

УДК 533.6.011.5

© 2000 г. А.В. КРАСИЛЬНИКОВ, В.Н. ШМАНЕНКОВ

К ИССЛЕДОВАНИЮ РЕЖИМОВ ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПРИТУПЛЕННЫХ ТЕЛ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

С целью изучения влияния пограничного слоя на коэффициент демпфирования колебаний осесимметричных тел решается задача о сверхзвуковом обтекании тонкого затупленного конуса с учетом обратного влияния пограничного слоя на внешнее течение. Предполагается, что тело совершает плоские угловые колебания относительно некоторого центра вращения с малыми амплитудой и угловой скоростью. Для расчета нестационарного обтекания тела с учетом влияния вязкости применяется модифицированный вариант метода [1]. Высокая точность определения характеристик по данной методике подтверждается экспериментально путем проведения динамических испытаний крупномасштабной модели конуса ($L \sim 1$ м) в аэродинамической трубе при $M_\infty = 4$ и 6. Согласование расчетных и экспериментальных данных послужило основанием для проведения численно-параметрических исследований коэффициента демпфирования затупленного конуса в широком диапазоне чисел Маха набегающего потока ($M_\infty = 4-20$) и Рейнольдса ($Re_L = 10^6-10^8$). При умеренных числах Маха набегающего потока ($M_\infty = 4$ и 6) заметное влияние числа Re_L на коэффициент демпфирования не обнаружено. Однако в области гиперзвуковых скоростей обтекания тел указанное влияние проявляется сильнее, особенно при наличии вдува газа в пограничный слой с поверхности летательного аппарата.

1. Экспериментальные данные о коэффициентах динамической устойчивости $m_z^{(\omega+\dot{\alpha})}$ тонких притупленных конусов, полученные в аэродинамических трубах и в свободном полете в атмосфере, иногда различаются в несколько раз, причем результаты натурного полета указывают на возможность снижения коэффициента демпфирования вплоть до потери устойчивости. Обычно этот результат связывают с наличием на поверхности тела перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный и вдува в пограничный слой газообразных продуктов разложения теплозащитного материала. В условиях испытаний моделей в аэродинамических трубах эти процессы воспроизводятся неточно (либо не воспроизводятся совсем), поэтому возрастает роль расчетных методов, позволяющих изучить влияние на нестационарные аэродинамические характеристики указанных выше факторов.

Ранее экспериментальные данные о влиянии числа Рейнольдса на коэффициент $m_z^{(\omega+\dot{\alpha})}$ затупленных конусов были опубликованы для узкого диапазона чисел M_∞ и Re_L ($M_\infty = 4, 1 \cdot 10^6 \leq Re_L \leq 1,4 \cdot 10^7$ [2]), что затрудняет осуществление прогноза на другие условия обтекания. В настоящей работе изучение роли вязких эффектов в гиперзвуковой аэродинамике осуществляется как экспериментально, так и теоретически.

Динамические испытания крупномасштабной модели затупленного конуса (угол полураствора $\theta_k = 8^\circ$, полная длина модели $L = 995$ мм, диаметр миделя $D_m = 345$ мм) были проведены в гиперзвуковой аэродинамической трубе У-306-3. Она является установкой периодического действия и предназначена для проведения высокоинформативных исследований

аэродинамических характеристик тел в диапазонах чисел Маха $M_\infty = 2-10$ и Рейнольдса $Re_L = 10^6-10^8$. Труба оснащена набором осесимметричных профилированных сопел, имеющих одинаковый размер выходного сечения $d_c = 1,2$ м. Цилиндрическая рабочая часть диаметром 2,5 и длиной 6 м выполнена в виде камеры Эйфеля и имеет плоские боковые стенки с оптическими окнами для проведения оптико-физических исследований.

Питание установки воздухом осуществляется из баллонов с рабочим давлением 20 МПа. Для обеспечения в рабочей части расчетного течения потока, формируемого аэродинамическими соплами, установлен блок из высокоэффективных омических подогревателей непрерывного действия с суммарной мощностью 75 МВт. Такая конструкция обеспечивает нагрев рабочего потока в диапазоне температур торможения от 493 до 1073 К при расходе 15–1200 кг/с.

