

УДК 533.6.013.42

ПОВЕДЕНИЕ ТРЕХСЛОЙНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ,
СОЕДИНЕННОЙ С ЖЕСТКИМИ МАССАМИ,
ПОД ДЕЙСТВИЕМ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ

Э. И. Григолюк, Е. Б. Кузнецов

(Москва)

Рассматривается трехслойная цилиндрическая оболочка, соединенная на торцах с жесткими телами полусферической формы массами m_1 и m_2 , невыступающими за габариты оболочки. Оболочка подкреплена двумя жесткими шпангоутами массами m_3 и m_4 , к которым на упругих элементах крепится тело массой m , совершающее возвратно-поступательное движение. На эту конструкцию, погруженную в идеальную сжимаемую жидкость, падает плоская акустическая волна давления, фронт которой перпендикулярен оси системы. Первым в контакт с волной входит полусферическое тело m_1 , затем — цилиндрическая оболочка, подкрепленная шпангоутом m_3 . Поведение конструкции исследовалось за такие промежутки времени, когда гидродинамическим влиянием тел m_1 и m_2 друг на друга можно пренебречь. Гидродинамическое давление, действующее на конструкцию, определяется приближенно, без учета дифракционных эффектов от ребер и шпангоутов. Изучается конструкция нейтральной плавучести.

Аналогичная задача о движении тела вращения, связанного с полубесконечным упругим стержнем под действием плоской акустической волны, рассматривалась в [1]. Авторами [2] анализировалось поведение однородной цилиндрической оболочки, соединенной на торцах с жесткими телами вращения, к которым на пружинах крепятся сосредоточенные массы. В [3] обсуждается поведение цилиндрической оболочки с жесткими диафрагмами на торцах, к которой в некоторой точке крепятся массы на упругих элементах; для описания движения оболочки принималась стержневая модель, т. е. не учитывались радиальные перемещения, предполагалось, что движение осцилляторов не влияет на движение оболочки.

1. Исследование поведения оболочки основано на нелинейных уравнениях равновесия трехслойных непологих оболочек несимметричной структуры [4]. При получении уравнений движения учитывались силы инерции в радиальном и тангенциальном направлениях, а также инерция вращения заполнителя. Пусть u , w , Ψ соответственно осевое перемещение, прогиб и угол сдвига в заполнителе, тогда уравнения движения цилиндрической оболочки в усилиях имеют вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial N_1}{\partial \xi} + \frac{(1-\nu^2)}{k} \frac{\partial p^* W}{\partial \xi} = \gamma_1 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2};$$

$$\frac{k}{6} \frac{\partial^2 M}{\partial \xi^2} - N_2 + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(N_1 \frac{\partial W}{\partial \xi} \right) - \frac{p^* (1-\nu^2)}{k^2} \left(1 + \frac{\partial U}{\partial \xi} + W \right) = \gamma_1 \frac{\partial^2 W}{\partial \tau^2};$$

$$\frac{k}{6} \frac{\partial H}{\partial \xi} - k_2 Q = \gamma_2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2},$$

где $U = u/h$; $W = w/h$; $k = h/E$; $k_1 = h_3/2R$; $\tau = ct/R$; $p^* = p^* E$; $k_2 = (1-\nu^2) \times$

$$\times G t_3 / E k; \quad \gamma_1 = c^2 (1-\nu^2) \sum_{i=1}^3 \rho_i t_i / E; \quad \gamma_2 = c^2 (1-\nu^2) k_1^2 (\rho_1 t_1 + \rho_2 t_2 + 1/3 \rho_3 t_3) / E k;$$

$$t_i = h_i / h; \quad i = 1, 2, 3,$$

где $h = \sum_{i=1}^3 h_i$ — толщина трехслойной оболочки; h_i — толщина слоев, причем $i=1$ со

