

УДК 539.1:534.1

Н. П. Подчасов*Институт механики им. С. П. Тимошенко НАН Украины, г. Киев*

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОРТОТРОПНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ С ПРОТЕКАЮЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В ЖЕСТКОМ ЦИЛИНДРЕ, ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОМ ФИНИТНОМ ВОЗМУЩЕНИИ СКОРОСТИ ПОТОКА

Представлены результаты численно-аналитических исследований переходных нелинейных колебательных процессов в круговых цилиндрических оболочках с нестационарно протекающей в них идеальной несжимаемой жидкостью. Предполагается, что оболочка коаксиально расположена в жестком цилиндре, в котором с постоянной скоростью течет аналогичная жидкость. Считается, что отклонения величины скорости внутреннего потока заполнителя в оболочке от заданных значений имеют место на конечных промежутках времени и описываются гармоническими функциями времени. На основании применения уравнений классической теории оболочек, записанных в смешанной форме, разработана методика численного определения максимальных значений радиальных прогибов за все время переходного процесса. С использованием этой методики исследованы зависимости максимальных прогибов от значений скоростей внутреннего и внешнего потоков, а так же от параметров флуктуации скорости внутреннего потока. Показано, что в переходных режимах, при определенных значениях параметров скоростей течений, максимальные радиальные прогибы оболочки могут значительно превышать их значения при установившихся колебаниях и выходить за рамки конструктивных ограничений.

Ключевые слова: ортотропная цилиндрическая оболочка, идеальная, несжимаемая жидкость, скорость потока, амплитуда, частота и длительность возмущений.

Введение. Исследование переходных колебательных процессов в трубопроводах, при возможных возмущениях скорости потока транспортируемой жидкости, является важной научно-технической задачей, поскольку различные трубопроводные системы широко используются в современном трубопроводном транспорте, энергетике, самолетостроении и т.п. Колебания с большими амплитудами отдельных конструктивных элементов таких систем в процессе их эксплуатации снижают надежность и точность функционирования различных технических объектов. Причиной возникновения таких колебаний могут служить действующие на конечных промежутках времени (финитные) возмущающие факторы различной природы, в частности, изменения скорости потока транспортируемой жидкости. Подобные возмущения имеют место, например, на этапах начала и окончания подачи жидкого заполнителя или при сбоях в работе компрессорных установок. Динамика упругих оболочек, взаимодействующих с протекающей жидкостью, изучалась многими отечественными и зарубежными авторами, например, в работах [1–11]. В них основное внимание уделялось исследованию характеристик установившихся колебаний оболочек, возбуждаемых периодическими или квазипериодическими изменениями внешних возмущающих факторов. Настоящее исследование относится к кругу актуальных задач создания расчетных математических моделей, адекватно описывающих нелинейные переходные колебательные процессы в ортотропных цилиндрических оболочках, которые взаимодействуют как с внутренним, так и внешним потоками протекающей жидкости при гармонических финитных флуктуациях скорости течения внутреннего потока.

Постановка задачи. Объектом исследования являлась коаксиально расположенная внутри жесткого цилиндра композитная круговая цилиндрическая оболочка, внутри которой в продольном направлении с переменной во времени скоростью $U(t)$ течет жидкость с плотностью ρ_0 (рис. 1). Цилиндр имеет радиус $R1$ и заполнен жидкостью с плотностью ρ_1 , протекающей в направлении оси Ox со скоростью $U1 = \text{const}$. Предполагалось, что: оболочка ортотропна; свободно оперта на торцах; имеет длину L , радиус R , толщину h и за положительное направление отсчета ее прогиба w выбрано направление к продольной оси. Считалось, что жидкости идеальны и несжимаемы, а их течения потенциальны.

