

УДК 532.525.2

© 1995 г. А. И. УСМАНОВ, В. Н. ШМАНЕНКОВ

ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ С СИСТЕМОЙ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Представлены результаты экспериментальных исследований по аэрогазодинамике тел с системой поперечных струй, когда выдув газа осуществляется на боковой поверхности одновременно из нескольких сопел. Рассмотрены различные режимы течения в зависимости от таких параметров, как относительный импульс струй, угол атаки и т. д. Результаты исследований обобщены на основе сформулированного приближенного закона подобия.

Среди газоструйных органов управления полетом летательного аппарата особое место занимает так называемая система поперечных струй, когда выдув газа осуществляется одновременно из нескольких (m) сопел, расположенных в каком-либо одном поперечном сечении тела через равные промежутки по азимутальному углу $\Delta\varphi = 2\pi/m$. Этот случай интересен тем, что начиная с некоторой нерасчетности n ($n = p_j/p_\infty$, p_j — давление на срезе сопел, p_∞ — давление в набегающем потоке) возмущенные области течения и сами струи взаимодействуют между собой, поэтому картина течения существенно отличается от обтекания одиночной поперечной струи.

При очень больших значениях нерасчетности ($n \gg 1$) струи смыкаются между собой и система поперечных струй становится эквивалентной кольцевой веерной струе. Для этого варианта в работе [1] на основе принципа «эквивалентного тела» было предложено характеризовать поперечные размеры возмущенной области течения линейным масштабом R^*

$$R^* = \left[\frac{G_j V^*}{\pi \chi p_\tau M_\tau^2} \right]^{1/2}, \quad G_j = \sum_1^m G_{j,i} \quad (1)$$

где G_j — суммарный расход газа через m сопел, V^* — характерная (средняя) скорость струи после расширения до давления p_τ на боковой поверхности тела, M_τ — число Маха в потоке перед сечением инъекции, $\chi = c_p/c_v$.

Величина R^* имеет очевидное преимущество перед линейными масштабами, используемыми другими авторами: здесь учитывается суммарное количество движения струи $G_j V^*$, а не локальные газодинамические характеристики на срезе сопла. Такой подход оправдывает себя в случае истечения сильно недорасширенных струй, когда размеры возмущенной области много больше начального диаметра струи d_j .

При истечении струй с большой нерасчетностью ($n \gg 1$) можно принять, что $V^* \approx V_{\max}$, т. е.

$$R^* = \sqrt{\frac{G_j}{\pi \chi p_\tau M_\tau^2}} \sqrt{\frac{2\chi_j}{\chi_j - 1} T_{0j} \frac{R}{\mu_j}}$$

где χ_j , μ_j , T_{0j} — соответственно показатель адиабаты, молекулярный вес и температура торможения в струе, R — универсальная газовая постоянная.

Из этой формулы следует, что размеры возмущенной области пропорциональны $n^{1/2}$ и $T_{0j}^{1/4}$, т. е. при одинаковом расходе G_j высокотемпературные струи глубже проникают в набегающий сверхзвуковой поток.

Формула (1) одновременно позволяет сформулировать приближенный закон подобия, который полезно соблюдать при проведении экспериментальных исследований и распространении полученных результатов на более широкий диапазон изменения определяющих параметров: газодинамическое воздействие набегающего сверхзвукового потока на геометрически подобные летательные аппараты с системами поперечных струй будет одинаковым, если выполняется условие

$$\frac{R^*}{D} = \frac{d_j}{D} \left[mn_\tau \frac{x_j M_j^2}{x_\tau M_\tau^2} \left(\frac{\lambda_\tau^*}{\lambda_j} \right) \right]^{1/2} = \text{idem} \quad (2)$$

где D — характерный линейный размер тела, $\lambda = V/a_\infty$, $n_\tau = \rho_j/\rho_\tau$.

