

スプール形圧力制御弁の安定性に関する研究

A Study on Stability of Spool Type Hydraulic Pressure Regulating Valve

石原 智 男*・小 嶋 英 一*

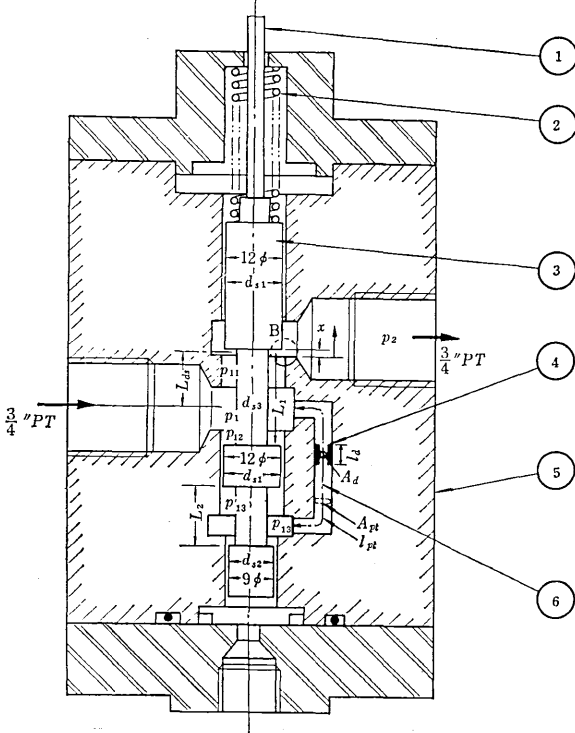
Tomo-o ISHIHARA and Eiichi KOJIMA

緒 言

スプール形圧力制御弁はそれ自体に閉ループを有する自動弁であり、作動中、閉ループに基づくものと推測される自励振動や管路内油柱との相互作用に基づくものと推測される自励振動がしばしば発生する。従来、弾性支持された案内弁スプールやポペット弁とこれに接続された管路内油柱との相互作用に基づく自励振動に関しては多くの報告がなされている。しかし、スプール形圧力制御弁と管路からなる系の自励振動現象に関しては、詳しい資料がほとんどなく、弁の諸元や動作条件と現象との関連については、不明な点が多量に残されている。この中、線形理論による系の安定性の解析については既に報告した¹⁾。ここでは、不安定の結果として生じる自励振動の周期解(持続振動)におよぼす系の諸元の影響を明らかにする。

理 論

図1(a),(b)に供試弁と供試系の構造を示す。各変



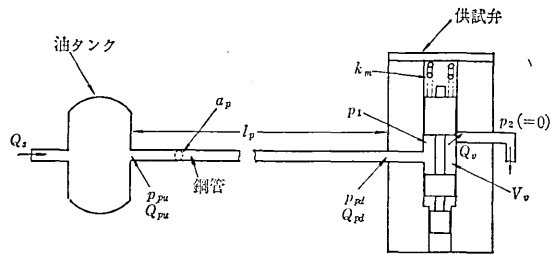
数を振動の中心における量(下側添字cを付して表わす)とこれからの変動量(上側添字*を付して表わす)の和として

$$x = x_c + x^*, \quad p_1 = p_{1c} + p_1^*, \dots$$

のように表わすと、弁の運動方程式は次のようになる。

$$m_e \frac{d^2 x^*}{dt^2} + C_f' \frac{dx^*}{dt} + \zeta_L \frac{\gamma}{2g} A_f \left(\frac{A_f}{A_d} \right)^2 \left| \frac{dx^*}{dt} \right| \cdot \frac{dx^*}{dt} + (k_m + k_r p_{1c}) x^* = (A_f - k_r x_c) p_1^* - k_r x^* p_1^* - \frac{\gamma}{g} L_{d_s} \frac{dQ_v^*}{dt} \quad (1)$$

ここに、 m_e はスプールの等価質量、 C_f' はスプールのしゅう動部分に作用する粘性抵抗係数、 ζ_L はダンピングオリフィスの抵抗係数、 k_m は支持ばねのばね定数、 A_d はダンピングオリフィスの面積、 A_f はスプールのフィードバック圧の受圧面積($=\frac{\pi}{4}(d_{s1}^2 - d_{s2}^2)$)、 L_{d_s} は減衰長、 C_u, C_d はスプール弁オリフィスの速度係数



(b) 供試系

- ①変位検出用スピンドル、②ばね、③スプール
- ④ダンピングオリフィス、⑤弁本体、⑥フィードバック通路

←(a) 供試弁

図1 供試弁の構造(a)と供試系(b)