ответствует наружному несущему слою, $i=2$ — внутреннему и $i=3$ — заполнителю; c — скорость звука в среде; t — время; R — радиус исходной поверхности оболочки; p — избыточное давление на фронте падающей волны; E , ν — приведенные модуль упругости и коэффициент Пуассона трехслойной оболочки, выражения для которых можно найти в [4]; G — модуль сдвига материала заполнителя; ρ_i — плотность слоев оболочки; ξ — продольная координата, отнесенная к радиусу оболочки R ; N_1 , N_2 — безразмерные удельные осевое и окружное усилия; Q — поперечная сила в заполнителе; M , H — безразмерные удельные моменты, которые выражаются через перемещения следующим образом:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} N_1 &= e + \nu W + (c_{12}\alpha + c_{13}\kappa)/2; \\ N_2 &= W + \nu e + \nu(c_{12}\alpha + c_{13}\kappa)/2; \\ M &= 3c_{13}(e + \nu W) + (c_{32}\alpha_1 + c_{33}\kappa)/2; \\ H &= 3c_{12}(e + \nu W) + (c_{22}\alpha_1 + c_{23}\kappa)/2; \\ Q &= \Psi + k \frac{\partial W}{\partial \xi}, \end{aligned}$$

где

$$(1.3) \quad \begin{aligned} e &= \frac{\partial U}{\partial \xi} + k \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial \xi} \right)^2 \right] / 2; \\ \alpha &= \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + k \frac{\partial^2 W}{\partial \xi^2}, \quad \kappa = -k \frac{\partial^2 W}{\partial \xi^2}; \\ \alpha_1 &= \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + k \frac{\partial^2 W}{\partial \xi^2} \right) \left(1 + k \frac{\partial U}{\partial \xi} \right). \end{aligned}$$

Все дальнейшие вычисления проводились с системой уравнений (1.1), записанной с учетом выражений (1.2) и (1.3) в перемещениях. В силу громоздкости мы ее не выписываем. Уравнения движения жестких тел будут иметь вид

$$(1.4) \quad \begin{aligned} \ddot{X}_1 &= a_1 N_1 + \sum_{i=1}^3 Q_{1i}^*; \\ \ddot{X}_2 &= -a_2 N_2 - Q_{23}^*; \\ \ddot{X}_3 &= -a_3 (N_{3-} - N_{3+}) - \kappa_3 (X_3 - X) - \varepsilon_3 (\dot{X}_3 - \dot{X}); \\ \ddot{X}_4 &= -a_4 (N_{4-} - N_{4+}) - \kappa_4 (X_4 - X) - \varepsilon_4 (\dot{X}_4 - \dot{X}); \\ \ddot{X} &= \omega_3 (X_3 - X) + \omega_4 (X_4 - X) + \varepsilon_1 (\dot{X}_3 - \dot{X}) + \varepsilon_2 (\dot{X}_4 - \dot{X}). \end{aligned}$$

Здесь дифференцирование ведется по безразмерному времени τ ; X_j и X — перемещения жестких тел с массами m_j и m , отнесенные к толщине оболочки h , $j=1, 2, 3, 4$; N_j — безразмерные суммарные продольные усилия в местах контакта оболочки с телами m_j , знак минус указывает на то, что усилие вычислено перед шпангоутом, а знак плюс — после него.

$$\begin{aligned} Q_{1i}^* &= \frac{Q_{1i} R}{m_1 c^2 k}, \quad Q_{23}^* = \frac{Q_{23} R}{m_2 c^2 k}, \quad a_j = \frac{2\pi R^2 E h}{c^2 m_j (1 - \nu^2)}, \quad \kappa_n = \frac{c_n R^2}{m_n c^2}; \\ \omega_n &= \frac{c_n R^2}{m_n c^2}, \quad \varepsilon_n = \frac{\nu_n R}{m_n c}, \quad \varepsilon_1 = \frac{\nu_3 R}{m c}, \quad \varepsilon_2 = \frac{\nu_4 R}{m c}, \quad j=1, 2, 3, 4; \quad n=3, 4, \end{aligned}$$

