

名古屋工業大学博士論文

乙第129号(論文申請による)

平成10年3月16日授与

博士論文

物体と干渉する渦輪・渦対に関する
基本的問題と渦の安定性

1998年

内藤 隆

目次

第1章 序論

1. 1	はじめに	1
1. 2	渦輪・渦対について	2
1. 2. 1	渦輪・渦対の特徴	2
1. 2. 2	渦輪・渦対に関する従来の研究	3
1. 2. 3	本研究の目的・意義	5
1. 2. 4	渦輪・渦対の形成方法と供試渦の特徴	6
1. 3	本論文の構成	7
	引用文献	10

第2章 渦の衝突によって壁面に生じる力の問題

2. 1	はじめに	13
2. 2	実験装置と方法	13
2. 3	実験結果	16
2. 3. 1	流れの可視化と渦の軌跡	16
2. 3. 2	平板上の圧力	18
2. 3. 3	平板に働く力と力積	22
2. 4	考察	23
2. 4. 1	渦運動と平板上の力の関係	23
2. 4. 2	平板に働く力積と渦輪の運動量変化	26
2. 4. 3	軸対称性の仮定の検討	27
2. 5	まとめ	28
	引用文献	29

第3章 渦輪が平板に垂直に接近する流れ場に現れる縦渦の問題

3. 1	はじめに	30
3. 2	結果と考察	31
3. 2. 1	側面からの主渦輪・誘起渦輪の干渉の様子	31
3. 2. 2	フィンガー渦の発生と流れ場の乱雑化（正面からの観察）	33
3. 2. 3	フィンガー渦のトポロジー	36
3. 2. 4	フィンガー渦の起源	43
3. 2. 5	ノズルから平板までの距離と周方向に現れる波の数	43
3. 3	まとめ	46
	引用文献	48

第4章 渦輪の周方向の不安定波に関する問題

4. 1	はじめに	49
------	------	----

4. 2	実験装置と方法	50
4. 3	結果と考察	52
4. 3. 1	渦輪の波状変形の様子	53
4. 3. 2	波の数のフーリエ解析	56
4. 3. 3	波の数の変化の様子	57
4. 3. 4	数値シミュレーションおよび非粘性理論との比較	60
4. 3. 5	レイノルズ数による依存性	61
4. 4	まとめ	70
	引用文献	71
	付録 Widnall instability についての説明	73
第5章 渦軸に沿って渦核を細い円柱で攪乱する問題		
5. 1	はじめに	75
5. 2	煙可視化法による実験	75
5. 2. 1	実験装置と方法	75
5. 2. 2	予備的実験（供試渦対）	77
5. 2. 3	結果と考察	78
5. 3	2次元離散渦法によるシミュレーション	81
5. 3. 1	モデルと計算結果の表示方法	81
5. 3. 2	結果と考察	83
5. 4	まとめ	91
	引用文献	93
第6章 渦核断面を細い円柱で切断する問題		
6. 1	はじめに	94
6. 2	実験装置と方法	94
6. 3	結果と考察	97
6. 3. 1	流れ場の様子	97
6. 3. 2	渦運動への円柱の太さの影響	101
6. 3. 3	渦輪の軌跡	103
6. 3. 4	2次渦のトポロジー	107
6. 3. 5	熱線流速計による円柱後流の測定	110
6. 4	まとめ	112
	引用文献	115
第7章 結論		
	本研究に関して発表した論文	118
	謝辞	123

本論文で用いた記号

U	渦輪もしくは渦対の並進速度 [cm/s]
D	渦輪の直径もしくは渦対の渦核中心間距離 [cm]
D_c	渦輪もしくは渦対の渦核直径 [cm]
d	円柱の直径 [cm]
t	基準時刻からの経過時間 [ms]
ν	空気の動粘性係数 [cm ² /s]
ρ	空気の密度 [g/cm ³]
μ	空気の粘性率 [g/cm \cdot s]
Γ	循環 [cm ² /s]
Re	レイノルズ数 ($\rho U D / \mu$)
n	渦輪の周方向に現れる波の数
ϵ	円柱設置位置から渦対の対称軸までの距離
Δt	離散渦法で用いたタイムステップ [ms]
M	離散渦法で用いた円柱の分割数
H	ノズルと平板の距離 (第3章) [cm]
	渦対の拘束壁間距離 (第5章) [cm]
ΔT	速度の時間変化におけるピーク間の時間 (第4, 6章) [ms]
	離散渦法における剥離渦放出時間ステップ (第5章) [ms]
Π_1	レイノルズ数 ($\rho U D / \mu$)
Π_2	渦輪の直径に対する渦核の直径 (D_c / D)
Π_3	渦核直径に対する円柱直径 (d / D_c)
r_0	平板の影響を受けずに並進運動をしている渦輪の半径 [cm]
r	円筒座標系の動径 [cm]
θ	円筒座標系の方位角 [degree]
P	渦輪の持つ運動量 [Ns]
W_0	渦輪の並進速度 [cm/s]
a	渦核半径 [cm]
b	渦輪の半径 [cm]
F	渦輪が平板に与える力 [N]

第1章 序論

1.1 はじめに

本論文では、渦流れに関する基礎的な研究を取り扱う。渦という用語は、これまで多くの研究者によってさまざまな定義が採用されてきた。たとえば、Babianoら(1987)⁽¹⁾は“渦度の絶対値がある閾値より大きな領域”と定義し、McWilliams(1990)⁽²⁾は“局所的な渦度の極大値の20%にあたる等値線によって取り囲まれた単連結領域”と2次元の渦について限定的に定義している。Green⁽³⁾は、渦という用語は一つの定義では広く受け入れられない本質的に曖昧な言葉であるという認識から、厳密な定義を避け、“渦度の集中した領域”といった定義を提案している。しかしながら、この定義はGreen自身も指摘しているとおり、例えば一様流中の物体表面にできる境界層のように、“渦度の集中した領域”にもかかわらず渦の流れとして取り扱われない場合も含まれる。

これらの例からも分かるように一般的に渦流れと認められる運動の全てを簡潔な文章で完全に説明することは困難であるため、この用語を用いる研究者自身が扱う渦流れの特徴を明らかにし、それに合った定義をすることが必要となる。そこで、渦運動の共通の認識として渦度が集中している領域であること、および、本論文での実験手法として主に煙可視化を用いていることからLugt(1983)⁽⁴⁾の定義を参考にし、本論文では“多くの流体粒子が共通の中心の周りを回転運動する渦度の集中した領域”という定義を採用することにした。つまり、流れ場に部分的にマーカーを混入させると、渦巻き模様の形成が観察される場を渦と呼ぶ。ただし、この場合次のことに注意しなければならない。渦度が集中した領域では、マーカーによって渦巻き模様が生成され、その後、渦度は時間進行につれて拡散してしまっても、渦巻き模様はそのまま残される。そのため、“形成後の渦巻き模様”は、時間経過とともに渦度が集中した領域であることを判断する指標としては不適切なものとなる。

さて、ここで渦流れと定義される現象は、われわれの身近な生活の中に存在するだけでなく、人為的に作り出されたり、それが工学的に利用されているものもある。例えば、自然界では、泳いでいる金魚の尾の後方⁽⁵⁾に見られる小さな渦運動から、台風のようなそのスケールとエネルギーの大きなものまで数多く挙げられる。また、風が吹くと電線や枯れ枝から発生する空力音(渦音)⁽⁷⁾は、空気の渦運動によって引き起こされたものである。渦が工学的に利用される例として、ボルテックス・ジェネレータがある。これは、翼面上に多くの突起物を取り付けて渦を発生させ、境界層中の流れと外側の流れを混合させて剥離を防ぐ境界層制御に利用されている⁽⁶⁾。

こういった渦現象は、Küchemann⁽⁸⁾が“vortex motions are still described as the sinews

2 第1章 序論

and muscles of fluid motions”と表現しているように、流体力学上さまざまな流れ場の基本的かつ重要な構成要素となっており、それ自身変化に富んだ興味深い現象である。また、近年では、乱流中に組織的渦構造が存在し⁽⁹⁾、その構造が乱流状態にあるその流れ場の特性を支配していることが一般に知られるようになった。そして、乱流剪断流れが持続するうえで組織だった渦構造が重要な役割を果たしているという認識が増大し、乱流中の複雑な流れのモデルとして基本的な渦運動が広く研究⁽¹⁰⁾されるようになってきた。さらに、工学的応用で重要性の高い熱・物質の輸送や混合の問題との関連からも、この分野における基本的な渦運動の研究が注目されている。

このように渦の運動は、流体现象に関わる広い分野の研究者にとってそれぞれの研究の手がかりとなっている。そのため、渦と渦または渦と固体表面との相互干渉の様子を系統立てて整理し、その性質を明らかにすることは意義がある。特に、境界層遷移や混合の促進といった流れの制御の問題に取り組む上で、制御対象となる流れ場中の渦構造を制御する方法が模索されており、その手がかりとなる渦運動の性質についての体系だった知識が必要とされている。

1. 2 渦輪・渦対について

1. 2. 1 渦輪・渦対の特徴

完全流体の流れ場で体積力が一価のポテンシャルを持ち、圧力と密度の間に一意的関係があれば“ヘルムホルツの渦定理”⁽¹¹⁾が成り立ち、この定理は一般の多くの流れ場に近似的に適用することができる。その定理の一つに「渦糸は流体中で一つの閉曲線を形作るか、あるいは物体の境界にその端を持ち、流体中で終わることはない。」とあり、実験で作られる渦輪・渦対はこの2つの形態の最も単純な形状となっている。また、見方を変えれば、実験で作られる渦対は準2次元적であるのに対し、渦輪は3次元的と考えることもできる。

また、渦輪・渦対の共通の性質として、その独自の形状によりバックグラウンドの流れなしに自己の誘起する速度によって並進運動をすることが挙げられる。そして、並進運動をするときにその渦の自己誘起する速度場では、基本的にその形状を損なうことがない。ただし、渦対には“Crow instability”⁽¹²⁾、渦輪には“Widnall instability”⁽¹³⁾と呼ばれる不安定性が存在している。そのため、渦輪・渦対自身の条件と外乱の程度によって波状変形が現れ、やがてその形状が崩壊する場合もある。このWidnall instabilityは、先に述べた渦輪・渦対の共通の性質から、単純な2次元的形状をしている渦対の不安定性を3次元的な曲率を持った形状に適應させて求められたものである。

合体・対消滅、つなぎ換え、引き延ばしとそれにともなう渦度の増大、ねじれ、および不安定性といった渦としての性質を調べるにあたって、このバックグラウンドの流れなしに自己誘起速度によってその形状を変えずに並進運動するという性質

は、単純な形状の渦を単独で取り扱うことができるという点において極めて有効である。具体的には1. 2. 2節で述べるが、渦がその性質を保持しながら空間的に移動する性質を利用し、複数の渦や固体壁の初期の配置を工夫することによって種々の流れ場の干渉過程をつくり出すことが可能である。

しかしながら、渦輪・渦対の実験には難しさもある。渦輪であれば、渦輪と渦核の半径比の大きな安定した渦輪をつくり出すことが困難である。また、渦対であれば常にその両端は壁面に接することになるため、実在流体では壁面での粘着条件によって2次元性を保つことが困難となる。さらに、渦輪・渦対ともに先に述べた不安定性を持つ。これらのことから、研究対象とする渦の特性に合わせて、これらの問題の影響が最小となる適切な渦発生条件を探しだし、その範囲内で実験することが重要なポイントとなってくる。

1. 2. 2 渦輪・渦対に関する従来の研究

渦運動を論じた一般的な研究は古く、非圧縮・理想流体の渦度場について有名な“ヘルムホルツの渦定理”(1958年)⁽¹¹⁾にまで遡る。その後、Kelvin 卿の“循環定理”(1869)⁽¹⁴⁾をはじめ、Thomson⁽¹⁵⁾やHicks⁽¹⁶⁾によって直線渦、渦輪、中空渦(回転運動をする芯が真空中で置き換えられたもの: Hollow Vortex)などに関した興味深い研究がなされた。そして、粘性流体にヘルムホルツの渦定理が適応されるようになると、粘性流体力学のほとんどの問題は渦と関連があることから渦研究の歴史は粘性流体力学の歴史と言えるほど幅広いものとなった。渦輪・渦対は、1. 2. 1節で記述したようにこれらの渦と共通する性質も有しながらその幾何学的形状が単純であることから、渦の基本的研究の対象として取り上げられてきた。ここでは従来渦輪・渦対に関する研究を、本論文に関連するものに着目し、“平板と干渉する渦輪・渦対の研究”と“渦輪・渦対の不安定性に関する研究”の2つに分類してまとめることにする。前者は工学的課題として、後者は流体力学の中心的課題として位置づけられ、とりわけ重要なものと考えられる。

<平板と干渉する渦輪・渦対の研究>

非粘性流体での予測と異なり固体壁に接近する渦がリバウンド(渦の進行方向が反転すること)するという事実は、Harveyら(1971)⁽¹⁷⁾による翼端渦(渦対)の実験的研究によって初めて示された。この報告によると、渦の接近にともなって壁面近傍で境界層が発達し、2次渦の発生が観察されている。そして、翼端渦は2次渦との干渉により壁面に沿った進行が阻まれ、リバウンドすると解釈された。

この事実を受けて、Boldesら(1973)⁽¹⁸⁾は渦輪を平板に垂直に接近させた流れ場を観察した結果、同様に2次渦輪の巻き上がりとは主渦輪のリバウンドを確認した³⁾。その後、Schneider(1978)⁽¹⁹⁾やYamadaら(1982)⁽²⁰⁾の研究では更に詳しく2

4 第1章 序論

次渦輪の形成や振る舞いについて調べられ、2次渦輪が主渦輪と相互干渉して主渦輪をリバウンドさせるとき2次渦輪自身は主渦輪の周りを回ってその内側に入り込み、その周方向に急速に波状変形が現れることなどが判ってきた。

その後、Walker ら (1987) ⁽²¹⁾ の実験および解析的研究やOrlandi ら (1993) ⁽²²⁾ とSwearingen ら (1995) ⁽²³⁾ の3次元のDirect Numerical Simulation(DNS)による計算が試みられ、両者は比較的よく一致した結果を得ている。これらの研究は2次渦輪の不安定性に注目している。それは、この不安定性が2次渦輪を崩壊に導き、小規模秩序運動を生じさせると考えられているからである。しかしながら、“2次渦の周方向の波の数が何のパラメータによって決定されているか”、“小規模秩序運動の発生メカニズム”など重要なことが未解決のまま残されている。

一方、工学的応用事例として、衝突噴流の例が挙げられる。噴流の初期段階では渦輪が明確に認められ、これが壁に接近すると誘起渦の発生が起り複雑な流れ場となる。加熱壁面の噴流による冷却問題解明にこのような渦流れ場が重要な示唆を与えることが予想される。ところで、流れが物体に与える力を求めるという流体力学の最も基本的な課題の一つであるにもかかわらず、平板に衝突する渦輪が、壁面に与える力について論じた報告は見あたらない。その理由としては、このような流れ場に一般に利用される空気では壁面に働く圧力が過渡的かつ微小であるために、圧力測定が困難であることによると考えられる。それゆえ、平板に衝突する渦輪が壁面に与える力を実験的に求め、壁面に作用する力または圧力を流れと対比する研究(第2章)は重要である。

<渦輪・渦対の不安定性に関する研究>

渦対はそれ自身不安定性を有しており、わずかな外乱によってその軸方向に正弦的な微小変位が生じ、徐々に振幅が増大していく。やがて、空間的に対の渦が互いに接近した部分で渦のつなぎ換えが発生し、渦対の形状が維持できなくなる。Crow (1970) ⁽¹²⁾ は、飛行機の翼端渦の渦対について、正弦的に変形するこの不安定性について研究した。また、Widnall ら(1970) ⁽²⁴⁾ によって接合漸近展開法を用いた解析と水による実験により、その安定性が調べられている。

また、初期の段階では安定した並進運動を行う単独渦輪についても、渦対の場合と同様に並進運動に伴い渦輪を構成する渦核に周方向の正弦波的な微小な変位が生じる。この波の振幅は時間とともに増大し、やがて局所的に周方向の規則性が崩壊すると全体が急速に乱流渦輪へと遷移していくことが実験的に観察されている ^{(19), (25) - (28)}。この渦核の周方向の波状変形は、流れの可視化により現象を明らかにしたKruttsch ⁽²⁵⁾ にちなんで Kruttsch Instability、もしくは Widnall ら ^{(13), (29)} によって理論的な説明がなされたことにより Widnall Instability とも呼ばれている。ちなみに、後者の呼び方が一般的である。

この渦輪の波状変形は渦輪の乱流遷移に関係し、また、渦輪の運動は噴流の素過程と考えられることから、工学的応用の広い噴流制御の目的でこの研究は注目されてきた。そのため、Widnallら(1973)⁽¹³⁾、Liessら(1976)⁽³⁰⁾、Maxworthy(1977)⁽³¹⁾、Saffman(1978)⁽³²⁾に見られるように、この波状変形についてその増幅率や周方向の波の数について多くの研究がなされてきた。

さらに、現在でも望月ら(1997)⁽³³⁾のように新たな実験的研究の試みが続けられているだけでなく、近年では計算機能力の向上に伴って3次元での渦輪の運動の数値計算が可能となり、実験では測定困難な微小なデータを得ることができるようになった。例えば、Shariffら(1994)⁽³⁴⁾は、数値的にモード解析を行い、modal energyが最大となる周方向の波の数が時間と共に少なくなる事を示している。

1. 2. 3 本研究の目的・意義

1. 1節で述べたように、渦運動は粘性を有する実在の流体现象全般において常に重要な役割を果たしており、その運動の特徴を明らかにすることが必要とされている。そこで、流体力学的立場からの本論文の目的は、基本的な渦要素同士、又は渦要素と固体壁との干渉の様子を総合的に調べ、それらの干渉の特徴を理解することである。また、これら渦運動の素過程を明らかにし、その特徴を理解することは、境界層遷移や混合の促進といった今日必要性が増大している流れの制御の問題解決の手がかりとなるため、工学的応用上大きな意義がある。

しかしながら、一般の流れ場に現れる渦の形状は複雑であり、かつ非定常な運動をするため、その性質を調べることは多くの困難を伴う。それゆえ、本論文では、特に要素的な渦である渦輪・渦対に注目し、詳しく調べることにした。なぜなら、これらは構造的に単純な形状をしているが、合体・対消滅、つなぎ換え、引き延ばしとそれにもなう渦度の増大、ねじれ、および不安定性といった一般的な流れ場に存在する渦と同じ特徴を持っている。そこで、複雑な流れ場を形成する渦と渦の合体や追い抜きといった渦同士の干渉の様子、あるいは渦と固体表面との干渉の様子をもっとも単純な形で調べることができ、その特徴が理解されると期待できる。さらに、1. 2. 1節でも述べたように、渦輪と渦対は2つある渦の基本的形態であることから、その両方の観察がより容易となる。裏返して言えば、渦輪と渦対の性質を比較することにより、渦のこの2つの形態の特徴も明らかとなる。

本論文では、おもに可視化を中心とした実験的アプローチを採用している。ここで対象としている流れは、非定常性が強いが、再現性がよいという特徴を持つ。このような流れ場に対してタイミングの電氣的制御が容易である煙可視化法は、Yamadaら(1993)⁽³⁵⁾、Naitohら(1995)⁽³⁶⁾からも分かるように、渦同士の干渉や攪乱による渦管のトポロジーの変化を捕らえるのに非常に有効な計測技術である。また、スモークワイヤー法の併用によって、一点計測の熱線風速計と比べ容易に速度分布などの定量測定も可能となる。これら計測法を駆使し、流れ場を時空間的に詳

6 第1章 序論

しく調べることにより、流れ場についての詳細な構造、現象のメカニズム追究の基礎となるデータの取得、さらには現象の発見が期待される。

具体的な問題として、平板と干渉する渦の問題は工学的にも応用範囲が広い。渦運動により平板に生じる力は、接近する渦によって作られる流れの状況により変化するので、接近する渦と平板の干渉の関係を明らかにする必要がある。もし、この渦運動をうまく制御できれば、平板に与える力も制御できるはずである。そこで、主渦および平板近傍で誘起された渦と平板による干渉過程を詳細に調べ、その特徴と力の作用について考察する。

また、1. 2. 2節の〈渦輪・渦対の不安定性に関する研究〉で述べたように、層流渦輪から乱流渦輪に遷移する過程に関連してその不安定性が鍵となっており、現在もさまざまな手段を用いて調べられている。この問題に対して、煙可視化の手法を用いて渦核の構造の変化を詳しく調べることは有効かつ重要である。

そして、従来の報告に見られない新しい視点として、細い円柱 (wire) による渦の“切断”を試みる。厳密に言えば渦管はワイヤー状の円柱で切断されることはないが、渦管 (糸) の引き延ばしとつなぎ換えによって“渦の切断”ともいえる状況が引き起こされる。渦軸に対して垂直または平行に円柱を配置して攪乱を与え、円柱直径と渦核直径の比や幾何学的配置の影響を系統だって調べる。その結果、渦と細い円柱の干渉の一般的な特徴が明らかになるだけでなく、従来境界層の制御や流れの安定性の問題に用いられてきたトリッピングワイヤーやスモークワイヤー法でのワイヤーの流れ場への影響を明らかにする課題にもつながる。

1. 2. 4 渦輪・渦対の形成方法と供試渦の特徴

実験的に渦輪を発生させる方法は、従来よりさまざまな方法が考えられてきた。例えば、Batchelor⁽³⁷⁾には、4つの方法が紹介されている。

- (1) 静止した流体中の円盤をその面に対して垂直に突発的に移動させる。
- (2) オリフィス又は円管から短時間流体を噴出させる。
- (3) 水を貯めたタンクの中で、上向きに設置した管からある一定量の空気を放出する。
- (4) 少量の液体を同じ液体の自由表面に垂直に落下させる。

これらはいずれも速度剪断層を生成し、その巻き上がりによって渦輪が形成される。一般的な実験的研究では、(2)の方法が最も頻繁に採用されており、この方法で形成される渦輪の特性は流体の押し出し方と流体の出口形状によって変化する。流体を押し出す手段としては、ピストン^{(21), (30), (32), (38) - (39)}やラウドスピーカ (気体)^{(20), (40)}によって駆動したり、圧力を加えたタンクの出口に電磁弁などの開閉器を取り付け、短時間開口して流体を噴出する方法^{(27), (41), (42)}などがある。ピストンによって流体を押し出す場合について、Saffman⁽³²⁾は流体の出口形状とピストンの駆動をパラメータ化して渦輪の巻き上がり過程について議論し、実

験データと定量的な一致を得た。また、Shariff & Leonard⁽⁴³⁾の解説やLim & Nickels⁽³⁾のテキストには、渦輪の形成過程と渦輪形成パラメータから渦輪の特性を推測するモデルについて詳しく記述されている。

渦対の形成についても同様に、平行なスリットから流体を短時間噴出させて渦対を形成させる^{(24), (44)}ことが一般的である。また、一对の平行に設置したフラップを閉じるように動作させて一对の反対向きの剪断層を生成する方法⁽⁴⁵⁾や、成層流体中に設置した小さな円形ノズルから水平に流体を噴出する方法⁽⁴⁶⁾などの渦対形成法も報告されている。

本論文の全ての実験では、流体として空気を用い、流体を押し出す手段としてはスピーカを用いた。この方法の利点は、取り扱いが容易であり、スピーカに加える電圧の設定を変えるだけで安定した渦輪を $Re = 5.0 \times 10^2 \sim 5.0 \times 10^3$ の範囲で、渦対を $Re = 5.0 \times 10^2 \sim 2.0 \times 10^3$ の範囲で簡便につくり出すことができることである。また、流体を押し出している時間が比較的に短いため、いわゆる“若い渦（細い渦核の渦）”を形成しやすい。

欠点としては、出口より放出された流量およびその時間変化が直接的に測定できない。また、その流速変化がスピーカ駆動のアンプの性能とスピーカの特性に依存し、正確にコントロールすることが困難なことが挙げられる。しかしながら、一定の条件下での渦輪の発生は非常に安定しており、その渦輪の特性をあらかじめ測定しておけば本論文の目的とする実験には問題とはならない。例えば、Yamadaら(1994)⁽⁴⁷⁾にあるように、流体の出口形状が縮流型であるオリフィスを用いた場合、流出速度最大時の半径方向の速度分布は、オリフィスのエッジ近傍で最大となり大きな速度剪断層をその近傍で放出する。また、速度の時間変化は、十数 [ms] で最大となるよう鋭く立ち上がり、40 [ms] のうちに殆ど流体の噴出は終了していることが分かる。

さて、ここでレイノルズ数について明らかにしておく。渦輪のレイノルズ数は一般に、 UD/ν か Γ/ν （渦レイノルズ数）で定義される。ここで、 U は渦輪の並進速度、 D は渦輪の直径、 ν は動粘性係数、 Γ は渦輪の循環である。特に、実験では、 Γ よりも U と D の測定の方が簡便で正確なデータが得られるため、 Γ/ν より UD/ν が広く用いられている。本論文における渦輪のレイノルズ数は、可視化データと熱線風速計のデータを基に UD/ν で定義した。同様に、渦対の場合は、 UD/ν （ U ：渦対の並進速度、 D ：渦対の中心間隔）で定義した。

1. 3 本論文の構成

第2章では、渦輪と平板の干渉で最も基本となる渦輪が壁面に垂直に衝突する際に、平板が受ける圧力・力の変化と流れ場との関係を検討する。このような流れ場では壁面に働く圧力が過渡的かつ微小であるため、一般の測定器による圧力測定は

8 第1章 序論

困難である。そのため、田畑ら⁽⁴⁸⁾によって確立された窒化シリコンメンブレンを用いた微圧計測法を利用し、得られた圧力の測定結果を基にして渦輪が衝突する際に平板に働く力を求める。その結果、平板が受ける力の時間変化には3つのピークが現れ、それらのピークが基本的には渦輪の初期接近と近傍接近、反跳と再接近、および再反跳と最終減衰に対応づけて説明できることを示す。また、平板が受ける撃力と渦輪が衝突前に持っていた運動量との関係についても考察する。

主渦輪の運動は平板の受ける力の時間変化と関係することが判ったが、この運動は平板近傍で形成される誘起渦輪との相互干渉によって複雑なものとなっている。第3章では、煙可視化法を用いてこの渦輪が平板に衝突する様子を詳しく観察し、干渉過程を明らかにすることを目的としている。特に渦輪が乱流へ遷移する際には渦軸（渦輪の対称軸）に垂直な断面の周方向にみかんの輪切りのような規則的な秩序構造が捉えられ、縦渦が形成し、この縦渦によって乱流化が促進されていることが推測された。そこで、この縦渦をフィンガー渦と呼び、この流れ場に大きく影響を与えるその空間的形狀と発生過程を調べる。さらに、平板と渦輪を発生させるノズルとの距離を変化させて規則的な周方向の波の数を系統的に調べ、その波の数の決定要因を推測する。

第4章では、Widnall instabilityと呼ばれる自由空間を並進する渦輪の周方向に現れる不安定波について、波の数の時間的変化の様子に注目して調べる。第3章で捉えられた周方向の規則的な波は、平板に接近する主渦輪自身が潜在的に有している不安定性が原因ではないかと推測され、平板と干渉していない状態の渦輪を調べることにした。一般に、この単独渦輪の不安定波は時間にともなって徐々にその振幅を増大させ、ある程度大きくなると局所的に周方向の規則性が崩壊する。その結果、渦輪全体が急速に乱流渦輪へと遷移することが知られている。第3章の実験において、平板と渦輪を発生させるノズルとの距離を大きくすると周方向に現れる波の数が減少することが明らかにされた。これは主渦輪自身が持っている不安定性の周方向の波の数が時間経過にともなって減少していることを示唆している。そこで、まず、 Re 数=2600の渦輪の波の数について可視化実験を行い、その結果をShariffら⁽³⁴⁾の直接数値シミュレーションの結果と比較する。次に、波の数の時間的変化の様子について、渦輪の Re 数依存性を調べる。

第5章・第6章では、渦核を構成する渦管を渦核より細い円柱で言えば切断することを試み、その結果渦運動が受ける影響を調べる。このような細い円柱の使用は、噴流などの流れの制御の手段として、また、流れの安定問題の研究における攪乱源として従来用いられてきた経緯がある。まず、第5章では、渦軸に沿って渦核を細い円柱で攪乱する。具体的には、渦対を発生させ、その並進する経路に渦軸と平行に3種類の細い円柱を設置する。渦対と設置された円柱の位置関係により誘起渦の成長の様子が異なり、渦対の受ける影響が変化する。渦対の2つの渦核中心の間に円柱を設置した場合、誘起渦が成長し、その影響で渦対の軌跡は大きく曲げられる。

一方、渦対の片側の渦核中心近傍が円柱を通過する際に受ける攪乱の影響は意外と思われるほど小さく、渦対は円柱通過後も向きを変えずに並進運動を続ける。この現象が起こる機構は、渦核が円柱を通過する際に見られる“渦度集中防止効果”と“実効循環保存効果”によるものであることが離散渦法によるシミュレーション結果から裏付けられる。

第6章では、渦管の管軸に対して垂直に円柱を設置して、渦核に攪乱を与える。渦輪を安定して水平方向に並進運動するように発生させ、渦輪の中心が通過する位置に水平に細い円柱を設置することにより、渦輪の渦管を2箇所切断する。そして、円柱の直径をパラメータとした円柱による流れ場への影響を調べるために、可視化実験と熱線流速計による円柱後流の速度分布測定を遂行する。興味深いことに、“渦輪の並進速度は円柱直径と渦輪の渦核直径の比が0.0063から0.25まで増加するにつれて減少するが、その後、その比が0.25から0.38まで増加するにつれて増加し、その比が0.38以上になると再び並進速度が減少する”という結果を得た。円柱直径のパラメータの増加に対して渦輪の並進速度が単調減少でないことから、第5章と同様に形成された2次渦も円柱通過後の渦輪に大きな影響を与えており、2次渦について詳しく調べる必要が指摘される。

引用文献

- (1) A. Babiano, C. Basdevant, B. Legras, & R. Sadourny : Vorticity and passive-scalar dynamics in two-dimensional turbulence, *J. Fluid Mech.* **183** (1987) 379-397.
- (2) J. McWilliams : The vortices of two-dimensional turbulence, *J. Fluid Mech.* **219** (1990) 361-385.
- (3) S. I. Green: *Fluid Vortices*, (Kluwer Academic Publishers 1995)
- (4) H. J. Lugt: *Vortex flow in nature and technology*, J. Wiley, New York (1983) 8.
- (5) 可視化情報学会: *流れのファンタジー*, (講談社 1986).
- (6) 牧野光雄: *航空力学の基礎 (第2版)*, (産業図書 1989) 162-163.
- (7) 井上良紀, 木谷勝: *乱れと波の非線形現象*, (朝倉書店, 1993), 85-105.
- (8) D. Küchemann: Report on the I. U. T. A. M. symposium on concentrated vortex motions in fluids, *J. Fluid Mech.* **21** (1965) 1-20.
- (9) G. L. Brown & A. Roshko: On density effects and large structure in turbulent mixing layers, *J. Fluid Mech.* **64** (1974) 775-816.
- (10) A. K. M. F. Hussain: Coherent structures and turbulence, *J. Fluid Mech.* **173** (1986) 303-356.
- (11) Helmholtz: Ueber Integrale der hydrodynamischen Gleichungen welche den Wirbelbewegungen entsprechen, *Crelle*, lv. (1858) [Wiss. abh. i. 101].
- (12) S. C. Crow : Stability Theory for a Pair of Trailing Vortices, *AIAA J.* **8** 12 (1970) 2172-2179.
- (13) S. E. Widnall & J. P. Sullivan : On the stability of vortex rings, *Proc. R. Soc. Lond. A* **332** (1973) 335-353.
- (14) Lord Kelvin : On vortex motion, *Trans. Royal Soc. Edinburgh* **25** (1869) 217-260.
- (15) J. J. Thomson: On the Motion of Vortex Rings (Adams Prize Essay), London, (1883), PP.5, 6.
- (16) W. M. Hicks : On the steady motion and the small vibrations of a hollow vortex, *Phil. Trans. Roy. Soc. Pocklington* (1884).
- (17) J. K. Harvey & F. J. Perry : Flowfield produced by trailing vortices in the vicinity of the ground, *AIAA J.* **9** (1971) 1659-1660.
- (18) U. Boldes & J. C. Ferreri : Behavior of vortex rings in the vicinity of a wall, *Phys. Fluids* **16** (1973) 2005-2006.
- (19) P. E. M. Schneider : *Werden, Bestehen, Instabilität, Regeneration, Vergehen eines Ringwirbels*, Max-Planck-Institute für Strömungsforschung Bericht Göttingen **17** (1978).
- (20) H. Yamada, T. Kohsaka, H. Yamabe & T. Matsui : Flowfield produced by a vortex ring near a plane wall, *J. Phys. Soc. Japan* **51** (1982) 1663-1670.

- (21) J. D. A. Walker, C. R. Smith, A. W. Cerra & T. L. Doligalski : The impact of a vortex ring on a wall, *J. Fluid Mech.* **181** (1987) 99-140.
- (22) P. Orlandi & R. Verzicco : Vortex rings impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations, *J. Fluid Mech.* **256** (1993) 615-646.
- (23) J. D. Swearingen, J. D. Crouch & R. A. Handler : Dynamics and stability of a vortex ring impacting a solid boundary, *J. Fluid Mech.* **297** (1995) 1-28.
- (24) S. E. Widnall, D. Bliss, and A. Zalay: Theoretical and experimental study of the stability of a vortex pair, *Proc. Symposium on Aircraft Wake Turbulence*, Seattle, Washington (1970) 305-338.
- (25) C. R. Kruttsch : Über eine experimentelle beobachtete Erscheinung an Wirbelringen bei ihrer translatorischen Bewegung in wirklichen Flüssigkeiten, *Ann. Phys.* **35** (1939) 497-523.
- (26) T. Maxworthy: The structure and stability of vortex rings, *J. Fluid Mech.* **51** (1972) 15-32.
- (27) Y. Oshima: Motion of vortex rings in water, *J. Phy. Soc. of Japan* **32** (1972) 1125-1131.
- (28) H. Yamada : Some specific features of vortex rings visualized by means of smoke, *Theoretical and Applied Mechanics (Proc. of the 27th Japan National Congress for Applied Mechanics)* **27** (1977) 481-488.
- (29) S. E. Widnall, D. B. Bliss, & C. -Y. Tsai : The instability of short waves on a vortex ring, *J. Fluid Mech.* **66** (1974) 35-47.
- (30) C. Liess & N. Didden : Experimente zum Einfluss der Anfangsbedingungen auf die Instabilität von Ringwirbeln, *Z. angew. Math. Mech.* **56** (1976) T206-T208.
- (31) T. Maxworthy: Some experimental studies of vortex rings, *J. Fluid Mech.* **81** (1977) 465-495.
- (32) P. G. Saffman : The number of waves on unstable vortex rings, *J. Fluid Mech.* **84** (1978) 625-639.
- (33) 若月勝之, 望月修, 木谷勝, 田中幸男 : 渦輪の乱流化, *日本機学会第74会通常総会講演会講演論文集(III)* (1997) 204-205.
- (34) K. Shariff, R. Verzicco, & P. Orlandi : A numerical study of three-dimensional vortex ring instabilities : viscous corrections and early non-linear stage, *J. Fluid Mech.* **279** (1994) 351-375.
- (35) Hideo Yamada & Takashi Naitoh: Smoke visualization of a vortex ring and a vortex pair, *Forma* **8** (1993) 5-13.
- (36) Takashi Naitoh, Yoshiyuki Togashi & Hideo Yamada: Some specific studies on a rectangular airfoil subjected to ground effect using smoke wire technique, *The seventh international symposium on flow visualization* (1995) Seattle 166-172.
- (37) G. K. Batchelor: *An introduction to fluid dynamics*, (Cambridge University Press,

- 1967), 522-523.
- (38) T. Kambe & T. Takao: Motion of distorted vortex rings, *J. Phy. Soc. of Japan* **31** (1971) 591-599.
- (39) M. R. Dhanak & B. DE Bernardinis: The evolution of an elliptic vortex ring, *J. Fluid mech.* **109** (1981) 189-216.
- (40) H. Yamada, T. Kohsaka, H. Yamabe & T. Matsui: Flowfield produced by a vortex ring near a plane wall, *J. Phys. Soc. Japan* **51** (1982) 1663-1670.
- (41) A. Glezer: The formation of vortex rings, *Phys. Fluids* **31**(1988) 3532-3542.
- (42) C. -C. Chu, C. -T. Wang, & C. -S. Hsieh: An experimental investigation of vortex motions near surfaces, *Phys. Fluids* **A5** (1993) 662-676.
- (43) K. Shariff & A. Leonard: Vortex Rings, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **24** (1992) 235-279.
- (44) 内藤隆, 山田日出夫: 渦対と細い円柱との干渉, *ながれ***13** (1994) 303-314.
- (45) W. W. Willmarth, G. Tryggvason, A. Hirska, & D. Yu: Vortex pair generation and interaction with a free surface, *Phys. Fluids Letters* **A 1** (1989) 170-172.
- (46) S. I. Voropayev & Ya. D. Afanasyev: Two-dimensional vortex-dipole interactions in a stratified fluid, *J. Fluid Mech.* **236** (1992) 665-689.
- (47) H. Yamada, B. Sun, Y. Kakudoh & T. Naitoh: An experimental study on wall bounded vortices, *Phys. Fluids* **6** (1994) 397-403.
- (48) 田畑修, 村瀬英寿, 阪野治, 山田日出夫: 過渡的な微小圧力変化の光干渉を用いた測定, *ながれ***11** (1992) 191-199.

