В заключение автор приносит благодарность Арапову А. В., любезно предоставившему в его распоряжение программные средства по расчету параметров вытекающих волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Викторов И. А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 136 с.
2. *Васькова В. И., Викторов И. А., Талашев А. А.* Дифракция света на поверхностных волнах на границе твердое тело — жидкость // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 4. С. 644—646.
3. *Арапов А. В., Гончаров В. С., Яковкин И. Б.* Отражение звуковых пучков от границы раздела жидкость — твердое тело при угле падения близком релеевскому // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 238—240.
4. *Арапов А. В., Гончаров В. С., Яковкин И. Б.* Волны утечки в слоистой системе с жидкостью // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 6. С. 721—725.
5. *Toda K., Hayta M.* An interdigital transducer for Ultrasonic non destructive testing // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 11. Pt. 1. P. 7247—7249.
6. Физическая акустика. Т. 7. / Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1974. С. 294—296.
7. *Андреев В. П., Усов В. С.* О приближении упругой квазиизотропности среды в задачах акустоэлектроники // ЖТФ. 1981. Т. 52. № 10. С. 2086—2087.
8. *Campbell J. J., Jones W. R.* Propagation of surface waves at the boundary between a piezoelectric crystal and fluid medium // IEEE Trans. Son. Ultrason. 1970. V. SU-17. № 2. P. 71—77.
9. *Тазиев Р. М., Ляхов Н. З.* Улучшенный алгоритм расчета параметров акустических поверхностных волн в анизотропных средах // Новосибирск: ИХТТиМС СО АН СССР, 1984. (Рукопись деп. в ВИНИТИ 19.07.84. № 5235—84.)
10. *Вьюн В. А.* Акустоэлектронное взаимодействие ПАВ в структурах со слоем пьезоэлектрика // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 4. С. 459—463.

Институт физики полупроводников СО
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
4.X.1988

УДК 534.21

НЕКОТОРЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ НА ВЫТЯНУТОМ ТЕЛЕ ВРАЩЕНИЯ

Доценко И. Е., Рыбак С. А.

В работе [1] получены формулы для рассеянного поля $P_р$ в дальней зоне для всех углов отражения α, за исключением углов внутри интервала $(\alpha_0 - \Delta\alpha, \alpha_0 + \Delta\alpha)$, где α_0 — угол между направлением распространения падающей плоской волны $P_п$ и осью X, цилиндрической системы координат, совпадающей с осью вращения тела. Величина $\Delta\alpha$ интервала указана в [1]. $P_р$ получается из интеграла Кирхгофа, где вместо $(\partial P_р/\partial \mathbf{n})|_s$ в потенциале простого слоя P_1 подставляется точное значение $(\partial P_п/\partial \mathbf{n})|_s$ (что следует из граничного условия на абсолютно жесткой поверхности тела), а в потенциале двойного слоя P_2 вместо $P_р|_s$ подставляется приближенное значение, взятое для цилиндра сравнения в данной точке. В [1] для P_1 и P_2 получены формулы

$$P_1 = \frac{kP_0}{2}\frac{e^{ikR}}{R}\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m i_m(\alpha)\cos m\varphi,$$

$$i_m(\alpha) = \int_{-L}^{L} e^{ik(\cos\alpha_0-\cos\alpha)x} J_m(k\sin\alpha f(x))[\sin\alpha_0 J_m'(k\sin\alpha_0 f(x)) -$$

$$- if'(x)\cos\alpha_0 J_m(k\sin\alpha_0 f(x))]\, f(x)\, dx, \qquad (1)$$

$$P_2 = -\frac{ikP_0}{2}\frac{e^{ikR}}{R}\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m\beta_m(\alpha)\cos m\varphi,$$

$$\beta_m(\alpha) = \int_{-L}^{L} e^{ik(\cos\alpha_0-\cos\alpha)x} J_m(k\sin\alpha_0 f(x))\frac{H_m(k\sin\alpha_0 f(x))}{H_m'(k\sin\alpha_0 f(x))}\times$$

$$\times[\cos\alpha f'(x) J_m(k\sin\alpha f(x)) - i\sin\alpha J_m'(k\sin\alpha_0 f(x))]\, f(x)\, dx, \qquad (2)$$