Для описания нестационарного деформирования оболочки при взаимодействии с потоками жидкости использовались динамические уравнения, представленные в смешанной форме [1, 2]:

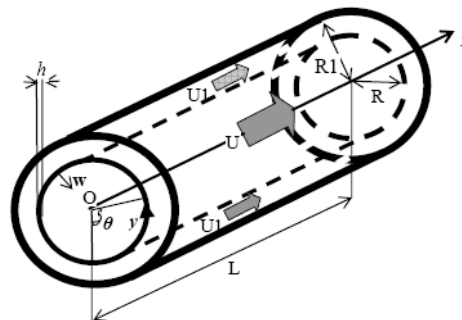


Рис. 1. Схема исследуемой гидродинамической системы

$$\frac{1}{h} \nabla_D^4 w = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \varepsilon \rho \frac{\partial w}{\partial t} - \frac{(P_2 - P1_2)}{h};$$

$$\nabla_\delta^4 \Phi = \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}. \quad (1)$$

Здесь использованы традиционные в классической теории оболочек обозначения [1]:

$$\nabla_D^4 = D_1 \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2D_3 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + D_2 \frac{\partial^4}{\partial y^4}; \quad \nabla_\delta^4 = \delta_2 \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\delta_3 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \delta_1 \frac{\partial^4}{\partial y^4};$$

ρ – плотность оболочки; ρ_0, ρ_1 – плотности протекающих жидкостей; E_1, E_2 – модули упругости по направлениям осей x и y соответственно; G – модуль сдвига; $D_i = E_i h^3 / 12(1 - \mu_1 \mu_2)$ ($i=1,2$) – жесткости при изгибе в осевом x и окружном y направлениях; $D_3 = D_1 \mu_2 + 2D_G$ – приведенная жесткость; $D_G = Gh^3 / 12$ – жесткость при кручении; ε – коэффициент демпфирования; μ_1, μ_2 – коэффициенты Пуассона ($E_1 \mu_2 = E_2 \mu_1$); $\delta_i = 1/E_i$; $2\delta_3 = 1/G - 2\mu_1/E_1$; $P_2, P1_2$ – гидродинамические давления со стороны внутреннего и внешнего потоков жидкости соответственно.

Радиальный прогиб оболочки, удовлетворяющий условиям ее закрепления на торцах и учитывающий известный из экспериментов по динамике замкнутых оболочек эффект «преимущественного выпучивания оболочки вовнутрь» [2], представлялся в виде суммы первых двух продольных мод и двух сопряженных окружных мод, а также неотрицательного осесимметричного слагаемого т.е.

$$w(x, y, t) = [f_1(t) \cos sy + f_2(t) \sin sy] \sin \lambda_1 x + [f_3(t) \cos sy + f_4(t) \sin sy] \sin \lambda_2 x + |f_5(t)| f(x). \quad (2)$$

Здесь $f_k(t)$ ($k=1..5$) – подлежащие определению функции времени; $\lambda_1 = \pi/L$; $\lambda_2 = 2\pi/L$; $s = n/R$ – параметры волнообразования (n – количество полных окружных волн). Последнее «корректирующее» слагаемое $|f_5(t)| f(x)$ введено с целью отразить отмеченный выше эффект. При этом функция $f(x)$ представляла аппроксимацию функции $\sin^4 \lambda_1 x$ первыми тремя членами ее разложения в ряд Фурье по синусам на интервале $[0, L]$.

Гидродинамические давления на оболочку P_2 и $P1_2$ определялись из интеграла Лагранжа-Коши, который в случае несжимаемой жидкости и при отсутствии объемных сил записывается следующим образом [12]

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\text{grad}^2 \phi}{2} + \frac{p}{\rho} = f(t). \quad (3)$$

Потенциалы скоростей внутреннего $\phi(x, r, \theta, t)$ и внешнего $\phi1(x, r, \theta, t)$ потоков имели вид:

$$\phi(x, r, \theta, t) = xU(t) + \Psi(x, r, \theta, t); \quad \phi1(x, r, \theta, t) = xU1(t) + \Psi1(x, r, \theta, t). \quad (4)$$

Здесь функции ϕ и $\phi1$, определяемые с учетом зависимости $y = R\theta$, в областях ($0 \leq r \leq R$; $0 \leq x \leq L$; $0 \leq \theta \leq 2\pi$) и ($R \leq r \leq R1$; $0 \leq x \leq L$; $0 \leq \theta \leq 2\pi$) соответственно, удовлетворяют уравнениям Лапласа $\nabla^2 \phi = 0$, $\nabla^2 \phi1 = 0$, где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$.

