

無重合形油圧案内弁の自励振動に関する研究

石垣大連* 濱 邦彦**

(昭和54年10月31日受理)

An Investigation on the Self-excited Oscillation of a Under Lapped Hydraulic Pilot Valve

Dairen ISHIGAKI and Kunihiko HAMA

The inertial force due to the damping length and the recovery force that tends to return the spool to the neutral position have been regarded as the causes of the self-excited oscillation of a hydraulic control valve.

The author examined the mechanism of the occurrence of the axial force more closely and tried to explain the nature of this phenomena, applying a newly devised vortex theory. He considered a stream line along the spool surface and calculated the transient axial force acting on the spool by tracing the static pressure.

According to this theory it is proper that pressure drop due to the fluid viscosity should be considered to be distributed not only in the vicinity of the variable orifice but also in the space surrounded by the spool rand. He examined the effects of the mass frictional and spring load on the spool oscillation.

1 緒 言

油圧案内弁の自励振動に関しては古くから制動長によって表わされる弁内油流の慣性に基づく力およびスプールを常に中立点に引戻そうとする復元力とがその原因であると考えられている^{1),2)}.

筆者はこの軸力の発生機構を更に検討し、これに新たに渦理論³⁾を適用してその性質の解明を試みた。また流れを層流と考えるとスプールに沿う一本の流線を考え、これによってスプールに作用する非定常軸力を計算し、これからスピールの自励振動の機構を解明することを試みた。これによれば粘性による圧力降下⁴⁾は単に可変オリフィスの近くだけでなく、弁内空間にも広く分布していると考えなければならないが、本論文では流量が少なく、オリフィス近辺以外の粘性による圧力降下は無視しようとする。

また質量、摩擦およびばね負荷がスピールの自励振動に及ぼす影響も検討した。

本論文では無重合形油圧案内弁について解析を進める。

* 機械工学教室 教授

** 機械工学教室 講師

2 定常軸力

Fig. 1 (a) の供給圧空間に p_0 なる圧力が加えられると油は図のように流れ、A および B の角において剝離を生じ、流れの両側に Γ および Γ' なる渦を伴う剝離域を生じ、その中では油が循環する。流体摩擦による流体からスプールへの運動量の伝達は僅かであるとみて省略すれば、この AB……GH なる空間に関して生ずる流体による軸力は、面 FG に関してその静圧を積分したものと面 AH に関してその静圧を積分したものを差引いた残りとして計算される。したがって渦 Γ がランド表面の圧力分布に与える影響を考察することが大切である。 Γ によって生ずる負圧は $r_v\omega^2$ に比例し^{5),6)}、その及ぶ範囲は r_v に比例すると考えられる。ここに r_v は片輪渦の最大半径であり、 2ω が渦度である。よって渦による軸力 F_{xv} は K_3 を正の定数として

$$F_{xv} = -K_3 r_v^2 \omega^2, \quad (1)$$

と表わすことができる。

ここで運動量理論による軸力の求め方を合わせ考えてみると、Fig. 1 (c) で u_c を噴流の速度として軸力 F_x は

$$F_x = -\rho q u_c \cos \theta_1. \quad (2)$$

流れの断面積 A_c はポートの開度 x に比例すると考え、 K_4 を正の定数としてつぎのようになる。定常状態では

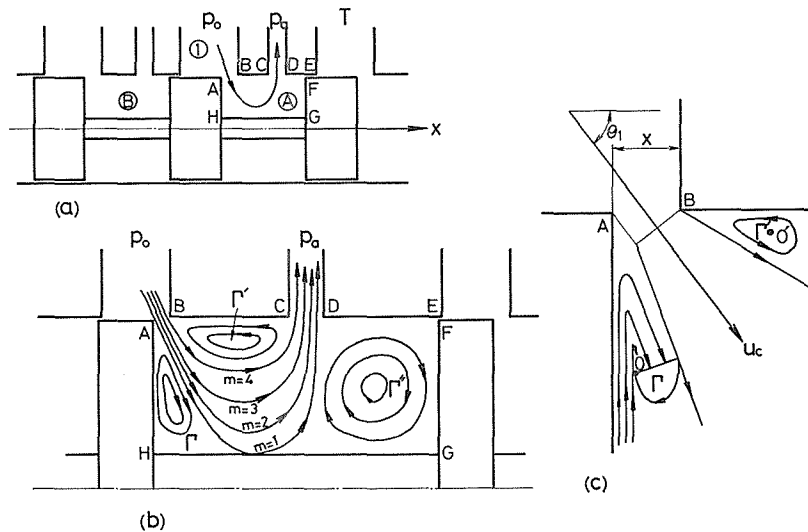


Fig. 1 The relation between the flow in a valve and the vortex (normal connection)

- (a) flow in a spool
- (b) relation between flow and vortex
- (c) generation of a lame vortex

$$F_{xs} = -K_4 x u_s^2 = -K_4 x p_0, \quad (3)$$

と表わされる。ここで u_s^2 は供給圧力 p_0 に比例する。なお式(3)の関係は実験によって確認されている。

式(1)と式(3)とを比較しつぎのように考える。 ω とは抽象的な量であり、片輪渦の最大半径 r_v が与えられてはじめて具体化されて周速度となる。 x も同じであり、それだけでは流体力学的な意味を持たず、供給圧力 p_0 が与えられてはじめて流量すなわち内部の流速となるものである。よって x と ω とに類似な性質があるので定常状態では

$$\left. \begin{aligned} x &= K_5 \omega_s^2, \\ p_0 &= K_6 r_v s^2, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

とおくことができるものとする。ここに K_5 および K_6 は定数である。

Fig. 1(b)に示すように FG 面の側にも Γ'' なる渦が生ずるが、この渦度は周速度が小さいので非常に弱いものと考え、面 FG には流線 $m=1$ の静圧がそのまま加わるものと考え。また面 AH に関しては $m=1$ なる流線の静圧に片輪渦による負圧が重ね合わされたものと考え。流線の分布は流量が少ないときには Fig. 2(a)のように渦を生ぜずスプールの壁面に沿って存在し、流量が大になるにつれて Fig. 2(b)のように剝離域が大きくなる。軸力に最も影響を与えるのは Γ' であるから、ほかの Γ' および Γ'' は無視し、Fig.

