

УДК 533.6.011.5

© 2007 г. А.В. КРАСИЛЬНИКОВ, Г.Г. МОРДВИНЦЕВ, В.Н. ШМАНЕНКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА С БОКОВЫМ ЩИТКОМ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Экспериментально исследованы стационарные и нестационарные аэродинамические коэффициенты тонкого затупленного конуса со щитком, расположенным в районе донного среза модели. Параметры набегающего потока ($M_\infty = 6$, $Re_L = 0.88 \cdot 10^7$, $\gamma = 1.4$) обеспечивали турбулентный режим обтекания боковой поверхности конуса и щитка. При больших углах атаки ($\alpha \sim 10^\circ$) на подветренной стороне наблюдался ламинарно-турбулентный переход в отрывной зоне. Основное внимание уделено определению величин балансировочных углов атаки при различных координатах центров вращения, коэффициентам статической и динамической устойчивости (коэффициенту демпфирования колебаний модели).

Ключевые слова: модель со щитком, отрывное обтекание, коэффициент демпфирования колебаний, балансировочный угол атаки.

Аэродинамические щитки, устанавливаемые на боковой поверхности конуса или цилиндра, привлекают внимание исследователей как эффективное средство управления полетом гиперзвукового летательного аппарата. Наиболее важные характеристики такого аппарата – коэффициенты продольного статического момента, балансировочные углы атаки и коэффициенты динамической устойчивости [1]. Многочисленные экспериментальные исследования, проведенные до сих пор на моделях со щитками, в основном касались умеренных сверхзвуковых скоростей и стационарных режимов обтекания [2–6].

Наличие торцевого бокового щитка, расположенного в кормовой части затупленного конуса, существенно изменяет картину его обтекания. Даже при нулевом угле атаки течение вблизи поверхности конуса становится несимметричным, а при свободном движении тела относительно центра масс (центра вращения) колебания конуса происходят около балансировочного угла атаки $\alpha_b \neq 0$. Вблизи щитка образуется отрывная зона, параметры которой существенно меняются при изменении угла атаки [2, 3, 5, 6]. Перестройка течения в отрывной зоне в результате инерции присоединенной массы, циркулирующей в ней, мгновенно не отслеживает изменение угла атаки – происходит некоторое запаздывание. Такой физический процесс может заметно повлиять на характеристики аэродинамической устойчивости, особенно динамической устойчивости [7]. В настоящей работе экспериментально изучается обтекание слабо притупленного конуса со щитком колеблющегося в плоскости тангажа при гиперзвуковой скорости набегающего потока.

1. Для выяснения этих обстоятельств были проведены экспериментальные исследования в гиперзвуковой аэродинамической трубе при числах Маха $M_\infty = 6$, Рейнольдса $Re_L = 0.88 \cdot 10^7$ и Струхала $Sh = 2\pi fL/V = 0.02-0.05$. Модель представляла собой затупленный по сфере конус с углом полураствора $\theta_k = 7^\circ$ и относительной длиной $L/r = 38$ (f – частота колебаний, L – длина модели, r – радиус сферического притупления). Вблизи донного среза модели располагался торцевой щиток квадратной формы с относительной площадью $\Delta S/S = 0.07$ (S – площадь миделевого сечения).

Определение коэффициентов статической и динамической устойчивости осуществлялось методом свободных колебаний [1]. В этом случае модель устанавливается на специальной державке с плоским шарниром и может совершать свободные угловые движения под воздействием аэродинамических сил.

Анализ полученной в эксперименте зависимости угла атаки модели от времени позволяет определить коэффициент продольного статического момента m_z^α и демпфирующего момента $m_z^{(\omega_z + \dot{\alpha})}$ (в дальнейшем используется обозначение m_z^β) при различных условиях в набегающем потоке.

