

УДК 533.6.013.423+533.694.72

КОРНИЕНКО Е. С., ПЛАТОНОВ В. А.

**ВЛИЯНИЕ ИНЕРЦИОННОСТИ ВДУВА И ТЕМПЕРАТУРЫ
НА ДЕМПФИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ТЕЛ**

Для расчета нестационарных аэродинамических характеристик конусов может быть успешно применена линейная теория обтекания тел конечной толщины [1]. Благодаря малой скорости изменения возмущающего параметра, например угла атаки $\alpha(t)$, задача о нестационарном обтекании тела разделяется на последовательно решаемые нелинейную стационарную задачу для определения среднего течения при $\alpha = \alpha_0 = \text{const}$ и линейную задачу при $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1(t)$, $\alpha_1 \ll 1$. В [2] эта теория обобщена на задачи, учитывающие вязкие эффекты, связанные с наличием пограничного слоя.

При совместном решении задач тепломассоуноса и аэродинамики может нарушиться основное требование этой теории о малой скорости изменения возмущающего параметра. В этом случае для расчета нестационарного обтекания клина или острого конуса можно воспользоваться методикой работ [3, 4], а для тел более сложной формы (затупленные конуса) теория [1, 2] требует дальнейшего обобщения.

Рассмотрим задачу расчета нестационарных аэродинамических характеристик тел, совершающих малые плоские колебания около нулевого угла атаки ($\alpha_0 = 0$), когда скорость изменения угла атаки $\dot{\alpha}$ является малой по сравнению со скоростью газодинамических процессов (т. е. число Струхала $Sh = \dot{\alpha}L/V_\infty \ll 1$, L — характерная длина, V_∞ — скорость набегающего потока). Изменение угла атаки описывается уравнением колебаний с постоянными коэффициентами

$$I\ddot{\alpha} + m_\alpha \dot{\alpha} + m_\alpha \alpha = 0 \tag{1}$$

Пусть скорость изменения угла атаки сравнима со скоростями термодинамических процессов, происходящих при прогреве и уносе материала. Ограничимся при этом изучением гармонических колебаний и введем в качестве характеристики инерционности термодинамических процессов величину сдвига фазы φ между вдувом v или температурой T и тепловым потоком, подходящим к поверхности тела.

При сублимации однородного материала под действием интенсивного теплового потока Q_w , совершающего малые гармонические колебания $Q_w = Q_0 + Q$, $Q = Q_1 \exp(i\omega t)$, вдув продуктов сублимации опережает по фазе тепловой поток [4]

$$\dot{m}_1 \sim Q_1 \exp(i\omega t + i\varphi_v), \quad \varphi_v > 0$$

где \dot{m}_1 — нестационарная составляющая уноса массы.

Величина сдвига фазы может быть определена по приближенной формуле [5]

$$\varphi_v \approx \arctg v [(2+v^{3/2})(p+1/(1+v^{1/2}))]^{-1} \tag{2}$$

$$p = r/[c(T_w - T_0)], \quad v = 2a\omega/v_0$$

Здесь v_0 , a , r , c , T_w , T_0 — скорость уноса материала, температуропроводность, теплота сублимации, теплоемкость, температура сублимации, начальная температура материала соответственно.

При строгой пропорциональности вдува тепловому потоку ($\varphi_v = 0$) вносимая вдувом поправка к нестационарным аэродинамическим характеристикам

тикам должна быть пропорциональна газодинамической частоте Sh , поскольку сдвиг фазы между тепловым потоком и углом атаки пропорционален величине Sh [4]. Из (2) следует, что сдвиг фазы φ_v , а следовательно, и нестационарные аэродинамические характеристики не пропорциональны газодинамической частоте, а некоторым образом зависят от безразмерной частоты ν , определяемой теплофизическими свойствами материала, частотой колебаний и интенсивностью теплового потока.

