Българска академия на науките. Bulgarian Academy of Sciences
Аерокосмически изследвания в България. 9. Aerospace Research in Bulgaria
София. 1993. Sofia

# Изследване на стационарните и нестационарните аеродинамични характеристики на органи за управление на летателни апарати при дозвукови скорости чрез вихров метод

*Володя Николов*

*Институт за космически изследвания, БАН*

Летателните апарати имат специални плоскости, с помощта на които се изменят техните свойства. Тези плоскости се наричат управляващи органи (УО). Летателният апарат има няколко УО, които се използват поотделно или заедно в зависимост от режима на полета.

Обикновено УО (кормила, елерони, задкрилки и т. н.) представляват отклоняващи се части от крилото или от опашната плоскост. Между неподвижната и отклоняващите се части се образува пролука. В случай, че нейните размери са малки, влиянието ѝ върху аеродинамичните характеристики може да се пренебрегне и да се счита, че крилото и УО се обтичат като едно цяло [3].

Разглеждаме крило, извършващо неустановено движение със средна скорост $u_0$, която не зависи от времето. Приемаме, че ъгълът на плъзгане $\beta$ и ъгловата скорост на курса $\Omega_y$ са равни на нула.

Ъглите на отклонение на УО означаваме с $\delta$. Приемаме, че повърхнината на крилото може да се деформира вследствие на отклонение на УО. Деформацията може да се характеризира чрез отклонение на средната повърхнина на крилото от неговата плоскост $y=0$ [1]

(1) $$\eta(\xi, \zeta, \tau)=\frac{y(\xi, \zeta, \tau)}{b}, \quad \tau=\frac{u_0 t}{b},$$

където $b$ е характерен линеен размер.

В линейните задачи деформацията може да се представи със следната формула:

(2) $$\eta(\xi, \zeta)=f_\delta(\xi, \zeta)\,\delta,$$

където $f_\delta(\xi, \zeta)$ е функция, определяща формата на деформация и независеща от времето; $\delta(\tau)$ — мащаб на деформация, зависещ от времето.

Тогава всяка функция $\eta(\xi, \zeta, \tau)$ може да се представи в следния вид:

$$\eta(\xi, \zeta, \tau)=\sum_i f_\delta^{(i)}(\xi, \zeta)\,\delta(\tau), \tag{3}$$

което позволява аеродинамичните характеристики да се получават като линейна комбинация от решения.

За кинематичен параметър $q_i$, характеризиращ деформацията на крилото, и за производна на кинематичния параметър по безразмерно време приемаме съответно

$$q_i=\delta(\tau), \quad \dot{q}_i=\dot{\delta}=\frac{d\delta}{dt}\frac{b}{u_0}. \tag{4}$$

Крилото и УО заменяме със средните им повърхнини, като по този начин ги схематизираме на хоризонталната равнина $xOz$ (фиг. 1). УО могат да имат произволна форма в план и да се разполагат на задния, предния или страничните ръбове на крилото.

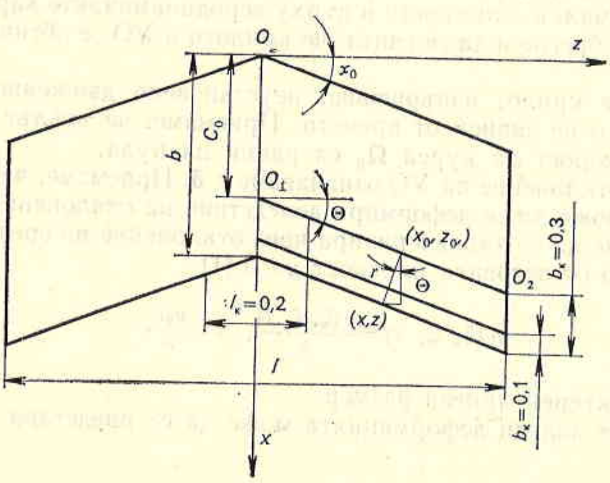
За кормило приемаме УО, чиито ъгли на отклонение $\delta_k$ са еднопосочни на симетричните части на крилото, за елерони — чиито ъгли на отклонение $\delta_e$ са равнопротивоположни. Приемаме, че $\delta_к>0$, когато кормилата са отклонени надолу, и $\delta_e>0$, когато десният елерон е отклонен надолу, а левият—нагоре. Елевонът се разглежда като комбинация на кормило и елерон.

Разглеждаме дясната половина на крилото в план (фиг. 1). Кормилото (елеронът) може да се завърта около произволна права $O_1 O_2$, която образува ъгъл $\theta$ с оста $Oz$ и отсича хорда $C_0$ от оста $Ox$. Уравнението на правата има вида

$$x'=C_0+z'\,\mathrm{tg}\,\theta. \tag{5}$$

Уравнението на перпендикуляра към нея, минаващ през точка $(x, z)$, може да се представи във вида

$$(x'-x)=-(z'-z)\,\mathrm{cotg}\,\theta. \tag{6}$$




Фиг. 1

На кормилото и елерона с линейна точност може да се запише

(7) $$y_к = r\delta_к,\ y_е = r\delta_е,$$

където

(8) $$r = (x - x_0)/\cos\theta.$$

Координатата $x_0$ на пресечната точка на двете прави намираме от съвместното решение на техните уравнения

(9) $$x_0 = x\sin^2\theta + z\sin\theta\cos\theta + C_0\cos^2\theta.$$

Преминаваме към безразмерни координати

(10) $$\xi = \frac{x}{b},\quad \eta = \frac{y}{b},\quad \zeta = \frac{z}{b}.$$

Заместваме $x_0$ в (8) и получаваме

(11) $$-\rho = -\xi\cos\theta + \zeta\sin\theta + \bar{C}_0\cos\theta,\quad \rho = r/b,\quad \bar{C}_0 = C/b.$$

Представяйки безразмерната деформация на повърхнината чрез изразите

(12) $$\eta_к = f_{\delta_к}(\xi, \zeta)\delta_к(\tau),\quad \eta_е = f_{\delta_е}(\xi, \zeta)\delta_е(\tau)$$

и отчитайки, че $\eta_к = -\rho\delta_к$, $\eta_е = -\rho\delta_е$, получаваме функцията $f_\delta(\xi, \zeta)$ и нейната производна $\partial f_\delta/\partial\xi$.