Кроме того, потенциалы Ψ и $\Psi1$ удовлетворяют граничным условиям $\Psi|_{r=0} < \infty$; $\frac{\partial \Psi}{\partial r}|_{r=R} = -\left[\frac{\partial w}{\partial t} + U(t) \frac{\partial w}{\partial x} \right]$; $\frac{\partial \Psi1}{\partial r}|_{r=R} = -\left[\frac{\partial w}{\partial t} + U1(t) \frac{\partial w}{\partial x} \right]$; $\frac{\partial \Psi1}{\partial r}|_{r=R1} = 0$.

Согласно этим условиям компоненты векторов $\text{grad} \Psi$, $\text{grad} \Psi1$ имеют порядок сравнительно малой величины прогиба w . Поэтому, пренебрегая в выражениях для $\text{grad} \phi$, $\text{grad} \phi1$ членами порядка w^2 (как в работе [9]), а также полагая произвольные функции времени в (3) равными $f(t) = U^2(t)/2$ и $f1(t) = U1(t)^2/2$, на основании (3), (4) имеем

$$P_2 = -\rho_0 \left[x \frac{dU(t)}{dt} + \frac{\partial \Psi}{\partial t} \Big|_{r=R} + U(t) \frac{\partial \Psi}{\partial x} \Big|_{r=R} \right]; \quad P1_2 = -\rho_1 \left[x \frac{dU1(t)}{dt} + \frac{\partial \Psi1}{\partial t} \Big|_{r=R} + U1(t) \frac{\partial \Psi1}{\partial x} \Big|_{r=R} \right].$$

Заметим, что все результаты численных экспериментов, приведенные ниже, были получены при следующих значениях параметров оболочки, жесткого цилиндра, а также внутренней и внешней среды :

$$L=1 \text{ м}; R=L/5; h=R/100; \rho=1650 \text{ кг/м}^3; \rho_0=\rho_1=1000 \text{ кг/м}^3; \varepsilon=0,1 \text{ с}^{-1};$$

$$n=3; R_1=1,5 R; E_1=2,15 \cdot 10^9 \text{ Па}; E_2=1,23 \cdot 10^9 \text{ Па}; G=2,1 \cdot 10^8 \text{ Па}; \mu_1=0,19.$$

Для данной оболочки, в случае отсутствия внешнего потока, как было показано в [13], первая критическая скорость дивергенции $U=U_{Д1}=17,068 \text{ м/с}$ имеет место при $n=3$.

Методика численного исследования переходных процессов. На основании представления (2), с помощью процедуры Бубнова-Галеркина исходная система уравнений (1) была приведена к системе обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений относительно функций $f_k(t)$ ($k=1..5$):

$$\begin{aligned} \ddot{f}_j + \varepsilon_1 \dot{f}_j + (\omega_1^2 + \alpha_{01} U^2 + \alpha_{11} U^2) f_j + f_{j+2} (\gamma_{01} \frac{dU}{dt} + \gamma_{11} \frac{dU_1}{dt}) + \\ + \frac{df_{j+2}}{dt} (\beta_{01} U + \beta_{11} U_1) = F_j(f_1, f_2, f_3, f_4, |f_5|), (j=1,2); \\ \ddot{f}_j + \varepsilon_1 \dot{f}_j + (\omega_2^2 + \alpha_{02} U^2 + \alpha_{12} U^2) f_j + f_{j-2} (\gamma_{02} \frac{dU}{dt} + \gamma_{12} \frac{dU_1}{dt}) + \\ + \frac{df_{j-2}}{dt} (\beta_{02} U + \beta_{12} U_1) = F_j(f_1, f_2, f_3, f_4, |f_5|), (j=3,4); \\ \text{sign}(f_5) \ddot{f}_5 + \varepsilon_3 \text{sign}(f_5) \dot{f}_5 + (\omega_5^2 + \alpha_{03} U^2 + \alpha_{13} U^2) |f_5(t)| = F_5(f_1, f_2, f_3, f_4, |f_5|, \dot{U}). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\alpha_i, \beta_i, \omega_i, \varepsilon_i$ – постоянные коэффициенты, которые известным образом выражаются через физические параметры оболочки, а $F_j(f_1, f_2, f_3, f_4, |f_5|)$ – полиномы от своих аргументов до третьего порядка включительно.