Методика обработки экспериментальных данных основана на нахождении приближенного или точного решения уравнения движения модели, расположенной на шарнире в потоке газа, и колеблющейся относительно балансировочного угла атаки α_b

$$I_z \ddot{\alpha} - \frac{qSL^2}{V_\infty} m_z^\beta \dot{\alpha} - qSLm_z^\alpha (\alpha - \alpha_b) - qSc_x K_f \operatorname{sgn}(\dot{\alpha}) = 0$$

Здесь I_z , $qSL^2 m_z^\beta \dot{\alpha} / V_\infty$, $qSLm_z^\alpha (\alpha - \alpha_b)$, $qSc_x(\alpha)K_f$ соответственно момент инерции модели с поршнем, момент демпфирования колебаний конуса относительно заданного центра вращения x , продольный статический аэродинамический момент и момент сил трения; q и V_∞ – скоростной напор и скорость набегающего потока, c_x – коэффициент лобового сопротивления, K_f – коэффициент трения шарнира, $\dot{\alpha}$ – производная угла атаки α по времени. Отрицательные значения коэффициентов m_z^α и m_z^β соответствуют статической и динамической устойчивостям модели.

Лабораторные исследования показали, что трение в используемых подшипниках зависит от величины нагрузки и знака угловой скорости. Такое трение получило название “сухое трение”. Амплитуда колебаний физического маятника с сухим трением в шарнире линейно зависит от времени. Энергетическим методом несложно получить приближенное решение для амплитуды $A(t)$ колебаний модели в потоке газа, расположенной на шарнире с подобным трением [8–11]

$$A(t) = A_0 e^{-bt} - \frac{c}{b}(1 - e^{-bt}), \quad c = \frac{2c_x K_f \omega}{\pi m_z^\alpha L}, \quad b = \frac{SL^2 q}{2I_z V_\infty} m_z^\beta$$

где A_0 – начальная амплитуда угла атаки.

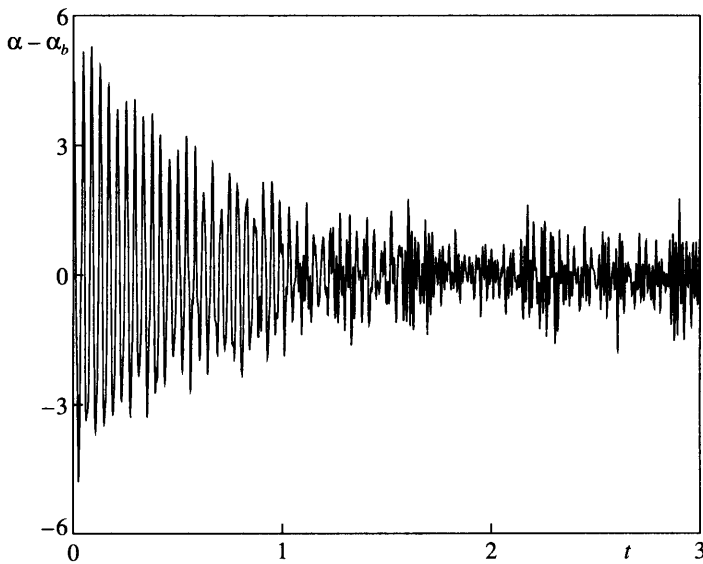
Экспериментальная зависимость угла атаки от времени $\alpha(t)$ сопоставлялась с полученным теоретическим решением $(\alpha - \alpha_b) = A(t) \cdot \cos \omega t$.

Методом наименьших квадратов определялись неизвестные величины b , c и ω в результате минимизации функционала

$$I_k = \sum_{i=1}^n (\alpha_{ik}^p - \alpha_i^e)^2$$

где α_{ik}^p и α_i^e – теоретические и экспериментальные значения углов атаки, n – число экспериментальных точек. Значения b и ω затем использовались для нахождения m_z^β и m_z^α .

