流体制振構造における漏れ抑制効果*

近藤 博文^{*1}, 山本 節雄^{*1}, 佐々木 恒夫^{*1}
桜井 彰雄^{*2}, 増子 芳夫^{*2}

Suppressing Leakage Effect for Fluid Coupled Restraint

Hiroyuki KONDO, Setsuo YAMAMOTO, Yukio SASAKI,
Akio SAKURAI, and Yoshio MASUKO

A device using seal rings was designed to suppress leakage from both ends of a fluid coupled restraint with an annular region in this study. Then an analysis was performed to evaluate vibration characteristics of the restraint, such as added mass and added damping. As a result, it was proved that added mass increases as the gap thickness formed by the seal rings becomes smaller, and that added damping becomes maximum at the optimum gap thickness. Also, the validity of the analytical method was verified, comparing the analytical results with experimental results.

Key Words: Vibration, Added Mass, Added Damping, Restraint, Annular Region, Leakage, Fluid-Structure Interaction

1. ま え が き

流体中の円筒構造物の一部を狭い流体ギャップを介して円筒壁(制振円筒)で覆うと、ギャップ内に生じる流体の圧力により一種の制振効果が期待できる。このような構造(以下、流体制振構造と呼ぶ)は、熱膨張による相対変位を許容できることから、特に高温流体中の構造物の耐震構造として有効と考えられる。

流体制振構造を実際に適用する場合には、ギャップ内の流体による付加質量および付加減衰効果を定量的に把握する必要がある。Fritz⁽¹⁾、Chenら⁽²⁾は流体円環ギャップを有する二重円筒における付加質量および付加減衰効果について解析的な評価を行っている。またMulcahy⁽³⁾は外筒の軸長が有限な場合について解析している。

Mulcahyの解析によれば、軸長が有限であると両端からの流体の漏れにより、単位軸長あたりの付加質量および付加減衰が減少することが示されている。著

者ら⁽⁴⁾は以前に、内筒と外筒とを(短軸の制振円筒による)流体ギャップを介して結合した弾性二重円筒に関し振動実験を行い、内外筒間の相対的な振動の抑制効果を調べるとともに、制振円筒の一端に流体の漏れ抑制部材を設けることによって制振効果が増すことを確認した。

本研究では、制振円筒両端からの漏れを抑制するために「シールリング」による漏れ抑制構造を提案し、付加質量および付加減衰効果について解析的な評価を行うことによりその有効性を調べた。また、模型実験を行い本解析の妥当性を検討した。

2. シールリングによる漏れ抑制構造

シールリングを用いた本流体制振構造は、図1および図2に示すように、ピストン-シリンダ系と類似した構造になっている。本構造によれば、内筒と制振円筒との軸方向の相対変位は拘束されず、半径方向の熱膨張相対変位は図2に示した流体ギャップ領域1、4および6により許容される。また、制振円筒端部からの流体の漏れは、シールリングの内面、下面および上面に沿ったより狭い流体ギャップ領域2、3および5により抑制される。なお、ここでは円環ギャップ1、4および6に対して、ギャップ2、3および5を「シール

* 昭和63年3月31日 第65期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和62年7月20日。

^{*1} 正員、(株)東芝総合研究所(〒144 川崎市川崎区浮島町4-1)。

^{*2} (財)電力中央研究所我孫子研究所(〒270-11 我孫子市我孫子1646)。

すきま」と呼んで区別することにする。

3. 解析

3.1 解析モデル 以下に、制振円筒を固定して内筒を軸に直角な方向に振動させたときの付加質量および付加減衰効果について解析するが、問題を単純化するために次のように仮定する。

- (1) 内筒、制振円筒およびシールリングはすべて剛である。
- (2) 内筒と制振円筒とは同軸で、内筒は軸に直角な方向に微小正弦振動する。
- (3) シールリングは内筒と一定のすきまを保って内筒とともに振動する。
- (4) すべての流体ギャップは内筒の半径に比較して十分狭い。
- (5) 流体は非圧縮性の粘性流体であり非線形性は無視できる。
- (6) x - y 面に関して上下対称である (図2参照)。

3.2 付加質量および付加減衰効果 対称性を考慮して、図2に示した上半分に注目する。 H は内筒の変位が零のときの一定ギャップ厚さを示し、その添字1~6はそれぞれ対応する流体ギャップ領域を示すものとする。また、 R_a は内筒半径、 R_b はシールリング外半径、 l および L は図のような軸方向長さをそれぞれ示すものとする。