第2章 渦の衝突によって壁面に生じる力の問題

2.1 はじめに

平板に接近する渦輪の問題^{(1) - (5)}は、渦と物体との干渉問題として重要な一つの基本的な流れと考えられる。このような問題は、球⁽⁶⁾、あるいは円柱^{(7) - (9)}に衝突する渦輪または渦対の引き起こす現象と同様に、渦の力学に関連する興味ある問題を提供するものとして注目されている。特に近年では、第1章で述べたように、乱流剪断流れが持続するうえで組織だった渦構造が重要な役割を果たしているという認識が増大し、乱流中の複雑な流れのモデルとして基本的な渦運動による現象が広く研究されるようになった。また、Doligalskiら(1994)⁽¹⁰⁾は壁面と干渉する渦運動についての最近の研究をまとめており、要素的な渦運動の研究が応用上で重要であることを示している。

1.2.2節で記述したように、Boldesら(1973)⁽¹⁾やYamadaら(1982)⁽²⁾は、渦輪が壁面に接近するとその並進速度は急激に減速し、その後、壁面近傍の速度剪断層が剥離して形成された2次渦の作用によって主渦輪が反跳（壁面から遠ざかること）することを明らかにした。この運動の変化は、渦輪の持つ運動量の大きな変化を示唆する。すなわち、壁面に特徴的な力を与えることが推測される。ところで、流体力学の最も基本的な課題の一つは、流れが物体に与える力を求めることである。しかしながら、平板に衝突する渦輪が、壁面に与える力について論じた報告は見あたらない。その理由としては、このような流れ場では壁面に働く圧力が過渡的かつ微小であるために圧力測定が困難であることによると考えられる。そこで、田畑ら(1992)⁽¹¹⁾によって確立された光干渉を用いた過渡的な微小圧力計測方法を用い、平板に衝突する渦輪が壁面に与える力を実験的に求める。そして、そのときの流れ場の様子を煙可視化法を用いて確かめておく。このような壁面に作用する力または圧力を流れと対比して考察することは、逆に流れに対する理解を深めることにもつながる。また、数値流体では圧力場を精度良く計算することは一般的に容易ではない。それゆえ、本実験結果は、渦と壁面との干渉における圧力計算に対する資料ともなると考えられる。

2.2 実験装置と方法

渦輪発生装置の概要を図2-1(a)に示す。圧力箱を水平に固定し、その上面に内径4.6[cm]の円形ノズルを垂直に取り付け、また、下面には口径27[cm]のラウドスピーカを設置した。このスピーカにステップ電圧を加えると流体が上のノズルから短時間噴出され、その際にノズル先端から剥離した剪断層の渦度が集中し、渦輪が形成される。ノズルの先端は、剥離しやすいように外側が45度の角度で鋭く削られている。渦輪発生装置の上方には平板が円形ノズルの対称軸と垂直に設置され

ており、発生した渦輪は鉛直方向上向きに並進運動をし、平板と垂直に衝突する。渦輪が並進する空間は、外乱の影響を防ぐために幅45cmの亚克力板で四方が囲まれている。この流れ場を囲む壁面の渦輪に対する影響は殆ど認められなかった。発生した渦輪の代表速度 (U) と代表長さ (D) は、渦輪を衝突させる平板を取り外し、その位置で測定された値を採用し、 $U=150$ [cm/s]、 $D=7.4$ [cm] であった。また、レイノルズ数は、 $Re=UD/\nu$ ($\nu=0.15$ [cm²/s] : 空気の動粘性係数) と定義し、7400であった。

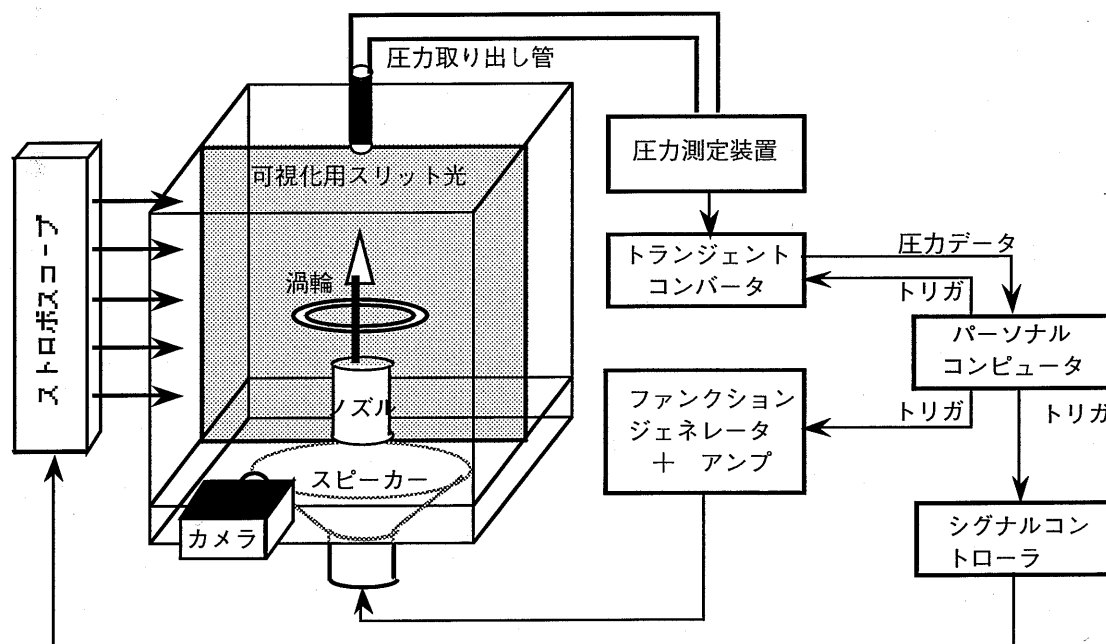


図2-1 (a) 実験装置の構成

可視化には主に煙可視化法が用いられた。線香の煙をトレーサーとし、あらかじめ圧力箱の中に溜めておく。ノズルから噴出した流体にトレーサーが混合しているため、渦輪の循環領域（渦核のまわりを循環しつつ、渦核と共に並進運動する流体部分）全体がマークされ、渦輪の外形の様子が捉えられる。また、照明には、写真用ストロボに集光レンズとスリットを取り付けて得られるスリット光を使用した。このスリット光の厚さは渦輪の中心付近で約3 [mm] であった。この可視化方法によって、渦輪の軌跡のみならず、壁面に接近したときに発生する誘起渦などの様子も良く観察された。

実験装置全体の制御にはパーソナルコンピュータを用いた。パルス信号をパーソナルコンピュータによりトリガーとして発生させ、ファンクションジェネレータとシグナルコントローラへ入力する。このパルス信号は、ファンクションジェネレー

タでステップ信号に変換され、電力増幅されてスピーカを駆動する。一方、シグナルコントローラは遅延時間を 0.1 [ms] の精度で制御できるので、トリガー信号入力後適当な時刻にフラッシュを発光することができ、フラッシュを発光させた瞬間の様子が 35 [mm] スチルカメラに捉えられる。

平板は、ノズル先端より高さ 20 [cm] の所に設置された。座標系は図 2-1 (b) のように、ノズル出口面の中心から 20 [cm] 垂直上方にある平板上の点を原点とし、ノズル中心に向かって z 軸、半径方向に r 軸を取った。

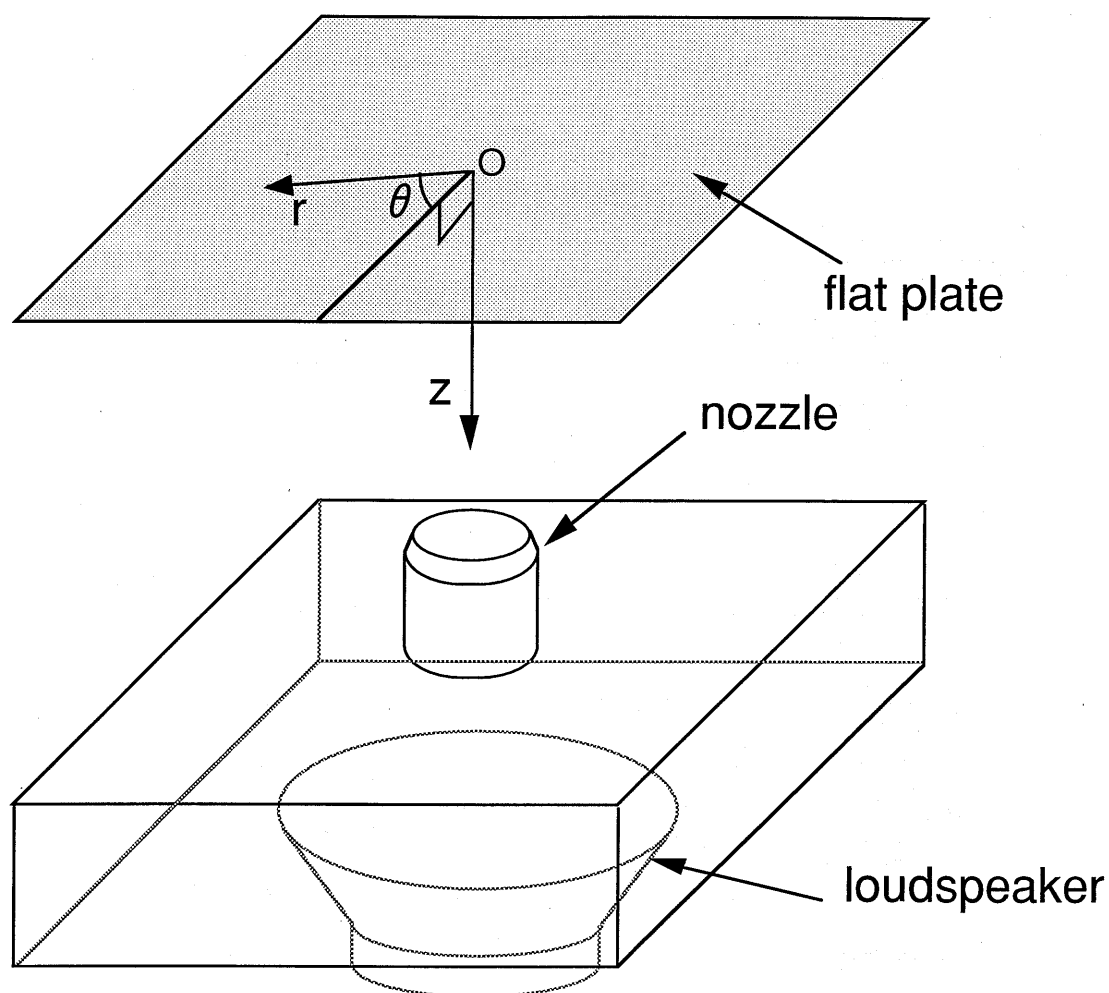


図 2-1 (b) 座標系

直径 1 [mm] の圧力孔が、平板上に一カ所設けられており、平板を水平に移動させることにより、渦輪から見て相対的に半径方向の圧力分布が測定できる。圧力は、直径 2.5 [mm]、長さ 93 [cm] の圧力取り出し管を経て、センサのダイヤフラムに印加される。本測定装置では、ダイヤフラムの大きさが圧力取り出し管と同程度であるため、空隙の体積は無視できる。よって、本装置の共振周波数は、オルガンパイ

共振で決まり、90 [Hz] である。本報告で問題にしている壁面上の圧力変化の周波数は最大でもこの 1/2 以下であった。このことは、この圧力測定システムが壁面上の圧力変化に十分追従できることを意味する。また、圧力取り出し管の長さが 93 cm であるために、出力には約 3 [ms] の遅れが生じた。しかし、この時間遅れは本研究で問題にしている特徴的な渦運動の時間スケール（10 [ms] のオーダー）から見れば十分に短い。したがって、渦運動と圧力変化の議論の際にこの遅れ時間は近似的に無視できる。なお、圧力測定の詳細は、田畑ら(1992)⁽¹¹⁾に記されている。

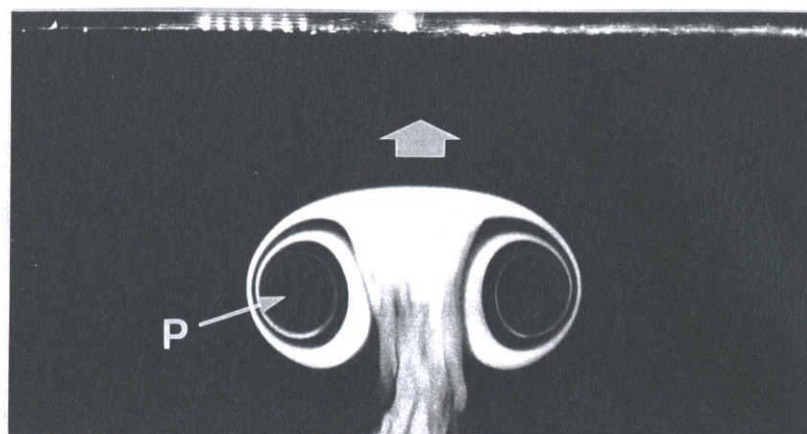
非定常場を記述するための経過時間 t は、トリガー信号発生時刻を零とした。トリガー信号発生後、信号伝達系に常に一定の信号の遅れが生じるため、実際にスピーカが駆動され始めるのは $t = 200$ [ms] 程度である。本研究で用いられたこの渦輪の発生は安定しており、現象の再現性は良好であった。そのため、本論文に掲載する一連の写真はそれぞれ異なった試行の渦輪を撮影したものであるが、経過時間の順に並べることによって、一つの渦輪の変化の過程とみなして検討することが出来る。そして、圧力測定についても、異なる試行ごとに平板上の一点で圧力の時系列データを得ている。本流れ場の現象の再現性が良いことから、これら別々の試行ごとに各点で得た時系列データを同じ経過時間（渦発生からの遅延時間）に対応するすべての圧力を同時刻に測定したものとみなして、平板に作用する力の時間的変化を求めた。

2. 3 実験結果

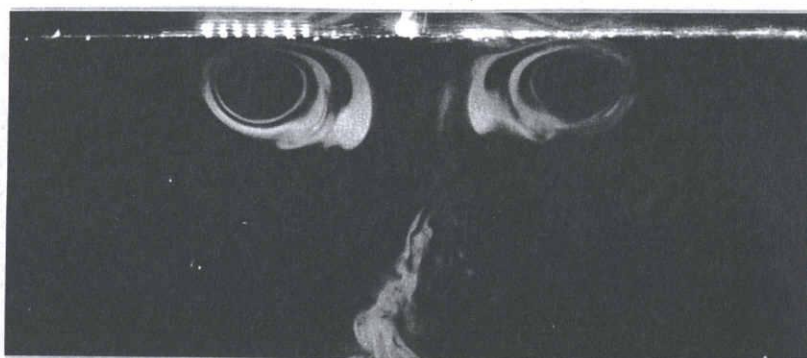
2. 3. 1 流れの可視化と渦の軌跡

渦の軌跡を求める際にも、現象の再現性が良好であることを利用した。すなわち、遅延時間を連続的に変化させ可視化して得られた多数のストロボ写真を基にし、それぞれの瞬間の渦位置を求め、それらを連ねて軌跡とした。撮影は、 $t = 280$ [ms] から 420 [ms] を 10 [ms] 間隔で行われた。途中、 $t = 330$ [ms] から 390 [ms] においては、2次渦の成長過程など重要な状況が観察されるため、5 [ms] 間隔で撮影した。

渦輪が平板に接近すると平板近傍に境界層が形成される。平板に近接した渦輪によって誘起される速度場は、渦核中心近傍で最も流速が大きくなっていると推測される。その場合、平板上の半径方向の圧力の変化には渦核中心が接近する辺りで大きな負圧があらわれ、渦核中心近傍から外側に向かって逆圧力勾配となる領域が発生する。（この逆圧力勾配となる領域の存在は、図 2-6 から確かめることができる。）また、このときの境界層の外縁は渦核を中心とした円弧状の流線であり、境界層の速度剪断層が自由空間の方へ引き出されやすい流れ場となっている。そのため、剥離が発生して境界層の剪断層が放出され、これがすばやく渦度集中することによって誘起渦が形成される。この誘起渦の形成および流れ場全体の様子が図 2-2 に示されている。ここで2次渦等の誘起渦発生は以下のように判定された。まず、可視化写真のネガフィルムを引き伸ばし機にかけ、流れ場の様子を拡大する。渦巻



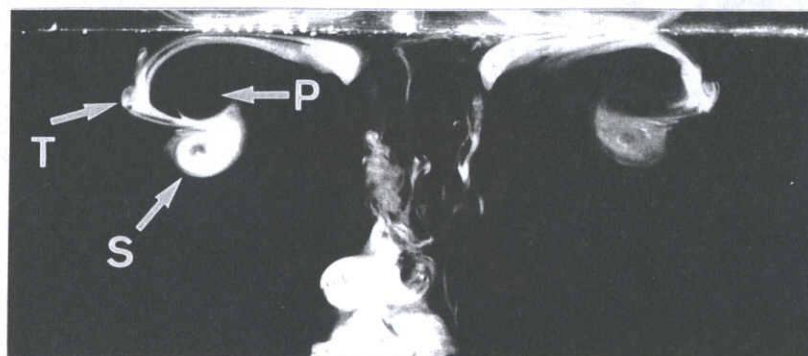
(a) 300 ms



(b) 350 ms



(c) 365 ms



(d) 380 ms

図2-2 平板に接近する渦輪の煙による可視化写真。図中のPは主渦輪，Sは2次渦輪，Tは3次渦輪

きパターンは境界層からの剥離せん断層中の渦度集中により発生するが、その起源はキルク状のパタン⁽²⁾で判断できる。ただし、キルク状のパタンは瞬時的であるゆえ、それが捉えられないときには初期時の渦巻きパタンの観察によって発生を判定した。主渦と誘起渦の軌跡は流れ場の特徴を与える重要な情報である。それゆえ、その様子を図2-3に示す。主渦が平板に接近したAで示す位置において2次渦が発生する。主渦と2次渦は、対になって外側に広がりながら平板から離れていく。そしてBの位置において共に内側に回り込みはじめるが、そのときに、3次渦を発生させる。その後、主渦は、ループを描いて再び平板に接近する。そして、2度目の平板への最接近点Cの位置において4次渦が発生する。新しく発生した渦はすべて干渉しあうため、複雑な流れ場となる。本実験で扱った渦輪のレイノルズ数は、相当に大きい $Re = 7400$ であり、 $t = 420$ [ms] 以後は煙で見る限り乱流化が激しく進み、各々の渦の軌跡を追跡するのは不可能であった。なお、これよりもかなり低いレイノルズ数（例えば、3000以下）で顕著に現れる渦輪の周方向の波状変形^{(3)・(4)}は、本レイノルズ数では明瞭には見られなかった。図2-4の煙可視化写真で見られるように、波状変形の発達が始まる直後に渦管の崩壊とその結果生じる孤立化した渦と思われる煙の塊が観察された。

2.3.2 平板上の圧力

前述の圧力測定装置を用いて、渦輪の接近に伴う平板上の圧力を1 [ms]の時間分解能で測定した。まず、圧力変化の主要な特徴を把握するために、 $r = 0$ から8.0 [cm]の区間で得られた1.0 [cm]毎の測定結果を図2-5に示す。ここで、我々は、平板上の領域について定義する。平板の半径方向の位置 r により、内部領域、中間領域、外部領域の3つに区分する。内部領域とは、渦輪が平板の影響を受けずに並進しているときの渦輪の半径である r_0 の円を平板上に投影したときに描かれる円の内部の領域で、 $r = 0$ から3.7 [cm]の範囲である。中間領域は、 $r = 3.7$ から7.0 [cm]までの範囲である。この領域は、主渦が壁に接近し、反跳し、ループ軌道を描き、再接近するように、渦の運動が激しく変化する領域と言える。外部領域は、主渦に対して常に外側に位置する領域と定義しておく。ここで留意すべきことは、外部領域の境界線を明確に決めることは実際的には困難であり、幾分曖昧さを含む。しかしながら、外部領域において生じる圧力は微小であり、平板全体が受ける力という観点から見れば、この領域は副次的な影響を与えるに過ぎないので、境界線の決め方に基づく差異はあまり問題とはならない。以上のことから、 $r = 7.0$ [cm]を越えた領域を外部領域とみなした。

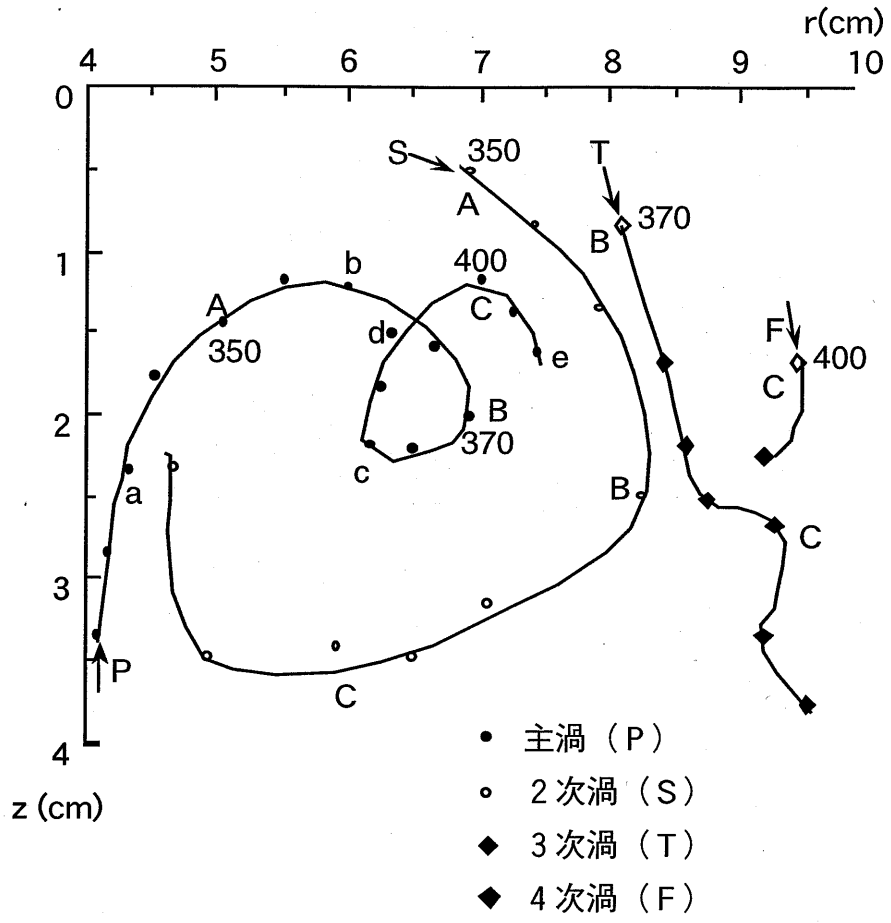


図2-3 主渦輪ならびに誘起渦輪の軌跡

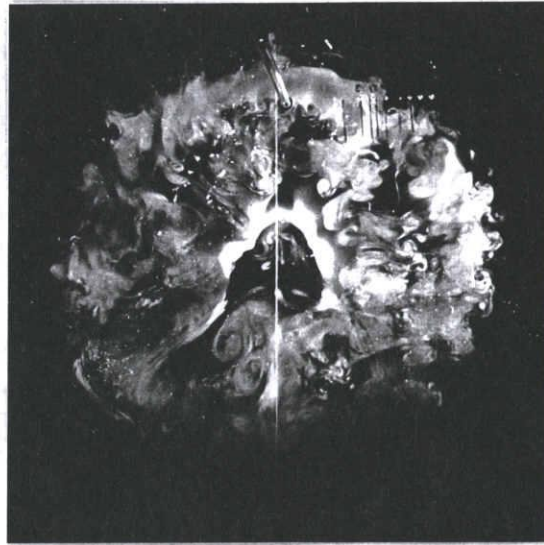


図2-4 乱流化した渦輪の様子 ($t = 420 \text{ ms}$)

図2-5の $r=0$ から 3.0 [cm] の場合に見られるように、内部領域においては、正圧が支配的である。圧力のピーク値は、 $r=0$ で最大 (4.75 [Pa])で r が増すにつれて減少する。 $r=3.0 \text{ [cm]}$ での波形は前三者のものとは少し異なり、ピーク値に達した後小さいこぶが右肩に現れる。なお、 $t=200 \text{ [ms]}$ 付近において観察される圧力変動は、スピーカが駆動されるのに伴って衝撃的に平板に作用する圧力であり、渦運動に基づくものではない。

図2-5の $r=4.0$ から 7.0 [cm] で示される波形は、中間領域に属する。 $r=5 \text{ [cm]}$ の所では、正圧と同程度の負圧が観測された。以後、 r が増すと、正圧部分は減衰し、負圧が支配的となる。さらに、外側の領域（外部領域）では、圧力の絶対値そのものが、 $r=8.0 \text{ [cm]}$ で見られるように顕著に減衰している。

平板上の各点で得られた時間的に変化する圧力データから任意の時刻における平板上の圧力分布を求めることができる。このような圧力分布が時間的に変化する様子を時空間的に表示したものが、 $r-t$ 線図である。これは、図2-6で示されるように、時空間面での圧力の等値線図として描かれる。ここで、圧力測定は、中心から 2 [mm] 間隔で行っている。この図の上半分は実測によるものであるが、下半分の領域は圧力場の対称性が成り立つものと仮定し描いている。 $t=365 \text{ [ms]}$ あたりで内部領域に大きな正圧の山（図で記号P）が生じているのに対し、中間領域では、内部領域の正圧の山を囲むように負圧の谷（記号N）が渦輪の対称軸に対し環状に発生している。その後、 $t=415 \text{ [ms]}$ あたりの時刻では前述の負圧の領域は逆に正圧に転じていることが判る。

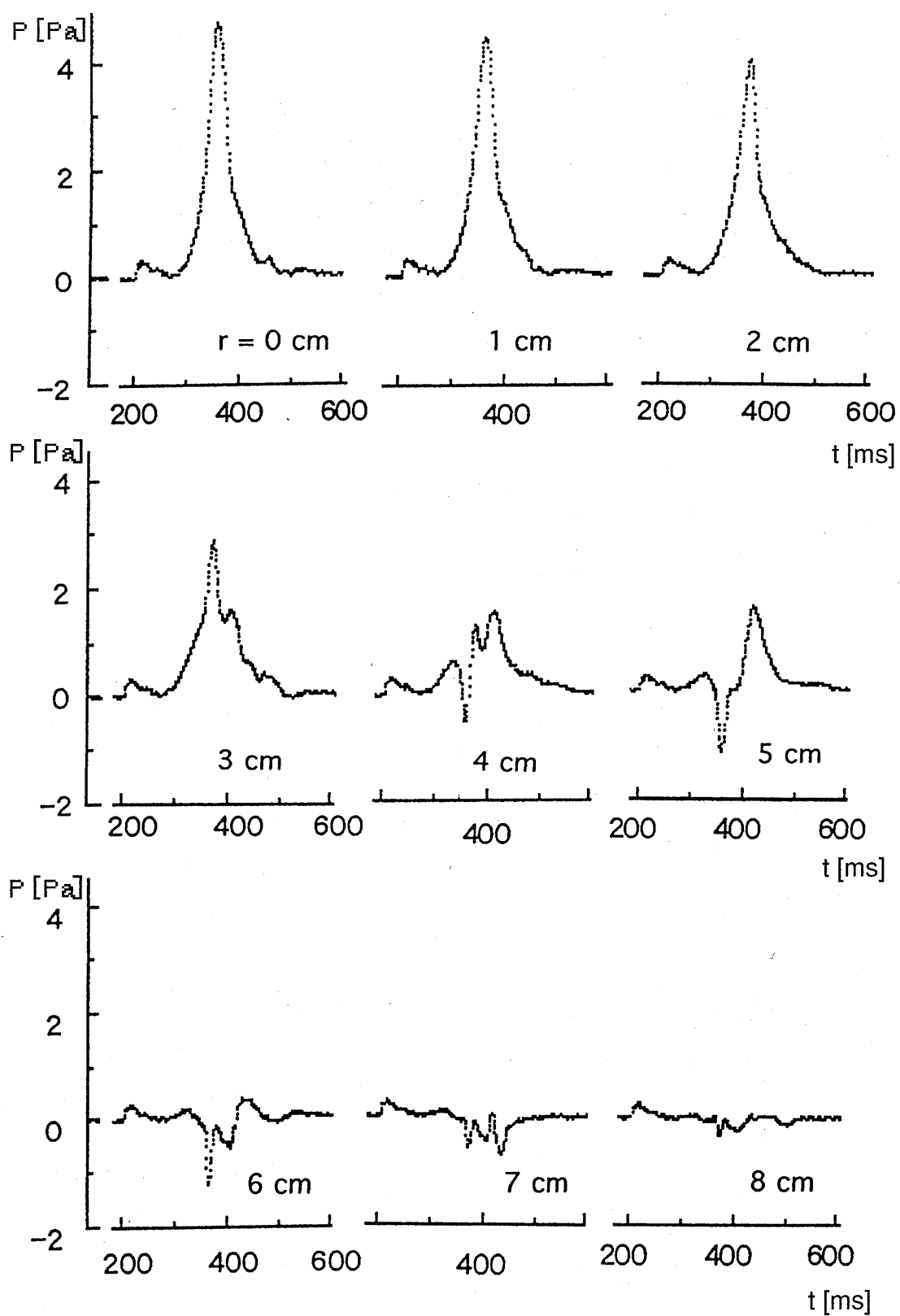


図2-5 平板上の圧力変化の様子. $r = 0$ から3 [cm]は内部領域の波形,
4 から7 [cm]は中間領域の波形, 8 [cm]は外部領域の波形

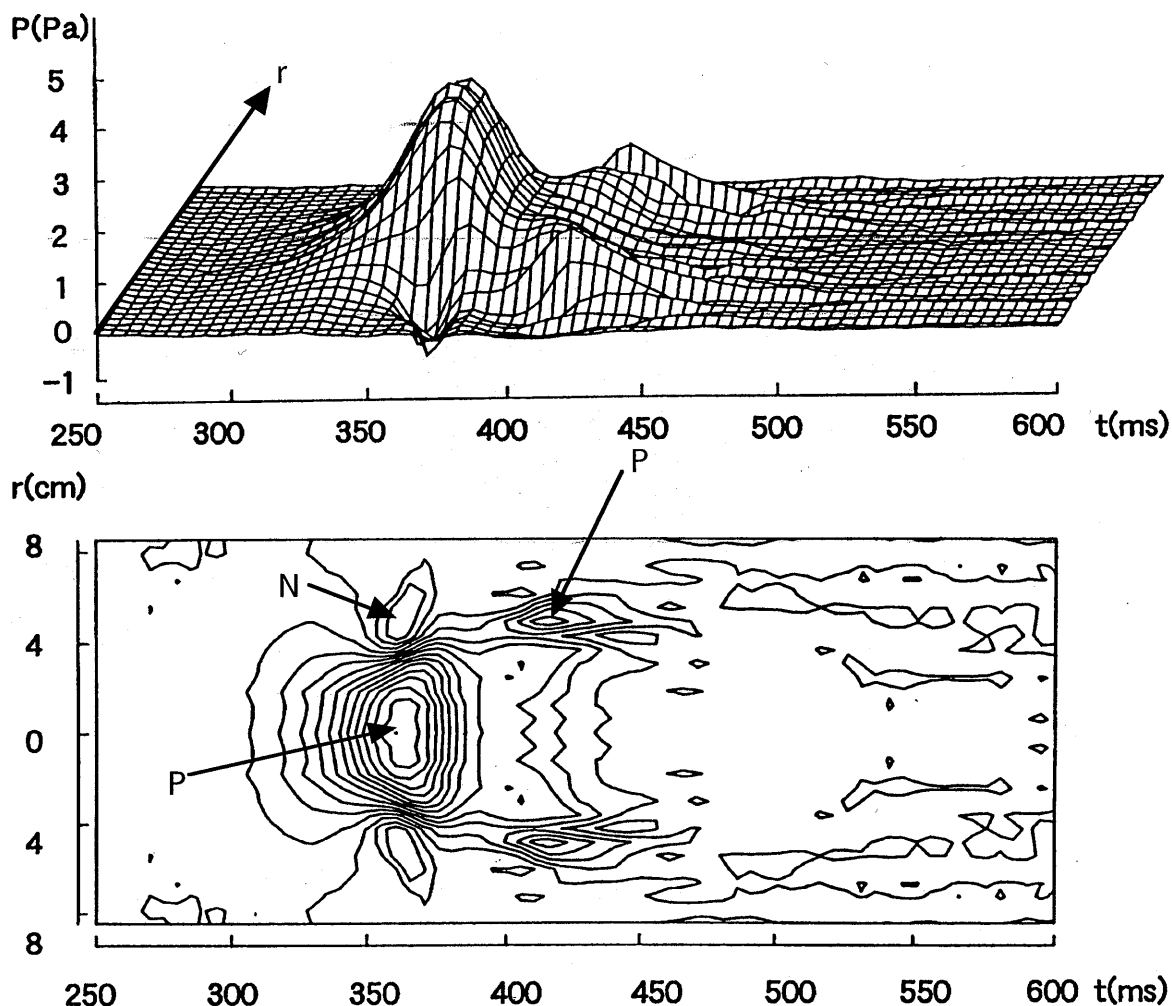


図2-6 平板に作用する圧力の時空間表示.

図中, Pは正圧を, Nは負圧を意味する.

2. 3. 3 平板に働く力と力積

平板上の中心から半径方向の圧力検出孔位置に対応させて領域を2 [mm] 間隔の環状面積要素に分割し, 各面積要素に作用する圧力とその面積の積として面素に働く力を求めた. しかる後, 各面素に働く力の総和をとり渦輪が平板に与える力 F を計算した. さらに, F を時間積分し, 平板に働く力積の増大する様子を求めた. 圧力の面積積分をするにあたって流れ場は軸対称性を保つと仮定した. 流れ場の軸対称性の仮定の妥当性については後述の考察で検討する. なお, 渦輪の衝突が平板に顕著に力を与えるのは200 [ms] 程度の短い時間である.

力を示す特性曲線には, 3つの山があることが図2-7より判る. このような特徴的な山ができる理由を検討するため, 前に定義した壁面上の三つの領域の各々に作用する力を計算した. その結果を図2-8に示す. 内部領域での変化の様子を見ると, 基本的には大きな山が一つ現れる単調な変化をしている. 中間領域では, 初

め、内部領域と同じように上昇の兆しを見せるが、内部領域がピークとなる少し前に急激に減少し、谷となっている。その後、再び上昇し、山が現れる。一方、外部領域では、全体的に力の大きさは小さく、しかも負の力が支配的である。さらに力の変化の様子も他の二つの領域で見られる力の変化の様子に比べ緩やかであることが判る。また、内部及び中間領域で受ける力が山となる時刻に対応し、いくらか遅れて谷が観測される。これらの三つの領域ごとに求めた力を重ね合わせれば、平板全体が受ける力となり、特徴的な三つの山の形状を示す。この形状と流れ場との対応については考察で述べる。図2-9の力積の変化においても図2-7で見られる二つの力の谷の影響が見られる。図2-9の矢印で示される箇所がそれである。この二箇所でも力積の増加する割合がいくらか小さくなるものの、全体的にはほぼ直線的な増加傾向を呈しているとも見ることが出来る。この近似的に直線とみなせる部分に注目すると、力積増加の主たる部分の立ち上がりは、ほぼ300から450 [ms]の時間であることが判る。すなわち、主渦輪の持っていた並進運動量の大部分は、この短時間の間に平板に作用する力になったと考えられる。このことの詳細については、考察で言及する。

2. 4 考察

2. 4. 1 渦運動と平板上の力の関係

$Re=7400$ の渦輪が平板に与える力の特性には、3つの山が存在することが図2-7で示された。ここでは、これらの山の発生を流れ場と対応させて説明を試みる。なお、図2-7、2-8中の特徴的な時刻を示す記号 a, b, c, d, e は図2-3における渦の軌跡点を示す a, b, c, d, e とそれぞれ対応している。

最初に、主渦の運動と平板に作用する力の変化の対応関係を明らかにし、その対応関係を表2-1にまとめておく。以下に表に基づき流れ場の時間発展の様子を説明する。

第一の山の立ち上がりは、図2-6に見られるように渦輪が平板に垂直な軌跡をたどって接近する“初期接近”に伴う内部領域と中間領域での顕著な圧力上昇に起因する。この力の増加は $t=330$ [ms] (時刻記号 a) まで続く。しかし、この a の時刻を過ぎるあたりから図2-6で見られるように中間領域で圧力の減少が現れ始める。このことは、中間領域で力の減少を意味する。 $t=360$ [ms] (記号 b) に近づくにつれて急激に中間領域における負の力の増加の量が内部領域の正の力の増加量を凌駕する。その結果、図2-7で見られる第一の山の下り部分が生じる。この時間、主渦輪はその渦径を急速に拡大しつつ平板近傍に接近している。これを“近傍接近”と呼ぶことにする。

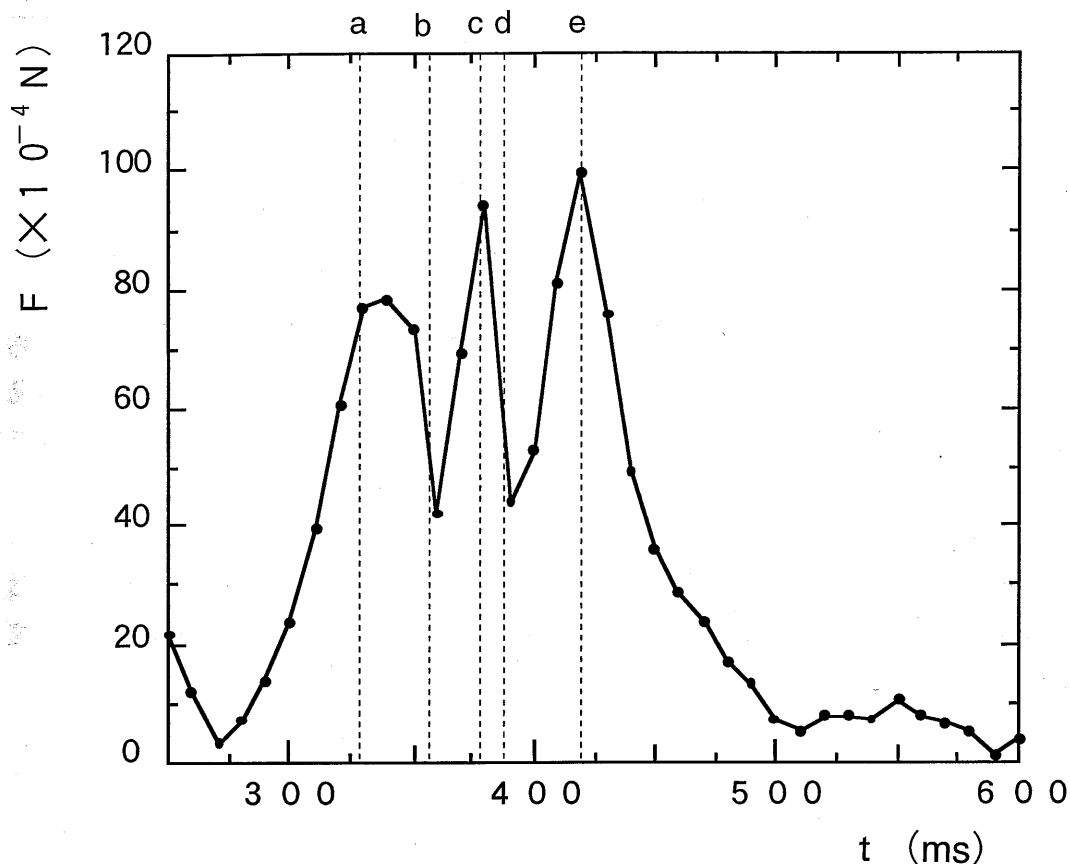


図2-7 衝突する渦輪によって平板に作用する力の時間変化。
 図中の時刻記号a, b, c, d, e は, 図2-3の渦の軌跡点を
 示す記号a, b, c, d, e にそれぞれ対応する。

この後、主渦輪は“反跳”するがこれに対応し中間領域の負の力が弱まり、全体として正の力が再び支配的となり、 $t=380$ [ms] (記号c) まで第2の山の立ち上がり部分が生じることになる。

再接近の前半部分では壁面に働く力が減少する。しかし、後半部分では、むしろ増加傾向に転じている。二番目の山の下り部分は、主渦の“再接近”の主要部分(図2-3では主渦の軌跡 c, d) に対応する。再接近の後半部分、すなわち、dの時刻からほぼ $t=400$ [ms] までは図2-3の主渦の軌跡は、なお再接近中であるが力はいくらか上昇に転じ始めている。図2-8を見ると、この時、内部領域では力の減少が一時的にとまり、“こぶ”状の小さな山(図中矢印)が発生する。このとき、中間領域でも力は増加し始める。その後、再び内部領域の力は次第に減衰していく。このこぶの発生は、この時間帯における力の変化がもはや主渦の運動のみでは説明できないことを示唆する。このような状況が発生する要因としては、誘起された2次渦、3次渦、さらには平板上の境界層流れなどが考えられる。しかし、状況発

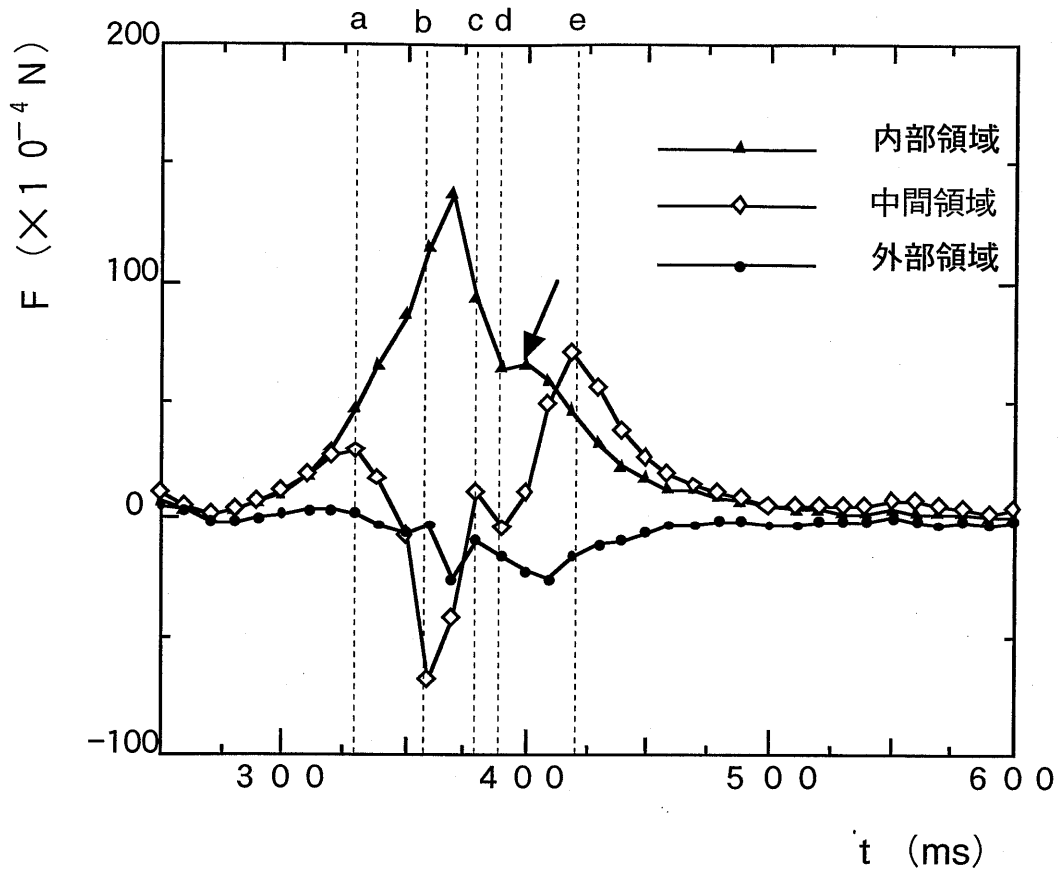









図2-8 平板上の各領域に作用する力の変化状況。

記号a, b, c, d, eについては図2-7の説明と同じである。

生に対するメカニズムについては不明である。主渦輪は、図2-3で示されるようにその後、“再反跳”する。このとき、再び平板の広い領域で正圧が支配的になる。これが図2-7の第3の山の立ち上がり部分に対応することになる。しかし、この後は主渦の運動が鈍くなりそのまま減衰していく。これを“最終減衰”段階と呼ぶことにする。この段階が第三の山の下り部分に対応する。

表2-1 主渦輪の運動と平板に作用する力の変化の対応関係

	主渦の運動 (図2-3)	力の変化の様子 (図2-7)
(1)	初期接近 (渦輪が平板に垂直な軌跡をたどって接近する段階)	壁面に働く力は増加 (0からaまで) 
(2)	近傍接近 (主渦が渦径を急速に拡大しつつ平板近傍に接近する段階)	中間領域に大きな負圧が発生し、壁面に働く力が減少 (aからbまで) 
(3)	反跳	大きな負圧が去り正圧が戻る (bからcまで) 
(4)	再接近 (主渦の自己誘導による) の前半 再接近の後半 (二度目の近傍接近)	再接近の前半では中間領域の力が減少する  (cからdまで) 後半のほぼ10msの時間では力は少し増加を始める  (dから400msまで)
(5)	再反跳	負圧が去り広い領域で正圧が再度戻る  (400msからeまで)
(6)	最終減衰 (主渦の運動が顕著に弱まる段階)	正圧が徐々に減少  (e以後の時間)

2.4.2 平板に働く力積と渦輪の運動量変化

平板上の圧力変化から平板に働く力積を算出した。これは渦輪が平板に与えた力を時間積分したものであり、並進時に渦輪が持っていた運動量と考えることができる。完全流体の仮定のもとで渦輪の持つ運動量 P は、渦輪の半径を b とし循環を Γ とすれば次式⁽¹²⁾で与えられる。

$$P = \pi \rho \Gamma b^2$$

また、細い渦輪に対する並進速度 W_0 は

$$W_0 = \frac{\Gamma}{4\pi b} \left\{ \log \left(\frac{8b}{a} \right) - \frac{1}{4} \right\}$$

と与えられる。可視化実験から W_0 と b は容易に求まる。渦輪半径は、スモークワイヤ法や、熱線流速計による測定から b のほぼ20%程度であることが得られている。これらの結果を代入し、上式から Γ を求め、この値を運動量の式に代入し、 P を計算した。その結果は、 $P=0.97 \times 10^{-3}$ [Ns]である。一方、実験から得られた力積は図2-9で判るように 1.20×10^{-3} [Ns]となり、 P の計算に含まれる理論の仮定や、測定誤差などを考慮すれば、両者は納得できる一致を示すと言える。

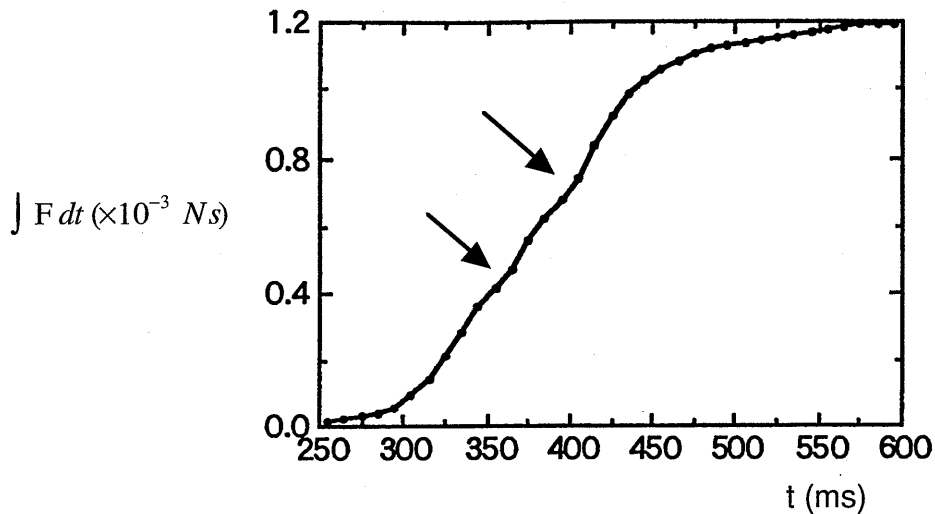


図2-9 平板に衝突する渦輪によって平板が受ける力積の時間的变化

2. 4. 3 軸対称性の仮定の検討

2. 3. 3節では平板に作用する力を求めるに当たって流れ場の軸対称性を仮定した。この仮定の妥当性をここで検討する。そのためには、圧力の方位角方向の依存性を調べる必要がある。そこで、圧力の取り出し口を周方向に回転させる回転装置を新たに作製し、その依存性を調べた。その結果、方位角方向の依存性は450 [ms]あたりまでは無視できることが判った。この時刻を越えると、圧力の測定値は平板の位置によって異なり、最大で数%程度のばらつきがある。ところで、この $t=450$ [ms]という時刻は、渦の軌跡で見ると、ちょうど2次渦が主渦の周りを移動し、平板に衝突する時点に対応することが図で時間を外挿することによって推測される。2次渦が平板に衝突後、流れ場は急速に乱流化し、周方向の圧力変化が近似的に無視できるような状態になることが図2-4の可視化写真から窺える。さらに、図2-7の力の特徴曲線でこの時刻に対応する様子を見ると、第3の山のピークが過ぎ、その値がピーク値の半分以下に下がったあたりである。すなわち、着目する力の主

要な特性が出現するまでは、軸対称性が成り立ち、その後若干の圧力変動が方位角方向に見られるということである。以上から、今回の実験条件の下で軸対称性を仮定して力を求めた方法は近似的には十分妥当であったと考えられる。

2.5 まとめ

$Re = 7400$ の渦輪が平板に衝突する場合に、平板が受ける力の時間的変化が実験的に求められた。得られた主要な結果を以下に列挙する。

- (1) 平板に作用する力は、時間の経過とともに3つの山を持つ特性を示す。
- (2) 上述の3つの特徴的な山は、基本的には主渦輪の初期接近、近傍接近、反跳、再接近、再反跳、最終減衰と対応づけて説明できることが判った。
- (3) 平板が渦輪から受ける力が、圧力の面積積分として実験的に求められた。これを時間積分して求められた力積は、完全流体を仮定した渦輪が並進時に持っている運動量とほぼ同じであることが確認された。

引用文献

- (1) U. Boldes & J. C. Ferreri: Behavior of vortex rings in the vicinity of a wall, *Phys. Fluids* **16** (1973) 2005-2006.
- (2) H. Yamada, T. Kohsaka, H. Yamabe. & T. Matsui: Flow field produced by a vortex ring near a plane wall, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **51** (1982) 1663-1670.
- (3) J. D. A. Walker, C.R. Smith, A.W. Cerra & T.L. Doligalski: The impact of a vortex ring on a wall, *J. Fluid Mech.* **181** (1987) 99-140.
- (4) P. Orlandi & R. Verzicco: Vortex rings impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations, *J. Fluid Mech.* **256** (1993) 615-646.
- (5) C. C. Chu, C. T. Wang & C. S. Hsieh: An experimental investigation of vortex motions near surfaces, *Phys. Fluids A* **5** (1993) 662-676.
- (6) 山田日出夫, 山辺春雄, 松井辰弥: 球に近づく渦輪の挙動と流れ場, *ながれ* **2** (1983) 260-271.
- (7) 山田日出夫, 伊藤淳, 山辺春雄, 後藤俊幸, 円柱に接近する渦対 (離散渦法による数値解析), *ながれ* **7** (1988) 223-231.
- (8) H. Yamada, H. Yamabe, A. Itoh & H. Hayashi: Numerical analysis of flow field produced by a pair of rectilinear vortices approaching a circular cylinder, *Fluid Dynamics Research* **3** (1988) 105-110.
- (9) 内藤隆, 山田日出夫: 渦対と細い円柱との干渉, *ながれ* **13** (1994) 303-314.
- (10) T. L. Doligalski, C. R. Smith & J. D. A. Walker: Vortex interactions with walls, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **26** (1994) 573-616.
- (11) 田畑修, 村瀬英寿, 阪野修, 山田日出夫: 過渡的な微小圧力変化の光干渉を用いた測定, *ながれ* **13** (1992) 191-199.
- (12) H. Lamb: *hydrodynamics*, (Dover, 1945) 239-241.

