

## Расчет тонких упругих оболочек

### НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЗАМКНУТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК ПРИ ДЕЙСТВИИ ЛОКАЛЬНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ НАГРУЗОК\*

В.А. КРЫСЬКО, *д-р техн. наук, профессор*  
К.Ф. ШАГИВАЛЛЕВ, *канд. техн. наук, доцент*  
Саратовский государственный технический университет,  
KFSHAG@yandex.ru

В рамках нелинейной классической теории пологих оболочек рассмотрим замкнутую цилиндрическую оболочку кругового сечения конечной длины с постоянной жесткостью и плотностью при действии различного неравномерного внешнего давления.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: динамика, цилиндрическая оболочка, локальная нагрузка.

Нелинейная теория оболочек представляет собой раздел прикладной механики деформируемого твердого тела, имеющий обширную область практического приложения. Имеется большое количество обзоров, посвященных нелинейным задачам теории оболочек и методам их решения [1-3]. Несмотря на известные достижения в теории и методах расчета оболочек, имеется еще много нерешенных вопросов. Настоящая работа ставит своей целью продолжить начатые исследования [4-7] и рассмотреть вопрос о динамических критических нагрузках для замкнутой цилиндрической оболочки.

Введем систему координат: ось  $x$  направим по продольной координате, ось  $y$  – по окружной координате, ось  $z$  – по нормали к срединной поверхности (рис. 1).

Цилиндрическая оболочка как трехмерная область  $\Omega$  в данной системе координат определяется

$$\Omega = \{x, y, z \mid (x, y) \in [0; l] \times [0; 2\pi], -h \leq z \leq h\}.$$

Исходными являются уравнения теории пологих оболочек [8], которые с использованием известных безразмерных параметров приведены к безразмерному виду [9]:

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2(\circ)}{\partial x^2} + \lambda^2 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \frac{\partial^2(\circ)}{\partial y^2} + 2(1-\nu) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2(\circ)}{\partial x \partial y} + \right. \\ & \left. + \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2(\circ)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \frac{\partial^2(\circ)}{\partial x^2} \right) \right] - \nabla_k^2 F - L(w, F) + k_y^2 q(t) - \left( \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \varepsilon \frac{\partial w}{\partial t} \right) = 0, \\ & \left[ \left( \lambda^2 \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} - \mu \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \right) \frac{\partial^2(\circ)}{\partial y^2} + \left( \frac{1}{\lambda^2} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right) \frac{\partial^2(\circ)}{\partial x^2} + \right. \\ & \left. + 2(1+\nu) \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2(\circ)}{\partial x \partial y} \right] + \nabla_k^2 w + \frac{1}{2} L(w, w) = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Решим задачи устойчивости замкнутой цилиндрической оболочки при действии локальной нагрузки при следующих краевых и начальных условиях:

\*) Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 08-604-01-434-08-606 и грант СГТУ 1.3.08.2008).

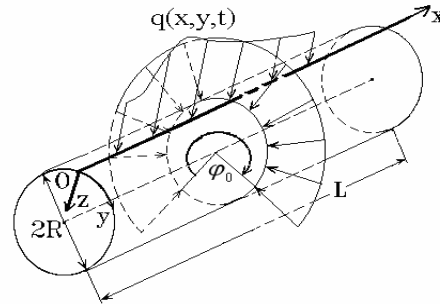


Рис. 1. Расчетная схема

краевые условия [10]:

$$w = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = 0 \quad \text{при } x = 0; 1; \quad (2)$$

начальные условия:

$$w(x, y)|_{t=0} = 0, \quad \dot{w}|_{t=0} = 0. \quad (3)$$

Для решения уравнений (1) при принятых краевых (2) и начальных условиях (3) функции  $w$  и  $F$  представляются в виде произведения функций, зависящих от времени и от координат:

$$w = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=0}^{N_2} A_{ij}(t) \sin(i\pi x) \cos(jy), \quad F = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=0}^{N_2} B_{ij}(t) \sin(i\pi x) \cos(jy) \quad (4)$$