(13) $$f_\delta(\xi, \zeta) = \begin{cases} -\xi\cos\theta + \zeta\sin\theta + \bar{C}_0\cos\theta & \text{на дясното кормило (елерон),} \\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона),} \end{cases}$$

(14) $$\frac{\partial f_\delta}{\partial\xi} = \begin{cases} -\cos\theta & \text{на дясното кормило (елерон),} \\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона).} \end{cases}$$

За изчисляване на характеристиките на УО се използва вихров модел, при който крилото и УО се заменят с базова плоскост, на която се разполагат по определени правила системи от присъединени и свободни вихри [2]. В контролните точки се удовлетворява граничното условие за непротекаемост, а на базовата плоскост — условието за плавно обтичане (условието на Чаплигин — Жуковски). Удовлетворявайки тези условия, определяме циркулацията на вихрите, моделиращи носещата система. След това по формулата на Жуковски за подемната сила определяме сумарните аеродинамични характеристики.

Ако означим безразмерните координати на средите на присъединените вихри чрез $\xi^{\mu k}_{\mu k-1}$, $\zeta^{\mu k}_{\mu k-1}$, а тези на контролните точки чрез $\xi^{\nu p}_{\nu p-1}$, $\zeta^{\nu p}_{\nu p-1}$, то смутената скорост, индуцирана в коя да е контролна точка, може да се представи във вида [2]

(15) $$\frac{W_{y\nu p p-1}}{u_0} = \frac{1}{4\pi}\sum_k{}' \sum_\mu{}' (w^{\mu kk-1}_{y\nu pp-1} \pm \sigma w^{\mu kk-1}_{y\nu pp-1})\Gamma^{q_i}_{\mu kk-1}.$$

Знакът „+" се отнася за симетрични спрямо равнината $O\xi\eta$ деформации, а знакът „—" — за асиметрични. Безразмерните скорости от вихровите системи на дясната $w^{\mu kk-1}_{y\nu pp-1}$ и на лявата $\sigma w^{\mu kk-1}_{y\nu pp-1}$ половина на базовата плоскост, заменяща крилото и УО, се изчисляват по известни формули [1].

Разглеждаме само циркулационно обтичане на крилото с УО при число на Струхал, клонящо към нула ($p_i^*\to 0$). Циркулацията определяме от следните системи уравнения [2]:

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w_{y\nu pp-1}^{\mu kk-1}\pm\sigma w_{y\nu pp-1}^{\mu kk-1}\right)\Gamma_{\mu kk-1}^{q_i}=H_{\nu pp-1}^{(q_i)},$$

$$\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w_{y\,\nu pp-1}^{\mu kk-1}\pm\sigma w_{y\,\nu pp-1}^{\mu kk-1}\right)\Gamma_{\mu kk-1}^{\dot q_i}$$

(16)

$$=-\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(\frac{\partial w_{y\,\nu pp-1}^{(2)\mu kk-1}}{\partial p_i^*}\pm\sigma\frac{\partial w_{y\,\nu pp-1}^{(2)\mu kk-1}}{\partial p_i^*}\right)\Gamma_{\mu kk-1}^{q_i},$$

$$p=1,\ 2,\ldots,\ N;\ \nu=1,\ 2,\ldots,\ n-1;\ q_i=\delta,\ \dot\delta,$$

където

(17)
$$H_{\nu pp-1}^{(\delta)}=\partial f_\delta/\partial\xi,\quad H_{\nu pp-1}^{(\dot\delta)}=f_\delta(\xi_{\nu p-1}^{\nu p},\ \zeta_{\nu p-1}^{\nu p}).$$

Безразмерните скорости, влизащи в (16) $\partial w_{y\,\nu pp-1}^{(2)\mu kk-1}/\partial p_i^*$ и $\sigma\partial w_{y\,\nu pp-1}^{(2)\mu kk-1}/\partial p_i^*$ се определят също от известни формули [1].

Изхождайки от (3) и (13), можем общата $\delta$-задача да разделим на редица частни задачи. За тази цел безразмерната циркулация представяме като сума [2]

(18)
$$\Gamma=\Gamma_1\cos\theta+\Gamma_2\bar{C}_0\cos\theta+\Gamma_{2\xi}\cos\theta+\Gamma_{2\zeta}\sin\theta,$$

$$\Gamma_1=\Gamma_1^{\delta}\delta+\Gamma_1^{\dot\delta}\dot\delta,\ \Gamma_2=\Gamma_2^{\delta}\delta+\Gamma_2^{\dot\delta}\dot\delta,$$

$$\Gamma_{2\xi}=\Gamma_{2\xi}^{\dot\delta}\dot\delta+\Gamma_{2\xi}^{\ddot\delta}\ddot\delta,\quad \Gamma_{2\zeta}=\Gamma_{2\zeta}^{\dot\delta}\dot\delta+\Gamma_{2\zeta}^{\ddot\delta}\ddot\delta.$$

