

WPLYW ODKSZTAŁCALNOŚCI GIĘTNEJ SKRZYDŁA NA STATECZNOŚĆ PODŁUŻNĄ SZYBOWCA

JERZY MARYNIAK, MARWAN LOSTAN (WARSZAWA)

1. Wstęp

Przedmiotem niniejszej pracy jest zbadanie wpływu odkształcalności giętej skrzydeł na stateczność podłużną szybowca.

W pracy [5], przy rozpatrywaniu wpływu odkształcalności giętej skrzydeł na stateczność podłużną szybowca, założono, że prędkość w kierunku osi podłużnej związanej z szybowcem nie ulega zmianie. Powyższe założenie nie pozwoliło na zbadanie wpływu odkształcalności giętej na wahania fugoidalne i ograniczono się do badań oscylacji szybkich.

W niniejszej pracy do badania stateczności zastosowano teorię małych zakłóceń. Równania ruchu otrzymano w postaci układu równań różniczkowych zwyczajnych drugiego rzędu ze stałymi współczynnikami. Wyznaczono współczynniki równania charakterystycznego szóstego stopnia, zastosowano kryteria stateczności Routha-Hurwitza, jak również obliczono pierwiastki równania charakterystycznego metodą Bairstowa [9]. W pracy uwzględniono tylko odkształcalność giętą skrzydła, bowiem częstości odpowiadające I postaci giętej skrzydeł szybowców są rzędu 1,5–3,5 Hz i są najbliższe częstości oscylacji szybkich szybowca; podczas gdy I skrętna postać skrzydła występuje przy częstości 20–28 Hz [4, 8]. Jako odkształcenia przyjęto postacie własne, otrzymane doświadczalnie na drodze badań rezonansowych szybowców [4, 8, 10].

Zagadnienie rozwiązano metodą przyjętą przy rozważaniu stateczności aparatów latających [2, 3, 6, 11]. Pozwoliło to przeprowadzić konfrontację wyników otrzymanych dla szybowca odkształcalnego i sztywnego.

Otrzymane wyniki wskazują, że odkształcalność gięta skrzydeł ma wpływ na oscylacje szybkie, jak również silnie wpływa na wahania fugoidalne szybowca.

Na podstawie obliczeń numerycznych, wykonanych na elektronicznej maszynie cyfrowej GIER, na przykładzie produkowanego w kraju szybowca wyczynowego zbadano wpływ zmian: sztywności, zapasu stateczności statycznej, prędkości na częstość oscylacji i tłumienie szybowca odkształcalnego i sztywnego.

2. Równania ruchu

Równania ruchu szybowca wyprowadzono w układzie współrzędnych związanych ze środkiem masy szybowca. Rozpatrzono małe zakłócenia od ustalonego lotu prostoliniowego zachodzącego w płaszczyźnie pionowej zgodnej z układem osi (x, y) .

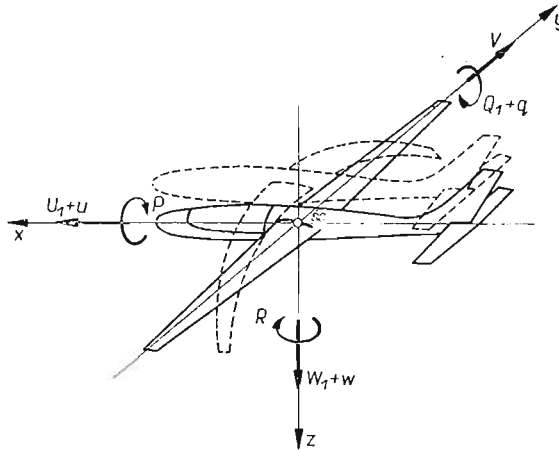
Małe zakłócenia oznaczono następująco:

u — zmiana prędkości U_1 w kierunku osi x związanej z szybowcem,

w — zmiana prędkości W_1 w kierunku osi z związanej z szybowcem,

ϑ — zmiana kąta pochylenia szybowca θ_1 , obrót w płaszczyźnie x, z względem osi y ,

q — zmiana prędkości kątowej pochylenia.