Применяя процедуру Бубнова – Галеркина в форме В.З.Власова уравнения в частных производных (1) сводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений по времени (задача Коши) [9]:

$$\sum_{rs} \left\{ \sum_{ij} \sum_{kl} \left[ J_{1,ijkl}^{rs} A_{ij} + I_{AB}^{rs} B_{rs} + I_Q^{rs} q(t) + A_{ij} B_{kl} I_{ijklrs} + \left( \frac{d^2 A_{ij}}{dt^2} + \varepsilon \frac{dA_{ij}}{dt} \right) I_{rs}^t \right] \right\} = 0, \quad (5)$$

$$\sum_{rs} \left\{ \sum_{ij} \sum_{kl} \left[ J_{2,ijkl}^{rs} B_{ij} + I_{AB}^{rs} A_{rs} + \frac{1}{2} A_{ij} A_{kl} I_{ijklrs} \right] \right\} = 0$$

Интегралы процедуры Бубнова – Галеркина вычисляются по формулам:

$$I_{1,r} = \int_{x_1}^{x_2} \sin(r\pi x) dx = \frac{\cos(r\pi x_1) - \cos(r\pi x_2)}{r\pi}; \quad (6)$$

$$I_{2,s} = \int_{y_1}^{y_2} \cos(s\pi y) dy = \frac{\sin(s\pi y_2) - \sin(s\pi y_1)}{s\pi};$$

$$I_{3,ir} = \int_0^1 \sin(i\pi x) \sin(r\pi x) dx = \begin{cases} \frac{1}{2}, & i = r, \\ 0, & i \neq r; \end{cases}$$

$$I_{4,js} = \int_0^{2\pi} \cos(j\pi y) \cos(s\pi y) dy = \begin{cases} 2\pi, & j = s = 0; \\ \pi, & j = s \neq 0; \\ 0, & j \neq s; \end{cases}$$

$$I_{5,ikr} = \int_0^1 \sin(i\pi x) \sin(r\pi x) \sin(k\pi x) dx =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{4\pi} \left[ -\frac{\cos(\alpha_1\pi)}{\alpha_1} - \frac{\cos(\alpha_2\pi)}{\alpha_2} - \frac{\cos(\alpha_3\pi)}{\alpha_3} - \frac{\cos(\alpha_4\pi)}{\alpha_4} \right] + \\ + \frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_3} - \frac{1}{\alpha_4} \Big]; & \alpha_v \neq 0; \\ \left[ \frac{\cos(\alpha_v\pi)}{\alpha_v} \approx 0; \quad \frac{1}{\alpha_v} \approx 0 \right]; & v = 1, 2, 3; \quad \alpha_v = 0; \end{cases}$$

$$I_{6,js} = \int_0^{2\pi} \cos(jy) \cos(sy) \sin(sy) dy = 0;$$

$$I_{7,ikr} = \int_0^1 \cos(i\pi x) \cos(k\pi x) \sin(r\pi x) dx =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{\cos(\alpha_1\pi)}{\alpha_1} - \frac{\cos(\alpha_2\pi)}{\alpha_2} - \frac{\cos(\alpha_3\pi)}{\alpha_3} - \frac{\cos(\alpha_4\pi)}{\alpha_4} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_3} + \frac{1}{\alpha_4} \right]; & \alpha_v \neq 0; \\ \left[ \frac{\cos(\alpha_v\pi)}{\alpha_v} \approx 0; \frac{1}{\alpha_v} \approx 0 \right]; & v=1,2,3; \alpha_v = 0; \end{cases}$$

$$I_{8,jls} = \int_0^{2\pi} \sin(jy) \sin(ly) \cos(sy) dy =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{4\pi} \left[ -\frac{\sin(\beta_1\pi)}{\beta_1} + \frac{\sin(\beta_2\pi)}{\beta_2} + \frac{\sin(\beta_3\pi)}{\beta_3} - \frac{\sin(\beta_4\pi)}{\beta_4} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_3} + \frac{1}{\beta_4} \right]; & \beta_v \neq 0; \\ \left[ \frac{\sin(\beta_v\pi)}{\beta_v} \approx 0; \frac{1}{\beta_v} \approx 0 \right]; & v=1,2,3; \beta_v = 0, \end{cases}$$

