

油圧案内弁の安定性に関する流体力学的研究

石垣大連* 濱 邦彦**

(昭和54年10月31日受理)

Hydraulic Dynamic Investigation on the Stability of a Hydraulic Pilot Valve

Dairen ISHIGAKI and Kunihiko HAMA

It has been well known that a hydraulic pilot valve makes self-excited oscillation under some conditions of conduit connections or loads. Over and above this facts, it was discovered by the experiments that a hydraulic relief valve oscillates in some cases. Customarily the axial force has been calculated from the difference between the inlet and the outlet momentum about one control volume. This method hits when the shape of the valve has a special geometrical configuration. But it has a defect when the consisting force components of the axial force is not cleared.

In place of this macroscopic method the author devised a microscopic method of tracing the static pressure along a stream line that exists along the surface of the spool or the piston. Owing to this method the components of the axial force is clearly calculated and the axial force can be obtained about any shape of the spool or the piston. In this article, the fundamental formulas for this method are stated.

1 緒 言

油圧案内弁が配管および負荷の接続方法によって自励振動を行なうことは既によく知られた現象であるが^{1)~6)}、油圧リリーフ弁においても自励振動が発生することが実験の結果確認された。従来案内弁の場合には検査面に対して単位時間当たり正味持込まれる運動量を計算して軸力を求める方法が取られているが、これはそのスプールが特殊な形をしているので、検査面の両側面間の差圧がそのまま軸力となるために可能な方法である。

リリーフ弁の場合にはピストンの形状が案内弁のスプールの場合と異なり、検査面を設定する方法が不定であり、そのうえに検査面の両端面の圧力の差は直ちに軸力とはならないので運動量の計算に頼ることは困難である。また軸力がどのような部分から構成されているかも知ることができない。この方法を巨視的方法と名付けることにし、これに対して

* 機械工学教室 教授

** 機械工学教室 講師

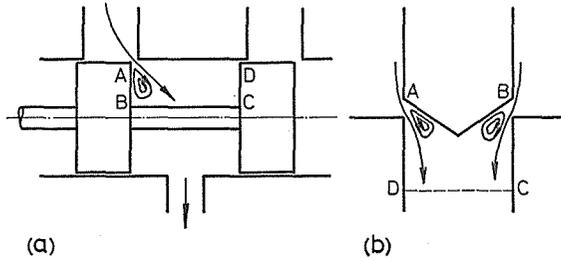


Fig.1 Assignment of control volume and generation of vortex. ABCD is the control volume.

- (a) Spool of a pilot valve
 (b) Piston of a relief valve

ピストンまたはスプールの全表面にわたる静圧を計算して、これから軸力を得る方法を微視的方法という。これによればピストンまたはスプールの形状のいかんにかかわらず軸力を得ることができ、そのうえ軸力を形成する力の各成分がわかるので大層便利である。

実際に流れはスプールのランドまたはピストンの端面において剝離を生じ Fig. 1 に

示すように渦を生ずる。この渦は完全な渦ではなく、また常に発生しては流れて行くものであるが、議論を進める上で一定の位置に定在するものと考えてこれを片輪渦と呼ぶ。

スプールまたはピストン表面の圧力分布はこの片輪渦に大きく支配される。微視的方法はナビエ・ストークスの定理を用いるのでピストンに作用する流体的力の詳細な成分を知ることができる。また流れは実際には乱流であるがこの定理を使用するためには層流を仮定し、流線の存在を認めなければならない。そのうえこの微視的方法を用いれば、巨視的方法では考慮に入れられなかった検査面が移動することによる軸力への影響をも計算することができる。

本論文においては、まず弁内の粘性流体の流れの基礎的事項を扱うこととし、つぎのことを前提とする。

- (1) 渦の部分を除いては流れは層流である。また油は非圧縮性流体である。
- (2) 油およびすべての系は重力の影響を受けない。
- (3) 油は常にピストンおよび渦の外輪に沿って流れ、運動中にもそこには流線が存在する。
- (4) 可変オリフィスの近くの粘性による圧力降下は他の部分のものに比較して非常に大きい。

本論文においてはつぎの記号が使用される。

- l : 基準点 0 から流線上の任意の点にいたるまで流線に沿って測った距離,
 p_l : l における静圧,
 p_0 : 供給圧力, 基準点 $l=0$ における静圧,
 p_a : 大気圧力,
 u_l : l における油の速度の大きさ,
 ρ : 油の密度,
 μ : 油の粘性係数,
 x : ピストンの変位 (上に正) またはスプールの変位 (右に正),
 r : ピストンまたはスプールの半径,

- F : ピストンまたはスプールに作用する流体的力,
 K : ばねの弾性係数,
 F_r : ピストンまたはスプールに作用する摩擦力,
 m_l : l における流線単位長あたりの粘性による圧力降下,
 N : 粘性による全圧力降下,
 W : ピストンまたはスプールの円周方向の長さ,
 q : 油の流量.

