УДК 534.26

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВУКА ПЛОСКИМИ КОНСТРУКЦИЯМИ С ДИФФУЗНЫМ ПОЛЕМ ИЗГИБНЫХ ВОЛН

А. С. Никифоров

Случайные, в том числе диффузные, поля изгибных волн в конструкциях сравнительно хорошо исследованы [1, 2]. Вместе с тем, излучение звука такими конструкциями изучено недостаточно.

Рассмотрим плоскую бесконечную конструкцию, соприкасающуюся одной стороной со средой. Конструкцию будем полагать в виде пластины с расположенными на ней во взаимно перпендикулярных направлениях эквидистантными препятствиями (например, в виде ребер жесткости), обладающих одинаковыми виброизоляционными свойствами.

Пусть на конструкцию воздействует бесконечный линейный источник вибрационной энергии, расположенный при координате $x=0$. Этот источник с погонной мощностью W создает в конструкции одномерное диффузное поле с распределением плотности энергии вдоль оси x, описываемым в соответствии с работой [2] выражением

$$(1)\qquad \begin{aligned} w(x) &= \frac{W}{2\gamma\lambda}\, e^{-\gamma x}; \qquad (x \geqslant 0) \\ w(x) &= \frac{W}{2\gamma\lambda}\, e^{\gamma x}; \qquad (x \leqslant 0), \end{aligned}$$

где γ и λ — коэффициенты виброзатухания и вибропроводимости конструкции, равные $\gamma=\sqrt{\omega\eta_\Sigma/\lambda}$, $\lambda=\alpha lc$, ω — круговая частота, η_Σ — коэффициент потерь в конструкции, равный сумме коэффициента внутренних потерь $\eta_{\text{вн}}$ и коэффициента потерь, обусловленных звукоизлучением конструкции $\eta_{\text{изл}}$, l — расстояние между препятствиями для изгибных волн в конструкции, α — коэффициент прохождения энергии диффузного поля изгибных волн через препятствие (для ребер жесткости $\alpha=0{,}25$), c — групповая скорость изгибных волн.

Определим распределение звуковой энергии в среде вдоль оси z ($z=0$ на поверхности конструкции), перпендикулярной плоскости конструкции и проходящей через точку $x=0$. Предположим, что каждый малый в сравнении с длиной звуковой волны элемент поверхности конструкции излучает в полупространство соприкасающейся среды сферическую звуковую волну. При допущении о диффузности вибрационного поля в конструкции излучение соседних элементов поверхности конструкции можно полагать некогерентным. Тогда в силу двумерности рассматриваемой задачи излучение звука полоской на поверхности конструкции с единичной шириной, расположенной на расстоянии x от линии действия источника ($x=0$), будет иметь характер цилиндрической волны, излучаемой в полупространство. Эта волна в точке $(z,\ y_0)$ создает звуковую мощность (энергию, проходящую через единицу площади за единицу времени), равную

