

# 外環回転高速ジャーナル軸受の圧力分布 および負荷容量

中 林 功 一

機 械 工 学 教 室  
(1969年9月9日受理)

## Pressure Distribution and Load-Carrying Capacity of High-Speed Journal Bearing, of Which Bearing's Metal Rotates.

Koichi NAKABAYACHI

Department of Mechanical Engineering  
(Received September 11, 1969)

The operating characteristics of an infinite journal bearing are experimentally studied, when the bearing's metal rotates at high speeds. Covering the wide range from a laminar flow to a fully developed turbulent flow, pressure measurements are done under the condition that there is sufficient lubricant oil to fill the clearance in the bearing and that the pressure of lubricant oil in the clearance is increased in order to prevent the occurrence of cavitation. And load-carrying capacity is obtained by the integration of pressure distribution. Then the effects of eccentricity ratio and clearance ratio on the pressure distribution and the load-carrying capacity are investigated.

The results obtained are as follows.

- (1) When the clearance ratio is relatively small and the bearing operates in the laminar-flow region, the measured pressure distribution is in good agreement with the theoretical one<sup>(3)</sup> which was calculated taking the inertia effects of lubricant oil into account.
- (2) In the fully developed turbulent flow region, negative pressure occupies a large part of clearance in the bearing.
- (3) The load-carrying capacity  $\bar{P}$  in this case becomes much greater than the one in the real bearing of finite length. In the laminar flow region  $\bar{P}$  is inversely proportional to Reynolds number  $R\omega$ .  $\bar{P}$  increases with  $R\omega$  in the transient region and decreases gradually with the increase of  $R\omega$  in the fully developed turbulent flow region.

### 1. 緒 言

近年、ジャーナル軸受が高速回転で使用される傾向がある。また使用流体も油のような粘性の大きな液体にとどまらず、気体のように粘性の非常に小さな流体さえも使用されている。このような高速回転、低粘度流体使用という条件のもとでは、軸受内流れのレイノルズ数が非常に大きいので、流れ状態も非常に複雑である。すなわち内軸が回転する場合は、層流においてテララウズと呼ばれる二次流れが発生し、さらにレイノルズ数の増大につれて乱流に遷移する。一方、外環が回転する場合は内軸回転とは異なり、二次流れが生じない。このように流れは内軸が回転する場合と、外環が回転する場合に依り、それぞれ異なった非常に複雑な状態を現わすにもかかわらずこれに関する研究はあまり見当たらない。また乱流潤滑理論は<sup>2, 3</sup>見られる<sup>1)2)3)</sup>けれども、いずれも満足すべきものでなく、理論解析の裏付けとなる実測結果も非

常に少ない<sup>4)</sup>。

著者は以上の観点にたち、理論解析の容易さから比較的単純な条件を選んだ。すなわち、まずテララウズが発生しない外環が回転する場合を選び、キャビテーションの発生、軸端からの空気の混入を防止して負圧も発生せしめ、無限幅軸受における Sommerfeld の境界条件と一致する実験結果をうるよう努めた。なおこの負圧が発生する場合は、応用面では気体動圧軸受に見られる。そこでは作動流体は気体であるから、キャビテーションも、油膜破断も生じないので負圧の発生が可能である。さらに軸端をシャ閉板でシャ閉すれば、この負圧が大きくなり、負荷容量が改善されるのではないかと考えられる。本研究は上述の事柄のもとつき乱流潤滑の理論的考察に必要な基礎資料をうるとともに、層流域においても流れに慣性力の影響が現われる高レイノルズ数の領域、さらに遷移域での圧力分布を実験的に明らかにし、軸受

性能の改善に寄与せんとするものである。

### 記 号

$r_0$  ; 軸受メタル内半径,  $r_i$  ; 内軸外半径,  $r_m = (r_0 + r_i)/2$  ; 平均半径,  $\omega$  ; 軸受メタルの回転角速度,  $U = r_m \omega$  ; 代表速度,  $\delta = r_0 - r_i$  ; すきま,  $e$  ; 偏心率,  $\varphi$  ; 角度,  $m = e/\delta$  ; 偏心率,  $\beta = \delta/r_0$  ; すきま比,  $p$  ; 圧力,  $p_0$  ; 最大すきまの位置における圧力,  $R_\omega = \omega(r_0^2 - r_i^2)/(2\nu)$  ; 回転レイノルズ数,  $L$  ; 内軸の単位幅あたりに作用する力,  $L_h$  ; 内軸の単位幅あたりに作用する力の偏心方向分力,  $L_v$  ; 内軸の単位幅あたりに作用

する力の偏心方向に垂直な分力,  $\bar{P} = L/\rho r_i U^2$  ; 負荷容量,  $\bar{P}_v = L_v/\rho r_i U^2$ ,  $\bar{P}_h = L_h/\rho r_i U^2$ ,  $\theta$  ; 内管に作用する力の方向,  $C_M$  ; 摩擦モーメント係数<sup>(5)</sup>,  $C_P$  = 実験結果からえられた最大圧力差,  $[(p - p_0)_{\max} - (p - p_0)_{\min}]/(\frac{1}{2}\rho U^2)$  / 慣性力無視の理論値による最大圧力差,  $[(p - p_0)_{\max} - (p - p_0)_{\min}]/(\frac{1}{2}\rho U^2)$

## 2. 実験装置および方法

実験装置を図1に示す。ジャーナルは軸①をスリーブ

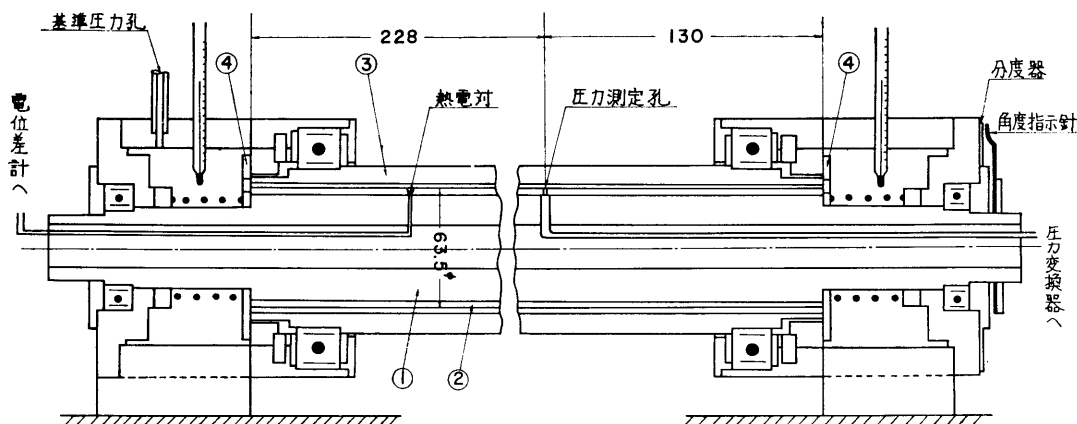


Fig. 1 Section of journal bearing

②でおおっており、その外径は63.5mmである。スリーブ周上に1つの圧力孔を設け、その点の圧力と軸受部の外側に設けた基準圧力孔との圧力差を差圧変換器で測定する。外環③にスリーブをはめ、表1に示す4種類のす

Table I Summary of bearing dimensions.

