

плотного газа ($Re_0=2$) величина C_D , начиная с некоторого I_s , убывает. При больших I_s величина C_D , достигнув минимума, начнет возрастать из-за увеличения реактивной силы истекающей струи. Рост C_D с увеличением I_s наблюдается в режиме сплошной среды на основе решений уравнений газовой динамики [3] и в эксперименте [4].

На фиг. 3 цифрой 4 отмечены значения потока энергии Q' в лобовой точке сферы ($Q'=-Q/S^3$), полученные для $S=7$, $T_w=1$, $Re_0=1,5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершбейн Э. А. Теория гиперзвукового вязкого ударного слоя при больших числах Рейнольдса и при сильном вдуве инородных газов.— ПММ, 1974, т. 38, в. 6, с. 1015–1024.
2. Коваль М. А., Стулов В. П., Швец А. И. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с сильным распределенным вдувом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 3, с. 84–96.
3. Белоцерковский О. М. Численное моделирование струйных задач газовой динамики.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 1, с. 5–17.
4. Robertson S. J. Bhatnagar-Gross-Krook model solution of back-scattering of outgas flow from spherical spacecraft.— In: Rarefied gas dynamics. N. Y.: AIAA Publ., 1977, p. 479–489. (Progr. in astronaut. and aeronaut. V. 51).
5. Власов В. И., Жестков Б. Е., Омелик А. И. Собственная атмосфера вблизи орбитального аппарата и моделирование условий на его поверхности.— В кн.: Динамика разреженного газа: Тр. VI Всесоюз. конф. Ч. 2. Новосибирск, 1980, с. 159–164.
6. 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.
7. 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. 39–50.

Москва

Поступила в редакцию
22.VII.1984

УДК 533.601.15

ВЯЗКИЙ УДАРНЫЙ СЛОЙ У ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА В РАСХОДЯЩЕМСЯ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

ГОЛОВАЧЕВ Ю. П., ЛЕОНТЬЕВА Н. В.

Для экспериментального изучения проблем, связанных со сверхзвуковым и гиперзвуковым движением тел, применяются установки, в которых исследуется обтекание моделей недорасширенными сверхзвуковыми струями [1, 2]. В таких экспериментах модель находится в неравномерном газовом потоке, параметры которого зависят от координат.

Математической моделью неравномерного (расходящегося) набегающего потока указанного типа может служить течение от сверхзвукового источника. Задача об обтекании лобовой поверхности затупленного тела потоком идеального газа от сверхзвукового источника рассматривалась в [3–5]. В [6] в рамках теории пограничного слоя исследовалось влияние неравномерности на конвективный нагрев поверхности тела при больших числах Рейнольдса.

В данной работе представлены результаты расчетов обтекания сферического затупления сверхзвуковым расходящимся потоком, полученные с использованием уравнений Навье – Стокса. Рассматриваются течения при умеренных числах Рейнольдса. Исследовано влияние неравномерности набегающего потока на поле течения в ударном слое и распределение давления, коэффициента трения и теплового потока по поверхности сферы.

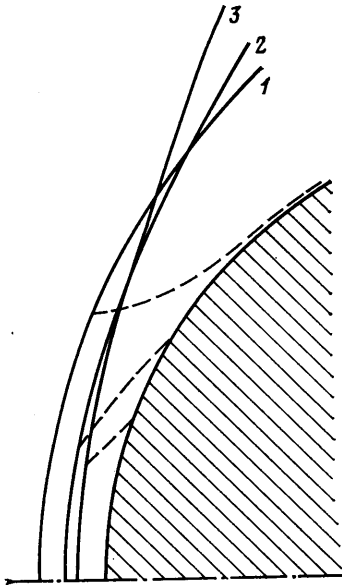
1. Центры обтекаемой сферы радиуса R_w и сферического источника радиуса r_* расположены на расстоянии l друг от друга. На поверхности источника задаются значения давления p_* и плотности ρ_* , скорость истечения газа принимается равной критическому значению $V_* = (\gamma p_* / \rho_*)^{1/2}$. Модуль вектора скорости газа $V(R, \theta)$, плотность $\rho(R, \theta)$ и давление $p(R, \theta)$ перед фронтом отошедшей ударной волны находят-ся из решения уравнений стационарного радиального сверхзвукового течения:

$$\frac{V}{V_*} = \left(\frac{r_*}{r} \right)^2 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/\gamma-1} \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{V}{V_*} \right)^2 \right]^{-1/\gamma-1}$$

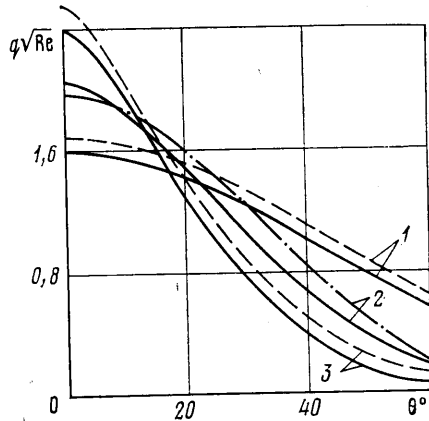
$$\frac{\rho}{\rho_*} = \left(\frac{r_*}{r} \right)^2 \frac{V_*}{V} \quad (1.1)$$

$$\frac{p}{p_*} = \left(\frac{r_*}{r} \right)^2 \frac{\gamma+1}{2} \frac{V_*}{V} \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{V}{V_*} \right)^2 \right]$$