В инженерной практике наибольшее распространение получил другой безразмерный параметр подобия — относительный импульс J^*

$$J^* = \frac{G_j V^*}{G_\infty V_\infty} = \left[mn \frac{x_j M_j^2}{x_\infty M_\infty^2} \left(\frac{d_j}{D} \right)^2 \frac{\lambda^*}{\lambda_j} \right]$$

где G_∞ — расход набегающего потока через максимальную площадь поперечного сечения тела, V^* — скорость в струе после расширения до добавления p_∞ . Параметр J^* удобно использовать при рассмотрении обтекания заостренных цилиндрических тел большого удлинения, когда $\rho_j \approx \rho_\infty$, $M_j \approx M_\infty$. В этом случае он практически совпадает по форме с зависимостью (2).

Количество работ, посвященных изучению физической картины течения, возникающей при взаимодействии системы поперечных струй на цилиндрических телах со сверхзвуковыми потоками, весьма невелико (см., например, [2—4]). Представленные в настоящей статье данные опираются на результаты экспериментальных исследований, проведенных авторами в аэродинамических трубах на цилиндрических моделях с коническими передними носками в широких диапазонах изменения основных параметров

$$M_\infty = 3-8; \text{Re}_L = 10^5 - 10^7; \alpha = 0-120^\circ; n \leq 10^4; J^* = 0-100$$

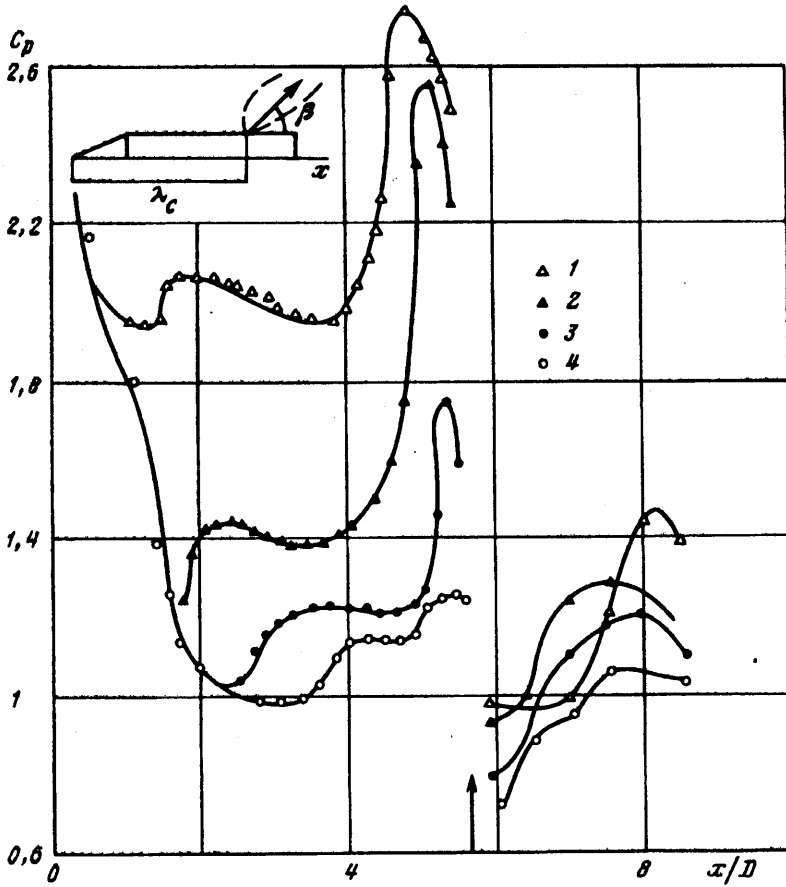
$$M_j = 1-2,5; \beta = 60, 90, 120^\circ; T_{0j} = 1-5,0; m = 3, 4, 6, 8$$

