

коэффициент потерь пружины, E , ν , h , R , ρ — характерные модуль Юнга, коэффициент Пуассона, толщина, радиус вращения и плотность материала оболочки, F — сила, действующая на массу, ω — круговая частота, $w_{об}^1$ — податливость оболочки в точке контакта с пружиной. Из (1) видно, что значение \bar{Q}_r зависит не только от собственной частоты колебаний груза на пружине, но и от абсолютных значений жесткости и массы, а также величины податливости в точке контакта.

В качестве примера рассмотрим цилиндрическую оболочку с относительной длиной $L/R=14$. Относительная толщина стенки оболочки $h/R=0,009$. Оболочка разделена дискретными кольцами на семь участков относительной длины $L_j/R=2$. Другие механические и геометрические параметры такой оболочки даны в работе [2]. Точка контакта с пружиной находится в центре третьего участка.

На фигуре приведены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) давления в поле P_{max} для различных соотношений $\bar{\epsilon}$, \bar{m} при $\eta=0,01$ для $R=50$. Кривая 1 представляет АЧХ для суммы окружных мод $n=0+3$ при непосредственном воздействии на оболочку единичной силы. Интересно отметить, что нулевая окружная мода дает максимальный вклад в поле давления на первой резонансной частоте $\Omega=0,0725$ при $\theta=\pi/2$ (в сферической системе координат R, φ, θ). На второй резонансной частоте ($\Omega=0,166$) — при $\theta=2\pi/3$, на третьей ($\Omega=0,246$) — $\theta=\pi$. Из анализа графиков видно, что резонанс системы масса — пружина — оболочка наступает при $\Omega \approx \Omega_r$. При $\Omega_r < 0,07$ резонанс ниже самого нижнего из проявляющихся оболочечных резонансов, а при $\Omega_r > 0,3$ — выше самого верхнего. При высокой собственной частоте — очень жесткая пружина и малая масса — влияние осциллятора на АЧХ практически не сказывается: при $\bar{\epsilon}=1$, $\bar{m}=0,01$ соответствующая кривая совпадает с кривой 1. При $\bar{\epsilon} \ll 1$ уровень давления в поле определяется величиной Ω_r — падение давления тем больше, чем ниже Ω_r (кривые 2, 3). При совпадении Ω_r с резонансной частотой оболочки происходит резкий рост давления в окрестности резонанса (кривые 4–7). Из соотношения (1) видно, что при больших $\bar{\epsilon}$ резонанс системы может отличаться от Ω_r . Пик становится уже, частота резонанса снижается, давление меняется незначительно (кривая 8). Демпфирование пружины понижает давление на резонансных частотах. Для примера штриховой линией приведена кривая, соответствующая кривой 5 при $\eta=0,05$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ворович И. И., Ционский А. Я., Юдин А. С. Метод собственных форм решения задачи о вынужденных колебаниях оболочки вращения, подкрепленной ребрами, в жидкости // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 6. С. 744–748.
2. Шепелева В. Г., Юдин А. С. Вынужденные колебания подкрепленной оболочки вращения под действием несимметричной нагрузки. Тр. XII Всесоюз. конф. по теории оболочек и пластин. Т. 3. Ереван: Изд-во Ереван. ун-та, 1980. С. 276–280.

Научно-исследовательский институт
механики и прикладной математики
Ростовского государственного университета

Поступило в редакцию
2.III.1988

УДК 534.26

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА ТОНКОМ УПРУГОМ ТЕЛЕ ВРАЩЕНИЯ С АБСОЛЮТНО ЖЕСТКИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

