

техногенных воздействий. – К.: «Медэкол», 2000. – 173 с.

5. Каменева І.П. Просторово-семантичні моделі репрезентації знань в геоєкологічних дослідженнях // Геоінформатика. – 2005. – № 4. – С. 64 – 69.

6. Каменева І.П. База даних еколого-енергетичного моніторингу: проектування та створення / І.П. Каменева, В.О. Артемчук // Збірник наукових праць Інституту проблем моделювання в енергетиці ім. Г.Є. Пухова. – К.: ПМЕ ім. Г.Є. Пухова НАН України, 2009. – № 50. – С. 66-72.

7. Артемчук В.О. Інтеграція бази даних еколого-енергетичного моніторингу в програмний додаток / В.О. Артемчук // Збірник наукових праць Інституту проблем моделювання в енергетиці ім. Г.Є. Пухова. – К.: ПМЕ ім. Г.Є. Пухова НАН України, 2009. – № 51. – С. 66-73.

8. Щомісячний бюлетень забруднення атмосферного повітря в Києві та містах Київської області № 7 (169). – К.: Центральна геофізична обсерваторія, 2008.

*Поступила 7.02.2011р.*

УДК 681.03

Р.А. Абдикаримов, к.т.н., Ташкентский финансовый институт, г. Ташкент  
А.Ф. Верлань, д.т.н., И.О. Горошко, к.ф.-м.н., ИПМЭ НАНУ, г. Киев

## **ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ВЯЗКОУПРУГИХ ОРТОТРОПНЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПЛАСТИН С ПЕРЕМЕННОЙ ЖЕСТКОСТЬЮ**

*Abstract.* By numerical simulation the dynamic stability of viscoelastic orthotropic plates with variable stiffness on the basis of the Kirchhoff-Love hypothesis in the geometrically nonlinear formulation, taking into account the propagation of elastic waves is investigated. The effects of viscoelastic material properties and plate thickness variation on the dynamic stability are studied.

*Keywords:* orthotropic plates, variable stiffness, viscoelasticity, geometric nonlinearity, dynamic stability, integro-differential equations, Bubnov-Galerkin method.

**1. Введение.** В различных областях техники широко внедряются пластинки и оболочки переменной жесткости. Это связано, прежде всего, с предъявляемыми требованиями к прочности, долговечности, а также на дизайн тонкостенных элементов современных конструкции. Наряду с тонкостенными элементами конструкций из традиционных металлических материалов широко используются конструкции из композиционных материалов. Это приводит к необходимости рассмотрения как изотропных, так и, в общем случае, анизотропных пластин и оболочек. При этом, такие задачи следует описывать с помощью моделей теории пластин и оболочек в классической и

уточненной постановках. Исследования задач для пластин и оболочек переменной жесткости представляют собой очень сложную задачу, а иногда сталкивается с непреодолимыми трудностями. С одной стороны, это связано с решением довольно громоздких уравнений, которые получаются стремлением отразить, при математическом моделировании, реальную механическую сущность процесса данной проблемы. А с другой стороны, с определенными вычислительными трудностями, т.е. отсутствием для решения полученных уравнений подходящих универсальных численных методов, а как следствие, единых вычислительных алгоритмов. Широкое применение персональных компьютеров и создание программных продуктов для решения подобных задач теории пластин и оболочек с переменной жесткостью способствует все большему использованию методов численного анализа.

Целью данной работы является исследование влияния вязкоупругих свойств материала и изменения толщины на процесс динамической устойчивости вязкоупругой ортотропной пластинки с переменной жесткостью.

## 2. Математическая модель задачи о динамической устойчивости вязкоупругой ортотропной пластинки с переменной жесткостью.