Динамические испытания модели затупленного конуса проводились при числах Маха $M_\infty = 4$ и 6 методом свободных колебаний. В этом случае модель устанавливается на специальной державке с вращающимся поршнем и может совершать свободные угловые движения под воздействием аэродинамических сил. Текущие значения угла атаки $\alpha(t)$ измерялись специальным датчиком, расположенным на поршне державки.

Анализ полученной в эксперименте зависимости угла атаки модели от времени позволяет определить коэффициенты продольного статического момента m_z^α и демпфирующего момента m_z^β ($\beta = \dot{\alpha}L / V_\infty$) 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

$$I_z \ddot{\alpha} + \frac{q_\infty S L^2}{V_\infty} m_z^\beta \dot{\alpha} + q_\infty S L m_z^\alpha \alpha + q_\infty S C_x(\alpha) K_T \operatorname{sgn}(\dot{\alpha}) = 0$$

Здесь: I_z , m_z^β ; m_z^α ; K_T – соответственно момент инерции модели с поршнем, коэффициент момента демпфирования колебаний конуса относительно заданного центра вращения x_0 , коэффициент продольного статического аэродинамического момента, коэффициент трения в шарнире, q_∞ и V_∞ – скоростной напор и скорость набегающего потока, S – площадь мишени модели, $C_x(\alpha)$ – коэффициент лобового сопротивления. Точками обозначены соответствующие производные угла атаки по времени.

Используя энергетический метод [3], можно получить следующее выражение для амплитуды колебаний A :

$$\frac{d}{dt} \ln \frac{A_0}{A} \left(\frac{q_{\infty,0}}{q_\infty} \right)^{1/4} - \frac{2}{\pi A} \frac{K_T C_x \omega}{m_z^\alpha L} - m_z^\beta \frac{S L^2}{2 I_z} \frac{q_\infty}{V_\infty} = 0$$

$$\omega^2 = \frac{q_\infty S L m_z^\beta}{I_z}$$

где индекс ноль соответствует начальным значениям параметров.

При проведении динамических испытаний в аэродинамических трубах с небольшими размерами моделей ($L = 100-150$ мм) величина момента демпфирования близка к величине момента сил трения в шарнире, что вызывает определенные трудности при учете последних и существенно снижает точность экспериментального определения коэффициента момента демпфирования. Переход к крупномасштабным моделям устраняет указанный недостаток. Это объясняется тем, что с увеличением линейного размера L величина демпфирующего момента растет быстрее (как L^4) по сравнению с моментом трения M_T ($\sim L^2$). Оценки показывают, что при проведении динамических испытаний на крупномасштабных моделях ($L \approx 1$ м) силами трения в шарнире можно пренебречь.

В этом случае, при постоянных параметрах набегающего потока, коэффициент момента демпфирования может быть определен по формуле

$$m_z^\beta = \frac{2I_z V_\infty}{q_\infty S L^2} \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{A_0}{A} \right)$$

Результаты динамических испытаний крупномасштабной модели представлены в таблице в разделе 2.

2. Для учета вязких эффектов рассмотрим задачу об обтекании сверхзвуковым потоком затупленного конуса, совершающего малые колебания вблизи нулевого угла атаки относительно точки, расположенной на оси тела. Дополнительно к уравнениям Эйлера, которые описывают течение в невязком ударном слое, решаются уравнения нестационарного пограничного слоя, характеристики которого – коэффициенты трения C_{fj} и толщина вытеснения δ_j^* ($j = 0, \alpha, \beta$) – зависят от режима течения (ламинарный, переходный, турбулентный). Особое внимание уделяется переходному режиму и вдуву газа в пограничный слой с поверхности тела.

Коэффициент демпфирования поперечных колебаний летательного аппарата осесимметричной формы определялся на основе усовершенствованного варианта метода работы [1]. Для расчета индуцированного давления, обусловленного наличием на теле толщины вытеснения δ_j^* , использован метод местных затупленных конусов в виде

$$\Delta P_\beta = \frac{\partial P_\beta}{\partial \theta_k} \frac{d\delta_0^*}{dx} + \frac{\partial P_0}{\partial \theta_k} \left[\frac{d\delta_\beta^*}{dx} + \frac{\delta_\alpha^* V_\infty / L}{u_\delta \sqrt{1 + (dr/dx)^2}} \right]$$

где индексом ноль отмечены стационарные параметры при нулевом угле атаки, индексом α – параметры квазистационарного течения, β – нестационарные члены, изменяющиеся в фазе с угловой скоростью $\dot{\alpha}$, δ – параметры на внешней границе пограничного слоя. Второе слагаемое в квадратных скобках, характеризующее скорость перемещения границы пограничного слоя по нормали к стенке, зависит лишь от квазистационарных параметров. Расчеты показывают, что на затупленных конусах роль этого члена существенно ниже, чем производной $\alpha \delta_\beta^* / dx$.

