

УДК 533.6.011.8.55

© 2002 г. В.А. БАШКИН, А.В. ВАГАНОВ, И.В. ЕГОРОВ,
Д.В. ИВАНОВ, Г.А. ИГНАТОВА**СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
ДАННЫХ ПО ОБТЕКАНИЮ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА
СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ**

На основе численного анализа нестационарных двумерных уравнений Рейнольдса с использованием дифференциальной q - ω -модели турбулентности исследовано обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа применительно к условиям эксперимента. Расчеты выполнены при числах Рейнольдса $Re = 2 \times 10^5$ и Маха $M_\infty = 1.1; 1.3$ и 1.7 , а экспериментальные исследования – при $Re = 1.62 \times 10^5 - 2 \times 10^5$ в диапазоне числа Маха $0.7 \leq M_\infty \leq 1.7$. Проведено сопоставление расчетных и экспериментальных данных по распределению коэффициента давления по поверхности цилиндра, положению точки отрыва на обтекаемой поверхности и величине коэффициента сопротивления давления цилиндра.

Применительно к летательной технике наибольший интерес представляют исследования структуры поля течения и аэродинамических характеристик кругового цилиндра при больших числах Рейнольдса. Эта классическая задача эволюционировала вместе с развитием летательной техники и прошла соответствующие этапы, начиная от несжимаемого потока и кончая гиперзвуковым потоком.

При малых дозвуковых скоростях, когда воздух можно рассматривать как несжимаемую жидкость, поле течения при отсутствии массовых сил определяется одним параметром подобия – числа Рейнольдса. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что в зависимости от числа Рейнольдса реализуется различная структура поля течения около цилиндра.

При дозвуковых, транзвуковых и малых сверхзвуковых скоростях невозмущенного потока, когда максимальные температуры в поле течения сравнительно невелики, обычно принимается, что обтекаемая поверхность тела является теплоизолированной. В этом случае для фиксированной модели среды динамическое подобие полей течения около кругового цилиндра будет определяться двумя параметрами подобия – числами Рейнольдса и Маха.

Первые экспериментальные исследования показали (см., например, [1–3]), что при до- и околосзвуковых скоростях структура поля течения около кругового цилиндра изменяется в зависимости от числа Рейнольдса в качественном отношении аналогично тому, как это имеет место в несжимаемой жидкости. Только при числах Маха $M_\infty > 0.9$, когда около цилиндра формируется достаточно обширная область сверхзвукового течения, наблюдаются качественные изменения в характере влияния числа Рейнольдса на структуру поля течения: сокращение размеров отрывной зоны, отсутствие нестационарных режимов течения в ближнем следе.

В настоящее время для исследования обтекания тел наряду с экспериментальными методами все шире и активнее привлекаются методы вычислительной аэродинамики; при этом возникает вопрос об адекватности численного моделирования, ответ на который может дать сопоставление между собой результатов численного и экспериментального исследований.

В данной работе ставится цель: сопоставить результаты численного моделирования на основе уравнений Рейнольдса обтекания кругового цилиндра однородным сверхзвуковым потоком совершенного газа с экспериментальными данными в диапазоне числа Маха $1 < M_\infty < 2.5$, который охватывает переходный интервал от трансзвукового к сверхзвуковому режиму обтекания и, с вычислительной точки зрения, вызывает наибольшие трудности.

1. Методика численного анализа нестационарных двухмерных уравнений Навье–Стокса применительно к сверхзвуковым течениям совершенного газа была разработана в [4, 5]. На интегрирование уравнений Рейнольдса она была распространена в [6, 7] с использованием гипотезы Буссинески для напряжений Рейнольдса и дифференциальной q - ω -модели турбулентности [8]. Здесь $q = \sqrt{k}$ и $\omega = \varepsilon/k$, k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций, ε – скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций.

Для численного моделирования определяющая система уравнений записывается в ортогональной криволинейной системе координат ξ, η [4–7]. При решении задачи полностью неявным методом система дифференциальных уравнений замыкалась следующими граничными условиями.

На входной границе области интегрирования использовались инварианты Римана

$$A_1 = \frac{2c}{\gamma - 1} - u \frac{\partial \xi}{\partial x} - v \frac{\partial \xi}{\partial y}, \quad A_2 = \frac{p}{\rho^\gamma}$$

$$A_3 = v \frac{\partial \xi}{\partial x} - u \frac{\partial \xi}{\partial y}, \quad A_4 = \frac{2c}{\gamma - 1} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y}$$

(где c – скорость звука, γ – показатель адиабаты, ρ – плотность, p – давление, u, v – проекции вектора скорости на оси декартовой системы координат x, y), соответствующие условию излучения расходящейся волны. При решении задачи в каждой точке анализировались знаки собственных чисел

$$\lambda_1 = u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} - c \sqrt{\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y}\right)^2}, \quad \lambda_2 = u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y}$$

$$\lambda_3 = u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y}, \quad \lambda_4 = u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} + c \sqrt{\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y}\right)^2}$$