* 東京大学生産技術研究所 第2部

研究速報

と流量係数, ϕ は噴流の流出角度, $k_r = 2C_d C_d \pi d_{s1} \cos \phi$ である。いま, ダンピングオリフィスの抵抗はなめらかな管の層流抵抗の式に従う ($\zeta_L = 64\lambda/d_a R_e \equiv \lambda_p/d_a$) とし, 右辺第 2 項の定常流体力の変動分は無視し得るとし, 第 3 項の非定常流体力はダンピングオリフィスやしゅう動部分に作用する減衰力に比べて小さく近似的に振動の中心点近傍における値を用い得ると仮定すると運動方程式は線形になる。これをラプラス変換し, さらに振動の中心における値を基準に無次元化すると (変数の上に一を付して表す) 次のようになる。

$$(\bar{s}^2 + 2\zeta_f \bar{s} + 1)\bar{x}^* = (\bar{A}_{fe} - \bar{K}_{ds})\bar{p}_1^* \quad (2)$$

式 (2) で規定されるスプールの運動が低周波数波特性を示すものと仮定して, \bar{x}^* と \bar{p}_1^* を

$$\bar{x}^* = \bar{x}_{\max}^* \cos \bar{\omega} \bar{t}, \quad \bar{p}_1^* = \sum_{n=1}^{\infty} \bar{p}_{\max, n}^* \cos(\bar{\omega} \bar{t} + \varphi_{p, n})$$

と置くと, 圧力の基本調和項は

$$\bar{p}_{\max, 1}^* = \frac{\bar{x}_{\max}^*}{\bar{A}_{fe}} \sqrt{(1 - \bar{\omega}^2)^2 + (2\zeta_f \bar{\omega})^2},$$

$$\varphi_{p, 1} = \tan^{-1} \left(\frac{2\zeta_f \bar{\omega}}{1 - \bar{\omega}^2} \right)$$

となる。この関係を式 (1) の右辺第 2 項に代入すると, 定常流体力の変動分は定数項と 2 次の高調波項の和となり, この項は近似的に無視し得ることがわかる。次に, スプール弁オリフィスの流量特性式を

$$\bar{x}^* > -1 : Q_v = (1 + \bar{x}^*) \sqrt{1 + \bar{p}_1^*}$$

$$\bar{x}^* < -1 : Q_v = 0$$

で近似し, 振動中の有効弁開度 \bar{x}_e^* を

$$\bar{x}_e^* = a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos m \bar{\omega} \bar{t} \quad (3)$$

として,

$$Q_v = \bar{x}_e^* \sqrt{1 + \bar{p}_1^*} \quad (4)$$

と置くと, a_0, a_m は次の式で与えられる。

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi - \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*}} (1 + \bar{x}_{\max}^* \cos \bar{\omega} \bar{t}) d(\bar{\omega} \bar{t})$$

$$= 1 + \frac{1}{\pi} \sqrt{\bar{x}_{\max}^{*2} - 1} - \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*}$$

$$a_m = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi - \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*}} (1 + \bar{x}_{\max}^* \cos \bar{\omega} \bar{t}) \cos(m \bar{\omega} \bar{t}) d(\bar{\omega} \bar{t})$$

$$= \frac{2}{\pi} \left[\frac{1}{m} \sin \left(m \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*} \right) - \frac{\bar{x}_{\max}^*}{2} \cdot \frac{1}{m+1} \sin \left\{ (m+1) \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*} \right\} + \frac{\bar{x}_{\max}^*}{2} \cdot \frac{1}{m-1} \sin \left\{ (m-1) \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*} \right\} \right],$$

m : 奇数

$$a_m = \frac{2}{\pi} \left[-\frac{1}{m} \sin \left(m \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*} \right) \right]$$

$$+ \frac{\bar{x}_{\max}^*}{2} \cdot \frac{1}{m+1} \sin \left\{ (m+1) \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*} \right\} - \frac{\bar{x}_{\max}^*}{2} \cdot \frac{1}{m-1} \sin \left\{ (m-1) \cos^{-1} \frac{1}{\bar{x}_{\max}^*} \right\} \Bigg],$$

m : 偶数

次に式 (4) の平方根の部分有二項展開すると次式が得られる。

$$\sqrt{1 + \bar{p}_1^*} \doteq \sqrt{1 + \bar{p}_{\max}^* \cos(\bar{\omega} \bar{t} + \varphi_{p, 1})}$$

$$= b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos(n \bar{\omega} \bar{t} + n \varphi_{p, 1}) \quad (5)$$

