

3. Тимофеев Е. П., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А., Поленов А. Н., Губанов А. В. Влияние объемной доли газа на характеристики ударных волн в газожидкостной среде.— Докл. АН СССР, 1983, т. 268, № 1, с. 81—83.
4. Полачек Х., Зигер Р. И. Взаимодействие ударных волн.— В кн.: Основы газовой динамики. М.: Изд-во иностр. лит., 1963, с. 466—489.
5. Ven-Dor G., Glass I. I. Domains and boundaries of non-stationary oblique shock-wave reflections. 1. Diatomic gas.— J. Fluid Mech., 1979, v. 92, № 3, p. 459—496.
6. Губайдуллин А. А., Ивандаев А. И., Нигматуллин Р. И. Нестационарные волны в жидкости с пузырьками газа.— Докл. АН СССР, 1976, т. 226, № 6, с. 1299—1302.

Саратов

Поступила в редакцию
2.IV.1984

УДК 533.6.011.8

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ЗАТУПЛЕНИЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТЕЛА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

ЛАРИНА И. Н.

Влияние формы затупления тела, находящегося в гиперзвуковом потоке разреженного газа, на поле течения и на аэродинамические характеристики исследуется на примере обтекания эллипсоидов вращения под нулевым углом атаки. Решение задачи обтекания в переходном режиме проводится на основе численного анализа модельного кинетического уравнения БГК для одноатомного газа. Хорошее совпадение результатов численных расчетов с экспериментальными данными в широком диапазоне чисел Маха показало [1, 2], что численное решение модельных кинетических уравнений является надежным и эффективным аппаратом для исследования задач обтекания. В том случае, когда ставится задача определения закономерностей лишь силового взаимодействия потока с телом, достаточно хорошую точность дает использование модельного уравнения БГК.

Пусть тело — эллипсоид вращения с полуосями a и b — находится в стационарном потоке одноатомного газа со скоростью U_∞ под нулевым углом атаки.

Уравнение БГК для функции распределения $f(x_i, \xi_i)$, записанное в безразмерных переменных, имеет вид

$$\xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = \frac{4}{5\sqrt{\pi}} \frac{1}{\text{Kn}} \frac{nT}{\mu(T)} \left[nT^{-3/2} \exp\left(-\frac{c^2}{T}\right) - f \right] \quad (1)$$

$$n = \int f d\xi, \quad nv_i = \int \xi_i f d\xi, \quad nT = \frac{2}{3} \int c^2 f d\xi, \quad c_i = \xi_i - v_i$$

Здесь $\text{Kn} = \lambda_\infty / 2b$, b — радиус миделевого сечения, λ_∞ — длина пробега в невозмущенном потоке.

Вязкость газа $\mu(T)$, соответствующая потенциалу Леннарда — Джонса, задается выражением [2]

$$\mu(T) = T^{3/2} \Psi(B) / \Psi(BT)$$

$$\Psi = 0,767 + 0,233t^{-1/6} \exp[-1,17(t-1)]$$

где $B = T_\infty / T$, T — приведенная температура.

При переходе к безразмерным переменным в качестве масштабных величин выбились: характерная скорость $v_0 = (2kT_\infty/m)^{1/2}$, плотность n_∞ и температура T_∞ газа в невозмущенном потоке, радиус миделевого сечения b ; $S = U_\infty / v_0$ — безразмерная скорость невозмущенного потока.

Граничные условия для кинетического уравнения (1) ставятся следующим об-

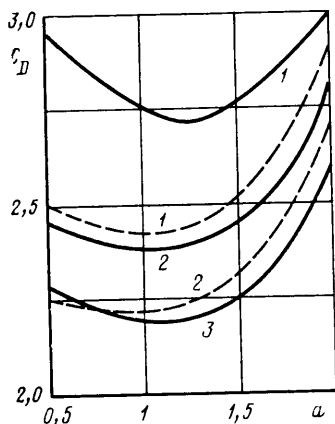
разом: на бесконечности задается функция распределения для частиц газа, летящих к телу,— максвелловская функция распределения для потока со скоростью S . На поверхности обтекаемого тела с заданной температурой T_w предполагается диффузный закон отражения молекул газа с полной температурной accommodation.

Для построения решения уравнения (1) применяется интегральный метод характеристик. Используется численная схема, разработанная в [4] для решения задачи обтекания сферы. В схему вносятся лишь изменения, связанные с новой геометрией тела.