2 流路の中の過渡的圧力分布

Fig. 2 において⑤は基準空間であり油はここから大気空間④に向かって流れる. ここで1本の流線に関してはナビエ・ストークスの式が成立つ.

$$\frac{\partial u_l}{\partial t} + u_l \frac{\partial u_l}{\partial l} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_l}{\partial l} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 u_l, \quad (1)$$

ここで

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial l^2} + \frac{\partial^2}{\partial l'^2} + \frac{\partial^2}{\partial l''^2}. \quad (2)$$

l', l'' は互に垂直であり, とともに l における流線の接線に垂直なベクトルとする. ⑤空間および④空間は断面積が大きいので

$$u_a \doteq 0, \quad u_o \doteq 0, \quad (3)$$

となる. ここに u_a および u_o はそれぞれ④空間, ⑤空間の速度の大きさである.

式(1)を $l=0$ から $l=a$ まで, $l=0$ から l までおよび l から $l=a$ まで積分してそれぞれつぎの式を得る.

$$p_o - p_a = \rho \int_0^a \frac{\partial u_l}{\partial t} dl - \mu \int_0^a \nabla^2 u_l dl. \quad (4)$$

$$p_o - p_l = \rho \int_0^l \frac{\partial u_l}{\partial t} dl - \mu \int_0^l \nabla^2 u_l dl + \rho \frac{u_l^2}{2}. \quad (5)$$

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

$-\mu \int \nabla^2 u_l dl$ は粘性による圧力降下であり, 常に正の値をとり, 可変オリフィスの近くでは大きくその他の部分では無視することができる. これはオリフィスの開度 x と流量 q との関数である. したがって Fig. 2 において

$$-\mu \int_0^a \nabla^2 u_l dl = \int_0^a n_l(q \cdot x) dl = \int_c^b n_l(q \cdot x) dl = N(q \cdot x). \quad (7)$$

供給圧力 p_o を一定とし $p_o - p_a = K_1$ (ただし K_1 は正の定数.) とおけば式(4)から

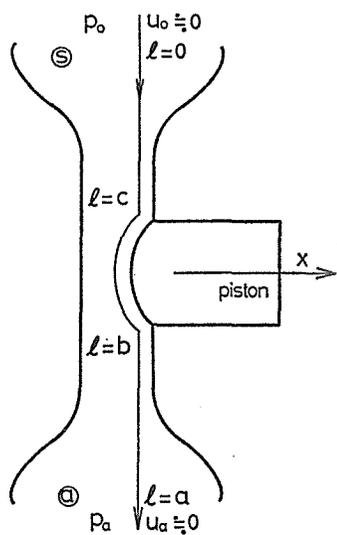


Fig. 2 A narrow channel with a variable orifice.

$$\rho \int_0^a \frac{\partial u_l}{\partial t} dl + N(q \cdot x) = K_1, \quad (8)$$

となる。定常状態の値は各記号に添字 s を付して示せば式(8)から

$$N_s(q_s \cdot x) = K_1. \quad (9)$$

過渡状態における流量の定常値からの偏差を Δq とすると $q = q_s + \Delta q$. また

$$N(q \cdot x) = N_s(q_s \cdot x) + \frac{\partial N_s}{\partial q_s} \Delta q. \quad (10)$$

式(8), (9)および式(10)から

$$\Delta q = - \frac{\rho \int_0^a \frac{\partial u_l}{\partial t} dl}{\frac{\partial N_s}{\partial q_s}}. \quad (11)$$

3 可変オリフィス表面の吸込排出の効果

過渡状態においては可変オリフィスの開度が增大するにつれて、ピストン表面の移動により油のない空間が生じ、この空間を満たすために油が流れるので流量は定常値から偏差を生ずる。一方開度が減少して行くときには流れの空間が減少するので余剰の流体を生じ、このときにも流量は定常値から偏差するが符号は前と逆である。

Fig. 3 (a)および(b)のように静止した油の中をオリフィスが運動する場合の流れを仮定しよう。定常流の中でオリフィスが運動する場合には上記の流れが重ね合わされるために Fig. 4 (a), (b)のような流れとなる。