В дальнейшем система (4) интегрировалась при начальных условиях вида:

$$\text{при } t=t_0=0 \quad f_i(t_0)=0 \quad (i=1,2..5); \dot{f}_j(t_0)=0 \quad (j=2,..5); \dot{f}_1(t_0)=0,1 h \text{ м/с},$$

которые являются следствием действия на оболочку начального малого кратковременного возмущения типа распределенной по первой продольной моде нормальной нагрузки.

После интегрирования (4) и определения, согласно представлению (2), прогиба $w(x, y, t)$, с помощью вычислительных процедур описанных в [13], находились безразмерные огибающие максимальных $Og \max/h = Og \text{Max} w(x, y, t)/h$ и минимальных $Og \min/h = Og \text{Min} w(x, y, t)/h$ радиальных смещений точек поверхности оболочки. Кроме того, определялись значения координат точек оболочки $x=X, y=Y$, в которых прогибы достигают максимальных значений в момент времени, когда возмущения скорости $U(t)$ заканчиваются. Заметим, что представленные ниже результаты численных экспериментов получены при следующих значениях параметров τ и n_τ , а также n_x и n_y , которые фигурируют в процедурах определения огибающих $Og \max/h, Og \min/h$ и координат X, Y [13]:

$$\tau=10\pi/\omega_5; n_\tau=40; n_x=20; n_y=60.$$

Характеристики переходных процессов при гармонических возмущениях скорости потока. Рассматривался случай, когда на определенном конечном промежутке времени $[t_1, t_2]$ при постоянной скорости внешнего потока $U_1 = \text{const}$ отклонения скорости внутреннего потока от начального значения U_0 описываются гармоническими функциями времени. Таким образом предполагалось, что $U(t)$ имеет вид:

$$\text{Если } t \notin [t_1, t_2], \text{ то } U(t) = U_0 = \text{const}; \text{ если } t \in [t_1, t_2], \text{ то } U(t) = U_0 + u \text{Sin}[\lambda(t-t_1)], \quad (5)$$

где u, λ – известные постоянные значения амплитуды и частоты возмущения скорости $U(t)$, а t_1, t_2 – фиксированные моменты времени.

Численно исследовалось влияние величин различных параметров, фигурирующих в выражении (5), а также значений U_1 , на эволюцию безразмерных огибающих прогиба оболочки, вычисленного в точке с координатами $x=X, y=Y$, и на величину максимального за все время переходного процесса модуля безразмерного прогиба $\text{Max}|W|/h$. На приведенных ниже рисунках верхние кривые соответствуют графикам функций $Og \max w/h$, а нижние – графикам $Og \min w/h$.

Рис. 2 иллюстрируют влияние на характер переходного колебательного процесса амплитуды флуктуации скорости внутреннего потока u . Они получены при следующих значениях параметров, фигурирующих в (5): $U_0=5$ м/с; $\lambda=2\pi$ 1/с; $t_1=2$ с; $t_2=12$ с и относятся к случаям, когда u имела значения $u=1,25$ м/с (рис. 2, а), $u=1,5$ м/с (рис. 2, б), $u=2$ м/с (рис. 2, в), а $U1=4$ м/с.

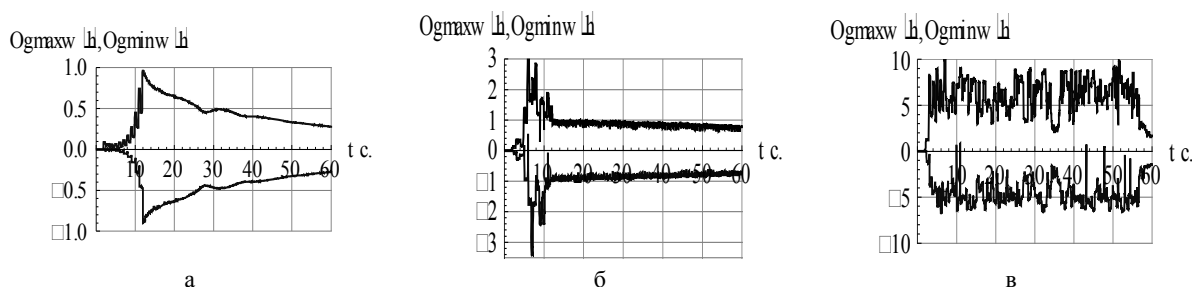


Рис. 2. Эволюции огибающих прогибов при разных значениях амплитуды u в случае $U1=4$ м/с

