

УДК 533.6.011.5

© 1993 г. Ю. П. ГОЛОВACHEВ, Н. В. ЛЕОНТЬЕВА

## СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ЛОБОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПЛОСКИХ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ВЯЗКИМ ГАЗОМ

Сверхзвуковое обтекание наветренной части плоских тел (крыльев бесконечного размаха) под углами атаки и скольжения исследовалось ранее в рамках моделей тонкого и полностью вязкого ударного слоя [1—5]. Эти исследования проводились для случая гиперзвуковых скоростей с граничными условиями прилипания на обтекаемой поверхности. В настоящей работе задача решается с использованием полных уравнений Навье — Стокса и граничных условий скольжения и температурного скачка. Применение указанной модели позволяет существенно расширить исследуемый диапазон условий обтекания в сторону меньших значений чисел Маха и Рейнольдса. Полученные решения сравниваются с результатами применения моделей тонкого и полностью вязкого ударного слоя.

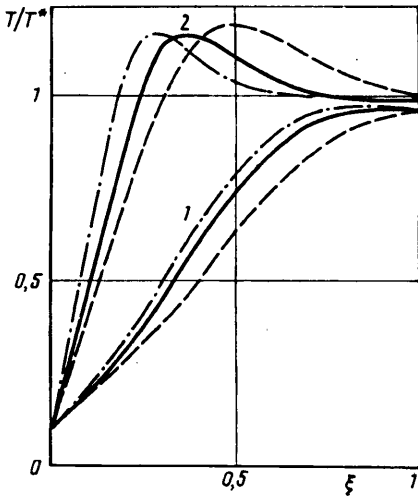
1. Исследуется ламинарное безотрывное обтекание плоских затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. Рассматриваемые тела имеют плоскость симметрии. Вектор скорости набегающего потока  $V_\infty$  составляет угол  $\beta$  (угол скольжения) с плоскостью, нормальной к образующей тела, а его проекция на эту плоскость  $U_\infty$  составляет угол  $\alpha$  (угол атаки) с плоскостью симметрии тела.

Задача решается с использованием полных уравнений Навье — Стокса, которые записываются в связанной с телом ортогональной криволинейной системе координат  $(s, n, z)$ . Расчетная область ограничивается головной ударной волной, поверхностью тела и двумя плоскостями  $s = \text{const}$ , расположенными на достаточном удалении от области торможения, так что нормальная к ним составляющая скорость газа является сверхзвуковой всюду, за исключением пристеночной области. Граничные условия на головной ударной волне даются обобщенными соотношениями Ренкина — Гюгонио. Поверхность тела считается непроницаемой. Для касательных составляющих скорости и температуры газа здесь ставятся условия скольжения и температурного скачка [6]. На выходной границе расчетной области используются приближенные граничные условия вида  $\partial^2 f / \partial s^2 = 0$ , где  $f$  — любая из искомых функций.

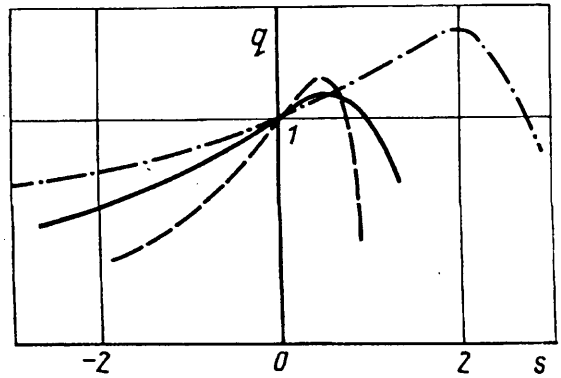
Стационарное решение задачи было получено методом установления с помощью неявной конечно-разностной схемы постоянного направления [7], имеющей второй порядок аппроксимации по обеим пространственным координатам. Расчеты проводились на неравномерных разностных сетках, узлы которых сгущались к поверхности тела с помощью логарифмического преобразования поперечной координаты.