где  $\alpha_1 = j+k-r$ ,  $\alpha_2 = k+r-i$ ,  $\alpha_3 = r+i-k$ ,  $\alpha_4 = i+k+r$ ,  
 $\beta_1 = j+l-s$ ,  $\beta_2 = l+s-j$ ,  $\beta_3 = s+j-l$ ,  $\beta_4 = j+l+s$ ,

$$I_{\bar{Q}}^{rs} = k_y^2 \cdot I_{1r} I_{2s}, \quad I_{AB}^{rs} = (s^2 k_x + r^2 k_y) \pi^2 I_{3,ir} I_{4,js},$$

$$I_{ijklrs} = \pi^2 \left[ (i^2 l^2 + j^2 k^2) I_{5ikr} I_{6jls} - 2ijkl I_{7ikr} I_{8jls} \right], \quad I_{rs}^t = I_{3,ir} I_{4,js},$$

$$J_{1,ijkl}^{rs} = \frac{\pi^2}{12(1-\mu^2)} \left[ \frac{r^4}{\lambda^2} + 2r^2 s^2 + \lambda^2 s^4 \right] \cdot I_{3,ir} I_{4,js},$$

$$J_{2,ijkl}^{rs} = \left[ \frac{r^4}{\lambda^2} + 2r^2 s^2 + \lambda^2 s^4 \right] \cdot \pi^2 I_{3,ir} I_{4,js}.$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (5) решается методом Рунге-Кутты четвертого порядка точности. Шаг по времени выбирается по правилу Рунге. Изложенный выше алгоритм Бубнова – Галеркина позволяет решать широкий класс задач как статических, так и динамических.

Решая задачу Коши при  $\varepsilon = \varepsilon_{кр}$  для ряда значений параметра поперечной постоянной во времени нагрузки, мы получим для  $\{q_i\} \rightarrow \{w_i\}$ , что позволит построить зависимости  $q(w)$  и исследовать напряженно-деформированное состояние конструкции на всем интервале предполагаемых поперечных нагрузок.

### О выборе критериев потери устойчивости оболочек

Очень важным для нелинейных задач является вопрос о критических динамических нагрузках. Кратко остановимся на известных критериях потери устойчивости, предложенных различными авторами.

Вольмир А.С. [11] в качестве динамического критерия принимает быстрый рост прогиба при незначительном увеличении нагрузки или появление точки перегиба графика  $q(w)$  ( $\partial^2 q / \partial w^2 = 0$ ). Шио А.С, Сунг Т.Т, Рот Д.С. в задачах динамики [12] показывают, что нагрузка, при которой начинается обратный

процесс изменения времени, необходимого для достижения первого максимума в зависимости «нагрузка – время», считается критической.

Кантор Б.Я. [13], рассчитывая методом Ритца в высших приближениях осесимметричные сферические оболочки, в качестве динамического критерия принимает, что оболочка прохлопывает, если прогиб в центре достигает значения, большего относительной высоты оболочки  $K \cong 2\bar{f}$ , где  $\bar{f} = f/h$  – безразмерная высота подъема оболочки над планом. В работе [14] вводится критерий, согласно которому критическая динамическая нагрузка определяется из условия, что в новое положение равновесия система приходит с нулевой скоростью. Аналогичный подход использован в работе [15]. Суть данного критерия состоит в следующем. В начале нагружения силы инерции препятствуют внешней нагрузке, затем, пройдя через ноль и сменив знак, они начинают сопутствовать внешней нагрузке. При этом ускорение также меняет знак на противоположный. Значит, в некоторый момент времени скорость оболочки становится равной нулю, а затем происходит резкое возрастание прогиба. Момент обращения скорости оболочки в ноль принимается за критический. В работе [16] предлагается в качестве критерия потери устойчивости такой момент времени, когда деформации упругого тела являются неустойчивыми, то есть такой момент  $t_0$ , когда упругому телу можно дать такое возмущение, при котором поле перемещения без изменения скорости и ускорения.

В некоторых работах предложен подход к задаче определения динамической потери устойчивости, связанный с приведением динамической задачи к квазистатической. Согласно этому подходу докритические усилия в срединной поверхности оболочки определяются с учетом сил инерции из динамических соотношений, в то время как сам процесс выпучивания рассматривается со статических позиций. Такая техника «замораживания во времени» обычно используется в практике для сложных конструкций.

