The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	管内オリフィスを通る低レイノルズ数流れに関する研究
Author(s)	植村, 知正
Citation	大阪大学, 1978, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1402
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

管内オリフィスを通る低レイノルズ数流れに関する研究

昭和53年2月

大阪大学附属図書館
53.5.15

植　村　知　正

目　　次

記　号　表

第1章　緒　　論 …… 1

1.1　オリフィスに関する歴史的展望 …… 1

1.2　研究の目的と内容 …… 3

1.3　研究の意義 …… 6

第2章　低レイノルズ数領域におけるオリフィスによる圧力損失 …… 8

2.1　実験装置 …… 8

2.2　実験結果の表示法 …… 11

2.2.1　圧力損失 …… 11

2.2.2　抵抗係数 …… 12

2.2.3　レイノルズ数 …… 13

2.2.4　開口比 …… 13

2.3　実験結果 …… 13

2.3.1　オリフィス前後の圧力分布 …… 13

2.3.2　抵抗係数 …… 19

2.4　まとめと検討 …… 21

2.4.1　低レイノルズ数のオリフィス流れに関する文献 …… 21

2.4.2　I.E.Idelchik(N.V.Levkoeva),
R.D.Millsならびに T·G.Keithの結果との比較 …… 25

2.4.3　オリフィス下流の圧力回復 …… 27

2.4.4　抵抗係数とレイノルズ数の関係 …… 30

第3章　オリフィス後方流れの可視化による観察と測定 …… 32

3.1　はじめに …… 32

3.2　実験方法 …… 32

3.2.1　実験装置 …… 32

3.2.2　可視化の方法とその写真の解析 …… 32

3.3　実験結果 …… 34

3.3.1　フローパターンの変化 …… 34

i）定常層流のフローパターン …… 36

ii）乱流の発生までのフローパターン …… 36
iii）うず列と乱流の発生 …… 36
3.3.2 うずの発生から崩壊までの過程 …… 36
3.3.3 フローパターンの分類 …… 37
3.3.4 縮流係数 …… 39
3.4 まとめと検討 …… 41
3.4.1 フローパターンと圧力測定結果の対応 …… 41
3.4.2 縮流の発生と発達 …… 42
3.4.3 噴流の付着点 …… 43
3.4.4 管内噴流のフローパターンに及ぼす開口比の影響 …… 44
3.4.5 オリフィス噴流が管内流に復帰する過程 …… 45
3.4.6 剪断層に生じた小攪乱が集中うずに成長する過程 …… 46
3.4.7 うず形の流脈の意味とその取扱いについて …… 47

第4章 オリフィス下流の速度場 …… 50
4.1 はじめに …… 50
4.2 実験方法 …… 50
4.2.1 速度の測定ならびにデータ処理 …… 50
4.2.2 測定パラメータの設定 …… 52
4.3 実験結果 …… 55
4.3.1 オリフィスエッジ近くの速度分布 …… 55
4.3.2 オリフィス下流の速度分布 …… 55
4.3.3 速度変動の軸方向の分布 …… 58
4.3.4 速度変動のパワースペクトル …… 66
a．速度変動スペクトルの軸方向変化 …… 67
b．速度変動スペクトルの径方向変化 …… 70
4.4 まとめと検討 …… 73
4.4.1 オリフィス下流の速度場のレイノルズ数に対する変化 …… 73
4.4.2 噴流から管内流に復帰する過程 …… 76
4.4.3 速度変動の周波数 …… 77

第5章 結　　論 …… 80

Appendix A　実　験　装　置 …… 83
Appendix B　色素タイムライン法 …… 92
Appendix C　レーザードップラ流速計 …… 96

参　考　文　献 …… 101

謝　　辞 …… 106

索　　引 …… 107

記　号　表

a ： 温度伝導率

a ： 傾斜管の断面層

A ： オリフィス孔の面積

A ： 層流状の流脈領域，fig．3－4

A_t ： 傾斜管液柱計の液槽断面積

B ： 波動またはうず状の流脈領域，fig．3－4

c ： 光の伝播速度

C ： 乱流状の流脈領域，fig．3－4

C_a ： オリフィスの流量係数

C_a ： 流脈写真の管径方向歪の修整係数

C_c ： 縮流係数

C_d ： 圧力損失係数，（2．7）式

$C_{d'}$ ： 抵抗係数，（2．14）式

C_D ： 抵抗係数，（2．2）式

$C_{D\infty}$ ： 高レイノルズ数の流れに対する抵抗係数，（2．6）式

C_k ： 流脈写真のレンズ歪曲の修整係数

C_r ： 流脈写真の管軸方向歪の修整係数

C_{xx} ： 自己相関

d ： オリフィス孔直径

D ： 管の内径

d_c ： 噴流の最小径

e_i ： 入射光の方向を表わす単位ベクトル

e_s ： 散乱光の方向を表わす単位ベクトル

f ： 光の周波数

f' ： 運動する粒子から見た光の周波数

F ： 管断面積

f_D ： ドップラー周波数

f_D' ： 散乱光の周波数遷移量

f_{out} ： 光電子倍増管で検出される周波数

f_s ： Bragg cellによる周波数遷移量

f_s' ： 静止場から見た散乱光の周波数

g ： 重力の加速度

G_r ： グラスホフ数

h ： オリフィス前後の圧力差水頭

$\triangle h$ ： 傾斜管液柱計の液面移動量

$\triangle h_G$ ： ゲッチンゲンマノメータの液面移動量

ℓ ： 自己相関の遅延時間に関する整数変数，

$\tau = \ell \cdot \triangle t$ ，（4．4）式

L ： オリフィスの圧力損失測定区間の長さ

L′ ： 圧力分布にオリフィスの影響が現われている区間の長さ

m ： $= \sin\theta + a/A_t$ ， $1/m$；傾斜管液柱計の倍率

N ： 自己相関計算のデータ加算回数，（4．4）式

$\triangle p$ ： 2点の圧力差

p_0 ： オリフィス前後の圧力差

$\triangle p_1$ ： オリフィスによる圧力損失，（2．1）式

$\triangle p_2$ ： L′の区間の圧力損失，（2．1）′式

$\triangle p_f$ ： 管まさつによる圧力損失

$\triangle p_r$ ： オリフィス下流における圧力回復量

p_r ： プラントル数

Q ： オリフィスを通過する流量

R_c ： 円管の臨界レイノルズ数

R_{c1} ： オリフィス下流に速度変動が現われる臨界レイノルズ数

R_{c2} ： オリフィス下流に乱流が発生する臨界レイノルズ数

R_e ： 管径と管内平均流速に基くレイノルズ数

R_{ed} ： オリフィスの孔径とオリフィス通過平均流速に基くレイノルズ数

R_{ecr} ： 圧力回復位置がオリフィスから最も遠くなるレイノルズ数

R'_{ecr} ： 噴流の管壁への付着点がオリフィスから最も遠くなるレイノルズ数

$s(t)$ ： 時間的に変化する信号波形

S_t ： ストロハル数

$\overline{S}_t$ ： 周波数が変化する区間の平均ストロハル数

t ： 時　間

t ： オリフィス厚さ

t_1 ： オリフィスエッジの厚さ

$\triangle t$ ： 温度差

T ： 自己相関を計算する積分時間，averaging time

v ： 軸方向速度成分

$\overline{v}$ ： オリフィスを通過する平均流速

$\vec{v}$ ： 光を散乱させる粒子の速度ベクトル

$\overline{V}$ ： 軸方向速度成分（図中）

V ： 管内平均流速

V_{rms} ： 速度変動振幅の rms 値

v_z ： Z軸方向速度成分，X軸は2本のレーザー光の交叉角の2等分線方向

Z_R ： オリフィスから測った噴流の付着点までの距離

α ： オリフィスの開口面積比

α ： 入射光と$\vec{v}$のなす角度

β ： 散乱光と$\vec{v}$のなす角度

β ： 体膨張率

$\triangle\gamma$ ： 2種の液体の比重量差

$\overline{\varepsilon}_0$ ： (2.7)式から Cd を計算するための係数

ζ'_0 : 高レイノルズ数の流れに対するオリフィスの圧力損失係数

θ : 傾斜管の傾き角

θ : レーザ光交叉角の半分

λ : 管摩擦係数またはレーザー光の波長

ν : 動粘性係数

ρ : 密　度

τ : 自己相関の遅延時間

ϕ : Z軸と$\vec{v}$のなす角度

ψ : ストークスの流れ関数

ω : うず度

第 1 章

緒　　論

1−1. オリフィスに関する歴史的展望と本研究の位置づけ

オリフィスが管内流の流量測定のために使用され始めたのは，比較的新しいと考えられる。Hodgson（1929）[13] は彼の論文中で“1910年に蒸気の流量測定に応用したのが最初である”と述べている。

その後，多くの研究者達が様々な形状のオリフィスの水力学的特性，主として流量係数について実用上十分広い範囲のレイノルズ数，開口比にわたって実験による検討を加えデータを集積した。

その結果，現在ではDIN，ASME，JIS*等の規格も整えられ，オリフィスは最も構造が簡単で動作が確実な測定器具あるいは抵抗素子として，至る所で使用されている。

これらの規格では，オリフィス前後のヘッド差 h に対して流量係数 Ca が

$$Q = A \cdot Ca\sqrt{2gh} \tag{1.1}$$

として定義され，ある限界レイノルズ数** 以上の高いレイノルズ数域について数値が与えられている。

限界レイノルズ数以下の範囲についても，多くの研究がなされており，その流量係数に関してはすでに相当の資料が整えられている（Iverson（1956）等）。これに対し同じ低レイノルズ数領域においてオリフィスを通過するために必要な圧力損失は，H.B. Левкоева [24]（英字綴，N.V.Levkoeva）の測定結果が報告されているにすぎない。

さらにオリフィスを通る流れの流速分布，圧力分布，あるいは速度変動等に関する定量的な研究はきわめて少ない。

本研究において著者は，オリフィスを通る流れの低レイノルズ数域における

---

* DIN 1952, ASME Fluid Meter, Power Test Code, JIS B 8302(1962)

** 沖(1938) $2.5\times10^5\times(d/D)^2$

圧力分布と圧力損失の変化を実験的に明らかにし，さらに完全な層流状態と完全な乱流状態との中間のレイノルズ数領域の流れにおいて，オリフィス噴流が管内流に復帰するまでの過程を噴流形状，速度分布，速度変動分布，速度変動スペクトルの面から明らかにした。

これに対して最近では，低レイノルズ数領域の流れを扱う方法として，Navier－Stokesの式を数値的に解く方法が，多くの研究者によって進められている。この方法ならびに管内絞りを通る流れに関して，すでに得られている解析結果を述べておく。

円管内の流れの解を数値的に求めようとすると，問題は普通次のように構成される。軸対称座標系で表わされたNavier－Stokesの方程式の径方向および軸方向の2式から圧力項を消去し，これをStokesの流れ関数ψとうず度ωに関する形で表わす。こうすれば，連続の式は自動的に満たされているので，問題はうず度輸送の式とうず度の式の連立方程式から（ψ，ω）を求める形になる。

これらを数値計算するために，方程式を近似的に差分の形で置き換え，それに対応するように，流れの場も細かく区切る。それらの節点に割り当てられるべき離散的な（ψ，ω）の値を計算する方法として，現在では差分法または，有限要素法が用いられる。

管オリフィスを通る流れについては，既に2編の論文が発表されているが，いずれも差分法で解を求めている。

R.D.Mills[26]（1968）は流れ場を等間隔に区切り$d/D=0.5$の円筒オリフィス（square－edge orifice）について，$Re\,d=0$，10，20，50，の計算結果を示している。

一方，T.G.Keith[22]（1971）は，不等間隔meshで区切り$d/D=0.3$，0.4，0.5，0.6，0.7のsquare edge orificeについて，$Re\,d=0\sim50$の解および$d/D=0.5$のsharp edge orificeの$Re\,d=0$，10，20，30，40の解を得た。

両者ともに時間項のない定常Navier－Stokesの方程式に基づく差分式を用い（いわゆるsteady approach），SOR法（Successive Over Relax－

ation ）で計算を行なっている。

KeithはMillsよりも解の精度に注意を払っている。すなわち，truncation error（打切り誤差）を減らすために，五点差分を用いてNavier－Stokesの方程式を近似し，差分区切り（mesh）をMillsより細かくとっている。さらに，round off error（丸め誤差）を減らすため2倍精度計算をした。しかし，このような処置によって計算量が増え，しかも計算の収束が悪くなるという問題が起っている。

Navier－Stokesの方程式の数値解法は非常に有力な解析手段ではあるが，以上述べたように解の信頼性と数値計算上の問題のため，この方法で得られるオリフィス流れの解は乱流発生よりも遙かに低いレイノルズ数の流れに限られている。結局，本研究が対象としている層流状態から乱流が発生する過程を含む$10 \sim 10^3$のレイノルズ数範囲の流れを解明するためには，現在のところ実験的方法によって解明するのが唯一の方法のように思われる。

1－2. 研究の目的と内容

本研究においてオリフイスを通る低レイノルズ数流れの圧力収支，流れ場の構造，動的状態ならびにそれら相互の関係を明らかにすることを目的として，圧力分布の測定，流脈による流れの可視化と噴流形状の測定，レーザー流速計を利用した速度場の測定を行なった。

管内オリフィス流れのような閉空間の噴流〔いわゆるconfined jet〕を含む流れの圧力，速度，速度変動について定量的な検討はまだ十分とは言えない。

流脈観察によれば，流れの剪断層に発生した変動が下流へ行くに従って大きく成長し，うず形の流脈パターンを形成した後，これが崩壊して乱流が発生する。このような過程は2次元および軸対称の様々な形の噴流に共通のものであり，フローパターンとして見る限り一見非常に似ている。しかし，これらの流れは多くの研究者達によって実験的・理論的に検討された結果，それぞれ違った性質をもっていることが分かっている。

2次元噴流の場合，対称形と非対称（カルマン）形の2種類のうず列パターンが観測され，さらにダクト内では噴流が一方の壁に付着する現象（Coanda現象）が知られている。

これに対し，軸対称噴流では，軸断面上のうず列の形は対称形だけが観測されるが，これは1個のうず輪の断面を一対のうずと見ているに過ぎない。また円管内のオリフィスから流出する噴流にはCoanda現象は見られない。

噴流からのうず発生状態は，ノズルやスリットの構造，もっと直接的には噴流の速度分布に関連して変ることが知られている。

管内オリフィス流れのようにsharp edgeから出る周囲を囲まれた噴流(confined jet)の場合は，流出速度分布形が上流の状態やオリフィス形状のわずかな相違に著しく影響される上にオリフィス下流の速度分布形の変化も大きいので，現象は自由噴流よりもさらに複雑になると考えられる。

本研究においては，はじめに6種類の開口比のオリフィスについて，$VD/\nu=10\sim10^4$ のレイノルズ数範囲でオリフィス前後の圧力分布を測定し，圧力損失を求めこれを抵抗係数としてあらわした。

このようにして得られた抵抗係数は，両対数グラフ上で，層流域ではレイノルズ数の増加と共に直線的に減少し，乱流域ではゆるやかに増加しながら一定値に漸近する傾向をもつ。それらの中間域で，抵抗係数は特徴的な変化を示す。

すなわち層流の直線的減少傾向からしだいに減少がゆるやかになり，やがて最小値を取り増加に転向し乱流域の曲線へと続くような下に凸の曲線となる。凸の程度は開口比の大きいオリフィスほど大きい。このような傾向は，管内オリフィスを通る流れがちょうど自由剪断層をもつ流れと壁面境界層をもつ流れの中間の性質をもっていることを表わすものである。以上の実験と結果は第2章において述べられている。

次に第3章では，これらの流れの変化を認識するために，オリフィスエッジから流出する剪断層中に染料を注入する方法でフローパターンを観察した。低いレイノルズ数では，流脈に現われた小脈動の成長が途中で止り，少し下流で減衰してしまう。レイノルズ数が大きくなると，小脈動は下流へ行くに従い急

速に増大し，やがてうず輪を形成しさらに下流でこれらが崩れて乱流が発生する。これと先に測定した圧力分布，抵抗係数とを比較して，抵抗曲線上の位置と流れの状態の対応を明らかにした。乱流は円管流れの臨界レイノルズ数R_cよりはるかに低いレイノルズ数でオリフィス下流に発生するが，開口比$\alpha \to 1$の極限では乱流発生のレイノルズ数はR_cに一致する傾向が認められた。

さらに，流脈の写真解析によって層流域でレイノルズ数の増加に伴って発達する縮流の量と噴流の管壁に付着する位置を測定し，抵抗曲線の最小値よりも小さいレイノルズ数領域の抵抗係数の変化は主としてオリフィス後方の循環流領域の拡大と縮流の発達に関係があることを明らかにした。

流れの可視化による実験では，流れ場の状態を全体としてとらえることができる。したがって流れ場の空間的な変化を認識するのに適している。

このような利点を生かして染料を用いたタイムライン法を考案し，速度分布の可視化と流速測定を試みたが，後にレーザードップラ流速計という，より良い流速測定手段が得られたので，本研究では速度測定にこのタイムライン法は用いなかった。しかし流れの可視化の一応用としては意味があると思い，Appendix Bにまとめておいた。

第4章では，低レイノルズ数領域で$(d/D)^2=0.22$と$(d/D)^2=0.30$のオリフィス下流の速度場をレーザードップラー流速計を用いて測定し，速度分布，速度変動レベル，スペクトルについて検討を加えた。完全な層流状態の流れから十分に発達したうず列と乱流が見られる状態の流れの速度を測定した。流れ全体が層流の場合には噴流の速度分布は周辺の逆流部が消えた後，管軸上の速度が緩やかに減少しながらHagen － Poiseuille形の速度分布に帰着する。下流に乱流が発生する場合にはうず輪が崩れて発生した乱れによって噴流の速度分布形は急速に平均化されて平担な形になるが，乱流の減衰とともに壁近くは減速され管軸上の速度は加速されて層流の速度分布に変化してゆく。下流に乱流が発生する流れは軸方向に次の4部分に分類出来る。

1. 形成領域，　噴流の中心よりも周辺の流れとの境界の速度が大きいオリフ

ィス近くのごく短い区間

2. 線形領域， 噴流境界に発生する速度変動が指数関数的に増大し，そのスペクトルは狭い帯域に集中している部分

3. 非線形領域， 速度変動の増加の程度が鈍化し速度変動の周波数が低下する部分。

4. 乱流領域， 速度，速度変動等の径方向拡散が激しくなり分布形が平均化される部分。

速度変動の周波数は非線形領域で下流方向へ急激に低下する傾向がある。しかしながらその間の平均周波数に関するストロハル数はレイノルズ数に対してあまり変化せずJohansen[19]（1930），Beavers and Wilson[5]（1970）らの結果と同程度の値となった。

乱流領域では，はじめ噴流境界で最大であった速度変動が下流へ行くに従って噴流内外へ拡散する経過が見られる。

1−3. 研究の意義

低レイノルズ数域では，オリフィス通過に伴う圧力損失の絶対値は小さく，圧力損失の大きさが今まであまり現実の問題となることはなかったように思われる。

しかし，現在のようにオリフィス流量計が自動制御の要素として用いられると，測定される圧力の動的な性質を明らかにすることが要請される。たとえば強制循環ボイラーの軽負荷運転時には低レイノルズ数の流れが実現することがあり，その際測定される大振幅，長周期の圧力変動の処理が問題になっている。

絞り機構の一典型としてのオリフィスによって生じる乱流や圧力損失には，その他の分野でも関心が持たれている。すなわち，高分子流体の絞りからの流出や混合の問題，超高温ガスの流動等の高粘性流れ，ある種の熱交換器内の流れ，あるいは，血管瘤発生問題，毛細血管流れ等の細管の流れ等々，制御，化学，熱工学，医学の分野にも関連する問題は多い。しかしながら，現在低レイ

ノルズ数領域で管内の絞りを通る流れに関連した詳しい情報はきわめて少ない。

このような現状において今まで解析的にも実験的にもアプローチが困難であった管内オリフィスを通るレイノルズ数流れに関して圧力，速度，流れ状態の静，動，両面にわたる詳細な資料を提出することはきわめて意義深いことと考える。

さらに，本研究のために著者が開発した測定技術のいくつか，たとえば流れの可視化法を応用した低流速ならびに噴流形状測定法，あるいは集束性光学繊維（ light focusing optical fiber ）を用いたレーザー流速計からの光学部分の分離等もまた流体計測の分野における新らしい技術として発展が期待される。

第　2　章

低レイノルズ数領域におけるオリフィスによる圧力損失

2−1. 実験方法

本実験は管路の途中に設けたオリフィスの低レイノルズ数領域における圧力損失を測定するために行われた。実験装置に関する詳細な説明はAppendix Aに示す。ここでは以下にその要点を述べる。

装置の構成をfig.2−1に示す。

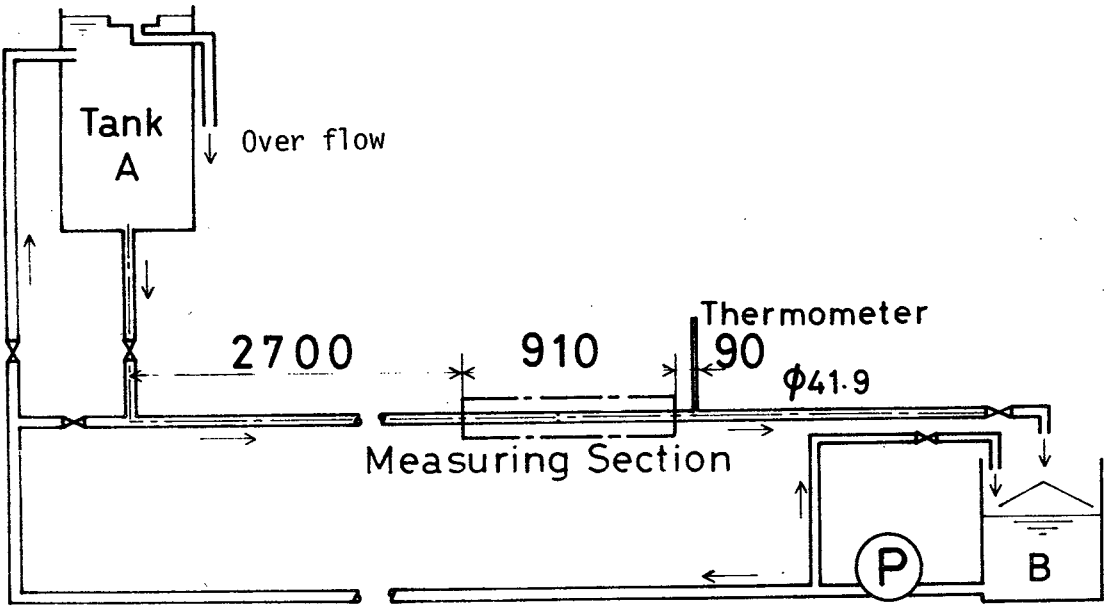


Figure 2-1.　Experimental apparatus.

測定部は管入口から約65Dの所にあり，管壁には29点の静圧取り出し口がオリフィスの上流側9D，下流側12Dの間に設けられている。各静圧測定

点は周方向の圧力不均一をならすため，管の周囲に開けた4点の静圧孔をリングによって連ねた構造である。(fig.2−2) 測定の対象として使用したオリフィス(fig.2−3)は，JIS B 8302に規定された流量測定用のものとほ

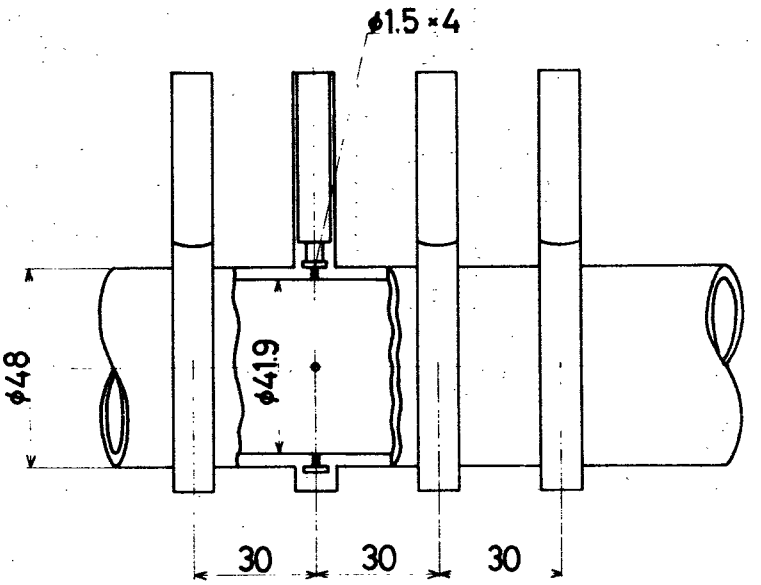


Figure 2-2. Pressure taps structure and spacing.

ぼ合致している。

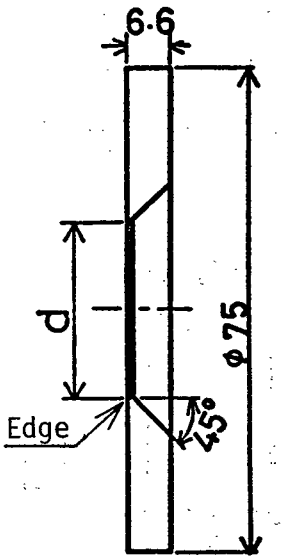
低レイノルズ数の流れの測定精度を上げるために，測定するレイノルズ数範囲によって粘度の異る2種類の液体が実験に用いられた。はじめに水を作動流体としてほぼレイノルズ数500〜9000の範囲の測定が行われ，次いでスピンドル油(18 cst at 20℃)を用いてレイノルズ数8〜1500の範囲で，圧力損失が測定された。

水の粘度は，圧力測定区間のすぐ下流の温度計で測定した温度から，数表*

* International Critical Tables of Numerical Data-Physics, Chemistry and Technology, vol.V, Mcgraw-Hill(1929)

を用いて求めた。スピンドル油の粘度は，Höppler 粘度計を用い，あらかじめ温度と粘度の関係を測定しておいた。

圧力測定には測定しようとする圧力の大きさに応じて，U字管液柱計と傾斜管液柱計が，種々の液体との組み合わせで使用された。それらを表3－1.に示す。



Nominal dia. mm	α
16	.145
19	.205
22	.273
25	.354
28	.447
31	.544

Figure 2-3. Orifices.

流量は管路の下流端の流出口においてＪＩＳ　Ｂ　８３０２に定められた重量法により測定された。

表３－1.　測定に使用した液柱計

レイノルズ数	8～300	100～1500		500～9000
管路の液体	スピンドル油 18cst at 20℃	スピンドル油 18cst at 20℃		水 ≈ 1cst at 20℃
液柱計の種類	傾斜管（液柱計） $\sin\theta \doteqdot \frac{1}{10}$	U字管（液柱計）		傾斜管（液柱計） $\sin\theta \doteqdot \frac{1}{10}$
液柱計に使用した液体	水	水	食塩水	四塩化炭素
目盛 g／cm²／mm	0.0009	0.009	0.02	0.006

2−2. 実験結果の表示法

2−2−1. 圧力損失

一様な内径の十分に長い円管内にオリフィスを置いた場合，管壁上の圧力分布は fig.2−4 のようになる。図においてオリフィス上流で圧力が上昇し始め

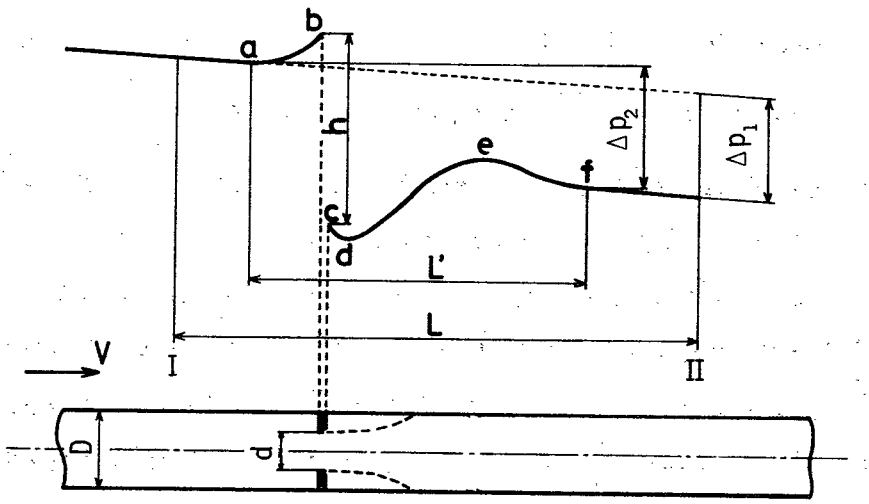


Figure 2-4. Schematic pressure distribution and definition of pressure loss.

る所を a ，オリフィス直前で圧力の最も高い所を b ，オリフィス直後の圧力を c ，その少し下流で圧力の最も低い所を d ，下流側で圧力の最も高い所を e ，さらに下流で圧力降下の勾配が管内流の状態にもどった部分を f とする。

オリフィスを通る流れの圧力損失として定義される量には次の 2 種類の考え方がある。

一つは滑らかな直管の中にオリフィスを設けた場合，新たに生じる圧力損失として定義される fig. 2−4 の $\triangle p_1$ である。

これに対して流れは，オリフィスの上流から下流にかけて区間 $\overline{af}$ ではオリフィスのために滑らかな管内の流れとは異った状態となっている。そこで $\overline{af}$

の間で生じるすべての圧力損失（ fig. 2−4 の$\triangle p_2$ ）を，オリフィスによる圧力損失として定義する考え方がある。本論文においてはオリフィスによる圧力損失として$\triangle p_1$を用いる立場をとった。

いま，2点Ⅰ，Ⅱで圧力差$\triangle p$を測定した場合，管摩擦係数をλとすれば，$\triangle p_1$，$\triangle p_2$はそれぞれ次のように表現される。

$$\triangle p_1 = \triangle p - \triangle p_f(\mathrm{L}) \tag{2.1}$$

$$\triangle p_2 = \triangle p - \triangle p_f(\mathrm{L}-\mathrm{L}') \tag{2.1$'$}$$

ただし，$\triangle p_f(\mathrm{L}) = \lambda \dfrac{\mathrm{L}}{d} \dfrac{p\overline{\mathrm{V}}^2}{2}$ は管摩擦による圧力損失。

$\triangle p_1$と$\triangle p_2$は，$\overline{af}$の長さL′の管摩擦による圧力降下分だけ異なることになるが，100以上のレイノルズ数域では，$\triangle p_f(\mathrm{L}')$は$\triangle p$に比べて，それ程大きくはないので$\triangle p_1$と$\triangle p_2$の差は実際上ほとんど問題にならない。

十分発達した乱流の場合，区間$\overline{af}$は上流側1Dから下流側6D程度の間にあり，大きな変化はないので（たとえば，H.Judd[21]（1916），L.Hodgson[13]（1929），Johansen[19]（1930））$\triangle p_2$はオリフィス上流，下流の適当な2点で圧力差を測定すれば容易に得られる。

一方，$\triangle p_1$を測定するには，オリフィス上下流の十分に離れた2点の圧力差と，さらにオリフィスがない場合の2点の圧力差も測定することになる。

このようにレイノズル数が大きい場合には，$\triangle p_2$は$\triangle p_1$よりも簡単に測定できる。

層流域あるいは乱流の発達が不十分な低レイノルズ数の流れにおいては，a点の位置はほとんど変化しないが，f点の位置はレイノルズ数によって大幅に変化するため，$\triangle p_2$を測定することは困難になる。

以上のような理由から本研究は低レイノルズ数域の測定を行うので損失圧力としては$\triangle p_1$を採用した。

2−2−2. 抵抗係数 C_D

本研究で用いた抵抗係数C_Dは，管内平均流速$\overline{\mathrm{V}}$を基準とし，オリフィスの実質部分の面積を考慮して下のように定義する。

$$\triangle p_1 = C_D(1-\alpha)\frac{\rho \bar{V}^2}{2} \qquad (2.2)$$

ここで，ρ；流体の密度，α；オリフィスの開口比．

2−2−3. レイノルズ数

管内オリフィス流れを代表するレイノルズ数としては管径Dと管内平均流速$\bar{V}$を基準として，(2.3)式のように定義される量，およびオリフィス孔径dとオリフィスを通過する平均流速$\bar{v}$を基準とする(2.4)式で定義される量が考えられる。ここでは特に不都合がない限り(2.3)式のレイノルズ数R_eを用いた。

$$R_e = \bar{V}\ D/\nu \qquad (2.3)$$

$$R_{ed} = \bar{v}\,d/\nu \quad . \qquad (2.4)$$

2−2−4. 開 口 比

オリフィスが流れを狭める程度を表わす量としてオリフィス孔の面積Aと管断面積Fの比を用い開口比(area ratio)と呼ぶ。

$$\alpha = A/F = \left(\frac{d}{D}\right)^2 \quad . \qquad (2.5)$$

2−3. 実 験 結 果

2−3−1. オリフィス前後の圧力分布

オリフィス前後の管壁上で測定した圧力分布の例をfig.2−5に示す。軸方向距離Zは管直径Dで無次元化してある。

上流側ではオリフィス直前0.5D〜1Dあたりから少し圧力が上昇するが，上昇分はオリフィス前後の圧力差に比べると小さい。

オリフィス前後には最大の圧力段差があり，下流側でははじめ少し減少した後，ゆるやかに増加してやがて最大値に達してから直線的減少傾向を示す。

fig.2−6に下流側の圧力分布をレイノルズ数をパラメータとして示す。図の縦軸はオリフィス直前直後(コーナータップ)の圧力差p_0で無次元化した。

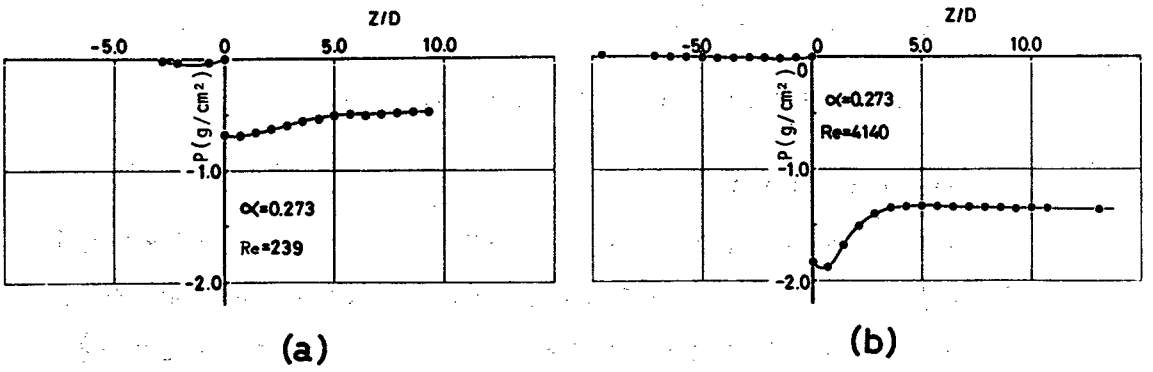


Figure 2-5. Measured pressure distribution across a orifice.

