

二重管内および回転管内の旋回流れ

今 尾 茂 樹

目 次

記号の説明

第 I 章 結 論

1.1 序 言	1
1.2 本研究の背景および目的	2

第 II 章 同心二重管内流れの摩擦モーメント

2.1 結 言	6
2.2 実験装置および方法	6
2.3 実験結果および考察	
2.3.1 外管あるいは内管のみ回転する場合の摩擦モーメント	9
2.3.2 両管が同方向に回転する場合の摩擦モーメント	10
2.3.3 両管が逆方向に回転する場合の摩擦モーメント	12
2.3.4 回転二重管内流れの安定	13
2.4 結 言	23

第 III 章 両管が同方向に回転する同心二重管内の流れ

3.1 結 言	24
3.2 実験装置および方法	25
3.3 実験結果および考察	
3.3.1 流動状態の観察	29
3.3.2 速度分布と乱れ強さ	32
3.3.3 速度変動波形とスペクトル	33
3.4 結 言	43

(1)



第IV章 両管が逆方向に回転する同心二重管内の流れ	
4.1 結 言	44
4.2 実験装置および方法	44
4.3 実験結果および考察	
4.3.1 流動状態の観察	45
4.3.2 速度分布と乱れ強さ	47
4.3.3 変動速度のスペクトル	48
4.4 結 言	63
第V章 回転管内の旋回流れ	
5.1 結 言	64
5.2 実験装置および方法	64
5.3 実験結果および考察	
5.3.1 ピトー管	67
5.3.2 流れの発達	68
5.3.3 圧力損失	70
5.3.4 速度分布	72
5.4 結 言	86
第VI章 回転管内流れの乱れとその構造	
6.1 結 言	87
6.2 実験装置および方法	87
6.3 実験結果および考察	
6.3.1 層流域での回転	89
6.3.2 遷移域での回転	90
6.3.3 乱流域での回転	91
6.4 結 言	105

第Ⅶ章 結 論	-----	106
謝 辭	-----	110
文 獻	-----	111

記 号

- C_M : 摩擦モーメント係数 $= M / 2\pi \rho r_o^2 r_i^2 (\omega_o - \omega_i)^2$
 D : 回転管内径 (29.9 mm)
 f : 変動速度の周波数
 f_i : 内管の回転周波数 $= \omega_i / 2\pi$
 f_o : 外管の回転周波数 $= \omega_o / 2\pi$
 f^* : 無次元周波数 $= f / |f_o - f_i|$
 L : 回転管入口からの管軸距離
 M : 内管に作用する単位幅あたりの摩擦モーメント (トルク)
 $P(f)$: 変動速度のワンサイドパワースペクトル
 r : 任意半径
 r_i : 内管外半径
 r_o : 外管内半径
 r_o / r_i : 半径比
 R : 回転管内半径 $= D / 2$
 Re_z : 軸レイノルズ数 $= U_m D / \nu$
 Re_ω : 回転管の回転レイノルズ数 $= V_\theta D / \nu$
 Re_i : 内管レイノルズ数 $= r_i^2 \omega_i / \nu$
 Re_o : 外管レイノルズ数 $= r_o^2 \omega_o / \nu$
 Re_ω : 二重管の回転レイノルズ数 $= |\omega_o - \omega_i| (r_o^2 - r_i^2) / 2\nu$
 S : ストローハル数 $= f D / U_m$
 u : 軸方向の変動速度成分
 U : 軸方向の平均速度成分
 U_m : 断面内平均軸速度
 ν : 周方向の変動速度成分
 ν^* : ν の無次元実効値 $= (\overline{\nu^2})^{1/2} / |V_o - V_i|$
 V : 周方向の平均速度成分

- V_i : 内管壁の周速度 = $r_i \omega_i$
 V_o : 外管壁の周速度 = $r_o \omega_o$
 V_θ : 回転管壁の周速度 = $\omega D / 2$
 V^* : V の無次元値 = $(V - V_i) / |V_o - V_i|$
 δ : 二重管のすきま = $r_o - r_i$
 η : 内管壁からの無次元距離 = $(r - r_i) / (r_o - r_i)$
 λ : 回転管の管摩擦係数
 λ_o : 静止管の管摩擦係数
 μ : 粘度
 ν : 動粘度 = μ / ρ
 ρ : 流体の密度
 τ : 壁面せん断応力の周方向成分
 ω : 回転管の角速度
 ω_i : 内管の角速度
 ω_o : 外管の角速度
 ω_o / ω_i : 角速度比
 Ω : 旋回比 = $Re\omega / Re_z = V_\theta / U_m$

第 I 章 緒 論

1.1 序 言

クエット流れの実験的モデルとしてよく知られている同心回転二重管内流れは、軸受の流体摩擦などに関連して重要である。さらに流れの安定性、そして層流から乱流への遷移過程の詳細を究明する上でも、この二重管という系の持つ対称性、比較的小さな閉じた系であること、および管の回転数に比例したレイノルズ数を高い精度で制御できることなどの観点から、従来非常に数多くの研究が実験と理論の両面から行われてきた。中でも内管が回転する場合に生ずるテイラーうずは多くの研究者たちの注目を集め、現在でもなおその研究は続けられている。一方、外管が回転するとすきま内の流れは安定化し、上述のテイラーうずの発生は見られず、別の形の遷移を生ずる。しかしながら、こうした両管のうち一方のみが回転する場合の流動はかなり明らかになっているのに対し、両管がともに回転する状況では、内管および外管の回転それぞれのもつ不安定化と安定化の作用が、角速度比、半径比、回転レイノルズ数などの諸因子によって複雑に影響するため、従来の研究により両管が回転する場合の流体摩擦抵抗そしてすきま内の流動まで十分解明されているとは言えない。

他方、流体機械の流入部、タービンや発電機などの回転部を有する冷却系、回転式熱交換器、さらに最近のロケットエンジンにおいて見られる旋回流れは、上述の二重管の内管を有しない場合と見ることができ、こうした流れの解明は回転機器を設計する上で重要である。この問題は従来研究されてきた静止管内へ旋回成分をもった流れが流入する場合と異なり、常に管から旋回成分が与えられる遠心力場内での流動であり、管内の圧力分布や乱れの分布は静止管とは相当異なったものになることが考えられる。このように、直管がその中心軸まわりに回転する場合、その中の旋回流れは工業的にも重要な問題であるにもかかわらず、未だ十分な研究がなされていないのが現状である。

以上の点を考慮して、本研究では両管がともに回転する同心二重管内の旋回流れと管軸まわりに回転する円管内の旋回流れについて、実験面から詳細に検討し、回転場における管内の流動様式の変化を明らかにした。

1.2 本研究の背景および目的

同心状態における二重管内の流れは古くは19世紀末、粘性応力の値を確認する目的で、その基本流であるクエット流れについて研究が始められた⁽¹⁾⁽²⁾。その後、1923年 Taylor⁽³⁾ は現在テイラーうずとしてその名を知られるきっかけとなった有名な論文を発表した。それはこのクエット流れの安定性に関するもので、線形理論による計算結果が実験によって確かめられた最初の例であった。それまで二重管内の流れの安定性は Rayleigh⁽⁴⁾ が示した非粘性の安定規準があるのみであった。Rayleighの安定規準は、『非粘性回転流れが安定であるには循環の二乗が外向きに増加しなければならない』というもので、式で表せば

$$r_o^2 \omega_o > r_i^2 \omega_i$$

のとき流れは安定となる。したがって、これより以下のことがわかる。

- (1) 内管のみ回転する場合 : 不安定
- (2) 外管のみ回転する場合 : 安定
- (3) 両管が逆方向に回転する場合 : 不安定

これに対し、Taylorによって計算された粘性流体に対する安定規準では、両管が同方向に回転する場合、回転数の低いところで Rayleigh の安定規準より安定領域が拡大し、粘性による安定化の作用が示された。そして不安定な領域では交互に反対方向に回転するうずがすきま内を満たすことを求め、実験的には着色液を内管上に薄い膜として分布させておき、それがうずを囲む等距離のリング状になることから確かめた。さらに Taylor は両管が逆方向に回転する場合にも安定な領域が存在することを示した。このときの不安定として生ずるうずは、すきま内に2列になることを計算し、実験では着色液が内側のうずだけに集まり、理論上考えられる外側のうずの部分には水だけが存在することで確認した。この研究以降、二重管内の流れは各方面から研究されてきたが、とりわけ内管のみ回転する場合を取り扱った例が多い。たとえば、内管のみ回転する場合の摩擦モーメントは Wendt⁽⁵⁾、Taylor⁽⁶⁾、Donnelly⁽⁷⁾、山田⁽⁸⁾、Donnelly and Simon⁽⁹⁾ によって調べられ、Stuart⁽¹⁰⁾、Davey⁽¹¹⁾ により理論的にも研究された。また、すきま内の流れの観察も行われ、Lewis⁽¹²⁾、Schultz-Grunow and Hein⁽¹³⁾、Coles⁽¹⁴⁾ は Taylor⁽³⁾ の染料による可視化観察では確認できなかったテイラーうず発生の臨界レイノルズ数を越えたのちに現れる波動テイラーうず流れの写真

を示した。特に Colesは詳細な観察の結果、テイラーうずの本数と周方向の波の数の組合せにより70以上もの流動状態を見出し、たとえ同一のレイノルズ数であっても、そこに至る過程によりうずの本数および波数の異なる流れ状態が存在しうることを明らかにした。さらに彼はスペクトル進化による遷移過程についても考察した。これは最近になって Gollub and Swinney⁽¹⁵⁾、Fenstermacherら⁽¹⁶⁾ がレーザードップラー流速計を用いて、半径方向の速度成分の時間的変動をフーリエ変換して求めたエネルギースペクトルにより初めて明かとなった。それによれば、レイノルズ数が大きくなって乱流になるまでに以下の4つの流れ状態が起こる。(1) クエット流れ (2) 定常なテイラーうず流れ (3) 周波数 f_1 の波動を伴う非定常うず流れ (4) 2つの周波数 f_1 、 f_3 の波動を伴う非定常うず流れ。Colesは、当初の離散型スペクトルから高周波成分が加わることによってしだいに複雑になり、一方、各スペクトルは流れの不規則性の発生によって幅が広くなり、その結果、ついに連続スペクトルに移行すると考えたが、上述のように、流れはせいぜい2つの周波数成分の発生を経て乱流に移行するわけで、Landau⁽¹⁷⁾ の推測とも違っていた。そして Fenstermacherらの研究を契機として線スペクトルに対応した物理的意味を明らかにすべく、現在なお各流動状態のより詳細な可視化実験が続けられている⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。

一方、外管が回転する場合、流れは安定し、摩擦モーメントは内管が回転する場合より著しく小さい。そしてある回転数以上になると層流の理論値より著しく大きくなり、乱流へ遷移することが示された⁽⁵⁾⁽⁶⁾。その後、Schultz-Grunow⁽²¹⁾ は理論解析および流れを観察した結果、流れは安定であり乱流へ遷移しないと報告したが、のちの速度変動および流れの観察から流れは層流域と乱流域とが二重ねじのように共存するいわゆるスパイラルターブレンスが発生し、さらに回転数を増せば全部完全な乱流へ遷移することが確かめられた⁽¹⁴⁾⁽²²⁾。また山田ら⁽²³⁾ も注意深く同心調整をしたにもかかわらず、乱流への遷移が見られたことを報告している。

以上述べてきた同心二重管内の流れに関する研究は二重管のいずれか一方のみが回転する場合であるが、両管が(同方向、逆方向を含めて)同時に回転する場合については研究内容は極めて限られている。Wendt⁽⁵⁾、Tillmann⁽²⁴⁾ は両管回転時の摩擦モーメントの測定を行い、角速度比が1以下における摩擦モーメントは内管のみ回転時と外管のみ回転時の中間の値となることを示した。しかし、これらいずれの実験におい

ても、摩擦モーメントの測定値は乱流域のごく限られた回転レイノルズ数のみについて行われており、また二重管端面の影響を含んでいるために精度の面でも十分とは言えない。角速度比が1以上においては、すきまの広い場合の Tillmann⁽²⁴⁾ の測定値が数点あるにすぎず、ほかにこの研究例は見あたらない。そこで本研究では、まず二重管内の流れ状態を知る上ばかりでなく、実用的にも重要な両管回転時の摩擦モーメントの測定を行った。続いて、両管回転時の流れの可視化観察とすきま内の速度分布、乱れ強さを調べた。一般に流動状態の解明には、速度分布、速度変動や摩擦モーメントの測定とともに流れの可視化観察が有効である。可視化することによって流れ場全体を的確に把握でき、さらに観察結果と摩擦モーメントや速度分布などの測定結果とを照らし合わせてみれば、より一層その流れを明確にすることができる。本研究で取り上げる流れにおいては、テイラーうずとスパイラルターブレンスという際だった特徴を有する流れが発生し、その流動はかなり複雑になることが予想される。これまでの研究では、一方の管のみが回転する場合についても、可視化観察から速度やトルクなどの測定までを一連の研究として扱った例⁽²⁵⁾ は少なく、両管が回転する場合の研究はほとんど見あたらない。

他方、同心二重管内流れに軸流が加えられた場合についての研究も古くから行われており、軸流を伴い内管が回転する場合は Cornish⁽²⁶⁾、Fage⁽²⁷⁾、Kaye and Elgar⁽²⁸⁾、山田⁽²⁹⁾の実験的研究、Chandrasekhar⁽³⁰⁾、DiPrima⁽³¹⁾の理論的研究がある。軸流を伴い外管が回転する場合には研究例は少ないが、富田⁽³²⁾、山田ら⁽³³⁾の実験的研究がある。これらの中で山田ら⁽³³⁾は、二重管内の旋回流れにおいて、外管のみ回転する場合は、内管のみ回転する場合に比べて、摩擦モーメントおよび軸方向の圧力損失は著しく小さく、層流から乱流への遷移レイノルズ数は著しく大きいことを明らかにした。したがって、内管半径が小さくなった極限に相当する回転管内の旋回流れにおいては、流れの安定化の影響を受け、圧力損失が静止管の場合に比べて著しく減少することが予想される。ところが Pedley⁽³⁴⁾、Strohl and Lavan⁽³⁵⁾の理論解析によれば、剛体回転している回転管内の流動は軸レイノルズ数が 82.9 に達すると不安定になることが示され、上述の予想と逆の結果が得られた。また実験的にも Nagibら⁽³⁶⁾は流れの可視化とサーミスタ流速計により、旋回比が0から4まで増すと、層流が不安定になる軸レイノルズ数が 2500 から 900へと減少すると報告している。

これらの結果から、管の回転は軸レイノルズ数が大きくて乱流状態では流れを安定化させ、損失を減少させるが、軸レイノルズ数が小さくて層流状態では逆の傾向をもつものと思われるが詳細は明らかでない。White⁽³⁷⁾は長さの異なる3種類の回転管を用い、上流および下流に十分な長さの静止管を置き、長さの長い回転管の場合の上流および下流静止管の壁面圧力差から、短い回転管の場合の圧力差を差し引いて回転管の損失を求めた。また村上ら⁽³⁸⁾は上流の静止管で十分発達した乱流をつくり、これを回転管に導いて入口より各断面における速度および圧力の変化を調べた。

近年、回転機械の高速化、大形化に対応すべく実験条件となる各種レイノルズ数も広範囲について行う必要性を生じてきた。しかしながら、これまで述べてきた二重管内および回転管内の流れに関する研究はいずれも限られた条件のもとで行われた場合が多い。以上の観点から、本研究では内管および外管が共に回転する状況での同心二重管内の流れについて、摩擦モーメントの測定、可視化観察、速度分布・速度変動の測定を、広範囲の回転レイノルズ数および角速度比において詳細に行い、両管の種々の回転によってすきま内の流動がどのような影響を受けるかを実験的に明らかにした。さらに、十分長い円管を管軸まわりに回転させ、管入口から十分下流での圧力損失、速度分布などを広範囲のレイノルズ数について測定し、管の回転が及ぼす流れの安定化、不安定化について実験的に明らかにした。

第 II 章 同心二重管内流れの摩擦モーメント⁽³⁹⁾

2.1 結 言

同心二重管内の流れの研究は古くから行われてきたが、その多くは内管のみ回転する場合に関するものである。内管のみが回転する二重管内の流れには、よく知られているように流れの不安定からテイラーウーズが発生し、このため摩擦モーメントは層流における理論値より著しく大きくなる⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。これに対し、外管のみが回転する場合は、内管のみが回転する場合とは逆に、内管に近い流体よりも外管に近い流体のほうが速度が大きいため、流れはより安定である。したがってこのときの摩擦モーメントは内管のみが回転する場合に比べて著しく小さい⁽³³⁾。このように内管回転時と外管回転時とでは流れに及ぼす影響がまったく異なるわけであるが、両管が共に同方向または逆方向に回転する場合には、上述の両者のうちいずれの影響を強く受けるかによって流動様式は大きく変化することが考えられる。両管が回転する二重管の摩擦モーメントに関する研究は Wendt⁽⁵⁾、Tillmann⁽²⁴⁾ 以外にまだ報告されていないようであるが、彼らの実験は回転レイノルズ数、角速度比のごく限られた範囲で行われたもので十分とは言えず、また二重管端面の影響を含んでいるために、精度の面でも少々問題がある。

本章では、水およびグリセリン水溶液を用いて、軸方向流れのない両管回転同心二重管の内管に作用する摩擦モーメントを両端部の影響を除いて正確に測定し、回転レイノルズ数、半径比、角速度比が摩擦モーメントにどのような影響を与えるかについて実験的に明らかにした。同時に層流の安定についても考察した。

2.2 実験装置および方法

本実験装置は軸方向流れのない場合に内管に作用する摩擦モーメント（トルク）を測定するものである。広範囲の回転レイノルズ数でしかも正確な測定を行うために小形装置（図2.1）と大形装置（図2.2）を用いた。それぞれの内、外管の半径および半径比を表2.1に示す。

内管は図2.1、2.2に示すように、トルク測定部③とその両端の整流部②、④の三つ

の部分で構成される。②と③および③と④との間は実験装置Ⅰで 0.3 mm 以下、実験装置Ⅱで 0.5 mm 以下にしてあるが直接接触し合うことはない。装置Ⅱのトルク測定部③は、その内部に同心調整用のボルト 8 本を有し、両端の整流部との同心を正確に調整できる。また、トルク測定軸⑤と整流部を支持した中空軸とのすきまを、装置Ⅰで約 0.03 mm、装置Ⅱで約 0.07 mm とし、その距離を比較的長くすることで流体の漏れを防いだ。

外管①と内管との同心調整はダイヤルゲージによって、その誤差が装置Ⅰで±0.01 mm 以下、装置Ⅱで ±0.03 mm 以下になるように調整した。これは二重管のすきまの 1% にも満たない値である。なお、二重管端部において発生する二次流れは摩擦モーメントの測定結果に誤差をもたらすため、各半径比それぞれに適したしゃ閉板を用いてこの影響を防ぎ、理想的な無限幅の条件に近づけた⁽⁴⁰⁾。また、摩擦モーメントの測定には抵抗線ひずみゲージを使ったトルク計と静ひずみ計を使用した。このほかキャビテーションの発生を防ぐため、実験装置には別にヘッドタンクを備えつけて装置内を加圧できるようになっている。使用流体は 40% および 60% グリセリン水溶液と水で、広範囲の $R\omega$ における測定を可能にした。

表 2.1 二重管の寸法および半径比

番号	外管内半径 r_o mm	内管外半径 r_i mm	すきま δ mm	半径比 r_o/r_i	
1	31.950	30.561	1.389	1.0455	実験装置Ⅰ
2	33.515	30.561	2.954	1.0967	実験装置Ⅰ
3	32.560	27.010	5.550	1.2055	実験装置Ⅰ
4	157.50	149.98	7.52	1.0514	実験装置Ⅱ
5	164.95	149.98	14.97	1.0998	実験装置Ⅱ

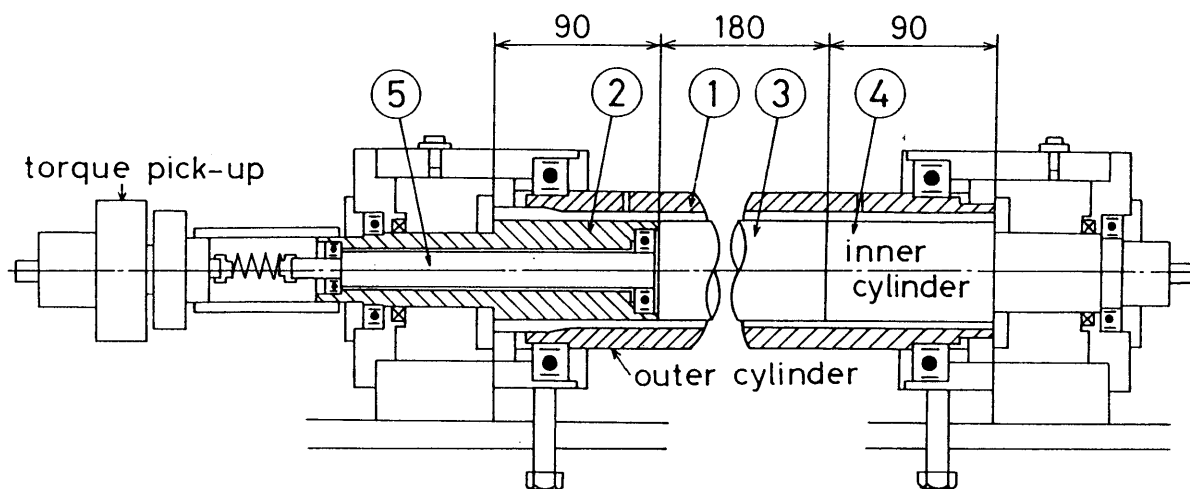


图 2.1 实验装置 I

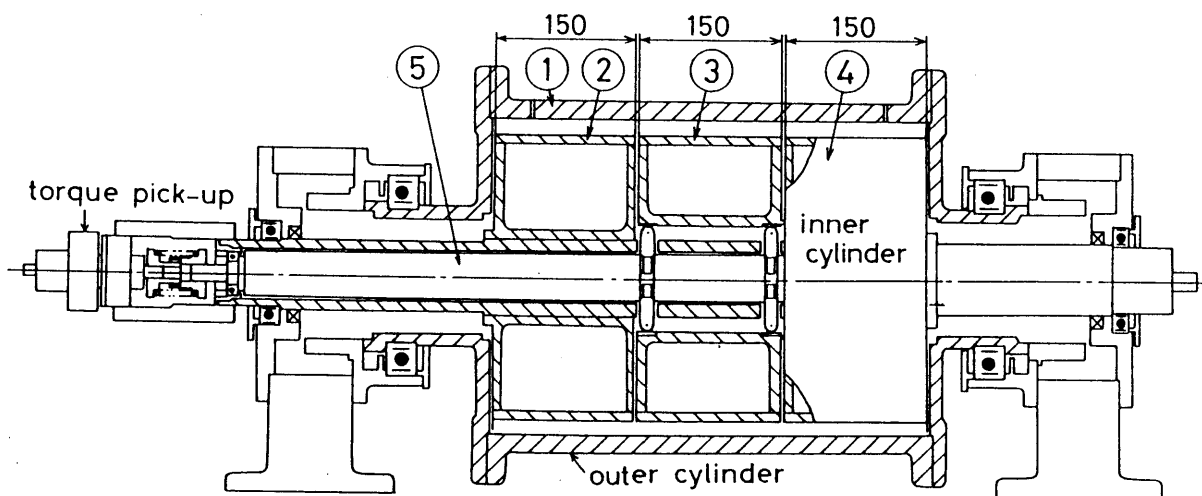


图 2.2 实验装置 II

2.3 実験結果および考察

2.3.1 外管あるいは内管のみ回転する場合の摩擦モーメント

軸方向流れのない場合、回転二重管内の層流の速度分布は、

$$V = \frac{r_o^2 \omega_o - r_i^2 \omega_i}{r_o^2 - r_i^2} r - \frac{r_o^2 r_i^2 (\omega_o - \omega_i)}{r_o^2 - r_i^2} \frac{1}{r} \quad (2.1)$$

となる。ここにVは半径rの位置における流速である。せん断応力 τ は、

$$\tau = \mu r \frac{d}{dr} \left(\frac{V}{r} \right) \quad (2.2)$$

であるから、式(2.1)を用いると、

$$\tau = 2\mu \frac{r_o^2 r_i^2 (\omega_o - \omega_i)}{r_o^2 - r_i^2} \frac{1}{r^2}$$

となる。したがって内管に作用する単位幅あたりの摩擦モーメントMは、

$$M = \int_0^{2\pi} \tau r^2 d\theta = 4\pi\mu \frac{r_o^2 r_i^2 (\omega_o - \omega_i)}{r_o^2 - r_i^2}$$

で与えられる。ここで摩擦モーメント係数 C_M を、

$$C_M = \frac{M}{2\pi\rho r_o^2 r_i^2 (\omega_o - \omega_i)^2}$$

と定義すれば、層流の場合の摩擦モーメント係数 C_M の理論値は次のようになる。

$$C_M = \frac{1}{R\omega} \quad (2.3)$$

図2.3は本実験を行った5種類の半径比 r_o/r_i について、一方の管のみが回転する場合の摩擦モーメント係数 C_M と回転レイノルズ数 $R\omega$ との関係である。

図2.3の中で

$$C_M = 0.00759 R\omega^{-0.24} \quad (2.4)$$

の直線は、壁面の曲率を無視し、速度分布に1/7乗則を適用して求めた式⁽⁴¹⁾である。外管回転の場合は式(2.3)から離れる臨界レイノルズ数が半径比とともに増加するのに対し、内管回転の場合は逆に減少する。式(2.3)から離れた C_M の値は、外管回転時は半径比の大きいほど小さく、内管回転時はその逆となる。ただ半径比の違いによる C_M の値の変化は内管回転時のほうがかなり小さい。 $r_o/r_i=1.2055$ の外管回転時に C_M の測定値が式(2.3)よりも小さな値を示しているのは、内管に作用するトルクが非常に小さいうえに、トルク測定部の軸受の摩擦抵抗の影響を受け

たためと考えられる。

また外管回転時の乱流域で、山田ら⁽²³⁾の報告にあるように C_M の値がいったん減少したのち再び増加するといった現象がみられた。これは $R\omega$ の増加とともに層流中に乱れが生じ、流れはColes⁽¹⁴⁾、Atta⁽²²⁾が観察した層流と乱流が同時に存在するパイラルタープレンスに遷移する(第1変動期)。そしてさらに $R\omega$ が大きくなったところで全域が乱流へ遷移する(第2変動期)といった過程と考えられる。なお、図2.3中に破線で示した関係はTillmann⁽²⁴⁾によるもので、半径比の小さい場合はよく一致した。

2.3.2 両管が同方向に回転する場合の摩擦モーメント

図2.4(a)~(c)は各半径比において、外管および内管を同方向に回転させた場合の摩擦モーメント係数 C_M と回転レイノルズ数 $R\omega$ との関係を、角速度比 ω_o/ω_i をパラメータとして示したものである。流れが層流であれば C_M の値は角速度比によらず式(2.3)で表され、実験結果もよく一致した。

図2.4(a)の $0 < \omega_o/\omega_i < 1$ の場合、式(2.3)から離れた C_M の値は内管のみ回転($\omega_o = 0$)の場合と同様な傾向を示すが、 $R\omega$ が 2×10^4 まではそれより少し大きい。また角速度比の違いによる変化は少なく、 $R\omega$ が 2×10^4 以上では $\omega_o = 0$ の C_M の値とほとんど差がない。次に $\omega_o/\omega_i > 1$ の場合の C_M の値は、外管のみ回転($\omega_i = 0$)の場合よりさらに小さくなり、層流の理論値からはずれる臨界回転レイノルズ数は角速度比が1に近いほど大きな値となる。一般に内管が回転していれば少なからず流れの不安定化を招くように考えられるが、この場合はより安定するという興味深い結果が得られた。これは同じ $R\omega$ であっても、言いかえれば相対速度は同じであっても、角速度比が1に近いほど両管の絶対速度が増すことになり、特にこの場合、外管の方が内管より速くしかも高速で回転しているため流れの安定化の影響が一層顕著に表れたものと思われる。Wendt⁽⁵⁾は半径比 $r_o/r_i = 1.069$ 、 1.176 、 1.470 について同様な実験を行っているが、レイノルズ数の範囲が乱流域の $R\omega = 10^4$ 付近に限られており、特に角速度比が正の場合については数点しか測定されていない。またTillmann⁽²⁴⁾の報告では $r_o/r_i = 1.180$ のみについて角速度比が4と10の場合の数点の測定結果が示されているだけであった。

図2.4(b)では $\omega_o/\omega_i=0.25, 0.50$ に対する C_H の値は図2.4(a)と同様な傾向にあるが、 $R\omega$ が 4×10^4 以上において ω_o/ω_i が増えるにつれて C_H の値が減少している。また $\omega_o/\omega_i=0.75$ では図2.4(a)とは異なり、内管のみ回転時よりかなり小さい C_H の値を示す。これはすきまが広がったことで外管回転による流れの安定化の効果が現れてきたためと考えられる。したがって C_H の値が式(2.3)から離れるところの臨界レイノルズ数も大きくなっている。なお $r_o/r_i=1.0998$ において $\omega_o/\omega_i=2, 4$ の場合も測定を行ったが、 $r_o/r_i=1.0514$ の場合と同様、外管のみ回転時よりさらに小さなトルクとなり、その値が非常に小さくて十分な精度が得られなかったので本論文には掲載しなかった。

図2.4(c)では装置の都合上、 $R\omega > 3 \times 10^4$ の範囲の実験結果は得られなかったが、同じ $R\omega$ において ω_o/ω_i の値が大きくなるほど C_H の値が減少し、その変化もこの大きな半径比の場合が最も大きい。これは先のWendt⁽⁵⁾の測定結果にも表れている。彼の結果はさらにすきまの広い場合($r_o/r_i=1.470$)に及んでいるが、そこでは C_H の値の変化がさらに顕著であった。

以上のように、一般には角速度比が零から1に近づくと剛体回転に近づくため、摩擦モーメントは減少するであろうと考えられるが、本実験結果では ω_o/ω_i の増加にもかかわらず C_H の値の減少が見られないところがあった。これは $R\omega$ の定義で代表速度、代表長さとして両管の相対速度、すきまを用いているため、同じ $R\omega$ についてもすきまのせまい場合は広い場合より大きな相対速度が必要となり、そこで流れを不安定にする内管の角速度の大きさが問題となる。したがって一意的にはこの両管回転時の二重管内流れ状態はここで定義した $R\omega$ 数だけで決定されるものではないとも考えられる。

図2.5は同一角速度比について、半径比をパラメータとして C_H の値を示したものである。角速度比 $\omega_o/\omega_i=0.25$ の場合、半径比が比較的小さい範囲では内管回転による影響が大きく、内管のみ回転時のように半径比が大きいほど、つまりすきまが広いほど C_H の値も増加する。ただし、ある程度すきまが広くなると外管回転の影響、すなわち半径比の増大とともに C_H の値が減少するという傾向が見られた。 $\omega_o/\omega_i=0.75$ では、外管の回転数が相対的に大きくなるため後者の影響が勝り、 $\omega_o/\omega_i=0.25$ の場合とは逆に C_H の値は半径比の大きい $r_o/r_i=1.10$ の場合の

方が $r_o/r_i \doteq 1.05$ の場合よりかなり小さくなる。 $\omega_o/\omega_i = 0.50$ はこれらの中間であり、 $r_o/r_i \doteq 1.05$ と 1.10 の両者の C_M の値は $R\omega$ 数の広範囲にわたってほぼ等しい。ただ臨界回転レイノルズ数に近い $R\omega$ の小さな範囲では、半径比によってその受ける影響が異なるため、図2.5のように $r_o/r_i \doteq 1.10$ の場合の C_M の値が最も大きくなる。つまり $0 < \omega_o/\omega_i < 1$ では ω_o/ω_i が零に近いほど、すきまがせまいほど内管回転の影響を受けやすく、 ω_o/ω_i が1に近いかすきまがある程度広い場合には外管回転の影響が大きくなる。例えば、 $\omega_o/\omega_i = 0.50$ 、 $r_o/r_i = 1.2055$ の場合、 C_M 値が式(2.3)の直線から離れるときの様子は外管のみ回転の場合によく似ている。そして内管のみ回転時には式(2.4)の直線以下にはならなかった C_M 値も $\omega_o/\omega_i = 0.75$ の場合にはかなり小さくなっている。

2.3.3 両管が逆方向に回転する場合の摩擦モーメント

図2.6(a)～(c)は各半径比において外管と内管とを逆方向に回転させた場合の測定結果である。同方向回転時と同じく、流れが層流のとき C_M の値は式(2.3)とよく一致した。

式(2.3)から離れてからの C_M の値はいずれの半径比においても常に内管のみ回転時と外管のみ回転時の中間にあり、同じ $R\omega$ 数では角速度比が -0.25 、 -0.50 、 -1.0 、 -2.0 の順に小さくなっている。さらに式(2.3)から離れるときの $R\omega$ (臨界回転レイノルズ数)もこの順に大きくなる。したがって ω_o/ω_i の絶対値が大きいほど大きな $R\omega$ 数まで層流状態が維持されることになる。また式(2.3)から離れるときの様子はどちらかと言えば、 $\omega_o/\omega_i = -0.25$ 、 -0.50 の場合は $\omega_o = 0$ (内管のみ回転)に、 $\omega_o/\omega_i = -1.0$ 、 -2.0 の場合は $\omega_i = 0$ (外管のみ回転)に似ている。これは前者では内管回転の影響を、後者では外管回転の影響を主に受けているため、 ω_o/ω_i の絶対値をさらに増加してゆけば外管のみ回転時の状態に近づいてゆくと予想される。

図2.7は逆方向回転時の $C_M-R\omega$ の関係を半径比をパラメータとして示したものである。これより乱流域において $\omega_o/\omega_i = -0.25$ 、 -0.50 では半径比が大きいほど C_M の値も大きい、 $\omega_o/\omega_i = -1.0$ 、 -2.0 では逆に半径比が大きいほど C_M の値が小さい。またその半径比によるちがいは $\omega_o/\omega_i = -2.0$ の場合が最も顕著

である。これらは角速度比により内管回転あるいは外管回りのいずれの影響を強く受けているかによるものであろう。このように C_H の値の傾向が逆転するのは角速度比が $-1.0 < \omega_o/\omega_i < -0.50$ の範囲内にあるが、この点について Karlsson and Snyder⁽⁴²⁾ は彼らの実験結果から次のように述べている。角速度比が約 -0.75 より小さくなると、循環クエット流の安定性の喪失の際に現れる二次的運動は、それまでの波状またはらせん状構造をもつ軸対称なものから非定常なものへと変化する。また Taylor⁽³⁾ が実験および理論から求めたテイラーうずの大きさと角速度比との関係によれば、角速度比が約 -0.70 より小さくなると、それまでほぼ一定であったテイラーうずの大きさが急に小さくなっている。したがって摩擦モーメントにも少なからずこれらの影響を受けたものと考えられる。

2.3.4 回転二重管内流れの安定

以上で得られた $C_H-R\omega$ の関係より、 C_H の値が式(2.3)の層流の理論値からはずれるところの臨界回転レイノルズ数を従来までの安定理論と比較してみた。半径比 $r_o/r_i = 1.0455$ の場合について、本実験結果より得られた臨界回転レイノルズ数と Taylor⁽³⁾、Coles⁽⁴³⁾、Chandrasekhar⁽⁴⁴⁾ の理論より計算した値を表2.2に示す。なお Chandrasekharの値はすきまがせまい場合である。また、図2.8で縦軸に内管の回転レイノルズ数に相当する $r_i^2 \omega_i/\nu$ を、横軸に外管の回転レイノルズ数に相当する $r_o^2 \omega_o/\nu$ をとり、TaylorおよびColesの安定規準と比較した。なおColesの示した安定規準は角速度比が正の場合にはTaylorのものとはほとんど一致している。まず、内管のみ回転する場合には彼らの理論値とほぼ一致した。これは Donnelly⁽⁷⁾ の半径比 $r_o/r_i = 1.0516$ のすきまのせまい場合のトルク測定でも同様であったと報告がある。次に両管が同方向に回転する場合についてみると、理論値よりかなり大きい。そして半径比が大きくなるほどその差も顕著となっている。この点に関して、次章で述べるように本実験でもアルミ粉末法により流れを可視化し、臨界値とテイラーうずの発生との対応を調べてみた。その結果、可視化観察ではテイラーうずの発生する臨界回転レイノルズ数が Taylor、Colesの安定規準によく一致したのに対し、トルク測定では表2.2に示したように内管のみ回転時で約3%、同方向回転時ではそれ以上常に遅れて変化がみられた。この理由としてまず考えられるのは

軸受部の摩擦抵抗の存在であるが、トルク測定部を支える軸受には実験のたびごとに十分なメンテナンスを施しており、また C_m の測定値にばらつきは少なく、再現性も良かったことからトルクの測定精度が上述の遅れの主要因とは思われない。この遅れの原因は以下にあるものと考えている。それは発生したばかりのテイラーうずは、観察ではうずの境界がはっきりすることで容易に確認できてもその循環は極めて弱く、摩擦モーメントにまで直ちに影響を及ぼさないということ。特に同方向回転時に実際に注意深く断面観察した結果では、テイラーうず発生時の循環は内管のみ回転時より弱くみえた。これは外管が同時に回転していることで流れの安定化の影響が入りこんだためであろう。したがって角速度比が1に近くなるほどより安定化が増し、上述の遅れが顕著になっている。また半径比との関連では半径比が大きいほど、つまりすきまが広いほどその差は大きくなっている。これは Taylor、Coles がすきまが十分小さいと仮定した上で求めた関係であるからともいえるが、すきまが広いほどテイラーうずの循環が強まるのが外管回転により遅くなり、トルク変化もそれだけ遅れるものとも考えられる。以上より、摩擦特性が変化する $R\omega$ 数は厳密にはテイラーうずの発生ではなく、そのテイラーうずの影響がトルクまで及んだときといえる。

両管が逆方向に回転する場合については、Taylorの理論では十分議論できない。これは彼自身が述べているように理論式の補正項を修正する必要がある。さらに $\omega_o/\omega_i < -0.75$ では波状またはらせん状構造をもつ軸対称でない二次流れを生ずるといった報告⁽⁴²⁾もあり、Taylorの軸対称な摂動による理論では議論できない領域といえる。したがってここでは Colesによるものを取り上げたが、本実験結果は彼の理論にかなり近い値を示した。

図2.9、2.10は Coles⁽⁴³⁾の用いた座標軸を使って彼の安定判別規準を表したものである。図中(a)、(b)の曲線はそれぞれ同方向回転、逆方向回転の場合の安定限界を示す。図2.9では同方向回転の場合の安定曲線があらゆる半径比および角速度比においても一つの曲線(a)として表され、また図2.10では逆方向回転の場合の安定曲線が曲線(b)のみで表される。図2.9、2.10ともに曲線より左側および上部が安定領域で、曲線より右側が不安定領域である。同方向回転の場合には理論とかなり差があるが、逆方向回転時にはかなりよく一致している。特にすきまのせまい場合