Построим математическую модель задачи о динамической устойчивости вязкоупругой прямоугольной пластинки в геометрически нелинейной постановке по классической теории Кирхгофа-Лява. Предположим, что вязкоупругая пластинка изготовлена из материала, обладающего ортотропными свойствами. В этом случае физическую зависимость между напряжениями  $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$  и деформациями  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \gamma_{xy}$  примем в виде [1,2]:

$$\sigma_x = B_{11}(1 - \Gamma_{11}^*)\varepsilon_x + B_{12}(1 - \Gamma_{12}^*)\varepsilon_y, \quad (x \leftrightarrow y, 1 \leftrightarrow 2), \quad \tau_{xy} = 2B(1 - \Gamma^*)\gamma_{xy}, \quad (1)$$

где  $\Gamma^*, \Gamma_{ij}^*$  – интегральные операторы с ядрами релаксации соответственно  $\Gamma(t)$  и  $\Gamma_{ij}(t)$ :

$$\Gamma^* \varphi = \int_0^t \Gamma(t - \tau)\varphi(\tau)d\tau, \quad \Gamma_{ij}^* \varphi = \int_0^t \Gamma_{ij}(t - \tau)\varphi(\tau)d\tau, \quad i, j = 1, 2,$$

$$B_{11} = \frac{E_1}{1 - \mu_1\mu_2}, \quad B_{22} = \frac{E_2}{1 - \mu_1\mu_2}, \quad B_{12} = B_{21} = \mu_1 B_{22} = \mu_2 B_{11}, \quad B = \frac{G}{2},$$

$E_1, E_2$  – модули упругости в направлении осей  $x$  и  $y$ ;  $G$  – модуль сдвига;  $\mu_1, \mu_2$  – коэффициенты Пуассона; здесь и в дальнейшем символ  $(x \leftrightarrow y, 1 \leftrightarrow 2)$  указывает, что остальные соотношения получаются круговой подстановкой индексов.

Связь между деформациями в срединной поверхности  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \gamma_{xy}$  и перемещениями  $u, v, w$  по направлениям  $x, y, z$  с учетом начальных неправильностей, примем в виде [3]:

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \left( \frac{\partial w_0}{\partial x} \right)^2 \right],$$

$$\varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 - \left( \frac{\partial w_0}{\partial y} \right)^2 \right], \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial w_0}{\partial x} \frac{\partial w_0}{\partial y}, \quad (2)$$

где  $w_0 = w_0(x, y)$  – начальный прогиб пластинки.

Изгибающие  $M_x, M_y$  и крутящие моменты  $H$  с учетом (2) имеют вид [1, 2]:

$$M_x = -\frac{h^3}{12} \left[ B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \frac{\partial^2(w-w_0)}{\partial x^2} + B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) \frac{\partial^2(w-w_0)}{\partial y^2} \right], \quad (x \leftrightarrow y, 1 \leftrightarrow 2),$$

$$H = -\frac{Bh^3}{3}(1-\Gamma^*) \frac{\partial^2(w-w_0)}{\partial x \partial y}. \quad (3)$$

Подставляя (1) и (3) в уравнения движения [3]

$$\frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} + p_x - \rho h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial N_y}{\partial y} + p_y - \rho h \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = 0,$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( N_x \frac{\partial w}{\partial x} + N_{xy} \frac{\partial w}{\partial y} \right) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left( N_{xy} \frac{\partial w}{\partial x} + N_y \frac{\partial w}{\partial y} \right) + P_x(t) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + q - \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

получим систему интегро-дифференциальных уравнений в частных производных вида:

$$h \left[ B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial x} + B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial x} + 2B(1-\Gamma^*) \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial y} \right] +$$

$$+ \frac{\partial h}{\partial x} \left[ B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \varepsilon_x + B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) \varepsilon_y \right] + 2B \frac{\partial h}{\partial y} (1-\Gamma^*) \varepsilon_{xy} - \rho h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0,$$

$$h \left[ B_{22}(1-\Gamma_{22}^*) \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} + B_{21}(1-\Gamma_{21}^*) \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial y} + 2B(1-\Gamma^*) \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial x} \right] +$$

$$+ 2B \frac{\partial h}{\partial x} (1-\Gamma^*) \varepsilon_{xy} + \frac{\partial h}{\partial y} \left[ B_{21}(1-\Gamma_{21}^*) \varepsilon_x + B_{22}(1-\Gamma_{22}^*) \varepsilon_y \right] - \rho h \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = 0,$$

