

На фиг. 3 кривые 1 и 2 дают зависимость $|p_\infty|$ от угла δ в случае равновесного набегающего потока ($\beta = 0, T^* = 0$), а кривые 3 и 4 — в случае замороженного при $T^*/T_0 = 0.835$ ($W = 0.133, e_i = 0.12$). Число M_f равнялось 5 и 10, причем параметры потока перед скачком при равных числах M_f одинаковы. Точки пересечения кривых, соответствующих одному и тому же числу M_f , дают значения угла клина δ , при котором в случае замороженного набегающего потока реализуется значение параметра $\beta = 2$ (фиг. 2).

Другими словами, если к кривым 3, 4 на фиг. 3 применить преобразование

$$p(\delta, M) = p_{3,4}(\delta, M)\varphi(\delta, M), \quad \varphi(\delta, M) = |1 - \beta(\delta, M)|^{-1}$$

то они переходят в кривые 1, 2.

Автор благодарит О. Ю. Полянского и В. П. Агафонова за проявленное к работе внимание.

Поступило 27 IV 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Жигулев В. Н. Об эффекте релаксационного пограничного слоя. Докл. АН СССР, 1962, т. 144, № 6.
2. Phinney R. Nondimensional solutions of flows with vibrational relaxation. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 2.
3. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. М., Гостехтеоретиздат, 1952.

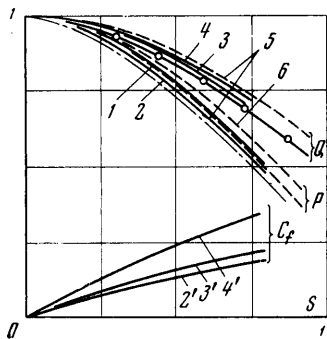
АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОХЛАЖДЕННОГО СФЕРИЧЕСКОГО ЗАТУПЛЕНИЯ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ СЛАБОРАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

А. И. ТОЛСТЫХ

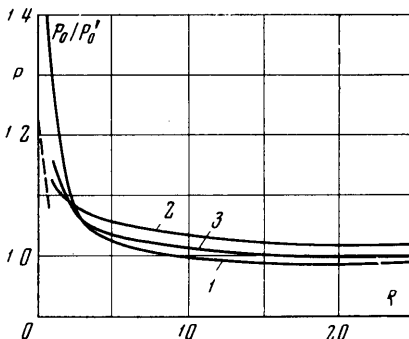
(Москва)

1. Для исследования аэродинамических характеристик затупленных тел в потоке газа малой плотности были проведены расчеты сверхзвукового обтекания сферического затупления с охлажденной поверхностью при малых числах Рейнольдса.

Задача решалась в той же постановке, что и в работе [1], однако вместо теплоизолированной стенки рассматривалась поверхность с заданной температурой. При построении решений «укороченных» уравнений Навье — Стокса использовалась схе-



Фиг. 1



Фиг. 2

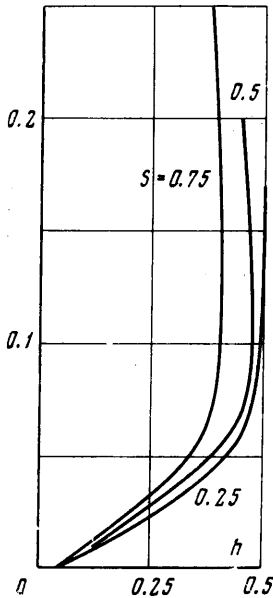
ма III метода интегральных соотношений, приложение которой к расчету течений вязкого газа описано в [2]. Применение этой схемы позволило с небольшими затратами машинного времени произвести расчеты различных вариантов задачи на ЭВМ среднего быстродействия. В тех случаях, когда интерес представляли только величины давления и теплопередачи в критической точке, вычисления прекращались как только значения параметров на оси симметрии практически переставали зависеть от параметров всего потока в целом.

Основные цели данной работы заключались, во-первых, в исследовании при помощи уравнений сплошной среды изменения основных аэродинамических параметров по мере приближения к свободномолекулярному режиму и, во-вторых, в выяснении возможности однопараметрического представления тепловых потоков при малых чис-

лах Рейнольдса для различных температур поверхности тела и законов изменения вязкости. Последний вопрос играет большую роль при моделировании природных условий в аэродинамических трубах малой плотности.

