技 術 論 文

細長い翼胴結合体の空力弾性的不安定について*

Aeroelastic Instabilities of a Slender Wing-Body Combination

市 川 輝 雄**

Teruo ICHIKAWA

Abstract

Aeroelastic instabilities of a slender wing-body combination are explained. Using Miles' unsteady aerodynamic theory on a slender body configuration¹⁾, equations of motion are derived. Because the aerodynamic damping terms do not play an essential roll in wing flutter problems^{2),3)}, those are neglected in the analysis. By locating roots of the characteristic equation in the complex plane, possibility of aeroelastic instability can be determined. Root locus method is employed taking the speed of the slender body as a parameter. This method is very useful to understand instability characteristics.

Following results are obtained. (1) Both dynamic and static instability can occur. (2) The dynamic instability is a coupled pitch-bending oscillation. (3) The static instability is caused by a loss of restoring moment due to body bending. (4) The dynamic instability does not occur if the wing is located aft of the first bending nodal point.

1. まえがき

ロケットのような細長い翼胴結合体が、飛行中に胴体の曲げ変形によって空力弾性的に不安定になる現象は英国で経験され¹⁾、解析の試みも最近行なわれている²⁾。

本稿は簡単な解析によってこの種の不安定の性質と起り得る条件とを明らかにする。

2. 記 号

本文および図によって明らかにされていないもののみを記す。

ρ 空気密度

U 速度

2b 第1図参照。任意の断面 x における翼の両側縁間の距離、翼のない所では $b=R$ 。 b は後方に

向って単調に増大し、後縁は直線とする。計算例では三角形の翼とした。

R 第1図参照。任意の断面 x における胴体半径。

翼後縁より後方では一定半径 R_0 とする。計算例では nose の部分は円錐形、円錐部より後方では一定半径とした。

ω_i i 番目の自由度の固有円振動数

m 単位長の質量

$\xi_w = (l_w - l_{n1}) / (l - l_{n1})$ 翼の位置を示す量

$l_w = l_{w2} - \frac{\int_{l_{w1}}^{l_{w2}} (B - R_0^2) dx}{B(l_{w2}) - R_0^2}$ 翼の空力中心の x 座標

$l_{n1} = l_n - \frac{\int_0^{l_n} R^2 dx}{R^2(l_n)}$ nose の部分の空力中心の x 座標。

標。円錐の場合は $l_{n1} = \frac{2}{3} l_n$ 。

3. 運動方程式

第1図のように胴体の断面が円形で、1枚の小さい平板翼を有する翼胴結合体が、翼面に垂直な対称面内で変形する場合を考える。

第 1 図

剛体としての上下移動とピッチングを含む n 個の自由度をえらび、胴体中心線の z 座標を

$$z_0 = \sum_{i=1}^n z_i f_i(x) \quad (1)$$

* 昭和 34 年 10 月 19 日原稿受理

** 運輸技術研究所

と書く。\$z_i\$ は一般座標。\$f_i(x)\$ はモード函数で、\$f_i(l)=1\$ にえらぶ。空気力による一般力を

$$Q_i = -\pi \rho U^2 R_0 \sum_{j=1}^n [A_{ij}(R_0/U)^2 \ddot{z}_j + B_{ij}(R_0/U) \dot{z}_j + C_{ij} z_j] \quad (2)$$

のようにあらわすと、運動方程式は

$$\sum_{j=1}^n [\bar{A}_{ij}(R_0/U)^2 \ddot{z}_j + B_{ij}(R_0/U) \dot{z}_j + \bar{C}_{ij} z_j] = 0 \quad (3)$$

\$i = 1, 2, \dots, n\$

の形となる。\$f_i(x)\$ として normal mode を採用すると、(3) の係数は

$$\left. \begin{aligned} \bar{A}_{ii} &= (M_i/\pi \rho R_0^3) + A_{ii} \\ \bar{A}_{ij} &= A_{ij} \quad i \neq j \\ \bar{C}_{ii} &= (M_i/\pi \rho R_0^3)(R_0 \omega_i/U)^2 + C_{ii} \\ \bar{C}_{ij} &= C_{ij} \quad i \neq j \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\text{ここに } M_i = \int_0^l m f_i^2 dx$$