オリフィス下流で圧力が最大の位置を圧力回復位置*と呼ぶことにすると，圧力回復位置は，はじめレイノルズ数の増加とともにオリフイスから遠ざかり，さらにレイノルズ数が増すと今度はしだいにオリフィスに近付き，やがてほぼ一定の位置に止る。

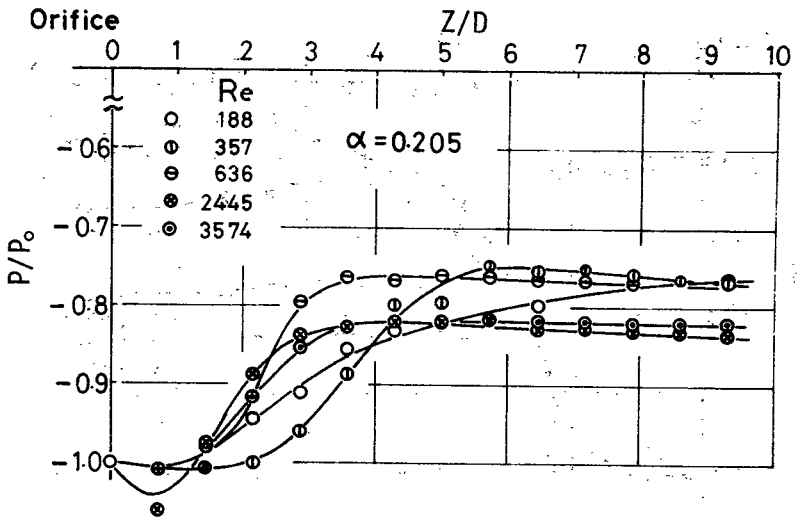
一定のレイノルズ数に対して，開口比αによる圧力分布の変化をfig.2−7に示す。当然予想されるように開口比αが大きいほど，圧力回復の割合が大きい。 また，fig.2−7aでは開口比αが大きい程圧力回復位置は下流にある。

低いレイノルズ数の場合は，ゆるやかに圧力が回復し最大値となった後，一定の圧力勾配，すなわち管摩擦による圧力降下の勾配で減少してゆく。これに対し高いレイノルズ数の場合は，圧力が最大になった後，管の摩擦損失による圧力勾配より大きな勾配でしばらく減少した後，本来の管摩擦損失の勾配となる。いくつかのオリフィスについて圧力回復位置とオリフィス前後の圧力差p_0に対する圧力回復$\triangle p_r$の割合（圧力回復率）をfig.2−8，2−9に示す。

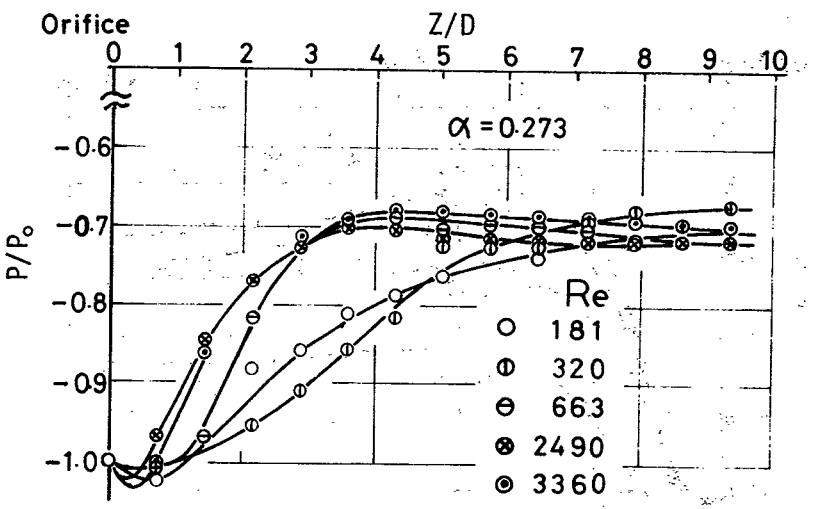
圧力回復の位置は，fig.2−8dを例にとればレイノルズ数を増すに従って急激にオリフィスから遠ざかり，やがてレイノルズ数が500を越えると今度は，レイノルズ数が増すにしたがってオリフィスに近づき始め，最も近づいた

---

* position of maximum pressure recovery

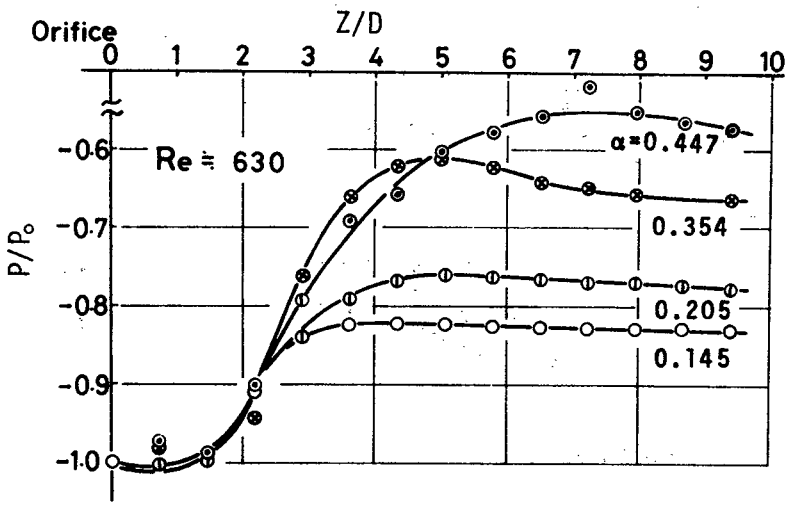


(a)

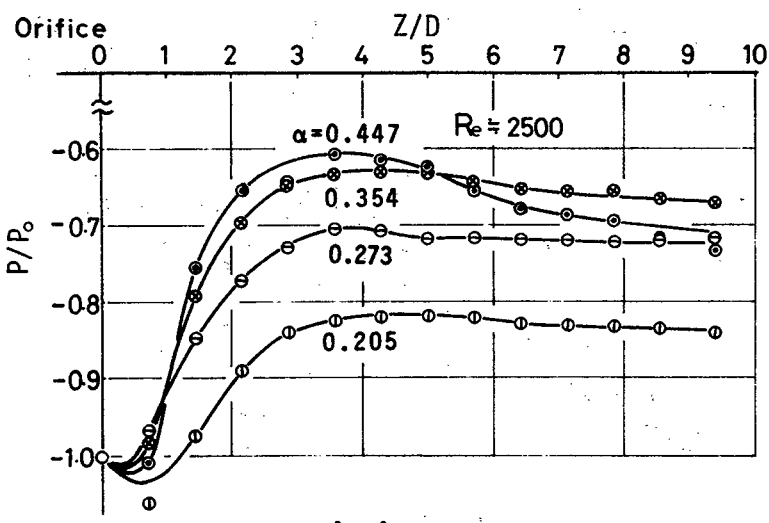


(b)

Figure 2-6. Pressure distributions for various Reynolds numbers.



(a)



(b)

Figure 2-7. Pressure distributions for various area ratios.

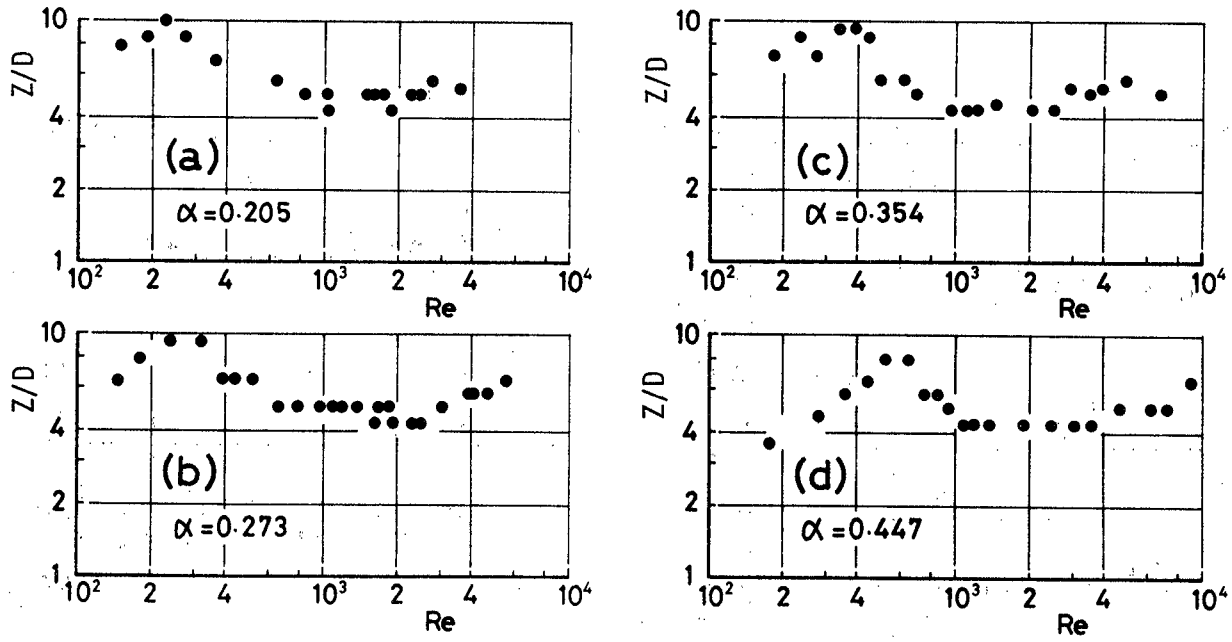


Figure 2-8. Position of maximum pressure recovery.

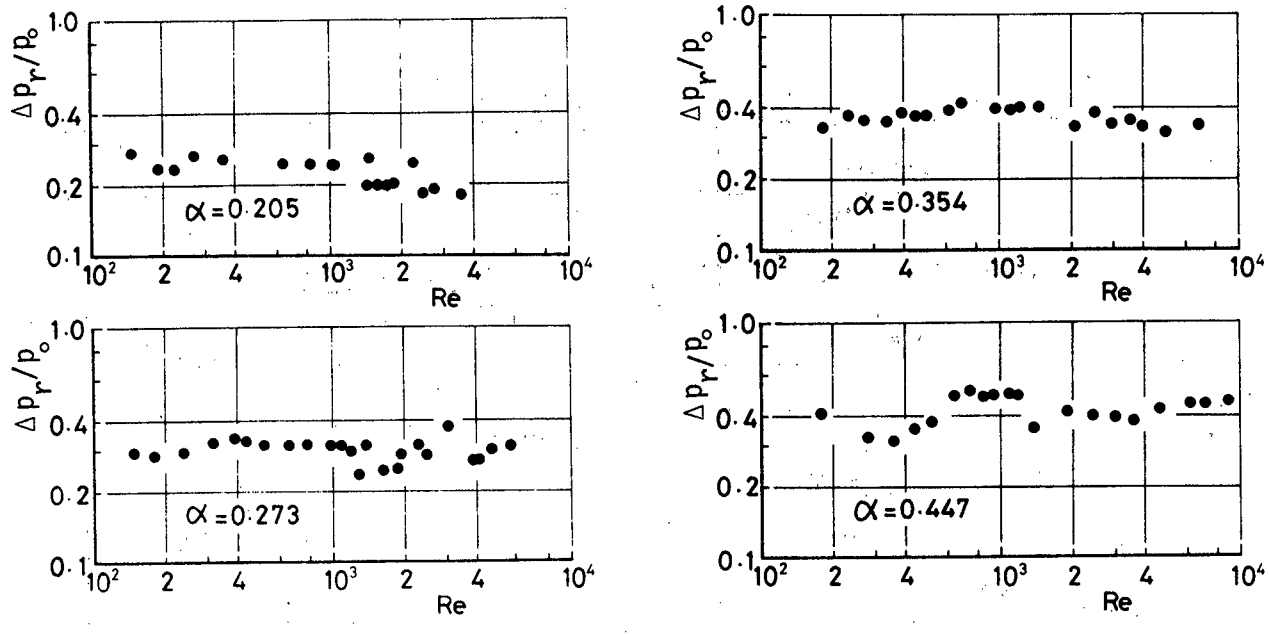


Figure 2-9a. Maximum recovery rate of pressure.

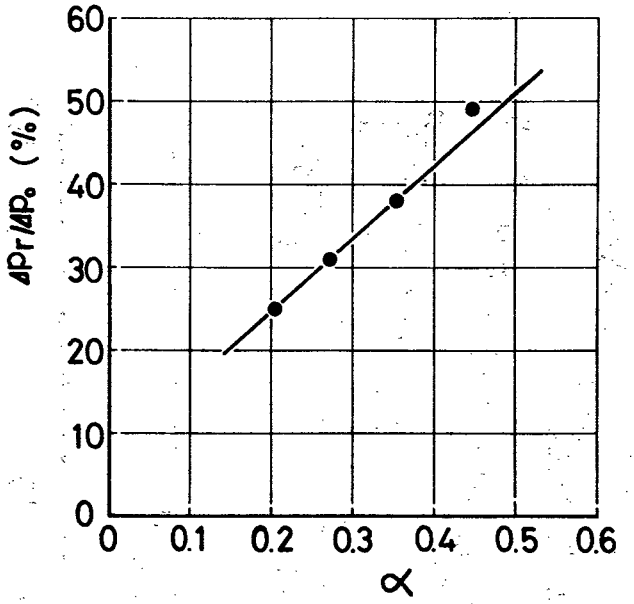


Figure 2-9b. Maximum recovery rate of pressure against orifice area ratio.

後少し離れる傾向が見られる。fig.2−10′の直線nは圧力回復位置が最もオリフィスから離れるときのレイノルズ数の位置を連ねたものである。次章に述べる流れのパターン観察によれば噴流は層流状態ではレイノルズ数の増加とともに急激に下流へ伸びる。そして下流に乱流が発生するようになると今度はレイノルズ数の増加とともに乱流の発生位置はオリフィスに近づく。このようにオリフィス下流の流れの状態の変化は圧力分布形の変化とよく対応している。

fig.2−9aに示した圧力回復率は，レイノルズ数に対して変化は少なくほぼ一定である。この値は開口比の増加に対して直線的に増し，$\alpha \to 1$の極限で$\triangle p_r / p_0 \to 1$の傾向をもっている。（fig.2−9b）

2−3−2. 抵抗係数

fig.2−10は(2.2)式に基いて計算した抵抗係数C_Dのレイノルズ数R_eに対する変化をプロットしたものである。

$\alpha = 0.273$の曲線を例にとると，レイノルズ数50以下の領域でC_Dはレイノルズ数の増加とともにほぼ直線的に減少するが，やがて勾配はゆるやかに変化しレイノルズ数150のところで最小値になる。その後C_Dはゆるやかに増加

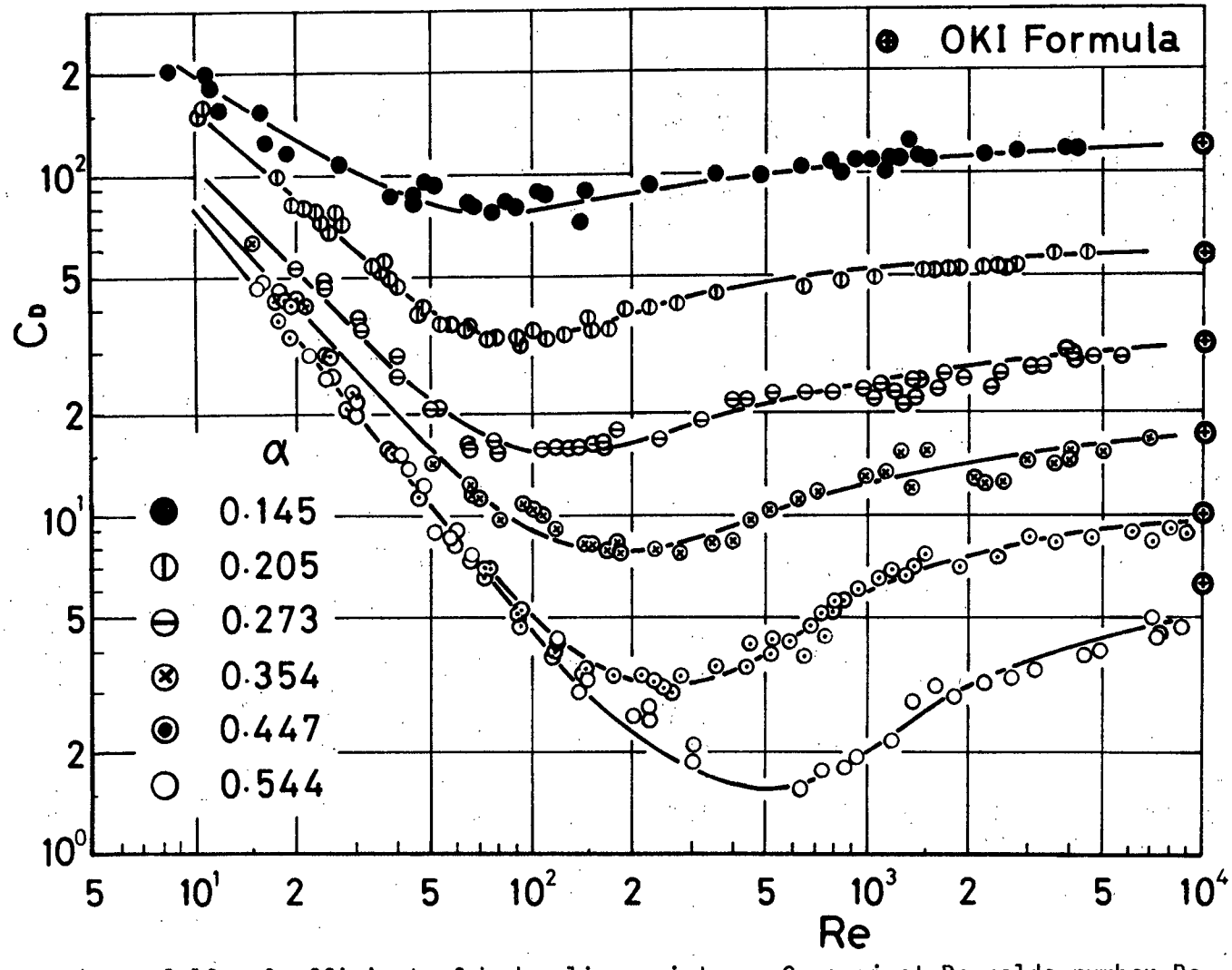


Figure 2-10. Coefficient of hydraulic resistance C_D against Reynolds number Re.

しながら最終的には一定値 $C_{D\infty}$ に漸近する。

このように $C_D = f(R_e)$ の曲線上には

i) レイノルズ数に対して直線的に減少する部分，

ii) レイノルズ数とともにゆるやかに増加し，大きなレイノルズ数では沖[28]（1938）が与えた（2.6）式で計算される値に一致する部分，

$$C_{D\infty} = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{2.75}{\alpha} - 1.56\right) \tag{2.6}$$

iii) それらの両部分を継ぐ下に凸の部分，

の3部分が認められる。

なお，fig. 2−10′において m は各曲線 $C_D(R_e)$ の最小値を連ねた直線，n についてはすでに 2−3−1 で述べた。

抵抗係数 C_d を（2.7）式のように，オリフィスを通る速度 $\bar{v}$ を基準として定義し，これを R_{ed} に対してプロットしたのが fig. 2−11 である。

$$\triangle p_1 = C_d \frac{\rho \bar{v}^2}{2} \tag{2.7}$$

$$C_d = \alpha^2 (1-\alpha) C_D$$

図で，各 α に対する曲線の左側の直線的に変化する部分は1本の直線に集中する傾向をもっている。

2−4. まとめと検討

2−4−1. 低レイノルズ数のオリフィス流れに関する文献

低レイノルズ数のオリフィス流れについて最初詳しく検討を加えたのは，F.C.Johansen[19]（1930）である。

彼は管レイノルズ数 $2 \sim 2\times10^4$ の間での sharp edge orifice の流量係数を実験によって求め，同時に圧力分布（$R_{ed} \geqq 1900$），フローパターンについても調べている。

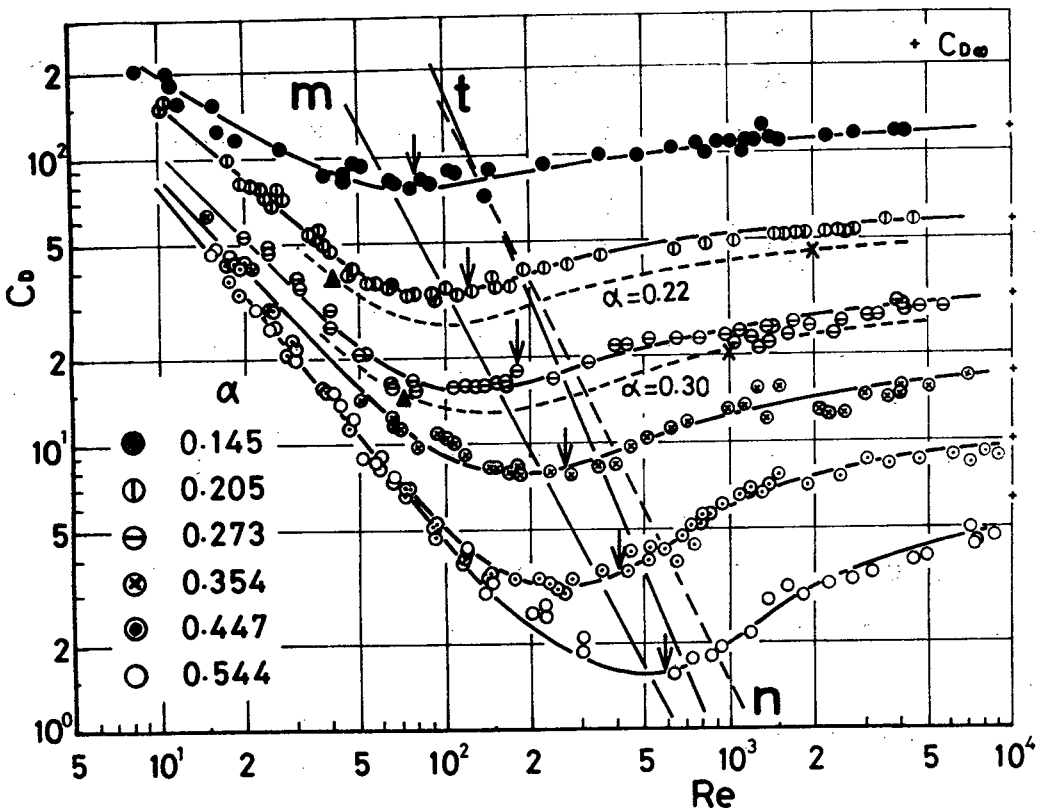


Figure 2-10'. Diagram for reference of characteristic points on C_D-Re curves. ▲&×; beginning and final position of *Vena Contracta* development, ↓; point of Johansen's maximum discharge coefficient. Explanation of lines *m*, *n*, and *t* are written in 2.3.2, 2.3.1, and 3.4.1 respectively.

他にも低レイノルズ数域でのオリフィスの流量係数に関するいくつか代表的な研究を挙げる。 H.W.Iversen[18] (1956)は規格オリフィス(sharp edge orifice), 円筒オリフィスについて，多くの文献を引用し，それ

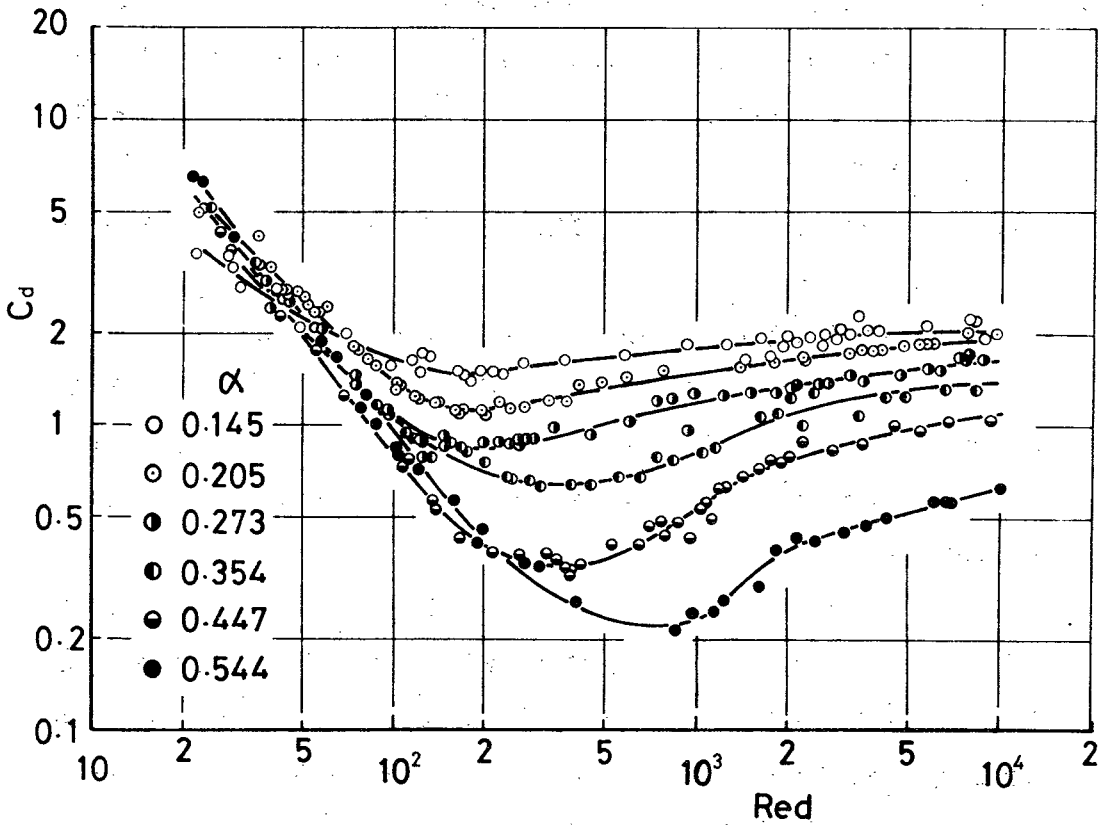
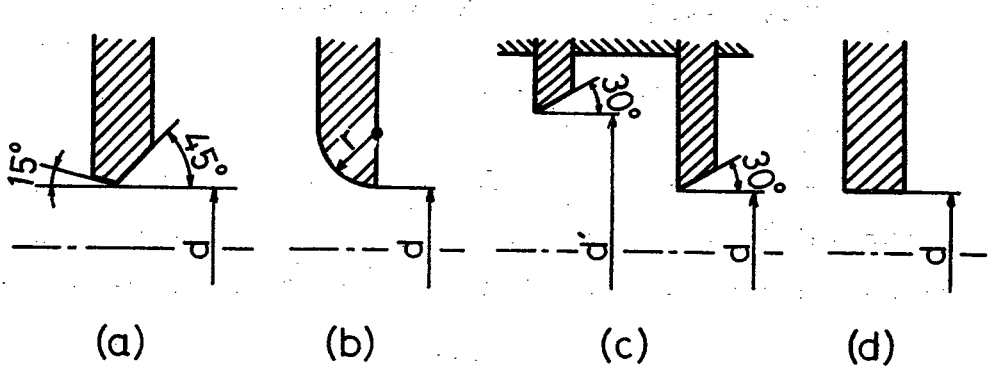


Figure 2-11. Coefficient of hydraulic resistance C_d against Reynolds number Re_d.

らをまとめている。A.L.Jorissen[20] (1956) は2重傾斜オリフィス*(a)

---

*



(double bevel orifice) , 4分円オリフィス*(b)(quadrant edge orifice) 2重オリフィス*(c)(double orifice)の低レイノルズ数域での使用について紹介している。L.Lichtarowicz et al.[25] (1965) は厚さと孔径の比が 0.5～1.0の間の円筒オリフィス*(d)および円筒ノズルの流量係数についてまとめている。

横山[39] (1964) は低レイノルズ数流れ用の絞りについて実用されている種々の型のオリフィスについて述べている。

オリフィスを通る流れの圧力損失については高レイノルズ数域では，開口比によって定まる一定の抵抗係数を簡単に計算できる公式が与えられている。たとえば沖[28] (1938) がHughes and Safford[14] ，Weisbach[38] ，Spitzglass ，生源寺[32] ，等の実験値を参考にして作った (2.6) 式は極めて精度のよい値を与える。

一方低レイノズル数域でのオリフィスの圧力損失について扱ったものは，きわめて少い。最近のソヴィエトの流体抵抗便覧[16] (1975)〔И.Е.Идельчик (I.E.Idelchik) 編〕は，管内絞りの抵抗係数を詳しく取扱っている。同書に依れば，$Re_d \leq 10^5$ までの sharp edge orifice の抵抗係数は，Idelchik の与えた次式と数表から計算できる。

$$\left.\begin{aligned} C_d &= \frac{33}{Re_d} && Re_d < 10 \\ C_d &= \frac{33}{Re_d} + \bar{\varepsilon}_0 \zeta_0' && 10 < Re_d < 25 \\ C_d &= \zeta_\varphi + \bar{\varepsilon}_0 \zeta_0' && 25 < Re_d < 10^4 \sim 10^5 \end{aligned}\right\} \quad (2.8)$$

ただし $\zeta_0' = (1 + 0.707\sqrt{1-\alpha} - \alpha)^2$ (2.9)

$\bar{\varepsilon}_0 (Re_d)$, $\zeta_\varphi (\alpha , Re_d)$ は数表に与えられている。上の式は H.B. Левкоева[24] (N.V.Levkoeva) (1959) の実験結果を基にして作られた。Levkoeva は種々の液体 ($\nu = 3 \sim 50$ cst) を管路に流し，液柱計を用い

て4種の開口比のオリフィスについて圧力を測定した結果，$R_e=1\sim10^4$の範囲でC_DとR_eおよびC_dとR_{ed}の関係を図示している。

使用したオリフィス形状は，流体抵抗便覧の記事から一応sharp edge orifiseと分るが，正確な形状は不明である。さらに，$\triangle p_1$と$\triangle p_2$のいずれの圧力損失を測定したのかも明らかではない。

理論的な研究においてはR.D.Mills[26]が，Navier－Stokes 方程式を$R_e=0,5,10,25$の場合について数値計算し，$\alpha=0.25$ の円筒オリフィス（square edge orifice）を通る流れの圧力分布を示している。また，T.G.Keith[22]（1971）も$\alpha=0.25$のsharp edgeおよびsquare edge orifiseを通る$R_e\leq20$の流れについて圧力分布を示しているので，これから圧力損失を計算することができる。

2－4－2. I.E.Idelchik(N.V.Levkoeva), R.D.Millsならびに T.G. Keithの値との比較

$\alpha=0.25$のオリフィスについて，MillsおよびKeith の図から計算したC_DならびにIdelchikの与えた(2.8)，(2.9)式から計算したC_D を表2－2に示す。同表に示した本実験の値は，$\alpha=0.205$と0.273のデータから内挿して得た。

表2－2. $\alpha=0.25$のオリフィスの抵抗係数

	T.G.Keith		R.D.Mills	I.E.Idelchik	Present results
R_e	square edge	sharp edge	square edge	sharp edge	sharp edge
5	85.3	67.1	70.2	70.4	240
10	52.3	40.6	38.2	35.2～48.7	124
15	41.2	32.0	——	43.8	85
20	35.5	28.0	——	41.1	65
25	——	——	22.9	38.2	53
100	——	——	——	30.0	21.0
勾配	0.63	0.63	0.70	0.39	0.94

KeithとMillsとIdelchikの値は，比較的近い値であるが，表2－2の第5欄に示した本実験の結果だけが非常に大きい。

一方，勾配について言えばIdelchikの値だけが特に低く，本実験の結果はKeithやMillsの値よりもかなり大である。

本研究とLevkoevaの実験条件を比較すればLevkoevaはレイノルズ数の特に低い領域では最大50cst（20℃）の液体を用いて実験しているため，もしその他の実験条件が同じならば18cst（20℃）の油を用いた本実験よりも同じレイノルズ数で3～8倍の圧力が出る。（本実験に用いた液柱計については，2－1およびAppendixAを参照）

また，層流域での数値計算結果は，一般的に言ってかなり信頼できるので，これらの事情から考えると，50程度以下のレイノルズ数域では抵抗係数の値はMillsやKeithの値に近いIdelchikの方が本実験よりも正しいかも知れない。しかしながら，このように圧力損失が実験者によって著しく異る例は，粗面直管のまさつ抵抗係数の実験値が測定者によって著しく相違しているのと同じ類の事象かも知れない。

しかし，それ以上のレイノルズ数域においては圧力測定上の問題は少ないので，本実験とIdelchikの結果との相違は，主としてオリフィス形状および管路系にその原因を求めるべきものと考える。

Levkoevaの使用したオリフィスについては不明であるが，MillsとKeithのオリフィスおよびJohansenの用いたオリフィス（$\alpha = 0.25$ の場合）を本実験に用いたオリフィスと比べると表2－3のようになる。

表2－3にみるように，各々の研究に用いられたオリフィスは少しずつ形状が異なり，本研究に用いたオリフィスは他と比べて特に厚いようである。

表2－3. オリフィス形状の比較

	Mills	Keith		Johansen	本研究
	square edge	square edge	sharp edge	sharp edge	sharp edge
t/D	0.031	0.063	0.063	0.042	0.158
t_1/D	——	——	0	0	0.010

t：オリフィス厚さ，t_1：エッジの平行部分．

オリフィス厚さの影響は明らかではないが，MillsとKeithのsquare edge orifice同志の比較では表2－2に見るように，Keith の厚いオリフィスの方が抵抗係数が20～30％大きい。

edge部分の形状についても，Keithのsharpedgeとsquareedgeのの値を比較すれば，square edgeの抵抗係数が30％弱大きい。

なお，Keith の sharp edge orifice の値と，Mills の square edge orifice の値は非常に近い。これはsquare edge orifice の板厚0.031Dがsharp edge orificeと等価であると言うよりも，差分メッシュ間隔，計算精度の問題も無視できない。すなわち，Millsの板厚は1差分区間に対応し，Keithの最小差分区間は0.0125Dで，オリフィス厚さは5差分区間に対応している。この場合，1差分区間厚さの障害物（square edge orifice）と sharp edge（先端厚さゼロ，テーパ45°で厚みを増す）の障害物の効果に大きな相違がないと解釈すべきものと考えた。これらの点から本研究で用いた，エッジ部も板厚も厚いオリフィスでは，少し大きい抵抗係数となると言える。