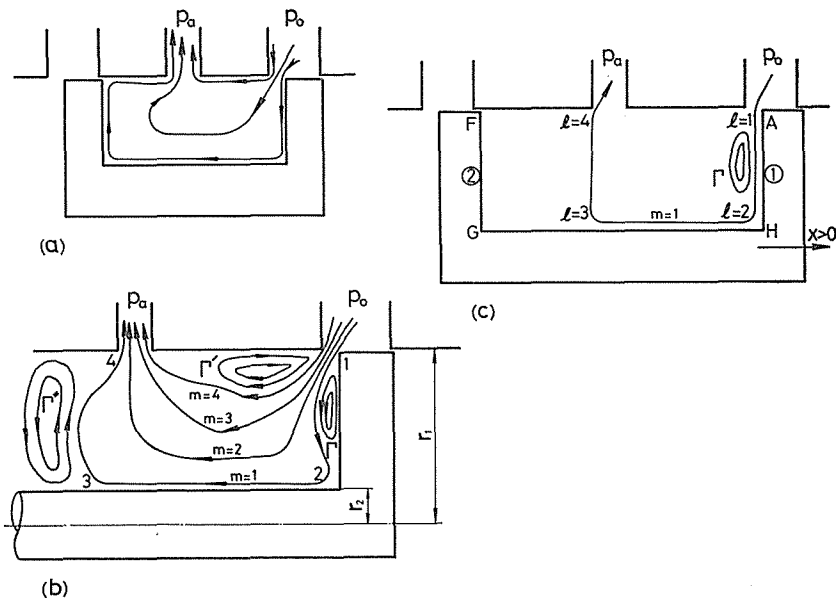


Fig. 2 How to think of the stream line and the vortex in order to know the pressure distribution

- (a) when the flow rate is very small
- (b) when the flow rate becomes relatively large
- (c) the super imposition of the stream line and the vortex

2(c)に示すように $m=1$ なる流線が存在し、さらに渦 Γ が重ね合わされているものとする。したがって面 AH の静圧は流線上の静圧よりさらに渦の分だけ負圧になる。

流線 $m=1$ 上の静圧 p_l は $1 < l < 2$ のとき

$$p_l = p_a + \rho \int_2^l \frac{\partial u_l}{\partial t} dl + \rho u_2 \dot{x} + \rho \int_l^2 \frac{\partial u_l}{\partial t} dl - \frac{\rho}{2} u_l^2, \quad (5)$$

$3 < l < 4$ のとき

$$p_l = p_a + \rho \int_l^4 \frac{\partial u_l}{\partial t} dl - \frac{\rho}{2} u_l^2. \quad (6)$$

よって図(b)に示すようにスプールの外径を r_1 、内径を r_2 とすれば、定常状態においてスプールが受ける軸力 F_{xs} はつぎのようになる。

$$F_{xs} = \int_{\text{面}AH} p_l dA - \int_{\text{面}FG} p_l dA + F_{xvs}. \quad (7)$$

ところで $\frac{\partial u_l}{\partial t} = 0$ であるから粘性項と非定常項を無視し⁷⁾、また式(1)および式(4)を用いて上式(7)はつぎのようになる。

$$F_{xs} = -\pi\rho \int_{r_2}^{r_1} (u_{l\text{①}}^2 - u_{l\text{②}}^2) r dr - \frac{K_3}{K_5} r_{vs}^2 x. \quad (8)$$

ここに①は図(c)に示すように AH 面を、②は FG 面を示す。したがって $u_{l\text{①}}$ は AH 面の l における油の速度の大きさを示し、 $u_{l\text{②}}$ は FG 面の l における油の速度の大きさである。

図から明らかなように $u_{l\text{①}} > u_{l\text{②}}$ である。よって軸力 F_x は常にスプールを閉じる方向に作用する。式(8)の右辺第1項は動圧の差であり、第2項は渦の遠心力によるものである。 x 、 p_0 、 ω 、 r_v の関係式(4)を出すに当っては式(8)の各項が同じ割合で存在することを前提とした。

3 正常接続の場合の自励振動

まず過渡状態における渦による軸力 F_{xv} から考える。さきに説明したように x が変化して弁内空間に対する単位時間当りの流入エネルギーが変化した場合、渦の r_v および ω が変化して新しい体制の渦の状態になるためには、時定数 T_e をもった一次遅れの性質が生ずる。したがって渦による軸力 F_{xv} は p_0 および x のみの関数ではなく、 p_0 、 x および \dot{x} の関数となってくる。これを $F_{xv}(p_0 \cdot x \cdot \dot{x})$ とおけば

$$F_{xv}(p_0 \cdot x \cdot \dot{x}) + T_e \frac{\partial}{\partial t} F_{xv}(p_0 \cdot x \cdot \dot{x}) = F_{xvs}(p_0 \cdot x). \quad (9)$$

$$\therefore F_{xv}(p_0 \cdot x \cdot \dot{x}) = F_{xvs}(p_0 \cdot x) - T_e \frac{\partial}{\partial x} F_{xvs}(p_0 \cdot x) \dot{x}. \quad (10)$$

上式(10)を簡略化してつぎのように書く。

$$F_{xv} = F_{xvs} - T_e \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} \dot{x}. \quad (11)$$