(2) の係数は準定常の slender body theory を用いて算出する。単位長に作用する \$x\$ 軸方向の揚力はマッハ数に無関係に

$$Z(x, t) = -\pi \rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right\} \left\{ B(x) \left(\frac{\partial z_g}{\partial t} + U \frac{\partial z_g}{\partial x} \right) \right\} \quad (5)$$

で与えられる³⁾。ここに

$$B(x) = b^2 - R^2 + R^4/b^2 \quad (6)$$

翼のない部分では \$b=R\$、したがって \$B(x)=R^2\$ となる。翼の後縁における \$Z(x, t)\$ の値は前方からの極限値に等しいとする。一般力は

$$Q_i = \int_0^l Z(x, t) f_i(x) dx \quad (7)$$

(2) と比較することにより

$$\left. \begin{aligned} A_{ij} &= (1/R_0^3) \int_0^l f_i f_j B dx \\ B_{ij} &= (1/R_0^3) \left\{ R_0^2 + f_i(l_{w2}) f_j(l_{w2}) [B(l_{w2}) - R_0^2] \right. \\ &\quad \left. + \int_0^l (f_i f_j' - f_i' f_j) B dx \right\} \\ C_{ij} &= (1/R_0) \left\{ f_j'(l) R_0^2 + f_i(l_{w2}) f_j'(l_{w2}) [B(l_{w2}) \right. \\ &\quad \left. - R_0^2] - \int_0^l f_i' f_j' B dx \right\} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここに \$f_i' = \partial f_i / \partial x\$ 等である。

いま \$f_1(x)=1\$ (上下移動)、\$f_2(x)=\alpha x + \beta\$ (ピッチング) とすると、(8) から

$$C_{11} = 0 \quad (9)$$

$$B_{11} = C_{12}/R_0 \alpha \quad (10)$$

なる関係があることがわかる。

4. 特性方程式の根による現象の分類

(3) は、\$\bar{z}_i\$ を時間に無関係な量として

$$z_i = \bar{z}_i e^{(U/R_0) \lambda t} \quad (11)$$

の形の解をもつ。(11) を (3) に代入すると

$$\sum_{j=1}^n (\bar{A}_{ij} \lambda^2 + B_{ij} \lambda + \bar{C}_{ij}) \bar{z}_j = 0 \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (12)$$

以後の解析では自由度は (i) 上下移動、(ii) 重心周りのピッチング、(iii) 一次の曲げの三つとし、それぞれ添字 1, 2, 3 であらわす。このとき (12) は \$\bar{z}_i\$ に関する三元一次同次方程式となり、\$\bar{z}_1 = \bar{z}_2 = \bar{z}_3 = 0\$ 以外の解をもつためには係数の行列式が零とならねばならぬ。展開して特性方程式

$$p_0 \lambda^6 + p_1 \lambda^5 + p_2 \lambda^4 + p_3 \lambda^3 + p_4 \lambda^2 + p_5 \lambda + p_6 = 0 \quad (13)$$

を得る。\$p_0, p_1, \dots\$ は \$\bar{A}_{ij}, B_{ij}, \bar{C}_{ij}\$ であらわされるが、\$\bar{A}_{ii}\$ は他の係数に較べて圧倒的に大きいから、小さい項を省略して

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= \bar{A}_{11} \bar{A}_{22} \bar{A}_{33} \\ p_1 &= \bar{A}_{11} \bar{A}_{22} B_{33} + \bar{A}_{11} B_{22} \bar{A}_{33} + B_{11} \bar{A}_{22} \bar{A}_{33} \\ p_2 &= \bar{A}_{11} (\bar{A}_{22} \bar{C}_{33} + C_{22} \bar{A}_{33}) \\ p_3 &= (\bar{A}_{11} B_{22} + B_{11} \bar{A}_{22}) \bar{C}_{33} \\ &\quad + \bar{A}_{11} (C_{22} B_{33} - B_{22} C_{33} - C_{22} B_{23}) \\ &\quad - B_{31} \bar{A}_{22} C_{13} \\ p_4 &= \bar{A}_{11} (C_{22} \bar{C}_{33} - C_{22} C_{23}) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