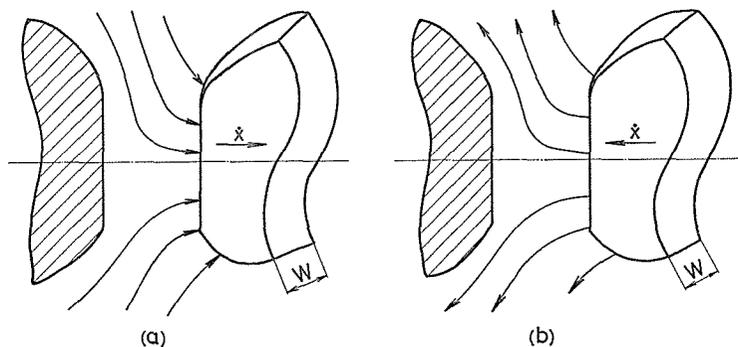


Fig. 3 A flow pattern that occurs when a piston moves in still standing oil.

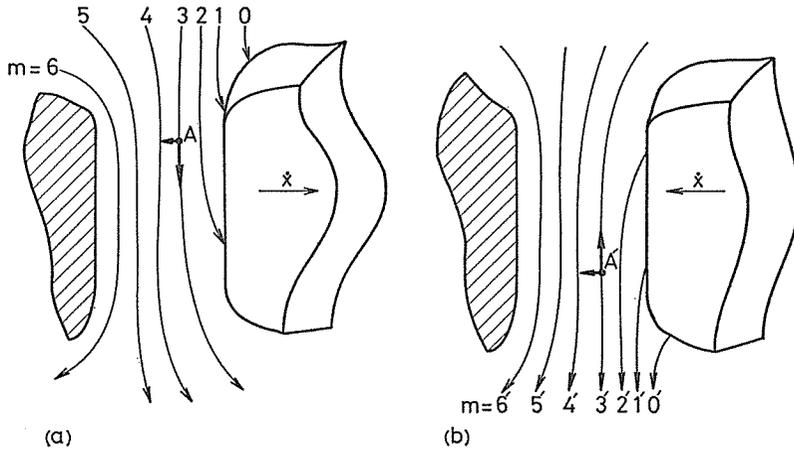


Fig. 4 A flow pattern that occurs when a piston moves in steadily flowing oil.

一般にオリフィスの断面積は Fig. 5 のように不均一であり, $l=1$ から $l=2$ までの表面の吸込排出効果は上半分の空間の流量のみに影響し, $l=3$ から $l=4$ までの分の効果は下半分の空間の流量のみに影響を与えるものとする。このとき流量および流速の定常値からの偏差は次式によって示される。

$1 < l < 2$ のとき

$$\Delta q_l' = \int_l^2 W \cos \theta \cdot dl \cdot \dot{x}. \quad (12)$$

$$\Delta u_l' = \frac{\partial u_l}{\partial q_l} \int_l^2 W \cos \theta \cdot dl \cdot \dot{x}. \quad (13)$$

$3 < l < 4$ のとき

$$\Delta q_l' = - \int_3^l W \cos \theta \cdot dl \cdot \dot{x}. \quad (14)$$

$$\Delta u_l' = - \frac{\partial u_l}{\partial q_l} \int_3^l W \cos \theta \cdot dl \cdot \dot{x}, \quad (15)$$

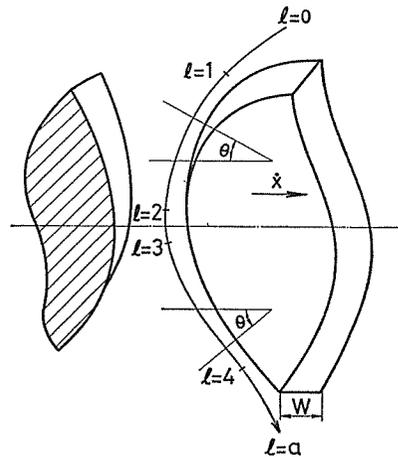


Fig. 5 A non-uniform cross-section of a variable orifice.