Rys. 1. Przyjęty układ współrzędnych związanych z szybowcem i odpowiednie prędkości liniowe i kątowe

Równania ruchu szybowca sztywnego względem układu osi związanych z szybowcem (rys. 1) zostały wyprowadzone w pracach [2, 3, 11]. Po wprowadzeniu do nich sił X_e , Z_e i momentów aerodynamicznych M_e pochodzących od zginania skrzydła otrzymano

$$(2.1) \quad \begin{aligned} m(\dot{u} + W_1 q) &= X_u u + X_w w + X_q q - mg \vartheta \cos \theta_1 + X_e, \\ m(\dot{w} - U_1 q) &= Z_u u + Z_w w + Z_q q - mg \vartheta \sin \theta_1 + Z_e, \\ J_y \dot{q} &= M_u u + M_w w + M_q q + M_w \dot{w} + M_e, \\ q &= \dot{\vartheta}. \end{aligned}$$

Uwzględnienie zginania skrzydeł wprowadza stopnie swobody wynikające z odkształceń, które prowadzą do dodatkowych równań ruchu. Przyjęto, że ugięcie skrzydła w każdym jego przekroju, przy założeniu, że drga ono ruchem harmonicznym $\zeta_j(t) = a \cos \omega_j t$, określone jest funkcją

$$(2.2) \quad z_j(y, t) = \Phi_j(y) \zeta_j(t),$$

gdzie

$\Phi_j(y)$ — postać własna ugięcia skrzydła odpowiadająca j -tej postaci,

ω_j — częstość drgań odpowiadająca j -tej postaci.

Stosując równania Lagrange'a II rodzaju otrzymano dodatkowe równania ruchu sztywnowca wynikające z odkształceń giętnych skrzydła

$$(2.3) \quad \sum_{j=1}^n E_j \ddot{\xi}_j(t) + \sum_{j=1}^n E_j \omega_j^2 \xi_j(t) = F_j,$$

gdzie

$$(2.4) \quad E_j = 2 \int_0^{b/2} m(y) \Phi_j^2(y) dy + m_k \Phi_j^2(0);$$

E_j — masa uogólniona odpowiadająca j -tej postaci własnej skrzydła,

$$(2.5) \quad F_j = 2 \int_0^{b/2} F_z(y, t) \Phi_j(y) dy,$$

F_j — siła uogólniona odpowiadająca j -tej postaci, wynikająca z obciążenia skrzydła siłą wymuszającą $F_z(y, t)$ przy wyłącznym uwzględnieniu jego zginania,

$m(y)$ — funkcja rozkładu masy wzdłuż rozpiętości skrzydła,

m_k — masa kadłuba wraz z usterzeniem traktowana jako masa skupiona w płaszczyźnie symetrii skrzydła.

Wzory na pochodne aerodynamiczne $X_u, X_w, X_q, Z_u, Z_w, Z_q, M_u, M_w, M_q$ i M_w występujące w układzie równań (2.1) są wyprowadzone w pracy [3] i omówione w pracach [2, 3, 11]. Poniżej wyznaczono siły i momenty aerodynamiczne X_e, Z_e i M_e występujące w układzie równań (2.1) wywołane drganiami giętnymi skrzydła.

Zmiana kąta natarcia elementu skrzydła w dowolnym przekroju wywołana drganiami giętnymi jest następująca:

$$(2.6) \quad \Delta \alpha_e = \frac{\dot{z}}{U_1} = \frac{\Phi_j(y) \dot{\xi}(t)}{U_1},$$

wtedy zmiana siły nośnej na skrzydle wywołana odkształceniem giętnym będzie

$$(2.7) \quad Z_e = 2 \int_0^{b/2} Z_{ae}(y) \Delta \alpha_e dy = \left[-\rho U_1 \frac{dC_z}{d\alpha} \int_0^{b/2} l(y) \Phi_j(y) dy \right] \dot{\xi}(t).$$

Po wprowadzeniu pochodnej aerodynamicznej $Z_{j\dot{\xi}}$ otrzymano

$$(2.8) \quad Z_e = Z_{j\dot{\xi}} \dot{\xi},$$

gdzie

$$(2.9) \quad Z_{j\dot{\xi}} = -\rho U_1 \frac{dC_z}{d\alpha} \int_0^{b/2} l(y) \Phi_j(y) dy.$$

Analogicznie wyprowadzono $X_{j\dot{\xi}}, M_{j\dot{\xi}}$

$$(2.10) \quad X_{j\dot{\xi}} = -\rho U_1 \frac{dC_x}{d\alpha} \int_0^{b/2} l(y) \Phi_j(y) dy,$$

$$(2.11) \quad M_{j\dot{\xi}} = \rho U_1 \frac{dC_{ms}}{d\alpha} \int_0^{b/2} l^2(y) \Phi_j(y) dy.$$

Siła wymuszająca $F_z(y, t)$ występująca w wyrażeniu (2.5) na siłę uogólnioną F_j ma postać

$$(2.12) \quad F_z(y, t) = \frac{1}{2} \rho U_1^2 l(y) \frac{dC_z}{d\alpha} (\alpha + \Delta\alpha_e) = \frac{1}{2} \rho U_1^2 l(y) \frac{dC_z}{d\alpha} \alpha - \frac{1}{2} \rho U_1 l(y) \frac{dC_z}{d\alpha} \Phi_j(y) \dot{\zeta},$$

przy czym

$$\alpha = \frac{w}{U_1}.$$

Po podstawieniu (2.12) do (2.5) i przekształceniach otrzymano

$$(2.13) \quad F_j = E_{jw} w + E_{j\dot{\zeta}} \dot{\zeta},$$

gdzie

$$(2.14) \quad E_{jw} = \rho U_1 \frac{dC_z}{d\alpha} \int_0^{b/2} l(y) \Phi_j(y) dy,$$

$$(2.15) \quad E_{j\dot{\zeta}} = \rho U_1 \frac{dC_z}{d\alpha} \int_0^{b/2} l(y) \Phi_j^2(y) dy.$$