また

$$p_5 = p_6 = 0 \quad (15)$$

これは

$$p_5 = \begin{vmatrix} B_{11} & C_{12} & C_{13} \\ B_{21} & C_{22} & C_{23} \\ B_{31} & C_{32} & \bar{C}_{33} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} C_{11} & B_{12} & C_{13} \\ C_{21} & B_{22} & C_{23} \\ C_{31} & B_{32} & \bar{C}_{33} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} C_{11} & C_{12} & B_{13} \\ C_{21} & C_{22} & B_{23} \\ C_{31} & C_{32} & B_{33} \end{vmatrix} \quad (16)$$

$$p_6 = \begin{vmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & \bar{C}_{33} \end{vmatrix} \quad (17)$$

となるから、(9)、(10) の関係から明らかである。なお、\$\bar{A}_{11} > 0\$、\$\bar{A}_{22} > 0\$、\$\bar{A}_{33} > 0\$ であるから \$p_0 > 0\$ である。(15) から \$\lambda=0\$ の解、すなわち neutrally stable な解が二つ生ずるが、これはそれぞれ重心の \$x\$ 方向位置および飛行径路角が任意の値を取り得ることに相当する。

\$\bar{C}_{33}\$ は速度 \$U\$ を含むから、\$p_2, p_3, p_4\$ は速度に関係する。ある速度に対して (13) を \$\lambda\$ について解き、根の複素平面 (\$\lambda\$-平面) 上の位置によって安定、不安定の別およびその種類を知ることができる。

主翼のフラッタの問題では空力的剛性項 (\$C_{ij} z_j\$) が本質的に貢献し、減衰項 (\$B_{ij} \dot{z}_j\$) は二次的役割を演ずるに過ぎないことが知られている^{4), 5)}。以下では

現象を主として定性的に検討するため同様の性質を仮定して、(3)において $B_{ij}=0$ として解析する。このとき自由度 (i) (上下移動) は連成しない。(14) から明らかなように、 $p_1=p_3=0$ となるから特性方程式は

$$p_0 \lambda^4 + p_2 \lambda^2 + p_4 = 0 \quad (18)$$

となる。(18)の係数および係数からなる判別式の符号によって根の位置、したがって現象の種類の起り得るすべての場合を第1表のように分類することができる

第 1 表

場 合	係数および判別式 の符号				根 の 位 置		現 象
	p_1	p_2	p_3	p_4	λ^2 -平 面	λ -平 面	
I	+	+	+	+	負の実軸上	正および負の虚軸上	安 定
II	+	+	-	-	第 2, 3 象限	第 1, 2, 3, 4 象限	動的不安定
III	+	-	-	-	第 1, 4 象限	同 上	同 上
IV	+	-	+	+	正の実軸上	正および負の実軸上	静的不安定
V	-	+	+	+	正および負の実軸上	正および負の実軸および虚軸上	同 上
VI	-	-	+	+	同 上	同 上	同 上

る。場合 I は定常振動をあらわすが、減衰項を入れた計算では減衰振動になると考えられるので安定と解釈する。これ以外の安定はない。解が振動的に増大するのを動的不安定、非周期的に増大するのを静的不安定ということにする。各場合の境界はそれぞれ

$$p_1 = 0 \quad (19)$$

$$p_2 = 0 \quad (20)$$

$$p_2^2 - 4p_0p_4 = 0 \quad (21)$$

で与えられる。

これらの場合が実際に起るかどうかをみるために行

なった計算例の結果を第2図に示す。機体諸元は $l=40R_0$, $l_n=3R_0$, $b(l_{w2})=3R_0$, $l_{w2}-l_{w1}=4R_0$, $M_1/\pi\rho R_0^3=5\times 10^4$, nose cone の空力中心から後方を質量および剛性の一様な棒と考えた。翼の位置を変化させると第1表の六つの場合がすべて起り得ることがわかる。図の実線、点線、鎖線はそれぞれ (21), (19), (20) の解である。

5. 根 軌 跡

速度 U を 0 から ∞ まで変化させたときの (18) の根の λ^2 -平面上の軌跡を画いてみると、現象間の関係ひいては現象そのものをいっそうよく理解できる。

(14) において

$$\begin{aligned} \bar{C}_{33} &= X + C_{33}, \\ X &= (M_3/\pi\rho R_0^3) (R_0\omega_3/U)^2 \end{aligned} \quad (22)$$