$$(2)\qquad q(x,\ z)=w(x)\,\omega\eta_{\text{изл}}/\pi r_0,$$

где r_0 — расстояние между точками $(x,\ y_0)$ и $(z,\ y_0)$, равное

$$r_0=(x^2+z^2)^{1/2}.$$

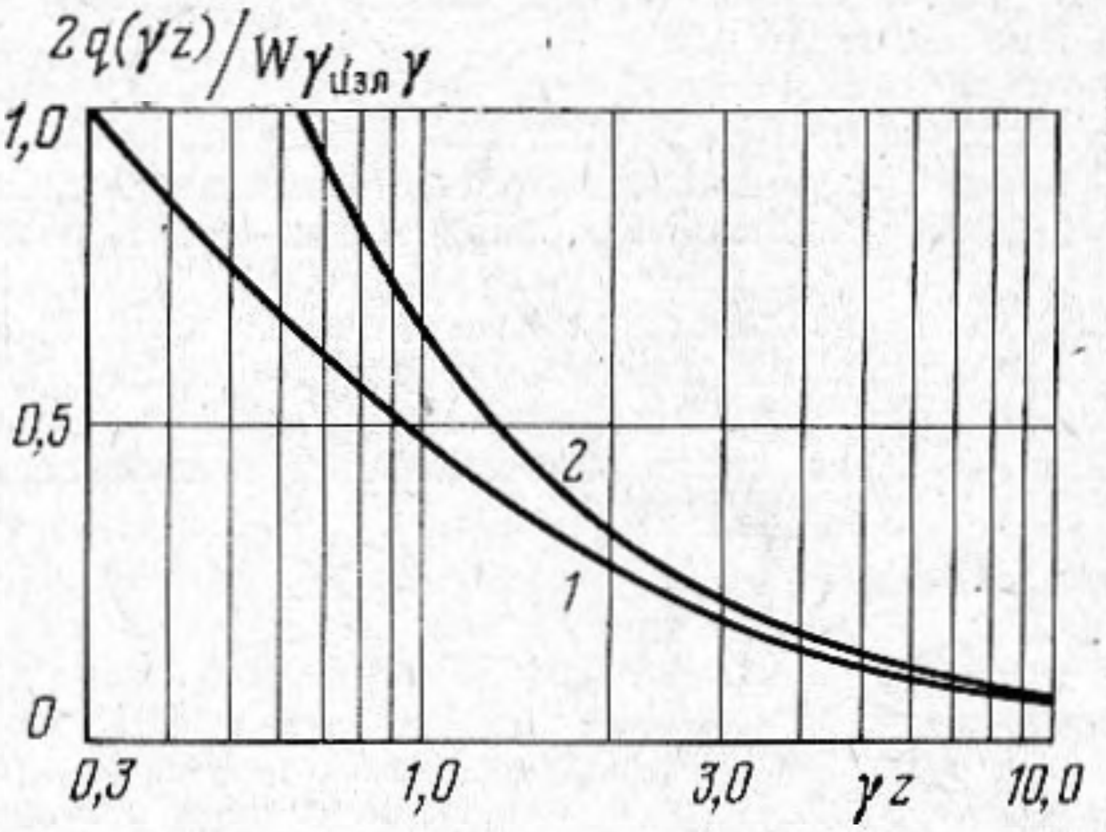
Суммарная звуковая мощность в точке $(z,\ y_0)$ будет

$$(3)\qquad q(z)=2\int\limits_0^\infty q(x,z)\,dx=\frac{W\omega\eta_{\text{изл}}}{\pi\gamma\lambda}\int\limits_0^\infty \frac{e^{-\gamma x}\,dx}{\sqrt{x^2+z^2}}.$$

Интеграл (3) табулирован в работе [3]. Подставив его значение в формулу (3), получаем

$$(4)\qquad q(z)=\frac{1}{2}W\gamma_{\text{изл}}\gamma[H_0(\gamma z)-N_0(\gamma z)],$$

где H_0 — функция Струве, N_0 — цилиндрическая функция Неймана, $\gamma_{\text{изл}}$ — коэффициент звукоизлучающей способности конструкции, определяющий ту часть вибрационной энергии, которая тратится конструкцией на звукоизлучение, равный $\gamma_{\text{изл}}=\eta_{\text{изл}}(\eta_{\text{изл}}+\eta_{\text{вн}})^{-1}=\eta_{\text{изл}}\cdot\eta_{\Sigma}^{-1}$.



Зависимость от параметра γz звуковой мощности, излучаемой конструкцией с линейным источником вибрационной энергии: *1* — по формуле (4), *2* — по формуле (5)

При больших значениях аргумента $\gamma z(\gamma z\gg1)$ выражение в квадратных скобках в формуле (4) асимптотически стремится к величине $2/\pi\gamma z$. Соответственно эта формула принимает вид

$$(5)\qquad q(z)\to W\gamma_{\text{изл}}/\pi z.$$

Выражение (5) показывает, что при достаточно большом аргументе γz звуковое поле конструкции соответствует полю линейного источника, излучающего цилиндрическую волну в полупространство. Погонная мощность этого источника $W\gamma_{\text{изл}}$, т. е. равна звуковой мощности, излучаемой участком конструкции единичной ширины (вдоль координаты y). Очевидно также, что звуковое поле, создаваемое конструкцией, приобретает характер цилиндрической волны на расстоянии тем меньшем, чем интенсивнее в ней затухает поле изгибных волн, т. е. чем сильнее локализована энергия в конструкции в окрестности источника.