Для оценки инерционности температуры можно воспользоваться тем, что при $v_0 \approx 0$ температура отстает по фазе φ_T от теплового потока [6] $T_1 \sim \sim Q_1 \exp(i\omega t - i\pi/4)$. Можно также показать, что при наличии излучения с поверхности материала сдвиг фазы уменьшается по абсолютной величине.

Инерционность процессов, происходящих в материале поверхности тела, через граничные условия задачи о пограничном слое для \dot{m}_1 и T_1 оказывает влияние на рассчитываемое течение. В частности, появляются конечные сдвиги фазы между характеристиками течения (и связанными с ними нестационарными аэродинамическими характеристиками) и основным возмущающим параметром задачи — углом атаки.

Наличие малого положительного сдвига фазы между вдувом и тепловым потоком приводит к линейному увеличению декремента затухания колебаний γ острого конуса [4]

$$\gamma \sim 1 + \frac{\varphi_v f(I_0)}{Sh \sqrt{Re}}, \quad I_0 = \frac{\dot{m}_0}{Q_0}, \quad \dot{m}_0 = \frac{Q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4}{r + c(T_w - T_0)}, \quad Re = \frac{\rho_\infty V_\infty L}{\mu_\infty} \quad (3)$$

где $f(I_0) > 0$ — функция, определяемая из расчета; параметр I_0 характеризует разрушаемость материала; \dot{m}_0 средняя интенсивность уноса вещества [7]; Re — число Рейнольдса. Из зависимости (3) видно, что при низких значениях чисел Sh и Re сдвиг фазы φ_v может вносить определяющий вклад в величину декремента затухания колебаний тела.

Параметрическое исследование по методике [4] влияния сдвигов фазы φ_v и φ_T на демпфирование колебаний острого конуса около вершины показывает, что максимальное демпфирование достигается при $\varphi = \pi/2 \dots \pi$. На фиг. 1 представлен безразмерный коэффициент $\beta(\varphi_v)$, необходимый для расчета поправки $\Delta m_{\dot{a}}$ к моменту демпфирования колебаний конуса $m_{\dot{a}}$ (1), связанной с наличием ненулевого сдвига фазы

$$\Delta m_{\dot{a}} = \beta q_\infty L^4 \sin \theta_0 V_\infty^{-1} Re^{-1/2}, \quad m_{\dot{a}}(\varphi) = m_{\dot{a}}(0) + \Delta m_{\dot{a}}$$

где L — длина образующей конуса, θ_0 — угол полураствора конуса. Расчеты проведены при $T_w/T_{00} = 0,5$; $\theta_0 = 10^\circ$; $M_\infty = 5$ (T_{00} — температура торможения) и $\kappa = 1,4$; $Pr = 0,72$ (число Прандтля). Линейность поправки к демпфирующему моменту $m_{\dot{a}}$ отмечается как при малых φ_v [4], так и при малых I_0 (см. фиг. 1). При умеренных вдувах ($I_0 < 1$) наблюдается приближение зависимости $\Delta m_{\dot{a}}$ от сдвига фазы к гармонической

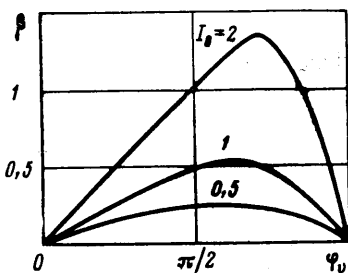
$$\Delta m_{\dot{a}} \sim I_0 \sin \varphi_v \quad (4)$$

которая непосредственно следует из вида граничных условий. При $I_0 = 0,2$ зависимость (4) выполняется с погрешностью менее 10%.

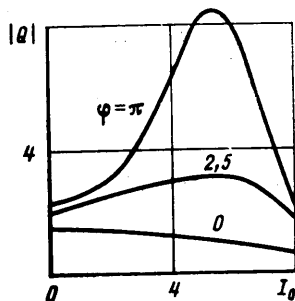
С увеличением интенсивности вдува максимум функции $\Delta m_{\dot{a}}(\varphi_v)$ приближается к точке $\varphi_v = \pi$, а его значение сильно возрастает. В силу симметрии на интервале $\varphi_v = 0 \dots -\pi$ отмечается антидемпфирование ($\beta < 0$), а в точках $\varphi_v = 0, \pm\pi$ поправка к декременту затухания колебаний равна нулю.

