

© 2003 г. В.А. КОВАЛЕВ

**СИНТЕЗ АКУСТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ,
РАСSEЯННОГО УПРУГОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ,
ОСНОВАННЫЙ НА СРАЩИВАНИИ
АСИМПТОТИЧЕСКИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ**

Рассматривается задача о рассеянии плоской акустической стационарной волны давления упругой цилиндрической оболочкой. Осуществлен синтез рассеянного давления на основе сращивания разложений для различных асимптотических моделей взаимодействия оболочки с акустической средой. Вне окрестностей нулевой частоты и частот запираения применяется модель типа плоского слоя, в окрестности нулевой частоты используется теория оболочек Кирхгофа–Лява или ее уточнение. В окрестности частот запираения используется длинноволновое высокочастотное приближение уравнений теории упругости. Сравнение с точным решением подтверждает, что предложенный подход позволяет описать с равномерной малой погрешностью рассеянное давление и резонансные компоненты парциальных мод в достаточно широком частотном диапазоне при различных значениях параметров материала оболочки.

Асимптотические модели взаимодействия оболочки с акустической средой базируются на асимптотических приближениях трехмерных уравнений теории упругости, составляющих современную динамическую теорию оболочек [1–4]. Классическая теория оболочек Кирхгофа–Лява и ее уточнения могут быть отнесены к низкочастотным приближениям. В высокочастотной области существует два типа асимптотических приближений. Длинноволновое высокочастотное приближение описывает колебания оболочки на частотах, близких к частотам толщинных резонансов растяжения или сдвига. Для коротковолнового высокочастотного приближения характерно малое влияние кривизны оболочки.

Наличие областей согласования асимптотических приближений позволяет сращивать их между собой для получения равномерной аппроксимации в широком диапазоне частот. Так, например, в [5] для сферической оболочки путем сращивания решений, соответствующих уточненной теории Кирхгофа–Лява, теории длинноволновых высокочастотных колебаний и модели типа плоского слоя удалось построить равномерное приближение как для рассеянного давления, так и для резонансных компонентов парциальных мод.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы показать, что для цилиндрической оболочки путем синтеза этих приближений решение задачи может быть построено в достаточно представительном частотном диапазоне при различных значениях параметров материала оболочки. При этом используются асимптотические модели, развитые на основе упомянутых выше приближений и описывающие взаимодействие оболочки с акустической средой. В окрестности нулевой частоты применяется асимптотическая модель, основанная на уточненной теории Кирхгофа–Лява [2, 6], в окрестности частот толщинных резонансов – теория длинноволновых высокочастотных колебаний оболочки [3, 7], вне этих окрестностей – модель типа плоского слоя [4],

соответствующая коротковолновому высокочастотному приближению. Сравнение с точным решением [8] подтверждает высокую эффективность предложенного метода при различных значениях параметров материала оболочки.

1. Постановка задачи. Пусть плоская акустическая волна

$$p_i = p_0 \exp[-i(k\xi + \omega t)] \tag{1.1}$$

падает на круговую цилиндрическую оболочку и рассеивается ей. Введем следующие параметры, характеризующие процесс рассеяния

$$\kappa = \rho/\rho_1, \quad \beta_i = c_i/c \quad (i = 1, 2), \quad \gamma = c_2/c_1, \quad k = \omega/c \tag{1.2}$$

Здесь c_1 и c_2 – скорости волн расширения и сдвига в оболочке, соответственно, ρ_1 – плотность материала оболочки, c – скорость звука в жидкости, ρ – плотность жидкости, ω – круговая частота, p_i – давление в падающей волне, p_0 – постоянная, имеющая размерность давления.

Отнесем срединную поверхность оболочки к цилиндрическим координатам (r, θ) , где r – радиальная координата, θ – угол в окружном направлении. Для цилиндрической оболочки давление p_i и рассеянное давление p_s можно представить в виде

$$p_i = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} E_n (-i)^n J_n(kr) \cos n\theta, \quad p_s = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} E_n (-i)^n B_n H_n^{(1)}(kr) \cos n\theta \tag{1.3}$$

где $E_0 = 1, E_n = 2$ ($n \geq 1$), J_n – функция Бесселя, $H_n^{(1)}$ – функция Ханкеля первого рода, временной множитель $\exp(-i\omega t)$ здесь и далее опущен.