где Q_{1i} и Q_{23} — составляющие гидродинамических сил первой и второй категории [5] для тел m_1 и m_2 соответственно; c_3 и c_4 — коэффициенты жесткости пружин, крепящих тело m соответственно к шпангоутам m_3 и m_4 ; ν_3, ν_4 — коэффициенты демпфирования. Система дифференциальных уравнений (1.1), записанная относительно перемещений, будет системой дифференциальных уравнений в частных производных восьмого порядка. Если считать, что оболочка жестко закреплена в местах контакта с телами m_j , то граничные условия примут вид

$$(1.5) \quad \text{при } \xi = \xi_j \quad \Psi = W = \partial W / \partial \xi = 0; \quad U = X_j,$$

где ξ_j — координаты тел m_j .

Полную систему дифференциальных уравнений движения конструкции (1.4) и записанную в перемещениях (1.1) будем решать при нулевых начальных условиях

$$(1.6) \quad \tau = 0, \quad U = W = \Psi = X = X_j = \dot{U} = \dot{W} = \dot{\Psi} = \dot{X} = \dot{X}_j = 0.$$

Время отсчитывается от момента соприкосновения ударной волны с телом m_1 .

2. При определении гидродинамических сил, действующих на конструкцию, воспользуемся приближенными подходами, развитыми в монографии [5] и использованными в [1-3]. Известно, что переходные функции $F(\tau)$, характеризующие изменение давления за счет дифракции, существенно отличны от нуля только в начальный период времени, равный времени пробега волны давления между двумя наиболее удаленными друг от друга точками поверхности тела. В этом интервале характер изменения $F(\tau)$ близок к линейному. Основная идея приближенного подхода состоит в том, что переходная функция $F(\tau)$ аппроксимируется линейной

$$(2.1) \quad F_*(\tau) = (1 - \tau/\tau_*) [H(\tau) - H(\tau - \tau_*)],$$

где $H(\dots)$ — ступенчатая функция Хевисайда; τ_* — характерное время, определяемое из условия равенства интегралов

$$\int_0^{\infty} F_*(\tau) d\tau = \int_0^{\infty} F(\tau) d\tau,$$

последний же интеграл легко вычисляется, если известна величина присоединенной массы тела [5]. Таким образом, задача может быть решена приближенно.

Гидродинамические нагрузки, действующие на тело m_1 , при падении на него волны давления $p_1(\xi, \tau)$ будут иметь вид

$$Q_{11} = - \int_{s_1} p_1 \cos \mathbf{n} \xi ds_1,$$

где s_1 — часть поверхности тела, охваченная волной, \mathbf{n} — вектор единичной внешней нормали к поверхности тела.

$$Q_{12} = Q(\tau) = \begin{cases} \frac{1}{\tau_*} \int_0^{\tau} Q(\tau_1) d\tau_1, & \tau < \tau_* \\ \frac{1}{\tau_*} \int_{\tau-\tau_*}^{\tau} Q(\tau_1) d\tau_1, & \tau \geq \tau_*, \end{cases}$$

где $Q(\tau) = \int_{s_1} p_1 \cos \mathbf{n} \xi ds_1$ — нагрузка, возникающая на поверхности тела при действии давления отраженной волны в соответствии с гипотезой плоского отражения.

$$Q_{13} = -Q_0 \int_0^{\tau} \ddot{X}_1(\tau - \tau_1) F(\tau_1) d\tau_1, \text{ или с учетом (2.1)}$$

$$Q_{13} = \begin{cases} -Q_0 \ddot{X}_1 + Q_0 \dot{X}_1 / \tau_*, & \tau < \tau_* \\ -Q_0 \ddot{X}_1 + Q_0 [\dot{X}_1 - \dot{X}_1(\tau - \tau_*)] / \tau_*, & \tau \geq \tau_*, \end{cases}$$

где $Q_0 = \rho c^2 k \int_s \int_s \cos^2 \mathbf{n} \xi ds$.