とおき、(18) を

$$q_0 X + q_1 = 0 \quad (23)$$

の形にする。ここに

$$q_0 = \bar{A}_{22} \lambda^2 + C_{22} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} q_1 &= \bar{A}_{22} \bar{A}_{33} \lambda^4 + (\bar{A}_{22} C_{33} + \bar{A}_{33} C_{22}) \lambda^2 \\ &\quad + C_{22} C_{33} - C_{32} C_{23} \end{aligned} \quad (25)$$

U が $0 \rightarrow \infty$ のとき X は $\infty \rightarrow 0$ となる。 λ^2 についての $q_0=0$ の根を r_0 とし、 $q_1=0$ の根を r_1, r_2 とすると、根軌跡の始点は r_0 と $-\infty$ 、終点は r_1 と r_2 であることが容易にわかる。(24) から

$$r_0 = -C_{22}/\bar{A}_{22} \quad (26)$$

$\bar{A}_{22}$ はピッチングの慣性能率に相当し、 $\bar{A}_{22} > 0$ 。 C_{23} はピッチングの復元モーメントの係数で、剛体として安定な機体では $C_{22} > 0$ 。したがって $r_0 < 0$ 。 r_0 は

第 2 図

剛体としての縦の短周期振動の振動数をあらわす。ただし円振動数を ω として $\lambda^2 = -(R_0\omega/U)^2$ である。 $-\infty$ の始点については (24) と (25) を比較して

$$\lambda^2 \approx -X/\bar{A}_{33}$$

$\bar{A}_{33} \doteq M_3/\pi\rho R_0^3$ であるから, (22) より

$$\lambda^2 \approx -(R_0\omega_s/U)^2$$

すなわち $-\infty$ の始点は曲げの振動数に相当することがわかる。計算例の場合には r_1, r_2 は実数で, $r_2 > r_1$ とすると常に $r_2 > 0$ である。次の二つの場合を考える:

(i) $r_1 < r_0 < r_2$ の場合

(ii) $r_0 < r_1 < r_2$ の場合

(i) の場合 Evans の定理⁹⁾によって, 根軌跡は第3図 (a) のように $-\infty$ と r_1 , および r_0 と r_2 とを結ぶ実軸上の線分であることがわかる。2根は常に相

第3図

離れて一致することはない。大きい方の根は原点を過ぎる。負の実軸上にある間は振動的で安定, 原点では振動数零で neutrally stable, 正になると非周期的に発散する。したがってこの場合は短周期振動の振動数が, (変形の影響によって) 速度が増すとともに減少して遂には非周期となり, 静的不安定を起すことがわかる。これは第2図において $\xi_w > 0.74$ の場合 (A の範囲) に相当する。静的不安定の限界速度は (19), あるいは書き換えて

$$X = C_{32}C_{23}/C_{22} - C_{33} \quad (27)$$

で与えられる。

(ii) の場合 第3図 (b) 参照。実軸上の軌跡は $-\infty$ と r_0 , および r_1 と r_2 を結ぶ線分である。 $-\infty$ と r_0 はいずれも始点, r_1 と r_2 はいずれも終点であるから, 実軸を離れる分枝が存在して両線分を結合しなければならない。 (18) より

$$\lambda^2 = (-p_2 \pm \sqrt{p_2^2 - 4p_0p_4})/2p_0 \quad (28)$$

$p_2^2 - 4p_0p_4 < 0$ のとき, 根はこの分枝上にあり, そのとき

$$\lambda^2 = \alpha \pm i\beta, \quad \beta > 0$$

とすると

$$\begin{aligned} \alpha &= -p_2/2p_0 \\ &= -(1/2)(\bar{C}_{33}/\bar{A}_{33} + C_{22}/\bar{A}_{22}) \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{4p_0p_4 - p_2^2}/2p_0 \\ &= \sqrt{-C_{32}C_{23}/\bar{A}_{22}\bar{A}_{33} - (C_{22}/\bar{A}_{22} - \bar{C}_{33}/\bar{A}_{33})^2/4} \end{aligned} \quad (30)$$