が理論値に近いことがわかる。

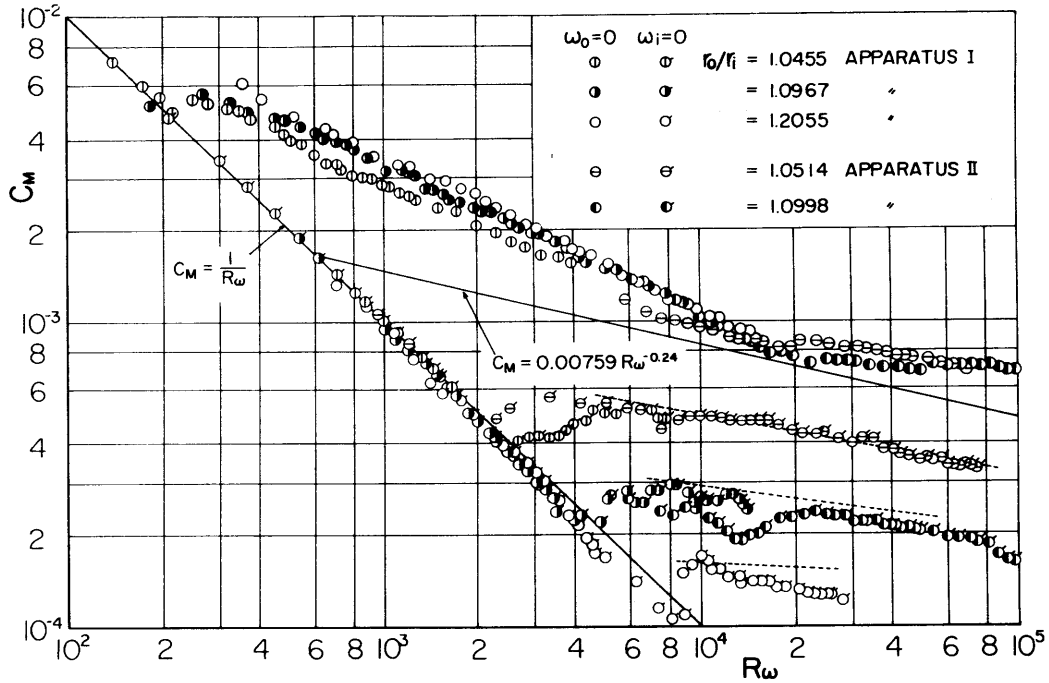
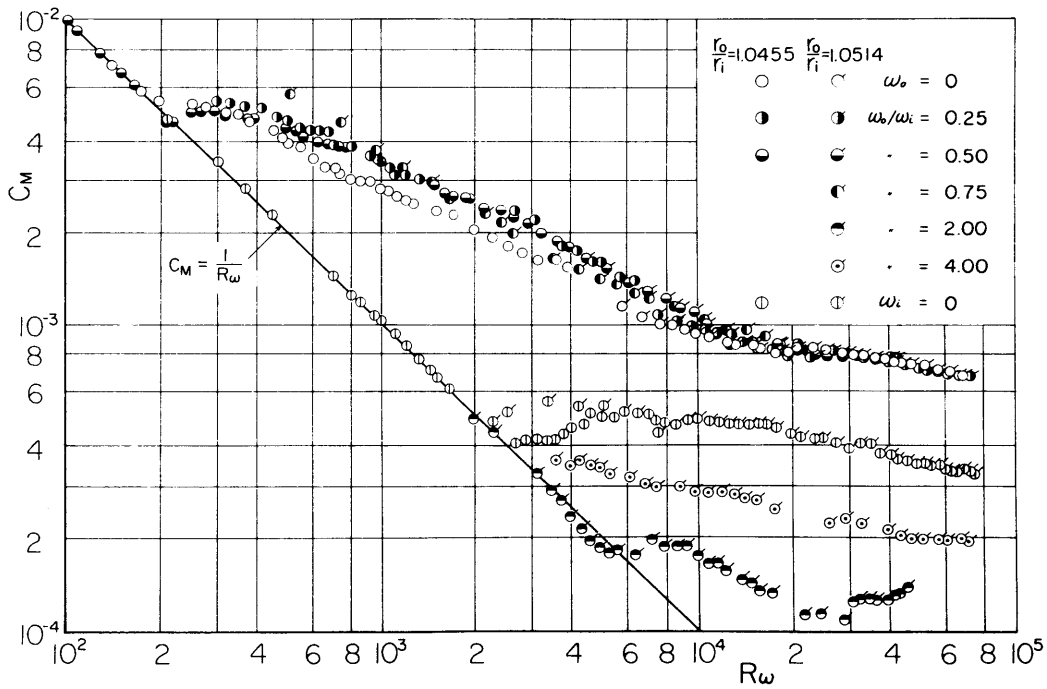
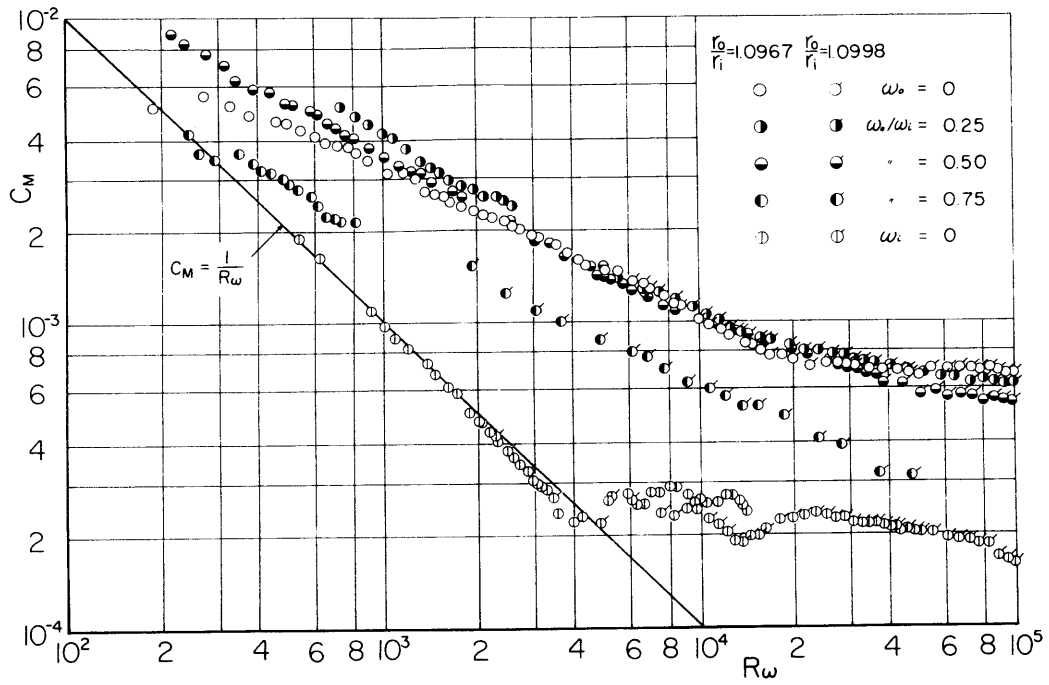


図 2.3 C_M-R_ω の関係 ($\omega_0=0$ および $\omega_i=0$)

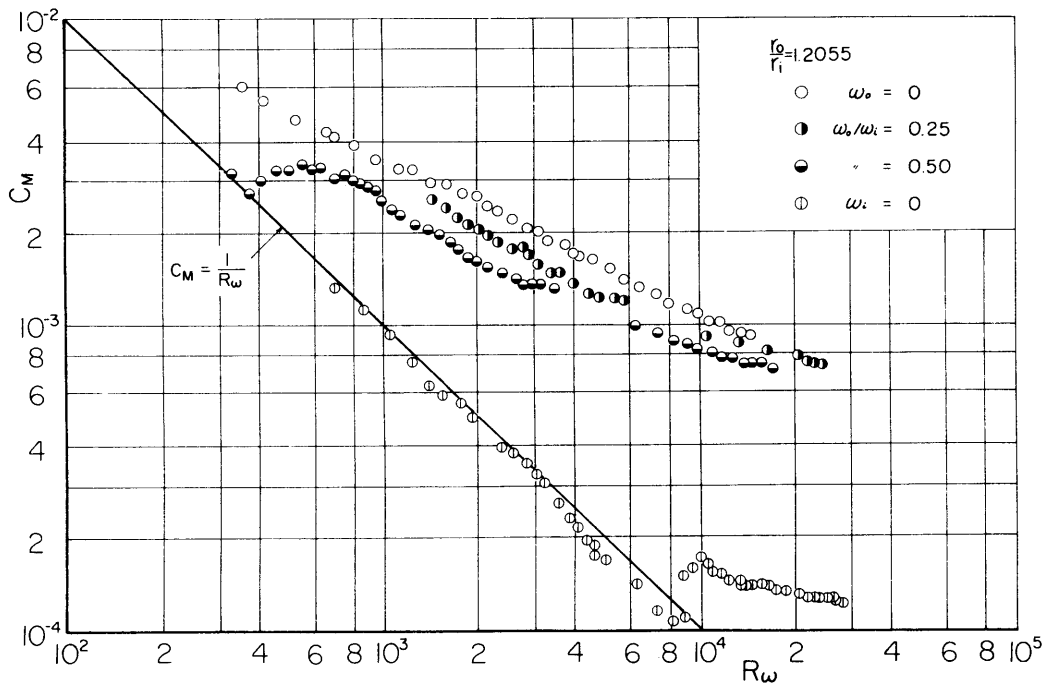


(a)

図 2.4 C_M-R_ω の関係 ($\omega_0/\omega_i > 0$)



(b)



(c)

図 2.4 $C_M - R_\omega$ の関係 ($\omega_o / \omega_i > 0$)

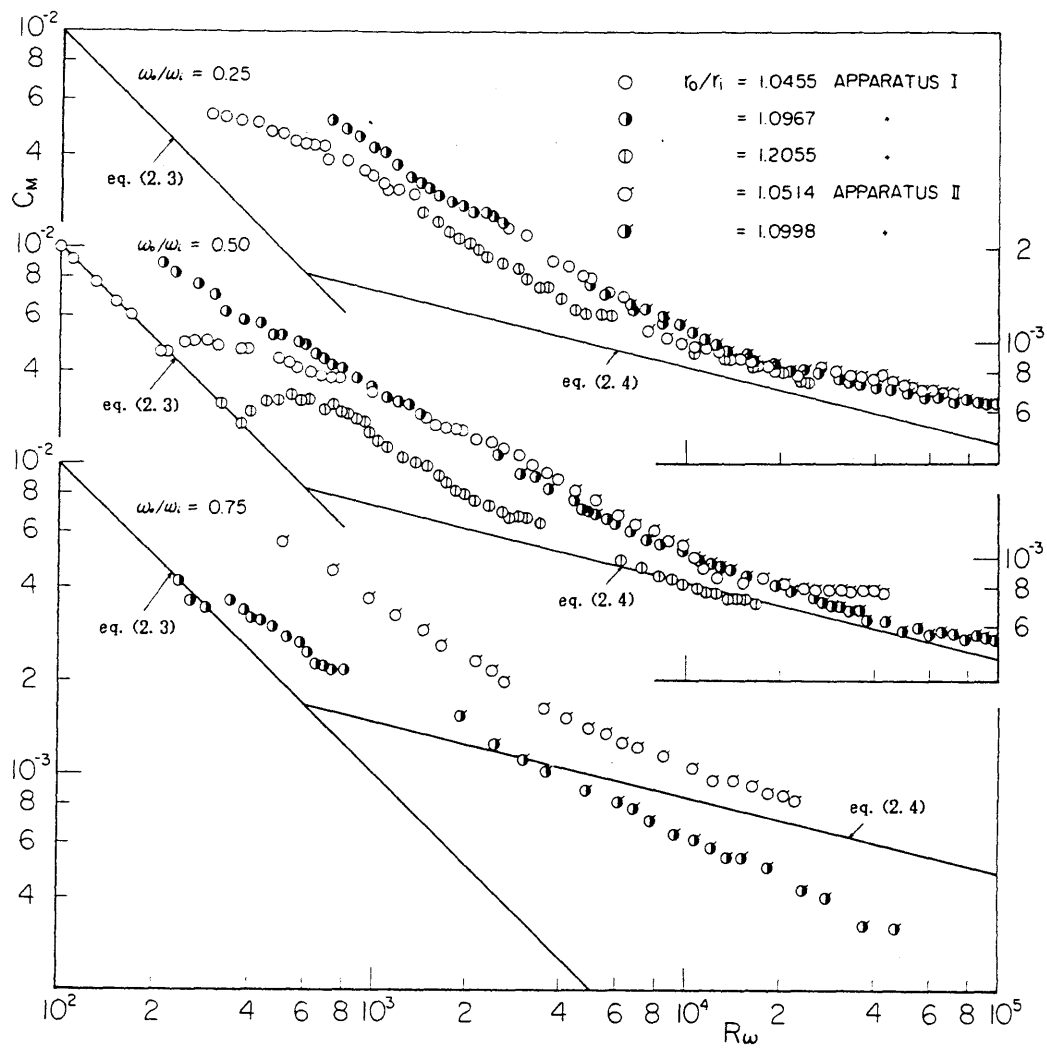
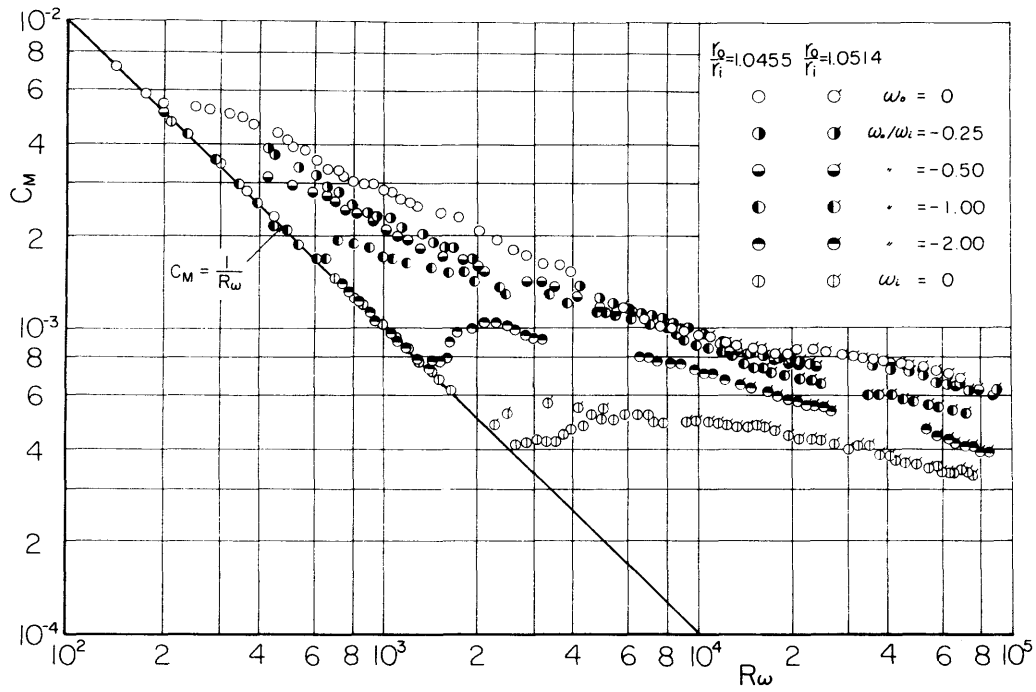
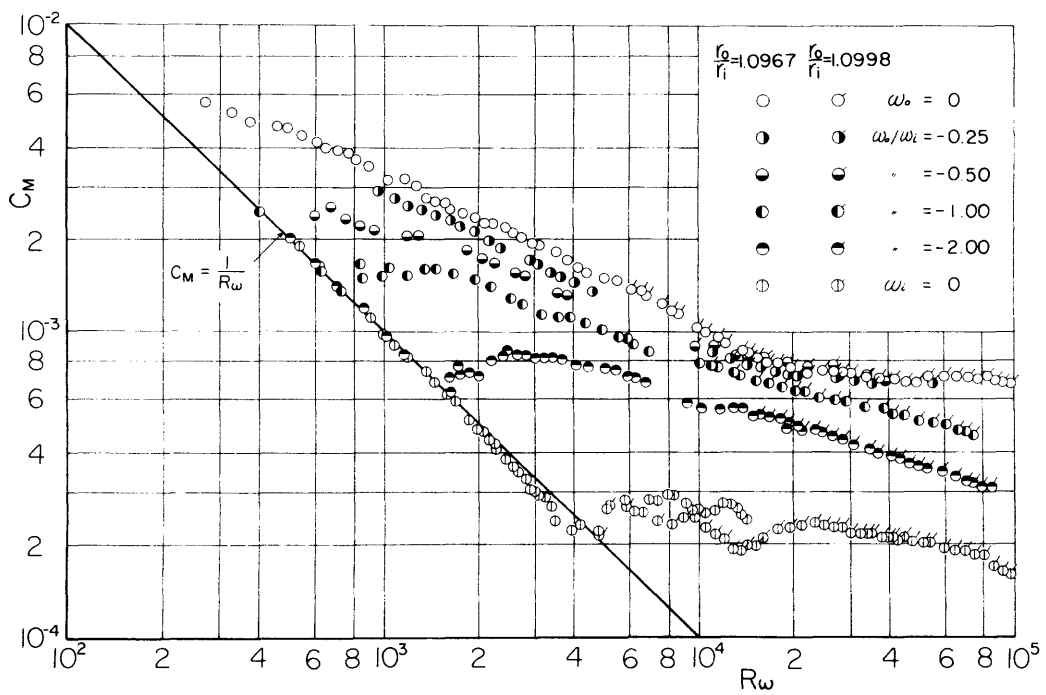


図 2.5 半径比の影響 ($\omega_o/\omega_i > 0$)

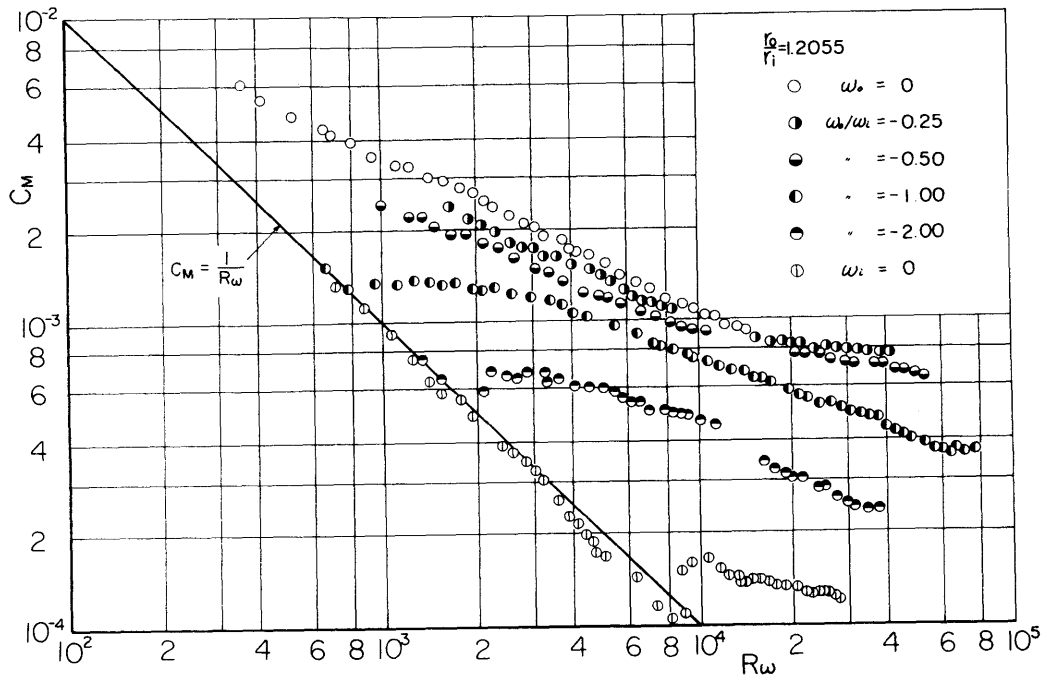


(a)



(b)

図 2.6 $C_M - R_\omega$ の関係 ($\omega_o/\omega_i < 0$)



(c)

図 2.6 $C_M - R\omega$ の関係 ($\omega_o / \omega_i < 0$)

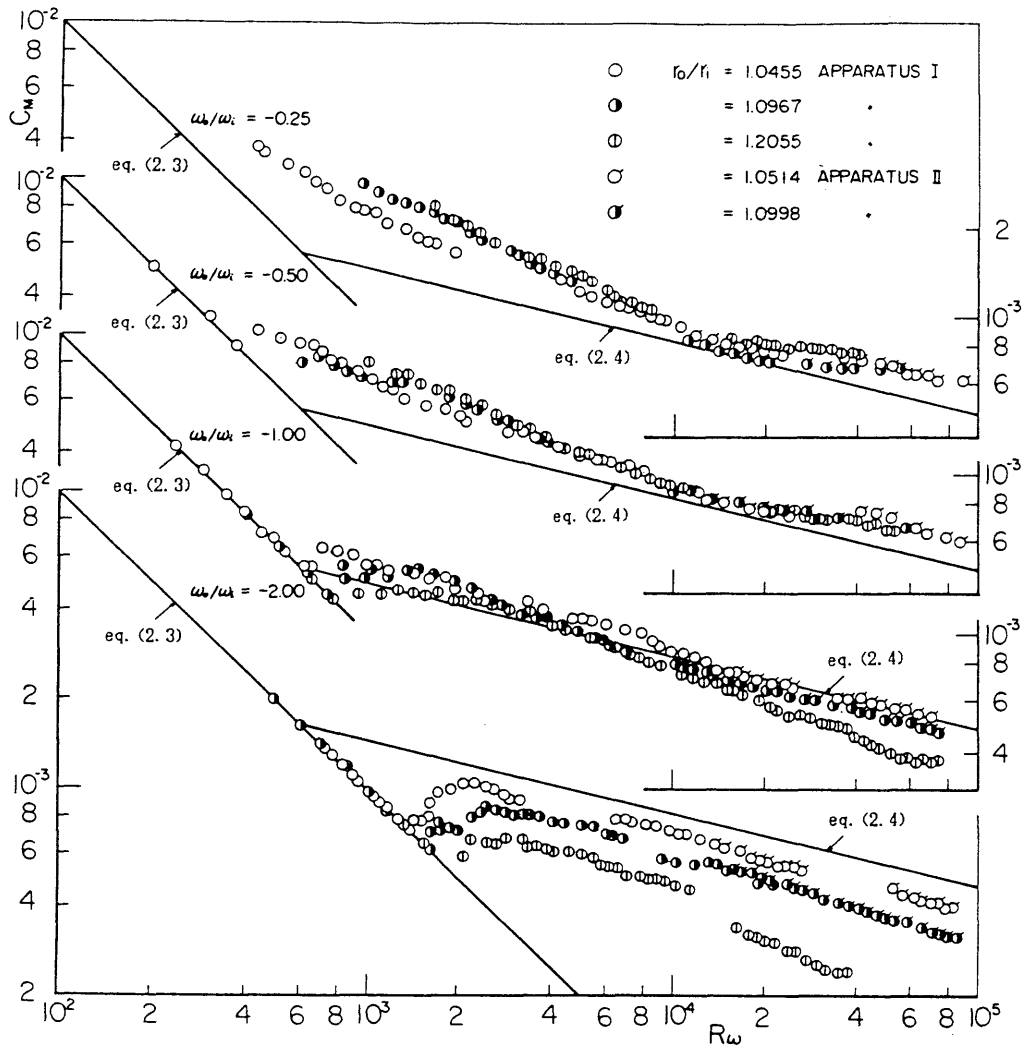


図 2.7 半径比の影響 ($\omega_0/\omega_1 < 0$)

表 2.2 臨界回転レイノルズ数

	本実験結果	Taylor ⁽³⁾	Coles ⁽⁴³⁾	Chandrasekhar ⁽⁴⁴⁾
$\frac{r_o}{r_i} = 1.0455, \frac{\omega_o}{\omega_i} = 0$	210	202	203	191
$\frac{r_o}{r_i} = 1.0455, \frac{\omega_o}{\omega_i} = 0.50$	205	122	122	117
$\frac{r_o}{r_i} = 1.0455, \frac{\omega_o}{\omega_i} = -0.50$	350	342	338	317
$\frac{r_o}{r_i} = 1.0455, \frac{\omega_o}{\omega_i} = -1.00$	610	—	701	618
$\frac{r_o}{r_i} = 1.0455, \frac{\omega_o}{\omega_i} = -2.00$	1500	—	1958	1700

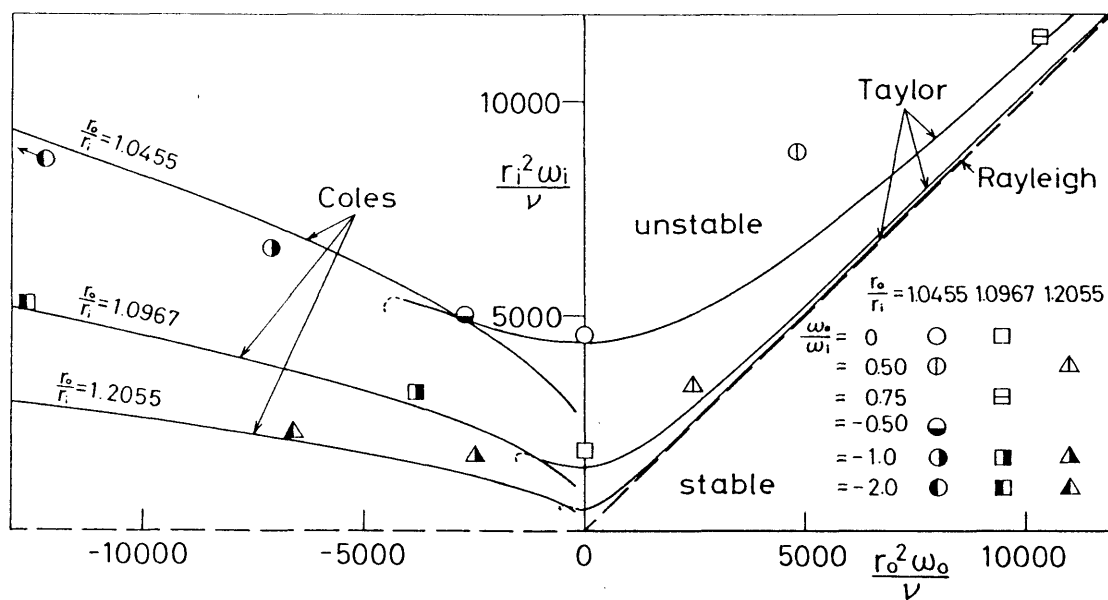


図 2.8 臨界回転レイノルズ数

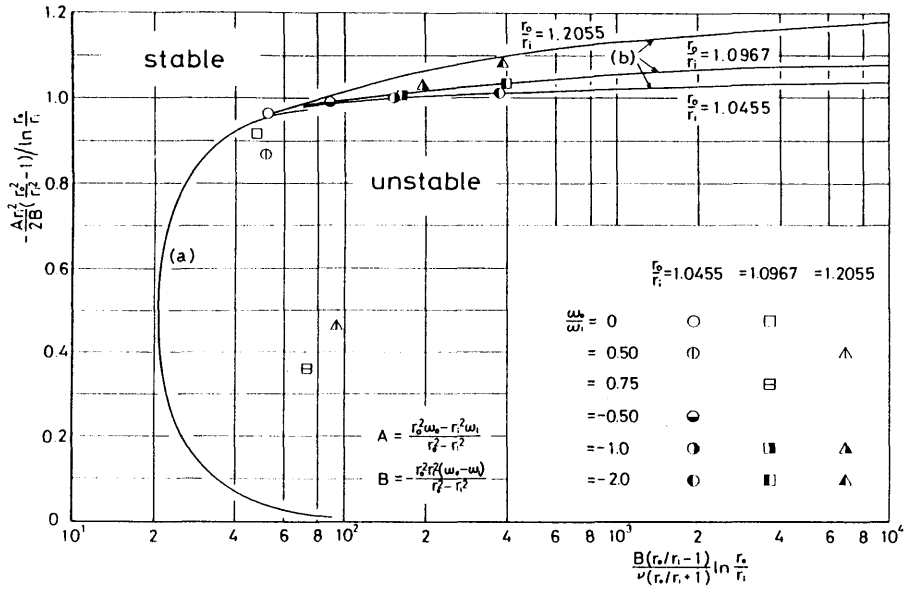


图 2.9 安定曲线 (Coles⁽⁴³⁾)

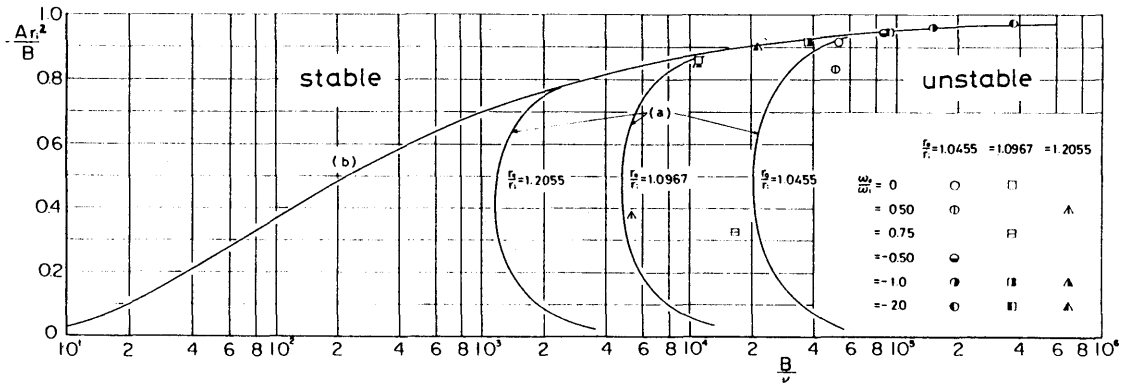


图 2.10 安定曲线 (Coles⁽⁴³⁾)

2.4 結 言

同心二重管における摩擦モーメントを測定し、一方のみ回転時には従来までの報告と同様な結果を得た上で、両管とも回転する場合について以下の結論を得た。

(1) 角速度比 ω_o/ω_i がいかなる場合も、層流における摩擦モーメント係数 C_M の値は理論値と一致する。

(2) $0 < \omega_o/\omega_i < 1$ における C_M の値は、半径比が小さいときは大きな差はなく内管のみ回転の場合に近いやや大きい、半径比の大きい場合には ω_o/ω_i が 1 に近いほど小さな C_M となる。

(3) $\omega_o/\omega_i > 1$ では、外管のみ回転の場合よりさらに C_M は減少し、 ω_o/ω_i が 1 に近いほど臨界回転レイノルズ数は大きくなる。

(4) $\omega_o/\omega_i < 0$ では、その絶対値が大きくなるにつれて C_M の値は内管のみ回転の場合から外管のみ回転の場合へと近づく。そしてその変化は半径比の大きいときほど顕著になる。

(5) 従来までの安定理論と比較した結果、 $0 < \omega_o/\omega_i < 1$ においては摩擦特性から求めた臨界値に遅れが存在する一方、 $\omega_o/\omega_i < 0$ の場合においてはほぼ一致を見た。

第三章 両管が同方向に回転する 同心二重管内の流れ⁽⁴⁵⁾

3.1 緒言

前章では軸方向流れのない両管回転同心二重管の内管に作用する摩擦モーメントを測定し、回転レイノルズ数、半径比、角速度比とトルクとの関係を調べた。その結果、角速度比によって摩擦モーメント係数の値は大きく変化し、またトルク測定から求めた臨界回転レイノルズ数には遅れを伴うことがわかったが、さらに詳しく調べるにはそのときの流動状態とすきま内の速度分布および速度変動などとの関係を明らかにする必要がある。

すでに Coles⁽¹⁴⁾ はこの流れを可視化し各流動状態を示したが、それは比較的回転レイノルズ数の小さな領域であり、またそのときの速度分布や速度変動については調べられていない。Wendt⁽⁵⁾ はこれより先に速度分布について報告しているが、Taylor⁽⁶⁾ が後に指摘しているように Wendtの実験では端の影響が無視できず、その結果を定性的に比較はできても定量的には比較し難い。その後の研究例では速度変動に関するものがいくらか見られ、Kaye and Elgar⁽²⁸⁾ や Gravas and Martin⁽⁴⁶⁾ は熱線風速計を用いて流動状態を調べている。また最近では Fenstermacherら⁽¹⁶⁾ がレーザ流速計により遷移域におけるスペクトルの変化を調べ、最近の非線形理論との比較を行った。そして一方ではスペクトルに対応した流動状態を調べるために、再び可視化観察も詳細に行われている⁽¹⁸⁾⁽²⁰⁾。ほかにも Barçilonら⁽⁴⁷⁾ の熱膜流速計を使つての乱流域のスペクトルの測定が行われているが、これらはいずれも内管のみ回転する場合に限られており、両管が共に回転する場合まで扱った研究例は極めて少ない。Atta⁽²²⁾ は熱線風速計を用いて両管回転時の測定を行っているが、それは特にスパイラルタープレンスのみに関するもので速度分布や乱れ強さについては測定していない。Andereckら⁽⁴⁸⁾ は同方向回転時に現れる5種類の新しい流動状態を報告しているが、それは特定の回転レイノルズ数の範囲において、しかもあるきまった条件下に発生するものである。

本章ではまずアルミ粉末を流体中に混入させて流れの観察⁽⁴⁹⁾ を行ったが、これまでの研究例に見られる外表面からの観察に加え、スリット光源によりすきま断面内の観

察も行った。本実験装置はこれまでに可視化観察が行われたどの装置よりも大きく、したがって同じ半径比であってもすきまが広く、断面観察よりテイラーウズ、スパイラルターブレンスそれぞれを詳しく観察できた。また、すきま内の速度分布に関してピトー管および熱線流速計の両者を用いて種々の角速度比における測定を行い、摩擦モーメントの測定結果との関連を明らかにした。さらに熱線流速計による速度変動の記録より、流れに含まれるスペクトルの各成分を調べて、各流動状態の詳細を明らかにした。本章では、軸方向流れのない同方向回転の場合について述べる。

3.2 実験装置および方法

実験装置全体を図3.1に示す。流れの観察およびピトー管による速度分布の測定の際には、ヘッドタンクから水またはグリセリン水溶液を導くことで二重管内の圧力を高め、すきま内への空気の混入およびキャビテーションの発生を防いだ。実験に使用した二重管の各寸法を表3.1に示す。実験はすきまが約15mm、半径比が1.10の場合について行った。可視化用外管は透明なアクリル製で、速度分布測定用外管は前章で使用したアルミ鋳物製である。また内管には中空のアルミ製のものを用いた。二重管部の詳細図を図3.2に示す。アスペクト比〔(軸方向長さ)/(すきま)〕は28である。流れの観察の際に使用したスリット光源は1.5kWのハロゲン電球を用い、スリット幅約1mm、軸方向長さ350mmでほぼすきま全体を見えるようにした。また速度の測定には外径0.5mm、内径0.3mmのステンレス管をろう付けした三孔コブラ形ピトー管と5 μ mのタングステン線を用いた熱線プローブを使用した。これらのプローブ①はブロック②の斜面を利用して、内管の中央断面上においてすきま方向に移動させることができる。そしてピトー管からの圧力はオイルシールを数個利用した圧力取り出し口③を介して差圧変換器へと導いた。一方、熱線プローブを使用する際には銅の円板を水銀だめの中へ浸した水銀接点I(図3.3)を用いた。しかしこの水銀接点Iは高回転域において多少のノイズが発生するため、ノイズの大きさが主流の0.1%を越えない範囲($Ri \leq 3.5 \times 10^4$)で使用した。さらに変動速度解析を行う場合には、熱線プローブを固定し、水銀だめの中へ径の細い銀棒をそう入したタイプの水銀接点II(図3.4)を二重管の両端にそれぞれ用意して、出力の取り出しを行った。水銀接点IIでは本実験の最高回転数でもノイズの発生はほとんどなく、その影響は無視すること

ができた。この熱線を用いた定温度形熱線流速計からの出力はローパスフィルタを通してデジタルデータレコーダに記録し、計算機により解析した。なお内管のみ回転の場合については静止した外管側からも熱線プローブをそう入し、マイクロメータによりトラバースさせて測定した。またプローブの検定は、ピトー管については前もって十分発達した円管流において標準ピトー管と比較することで、熱線プローブについても検定風洞であらかじめ検定して使用した。使用流体は75%および60%グリセリン水溶液と水そして空気である。

表 3.1 二重管の寸法および半径比

番号	外管内半径 r_o mm	内管外半径 r_i mm	すきま δ mm	半径比 r_o/r_i	
1	165.15	149.99	15.16	1.101	流れの可視化用
2	164.95	149.99	14.96	1.100	速度・乱れ測定用

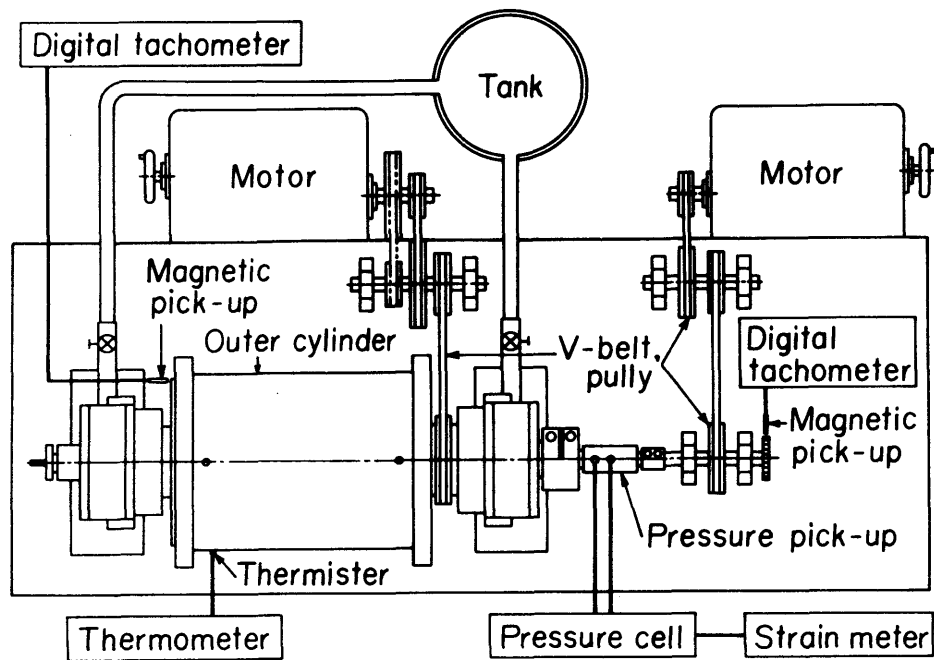


图 3.1 实验装置全体图

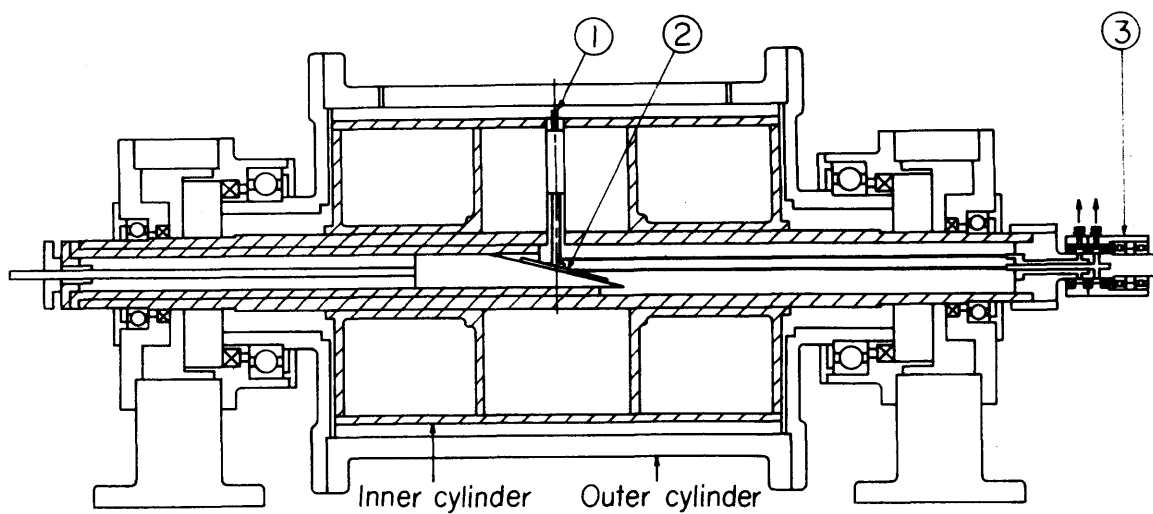


图 3.2 二重管断面图

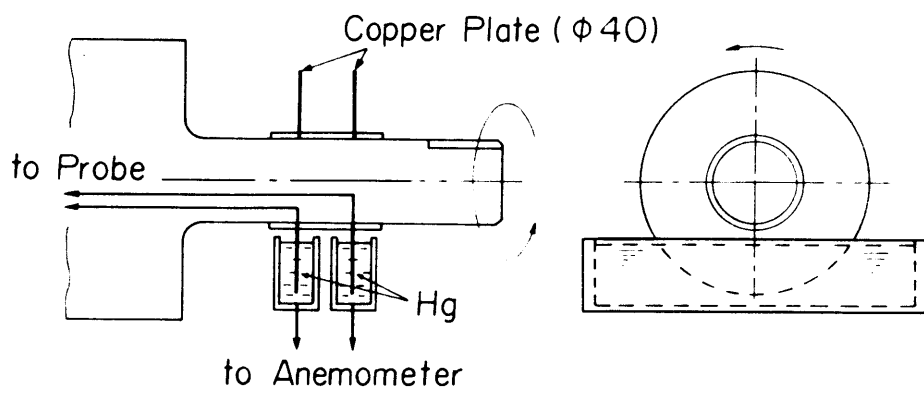


图 3.3 水銀接点 I

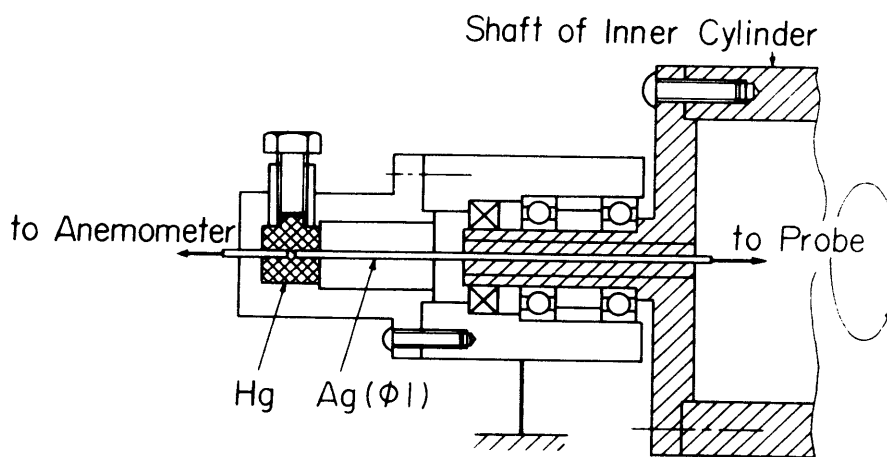


图 3.4 水銀接点 II

3.3 実験結果および考察

3.3.1 流動状態の観察

流れの可視化に用いたアルミ粉末は重量比 3~5/10000の微量であり、流体の物性値に変化は見られなかった。図3.5 は内管のみ回転時に発生するテイラーうずの断面写真とモデル図である。うずの境界ではアルミ粉が境界面に平行に整列するので黒い線となって見える。このときうずの本数は 28 本あり、吐き出しと吸い込みの間隔（半波長）はすきまと等しい 15mm であった。内管の回転数を増加させるとテイラーうずに周方向の波動が加わる（図3.6）。図3.6 中のモデル図は断面観察から得たこのときの流動形態で、A、Bの状態が繰り返されて、うずが大きくなったり小さくなったりしている。こうしたテイラーうずおよび波の発生するレイノルズ数はTaylor⁽³⁾、Coles⁽⁴³⁾らときわめてよく一致した。すなわち、前章で述べたように摩擦モーメント係数が層流の理論値からはずれる $R\omega$ 数とテイラーうずの発生する $R\omega$ 数との間にずれがある。また外表面から見た波の数は、はっきりと判断はできないがかなり多く、多くの実験者たちの結果が多くてもせいぜい 6~7 個であるのに対し、8 個以上もあるようであった。さらに内管回転数を増加させたときの流れは Coles⁽¹⁴⁾が詳細に報告しているように、同じレイノルズ数であってもそのレイノルズ数に至るまでの過程によってうずの本数、波の数が変化する。概してレイノルズ数が大きくなるとうずの本数は減少するがそれは必ず偶数本ずつ減少し、本実験の最高回転数（ $R\omega = 36000$ 、 $Ri = 3.34 \times 10^5$ ）においても24本か22本または20本のうずの境界が観察でき、Barcilonら⁽⁴⁷⁾の報告にあるような千鳥がけの模様（'herring-bone' like pattern）が外管表面に見られた。また、まだら模様となって見える乱れが見えはじめたのは $R\omega = 1340$ （ $Ri = 1.26 \times 10^4$ ）ぐらいであったが、前章のトルク測定においてはこの $R\omega$ 数付近において顕著な変化は見られなかった。これは発生した乱れが局所的なものであってただちにトルク変化を起こすほどのものではないからであろうと思われる。

