

УДК 533.6.011.5

© 1993 г. В. А. БАШКИН, И. В. ЕГОРОВ, М. В. ЕГОРОВА

## ОБТЕКАНИЕ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОГО СОВЕРШЕННОГО ГАЗА

На основе полных уравнений Навье — Стокса методом [1] рассчитано обтекание кругового цилиндра с изотермической поверхностью сверхзвуковым потоком совершенного газа. Исследовано влияние чисел Маха  $M_\infty = 2,5-10$  и Рейнольдса  $Re = 30-10^5$  на структуру поля течения и теплопередачу к обтекаемой поверхности; особое внимание уделено изучению ближнего следа и местных характеристик в кормовой части цилиндра.

Круговой цилиндр и сфера представляют собой классические примеры плохо обтекаемых тел, имеющих наиболее простую конфигурацию и аналитическое задание поверхности. Поэтому численный анализ обтекания этих тел в рамках уравнений Навье — Стокса встречается во многих работах и проводится как с выделением, так и без выделения головной ударной волны при тех или иных предположениях относительно теплофизических свойств движущей среды. При этом результаты расчетов для сферы носят систематический характер с охватом широкого диапазона изменения определяющих параметров, а для кругового цилиндра — эпизодический характер (см., например, обзорные работы [2, 3]).

В связи с этим в [4] на основе уравнений Навье — Стокса с выделением головной ударной волны исследовано обтекание лобовой поверхности кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа в широком диапазоне изменения чисел  $M_\infty$  и  $Re$  и температурного фактора. Результаты расчетов показали, что на обтекаемой поверхности распределения газодинамических переменных и местных коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи в качественном отношении аналогичны соответствующим распределениям, полученным в рамках классической постановки задачи. Различие между ними носит в основном количественный характер, и с увеличением числа  $Re$  решение уравнений Навье — Стокса стремится к асимптотическому решению задачи.

В настоящей работе исследовано обтекание кругового цилиндра с фиксированной температурой поверхности сверхзвуковым потоком совершенного газа. Для численного анализа уравнений Навье — Стокса без выделения ударной волны использован подход, разработанный в [1]. Поскольку в области лобовой поверхности цилиндра результаты данных расчетов в целом хорошо согласуются с данными [4], то ниже при обсуждении расчетного материала главное внимание уделено анализу поведения аэродинамических характеристик в кормовой части цилиндра.

1. В произвольной криволинейной системе координат  $\xi = \xi(x, y)$ ,  $\eta = \eta(x, y)$ , где  $x = x^*/l$ ,  $y = y^*/l$  — декартовы координаты ( $l$  — характерный линейный размер, звездочкой обозначены размерные переменные), двумерные уравнения Навье — Стокса в дивергентной форме имеют вид

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

$$E = J \left( E^D \frac{\partial \xi}{\partial x} + G^D \frac{\partial \xi}{\partial y} \right), \quad G = J \left( E^D \frac{\partial \eta}{\partial x} + G^D \frac{\partial \eta}{\partial y} \right), \quad J = \frac{\partial (x, y)}{\partial (\xi, \eta)}$$

$$E^D = \left| \begin{array}{l} \rho u \\ \rho u^2 + p + \mu \operatorname{Re} (2/3 \operatorname{div} V - \tau_{11}) \\ \rho uv - \mu \operatorname{Re} \tau_{12} \\ \rho uH + \mu \operatorname{Re} [2/3 u \operatorname{div} V - u\tau_{11} - v\tau_{12} - (\operatorname{Pr} (\gamma - 1) M_\infty)^{-1} \partial T / \partial x] \end{array} \right|$$

$$G^D = \left| \begin{array}{l} \rho v \\ \rho v^2 + p + \mu \operatorname{Re} (2/3 \operatorname{div} V - \tau_{22}) \\ \rho uv - \mu \operatorname{Re} \tau_{12} \\ \rho vH + \mu \operatorname{Re} [2/3 v \operatorname{div} V - u\tau_{12} - v\tau_{22} - (\operatorname{Pr} (\gamma - 1) M_\infty)^{-1} \partial T / \partial y] \end{array} \right|$$

$$\tau_{11} = 2 \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \tau_{12} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \tau_{22} = 2 \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$\operatorname{div} V = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \quad H = \frac{T}{(\gamma - 1) M_\infty^2} + \frac{V^2}{2}$$