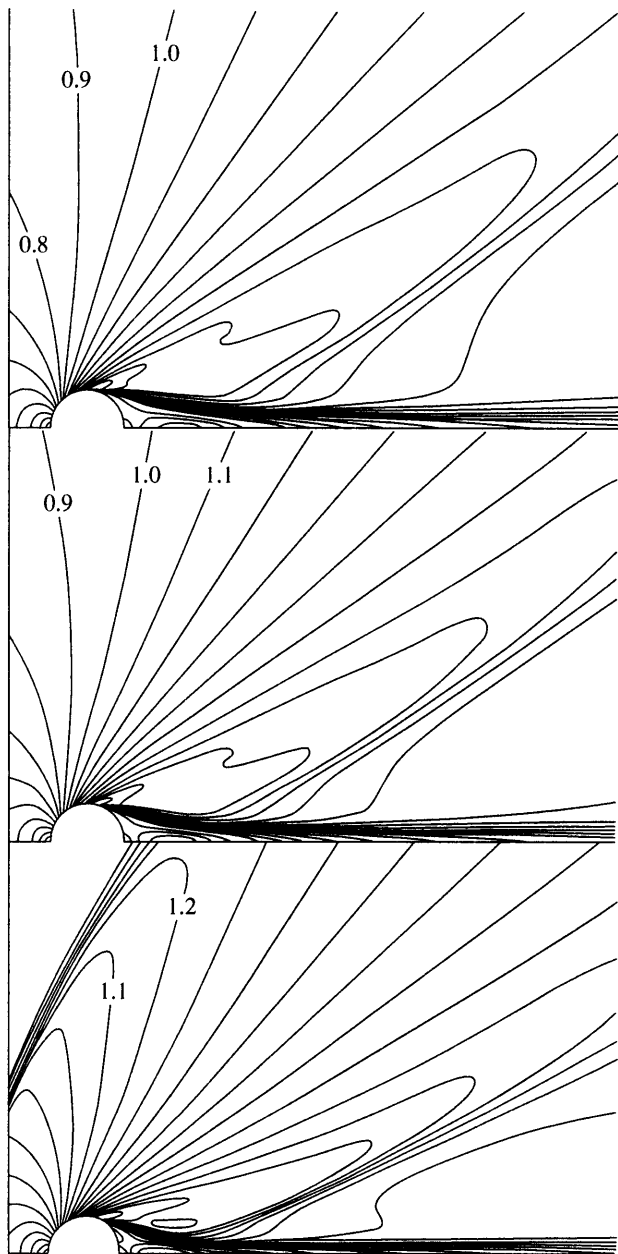
определяющих направление распространения возмущений относительно $\xi = \text{const}$. При $\lambda_i \geq 0$ ($i = 1, \dots, 4$) соответствующий инвариант вычислялся по значениям газодинамических переменных набегающего потока. При $\lambda_i < 0$ применялась линейная экстраполяция A_i по значениям газодинамических переменных, отвечающих внутренним точкам расчетной области.

На выходной границе использование "мягких" условий экстраполяции вектора искомого газодинамических переменных $\mathbf{F} = (u, v, p, T)^T$ с аппроксимацией вида $3\mathbf{F}_i - 4\mathbf{F}_{i-1} + \mathbf{F}_{i-2} = 0$ (T – температура, нижний индекс i обозначает номер сеточного узла) вместо экстраполяции инвариантов Римана повысило устойчивость итерационного процесса решения разностной задачи.

На твердой поверхности ставились условия прилипания и непротекания ($u = v = 0$), условие теплоизолированности ($\partial T / \partial n = 0$), экстраполяция давления вдоль нормали n к стенке с постоянной производной ($\partial p / \partial n = 0$).

Согласно указанному подходу, стационарное решение задачи определялось численно методом установления по времени на основе интегроинтерполяционного метода (метода конечного объема). Если применение к уравнениям Рейнольдса, записанным в дивергентном виде, позволяет получить разностные аналоги законов сохранения.

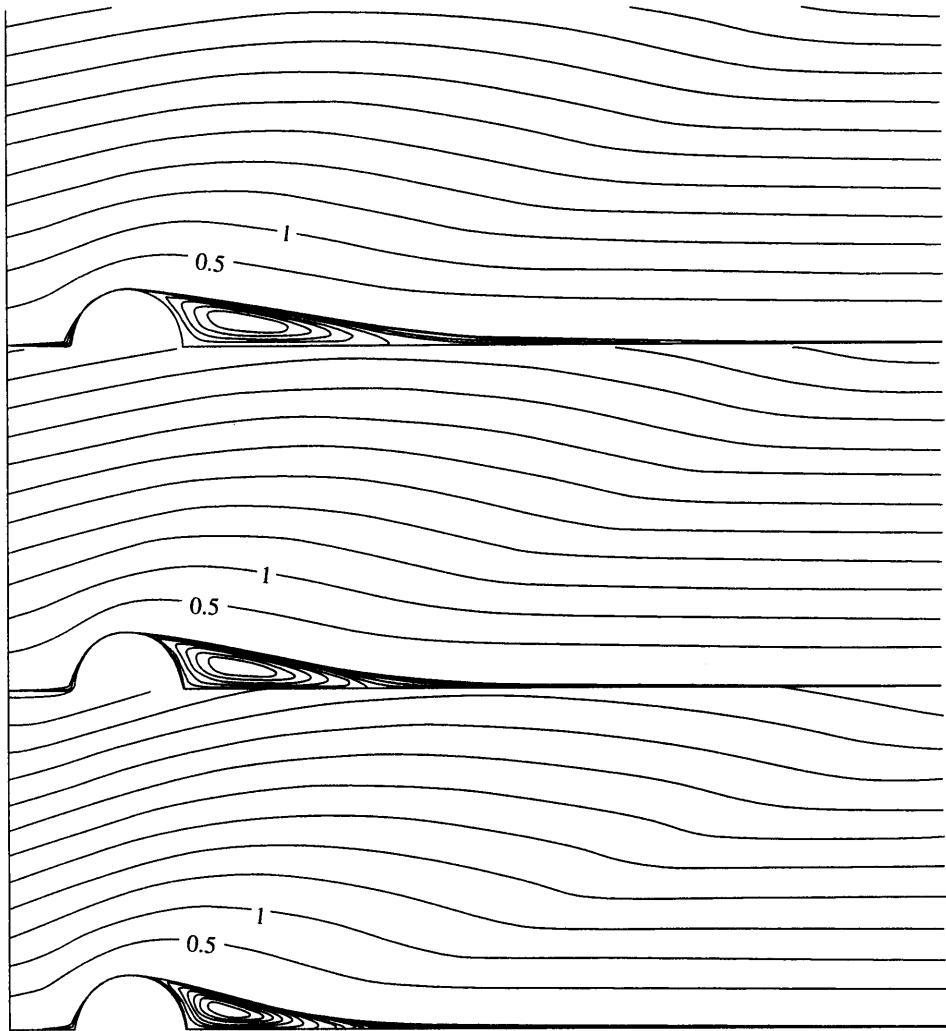
При аппроксимации конвективной составляющей вектора потоков в полуцелых узлах использованы монотонная схема типа Годунова [9] и приближенный