第3章 渦輪が平板に垂直に接近する流れ場に現れる縦渦の問題

3.1 はじめに

1. 2. 2節で記述したように, Harveyら(1971)⁽¹⁾, Boldesら(1973)⁽²⁾, Schneider(1978)⁽³⁾, Yamadaら(1982)⁽⁴⁾などの研究により, 平板に垂直に接近する渦輪の運動の主要な様子については明らかにされてきた. 近年, さらに詳しい平板と渦輪の干渉過程を解明する研究が進められている. Walkerら(1987)⁽⁵⁾は, レイノルズ数が105から3000の広範囲に渡った系統的な可視化実験を行い, 壁面に発達する非定常境界層と渦輪の軌跡について解析解を求め, 壁面近傍での境界層の非定常剥離による2次渦輪・3次渦輪(Re数の大きい場合に形成)の形成過程とメカニズムを検討し, 主渦輪と誘起渦輪の干渉の様子を詳しく示している.

最近では, Orlandiら(1993)⁽⁶⁾やSwearingenら(1995)⁽⁷⁾が3次元の直接数値シミュレーションによる計算を試み, Walkerら(1987)⁽⁵⁾の実験結果と比較的よく一致した結果を得ている. 前者は, 計算された速度場から可視化実験では得難い変形速度テンソルの固有値や固有ベクトルと渦度分布を求め, 2次渦輪の周方向の不安定波が主渦輪のものより早く成長する理由を説明している. 後者は, 準定常の近似モデルを採用することによりWidnallら(1973)の単独渦輪による局所安定解析⁽⁸⁾と同様の解析をおこない, 線形増幅の段階でシミュレーションで得られた2次渦輪の不安定波の振幅の増大と増幅率がよく一致していることを示している.

これらの研究で2次渦輪の不安定性が注目された理由は, この不安定性が2次渦輪を崩壊に導き, 小規模秩序運動を生じさせると考えられているからである. 最近, 著者らが渦輪の不安定性を研究する目的でレイノルズ数を変えた渦輪を平板に垂直に接近させてその様子を観察していたところ, 流れ場全体が乱雑化する直前に周方向に規則的な構造が見受けられた. そこで, その構造が最も観察されやすいレイノルズ数を一つに絞り, いろいろな角度と位置から約2000枚におよぶ断面撮影をして, それを再構成することによって詳しく渦構造を調べた. その結果, 主渦輪と誘起渦輪及び平板の相互干渉から, ここでフィンガー渦⁽⁹⁾と呼ぶ縦渦が発生し, この縦渦が流れ場全体の乱雑化に大きく寄与していることが見出された.

また, 周方向の不安定波の波の数の決定要因は興味深く, Swearingenら(1995)⁽⁷⁾でもその解明が試みられている. ここでは, 同一条件で発生させた渦輪でノズルから平板までの距離を変化させて, その様子を観察した. この距離が増大すると波の数が減少することから, 自由空間を並進する渦輪の持つ不安定波の波の数(内藤ら(1996)⁽¹⁰⁾)との関連があると考えられた.

さて, この章の実験で使用された実験装置および座標系は, 第2章と同じものである. ただし, 発生した渦輪の代表速度(U)と代表長さ(D)は, 渦輪を衝突さ

せる平板を取り外し、その位置で測定された値を採用し、 $U=62$ [cm/s]、 $D=6.4$ [cm]であった。そして、 $Re=UD/\nu$ ($\nu=0.15$ [cm²/s]：空気の動粘性係数)と定義されるレイノルズ数は、2600であった。

3. 2 結果と考察

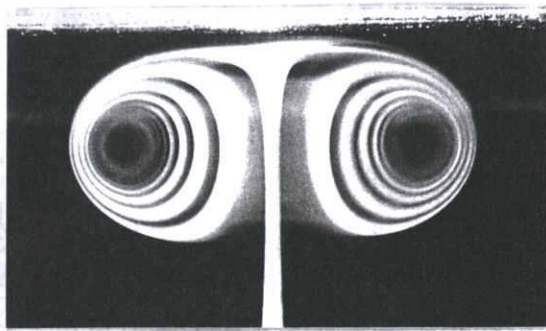
3. 2. 1 側面からの主渦輪・誘起渦輪の干渉の様子

$r-z$ 面で可視化された渦輪が平板に衝突する流れ場の時間的変化の様子を図3-1に示す。この断面での観察は主渦輪と誘起渦輪の相互干渉の概要を捉えることができ、その干渉の過程は既にWalkerら(1987)⁽⁵⁾によって詳しく報告されている。本研究でおこなった実験においても、基本的には彼らの実験と同様の干渉過程が観察され、彼らのメカニズムの解釈も十分妥当であると考えられる。しかしながら、この断面での観察は主渦輪・誘起渦輪の位置関係の重要な情報を持ち、次節以降に記述する観察結果の解釈に不可欠なため、この節でその結果を簡潔にまとめておく。

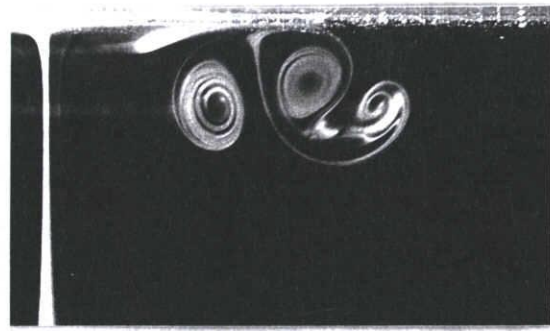
図3-1 (a)には渦輪全体を示してあるが、(b)以降では渦輪全体が半径方向に大きく広がってしまうため右半分のみ領域を拡大して掲載した。また、写真の上部全体に水平に光っている部分は平板であり、渦輪は下方から平板に接近している。

渦輪が平板に接近するにつれて平板上に速度境界層が発達し、逆圧力勾配となるあたりから剥離する。この剥離剪断層の渦度が集中して2次渦輪が形成され ($t=520$ [ms])、その渦輪は主渦輪のつくり出す流れによって平板近傍から z 軸正の方向(平板から遠ざかる方向)に移動する。それに対し、主渦輪は半径を増大させるだけでなく、2次渦輪の誘起する流れによってリバウンドしている。 $t=560$ [ms]には、2次渦輪は主渦輪の周りを回って主渦輪の下に位置しており、主渦輪の半径を減少させる方向に流れを誘起する。このように主渦輪と誘起渦輪は互いに干渉し、それらは複雑な運動をしている。 $t=590$ [ms]では、主渦輪の外側で3次渦輪が形成されている。一方、2次渦輪がさらに主渦輪の内側に回り込み、その周方向に後述の波状変形が現れる。この周方向の波状変形により流れ場全体の軸対称性は失われるものの、この側面からの観察では乱雑化するまで左右の対称性の良い写真が得られている。

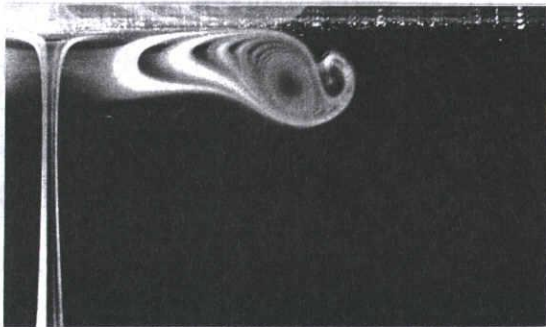
$t=620$ [ms]以降の写真から判るように、今回採用された実験条件では4次渦輪以降の発生は観察されていない。ところが、2次及び3次渦輪が形成するとき煙のストリークラインにキンク(例えば $t=560$ [ms]の矢印で示したストリークラインが角張っている部分)が見られ、この部分が巻き上がって3次渦輪となる。また、3次渦輪が巻き上がる $t=590$ [ms]のときにも平板付近で矢印で示した位置にキンクが存在している。このことから、4次渦輪を形成するには至らなかったものの $t=590$ [ms]の矢印で示した部分に渦度が存在すると考えられる。この部分を今後 VCP (Vorticity Concentrated Portion)と呼ぶ。



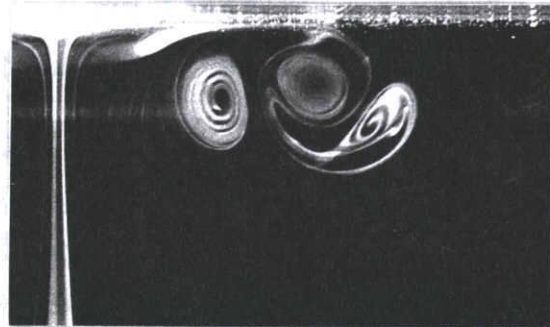
(a) $t = 460$ ms



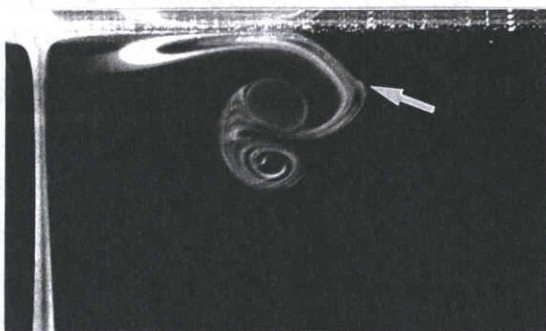
(d) $t = 620$ ms



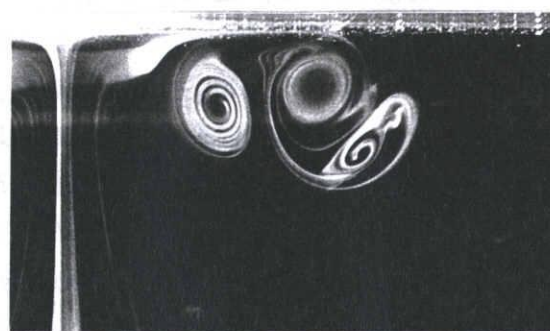
(b) $t = 520$ ms



(e) $t = 640$ ms



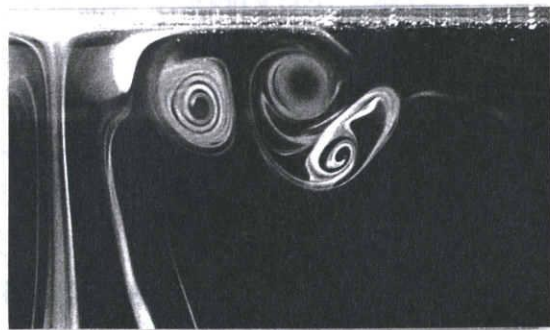
(c) $t = 560$ ms



(f) $t = 660$ ms



(g) $t = 590$ ms



(j) $t = 680$ ms

図 3-1 側面からの主渦輪・誘起渦輪の干渉の様子

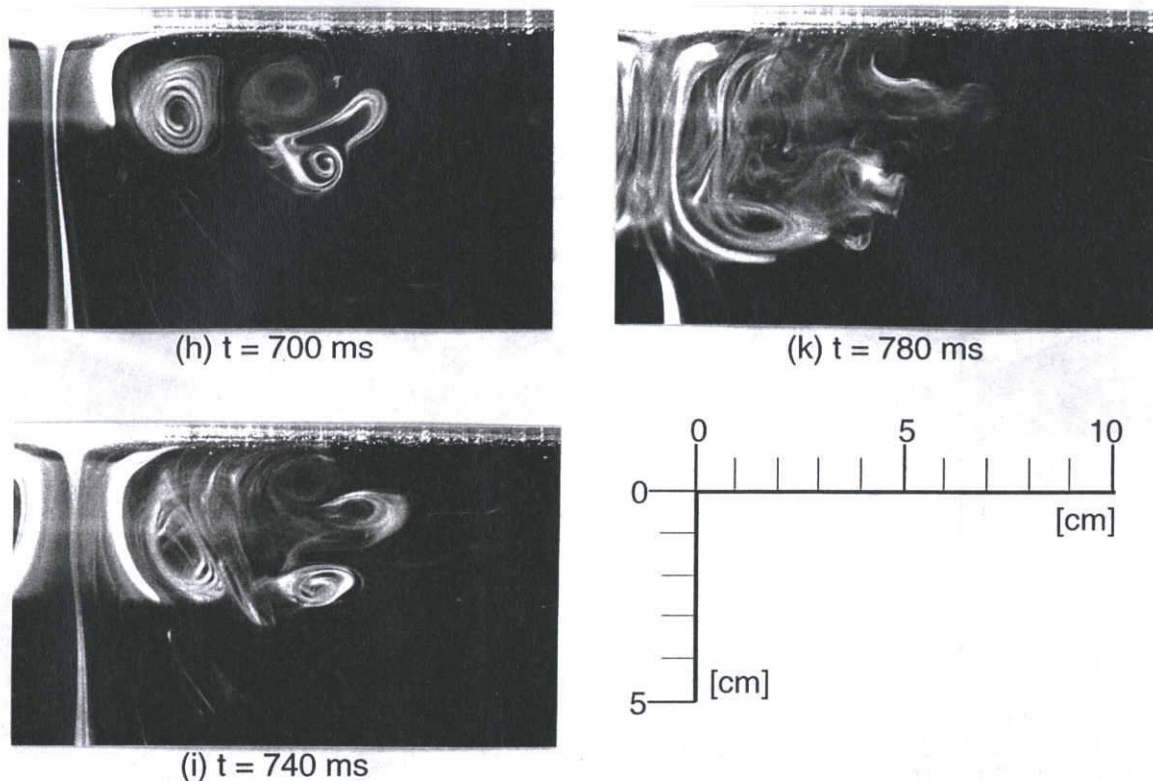


図3-1 側面からの主渦輪・誘起渦輪の干渉の様子

主渦輪と誘起渦輪はこの複雑な流れ場を支配しており、その特徴を端的に表す主渦輪と2次渦輪の軌跡を参考のために図3-2に示す。

3. 2. 2 フィンガー渦の発生と流れ場の乱雑化（正面からの観察）

平板に平行な $z = 1.5$ [cm] の断面において、平板側から撮影された $t = 610$ [ms] から $t = 710$ [ms] までの時間的変化の様子を図3-3に示す。前述の図3-1から見られるように、この時刻の間は主渦輪、2次渦輪、3次渦輪の位置関係に顕著な変化はない。図3-3 (a) の写真中に両端に矢印を持つ線分で示されたAの明るい部分は2次渦輪、Bは主渦輪、Cは3次渦輪に対応している。ただし、 $t = 610$ [ms] では2次渦輪の中心は $z = 1.5$ [cm] の断面より自由空間側（平板と反対の下側を今後このように呼ぶ）にあり、Aは2次渦輪の平板側（上側）の部分が写っている。

(b) の $t = 640$ [ms] になると2次渦輪が平板にさらに接近しているため、観察面がほぼ2次渦輪の中心を通過している。対応する時刻での図3-1 (f) において、2次渦輪の中心には煙が入っていないことから、図3-3 (b) の2次渦輪の中心部分で煙が抜けている部分が2次渦輪の渦核中心であると確かめられる。一方、図3-3の (b), (c), (d) でのCの部分については、時間の経過にともなって3次渦輪が主渦輪の周りを移流し平板から遠ざかるため、一度3次渦輪に巻き込まれその後取り残された煙が写っているものと解釈される。

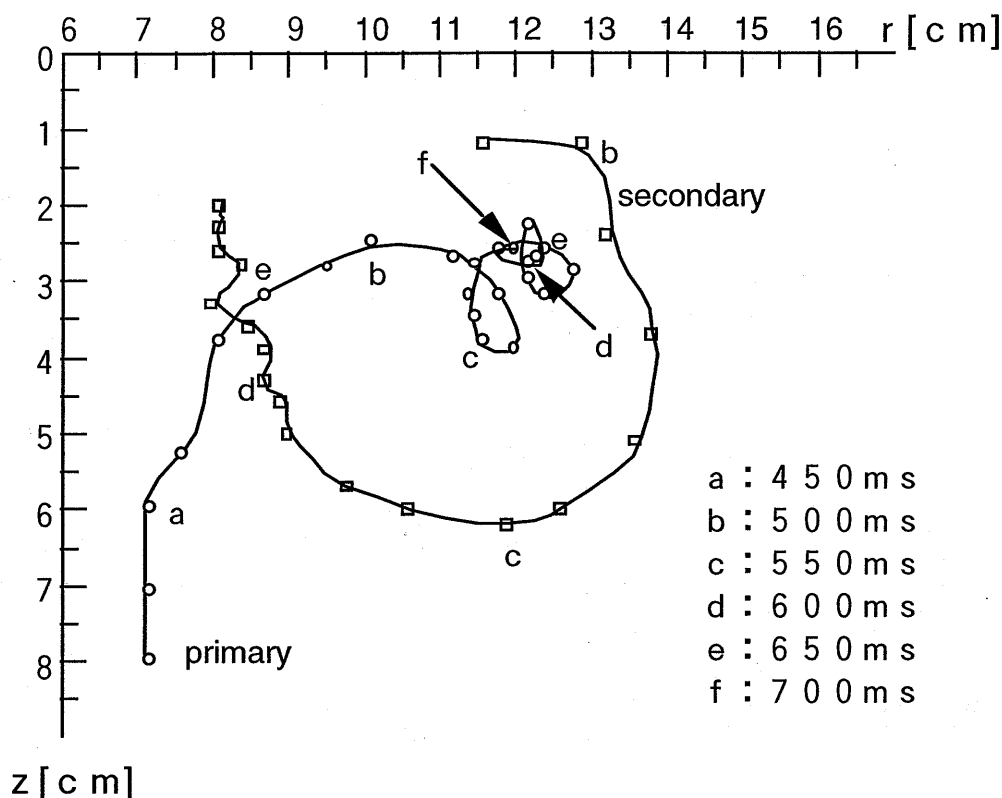


図3-2 主渦輪と二次渦輪の軌跡

図3-3 (a) の2次渦輪の部分をよく観察すると、全体的に滑らかな円弧を描いているわけではなく、方位角方向に僅かではあるが周期性を持った変形の兆しが見られる。 $z = 1.5$ [cm] の断面以外での観察も含めて、まずはじめに2次渦輪に変形が現れ、流れ場の軸対称性が失われる。 Walkerら(1987)⁽⁵⁾、 Orlandiら(1993)⁽⁶⁾、 Swearingenら(1995)⁽⁷⁾ の研究でも、はじめに2次渦輪に波状変形が現れることが報告されており、その理由についても詳しく議論されている。次に、図3-3 (b) では、2次渦輪と主渦輪の間のストリークライン (見えるところは線状であるが、奥行きを考えるとシート状、以下同様) が突然波打つようになる。そして (c) では、2次渦輪と主渦輪の間のストリークラインが巻き上がり、それにともなって2次渦輪も大きく変形している。このとき主渦輪の外側でも、明るいストリークラインが波打ち始めている。さらに (d) では、主渦の外側のストリークラインも巻き上がり、紙面に垂直な z 軸方向に伸びた縦渦が存在することがはっきりと判る。この縦渦をフィンガー渦と呼び、そのトポロジー及び成長の様子については 3. 2. 3 節及び 3. 2. 4 節で述べる。

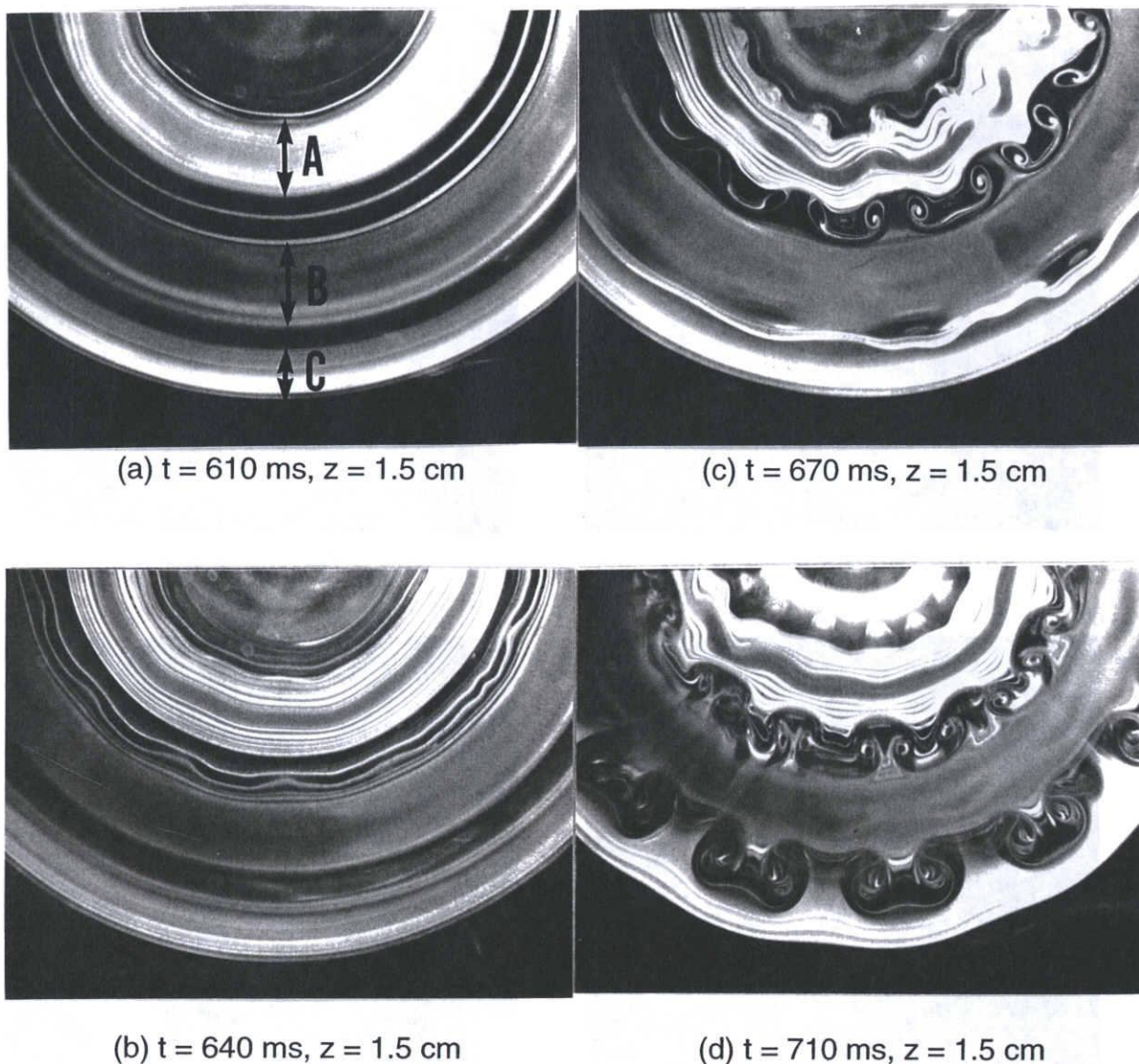


図 3-3 主渦輪・誘起渦輪に直交する縦渦の成長

図 3-4 には、 $z = 2.0$ [cm] の断面での $t = 740$ [ms] 以降の各時間発展段階の様子を示す。(a) の $t = 740$ [ms] では、周方向に周期的な整然とした秩序構造が現れている。同じ時刻の側面から観察した図 3-1 (j) では既に主渦輪と誘起渦輪を示す渦巻き模様が乱れているが、周方向にはこの段階でも秩序だった構造が見られる。渦巻き模様の乱れについてはフィンガー渦の向きが主渦輪・2次及び3次渦輪を構成する渦糸と直交するため、それまで主渦輪・2次及び3次渦輪によって整然としていた子午線断面での渦巻き模様がフィンガー渦によって乱されたためと考えられる。その後、図 3-4 の (b)・(c)・(d) で見られるように、時間経過とともに流れ場全体が乱雑化し、フィンガー渦がその乱雑化を促進する役割を果たしていることが判る。このことは、フィンガー渦が小規模秩序運動を生じさせていると言える。

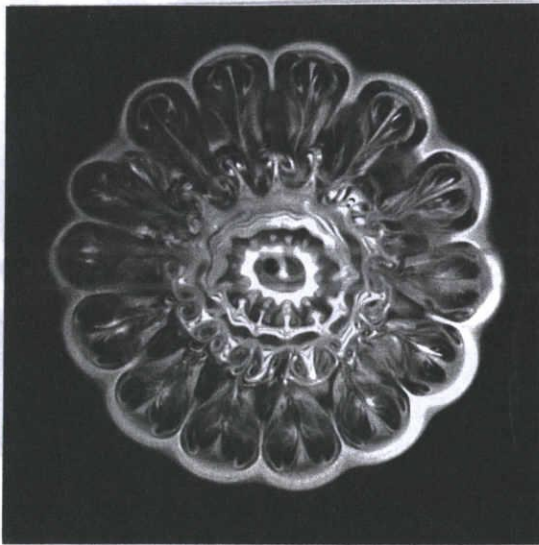
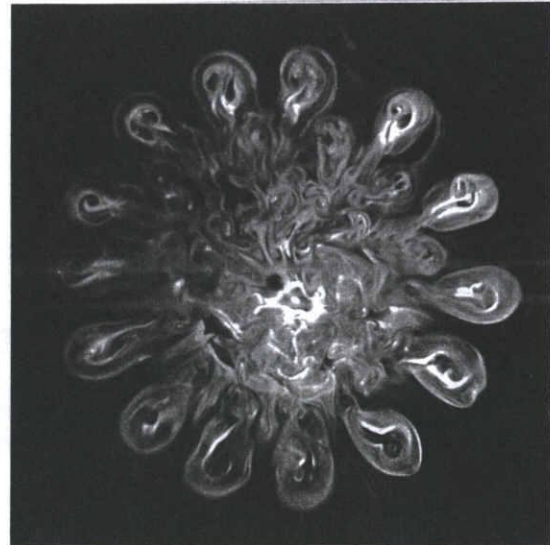
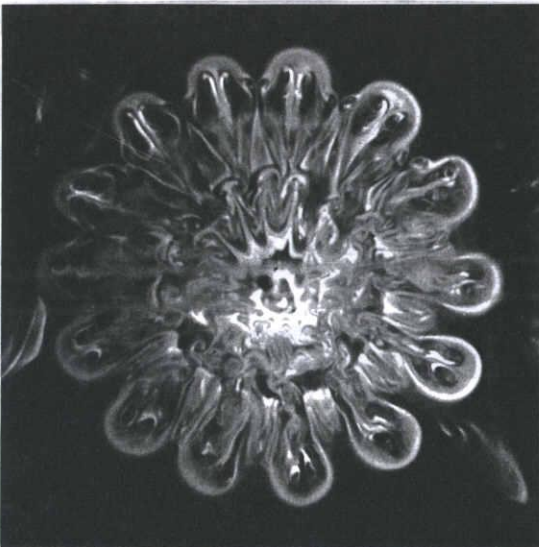
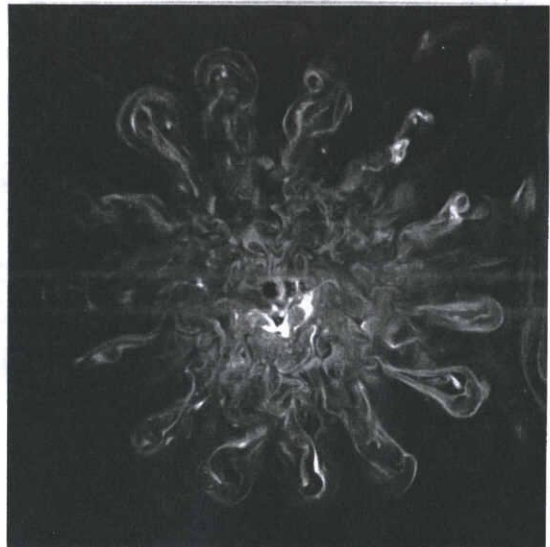
(a) $t = 740 \text{ ms}$, $z = 2.0 \text{ cm}$ (c) $t = 780 \text{ ms}$, $z = 2.0 \text{ cm}$ (b) $t = 760 \text{ ms}$, $z = 2.0 \text{ cm}$ (d) $t = 800 \text{ ms}$, $z = 2.0 \text{ cm}$

図3-4 縦渦による流れ場の乱流化の促進

3. 2. 3 フィンガー渦のトポロジー

$t = 500 \text{ [ms]}$ から $t = 800 \text{ [ms]}$ までの 10 [ms] ごとに写真撮影をした結果、正面からの撮影ではフィンガー渦を $t = 650 \text{ [ms]}$ あたりから観察することが出来た。ここでは、そのトポロジーを推測するために比較的是っきりとその形状が現れた $t = 660 \text{ [ms]}$ の可視化写真を図3-5に示し、また、その時間変化の様子を知るために $t = 690 \text{ [ms]}$ での可視化写真を図3-6・図3-7に示す。そして、図3-1, 3-5, 3-6, 3-7を含め他の多くの写真から推測された $t = 660 \text{ [ms]}$ でのフィンガー渦の部

分的なトポロジーを図3-8に示す。以下、順を追って各々の図について説明する。なお、以下の説明ではフィンガー渦の局所的様子とその特徴に言及することが多い。それゆえ、あらかじめ図3-8を先に参照しておくこと、記述説明が理解されやすくなるであろう。

図3-5の(a)から(g)は平板と平行な面で可視化された写真であり、その断面の位置は順に平板から遠ざかるように0.5 [cm] ずつ移動している。(h)には側面からの観察によって得られた主渦輪・誘起渦輪の位置と観察断面との位置関係が模式図として表されている。(a)・(d)・(g)に模式図を添付し、それぞれのストリークラインの説明を加えた。まず、(a)の写真には、(h)から判るように2次渦輪と主渦輪が捉えられている。2次渦輪は波状変形しており、一方、主渦輪には花びら模様のような筋が重なっている。この筋が主渦によってその近傍に連行されているフィンガー渦の先端部分と推測される。2次渦輪の内側にひときわ明るい同心円の一部が見られる。この部分は図3-1 (g)からほとんど渦度が含まれていない取り残された煙の塊によるものと判断できる。(b)、(c)と順に見ていくと、中心に近い明るい煙の塊は見えなくなるのに対し、2次渦輪と主渦輪が鮮明に可視化され始める。主渦輪の外側では3次渦輪に取り残された煙が現れ、(c)の観察断面では2次渦のほぼ中心部分が捉えられている。(b)では2次渦輪と主渦輪の間に勾玉の様な模様が見られ、(c)・(d)の同じ位置で煙のストリークが巻き上がっていることから、縦渦であるフィンガー渦が(b)・(c)・(d)の断面を貫いていると考えられる。(b)で十分な巻き上がりが観察できない理由として、(c)・(d)の断面ではz方向とほぼ平行にフィンガー渦がつながっているのに対し、(b)では観察面に対して垂直の方向を向いていないこととその渦度が十分集中していないことが考えられる。(e)の $z=2.5$ [cm]の断面では、2次渦輪の一部は薄く写って見られ、主渦は全く写っていない。(b)・(c)・(d)とつながってきたフィンガー渦は、巻き上がりの断面が半径方向に伸びた楕円状になっていることから、3次渦輪によってその近傍に連行され半径方向に傾き始めていると推測される。(f)では2次渦輪も見られなくなり、3次渦輪と(e)で見られるよりさらに半径方向に傾いたフィンガー渦と考えられる筋((g)で明瞭に見られる)が観察され始める。(g)の $z=3.5$ [cm]の断面になると3次渦輪でさえ自由空間側のその一部しか写らない。その3次渦輪の帯に、3次渦輪に連行されているフィンガー渦と呼ぶのにふさわしい形状を呈したその先端と考えられる筋が重なっている。

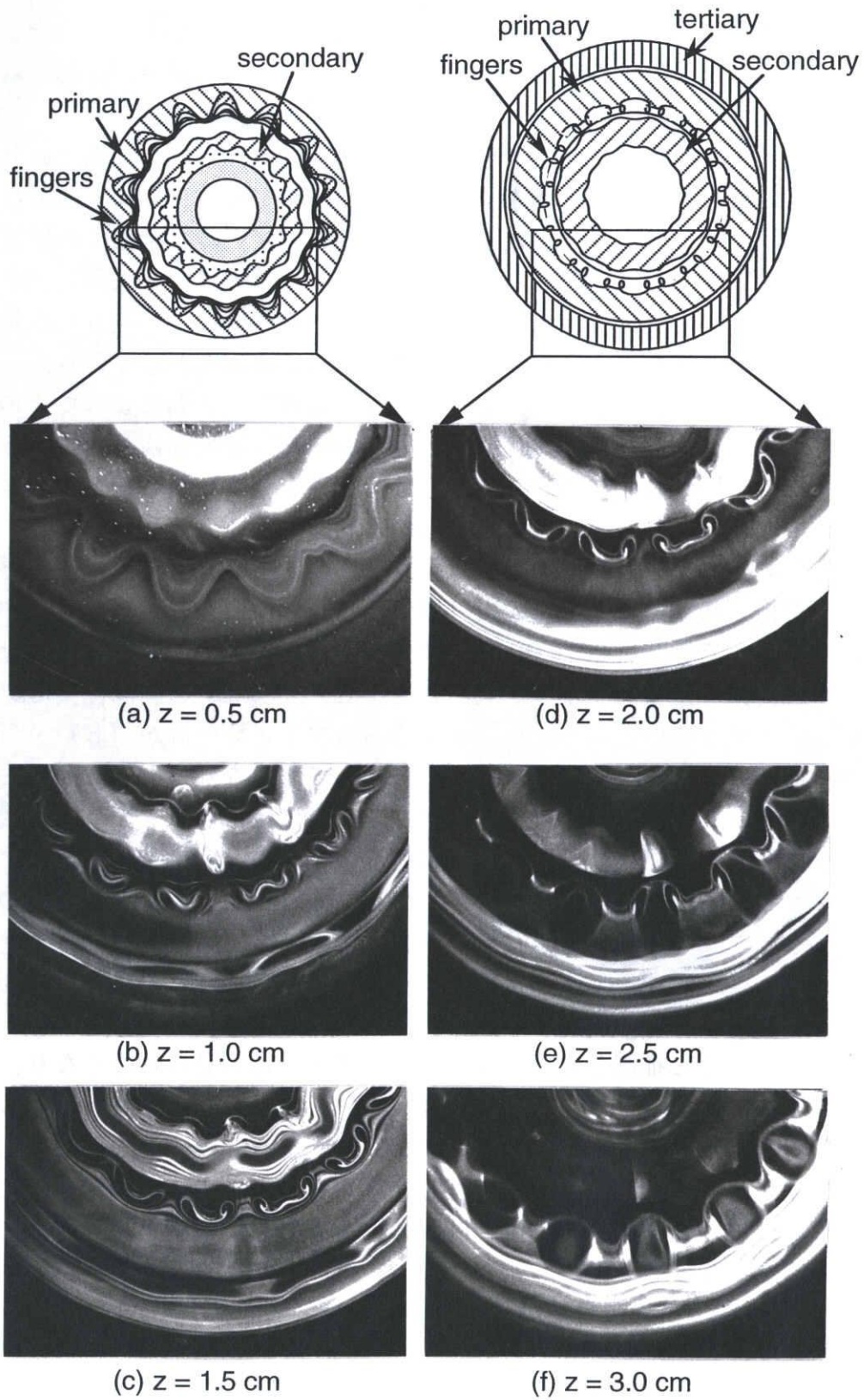


図3-5 平板と平行な断面で捉えられた渦構造 ($t = 660 \text{ ms}$)

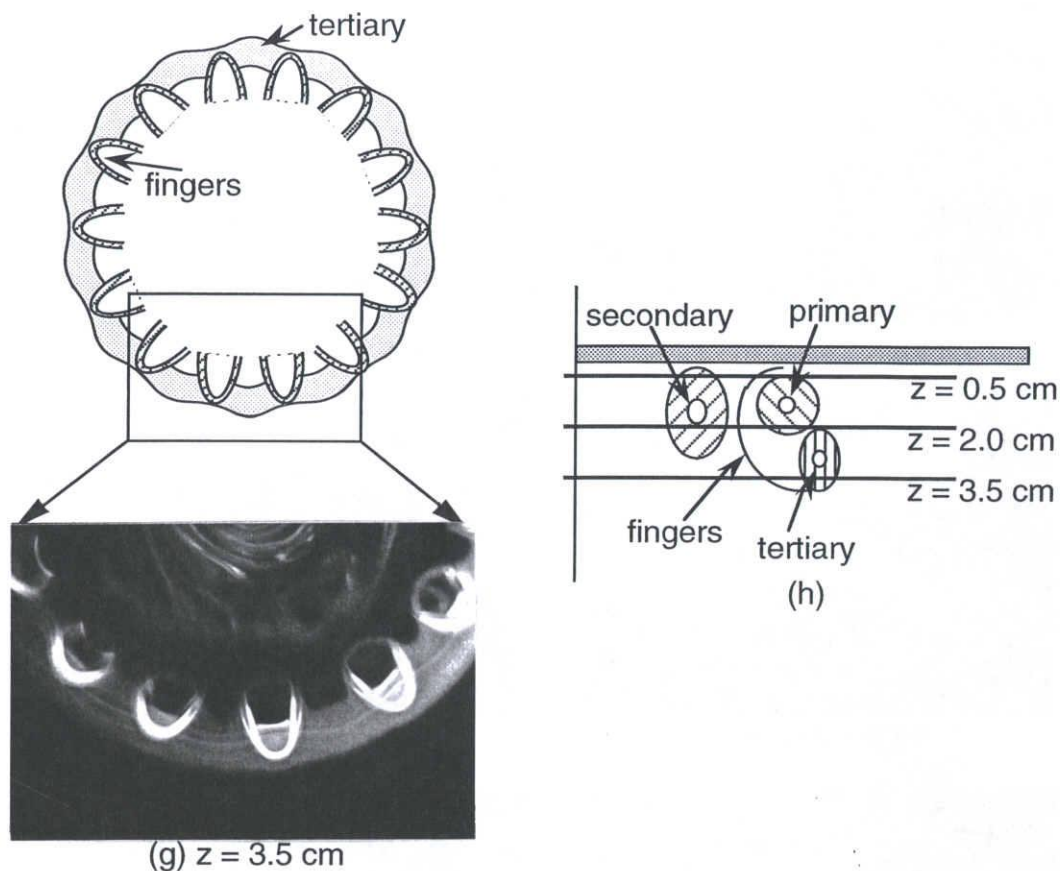


図3-5 平板と平行な断面で捉えられた渦構造 ($t = 660$ ms)

図3-5よりも30 [ms] 後の $t = 690$ [ms]の様子を示す図3-6では、フィンガー渦は主渦輪と3次渦輪に引き延ばされて図3-6 (h)の模式図のようにそれらの渦輪に巻き付いていると推測される。このことを説明するために、図3-5と同様に平板に近い断面から順に見ていくことにする。(a)では、主渦輪に重なる半径方向に対になって伸びる筋が $t = 660$ [ms]の場合と同じ周期で見られ、2次渦輪と主渦輪の間ではこの筋の中心側の先端に細長い渦巻き模様が確認できることから、フィンガー渦が半径方向から z 軸方向に向きを変えていると推測できる。図3-6 (b)・(c)では、主渦の内側で渦巻き模様が図3-6 (b)・(c)と比べよりはっきりと巻き上がり、主渦の外側でも平板側から回り込んで主渦輪に巻き付いているフィンガー渦の断面が見られる。図3-6 (d)になると図3-6 (a)と同様再び主渦輪に半径方向の筋が見られ、フィンガー渦が主渦輪の外側からさらに巻き付いていると考えられる。そのため(e)では、主渦輪の内側でしか対応した渦巻き模様が見られない。図3-6 (f)・(g)から、3次渦輪側のフィンガー渦の先端も3次渦輪に巻き付いている様子が観察される。ただし、3次渦輪側のフィンガー渦先端の巻き付きは、主渦側のそれより遅い。これは、3次渦輪の角速度が主渦輪のそれより小さいためと推測される。