Представления (1.3) удовлетворяют уравнению Гельмгольца, кроме того, рассеянное давление p_s удовлетворяет условию излучения на бесконечности. Коэффициенты B_n определяются из контактной задачи для уравнений, описывающих движение оболочки. Решение, соответствующее трехмерным уравнениям теории упругости, получено в [8].

Введем малый параметр тонкостенности $\eta = h/R$, где h – полутолщина оболочки, R – радиус срединной поверхности оболочки, и рассмотрим три асимптотических модели.

2. Модель типа плоского слоя. Этот подход основан на аналогии между периферическими волнами, возникающими в оболочке при рассеянии акустического давления, и волнами Лэмба в слое. В [4] построена асимптотическая модель, являющаяся развитием модели плоского слоя. Она описывает резонансы периферических волн больших номеров и позволяет определить не только резонансные частоты, но также рассеянное давление и формы резонансных кривых.

В модели типа плоского слоя уравнения, описывающие движение оболочки, имеют вид

$$\Delta_p \phi + \beta_1^{-2} k^2 R^2 \phi = 0, \quad \Delta_p \psi + \beta_2^{-2} k^2 R^2 \psi = 0, \quad \Delta_p = \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}, \quad \zeta = \frac{r}{R} - 1 \tag{2.1}$$

где ϕ и ψ – потенциалы Ламе. Характеристики напряженно-деформируемого состояния оболочки выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \zeta} + \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right), \quad \sigma_r = \rho_1 c^2 \frac{1}{R^2} \left[-k^2 R^2 \phi + 2\beta_2^2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta \partial \theta} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} \right) \right] \\ u_\theta &= \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi}{\partial \zeta} \right), \quad \sigma_{r\theta} = \rho_1 c^2 \frac{1}{R^2} \left[k^2 R^2 \psi + 2\beta_2^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta \partial \theta} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right) \right] \end{aligned} \tag{2.2}$$

Переход от уравнений теории упругости в цилиндрической системе координат к уравнениям (2.1)–(2.2) опирается на предположения

$$\partial/\partial\zeta \sim \eta^{-1}, \quad \partial/\partial\theta \sim \eta^{-1}, \quad \omega R/c_2 \sim \eta^{-1}$$

которые определяют коротковолновые колебания оболочки. Они позволяют оставить в уравнениях теории упругости только старшие производные, и заморозить радиус r на срединной поверхности.

В [4] найдены выражения для коэффициентов B_n :

$$B_n = \frac{J'_n(x)d_1 - 2k^3 R^3 \kappa J_n(x)d_2}{H_n^{(1)'}(x)d_1 - 2k^3 R^3 \kappa H_n^{(1)}(x)d_2} \quad (2.3)$$

где $x = ka$ – внешний волновой радиус, a – внешний радиус оболочки, d_1 и d_2 – некоторые коэффициенты. Численное моделирование показало, что модель типа плоского слоя применима в широком частотном диапазоне за исключением окрестностей нулевой частоты и частот толщинных резонансов.

3. Теория Кирхгофа–Лява и ее уточнения. Теория Кирхгофа–Лява и ее уточнения могут рассматриваться как низкочастотные приближения трехмерных уравнений теории упругости. Следовательно, эти теории можно применить для аппроксимации решения в окрестности нулевой частоты. Асимптотическая модель взаимодействия жидкости с тонкой оболочкой, являющаяся уточнением теории Кирхгофа–Лява, была сформулирована в [2; 6]. Запишем уравнения движения оболочки в перемещениях:

$$\left(1 + \frac{1}{3}\eta^2\right) \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{1}{3}\eta \frac{\partial^3 w}{\partial \theta^3} + \frac{1-\nu}{2} R^2 \frac{\omega_{lg}^2}{c_2^2} u + \frac{\nu(1+\nu)R}{2E} \frac{\partial m}{\partial \theta} = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{1}{3}\eta \frac{\partial^3 u}{\partial \theta^3} + w + \frac{1}{3}\eta \frac{\partial^4 w}{\partial \theta^4} - \frac{1-\nu}{2} R^2 \frac{\omega_{lr}^2}{c_2^2} w + \frac{\nu(1+\nu)R}{E} m + \frac{(1-\nu^2)R^2}{2Eh} Z = 0$$

