

## ЛИТЕРАТУРА

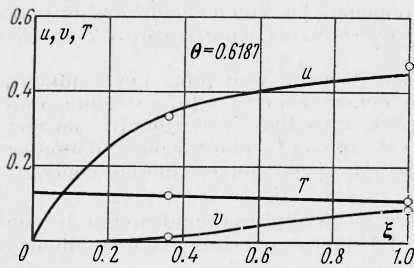
1. Нищук В. С., Марченко А. Г. Изучение макротурбулентности методом микрофотосъемки течения. Сб. «Гидравлика и гидротехника», вып. 7, Киев, «Техніка», 1968.
2. Егидис Е. М., Нищук В. С., Марченко А. Г., Рацкий В. И. Импульсные осветительные установки для исследования скоростной структуры потоков. Сб. «Гидравлика и гидротехника», вып. 8, Киев, «Техніка», 1969.
3. Ротта И. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л., «Судостроение», 1967.
4. Kline S. J., Reynolds W. C., Schraub F. A., Runstabler P. W. The structure of turbulent boundary layers. J. Fluid Mech., 1967, vol. 30, pt 4.
5. Никитин И. К. Обобщенные зависимости для расчета стабилизированных турбулентных течений по двухслойной схеме. Сб. «Исследования однородных и взвешенных турбулентных потоков», Киев, «Наукова думка», 1967.
6. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. NASA, 1954, Rept No. 1175.
7. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М., «Мир», 1968.
8. Кларк Исследование несжимаемого турбулентного пограничного слоя при течении в канале. Тр. Америк. о-ва инж.-механ., Теоретические основы инженерных расчетов, 1968, № 4.
9. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. NASA, 1955, Rept No. 1247.
10. Никитин И. К. Двухслойная схема расчета турбулентного пограничного слоя на пластине с произвольной шероховатостью. Сб. «Исследования турбулентных одно- и двухфазных потоков», Киев, «Наукова думка», 1966.

## СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ВЯЗКИМ ГАЗОМ

И. М. Бреев

(Ленинград)

Исследование гиперзвукового вязкого ударного слоя было проведено ранее в работах [1, 2]. В данной работе излагаются результаты расчета течения вязкого газа при умеренных и малых сверхзвуковых скоростях набегающего потока ( $M_\infty \leq 10$ ), когда теплоемкость газа можно считать постоянной величиной. Постановка задачи аналогична использованной в [1, 2]. Решение «укороченных» уравнений Навье — Стокса получено методом конечных разностей по неявной девятиточечной схеме. Число узлов расчетной сетки (в пределах 30) выбиралось из условия достижения необходимой точности расчетов. Нелинейная система разностных уравнений решалась итерационным методом. Для случаев теплоизолированной и охлаждаемой поверхности тела определены форма и положение ударной волны, построены линии тока и звуковые линии, получены профили газодинамических параметров в ударном слое и исследовано распределение теплового потока и трения по поверхности сферы в различных режимах течения. Рассмотрен широкий диапазон чисел Рейнольдса  $R_\infty$ .

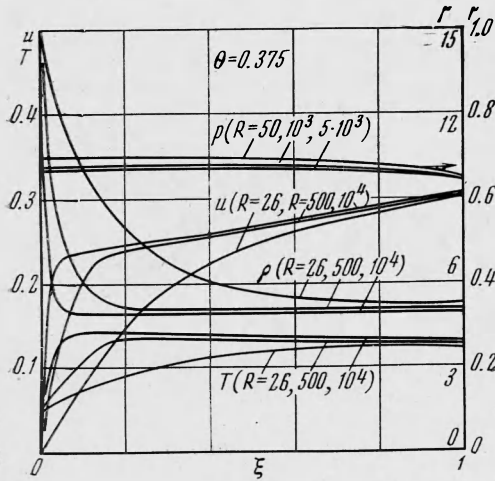


Фиг. 1

Численное решение уравнений Навье — Стокса в задаче вязкого обтекания при малых числах Рейнольдса дано в работах [3-6]. С использованием асимптотических

