

РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ ПРИТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ИХ ОБТЕКАНИИ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

А. В. АНТОНЕЦ, А. В. КРАСИЛЬНИКОВ

(Москва)

На основе метода искривленных тел [1] получены расчетные формулы нестационарных характеристик тонких притупленных осесимметричных тел и приведены некоторые результаты расчетов этих характеристик для конусов со сферическим притуплением при различных условиях обтекания. На основании проведенных расчетов сделан вывод о сильном влиянии пространственного характера обтекания и в меньшей степени реальных свойств воздуха (равновесная диссоциация) на значения нестационарных характеристик затупленных конусов.

При гиперзвуковом обтекании тонких тел скачки уплотнения и волны разрежения образуют малые углы с направлением скорости набегающего потока, вследствие чего наблюдается резкое изменение параметров течения в поперечном к потоку направлении. Кроме того, поперечные составляющие возмущенной скорости при переходе через ударные волны намного превосходят возмущение скорости в осевом направлении. Это позволяет в рамках приближенных теорий (закон плоских сечений или нестационарной аналогии) сводить задачу трехмерного (в общем случае) обтекания тонкого тела к двумерной нестационарной [2-5].

В работе [1] этот подход использовался для создания метода искривленных тел в задачах о нестационарном обтекании тонких тел гиперзвуковым потоком.

Согласно этому методу нестационарная задача обтекания тела сводится к ряду стационарных задач обтекания тел, полученных из первоначального соответствующим искривлением его формы.

1. В случае малых угловых скоростей вращения в работе [1] показано, что для определения параметров течения при нестационарном движении тела в некоторый момент времени t достаточно провести расчеты стационарного обтекания пяти тел при заданных в момент $t = 0$ угле атаки α_0 , угле скольжения β_0 и условиях в набегающем потоке. В частности, нестационарное давление на боковой поверхности осесимметричного тела при $t = l/V$ можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 p_{\infty} &= p_0 + \alpha_1 p_{\alpha 1} + \beta_1 p_{\beta 1} + \alpha_2 p_{\alpha 2} + \beta_2 p_{\beta 2} \\
 p_{\alpha i} &= (p_{\alpha i} - p_0) / \alpha_i, \quad p_{\beta i} = (p_{\beta i} - p_0) / \beta_i \quad (1.1) \\
 \alpha_1 &= \frac{\alpha_0^*}{V} (l - x - x_0) - \frac{x_0}{V} \alpha_0'', \quad \alpha_2 = \frac{l}{V} \left(\alpha_0^* + \frac{1}{2} \alpha_0''^* \right) \\
 \beta_1 &= \frac{\beta_0^*}{V} (l - x - x_0) - \frac{x_0}{V} \beta_0'', \quad \beta_2 = \frac{l}{V} \left(\beta_0^* + \frac{1}{2} \beta_0''^* \right)
 \end{aligned}$$

Здесь и ниже r_0x, r_0r, φ — цилиндрическая система координат жестко связанная с телом, ось x направлена по оси симметрии, а начало координат находится в плоскости сопряжения носка и боковой поверхности тела, r_0 — радиус носка, l_0 — его длина, l — длина тела, $p_{\infty} V^2 \rho$ — давление, ρ_{∞} и V — плотность и скорость набегающего потока, x_0 — координата центра вращения, α_0 и β_0 — угол атаки и угол скольжения, α_0^*, β_0^* — угловые скорости вращения соответственно в плоскостях угла атаки α и угла скольжения β , α_0'', β_0'' — угловые скорости в тех же плоскостях, связанные с движением тела по криволинейной (в общем случае) траектории относительно некоторой инерциальной системы отсчета при $t = 0$, $p_0(x, r, \varphi)$ — давление на теле при стационарном его обтекании, $p_{\alpha 1}, p_{\alpha 2}, p_{\beta 1}, p_{\beta 2}$ — соответственно давления на телах, полученных из исходного путем искривления его оси.