$$\omega_{lg}^2 u = \omega^2 \left[u + \eta^2 (B_{00} + B_{01} z^2 + B_{02} z^4) \frac{\partial^4 u}{\partial \theta^2} \right], \quad z = \frac{\omega h}{c_2} \quad (3.1)$$

$$\omega_{lr}^2 w = \omega^2 \left[w + \eta^2 A_{00} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} - z^2 \left(A_{01} w + \eta^2 A_{02} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} \right) \right]$$

$$Z = \left(1 - \frac{8-3\nu}{10(1-\nu)} \eta^2 \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) (p_i + p_s) \Big|_{r=a}, \quad m = -(p_i + p_s) \Big|_{r=a}$$

Здесь u – тангенциальное перемещение в направлении оси θ , w – прогиб, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона, коэффициенты A_{0i} и B_{0i} приведены в работе [2]. Условие непротекания имеет следующий вид:

$$w + \frac{\nu \eta^2}{2(1-\nu)} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} - \frac{\nu \eta}{(1-\nu)} \frac{\partial u}{\partial \theta} = \frac{1}{\rho \omega^2} \frac{\partial}{\partial r} (p_i + p_s) \Big|_{r=a} \quad (3.2)$$

Подчеркнутые члены в уравнениях (3.1), (3.2) учитывают поперечное обжатие оболочки и некоторые другие явления (см. [2, 6]). Опуская их, получаем уравнения классической теории Кирхгофа–Лява.

Коэффициенты B_n , найденные из задачи (3.1)–(3.2) имеют вид

$$B_n = \frac{d_1 J_n'(x) + \kappa R \beta_2^{-2} (b_2 d_2 + b_1 d_3) k J_n(x) / 4}{d_1 H_n^{(1)'}(x) + \kappa R \beta_2^{-2} (b_2 d_2 + b_1 d_3) k H_n^{(1)}(x) / 4}$$

$$d_1 = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix}, \quad d_2 = \begin{vmatrix} a_{12} & a_{11} \\ a_{32} & a_{31} \end{vmatrix}, \quad d_3 = \begin{vmatrix} a_{21} & a_{22} \\ a_{31} & a_{32} \end{vmatrix}$$

$$a_{11} = -n^2 \left(1 + \frac{1}{3} \eta^2 \right) + \frac{1-v}{2} R^2 \frac{\omega_{\text{тг}}^2}{c_2^2}, \quad a_{12} = -n \left(1 + \frac{1}{3} \eta^2 n^2 \right) \quad (3.3)$$

$$a_{21} = -n \left(1 + \frac{1}{3} \eta^2 n^2 \right), \quad a_{22} = 1 + \frac{1}{3} \eta^2 n^4 - \frac{1-v}{2} R^2 \frac{\omega_{\text{тг}}^2}{c_2^2}, \quad b_1 = -vn$$

$$a_{31} = -\frac{v}{1-v} \eta n, \quad a_{32} = 1 - \frac{v}{2(1-v)} \eta^2 n^2, \quad b_2 = v - \frac{1-v}{\eta} \left(1 + \frac{8-3v}{10(1-v)} \eta^2 n^2 \right)$$

Можно показать, что уточненная асимптотическая модель применима при $\omega R/c_2 \ll \eta^{-1}$, а классическая теория Кирхгофа–Лява соответственно при $\omega R/c_2 \ll \eta^{-1/2}$. Таким образом, эти теории описывают только резонансы волны типа Лэмба S_0 и порожденной жидкостью волны A (или волны типа Лэмба A_0). Номера описываемых резонансов лежат в областях: $n \ll \eta^{-1}$ для уточненной асимптотической модели и $n \ll \eta^{-1/2}$ для теории Кирхгофа–Лява.