Sign of bearing	Bearing bore $r_0$ mm	Clearance $\delta$ mm	Clearance ratio $\beta = \delta/r_0$
A	32.165	0.417	0.01296
B	32.569	0.821	0.02521
C	33.214	1.466	0.04414

きまについて実験した。軸受部の両端にシャ閉板④を取りつけ、無限幅に近い条件を保つことに努め、キャビテーションの発生、空気の混入を防止する目的でヘッドタンクを用いて軸受内の流体の圧力を高めた。圧力分布はジャーナル周上に設けた圧力孔を軸とともに回転させて測定した。使用流体は純水と41.4%および53.6%グリセリン水溶液で、流体の温度測定にはジャーナル壁上に設けた熱電対を用いた。

偏心率の調節は摩擦モーメントの測定<sup>(5)</sup>と同じ方法を用いた。ここでは正確な偏心率の測定と同時に最大すき

まの角度位置をとくに正確に測定する必要があった。図2はその方法を示したものであるが、これについて簡単

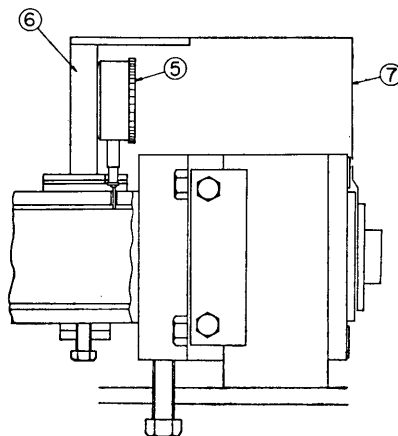


Fig. 2

に説明する。外環に取りつけたダイヤルゲージ⑥を外環ごと回転させ、左右のその読みが同じになる角度の二等分線上の角度位置を最大すきまの位置とする。

## 3. 圧 力 分 布

図3は軸受メタルが回転するジャーナル軸受を模型的に描いた図である。軸受メタルは角速度 $\omega$ で矢印の方向

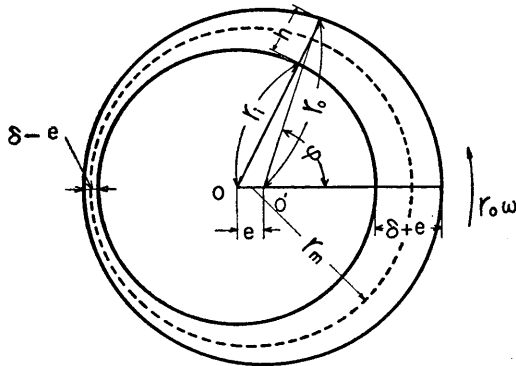


Fig. 3

へ回転し、角度 $\varphi$ は最大すきまから回転方向にとられている。一般に軸受メタルとジャーナルのすきまがジャーナル外径に比して非常に小さいので曲率を無視してすきまを $x-y$ 座標上に展開できる (図4)。この場合 $\varphi=0\sim$

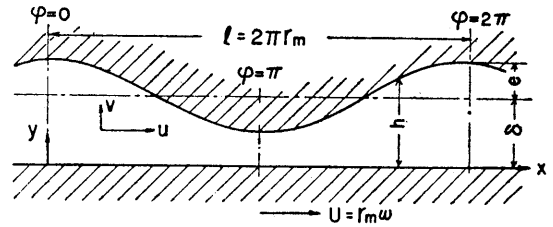


Fig. 4

$2\pi$ を $x$ 軸上で $x=0\sim 2\pi r_m$ に対応するように、図3における平均半径 $r_m$ による円で展開する。その際には軸受内の流れを決定するすきま比 $\beta$ と偏心率 $m$ の二つのパラメータ中に含まれる三つの量 $\delta$ 、 $l=2\pi r_m$ と $e$ は図4中に示すような量になる。

層流における慣性力を無視した場合の圧力はよく知られているように次式で与えられる。<sup>6)</sup>

$$p-p_0=6\mu r_m U \frac{1}{\delta^2} A J_2 - 12\mu r_m U \frac{1}{\delta^2} \left( \frac{1-m^2}{2+m^2} \right) A J_3 \dots\dots\dots (1)$$

一方、慣性力を考慮した場合の圧力分布の近似解は次式で与えられる。<sup>7)</sup>

$$p-p_0=-12\mu r_m U \frac{1}{\delta^2} \left( \frac{1-m^2}{2+m^2} \right) A J_3 - \frac{54}{35} \rho U m^2 \left( \frac{1-m^2}{2+m^2} \right) S J_3 \\ + 6\mu r_m U \frac{1}{\delta^2} A J_2 + \frac{3}{35} \rho U^2 m \left( \frac{1-m^2}{2+m^2} \right) S J_2 \dots\dots\dots (2)$$

ただし

$$A J_2 = \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{(1+m\cos\varphi)^2} = -\frac{1}{1-m^2} \left\{ \frac{m\sin\varphi}{1+m\cos\varphi} - \frac{2}{\sqrt{1-m^2}} \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{1-m^2} \tan \frac{\varphi}{2}}{1+m} \right) \right\} \\ A J_3 = \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{(1+m\cos\varphi)^3} = -\frac{1}{2(1-m^2)} \left[ \frac{m\sin\varphi}{(1+m\cos\varphi)^2} + \frac{2}{\sqrt{1-m^2}} \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{1-m^2} \tan \frac{\varphi}{2}}{1+m} \right) \right. \\ \left. + \frac{3}{1-m^2} \left\{ \frac{m\sin\varphi}{1+m\cos\varphi} - \frac{2}{\sqrt{1-m^2}} \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{1-m^2} \tan \frac{\varphi}{2}}{1+m} \right) \right\} \right] \\ S J_2 = \frac{1}{m} \left( \frac{1}{1+m\cos\varphi} - \frac{1}{1+m} \right) \\ S J_3 = \frac{1}{2m} \left\{ \frac{1}{(1+m\cos\varphi)^2} - \frac{1}{(1+m)^2} \right\}$$

(2)式中の第2, 4項は慣性力による圧力の減少を表わしている。(2)式を $\frac{1}{2}\rho U^2$ で割って無次元の形で表わせればつぎのようになる<sup>7)</sup>。

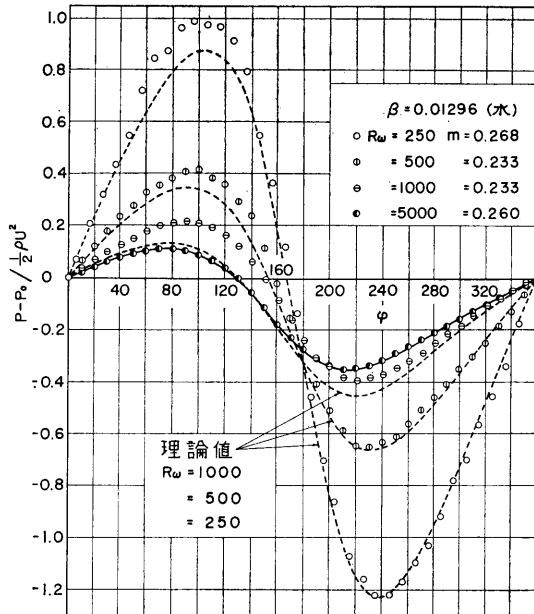
$$\frac{p-p_0}{\frac{1}{2}\rho U^2} = \frac{12}{R_o\beta} f_2 + \frac{6}{35} f_1 \dots\dots\dots (3)^*$$