Величины моментов инерции модели определялись методом физического маятника. Для этого на державке с подвижным поршнем модель ставилась вертикально и находились периоды колебаний такого физического маятника при двух положениях центра



Фиг. 1. Зависимость угла атаки (в градусах) от времени модели со щитком при $x_p/L = 0.545$ и $\alpha_b = 3.45^\circ$

вращения. Моменты инерции для этих положений центров вращения вычислялись по формулам

$$I_{z1} = \frac{GT_1^2 d}{4\pi^2} \frac{gT_2^2 - 4\pi^2 d}{8\pi^2 d + g(T_1^2 - T_2^2)}, \quad I_{z2} = \frac{GT_2^2 d}{4\pi^2} \frac{gT_1^2 + 4\pi^2 d}{8\pi^2 d + g(T_1^2 - T_2^2)}$$

где T_i – периоды колебаний, G – вес модели с подвижным поршнем, d – расстояние между центрами вращения. Погрешность определения моментов инерции модели со щитком таким способом составляла 5–7%.

Параметры потока q , V_∞ , M_∞ , Re_∞ находились по измеренным величинам статического давления, давления в форкамере и в точке торможения за прямым скачком уплотнения. В процессе испытаний варьировалось положение центра вращения модели x_i путем постановки внутри модели перед поршнем балансировочной державки мерных колец толщиной 2, 5, 7 и 10 мм, что позволило реализовать относительные положения центра вращения $x_p/L = 0.539, 0.545, 0.555, 0.564, 0.573, 0.581$ соответственно в экспериментах № 10–15. Для сопоставления экспериментальных данных модели со щитком были проведены три эксперимента (№№ 16–18) модели без щитка при двух относительных положениях центра вращения $x_p/L = 0.545$ и 0.573 .

В каждом эксперименте осуществлялось два или три сброса модели с начального (максимального) угла атаки с помощью пневматического механизма сброса и захвата модели. Угол атаки измерялся с помощью индуктивного датчика угла атаки, а смещение ухода его нуля, наблюдавшееся в эксперименте, корректировалось с использованием оптических средств. Для визуализации течения проводилась видеосъемка через теневой прибор. Балансировочный угол атаки определялся в результате обработки этих снимков.

На фиг. 1 в качестве примера приведена характерная экспериментальная зависимость угла атаки от времени. Во всех экспериментах после сброса модели колебания ее осуществлялись относительно ненулевого балансировочного угла атаки. При амплиту-

№ эксп.	x_i/L	f , Гц	α_b , град.			$-m_z^\alpha$	$-m_z^\beta$	
			1-й сброс	2-й сброс	3-й сброс		1-й сброс	2-й сброс
10	0.539	24.9	3.38	3.02	3.06	0.581	0.107	0.083
11	0.545	24.17	3.78	3.45	3.65	0.514	0.087	0.176
12	0.555	23.44	5.17	4.95	–	0.460	0.122	0.117
13	0.564	20.75	5.66	5.55	–	0.369	0.104	0.128
14	0.573	20.99	5.15	5.05	–	0.380	0.211	0.181
15	0.581	18.55	5.62	5.40	–	0.273	0.182	–
16	0.545	15.14	0	0	–	0.196	0.090	0.044
17	0.573	12.94	0	0	–	0.134	0.109	0.114
18	0.545	15.14	0	0	–	0.160	0.109	0.118

