

УДК 533.6.011.5

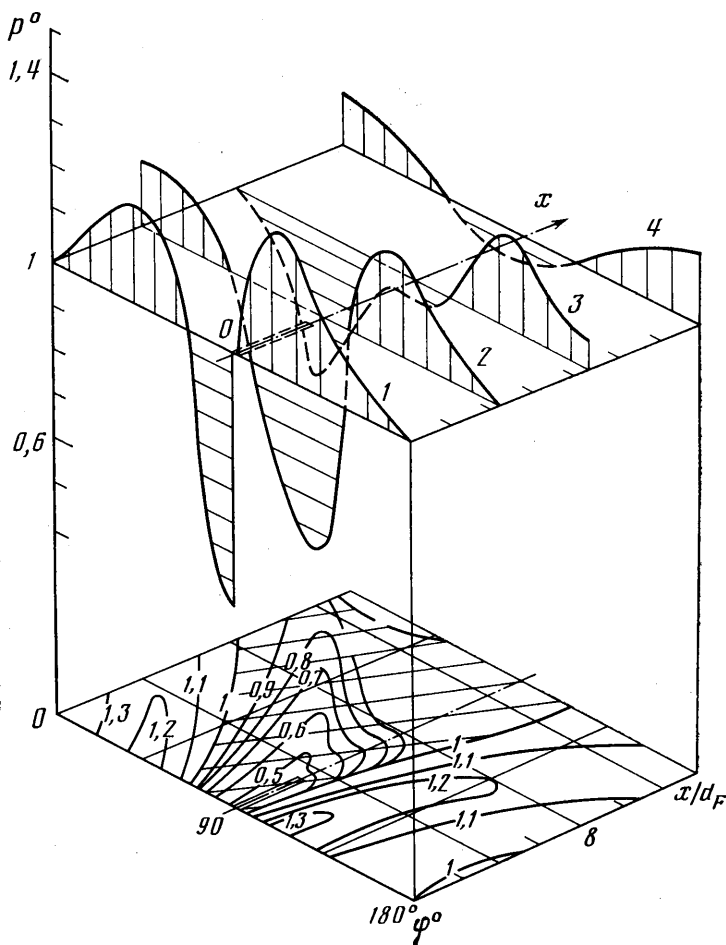
СИЛОВЫЕ И МОМЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА ВРАЩЕНИЯ С ЖИДКИМ КРЫЛОМ

ЗАХАРЧЕНКО В. Ф., КАРДАНОВ Ю. Х., СИДОРОВ П. В.

Вдув газовых струй в сверхзвуковой набегающий поток через отверстия различной формы и ориентации, расположенные на боковой поверхности тела вращения, вызывает перераспределение давления на обтекаемой поверхности, приводящее к возникновению дополнительных сил и моментов, которые можно использовать в целях управления и стабилизации тела. Различные вопросы, связанные с проникновением в сверхзвуковой поток струй, вдуваемых через выпуклую поверхность по схеме жидкого крыла, рассмотрены в [1, 2]. В [3–5] дана оценка эффективности использования жидкого крыла по сравнению с другими схемами вдува и частично описаны физические особенности наблюдаемых при обтекании явлений. В настоящей работе проведен комплексный анализ рассматриваемого струйного взаимодействия по результатам дренажных, весовых и оптических экспериментальных исследований в аэродинамических трубах. Особое внимание при анализе обращено на вклад в создание управляющих и стабилизирующих сил и моментов участков поверхности тела за вдуваемыми струями. Методики проведения этих исследований, диапазоны изменения определяющих параметров течения, а также основные принятые обозначения и индексы имеются в [1–5]. Представлены также результаты приближенных расчетов силовых и моментных характеристик обтекания цилиндрического тела вращения с жидким крылом.

Сверхзвуковое струйное взаимодействие как средство управления аэродинамическими характеристиками движущегося в газовой среде тела чаще всего стремятся применять в рамках таких схем вдува, при которых интерференционные составляющие создаваемых вдувом сил (везде в тексте и на фигурах им присваивается индекс j), тяга струй и силы, вызванные обтеканием тела (индекс T) без вдува струй (индекс 0), суммируются и лежат в плоскости отклонения оси тела от вектора скорости набегающего потока. Обычно повышение давления в области отрыва пограничного слоя перед струями обеспечивает положительный вклад в создание дополнительных составляющих управляющих сил, а понижение давления за струями — отрицательный. В отличие от этого при вдуве по схеме жидкого крыла тяга струй лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости углов атаки, и поэтому не является полезной составляющей суммарной управляющей силы. Однако, как показано, например, в [3, 4], интерференционные добавки от вдува могут формироваться таким образом и быть такой величины, что характеристики управляемости и статической устойчивости тела заметно улучшаются.