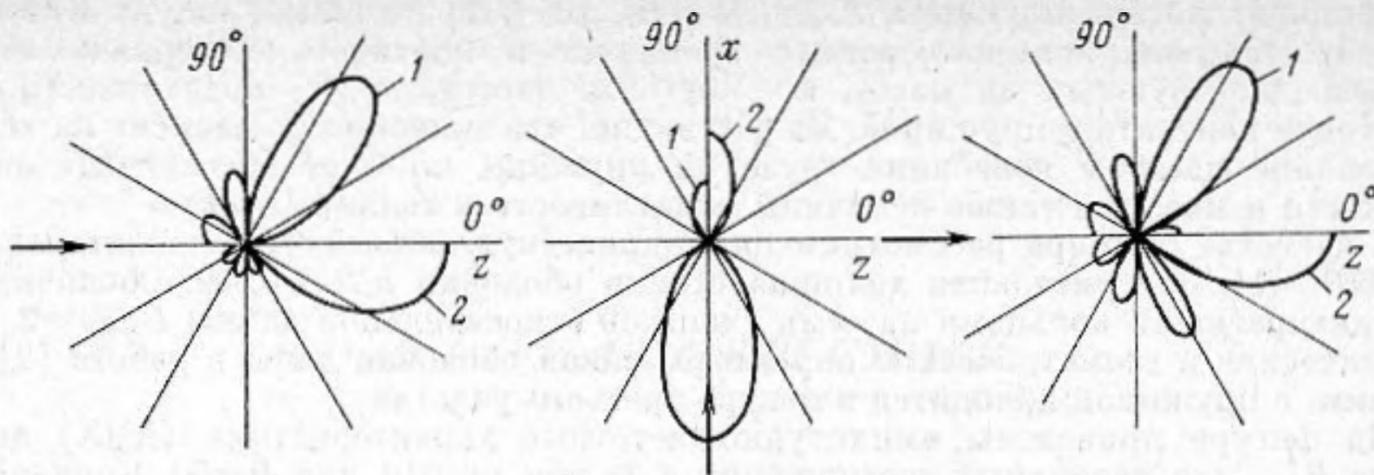
Бойко А. И., Тэтюхин М. Ю.

Пусть в акустической среде с параметрами ρ , c расположено тонкое упругое тело вращения с гладкой границей S_1 . Форма поперечного сечения тела описывается в цилиндрической системе координат уравнением $r^2 = \epsilon^2 S_1(z)$, где $|z| \leq l$, $S_1(-l) = S_1(l) = 0$. Внутри тела имеется абсолютно жесткое включение с гладкой границей S_2 , у которого форма поперечного сечения задается уравнением $r^2 = \epsilon^2 S_2(z)$, где $|z| \leq l$, $S_2(-l) = S_2(l) = 0$, $S_2(z) \leq S_1(z)$; ϵ — малый параметр.

На тело падает плоская волна $v = A_0 \exp\{ikR \cos \gamma\}$, где $k = \omega/c$ — волновое число, $\cos \gamma = \cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0)$; R, θ, φ — сферические координаты; θ_0, φ_0 — углы, определяющие направление падения плоской волны. По условию задачи $(k\epsilon)^2 \max S_1(z) \ll 1$.

Функция $p = u + v$, описывающая полное поле, удовлетворяет вне тела однородному уравнению Гельмгольца. Рассеянное поле удовлетворяет условию излучения Зоммерфельда: $u(R, \theta, \varphi) = f(\theta, \varphi; \epsilon) R^{-1} \exp\{ikR\} + O(R^{-2})$ при $R \rightarrow \infty$. Амплитуда рассеяния $f(\theta, \varphi; \epsilon)$ в этом случае имеет вид $f(\theta, \varphi; \epsilon) = \epsilon^2 f_0(\theta, \varphi) + O(\epsilon^3)$. Для вектора смещений внутри тела выполняется уравнение теории упругости. На границе S_1 тела имеют место условия

$$w_n|_{\bar{S}_1} = \frac{1}{\omega^2 \rho} \frac{\partial p}{\partial n} \Big|_{\bar{S}_1}, \quad \sigma_{nn}|_{\bar{S}_1} = -p|_{\bar{S}_1}, \quad \sigma_{n\tau}|_{\bar{S}_1} = 0.$$



Фиг. 1

Фиг. 2

Фиг. 3

Фиг. 1. Диаграмма рассеяния для акустически жесткого сфероида $\delta=1$, $M_1=0,349$ (1) и водоподобного материала $\delta=0,8$; $M_2=0,555$ (2) при $\theta_0=0^\circ$