一方、外管のみ回転する場合は流れの安定化の影響を受け、内管のみ回転時よりかなり大きなレイノルズ数まで層流状態が続く。しかし $R\omega = 5040$ （ $Ro = 5.75 \times 10^4$ ）を越えると流れの中に部分的に乱れが発生し、これが層流部分と二重ねじのように共存するいわゆるスパイラルターブレンスを形成する。逆に外管回転数を下

げてゆくときにスパイラルターブレンスが消滅するのは $R\omega = 3550$ ($Ro = 4.05 \times 10^4$) であって発生するレイノルズ数よりもかなり小さく、顕著なヒステリシスがある。そしてこのヒステリシス領域内でのスパイラルターブレンスは方向が不安定で、しばらく観察している間に何度もその向きを変えた。またこの臨界 $R\omega$ 数は使用流体により変化した。すなわち上に述べた $R\omega = 5040$ は60%のグリセリン水溶液を使った場合であるが、75%グリセリン水溶液では $R\omega = 5770$ ($Ro = 6.58 \times 10^4$)、水の場合は $R\omega = 4000$ ($Ro = 4.56 \times 10^4$) においてスパイラルターブレンスが発生した。言いかえれば動粘度の大きい流体ほど臨界 $R\omega$ 数も大きくなった。これは山田ら⁽⁵⁰⁾の外管回転時の摩擦モーメントの測定の際にも同じ現象が報告されており、外管の回転数を増した場合、流れの安定化の増大と粘性による安定化の減少とのかねあいでの流れの状態変化が微妙な影響を受けるためと思われる。また、外管のみ回転時の臨界 $R\omega$ 数についても前章のトルクの結果と比べてみると、この場合はトルクが層流値からはずれるのが $R\omega = 5000$ であり観察結果と一致している(トルク測定についても60%グリセリン水溶液を用いた場合である)。この一致はスパイラルターブレンスへの遷移が突発的であり、しかも発生初期においても乱流域の占める割合がそれほど小さくないからと考えられる。なお、スパイラルターブレンスの軸方向の断面形状は進行方向先端が外管寄りに後端が内管寄りにあり、Atta⁽²²⁾の報告とも合わせて図3.7のような形状であることが確認できた。さらに外管回転数を増してゆくと、スパイラルターブレンスの回転周期も比例して短くなるが、スパイラルターブレンスはそれまで一方向であったものが両方向同時に現れるようになった。図3.8はこの状態であり、下のモデル図はこのときの円周を展開してみたものである。観察者からは、乱流部分が両端から中央へ進行して中央で両者が干渉するようにみえる。その後、乱流部分は $R\omega$ の増加とともに層流部分を包みこむように増加してゆき、乱流がすきま全域を占めるのは断面観察から $R\omega = 17000$ ($Ro = 1.94 \times 10^5$) であった。

両管が同方向に回転する場合の流動状態は、まず外管回転数を一定に保ったまま内管回転数を徐々に増して調べた。図3.9は外管レイノルズ数 Ro と内管レイノルズ数 Ri を座標軸として観察結果から得た流動状態を示すもので第1、3象限が同方向回転時に相当する。図3.9からわかるように、最初外管だけ回転させて生じた

流れがいずれの状態からでも、内管回転数を増加させるといった層流状態を経たのち、Rayleigh⁽⁴⁾の不安定規準を境に流れは不安定になる。本装置では $\omega_o/\omega_i = r_o^2/r_i^2 = 0.825$ がこの境界であり、ここでテイラーうずが発生した。ただし内外管回転数が低く、レイノルズ数が特に小さな範囲に限ってはTaylor⁽³⁾、Coles⁽⁴³⁾の示したようにRayleighの規準とややはずれることも確認した。そして $\omega_o/\omega_i \leq 0.825$ では常にうずの境界が観察でき、内管のみ回転時と同様、その境界が見えなくなることはなかった。ただここで生じたテイラーうずは内管のみ回転時に生ずるものと比べて渦の本数が定常とはいえず、図3.10のように円周上でうずの本数が変化している場合が多かった。Donnellyら⁽⁵¹⁾は内管のみ回転時にこのよううず境界転位(dislocation)現象を観察しているが、同方向回転時にはよりひんぱんに、しかもレイノルズ数のほぼ全域で観察された。図3.11は図3.10からわずかに内管回転数を上昇させたものでうず境界転位がまだ続いている。しかしその後内管回転数の増大とともにこの転位は消滅し、22本程度の数のうずに落ち着く。その後の流動状態は、内管回転数が外管回転数に比べてかなり大きな場合でもあり、内管のみ回転時のそれとよく似たものであった。なお断面から見た転位のないところのテイラーうずに関しては図3.12のように内管のみ回転する場合のものと変わりなかった。ただ図3.11でもわかるように周方向の波動が加わることはなかった。

一方、角速度比が1より大きい場合、すなわち外管の方が内管より速く回転する場合には、そのレイノルズ数によりスパイラルターブレンスが発生する。図3.9において $\gamma = 0$ と示したのがこの境界である。先に述べたテイラーうずの発生境界にはヒステリシスが見られなかったが、この $\gamma = 0$ の境界には顕著なヒステリシスがあり、層流からスパイラルターブレンスに遷移するレイノルズ数とその逆の場合のレイノルズ数との間にはかなり開きがあった。そして層流部分が見えなくなり全域が完全に乱流状態になるところが $\gamma = 1$ であるが、 $\gamma = 0$ とともにこれらの境界は使用流体によりその値が異なることがわかった。図3.9の×印は水を使用した場合で、それ以外の60%グリセリン水溶液を用いた結果との間に差が見られる。 $\gamma = 0$ の境界が使用する流体に依存することはColes⁽¹⁴⁾の結果にも現れているが、彼はいずれか一方が完全に流体で満たされていなかったことを原因に挙げている。しかし、外管のみ回転の場合にも述べたように、外管が回転する場合には、その回転による

流れの安定化があるために、相対的なじょう乱の大きさにより層流域の境界が決まるものと考えられる。ここでは動粘度が大きいほど $\gamma = 0$ の境界は回転レイノルズ数の大きい方へ、 $\gamma = 1$ の境界はその逆へと移動した。なお、同方向回転時に発生するスパイラルターブレンスについてその特徴は外管のみ回転時に生ずるものとはほぼ変わりはなく、ヒステリシス領域での方向不安定なものから高レイノルズ数においては2方向のものまで観察された。

3.3.2 速度分布と乱れ強さ

図3.13は図3.9の流動状態図中に相対速度を使った回転レイノルズ数 R_ω と角速度比 ω_o/ω_i を書き入れたもので R_o-R_i に対する R_ω の関係を表す。速度分布および乱れ強さは種類の角速度比のもとで各 R_ω 数について測定した。 $\omega_o/\omega_i > 1$ の場合の速度および乱れ強さ分布を図3.14に示す。速度分布図の縦軸には流体速度と内管周速度との差を両管の相対速度で無次元化した V^* を、横軸には内管壁からの距離をすきまで無次元化した η を用いた。したがって $\eta = 0$ は内管壁、 $\eta = 1$ は外管壁を表す。また乱れ強さについてもその実効値 $(\overline{v^2})^{1/2}$ を両管の相対速度で無次元化して表した。 $R_\omega = 2000$ ではいずれも流れは層流で、式(2.1)で表される層流の理論速度分布(速度分布図中の斜めの破線)とよく一致している。ところが乱れ強さを見ると、かなり小さいがすきま内ではほぼ一定の大きさの乱れが存在している。これは実験装置あるいは測定機器に起因するものではなく、流れが純然たる層流ではないために生じたものと思われる。というのは、装置の振動、プローブそう入穴の影響、プローブ針の影響(カルマンうずの発生、針の後流によるもの)などについて各々綿密に調べてみたが、いずれもこの乱れに関与していなかったからである。たとえば、プローブ針を極力細くして、その径を代表長さにとったレイノルズ数 R_d が33とカルマンうずの一般的な発生限界 $R_d = 100$ をかなり下まわった場合でもまったく同じ乱れが存在し、また同一円周上の90°側上流にプローブ針と同じ形状のものを設置してもその後流の影響は現れなかった。ただし前に述べた流れの観察においてこの乱れに相当するものは認められていない。これは外管が内管より早く回転して流れが安定化されているため、何らかの原因で生じたじょう乱が速度分布や摩擦モーメントにまで変化をきたすほど成長できないで、可視化観察で

も識別できない程度の大きさで存在しているものと考えられる。さらにこの $R\omega = 2000$ は内管のみ回転時にはすでに乱流域に入っており、また平行平板⁽⁵²⁾ においてもその臨界レイノルズ数が 3000 という点から考えてもかなりレイノルズ数が大きいと言えるので、このじょう乱を減衰させるほど粘性の効果も強くない結果、上述の乱れ強さとなって現れたものと考えられる。 $\omega_i = 0$ の $R\omega = 5000$ では流れはスパイラルターブレンスに遷移し、乱れ強さが急増している。しかしながら、平均速度分布は後で述べる $\omega_o/\omega_i < 1$ の場合に比べ層流の理論値と大きくかけはなれることはなく、壁面の速度こう配もやや大きくなる程度である。なおこのときの乱れ強さ分布はすきま中央で最大となっているが、これは Atta⁽²²⁾ の調べた間欠係数 γ の分布に対応している。 $\omega_i = 0$ の $R\omega = 10000$ では両管壁近くの数値が増加し、同時にそこでの乱れ強さが増大している。 $\omega_o/\omega_i = 4$ および 2 の場合は図 3.13 からわかるように、角速度比が 1 に近いほど高 $R\omega$ 数まで層流域は拡大するため、両者とも $R\omega = 5000$ でも層流である。速度分布が層流理論値と完全に一致しないのは、本装置が軸方向に十分長くないためと考えられる⁽⁵³⁾。

図 3.15 はすきま内 3 点の乱れ強さを $R\omega$ に対して調べたもので、 $R\omega$ が 4500 付近で乱れは急増するがヒステリシス現象もみられた。ただプローブの影響を受けるため、その幅は可視化の結果と比較するとやや狭いものであった。

図 3.16 は $\omega_o/\omega_i < 1$ における速度分布と乱れ強さを示す。この領域においては内管が外管よりも早く回転しているために流れは不安定で、図 3.13 よりどの状態もテイラーうずを伴っている。速度分布は $\omega_o/\omega_i > 1$ の場合と大きく異なり、いずれの場合もすきま中央でほぼ一定の値を示し、両管壁近くにおける速度こう配が極めて大きい。これは $R\omega$ が大きいほどより顕著になっている。図には示さなかったが $\omega_o/\omega_i = 0.5$ の場合も同様であった。また乱れ強さは両管壁近くでかなりはっきりしたピークを持った形となり、その値は $\omega_o/\omega_i > 1$ の状態を上回っている。なお、図 3.14 と図 3.16 において乱れ強さが示されていないものはピトー管のみによる測定結果である。

3.3.3 速度変動波形とスペクトル

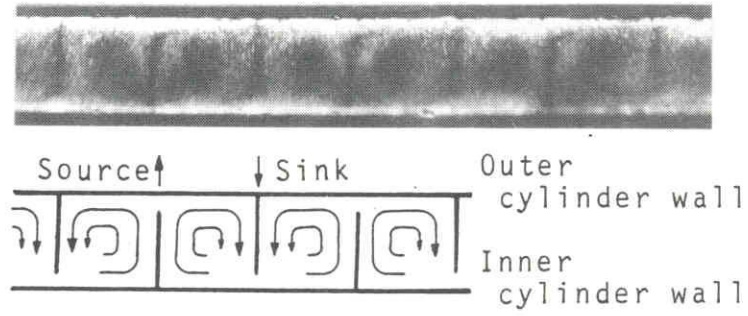
図 3.17 はすきま中央におけるスパイラルターブレンスの速度波形である。間欠的

に大きな乱れがあるのに加えて、その間の層流部分にも先に述べたような乱れを含んでいるのがわかる。Atta⁽²²⁾の示した波形にもやはりこの乱れが見られたが、これまでこの部分については見逃されていた。図3.18は外管のみ回転時の各 $R\omega$ 数における変動速度のスペクトルを示す。 $R\omega = 2000$ の層流状態に存在するスペクトル成分は先の乱れ強さに対応したもので、それは100~400Hzにおよぶ広範囲な周波数成分から成る乱れであることがわかる。中でも350~400Hzの成分が特に多い。そしてこの幅広いピークを持つ乱れ成分は、 $R\omega = 5000$ 、10000のスパイラルターブレンス状態でも存在し、これが図3.17の波形に見られた層流部分での変動に相当したものである。そしてそのピークとなる周波数は、いずれの $R\omega$ 数においてもほとんど同一であることもわかった。これらの特徴は、上に述べた外管のみ回転時のみならず同方向回転時に発生するスパイラルターブレンスについても同じであった。また図3.18の低周波数域に f_s 、 $2f_s$ と示してある線スペクトルは、スパイラルターブレンスの回転周波数およびその調和である。スパイラルターブレンスの回転周波数に関しては可視化観察においても計測したが、ここでそのサンプリング時間を変えて低周波数域についてより詳細に調べた結果、外管のみ回転時には外管回転周波数の0.46倍、同方向回転時には相対回転周波数の0.48倍であることがわかった。

図3.19は内管のみ回転時の $R\omega = 2000$ における変動のスペクトルである。このときの流動状態は波動を伴うテイラーうず流れであり、その波動の周波数が $f^* = 4.1$ 付近に線スペクトルとなって現れている。ここで、波の進行速度が内管の周速度の0.34倍⁽¹⁴⁾⁽²⁰⁾であるとすれば、波数 $m = 12$ となり、先の観察でも見られたようにその波数がかかなり多いことがわかる。また可視化観察からこの状態はすでに乱れが存在していることもあってパワー全体のレベルが高い。 $R\omega$ が大きくなるとさらに全体のレベルは上昇し、顕著な線スペクトルは見られなくなった。図3.20は同方向回転時のスペクトルを示す。この状態は図3.11に対応したものでテイラーうずの転位を生じている。 $f^* = 0.5$ 付近のピークがこれに相当するもので、ピークのすそが広いのはうずの転位が時間の経過とともに多少変化するためと考えられる。この成分は $R\omega$ が3000ぐらいまで見られた。なお図中の f^* は両管の相対的なふれ回りによるものである。

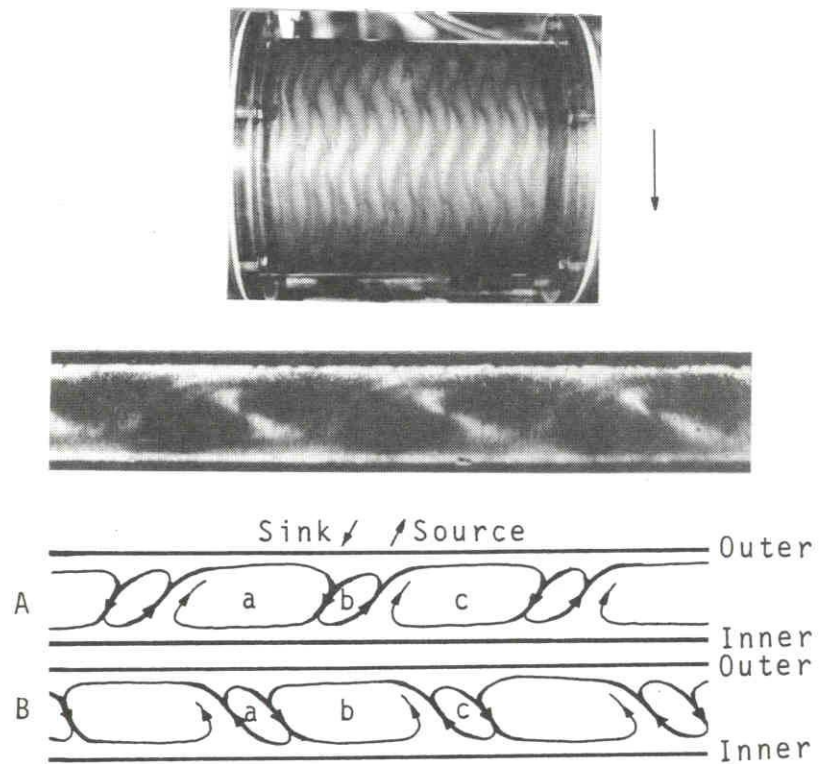
図3.21は外管レイノルズ数一定のもとで内管レイノルズ数を徐々に増加させたと

きの速度変動を、両管壁近くとすきま中央において調べたものである。ここでテイラーうずが発生する臨界値は、先の観察では Rayleigh⁽⁴⁾ の安定規準に一致しており $Ri=1.5 \times 10^4$ であった。記録された波形を見ると、変動はまず外管側に現れ、続いてすきま中央、そして内管側へと Ri の増加とともに進んでいくことがわかる。すなわち、内管側ではテイラーうず発生の臨界値を越えたところではじめてテイラーうずの影響が及ぶことになり、前章のトルク特性で見られた臨界値の遅れを裏付ける結果が得られた。



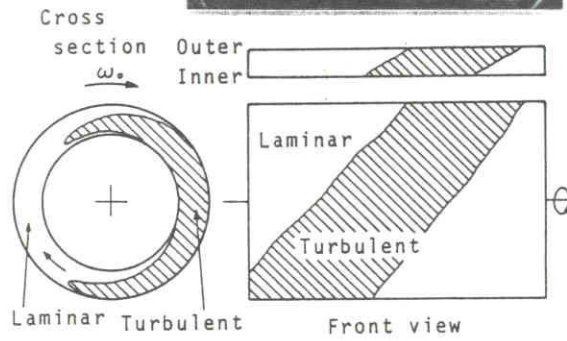
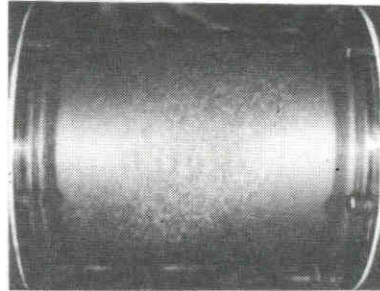
$R_\omega = 145, R_o = 0, R_i = 1365$

図 3.5 テイラーうずの断面



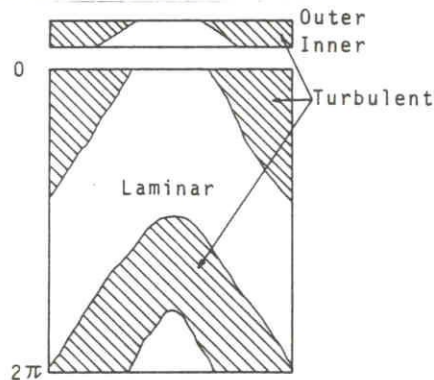
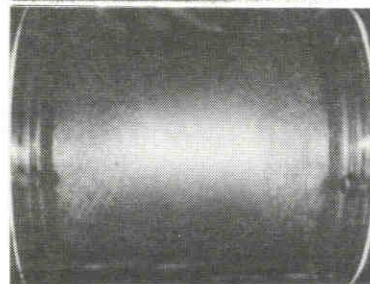
$R_\omega = 191, R_o = 0, R_i = 1800$

図 3.6 波動テイラーうずおよびその断面



$$R_\omega = 6000, R_o = 6.85 \times 10^4, Ri = 0$$

図 3.7 スパイラルターブレンス



$$R_\omega = 8700, R_o = 9.93 \times 10^4, Ri = 0$$

図 3.8 2方向のスパイラルターブレンス

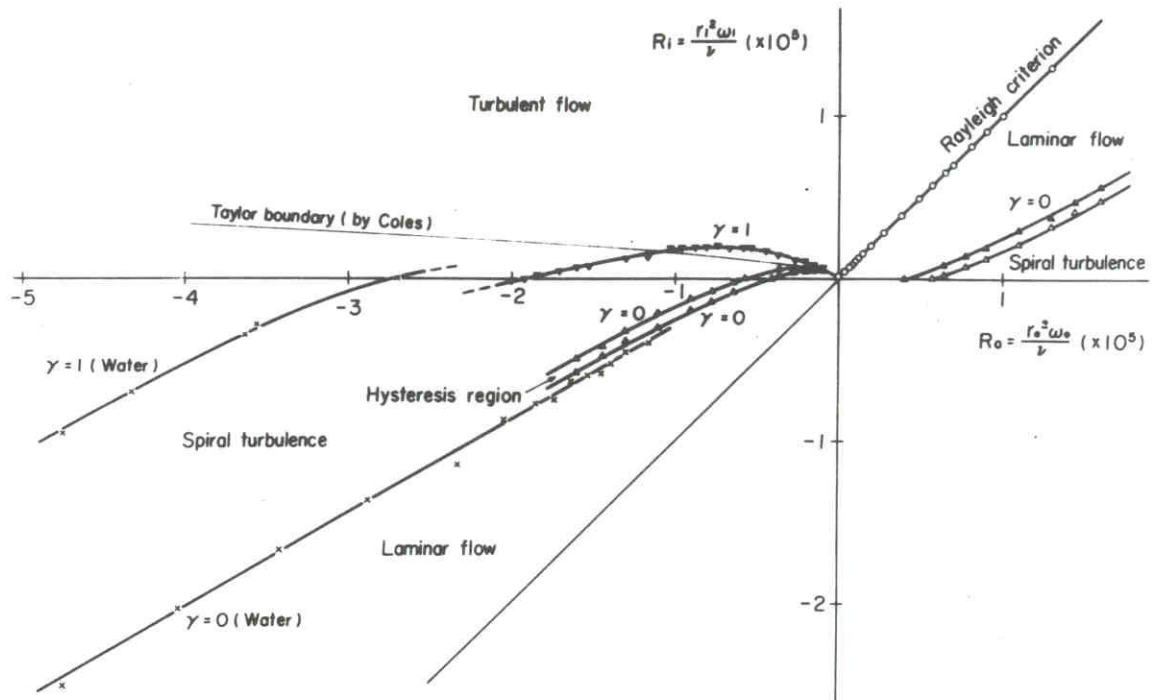
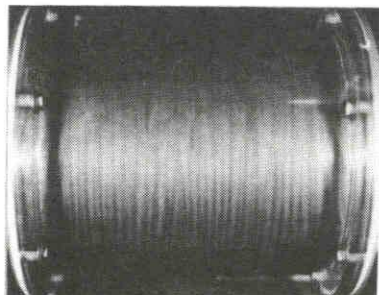
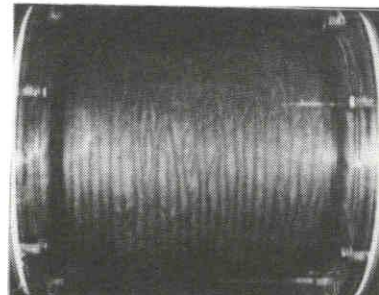


図 3.9 流動状態



$R_\omega = 400, R_o = 1.68 \times 10^4,$
 $R_i = 1.76 \times 10^4$

図 3.10 テイラーウズ



$R_\omega = 550, R_o = 1.68 \times 10^4,$
 $R_i = 1.90 \times 10^4$

図 3.11 テイラーウズ



$R_\omega = 80, R_o = 3700, R_i = 3800$

図 3.12 テイラーウズの断面

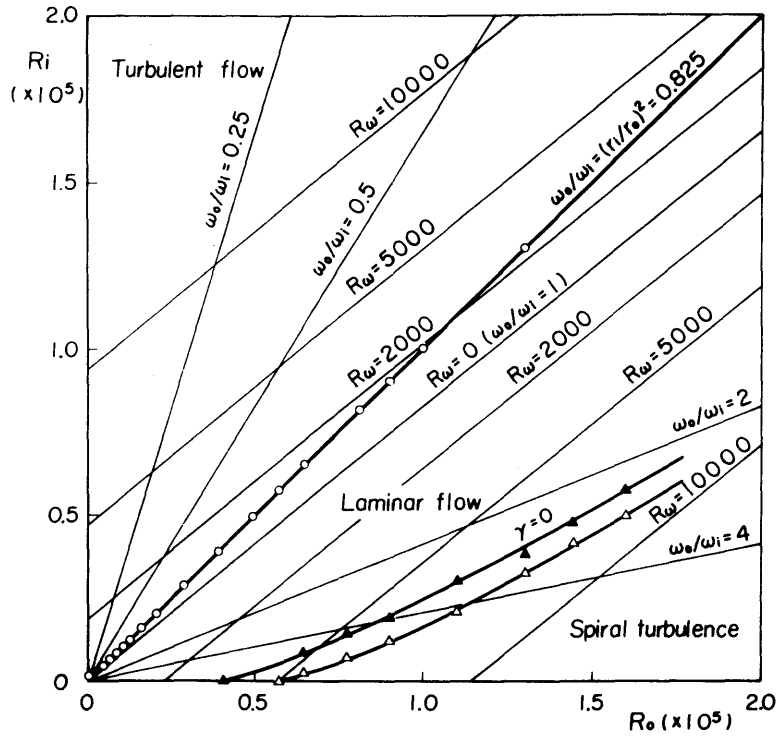


図 3.13 R_o - R_i と R_ω 、 ω_o/ω_i との関係

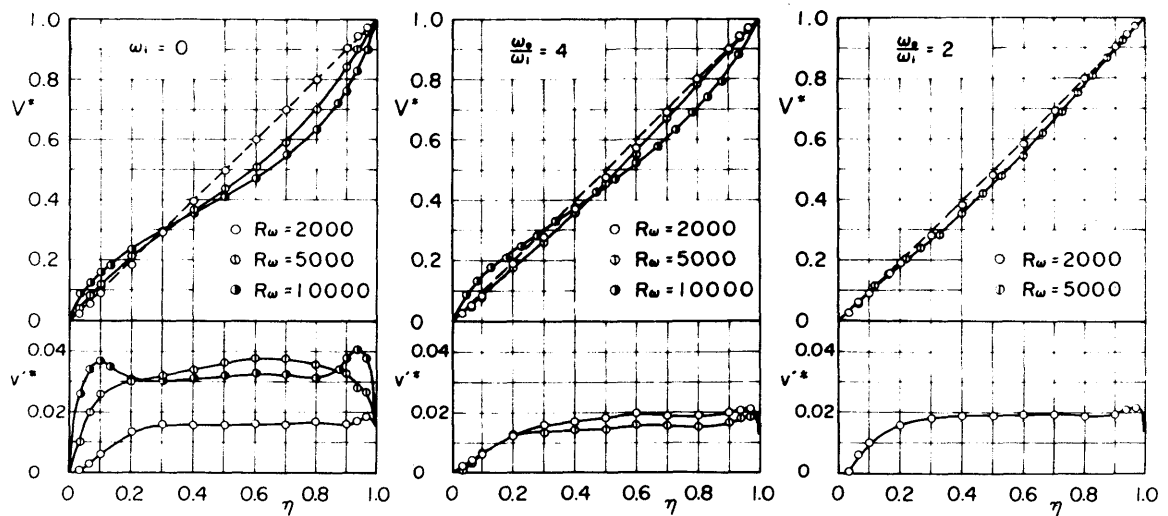


図 3.14 速度分布および乱れ強さ ($\omega_o/\omega_i > 1$)

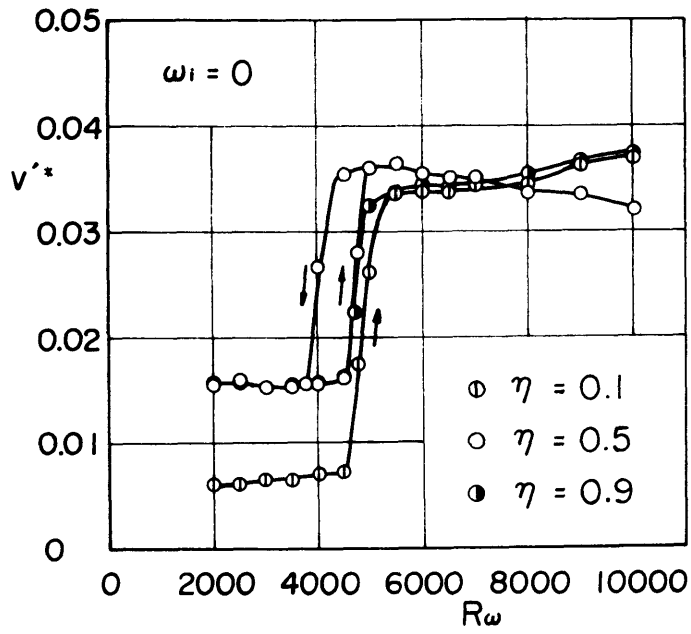


図 3.15 v'_{*} の変化 ($\omega_i = 0$)

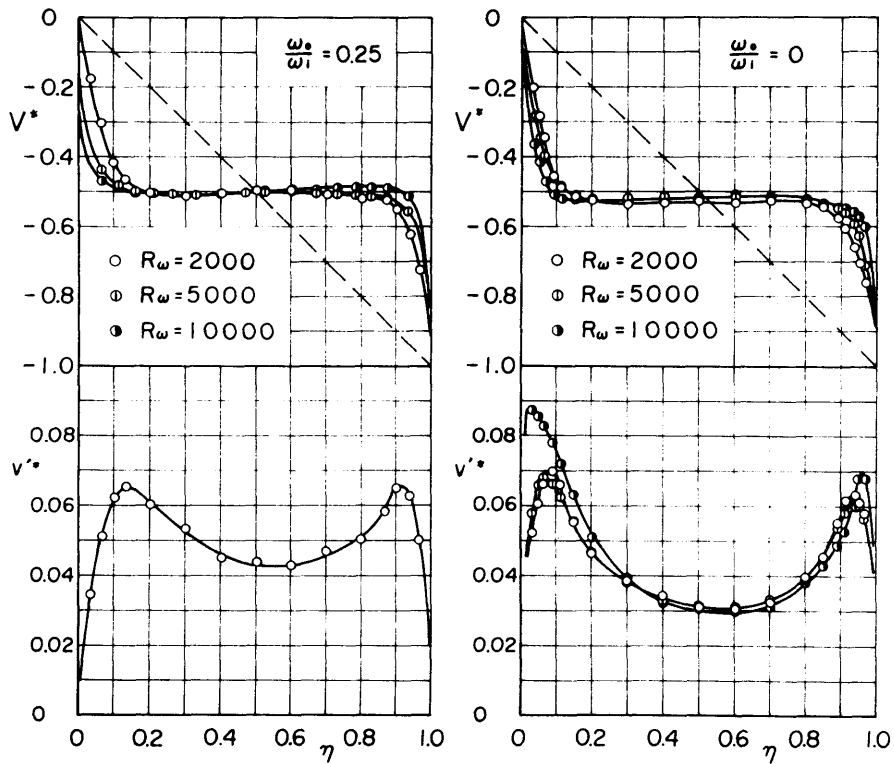


図 3.16 速度分布および乱れ強さ ($\omega_o/\omega_i < 1$)

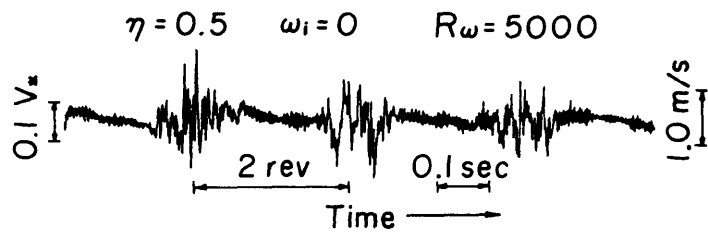


図 3.17 スパイラルターブレンスの速度変動波形

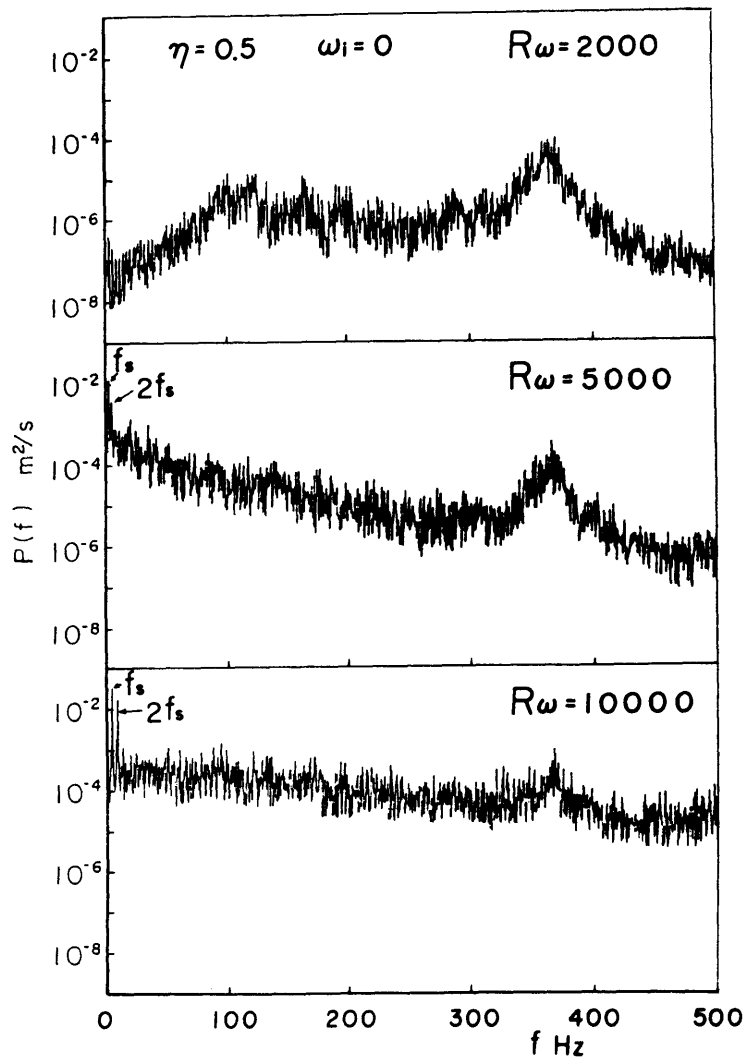


図 3.18 変動速度のスペクトル ($\omega_i = 0$)

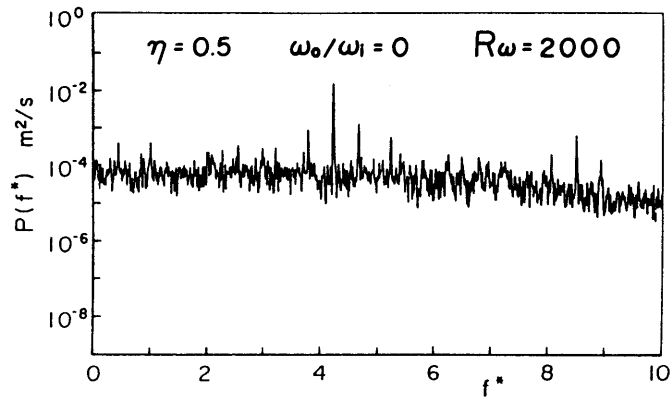


図 3.19 変動速度のスペクトル ($\omega_0/\omega_1 = 0$)

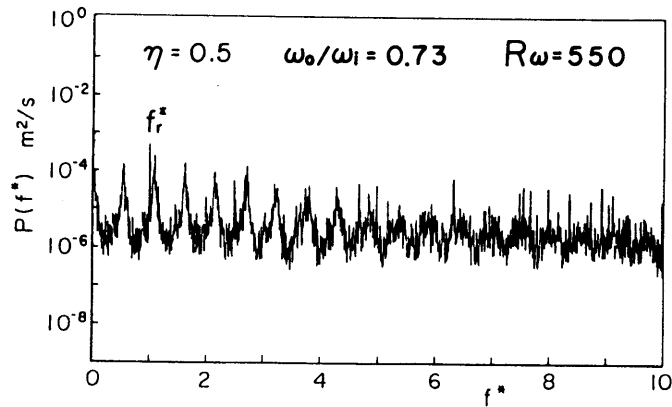


図 3.20 変動速度のスペクトル ($\omega_0/\omega_1 = 0.73$)