Ниже приводятся результаты, полученные для случая гиперзвукового режима обтекания сферического затупления потоком совершенного газа (число Маха $M_\infty = 10$, показатель адиабаты $\gamma = 7/5$). Основное внимание уделяется значению параметров потока на поверхности тела. В качестве примера изменения функций в рассматриваемой области течения приводятся профили энтальпии. Характер изменения скоростей и давления по нормали к контуру тела остается тем же, что и в случае теплоизолированной поверхности [2].

При проведении расчетов варьировались следующие величины: число Рейнольдса $R = \rho_\infty V_\infty r / \mu_0$, где ρ_∞ и V_∞ — соответственно плотность и скорость невозмущенного потока, r — радиус сферы, μ_0 — вязкость, вычисленная при энтальпии $h = V_\infty^2$;



Фиг. 3

показатель ω в степенном законе изменения вязкости $\mu \sim h^\omega$, температурный фактор h_w / h_{aw} (или просто энтальпии поверхности h_w), где h_{aw} — энтальпия теплоизолированной поверхности. В дальнейшем считается, что значения энтальпии отнесены к величине V_∞^2 .

2. Рассмотрим изменение давления вдоль поверхности сферы. Проведенные расчеты показали, что независимо от числа Рейнольдса, степени охлаждения стенки и показателя ω семейство функций $P(s) = p(s) / p_0$, где $p(s)$ — давление на поверхности, s — координата вдоль контура, отсчитываемая от критической точки и отнесенная к радиусу сферы, образует сравнительно узкий пучок кривых, заключенных между предельными кривыми $R = \infty$ (идеальный газ) и $R = 0$ (свободномолекулярное течение, диффузное отражение с единичным коэффициентом accommodation).

В качестве примера на фиг. 1 представлены несколько расчетных кривых $P(s)$, соответствующих сильно охлажденной ($h_w = h_\infty = 0.025$) и теплоизолированной поверхности при $\omega = 0.5$ и $\omega = 1$; там же пунктирными и штрих-пунктирными линиями нанесены соответственно предельные случаи $R = \infty$ [3] и $R = 0$. Кривые 1, ..., 6 соответствуют комбинациям параметров R , h_w и ω , значения которых приведены в скобках: 1 (50, h_{aw} , 0.5), 2 (50, h_∞ , 0.5), 3 (10, h_∞ , 1), 4 (5, h_∞ , 1), 5 (0, h_∞), 6 (0, h_{aw}).

Как видно из фиг. 1, с точностью, достаточной для инженерных оценок, можно использовать универсальную функцию $P(s)$, полученную, например, при помощи теории идеального газа. Таким образом, для исследования влияния числа Рейнольдса на распределение давления достаточно рассмотреть зависимость от числа R давления в критической точке p_0 . На фиг. 2 представлено изменение величины p_0 / p_0' , где p_0' — давление торможения за прямым скачком в идеальном газе в случае сильно охлажденной поверхности для различных показателей ω . На этой же фигуре для сравнения приведена кривая, полученная [2] при $h_w = h_{aw}$. Соответствующие предельные значения в свободномолекулярном потоке приблизительно равны 1.26 и 1.65 в случаях холодной и теплоизолированной стенки. Кривые 1, 2, 3 соответствуют комбинациям параметров h_w и ω , указанных в скобках: 1 (h_{aw} , 0.5), 2 (h_∞ , 0.5), 3 (h_∞ , 1).

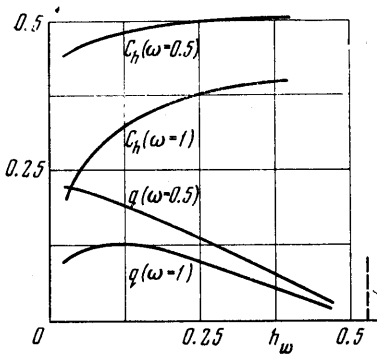
Из фиг. 2 следует, что независимо от закона изменения вязкости, расчетные кривые для холодной поверхности при $R \rightarrow 0$, так же как и в случае теплоизолированной стенки, приближаются к предельным значениям при $R = 0$, зависящим от величины h_w . Более того, кривая для $h_w = h_\infty$, $\omega = 0.5$ хорошо согласуется с результатами расчетов обтекания сферы, близкого к свободномолекулярному [4], полученными для тех же значений параметров h_w и ω (пунктирная прямая на фиг. 2).

