

УДК 533.696.4.011.55

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННЫХ ПО СФЕРЕ КОНУСОВ С БОЛЬШИМИ УГЛАМИ ПОЛУРАСТВОРА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

А. В. КРАСИЛЬНИКОВ, А. Н. НИКУЛИН, А. С. ХОЛОДОВ

(Москва)

Приводятся результаты численных расчетов на ЭВМ обтекания затупленных по сфере конусов с большими углами полураствора $\theta \geq 40^\circ$ при гиперзвуковых скоростях в рамках модели совершенного газа при угле атаки $\alpha=0$. Отмечаются особенности обтекания таких тел при изменении угла полураствора и показателя адиабаты γ . Отдельные численные результаты по исследованию подобных тел приведены в работах [1, 2].

1. В работе [3] предложен метод построения разностных схем для уравнений гиперболического типа на основе характеристических соотношений. Этот метод был реализован в программе расчета обтекания сильно затупленных достаточно произвольных тел при сверхзвуковых скоростях с отошедшей ударной волной. Метод основан на использовании условий совместности вдоль некоторых характеристических направлений при конечно-разностной аппроксимации исходной системы уравнений газовой динамики.

В работе использовалась нестационарная постановка задачи (метод установления), т. е. в области между выделяемой в расчетах ударной волной и телом решались нестационарные уравнения газовой динамики. При стационарном краевом условии на поверхности тела (условие непротекания) решение получалось при стремлении t (время) к бесконечности. Счет велся по слоям $t = \text{const}$. При этом требовалось не более 500 шагов по времени для получения параметров течения с тремя неколеблущими по времени знаками.

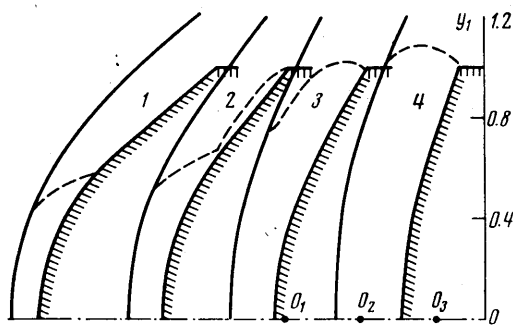
Положение начальной формы ударной волны задавалось в зависимости от формы тела так, чтобы отход на оси симметрии примерно соответствовал рассчитываемому. В проводимых расчетах начальная форма ударной волны задавалась в виде параболы. Начальные параметры поля течения (u, v, p, i — компоненты скоростей, давление и энтальпия соответственно) задавались постоянными вдоль лучей полярной системы координат и рассчитывались по теории Ньютона для каждого луча. Для сокращения времени счета при расчетах обтекания одного и того же тела при изменении параметров течения в набегающем потоке (например, числа Маха, показателя адиабаты и др.) за начальное положение ударной волны и поле течения в ударном слое принимались соответственно рассчитанные значения для близкого варианта.

Контроль точности расчетов осуществлялся проверкой законов сохранения. Расчеты значений расхода в различных сечениях ударного слоя показали, что уравнение расхода выполняется с погрешностью, не превышающей 3%.

Отличие значений энтропийной функции от постоянной на поверхности тела во всех вариантах не превышало 2% всюду, за исключением окрестности угловой кромки, где максимальное значение достигало $\sim 10\%$. По-видимому, в областях, где происходит резкий разворот течения, необходимо строить более мелкую сетку.

2. Проведем анализ особенностей обтекания затупленных по сфере конусов с большими углами полураствора при гиперзвуковых скоростях, выявленные при проведении систематических расчетов.