ここに,

$$b_0 = 1 - 0.0625 \bar{p}_{\max}^{*2} - 0.01465 \bar{p}_{\max}^{*4} - \dots$$

$$b_1 = 0.5 \bar{p}_{\max}^* + 0.0469 \bar{p}_{\max}^{*3} + 0.0171 \bar{p}_{\max}^{*5} + \dots$$

$$b_2 = -0.0625 \bar{p}_{\max}^{*2} - 0.0195 \bar{p}_{\max}^{*4} - \dots$$

$$b_3 = 0.0156 \bar{p}_{\max}^{*3} + 0.0086 \bar{p}_{\max}^{*5} + \dots$$

である。式 (3), (4), (5) から弁の流量 Q_v を求め, これを管路の弁端での連続の関係式に代入すると, 管路の弁端での流量 \bar{Q}_{pd} として次式を得る。

$$\bar{Q}_{p, d} = \bar{Q}_{p, d, e} + \bar{Q}_{p, d}^*$$

$$= \bar{q}_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \bar{q}_n \cos(n \bar{\omega} \bar{t} + \psi_{q, n}) \quad (6)$$

ここに, $q_0, q_1, q_2, \dots, \psi_{q, 1}, \psi_{q, 2}, \dots$ はすべて \bar{x}_{\max}^* と $\bar{\omega}$ だけの関数で与えられる。ゆえに, スプール変位の変動 \bar{x}^* に対する管路の弁端における流量変動 \bar{Q}_{pd}^* の記述関数 $N(j\bar{\omega}, \bar{x}_{\max}^*)$ は次のようになる。

$$N(j\bar{\omega}, \bar{x}_{\max}^*) = \frac{\bar{q}_1}{\bar{x}_{\max}^*} \angle \psi_{q, 1} \quad (7)$$

図 2 は記述関数の一計算例であり, オリフィスが閉じられる状態にまで ($\bar{x}^* > 1$) 振動が成長すると, \bar{x}_{\max}^* の増

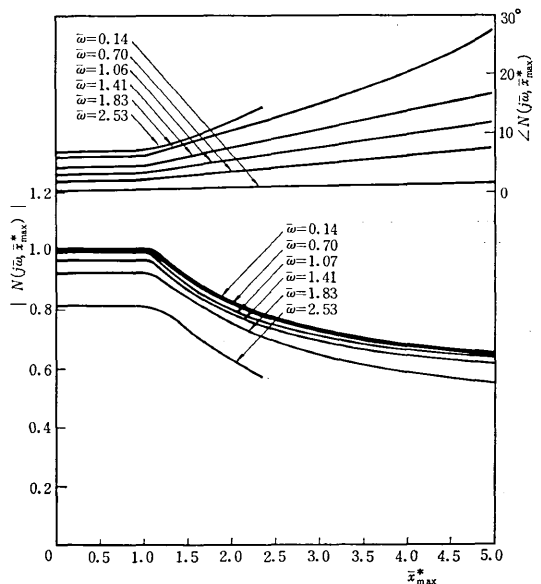


図 2 記述関数 $N(j\bar{\omega}, \bar{x}_{\max}^*)$ の一計算例

大とともにゲインが著しく減少することがわかる。管路の弁端における圧力変動 \bar{p}_{pd}^* と流量変動 \bar{Q}_{pd}^* の関係は

$$\bar{p}_{pd}^* (= \bar{p}_1^*) = -\varepsilon_0 \tanh\left(\frac{\zeta S}{2}\right) \cdot \bar{Q}_{pd}^* \quad (8)$$

で与えられる。以上、式(2)、(7)および(8)が系の基礎式の数式であり、これから、図3に示す系のブロック線図が得られる。図から、周期解(持続振動)の振動数 $\bar{\omega}$ と振幅 \bar{x}^*_{max} は

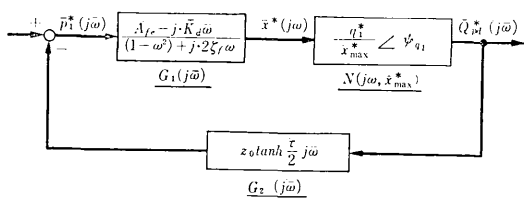


図3 系のブロック線図(非線形性を考慮)

$$G(j\bar{\omega}) \cdot N(j\bar{\omega}, \bar{x}^*_{max}) = -1, \\ (G(j\bar{\omega}) = G_1(j\bar{\omega}) \cdot G_2(j\bar{\omega})) \quad (9)$$