Аналогичные результаты были получены при исследовании зависимости $\Delta m_{\dot{a}}$ от сдвига фазы φ_T между энтальпией h_w на поверхности тела и тепловым потоком Q_w . Расчеты проводились по методике работы [4], в которой было принято

$$\rho_w v_w = 0; \quad h_1 = A Q_1 \exp(i\varphi_T)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

где A — параметр, определяющий амплитуду колебаний энтальпии, h_1 , Q_1 — амплитуды колебаний безразмерных энтальпии и теплового потока. При малых A ($A < 0,05$) также отмечается гармоническая зависимость демпфирующего момента от сдвига фазы $\Delta m_{\dot{\alpha}} \sim A \sin \varphi_T$.

При увеличении коэффициентов I_0 и A в рамках исследуемой линейной задачи о малых колебаниях тел существуют нелинейные эффекты: во-первых, зависимости нестационарных параметров от φ_0 и φ_T перестают быть гармоническими (фиг. 1), во-вторых, при дальнейшем увеличении коэффициентов I_0 и A увеличивается обратное влияние вдува и температуры на тепловой поток.

На фиг. 2 представлена зависимость безразмерной амплитуды колебаний теплового потока от параметра I_0 , пропорционального интенсивности вдува. Видно, что при $\varphi \neq 0$ имеет место немонотонная зависимость амплитуды от величины I_0 (или A). При $\varphi \approx \pi$, когда вдув колеблется в противофазе с тепловым потоком, достигается максимальная амплитуда его колебаний. Это объясняется тем, что при $\varphi = \pi$ максимальные значения теплового потока при его квазистационарных синусоидальных колебаниях достигаются в моменты, когда вдув и толщина пограничного слоя минимальны, благодаря чему в эти моменты времени тепловой поток увеличивается. Аналогично в моменты минимума теплового потока вдув оказывается максимальным и тепловой поток еще больше ослабляется. Поэтому при $\varphi = \pi$ размах колебаний теплового потока (и других параметров задачи) достигает максимума. В рассматриваемом примере ($M_\infty = 5$, $\theta_0 = 10^\circ$, фиг. 2) этот максимум достигается при $I_0 \approx 6$. Дальнейшее увеличение I_0 (или A) приводит к уменьшению колебаний теплового потока (фиг. 2), а уменьшение амплитуды колебаний толщины вытеснения и демпфирующего момента оказывается тем большим, чем ближе сдвиг фазы φ к π .

Представляется интересным рассмотреть влияние затупления конуса на изучаемые эффекты. В основу расчета положена комплексная методика определения аэродинамических характеристик затупленных колеблющихся тел с учетом эффектов переноса [2], в основе которой лежит разложение всех газодинамических функций (как в невязком потоке, так и в пограничном слое) по двум малым кинематическим параметрам движения тела: углу атаки α и угловой скорости $\dot{\alpha}$. В эту методику внесены существенные изменения, вызванные тем, что при конечном сдвиге фазы φ_0 задачи о малых возмущениях α и $\dot{\alpha}$ не разделяются и не могут быть решены последовательно.

В данном случае вдув задается в виде, содержащем определяемые из решения задач α и $\dot{\alpha}$ [4] величины в правой части

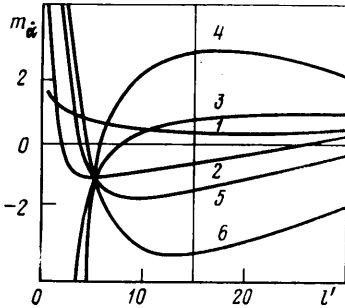
$$\dot{m} = I_0(Q_0 + \alpha_1 Q_1 \cos(\omega t + \varphi_\alpha + \varphi_0)) \quad (5)$$

где Q_0 , Q_1 — два первых члена разложения теплового потока в ряд по углам Струхалия, φ_α — сдвиг фазы между тепловым потоком и углом атаки $\alpha = \alpha_1 \cos \omega t$.