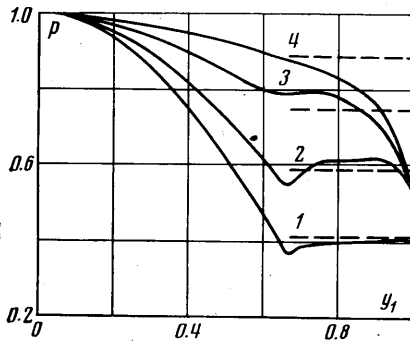
На фиг. 1 представлены формы ударных волн (сплошные кривые) и положения звуковых линий (пунктир) затупленных по сфере конусов с углами полураствора $\theta = 40, 50, 60, 70^\circ$ (1, 2, 3, 4 соответственно), обтекаемых совершенным газом при $\gamma = 1.4, M_\infty = \infty$. Контуры рассчитываемых тел включают в себя сферический участок до $y_1 = y/R = 2/3$, конический до $y_1 = 1$ и затем цилиндрический с радиусом R .



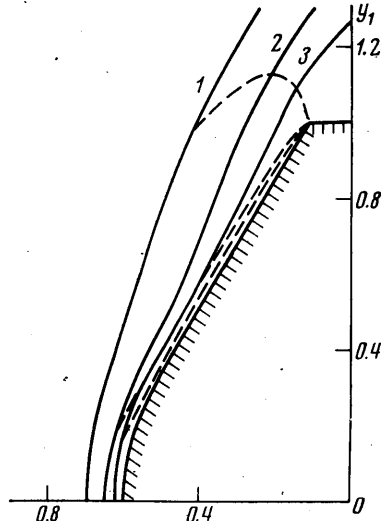
Фиг. 1

Точки O_1, O_2, O_3 обозначают положения центров полярных систем координат, в которых проводились расчеты конусов с углами полураствора $\theta=40, 50, 60^\circ$ соответственно. Центр полярной системы координат O_4 для конуса с углом полураствора 70° находится правее оси y на расстоянии R .

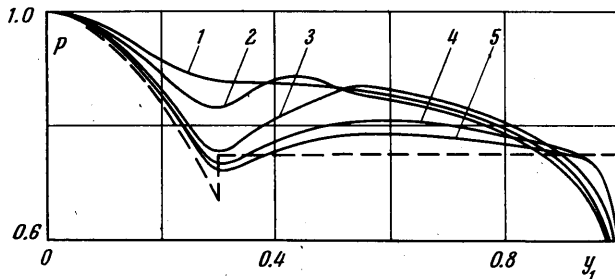
Как видно из фиг. 1, с увеличением угла полураствора θ увеличивается и отход ударных волн Δ на оси рассматриваемых тел. Это вызвано в основном изменением радиуса притупления $r_1=2R/3 \cos \theta$ при увеличении θ . Зависимость же Δ/r_1 от θ слабая, что согласуется с выводами работы [4], где аналогичный результат по-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

лучев при обработке численных расчетов сфер, эллипсоидов, тел сегментальной формы и др.

Особого внимания заслуживает трансформация дозвуковых зон при изменении угла полураствора θ на фиг. 1. У конусов с углами $\theta=70, 60, 50^\circ$ звуковые точки на теле находятся в угловой кромке (стыке конической и цилиндрической частей), а звуковые точки на ударной волне с уменьшением θ приближаются к оси тела.

При этом у конуса с $\theta=50^\circ$ наблюдается узкая достаточно протяженная дозвуковая область вблизи тела, простирающаяся от угловой кромки. Для $\theta=40^\circ$ звуковая точка на теле смещается на сферический участок и точно совпадает со звуковой точкой на изолированной сфере.

На фиг. 2 представлены безразмерные распределения давления, отнесенные к давлению в точке торможения, на поверхности рассматриваемых тел. Пунктиром показано давление на конических частях, согласно теории Ньютона. В области стыка сферической и конической частей наблюдается немонотонное изменение давления на поверхностях всех рассчитанных тел, за исключением конуса с углом полураствора $\theta=70^\circ$ (кривая 4), на котором давление на поверхности монотонно уменьшается от критической точки до угловой кромки. Такое изменение давления

на рассматриваемых телах может быть объяснено резким изменением кривизны элементов поверхности в областях стыка сферической и конической частей и соответствующим изменением влияния центробежных сил на создание сил давления, действующих на тело. Действительно, давление на сферической части, обусловленное воздействием центробежных сил, уменьшается на величину $\Delta p \sim \rho u_t^2 / r_1$, где ρ — плотность, u_t — касательная скорость вблизи поверхности тела.