一方流線上の静圧を過渡状態に対して①, ②の両面にわたって積分し, さらにこれらを差引いて軸力を求める. この軸力を F_x' とすれば⁸⁾

$$\begin{aligned} F_x' = & \pi\rho(r_1^2 - r_2^2) \left(\int_2^3 \frac{\partial u_l}{\partial t} dl + \rho u_2 \dot{x} \right) - \pi\rho \int_{r_2}^{r_1} (u_{l\text{①}}^2 - u_{l\text{②}}^2) r dr \\ & + 2\pi\rho \int_{r_2}^{r_1} \left(\int_{l\text{①}}^2 \frac{\partial u_l}{\partial t} dl + \int_3^{l\text{②}} \frac{\partial u_l}{\partial t} dl \right) r dr. \end{aligned} \quad (12)$$

ここで $3 < l < 4$ としてつぎの式を使用した.

$$\int_2^4 \frac{\partial u_l}{\partial t} dl - \int_{l\text{①}}^4 \frac{\partial u_l}{\partial t} dl = \int_2^3 \frac{\partial u_l}{\partial t} dl + \int_3^{l\text{②}} \frac{\partial u_l}{\partial t} dl. \quad (13)$$

ところで軸力 F_x はつぎの2個の成分よりなる.

$$F_x = F_x' + F_{xv}. \quad (14)$$

したがって式(11)および式(12)より

$$\begin{aligned} F_x = & \pi\rho(r_1^2 - r_2^2) \left(\frac{\partial}{\partial x} \int_2^3 u_l dl + \rho u_2 \right) \dot{x} - \pi\rho \int_{r_2}^{r_1} (u_{l\text{①}}^2 - u_{l\text{②}}^2) r dr \\ & + 2\pi\rho \frac{\partial}{\partial x} \int_{r_2}^{r_1} r \int_{r_2}^r (u_{l\text{①}} + u_{l\text{②}}) dr dr \dot{x} - K_3 r_{vs}^2 \omega_s^2 - T_e \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} \dot{x}. \end{aligned} \quad (15)$$

よってつぎのスプールの運動方程式を得る. スプールの質量を m として

$$\begin{aligned} m\ddot{x} + |F_r| \text{sign}[\dot{x}] - \pi\rho(r_1^2 - r_2^2) \left(\frac{\partial}{\partial x} \int_2^3 u_l dl + \rho u_2 \right) \dot{x} \\ - 2\pi\rho \int_{r_2}^{r_1} r \frac{\partial}{\partial x} \int_{r_2}^r (u_{l\text{①}} + u_{l\text{②}}) dr dr \dot{x} + T_e \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} \dot{x} \\ + \pi\rho \int_{r_2}^{r_1} (u_{l\text{①}}^2 - u_{l\text{②}}^2) r dr + \frac{K_3}{K_5} r_{vs}^2 x = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

上式の第2項は摩擦にもとづく制動力であり, 第3, 第4, 第5項は励振項である. なお第5項については次節で詳しく述べる. 第6, 第7項は復元力であり弁を閉じる方向に作用する. Fig. 1(a)において $x < 0$ で④の空間について計算したが, $x > 0$ の場合には⑤の空間において同様の計算が行なわれる. 第3項に関しては $\pi(r_1^2 - r_2^2)u_l \doteq q$ において $-\rho L_1 \frac{\partial q}{\partial x} \dot{x}$ を得る. ここに L_1 は $l=2$ から $l=3$ までの距離である. これは励振力で

あるので正常接続の場合には L_1 のことを負の制動長 (negative damping length) と呼ぶ。

つぎに時定数 T_e を求めるに当って式(4)のように仮定することが合理的であることを示す。いま片輪渦をこれに相当する完全渦に置きかえて考えると、単位時間に渦の摩擦によって消費されるエネルギー \dot{E}_s は

$$\dot{E}_s = \frac{2\pi}{3} \mu \omega^2 r v^3. \quad (17)$$

よって油の空間④への噴入によって投入される単位時間当りのエネルギー \dot{E}_i も $\omega^2 r v^3$ に比例していなければならない。一方速度と流量で考えれば K_7, K_8, K_9, K_{10} を正の定数として、単位時間当り弁内空間に投入されるエネルギーは

$$\dot{E}_i = K_7 \mu c^2 q = K_8 \mu c^3 x = K_9 \rho \omega^{\frac{3}{2}} x = K_{10} r v^3 \omega^2, \quad (18)$$

となり次元が一致する。よってこの方法の合理性が認められる。ところで T_e は ν と ω の関数である⁹⁾。ここに ν は油の動粘性係数である。したがって ν と $r v$ の大きさを知らなければ時定数を推定することはできない。

4 渦の諸定数の決定

Fig. 3 において有効投入断面積 A は

$$A = xW \sin \theta_1. \quad (19)$$

縮流を考慮して油の噴出速度 u_c および流量 q は

$$u_c = C_v \sqrt{\frac{2p_0}{\rho}}, \quad (20)$$

$$q = C_c A u_c = C x W \sin \theta_1 \sqrt{\frac{2p_0}{\rho}}, \quad (21)$$

となる。ここに C_v は速度係数、 C_c は収縮係数、 C は流量係数でありいずれも正の定数である。よって単位時間に投入されるエネルギー \dot{E}_i は

$$\dot{E}_i = \frac{\rho u_c^2 q}{2} = C_v^2 C x W \sin \theta_1 \sqrt{\frac{2p_0^3}{\rho}}. \quad (22)$$

この投入されるエネルギー \dot{E}_i のうち η 分だけが渦に与えられて定常状態を保つとすれば式(17)と式(22)から

$$\eta C_v^2 C x W \sin \theta_1 \sqrt{\frac{2p_0^3}{\rho}} = \frac{2\pi}{3} \mu \omega_s^2 r v_s^3. \quad (23)$$

