

## БЕЗОТРЫВНОЕ СИММЕТРИЧНОЕ ОБТЕКАНИЕ ТРАНСЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ЦИЛИНДРОКОНИЧЕСКИХ ТЕЛ

Н. С. БАЧМАНОВА, Б. С. КИРНАСОВ, В. В. КУДРЯВЦЕВ,

Ю. М. ЛИПНИЦКИЙ

(Москва)

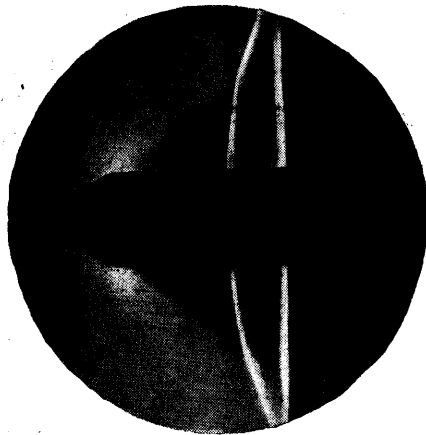
Для тонких цилиндроконических тел обычно не возникает аэродинамических проблем в диапазоне полностью дозвукового или полностью сверхзвукового течений. Сложнее обстоит дело в узком диапазоне скоростей при больших дозвуковых числах Маха. При этих скоростях скачок уплотнения, замыкающий местную сверхзвуковую зону за изломом образующей, вызывает отрыв пограничного слоя, а связанное с перемещением этого скачка изменение аэродинамических нагрузок может оказаться существенным.

В данной работе приведены результаты исследований симметричного безотрывного обтекания цилиндроконических тел при больших дозвуковых числах  $M_\infty$ . С помощью метода установления численно получены данные по влиянию числа  $M_\infty$  и геометрических параметров на характеристики течения. Проведены экспериментальные исследования картины обтекания и распределения давления за изломом тела, состоящего из конической носовой части и цилиндра. Предлагается инженерный метод определения области изменения параметров течения, в которой не существует развитых отрывных зон.

Для решения полной системы уравнений газовой динамики, записанной в цилиндрической системе координат  $(x, r)$ , применен метод установления, подробно описанный в [1]. Расчет проведен в переменных  $(x, \xi)$ , где  $\xi$  определяется уравнением

$$a\xi^2 + \xi - \frac{r - r^{(1)}(x)}{\alpha} = 0$$

Здесь  $r = r^{(1)}(x)$  — уравнение тела,  $0 \leq \xi \leq 1$ . Соответствующий выбор констант  $a$  и  $\alpha$  позволил (при постоянных шагах разностной сетки по  $x$  и  $\xi$ ) сгустить расчетные точки в окрестности тела, а верхнюю границу ( $\xi = 1$ ) отодвинуть от поверхности тела на необходимое расстояние. Границы расчетной области по  $x$  расположены на достаточном удалении от носка тела и излома образующей. Благодаря этому можно считать на левой границе параметры газа равными их значениям в набегающем потоке, а на правой границе положить равными нулю производные по  $x$  от всех газодинамических функций. Расчеты полей течения при различных размерах рассматриваемой области показали допустимость таких граничных условий.



Фиг. 1

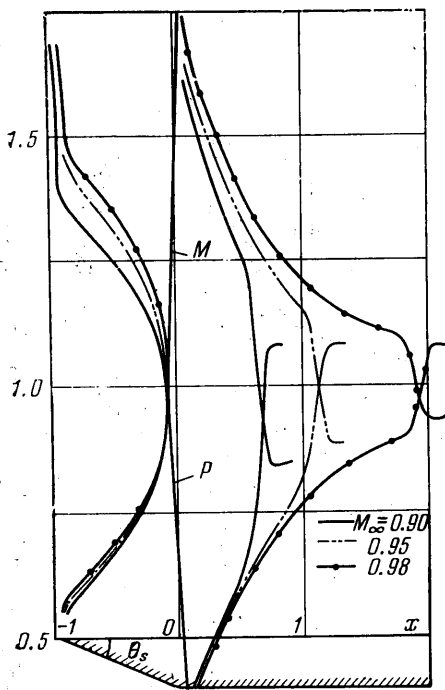
Контроль точности определения газодинамических параметров заключался в проверке интеграла Бернулли, максимальные отклонения которого от значения, определенного по параметрам набегающего потока, составляли менее 0.5%.