(3)式の第1項は慣性力を無視した場合の無次元圧力を与える。ここで $\varphi$ は図3に示すように最大すきまの位置から外環の回転方向にとった角度である。

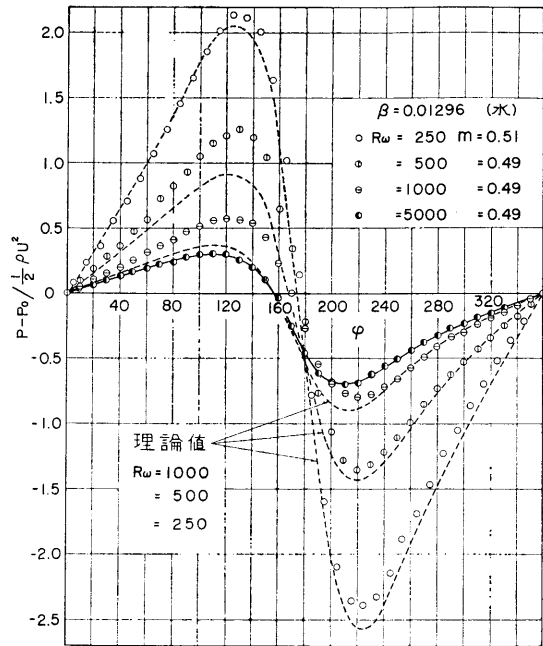
圧力分布は層流域、遷移域、乱流域で傾向が異なるが、その形状だけから流動状態を判定することは不可能である。圧力分布は後述するように摩擦モーメントと密接な関連をもっているため、モーメントの実験結果からそのときの流動状態を推察するのが適当であろう。表2にこのための資料としてすでにえた臨界レイノルズ数

Table I Critical Reynolds number,  $R_{o,k}$ 

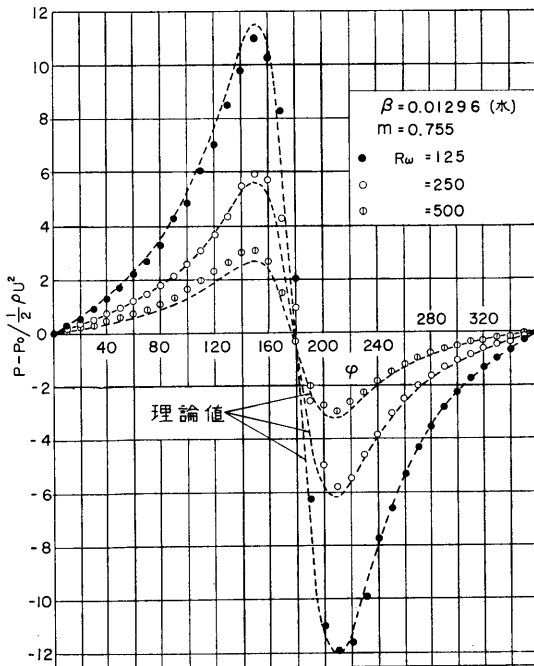
Clearance ratio $\beta$	eccentricity ratio $m$	$R_{o,k}$
$\beta=0.0131$	0	1400
	0.25	1400
	0.5	1100~1200
	0.75	not clear
$\beta=0.0253$	0	1700
	0.25	1700
	0.5	1400
	0.75	not clear
$\beta=0.0443$	0	1850
	0.25	1900
	0.5	1900~2000
	0.75	about 2000



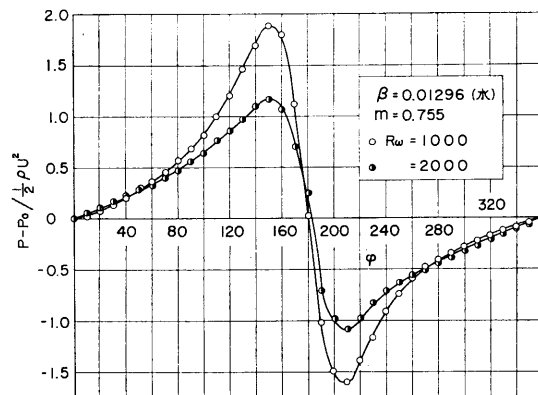
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 5 Pressure distribution,  $\beta = 0.01296$ .

$R_{wk}$ を記す<sup>5)</sup>。

図5はすきま比 $\beta$ が0.01296で偏心率 $m$ がそれぞれ約0.25, 0.5, 0.75の場合について純水を用いて測定した圧力分布で、図中の理論値(破線)は式(3)で与えられる値である。この場合のすきま比 $\beta$ は摩擦モーメントの測定に用いたすきま比とほとんど同じである。ゆえに表2

から推察すれば $m$ が0.25と0.5に対しては回転レイノルズ数 $R_w$ が1000以下で層流、 $R_w$ が5000の場合は乱流であることが知られる。また $m$ が0.75では摩擦モーメントの測定からは遷移レイノルズ数 $R_{wk}$ を明確に求めることができないが、摩擦モーメント係数 $C_M$ の傾向から $R_w \leq 500$ では流れが層流であると推察できる<sup>5)</sup>。

上述のような流動状態の判定にもとづけば、これらの図からつぎのことがいえる。層流時は偏心率 $m$ 、回転レイノルズ数 $R_\omega$ に関係なく、正圧側では実験値が理論値よりもわずかに大きく、負圧側では両者の一致が良い。しかも常に負圧の絶対値が正圧よりも大きい。

また乱流時 ( $R_\omega=5000$ ) には偏心率 $m$ が0.25, 0.5 (図5-a, b) とも負圧が正圧よりもかなり大きくなる。一方 $m$ が0.75で、 $R_\omega$ が1000, 2000の場合 (図5-d) は、モーメントの測定結果からは流動状態の推定が不可能であるけれども、 $m$ が0.25, 0.5で見られる傾向とは異なり、また層流時の傾向とは逆に正圧が負圧の絶対値よりも大きくなっている。このことに関して参考のため、慣性力を無視した場合の圧力の最大値、 $(p-p_0)_{\max}/\frac{1}{2}\rho U^2$ 、を式(1)から算出すればつぎのようである。

$$R_\omega=1000 \text{ のとき } (p-p_0)_{\max}/\frac{1}{2}\rho U^2=1.48$$

$$R_\omega=2000 \text{ のとき } (p-p_0)_{\max}/\frac{1}{2}\rho U^2=0.74$$

これに対し、実験でえられた最大値は $R_\omega$ が1000のとき約1.8,  $R_\omega$ が2000では約1.2であるから、いずれも実験値の方がかなり大きいことが知られる。このように、すきま比 $\beta$ が0.01296のとき、偏心率 $m$ が0.75の場合にのみ見られる圧力分布の逆転現象は他のすきま比 $\beta$ についても見られる。しかし、さらに $R_\omega$ がそれより大きい乱流のところでは、後述するように、 $m$ が0.25, 0.5の場合と同様、正圧よりも負圧の方が大きくなる。