Фиг. 1. Картины изолиний $M = \text{const}$: $a-\theta - M_\infty = 1.1; 1.3; 1.7$

метод Рунге [10] решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва. Для повышения порядка аппроксимации (до второго) при интерполяции зависимых переменных на грань элементарной ячейки использован принцип минимальных производных (MUSCL) [11]. При аппроксимации диффузионной составляющей вектора потоков на грани элементарной ячейки применена разностная схема типа центральных разностей второго порядка точности.

Для решения нелинейных сеточных уравнений применен модифицированный метод Ньютона. Формирование матрицы Якоби осуществлялось при помощи конечных



Фиг. 2. Картины линий тока: $a-v$ – $M_\infty = 1.1; 1.3; 1.7$

приращений вектора невязки по вектору искомых сеточных переменных. При аппроксимации уравнений Навье–Стокса линейный оператор имеет разреженную блочную структуру, а элементарный блок – это плотная матрица размером 6×6 .

Решение системы линейных алгебраических уравнений, получаемых на итерации по нелинейности, осуществлялось при помощи итерационного метода GMRES [5].

Для разрешения пограничных слоев вблизи твердой поверхности выбирались три зоны толщиной $1/Re$, $2/Re^{1/2}$, $1.5/Re^{1/5}$, в каждом из которых после сгущения содержалось 6, 20 и 25% от общего числа узлов в поперечном направлении соответственно. Здесь Re – число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока и радиусу цилиндра.

Описанный выше подход был использован для моделирования поперечного обтекания кругового цилиндра однородным потоком совершенного вязкого газа в транс- и сверхзвуковом диапазоне скоростей.

Для целей верификации выполнены специальные расчеты на неравномерной сетке 201×201 с учетом симметрии течения относительно продольной оси при $Re = 2 \times 10^5$

и числах $M_\infty = 1.1; 1.3$ и 1.7 . В набегающем потоке задавались значения безразмерных параметров турбулентности: $q_\infty = q_\infty^* / V_\infty = 0.03$ и $\omega_\infty = \omega_\infty^* L / V_\infty = 40$.

2. О структуре ближнего поля течения около кругового цилиндра для рассмотренных чисел Маха можно судить по картинам изолиний $M = \text{const}$ (фиг. 1) и линий тока (фиг. 2). Отметим, что в силу постановки задачи они обладают симметрией относительно оси абсцисс.

При сверхзвуковых числах Маха ($1.1 \leq M_\infty \leq 1.7$) за миделевым сечением цилиндра имеется развитая область сверхзвукового течения с формированием "хвостового" скачка уплотнения, а перед лобовой поверхностью образуется замкнутая область дозвукового течения, размеры которой уменьшаются с ростом M_∞ .

При всех числах Маха в донной области наблюдается замкнутая зона отрывного течения, в которой реализуется возвратное течение согласно классической схеме (два вихря противоположного вращения); при этом разделяющая линия тока близка к прямой линии. Отрыв потока при сверхзвуковых числах M_∞ происходит в кормовой части цилиндра, то есть за миделевым сечением. Согласно распределению напряжения трения, при всех числах M_∞ течение газа в пограничном слое вплоть до точки отрыва является ламинарным; турбулизация течения происходит в слое смещения за точкой отрыва.

С увеличением числа Маха размеры отрывной зоны сокращаются: точка отрыва смещается вниз по потоку, а точки присоединения x_R – вверх по потоку. Важными характеристиками отрывной зоны являются также максимальное число Маха M_{max} , характеризующее интенсивность течения в ней, и минимальное значение функции тока Ψ_{min} , определяющее количество газа, циркулирующего в отрывной зоне. С увеличением числа M_∞ максимальное число Маха в отрывной зоне возрастает, а масса циркулирующего в ней газа уменьшается.