Производные

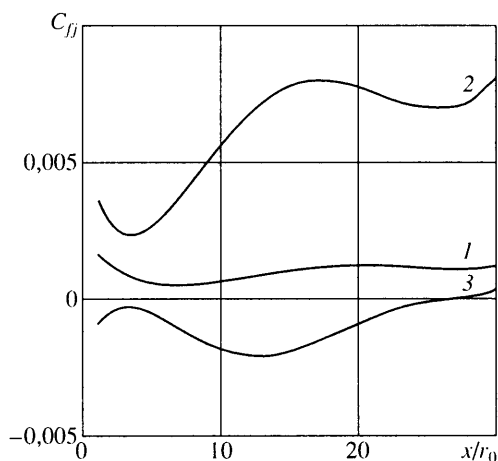
$$\frac{\partial P_0}{\partial \theta_k}, \quad \frac{\partial P_\alpha}{\partial \theta_k}, \quad \frac{\partial P_\beta}{\partial \theta_k}$$

на поверхности тела определялись на основании предварительного расчета обтекания контура, увеличенного на небольшой угол $\Delta \theta_k$.

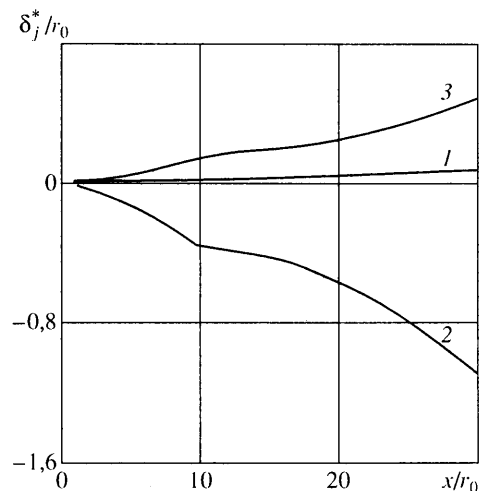
Положение границ переходной области в случае нестационарного обтекания колеблющегося тела может быть определено лишь весьма приблизительно, так как удовлетворительной расчетной методики в настоящее время не существует, а опытные данные ограничены. В связи с этим координата перехода $x_t = x_t / r_0$ (r_0 – радиус переднего притупления) определялась на основании эмпирической формулы, описывающей функциональную зависимость критического числа Рейнольдса от основных местных газодинамических параметров

$$Re_\theta = \frac{D}{M_\infty^{0.8}} \left(\frac{i_\delta}{i_w} \right)^{0.7} e^{0.2 M_\delta} \quad (2.1)$$

где $Re_\theta = \rho g \mu_\delta \theta / \mu_\delta$ – число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса θ , i_w – энтальпия газа при температуре сетки, D – константа, зависящая от условий обтекания тела (аэродинамическая труба, свободный полет в атмосфере). Ниже было



Фиг. 1. Распределение вдоль образующей конуса коэффициентов трения: C_{fj} – кривая 1, $C_{f\alpha}$ – 2, $C_{f\beta}$ – 3; $M_\infty = 20$, $Re_L = 1,6 \cdot 10^7$



Фиг. 2. Распределение вдоль образующей конуса компонентов толщины вытеснения: δ_0^*/r_0 , δ_α^*/r_0 , δ_β^*/r_0 (кривые 1, 2, 3 соответственно), $M_\infty = 20$, $Re_L = 1,6 \cdot 10^7$

принято $D = 1400$. Экспериментальная проверка показала, что формула (2.1) удовлетворительно описывает положение границ переходной области при небольших углах атаки.