Idelchikの与える抵抗係数は，Stokesの抵抗法則の示すR_e^{-1}の直線から他の場合より低いレイノルズ数で離れるため，表2－2に比較した範囲では勾配が小さい。その結果，$R_e=100$ の場合，逆に本実験の値よりも大分大きくなっている。この原因の一つとして，実験装置に問題があるように思われる。すなわち，Levkoevaが用いたポンプ（形式は不明）を用いて流体を直接実験管路に流す方式では，流れの中のノイズが大きいので完全に「静かな」流れよりも乱流が発生し易い状態になっている。そのため「静かな」流れの場合よりも低いレイノルズ数で流れに「乱れ」が発生し，その結果C_D は完全層流の抵抗特性であるR_e^{-1} の直線から離れてゆく。同じ理由によって，乱流の発生も促進されるため遷移域における抵抗係数は「静かな」流れの場合よりも大きくなる。

2－4－3. オリフィス下流の圧力回復

fig.2－8に示したオリフィス下流の圧力最大位置は，オリフィス孔から流

出する噴流が管壁にまで拡がる位置と関係がある。

あるレイノルズ数を境にして，この圧力回復点がオリフィスに近づき始めるのは，このレイノルズ数を境にして噴流の拡散方法に変化が起ることを意味する。上記の考察は，次章で述べる流れの可視化によるフローパターン観察によって確認されている。

ここで圧力回復位置がオリフィスから最も遠くなるときのレイノルズ数を，オリフィス下流の流れの拡散が層流型から乱流型に変化することを意味する臨界レイノルズ数 Re_{cr} と考えることにし，これらを fig.2−10′ の C_D-Re 曲線上にプロットすれば，この臨界レイノルズ数を結ぶ線には直線となり，曲線上の位置は最小値よりも大きいレイノルズ数側にある変曲点に対応するように見える。このことは先に 2−3−2 で分類した中間領域の低レイノルズ数部の流れが層流状態であることを意味し，流れが層流状態であるにもかかわらずこの領域で C_D がそれまでの直線的減少傾向から離れて大きくなる理由としては，次のような流れの形の変化が考えられる。fig.2−8 から明らかなように，層流領域では圧力回復の位置が，レイノルズ数の増加とともに，下流側に移動することによって噴流の剪断層が後方に伸び，この部分のエネルギー損失が増加している。それに加えて縮流の発達によって，オリフィスの実質上の開口比が小さくなって行くことも原因の1つと考えられる。第3章に述べる縮流のレイノルズ数に対する変化の測定結果によると，縮流はちょうど C_D（Re）曲線が直線状態から離れるレイノルズ数付近で始まり，中間領域とほぼ同じレイノルズ数の範囲で発達し続ける。（fig.2−10′）このような C_D（Re）曲線の中間領域と縮流発達のレイノルズ数範囲とが良く対応していることもまた上の考察を裏付けている。

臨界レイノルズ数 Re_{cr} とオリフィスの開口比の関係を対数グラフにプロットすると fig.2−12 となる。Re_{cr} の値はほぼ直線上に分布し，その直線は $\alpha=1$ の極限において $Re_{cr}\approx 2000$ 前後を通る。$Re_{cr}\approx 2000$ は円管の臨界レイノルズ数 2320 に近い値であり，この結果は上の臨界レイノルズ数

が流れの層流状態から乱流状態への移り変りに対する節目であると考えるともっともらしい値である。

fig. 2−9 a に見るように圧力の回復率のレイノルズ数に対する変化は少ない。

この場合圧力損失$\triangle p_1$は未回復圧力（$p_0-\triangle p_r$）に近い値になると考えられるので，これから流量係数と抵抗係数の間の近似的な関係が得られる。

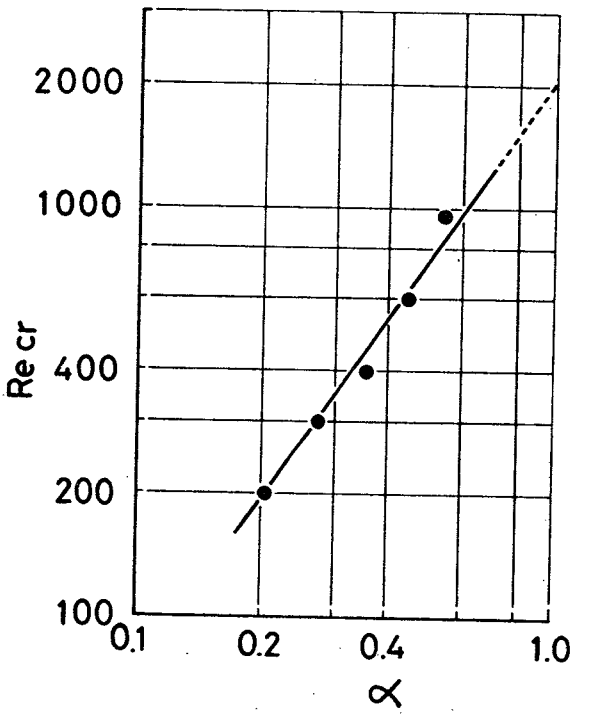


Figure 2-12. Relation between critical Reynolds number Re_{cr} and orifice area ratio α.

すなわちオリフィスの流量係数をC_aとすると

$$\triangle p=\frac{1}{(\alpha\cdot C_a)^2}\cdot\frac{\rho\bar{V}^2}{2} \tag{2.10}$$

$$\triangle p_1=C_D(1-\alpha)\cdot\frac{\rho\bar{V}^2}{2} \tag{2.2}$$

であるから

$$\frac{\triangle p_1}{p_0}\sim 1-\frac{\triangle p_r}{p_0}=1-f(\alpha) \tag{2.11}$$

$f(\alpha)$を次のように仮定すると（$\alpha \to 1$で圧力回復率→1）

$$f(\alpha) = k(\alpha - 1) + 1 \tag{2.12}$$

C_DとC_aの関係として

$$C_D \sim \frac{k}{\alpha^2} \cdot \frac{1}{C_a{}^2} \tag{2.13}$$

が得られる。

この式よりC_Dのレイノルズ数に対する変化は$1/C_a{}^2$のそれと同じ傾向をもつことが判る。

Johansenのデータから，オリフィスの流量係数C_aが最大となる開口比とレイノルズ数の値の関係をfig. 2−10′に(↓)印で示す。これらは本実験で得られた抵抗係数最小の位置とよく対応している。

2−4−4. 抵抗係数とレイノルズ数の表現様式について

実験結果を整理する無次元量を作る時に，代表元として$\bar{v}$，dを採用するか$\bar{V}$，Dを採用するかは，流れをオリフィス噴流として扱うか，管内流として扱うかの立場の問題である。

圧力損失のデータを整理する場合，代表値として，$\bar{v}$，dを採用するならばレイノルズ数と抵抗係数は各々（2.4），（2.7）式

$$R_{ed} = \bar{v}d/\nu \tag{2.4}$$

$$\triangle p_1 = C_d \frac{\rho \bar{v}^2}{2} \tag{2.7}$$

を用いることになる。この場合はfig. 2−11になる。

一方，後者の立場を採れば（2.2），（2.3）式

$$R_e = \bar{V}D/\nu \tag{2.3}$$

$$\triangle p_1 = C_D(1-\alpha)\frac{\rho \bar{V}^2}{2} \tag{2.2}$$

を用い，その結果はfig. 2−10に示される。

さらに，（2.2）で定義されるC_Dの代表速度として$\bar{v}$を採用し下のようにC'_d

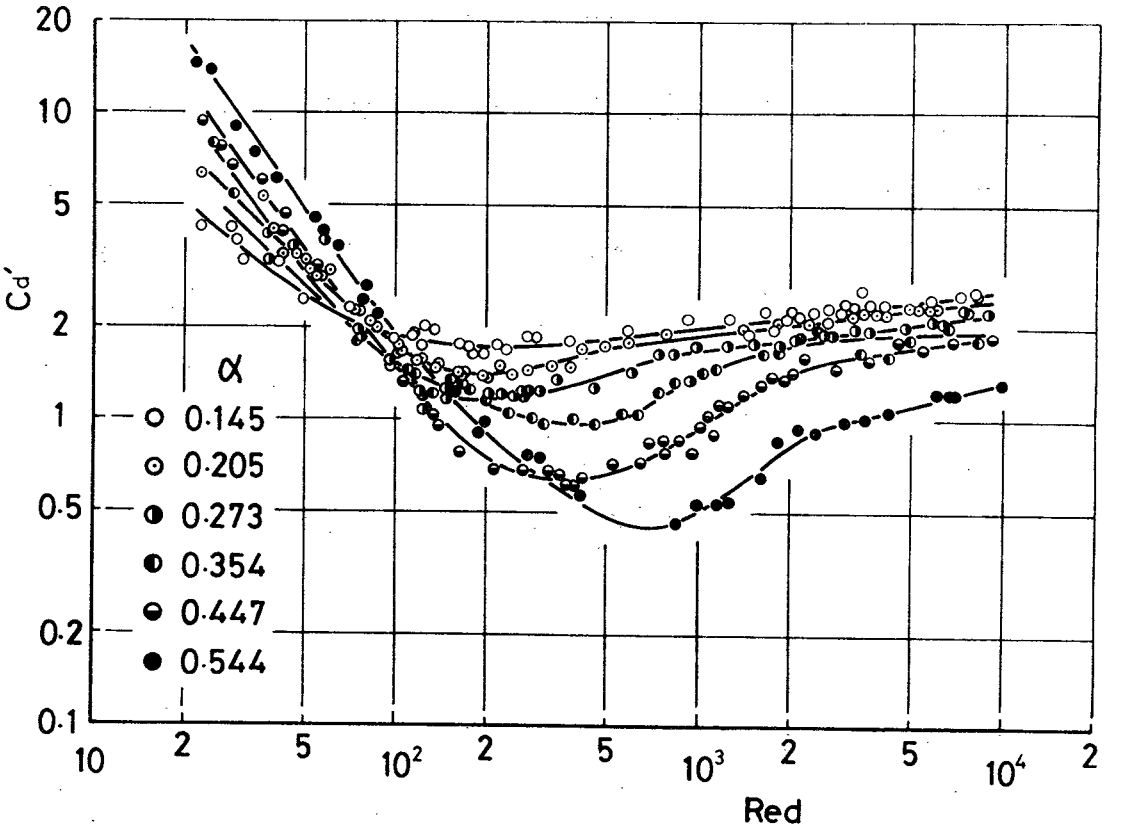


Figure 2-13. Coefficient of hydraulic resistance C_d' defined by eq.(2.14) against Reynolds number Re_d.

を定義して，Re_d との関係をfig.2－13に示す。

$$\triangle p_1 = C_d'(1-\alpha)\frac{\rho \bar{v}^2}{2g} \tag{2.14}$$

流量係数を測定したJohansenは$\bar{v}$，dを採用し，抵抗係数を測定したLevkoevaは$\bar{V}$，Dと$\bar{v}$，dの両者で表現している。著者は上に述べた3種の図を比較した結果，fig.2－10が最も整っていて解析が容易なので，本研究においては流れ場全体に関係のある現象（たとえば，圧力損失，圧力回復等）については，代表元として$\bar{V}$，Dを用いる立場をとり，オリフィスを通る噴流に直接関係のある現象のみ，$\bar{v}$，dを代表元として整理することにした。

第 3 章

オリフィス後方流れの可視化による観察と測定

3−1. はじめに

開口比0.22および0.30の2種類のオリフィスについて管レイノルズ数30〜750の範囲で，噴流境界に着色液を流し込んだ時にできる流脈のフローパターンを観察した。また流脈の性質を利用して管内オリフィス下流の噴流の境界を定め，縮流係数を測定した。

流脈は流れの一点を連続して通過する流体部分を結ぶ線と定義され，これは定常流れ中では流線と一致するが，時間的に変化する流れでは，流体中の1つの境界を示すものにすぎない。

3−2. 実験方法

3−2−1. 実験装置

実験装置は fig.3−1に示すように二つのタンクの水位差によって管路に水を流す形式である。上流側タンクAは常に一定の水位を維持し，流量の調節は下流側タンクBの外側に設けた上下移動のできるオーバーフローによってタンクBの水位を変えて行なう。測定部は流れを観察するために，内径40.5mmの透明なアクリル樹脂製で上流側入口より約74Dの所にある。円管内の流脈を外部から観察したときの変形がなるべく少なくなるように測定部には四角い水箱を取付けた。

fig.3−2に示したオリフィスの周囲の溝にOリングを取付け円管内の適当な位置に挿入すると，オリフィスはOリングの弾性によって管と同心状に固定される。

3−2−2. 可視化の方法とその写真の解析

実験に使用する着色液としては，希釈しても色の濃いメチレンブルー液を用いた。着色液の比重調整は主として濃度によって行ない，実験には0.04%前

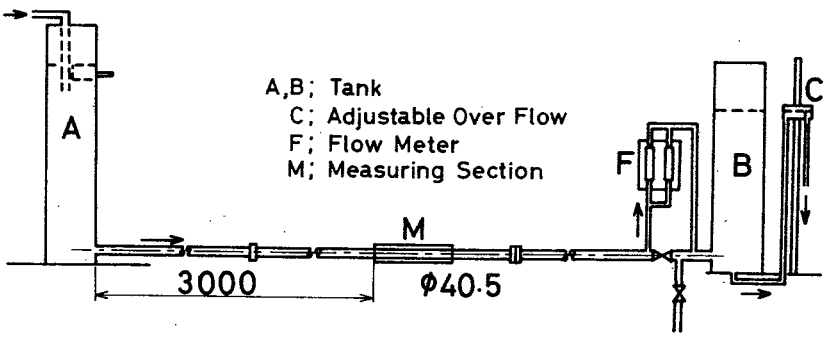


Figure 3-1 Experimental apparatus for flow visualization and velocity measurement.

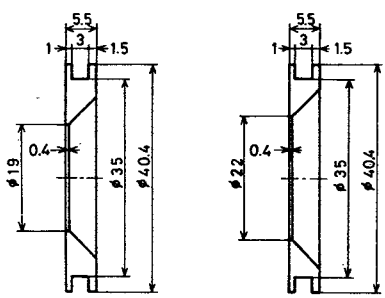


Figure 3-2. Orifice with peripheral groove used in the experiment.

後の溶液（比重1.00014at 24℃）を用いた。

オリフィス直前の管壁に設けた小孔より着色液を静かに注入すると，着色液はオリフィス前面をつたい，オリフィスエッジ下端より薄膜上に流れ出し，これを側面より観察すれば噴流境界を示す流脈が見られる。これらを撮影し，解析のために必要な場合は，レンズの歪曲収差，円管面の曲率及び水の屈折率によって起る水中の流脈像の歪みを修整した。流脈形の修整は次に述べるfig.3−3のブロック線図で示した手順で行なった。

はじめに，投影器を使って写真から流脈の形を点列として読みとり，これらの座標をフィルムの画面中心（レンズ中心に対応する）を原点とする座標系で表わし，レンズの歪曲収差（画面中心から測った距離に関する歪）による歪を修整する。続いて座標軸を管軸上に移し，既知長さの円管外径を利用して写真を実寸に換算した後，円管側面の曲率によって起る径方向の像歪と像が浮き上って見える軸方向の像歪を修整する。

fig.3−3に示した修整式(A)〜(C)は，次に述べる方法で求めた修整係数を電子計算機で用いるためにチェビシエフの方法[12]で関数近似して得られた。

実験に用いた写真機でグラフ用紙を正面から撮影した所，グラフの写真は画面中央から遠くなる程縮んで写っていた。（たる形歪曲収差）。このような歪曲収差を修整するためにグラフ目盛上の点と，その点の写真上の位置とを対応させて修整係数C_kを求めた。つぎに歪んで見える円管内の物体像の修整係数を求めるために，水を満した管内に正確な目盛板を入れ，流脈撮影と同じ条件で撮影した。こうして得られたフィルム上の寸法と目盛との対応から径方向ならびに軸方向の修整係数C_r，C_aを求めた。なお，円管の外側に四角い断面の水箱を取付けた場合（fig.3−1のM）管軸から半径の75％以内では，径方向の歪は0.5％以内であった。

3−3. 実験結果

3−3−1. フローパターンの変化

開口比0.30のオリフィスの流れについて，オリフィス下流のフローパター

Data (Z_c, Y_c) Coordinate of the center of a film.

(Z_1, Y_1), (Z_2, Y_2) Coordinate of the points of standard length

(Z_i', Y_i') Coordinate of the streakline.

↓

Correction of the axisymmetrical deformation caused by camera lense. Eq. (A)

↓

Calculation of magnification factor.

↓

Correction of radial position. Eq. (B)

Correction of axial position. Eq. (C)

↓

(Z_i, Y_i) Coordinate of the corrected streakline.

Equations for calculation of the corrected streakline.

$$r = C_k\, r' \qquad \text{----------(A)}$$

$$C_k(r') = 1.0 \qquad \text{for } r' \leq 5\text{mm}$$

$$= 0.0026(0.1r'-1)^2 + 0.0032(0.1r'-1) + 1.0008 \qquad \text{for } r' > 5\text{mm.}$$

$$\eta = C_r \eta' \qquad \text{----------(B)}$$

$$C_r(\eta') = 0.0424(2\eta'-1)^3 + 0.026(2\eta'-1)^2 - 0.0154(2\eta'-1) + 0.7461$$

$$\zeta = C_a \zeta' \qquad \text{----------(C)}$$

$$C_a(\eta', \zeta') = 0.008|\zeta'| + F(\eta') - 0.0088$$

$$F(\eta') = 0.0077(2\eta'-1)^3 + 0.0096(2\eta'-1)^2 + 0.00405(2\eta'-1) + 0.9847$$

where $\zeta = Z/D$ $\eta = Y/R$

$$r = \sqrt{(Z_i - Z_c)^2 + (Y_i - Y_c)^2}$$

Figure 3-3. Process to rectify photographed streakline and equations used in the process.

ンのレイノルズ数による変化を写真で説明する。

着色液は　オリフィスの下側のエッジから流出するので，写真では下側の噴流境界だけが可視化されている。

i）定常層流のフローパターン

Plate 1に流れが層流状態の場合の流脈（＝流線）の写真を示す。レイノルズ数の増加とともに流脈は次第に下流方向に伸びる。$R_e=98$では上半分の循環域が薄く着色され，噴流まわりに環状の循環域が形成されていることが分る。また流脈の形からわずかに縮流の発生が見受けられる。$R_e=240$では流脈にわずかな濃淡とうねりが現われている。

ii）乱流の発生までのフローパターン

レイノルズ数が増すに従って流脈に現われた濃淡とうねりが明瞭になり（写真2 a），やがて流脈の濃い部分が波の頂上の進行方向側に集中するようになると，この部分から枝分れが始まる。（plate 2b）　さらにレイノルズ数が大きい場合には，浮世絵の波のような立ち波が形成され，さらに，その先端が巻き込むようになる。（plate 2c，plate 4）

この段階で発生した立ち波は，下流へ行くに従い動きが鈍くなり軸方向に伸び，径方向に押し潰されるように崩れる。

iii）うず列と乱流の発生

もう少しレイノルズ数の大きい流れでは，plate 3のように流脈はうずを形成し数個のうずが管軸と平行に並ぶ。うずは下流方向に移動しながらしだいに厚みを増し，うず間隔は大きくなる傾向をもつ。うずは比較的正則な間隔で発生してうず列を形成するがうずの寿命が短いため同時に存在するうずの数はせいぜい4個程度である。うずはうず列の最後で変形すると同時に砕けるように崩壊し，うずを形成していた染料の切れはしが下流に散って乱流の発生を示す。

3−3−2.　うずの発生から崩壊までの過程

うずが形成されてから崩壊するまでの過程を見るためにplate 4　に示す連

続写真を撮った。オリフィス近くに発生する色の濃い部分が下流へ移動するに従って瘤状に集中し，この周囲に流脈が巻き込んでうず状の流脈が形成される。plate 4 においてうず(a)，(b)は，ほぼ同じ回転速度，同じ位相の回転運動をしながら順調に成長し，オリフィスより約 2 D 下流で短時間のうちに砕け散る。これに対し，plate 4.2 に始めて現われるうず(c)は，3 個の小瘤が集合してうずを形成しようとするが，その成長は遅く，形も不完全なまま plate4・5，4・6 に見るように崩れてしまう。うず(c)に続く部分にも同様の不規則な瘤の発生が認められる。これらの現象から判断すると，流脈に濃い部分が規則的に発生している間は規則的なうず列が形成されるが，間欠的に現われる不規則な乱れによってうず発生周期が乱される。これらの不規則な乱れの間隔は周期的な部分より常に短く，振幅の成長は遅い。そのためそれらは十分成長しないうちに他のうずに吸収されたり，2 個が合体して 1 個になることが多い。このようにうず発生の周期はしばしば乱されるにもかかわらず長時間の平均では一定の発生周期から大きくはずれる事はない。

ごく小さいレイノルズ数の流れでは，形成されたうずの回転運動が途中で停止する場合が見うけられた。plate 5 の連続写真において，うず(a)は，オリフィスから約 1.8 D の位置で回転運動が停止して居り，その後しだいに流れに引き伸ばされ下流で崩れる。うず(b)も同様に plate 5.1 ～ 5.2 の間では回転しているが，plate 5.2 ～ 5.3 の間では回転していない。結局 plate 5 の流れではオリフィスから約 1.8 D の位置でうず形の流脈を形成する運動はすでに減衰していると考えられ，それより下流に見られるうず形の流脈は上流で形成された流脈の形が残っているのに過ぎない。

3-3-3. フローパターンの分類

plate 1，2，3 に見られる流脈の形はいづれも，A．定常な層流状態に対応するなめらかな曲線の部分，B．周期的に変動する部分，C．乱れの発生で切れ切れになった部分。の 3 種類の部分に分解することができる。

たとえば，plate 1 のようにレイノルズ数の非常に小さい流れでは，流脈

全体がAの状態である。plate 2に相当する流れでは，オリフィス近くに層流状態のなめらかな流脈が見られ，その下流に周期的なパターンがあらわれ減衰してゆく。フローパターンはA→Bの形を示している。さらに発生したうずが崩れて，下流で乱流が発生するplate 3の流れでは，フローパターンはA→B→Cと変化してゆく。

このように流脈の形は，流れ方向に変化してゆき，各タイプは多少のゆらぎはあるものの，一定レイノルズ数の流れではほぼ一定の位置を占める。このようなフローパターンの分布状態を分類するとfig.3－4になる。

図の縦軸はオリフィス開口部に関するレイノルズ数，横軸は管径Dで無次元化

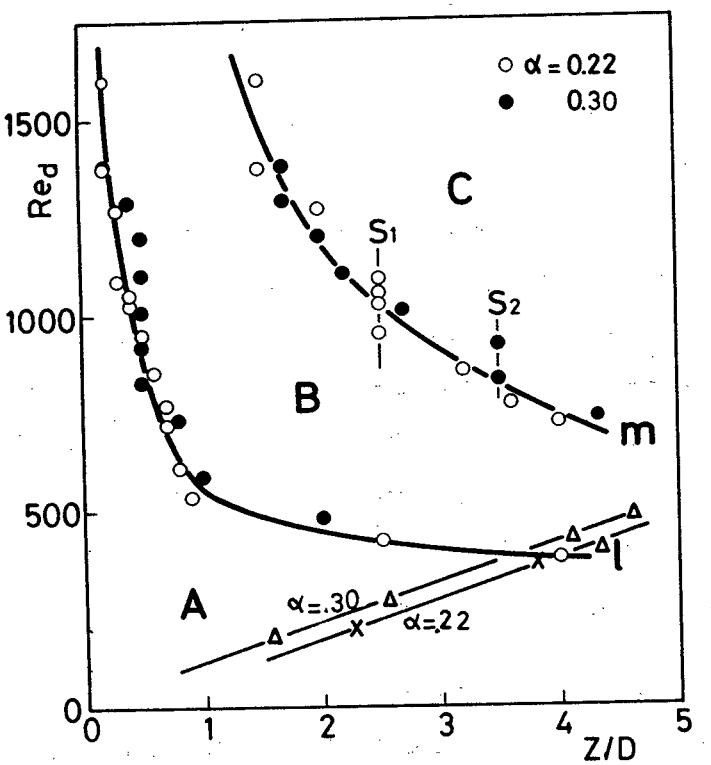


Figure 3-4. Flow patterns and position of laminar reattachment displayed on Re_d-Z/D coordinates.

したオリフィス前面からの距離である。図中のS_1，S_2はそれぞれ開口比0.22，0.30のオリフィスに関して，うず形の流線が見られる下流限界位置を示す。

Aの領域は，低いレイノルズ数で下流側に長く伸び，あるレイノルズ数以下では，流れ全域が層流であることを示している。

Bの領域は，噴流から乱流に移る過渡的な状態である。この領域では，レイノルズ数が小さいとき，流脈には濃淡模様や波動が見られ，レイノルズ数が大きいときはうず列が見られる。

AとBの領域は，レイノルズ数が大きい場合にはオリフィス近くの狭い領域に限定され，乱流の発生位置は，オリフィスに近づく傾向を示している。

B領域とC領域の境は，正確には定め難いが，ここでは一応の目やすとして曲線mで表わした。A領域と同様にB領域も下流方向に開いた形をしている。この開いた部分でもレイノルズ数の低い所では，下流で流脈の変動は消え再び層流にもどるが，レイノルズ数が大きいときは，管壁近くで流れが乱れるのが見られる。

3-3-4. 縮流係数

オリフィス噴流の縮流の程度は流れのレイノルズ数とともに変化する。これを測定するために噴流境界の流脈の写真を撮った。撮影した流脈の形の歪みのうち，レンズの歪曲収差，管壁の曲率，水ジャケット表面の屈折によって起る歪みをfig.3-3の手順に従って修整するとfig.3-5のような流脈の形が得られる。

流脈の形から噴流の最小径d_cを決定し，縮流係数C_cを次式によって計算した。

$$C_c = \left(\frac{d_c}{d}\right)^2 \qquad (3.1)$$

このようにして求めた縮流係数のレイノルズ数による変化はfig.3-6のようになった。

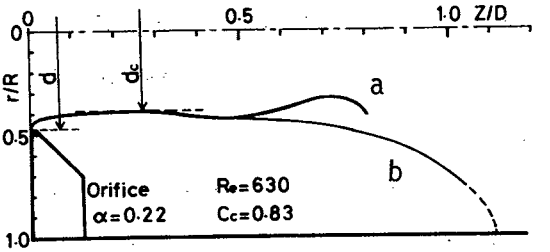


Figure 3-5. Method of *Vena Contracta* measurement. Curve a;Rectified streakline of jet boundary. Curve b; Envelope of streakline.

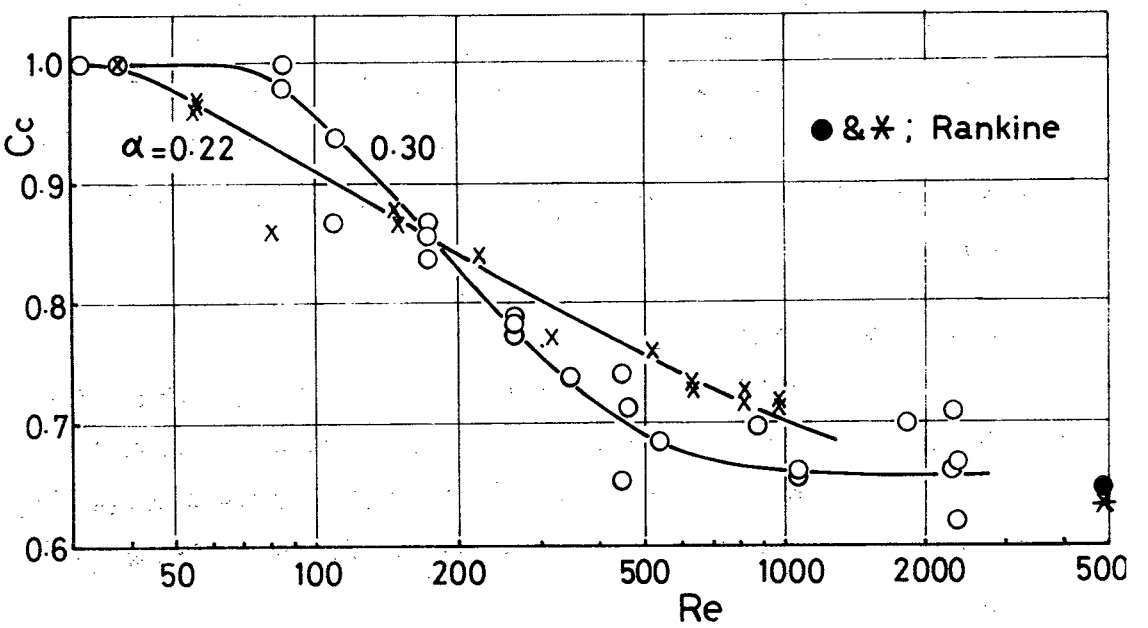


Figure 3-6. Coefficient of contraction Cc against Reynolds number Re.

