

УДК 533.6.011.8

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБТЕКАНИЯ КОНУСА В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ ПОД НУЛЕВЫМ УГЛОМ АТАКИ

ХЛОПКОВ Ю. И.

Для вычисления аэродинамических характеристик конуса в переходном режиме необходимо решать кинетические уравнения. Впервые такое решение методом прямого статистического моделирования было получено в [1]. В [2] для этой цели использовался вариационный принцип решения уравнения Больцмана. С помощью статистического метода решения модельного кинетического уравнения Крукса были рассчитаны некоторые характеристики обтекания конуса в [3]. Наиболее полно поведение сопротивления конуса от различных параметров обтекания представлено в [4]. В данной работе продолжается исследование характеристик обтекания конуса на базе решения модельного уравнения. В частности, проводится расчет при различных полууглах раствора конуса, различных числах Рейнольдса и значениях температурного фактора.

В данной работе используется статистический метод решения модельного уравнения $df/dt = v(f_0 - f)$, описание которого и анализ погрешностей проведен в [3, 5]. Отметим только, что погрешность вычисления интегральных характеристик, таких, как сопротивление и тепловой поток, колеблется около 5% при размере сетки в $1/6$ длины свободного пробега и нескольких десятков тысяч испытаний в одной итерации. Погрешность же вычисления полей макропараметров, особенно вблизи осевой линии, существенно выше и может достигать 12–15%.

Задача ставится стандартным образом. Рассматривается стационарное обтекание осесимметричного тела сверхзвуковым потоком разреженного газа. Поле течения в окрестности обтекаемого тела ограничивается конечной областью, на передней границе которой задается равновесная функция распределения с параметрами на бесконечности n_∞ , u_∞ , T_∞ :

$$f_\infty = n_\infty \left(\frac{m}{2\pi k T_\infty} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m}{2k T_\infty} (\xi - u_\infty)^2 \right\}$$

На боковой и задней поверхностях области в качестве граничного ставится условие отсутствия градиента функции распределения. На поверхности обтекаемого тела задается закон взаимодействия молекул с поверхностью. Так, в случае условий непротекания отражение от поверхности считается диффузным с температурой, равной температуре поверхности стенки

$$f_w = n_w \left(\frac{m}{2\pi k T_w} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m}{2k T_w} \xi^2 \right\}$$

Здесь n_w определяется из условия непротекания.

Частота столкновений ν в модельном уравнении в безразмерном виде выражается через число Кнудсена

$$\nu = \frac{8}{5\sqrt{\pi}} \frac{1}{\text{Kn}} \frac{nT}{\mu}, \quad \text{Kn} = \frac{\lambda_\infty}{L}$$

где λ_∞ — длина свободного пробега молекул в невозмущенном потоке, L — характерный размер течения.

Обезразмеривание осуществляется по параметрам потока на бесконечности. Скорость потока характеризуется числом Маха или безразмерным параметром S , аналогом числа Маха $S = u_\infty (2RT_\infty)^{-1/2}$, а температура поверхности обтекаемого тела — температурным фактором $t_w = T_w/T_0$, где T_0 — температура торможения газа.

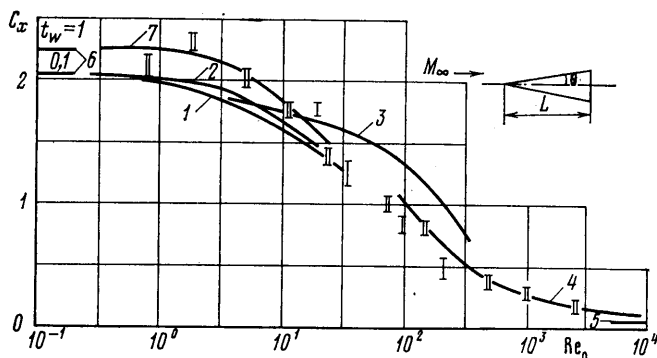
Расчеты проводились для различных полууглов раствора ($3^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$) в гиперзвуковом потоке при $M \sim 10$.