図6はすきま $\beta$ が前述の約2倍、0.02521の場合であ

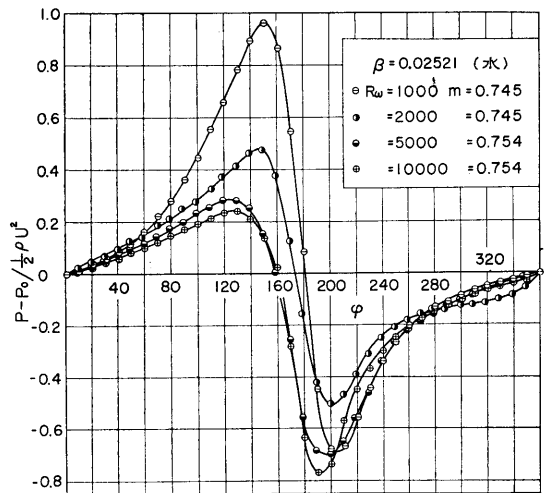
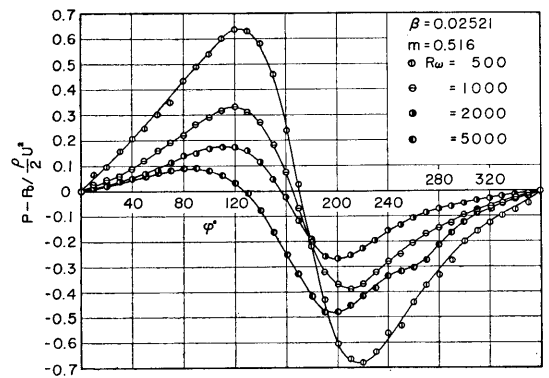
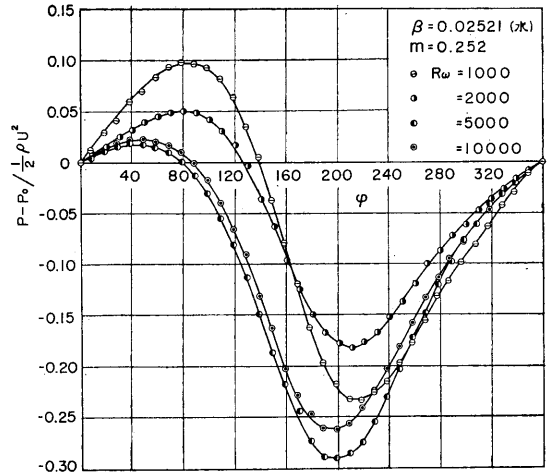
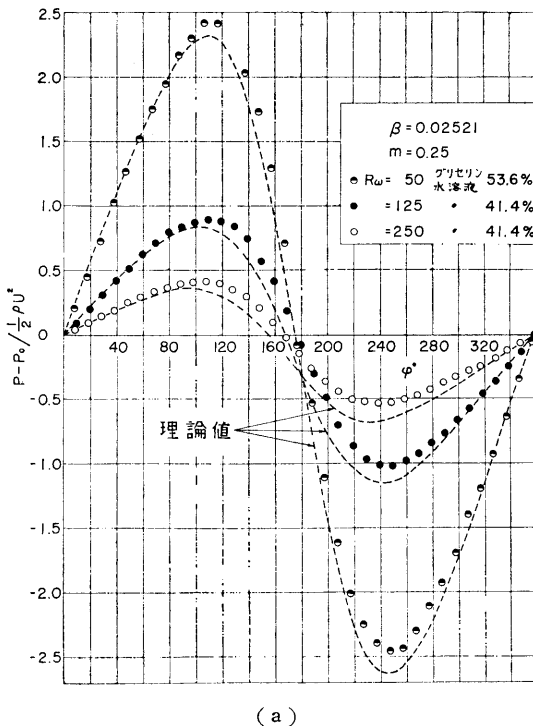
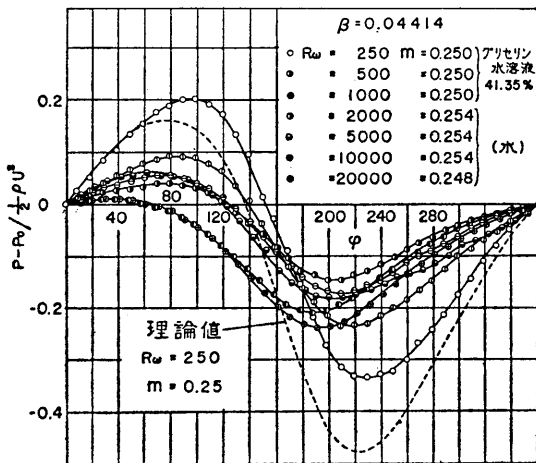


Fig. 6 Pressure distribution,  $\beta=0.02521$ .

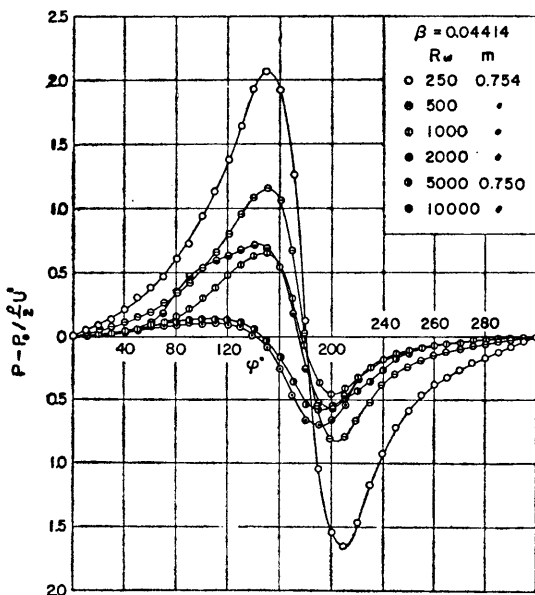
る。図6-aに偏心率 $m$ が0.25で回転レイノルズ数 $R_\omega$ が250以下の圧力分布を示すが、いずれも理論値との一致が良い。図6-bは $R_\omega$ が1000以上の場合である。 $R_\omega$

が増大すると、正圧値が小さくなり、負圧および負圧のしめる角度 $\varphi$ の範囲が大きくなる。しかるに $R_w$ が10000においては無次元圧力の絶対値、 $|(p-p_0)|/(\frac{1}{2}\rho U^2)$ は $R_w$ が5000の場合とあまり差がない。図6-cは $m$ が0.5の場合であるが、これは0.25の場合と同様の傾向にある。図6-dは $m$ が約0.75の結果である。 $R_w=1000$ で前述の圧力分布の逆転現象が見られるが、 $R_w$ が5000以上に増大するとこの現象は消え、 $m$ が0.5以下の乱流時に見られる普通の圧力分布になる。