レイノルズ数が極く小さいときは，ほとんど縮流は起きず（$C_c \approx 1$），レイノルズ数が増して行くと，開口比αの小さいオリフィス程低いレイノルズ数で縮流が発生し，$\alpha = 0.22$と0.30の2種類のオリフィスについて比較すれば，$\alpha = 0.30$のオリフィスの方が縮流の変化が急でかつ早く飽和値に達する。

開口比αによって定まる飽和値はRankine（1876）の与えた値と一致するように見える。

3−4. まとめと検討

3−4−1. フローパターンと圧力測定結果の対応

fig.2−6に示したα = 0.205，0.273のオリフィスに対する下流の圧力分布と，それに近いレイノルズ数の流れのフローパターンを対応させながら考察してみると次のようになる。

α = 0.30のオリフィスを通る流れのフローパターンをplate 1，2，3に示した。これらをfig.2−6bのα=0.273の圧力分布と対比してみると，R_e=181の流れは完全な層流状態で噴流の付着点よりずっと下流まで圧力は上昇し続け，最大圧力はZ／D≃10付近である。R_e=320の流れは噴流境界を示す流脈にわずかに波動が現われた状態である。圧力上昇の勾配はR_e=181よりも大きくなっているが，最大圧力位置はあまり変らない。

R_e=663では明瞭なうず列が存在し，その下流に乱流が発生している。うず列の崩壊位置は層流流れと同じように最大圧力位置よりも上流側にあるが両者の距離は2D以下で層流の場合よりも短い。

α=0.205の圧力分布（fig.2−6a）とα = 0.22の流脈パターン（plate 6，7，9，10）にも同様の対応が見られる。

上の対比から明らかなように層流拡散と乱流拡散の相違がはっきりと圧力分布形に現われている。噴流下流で乱流が発生した場合，発生した乱流が管内に拡がって，一旦乱流形の速度分布に落着く位置が圧力最大の位置である。fig 2−7aのα = 0.354，fig.2−7bのα = 0.447の曲線に見られるような最大圧力位置に続く少し圧力勾配の大きい短い区間は，乱流が減衰しながら速度分布が層流形に変化して行く部分に対応する。この点については3−4−3でさらに詳しく議論する。また速度分布形に関しては4−4−2で述べる。

つぎにfig.2−10′に示した抵抗係数曲線上の点と，それに対応する流れの状態を調べる。

開口比0.22と0.30のオリフィス噴流境界の流脈にわずかな波動が認められる状態（plate 9）を乱流発生の前兆と考え，この状態に対応する点をfig. 2−10′のC_D（R_e）の曲線上にプロットする。これらの2点の曲線上の位置を参考にして，他のオリフィスのC_D曲線上に同様の対応点の見当をつけて，これらの点を連ねる直線をtとする。直線tと各C_D（R_e）曲線の最小値を連ねる直線m（2−3−2で述べた）はほぼ$R_e=2300$，$C_D=0.09$の位置で交わるように推定される。この2300という円管の臨界レイノルズ数に近い値はm，tがともに流れの層流状態から乱流状態への移り変りに対する節目であると考えると，これらの直線の交点の値としてはもっともらしい値である。

3−4−2. 縮流の発生と発達

絞りを通過する液体の径方向の速度成分が，軸方向の速度成分に影響を及ぼす結果，噴流の径が絞りの孔径より小さくなる縮流が現われる。縮流の程度は径方向速度の軸方向速度に対する割合によって変化すると考えることができる。

すなわち，非常に小さいレイノルズ数の流れではオリフィス孔を通る軸方向の流れに対して，径方向の流れはオリフィス壁との摩擦によって強く減速される結果縮流は発生しない。これに対してレイノルズ数が大きい場合，オリフィス壁による摩擦抵抗の影響は大きくないので，縮流はオリフィスの開口比によって決まる一定の大きさとなる。中間のレイノルズ数域では，レイノルズ数が増すに従って径方向の流れに対する摩擦力の作用は相対的に小さくなって行くため，それに応じ縮流も変化する。

今までの所，この領域の縮流係数の変化に対しては，本実験で求めたfig. 3−6の値と比較する資料はない。極めて小さいレイノルズ数の場合の資料として，前章に述べたMills, Keith等の数値計算結果によれば，開口比0.25のオリフィスについて管レイノルズ数25以下では縮流は認められない。大きいレイノルズ数の流れにおいて縮流係数が一定値に達した後の値はWeisbach[38]

(1875)が実験によって求めた。さらにRankine(1876)はWeisbachの実験値から次の実験式を作っている。

$$C_c = \frac{0.618}{\sqrt{1-0.618\alpha^2}} \tag{3.2}$$

本実験で求めた縮流係数もレイノルズ数が大きい所では，Rankine の値と一致するように見える。

fig.2−10′ の抵抗係数曲線上の▲は，開口比が0.22と0.30のオリフィスの場合の縮流が発生し始める位置をあらわす。図ではこの縮流の起点は，抵抗曲線が直線から離れる位置に相当している。

オリフィスの開口比が大きくなるほど縮流の始まるレイノルズ数が大きくなり，かつ狭いレイノルズ数範囲で縮流の発達が完了する。

このような縮流係数の傾向は，2−3−2 で述べた抵抗係数曲線上の中間領域（負の勾配の直線から，一定値へとの変化する部分）が，開口比が大きくなる程，高レイノルズ数側へ移動し同時に層流部分の領域も狭くなるという傾向とよく一致している。このことからC_D（Re）曲線の中間領域における値の変化が縮流現象と重要な相関をもっていることは明らかである。

3−4−3. 噴流の付着点

オリフィスから流出する噴流は下流へ行くに従って拡がり，ある点で管壁に当る。この噴流の付着点前後では管壁近くの軸方向速度が負から正に変化する。層流状態で管壁まで拡がる噴流の場合は，オリフィスエッジから出る流脈（＝流線）が壁に当る位置が噴流の付着点に相当する。

開口比0.30のオリフィスから流出する層流噴流の場合の測定値を表3−1に示す。噴流の付着点はレイノルズ数が増し，オリフィスから離れる程流脈が管壁と平行に近くなって正確に決定し難い。

表3−1より付着点は，レイノルズ数240と270の間でオリフィスから最も遠くなり，その位置は$Z_R/D \simeq 5$前後と推定される。

表 3－1. 層流噴流の付着点（$\alpha = 0.30$）

R_e	98	154	210	240	266	314	330
R_{ed}	179	280	383	438	486	573	602
Z_R/D	1.57	2.54	4.31	4.04	4.58	3.77	4.25

2 次元の層流自由剪断層の粘性拡散幅 b は

$$b \propto \sqrt{\nu t}$$

に従う。この関数から平均速度Uで流れる剪断層が一定幅Bだけ拡がるまでに進む距離を Z_e とすると

$$\frac{Z_e}{B} \propto \frac{U \cdot B}{\nu} \tag{3.3}$$

なる関係が得られる。(3.3)式は非常に単純な議論から得られた式であるが，これをオリフィス噴流周辺の剪断層に適用するならば，噴流の付着点はレイノルズ数に比例して下流方向に移動する傾向のあることが予想され，また表3−1の値もそのような傾向を示している。$\alpha = 0.22$ のオリフィスについても同様の傾向が見られた。（fig. 3－4） これに対して，あるとき $\alpha = 0.22$ のオリフィスの実験中に，plate 6 に示すように流脈が管軸とほとんど平行にずっと下流に伸びる状態が観測された。この場合の管壁への付着点は，オリフィスから25D以上も下流で(3.3)式で予想された位置よりも数倍も下流にある。この臨界的な流れ状態は非常に微妙で，レイノルズ数の変化に対し敏感に反応するためいつも出現する訳ではないが，噴流の拡散が極度に少ない状態が実現していると考えられ非常に興味深い。このような状態が実現する理由として噴流周辺の循環流が噴流の粘性拡散に対する緩衝の役割を果していると考えられる。

3−4−4. 管内噴流のフローパターンに及ぼす開口比の影響

オリフィスの開口比（orifice area ratio）が非常に小さい場合，オリ

フィスから流出する噴流は壁との間にある十分に厚い流体に囲まれるので，ほとんど自由噴流と同じ状態にあると考えられる。これに対し，本研究に使用した程度の開口比のオリフィスでは，噴流と壁の間にある流体層の厚さが，オリフィス孔径と同程度の大きさなので噴流の挙動は管壁から何らかの影響を受ける。

先に流脈のパターンを整理したfig.3－4に層流状態の噴流の管壁への付着点を記入した。付着点は図上，Aの領域で直線状に分布し，$Re_d \simeq 380$，$Z/D \simeq 4$でℓと交叉する。流脈のパターンは当然付着点よりも上流側に存在するものであり，$Re_d \simeq 380$の値があまり変化しない事を考えると，$Re_d \simeq 380$はこれを境にして，流脈に波動が現われる臨界的な値を表わすと理解される。

曲線m上の点Sで示される位置，すなわちうず形の流脈が崩れずに存在する下流限界は，$\alpha = 0.30$の場合（S_2）の方が$\alpha = 0.22$（S_1）よりも下流かつ低レイノルズ数側にある。$\alpha = 0.30$の流れは$\alpha = 0.22$よりも噴流境界が管壁に近いため波動の振幅が同程度であれば$\alpha = 0.30$の方が噴流の外側の流れの減速が大きく波形がひずみやすい。その結果$\alpha = 0.30$の方が低いレイノルズ数（Re_d）でうず形成される。

3－4－5. オリフィス噴流が管内流に復帰する過程

オリフィスから流出する噴流が管内流れに変る過程を考えると，噴流が壁に達するまでと，速度分布が管内流れに変るまでの2段階の拡散過程がある。

流れが層流状態では，噴流の付着点と圧力回復位置は，レイノルズ数の増加とともに下流へ移動する。噴流周辺の剪断層に速度変動が現われると，初期は管壁にまで拡がる時間は短縮されるが，流れは全体としては層流であるので噴流が壁に付着してから管内流に変るまでの過程は，層流的に進みレイノルズ数に比例して伸びる。

レイノルズ数が大きい場合には，上の2段階の過程はしだいに乱流的になっ

て，噴流の付着点と圧力回復位置はオリフィスに近づく。

fig.2－12に示した圧力回復位置の変化から求めた臨界レイノルズ数を $\alpha = 0.30$ の場合について，表3－1から推定される $R'_{e_{cr}} \approx 240 \sim 270$ という値と較べると，噴流の付着位置から求めた $R'_{e_{cr}}$ の方が低い値であるのは上記の理由による。

以上のようにオリフィス下流の圧力回復位置は，噴流の付着点のさらに下流にあり，両者のレイノルズ数に対応する変化も少し異る。

3－4－6. 剪断層に生じた小攪乱が集中うずに成長する過程

Rosenheadは2次元の剪断層を微小な多数のうず点でおきかえ，このうず列層に微小な周期的変位を与えるとき，与えられたゆらぎの波長に相当する間隔の集中うずの列が形成されることを数値計算によって示している。

すなわち，はじめ等間隔に直線上に分布していた微小な集中うずの列に，微小うずの間隔よりも長い波長の正弦波状微小変位を与えると，波動は時間とともに振幅を増し，波の一方の側面が次第に立ち上る。小うずは次第にこの勾配の急な側面に集中して，変化はさらに強調されて，最終的には，はじめに与えた波動の波長間隔でその点を中心とするような集中うずが並ぶ。

また剪断層を連続的なうず層として表わす2次元理想流体の理論を用いても微小変位の範囲でうず層変位の増大と，うず度の集中する過程を示すことができる。（谷[33] 1944） このような過程は3－3－2で述べたように流脈上に色の濃い部分が現われ，その部分が波動の進行方向に面する側に集中して，うず状の流脈が形成されるという経過とよく似ている。しかし，実在の流体の場合は粘性があるため，剪断層の変動が弱い場合には，plate 7 に示すようにはじめ波動の前面に集中した色素がしだいに波動より遅れ，結局は下流で崩れる状態が見られた。

剪断層から集中うずが発生する過程は，2次元のうず層モデルによるシュミレーションによって定性的ではあるが，よく説明されるように見える。しかしこの議論では，うずの流出周波数やうず間隔については何も知ることはできな

い。

P.Freymuth[10]（1966）やG.S.Beavers and T.A.Wilson[5]（1970）らは，噴流に適当な強さの周期的攪乱を与えるとその周期に応じたうず発生が起ることを実験的に示している。

外部からの攪乱が非常に小さい，いわゆる「静かな」流れの場合，うず流出周波数は剪断層の性質によって決定される。すなわち線型安定性理論によれば層流中の剪断流れは，あるレイノルズ数以上で流れに含まれる微小な変動をその周波数に応じ選択的に増幅する性質をもつ。

Sato[30]（1960）は，2次元自由噴流に関する実験と解析を行って，噴流中の微小攪乱が受ける増幅率とストロハル数との関係を求め，実現されるうず流出周波数が最も大きく増幅される攪乱の周波数に一致することを示している。

結局，2次元自由噴流におけるうず発生機構は次のように理解される。はじめ，流れの中に含まれた微小な乱れ中の特定の周波数のものが，下流方向に増幅されある程度の大きさになる。他に大きな振幅の乱れがない場合には，この増幅された乱れが剪断層に外乱として作用し，その結果剪断層はこの外乱に従って正則な周波数で流出するうずを形成する。

本研究の対象とする管内オリフィス噴流の場合も同様の過程でうず流出が行なわれるものと思われるが，管内噴流の場合は線形理論で用いられる平行流れや相似速度分布の仮定が成立する部分が少ない上，流れ方向に正の圧力勾配が存在するので現象は2次元自由噴流の場合よりも複雑（おそらく不安定）であると思われる。

3-4-7. うず形の流脈の意味とその取扱いについて

ここでは，集中うずが存在しない場合にもうず形の流脈が形成される事を示し，その取扱いについて述べる。

Hama[11]（1962）は，周期的に変動する剪断流において流脈がうず形のパターンを形成し，あたかもうず列が存在しているかのように見えることを示している。すなわち剪断層が周期的に波打っているとき，流れとともに動く座標

系から流れを見ると，いわゆるCat's eye 形の回転運動の流線が形成されるため，この流れに乗って動く流脈線もまた回転運動をする。このようにして出来るうず形の流脈を「擬うず」と呼ぶことにする。

擬うずは，剪断層の波動によって形成される流脈パターンを指すものであるが，剪断層の波動が減衰せずに続けば，3−4−6 に述べたようにうず度の集中が進み，やがて本当のうず列が形成される。本当の集中うずが存在する場合にはもちろん流脈パターンはうず状となるので，流脈のパターンから擬うずとうずと区別することは一般的には困難であるが，流脈パターン形よりも，時々刻々の変化を詳細に検討すれば区別できる場合もある。

たとえばplate 4（R_e＝704）では，うず形の流脈の回転はZ／D＝1.5～2.0 の間で加速されうずの崩壊後も核の部分は激しく回転している。これらはうず度が十分集中していたことを意味し，回転が加速されるZ／D≃1.5では集中うずが形成されていると考えられる。

うず輪の列に何らかの不釣合が生じた場合，相対的に小さいうず輪がその並進運動を速め前のうず輪に追いついて連成した運動（pairing）を起す。このような現象は波動運動の隣り合う2個の波の運動としては考えられないので集中うずの存在を証明するものである。plate 8（R_e＝594）にうず輪の連成運動を示す。オリフィス下流に出来るうず輪は，大抵は1回の連成で双方のうず輪が変形して崩壊するようである。

次に，擬うずの例としてplate 5を挙げる。3枚の連続写真からうず形の流脈の回転運動は約180°の回転の後Z／D≃1.6で停止し,Z／D＝2.5～3でうず形が引き伸ばされるように変形していることが判る。この流れでは，Z／D≃0.4から集中し始めたうず度がZ／D≃1.6ではもう減衰し，うずを構成していた流体もZ／D≃2.5からは互いに離れて行くという現象が起っている。この運動では，回転運動の加速がほとんど見られないので集中うずと言えるほどのうず度の集中は起らなかったと考えられる。したがって，この写真に見られるうず形の流脈は擬うずと推定される。

結局，3−4−6 に述べた過程で剪断層から集中うずが形成されるとすれば，

擬うずと真の集中うずとの相違は，うず度集中の程度の差であって擬うずは集中うず形成への途中の状態であると理解される。本論文では両者を区別せず両者共「うず」と呼んでいる。

第 4 章

オリフィス下流の速度場

4−1. はじめに

ここではオリフィスを通る流れが管内流に変ってゆく過程を明らかにするために，オリフィス下流の速度を測定し，速度分布，速度変動のレベル，パワースペクトル等の空間的変化について詳細な検討を加えた。

実験に使用したオリフィスは開口比が $\alpha = 0.22$ と 0.30 の2種類である。

探子を直接挿入する方法では狭い管内の外乱に敏感な流れを正確に測定することは難しいので，ここでは流れを乱さない非接触的測定手段であるレーザードップラー流速計を用いて速度を測定した。使用したレーザードップラー流速計の詳細についてはAppendix Cに述べる。

4−2. 実験方法

4−2−1. 速度の測定ならびにデータ処理

レーザードップラー流速計（以後 L.D.V. と略す）の原理は入射レーザー光を受けながら移動する流体中の微粒子の放出する散乱光の周波数がドップラー効果により入射光の周波数からずれる現象を利用するものである。散乱光の周波数をそのまま測定することは出来ないので，これを他の光（入射光または別の散乱光）と干渉させて得られるうなりの周波数を光電子倍増管（photo−multiplier）で電気的に検出する。

ここではL.D.Vをいわゆる前方散乱干渉じま方式（forward scattering differential mode）で使用し，流れの管軸方向速度成分を測定した。すなわち，管軸と直交する方向から入射させた2本のレーザー光を，レンズを用いて管軸を含む水平面内で交叉させる。そして交点を通過する微粒子から散乱される散乱光を，レーザー光の入射方向と向い合う側から検出する測定方式である。

この方式で検出される周波数（f_D）は，2本の入射光の作る面内で交角を

2等分する線に直角な方向の速度(v)の絶対値に比例する。

$$f_D \propto |v| \tag{4.1}$$

このままでは，オリフィス下流の低レイノルズ数流れのように逆流を含む大振幅の変動速度の測定には不都合なので，ブラッグセルを用い入射光に周波数シフトを与え，2本の入射光の周波数がf_Sだけずれるようにした。このとき検出される周波数f_{out}はf_Sとf_Dの和であるので，f_Sの範囲内で流れ方向の正負を判別できるようになる。

測定に用いたDISA55L型のL.D.V.システムでは，f_{out}をトラッキングフィルター回路によって周波数に比例したアナログ出力電圧に変換する。

あらかじめ，レーザー光の波長λとシフト周波数f_Sが判っていれば，レーザー光の交叉角（2θ）を測定して次式によって流速vを求められる。

$$\left.\begin{aligned} v &= k(\theta)\cdot(f_{out}-f_S) \\ \text{ただし}\quad k(\theta) &= \lambda/2\sin\theta \end{aligned}\right\} \tag{4.2}$$

L.D.V.で測定される速度信号は，fig.4−1のブロック図に従って処理された。

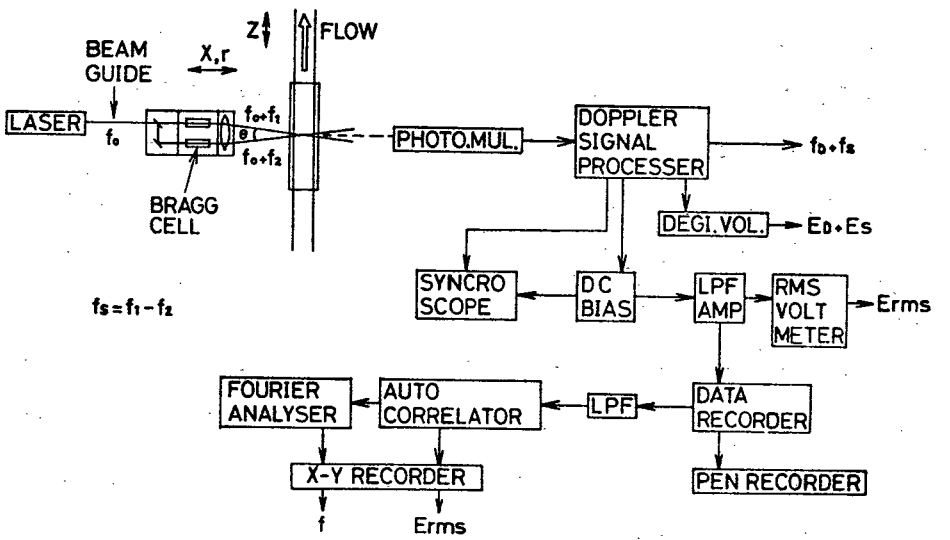


Figure 4-1. Laser Doppler Velocimeter and block diagram of signal processing system.

L.D.V.の出力電圧の直流分を直流電圧計で読みとる。変動速度に対応する電圧の交流分については，rms値を測定し，次の信号処理のために一旦信号を磁気テープに記録しておく。

速度変動中の周期的成分の振巾と周波数をノイズから分離して検出するため出力の変動成分の自己相関（Auto − Correlation）をとり，さらにこれをフーリエ分析して，パワースペクトルを求めた。

自己相関C_{xx}は長さT(averaging time)の信号s(t)から次式で定義される。

$$\text{自己相関}\ C_{xx}(\tau)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T s(t)\cdot s(t+\tau)\,dt \qquad (4.3)$$

ここでτは遅延時間と呼ばれ，この場合$C_{xx}(0)$は(4.3)式から明らかなように$s(t)$の2乗平均値となる。ほとんどランダムな成分ばかりから成る信号では$C_{xx}(\tau)$の値は少し大きいτに対しては零になる。

それに対し，周期的成分が含まれる場合には，$C_{xx}(\tau)$も同じ周期的な値をもつため，ランダムなノイズに埋れた周期的な信号の検出，およびその信号の時間平均的性質の解析が可能となる。

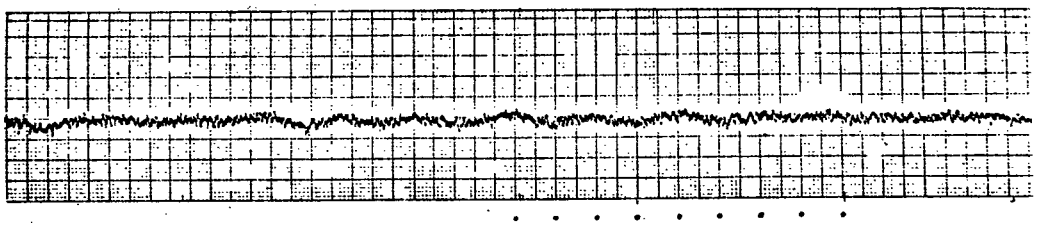
fig.4−2は周期的成分を含む信号の自己相関とパワースペクトルの例である。規則的なゆらぎの現れている流脈近くで測定した信号波形（fig.4−2a）から計算された自己相関（fig.4−2b）は，明瞭な周期性を示し，スペクトルも集中した形をしている。

これに対し規則的な速度変動が減衰した位置で測定した信号波形（fig.4−3a）から計算される自己相関は$C_{xx}(0)$の値の大きさに比べて$\tau \neq 0$のC_{xx}はレベルも低く不規則でスペクトルもランダムに見える。

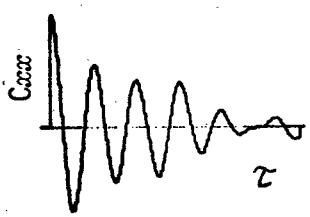
なお，データ解析に用いた相関計のACモードでの低域カットオフ周波数は1.6Hz（−3dB）であった。本研究では，通常磁気テープにFM記録した信号は10倍の回転数で再生して解析したので　結局，カットオフ周波数0.16Hz（−3dB）になっている。

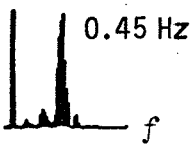
4−2−2.　測定パラメータの設定

自己相関の計算は(4.3)式に従えば，非常に長いデータに関して積分を行



(a) Signal

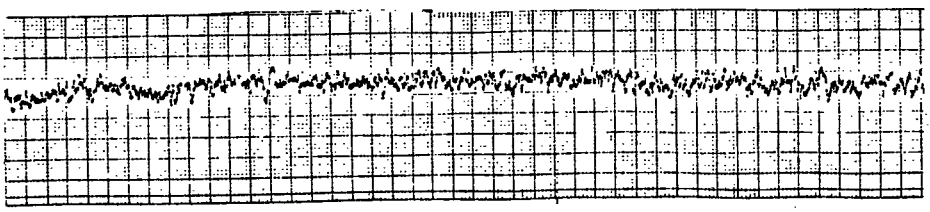




Re=260
X/R=0.8
Z/D=3.0

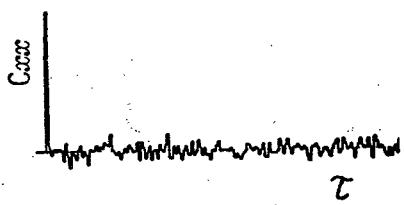
(b) Auto-correlation (c) Power spectrum

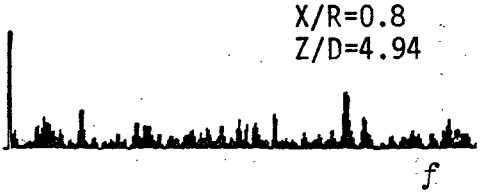
Figure 4-2. Auto-correlation and power spectrum of relatively cyclic signal. Time interval of dots, 1sec..



(a) Signal

Re=260
X/R=0.8
Z/D=4.94





(b) Auto-correlation (c) Power spectrum

Figure 4-3. Auto-correlation and power spectrum of random signal. Time interval of dots, 1sec..

わなければならないが，ここではディジタル機器を用い有限長さの信号から一定時間間隔（$\triangle t$）でサンプリングした値を用い（4.4）式によって計算した。

$$C_{xx}(\ell \cdot \triangle t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} s(n \cdot \triangle t) \cdot s\{(n+\ell) \cdot \triangle t\} \qquad (4.4)$$

$$\ell = 0, 1, 2, \cdots\cdots m$$

自己相関の計算に用いる信号の長さは，結果が変らなければ短いことが望ましい。適切な信号長さを決めるために加算回数Nを変えて同じ信号を処理し，fig.4－4に示す自己相関とスペクトルを得た。加算回数Nが少ない場合，ス

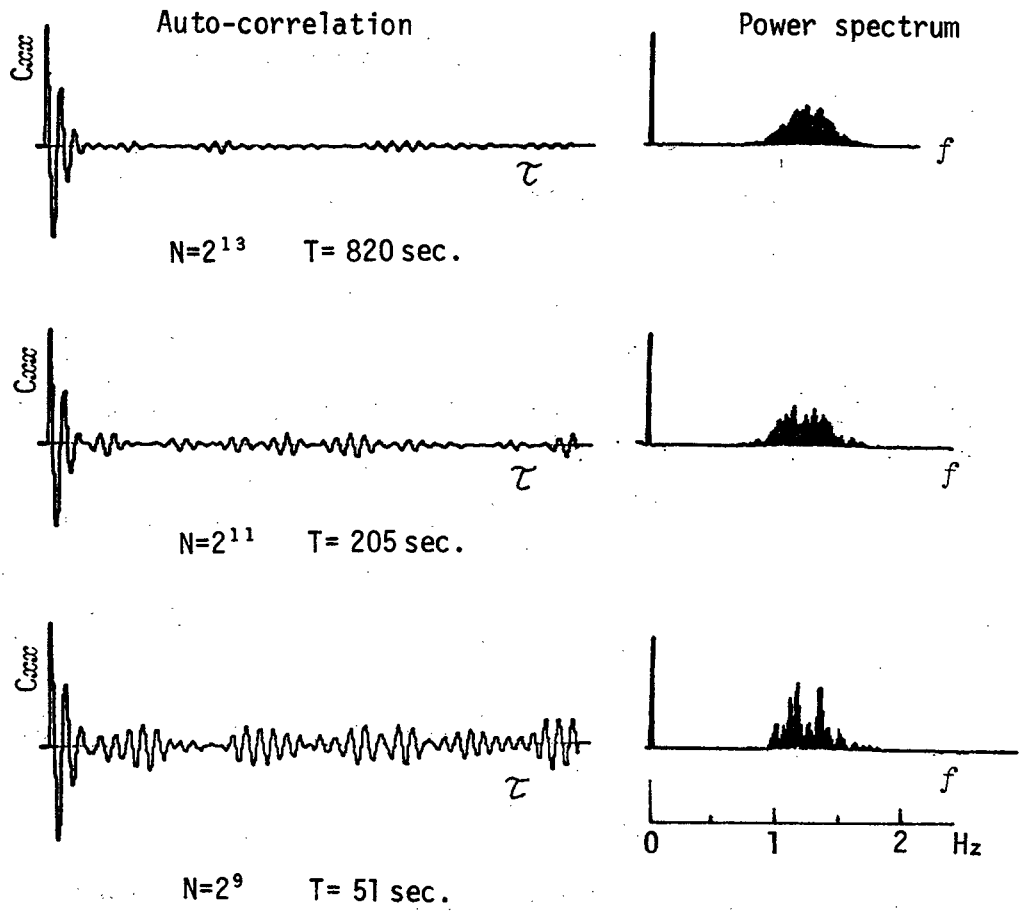


Figure 4-4. Effect of averaging time.

ペクトルはいくつかの鋭いピークをもっているが，加算回数が多くなるに従いスペクトルは平均化され全体としてなだらかな分布となる。

すなわち，速度変動中の周期的成分は，ある周波数範囲で常にゆらいでいるため，短時間の測定信号（N；小）からは，比較的鋭いピークをもつスペクトルが得られ，長時間の測定信号からスペクトルを計算すると，信号の周波数帯域をあらわすような平均化されたなだらかなスペクトルが得られる。

これらのことを考慮して短時間における周波数の集中度と長時間の周波数変動範囲が推定できるような加算回数として$2^9=512$を採用した。

これに相当する信号の長さは，サンプリング時間間隔0.1秒*の場合，77秒であるが余裕を見て120秒以上の信号を記録し解析した。

4−3. 実験結果

4−3−1. オリフィスエッジ近くの流速分布

オリフィスエッジのごく近くでは噴流内部の速度分布はfig.4−5aに示すように管軸上の流速よりも噴流境界の方が速く，噴流と周辺流体の境界で速度はほとんど不連続に変化している。

この速度分布形は，逆流部の流体が測定位置（Z／D＝0.05，Z≃2 mm）からオリフィス前面位置までの間に噴流に取り込まれ，管内平均流速のほとんど5.8倍程度まで加速されることを示している。この場合，逆流流量から計算すると逆流して来た流体が流れ下るときの層の厚さは，0.25mm程度である。

このような特異な速度分布の形は，オリフィス通過後のほんの短い区間のみ存在し，噴流境界の高流速部はすぐに平均化され，fig.4−5bのように周囲に逆流部を伴う矩形速度分布の噴流が形成される。なお，fig.4−5の速度分布は下流でfig.4−6bに続く。

4−3−2. オリフィス下流の速度分布

fig.4−6に開口比0.22のオリフィスから流出した噴流が層流のまま拡散

＊ 分析する信号の周波数が5Hz以下の場合に相当する。

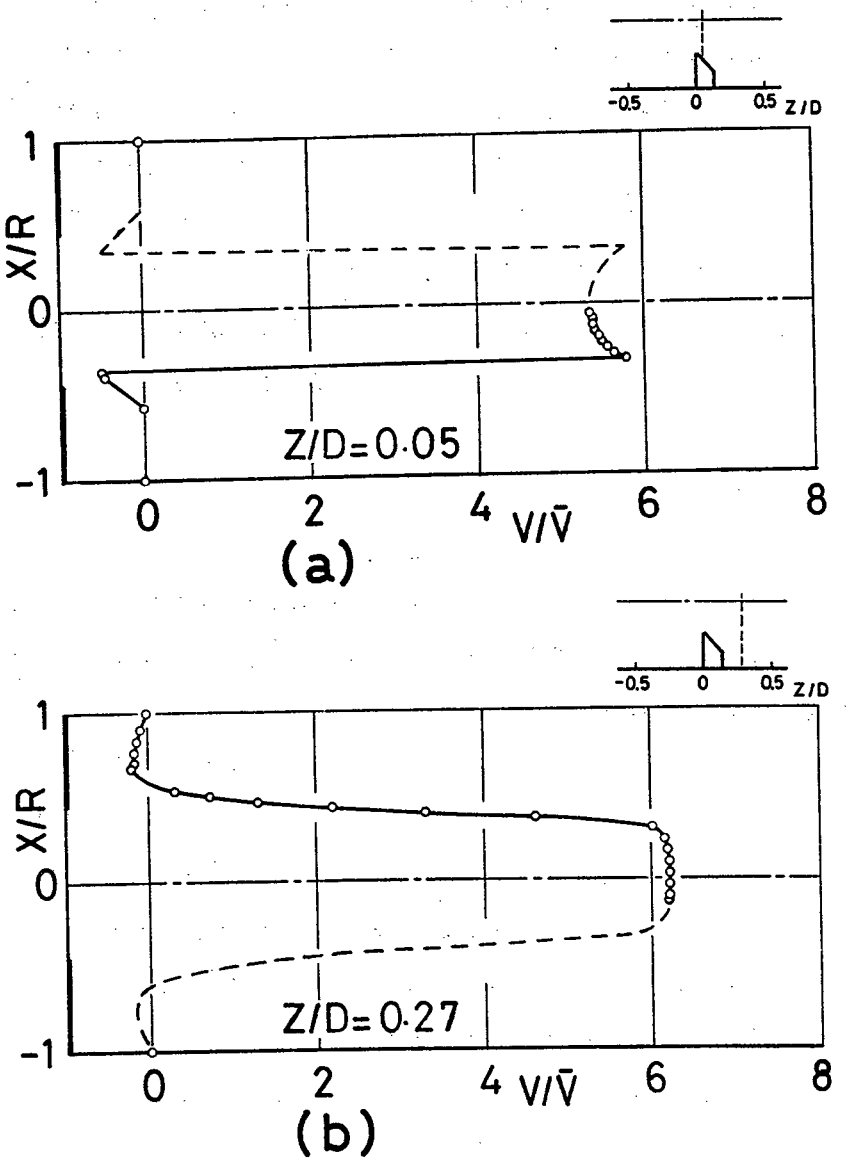


Figure 4-5. Velocity distribution immediately downstream of orifice. α=0.22, Re=180.

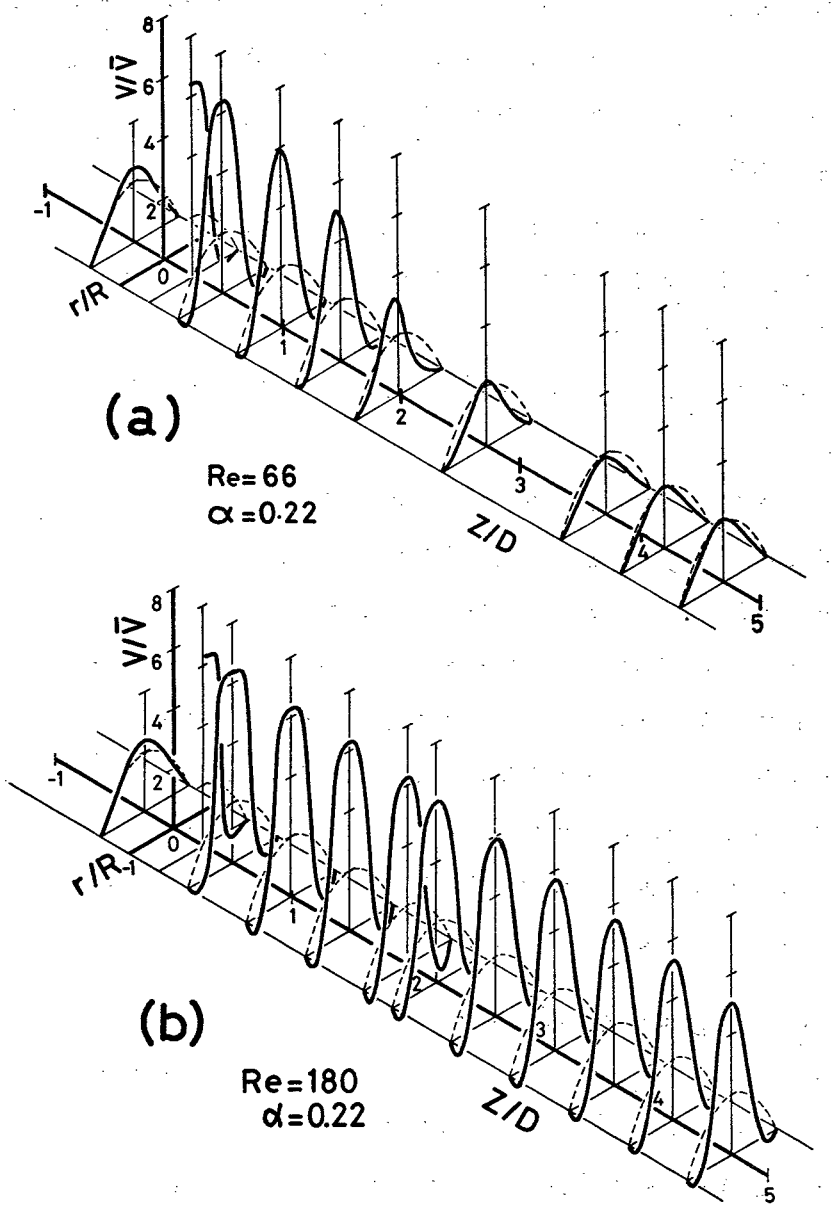


Figure 4-6. Streamwise variation of velocity profile at lower Reynolds number.