В качестве иллюстрации представлена зависимость коэффициента сопротивления конуса от различных параметров обтекания для $\theta = 40^\circ$ (фиг. 1) и $\theta = 5^\circ$ (фиг. 2). Наиболее сильное влияние на изменение сопротивления оказывает число Рейнольдса ($Re_0 = (u_\infty L \rho_\infty) / \mu(T_0)$). Расчет настоящей работы (кривые 1 на фигурах) перекрывает числа Re_0 от нуля до нескольких десятков. Общую картину поведения C_x можно составить, нанеся на графики значения сопротивления, полученные по теории первых столкновений [6, 7] (кривые 2), вариационным принципом [2] (кривые 3), теоретические данные режима вязкого взаимодействия [8] (кривые 4) и экспериментальные результаты, обозначенные двойными [9] и одинарными [10–13] вертикальными черточками. Невязкий предел ($Re_0 \rightarrow \infty$) обозначается прямой 5, а свободно-

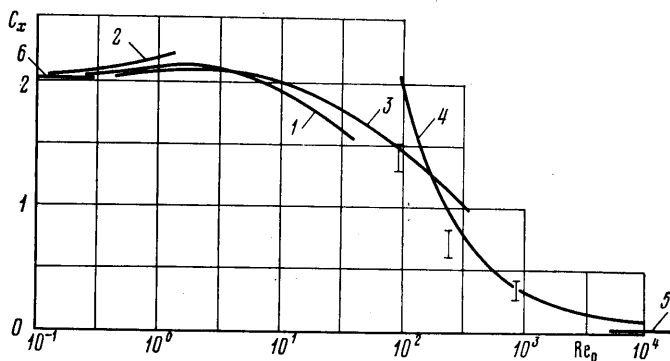
молекулярный ($Re_0 \rightarrow 0$) — прямыми 6, причем верхняя прямая на фиг. 1 соответствует значению C_x при $t_w=1$, а нижняя — при $t_w \sim 0,1$.

Сильное влияние на поведение C_x оказывает геометрия конуса. При больших полууглах раствора ($\theta \geq 20^\circ$) поведение C_x качественно аналогично сопротивлению затупленного тела, например сферы [14]. Так, C_x монотонно убывает по Re_0 от свободномолекулярного значения до невязкого предела. Так же как и для затупленного тела, режим гиперзвуковой стабилизации наступает при $M \geq 5$.

Следующим фактором, влияющим на значение сопротивления при больших θ , является температурный фактор, причем так же как в [14], его влияние максималь-



Фиг. 1



Фиг. 2

но в свободномолекулярной области. При $\theta=20^\circ$ его влияние на C_x составляет около 20%. Необходимо отметить, что при уменьшении полуугла раствора характер поведения сопротивления все больше отличается от поведения затупленного тела. Так, например, он становится все менее чувствителен к температурному фактору (см. фиг. 1, где кривая 1 соответствует $t_w \sim 0,1$, а расчет уравнения Больцмана [4] при $t_w=1$ представлен кривой 7). При $\theta < 10^\circ$ характер поведения C_x меняется качественно. Появляется заметный максимум функции $C_x(Re_0)$ в окрестности $Re_0 \sim 1$ (см. фиг. 2), причем рост C_x тем существенней, чем меньше полуугол раствора конуса и температурный фактор.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вогениц, Бёрд, Бродуэлл, Ранголдьер. Теоретическое и экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания разреженным газом тел простой формы.— Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 12, с. 182.
2. Orloff C. R. Hypersonic low density transitional regime flow over conical vehicles.— J. Astronautic. Sci., 1967, v. 16, № 2, p. 59.
3. Хлопков Ю. И. Обтекание осесимметричных тел гиперзвуковым потоком разреженного газа.— Уч. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 4, с. 67.
4. Ерофеев А. И. Расчет обтекания конуса под углом атаки гиперзвуковым потоком разреженного газа.— Уч. зап. ЦАГИ, 1979, т. 10, № 6, с. 122.