В рассмотренном диапазоне числа M_∞ изменения величин x_R , M_{max} и Ψ_{min} близки к линейным зависимостям и аппроксимируются следующими выражениями с погрешностями менее 1, 1 и 3% соответственно:

$$x_R = 6.295 - 2.241 M_\infty, \quad M_{\text{max}} = 0.1805 + 0.14 M_\infty \quad (2.1)$$

$$\Psi_{\text{min}} = -0.0456 + 0.0185 M_\infty$$

3. По найденным полям газодинамических переменных вычислялись локальные аэродинамические характеристики цилиндра: коэффициенты давления $c_p = (p - p_\infty) / q_\infty$ и сопротивления трения $c_f = \tau_w / q_\infty$, где q_∞ – скоростной напор невозмущенного потока, τ_w – напряжение трения. По распределениям c_f определялось положение точки отрыва x_S потока на обтекаемой поверхности тела; положение точки присоединения x_R потока на оси следа устанавливалось по распределению продольного компонента скорости.

По распределениям локальных аэродинамических характеристик вычислялись суммарные коэффициенты сопротивления давления C_{xp} и трения C_{xF}

$$C_{xp} = \frac{X_p}{0.5\rho V_\infty^2 D} = \int_0^1 [c_p^+ - c_p^-] dy \quad (3.1)$$

$$C_{xF} = \frac{X_w}{0.5\rho V_\infty^2 D} = \int_{-1}^1 c_f dx \quad (3.2)$$

и коэффициент аэродинамического сопротивления

$$C_x = C_{xp} + C_{xF} \quad (3.3)$$

Здесь c_p^+ и c_p^- – коэффициенты давления на лобовой и кормовой частях цилиндра соответственно.

Расчетные значения аэродинамических коэффициентов сопротивления кругового цилиндра в сверхзвуковом потоке приведены в табл. 1. Согласно расчетам, основной вклад в аэродинамическое сопротивление цилиндра вносит сопротивление давления, а вклад сопротивления трения составляет менее 0.5%.

Таблица 1

M_∞	C_{xp}	C_{xF}	C_x
1.1	1.5363	0.0049	1.5412
1.3	1.4287	0.0047	1.4334
1.7	1.3913	0.0048	1.3962

Для расширения сверхзвукового диапазона чисел Маха в качестве расчетных данных наряду с указанными выше использованы численные результаты по обтеканию кругового цилиндра с изотермической поверхностью (умеренный теплообмен) сверхзвуковым потоком при числе $M_\infty = 2$, которые получены по той же самой методике на аналогичной сетке и приведены в [6]. Хотя расчетные данные различаются условиями по теплообмену на обтекаемой поверхности, однако при больших числах Рейнольдса изменение температурного фактора поверхности оказывает незначительное влияние на рассматриваемые аэродинамические характеристики.

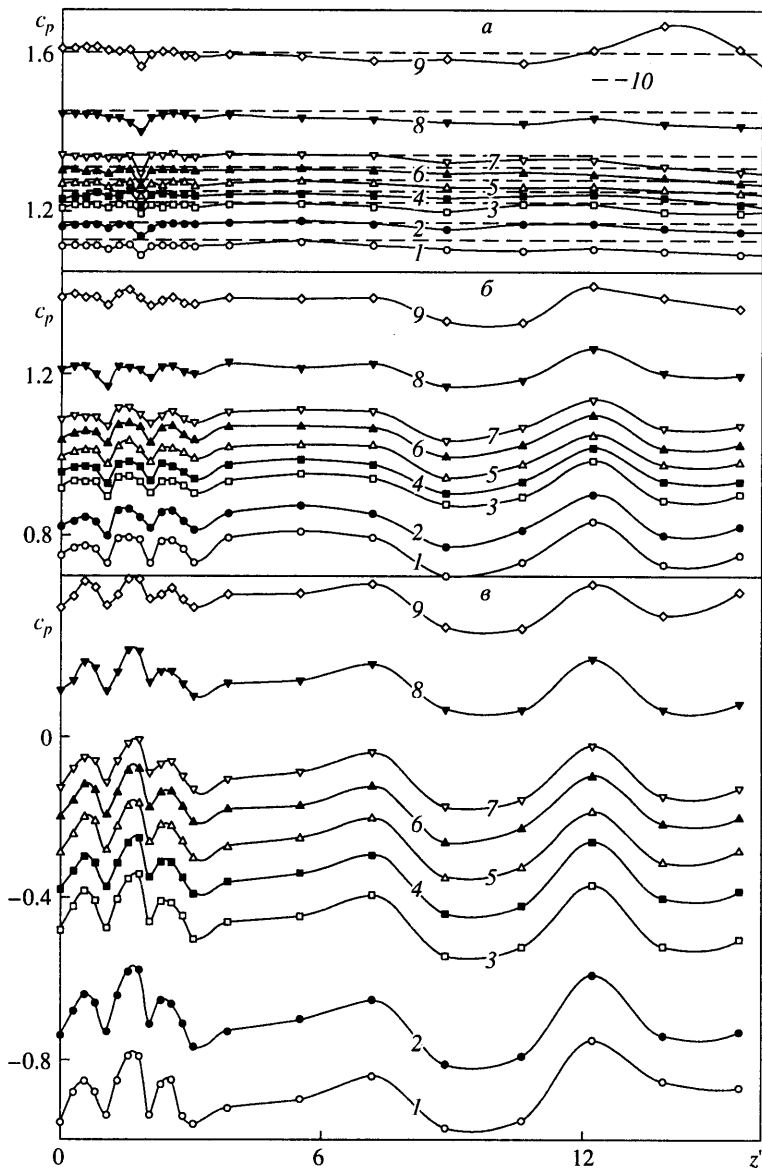
Кроме того, для сравнения привлечены также результаты расчетов [12] по обтеканию кругового цилиндра и сферы с теплоизолированными поверхностями однородным потоком совершенного газа при числе Маха в диапазоне $0.9 \leq M_\infty \leq 2.5$ и числе $Re_D = 10^6$ на основе численного интегрирования уравнений Рейнольдса с использованием k - ϵ -модели вихревой вязкости Лаундера – Сполдинга. Расчеты выполнены на неравномерной сетке 120×120 в предположении о симметрии течения относительно продольной оси.