Для осесимметричного исходного тела формы искривленных тел имеют вид

$$\begin{aligned}
 (y^* - \alpha_0 x^* - \alpha_1 x^{*2})^2 + (z^* - \beta_0 x^*)^2 &= r_w^{*2}(x^*) \\
 (y^* - \alpha_0 x^* - \alpha_2 x^{*2}/l)^2 + (z^* - \beta_0 x^*)^2 &= r_w^{*2}(x^*) \\
 (y^* - \alpha_0 x^*)^2 + (z^* - \beta_0 x^* - \beta_1 x^{*2})^2 &= r_w^{*2}(x^*) \\
 (y^* - \alpha_0 x^*)^2 + (z^* - \beta_0 x^* - \beta_2 x^{*2}/l)^2 &= r_w^{*2}(x^*) \quad (1.2)
 \end{aligned}$$

Здесь x^*, y^*, z^* — инерциальная прямоугольная система координат, направление осей которой в момент $t = 0$ совпадают с направлением одноименных осей скоростной системы координат с началом в центре вращения. Начало координат x^*, y^*, z^* совпадает в момент $t = 0$ с проекцией передней точки тела на ось x^* .

2. Используем решение (1.1) для вывода формул коэффициентов поперечных сил и моментов и их вращательных производных, соответствующее общей теории нестационарных обтеканий тел [6].

Выражения для коэффициентов поперечных сил и моментов относительно точки x_0 в интегральной форме можно записать в следующем виде.

$$\begin{aligned} c_n &= \frac{2}{\pi r_w^2} \int_0^x r_w(x) \int_0^{2\pi} p_w \cos \varphi d\varphi dx + \frac{c_n^0 r_0^2}{r_w^2} \\ c_z &= -\frac{2}{\pi r_w^2} \int_0^x r_w(x) \int_0^{2\pi} p_w \sin \varphi d\varphi dx + \frac{c_z^0 r_0^2}{r_w^2} \\ m_z &= -\frac{2}{\pi r_w^2 l_0} \int_0^x (x-x_0) r_w(x) \int_0^{2\pi} p_w \cos \varphi d\varphi dx + \frac{m_z^0 r_0^2 l_0}{r_w^2 l} \\ m_y &= \frac{2}{\pi r_w^2 l_0} \int_0^x (x-x_0) r_w(x) \int_0^{2\pi} p_w \sin \varphi d\varphi dx + \frac{m_y^0 r_0^2 l_0}{r_w^2 l} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь последние члены определяют вклад носка.

С другой стороны, (2.1) можно представить в виде

$$\begin{aligned} c_n &= c_{n0} + c_n^\alpha \Delta\alpha + c_n^\beta \Delta\beta + c_n^{\alpha'} \omega_\alpha + c_n^{\beta'} \omega_\beta + c_n^{\alpha''} \omega_{\alpha'} + c_n^{\beta''} \omega_{\beta'} \\ c_z &= c_{z0} + c_z^\alpha \Delta\alpha + c_z^\beta \Delta\beta + c_z^{\alpha'} \omega_\alpha + c_z^{\beta'} \omega_\beta + c_z^{\alpha''} \omega_{\alpha'} + c_z^{\beta''} \omega_{\beta'} \\ m_z &= m_{z0} + m_z^\alpha \Delta\alpha + m_z^\beta \Delta\beta + m_z^{\alpha'} \omega_\alpha + m_z^{\beta'} \omega_\beta + m_z^{\alpha''} \omega_{\alpha'} + m_z^{\beta''} \omega_{\beta'} \\ m_y &= m_{y0} + m_y^\alpha \Delta\alpha + m_y^\beta \Delta\beta + m_y^{\alpha'} \omega_\alpha + m_y^{\beta'} \omega_\beta + m_y^{\alpha''} \omega_{\alpha'} + m_y^{\beta''} \omega_{\beta'} \\ \omega_\alpha &= \alpha_0' l / V, \quad \omega_\beta = \beta_0' l / V, \quad \omega_{\alpha'} = \alpha_0'' l / V, \quad \omega_{\beta'} = \beta_0'' l / V \end{aligned} \quad (2.2)$$

Первые члены в этих разложениях соответствуют стационарному обтеканию. Коэффициенты с индексами α' и β' учитывают нестационарное изменение угла атаки α и угла скольжения β , а коэффициенты с индексами α'' и β'' — криволинейность траектории движения тела.

