Покрытия демпфировали изгибные колебания, причем степень демпфирования зависела от свойств и конструкции покрытий. Тонкая 15 мкм пленка ППК прозрачная для ультразвуковых волн, напыленная на кремниевый диск, незначительно уменьшала величину коэффициента прохождения (см. кривую *3*).

Нанесение гетерогенного покрытия (ППК с частицами кадмия), сохраняя анизотропную зависимость коэффициента прохождения, понижало более чем на порядок величину коэффициента прохождения при всех углах падения ультразвуковых волн (кривая *4*).

Угловая зависимость коэффициента прохождения ультразвуковых волн, прошедших через отслоенную от подложки пленку ППК с частицами кадмия, представлена на кривой *1*. Из графика видно, что коэффициент прохождения остается неизменным при изменении угла падения ультразвукового луча во всем исследуемом диапазоне углов, при которых образец полностью перекрывал ультразвуковой пучок. Концентрация частиц кадмия в матрице ППК составляла 35%. Такие гетерогенные системы являются сильнопоглощающими средами за счет возбуждения тепловых, вязких и рассеянных волн на включениях [6]. Экспериментально установленное в данной работе отсутствие отражения и заметного расширения при прохождении через гетерогенный слой ультразвукового луча позволяет сделать предположение о доминирующей роли диссипативных потерь, т.е. ультразвуковые волны поглощаются в слое ППК с частицами кадмия, что и обусловливает значительный эффект демпфирования. Напыление пленки ППК на гетерогенное покрытие, как видно из графика *5*, еще больше увеличило степень демпфирования, причем демпфирование изгибных колебаний пленкой ППК, нанесенной на гетерогенное покрытие, оказалось намного эффективней, чем при непосредственном напылении ППК на кремниевую пластинку.

Таким образом, полученные результаты подтверждают теоретически предсказанный эффект просветления в тонких пластинках при возбуждении изгибных волн. Они позволяют сделать предположение, что в тонкослойных композиционных материалах доминирующее значение в формировании упругих свойств играют упругие свойства подложки, а полимерные и полимерно-металлические покрытия определяют диссипативные процессы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кольцова И.С., Михайлов И.Г.* Ослабление и рассеяние ультразвуковых волн во взвесях // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 4. С. 568–575.
2. *Брехосских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
3. *Бешеньков С.Н.* Применение МКЭ к расчету прохождения звука через ограниченные пластины // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 209–213.
4. *Лямшев Л.И.* Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М.: Изд-во АН СССР, 1955.
5. *Шутилов В.А.* Основы физики ультразвука. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980.
6. *Кольцова И.С.* Поглощение и рассеяние акустических волн в дисперсных средах // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 510–512.

Санкт-Петербургский
государственный университет

Поступило в редакцию
28.03.91

УДК 534.26

 А.Д. Лапин

ОТРАЖЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА РЕЗОНАТОРЕ В ВОЛНОВОДЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ СЕЧЕНИЕМ

Гармоническое звуковое поле в волноводе можно представить в виде суперпозиции нормальных мод, т.е. волн, распространяющихся в волноводе без изменения своей формы [1]. Нормальные моды ортогональны и образуют полную систему волн. На основе общих свойств нормальных мод удается установить некоторые важные закономерности распространения и рассеяния звука в волноводе без знания явных представлений этих мод. Ниже исследованы закономерности отражения и рассеяния звука на резонаторе в волноводе с произвольным сечением S.

Пусть стенки волновода характеризуются нормальной акустической проводимостью Y и пусть в цилиндрической системе координат (r, φ, z) они описываются уравнением $r = G(\varphi)$. Величина Y не зависит от осевой координаты z, $\mathrm{Re}\, Y = 0$. Волновод заполнен однородной средой, плотность этой среды и скорость звука в ней равны соответственно ρ и c. К волноводу в точке $(r_0, \varphi_0, 0)$, где $r_0 = G(\varphi_0)$, присоединен резонатор Гельмгольца, размеры которого малы по сравнению с длиной волны звука. Пусть на резонатор падает гармоническое звуковое поле $p^{(0)}$. Под его воздействием резонатор возбуждается и излучает поле $p^{(1)}$. Полное поле в волноводе получим сложением полей $p^{(0)}$ и $p^{(1)}$. Исследуем структуру этого поля.

