

УДК 532.516.5:533.6.011.8

© 1998 г. В.А. БАШКИН, И.В. ЕГОРОВ, М.В. ЕГОРОВА,
Д.В. ИВАНОВ**ЗАРОЖДЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ
ЗА КРУГОВЫМ ЦИЛИНДРОМ В СВЕРХЗВУКОВОМ
ПОТОКЕ**

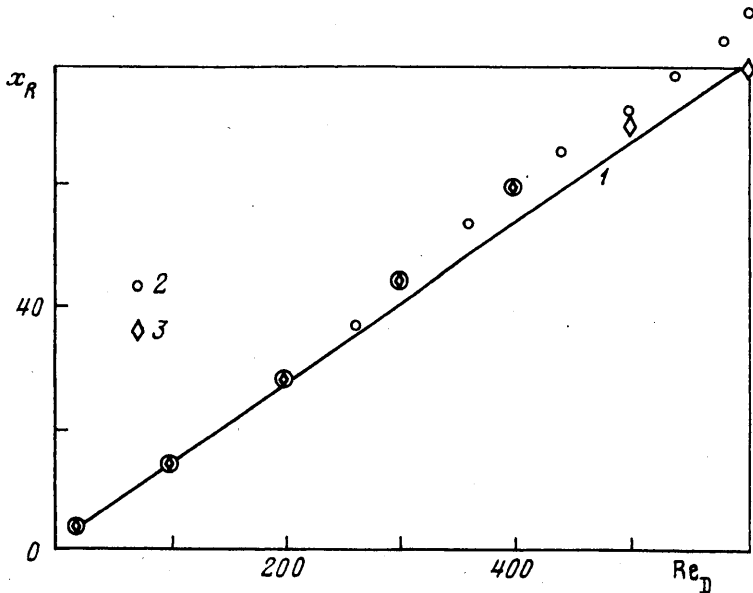
На основе двумерных уравнений Навье – Стокса исследовано зарождение и развитие отрывного течения в зависимости от числа Рейнольдса за круговым цилиндром с теплоизолированной поверхностью, обтекаемым сверхзвуковым потоком совершенного газа. Показано, что весь диапазон чисел Re подразделяется на ряд интервалов, характеризующихся специфическими особенностями. В частности, установлены условия зарождения и становления глобального отрыва.

Круговые цилиндры как простейшие тела с аналитическим контуром интенсивно исследуются экспериментально и теоретически с целью изучения фундаментальных проблем – структуры поля течения и особенностей теплообмена, влияния на них определяющих параметров задачи.

В потоке несжимаемой жидкости определяющим параметром является число Рейнольдса. В потоке сжимаемой жидкости число определяющих параметров подобия возрастает: наряду с числом Re появляются число Маха, температурный фактор, а также параметры, характеризующие модель движущейся среды. В связи с многопараметричностью задачи необходимо, с одной стороны, иметь достаточно обширный материал для выяснения основных закономерностей по влиянию определяющих параметров на структуру поля течения и аэродинамические характеристики цилиндра. С другой стороны, в результате анализа этого материала целесообразно получить корреляционные соотношения для определения основных характеристик цилиндра. Это позволяет лучше понять закономерности обтекания и содействует решению различных прикладных задач.

В [1, 2] путем численного анализа двумерных уравнений Навье – Стокса исследовано обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа. Расчеты были выполнены на сетке 51×51 в достаточно широком диапазоне изменения определяющих параметров задачи и позволили установить общую структуру поля течения и аэродинамические характеристики цилиндра в зависимости от этих параметров. Однако точность решения задачи на указанной сетке оказалась недостаточной для изучения зарождения и развития отрывного течения. Поэтому в настоящей работе для анализа "тонкой" структуры поля течения предприняты новые численные исследования на более мелкой сетке (101×101).

При обтекании тела потоком несжимаемой жидкости для длины отрывной зоны L от числа Re имеют место структурные зависимости: 1) $L/D \sim Re + O(Re^{-1})$ для ламинарного отрывного течения; 2) $L/D \sim Re^{-1} + O(Re^{-3})$ для переходного течения; 3) $L/D \sim \sim const$ для турбулентного течения. Здесь D – характерный линейный размер тела (в случае кругового цилиндра – его диаметр). В частности, указанные закономерности установлены в [3] на основе масштабного анализа [4] и подтверждены путем обработки расчетных и экспериментальных данных для разных тел (обратная ступенька,



Фиг. 1. Длина x_R отрывной зоны, расчеты: 1 – по формуле L/D ; на сетке 121×221 : 2 – "мягкие" граничные условия, 3 – граничные условия [6]

круговой цилиндра, сфера и т.д.) и получены соответствующие корреляционные зависимости. Для кругового цилиндра корреляционная формула при $Re_D \leq 100$ имеет вид

$$L/D = 0,5 + 0,1339(Re_D - 5)$$

Длина L отсчитывается от центра цилиндра.

