

Многослойная мягкая оболочка под воздействием взрывной волны

Р.Ш. ГИМАДИЕВ,

д-р техн. наук

(КГЭУ, Казань),

В.И. ХАЛИУЛИН,

д-р техн. наук

(КНИТУ-КАИ, Казань),

А.Ф. ГАРИФЬЯНОВ

(КГЭУ, Казань)

pla.kai@mail.ru

Приводится алгоритм решения задачи процесса гашения взрывной волны с помощью мягкой оболочки в пространственной постановке. Исследуется влияние многослойной тканевой оболочки на общую ее несущую способность во взрывной волне. Выбирается количество слоев, выдерживающих избыточное давление. Целью работы является обеспечение сохранности элементов авиационной техники и дорогостоящего оборудования при воздействии взрывной волны.

Мягкая оболочка, деформирование, взрывная волна, методика расчета

В производственных и транспортных системах встречаются ситуации, при которых в одном из смежных помещений возникает избыточное давление, способное привести к повреждению оборудования и нанести вред здоровью персонала. Наиболее частой причиной является взрывная волна. Чтобы свести ущерб к минимуму, между помещениями устанавливают массивные перегородки [1] или сооружения, отклоняющие направление действия волны [2, 3]. Подобные конструкции с большой массой используются для наземных сооружений. Альтернативой могут быть поглотители энергии взрывной волны в виде многослойных мягких оболочек из высокопрочных материалов. Наиболее рациональным является применение текстильно-армированных композитов. Под воздействием давления слои преграды образуют выпуклые оболочки. Волокна работают только на растяжение, т. е. реализуется весь потенциал прочности материала, в отличие от жесткой (металлической или бетонной) преграды.

Благодаря значительной весовой эффективности оболочечные конструкции являются предпочтительным решением для реализации антивзрывных мероприятий на транспортных средствах.

Исследования по применению оболочечных гасителей энергии проводились с конца XIX века. В России осуществлялись экспериментальные работы с целью спасения людей при взрыве метана в угольных шахтах. С помощью датчика давления включался механизм ввода мягких шторок в поток и последовательное включение шторок гасило взрывную волну. Подобная технология не утратила актуальность и в настоящее время [4, 5]. Также задача применения мягкой мембраны для гашения взрывной волны и сохранения дорогостоящего оборудования актуальна в авиационной технике. В настоящей работе рассматривается динамика деформирования квадратной тканевой оболочки, закрепленной по контуру и взаимодействующей с взрывной волной. Приводится тестовая задача деформирования квадратной мембраны при известном значении перепада давления. Далее исследуется взаимодействие тканевой ячейки с фронтом взрывной волны, на основании чего определяется необходимое количество слоев ткани, обеспечивающее ее устойчивость к воздействию взрывной волны заданной интенсивности.

Таким образом, предлагается расчетная математическая база для проектирования многослойных энергопоглощающих экранов с малой массой.

Совершенствование методов расчета оболочек, несмотря на их длительную историю развития, остается актуальной научной задачей. В настоящее время активно развиваются методы анализа несущей способности оболочек как при статическом нагружении [6–8], так и при динамических воздействиях, включая воздействие ударной волны [9].

В настоящей работе с учетом специфики решаемой задачи применяются положения теории мягких оболочек, в рамках которой вместо напряжений рассматриваются натяжения. Это связано с тем, что для тканевых оболочек понятие толщины является условным:

$$N^i = N^{ij} e_j; N^3 = N^{33} e_3,$$

где N^{ij} , N^{33} – физические компоненты натяжений.

Пусть на выделенный малый элемент поверхности площади $d\sigma = \sqrt{G}\partial\alpha^1\partial\alpha^2$ действуют поверхностные силы p^- и p^+ , приложенные по сторонам поверхностей, а также массовая сила \mathbf{Q} , что определяется выражениями

$$\mathbf{p} = p\mathbf{e}_3 d\sigma = p\mathbf{e}_3 \sqrt{G}\partial\alpha^1\partial\alpha^2; \quad \mathbf{Q} = g\rho h_* dF = g\rho \sqrt{G}\partial\alpha^1\partial\alpha^2,$$

где $p = p^+ - p^-$ – избыточное давление, действующее на оболочку и отнесенное к единице площади σ ; ρ – плотность материала оболочки, которая в процессе деформации не изменяется, так как материал оболочки считается несжимаемым; \mathbf{g} – ускорение свободного падения.