За изследвания случай на обтичане при число на Струхал, клонящо към нула ($p_i^*\to 0$), системите (16) могат да се представят в следния вид:

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w_{y\,\nu pp-1}^{\mu kk-1}\pm\sigma w_{y\,\nu pp-1}^{\mu kk-1}\right)\Gamma_{1\,\mu kk-1}^{\delta}=H_{1\,\nu pp-1},$$

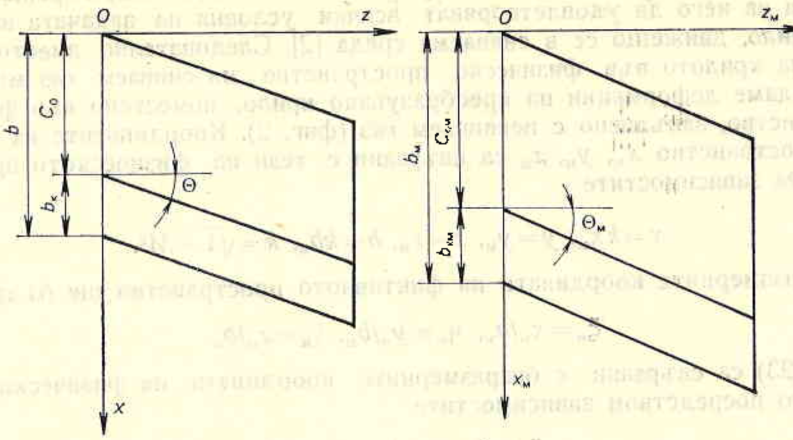
$$\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w_{y\,\nu pp-1}^{\mu kk-1}\pm\sigma w_{y\,\nu pp-1}^{\mu kk-1}\right)\Gamma_{1\,\mu kk-1}^{\dot\delta}$$

(19)

$$=-\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(\frac{\partial w_{y\,\nu pp-1}^{(2)\mu kk-1}}{\partial p_i^*}\pm\sigma\frac{\partial w_{y\,\nu pp-1}^{(2)\mu kk-1}}{\partial p_i^*}\right)\Gamma_{1\,\mu kk-1}^{\delta},$$

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w_{y\,\nu pp-1}^{\mu kk-1}\pm\sigma w_{y\,\nu pp-1}^{\mu kk-1}\right)\Gamma_{g\,\mu kk-1}^{\dot\delta}=H_{g\,\nu pp-1},$$

$$p=1,\ 2,\ldots,\ N;\ \nu=1,\ 2,\ldots,\ n-1;\ g=2,\ 2\xi,\ 2\zeta,$$




Фиг. 2

Знакът „+“ се отнася за кормила, а знакът „—“ — за елерони.

$$
(20)\qquad
\begin{gathered}
H_{1\,vpp-1}=\begin{cases} -1 & \text{на дясното кормило (елерон),}\\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона),}\end{cases}\\
H_{2\,vpp-1}=\begin{cases} -1 & \text{на дясното кормило (елерон),}\\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона),}\end{cases}\\
H_{2\xi vpp-1}=\begin{cases} -\xi^{vp}_{vp-1} & \text{на дясното кормило (елерон),}\\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона),}\end{cases}\\
H_{2\zeta\,vpp-1}=\begin{cases} -\zeta^{vp}_{vp-1} & \text{на дясното кормило (елерон),}\\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона).}\end{cases}
\end{gathered}
$$

От (20) следва, че за всякакви стойности на $M$ и $p_i^*$

$$
(21)\qquad \Gamma_1^{\delta}=\Gamma_2^{\dot\delta}.
$$

Решавайки системите уравнения (19), можем да определим аеродинамичните характеристики в следния вид:

$$
(22)\qquad
\begin{gathered}
C = C^{\delta}\delta + C^{\dot\delta}\dot\delta, \quad C^{\delta}=C_1\cos\theta,\\
C^{\dot\delta} = C_1^{\dot\delta}\cos\theta - C_1^{\delta}\overline{C}_0\cos\theta + C_{2\xi}^{\dot\delta}\cos\theta - C_{2\zeta}^{\dot\delta}\sin\theta,\\
C=C_y,\ m_x,\ m_z.
\end{gathered}
$$

От (22) се вижда, че ако оста на завъртане на УО е перпендикулярна на надлъжната ос на крилото, ъгъл $\theta$ е равен на нула и системата уравнения относно $\Gamma^{\dot\delta}_{2\zeta\,\mu kk-1}$ може да не се решава.

В рамките на линейната теория влиянието на свиваемостта на средата може да се отчете, като задачата се сведе към обтичане с несвиваем газ на преобразувано крило. Когато движението на крилото е като на твърдо тяло и деформациите на неговата повърхнина са по хармонични закони с числа на Струхал, клонящи към нула, то може да се подбере такова преобразувано крило и такива гранични условия в несвиваем газ, че решенията на задачата за него да удовлетворяват всички условия на задачата за изходното крило, движещо се в свиваема среда [2]. Следователно вместо деформации на крилото във физическо пространство на свиваем газ можем да разглеждаме деформации на преобразувано крило, поместено във фиктивно пространство, запълнено с несвиваем газ (фиг. 2). Координатите на фиктивното пространство $x_м$, $y_м$, $z_м$ са свързани с тези на физическото пространство чрез зависимостите

$$x = kx_м,\quad y = y_м,\quad z = z_м,\quad b = kb_м,\quad k = \sqrt{1 - M^2}. \tag{23}$$