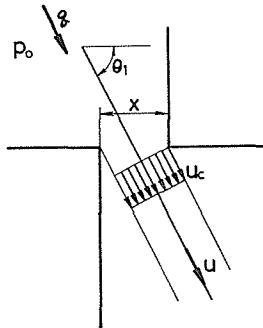


Fig. 3 The cross section of flow injection

これに式(4)を代入すれば

$$K_5 K_6^{\frac{3}{2}} = \frac{\pi \mu \sqrt{2\rho}}{3\eta C_v^2 C W \sin \theta_1}. \quad (24)$$

一方渦外周速度は噴出速度 u_c の ξ 倍であると仮定すれば

$$\omega_s r_{vs} = \xi u_c. \quad (25)$$

式(4)および式(20)を用いれば

$$K_5 K_6 = \frac{x\rho}{2\xi^2 C_v^2} = \frac{\rho}{2\lambda C_v^2}. \quad (26)$$

ここで $K_5 K_6$ が一定であるためには x/ξ^2 も一定でなければならない。 x が大きくなれば拡散が小さくなるので $\xi \propto \sqrt{x}$ は合理的である。これを $1/\lambda$ とした。

つぎに単位時間当りオリフィスから投入される運動量の x 成分は式(20), (21)から

$$\dot{m}_i = \rho q u_c \cos \theta_1 = C_v C_x W p_o \sin 2\theta_1, \quad (27)$$

となる。このうち ζ 分だけが渦による軸力となり、残りが動圧による軸力成分となるものとすれば

$$\zeta C_v C_x W p_o \sin 2\theta_1 = 4\pi \rho R_1 r_{vs}^2 \omega_s^2, \quad (28)$$

なる関係が成立する。ここに上式の右辺を求める際の渦による軸力の及ぶ範囲を $2\pi R_1 \cdot 2r$ すなわち $4\pi R_1 r$ とした。この場合には r は r_{vs} であるから渦による軸力の及ぶ範囲は $4\pi R_1 r_{vs}$ となる。Fig. 4 はその状況を示す。

式(4)を適用すれば

$$K_5 K_6 = \frac{4\pi \rho R_1}{\zeta C_v C W \sin 2\theta_1}. \quad (29)$$

式(24)と式(29)とから

$$K_6 = \frac{\zeta^2 \mu^2 \cos^2 \theta_1}{18\eta^2 C_v^2 \rho R_1^2}. \quad (30)$$

$$K_5 = \frac{36\pi \eta^2 C_v \rho^2 R_1^3}{\zeta^3 \mu^2 C W \sin \theta_1 \cos^3 \theta_1}. \quad (31)$$

ところで η と ζ の間にはつぎの関係がある。エネルギー $\frac{1}{2} \rho u_c^2 q \cos \theta_1 = \frac{1}{2} C_1 \rho x u_c^3 \cos \theta_1$ (C_1 は定数。) の分配比が η であり、運動量 $\rho q u_c \cos \theta_1 = C_1 \rho x u_c^2 \cos \theta_1$ の分配比が ζ である。したがって x が決められたとき η は u_c^3 に関係し、 ζ は u_c^2 に関係する。よって $\eta = \zeta^{\frac{3}{2}}$ なる関係がある。これ

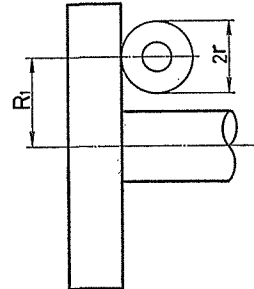


Fig. 4 The aspect of the extending of the axial force due to the vortex

を用いて式(31)および式(30)を簡単化すると

$$K_5 = \frac{36\pi C_v \rho^2 R_1^3}{\mu^2 C W \sin \theta_1 \cos^2 \theta_1}, \quad (31)'$$

$$K_6 = \frac{\mu^2 \cos^2 \theta_1}{18 \zeta C_v^2 \rho R_1^2}. \quad (30)'$$

これによってつぎの方法がよいことがわかる。まず作図によって $\xi \sim x$ の関係を知る。これから $K_5 K_6$ が分り、また同じく作図から R_1 を知れば ζ , η が分り、 K_5 および K_6 を定めることができる。

つぎに式(1)において使用した正の定数 K_3 の求め方について考える。式(1)および式(4)から定常状態の場合について

$$F_{xvs} = -\frac{K_3}{K_5 K_6} x p_0. \quad (32)$$

ところで

$$F_{xvs} = \zeta F_{xs} = -\zeta \rho q u_c \cos \theta_1 = -\zeta C_v C x W p_0 \sin 2\theta_1, \quad (33)$$

であるから式(29)を用いて定数 K_3 を求めるとつぎのようになる。

$$K_3 = 4\pi \rho R_1. \quad (34)$$

最後に前節で言及した $\partial F_{xvs}/\partial x$ について考えると式(33)から

$$\frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} = -\zeta C_v C W p_0 \sin 2\theta_1 < 0, \quad (35)$$

となるから式(16)で示されたスプールの運動方程式の第5項は励振項となる。

5 逆接続の場合の自励振動

弁に対する加圧、排出の関係を変えて Fig. 5 のようにしたものを逆接続と呼ぶ。このときにも Γ , Γ' および Γ'' の渦が生ずるが、 Γ の発生位置は正常接続の場合と異なってくるし、向きも Fig. 1 とは逆である。したがって渦による軸力の及ぶ範囲は、正常接続の場合にはランドの外周に近かったのに対してこの場合には中心に近くなる。噴出に当たっては②の空間に出るとすぐに剝離を生ずるので、その平均流出角度 θ' は正常接続の場合の θ とは異なってくる。このときには係数 $K_3 \sim K_{10}$ の値は異なってくるが、 p_0 , x , r_v , ω , F_x , F_{xv} の間の関係式は前項のものがそのまま適用されるものとして考察を進める。