В дальнейшем вместо трех неизвестных функций перемещений $u^\gamma(\alpha^1, \alpha^2, t)$ вводим новые неизвестные, принимая для \mathbf{r} представление

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(\alpha^1, \alpha^2, t) = \sum_{\gamma=1}^3 x_\gamma \mathbf{i}_\gamma = x_\gamma \mathbf{i}_\gamma; \quad x_\gamma = x_\gamma(\alpha^1, \alpha^2, t),$$

где x_γ – новые неизвестные, представляющие собой координаты произвольной точки на σ относительно неподвижной ортогональной декартовой системы координат $Ox_1x_2x_3$ с осями \mathbf{i}_γ . Тогда для определения основных базисных векторов \mathbf{r}_j и компонент метрического тензора G_{ij} используются соотношения

$$\mathbf{r}_j = \partial\mathbf{r}/\partial\alpha^j = x_{j,\gamma} \mathbf{i}_\gamma; \quad r_{j,\gamma} = \partial x_\gamma / \partial\alpha^j; \quad G_{jm} = \mathbf{r}_j \mathbf{r}_m = r_{j,k} r_{m,k}. \quad (1)$$

При этом

$$\mathbf{e}_i = \mathbf{r}_i / \sqrt{G_{ii}} = l_{i\gamma} \mathbf{i}_\gamma; \quad l_{j\gamma} = r_{j,\gamma} / \sqrt{G_{jj}}; \quad I_1 = (2/\pi) y_{\max}(\tilde{x} - a),$$

где $l_{j\gamma} = \cos(\mathbf{e}_j, \mathbf{i}_\gamma)$ – направляющие косинусы, определяющиеся выражениями

$$\begin{aligned} l_{31} &= (l_{12}l_{23} - l_{13}l_{22})\sqrt{G_{11}G_{22}}/\sqrt{G}; \\ l_{32} &= (l_{13}l_{21} - l_{11}l_{23})\sqrt{G_{11}G_{22}}/\sqrt{G}; \\ l_{33} &= (l_{11}l_{22} - l_{12}l_{21})\sqrt{G_{11}G_{22}}/\sqrt{G}. \end{aligned} \quad (2)$$

В безмоментной теории оболочек для поперечного усилия можно принять $N^{33} = 0$, что позволяет считать формирующееся напряженно-деформированное состояние оболочки плосконапряженным. При этом уравнение движения гладкой оболочки имеет следующий вид:

$$\rho\sqrt{G} \frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial\alpha_1} \left((N^{11}\mathbf{e}_1 + N^{12}\mathbf{e}_2)\sqrt{G_{22}} \right) + \frac{\partial}{\partial\alpha_2} \left((N^{22}\mathbf{e}_2 + N^{21}\mathbf{e}_1)\sqrt{G_{11}} \right) + (\mathbf{p} + \rho\mathbf{g})\sqrt{G},$$

где неизвестными являются вектор-функция \mathbf{r} и компоненты истинных внутренних усилий N^{ij} .

Пусть вектор \mathbf{g} направлен вдоль оси x_3 , тогда $\mathbf{g} = g\mathbf{i}_3$. Проектируя уравнение движения оболочки на декартовы оси и учитывая соотношения (1), (2), приходим к трем уравнения движения

$$\begin{aligned} \rho\sqrt{G} \frac{\partial^2 x_\gamma}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial\alpha^1} \left((N^{11}l_{1\gamma} + N^{12}l_{2\gamma})\sqrt{G_{22}} \right) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial\alpha^2} \left((N^{22}l_{2\gamma} + N^{21}l_{1\gamma})\sqrt{G_{22}} \right) + p_3 l_{3\gamma} \sqrt{G} (1 - \delta_{3\gamma}\rho g); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\delta_{31} = \delta_{32} = 0, \quad \delta_{33} = 1, \quad \gamma = 1, 2, 3.$$

Для замыкания системы уравнений, состоящей из уравнений движения (3), геометрических соотношений (1), необходимо составить физические соотношения для оболочки с тканевой основой.

