

УДК 532.517.4 : 533.601.155

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

И. А. Бедарев, А. В. Борисов, Н. Н. Федорова

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведены результаты расчетов турбулентных течений в окрестности осесимметричных конфигураций типа цилиндр с “юбкой” при значениях числа Маха $M = 3, 5, 7$. Расчеты проведены для условий реальных физических экспериментов. В качестве математической модели используются осредненные уравнения Навье — Стокса, дополненные моделью турбулентности Уилкокка. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных распределений давления на поверхности обтекаемого тела, полей скорости, а также коэффициентов теплообмена.

Введение. В работе анализируются возможности модели турбулентности и вычислительного метода, ранее использованных для расчетов плоских сверхзвуковых течений [1, 2] и обтекания конуса с “юбкой” [3], предсказывать свойства осесимметричных течений в окрестности цилиндра с “юбкой” при значениях числа Маха $M = 3, 5, 7$. Расчеты данной конфигурации проведены для условий реальных физических экспериментов, предложенных в качестве тестовых. В [4] рассчитан только один вариант турбулентного течения. Результаты расчетов [4] распределения давления и числа Стэнтона вдоль поверхности модели при $M = 5$ недостаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными, в частности, в расчете занижен размер отрывной зоны. В настоящей работе рассмотрено большинство тестовых двумерных турбулентных течений и предпринята попытка описать их в рамках единой модели турбулентности и метода расчета.

Схема течения и основные параметры. На рис. 1 показана схема течения в окрестности конфигурации цилиндр с “юбкой” в случае, когда скачок способен оторвать пограничный слой, развивающийся на поверхности цилиндра (α — угол “юбки”, определяющий наряду с числом Маха набегающего потока возможность отрыва потока).

В таблице приведены условия экспериментов, для которых выполнены настоящие расчеты (T_0 — температура торможения, Re_1 — единичное число Рейнольдса, δ — толщина пограничного слоя на поверхности цилиндра перед областью взаимодействия).

Основные уравнения и численный алгоритм. Основной математической моделью, используемой в настоящей работе, является система осредненных по Фавру полных уравнений Навье — Стокса, описывающая движение вязкого сжимаемого теплопроводного газа. Для замыкания осредненных уравнений использовалась двухпараметрическая ($k-\omega$)-модель турбулентности Уилкокка [5, 6]. Подробное описание математической модели приведено в [3].

Стационарное решение системы дифференциальных уравнений находилось методом установления на основе неявной четырехшаговой конечно-разностной схемы типа универсального алгоритма [7] с использованием расщепления по физическим процессам и про-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-01-00565, 00-01-00891) и в рамках Интеграционного проекта СО РАН (код проекта 2000-01).

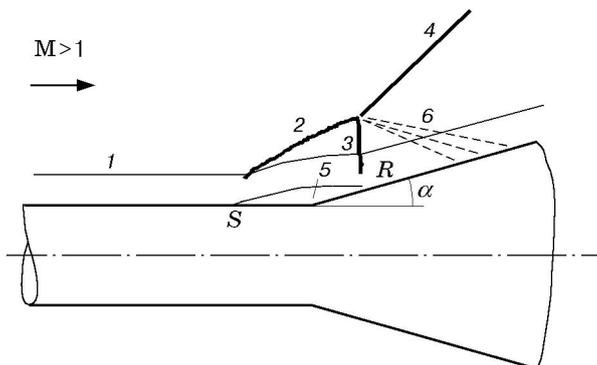


Рис. 1. Схема течения:

1 — граница пограничного слоя; 2 — отрывной скачок; 3 — скачок из точки присоединения; 4 — замыкающий скачок; 5 — отрывная зона; 6 — веер волн разрежения, исходящий из тройной точки λ -конфигурации; S — точка отрыва; R — точка присоединения

| Вариант | M | $Re_1, 1/м$ | α , град | T_0 , К | δ , мм | Режим течения |
|---------|------|-------------------|-----------------|-----------|---------------|---------------|
| 1 | 2,85 | $1,60 \cdot 10^7$ | 30 | 265 | 11,0 | Отрывной |
| 2 | 5,00 | $4,41 \cdot 10^7$ | 35 | 500 | 2,5 | Отрывной |
| 3 | 7,05 | $5,66 \cdot 10^6$ | 20 | 890 | 2,5 | Безотрывной |
| 4 | 7,05 | $5,66 \cdot 10^6$ | 30 | 890 | 2,5 | Отрывной |
| 5 | 7,05 | $5,66 \cdot 10^6$ | 35 | 890 | 2,5 | Отрывной |

странственным переменным. На первом шаге решались уравнения Навье — Стокса, затем для вычисленных газодинамических параметров из дифференциальных уравнений модели турбулентности определялись турбулентные величины. При построении аппроксимации невязких потоков использовался TVD-подход, основанный на методе расщепления вектора потоков по физическим процессам [7] и методе Ван Лира [8].