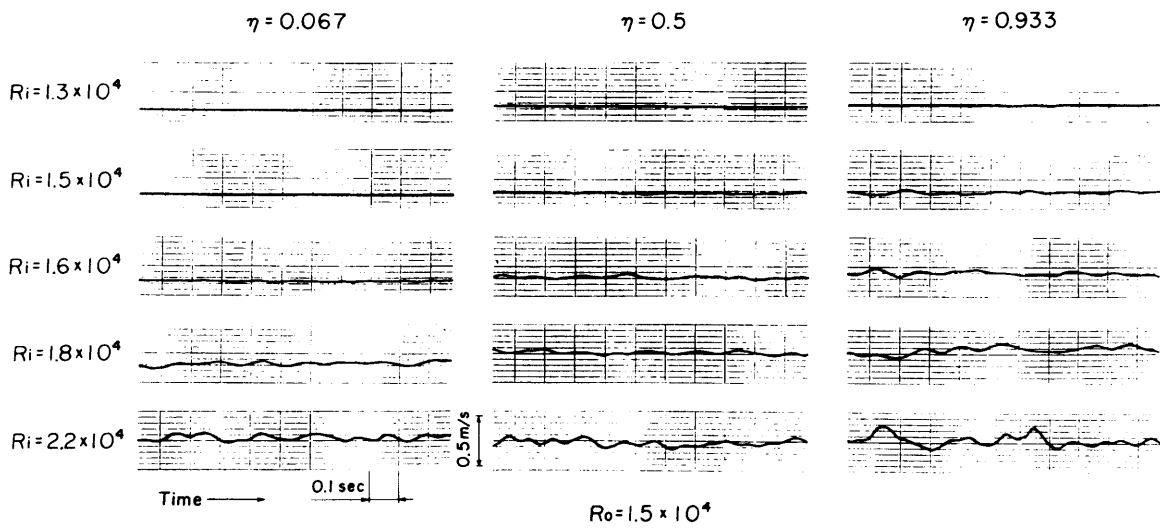


図 3.21 速度変動波形 ($R_0 = 1.5 \times 10^4$)

3.4 結 言

両管が同方向に回転する同心二重管内の流動を、一方の管のみが回転する場合を含めて可視化観察および速度計測から実験的に明らかにし、以下の結論を得た。

(1) 外管が内管より早く回転するとかなり層流域が広いが、その場合、観察できない程度の乱れが存在する。そして、スパイラルターブレンス状態に遷移した後も層流部分にこの乱れがある。

(2) スパイラルターブレンスの発生境界には顕著なヒステリシスがあり、その境界および完全な乱流への遷移レイノルズ数は使用流体によって変化する。

(3) 内管が外管より早く回転するときに発生するテイラーうずは、円周上でその本数が変化する場合が多く、その状態はある程度内管の回転数が大きくなるまで持続する。

(4) すきま内の速度分布は、テイラーうずが発生する不安定境界を境として全く異なり、同一 $R\omega$ 数でも不安定側では壁近くの速度こう配がかなり急で乱れ強さも大きい。

(5) テイラーうずの発生に伴うすきま内の流動変化は半径方向外側から始まる。

第IV章 両管が逆方向に回転する (54)

同心二重管内の流れ

4.1 結 言

回転同心二重管内の流れのうち前章に示した同方向回転時には Rayleigh⁽⁴⁾ の安定規準を境に流動様式は大きく異なり、一方ではテイラーうず、他方ではスパイラルターブレンスの発生をみた。一方、両管が逆方向に回転する場合にはテイラーうずとスパイラルターブレンスの両者が相前後して現れ、同方向回転時以上に流れは複雑になる。しかしながら、Taylor⁽³⁾、Coles⁽¹⁴⁾ の観察以外にこの流れの研究例は乏しく、まだ十分解明されているとは言えない。

第II章で得た結果によると、逆方向回転時に内管に働く摩擦モーメントは遷移域から乱流域全域にかけて内管のみ回転時と外管のみ回転時との中間の値を示し、両管の相対速度が等しい場合には外管回転数が大きいほどより小さな値となった。これはすきま内の内管側で不安定化、外管側では安定化という相反する影響を受けているためであり、そのいずれが勝るかによって流動状態が決まるためと考えられる。したがって、このときの流動の解明にはまず流れを可視化して、すきま断面内までその構造を把握することが不可欠であり、かつまた各状態における速度分布などを調べるのが重要である。Coles⁽¹⁴⁾ は主として外表面からの観察により、テイラーうずおよびスパイラルターブレンスの発生境界を示したが各状態に対応した速度分布、乱れ強さの測定までは行っていない。また Atta⁽²²⁾ の熱線風速計による測定は、特にスパイラルターブレンス状態におけるその乱流部分の形状と間欠性に関するものであった。

本章では、逆方向に回転する場合の流動を前章と同様にスリット光源を併用して可視化観察した上で、ピトー管および熱線流速計を用いて、各状態におけるすきま内の速度分布、乱れ強さおよびその変動成分について明らかにした。さらに第II章で得た摩擦モーメントとの関係についても考察した。

4.2 実験装置および方法

実験装置は前章で述べたものと同一である。実験方法についても同様で、おもに外

管の回転数を一定にしたのち内管を逆方向に回転させて実験を行った。

4.3 実験結果および考察

4.3.1 流動状態の観察

本論中では内管の回転方向を正 ($\omega_i > 0$) として表現する。図4.1は、アルミ粉法⁽⁴⁹⁾により流れを可視化して得られた結果を外管レイノルズ数 R_o と内管レイノルズ数 R_i とによって表した流動状態図で、角速度比 ω_o/ω_i と回転レイノルズ数 R_ω の値も書き入れたものである。図4.1中の○印はテイラーうず発生境界、●印は波動境界、△、▲印はスパイラルターブレンス発生境界 ($\gamma = 0$)、▼印は全域乱流になる境界 ($\gamma = 1$) を表す。この逆方向回転時にはTaylor⁽³⁾ が示したように内管側にうずが発生し、また場合によってはスパイラルターブレンスが同時に外管側に発生するため、外表面からの観察だけでは明確に判断しづらく光切断面の観察を併用して調べた。

まず $|R_o|$ がある程度小さく R_i もかなり小さな場合には層流状態 (クエット流れ) が存在する。図4.2はこのクエット流れの断面写真で、静止系から見て流速が零の境界面 (nodal surface) が観察される。この境界面は R_i の増加とともに内管側から外管側へと移動してゆき、あるところで内管側にテイラーうずが発生する。このうずの発生境界に関しては Taylor⁽³⁾、Coles⁽⁴³⁾ の理論値があるが、本実験でもそれらとほぼ一致した。テイラーうずは発生初期には内管側だけであるが、わずかに R_i を増加してやるとその循環が強まり、外管側にも吐き出し、吸い込みのうず線が現れた。図4.3はこの2列のテイラーうずの断面写真であるが、このときすきま中央にある境界面 (nodal surface) は波うっている。これは内管側のうずの影響を受けているため、写真の下のモデル図のようにうずは循環している。さらに R_i を増加させたときには、内管のみ回転時と同様な波動を伴う場合と、外管のみ回転時に現れるスパイラルターブレンスを伴う場合がある。図4.4は前者の場合である。内管のみ回転時に見られた波動ほどその振幅がそろっていないことがわかる。図4.5は図4.4からさらに R_i を増加したもので、波動テイラーうずに乱れが加わっている。

一方、後者のスパイラルターブレンスを伴う場合は $|R_o| \geq 5 \times 10^3$ の範囲で見ら

れた。このときの流動は、 R_i の増加とともに先に発生したテイラーうずの外側の境界面 (nodal surface) が波うって大小のうずになる (図4.6)。このうずは上述の $|R_o| < 5 \times 10^3$ の場合ほど軸方向のうず線が明瞭ではなく、また外管側にはうず線は見られない。そこからわずかな R_i の増加で外管側にスパイラルターブレンスが発生する。図4.7はこのスパイラルターブレンス発生初期の断面内の流動で、軸方向に周期的にうずを巻き込んでいるような状態が見られる。こうした状況はスパイラルターブレンスの周期性が弱く、その乱流部分も少ない場合で、その周期性がはっきりして乱流部分が多くなると、もはやテイラーうずは押しつぶされる形で確認できなくなった。なお上に述べた一連の経過において、テイラーうずの大小およびスパイラルターブレンスは特に優先方向があるわけではなく、いずれの方向の場合も見られた。図4.8は R_o は異なるが図4.7と同じ状態を幅広い軸断面で見たもので、発生初期の弱い乱流部分が存在するところでは内管側のテイラーうずがやや小さくなっている。図4.9は内側にテイラーうず、外側にスパイラルターブレンスと両者が共存している状態である。ここで見られた乱流部分は層流部分との境が明瞭と言えるものではなかった。ここで両管のいずれか一方のみが回転する場合に発生するテイラーうずとスパイラルターブレンスとを、それらの発生する回転レイノルズ数で比較すると、後者は前者の30倍前後と比べものにならないほど大きかった⁽⁴⁵⁾。それにもかかわらずこのようにほぼ同時に両者が現れたのは、図4.6のようにテイラーうずによって境界線が波うち、かく乱を受けていたためと考えられる。図4.10はすきま全域が乱流で占められた場合であるが、図4.5のようにテイラーうずのうず線をはっきりと見ることはできない。

ここまで述べてきた流動は R_o を一定にして R_i を増したときテイラーうずが先に発生したが、 $|R_o|$ が 1.2×10^4 付近になるとスパイラルターブレンスもテイラーうずと同時に現れ、さらに大きな $|R_o|$ ではスパイラルターブレンスの方が先行した。そのときテイラーうずはさらに R_i を増加したところで発生したが、それは図4.11のように層流部分がかかり存在している場合にのみ、そこに現れるうず線によって確認できた。したがって乱流部分がかかり多い状態になるとテイラー境界を見ることはできなかった。本実験でテイラー境界として確認できたのは $R_o \approx -2.5 \times 10^4$ までで、その値は Coles⁽⁴³⁾ の理論値にかなり近かった。一方、先に発生した

スパイラルターブレンスについてはその特徴など前章の外管のみおよび同方向回転時に発生するものとよく似ていたが、その発生および消滅のヒステリシス領域は図4.1の $\gamma = 0$ で示されるように R_o とともに変化した。また、図4.1の $\gamma = 1$ は全域が乱流になる境界を示しているが、ここからさらに R_i を増加してやると図4.12のようにテイラーうずのうず線がはっきりしてくる。これは明らかに内管回転の影響が勝ってくるためであり、こうした状況はいずれの R_o においても $|R_o|$ に対して R_i がかなり大きくなれば見られた。図4.13~15は $R_o = -6.0 \times 10^4$ における流動で、スパイラルターブレンスから乱流そして乱流テイラーうずへの変化がわかる。ただ図4.15の乱流テイラーうずのうず線は図4.12ほど明瞭ではなく、その数も少なくなっている。これは乱流域全体について言えることで $|R_o|$ が大きい場合ほど乱流テイラーうずの本数はより少なくなる傾向にあった。本実験では最小16本の乱流テイラーうず状態まで観察した。

ここで第II章の逆方向回転時のトルク変化との対応について調べてみると、角速度比 ω_o/ω_i が零近くでは内管のみ回転時に近かったものが、 ω_o/ω_i が負の大きな値になるにつれ層流の理論値からはずれる臨界 R_ω 数は増大し、その臨界値でのトルク変化はより急激になり、外管のみ回転する場合の変化に近づいていた。これは図4.1から判断して、 ω_o/ω_i が零に近い場合にはテイラー不安定によるもの、 ω_o/ω_i が負の大きな値では突発的遷移、すなわちスパイラルターブレンスによるものであることがわかる。そしてその境はおおよそ $\omega_o/\omega_i = -2$ と見ることができる。

4.3.2 速度分布と乱れ強さ

すきま内の速度分布および乱れ強さは種々の角速度比のもとで各 R_ω 数について測定した。図4.16は無次元速度 V^* と無次元乱れ強さ v'^* で表した測定結果である。横軸は内管からの無次元距離で $\eta = 0$ は内管壁、 $\eta = 1$ は外管壁を表す。 $\omega_o/\omega_i = -0.5, -1$ の場合〔図4.16(a)(b)〕、図4.1の状態図ではいずれの測定点も乱流域の中にある。速度分布は両管壁近くで急なそしてすきま中央ではゆるやかなこう配をもった形となり、それは R_ω が大きいほどより顕著になっている。そして図4.16(a)(b)を比較してわかるように、 ω_o/ω_i が零に近いほどその傾向は強まる。

乱れ強さを見ると図4.16(a)(b)ともにすきま内である程度均一な状態から、 $R\omega$ の増大とともに両管壁近くにピークをもった形へと変化している。

$\omega_o/\omega_i = -2$ [図4.16(c)]では、 $R\omega = 2000$ がスパイラルターブレンス+テイラーうず領域内でもその発生境界近くであり、速度分布は図4.16中に破線で示した層流の理論値に比較的近い。また $R\omega = 5000$ 以上では図4.1より乱流域に入っているが、壁面近くの速度こう配は図4.16(a)(b)の場合ほど大きくない。一方、乱れ強さは $R\omega$ が増加するとすきま中央でピークをもつ形から管壁近くにはっきりしたピークを有する形に変わり、こうした経過は前章の外管のみ回転する場合に似ているが、大きさに関してはこの場合のほうが大きい。

$\omega_o/\omega_i = -4$ [図4.16(d)]になると流動変化そのものが外管のみ回転時に極めて近いため、速度分布も乱れ強さも外管のみ回転時と同様な結果であった。

4.3.3 変動速度のスペクトル

可視化観察結果より逆方向回転時にはテイラーうずとスパイラルターブレンスの場合によっては同時に現れ、すきま内の構造はより複雑である。そこでこうした状況を変動速度のスペクトルから調べてみた。変動速度の測定は R_o を固定して R_i を変化させて行い、すきま内3箇所(すきま中央と両管壁近傍)について調べた。図4.17は $R_o = -6.5 \times 10^3$ でのスペクトルを無次元周波数 $f \cdot$ が10までについて示したものである。 $R_i = 3.5 \times 10^3$ における $\eta = 0.067$ と 0.933 とを比べると、前者に低周波のパワーの盛り上がりが見える。これは内管側に発生するテイラーうずの影響であり、外管側では線スペクトル $f_{r \cdot}$ だけしか見られない。ここで $f_{r \cdot}$ は両管の相対的なふれ回りによるものである。ただ発生したテイラーうずが定常であればこうしたスペクトルは考えられないが、観察で見たこのときのうずは定常とは言えず、うず境界の転位(dislocation)を生じていたためにそれが現れたものと思われる。 $R_i = 4.5 \times 10^3$ になると観察ではテイラーうずにスパイラルターブレンス加わるが、その乱流部分は規則性に乏しく、外表面から見たその存在範囲も明確ではなかった。図4.17の $R_i = 4.5 \times 10^3$ では外管側のほうがわずかに大きなパワーを示しているが、まだ高周波成分は少なく、乱流部分の周期性に相当するピークも存在しない。ただ $f \cdot$ が8付近には $\gamma = 1$ の境界を超えるまで幅広いピークが

見られた。これは R_i が非常に小さな層流域では見られず、特に臨界値付近から顕著になりすきま全域に存在するものであった。この成分については現在のところ何に相当するものか不明であるが、以下に示す他の R_o においても見られ、そのピークの有次元値はどの場合も約 8Hz であった。 $R_o = -6.5 \times 10^3$ では、その後 R_i を増しても以下に見られる $f_{s \cdot}$ の線スペクトルは現れないまま $R_i = 1.0 \times 10^4$ のように平坦なスペクトルになった。

図 4.18 は $R_o = -1.0 \times 10^4$ の場合である。 R_i の増加に伴うスペクトルの変化は図 4.17 の場合と似ているが、 $\eta = 0.933$ 、 $R_i = 5.5 \times 10^3$ においてスパイラルターブレンスの回転周期に対応する $f_{s \cdot}$ が線スペクトルとなって現れ、その周期性が高まっていることがわかる。ただしこの場合、 $f_{s \cdot}$ の線スペクトルが見られる R_i の範囲はかなり狭い。一方、内管側では線スペクトルは存在せず、また高周波成分もあまりふえていない。 $\gamma = 1$ を超えた $R_i = 1.0 \times 10^4$ では図 4.17 の場合とほぼ同一のスペクトルを示すが、このとき $f_{s \cdot} \approx 0.4$ に見られる小さなピークは $R_i = -8.0 \times 10^3$ 付近から現れ出したもので、 $|R_o|$ が大きな場合には見られないものであった。

図 4.19 は $R_o = -1.5 \times 10^4$ の場合で、観察ではこのとき R_i を増すとほぼ同時にテイラーうずとスパイラルターブレンスの発生を見た。 $R_i = 5.0 \times 10^3$ では前述の広帯域スペクトルが見られるが、第 II 章のトルクおよび可視化観察で見る限り層流状態である。 $R_i = 5.5 \times 10^3$ になると低周波のパワーの盛り上がりとともにある程度の周期成分が現れる。しかしながらこうした臨界状態をいったん超えてしまうと $R_i = 6.0 \times 10^3$ のようにスパイラルターブレンスが支配的となった。

図 4.20、4.21 はスパイラルターブレンスが先行する場合である。可視化観察でもまたトルク変化でもこの遷移はまさに突発的であり、その臨界値においてランダム成分が急増し、 $f_{s \cdot}$ の線スペクトルが出現した。これは内管側においても同じで、続いて発生するテイラーうずの影響を見ることはできなかった。なおこれらの $f_{s \cdot}$ の値は他の R_o の場合も含めて 0.50 ± 0.02 の範囲内にあり、スパイラルターブレンスは両管の相対速度のほぼ半分の速さで回転していることがわかった。また $\gamma = 1$ の境界を超えると $f_{s \cdot}$ の線スペクトルは消えランダム成分のみから成るが、 $|R_o|$ が大きな場合ほどより高周波成分が増大している。

図 4.22 は R_o を一定に保って R_i を徐々に増加させたときのすきま内 3 点におけ

る速度変動波形である。このとき観察ではテイラーうずのほうがわずかに早く $Ri = 4.0 \times 10^3$ を超えた付近で発生したが、波形を見るとすきま中央に最も早く変動が現れている。これは図4.7、4.8のようにすきま内部の境界面がかく乱を生じやすい状態にあることと、同方向回転時に発生するテイラーうずと同じように、うずの影響が外周側から現れるためと考えられる。そして $Ri = 6.0 \times 10^3$ になると外管側に間欠的な乱れが現れ、スパイラルターブレンスの存在が知れるが、内管側にはあまり変化がなくすきま内の二重構造がうかがえる。また図4.23に示した $Ro = -2.5 \times 10^4$ では $Ri = 6.5 \times 10^3$ 付近でスパイラルターブレンスが先に発生するのを観察したが、波形からもその変化がわかる。そしてこの間欠乱流は $Ro = -8.0 \times 10^3$ の場合に比べ、その規則性がはっきりしている。

最後に第II章のトルク変化から求めた臨界値について考えてみると、同方向回転時ほど観察結果との差は見られなかった。これはテイラーうずと同時またはそれに前後してスパイラルターブレンスが発生しているためで、特に後者のトルクに及ぼす影響が大きいためと考えられる。事実、スパイラルターブレンスが先行する角速度比が負の大きな値では、その臨界値に遅れはほとんど見られなかった。

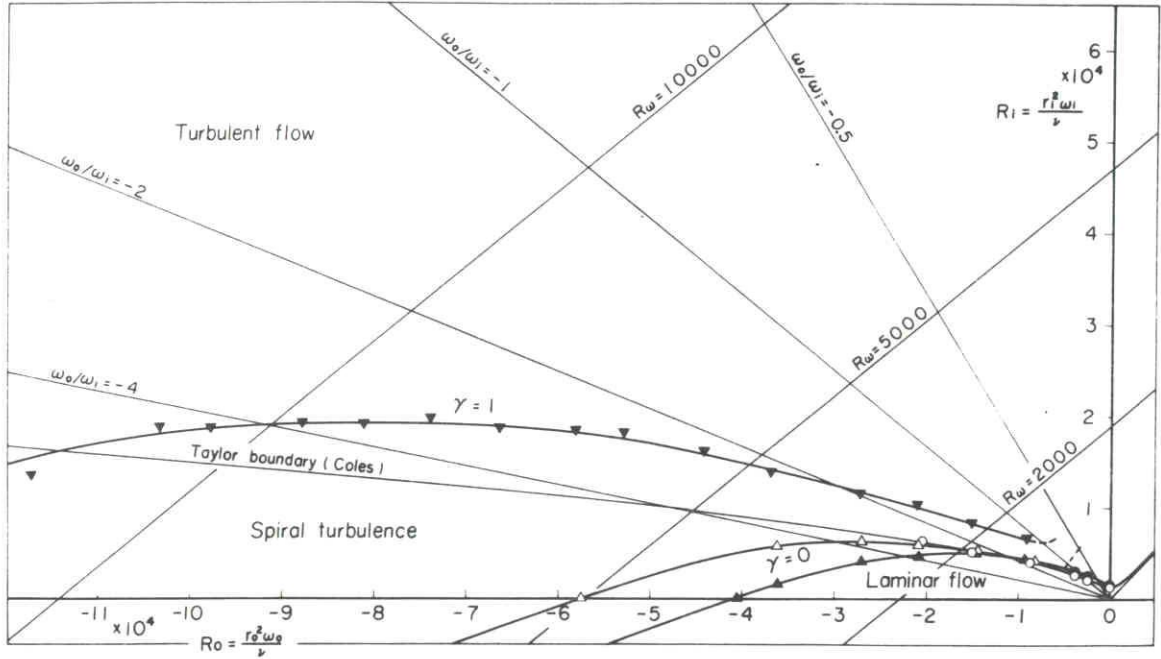
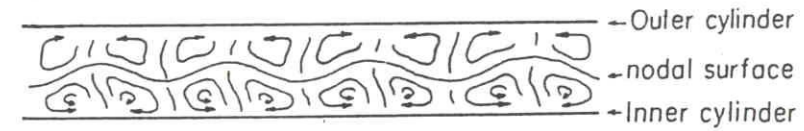
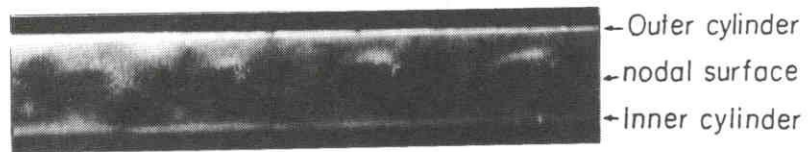


図 4.1 流動状態 ($r_o/r_i = 1.10$)



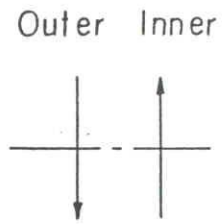
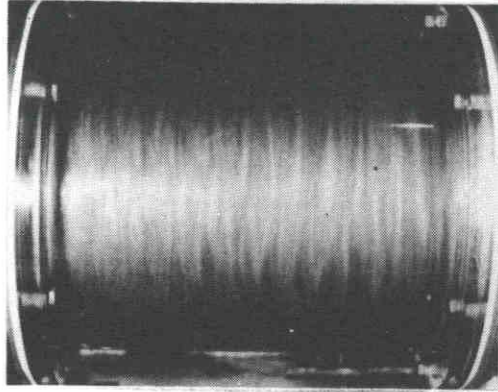
$R_\omega = 515, R_o = -3.7 \times 10^3, Ri = 1.8 \times 10^3$

図 4.2 層流クエット流れ



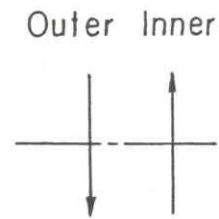
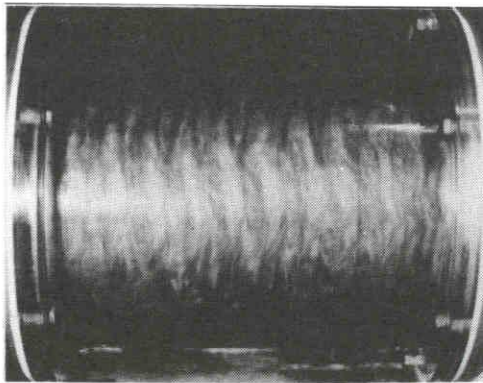
$R_\omega = 600, R_o = -3.7 \times 10^3, Ri = 2.6 \times 10^3$

図 4.3 テイラーうずの断面



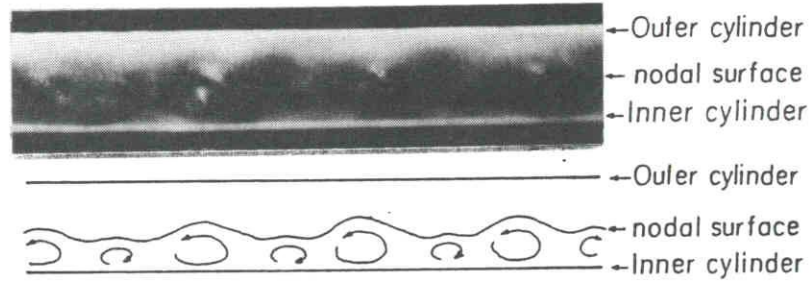
$$R\omega = 775, R_o = -4.0 \times 10^3, Ri = 4.0 \times 10^3$$

図 4.4 波動テイラーうず



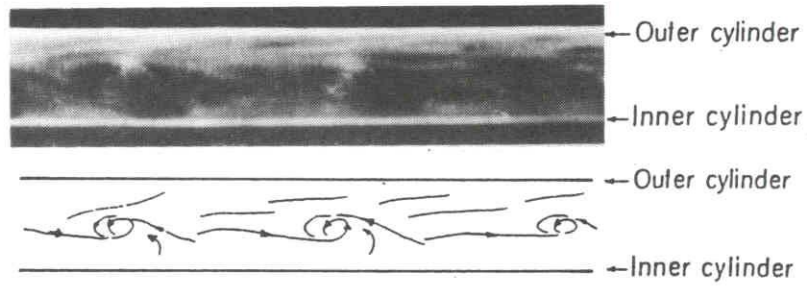
$$R\omega = 1410, R_o = -4.0 \times 10^3, Ri = 1.0 \times 10^4$$

図 4.5 乱れを伴う波動テイラーうず



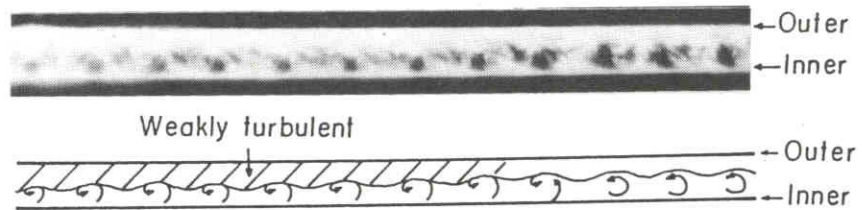
$R\omega = 1310, R_o = -1.0 \times 10^4, R_i = 4.1 \times 10^3$

図 4.6 テイラーうず



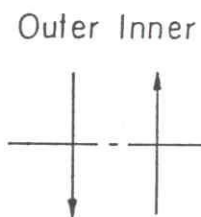
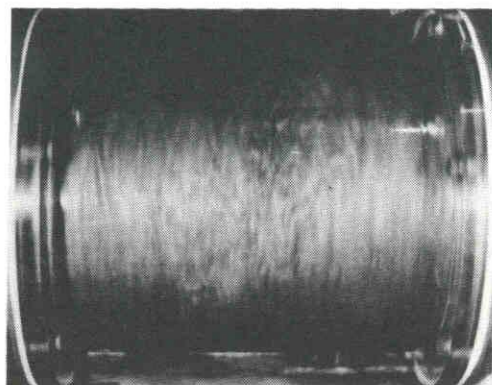
$R\omega = 1350, R_o = -1.0 \times 10^4, R_i = 4.5 \times 10^3$

図 4.7 テイラーうず+スパイラルターブルンス初期

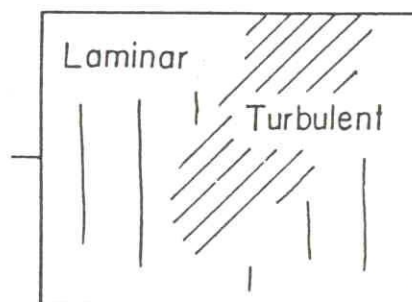


$R\omega = 994, R_o = -6.5 \times 10^3, R_i = 4.0 \times 10^3$

図 4.8 テイラーうず+スパイラルターブルンス初期



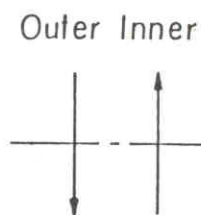
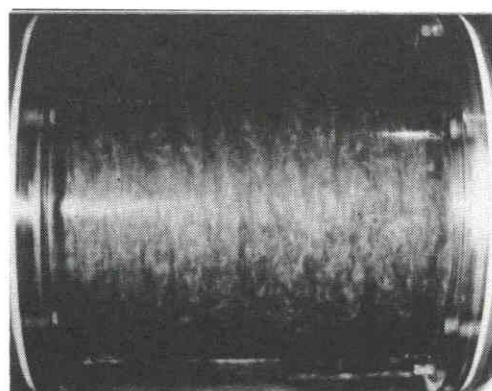
Cross section



Front view

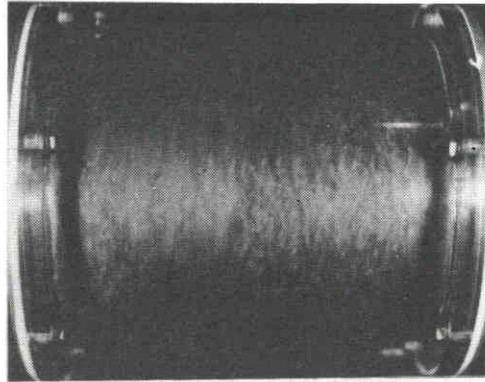
$$R\omega = 1410, R_o = -1.0 \times 10^4, R_i = 5.0 \times 10^3$$

図 4.9 テイラーうず+スパイラルターブレンス

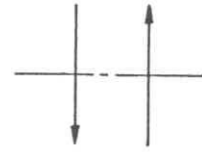


$$R\omega = 1940, R_o = -1.0 \times 10^4, R_i = 1.0 \times 10^4$$

図 4.10 乱流状態

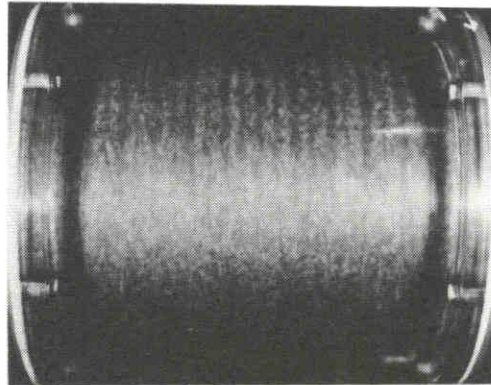


Outer Inner

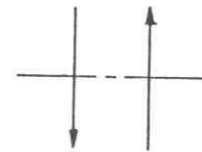


$$R_{\omega} = 1950, R_o = -1.5 \times 10^4, R_i = 6.0 \times 10^3$$

図 4.11 スパイラルターブレンス+テイラーうず

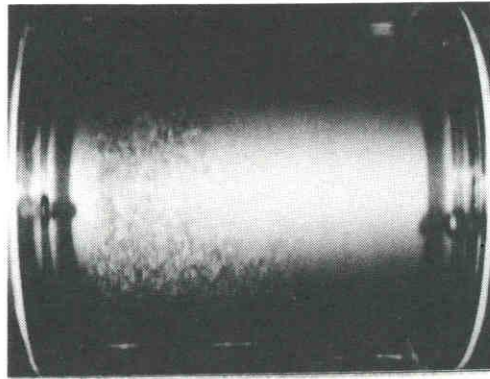


Outer Inner

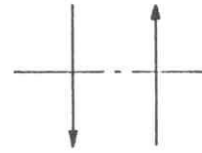


$$R_{\omega} = 4500, R_o = -1.5 \times 10^4, R_i = 3.0 \times 10^4$$

図 4.12 乱流テイラーうず

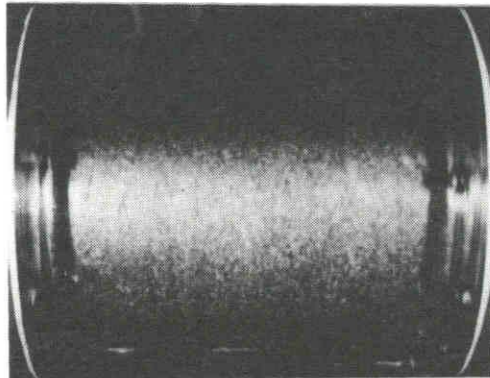


Outer Inner

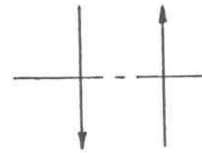


$R\omega = 6320, R_o = -6.0 \times 10^4, Ri = 1.0 \times 10^4$

図 4.13 スパイラルターブレンス

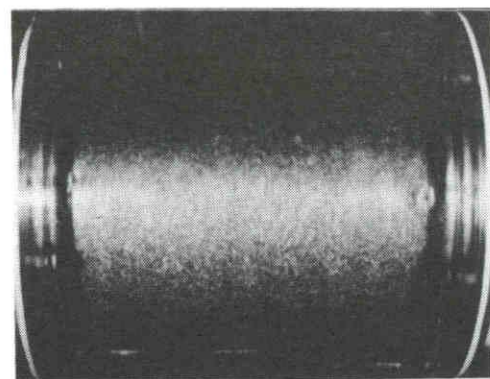


Outer Inner

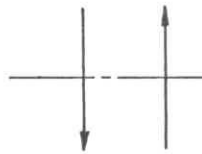


$R\omega = 7380, R_o = -6.0 \times 10^4, Ri = 2.0 \times 10^4$

図 4.14 乱流状態



Outer Inner



$R\omega = 8440, R_o = -6.0 \times 10^4, Ri = 3.0 \times 10^4$

図 4.15 乱流テイラーうず

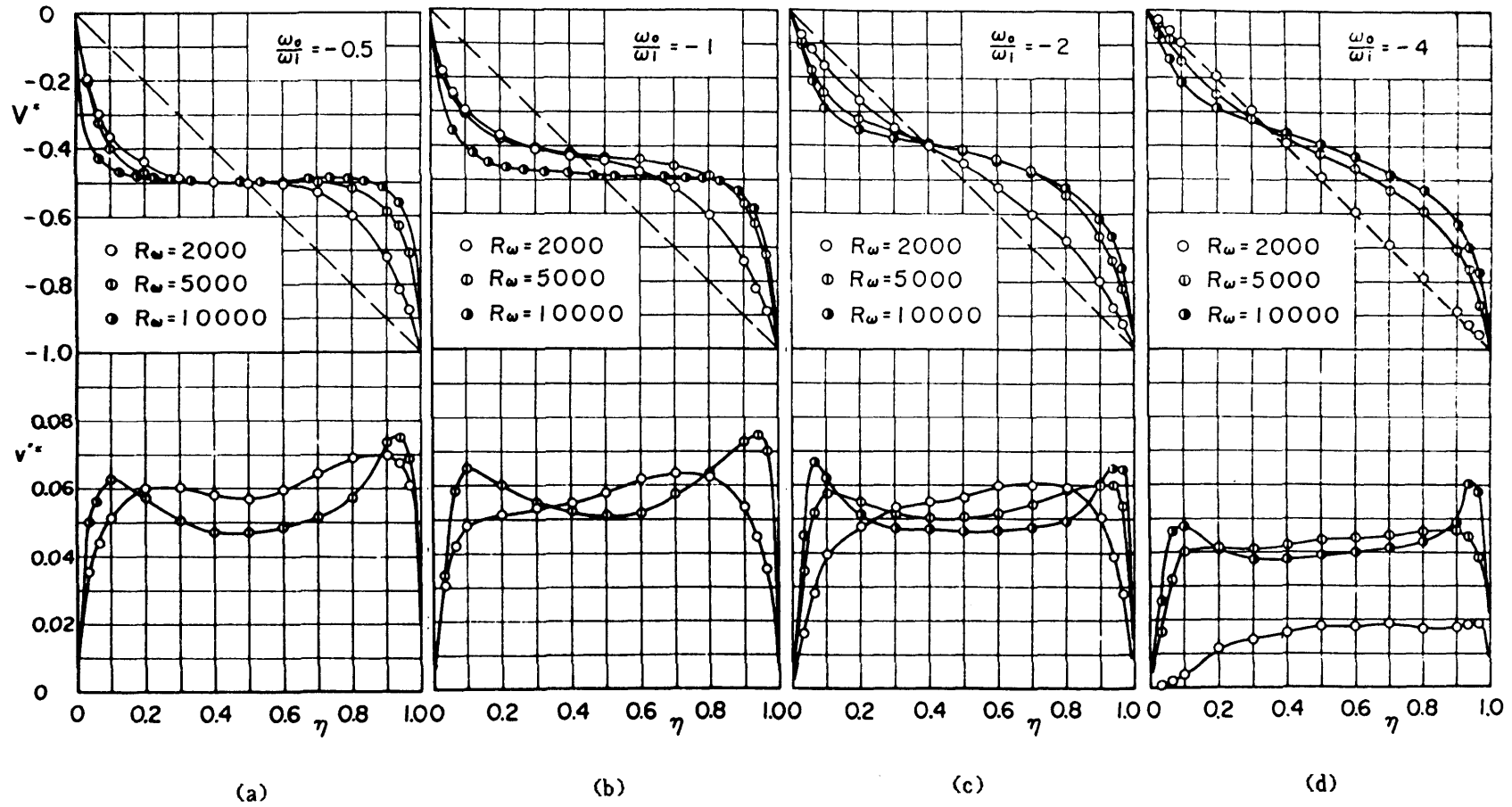


図 4.16 速度分布および乱れ強さ

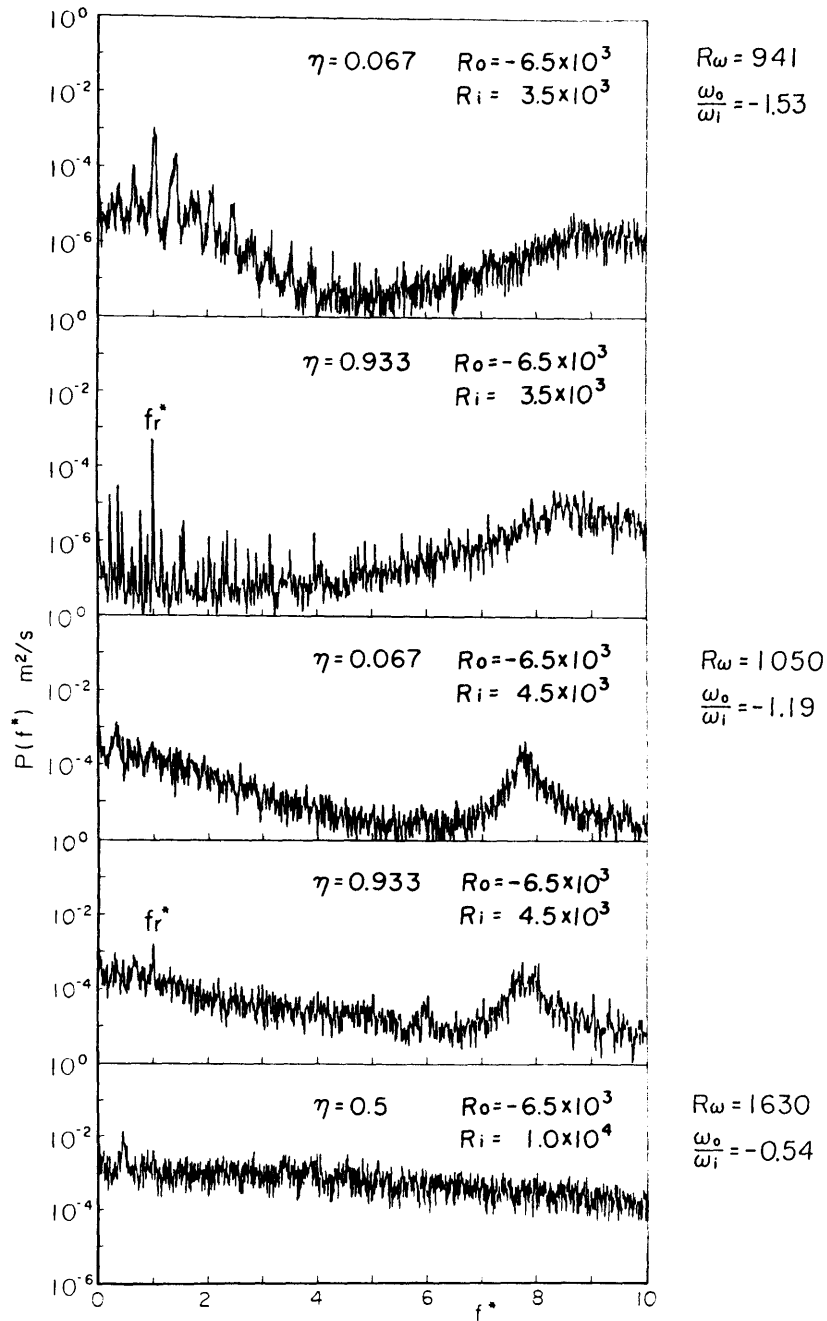


図 4.17 変動速度のスペクトル ($R_o = -6.5 \times 10^3$)