Здесь  $E$ ,  $G$  и  $E^D$ ,  $G^D$  — векторы потоков в криволинейной и декартовой системах координат,  $J$  — якобиан преобразования,  $u = u^*/V_\infty$ ,  $v = v^*/V_\infty$  — декартовы компоненты вектора скорости  $V = V^*/V_\infty$ ,  $p = p^*/(\rho_\infty V_\infty^2)$  — давление,  $\rho = \rho^*/\rho_\infty$  — плотность,  $T = T^*/T_\infty$  — температура,  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей (показатель адиабаты),  $H = H^*/V_\infty^2$  — полная энтальпия,  $\mu = \mu^*/\mu_\infty$  — динамическая вязкость,  $\operatorname{Pr}$  — число Прандтля,  $M$  — число Маха,  $\operatorname{Re} = \rho_\infty V_\infty l / \mu_\infty$  — число Рейнольдса, индексом  $\infty$  обозначены параметры набегающего потока.

Система уравнений (1.1) замыкается уравнением состояния совершенного газа

$$p = \frac{\rho T}{\gamma M_\infty^2} \quad (1.2)$$

Численное интегрирование системы уравнений (1.1), (1.2) проводилось в конечной области, ограниченной внешней границей, поверхностью тела и плоскостью симметрии. На внутренней границе ставились условия непротекания и прилипания и условие равенства температуры газа температуре поверхности. В качестве дополнительного граничного условия на поверхности тела, необходимого для полноты системы сеточных уравнений, использовалась зависимость градиента давления по нормали к поверхности от второй производной скорости, получаемая асимптотически из уравнения сохранения импульса движения (первая контурная связь). На линии симметрии использовались условия четности и нечетности искомых функций.

Внешняя граница выбиралась таким образом, чтобы на ней течение газа всюду, в том числе в следе, было сверхзвуковым. На внешней границе ставились записанные в инвариантах Римана условия излучения, соответствующие расходящейся волне. При решении задачи в каждой точке на внешней границе анализировались знаки собственных значений, определяющих направления распространения возмущений относительно  $\eta = \operatorname{const}$ . Если собственное значение  $\lambda_i < 0$  («входная» точка границы), то соответствующий инвариант  $\alpha_i$  вычислялся по параметрам набегающего потока. В противном случае использовалось мягкое условие, которое определялось линейной экстраполяцией  $\alpha_i$  по значениям газодинамических переменных, соответствующих внутренним точкам расчетной области.

Построение конечно-разностной схемы для уравнений, записанных в форме законов сохранения, основано на интегроинтерполяционном методе, обеспечива-

ощем выполнение законов сохранения (в случае интегрирования уравнений Эйлера даже при наличии разрывных решений). Для аппроксимации конвективной составляющей вектора потока в полуцелых узлах применялась монотонизированная схема второго порядка точности [1, 5, 6]. Для вычисления собственных значений и собственных векторов в полуцелых узлах использовался метод Роу приближенного решения задачи о распаде произвольного разрыва [7]. Диффузионная составляющая вектора потока аппроксимировалась линейной симметричной разностной схемой второго порядка точности. Шаблон разностной схемы, на котором аппроксимируются полные уравнения Навье — Стокса (включая смешанные производные), состоит в общем случае из 13 точек.

Для решения нелинейной системы сеточных уравнений использовался модифицированный метод Ньютона. Матрица Якоби на итерации формировалась при помощи процедуры конечных приращений вектора невязки по вектору искомых сеточных функций.

Решение системы линейных алгебраических уравнений, получаемых на итерации по нелинейности, осуществлялось при помощи разложения матрицы в произведение двух треугольных матриц  $L$  и  $U$  таких, что  $L$  — нижняя треугольная матрица,  $U$  — верхняя. Предварительно анализировалась структура разреженности матриц  $L$  и  $U$ . Для снижения суммарного числа арифметических операций и уменьшения оперативной памяти ЭВМ неизвестные перенумеровывались по обобщенному методу вложенных сечений [8].