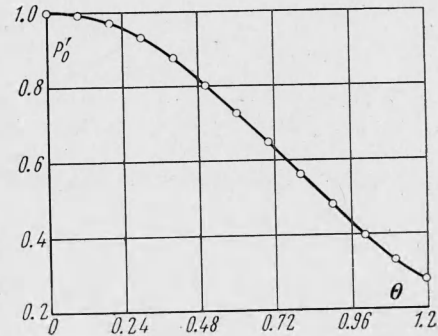
разложений и оценок исследование вязкого гиперзвукового слоя проведено в [7].  
 1. Расчеты проводились для двухатомного газа ( $\gamma = 1.4$ ) при числе Прандтля, равном 0.72, в диапазоне чисел Маха  $1.4 \leq M_\infty \leq 10$  и чисел Рейнольдса  $10^2 \leq R_\infty \leq 10^5$  ( $R_\infty = \gamma^{1/2} M_\infty R$ ). Коэффициент динамической вязкости считался связанным с температурой по степенному закону с показателем, равным 0.5. При исследовании обтекания охлаждаемой сферы безразмерная температура поверхности принималась равной 0.05. В дальнейшем приняты обозначения работы [2]. Ниже приводятся некоторые из полученных результатов.

2. На фиг. 1 представлены профили газодинамических параметров поперек ударного слоя для случая обтекания теплоизолированной сферы при  $M_\infty = 10$ ,  $R = 26.7265$ . Кружком отмечены результаты А. И. Толстых [3]. Расчеты показали, что отход и форма ударной волны различаются не более чем на 5%. Проведенное сравнение свидетельствует, что применяемая модель вязкого слоя, формально правомочная при  $R_\infty \geq 10^3$ ,



Фиг. 2

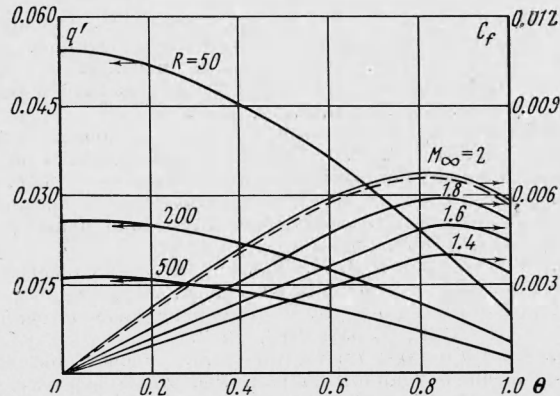
может быть использована и при меньших значениях числа Рейнольдса. Следует отметить, что профили  $T$  и  $v$  близки к линейным в широком диапазоне чисел Рейнольдса.



Фиг. 3

На фиг. 2 представлено изменение газодинамических параметров в ударном слое при  $M_\infty = 6$  и различных значениях числа Рейнольдса для охлаждаемой сферы. Видно, что при больших числах  $R$  основное изменение касательной составляющей скорости  $u$ , а также температуры и плотности происходит в узкой области около поверхности тела. С увеличением числа  $R$  размер этой области уменьшается. Значения газодинамических функций вне указанной области слабо зависят от числа Рейнольдса.

Расчеты показали, что при различных значениях числа  $R$  давление поперек ударного слоя меняется незначительно как для охлаждаемой, так и для теплоизолированной сферы. На фиг. 3 приведено рассчитанное распределение давления по сфере при  $M_\infty = 2$ ,  $R = 10^4$  (сплошная кривая) и результаты измерений Г. М. Рябинкова [3] (точки). Сравнение показывает, что расчетные данные хорошо согласуются с результатами эксперимента.