減速してゆく場合の下流方向への速度分布形の変化を示した。

比較のため図中には，Hagen － Poiseuilleの流れに相当する速度分布形を破線で示してある。レイノルズ数がごく小さい間はfig.4－6aのようにオリフィスから流出する噴流は管壁へ早く付着し，速度分布もまた本来の管内流れに早く復帰する。

fig.4－6bに速度分布形を示したR_e＝180（R_{e_d}＝384）の流れは，3－4－4に述べた噴流境界にゆらぎが発生する臨界レイノルズ数付近の状態である。速度分布形の変化は非常に少なく逆流がずっと下流まで残っている。これは流脈が軸と平行に下流方向へ長く伸びるplate 6の状態に対応するように思われる。

つぎに下流で乱流が発生する場合の速度分布をfig.4－7に示す。

図中の垂直方向の直線(I)は測定の際に計器の振れとして読みとられる速度の変動幅を，丸印（○）はその中央値をあらわす。

fig.4－7aは，乱流発生初期（plate 7の状態）の速度分布形である。速度変動の幅は下流へ行くにしたがって急激に大きくなってゆく。

さらに大きいレイノルズ数の流れ（fig.4－7b，plate 10a）では，Z／D＝2.5付近から速度分布が急速に変化し，Z／D＝4.7では平担な形となっている。この平担な速度分布形の位置はfig.2－8aに示したα＝0.205のオリフィスの圧力回復位置に対応している。

4－3－3. 速度変動の軸方向の分布

いくつかのレイノルズ数についてα＝0.30のオリフィスを通る流れの速度変動の軸方向成分を管軸上で測定した結果をfig.4－8に示す。

図において縦軸は速度変動のrms値に相当する値である。

各曲線においてオリフィス近くから単調に値が増大する部分は，流れの速度変動が層流的経過で成長する区間である。

この初期的な速度変動の成長部分は，R_e＝260，320の場合は，レイノルズ数が増せば下流方向に伸びるが，R_e＝400以上では短くなる傾向がある。

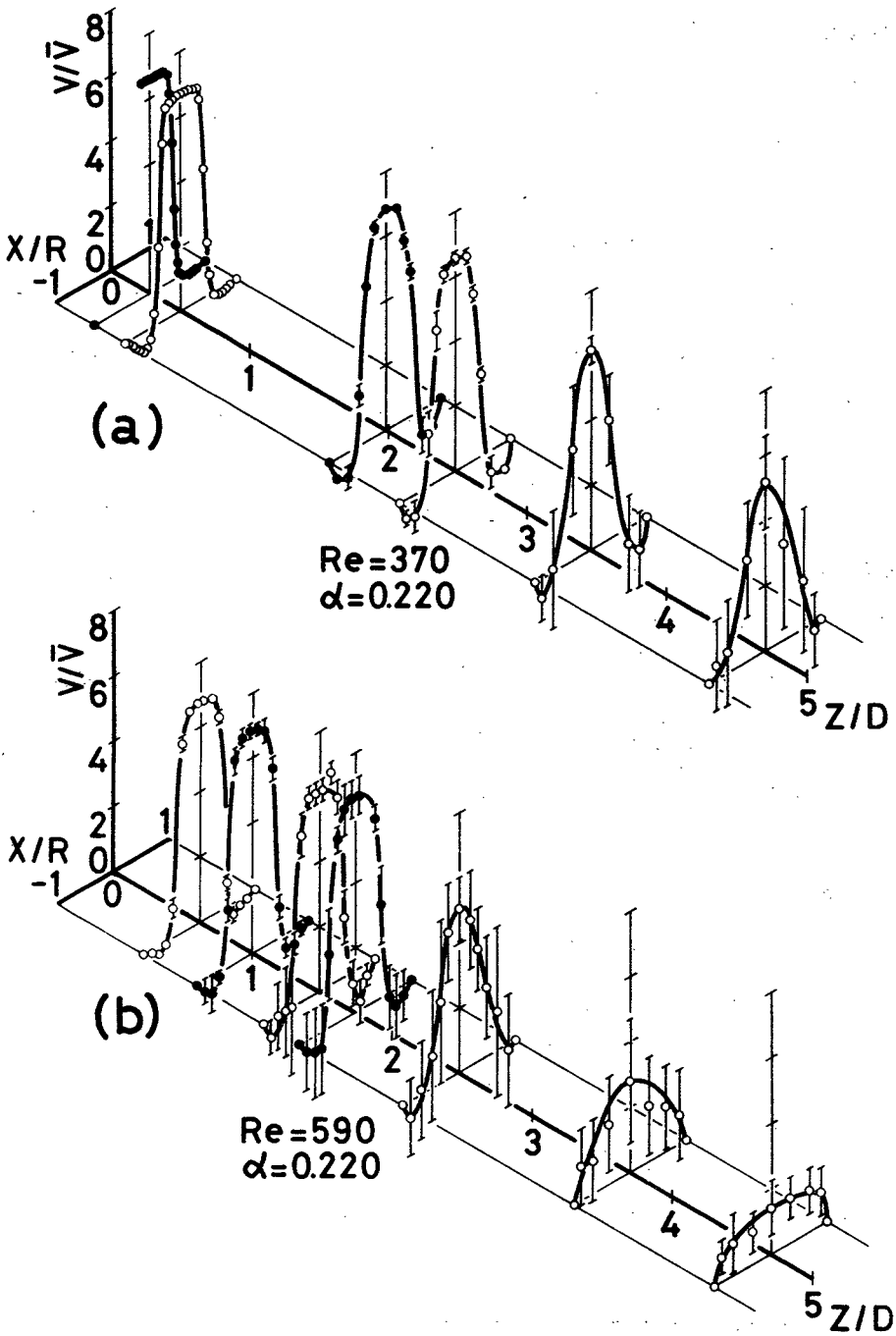


Figure 4-7. Streamwise variation of velocity profile at higher Reynolds number.

plate 11とfig.4−8を対比すれば，この初期的な変動成長部分は，流脈の波動が小さい区間に対応している。

流脈上に濃淡あるいは僅かな波動が現われるような流れ（plate 1，2）では，速度変動レベルははじめ下流方向に増大するが，やがて徐々に減衰してゆく。

$R_e=320$の場合の速度分布の軸方向変化をfig.4−9に示す

速度変動（fig.4−8）が最大となる位置（Z／D≃3）と噴流の軸上速度（fig.4−9）が減少しはじめる位置とが一致するが，全体的に速度分布形の変化は少ない。この場合には，速度変動は流れの状態を変える程大きくないと言える。

これに対して，下流で弱い乱流が発生する場合（fig.4−8 $R_e=400$，500）には，はじめ増大した後しばらくは平担な分布を示した変動レベルがその下流で急増している。

$R_e\geqq500$の場合，fig.4−8とplate 11を比較すれば，速度変動値の変化の少ない部分は流脈のうず輪が存在する区間，後に続く変動値の急増部分は，うず輪の崩壊する区間に対応している。すなわち噴流境界に集中していた周期的速度変動がうず輪の崩壊によって管内に散り，管軸上の速度変動値を不連続的に急増させるのである。

$R_e=500$の場合の速度分布をfig.4−10aに示す。変動レベルの変化がなだらかなZ／D≃3までは速度分布形の変化も少ないが，その下流で変動レベルの急増と分布形の平均化が急激に進む。

これに対応する速度変動率分布がfig.4−10bである。

図において速度変動率V_{rms}（%）は，その管断面の速度分布の極大および極小値の差に対する割合として次のように定義した。

$$V_{rms}(\%)=\frac{V_{rms}}{V_{max}-V_{min}}\times100 \qquad (4.4)$$

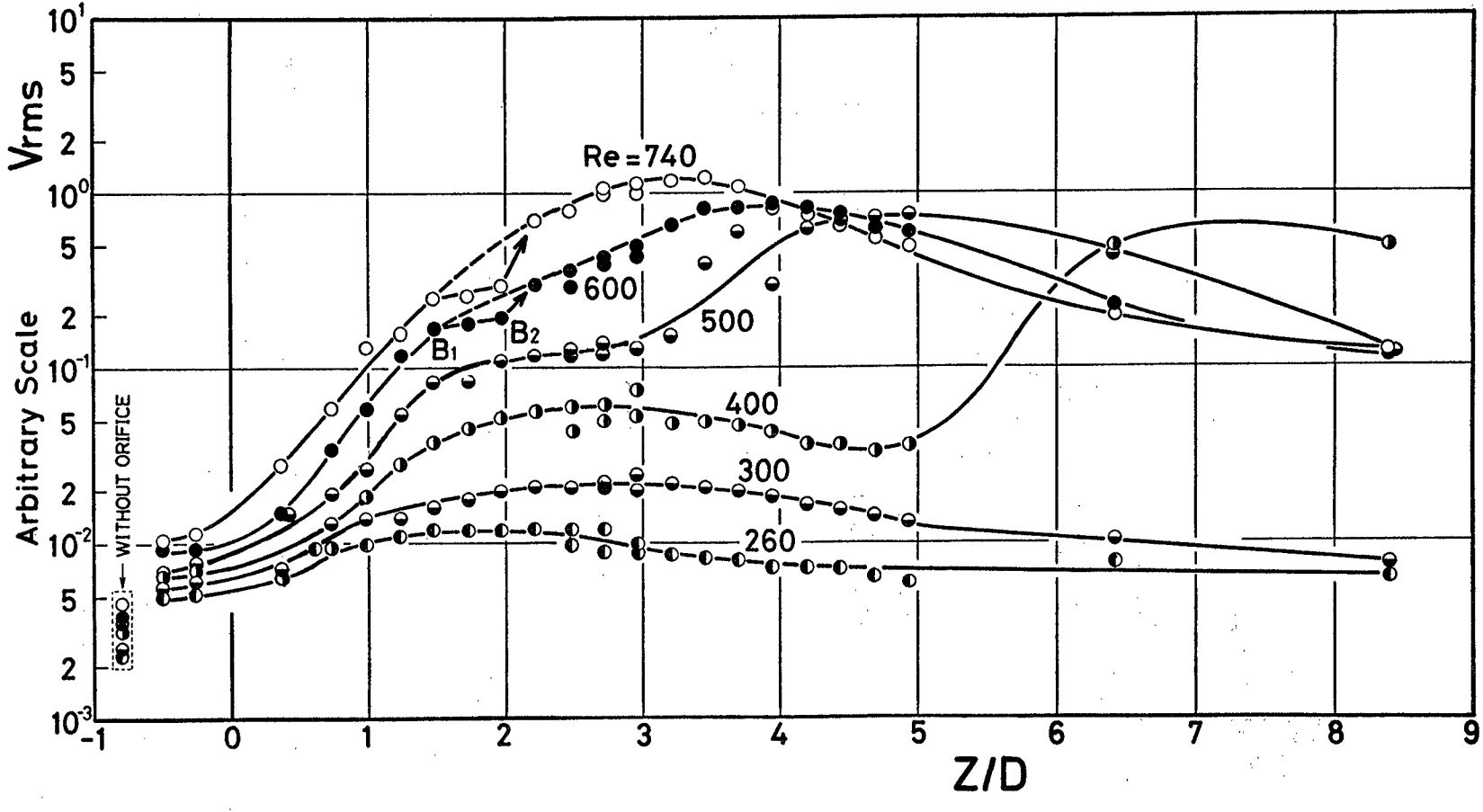


Figure 4-8. RMS amplitudes of velocity fluctuations along pipe axis. α=0.30 .

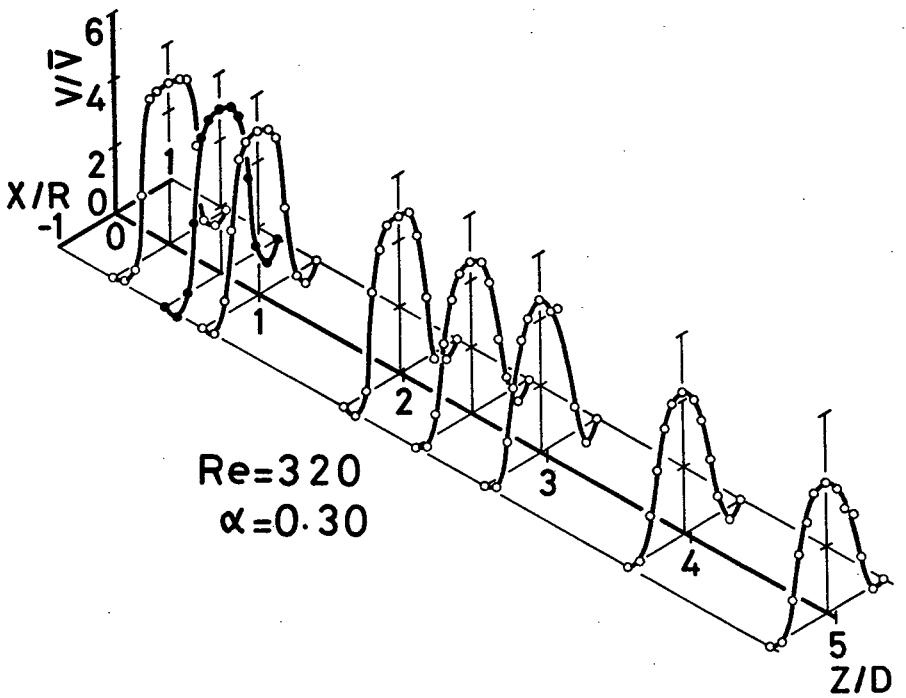


Figure 4-9. Streamwise variation of velocity profile.

管軸上の速度変動が急増するZ／D≃3より下流では，fig.4−10b に見るようにV_{rms}（%）は全体に増大しており，同時に噴流境界にあった鋭いピークは徐々にならされて消滅して，最後には管軸上で最大となるような山形の分布形となる。

十分発達した乱流の現われる流れ（R_e＝600，740）の場合も管軸上の速度変動レベルが急増（$B_1 \rightarrow B_2$）するまでの過程は前と同じである。しかし変動レベルはその後さらにゆるやかな増加を続ける。

R_e＝600の場合の速度分布と変動率分布をfig.4−11に示す。

Z／D≃2.5までは速度分布は整った形で変動率の分布形にも大きな変化はない。

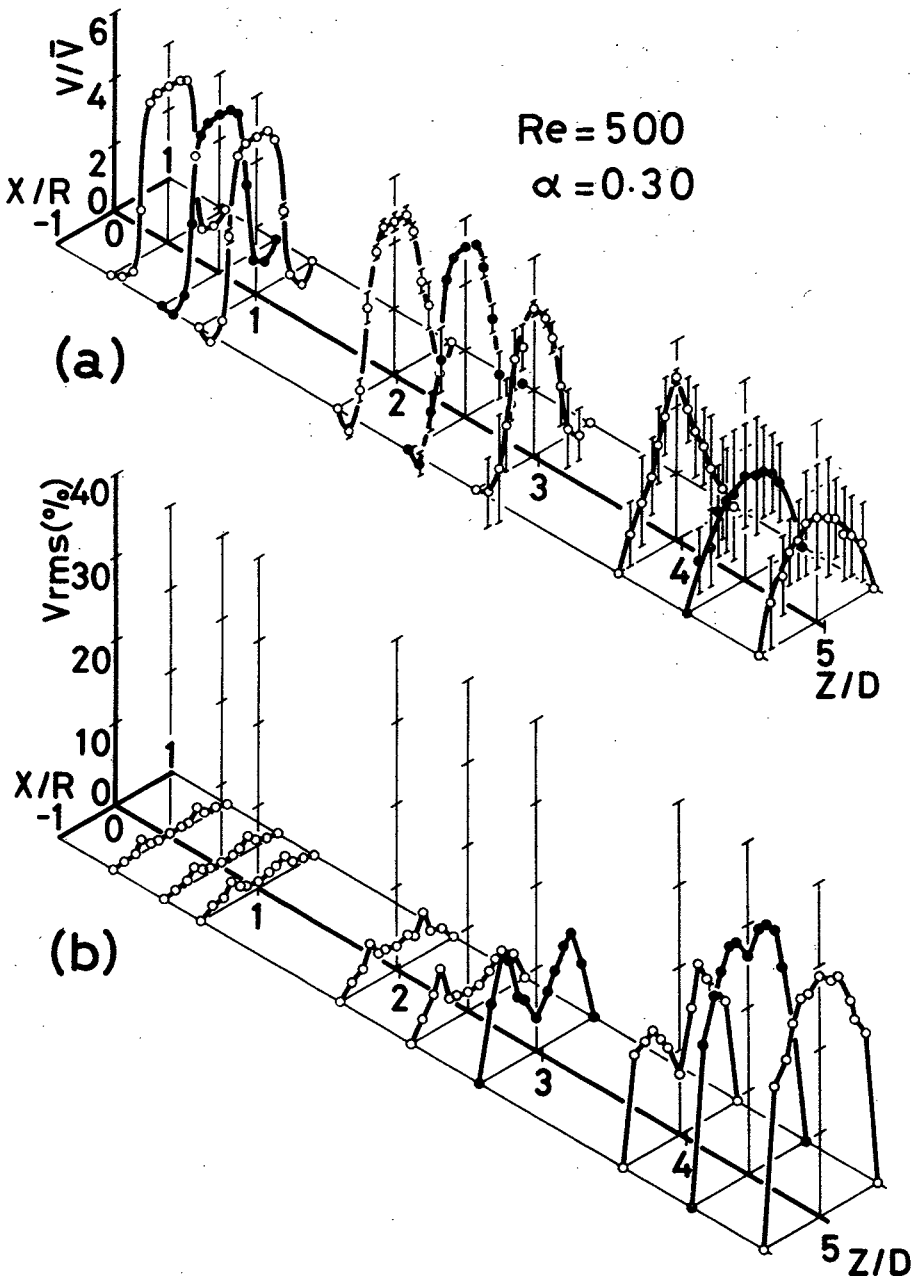


Figure 4-10. Streamwise variation of velocity profile and profile of velocity fluctuation rate.

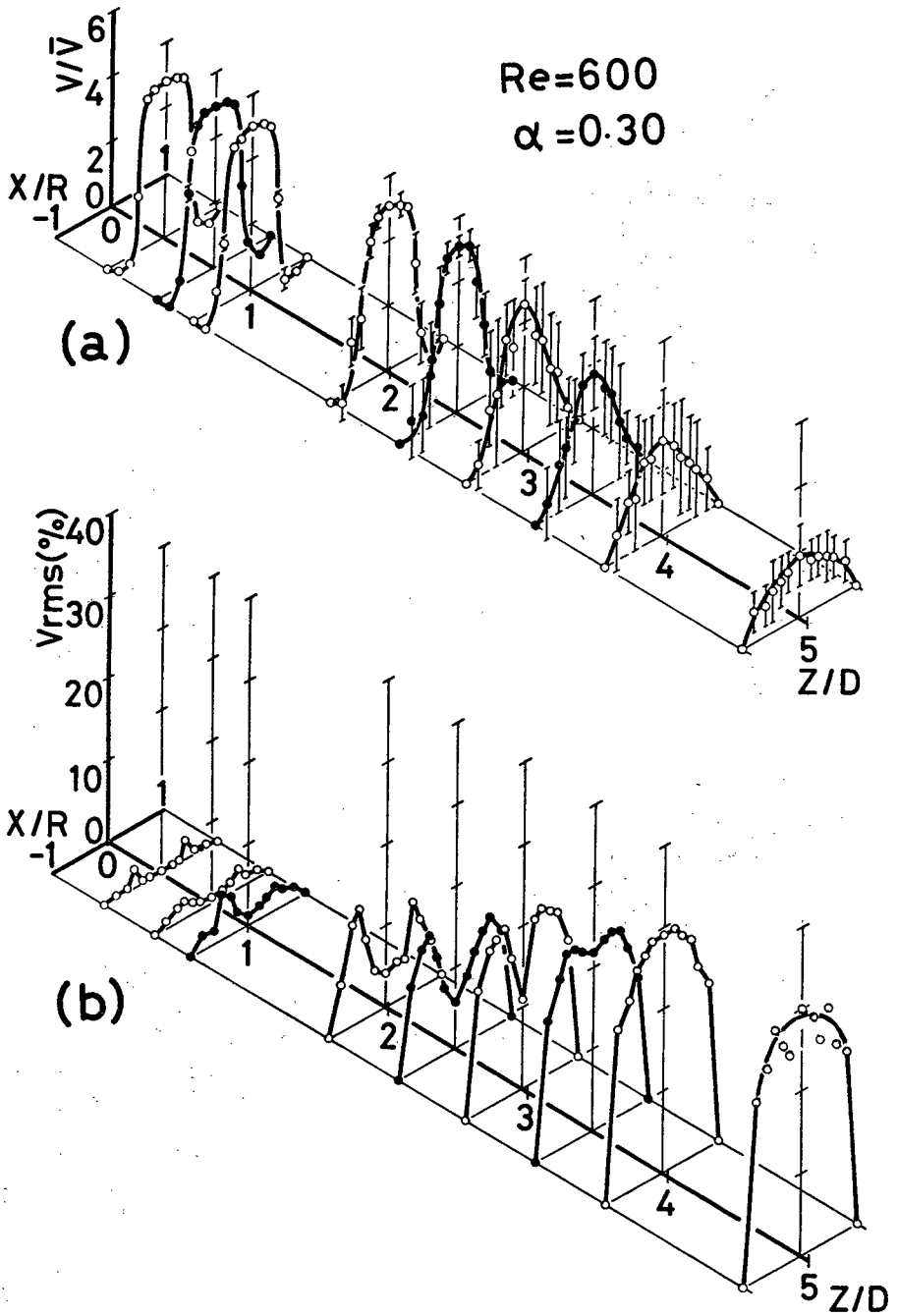
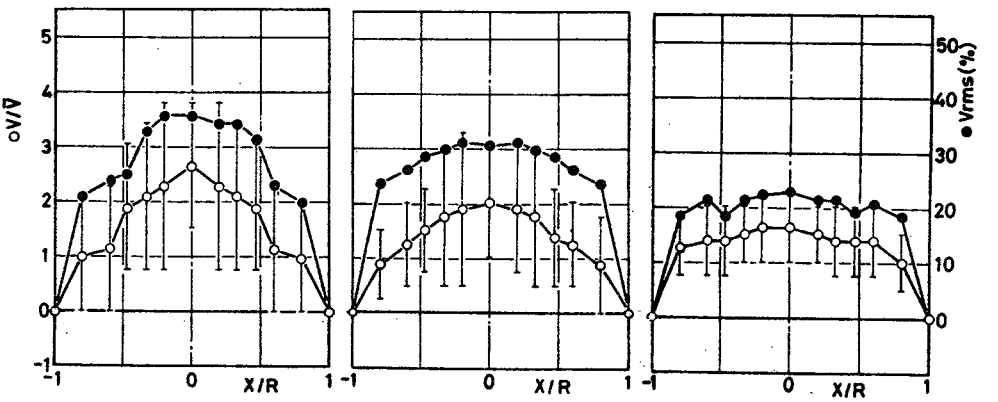


Figure 4-11. Streamwise variation of velocity profile and profile of velocity fluctuation rate.

Z／D≃2.5より下流で速度分布形は著しく変化し，変動レベル分布も中央凹形から凸形に変る。

乱流発生に伴う速度分布，速度変動率分布の平均化の過程をfig.4－12に示す。



(a) Z/D=3.5 (b) Z/D=4.0 (c) Z/D=5.0

Figure 4-12. Streamwise variation of velocity and velocity fluctuation profiles after turbulence occurs. α=0.30 Re=740, o; mean velocity, ●; velocity fluctuation rate.

Z／D＝3.5は管軸上の速度変動が最も大きい位置に相当し，これをfig. 4－12aに見れば乱れが管軸にまで到達した直後の状態であることがわかる。図において速度変動は管軸付近が他の部分より一段と大きく，乱れはまだ壁近くまで拡がっていない。

fig.4－12b（Z／D≃4）の速度分布形は管内層流に極めて近いので，分布形だけでは，一見管内流に復帰したように見えるが，管内層流となるためには，さらに速度変動が減衰しなければならない。

fig.4−12c（Z／D≃5）の位置がほぼ圧力回復位置に相当することが，fig.2−8bから推定される。速度および速度変動率ともこの区域では平担で流れは完全な乱流状態と思われる。しかし，速度変動は減衰過程に入っているので，これより下流で速度分布は層流形に変化してゆく。

4−3−4. 速度変動のパワースペクトル

開口比0.3のオリフィスを通るR_e = 600の流れの管軸上で測定した速度変動波形とパワースペクトルをfig.4−13に示す。なお，図で縦軸の尺度は統

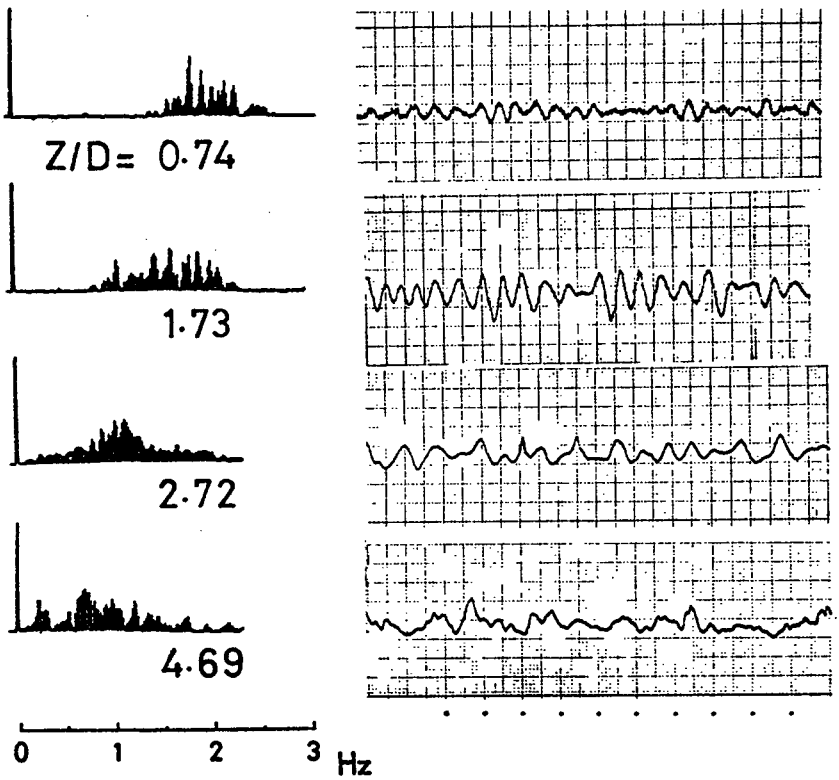


Figure 4-13. Velocity fluctuation and power spectra measured along pipe axis. Each ordinate scale is arbitrary. Time interval of dots; 1 sec.. α=0.30, Re= 600.

一されていない。

図から明らかなように速度変動の波形は，下流へ行くに従い周期性を失ってゆく。これを周波数スペクトルで見ると，はじめよく集中したいくつかの鋭いピークを持っていた周波数分布形が，下流へ行くに従って周波数は低下し，同時に分布は拡がっていることがわかる。

一方では，これらの変動の振幅はfig.4－8からも分るように，下流へ行くほど増大している。

このような場合，各周波数成分は振幅の絶対値よりも，周波数スペクトル中の相対的な大きさによって評価すべきである。

そこで速度変動のスペクトルの空間的変化を表示するために，次のように整理した。スペクトル上で目立った周波数ピーク値を選び，それぞれのレベルに従って対数目盛上で等間隔な8等級（表4－1）に分類する。

各等級は，その対数レベルに比例した大きさの直径の円で表現する。また一つのスペクトル中でも最大レベルの周波数成分の61％以上* のレベルをもつ成分は黒丸，それ以下の成分は白丸で表わすことにしてスペクトル中での重要さを区別する。

このような方法に従い，実験結果を整理したものを以下に示す。

表4－1. パワースペクトルレベルの等級分類

Class	*rms* Level [V]
1	～0.006
2	～0.011
3	～0.020
4	～0.036
5	～0.066
6	～0.120
7	～0.220
8	0.22 ～

(a) 速度変動スペクトルの軸方向変化

いくつかのレイノルズ数の流れについて，管軸に沿って測定した速度変

* 正規分布の±σ以内の成分に対応する。

動のスペクトルをfig.4−14に，また，それらに対応する流れの流脈パターンをplate 11に示す。

fig.4−14aの流れは流脈にわずかな波動が現われた状態である。(plate 11a) Z／D＝0〜1の間で，1Hz近くに集中したスペクトルは，Z／D＝1.5〜3.0の間での変化は少ないが，全体としては下流方向にゆっくり周波数が低下する傾向がある。fig.4−8のrms値の変化を見ると，この流れではオリフィス近くで発生し，下流方向に成長した速度変動がZ／D＝1〜3.0 でゆるやかに増し，その後減衰している。

fig.4−14bはplate 11bに対応する大きい立ち波の見られる状態の流れで測定したスペクトルである。Z／D≦5の範囲におけるスペクトルの軸方向の変化はfig.4−14aと非常によく似ている。

すなわち，Z／D＝0〜1の間で1.1Hz近くに鋭いピークをもつ成分が現われZ／D≃2.5までの間では変化は少ないが，全体にゆるやかな周波数の低下が認められる。速度変動のrms値が最大となるZ／D＝2.5〜3付近でスペクトルは低域側に拡がって，その後，Z／D＝5までは周波数の高い成分から順に消滅する傾向が続くが突然下流Z／D≃6.5 に低い周波数の強い乱れが発生している。

fig.4−14cのスペクトルパターンに対応するフローパターンをplate 11dに示す。fig.4−14cにおいて，A→Bの区間で周波数が約2Hzから約1Hzへ急減している。この間の流れの状態はplate 11dではうず列が存在する区間に相当し，fig.4−8に示したようにrms 値の変化はむしろ少ない。

一方，Z／D＝2.2〜3.2の間ではrms値は増大しているが，スペクトルの変化は少ない。スペクトルはZ／D＝3.2より下流で急速に低周波数側へ拡がり，その後周波数の高い側から減衰している。

R_e＝740の場合の速度変動スペクトルの軸方向変化をfig.4−14dに示す。これに対応する流れのパターンはplate 11eである。R_e＝740の流れにおいては，R_e＝600の場合よりも始めに現われる変動の周波数が高く，か

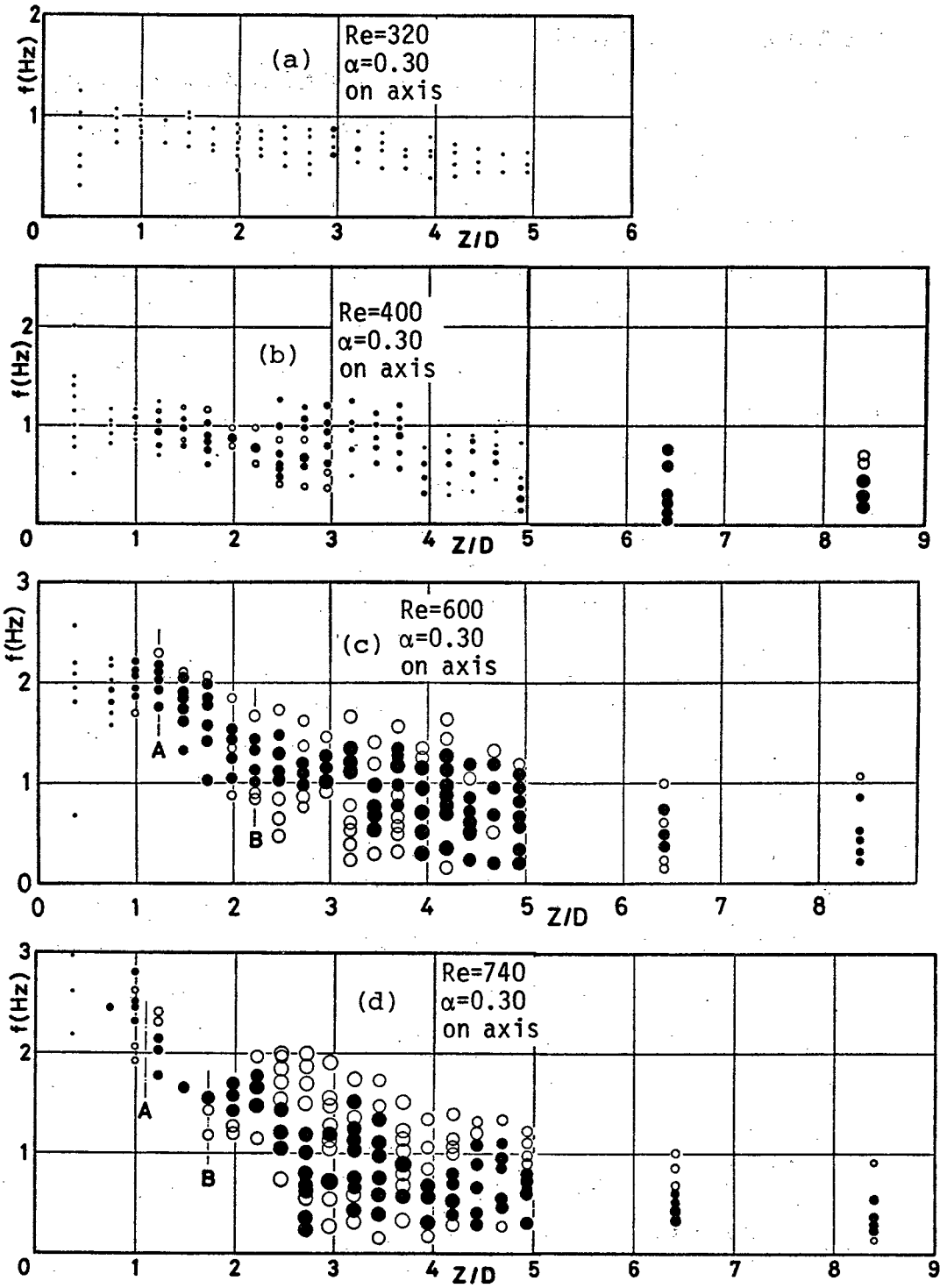


Figure 4-14. Axial variations of predominant frequency components contained in velocity fluctuations.