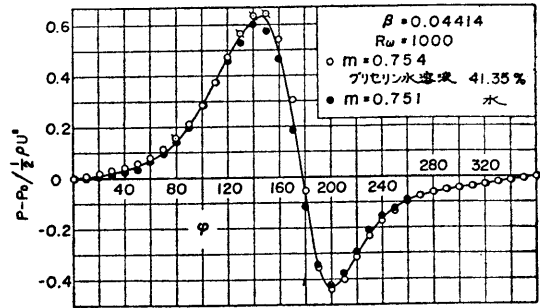
図7はすきま比 $\beta$ がさらに2倍に増加し0.04414になった場合である。偏心率 $m$ が0.25の場合(図7-a)、回転レイノルズ数 $R_w$ が250においても、実験結果は式(3)で与えられる理論値とかなり差が生じるのが知られる。この場合も層流、乱流とも $R_w$ の増加に対する圧力分布



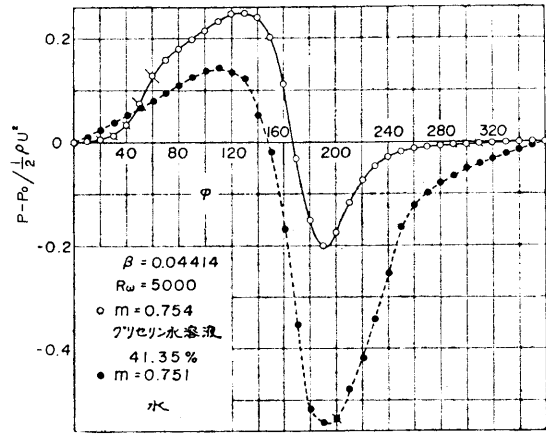
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 7 Pressure distribution,  $\beta=0.04414$ .

の傾向が、 $\beta$ が0.02521(図6-b)の場合と同じである。 $m$ が0.75の場合(図7-b)においては、 $R_w$ が2000以下で前述の逆転現象が見られる。しかし、 $R_w$ が5000以上になると普通の圧力分布を示す。なお、 $R_w$ が2000, 5000では流動状態が不安定で、圧力計の針に振動が見られた。図7-cはこの場合の $R_w=1000$ において、使用流体に純水とグリセリン水溶液の2種類を用いて測定した圧力分布の比較である。当然のことではあるが、両者がよく一致している。これに対し、図7-dに示すように $R_w$ が5000では両者に著しい差異が生じている。これらの図中、斜線を引いた実験点( $\circ$ ,  $\bullet$ など)はその角度位置で圧力計の針が振動し、流れが不安定であったことを示す。

この圧力分布に見られる著しい差異の原因を調べるため、偏心率 $m$ が0.5の場合について、同様の測定を行った。その結果を図8に示す。回転レイノルズ数 $R_w$ が1000と2000の場合(図8-a)には、使用流体の種類に関係なく、両者の場合の圧力分布が一致する。しかし、 $R_w$ が5000では圧力分布に著しい差異が生じる(図8-b)。しかも、流れが不安定になる角度位置 $\varphi$ も両者で著しい違いが生じている。図8-cはこの場合の摩擦モーメント係数 $C_M$ の実験結果である。 $R_w \leq 1500$ では流

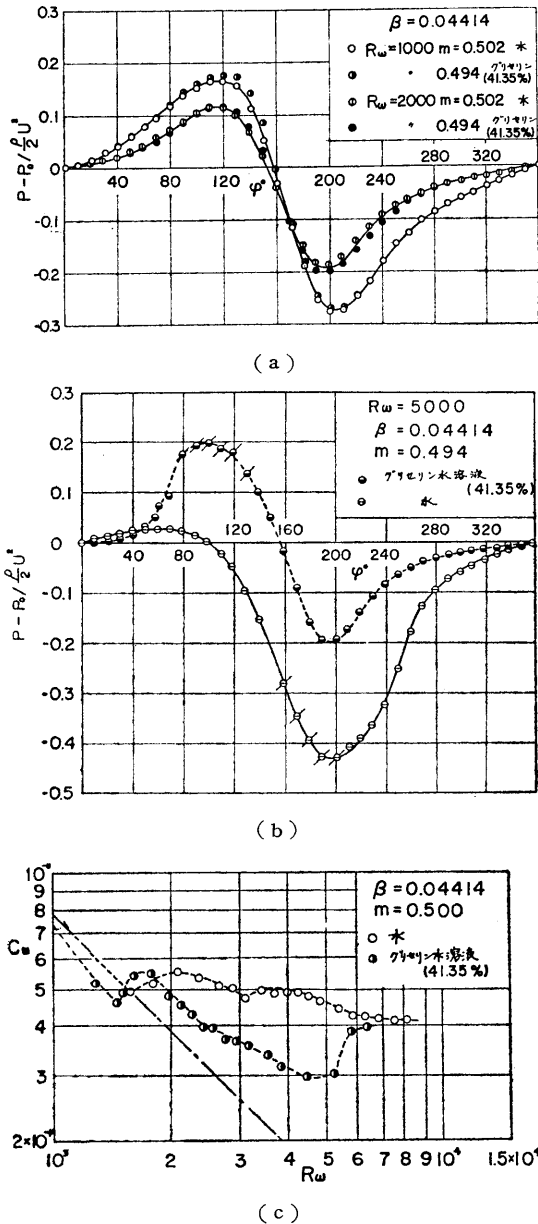


Fig. 8 Discrepancy in pressure distribution and coefficient of viscous frictional moment,  $C_M$ , for the two kinds of fluids.

れが層流で、ここでは両者による  $C_M$  値は一致している。また  $R_\omega$  が 2000 においても  $C_M$  値はほぼ等しく、 $R_\omega \geq 6500$  では両者は一致する傾向にある。しかし、圧力分布に著しい差異が生じた  $R_\omega = 5000$  においては、両者による  $C_M$  値にも著しい差異が見られる。以上の事実から判断すると、遷移領域では流れが非常に不安定で使用流体の種類によって流れが完全に乱流に遷移していない場合と完全乱流になっている場合があると推察される。このような現象は力学的相似の観点から見れば矛盾

しているように思われるので、慎重な実験を繰り返したけれども、その差異が確実に認められた。この現象は  $\beta$  が 0.04414 の場合にのみ見られ、それ以下の  $\beta$  では観測されなかった。

図 9 は次式で与えられる量,  $C_p$ , の回転レイノルズ数  $R_\omega$  に対する変化をすきま比  $\beta$  が 0.01296 と 0.04414 の場合について示したものである。