Тканевые материалы отличаются малой жесткостью на сдвиг, примерно до 2 % по сравнению с жесткостью на растяжение [14]. В связи с этим можно положить модули упругости на сдвиг: $E_{12} = E_{21} = 0$. Тогда физические соотношения для ткани применительно к уравнениям (3) можно принять в виде

$$\begin{aligned} N_{11} &= (E_{11}e_{11} + \nu_{21}E_{22}e_{22})/(1 - \nu_{12}\nu_{21}) + \eta\dot{e}_{11}; \\ N_{22} &= (E_{22}e_{22} + \nu_{12}E_{11}e_{11})/(1 - \nu_{12}\nu_{21}) + \eta\dot{e}_{22}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\nu_{12} = \nu_{21} = 0,25$ – аналоги коэффициента Пуассона; e_{11} , e_{22} – относительные удлинения; \dot{e}_{11} , \dot{e}_{22} – скорости относительных удлинений; η – коэффициент вязкого трения в материале; E_{11} , E_{22} – модули упругости на растяжение.

Задача относится к классу нелинейного взаимодействия оболочек со средой [10]. В конце 1990-х гг. в НИИ АУС (Феодосия) были проведены экспериментальные исследования процесса раскрытия ленточного парашюта в сверхзвуковом потоке. Значения натяжения, возникающие в коуше парашюта, соответствовали расчетным данным [11].

На основании результатов численного решения задач динамики оболочек методом конечных разностей за фронтом волн (в достаточно узкой области) наблюдается возникновение высокочастотных колебаний (осцилляций) сеточных функций, что затрудняет определение достоверных значений искомых параметров. Данный эффект особенно значим при моделировании быстро протекающих динамических процессов. В связи с этим в расчетах используется метод сглаживания фронта волны, заключающийся в непосредственной корректировке скоростей узлов расчетной сетки согласно формуле

$$\tilde{V} = V + \frac{1}{2}\beta \left(\frac{\partial^2 V}{\partial s_1^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial s_2^2} \right), \quad (5)$$

где β – коэффициент искусственной вязкости.

Формула (5), следующая из работы [12], адаптирована к решению задач динамики парашютов [13]. Такой подход можно интерпретировать также и как введение в систему уравнений диссипативных членов (так называемой псевдовязкости, или искусственной вязкости).

Шаг интегрирования выбирается в соответствии с критерием Куранта – Фридрихса – Леви:

$$\Delta t < \alpha_k \min(h_1, h_2)/c, \quad (6)$$

где α_k – коэффициент Куранта; h_1 , h_2 – стороны расчетной ячейки; c – скорость распространения малых возмущений в материале (скорость звука в ткани).

При отладке программы расчета деформирования мягкой оболочки, квадратной в плане формы, решалась тестовая задача.

При решении использован параметр Пуассона ν из работы [14], где характерный параметр χ определяется следующим образом:

$$\chi = \Delta p a (1 - \nu^2) / E, \quad (7)$$

где $\Delta p = \rho_0 V_0^2 / 2$ – перепад давления, $\rho_0 = 1,226 \text{ кг/м}^3$ – плотность воздуха, V_0 – скорость набегающего потока; $a = 1 \text{ м}$ – сторона квадрата; $E = E_{11} = E_{22} = 8600 \text{ Н/м}$ – приведенный модуль упругости; $\nu = \nu_{12} = \nu_{21} = 0,25$. Ткань удлиняется при разрыве $e_p = 0,2$; $\rho_{\text{тк}} = 0,005 \text{ кг/м}^2$ – плотность ткани.

Расчет равновесного состояния выпученной квадратной мягкой оболочки, закрепленной со всех сторон, приведен при $\chi = 0,3$ в работе [13]. При $\chi = 0,3$ из формулы (7) получено $V = 67,09 \text{ м/с}$, и вводится характерное натяжение $T_0 = 2\Delta p a = 5520 \text{ Н/м}$.

Расчет выпучивания квадратной оболочки проводится на основе решения динамической задачи до формы равновесного состояния (рис. 1). Статическое значение максимального прогиба в расчетах составило $f = 0,2146$. Отклонение от решения, представленного в работе [14], не превысило 4 %. Можно за-

метить, что в приближенном аналитическом решении [14] в областях, прилегающих к углам, возникают зоны с нулевыми натяжениями. При численном решении на основе метода конечных разностей и в угловых областях реализуются конечные положительные натяжения.

