

## ГАРМОНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ КРУГОВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ В ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Сметанин Б.И., Тарасов А.Е.

*Министерство образования и науки РФ, ФГАОУ ВПО «Южный федеральный университет», Ростов-на-Дону, Россия (344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Мильчакова, 8а, факультет математики, механики и компьютерных наук ЮФУ), [smet@math.rsu.ru](mailto:smet@math.rsu.ru)*

Разработан алгоритм решения задачи о взаимодействии упругой круговой цилиндрической оболочки конечной длины с идеальной баротропной сжимаемой жидкостью в линейной постановке. Задача сведена к решению системы дифференциального и интегрального уравнений. Основу алгоритма составляют использование метода интегральных преобразований, а также разложения основных искомым функций в функциональные ряды по собственным формам колебаний оболочки в вакууме и по ортогональным многочленам. Исследовать механические характеристики движения оболочки и жидкости можно лишь после решения этой системы. В результате численной реализации алгоритма для некоторых значений параметров задачи определены радиальные перемещения точек оболочки, значения объемной плотности энергии волн в жидкости, а также собственные частоты колебаний оболочки.

Ключевые слова: круговая цилиндрическая оболочка, идеальная баротропная жидкость, гармонические колебания.

## HARMONIC VIBRATIONS OF A CIRCULAR CYLINDRICAL SHELL OF FINITE LENGTH IN AN IDEAL LIQUID

Smetanin B.I., Tarasov A.E.

*The Ministry of Education and Science of the Russian Federation, FSIEI HVT Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia (344090, Rostov-on-Don, street Milchakova, 8a, faculty of mathematics, mechanics and computer sciences ЮФУ) [smet@math.rsu.ru](mailto:smet@math.rsu.ru)*

In this paper an algorithm of solving the problem of the interaction of elastic circular cylindrical shell of finite length with an ideal barotropic compressible fluid in a linear formulation has been developed. The problem is reduced to solving a system of differential and integral equations. The algorithm is based on the using method of integral transformations, as well as expansion of the basic unknown functions in the functional series on its own forms of vibrations of the shell in vacuum and on orthogonal polynomials. To investigate the mechanical characteristics of movement of the shell and the liquid is possible only after the solving of this system. As a result of numerical realization of algorithm for some values of parameters radial displacements of the shell, value of density of energy of the waves in the liquid, as well as own frequencies of vibrations of the shell are defined.

Key words: a circular cylindrical shell, an ideal barotropic liquid, harmonious vibration.

Исследования взаимодействия упругих пластинок и оболочек с жидкостью находят широкое применение на практике. Этим объясняется значительное число публикаций по данной тематике [1]. Основу исследований многих задач составляют численные методы. Однако эти методы не позволяют с требуемой степенью точности учесть влияние на локальные характеристики движения жидкости функций, имеющих особенности.

Данная работа посвящена математическому моделированию гармонических колебаний круговой цилиндрической оболочки в идеальной жидкости. В основе алгоритма решения этой задачи лежат аналитические и аналитико-численные методы. Аналогичный алгоритм применялся при решении задач гидроупругости в [2].

Пусть идеальная баротропная жидкость занимает безграничное пространство, массовые силы отсутствуют. В жидкости находится упругая круговая цилиндрическая оболочка, совершающая малые изгибные осесимметричные колебания. Длина, радиус и толщина оболочки равны, соответственно,  $2a$ ,  $R$  и  $h$  ( $h \ll a$ ). Будем рассматривать

цилиндрическую систему координат  $r, \theta, z$ , ось  $Oz$  которой направлена вдоль оси оболочки. Тогда уравнение движения оболочки, взаимодействующей с жидкостью, будет иметь вид [3]:

$$D \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} + \frac{Eh}{R^2} w + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = p(R+0, z, t) - p(R-0, z, t) \quad (|z| \leq a). \quad (1)$$