$$\frac{2r_n}{D} = 0-0,5; \lambda_c = \frac{X_c}{D} = 3,7-5,8.$$

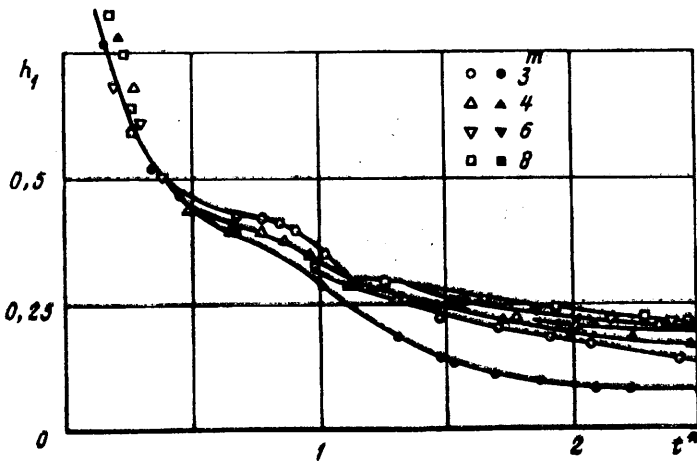
Здесь β — угол наклона оси струи к образующей тела, r_n — радиус притупления переднего носка, λ_c — относительное расстояние от передней критической точки до сечения выдува струй. Ниже будут рассматриваться тела с малым относительным притуплением ($2r_n/D \leq 0,25$), когда энтропийные эффекты в окрестности точки выдува струй не существенны.

Различают три типа взаимодействия струй между собой. При малой интенсивности струй ($J^* \leq 0,02$) перед каждой струей формируется изолированная отрывная зона. Увеличение параметра J^* до 0,08 приводит к смыканию соседних зон отрыва в плоскостях взаимодействия. Образуется единая отрывная зона с волнообразной передней линией отрыва и неравномерным распределением параметров по азимутальному направлению. С ростом J^* эта зона выравнивается и при $J^* \approx 1$ становится равномерной (тип I).

Типичные эпюры распределения коэффициента давления c_p на поверхности цилиндра с системой поперечных струй при различных значениях параметра J^* для первого типа взаимодействия представлены на фиг. 1



