

УДК 533.6.013.42:518.12

ДИНАМИКА МЯГКИХ ТОРМОЗНЫХ СИСТЕМ

БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ С. М., ДНЕПРОВ И. В., ПОНОМАРЕВ А. Т.,
РЫСЕВ О. В.

Мягкие тормозные системы (парашюты) различной раскройной геометрии находят широкое применение в авиационной и космической технике. Важными этапами функционирования таких систем является процесс раскрытия (наполнения) и движения груза на наполненном парашюте. В процессе наполнения на парашют действуют максимальные аэродинамические нагрузки, по которым ведется расчет конструкции на прочность.

Особенность мягких тормозных систем состоит в том, что они представляют собой плохо обтекаемые поверхности (профицаемые или непрофицаемые), для которых реализуется отрывное обтекание, воспринимающие только растягивающую нагрузку. Для них имеют место значительные перемещения точек поверхности купола порядка $(0,1 \div 0,15)R$ (R — радиус входного отверстия парашюта), а нормальные составляющие скорости точек поверхности w_n сравнимы со скоростью основного потока U_0 .

Вопросы взаимодействия системы груз — парашют с потоком сводятся к исследованию проблемы аэроупругости, основанной на аппарате нелинейной аэродинамики, теории мягких оболочек и реализуемой на современных ЭВМ. Авторам неизвестны решения указанной задачи в полной постановке. Имеются лишь отдельные работы в этой области, в которых величина перепада давления, действующего на парашют, устанавливалась приближенно [4, 2].

Публикуемая работа посвящена изучению указанной задачи при помощи подхода, основанного на синтезе численных методов нелинейной аэродинамики и теории упругости [3], который включает последовательное решение уравнений нестационарной нелинейной аэродинамики, обобщенных нелинейных упругих зависимостей типа Х. А. Рахматулина [4] и уравнений динамики движения парашюта с грузом. Отметим, что в упругой части задачи могут быть использованы схемы, базирующиеся на применении метода конечных элементов [5].

В основу построения модели отрывного обтекания положены идеальная несжимаемая жидкость и метод дискретных вихрей [6]. Решение упругой части задачи осуществляется методом конечных разностей [7], а уравнений движения системы груз — парашют — по схеме Эйлера. Аэродинамические характеристики находятся с учетом предыстории обтекания и деформации тела. Ткань считается непрофицаемой, материал ткани и стропы принимаются идеально упругим.

1. Аэродинамическая модель. Пусть в момент времени $t=0$ начинается процесс наполнения парашюта от некоторой начальной формы до полностью наполненного (раскрытого) купола.

Одна из типовых форм наполненных парашютов (осесимметричная) изображена на фиг. 1, а; соответствующая ей раскройная форма в плане помещена на фиг. 1, б (1 — стропы, 2, 3 — соответственно лента радиального и кольцевого каркасов, 4 — ткань). Раскройная форма парашюта формируется следующим образом. Вначале по шаблонам из ткани вырезаются клинья, из которых после сшивания образуются полотнища (сектора). Затем полотнища (сектора) соединяются между собой, образуя основу купола парашюта, к которой крепятся радиальный и кольцевой каркасы. У нижней кромки купола к лентам радиального каркаса крепятся стропы, их свободные концы собираются в один или несколько узлов (коушей) или переходят в соединительное звено и коуш для крепления с ответным узлом груза. Обозначим R_0 — раскройный радиус, L_p — длину образующей купола или ленты радиального каркаса ($L_p = R_0$); L_c — длину стропы. Существуют и другие раскройные формы парашютов: прямоугольная, крестообразная и т. д.

Примем, что при наполнении парашюта и в случае движения его в наполненном состоянии отрыв потока происходит с кромок купола и гру-

где индекс $i=1, 2$ указывает номер тела, j — обозначает текущий момент времени; μ — номер суммарного вихря, ν — номер контрольной точки, k_i — число дискретных вихрей, заменяющих поверхности ($i=1, 2$), Γ_μ^j , δ^s — циркуляции суммарных и свободных вихрей соответственно, $w_{\mu\nu}^j$ — скорость перемещения точек деформируемой поверхности вдоль нормали, \mathbf{n} — орт нормали к поверхности в рассматриваемой точке. Коэффициенты $a_{\mu\nu}$ и a_ν^s в (1.1) вычисляются по формулам, аналогичным [6].