Безразмерните координати на фиктивното пространство ще бъдат

$$\xi_м = x_м/b_м,\quad \eta_м = y_м/b_м,\quad \zeta_м = z_м/b_м \tag{24}$$

и чрез (23) са свързани с безразмерните координати на физическото пространство посредством зависимостите

$$\xi_м = \xi,\quad \eta_м = k\eta,\quad \zeta_м = k\zeta. \tag{25}$$

Тогава деформацията на преобразуваното крило се представя чрез зависимостта

$$\eta_м(\xi_м,\ \zeta_м,\ \tau) = f_\delta\left(\xi_м,\ \frac{1}{k}\zeta_м\right)\delta_м(\tau), \tag{26}$$

а ъгълът, който оста на завъртане на УО образува с надлъжната ос на крилото — чрез зависимостта

$$\operatorname{tg}\theta_м = \frac{1}{k}\operatorname{tg}\theta. \tag{27}$$

Системите уравнения (19) ще се представят по следния начин:

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w^{\mu kk-1}_{y\ \nu pp-1} \pm \sigma w^{\mu kk-1}_{y\ \nu pp-1}\right)\Gamma^{\delta_{\theta м}}_{1м\ \mu kk-1} = H_{1м\ \nu pp-1},$$

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w^{\mu kk-1}_{y\ \nu pp-1} \pm \sigma w^{\mu kk-1}_{y\ \nu pp-1}\right)\Delta\Gamma^{\dot{\delta}_{\theta м}}_{1м\ \mu kk-1} = -\xi^{\nu p}_{м\ \nu p-1} H_{1м\ \nu pp-1},$$

$$\begin{aligned}&\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w^{\mu kk-1}_{y\ \nu pp-1} \pm \sigma w^{\mu kk-1}_{y\ \nu pp-1}\right)\Gamma^{\dot{\delta}_{\theta м}}_{1м\ \mu kk-1}\\ &= -\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(\frac{\partial w^{(2)\ \mu kk-1}_{y\ \nu pp-1}}{\partial p_i^*} \pm \sigma\frac{\partial w^{(2)\ \mu kk-1}_{y\nu pp-1}}{\partial p_i^*}\right)\Gamma^{\delta_{\theta м}}_{1м\ \mu kk-1},\end{aligned} \tag{28}$$

$$\frac{1}{4\pi}\sum_{k=1}^{N}\sum_{\mu=1}^{n}\left(w^{\mu kk-1}_{y\ \nu pp-1} \pm \sigma w^{\mu kk-1}_{y\ \nu pp-1}\right)\Gamma^{\delta_{\theta м}}_{gм\ \mu kk-1} = H_{gм\ \nu pp-1},$$

$$p = 1, 2, \ldots, N;\quad \nu = 1, 2, \ldots, n-1;\quad g = 2,\ 2\xi,\ 2\zeta.$$

Величините $H_{1м\ \nu pp-1}$ и $H_{gм\ \nu pp-1}$ са съответно

$$
\begin{aligned}
&H_{1\text{м}\,\nu pp-1}=\begin{cases}-1 & \text{на дясното кормило (елерон),}\\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона),}\end{cases}\\
&H_{2\text{м}\,\nu pp-1}=\begin{cases}-1 & \text{на дясното кормило (елерон),}\\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона),}\end{cases}\\
(29)\qquad &H_{2\xi\text{м}\,\nu pp-1}=\begin{cases}-\xi^{\nu p}_{\text{м}\,\nu p-1} & \text{на дясното кормило (елерон),}\\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона),}\end{cases}\\
&H_{2\zeta\text{м}\,\nu pp-1}=\begin{cases}-\zeta^{\nu p}_{\text{м}\,\nu p-1} & \text{на дясното кормило (елерон),}\\ 0 & \text{на крилото извън кормилото (елерона).}\end{cases}
\end{aligned}
$$

Вижда се, че в сравнение със случая $M=0$ се появява нова система уравнения относно циркулацията $\Delta\Gamma^{\delta_{\theta\text{м}}}_{1\text{м}\,\mu kk-1}$.

След решаване на системите уравнения (28) и определяне на неизвестните циркулации на вихрите, моделиращи преобразуваното крило и УО, можем да определим аеродинамичните производни при симетрични спрямо равнината $\xi O\eta$ деформации по следните формули:

$$C_y^{q_i}=4\frac{b_\text{м}^2}{S_\text{м}}\sum_{k=1}^{N}\bar{l}_{\text{м}\,kk-1}\sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1}\Gamma^{q_i}_{\text{м}\,\mu kk-1},$$

$$C_{y_{1\text{м}}}^{\dot{q}_i}=4\frac{b_\text{м}^2}{S_\text{м}}\sum_{k=1}^{N}\bar{l}_{\text{м}\,kk-1}\sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1}\Gamma^{\dot{q}_i}_{\text{м}\,\mu kk-1},$$

$$C_{y_{2\text{м}}}^{\dot{q}_i}=4\frac{b_\text{м}^2}{S_\text{м}}\sum_{k=1}^{N}\bar{l}_{\text{м}\,kk-1}\sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1}\Delta\Gamma^{\dot{q}_i}_{\text{м}\,\mu kk-1}-m_{z_\text{м}}^{q_i},$$

$$m_{z_\text{м}}^{q_i}=-4\frac{b_\text{м}^2}{S_\text{м}}\sum_{k=1}^{N}\bar{l}_{\text{м}\,kk-1}\sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1}\Gamma^{q_i}_{\text{м}\,\mu kk-1}\,\xi^{\mu k}_{\text{м}\,\mu k-1},$$

$$m_{z_{1\text{м}}}^{\dot{q}_i}=-4\frac{b_\text{м}^2}{S_\text{м}}\sum_{k=1}^{N}\bar{l}_{\text{м}\,kk-1}\sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1}\Gamma^{\dot{q}_i}_{\text{м}\,\mu kk-1}\,\xi^{\mu k}_{\text{м}\,\mu k-1}, \tag{30}$$

