УДК 629.78

Заболотнов Ю.М., Прокофьев А.Л.

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ НЕТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ СПУСКЕ В АТМОСФЕРЕ

В работе производится оценка изменения формы тела, выполненного из мягкого материала, при его движении в атмосфере на гиперзвуковых скоростях полета под действием аэродинамических сил. Данное явление необходимо учитывать при расчете движения в атмосфере легких спускаемых капсул, выполненных из мягкого материала. Изменение формы тела рассчитывается в соответствии с возникающим давлением в каждой точке его поверхности. Распределение давления определяется по приближенной теории Ньютона. Контур деформируемой поверхности сглаживается с помощью сплайнов третьего порядка. Подобная задача возникает также при оценке изменения формы тел, выполненных в надувном варианте, при их движении в верхних слоях атмосферы.

Проиллюстрируем работу метода на примере изменения формы сферического тела при движении в атмосфере. Поэтому рассмотрим окружность, которая получается при сечении сферы плоскостью (рисунок 1).

Находясь в движении, тело деформируется под действием аэродинамической силы, направление которой совпадает с направлением скорости воздушного потока. Две касательные к окружности, параллельные скорости потока, определяют область аэродинамической тени. Считается, что на часть фигуры, расположенной в тени, силы не действуют. Для оставшейся части численное значение силы будем рассчитывать на основании приближенной теории Ньютона [1]. В рамках данной теории приняты следующие допущения: 1) газообразная среда состоит из одинаковых и не взаимодействующих между собой частиц, расположенных на равных расстояниях друг от друга; 2) скорость движения частиц до столкновения с поверхностью равна скорости невозмущенного потока; 3) при столкновении частицы с элементом поверхности нормальная составляющая ее скорости становится равной нулю, а касательная составляющая при этом остается неизменной. Давление в данной точке при этом зависит только от ориентации соот-

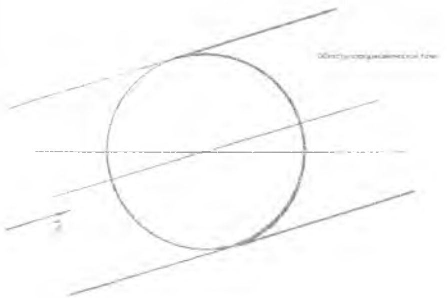

Рис. 1

ветствующего элемента поверхности по отношению к вектору скорости невозмущенного потока, а форма остальной части тела не влияет на давление в заданной точке. Данная теория справедлива только в гиперзвуковом потоке, то есть когда число Маха $M >> 1$.

Разобьем ту часть плоской фигуры, которая находится под действием силы, на элементарные участки длины dL. Тогда на отдельный участок будет действовать сила $d\bar{R}$, которую можно разложить на две составляющие – подъемную силу $d\bar{Y}$ и силу сопротивления $d\bar{X}$. Причем $dR = \sqrt{dX^2 + dY^2}$. Формулы для вычисления этих сил имеют следующий вид:

$$
\begin{aligned}
dY &= 2q_\infty r\bar{p}\cos\psi dx;\\
dX &= 2q_\infty r tg\gamma\ \bar{p}dx,
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

где r – расстояние от точки приложения силы до оси симметрии, q_∞ – скоростной напор невозмущенного потока, $\bar{p} = 2\sin^2\Theta$. Θ – угол между касательной к поверхности и вектором скорости. Углы γ и ψ для симметричного тела показаны на рисунке 2. Связь между углами задается соотношением: $\sin\Theta = \cos\alpha\sin\gamma + \sin\alpha\cos\gamma\cos\psi$.

Рис. 2

Для плоского случая выпуклого тела в незатененной области множитель $\cos\psi$ принимает значение 1 для части тела, находящейся выше оси симметрии и -1 – для части тела, находящейся ниже оси.

При движении в атмосфере изменение формы тела в общем случае определяется ее сложным деформируемым состоянием [2]. Для расчета изменения формы тела будем использовать квазистационарный подход, пренебрегая возникающими ускорениями. Тогда на каждом достаточно малом промежутке времени (шаге интегрирования уравнений движения) аэродинамическая сила, пытающаяся сжать тело, будет уравновешиваться другой силой (силой упругости), действующей в противоположном направлении. Эта противодействующая сила увеличивается пропорционально величине смещения элементарной площадки по радиусу к центру окружности.

Для моделирования действия упругих сил прикрепим к каждой площадке изнутри тонкий упругий стержень, второй конец которого закрепим в центре окружности (рисунок 3).