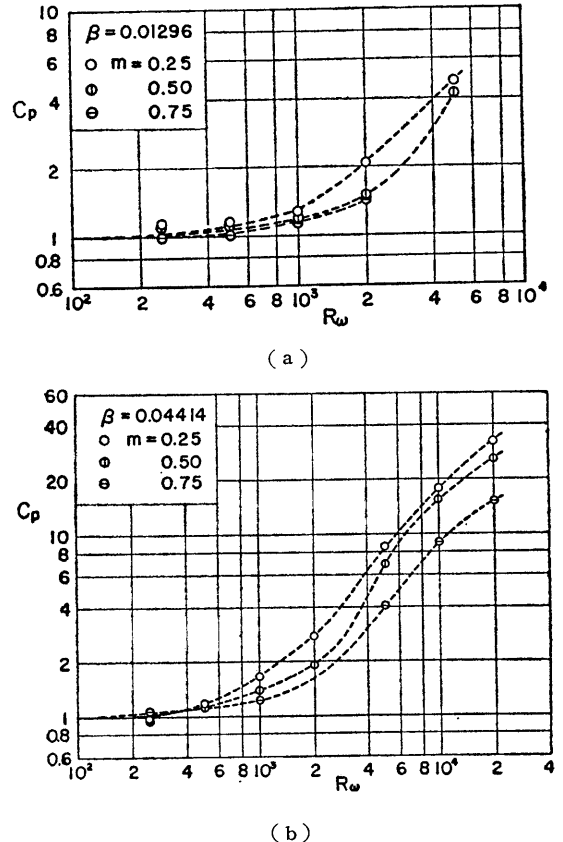


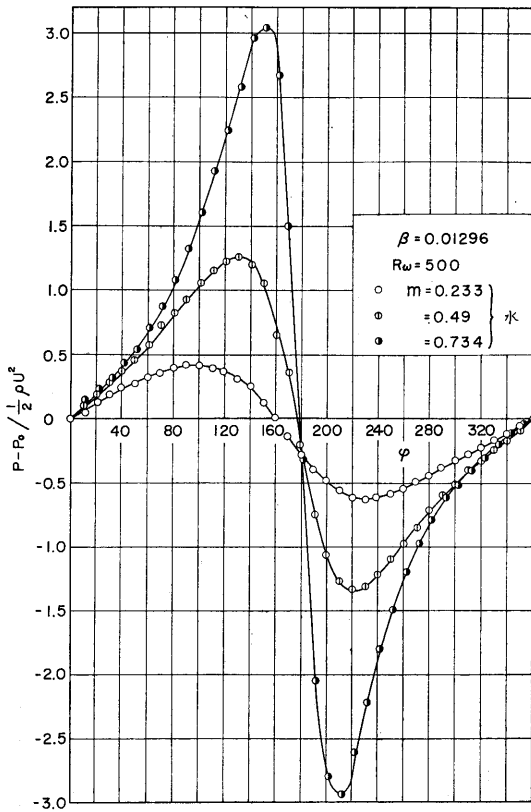
Fig. 9 Relation between rotating Reynolds number  $R_\omega$  and  $C_p = \frac{\text{Maximum pressure difference obtained from the experimental results}}{\text{Maximum pressure difference obtained from the theoretical results, } \{(p-p_0)_{\max} - (p-p_0)_{\min}\} / (\frac{1}{2} \rho U^2)}$

$$C_p = \frac{\text{実験結果からえられた最大圧力差, } \{(p-p_0)_{\max} - (p-p_0)_{\min}\} / (\frac{1}{2} \rho U^2)}{\text{慣性力無視の理論値, 式(1), による最大圧力差, } \{(p-p_0)_{\max} - (p-p_0)_{\min}\} / (\frac{1}{2} \rho U^2)} \quad \dots(4)$$

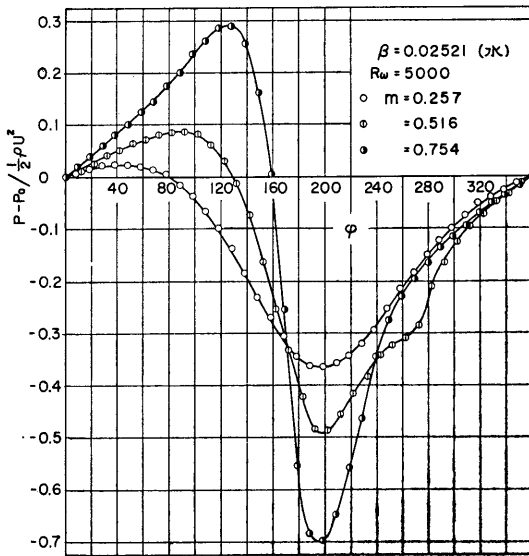
偏心率  $m$  にかかわらず,  $R_\omega$  が小さいところ (約 200 以下) では,  $C_p$  が 1 である。これは正, 負圧の最大圧力差に慣性力の影響が現れないことを示す。  $R_\omega$  が増大

して遷移域, 乱流域になると  $C_p$  は急激に増大する。

図10-aはすきま比  $\beta$  が0.01296, 回転レイノルズ数  $R_w$  が500なる層流時の圧力を, また図10-bは  $\beta$  が



(a) in a laminar flow region

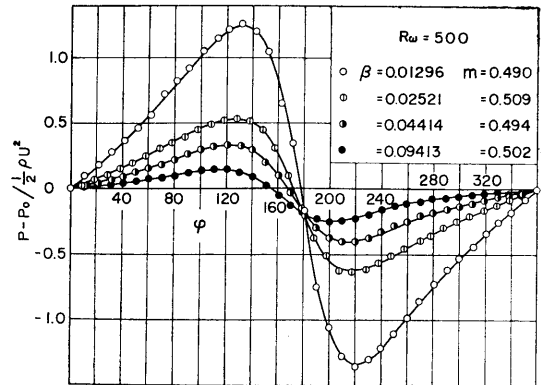


(b) in a turbulent flow region

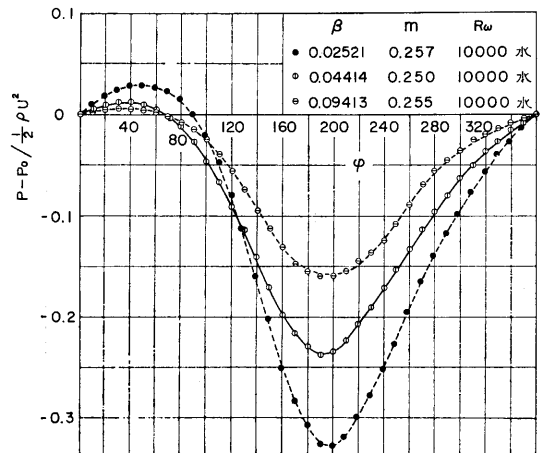
Fig. 10 Comparison of pressure distributions at different values of eccentricity ratios  $m$ .

0.02521,  $R_w$  が5000なる乱流時の圧力を3種類の偏心率  $m$  について比較した図である。層流, 乱流いずれの場合にも,  $m$  が小さい方が圧力変化が小さい。しかし,  $m$  の減少とともに正圧よりも負圧が大きくなり, 同時に負圧のしめる角度  $\varphi$  の範囲も大きくなる。

図11-aには偏心率  $m$  が約0.5の場合における層流時 ( $R_w=500$ ) の圧力分布を, 図11-bには  $m$  が約0.25における乱流時 ( $R_w=10000$ ) の圧力分布を示す。層流では回転レイノルズ数  $R_w$ ,  $m$  が等しければ, すきま比  $\beta$



(a) in a laminar flow region



(b) in a turbulent flow region

Fig. 11 Comparison of pressure distributions at different values of clearance ratios  $\beta$ .