つ周波数の減少する区間$\overline{AB}$は短い。

B点から噴流の付着点*（Z／D≃2.5）の間での変動周波数は約1.5Hzで，その変化は少ないが付着点付近でスペクトルは急激に0〜2Hzの間に分散する。拡がったスペクトル分布は他の例と同様に周波数の高い方から減衰してゆく。

(b) 速度変動スペクトルの径方向変化

R_e＝400の流れのいくつかの代表的位置におけるスペクトルの径方向変化と速度分布，速度変動率分布を対応させてfig.4−15に示す。Z／D≃1は管軸上のスペクトルが最も集中した形をしている位置，Z／D≃2.5は管軸上の速度変動が最大の位置，またZ／D≃5は速度分布が崩れ始める位置である。

fig.4−15a（Z／D≃1）の場合，速度変動率の最大位置に広い周波数分布を示す極めて薄い層が存在し，これを境にして噴流の内と外では異ったスペクトルが見られる。

Z／D≃2.5では，噴流内部に約1Hzの強い変動成分が見られるが，噴流の周辺では特に強い成分はない。

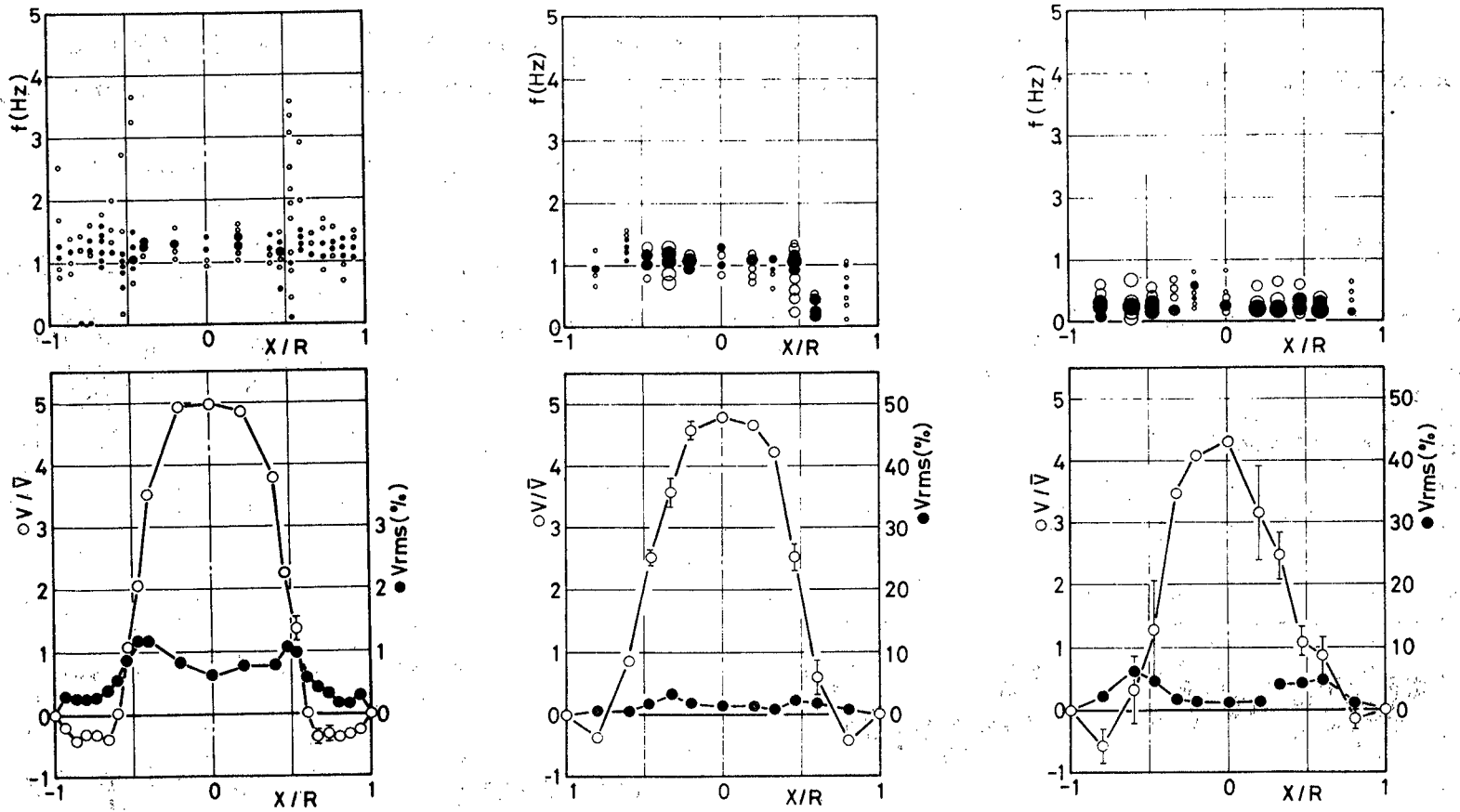
Z／D≃5では，速度分布は著しく変化し，噴流境界の速度変動が増大している。なお噴流はfig.4−8に示したようにこの下流Z／D≃6.5付近で崩れ中心部の変動レベルが急増する。この場合変動のスペクトルは，ほぼ管断面全体で0.5Hz以下の所に分布していることから全体に長い周期の変動をしていることが分る。

うずが発生している流れについてスペクトル分布，変動率分布の対応をfig 4−16に示す。fig.4−16a（Z／D≃0.5）の位置はfig.3−4で示した流脈に波動が出現する位置（ℓ曲線上）に相当する。

この場合，fig.4−15aと同様に噴流境界には広いスペクトル分布をもった薄い層がある。

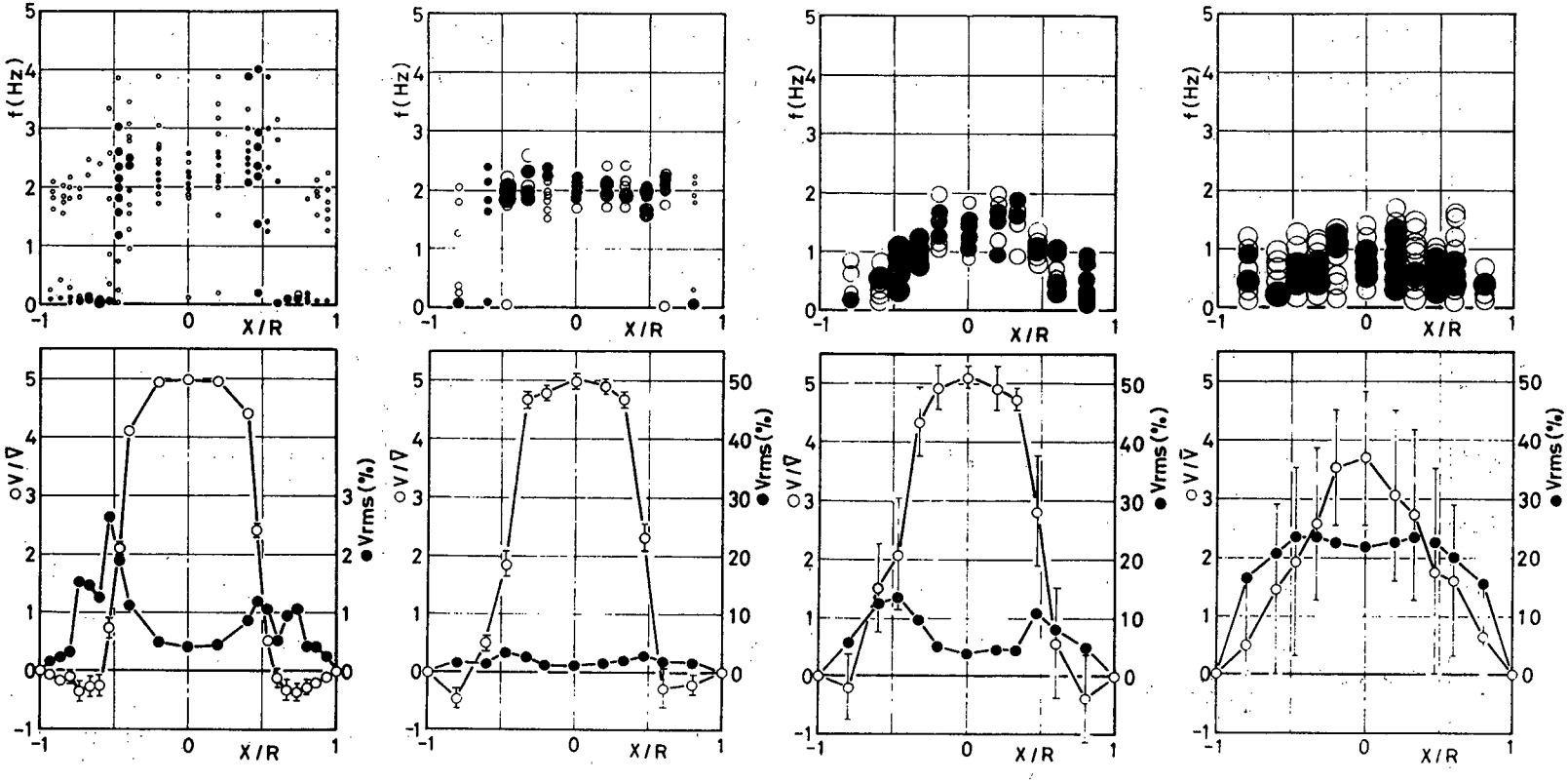
速度変動率の分布には，噴流境界と逆流部の2個所にピークが見られ，これら2個のピークに挟まれた谷部はちょうど速度が正から負に変る位置に一致し

＊ 速度分布中の逆流部が消える位置



(a) Z/D=1.0 (b) Z/D=2.5 (c) Z/D=5.0

Figure 4-15. Relations among predominant frequency components, velocity fluctuation and mean velocity. α=0.30, Re=400. Ordinate scale of (a) is different from others by 10 times. ○; mean velocity, ●; velocity fluctuation rate.



(a) Z/D=0.5 (b) Z/D=1.0 (c) Z/D=2.0 (d) Z/D=3.5

Figure 4-16. Relations among predominant frequency components, velocity fluctuation and mean velocity. α=o.30, Re=600, o; mean velocity, •; velocity fluctuation rate.

ている。スペクトル図でピークに対応する部分を見ると逆流部の変動周期はきわめて長い。循環域の下流端において噴流と循環域との間で流体の交換が行われる影響が上流側に現われている。このように，乱流の生じた流れの特徴として逆流部に長周期，大振巾の変動が現われる。

fig.4－16bの位置（Z／D≃1）は，うず形成の始点付近である。速度変動は増大しているが速度変動のスペクトルはむしろよく集中している。噴流と周辺流とは，スペクトル分布の上からも明らかに区別することができる。

fig.4－16cの位置（Z／D≃2）は，うずが崩壊し始める位置である。速度変動率は増大し，ピークでは10％を越えるため速度分布形にもその影響が現われている。スペクトルの分布はZ／D≃1よりも全体に低域側に移り，スペクトルから噴流の境界を決定することはできない。

fig.4－16dの位置は，うず輪の崩壊によって生じた乱流が管軸付近にまで拡散する位置（Z／D≃3.5）に相当し，ここで管軸上の速度変動は最大に達する。管壁近くを除き，速度変動はやや平担で変動率は20％を越え，変動周波数は全体がほぼ1Hz以下であるが速度分布はまだ平均化されていない。

4－4. まとめと検討

4－4－1. オリフィス下流の速度場のレイノルズ数に対する変化

i）層流状態

レイノルズ数が非常に小さい時，流れは全体が層流状態である。噴流周辺の循環領域がレイノルズ数の増加とともに下流へ移動することならびにその長さの変化はすでに3－4－3に述べた。循環域における逆流の速度分布形は，オリフィスに近い所ではfig.4－5のように最大値が内側に偏った形，オリフィスから離れた所では対称な形をしている。

逆流の速度は，循環域の下流端（≃噴流の付着位置）から上流に向いゆるやかに増加して，循環域の中央より上流側で最大値（噴流速度の約10％）に達する。このような傾向は，急拡大円管〔A.Iribarne[17](1972)〕

2次元急拡大〔F.Durst et al.[9]（1974），W.Cherdron[8]（1975）〕等の測定結果とよく似ている。

ii）速度変動の発生

レイノルズ数がある値R_{c1}すなわち$R_{ed}\simeq 380$（3-4-4参照）を越えると，噴流の境界部にわずかな速度変動が現われる。この速度変動は，はじめ下流に向って増大するが，レイノルズ数が小さい間は途中で成長が止り，その後減衰して消える。流れのレイノルズ数が増すに従い速度変動の振幅は大きくなり，減衰の始まる位置は下流へ移動する。

レイノルズ数が増すに従って大きく成長する噴流境界の大振幅の運動が壁に当るため，噴流の付着点は平均的位置の前後に移動している。

平均速度分布形から逆流部の消滅する位置を噴流の付着位置として表4－2に示す。

表4－2　乱流の発生する流れの噴流の付着点

R_e	400	500	600	740
R_{ed}	700	870	1040	1290
Z_R/D	5～5.5	3.0～3.0	2.5	2.5

Iribarne et al.[17]（1972），Back and Roschke[4]（1972）は急拡大円管について噴流の壁への付着点を調べている。これらは本研究で得られたオリフィス噴流に関する結果と同様の傾向を示しているが，付着点，臨界値等については必ずしも一致していない。また速度変動の強度，スペクトル等との関連についてはほとんど議論されていない。

表4－2に示した噴流の付着位置を管軸上で測定した速度変動曲線（fig.4－8）上に対応させると乱流の発生過程に2通りあることが分る。すなわち，比較的小さいレイノルズ数（$R_e=400$，500）の流れでは，噴流の付着点より下流に乱流が発生している。これに対し$R_e=600$，740の場合，うず崩壊位置（B_2）より下流に噴流の付着位置がある。次にこれら2種の乱流発生について考察する。

iii) 初生的乱流の発生

噴流境界のゆらぎがある程度激しくなると，付着点付近では先に崩れた波動の影響が減衰しないうちに次の波が追い付いて崩れる状態となり，次次に蓄積される流れの歪みによって噴流が崩壊し乱流が発生する。このように速度分布が大変形を起して崩れて発生した乱流は乱流運動の寸法が大きい。そのためfig.4−8の$R_e=400$，500の曲線に見られるように，変動振幅が最大値に達してから減衰する間の勾配は非常に緩やかである。また一度乱流が発生して流れの歪みが下流に流れ去ると，次に歪みが蓄積されて流れが崩壊するまで時間がかかるため乱流の発生は間欠的である。管軸上で測定したこのような乱流の速度変動波形をfig.4−17に示す。

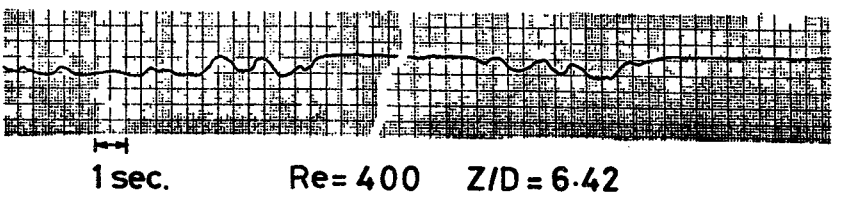


Figure 4-17. Wave-form of intermittent occurrence of turbulence. α=0.30.

実験によれば，このような乱流の発生に関する臨界レイノルズ数は$\alpha=0.22$のオリフィスで$R_{ed}\leq 780$（$R_e\leq 370$），$\alpha=0.30$では$R_{ed}\leq 730$（$R_e\leq 400$）という結果が得られた。R_{c1}にならってこれを一応

$$R_{c2}\simeq 730 \tag{4.5}$$

とおくことにする。しかしながらR_{c2}は現象から考えてR_{c1}よりも強く開口比の影響を受けているので，αによって変化するものと思われる。

上に述べたような乱流の発生過程はR_{c2}近くの比較的狭いレイノルズ数範囲の流れの現象である。レイノルズ数がR_{c2}以上の大部分の流れにおい

ては，4−3−3 に述べたようにうずの崩壊によって乱流が発生する。

iv) うずの崩壊による乱流の発生

レイノルズ数が大きい場合，流脈のうず輪が瞬間的に崩れることを先に3−3−1 に述べた。うずの形で噴流境界上に集中していた周期的速度変動が，うずの崩壊によって管内に急速に拡散する過程を fig.4−11 に見ることができる。すなわち，Z／D＝2.0 で鋭いピークを持っていた速度変動率分布形が下流へ行くに従ってピークが鈍くなり，最後は比較的平担な分布形（たとえば fig.4−12）に変って行く過程は，管内乱流の径方向拡散過程を示している。

4−4−2. 噴流から管内流に復帰する過程

オリフィスから流出する噴流が管内流に復帰する過程は，層流拡散による場合と乱流拡散による場合の２つの形態に分けることができる。

層流拡散による管内流への復帰過程の速度分布形の変化を fig.4−6，4−9 に示す。この場合，速度分布形は噴流から管内流へ単調に変化してゆく。また噴流の付着点は fig.3−4（3−4−3 項）に示すように，ほぼレイノルズ数に比例して下流へ移る。乱流拡散によって噴流が管内に拡がる場合は，レイノルズ数の増加とともに付着点はしだいにオリフィスに近付き，大きいレイノルズ数ではほぼ一定位置に定まる。

このような付着点の傾向は，Iribarne et al.[17]（1972），Back and Roschke[4]（1972）が急拡大円管の流れについて測定した結果とよく合っている。

fig.4−7b（α＝0.22）および fig.4−11a（α＝0.33）は，速度分布形が乱流拡散によって変化する例である。速度変動の分布，スペクトルの変化を R_e ＝600（α＝0.30）の場合について述べるならば，はじめに噴流境界に鋭いピークをもつ速度変動が現われ（fig.4−16a）これが急激に増大する。

管軸上で測定した速度変動値の変化（fig.4−8）と流脈写真（plate 4−11）を比べると，うずが形成される過程では速度変動増加の程度が減り，

うずが出来るとほとんど増加していない（fig.4−8の$B_1 \rightarrow B_2$の部分）うずの崩壊とともに軸上の速度変動レベルは不連続に急増し，その後さらにゆるやかに増加する。

この過程を管軸上のパワースペクトル（fig.4−14c）で見ると，うず形成から崩壊前までに対応する図上A→BのZ／D＝1.2〜2.2の区間では変動周波数は急減し，崩壊後は，スペクトルは急速に高低両周波数側に拡がる。

A→Bの間の周波数の急減は3−3−2で指摘した不規則に発生する乱れやうず等の消滅，合体に対応するものと思われる。Fig.4−14d（R_e＝740）においてうず崩壊（B点）後のスペクトル分布の拡がりと高い周波数成分から減衰してゆくありさまがよく表われている。

管軸上の速度変動が最大値に達した後の様子をfig.4−12（R_e＝740）に示した。この区間（Z／D≧3.5）で管軸上の速度はますます減速され，速度分布形は平担な乱流形に変化してゆく。一方速度変動（＝乱れ）も相対的に高い周波数成分から消え，全体の強度も減衰してゆくため，さらに下流においては壁から発達してくる境界層によって，ちょうど管入口の流れのように流れは層流に変化してゆくものと思われる。

4−4−3. 速度変動の周波数

速度変動のパワースペクトルはfig.4−14，4−15，4−16等に見るように測定位置によって著しく異る。さらに，スペクトル中の周波数成分も多少ゆらいでいる。このような状態でうず流出周波数に相当するものを求めるために流脈写真を参考にして，うずまたは波動が認められる区間の管軸上のパワースペクトルから卓越したレベルをもつ周波数成分を抜き出した。これらの平均値を用いてオリフィス径dとオリフィス通過平均速度$\bar{v}$で定義されるストロハル数$\bar{S}_t$を計算した結果を表4−3に示す。

$$\bar{S}_t = \frac{f \cdot d}{\bar{v}} \tag{4.6}$$

表4－3　速度変動中の卓越成分の平均ストロハル数

α	R_e	320	400	600	740
0.30	R_{ed}	584	736	1100	1350
	$\bar{S}_t$	0.66	0.61	0.65	0.60
0.22	R_e	255	370	500	590
	R_{ed}	544	790	1070	1260
	$\bar{S}_t$	0.68	0.61	0.58	0.61

なお表の平均値を計算するために用いたストロハル数の値は，0.4～0.9の間にあった。これらの値はあまりにも分散しているため，表に示した平均値からレイノルズ数とストロハル数の間の関係について明確な結論は導けないが，一応ストロハル数は0.62前後の値となるように見える。

Johansen[19]（1930）は，$\alpha=0.25$ のオリフィスから流出する流脈のうずを$R_{ed}=220$～1020の範囲で数え，$S_t=0.55$～0.66となる結果を得ている。またBeavers and Wilson[5]（1970）はsharp edge orificeから流出する自由噴流について，うず流出周波数は$R_{ed}=500$～3000の範囲で，$S_t=0.63$．sharp edge slitから流出する対称うず列では$S_t=0.43$（$500\leq R_{ed}\leq 3000$）になると報告している。このような値と比較すると，本研究で得た値も一応もっともらしく見えるが，このことから単純な結論を導くことはできない。たとえばその後Beavers et al.[6]（1972）はsharp edge slitの上流側に邪魔板を置き，これをslitに近付ければストロハル数が著るしく増える（たとえば$S_t\simeq 3.2$）結果を示している。またAnderson[1)～3)]（1954，1955，1956）の比較的厚いオリフィス（$t/d=1/3$～1）の噴流音に関する一連の研究では，オリフィスの厚さと孔径の比によってストロハル数が変化するが，オリフィス厚さに関するストロハル数は約0.65となる。

一方，ノズルから流出する円形噴流に関してSchade and Michalke[31]

(1962), Becker and Massaro[7] (1968)は，ノズル口径に関するストロハル数が$\sqrt{Re}$に比例する結果を示し，さらに噴流の剪断層厚さに関するストロハル数をとれば，ストロハル数が一定値になることを示している。

Sato[30] (1960)は，平行ノズルから出る十分厚い剪断層をもつ2次元噴流について調べた結果，ノズル出口での噴流の運動量厚さを代表元にとれば，実験の全レイノルズ数範囲でストロハル数が一定値になることを示し，さらに線形安定性理論を用いて速度分布形とうず流出周波数の関係を明らかにした。

以上の研究結果から噴流の速度分布形が，うず流出周波数に直接関係することは明らかである。

オリフィスのようなsharp edge 形の流出孔から流出する噴流の場合，速度分布はエッジ部分の形状，上流側の状態，レイノルズ数によって異る。さらに管内噴流の場合は，噴流の周辺に逆流が存在し，その上強い正の圧力勾配下にあって，速度分布形の流れ方向への変化も自由噴流の場合より急である。

本研究においては，オリフィス下流の速度変動周波数が測定位置によって異るという結果を得たが，平均ストロハル数はJohansen[19] (1930)，Beavers and Wilson[5] (1970)らが流脈のうずを数えて得た結果と同程度の値となった。

うず輪列の存在する領域で速度変動の周波数が下流方向に低下するという結果が，今まで精密な測定が為されていなかった管内オリフィス流れに固有の現象であるか，あるいはエッジ形状，上流または下流側の状態から来るものであるかについてはさらに検討の必要があるものと思われる。

第 5 章

結　　論

本論文は従来あまり研究されていなかった管内オリフィスを通る低レイノルズ数の流れに関するものである。

レイノルズ数が非常に大きい場合，あるいは非常に小さい場合には，管内オリフィスを通る流れも理論的解析によって良い結果が得られることが多い。しかしながら本研究の対象とした中間のレイノルズ数範囲の流れは，理論的解析が最も困難な領域であって実験的解析を行なう意義が大きい。

本論文においてはオリフィスを通る流れが噴流となり，再び円管層流に復帰するまでの経過を圧力収支，流れのパターン，速度場の状態について実験的に明らかにした。

始めに，オリフィス通過のための圧力損失を測定し，これを抵抗係数として表わしたところ抵抗係数とレイノルズ数の関係は両対数グラフ上で次の特徴的な3部分に分けることができた。

a．層流領域：流れは完全な層流状態で抵抗係数がレイノルズ数の増加とともに直線的に減少する部分

b．乱流領域：流れは乱流状態に対応し抵抗係数は緩やかに増加し，十分大きいレイノルズ数では（2.6）式で計算される値に一致する部分

c．中間領域：抵抗係数が減少から増加に変る上記の両部分を継ぐ下に凸の部分

中間領域はオリフィスの開口比が大きい程高レイノルズ数側にあり，その間の抵抗係数の変化の割合は大きくなる。縮流の発達はちようど中間領域と同時に始まり，開口比が大きい程狭いレイノルズ数範囲で完了する。流れの状態もまた，この中間領域で著しく変化する。

フローパターン観察によれば，流れは $C_D - R_e$ 曲線上の変曲点付近まで層流状態である。層流状態では噴流の壁への付着点は，レイノルズ数にほぼ比例して下流へ移動する。さらにレイノルズ数を増しやがて噴流の境界に周期的なゆら

ぎが出現するようになると，付着点はオリフィスに近づき始める。この付着点が最も下流まで伸びた状態は1つの臨界状態に相当する。実験によればこの臨界レイノルズ数R_{c1}は$R_{ed} \simeq 380$であった。

臨界レイノルズ数付近の流れで流脈が管軸とほとんど平行に後方へ伸び，付着点は予想された位置よりも数倍も下流になる状態があった。このように噴流拡散が極めて少ない状態については，今後さらに検討の余地があるように思われる。

オリフィス下流の最大圧力の位置（圧力回復位置）もまたレイノルズ数の増加とともに下流方向へ移動し，やがてオリフィスに近付き始める。この圧力回復位置に関する臨界レイノルズ数は先に述べたR_{c1}よりも少し大きく，また圧力回復位置は常に噴流の付着位置（循環流域の下流端）よりも下流にあることを確めた。圧力回復の割合は流れの状態に関係なくほぼ一定でその値は開口比によって決まる。このことからオリフィスの抵抗係数C_Dと流量係数C_aとの間に成立する近似的な対応関係（2.13）式が得られた。

レイノルズ数がR_{c1}以上の中間領域後半においてレイノルズ数が増加するに従って現われる流れの状態を次の3種に分類できる。

a．噴流境界に現われた周期的速度変動が下流で減衰し乱流は発生しない状態。

b．噴流が管壁に付着する時に噴流境界の速度変動がある程度大きい場合，噴流が付着点付近で不安定になって崩壊し乱流が発生する状態。

c．噴流境界に発生したうずの崩壊によって乱流が発生する状態。

初期乱流が噴流の付着点付近の不安定に起因することから考えて，乱流の発生に関する臨界レイノルズR_{c2}はオリフィス噴流と管壁との関係によって変化すると思われる。ここでは$\alpha = 0.22$，0.30のオリフィスに対してそれぞれ$R_{ed} \leq 780$（$R_e \leq 370$），$R_{ed} \leq 730$（$R_e \leq 400$）という値が得られた。

オリフィスから下流方向へ乱流の発生する過程を追うと次のようになる。噴流境界の剪断層に発生した微小変動が線形安定性理論から予想されるような過

程を経て急激に成長し続く部分でうずが形成される。この段階の変化を速度変動のスペクトルで見ると特定の周波数成分が急成長し，スペクトルはよく集中した形となる。これに続くうず列の存在する区間では，うずにまで成長し得なかった流体運動が減衰し消滅したり隣のより強いうずに吸収されたりするような流体運動の再編が行なわれる。そのためスペクトル中の卓越成分の周波数はこの区間で急速に低下する。うずの存在する区間では測定する位置によって速度変動の周波数が変化するため，うず流出の周波数に相当するものとしてこの区間の平均値を用いてストロハル数$\overline{S_t}$を計算すると$\overline{S_t} \simeq 0.62$が得られた。

レイノルズ数がR_{c2}以上の大部分の流れにおいては，噴流境界に形成されたうずが崩壊して乱流が発生する。流脈観察によればうずは3次元的な変形を起すと瞬間的に砕け散る。うず変形の原因は，噴流の付着点付近で行なわれる循環流と主流との流体交換によって起る循環流域下流端の不安定な運動にあると思われる。またうず崩壊の結果，噴流は壁にまで拡がるのでうず崩壊と循環流域の運動はループを形成している。

乱流が発生し管内に拡がると，噴流状の速度分布は平均化されて管内流形速度分布に変わる。速度分布形が最も平担になる位置が圧力回復位置に相当する。その後乱れの減衰とともに流れが管内層流形に復帰する過程で，圧力降下の勾配は定常な管内流の勾配よりやや急である。

最後に，本研究で用いた非接触的かつ高精度な流速測定手段であるレーザードップラ流速計と，流れ状態の把握に適した流れの可視化法という2種類の測定手段が管内の低速流れの現象理解に極めて有用であったことを付記しておく。さらにL.D.V.の光学系を分離するため著者が用いた集束性光学繊維は，多方面に使用されつつあるL.D.V.の適用性を今後さらに拡大する可能性をもつものと思われる。

Appendix A

実　験　装　置

A 1. 管　路　系

A 1－1. 圧力測定用管路

第２章の圧力測定に用いた管路系をｆｉｇ．Ａ－１に示す。

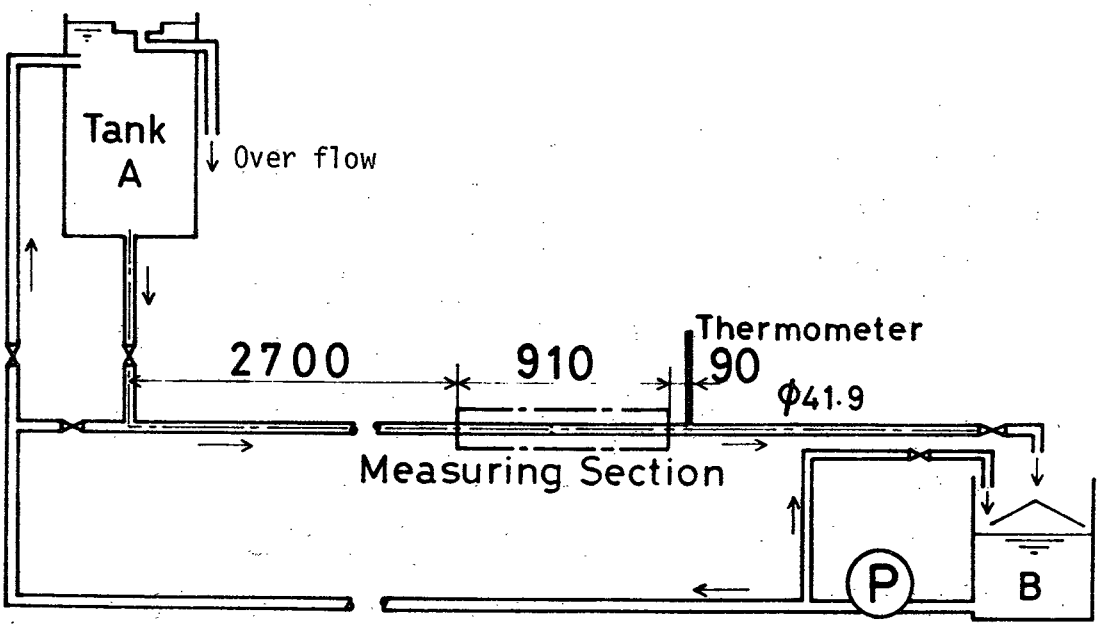


Figure A-1. Experimental Apparatus used for pressure measurement.

装置は一定水頭に保った上流タンクから自然水頭を利用して液体を流す方式である。

圧力の測定部は，管入口から約６５Ｄの所にあり，管壁には２９点の静圧取り出し口が３０㎜間隔でオリフィスの上流側９Ｄ，下流側１２Ｄの間に設けられた。（ｆｉｇ.Ａ－２）圧力取出し部は，管の周囲に開けた４点の静圧孔を管外周に取り付けたリングによって連ねた構造をしている。（ｆｉｇ．Ａ－３）

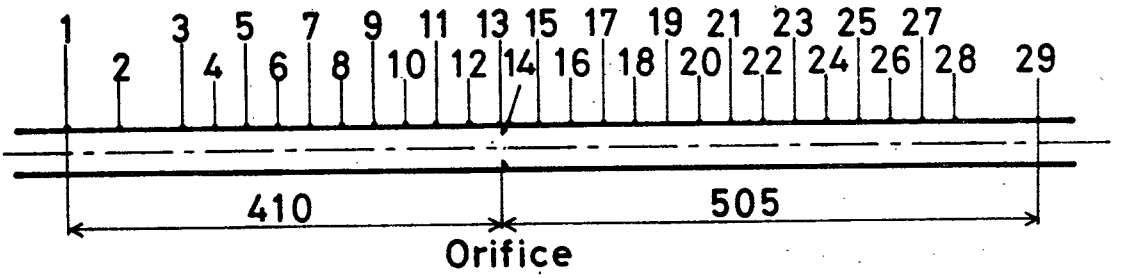


Figure A-2. Location of pressure taps.

液温は測定部の下流に挿入した温度計で測定される。流量調整は管路出口端のストップバルブによって行なう。タンクBに流れ出た液体は，カスケードポンプによってタンクAに送られ，余分はバイパス管路とオーバーフローを通ってタンクBに戻る。

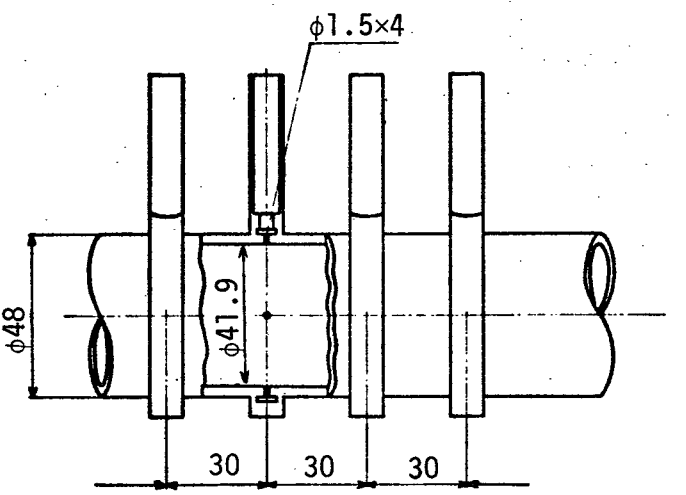


Figure A-3. Structure of pressure taps.

次にこの管路の諸元を列記する。

管径 D	41.9㎜黄銅管
タンク A	内径550㎜，容量0.19m^3
使用液体	水またはスピンドル油
	(18cst at 20℃)
助走区間	65D以上
流量調節	管路出口端バルブ
管路出口条件	大気開放

ポ　ン　プ　　型式；カスケードポンプ

吐出量；30ℓ/min

揚程；5m

回転数；1740rpm

モータ；200W

A1－2. 流脈観察ならびに流速測定用管路

第3章，4章の実験に用いた管路系をfig.A－4に示す。先にA1－1で述べた装置と基本的には同じ考えに基いて設計されたものであるが，いくつか重要な相異点がある。fig.A－4に示した管路は上流側タンク（A）と下流側タンク（B）の水位差によって水を流す方式である。

タンクAにはベルマウス付黄銅管が接続され，入口から1900mmの所で，内径40.5mmの透明なアクリライト製円管と滑らかに接続されている。

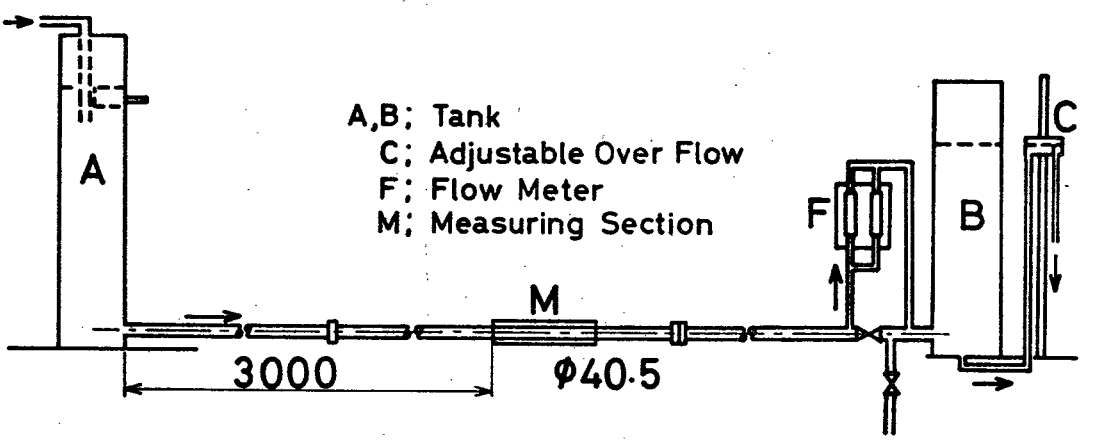


Figure A-4. Experimental apparatus used for flow visualization and velocity measurement.