Так как исследование ограничивается такими моментами времени, при которых на тело m_2 будет действовать только давление излучения, обусловленное его движением, то составляющие Q_{21} и Q_{22} будут равны нулю, а Q_{23} определяется так же, как и Q_{13} . Давление излучения, обусловленное движением цилиндрической оболочки, будем вычислять, согласно гипотезе тонкого слоя [6].

$$p = \rho c^2 k \int_0^{\tau} \ddot{W}(\xi, \tau_1) \exp[-0,5(\tau - \tau_1)] \cos 0,5(\tau - \tau_1) d\tau_1.$$

Если на тело m_1 падает волна с экспоненциальным изменением давления за фронтом

$$p_1 = p_0 \exp(-\delta \tau) H(\tau),$$

где p_0 — давление на фронте волны; δ — показатель, характеризующий скорость давления за фронтом, то выражения для гидродинамических сил первой категории будут иметь вид

$$(2.2) \quad Q_{11} + Q_{12} = 2\pi R^2 p_0 / \delta \begin{cases} 2(2-\nu)/\delta^2 - 1/3 + 2/\delta^3 + (1-\nu)[2-\tau + (1-\tau)^2/3] + \\ + (2-\tau)^2/\delta - 2(1+2/\delta + 2/\delta^2 + 1/\delta^3) \exp(-\delta\tau), & |\tau| < 1; \\ 2 \exp(-\delta\tau) [\exp(\delta)(1/\delta + 2/\delta^2 + 2/\delta^3) - 1 - 2/\delta - \\ - 2/\delta^2 - 1/\delta^3] - 2/\delta^3 - (2-\tau)^3/2 - (2-\tau)^2/2 - 2(2-\tau)/\delta^2, & |1| \leq \tau < 2; \\ 2[\exp(\delta)(1/\delta + 2/\delta^2 + 2/\delta^3) - \exp(2\delta)/\delta^3 - \\ - 2/\delta - 2/\delta^2 - 1/\delta^3 - 1] \exp(-\delta\tau), & |\tau| \geq 2. \end{cases}$$

При вычислении гидродинамических нагрузок предполагалось, что присоединенная масса полусферы равна половине присоединенной массы сферы. Если в (2.2) перейти к пределу, устремив δ к нулю, то получим выражения для гидродинамических нагрузок, действующих на полусферу при падении на нее плоской ступенчатой волны [1].

3. Системы дифференциальных уравнений (1.1) и (1.4) с учетом граничных (1.5) и начальных (1.6) условий интегрировались численно методом Кутты-Мерсона с при

менением предварительно к системе уравнений (1.1) метода прямых. Использовались центральные разности, обладающие вторым порядком точности. В контурных и предконтурных точках дифференциальные операторы аппроксимировались разностными также со вторым порядком точности и с учетом граничных условий. При этом функции $U, W, \Psi, \frac{\partial W}{\partial \xi}$ представлялись в окрестности исследуемой точки рядами Тейлора с удержанием необходимого числа членов ряда. Ниже приводятся выражения для правых производных в граничных точках, которые использовались при построении алгоритма.

Предконтурные точки

$$\frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = \frac{-3U_0 + 10U_1 - 12U_2 + 6U_3 - U_4}{2l^3} + 0(l^2);$$

$$\frac{\partial^3 \Psi}{\partial \xi^3} = \frac{10\Psi_1 - 12\Psi_2 + 6\Psi_3 - \Psi_4}{2l^3} + 0(l^2);$$

$$\frac{\partial^3 W}{\partial \xi^3} = \frac{-9W_1 + W_3}{3l^3} + 0(l^2);$$

$$\frac{\partial^4 W}{\partial \xi^4} = \frac{192W_1 - 108W_2 + 32W_3 - 3W_4}{12l^4} + 0(l^2),$$