Отметим, что, согласно расчетам [12], в кормовой части цилиндра реализуется схема течения, отличная от полученной в настоящих расчетах: в отрывной зоне имеет место вторичный отрыв и присоединение потока, т.е. там располагаются две пары вихрей противоположного вращения. Такая сложная структура потока в отрывной зоне при больших числах Рейнольдса свойственна для ламинарного течения в ближнем следе. Это различие связано, по-видимому, с используемыми моделями турбулентности.

4. Подробные экспериментальные исследования распределения давления по поверхности кругового цилиндра были проведены Г.А. Игнатовой и И.Г. Каримуллинским (1976 г.) в аэродинамической трубе Т-108 ЦАГИ с размерами рабочей части $1 \times 1 \text{ м}^2$ при $Re = 1.62 \times 10^5 - 2 \times 10^5$ в диапазоне $M_\infty = 0.7 - 1.7$. При $M_\infty \leq 1.3$ верхняя и нижняя стенки были перфорированными с коэффициентом перфорации 18%. Более подробное описание аэродинамической трубы приведено в [13].

Для проведения испытаний было спроектировано и изготовлено специальное приспособление, позволяющее устанавливать дренированный цилиндр в рабочей части трубы от стенки до стенки; кронштейны приспособления крепились на центральных узлах механизма угла атаки α . Модель представляла собой цилиндр диаметром $D = 0.024 \text{ м}$ и удлинением $\lambda = L/D = 41.7$. Цилиндр был дренирован от оси трубы до стенки вдоль одной образующей в 21 точке с координатами $z' = z/D = 0; 0.29; 0.54; 0.79; 1.05; 1.3; 1.54; 1.8; 2.04; 2.3; 2.54; 2.8; 3.05; 3.84; 5.5; 7.16; 8.84; 10.6; 12.2; 13.8; 15.5$. Для этих условий коэффициент загромождения рабочей части $f = 0.024$.

Для получения распределения давления p в поперечном сечении цилиндра в диапазоне углов $\theta = 0 - 180^\circ$ цилиндр поворачивался относительно продольной оси и крепился на кронштейне приспособления при различных установочных углах. Начальная установка контролировалась угломером, смонтированным на специальной площадке,

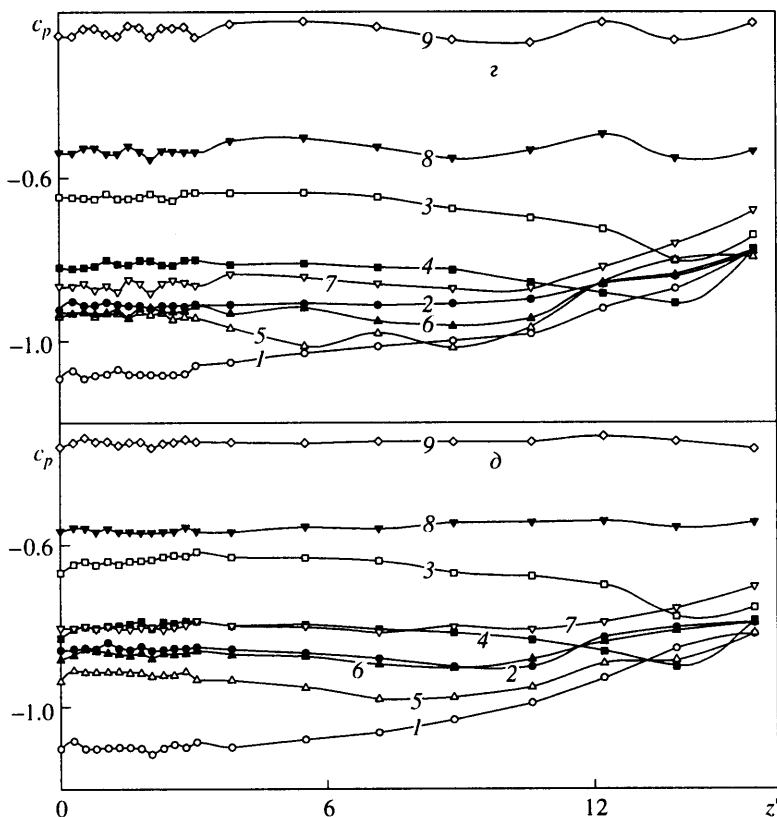


Фиг. 3а, б, в

Фиг. 3. Распределения (а-в) коэффициента давления c_p вдоль образующей цилиндра в сечениях $\theta = 0, 20, 60, 90$ и 120° при числах Маха: 1-9 - $M_\infty = 0.7; 0.8; 0.9; 0.95; 1; 1.05; 1.1; 1.3; 1.7$; 10 - расчет по теории невязкого газа

с погрешностью, не превышающей $6'$. Кроме того, на каждом начальном угле цилиндр поворачивался с помощью механизма α на углы $\Delta\theta = 5, 10$ и 15° . Таким образом было получено распределение давления по поверхности цилиндра в диапазоне $\theta = 0-180^\circ$ с шагом $\Delta\theta = 5^\circ$.