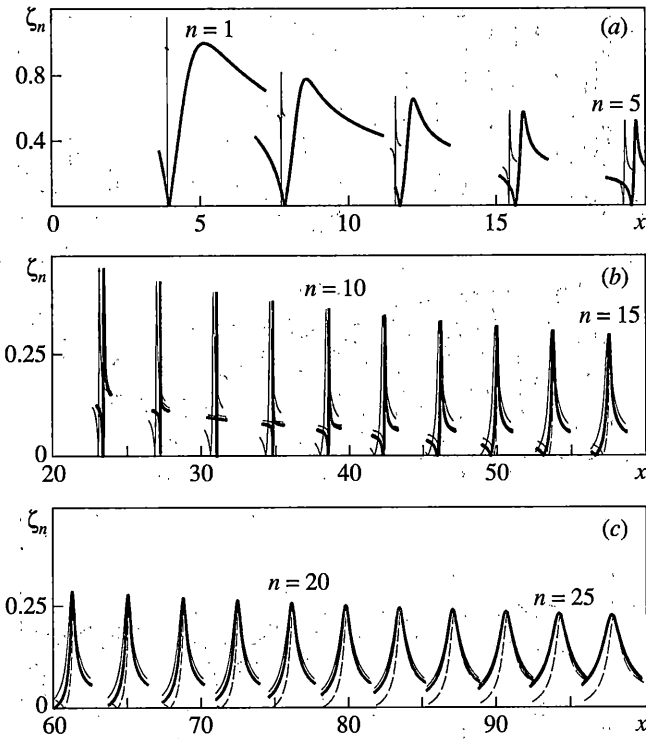
4. Длинноволновое высокочастотное приближение. В окрестностях частот толщинных резонансов волны Лэмба высших порядков соответствуют длинноволновым высокочастотным колебаниям. Существует два типа длинноволновых высокочастотных приближений [7]. Поперечное приближение применяется в окрестности частот толщинных резонансов растяжения–сжатия, т.е. при $|z - \Lambda_{\text{ст}}| \ll 1$, где $\Lambda_{\text{ст}} = \pi m / \gamma$ (для антисимметричных мод) и $\Lambda_{\text{ст}} = \pi(m - 1/2) / \gamma$ (для симметричных мод), $m = 1, 2, \dots$. В окрестности частот толщинных резонансов сдвига применяется тангенциальное длинноволновое высокочастотное приближение. В этом случае разрешающее уравнение и условие непротекания принимают вид

$$\eta^2 \left(P \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + P_R^0 u \right) + (z^2 - \Lambda_{\text{ш}}^2) u = \frac{2(-1)^{m+1} h \gamma}{\Lambda_{\text{ш}} \rho_1 c_2^2} \eta \frac{\partial (p_i + p_s)}{\partial \theta} \left\{ \begin{array}{l} \text{ctg}(\gamma \Lambda_{\text{ш}}) \\ \text{tg}(\gamma \Lambda_{\text{ш}}) \end{array} \right\}$$

$$\frac{2(-1)^m \gamma}{\Lambda_{\text{ш}}} \eta \frac{\partial u}{\partial \theta} \left\{ \begin{array}{l} \text{ctg}(\gamma \Lambda_{\text{ш}}) \\ \text{tg}(\gamma \Lambda_{\text{ш}}) \end{array} \right\} = \frac{1}{\rho \omega^2} \frac{\partial}{\partial r} (p_i + p_s) \Big|_{r=a} \quad (4.1)$$

$$P_R^0 = -\frac{15}{4}, \quad P = 1 \pm \frac{8\gamma}{\Lambda_{\text{ш}}} \left\{ \begin{array}{l} \text{ctg}(\gamma \Lambda_{\text{ш}}) \\ \text{tg}(\gamma \Lambda_{\text{ш}}) \end{array} \right\}$$

Здесь и далее верхний (нижний) знак и верхнее (нижнее) выражение в фигурных скобках соответствует антисимметричным (симметричным) модам, $\Lambda_{\text{ш}} = \pi(2m - 1)/2$ для антисимметричных мод и $\Lambda_{\text{ш}} = \pi m$ для симметричных мод, $m = 1, 2, \dots$, $|z - \Lambda_{\text{ш}}| \ll 1$. Коэф-



Фиг. 1

коэффициенты B_n определяются из систем (4.1), и для антисимметричного случая тангенциального приближения получаем

$$B_n = \frac{S J_n'(x) - 4n^2 h \kappa \beta_1^{-2} \operatorname{ctg}^2(\gamma \Lambda_{\text{sh}}) k J_n(x) \Lambda_{\text{sh}}^{-2}}{S H_n^{(1)'}(x) - 4n^2 h \kappa \beta_1^{-2} \operatorname{ctg}^2(\gamma \Lambda_{\text{sh}}) k H_n^{(1)}(x) \Lambda_{\text{sh}}^{-2}} \quad (4.2)$$