Эти рисунки свидетельствуют о том, что в данном случае с увеличением амплитуды u возмущения скорости внутреннего потока $U(t)$ радиальные прогибы оболочки при ее нестационарных колебаниях возрастают и могут достигать значений, превышающих допустимые пределы. Время переходных процессов при этом существенно увеличивается. Кроме того, при некоторых значениях u в отдельные моменты времени $|OgMin w(X,Y,t)/h| > OgMax w(X,Y,t)/h$ (рис. 2, б).

Зависимости огибающих от времени позволяют находить величины максимальных по абсолютной величине прогибов оболочки за все время переходного процесса $Max|W|/h$, которые определяются следующим образом: $Max|W|/h = Max_{\tau \leq t \leq T_K} [OgMax w(x,y,t)/h, |OgMin w(x,y,t)/h|]$. Здесь T_K – момент времени, после которого колебания начинают затухать. Эти величины являются важными характеристиками нестационарных колебаний оболочек.

Исследовалась зависимость $Max|W|/h$ от амплитуды возмущений скорости u при различных скоростях $U1$. С этой целью, с шагом $\Delta u=0,25$ м/с в интервале от 10 % до 50 % U_0 изменялись значения u , и в каждом случае по графикам, аналогичным приведенным на рис. 2, находились соответствующие значения $Max|W|/h$ при разных величинах $U1$. Результаты этих исследований приведены на рис. 3. На нем изображенная точками кривая 1 отвечает случаю, когда $U1=3$ м/с; сплошная кривая 2 соответствует случаю, когда $U1=4$ м/с, а изображенная пунктиром кривая 3 – случаю, когда $U1=5$ м/с.

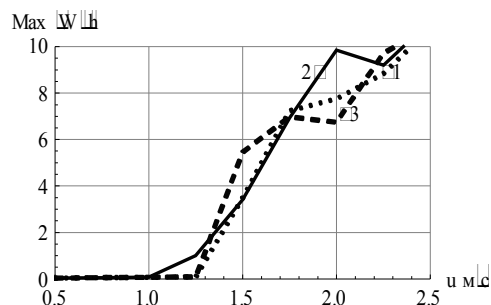


Рис. 3. Зависимость максимальных прогибов от u при разных значениях $U1$

Как видим, при указанных значениях параметров закона варьирования $U(t)$, в интервале изменения u от 0,5 м/с до 1,6 м/с наблюдается общая тенденция к регулярному увеличению значений $Max|W|/h$ по мере увеличения u . При этом на интервале $0,5$ м/с $\leq u \leq 1$ м/с графики $Max|W|/h$ для разных значений $U1$ практически совпадают. Если параметр u изменяется в пределах от 1,6 м/с до 2,5 м/с, то максимальные прогибы достигают достаточно больших значений, которые могут выходить за рамки допустимых ограничений. Поведение $Max|W|/h$, как функций параметра u , в этом случае становится менее регулярным.

Изучалось влияние на характеристики нестационарных колебаний оболочки частоты λ , измеряемой в герцах, гармонических возмущений скорости $U(t)$. На рис. 4 представлены графики эволюций огибающих прогибов, полученные в предположении, что $U_0=5$ м/с; $U1=4$ м/с; $t_1=2$ с; $t_2=12$ с. Эти рисунки относятся к случаям, когда частоты λ имели значения $\lambda=2,75$ Гц (рис. 4, а), $\lambda=3,5$ Гц (рис. 4, б) и $\lambda=4$ Гц (рис. 4, в). Как видно, при указанных параметрах внутреннего и внешнего потоков, с увеличением частоты λ существенно увеличивается продолжительность переходных процессов, и возрастают значения максимальных прогибов оболочки, которые имеют место при нестационарных колебаниях.