となる。ここに $\cos \theta$ は図に示す流線の方向余弦である。また $l=2 \sim 3$ の間の影響は短いので省略する。

つぎに粘性による圧力降下を考える。Fig. 4 の流線 $m=3$ および $m=3'$ において対応する点 A および A' について $\nabla^2 u$ を考える。図から両者の流線の分布は完全に上下

反転した鏡像であり、流れの方向が逆になっている。ところで

$$\nabla^2 u_l = \frac{\partial^2 u_l}{\partial l^2} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial l'^2} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial l''^2}, \quad (16)$$

である。Fig. 4 (b)でつぎの関係が成立する。

$$\frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial l^2} = \frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial (-l)^2}, \quad \frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial l'^2} = \frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial (-l')^2}, \quad \frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial l''^2} = \frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial (-l'')^2}. \quad (17)$$

したがって Fig. 4 (a), (b)についてつぎの関係を得る。

$$\frac{\partial^2 u_A}{\partial l^2} = \frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial l^2}, \quad \frac{\partial^2 u_A}{\partial l'^2} = \frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial l'^2}, \quad \frac{\partial^2 u_A}{\partial l''^2} = \frac{\partial^2 u_{A'}}{\partial l''^2}. \quad (18)$$

よって両図の流線 $m=3$ および $3'$ において相対応する各点で式(16)が相等しいと結論される。したがって $\int_b^c \nabla^2 u_l dl$ は過渡状態においてはオリフィスの運動方向のいかんにかかわらず、定常時の値からオリフィス壁面速度の絶対値 $|\dot{x}|$ に関する量だけの偏差を生ずる。本論文においては偏差の小さい場合のみを取扱い、また自励振動に関するのは \dot{x} に関する量であるから、ここに述べた圧力降下の定常値からの偏差は自励振動には直接関与しない。よって粘性による全圧力降下 N は単にピストンの変位 x と流量 q との関係として取扱う。

4 過渡状態における可変オリフィスの流動抵抗

Fig. 6 に示すように可変オリフィスの一方の壁が開いて行くときには、その面の吸込によって生ずる空虚な空間を流れて埋めなければならない。しかるにこの油は x 方向には速度成分を持っているが流れの方向には速度を持っていない。よってこれを加速するために流動抵抗が生じ流量はこの分だけ減少する。また可変オリフィスが閉じて行く場合には流速を持った油が壁面によって排除されるのでこれを減速しなければならない。この

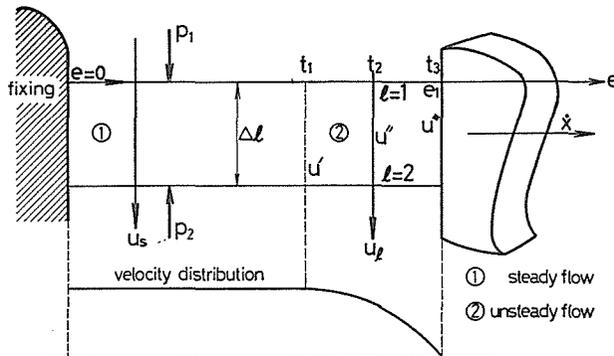


Fig. 6 Velocity distribution in a variable orifice in a transient state.

とき流動抵抗は負の値をとり、流量はこの分だけ定常状態に比較して増大する。

以上述べた偏差を定量的に計算するために Fig. 5 の流路を Fig. 6 に示すように薄い層に分割して考える。図における②の部分新たに開いた部分とすれば流れはここで非定常流であり①では定常流である。

②の領域の中で可変オリフィスの表面の近くに 1 本の流線を考えナビエ・ストークスの定理を適用すると

$$\frac{\partial p_l}{\partial l} = - \left\{ \rho \frac{\partial u_l}{\partial t} + \rho u_l \frac{\partial u_l}{\partial l} + n_l(u_l) \right\}. \quad (19)$$

層の上側および下側について静圧および速度をそれぞれ p_1, u_1 および p_2, u_2 とする。ここで簡単のために $u_1 \doteq u_2$ とし、また $(p_1 - p_2)$ は定常状態と同じであるとすればつぎの関係が得られる。

$$\rho \frac{\partial u_l}{\partial t} + n_l(u_l) = - \left(\frac{\partial p_l}{\partial l} \right)_s, \quad (20)$$

ここに添字 s は定常状態をあらわす。 $\left(\frac{\partial p_l}{\partial l} \right)_s$ は負であるから

$$u_l = \frac{1}{\rho} \int_0^t \left\{ \left(\frac{\partial p_l}{\partial l} \right)_s - n_l(u_l) \right\} dt. \quad (21)$$

式(21)はつぎのことを示している。

移動壁のすぐ側の流速 u_l は $t=0$ において 0 であるが時間の経過とともに Fig. 7 のように増大して定常流量に達する。また層の中の各点の速度 u', u'', u''' はそれぞれ時間の遅れをもって次々と増大していく。このようにして定常状態からの流速の偏差を Δu 等であらわすとつぎのようになる。

$$n_l(u_l) = n_{ls}(u_{ls}) + \left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s \cdot \Delta u_l. \quad (22)$$