前項と同様に剝離や渦を伴わない Fig. 6 のような流線 $m=1$ に対して Γ なる渦が重ね合わされたとして計算する。

静圧を流線に沿って考えると $1 < l < 2$ の場合については

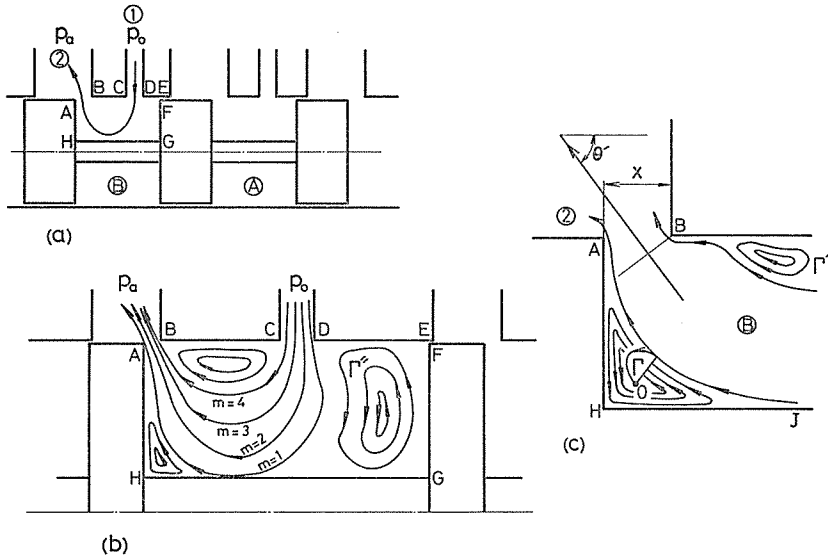


Fig. 5 The relation between the flow in a valve and the vortex (reversed connection)

- (a) flow in a spool
- (b) relation between flow and vortex
- (c) generation of a lame vortex

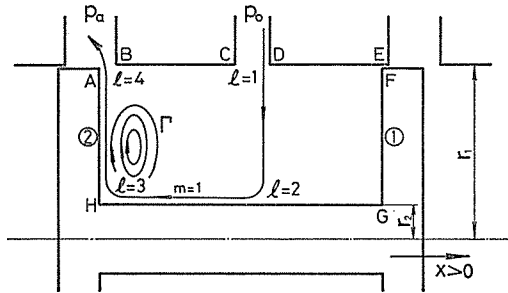


Fig. 6 The super imposition of the stream line and the vortex (reversed connection)

$$p_l = p_o - \rho \int_1^l \frac{\partial u_l}{\partial t} dl - \frac{\rho}{2} u_l^2. \quad (36)$$

また $3 < l < 4$ の場合については

$$p_l = p_o - \rho \int_1^3 \frac{\partial u_l}{\partial t} dl - \rho \int_3^l \frac{\partial u_l}{\partial t} dl + \rho u_3 \dot{x} - \frac{\rho}{2} u_l^2, \quad (37)$$

となる。この圧力分布を積分して得られる軸力 $F_{x'}$ はつぎのようになる。この式変換の

過程では次式 (38) の関係を適用する.

$$\int_1^l \frac{\partial u_1}{\partial t} dl = \int_1^2 \frac{\partial u_1}{\partial t} dl - \int_l^2 \frac{\partial u_1}{\partial t} dl. \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \therefore F_x' &= \pi\rho(r_1^2 - r_2^2) \left(\int_2^3 \frac{\partial u_1}{\partial t} dl - \rho u_3 \dot{x} \right) - \pi\rho \int_{r_2}^{r_1} (u_{1\textcircled{1}}^2 - u_{1\textcircled{2}}^2) r dr \\ &+ 2\pi\rho \int_{r_2}^{r_1} r \left(\int_{l\textcircled{1}}^2 \frac{\partial u_1}{\partial t} dl + \int_3^{l\textcircled{2}} \frac{\partial u_1}{\partial t} dl \right) dr. \end{aligned} \quad (39)$$

この場合にも式 (11) は成立するからつぎの軸力を得る.

$$\begin{aligned} F_x &= \pi\rho(r_1^2 - r_2^2) \left(\frac{\partial}{\partial x} \int_2^3 u_1 dl - \rho u_3 \right) \dot{x} - \pi\rho \int_{r_2}^{r_1} (u_{1\textcircled{1}}^2 - u_{1\textcircled{2}}^2) r dr \\ &+ 2\pi\rho \frac{\partial}{\partial x} \int_{r_2}^{r_1} r \int_{r_2}^r (u_{1\textcircled{1}} + u_{1\textcircled{2}}) dr dr \dot{x} - K_3 r_{vs}^2 \omega_s^2 - T_e \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} \dot{x}. \end{aligned} \quad (40)$$

ここで $\partial u_1 / \partial x$ について考えると u_1 は絶対値を表わし正である. Fig. 6 のように $x < 0$ の場合には $\partial u_1 / \partial x < 0$ の量になる. よって表現を改めてつぎの運動方程式を得る.

$$\begin{aligned} m\ddot{x} + |F_r| \text{sign}[\dot{x}] + \pi\rho(r_1^2 - r_2^2) \left(\int_2^3 \left| \frac{du_1}{dx} \right| dl + \rho u_3 \right) \dot{x} \\ + 2\pi\rho \int_{r_2}^{r_1} r \int_{r_2}^r \left| \frac{\partial}{\partial x} (u_{1\textcircled{1}} + u_{1\textcircled{2}}) \right| dr dr \dot{x} + T_e \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} \dot{x} \\ + \pi\rho \int_{r_2}^{r_1} (u_{1\textcircled{1}}^2 - u_{1\textcircled{2}}^2) r dr + \frac{K_3}{K_5} r_{vs}^2 x = 0. \end{aligned} \quad (41)$$

この運動方程式と正常接続の場合の運動方程式 (16) とを比較してみると, 第 3 および第 4 項が符号が逆になり制動力となっている. 第 5 項 $+ T_e \frac{\partial F_{xvs}}{\partial x} \dot{x}$ は相変わらず励振力である.