Более подробно процедура численного решения уравнений Навье — Стокса методом сквозного счета изложена в [1].

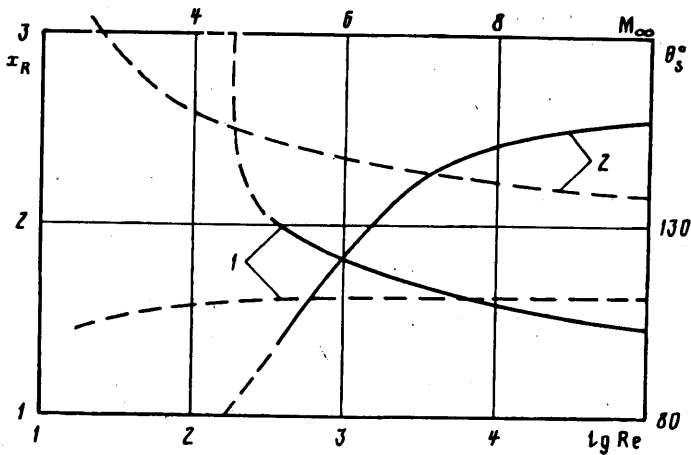
Для определения сходимости и точности численных результатов проведена серия расчетов для  $Re = 10^4$  и  $M_\infty = 5$  на сетках с числом узлов  $31 \times 31$ ,  $41 \times 41$ ,  $51 \times 51$ ,  $61 \times 61$ ; анализ этих результатов свидетельствует о сходимости разностной задачи. В частности, погрешность определения давления в передней и задней критических точках на сетке с числом узлов  $51 \times 51$  составила соответственно 0,3 и 4% их значений, вычисленных на сетке с числом узлов  $61 \times 61$ .

Основные расчеты выполнены на сетке с числом узлов  $51 \times 51$ , внешняя граница которой в полярных координатах удалена от обтекаемой поверхности на 15 радиусов цилиндра. Сгущение узлов по радиальной и азимутальной координатам выбиралось в зависимости от числа Рейнольдса.

Расчеты поля течения около кругового цилиндра проведены в диапазоне изменения числа  $M_\infty$  от 2,5 до 10,0 при числе  $Re = 10^4$  и в диапазоне изменения числа  $Re$  от 30 до  $10^5$  при  $M_\infty = 5$ . При этом предполагалось, что  $\gamma = 1,4$ , число  $P_r = 0,7$ , динамический коэффициент вязкости определяется формулой Сазерленда, а обтекаемая поверхность изотермическая ( $T_w = 2$ ). Следовательно, в результатах настоящих расчетов не выдерживается подобие течения по температурному фактору  $T_{w0} = T_w/T_0$ , где  $T_0$  — температура торможения набегающего потока. В связи с этим отметим, что по мере увеличения скорости полета температура обтекаемой поверхности летательного аппарата изменяется в небольшом интервале, а температура торможения  $T_0$  сильно возрастает; поэтому с ростом числа Маха температурный фактор обтекаемой поверхности уменьшается и проходит весь диапазон изменения от  $T_{w0} \approx 1$  (слабый теплообмен) до  $T_{w0} \rightarrow 0$  (сильный теплообмен).

2. В передней критической точке коэффициент давления  $c_p = 2 [p - (\gamma M_\infty^2)^{-1}]$  и местный тепловой поток  $q_w = q_w^*/(\rho_\infty V_\infty H_\infty)$  достигают своих максимальных значений на обтекаемой поверхности. Для указанных выше условий расчета значение  $c_{pmax}$  слабо зависит от определяющих параметров задачи; значение  $q_{wmax}$  при фиксированном числе  $Re$  возрастает по мере увеличения числа  $M_\infty$ , а при фиксированном числе  $M_\infty$  слабо увеличивается с ростом числа  $Re$ .