3. Рассмотрим теплопередачу на поверхности сферы. В качестве примера поля температур в случае холодной стенки на фиг. 3 приведены профили энтальпии $h(n)$ в различных сечениях $s = \text{const}$ (через n обозначена координата вдоль нормали к контуру, отнесенная к радиусу сферы). Функции $h(n)$ получены с помощью интерполяционных полиномов, использовавшихся в некоторой фиктивной плоскости для построения аппроксимирующей системы [4]. Тепловой поток q при $n = 0$, отнесенный к величине $\rho_\infty V_\infty^3$, определялся из соотношения

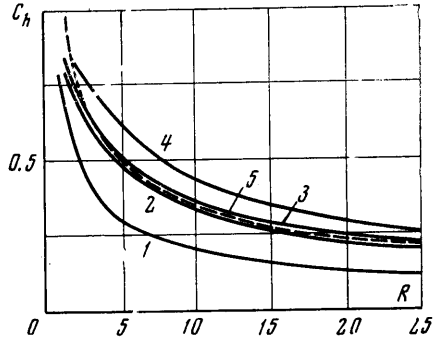
$$q = \frac{\mu}{R\sigma} \eta(s, 0)$$

где μ — коэффициент вязкости, отнесенный к μ_0 , σ — число Прандтля, $\eta(s, 0) = (\partial h / \partial n)_{n=0} = 0$. Отметим, что величина $\eta(s, 0)$ получалась не в результате дифференцирования профиля энтальпии, а входила в аппроксимирующую систему в качестве искомой функции.

Согласно полученным результатам «нормированный» тепловой поток $Q(s) = q(s) / q(0)$, подобно давлению, слабо зависит от числа Рейнольдса и показателя ω . На Фиг. 1 некоторые расчетные кривые приведены вместе с предельным случаем $R = 0$ и результатами для пограничного слоя [5]. Кривая 8 соответствует пограничному слою при $h_w \approx 0$, остальные кривые обозначены так же, как и кривые давления на том же графике. Поскольку функции $q(s) / q(0)$ сравнительно мало отличаются друг от друга, для определения теплопередачи особый интерес представляет величина $q(0)$. Для уменьшения влияния температурного фактора тепловой поток удобно также характеризовать коэффициентом теплопередачи $C_h = q(0) / (h_0 - h_w)$,



Фиг. 4



Фиг. 5

где h_0 — энтальпия торможения. На Фиг. 4 приведены зависимости параметров $q(0)$ и C_h от энтальпии поверхности h_w при фиксированном числе $R = 10$ и двух показателях ω ($\omega = 0.5, 1$). Полученные решения, согласно Фиг. 4, обнаруживают некоторые особенности теплопередачи при малых числах Рейнольдса, отсутствующие в результатах теории пограничного слоя. Во-первых, при сильном охлаждении поверхности наблюдается значительное падение коэффициента C_h , особенно заметное при $\omega = 1$; вследствие этого в случае $h_w \ll h_{a,w}$, $\omega = 1$, малореальном с точки зрения практической реализации, возникает максимум тепловых потоков при $h_w \approx 0.1$. Во-вторых, показатель ω оказывает значительно большее влияние на теплопередачу, чем в теории пограничного слоя. Однако вследствие формальности численных решений при малых значениях R полученные данные нуждаются в экспериментальной проверке.

Изменение коэффициента теплопередачи C_h с числом Рейнольдса приведено на Фиг. 5 для двух значений энтальпии поверхности ($h_w = 0.025, 0.2$) и трех законов изменения вязкости ($\omega = 0.5, 0.67, 1$). Там же нанесены результаты для пограничного слоя согласно формулам Фейя и Риддела [5]. Кривые 1, ..., 4 соответствуют комбинациям параметров h_w и ω , указанных в скобках: 1 ($h_\infty, 1$), 2 ($h_\infty, 0.67$), 3 (0.2, 1), 4 ($h_\infty, 0.5$); кривая 5 соответствует пограничному слою при $\omega = 1$. При уменьшении числа Рейнольдса расчетные значения коэффициента C_h приближаются к своим пределам при $R = 0$. Аналогичный результат был получен в работе [6] при исследовании ударного слоя с помощью уравнений типа пограничного слоя.