第 3 項は $\pi(r_1^2 - r_2^2) u_1 = |q|$ とおいて $+ \rho L_2 \left| \frac{\partial q}{\partial x} \right| \dot{x}$ を得る. これは制動項であり L_2 は正の制動長 (positive damping length) である.

6 流量および軸力の偏差

文献 3) においてこれらについて詳述したが, 本論文では制動長によって代表される弁内部の流動抵抗についてのみ考えた. 案内弁の場合には可変オリフィスの壁 A , B の部分は角張っていて面積が非常に小さいので吸込吐出しによる流量偏差 $\Delta q'$ および流動抵抗による流量偏差 ΔQ は考えないことにした.

実際 AH 面は常に移動しているからこれらの効果があるはずであるが, FG 面も同様

に動き、 AH 面移動によって作られる新たな空間は FG 面の押し効果で相殺されるものと考えたからである。

また流線の変形および流速の変化に起因する慣性力による流量偏差 Δq の軸力に及ぼす影響は、ここでは二次的なものとして考慮に入れなかったが、つぎの質量負荷の場合に考えることにする。

つぎに渦の軸力に及ぼす二次の効果について考える。渦は投入される全エネルギーのうち η を消費するので Fig. 7 に示す④内の流れはその分だけ全エネルギーが減少する。この関係は K_{11} を正の定数としてつぎのように表わされる。

$$p_l + \frac{\rho}{2} u_l^2 = K_{11}(1 - \eta). \quad (42)$$

これが p_l を増大させるかまたは減少させるかはよく検討しなければならない。定常状態で考えると $(p_l + \frac{\rho}{2} u_l^2)$ は p_a に等しいと置いているので、全エネルギーがこれより小さくなることは考えられない。したがってこのような渦の理論を導入することは④内における粘性による圧力降下を考えに入れなければ成立しない考え方である。よってつぎのようにおく。

$$p_l + \frac{\rho}{2} u_l^2 = \int_l^a n_l dl + p_a. \quad (43)$$

全エネルギーの減少とは $\int_l^a n_l dl$ の減少に外ならない。層流を考えているからこの粘性による圧力降下を流速に比例するものとし、ある位置の流速 u_l を代表にとり、 K_n を正の定数として $K_n u_l$ とおいてみると式(43)は

$$p_l + \frac{\rho}{2} u_l^2 = K_n u_l + p_a, \quad (44)$$

となる。

$$\therefore dp_l = (K_n - \rho u_l) du_l. \quad (45)$$

ここで $\int_l^a n_l dl$ の減少とは $du_l < 0$ なることを意味する。これは $K_n > \rho u_l$ ならば $dp_l < 0$ となり、 $K_n < \rho u_l$ ならば $dp_l > 0$ となる。すなわち粘性力の影響の方が慣性力のそれより大なる空間では全エネルギーの低下は静圧の低下となり、またその反対も成立する。当初の前提では④空間では慣性力の影響の方が大きいとした。 $\dot{x} > 0$, $x > 0$ の場合を考える

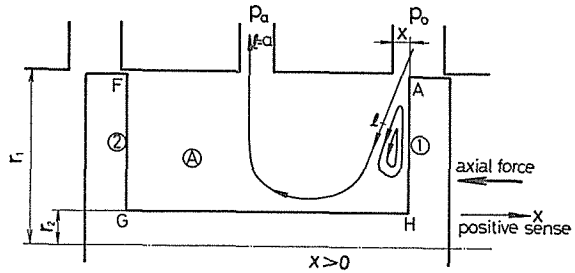


Fig. 7 The flow of oil in a valve

と ω は x の変化に一次遅れで追従する。上記の dpl による軸力の変化分を ΔF_p とすれば、全エネルギーの減少も x に対して一次遅れであるから、 ΔF_p も一次遅れである。よって次式が成立する。

$$\Delta F_p + T_e \frac{\partial(\Delta F_p)}{\partial t} = \Delta F_{ps}. \quad (46)$$

$$\therefore \Delta F_p = \Delta F_{ps} - T_e \frac{\partial(\Delta F_{ps})}{\partial x} \dot{x}. \quad (47)$$

ここで ΔF_{ps} は Fig. 7 においてランド②に沿う dpl の影響を無視し、ランド①に沿って dpl を積分することによりつぎのように表わされる。

$$\Delta F_{ps} = 2\pi \int_{r_2}^{r_1} r dpl_{\text{①}} \cdot dr = 2\pi \int_{r_2}^{r_1} r(K_n - \rho u_l) \Delta u_l dr. \quad (48)$$

x の増大とともに渦は増大し全エネルギーが減るので $\Delta u_l < 0$ となる。しかも $K_n < \rho u_l$ と考えているので $\Delta F_{ps} > 0$ となる。

ところで式(48)を用いれば

$$\frac{\partial(\Delta F_{ps})}{\partial x} = 2\pi \int_{r_2}^{r_1} r(K_n - \rho u_l) \frac{\partial(\Delta u_l)}{\partial x} dr > 0. \quad (49)$$

ゆえに軸力として式(47)に示す $-T_e \frac{\partial(\Delta F_{ps})}{\partial x} \dot{x}$ が加わりこれは制動力となる。 $K_n > \rho u_l$ ならば励振力となるが弁のスプール内部ではこのようなことは考えられない。