を満足する解のうち、安定な周期解に対応する解として求められる。

実験

図4は、実測した弁の静特性を基に算出した $G(j\bar{\omega})$ と $-1/N(j\bar{\omega}, \bar{x}^*_{max})$ のベクトル軌跡の計算値であり、図中の黒丸は両軌跡の交点を示す。なお、 $G(j\bar{\omega})$ と

$-1/N(j\bar{\omega}, \bar{x}^*_{max})$ の計算に当たっては、ダンピングオリフィスの減衰抵抗係数として実測したダンピングオリフィスの抵抗係数 ($\zeta_L=1.2\sim 1.5$) と実測したスプールの振動数と振幅から算出した等価減衰抵抗係数を、有効ばね定数として、振動の一周期の平均のばね定数を用いた。これらの交点はいずれも安定な平衡点であり²⁾、この交点に対応する振動数と振幅の値で持続振動をする。図5の太い実線と一点鎖線は、このようにして得られた持続

(p. 25につづく)

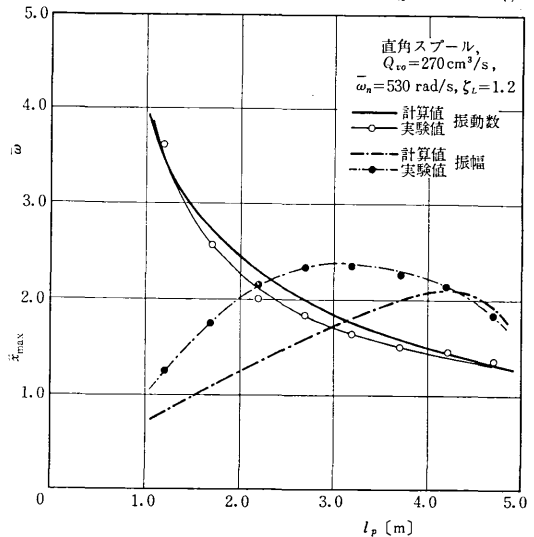


図5 持続振動の振幅と振動数

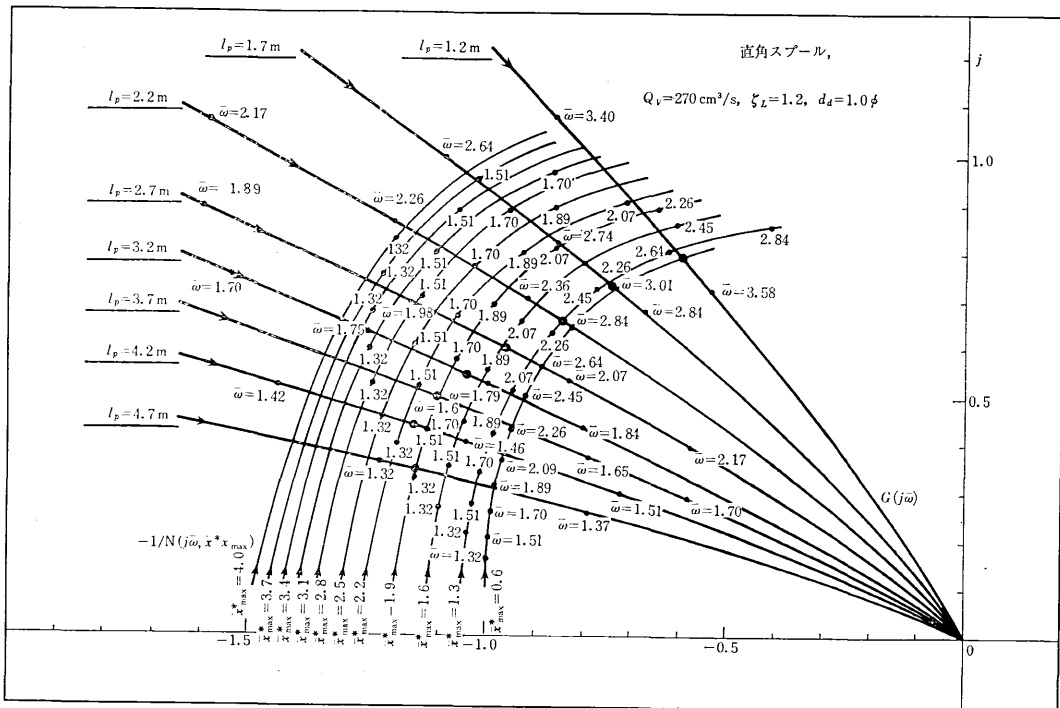


図4 $G(j\bar{\omega})$ と $-1/N(j\bar{\omega}, \bar{x}^*_{max})$ のベクトル軌跡

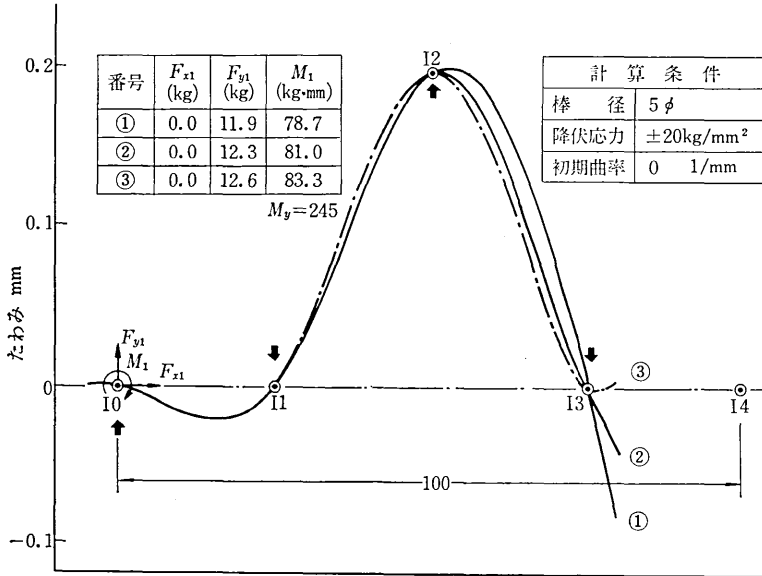


図 6 押込量 0.2 の場合のプロフィール

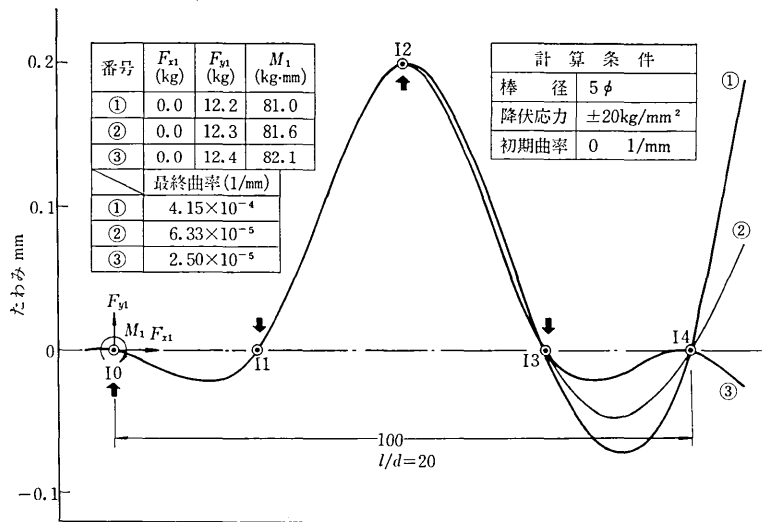


図 7 押込量 0.2 の場合の全プロフィール