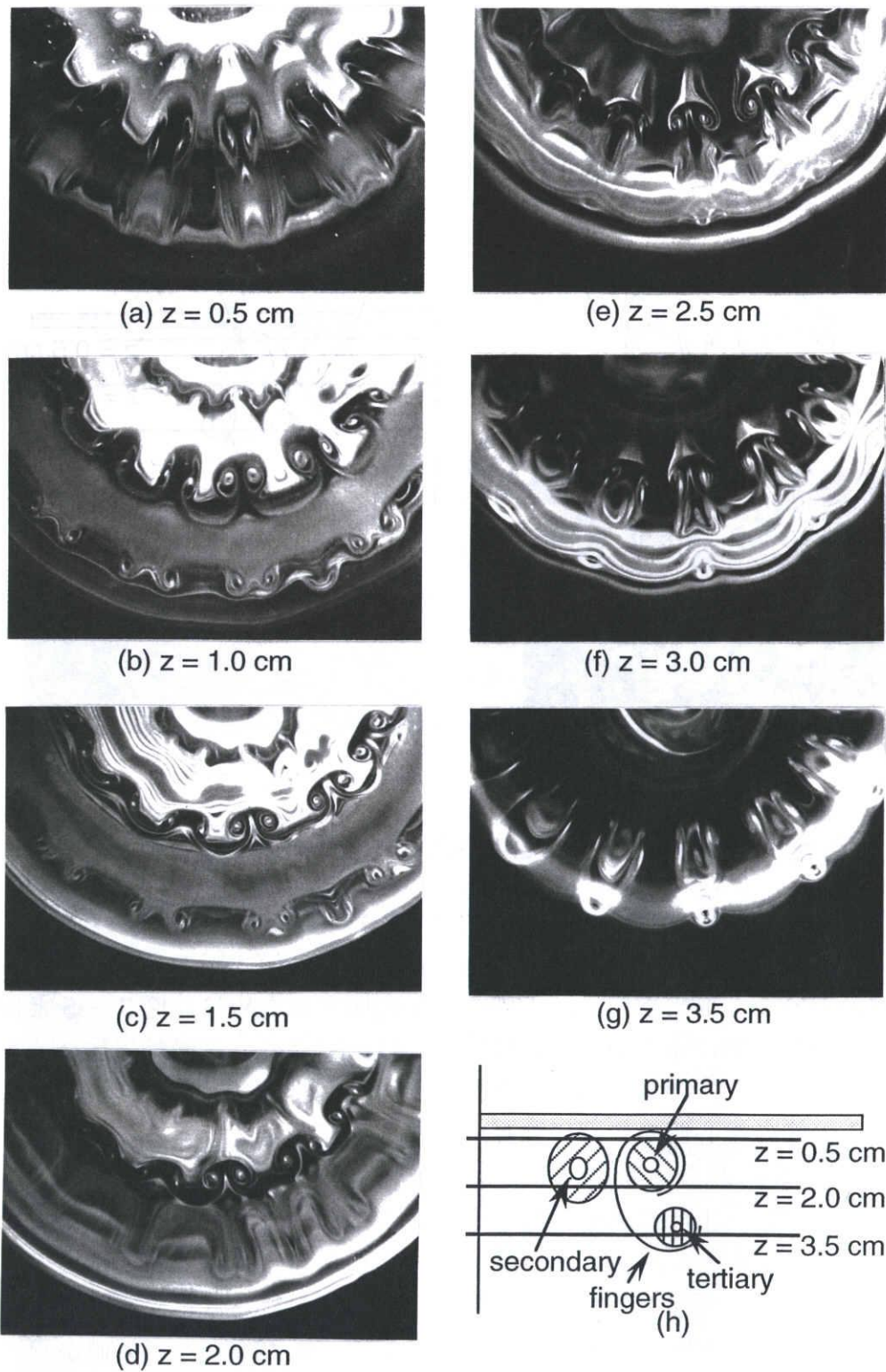
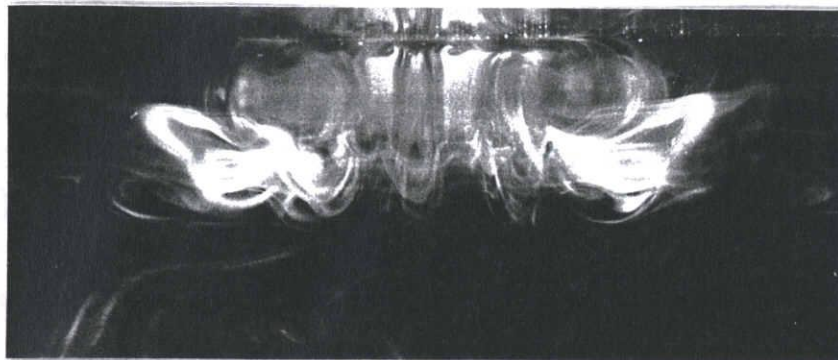
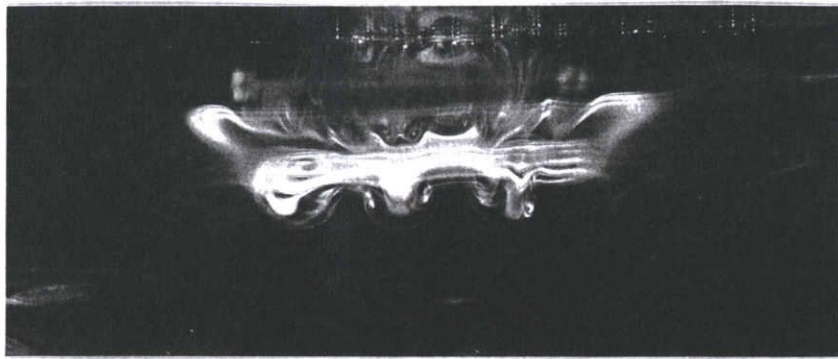


図3-6 平板と平行な断面で捉えられた渦構造 ($t = 690 \text{ ms}$)

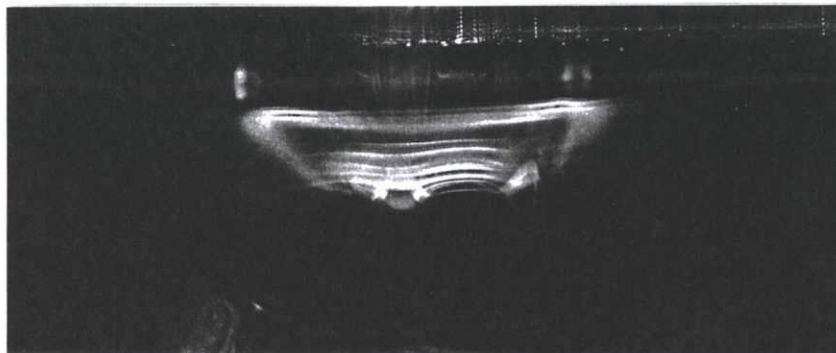
図3-7は、図3-6と同じく $t = 690 \text{ [ms]}$ の流れ場を z 軸から 4.5 [cm] 、 6.0 [cm] 、 7.0 [cm] 離れた子午線断面に平行な平面を可視化した結果である。(d)・(e)にその観察断面の位置関係を示す。図3-1と同様上部に水平に光っているものが平板である。(a)では、主渦輪と3次渦輪の斜めにカットされた断面と主渦輪の



(a) 4.5 cm



(b) 6.0 cm



(c) 7.0 cm

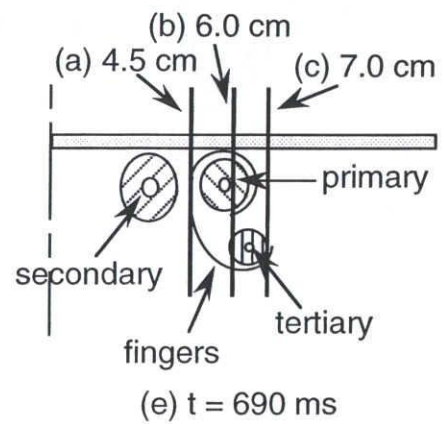
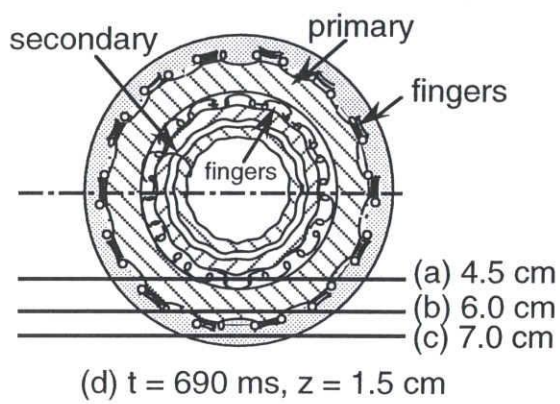


図 3-7 子午線断面と平行な断面での様子

内側に巻き付くフィンガー渦が縦の筋となって観察できる。この写真中央の平板近傍でこの縦の筋の先端に小さな巻き上がりが存在し、フィンガー渦の渦軸が z 軸方向から半径方向に向きを変えているとの推測が支持される。(b)では、平板より少し離れたところに存在する一番明るい横の筋が3次渦輪である。その下側に対する渦巻き模様が見られ、フィンガー渦が3次渦輪に自由空間側から巻き付いていることが解る。さらに(c)では、3次渦輪の外側まで(b)のフィンガー渦の渦糸がつながっていることを示す煙の筋が見られ、図3-6(f)・(g)の解釈が裏付けられる。

図3-8は、 $t=660$ [ms]におけるフィンガー渦のトポロジーを平板の下側から鳥瞰的に描いたものである。ただし、図の簡略化のため2次渦輪は省略され、この時刻の主渦輪・3次渦輪に見られる波状変形も描かれていない。フィンガー渦は、主渦輪と3次渦輪に互いに反対方向に巻き込まれ、それらを覆うようなリブ構造を成している。この後、平板側と自由空間側の先端がさらに矢印の方向に巻き込まれていくと推測される。

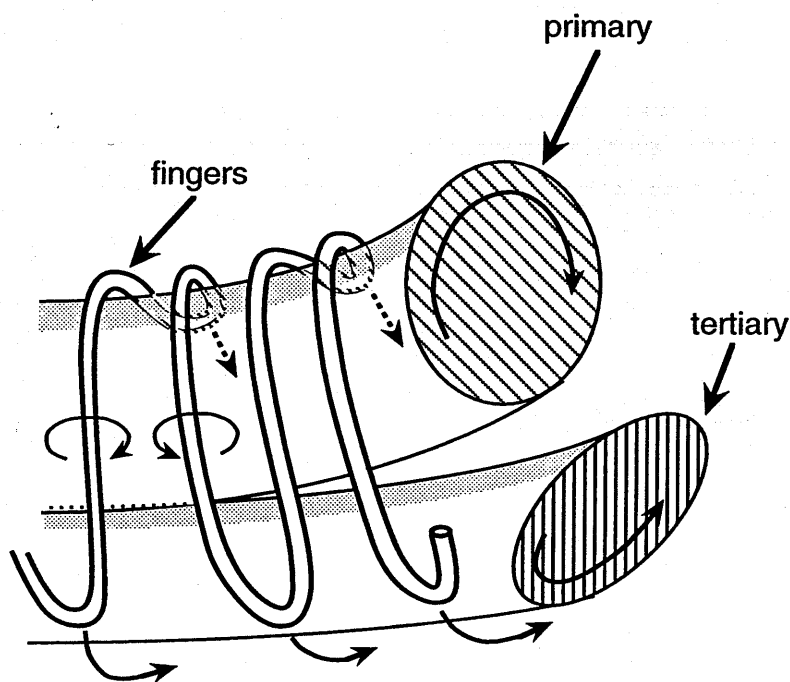


図3-8 フィンガー渦のトポロジー ($t = 660$ ms)

3. 2. 4 フィンガー渦の起源

3. 2. 3節で推測された $t = 660$ [ms]でのフィンガー渦の構造を参考にして図3-1 (g)をよく観察すると、主渦輪と平板の間から3次渦輪の自由空間側まで伸びた煙の筋による弧の存在に気が付く。図3-1 (f), (e), (d)とこの筋を時間的に遡っていくと3. 2. 1節で定義したVCPが発達したものであることが判る。つまり、主渦輪が平板近傍でつくり出した速度剪断層から発生したVCP (図3-9 (a)の模式図参照)は、固体壁から剥離しても巻き上がらずに、 $t = 620$ [ms]には主渦輪と3次渦輪の間を通り抜ける (図3-9 (b))。その後、主渦輪の渦核の周りを回るように移流すると2次渦輪と同様にVCPの半径が縮められて波状変形し、空間的に主渦輪側に近い部分と3次渦輪に近い部分がそれぞれの渦輪に巻き込まれることになった (図3-9 (c))と推測される。図3-1 (f)では引き延ばされたVCPの平板側の先端が主渦輪と2次渦輪の間を通過しており、同じ時刻に図3-3 (b)に見られるような2次渦輪と主渦輪の間に波打った煙の筋が突然観察できるようになることも確認された。

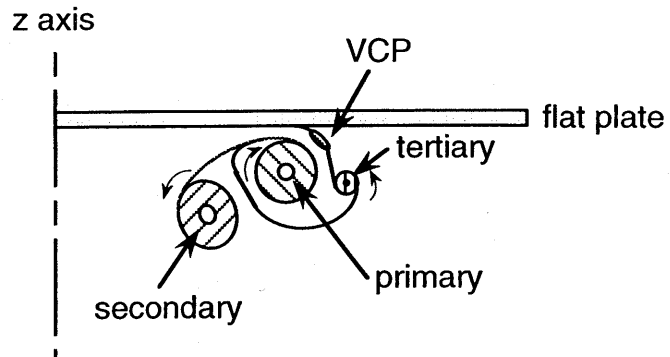
しかしながら、図3-3・3-4に見られるようなフィンガー渦の流れ場全体への影響力の大きさを考慮すると、フィンガー渦の成長過程において他からの循環の供給が無く、VCPが引き延ばされて渦度集中しただけとは思われない。特にフィンガー渦の成長にともなって主渦の勢いが急速に失われるように見えることから、主渦輪・誘起渦輪 (3次渦輪)の周方向に伸びる渦管内の循環を取り込んでフィンガー渦が成長しているように思われる。残念ながら、この事実を可視化実験から確かめることは困難であり、今後の課題である。一方、2次渦輪の渦管内の循環はあまりフィンガー渦に取り込まれないため、他の渦輪と比較して相対的に大きくなる。その結果、主渦輪による拘束力が失われると自己誘起により平板近傍から遠ざかる方向に運動し、いわゆる2次渦のejectionが起これると考えられる。

3. 2. 5 ノズルから平板までの距離と周方向に現れる波の数

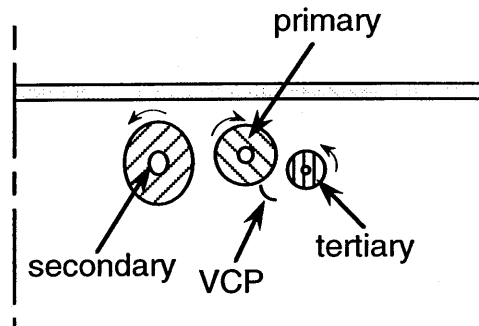
実験装置自体には円周方向に周期性が現れないよう十分注意が払われて製作されているにもかかわらず、図3-4の写真のようにはっきりとした周期性が現れ、その数は再現性よく常に $n = 14$ であった。この周期性は、3. 2. 1節、3. 2. 2節で既に記述したように、2次渦輪が主渦の内側に回り込むときに2次渦輪上に最初に現れる。ここでは、この周期性が何によって決定されているか調べるために、ノズルから平板までの距離をパラメータとしてその様子を観察した (図3-10)。

これらの周期性は平板との干渉過程の間に変化しないことが確認できている。そこで、図3-10にはその干渉過程の中で比較的周期を数えやすい写真が選択されている。ここで、 H はノズルから平板までの距離を示している。 H を10 [cm]から75 [cm]まで大きくすると、 n は17から8まで単調に減少した。このように、ノズルと平板までの距離のパラメータにはっきり依存していることから、この周期は実験装置

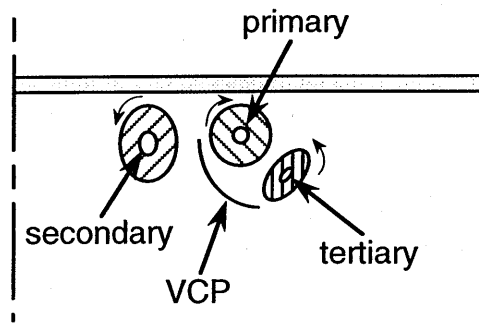
に依存したものではないことが確認でき、また、平板の影響を実質的に受け始める直前に渦輪がもっている固有な周期性によって決定されると推測される。



(a) $t = 590 \text{ ms}$



(b) $t = 620 \text{ ms}$



(c) $t = 640 \text{ ms}$

図3-9 側面からの観察による模式図

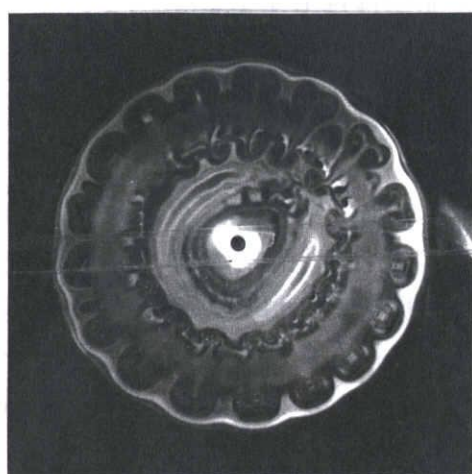
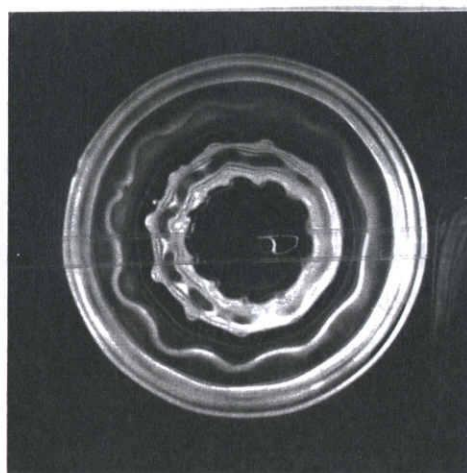
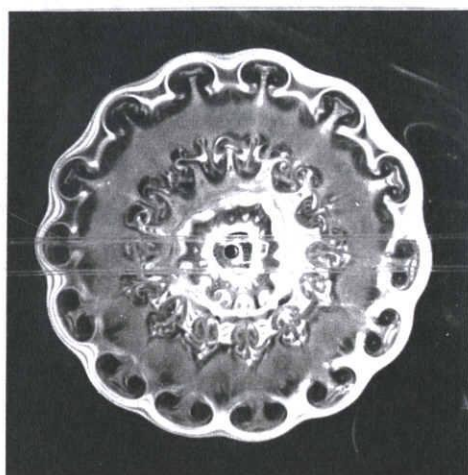
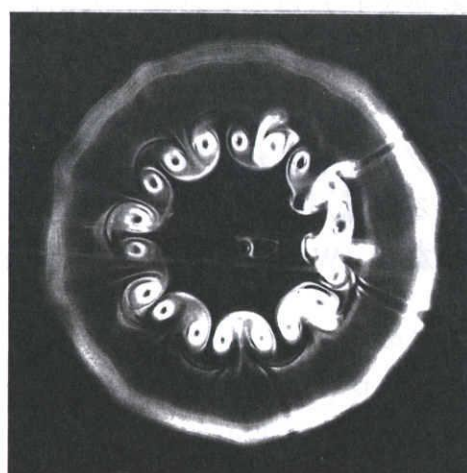
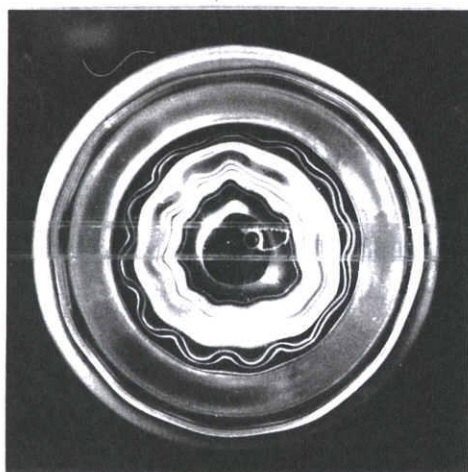
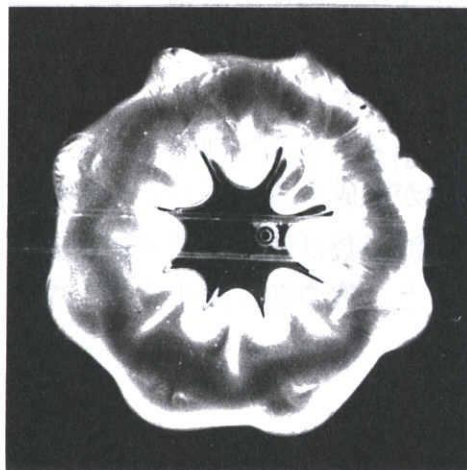
(a) $H = 10$ [cm], $t = 570$ [ms](d) $H = 40$ [cm], $t = 1080$ [ms](b) $H = 20$ [cm], $t = 740$ [ms](e) $H = 60$ [cm], $t = 1300$ [ms](c) $H = 30$ [cm], $t = 910$ [ms](f) $H = 75$ [cm], $t = 1480$ [ms]

図 3-10 ノズルと平板の間の距離 (H) によって
変化する周方向の波の数

自由空間を並進する渦輪を可視化した場合には、4.3節で記述するようにノズルから30[cm]までの領域では渦輪の周方向の波状変形はほとんど観察できなかった。しかしながら、可視化で波状変形が見られるようになる以前においても、渦輪自身が固有な周期の増幅率の小さな不安定性を持っており、これが平板との干渉において増大したと考えられる。

図3-11は、ノズル先端から平板までの距離と波の数の関係を示したものである。自由空間を並進する渦輪の場合と同様、ノズルからの距離が増加するにしたがって波の数が減少している。また、平板を設置した場合は、渦輪は平板の設置座標から4.5cm程度上流から平板の影響を強く受け、その渦径を急激に拡げることがその軌跡からわかっている。このため自由空間を並進する渦輪と条件が同一であるわけではない。そこで、図3-11においては、平板設置の場合の横軸の値は、平板の位置から4.5[cm]減じた値を用いてプロットした。ノズルからの距離と波の数の関係は、平板を設置した場合と設置しない場合においてよく一致していることは図から明らかである。特に、平板を設置してはじめて不安定波の波の数が観察されるノズルからの距離が30[cm]未満での波の数と、30[cm]以上の領域のそれとが滑らかにつながってプロットされる事実は特筆される事柄である。このことから、平板に垂直に衝突する渦輪が作り出す周方向の不安定波の周期性は、その渦輪が自由空間で波状変形する(Widnall instability)固有な周期によって決定されると考えられる。

3.3 まとめ

本研究では、 $Re = 2600$ の渦輪が平板に垂直に接近する流れ場が煙可視化法によって詳しく調べられた。その結果、次のことが明らかにされた。

- (1) フィンガー渦と呼ぶ縦渦が形成されることが見出された。
- (2) フィンガー渦は主渦輪・3次渦輪の波状変形を促進し、周方向に規則的な秩序構造をつくり出す。そしてその結果、流れ場の3次元化および乱雑化に重要な役割を果たしていることが明らかにされた。
- (3) また、フィンガー渦のトポロジーと形成過程が推測された。
- (4) 渦輪が形成するノズルから平板までの距離が一定であれば、周方向の不安定波の波の数はその干渉過程において変化しない。しかし、その距離を大きくすると、波の数は減少する。それゆえ、この流れ場の不安定波の周方向の波の数は、平板に近づく直前の渦輪の持つ固有な値で決定されると考えられる。

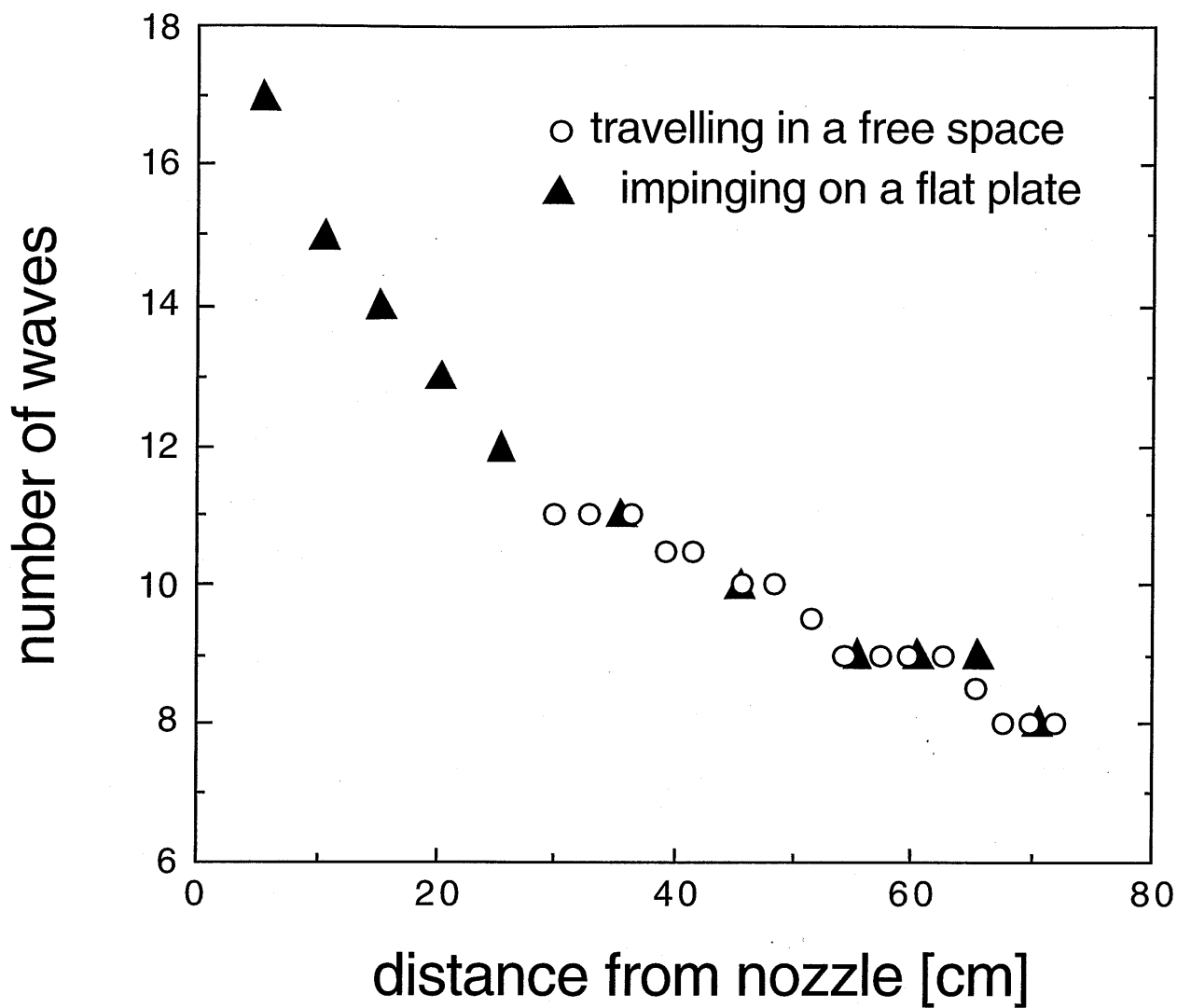


図3-11 自由空間を並進する渦輪と平板に衝突する渦輪に現れる周方向の波の数；
 自由空間を並進する渦輪：(ノズルから平板までの距離) [cm]，
 平板に衝突する渦輪：(ノズルから平板までの距離) - 4.5 [cm]

引用文献

- (1) J. K. Harvey & F. J. Perry : Flowfield produced by trailing vortices in the vicinity of the ground, *AIAA J.* **9** (1971) 1659-1660.
- (2) U. Boldes & J. C. Ferreri : Behavior of vortex rings in the vicinity of a wall, *Phys. Fluids* **16** (1973) 2005-2006.
- (3) P. E. M. Schneider : *Werden, Bestehen, Instabilität, Regeneration, Vergehen eines Ringwirbels*, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung Bericht Göttingen **17** (1978).
- (4) H. Yamada, T. Kohsaka, H. Yamabe & T. Matsui : Flowfield produced by a vortex ring near a plane wall, *J. Phys. Soc. Japan* **51** (1982) 1663-1670.
- (5) J. D. A. Walker, C. R. Smith, A. W. Cerra & T. L. Doligalski : The impact of a vortex ring on a wall, *J. Fluid Mech.* **181** (1987) 99-140.
- (6) P. Orlandi & R. Verzicco : Vortex rings impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations, *J. Fluid Mech.* **256** (1993) 615-646.
- (7) J. D. Swearingen, J. D. Crouch & R. A. Handler : Dynamics and stability of a vortex ring impacting a solid boundary, *J. Fluid Mech.* **297** (1995) 1-28.
- (8) S. E. Widnall & J. P. Sullivan : On the stability of vortex rings, *Proc. R. Soc. Lond. A* **332** (1973) 335-353.
- (9) 永田拓, 池田光広: 人工的な攪乱を与えた場合のカルマン渦列の3次元構造, 第22回乱流シンポジウム講演論文集 (1990) 262-269.
- (10) 内藤隆, 今井伸治, 後藤俊幸, 山田日出夫: 渦輪の周方向の不安定波について (波の数の時間的減少に関する実験的観察), *ながれ* **15** (1996) 401-408.

第4章 渦輪の周方向の不安定波に関する問題

4.1 はじめに

円形開口部を持つノズルやオリフィスから流体を短時間噴出して発生させた単独渦輪は、初期の段階では安定した並進運動を行う。しかしながら、並進するにつれて、渦輪を構成する渦核に周方向の正弦波的な微小な変位が生じる。この波の振幅は時間とともに増大し、やがて局所的に周方向の規則性が崩壊すると全体が急速に乱流渦輪へと遷移していくことが実験的に観察されている^{(1) - (5)}。この現象は一般に、Widnallら^{(6), (7)}によって理論的な説明がなされたことにより、Widnall Instability と呼ばれている。なお、非円形開口部から発生する非円形渦輪の場合には、渦の分裂、渦軸のスイッチング^{(8), (9)}などの現象が見られるが、ここでは円形渦輪に限定して話を進める。

円形渦輪の周方向に波状変形した波の数 n について、現在までにいくつかの研究がなされてきた。Widnallら⁽⁶⁾は、非粘性流体での解析において無次元化された渦輪の並進速度 \dot{V} が大きくなるにつれて n が増大し、その傾向は実験結果と基本的には一致していることを示した。この解析は渦核が十分細いという仮定でなされており、 \dot{V} は実質的には渦輪と渦核両者の直径比として与えられるので、結局 n はこの直径比で決まることになる。しかしながら、LiessとDidden⁽¹⁰⁾は、 $\dot{V} = 3$ かつ L/D (ピストンのストロークとノズル直径の比) = 1.4 と固定して実験を行い、 $\overline{Re}_M (= \bar{U}_M \cdot D_M / \nu, \bar{U}_M$: 流体の平均噴出速度, D_M : ノズルの直径, ν : 動粘性係数) を 2×10^3 から 1×10^4 まで大きくすると、 n が 5 から 11 まで増加することを観察した。すなわち、 n が \dot{V} のみの関数でないことを実験的に示した。Maxworthy⁽¹¹⁾ は $1 \times 10^4 < \overline{Re}_M < 7 \times 10^4$ において詳細な実験を行い、広範囲にわたって n は \overline{Re}_M に依存していることを示した。Saffman⁽¹³⁾ は、まず波の数が渦核の渦度分布に関係していることを理論的に示し、次に実験での渦輪の発生に関するパラメータとその渦度分布の関係について考察を行った。そして、LiessとDidden⁽¹⁰⁾ や Maxworthy⁽¹¹⁾ 等の実験的に観察された波の数とその渦輪の発生パラメータから理論的に求められた波の数が一致することを示した。

ところで、著者ら⁽¹⁴⁾によって $Re = UD / \nu = 2600$ (U : 渦輪の並進速度, D : 渦輪の直径, ν : 動粘性係数) の渦輪を発生させ、自由空間中を並進する渦輪の様子を時空間的に詳細に観察していた際に、渦輪の周方向の波の数 n が時間の経過に伴って、連続的に減少することが初めて見出された。これまでの研究^{(6), (7), (10) - (13)}により、無次元化した並進速度や \overline{Re}_M または渦度分布といったパラメータにより波の数が増加すると報告されているが、“特定の”渦輪が並進運動中に波の数を

減少させるという実験報告は著者の知る限り見当たらない。一般に渦輪の波状変形は、波の数が減少するにつれて、その振幅が大きく増大し、かつその波の数の状態が長時間観察されるようになる。そのため従来の実験では、最もはっきり観察できる崩壊する前の波の数を渦輪固有の唯一の波の数と思いこんでいたことが十分に想像される。Maxworthy⁽¹¹⁾は渦輪について詳細な観察を行い、波の数が bimodal instability をとるRe数の範囲があることなど様々な現象を報告しているが、本章での実験のようにnが時間的に変化することについては何も触れていない。また、Shariffら⁽¹⁵⁾は3次元渦輪の安定性を数値計算によってモード解析を行い、modal energyが最大となる周方向の波の数が時間と共に少なくなる結果を示しているが、彼らはその論文の中で波の数が時間と共に少なくなるという実験例をこれまでのところ知らないと述べている。

4. 2 実験装置と方法

図4-1に実験装置の概要を示す。この章の実験で用いられた装置は、第2・3章で用いられたものと同じである。ただし、ここでは渦輪を衝突させる平板は取り除かれている。

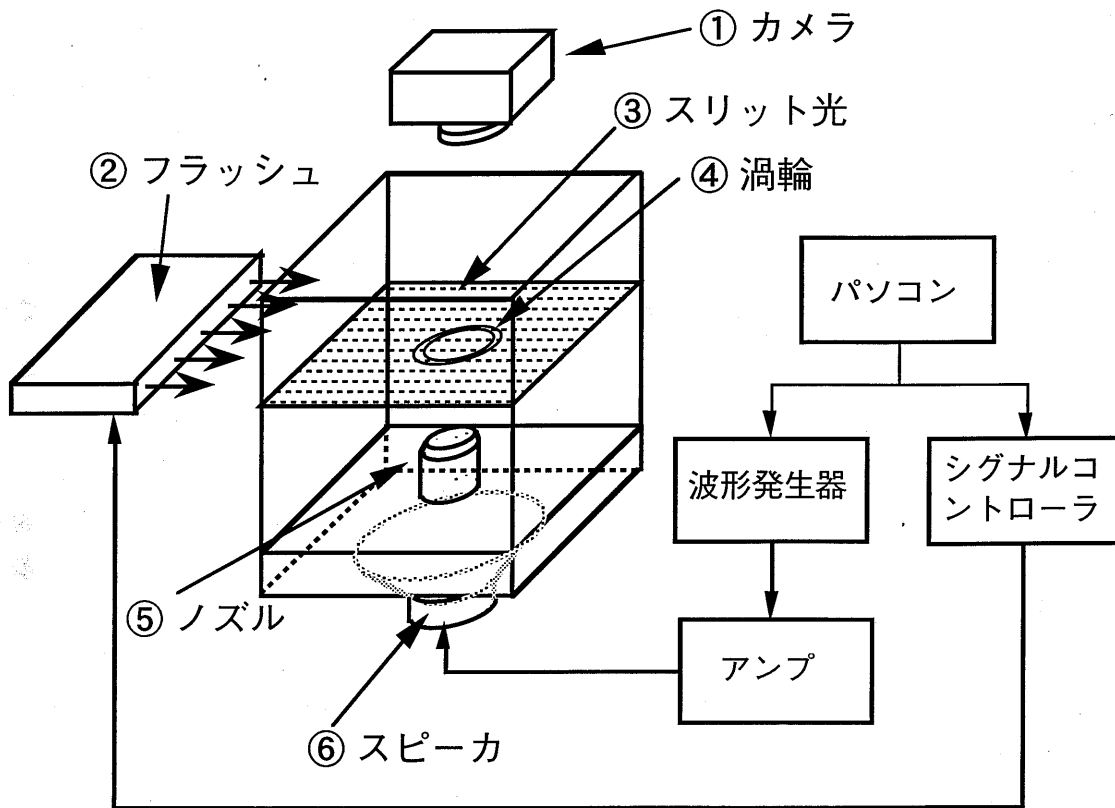


図4-1 実験装置の概要

座標系は、図4-2に示したように円筒座標系を採用した。ノズルの中心を原点とし、水平方向に $r - \theta$ 面を取り、鉛直方向を z 軸とした。また、非定常場を記述するための経過時間 t は、トリガー信号発生時刻を零として与えた。

渦輪の特性量である渦輪の直径 D 及び並進速度 U の測定には、煙可視化法とスモークワイヤ法を用いた。まず、煙可視化法では渦巻き模様を中心を渦核中心と見なし、その軌跡から D と U を求めた。次に、スモークワイヤ法による渦核中心での速度分布から D を測定し、煙可視化法で得られたデータと比較した。その結果、両者の値は満足できる範囲で一致した。渦核直径 D_c の測定には熱線風速計を用いた。測定に用いた熱線流速計のプロープは、流れ場への影響を極力避けるため、プロングとステムが十分に細く長いシングルプロープである。これを図4-3(a)に示すように渦核中心が通過する位置に、受感部分が渦軸と平行になるように設置した。この出力の時間変化は、図4-3(b)に示したように二つのピークを持つが、そのピーク間の時間間隔 ΔT を測定し、渦核直径を $D_c = U \cdot \Delta T$ として求めた。

また、この章の時間経過の様子を示す写真は、トリガー信号を基準にした別々の渦輪の特定の時刻の流れ場の様子を並べたものである。しかし、本研究で用いた実験装置による渦輪の発生は安定しており、波の数に関してその再現性は確認されているので、これらの写真を一つの渦輪の変化の過程として観察することができる。

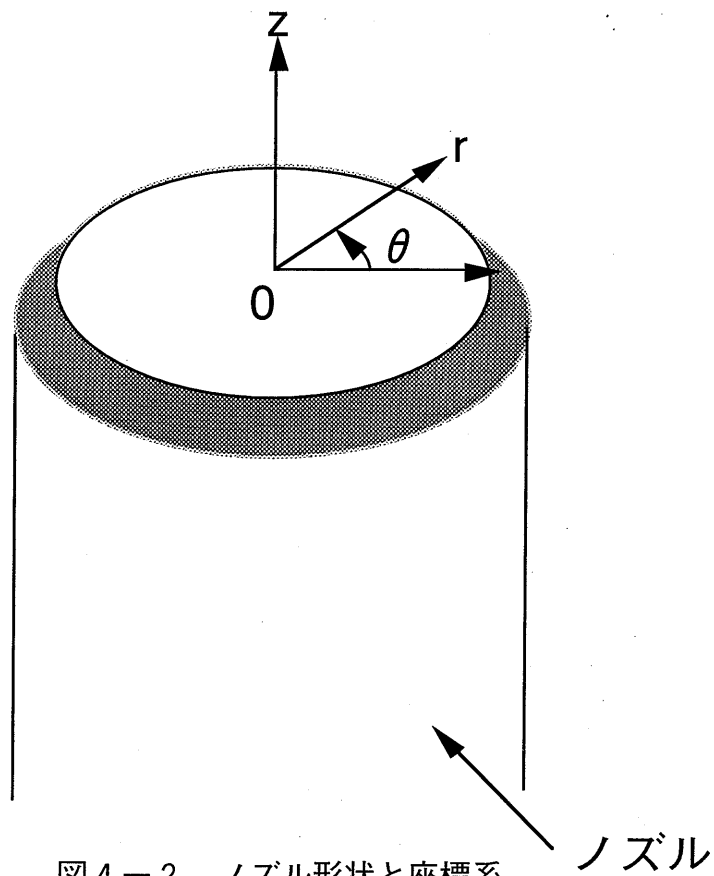
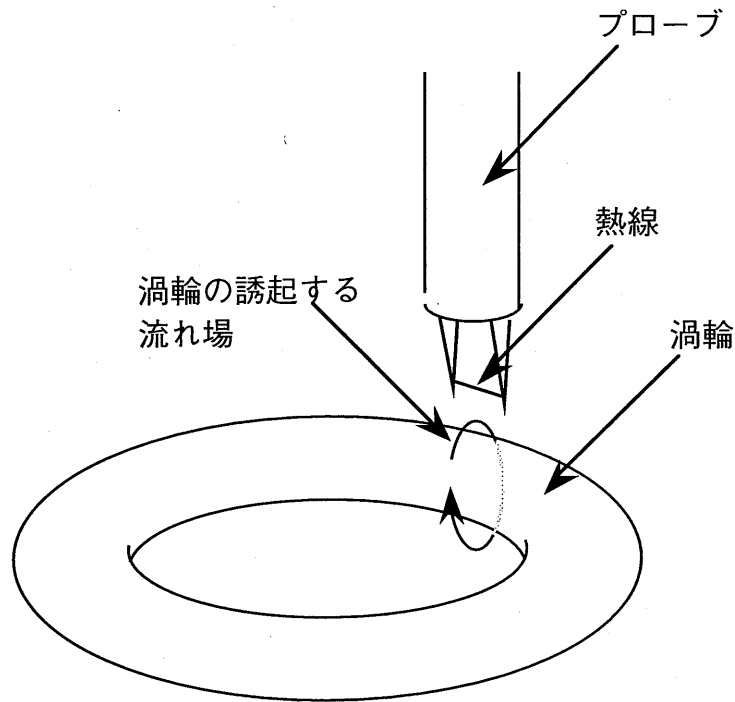
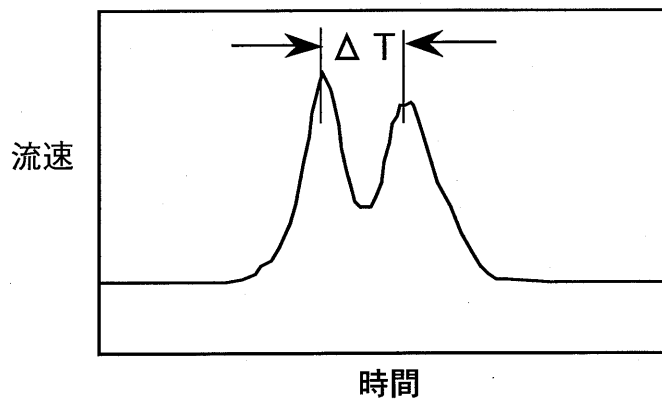


図4-2 ノズル形状と座標系



(a) 渦輪に対する熱線の位置



(b) 熱線流速計の出力波形

図4-3 渦核直径の測定方法

4.3 結果と考察

まず、レイノルズ数を1つに絞ってその様子を詳しく観察し、その後レイノルズ数依存性についても検討する。

4. 3. 1 渦輪の波状変形の様子

この節で用いる $Re = 2600$ の渦輪は、初期の比較的安定している段階で、渦輪の直径 $D = 6.4$ [cm]、並進速度 $U = 62$ [cm/s]、渦核直径 $D_c = 1.6$ [cm] であった。

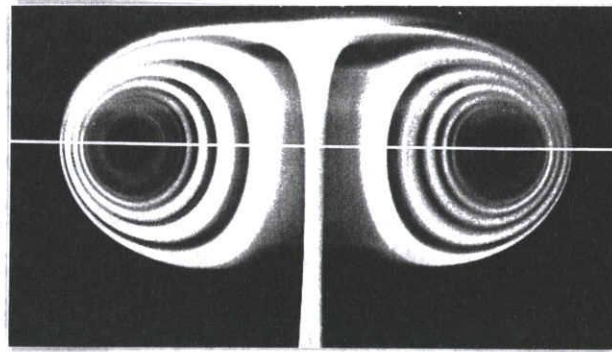
渦輪の対称軸を含む $r - z$ 面で光切断すると、図 4-4 (a) のように渦輪に特徴的な渦巻き模様が観察される。この渦巻き模様は、渦輪の形成時期に、ノズルから噴出した煙を含んだ流体とノズルの外部にあって煙を含んでいない流体とが層を成して取り込まれた結果、形成されたものである。図 4-4 (b) は渦輪の正面からの様子、すなわち渦巻き模様の中心 (図 4-4 (a) の白線) 付近を $r - \theta$ 面で光切断したときの様子である。図 4-4 (a) で、煙の存在する部分と存在しない部分が層を成しているため、図 4-4 (b) の様に煙の存在する部分が幾重もの同心円を描くことになる。図 4-4 (a) において渦巻き模様の中心に渦核が存在すると考えられるが、渦核を形成していると考えられる辺りに煙が十分に入っていない。図 4-4 (b) で黒く抜けている中央部分が、渦核に対応しているはずである。熱線流速計による渦核直径の測定結果をふまえ、図 4 (a) から渦核の位置を推測し、渦核の一部を白線で示しておいた。

ここでは、 n を数える際に渦核そのものの波状変形の波の数ではなく、渦核と共に並進する循環領域の変形に基づく波の数に着目している。従来の多くの可視化実験から、この循環領域の波の数は渦核そのものの波の数に等しいことが観察されているので、この前提をもとに波の数 n は数えられている。

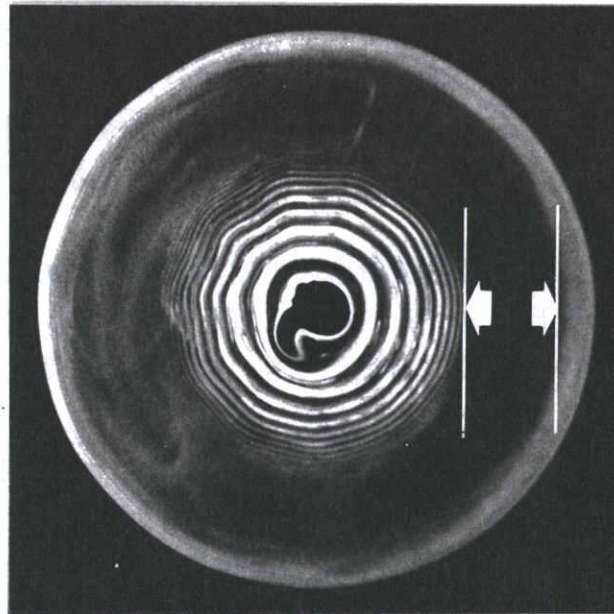
基準時刻から撮影時刻までの遅延時間 t を 400 [ms] から 1450 [ms] まで 50 [ms] ずつ増加させ、自由空間を並進する渦輪のその並進方向と垂直な面 ($r - \theta$ 面) で並進方向に対し 5 [mm] 間隔で光切断した多数の可視化写真から波状変形の様子を観察した。図 4-5 に波状変形を示す可視化写真の中から代表的と思われるものが選ばれ、時間の順に並べられている。 $t = 500$ [ms] までは渦輪の円周方向の波状変形は認められない。その後、 $t = 700$ [ms] までは渦輪の波状変形は見られるもののその振幅が小さく不規則なため、波の数 n を数えることは困難であった。 $t = 750$ [ms] では、部分的に波が明瞭になってくる。(c) の図がその場合であり、左上の辺りで部分的に波が観察できる。この明瞭な部分から不明瞭な部分について波の数を推測してみた結果、 $n = 11$ と求められた。

(e), (g), (h) の図では、波の頂点を白点で指摘してあるが、それぞれ波の数は整数値を取り、10個、9個、8個であることが判る。ここで注意すべきことは外側の煙線で示される波と内側の煙の縞模様で示される波とが同位相であり、かつ波の数が基本的には等しいことである。波状変形の様子は内側の煙の縞模様で示されるものが顕著であることが判る。前述の(c)の図では、むしろこの事実を利用して波の頂点を判定した。これらの結果を、ノズル先端からの並進距離 z と波の数 n の関係として図 4-6 にまとめた。このグラフから波の数 n は、並進距離 z の増加と共に減少

することが判る.