$$
\begin{aligned}
m_{z_{2\text{м}}}^{\dot{q}_i}=&-4\frac{b_\text{м}^2}{S_\text{м}}\left[\sum_{k=1}^{N}\bar{l}_{\text{м}\,kk-1}\sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1}\Delta\Gamma^{\dot{q}_i}_{\text{м}\,\mu kk-1}\,\xi^{\mu k}_{\text{м}\,\mu k-1}\right.\\
&\left.+\sum_{k=1}^{N}\bar{l}_{\text{м}\,kk-1}\sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1}\Gamma^{\dot{q}_i}_{\mu kk-1}(\xi^{\mu k}_{\text{м}\,\mu k-1})^2\right]\\
&-\frac{b_\text{м}^2}{3S_\text{м}}\sum_{k=1}^{N}\bar{l}_{\text{м}kk-1}\sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1}\Gamma^{q_i}_{\text{м}\mu kk-1}\,\mathrm{tg}^2\,\chi^{\mu k}_{\text{м}\,\mu k-1},
\end{aligned}
$$

$$q_i=\delta_{\theta\text{м}}.$$

А при асиметрични деформации — по следните:

$$C_{y_{м}}^{q_i} = C_{y_{1м}}^{\dot{q}_i} = C_{y_{2м}}^{q_i} = m_{z_{м}}^{q_i} = m_{z_{1м}}^{\dot{q}_i} = m_{z_{2м}}^{\dot{q}_i},$$

$$m_{x_{м}}^{q_i} = -4 \frac{b_{м}^2}{S_{м}} \sum_{k=1}^{N} \bar{l}_{м\, kk-1} \sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1} \Gamma^{q_i}_{м\, \mu kk-1}\, \zeta^{\mu k}_{м\, \mu k-1},$$

(31)

$$(m_{x_{м}}^{\dot{q}_i})_1 = -4 \frac{b_{м}^2}{S_{м}} \sum_{k=1}^{N} \bar{l}_{мkk-1} \sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1} \Gamma^{\dot{q}_i}_{м\, \mu kk-1}\, \zeta^{\mu k}_{м\, \mu k-1},$$

$$(m_{x_{м}}^{\dot{q}_i})_2 = -4 \frac{b_{м}^2}{S_{м}} \Bigg[ \sum_{k=1}^{N} \bar{l}_{м\, kk-1} \sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1} \Delta\Gamma^{\dot{q}_i}_{м\, \mu kk-1}\, \zeta^{\mu k}_{м\, \mu k-1}$$

$$+ \sum_{k=1}^{N} \bar{l}_{мkk-1} \sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1} \Gamma^{q_i}_{м\mu kk-1}\, \zeta^{\mu k}_{м\, \mu k-1}\, \xi^{\mu k}_{м\, \mu k-1}$$

$$- \frac{1}{12} \sum_{k=1}^{N} \bar{l}^{3}_{мkk-1} \sum_{\mu=\mu_0}^{\mu_1} \Gamma^{q_i}_{м\, \mu kk-1} \quad \operatorname{tg} \chi^{\mu k}_{\mu k-1} \Bigg],$$

$$q_i = \delta_{\theta м},$$

където $\mu_0$ е номер на вихъра, намиращ се най-близо до предния ръб; $\mu_1$ — номер на вихъра, намиращ се най-близо до задния ръб.

Обикновено коефициентът на напречния момент се отнася не към корневата хорда $b$ или САХ, а към разпереността на крилото $l$. Тогава коефициентите на аеродинамичните производни отбелязваме с индекс 1.

(32) $$m_{x_{1м}}^{q_i} = \frac{b_{м}}{l_{м}} m_{x_{м}}^{q_i}, \quad (m_{x_{1м}}^{\dot{q}_i})_1 = \frac{b_{м}}{l_{м}} (m_{x_{м}}^{\dot{q}_i})_1, \quad (m_{x_{1м}}^{\dot{q}_i})_2 = \frac{b_{м}}{l_{м}} (m_{x_{м}}^{\dot{q}_i})_2.$$

Като имаме предвид зависимостта

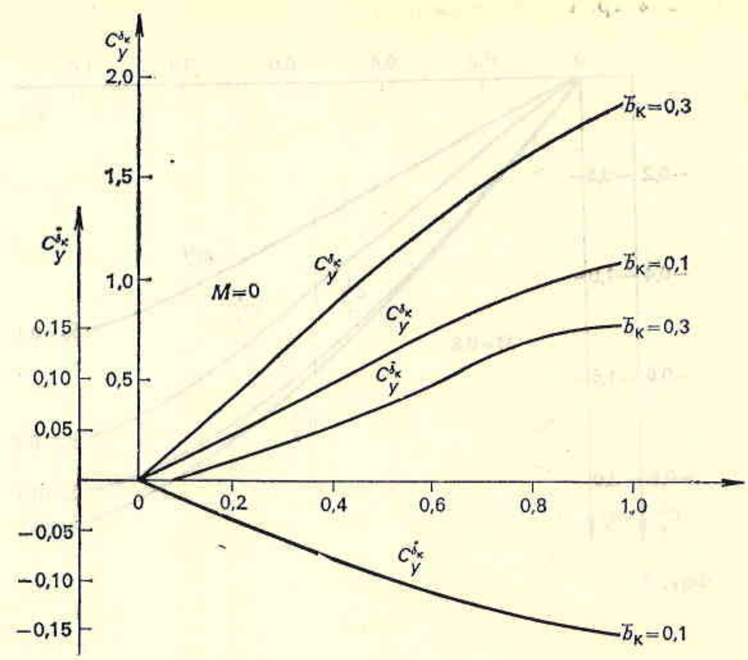
(33) $$\delta_\theta \cos\theta = \delta, \quad \delta_{\theta м} \cos\theta_{м} = \delta_{м}$$