Фиг. 2. Диаграмма рассеяния для акустически жесткого сфероида $\delta=1$; $M_1=4$ (1) и водоподобного материала $\delta=0,8$; $M_2=3,45$ (2) при $\theta_0=90^\circ$ и $\varphi=\varphi_0$

Фиг. 3. Диаграмма рассеяния для олова $\delta=0,8$; $M_1=0,306$ (1) и олова $\delta=0,2$; $M_2=0,318$ (2) при $\theta_0=0^\circ$

На границе S_2 включения выполняются условия «склейки» [1]:

$$w_n|_{\tilde{S}_2} = w_{\tau_1}|_{\tilde{S}_2} = w_{\tau_2}|_{\tilde{S}_2} = 0.$$

Здесь w_n — нормальное смещение, σ_{nn} — нормальное напряжение, $\sigma_{n\tau}$ — сдвиговое напряжение, w_{τ_1} и w_{τ_2} — неколлинеарные касательные составляющие вектора смещений.

Требуется найти функцию $f_0(\theta, \varphi)$, являющуюся главным членом амплитуды рассеяния.

Задачу будем решать методом сращивания асимптотических разложений [2–6]. Суть метода состоит в том, что решение задачи ищется в виде суммы волнового потенциала простого слоя, сосредоточенного на оси тела, и его производных в дальней зоне. В ближней зоне дифракции плоской волны на теле функция u представляется в виде асимптотического ряда по малому параметру ϵ . Затем эти асимптотические разложения сращиваются в промежуточной зоне, в которой пригодны оба разложения. В результате такой процедуры найдем главный член амплитуды рассеяния:

$$4f_0(\theta, \varphi) = \epsilon^2 A_0 \left\{ k^2 [2 \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\varphi - \varphi_0) + \right. \\ \left. + \cos \theta \cos \theta_0 - 1] \int_{-l}^l S_1(z) \exp\{ik(\cos \theta_0 - \cos \theta)\} dz + \right. \\ \left. + \frac{\rho}{\tilde{\rho}} \int_{-l}^l \frac{k_1^2 k_l^2 S_1(z) [S_1(z) - S_2(z)]}{(k_1^2 - k_l^2) S_1(z) + k_l^2 S_2(z)} \exp\{ikz(\cos \theta_0 - \cos \theta)\} dz \right\}, \quad (1)$$

где $\tilde{\rho}$ — плотность упругого тела; k_l и k_t — волновые числа продольных и сдвиговых волн.

Вклад первого интеграла в формуле (1) соответствует рассеянию на поверхности S_1 , как если бы она была акустически идеально жесткой [4, 6]. Второй интеграл описывает вклад в рассеянное поле от разницы между сжимаемостью окружающей среды и упругого тела. Из формулы (1), кроме того, следует, что при наличии абсолютно жесткого включения с граничными условиями «склейки» в упругом теле отсутствуют продольные колебания, возбуждаемые падающим полем [7]. Причем эти колебания не возникают и в случае, если $S_2(z) \rightarrow 0$ при всех z , т. е. размер включения стремится к отрезку, совпадающему с осью вращения z .

В качестве численного примера, иллюстрирующего формулу (1), рассмотрим случай, когда S_1 и S_2 являются соосными несофокусными вытянутыми сфероидами, т. е. $S_1(z) = l^2 - z^2$, а для $S_2(z)$ имеет место $S_2(z) = \delta S_1(z)$, где $0 \leq \delta \leq 1$. При $\delta=1$ имеем акустически жесткий сфероид S_1 . Пусть параметры ρ, c окружающей среды соответствуют воде. Представляется интересным численно сравнить две различные ситуации. В одной материал упругого тела обладает сжимаемостью, близкой к сжимаемости жидкости, т. е. коэффициент Пуассона материала будет близок к 0,5, а в другой материал будет обладать сжимаемостью мягкого металла. Для жесткого материала картина рассеяния близка к картине рассеяния на акустически жестком сфероиде S_1 . Исходя из этого, рассмотрим два варианта. При первом варианте параметры упругого тела соответствуют параметрам водоподобного материала, у которого, например

$\tilde{\rho} = \rho$, а для волновых чисел продольных и поперечных волн выполняется условие $k_t \gg k_l$. Для определенности положим $k_t = 40k_l$ и $k_l = 1,4k$. Во втором варианте упругие параметры тела равны соответствующим параметрам олова.

