

非線形ノズル噴流力による カフィードバック空気圧サーボ弁のし張振動

Relaxation Oscillation of Force-feedback Pneumatic Servovalve Caused by Non-linear Nozzle Jet Force

荒 木 献 次

Kenji ARAKI

1. はし が き

非線形ノズル噴流力によってカフィードバック空気圧サーボ弁が自励振動を起すことがあり、これについて

は既に報告した^{1),2)}。ここではその発振機構について述べる。

2. 実験装置とノズル噴流力

図1は実験に使用したカフィードバック空気圧サーボ弁の原理図、図2はフラップである。左右のノズルから受けるノズル噴流力の和 f_{noz} が図3のノズル a のような場合には、サーボ弁がし張振動を起す可能性が生じる。

3. 理論解析

図2のフラップにはトルクモータの入力電流による磁気吸引力 f_i 、ノズル噴流力 f_{noz} 、スプールからフィードバックされる力 f_f の三つの力が作用する。フラップの運動方程式は図1、図2に示す記号を用いると

$$\left. \begin{aligned} J_i \ddot{\theta}_i + D_i \dot{\theta}_i + K_i \theta_i &= f_i l_n - f_{noz} l_n - f_f l_s \\ \theta_i &= \frac{x}{l_n}, \quad f_f l_s = \frac{K_f}{l_n} \left[\frac{l_1 l_n}{l_f^2} y + \left(\frac{l_1}{l_f} \right)^2 x \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

実験ではトルクモータ電流を流さないので $f_i = 0$ また、

$$f_{noz} = f_{noz}(x, p_n, p_n') \doteq f_{noz}(x) \quad (2)$$

とおける場合についてここでは考える。(1)式は

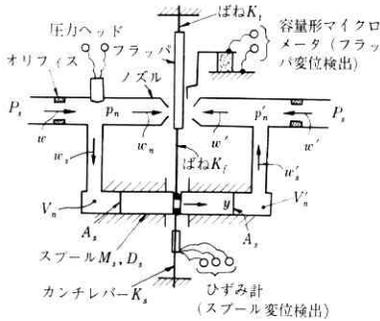


図1 カフィードバック空気圧サーボ弁

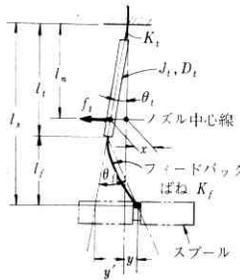


図2 フラップ

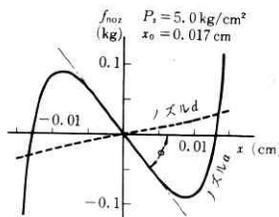


図3 ノズル噴流力 f_{noz}

$$\left. \begin{aligned} M_0 &= J_i(\ddot{x}/l_n) + D_i(\dot{x}/l_n) = M_1 - M_2 \\ M_1 &= -f_{noz}(x)l_n - \left[K_i + K_f \left(\frac{l_1}{l_f} \right)^2 \right] \frac{x}{l_n} \\ M_2 &= K_f(l_s/l_f^2)y \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

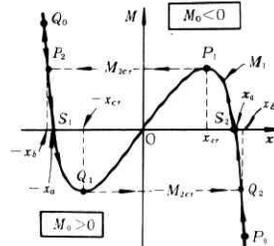


図4

図4の実験は M_1 を x に対して描いたもので、 M_2 の値が M_1 の曲線より上側であれば $M_0 < 0$ となり、フラップは x が減る向き

の偶力を受け、 M_2 の値が M_1 の曲線の

下側にあると $M_0 > 0$ となり、フラップは逆向きの偶力を受ける。

さて、実験装置のフラップの J_i, D_i は小さいので、ここではこれらを無視する。いま、フラップが P_0 点にあるとする。 $x > 0$ であるから p_n が増大し、 y, M_2 が増大し、 M_1 は P_1 点(この点の x, y を x_{cr}, y_{cr} とする)に向かって変化する。フラップは P_1 点に達

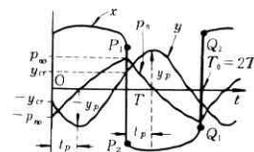
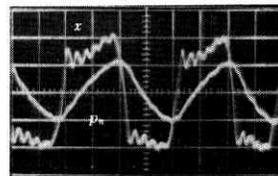
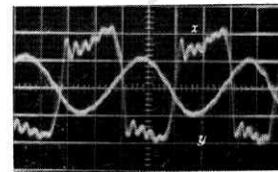


図5 振動波形



(a)



(b)

するとその点から P_2 の点にとび移る(図5)。 P_2 点では $x < 0$ であり、 p_n は減り始め y が減少してフラップは Q_1 点($x = -x_{cr}, y = -y_{cr}$)に達するとその点から Q_2 の点にとび移る。このようにして図5に示すようなし張振動が持続する。

次に、図1の空気圧回路に関して次の諸式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} W_s &= C_2 X - (C_1 + C_3) P_n, \quad P_n = \frac{C_4}{s} W_s - C_3 Y \\ A_s 2 P_n &= (M_s s^2 + D_s s + K_s) Y \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ただし

研究速報

$$C_1 = \left. \begin{aligned} & \left[\frac{\partial w}{\partial p_n}, C_2 = \left[\frac{\partial w_n}{\partial x}, C_3 = \frac{\partial w_n}{\partial p_n}, \right. \right. \\ & \left. \left. C_4 = \kappa p_n / \gamma_n V_n, C_5 = \kappa p_n A_s / V_n \right] \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

