すきま流励起振動に関する研究*
(第 3 報, 壁面が回転振動する場合に作用する流体力のモーメントの評価)

稲 田 文 夫^{*1}, 葉 山 眞 治^{*2}

A Study on Leakage-Flow-Induced Vibrations
(3rd Report, Moment of Fluid-Dynamic Forces Acting on the Walls,
One of Which is Vibrating with Rotational Mode)

Fumio INADA and Shinji HAYAMA

An analytical study is presented on leakage-flow-induced vibrations in the case of a one-dimensional, narrow, tapered passage. The moment of fluid-dynamic forces acting on the walls of the passage when one of them is vibrating in the rotational mode is determined. It is found that the area increment ratio, on which condition negative fluid-dynamic damping and negative fluid-dynamic stiffness can occur, changes remarkably with the location of the pivot. Negative fluid-dynamic stiffness can occur in the case of divergent and convergent passage. Negative fluid-dynamic damping is apt to occur in the case of divergent passage, but if the pivot is situated slightly behind the center of the passage, it can also occur in the case of convergent passage. If the pivot is situated at the inlet of the passage, negative fluid-dynamic stiffness and negative fluid-dynamic damping rarely occur.

Key Words: Vibrations, Leakage Flow, Moment of Fluid-Dynamic Forces, Rotational Vibrations, Self-Excited Vibrations, Stability

1. 序 論

前報では、一次元すきまの壁面が、すきま内流れと垂直方向に並進振動する場合に、壁面に作用する流体力を解析⁽¹⁾および伝達マトリックス法による数値計算⁽²⁾により求めることによって、すきまが下流側にいくほど広くなるときに、負減衰による不安定と、負剛性による不安定が発生しうることを示した。壁面が、一次元面内で回転振動する場合にも、同様な不安定が発生し、支点が下流側にある場合には不安定になりやすいと言われているが、定性的傾向がとらえられているにすぎない⁽³⁾⁽⁴⁾。

本報は、第 1 報⁽¹⁾と同様な手順で、一次元テーパすきまの壁面が回転振動する場合に、壁面に作用する流体力のモーメントを解析し、付加慣性モーメント、付加減衰係数および付加剛性係数を求めたものである。計算は、支点の位置を変化させたときに、負剛性および負減衰の発生する条件が、どのように変化するかに注目して行った。

おもな記号

C_{wt}, C_{et} : 付加減衰係数
 H, H_0 : すきまおよび入口すきま
 i : $\sqrt{-1}$
 I_a : 付加慣性モーメント
 K_{at} : 付加剛性係数
 L : 流路の長さ
 L_f, l_f : 支点の位置および支点の無次元位置
 M : 壁面に作用する流体力の L_f 点まわりの反時計方向モーメント
 $\Delta m, \Delta M$: 壁面に作用する非定常流体力の L_f 点まわりの反時計方向モーメントと、その振幅
 $O-YZ$: 直交座標系
 P, P^* : 圧力および代表圧力 [式(8)]
 P_{in}, P_{ex} : 入口直前および出口直後圧力
 Q : 単位幅あたりの流量
 q_t : 壁面の無次元回転角速度振幅
 Re : レイノルズ数 [式(3)]
 T : 無次元時定数
 t, t_0 : 時間および代表時間 [式(12)]
 α : テーパ流路の拡大率

* 昭和 63 年 8 月 23 日 第 951 回講演会において講演、原稿受付 昭和 63 年 2 月 8 日。

*¹ 正員, (財)電力中央研究所 (〒201 柏江市岩戸北 2-11-1)。

*² 正員, 東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

- β : 流路有効圧力損失係数〔式(8)〕
 θ, Θ : 壁面の無次元回転角と、その振幅
 λ : 流路摩擦係数
 ν : 動粘度
 ξ_{in}, ξ_{ex} : 入口および出口の圧力損失係数
 ρ : 流体の密度
 τ : 無次元時間〔式(12)〕
 Ω, ω : 角振動数および無次元角振動数

2. すきま壁面に作用する流体力のモーメントの評価

2.1 すきま内の流れと座標系 図1に示すように、入口、出口間に圧力差 $P_{in} - P_{ex}$ が与えられたテーパ流路を考える。静止した下側壁面に固定した座標系を $O-YZ$ 、単位幅あたりの流量を Q とする。すきま H は、流路の全長 L に比べて十分小さいとする。上側壁面は、角振動数 Ω で下側壁面に相対的に、 $Y=L_f$ を支点とする角振幅 $\Delta\theta$ の微小な回転振動をしているとする。また、すきま内の流れに、はく離は生じないとする。このとき、すきま内の流れは Y 軸にほぼ平行で、 $\partial P / \partial Z = 0$ とみなすことができる。以下、このような流れを考える。