Давление измерялось групповым регистрирующим манометром ГРМ-2. Случайные погрешности прибора, определенные в условиях статических тарировок, не превышали 0.5% от предельного значения величины, измеряемой соответствующим чувствительным элементом. Испытания проводились при выполнении принципа одновре-



Фиг. 3г, д

менного отсчета при измерениях всех параметров на установившемся режиме работы трубы.

При коэффициенте загромождения рабочей части $f = 0.024$ влияние стенок трубы на распределение давления p в поперечном сечении цилиндра, расположенном в центре ядра потока, должно быть минимальным. Наличие дренажных отверстий вдоль образующей тела позволяет установить зону влияния стенок трубы. На фиг. 3 приведены распределения коэффициента давления c_p вдоль образующей цилиндра для некоторых характерных сечений при всех исследованных числах Маха.

Наименьшая зона влияния стенок трубы наблюдается на лобовой поверхности цилиндра в окрестности передней критической линии, на фиг. 3, а нанесены также результаты расчетов c_p в критической точке согласно теории невязкого газа. Хорошее согласование между расчетными и экспериментальными данными указывает на высокое качество аэродинамического эксперимента. В последующих сечениях вниз по потоку зона влияния стенок трубы увеличивается, и особенно она велика в кормовой части цилиндра. Из этих результатов следует, что участок цилиндра длиной порядка $4D$ по обе стороны от центра рабочей части трубы обтекает как цилиндр бесконечного размаха.

Из этих данных следует, что в центральной части цилиндра проявляются относительно слабые пространственные эффекты, приводящие к формированию периодических по размаху структур. Их появление при обтекании кругового цилиндра сверхзвуковым потоком газа ранее было установлено экспериментально в [14].

Из-за наличия периодических структур в центральной части тела в каждом сечении $\theta = \text{const}$ проводилось осреднение экспериментальных данных по z' в интервале $0 \leq z' \leq 3.05$; осредненные данные использовались для определения локальных и интегральных характеристик кругового цилиндра бесконечного размаха. Эти экспериментальные результаты обозначаются ниже как данные *1*.

5. Экспериментальные исследования показали (см., например, [15]), что при сверхзвуковых скоростях наибольшие трудности для моделирования имеют место в трансзвуковом диапазоне числа Маха $1 < M_\infty \leq 1.4$. При числах $M_\infty > 1.4$ формируется структура поля течения, типичная для умеренных и больших сверхзвуковых скоростей, и результаты различных исследований достаточно хорошо согласуются между собой.

Для верификации расчетных данных использованы результаты экспериментальных исследований [16–20], условия проведения которых указаны в табл. 2.

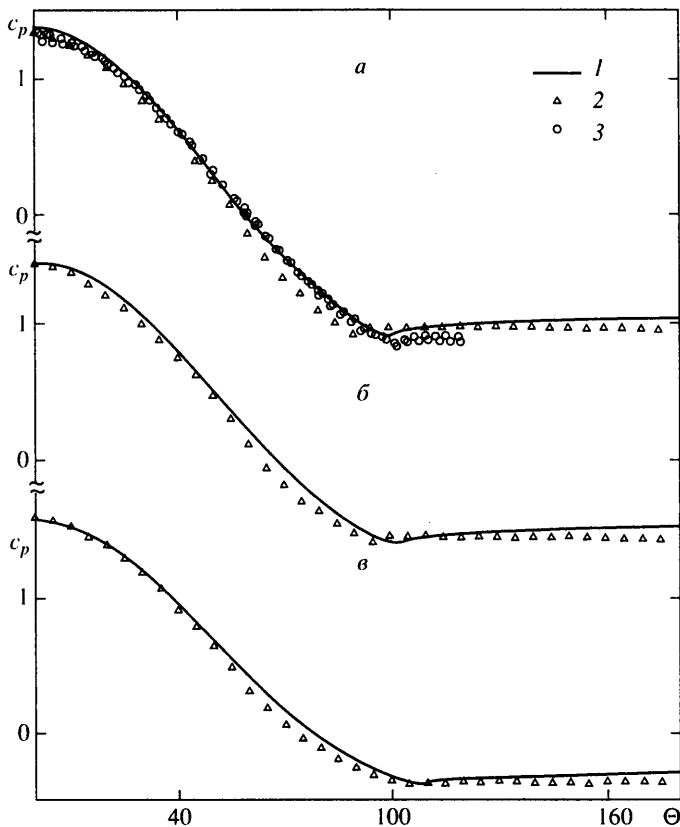
Таблица 2

Эксперимент	M_∞	Re_D	$\lambda = L/D$	f
<i>1</i>	0.7–1.7	3.24×10^5 – 4×10^5	41.7	0.024
[16,17]	0.25–1.2	8.3×10^4 , 1.66×10^5 , 5×10^5	24	0.042
[18]	0.6–1.2	10^5 – 10^6	32.3; 23.8; 16.1; 11.9	0.031; 0.042; 0.062; 0.084
[19]	1.49; 1.98; 2.9	10^5 – 10^6	–	–
[20]	1.83; 2.13	5×10^4 ; 2.1×10^5	–	–

Экспериментальные исследования [16–18] в трансзвуковом диапазоне скоростей проводились в трансзвуковой аэродинамической трубе Научно-исследовательского центра им. Эймса. Размеры рабочей части трубы 61×61 см². В [16,17] представлены данные обтекания полого кругового цилиндра диаметром 2.54 см и длиной, равной поперечному размеру рабочей части. Во время эксперимента измерялись распределение давления, частота схода вихрей и распределение напряжения трения на поверхности цилиндра. Отметим, что, согласно экспериментальным данным, при числах Маха $M_\infty > 0.9$ исчезал регистрируемый до этого момента периодический сход вихрей с обтекаемой поверхности. В [18] при исследовании обтеканий четырех круговых цилиндров из нержавеющей стали разного диаметра измерялись распределения давления на поверхности.