Zakładając, że przed zakłóceniem $W_1 = 0$ i uwzględniając (2.15), (2.14), (2.13), (2.11), (2.10) i (2.9) po podstawieniu do (2.3) i (2.1) otrzymano układ równań różniczkowych zwyczajnych drugiego rzędu ze stałymi współczynnikami

$$(2.16) \quad \begin{aligned} m\ddot{u} - X_u u - X_w w + X_\vartheta \dot{\vartheta} - X_q \dot{\vartheta} - \sum_{j=1}^n X_{j\dot{\zeta}} \dot{\zeta} &= 0, \\ -Z_u u + m\ddot{w} - Z_w w + Z_\vartheta \dot{\vartheta} - mU_1 \dot{\vartheta} - Z_q \dot{\vartheta} - \sum_{j=1}^n Z_{j\dot{\zeta}} \dot{\zeta} &= 0, \\ -M_u u - M_w \dot{w} - M_w w + J_y \ddot{\vartheta} - M_q \dot{\vartheta} - \sum_{j=1}^n M_{j\dot{\zeta}} \dot{\zeta} &= 0, \\ \sum_{j=1}^n (E_j \ddot{\zeta} + E_{j\dot{\zeta}} \dot{\zeta} + E_j \omega_j^2 \zeta - E_{jw} w) &= 0, \end{aligned}$$

gdzie $X_\vartheta = mg \cos \theta_1$, $Z_\vartheta = X_\vartheta \operatorname{tg} \theta_1$.

3. Rozwiązanie równań ruchu i badanie stateczności

W dalszych rozważaniach uwzględniono stopień swobody wynikający z odkształcalności giętej skrzydeł — I postać giętej skrzydeł szybowca. Układ równań (2.16) przekształcono do postaci bezwymiarowej dzieląc równania sił przez $\rho U_1^2 S$, równania momentów przez $\rho U_1^2 S l_H$ oraz wprowadzając oznaczenia przyjęte w lotnictwie [2, 3, 6, 11]:

\hat{t} — czas aerodynamiczny,

μ_1 — względna gęstość szybowca,

\bar{t} — czas bezwymiarowy,

j_y — bezwymiarowy moment bezwładności,

\bar{u}, \bar{w} — bezwymiarowe prędkości liniowe.

Otrzymano następujący układ równań w postaci bezwymiarowej:

$$(3.1) \quad \begin{aligned} \dot{\bar{u}} - x_u \bar{u} - x_w \bar{w} - \frac{x_q}{\mu_1} \dot{\bar{\vartheta}} + x_g \bar{\vartheta} + x_{1\zeta} \dot{\bar{\zeta}} &= 0, \\ -z_u \bar{u} + \dot{\bar{w}} - z_w \bar{w} - \left(1 + \frac{z_q}{\mu_1}\right) \dot{\bar{\vartheta}} + z_g \bar{\vartheta} + z_{1\zeta} \dot{\bar{\zeta}} &= 0, \\ \bar{m}_u \bar{u} + \bar{m}_w \dot{\bar{w}} + \bar{m}_w \bar{w} + \dot{\bar{\vartheta}} + \bar{m}_q \dot{\bar{\vartheta}} + \bar{m}_{1\zeta} \dot{\bar{\zeta}} &= 0, \\ \bar{e}_{1w} \bar{w} + \dot{\bar{\zeta}} + \bar{e}_{1\zeta} \dot{\bar{\zeta}} + \bar{e}_{1\zeta} \bar{\zeta} &= 0, \end{aligned}$$

gdzie

$$(3.2) \quad \begin{aligned} x_{1\zeta} &= -\frac{X_{1\zeta}}{\rho U_1 S} \frac{1}{\mu_1}, & \bar{e}_{1w} &= -\frac{\mu_1}{e_1} \frac{E_{1w}}{\rho U_1 S}, \\ z_{1\zeta} &= -\frac{1}{\mu_1} \frac{Z_{1\zeta}}{\rho U_1 S}, & \bar{e}_{1\zeta} &= \frac{1}{e_1} \frac{E_{1\zeta}}{\rho U_1 S}, \\ \bar{m}_{1\zeta} &= -\frac{1}{j_y} \frac{M_{1\zeta}}{\rho U_1 S l_H}, & \bar{e}_{1\zeta} &= (2\pi\nu_{1g} \hat{t})^2, \end{aligned}$$

przy czym

$$e_1 = \frac{E_1}{m}, \quad \mu_1 = \frac{m}{\rho S l_H}, \quad \hat{t} = \frac{m}{\rho S U_1}, \quad j_y = \frac{J_y}{m l_H^2}.$$