и зависимост (25), можем от характеристиките на преобразуваното крило и УО в несвиваема среда да се върнем към производните в свиваема среда чрез формулите за подемната сила

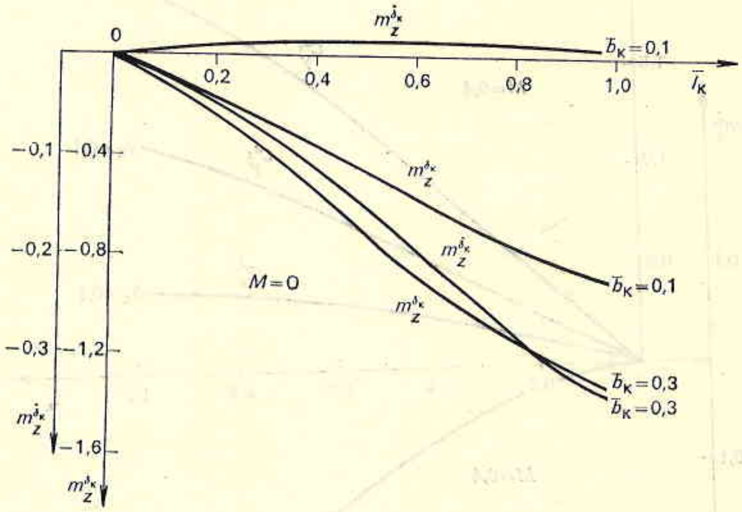
(34)

$$kC_{y_1}^{\delta_\theta} = C_{y_{1м}}^{\delta_{\theta м}}, \quad kC_{y_{2\xi}}^{\dot{\delta}_\theta} = C_{y_{2\xi м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}}, \quad kC_{y_{2\zeta}}^{\dot{\delta}_\theta} = C_{y_{2\zeta м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}},$$

$$k^3 C_{y_1}^{\dot{\delta}_\theta} = C_{y_{11м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}} + M^2 C_{y_{12м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}};$$




Фиг. 3



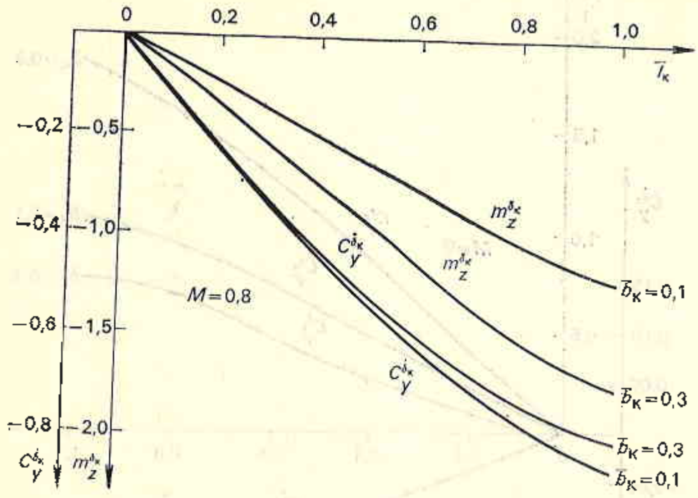

Фиг. 4

За надлъжния момент:

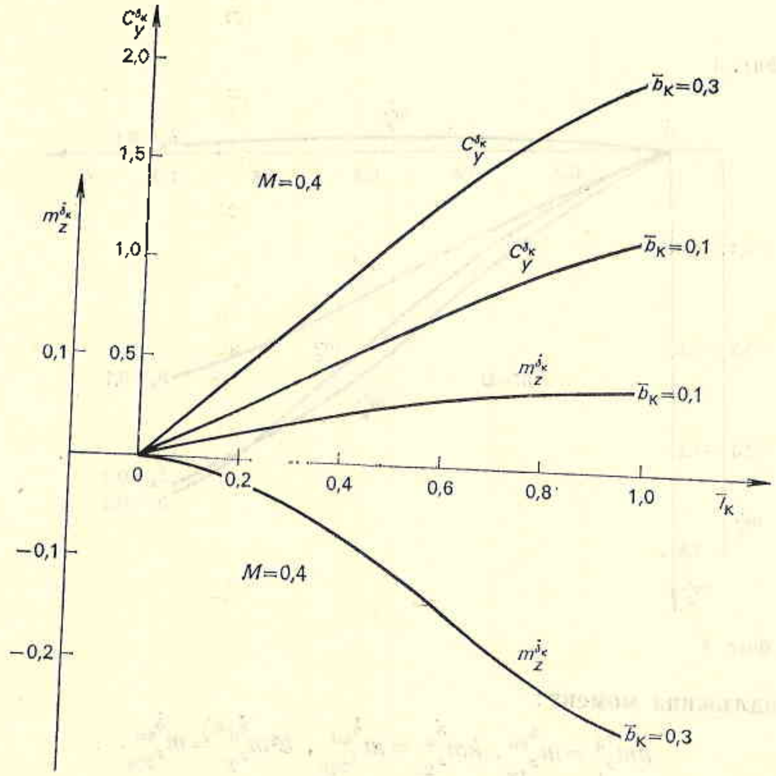
$$k m_{z_1}^{\dot{\delta}_\theta} = m_{z_{1м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}}, \quad k m_{z_{2\xi}}^{\dot{\delta}_\theta} = m_{z_{2\xi м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}}, \quad k^2 m_{z_{2\zeta}}^{\ddot{\delta}_\theta} = m_{z_{2\zeta м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}},$$