Здесь  $w = w(z, t)$  – радиальное перемещение точек срединной поверхности оболочки,  $D = Eh^3[12(1-\nu^2)]^{-1}$  – жесткость оболочки при изгибе,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\rho$  – плотность оболочки,  $t$  – время,  $p = p(r, z, t)$  – гидродинамическое давление. Перемещения, направленные к оси оболочки, считаются положительными. Оболочка совершает гармонические колебания под действием изгибающих моментов  $M_0$  и поперечных сил  $Q_0$ , равномерно распределенных по ее торцам. В этом случае должны выполняться следующие граничные условия [3]:

$$D \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = -M_0 e^{-i\omega t}, \quad D \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} = \mp Q_0 e^{-i\omega t} \quad (z = \pm a), \quad (2)$$

где  $\omega$  – круговая частота колебаний,  $i$  – мнимая единица.

Движение жидкости будем считать безвихревым. При условии малости возмущений давления, плотности и скорости жидкости потенциал скоростей  $\varphi = \varphi(r, z, t)$  удовлетворяет волновому уравнению [4]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}. \quad (3)$$

Здесь  $c$  – скорость звука в покоящейся жидкости. Давление  $p$  связано с функцией  $\varphi$  линеаризованным интегралом Лагранжа–Коши:

$$p = p_0 - \rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (4)$$

где  $p_0$  и  $\rho_0$  – давление и плотность покоящейся жидкости, соответственно.

На оболочке должны выполняться условия безотрывности ее обтекания жидкостью:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=R-0} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=R+0} = -\frac{\partial w}{\partial t} \quad (|z| \leq a). \quad (5)$$

С удалением от оболочки вносимые ею возмущения должны затухать. Решение задачи должно удовлетворять условию излучения на бесконечности Зоммерфельда [5].

Учитывая граничные условия (2), представим функции  $w$  и  $\varphi$  в следующем виде:

$$w(z, t) = w_*(z) e^{-i\omega t} \quad (6)$$

$$\varphi(r, z, t) = \varphi_*(r, z) e^{-i\omega t}.$$

Занимаемую жидкостью область разобьем на две области, которые определяются условиями:

- 1)  $0 \leq r \leq R, 0 \leq \theta < 2\pi, |z| < \infty;$
- 2)  $R \leq r < \infty, 0 \leq \theta < 2\pi, |z| < \infty.$

Функцию  $\varphi_*$  в этих областях будем обозначать через  $\varphi$  с соответствующим индексом 1 или 2. На границе областей 1) и 2) вне оболочки должны выполняться условия непрерывности движения жидкости:

$$\varphi_1 = \varphi_2, \quad \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \quad (r = R, |z| > a). \quad (7)$$

Тогда из (1)–(5) с учетом (6) вытекают следующие уравнения и граничные условия для функций  $w_*$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ :

$$D w_*^{IV}(z) + \left( \frac{E}{R^2} - \rho \omega^2 \right) h w_*(z) = i \omega \rho_0 g(z) \quad (|z| \leq a); \quad (8)$$

$$g(z) = \varphi_2(R, z) - \varphi_1(R, z); \quad (9)$$

$$w_*''(\pm a) = -\frac{M_0}{D}, \quad w_*'''(\pm a) = \mp \frac{Q_0}{D}; \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varphi = 0; \quad (11)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} = i\omega w_* \quad (z = R, |z| \leq a). \quad (12)$$

Применение обобщенного интегрального преобразования Фурье к уравнению (11) позволяет получить следующее представление функций  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  с учетом их ограниченности в области определения:

$$\varphi_1(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Lambda} A(\xi) I_0(kr) e^{-i\xi z} d\xi \quad (0 \leq r \leq R, |z| < \infty); \quad (13)$$

$$\varphi_2(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Lambda} B(\xi) K_0(kr) e^{-i\xi z} d\xi \quad (R \leq r < \infty, |z| < \infty).$$

Здесь  $I_n(z)$ ,  $K_n(z)$  – цилиндрические функции мнимого аргумента,  $A(\xi)$  и  $B(\xi)$  – произвольные достаточно гладкие функции,

$$k = \sqrt{\xi^2 - \omega^2/c^2}. \quad (14)$$

Контур интегрирования  $\Lambda$  на плоскости комплексной переменной  $\xi$  в (13) выбирается таким образом, чтобы в соответствии с принципом Зоммерфельда полученное решение содержало лишь волны, уходящие на бесконечность.