仮定より、流体ギャップ領域1に関する Navier-

図1 シールリングを用いた流体制振構造

図2 解析モデル

Stokes の方程式は、流体ギャップの厚さ方向の圧力変化を無視することにより次式のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_1}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_1}{R_a \partial \theta} + \nu \frac{\partial^2 v_1}{\partial \xi^2} \\ \frac{\partial w_1}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_1}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 w_1}{\partial \xi^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

また、連続の条件により次式が成り立つ。

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + \frac{\partial}{R_a \partial \theta} (h_1 \bar{v}_1) + \frac{\partial}{\partial z} (h_1 \bar{w}_1) = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 (u, v, w) はそれぞれ (r, θ, z) 方向の流速、 p は流体動圧力、 ρ は流体密度、 ν は動粘性係数、 ξ はギャップの厚さ方向にとった座標、 h は時間に依存するギャップ厚さ、 $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ はギャップの厚さ方向に平均したそれぞれ (r, θ, z) 方向の平均流速、 t は時間を表している。

ここで、内筒が x 方向の変位振幅 X 、円振動数 ω で正弦振動するものと仮定して、内筒の変位 x_s を

$$x_s = X \cdot \exp(i\omega t) \dots\dots\dots (3)$$

とおき、また、 v_1, w_1 を

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= V_1(\xi, \theta, z) \cdot \exp(i\omega t) \\ w_1 &= W_1(\xi, \theta, z) \cdot \exp(i\omega t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

とおく。ただし i は虚数単位である。式(4)を式(1)に代入して壁面における流速 (≈ 0) を考慮すると、 v_1 および w_1 は、笠井ら⁽⁵⁾ が液体中の角柱群の振動解析で導いたのと類似した次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \frac{1}{i\omega\rho} \cdot \frac{\partial p_1}{R_a \partial \theta} \cdot A(\xi) \\ w_1 &= \frac{1}{i\omega\rho} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial z} \cdot A(\xi) \\ A(\xi) &= \frac{\sinh \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} (H_1 - \xi) + \sinh \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} \xi - \sinh \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} H_1}{\sinh \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} H_1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

これより平均流速 $\bar{v}_1, \bar{w}_1$ は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_1 &= \frac{1}{H_1} \int_0^{H_1} v_1 d\xi = -\frac{1}{i\omega} \cdot \frac{1}{\rho \Gamma_1} \cdot \frac{\partial p_1}{R_a \partial \theta} \\ \bar{w}_1 &= \frac{1}{H_1} \int_0^{H_1} w_1 d\xi = -\frac{1}{i\omega} \cdot \frac{1}{\rho \Gamma_1} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial z} \\ \Gamma_1 &= \frac{\lambda_1 \sinh \lambda_1}{2 - 2 \cosh \lambda_1 + \lambda_1 \sinh \lambda_1} \\ \lambda_1 &= (1+i) \cdot \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \cdot H_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

式(2)に式(6)および次式

$$h_1 = H_1 - X \cdot \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \dots\dots\dots (7)$$

を代入すると p_1 に関する次の微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 p_1}{R_a^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} = \frac{\rho X \omega^2 \Gamma_1}{H_1} \cdot \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \dots\dots\dots (8)$$

上式の解は次式のように表される。

$$p_1 = \frac{\rho X \omega^2 R_a^2}{H_1} \cdot \Gamma_1 \left\{ \alpha_1 \exp\left(\frac{z}{R_a}\right) + \beta_1 \exp\left(-\frac{z}{R_a}\right) - 1 \right\} \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \quad \cdots \cdots (9)$$

ここに、 α_1, β_1 は境界条件によって決まる定数である。式(6)に式(9)を代入すると、境界に直交する平均流速 $\bar{w}_1$ は次のように表される。

$$\bar{w}_1 = \frac{i\omega X R_a}{H_1} \cdot \left\{ \alpha_1 \exp\left(\frac{z}{R_a}\right) - \beta_1 \exp\left(-\frac{z}{R_a}\right) \right\} \times \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \quad \cdots \cdots (10)$$