Подставляя (1.1) в (2.1) и приравнявая коэффициенты при одинаковых значениях $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$, ω_α , ω_β и т. д. в (2.2), получим выражение для коэффициентов вращательных производных в следующем виде:

$$\begin{aligned} c_n^{\alpha'} &= \frac{J_{\alpha_1}^0 - J_0^0}{\alpha_1} + \frac{c_{n0}^{\alpha'} r_0^2}{r_w^2} \\ c_n^{\alpha''} &= \frac{1}{l} \left[-x_0 \frac{J_{\alpha_1}^0 - J_0^0}{\alpha_1} - \frac{J_{\alpha_1}^1 - J_0^1}{\alpha_1} + \frac{J_{\alpha_2}^0 - J_0^0}{\alpha_2} \right] + \frac{c_{n0}^{\alpha''} r_0^2 l_0}{r_w^2 l} \\ c_n^{\beta'} &= \frac{1}{l} \left[-x_0 \frac{J_{\alpha_1}^0 - J_0^0}{\alpha_1} + \frac{1}{2} \frac{J_{\alpha_2}^0 - J_0^0}{\alpha_2} \right] + \frac{c_{n0}^{\beta'} r_0^2 l_0}{r_w^2 l} \\ c_z^{\alpha'} &= \frac{I_{\alpha_1}^0 - I_0^0}{\alpha_1} + \frac{c_{z0}^{\alpha'} r_0^2}{r_w^2} \\ c_z^{\alpha''} &= \frac{1}{l} \left[-x_0 \frac{I_{\alpha_1}^0 - I_0^0}{\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_1} \frac{I_{\alpha_1}^0 - I_0^0}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_1} \frac{I_{\alpha_2}^0 - I_0^0}{\alpha_2} \right] + \frac{c_{z0}^{\alpha''} r_0^2 l_0}{r_w^2 l} \\ c_z^{\beta'} &= \frac{1}{l} \left[-x_0 \frac{I_{\alpha_1}^0 - I_0^0}{\alpha_1} + \frac{1}{2} \frac{I_{\alpha_2}^0 - I_0^0}{\alpha_2} \right] + \frac{c_{z0}^{\beta'} r_0^2 l_0}{r_w^2 l} \\ m_z^{\alpha'} &= \frac{1}{l} \left[-x_0 \frac{J_{\alpha_1}^0 - J_0^0}{\alpha_1} + \frac{J_{\alpha_1}^1 - J_0^1}{\alpha_1} \right] + \frac{m_{z0}^{\alpha'} r_0 l_0}{r_w^2 l} \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} c_z^{\beta'} &= \frac{1}{l} \left[-x_0 \frac{J_{\alpha_1}^0 - J_0^0}{\alpha_1} + \frac{1}{2} \frac{J_{\alpha_2}^0 - J_0^0}{\alpha_2} \right] + \frac{c_{z0}^{\beta'} r_0^2 l_0}{r_w^2 l} \\ m_z^{\beta'} &= \frac{1}{l} \left[-x_0 \frac{J_{\alpha_1}^0 - J_0^0}{\alpha_1} + \frac{J_{\alpha_1}^1 - J_0^1}{\alpha_1} \right] + \frac{m_{z0}^{\beta'} r_0 l_0}{r_w^2 l} \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned}
 m_z^{\alpha^*} &= \frac{1}{l^2} \left[x_0^2 \frac{J_{\alpha_1^{\circ}} - J_0^{\circ}}{\alpha_1} - x_0 \frac{J_{\alpha_2^{\circ}} - J_0^{\circ}}{\alpha_2} - \frac{J_{\alpha_1^2} - J_0^2}{\alpha_1} + \frac{J_{\alpha_2^4} - J_0^4}{\alpha_2} \right] + \frac{m_{y_0^{\alpha^*}} r_0^2 l_0}{r_w^2 l^2} \\
 m_z^{\alpha'^*} &= \frac{1}{l^2} \left[x_0^2 \frac{J_{\alpha_1^{\circ}} - J_0^{\circ}}{\alpha_1} - \frac{1}{2} x_0 \frac{J_{\alpha_2^{\circ}} - J_0^{\circ}}{\alpha_2} - \right. \\
 &\quad \left. - x_0 \frac{J_{\alpha_1^4} - J_0^4}{\alpha_1} + \frac{1}{2} \frac{J_{\alpha_2^4} - J_0^4}{\alpha_2} \right] + \frac{m_{z_0^{\alpha'^*}} r_0^2 l_0^2}{r_w^2 l^2} \\
 m_y^{\alpha} &= \frac{1}{l} \left[-x_0 \frac{I_{\alpha_1^{\circ}} - I_0^{\circ}}{\alpha_1} + \frac{I_{\alpha_1^4} - I_0^4}{\alpha_1} \right] + \frac{m_{y_0^{\alpha}} r_0^2 l_0}{r_w^2 l} \tag{2.6}
 \end{aligned}$$