Для определения функций  $A(\xi)$  и  $B(\xi)$  рассмотрим следующие граничные условия:

$$\gamma(z) = g'(z) = \frac{\partial \varphi_2(R, z)}{\partial z} - \frac{\partial \varphi_1(R, z)}{\partial z}, \quad \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \quad (r = R, |z| < \infty). \quad (15)$$

Функцию  $\gamma(z)$  в (15) временно будем считать заданной и представимой в виде:

$$\gamma(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Lambda} G(\xi) e^{-i\xi z} d\xi.$$

Тогда с учетом (7) и (9) формула обратного преобразования, выражающая  $G$  через  $\gamma$ , будет иметь вид:

$$G(\xi) = \int_{-a}^a \gamma(\eta) e^{i\xi \eta} d\eta. \quad (16)$$

Отметим, что из условия непрерывности давления в области, занятой жидкостью, следует:

$$G(0) = \int_{-a}^a \gamma(\eta) d\eta = 0. \quad (17)$$

Внося интегральные представления функций  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $\gamma(z)$  в (15), получим с учетом свойств интегрального преобразования Фурье систему двух алгебраических уравнений относительно  $A(\xi)$  и  $B(\xi)$ , из которой легко найти

$$A(\xi) = \frac{G(\xi)}{i\xi} k R K_1(kR), \quad B(\xi) = -\frac{G(\xi)}{i\xi} k R I_1(kR). \quad (18)$$

С учетом (16), (18) формулы (13), определяющие  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , преобразуются к виду:

$$\varphi_1(r, z) = \frac{R}{2\pi i} \int_{-a}^a \gamma(\eta) d\eta \int_{\Lambda} \frac{k}{\xi} K_1(kR) I_0(kr) e^{i\xi(\eta-z)} d\xi; \quad (19)$$

$$\varphi_2(r, z) = -\frac{R}{2\pi i} \int_{-a}^a \gamma(\eta) d\eta \int_{\Lambda} \frac{k}{\xi} I_1(kR) K_0(kr) e^{i\xi(\eta-z)} d\xi.$$

Граничное условие (12) с использованием представлений (19) позволяет получить следующее интегральное уравнение, связывающее функции  $\gamma$  и  $w_*$ , которые для исходной задачи являются неизвестными:

$$\int_{-a}^a \gamma(\eta) d\eta \int_{\Lambda} \frac{k^2}{\xi} K_1(kR) I_1(kR) e^{i\xi(\eta-z)} d\xi = -\frac{2\pi}{R} \omega w_*(z) \quad (|z| \leq 1). \quad (20)$$

Контур интегрирования  $\Lambda$  в (20) в соответствии с принципом Зоммерфельда в левой полуплоскости должен обходить точку ветвления подынтегральной функции  $\xi = -\frac{\omega}{c}$  сверху, в правой полуплоскости точку ветвления  $\xi = \frac{\omega}{c}$  – снизу [5]. Следовательно, при переходе в (20) к интегрированию по действительной оси нужно выбирать значения  $k$  по следующей формуле:

$$k = \sqrt{\xi^2 - \omega^2/c^2} = \begin{cases} \sqrt{\xi^2 - \omega^2/c^2}, & (|\xi| > \omega/c), \\ -i\sqrt{\omega^2/c^2 - \xi^2}, & (0 \leq |\xi| < \omega/c). \end{cases} \quad (21)$$