5. Хлопков Ю. И. Статистический метод решения приближенного кинетического уравнения.— Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 4, с. 108.
6. Перепухов В. А. Применение метода Монте-Карло в динамике сильно разреженного газа.— Тр. ЦАГИ, 1972, вып. 1411, с. 54.
7. Laurmann J. A. First collision calculation of cone drag under hypersonic rarefied flow conditions.— Astronaut. Acta, 1967, v. 13, № 4, p. 401.
8. Николаев В. С. Материалы к расчету сопротивления трения и теплопередачи различных тел при гиперзвуковых скоростях потока.— Тр. ЦАГИ, 1964, вып. 937, 350 с.
9. Гусев В. Н., Коган М. Н., Перепухов В. А. О подобии и изменении аэродинамических характеристик в переходной области при гиперзвуковых скоростях потока.— Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 1, с. 24.
10. Kussoy M. J., Horstman C. C. Cone drag in rarefied hypersonic flow.— AIAA Journal, 1970, v. 8, № 2, p. 315.
11. Potter J. L. The transitional rarefied-flow regime.— In: Rarefied gas dynamics. V. 2. N. Y.: Acad. Press, 1967, p. 881.
12. Sims W. H. Drag coefficients of sharp and blunt cones in highly rarefied, supersonic flow.— In: Rarefied gas Dynamics. V. 1. N. Y.: Acad. Press, 1969, p. 575.
13. Smoldern J. J., Wendt J. F., Naveau J., Bramlette T. T. Sphere and cone drag coefficients in hypersonic transitional flow.— In: Rarefied Gas Dynamics. V.1.N.Y.: Acad. Press, 1969, p. 903.
14. Хлопков Ю. И. Характеристики обтекания сферы в переходном режиме при сверх- и гиперзвуковых скоростях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 3, с. 175–178.

Москва

Поступила в редакцию
8.VIII.1980

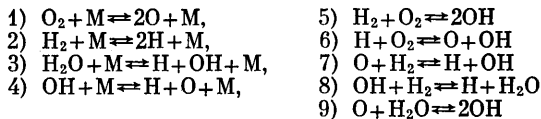
УДК 533.691.4

ТАНГЕНЦИАЛЬНЫЙ ВДУВ ВОДОРОДА В ТУРБУЛЕНТНЫЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

ГРОМОВ В. Г., ЛАРИН О. Б.

Приведены некоторые результаты численного исследования тангенциального вдува молекулярного водорода через плоскую щель в турбулентный сверхзвуковой пограничный слой на пластине. Задача представляет интерес в связи с проблемами тепловой защиты и организации горения в сверхзвуковом потоке. Ряд работ, посвященных анализу течений указанного типа, основывается на упрощающих предположениях, которые относятся к описанию химических реакций (равновесное приближение, модель фронта пламени) [1, 2].

В данной работе используется семикомпонентная модель газа, содержащего Н(1), О(2), ОН(3), Н₂О(4), О₂(5), Н₂(6) и N₂(7) (в скобках дана нумерация компонентов) с учетом следующих неравновесных химических реакций:



Течение описывается системой осредненных уравнений движения Рейнольдса в приближении пограничного слоя, обобщенной на случай многокомпонентной реагирующей смеси [3, 4]. Обусловленные турбулентными пульсациями дополнительные потоки импульса, энергии и массы определяются по формулам типа Буссинеска. Для вычисления коэффициентов турбулентного переноса используется гипотеза длины пути смешения Прандтля с модификацией Ван Дриста, учитывающей наличие вблизи стенки вязкого подслоя. Профиль длины пути смешения $l(y)$ задается непрерывной кусочно-линейной функцией в соответствии с многослойной моделью [5], разработанной для высокоскоростных пристеночных струй. Три характерных значения профиля l_s , l_m и l_b соответствуют трем различным областям в сечении (области струи, области смешения и внешней области пограничного слоя) и определяются