$$m_y^{\alpha^*} = \frac{1}{l^2} \left[x_0^2 \frac{I_{\alpha_1^{\circ}} - I_0^{\circ}}{\alpha_1} - x_0 \frac{I_{\alpha_2^{\circ}} - I_0^{\circ}}{\alpha_2} - \frac{I_{\alpha_1^2} - I_0^2}{\alpha_1} + \frac{I_{\alpha_2^4} - I_0^4}{\alpha_2} \right] + \frac{m_{y_0^{\alpha^*}} r_0^2 l_0^2}{r_w^2 l^2}$$

$$\begin{aligned}
 m_y^{\alpha'^*} &= \frac{1}{l^2} \left[x_0^2 \frac{I_{\alpha_1^{\circ}} - I_0^{\circ}}{\alpha_1} - \frac{1}{2} x_0 \frac{I_{\alpha_2^{\circ}} - I_0^{\circ}}{\alpha_2} - \right. \\
 &\quad \left. - x_0 \frac{I_{\alpha_1^4} - I_0^4}{\alpha_1} + \frac{1}{2} \frac{I_{\alpha_2^4} - I_0^4}{\alpha_2} \right] + \frac{m_{y_0^{\alpha'^*}} r_0^2 l_0^2}{r_w^2 l^2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_{\alpha i^j} &= -\frac{2}{\pi r_w^2} \int_0^x r_w \int_0^{2\pi} x^j p_{\alpha i} \cos \varphi \, d\varphi \, dx, & J_0^j &= -\frac{2}{\pi r_w^2} \int_0^x r_w \int_0^{2\pi} x^j p_0 \cos \varphi \, d\varphi \, dx \\
 I_{\alpha i^j} &= -\frac{2}{\pi r_w^2} \int_0^x r_w \int_0^{2\pi} x^j p_{\alpha i} \sin \varphi \, d\varphi \, dx, & I_0^j &= -\frac{2}{\pi r_w^2} \int_0^x r_w \int_0^{2\pi} x^j p_0 \sin \varphi \, d\varphi \, dx
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

(i = 1, 2; j = 0, 1, 2)

Выражения для коэффициентов c_n^{β} , $c_n^{\beta'}$, c_z^{β} , $c_z^{\beta'}$, m_z^{β} , $m_z^{\beta'}$, m_y^{β} , $m_y^{\beta'}$ можно получить, заменяя в соответствующих формулах (2.3) — (2.7) индекс α на β , а индекс a на b .