(35)

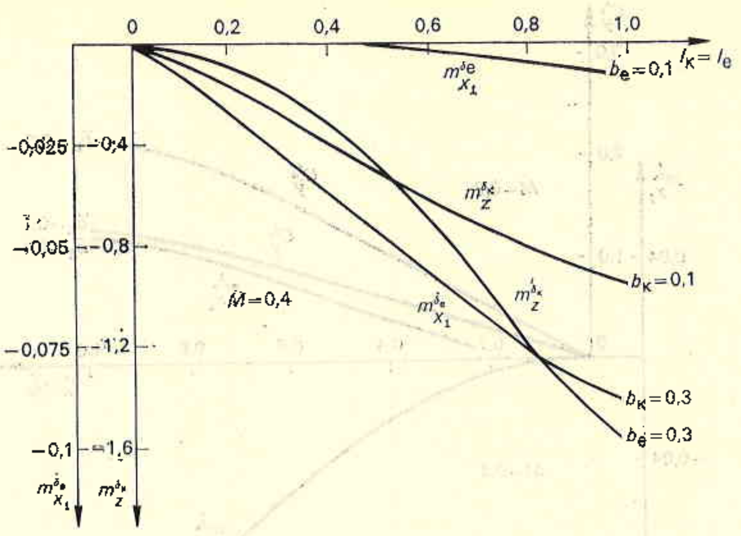
$$k^3 m_{z_1}^{\dot{\delta}_\theta} = m_{z_{11м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}} + M^2 m_{z_{12м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}};$$


0
0,2
0,4
0,6
0,8
1,0
$\bar{l}_к$
−0,2
−0,5
−0,4
−1,0
−0,6
−1,5
−0,8
−2,0
$C_y^{\delta_к}$
$m_z^{\delta_к}$
M=0,8
$\bar{b}_к=0,1$
$\bar{b}_к=0,3$
$\bar{b}_к=0,3$
$\bar{b}_к=0,1$

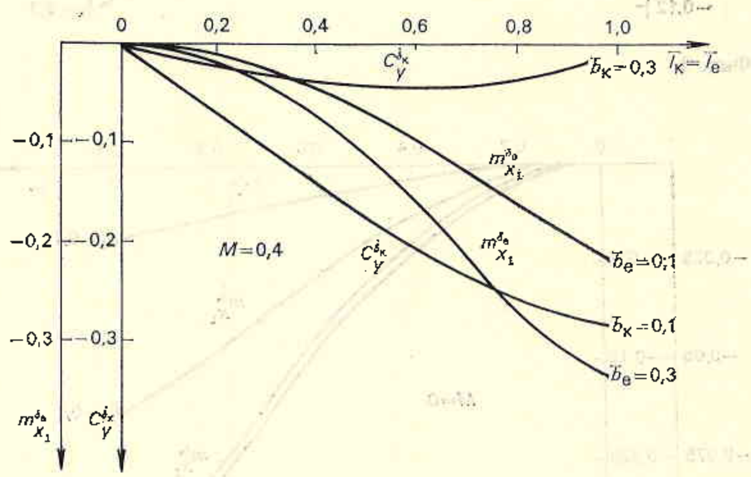
Фиг. 5


$C_y^{\delta_к}$
2,0
1,5
1,0
0,5
$m_z^{\delta_к}$
0,1
−0,1
−0,2
0
0,2
0,4
0,6
0,8
1,0
$\bar{l}_к$
M=0,4
M=0,4
$\bar{b}_к=0,3$
$\bar{b}_к=0,1$
$\bar{b}_к=0,1$
$\bar{b}_к=0,3$