В проведенных ранее расчетных исследованиях обтекания кругового цилиндра потоком несжимаемой жидкости стационарное решение задачи удалось получить вплоть до числа $Re_D = 600$ (см., например, [5]); этому содействовали наложенное условие симметрии течения и использование асимптотических внешних граничных условий [6]. Расчетные данные в целом подтверждают корреляционную зависимость для L/D вплоть до очень больших чисел Re , пока поток сохраняет ламинарный режим течения (фиг. 1).

Дальнейшему развитию этой проблемы посвящено настоящее исследование, в котором проверена выполнимость указанных выше закономерностей для потока совершенного газа и установлены особенности, обусловленные сжимаемостью движущейся среды.

1. Нестационарные двумерные уравнения Навье – Стокса в произвольной криволинейной системе координат ξ, η , где $x = x(\xi, \eta)$, $y = y(\xi, \eta)$ – декартовы координаты (начало координат помещено в центр цилиндра, а ось x направлена вниз по потоку по оси симметрии), записываются в дивергентном виде

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \eta} = 0 \quad (1.1)$$

Здесь Q – вектор зависимых переменных задачи, E и G – векторы потоков в криволинейной системе координат.

Векторы Q, E и G связаны с соответствующими векторами Q_c, E_c и G_c в декартовой системе координат формулами

$$Q = JQ_c, \quad E = J \left(E_c \frac{\partial \xi}{\partial x} + G_c \frac{\partial \xi}{\partial y} \right), \quad G = J \left(E_c \frac{\partial \eta}{\partial x} + G_c \frac{\partial \eta}{\partial y} \right)$$

Здесь $J = \partial(x, y)/\partial(\xi, \eta)$ – якобиан преобразования.

Декартовы компоненты векторов \mathbf{Q}_c , \mathbf{E}_c и \mathbf{G}_c для двумерных уравнений Навье – Стокса имеют вид

$$\mathbf{Q}_c = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_c = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho uH - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_c = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho vH - v\tau_{xy} - u\tau_{yy} - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \end{pmatrix}$$

Здесь ρ – плотность, u, v – декартовы компоненты вектора скорости, p – давление, $e = \rho(c_p T + (u^2 + v^2)/2)$ – полная энергия на единицу объема, $H = c_p T + (u^2 + v^2)/2$ – полная энтальпия, c_p и c_v – удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме, \mathbf{V} – вектор скорости, μ и λ – коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности, τ – тензор вязких напряжений с компонентами

$$\tau_{xx} = \mu \left(-\frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} + 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(-\frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} + 2 \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$

Система уравнений (1.1) для совершенного газа замыкается уравнением состояния

$$p = \rho RT/M \quad (1.2)$$

Здесь R – универсальная газовая постоянная, M – молярный вес газа. Для определения коэффициента вязкости в данной работе использовалась зависимость $\mu/\mu_\infty = (T/T_\infty)^{0.7}$, а для определения коэффициента теплопроводности – $\operatorname{Pr} = \mu c_p / \lambda = 0,7$.

Для численного анализа системы уравнений (1.1), (1.2) приводилась к безразмерному виду путем деления декартовых координат на характерный линейный размер R (радиус цилиндра), компонентов вектора скорости – на скорость V_∞ , давления – на удвоенный скоростной напор $2q_\infty = \rho_\infty V_\infty^2$; остальные газодинамические переменные относились к их значениям в набегающем потоке.