Для вычисления интегралов (2.7) можно воспользоваться любой готовой программой расчета пространственного обтекания тел (например, [7-9]), выделив в ней отдельный блок для вычисления (2.7). Значения параметров α_i и β_i в (1.2) необходимо выбирать достаточно малыми, чтобы отношения

$$\frac{I_{\alpha i^j} - J_0^j}{\alpha_i} \quad \frac{J_{\beta i^j} - I_0^j}{\beta_i} \quad \frac{I_{\alpha i^j} - I_0^j}{\alpha_i} \quad \frac{I_{\beta i^j} - I_0^j}{\beta_i}$$

практически не зависели от значений α_i и β_i . (Ниже в расчетах принято $\alpha_1 = \beta_1 = 0.0175$, $\alpha_2 = \beta_2 = 10^{-4}$.) Использование программ, учитывающих реальные свойства воздуха (равновесную и неравновесную диссоциацию), позволяет выяснить влияние этих факторов на нестационарные характеристики.

3. При представлении коэффициентов вращательных производных в виде (2.3) — (2.7) определяющими параметрами являются угол атаки α_0 , угол скольжения β_0 и, естественно, условия в набегающем потоке. Для определения всех стационарных и нестационарных характеристик тела при заданных α_0 и β_0 необходимо провести расчет стационарного обтекания исходного тела при этих условиях и четыре расчета стационарного обтекания тел форм (1.2). Ниже будет показано, что для осесимметричных тел число необходимых расчетов сокращается до четырех и, более того, все необходимые для расчета стационарных и нестационарных характеристик коэффициенты можно представить в зависимости от одного параметра a (угол между скоростью набегающего потока и осью симметрии тела).

Для этого, помимо системы координат x, y, z , жестко связанной с телом, введем полусвязанную систему координат x_1, y_1, z_1 такую, что плоскость $z_1 = 0$ всегда совмещена с плоскостью, в которой находится вектор скорости набегающего потока (фиг. 1), а ось x_1 совпадает с осью x . При произвольном движении тела система ко-

ординат x_1, y_1, z_1 может вращаться относительно системы x, y, z . Мгновенную их взаимную ориентацию будем определять углом ψ между плоскостями $z_1 = 0$ и $z = 0$. Проекция вектора скорости набегающего потока на оси y и z имеют значения

$$V_y = V \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta}}, \quad V_z = V \frac{\operatorname{tg} \beta}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta}} \quad (3.1)$$

а угол между плоскостями $z_1 = 0$ и $z = 0$ равен

$$\psi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} (V_z / V_y) = \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\operatorname{tg} \beta / \operatorname{tg} \alpha) \quad (3.2)$$

Так же легко из геометрических соображений можно найти угол между осью ox и скоростью набегающего потока

$$\operatorname{tg}^2 a = \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta \quad (3.3)$$

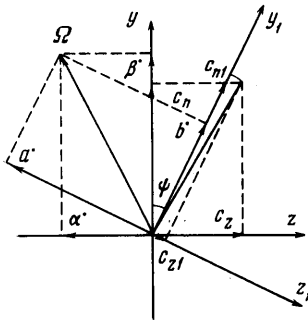
Связь между проекциями α', β' -угловой скорости вращения тела Ω на оси z, y и проекциями a', b' на оси z_1, y_1 осуществляется по формулам¹ (считаем, что вектор Ω находится в плоскости $x = \operatorname{const}$)

$$a' = \alpha' \cos \psi + \beta' \sin \psi, \quad b' = \beta' \cos \psi = \alpha' \sin \psi \quad (3.4)$$