Фиг. 6




Фиг. 7

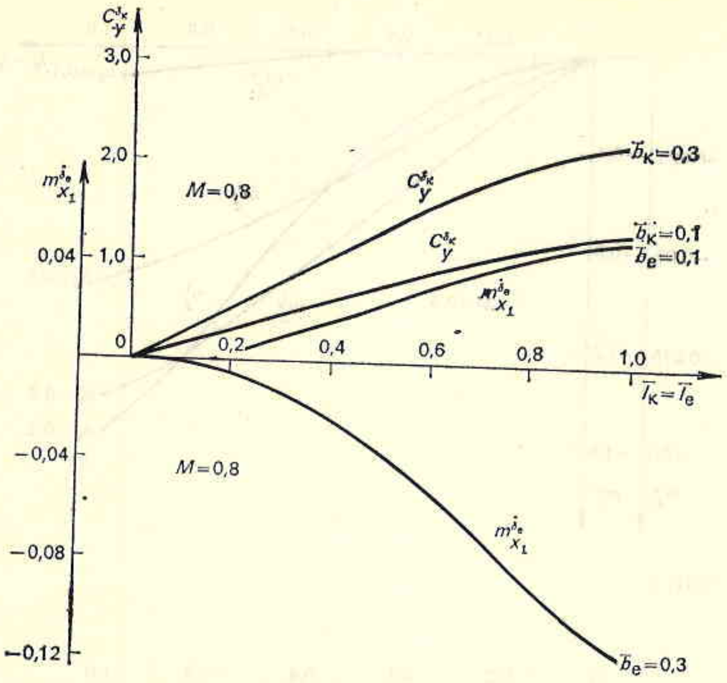



Фиг. 8

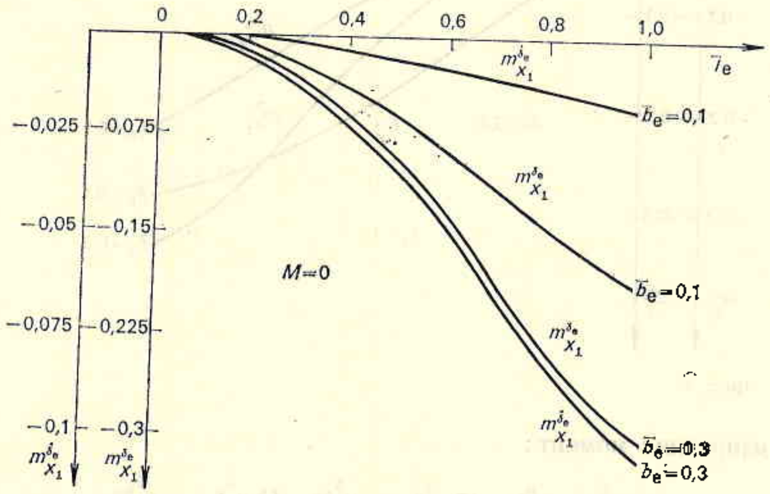
За напречния момент:

$$
\begin{aligned}
&k^2 m_{x_1}^{\delta_\theta} = m_{x_{1м}}^{\delta_{\theta м}}, \quad k^2 m_{x_{2\xi}}^{\dot{\delta}_\theta} = m_{x_{2\xi м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}}, \quad k^3 m_{x_{2\zeta}}^{\dot{\delta}_0} = m_{x_{2\zeta м}}^{\ddot{\delta}_{\theta м}}, \\
(36) \quad & \\
&k^4 m_{x_1}^{\dot{\delta}_\theta} = m_{x_{11м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}} + M^2 m_{x_{12м}}^{\dot{\delta}_{\theta м}}.
\end{aligned}
$$

От решените по този начин базови δ-задачи можем да определим по формула (22) сумарните характеристики на УО в дозвуковия диапазон от скорости ($0 \le M \le 1$).

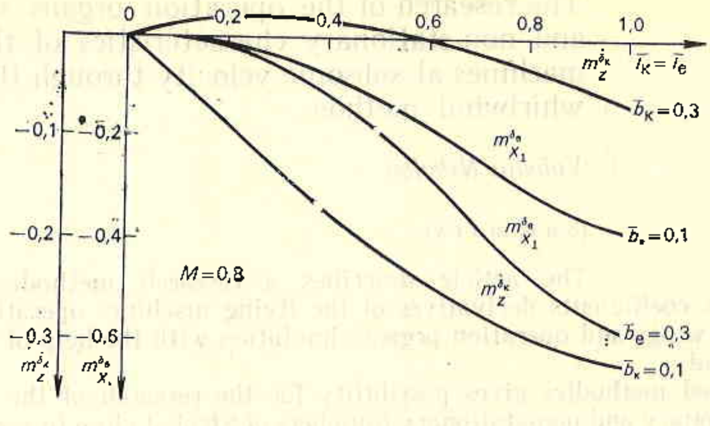



Фиг. 9




Фиг. 10

С помощта на изложената методика е изследвано стреловидно крило ($\lambda=2{,}5$; $\eta=1$; $\chi_0=20°$) и УО със същата форма в план, започващи от корневата хорда. Безразмерните геометрични параметри на УО са относителна хорда $\bar{b}_к=b_к/b$ и относителна разпереност $\bar{l}_к=l_к/b$. Параметърът приема две




Фиг. 11

стойности $\bar b_к = \bar b_е = 0{,}1$ и $\bar b_к = \bar b_е = 0{,}3$, а параметърът $\bar l_к$ се изменя от 0 до 1. На фиг. 3—11 са построени зависимостите на коефициентите $C_y^{\delta_к}$, $m_z^{\delta_к}$, $m_{x_1}^{\delta_е}$, $C_y^{\dot\delta_к}$, $m_z^{\dot\delta_к}$, $m_{x_1}^{\dot\delta_е}$, характеризиращи ефективността на УО (кормила и елерони). Тези коефициенти са представени във функция от относителната разпереност на УО. Стойностите на коефициентите са определени за числа на Мах $M=0$; $M=0{,}4$, $M=0{,}8$.

УО на дясната половина на базовата плоскост са моделирани с помощта на 120 вихъра, като се счита, че на лявата половина на крилото има симетрично разположени УО. Останалата част от крилото е моделирано с помощта на 96—108 вихъра.

## Литература

1. Белоцерковский, С. М., Б. К. Скрипач, В. Г. Табачников. Крыло в нестационарном потоке газа. М., Наука, 1971.
2. Белоцерковский, С. М., Б. К. Скрипач. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М., Наука, 1975.
3. White, R. B., M. T. Landahl. Effect of gaps on the loading distribution of planar lifting surfaces. — AIAA Journal, 1968, No 4.

*Постъпила на 19. XII. 1989 г.*

# The research of the operation organs stationary and non-stationary characteristics of the flying machines at subsonic velocity through the whirlwind method

*Volodia Nikolov*

(Summary)

The article describes a research methodics of the aerodynamic coefficients derivatives of the flying machines operation organs through the wings and operation organs simulation with the help of the whirlwind method.

Suggested methodics gives possibility for the research of the operation organs stationary and non-stationary (numbers of Struhal close to zero) characteristics at their free location with reference to wings root hord.

Through suggested methodics the arrowlike-wing wheels and ailerons aerodynamic characteristics are calculated with the help of computer. The received dependences describes operation organs efficiency with reference to hord and wing-spread at subsonic velocity.