同様な方法により流体ギャップ領域 2～6 における圧力および境界に直交する平均流速が得られる。圧力 $p_2 \sim p_6$ の結果を以下に示す。

$$p_2 = \frac{\rho X \omega^2 R_a^2}{H_2} \cdot \Gamma_2 \left\{ \alpha_2 \exp\left(\frac{z}{R_a}\right) + \beta_2 \exp\left(-\frac{z}{R_a}\right) \right\} \times \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \quad \cdots \cdots (11)$$

$$p_3 = \frac{\rho X \omega^2 R_a^2}{H_3} \cdot \Gamma_3 \left\{ \alpha_3 \left(\frac{r}{R_a}\right) + \beta_3 \left(\frac{R_a}{r}\right) \right\} \times \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \quad \cdots \cdots (12)$$

$$p_4 = \frac{\rho X \omega^2 R_b^2}{H_4} \cdot \Gamma_4 \left\{ \alpha_4 \exp\left(\frac{z}{R_b}\right) + \beta_4 \exp\left(-\frac{z}{R_b}\right) - 1 \right\} \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \quad \cdots \cdots (13)$$

$$p_5 = \frac{\rho X \omega^2 R_b^2}{H_5} \cdot \Gamma_5 \left\{ \alpha_5 \left(\frac{r}{R_b}\right) + \beta_5 \left(\frac{R_b}{r}\right) \right\} \times \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \quad \cdots \cdots (14)$$

$$p_6 = \frac{\rho X \omega^2 R_a^2}{H_6} \cdot \Gamma_6 \left\{ \alpha_6 \exp\left(\frac{z}{R_a}\right) + \beta_6 \exp\left(-\frac{z}{R_a}\right) - 1 \right\} \cos \theta \cdot \exp(i\omega t) \quad \cdots \cdots (15)$$

境界条件式としては以下のような式を用いる。幾何学的対称性から、 $z=0$ において

$$\bar{w}_1(\theta, z=0, t) = 0 \quad \cdots \cdots (16)$$

制振円筒端部 ($z=L_c$) において広い流体領域に通じていることから

$$p_6(\theta, z=L_c, t) = 0 \quad \cdots \cdots (17)$$

また、各流体ギャップ領域間の境界において、圧力が連続であること、流入量と流出量が等しいことから、例えば、流体ギャップ領域 1 の上端 ($z=l_a$) では、

$$\left. \begin{aligned} p_1(\theta, z=l_a, t) &= p_2(\theta, z=l_a, t) \\ p_1(\theta, z=l_a, t) &= p_3(r=R_a+H_1, \theta, t) \\ H_1 \cdot \bar{w}_1(\theta, z=l_a, t) &= H_2 \cdot \bar{w}_2(\theta, z=l_a, t) \\ &+ H_3 \cdot \bar{w}_3(r=R_a+H_1, \theta, t) \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (18)$$

となる。これより、 $\alpha_1 \sim \alpha_6, \beta_1 \sim \beta_6$ に関する十二元連立一次方程式が導かれ、 $\alpha_1 \sim \alpha_6, \beta_1 \sim \beta_6$ の値が決定される。

内筒に作用する流体力 F は、圧力 p_1, p_4 および p_6

を内筒壁面に沿って積分することにより求められる。

$$\begin{aligned} F &= -2 \cdot \int_0^{2\pi} \left[\int_0^{l_a} p_1 R_a dz + \int_{l_a}^{L_c} p_4 R_b dz + \int_{L_c}^{L_b} p_6 R_a dz \right] \cos \theta d\theta \\ &= -m_v \operatorname{Re}[c] \cdot \ddot{x}_s - m_v \omega \operatorname{Im}[-c] \cdot \dot{x}_s \quad \cdots \cdots (19) \end{aligned}$$

ただし、 m_v は軸方向の流れがない場合の付加質量で次式で表される。

$$m_v = 2 \cdot \left(\frac{\rho \pi R_a^3 l_a}{H_1} + \frac{\rho \pi R_b^3 l_b}{H_4} + \frac{\rho \pi R_a^3 l_c}{H_6} \right) \quad \cdots \cdots (20)$$

また、 $\operatorname{Re}[\]$ 、 $\operatorname{Im}[\]$ はそれぞれ実部、虚部を表し、 c は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} c &= \frac{\Gamma_1 \gamma_1 \delta_1 + \Gamma_4 \gamma_4 \delta_4 + \Gamma_6 \gamma_6 \delta_6}{\delta_1 + \delta_4 + \delta_6} \\ \gamma_1 &= 1 - \alpha_1 R_a \{ \exp(l_a/R_a) - 1 \} / l_a \\ &\quad + \beta_1 R_a \{ \exp(-l_a/R_a) - 1 \} / l_a \\ \gamma_4 &= 1 - \alpha_4 R_b \{ \exp(L_b/R_b) - \exp(l_a/R_b) \} / l_b \\ &\quad + \beta_4 R_b \{ \exp(-L_b/R_b) - \exp(-l_a/R_b) \} / l_b \\ \gamma_6 &= 1 - \alpha_6 R_a \{ \exp(L_c/R_a) - \exp(L_b/R_a) \} / l_c \\ &\quad + \beta_6 R_a \{ \exp(-L_c/R_a) - \exp(-L_b/R_a) \} / l_c \\ \delta_1 &= R_a^3 l_a / H_1, \quad \delta_4 = R_b^3 l_b / H_4 \\ \delta_6 &= R_a^3 l_c / H_6 \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (21)$$