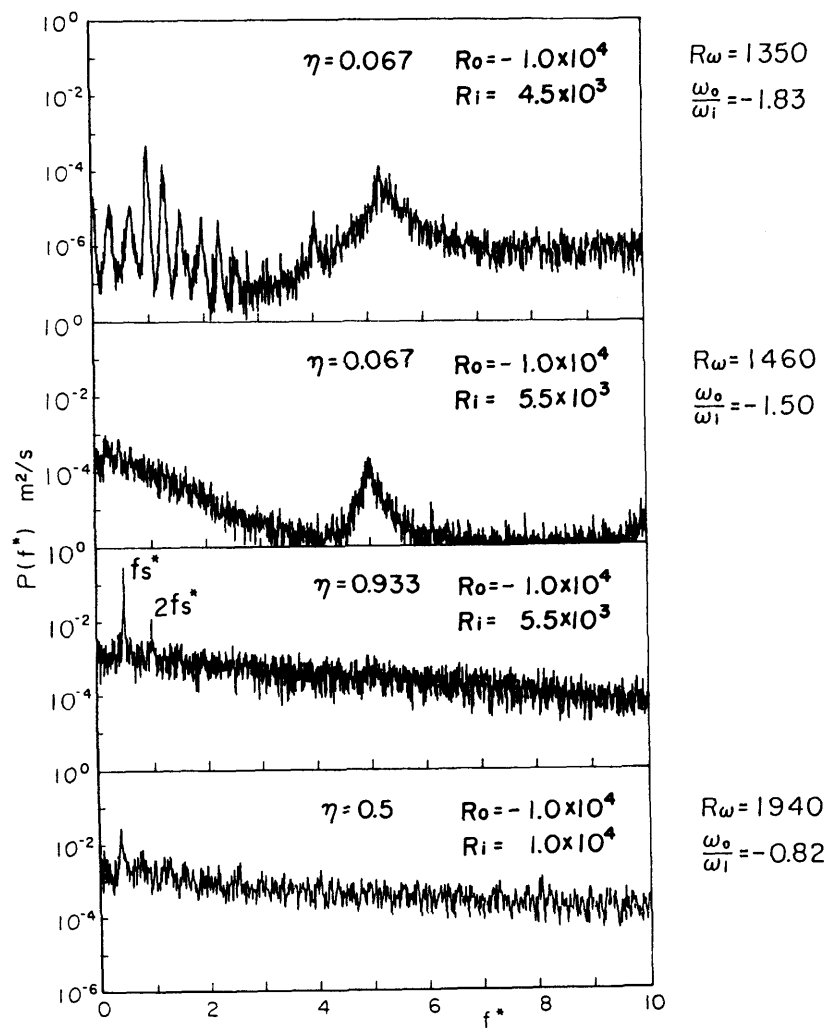


図 4.18 変動速度のスペクトル ($R_o = -1.0 \times 10^4$)

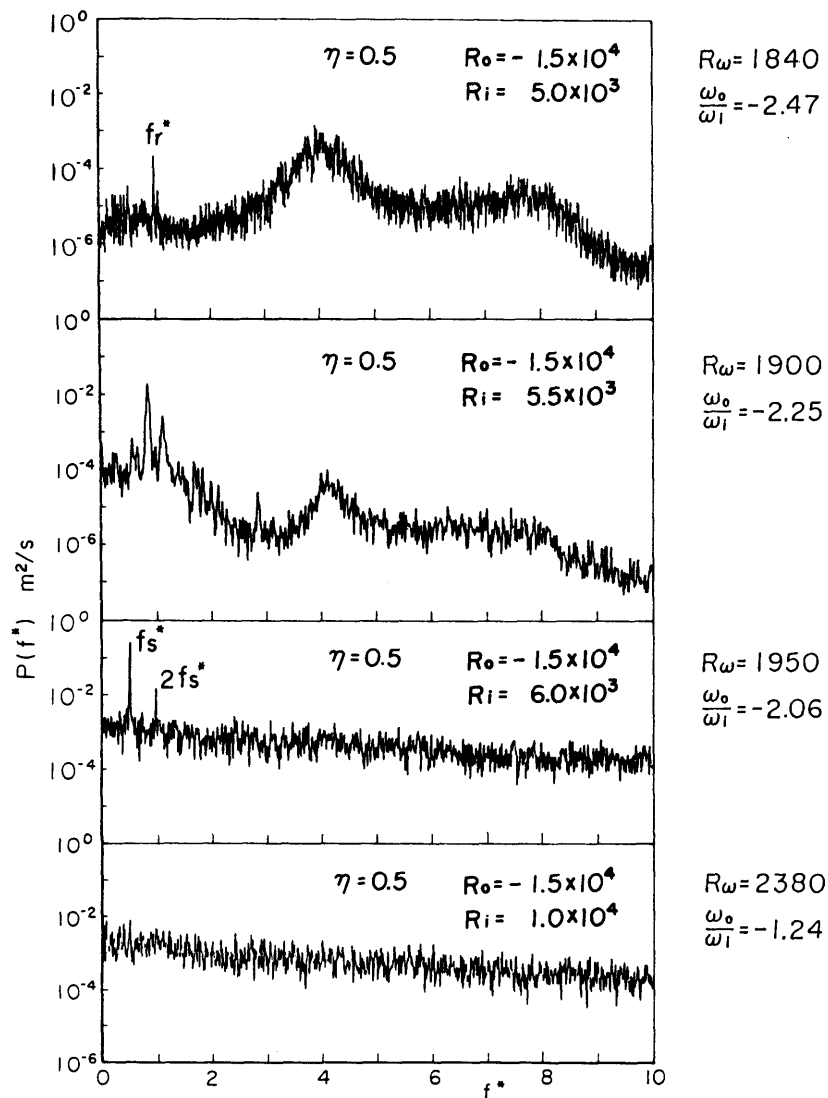


図 4.19 変動速度のスペクトル ($R_o = -1.5 \times 10^4$)

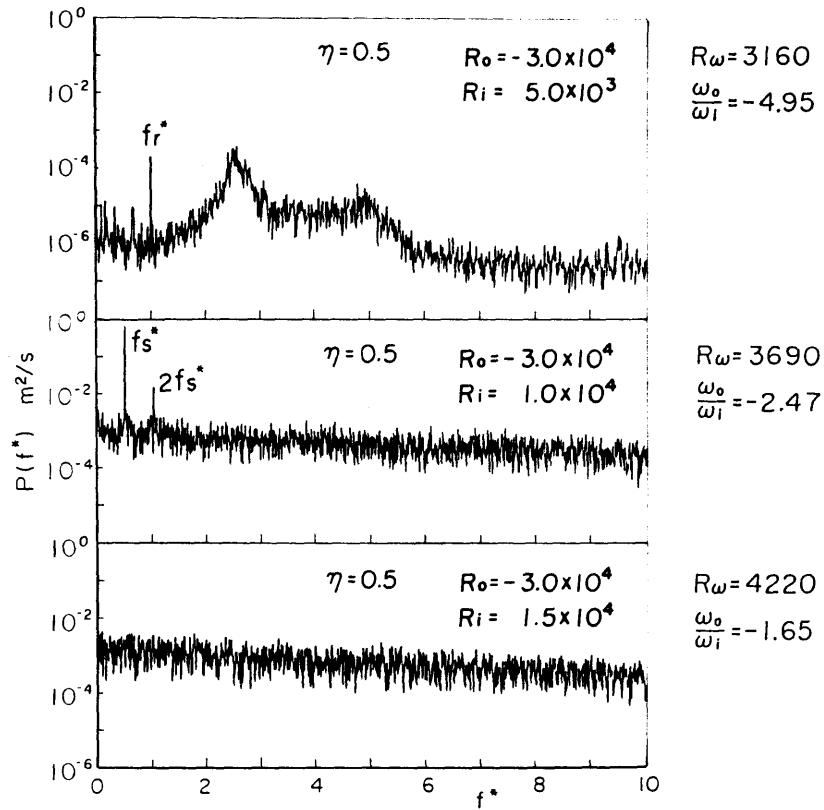


図 4.20 変動速度のスペクトル ($R_0 = -3.0 \times 10^4$)

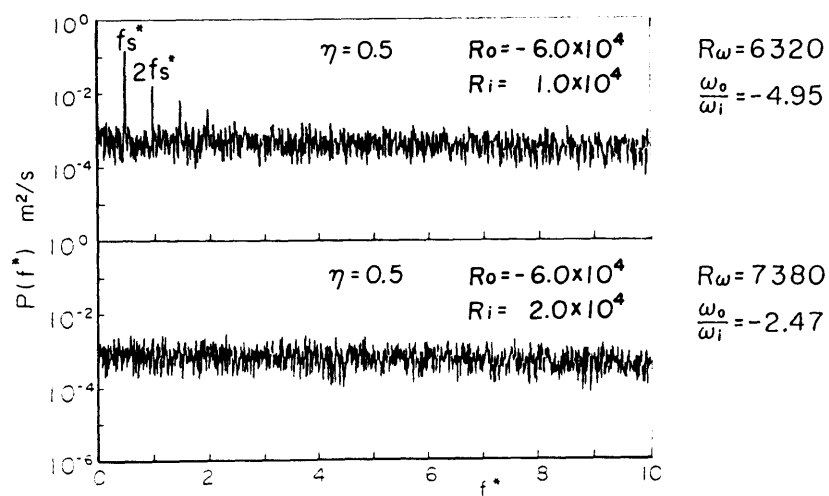


図 4.21 変動速度のスペクトル ($R_0 = -6.0 \times 10^4$)

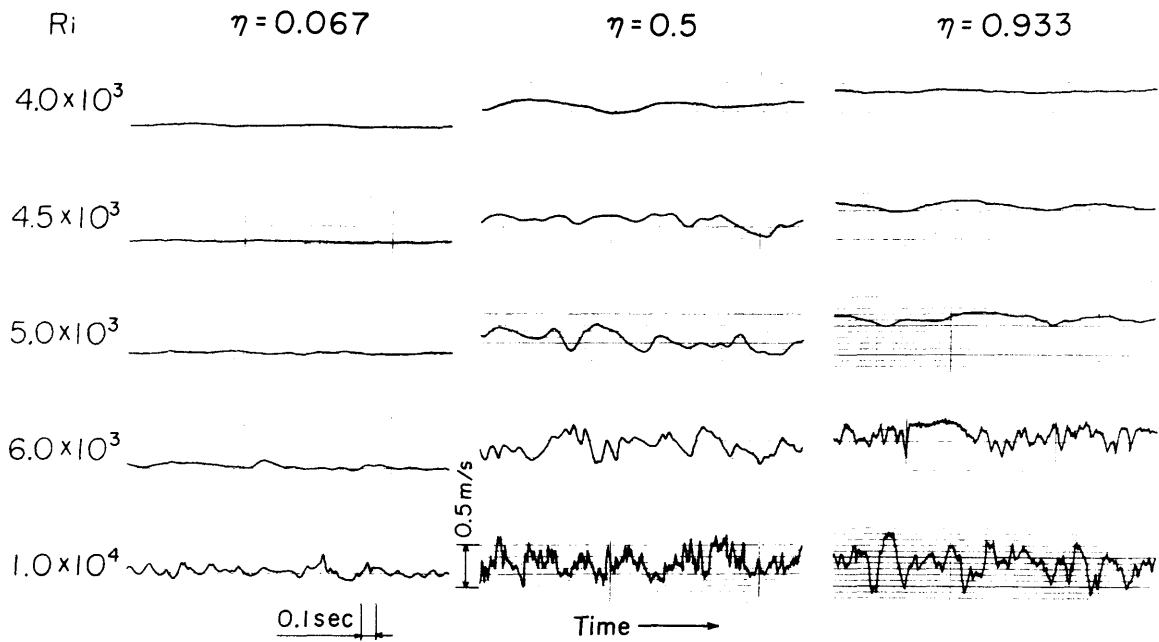


图 4.22 速度変動波形 ($Re = -8.0 \times 10^4$)

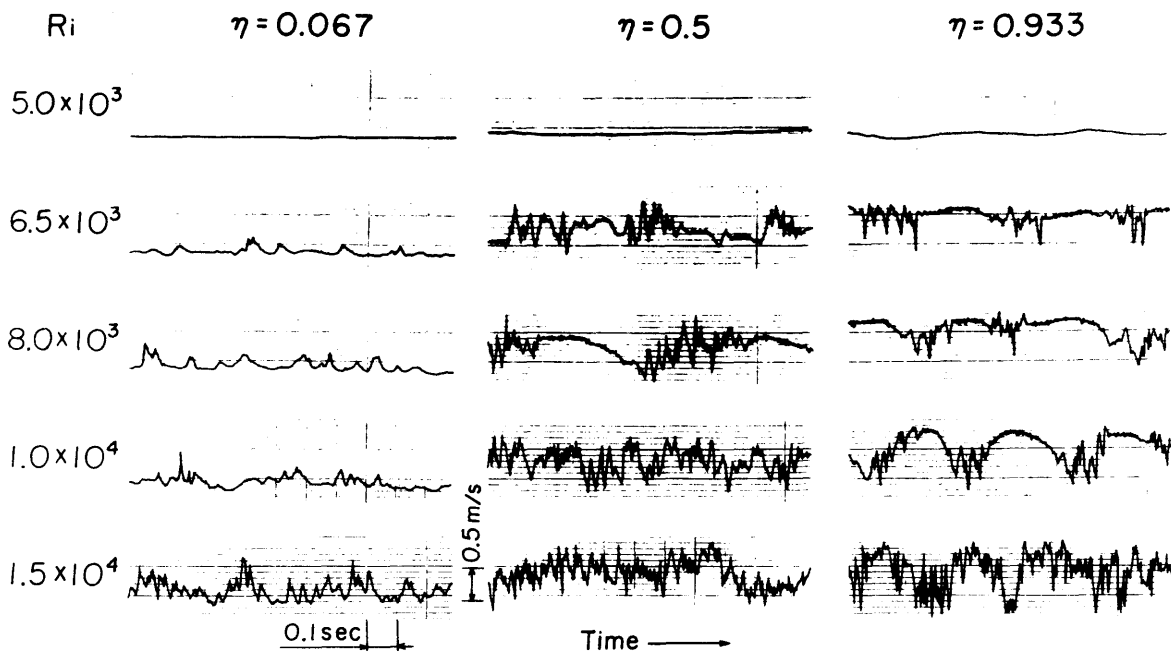


图 4.23 速度変動波形 ($Re = -2.5 \times 10^4$)

4.4 結 言

両管が逆方向に回転する同心二重管内の流動を、観察および速度計測から実験的に明らかにし、以下の結論を得た。

(1) R_o を一定に保って R_i を増したとき、 $|R_o|$ がかなり小さければ内管のみ回転の場合に近い遷移をするが、ある程度 $|R_o|$ が大きくなると R_i の増加とともにすきま内にテイラーうずとスパイラルターブレンスが同時または相前後して発生し、両者が共存する。

(2) $|R_o|$ がより大きな場合にはスパイラルターブレンスが支配的となり、テイラーうずは確認できないまま完全な乱流へ遷移するが、いずれの R_o においても R_i が十分大きくなると乱流テイラーうずを形成する。

(3) 角速度比で比べると、おおよそ $\omega_o/\omega_i = -2$ を境として臨界値での流動変化が区別される。

(4) 速度変動からもテイラーうずとスパイラルターブレンス両者によるすきま内の二重構造が明かとなった。

(5) スパイラルターブレンスは両管の相対速度の 0.50 ± 0.02 倍の速さで回転する。

(6) 速度分布は角速度比により同じ乱流域内でもかなり異なる。

第V章 回転管内の旋回流れ ⁽⁵⁵⁾⁽⁵⁶⁾

5.1 緒言

流体機械の入口部や回転式熱交換器における流れ、あるいは発電機やタービンなどの回転軸の冷却流は、管軸まわりに回転している回転管内の旋回流となり、その流動はレイノルズ⁽⁵⁷⁾ 以来の管内流とは相当異なったものになる。旋回流は軸流と回転流動の合成と見なされ、その各々については Reynolds、Taylor⁽³⁾ をはじめ数多くの研究者によって詳細に研究されてきたが、回転管内の旋回流を扱った例は極めて少なく不明な点が多い。

回転二重管内の旋回流れの研究⁽³³⁾ から類推すれば、回転管内の流れは外管が回転するときの特別な場合に相当しており、流れは安定化の影響を受けることが予想される。ところが、Pedley⁽³⁴⁾、Strohl and Lavan⁽³⁵⁾ の理論的研究、Nagibら⁽³⁶⁾ の実験では逆に管の回転速度の増大は流れが不安定になるところの臨界レイノルズ数を減少させることになる⁽³⁷⁾ と報告している。一方、静止管から回転管に流入する場合の White⁽³⁷⁾、その他⁽⁵⁸⁾ の実験では管の回転を増すと、流入する流れが層流のときには回転管部の流動損失は増加するが、乱流では損失が減少する結果が得られた。管の回転によって乱流域で損失が減少するのは、上述の安定化の影響を受け、乱れが回転によって抑えられるため、Cannon and Kays⁽⁵⁹⁾、村上ら⁽³⁸⁾ も同様な結果を得ている。

以上の結果から、管の回転は軸レイノルズ数が大きくて乱流状態では、流れを安定化し流動損失を減少させるが、軸レイノルズ数が小さくて層流状態では逆の傾向を持つものと思われる。そこで本章では、これらの流動状態を解明すべく、静止管の場合には層流に相当する軸レイノルズ数の小さい場合から完全な乱流域までの広範囲にわたって、回転管における圧力損失および速度分布を調べ、回転管内の流れを実験的に明らかにした。

5.2 実験装置および方法

実験装置の概略を図5.1(a)に示す。使用流体として水のほかにグリセリン水溶液を用いるため、流体が回流できるようにした。回転管は内径 $D = 29.9$ mm、全長約 10 m

の水力学的になめらかな引抜黄銅管で、回転による振動防止のため1 m おきに軸受で支えられている。管内の速度分布は回転管入口より 1.2 m(40D)、3.2 m(107D)、5m (167D)、7 m(234D) の4箇所、壁面静圧については5 m と7 m の位置で測定した。この測定部で管は切断され、そのすきまからピトー管のそう入および圧力の取り出しを行った。図5.1(b)にピトー管取付部の詳細を示す。なおスリット前後には2組のタイミングプーリとタイミングベルトを介して、管全体を一体かつ円滑に回転できるようにしてある。またピトー管にはコブラ形1種と円筒形4種の計5種類を用いて比較してみた。

回転管出口付近では回転によって管中心部で逆流を生じるため、測定部から出口までの距離を比較的長くとり、さらに管出口に適当な羽根をつけた格子を用いてこの影響を除去した。その結果、出口から90D上流の測定部において、流量零の管回転時にほぼ強制うず形の周速度分布を得た。また流体の温度測定は、回転管の入口と出口の2箇所でサーミスタによって同時測定した。流体を循環させているために生ずる温度上昇は、図5.1中の冷却水路を設けることで防止した。

本実験における軸レイノルズ数および回転レイノルズ数の範囲は、50%グリセリン水溶液： $5.0 \times 10^2 \leq Re_z \leq 2.0 \times 10^4$ 、 $0 \leq Re_\omega \leq 10^4$ 、水： $2.0 \times 10^3 \leq Re_z \leq 10^5$ 、 $0 \leq Re_\omega \leq 5.1 \times 10^4$ である。

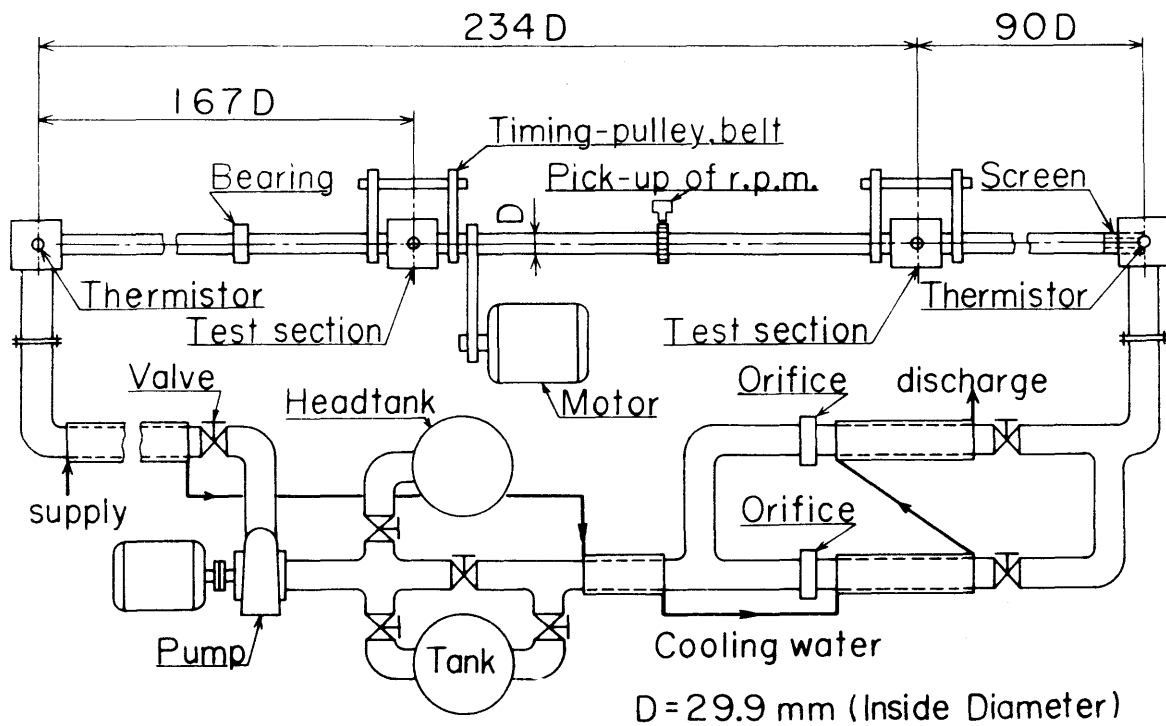


図 5.1 (a) 実験装置概略図

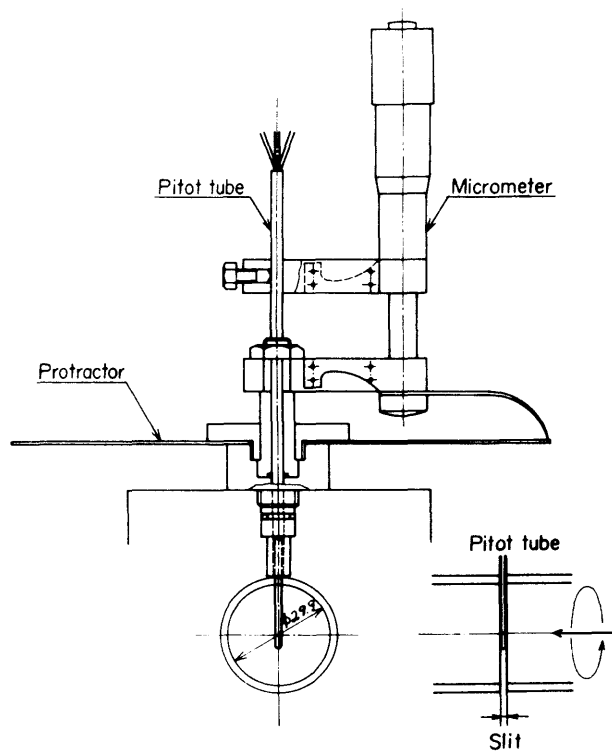


図 5.1 (b) ピトー管取付部断面図

5.3 実験結果および考察

5.3.1 ピトー管

図5.2 は本実験に用いた5種類のピトー管である。これらのうち、まずコブラ形と外径2.0mmの円筒形三孔ピトー管による速度分布測定結果の一例を図5.3に示す。測定断面は回転管入口より234D下流の位置で、旋回比 $\Omega = 1$ である。また、軸速度分布図中の破線は層流理論値、一点鎖線は1/7乗則乱流速度分布を示す。ここで円筒形ピトー管A形とは回転管を常に貫通した状態で測定するもの、B形は測定孔より先端5mmのところまで切断したものである。コブラ形ピトー管は壁面効果を受けにくく、しゃへい効果も少なく製作が容易である。ところが、同一断面内において中心付近ではおもに軸方向、管壁に近づくにつれて周方向へと主流の向きが大きく変化している回転管内においては、ピトー管自身が流れに著しく影響を及ぼす。つまりコブラ形ピトー管では、ピトー管そう入側から反対側管壁近くまで移動させているために、非対称性が著しく表れる。その結果、図5.3に見られるように旋回中心と管中心とが食い違ってしまう。円筒形ピトー管の場合には、軸対称性はそこなわれていないが、A形ではピトー管が回転管を常に貫通しているために旋回に対して抵抗となり、実際よりも周速度が小さく軸速度が大きく測定される結果となった。旋回比を増大させるとこの傾向はより顕著となり、軸速度分布から求めた流量はオリフィスから求めた値より10%以上も大きくなった。一方、B形の場合にはA形の先端を切り落としてあり、形状は非対称であるがその影響は少なく、旋回比の大きな場合にも上述の流量誤差は5%未満であった。なお、円筒形ピトー管による測定はピトー管を管中心からピトー管そう入側へと移動させて行ったものである。

以上の結果から、円筒形B形ピトー管が好ましいと思われたが、本実験は軸レイノルズ数の範囲に層流域を含んでおり、層流流れのように速度こう配が急になるとB形ではまだかなりの誤差を生ずることがわかった。そこでピトー管自身による影響を無視できるようにより径の細いピトー管を製作した。これまでの実験例⁽³⁸⁾を見ると円筒形三孔ピトー管としては外径2.0mmのものが最小と思われるが、ここではその外径を1.5mmとしたC形と、さらに外径1.0mm円筒形二孔ピトー管D形も製作してそれぞれを比較してみた。ここで問題となるのは外径が小さくなることによる応答性の点であるが、それには径の小さい部分ができるだけ短くなるように工夫し、

また使用する差圧変換器をより応答性の高いものにしたたり、出力の読み取りに積分回路を通すなどしてこれまでと時間的に大差のない測定を可能にした。図5.4は円筒形ピトー管B、C、D形による十分発達した静止管内速度分布測定結果である。 $Re_z=10^3$ の層流の測定結果をみると、B形では壁面に近づくほど理論値より大きく測定され、外径1.5mmのC形でも同様な傾向がある。オリフィスから求めた流量との誤差はB形で約10%、C形で5%あった。それに比べて外径1.0mmのD形では層流の理論値に極めて良く一致し、十分満足できる結果が得られた。 $Re_z=10^4$ の乱流になると層流と比較して速度こう配が壁面近傍を除く断面内全体にわたってゆるやかであり、どのピトー管を用いても流量誤差はほとんどなく1/7乗則乱流速度分布とよく一致した。また壁法則速度分布についてもよく一致することがわかった。以上は静止管での比較であるが、回転管においても同様な結果が得られた。図5.5は層流域で比較的低い回転を与えた場合である。この場合、後に述べるように軸速度分布は層流時より中央で小さく外側で大きくなるが、周速度分布が強制うず形を超えて測定されたB形、C形ピトー管によるデータはかなりの誤差が見込まれる。その点、D形では速度こう配が急なために生じる誤差もほとんどなく、極めて良好な結果が得られた。さらにこのD形ピトー管は、遷移域のように流れが外乱の影響を受けやすい状況においても、B、C形より優れていることもわかった。図5.6は後に述べる乱流域で回転による層流化現象が見られるところで、乱流から層流への逆遷移状態での測定結果である。図5.6からわかるように、軸速度分布は径の細いD形のほうが径の太いB、C形よりも中央凸形の傾向を強め層流に近づいている。周速度はB、C形のほうが壁近くで小さく測定された。これはピトー管の径が太いほど旋回に対して抵抗となるためと考えられる。以上の各種ピトー管による測定結果から判断して、回転管内の速度分布測定にはD形のピトー管が望ましく、以下の測定はこのD形を用いて行った。

5.3.2 流れの発達

図5.7(a)～(f)は管軸に沿って下流方向への速度分布の変化を示したものである。各速度成分は断面内平均軸速度および管壁周速度によって、半径位置は管内半径でそれぞれ無次元化して表した。図5.7(a)(b)からわかるように、旋回比 $\Omega=1$ の場

合はいずれの Re_z においても 167D と 234D との速度分布は極めてよく一致している。したがって、回転管入口から 167D の位置で流れは十分発達していると考えてよい。このときの各速度分布形状をみると、軸速度分布は静止管における層流と乱流の中間で、乱流よりも中央で突出し管壁付近で減少している。周速度分布は、層流域ではほぼ強制うず形と見なせるが、乱流域では強制うず形とは異なった凹形にわん曲した分布となっている。

図 5.7(c)(d) の $\Omega = 3$ の場合も 167D と 234D の速度分布に差は見られず、流れは 167D ですでに発達している。ここで流れの発達過程について図 5.7(d) に示した 167D より上流の位置での速度分布形状を見てみると、軸速度分布は比較的早く発達するのに対し、周速度分布はかなり下流にならないと発達しないことがわかる。一般に乱流における助走距離は 50~100D であるのに比べて、この場合には 107D においても流れはまだ未発達であるので、回転管内の流れが発達するための助走距離は静止管乱流の場合より長くなる。ただ、軸速度分布が乱流より中央凸形の静止管層流時の分布に近づいていることから、助走距離として層流の場合を考慮してみると $0.065 \sim 0.125 \cdot D \cdot Re_z$ で $Re_z = 10^4$ の時、その距離は 650~1250D となる。ここでは完全な層流とは言えないが、流れの発達にはかなりの助走距離が必要となることが予想される。

図 5.7(e)(f) は、上述の助走距離を短くする目的で、放射状に羽根を設けた整流装置（格子）を回転管入口に取り付けた場合である。この格子は、半径方向高さ 12mm および 9mm の羽根 16 枚を交互に取り付けたもので、軸方向長さは 150mm (5D) である。これを用いると周速度成分が十分与えられ、格子直後の 5D で周速度分布は強制うず形に近く、軸速度分布はほぼ均一となった。そして下流になるにつれて、周速度分布はしだいに凹形のわん曲が強くなり、軸速度は中心付近で増大し管壁近くで減少する。十分下流では、各速度分布とも格子のない場合と一致する [図 5.7(e)]。しかしながら旋回比が大きくなると、入口に格子を取り付けない場合に比べて軸速度成分が大きく乱され、それが落ち着くのかえって長い距離を必要とする結果となった [図 5.7(f)]。別の形状の格子も用いてみたが結果は同じであった。

以上より、十分発達した回転管内の流れの軸速度分布は旋回比に応じて静止管乱流時よりも中央凸形となり、周速度分布は軸レイノルズ数が小さな層流ではほぼ強

制うず形となるが軸レイノルズ数が大きくて乱流では強制うず形とは異なった凹形にわん曲した分布形状になることが明らかになった。

従来、静止管内へ旋回した流れが流入する場合、管壁の周方向せん断力を求めるには、流れが乱流の場合でも時間平均速度に対して角運動量の法則を適用して求めている。しかし、回転管内の旋回流れの場合、流れが発達した場合には速度の軸方向変化はないので、横断面を通過する角運動量は一定となり、管壁にはせん断力は働かないことになる。管壁にせん断力が働かないためには、回転管に相対的な速度こう配のないことが必要で、これは回転管と同じ角速度の強制うず形の周速度をもつ場合である。しかるに図5.7 から軸レイノルズ数がある程度大きいと、発達した流れの周速度分布は凹形に強くわん曲しており、管壁に周方向のせん断力が作用していることがわかる。したがって乱流の場合、時間平均速度に角運動量の法則を適用して求めた周方向のせん断力は相当の誤差を含んでいると考えられる。すなわち、静止管内で旋回が軸方向に減衰する場合には、壁面の周方向せん断力は角運動量の法則より求めた値より小さいと考えられる。

5.3.3 圧力損失

図5.8 は $L = 167D$ 、 $234D$ の両断面における壁面圧力差から、回転管の圧力損失係数 λ を次式より求めたものである。

$$h_f = \lambda \frac{l}{D} \frac{V_m^2}{2g} \quad \text{-----} \quad (5.1)$$

ここで、 h_f は管長 l についての損失水頭を表す。なお静止管の場合は λ_0 として区別した。

管静止の状態 ($Re\omega = 0$) での λ_0 の実験値は、層流域で理論値、

$$\lambda_0 = 64 / Re_z \quad \text{-----} \quad (5.2)$$

乱流域では Blasius の式、

$$\lambda_0 = 0.3164 Re_z^{-0.25} \quad \text{-----} \quad (5.3)$$

と極めてよく一致している。管に回転を与えると、 Re_z の値に応じて $\lambda > \lambda_0$ の場合と $\lambda < \lambda_0$ の場合を生じる。すなわち、管の回転はあるときは流動損失を増大し、またあるときは減少させる両面の作用を及ぼす。

まず Re_z が小さく 3.0×10^3 以下のときは、管静止時よりも回転時のほうが常に大きな損失を生じる。そして回転数が高い (Re_ω が大きい) ほど、その流動損失も大きい。これは Pedley⁽³⁴⁾、Strohl and Lavan⁽³⁵⁾ の理論が示すように、 Re_z がある値以上において管の高速回転は層流状態を維持させないためと考えられる。ただ Re_ω が一定の場合を比較すると、 λ と Re_z との関係は平行な直線となり、そのこう配は管静止時における λ のこう配 (-1) に等しい。これは Re_z がいずれの場合も管回転による損失の増加割合は同じとなることを意味し、ある規則性を見いだすことができる。図5.9 は各 Re_ω に対する λ の値を $Re_z = 10^3$ において調べたものである。これより $\lambda = 0.031 Re_\omega^{0.16}$ の関係が得られ、 λ が Re_z^{-1} に比例していることから実験式として次式を得た。

$$\lambda = 31 \frac{Re_\omega^{0.16}}{Re_z} \quad (Re_z < 2 \times 10^3, Re_\omega \geq 5 \times 10^2) \quad \text{-----} \quad (5.4)$$

図5.8 中に書き込まれた式(5.4)によって、実験値はうまく整理されていることがわかる。

次に $Re_z > 3.0 \times 10^3$ の場合には、 Re_z の小さな範囲での $\lambda > \lambda_0$ から $\lambda < \lambda_0$ と変化し、回転管路の流動損失は管静止時よりも減少する。これは管路を流れる流体に旋回速度成分が加わることにより、それに伴う遠心力の作用で流れが安定化され、乱れが抑制されるからである。したがって回転数が高いほど、つまり Re_ω が大きいほどより安定化され、そのときの λ は小さくなる。図5.8 よりはっきりとその傾向が確認できる。また、一定の回転を与えた状態 (Re_ω が一定) で流速 (Re_z) を増してゆくと、 λ が以下になった λ の値はある Re_z において極小となり、それから再び λ_0 に近づく。これは管回転による乱れの抑制割合が異なるためで、この極小点が流れの安定化の飽和点と考えられる。注目したいのは、 Re_ω が 5.0×10^4 において、この極小値が層流における λ_0 の理論値の延長線上に一致するまで至っていることである。このとき管内の流れは、管の回転によって乱流から層流に近い状態へと逆遷移していることになる。

図5.10は λ と λ_0 との比 λ/λ_0 を、旋回比 Ω を横軸にとり Re_ω をパラメータにして示したものである。なお Re_z の小さい場合の λ_0 は Blasius の式を延長した値を用いた。いずれの Re_ω においても $\Omega < 0.1$ では $\lambda \doteq \lambda_0$ で回転の影響は表れないが、

Ω が大きくなるとそれとともに λ/λ_0 はいったん減少し、最小値をとったのち再び増加する。この減少割合は図5.10中に鎖線で示した White⁽³⁷⁾の結果よりも低く、次式(5.5)の曲線に沿っている。

$$\lambda/\lambda_0 = 1 - 0.5\Omega \quad \text{-----} \quad (5.5)$$

また、 Ω の増加とともに λ/λ_0 が直線的に増加する領域は Re_z が小さい場合に相当しており、これらは先に求めた実験式(5.4)と式(5.3)から、

$$\lambda/\lambda_0 = 98 Re\omega^{0.16} Re_z^{-0.75} = 98 Re\omega^{-0.59} \Omega^{0.75} \quad \text{-----} \quad (5.6)$$

と書ける。したがって図5.10において $Re\omega$ が一定であればこう配が(3/4)の直線となる。さらにこの領域で Re_z が一定の場合について調べても、 λ/λ_0 と Ω との関係は $Re_z = 5 \times 10^2, 10^3$ で示されるように直線となる。

一方、図5.10の λ/λ_0 の最小値は $\lambda - Re_z$ の図5.8の極小値に対応しており Re_z が大きいほど最小となるときの Ω も大きくなっている。図5.11は、この最小値となる Ω_{cri} を $Re\omega$ に対して両対数グラフ上にプロットしたものである。これより $Re\omega \leq 10^4$ の範囲で Ω_{cri} と $Re\omega$ との間に次の関係が成り立つことがわかる。

$$\Omega_{cri} = 0.01 Re\omega^{0.5} \quad \text{-----} \quad (5.7)$$

これは書きかえれば、

$$Re_{z,cri} = 100 Re\omega^{0.5} \quad \text{-----} \quad (5.8)$$

となる。 $Re_z > 10^4$ では、村上ら⁽³⁸⁾の結果も示してあるが、それとは多少異なる。

図5.12は λ として式(5.2)の値を用いたものである。このとき、 Re_z の小さな範囲では式(5.2)と式(5.4)から

$$\lambda/\lambda_0 = (31/64) Re\omega^{0.16} \quad \text{-----} \quad (5.9)$$

となり、 λ/λ_0 は Re_z に依存しない $Re\omega$ だけの関数として表される。したがって図5.12では λ/λ_0 は $Re\omega$ に応じた一定値になっている。

5.3.3 速度分布

図5.8で見られた $Re\omega$ による λ の変化を速度分布から調べたのが図5.13である。いずれも回転管入口から234D下流の位置で、同一 Re_z における速度分布を Ω をパラメータとして示してある。図5.13(a)に示した $Re_z = 10^3$ の層流域では、管が回転すると軸速度が層流の理論値より中心付近で減少し管壁付近で増加する。これは

旋回比が大きいほど顕著になり、平らな乱流の速度分布に近づく。このように層流に回転を与えた場合には層流は維持されない。一方、周速度は Ω がいずれの場合も強制うず形に近い。以上のことから、レイノルズ数が十分小さい場合に予想される軸速度が層流の放物分布形状で周速度が強制うず形となるのは、本実験の測定範囲よりさらに Re_z の小さい場合と推察される。

次に $Re_z = 3 \times 10^3$ [図5.13(b)] では、軸速度、周速度のどちらも旋回比に対して大きな変化は見られず、特に周速度分布はややわん曲した一本の曲線上に乗っている。これは図5.8において λ の値がほぼ一定であったことに対応する。したがって、この軸レイノルズ数付近は流れのかく乱あるいは安定化といった回転の影響が特に表れない中立の状態といえる。なお、周速度分布の凹形のわん曲は乱流域での回転管内の周速度分布に見られるものであるが、乱流域よりもそのわん曲度は小さい。

図5.13(c)の乱流域になると、層流域とは逆に旋回比の増加とともに軸速度が中心付近で増大し、管壁付近で減少する。これは回転によって乱れが抑制された結果であり、とりわけ $\Omega = 5$ では層流の理論値に極めて近い値となる。しかも、このときの λ の値は図5.8より層流における理論値の延長線上に一致している。したがって前にも述べたように、ここで乱流から層流への逆遷移現象が起こったと見なすことができる。図5.13(d)の Re_z がさらに大きな場合も同様で、軸速度は Ω が大きいほど中央凸形となる。また周速度は強制うず形よりもかなりわん曲した分布となり、その分布はここに示したいずれの旋回比においても $V/V_\theta = (r/R)^2$ の曲線によく一致している。