2. Обсуждаемые ниже результаты соответствуют обтеканию тел совершенным газом с постоянным отношением удельных теплоемкостей  $\gamma$ . На фиг. 1, 2 приведены результаты расчетов обтекания эллиптического (с отношением длин осей, равным 2) и параболического цилиндров при  $M_\infty = 12,5$ ,  $\gamma = 1,25$ ,  $\mu \sim \sqrt{T}$ ,  $Re = \rho_\infty U_\infty R / \mu(T^*) = 50$ ,  $Pr = 0,71$ ,  $T_w = 0,1T^*$ . Здесь  $R$  — радиус затупления тела в передней критической точке. Для удобства сравнения с результатами [4] число Маха  $M_\infty$ , число Рейнольдса  $Re$  и температура торможения  $T^*$  вычислены по составляющей скорости набегающего потока  $U_\infty$ , лежащей в плоскости, нормальной к образующей тела. Кривые 1 относятся к течению при нулевом угле скольжения  $\beta = 0$ , кривые 2 —  $\beta = 60^\circ$ . Сплошные кривые соответствуют обтеканию эллиптического цилиндра, штрихпунктирные — параболического цилиндра. Штриховыми линиями нанесены результаты расчетов, выполненных в рамках модели тонкого вязкого ударного слоя [4]. С целью сравнения численные решения полных уравнений Навье — Стокса, показанные на фиг. 1, 2 сплошными и штрихпунктирными линиями, были получены с граничными условиями прилипания.

На фиг. 1 представлены профили температуры на линии торможения при нулевом угле атаки



Фиг. 1

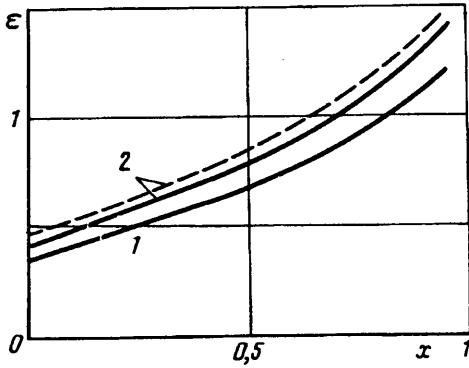


Фиг. 2

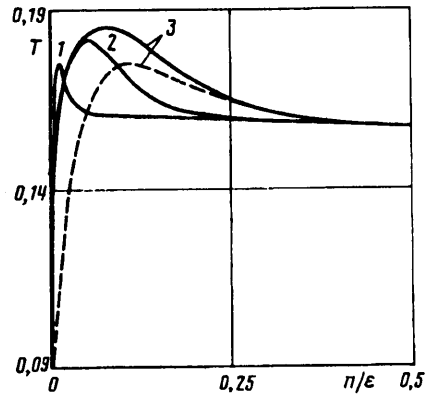
и двух значениях угла скольжения. Здесь  $\xi = \int_0^{\eta} \rho dn / \int_0^{\epsilon} \rho dn$  — переменная Дородницына, нормированная на ее значение на внешней границе расчетной области,  $\epsilon$  — величина отхода головной ударной волны от поверхности тела. Характерный максимум температуры, появляющийся в ударном слое при наличии угла скольжения, обусловлен вязкой диссипацией кинетической энергии движения газа вдоль образующей цилиндра. На фиг. 2 приведены распределения теплового потока по поверхности тел при угле атаки  $\alpha = 45^\circ$  и нулевом угле скольжения. Тепловой поток отнесен к его значению в точке торможения при обтекании без угла атаки. По оси абсцисс отложено расстояние от передней критической точки, отнесенное к радиусу затупления  $R$ . Из приведенных результатов видно, что в случае обтекания плоских тел использование модели тонкого вязкого ударного слоя приводит к значительной погрешности даже при гиперзвуковых скоростях набегающего потока. Это может объясняться значительным увеличением толщины ударного слоя по сравнению со случаем осесимметричного обтекания.

Полученные результаты сравнивались также с численным решением уравнений полностью вязкого ударного слоя [5]. Сравнение проводилось на примере обтекания кругового цилиндра при  $M_\infty = 15$ ,  $\gamma = 1,4$ ,  $Re_\infty = \rho_\infty U_\infty R / \mu_\infty = 1000$ ,  $\mu \sim \sqrt{T}$ ,  $T_w = 0,05T^*$ . Здесь так же, как и на предыдущих фигурах, при вычислении чисел  $M_\infty$ ,  $Re_\infty$  и температуры  $T^*$  в качестве характерной скорости выбрана величина проекции скорости набегающего потока на плоскость, нормальную к образующей цилиндра. На фиг. 3 показано изменение отхода головной ударной волны  $\epsilon$  в зависимости от расстояния  $x$ , отсчитываемого в плоскости симметрии течения от передней критической точки. Отход головной ударной волны и расстояние  $x$  отнесены к радиусу цилиндра. Кривые 1, 2 соответствуют углам скольжения  $\beta = 0$  и  $60^\circ$ . При нулевом угле скольжения значения отхода головной ударной волны, полученные из решения полных и упрощенных уравнений Навье — Стокса, практически совпадают. При  $\beta = 60^\circ$  результаты [5], показанные штриховой линией, лежат несколько выше полученных в настоящей работе. Сравнение профилей температуры на линии торможения показывает примерно такие же расхождения, как и на фиг. 1, при всех значениях угла скольжения.