式(19)の第 1 項は内筒の加速度に比例した流体抗力、第 2 項は速度に比例した流体抗力である。ここで、

$$\left. \begin{aligned} m^* &= m_v \cdot \operatorname{Re}[c] \\ c^* &= m_v \omega \cdot \operatorname{Im}[-c] \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (22)$$

とおくと、 m^*, c^* はそれぞれ付加質量、付加減衰係数を表す。これらのパラメータを評価することにより、流体制振効果を定量的に把握することができると考えられる。

ここで、流体の運動特性について簡単な考察を付け加えておく。式(6)、(9)より流体の速度 $\bar{v}_1, \bar{w}_1$ と内筒の速度 $\dot{x}_s$ との関係が次式のように導かれる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_1 &= \dot{x}_s \cdot \frac{R_a}{H_1} \left\{ 1 - \alpha_1 \exp\left(\frac{z}{R_a}\right) - \beta_1 \exp\left(-\frac{z}{R_a}\right) \right\} \sin \theta \\ \bar{w}_1 &= \dot{x}_s \cdot \frac{R_a}{H_1} \left\{ \alpha_1 \exp\left(\frac{z}{R_a}\right) - \beta_1 \exp\left(-\frac{z}{R_a}\right) \right\} \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (23)$$

α_1, β_1 は一般に複素数となるから、 $\bar{v}_1, \bar{w}_1$ には $\dot{x}_s$ とそれぞれ異なる位相差が生じる。このことは、内筒が定常的に正弦振動する場合、流体中の一点に注目するとその点が円運動することを示している。なお、シールリングがなく流体ギャップが単純な円筒状の場合

(ギャップ厚さ H , 制振円筒の軸長 $2L$, 内筒半径 R)
 においては

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \dot{x}_s \cdot \frac{R}{H} \left\{ 1 - \frac{\cosh(z/R)}{\cosh(L/R)} \right\} \sin \theta \\ \bar{w} &= \dot{x}_s \cdot \frac{R}{H} \cdot \frac{\sinh(z/R)}{\cosh(L/R)} \cos \theta \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (24)$$

となり、内筒速度 $\dot{x}_s$ との位相差はなく、流体中の注目する一点は直線運動することがわかる。

3.3 解析結果 図3, 4および図5に次の条件に基づく計算結果を示す。

$$\left. \begin{aligned} l_a/R_a &= 0.5, l_b/R_a = 0.15, l_c/R_a = 0.05 \\ H_2/H_1 &= 0.005, (R_b - R_a - H_1)/H_1 = 4.0 \\ H_3/H_1 &= H_5/H_1 = 0.0 \sim 0.4 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

ここでは、シールすきまの厚さが付加質量、付加減衰等に及ぼす基本的影響を調べるために、 H_2 は十分小さく、 H_3 と H_5 は等しいと設定して、 H_3/H_1 を上記の範囲で変化させた。

図3は、付加質量の大きさを決定する $\text{Re}[c]$ の変化を、粘性の影響を表す無次元パラメータ $H_1^2 \omega / \nu$ の4とおりの条件について示したものである。図3よりシールすきまが狭いほど付加質量が大きくなることわかる。また、粘性が大きいほど付加質量が大きくな

図3 $\text{Re}[c]$ と $H_3/H_1 (= H_5/H_1)$ の関係

図4 $\text{Im}[-c]$ と $H_3/H_1 (= H_5/H_1)$ の関係

ているが、これには次の二つの要因が考えられる。第1の要因は、粘性によってギャップの厚さ方向に不均一な速度分布が生じるためと考えられる。第2の要因は、粘性によってシールすきま内の流れがより抑制され（等価的にシールすきまが狭められるような効果が生じ）、主要円環ギャップ領域1内の軸方向流れが減少し周方向流れが増大するためと考えられる。また図を見ると、粘性による付加質量の増分はシールすきまの厚さがある適当な値のとき最大になっている。これはシールすきまが十分小さいか、または十分大きい場合には、上記の第2の要因で示したような現象、すなわち粘性による全体的な速度分布の変化が生じにくくなるためと考えられる。