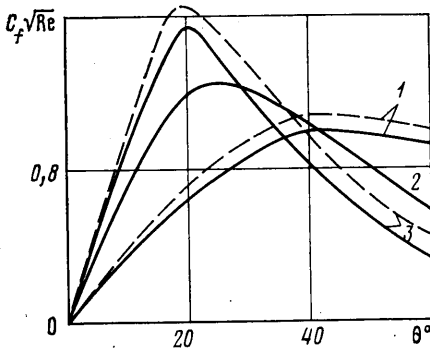
Здесь γ — отношение удельных теплоемкостей газа, r — расстояние от центра источника до рассматриваемой точки, (R, θ) — сферические координаты этой точки с полюсом в центре обтекаемой сферы. Из геометрических соотношений легко получить



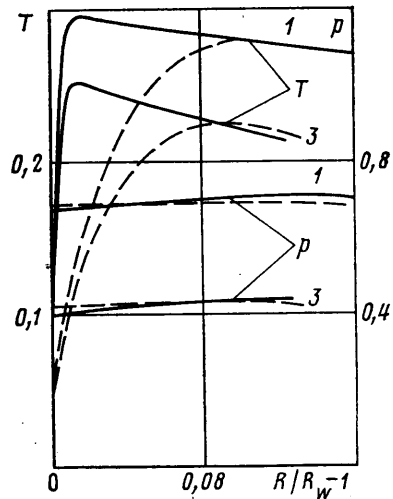
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

формулы для вычисления r и угла наклона вектора скорости набегающего потока к оси симметрии течения

$$r = [(l - R \cos \theta)^2 + (R \sin \theta)^2]^{1/2} \quad (1.2)$$

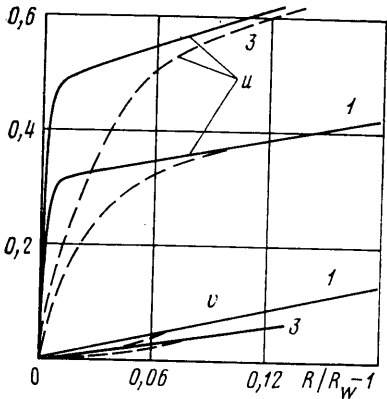
$$\varphi = \arctg \frac{R \sin \theta}{l - R \cos \theta}$$

Степень неравномерности набегающего потока определяется отношением размеров обтекаемого тела и источника $d = R_w / r_*$ и относительным удалением источника l / R_w .

2. Течение газа в области между отошедшей ударной волной и поверхностью тела описывается уравнениями Навье – Стокса. Стационарное решение задачи находится в результате установления с помощью численного метода [7, 8]. Значения газодинамических функций за фронтом ударной волны определяются по их значениям в набегающем потоке (1.1), (1.2) с использованием обобщенных соотношений Ренкина – Гюгионо. На поверхности тела задаются температура T_w и условия непротекания и прилипания. На двух других границах расчетной области $\varphi=0$ и $\varphi=\Theta$ применяются соответственно условия симметрии и приближенные условия достаточно гладкого изменения функций по φ . Интегрирование по времени проводится в большинстве случаев от известного решения для близкого варианта исходных данных.

Используемая разностная сетка содержит 7 лучей $\varphi=\text{const}$ при 26 узлах на луче. Узлы спускаются к поверхности тела с помощью аналитического преобразования нормальных координат [7]. Контрольные расчеты, проводившиеся на сетках с большим числом узлов, показали, что точность полученных решений составляет 1–2% во всем рассматриваемом диапазоне условий обтекания. Эта оценка подтверждается также проводившимися в [7, 8] сравнениями численных решений уравнений Навье – Стокса с результатами расчета идеального обтекания и пограничного слоя в случае равномерного набегающего потока.

3. Некоторые результаты расчетов представлены на фиг. 1–5. Здесь число Маха $M=6$, число Прандтля $Pr=0,7$, коэффициент вязкости $\mu \sim T^{1/2}$, отношение удельных теплоемкостей газа $\gamma=1,4$, отношение температуры поверхности тела к температуре торможения $T_w/T^0=0,15$. Числа Маха и Рейнольдса определены по значениям радиуса обтекаемой сферы и параметров газа на оси симметрии перед фронтом отошедшей ударной волны.