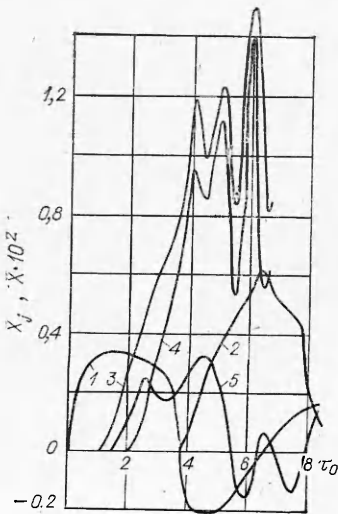
контурные точки $\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{-3U_0 + 4U_1 - U_3}{2l} + 0(l^2);$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = \frac{4\Psi_1 - \Psi_2}{2l} + 0(l^2); \quad \frac{\partial^2 W}{\partial \xi^2} = \frac{8W_1 - W_2}{2l^2} + 0(l^2),$$

где $l = (\xi_2 - \xi_1)/n$; n — число разбиений оболочки. Индекс $j, j=0, 1, 2, 3, 4$ при функции указывает на то, что функция вычислена в j -ой точке разбиения, $j=0$ соответствует линии контакта оболочки с телом.

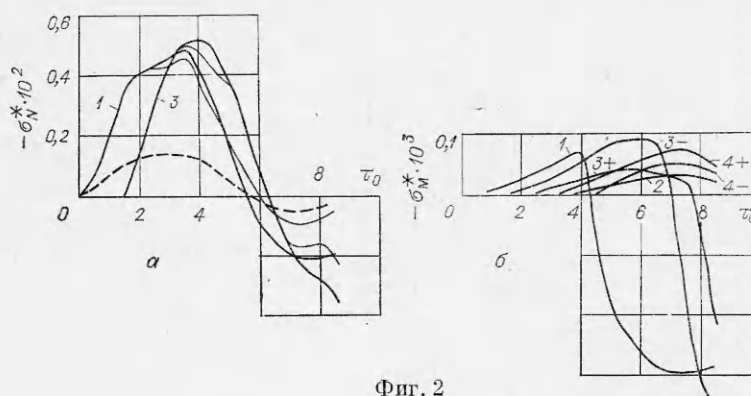
Числовые расчеты проводились для конструкции нейтральной плавучести, погруженной в воду. Рассматривалась трехслойная оболочка со стальными несущими слоями ($E_1 = E_2 = 2,3 \cdot 10^6$ кг/см²; $\nu_1 = \nu_2 = 0,3$) и легким наполнителем, передающим поперечный сдвиг ($G = 2400$ кг/см²; $E_3 = 0$; $\nu_3 = 0,3$), симметричной структуры ($t_1 = t_2 = 0,05$; $t_3 = 0,9$), $k = 0,0464$; $\xi_1 = 0$; $\xi_2 = 3$; $\xi_3 = 1$; $\xi_4 = 2$; $a_1 = a_2 = 0,865$; $a_3 = a_4 = 8,65$; $\omega_3 = \omega_4 = 5$; $\kappa_3 = \kappa_4 = 25$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 0$; $n = 62$; $p_0^* = p_0/E = 0,434 \cdot 10^{-4}$, т. е. предполагалось, что на конструкцию падает волна с давлением на фронте, равным 10 кг/см².

На фиг. 1 приводятся изменения по времени $\tau_0 = \tau c_0/c$ ускорений жестких тел при действии на конструкцию ступенчатой волны ($\delta = 0$), где c_0 — скорость звука в материале оболочки. Для исследуемого случая $c_0 = 5400$ м/с; j соответствует ускорение тела $m_j, j=1, 2, 3, 4$, а цифре 5 — ускорение тела m . Из рисунка видно, что в начальный момент максимальное ускорение тела m приблизительно в 1,32 раза меньше наибольшего ускорения тела m_1 . Наибольшее же ускорение тела m_2 приблизительно в два раза больше наибольшего ускорения тел m_1 и m , что обусловлено отражением волн напряжения от правого ($\xi = \xi_2$) торца цилиндрической оболочки. Наибольшие абсолютные ускорения имеют шпангоуты из-за своей относительно малой массы. Так как демпфирование не учитывалось ($\epsilon_j = 0$), то процессы имеют незатухающий колебательный характер.