Коэффициенты проекций сил и моментов на оси y, z связаны с соответствующими коэффициентами проекций сил и моментов на оси y_1, z_1 следующим образом:

$$\begin{aligned} c_n &= c_{n1} \cos \psi - c_{z1} \sin \psi, & m_z &= m_{z1} \cos \psi - m_{y1} \sin \psi \\ c_z &= c_{n1} \sin \psi + c_{z1} \cos \psi, & m_y &= m_{z1} \sin \psi + m_{y1} \cos \psi \end{aligned} \quad (3.5)$$

Заметим, что при нестационарном движении осесимметричного тела полный вектор аэродинамической силы не лежит (в общем случае) в плоскости $z_1 = 0$. Поэтому при пространственном обтекании осесимметричных тел разложение коэффициентов сил и моментов в ряд по малым независимым параметрам a', b', a'', b'' в системе координат x_1, y_1, z_1 имеют вид



$$\begin{aligned} c_{n1} &= c_{n1}^{\circ}(a) + c_n^{a''}(a) \frac{la'}{V} + \\ &+ c_n^{b''}(a) \frac{lb'}{V} + c_n^{a'''}(a) \frac{la''}{V} + c_n^{b'''}(a) \frac{lb''}{V} \\ c_{z1} &= c_z^{b''}(a) \frac{lb'}{V} + c_z^{b'''}(a) \frac{lb''}{V} \\ m_{z1} &= m_{z1}^{\circ}(a) + m_z^{a''}(a) \frac{la'}{V} + \\ &+ m_z^{b''}(a) \frac{lb'}{V} + m_z^{a'''}(a) \frac{la''}{V} + m_z^{b'''}(a) \frac{lb''}{V} \\ m_{y1} &= m_y^{b''}(a) \frac{b'l}{V} + m_y^{b'''}(a) \frac{b''l}{V} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Фиг. 1

Здесь индексом o сверху обозначены стационарные члены. Расчеты показали, что $c_n^{b''}, c_n^{b'''}, m_z^{b'l}, m_z^{b''l}$ пренебрежимо малы (на порядок меньше значений других коэффициентов). Поэтому в дальнейшем члены в (3.6), содержащие эти коэффициенты, не будем принимать во внимание.

Подставляя (3.6) в (3.5) и приравнявая коэффициенты при одинаковых значениях малых параметров ω_x, ω_y и т. д., в (2.2) с учетом (3.2) — (3.4) можно получить выражения для нестационарных характеристик в системе координат x, y, z . В качестве примера приведем выражения для коэффициентов демпфирующего момента относительно оси z

$$\begin{aligned} m_z^{a''}(\alpha, \beta) &= m_z^{a''}(a) \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha}{\operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta} + m_y^{b''}(a) \frac{\operatorname{tg}^2 \beta}{\operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta} \\ m_z^{b''}(\alpha, \beta) &= [m_z^{a''}(a) - m_y^{b''}(a)] \frac{\operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta} \end{aligned} \quad (3.7)$$

¹ Аналогичная связь существует между α'', β'' и a'', b'' — проекциями вектора угловой скорости, вызванного криволинейностью траектории движения тела, на оси x, y и x_1, y_1 соответственно.

Заметим, что в случае линейной постановки задачи для осесимметричного тела

$$m_z^{a'} = m_y^{b'} = \text{const}$$

Тогда из (3.7) следует

$$m_z^{a''} = \text{const} \quad m_z^{b''} = 0 \quad (3.8)$$

В нелинейном же случае коэффициенты, необходимые для расчета нестационарных характеристик, как видно из (3.6), (3.7), можно представить в функциональной зависимости только от одного параметра a .

Согласно общему подходу определения вращательных производных методом искривленных тел, изложенному выше, значения $c_n^{a'}$, $c_n^{a''}$, $c_z^{b'}$, $c_z^{b''}$ и др. в (3.6) можно определить по (2.3) — (2.7), полагая $\alpha_0 = a$, $\beta_0 = 0$.