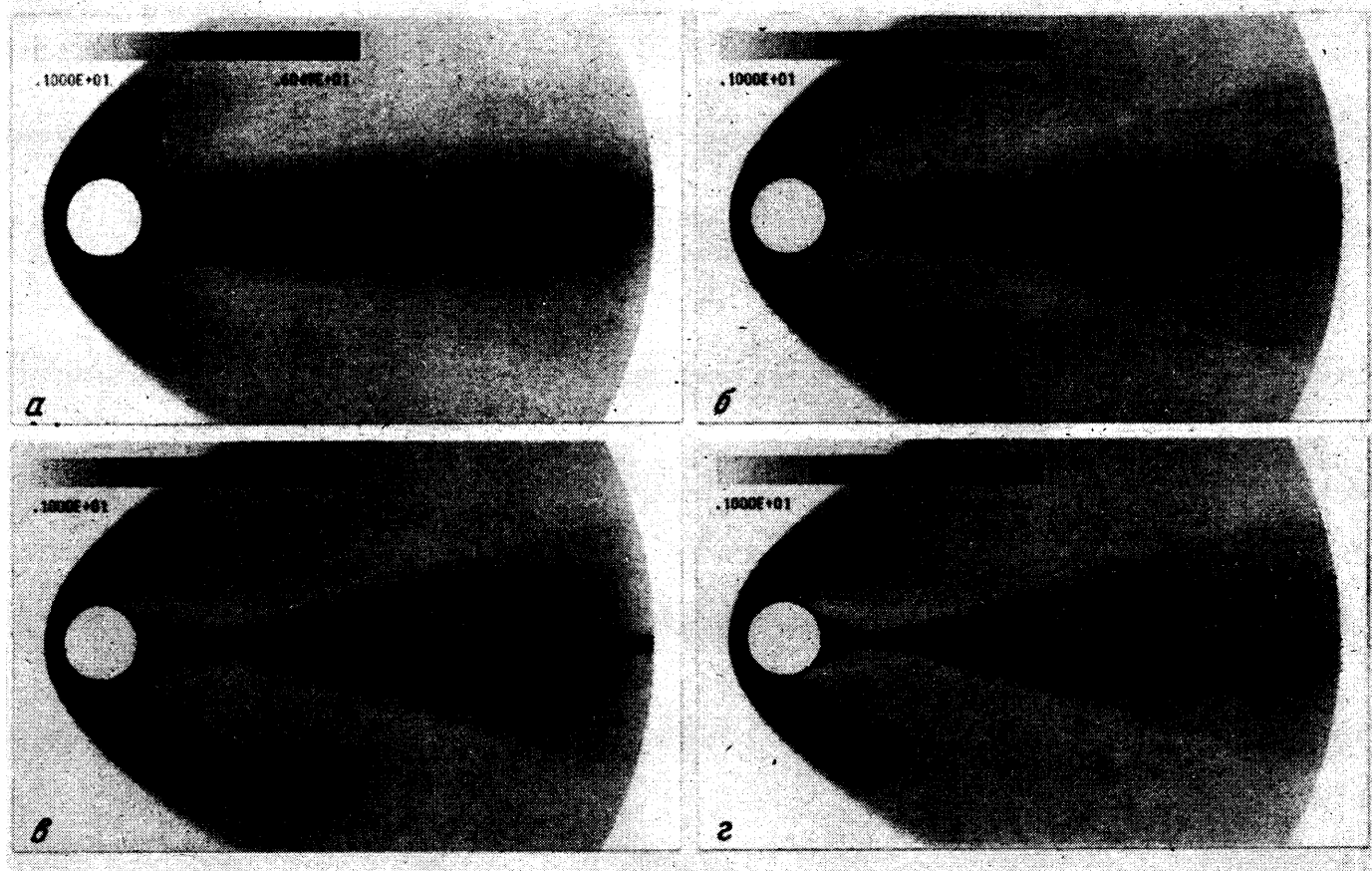
Уравнения Навье – Стокса решались неявным конечно-разностным методом [7] с использованием интегроинтерполяционного метода и монотонной схемы второго порядка точности для аппроксимации конвективных членов.

Численное решение уравнений Навье – Стокса осуществлялось с использованием ортогональной, неравномерной сетки, число узлов которой и распределение их в счетной области выбирались в зависимости от условий задачи. Сгущение узлов расчетной сетки проводилось в окрестности обтекаемой поверхности и оси симметрии течения.

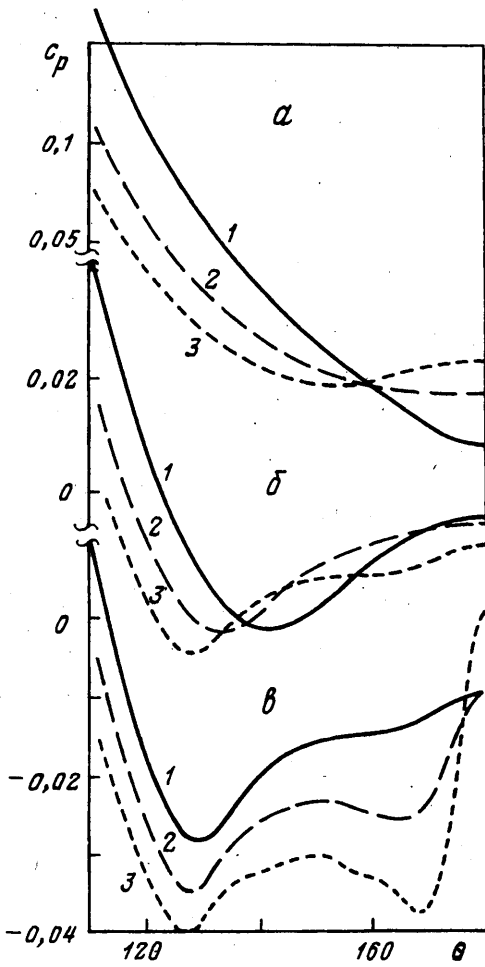
По найденным полям газодинамических переменных вычислялись локальные аэродинамические характеристики: коэффициент давления $c_p = (p - p_\infty)/q_\infty$ и местный коэффициент сопротивления трения $c_f = \tau_w/q_\infty$. Положение точек отрыва θ_S и присоединения θ_R на обтекаемой поверхности определялось по распределению c_f (θ – центральный угол, отсчитываемый от передней критической точки). Положение точки присоединения x_R на оси симметрии определялось по распределению скорости (числа Маха) вдоль этой оси.