Для нахождения поля $p^{(1)}$ используем следующий прием [2]. Резонатор Гельмгольца можно рассматривать как колебательную систему с одной степенью свободы. Сосредоточенные параметры этой системы определяются размерами горла и объемом воздушной полости резонатора. Обозначим через V_0 объемную скорость, создаваемую резонатором при воздействии на него падающего поля $p^{(0)}$, и выразим через V_0 рассеянное поле в волноводе. Используя стандартный метод вычисления поля монополя (источника объемной скорости) в волноводе [1], получим рассеянное поле в виде суперпозиции мод

$$p^{(1)}(r, \varphi, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k\rho c V_0}{2\theta_m \xi_m S} \psi_m(r_0, \varphi_0)\, \psi_m(r, \varphi)\, e^{i\xi_m |z|}, \tag{1}$$

где $\theta_m = \dfrac{1}{S} \int\limits_S \psi_m^2(r, \varphi)\, dS$, $\psi_m(r, \varphi)$ – собственные функции волновода, ξ_m – волновые числа нормальных мод, $k = \omega/c$, ω – частота звука. С увеличением номера m волновое число ξ_m уменьшается для однородных (распространяющихся) мод. В волноводе с жесткими стенками волновое число нулевой моды равно k.

Собственные функции $\psi_m(r, \varphi)$ удовлетворяют уравнению

$$\Delta_\perp \psi_m + (k^2 - \xi_m^2)\, \psi_m = 0,$$

где $\Delta_\perp = \left(\Delta - \dfrac{\partial^2}{\partial z^2}\right)$ – двумерный лапласиан по координатам r, φ, и граничному условию

$$\frac{\partial \psi_m}{\partial \mathbf{n}} = ik\rho c Y \psi_m \quad \text{при} \quad r = G(\varphi),$$

где $\mathbf{n}$ – внешняя нормаль к стенке волновода.

Степень возбуждения моды зависит от положения монополя. Амплитуда моды может изменяться от нуля (при помещении монополя в узел распределения давления моды) до максимального значения (в пучности распределения). Максимальная степень возбуждения распространяющихся мод по мере увеличения номеров растет, а степень возбуждения неоднородных мод падает. Общее правило для распространяющихся и неоднородных мод – увеличение степени возбуждения по мере приближения к критической частоте.

Величину V_0 и, следовательно, поле $p^{(1)}(r, \varphi, z)$ можно найти, используя уравнение вынужденных колебаний резонатора под действием поля $p^{(0)}(r, \varphi, z)$. Это уравнение имеет вид

$$(M_0 + M)\ddot{x} + (R_0 + R)\dot{x} + \frac{1}{\kappa} x = -S_0 p^{(0)}(r_0, \varphi_0, 0)\, e^{-i\omega t}, \tag{2}$$

где M_0 и M – соответственно масса воздуха в горле резонатора и присоединенная масса, R_0 и R – соответственно сопротивление трения и сопротивление излучения, S_0 – сечение горла резонатора, κ – гибкость, $x(t)$ – смещение массы. Коэффициент R определяется по формуле

$$R = \mathrm{Re}\left\{\frac{S_0^2}{V_0} p^{(1)}(r_0, \varphi_0, 0)\right\} = \sum_{m=0}^{N-1} \frac{k\rho c S_0^2}{2\xi_m \theta_m S} \psi_m^2(r_0, \varphi_0), \tag{3}$$

где N – число нормальных мод, распространяющихся в волноводе. В одномодовом волноводе с жесткими стенками ($Y = 0, N = 1$) сопротивление излучения равно $\rho c S_0^2/2S$.

Выберем падающее поле в виде q-й моды

$$p^{(0)}(r, \varphi, z) = A_q^{(0)} \psi_q(r, \varphi)\, e^{i\xi_q z},$$

где $A_q^{(0)}$ – амплитуда падающей моды, и тогда решение уравнения (2) можно представить в форме

$$x(t) = \frac{-S_0 A_q^{(0)} \psi_q(r_0, \varphi_0)\, e^{-i\omega t}}{\{[1/\kappa - \omega^2 (M_0 + M)] - i\omega (R_0 + R)\}}.$$

Объемная скорость резонатора равна

$$V_0 = S_0 \dot{x} e^{+i\omega t} = \frac{i\omega S_0^2 A_q^{(0)} \psi_q(r_0, \varphi_0)}{\{[1/\kappa - \omega^2 (M_0 + M)] - i\omega (R_0 + R)\}}.$$