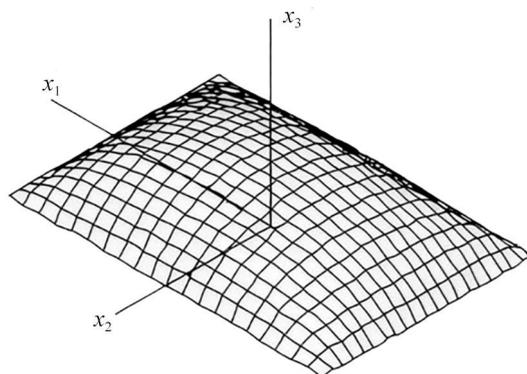


Рис. 1

В работе [15] исследовалась задача раздува замкнутой оболочки из эластомера. Установлено критическое значение давления, после которого дальнейший рост деформаций происходит при уменьшающихся значениях внутреннего давления.

В рамках теоретического исследования рассматривается поведение квадратной многослойной мембраны, закрепленной по контуру, при воздействии взрывной волны. Анализируется динамическая задача деформирования мягкой тканевой мембраны, перекрывающей поперечное сечение квадратного канала, под действием воздушной ударной волны. В начальный момент взаимодействия нагрузка на мембрану определяется в предположении ее жесткости, т. е. ударная волна воспринимается как воздействие на неподвижную преграду. С этого момента начинается взаимодействие мягкой оболочки с фронтом взрывной волны.

Параметры нагружения мягкой оболочки определяются известными аналитическими соотношениями [16, 17]. Задача решается в пространственной постановке методом конечных разностей. Анализируется напряженно-деформированное состояние мембраны и определяются ее конструктивные параметры.

Взрыв представляет собой быстропротекающий процесс.

Под действием высокого давления газов, образовавшихся при взрыве, первоначально невозмущенная среда подвергается интенсивному сжатию и приобретает большую скорость.

Движение передается от одного слоя среды к другому, и область, охваченная взрывной волной, быстро расширяется. На фронте расширяющейся области среда скачком переходит из исходного невозмущенного состояния в состояние движения с более высоким давлением, плотностью и температурой. Ударная волна распространяется со сверхзвуковой скоростью.

Принимается, что амплитуда давления в падающей на мембрану ударной волне изменяется во времени в соответствии с известной из экспериментов зависимостью (рис. 2, штриховая линия).

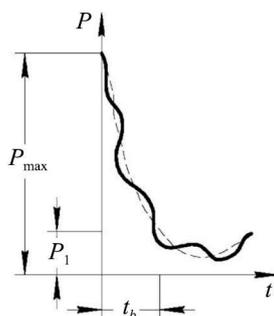


Рис. 2

При взрывах максимальное давление P_{\max} в точке пространства достигается в момент сжатия в ударной волне. По мере удаления от места взрыва значение P_{\max} уменьшается до значения давления в невозмущенном воздухе P_1 , а время действия избыточного давления t_b увеличивается. Параметры P_{\max} , t_b зависят от мощности взрыва.

Разработан метод математической модели, позволяющей осуществить выбор материала мембраны, выдерживающей максимальное давление P_{\max} в интервале времени t_b (см. рис. 2).

Для приближенной оценки избыточного давления используем соотношения для определения скорости θ перемещения ударной волны относительно невозмущенного воздуха и скорости v движения возмущенного газа за ударной волной (или скорости спутного потока) в виде [16]

$$\theta = c_0 \sqrt{\frac{(k-1)}{2k} + \frac{(k+1)}{2k} \frac{P_2}{P_1}}; v = c_0 \left(\frac{P_2}{P_1} - 1 \right) \frac{\sqrt{2/k}}{\sqrt{(k-1) + (k+1) \frac{P_2}{P_1}}}, \quad (8)$$

где P_2/P_1 (отношение давлений за фронтом ударной волны и перед ударной волной) является мерой интенсивности сжатия газа; k – показатель адиабаты Пуассона (для воздуха $k = 1,4$); c_0 – скорость звука в невозмущенном потоке.

Скорость распространения ударной волны всегда больше скорости звука в невозмущенном потоке. При уменьшении интенсивности ударной волны P_2/P_1 скорость ее распространения стремится к скорости звука в невозмущенном потоке.

При встрече ударной волны с мягкой податливой мембраной начинается процесс их взаимодействия. Мембрана в потоке деформируется.