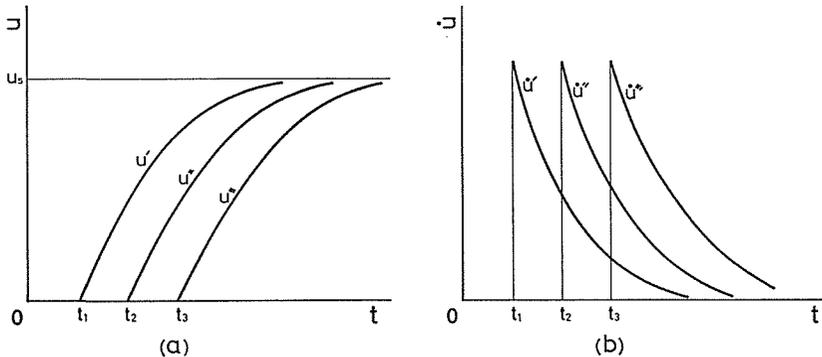


Fig. 7 An aspect of oil acceleration in the transient district.

これらは②を通る各流線に関して成立するものである。

一方、式(22)を式(20)に代入し、次式(23)のように考えれば式(24)の結果を得る。

$$n_{1s}(u_{1s}) \doteq - \left(\frac{\partial p_l}{\partial l} \right)_s \quad (23)$$

$$\therefore \Delta u_l = - \frac{\rho \frac{\partial u_l}{\partial t}}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} \quad (24)$$

オリフィス壁の始動点を Fig. 6 に示すように $e=0$ として e を移動方向に測った長さとするれば、定常状態からの流量の偏差はつぎのようになる。

$$\Delta q = \int_0^e \Delta u_l W de = - \rho W \int_0^e \frac{\frac{\partial u_l}{\partial t}}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} de = - \rho W \int_0^t \frac{\frac{\partial u_l}{\partial t}}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} \cdot \frac{de}{dt} dt. \quad (25)$$

ここではあまり急でない過渡現象を取扱っているので \dot{x} および \ddot{x} はその絶対値が小さく、流動抵抗や吸込排出効果は①の部分の流れの状態には影響を与えないものとする。また層の上下の圧力差は均一であり、式(25)で $0 \sim t$ では壁面速度 \dot{x} および $\frac{\partial n_l}{\partial u_l}$ は一定であり、 $\dot{e} = \dot{x}$ としてつぎの関係を得る。

$$\Delta q = - \frac{\rho W \dot{e} \int_0^t \frac{\partial u_l}{\partial t} dt}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} = - \frac{\rho W \dot{x} u_l}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} \quad (26)$$

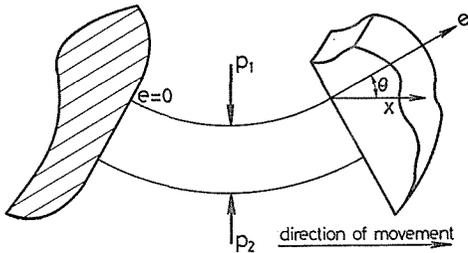


Fig. 8 The aspect of flow when a slant wall of an orifice moves.

断面が Fig. 8 のようになっているときには \dot{x} の代りに $\dot{x} \cos \theta$ が入る。

ここまでは1枚の薄い層について流量の偏差を取扱ったが、オリフィス全体としての流量偏差について考える。

式(26)に示す流量偏差を補ってオリフィスの同一開度に対して定常状態と同じ流量を得るためには、流線に沿う圧力勾配はつぎの量だけ変らなければならない。 $p' = \frac{\partial p_l}{\partial l}$ として

$$\Delta p' = \frac{\partial p'}{\partial q} (-\Delta q) = \frac{\partial p'}{\partial q} \cdot \frac{\rho W u_l \cos \theta}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} \dot{x}. \quad (27)$$

上式(27)を流線に沿って $l=0$ から $l=a$ まで積分すれば、定常状態の流量と同じ流量を、過渡状態でも得るために、必要な供給圧力の変化量を得ることができる。この供給圧力の変化量を Δp_o とすれば

$$\Delta p_o = \int_0^a \frac{\partial p'}{\partial l} dl = \rho \dot{x} \int_0^a W u_l \cos \theta \frac{\left(\frac{\partial p'}{\partial q} \right)_s}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} dl. \quad (28)$$