Расчетная область ограничена снизу поверхностью тела, сверху, слева и справа соответственно верхним, входным и выходным сечениями, расположенными достаточно далеко от области взаимодействия. На поверхности цилиндра задавались условия прилипания для скорости, а также (в зависимости от условий конкретной задачи) условия отсутствия тепловых потоков или постоянства температуры. На верхней границе ставились неотражающие условия “простой” волны, обеспечивающие свободный выход потока за пределы расчетной области. Поскольку все рассмотренные случаи сверхзвуковые, в выходном сечении использовались так называемые мягкие условия для всех расчетных параметров. Во внешней области входного сечения задавались параметры набегающего потока, в пристенной — профили всех расчетных параметров, полученные путем решения упрощенных уравнений турбулентного пограничного слоя и согласующиеся с имеющимися экспериментальными данными по коэффициенту поверхностного трения и интегральным величинам.

Для расчетов использовалась регулярная расчетная сетка, сгущающаяся по направлению к поверхности. В большинстве расчетов сетка содержала 250 узлов в продольном и 100 узлов в нормальном к стенке направлениях. Для исследования сходимости по сетке некоторые варианты рассчитывались на сетках 125×100 , 500×100 и 250×200 узлов. Для каждого рассчитанного случая выполнялось условие попадания нескольких сеточных узлов в радиальном направлении в область ламинарного подслоя.

Подробное описание численного алгоритма приведено в [9]. Указанный метод хорошо зарекомендовал себя при численном моделировании сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности плоских конфигураций [1, 2].

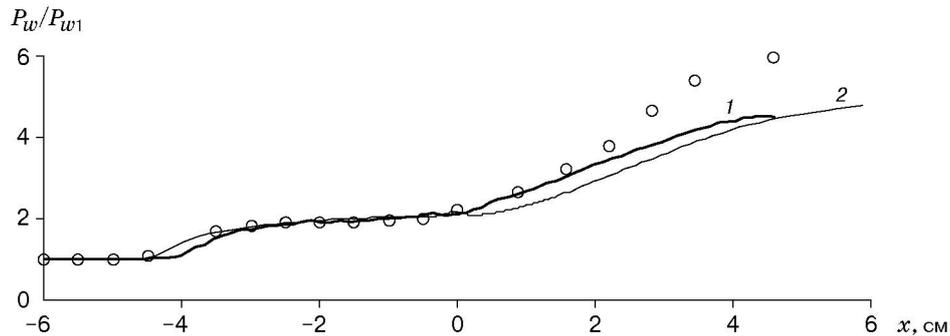


Рис. 2. Экспериментальное (точки) и расчетное (линии) распределения статического давления на поверхности для варианта 1:

1 — расчет по схеме [7], 2 — расчет по схеме [8]

Результаты расчетов. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными проводилось по всем характеристикам течения, имеющимся в экспериментальной базе данных: распределению поверхностного давления и тепловых потоков, а также профилям давления и скорости.

На рис. 2 представлены экспериментальное и расчетные распределения давления для варианта 1 (см. таблицу) (P_{w1} — давление перед зоной взаимодействия). Расчеты проведены с использованием метода расщепления по физическим процессам [7] и метода Ван Лира [8]. Из рис. 2 следует, что оба метода правильно предсказывают расстояние, на котором начинается рост давления, но занижают давление за областью взаимодействия. Это может быть связано с тем, что в расчетах точка присоединения находилась ниже по течению, чем в эксперименте.

На рис. 3 представлены расчетные и экспериментальные профили средней скорости для варианта 1. Из рис. 3 следует, что в расчетах присоединение происходит ниже по течению по сравнению с экспериментом. Необходимо отметить, что в областях отрыва и присоединения потока результаты расчета с использованием метода [7] лучше согласуются с экспериментальными данными.

