1], имеет место гистерезис обтекания. Если частица ничтожно мала, то ее поведение не будет практически ничем отличаться от поведения частиц среды; вместе с ними она будет совершать обусловленное гистерезисом обтекания зигзагообразное перемещение, показанное на фиг. 1 пунктиром. Результатом такого перемещения будет самопроизвольное приближение частиц к центральной линии (оси x), а заодно и к центру препятствия — самоцентрирование частицы.

Если же частица обладает ощутимой массой, то ее движение будет соответственно отставать от движения частиц среды и иметь меньший размах, однако отклонению частицы от исходной линии тока будет способствовать то обстоятельство, что, двигаясь по изогнутым участкам линий тока, она будет испытывать действие центробежной силы, направленной к центральной линии препятствия (фиг. 1, *а*, сплошная линия).

При расположении частицы вдали от центральной линии, особенно в районе оси y, будет наблюдаться обратное явление — саморасцентрирование частиц (фиг. 1, *б*),