図5.14は、同一旋回比において Re_z と Re_ω とをパラメータにして示した速度分布で、図5.10と対比されたい。図5.14(a)の $\Omega = 1$ では、 Re_z が 3.0×10^3 以上であれば軸速度分布に大きな差はなく相似性が見られる。しかしながら、周速度分布は Re_z の値によって異なり、 Re_z が大きいほど強制うず形からはずれたより凹形にわん曲した分布となっている。図5.14(b)の $\Omega = 3$ の場合には、軸速度は Re_z が大きくなるにつれていったん中央凸形の傾向を弱めたのち、再び静止管層流時の放物線分布へと近づいている。

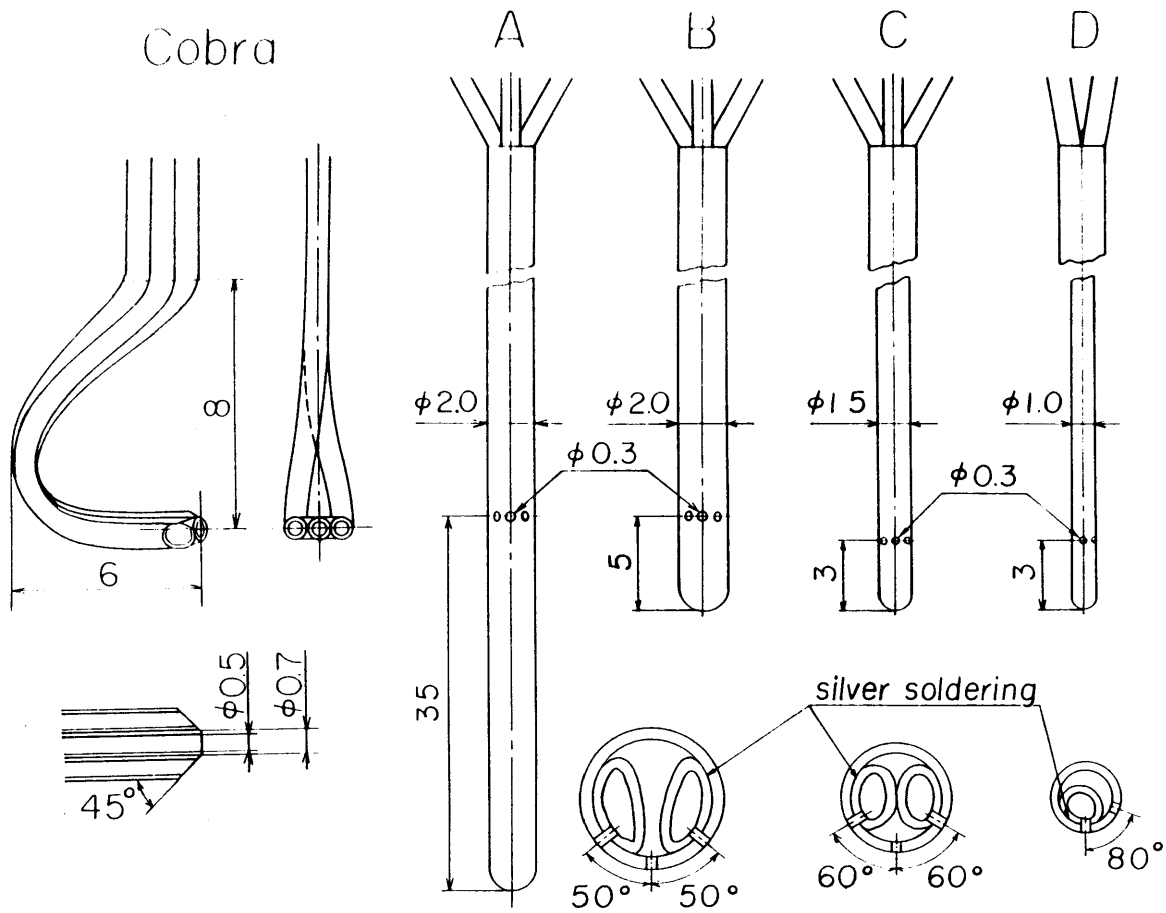


図 5.2 ピトー管

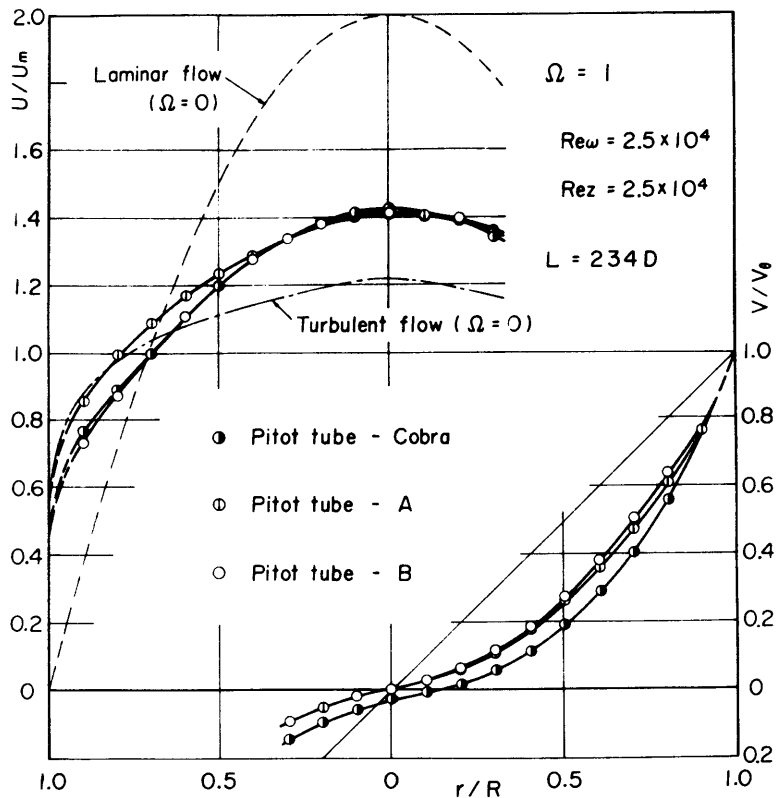


図 5.3 ピトー管の比較 (回転管内速度分布)

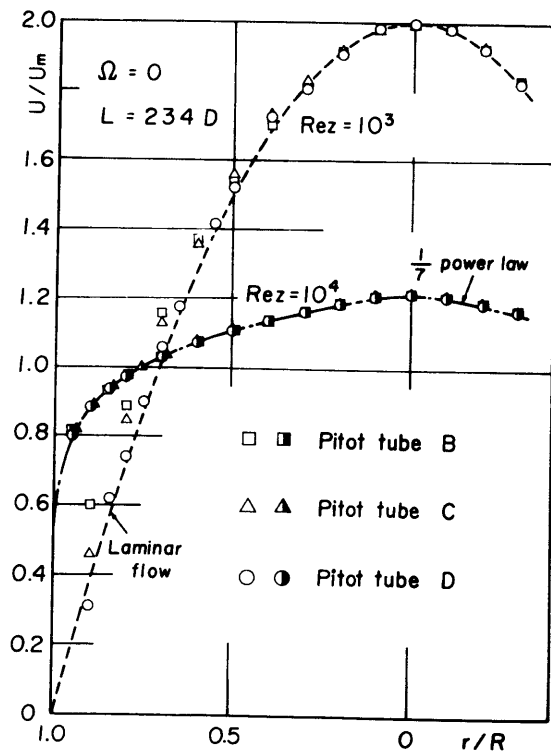


図 5.4 ピトー管の比較 (静止管内速度分布)

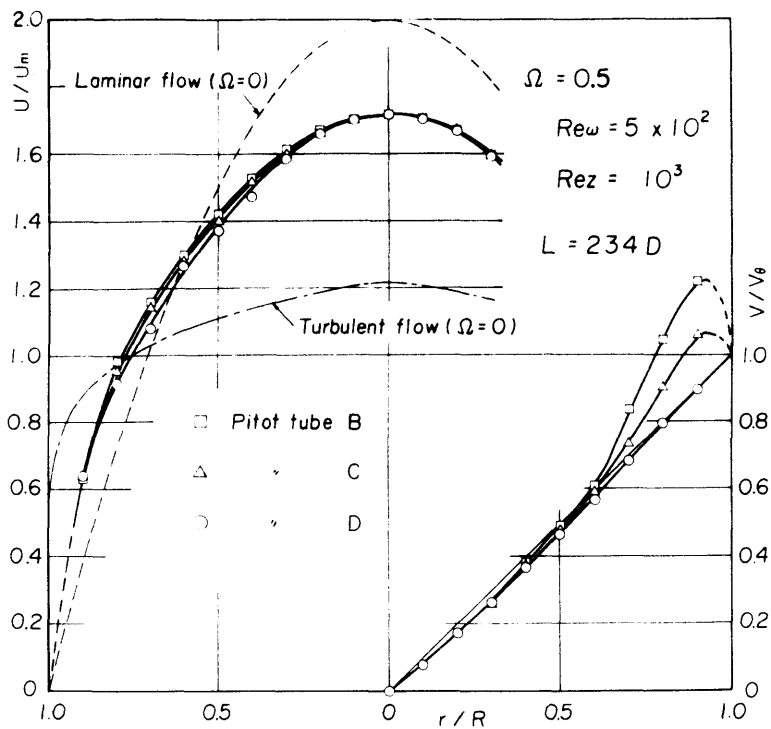


図 5.5 ピトー管の比較 (回転管内速度分布)

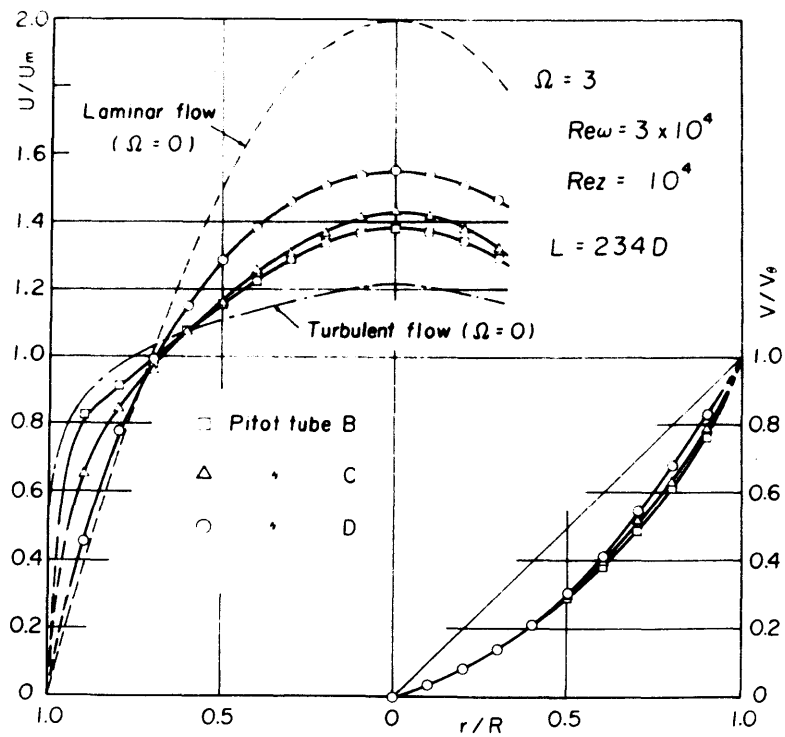


図 5.6 ピトー管の比較 (回転管内速度分布)

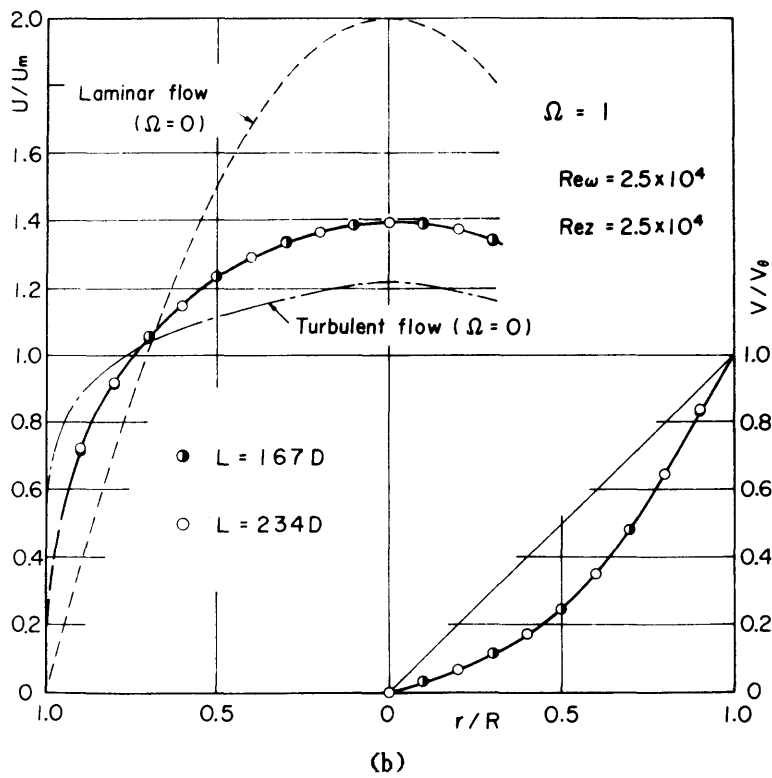
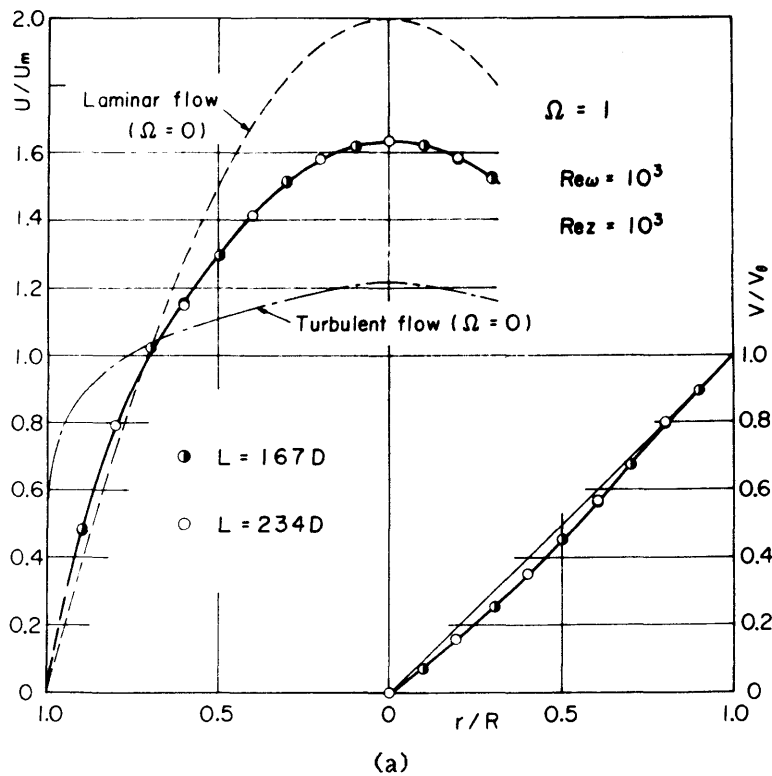


図 5.7 回転管内の流れの発達

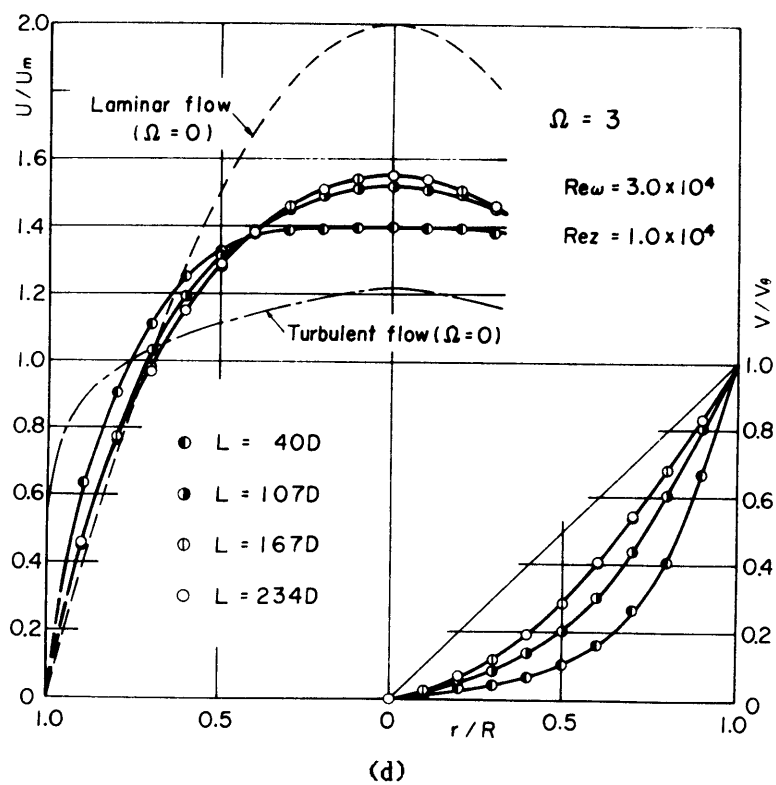
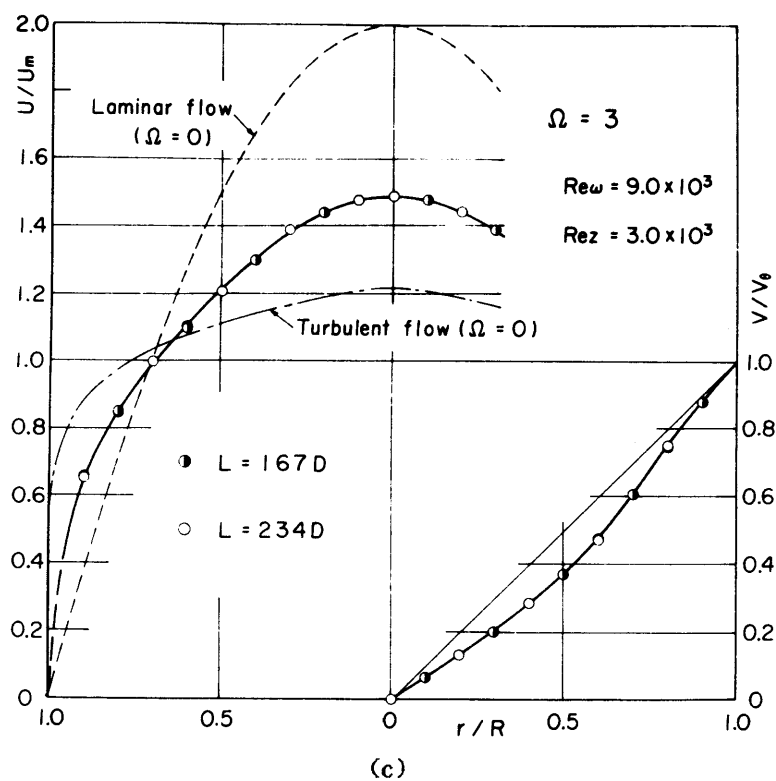


図 5.7 回転管内の流れの発達

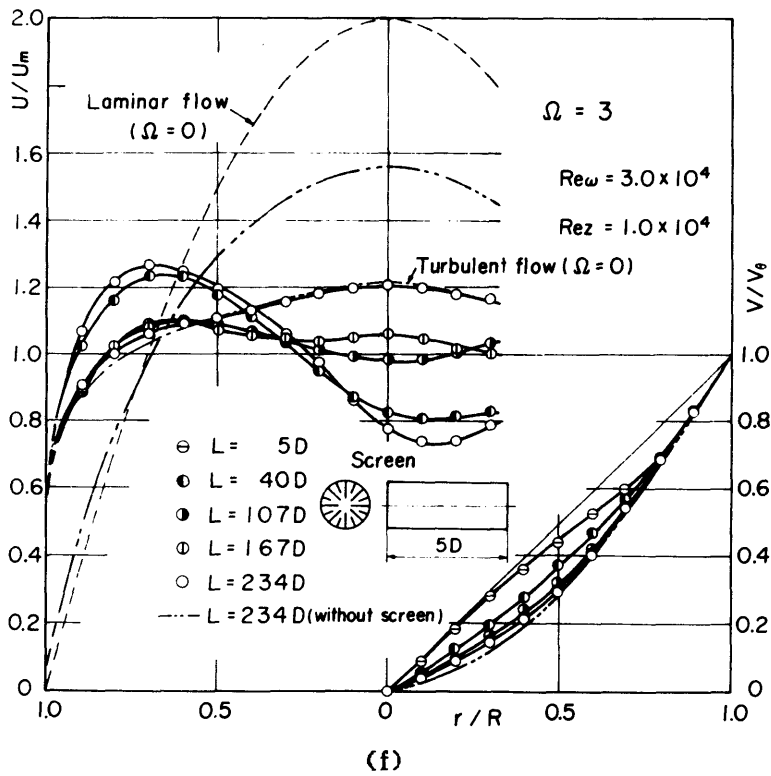
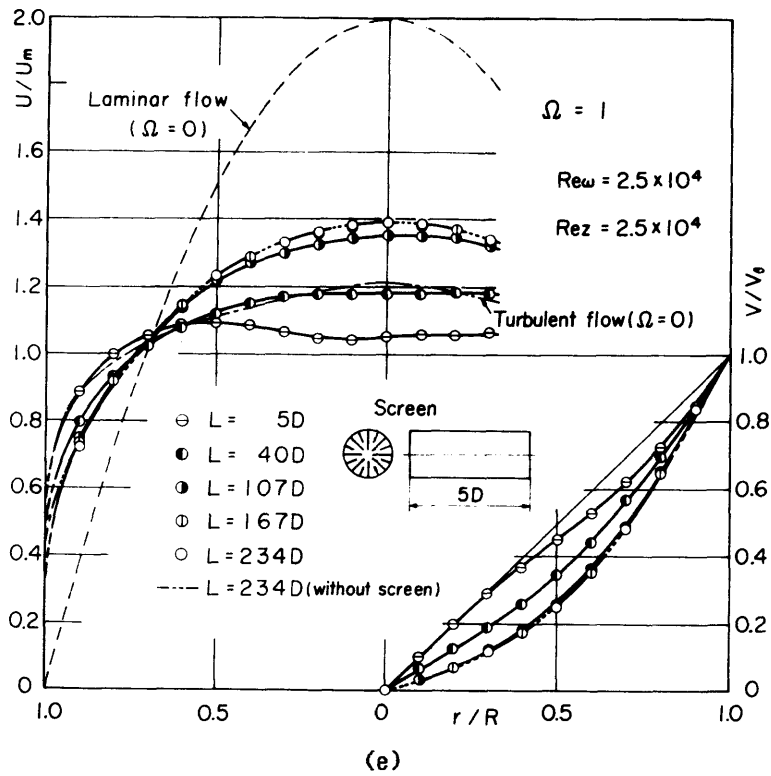


図 5.7 回転管内の流れの発達

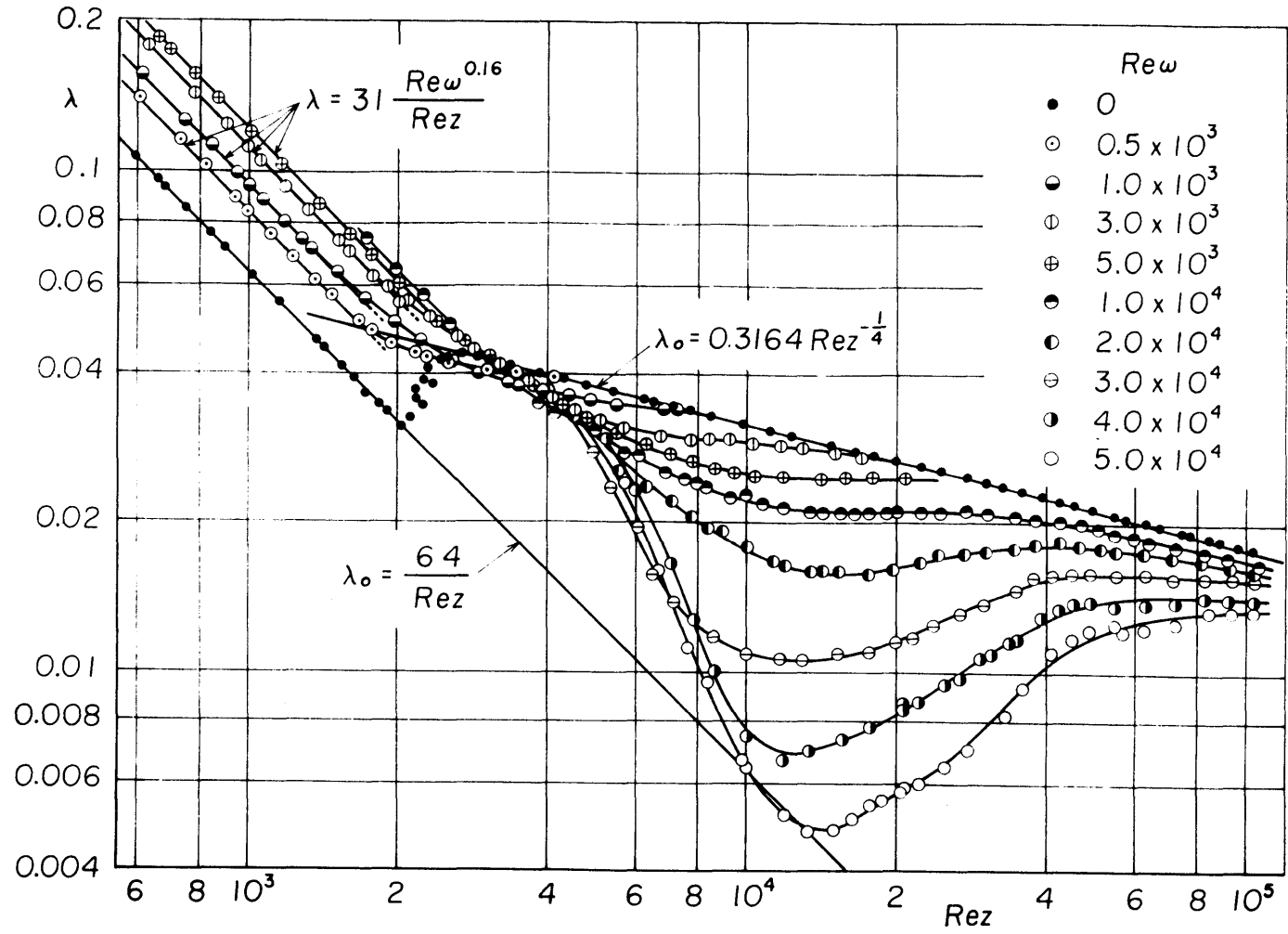


图 5.8 压力损失系数

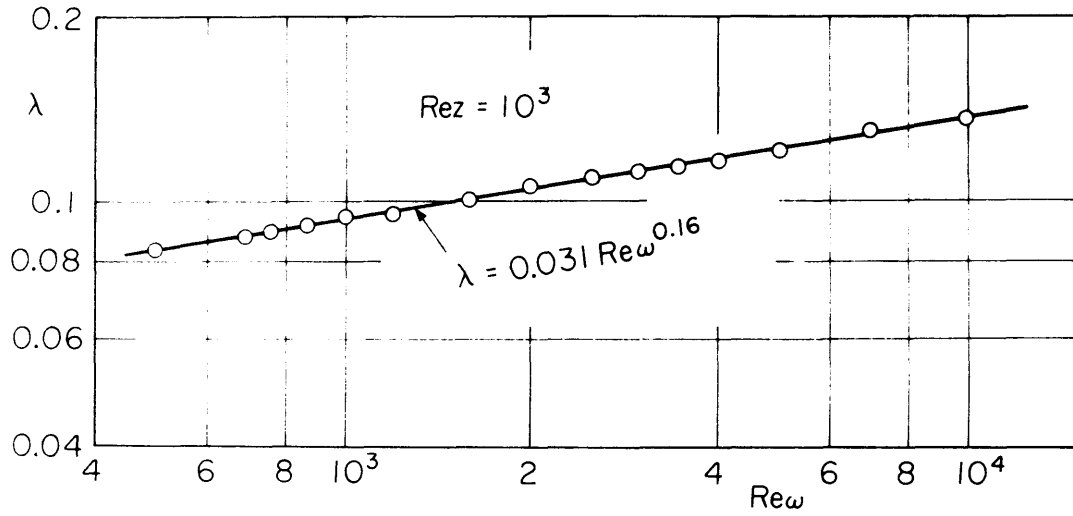


図 5.9 圧力損失係数 ($Re_{\zeta} = 10^3$)

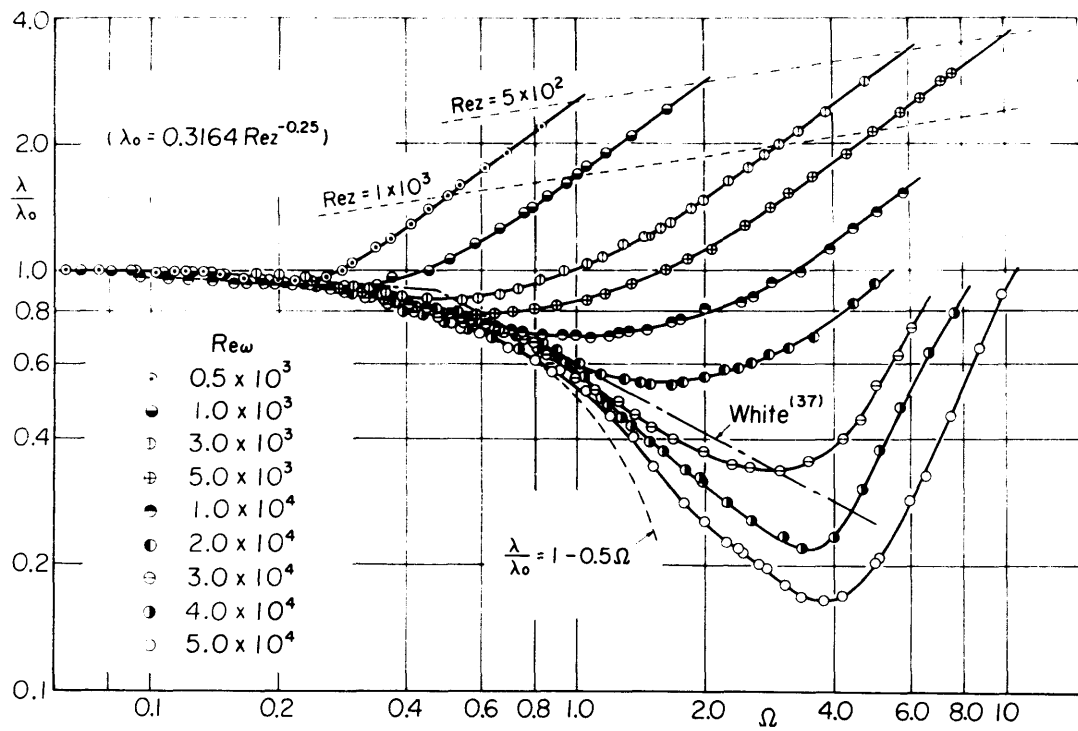


図 5.10 λ/λ_0 と Ω との関係

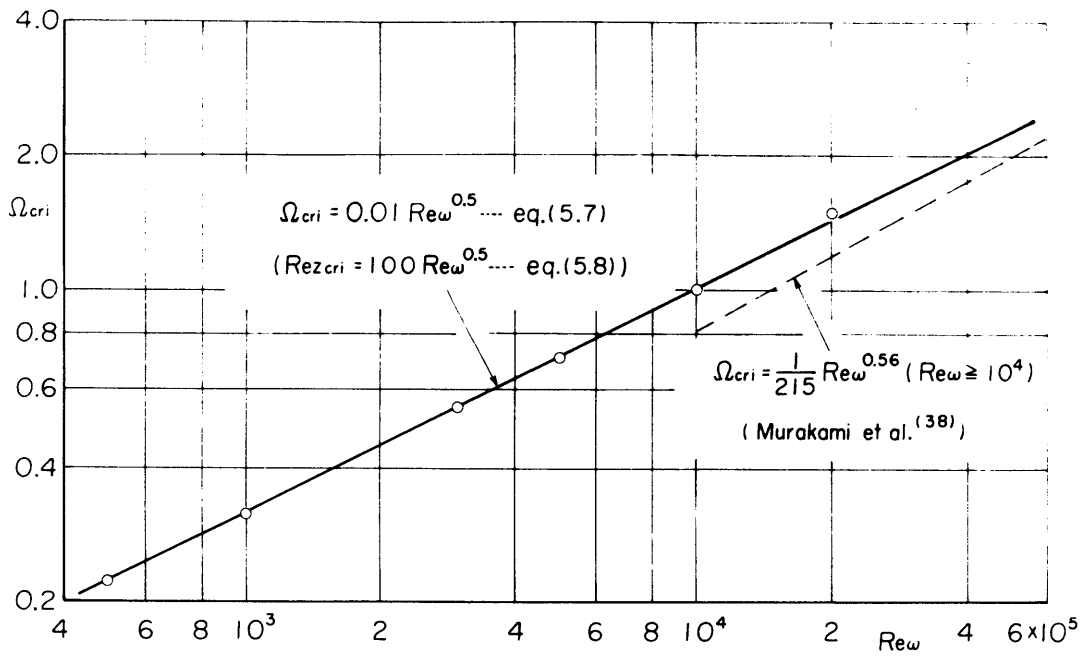


図 5.11 Ω_{cri} と Re_w との関係

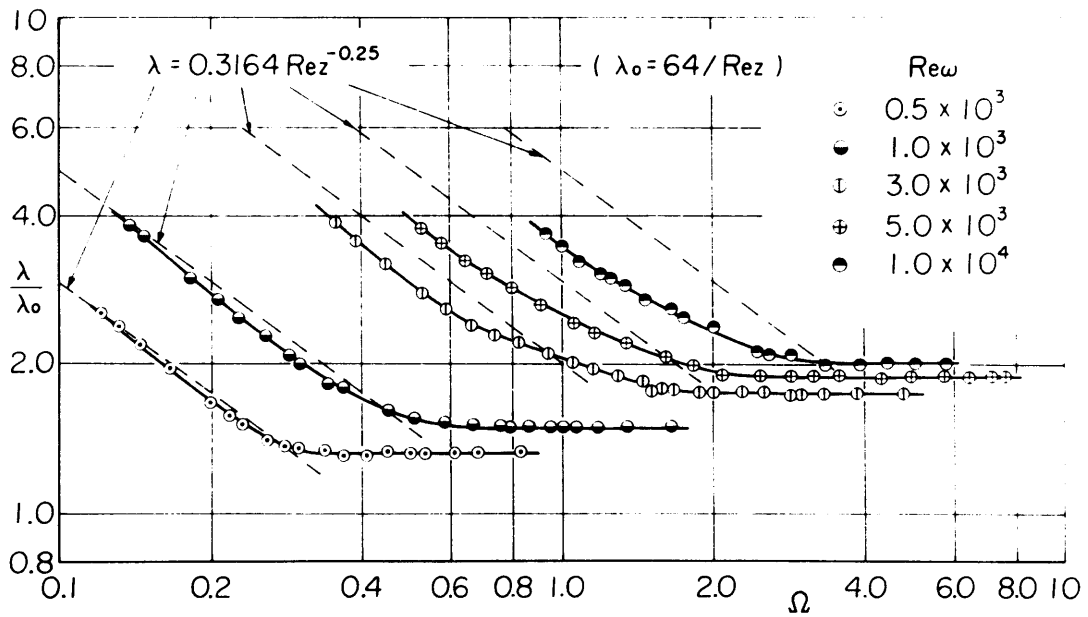


図 5.12 λ/λ_0 と Ω との関係

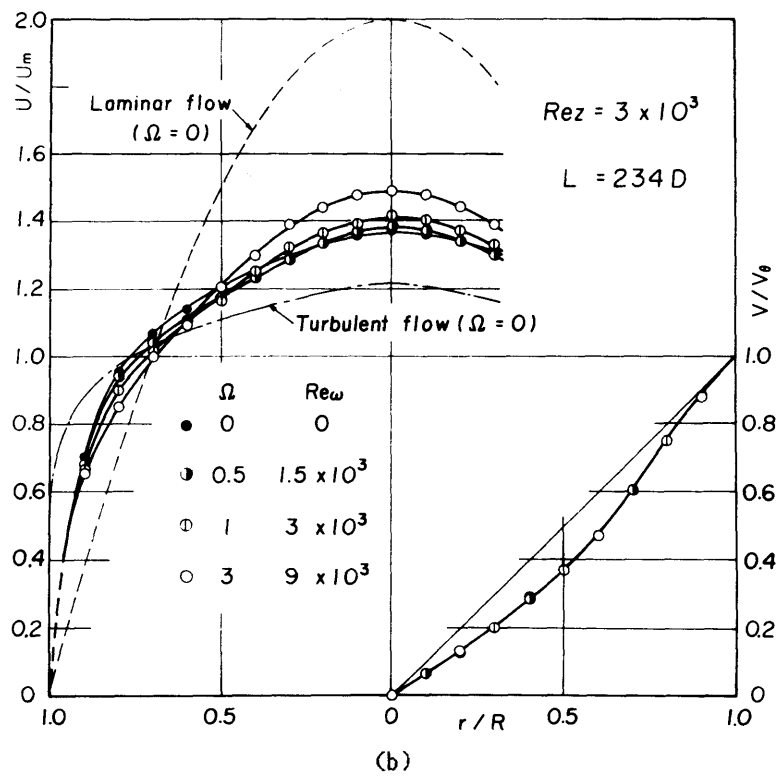
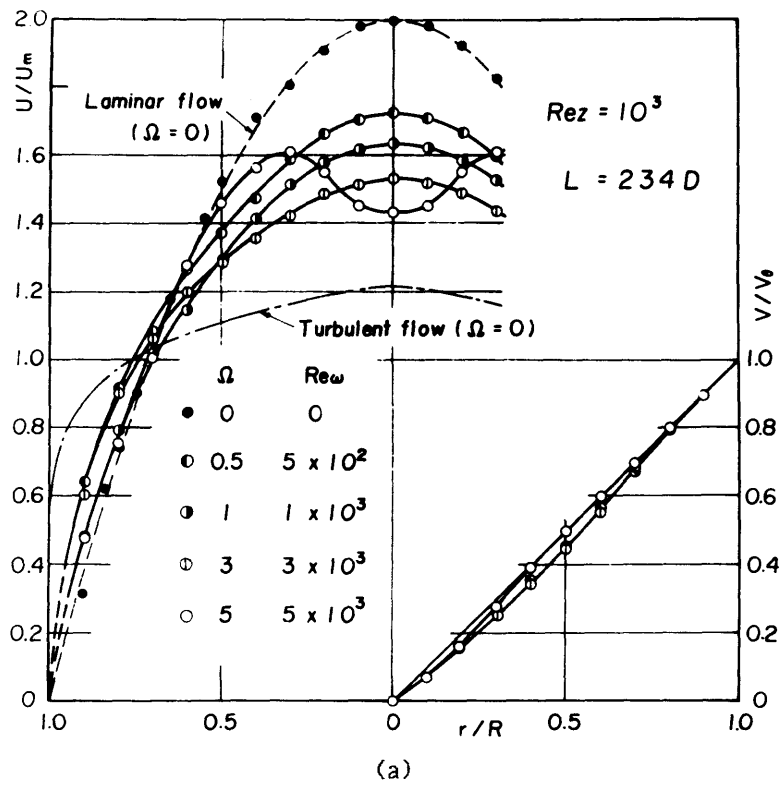
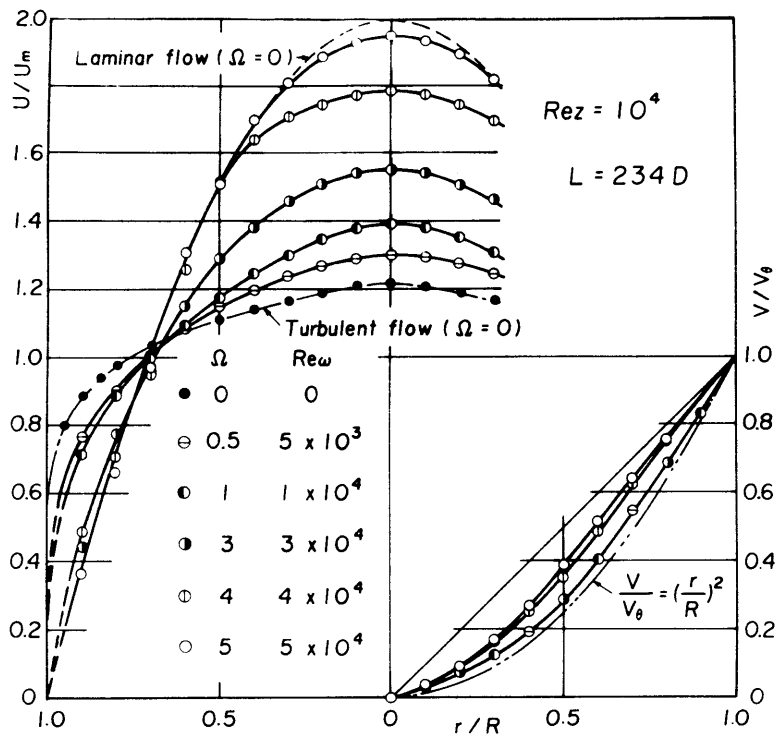
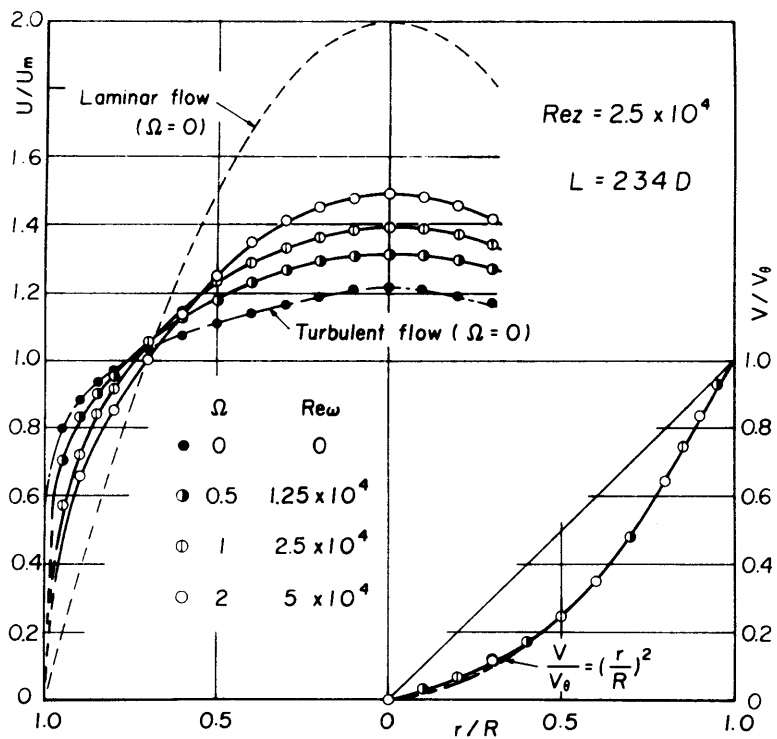