На рис. 4 представлены расчетные и экспериментальные распределения давления и значений числа Стэнтона на поверхности обтекаемого тела для варианта 2. Можно отметить совпадение в расчете и эксперименте протяженности отрывной зоны, а также максимальных значений давления за ударными волнами. В расчете воспроизводятся положение и интенсивность волн разрежения, исходящих из тройной точки λ -конфигурации. Однако эти волны вызывают значительно более сильное, чем в эксперименте, снижение тепловых потоков (рис. 4, б).

Возможность управления отрывным течением с помощью температурного фактора следует из рис. 5, на котором представлены распределения статического давления и коэффициента трения на поверхности тела для варианта 2. В расчетах варьировалась температура стенки. Значение $T_w = 380$ К близко к адиабатической температуре. Из рис. 5 следует, что уменьшение температуры приводит к уменьшению отрывной зоны и изменению значений коэффициента трения C_f за точкой присоединения.

Исследовалось также развитие отрывного течения с увеличением угла “юбки” при $M = 7$. В расчетах использовался метод расщепления по физическим процессам. Результаты расчетов для вариантов 3–5 (см. таблицу) представлены на рис. 6, 7. В варианте 3 ($\alpha = 20^\circ$) в эксперименте зафиксировано безотрывное течение. Расчетные значения коэффициента трения становятся отрицательными лишь в окрестности точки $x = 0$, а в распределении давления отсутствует характерное плато, которое формируется над отрывной

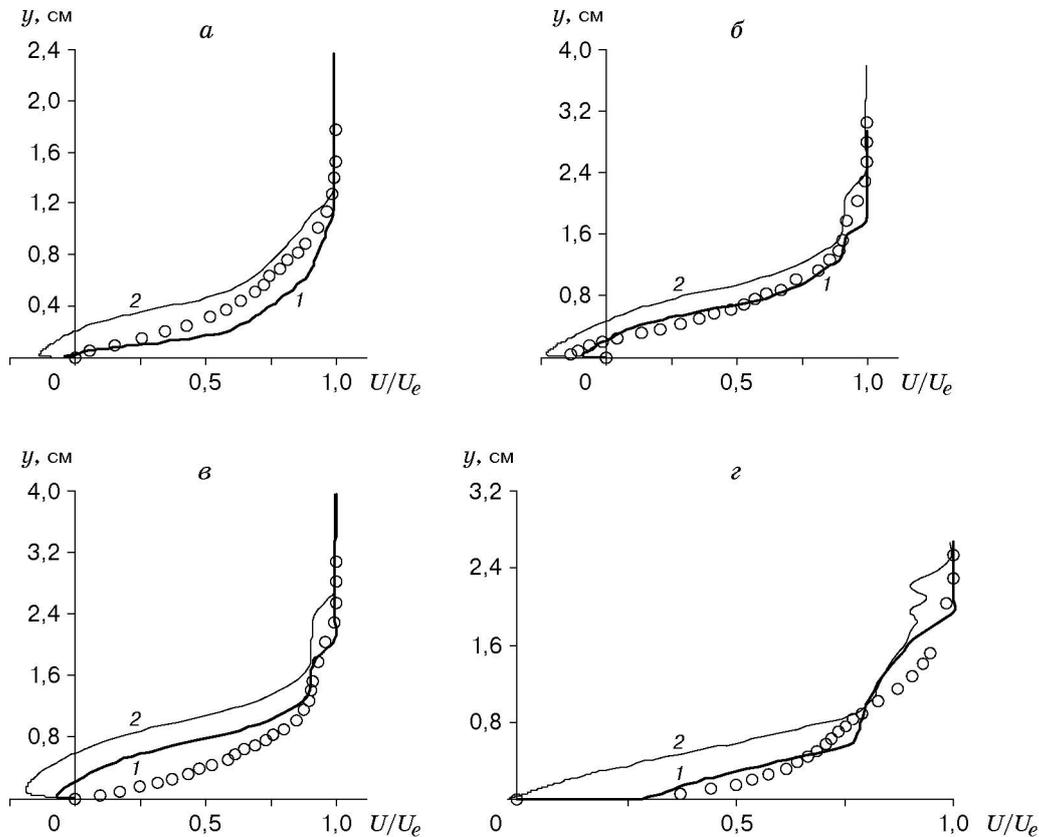


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) профили средней скорости для варианта 1:
 а — $x = -2,5$ см, б — $x = -0,5$ см, в — $x = 0,88$ см, г — $x = 3,98$ см; 1 — расчет по схеме [7], 2 — расчет по схеме [8]