$(C_{22}/\bar{A}_{22} - \bar{C}_{33}/\bar{A}_{33})/2 = \alpha + C_{22}/\bar{A}_{22}$ なることに注意すると

$$(\alpha + C_{22}/\bar{A}_{22})^2 + \beta^2 = -C_{32}C_{23}/\bar{A}_{22}\bar{A}_{33} \quad (31)$$

すなわち実軸を離れる分枝は $-C_{22}/\bar{A}_{22} (= r_0)$ を中心とし, 半径 $\sqrt{-C_{32}C_{23}/\bar{A}_{22}\bar{A}_{33}}$ なる円であることがわかる。この円が実軸と交る点を $s_1, s_2 (s_2 > s_1)$ とすると, U が $0 \rightarrow \infty$ のとき $-\infty$ と r_0 を出発した2根は s_1 で一致し, たがいに共軛な複素根となって (31) の円周上を進み, s_2 で再び一致して二つの実根となる。したがってこの場合は短周期の振動数と曲げの振動数がある速度で一致して一つの不安定振動になると考え

られる。(λ -平面で考えると, $\beta > 0$ の分枝は第1, 3象限, $\beta < 0$ の分枝は第2, 4象限にあり, このうち物理的に意味をもつのは第1, 2象限で, 第1象限の根が不安定振動に相当する。したがって物理的に意味のある不安定根は $\beta > 0$ の分枝上にある。) $s_2 < 0$ ならば動的な不安定を乗り越えた後に安定な速度範囲があり, さらに U を増加すると静的不安定が起る。これは第2図の $0.73 < \xi_w < 0.74$ の範囲

(B の範囲) に相当する。 $s_2 > 0$ ならば動的な不安定から直ちに静的不安定に入る。両者の間には neutrally stable な速度はなく, 動的な不安定の振動数が次第に減少して遂に非周期的になったものと考えられる。これは第2図の $\xi_w < 0.73$ の範囲 (C, D の範囲) に相当する。このうち $r_1 < 0$ ならば1根は再び安定となる。(第2図の $0.66 < \xi_w < 0.73$ の範囲 (C の範囲)。

動的な不安定の限界速度は (21), あるいは書き換えて

$$X = (\bar{A}_{33}/\bar{A}_{22})C_{22} - C_{33} \pm \sqrt{4(\bar{A}_{33}/\bar{A}_{22})C_{23}C_{32}} \quad (32)$$

で与えられる。

最後に $C_{22} < 0$ の場合を考えてみよう。これは翼が前方にあって剛体として不安定な場合で, $r_0 > 0$ となる。第3図 (c) を参照して安定な速度範囲 (原点と s_1 の間) が存在し得ることがわかる。安定になる限界速度はやはり (27) で与えられる。これは第2図の $\xi_w < 0.57$ の場合 (E の範囲) に相当する。

なお (20) で与えられる境界は (i) の場合には2根の位置が原点に関して対称となる速度, (ii) の場合には (31) の円が虚軸と交る速度に相当し, 物理的意味はない。

以上の考察から動的な不安定を起さない条件は

$$r_1 < r_0 \quad (33)$$

あるいは簡単に (32) より (X が実数値をもたない条件)

$$C_{22}C_{32} > 0 \quad (34)$$

(33) は (34) に帰着する。 C_{22} は曲げによるピッチングモーメントの係数で常に正であることが証明される。また nose cone および翼に作用する力を近似的にその空力中心に集中させて考えると

$$C_{32} = (f_z'/R_0)\{R_0^2 f_s(l_{n1}) + [B(l_{w2}) - R_0^2] \cdot f_s(l_w)\} \quad (35)$$

$f_z' > 0, B(l_{w2}) - R_0^2 > 0$ であるから結局 (34) は

$$f_s(l_w) > -\frac{R_0^2}{B(l_{w2}) - R_0^2} f_s(l_{n1}) \quad (36)$$

となる。(36) は動的不安定を起さなくなる 限界の翼位置を与える。第2図の計算例の場合についてこれを求めると $\xi_w = 0.74$ となる。(36) の右辺は負の小さい量で、大略の見当としては、翼が曲げのモードの節点より後方にあれば動的不安定は起らない。