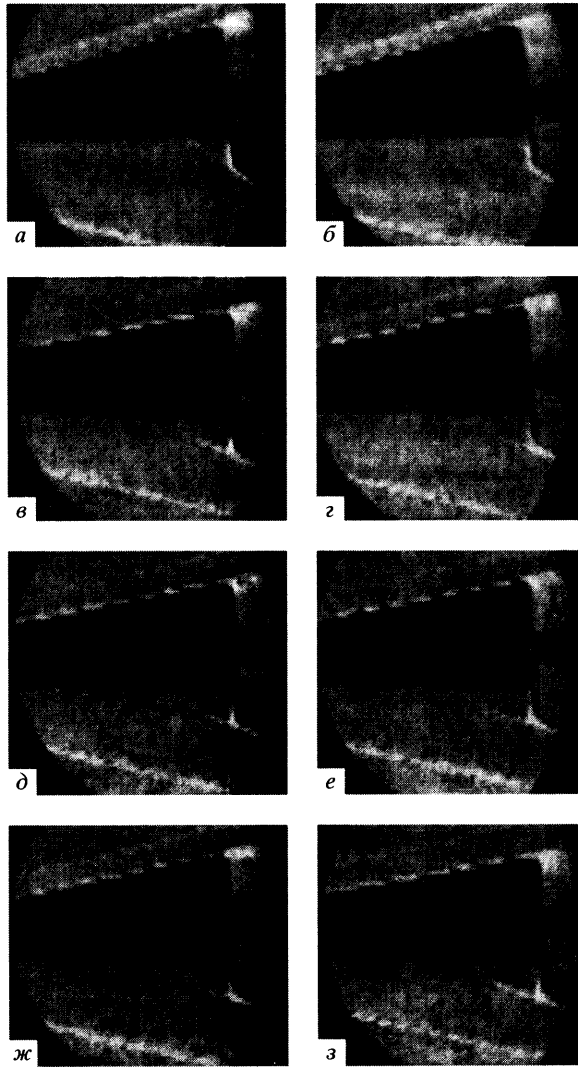
дах колебаний угла атаки больше 1.5° всегда наблюдалось демпфирование колебаний, что позволило на этих участках определить коэффициенты демпфирования. При меньших значениях амплитуды колебаний угла атаки амплитуда то возрастала, то убывала, т.е. реализовался процесс, похожий на автоколебания.

В таблице приведены сводные результаты обработки экспериментов. Как видно из таблицы, с увеличением x_i частота колебаний модели (со щитком и без щитка) уменьшается, что соответствует снижению запаса статической устойчивости. При одинаковых положениях центра вращения частота колебаний конуса со щитком более чем в 1.5 раза превосходит значение частоты колебаний конуса без щитка, а величины коэффициента статического момента отличаются более чем в 2.5 раза.

Значения балансирующего угла α_b при увеличении x_i также возрастают. Тенденцию к такой же зависимости можно заметить и в значениях коэффициента момента демпфирования m_z^β .

На фиг. 2 приведены последовательно теневые снимки модели со щитком при сбросе ее с максимального угла атаки через $\Delta t = 0.01$ с. Так как длина модели была больше диаметра оптического окна рабочей части аэродинамической трубы, передняя часть модели на снимках не видна. Однако на всех снимках отчетливо наблюдаются ударные волны на наветренной (вверху) и подветренной (внизу) сторонах модели и скачки уплотнения вблизи торцевого щитка, замыкающие турбулентные отрывные зоны. При угловом движении модели (начиная со снимка на фиг. 2, б) толщина ударного слоя на наветренной стороне увеличивается, а на подветренной стороне уменьшается (фиг. 2, б–д). При этом изменяются и протяженность отрывной зоны, и положение замыкающего скачка уплотнения. Далее видно, что при обратном движении модели (фиг. 2, д–з) колебания ее осуществляются относительно балансирующего угла атаки $\alpha_b \neq 0$.