зоной. Увеличение угла “юбки” до 30° приводит к увеличению отрывной зоны (см. рис. 7). В варианте 5 ($\alpha = 35^\circ$) в области $x = -3 \div 1$ см появляется значительная отрывная зона. В распределении давления из-за наличия отрывной зоны наблюдается характерное плато. Для вариантов 3–5 в области за ударной волной результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Однако за зоной взаимодействия наблюдается различие (примерно 10 %). В этом варианте расчета, как и в варианте 2, в области $x = 4 \div 8$ см получены волны разрежения, падающие на поверхность из тройной точки λ -конфигурации. В эксперименте таких интенсивных волн разрежения не обнаружено. В этом случае в расчете присоединение потока наступает позднее, чем в эксперименте. Недостатком численного решения для варианта 5 является также более интенсивный рост давления и теплообмена в области присоединения. Причиной этих несоответствий могут быть заниженные в расчете значения турбулентной вязкости в области взаимодействия или неучет неравновесных химических процессов в гиперзвуковых потоках.

Заключение. Расчеты сверх- и гиперзвукового обтекания цилиндра с “юбкой” показали, что вычислительный алгоритм и выбранная модель турбулентности позволяют получить удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных данных для осесимметричных течений при различных числах Маха. Достаточно хорошее согласие результатов расчетов и экспериментов наблюдается при использовании модели турбулентности Уилкокса без введения поправок на эффект сжимаемости вплоть до $M = 7$. Показано, что температурный фактор оказывает существенное влияние на развитие отрывного течения.

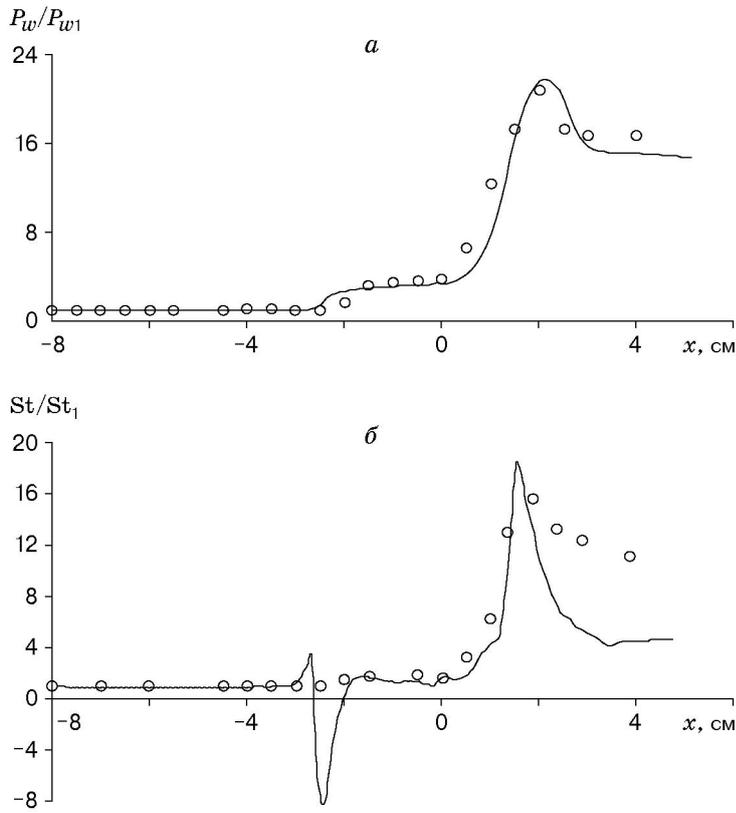


Рис. 4. Расчетные (линии) и экспериментальные (точки) распределения давления (а) и чисел Стэнтона (б) на поверхности для варианта 2