2.2 基礎式 すきま内流体の運動方程式と連続の式は、第1報⁽¹⁾と同様、次式で表される。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{Q^2}{H} \right) = -\frac{H}{\rho} \frac{\partial P}{\partial Y} - \frac{1}{4} \lambda \frac{Q^2}{H^2} \quad \dots (1)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial Y} + \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad \dots (2)$$

ここで λ は、流路摩擦係数で、レイノルズ数

$$Re = Q/\nu \quad \dots (3)$$

の関数として与えられる⁽⁵⁾。

境界条件となる入口直後、出口直前の圧力 $P(0)$, $P(L)$ も、第1報⁽¹⁾と同様、入口、出口の圧力損失係数 ξ_{in} (動圧損失係数1を含む)、 ξ_{ex} を用いて、次式で与えられる。

$$P(0) = P_{in} - \xi_{in} \frac{\rho Q^2(0)}{2H^2(0)} \quad \dots (4)$$

$$P(L) = P_{ex} + \xi_{ex} \frac{\rho Q^2(L)}{2H^2(L)} \quad \dots (5)$$

図1 テーパ流路と座標系

2.3 定常流体力のモーメント 定常流量 $\bar{Q}$, 定常圧力 $\bar{P}$ は、第1報⁽¹⁾で示したものと全く同様である。しかし本報では、回転振動を考えているので、定常流体力のモーメント $\bar{M}$ を求める必要がある。ここで、定常状態のすきまを $\bar{H}$ とおき、

$$\left. \begin{aligned} y &= Y/L \\ h(y) &= \bar{H}/\bar{H}(0) = 1 + \alpha y \\ \alpha &= (\bar{H}(L) - \bar{H}(0))/\bar{H}(0) \end{aligned} \right\} \quad \dots (6)$$

とおく。 α はテーパ流路の拡大率で、 $\alpha > 0$ は末広流路、 $-1 < \alpha < 0$ は先細流路を表す。

壁面に作用する、定常流体力の $Y=L_f$ 点まわりの反時計方向モーメント $\bar{M}$ は、第1報⁽¹⁾で得られた圧力 $\bar{P}$ に $(Y-L_f)$ をかけて、入口から出口まで積分して、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{M}}{L^2 P^*} &= \left(\frac{P_{in}}{P^*} - \frac{\xi_{in}}{2} \right) \left(\frac{1}{2} - l_f \right) - (\beta - \alpha) \\ &\times \left[\frac{1}{4\alpha^3} \left\{ -2 \cdot \ln(1 + \alpha) + \frac{\alpha(\alpha^2 + \alpha + 2)}{1 + \alpha} \right\} \right. \\ &\quad \left. - \frac{l_f}{2(1 + \alpha)} \right] \quad \dots (7) \end{aligned}$$

ここで、 $\bar{\lambda}$ を流量 $\bar{Q}$ のときの流路摩擦係数とし、 $\bar{H}(0)$ を H_0 と書く (以下同じ) とし、 P^*, β は、

$$P^* = \rho \bar{Q}^2 / H_0^3, \beta = \bar{\lambda} L / 4 H_0 \quad \dots (8)$$

である。また l_f は、支点の無次元位置で、

$$l_f = L_f / L \quad \dots (9)$$

である。

2.4 非定常流体力のモーメント 上側壁面が定常すきま $\bar{H}$ を中心に、角振動数 Ω で、 $Y=L_f$ を支点とした、角振幅 $\Delta\theta$ の回転振動をしている場合を考える。振動中のすきま H は、

$$\begin{aligned} H(Y, t) &= \bar{H}(Y) \\ &+ \Delta\theta \cdot (Y - L_f) \cdot \exp(i\Omega t) \quad \dots (10) \end{aligned}$$

と表せる。壁面の振動により、すきま内の圧力 P , 流量 Q , 流路摩擦係数 λ および流体力の $Y=L_f$ 点まわりの反時計方向モーメント M も角振動数 Ω で振動するものとして、次のようにおく。

$$\begin{aligned} P(Y, t) &= \bar{P}(Y) + \Delta P(Y) \cdot \exp(i\Omega t) \\ Q(Y, t) &= \bar{Q} + \Delta Q(Y) \cdot \exp(i\Omega t) \\ \lambda &= \bar{\lambda} + \left(\frac{d\lambda}{dQ} \right)_{Q=\bar{Q}} \cdot \Delta Q \cdot \exp(i\Omega t) \\ M &= \bar{M} + \Delta M \cdot \exp(i\Omega t) \quad \dots (11) \end{aligned}$$