где k — волновое число среды, P_0 — амплитуда падающей волны, R — расстояние в дальнем поле в сферической системе координат до тела, α — полярный угол, φ — азимутальный, $\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_1 = \varepsilon_2 \ldots \varepsilon_n = 2$, $J_m(z)$ — функция Бесселя порядка m, $f(x)$ —

радиус тела, причем $f(-L) = f(L) = 0$. В [1] интегралы (1) и (2) брались методом стационарной фазы, считая что множитель $\exp\{ik(\cos\alpha_0 - \cos\alpha)x\}$ быстро осциллирует, отсюда и получается условие $\cos\alpha_0 \neq \cos\alpha$. Если наложить дополнительное условие на $f(x)$, а именно $f(-x) = f(x)$, тогда $f'(-x) = -f'(x)$ и можно легко получить полное рассеянное поле P_p в случае $\cos\alpha_0 = \cos\alpha$. В самом деле, показатель экспоненты в (1) и (2) обращается в 0, а член, содержащий $f'(x)$, при интегрировании даст также 0, так как $J_m(k\sin\alpha_0 f(x))$ из-за сделанного выше предположения функция четная. Найдем рассеянное поле

$$P_p = P_1 + P_2 = \frac{kP_0}{2}\frac{e^{ikR}}{R}\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m\cos m\varphi \times$$

$$\times\int_{-L}^{L}\left[J_m(y)J_m'(y)\sin\alpha_0 - \frac{J_m'(y)H_m(y)}{H_m'(y)}\sin\alpha\right]f(x)\,dx,\ y = k\sin\alpha_0 f(x).$$

Используя определитель Вронского, упростим полученное выражение. Для амплитуды рассеяния получим

$$A(\varphi,\alpha_0) = \frac{i}{\pi}\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m\cos m\varphi\int_{-L}^{L}\frac{J_m'(y)}{H_m'(y)}\,dx.$$

Рассмотрим некоторые частные случаи. Пусть $y \ll 1$.

Зеркальное отражение $\varphi = \pi$. Тогда, воспользовавшись разложением $J_m(z)$ и $H_m'(z)$ при $z \ll 1$, найдем

$$A(\pi,\alpha) = -\frac{3}{4}\int_{-L}^{L}y^2dx + \sum_{m=2}^{\infty}\frac{(-1)^m}{2^{2m-1}m((m-1)!)^2}\int_{-L}^{L}(y^{2m})\,dx. \tag{3}$$

Рассеяние в направлении падающей волны $\varphi = 0$:

$$A(0,\alpha_0) = \frac{1}{4}\int_{-L}^{L}(y^2)\,dx + \sum_{m=2}^{\infty}\frac{1}{2^{2m-1}m((m-1)!)^2}\int_{-L}^{L}(y^{2m})\,dx. \tag{4}$$

При $y \ll 1$ можно ограничиться главными членами в (3) и (4) тогда, как и следовало ожидать, амплитуда рассеяния пропорциональна k^2 и объему тела, а именно $A(\varphi,\alpha_0) \sim k^2\sin\alpha_0 V_0$, где V_0 — объем тела. Для соотношения (3) и (4) получим $|A(\pi,\alpha_0)/A(0,\alpha_0)| = 3$, что хорошо подтверждается численными расчетами по методу T-матрицы. Сравним теперь амплитуды рассеяния для зеркального и локационного направлений. Для амплитуды рассеяния в локационном направлении $A(\pi,\pi-\alpha_0)$ воспользуемся формулой, полученной в [1]. В случае $\alpha_0 = \pi/2$ эта формула неприменима, так как тогда $\cos\alpha_0 = \cos\alpha$. Чтобы полученный результат был достоверным, необходимо, чтобы α_0 и α лежали вне интервала $(\pi/2 - \Delta\alpha,\ \pi/2 + \Delta\alpha)$. Формула для амплитуды рассеяния в локационном направлении имеет вид

$$\alpha = \pi - \alpha_0,$$

$$A(\pi,\pi-\alpha_0) = \frac{1}{2k}\left\{\frac{1-\cos\alpha_0\cos\alpha}{(\cos\alpha_0-\cos\alpha)^3}\left[c^2e^{ik(\cos\alpha_0-\cos\alpha)L} - \right.\right.$$