Экспериментальные исследования течения за изломом образующей проводились на модели, состоящей из цилиндра с относительным удлинением 10 и съёмных конических носовых частей с различными углами полураствора  $\theta$ . Число Рейнольдса  $Re_{d, \infty}$ , определенное по параметрам набегающего потока и диаметру цилиндра, менялось в диапазоне  $(0.6 \div 1) \cdot 10^6$ . При непрерывном (во время эксперимента) изменении  $M_\infty$  замер давления в дренажных точках модели осуществлялся с помощью малоинерционных индуктивных датчиков давления. Синхронно с регистрацией давления проводилась киносъемка потока через прибор ИАВ-451 кинокамерой АКС-2 со скоростью 24 кадра в секунду.

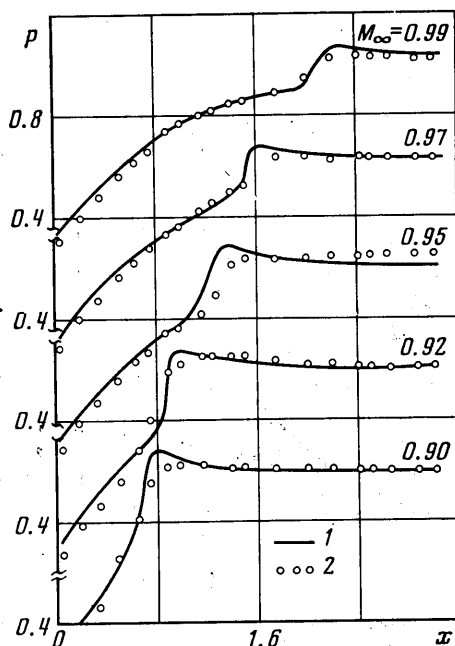
Систематическое численное исследование проведено для острых конусов, сопряженных по радиусу  $R$  с цилиндром. Определено влияние радиуса сопряжения  $R$ , угла полураствора конуса  $\theta$ , и числа  $M_\infty$  на распределение газодинамических функций вдоль нулевой линии тока, на положение изобар (поскольку энтропия в потоке изменялась незначительно, линии постоянного значения числа  $M$  практически совпа-

дают с изобарами) и на величину сопротивления. Область изменения этих параметров выбиралась такой, чтобы обтекание рассматриваемого тела было безотрывным.

Характерная фотография такого течения, приведенная на фиг. 1 для конуса с углом полураствора  $\theta_s = 26.5^\circ$  и числа  $M_\infty = 0.92$ , позволяет отметить следующие особенности: за изломом контура течение безотрывно; в окрестности последней характеристики центрированной волны разрежения расположен висячий скачок уплотнения; замыкающий местную сверхзвуковую зону скачок уплотнения ортогонален поверхности тела, и его кривизна меняет знак в точке пересечения с висячим скачком уплотнения.



Фиг. 2

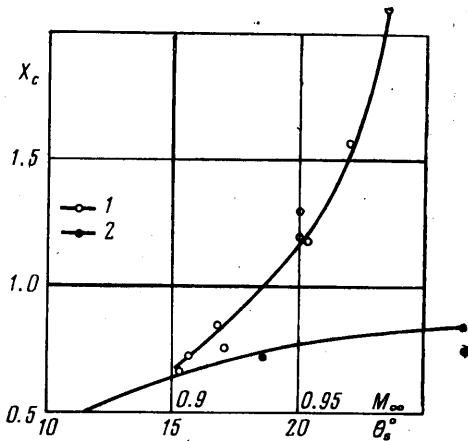


Фиг. 3

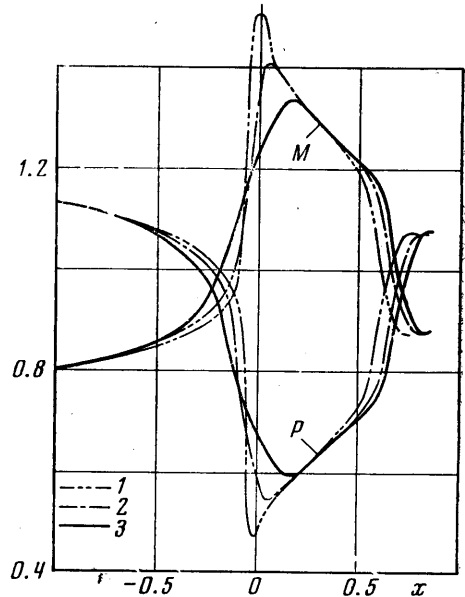
В численном решении размер местной сверхзвуковой зоны и форма замыкающего скачка уплотнения определяются по положению изобар в потоке. Точность численного метода не позволяет определить детальную структуру местной сверхзвуковой зоны, однако положение и форма замыкающего скачка уплотнения надежно определяются по сгущению изобар. Интенсивность скачка и точку пересечения с поверхностью тела можно найти по распределению давления ( $P = p/p_\infty$ ) или числа  $M$  вдоль цилиндрической поверхности. Эти зависимости для исследуемого тела с углом полураствора переднего конуса  $\theta_s = 26.5^\circ$ , при числах  $M_\infty = 0.9-0.98$  приведены на фиг. 2. С уменьшением числа  $M_\infty$  (в рассматриваемом диапазоне) протяженность местной сверхзвуковой зоны уменьшается, а интенсивность замыкающего скачка уплотнения увеличивается. По мере уменьшения  $M_\infty$  достигается такое число  $M_\infty^*$ , при котором перепад на замыкающем скачке уплотнения становится критическим для околозвуковых скоростей [2].