7 負荷を持つ案内弁の自励振動

Fig. 8 は負荷を持つ油圧案内弁を示す。ここで A をシリンダ断面積、 y をシリンダ

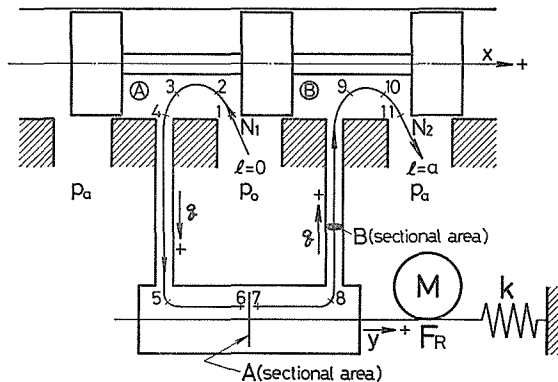


Fig. 8 The pilot valve servo with loads

変位, M を質量負荷, F_R を摩擦負荷, k をばね定数とする. また流量 q にも正負の符号をつける.

油の流路の平均値点を通る一本の流線についてつぎの関係がある.

$$p_o - p_6 = N_1(x \cdot q) + \rho \int_1^6 \frac{\partial u_l}{\partial x} dl \cdot \dot{x} - \frac{\rho}{2} u_o^2 + \frac{\rho}{2} u_6^2. \quad (50)$$

$$p_7 - p_a = N_2(x \cdot q) + \rho \int_7^{11} \frac{\partial u_l}{\partial x} dl \cdot \dot{x} - \frac{\rho}{2} u_7^2 + \frac{\rho}{2} u_a^2. \quad (51)$$

$$A(p_6 - p_7) = M\dot{y} + |F_R| \text{sign}[\dot{y}] + ky. \quad (52)$$

$$q = A\dot{y} = uA \text{sign}[x]. \quad (53)$$

いままで u は速度の絶対値を表すものとしてきたために $\partial u_l / \partial x$ の符号が問題になった. よってつぎの式(54)のように置くと $\partial q / \partial x$ は x の正負に

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial q}{\partial x} \left| \frac{\partial u_l}{\partial q} \right| = \frac{\partial q}{\partial x} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial |q|}, \quad (54)$$

かかわらず正の値を得るので問題がなくなる. $\partial u_l / \partial |q|$ は弁の形状と流れの幾何学的模様によって定まるものであり, 正の定数として扱って支障がない.

$u_6 = u_7$, $u_o \doteq 0$, $u_a \doteq 0$ として式(50), (51)および式(52)より

$$\begin{aligned} p_o - p_a &= N_1(x \cdot q) + N_2(x \cdot q) + \rho \frac{\partial q}{\partial x} \int_1^{11} \frac{\partial u_l}{\partial |q|} dl \cdot \dot{x} \\ &+ \frac{M}{A} \dot{y} + \frac{|F_R|}{A} \text{sign}[\dot{y}] + \frac{k}{A} y. \end{aligned} \quad (55)$$

ここで $p_o - p_a = K_{13}$ (K_{13} は正の定数.) とおく. また K_{14} を正の定数とすれば q と x との間にはつぎの関係がある.

$$q = K_{14} \cdot x. \quad (56)$$

式(53), (56)から

$$\dot{y} = \frac{K_{14}}{A} \dot{x}. \quad (57)$$

したがって式(55)および式(57)より次式を得る.

$$\begin{aligned} N_1(x \cdot q) + N_2(x \cdot q) + \rho \frac{\partial q}{\partial x} \int_1^{11} \frac{\partial u_l}{\partial |q|} dl \cdot \dot{x} + \frac{MK_{14}}{A^2} \dot{x} + \frac{|F_R|}{A} \text{sign}[x] \\ + \frac{kK_{14}}{A^2} \int_0^t x dt = N_{1s}(x \cdot q) + N_{2s}(x \cdot q) = p_o - p_a = K_{13}. \end{aligned} \quad (58)$$

ここに $t=0$ で $x=0$, $y=0$ とし, また N_{1s} および N_{2s} は無負荷定常状態における各オリフィスの粘性圧力降下とする.

質量負荷 M だけの場合には

$$N_1(x \cdot q) = N_{1s} + \left(\frac{\partial N_1}{\partial q} \right)_s \Delta q, \quad (59)$$

$$N_2(x \cdot q) = N_{2s} + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q} \right)_s \Delta q. \quad (60)$$

よって式(58), (59), (60)から

$$\Delta q = - \frac{\rho \frac{\partial q}{\partial x} \int_1^{11} \frac{\partial u_l}{\partial |q|} dl + \frac{MK_{14}}{A^2}}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q} \right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q} \right)_s} \dot{x}. \quad (61)$$

したがって質量負荷だけの場合には, 流量は無負荷定常時に比較してこの値だけ偏差する. これによる式(14)の軸力 F_x の偏差は, これを $F_x(x \cdot q)$ と考えてつぎのように置くことができる. なおこの際に渦は2個所に発生する.

$$F_x = F_{xs} + \left(\frac{\partial F_x}{\partial q} \right)_s \Delta q = F_{xs} + \left(\frac{\partial F_x}{\partial p_0} \right)_s \left(\frac{\partial p_0}{\partial q} \right)_s \Delta q. \quad (62)$$

よって式(41)の運動方程式の左辺にはつぎの項が加わる.

$$- \frac{\left(\frac{\partial F_x}{\partial p_0} \right)_s \left(\frac{\partial p_0}{\partial q} \right)_s}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q} \right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q} \right)_s} \left\{ \rho \frac{\partial q}{\partial x} \int_1^{11} \frac{\partial u_l}{\partial |q|} dl + \frac{MK_{14}}{A^2} \right\} \dot{x}. \quad (63)$$

したがってこの質量負荷の効果は励振力となる. $\partial u_l / \partial |q|$ は $l=4 \sim 5$, $l=8 \sim 9$ の配管にあってはその断面積を B とすれば $1/B$ となる.