Распределения вдоль поверхности сильно охлажденной сферы коэффициента трения

$$C_f = \frac{\mu}{R} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_{n=0}$$

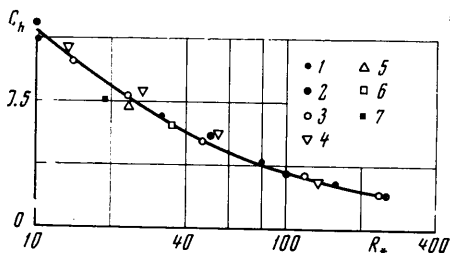
где $(\partial u / \partial n)_{n=0}$ — безразмерная производная касательной составляющей скорости, приведены на Фиг. 1 для нескольких значений чисел R и показателя ω ; обозначения кривых такие же, как и у кривых давления на том же графике. При $h_w \approx h_\infty$ вклад величины C_f в аэродинамические характеристики затупления оказывается незначительным даже при малых числах Рейнольдса. На Фиг. 1 C_f увеличено в 5 раз.

4. В связи с сильной зависимостью полученных результатов от параметров h_w и ω число Рейнольдса R не может служить критерием подобия при моделировании натуральных тепловых процессов в аэродинамических трубах. Оказалось, однако, что если выбрать характерное число Рейнольдса R_k так же, как это было сделано для пограничного слоя тонкой пластины [7], то полученные данные по теплопередаче зна-

чительно лучше описываются универсальной зависимостью $C_h(R_*)$. При этом

$$R_* = \frac{\rho_\infty V_\infty r}{\mu_*}, \quad \frac{\mu_*}{\mu_0} = \left(\frac{1}{6} h_0 + \frac{1}{2} h_w \right)^\omega$$

Результаты, приведенные на фиг. 5, а также другие расчетные данные, полученные при различных значениях h_w и ω , представлены на фиг. 6 в координатах $(C_h, \lg R_*)$ вместе с аппроксимирующей кривой. Точки 1, ..., 7 соответствуют комбинациям параметров h_w и ω , значения которых приведены в скобках: 1 ($h_\infty, 0.5$), 2 ($h_\infty, 1.0$), 3 ($h_\infty, 0.67$), 4 (0.2, 1), 5 (0.2, 0.5), 6 (0.4, 1), 7 (0.4, 0.5). Функция $C_h(R_*)$



Фиг. 6

неплохо коррелирует расчетные данные при малых значениях h_w и различных показателях ω и несколько хуже — при различных температурных факторах. При $h_w = h_\infty = 0.025$ абсолютное отклонение от средней кривой составляет 0.01—0.02; по мере нагревания поверхности оно увеличивается до 0.05—0.06. Для улучшения аппроксимации коэффициента C_h в широком диапазоне изменения параметров h_w и ω , по-видимому, необходимо более сложное определение характерной энтальпии h_* .

В заключение подчеркнем, что результаты, полученные при достаточно малых числах Рейнольдса ($R \sim 1$), имеют форму Навье — Стокса в этом режиме, вообще говоря, неприменимы. Тем не менее имеется хорошее согласие некоторых расчетных данных с аэродинамическими характеристиками в свободномолекулярном потоке.

Поступило 25 XI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Толстых А. И. О численном расчете сверхзвукового обтекания затупленных тел потоком вязкого газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1966, т. 6, № 1.
2. Белоцерковский О. М. и др. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. Тр. ВЦ АН СССР, 1967.
3. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной. ВЦ АН СССР, 1961.
4. Перепухов В. А. Аэродинамические характеристики сферы и затупленного конуса в потоке сильно разреженного газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1967, т. 7, № 2.
5. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. Изд-во иностр. лит., 1962.
6. Cheng H. K. The blunt body problem in hypersonic flow at low Reynolds number. JAS Paper, 1963, No. 63—92.
7. Cheng H. K., Hall J. G., Golian T. C., Hertzberg A. Boundary layer displacement and leading edge bluntness effects in high temperature hypersonic flow. JASS, 1961, No. 5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ЦИЛИНДРА В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

В. Я. ПОНОМАРЕВ, Н. А. ФИЛИПОВА

(Москва)

Изложены результаты экспериментальных исследований сопротивления цилиндра при поперечном обтекании разреженным газом.

Режимы течения изменялись от свободномолекулярного до почти континуального. Используя метод физического маятника, получены экспериментальные зависимости влияния температурного фактора T_w/T_0 , числа Рейнольдса R_0 и удлинения цилиндра L/D на аэродинамический коэффициент сопротивления.

1. Исследования проводились в аэродинамической трубе низкой плотности. Чтобы получить режимы свободномолекулярного обтекания, необходимо использовать модели с характерным размером много меньше длины свободного пробега молекул в потоке. При взаимодействии модели с потоком возникают усилия в десятки миллиграмм