На фиг. 1–3 приведены графики функций $(\epsilon^2 A_0 l)^{-1} |f_0(\theta, \varphi)|$, являющихся диаграммами направленности рассеянного поля, для трех различных значений параметра δ , характеризующего толщину упругого слоя, и при различных углах падения θ_0 . Все кривые приведены в одном масштабе и нормированы на максимум M_j , соответствующий j -той кривой. Значения максимумов указаны в подписях к фигурам. На фиг. 1 и 3 ось z есть ось вращения диаграмм направленности. На фиг. 2 ось x есть ось симметрии диаграмм.

Стрелки на графиках указывают направление падения плоской волны. При всех расчетах предполагалось, что $kl = 5$.

Расчеты, в частности, показали, что рассеяние в прямом направлении увеличивается с ростом сжимаемости упругого тела, изменяя картину рассеяния на жестком включении тем сильнее, чем больше параметр δ .

Авторы приносят благодарность Тютюкину В. В. и Федорюку М. В. за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973.
2. Ван Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1957.
3. Коул Дж. Методы возмущений в прикладной математике. М.: Мир, 1972.
4. Федорюк М. В. Рассеяние звуковых волн тонким акустически жестким телом вращения // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 605–609.
5. Федорюк М. В. Асимптотика решения задачи Дирихле для уравнений Лапласа и Гельмгольца во внешности тонкого цилиндра // Изв. АН СССР. Сер. матем. 1981. Т. 45. № 1. С. 167–186.
6. Бойко А. И. Рассеяние плоских волн тонким телом вращения // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 3. С. 321–325.
7. Бойко А. И. Дифракция звуковых полей на тонких упругих телах вращения // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 522–523.

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

Поступило в редакцию
26.V.1988

УДК 534.26

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ РЕЗОНАНСНОГО ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЯ ДЛЯ ГЛУШЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ШУМОВ

Велижанина К. А., Дудкин Д. А.

Резонансные звукопоглотители, в которых потери, необходимые для получения высоких коэффициентов звукопоглощения, обусловлены вязкостью и теплопроводностью воздуха, протекающего через их горло (отверстие), широко используются в практике глушения шумов. Однако для глушения инфразвуковых шумов они непригодны, так как должны иметь неприемлемо большие размеры. Для снижения резонансной частоты подобных систем в работе [1] предложено размещать за отверстием резонатора жесткий экран. Тогда за счет дифракции на отверстии, излучающем в полость малой глубины, образованную экраном, дифракции на экране, их взаимного влияния либо возрастает на порядок и более инерционность, а резонансная частота f_0 понижается либо при сохранении f_0 требуется меньшая глубина полости.

Часто возникает необходимость глушения шума при наличии постоянного потока. В этом случае поглотитель [1] использовать нельзя, так как для глушения низкочастотных (и особенно инфразвуковых) шумов диаметр отверстия $2r_0$ должен быть большим¹ (для $f_0 = 8$ Гц, $2r_0 = 30$ см), при этом, как показывают эксперименты, отверстие может являться вторичным источником шума. Для предотвращения вторичной генерации шума отверстия должны иметь диаметр не более 2–3 мм.

В связи с этим предлагается модификация разработанного резонансного поглотителя [3], а именно вместо одиночного отверстия размещается группа близко расположенных отверстий, названная зоной, за которой параллельно поверхности панели со стороны полости устанавливается экран. Площадь экрана должна превышать площадь группы отверстий [3] (схематический чертеж такого поглотителя дан на фиг. 1).

¹ Это вытекает из анализа влияния различных параметров на M (M — присоединенная масса), который показал, что для заметного влияния глубины полости на возрастание M (и понижения f_0) отношение шага перфорации a к длине волны λ должно быть порядка 0,3. Кроме того, как следует из графиков работы [2], требованию разумной ширины резонансной кривой можно удовлетворить лишь, если $r_0/\lambda \geq 0,4$, а $a/\lambda = 0,3$.