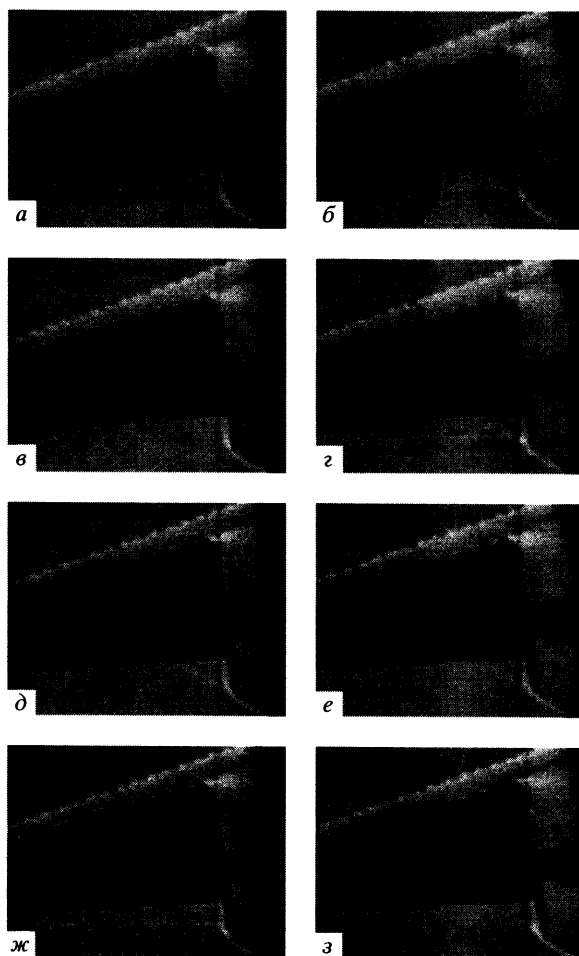
Выше указывалось, что при введении модели в поток она была неподвижной, закрепленной под максимальным углом атаки $\alpha_{\max} = 10.5^\circ$. Щиток в это время находился на подветренной стороне конуса и подвергался воздействию со стороны вихревых образований, формирующихся за счет отрыва поперечного потока [10]. Такое течение, как известно, в условиях ламинарно-турбулентного перехода – несимметричное и нестационарное, о чем свидетельствует анализ последовательно снятых снимков, представленных на фиг. 3. На фиг. 3, а, б перед щитком наблюдается достаточно устойчивое турбулентное отрывное течение, однако видно, что точка отрыва начинает свое движение вверх по потоку (к переднему носку). На фиг. 3, г реализуется фаза, когда значительная



Фиг. 2. Теневые снимки колеблющейся модели со щитком после сброса ее с максимального угла атаки (*а*) в моменты времени: $t = 0, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05, 0.06, 0.07$ (*а-з*) (эксперимент № 11-2)

часть боковой поверхности на теневой стороне конуса находится под обширной ламинарной зоной отрыва и только непосредственно перед щитком течение становится переходным или турбулентным. Затем следуют фазы формирования турбулентного отрыва (фиг. 3, *д, в*), чисто ламинарного (*ж*) и вновь турбулентного (*з*).

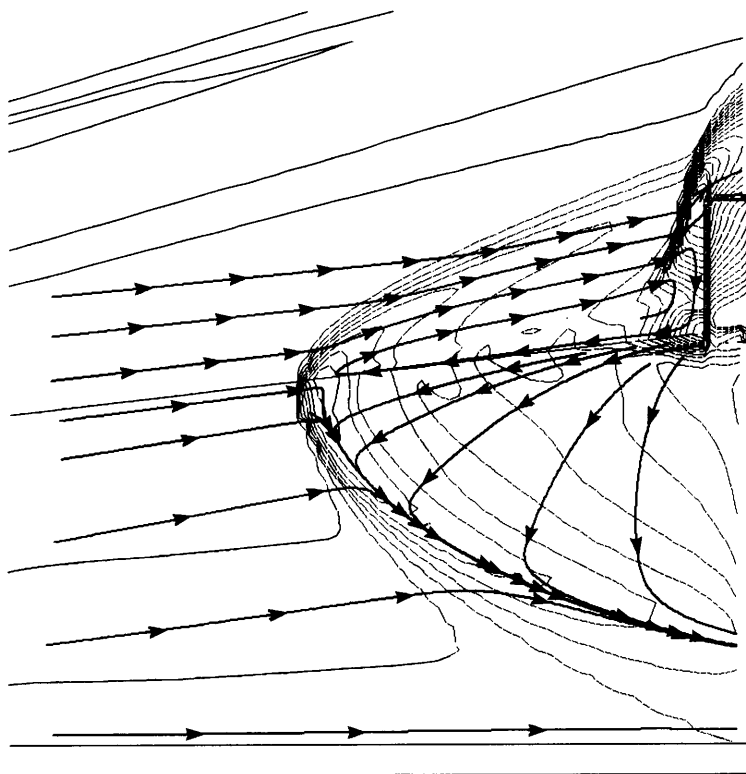
Последовательность чередующихся режимов обтекания конуса, характерная при больших углах атаки $\alpha/\theta_k > 1$, в данном случае усиливается наличием ламинарно-турбулентного перехода на теневой стороне тела. Надо отметить, что нестационарность отрывной зоны перед трехмерным препятствием отмечена еще в [2] при фотографировании картины обтекания преграды, расположенной на плоской пластине. Амплитуды колебаний линейных размеров отрывной зоны, ее угла наклона достигали 20%.