しかるに供給圧力は一定であると考えているから過渡状態では、流量はつぎの量だけ定常状態の値から偏差を生ずる。この量を吸込排出効果のものと区別するために ΔQ とすると

$$\Delta Q = \frac{\partial q}{\partial p_o} (-\Delta p_o) = -\frac{\partial q}{\partial p_o} \rho \dot{x} \int_0^a W u_l \cos \theta \frac{\left(\frac{\partial p'}{\partial q} \right)_s}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} dl. \quad (29)$$

以上、オリフィスの開度が増大する場合を論じたが開度が減少する場合にも式(29)は成立する。 ΔQ は \dot{x} と符号は反対であり、同じ供給圧力で定常状態と非定常状態とでこのように流量に差異を生ずる原因を可変オリフィスの流動抵抗という。

オリフィス両側の距離を d とし、 $q = u_l \cdot W \cdot d$ とおけば式(29)はつぎのようになる。 q は場所によって変らないから

$$\Delta Q = -\frac{\partial q}{\partial p_o} \rho \dot{x} q \int_0^a \frac{W \cos \theta}{(W \cdot d)^2} \cdot \frac{\left(\frac{\partial p'}{\partial u_l} \right)_s}{\left(\frac{\partial n_l}{\partial u_l} \right)_s} dl. \quad (30)$$

ここでは流線は直線と仮定して計算した。しかし実際には流線はおのおのの曲率をもつので厳密に言えばその影響をも考慮に入れなければならない。

式(30)を別な表現にし流動抵抗による圧力降下はつぎのように書くこともできる。

$$\Delta p = \frac{\partial p_o}{\partial q} \Delta Q = -\rho q \dot{x} \int_0^a \frac{\cos \theta}{W d^2} \left(\frac{\partial p'}{\partial n_l} \right)_s dl. \quad (31)$$

5 流線の変化の圧力分布に及ぼす影響

過渡状態において流線が延びて行く場合を考える。Fig. 9 に示すように新たに延長された部分では図(a)で $2 \sim 2'$ の区間、図(b)で $1 \sim 1'$ の区間に流線を作るために加速が行なわれる。同様に流線が短縮される場合には余剰の流線を消去するために減速が行なわれる。いま図(a)の $2 \sim 2'$ の区間の流管に関して Fig. 10 に示すように時間的に延長の過程を細分して考える。 $l=2'$ は時間とともに変化し x の関数であるが、このときにも流体の連続性と運動方程式とからつぎの関係を得る。

$$p_{2'} - p_2 = -\rho \int_2^{2'} \frac{\partial u_l}{\partial t} dl - \int_2^{2'} n_l (q \cdot x) dl - \frac{\rho}{2} (u_{2'}^2 - u_2^2). \quad (32)$$

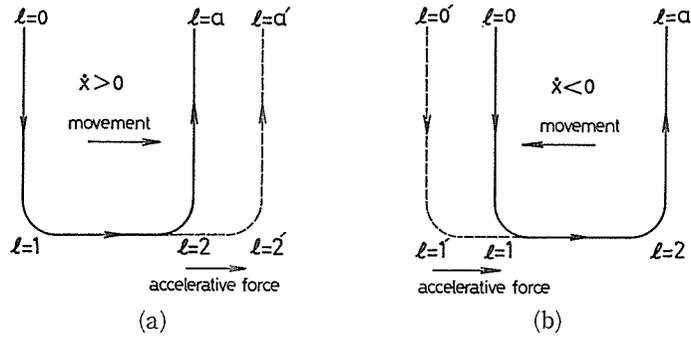


Fig. 9 The extension of a stream line.

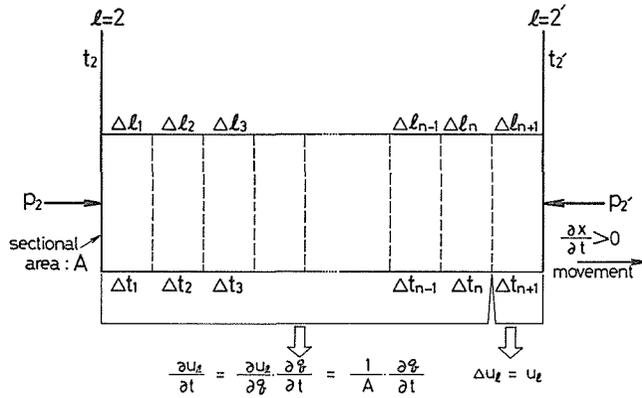


Fig. 10 The transient pressure difference at the both ends of a stream tube.