В полученных уравнениях (8) и (20) введем безразмерные переменные и новые обозначения по формулам:

$$z = az', \eta = a\eta', u = \xi R, \lambda = \frac{R}{a}, \alpha = \frac{12(1-\nu^2)a^4}{R^2 h^2}, \beta = \frac{\rho_0 a}{\rho h}, \quad (22)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{D}{\rho h}} \frac{\hat{\omega}}{a^2}, w_*(z) = h\hat{w}(z'), g(z) = i\omega a h \hat{g}(z'), \gamma(z) = i\omega h \hat{\gamma}(z'),$$

$$t = \omega^2 \hat{t} \sqrt{\rho h / D}, \quad S = \omega R / c \text{ — число Струхала.}$$

Из (8), (10), (20) с учетом (21) получим

$$w^{IV}(z) + (\alpha - \omega^2)w(z) + \beta\omega^2 g(z) = 0 \quad (|z| \leq 1) \quad (23)$$

$$w''(\pm 1) = -\frac{a^2 M_0}{hD} = C_1, \quad w'''(\pm 1) = \mp \frac{a^3 Q_0}{hD} = \pm C_2 \quad (24)$$

$$\int_{-1}^1 \gamma(\eta) l\left(\frac{\eta-z}{\lambda}\right) d\eta = 2\pi\lambda w(z) \quad (|z| \leq 1) \quad (25)$$

$$\gamma(z) = g'(z) \quad (26)$$

$$l(t) = \int_0^\infty L(u) \sin(ut) du \quad (27)$$

$$L(u) = \frac{2(u^2 - S^2)}{u} I_1(\sqrt{u^2 - S^2}) K_1(\sqrt{u^2 - S^2}) \rightarrow 1 \text{ при } u \rightarrow \infty$$

В формулах (23)–(26) и последующих формулах знаки «штрих» и «крышка» опущены.

Из граничных условий (26) следует, что  $w(z)$  должна быть четной функцией. В этом случае функцию  $w(z)$  представим в виде разложения в ряд по собственным формам колебаний оболочки со свободными концами в вакууме:

$$w(z) = f(z) + \sum_{n=0}^{\infty} X_n \psi_n(z) \quad (28)$$

$$f(z) = \frac{1}{2} \left( C_1 - \frac{1}{2} C_2 \right) z^2 + \frac{1}{24} C_2 z^4.$$

Коэффициенты  $X_n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) подлежат определению. Функции  $\psi_n(z)$  образуют полную ортогональную систему функций. Эти функции определяются формулами [6]:

$$\psi_n(z) = \begin{cases} 1 & (n = 0) \\ \cos(\varepsilon_n z) + \frac{\cos(\varepsilon_n)}{\operatorname{ch}(\varepsilon_n)} \operatorname{ch}(\varepsilon_n z) & (n = 1, 2, \dots), \end{cases} \quad (29)$$

где  $\varepsilon_n$  ( $n = 0, 1, \dots$ ) – неотрицательные корни уравнения

$$\operatorname{tg} \varepsilon + \operatorname{th} \varepsilon = 0.$$

При больших  $n$  числа  $\varepsilon_n$  мало отличаются от  $\pi(n - 1/4)$ . Функции  $\psi_n(z)$  удовлетворяют условиям

$$\psi_n''(\pm 1) = \psi_n'''(\pm 1) = 0 \quad (30)$$

$$\psi_n^{IV}(z) = \varepsilon_n^4 \psi_n(z) \quad (n = 0, 1, \dots).$$

Из (28) и (30) следует, что граничные условия (24) будут выполняться при любых значениях коэффициентов  $X_n$ .