Фиг. 3. Теневые снимки неподвижной модели со щитком при максимальном угле атаки в различные моменты времени через $\Delta t = 0.01$ с (эксперимент № 15–2)

В рассматриваемом случае (подветренная сторона конуса, большой угол атаки, ламинарно-турбулентный переход) указанные параметры изменялись в несколько раз.

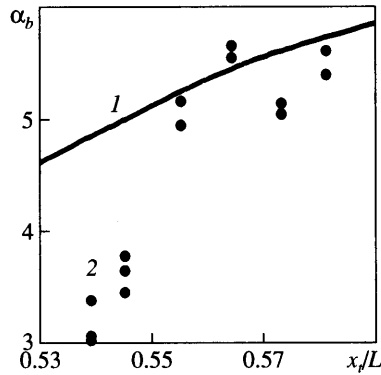
2. Расчетные методы определения аэродинамических характеристик рассматриваемого летательного аппарата со щитком должны быть основаны, строго говоря, на использовании нестационарных уравнений Навье-Стокса с целью более обоснованного изучения отрывного течения, возникающего перед щитком. Однако в настоящее время таких работ очень мало, что связано, например, с тем, что сложное отрывное течение перед трехмерным щитком и за ним является, как правило, нестационарным, поэтому его изучение затруднено даже при наличии мощных ЭВМ. Другой важный фактор – турбулентный режим течения в отрывной зоне с локальными сверхзвуковыми зонами, что сопряжено с необходимостью использовать надежную модель турбулентного нестационарного потока. При гиперзвуковом обтекании тела со щитком необходимо также учитывать неравномерность потока в ударном слое, связанную с внешней отошедшей ударной волной.



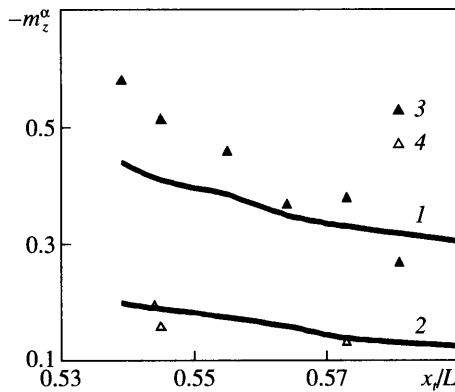
Фиг. 4. Конфигурация отрывной зоны перед щитком при угле атаки $\alpha = 3^\circ$: сплошные линии – изобары; стрелки – линии тока

В связи с этим в данной работе была использована достаточно простая расчетная схема такого течения и аэродинамических характеристик летательного аппарата со щитком, описанная в [13]. В качестве примера, на фиг. 4 показана конфигурация турбулентной отрывной зоны перед рассматриваемым щитком в виде изобар и линий тока (со стрелками) при угле атаки $\alpha = 3^\circ$. Возмущенное течение перед щитком в данном случае рассчитывалось на сетке $70 \times 40 \times 28$. Вблизи самого щитка сетка была более мелкой. Из представленной фигуры следует, что протяженность зоны отрыва перед щитком составляет $l_x/h \approx 3.0$, что согласуется с опытными данными. Разделительная линия тока (в плоскости симметрии течения) располагается в набегающем потоке существенно выше толщины пограничного слоя. Критическая точка на щитке находится примерно на расстоянии $2h/3$ от основания щитка, что также подтверждается анализом теневых фотоснимков.