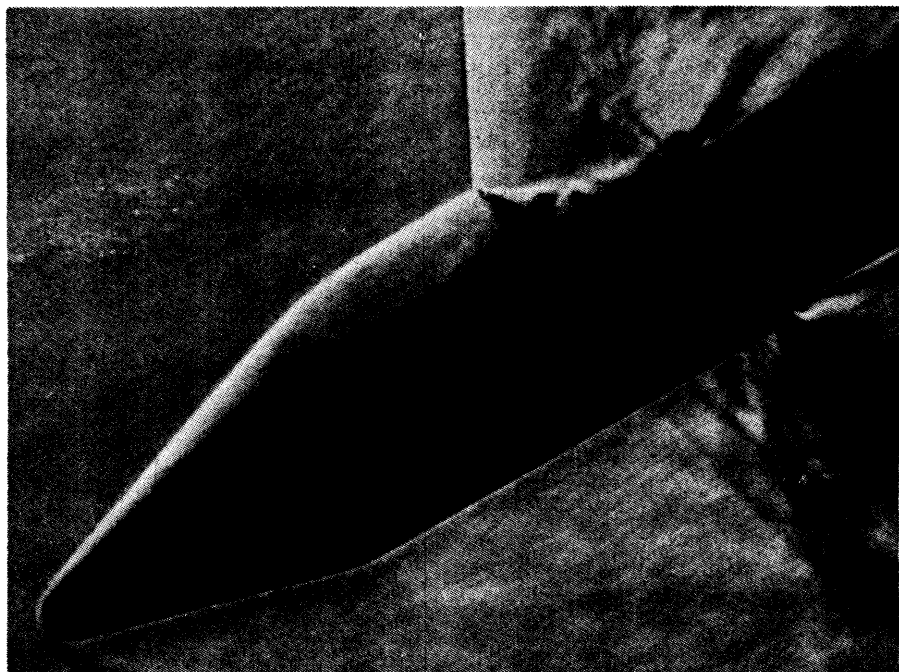
Фиг. 1



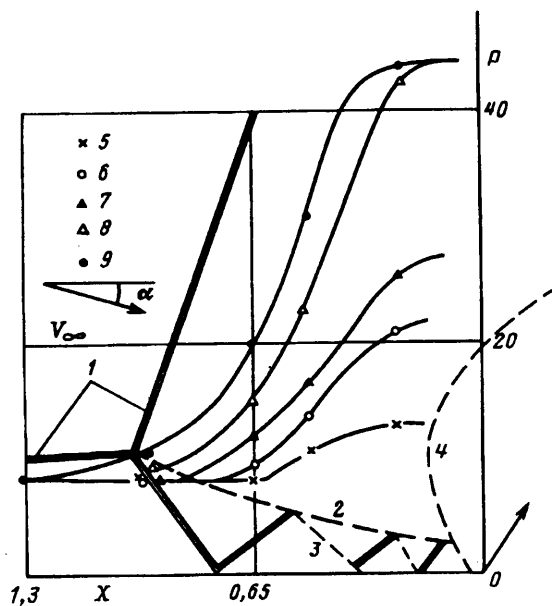
Фиг. 2

($M_\infty = 6$; $Re_L = 5 \cdot 10^6$; $m = 4$; $\alpha = 0$; $\beta = 90^\circ$; $\lambda_c = 5,55$; кривые 1—4: $J^* = 2,1$; 0,93; 0,32; 0,11). Стрелкой показано место выдува струй.

При дальнейшем увеличении нерасчетности начинают взаимодействовать друг с другом границы соседних струй. Наступает момент, когда угол встречи взаи-



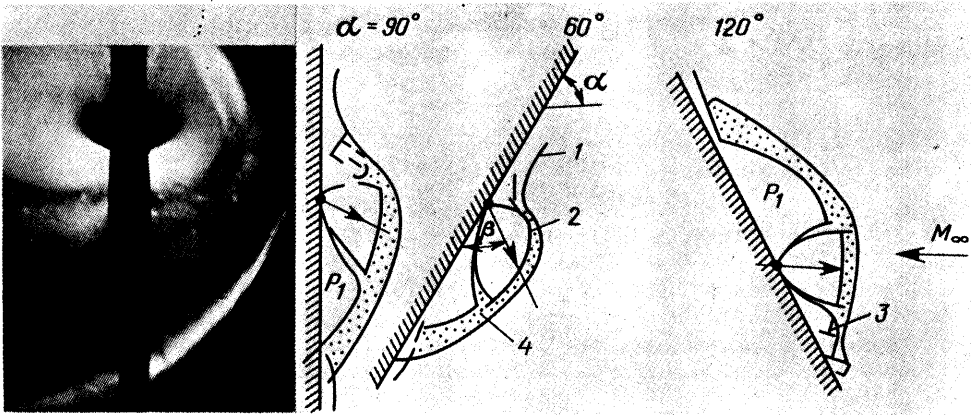
Фиг. 3



Фиг. 4

модействующих потоков достигает критического значения, при котором появляются возвратные токи, направленные к поверхности тела ($J^* \approx 30-50$, тип II).

При больших значениях J^* ($J^* \geq 30$) возникает режим «запирания» и система дискретных струй становится подобной единой кольцевой струе. Режим «запирания» зависит от числа струй m . Безразмерный параметр $t^* = \pi D / (mn_\infty)^{0.5} d_j$



Фиг. 5

позволяет свести зависимости $H_1 = H_1(J^*, m)$, характеризующие максимальную высоту отрывной зоны перед струйным препятствием, практически к единой кривой $h_1(t^*) = H_1/d_j$ (кроме варианта $m = 3$), изображенной на фиг. 2. Величина $h_1(t^*)$ была определена на основании теневых фотографий обтекания моделей с различным числом сопел ($M_\infty = 5,1$ и $6,0$; $m = 3, 4, 6, 8$; светлые значки относятся к плоскости выдува струй, черные — к промежуточным плоскостям).