Нагрузка на мембрану в начальный момент определяется в предположении, что падающая на мембрану ударная волна отражается от нее, как от жесткой стенки. В этом случае давление газа на стенку находится по формуле Гюгонио [17]

$$\frac{P_0}{P_2} = \frac{[(3k-1)P_2 - (k-1)P_1]}{[(k-1)P_2 + (k+1)P_1]}. \quad (9)$$

Из соотношений (8), (9) следует, что в случае сильной ($P_2/P_1 \gg 1$) падающей ударной волны давление у стенки не может превышать давления на ее фронте более чем в восемь раз.

Наибольший перепад давления, который воздействует на мембрану при падении ударной волны, определяется выражением

$$\Delta P_{\max} = P_0 - P_1. \quad (10)$$

Под действием давления в потоке за взрывной волной мягкая мембрана деформируется. При деформировании мембраны колебания самой оболочки вносят изменения в величину нагрузки. На рис. 2 сплошной линией показано изменение давления во времени с учетом колебаний оболочки. При движении элемента оболочки против потока нагрузка, действующая на этот элемент, увеличивается, а при движении по потоку уменьшается, т. е. происходит «газодинамическое» демпфирование. С учетом этого нагрузка, действующая на элементы оболочки, аппроксимируется зависимостью [13]

$$P = \Delta p(t) \left(1 - v v^n / v_0 \right)^2 \operatorname{sign} \left(1 - v v^n / v_0 \right), \quad (11)$$

где v^n – нормальная составляющая скорости элемента оболочки; v_0 – среднее значение скорости набегающего потока (скорость движения возмущенного газа за ударной волной); v – коэффициент демпфирования. Перепад давления при падении ударной волны $\Delta p(t)$, входящий в формулу (11), соответствует изменению давления во взрывной волне (рис. 2, штриховая линия). Сплошная линия (см. рис. 2) соответствует давлению на тканевой оболочке, это объясняется формулой (11).

Для численных расчетов динамики мягких оболочек [13] приняты следующие значения коэффициентов: $\beta = 0,015h^2$ в формуле (5); $\alpha_k = 0,5 \div 1$ в формуле (6); $v = 0,1$ в формуле (11).

Начальная форма мембраны принимается в виде плоской пластины с жестко закрепленными границами, при этом натяжения в мембране считаются равными нулю. Запишем начальные условия для квадратной мембраны, закрепленной по сторонам.

В момент времени $t = t_0$ поверхность Ω_0 определяется выражениями

$$x_1(\alpha_1, \alpha_2, t_0) = l/2 - \alpha_2; \quad x_2(\alpha_1, \alpha_2, t_0) = l/2 - \alpha_1; \quad x_3(\alpha_1, \alpha_2, t_0) = 0,$$

при $t = t_0$ поверхность Ω_0 неподвижна:

$$\frac{dx_k(\alpha_1, \alpha_2, t_0)}{dt} = V_0(\alpha_1, \alpha_2) = 0, \quad k = 1, 2, 3,$$

где $0 \leq \alpha_1 \leq l$; $0 \leq \alpha_2 \leq l$, l – характерный размер. Длина стороны квадрата в плане $l = 0,1$ м.

Численное решение уравнений в декартовой системе координат проводится на основе метода конечных разностей по явной схеме.

Пусть материал тканевой мембраны имеет разрывную прочность $[N]_{11} = [N]_{22} = 40$ кН/м при одноосном нагружении с относительными удлинениями при разрыве $[e]_{11} = [e]_{22} = 0,22$. Тогда приведенные модули упругости, входящие в физические соотношения, определяются соотношениями $E_{11} = [N]_{11}/[e]_{11}$, $E_{22} = [N]_{22}/[e]_{22}$. Давление в невозмущенном потоке воздуха равно атмосферному ($P_1 = 101,3$ кПа).

На рис. 3 приводятся результаты расчета области разрушения ткани мембраны при импульсном нагружении. При этом варьируется значение перепада давления ΔP_{\max} и время спада t_b давления. Расчетные точки получены последовательным приближением на основе численного эксперимента. При этом t_b фиксируется, а значение перепада давления ΔP_{\max} ($t = 0$) подбирается так, чтобы относительные удлинения e_{11} , e_{22} не превышали $e = 0,22$ для ткани в один слой. При уменьшении t_b значение допустимого перепада давления возрастает, а при $t_b > 5 \cdot 10^{-3}$ с значение допустимого перепада давления практически не зависит от t_b . Таким образом, в случае $t_b = 3 \cdot 10^{-3}$ с мембрана разрушается при значениях $\Delta P_{\max} > 310$ кПа.