式(10), (11)を式(1), (2)に代入して線形化する。ここで、

$$\begin{aligned}
 p &= \Delta P / P^* & q &= \Delta Q / \bar{Q} \\
 \Theta &= \frac{\Delta \Theta}{H_0 / L} & \gamma &= 1 + \frac{\bar{Q}}{2\lambda} \left(\frac{d\lambda}{dQ} \right)_{Q=\bar{Q}} \\
 q_i &= i\omega \Theta & t_0 &= H_0 L / \bar{Q} \\
 \tau &= t/t_0 & \omega &= \Omega t_0
 \end{aligned}
 \quad \dots\dots\dots (12)$$

とおくとき、式(1)、(2)は一次の微小量までとると、

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial p}{\partial y} &= - \left\{ \frac{i\omega}{h} + \frac{2\beta\gamma}{h^3} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{h^2} \right) \right\} q - \frac{2}{h^2} \cdot \frac{\partial q}{\partial y} \\
 &+ \left\{ \frac{3\beta}{h^4} (y - l_f) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{y - l_f}{h^3} \right) \right\} \Theta \dots\dots\dots (13)
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial q}{\partial y} + (y - l_f) q_i = 0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

と変形される。また、境界条件式(4)、(5)を同様に線形化すると次のようになる。

$$p(0) = -\xi_{in} \{ q(0) + l_f \Theta \} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$p(1) = \frac{\xi_{ex}}{h^2(1)} \left[q(1) - \frac{1}{h(1)} (1 - l_f) \Theta \right] \quad \dots\dots\dots (16)$$

以下、第1報⁽¹⁾と同じ手順で、壁面に作用する流体力のモーメントを求める。式(14)より無次元流量振幅 $q(y)$ (以下単に流量 $q(y)$ と呼ぶ) は、 $q(0)$ と q_i の一次関数として求まる。これを式(13)に代入して積分し、境界条件式(15)を考慮すると、無次元圧力振幅 $p(y)$ (以下単に圧力 $p(y)$ と呼ぶ) は、 $q(0)$ 、 q_i および Θ の一次関数として求まる。ただし、今考えている問題では、入口流量 $q(0)$ は独立に変化することはできず、境界条件式(16)を用いることにより、 q_i 、 Θ の関数として求まる。

非定常流体力の $Y = L_f$ 点まわりの反時計方向モーメント ΔM は、以上の式変形で求まった圧力 $p(y)$ に $(y - l_f)$ をかけて、入口から出口まで積分することにより、次のように求まる。

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta M}{P^* L^2} &= - \left(i\omega m_a + c_a + \frac{c_b}{1 + i\omega T} \right) q_i \\
 &- \left(k_a + \frac{k_b}{1 + i\omega T} \right) \Theta \quad \dots\dots\dots (17)
 \end{aligned}$$

ここで、 $I_n(y)$ 、 $J_{mn}(y)$ 、 M_{mn} および N_{mn} を

$$\left. \begin{aligned}
 I_n(y) &= \int_0^y \frac{dy}{h^n(y)} \\
 &= \frac{1}{(n-1)\alpha} \left[1 - \frac{1}{h^{n-1}(y)} \right] \\
 &\quad (n \neq 1, n \text{ は整数}) \\
 I_1(y) &= \ln[h(y)]/\alpha \quad (n=1) \\
 J_{mn}(y) &= \int_0^y \frac{y^m}{h^n(y)} dy \\
 &= \frac{1}{\alpha^m} \sum_{j=0}^m (-1)^{m-j} \frac{m!}{j!(m-j)!} I_{n-j}(y) \\
 &\quad (m \text{ は } 1 \text{ 以上の整数})
 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\left. \begin{aligned}
 M_{0n} &= \int_0^1 I_n(y) y dy = \frac{1}{2} (I_n - J_{2n}) \\
 M_{mn} &= \int_0^1 J_{mn}(y) y dy = \frac{1}{2} (J_{mn} - J_{m+2,n}) \\
 N_{0n} &= \int_0^1 I_n(y) dy = I_n - J_{1n} \\
 N_{mn} &= \int_0^1 J_{mn}(y) dy = J_{mn} - J_{m+1,n} \\
 &\quad (m=1, 2)
 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (19)$$