が大きいほど  $(p - p_0) / \frac{1}{2} \rho U^2$  の  $\varphi$  に対する変化が小さく, かつ負圧のしめる角度  $\varphi$  の範囲が大きくなる。しかし,  $\varphi$  が  $180^\circ$  においては, この値はすきま比の影響を受けない。乱流においては, 負圧が  $\varphi$  の大部分をしめるが, すきま比  $\beta$  が大きくなるにつれ, 圧力の変化が小さく, 負圧のしめる角度  $\varphi$  の範囲が大きくなる。

#### 4. 負荷容量

負荷容量として内軸に作用する力  $L$  を  $\rho r_i U^2$  で割って



無次元化し、これを $\bar{P}$ と書いて表わす。またこれを偏心方向および偏心方向に垂直な方向に分けて考え、それぞれ $\bar{P}_h$ ,  $\bar{P}_v$ と書くと、 $\bar{P}_v$ ,  $\bar{P}_h$ ,  $\bar{P}$ はそれぞれ次式で与えられる。(図12参照)

$$\left. \begin{aligned} \bar{P}_v &= \frac{L_v}{\rho r_i U^2} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{p-p_0}{\rho U^2} \sin \varphi d\varphi \\ \bar{P}_h &= \frac{L_h}{\rho r_i U^2} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{p-p_0}{\rho U^2} \cos \varphi d\varphi \\ \bar{P} &= \sqrt{\bar{P}_v^2 + \bar{P}_h^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(5)$$

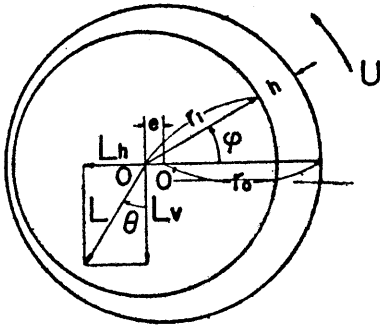
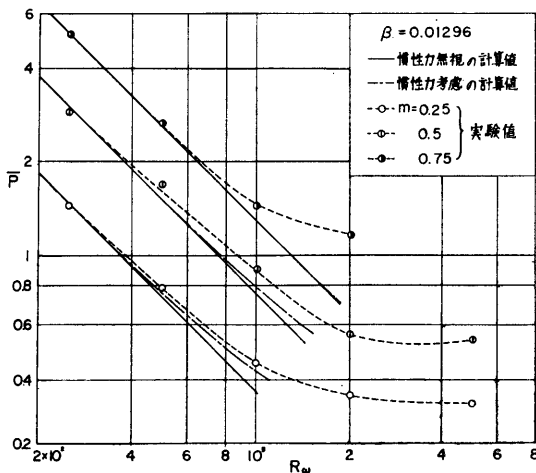


Fig. 12

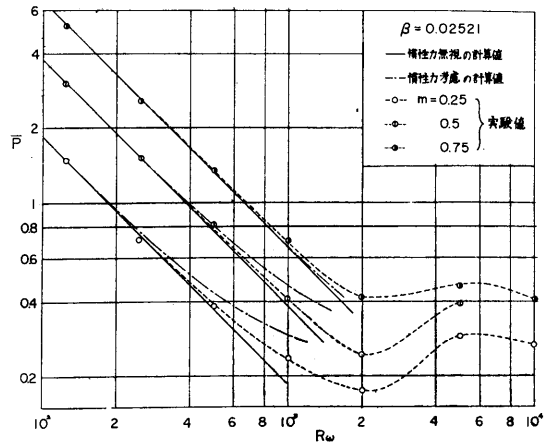
内軸に作用する力 $L$ の方向を図12に示すように、偏心方向に垂直方向からの角度 $\theta$ で表わすと次式がえられる。

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{L_h}{L_v} \right) \dots\dots(6)$$

図13は、圧力分布の実験値から、負荷容量(力) $\bar{P}$ を計算した結果である。図中、実線は慣性力を無視した場合の力 $\bar{P}$ を式(1)から算出した値で、破線は慣性力を考慮した場合の力 $\bar{P}$ を式(2)から求めた値である。図13-aは $\beta$ が0.01296の場合である。回転レイノルズ数 $R_\omega$ が約400までは偏心率 $m$ に関係なく、 $\bar{P}$ は慣性力を無視した計算値(図中の実線)にほぼ一致している。 $R_\omega > 500$ ではこ



(a)



(b)

Fig. 13 Relation between load-carrying capacity  $\bar{P}$  and rotating Reynolds number  $R_\omega$ .

の一致が悪くなり、慣性力を考慮した理論値(図中の一点鎖線)よりも大きくなる。図13-bは $\beta$ が0.02521の場合である。 $R_\omega$ が500以下では図13-aと同様 $\bar{P}$ は慣性力を無視した計算値にほぼ一致し、 $R_\omega > 500$ では実験値は実際の計算値よりも大きくなる。そして $R_\omega$ が2000までは $\bar{P}$ は $R_\omega$ とともに減少するが、 $2000 \leq R_\omega \leq 5000$ で増加し、 $R_\omega \geq 5000$ ではふたたびゆるやかに減少する。

図14は負荷容量 $\bar{P}$ と偏心率 $m$ の関係をすきま比 $\beta$ が、0.02521について示したものである。 $\bar{P}$ は $m$ の増加につれ急激に増大するが、回転レイノルズ数 $R_\omega$ が2000まで(層流)と $R_\omega = 5000$ (乱流)とではその傾向が異なる。

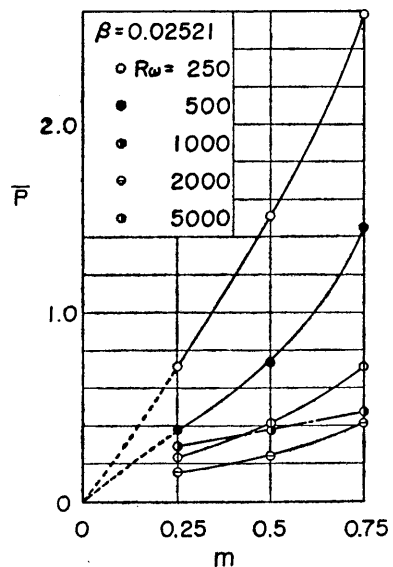
Fig. 14 Relation between load-carrying capacity  $\bar{P}$  and eccentricity ratio  $m$ .

図15は偏心率 $m$ が0.5の場合について負荷容量 $\bar{P}$ を、

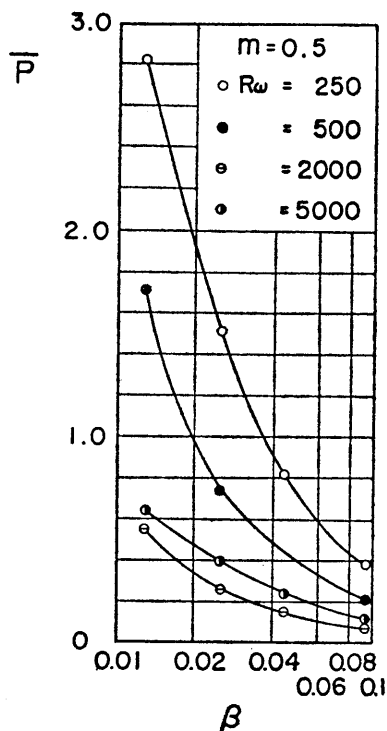


Fig. 15 Relation between load-carrying capacity  $\bar{P}$  and clearance ratio  $\beta$ .