Сопоставляя приведенные в табл. 2 условия экспериментов, можно заключить, что в экспериментальных исследованиях *1* имелось наибольшее удлинение модели и обеспечивалось наименьшее значение коэффициента загромождения. Следовательно, в этих экспериментах имеет место наименьшее влияние стенок трубы на структуру поля течения и наилучшее моделирование течения в центральной части цилиндра. С этой точки зрения, эти данные можно считать наиболее достоверными по сравнению с экспериментальными данными других авторов.

Для сравнения при сверхзвуковых скоростях использованы экспериментальные данные по круговому цилиндру, приведенные в [19, 20]. Испытания [19] в сверхзвуковой аэродинамической трубе с рабочей частью 30.5×91.5 см² Научно-исследовательского центра имени Эймса показали, что при сверхзвуковых скоростях изменение числа Рейнольдса оказывает пренебрежимо малое влияние на распределение по поверхности цилиндра и величину коэффициента сопротивления. Также установлено, что при удлинении $\lambda > 6$ изменение его величины не влияет на коэффициент сопротивления цилиндра.



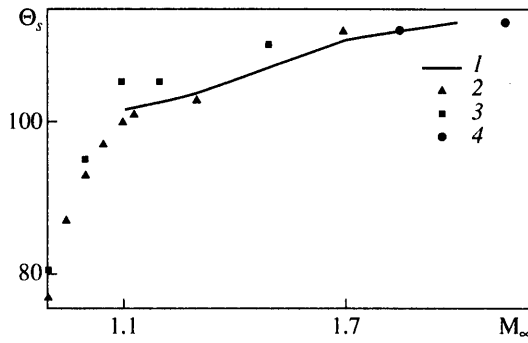
Фиг. 4. Распределения (а-в) коэффициента давления c_p по поверхности цилиндра при числах $M_\infty = 1.1; 1.3; 1.7$: 1 – расчет; 2–3 – эксперименты 1 и [16, 17]

Из экспериментальных данных [20] для кругового цилиндра по распределению давления на его поверхности и коэффициенту сопротивления, а также по тепловым снимкам поля течения около цилиндра определено положение точки отрыва на поверхности и использовано для верификации расчетных данных.

6. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по коэффициенту давления c_p на поверхности цилиндра проведено на фиг. 4. При числе $M_\infty = 1.1$ распределение c_p , согласно расчету, в целом хорошо согласуется с экспериментальными результатами, но в то же время есть некоторые различия. Расчетная зависимость почти до точки отрыва совпадает с данными [16], указывая на несколько более ранний отрыв и меньшее разрежение в донной области по сравнению с экспериментом. В то же время экспериментальные данные 1 при $\theta > 50^\circ$ вплоть до точки отрыва располагаются ниже расчетной зависимости и данных [16]. Это расхождение результатов объясняется, по-видимому, влиянием пространственных эффектов в условиях эксперимента 1. В донной области расчет хорошо согласуется с данными 1.

При числах $M_\infty = 1.3$ и 1.7 в целом наблюдается хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных по c_p между собой, а сравнительно небольшое расхождение при $\theta > 50^\circ$, по-видимому, объясняется влиянием пространственных эффектов, которые не учитывались в расчете и присутствовали в эксперименте.

Одной из важных локальных характеристик является положение точки отрыва θ_5 на обтекаемой поверхности тела. Сопоставление расчетных и экспериментальных



Фиг. 5. Положение точки отрыва θ_s в зависимости от числа M_∞ :
 1 – расчет; 2–4 – эксперименты I; [16, 17]; [20]

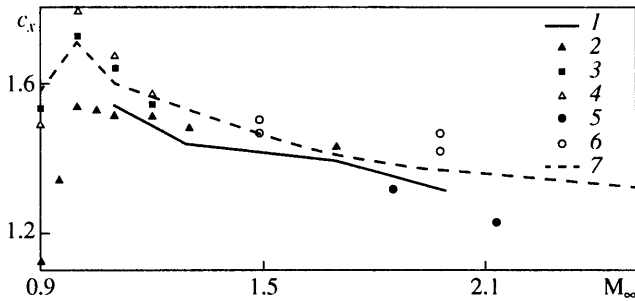


Рис. 6. Коэффициент сопротивления давления C_{xp} в зависимости от числа M_∞ : 1 – расчет; 2–6 – эксперименты I; [16, 17]; [18]; [20]; [19]; 7 – расчет [12]

данных проведено на фиг. 5. При сверхзвуковых числах Маха наблюдается в целом хорошее согласование как экспериментальных данных между собой, так и расчета с экспериментом. Результаты настоящих расчетов находятся между экспериментальными зависимостями [16] и 1, располагаясь ближе ко второй указанной зависимости, а при больших числах Маха хорошо согласуются с экспериментом [20].