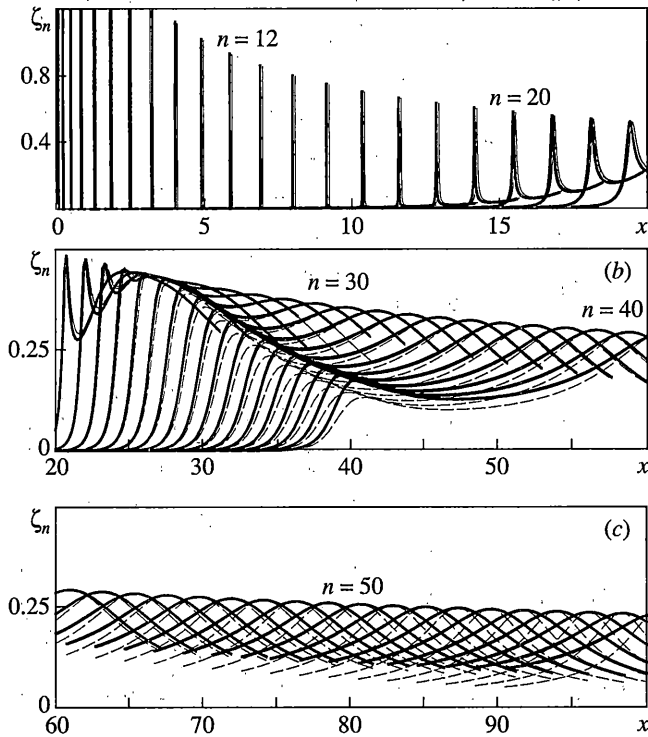
$$S = -Pn^2 + P_R^0 + \eta^{-2}(z^2 - \Lambda_{\text{sh}}^2)$$

Сформулированная модель применима только для нескольких первых мод ($n \ll \eta^{-1}$). В то же время, в окрестности частот толщинных резонансов имеются также резонансы мод больших номеров ($n \sim x \sim \eta^{-1}$), соответствующие, например, волнам Лэмба нулевого порядка или волны, порожденной жидкостью. Следовательно, при вычислении рассеянного давления длинноволновое высокочастотное приближение должно использоваться в комбинации с моделью типа плоского слоя [5, 9].

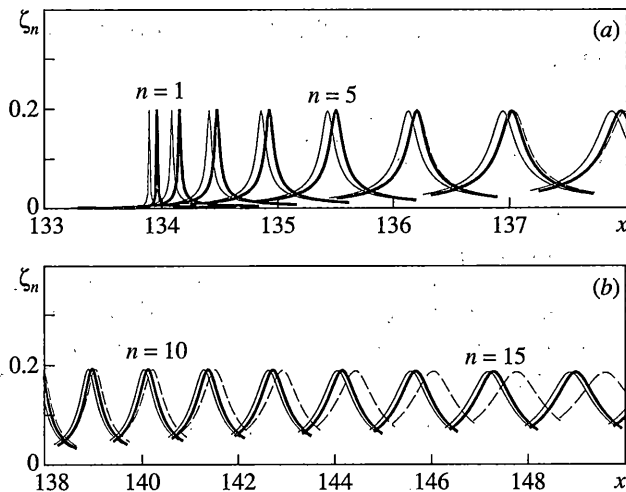
5. Синтез акустического давления. Рассмотрим сращивание асимптотических приближений, описанных выше. Начнем с изучения резонансных компонентов парциальных мод [10], используя для выделения резонансов жесткое основание

$$\zeta_n = \frac{4}{\sqrt{\pi x}} \left| B_n + \frac{J_n'(x)}{H_n^{(1)'}(x)} \right| \quad (5.1)$$

На фиг. 1 представлены резонансные компоненты для волны типа Лэмба S_0 , вычисленные по уточненной теории Кирхгофа–Лява (штриховая линия) и по модели типа плоского слоя (сплошная линия). Коэффициенты B_n в формуле (5.1) определялись либо по формуле (3.3) (уточненная теория Кирхгофа–Лява), либо по формуле (2.3) (мо-