На основании линейности уравнения (25) может быть получено представление функции  $\gamma(z)$ , аналогичное (28):

$$\gamma(z) = u(z) + \sum_{n=0}^{\infty} X_n \gamma_n(z), \quad (31)$$

где функции  $u(z)$  и  $\gamma_n(z)$  ( $n = 0, 1, \dots$ ) определяются из следующих интегральных уравнений с известными правыми частями:

$$\int_{-1}^1 u(\eta) l\left(\frac{\eta - z}{\lambda}\right) d\eta = 2\pi\lambda f(z) \quad (|z| \leq 1) \quad (32)$$

$$\int_{-1}^1 \gamma_n(\eta) l\left(\frac{\eta - z}{\lambda}\right) d\eta = 2\pi\lambda \psi_n(z) \quad (n = 0, 1, \dots; |z| \leq 1)$$

Интегральные уравнения (32) целесообразно решать методом ортогональных многочленов [7]. При этом функцию  $u(z)$  следует искать в виде

$$u(z) = \frac{1}{\sqrt{1 - z^2}} \sum_{m=1}^M Y_m T_{2m-1}(z), \quad (33)$$

где  $T_m(z)$  – многочлены Чебышева первого рода. Аналогичный вид имеют представления функций  $\gamma_n(z)$ . Процедура метода ортогональных многочленов сводит решение каждого из уравнений (32) к решению системы линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложений вида (33) [7].

Из (26) и (31) будем иметь

$$g(z) = q(z) + \sum_{n=0}^{\infty} X_n v_n(z), \quad (34)$$

$$q(z) = -\sqrt{1 - z^2} \sum_{m=1}^M Y_m \frac{U_{2m-2}(z)}{2m-1}. \quad (35)$$

В (35)  $U_m(z)$  – многочлены Чебышева второго рода. Аналогичный вид имеют представления функций  $v_n(z)$ .

Внесем разложения в ряды функций  $w(z)$  и  $g(z)$  в (23). Умножим затем преобразованное уравнение (23) на  $\psi_j(z)$  ( $j = 0, 1, \dots$ ) и проинтегрируем по  $z$  в пределах от  $-1$  до  $1$ . В результате получим следующую систему линейных алгебраических уравнений относительно  $X_n$ :

$$\sum_{n=0}^{\infty} X_n [(\varepsilon_n^4 + \alpha - \omega^2) \mathbb{P}_n \delta_{jn} + \beta \omega^2 H_{jn}] = b_j \quad (j = 0, 1, \dots) \quad (36)$$

$$\mathbb{P}_n = \int_1^1 \psi_n^2(z) dz, \quad H_{jn} = \int_{-1}^1 \psi_j(z) v_n(z) dz$$

$$b_j = -2C_2 \delta_{j0} - \int_{-1}^1 [(\alpha - \omega^2) f(z) + \beta \omega^2 q(z)] \psi_j(z) dz$$

$$(n, j = 0, 1, \dots)$$

$\delta_{jn}$  – символ Кронекера. Бесконечную систему уравнений (36) целесообразно решать методом редукции.

После определения функции  $\varphi$  в области, занятой жидкостью, может быть найдена объемная плотность энергии акустических волн  $E$  по формуле [8]:

$$E(r, z, t) = 10^{-4} \rho \omega^2 h^2 E_*(r, z, t) = \frac{\rho}{2} \left[ (\text{grad} \varphi)^2 + \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 \right]. \quad (37)$$

В (37) берется действительная часть функции

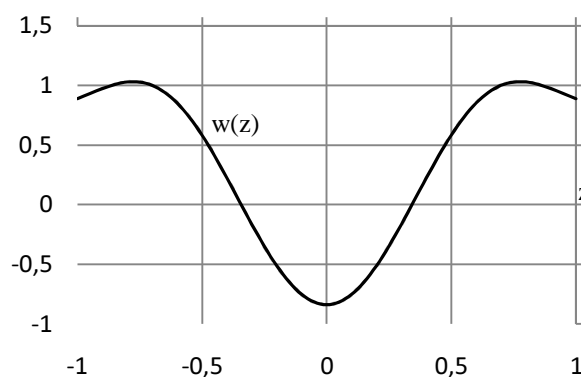
$$\varphi = \varphi_* e^{-i\omega t}$$

В таблице 1 приведены значения собственных частот  $\omega$  в несжимаемой жидкости при  $\lambda = 2; 5; 10$ .