При  $M_\infty \approx M_\infty^*$  происходит отрыв турбулентного пограничного слоя в точке пересечения скачка, замыкающего местную сверхзвуковую зону, с цилиндрической поверхностью. В результате взаимодействия оторвавшегося вязкого пристеночного слоя с внешним потоком устанавливается течение, в котором отрыв начинается непосредственно у точки излома образующей. Согласно данным исследований критического перепада давления в скачке уплотнения при околозвуковых скоростях [2], отрыв турбулентного слоя происходит при местном числе  $M \approx 1.25$  и перепаде давления  $p_2/p_1 > 1.4$ . Для тела, состоящего из конуса с углом полураствора  $\theta_s = 26.5^\circ$  и цилиндра, число  $M = 1.25$  достигается перед замыкающим скачком уплотнения при  $M_\infty = M_\infty^* = 0.90$  (фиг. 2). Значение числа  $M_\infty^*$ , полученное в экспериментальных исследованиях, составляет 0.89, что хорошо согласуется с результатами изложенного метода определения области безотрывного обтекания тел.

Формальный расчет течения при  $M_\infty < M_\infty^*$  приводит к перепаду давления в замыкающем скачке уплотнения больше критического. С уменьшением угла  $\theta_s$ , как показывает расчет, интенсивность замыкающего скачка уплотнения при  $M_\infty = \text{const}$  падает. Отсюда следует, что появление условий, достаточных для возникновения отрыва пограничного слоя, ожидается при меньших числах  $M_\infty$ , т. е.  $M_\infty^*$  должно уменьшаться при уменьшении угла полураствора переднего конуса  $\theta_s$ . По экспериментальным данным величина  $M_\infty^*$  для  $\theta_s = 18.5$  и  $26.5^\circ$  равна 0.83 и 0.89 соответственно. Таким образом, при  $M_\infty > M_\infty^*$  в потоке не возникает развитых отрывных зон, и результаты расчетов, представленные ниже для диапазона чисел  $M_\infty$ , удовлетворяющего



Фиг. 4



Фиг. 5

указанному условию, должны хорошо отражать картину реального течения. Действительно, приведенное на фиг. 3 сравнение распределения давления на цилиндрической поверхности, полученного в процессе решения системы уравнений движения идеальной жидкости (1) и дренажного эксперимента (2), свидетельствует о хорошем совпадении результатов ( $\theta_s = 26.5^\circ$ ;  $M_\infty = 0.9 \div 0.99$ ). Некоторое отличие наблюдается в окрестности точки взаимодействия замыкающего скачка уплотнения с поверхностью тела, так как положительный градиент давления создает благоприятные условия для резкого увеличения толщины пограничного слоя. В результате взаимодействия потока идеального газа со «вспухшим» пограничным слоем возникают волны сжатия, которые уменьшают интенсивность скачка уплотнения и несколько изменяют его положение.

Параметрические расчеты позволили определить зависимость продольной координаты точки пересечения скачка с цилиндрической поверхностью от угла полураствора  $\theta_s$  ( $M_\infty = 0.92$ ) и от числа  $M_\infty$  ( $\theta_s = 26.5^\circ$ ).

Расчетные и экспериментальные значения величины  $X_c = x_c/d$ , где  $x_c$  — расстояние от точки излома до основания скачка, а  $d$  — диаметр цилиндра, приведены на фиг. 4. С увеличением числа  $M_\infty$  при  $\theta_s = 26.5^\circ$  (1) и угла полураствора  $\theta_s$  при  $M_\infty = 0.92$  (2) протяженность местной сверхзвуковой зоны растет, причем зависимость  $X_c = f(\theta_s)$  носит асимптотический характер. Следует отметить хорошее соответствие между расчетными и экспериментальными значениями функции  $X_c$ .

Исследовано влияние радиуса сопряжения  $R = R'/d$  на распределение аэродинамических характеристик. Увеличение радиуса сопряжения в пределах  $R = 0.08$ ;  $0.81$ ;  $1.62$  (1, 2, 3) при  $M_\infty = 0.92$ ,  $\theta_s = 15^\circ$  (фиг. 5) приводит к локальному изменению газодинамических функций и практически не влияет на положение и форму замыкающего скачка уплотнения и его интенсивность.