$$D \left[ B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \frac{\partial^4(w-w_0)}{\partial x^4} + (8B(1-\Gamma^*) + B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) + B_{21}(1-\Gamma_{21}^*)) \frac{\partial^4(w-w_0)}{\partial x^2 \partial y^2} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + B_{22}(1-\Gamma_{22}^*) \frac{\partial^4(w-w_0)}{\partial y^4} \Big] + \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} \left( B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \frac{\partial^2(w-w_0)}{\partial x^2} + B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) \frac{\partial^2(w-w_0)}{\partial y^2} \right) + \\
& + 2 \frac{\partial D}{\partial x} \left[ B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \frac{\partial^3(w-w_0)}{\partial x^3} + (B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) + 4B(1-\Gamma^*)) \frac{\partial^3(w-w_0)}{\partial x \partial y^2} \right] + \\
& + 2 \frac{\partial D}{\partial y} \left[ B_{22}(1-\Gamma_{22}^*) \frac{\partial^3(w-w_0)}{\partial y^3} + (B_{21}(1-\Gamma_{21}^*) + 4B(1-\Gamma^*)) \frac{\partial^3(w-w_0)}{\partial x^2 \partial y} \right] + \quad (5) \\
& + \frac{\partial^2 D}{\partial y^2} \left( B_{22}(1-\Gamma_{22}^*) \frac{\partial^2(w-w_0)}{\partial y^2} + B_{21}(1-\Gamma_{21}^*) \frac{\partial^2(w-w_0)}{\partial x^2} \right) + \\
& + 8 \frac{\partial^2 D}{\partial x \partial y} B(1-\Gamma^*) \frac{\partial^2(w-w_0)}{\partial x \partial y} - \frac{\partial w}{\partial x} \left\{ h \left[ B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial x} + B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial x} + \right. \right. \\
& \left. \left. + 2B(1-\Gamma^*) \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial y} \right] + \frac{\partial h}{\partial x} [B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \varepsilon_x + B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) \varepsilon_y] + 2B \frac{\partial h}{\partial y} (1-\Gamma^*) \varepsilon_{xy} \right\} - \\
& - h \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} [B_{11}(1-\Gamma_{11}^*) \varepsilon_x + B_{12}(1-\Gamma_{12}^*) \varepsilon_y] - \frac{\partial w}{\partial y} \left\{ h \left[ B_{22}(1-\Gamma_{22}^*) \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial y} + \right. \right. \\
& \left. \left. + B_{21}(1-\Gamma_{21}^*) \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial y} + 2B(1-\Gamma^*) \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial x} \right] + 2B \frac{\partial h}{\partial x} (1-\Gamma^*) \varepsilon_{xy} + \right. \\
& \left. + \frac{\partial h}{\partial y} [B_{21}(1-\Gamma_{21}^*) \varepsilon_x + B_{22}(1-\Gamma_{22}^*) \varepsilon_y] \right\} - h \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} [B_{21}(1-\Gamma_{21}^*) \varepsilon_x + \\
& + B_{22}(1-\Gamma_{22}^*) \varepsilon_y] - 4h \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} B(1-\Gamma^*) \varepsilon_{xy} + P_x(t) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = q
\end{aligned}$$

Полученная математическая модель (5) с соответствующими граничными и начальными условиями одновременно учитывает вязкоупругие свойства, а также ортотропность материала пластинки.

Отметим, что если при решении задач динамики вязкоупругих систем в изотропной постановке, в системе интегро-дифференциальных уравнений участвует только одно ядро релаксации с тремя различными реологическими параметрами, то в ортотропной постановке по гипотезе Кирхгофа-Лява принимают участие 5 различных ядер с 15 реологическими параметрами вязкости.

При расчетах в качестве ядер релаксации  $\Gamma(t), \Gamma_{ij}(t), i, j = 1, 2$  используются сингулярные ядра Колтунова-Ржаницына вида [2]:

$$\Gamma(t) = A e^{-\beta t} t^{\alpha-1}, \quad (\theta < \alpha < 1), \quad \Gamma_{ij}(t) = A_{ij} e^{-\beta_{ij} t} t^{\alpha_{ij}-1}, \quad (\theta < \alpha_{ij} < 1) \quad (6)$$

### 3. Дискретная модель задачи о динамической устойчивости вязкоупругой ортотропной пластинки с переменной жесткостью.

Наиболее эффективным методом построения дискретной модели нелинейных задач динамики наследственной теории вязкоупругости является вариационный метод Бубнова-Галеркина, с помощью которого получим основные разрешающие интегро-дифференциальные уравнения данной задачи.