Из анализа экспериментальных данных известно, что при задании тонкому осесимметричному телу некоторого угла атаки $\alpha \neq 0$ линия перехода пограничного слоя быстро приобретает асимметричную форму: на наветренной стороне точка перехода смещается к донному срезу, а на подветренной – к переднему носку, причем эти смещения не одинаковы [4]. Указанное обстоятельство ограничивает в данном случае область применения линейной теории весьма малыми амплитудами колебаний: $A \sim 1^\circ$.

Отметим основные особенности процедуры расчета коэффициента демпфирования m_z^β . На первом этапе рассчитываются параметры внешнего нестационарного течения около колеблющегося конуса и определяется газодинамический коэффициент момента демпфирования в невязком потоке $m_{z,i}^\beta$.

На втором этапе производится расчет параметров нестационарного пограничного слоя и определяются коэффициенты моментов демпфирования $m_{z,f}^\beta$ (за счет трения), $m_{z,sv}^\beta$ (за счет вязкого взаимодействия) и суммарный коэффициент $m_z^\beta = m_{z,i}^\beta + m_{z,f}^\beta + m_{z,sv}^\beta$.

На основе изложенного метода были проведены расчетные исследования по влиянию на коэффициент динамической устойчивости m_z^β тонких затупленных конусов чисел M_∞ , Re_L и координаты центра вращения x_0 . Диапазон изменения чисел Re_L был выбран таким образом, чтобы были охвачены режимы обтекания, реализующиеся на крупномасштабной установке У-306-3.

На фиг. 1, 2 показано распределение коэффициентов трения C_{fj} и толщины вытеснения δ_j^*/r_0 для варианта: $M_\infty = 6,0$; $Re_L = 1,6 \cdot 10^7$; $T_w = 0,6$; $x_0/L = 0,54$. Начало переходной области соответствовало координате $\bar{x} = x/r_0 = 8,5$; конец – $\bar{x} = 18,0$. Величины с индексами α и β имеют разные знаки, что говорит о фазах "запаздывания" трения и толщины вытеснения при выбранных параметрах обтекания тела.

M_∞	Re_L	m_z^β	
		эксперимент	расчет
4	$5,75 \cdot 10^7$	$-0,18 \pm 0,01$	$-0,196$
6	$(1,6-2) \cdot 10^7$	$-0,10 \pm 0,01$	$-0,128$

Ниже в таблице представлены экспериментальные и расчетные значения коэффициента момента демпфирования, которые хорошо согласуются между собой. Роль вязких эффектов в данном случае была невелика. Например, при $M_\infty = 6$ уменьшение по абсолютной величине коэффициента демпфирования в области перехода достигало $\sim 17\%$.

Поскольку нестационарные эффекты наиболее сильно проявляются при гиперзвуковых скоростях полета, данная расчетная методика была применена для случая $M_\infty = 20$. Зависимость $m_z^\beta = f(Re)$ на фиг. 3 показывает, что в области низких чисел Re ($\lg Re_L \leq 5,5$) влияние пограничного слоя становится доминирующим. Это связано со значительным ростом толщины вытеснения пограничного слоя и увеличением коэффициента $m_{z,uv}^\beta$.

Вторым фактором, влияющим на коэффициент m_z^β при гиперзвуковых скоростях полета, является вдув в пограничный слой газообразных продуктов разрушения теплозащитного покрытия. Если использовать понятие универсального параметра вдува в виде $B = \dot{m} / \rho_\infty u_\infty St_w$ [5], то для нестационарного обтекания тела, колеблющегося с малыми амплитудой и частотой, справедливо следующее разложение $B = B_0 + \alpha B_\alpha \cos \varphi + \beta B_\beta \cos \varphi$, где φ – азимутальный угол в цилиндрической системе координат. Коэффициенты B_0 и B_α могут быть представлены в виде известных функций от параметров теплообмена и теплофизических характеристик материала (таких, как эффективная энтальпия материала H_e , температура разрушения и т.д. [5]). Если механизм разрушения теплозащитного материала описывается простым уравнением типа $\dot{\xi} = (q_w - q_r) / \gamma H_e$, то имеем