図4は、付加減衰の大きさを決定する $\text{Im}[-c]$ の変化を同様に示したものである。付加減衰はシールすきまの厚さがある適当な値のとき最大になっており、その最大値は粘性が大きいほど大きくなっている。付加減衰がシールすきまの厚さがある適当な値のとき最大になる理由としては次のように考えられる。付加減衰は粘性によるエネルギーの散逸量に依存し、流路が狭いほど、またそこを通過する流量が多いほど、散逸エネルギーは大きくなると考えられる。さて、主要円環ギャップ領域1内の流体は、周方向の流速成分とシールすきまに向かう軸方向の流速成分とを有している。シールすきまが十分広い場合には、通過流量が大という条件は満たされるが、すきまが狭いという条件は満たされない。また、シールすきまが十分狭い場合には、すきまが狭いという条件は満たされるが、通過流量が大という条件は満たされない。つまり、シールすきまが十分狭いか、または十分広い場合にはともに、上記の二つの条件のうち一方しか満たされないために、付

図5 $\bar{q}$ と $H_3/H_1 (= H_5/H_1)$ との関係

加減衰がそれほど大きくならないものと考えられる。
これに対して付加減衰が最大になるときは、二つの条件が最適な割合で満たされているものと考えられる。

図5は、次式で定義される無次元化漏れ流量 $\bar{q}$ の振幅および内筒速度 $\dot{x}_s$ との位相差 ϕ を同様に示したものである。

$$\bar{q} = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} (\bar{w}_6)_{z=L_c} \cdot H_6 R_a d\theta}{2X\omega(R_a l_a + R_b l_b + R_a l_c)} \quad (26)$$

$$\bar{w}_6 = \dot{x}_s \cdot \frac{R_a}{H_6} \left\{ \alpha_6 \exp\left(-\frac{z}{R_a}\right) - \beta_6 \exp\left(-\frac{z}{R_a}\right) \right\} \cos \theta \quad (27)$$

図5によれば、シールすきまが狭いほど、また粘性が大きいほど制振円筒末端からの流体の漏れが抑制されているのが確かめられる。また、シールリングによって流路が狭められると粘性の影響でギャップ内の流れと内筒の振動との間に位相差が生じるが、シールすきまが十分広いか、または十分狭い場合においてはその位相ずれは小さく、付加減衰効果と同様にシールすきまがある適当な値のとき最大になっている。

図6および図7に次の条件に基づく計算結果を示す。

$$\left. \begin{aligned} l_a/R_a &= 0.5, l_b/R_a = 0.15, l_c/R_a = 0.05 \\ H_2/H_1 &= 0.005, H_3/H_1 = H_5/H_1 = 0.1 \\ (R_b - R_a - H_1)/H_1 &= 0.0 \sim 20.0 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

ここでは、シールすきまの円周に直角な方向の流路長さが付加質量、付加減衰に及ぼす基本的影響を調べるために、 H_2 は十分小さく、 H_3 と H_5 は等しいと設定して、シールすきま領域3および5の流路長さの無次元数 $(R_b - R_a - H_1)/H_1$ を上記の範囲で変化させた。

図6は $\text{Re}[c]$ の変化を $H_1^2 \omega / \nu$ の4とりの条件について示したものの、図7は $\text{Im}[-c]$ の変化を同様に示したものである。付加質量はシールすきまの流路が長いほど大きくなり、また付加減衰はシールすきまの流路長さがある適当な値のとき最大になることがわかる。したがって、シールすきまが長いこととシールすきまが狭いこととは類似の効果のあることがわかる。

図8に、式(25)の条件のうち H_3/H_1 の3ケースについて、次式で定義される無次元化圧力 $\bar{P}$ の軸方向の分布を実部と虚部とに分けて示す。ただし、 $H_1^2 \omega / \nu = 10^2$ とした。

$$\bar{P} = \frac{(p_j)_{\theta=0}}{\rho X \omega^2 R_a^2 / H_1 \cdot \exp(i\omega t)} \quad (j=1, \dots, 6) \quad (29)$$

図6 $\text{Re}[c]$ と $(R_b - R_a - H_1)/H_1$ の関係

図7 $\text{Im}[-c]$ と $(R_b - R_a - H_1)/H_1$ の関係

図8 無次元化圧力 $\bar{P}$ の分布 ($R_b - R_a - H_1 = 4.0H_1$)