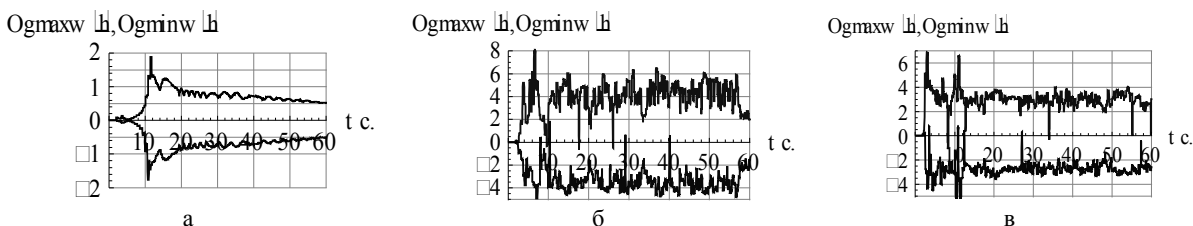


Рис. 4. Эволюции огибающих прогибов при разных значениях частоты λ в случае $U_1=4$ м/с

В рассматриваемом случае наглядное представление о влиянии частоты возмущений скорости $U(t)$ на значения $\text{Max}|W|/h$ дают графики, приведенные на рис. 5. На нем кривые 1, 2 и 3 отвечают значениям скорости внешнего потока $U_1=3$ м/с, $U_1=4$ м/с и $U_1=5$ м/с соответственно. Эти кривые построены на основании анализа наборов графиков огибающих, полученных при варьировании λ с шагом $\Delta\lambda=0,125$ Гц. Представленные зависимости свидетельствуют о том, что в случаях, когда $\lambda > 1,7$ Гц, при нестационарных колебаниях оболочки ее максимальные радиальные прогибы в отдельные моменты времени могут достигать пределов априорных ограничений. Причем это наблюдается при сравнительно небольших скоростях внешнего потока U_1 (кривые 1, 2).

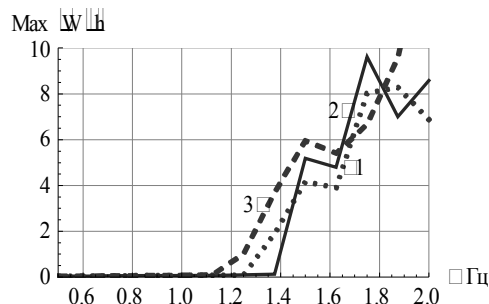


Рис. 5. Зависимость максимальных прогибов от λ при разных значениях U_1

На рис. 6 приведены результаты анализа влияния длительности t_2-t_1 интервала возмущения скорости $U(t)$ на значения максимальных прогибов оболочки $\text{Max}|W|/h$, которые имеют место в переходных процессах. Эти результаты получены в случае, когда $U_0=5$ м/с; $\lambda=1$ Гц; $u=1,5$ м/с; $t_1=2$ с. При определении соответствующих наборов графиков огибающих, необходимых для нахождения $\text{Max}|W|/h$ как функций от параметра t_2-t_1 , использовался шаг $\Delta(t_2-t_1)=5$ с. На рисунке значениям скоростей внешнего потока $U_1=4$ м/с, $U_1=5$ м/с и $U_1=6$ м/с отвечают графики 1, 2, 3, нанесенные точкам, сплошной линией и пунктиром соответственно. В данном случае, как видно из поведения кривой 3, при $U_1=6$ м/с увеличение длительности t_2-t_1 может привести к возникновению опасно больших прогибов оболочки во время ее неустановившихся колебаний.