2. Рассмотрим результаты расчетов обтекания кругового цилиндра на сетке 101×101 при $M_\infty = 5$ и числах $Re_\infty = 30 - 3 \cdot 10^5$.

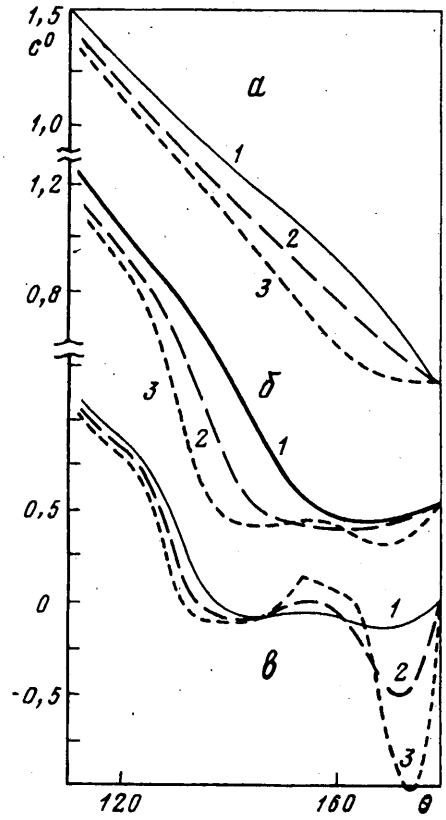
Общее представление о структуре поля течения около кругового цилиндра дают картины поля температуры, приведенные на фиг. 2 для характерных чисел Re . При безотрывном обтекании (фиг. 2, а) горячий ближний след имеет толщину порядка характерного линейного размера и монотонно переходит в дальний след. В случае зарождения отрыва толщина ближнего следа уменьшается, начинает формироваться



Фиг. 2. Картины поля температуры около кругового цилиндра при числе $M_\infty = 5$ для a - $г$: $Re_\infty = 200, 800, 8 \cdot 10^3, 5 \cdot 10^4$



Фиг. 3



Фиг. 4

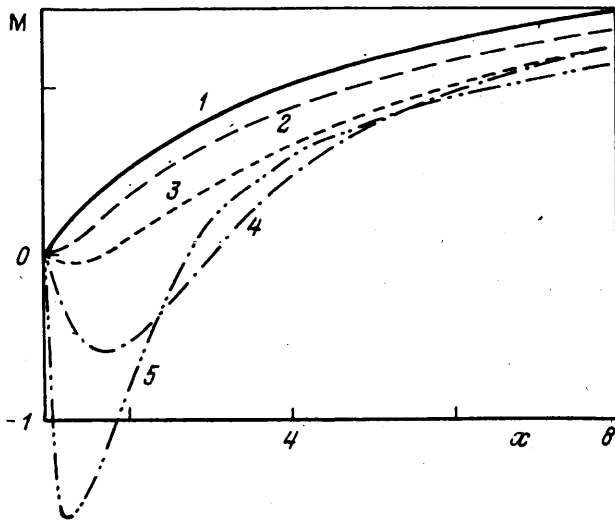
Фиг. 3. Распределения коэффициента давления c_p в кормовой части цилиндра; кривые 1-3 для: а - $Re_\infty = 30, 100, 250$; б - $Re_\infty = 10^3, 3 \cdot 10^3, 10^4$; в - $Re_\infty = 10^4, 3 \cdot 10^4, 10^5$

Фиг. 4. Распределения величины $C^0 = c_f \sqrt{Re_\infty}$ в кормовой части цилиндра; кривые 1-3 для: а - $Re_\infty = 30, 100, 250$; б - $Re_\infty = 10^3, 3 \cdot 10^3, 10^4$; в - $Re_\infty = 10^4, 3 \cdot 10^4, 10^5$

"горло" следа, возрастает скорость "квазиневязкого" потока в области горла и проявляются слабые "хвостовые" скачки уплотнения. При последующем увеличении числа Re (фиг. 2, б-г) все эти процессы приводят к четкой классической схеме ближнего поля с тонким горячим следом на оси симметрии. Однако для выявления особенностей течения в замкнутой отрывной зоне необходим анализ поведения локальных аэродинамических характеристик.