2. Упругая модель. Упругие соотношения в [4] получены на основе предположения о том, что определяющими в формообразовании осесимметричных безмоментных оболочек являются экваториальные натяжения. Исходя из этого был сформулирован механизм передачи усилий на стропу и составлена нелинейная система уравнений, описывающая форму наполненного или наполняющегося парашюта с произвольным числом строп n . Здесь подход Х. А. Рахматулина был распространен на получение разрешающих упругих зависимостей для парашютов крестообразной и прямоугольной форм. Отметим, что практика работы с динамическими соотношениями в форме [4] показала, что они обладают численной неустойчивостью. Уточнение динамической упругой модели было проведено при помощи численного эксперимента на ЭВМ. В этом случае оказалось достаточно точным к инерционным, упругим и внешним силам дополнительно присоединить диссипативные силы, полагая их пропорциональными скорости деформации поверхности.

Результирующие дифференциальные уравнения, описывающие напряженно-деформированное состояние парашюта различной раскройной формы в плане, при наличии диссипативных сил имеют вид

$$\begin{aligned}
 m_i \frac{\partial^2 r_i}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial L_i} \left(T_i \frac{\partial r_i}{\partial L_i} \right) - \varepsilon_i \frac{\partial r_i}{\partial t} + A_i \Delta p_i \frac{\partial x_i}{\partial L_i} \delta \\
 m_i \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial L_i} \left(T_i \frac{\partial x_i}{\partial L_i} \right) - \varepsilon_i \frac{\partial x_i}{\partial t} + B_i \Delta p_i \frac{\partial r_i}{\partial L_i} \delta \\
 \left(\frac{\partial x_i}{\partial L_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial r_i}{\partial L_i} \right)^2 &= 1 \quad (i=1, 2, \dots, n)
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

$\delta=1$ для ленты радиального каркаса, $\delta=0$ для стропы, где i — номер ленты радиального каркаса или стропы, L_i — текущая лагранжева координата, m_i — погонная масса ленты радиального каркаса с прилегающей к ней тканью вместе с кольцевым каркасом или стропы, T_i и ε_i — соответственно натяжение и коэффициент диссипации ленты радиального каркаса или стропы, x_i , r_i — координатные линии (см. фиг. 1, а); исходя из геометрий раскройной и наполненной формы парашюта в (2.1) находим коэффициенты A_i и B_i .

У нижней кромки купола, в местах прикрепления строп, на решения системы уравнений (2.1) для купола и стропы накладываются условия совместности деформаций и динамического равновесия.

В итоге задача определения текущей формы купола парашюта и его напряженно-деформированного состояния в целом при известном перепаде давления сводится к интегрированию системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных (2.1). При этом, если для парашютов с куполами осесимметричной и крестообразной форм необходимо решать одну систему уравнений ($i=1$), то для парашюта с куполом прямоугольной формы число интегрируемых систем уравнений типа (2.1) зависит от количества строп, расположенных в каждой части его раскройной формы в плане.

3. Аэроупругая модель. Рассмотрим описание модели движения деформируемого парашюта с грузом. Примем, что система парашют — груз перемещается в спокойной невозмущенной среде и масса груза M намного

больше массы парашюта M_p ($M_l \gg M_p$). Пусть линия действия сил, приложенных к объекту с парашютом, проходит через центр масс системы, а сами силы лежат в одной плоскости. Они включают силу сопротивления груза N_1 , натяжение строп N_2 и силу тяжести груза.

Зависимости (1.1) и (2.1) необходимо дополнить уравнениями баллистики, которые в связанной с центром масс системе координат имеют вид

$$\begin{aligned} \partial U / \partial t &= -g \sin \alpha - (N_1 + N_2 \delta) / M_l \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} &= \frac{g}{U} \cos \alpha, \quad \delta = \begin{cases} 1, & N_2 \geq 0 \\ 0, & N_2 < 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (3.1)$$

где g — ускорение свободного падения, U — переменная скорость движения, α — траекторный угол.