Фиг. 1

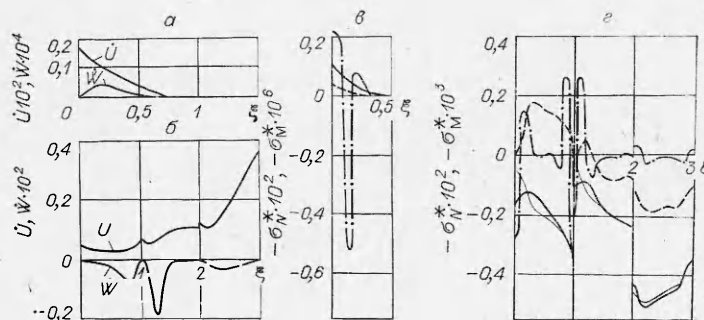
Резкое изменение в характере кривой X_1 наступает в момент прихода ударной волны в сечение $\xi = \xi_1$. На фиг. 2 приводятся изменения по времени напряжений, возникающих в местах контакта с оболочкой жестких масс m_j в случае, когда на конструкцию действует экспоненциальная волна давления ($\delta = 3$). Знак плюс после j означает, что напряжения вычислены справа от тела m_j , а знак минус — слева. Напряжения приведены в безразмерном виде $\sigma_i^* = \sigma_i (1 - \nu^2)/E_i k$, где $i=1$ соответствует внешнему несущему слою (толстая линия), $i=2$ — внутреннему (тонкая линия). Если приводятся только одна линия, значит напряжения в слоях совпадают. На фиг. 2, а показано изменение по времени τ_0 осевых (сплошные линии) и окружных (штриховые) мембранных напряжений, причем последние вычислены



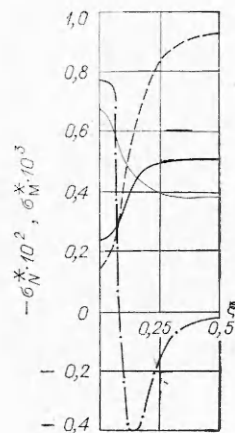
Фиг. 2

в сечении $\xi = \xi_1$. Как видно из рисунка, напряжения в слоях начинают существенно отличаться друг от друга после прихода в исследуемое сечение ударной волны. Окружные напряжения в слоях практически одинаковы и в несколько раз меньше осевых. На фиг. 2, б приводятся напряжения изгиба, вычисленные в крайних, наиболее удаленных от нейтральной линии слоев, волокнах. Как видно, изгибные напряжения в несущих слоях практически совпадают. Резкое изменение в характере кривых наступает в момент прихода в исследуемое сечение ударной волны. Из сравнения фиг. 2, а и фиг. 2, б следует, что мембранные напряжения в несущих слоях на порядок больше изгибных. На фиг. 3 для двух моментов времени $\tau_0 = 1$ (а, в) и $\tau_0 = 8,5$ (б, г) приводятся эпюры скоростей и напряжений, возникающих в оболочке при действии на конструкцию волны с экспоненциальным изменением давления за фронтом ($\delta = 3$). Штрихпунктирная линия соответствует напряжениям изгиба, остальные обозначения остались прежними. Из фиг. 3, а, б видно, что скорости оболочки W достигают своего наибольшего значения в окрестности фронта волны давления. Как следует из фиг. 3, г в момент $\tau_0 = 8,5$ осевые мембранные напряжения в любом сечении оболочки являются растягивающими, окружные же напряжения — сжимающими, в сечениях оболочки, на которые действует давление в ударной волне, и растягивающими в сечениях, не нагруженных волной давления. Изгибные напряжения наибольшее значение принимают в окрестности шпангоута m_3 и фронта ударной волны.