Вдоль лобовой поверхности кругового цилиндра коэффициент давления  $c_p$  и местный тепловой поток  $q_w$  монотонно уменьшаются по мере отхода от передней



Фиг. 1

критической точки; местный коэффициент сопротивления трения  $C_f = \tau_w / (0,5\rho_\infty V_\infty^2)$  изменяется немонотонным образом. При этом в окрестности миделевого сечения при малых числах  $M_\infty$  наблюдается сильное разрежение ( $c_p < 0$ ), которое с ростом числа  $M_\infty$  ослабевает и при гиперзвуковых скоростях сменяется на сжатие ( $c_p > 0$ ).

Согласно настоящим расчетам, при  $M_\infty = 2,5$  вдоль омываемой поверхности происходит смена направления теплового потока: в окрестности передней критической точки он направлен от газа к поверхности, а в окрестности миделя — от поверхности к газу. В этом случае для рассматриваемой изотермической поверхности ( $T_w = 2$ ) имеет место слабый теплообмен, а распределение температуры восстановления  $T_R$  (адиабатической температуры) является неравномерным: в критической точке  $T_R > T_0 = 2,25$  и далее вниз по потоку уменьшается, принимая в окрестности миделя значение, близкое к 1,9 [4]. Вследствие этого рассматриваемая изотермическая поверхность в окрестности миделя является перегретой, что и обуславливает направление теплообмена от стенки к потоку газа.

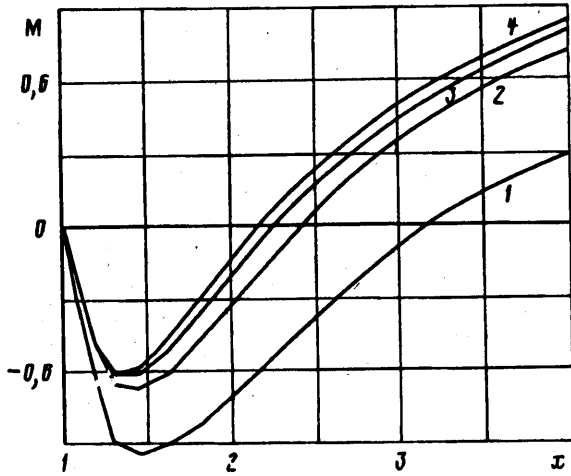
3. За миделевым сечением область возмущенного течения распространяется вниз по потоку до бесконечности, а в окрестности ближнего следа течение в зависимости от определяющих параметров может быть как безотрывным, так и отрывным.

Характерными величинами области возвратного течения являются точка отрыва  $\theta$ , потока на поверхности цилиндра и точка смыкания (присоединения)  $x_R$  потока на оси следа. Поведение указанных величин в зависимости от числа  $Re$  при  $M_\infty = 5$  (сплошные кривые) и от числа  $M_\infty$  при  $Re = 10^4$  (штриховые кривые) показано на фиг. 1 (1 —  $\theta_s$ , 2 —  $x_R$ ).

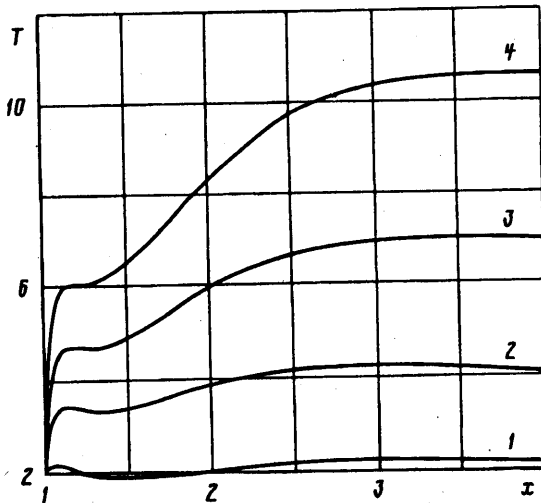
Для фиксированного числа  $M_\infty$  при  $Re < 100$  реализуется безотрывное обтекание кругового цилиндра. Примерно при  $Re \approx 100$  в кормовой части тела начинает формироваться область отрывного течения, размеры которой возрастают при последующем увеличении числа  $Re$ . При больших числах Рейнольдса наступает режим стабилизации отрывной области по числу  $Re$  и точка отрыва располагается в сечении  $\theta \approx 105^\circ$ , т. е. отрыв потока происходит почти непосредственно за миделевым сечением тела.