Рассмотрим динамическую устойчивость вязкоупругой прямоугольной ортотропной пластинки со сторонами  $a$  и  $b$  из неоднородного материала, подвергающейся быстровозрастающему сжатию со стороны  $a$  силой  $P(t) = \nu t$  ( $\nu$  – скорость нагружения). В этом случае уравнения динамической устойчивости вязкоупругой ортотропной пластины имеет вид (5).

Решение системы (5), удовлетворяющее граничным условиям задачи, будем искать относительно перемещений  $u$  и  $v$ , а также прогиба  $w$  в виде

$$\begin{aligned} u(x, y, t) &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M u_{nm}(t) \phi_{nm}(x, y), & v(x, y, t) &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M v_{nm}(t) \phi_{nm}(x, y), \\ w(x, y, t) &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M w_{nm}(t) \psi_{nm}(x, y) \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя (7) в систему уравнений (5) и выполняя процедуру Бубнова-Галеркина, с учетом безразмерных величин

$$\frac{u}{h_0}, \frac{v}{h_0}, \frac{w}{h_0}, \frac{w_0}{h_0}, \frac{x}{a}, \frac{y}{b}, \frac{h}{h_0}, \lambda = \frac{a}{b}, \delta = \frac{b}{h_0}, t^* = \frac{P}{P_{кр}} = \frac{\nu t}{P_{кр}} = \frac{\omega t}{\sqrt{S}} = \frac{P^*}{P_{кр}^*},$$

$$P^* = \frac{P}{E} \left( \frac{b}{h_0} \right)^2, \quad q^* = \frac{q}{E} \left( \frac{b}{h_0} \right)^4, \quad S = P_{кр}^*{}^3 \left( \frac{\pi c E h_0^3}{\nu b^4} \right)^2,$$

и при сохранении прежних обозначений, получим следующую систему основных разрешающих нелинейных интегро-дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} & \frac{1}{S} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M a_{k \ln m} \ddot{u}_{nm} - \eta_1 \left\{ \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \left[ \left( (1 - \Gamma_{11}^*) d_{1k \ln m} + (1 - \Gamma^*) d_{2k \ln m} \right) u_{nm} + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \left( (1 - \Gamma_{12}^*) d_{3k \ln m} + (1 - \Gamma^*) d_{4k \ln m} \right) v_{nm} \right] + \right. \\ & \left. + \sum_{n,i=1}^N \sum_{m,j=1}^M \left[ (1 - \Gamma_{11}^*) d_{7k \ln mij} + (1 - \Gamma_{12}^*) d_{8k \ln mij} + (1 - \Gamma^*) d_{9k \ln mij} \right] w_{nm} w_{ij} - w_{0nm} w_{0ij} \right\} = 0, \\ & \frac{1}{S} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M b_{k \ln m} \ddot{v}_{nm} - \eta_2 \left\{ \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \left[ \left( (1 - \Gamma_{21}^*) e_{1k \ln m} + (1 - \Gamma^*) e_{2k \ln m} \right) v_{nm} + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \left( (1 - \Gamma_{22}^*) e_{3k \ln m} + (1 - \Gamma^*) e_{4k \ln m} \right) u_{nm} \right] + \right. \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{n,i=1}^N \sum_{m,j=1}^M \left\{ (1-\Gamma_{22}^*) e_{7klnmij} + (1-\Gamma_{21}^*) e_{8klnmij} + (1-\Gamma^*) e_{9klnmij} \left[ w_{nm} w_{ij} - w_{0nm} w_{0ij} \right] \right\} = 0, \\
& \frac{1}{S} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M c_{klmn} \ddot{w}_{nm} + \eta_3 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \left\{ (1-\Gamma_{11}^*) f_{5klmn} + (1-\Gamma_{12}^*) f_{6klmn} + (1-\Gamma_{22}^*) f_{7klmn} + \right. \\
& \quad \left. + (1-\Gamma_{21}^*) f_{8klmn} + (1-\Gamma^*) f_{9klmn} \right\} (w_{nm} - w_{0nm}) + \eta_3 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M P_{klmn}^* w_{nm} \dot{t}^* - \\
& - \eta_3 \left\{ \sum_{n,i=1}^N \sum_{m,j=1}^M w_{nm} \left[ (1-\Gamma_{11}^*) \xi_{1klnmij} + (1-\Gamma_{21}^*) \xi_{2klnmij} + (1-\Gamma^*) \xi_{3klnmij} \right] \mu_{ij} + \right. \\
& \quad \left. + \left[ (1-\Gamma_{22}^*) \xi_{4klnmij} + (1-\Gamma_{12}^*) \xi_{5klnmij} + (1-\Gamma^*) \xi_{6klnmij} \right] \nu_{ij} \right\} + \\
& + \sum_{n,i,r=1}^N \sum_{m,j,s=1}^M w_{nm} \left\{ (1-\Gamma_{11}^*) g_{5klnmijrs} + (1-\Gamma_{12}^*) g_{6klnmijrs} + (1-\Gamma_{22}^*) g_{7klnmijrs} + \right. \\
& \quad \left. + (1-\Gamma_{21}^*) g_{8klnmijrs} + (1-\Gamma^*) g_{9klnmijrs} \right\} (w_{ij} w_{rs} - w_{0ij} w_{0rs}) \left. \right\} = 0,
\end{aligned}$$