油は図に示すように Δt_n の間に Δl_n だけ延長される。したがって時間間隔 Δt_{n+1} の間に $(\Delta l \cdot A)$ の体積の油が \dot{x} から $u_{(n+1)s}$ まで加速される。ここに A は流管の断面積である。Fig. 10 に示すように $\Delta l_1 \sim \Delta l_n$ までの油は2節に述べたオリフィスの開度に応ずる速度変化を行ない、最後の区間 Δl_{n+1} は上記の変化を行なうものである。

この加速に基づく p_2 と p_2' との圧力差を Δp_2 としてつぎの関係を得る。

$$-\rho \int_2^{2'} \frac{\partial u_1}{\partial t} dl = -\rho \int_2^{2'} \frac{\partial u_1}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial t} dl$$

$$-\rho \int_{\Delta l_{n+1}}^{2'} \frac{\partial u_1}{\partial t} dl = -\rho \int_2^{2'} \frac{\partial u_1}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial t} dl + \Delta p_2. \quad (33)$$

ここに Δl_{n+1} は目下形成中の流管部分である。 $\dot{x} > 0$ の場合を考え \dot{x} は小さく、 Δt_{n+1} の間は \dot{x} が一定であると考えると

$$\begin{aligned} \Delta p_2 &= -\rho \int_{\Delta l_{n+1}} \frac{\partial u_1}{\partial t} dl = -\rho \int_{\Delta l_{n+1}} \frac{\partial u_1}{\partial t} \cdot \frac{\partial l}{\partial t} dt \\ &= -\rho \dot{x} \int_{\Delta l_{n+1}} \frac{\partial u_1}{\partial t} dt = -\rho \dot{x} (u_2' - \dot{x}) \doteq -\rho \dot{x} u_2' \end{aligned} \quad (34)$$

したがって流線が伸びて行く場合には、静圧 p_2' は $\dot{x} = 0$ の場合に比較して上記 Δp_2 だけの偏差を生ずる。よってつぎの関係を得る。

$$\begin{aligned} p_2' &= p_2 - \rho \int_2^{2'} \frac{\partial u_1}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial t} dl - \int_2^{2'} n_l(q \cdot x) dl \\ &\quad - \frac{\rho}{2} (u_2'^2 - u_2^2) - \rho u_2' \dot{x} \quad (\dot{x} > 0). \end{aligned} \quad (35)$$

同様に $\dot{x} < 0$ の場合には Fig. 9(b)より

$$\begin{aligned} p_1' &= p_1 + \rho \int_1^{1'} \frac{\partial u_1}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial t} dl + \int_1^{1'} n_l(q \cdot x) dl \\ &\quad - \frac{\rho}{2} (u_1'^2 - u_1^2) - \rho u_1' \dot{x} \quad (\dot{x} < 0). \end{aligned} \quad (36)$$

Fig. 11 は流線の短縮の状況を示す。この場合には減速が行なわれる。Fig. 9 および Fig. 11 に示すように加速力と減速力とで力の方向は逆であるが、 \dot{x} の符号も逆になるので式(35)および式(36)の関係は相変わらず成立する。

供給圧力を一定と考えるとつぎの関係がある。ただし K_2 は正の定数とする。

$$p_o - p_a = \rho \int_0^a \frac{\partial u_1}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial t} dl \pm \rho u_i \dot{x} + N(q \cdot x) = K_2. \quad (37)$$

ここで i は流線の延長または短縮の生ずる位置を示し、複号は延長の場合に正、短縮の場合に負とする。

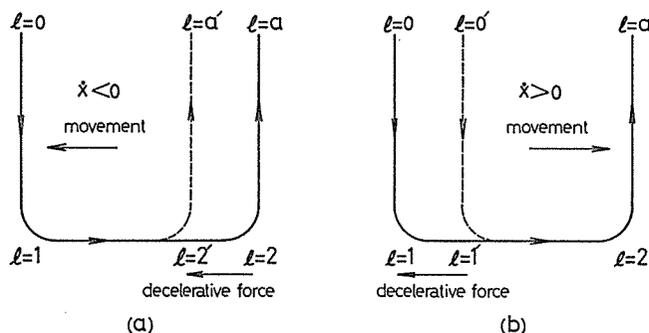


Fig. 11 The shortening of a stream line.

Fig. 9 または Fig. 11 において流線の平行移動する部分について考える. このときには流体には単位体積当たり $-\rho\dot{x}$ なる慣性力が作用するために圧力分布に偏差を生ずる. しかし本論文では $|\dot{x}|$ および $|\ddot{x}|$ の小さい場合を取扱い, また自励振動に直接に影響のあるのは \dot{x} に関する圧力偏差であるから, 平行移動の部分の影響は無視する.