Отметим, что для осесимметричного тела

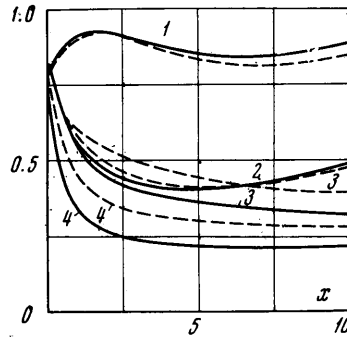
$$\lim_{\beta_1 \rightarrow 0} \frac{I_{\beta_1^j} - I_0^j}{\beta_1} = \frac{I_0^j}{\text{tg } a} \quad \text{при } \alpha_0 \neq 0, \beta_0 = 0$$

$$\frac{I_{\beta_1^j} - I_0^j}{\beta_1} = \frac{J_{\alpha_1^j} - J_0^j}{\alpha_1} \quad \text{при } \alpha_0 = \beta_0 = 0 \quad (3.9)$$

Это позволяет сократить число необходимых вариантов для расчета нестационарных характеристик осесимметричного тела до четырех.

4. При расчете нестационарных характеристик затупленных конусов использовалась программа расчета пространственного обтекания тел методом сеток, аналогичным методу [7]. При определении характеристик носка нестационарное его обтекание заменялось квазистационарным, что строго справедливо для сферы [10].

На фиг. 2 сравниваются коэффициенты $c_n^{a'}$, $m_z^{a'}$, $c_n^{a''}$, $m_z^{a''}$ (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно) затупленного по сфере конуса с углом полураствора $\theta = 10^\circ$, $\gamma = 1.4$, $M_\infty = 20$ при $\alpha_0 = \beta_0 = 0$ в зависимости от длины конической части x , полученные изложенным выше методом и результатами Ю. М. Липницкого¹ (пунктир), полученными для малых гармонических колебаний того же тела путем численного решения линеаризованной задачи. Центр вращения в обоих случаях находится в носке сферы.



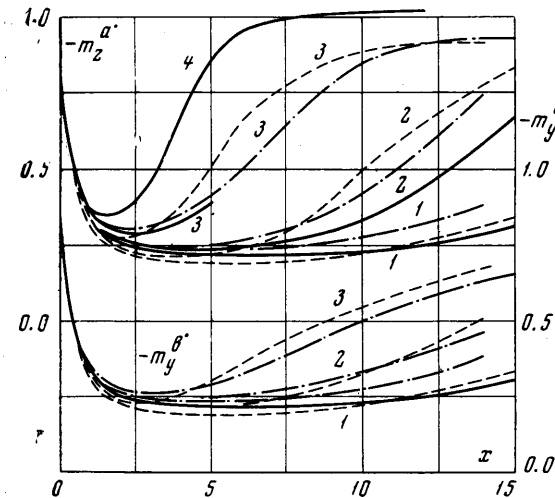
Фиг. 2

Как видно из фиг. 2, сходственные кривые достаточно близки между собой.

На фиг. 3 представлены коэффициенты момента демпфирования $m_z^{a'}$, $m_y^{b'}$ в зависимости от x для конуса $\theta = 11^\circ$ при значениях угла $a = 0, 5, 10, 15^\circ$ (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно) и различных условиях в набегающем потоке (совершенный газ: $\gamma = 1.4$, $M_\infty = 20$ — сплошная линия; с учетом равновесной диссоциации: $H = 10$ км, $V = 3000$ м/сек — пунктир, $H = 30$ км, $V = 6000$ м/сек — штрих-пунктир).

Приведенные характеристики вычислены для центра колебаний, находящегося в носке сферы.

На фиг. 4 представлена зависимость коэффициента $m_z^{a'}$ от x при тех же условиях обтекания, но для центра вращения, находящегося на расстоянии $0.6 l$ от носка сферы.