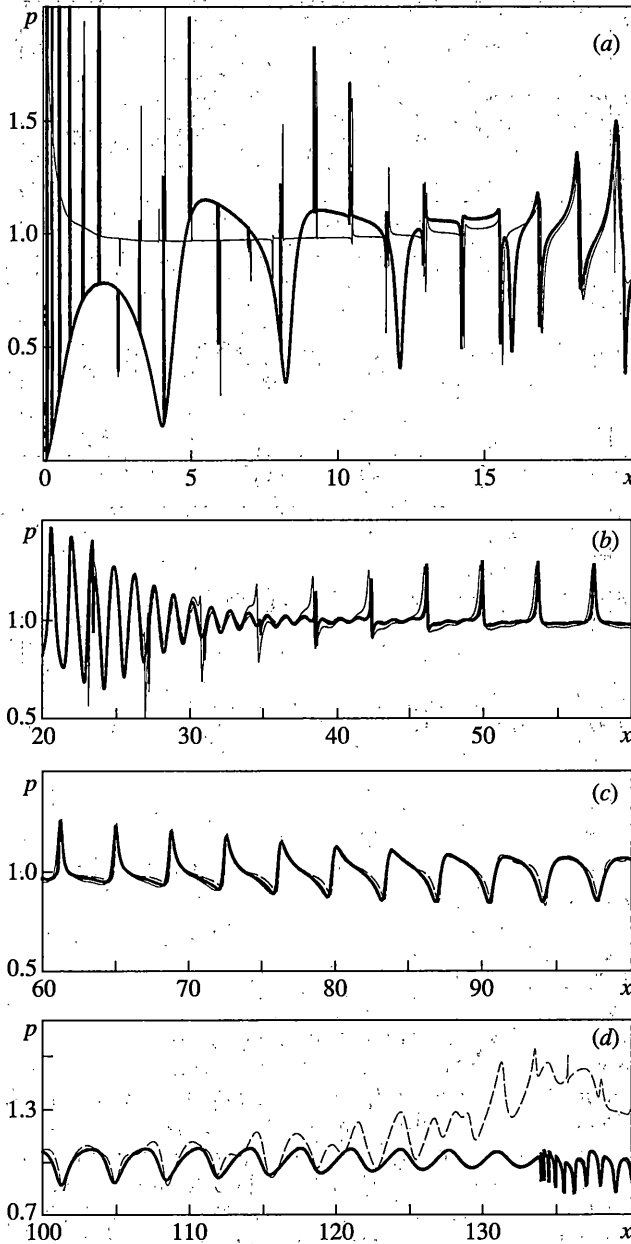
Фиг. 2



Фиг. 3

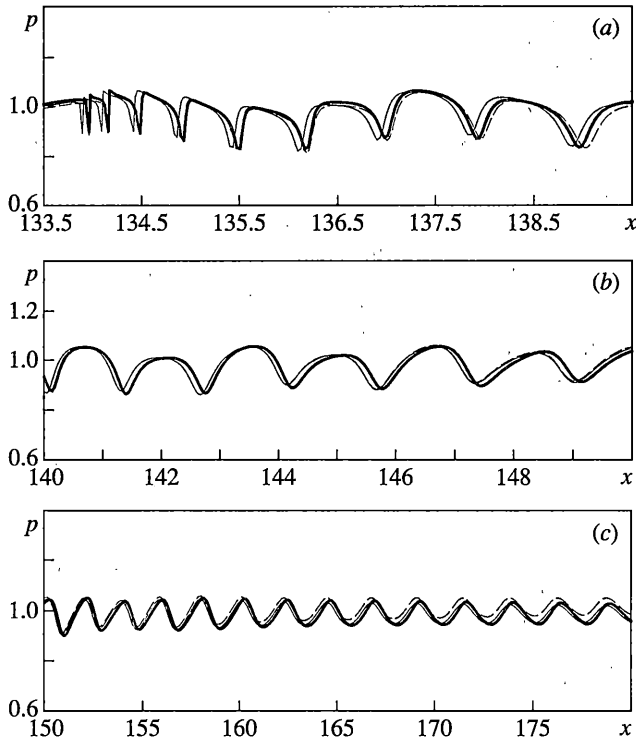
дель типа плоского слоя). Точное решение [8] также приведено на фиг. 1 и отмечено сплошной жирной линией. Параметры задачи: $c_1 = 6807$ м/с, $c_2 = 3180$ м/с, $c = 1493$ м/с, $\rho = 1000$ кг/м³, $\rho_1 = 2700$ кг/м³, $\eta = 1/39$, $\nu = 0.36041$.