Rozwiązując układ równań jednorodnych (3.1) otrzymano równanie charakterystyczne szóstego stopnia w postaci

$$(3.3) \quad \bar{\lambda}^6 + (B^1 + B_1^e) \bar{\lambda}^5 + (C_1 + C_1^e) \bar{\lambda}^4 + (D_1 + D_1^e) \bar{\lambda}^3 + (E^1 + E_1^e) \bar{\lambda}^2 + F_1^e \bar{\lambda} + G_1^e = 0,$$

gdzie współczynniki B_1 , C_1 , D_1 i E_1 są współczynnikami równania charakterystycznego czwartego stopnia otrzymanego z równań ruchu szybowca sztywnego [3]. Natomiast współczynniki B_1^e , C_1^e , D_1^e , E_1^e , F_1^e i G_1^e są zmianami współczynników wywołanymi uwzględnieniem odkształceń giętych skrzydeł i mają postać:

$$B_1^e = \bar{e}_{1\zeta},$$

$$C_1^e = B_1 \bar{e}_{1\zeta} + \bar{e}_{1\zeta} - z_{1\zeta} \bar{e}_{1w},$$

$$D_1^e = C_1 \bar{e}_{1\zeta} + B_1 \bar{e}_{1\zeta} + \left[(x_u - \bar{m}_q) z_{1\zeta} - \left(1 + \frac{z_q}{\mu_1}\right) \bar{m}_{1\zeta} - z_u x_{1\zeta} \right] \bar{e}_{1w},$$

$$E_1^e = D_1 \bar{e}_{1\zeta} + C_1 \bar{e}_{1\zeta} + \left[(x_u z_{1\zeta} - z_u x_{1\zeta}) \bar{m}_q - (z_u \bar{m}_{1\zeta} + \bar{m}_u z_{1\zeta}) \frac{x_q}{\mu_1} + \right. \\ \left. + z_g \bar{m}_{1\zeta} + (x_u \bar{m}_{1\zeta} + \bar{m}_u x_{1\zeta}) \left(1 + \frac{z_q}{\mu_1}\right) \right] \bar{e}_{1w},$$

$$F_1^e = E_1 \bar{e}_{1\zeta} + D_1 \bar{e}_{1\zeta} + [x_g (z_u \bar{m}_{1\zeta} + \bar{m}_u z_{1\zeta}) - z_g (x_u \bar{m}_{1\zeta} + \bar{m}_u x_{1\zeta})] \bar{e}_{1w},$$

$$G_1^e = E_1 \bar{e}_{1\zeta}.$$

W wyniku rozwiązania równania charakterystycznego (3.3) otrzymano pierwiastki zespolone sprzężone w postaci

$$(3.4) \quad \bar{\lambda}_k^e = \bar{\xi}_k^e \pm i\bar{\eta}_k^e,$$

gdzie

$\bar{\xi}_k^e = \xi_k^e \hat{t}$ — bezwymiarowy współczynnik tłumienia,

$\bar{\eta}_k^e = \eta_k^e \hat{t}$ — bezwymiarowa częstość oscylacji.

Dla szybowca statecznego wszystkie współczynniki tłumienia muszą być $\bar{\xi}_k^e < 0$, tzn. ruch jest tłumiony i szybowiec jest stateczny dynamicznie. Aby stwierdzić czy szybowiec jest stateczny, nie trzeba rozwiązywać równania charakterystycznego (3.3), wystarczy jedynie sprawdzić kryteria Routha–Hurwitza (dla równania charakterystycznego szóstego stopnia są one podane w pracy [6]).

4. Przykład liczbowy i wnioski

Przykładowe obliczenia numeryczne wykonano dla krajowego szybowca wyczynowego według danych projektu wstępnego.

Korzystając z [4] wyznaczono funkcję rozkładu mas wzdłuż rozpiętości skrzydła w postaci

$$m(y) = 1,928 - 0,356y + 0,163y^2.$$

Funkcję ugięcia skrzydła odpowiadającą I postaci giętej wyznaczono na podstawie prób rezonansowych [10] wykonanych zgodnie z [4, 8] i otrzymano w postaci