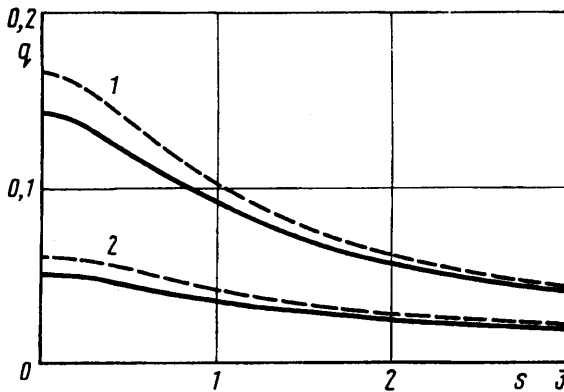
На следующих фигурах приведены результаты расчетов обтекания параболического цилиндра при  $M_\infty = 4$ ,  $\gamma = 1,4$ ,  $Pr = 0,71$ ,  $T_w = 0,238 T^*$ . Здесь в отличие от результатов, приведенных на предыдущих фигурах, числа Маха, Рейнольдса и температура торможения определены по модулю вектора скорости набегающего потока  $V_\infty$ . Коэффициент вязкости вычислялся по формуле Сазерленда для воздуха. Результаты расчетов показывают, что, как и при гиперзвуковых скоростях обтекания, наличие угла скольжения наиболее заметно сказывается на профилях температуры, плотности и касательных составляющих скорости газа в ударном слое. Фигура 4 демонстрирует влияние разреженности на профили температуры на линии торможения при угле скольжения  $\beta = 60^\circ$  и нулевом



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

угле атаки. Температура отнесена к  $V_\infty^2/2R^*$ , где  $R^*$  — удельная газовая постоянная. Кривыми 1—3 показаны результаты расчетов для чисел  $Re_\infty = 2000, 100, 30$ . Для иллюстрации влияния скольжения и скачка температуры на поверхности тела штриховыми линиями нанесены результаты расчетов с граничными условиями прилипания для  $Re_\infty = 30$ . Из представленных результатов видно, что влияние составляющей скорости газа, параллельной образующей цилиндра, на профиль температуры локализуется в пристеночной области. С уменьшением числа Рейнольдса эта область расширяется, а максимальное значение температуры возрастает. На фиг. 5 представлено изменение теплового потока по поверхности тела при  $Re_\infty = 30$ , нулевом угле атаки и двух значениях угла скольжения: 1 —  $\beta = 0$ , 2 —  $\beta = 60^\circ$ . Значения теплового потока отнесены к  $\rho_\infty V_\infty^3$ , координата  $s$  — к радиусу затупления  $R$ . Сплошными и штриховыми линиями нанесены результаты расчетов с граничными условиями скольжения и прилипания соответственно. Из представленных результатов видно значительное уменьшение теплового потока при наличии угла скольжения. В рассмотренном диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_\infty > 30$  зависимость безразмерного теплового потока от этого параметра близка к пограничной.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершбейн Э. А., Щербак В. Г. К исследованию обтекания крыльев бесконечного размаха гиперзвуковым потоком разреженного газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 150—154.
2. Марков А. А. Нестационарный вязкий ударный слой около передней кромки крыла бесконечного размаха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 1. С. 90—95.

3. *Брыкина И. Г., Гершбейн Э. А.* Гиперзвуковой вязкий ударный слой на стреловидных крыльях бесконечного размаха, обтекаемых под углом атаки//Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 2. С. 91—102.
4. *Гершбейн Э. А., Щелин В. С., Юницкий С. А.* Численное исследование гиперзвукового вязкого ударного слоя на крыльях бесконечного размаха, обтекаемых под углом атаки и скольжения//Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 2. С. 104—108.
5. *Вершинин И. В., Тирский Г. А., Утюжников С. В.* Сверхзвуковое ламинарное обтекание наветренной части скользящих крыльев бесконечного размаха в широком диапазоне чисел Рейнольдса//Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 4. С. 40—44.
6. *Коган М. Н.* Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
7. *Головачев Ю. П., Попов Ф. Д.* Расчет сверхзвукового обтекания затупленных тел вязким газом при больших числах Рейнольдса//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1972. Т. 12. № 5. С. 1292—1303.

Санкт-Петербург

Поступила в редакцию  
12.XII.1991