で、上流での矯正条件のわずかの変動が下流のプロフィールに大きく影響することがわかる。

5. ま と め

1) 今回示した計算方法により、支点間の矯正材のプロフィールが求まり二次元変形の矯正過程が解析できる。

2) 種々の矯正条件に対して、矯正中の応力状態・矯正後の曲率・残留応力が求まり、矯正の問題を解明する有効な手段となる。

(1969年12月9日受理)

(p. 33 よりつづく)

振動の振動数と振幅、白丸と黒丸はそれらの実測値であり、横軸に管長をとって示されている。図から振動数に関しては、計算値と実測値は定量的にもきわめてよく一致し、振幅に関しても、定量的には最大 35% の差異が認められるが定性的には大略一致することがわかる。

結 言

以上、スプール形圧力制御弁と管路からなる系に生じる自励振動現象を解析し、系に含まれる非線形性、主としてスプール弁オリフィスの流量特性の不連続性のため

に、自励振動に周期解が存在することを明らかにした。

(1969年12月24日受理)

文 献

- 1) 小嶋, 日本機械学会関西支部第 223 回講演会前刷集 (昭 44-11)
- 2) たとえば, E. C. Johnson, Trans. AIEE, Part II. Vol. 71 (1952), 169.

訂正 図 3 $\frac{q_i^*}{\bar{x}_{\max}^*} \angle \psi_{q_i}$ を $\frac{\bar{q}_i^*}{\bar{x}_{\max}^*} \angle \psi_{q_i}$

図 4 \bar{x}_{\max} を \bar{x}_{\max}^*

図 5 $\bar{\omega}_n$ を $\downarrow \omega_n$