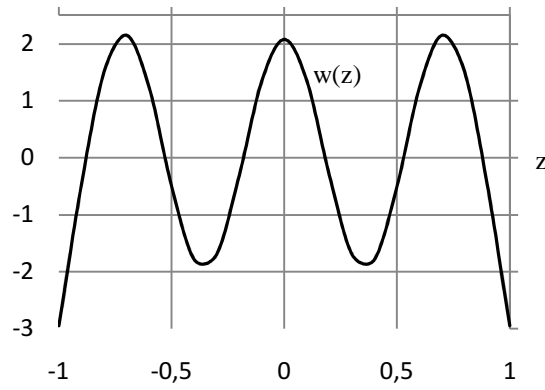
**Таблица 1 – Зависимость значений собственных частот  $\omega$  в несжимаемой жидкости при различных  $\lambda$ ,  $\alpha = 1000$ ,  $\beta = 30$ ,  $S = 0$ ,  $N = 8$ ,  $M = 6$**

$\lambda$	$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3$	$\omega_4$	$\omega_5$
2	4,1703	8,9306	15,229	31,652	63,952
3	4,2581	8,9416	15,237	31,661	63,953
5	4,3157	8,9490	15,240	31,661	63,952
10	4,3472	8,9510	15,240	31,661	63,953

На рис. 1 и 2 представлены графики функции  $\tilde{w} = \text{Re } w$  для  $t = 0$ ,  $\omega = 10; 30$ .



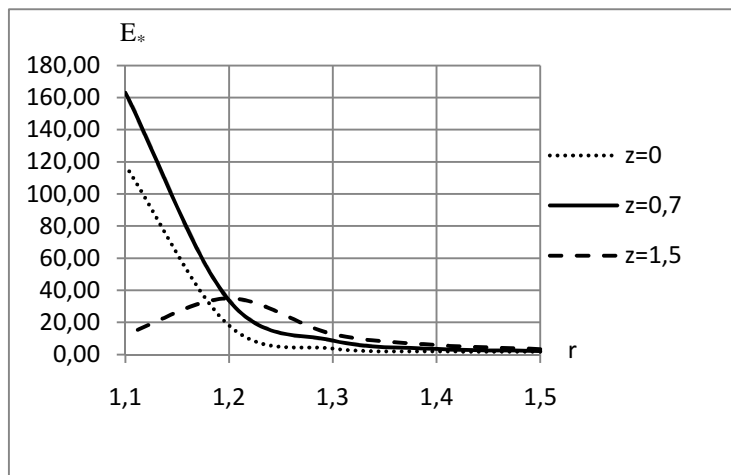
**Рис. 1. График функции  $\tilde{w}$  при  $t = 0$ ,  $S = 1$ ,  $\omega = 10$ .**



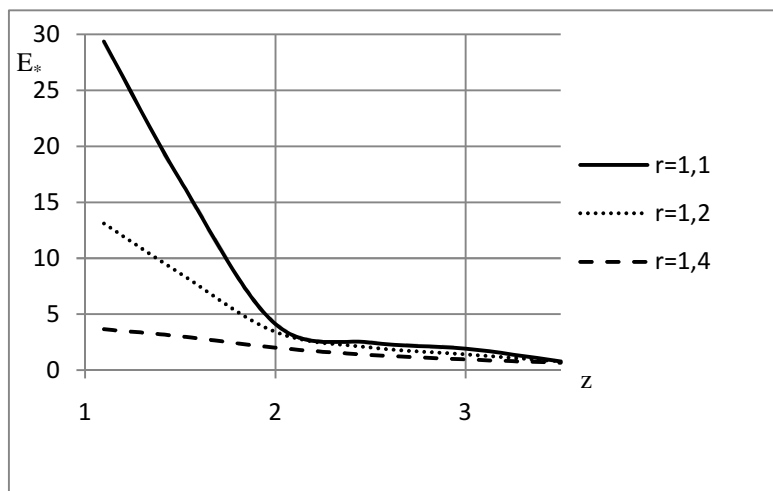
**Рис. 2. График функции  $\tilde{w}$  при  $t = 0$ ,  
 $S = 1$ ,  $\omega = 30$ .**

Как показывают проведенные вычисления, с увеличением частоты увеличивается число смены знаков значений перемещений по длине оболочки.