На фиг. 1 приведен пример распределения давления на развертке цилиндрической поверхности за поперечным сечением, проходящим через центры удлиненных щелей вдува с относительными значениями геометрических параметров: длина $l_j/d_M=0,7$; ширина $b_j/d_M=0,02$; диаметр эквивалентного по площади круглого отверстия $d_F/d_M=0,134$; расстояние от донного среза тела $H_j/d_M=1,4$; угол отклонения щели от продольной оси тела (угол установки жидкого крыла) $\delta_j=0$. Угол атаки цилиндра $\alpha=5^\circ$. Число Маха невозмущенного набегающего потока $M_\infty=1,86$; интенсивность вдува $p_{0j}/p_\infty=38,9$. Безразмерный комплекс $p^\circ=(p/p_\infty)_j/(p/p_\infty)_0$ характеризует



Фиг. 1

отличие давления p в точках поверхности при наличии вдува от соответствующей величины для изолированного тела без вдува, а также позволяет учесть возможное изменение статического давления в набегающем потоке p_∞ в процессе каждого эксперимента или в различных опытах. Линии постоянных значений комплекса p^0 (аналог изобар) показывают существование характерных областей распределения давления по поверхности. При несимметричном обтекании тела ($\alpha \neq 0$) или самих струй ($\delta_j \neq 0$) наличие областей, где $p^0 < 1$ (косая штриховка в нижней части фиг. 1), на подветренной стороне поверхности, которой соответствуют меридиональные углы $\varphi < 90^\circ$, объясняется распространением на эти участки пониженного давления за струей, а на наветренной стороне ($\varphi > 90^\circ$) в непосредственной близости от щелей вдува — подсосывающим действием струй. Наличие областей, где $p^0 > 1$, в основном на наветренной стороне обусловлено перетеканием газа с повышенным давлением из отрывных зон перед струями по криволинейной боковой поверхности тела и вниз по потоку. Такая локализация областей, где $p^0 < 1$ и $p^0 > 1$, способствует возникновению дополнительных составляющих нормальной силы ΔY_{Tj} и момента тангажа ΔM_{zTj} .

При дальнейшем анализе полученных результатов будем иметь в виду, что с точки зрения создания силы ΔY_T при значениях угловой координаты $\varphi < 90^\circ$ положителен вклад областей $p^0 < 1$ (горизонтальная штриховка в верхней части фиг. 1) и отрицателен — областей $p^0 > 1$ (вертикальная штриховка). При $\varphi > 90^\circ$ знаки вкладов этих областей изменяются на про-

тивоположные. Расположение областей, где $p^\circ < 1$ и $p^\circ > 1$, по длине тела не влияет на величину силы ΔY_{Tj} . Напротив, величина момента ΔM_{zTj} относительно, например, передней точки тела зависит от этого фактора самым непосредственным образом. Повышение давления на участках поверхности за струями относительно его невозмущенного вдувом значения должно смещать условную точку приложения нормальной силы ΔY_{Tj} (центр давления) назад вдоль оси тела, а понижение — вперед.

Рассмотрим подробнее эпюры распределения p° в фиксированных поперечных сечениях цилиндрической поверхности, представленные в верхней части фиг. 1. Продольная образующая $\varphi = 90^\circ$ делит развертку цилиндрической поверхности на подветренную и наветренную стороны. Нумерация эпюр (кривые 1-4) соответствует поперечным сечениям $x/d_F = 0; 4,24; 8,48; 13,78$. Приведенные эпюры характеризуются наличием ярко выраженных экстремумов p° при определенных значениях угловой координаты φ . Как показали результаты экспериментальных дренажных исследований и отпечатки сажемасляных покрытий моделей, положения экстремумов связаны с линиями стекания (для значений p_{\min}°) или растекания (для значений p_{\max}°) газа на поверхности тела. Аналогичные экстремумы имеются на эпюрах распределения другого безразмерного параметра

$$\Delta p^* = \left(\frac{p - p_\infty}{q_\infty} \right)_j - \left(\frac{p - p_\infty}{q_\infty} \right)_0$$