と定義し(ただし、表記を簡単にするために、任意の整数 m, n に対して $I_n(1)$ を I_n 、 $J_{mn}(1)$ を J_{mn} と書いていく)、さらに $B_1 \sim B_3$ および r を

$$\begin{aligned}
 B_1 &= 2(\beta\gamma - \alpha) \left(\frac{J_{23}/2 - l_f J_{13}}{J_{21}/2 - l_f J_{11}} I_1 - I_3 \right) \\
 &+ 2 \frac{J_{12} - l_f J_2}{J_{21}/2 - l_f J_{11}} I_1 - \xi_{in} \\
 &+ \frac{\xi_{ex}}{h^2(1)} \left\{ \frac{I_1}{J_{21}/2 - l_f J_{11}} \left(\frac{1}{2} - l_f \right) - 1 \right\} \\
 B_3 &= 3(\beta - \alpha) (J_{14} - l_f I_4) + I_3 - l_f \xi_{in} \\
 &+ \frac{\xi_{ex}}{h^3(1)} (1 - l_f) \\
 B_3 &= 2(\beta\gamma - \alpha) \left(\frac{M_{03} - l_f N_{03}}{M_{01} - l_f N_{01}} I_1 - I_3 \right) \\
 &+ \xi_{in} \left\{ \frac{I_1}{M_{01} - l_f N_{01}} \left(\frac{1}{2} - l_f \right) - 1 \right\} - \frac{\xi_{ex}}{h^2(1)} \\
 r &= 2(\beta\gamma - \alpha) I_3 + \xi_{in} + \frac{\xi_{ex}}{h^2(1)} \\
 &\quad \dots\dots\dots (20)
 \end{aligned}$$

とおくとき、式(17)の係数は次のように表される。

$$\begin{aligned}
 m_a &= \frac{1}{I_1} \left(\frac{1}{2} J_{21} - l_f J_{11} \right) (M_{01} - l_f N_{01}) \\
 &- \left(\frac{1}{2} M_{21} - l_f M_{11} \right) + l_f \left(\frac{1}{2} N_{21} - l_f N_{11} \right) \\
 c_a &= 2(\beta\gamma - \alpha) \left[\frac{1}{I_1} \left(\frac{1}{2} J_{21} - l_f J_{11} \right) \right. \\
 &\quad \times (M_{03} - l_f N_{03}) - \left(\frac{1}{2} M_{23} - l_f M_{13} \right) \\
 &\quad + l_f \left(\frac{1}{2} N_{23} - l_f N_{13} \right) \\
 &\quad + \frac{1}{I_1} \left(\frac{1}{2} J_{23} - l_f J_{13} \right) (M_{01} - l_f N_{01}) \\
 &\quad - \frac{I_3}{I_1^2} \left(\frac{1}{2} J_{21} - l_f J_{11} \right) (M_{01} - l_f N_{01}) \\
 &\quad + 2 \left[\frac{1}{I_1} (J_{12} - l_f I_2) (M_{01} - l_f N_{01}) \right. \\
 &\quad \left. - (M_{12} - l_f M_{02}) + l_f (N_{12} - l_f N_{02}) \right] \\
 &\quad + \frac{1}{I_1} \left(\frac{1}{2} J_{21} - l_f J_{11} \right) \\
 &\quad \times \left[\frac{1}{2} - l_f - \frac{1}{I_1} (M_{01} - l_f N_{01}) \right] \xi_{in} \\
 &\quad + \frac{1}{I_1} (M_{01} - l_f N_{01})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\frac{1}{2} - l_f - \frac{1}{I_1} \left(\frac{1}{2} J_{21} - l_f J_{11} \right) \right] \frac{\xi_{ex}}{h^2(1)} \\
c_b &= \frac{B_1 B_3}{I_1^2 r} \left(\frac{1}{2} J_{21} - l_f J_{11} \right) (M_{01} - l_f N_{01}) \\
k_a &= 3(\beta - \alpha) \left[\frac{1}{I_1} (J_{14} - l_f I_4) \right. \\
& \quad \times (M_{01} - l_f N_{01}) - (M_{14} - l_f M_{04}) \\
& \quad \left. + l_f (N_{14} - l_f N_{04}) \right] \\
& \quad + \left[\frac{I_3}{I_1} (M_{01} - l_f N_{01}) - (M_{03} - l_f N_{03}) \right] \\
& \quad + \left[\frac{1}{2} - l_f - \frac{1}{I_1} (M_{01} - l_f N_{01}) \right] l_f \xi_{in} \\
& \quad + \frac{1}{I_1} (M_{01} - l_f N_{01}) (1 - l_f) \frac{\xi_{ex}}{h^3(1)} \\
k_b &= \frac{1}{I_1 r} (M_{01} - l_f N_{01}) B_2 B_3 \\
T &= I_1 / r \\
& \dots \dots \dots (21)
\end{aligned}$$