(a) 側面の様子



(b) 正面の様子

図4-4 煙可視化法による渦輪の様子

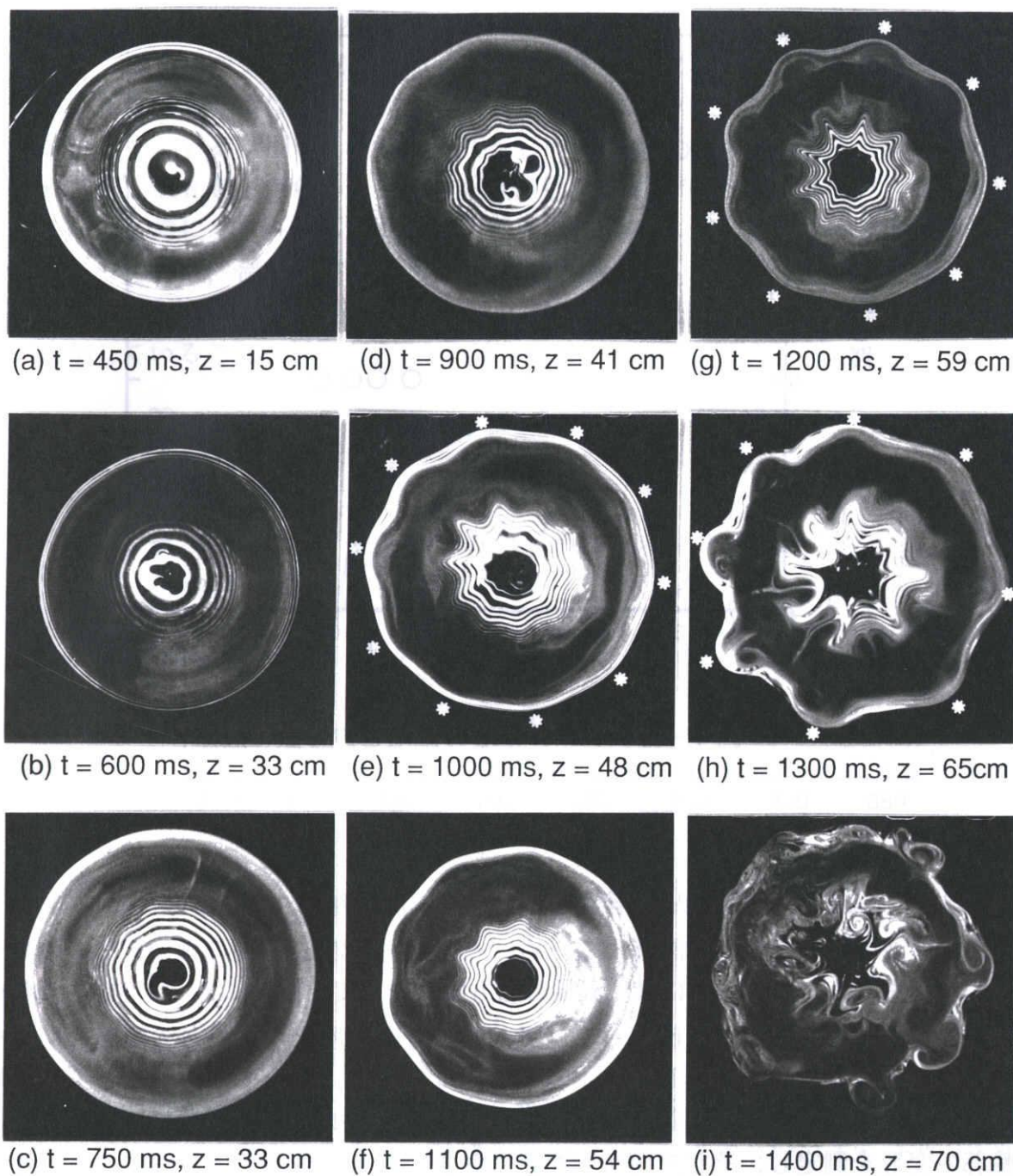


図 4-5 周方向の波の数を変化させる渦輪の様子

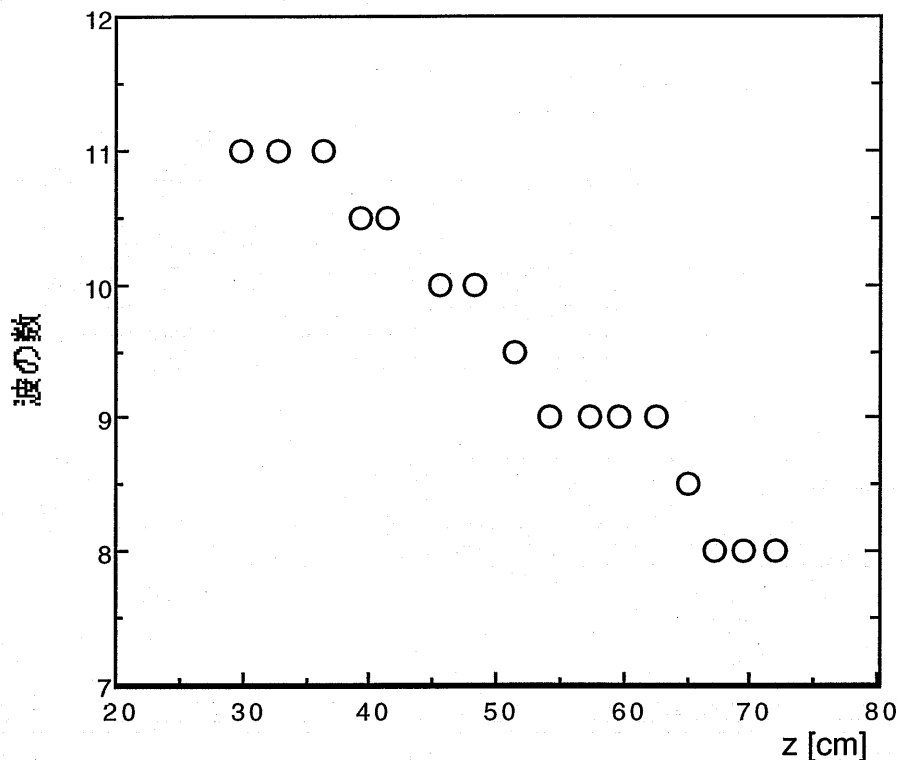


図4-6 ノズルからの距離と波の数の関係

4. 3. 2 波の数のフーリエ解析

渦輪の波の数を定量的に評価するために、図4-5の(e)~(h)の画像データのフーリエ解析を試みた。具体的には、渦輪の周方向にそって1 [deg] 毎に中心から渦輪の輪郭までの距離を測定し、図4-7に示したような角度と中心からの距離の関係を求め、これをフーリエ変換した。本実験の煙可視化法においては、渦核とそれを取り巻く循環領域の区別が困難なため、数量的に明確に処理できる煙で可視化された輪郭の変形を測定し、それを解析した。これまでに報告されている渦輪の可視化写真（例えば、Widnall & Tsai⁽¹²⁾ Fig. 1, “An Album of Fluid Motion”⁽¹⁶⁾ No.113 & 114)によれば、両者の変形は密接に対応していることが見られる。従って、少なくとも“波の数”を問題にする限り、このような変化した渦核の形状に対応した渦輪の輪郭を用いる方法も十分意味を持つ。図4-8には、波の数 n が1から20までの成分の大きさがリニアスケールで示されている。図4-8(a) (図4-5(e)に対応)と(b) (図4-5(g)に対応)の場合は、波の数 n はそれぞれ10と9が支配的であり、前述した渦輪の波状変形の様子と一致している。その中間の図4-8(b) (図4-5(f)に対応)は、最大の成分は $n=9$ であるが、その値は(a)の $n=10$ や(c)の $n=9$

の値に比べ小さく、第2の大きさの成分を持つ $n = 10$ の値と大きな差はない。そのため、(b)は $n = 10$ と 9 の2つのモードが混在している中間的な遷移状態と考えることができる。つまり、波の数の減少はある時刻にただ1つの波数を取って不連続的に変化するものではなく、1つの時刻にいくつかの波数が励起されている遷移状態が存在している。図4-6において、このような遷移状態にあると考えられる場合は、波の数 n を7から11までの整数値列の中間の値、すなわち8.5, 9.5, 10.5として、便宜的にプロットしておいた。さらに、図4-8(d) (図4-5(h)に対応) の場合についても、渦輪の波状変形の様子と同じ $n = 8$ が最大の成分を持つことが確認できる。加えて、波状変形の様子からは直接的に判断の困難である $n = 7$ の成分が増加していることも判った。

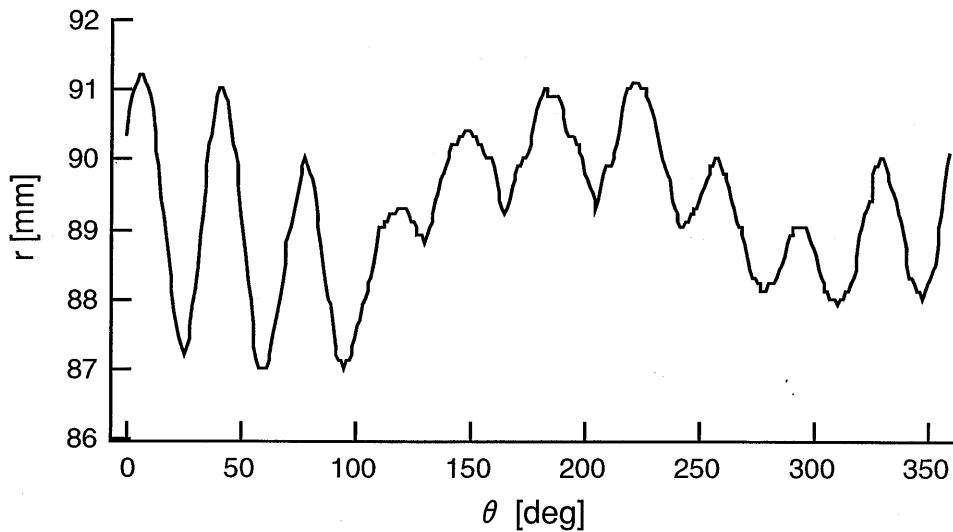
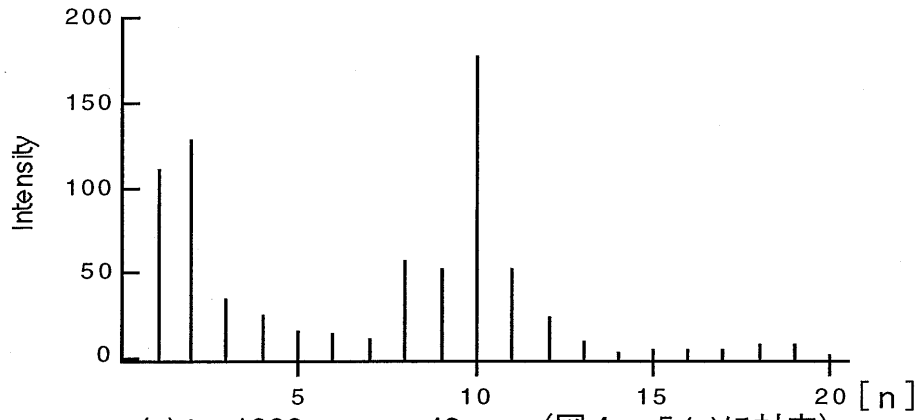


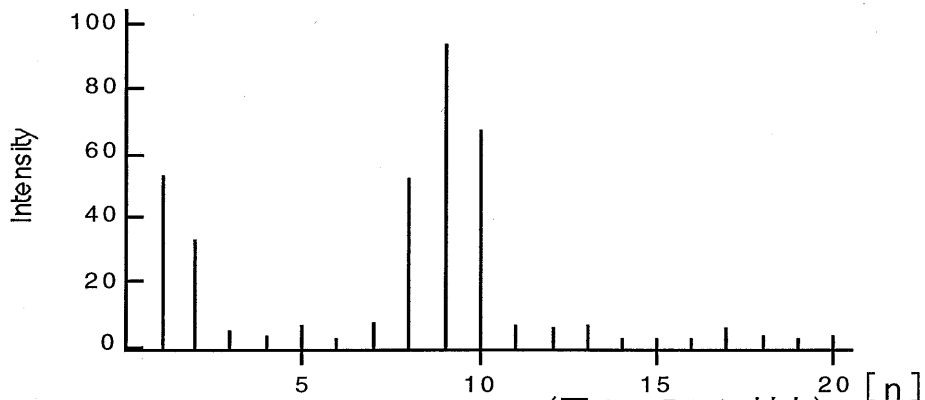
図4-7 渦輪の周方向の角度と中心から輪郭までの距離

4. 3. 3 波の数の変化の様子

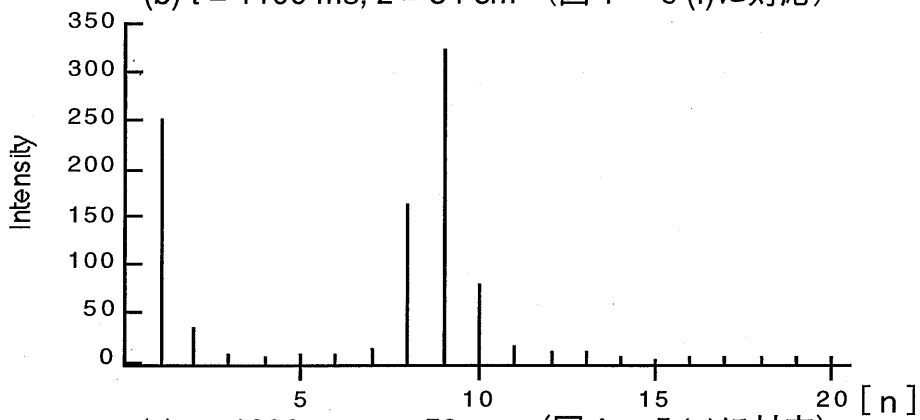
図4-9の模式図は、この波の数が10から9に遷移する様子を説明したものである。図の(1)では、波長が等しく、各々の波の振幅もほぼ等しい。次の時刻の状態を示す(2)では右下辺りで振幅が著しく小さくなり、この部分では波の数もしだいに数えにくくなる。このとき、他の部分においても振幅がいくらか減少している。そして、ついには(3)のように部分的に波の数が数えられなくなる。さらに時間が経過した(4)では、再び全体的に振幅が大きくなり始める。このとき、著しく振幅が小さくなった部分で波が一つ減っており、波長が不均一となっている。(4)で示される矢印は、波のピークが移動しつつある向きを意味する。この後さらに時間が経過した(5)では、振幅は増大し、波長は均一になっていく。換言すれば、 $n = 9$ の波が右下辺りから順に全体的に進行していると考えられる。また、波の振幅の大きさは、波の数が減少すると共に増大する。



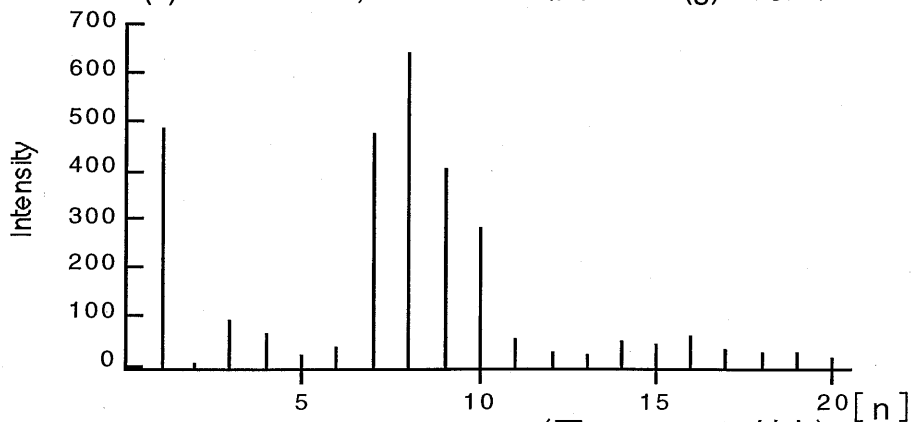
(a) $t = 1000 \text{ ms}$, $z = 48 \text{ cm}$ (図4-5(e)に対応)



(b) $t = 1100 \text{ ms}$, $z = 54 \text{ cm}$ (図4-5(f)に対応)



(c) $t = 1200 \text{ ms}$, $z = 59 \text{ cm}$ (図4-5(g)に対応)



(d) $t = 1300 \text{ ms}$, $z = 65 \text{ cm}$ (図4-5(h)に対応)

図4-8 渦輪の輪郭による周方向の成分の大きさ

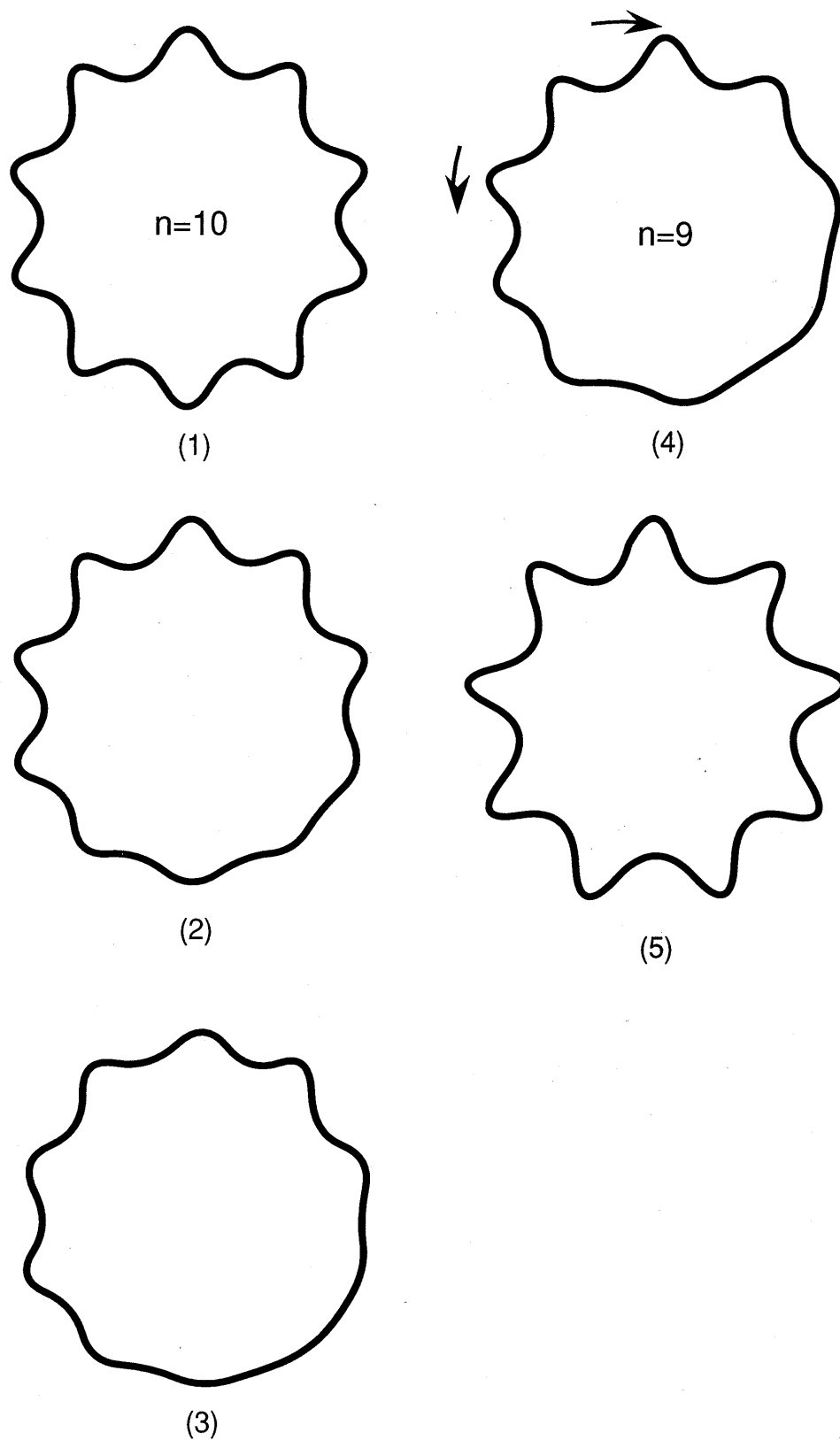


図4-9 波の数が減少する様子

4. 3. 4 数値シミュレーションおよび非粘性理論との比較

Shariffら⁽¹⁵⁾ [以後, Sと略記]は, 渦輪のmodal energyが最大の波の数 n に注目し, その n が時間の経過と共に減少することを数値シミュレーションによって示している. S論文は, 本研究と直接的に関係しているので, 彼らの結果との比較を試み考察する.

Widnall & Tsai⁽¹²⁾の非粘性理論によれば, 渦輪の波の数 n は渦輪と渦核との半径比 R/σ によって決まる. この比は粘性がある場合にも n を決める主要なパラメータの一つであることは明らかである. S論文では, 現時点で利用できる理論的結果から R/σ のみによって n が求められる簡便な式を以下のように与えている.

$$n(t) = \frac{2.51R}{1.1214\sigma(t)} \quad (4-1)$$

ここで,

$$\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + 4vt \quad (4-2)$$

であり, σ_0 は初期値である. (4-1)式の分子の係数は, second radial mode*にもとづく渦輪の不安定性を仮定していることに由来する. また, 分母の係数は, 彼らの渦核の定義から来ている. この式は渦核の直径が粘性により運動中に増大すれば, n が減少することを示唆している.

本論文の実験で用いられた渦輪の初期の特性量は, ノズルから20 [cm]の位置 ($t = 500$ [ms])で測定され, $R = 3.2$ [cm], $r = 0.8$ [cm], $U = 62$ [cm/s]であった. ただし U についてはノズルから10~30 [cm]の平均速度である. また, 渦核半径は接線方向の速度のピーク間距離の1/2で定義しており, S論文において a_1 と表記されている半径に相当する. それ故, $a_1 = 1.12\sigma_0$ の関係を用いて, この論文における σ_0 の値と比較した. さらに, 循環 Γ の値は,

$$V_0 = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left\{ \ln\left(\frac{8R}{r}\right) - \frac{1}{4} \right\} \quad (4-3)$$

*second radial mode を詳細に理解するためには, 文献(15), (17)を参照されたい.

を用いて推定され、 Γ/ν の値を5200とした。この Γ は、S論文同様に R^2/Γ で時間を無次元化する場合にも用いられた。

これらのデータとS論文のシミュレーションの初期条件とを比較すると、表4-1に示したようにCase 1 2が本論文で用いた渦輪に最も近いパラメータで実行されていることが判った。この両者の波の数 n について、S論文の表4と同じように非粘性モデルでその瞬間に最も増幅率が大いと考えられる波の数を加えて表4-2に示したが、両者の n の値とその変化の様子は比較的よく一致している。ただし、渦核半径の増大はシミュレーション同様(4-1)式に従うものと仮定した。また、表4-2の中の t は無次元化された時刻を示す。この表で、10と9の間に矢印と共に示されている $t=80$ はS論文のシミュレーション結果において支配的な波の数が入れ替わった時刻を示している。非粘性モデルの場合と粘性の影響を受ける場合(実験、シミュレーション)とで、対応する n の値での時刻 t の値を比較すると大きな違いがあることが判る。具体的には、非粘性モデルでその瞬間に最も増幅率が大いと考えられる波の数は、粘性の影響を受ける場合の波の数より早い時刻から減少している。S論文は、“ある波の数が最も増幅されている時刻とそのモードが支配的になる時刻の間には遅れがoccurする”としており、過去の履歴に影響された流れ場を非粘性の「各瞬間」の流れ場の持つ不安定性と比較したためと考えられる。なお、この遅れは今回の実験結果の方がS論文のシミュレーションの場合より小さく、その要因としては、渦度分布等の渦輪の各種パラメータ・波の数 n の判定方法・外乱等の相異が考えられる。

4. 3. 5 レイノルズ数による依存性

波の数の変化に注目して、この現象のレイノルズ数による違いを調べる。1. 2. 4節で記述したように、スピーカへの印加電圧をコントロールすることによりこの実験装置では容易にレイノルズ数を変えることが可能である。表4-3にスピーカへの設定電圧と渦輪の特性とレイノルズ数の関係について整理しておく。この表に示したとおり、ここでは $Re=800$ から $Re=4600$ まで6種類の条件について試行した。以下、レイノルズ数の順にその様子をまとめる。

$Re=800$ の渦輪の場合には、図4-10から分かるように、時間が経過しても渦輪の周方向に波状変形は現れなかった。また、並進速度が遅いためかなり長い時間観察可能であったが、乱流渦輪へ遷移した様子も認められず、単に煙が徐々に拡散していってしまう様子が観察されただけであった。そして、何十回という試行の傾向として $Re=1400, 2000$ の場合より安定して円形を保っていたことから、 $Re=800$ の渦輪の波状変形を増幅率は小さく、 $Re=1400, 2000$ の場合に比べ外乱の影響を受けにくいと考えられる。

表4-1 供試渦輪の特性

	Γ/ν	Re_D	σ_0
本章で用いた供試渦輪	5200	2600	0.22
Shariff et al. のCase 12	5500	2712	0.2066

表4-2 波の数の変化の比較

	式(4-1)から 求められるn	実験及びシミュレー ション結果によるn
本章で用いた供試渦輪	10 (t = 7.6) 9 (t = 15) 9 (t = 30) 8 (t = 38) 8 (t = 60) 7 (t = 68) 7 (t = 98)	10 (図5(e), t = 38) 9 (図5(f), t = 45) 9 (図5(g), t = 53) 8 (図5(h), t = 60)
Shariff et al. の Case 12	11 (t = 0) 8 (t = 45) 7 (t = 90)	10 (← t = 80) 9

次に、図4-11に $Re=1400$ の渦輪の場合を示す。渦輪の波状変形は現れるものの、波の数 n は本研究室で観察された最少の6であり、時間が経過してもそれ以上波の数が減少する様子は見られなかった。波状変形が現れる時期については、他のレイノルズ数の高い場合に比べ遅く、波の数が数えられるようになるには渦輪が $10D$ 以上並進してからであった。その後、波の振幅の増大により層流渦輪から乱流渦輪へと遷移するが、このように低いレイノルズ数の場合には外乱の影響を受けやすく再現性が良好でないため、遷移の位置と時刻の特定は困難であった。また、 $Re=800$ の渦輪の場合には波状変形が認められなかったことから、本実験装置で作られた渦輪に関しては、渦輪が散逸するまで層流状態を保持する臨界レイノルズ数は800から1400の間にあると推測される。

表 4-3 実験条件と渦輪のレイノルズ数

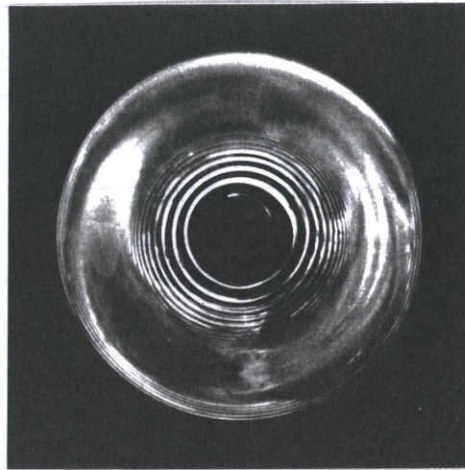
E [V]	U [cm/s]	D [cm]	Re
0.8	21.4	5.8	800
1.1	34.4	6.2	1400
1.3	47.0	6.3	2000
1.6	62.0	6.4	2600
2.0	80.0	6.6	3600
2.5	103.0	6.7	4600

注) E [V] : スピーカに加えられた電圧

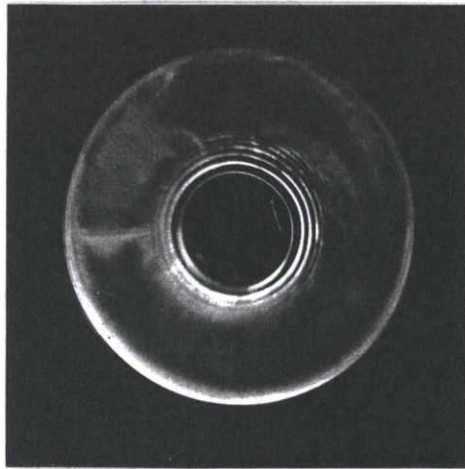
Re=2000の渦輪についても外乱の影響を受けやすく、特に観察時間の後半では再現性良く可視化することは困難であった。図4-12には、Re = 2000の外乱の影響が小さいと思われる周方向の規則性が良く保たれている渦輪の写真を選んで掲載してある。このレイノルズ数の渦輪に現れる波状変形では、時間経過と共に波の数が減少していることが判る。ただし、外乱の影響を強く受けて対称性が失われた場合には、 $t = 1800$ [ms]のあたりで既に乱流化していることもあった。

Re=2600の渦輪の場合は、その様子の詳細は4.3.1節に記述したとおりである。さらに、Re=3600, 4600の様子を図4-13と図4-14にそれぞれ示す。このように渦輪のレイノルズ数が増大するにつれて、外乱の影響が相対的に小さくなり、再現性が向上する。また、波状変形が現れ始める位置や乱流化する位置のノズルからの距離もレイノルズ数の増大につれて短くなり、波の数 n も短時間で減少していることが分かる。

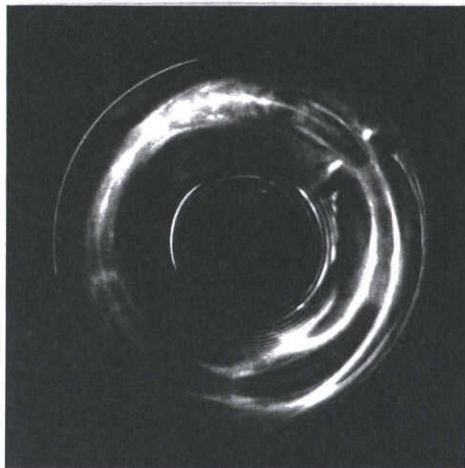
以上の波の数 n の減少の様子と渦輪のレイノルズ数の関係を図4-15に経過時間と波の数の関係としてまとめた。Re = 2000以上の場合では、時間経過とともに波の数が単調に減少し、また、レイノルズ数が大きくなるほど短時間に波の数が減少していることが分かる。表の4-3からわかるように、この場合におけるレイノルズ数は殆ど並進速度 U に支配されているため、レイノルズ数が増加すると U も同じように増加している。そこで、代表速度と代表長さおよびレイノルズ数を用いて経過時間を適当に無次元化する試行をおこなった。その結果、図4-16に示したよ



(a) $t = 1300$ [ms]
 $z = 24.6$ [cm]

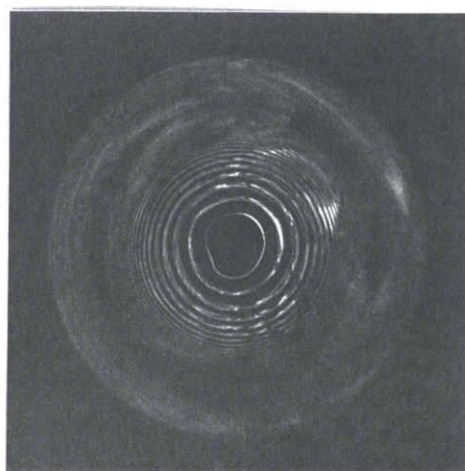


(b) $t = 2300$ [ms]
 $z = 39.6$ [cm]

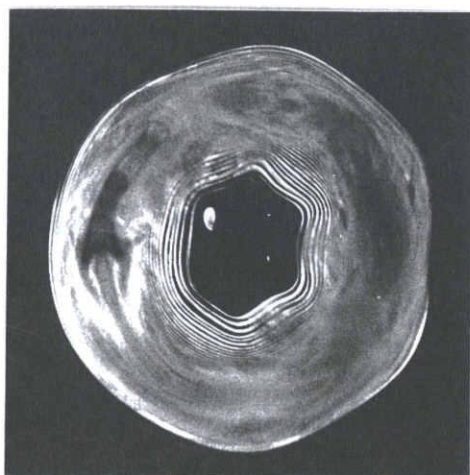


(c) $t = 3300$ [ms]
 $z = 52.0$ [cm]

図4-10 自由空間を並進する渦輪の正面の様子 ($Re = 800$)



(a) $t = 900$ [ms]
 $z = 30.4$ [cm]

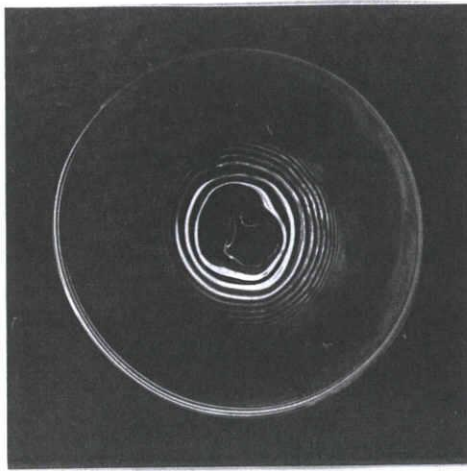


(b) $t = 2100$ [ms]
 $z = 62.2$ [cm]

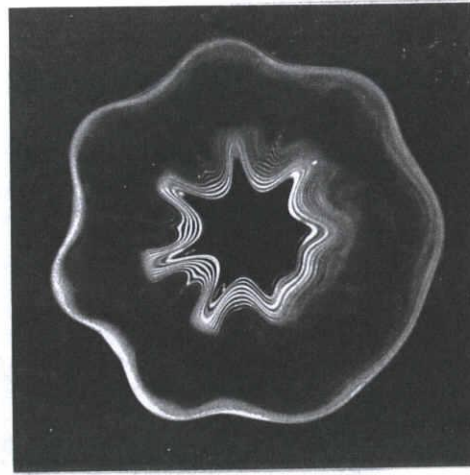


(c) $t = 3500$ [ms]
 $z = 91.7$ [cm]

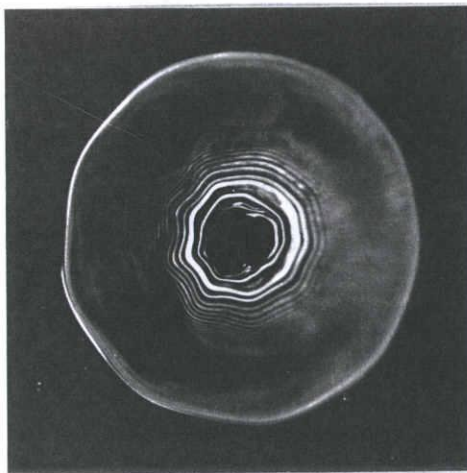
図 4-1-1 自由空間を並進する渦輪の正面の様子 ($Re = 1400$)



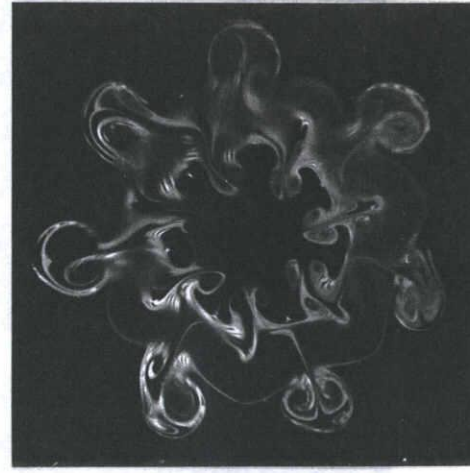
(a) $t = 700$ [ms]
 $z = 33.2$ [cm]



(c) $t = 1800$ [ms]
 $z = 75.4$ [cm]
 $n = 8$ or 7



(b) $t = 1000$ [ms]
 $z = 46.4$ [cm]
 $n = 9$



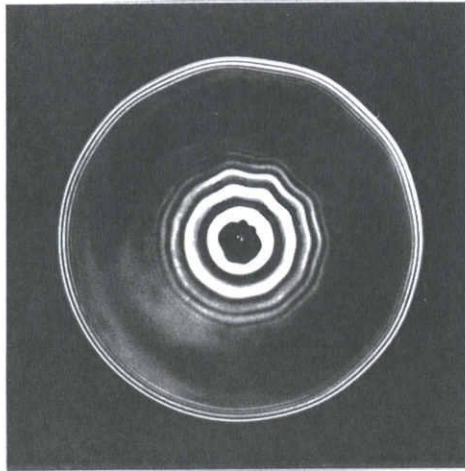
(d) $t = 2100$ [ms]
 $z = 84.4$ [cm]
 $n = 7$

図4-12 自由空間を並進する渦輪の正面の様子 ($Re = 2000$)

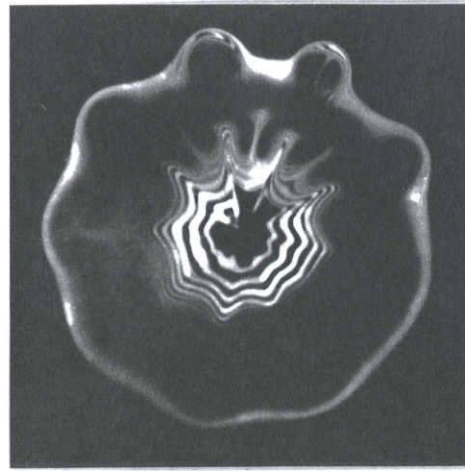
うに $\frac{U}{D}\sqrt{Re}$ で無次元化すると比較的よく同一ライン上に載ることが分かった。最小自乗法によってこの近似式を求めた結果、

$$n = 6.04 + 9.10 \times \exp(-0.00000273x)$$

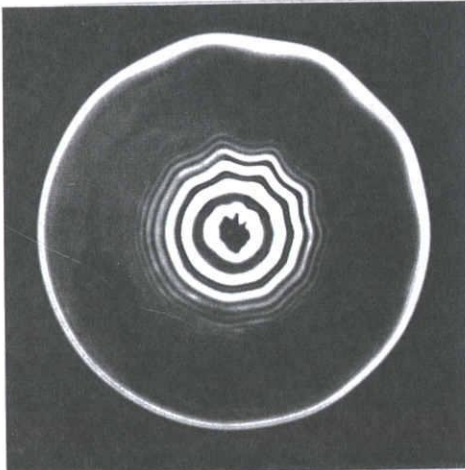
となった。ただし、 $Re = 1400$ の場合については、初期の段階から観察できる最小の波の数が現れ、それ以上波の数が減少していないことから、他のレイノルズ数の場合と状況が異なると判断し除外した。



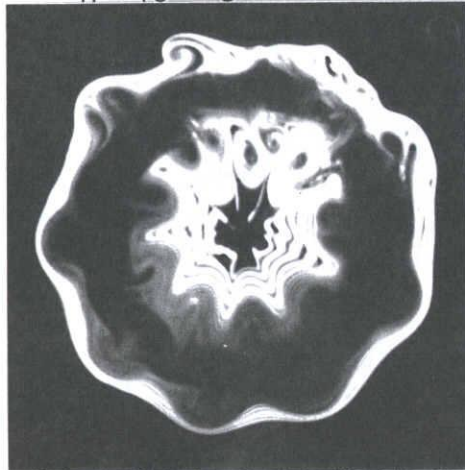
(a) $t = 300$ [ms], $z = 26.0$ [cm]
 $n = 11$



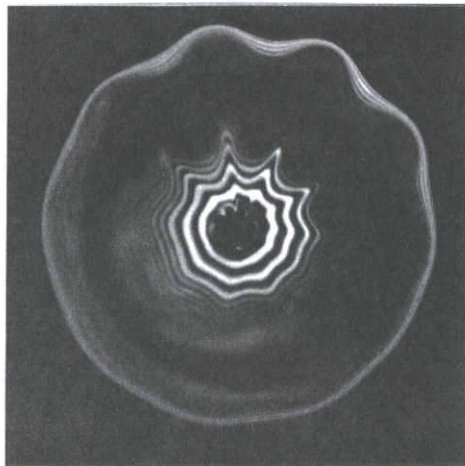
(d) $t = 500$ [ms], $z = 42.2$ [cm]
 $n = 10 \sim 9$



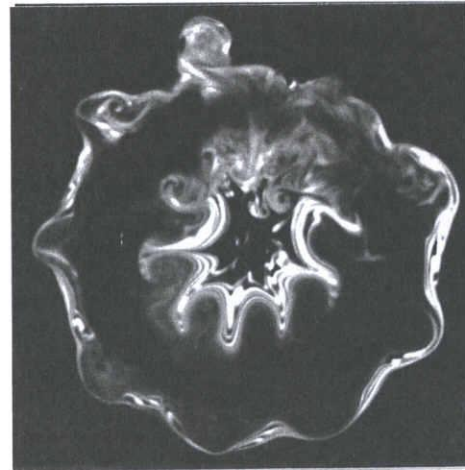
(b) $t = 350$ [ms], $z = 30.2$ [cm]
 $n = 11 \sim 10$