管の入口より74D以上離れてfig.4－5のように円管の外側に四角い断面の透明な水箱を取り付けた部分が測定部（M）である。管路の下流端のロータメータ（F）は流量調節の目やすにするためと測定中の流量変化をモニターする

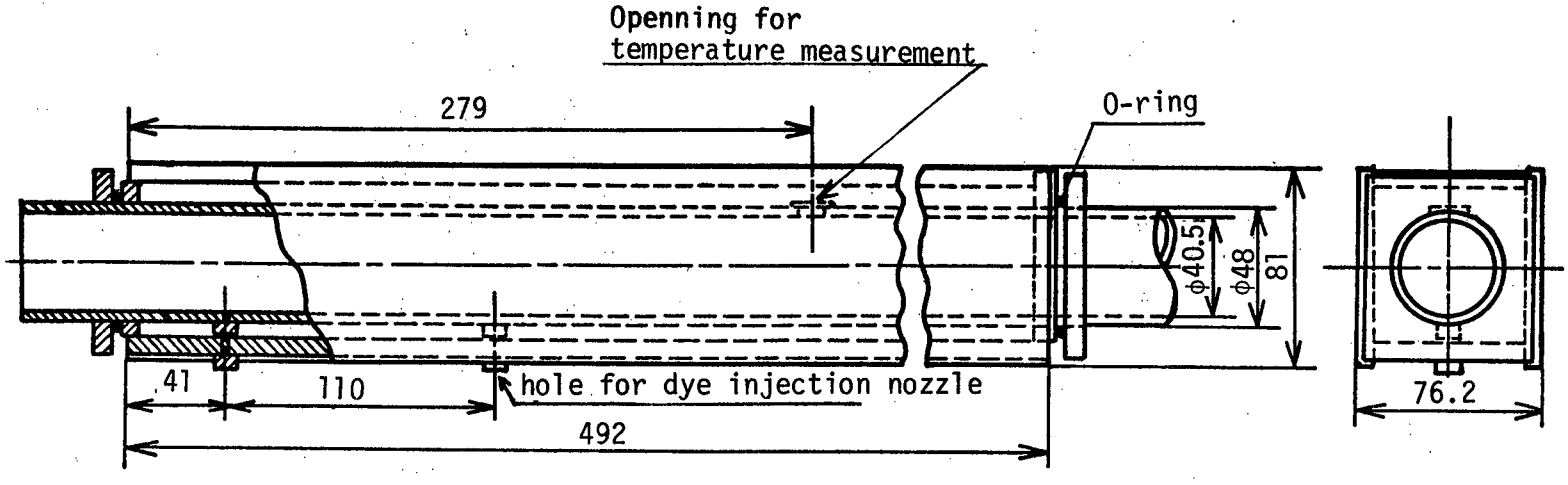


Figure A-5. Measuring section and transparent water jacket.

ために取付けた。

下流側のタンクは，管路出口での流出状態を安定にし，流量調節を容易かつ確実にするために設けた。タンクの水位は外部に設けた可動オーバーフロー（C）の位置によって定める。

管内外の温度差によって発生する自然対流を抑制するために上流側タンクの水温をヒータとサーモスタットを用いて調節し，管路は断熱材で包んだ。

さらに測定部の温度状態を見るために，測定部の管壁とその下流の管軸上の水温，ならびに管外では室温と水箱中の水温をモニターした。

次にこの管路の諸元を示す。

管路測定部	管径40.5㎜，アクリライト樹脂
上流側タンク	内径300㎜，容量0.085m^3
下流側タンク	内径300㎜，容量0.085m^3
使用液体	水
助走区間	74D以上
流量調節	下流側タンクの水位を変える
管路入口	ベルマウス
管路出口	抵抗用金網を通って水中放出
その他	流量モニター用フローメータ（F） 温度調節装置，温度計

A 2. 圧力測定用液柱計

A 2－1. 使用した液柱計の種類

圧力測定に使用したU字管液柱計と傾斜管液柱計を表A－1に示す。

A 2－2. 傾斜液柱計の性能

傾斜液柱計で測定できる最小圧力は，使用する2種の液体の比重差と液面読取精度によって定まる。

比重量は高精度で決定できるため傾斜液柱計の誤差の多くは液面読取に由来

表A－1　測定に使用した液柱計

レイノルズ数	8～300	100～1500		500～9000
管路の液体	スピンドル油 18cst at 20℃	スピンドル油 18cst at 20℃		水 ≈ 1cst at 20℃
液柱計の種類	傾斜管（液柱計） $\sin\theta \fallingdotseq \frac{1}{10}$	U字管（液柱計）		傾斜管（液柱計） $\sin\theta \fallingdotseq \frac{1}{10}$
液柱計に使用した液体	水	水	食塩水	四塩化炭素
目盛 g／cm²/mm	0.0009	0.009	0.02	0.006

する。そのような意味から表A－1に揚げた目盛は必ずしも圧力測定精度を示したものではない。

以下に液柱計の測定精度に関連する事柄について述べる。

a．傾斜液柱計の倍率 $1/m$

傾斜液柱計の液面移動量$\triangle h$とそのとき加わった圧力$\triangle p$の関係はよく知られているように次式で表わされる。

$$\triangle p = m \cdot \triangle h \cdot \triangle \gamma \qquad \text{(A.1)}$$

ただし　$m = \left(\sin\theta + \frac{a}{A_t} \right)$　(A.2)

$\triangle \gamma$；2液の比重量差

θ　；傾斜管の水平面に対する傾き角

A_t；液槽の水平断面積

a　；傾斜管の横断面積

mは，傾斜液柱計に固有の値であるので使用液とは無関係に次のようにして定められる。測定時に使用される液の代りに，アルコールを入れて液柱計をゲッチンゲン式マノメータと並列に継ぎ，これに適当な空気圧を加

えて両者の液面の移動量の関係（A．3）式よりmを求めることができる。

$$\triangle h_G = m \cdot \triangle h \qquad (A.3)$$

$\triangle h_G$；ゲッチンゲンマノメータの液面移動量

$\triangle h$；傾斜液柱計の液面移動量

b．読取精度に関係する事項

表面張力による管壁との相互作用の影響を相殺するためには，傾斜管内の液面は加圧前と後において全く同じ形状でなければならない。

そのためには，管内壁を清浄に保つことはもちろん使用液の表面張力，使用管径にも注意する必要がある。

たとえば空気中で別々に測定した表面張力の差が2液の接面に作用する表面張力となるため，使用する2種の液体の表面張力の差が小さいときには液面が壊れやすい（2液が混合し易い）ので，液柱計に衝撃的に圧力を加えてはならない。

また液体と管材質（ふつうはガラス）との親和性が使用する2液の間で大きな差があると，一度親和性の高い液に触れた面には親和性の小さい液はうまく付着出来なくなるため，液面の形の歪，壁面への付着状態の不均一が生じる。このような場合，液柱計は一方向（圧力増加または減少方向のみ）にしか使用できない。

A 3. 水平管内に発生する自然対流の問題

水平に置かれた円管内の流体と周囲との間に温度差がある場合，円管内には管軸と直交する面内に自然対流が発生する。一般にこの問題は，熱交換器のような大きい温度差のある場合にのみ考慮され，温度差が小さい場合には無視されることが多い。しかしながら，本研究で扱ったような低レイノルズ数の流れにおいては管軸方向の1次流れの速度も小さいので僅かな温度差による自然対流ですら無視できない。さらにこのような自然対流は管壁付近に速度の極大値があるので，平均速度が速い一般の場合でも注意を要する。

自然対流現象に関係のある無次元数は，グラスホフ数G_rとプラントル数P_r

である。

$$\left.\begin{aligned} G_r &= \frac{D^3 \cdot g \cdot \beta \cdot \triangle t}{\nu^2} \\ P_r &= \frac{\nu}{a} \end{aligned}\right\} \qquad (A.4)$$

$\triangle t$ ；温度差，

D ；管内径，

β ；体膨張率，

ν ；動粘性係数，

a ；温度伝導率，

g ；重力加速度．

Morton[27)]（1959）は円管の流れ方向に一定温度勾配のある場合に自然対流によって発生する管断面内の2次流れを理論的に解析し，1次流れの速度分布の偏りをRayleigh数（$=G_r \cdot P_r$）とレイノルズ数の関数として示している。ここでは著者が実験に用いた管路について，自然対流の影響を調べるために測定した結果を述べる。

自然対流の状態を見るために水平円管の静止水中に水平な染料線を作り* 始め直線であった染料線が自然対流によって変形する状態をスケッチしたものをfig.A－6に示す。

図から自然対流による2次流れは，管壁付近と管中央付近に極値をもつ速度分布を持っていて，最大流速が0.1㎜／sec.程度の大きさであることが推定される。

管壁付近の流速がこの程度の大きさになる1次流れは，自然対流によって無視できない程度の影響を受けるものと推定される。

次にfig.A－7にレーザー流速計で測定した軸方向速度の等速度線を示す。fig.A－6の自然対流の運動方向からも予想されるように，気温が水温よりも

---

* Appendix B 色素タイムライン法

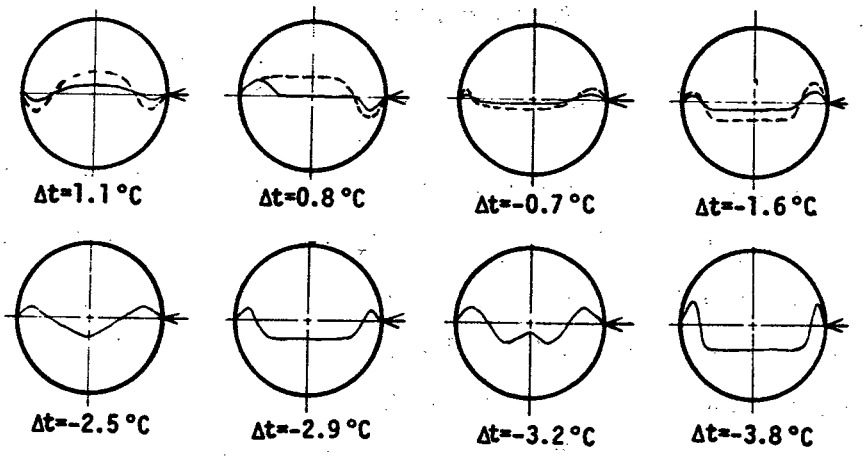


Figure A-6. Deformation of dye filament by natural convection in a horizontal circular pipe. Solid lines; 60 sec. after injection, Dashed lines; 120 sec. after injection. $\Delta t = t_w - t_a$, t_w; water temperature, t_a; room temperature.

低い場合は，最大流速の位置が管軸よりも上にある。温度制御をしない場合は一般に水温の方が低いので最大速度は管軸より下に来る。

なお，この実験装置では（A．4）式に基くグラスホフ数は温度差1℃について10^5程度であった。

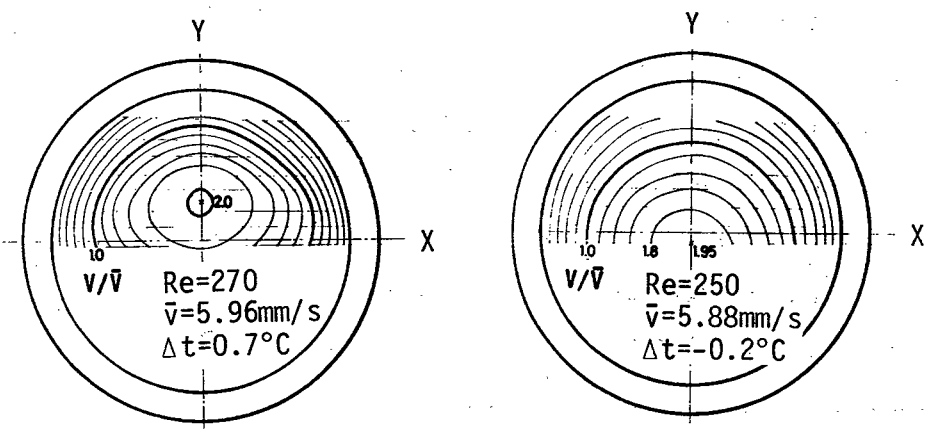


Figure A-7. Velocity contour lines which is deformed by natural convection in a horizontal pipe.

Appendix B

色素タイムライン法

流れを横切る直線の形で瞬間に流体中にマークすることができれば，一定時間後の線の形は流れの速度分布に関する情報を提供する。このような方法で流れを可視化する線は，タイムラインと呼ばれている。ここに述べる色素タイムライン法は，著者が円管内層流の速度測定のために考案した方法である。*
この方法では着色液を細い管から短時間液体中に射出してタイムラインを作る。

色素液を液体中に射出すると，始めに出た部分はうず輪となるが，その後に尾のように細い直線が続く。この直線部分がタイムラインとして利用されるのである。タイムラインの部分を濃くし，うず輪部分をできるかぎり薄く小さくするような着色液の射出方法が望ましい。そのためには，射出圧力をステップ状に加え停止時にはゆるやかに減圧するとよい。適当な条件下で射出される色素液は運動量が小さく，射出の動きはすみやかに減衰する。したがって，周囲の流れに大きな影響を与えないので速度分布の可視化や測定が精度よく行われる。

fig.B－1の着色液射出装置はこのような目的に適している。流れの適当な所から基準圧力を取り出して上下移動の可能な圧力調整容器（Pressure control tank）に導くと，この容器の位置が流れより相対的に低い分だけ圧力は基準圧力よりも高くなる。この空気圧を調整して着色液容器（dye reservoir）に導き，着色液の射出圧力として用いる。

タイムラインはコックを短時間開くことによって得られる。コックを開いた直後の圧力降下の程度は絞り（pinch cock）の加減で調節できる。またコックを閉じた後の圧力降下は，コックから射出管までの管の弾性，長さ，太さを選択することによって調節できる。

色素液噴出時の先端部の前進速度の時間的変化をfig.B－2に示す。先端

---

* 色素タイムライン法，流れの可視化ハンドブック，浅沼強編，朝倉書店，1977.

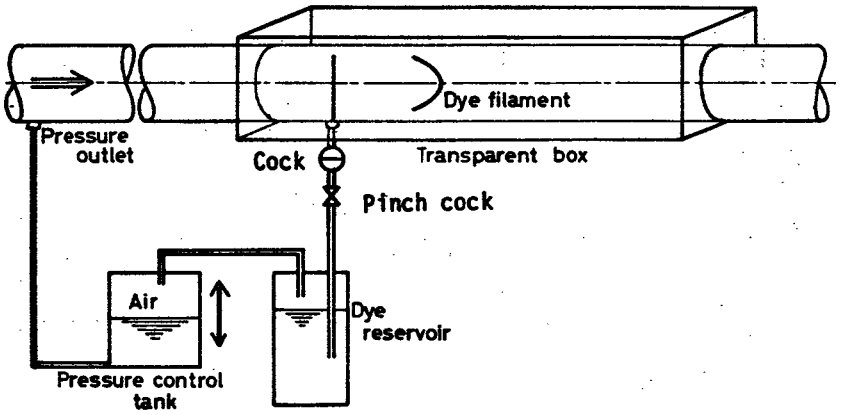


Figure B-1. Device for dye injection.

部の運動はコック閉止後も短時間続くが，最初の1秒以内にほとんど減衰する。

水平円管内に垂直に射出した色素タイムラインをplate A (a)に示す。

plate A (b)はあらかじめ作っておいた線を射出された着色液が切る様子を撮ったものである。この写真から着色液射出が周辺に影響を及ぼす大体の範囲を知ることができる。

次にこの色素タイムラインの応用例をいくつか挙げる。

plate A (c)は直径40.5㎜の垂直円管内の自然対流の様子を見るために水平に射出したタイムラインの60秒後の形である。円管外壁と管軸上の水温との温度差は2.4℃，このとき，管軸付近の下降流は0.5㎜／s，壁付近の上昇流は0.1㎜／sの程度である。

plate A (d)は，円管内層流中に作ったタイムラインをストロボを用いて3重撮影したものである。このような方法で円管内速度を測定した結果をfig B－3に示す。図の点線は流量から計算した平均流速に基いて描いた放物線である。壁近くでは，タイムラインの傾きが急で測定が難しい。

これに対してタイムラインが既知の間隔を通過する時間から流速を測定する方法がある。すなわち，あらかじめ流れの中に2本の細い平行光線を通しておき，タイムラインが光線を横切って通過する時間からその間の平均流速を計算

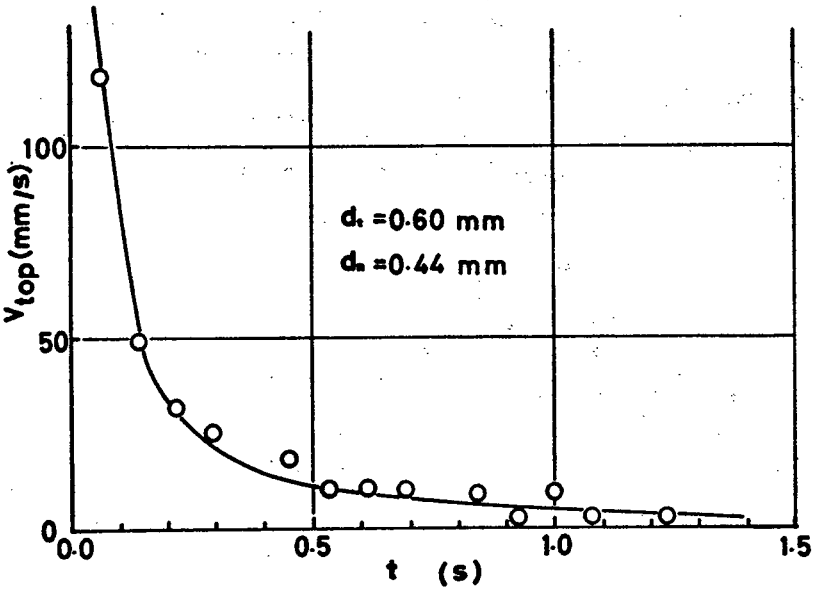


Figure B-2. Decay of advancing motion of dye. d_t; diameter of dye filament, d_n; nozzle diameter.

することができる。

fig.B−4は，この方法で管内オリフィス直前の管軸上の速度変化を測定した結果である。

なお，現在では紫外線による光化学反応を利用して，液中に着色線を作る方法がある。

たとえば，Iribarne[17] et al.（1972）は，この方法で急拡大管の速度分布を詳しく調べている。この光発色タイムライン法とでも言うべき方法は，流れを乱さずに，またかなり任意の位置にタイムラインを作ることができる。そのような意味からタイムライン作成の方法としては最も優れた方法であろう。

しかしながら，ケロシン，アルコール等の特殊な液体中で実験する必要があり，また強い紫外線光源（紫外線レーザー）を必要とするので手軽に使用することはできない。これに対して，ここで述べた色素タイムライン法は特別な液体や機器を必要としないという利点がある。

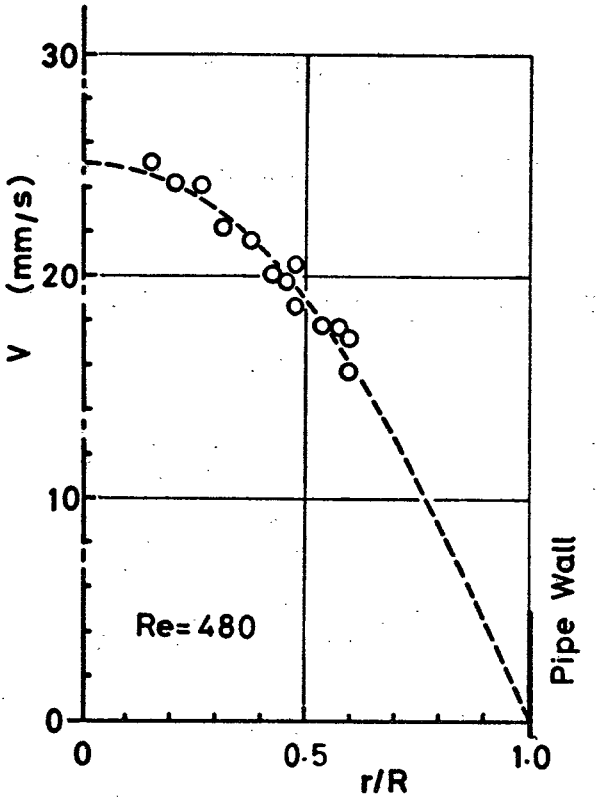


Figure B-3. Laminar velocity distribution in a circular pipe measured from double exposured photographs.

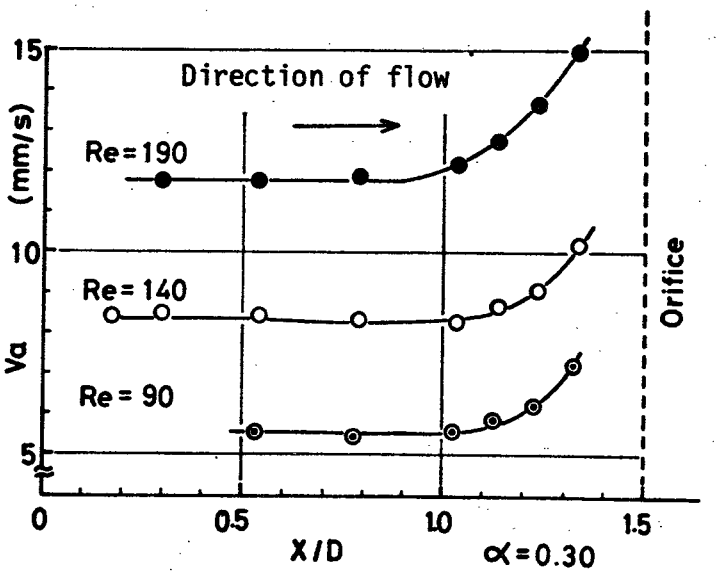


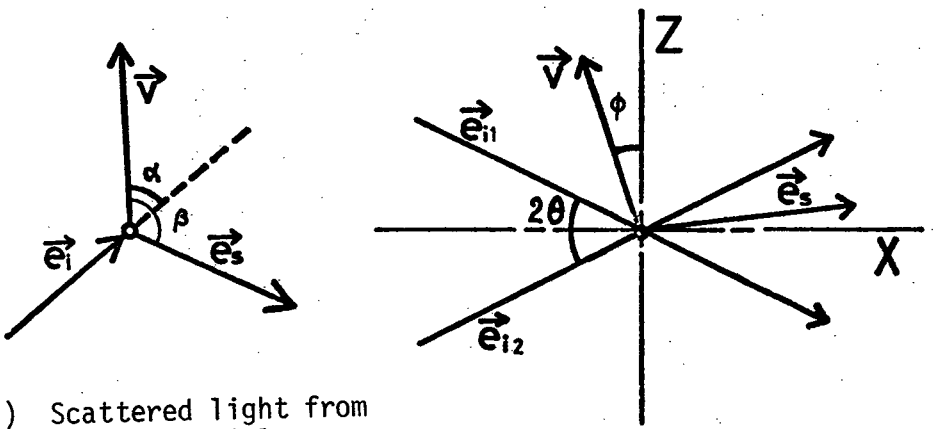
Figure B-4. Access velocity to pipe orifice.

Appendix C

レーザードップラ流速計(L.D.V.)

C 1. 測定原理

波長λ，周波数f，速度cの光線を速度ベクトル$\vec{v}$で運動している粒子に照射することを考える。この場合，入射光線の方向をe_iとする。(fig.C-1a)



(a) Scattered light from moving particle.

(b) Relations between two incident beams.

Figure C-1. Principle of laser Doppler velocimeter.

粒子運動の入射光線方向の速度成分は$\vec{v}\cdot\cos\alpha$であるから，粒子から見た光線の周波数f'とすると

$$f' = \frac{c - \vec{v}\cdot\cos\alpha}{\lambda} \tag{C.1}$$

である。次にe_sの方向に散乱される光線の周波数f_s'は

$$f_s' = f\cdot\left\{1 + \frac{\vec{v}\,(\cos\beta - \cos\alpha)}{c - \vec{v}\cdot\cos\beta}\right\} \tag{C.2}$$

となる。

ここで，$c \gg \vec{v}$であるから（C．2）式は次のように表わせる。

$$f'_s = f + \frac{\vec{v}}{\lambda} \cdot (\cos\beta - \cos\alpha) \tag{C.3}$$

いま，ドップラー効果によって光線に生じた周波数の遷移量（ドップラー周波数）f'_Dは次のようになる。

$$f'_D = f - f'_s$$

$$= \frac{\vec{v}}{\lambda} \cdot (\cos\alpha - \cos\beta) \tag{C.4}$$

今，fig．C－1bのように角度2θで交叉する2本の入射光線e_{i1}とe_{i2}の交点にある粒子から散乱される光e_{s1}とe_{s2}のドップラー周波数f_{D1}，f_{D2}はそれぞれ次のように表わされる。

$$f_{D1} = \frac{\vec{v}}{\lambda} \cdot (\cos\alpha_1 - \cos\beta)$$

$$f_{D2} = \frac{\vec{v}}{\lambda} \cdot (\cos\alpha_1 - \cos\beta) \tag{C.5}$$

ここで，α_1，α_2はそれぞれの入射光についてfig．C－1aと同じように取った角度で，次の関係がある。

$$\alpha_1 - \alpha_2 = 2\theta$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 2\left(\phi + \frac{\pi}{2}\right) \tag{C.6}$$

したがってf_{D1}とf_{D2}の2種の散乱光を重ねたときの干渉の周波数f_D（$= f_{D1} - f_{D2}$）は

$$f_D = \frac{|\vec{v}|}{\lambda} \cdot 2\sin\theta \cdot \cos\phi \tag{C.7}$$

となる。（C．7）式において$|\vec{v}| \cdot \cos\phi$はy軸方向の速度成分$|v_z|$をあらわすので，f_Dを測定すれば$|v_z|$が求められる。

$$|v_z| = \frac{f_D \cdot \lambda}{2 \sin\theta} \tag{C.8}$$

f_Dはふつうドップラ周波数と呼ばれている。以上がレーザードップラ流速計（以下L.D.V.という）の測定原理である。

C 2. 本研究に使用したL.D.V.の光学系の構成

本研究には，市販のL.D.V.（DISA55L）にいくつかの改造または変更を加えて使用した。使用したL.D.V.の光学系の構成をfig.C−2に示す。

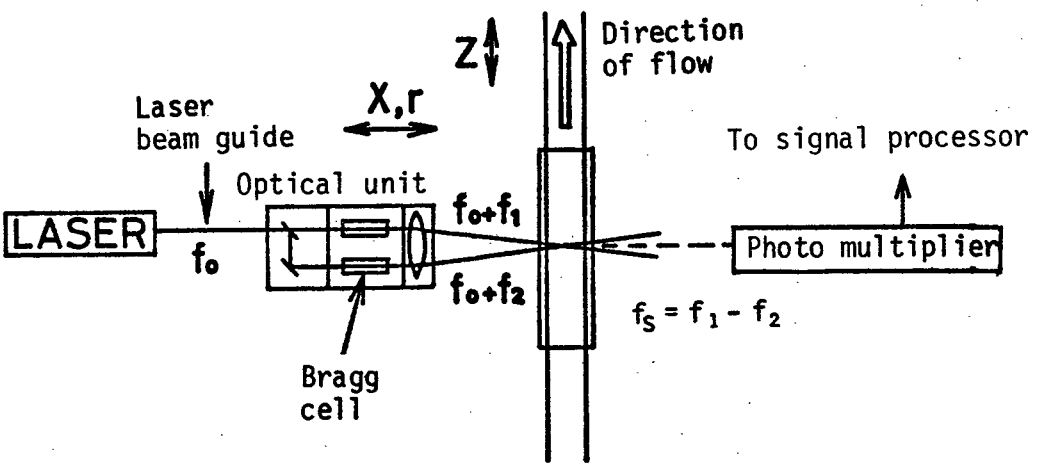


Figure C-2. Optical arrangement of laser Doppler velocimeter.

レーザー光は，ビームガイド（集束性光学繊維）を経てoptical unitへ導かれる。次にoptical unitでレーザー光は2本に分割され，Bragg cellを通って周波数変調された後，凸レンズによって測定点に集められる。測定点を通る微小粒子から散乱されたレーザー光は，レンズによって光電子倍増管の感光面に集められ電気信号に変換される。

L.D.V.を本研究のために使用するに際して光学系に加えた変更ならびに改良を次に述べる。

C2－1. レーザー

L.D.V.に使用されるレーザーに要求される性能はまず十分強い散乱光を出すための光出力，次に単色性，周波数安定性となる。

DISA 55Lには標準としてSpectra Physics社の出力5 mWのHe–Neガスレーザーが指定されているが，ここでは上記の条件を満たすものとして，より安価な国産の5 mW He–Neガスレーザーを用いた。

C2－2. レーザービームガイド（集束性光学繊維）

従来L.D.V.はレーザー本体とプリズムミラー系（optical unit）を光学ベンチあるいは定盤上に一体として固定し，外部振動によって生じるレーザーとoptical unitの相対運動の影響が雑音として信号に混入するのを防いでいる。そのため光学系が大きくかつ重くなって，測定位置や測定方向の変更のために光学系を移動させるのが容易でない。

著者は集束性光学繊維（商品名セルフォック）によってレーザーとoptical unitを結び，レーザーとoptical unitを別々に設置した。

集束性光学繊維は，細いガラス線の中心軸から外方向へ屈折率が連続的に減少してゆくような構造になっているため，この繊維の端面に入射するレーザー光は連続した凸レンズ列を通る場合のように，可干渉性を失なわずに伝達される。plate Bにレーザーとoptical unitの結合状態を示す。こうすればoptical unitがどのように動いても，レーザーとoptical unitは光学的には一定の距離に保たれる。その結果，optical unitの移動が容易になると同時に，装置の振動による雑音を著しく小さくすることができた。また光学的調整はビームガイド取付部だけですべての調整ができるため，この点でも格段に改善された。

C2－3. ブラッグセル（Bragg cell）

先に（C.8）式に示したように，ドップラー周波数f_Dはv_zの絶対値に比例するので，このままでは流れの方向を知ることはできない。

そこでoptical unitにブラッグセル（Bragg Cell；音響光学変調器）を用いて，あらかじめ2本のレーザ光にそれぞれf_1，f_2の周波数遷移を与えておく。（f_1，$f_2 \ll f_0$；光の周波数）そうすると，2本のビームの散乱光の干渉周波数f_{out}は次のようになる。

$$f_{out} = f_D + f_S \tag{C.9}$$

ただし，$f_D = f_{D1} - f_{D2}$

$f_S = f_1 - f_2$

この場合$|f_D| \leqq f_S$の範囲内でf_{out}は流速の正負（$= f_D$の正負）に応じて増減するので，適当な大きさのf_Sを与えておくと流れの方向も測定できるようになる。

さらに，この周波数遷移を利用すれば，f_Dの値が大振幅の変動をしている場合には，大きいf_Sを与えることによって信号中の相対的な振幅$|f_D|/f_{out}$を小さくできるので，信号処理計器から見た信号の質を向上させることができる。

参　考　文　献

1. A.B.C.Anderson
A Jet-Tone orifice number for orifices of small thickness -diameter ratio.
J.Acous.Soc.Am. 26-1(1954),21

2. A.B.C.Anderson
Structure and velocity of the periodic vortex-ring flow pattern of a primary pfeipfenton(pipe Tone) jet.
J.Acous.Soc.Am. 27-6(1955),1048

3. A.B.C.Anderson
Vortex-ring structure-transition in a jet emitting discrete acoustic frequencies.
J.Acous.Soc.Am. 28-5(1956),914

4. L.H.Back and E.J.Roschke
Shearlayer flow regimes and wave instabilities and reattachment length downstream of an abrupt circular channel expansion.
J.Appl.Mech. 39(1972),677

5. G.S.Beavers and T.A.Wilson
Vortex growth in jets.
J.Fluid Mech. 44-1(1970),97

6. G.S.Beavers,A.O.ST.Hilaire,and T.A.Wilson
Vortex growth in two-dimensional coalescing jets.
Trans.ASME ser.D (1972),500

7. H.A.Becker and T.A.Massaro
Vortex evolution in a round jet.
J.Fluid Mech. 31-3(1968),435

8. W.Cherdron, F.Durst and J.H.Whitelaw
A symmetric flows and instabilities in symmetric ducts with sudden expansion.
SFB 80/E/84 (1976), Ausbereitungs-und Transportvorgänge in Strömungen, Universität Karlsruhe

9. F.Durst, A.Melling and J.H.Whitelaw
Low Reynolds number flow over a plane symmetric sudden expansion.
J.Fluid Mech. 64 (1974), 111

10. P.Freymuth
On transition in a separated laminar boundary layer.
J.Fluid Mech. 25-4 (1966), 683

11. F.R.Hama
Streaklines in a perturbed shear flow
Phys.Fluids 5-6 (1962), 644

12. 一松　信
近似式
竹内書店 (1963)

13. J.L.Hodgson
The laws of similarity of orifice and nozzle flows.
Trans.ASME 51 (1929), 302

14. Hughes and Sufford (28より引用)
Hydraulics (1922), 298

15. И.Е.Идельчик
Учет влияния вязкости на гидравлическре сопротивление диафрагм и решеток, Теплоэнергетика, 9(1960),75.

16. И.Е.Идельчик
Справчник по гидрвлическим сопротивлениям, 1975, Машиностроение.

17. A.Iribarne, F.Fratisak, R.Hummel and J.W.Smith
An experimental study of instabilities and others flow properties of a laminar pipe jet.
A.I.Ch.E Journal 18-4(1972),689

18. H.W.Iversen
Orifice coefficients for Reynolds numbers from 4 to 50000
Trans.ASME 78(1956),359

19. F.C.Johansen
Flow through pipe orifices at low Reynolds numbers.
Tech.Rep.Aero.Res.Com.Rep.and Mem. 1252(1929)

20. A.L.Jorissen
Discharge measurement at low Reynolds numbers special devices.
Trans.ASME 78(1956),365

21. H.Judd
Experiments on water flow through pipe orifices.
Trans.ASME 38(1916),331

22. T.G.Keith
Finite difference solutions of steady laminar flow through a pipe orifice.
ph.D.Thesis. Univ. Maryland. 1971

23. P.S.Klebanoff, K.D.Tidstrom and L.M.Sargent
The three-dimensional nature of boundary layer instability.
J.Fluid Mech. 12-1(1962),1

24. Н.В.Левкоева
О влиянии числа Рейнольдса на величины коэффициентов сопротивлений диафрагм.,
Авиационная Техника, 1959, No2, c105.