6 過渡状態における圧力・流量偏差の総合

いままで述べてきたことにより定常状態からの流量偏差の原因となるものはつぎの通りである.

(1) ピストン表面の吸込および排出によるもの

この流量偏差は供給圧力には関係せずに, 流路を形成する側壁の幾何学的形状とピストンの移動速度とによってきまる量であり, 文中では $\Delta q'$ としてある.

(2) 可変オリフィスの流動抵抗によるもの

これは供給圧力・流量・幾何学的形状およびピストンの移動速度とによって定まる量であり, 文中では ΔQ をもって示してある.

(3) 流線の変形および流速の変化に起因する慣性力によるもの

式(37)の右辺は $N_s(q_s, x)$ に等しい. よって式(37)と式(10)から過渡状態における流量の定常値からの偏差 Δq は

$$\Delta q = -\rho\dot{x} \frac{\pm u_i + \int_0^a \frac{\partial u_i}{\partial q} \cdot \frac{\partial q}{\partial x} dl}{\frac{\partial N_s}{\partial q_s}}, \quad (38)$$

となる. ここで上式は $\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t}$ を使用し, 複号および i の用法は前節と同じである.

実際の圧力分布の計算にあたっては Fig. 6 ①の定常流の領域で計算を行ない, ②の非定常領域は除外する. また流量の各偏差は少量であると考え, 各原因間の相互干渉は無視する. 式(37)は流線の伸縮と流速の時間的変化による加速および粘性摩擦とによって, 全供給圧力が消費されるものと考えている. もし負荷等によって更に圧力の消費が行なわれるならば, そのための流量偏差をも附加してやらなければならない.

式中 $\left(\frac{\partial u_i}{\partial u_i}\right)$, $\left(\frac{\partial q}{\partial p_0}\right)$, $\left(\frac{\partial p'}{\partial q}\right)$, $\left(\frac{\partial p'}{\partial u_i}\right)$, $\left(\frac{\partial p'}{\partial n_i}\right)$, $\left(\frac{\partial u_i}{\partial q}\right)$, $\left(\frac{\partial q}{\partial x}\right)$ 等の量が多く用いられている. これらは場所すなわち l により, 供給圧力 p_0 により, 可変オリフィスの開度によってその値を変化させる量である. したがって本方式により計算を行なう場合には p_0 および x を与えて, この状態を中心とした僅かな変動に関して計算を行なうものとしなければならない. このときには上記諸量はすでに定数化し, l すなわち場所による変化だけが残るものとなる. したがってこれらの量は定常値に対して求めなければならない.

7 結 論

本論文においては油圧弁の自励振動を解明するために必要な基礎関係式について説明した。ナビエ・ストークスの定理をはじめ諸種の法則を使用して考察した結果、非定常状態においてはピストン表面の吸込排出効果、可変オリフィスの流動抵抗および流線の変形と流体の加速のための慣性力効果によって、流量が定常値から偏差することが分った。

また流線上の静圧 ka は単に粘性による圧力降下だけでなく、流体の慣性効果によって過渡状態において特有の圧力偏差を生じ、この量はスプールまたはピストンの移動速度に依存するものであることが分った。

式(5)および式(6)から分るように流体の慣性による静圧の偏差は、供給圧側 ($l=0.$) から圧力を計算する場合と大気圧側 ($l=a.$) から計算していく場合とで極性が逆になることが分った。これは続報⁷⁾で述べるスプールまたはピストンの振動に対して、励振的に働く場合と制動的に働く場合との差となって現れてくる。

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) Y. ISHIGAKI : Self-excited Oscillation of a Hydraulic Control Valve without Load, Journal of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Dec. 1961, Vol. 9, pp. 389~400.
- 4) Y. ISHIGAKI : Self-excited Oscillation of a Hydraulic Control Valve with Load, Journal of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aug. 1962, Vol. 10, pp. 244~253.
- 5) Y. ISHIGAKI : Self-excited Oscillation of a Hydraulic Control Valve (follow-up type) with Feed-Back Loop, Journal of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Jul. 1962, Vol. 10, pp. 209~220.
- 6) Y. ISHIGAKI : Hydrodynamic Analysis on the Self-excited Oscillation of Hydraulic Valves (1), The fifth International Symposium on the Space Technology and Science, Sept. 1963, p. 204.
- 7) 石垣・濱 : 無重合形油圧案内弁の自励振動に関する研究, 信州大学工学部紀要, 第47号, 昭和54年, pp.15~30.