Решение задачи динамики движения системы груз — парашют в случае переходного процесса и в предельном режиме ведется при помощи синтеза численных методов нелинейной аэродинамики, теории упругости и баллистики по временным слоям. Параметры отрывного обтекания, деформированного состояния парашюта и движения его с телом по траектории находятся из совместного интегрирования системы уравнений (1.1), (2.1) и (3.1). Для их численного решения требуются существенно разные шаги по времени. Как правило, шаг по времени для упругой части задачи Δt_y значительно меньше аэродинамического с Δt_a ($\Delta t_y \ll \Delta t_a$) и баллистического Δt_s шагов ($\Delta t_y \ll \Delta t_s$, $\Delta t_s \ll \Delta t_a$). Они подбираются кратными между собой из предварительного численного эксперимента для каждой из задач. Решение систем уравнений (2.1) и (3.1) в промежутке времени $t_i \leq t \leq t_i + \Delta t_a$ осуществляется при линейной аппроксимации аэродинамических характеристик внутри этого интервала.

Строгое определение коэффициента демпфирования ϵ в (2.1) представляет самостоятельную нелинейную задачу идентификации. Это связано, прежде всего, с тем, что мягкая тормозная система реально существует лишь в потоке и материал парашюта имеет нелинейные характеристики.

В настоящее время в литературе отсутствует описание практических способов нахождения величины ϵ . Параметр ϵ можно находить приближенно, как интегральную характеристику, сочетая данные натурного и численного экспериментов, следующим образом. Из летного или лабораторного эксперимента на участке установившегося движения может быть найдена амплитуда перемещения кромки входного отверстия парашюта. Параметр ϵ будем искать путем перебора, решая систему уравнений (2.1) при осредненном значении функции $\Delta p(x, r)$ на ЭВМ. Величина коэффициента ϵ , при которой на основе предварительных вычислений достигается соответствие между амплитудами перемещения кромки входного отверстия парашюта, найденными из опытов и теоретическим способом; и закладывается в дальнейший расчет.

Эффективность предложенного подхода к исследованию задач нелинейной аэроупругости парашюта и динамики движения его с грузом проверена на целом ряде конкретных примеров.

4. Деформируемый осесимметричный парашют. Пусть наполненный осесимметричный парашют, закрепленный в коуше (точка 0, фиг. 1), начиная с момента времени $t=0$, обтекается потоком идеальной несжимаемой жидкости, движущейся с постоянной скоростью (случай трубных испытаний). В качестве исходной выберем форму парашюта, соответствующую случаю статического нагружения. Для ее построения воспользуемся известным решением задачи статики парашюта [4], имеющим замкнутый вид.

Введем безразмерные параметры: $x_* = x/L_p$, $r_* = r/L_p$, $L_{0*} = L_0/L_p$, $L_{c*} = L_c/L_p$, $\tau = U_0 t/L_p$, $T_* = T/(m_s U_0^2)$, $E_* = E/(m_s U_0^2)$, $\epsilon_* = \epsilon L_p/(m_s U_0)$, $G(L_0) = m_r/m_s$, $\Delta p_* = 2\Delta p/(\rho_\infty U_0^2)$, где ρ_∞ — плотность невозмущенного потока, L_0 — координата вдоль образующей купола и стропы, E — модуль упруго-

сти ленты радиального каркаса, m_s — масса единицы длины стропы, $G(L_0)$ — безразмерная функция; m_r — масса единицы длины ленты радиального каркаса с прилегающей к ней тканью и лентами кольцевого каркаса (в дальнейшем звездочку у безразмерных параметров будем опускать).

Тогда с учетом введенных значений безразмерных параметров система уравнений (2.1) для осесимметричного парашюта в безразмерной форме запишется в виде

$$\begin{aligned} G(L_0) \frac{\partial^2 x}{\partial \tau^2} &= \frac{\partial}{\partial L_0} \left(\frac{T}{f} \frac{\partial x}{\partial L_0} \right) - \varepsilon f \frac{\partial x}{\partial \tau} - a \Delta p r \frac{\partial r}{\partial L_0} \delta \\ G(L_0) \frac{\partial^2 r}{\partial \tau^2} &= \frac{\partial}{\partial L_0} \left(\frac{T}{f} \frac{\partial r}{\partial L_0} \right) - \varepsilon f \frac{\partial r}{\partial \tau} + a \Delta p r \frac{\partial x}{\partial L_0} \delta \\ \left(\frac{\partial x}{\partial L_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial L_0} \right)^2 &= f^2, \quad f = 1 + \frac{T}{E}, \quad a = \frac{\rho_\infty L_p^2 \pi}{m_s n} \end{aligned} \quad (4.1)$$

$\delta=1$ для ленты радиального каркаса, $\delta=0$ для стропы.