図 5.13 回転管内の速度分布



(c)



(d)

図 5.13 回転管内の速度分布

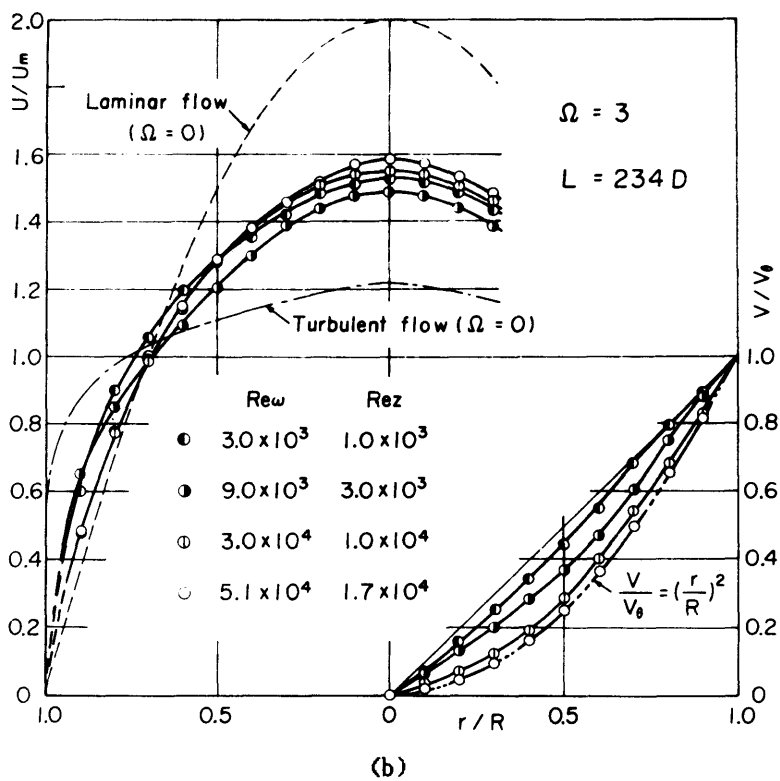
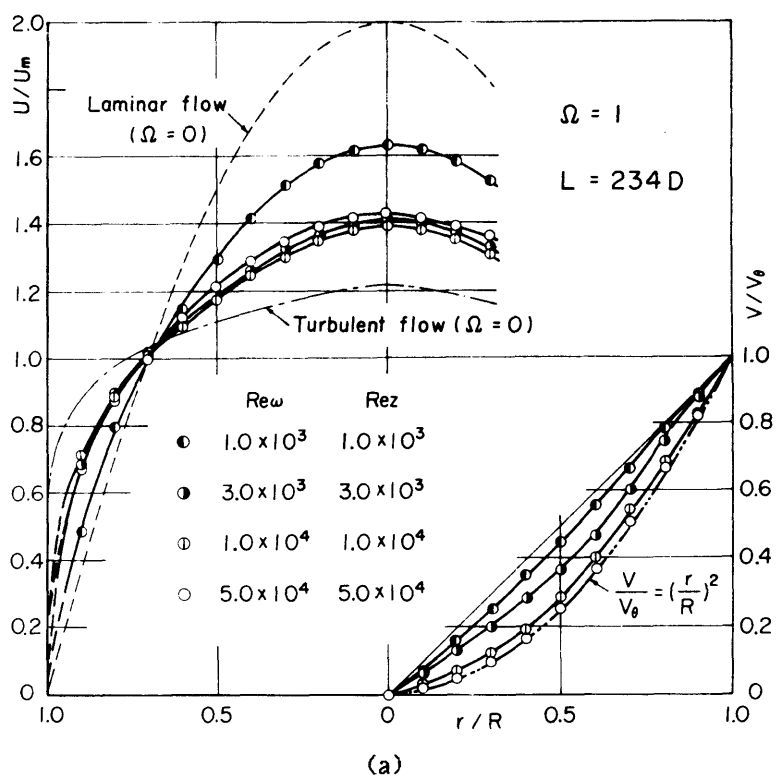


図 5.14 回転管内の速度分布の比較 (旋回比一定)

5.4 結 言

軸レイノルズ数 Re_z が $5 \times 10^2 \leq Re_z \leq 10^5$ の範囲で回転管内の旋回流の速度分布および圧力損失を測定した結果、次の結論を得た。

(1) 層流域で回転を与えると、流動損失は回転しない場合より大きくなる。このときの管摩擦係数は次式で与えられる。

$$\lambda = 31 \frac{Re\omega^{0.16}}{Re_z} \quad (Re_z < 2 \times 10^3, Re\omega \geq 5 \times 10^2)$$

(2) (1)の範囲での回転管内速度分布は、周速度はほぼ強制うず形となるが、軸速度は層流の形状が維持されず中央で小さく壁近くで大きな分布となる。

(3) 乱流域で回転を与えると、層流域とは逆に流動損失は減少する。このとき周速度は、強制うず形より小さな凹形にわん曲した分布となる。軸速度分布は、特に旋回比の大きな場合には層流にほぼ一致し、 λ も層流の理論値と一致する逆遷移現象が起こる。ただし、この流れが発達するには、回転しない場合に比べてかなり長い距離を必要とする。

(4) 管内の旋回流に対して乱流の場合、時間平均速度に角運動量の法則を適用すると大きな誤差を生じる。

第VI章 回転管内流れの乱れとその構造 ⁽⁶⁰⁾

6.1 結 言

静止した管路内を流れる流体に関しては、層流域はもとより乱流域についてもその乱れ構造までかなり詳細に研究が行われている。ところが直管がその中心軸まわりに回転する場合、その中の旋回流についてはまだ不明な点が多い。

前章では回転管内の十分に発達した領域における流れに関して、軸レイノルズ数を広範囲に変えて速度分布および圧力損失の両面から実験を行い、管の回転の影響を定量的に明らかにした。その結果、特に乱流域で高回転を与えると、乱流から層流への逆遷移現象（層流化）を生ずることがわかった。これは外管が回転する二重管内の流動からも類推できるように、流れが安定化されたため、菊山ら⁽⁶¹⁾の実験においても確かめられている。さらに村上ら⁽⁶²⁾は回転管内の助走部においても境界層内で層流化が起こることを見いだした。一方層流域においては、乱流域とは逆に管の回転によって流れは不安定となり、乱流化の様相を示すことがわかった。

以上のように、乱流域と層流域とでは流れに対し管の回転が全く逆の影響を与えるわけであるが、その機構を解明するうえで乱れの構造を知ることは極めて重要である。さきに Nagibら⁽³⁶⁾が熱サーミスタを用いた測定を行っているが、彼らの実験は剛体回転している流体が回転管内に流入した場合の流れの安定性に関したもので、十分に発達した領域におけるものとは言えない。また最近、回転管助走部の乱流境界層内の乱れ成分に関して、菊山ら⁽⁶³⁾は熱線風速計を用いた測定で、安定化による乱れの抑制は特に半径方向成分において著しく現れることを明らかにした。しかしながら、流れが完全に発達した場合については、乱れに関してまでの測定がまだ行われていない。

本章では、層流域、遷移域、乱流域の各々で回転を与えた場合の十分下流における流動状態について、可視化観察を行ったうえで、速度変動、乱れ強さおよびそのスペクトルを測定し、流れに及ぼす回転の影響を実験的に解明した。

6.2 実験装置および方法

実験装置は前章で用いたものと同じであるが、回転管の一部を同一内径のアクリル

管とすることで流れの観察も行えるようにした。流れの可視化観察はピトー管や熱膜プローブなどによる局所的な情報だけでなく、流れ場全体を把握できる利点がある。ここではトレーサ法（注入流脈法）を用い、そのトレーサ粒子としてはアルコールで比重調整した青インキを使用した。注入は回転管入口より $7m(234D)$ 下流の位置から行い、トレーサ粒子の流出速度を微調整して流出による不安定を招かないように注意した。速度変動の測定には市販の熱膜プローブを使用し、ピトー管と同様に静止系からトラバースさせた。このプローブは円筒形石英被覆ホットフィルム（針状サポート銀接合、金めっき）で、その円筒形センサは、センサ直径 $51\mu m$ 、センサ長さ $1.0mm$ 、応答周波数 $40kHz$ である。熱膜プローブの検定は $167D$ の位置にピトー管を置き、管を静止しておいて $234D$ の位置で行った。プローブの特性は、ごみや空気の付着、液温変化に敏感で、測定の前後に毎回検定した。この熱膜プローブを用いた定温度形熱膜流速計の出力は、図6.1 に示すようにアナログデータレコーダに収録した後かまたは直接ローパスフィルタを通してマイクロコンピュータでサンプリングを行い、スペクトルを計算した⁽⁶⁴⁾。

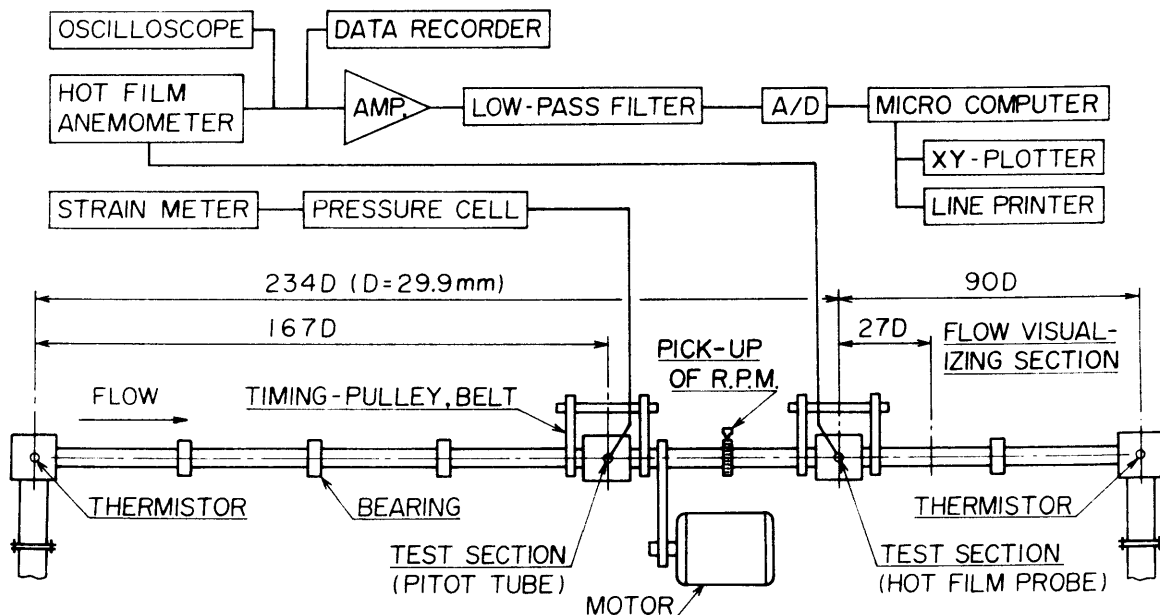


図 6.1 回転管および計測機器

6.3 実験結果および考察

6.3.1 層流域での回転

図6.2は $Re_z=10^3$ の層流状態において回転した場合の流脈変化を示す。ここで染料はいずれも管中心より注入している。静止状態ではまっすぐであった流脈が、管の回転数を増加させるとともに乱れ、半径方向のかく乱が加わっていることがわかる。また図6.2には示していないが、かなり低い回転数 ($\Omega=0.25$) においても波状となる流脈が観察された。したがってこの時、回転管内流れは層流を保ち得ないことがはっきりした。次に、旋回比に対する断面中心軸速度の変化および管摩擦係数の変化を求め、両者の対応関係について詳しく調べてみた。図6.3は断面中心軸速度の無次元値 U/U_m を、図6.4は無回転時の管摩擦係数 λ に対する λ の比率 λ/λ_0 の変化を示す。ここで λ_0 は Re_z が 10^3 と 2×10^3 の場合には層流の理論値を、他の場合はブラジウスの式を用いた。 $Re_z=10^3$ では旋回比 Ω の小さいところで中心軸速度が急減し、そのとき λ/λ_0 は急増する。そしてその後はどちらもゆるやかな変化となる。すなわち、わずかな回転によって層流は崩れるが、その後の回転数増加に対してはそれほど急激な変化はない。これは同じ層流域の $Re_z=2 \times 10^3$ においても変わりのないことが図6.4よりわかる。また図6.3には菊山ら⁽⁶¹⁾の実験結果も併せて示してあるが、 $Re_z=10^3$ では同様な傾向が見える。

図6.5は $Re_z=2 \times 10^3$ において熱膜プローブにより測定した管中心における速度変動波形である。層流状態にある $\Omega=0$ では変動はまったく見られないが、わずかな回転が加わることによって遷移状態によく似た間欠的な乱れを伴った状態になる。ここでは $\Omega=0.25$ が約 1 rps に相当している。管の回転数を上げると間欠的な乱れの周期が短くなり、やがて終始乱れた状態になる。旋回比 Ω が3から5にかけて大きな変化は見られないが、これは管摩擦係数の変化(図6.4)を見てもあまり変化していないところに相当している。図6.6はこのときの乱れ強さを表すもので、実効値に幅があるのは30sに見られた実効値の変動を示している。 $\Omega=0$ の時の値は0.002でそこから $\Omega=0.25$ にかけて乱れ強さは急増する。そして $\Omega=2$ で最大となり、その後 Ω の増加とともにしだいに減少してゆくが、その大きさは後に示す乱流域の場合に比べてかなり大きい。次にこの乱れのパワースペクトル $P(f)$ を図6.7に示す。図6.7には無次元値 $P(f)/U_m D$ および $S = f D/U_m$ を同時に記入した。

$\Omega = 0$ では計測系のノイズが見られるだけで、そのパワーは $10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ 程度と非常に小さい。 $\Omega = 1, 3, 5$ とパワースペクトルにそれほど際だった変化はないが、管静止時 ($\Omega = 0$) と比べて 100Hz 程度までの周波数成分が急増している。中でもより低い周波数のものほどそのパワーが大きい。これは速度波形において見られた比較的ゆっくりした大きな変動が支配的であることを裏付けている。また、 $\Omega = 5$ に至っても 100Hz 以上の乱れ成分がほとんど存在していないことから、層流域における回転管内の流れは回転により乱流化するものの、後に示す静止管内で発達した乱流とは性質を異にしている。

6.3.2 遷移域付近での回転

図 6.8 は $Re_z = 3 \times 10^3$ において管中心より染料を注入したときの流脈である。無回転時のものに比べ回転時には染料の不規則な運動がやや激しくなり、乱れが増加しているように見える。図 6.9 は $Re_z = 4 \times 10^3$ の場合の管中心における速度変動波形であるが、この図 6.9 から回転時の方が変動の振幅は増大している。したがってこの場合も乱れ強さは図 6.10 に示すように回転時の方が大きくなり、その値は $\Omega = 2$ 付近で管静止時の倍近くにまで達している。そして $\Omega = 2.5$ では前述の $Re_z = 2 \times 10^3$ の場合のように乱れ強さが減少傾向を見せ始めている。しかしながら、こうした乱れの増加も図 6.4 に示した管摩擦係数を見るとそれほど大きな変化をもたらしていないことがわかる。 $Re_z = 3 \times 10^3$ では管摩擦係数は回転時でも静止時と同じ値を示し、 $Re_z = 4 \times 10^3$ では回転時の方が静止時よりもやや小さな値になっている。一方、このときの乱れのパワースペクトルを図 6.11 に示す。 $Re_z = 4 \times 10^3$ では無回転時において図 6.7 の層流時 ($Re_z = 2 \times 10^3$, $\Omega = 0$) との比較より 200Hz 程度までの乱れ成分が存在している。これは図 6.11 よりさらに高周波の成分まで調べ確認した。これに対し回転時 ($\Omega = 2.5$) におけるスペクトルは 20Hz 以下の成分がやや増加し、100Hz 付近の値が全体に減少している。すなわち、図 6.9 の $\Omega = 0$ と 2.5 の速度変動波形をよく見ればわかるように、後者は前者ほど細かい変動は無いものの、そのかわりゆっくりした大きな変動が増えている。以上より、この遷移域付近においては回転によって乱れ強さは増加しても、それは流動損失にまで変化を及ぼすほどのものではないことがわかった。なおこの遷移域付近および前述の層流域で

の実験に使用した流体はグリセリン50%水溶液で、次の乱流域に関しては水を使用した。

6.3.3 乱流域での回転

図6.12は $Re_z = 10^4$ の乱流域での観察結果である。この場合も管軸より染料を注入している。 $\Omega = 0$ の管静止時には管壁近くまで拡散した染料が、管の回転数の増加につれて管軸付近に集まっているのがわかる。特に $\Omega = 5$ では半径方向の拡散が極めて少ない。これは回転による流れの安定化を示すもので、遠心力場において乱れが抑えられた結果といえる。ただ前章では速度分布、圧力損失の測定結果より、この $\Omega = 5$ において乱流から層流への逆遷移が起こるとしたが、図6.12に見るように $\Omega = 5$ の状態が乱れの全く無い層流⁽³⁷⁾とは言い難い。なお White⁽³⁷⁾ も回転管内の流れについて乱流域を中心とした可視化観察を行っているが、彼の場合、旋回羽根を用いて予旋回を与えた流れであって、速度分布も測られておらず流れが十分発達しているのかどうかははっきりしていない。したがって彼の観察は圧力損失との対応も十分とは言えなかった。次に、管中心における軸速度の変化を先の図6.3で見ると、 Ω が大きくなるほど中心軸速度は増加しているが、その増加割合は一定ではなく途中で変化している。 $Re_z = 10^4$ の場合、管中心軸速度は Ω が0から1まではやや急な増加を示し、そこから Ω が3近くまではいったんゆるやかになったのち再び急な増加をしている。特に後半の増加は直線的で $\Omega = 5$ 付近でほぼ層流の値に達している。また途中でゆるやかな増加をするときのようすは先の $Re_z = 3 \times 10^3$ の場合に重なっている。一方、図6.4の λ/λ_0 の変化を見ても $Re_z = 10^4$ においては上の軸速度の変化に対応した結果が得られ、 Ω が3近くまでとそれ以上で λ/λ_0 の減少割合がやや異なっている。図6.4中に laminarと書き込んであるのは層流の理論値をそのまま延長した値で、 Ω が4.5においてすでにその値まで減少している。同じ乱流域の $Re_z = 2.5 \times 10^4$ については装置の都合で Ω の大きなところまで測定できなかったが、 $Re_z = 10^4$ の場合とやや傾向が異なり、中心軸速度は単調増加、管摩擦係数は急な減少をする。すなわち同じ乱流状態でも軸レイノルズ数の大きな場合ほど回転による流れの安定化がより進むように思われる。また図6.3および図6.4⁽⁶¹⁾には菊山ら⁽⁶¹⁾による実験結果も併せて示したが、 Re_z が 10^4 の場合において差がみ

られる。しかしながら本実験の中心軸速度の上昇が鈍る Ω が2付近を除けば、 U/U_0 はほぼ同じ増加率を示している。なお軸速度の変化については前章で示した外径1.0mm 円筒形二孔ピトー管を使用して求めたが、熱膜流速計を用いてもその値に変わりはない。

図6.13は $Re_z=10^4$ での速度変動波形である。 Ω が0から3までは波形にそれほど顕著な変化は見られない。これは前述の図6.3 および図6.4 に示した旋回比の増加に伴う流れの安定化の際の比較的变化が緩慢であった前半の領域に相当しており、回転による乱れの抑制があまり進んでいないためであることがわかる。それに対し Ω が4および5になるとかなり変動が収まり、層流化の様相を見せている。 $\Omega=4$ では大きな変動が間欠的となり、いわゆる遷移状態にあることを示している。ただ $\Omega=5$ の状態でもまだ細かな変動は残り、乱れが完全に収まってはいない。図6.14にこのときの乱れ強さを示すが、 Ω が3まではほとんど変化がない。 Ω が4以上で乱れ強さは減少するもののその値にかなりの幅をもっている。これは波形に見られた局所的に大きな変動が残っているためで、 $\Omega=5$ の場合においても図6.15に示すようにまだ10数sに1回程度の割合で大きな変動を含んでいる。そこでこの大きな変動のないところだけについて乱れ強さを計算してみると、無回転時の約1/2にまで減少しており、層流状態とは言えないがかなり流れの安定化が進んだことがわかる。さらに乱れの詳細についてそのパワースペクトルを求めたのが図6.16である。図6.16には200Hzまでの値を示したが、それ以上で特に変化はなかった。まず Ω が0から3にかけては50Hz以上のパワーが少しずつ減少している。したがって $P(f)$ の傾きがわずかながら急になっている。これは図6.13の変動波形からだけではよくわからなかったが、 Ω が小さな範囲ではまず高周波成分の乱れから少しずつ収まっていることになる。それが Ω が3を超えると変動波形でもわかったように低周波成分まで減少する。図6.16の $\Omega=5$ では $\Omega=3$ に比べ100Hz以上のパワーはほとんど同じであるのに対して、それ以下の値がいちだんと小さくなっている。 $\Omega=5$ を $\Omega=0$ の静止時のものと比べれば周波数全域にわたってパワーの減少が認められる。したがって、断面中心軸速度および λ/λ_0 の変化率が変わることに対応して、パワースペクトルより Ω が3より小さい場合には50Hz以上の高周波の乱れ成分が収まり、 Ω が3以上になるとより低周波の成分まで減衰することがわかった。すなわちこの

場合、流れの安定化が進む段階としてまず高周波成分から始まり、しだいに低周波の乱れまで抑えられてゆくと言える。

さらに軸レイノルズ数の大きな場合を図6.17~19に示す。断面中心軸速度および管摩擦係数の変化からは前述のように、軸レイノルズ数が大きいほど回転による流れの安定化がより顕著になると考えられたが、図6.17の速度変動波形を見るとその傾向をよく察することができる。Rez=10⁴では波形において Ω が3までに際立った変化を見ることができなかつたが、このRez=2×10⁴では $\Omega=1$ ですでに乱れが収まりつつあることが容易にわかる。そして $\Omega=2.5$ でさらに乱れは減衰している。この理由は、回転による流れの安定化の効果がまず高周波の乱れから現れ始めることにある。すなわち $\Omega=0$ の波形からもわかるように、Rez=2×10⁴ではもともと高周波の乱れがかなり存在しており、 Ω の小さいところでも乱れの減衰としてはっきりと認められるのである。図6.18の乱れ強さに関しては、回転時でも低周波の乱れがまだかなり残っていることからそれほど大きくは減少していない。図6.19に示すパワースペクトルはより高周波の範囲まで調べたものであるが、 $\Omega=2.5$ において $\Omega=0$ よりパワー全体の減少、中でも100Hz付近が顕著な減少をしていることが認められる。

これまでは管中心における乱れおよびそのスペクトルであるが、管回転の乱れへの影響は管壁に近い領域でより顕著になると考えられる。そこで $r/R=0.8$ における結果を以下に示す。図6.20はRez=10⁴における速度変動波形であるが、 $\Omega=3$ ですでにかなりの乱れが収まっている。管中心での波形(図6.13)ではこのような顕著な変化は見られなかつた。したがって、回転による流れの安定化が管壁に近いほど著しいことがわかる。ただ、 $\Omega=5$ となると非常に周期性の強い変動が加わっている。これは回転管が外管回転二重管の特別な場合に相当しており、 $\Omega=5$ という状況は管の回転数がかなり高いことを考慮して、第II章で示したスパイラルターブレンスに類似した変動ではないかと思われる。また図6.21に示したパワースペクトルから、 $\Omega=5$ における変動の周期は管の回転周期より小さな、ちょうど流体の回転周期に相当していることがわかった。図6.22、6.23はRez=2×10⁴での波形とスペクトルで、上のRez=10⁴の場合と同様な傾向がうかがえる。ここで図6.23のスペクトルについて細かく見てみると、低周波のスペクトル成分は旋回比の増加と

ともに減少しているが、高周波のスペクトル成分は逆に少し増加している。これは図6.21においても認められ、スペクトル成分が増減する境となるのは横軸に併記した無次元数（ストローハル数）が5付近である。以上より、管中心部では回転により周波数全域にわたってスペクトル成分が減少するのに対して、管壁近くでは低周波成分は減少するものの高周波成分は増加するという異なった傾向があることがわかった。

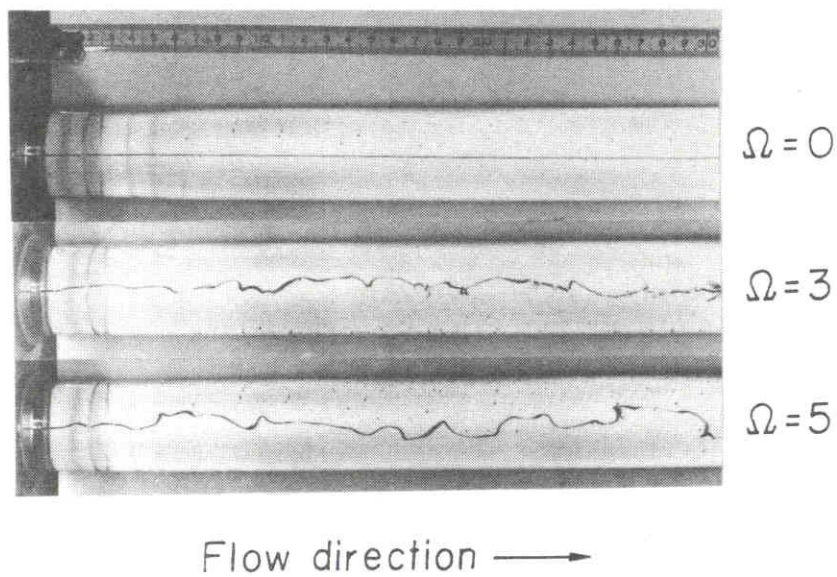


図 6.2 流れの観察 ($Re_z = 10^3$)

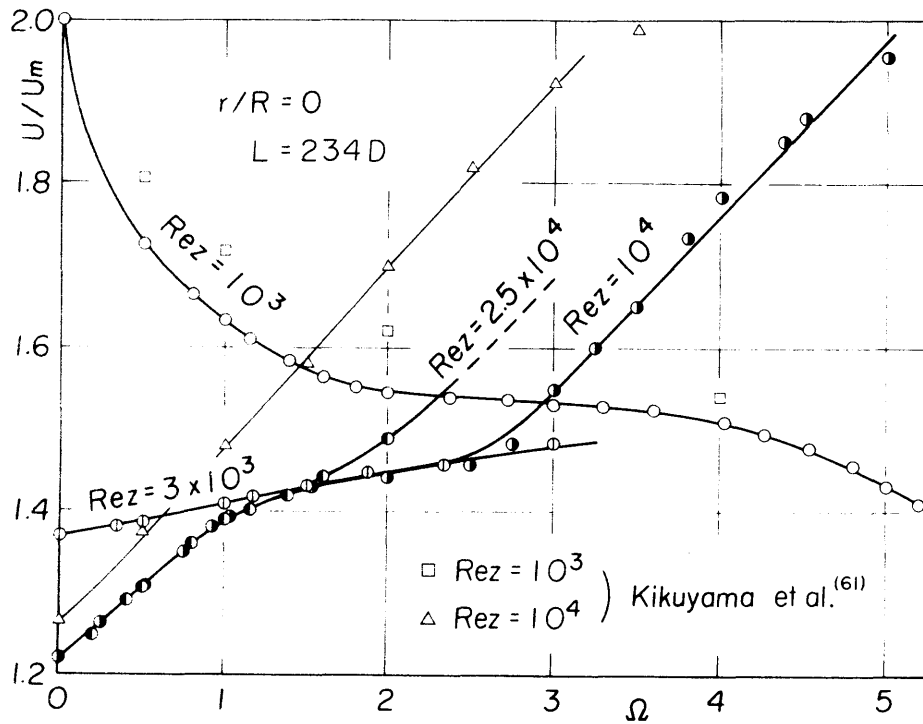


図 6.3 断面中心軸速度の変化

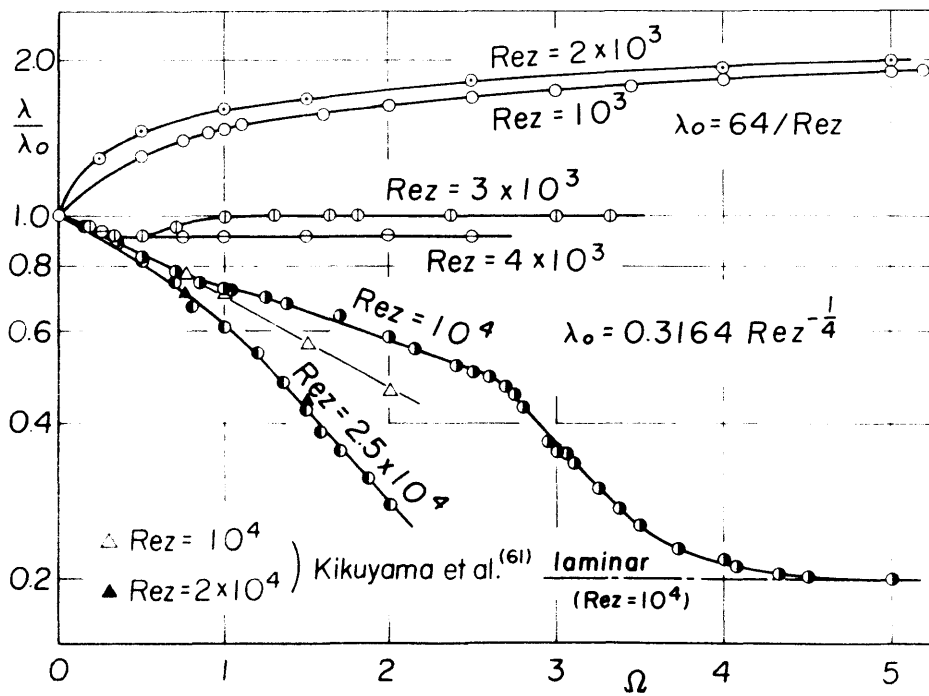


図 6.4 λ/λ_0 の変化

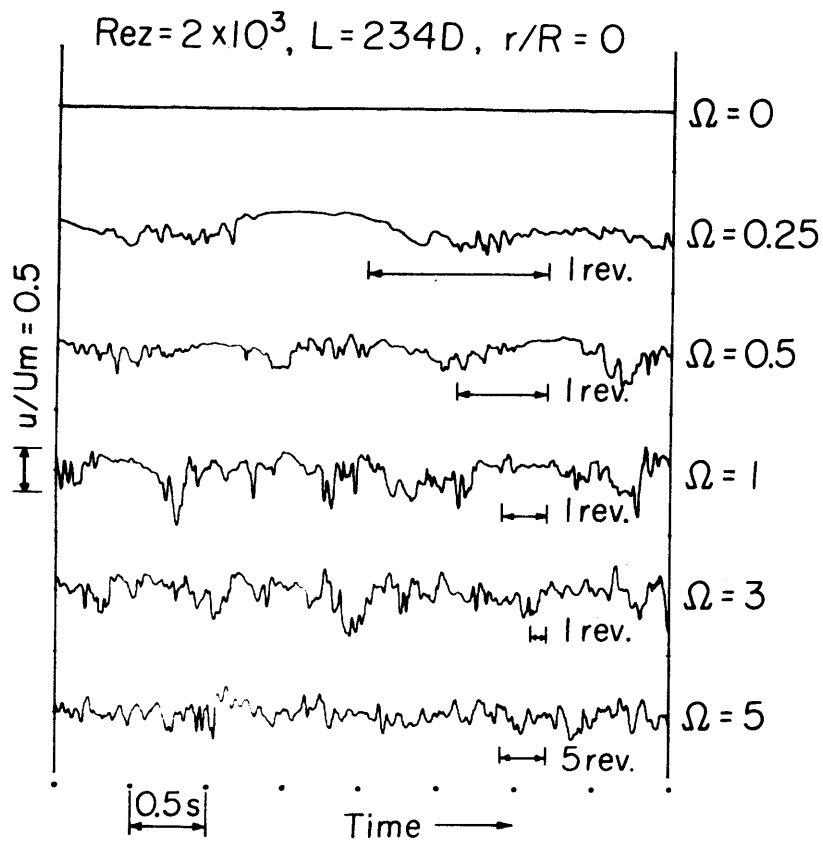


図 6.5 速度変動波形 ($Re_z = 2 \times 10^3$)

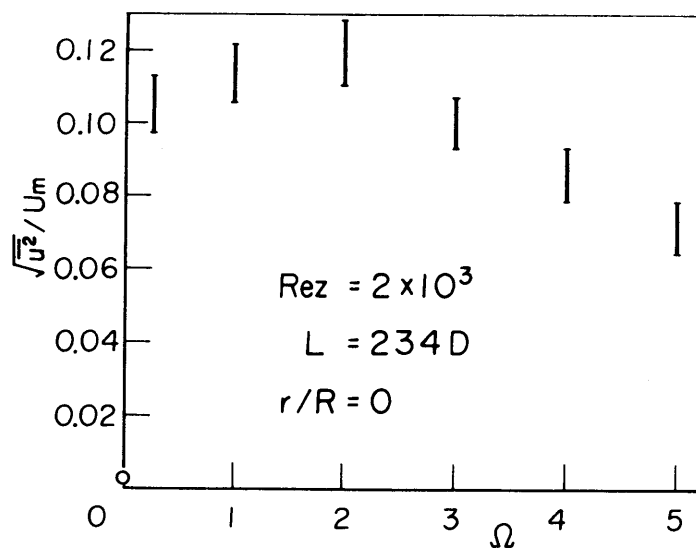


図 6.6 乱れ強さの変化 ($Re_z = 2 \times 10^3$)

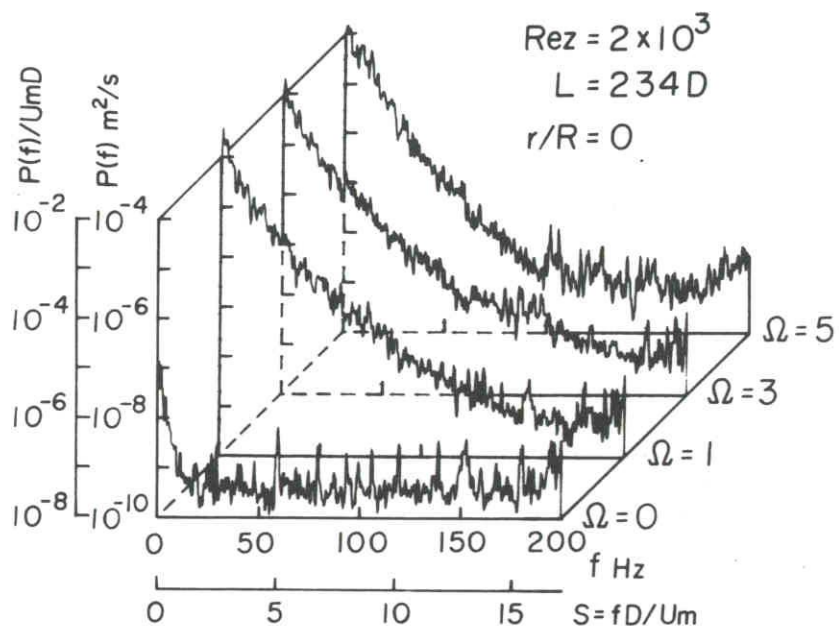


図 6.7 乱れのパワースペクトル ($Re_z = 2 \times 10^3$)

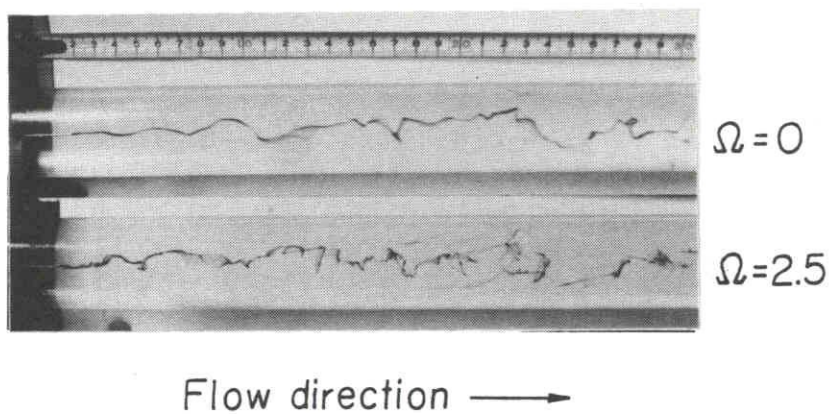


図 6.8 流れの観察 ($Re_z = 3 \times 10^3$)

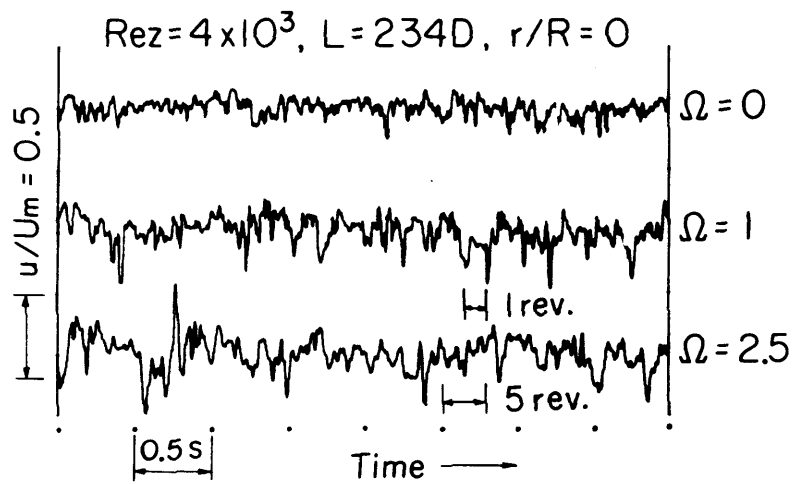


図 6.9 速度変動波形 ($Re_z = 4 \times 10^3$)