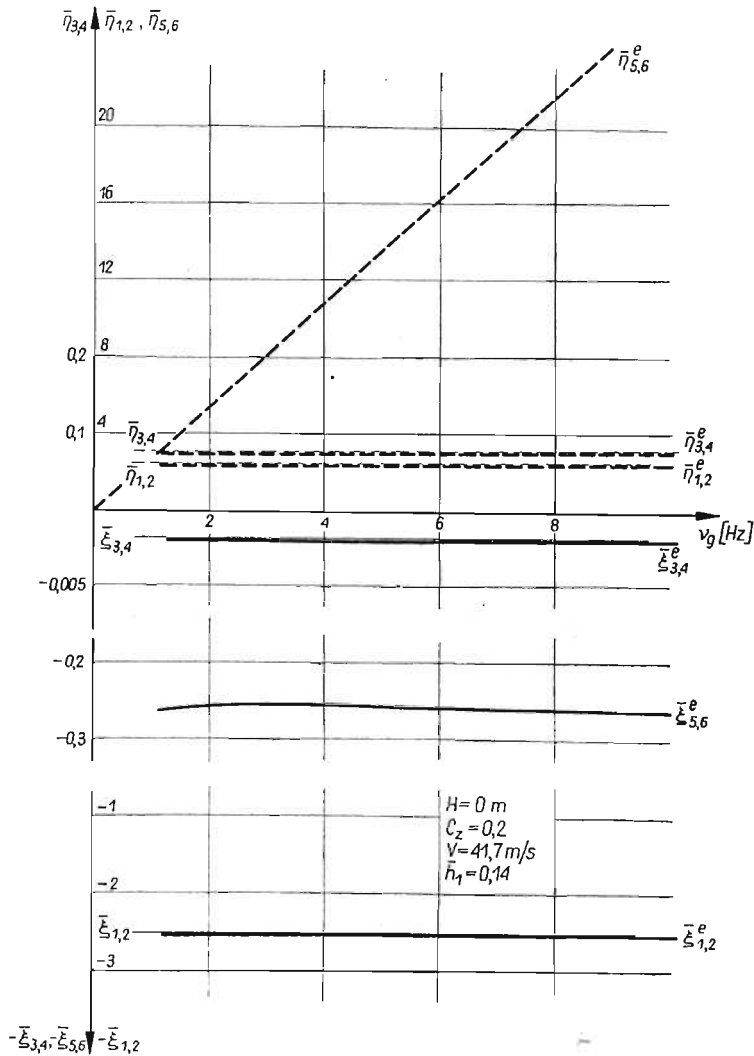
$$\Phi_1(y) = -0,217 + 0,0268y^2 - 0,0000981y^4.$$

W obliczeniach zmieniano kolejno: częstość drgań własnych, zapas stateczności statycznej, prędkość i wysokość lotu. Pozwoliło to znaleźć wpływ powyższych czynników na stateczność podłużną szybowca. Jednocześnie przeprowadzono obliczenia stateczności szybowca sztywnego i porównano je z wynikami obliczeń dla szybowca odkształcalnego. Po numerycznym rozwiązaniu metodą Bairstowa równania charakterystycznego (3.3) otrzymano pierwiastki w postaci (3.4), sześć pierwiastków $\bar{\lambda}_k^e$ dla szybowca odkształcalnego i cztery pierwiastki $\bar{\lambda}_k$ dla szybowca sztywnego. Dla szybowca sztywnego współczynniki $B_1^e = C_1^e = D_1^e = E_1^e = F_1^e = G_1^e = 0$. Pierwiastki $\bar{\lambda}_k^e$ i $\bar{\lambda}_k$ z jednakowymi indeksami k , odpowiadają tym samym przypadkom ruchu szybowca odkształcalnego i sztywnego. Otrzymano trzy pary pierwiastków zespolonych sprzężonych $\bar{\lambda}_{1,2}^e$, $\bar{\lambda}_{3,4}^e$ i $\bar{\lambda}_{5,6}^e$, które charakteryzują ruchy okresowe szybowca odkształcalnego oraz dwie pary pierwiastków zespolonych $\bar{\lambda}_{1,2}$ i $\bar{\lambda}_{3,4}$ dla szybowca sztywnego.

Pierwiastki $\bar{\lambda}_{1,2}^e$ i $\bar{\lambda}_{1,2}$ odpowiadają głównie szybkim silnie tłumionym oscylacjom pochylającym zachodzącym wokół osi poprzecznej y . Pierwiastki $\bar{\lambda}_{3,4}^e$ i $\bar{\lambda}_{3,4}$ charakteryzują okresowe ruchy fugoidalne [2, 3] słabo tłumione, zachodzące na kierunku osi podłużnej x . Trzecia para pierwiastków $\bar{\lambda}_{5,6}^e$ odpowiada pionowym, okresowym przemieszczeniom szybowca wywołanym odkształcalnością giętą skrzydeł.

Na rysunkach 2-4 liniami grubymi naniesiono zmianę parametrów odnoszących się do szybowca odkształcalnego, a linie cienkie dotyczą szybowca sztywnego. Linie ciągłe przedstawiają zmiany współczynników tłumienia ($\bar{\xi}$) w postaci bezwymiarowej, a linie przerywane, zmiany bezwymiarowych częstości oscylacji ($\bar{\eta}$).