Отметим, что расчеты поля течения проводились в направлении возрастания чисел  $Re$  для дискретных его значений. В силу этого значение числа Рейнольдса, при котором наступает отрыв потока в численных расчетах, не определено; не выяснен также вопрос о характере перехода от безотрывного к отрывному режиму обтекания и о возможном гистерезисе смены режимов обтекания при прямом и обратном ходе по числу  $Re$ .

Для фиксированного числа  $Re$  (фиг. 1) при малых сверхзвуковых значениях



Фиг. 2

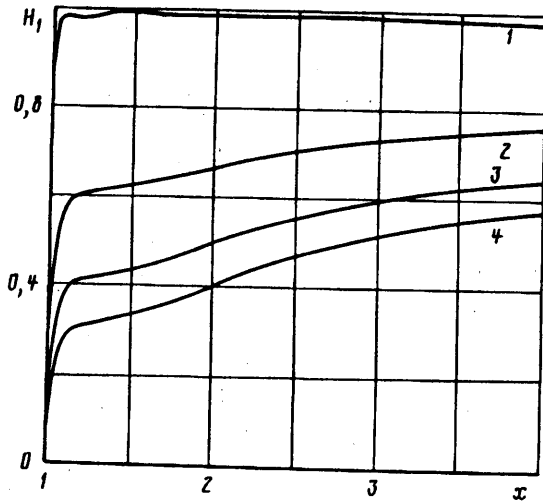


Фиг. 3

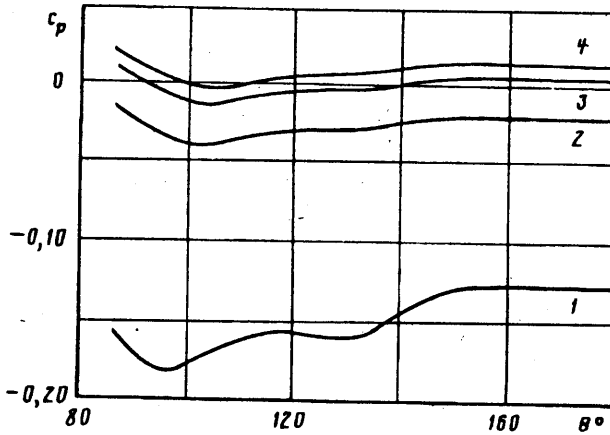
числа  $M_\infty$  точка отрыва находится вблизи миделевого сечения ( $\theta_c \approx 102^\circ$ ,  $M_\infty = 2,5$ ), а область отрывного течения простирается вниз по потоку достаточно далеко ( $x_R \approx 3,17$ ,  $M_\infty = 2,5$ ). С увеличением числа Маха точка отрыва смещается вниз по потоку, а размеры области отрывного течения сокращаются. При достаточно больших числах Маха наступает стабилизация области отрывного течения. Согласно настоящим расчетам, при  $M_\infty = 10$  стабилизация положения точки отрыва на поверхности цилиндра уже имеет место ( $\theta_c \approx 111,5^\circ$ ), а полной стабилизации по длине отрывной зоны еще нет.

Поведение газодинамических переменных на оси ближнего следа указывает на гиперзвуковую стабилизацию картины течения в ближнем следе по мере увеличения числа Маха. Четкого выхода на режим стабилизации не наблюдается лишь для температуры. Это объясняется тем, что, с одной стороны, температура обезразмерена по температуре набегающего потока (которая не является характерным масштабом температуры для вязкого течения), а с другой стороны, сравнение проводится при разных значениях температурного фактора.

В области ближнего следа коэффициент давления близок к нулю; при этом в пристеночном слое при малых числах  $M_\infty$  наблюдается сильное разрежение ( $c_p < 0$ ), а при гиперзвуковых скоростях — сжатие ( $c_p > 0$ ).