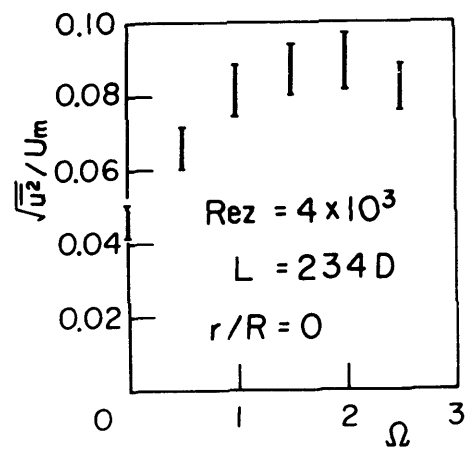


図 6.10 乱れ強さの変化 ($Re_z = 4 \times 10^3$)

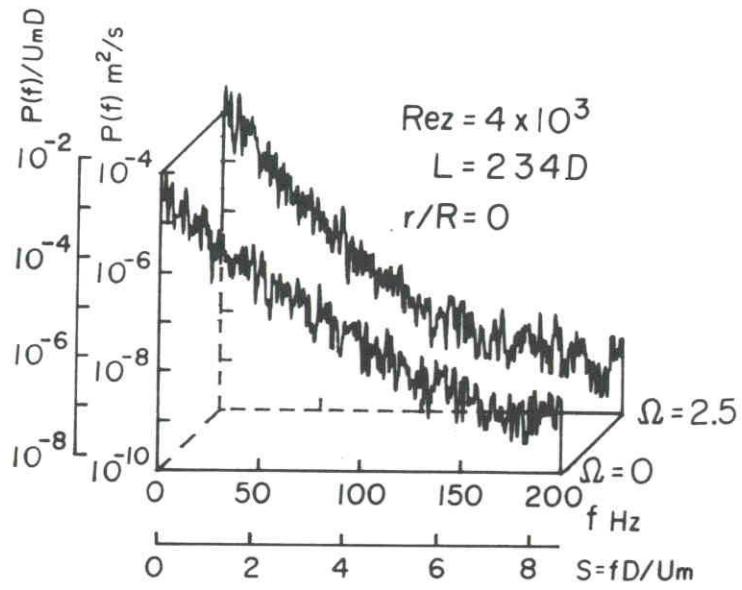
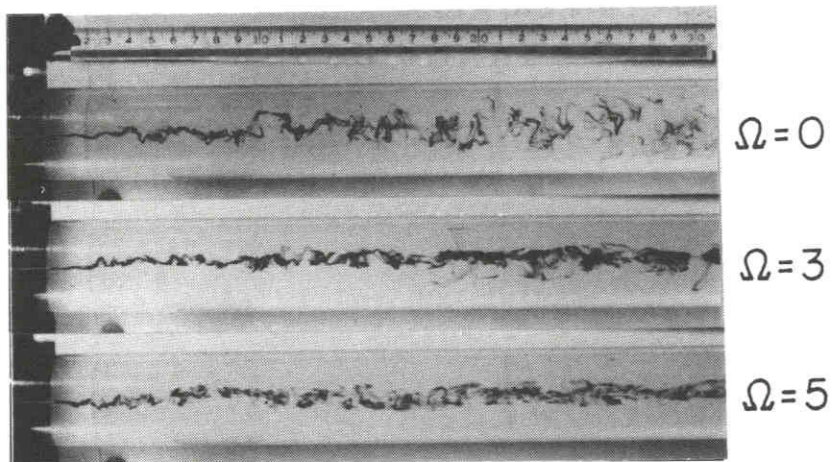


図 6.11 乱れのパワースペクトル ($Re_z = 4 \times 10^3$)



Flow direction \longrightarrow

図 6.12 流れの観察 ($Re_z = 10^4$)

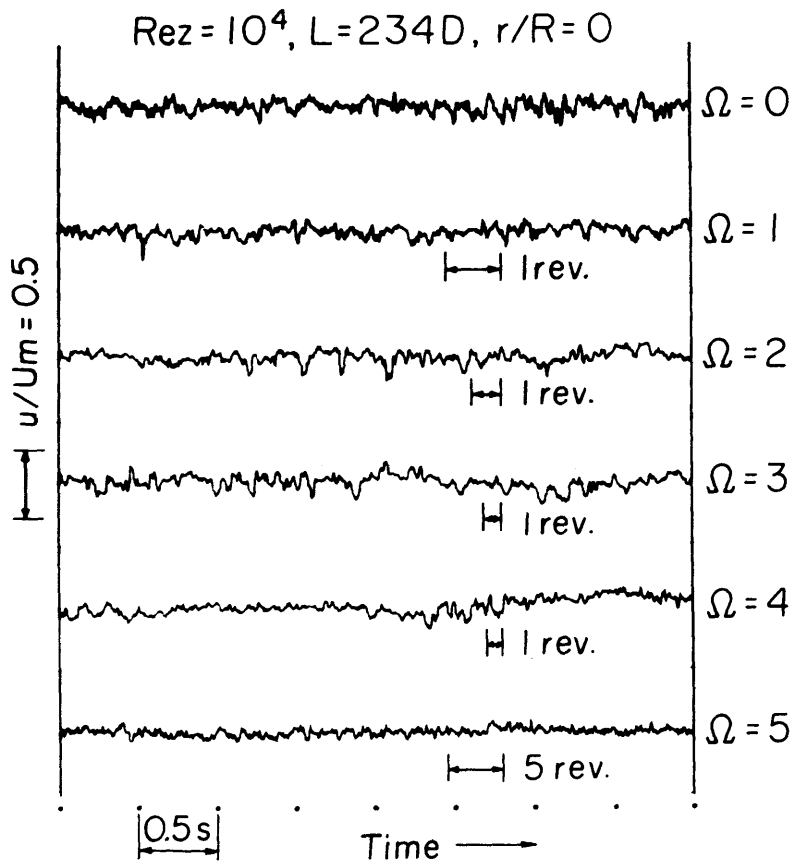


図 6.13 速度変動波形 ($Re_z = 10^4$)

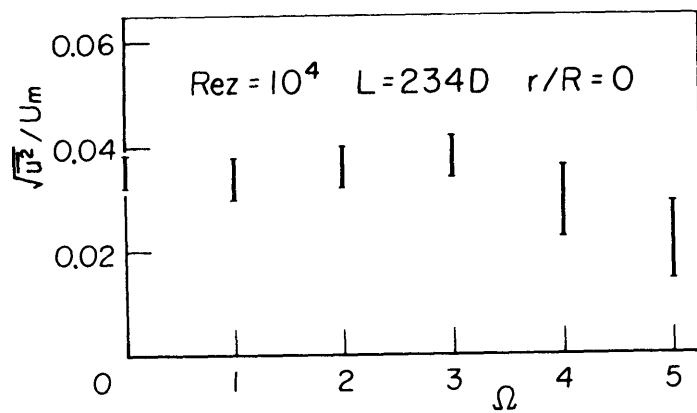


図 6.14 乱れ強さの変化 ($Re_z = 10^4$)

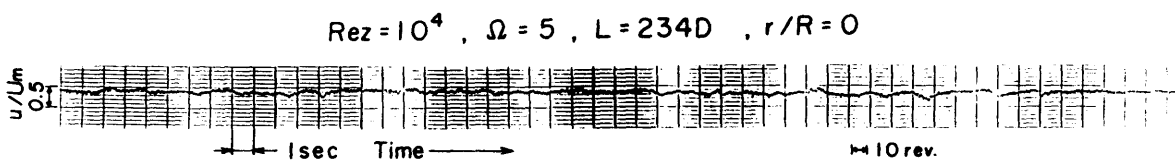


図 6.15 速度変動波形 ($Re_z = 10^4, \Omega = 5, r/R = 0$)

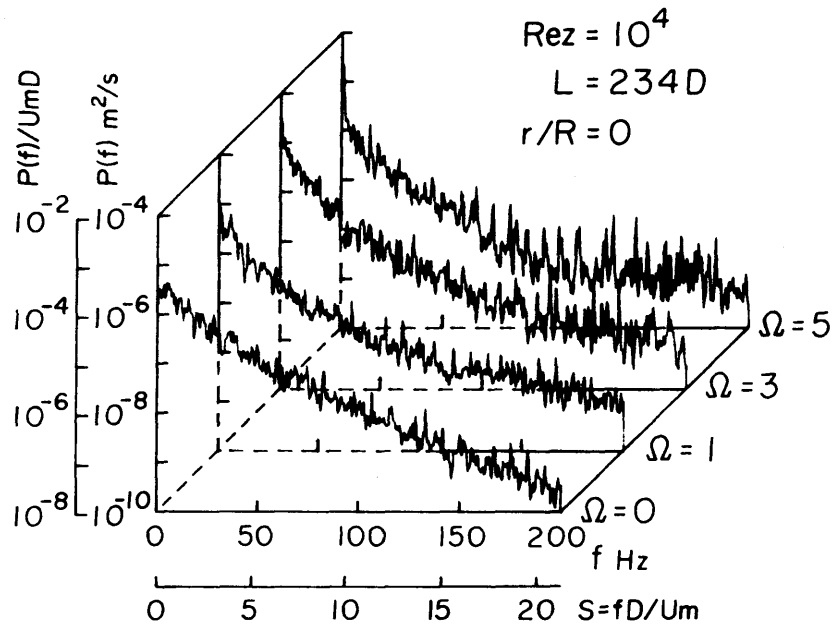


図 6.16 乱れのパワースペクトル ($Re_z = 10^4$)

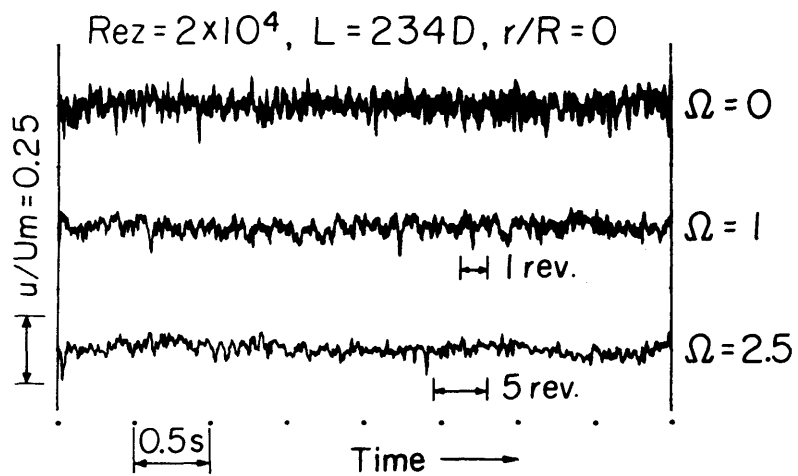


図 6.17 速度変動波形 ($Re_z = 2 \times 10^4$)

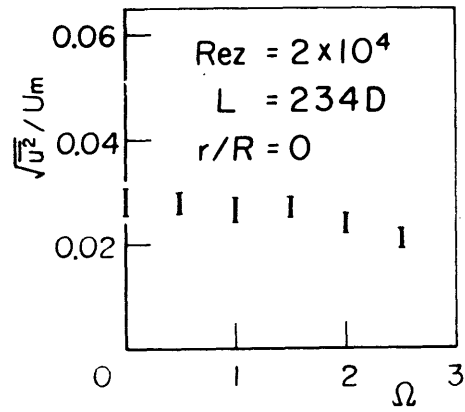


図 6.18 乱れ強さの変化 ($Re_z = 2 \times 10^4$)

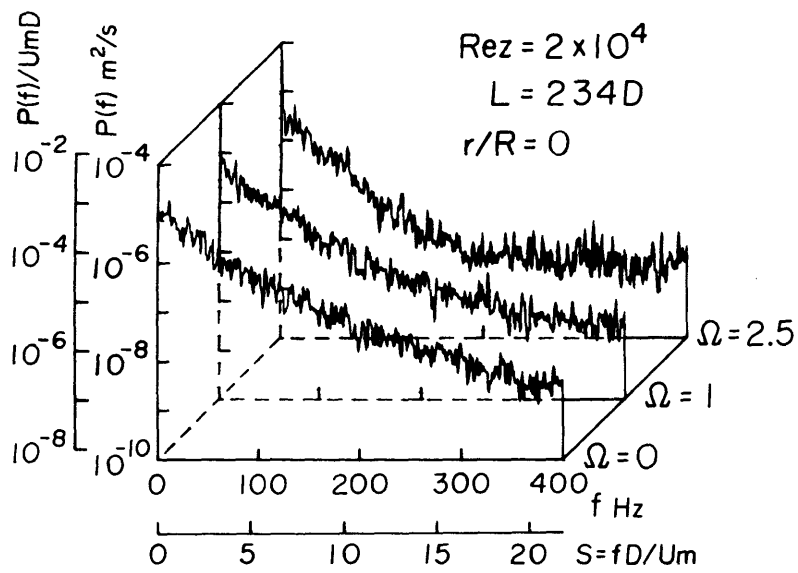


図 6.19 乱れのパワースペクトル ($Re_z = 2 \times 10^4$)

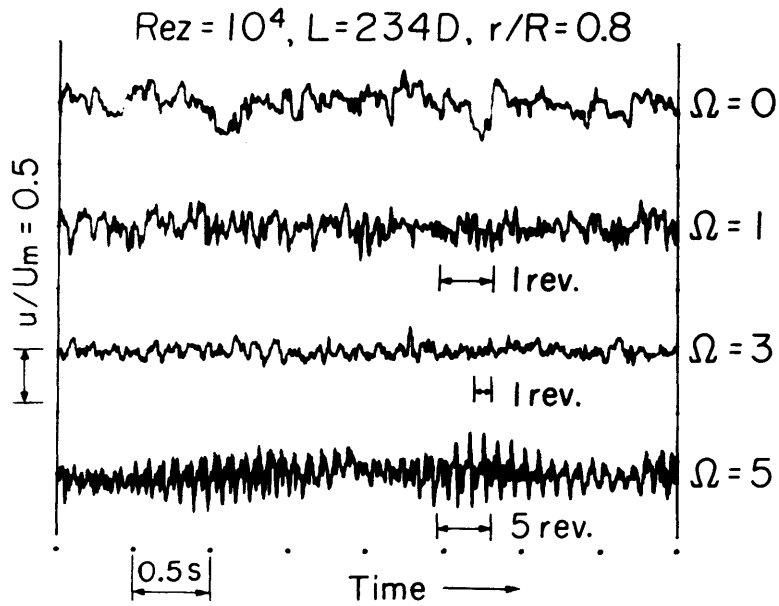


図 6.20 速度変動波形 ($Re_z = 10^4, r/R = 0.8$)

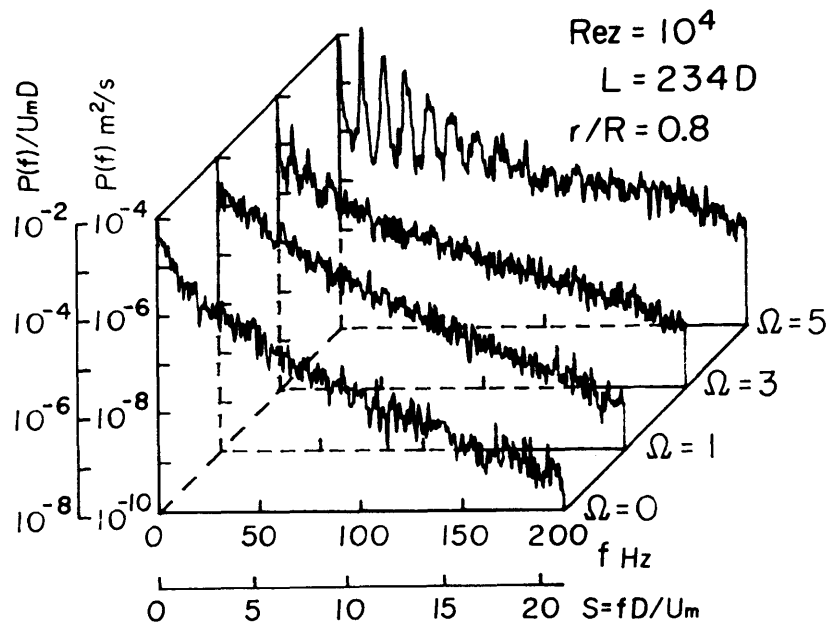


図 6.21 乱れのパワースペクトル ($Re_z = 10^4, r/R = 0.8$)

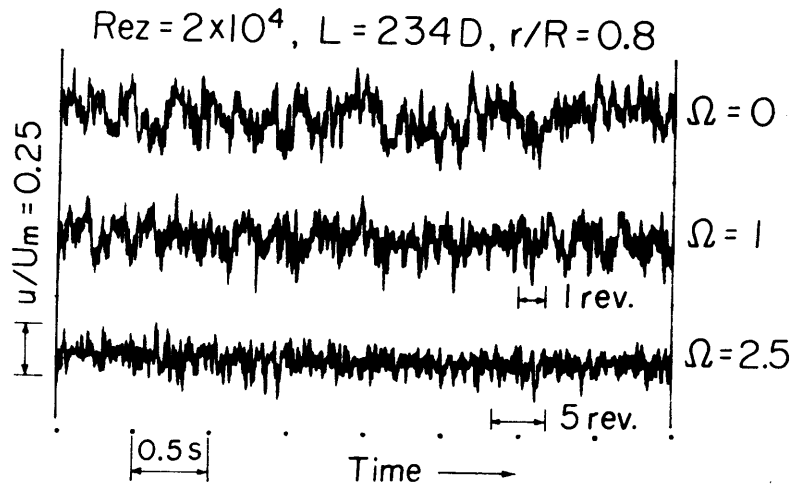


図 6.22 速度変動波形 ($Re_z = 2 \times 10^4, r/R = 0.8$)

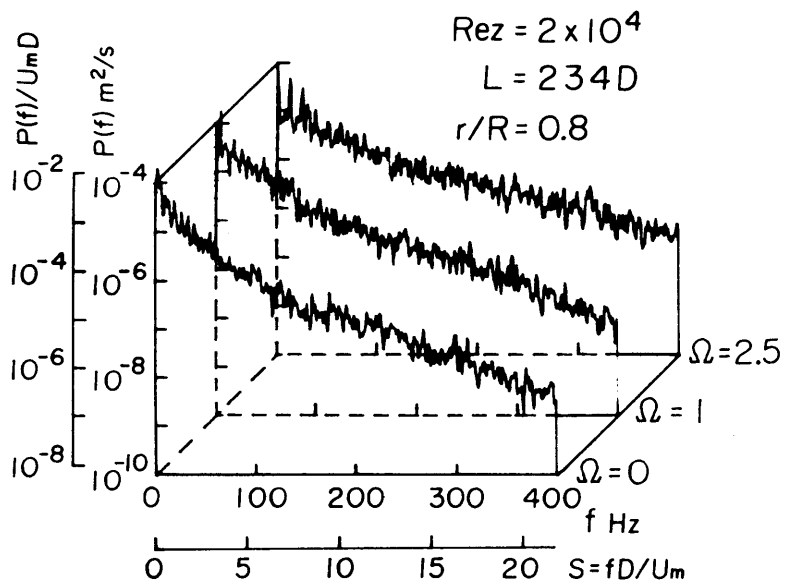


図 6.23 乱れのパワースペクトル ($Re_z = 2 \times 10^4, r/R = 0.8$)

6.4 結 言

層流域、遷移域、乱流域の各領域で管軸まわりの回転を与えた場合、十分下流で形成される流動状態を、可視化観察、速度変動、乱れ強さおよびそのスペクトルの面から実験的に調べ、以下のことがらを明らかにした。

(1) 層流域ではわずかな回転で層流状態がくずれ、乱れ強さが急増する。ただしその乱れは比較的低周波のものに限られる。

(2) 遷移域近くでは、層流時の場合のように管の回転によって乱れ強さは増大するが、その乱れ成分に大きな変化はなく流動損失にまでは影響しない。

(3) 乱流域では層流域とは逆に回転により乱れが減衰する。その過程は比較的低回転において高周波の乱れから減衰し、高回転においてしだいに低周波の乱れまで収まる。これは軸レイノルズ数が大きいほどより顕著になる。

第 VII 章 結 論

二重管ないしは円管において管が回転する場合、これらの管内の流れに及ぼす回転の影響はある場合は安定化、またある場合は不安定化と種々の状況に応じて複雑に変化する。

本研究では、同心状態における二重管の内外管共に回転する場合について、まず摩擦モーメントを広範囲の回転レイノルズ数、角速度比および半径比に対して測定し、続いて可視化観察、速度および乱れを解析して、各状態における流動を明らかにした。さらに、二重管の特別な場合と考えることのできる回転管内の旋回流れについて、管入口より十分下流で圧力および速度などの測定を行い、流れが受ける回転の影響を明らかにした。以下、本論文の内容を章をおって要約する。

第 I 章では、本研究の意義と目的を明らかにするとともに、過去における研究を概観した。

第 II 章では、二重管の両管いずれか一方のみが回転する場合も含めて、同心二重管の内管に作用する摩擦モーメントを正確に測定し、角速度比および半径比とトルクとの関係を明らかにした。その結果を要約すれば次のようである。

(1) 層流域では、いずれの角速度比においても摩擦モーメント係数 C_M が次式で与えられる層流の理論値と一致する。

$$C_M = 1 / R\omega$$

(2) 内管が外管より早く同方向に回転する場合の C_M 値は、すきまが小さいと内管のみ回転する場合よりやや大きな値となるが、すきまが大きくなると角速度比が 1 に近いほど小さな値となる。

(3) 外管が内管より早く同方向に回転する場合には、外管のみ回転する場合よりさらに C_M 値は減少する。このとき、 C_M 値が層流の理論値からはずれる臨界回転レイノルズ数は角速度比が 1 に近いほど大きくなる。

(4) 両管が逆方向に回転する場合には、角速度比が負の大きな値になるにしたがい、

C_H 値が内管のみ回転時の値から外管のみ回転時の値へと減少してゆく。この変化はすきまが大きな場合ほどより顕著となる。

(5) C_H 値が層流の理論値からはずれる臨界回転レイノルズ数を、従来までの安定理論と比較した結果、逆方向に回転する場合は理論値とほぼ一致するが、同方向に回転する場合の実験から得た臨界値には遅れが存在する。

第Ⅲ章、第Ⅳ章では、二重管内の流れの詳細を、断面観察を含めた可視化観察と速度分布、変動速度の解析から明らかにした。まず、第Ⅲ章の両管が同方向に回転する場合について得た結果を要約すると次のようである。

(1) 外管が内管より早く回転するときの層流域はかなり広いが、層流中でも目視観察ではとらえることのできない程度の乱れが存在する。そして、層流と乱流とが二重ねじのように存在するスパイラルターブレンス状態に遷移した後も、層流部分にこの乱れがある。

(2) スパイラルターブレンスが発生するレイノルズ数と消滅するレイノルズ数との間には顕著な差がある。しかも、この境界と全域が完全な乱流に遷移するレイノルズ数は使用流体によって変化する。

(3) 内管が外管より早く回転する時に発生するテイラーうずは、円周上でうずの本数が増える転位現象を生じやすい。

(4) すきま内の速度分布は、テイラーうずが発生する不安定境界を境として全く異なり、相対速度が同じであっても内管が外管より早く回転する不安定側では、壁近くの速度こう配がかなり急となり、乱れ強さも大きくなる。

(5) テイラーうずの発生に伴うすきま内の流動変化は、半径方向外側から始まる。

続いて、第Ⅳ章の両管が逆方向に回転する場合において得た結果を要約すると以下のようである。

(1) 外管回転数を低く一定に保ち、内管回転数を上昇させた場合には、内管のみ回転の場合と同様な遷移過程をたどるが、外管回転数がある程度大ききなところでは、テイラーうずに加えてスパイラルターブレンスも同時または相前後して発生し、両者が共存した流れとなる。

(2) 外管回転数がかなり大きな場合には、流れはスパイラルターブレンスが支配的となり、テイラーうずの発生は確認できないまま完全な乱流状態へと遷移するが、乱流域でも内管回転数が十分大きくなると、乱流テイラーうず流れとなる。

(3) 臨界値において発生するテイラーうずとスパイラルターブレンスの順序が逆転するのは、角速度比が-2 付近である。

(4) 速度変動の記録からも、テイラーうずとスパイラルターブレンスの両者によるすきま内の二重構造が明かになった。

(5) スパイラルターブレンスは、外管のみ回転時には外管速度の0.46倍、同方向回転時には両管の相対速度の0.48倍、そして逆方向回転時には相対速度の 0.50 ± 0.02 倍の速さで回転する。

(6) 乱流域内でも、角速度比により速度分布形状はかなり異なっている。

第V章では、回転管内の旋回流れについて、流れの発達過程と十分発達した流れにおける圧力損失および速度分布を測定し、回転管内に形成される流れを明らかにした。結果を要約すると以下のごとくである。

(1) 層流域で管を回転すると、回転しない場合より流動損失が増大する。このとき、管摩擦係数は次式で表される。

$$\lambda = 31 \frac{Re\omega^{0.16}}{Re_z} \quad (Re_z < 2 \times 10^3, Re\omega \geq 5 \times 10^2)$$

(2) 層流域における回転管内の速度分布は、周速度はほぼ強制うず形分布であるが、軸速度は層流の放物分布より中央で小さく壁近くで大きな分布形状となる。

(3) 乱流域で管を回転すると、層流域とは逆に流動損失が減少する。このときの周速度分布は、強制うず形より小さく凹形にわん曲している。特に旋回比が大きな場合には、軸速度分布が層流の分布とほぼ一致し、 λ も層流の理論値と一致する逆遷移（層流化）現象が起こる。ただし、この流れが発達するためには、回転しない場合に比べてかなり長い距離を必要となる。

(4) 乱流の場合、管内の旋回流に対して、時間平均速度に角運動量の法則を適用すると大きな誤差を生じる。

第VI章では、回転管内で十分発達した旋回流れについて、層流域、遷移域、乱流域の各領域で、可視化観察、速度変動、乱れ強さおよびそのスペクトルを求め、回転によって生ずる流れの微細構造を明らかにした。結果を要約すると次のようである。

(1) 層流域で回転を加えると、その回転数が低くても層流状態は崩れ、乱れが加わる。ただし、ここで発生する乱れは比較的低周波成分のものに限られる。

(2) 遷移域付近では、管の回転によって乱れ強さは増加するものの、その乱れ成分に大きな変化はなく流動損失にまでは影響しない。

(3) 乱流域では、管の回転により乱れが減衰する。その詳細は、管の回転数が低いところで高周波の乱れ成分から減衰し、高い回転数において低周波成分の乱れまで収まってゆく。この乱れの減衰は、軸レイノルズ数が大きいほどより顕著になる。

謝 辞

本研究は、名古屋工業大学山田豊教授の御指導のもとに、名古屋工業大学機械工学科流体研究室にて行ったものである。ここに山田豊教授の終始変わらぬ御懇篤なる御指導に対し、衷心より厚く御礼申し上げます。

また本論文をまとめるにあたり、御懇篤なる御指導を賜りました名古屋大学伊藤忠哉教授に対しまして厚く御礼申し上げます。さらに本論文に対して有益な御助言と御検討を賜りました名古屋大学中村育雄教授および藤本哲夫教授に対しまして、ここに謹んで謝意を表します。

また本研究に対して終始御好意と御援助を戴いた名古屋工業大学伊藤基之助教授に対しまして御礼申し上げます。

さらに共同研究者として本研究の一部に助力された日本電装会社の間宮光義氏、豊田中央研究所の山田勝則氏、豊田自動織機製作所の戸田元章氏、日本鋼管会社の木村隆広氏、中部電力会社の豊住健司氏に謝意を表します。

最後に、本研究の遂行途上において御助力を得た関係諸氏に厚く御礼申し上げます。

文 献

- (1) A. Mallock,
"Determination of the viscosity of water,"
Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 45 (1888), 126-132.
- (2) A. Mallock,
"Experiments on fluid viscosity,"
Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A, 187 (1896), 41-56.
- (3) G. I. Taylor,
"Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders,"
Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A, 223 (1923), 289-343.
- (4) L. Rayleigh,
"On the dynamics of revolving fluids,"
Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 93 (1916), 148-154.
- (5) F. Wendt,
"Turbulente Strömungen zwischen zwei rotierenden konaxialen Zylindern,"
Ingenieur-Archiv, 4-6 (1933), 577-595.
- (6) G. I. Taylor,
"Fluid friction between rotating cylinders I. Torque measurements,"
Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 157 (1936), 546-564.
- (7) R. J. Donnelly,
"Experiments on the stability of viscous flow between rotating cylinders
I. Torque measurements,"
Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 246 (1958), 312-325.
- (8) 山田,
"低いレイノルズ数における回転二重管のトルクと流動損失,"
機論, 27-177 (昭36-5), 610-618.
- (9) R. J. Donnelly and N. J. Simon,
"An empirical torque relation for supercritical flow between rotating
cylinders,"
J. Fluid Mech., 7-3 (1960), 401-418.

- (10) J. T. Stuart,
 "On the non-linear mechanics of hydrodynamic stability,"
 J. Fluid Mech., 4-1 (1958), 1-21.
- (11) A. Davey,
 "The growth of Taylor vortices in flow between rotating cylinders,"
 J. Fluid Mech., 14-3 (1962), 336-368.
- (12) J. W. Lewis,
 "An experimental study of the motion of a viscous liquid contained
 between coaxial cylinders,"
 Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 117 (1928), 388-407.
- (13) F. Schultz-Grunow and H. Hein,
 "Beitrag zur Couetteströmung,"
 Z. f. Flugwiss, 4 (1956), 28-30.
- (14) D. Coles,
 "Transition in circular Couette flow,"
 J. Fluid Mech., 21-3 (1965), 385-425.
- (15) J. P. Gollub and H. L. Swinney,
 "Onset of turbulence in a rotating fluid,"
 Phys. Rev. Lett., 35-14 (1975), 927-930.
- (16) P. R. Fenstermacher, H. L. Swinney, and J. P. Gollub,
 "Dynamical instabilities and the transition to chaotic Taylor vortex
 flow,"
 J. Fluid Mech., 94-1 (1979), 103-128.
- (17) L. Landau and E. M. Lifschits,
 "Fluid Mechanics,"
 Pergamon, London, (1959), 103-107.
 [竹内均訳 (1970,1971) 流体力学 1,2 (東京図書)]
- (18) M. Gorman and H. L. Swinney,
 "Visual observation of the second characteristic mode in a quasiperiodic
 flow,"
 Phys. Rev. Lett., 43-25 (1979), 1871-1875.

- (19) M. Gorman, H. L. Swinney, and D. A. Rand,
 "Doubly periodic circular Couette flow :
 Experiments compared with predictions from dynamics and symmetry,"
 Phys. Rev. Lett., 46-15 (1981), 992-995.
- (20) M. Gorman and H. L. Swinney,
 "Spatial and temporal characteristics of modulated waves in the circular
 Couette system,"
 J. Fluid Mech., 117 (1982), 123-142.
- (21) F. Schultz-Grunow,
 "Zur Stabilität der Couette-Strömung,"
 Z. Angew. Math. Mech., 39 (1959), 101-110.
- (22) C. V. Atta,
 "Exploratory measurements in spiral turbulence,"
 J. Fluid Mech., 25-3 (1966), 495-512.
- (23) 山田・中林・鈴木,
 "外管が回転する偏心二重管内流れの摩擦モーメント,"
 機論, 35-269 (昭44-1), 89-96.
- (24) W. Tillmann,
 "Zum Reibungsmoment der turbulenten Strömung zwischen rotierenden
 Zylindern,"
 Forschung in IngenieurWesen, 27-6 (1961), 189-194.
- (25) R. J. Donnelly,
 "Experiments on the stability of viscous flow between rotating cylinders
 II. Visual observations,
 III. Enhancement of stability by modulation,
 IV. The ion technique,
 V. The theory of the ion technique,
 VI. Finite-amplitude experiments,"
 Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 258 (1960), 101-123.
 Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 281 (1964), 130-139.
 Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 283 (1965), 509-519.
 Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 283 (1965), 520-530.
 Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 283 (1965), 531-556.

- (26) R. J. Cornish,
"Flow of water through fine clearances with relative motion of the boundaries,"
Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 140 (1933), 227-240.
- (27) A. Fage,
"The influence of wall oscillations, wall rotation, and entry eddies on the breakdown of laminar flow in an annular pipe,"
Proc. R. Soc. Lond., Ser. A, 165 (1938), 513-517.
- (28) J. Kaye and E. C. Elgar,
"Modes of adiabatic and diabatic fluid flow in an annulus with an inner rotating cylinders,"
Trans. ASME, 80-3 (1958), 753-765.
- (29) 山田,
"内管が回転する二重管内の流動抵抗,"
機論, 27-180 (昭36-8), 1267-1276.
- (30) S. Chandrasekhar,
"The hydrodynamic stability of inviscid flow between coaxial cylinders,"
Proc. Nat. Acad. Sci., Wash., 46 (1960), 137-141.
- (31) R. C. DiPrima,
"The stability of a viscous fluid between rotating cylinders with an axial flow,"
J. Fluid Mech., 9-4 (1960), 621-631.
- (32) 富田,
"回転二重管内における水の流動に就て,"
機論, 1-5 (昭10-11), 361-367.
- (33) 山田・渡辺,
"外管が回転する同心二重管内流れの摩擦モーメントと損失水頭,"
機論, 38-311 (昭47-7), 1773-1780.
- (34) T. J. Pedley,
"On the instability of viscous flow in a rapidly rotating pipe,"
J. Fluid Mech., 35-1 (1969), 97-115.

- (35) J. Strohl and Z. Lavan,
"Hydrodynamic stability of Poiseuille flow in a rotating pipe,"
ARL Report No. 69-0174 (1969).
- (36) H. M. Nagib, L. Wolf, Jr., Z. Lavan, and A. A. Fejer,
"On the stability of flow in rotating pipes,"
ARL Report No. 69-9176 (1969).
- (37) A. White,
"Flow of a fluid in an axially rotating pipe,"
J. Mech. Engng. Sci., 6-1 (1964), 47-52.
- (38) 村上・菊山・横山・野田・荒木,
"軸まわりに回転している直管内の流れ,"
機論, 42-358 (昭51-6), 1784-1793.
- (39) 山田・今尾・間宮,
"両管回転同心二重管内流れの摩擦モーメント,"
機論, 47-420, B (昭56-8), 1494-1501.
- (40) 中林・山田・山田,
"すきまの広い外管回転偏心二重管の流れ,"
機論, 42-362 (昭51-10), 3240-3246.
- (41) 山田,
"軸方向に流れのある回転二重管の回転抵抗,"
機論, 28-186 (昭37-2), 117-124.
- (42) S. K. F. Karlsson and H. A. Snyder,
"Observations on a thermally induced instability between rotating
cylinders,"
Ann. Phys., 31-2 (1965), 314-324.
- (43) D. Coles,
"A note on Taylor instability in circular Couette flow,"
Trans. ASME, Ser. E, 34-3 (1967), 529-534.
- (44) S. Chandrasekhar,
"Hydrodynamic and hydromagnetic stability,"
Oxford Univ. Press (1961), 272-342.

- (45) 山田・今尾・山田・戸田,
" 両管が回転する同心二重管内の流れ (第1報, 同方向に回転する場合) ,"
機論, 51-461, B (昭60-1), 271-279.
- (46) N. Gravas and B. W. Martin,
" Instability of viscous axial flow in annuli having a rotating inner
cylinder,"
J. Fluid Mech., 86-2 (1978), 385-394.
- (47) A. Barcilon, J. Brindley, M. Lessen, and F. R. Mobbs,
" Marginal instability in Taylor-Couette flows at a very high Taylor
number,"
J. Fluid Mech., 94-3 (1979), 453-463.
- (48) C. D. Andereck, R. Dickman, and H. L. Swinney,
" New flows in a circular Couette system with co-rotating cylinders,"
Phys. Fluids, 26-6 (1983), 1395-1401.
- (49) 浅沼編,
" 流れの可視化ハンドブック,"
朝倉書店, (昭52), 198-201.
- (50) 山田・中林・阿部・小林,
" 外管回転偏心二重管の速度分布と摩擦モーメント,"
機論, 42-354 (昭51-2), 521-530.
- (51) R. J. Donnelly, K. Park, R. Shaw, and R. W. Walden,
" Early nonperiodic transitions in Couette flow,"
Phys. Rev. Lett., 44-15 (1980), 987-989.
- (52) H. Reichardt,
" Über die Geschwindigkeitsverteilung in einer geradlinigen turbulenten
Couette-Strömung,"
Z. Angew. Math. Mech., 36 (1956), 26-29.
- (53) D. Coles and C. V. Atta,
" Measured distortion of a laminar circular Couette flow by end effects,"
J. Fluid Mech., 25-3 (1966), 513-521.

- (54) 山田・今尾・戸田・木村,
” 両管が回転する同心二重管内の流れ (第2報, 逆方向に回転する場合), ”
機論, 51-470, B (昭60-10), 3119-3127.
- (55) 山田・今尾,
” 回転管内の旋回流,”
機論, 46-409, B (昭55-9), 1662-1670.
- (56) 今尾,
” 円管流の管回転による逆遷移現象,”
名工大学報, 第33巻 (1981), 153-159.
- (57) O. Reynolds,
”An experimental investigation of the circumstances which determine
whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the
law of resistance in parallel channels,”
Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A, 174 (1883), 935-982;
Sci. Pap. 2, 51-105.
- (58) V. K. Shchukin,
”Hydraulic resistance of rotating tubes,”
J. Engng. Phys. 12-6 (1967), 782-787 (in Russian).
- (59) J. N. Cannon and W. M. Kays,
”Heat transfer to a fluid flowing inside a pipe rotating about its
longitudinal axis,”
Trans. ASME, Ser. C (J. Heat Transfer), 91-1 (1969), 135-139.
- (60) 山田・今尾・豊住,
” 回転管内流れの乱れとその構造,”
機論, 51-461, B (昭60-1), 34-42.
- (61) 菊山・村上・西堀・前田,
” 自軸まわりに回転する直管内の流動 (飽和流れに関する計算), ”
機論, 48-432, B (昭57-8), 1431-1438.
- (62) 村上・菊山・西堀,
” 回転直管内の助走部の流れ (第1報, 境界層の発達と遷移), ”
機論, 47-424, B (昭56-12), 2274-2281.

- (63) 菊山・村上・西堀・吉本,
” 回転直管内の助走部の流れ (第2報, 乱流境界層の発達), ”
機論, 48-429, B (昭57-5), 896-903.
- (64) 日野,
” スペクトル解析, ”
朝倉書店, (昭52), 193-210.

付 録

論文提出者の発表論文ならびに業績リスト

1. 本論文に関係のあるもの

- | | | | |
|---|---------------------------------|--------------------|----------------------|
| (1) 回転管内の旋回流 | 日本機械学会論文集
B編 46巻409号 | 昭和55年 9月 | 山田 豊 |
| (2) 両管回転同心二重管内流れの
摩擦モーメント | 日本機械学会論文集
B編 47巻420号 | 昭和56年 8月 | 山田 豊
間宮光義 |
| (3) 円管流の管回転による逆遷移現象 | 名古屋工業大学学報
33巻 | 昭和56年 | |
| (4) 回転管内流れの乱れとその構造 | 日本機械学会論文集
B編 51巻461号 | 昭和60年 1月 | 山田 豊
豊住健司 |
| (5) 両管が回転する同心二重管内の流れ
(第1報, 同方向に回転する場合) | 日本機械学会論文集
B編 51巻461号 | 昭和60年 1月 | 山田 豊
山田勝則
戸田元章 |
| (6) 両管が回転する同心二重管内の流れ
(第2報, 逆方向に回転する場合) | 日本機械学会論文集
B編 51巻470号 | 昭和60年10月 | 山田 豊
戸田元章
木村隆広 |
| (7) Flow of a Fluid Contained
between Concentric Cylinders
with Both Cylinders Rotating | Bulletin of the JSME
29巻252号 | 昭和61年 6月
(掲載予定) | 山田 豊 |
| (8) Fully Developed Swirling
Pipe Flow | Trans. ASME, Ser. I | (投稿中) | 山田 豊 |

2. その他

- | | | | |
|--|-------------------------|----------|----------------------|
| (1) 水撃防止逆止め弁の性能
(第2報, 緩閉式副弁付きスイング形
急閉逆止め弁) | 日本機械学会論文集
B編 50巻460号 | 昭和59年12月 | 山田 豊
伊藤基之
三木啓史 |
|--|-------------------------|----------|----------------------|