$$- d^2e^{ikL(\cos\alpha_0-\cos\alpha)L} + \sum_{m=1}^{\infty}\frac{(-1)^m(2m)!(\sin\alpha_0\sin\alpha)^m\cos m\varphi}{2^{2m-2}m!\,(m-1)!(\cos\alpha_0-\cos\alpha)^{2m+1}}\times$$

$$\left.\times\left[c^{2m}e^{ikL(\cos\alpha-\cos\alpha_0)} - d^{2m}e^{ikL(\cos\alpha_0-\cos\alpha)}\right]\right\}. \tag{5}$$

В случае сильно вытянутого $c = R/L \ll 1$ тела в (5) можно ограничиться членом с $m = 1$. Тогда получаем

$$\left|\frac{A(\pi,\pi-\alpha_0)}{A(\pi,\alpha_0)}\right| = \frac{c^2}{k^3R^2L}\frac{1}{2}\sin(kL2\cos\alpha_0)\frac{(2+\sin^2\alpha_0)}{\cos^3\alpha_0\sin^2\alpha_0}.$$

Отсюда видно, что если углы не слишком крутые и пологие, то отношение амплитуд рассеяния будет порядка

$$\left|\frac{A(\pi,\pi-\alpha_0)}{A(\pi,\alpha_0)}\right| = \frac{\sin(kL2\cos\alpha_0)}{2(kL)^3}.$$

Если $(kL) \gg 1$, то эта величина быстро осциллирует и имеет малое абсолютное значение.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Васильев В. А.* Дифракция плоской акустической волны на вытянутом заостренном абсолютно жестком теле // Акуст. журн. 1986. Т 32. № 2. С. 152—158.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27.XII.1988

УДК 534.833

ОБ ОЦЕНКЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДЕМПФИРОВАНИЯ ВИБРАЦИИ КРИВОЛИНЕЙНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

Ефимов И. А., Канаев Б. А., Тартаковский Б. Д.

В работе [1] приведены результаты экспериментального исследования демпфирования вибрации прямолинейных трубопроводов с помощью жесткого вибропоглощающего покрытия и изложен способ расчета динамических параметров трубопровода с покрытием и без него, позволяющий определить эффективность покрытия в отдельных частотных областях.

Во многих практических случаях демпфируемые конструкции представляют собой сложные системы прямолинейных и криволинейных труб. Поскольку теоретический расчет колебаний криволинейных трубопроводов с покрытием очень громоздок, целесообразно оценить применимость способа расчета, описанного в [1], к случаю криволинейных трубопроводов. С этой целью были проведены экспериментальные исследования демпфирования вибрации криволинейных труб и их результаты сопоставлены с расчетом эффективности демпфирования криволинейных труб по указанному способу для случая прямолинейных труб.

В эксперименте использовались пары образцов криволинейных труб трех типов: I — длина $L_1 = 2{,}7$ м; наружный диаметр $D_1 = 2R_1 = 5{,}5\cdot10^{-2}$ м; толщина стенки $H_1 = 2{,}5\cdot10^{-3}$ м; радиус прогиба $r_1=0{,}11$ м или $r_1 = 0{,}45$ м; II — $L_1 = 4{,}0$ м; $D_1 = 0{,}16$ м; $H_1 = 10^{-2}$ м; $r_1 = 0{,}25$ м; III — $L_1 = 1{,}41$ м; $D_1 = 0{,}105$ м; $H_1 = 2{,}5\cdot10^{-3}$ м; $r_1 = 0{,}28$ м. Материал образцов — медь. На один из образцов каждой пары нанесено вибропоглощающее покрытие марки «Антивибрит-5М». Относительная толщина покрытия $\beta = H_2/H_1$ (H_2 — толщина покрытия) составляла: для труб I $\beta = 1{,}7$; для труб II $\beta = 1{,}3$; для труб III $\beta = 4{,}8$.