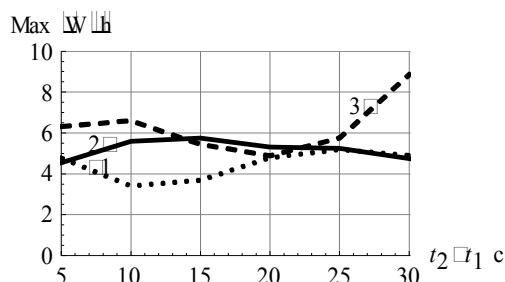


Рис. 6. Зависимость максимальных прогибов от t_2-t_1 при разных значениях U_1

Выводы. Кратко подводя итоги представленных здесь результатов исследований, отметим следующее. При анализе конструктивно допустимых динамических деформаций элементов трубопроводов в случаях, когда возможны существенные отклонения скоростей течения транспортируемой жидкости от рабочих значений, следует учитывать тот факт, что величины максимальных прогибов оболочки при переходных колебательных процессах могут существенно превышать амплитуды колебаний при установившихся режимах. В частности, при гармонических финитных возмущениях скорости внутреннего потока существуют определенные значения U_0 , U_1 , u и λ , при которых наблюдается эффект резкого возрастания амплитуд радиальных прогибов оболочки. В этих случаях на конечных промежутках времени величины максимальных прогибов превышают допустимые конструктивные ограничения, т.е. можно условно говорить о «практической потери устойчивости» оболочки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вольмир А. С. Нелинейная динамика пластинок и оболочек / А.С. Вольмир. – М.: Наука, 1972. – 432 с.
2. Вольмир А. С. Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи гидроупругости / А.С. Вольмир. – М.: Наука, 1979.
3. Кубенко В. Д. Применение асимптотических методов для исследования одночастотных нелинейных колебаний цилиндрических оболочек при взаимодействии их с протекающей жидкостью / В. Д. Кубенко, П. С. Ковальчук, Л. А. Крук // Укр. мат. журнал. – 2007. – № 3. – С. 75–80.
4. Kovalchuk P. S. Nonlinear Parametrical Vibration of Composite Cylindrical Shells Interacting with a Flowing Pulsating Fluid / P. S. Kovalchuk, L. A. Kruk // Int. Appl. Mech. – 2009. – Vol. 45, No 9. – P. 1007–1015.
5. Kovalchuk P. S. On Stability of Elastic Cylindrical Shells Interacting with Flowing Fluid / P. S. Kovalchuk, N. P. Podchasov // Int. Appl. Mech. – 2010. – Vol, 46, No 1. – P. 58–66.

6. Кубенко В. Д. Нелинейные колебания заполненных жидкостью цилиндрических оболочек при комбинированном продольно-поперечном периодическом возбуждении / В. Д. Кубенко, П. С. Ковальчук, Л. А. Крук // Прикл. механика. – 2010. – Т. 46, № 2. – С. 76–85.
7. Кубенко В. Д. Аналіз стійкості циліндричних оболонок при взаємодії з рухомою рідиною / В. Д. Кубенко, П. С. Ковальчук, М. П. Подчасов // Доп. НАН України. – 2010. – № 5. – С. 50–56.
8. Кубенко В. Д. Анализ нестационарных процессов в цилиндрических оболочках при взаимодействии с протекающей жидкостью / В. Д. Кубенко, П. С. Ковальчук, М. П. Подчасов // Прикл. механика. – 2010. – Т. 46, № 8. – С. 36–52.
9. Amabili M. Nonlinear dynamics and stability of circular cylindrical shell containing flowing fluid. Part 1: Stability / M. Amabili, F. Pellicano, M. Paidoussis // J. Sound and Vibration. – 1999. – No 4. – P. 655–699.
10. Karagiozis K. N. Effect of geometry on the stability of cylindrical clamped shells subjected to internal fluid flow / K. N. Karagiozis, M. P. Paidoussis, M. Amabili // J. Computers and Structures. – 2007. – No 85. – P. 645–659.
11. Nonlinear stability of cylindrical shells subjected to axial flow: Theory and experiments / K. N. Karagiozis, M. P. Paidoussis, M. Amabili, A. K. Misra // J. Sound and Vibration. – 2008. – No 309. – P. 637–676.
12. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа / Л. Г. Лойцянский. – М.: Наука, 1970. – 904 с.
13. Подчасов Н. П. Переходные процессы в ортотропных цилиндрических оболочках при нестационарном протекании жидкости / Н. П. Подчасов // Hydrodynamics of moving objects. Proc. of the Int. Workshop (Kiev, 23-26 April 2012). – 2013. – С. 130–141.