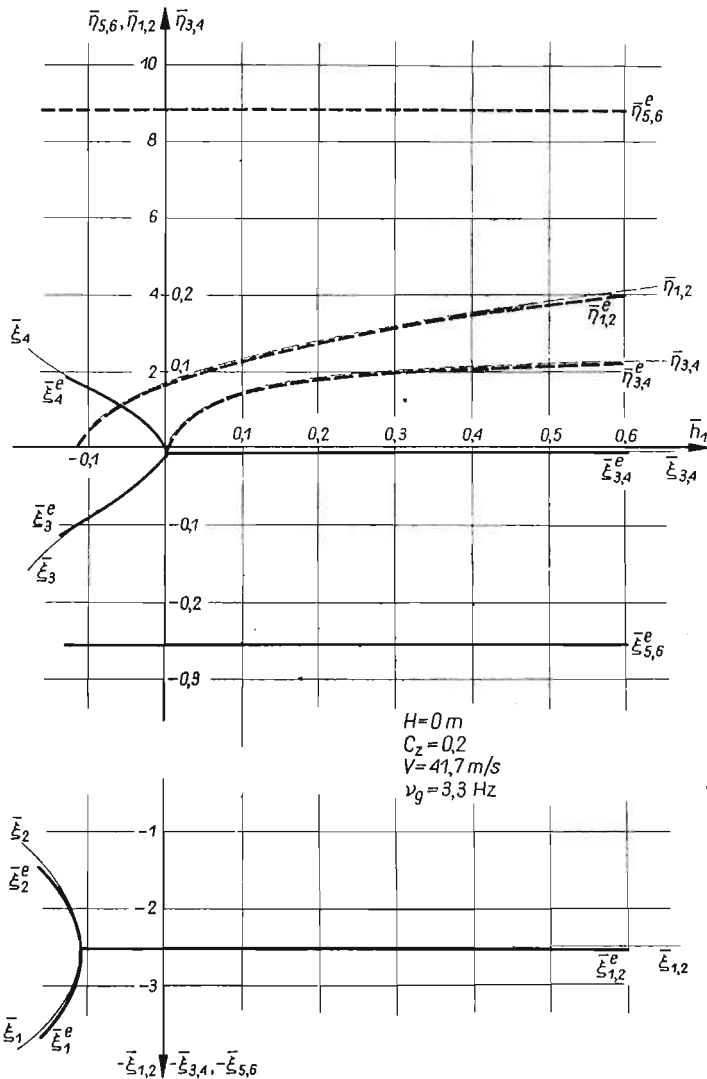
Na rysunkach 2 i 3 przedstawiono wpływ parametrów konstrukcyjnych na częstości oscylacji i współczynniki tłumienia. Zmiana v_g charakteryzuje wzrost sztywności giętej skrzydeł przy nie zmieniających się własnościach geometrycznych, aerodynamicznych i tym samym rozkładzie mas (rys. 2). Na rys. 3 przedstawiono wpływ zmiany zapasu stateczności statycznej przy założeniu niezmienniej sztywności i rozkładu mas. Na zapas



Rys. 2. Zmiany bezwymiarowych współczynników tłumienia i częstości oscylacji szybowca w funkcji częstości i postaci giętej skrzydła dla wysokości $H = 0$ m

stateczności statycznej [2, 3] mają wpływ parametry geometryczne i charakterystyka aerodynamiczna szybowca. Wpływ zmian prędkości lotu na częstości oscylacji i tłumienie przy stałej sztywności i rozkładzie mas przedstawiono na rys. 4.