Так как вблизи стыка $u_t \approx V_\infty \cos \theta$, то $\Delta p \sim \frac{1}{2} (\rho V_\infty^2 \cos^2 \theta) / R$. На конической части влияние центробежных сил отсутствует. Поэтому при переходе в эту область возможно увеличение давления на величину $\sim \Delta p$. Анализ зависимости Δp от геометрических и газодинамических параметров позволяет просто объяснить немонотонность давления на поверхности тел в областях стыка сферической и конической частей. При этом необходимо учитывать и важную роль зоны разрежения вблизи угловой кромки, когда в ней находится звуковая точка.

На фиг. 3 представлены формы ударных волн и звуковые линии для конуса $\theta = 60^\circ$, $r_1 = 0.6R$, рассчитанные для $M_\infty = 15$, $\gamma = 1.4, 1.2, 1.1$ (кривые 1, 2, 3 соответственно). Из фиг. 3 видно, что с уменьшением γ толщина ударного слоя также существенно уменьшается. При этом отход ударной волны на оси тела $\Delta / r_1 \sim (\gamma - 1) / (\gamma + 1)$. Для $\gamma = 1.2, 1.1$ ударные волны (кривые 2, 3) становятся вогнутыми в сторону набегающего потока (т. е. имеют обратную кривизну) на участках $y_1 \approx 0.4 \div 0.8$. Звуковые точки на теле при всех значениях γ находятся в угловой кромке, а звуковые точки на ударной волне с уменьшением γ резко смещаются в сторону оси тела.

На фиг. 4 представлены распределения давления на поверхности этого конуса при $M_\infty = 15$ и $\gamma = 1.4, 1.3, 1.2, 1.1, 1.05$ (кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответственно). Пунктиром показано распределение давления по теории Ньютона — Буземана (с учетом центробежных сил на сферическом участке). Кривые на фиг. 4 наглядно иллюстрируют сходимость численного решения при $\gamma \rightarrow 1$ к асимптотическому, определяемому теорией Ньютона — Буземана. При этом сходимость на сферическом участке затупленного конуса равномерная, а на конической части — неравномерная.

В заключение укажем, что значения s_x , рассчитанные по распределениям давления на фиг. 4, для $\gamma = 1.4, 1.3, 1.2, 1.1, 1.05$ соответственно равны 1.48, 1.51, 1.54, 1.53, 1.54.

Поступила 4 VI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев М. Г., Пчелкина Л. В., Савинов К. Г. Решение задач газовой динамики, методом установления. Научн. тр. ин-та механ. МГУ, 1972, № 19.
2. Базжин А. П., Пирогова С. В. Расчет обтекания затупленных несимметричных конусов с большим углом раствора. Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 5.
3. Магомедов К. М., Холодов А. С. О построении разностных схем для уравнений гиперболического типа на основе характеристических соотношений. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1969, т. 9, № 2.
4. Стулов В. П. О законе подобия при сверхзвуковом обтекании затупленных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.

УДК 534.222.2

О СТРУКТУРЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ГАЗЕ

С. Ф. ОСИНИН

(Москва)

Имеется много работ по исследованию плоских стационарных детонационных волн [1-7], в которых предполагается, что коэффициенты вязкости μ , теплопроводности λ и диффузии D связаны между собой соотношениями $P_r = \mu c_p / \lambda = 3/4$ и $Le = \lambda / \rho D c_p = 1$. Но, как и в классической газовой динамике при изучении структуры плоской стационарной детонационной волны, возможны случаи, когда некоторые из величин коэффициентов переноса малы или велики, т. е. числа Прандтля и Льюиса равны или нулю, или бесконечности.

В данной работе строятся некоторые решения для структуры детонационных волн в этих предельных случаях. Оказывается, что, так же как и в структуре ударных волн, существуют поверхности разрыва внутри самой структуры детонационной волны. При этом некоторые из определяемых параметров остаются непрерывными при переходе через эту поверхность.

Система уравнений, описывающая плоскую стационарную детонационную волну с учетом вязкости, теплопроводности и диффузии, движение которой поддерживается