Представленные в таблице экспериментальные данные использовались для верификации интегральных характеристик устойчивости, полученных в расчетах. На фиг. 5 представлено сравнение балансировочных углов атаки. На фигуре видно, что при $x_c/L > 0.55$ теоретические и экспериментальные значения балансировочных углов атаки хорошо согласуются, а при $x_c/L < 0.55$ заметно различаются. Такое различие, возможно, объясняется обнаруженными в экспериментах автоколебаниями, вызванными “нестационарным поведением” отрывных зон при ламинарно-турбулентном переходе. Это вызывает необходимость дополнительного специального исследования.



Фиг. 5. Зависимость балансировочных углов атаки модели со щитком от координаты положения точки вращения конуса: 1 – расчет, 2 – эксперимент



Фиг. 6. Зависимость производной продольного момента по углу α от координаты положения точки вращения: 1 и 2 – расчет модели со и без щитка; 3, 4 – эксперименты

Теоретические и экспериментальные значения коэффициента статической устойчивости m_z^α для конуса со щитком и без щитка хорошо согласуются между собой (фиг. 6).

Заключение. Проведенные экспериментальные исследования обтекания модели затупленного конуса со щитком при $M_\infty = 6$ показали, что при $(\alpha - \alpha_b) < 1.5^\circ$ наблюдается процесс, похожий на автоколебания. Статическая устойчивость конуса со щитком заметно выше, чем без щитка, что следует из характера зависимости коэффициента m_z^α при различных углах атаки и координатах точки вращения конуса. Полученные опытные данные могут быть использованы для верификации расчетных методов. Расчетная методика, использованная в данной работе, удовлетворительно согласуется с экспериментом по параметрам конфигурации отрывной зоны и величинам управляющих сил и моментов.

Авторы выражают благодарность Ю.М. Липницкому за постоянное внимание к работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 04-01-00326).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Липницкий Ю.М., Красильников А.В., Покровский А.Н., Шманенков В.Н. Нестационарная аэродинамика баллистического полета. М.: Физматлит, 2003. 174 с.
2. Авдудевский В.С., Медведев К.И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 25–33.
3. Авдудевский В.С., Медведев К.И. Влияние трехмерности течения на предельный перепад давления при взаимодействии пограничного слоя с ударными волнами // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 2. С. 48–51.
4. Войтенко Д.М., Зубков А.И., Панов Ю.А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 20–24.
5. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Калугин В.Т. Аэродинамика отрывных течений. М.: Выс. шк., 1988. 351 с.
6. Калугин В.Т. Аэрогазодинамика органов управления полетом летательных аппаратов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 687 с.
7. Лагутин В.И., Левчук Д.Г., Шманенков В.Н. Экспериментальное исследование обтекания гиперзвуковым потоком колеблющегося тела с юбкой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 5. С. 189–191.
8. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Физматгиз, 1958. 408 с.
9. Красильников А.В. Определение огибающей амплитуды колебаний углов атаки летательных аппаратов с нелинейными аэродинамическими характеристиками при входе их в плотные слои атмосферы с гиперзвуковыми скоростями // Тр. ЦНИИМАШ, ГОНТИ, 1971. С. 15–20.
10. Красильников А.В., Шманенков В.Н. К исследованию режимов динамической устойчивости осесимметричных притупленных тел в сверхзвуковом потоке // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 149–154.
11. Красильников А.В., Шманенков В.Н. Экспериментальное исследование нестационарных аэродинамических характеристик притупленных конусов при гиперзвуковых скоростях // Космонавтика и ракетостроение. 2002. № 2(27). С. 31–38.
12. Авдудевский В.С., Медведев К.И. Исследование отрыва ламинарного пограничного слоя на конусе под углом атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 3. С. 117–119.
13. Мордвинцев Г.Г., Шманенков В.Н. Расчет структуры течения и тепловых потоков при взаимодействии ударной волны с цилиндром, обтекаемым сверхзвуковым потоком // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 6. С. 180–185.

Москва

Поступила в редакцию
18.IV.2006