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по коэффициенту сопротивления давления C_{xp} цилиндра в транс- и сверхзвуковом диапазоне числа Маха проведено на фиг. 6. При малых сверхзвуковых скоростях набегающего потока результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными 1, а при больших скоростях – с экспериментом [20]. Остальные экспериментальные данные располагаются выше нашей расчетной зависимости и согласуются с расчетами [12].

Интересно отметить, что экспериментальные данные [16] и [18], а также результаты расчетов [12] указывают на "пик" коэффициента сопротивления давления C_{xp} при числе $M_\infty = 1$, в то время как экспериментальные данные 1 и результаты настоящих расчетов говорят о плавном переходе через скорость звука. Эти различия в характере поведения коэффициента сопротивления давления C_{xp} при малых сверхзвуковых скоростях обусловлены разным качеством моделирования потока в аэродинамических установках и использованием разных моделей турбулентности при численном анализе.

Заключение. Проведено сопоставление расчетных и экспериментальных данных по распределению коэффициента давления по поверхности цилиндра, положению точки отрыва на обтекаемой поверхности и величине коэффициента сопротивления давления цилиндра при сверхзвуковых скоростях набегающего потока ($1 < M_\infty < 2.5$).

В целом наблюдается хорошее согласование между результатами настоящих расчетов и экспериментальными данными 1 и [20], поскольку в обоих случаях реализуется

схожая структура поля течения; некоторые локальные различия между ними обусловлены проявлением пространственных эффектов, которые не учитывались в расчете.

На основании проведенных исследований можно заключить, что численное моделирование на основе уравнений Рейнольдса правильно отражает обтекание цилиндра, если расчетная схема течения согласуется со схемой течения, реализующейся в условиях трубного аэродинамического эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 99-01-00845 и 00-15-96070).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Matt H.* Hochgeschwindigkeitsmessungen an Rund- und Profilstangen verschiedener Durchmesser // Vortrag am 29.10.1942 zur Hochgeschwindigkeitstagung Berlin.
2. *Matt H.* Luftwiderstandsmessungen an Rundstangen verschiedener Durchmesser bei hohen Unterschallgeschwindigkeiten // 1943. Deutsche Luftfahrtforschung. Forschungsbericht № 1825. S. 33.
3. *Pfeifer H.* Strömungsuntersuchungen an Kreiszyklindern bei hohen Geschwindigkeiten // Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen. 1962. № 1062. 73 S.
4. *Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В.* Применение метода Ньютона к расчету внутренних сверхзвуковых течений // ПМТФ. 1997. Т. 38. № 1. С. 30–42.
5. *Бабаев И.Ю., Башкин В.А., Егоров И.В.* Численное решение уравнений Навье – Стокса с использованием итерационных методов вариационного типа // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1994. Т. 34. № 11. С. 1693–1703.
6. *Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В., Иванов Д.В.* Ламинарно-турбулентное обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком газа // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 31–43.
7. *Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В., Иванов Д.В.* Развитие структуры поля течения около кругового цилиндра при наличии ламинарно-турбулентного перехода // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38. № 5. С. 759–768.
8. *Huang P.G., Coakley T.J.* Turbulence modeling for high speed flows // AIAA Paper. 1993. № 92-0436. 15 p.
9. *Годунов С.К.* Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики // Мат. сб. 1959. Т. 47. № 3. С. 271–306.
10. *Roe P.L.* Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference scheme // J. Comput. Phys. 1981. V. 43. № 2. P. 357–372.
11. *Колган В.П.* Применение принципа минимальных значений производной к построению конечноразностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 68–77.
12. *Chang C.-C., Lei S.-Y.* On the sources of aerodynamics forces: steady flow around a cylinder or a sphere // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1996. V. 452. № 1954. P. 2369–2395.
13. *Szajkowski.* Russian Aeronautical Test Facilities // 1994. Anser Center for International Aerospace Cooperation. Suite 800. 1215 Jefferson Davis Highway. Arlington. VA 22202-3251.
14. *Лапина Н.Г., Башкин В.А.* Экспериментальное исследование картины течения и теплообмена в окрестности линии растекания кругового цилиндра при поперечном его обтекании сверхзвуковым потоком с числами $M = 3, 5$ и 6 // Тр. ЦАГИ. 1983. Вып. 2203. С. 44–49.
15. *Jorgenson L.H.* Estimation of aerodynamics for space slender bodies alone and with lifting surfaces at α 's from 0 deg to 90 deg // AIAA Journal. 1973. V. 11. № 3. P. 409–412.
16. *Мэрти В.С., Поуз В.К.* Детальные измерения аэродинамических характеристик кругового цилиндра при поперечном обтекании // Ракетная техника и космонавтика. 1978. Т. 16. № 6. С. 8–11.
17. *Murthy V.S., Rose W.C.* Form drag, skin friction and vortex shedding frequencies for subsonic and transonic gross flows on circular cylinder // AIAA Paper. 1977. № 77–687. 10 p.
18. *Macha J.M.* Drag of circular cylinders at transonic Mach numbers // J. Aircraft. 1977. V. 14. № 6. P. 605–607.
19. *Gowen F.E., Perkins E.W.* Drag of circular cylinders for a wide range of Reynolds numbers and Mach numbers // NACA Techn. Note. 1953. № 2960. 26 P.
20. *Ferri A.* Influenza del Numero di Reynolds ai Grandi Numeri di Mach // Atti di Guidonia. 1942. № 67-68-69. P. 49–92.

Москва

Поступила в редакцию
10.1.2001