Граничные и начальные условия в безразмерной форме будут иметь вид

$$x(0, L_0) = x_0(L_0), \quad r(0, L_0) = r_0(L_0); \quad r(\tau, 0) = 0, \quad x(\tau, 0) = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial x}{\partial \tau}(0, L_0) = w_x(L_0), \quad \frac{\partial r}{\partial \tau}(0, L_0) = w_r(L_0); \quad r(\tau, 1+L_c) = 0, \quad \frac{\partial x}{\partial L_0}(\tau, 1+L_c) = 0$$

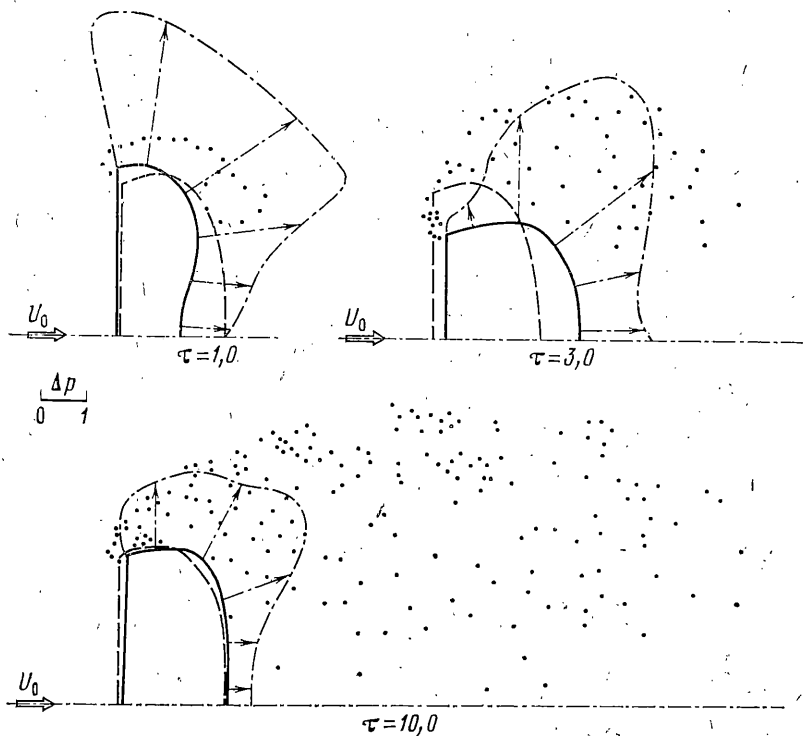
Таким образом, решение задачи аэроупругости о взаимодействии деформируемого парашюта с отрывным потоком сводится к последовательному интегрированию уравнений (4.1) методом дискретных вихрей и соотношений (4.1) конечными разностями по явной схеме и синтезированию результатов обеих частей задачи — аэродинамической и упругой — на каждом временном слое.

Аэродинамический шаг по времени $\Delta \tau_a$ выбирался по формуле $\Delta \tau_a = 1/(k+0,5)$, где k — число суммарных вихрей вдоль образующей купола. Упругий шаг $\Delta \tau_y$ находился исходя из условия $\Delta \tau_y = \kappa \Delta L_0 / c$, где c — скорость распространения упругой волны в материале, ΔL_0 — размер сетки вдоль лагранжовой координаты. Константа κ ($0,1 \leq \kappa \leq 1$) подбирается при помощи численного эксперимента на ЭВМ. Связь между временными шагами выражается соотношением $\Delta \tau_a = m \Delta \tau_y$ (m — целое число).