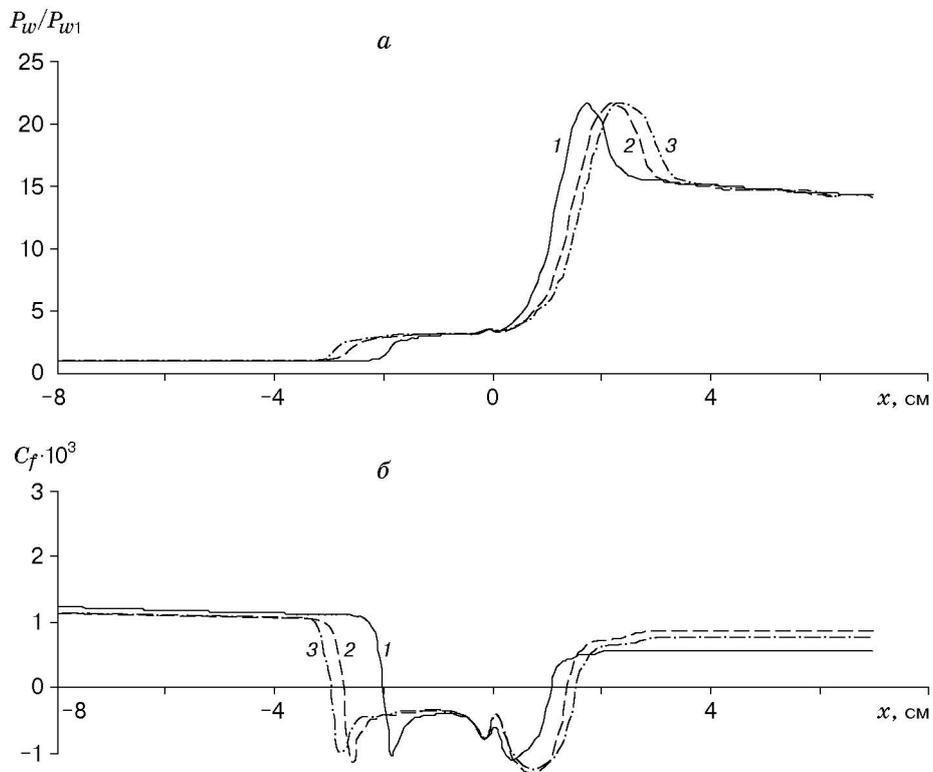


Рис. 5. Распределение статического давления (а) и трения (б) на поверхности тела для варианта 2:
 1 — $T_w = 300$ К; 2 — $T_w = 360$ К; 3 — $T_w = 380$ К

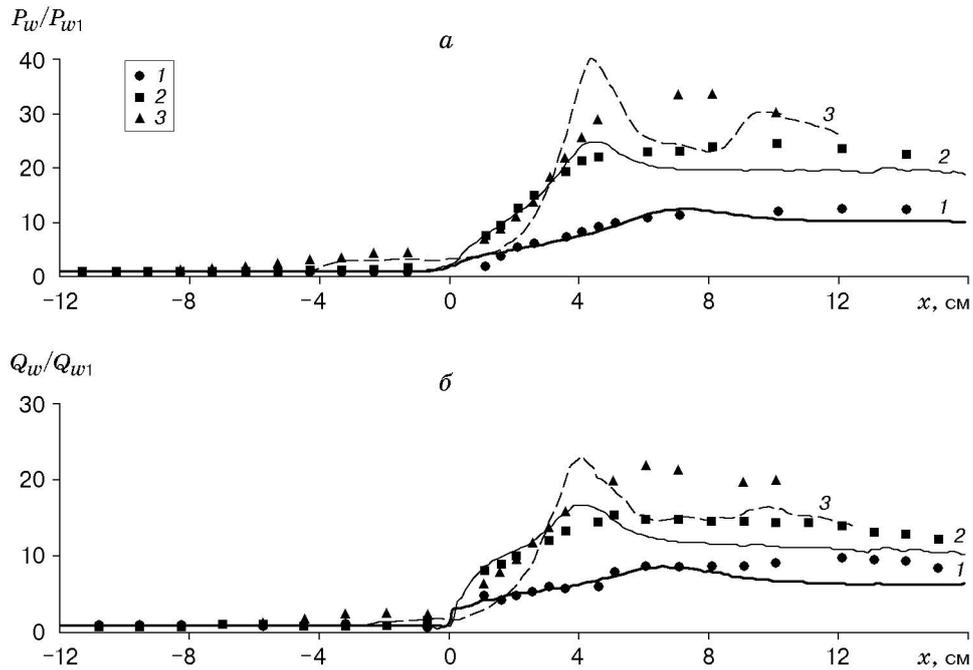


Рис. 6. Расчетные (линии) и экспериментальные (точки) распределения давления (а) и теплообмена (б):