На фигуре показана зависимость излучаемой конструкцией звуковой мощности от параметра γz, вычисленная по формуле (4). Там же для сравнения представлена аналогичная зависимость, определенная по формуле (5). Видно, что по мере приближения к поверхности конструкции прирост излучаемой ею звуковой мощности замедляется. Это объясняется тем, что на малых расстояниях от конструкции повышается влияние на излучаемую мощность отдаленных от источника $(x=0)$ участков поверхности конструкции, чье излучение слабо зависит в указанной области звукового поля от координаты z. Видно также, что с точностью до 10% вычисление $q(z)$ можно осуществлять по более простой формуле (5) при $\gamma z\geqslant3$.

В случае точечного источника вибрационной энергии в рассматриваемой конструкции возникает осесимметричное диффузное поле изгибных волн, плотность энергии в котором описывается выражением [2]

$$(6)\qquad w(R)=\frac{W}{2\pi\lambda}K_0(\gamma R),$$

где R — расстояние от точки действия источника с мощностью W; K_0 — цилиндрическая функция Макдональда.

Найдем распределение звуковой мощности в соприкасающейся с конструкцией среде вдоль оси z, проходящей через точку действия источника $(R=0)$ нормально к поверхности конструкции.

Излучение звука участком поверхности конструкции с единичной площадью, находящегося на расстоянии R от источника, будет создавать в точке z звуковую мощность

$$q(R,z)=\frac{w(R)\,\omega\eta_{\text{изл}}}{2\pi r_0^2}, \tag{7}$$

где r_0 — расстояние между точками $(R,\ z=0)$ и $(R=0,\ z)$, равное $r_0=(R^2+z^2)^{1/2}$. Звуковая мощность в точке $(R=0,\ z)$, создаваемая излучением звука всей поверхностью конструкции, будет

$$q(z)=\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\infty} q(R,z)R\,d\theta\,dR=\frac{W\omega\eta_{\text{изл}}}{2\pi\lambda}\int\limits_0^{\infty}\frac{K_0(\gamma R)R\,dR}{R^2+z^2}, \tag{8}$$

где θ — угловая координата в полярной системе R, θ в плоскости конструкции. Решение интеграла, входящего в выражение (8), содержится в работе [3]. Воспользовавшись этим решением, получаем

$$q(z)=\frac{W\gamma_{\text{изл}}\gamma^2}{2\pi}S_{-1,0}(\gamma z), \tag{9}$$

где $S_{-1,0}$ — функция Ломмеля. При увеличении аргумента $\gamma z\,(\gamma z\gg1)$ выражение (9) асимптотически стремится к виду

$$q(z)\to W\gamma_{\text{изл}}/2\pi z^2. \tag{10}$$

Отсюда видно, что при достаточно большом удалении от поверхности излучающей конструкции создаваемое ею звуковое поле имеет характер сферической волны, излученной в полупространство. Очевидно также, что сферическая волна устанавливается при удалении от конструкции тем быстрее, чем сильнее локализована энергия в конструкции вокруг источника, т. е. чем больше величина коэффициента виброзатухания γ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рыбак С. А.* Случайно связанные изгибные и продольные колебания пластин. Акуст. ж., 1972, *18*, 1, 96—100.
2. *Ляпунов В. Т., Никифоров А. С.* Виброизоляция в судовых конструкциях. Л., «Судостроение», 1975.
3. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1962.

Поступила
25 июня 1979 г.