Для рассматриваемых условий обтекания кругового цилиндра весь диапазон изменения числа Re разбивается на ряд интервалов, каждому из которых соответствуют своя структура ближнего следа и специфические особенности поведения характеристик отрывной зоны.

Точка θ_S первичного отрыва потока с ростом числа Re монотонно смещается вверх по потоку и при $Re_\infty \rightarrow \infty$ выходит на свое предельное значение $\theta_S^* > 90$. Непосредственно путем численного интегрирования уравнений Навье - Стокса это предельное значение установить затруднительно, поскольку при очень больших чис-



Фиг. 5. Распределения числа Маха на оси симметрии в следе за круговым цилиндром: кривые 1–5 соответствуют $Re_\infty = 30, 250, 10^3, 10^4, 10^5$

лах Re начинает проявляться неустойчивость ламинарного течения. Однако аппроксимация расчетных данных позволяет оценить предельное положение точки отрыва. В силу монотонного характера изменения θ_s по Re складывается впечатление, что эту функцию можно аппроксимировать единой дробно-линейной зависимостью

$$\theta_{*s} = \frac{Re_\infty - 260}{a + b Re_\infty} \quad (2.1)$$

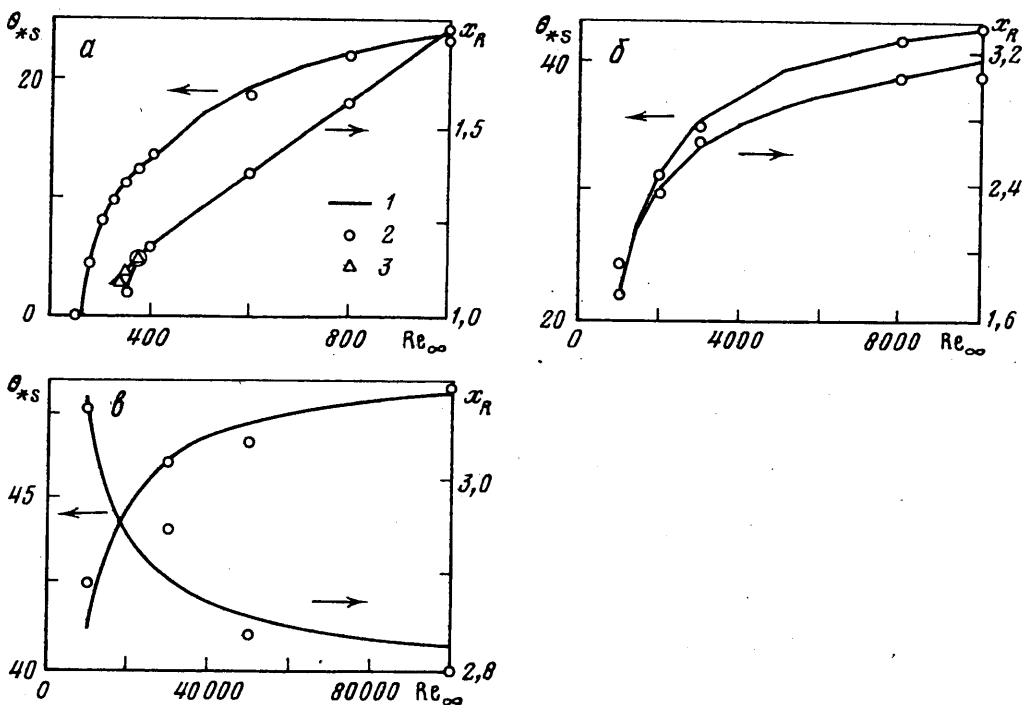
Здесь θ_* – центральный угол, отсчитываемый от задней критической точки. Однако анализ расчетных данных показал, что единую аппроксимацию установить нельзя и что каждому характерному интервалу числа Re соответствует своя функция.

При числах $Re_\infty \leq 250$ течение в кормовой области цилиндра является безотрывным. Распределение коэффициента давления c_p показывает (фиг. 3, а), что с ростом числа Re изменяется характер его поведения в кормовой части цилиндра: из монотонно убывающего оно постепенно переходит в немонотонное с образованием области с положительным градиентом давления. Таким образом, с ростом числа Re создаются предпосылки для отрыва потока.

Безотрывный характер течения подтверждается также распределениями местного коэффициента сопротивления трения (фиг. 4, а): оно всюду положительно и с ростом числа Re его значения уменьшаются, а в окрестности задней критической точки формируется область нулевого трения. Для уменьшения влияния числа Re и выравнивания порядков рассматриваемых величин на фиг. 4 приведены распределения величины $C^\circ = c_f \sqrt{Re_\infty}$.