Как и в [1], эффективность покрытия определялась сопоставлением уровней вибрации демпфированного и недемпфированного образцов в $^1/_3$ октавных полосах частот при одинаковых условиях их возбуждения

Представленная на рис. 1 экспериментальная частотная зависимость эффективности покрытия образца трубы типа III, измеренная в лабораторных условиях, удовлетворительно совпадает с результатом приближенного расчета. Превышение расчетных значений эффективности покрытия в отдельных полосах частот связано с малой плотностью (или даже отсутствием) резонансов трубы в этих полосах. В этом случае эффективность в полосе частот слабо зависит от коэффициента потерь и определяется лишь изменением массы и жесткости трубы, обусловленным нанесением покрытия. На более высоких частотах в каждую полосу измерения попадает несколько резонансов (как это предполагается расчетной моделью), в результате чего экспериментальные и расчетные данные совпадают лучше.

Эксперименты, проведенные в стендовых условиях, показали, что частотные зависимости эффективности демпфирования криволинейных образцов близки к соответствующим зависимостям для прямолинейных труб; эффективность возрастает от

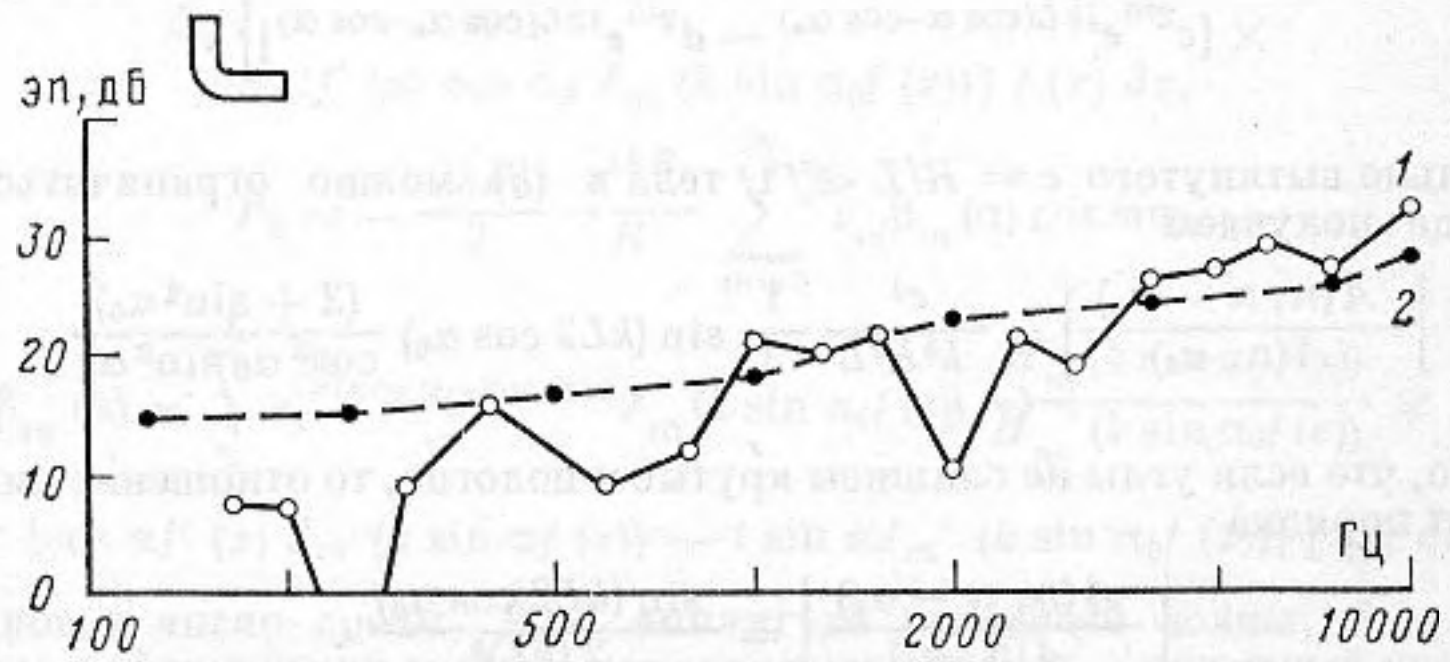

Рис. 1. Эффективность вибропоглощающего покрытия на образце трубы типа III: *1* — эксперимент, *2* — расчет