すきま比  $\beta$  の関係において示した図である。 $\beta$  にかかわらず、回転レイノルズ数  $R_\omega$  の増加とともに  $\bar{P}$  は減少するが、 $R_\omega$  が 5000 における  $\bar{P}$  は  $R_\omega = 2000$  の場合よりもかえって大きくなっている。また  $\beta$  の増加に対する  $\bar{P}$  の減少の傾向は  $R_\omega \leq 2000$  ではよく似ているが、 $R_\omega = 5000$  ではやや異なる。

図16はすきま比  $\beta$  が 0.01296, 0.02521 の場合の力  $\bar{P}$  の作用角  $\theta$  と偏心率  $m$  の関係であるが、同時にこれは軸心の軌跡でもある。有限幅軸受では負圧が生じないので、軸心の軌跡は第4象限にくる。しかし、この場合のように負圧が生じる場合には第1象限にくる。ただし、図16-bの  $R_\omega = 250, 2000$  では、 $m$  が 0.75 の場合のように、第4象限にくることもある。そのときの角度  $\theta$  は負圧が生じない場合に比して非常に小さい。このように負圧が生じるときは、外環が上方（荷重と反対方向）へ吸い上げられる。その角度  $\theta$  は回転レイノルズ数  $R_\omega$  が大きいほど、また偏心率  $m$  の小さいほど大きい。

## 5. 結 言

以上を要約すると

- (1) すきま比  $\beta$  が比較的小さく、かつ層流の場合は、内軸周囲の圧力分布は慣性力を考慮した理論値、式(3)、とよく一致する。
- (2) 層流においては回転レイノルズ数  $R_\omega$  が大きくな

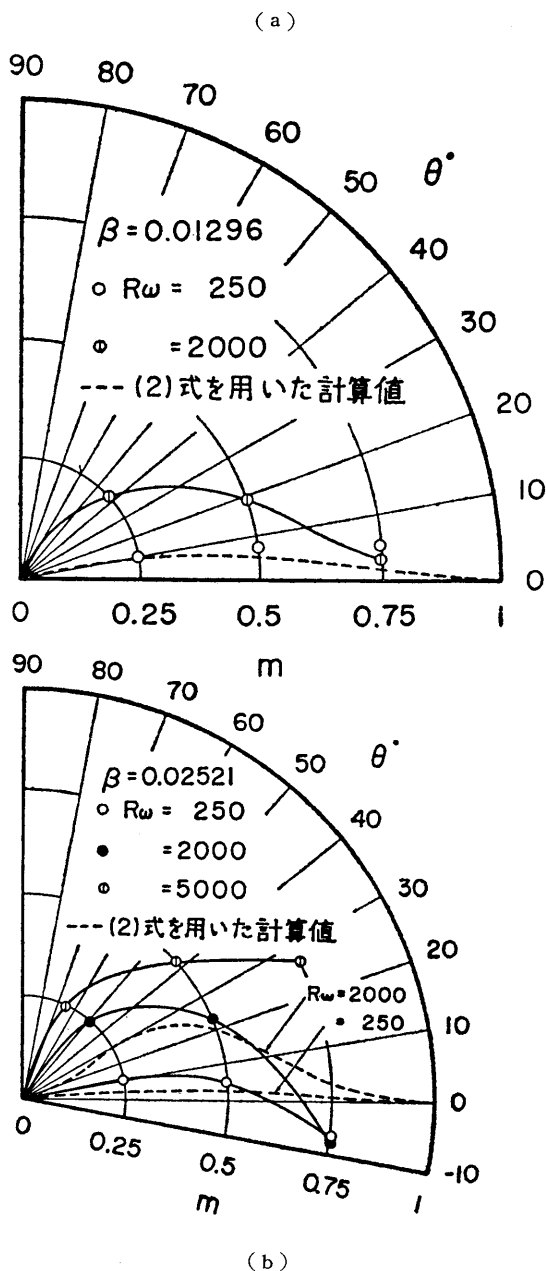


Fig. 16 Locus of journal center.

るにつれ、圧力  $(p - p_0)/\frac{1}{2}\rho U^2$  は正圧、負圧ともに小さくなる。偏心率  $m$  が小さいほど、負圧の絶対値が正圧よりも大きく、同時に負圧のしめる角度  $\theta$  の範囲も大きくなる。偏心率  $m$  が 0.5 以下では、 $R_\omega$  にかかわらずつねに負圧の最高値は正圧の最高値よりも大きい。のに対し、 $m$  が 0.75 のときは、 $R_\omega$  が 1000 付近に増すと、逆に正圧の最高値の方が大きくなる。

- (3) 乱流ではすきま比  $\beta$ 、偏心率  $m$  に関係なくつねに負圧が正圧よりも大きく、したがって負圧のしめる角度

$\varphi$  の範囲が正圧部分よりも大きくなる。しかも圧力  $(p - p_0) / \frac{1}{2} \rho U^2$  の回転レイノルズ数  $R_\omega$  の増加に対する減少割合は、層流ほど大きくない。一般に  $m$  が小さく、 $\beta$  が大きいほど正圧に比して負圧が非常に大きく、また正圧、負圧とも小さくなる。

(4) 遷移域では異常な不安定流れが生じることがある。すなわち、すきま比  $\beta$  が 0.04414 のとき同じ回転レイノルズ数  $R_\omega$  でも、流体の種類によって圧力分布および摩擦モーメントの値に差異が生じ、そのため負荷容量、所要動力に差異が生じることがある。

(5) 軸受端に板をあて、軸受のすきま内の流れを大気とシャ断し、負圧の発生を可能にした軸受では負荷容量  $\bar{P}$  は有限幅軸受よりも著しく増す。その際の軸心の軌跡は主として第 I 象限にくる。すなわち負圧のため外環は上方へ吸い上げられ、負荷容量が増大する。

(6) この場合の負荷容量  $\bar{P}$  は、層流では  $R_\omega$  の増加とともに減少し、遷移域では増加するが、乱流域ではふたたびゆるやかに減少する。すきま比  $\beta$  が変わっても同じ傾向が見られる。層流では偏心率  $m$  の増加につれて  $\bar{P}$  は

急激に増大するが、乱流ではこの増加が急激でない。また層流、乱流ともに、すきま比  $\beta$  が小さいほど  $\bar{P}$  は小さくなる。

最後に、ご親切なご指導を賜った山田豊教授に對し厚く感謝致します。

## 文 献

- 1) V. N. Constantinescu and S. Galetuse, Trans. ASLE, 8 (1965), 367.
- 2) C. F. Kettleborough, Trans. ASLE, 8 (1965), 286.
- 3) Chung-Wah NG and C.H.T. Pan, Trans. ASME, Ser. D, 87 (1965), 675.
- 4) M. I. Smith and D.D. Fuller, Trans. ASME, 78 (1965-4), 469.
- 5) 山田・中林・鈴木, 機械学会論文集, 35—269 (昭44—1), 89.
- 6) 例えば, Kaufman, Fluid Mechanics, (1963), 250, McGraw-Hill.
- 7) 山田・中林, 機械学会論文集, 33—254 (昭42—10), 1609.

---

\* ただし  $f_2 = AJ_2 - 2 \left\{ (1 - m^2) / (2 + m^2) \right\} AJ_3$   
 $f_1 = \left\{ SJ_2 - 18 \left( \frac{1 - m^2}{2 + m^2} \right) SJ_3 \right\} m \left( \frac{1 - m^2}{2 + m^2} \right)$