式(56)から K_{14} は $\partial q / \partial x$ であるから, 式(63)の $\{ \}$ の中の配管部分はずつぎのように置くことができる. L_3 を配管長とすると

$$\left\{ \rho \frac{\partial q}{\partial x} \int_1^{11} \frac{\partial u_l}{\partial |q|} dl + \frac{MK_{14}}{A^2} \right\} = \frac{\partial q}{\partial x} \left(\rho \frac{L_3}{B} + \frac{M}{A^2} \right). \quad (64)$$

$\left(\frac{\partial p_0}{\partial q} \right) \Delta q$ は \dot{x} と Δp_0 との関係を示す. これは過渡状態において生ずる流量偏差がどれだけの供給圧力の変化に相当するかを示しており, これから軸力の偏差がでる.

摩擦負荷 F_R だけで考えると式(58)において $|F_R|/A$ の項は右辺に移項することができる, これは供給圧力 p_0 が $|F_R|/A$ だけ減少したことを意味する. これは励振および制動には関係ない.

最後にばね負荷(ばね定数: k .)だけで考える. この場合には運動方程式(41)の左辺に加わる項は, 質量負荷の際に求めた式(63)と同様にしてつぎのようになる.

$$-\frac{\left(\frac{\partial F_x}{\partial p_o}\right)_s \left(\frac{\partial p_o}{\partial q}\right)_s}{\left(\frac{\partial N_1}{\partial q}\right)_s + \left(\frac{\partial N_2}{\partial q}\right)_s} \cdot \frac{kK_{14}}{A^2} \int_0^t x dt. \quad (65)$$

この項が加わるために生ずる影響についてはつぎの式で考える.

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + Cx - D \int_0^t x dt = 0. \quad (66)$$

ここに m, r, C, D は正の定数である. 式(66)から特性方程式は

$$ms^3 + rs^2 + Cs - D = 0. \quad (67)$$

上式の3根を α, β, γ とし, α, β を共役複素根, γ を実根とすれば $\alpha\beta\gamma = D > 0$ であるから $\gamma > 0$ である.

一方式(66)において $x = x_0 \sin \omega t$ とおけば \dot{x} の係数は $\left(r + \frac{D}{\omega^2}\right)$ となり, ばね負荷の影響は振動を制動する方向に作動することを示す. しかし $\gamma > 0$ という特性根があるので非振動発散形となる.

Fig. 8 ㉔および㉕の空間をみると, 一方が正常接続である場合には必ず他方が逆接続となっている. よってこの内部の流れに関しては正常接続の場合のスプールの運動方程式(16)と逆接続の場合のスプールの運動方程式(41)の二つの運動方程式の各項がすべて共存した形となる. なお流量したがって流速は可変オリフィスが2個カスケードになるのでオリフィス1個のときの $1/\sqrt{2}$ になる.

8 結 論

無重合形油圧案内弁においてはランド壁面に沿う流線に沿って現れる動圧および渦とのために軸力が現れてスプールは振動を行なう. この振動に対する制動力または励振力となるものはつぎのとうりである.

スプールの変位に対する渦の状態変化の一次遅れの性質は常に励振力である.

弁の制動長 L_1, L_2 および半径方向寸度 $(r_1 - r_2)$ に関する油の慣性力は正常接続では励振力, 逆接続では制動力となる.

負荷を持つ無重合形油圧案内弁においては㉔, ㉕両空間のうち必ず一方は正常接続であり, 他方が逆接続になるから上記の影響は相殺される.

負荷の影響は無負荷定常状態と比較した場合, 同じスプールの変位に対して流量の偏差を生ずる.

配管中の油の質量は質量負荷に換算され得るものであり, これらは励振力となる.

摩擦負荷は供給圧力の減少と等価であり, 励振力にも制動力にもならない.

ばね負荷はこの系を3次形にし, 振動の面では制動力となるが非振動発散系となる.

渦による全エネルギーの減少は、スプール内の空間では静圧の上昇となる。渦の状態変化の一次遅れの性質は、この静圧の上昇をも一次遅れにするために、制動力となって作用する力となる。

渦による軸力の考えは本論文において初めて述べたものであるが、このためには粘性による圧力降下が全部可変オリフィスの近くに集中するという考えはもはや成立しない。すなわち④、⑤空間にも粘性による圧力降下があるとしなければ渦理論は成立しない。

最後に、この研究は筆者がさきに東京工業大学精密工学研究所長 池辺 洋教授より賜わった御指導を基礎にして進めたものであり、同教授に対して深く謝意を表する。

文 献

- 1) S. Y. LEE : Steady-states Axial Force on Control Valve Piston, Trans. ASME, Aug. 1952, pp. 1005~1011.
- 2) J. A. STONE : Discharge Coefficients and Steady-state Flow Forces for Hydraulic Poppet Valves, Trans. ASME, March, 1960, pp. 144~154.
- 3) 石垣・濱 : 噴流に伴う渦と流れの場の計算法, 油圧技術, 第18巻, 第6号, pp. 96~101, (1979).
- 4) 石垣・濱 : 油圧案内弁の安定性に関する流体力学的研究, 信州大学工学部紀要, 第47号, 昭和54年, pp. 1~13.
- 5) 文献3), p. 98.
- 6) 石垣・濱 : ラジアル方向に間隙を持つ正重合油圧案内弁の自励振動, 油圧技術, 第18巻, 第11号, pp. 86~91, (1979).
- 7), 8) 文献4), p. 3, 式(6).
- 9) 文献6), pp. 89~90.