とくに流路が平行の場合は, $\alpha \rightarrow 0$ とおくと, 任意の整

数 n に対して $I_n \rightarrow 1, J_{1n} = N_{0n} \rightarrow 1/2, J_{2n} = M_{0n} \rightarrow 1/3, N_{1n} \rightarrow 1/6, N_{2n} \rightarrow 1/12, M_{1n} \rightarrow 1/8, M_{2n} \rightarrow 1/15$ であるので, これらを式(21)に代入すればよい。

式(17)から, 壁面に作用する非定常流体力のモーメント ΔM は, 流体慣性により q_t および θ より, それぞれ 90° 位相の遅れた成分を含んでいることがわかる。ここで, 式(17)の ωT は, 第1報⁽¹⁾で示したように振動流における流路内流体の慣性力と流動抵抗の変化量との比を表すパラメータである。 $\omega T \rightarrow 0$ のときは粘性力支配の流れ, $\omega T \rightarrow \infty$ のときは慣性力支配の流れである。

任意の振動数における非定常流体力のモーメント ΔM は, 式(17)に含まれる一次遅れ要素を実数部と虚数部に分けて,

$$\begin{aligned}
I_a &= m_a - \frac{c_b T}{1 + \omega^2 T^2} & C_{wt} &= c_a + \frac{c_b}{1 + \omega^2 T^2} \\
C_{et} &= -\frac{k_b T}{1 + \omega^2 T^2} & K_{at} &= k_a + \frac{k_b}{1 + \omega^2 T^2} \\
& \dots \dots \dots (22)
\end{aligned}$$

(a) 付加慣性モーメント I_a

(b) 付加減衰係数 C_{wt}

(c) 付加減衰係数 C_{et}

(d) 付加剛性係数 K_{at}

図2 テーパ流路の拡大率 α と各流体力係数の関係

とすると、式(17)は次のように書き換えられる。

$$\frac{\Delta M}{P^* L^2} = -(i\omega I_a + C_{wt})q_t - (i\omega C_{et} + K_{at})\theta \quad (23)$$

ここで正弦状振動を仮定しているので

$$\begin{aligned} \Delta m &= \Delta M \cdot \exp(i\Omega t) = \Delta M \cdot \exp(i\omega t) \\ \theta &= \frac{\Delta \theta}{H_0/L} \exp(i\Omega t) = \theta \cdot \exp(i\omega t) \end{aligned} \quad (24)$$

と書くと、式(23)は、

$$\frac{\Delta m}{P^* L^2} = -I_a \frac{d^2 \theta}{dt^2} - (C_{wt} + C_{et}) \frac{d\theta}{dt} - K_{at} \theta \quad (25)$$

とおいたのと等価である。したがって I_a が付加慣性モーメント、 $C_{wt} + C_{et}$ が回転方向の付加減衰係数、 K_{at} が回転方向の付加剛性係数である。

3. 計算結果

計算は、前報⁽¹⁾⁽²⁾と同様に層流を仮定し、流路摩擦係数を

$$\lambda = 48/Re \quad (Re < 1000) \quad (26)$$

とおいて行った⁽⁵⁾。また、入口、出口の圧力損失係数をそれぞれ $\xi_{in}=1.0$, $\xi_{ex}=0$ とした。

図2(a)~(d)は、流路有効圧力損失係数 $\beta=1$ 、支点の無次元位置 $l_f=0.5$ と選び、 ωT をパラメータとして各流体力係数 I_a , C_{wt} , C_{et} および K_{at} をテーパ流路の拡大率 α の関数として計算したものである。付加慣性モーメント I_a は、 $\omega T \approx 0 \sim 1$ のとき、 α が約 0.7 以上の末広流路のときに負になり、これによる流体力は固有振動数を上昇させる方向に作用する。しかし、 $\omega T \approx 0 \sim 1$ で、 α が約 0.7 以下のとき、および $\omega T \rightarrow \infty$ のとき、 I_a は正である。付加減衰係数 C_{wt} は、常に正であるが、 C_{et} はこの計算例では α が 0.4 以上のときに負になる。また C_{et} は、 $\omega T \rightarrow \infty$ のときに零に収