На рис. 3 и 4 представлены графики зависимости приведенной плотности энергии акустических волн  $E_*$  от  $z$  для значений  $r = 1,1; 1,2; 1,4$  и частоты  $\omega = 10; 15$ .



**Рис. 3. Графики функции  $E_*$  для частоты  $\omega = 10$ .**



**Рис. 4. Графики функции  $E_*$  для частоты  $\omega = 15$ .**

## Выводы

При реализации данного алгоритма в явном виде учитывается особенность функции  $\gamma(z)$ , связанной с давлением жидкости на оболочку. Это, в отличие от построения решения численными методами, позволяет более точно определять характеристики движения оболочки и жидкости (скорость, давление и др.).

В рассмотренном диапазоне изменения параметров при построении решения в разложениях искомых функций в ряды достаточно ограничиться 8–10 членами.

Наличие жидкости существенно уменьшает значения собственных частот колебаний оболочки.

При  $2 \leq \lambda < \infty$  значения первых двух собственных частот увеличиваются с увеличением  $\lambda$  (изменения частот не превышают 5%), значения остальных частот практически не меняются.

С увеличением частоты увеличивается число смены знаков значений перемещений по длине оболочки.

Из рис. 3 и 4 следует, что с удалением от оболочки в радиальном направлении степень затухания энергии относительно мало зависит от значения  $z$ . С удалением от оболочки в осевом направлении степень затухания энергии также относительно мало зависит от значения  $g$ .

Анализ полученных значений объемной плотности энергии акустических волн позволяет сделать вывод о том, что наименьшее затухание этой энергии с удалением от оболочки будет происходить в некоторой окрестности поверхности  $r = R$ . Этот факт следует учитывать при использовании оболочки в качестве виброисточника в жидкости.

## Список литературы

1. Горшков А.Г. Аэрогидроупругость конструкций / А.Г. Горшков, В.И. Морозов, А.Т. Пономарев и др. – М. : Физматлит, 2000. – 592 с.
2. Сметанин Б.И. Метод ортогональных многочленов в некоторых задачах гидроупругости // Современные проблемы механики сплошной среды : труды X Междунар. конф. (Ростов-на-Дону, 5–9 дек. 2006 г.). – 2006. – С. 260–263.
3. Тимошенко С.П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. – М. : Физматгиз, 1963. – 636 с.
4. Валландер С.В. Лекции по гидроаэромеханике. – Л. : Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. – 296 с.
5. Нобл Б. Метод Винера-Хопфа. – М. : Изд-во иностр. лит., 1962. – 280 с.
6. Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. – М.–Л. : ГИТТЛ, 1952. – 696 с.
7. Александров В.М., Сметанин Б.И., Соболев Б.В. Тонкие концентраторы напряжений в упругих телах. – М. : Физматлит, 1993. – 224 с.
8. Исакович М.А. Общая акустика. – М. : Наука, 1973. – 495 с.

## Рецензенты:

Косинцев В.И., д.т.н., профессор, Федеральное агентство по образованию, НИУ РЭТ «Томский политехнический университет», г. Томск.

Бичурин М.И., ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой «Проектирование и технология радиоаппаратуры», Новгородский государственный университет, Министерство образования и науки РФ, г. Великий Новгород.

Соболев Б.В., д.т.н., профессор, зав. кафедрой «Информационные технологии», ГОУ ВПО «Донской государственный технический университет», г. Ростов-на-Дону.

Айзикович С.М., д.ф.-м.н., с.н.с, зав. лабораторией «Функционально-градиентные и композиционные материалы» при научно-образовательном центре «Материалы», ГОУ ВПО «Донской государственный технический университет», г. Ростов-на-Дону.