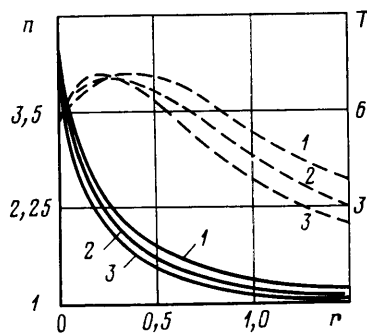
В плоскости симметрии течения вводятся полярные координаты r, α так, что $\alpha=0$ на оси симметрии перед телом. Центр системы координат выбирается в центре симметрии эллипса, горизонтальная ось которого равна a , а вертикальная ось $b=1$. Узлы координатной сетки получаются пересечением лучей $\alpha_i=i\Delta\alpha$ ($i=0, 1, \dots, n$) и кривых $r_j=r_e(\alpha)+j\Delta r$ ($j=0, 1, \dots, m$), где $r_e(\alpha)$ — уравнение эллипса, а переменные шаги $\Delta\alpha$ и Δr выбираются так, чтобы координатная сетка имела сгущение в области больших градиентов макропараметров.

Схема учитывает разрывы функции распределения и построена таким образом, что параметры свободномолекулярного течения вычисляются с высокой точностью. При числах Кнудсена порядка 1 ошибка вычисления коэффициента сопротивления составляла 2–3%.

Численные расчеты проводились для осесимметричной задачи обтекания эллипсоидов. Однако известно, что в переходном режиме при больших числах Маха вклад в силу сопротивления вносит преимущественно наветренная сторона обтекаемого тела. Коэффициент сопротивления сферы изменяется лишь на 2–3%, если при его вычислении интегрирование вести не по всей поверхности, а лишь по ее наветренной стороне. Таким образом, полученные результаты можно использовать для исследо-



Фиг. 1



Фиг. 2

вания влияния формы затупления тел с одинаковым миделевым сечением на коэффициент сопротивления C_D .

Расчеты проводились для течений с параметрами $S=4$, $T_w=1; 4,5$, $B=0,5$, $Kn=\infty, 1; 0,5$ и для значений горизонтальной оси эллипсоидов $a=0,5; 1; 1,25; 2$. На фиг. 1 приводятся зависимость коэффициента сопротивления C_D от удлинения тела a .

Сплошные кривые относятся к расчетам для $T_w=4,5$; цифрами 1–3 обозначены результаты для чисел Кнудсена $\infty, 1; 0,5$ соответственно. Штриховые кривые — расчеты для $T_w=1$. Цифры 1, 2 обозначают кривые для $Kn=\infty$ и 1.

Коэффициент сопротивления эллипсоида в свободномолекулярном потоке является немонотонной функцией от удлинения тела, причем значение оси a , при котором C_D принимает наименьшее значение, зависит от скорости потока и от температуры тела. Известно, что свободномолекулярное течение и режим сплошной среды имеют существенно различный характер зависимости коэффициента сопротивления тела от удлинения. В случае же умеренно малых чисел Кнудсена, как видно из фиг. 1, характер зависимости C_D от удлинения остается таким же, как и в свободномолекулярном случае. Размер оси a , при котором C_D принимает наименьшее значение, зависит от числа Кнудсена.

На фиг. 2 приводятся профили плотности (сплошные кривые) и профили температуры (штриховые кривые) вдоль оси симметрии перед телом, полученные в расчетах при $S=4$, $T_w=4,5$, $Kn=1$ для эллипсоидов различных удлинений; цифрами 1–3 отмечены кривые для значений $a=0,5; 1; 1,5$ соответственно. Как и следовало ожидать, с ростом горизонтальной оси эллипсоида ширина области возмущения потока перед телом становится меньше, в то время как значения плотности и температуры в точке торможения для различных эллипсоидов меняются незначительно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рыков В. А., Черемисин Ф. Г., Шахов Е. М. Численные исследования по динамике разреженных газов.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1980, т. 20, № 5, с. 1266—1283.
2. Ларина И. Н., Рыков В. А. Подобие гиперзвуковых течений разреженного газа около тупых тел.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 2, с. 130—135.
3. Ларина И. Н., Рыков В. А. Исследование обтекания сферы двухатомным разреженным газом.— В кн.: Численные методы в динамике разреженных газов. Вып. 4. М.: ВЦ АН СССР, 1979, с. 52—68.
4. Ларина И. Н. Исследование обтекания холодной сферы потоком разреженного газа при очень больших числах Маха.— В кн.: Численные методы в динамике разреженных газов. Вып. 4. М.: ВЦ АН СССР, 1979, с. 39—51.

Москва

Поступила в редакцию
13.I.1984

Технический редактор *Е. В. Симицына*

Сдано в набор 16.01.85 Подписано к печати 13.03.85 Т-00085 Формат 70×108^{1/16}
Высокая печать Усл. печ. л. 16,8 Усл. кр.-отт. 28,4 тыс. Уч.-изд. л. 19,1 Бум, л. 6,0
Тираж 1672 экз. Зак. 968

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука»,
103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Шубинский пер., 6