Анализ результатов экспериментальных исследований по аэродинамике тел с системами поперечных струй показывает, что целесообразно выделить следующие три характерных диапазона углов атаки α° : $0-20$; $20-45$; $60-120$.

Первый из указанных диапазонов подробно рассмотрен в работе [5]. Второй диапазон интересен тем, что для него характерны режимы течения взаимодействующей ударных волн, при которых на наветренной стороне перед струей образуется высоконапорная струйка тока, достигающая в ряде случаев поверхности тела (фиг. 3, IV или V типы взаимодействия скачков уплотнения по классификации Эдни [5]). На фиг. 4 показаны типичные эпюры давления на поверхности тела с высокими уровнями давления p_m в зоне взаимодействия этой струйки тока с поверхностью тела ($p_m \approx 44p_\infty \approx 1,2p_0'$, где p_0' — давление торможения за прямым скачком уплотнения; $P = p/p_\infty$, $X = x/D$, $M_\infty = 5,1$, $M_j = 1$, $m = 8$, $\beta = 60^\circ$, $\alpha = 29,5^\circ$). Двойными сплошными линиями обозначены ударные волны (индекс 1), штриховыми — граница низкоэнтропийной струи (2), волны разрежения в низкоэнтропийной струе (3), граница основной струи (4). Значки на эпюрах давления 5—9 соответствуют $J^* = 5,5$; 8,7; 17,4; 27,5; 44,6.

Диапазон $60^\circ \leq \alpha \leq 120^\circ$ примечателен тем, что часть струй выдувается навстречу потоку, что приводит к образованию вокруг тела кольцевой зоны пониженного давления p_1 и сложному взаимодействию скачков уплотнения 1, 3 (фиг. 5, $M_\infty = 5,1$; $\beta = 60^\circ$; $J^* = 58,0$; $m = 4,0$). Между ударной волной 1, возникающей во внешнем потоке перед струей, и замыкающим скачком уплотнения в струе 2 формируется сжатый слой 4. Этот слой взаимодействует с наветренной поверхностью тела и с соседними струями.

Область пониженного давления, образовавшаяся под сжатым слоем, открыта на подветренной стороне тела во внешнюю среду, в результате чего давление в ней уменьшается до низкого уровня: $p_1 \approx p_\infty$. Возможные варианты картины обтекания цилиндра в зависимости от угла атаки α показаны на фиг. 5.

Давление в точке натекания сжатого слоя на поверхность цилиндра зависит от местного угла встречи и, как правило, больше давления на теле без струи примерно в 1,5 раза. В области взаимодействия сжатого слоя с поверхностью возникают дополнительные скачки уплотнения.

Анализ теневой картины течения показывает, что суммарная протяженность возмущенной струями зоны сохраняется примерно постоянной независимо от угла атаки ($\alpha = 60-120^\circ$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев А. Е., Шманенков В. Н. О параметрах отрывной зоны перед струйным препятствием//Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 2. С. 113—117.
2. Авдеевский В. С., Ашратов Э. А., Иванов А. В., Пирумов У. Г. Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М.: Машиностроение, 1989. 320 с.
3. Краснов Н. Ф., Захарченко В. Ф., Кошевой В. Н. Основы аэродинамического расчета. Трение и теплопередача. Управление обтеканием летательных аппаратов. М.: Высш. шк., 1984. 264 с.
4. Краснов Н. Ф., Кошевой В. Н., Калугин В. Т. Аэродинамика отрывных течений. М.: Высш. шк., 1988. 351 с.
5. Ионов С. В., Калугин В. Т., Муравьев В. Л. и др. Аэродинамическое проектирование щитковых и струйных органов управления летательных аппаратов. М.: НТЦ «Информтехника», 1992. 192 с.
6. Edney E. Anomalous heat transfer and pressure distributions on blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock//Medd. Sweden Flygtekn. Forsoksanstalten. 1968. № 115. 92 p.

Москва

Поступила в редакцию
18.IV.1994