表 1 実験ケース一覧

	Mass kg	Stiffness N/m	ℓ_a m	ℓ_b m	ℓ_c m	R_a m	R_b m	$H_1=H_4=H_6$ m	H_2 m	$H_3=H_5$ m
with Seal rings A	276	3.12×10^6	0.115	0.04	0.01	0.25	0.27	0.006	0.0001	0.0002, 0.0004 0.0008, 0.0016
with Seal rings B	287	3.12×10^6	0.115	0.04	0.01	0.25	0.28	0.006	0.0001	0.0002, 0.0004 0.0008, 0.0016
No Seal rings	255	3.12×10^6	$\ell_a + \ell_b + \ell_c = 0.165$			0.25	—	0.006	—	—

図 9 試験体の全体構造

図8(b)は $\text{Im}[-c]$ がほぼ最大になる場合、図8(a)は H_3/H_1 が比較的小さい場合、図8(c)は H_3/H_1 が比較的大きい場合をそれぞれ示している。実部に対する虚部の比率が図8(b)の場合で最大になっているのがわかる。また、実部と虚部との分布状態に差が見られるが、これは軸方向に分布した各点間において圧力波形の位相差が生じていることを示している。

以上、ここでは特にシールすきま領域3および5が付加質量、付加減衰効果に及ぼす影響についての解析結果を示したが、シールすきま領域2の影響についてもほぼ同様な結果が得られている。

4. 実験

4.1 実験装置 以上で述べた解析の妥当性を調べるために、加振台を用いた振動実験を行った。図9に試験体の全体構造を示す。内径が1mの円筒タンク内に、内筒および制振円筒が同軸で設置され、水が満たされている。内筒は4本の板状のはりによって弾性支持され、水平方向に振動するようになっている。内筒の両端近くには一対のシールリングがボルト固定されている。制振円筒は支持架台によって剛に支持されている。内筒、制振円筒およびシールリングの材質はすべてステンレス鋼である。

4.2 実験方法 表1に実験ケースを示す。表1中

の寸法記号はすべて図2に対応したものである。シールリングについて、半径方向の厚さを2ケース採り(厚さ0.02mのものをA、厚さ0.03mのものをBとする)、それぞれにつきシールすきま H_3 および H_5 を $H_3=H_5$ と置き4ケース採った。また、比較のためシールリングがなく単純な円筒壁をもつ制振円筒の場合も実験を行った。なお、表1中の質量およびばね定数は、それぞれシールリングも含めた円筒の質量および4本のはりの総ばね定数を表している。

実験では、加振台を用いた正弦波掃引加振を行いX-Yレコーダに加速度共振曲線を記録した。そして、この加速度共振曲線および打撃試験によって得た気中での固有振動数を用いて、水中における内筒の無減衰固有振動数および減衰比を求めた。

4.3 実験結果 図10および図11に、内筒の変位振幅に対するそれぞれ(無減衰)固有振動数および減衰比を示す。本実験における振幅レベルは比較的小さく、主要円環ギャップ厚さ H_1 の1/10以下である。図10を見ると、振幅が変化しても固有振動数はほとんど変化がなく、したがって付加質量効果の振幅依存性はこの範囲では非常に小さいことがわかる。一方、図11を見ると、シールリングがない場合およびシールすきまが最も狭い場合($H_3=0.0002$ m)を除いて、振幅が大きいほど明らかに減衰比が大きくなっている。これは、シールリングによって形成された流路の急拡大部、急縮小部などにおいて圧力損失の流速に対する非線形成分が比較的顕著に増大するためと考えられる。シールすきまの最も狭い場合において減衰比の増大がほとんど見られないのは、シールすきまを通過する流量が非常に少ないためと考えられる。なお、気中での減衰比は0.12%と無視できるほど小さかった。

4.4 実験結果と解析結果の比較 図12および図13に、シールすきまに対するそれぞれ固有振動数および減衰比の変化について、実験結果と解析結果とを比較して示す。ただし、減衰比の実験値としては、振幅依存性が比較的大きいため、微小振動理論との対応から

振幅最小ケースをとって示した。固有振動数の実験値については、振幅依存性がほとんどないため、全振幅ケースの平均値で示した。なお、解析に必要な水の物性値（密度 ρ 、動粘性係数 ν ）には次の値を使用した。

$$\rho = 1.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3, \nu = 1.05 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

図 12 によれば、固有振動数に関する実験値と解析値はともに、シールすきまが狭いほど低くなっており、また定量的にも良く一致している。図 13 によれば、減衰比に関する実験値と解析値はともに、シールすきまの厚さ H_3 が約 0.0004 m で最大になっており、また定量的にも比較的良く一致している。以上の結果により本解析の妥当性が裏付けられた。