Аналогичное сравнение представлено на фиг. 2 для порожденной жидкостью волны А (начиная с $n = 28$ она сменяется волной типа Лэмба A_0). На фиг. 3 сравниваются



Фиг. 4

резонансные компоненты для волны типа Лэмба A_1 , найденные с использованием модели типа плоского слоя (сплошная линия) и длинноволнового высокочастотного приближения (штриховая линия), а также с использованием точного решения (сплошная жирная линия). Для случая длинноволнового высокочастотного приближения коэффициенты B_n определяются формулой (4.2). Из фиг. 1–3 видно, что рассматриваемые асимптотические модели имеют области согласования, следовательно, синтез рассеянного давления и других характеристик задачи действительно возможен.



Фиг. 5

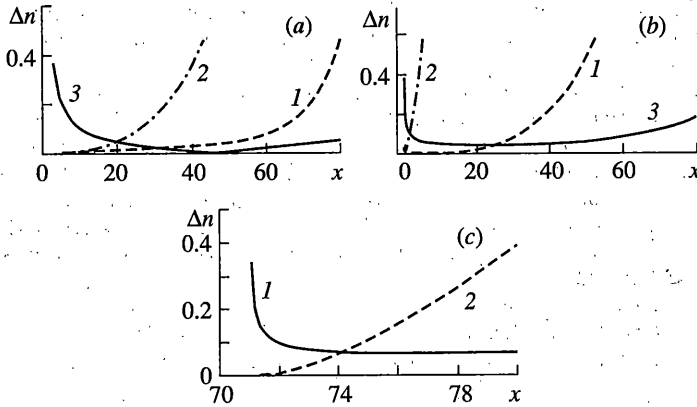
Результаты синтеза функции формы рассеянного давления в дальнем поле ($r \rightarrow \infty$) в случае рассеяния назад ($\theta = 0$):

$$p = \frac{2}{\sqrt{\pi x}} \left| \sum_{n=0}^{\infty} E_n B_n (-1)^n \right| \quad (5.2)$$

представлены на фиг. 4, 5. Обозначения здесь такие же как на фиг. 1 и на фиг. 3 соответственно. Длинноволновое высокочастотное приближение на фиг. 5 применяется только начиная с частоты первого толщинного резонанса и только при $n < 10$. Остаток ряда (5.2) вычисляется по модели типа плоского слоя.

Аналогичные вычисления были проведены и при других значениях параметров упругой оболочки. Результаты синтеза функции формы акустического давления при $c_1 = 5960$ м/с, $c_2 = 3240$ м/с, $c = 1493$ м/с, $\rho = 1000$ кг/м³, $\rho_1 = 7700$ кг/м³, $\eta = 1/39$ приведены в работах [4, 9]. Следует отметить, что в этом случае волна А, порожденная жидкостью, сменяется волной типа Лэмба A_0 при $n = 25$.

На фиг. 6 представлены погрешности аппроксимации дисперсионных кривых при следующих параметрах оболочки: $c_1 = 3807$ м/с, $c_2 = 1687$ м/с, $c = 1493$ м/с, $\rho = 1000$ кг/м³, $\rho_1 = 11300$ кг/м³, $\eta = 1/39$, $\nu = 0.37783$, где $\Delta n = |n^{\text{app}} - n^{\text{ex}}|$ (n^{ex} , n^{app} – точное и приближенное значение волнового числа). На фиг. 6, а, б приведены данные для волны S_0 и А соответственно. Здесь кривые, рассчитанные для уточненной и классической теории Кирхгофа–Лява показаны штриховой (1) и штрихпунктирной (2) линиями, а кривые, полученные для модели типа плоского слоя – сплошной линией (3). На фиг. 6, с даны погрешности аппроксимации дисперсионных кривых Δn для волны A_1 , где значение n^{app} ,



Фиг. 6

полученное для модели типа плоского слоя отмечены сплошной линией (1), а данные для длинноволнового высокочастотного приближения показаны штриховой линией (2). Отметим, что здесь волна A_0 появляется только на высоких частотах, значение которых значительно выше частоты первого толщинного резонанса. Из приведенных на фиг. 6 данных следует, что в рассматриваемом случае имеются области согласования, которые расположены вблизи точек пересечения кривых, соответствующих различным асимптотическими моделями. Это позволяет осуществить эффективный синтез рассеянного давления на основе сращивания указанных трех асимптотических приближений. Кроме этого существует и область согласования между классической теорией Кирхгофа–Лява и моделью типа плоского слоя, которая однако имеет очень малые размеры, что сильно затрудняет проведение сращивания этих приближенных решений.