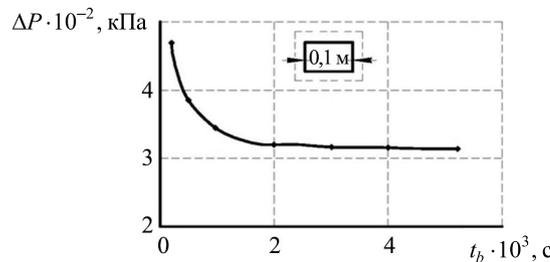


Рис. 3

Если значения параметров соответствуют области разрушения материала при однослойном исполнении, то предотвращение разрушения оболочки может быть обеспечено за счет увеличения числа слоев. Пусть для определенности давление на ударной волне $P_2 = 400$ кПа, а время действия избыточного давления $t_b = 3 \cdot 10^{-3}$ с. Значение максимального перепада давления 1135 кПа более чем в три раза превышает ΔP_{\max} для однослойной мембраны.

По результатам расчета, нагрузку $\Delta P_{\max} = 1135$ кН/м при $t_b = 3 \cdot 10^{-3}$ с выдерживает мембрана в четыре слоя.

Приведем результаты расчета деформирования мембраны при $\Delta P_{\max} = 1135$ кН/м и $t_b = 3 \cdot 10^{-3}$ с для ткани в четыре слоя.

Размерные значения прогиба f , натяжения T_{ii} , перепада давления ΔP , времени t определяются следующим образом: $f = \bar{f} \cdot 0,1$ м; $T_{ii} = \bar{T}_{ii} \cdot 227$ кН/м, $\Delta P = \bar{\Delta P} \cdot 2270$ кН/м; $t = \tau / 13600$ с.

На рис. 4 приводится график зависимости безразмерного прогиба f от безразмерного времени τ , на рис. 5 – форма деформированного состояния мембраны в момент времени $\tau = 2,7570$, когда максимальный прогиб составляет $f_{\max} = 0,2965$.

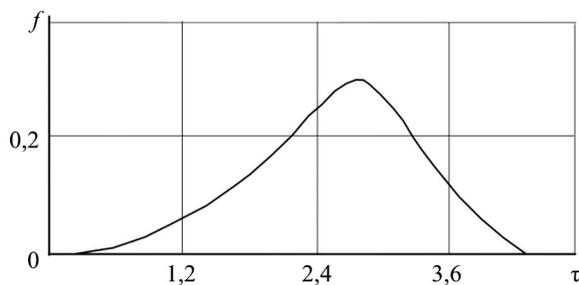


Рис. 4

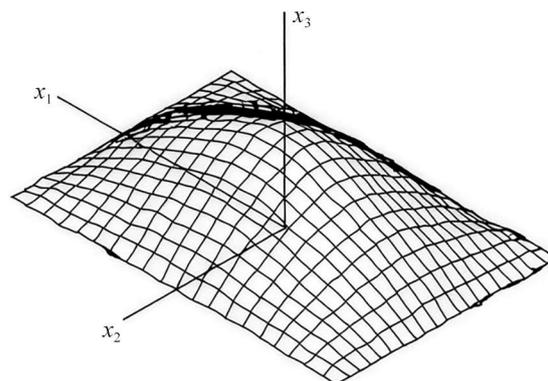


Рис. 5

Рис. 6 демонстрирует изменение натяжения по времени в центральной части мембраны при взаимодействии с фронтом взрывной волны.

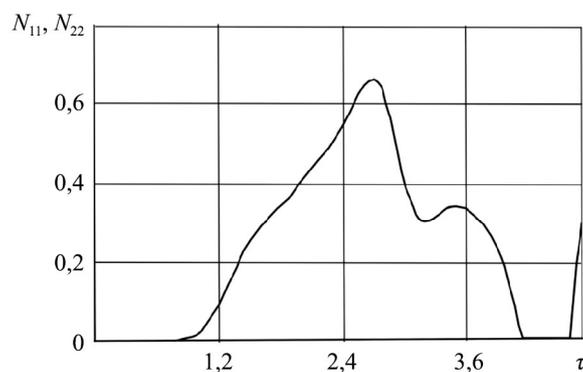


Рис. 6

Таким образом, разработана методика расчета мягкой многослойной оболочки, закрепленной по периметру и взаимодействующей с фронтом взрывной волны.