なお、本解析では線形性を仮定しているため、減衰比の振幅依存性までは評価できない。本解析によって得られる減衰比の値は、期待できるほぼ最小限の値として解釈される。

5. 結 論

以上本研究では、流体円環すきまを有する流体制振構造に関し、制振効果を増すための構造としてシールリングを用いた漏れ抑制構造を提案した。そして、解析的評価を行うことによってその効果を明らかにする

とともに、解析の妥当性を模型実験により検証した。本研究で明らかにされたことを以下にまとめる。

(1) シールすきまが狭いほど、シールすきまが（円周に直交する流路方向に）長いほど、制振円筒端からの漏れが少なくなる。

(2) 付加質量は、シールすきまが狭いほど、シールすきまが（円周に直交する流路方向に）長いほど大きくなる。

(3) 付加減衰は、シールすきまの厚さ、またはシールすきまの（円周に直交する流路方向の）長さがある適当な値のとき最大になる。

(4) 付加質量の粘性による増分は、シールすきまの厚さ、またはシールすきまの（円周に直交する流路方向の）長さがある適当な値のとき最大になる。

(5) 微小振動に対して本解析は妥当な結果を与える。

(6) シールリングにより付加減衰の振幅依存性が大きくなるが、本解析によればその期待できるほぼ最小限の値が得られる。

図 10 変位振幅と固有振動数との関係

図 11 変位振幅と減衰比との関係

図 12 固有振動数に関する実験値と解析値の比較

図 13 減衰比に関する実験値と解析値の比較

文 献

- (1) Fritz, R. J., *Trans. ASME, J. Eng. Ind.*, **39**(1972), 167.
- (2) Chen, S. S., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **43**(1976), 325.
- (3) Mulcahy, T. M., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **47**

(1980), 234.

- (4) 近藤・藤本・山本・ほか 5 名, 機講論, No. 840-11(昭 59), 292.
- (5) 笠井・ほか 2 名, 機論, **49**-440, C(昭 58), 525.

討 論

〔質問〕 金子 成彦〔東京大学工学部〕

(1) 解析の最初の部分では、「シーリングは円筒と一定のすきまを保って内筒とともに振動する」とあり、解析の中でも H_2 としてこのすきまを考慮されているが、実験の部分では「1 対のシーリングがボルトで固定されている」とある。固定状況の詳細図をお示し願いたい。また $H_2=0$ としたときの計算結果があれば、お教え願いたい。さらに H_2 を設けた理由についてもお教え願いたい。

(2) 式(12), (14)は式(8)から導かれるものではないと思う。基礎式をお示しいただきたい。

(3) 式(26)の分母の物理的意味をお教えいただきたい。

(4) 図 6, 7 の表題と式(28)以降の文中に表れる「流路長さの無次元数 $(R_0-R_4-H_1)/H_1$ 」は誤りではないか。

(5) 文中に“シールすきま”という言葉がたびたび現れるが、どの部分を指すのか良くわからない箇所がある。 H_1, H_3, H_5 などと書かれたほうが良いのではないか。

〔回答〕 (1) シーリングに(周方向に等間隔に)4 箇所ねじを切り、付図 1 のようにボルトで突っ張るようにして内筒に固定した。この場合、シールすきま 2 の厚さは周方向に必ずしも均一にはなっていないが、実験範囲では注目するシールすきま 3 および 5 に比較してシールすきま 2 は流体がより流れにくくなっているの、すきまの不均一さが結果(付加質量, 付加減衰係数)に及ぼす影響は小さいものと考えられる。解析では H_2 として平均すきま厚さを用いた。

また $H_2=0$ の計算結果はない。ここではシールすきま 2 が存在するものとして($H_2>0$) 式を展開しているの、 $H_2=0$ においても α および β は求まらない。 $H_2=0$ の場合はあらかじめシールすきま 2 が存在しないものとして解析する必要がある。

なお、シールリングを用いた流体制振構造を実際に適用する場合、シールリングと被制振構造物(内筒)との間の軸方向相対変位(内筒と制振円筒との熱膨張差

付図 1

などによる軸方向相対変位)は許容される必要があるため、両者間にはわずかなすきま(シールすきま 2)が存在すると思われる。このような観点から H_2 を設けた。

(2) 流体ギャップ領域 3, 5 に関する連続式は次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\bar{u}}{r} + \frac{\bar{v}}{r \partial \theta} = 0$$

この式に本文中の式(6)に相当する次式

$$\bar{u} = -\frac{1}{i\omega} \cdot \frac{1}{\rho\Gamma} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}, \quad \bar{v} = -\frac{1}{i\omega} \cdot \frac{1}{\rho\Gamma} \cdot \frac{\partial p}{r \partial \theta}$$