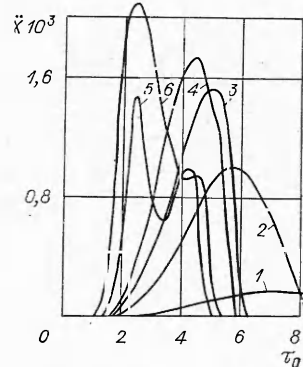
В изложенном выше решении предполагалось, что конструкция находится при одинаковом внешнем и внутреннем давлении и на нее падает ударная волна. Теперь рассмотрим случай, когда конструкция с внутренним давлением 1 кг/см^2 погружена в воду на глубину, например, 50 м , т. е. учтем давление обжатия, которое в этом случае будет равно приблизительно 5 кг/см^2 . Для того, чтобы не изменять существенным образом алгоритм, решим методом установления следующую задачу: к конструкции мгновенно приложено внешнее равномерное давление интенсивностью 5 кг/см^2 . Поведение системы, как и раньше, описывается уравнениями (1.1), (1.4), но теперь в каждое уравнение вводится демпфирующий член, пропорциональный скорости. Практически вычисления проводились до тех пор, пока значения скоростей и ускорений не отличались от 0 в восьмом знаке. В силу симметрии задачи, достаточно рассмотреть половину оболочки, находящуюся между жесткими массами, например, часть оболочки, расположенную между сечениями $\xi = 0$ и $\xi = 0,5$. На фиг. 4 в старых обозначениях приводятся эпюры напряжений при обжатии конструкции



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

внешним давлением 5 кг/см^2 . Из графиков осевых мембранных напряжений видно, что напряжения в несущих слоях значительно отличаются друг от друга. Теперь, чтобы найти напряжения в конструкции, погруженной в воду, при действии на нее ударной волны, необходимо результаты, полученные ранее и представленные на фиг. 2, 3, сложить с результатами, представленными на фиг. 4.

Наконец, изучалось влияние жесткости крепления груза m на поведение конструкции. На фиг. 5 приводится изменение по времени ускорения груза для различных значений $\omega_3 = \omega_4 = \omega$, когда на конструкцию падает волна с экспоненциальным спадом давления ($\delta = 3$); 1 соответствует значению $\omega = 0,01$; 2 — $\omega = 0,1$; 3 — $\omega = 0,25$; 4 — $\omega = 0,5$; 5 — $\omega = 5$; 6 — $\omega_3 = \infty$, $\omega_4 = 0$, т. е. масса m жестко крепится к шпангоуту m_3 . Зависимость наибольшего ускорения от жесткости крепления имеет два максимума при $\omega_3 = \infty$ и $\omega = 0,5$. Первый из них обусловлен упругими свойствами оболочки, а второй возникает из-за наличия упругой связи между массой m и шпангоутами m_3 , m_4 . При принятых параметрах конструкции влияние жесткости крепления груза m на реакцию масс m_1 и m_2 , а также на значения усилий и напряжений в оболочке незначительно.

Поступила 6 III 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Фролов О. А. Продольное действие акустической волны давления на цилиндрический стержень с массой произвольной формы на конце.—«Труды НТО судпром», Вып. 110, Л., «Судостроение», 1968, с. 31.
2. Горшков А. Г., Григолюк Э. И. Действие плоской волны давления на упругие конструкции с жесткими элементами.— В кн.: Динамика упругих и твердых тел, взаимодействующих с жидкостью. Томск, 1972, с. 62—72.
3. Мошенский Н. А. Продольное воздействие акустической волны давления на цилиндрическую оболочку, несущую две упруго связанные массы.— В кн.: Проблемы строительной механики корабля. Л., «Судостроение», 1973, с. 134—142.
4. Григолюк Э. И., Чулков П. П. Устойчивость и колебания трехслойных оболочек. М., «Машиностроение», 1973.
5. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., «Судостроение», 1967.
6. Григолюк Э. И., Горшков А. Г. Взаимодействие слабых ударных волн с упругими конструкциями.—«Научн. труды № 13 пн-та механики МГУ», М., 1971.