6. 不安定現象の形態

6.1 動的不安定 (12) に相当する式を書き直してみよう。

$$\left. \begin{aligned} (\bar{A}_{22}\lambda^2 + C_{22})\bar{x}_2 + C_{23}\bar{x}_3 &= 0 \\ C_{32}\bar{x}_2 + (\bar{A}_{33}\lambda^2 + \bar{C}_{33})\bar{x}_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

前節によって物理的に意味のある動的不安定根は $\lambda^2 = \alpha + i\beta$ ($\beta > 0$) である。(37) の第一式から

$$\bar{x}_3/\bar{x}_2 = -(\bar{A}_{22}/C_{22})(\alpha + C_{22}/\bar{A}_{22} + i\beta) \quad (38)$$

ここに $\bar{A}_{22} > 0, C_{22} > 0$ である。 U が動的不安定の下限から上限まで増加するとき、 $\alpha + i\beta$ は λ^2 -平面で $-C_{22}/\bar{A}_{22}$ を中心とする半円を画くから、(38) より $|\bar{x}_3/\bar{x}_2|$ は一定で $\text{Arg}(\bar{x}_3/\bar{x}_2)$ は 0 から $-\pi$ まで変化することがわかる。すなわち振幅比は一定で、曲げの位相が遅れている。位相角 90° の場合を図示すると第4図のようになる。この場合、当然重心の上下移動を伴う(連成はしない)が、図では省略した。

第 4 図

6.2 静的不安定 $\lambda^2 = 0$ の neutrally stable の場合を考えてみよう。(37) より

$$\left. \begin{aligned} C_{22}\bar{x}_2 + C_{23}\bar{x}_3 &= 0 \\ C_{32}\bar{x}_2 + \bar{C}_{33}\bar{x}_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

(39) の両式が同時に満足される速度では、 $\bar{x}_2$ だけピッチングしたとすると、第2式によって与えられる $\bar{x}_3$ だけ曲げを生じ、この $\bar{x}_3/\bar{x}_2$ は第1式をも満足するからこのときピッチングの復元力は零となる。 $\lambda^2 > 0$ の場合は復元力は負であって、発散の加速度による慣

性力と釣合う。結局形態の上では、第1表および第2図に示される静的不安定はすべて同じであることがわかる。IVの場合は発散の加速度に応じて、 $\bar{x}_3/\bar{x}_2$ の値が二通り存在することがわかる。

7. 減衰項の影響その他

動的不安定の限界速度は正確には減衰項を入れて計算しなければならない。この場合には通常の方法にしたがって、(13) において λ を純虚数とおき

$$\left. \begin{aligned} p_0 \lambda^4 + p_2 \lambda^2 + p_4 &= 0 \\ p_1 \lambda^2 + p_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

(40) を X について解けば限界速度が得られる。これは第2図の計算例において影をつけた線で示した。減衰項を省略した場合、 $\xi_w < 0.73$ (C, D, E) の範囲では動的不安定の上の限界速度において直ちに静的不安定に移行した。減衰項を入れた場合も、 ξ_w のこの範囲では、(40) が与える大きい方の速度で $\lambda^2 > 0$ となり静的不安定が起ることを示すが、前の場合と異なり、これは動的から静的に移る限界速度ではない。限界速度は影をつけた線よりも下にあり、(13) の4次方程式 ($p_5 = p_6 = 0$) の判別式を零とおいて得られるが、計算が煩雑であるので図には示さなかった。

減衰項を省略した計算は定性的な議論をするのに十分な正確さをもつことが観察される。

6.1 節に示した振幅比と位相角は動的不安定の形態の質的な説明を与えるが、量的には減衰項によって変化する。

静的不安定の限界速度は変形を仮定しない静的な計算により求めるのが正当であるが、定性的には本解析の議論が適用できると考えられる。

なお使用した空気力の理論は、細長い物体があまり急激でない運動および変形をするときに適用できる理論で、マッハ数に関係しない。したがって本解析の結果はマッハ数に無関係に成立する。

8. むすび

静的および動的不安定が起り得ることを確認し、種々の翼位置および速度に対する現象の性質、形態を明らかにした。また動的不安定が起らない翼位置が存在することを示した。

文 献

- 1) Farrer: Supersonic Flight Structures, J. Roy. Aero. Soc., Nov., 1956.
- 2) 池田 健: ロケット研究会ノート, 第 2, 4 および 6 号; 富田 文治: 同, 第 19 号.