(e) $t = 550$ [ms], $z = 46.7$ [cm]
 $n = 9$

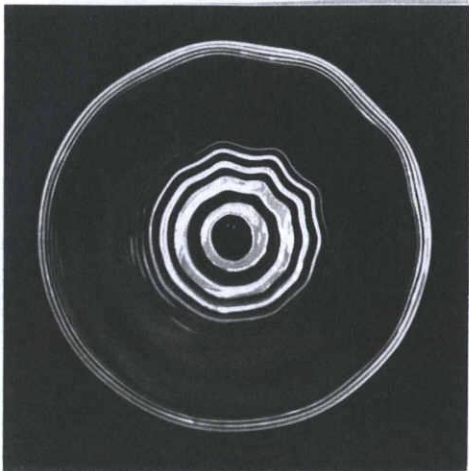


(c) $t = 450$ [ms], $z = 38.2$ [cm]
 $n = 10$

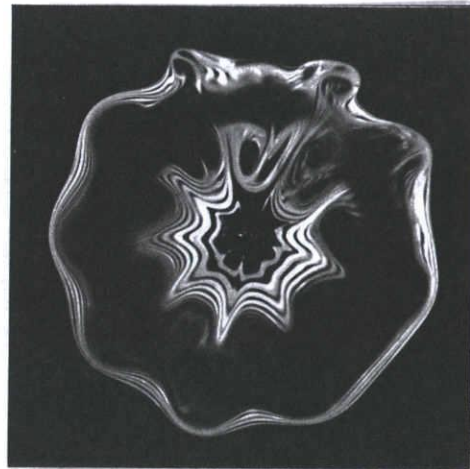


(f) $t = 600$ [ms], $z = 50.7$ [cm]

図 4-13 自由空間を並進する渦輪の正面の様子 ($Re = 3600$)



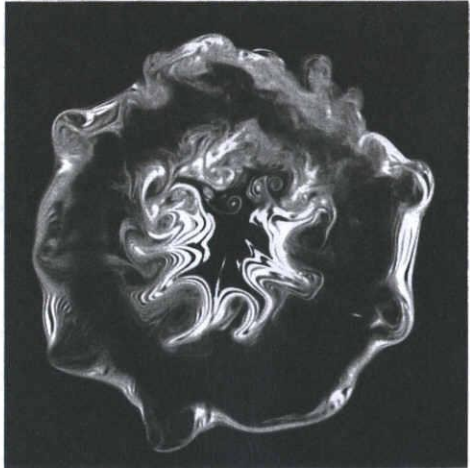
(a) $t = 250$ [ms], $z = 27.1$ [cm]
 $n = 11 \sim 10$



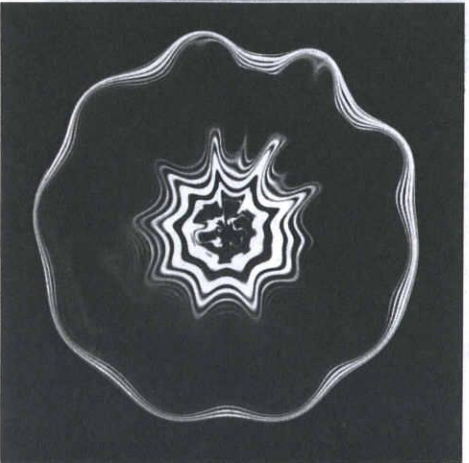
(d) $t = 400$ [ms], $z = 43.7$ [cm]
 $n = 9$



(b) $t = 300$ [ms], $z = 33.0$ [cm]
 $n = 10$



(e) $t = 450$ [ms], $z = 48.5$ [cm]



(c) $t = 350$ [ms], $z = 38.6$ [cm]
 $n = 10 \sim 9$

図4-14 自由空間を並進する渦輪の正面の様子 ($Re = 4600$)

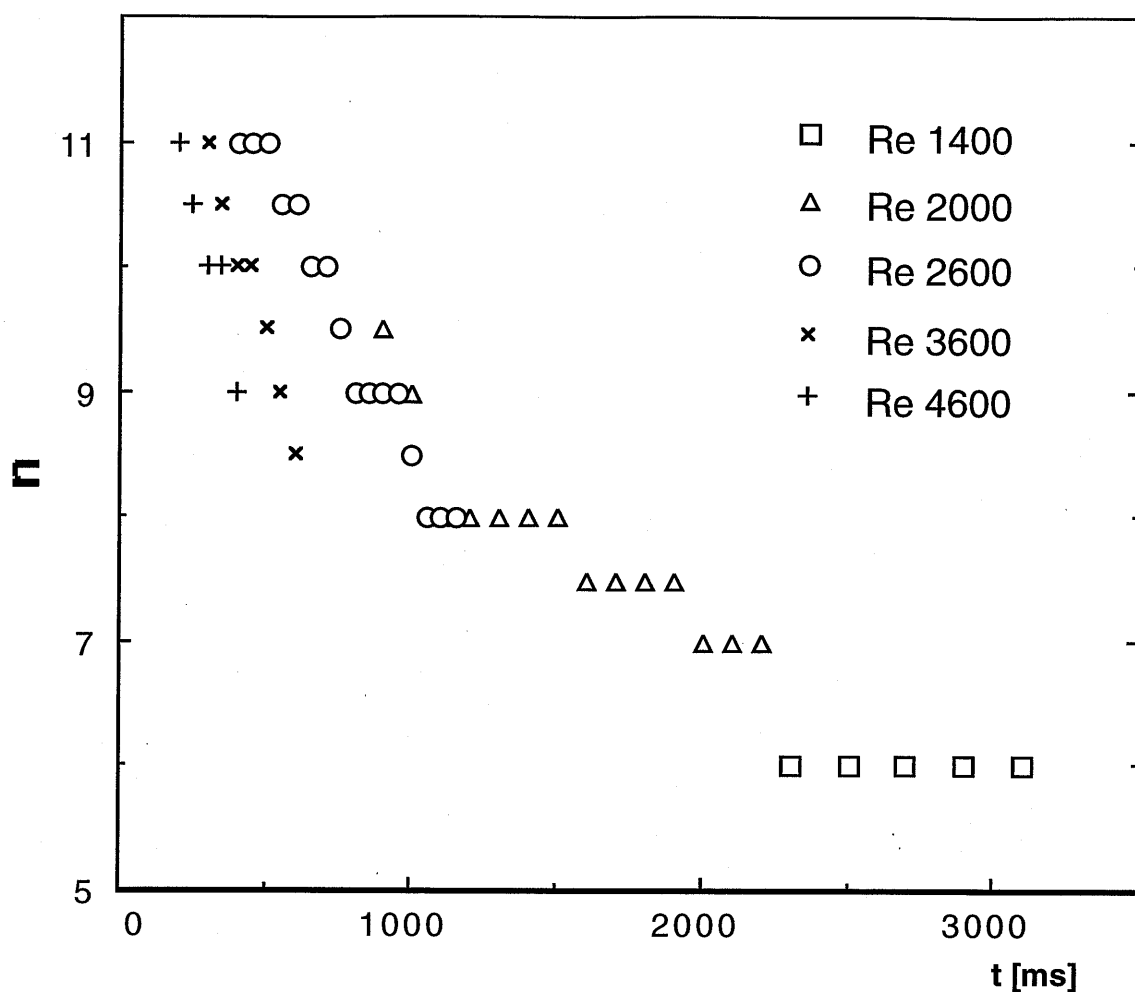


図4-15 経過時間と波の数の関係

ところで、渦輪の並進速度は時間経過とともに小さくなり、それに伴い渦輪のレイノルズ数も小さくなる。時間経過と波の数の変化の本質的な関係を考察するためには、無次元化する変数の時間的変化も考慮に入れる必要があると考えられる。本実験での渦輪の並進速度は、残念ながら渦輪形成直後の段階でしか測定されていない。この問題の解明には渦輪の時間変化に対するより詳しい情報が必要とされ、その測定は今後の課題である。

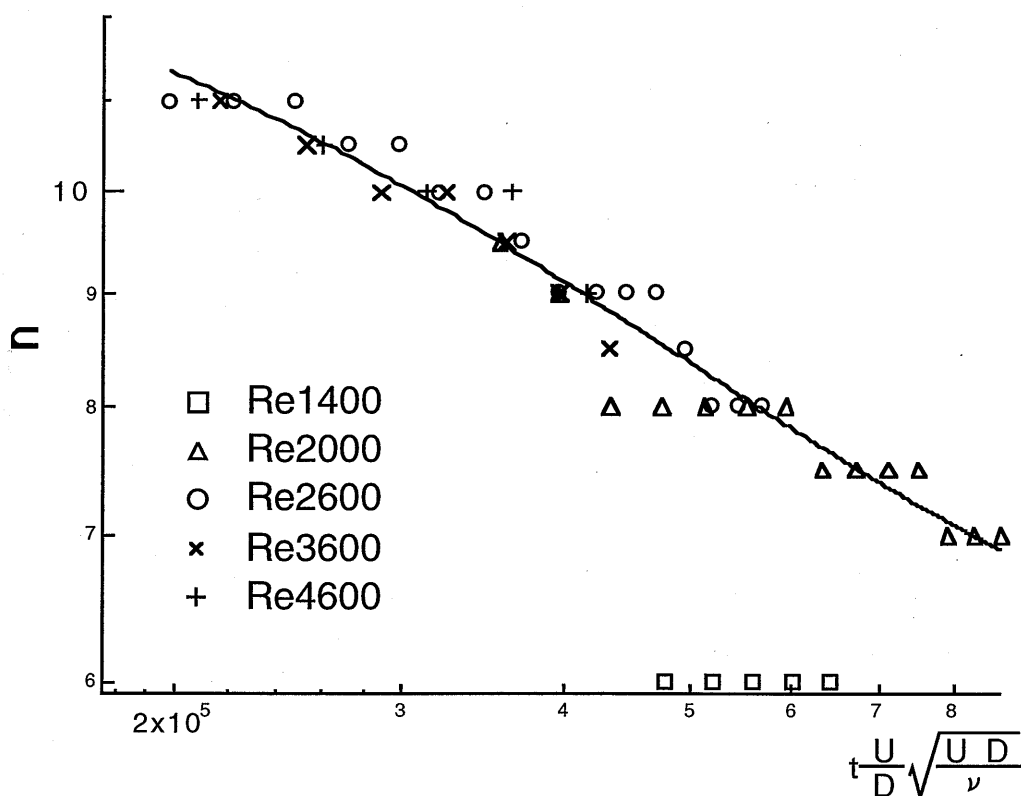


図4-16 無次元化した経過時間と波の数の関係

4.4 まとめ

渦輪を実験的に発生させ、この渦輪が自由空間を並進するときの円周方向の波状変形の様子を時空間的に詳細に観察した。その結果、次のことが明らかになった。

- (1) 渦輪が並進するのに伴い、円周方向に現れる不安定波の数が減少することが初めて見出された。
- (2) この波の数は煙可視化法で見るとはっきり認められる整数値のみをとって不連続的に減少するのではなく、途中に現れる中間的な遷移状態が可視化によって捉えられた。この遷移状態の存在は、渦輪の輪郭をフーリエ解析した結果からも裏付けられた。
- (3) 経過時間を無次元化して波の数の変化の様子を Shariffらの論文の結果と比較し、両者の相異について検討した。
- (4) レイノルズ数を変化させて観察すると、 $Re = 2000$ から4600において、波の数が時間とともに減少することが確認できた。

引用文献

- (1) C. R. Kruttsch : Über eine experimentelle beobachtete Erscheinung an Wirbelringen bei ihrer translatorischen Bewegung in wirklichen Flüssigkeiten, *Ann. Phys.* **35** (1939) 497-523.
- (2) T. Maxworthy : The structure and stability of vortex rings, *J. Fluid Mech.* **51** (1972) 15-32.
- (3) Y. Oshima : Motion of vortex rings in water, *J. Phys. Soc. Jpn.* **33** (1972) 1125-1131.
- (4) H. Yamada : Some specific features of vortex rings visualized by means of smoke, *Theoretical and Applied Mechanics (Proc. of the 27th Japan National Congress for Applied Mechanics)* **27** (1977) 481-488.
- (5) P. E. M. Schneider : Werden, Bestehen, Instabilität, Regeneration, Vergehen eines Ringwirbels, *Max-Planck-Institut für Strömungsforschung Bericht* **17** (1978).
- (6) S. E. Widnall & J. P. Sullivan : On the stability of vortex rings, *Proc. R. Soc. London A* **33** (1973) 335-353.
- (7) S. E. Widnall, D. B. Bliss, & C.-Y. Tsai : The instability of short waves on a vortex ring, *J. Fluid Mech.* **66** (1974) 35-47.
- (8) T. Kambe & T. Takao : Motion of distorted vortex rings, *J. Phys. Soc. Jpn.* **31** (1971) 591-599.
- (9) M. Kiya, T. Toyoda, H. Ishii, M. Kitamura, & T. Ohe : Numerical simulation and flow-visualization experiment on deformation of pseudo-elliptic vortex rings, *Fluid Dynamics Research* **10** (1992) 117-131.
- (10) C. Liess & N. Didden : Experimente zum Einfluss der Anfangsbedingungen auf die Instabilität von Ringwirbeln, *Z. angew. Math. Mech.* **56** (1976) T206-T208.
- (11) T. Maxworthy : Some experimental studies of vortex rings, *J. Fluid Mech.* **81** (1977) 465-495.
- (12) S. E. Widnall & C.-Y. Tsai : The instability of the thin vortex ring of constant vorticity, *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **287** (1977) 273-305.
- (13) P. G. Saffman : The number of waves on unstable vortex rings, *J. Fluid Mech.* **84** (1978) 625-639.
- (14) 内藤隆, 今井伸治, 後藤俊幸, 山田日出夫 : 渦輪の周方向の不安定波について (波の数の時間的現象に関する実験的観察), *ながれ* **15** (1996) 401-408
- (15) K. Shariff, R. Verzicco, & P. Orlandi : A numerical study of three-dimensional vortex ring instabilities : viscous corrections and early non-linear stage, *J. Fluid Mech.* **279** (1994) 351-375.

- (16) Van Dyke : *An Album of Fluid Motion*, (Parabolic, 1982) 67.
- (17) P. G. Saffman : The stability of vortex arrays to two- and three-dimensional disturbances, *Fluid Dynamics Research* **3** (1988) 13-21.
- (18) S. I. Green: *Fluid Vortices*, (Kluwer Academic Publishers 1995)

付録 Widnall instability についての説明

円形渦輪が攪乱を受け僅かに変形した場合、本来あるべき位置から変位した部分はその渦輪の残りの部分から誘起される流れ場は、渦輪とともに平行移動する座標系で考えると局所的によどみ点流れと同じように見なすことができる。そして、図4-17に示された状況において、その速度場は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} u_r(SP) &= \frac{\Gamma}{2\pi b^2} r_0 \sin 2\theta_0 \\ u_{\theta_0}(SP) &= \frac{\Gamma}{2\pi b^2} r_0 \cos 2\theta_0 \end{aligned} \quad (4-4) \text{ 式}$$

つまり、攪乱を受けた部分が、 $0 < \theta < \pi/2$ 、 $\pi < \theta < 3\pi/2$ にあれば、波状変形の振幅は増大し、 $\pi/2 < \theta < \pi$ 、 $3\pi/2 < \theta < 2\pi$ にあればそれが減少する。しかしながら、渦糸上に正弦的な摂動が生じた場合、自己誘起速度によって時計回りに回転することがThomson(1880)によって示されている。その場合、波状変形の振幅は増大と減少を繰り返し、大きな変形は現れない。そこで、Widnallら(1974)は、彼らのモデルにおいてこれが自動的に満たされるのは、摂動の自己誘起される回転速度が零となる場合であると考えた。

以下この回転速度考えるにあたり、Widnallら(1974)に示されているものと同様に単純な2次元のモデルを利用する。すなわち、図4-17を渦対のモデルとする。2次元流れの短い波長の不安定性のメカニズムは、解析がいくらか単純であることを除いて渦輪のそれと同じである⁽¹⁸⁾。

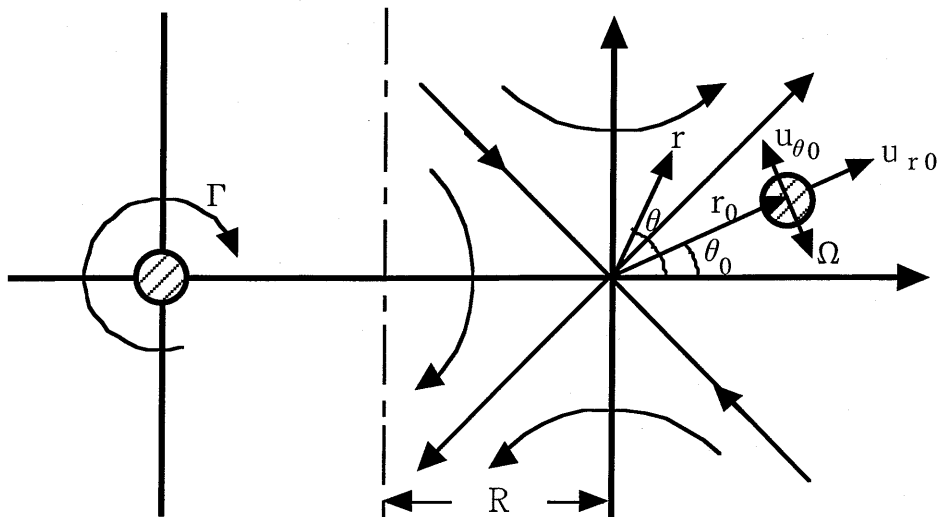


図4-17 安定性の解析に用いられた記号

さて、(4-4)式は他方の渦糸によって誘起された速度の成分であるのに対し、自己の渦糸によっても本来あるべき位置を中心とした回転が次式のように与えられる。

$$u_{\theta_0}(SR) = r_0 \Omega_w \quad (4-5) \text{ 式}$$

ここで、 Ω_w はMoorとSaffman(1972)によって与えられた直線渦糸での波の分散関係によって求められる。そして、 $u_{\theta_0}(SP) \geq -u_{\theta_0}(SR)$ のとき、すなわち他方の渦糸による誘起速度の θ 成分が自己の渦糸によって誘起される回転速度を凌駕したとき、不安定性が起こると期待される。 $u_{\theta_0}(SP)$ と $-u_{\theta_0}(SR)$ の成分が全く等しい場合、摂動の振幅は、微分方程式

$$u_r = \frac{dr_0}{dt} = \frac{\Gamma}{2\pi b^2} r_0 \sin 2\theta_0 \quad (4-6) \text{ 式}$$

で与えられる増幅率によって発散する。その解は、

$$r_0 = e^{\alpha_w t} r_0 = e^{\frac{\Gamma}{2\pi b^2} \sin 2\theta_0 t} \quad (4-7) \text{ 式}$$

である。ここで、 θ_0 一定の方向に発散する摂動の増幅率は、

$$\overline{\alpha_w} = \frac{\alpha_w}{\Gamma} = \frac{\sin 2\theta_0}{2\pi b^2} \quad (4-8) \text{ 式}$$

のように無次元化される。

Widnallら(1974)は、直線渦の湾曲した波についてMoorとSaffman(1972)によって与えられた分散関係から数値的に回転速度を求めた。その結果、彼らは最も低い半径方向のモード (first radial mode) では回転速度が零となることはないが、高次の半径方向のモードにおいては回転速度が零となりうる事が分かった。高次のモードは渦核中心から渦核数個分の範囲に半径方向に1つ以上のノードが存在し、その構造は複雑になる。第一のモード (first radial mode) では、渦核中心での波状変形とその周りの波状変形が形成する峰の向きが同じであり、渦核近傍でノードは存在しない。第2の半径方向のモード (second radial mode) では、渦核中心での波状変形による峰とその周りの波状変形による峰が反対向きに成長し、渦核近傍に1つのノードを形成する。これらの高次モードのなかで最も小さなモード (つまり第2の半径方向のモード) が最も起こりやすいと仮定すると、Widnallら(1974)は、渦核内で一様渦度分布についての不安定波の波長は 2.5δ となり、 $\omega_\phi(r) = (r^2 - \delta^2)^{-2}$ (r : 渦核中心から測定された半径方向の距離) で与えられる滑らかなでピークを持つ渦度分布についてのそれは 2.7δ となることを示している。

第5章 渦軸に沿って渦核を細い円柱で攪乱する問題

5.1 はじめに

円柱に接近する渦対の問題は、渦と非流線型物体との基本的な干渉問題である。以前、山田ら^{(1)・(2)}は、渦核直径に対し太い円柱を用いた実験と数値シミュレーションを行い、その干渉の様子を報告している。実験結果によれば、円柱表面で発生した速度剪断層が剥離し、その剪断層の巻き上がりによって2次渦が成長する。この2次渦は一般に、3次元構造を持つ渦輪と球のような軸対称物体との干渉⁽³⁾によって発生する2次渦と比べ、空間的に相当大きなスケールを持つ。

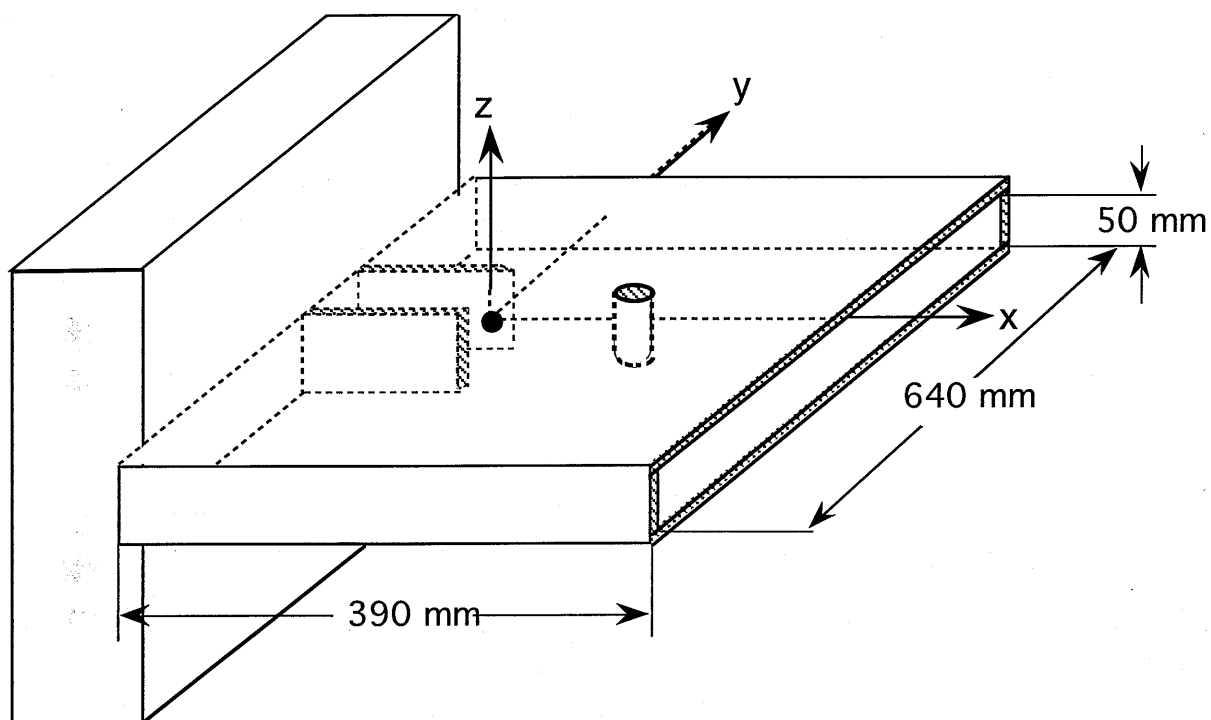
Homaら⁽⁴⁾は、物体と渦対との干渉問題の一つとして細い円柱を取り上げ、低レイノルズ数での実験を行っている。彼らは、円柱の中心軸を渦対の対称面内に設置した場合だけでなく、非対称な位置に設置した場合についても調べ、渦対と2次渦の移流・合体といった相互干渉の様子を明らかにしている。また、Orlandi⁽⁵⁾は、Homaらの実験結果を基礎とし円柱の中心軸を渦対の対称面内に設置した場合と僅かに対称面上からずらした場合について、2次元流れを仮定しNavier-Stokes方程式の数値シミュレーションを行っている。これらの研究によれば、僅かな差異を除けば、干渉によって発生する流れ場の全体的な現象については $10^2 \sim 10^3$ のオーダの範囲でレイノルズ数に対する依存性は近似的に無視できることを示している。

今回、特に円柱が渦核の並進する軌道上にある場合に注目した。渦核を構成する渦管が細い円柱を通過する際には、渦管の切断が生じるのでvortex cuttingの問題に関連する。通常、vortex cuttingというのは、渦管を管軸に対し垂直に切断する場合⁽⁶⁾であるが、ここでは円柱は渦管の軸に平行である。これまでのところ、軸方向のvortex cuttingに関する研究は見当たらない。そこで、本研究の目的は細い円柱で渦核を構成する渦管を軸方向にvortex cuttingし、円柱直径の大きさによる攪乱の影響を調べることにした。なお、本研究では、煙可視化法による実験と2次元離散渦法によるシミュレーションとを併用し、相補的観点で流れ場の現象を究明した。本流れ場への渦法の適用は、以前の研究⁽⁷⁾から有効であることが予測された。

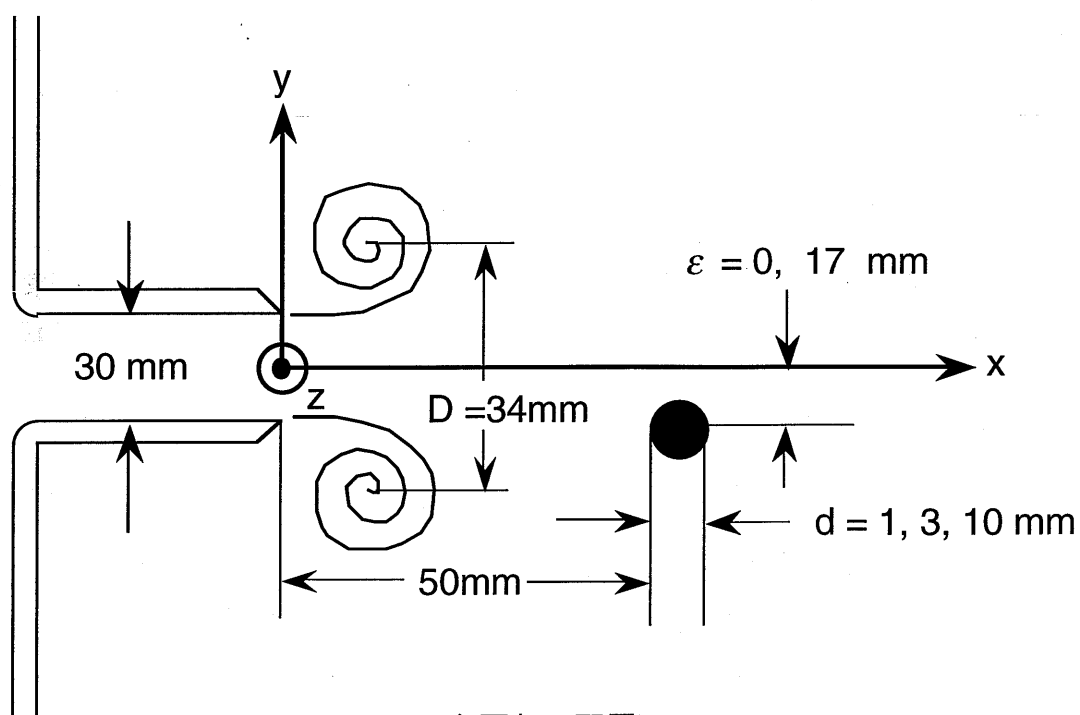
5.2 煙可視化法による実験

5.2.1 実験装置と方法

図5-1に実験装置の主要部と座標系を示す。渦対を発生させるノズルの後方に、口径350 [mm]のラウドスピーカーを背面に装着した圧力箱が取り付けられている。2.2節と同様に、このスピーカーにステップ電圧を入力し、空気を短時間ノズルから噴出させることによって渦対を発生させた。ノズルは長方形であり、その幅は30 [mm]、高さは50 [mm]である。ノズルの高さ方向の両端面にはアクリル製の拘束



(a) 背圧部と測定部



(b) 主要部の配置

図5-1 実験装置と座標系

壁が接着されている。この拘束壁は $z = \pm 25$ [mm] で x, y 面に広がる 2 枚の平行板で、観測等もこの板を通して行っている。円柱を固定するにも都合がよい。ノズルは厚さ 5 [mm] のアクリル板で出来ており、その先端は鋭く剥離しやすいように外側を 45 度の角度で落としてある。この長方形ノズルのアスペクト比 5 : 3 は、採用した実験条件において渦対が安定していると経験的に知られているものである。

座標系は、ノズルの中心を原点にとり、下流方向を x 軸、スパン方向を y 軸、鉛直方向を z 軸とするデカルト座標系を採用した。また、非定常な流れ場を記述するために必要となる経過時間は、スピーカーに電圧を入力した時刻を基準とした。

円柱は、 z 軸と並行に、かつその先端が常に $x = 50$ [mm] に来るように設置した。この位置は供試渦対の 2 次元性を考慮して決定した。円柱の直径は、1, 3, 10 [mm] の 3 種類のものを使用した。

可視化の方法は 2. 2 節と同等であり、原理的に同一の渦対を追跡する可視化はできない。しかしながら、現象の再現性が良好なため、異なった渦対の任意の時刻の様子を写真を並べることにより流れ場の干渉過程を観察することができた。

5. 2. 2 予備的実験（供試渦対）

図 5-2 に本実験で用いられた渦対を示す。ノズルより放出された速度剪断層は、 $t = 100$ [ms] 後までにはほぼ巻き上がりを完了しているように観察される、図 5-2 (a)。その後、 $t = 140$ [ms] 位までは渦核中心間の距離が狭くなるとともに渦対全体の外形が丸みを増す。さらにその後は、大きな変化はないものの時間経過とともに煙の存在する領域が大きくなることから、渦度が拡散し渦核が太くなっていると推測される、図 5-2 (b)。また、図 5-2 (c) の $t = 300$ [ms] では渦巻模様のストリークラインが乱れてきており、渦核内では乱流化しているものと思われる。

渦核の渦度が拡散するため、渦対が下流方向に進むにつれていくらか並進速度が小さくなって行く。また、 $x = 42$ [mm] 以上では、渦対の渦核中心間距離はほとんど一定に保たれている。本実験における代表速度 U は、円柱の先端座標を考慮し、円柱を設置していない場合に供試渦対が $x = 50$ [mm] の位置を通過するときの並進速度 ($U = 350$ [mm/s]) とした。また、供試渦対が $x = 50$ [mm] の位置を通過するときの渦核中心間の距離 ($D = 34$ [mm]) を代表長さとした。これらの代表量を採用し、動粘性係数を ν とすると、本実験で用いたレイノルズ数は $Re = UD/\nu = 790$ となる。

この渦対は、幅 $H = 50$ [mm] の拘束壁の間で、その壁面付近を除けば、近似的な直線渦対となっている。渦核を構成する渦管はその端面が拘束壁に付着しているはずである。そのため、渦対が並進するにつれて、渦管は引き伸ばされて変形する。しかしながら、この拘束壁による粘性の影響は両側の壁面近傍 10 [mm] 以内にとどまるため、中間部分の約 30 [mm] はかなり良い 2 次元性が保たれている。図 5-2 は、また 2 次元性と粘性の影響を示すものである。図 5-2 (d)~(f) に $z = 12.5$ [mm] の面において $z = 0$ [mm] 面の場合と同じ条件で撮影した可視化写真を示す。(f) の $t = 300$ [ms] では、いくらか壁からの粘性の影響が現われ、(c) と比べると煙が渦対の後方に伸び

ているが、全体の様子は $z = 0$ [mm] の面の場合と基本的には似ている。また、渦巻の中心を渦核中心と考えた渦核の座標は、この2つの面においてほとんど同じである。

結論的に言えば、本研究で使用した供試渦対は、 $t = 120 \sim 260$ [ms] の間において最も変化が少なく、また拘束壁間の中心部分において近似的な直線渦対と見なすことができた。

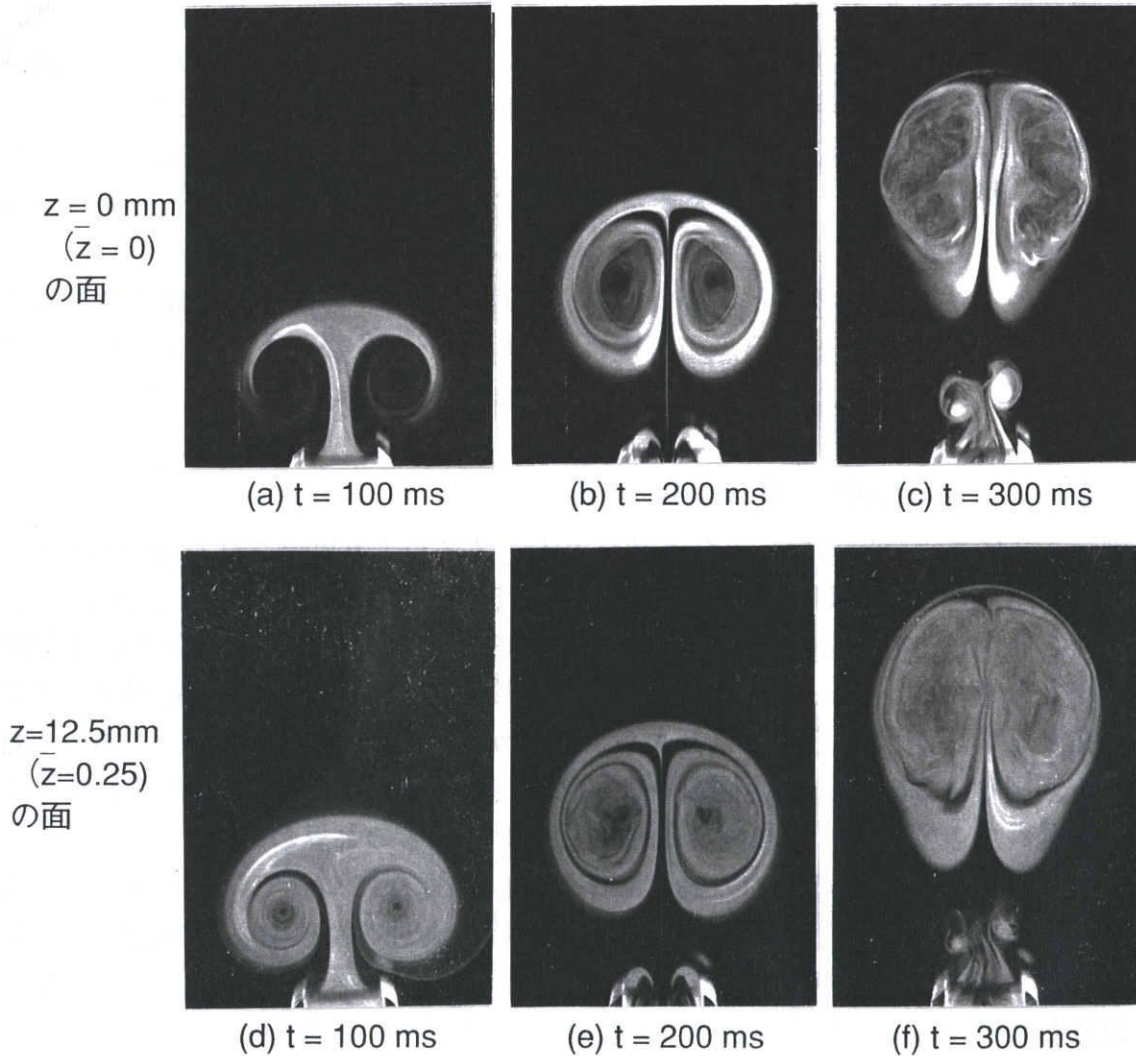


図5-2 供試渦対の各時刻における様子

5. 2. 3 結果と考察

円柱と干渉する渦対の流れ場を記述するにあたり、以下で定義する無次元量を用いる。barを付した記号で無次元量を表す。

円柱の直径	: $\bar{d} = d/D$
円柱位置の対称軸からのずれ	: $\bar{\epsilon} = \epsilon/D$
空間座標 x, y	: $\bar{x} = x/D, \bar{y} = y/D$

空間座標 z	: $\bar{z} = z/H$
時間	: $\bar{t} = tU/D$
循環	: $\bar{\Gamma} = \Gamma/UD$

渦核と円柱の干渉という点を考慮すると d は渦核の直径 (円形渦核断面の仮定) D_c で無次元化するのが妥当である. 実験では D_c の定義自体問題が含まれる上に, 試行したスモークワイヤ法による測定誤差は 10% 程度と見積もられたので代表長さとして採用しなかった. 参考までに渦対が $x = 5.0$ [cm] の位置を通過するときのスモークプロファイルから推測される D_c の値は, 12 ± 1 [mm] であった. この場合, D/D_c は 2.6 ~ 3.1 である.

図 5-3 に $\bar{d} = 0.088$ の円柱を渦対の対称軸上に設置した場合の様子を示す. この場合 \bar{d} がかなり小さいにもかかわらず, 円柱背後で対称的に一对の 2 次渦が大きなスケールに成長することが特徴である. また 2 次渦の成長に伴い, 2 次渦の主渦への影響が徐々に大きくなるため, 渦巻き模様のストリークラインはそれほど急激に乱されない. (b) では, 3 次渦 (矢印) も対を成して発生していることが見られる.

円柱直径 \bar{d} が 0.029 や 0.29 の場合でも, 基本的には $\bar{d} = 0.088$ と同じパターンの干渉過程を示した. 但し, 2 次渦の空間的スケールの大きさは, $\bar{d} = 0.088$ の場合に比べ, \bar{d} が 0.29 ではより大きくなり, 0.029 ではより小さくなる.

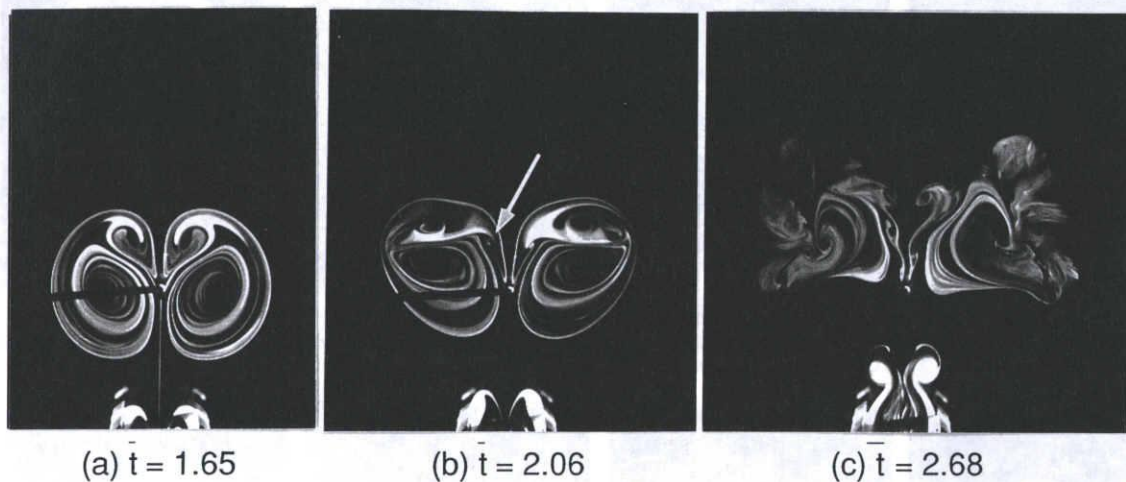


図 5-3 $\bar{d} = 0.088$ の円柱を渦対の対称軸上に設置した場合の流れ場の様子

次に, 図 5-4 に \bar{d} が 0.088 の円柱を渦対の片側の渦核中心の軌道上に設置した場合の様子を示す. この場合は, 渦核を構成する渦管をその軸に沿って円柱で切断することになるので, 渦核がどのような攪乱を受けるか興味深い. 渦巻き模様のストリークラインは, まず, 円柱のある側の渦核が乱され, その乱れが, 円柱のない側の渦核に伝わっていく様子が判る. この場合の干渉の様子の特徴は, 図 5-5 の円柱を

渦対の対称軸上に設置した場合と大きく異なり，渦度が強く集中した2次渦の領域が見られないことである．そのため，2次渦による影響はあまり顕著ではなく，渦対がそのまま直進する様子は，円柱のない場合とほとんど変わらない．

図5-5に \bar{d} が0.29の円柱を渦対の片側の渦核中心の軌道の上に設置した場合の様子を示す．図5-4の円柱直径 \bar{d} が0.088の場合と比べ，2次渦の巻き上がりの様子は顕著になるが，干渉の基本的様子は変わらない．つまり， \bar{d} が0.29とかなり大きい場合でさえ，予想に反し渦核が円柱を通過したあとも主渦の渦核は依然として個性を保つことが見出された．この“渦核の個性の維持”をより鮮明に示すために， \bar{d} が0.29の円柱を渦核中心の軌道の上に設置した場合と対称軸上に設置した場合の様子を図5-6に示す．この写真は，相互干渉の経過時間を大きく取ったものであり，干渉の積分効果として2次渦が主渦にどのような影響を与えたのかその特徴をよく示している．(a)は片方の渦核中心の軌道の上に円柱を設置した場合であるが，渦核領域を示す渦巻き模様ストリークラインは乱されてはいるものの，渦対自身はあまり並進速度を失わずにまっすぐ進んでいることが確認できる．このことから，円柱によって乱された側の渦核と乱されなかった側の渦核では，循環の大きさがあまり違わないと想像される．一方，円柱の中心を対称軸上に設置した場合は，渦対の軌跡は最初横方向へ対称的に大きく曲げられて広がり，その後，円柱方向に若干押し戻されたものになっている．

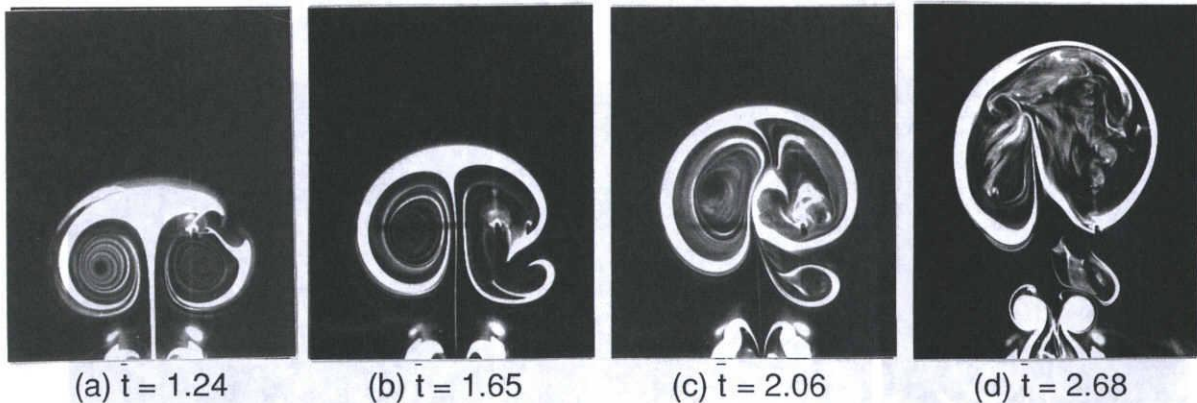


図5-4 $\bar{d} = 0.088$ の円柱を渦核中心の軌道の上に設置した場合の流れ場の様子

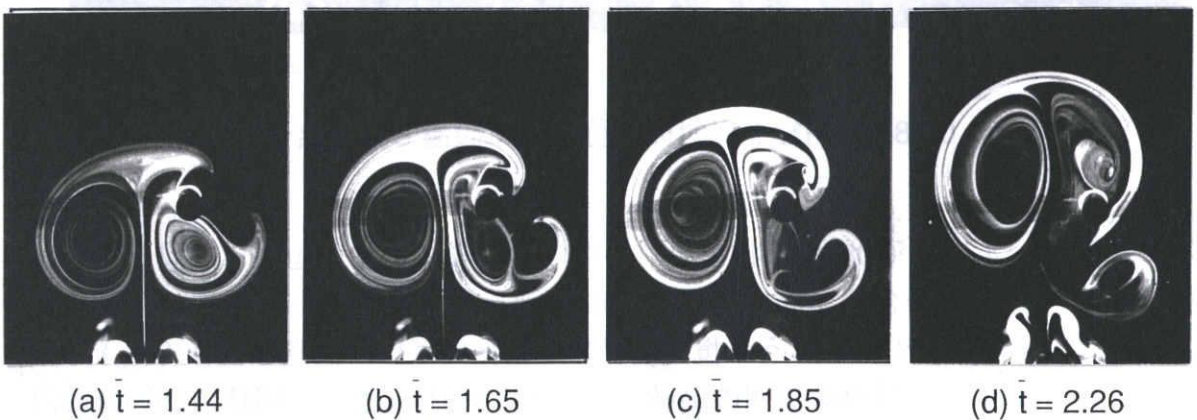


図5-5 $\bar{d} = 0.29$ の円柱を渦核中心の軌道の上に設置した場合の流れ場の様子

図5-7に異なった直径の円柱によって渦核が切断される場合の様子を示す。すべて、 $\bar{t}=2.68$ 後における状況である。比較の基準となる円柱のない渦対の場合、(a)でさえ、渦核とその周辺の領域はすでに乱流化し始めているように見える。並進距離に着目すると、円柱の直径が大きくなるに伴ってその影響が大きくなるため、距離は小さくなっている。しかしながら、どの直径の円柱の場合でも、渦対は横に曲がることなくまっすぐ並進する。すなわち、渦対と円柱のこの位置関係においては渦対の並進方向に影響を与える強い2次渦は発生しないことが判った。