Слои оболочки целесообразно изготавливать из композитов с текстильным армированием на основе высокопрочных волокон.

С учетом того что материал оболочек работает только на растяжение, предлагаемая преграда должна характеризоваться высокой весовой эффективностью.

Предложенное техническое решение может быть использовано в транспортной отрасли, включая авиационную технику.

Статья подготовлена в рамках реализации Программы создания и развития научного центра мирового уровня «Сверхзвук» на 2020–2025 гг. при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение от 17.05.2022, № 075-15-2022-1023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Взрывозащитная панель: пат. № 2548457 Рос. Федерация, № 2014119578/03; заявл. 15.05.2014; опубл. 20.04.2015, Бюл. № 11.
2. Устройство для защиты конструкции от ударной волны: пат. 2326342 Рос. Федерация, № 2006124909/03; заявл. 11.07.2006; опубл. 10.06.2008, Бюл. № 16.
3. Способ защиты объекта от взрывной ударной волны и устройство для его реализации: пат. 2549640 Рос. Федерация, № 2014107652/03; заявл. 27.02.2014; опубл. 27.04.2015, Бюл. № 12.

4. А. с. 976104 РФ (СССР), МПК E21F 5/00. Устройство для гашения энергии ударной волны взрыва в горной выработке / В.М. Плотников (РФ). № А1 СССР, № 3290152; заявл. 18.05.1981; опубл. 23.11.1982.
5. Головки В. Антибомбовые шторы и антивзрывные обои // Наука и техника. 2020. № 10. С. 54–55.
6. Сидоров И.Н. и др. Методика расчета остаточных технологических деформаций и перемещений композитной оболочки одинарной кривизны, подкрепленной стрингерами // Изв. вузов. Авиационная техника. 2020. № 4. С. 169–179.
7. Железнов Л.П. Нелинейное деформирование и устойчивость анизотридных круговых цилиндрических оболочек при чистом изгибе и внутреннем давлении // Изв. вузов. Авиационная техника. 2024. № 1. С. 3–15.
8. Бакулин В.Н. Влияние толщины несущего слоя на напряженно-деформированное состояние в слоях трехслойных цилиндрических отсеков с прямоугольными в плане вырезами // Изв. вузов. Авиационная техника. 2024. № 3. С. 13–19.
9. Туркин И.К. Динамическое поведение неравномерно нагретой тонкостенной параболической оболочки летательного аппарата с учетом наличия дополнительной массы в условиях воздействия ударной волны // Изв. вузов. Авиационная техника. 2024. № 1. С. 16–20.
10. Ильгамов М.А. Введение в нелинейную гидроупругость. М.: Наука, 1991. 195 с.
11. Гимадиев Р.Ш., Куринская В.П., Михайловский Ю.В. Численное и экспериментальное исследование раскрытия ленточного крестообразного парашюта // Изв. вузов. Авиационная техника. 1997. № 1. С. 6–11.
12. Рахматулин Х.А., Демьянов Ю.А. Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. М.: Физматгиз, 1961. 399 с.
13. Гимадиев Р.Ш. Динамика мягких оболочек парашютного типа. Казань, КГЭУ. 2006. 208 с.
14. Отто Ф., Тростель Р. Пневматические строительные конструкции. М.: Стройиздат, 1967. 320 с.
15. Гимадиев Р.Ш., Гимадиева Т.З., Паймушин В.Н. О динамическом процессе раздувания тонких оболочек из эластомеров под действием избыточного давления // Прикладная математика и механика. 2014. № 2. С. 236–248.
16. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. Т. 4. 736 с.

Поступила в редакцию 18.04.25

После доработки 21.04.25

Принята к публикации 21.04.25

A Multi-Layer Soft Shell under the Action of Blast Wave

R.SH. GIMADIEV¹, V.I. KHALIULIN², AND A.F. GARIF'YANOV¹

¹ Kazan State Power Engineering University, Kazan

² Tupolev Kazan National Research Technical University, Kazan

The paper presents an algorithm for solving the problem in a spatial formulation of damping a blast wave using a soft shell. The influence of a multilayer textile shell on its overall load-bearing capacity in a blast wave is studied. The number of layers that can withstand an excess pressure is selected. The work is aimed at preserving the elements of aircraft and expensive equipment under the blast wave.

Soft shell, deformation, blast wave, calculation method