В диапазоне чисел $Re_\infty = 275-400$ распределение коэффициента давления c_p в кормовой части цилиндра изменяется незначительно: с ростом числа Re несколько расширяется область разрежения и возрастает по модулю минимум c_p . Но эти малые изменения приводят к качественным изменениям в структуре поля течения ближнего следа.

При $Re_\infty = 275-325$ происходит зарождение и формирование замкнутой зоны локального отрыва потока – стелющийся отрыв; его локальность подтверждается также распределениями скорости и числа Маха на оси симметрии (фиг. 5). Последующее увеличение числа Re обуславливает формирование глобального отрыва потока –



Фиг. 6. Положение точки отрыва $\theta_{*с}$ на поверхности цилиндра и длина x_R отрывной зоны при числе $M_\infty = 5$: 1 – расчет по корреляционным формулам, 2, 3 – численное решение

распределения скорости и числа Маха на оси симметрии становятся немонотонными и вблизи обтекаемой поверхности образуется область возвратного течения. При $Re_\infty \approx 400$ зона глобального отрывного течения полностью сформировалась.

В пользу этого свидетельствует также зависимость длины x_R отрывной зоны от числа Re : в рассматриваемом диапазоне чисел Re она изменяется по линейному закону и аппроксимируется зависимостью (фиг. 6, а)

$$x_R = 1 + d (Re_\infty \cdot 10^{-2} - f), \quad d = 0,3224, \quad f = 3,295 \quad (2.2)$$

Аппроксимация (2.2) указывает на отсутствие глобального отрыва при $Re_\infty \cong 330$. При числах $Re_\infty \geq 400$ длина x_R также изменяется по линейному закону, но с другими параметрами.

Для указанного диапазона чисел Re положение точки отрыва аппроксимируется зависимостью (2.1) с коэффициентами $a = -12,39$, $b = 0,05803$ с погрешностью $\epsilon \approx 3\%$.

Отметим, что приведенные выше данные соответствуют результатам расчетов при увеличении числа Re .

В диапазоне чисел Re , в котором происходят зарождение и начальная стадия развития отрывного течения, возможно явление гистерезиса. Для выяснения этого вопроса выполнены расчеты с обратным ходом по числу Re , начиная со значения 400. Согласно расчетам, при обратном ходе отрывная зона более развита по сравнению с прямым ходом, в частности возрастает длина отрывной зоны, которая также аппроксимируется линейной зависимостью (2.2), но с другими значениями параметров (фиг. 6, а): $d = 0,1328$, $f = 2,648$. При $Re_\infty = 325$ в случае обратного хода решение скачкообразно переходит на ветвь решения прямого хода. Таким образом, в диапазоне чисел $Re_\infty = 325-400$ имеет место явление гистерезиса.

В диапазоне $400 \leq Re_\infty < 1000$ имеем дело с развитым глобальным отрывом, когда течение в отрывной зоне является слабо дозвуковым – местные числа $M < 0,2$. Вследствие этого закономерности изменения ее геометрических характеристик в

качественном отношении аналогичны закономерностям для несжимаемого потока. В частности, длина отрывной зоны в зависимости от числа Re изменяется по линейному закону (2.2) с $d = 0,0989$, $f = 2,171$ в соответствии с анализом [3] (фиг. 6, а). Погрешность аппроксимации менее 0,5%. Сопоставление указанной аппроксимации с корреляционной формулой для L/D показывает, что сжимаемость среды приводит к затягиванию отрыва и существенно более медленному возрастанию длины отрывной зоны по числу Re .

Положение точки отрыва аппроксимируется (2.1) с коэффициентами $a = -2,4833$, $b = 0,03354$ с погрешностью $\varepsilon \approx 1\%$ (фиг. 6, а).

Распределение коэффициента давления в кормовой части цилиндра остается однотипным (фиг. 3, б) и с ростом числа Re претерпевает количественные изменения: расширение области разрежения, увеличение по модулю $c_{p\ min}$.

При числах $Re_{\infty} = 10^3 - 10^4$ по мере его увеличения расширяется область разрежения и усиливается неравномерность в распределении c_p (фиг. 3, б), что в конечном итоге создает предпосылки для вторичного отрыва потока. В отрывной зоне возрастают максимальные значения скорости и числа Маха, так что начинает проявляться и усиливаться с ростом числа Re влияние сжимаемости движущейся среды. Однако течение в отрывной зоне остается дозвуковым ($M_{\max} \leq 0,6$). Под влиянием сжимаемости изменение длины отрывной зоны по числу Re отклоняется от линейной зависимости и аппроксимируется выражением с учетом следующего члена разложения (фиг. 6, б)

$$x_R = 2,9326 + 0,03482 (Re_{\infty} \cdot 10^{-3}) - 1,2330 (Re_{\infty} \cdot 10^{-3})^{-1} \quad (2.3)$$

Погрешность аппроксимации (2.3) менее 2%.