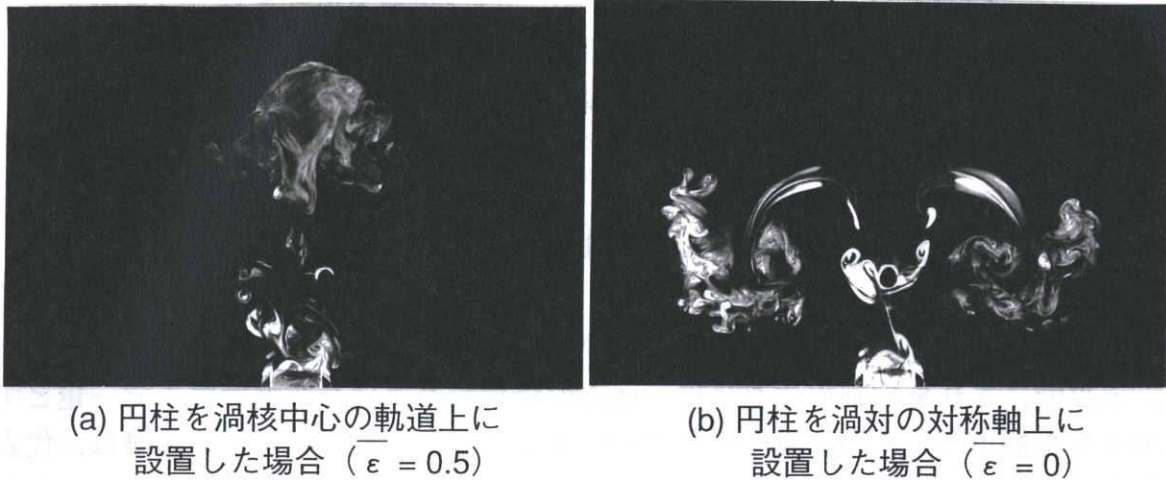


図5-6 円柱直径 $\bar{d} = 0.29$, $\bar{t} = 5.15$ の流れ場の様子

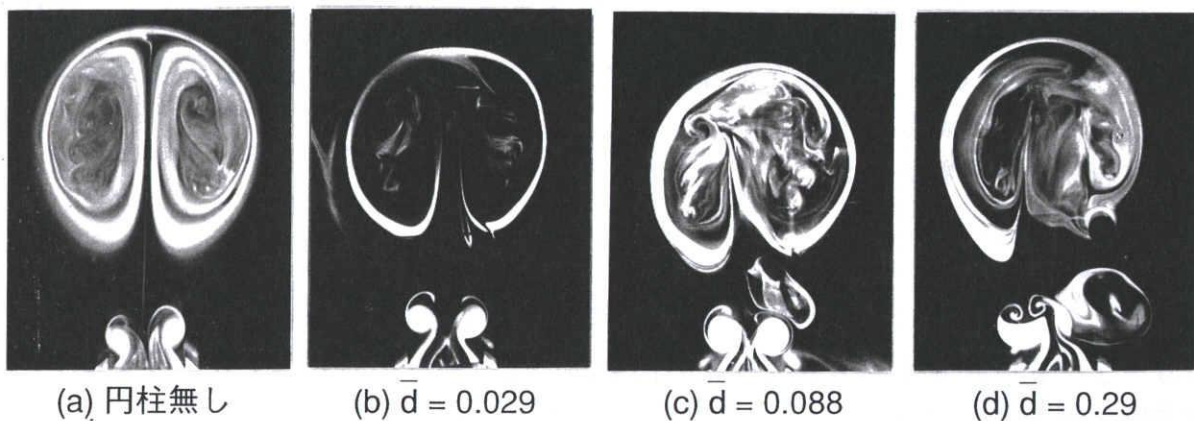


図5-7 円柱を渦核中心の軌道の上に設置した場合の円柱直径の影響 ($\bar{t} = 2.68$)

5. 3 2次元離散渦法によるシミュレーション

5. 3. 1 モデルと計算結果の表示方法

離散渦法は、流れのなかに発生する渦度の連続的な分布を、離散的に渦度が集中した渦点の分布におき換え、それぞれの渦点の運動をラグランジュ的に追跡することにより流れを解析する方法である。この方法は、パネル法、特異点法、渦格子法

と並んで境界積分法に分類され、高レイノルズ数の非定常剥離流れの解析などに利用されてきた。また、他の数値計算法にくらべて流れのモデル化と物理的意味の解釈が容易であり、複雑な非定常流れでも少なくとも定性的には小規模の計算によってシミュレートできる。

流れ場の原点に円柱が設置され、その周りに複数の渦点が存在する場合、ミルン・トムソンの円定理より複素速度ポテンシャル $F(z)$ は、

$$F(z) = i \sum_1 \frac{\Gamma_j}{2\pi} \ln(z - z_j) + i \sum_2 \frac{\Gamma_j}{2\pi c} (z - z_j) - i \sum_1 \frac{\Gamma_j}{2\pi} \ln(z - z_j^*) - i \sum_2 \frac{\Gamma_j}{2\pi c} (z - z_j^*) \quad (5-1) \text{ 式}$$

と書くことができる。ここで、 $z_j^* = \frac{a^2}{z_j}$ であり、 a は円柱の半径、 c は打ち切り距離

を表す。通常の渦点では、その近傍に非現実的に大きな速度を誘起することとなる。そこで、これを抑制するために、渦点の誘起する速度をある距離まで一定とするモデルを採用し、その距離を打ち切り距離と呼ぶ。一般に打ち切り距離は、代表長さの5%程度の長さが採用されている⁽⁷⁾。ここでは、打ち切り距離を円柱の分割

数を M) として、 $c = \frac{2a}{M}$ とした。ここにおいて示された計算結果は、全て $M = 20$

の場合のものである。また、 Σ_1 は $|z - z_j| > c$ 、 Σ_2 は $|z - z_j| \leq c$ のときに実行される。(5-1)式から各渦点における誘起速度が求められ、オイラー法によってそれらの渦点の運動が計算された。

円柱表面での境界条件は、

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (5-2) \text{ 式}$$

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{s} = 0 \quad (5-3) \text{ 式}$$

である。ここで、 \mathbf{n} , \mathbf{s} はそれぞれ円柱の法線方向と接線方向の単位ベクトルである。

(5-2)式は、ミルン・トムソンの円定理による渦点の配置により、(5-1)式で既に満たされている。一方、円柱表面での各渦点からの誘起速度を計算し、その速度を打ち消すことができるように円柱表面から打ち切り距離 c だけ外側に渦点を発生させて(5-3)式の滑りなしの条件を満たすこととした。具体的には、円周を M 個の部分に等分割し、その k 番目の部分の midpoint での誘起速度 u_k を求める。分割部分の範囲内の接線方向の速度は一定であるとする、滑りなしを満足するためには次式で求められる循環が円柱表面に存在していることになる。

$$|\Gamma_k| = |u_k| \frac{2\pi a}{M} \quad (5-4) \text{ 式}$$

そこで、(5-4)式で求められた循環 $|\Gamma_k|$ を持つ渦点を円柱表面から打ち切り距離 c だけ離して配置すると、この渦点とその鏡像の渦点により、(5-3)式の条件を満たすことができる。

使用した渦核モデルは、片側49個の渦点を同心円状に渦点あたりの面積が一定になるように配置するChristiansen⁽⁸⁾による方法で構成された。また、渦点の循環は、円柱を設置しない場合の渦対の実験データを基にシミュレーションを試行し、実験と並進速度が一致する値を採用した。

計算のタイムステップは若干の試行結果から $\Delta t = 1$ [ms] ($\Delta \bar{t} = 0.01$)とし、計算はオイラー法(1次精度)で行った。円柱の外側で表面上の速度を0にするために発生する逆向きの渦(渦点)の発生時間間隔は、山田らの報告⁽⁹⁾及び若干の試行から適当と考えられる $\Delta T = 20$ [ms] ($\Delta \bar{T} = 0.21$)として計算した。なお、計算は実験データを基にその単位を使用して行ったが、図の説明に必要な変数などは無次元化した値を用いて表示している。

シミュレーション結果は、主にトレーサー粒子の分布図、渦度分布図、渦点分布図を用いて表示した。トレーサー粒子は、初期段階に渦点を分布させた領域を含むように994点のトレーサーを図5-8(a)のように配置した。この分布図によるシミュレーション結果の表示は、煙可視化法による実験結果との対比が容易である。また、渦度分布図は、拡張されたCIC法⁽⁹⁾を適用して求めた。この方法は、個々の離散量である渦点を正規分布をなす連続的な拡がりを持った渦度分布に置き換え、流れ場の i なる格子点に与える渦度の値 ω_i を重ね合せの原理によって与えている。

5. 3. 2 結果と考察

図5-8は、円柱を設置していないときの渦対モデルのトレーサー分布図を示す。トレーサー粒子は煙可視化実験で見られるように巻き上げられ、渦対形状の変化の様子も実験のものと同様である。

図5-9は、円柱直径 $\bar{d} = 0.088$ の円柱を対称軸上に設置したときの様子である。(b)の $\bar{t} = 2.06$ 後には、円柱背後で主渦対と反対向きに巻き上がる一對の2次渦が発生し、トレーサー粒子が2次渦に巻き込まれている。さらに時間が経過すると、(d)、実験結果と同様渦対の軌跡は、2次渦の影響により横方向に大きく曲げられる。 $\bar{d} = 0.029$ および0.29の円柱についても、基本的には実験結果と一致した流れ場が得られた。

図5-10に、 $\bar{d} = 0.29$ の円柱を渦核中心の軌道上に設置したときの様子を示す。この結果においても、2次渦の巻き上げの様子やトレーサーが一部後方に取り残される様子など、可視化実験で得られたものと良く一致している。つまり、 \bar{d} が0.29と相当に大きいにもかかわらず、渦対が並進する方向と速度とは、円柱がない場合と比べほとんど変わらない結果がシミュレーションからも得られた。図5-10に対応する渦度分布の様子が図5-11に示されている。円柱によって攪乱された渦

核の渦度を示す等値線の数(a)では7本、(b)・(c)では6本、(d)では5本と時間とともに減っている。それに対して、直接攪乱を受けていない側の渦核では、等値線は前述の対応するそれぞれの場合の本数よりも1本だけ多いが、渦対全体から見れば近似的に無視できる差異と考えられる。(b)において右側に発生した離れ小島状の渦度分布は時間とともに後方に取り残される。これは2次渦であり、循環の向きは攪乱を受けた渦核のそれと逆である。この2次渦の渦度は、主渦のそれに比べると微弱なものであることが判る。そのため、2次渦は主渦の渦度分布の形状に影響を与えるにとどまり、主渦の並進方向をほとんど変えることはない。

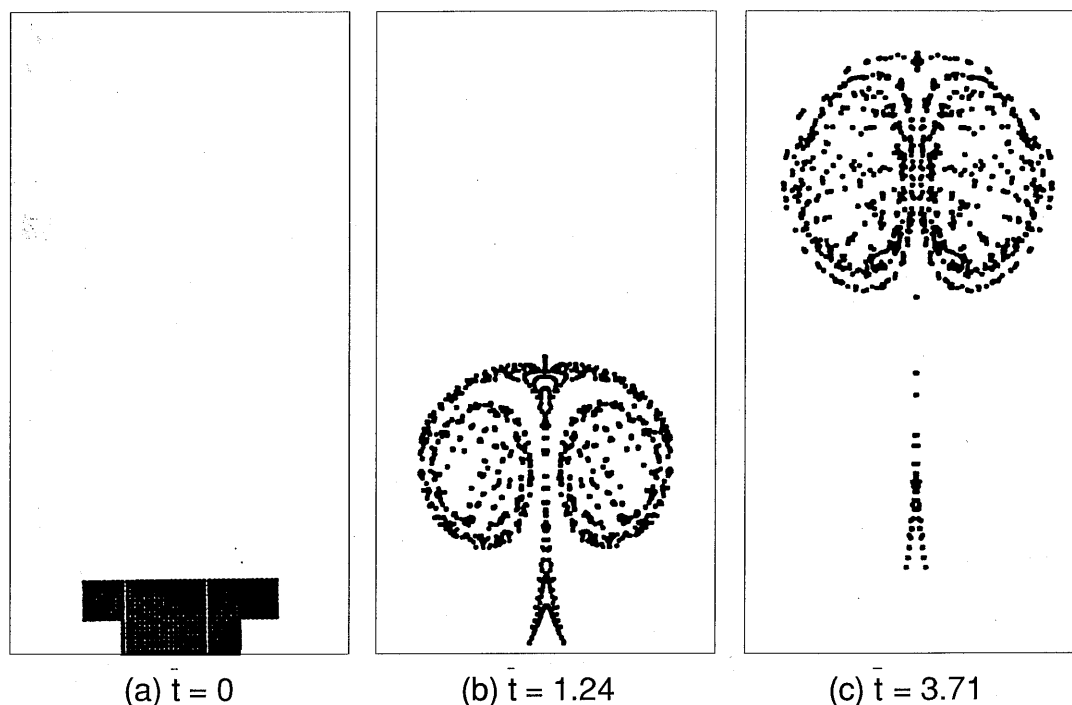


図5-8 円柱のない場合のトレーサー分布図

図5-12は、計算の最終段階($\bar{t} = 5.15$)でのトレーサー粒子の分布図とそれらに対応する渦度分布図である。円柱の設置条件は、(a)が円柱のない場合、(b)が $\bar{d} = 0.29$ の円柱を渦核中心の軌道上に設置した場合、(c)が $\bar{d} = 0.29$ の円柱を対称軸上に設置した場合である。円柱を渦核中心の軌道上に設置した場合は、トレーサー粒子の一部が円柱付近に取り残されているものの渦対の並進方向は変化していないことが判る。対応する渦度分布を見ると、渦度が弱く集中した2つの領域(2次渦)が後方にとりのこされているが、主渦の渦度分布の形状は若干非対称になったにすぎない。なお、左右の渦核の渦度分布の等値線の本数は共に5本であることに留意。さらに留意すべきことは(d)から観察されるように円柱の攪乱を受けない場合でも、等値線の本数は5本であることである。このことは時間の経過と共に攪乱の影響が減じ、円柱なしの状態に回復する傾向があることを示唆する。渦核が持つこの特徴をここでは“回復特性”と呼んでおく。一方、円柱を対称軸上に設置した場合は、トレーサー粒子の分布から渦対が横方向に対称的に大きく曲げられていることが判る。これは、渦

対と成長した一对の2次渦とのペアの組み替えに因ることが渦度分布からも確認できる。このとき、(b)の場合と比べ主渦の最大渦度は大きく減衰している。それに対して、2次渦の最大渦度は、主渦と同じ程度まで大きく成長している。

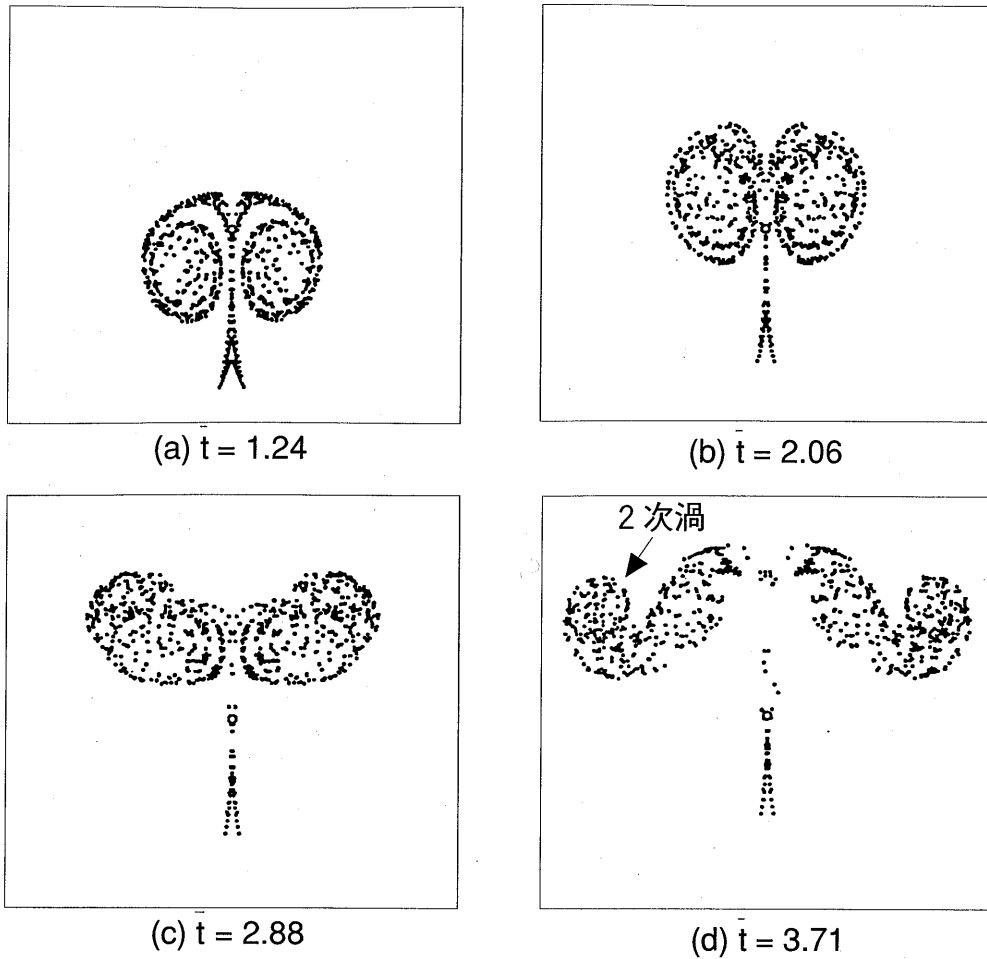


図5-9 $\bar{d} = 0.088$ の円柱を渦対の対称軸上に設置したときのトレーサー分布図

渦対と円柱の位置関係により2次渦の形成の様子が大きく異なる。その結果、流れ場自身に大きな違いを作り出すことが明らかになった。そこで、2次渦の形成過程を知るため、円柱表面から放出された渦点の対流の様子を調べた、図5-13。対称軸上に円柱を設置した場合、(a)、は円柱表面で形成された渦点群が左右にそれぞれ対流し、同じ向きの循環を持った渦点がかたまっている。一方、渦核中心の軌道上に設置した場合、(b)・(c)、では、形成された渦点はその循環の向きにあまり関係なく渦核内の支配的な回転する流れに乗って移流し、その後一部分は後方に取り残されていく。この場合、円柱表面で発生した渦点だけでなく主渦を形成していた渦点を含め、反対の符号の循環を持つ渦点が混在し密集している。

$\bar{d} = 0.29$ と比較的太い円柱が渦核中心の軌道上に設置された場合でさえ、実験結果・シミュレーション結果の双方共、予想に反し渦対の軌跡は円柱のない場合とほとんど変わらずかつ並進速度もあまり失われないことが判った。この一見意外に思われる現象を理解するために、まず、円柱表面から放出された渦点の総循環について、

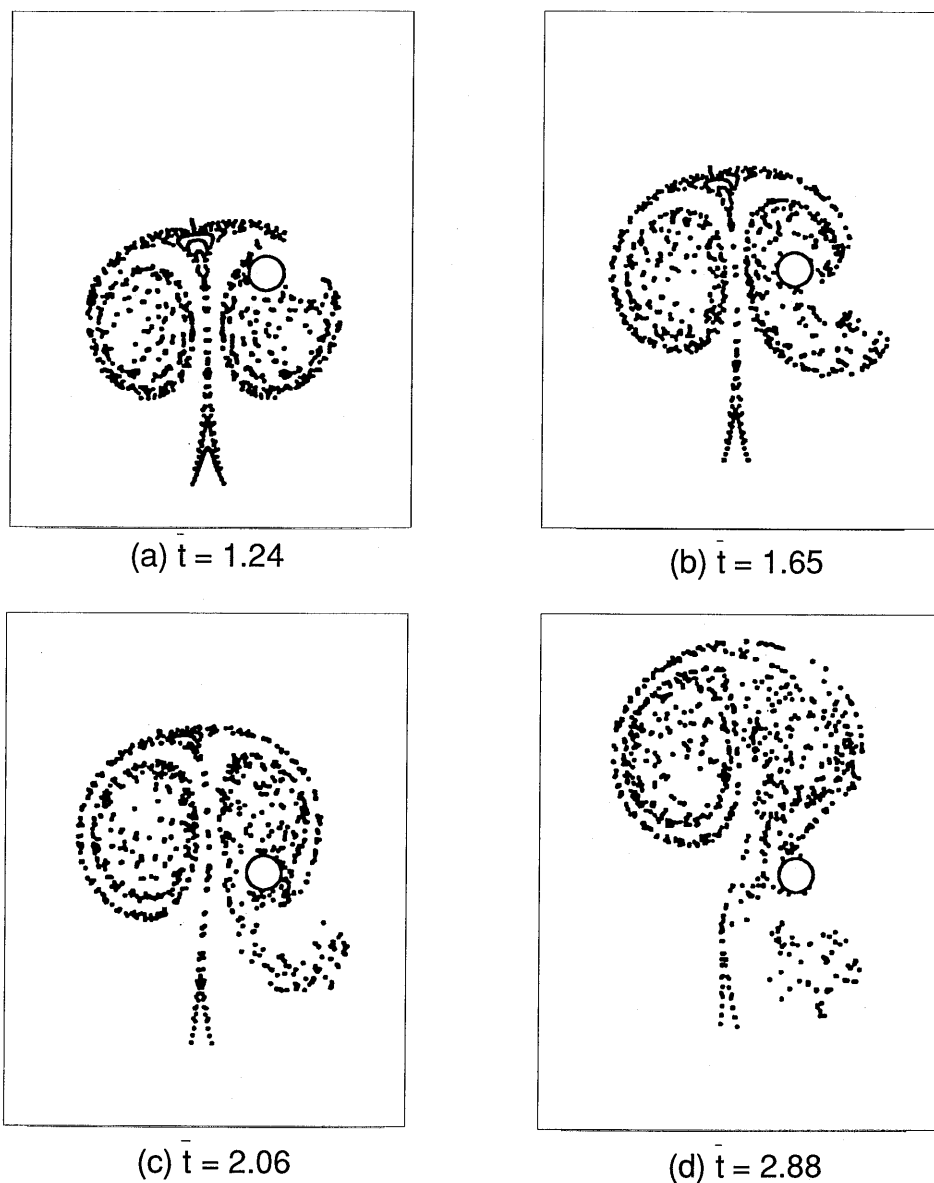


図5-10 $\bar{d} = 0.29$ の円柱を渦核中心の軌道上に設置したときのトレーサー分布図

円柱を対称軸上に設置した場合と渦核中心の軌道上に設置した場合とを比較する。図5-14には、両方の場合について、円柱表面で発生した正の符号の循環を持つ渦点と負の循環を持つ渦点それぞれの総計を求め、時間変化の様子を示した。同時刻における循環の総計は、渦核中心の軌道上に円柱を設置した場合の方が対称軸上に設置した場合より少ない。ただし、その差異は最大で30%弱程度であり、円柱を渦核中心の軌道上に設置した場合でも、もしそれらの渦点が集中するならば主渦に影響を与えるのに十分な循環の渦点群が発生していることが確認できる。しかしながら、図5-13 (b), (c)に注目すると、円柱表面で発生した時計回り (+) と反時計回り (×) の渦点および主渦を形成していた時計回り (□) の渦点が混在しており、発生した渦点の渦度集中が妨げられている。この事実を、ここでは“渦度集中防止効果”と呼んでおく。

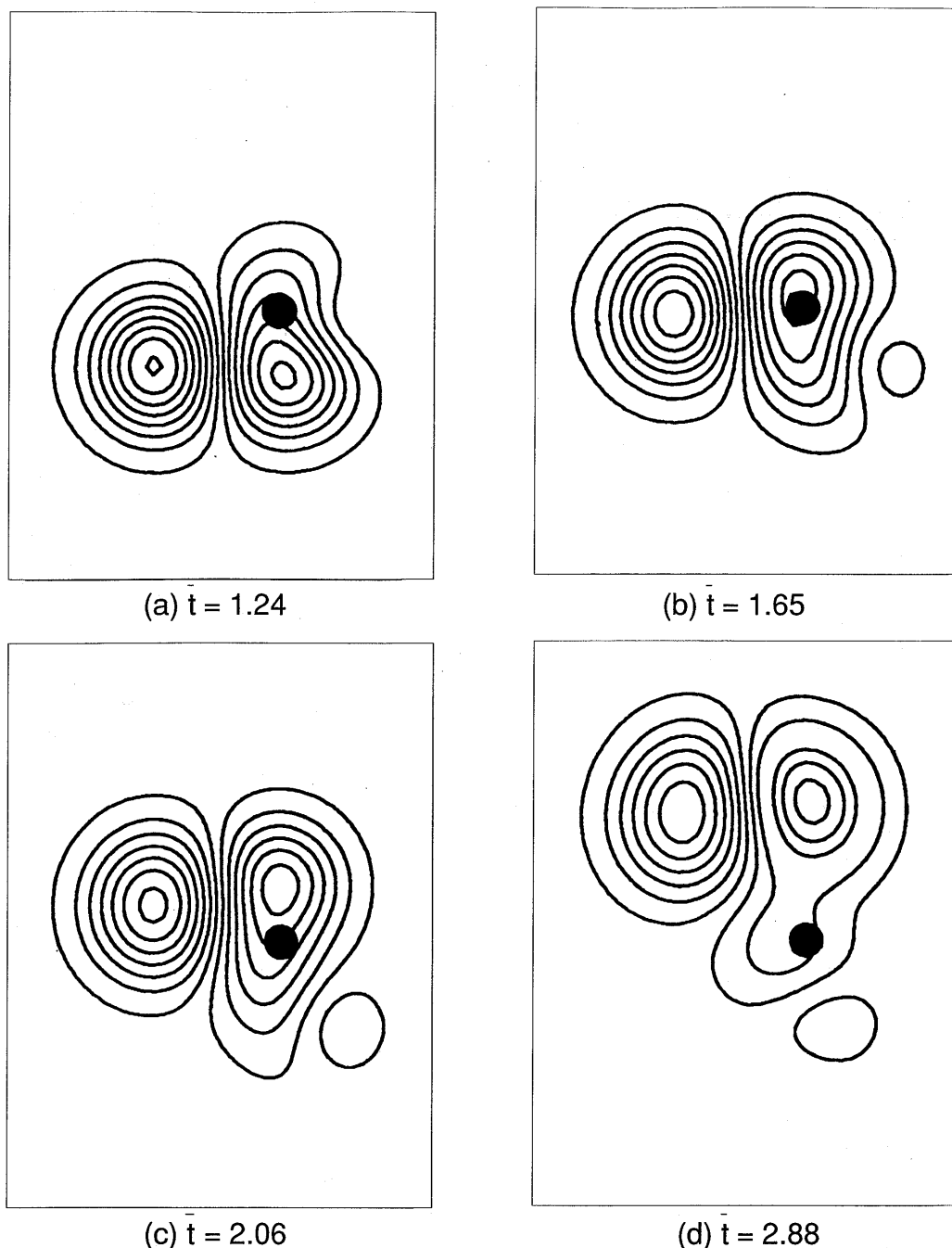


図5-11 $\bar{d} = 0.29$ の円柱を渦核中心の軌道上に設置したときの渦度分布図

円柱が渦核中心の軌道上に設置された場合、 $\bar{t} = 2.57$ から 5.15 においてもなお無視できない循環を持った渦点が発生している。これは、円柱後方（図中では円柱の上側）に取り残された渦点がいっまでも円柱表面に速度を誘起し、その結果、ある程度の循環を持った渦点を発生させ続けているためである。また、図5-14 (b)から判るように、発生した正の符号と負の符号の循環の総計はあまり変わらないことに留意したい。

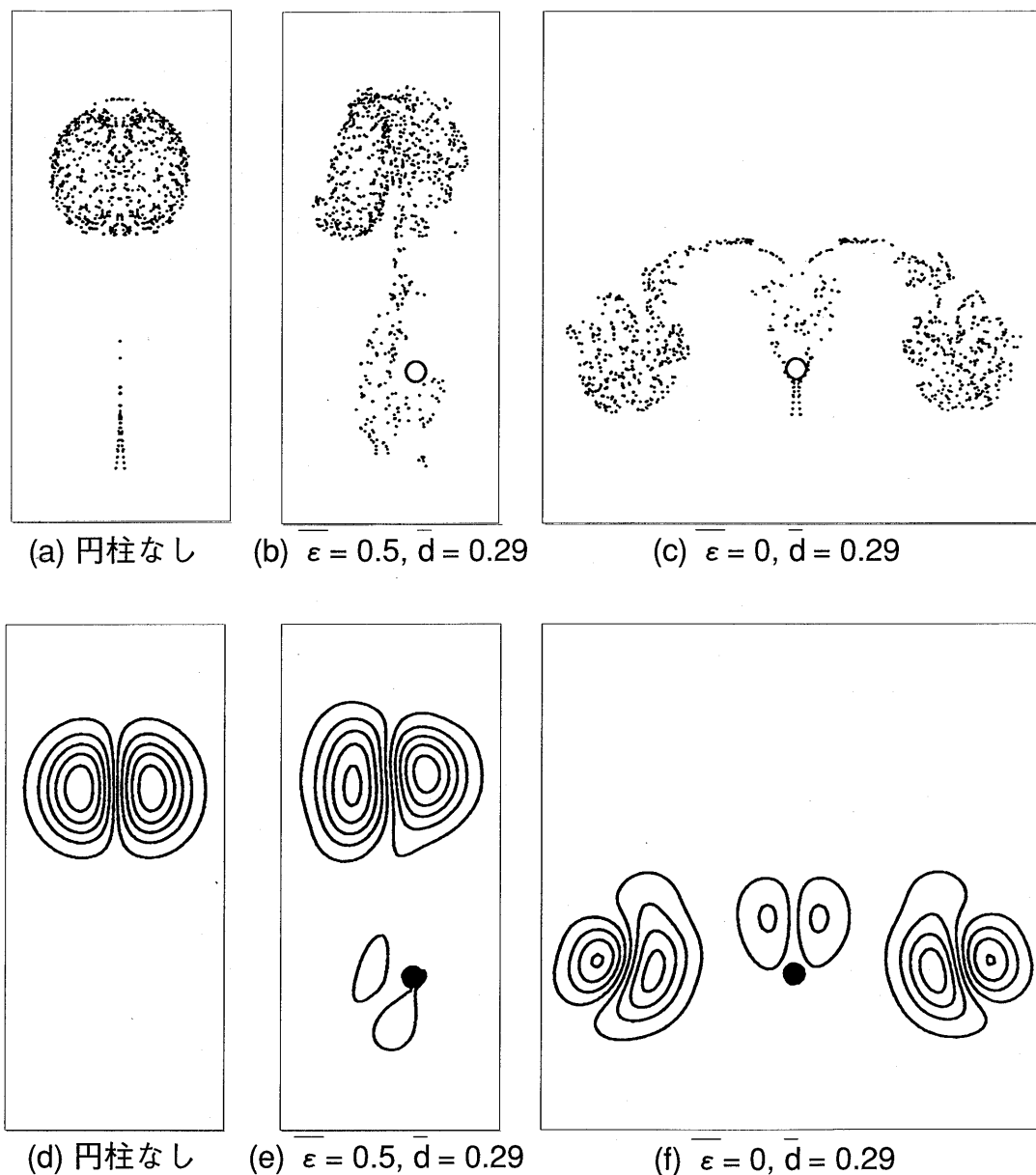
図5-12 シミュレーションの最終段階 ($t = 5.15$)

図5-15(a)では、円柱通過後の渦点分布を示しているが、円柱の後方に主渦を構成していた渦点を取り残されていることが判る。しかしながら、(b)の渦度分布図を数値的に調べてみると、その位置における渦度（矢印）は、主渦と反対の符号になっているのである。つまり、円柱後方では、円柱表面で発生した渦点のうち反時計周りの循環を持つ渦点の一部取り残されており、取り残された主渦の渦点を持つ循環を相殺してもなお反時計周りの循環が余分に存在している。前述したように、発生した渦点の循環の総計が正の符号も負の符号もほぼ同じであることから、発生した時計周りの循環を持つ渦点の多くは、取り残されずに主渦の渦核と共に対流して行ったはずである。すなわち、渦対全体で見れば、左右の渦核の循環の絶対値は、

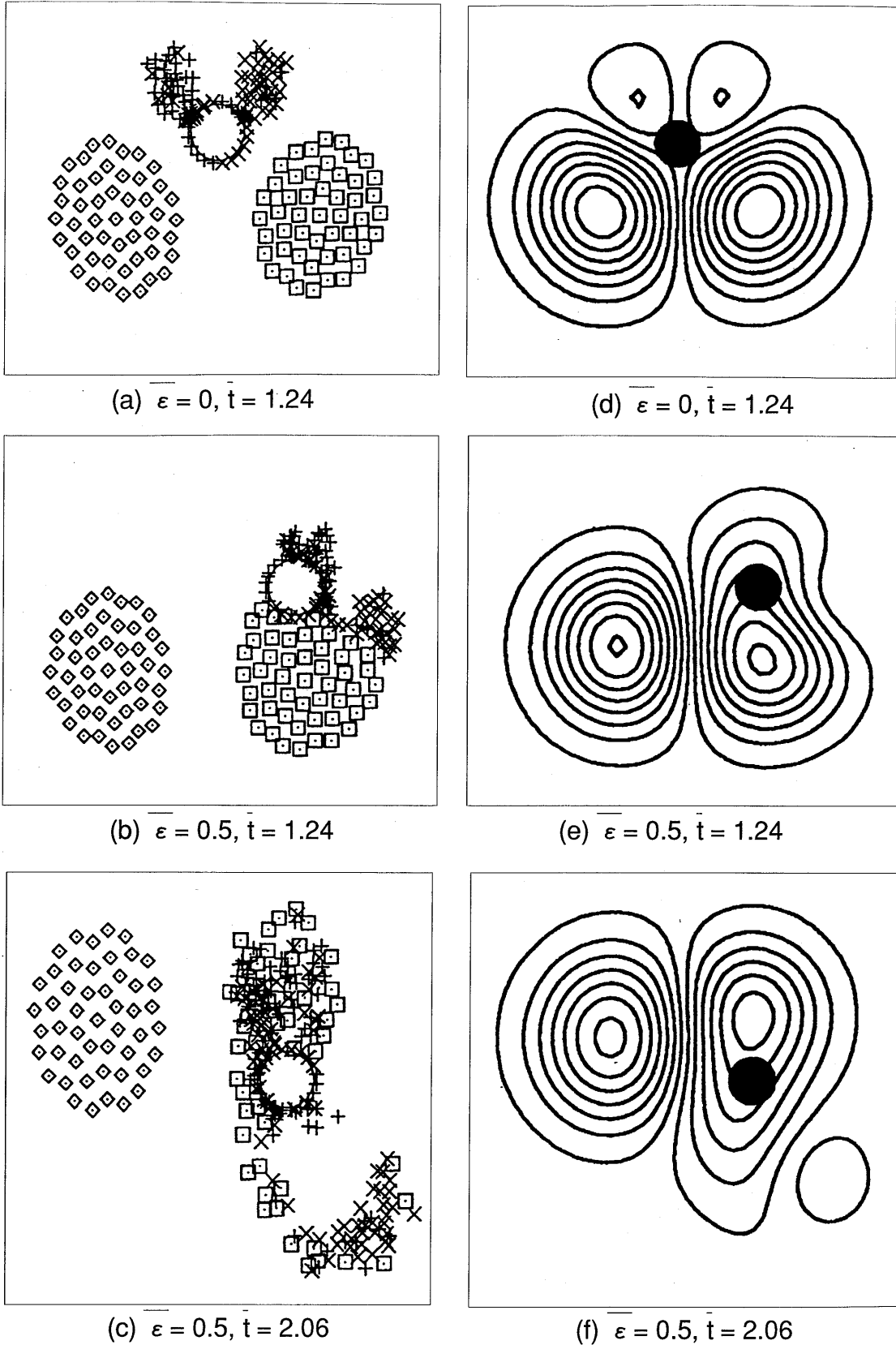


図5-13 円柱($d = 0.29$)表面からの渦点の対流の様子と対応する渦度分布；
 □：主渦を形成していた渦点（時計回り）；◇：主渦を形成していた渦点
 （反時計回り）；+：円柱表面で発生した渦点（時計回り）；×：円柱表面
 で発生した渦点（反時計回り）

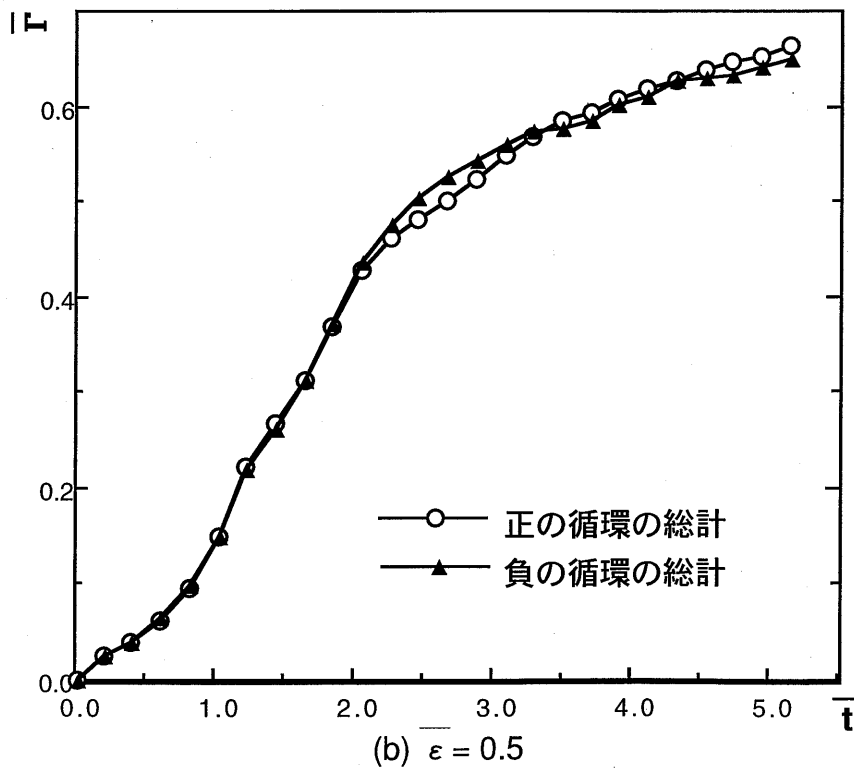
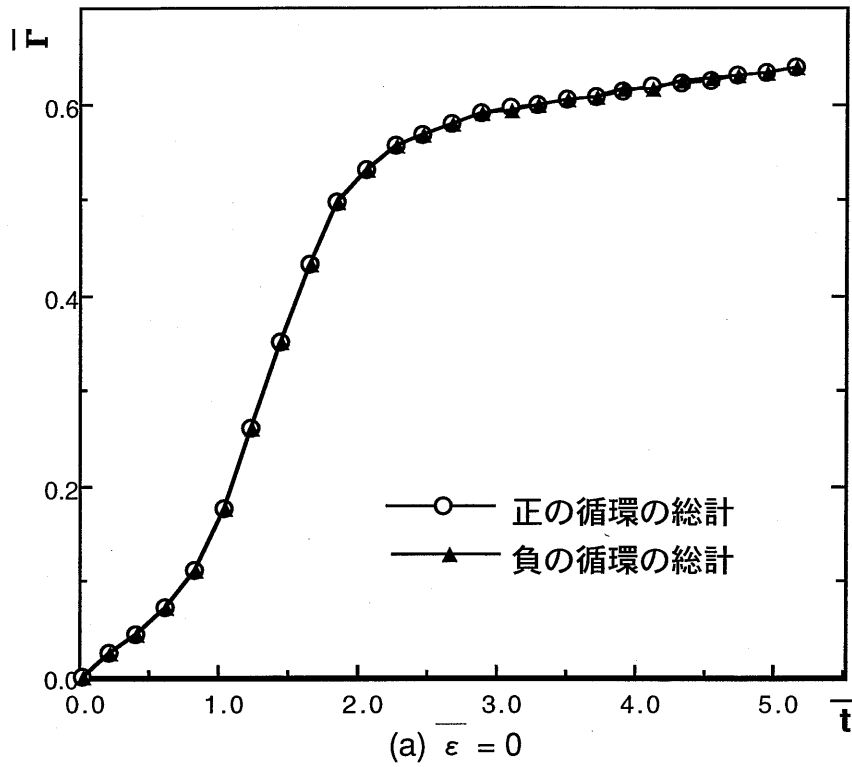


図5-14 円柱($\bar{d} = 0.29$)表面で発生した渦点の循環の符号別総計

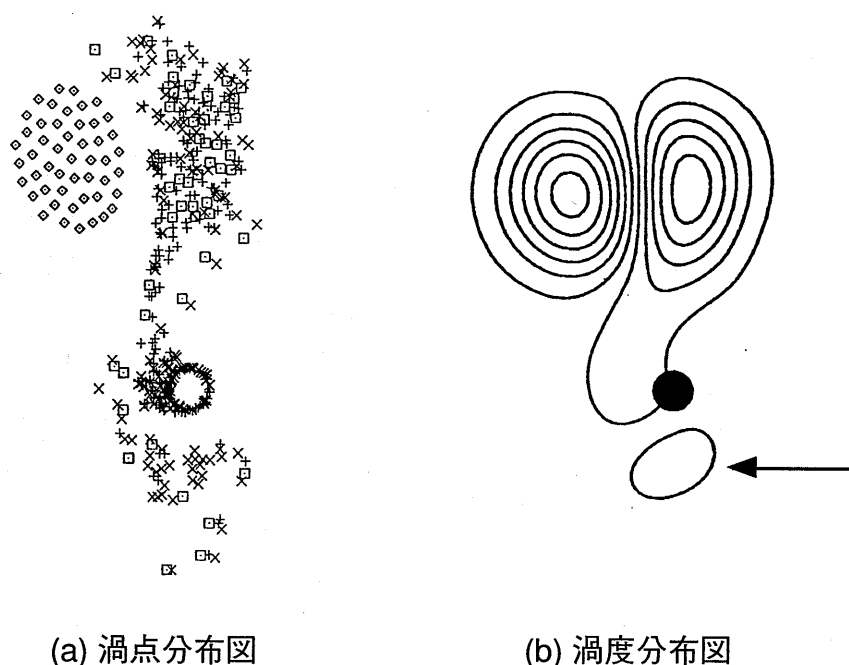


図5-15 $t = 3.70$ のとき、 $\bar{d} = 0.29$ の円柱を渦核中心の軌道上に設置した場合（図中の記号については図5-13の説明を参照のこと）

むしろ円柱の攪乱を受けた側の方がいく分大きなものと考えられる。しかし、円柱の攪乱によって渦点（渦度）の分布が広がるので相手の渦核への影響がいく分小さくなるものと考えられる。したがって上述の二つの効果が適度に相殺し、実際には左右相互の渦核による誘起速度が等しくなり、まっすぐに並進運動を続けたものと推測される。上で、考察したメカニズムをここでは簡単に“実効循環保存効果”と呼ぶことにする。

5.4 まとめ

まず、渦対と円柱との干渉の様子を煙可視化法により調べた。次に、2次元離散渦法を用いてシミュレーションを行い、実験結果と対照・比較し、加えて、渦核が円柱を通過する際の、円柱表面から放出される渦点の挙動について考察した。以下に、得られた結果を要約する。

- (1) 並進する渦対の片側の渦管がそれと平行に設置された細い円柱に衝突し、かつ通り過ぎる場合、意外にも渦対に対する影響は弱く、そのまま渦対は並進運動を続けることが見出された。この事実は、実験と数値シミュレーションの両面から相補的に確認された。
- (2) (1)の状況でのシミュレーションによる渦対の渦度分布を観察すると、まず円柱のある側の分布形状は円柱の影響で一旦変形する。また、円柱のない側の

最大渦度と比較するときその最大値は10~20%程度小さくなることが判る。しかしながら、その後、時間の経過に伴って円柱による攪乱の影響が減じ、分布形状も最大渦度も共に円柱なしの場合の状態に回復する傾向（回復特性）が見られた。

- (3) 上に述べた(1), (2)の事柄は、本文中で言及した“渦度集中防止効果”と“実効循環保存効果”とによることがシミュレーション結果より説明される。なお、渦核が円柱を通過する際に発生する総循環は円柱の中心が流れの対称軸に設置された場合のそれとあまり変わらない。
- (4) $\overline{\varepsilon} = 0$ と $\overline{\varepsilon} = 0.5$ において、 $\overline{\alpha}$ を0.029から0.29まで変化させ、円柱と渦対との干渉を調べた。 $\overline{\varepsilon} = 0$ と $\overline{\varepsilon} = 0.5$ のそれぞれの場合において、上述の $\overline{\alpha}$ の変化の範囲内では、発生する2次渦の循環値とスケールが若干大きくなるものの、干渉の基本的な様子はあまり変わらない。

引用文献

- (1) 山田日出夫, 山辺春雄, 松井辰彌: 円柱に近づく直線渦対, 流れの可視化 **2** (1982) 667-672.
- (2) H. Yamada, H. Yamabe, A. Itoh, and H. Hayashi : Numerical analysis of a flowfield produced by a pair of rectilinear vortices approaching a circular cylinder, *Fluid Dynamics Research* **3** (1988) 105-110.
- (3) 山田日出夫, 山辺春雄, 松井辰弥; 球に近づく渦輪の挙動と流れ場, *ながれ* **2** (1983) 260-271.
- (4) J. Homa, M. Lucas, and D. Rockwell : Interaction of impulsively generated vortex pairs with bodies, *J. Fluid Mech.* **197** (1988) 571-594.
- (5) P. Orlandi : Vortex dipoles impinging on circular cylinders, *Phys. Fluids A* **5** (1993) 2196-2206.
- (6) T. Naitoh and H. Yamada: A vortex ring travelling across a thin circular cylinder, *Fluid Dynamics Research* **15** (1995) 43-59
- (7) 日本機械学会編: コンピュータアナリシスシリーズ4 流れの数値シミュレーション, (コロナ社, 1988)
- (8) J. P. Christiansen : Numerical Simulation of Hydrodynamics by the Method of Point Vortex, *J. Computational Physics* **13** (1973) 363-379.
- (9) 山田日出夫, 伊藤淳, 山辺春雄, 後藤俊幸: 円柱に接近する渦対 (離散渦法による数値解析), *ながれ* **7** (1988) 223-231.