Поступила в редакцию 27.11.2013 г.

РЕЗЮМЕ

Представлені результати чисельно-аналітичних досліджень перехідних коливальних процесів в ортотропній циліндричній оболонці, яка містить ідеальну нестисливу рідину, що протікає в ній в подовжньому напрямі. Оболонка коаксіально розташована в жорсткому циліндрі. Простір між оболонкою і циліндром заповнений ідеальною нестисливою рідиною, яка тече з постійною подовжньою швидкістю U_1 . Радіальні коливання прогину оболонки обумовлені збуреннями швидкості внутрішнього потоку $U(t)$. Збурення, що представляють відхилення величини швидкості від стаціонарного значення U_0 , діють на кінцевому інтервалі часу $[t_1, t_2]$, на якому швидкість змінюється згідно із законом $U(t) = U_0 + u \sin[\lambda(t - t_1)]$. Тривалість проміжку часу дії збурень, величини U_1 , U_0 , а також значення амплітуди u і частоти λ гармонійного збурення вважаються заданими. З використанням рівнянь класичної теорії оболонок розроблена і реалізована методика чисельного визначення еволюцій обвідних максимумів і мінімумів радіальних прогинів оболонки у будь-якій її точці під час перехідних процесів і знаходження точки оболонки, в якій її прогини максимальні в момент закінчення дії збурень. Ця методика дозволила також обчислювати абсолютні значення безрозмірних $\text{Max}|W|/h$ максимальних прогинів за весь час нестационарних коливань. При різних фіксованих значеннях параметрів, що характеризують внутрішню і зовнішню течії, досліджені залежності величин $\text{Max}|W|/h$ як функцій від аргументів, u , λ і тривалості дії збурень $t_2 - t_1$. В результаті показано, що при певних значеннях U_1 , U_0 , u , λ і $t_2 - t_1$ величини максимальних прогинів оболонки під час перехідного процесу суттєво більші, ніж в режимі коливань, що встановилися. Такі прогини можуть перевищувати конструктивні обмеження, які накладаються при проектуванні різних трубопроводів.

Ключові слова: ортотропна циліндрична оболонка, ідеальна нестислива рідина, швидкість потоку, амплітуда, частота та тривалість збурень.

SUMMARY

Results of numerical and analytical studies of the transient oscillatory processes in an orthotropic cylindrical shell with ideal incompressible liquid flowing through it in the longitudinal direction are presented. The shell is coaxially oriented inside the rigid cylinder. The space between the shell and the cylinder is filled with ideal incompressible liquid flowing with constant longitudinal speed U_1 . Shell radial flexural oscillations are induced by speed perturbations of the internal liquid flow $U(t)$. The perturbations, which represent deviations of speed value from a steady-state value U_0 , have impact during the finite time period $[t_1, t_2]$ when the speed value is described by equation $U(t) = U_0 + u \sin[\lambda(t - t_1)]$. Duration of the perturbation period, the values U_1 , U_0 , and magnitudes of the amplitude u and harmonic perturbation frequency λ are considered as known. Basing on equations of the classical theory of shells the technique which numerically defines evolutions of bending around maxima and minima of the radial flexures in any shell point under the transient process and determines a point, where flexures are maximum at the end of perturbing time, was developed and implemented. Proposed technique determines an absolute value of dimensionless $\text{Max}|W|/h$ maximum flexures for the whole period of non-stationary oscillations as well. The functional dependences of magnitudes $\text{Max}|W|/h$ on arguments u , λ and duration of perturbations $t_2 - t_1$ are examined for the various fixed values of the parameters of internal and external flows. It was shown that the magnitudes of maximum flexures in the transient process can significantly exceed the values which observed during the steady oscillations under the certain values U_1 , U_0 , u , λ and $t_2 - t_1$. Such flexures can exceed constructive restrictions which are imposed in design of various pipelines.

Keywords: an orthotropic cylindrical shell, ideal incompressible liquid, speed of a stream, amplitude, frequency and duration of perturbations.