- 8) Miles: Slender Body Theory of Supersonic Unsteady Flow, J. Aero. Sci., Readers' Forum, April, 1952.
 4) Pines: An Elementary Explanation of the Flutter Mechanism, Proceedings of the National Specialists

- Meeting on Dynamics and Aeroelasticity, 1958.
 5) Crisp: The Equation of Energy Balance for Fluttering Systems with Applications in the Supersonic Regime, IAS Report No. 59-57.
 6) Tsien: Engineering Cybernetics, pp. 42-46.

◁ 書

評 ▷

Flight Control System Manuals: U.S. Navy, Bureau of Aeronautics, Norair 発行 全6巻 この本は米海軍の航空局と Northrop Corp. との契約研究の報告であり、今般全面的に公開されたものである。内容は有人機の飛行制御全般に関し多くの資料をとりまとめ総合編集したものである。大判で6巻7冊からなる大部の教科書兼報告書であり、わが国の航空では制御の分野が特に遅れていると思われるので、このように総合的にまとめられた書物は早急にこの分野の知識を得るのに便利であると思われる。このマニュアルは谷教授の御厚意で筆者の手許にあるが、Northrop Corp. に申込みば入手できるものである。まだ全巻を読了していないが、全般的にいて、基本的な所から系統的に書かれているので、この方面への入門者でもかなり程度の高い所までの知識を得ることができるであろう。各巻の大体の内容を次に示す。

Vol. 1. Methods of analysis and synthesis of piloted aircraft flight control systems. pp. 251, \$ 4-00, 内容, fundamental concepts, analysis, synthesis, optimum synthesis method, non-linearities, machine methods, analog computer, mathematical background.

Vol. 2. Dynamics of the airframe pp. 185, \$ 4-25, 内容, derivation of the airframe transfer functions, discussion of transfer functions, discussion of stability derivatives, methods of

obtaining stability derivatives.

Vol. 2. 附録 pp. 27 \$ 1-50, 内容, 各安定微係数のマッハ数に対する変化のグラフ

Vol. 3. The human pilot, pp. 157, \$ 3-50, 内容, fundamental aspects, sensing and actuating processes of a human pilot.

Vol. 4. The hydraulic system. pp. 224, \$ 4-25, 内容, general considerations, analysis of the generalized hydraulic servo actuator, a generalized hydraulic control system, the fully powered hydraulic control system, the power boosted hydraulic control system, special considerations in hydraulic control system design and analysis-component design factors, influence of servo-mechanisms on the flutter of servo-controlled aircraft, methods of analysis of servo flutter interaction.

Vol. 5. The artificial feel system, pp. 152, \$ 3-00, 内容, the control feel problem, design procedure, design criteria.

Vol. 6. Automatic flight control systems for piloted aircraft. pp. 339, \$ 6-00, 内容, automatic flight control systems past and present, components of automatic flight control systems, design methods, systems engineering and other design considerations, appendix. (穂坂 衛)

抄 録 (続き)

(30 頁より続く)

の試料量を完全に噴射し終るのに必要な 1.7 ms と大きな差はない。燃料はイソオクタン、ベンゼン、正ヘプタンおよび正ヘキサデカンを使用し、計測値がまとめてあるが、イソオクタンがベンゼンより遅れが長いことと 1 気圧の Mullins の値と比較すると同温度ではずっとイソオクタンが短くなることなどが特に興味ある結果である。実際の燃空比は噴射し終ったときの見掛けの混合気容積を写真で撮って当量比で約 0.5 であるという。なお、この実験は不均一反応であるから炭化水素の着火でよく問題とされる冷炎の生成の観察は

難しい。けれども末端から 1.3 cm のところとそれから 5.6 cm おきに計 5 本の圧力伝達器をとりつけ、燃焼による圧力上昇曲線から冷炎反応が認められるものがある。また、末端の 3 本の圧力伝達器によりほとんど同時に同形の圧力上昇を起しているのは爆発反応が生成している証拠と判断される。それは 3 本目の圧力伝達器までの末端からの長さ、すなわち 12.5 cm が燃料が高温・高圧の空気に入り込む長さに大体一致するからである。

(岩間 彬)

(24 頁につづく)