

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ НЕДЕФОРМИРУЕМЫХ ТЕЛ

Численно исследована двумерная осесимметричная задача о быстром торможении тела в однородной атмосфере. Установлено существенное влияние расчетной области на величину коэффициента сопротивления. Отмечены случаи, когда расчет нельзя вести только в области между телом и головной ударной волной.

Рассматриваемая задача возникла в связи с известной гипотезой Г. И. Петрова о природе Тунгусского явления 1908 г. Согласно этой гипотезе, разрушения в районе катастрофы вызваны отошедшей головной ударной волной при существенно нестационарном движении большого тела малой плотности [1].

1. Рассмотрим движение сферы радиуса R с переменной скоростью в идеальном совершенном газе при постоянных значениях давления и плотности. Скоростью сферы будем называть скорость ее центра масс.

До некоторого момента времени ($t=0$) тело движется стационарно со скоростью V_0 ; за промежуток времени ($0 \leq t \leq T$) скорость уменьшается по определенному закону до V_1 . Дальнейшее движение тела происходит с постоянной скоростью V_1 .

Требуется найти параметры течения около тела, положение головной ударной волны и коэффициент сопротивления C_x . За характерные параметры задачи примем плотность и скорость звука в покоящемся газе и радиус тела. С помощью этих величин обезразмерены все остальные переменные.

Выберем подвижную цилиндрическую систему координат x, y (y — радиус), начало координат которой совпадает с центром сферы, а направление оси x — с направлением оси симметрии. Решение ищется в двух областях 1 и 2, отмеченных на фиг. 1, где DEG — головная ударная волна, CFB — контур тела, $ABCD$ — ось симметрии, EF и AG — замыкающие границы. Замыкающая кривая AG , лежащая достаточно далеко от тела, выбиралась таким образом, чтобы на ней восстанавливались параметры набегающего потока.

Задача решается численно с помощью метода сквозного счета С. К. Годунова для двумерных нестационарных течений [2].

Запишем систему уравнений газовой динамики для осесимметричного движения в цилиндрической системе координат в дивергентной форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= -\frac{\rho v}{y} \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} &= -\frac{\rho uv}{y} \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial (\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial (p + \rho v^2)}{\partial y} &= -\frac{\rho v^2}{y} \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial (e+p)u}{\partial x} + \frac{\partial (e+p)v}{\partial y} &= -\frac{(e+p)v}{y} \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$p = (\gamma - 1) \rho \varepsilon, \quad e = \rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

где e — полная энергия единицы объема жидкости.

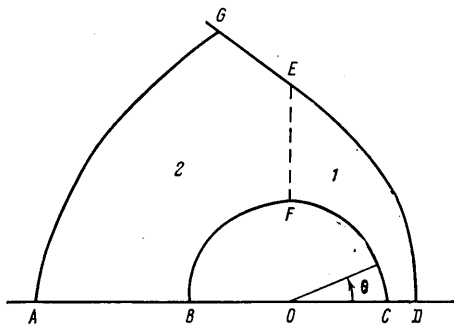
Разностные уравнения строятся на основе (1.1) с добавлением сил инерции.

В расчетах использовались подвижные сетки с выделением головной ударной волны, на которой задавались обычные условия Ренкина — Гюгонио на подвижном скачке. На теле ставилось условие непротекания, на замыкающих границах — «мягкие» условия, состоящие в равенстве нулю производных функций течения по нормали к границе.

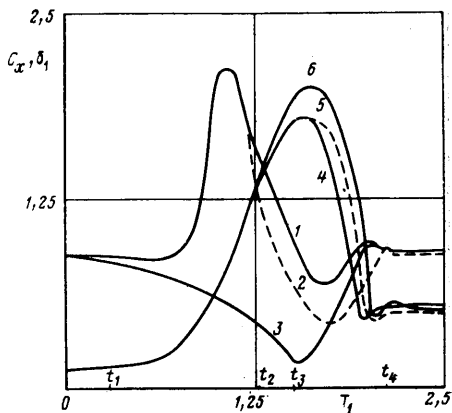
2. Исследовалось торможение сферы от чисел Маха $M=20$ до $M=2$ за время $T=0,5$. Скорость при $0 \leq t \leq T$ менялась по закону

$$V(t) = V_0 - \frac{1}{2}(V_0 - V_1) [1 - \cos(\pi t / T)] \quad (2.1)$$

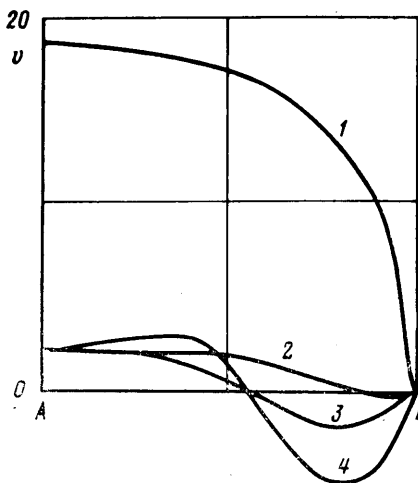
Кривые 4 и 5 на фиг. 2 соответствуют величине отхода ударной волны от тела по оси симметрии, отнесенной к радиусу тела, для двух вариантов расчета — методом Годунова и с использованием сеточно-характеристического метода [3] в области 1. Наблюдается хорошее качественное совпадение результатов. Коэффициенту сопротивления C_x , полученному в этих расчетах, отвечают линии 1 и 2. По осям координат отложены величины $\delta_1 = \delta / R$, $T_1 = \lg(t / M_0)$, где δ — величина отхода ударной вол-