где постоянные коэффициенты, входящие в эту систему, связаны с координатными функциями и их производными;  $c = \sqrt{\sqrt{E_1 E_2} / \rho}$  – скорость звука в материале пластины;  $\omega = \sqrt{\pi^2 \sqrt{E_1 E_2} h^2 P_{kp}^* / (\rho b^4)}$ ;  $P_{kp} = \frac{\pi^2}{3(1-\mu^2)} E \left( \frac{h}{b} \right)^2$  – статическая критическая нагрузка;  $\rho$  – плотность материала пластинки.

На основе разработанного алгоритма была составлена программа на алгоритмическом языке Delphi.

#### 4. Расчет деформирования вязкоупругой ортотропной прямоугольной пластины с переменной толщиной.

Интегрирование системы (8) проводилось с помощью численного метода, основанного на использовании квадратурных формул [4,5]. Результаты вычислений при различных физических и геометрических параметрах отражаются графиками, приведенными на рис.1, 2. Зависимость изменения толщины имеет следующий вид:  $h = 1 + \alpha^* x$ ,  $h_0 = h(0) = const$ , где  $\alpha^*$  – параметр изменения толщины.

Аналогично [3], в качестве критерия, определяющего критическое время, а вместе с тем и критическую нагрузку, принимаем условие, что стрела прогиба не должна превышать величину, равную толщине пластинки

$h_0$ . В качестве параметра определяющего устойчивость пластинки принят  $K_d$  – коэффициент динамичности, равный отношению динамической критической нагрузки к эйлеровой статической.

На рис. 1 и 2 приведены результаты расчетов динамической устойчивости пластинки из неоднородного вязкоупругого материала. Изучено влияние неоднородных свойств материала на процесс устойчивости пластинки (рис. 1).

Как видно из рисунка, увеличение параметра  $\Delta = \sqrt{E_1/E_2}$ , определяющего степень анизотропии (кривая 1 –  $\Delta=1$ ; кривая 2 –  $\Delta=1.5$  и кривая 3 –  $\Delta=2$ ), приводит к более позднему интенсивному возрастанию прогибов, соответственно увеличению критического значения  $K_d$ . Аналогичные результаты для вязкоупругой пластины с постоянной толщиной наблюдаются в [6].

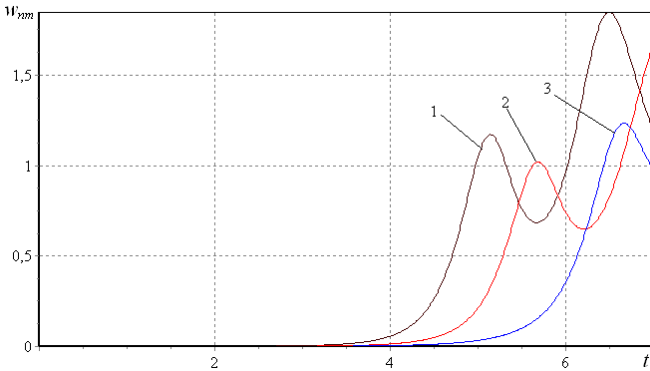


Рис.1. Зависимость прогиба от времени при  $\Delta=1$  (1); 1.5 (2); 2 (3)

Далее на рис. 2 приведены результаты исследования влияния параметра изменения толщины пластинки  $\alpha^*$  на динамическую устойчивость.