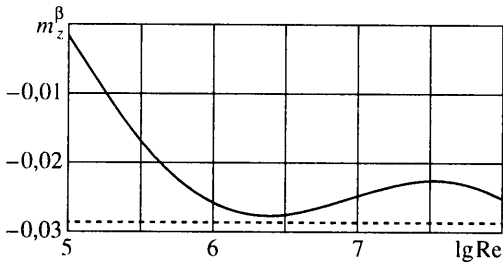
$$B_0 = B_\alpha = \frac{I_{00}}{H_e} \left(1 - \frac{q_r}{q_w} \right) \left(1 - \frac{i_w}{I_{00}} \right)$$

Здесь: $\dot{\xi}$ – скорость линейного уноса, q_w – конвективный тепловой поток, q_r – лучистый поток от нагретой поверхности, γ – плотность материала, I_{00} – полная энтальпия газа в набегающем потоке.

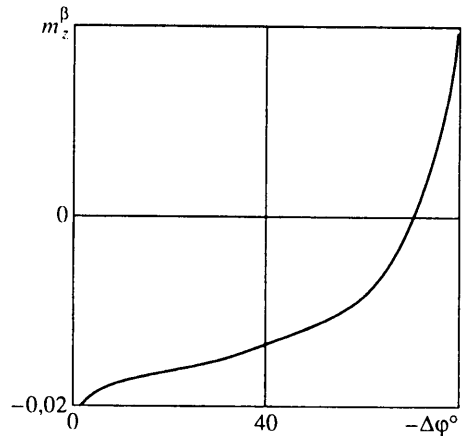
Сведения о коэффициенте B_β весьма ограничены, поэтому в данной работе эта величина задавалась в виде свободного параметра, а именно в виде фазового сдвига вдува: $\Delta\varphi = \arctg [\omega L B_\beta / V_\infty B_\alpha]$.

На фиг. 4 приведена зависимость коэффициента демпфирования затупленного конуса m_z^β от параметра $\Delta\varphi$ при $M_\infty = 20$. Знак минус перед величиной $\Delta\varphi$ указывает на режим "запаздывания" вдува по отношению к фазе изменения угла атаки α . Из графика следует, что по мере роста по абсолютной величине фазового сдвига вдува коэффициент демпфирования m_z^β тонкого затупленного конуса уменьшается и с некоторого критического значения наступает режим антидемпфирования ($m_z^\beta > 0$).

Заключение. Экспериментальные исследования коэффициента демпфирования тонкого притупленного конуса m_z^β на крупномасштабной модели в аэродинамической установке подтвердили правильность теоретического прогноза о вкладе вязких эф-



Фиг. 3. Зависимость коэффициента m_z^β от числа Re_L при $M_\infty = 20$ (пунктиром показано значение коэффициента в идеальном газе)



Фиг. 4. Зависимость коэффициента m_z^β от фазового сдвига вдува $\Delta\phi$ ($M_\infty = 20$, $Re_L = 1,6 \cdot 10^7$, $B_0 = B_\alpha = 0,9$, $\omega L/V_\infty = 0,01$)

фектов при нестационарном обтекании затупленного конуса гиперзвуковым потоком. Экспериментальные и расчетные данные указывают на незначительное влияние перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на суммарный коэффициент m_z^β конуса при отсутствии вдува. Однако при наличии на поверхности тела вдува газа в пограничный слой (например, за счет разложения теплозащитного покрытия), осуществляемого в фазе "запаздывания" по отношению к изменению угла атаки, наблюдается снижение коэффициента демпфирования вплоть до режима антидемпфирования ($m_z^\beta > 0$).

Авторы выражают признательность Ю.М. Липницкому за постоянное внимание к данной работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00144).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Липницкий Ю.М., Платонов В.А., Покровский А.Н. и др. О влиянии пограничного слоя на нестационарные аэродинамические характеристики затупленных конусов в сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 3. С. 53–58.
2. Ericson L.E. Universal scaling laws for nose bluntness. Effects on hypersonic unsteady aerodynamics // AIAA Journal. 1969. V. 7. № 12. P. 2222–2227.
3. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Физматгиз, 1958. 408 с.
4. Стетсон К.Ф. Экспериментальное исследование перехода на конусе под углом атаки при числе Маха // Аэрокосмич. техника. 1983. Т. 1. № 8. С. 71–79.
5. Авдудевский В.С., Галицейский Б.М., Глебов Г.А. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1975. 623 с.

Москва

Поступила в редакцию
22.XII.1998