Зависимость коэффициента сопротивления

$$c_x = \frac{4}{r_M^2 \gamma M_\infty^2} \int_0^x \left( \frac{p}{p_\infty} - 1 \right) \operatorname{tg} \theta_T r_T dx$$

от числа  $M_\infty$  и радиуса сопряжения  $R$  приведена ниже

$\theta_s = 26.5^\circ, R = 0.172$						
$M_\infty$	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	$\sim 1$
$c_\tau$	0.247	0.266	0.285	0.304	0.326	$\sim 0.357$
$\theta_s = 15^\circ, M_\infty = 0.92$						
$R$	0.25	0.50	0.75	1.0	1.25	1.50
$c_\tau$	0.093	0.087	0.0785	0.07	0.063	0.0575

Увеличение  $R$  вызывает падение сопротивления, так как звуковая точка расположена в начале разворота, и при больших  $R$  на значительной части поверхности сопряжения коэффициент давления  $P' = (p - p_\infty) / q_\infty < 0$ .

По характеру зависимости  $c_\tau$  от  $M_\infty$  можно восстановить значение  $M_\infty = M_k$ , при котором на поверхности тела в районе сопряжения конуса с цилиндром появляется скорость, равная скорости звука. При  $M_\infty < M_k$  и безотрывном обтекании сопротивление равно нулю (парадокс Даламбера). В расчете этому случаю соответствует сопротивление, по абсолютной величине не превышающее 0.001. Возникновение местной сверхзвуковой зоны приводит к перестройке распределения давления по конусу таким образом, что сопротивление становится отличным от нуля (цилиндрическая поверхность не дает вклада в  $c_\tau$ ). Точка пересечения кривой  $c_\tau$  с осью абсцисс определяет величину  $M_k$ . Для тела с  $\theta_s = 26.5^\circ, R = 0.172$  число  $M_k$  равно  $\sim 0.85$ . Найденное таким способом значение числа  $M_k$  носит формальный характер, так как  $M_k < M^*$ , и в реальном потоке при  $M_\infty = M_k$  существует развитая открытая зона.

Поступила 13 II 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Липницкий Ю. М., Лифшиц Ю. Б. О расчете обтекания тел вращения трансзвуковым потоком. ПММ, 1970., т. 34, вып. 3.
2. Гродзовский Г. Л. Экспериментальное исследование взаимодействия скачков уплотнения и пограничного слоя в диапазоне чисел  $M_\infty = 1.0 \div 1.8$ . Изв. АН СССР. ОН, Энергетика и автоматика, 1961, № 4.

УДК 533.6.011.55

### О ВЛИЯНИИ УСКОРЕНИЯ КЛИНА НА ПОЛОЖЕНИЕ ЦЕНТРА ДАВЛЕНИЯ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В. Л. МЕНЬШИКОВА, О. Ю. ПОЛЯНСКИЙ

(Москва)

Получены аналитические зависимости для расчета положения центра давления на тонком клине при его ускоренном движении с гиперзвуковыми скоростями в совершенном газе во всем диапазоне гиперзвукового параметра подобия  $0 < K < \infty$ . Проведены расчеты, показавшие, в частности, что максимальное смещение центра давления на клине относительно его положения при стационарных условиях для показателя адиабаты  $\gamma = 1.4$  во всем диапазоне  $K$  не превышает  $0.04 SL$  ( $S$  — число Струхала,  $L$  — длина клина), причем при  $K \ll 1$  смещение вообще отсутствует. Приведены результаты параметрических расчетов.

1. Как известно, ускорение движения тела может привести к изменению в распределении давления  $p(x)$  по поверхности тела по сравнению с  $p(x)$  при установившемся движении. В результате этого может измениться центр давления  $x_*$  и увеличиться или уменьшиться запас статической устойчивости. Суммарный эффект будет определяться большим числом факторов, например, конфигурацией тела, углом атаки, числом Маха  $M$ , числом Струхала  $S$  и т. д. ( $S = aL/V^2$ ,  $a$  — ускорение,  $V$  — скорость,  $L$  — длина клина).

Не ставя перед собой цели дать исчерпывающий анализ этого явления для различных конфигураций и различных условий полета, рассмотрим влияние ускорения на положение центра давления на тонком клине, движущемся с гиперзвуковой скоростью в совершенном газе. Примем, что направление вектора скорости постоянно, вращение клина отсутствует

$$(1.1) \quad M \gg 1, \quad \theta \ll 1, \quad S \ll 1$$

$M$  — число Маха,  $\theta$  — угол между направлением вектора скорости и поверхностью клина  $\theta = \theta \pm \alpha$ . Знак плюс и минус соответственно для нижней и верхней поверхно-