Некоторые авторы в качестве динамического критерия потери устойчивости принимают момент появления пластических деформаций оболочечной конструкции. В работе [17] для арок показано, что процесс прощелкивания арки характеризуется двумя различными механизмами: «прямым» и «непрямым», или «связанным» прощелкиванием. В первом случае прощелкивание системы происходит, когда неустойчивое состояние равновесия сопровождается по симметричной форме, несимметричные формы оказываются неустойчивыми. Во втором случае потеря устойчивости происходит при сложном взаимодействии симметричной и несимметричной форм системы, т.е. система теряет устойчивость по несимметричной форме. Значит, характер потери устойчивости по симметричной и несимметричной формам совершенно разный и, следовательно, должно существовать два динамических критерия потери устойчивости.

Анализ некоторых критериев потери устойчивости оболочек приведен в работе [18].

В настоящей работе под критической нагрузкой будем понимать предельные нагрузки или точку перегиба в зависимости  $w_{\max}(q)$  первой волны [11].

### **Импульс бесконечной продолжительности во времени**

Рассмотрим случай действия импульса бесконечной продолжительности во времени, приложенного по области  $\varphi_0 = 3\pi/4$ ,  $0.1 \leq x \leq 0.5$  (см. рис. 1).

При этом коэффициент сопротивления среды  $\varepsilon = 0$ . На рис. 2 представлены зависимости  $w_{\max}(q_0)$  для разных приближений ( $N$ ) метода Бубнова-Галеркина. Если рассматривать формы колебаний в пространстве (табл. 1), то очевидно, что в докритическом состоянии сходимость достигается уже при  $N = 7$ , тогда как в закритическом состоянии такой сходимости нет.

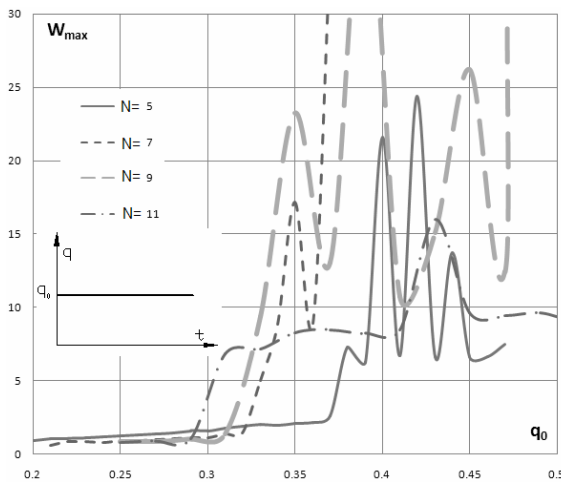


Рис. 2. Зависимости  $w_{\max}(q_0)$

в центре приложения локальной нагрузки, а при  $N = 9$  – по границам приложения нагрузки и в зоне, свободной от нагружения.

Рассмотрим картину волнообразования при  $0 \leq y \leq 2\pi$ ,  $x_0 = 0.5$  (табл. 1(a)). Также можно отметить, что в докритическом состоянии число полуволн по окружной координате не изменяется с увеличением числа членов ряда (11), тогда как в закритическом состоянии число полуволн увеличивается с 6 (при  $N = 7$ ) до 7 (при  $N = 9$ ). Причем изменяется не только число полуволн по окружной координате, но и характер их распределения по поверхности оболочки. Так, при  $N = 7$ , максимум прогибов достигается в

Таблица 1

	$N = 7$	$N = 9$
Докритическое состояние		
Закритическое состояние		

Такой же вывод можно сделать и при изучении эпюр по продольной координате при  $0 \leq x \leq 1$ ,  $y_0 = 3\pi/8$ , т.е. в центральной точке приложения нагрузки (таблица 1(b)). Здесь при увеличении числа членов ряда (11) наблюдаем увеличение числа продольных волн как в докритическом, так и в закритическом состояниях. Следовательно, необходимо дальнейшее увеличение числа членов ряда в разложении основных функций при изучении закритического состояния оболочки, но это связано с огромными затратами машинных ресурсов. Так, при  $N = 7$  для построения зависимости  $w_{\max}(q_0)$  при изменении  $0,2 \leq q_0 \leq 0,45$  требуется около трех дней непрерывной работы компьютера, а при  $N = 9$  такая же зависимость требует уже несколько недель непрерывного счета [19].