Фиг. 5

Результаты приведены в безразмерном виде с использованием в качестве масштабов скорости, температуры, давления и теплового потока следующих величин: V_0 , $V_0^2/2R^*$, $\rho_0 V_0^2$, $\rho_0 V_0^3$, где R^* – удельная газовая постоянная, нижний индекс «0» соответствует значениям параметров набегающего потока на оси симметрии перед ударной волной. Коэффициент трения C_f определен как отношение напряжения трения на поверхности тела к величине $\rho_0 V_0^2$. Цифры 1, 2, 3 над кривыми соответствуют значениям параметра $d=0, 4, 8$. Кривые, отмеченные цифрой 1, соответствуют равномерному обтеканию. Значения давления p_* и плотности ρ_* на поверхности источника, а также его удаление от обтекаемого тела l/R_w являются в соответствии с формулами (1.1) и (1.2) так, чтобы в точке на оси симметрии перед ударной волной обеспечивались требуемые значения параметров набегающего потока.

На фиг. 1 сплошными и штриховыми кривыми изображены ударные волны и звуковые линии для набегающего потока с различной степенью неравномерности при $Re=35\,500$. С увеличением неравномерности отошедшая ударная волна распрямляется и в окрестности передней критической точки приближается к телу. Размеры дозвуковой области при этом уменьшаются.

На следующих фигурах сплошные кривые соответствуют результатам для $Re=35\,500$, штриховые – $Re=355$.

На фиг. 2 показано распределение теплового потока. Неравномерность приводит к его возрастанию в передней критической точке в соответствии с возрастанием скорости растекания газа на внешней границе пограничного слоя. Вдоль поверхности сферы тепловой поток при неравномерном обтекании убывает быстрее, чем при равномерном. Для $d=4$, $Re=35\,500$ штрихпунктирной кривой изображено распределение параметра теплообмена, рассчитанное по формуле

$$q(\vartheta) = q_0(0) \sqrt[4]{1+k(\cos \vartheta)^{4/3+(5k+8)k/3}} \quad (3.1)$$

где $k=R_w(l-R_w)$, $q_0(0)$ – значение теплового потока в лобовой точке при равномерном обтекании. Формула (3.1) получена в [6] с использованием модели тонкого невязкого ударного слоя [9] и теории [10]. Из фиг. 2 видно довольно существенное отличие приближенного аналитического результата [6] от нашего численного решения.

На фиг. 3 представлено изменение коэффициента трения по поверхности сферы. С увеличением параметра неравномерности d максимальное значение коэффициента трения возрастает, точка максимума смещается в направлении передней критической точки тела.

Фиг. 4, 5 иллюстрируют влияние неравномерности набегающего потока на профили газодинамических функций в ударном слое. Приведены распределения температуры, давления и составляющих вектора скорости газа на луче $\varphi=30^\circ$. Видно, что при неравномерном обтекании максимальное значение температуры снижается примерно на 15%, а скорость газа существенно возрастает. В соответствии с этим происходит уменьшение размера дозвуковой области ударного слоя (см. фиг. 1).

Сравнение результатов, приведенных на фиг. 2–5 для $Re=35\,500$ (сплошные кривые) и $Re=355$ (штриховые кривые), показывает, что влияние разреженности при неравномерном обтекании проявляется таким же образом, как и при равномерном. Уменьшение числа Рейнольдса в указанных пределах существенно изменяет профили температуры и касательной компоненты скорости газа и довольно слабо влияет на профили давления и нормальной компоненты скорости. Значения параметров теплообмена $q\sqrt{Re}$ и трения $C_f\sqrt{Re}$ несколько увеличиваются на всей лобовой поверхности сферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев В. Н., Никольский Ю. В. Особенности струйного разгона потока до гиперзвуковых скоростей.— Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 5, с. 44–52.
2. Moody H. L., Smith D. H., Haddock R. L., Dunn S. S. Tungsten and molybdenum ablation modeling for reentry applications.— AIAA Pap., 1975, № 112. 12 p.
3. Храмов Н. Е. Расчет обтекания сферы неравномерным потоком газа.— ПММ, 1965, т. 29, № 1, с. 175–177.
4. Шапиро Е. Г. О некоторых свойствах подобия при обтекании сферы сверхзвуковыми равномерными и неравномерными потоками газа.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 1, с. 82–85.
5. Карданов Ю. X. Ударная волна перед затупленным телом вращения в градиентном потоке.— Изв. вузов. Машиностр., 1979, № 4, с. 49–55.
6. Еремейцев И. Г., Пилюгин Н. Н. Конвективный нагрев затупленного тела при его гиперзвуковом обтекании неравномерным потоком газа.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 4, с. 127–133.
7. Головачев Ю. П., Попов Ф. Д. Обтекание охлаждаемого сферического затупления сверхзвуковым потоком вязкого газа.— ПМТФ, 1972, № 5, с. 135–142.
8. Головачев Ю. П., Кузьмин А. М., Попов Ф. Д. О расчете сверхзвукового обтекания затупленных тел с использованием полных и упрощенных уравнений Навье–Стокса.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1973, т. 13, № 4, с. 1021–1028.
9. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
10. Lees L. Laminar heat transfer over blunt-nosed bodies at hypersonic flight speeds.— Jet Propulsion, 1956, v. 26, № 4, p. 259–269.

Ленинград

Поступила в редакцию
30.XI.1981