25. A.Lichtarowicz, R.K.Duggins, and E.Markland
Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices.
J.Mech.Eng.Sci. 7(1965),210

26. R.D.Mills
Numerical solutions of viscous flow through a pipe orifice at low Reynolds numbers.
J.Mech.Eng.Sci. 10(1968),133

27. B.R.Morton
Laminar convection in uniformly heated horizontal pipes at low Rayleigh numbers. 7-4(1959),140

28. 沖　　厳
管内オリフィス及びノズルの流量係数及び抵抗係数の数式表示
機論, 4-14(1938),119

29. L.Rosenhead
The formation of vortices from a surface of discontinuity.
Proc.Roy.Soc.A. 134(1932) pp170

30. H.Sato
The stability and transition of a two-dimensional jet.
J.Fluid Mech. 7(1960),53

31. H.Schade and A.Michalke
Zur Entstehung von Wirbeln in einer freien Grenzschicht.
Z.Flugwiss. 10(1962),147

32. 生源寺　　順　（２８より引用）
管に設けたる孔の流量係数について
第１報，第２報
九州帝国大学工学部イ報　６（１９３１），１０（１９３６）

33. 谷　　一　郎
流体力学（上）
岩波書店，（１９４４），pp２６

34. 谷　　一　郎
境界層の遷移の予知について
機誌　７４（１９７１），６３４

35. T.Tatsumi and T.Kakutani
The stability of a two-dimensional laminar jet.
J.Fluid Mech. 4-3（１９５８），２６１

36. T.Uemura and K.Imaichi
Flow through pipe orifices at low Reynolds numbers:
Pressure losses and patterns.,Theoretical and Applied
Mechanics. vol.２５,
University of Tokyo Press, １９７７. 1.

37. T.Uemura, K.Imaichi and K.Ohta
Velocity fluctuations in the flow through a pipe
orifice at low Reynolds numbers.,Theoretical and
Applied Mechanics. vol.２５,
University of Tokyo Press, １９７７. 1.

38. Weisbach　（２８より引用）
Lehrbuch der Ingenieur und Maschinen Mechanik.
1,（１８７５），１０３６

39. 横　山　　茂
流量（上）　2.3.低レイノルズ数用絞り
川田裕郎編　昭和３９年．日刊工業新聞社刊

謝　　辞

本研究は大阪大学基礎工学部機械工学教室で行なったものである。

長期にわたる研究期間中，終始力強い御指導を頂き，さらに当時国内では稀であったレーザー流速計の購入を許可して頂く等，物心両面にわたり一方ならず激励と援助を賜りました今市憲作教授ならびに終始変らぬ激励と適確な御助言を頂いた広瀬達三教授に心から感謝致します。

また，貴重な御研究の時間を割いて本論文を懇切丁寧に御検討下さり数々の有益，貴重な御助言を頂きました機械工学科，今井功教授，角谷典彦教授ならびに化学工学科，伊藤龍象教授に深く感謝致します。

また，実験については当時学部学生であった諸氏，特に第4章の実験については当時大学院修士課程の学生であった太田邦広氏の精力的な協力に負う所が大きかったことを記し感謝します。

最後に実時間相関計，フーリェ解析器の使用を快く御許可頂きました機械工学科安達研究室の御好意に感謝致します。

索　　引

A

A.B.C.Anderson　78
圧力分布　11,13
圧力回復率　14,29
圧力損失　1,11

B

L.H.Back　74,76
G.S.Beavers　6,47,78,79
H.A.Becker　79
Bragg cell（音響光学変調器）　51,99

C

着色液射出装置　93
W.Cherdron　74

D

Doppler周波数　97
F.Durst　74

F

D.Freymuth　47
噴流の付着点　43,44,74

G

限界レイノルズ数　1

H

F.R.Hama　47
平均速度分布　57,62,63,64,74
平均Strouhal数　79
L.Hodgson　1,12
Höppler粘度計　10
Hughes　24

I

I.E.Idelchik　24,25
A.Iribarne　73,74,76,94
H.W.Iversen　22

J

自己相関　52,54
F.C.Johansen　6,12,21,30
A.L.Jorissen　23
H.Judd　12
循環域　36,44,73,82

K

干渉じま法　50

光発色タイムライン法　94
傾斜管液柱計　10,87
T.G.Keith　2,25,42

L

レーザードップラー流速計（L.D.V）
50,98
N.V.Levkoeva　1,24,26,31
A.Lichtarowicz　24

M

メチレンブルー　32
R.D.Mills　2,25,42
B.R.Morton　90

N

Navier-Stokesの式　2,25
2次元噴流　4,79
2重傾斜オリフィス　23
2重オリフィス　24

O

オリフィス　9,33
沖　巌　1,21,24

P

Prandtl数　89,90

R

Rankine　41,43
乱流拡散　76
Rayleigh数　90
Reynolds数　13,30
臨界レイノルズ数　28,42,58,81
L.Rosenhead　46
round off error　3

S

H.Sato　47,79
H.Schade　78
sharp edge orifice　21,26,78
剪断層　46
色素タイムライン法　90,92
4分円オリフィス　24
シフト周波数　51,100
速度変動　58
速度変動率　60
速度変動率分布　63,64,65,71,72
速度変動スペクトル　66
層流自由剪断層　44
J.M.Spitzglass　24
スピンドル油　9
square edge orifice　25,26
Strouhal数　6,77
生源寺　順　24
初生乱流　58,75

縮流係数 39,42

T

対称うず列 78
谷一郎 46
たる形歪曲収差 34
truncation error 3

U

U字管液柱計 10,87
うず
うず度の集中 48
うず崩壊 37,74,76,77
うず間隔 46
うず列 36,41,46
うず流出周波数 46,77,79
うず輪 48,60,76,92
擬うず 48
集中うず 46,48,49

W

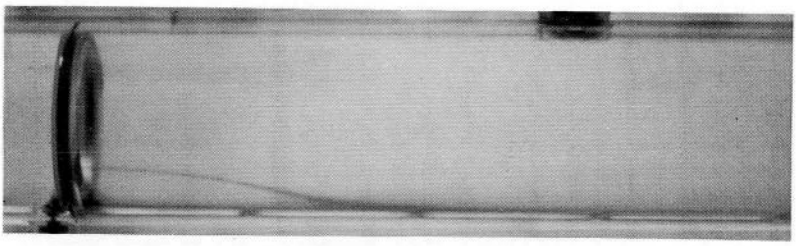
歪曲収差 34,39
Weisbach 24,43
T.A.Wilson 6,47,78,79

Y

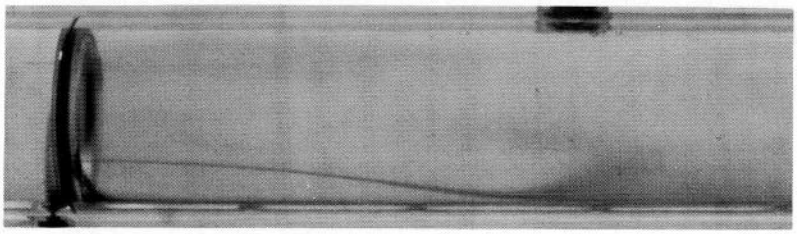
横山茂 24

Z

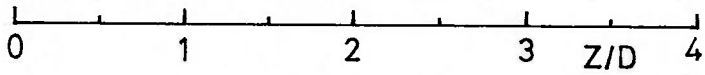
前方散乱 50

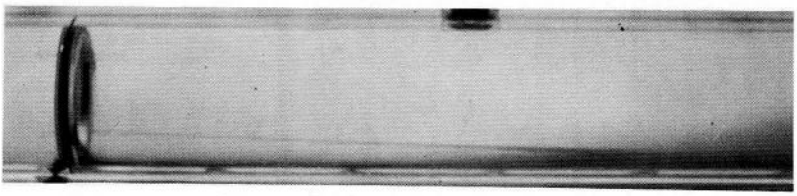


(a) Re=98



(b) Re=154





(c) Re=240

Plate 1. Photographs of streakline. α=0.30

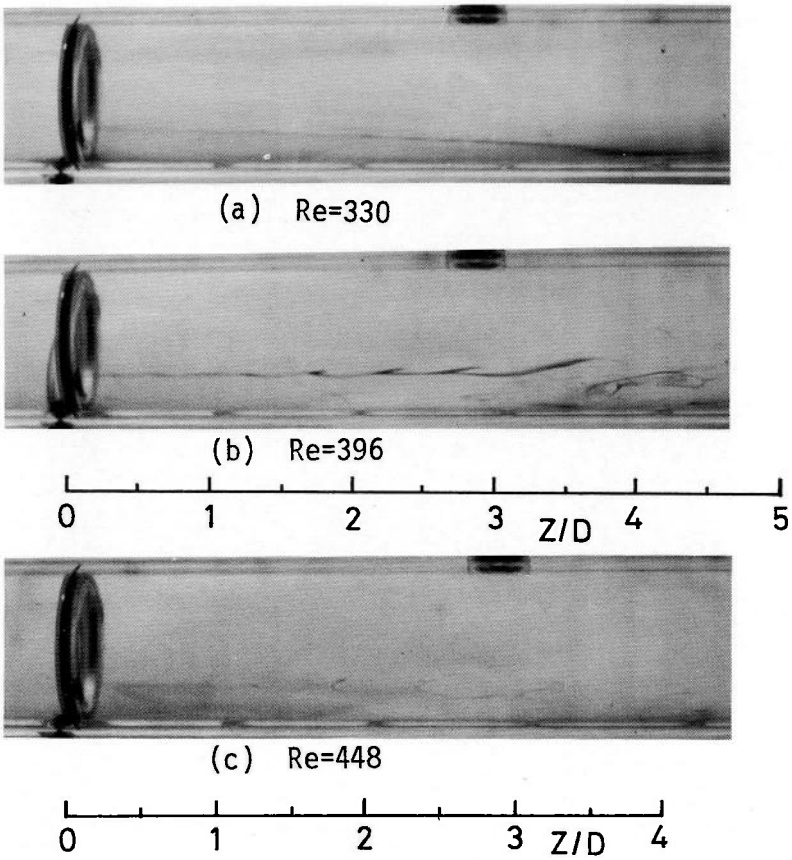


Plate 2. Photographs of streakline. α=0.30

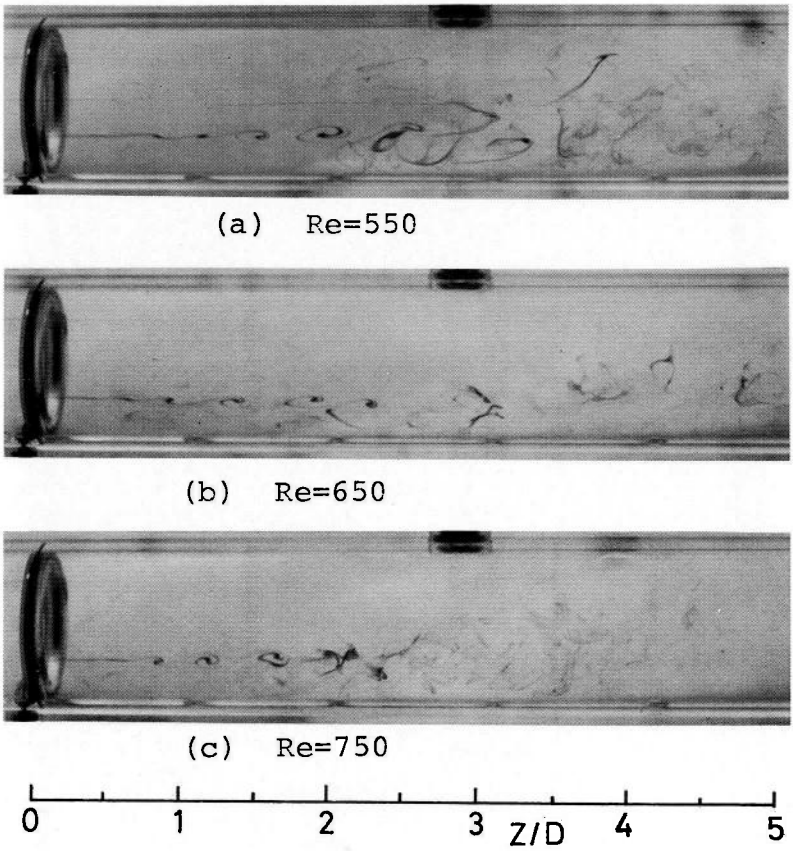


Plate 3. Photographs of streakline. α=0.30

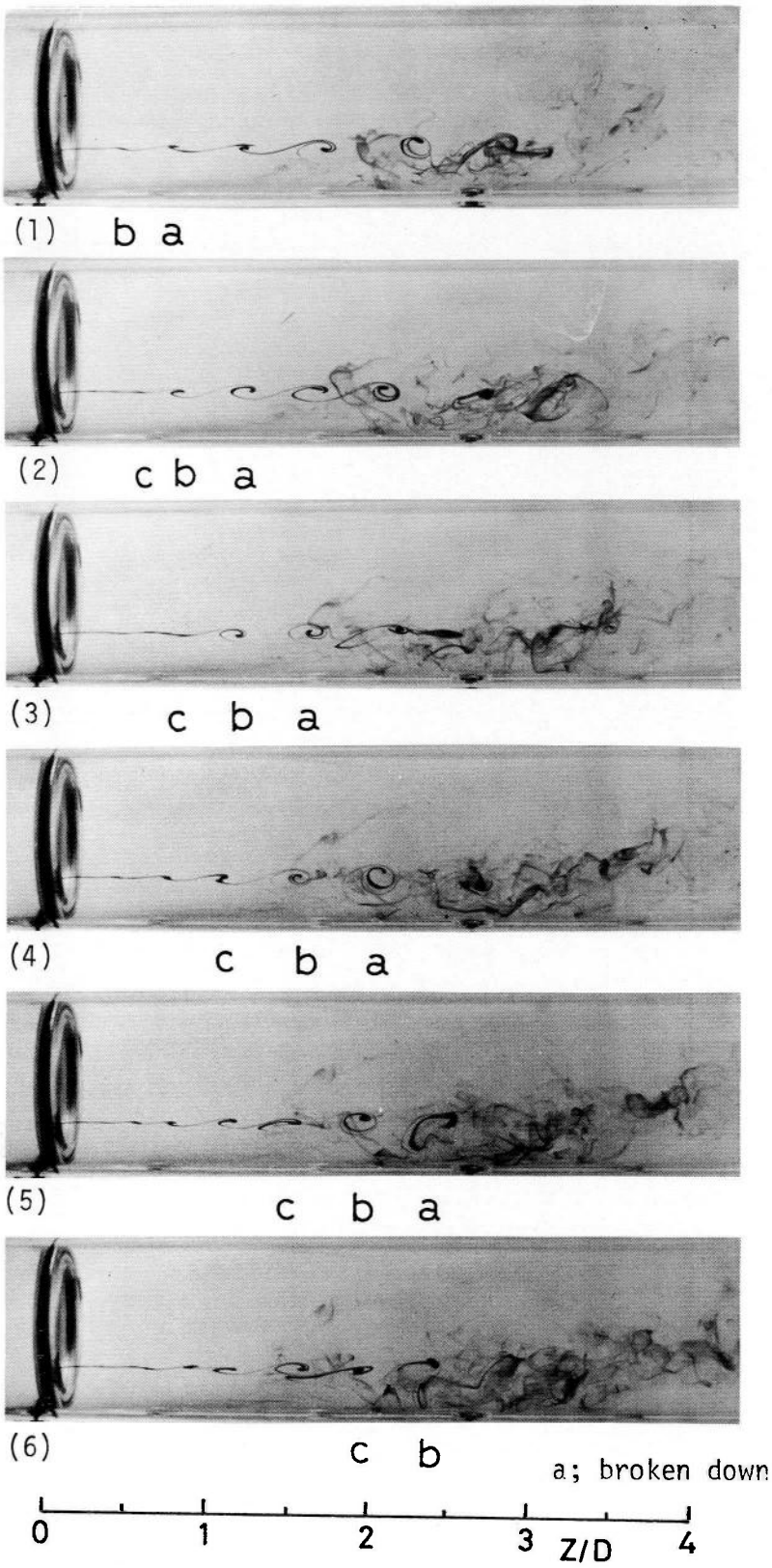


Plate 4. Sequential photographs of streakline.
α=0.30, Δt=0.25 sec., Re=704, Re_d=1300.

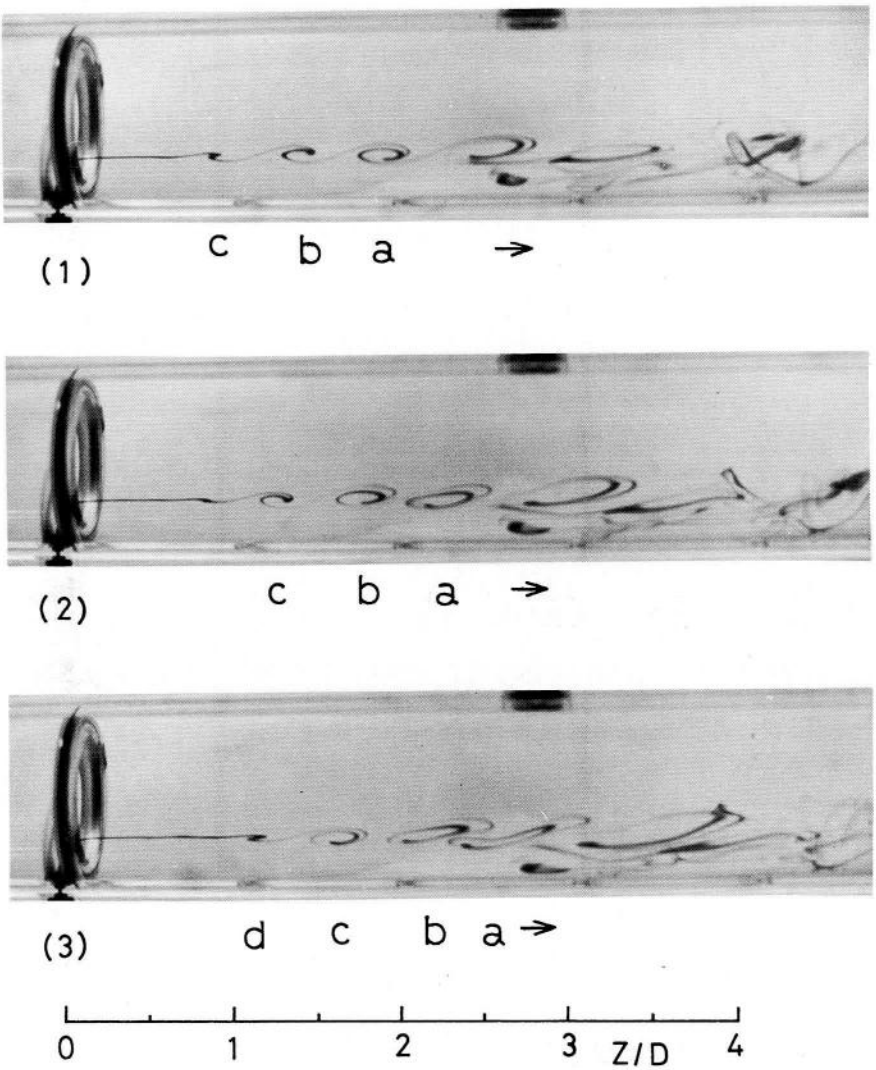


Plate 5. Sequential photographs of streakline.
α=0.30, Δt=0.5sec., Re=448, Re_d=825.

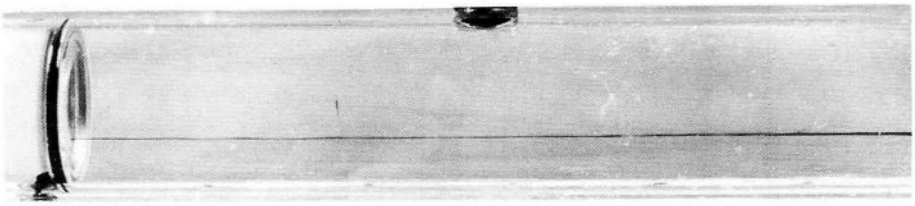
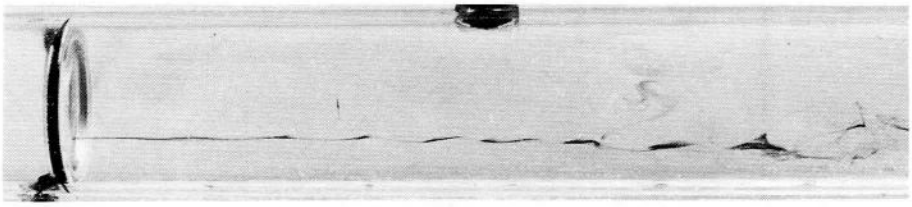
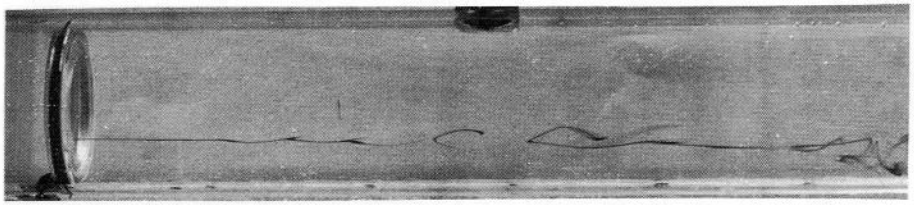


Plate 6. Streakline parallel to pipe axis. α=0.22, Re=193



(a) Re=288



(b) Re=360

Plate 7. Formation of crest. α=0.22

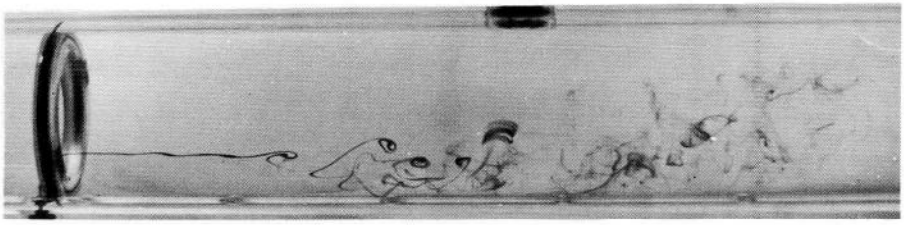
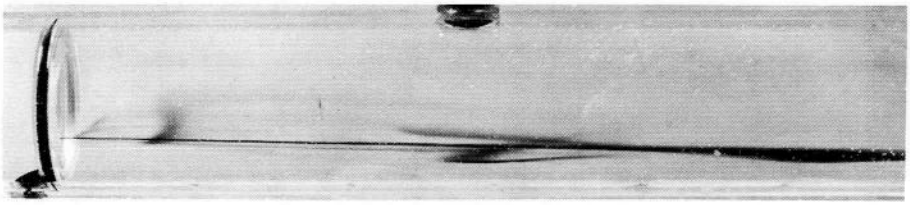


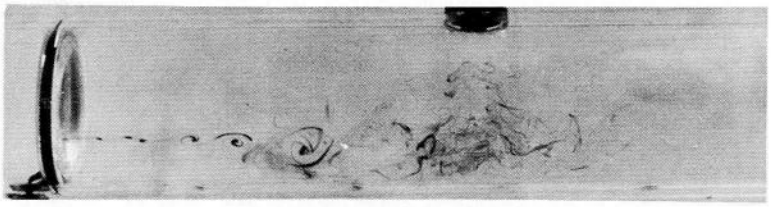
Plate 8. Vortex pairing. α=0.30, Re=594



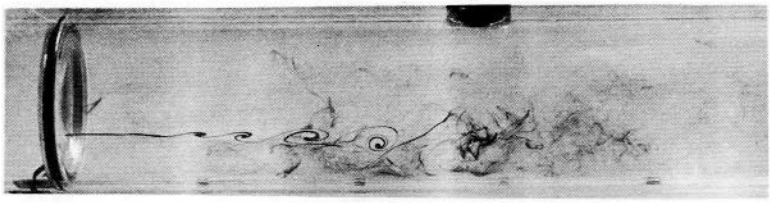
(a) α=0.22 Re=200

(b) α=0.30 Re=314

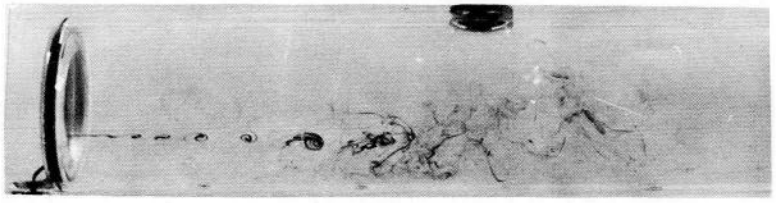
Plate 9. Occurence of wavy motion.



(a) Re=600

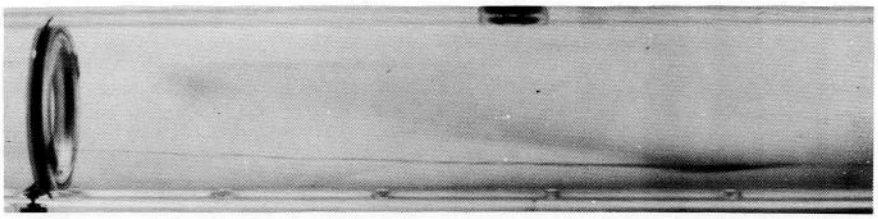


(b) Re=645

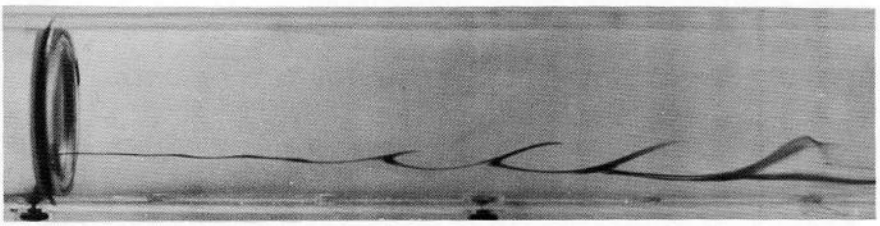


(c) Re=748

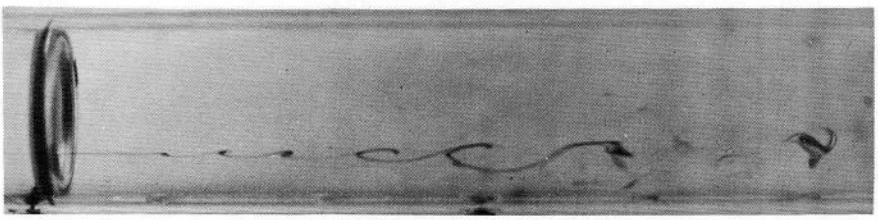
Plate 10. Flow patterns at higher Reynolds numbers. α=0.22



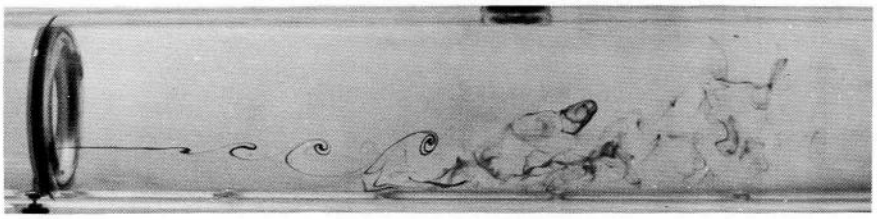
(a) Re=330



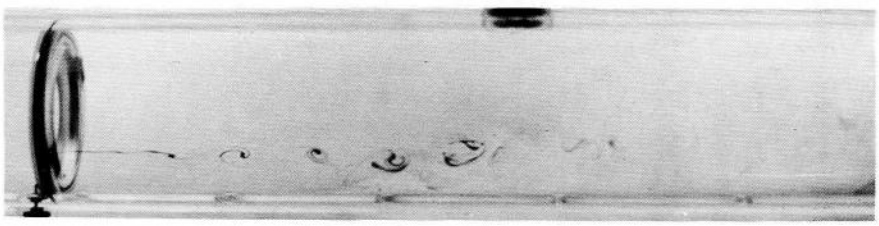
(b) Re=400



(c) Re=500

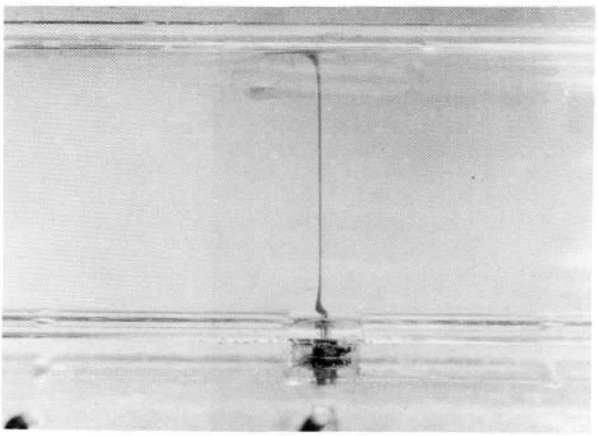


(d) Re=600

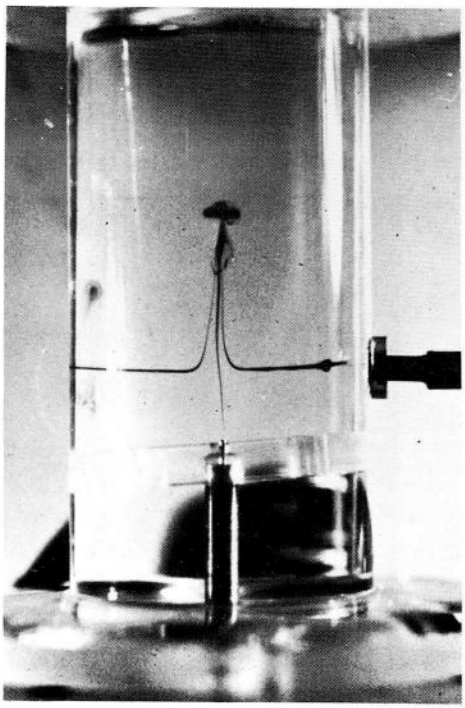


(e) Re=750

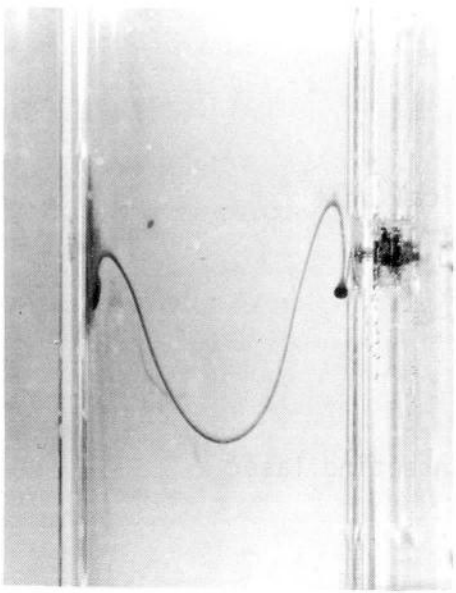
Plate 11. Flow patterns to be compared with results of velocity measurements. α=0.30.



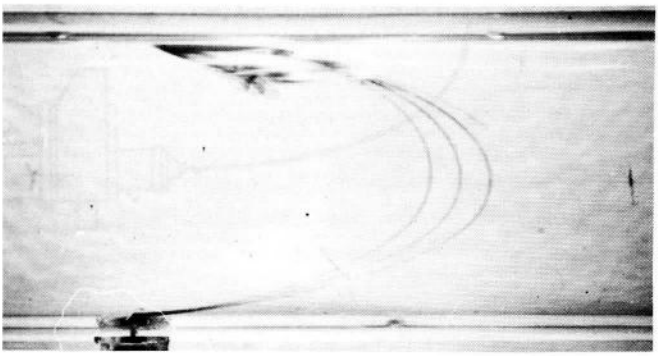
(a) Dye filament injected into a horizontal circular pipe.



(b) Two dye filaments -one cutting across the other- showing influence range of dye filament injection.

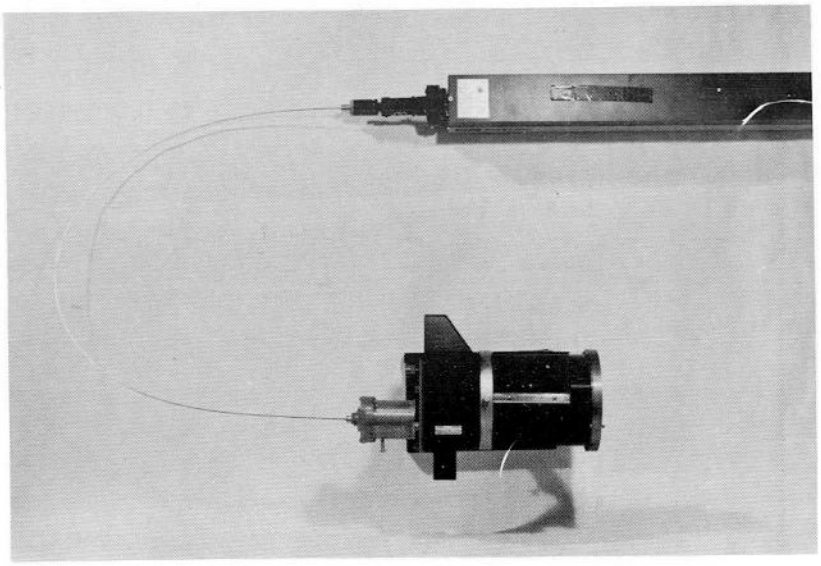


c) Dye filament showing velocity distribution of natural convection in a vertical tube.



(d) Triple exposured photograph of dye filament time-line.

Plate A. Some examples of dye filament time-lines.



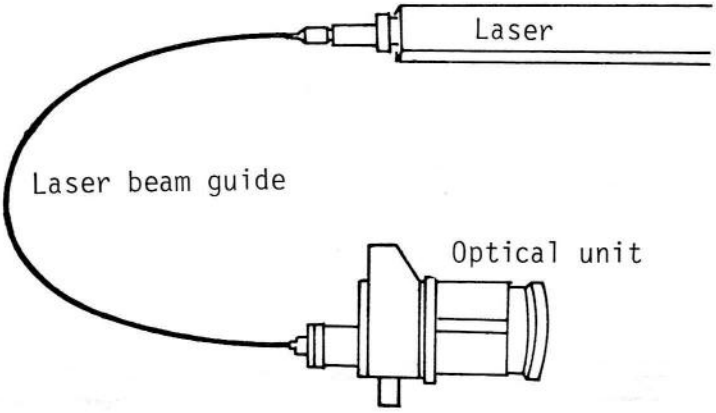


Plate B. Laser beam guide connecting laser with optical unit.