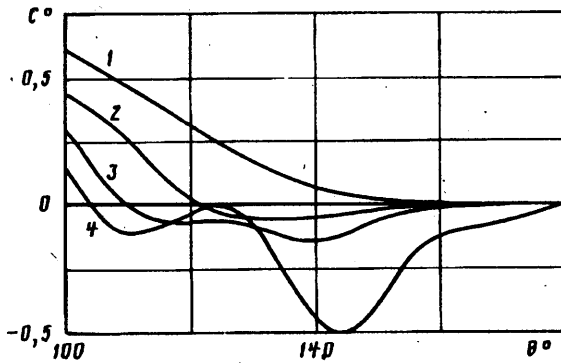
Фиг. 4



Фиг. 5

На рассмотренных режимах обтекания цилиндра в центре отрывной области реализуются достаточно большие скорости движения газа, а местные числа Маха могут достигать транс- и сверхзвуковых значений (фиг. 2, 1 —  $M_\infty = 2,5$ , 2 —  $M_\infty = 5$ , 3 —  $M_\infty = 7,5$ , 4 —  $M_\infty = 10$ ). При  $Re = \text{const}$  с увеличением числа  $M_\infty$  уменьшаются максимальные значения безразмерной скорости и местные числа Маха в отрывной зоне, поэтому трансзвуковые режимы течения газа на оси следа наблюдаются лишь при малых числах  $M_\infty$ . При фиксированном числе  $M_\infty$  с увеличением числа  $Re$  максимальные значения безразмерной скорости и местные числа Маха на оси следа возрастают и достигают сверхзвуковых значений [1]; сверхзвуковой поток, натекающий на заднюю критическую точку, переходит в дозвуковой через внутреннюю ударную волну. Формирование этой ударной волны по мере возрастания числа  $Re$  достаточно четко прослеживается по профилям газодинамических переменных. Существование таких внутренних ударных волн, образующихся в областях развитого пространственного отрывного течения, экспериментально установлено на подветренной стороне треугольного крыла [9].

Профили температуры (фиг. 3, 1 —  $M_\infty = 2,5$ , 2 —  $M_\infty = 5$ , 3 —  $M_\infty = 7,5$ , 4 —  $M_\infty = 10$ ) указывают на сложную структуру температурного поля. При больших числах  $Re$  с ростом  $M_\infty$  повышается уровень температуры в ближнем следе,



Фиг. 6

а распределения температуры на оси следа в качественном отношении имеют одинаковый характер: вблизи обтекаемой поверхности образуется тонкий температурный пограничный слой; к нему примыкает относительно небольшая область с почти постоянной достаточно низкой температурой. Далее вниз по потоку температура газа вновь увеличивается и выходит на «полку» с более высоким значением.

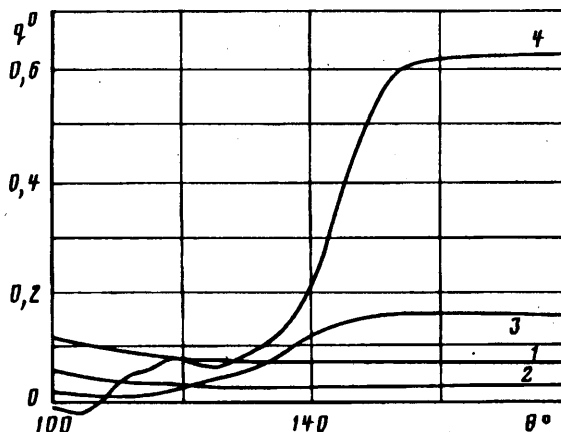
Структура поля температуры существенным образом зависит от числа  $Re$ . При  $M_\infty = 5$  и малых числах  $Re$  температура на оси следа монотонно возрастает по мере удаления от задней критической точки вниз по потоку. С увеличением числа  $Re$  постепенно формируется температурный пограничный слой и более сложный профиль температуры, обусловленный, в частности, появлением внутренней ударной волны.

Важной характеристикой потока в области ближнего следа является полная энтальпия газа (фиг. 4,  $H_1 = H/H_\infty$ , 1 —  $M_\infty = 2,5$ , 2 —  $M_\infty = 5$ , 3 —  $M_\infty = 7,5$ , 4 —  $M_\infty = 10$ ).