(a) 流路入口で支持した場合

(b) 流路中央で支持した場合

(c) 流路中央よりやや下流側で支持した場合

(d) 流路下流端の後方で支持した場合

図3 付加減衰係数 $C_{wt} + C_{et}$, 付加剛性係数 K_{at} が負になる領域

束する。付加剛性係数 K_{at} は、この例では、 $\omega T \rightarrow 0$ のときは α が $-0.48 \sim 2.2$ のときに、 $\omega T = 1$ のときは α が $-0.4 \sim 7$ のときに、 $\omega T \rightarrow \infty$ のときは -0.3 以上のときに負になる。

図3(a)~(d)は、 l_f を0, 0.5, 0.7, 5と選んだ場合に、 $C_{wt} + C_{et}$ および K_{at} が正および負になる領域を α - β 面上に示したものである。図3(a)は、 $l_f = 0$ とした場合(流路入口で支持した場合)である。実線は、 $C_{wt} + C_{et} = 0$ を表す。末広流路のときに、 $C_{wt} + C_{et} < 0$ となりうるが、 β が2.5以上では、 α の計算領域全体で $C_{wt} + C_{et}$ が正となることがわかる。また、破線は、 $K_{at} = 0$ を表す。 $\omega T \rightarrow 0$ の場合、計算領域内に K_{at} が負となる領域がない(ダイバージェンスは発生しない)ことがわかる。 $\omega T = 1$, $\omega T \rightarrow \infty$ では末広流路のときに、 K_{at} が負になりうる。図3(b)は、 $l_f = 0.5$ とした場合(流路中央で支持した場合)である。 $C_{wt} + C_{et} < 0$ となる領域は、図3(a)よりも β が大きい領域に移る。また、 $\omega T \rightarrow 0$ で $K_{at} < 0$ となる領域は、末広流路だけでなく、先細流路にも広がっていることがわかる。さらに、 K_{at} が負となる領域は、 $\omega T = 1$, $\omega T \rightarrow \infty$ と増加させるにしたがって、 α が大きい方向に移動する。図3(c)は $l_f = 0.7$ とした場合(流路中央よりもやや下流側で支持した場合)である。図3(b)と比較すると、 β が5以下で α が -0.7 以下の先細流路でも $C_{wt} + C_{et}$ が負になりうる。また、末広流路の場合に $C_{wt} + C_{et}$ が負となる領域は、 α がやや小さい方向に移動する。さらに K_{at} が負となる領域は、図3(b)と比較すると、 ωT の各場合とも末広流路では大差はないが、先細流路では、破線が、 α が小さい方向に移動し、かなり広がる。図3(d)は、 l_f

$= 5$ とした場合(下流端の後方で支持した場合)である。 $C_{wt} + C_{et} < 0$ となる領域は、図3(c)より若干狭く、図3(b)とほぼ同じである。 K_{at} は、 $\omega T \rightarrow 0$ のとき、おもに末広流路の場合に負になりうるが、その領域は、図3(b), (c)にくらべてかなり狭い。また、 $\omega T = 1$, $\omega T \rightarrow \infty$ のとき、 K_{at} は、末広流路および先細流路のときに負になりうる。

4. 結 論

壁面が並進振動する場合と同様、壁面が回転振動する場合も、壁面の回転変位に応答して生じる流体力のモーメントから、負剛性による不安定と、流体慣性による位相遅れから生じる負減衰による不安定が発生しうる。しかし、これらの不安定の発生しうる条件は、支点の位置によって大きく変化する。負剛性による不安定は、末広流路でも先細流路でも発生しうる。負減衰による不安定は、末広流路のときに発生しやすいが、支点を流路中央よりやや下流側におくと、先細流路でも発生しうる。また、支点を入口におくと、負剛性による不安定も負減衰による不安定も発生しにくくなる。ことがわかった。

文 献

- (1) 稲田・葉山, 機論, 53-488, C (昭62), 933.
- (2) 稲田・葉山, 機論, 53-493, C (昭62), 1926.
- (3) Mulcahy, T. M., *Proc. Symposium on Flow-Induced Vibrations*, 4 (1984), 15. ASME.
- (4) Mateescu, D. and Paidoussis, M. P., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 107-3 (1985), 421.
- (5) 下山・山田, 機論, 第3部, 23-125 (昭32), 44.