#### Знакопеременная локальная нагрузка

Рассмотрим случай приложения поперечного внешнего давления  $q(t) = q_0 \sin(\omega_p t)$ , где  $\omega_p$  – частота приложенного внешнего давления, распределенного в пределах полосы с центральным углом  $\varphi_0 = 3\pi/4$ ,  $0,1 \leq x \leq 0,5$  (см. рис. 1). Коэффициент сопротивления среды  $\varepsilon = 1$ .

Таблица 1 (а)

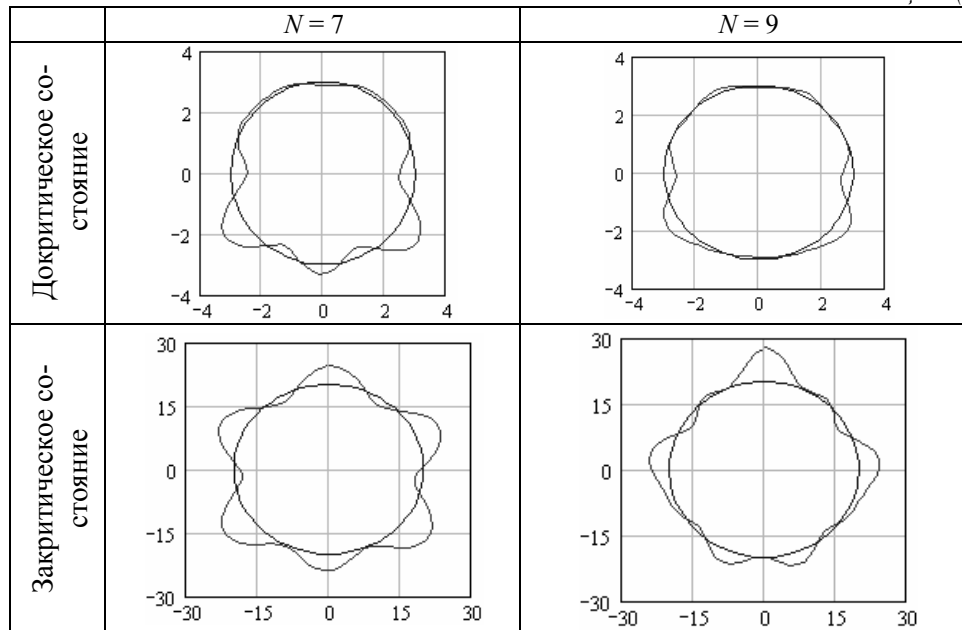
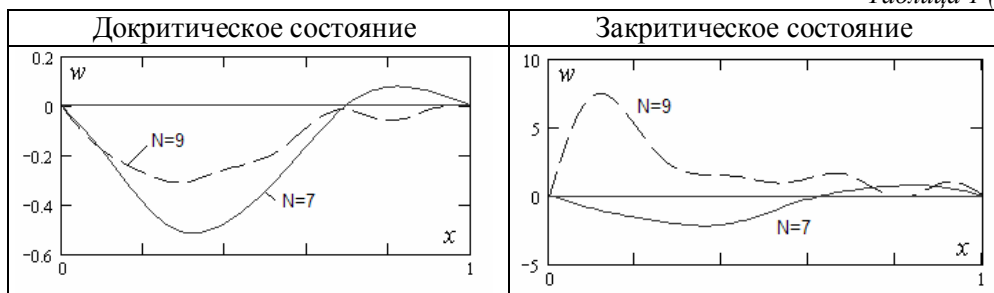


Таблица 1 (б)

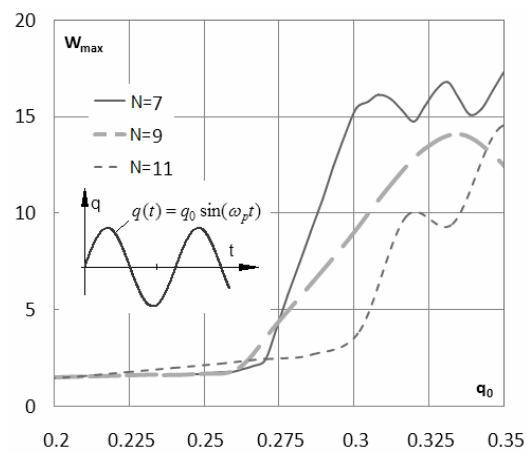


На рис.3 приведена зависимость максимального прогиба от амплитуды приложенной нагрузки  $w_{\max}(q_0)$  в зависимости от приближения ( $N$ ) метода Бубнова – Галеркина.