В самом простом случае модель, описываемая такой схемой, предполагает, что смещение площадки к центру приводит к возникновению силы $dF = k\Delta x$, где Δx – величина сдвига, k – коэффициент упругости. Коэффициент упругости должен быть оценен экспериментально, так чтобы модель наилучшим образом учитывала упругие качества материала, из которого изготовлено исследуемое тело. Условие равновесия сил запишется в виде: $dR = dF$ (рисунок 4).

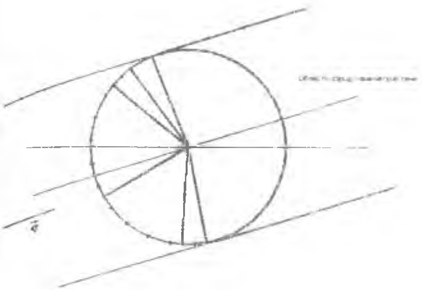

Рис. 3

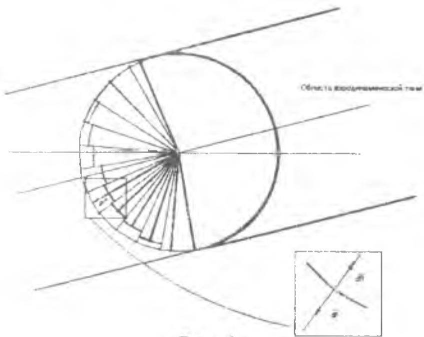

Рис. 4

Тело в потоке воздуха изменяет свое положение, то есть ось симметрии (после деформации симметрия, в общем случае, не сохраняется, но название оси оставим без изменения) изменит свое положение. Поэтому часть тела, находившаяся в области аэродинамической тени, выходит из нее, часть же деформированной линии наоборот смещается в тень. Сделаем еще одно допущение: время релаксации бесконечно мало, и поэтому деформированная дуга моментально принимает изначальную форму, как только входит в область аэродинамической тени, становясь частью окружности. Для того, чтобы упростить вычисления при использовании итерационных расчетов, получим уравнение искривленной дуги. Заменим каждый элементарный участок окружности точкой в его центре. После смещения запишем координаты каждой точки в таблицу и интерполируем таким образом заданную функцию сплайнами третьего порядка. Для того, чтобы избежать осцилляции сплайна, два недостающих уравнения необходимо задать из условия равенства нулю вторых производных на границах искривления.

Аэродинамические характеристики плоского деформированного тела можно определить, просуммировав силы, действующие на элементарные отрезки дуги в ее деформированной части. Из уравнений (1) получаем:

$$Y = \int_0^L 2q_\infty f_d(x)\overline{p}\cos\psi\, dx;$$

$$X = \int_0^L 2q_\infty f_d(x) tg\gamma \quad \overline{p}dx; \qquad (2)$$

$$M_z = \int_0^L \overline{p} f_d(x)\cos\psi(x + f_d tg\gamma)dx,$$

где f_d – функция, описывающая границу тела.

Отсюда

$$c_y = Y / q_\infty \pi R^2;$$

$$c_x = X / q_\infty \pi R^2; \qquad (3)$$

$$m_z = M_z / q_\infty \pi R^2 L,$$

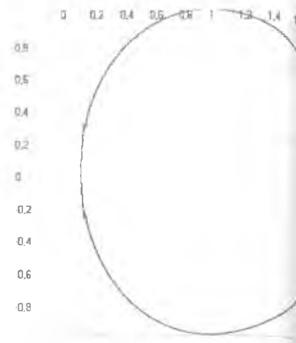

Рис. 5

где L – характерная длина.

Положения центра давления и центра масс тела определяются по формулам $\overline{x}_\partial = -m_z L / c_y$, $\overline{x}_ц = \sum_{i=1}^{n} x_i / n$, где $\overline{x}_{\partial y}$ – абсцисса центра давления относительно носка тела, $\overline{x}_ц$ – абсцисса центра масс, x_i – абсцисса i-го элементарного элемента, n – число элементов, на которые разбивается кривая.

Считается, что фигура после деформации остается осесимметричной и что точки центра давления и центра масс лежат на образовавшейся оси симметрии.

На рисунке 5 показано плоское сферическое тело, изменение формы которого при движении в воздушном потоке определено описанным выше способом.

Библиографический список

1. Аржанников Н.С., Садекова Г.С. Аэродинамика летательных аппаратов. М.: Высшая школа, 1983.
2. Писаренко Г.С., Лебедев А.А. Деформирование и прочность материалов при сложном напряженном состоянии. Киев: Наукова думка, 1976.