При фиксированном числе  $Re$  и фиксированной температуре поверхности ( $T_w = 2$ ) с ростом  $M_\infty$  на заднюю критическую точку натекает поток газа со все меньшей и меньшей полной энтальпией. Связано это с тем, что с ростом числа  $M_\infty$  понижается температурный фактор обтекаемой поверхности и в области отрывного течения циркулирует в основном масса газа, которая после обтекания холодной стенки обладает малой полной энтальпией. При фиксированных значениях числа  $M_\infty$  и температурного фактора ( $T_{w0} = 0,3333$ ) с ростом числа  $Re$  увеличивается расход газа через область отрывного течения и возрастает уровень полной энтальпии струи газа, натекающей на заднюю критическую точку.

4. В кормовой части цилиндра наблюдается разрежение ( $c_p < 0$ ), а изменение  $c_p$  при движении от миделя к задней критической точке имеет немонотонный характер и отражает особенности развития течения вдоль обтекаемой поверхности. При числе  $Re = 10^4$ , когда обтекание цилиндра происходит с отрывом потока, наибольшая неравномерность реализуется при малых числах  $M_\infty$  (фиг. 5, 1 —  $M_\infty = 2,5$ , 2 —  $M_\infty = 5$ , 3 —  $M_\infty = 7,5$ , 4 —  $M_\infty = 10$ ); по мере увеличения числа  $M_\infty$  коэффициент давления возрастает и при гиперзвуковых скоростях принимает положительные значения всюду, за исключением небольшой зоны разрежения. При этом в срывной зоне, где течение направлено от задней критической точки к точке отрыва, отрицательный градиент давления ослабевает, а само распределение давления становится более равномерным. После миделевого сечения коэффициент давления монотонно уменьшается и только перед точкой отрыва имеется небольшая зона с положительным градиентом давления.

При фиксированном числе  $M_\infty$  для числа  $Re = 30$ , когда обтекание тела безотрывное, минимум коэффициента давления располагается далеко за миделевым сечением (при  $\theta \approx 130^\circ$ ) и далее вниз по потоку имеет место положительный



Фиг. 7

градиент давления; при этом в некоторой окрестности задней критической точки давление постоянно. При последующем увеличении числа  $Re$  точка минимума давления смещается вверх по потоку, положительный градиент давления возрастает и увеличивается область, где  $c_p \approx \text{const}$ . Примерно при  $Re = 100$  наличие положительного градиента давления приводит к отрыву потока и образованию области отрывного течения. При дальнейшем увеличении числа  $Re$  течение в зоне отрыва сначала развивается при отрицательном градиенте давления, а затем постепенно формируется небольшой участок с положительным градиентом давления. Это обстоятельство обуславливает появление вторичного отрыва при числе  $Re = 10^5$ .

Описанные выше закономерности развития течения вдоль обтекаемой поверхности в кормовой части цилиндра целиком и полностью подтверждаются распределениями местного коэффициента сопротивления трения (фиг. 6,  $C^0 = C_f \sqrt{Re}$ , 1 —  $Re = 10^2$ , 2 —  $Re = 10^3$ , 3 —  $Re = 10^4$ , 4 —  $Re = 10^5$ ). Отметим, что в окрестности задней критической точки на участке, где  $c_p \approx \text{const}$ , напряжение трения изменяется по линейному закону.

Приведенные данные указывают на то, что в большинстве случаев картина течения в отрывной области соответствует схеме течения с двумя вихрями противоположного вращения. Лишь при больших числах Рейнольдса ( $Re = 10^5$ ) в области отрывного течения на поверхности цилиндра наблюдается слабый вторичный отрыв и присоединение потока.

5. Распределение теплового потока в кормовой части цилиндра зависит от чисел  $Re$  и  $M_\infty$ .

Для фиксированных значений числа  $M_\infty$  и температурного фактора ( $T_{w0} = 1/3$ , т. е. имеет место довольно сильное охлаждение поверхности) при малых числах Рейнольдса ( $Re = 10^2 - 10^3$ ), когда цилиндр обтекается безотрывно или при наличии небольшой области отрывного течения, тепловой поток монотонно уменьшается по мере продвижения от миделевого сечения к задней критической точке (фиг. 7,  $q^0 = q_w \sqrt{Re}$ , 1 —  $Re = 10^2$ , 2 —  $Re = 10^3$ , 3 —  $Re = 10^4$ , 4 —  $Re = 10^5$ ); однако его изменение незначительно и на большей части поверхности значение теплового потока близко к постоянному.