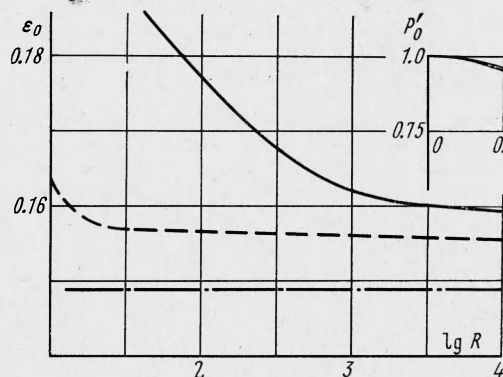
Фиг. 4

В качестве примера изменения параметров теплообмена и трения на фиг. 4 представлено распределение теплового потока по поверхности охлаждаемой сферы при  $M_\infty = 6$  и различных значениях числа Рейнольдса и коэффициента трения на поверхности теплоизолированной сферы при  $R = 10^4$  и различных значениях числа Маха. Пунктирной кривой отмечены результаты расчетов пограничного слоя по данным работы [9].

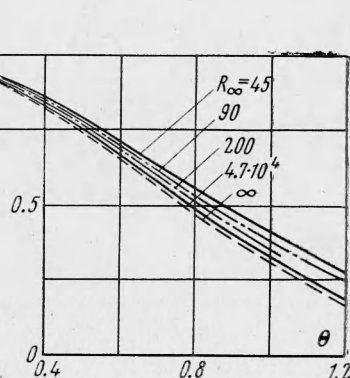
На фиг. 5 приведено изменение отхода ударной волны на оси симметрии  $\epsilon_0$  в зависимости от числа Рейнольдса при  $M_\infty = 6$  для случая теплоизолированной поверхности (сплошная кривая), охлаждаемой поверхности (пунктирная кривая) и невязкого течения (штрих-пунктирная линия, построенная по данным работы [8]). В первом случае с увеличением числа Рейнольдса примерно до  $10^3$  величина отхода быстро убывает. Дальнейшее увеличение числа  $R$  слабо влияет на изменение  $\epsilon_0$ . Для случая охлаждаемой поверхности отход меньше, чем для теплоизолированной, что объясняется отводом энергии из ударного слоя при охлаждении поверхности тела, и, начиная с  $R \approx$

$\approx 20$ , существенно не меняется. В обоих случаях величина отхода оказывается выше своего значения в идеальном газе.

На фиг. 6 показано распределение по поверхности теплоизолированной сферы давления, отнесенного к давлению в критической точке, при  $M_\infty = 4$  и различных значениях числа Рейнольдса. Пунктирной кривой показаны данные для идеального



Фиг. 5



Фиг. 6

газа [8], штрих-пунктирными кривыми — результаты работы [4], сплошной кривой — результаты данной работы. Следует отметить, что с увеличением числа  $R_\infty$  распределение приведенного давления все меньше отличается от распределения давления для идеального газа.

Получила 12 II 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бреев И. М., Головачев Ю. П. Течение вязкого газа в ударном слое при наличии равновесных химических реакций. ПМТФ, 1970, № 4.
2. Бреев И. М., Головачев Ю. П., Лунькин Ю. П., Попов Ф. Д. Обтекание затупленных тел вязким излучающим газом. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1970, т. 10, № 5.
3. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. М., ВЦ АН СССР, 1967.
4. Павлов Б. М. О расчете сверхзвукового обтекания затупленных тел с использованием полных уравнений Навье — Стокса. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
5. Толстых А. И. Аэродинамические характеристики охлажденного сферического затупления в гиперзвуковом потоке слаборазреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 6.
6. Молодцов В. К. Численный расчет сверхзвукового обтекания сферы потоком вязкого совершенного газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1969, т. 9, № 5.
7. Магомедов К. М. Гиперзвуковое обтекание тупых тел вязким газом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
8. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметричных тел с отходящей ударной волной. Расчетные формулы и таблицы полей течений. М., ВЦ АН СССР, 1961.
9. Davis R. T., Flugge-Lotz I. Second-Order boundary layer effects in hypersonic flow past axisymmetric blunt bodies. J. Fluid Mech., 1964, vol. 20, pt 4.