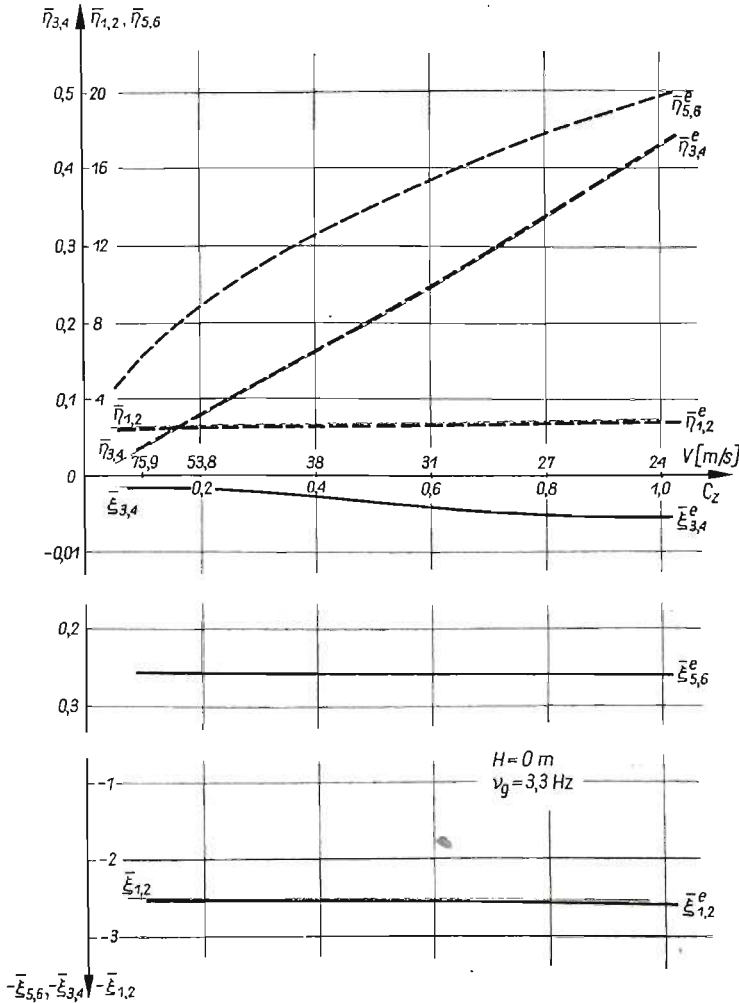
Wnioski wynikające z obliczeń numerycznych są słuszne dla danego szybowca i nie wszystkie mogą być uogólnione. Szersze uogólnienie wniosków wymagałoby obliczeń numerycznych dla szeregu szybowców. Przyjęcie do obliczeń tylko pierwszej postaci giętej jest daleko idącym uproszczeniem, jednak pozwala zbadać wpływ odkształcalności giętej skrzydeł na stateczność szybowca. Należałoby rozpatrzyć większą ilość stopni swobody wynikających z odkształcalności: skrzydeł, usterzenia i kadłuba. Nie-



Rys. 3. Zmiana bezwymiarowych współczynników tłumienia i częstości oscylacji szybowca w funkcji zapasu stateczności statycznej dla wysokości $H = 0\text{ m}$

wątpliwie skomplikuje to analizę, a tym bardziej porównanie z wynikami otrzymanymi dla szybowca sztywnego.

Z wykonanych obliczeń i wyników przedstawionych na rysunkach 2–4 można wyciągnąć wnioski o charakterze ogólnym, konstrukcyjnym i pilotażowym.



Rys. 4. Zmiana bezwymiarowych współczynników tłumienia i częstości oscylacji szybowca w funkcji prędkości lotu na wysokości $H = 0$ m

Wnioski ogólne

— Wyniki oscylacji szybkich i wahań fugoidalnych otrzymane dla szybowca odkształcalnego są zgodne z wynikami dotyczącymi szybowca sztywnego (rysunki 2–4);

— odkształcalność giętna skrzydeł powoduje dodatkowe harmoniczne przemieszczenia pionowe szybowca (tłumione w przypadku szybowca rozpatrywanego) (rysunki 2–4).

Wnioski konstrukcyjne

— Zwiększenie sztywności giętej skrzydeł powoduje wzrost częstości drgań giętych, natomiast nie ma wpływu na ich tłumienie (rys. 2);

— wzrost sztywności giętej skrzydeł nie wpływa na częstości i tłumienie oscylacji szybkich i wahań fugoidalnych szybowca (rys. 2);

— wzrost zapasu stateczności statycznej (zmiany geometrii i charakterystyki aerodynamicznej szybowca) nie ma wpływu na tłumienie drgań giętych i ich częstości, jak również nie daje różnic między częstościami i tłumieniem oscylacji szybkich i wahań fugoidalnych szybowca odkształcalnego i sztywnego (rys. 3).

Wnioski pilotażowe

— Zmiany prędkości nie powodują różnic w częstości i tłumieniu oscylacji szybkich i wahań fugoidalnych szybowca sztywnego i odkształcalnego (rys. 4);

— zmiany prędkości wpływają na bezwymiarową częstość drgań giętych natomiast nie mają wpływu na bezwymiarowe współczynniki tłumienia tych drgań (rys. 4).

Przedstawiona praca wskazuje, że konieczne jest szersze zbadanie wpływu i charakteru odkształceń na stateczność aparatów latających. Szczególnie wydaje się to konieczne dla szybowców, które charakteryzuje duża odkształcalność i niskie częstości drgań poszczególnych elementów konstrukcji. Wprawdzie, jak wynika z wyżej przeprowadzonych obliczeń, częstość najniższej postaci giętej skrzydła jest najbliższa częstości oscylacji szybkich szybowca i mimo to nie wpływa w widoczny sposób na te oscylacje.