где $q_\infty = 0,7 p_\infty M_\infty^2$ — скоростной напор набегающего воздушного потока. Величина Δp^* представляет собой долю коэффициента давления, обусловленную непосредственно наличием струйного взаимодействия. С помощью параметра Δp^* можно определить значения дополнительных коэффициентов нормальной силы и момента тангажа

$$\Delta c_{yTj} = \frac{\Delta Y_{Tj}}{q_\infty S_M} = \frac{2}{\pi r_{M_0}} \int_0^{H_j} dx \int_0^\pi \Delta p^* \cos \varphi d\varphi$$

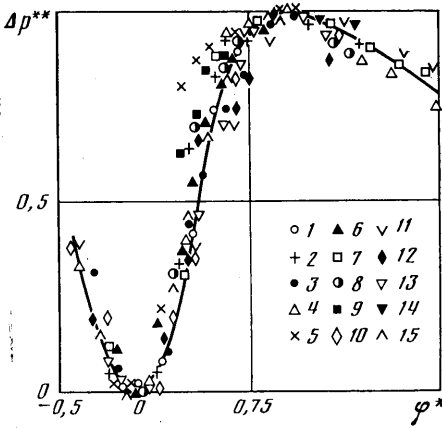
$$\Delta m_{zTj} = \frac{\Delta M_{zTj}}{q_\infty S_M L} = \frac{2}{\pi r_{M_0} L} \int_0^{H_j} (L - H_j + x) dx \int_0^\pi \Delta p^* \cos \varphi d\varphi$$

где L, r_M, S_M — длина, радиус и площадь миделева сечения тела. Пределы интегрирования в этих выражениях выбраны таким образом, чтобы учесть распределение давления только на участках поверхности тела за струями.

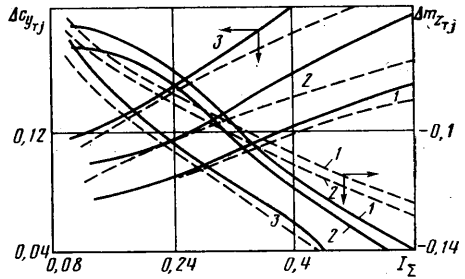
Все многообразие исследованных зависимостей $\Delta p^* = f(\alpha, \varphi, x, \dots)$ было обобщено путем представления их в координатах, нормированных относительно значений $\Delta p_{\max}^*, \Delta p_{\min}^*, \varphi_{\max}, \varphi_{\min}$ в соответствии с соотношениями

$$\Delta p^{**} = \frac{\Delta p_i^* - \Delta p_{\min}^*}{\Delta p_{\max}^* - \Delta p_{\min}^*}, \quad \varphi^* = \frac{\varphi - \varphi_{\min}}{\varphi_{\max} - \varphi_{\min}}$$

Величины $\varphi_{\max}, \varphi_{\min}$ здесь равны угловым координатам точек поверхности, в которых реализуются максимальные или минимальные значения коэффициента Δp^* для каждого поперечного сечения. Нормирование дополнительных коэффициентов давления и угловых координат позволило получить для рассмотренных диапазонов изменения определяющих параметров универсальные зависимости вида $\Delta p^{**} = f(\varphi^*)$ для каждой из сторон поверхности тела. Одна из этих зависимостей для подветренной стороны поверхности приведена на фиг. 2 при вдуве через узкие продольные щели (1-12) и вдуве через круглые отверстия диаметром $d_{in}/d_M = 0,058$ (13-15); $p_{0j}/p_\infty = 68,2$ (1-3), 27,4 (4-6), 27,6 (7-9), 27,3 (10-12), 62,5 (13, 14), 48,9 (15); $\alpha = -5^\circ$ (10-12), 0 (4-6), 5° (1-3, 7-9), 7° (13-15);



Фиг. 2



Фиг. 3

$\delta_j=0$ (1-3), 10° (4-12); $b_j/d_M=0,02$ (1-12); $l_j/d_M=0,7$ (1-12); $H_j/d_M=1,4$ (1-15); $x/d_F=0$ (1, 4, 7, 10), 1,5 (8), 3,0 (5, 11), 4,24 (2), 4,5 (9), 6,0 (6, 12); $x/d_{ja}=6,7$ (13-15), 13,3 (15).

Универсальные зависимости $\Delta p^{**}=f(\varphi^*)$ могут быть использованы при составлении методик приближенного расчета силовых и моментных характеристик тела вращения с жидким крылом. Авторами разработана одна из таких методик, основанная на схематизации картины течения в возмущенной вдувом области и полуэмпирических соотношениях, связывающих

величины Δp_{\max}^* , Δp_{\min}^* , Φ_{\max} , Φ_{\min} с определяющими параметрами течения.