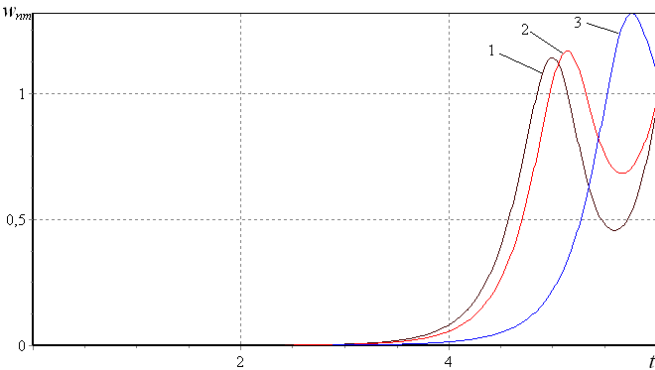


Рис.2. Зависимость прогиба от времени при  $\alpha^*=0$  (1); 0.5 (2); 0.8 (3)

При значениях  $\alpha^* = 0; 0.5; 0.8$  величина коэффициента динамичности  $K_D$  равен соответственно 4.85, 4.97, 5.52. Напомним, что увеличение параметра  $\alpha^*$  влечет за собой увеличение толщины пластинки. Вычисления производились при равных объемах пластин постоянной и переменной толщины. Из графиков видно, что с увеличением параметра толщины значение коэффициента  $K_D$  увеличивается.

1. *Ильюшин А.А., Победря Б.Е.* Основы математической теории термовязкоупругости.– М.: Наука. 1970. 280 с.
2. *Колтунов М.А.* Ползучесть и релаксация.– М.: Высшая школа. 1976. 276 с.
3. *Вольмир А.С.* Нелинейная динамика пластинок и оболочек. М.: Наука. 1972. 432 с.
4. *Бадалов Ф.Б., Эшматов Х., Юсуфов М.* О некоторых методах решения систем ИДУ, встречающихся в задачах вязкоупругости // ПММ.–1987.–Т.51.– № 5.– С. 867–871.
5. *Эшматов Х.* Интегральный метод математического моделирования задач динамики вязкоупругих систем. Автореферат дисс. д-ра тех. наук, Киев, 1991.
6. *Eshmatov B.Kh.* Nonlinear vibrations and dynamic stability of viscoelastic orthotropic rectangular plate // Journal of Sound and Vibration. – 2007. – Vol. 300. – P.709–726.

*Поступила 31.01.2011г.*

УДК 681

А.А.Владимирский, И.А.Владимирский,  
И.П.Криворучко, А.А.Криворот, Н.П.Савчук

## **РАЗРАБОТКА МНОГОКАНАЛЬНОГО РЕГИСТРАТОРА ТЕМПЕРАТУРЫ С НАКЛАДНЫМИ ДАТЧИКАМИ РТ-2**

Многоканальный измеритель и регистратор температуры РТ-2 предназначен для использования организациями теплоснабжения для определения режимов работы теплотехнического оборудования и для определения тепловых потерь на протяженных участках трубопроводов теплоснабжения [1]. Разработка выполнена в ИПМЭ НАН Украины с учетом опытной эксплуатации экспериментального регистратора ТермоЛог-8 [2, 3].

В состав многоканального регистратора температуры РТ-2 входят два одинаковых комплекта оборудования (таблица 1, рис.1 и рис.2) и программное обеспечение (ПО) “РТ-2. Версия 1.01”, устанавливаемое на компьютер (ПК) заказчика.

### **Основные технические характеристики регистратора РТ-2**

Измеритель измеряет и регистрирует температуру объектов тепло

© А.А.Владимирский, И.А.Владимирский, И.П.Криворучко,  
А.А.Криворот, Н.П.Савчук