Uwzględnienie większej ilości stopni swobody, wynikających z odkształcalności konstrukcji i sprzężeń między nimi, sprowadzi rozpatrywanie stateczności szybowca do zagadnienia zbadania możliwości pojawienia się drgań samowzbudnych, czyli zjawiska flatteru.

Ważniejsze oznaczenia nie wyjaśnione w tekście

b	[m]	rozpiętość skrzydeł szybowca,
C_{ms}		bezwymiarowy współczynnik momentu pochylającego skrzydeł,
C_x		bezwymiarowy współczynnik oporu aerodynamicznego,
C_z		bezwymiarowy współczynnik siły nośnej,
g	[m/s ²]	przyspieszenie ziemskie,
l_{II}	[m]	odległość środka ciężkości szybowca od zawiasów steru wysokości,
$l(y)$	[m]	funkcja zmiany ciężkości skrzydła z rozpiętością,
m	[kG s ² /m]	masa szybowca,
S	[m ²]	powierzchnia nośna skrzydeł,
$U_1 = V$	[m/s]	prędkość lotu,
α	[rad]	kąt natarcia,
ρ	[kG s ² /m ³]	gęstość powietrza,
ν_{1g}	[Hz]	częstość I postaci drgań giętych skrzydeł.

Literatura cytowana w tekście

1. R. L. BISPLINGHOFF, H. ASHLEY, R. L. HALFMAN, *Aeroelasticity*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Cambridge 1955.
2. B. ETKIN, *Dynamics of Flight*, New York-London 1959.
3. W. FISZDON, *Mechanika lotu*, Cz. II, PWN, Warszawa 1961.
4. W. ŁANECKA-MAKARUK, J. MARYNIAK, *Zagadnienia flatteru skrzydeł szybowców*, Technika Lotnicza, nr 10-11, 1964.
5. W. ŁANECKA-MAKARUK, *Metoda obliczenia stateczności dynamicznej szybowców oraz obciążenia ustalenia wysokości podczas brutalnego sterowania z uwzględnieniem elastyczności skrzydła*, Technika Lotnicza i Astronautyczna, nr 2, 1966.
6. J. MARYNIAK, *Uproszczona analiza stateczności podłużnej szybowca w locie holowanym*, Mech. Teor. i Stos. nr 1, 1967, (również Reports NASA-TT-F-11760, Jun. 1968).
7. R. SCANLAN, R. ROSENBAUM, *Drgania i flatter samolotów*, PWN, Warszawa 1964.
8. W. SZEMPLIŃSKA, R. ALEKSANDROWICZ, J. MARYNIAK, *Próby rezonansowe szybowców*, Technika Lotnicza, nr 6, 1958, (również Aero-Review, nr 4, 1959).
9. *Nowoczesne metody numeryczne*. Opracowane przez National Physical Laboratory Teddington, Midsex, PWN — Warszawa 1965.
10. *Próby rezonansowe szybowca SZD-24 «Foka 4»*. Sprawozdanie nr 53 Katedry Mechaniki Wydz. MEiL Politechniki Warszawskiej, 1964 (nie publikowane).
11. И. В. Остославский, И. В. СТРАЖЕВА, *Динамика полета — устойчивость и управляемость летательных аппаратов*, Издательство Машиностроение, Москва 1965.

Резюме

ВЛИЯНИЕ ИЗГИБНОЙ ДЕФОРМИРУЕМОСТИ КРЫЛЬЕВ
НА ПРОДОЛЬНУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАНЕРА

В работе рассмотрено влияние изгибной деформируемости крыльев планера на его продольную устойчивость. Учтены три степени свободы соответствующие движению планера в вертикальной плоскости и добавочные степени учитывающие влияние изгибной деформируемости. Уравнения движения получены в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка с постоянными коэффициентами.

На примере прототипа одного из польских планеров проделаны расчеты учитывающие первую форму изгиба крыльев и три степени свободы жесткого планера. Результаты этих расчетов послужили для получения некоторых общих выводов относительно конструкции и пилотажа, а также некоторых выводов относительно возможной необходимости изменения принятых предположений.

Summary

EFFECT OF FLEXURAL DEFORMABILITY OF WINGS ON THE LONGITUDINAL STABILITY
OF A GLIDER

The influence of flexural deformability of wings of a glider on its longitudinal stability is discussed in the paper. Three degrees of freedom resulting from glider motions in the vertical plane, and additional degrees connected with flexural deformability of wings are equally taken into consideration. Equations

of notion have been obtained in the form of a system of ordinary, second order differential equations with constant coefficients.

As an example, numerical calculations taking into account the first flexural mode of wings and three additional degrees of rigid glider are presented for one prototype of domestic gliders. From the results of calculations the definite conclusions of general, constructional and pilotage character are drawn as well as those concerning necessity of eventual modifications of previously accepted assumptions.

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

Praca została złożona w Redakcji dnia 28 maja 1969 r.