Если частота звука совпадает с собственной частотой резонатора ($\omega = \omega_0 = 1/\sqrt{\kappa(M_0 + M)}$) и сопротивление трения мало по сравнению с сопротивлением излучения ($R_0 \ll R$), то эта формула принимает следующий вид:

$$V_0 = -2sA_q^{(0)} \psi_q(r_0, \varphi_0) \left\{\rho c \sum_{\nu=0}^{N-1} \frac{k}{\theta_\nu \xi_\nu} \psi_\nu^2(r_0, \varphi_0)\right\}^{-1}. \tag{4}$$

Пользуясь формулами (1) и (4), получим для рассеянного поля следующее выражение:

$$p^{(1)}(r, \varphi, z) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(1)} \psi_m(r, \varphi) e^{i\xi_m|z|},$$

где амплитуды $A_m^{(1)}$ нормальных мод вычисляются по формуле

$$A_m^{(1)} = -A_q^{(0)} \left\{ \sum_{\nu=0}^{N-1} \frac{\theta_m \xi_m}{\theta_\nu \xi_\nu} \psi_\nu^2(r_0, \varphi_0) \right\}^{-1} \psi_q(r_0, \varphi_0) \psi_m(r_0, \varphi_0). \quad (5)$$

Полное поле в волноводе равно $p^{(0)} + p^{(1)}$, амплитуда q-й прошедшей моды будет $A_q^{(0)} + A_q^{(1)}$.

Из формулы (5) можно сделать следующие заключения:

– в одномодовом волноводе резонатор полностью отражает нулевую падающую моду (при $q = 0$, $N = 1$ имеем $A_0^{(1)} = -A_0^{(0)}$);

– в двухмодовом волноводе резонатор будет полностью отражать нулевую падающую моду только при помещении его в узел распределения давления первой моды (при $q = 0$, $N = 2$, $\psi_1(r_0, \varphi_0) = 0$ имеем $A_0^{(1)} = -A_0^{(0)}$, $A_1^{(1)} = 0$);

– в многомодовом волноводе резонатор эффективно рассеивает падающую моду в нормальные моды с другими (в основном высокими) номерами;

– резонатор не рассеивает падающую моду при помещении его в узел распределения давления этой моды (при $\psi_q(r_0, \varphi_0) = 0$ имеем $A_m^{(1)} = 0$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.
2. *Лапин А.Д.* Применение резонаторов для увеличения затухания звука в волноводе, облицованном звукопоглощающим материалом // Акуст. журн. 1966. Т. 12. № 3. С. 333–339.

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

Поступило в редакцию
13.01.92

УДК 534.222; 539.3

 В.М. Родюшкин

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ С ПОМОЩЬЮ УПРУГОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ВОЛНЫ

Ультразвуковая диагностика – это один из экспериментальных подходов, пригодных для изучения деформации твердых тел. С помощью ультразвука, например, измеряют статические напряжения, используя эффект акустоупругости [1]. Известен метод измерения динамических деформаций [2, 3], при котором твердое тело зондируется непрерывной упругой высокочастотной волной. Здесь использован эффект нерезонансного параметрического взаимодействия волн, который впервые наблюдался в жидкости [4] и позже в упругих средах [5]. На базе этого эффекта удается построить методику измерения импульсных деформаций, возникающих при ударе.

Чтобы убедиться в адекватности предложенной методики следует: вычислить деформации, возникающие в упругой среде при ударе; решить задачу о нерезонансном параметрическом взаимодействии упругой высокочастотной волны с этими деформациями, т.е. найти функциональную связь между реально измеряемым сигналом и законом изменения параметров в высокочастотной волне; измерить сигнал – отклик ультразвуковой волны на ударное нагружение и, наконец, сопоставить теоретический прогноз с результатами эксперимента.

Для выполнения поставленной задачи необходимо тестовое нагружение и аппаратура, способная фиксировать изменения параметров ультразвуковой волны во времени.

В качестве тестового использовано доступное для расчета нагружение: удар шара по полупространству, на поверхность которого он падает с заданной высоты. Оценка возникающих деформаций основывается на наипростейшей квазидинамической безволновой теории [6]. Рассчитываются ударная сила p, длительность контакта t_0, распределение поверхностных напряжений q, а также внутренние трехосные напряжения. Для условий эксперимента эти величины имели значения: $p = 13{,}8$ кН; $q_0 = 11{,}2$ ГПа; $q = q_0 \sin(\pi t/t_0)$; $t_0 = 0{,}28$ мс при $h = 0{,}88$ м и $m = 0{,}094$ кг. Про-