Выражение (5) в терминах линейной теории обтекания тел конечной толщины [1] примет вид

$$\begin{aligned} \dot{m}_0 &= I_0 Q_0, & \dot{m}_\alpha &= I_0 (Q_\alpha \cos \varphi_v - Q_{\dot{\alpha}} \sin \varphi_v \omega) \\ \dot{m}_{\dot{\alpha}} &= I_0 (Q_{\dot{\alpha}} \cos \varphi_v + Q_\alpha \sin \varphi_v \omega) \\ Q_\alpha &= Q_1 \cos \varphi_\alpha, & Q_{\dot{\alpha}} &= Q_1 \sin \varphi_\alpha / \omega \end{aligned} \quad (6)$$

При конечной величине φ_v даже при малой частоте колебаний ω уравнения, описывающие движение в пограничном слое в фазе с α и $\dot{\alpha}$, должны решаться совместно. Зависимости (6) дают основание считать, что роль φ_v при малых ω особенно велика.



Фиг. 3

На фиг. 3 представлена зависимость величины $m_{\dot{\alpha}}$ от угла сдвига фазы φ_v по длине затупленного конуса при $\theta_0 = 5^\circ$, $M_\infty = 10$, $Re = 10^6$ (конус колеблется относительно носка). На фиг. 3 приняты обозначения: 1 — невязкое обтекание без вдува, 2 — $\varphi_v = 0$, 3 — 10, 4 — 20, 5 — -10, 6 — -20°, $l' = l/r_0$, где l — текущая длина вдоль оси конуса, r_0 — радиус сферического затупления.

Вдув в фазе с тепловым потоком ($\varphi_v = 0$) приводит к значительному снижению запаса устойчивости по сравнению с рассчитанным только в рамках идеального газа. При $\varphi_v > 5^\circ$ наблюдается полное восстановление запаса динамической устойчивости конуса. Отрицательный сдвиг фазы ($\varphi_v < 0$) приводит к ухудшению демпфирования вплоть до потери устойчивости при $\varphi_v \leq -3^\circ$. Необходимо отметить, что стационарные аэродинамические характеристики конусов практически не зависят от φ_v .

Как показано выше, при малых сдвигах фазы для острого конуса зависимость $m_{\dot{\alpha}}$ от φ_v линейна. Такая же зависимость с очень хорошей точностью выполняется и для затупленного конуса. Это позволяет ввести производную $\partial m_{\dot{\alpha}} / \partial \varphi$, зная которую, можно рассчитывать аэродинамические характеристики как острых, так и затупленных конусов.

Проведенный анализ показывает наличие существенной зависимости нестационарных характеристик конических тел от характера инерционных тепловых процессов, происходящих на поверхности материала при больших скоростях потока. В частности, наличие положительного сдвига фазы между колебаниями вдува и теплового потока улучшает динамическую устойчивость тел, а отрицательного — ухудшает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теленин Г. Ф. Исследование обтекания колеблющегося конуса сверхзвуковым потоком. М.: Оборонгиз, 1959, 61 с.
2. 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.
3. Степанов Г. Н. Ламинарный пограничный слой на колеблющемся клине // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980, № 4, С. 146–151.
4. Корниенко Е. С., Шманенков В. Н. О влиянии вдува в пограничный слой на обтекание колеблющегося конуса сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983, № 4, С. 43–46.
5. Корниенко Е. С., Тимошенко В. П., Шманенков В. Н. Исследование влияния инерционности вдува, вызванного уносом теплозащитного материала, на демпфирование колебаний тел // Гагаринские научные чтения по космонавтике и авиации. 1982. М.: Наука, 1984, С. 203.
6. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966, 724 с.
7. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976, 391 с.

Москва

Поступила в редакцию
21.VII.1988