На фиг. 3 результаты расчетов по этой методике (штриховые линии) сравниваются с данными весовых экспериментальных исследований (сплошные линии) для значений $M_\infty=2,06$; $\alpha=5^\circ$; $\delta_j=0$; $l_j/d_M=0,7$; $b_j/d_M=0,02$; $H_j/d_M=1,4$ (кривые 1), 2,1 (2), 2,8 (3); $I_\Sigma=nI_1$, где $n=2$ — количество вдуваемых струй; $I_1=(p_{0j}/p_\infty)\pi(M_{ja}, k_j)k_j M_{ja}^2 d_F^2 / (k_\infty M_\infty^2 d_M^2)$ — коэффициент импульса одной (каждой) струи; $\pi(M_{ja}, k_j)$ — газодинамическая функция; k_j, k_∞ — отношения удельных теплоемкостей газов струи и набегающего потока. С ростом интенсивности вдува при постоянной величине H_j увеличение поперечных размеров и глубины проникновения струй приводит к увеличению площади области пониженного давления на подветренной стороне поверхности. Одновременно в результате увеличения давления в передней отрывной зоне происходит некоторое повышение уровня относительного давления в областях, где $p^0 > 1$, в основном на наветренной стороне. Обе эти тенденции вызывают рост абсолютных величин коэффициентов дополнительных нормальной силы и момента тангажа. При увеличении расстояний от отверстий вдува до донного среза цилиндра в процесс создания дополнительных сил и моментов вовлекаются все новые участки поверхности, на которых формируются добавки к уже сложившимся величинам $\Delta c_{v\tau j}$ и $\Delta m_{z\tau j}$, улучшающие характеристики управляемости тела.

Следовательно, с точки зрения увеличения значений $\Delta c_{v\tau j}$ и $\Delta m_{z\tau j}$ предпочтительнее наиболее удаленное в исследованных пределах положение отверстий вдува относительно плоскости донного среза тела. Можно предположить существование оптимальных значений H_j , при которых задняя граница возмущенной вдувом области течения примерно совпадает с донным срезом. Дальнейшее увеличение H_j может привести к нарушению описанных положительных тенденций изменения аэродинамических характеристик цилиндрического тела вращения с жидким крылом. Действительно, для комбинации значений параметров $M_\infty=2,06$; $l_j/d_M=0,7$; $b_j/d_M=0,02$; $\delta_j=0$; $\alpha=3^\circ$; $I_\Sigma=0,1-0,5$ весовые измерения показали, что перемещение центра давления к донному срезу, которое способствует стабилизации тела,

продолжается лишь при возрастании H_j до величины порядка $2,0d_m$, а затем центр давления перемещается в обратном направлении при продолжающемся возрастании нормальная силы. Требования управляемости и статической устойчивости вступают в традиционное противоречие. При более интенсивном вдуве, когда протяженность возмущенной области течения увеличивается, положение центра давления слабо изменяется с ростом значений H_j до $2,8d_m$.

Удовлетворительное качественное и количественное согласование расчетных и экспериментальных данных подтверждает справедливость вывода о том [5], что при сверхзвуковом струйном взаимодействии по схеме жидкого крыла существенный вклад в изменение силовых и моментных характеристик обтекания тела вносит часть поверхности за вдуваемыми струями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Захарченко В. Ф., Карданов Ю. Х. Геометрия жидкого крыла в сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР, МЖГ. 1980. № 2. С. 157–162.
2. Захарченко В. Ф., Карданов Ю. Х., Семенухин А. Н. Проникновение в сверхзвуковой поток струи, вдуваемой через выпуклую цилиндрическую поверхность // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 1. С. 187–190.
3. Карданов Ю. Х., Семенухин А. Н., Точилкин В. Ф. Жидкое крыло и эквивалентная несущая поверхность в сверхзвуковом потоке // Вопросы прикладной аэродинамики: Тр. МВТУ им. Н. Э. Баумана. 1982. № 386. С. 30–41.
4. Карданов Ю. Х., Захарченко В. Ф., Семенухин А. Н., Хуснутдинов Р. М. Об эффективности вдува в сверхзвуковой поток по различным схемам // Вопросы прикладной аэродинамики: Тр. МВТУ им. Н. Э. Баумана. 1983. № 400. С. 11–19.
5. Карданов Ю. Х., Захарченко В. Ф., Сутырин И. А., Сидоров П. В. Распределенные характеристики обтекания тел вращения при нормальном или тангенциальном вдуве газа // Вопросы прикладной аэродинамики: Тр. МВТУ им. Н. Э. Баумана. 1985. № 440. С. 21–35.

Москва

Поступила в редакцию
24.IV.1986