В этом диапазоне чисел Re аппроксимация (2.1) с коэффициентами $a = 12,38$, $b = 0,02183$ согласуется с расчетными данными с погрешностью $\varepsilon \approx 1,5\%$ (фиг. 6, б).

При $Re_{\infty} \geq 10^4$ с ростом числа Re происходит перестройка структуры поля течения. По мере его увеличения неравномерность в распределении c_p усиливается настолько, что это приводит к вторичному отрыву и присоединению потока (фиг. 4, в). Кроме того, с ростом числа Re максимальная скорость в отрывной зоне повышается и достигает сверхзвуковых значений; область сверхзвукового течения достаточно четко видна на картине поля температуры как более светлая область на темном фоне ближнего следа (фиг. 2, з). Это приводит к образованию в отрывной зоне внутренней ударной волны.

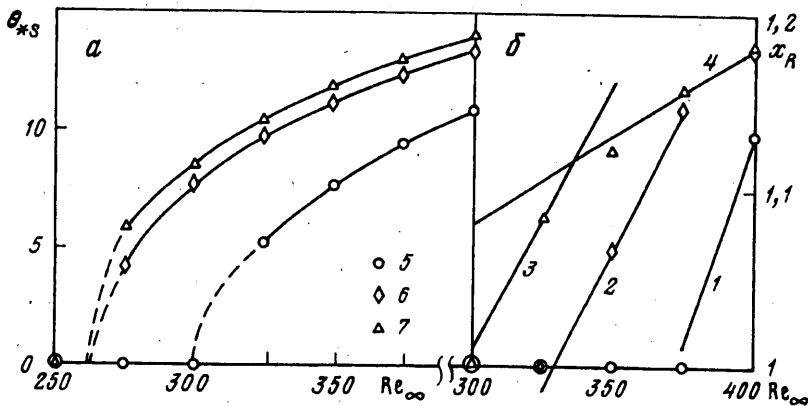
Также следует отметить, что при больших числах Re начинает проявляться неустойчивость ламинарного течения; это приводит, в частности, к слабо колебательному характеру изменения скорости и числа Маха на оси симметрии (фиг. 5, кривая 5). В силу указанных причин длина отрывной зоны в этом интервале чисел Re уменьшается с его ростом и аппроксимируется выражением

$$x_R = 2,7973 + 0,2855 (Re_{\infty} \cdot 10^{-4})^{-1} \quad (2.4)$$

Полученная аппроксимация согласуется с результатами масштабного анализа [3] и дает максимальную погрешность менее 2% (фиг. 6, в).

Для рассмотренного диапазона чисел Re расчетные данные по положению точки отрыва аппроксимируются зависимостью (2.1) с коэффициентами $a = 33,8$, $b = 0,02037$ с погрешностью $\varepsilon \approx 2\%$ (фиг. 6, в). Указанная аппроксимация позволяет оценить предельное положение точки отрыва: $\theta_{*S}^* = 49^\circ$ при $Re_{\infty} \rightarrow \infty$.

3. Рассмотренные выше результаты расчетов обтекания кругового цилиндра получены на сетке 101×101 . Выполнено также исследование по влиянию числа узлов N расчетной сетки на искомое решение в диапазоне чисел Re от 250 до 400, соответствующем зарождению и начальной стадии развития отрывного течения. Расчеты проведены на трех сетках: 51×51 , 101×101 , 201×201 . При этом ограничимся рассмотрением течения в кормовой области цилиндра.



Фиг. 7. Зависимость положения θ_{*S} точки отрыва (а) и длины x_R отрывной зоны (б) от числа Re_{∞} при числе $M_{\infty} = 5$; расчет: 1-4 – по корреляционным формулам, 5-7 – для сеток 51×51 , 101×101 , 201×201

На фиг. 7, а показано положение точки отрыва θ_{*S} на поверхности цилиндра в зависимости от числа Re ; эти кривые получены на разных сетках и позволяют оценить первое критическое число Re_* , при котором зарождается отрывное течение в кормовой области. Эти оценочные значения Re_* приведены в таблице и показывают, что с увеличением числа N зарождение отрыва смещается в сторону меньших значений числа Re . При этом на последних двух сетках значения Re_* практически совпадают и можно сказать, что при $N \geq 101 \times 101$ зарождение отрыва не зависит от числа узлов расчетной сетки.

Поведение длины x_R отрывной зоны в зависимости от числа Re (фиг. 7, б) позволяет оценить значение второго критического числа Re_{**} , при котором начинает формироваться глобальный отрыв. Значение Re_{**} может быть также оценено по поведению функции $u'(x) = f(Re)$, где $u'(x)$ – градиент скорости в задней критической точке, как то значение числа Re , при котором $u'(x) = 0$. Оба подхода дают близкие результаты, которые приведены в таблице. С увеличением N значения Re_{**} уменьшаются; при этом изменение значения Re_{**} на самой мелкой сетке по сравнению с предыдущей сеткой составляет 8%. Это говорит о том, что начало формирования глобального отрыва более чувствительно к числу узлов сетки по сравнению с зарождением отрывного течения.