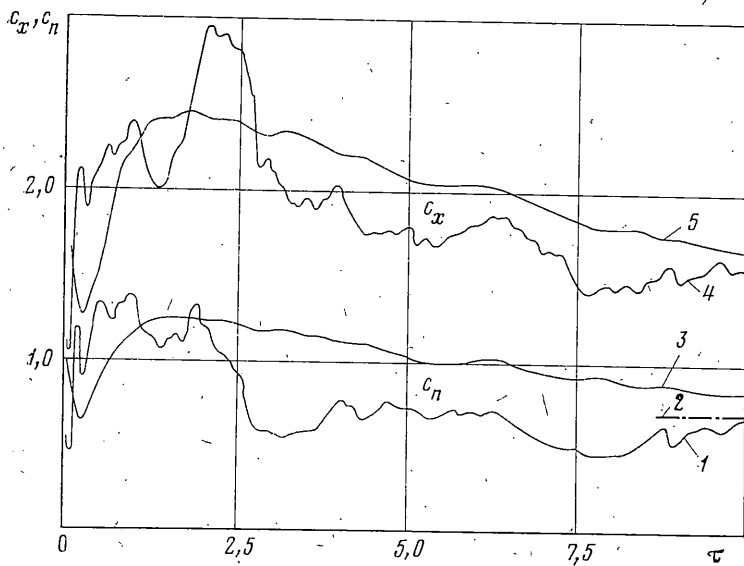
Процесс стыковки обеих частей задачи состоит в следующем. Пусть в момент времени j по известному перепаду давления Δp_i^j , действующему на купол парашюта, получены форма купола (x_i^j, r_i^j) и нормальная скорость перемещения точек поверхности w_{ni}^j . По найденным функциям x_i^j, r_i^j и w_{ni}^j вычисляем аэродинамическую нагрузку Δp_i^{j+1} для $j+1$ -го временного слоя. Интегрирование уравнений (4.1) в интервале времени $\tau_a^j \leq \tau \leq \tau_a^{j+1}$ осуществляем полагая, что функция Δp внутри этого промежутка времени меняется по линейному закону. Новая форма купола для $j+1$ -го временного слоя определяется итерационным путем при помощи соотношений

$$z_i^{j+1(m+1)} = z_i^{j+1(m)} - \lambda [z_i^{j+1(m)} - z_i^{j+1(m-1)}], \quad z = x, r \quad (m=1, 2, 3, \dots) \quad (4.3)$$

где m — номер итерации, $x_i^{j+1(0)} = x_i^j, r_i^{j+1(0)} = r_i^j$, значения функций $x_i^{j+1(m)}$ и $r_i^{j+1(m)}$ определяются из уравнений (4.1). Коэффициент релаксации λ в (4.3) определяется численным экспериментом; величина его находится в пределах $0 \leq \lambda < 1$. Процесс приближения ведется взаимным уточнением аэродинамических и упругих характеристик для $j+1$ -го временного слоя при неизменных аэроупругих параметрах и замороженном спутном следе на j -м временном слое.