1 — вариант 3; 2 — вариант 4; 3 — вариант 5

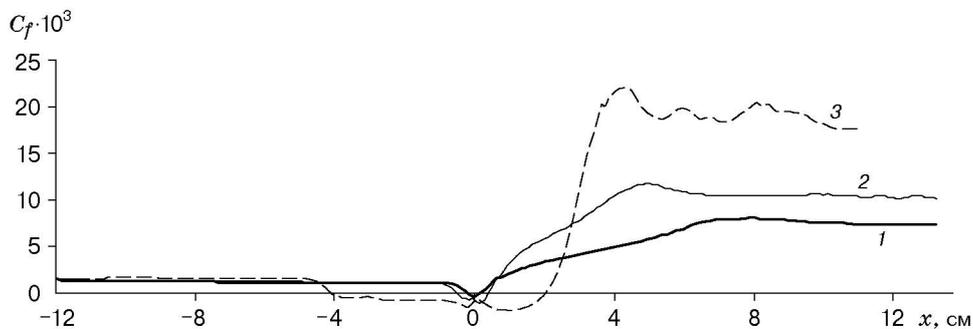


Рис. 7. Расчетная зависимость $C_f(x)$:

1 — вариант 3; 2 — вариант 4; 3 — вариант 5

Различие расчетных и экспериментальных данных в некоторых областях можно объяснить несовершенством расчетного метода и модели турбулентности. На примере расчета варианта 1 показано, что два использованных метода аппроксимации невязких потоков дают различные положения точек отрыва и присоединения потока. Меньшую по сравнению с экспериментом интенсивность теплообмена в волнах разрежения в варианте 2 можно объяснить бóльшим уменьшением уровня турбулентных пульсаций в волнах разрежения, исходящих из тройной точки λ -конфигурации. Аналогичный эффект наблюдался в расчетах течений в окрестности уступов [2]. Кроме того, различия могут быть обусловлены отсутствием информации о параметрах пограничного слоя до взаимодействия, таких как интегральные толщины пограничного слоя и коэффициент поверхностного трения, которые оказывают существенное влияние на формирование зоны отрыва турбулентно-

го пограничного слоя и необходимы для задания профилей турбулентных параметров во входном сечении расчетной области. Поскольку в используемой базе данных для некоторых случаев эти сведения отсутствуют, в расчетах использовались произвольные значения параметров. В расчете также не учитывался ряд физических особенностей, существенных для течений с отрывом пограничного слоя, в частности нестационарность потока, которую трудно учесть в расчетах методом установления, а также уровень внешней турбулентности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Борисов А. В., Желтоводов А. А., Максимов А. И. и др.** Экспериментальное и численное исследование сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности двумерных препятствий // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 2. С. 26–37.
2. **Бедарев И. А., Федорова Н. Н.** Расчет газодинамических параметров и теплообмена в сверхзвуковых турбулентных отрывных течениях в окрестности уступов // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 1. С. 56–64.
3. **Бедарев И. А., Маслов А. А., Сидоренко А. А. и др.** Экспериментальное и численное исследование гиперзвукового отрывного течения в окрестности конуса с “юбкой” // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 100–112.
4. **Knight D. D., Degrez G.** Shock wave boundary layer interactions in high Mach number flows. A critical survey of current CFD prediction capabilities // AGARD Advisory Rep. 1998. N 319, pt 2. P. 1.1–1.35.
5. **Wilcox D. C.** Turbulence modelling for CFD. La Cañada, California: DCW Industr. Inc., 1993.
6. **Knight D. D.** Numerical simulation of compressible turbulent flows using the Reynolds-averaged Navier — Stokes equations // Turbulence in compressible flows: AGARD Rep. 1997. N 819. P. 5-1–5-52.
7. **Ковеня В. М., Яненко Н. Н.** Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981.
8. **Van Leer B.** Flux-vector splitting for the Euler equations // Lecture Notes Phys. 1982. V. 170. P. 507–512.
9. **Борисов А. В., Федорова Н. Н.** Расчет турбулентных отрывных течений на основе метода повышенного порядка аппроксимации // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2, № 3. С. 253–269.

*Поступила в редакцию 29/IV 2002 г.,
в окончательном варианте — 22/V 2002 г.*