С увеличением числа Рейнольдса распределение теплового потока становится немонотонным с минимумом в точке отрыва и наличием протяженного участка в окрестности задней критической точки, где  $q_w \approx \text{const}$ . При последующем увеличении числа  $Re$  неравномерность в распределении теплового потока усиливается и при  $Re = 10^5$  перед точкой отрыва происходит смена знака теплового потока с минимумом в точке отрыва. Максимум теплового потока находится в окрестности задней критической точки; его величина возрастает с ростом числа



Re = 10 <sup>4</sup>					M <sub>∞</sub> = 5				
M <sub>∞</sub>	2,5	5	7,5	10	Re	10 <sup>2</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>5</sup>
q <sub>1</sub> /q <sub>2</sub>	2,1	11,8	19,5	24,2	q <sub>1</sub> /q <sub>2</sub>	23,7	57	11,8	3

Re, что обусловлено главным образом соответствующим повышением уровня давления и полной энтальпии на внешней границе теплового пограничного слоя. Между минимумом и максимумом в распределении теплового потока наблюдаются локальные экстремумы в областях вторичного отрыва и присоединения потока. При этом положение локального максимума теплового потока не совпадает с точкой присоединения потока, что согласуется с результатами асимптотического анализа [10].

При фиксированных значениях числа Re и температурного фактора с увеличением числа M<sub>∞</sub> происходит быстрая стабилизация теплового потока в области отрывного течения, которая обусловлена понижением уровня полной энтальпии в отрывной зоне (на внешней границе температурного пограничного слоя).

В передней критической точке, как уже отмечалось выше, тепловой поток достигает абсолютного максимума на обтекаемой поверхности. Для заданных условий обтекания его величина монотонно возрастает с увеличением числа Маха (при Re = const) и незначительно подрастает с увеличением числа Рейнольдса (при M<sub>∞</sub> = const). Таким образом, зависимости тепловых потоков в передней и задней критических точках от определяющих параметров имеют совершенно разный характер. Сопоставление тепловых потоков в передней (q<sub>1</sub> = q<sub>w</sub> √Re) и задней (q<sub>2</sub> = q<sub>w</sub> √Re) критических точках, приведенное в таблице, показывает, что при определенных условиях тепловые потоки в передней и задней критических точках имеют одинаковый порядок.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Егоров И. В., Зайцев О. Л. Об одном подходе к численному решению двумерных уравнений Навье — Стокса методом сквозного счета // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1991. Т. 31. № 2. С. 286—299. (см. также: Препринт № 6. М.: ЦАГИ, 1990. 25 с.)
2. Гершбейн Э. А., Пейгин С. В., Турский Г. А. Сверхзвуковое обтекание тел при малых и умеренных числах Рейнольдса // Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. 1985. Т. 19. С. 3—85.
3. Пейгин С. В., Турский Г. А. Трехмерные задачи сверх- и гиперзвукового обтекания тел потоком вязкого газа // Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. 1988. Т. 22. С. 3—120.
4. Башкин В. А., Бабаев И. Ю. Расчет обтекания лобовой поверхности скользящего кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа // Уч. зап. ЦАГИ. 1992. Т. 23. № 1. С. 9—19.
5. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 68—77.
6. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. Comput. Phys. 1983. V. 49. № 3. P. 357—393.
7. Roe P. L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes // J. Comput. Phys. 1981. V. 43. № 2. P. 357—372.
8. Lipton R. J., Rose D. J., Tarjan R. E. Generalized nested dissection // SIAM J. Numer. Anal. 1979. V. 16. № 2. P. 346—358.
9. Borovoi V. Ya., Brazhko W. N., Maikapar G. I. Leeward separated supersonic flows // Separated Flows and Jets. IUTAM Sympos. Novosibirsk, USSR, 1990. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1991. P. 311—317.
10. Нейланд В. Я. Асимптотические задачи теории вязких сверхзвуковых течений // Тр. ЦАГИ. 1974. Вып. 1529. 124 с.