Фиг. 2



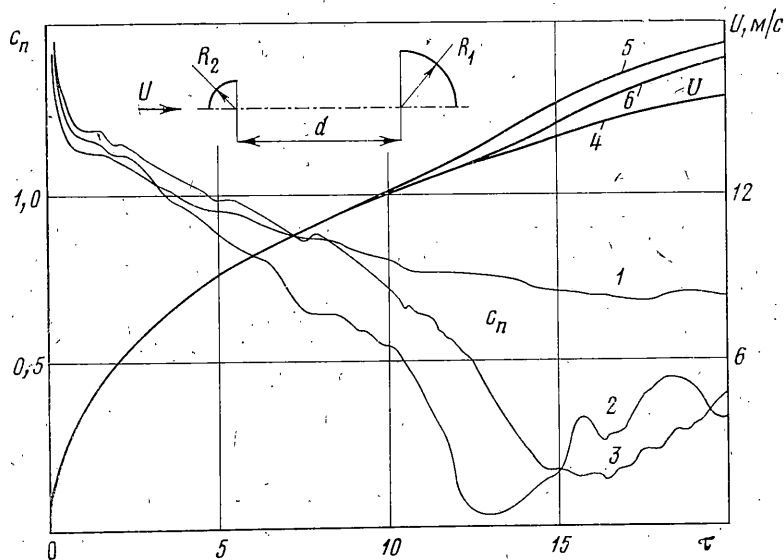
Фиг. 3

Итерационный процесс прекращается при выполнении условия

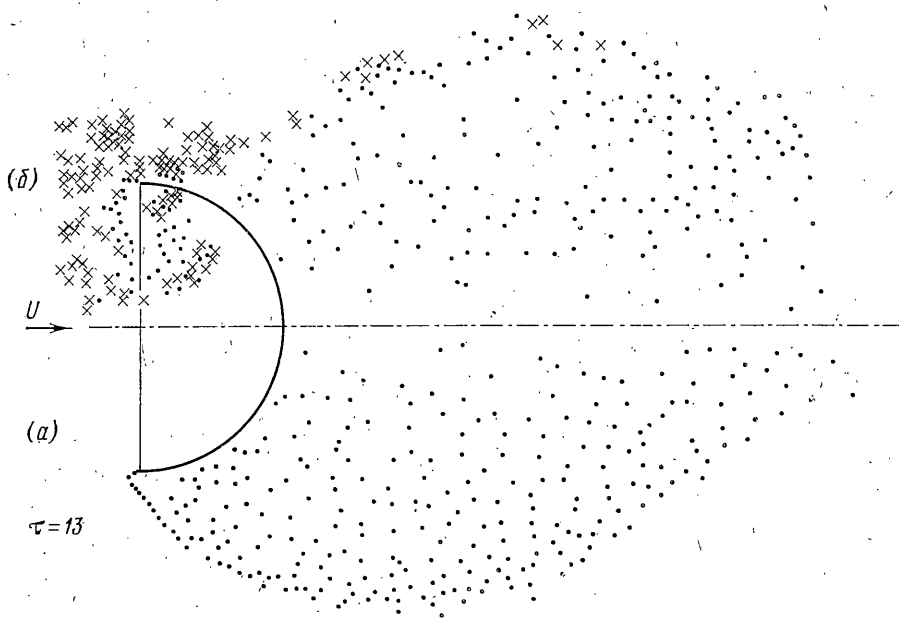
$$|z_i^{j+1(m+1)} - z_i^{j+1(m)}| \leq \varepsilon_0, \quad z = x, r \quad (4.4)$$

где ε_0 — наперед заданная малая величина.

После этого осуществляется дальнейшее интегрирование уравнений, описывающих аэродинамическую и упругую части задачи, и синтезирование результатов на следующем временном слое и т. д.



Фиг. 4



Фиг. 5

5. Примеры. 1°. Изучим аэроупругие характеристики для осесимметричного парашюта с раскройным радиусом $R_0=1$ м. Для простоты было принято, что стропа является жесткой и невесомой, во внимание принималась только деформация купола парашюта. Результаты вычислений представлены на фиг. 2, 3. Параметры системы: $L_p=1$ м; $m_s=0,015$ кг/м; скорость потока $U_0=10$ м/с, коэффициент демпфирования $\varepsilon=0,015$ кг/м·с (он был найден по методике п. 2).

На фиг. 2 нанесены деформация купола (сплошные линии) и вихревые структуры за ним для различных моментов времени; штриховой линией для сравнения изображена исходная форма купола. Штрихпунктирными линиями показаны эпюры распределения аэродинамической нагрузки Δp .

Графики фиг. 3 иллюстрируют изменение во времени τ коэффициентов аэродинамической силы c_n (кривая 1, $c_n=2N/\rho_\infty U_0^2 S_0$, N — аэродинамическая сила, S_0 — площадь раскройной формы парашюта) и сопротивления c_x (кривая 4, $c_x=2N/\rho_\infty U_0^2 S_M$, S_M — площадь миделя) деформируемого парашюта. На этой же фигуре для сопоставления приведены функции $c_n(\tau)$ (кривая 3) и $c_x(\tau)$ (кривая 5)

для жесткой формы купола. Кроме того, здесь нанесена величина c_n (штрихпунктирная линия 2), полученная в эксперименте.

Отметим, что зависимости $c_x(\tau)$ и $c_n(\tau)$ для жесткого купола (кривые 3, 5 фиг. 3) и деформируемого (1, 4) существенно различаются между собой; особенно это заметно при переходном режиме ($0 < \tau < 8$). Причиной этому служат значительные колебания площади мидела деформируемого парашюта S_M по отношению к площади мидела его исходной формы S_M^* (см. фиг. 2). Анализ численных результатов фиг. 2, 3 показывает, что в моменты времени $\tau=1$ и 10 мидела жесткого S_M^* и деформируемого куполов S_M примерно одинаковы ($S_M \approx S_M^*$, фиг. 2), и близки соответствующие им коэффициенты c_n и c_x (фиг. 3). При $\tau=3$ наблюдается существенное уменьшение мидела деформируемого купола (фиг. 2 при $\tau=3$, $S_M < S_M^*$), в этот момент времени имеет место и значительное падение коэффициента $c_n(\tau)$ (фиг. 3).