Рассмотрим формы колебаний цилиндрической оболочки в различных приближениях метода Бубнова-Галеркина (таблица 2). В докритическом состоянии общая картина колебаний подобна, тогда как в закритическом состоянии различия наблюдаются не только в характере колебаний, но и в значениях прогибов в различных точках оболочки.

Для более подробного изучения общей картины колебаний рассмотрим эпюры прогибов при  $0 \leq y \leq 2\pi$ ,  $x_0 = 0.5$  (таблица 2(а)), т.е. в сечении в середине длины оболочки.

При действии динамической нагрузки, изменяющейся по гармоническому закону, сходимость достигается только по числу полувольт, причем как в докритическом, так и в закритическом состоянии (табл. 2(а), (б)).

Рис. 3. Зависимости  $w_{\max}(q_0)$

При изучении эпюр прогибов при  $0 \leq x \leq 1$ ,  $y_0 = 3\pi/8$  (табл. 2(b)) получаем, что в докритическом состоянии в различных приближениях метода Бубнова – Галеркина наблюдаем схожую картину колебаний по форме прогибов, но различную по амplitудам прогибов, а в закритическом состоянии различны так же и формы прогибов в одни и те же значения времени.

Таблица 2

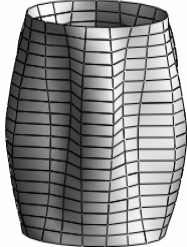
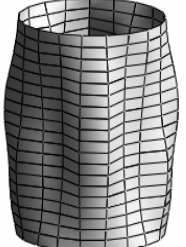

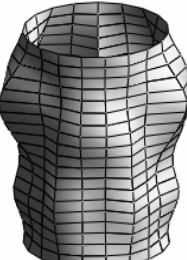
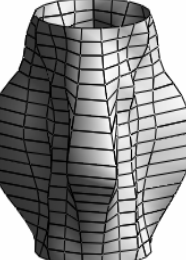
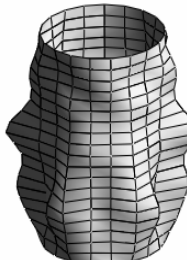
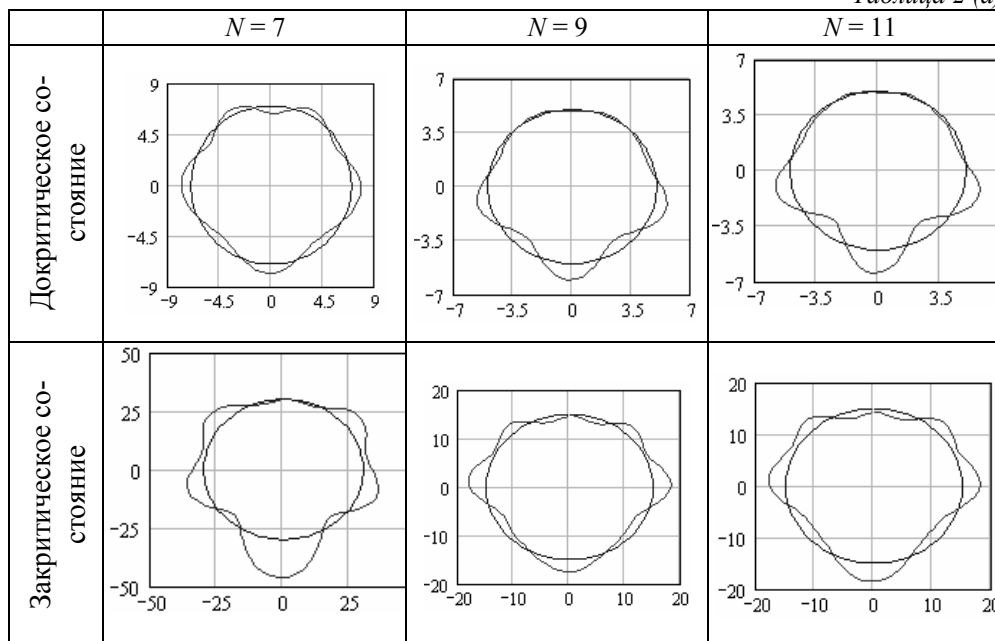
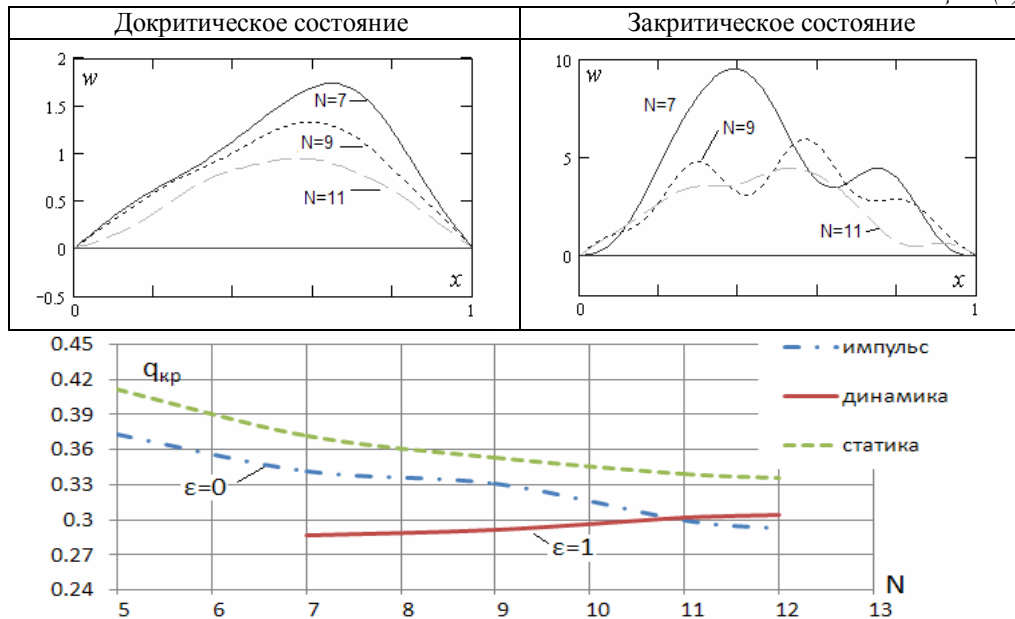
	$N = 7$	$N = 9$	$N = 11$
Докритическое состояние			
Закритическое состояние			