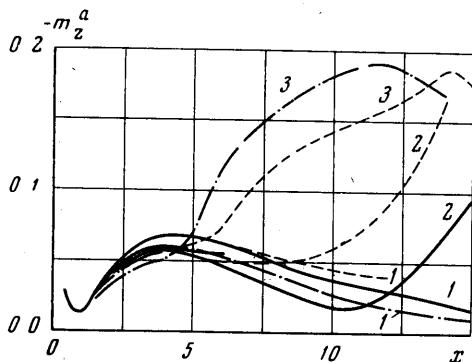
Фиг. 3

Из рассмотрения фиг. 3, 4 можно сделать вывод о сильном влиянии пространственного характера обтекания на значения вращательных производных. Влияние реальных свойств газа проявляется в меньшей степени.

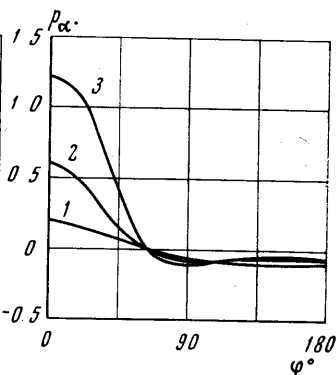
¹ Ю. М. Липницкий «Исследование нестационарного сверхзвукового обтекания затупленных тел». Канд. дисс., МГУ, 1967.

Для центра вращения в носке сферы учет обоих факторов способствует росту коэффициентов по абсолютной величине (фиг. 3). При другом положении центра вращения картина поведения кривых становится более сложной (фиг. 4), причем зависимость коэффициента демпфирования m_z^a от угла атаки для коротких конусов ($x \leq 5$) незначительная, а для конусов длиной $x \approx 10$ значения m_z^a при $a = 0^\circ$ и $a = 10^\circ$, например, отличаются на порядок.

Существенное влияние пространственного характера обтекания на поведение нестационарных характеристик необходимо учитывать при использовании эксперимен-



Фиг. 4



Фиг. 5

тально полученных значений этих величин методом свободных колебаний, дающих, естественно, некоторые осредненные по амплитуде колебаний значения коэффициентов. В отдельных случаях результаты, полученные этим методом, могут значительно отличаться от мгновенных значений нестационарных характеристик.

Причина сильной зависимости от угла атаки коэффициентов вращательных производных кроется в резком изменении распределения давления по образующим конуса при изменении угла атаки.

На фиг. 5 приведена зависимость p_α от меридиального угла φ в сечении $x = 5$ для конуса $\theta = 11^\circ$ при $\gamma = 1.4$, $M_\infty = 20$, $\beta_0 = 0$ и $a_0 = 5, 10, 15^\circ$ (кривые 1, 2, 3 соответственно). Наветренной стороне соответствует $\varphi = 0^\circ$. Отметим, что с ростом угла атаки p_α (добавка к давлению за счет нестационарного движения конуса) резко увеличивается на наветренной стороне. При этом на подветренной стороне p_α меняется незначительно. Это позволяет утверждать, что при $a > 5^\circ$ определяющую роль в создании добавочных моментов за счет нестационарного движения конуса играет наветренная сторона.

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 27 XII 1968

1. Лунев В. В. Метод искривленных тел в задачах о нестационарном гиперзвуковом обтекании тонких тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.
2. Ильюшин А. А. Закон плоских сечений в аэродинамике больших сверхзвуковых скоростей. ПММ, 1956, т. 20, вып. 6.
3. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
4. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
5. Гиро Ж. Основные вопросы теории гиперзвуковых течений. М., «Мир», 1965.
6. Белоцерковский С. М. Представление нестационарных аэродинамических моментов и сил при помощи коэффициентов вращательных производных. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1956, № 7.
7. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П. Численный метод расчета пространственного обтекания тел сверхзвуковым потоком газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 6.
8. Дьяконов Ю. Н. Пространственное обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком совершенного газа. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1964, № 4.
9. Магомедов М. М. Пространственный метод характеристик для численных решений задач газодинамики. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1966, т. 6, № 2.
10. Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Нестационарное сверхзвуковое обтекание конуса с округленной вершиной. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1961, № 2.