На фиг. 7, б кривыми нанесены корреляционные зависимости (2.2) для начальной стадии развития глобального отрыва, полученные для разных сеток: $d = 0,478, f = 3,73$ для сетки 51×51 ; $d = 0,3224, f = 3,295$ для 101×101 ; $d = 0,3029, f = 2,97$ для 201×201 . Кроме того, на этой фигуре показана также установленная выше корреляционная зависимость для чисел $Re > 400$, которая хорошо аппроксимирует данные, полученные на сетке 201×201 . В целом эти результаты показывают, что по мере увеличения числа узлов N расчетной сетки формирование полностью развитого глобального отрыва завершается при меньших числах Re .

В таблице показано также влияние числа N на локальные характеристики в задней критической точке при числах $Re_{\infty} = 250$ и 400 : для первого из них на всех сетках реализуется безотрывное обтекание цилиндра, а для второго на сетках 101×101 и 201×201 наблюдается развитый глобальный отрыв, а на сетке 51×51 он сформировался не полностью. Можно видеть, что для однородных режимов обтекания температура $T(1)$ как величина порядка единицы на всех сетках вычисляется достаточно точно и увеличение N приводит к уточнению значения $T(1)$ в пределах 5%. Наибольшее влияние параметра N сказывается на такой "тонкой" характеристике, как градиент скорости $u'(1)$.

Сетка	Re*	Re**	Re _∞ = 400		
			T(1)	c _p (1)	u'(1)
51 × 51	300	373	4,8804	-0,0082	-0,00808
101 × 101	260	321	5,0981	-0,0059	-0,01103
201 × 201	260	300	5,1651	-0,0054	-0,0094

Сетка	Re*	Re**	Re _∞ = 250		
			T(1)	c _p (1)	u'(1)
51 × 51	300	373	4,8512	-0,0086	0,04315
101 × 101	260	321	5,0899	-0,0083	0,01654
201 × 201	260	300	5,1629	-0,0082	0,00732

В целом результаты расчетов на сетках 101 × 101 и 201 × 201 близки между собой. Это позволяет утверждать, что сетка 101 × 101 обеспечивает хорошую точность расчета аэродинамических характеристик кругового цилиндра, за исключением малого диапазона по числу Re, соответствующего началу формирования глобального отрыва. Этими соображениями, а также экономическими, связанными с затратами машинного времени, объясняется выбор сетки 101 × 101 для проведения основных расчетов.

Заключение. Исследованы зарождение и развитие отрывного течения в зависимости от числа Re в ближнем следе за круговым цилиндром с теплоизолированными стенками, обтекаемым сверхзвуковым потоком ($M_{\infty} = 5$) совершенного газа. Установлен ряд интервалов по числу Re, каждый из которых характеризуется своими особенностями: $Re_{\infty} \leq 250$ – безотрывное обтекание; $Re_{\infty} = 275-400$ – зарождение и развитие локального отрыва и формирование глобального отрыва, в этом интервале чисел Re наблюдается явление гистерезиса; $Re_{\infty} = 400-1000$ – область слабосжимаемого отрывного течения; $Re_{\infty} = 10^3 - 10^4$ – область дозвукового отрывного течения; $Re_{\infty} \leq 10^4$ – область сверхзвукового отрывного течения с вторичным отрывом и присоединением потока.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01129а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В. Обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа // Изв. РАН. МЖТ. 1993. № 6. С. 107–115.
2. Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В. Влияние температурного фактора на аэродинамические характеристики кругового цилиндра в сверхзвуковом потоке совершенного газа // Изв. РАН. МЖТ. 1994. № 3. С. 156–162.
3. Li X., Djilali N. On the scaling of separation bubbles // JSME Intern. J. Ser. B. 1995. V. 38. № 4. P. 541–548.
4. Bejan A. Convection heat transfer. N.Y.: Wiley, 1984. 477 p.
5. Yegorov I., Zaitsev O. Development of efficient algorithms for computational fluid dynamic problems // Proc. 5th Intern. Symp. Computational Fluid Dynamics, Japan, Sendai, 1993. V. 3.
6. Бабенко К.И. Об асимптотическом поведении вихря вдали от тела при обтекании его плоским потоком вязкой жидкости // ПММ. 1970. Т. 34. Вып. 5. С. 911–925.
7. Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В. Применение метода Ньютона к расчету внутренних сверхзвуковых отрывных течений // ПМТФ. 1997. № 1. С. 30–42.

Москва

Поступила в редакцию
15.V.1997