Проведенное численное моделирование показывает, что рассматриваемые асимптотические модели имеют области согласования между уточненной теорией Кирхгофа–Лява и моделью типа плоского слоя, а также между моделью типа плоского слоя и длинноволновым высокочастотным приближением в окрестности частот загираания. Размеры указанных областей согласования зависят как от конкретных значений параметров материала оболочки, так и от значения параметра тонкостенности η . При вычислениях величина η варьировалась в промежутке $1/59 \leq \eta \leq 1/19$. Проведенные вычисления показывают, что с увеличением параметра η , т.е. при увеличении относительной толщины оболочки, размеры областей согласования в частотной области сужаются.

Результаты, представленные на фиг. 1–6, и проведенные вычисления показывают, что предложенный подход позволяет достаточно точно аппроксимировать решение задачи рассеяния. Более того, данный метод может быть обобщен на некруговые цилиндрические оболочки, для которых точного решения не существует.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kaplunov J.D., Kossovich L.Yu., Nolde E.V.* Dynamics of Thin Walled Elastic Bodies. N. Y. etc.: Acad. Press, 1998. 226 p.
2. *Belov A.V., Kaplunov J.D., Nolde E.V.* A refined asymptotic model of fluid-structure interaction in scattering by elastic shells // *Flow, Turbulence and Combustion*, 1999. V. 61. № 1–4. P. 255–267.
3. *Каплунов Ю.Д.* Высокочастотные напряженно-деформируемые состояния малой изменчивости в оболочках, погруженных в жидкость // *ПММ*. 1991. Т. 55. № 3. С. 478–485.

4. Вильде М.В., Каплунов Ю.Д., Ковалев В.А. Развитие приближения типа плоского слоя в задаче рассеяния акустических волн цилиндрической оболочкой // Изв. РАН. МТТ. 2002. № 3. С. 180–186.
5. Ковалев В.А. Сращивание асимптотических приближений в задаче рассеяния акустических волн упругой сферической оболочкой // ПММ. 2002. Т. 66. № 4. С. 596–606.
6. Ковалев В.А. Применение уточненной асимптотической модели в задаче рассеяния плоской акустической волны сферической оболочкой // Изв. РАН. МТТ. 2002. № 2. С. 155–162.
7. Каплунов Ю.Д. Высокочастотные напряженно-деформированные состояния малой изменчивости в упругих тонких оболочках // Изв. АН СССР. МТТ. 1990. № 5. С. 147–157.
8. Doolittle R.D., Überall H. Sound scattering by elastic cylindrical shell // J. Acoust. Soc. America. 1966. V. 39. № 2. P. 272–275.
9. Kovalev V.A. Matching of asymptotic models in scattering of acoustic waves by elastic shells // Proc. Inter. Seminar Day of Diffraction. 2001. SpbU. 2001. P. 144–150.
10. Векслер Н.Д. Акустическая спектроскопия. Таллинн: Валгус, 1989. 324 с.

Москва

Поступила в редакцию
10.12.2002

Зав. редакцией В.М. Кутырева

Сдано в набор 27.05.2003 Подписано к печати 22.07.2003 Формат бумаги 70 × 100^{1/16}
Офсетная печать Усл.печ.л. 18,2 Усл.кр.-отт. 6,3 тыс. Уч.-изд.л. 21,7 Бум.л. 7,0
Тираж 341 экз. Зак. 7436

Свидетельство о регистрации № 0110261 от 08.02.93 г.
в Министерстве печати и информации Российской Федерации
Учредители: Российская академия наук,
Общество с ограниченной ответственностью "Журналы по механике"

Адрес издателя: 117997, Москва, Профсоюзная ул., 90
Адрес редакции: 117526, Москва, проспект Вернадского, д. 101. Тел. 434-35-38
Отпечатано в ППП "Типография "Наука", 121099, Москва, Шубинский пер., 6