2°. Пусть жесткий парашют с грузом, начиная с момента $t=0$, совершает вертикальное снижение с переменной скоростью U . Примем, что поверхности купола парашюта и тела представляют собой жесткие полусферы соответственно радиуса R_1 и R_2 , соединенные нерастяжимой связью длины l (см. фиг. 4).

Аэродинамические силы, действующие на систему в целом, а также на парашют и груз, находятся при помощи соотношений (1.1). Скорость спуска U будем находить из уравнения $dU/dt = g - N/Ml$, где N — суммарная аэродинамическая сила. Дополнительно к (4.1) используем следующие безразмерные параметры:

$$\lambda_0 = \frac{l}{U^2} \frac{dU}{dt}, \quad U_* = \frac{U}{U_0}, \quad \tau = \frac{1}{l} \int_0^t U dt, \quad c_x = \frac{2N}{\rho_\infty U^2 S}$$

где $l = \pi R_1/2$ — характерный линейный размер, U_0 — начальная скорость движения системы, $S = \pi^3 R_1^2/4$ — характерная площадь.

Численные результаты приведены для системы со следующими параметрами: $R_1 = 0,64$ м, $R_2 = 0,32$ м, начальная скорость спуска $U_0 = 1$ м/с.

На фиг. 4 помещены зависимости коэффициента суммарного сопротивления c_x от времени τ для системы, движущейся со скоростью U , при разном удалении груза от купола (кривая 1 — $d = \infty$; 2 — $d = 1,5$ м, 3 — $d = 4$ м). Кривые 4 и 5 фиг. 4 иллюстрируют изменение скорости движения системы во времени при отсутствии груза ($d = \infty$) и наличии (5 — $d = 1,5$ м).

Из анализа данных фиг. 4 следует, что груз снижает c_n системы и приводит к возрастанию скорости спуска объекта (кривая 5), особенно при близком расположении груза ($d = 1,5$ м), при котором наблюдается существенное падение коэффициента c_n системы. Увеличение расстояния между парашютом и грузом приводит к возрастанию c_n и уменьшению скорости спуска груза U .

На фиг. 5 для $\tau = 13$ показаны вихревые структуры за куполом изолированного парашюта (a — нижняя половина фигуры) и для системы парашюта с грузом при $d = 1,5$ м (b — верхняя часть). Сопоставляя картины отрывного обтекания обеих систем, видим, что след от груза (он показан крестиками), взаимодействуя с куполом, меняет характер обтекания парашюта, вихревой след парашюта (он показан точками) засасывается внутрь купола (фиг. 5, b), а не идет снаружи, как на фиг. 5, a . Из-за этого происходит резкое падение тормозных свойств системы (c_n уменьшается, скорость U растёт — фиг. 4, кривая 5 — $d = 1,5$ м, 6 — $d = 4$ м).

ЛИТЕРАТУРА

1. Размагулин Х. А., Рысев О. В. Исследование автоколебаний купола парашюта. — Научн. тр. ин-та механики МГУ. М.: Изд-во МГУ, 1975, № 35, с. 36–51.
2. Recent advances and remaining voids in parachute technology. Prepared by the 1973–74 AIAA Aerodynamic Deceleration System TC. — Astronaut. & Aeronaut., 1975, v. 13, No. 10, p. 56–64.
3. Белоцерковский С. М., Вольмир А. С., Ништ М. И., Пономарев А. Т. Некоторые задачи аэроупругости при отрывном обтекании. — Изв. АН СССР. МТТ, 1975, № 5, с. 150–157.
4. Размагулин Х. А. Теория осесимметричного парашюта. — Научн. тр. ин-та механики МГУ. М.: Изд-во МГУ, 1975, № 35, с. 3–35.
5. Oden J. T. Finite elements of nonlinear continua. N. Y.: McGraw-Hill Book Company, 1972. 432 p. — Рус. перев.: М.: Мир, 1976. 464 с.
6. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978. 352 с.
7. Richtmyer R. D., Morton K. W. Difference methods for initial-value problems. N. Y.: John Wiley, 1967. 405 p. — Рус. перев.: М.: Мир, 1972. 418 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.IV.1982