Таблица 2 (a)



На рис. 4 приведены кривые зависимости критической нагрузки  $q_{кр}$  в зависимости от характера действующей нагрузки и различных приближений ( $N$ ) метода Бубнова-Галеркина. Анализ зависимости  $q_{кр}(N)$  показывает, что величина критической нагрузки  $q_{кр}$  при действии на оболочку импульса бесконечной продолжительности во времени уменьшается по сравнению с величиной критической нагрузки  $q_{кр}$  при действии на оболочку статической нагрузки, но кривые зависимости  $q_{кр}(N)$  остаются подобными (см. рис.4).

Таблица 2 (b)

Рис. 4. Зависимости  $q_{кр}(N)$ 

При действии на оболочку локальной динамической нагрузки уменьшается как величина критической нагрузки  $q_{кр}$  так изменяется и характер кривой зависимости  $q_{кр}(N)$  по сравнению с величиной критической нагрузки  $q_{кр}$  и кривой зависимости  $q_{кр}(N)$  при действии на оболочку статической нагрузки.

## Л и т е р а т у р а

1. Григоренко Я.М. Решение задач теории оболочек методами численного анализа / Я.М. Григоренко // Прикладная механика. – 1984. – Т. 20, № 10. – С. 3–22.
2. Григоренко Я.М. Нелинейные задачи теории оболочек и методы их решения (обзор) / Я.М. Григоренко, В.И. Гуляев // Прикладная механика. – 1991. – Т. 27, № 10. – С. 3–23.
3. Кубенко В.Д. Нелинейные задачи колебаний тонких оболочек (обзор) / В.Д. Кубенко, П.С.Ковальчук // Прикладная механика. – 1998. – Т. 34, № 8. – С. 3–31.
4. Awrejcewicz J. Nonclassical Thermoelastic Problems in Nonlinear Dynamics of Shells / J. Awrejcewicz, V.A.Krysko. – Springer, 2003. – 403 p.
5. Awrejcewicz J. Nonlinear Dynamics of Continuous Elastic Systems / J. Awrejcewicz, V.A.Krysko, A.F.Vakakis. – Springer, 2004. – 341 p.
6. Awrejcewicz J. Thermo-Dynamics of Plates and Shells / J. Awrejcewicz, V.A.Krysko, A.V. Krysko. Springer, 2007. – 777 p.
7. Крысько В.А. Статика и динамика замкнутых цилиндрических оболочек при неравномерном поперечном нагружении / В.А. Крысько, Н.Е. Савельева, К.Ф. Шагивалеев // Известия вузов. Машиностроение. – 2005. – № 1. – С. 3–14.
8. Вольмир А.С. Нелинейная динамика пластин и оболочек / А.С. Вольмир. – М.: Наука, 1972. 342 с.
9. Крысько В.А. Управление хаотическими колебаниями гибких замкнутых цилиндрических оболочек при поперечном локальном и продольном знакопеременном нагружении / В.А. Крысько, Н.Е. Савельева, К.Ф. Шагивалеев // Строительная механика инженерных конструкций и сооружений. – 2009. – № 3. – С. 36–45.
10. Корнишин М.С. Гибкие пластины и панели / М.С. Корнишин, Ф.С. Исанбаева. – М.: Наука, 1968. – 260 с.
11. Вольмир А.С. Устойчивость деформируемых систем. – М.: Наука, 1967. 984 с.
12. Shian A.C., Soong T.T., Roth D.S. Dynamic Buckling of conical shells with Imperfection // AIAA Journal, 1974. – Vol. 12, № 6. – pp. 24-30.
13. Кантор Б.Я. К нелинейной теории тонких оболочек / Б.Я. Кантор // Динамика и прочность машин. – Харьков: Изд-во ХГУ, 1967. – Т. 5.



14. Кузнецов Е.Б. О действии динамических нагрузок на некоторые системы с прощелкиванием / Е.Б. Кузнецов, Н.А. Кулаков, В.И. Шалашилин // Избранные проблемы прикладной механики. – М., 1974. – С. 12 – 35.

15. Бахтиева Л.У. Исследование устойчивости тонких оболочек и пластин при динамических нагрузках: Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук / Л.У. Бахтиева. Казань, 1981. 152 с.

16. Даревский В.М. Нелинейные уравнения теории оболочек и их линеаризация в задачах устойчивости / В.М. Даревский // Труды VI Всесоюз. конф. по теории оболочек и пластинок. – М.: Наука, 1969. – С. 355–368.

17. Lock M.H. Snapping of a Shallow Sinusoidal Arch under a Step Pressure Load / M.H. Lock // AIAA Journal. 1966. Vol. 4. № 7. P. 31 – 41.

18. Крысько В.А. Проблема бифуркаций и жесткой потери устойчивости нелинейной теории пластин / В.А. Крысько, А.В. Крысько // Механика оболочек и пластин в XXI в.: Межвуз. науч. сб. – Саратов: Сарат. гос. техн. ун-т, 1999. – С. 50–67.

19. Крысько В.А. Хаотические колебания гибких прямоугольных в плане оболочек. Часть 1. Метод Бубнова-Галеркина в высших приближениях/ В.А. Крысько, И.В. Кравцова, Н.Е. Савельева // Авиакосмическое приборостроение. – 2005. – № 8. – С. 2-8.

#### **NONLINEAR DYNAMICS OF CLOSED CYLINDRICAL SHELLS UNDER THE ACTION OF LOCAL TRANSVERSE LOADS**

Krysko V.A., Shagivaleev K.F.

The closed cylindrical shell finite length under the action of constant at time and alternating local transversal loads in the context of nonlinear classical theory of gentle shells is considered. The equations in partial derivative are reduce to the combined of ordinary differential equation at times (the problem Koshi) using Bubnov-Galerkin's method as a higher approximation in Vlasov's form. The combined of ordinary differential equations is solved Runge-Kutt's method of the fourth order. The convergence of Bubnov-Galerkin's method is analyzes. The dynamical critical loads under the action unlimited impulse at time for conservative system ( $\varepsilon = 0$ ) and alternating transversal load for dissipative system ( $\varepsilon = 1$ ) in depending on quantity of members expansion series are finding.

KEY WORDS: dynamics, cylindrical shell, local loading.