実験に使用した案内弁では $M_s s^2 Y$, $K_s Y$ が $\{D_s s Y$ に比べて無視できて、(4)式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} & (T_1 s + 1) P_n = C_2 C_4 T_1 X, \\ & T_1 = 1 / [C_4 (C_1 + C_3) + C_5 2 A_s / D_s] \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

x は矩形波状に変化する(図5)ので $X = x_1/s$ とおく。

$$t=0 \text{ で } p_n = -p_{n0}, y = -y_{cr} \quad (7)$$

$$t=T \text{ で } p_n = p_{n0}, y = y_{cr} \quad (8)$$

ここで T は半周期である。(7)を用いて(6)を解くと

$$\left. \begin{aligned} & p_n(t) = b_0 - (b_0 + p_{n0}) e^{-\frac{t}{T_1}}, \quad b_0 = C_2 C_4 T_1 x_1, \\ & y(t) = -y_{cr} + \frac{2A_s}{D_s} \left[b_0 t - (b_0 + p_{n0}) T_1 (1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \right] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(8)の条件を(9)式に代入すると未知数 p_{n0} と T が

$$\left. \begin{aligned} & e^\sigma = \frac{2-b_1+\sigma}{2+b_1-\sigma}, \quad p_{n0} = b_0 \frac{e^\sigma - 1}{e^\sigma + 1}, \\ & \sigma = T/T_1, \quad b_1 = D_s y_{cr} / (A_s b_0 T_1) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

または

$$\left. \begin{aligned} & e^{-b_1} = e^{2\theta} (1-\beta) / (1+\beta), \quad T/T_1 = (2\beta + b_1), \\ & \beta = p_{n0} / b_0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

より求められる。図6または図7を用いると、 p_{n0} , T が容易に求められ、図5の波形が(9)式から算出でき、周期 $T_0 = 2T$ も求められる。また、スプール変位は $t = t_p = T_1 \log_e(1+\beta)$ で極値 $y = -y_p = y_{cr} \{ (2/b_1) \cdot (t_p/T_1) - \beta \} - 1$ に達する。

4. 実験結果

写真1は振動の記録波形である。図8は V_n をパラメータとして、 p_s を変化したときの発振周波数の実測値を印したもので、実線は $V_n = 2.5 \text{ cm}^3$ の場合の計算値

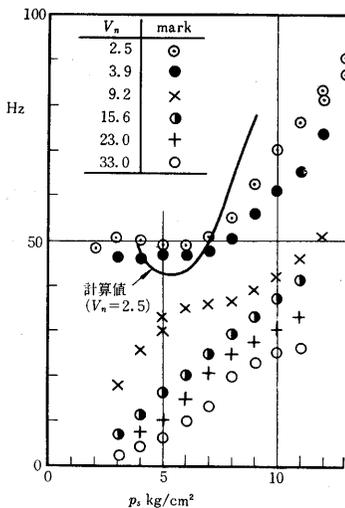


図6 σ - b_1 曲線

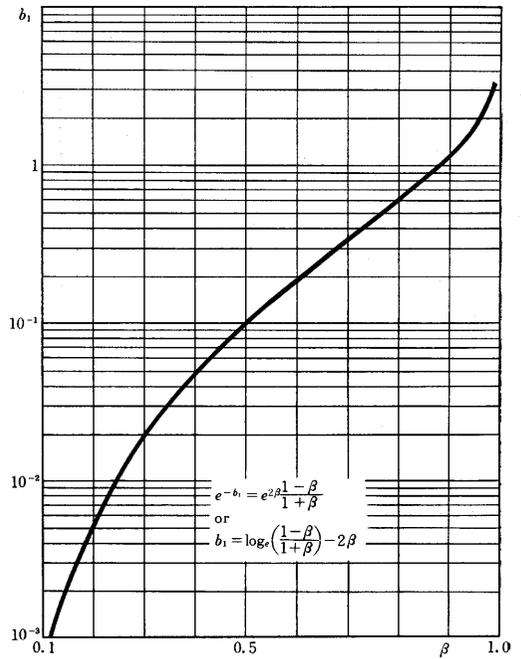


図7 β - b^2 曲線

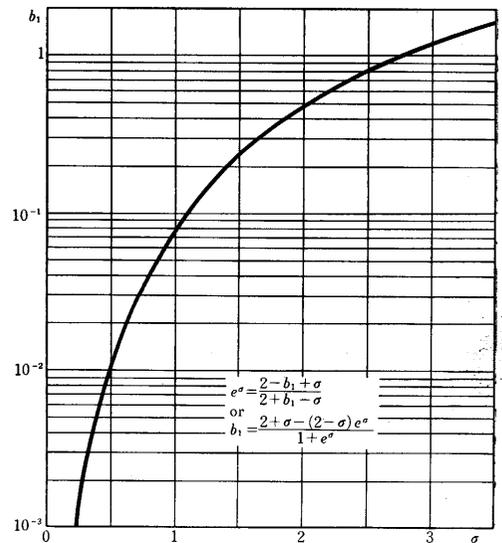


図8 発振周波数

である。

5. むすび

非線形ノズル噴流力によってカフィードバック空気圧サーボ弁がし張振動を起こすことがあることを明らかにした。実測した発振周波数と計算値とが同じ傾向を示した。実測値と計算値のずれは $f_{noz}(x, p_n, p_n')$ を $f_{noz}(x)$ で近似したためと考えられる。

(1968年8月28日受理)

文献 1) 荒木: 生産研究, Vol.20, No. 8, p. 424~425, 387.
2) 荒木: 計測自動制御学会第7回学術講演会前刷, p. 311~312.