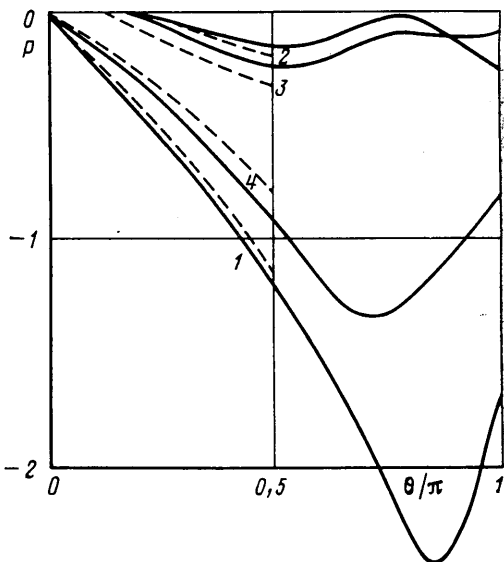
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ны от тела, R – радиус сферы, t – время, M_0 – число Маха в начальный момент времени.

При расчетах в области 2 возникают некоторые различия. Так C_x (кривая 3) вместо резкого возрастания уменьшается. В поведении ударной волны (кривая 6) принципиальных изменений нет. Это можно объяснить тем, что при стационарном движении ($t < 0$) за телом образуется застойная зона. Поэтому в момент интенсивного торможения газ из этой области начинает двигаться к телу, вызывая тем самым увеличение давления в донной части и, как следствие, уменьшение C_x . Однако, как показывают расчеты, образовавшаяся газовая струя не оказывает существенного влияния на течение перед телом. Подтверждением этого являются небольшие расхождения в численных значениях отхода ударной волны.

Изменение скорости газа за телом по оси симметрии в различные моменты времени показано на фиг. 3. Моменты времени $t_1 - t_4$, равные соответственно 0,1; 0,54; 1,5; 6,64, отмечены на фиг. 2. Пределы изменений аргумента по оси x (точки A и B) указаны на фиг. 1. На фиг. 4 сплошные линии 1–4 показывают изменение давления вдоль контура тела, отнесенного к давлению в лобовой точке в те же самые моменты времени t_i . Отсчет угла θ ведется против часовой стрелки (фиг. 1). Для наглядности используется переменная $P = \lg(p/p_0)$, где p_0 – давление в лобовой точке тела.

Приведенные графики позволяют судить о картине течения за телом. Здесь наблюдается изменение относительной скорости движения газа как по величине, так и по направлению, образование внутренних волн сжатия и разряжения.

Штриховые кривые 1–4 на фиг. 4 отвечают распределению давления по контуру тела, полученному при расчете в области 1. Эти графики подтверждают слабое влияние течения за телом на распределение давления в ударном слое.

Как отмечено в [3], степень нестационарности течения характеризуется не только числом Струхала, но и соотношением между начальным и конечным значениями скорости тела.

Исследовано торможение сферы от числа Маха $M=50$ до $M=10, 5, 2$ за время $T=0,06$. Скорость при $0 \leq t \leq T$ менялась по закону (2.1)

При торможении до $M=10$ и 5 принципиального изменения основных характеристик не наблюдается. На фиг. 5 показана величина отхода ударной волны от тела при торможении до $M=2$. Сплошная и штриховая линии получены при расчетах в областях 2 и 1 соответственно. Следует отметить, что при расчетах в области 1 ударная волна движется от тела и вообще не выходит на стационарный режим.

Рассмотрим возникающее течение более подробно. Напомним, что на границе EF (фиг. 1) ставились «мягкие» условия. При стационарном обтекании газ пересекает границу справа налево со сверхзвуковой скоростью. Однако при торможении тела относительная скорость газа (на EF) падает, а в некоторых случаях (например, при торможении от $M=50$ до 2 за $T=0,06$) меняет свой знак на обратный, т. е. газ на линии EF начинает двигаться слева направо. Тогда вместо условия сверхзвукового вытекания газа получаются условия вдува через границу EF . Это создает физически неверную картину течения.

Полученные результаты дают возможность оценить влияние расчетной области на параметры течения. В большинстве случаев расчет в области 1 дает хорошие локальные характеристики в ударном слое, для вычисления же интегральной величины C_x необходимо использовать область 2 . Следует также отметить, что существуют нестационарные режимы торможения тел, при которых расчет в области 1 вообще не корректен.

Автор благодарен В. П. Стулову за руководство работой и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Г. И., Стулов В. П. Движение больших тел в атмосферах планет // Космические исследования. 1975. № 4. С. 587–594.
2. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
3. Турчак Л. И. Сверхзвуковое нестационарное обтекание тел при быстром торможении // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 1. С. 166–170.

Москва

Поступила в редакцию
12.II.1988

УДК 533.6.071.1

ЗОРИНА И. С., КУРШАКОВ М. Ю., ЧИРКОВ И. В.

ПОСТРОЕНИЕ УНИВЕРСАЛЬНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СОПЕЛ С КОНИЧЕСКИМ ТЕЧЕНИЕМ

Решена задача о профилировании сверхзвуковой части сопел, создающих потоки типа «от источника», автомодельных к показателю изоэнтропы. Выведена функция, аппроксимирующая геометрию рассчитанных сопловых трактов с углами конической части до 15° . Приведены результаты расчетов прямой задачи сопла, подтверждающие точность полученной аппроксимации.

В технике газодинамического эксперимента широкое распространение получили сопла с коническим сверхзвуковым раструбом. Их используют при решении многих