を代入することにより次の圧力に関する偏微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{\partial p}{r \partial r} + \frac{\partial^2 p}{r^2 \partial \theta^2} = 0$$

式(12), (14)は上式から導かれたものである。

(3) 式(26)の分母は、中心軸を通る平面で切った内筒(シールリング含む)の断面積(上半分のみ)と内筒の速度振幅を掛け合せたものであり、物理的には $0 \leq z \leq L_c$ の範囲で $\theta = \pm \pi/2$ の位置を周方向に($\theta = \pi/2$ で $+\theta$ 方向に、 $\theta = -\pi/2$ で $-\theta$ 方向に)流れる流量と、 $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$ の範囲での $z = L_c$ の位置における z 方向漏れ流量との和の最大値(振幅)を表している。

(4) 解析例では実験と同様 $H_1 = H_4 = H_6$ (表 1) として計算されている。図 6, 7, 式(25)および式(28)に

$H_1=H_4=H_6$ の条件を書き加えればご指摘の点は問題ないと思われる。

(5) 1678 ページ右欄 21 行め～1679 ページ左欄 1 行めにかけて述べているように厚さ H_2, H_3 および H_5 を持つ流体ギャップを「シールすきま」と呼んでいる。解析においても実験においても、 H_3, H_5 を持つそれぞれシールすきま 3, 5 の影響を調べているので、特にことわりのない限りシールすきまと言えばシールすきま 3, 5 を指している。結論においては H_2 も含めてもさしつかえないと思われる。

〔質問〕 中原 綱 光〔東京工業大学工学部〕

流体の慣性項が無視できない流路の非定常シール特性という観点から貴論文を興味深く拝見した。次の 4 点について、ご意見あるいは回答を伺いたい。

(1) ここでは、すきま H_1 の流れに対するシールリングすきまの流体抵抗の影響を解析していることになると思うが、圧力の境界条件で定まる定数 α, β の物理量およびそれらに影響するパラメータについて。

(2) 流体ギャップ領域の境界では対流項が無視できないと思うので、対流項を無視した式(1)の解である圧力の連続条件の妥当性について。

(3) 実験で、 H_2 の同心および $H_3=H_5$ の保持方法について。

(4) 今後の課題かと思うが、実用に際しては偏心した場合についても検討しておく必要があると思う。ただし、偏心が大きくなると対流項が生じて非常に複雑になると思うので、この解析の適用できる限界の偏心率について。

〔回答〕 (1) 定数 α, β は無次元量であり、これらに影響するパラメータは幾何学的パラメータ ($H_1 \sim H_6, l_a \sim l_c, R_a, R_b$)、動粘性係数 ν および振動数 ω である。

(2) ご指摘のように各流体ギャップ領域間の境界

においては、ギャップの厚さが急激に変化するため対流項は必ずしも無視できない。実験による変位振幅に対する減衰比の変化を示した図 11 を見ると、シールリングがない場合（単純な制振円筒の場合）に比較して減衰比の振幅依存性すなわち対流項の影響が強く現れている。本解析においては、対流項を無視して圧力式を導き各流体ギャップ間の境界で連続になるにして全体の圧力分布を求めている。このようにして求めた付加質量や付加減衰は速度すなわち振幅が非常に小さい場合に対応するものであり、本文中でもことわってあるように減衰比に関する実験結果と解析結果との比較においてはギャップ厚さ H_1 に対する振幅の比が 1/100 程度の振幅最小ケースが採られている。振幅が大きくなると実験結果からも予測されるように減衰効果が増大していくものと考えられる（付加質量効果のほうは変化が小さい）。したがって実用上は、対流項を無視して得られた減衰の解析値を期待されるほぼ最小の値と解釈し、対流項による増分については余裕値として解釈すれば良いのではないかと考えている。なお、圧力の連続性に関する解析の妥当性については圧力測定などによる実験的検証は行っていない。

(3) 回答は金子氏の質問(1)に対する回答を参照願いたい。

(4) 偏心の効果については検討していないので、本解析の適用できる限界の偏心率についてお答えすることはできない。ただし文献(付1)の中で、流体を含み軸方向に流れがない場合の二重円筒についてであるが、偏心が付加質量および付加減衰係数に及ぼす影響が有限要素法解析により検討されており、偏心率が 0.5 程度であってもその影響は比較的小さなものであることが示されている。

(付1) Yang, C. L., ほか1名, *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 46 (1979), 519.