第6章 渦核断面を細い円柱で切断する問題

6.1 はじめに

細く鈍い物体（2次元）を横切る渦輪について調べることは、固体表面と干渉する渦の運動を研究する上で基本的な問題であり、重要である。本章では、煙可視化法を用いて、円柱形状をした細く鈍い物体と渦輪との干渉によって作り出される流れ場の特徴を調べ、また、熱線流速計を用いて円柱後流の速度欠損を調べることにより円柱直径の流れ場に与える影響を明らかにする。

実験の最初の動機は、細い円柱による“渦の切断”の現象を調べることであった。厳密に言えば渦管はワイヤー状の細い円柱で切断されることはないが、渦管（糸）の伸長と再結合によって“渦の切断”ともいえる状況が起こりえる。また、流れ場に微小な攪乱を与える目的には、トリッピングワイヤーと呼ばれる細いワイヤーが流れ場に導入されることが一般的である^{(1)・(2)}。しかしながら、細い円柱を横切った渦輪について、その影響を報告した研究はなされていない。それ故、ここでは、細く鈍い物体と渦輪との干渉によって作り出される流れ場の特徴を調べるとともに、渦輪がスモークワイヤー法や水素気泡法で用いられるワイヤーを横切る際に⁽³⁾受けるワイヤーの直径の影響を測定することを目的とする。

可視化の結果から、2次渦が形成され、主渦輪は2次渦との干渉により楕円渦輪の運動に似た変形運動をすることなどが分かった。可視化によって見出された2次渦発生の原因は明らかに円柱から剥離した速度剪断層の渦度集中であるから、発生した2次渦の強さを定量的に推定するために、円柱の後流の速度分布が測定された。

6.2 実験装置と方法

図6-1に実験装置の概略と座標系を示す。渦輪は、直径4.0 [cm]の円形オリフィスを用い、第2章の実験と同じ方法で形成された。原点をオリフィスの中心に取り、オリフィス面に垂直にx軸、鉛直方向にy軸、水平方向にz軸とした直交座標系を適用する。また、経過時間の基準時刻も、第2章と同様に渦輪発生装置にトリガー信号が入力された時刻とした。

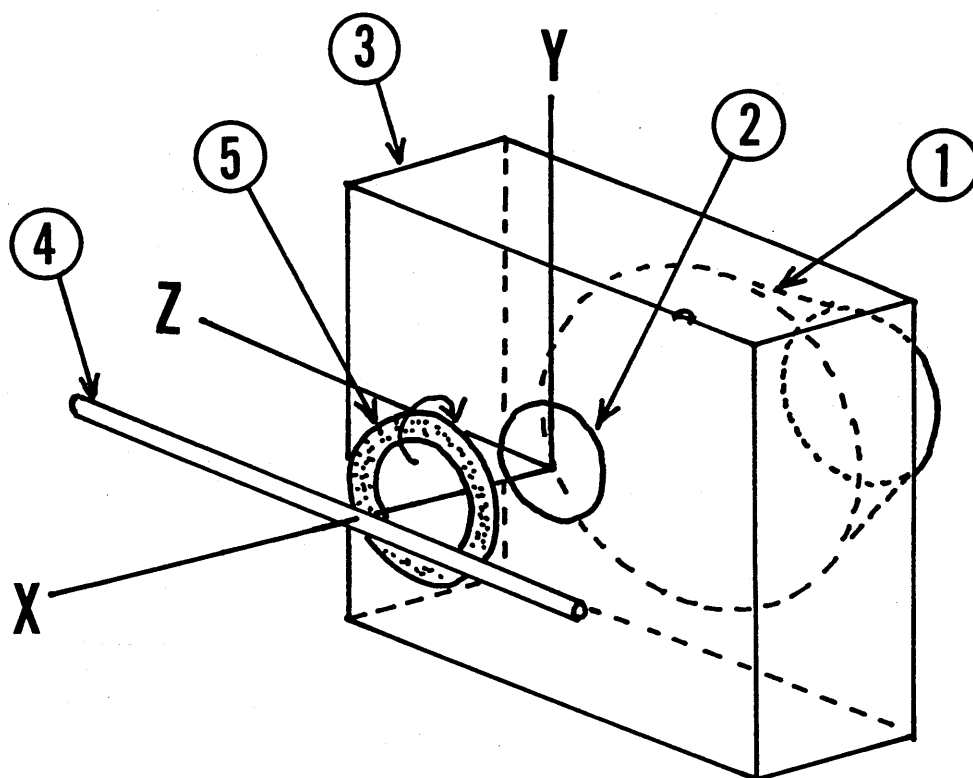


図6-1 実験装置の配置と座標系：(1) ラウドスピーカ，
(2) 圧力箱，(3) オリフィス，(4) 円柱，(5) 渦輪

渦輪はそれが $x = 4.0$ [cm] の位置に到達するまでに形成される (図6-3 a 参照) ため、図6-1のように細い円柱はオリフィス面から4.0 [cm] 離して平行に設置された。すなわち、円柱は z 軸と平行に $y = 0.0$ [cm] に設置され、上下に対称な流れ場が形成される。渦輪の形成が $x = 4.0$ [cm] の位置に到達するまでに完了していることを確かめるために、受感部が1 [mm] のI型熱線流速計プローブを用いて、渦輪がプローブを通過するときの x 軸上の速度変化を測定した。その結果の一部を図6-2 a に示す。 $x = 4.0$ [cm] の位置での速度変化は、 $x = 7.0$ [cm] で測定されたものと同様である。また、渦核中心が通過する位置である $x = 4.0$ [cm]、 $y = 2.0$ [cm]、 $z = 0.0$ [cm] にプローブを z 軸と平行にして設置し、得られた速度の時間変化を図6-2 b に示す。速度変化は、渦核中心がIプローブを通過する典型的なパターンである2つのピークを持っている。2つめのピークに乱れが生じた原因は、渦輪がプローブを通過するときそのプロングによって流れが乱されたためと考えられる。また、細い円柱背後に形成される後流の速度場の情報を大略的に得るためにも、I型熱線流

速計が用いられた。測定はすべてXY平面 ($z=0$ [mm]) 内で行い，出力が $\sqrt{u^2+v^2}$ となるよう受感部がZ軸と平行に設置されている。

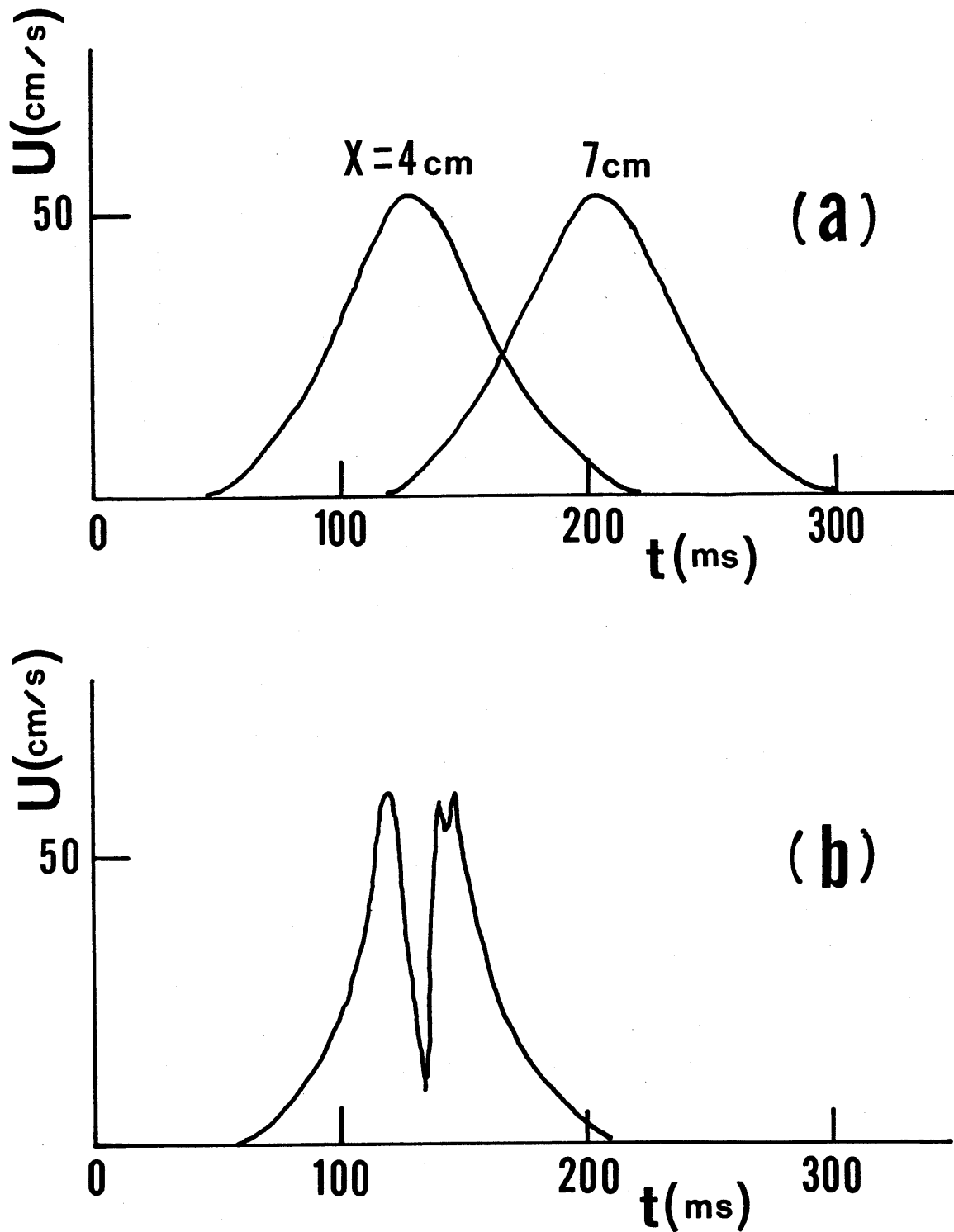


図6-2 Iプローブによって測定された速度分布
 (a) : 渦輪の対称軸上 $(x, y, z) = (4, 0, 0), (7, 0, 0)$;
 (b) : 渦核中心の軌道上 $(x, y, z) = (4, 2, 0)$

円柱の直径は、0.05, 0.2, 0.5, 1.0, 2.0, 2.7, 3.0, 3.3, 4.0, 5.0, と6.0 [mm] の合計11種類のもので用いられた。ここで、もっとも小さい0.05 [mm] の円柱は、スモークワイヤ法などでしばしば用いられる太さの細線である。

流れ場を可視化する為のトレーサ粒子には、第2章と同様に線香の煙が使用された。また、流れ場の様子を断面で撮影するために、厚さ4 [mm] のシート状の照明が利用された。そして、遅延時間とシート状の照明の位置の両方を変化させて多数の断面写真を撮影し、それを再構成することによって流れ場の時空間的な構造が調べることができる。

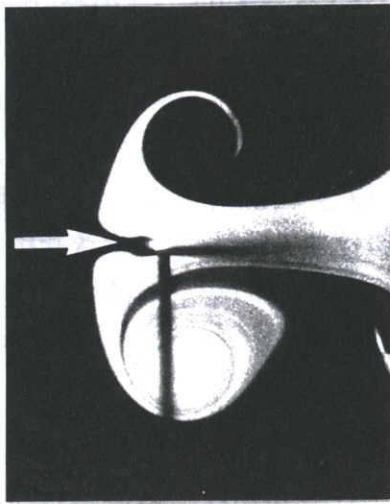
6.3 結果と考察

次元解析の考え方から、直接関係のある変数は、 U ：初期段階の渦輪の平均並進速度、 D ：渦輪の直径、 D_c ：渦核直径、 d ：円柱直径、 μ ：空気の粘性率、 ρ ：空気の密度によって与えられる。ここで、初期段階とは、渦輪が完全に形成されてからほぼ一定のスピードで移動する状態を示している。そして、その並進速度はビデオカメラによる渦運動の撮影によって測定された。上記の6つの変数から、流れ場を支配する3つの無次元化されたパラメータが得られる。つまり、 $\Pi_1 = \rho U D / \mu$ ：レイノルズ数、 $\Pi_2 = D_c / D$ ：渦輪の直径に対する渦核の直径、 $\Pi_3 = d / D_c$ ：渦核直径に対する円柱直径、である。

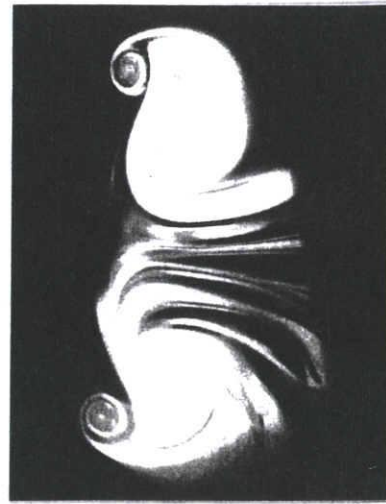
可視化実験の測定によって、 U が31 [cm/s]であり、 D はオリフィス直径と同じ4.0 [cm]であることが分かった。また、 D_c は、4.2節と同様に、図6-2 aに示された渦核が熱線風速計を横切るとき現れる速度の2つのピークの間隔 ΔT と U の値を用いて計算することができ、その結果、0.8 [cm]であった。そして、ここで試行された実験は、 Π_1 と Π_2 をそれぞれ830と0.2に固定して遂行された。さらに、ここで得られた実験結果を、速度 U 、長さ D 、時間 D/U といった代表量を用いて物理的な量を無次元化して表示する。無次元化された物理量は、“—”を付して示す。

6.3.1 流れ場の様子

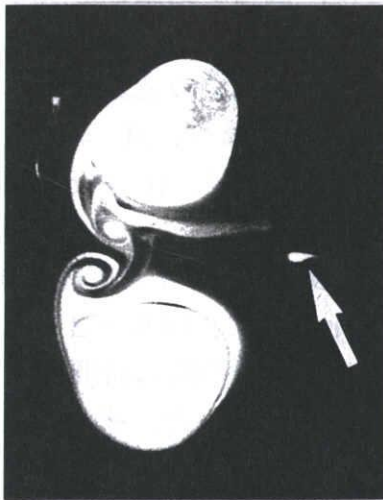
まず初めに、細い円柱を通過する円形渦輪によって作り出される流れ場の特徴を把握する。そのために、 $\Pi_3 = 0.25$ の場合を代表に取り上げて、流れ場を詳しく観察する。図6-3と図6-4には、 $x y$ 面と $y z$ 面のそれぞれに対応した時間変化の様子を示す。図6-3 aは、渦核が円柱を通過しようとしている瞬間の様子である。渦巻き模様の下の部分にある垂直な棒状の影は、可視化された面の手前側に円柱の支持棒が写ったものである。矢印によって示された位置では円柱の後流が形成されて、そこにはトレーサ粒子である煙が入り込んでいない。この段階で、渦輪の外形つまりオリフィスから噴出された流体に含まれる煙によって可視化された領域全体の形状は、一般にトレーサ粒子によって可視化された通常の攪乱を与えられて



(a) $\bar{t} = 1.008$.



(d) $\bar{t} = 3.333$



(b) $\bar{t} = 1.783$



(e) $\bar{t} = 4.108$



(c) $\bar{t} = 2.558$

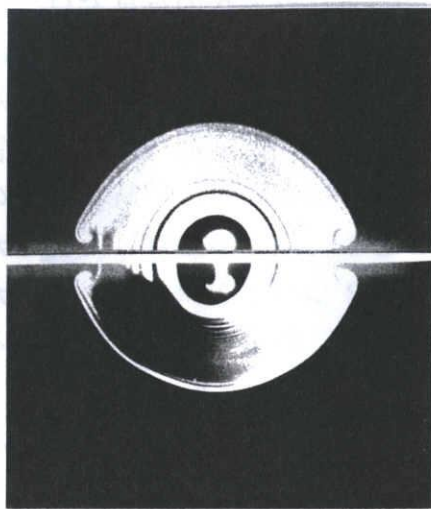
図6-3 可視化によるXY面での様子

いない渦輪と同じで、典型的な卵形を維持している。図6-3bの写真では、円柱表面から剥離した剪断層の渦度が集中し、2次渦が形成されている。この2次渦の光切断された上の部分の回転の方向は、明らかに主渦輪の上の部分のそれと反対方向である。流れ場は上下に対称であり、下の部分においても上と同様なことが言える。その後、それぞれの2次渦は対称面(xz面)から遠ざかり、同時に主渦の周りを回るように移流する(図6-3c, d)。このとき、主渦輪自身はいくらか鉛直方向(y軸方向)に引き延ばされている。やがて、2つの2次渦のそれぞれが主渦の上端と下端にまで到達すると、図6-3eのようにこれらの渦は主渦の後ろに取り残されていく。

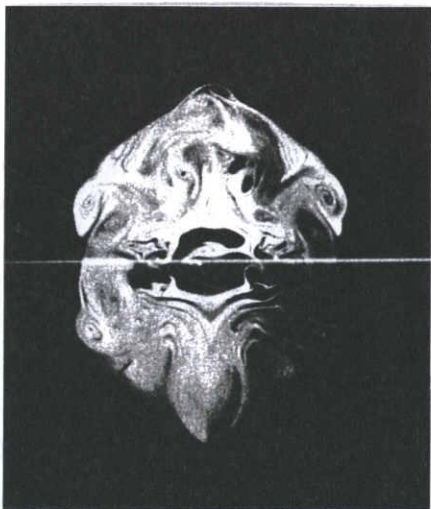
図6-4には、yz面と平行な面での流れの可視化写真が示されており、それぞれの写真は図6-3のそれらと経過時間が対応している。この流れ場は、これらの図に示された経過時間 $t=4$ 程度までは比較的再現性よく流れ場の様子が観察できるが、その後は、時間経過とともに現象の再現性が悪化する。そのため、図6-3と6-4に示された2組の写真は、近似的に一つの現象を異なった方向から観察したものとみなすことができる。

図6-4aの場合には、シート状の照明が障害物である円柱に直接当たるためその散乱光が強く、細い円柱の直径が実際のサイズより大きく見られる。この時刻では、円柱の両端の近傍で一对の小さな断面の渦巻き模様が観察されるが、渦輪の外形そのものは円形を保っている。しかしながら、僅かな時間が経過した次の段階(図6-4b)では、渦輪の外形は六角形に変形し、渦全体としてはいくらかy軸方向に引き延ばされている。また、2次渦を示す渦巻きの断面は面積を増大させながら対称面(xz面)から離れる様に移動し、図6-4cでは渦輪の外形の四隅にはっきりと観察されるようになる。2次渦の上側の2つの断面の回転方向は、互いに反対向きである。なぜなら、図6-11に示されたように上側のそれらは独立した渦ではなく、1つの渦糸の2つの断面を捕らえたものだからである。同じことが、下側の2次渦についても言える。その後、2次渦の断面の渦巻き模様はさらに上下に移動しながら互いに接近し、図6-4dの段階では、それらは主渦の上端と下端に位置している。このとき、主渦輪の外形は、円形ではなく菱形に近い形状に変形している。図6-4eでは、図6-3eから分かるように、2次渦が主渦から取り残されはじめているが、それらは可視化断面の後方に位置するため明瞭に写っていない。

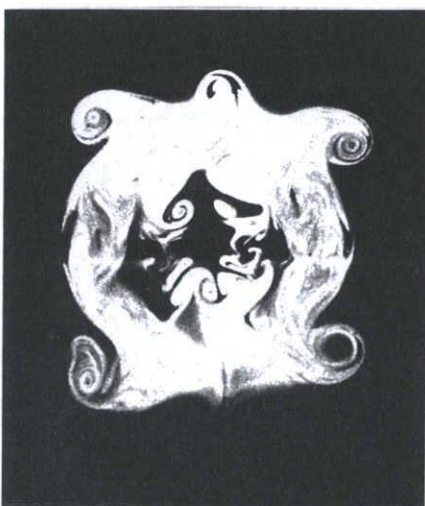
“細い円柱による渦の切断”という視点で流れ場を調べる際に、円柱と渦核断面を含むxz面での観察から重要な情報を得ることができると期待される。図6-5aは、渦輪が $\Pi_3=0.13$ の円柱を過ぎる瞬間のその断面の様子である。主渦の渦核断面を示す渦巻き模様の中に、その筋と交差する何本かの煙の筋が観察できる。それらの煙の筋は、円柱を通過したばかりの部分に発生しており、円柱表面から剥離した剪断層が渦度集中した領域であると推測される。また、この煙の筋が乱されることなく規則的に観察されることから、この段階での流れは層流と思われる。円柱のな



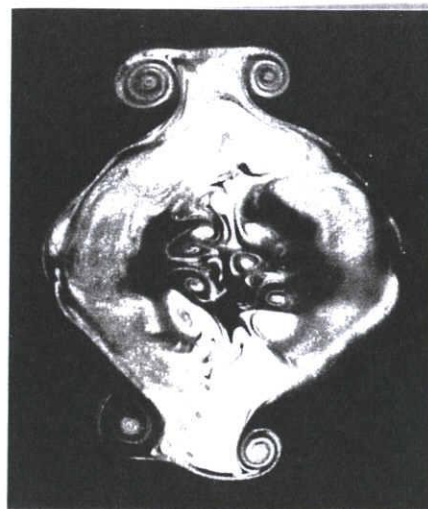
(a) $\bar{t} = 1.008$



(b) $\bar{t} = 1.783$



(c) $\bar{t} = 2.558$

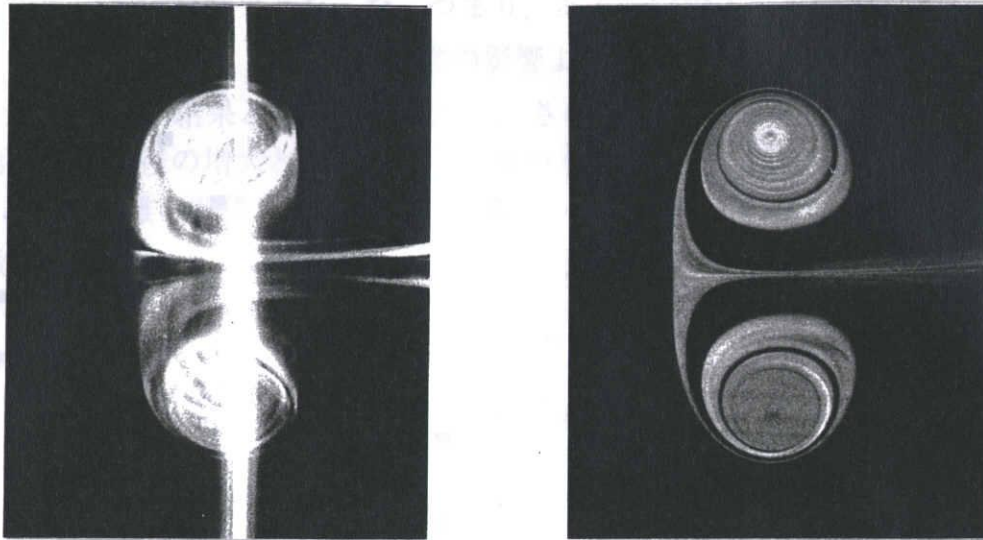


(d) $\bar{t} = 3.333$



(e) $\bar{t} = 4.108$

図6-4 煙可視化によるYZ面での様子



(a) 直径 1 [mm] の円柱を過ぎる渦輪

(b) 円柱の無い場合の渦輪

図 6-5 煙可視化による渦輪の断面の様子

い場合の様子と比較するため、図 6-5 b に図 6-5 a 同じ条件で撮影された円柱の無い場合の写真を示す。

6. 3. 2 渦運動への円柱の太さの影響

渦輪が細い円柱を通過すると、2次渦が発生して大きな攪乱が生じるが、主渦輪は崩壊することなくその運動を持続する。そのため、円柱通過前後の渦輪の運動の様子から、渦輪が円柱に与える（円柱が渦輪に与える）撃力の程度を知ることができる。また、その撃力は円柱直径 (Π_3) に強く依存していることが容易に想像される。ここでは、 Π_1 と Π_2 を一定に固定し、 Π_3 を変化させて撃力に対する影響が調べられた。

ビデオカメラで撮影された渦輪の運動を解析し、図 6-6 に示すように“経過時間と渦輪の x 方向の変位”の関係を得た。渦の位置は、煙で可視化された渦巻き模様を中心に渦核中心と見なして測定された。また、図 6-6 のそれぞれの値は、同じ実験条件のもとで 3 回の測定をし、平均を取ったものである。比較参照のため円柱のない場合の渦輪の運動についても掲載した。 $\Pi_3 = 0.0063$ ($d = 0.05$ [mm]) の円柱の場合には、渦輪の並進運動に対する円柱の影響はほとんど無視できる。この円柱の直径は、スモークワイヤー法や水素気泡法で用いられるワイヤーとして、一般に利用されている大きさである。 $\Pi_3 = 0.025$ の場合には、円柱の無いときより僅かに並進距離が小さくなり、 Π_3 が 0.063 まで増加すると円柱の影響がかなりはっきりしたものとなる。この場合、円柱のない場合と比べると $\bar{i} = 6.98$ で約 15% 並進距

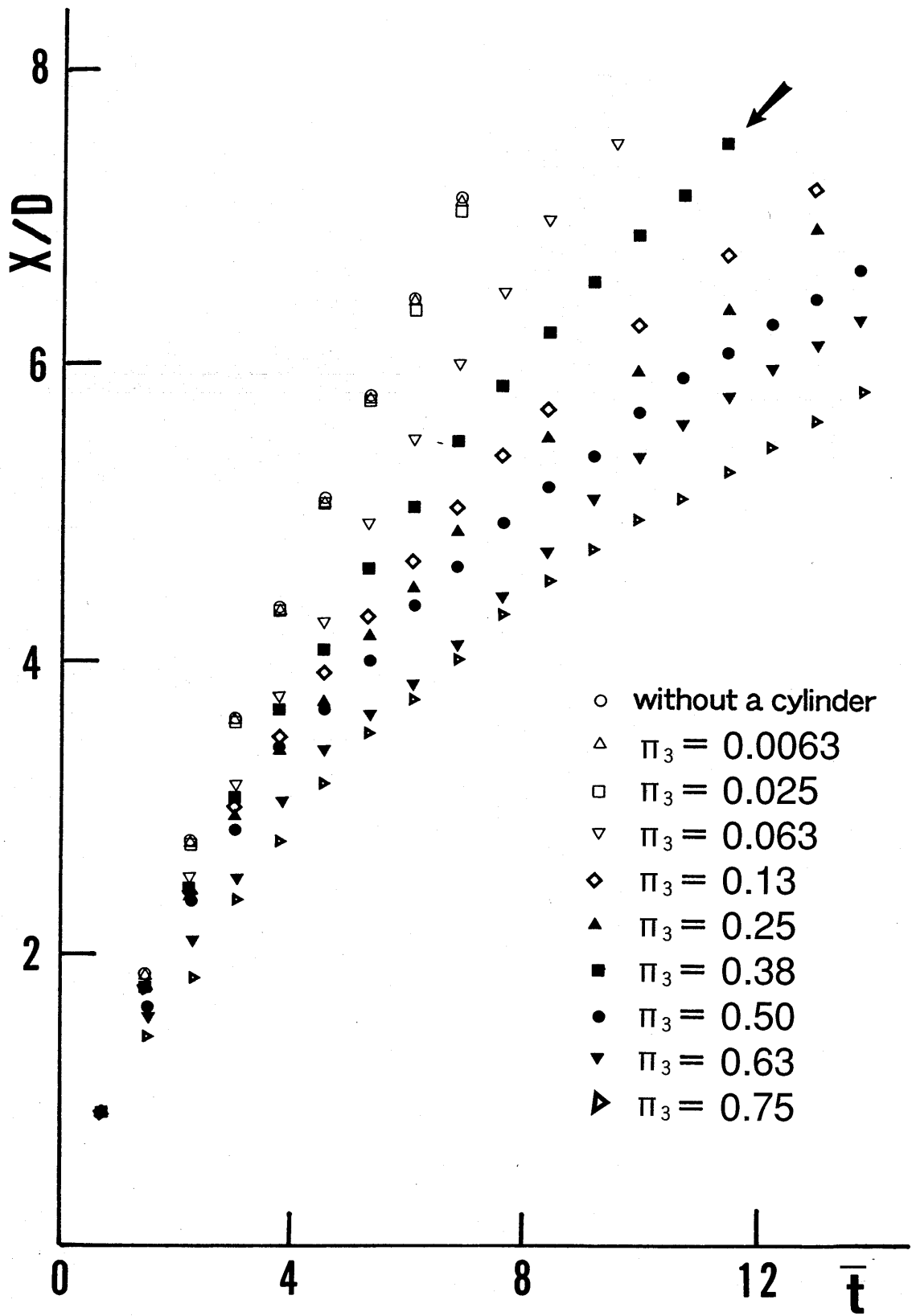


図6-6 円柱を過ぎる渦輪の運動に及ぼす Π_3 の影響

離が減少している．ところが， Π_3 が0.13，0.25と0.38の渦輪の並進距離を比較すると，予測しなかった結果となった．つまり，ある一定の \bar{t} で比較すると， $\Pi_3 = 0.13$ と0.25での並進距離が，それらの円柱の影響より大きいと考えられる $\Pi_3 = 0.38$ での並進距離より短い結果となった．ただし，さらに Π_3 が0.38を越えて増加する場合には，再び円柱の径の増大とともに並進距離が減少していく傾向となる．

Π_3 と並進距離の関係をより明確にするために，図6-6の $\bar{t} = 7.0$ のデータを Π_3 の関数としてプロットし，図6-7に示す．図6-7には，異なった渦輪発生装置を用いて得られたデータが加えられており（破線），この予測しなかった結果の原因がここで用いられた装置固有のものでないことが確かめられた．ただし，この2つのデータの間で渦輪発生の実験条件は異なるが，渦輪のレイノルズ数はほぼ同じに設定されている．この2つのデータを比較すると主な特徴は同じであるものの若干異なっていることから，この現象は渦の特性に依存することが推測される．

$\Pi_3 = 0.38$ の場合においてこの予測し得なかった結果が現れたことに対して，次のような物理的な解釈が考えられた． Π_3 の値が大きくなると，円柱通過後の渦輪の状態が層流（ $\Pi_3 = 0.13, 0.25$ の場合）から乱流（ $\Pi_3 = 0.38$ の場合）へ遷移する．乱流は混合作用が強いため，渦切断を受けた渦核部分がすばやく再結合する．その結果， $\Pi_3 = 0.38$ の渦輪が， $\Pi_3 = 0.13, 0.25$ の場合より大きな並進速度を持つようになると考えられた．また，この条件の渦輪が乱流状態へ遷移していることは， Π_3 の円柱通過後の可視化写真から視覚的に判断できる． $\Pi_3 = 0.38$ の場合の可視化写真を図6-8に示す． $\Pi_3 = 0.25$ の場合の可視化写真である図6-3，図6-4と比較すると，図6-8に見られる煙の筋は明らかに乱されている．しかしながら，この興味ある結果について，その力学的機構を可視化実験データのみからこれ以上検討することは困難であり，他のさまざまな解析の手法を取り入れて詳しく調査する必要がある今後の課題である．

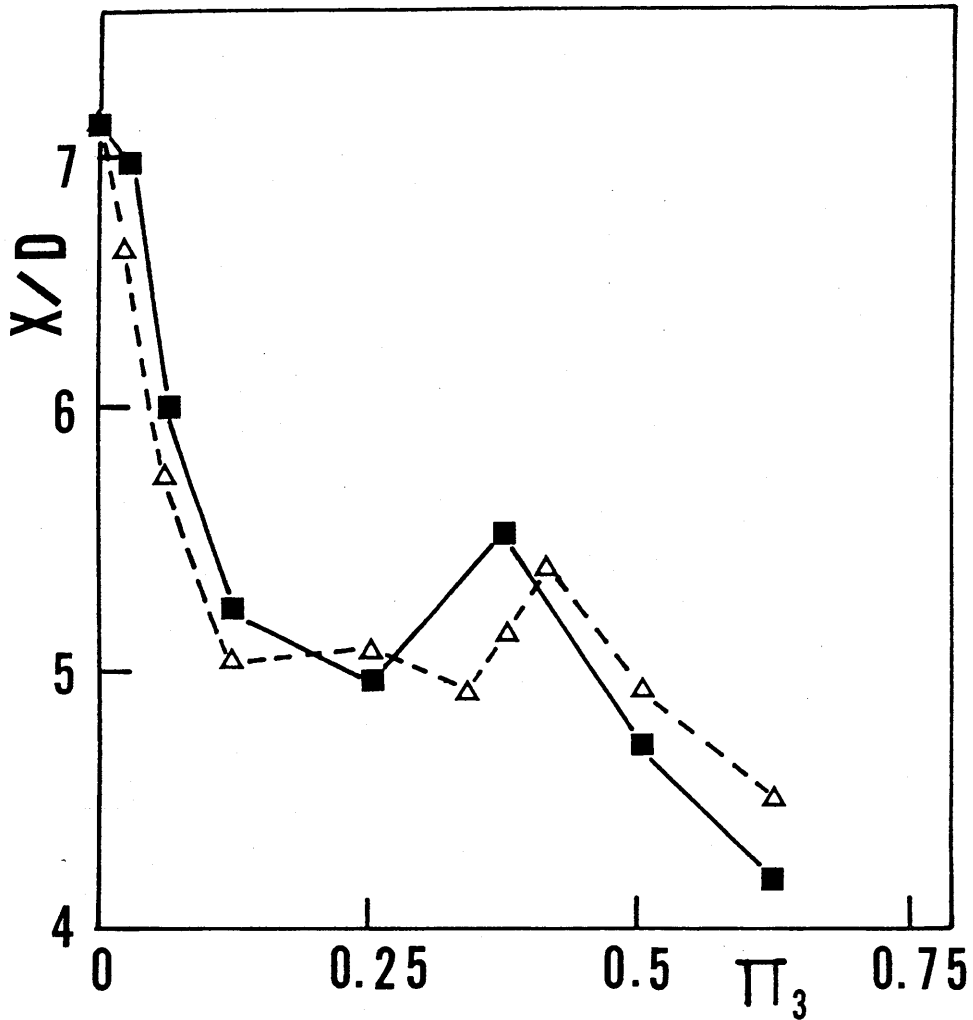


図6-7 π_3 についての渦輪の無次元化並進距離；
 実線：図6-6と同じデータ，
 破線：異なった装置で試行されたデータ

6. 3. 3 渦輪の軌跡

円柱通過後の主渦輪の渦運動の様子と2次渦の位置関係について、 $x y$ 面での軌跡としてまとめ、図6-9に示す。小さな○が、 $x y$ 面で観察された渦核の位置を0.1 [sec]毎に示している。また、円柱の無い場合の渦の軌跡も比較のために示してある。



(a) XY面の様子



(b) YZ面での様子

図6-8 直径3 [mm] の円柱を過ぎる渦輪の様子

図6-9 (a) では、円柱の設置されていない渦輪がその軸に沿ってほぼ一定の速度を保ち、その直径を変えずに並進していることを表している。それに対し、図6-9 (b) には、円柱（直径 $d=1$ [mm]、 $\Pi_3=0.13$ ）を設置した場合の渦運動には、3つの特有な特徴が観察される。第1に、2次渦が発生し、主渦輪が下流方向に進行するとその後方に2次渦が取り残されていく。第2に、主渦輪の並進速度は2次渦の放出後著しく衰える。第3に、2次渦放出後、主渦輪の y 座標が上下対称に規則的に変化している。この軌跡の特徴は楕円渦輪⁽⁴⁾、⁽⁵⁾、⁽⁶⁾、⁽⁷⁾もしくは擬楕円渦輪のそれらとよく似ている。つまり、楕円渦輪や擬楕円渦輪は並進運動に伴って長軸と短軸が入れ替わるため、 xy 面における軌跡の観察では図6-9 (b) のように y 軸方向の直径の伸縮が観察される。

そこで、 yz 面での可視化による主渦輪の外形から、 y 軸方向と z 軸方向の長さを図6-10中のスケッチのようにとり、その比の時間変化の様子を調べた。その結果、円柱通過後の主渦輪の形状は2次渦との干渉により変形し、楕円もしくは擬楕円渦輪にみられる軸の入れ替わりが起こっていることが確認された。

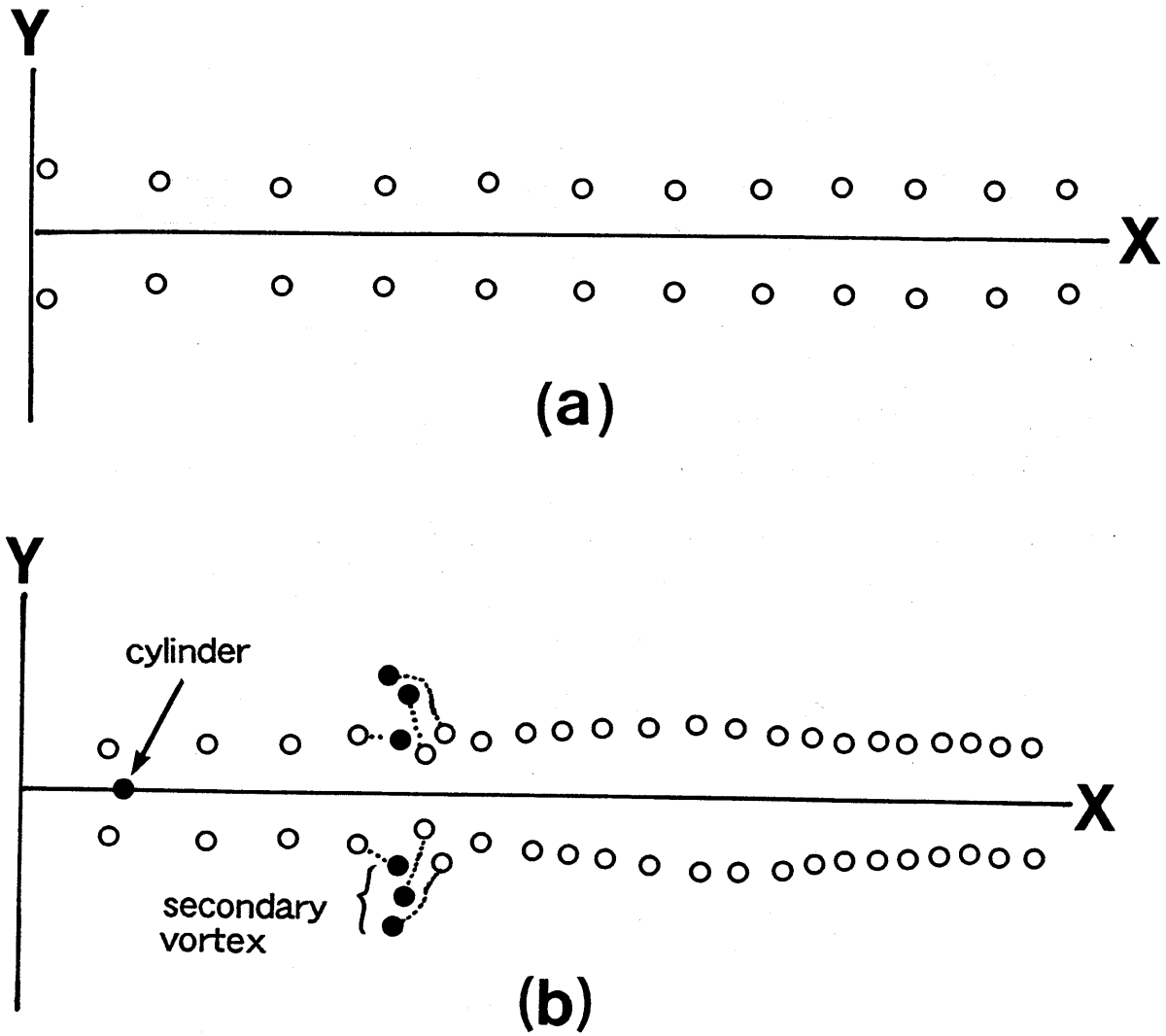


図6-9 0.1秒毎のXY面での渦輪の軌跡（同時刻の主渦と2次渦は破線で結びつけられている）；(a)円柱のない場合，(b)円柱がある場合。

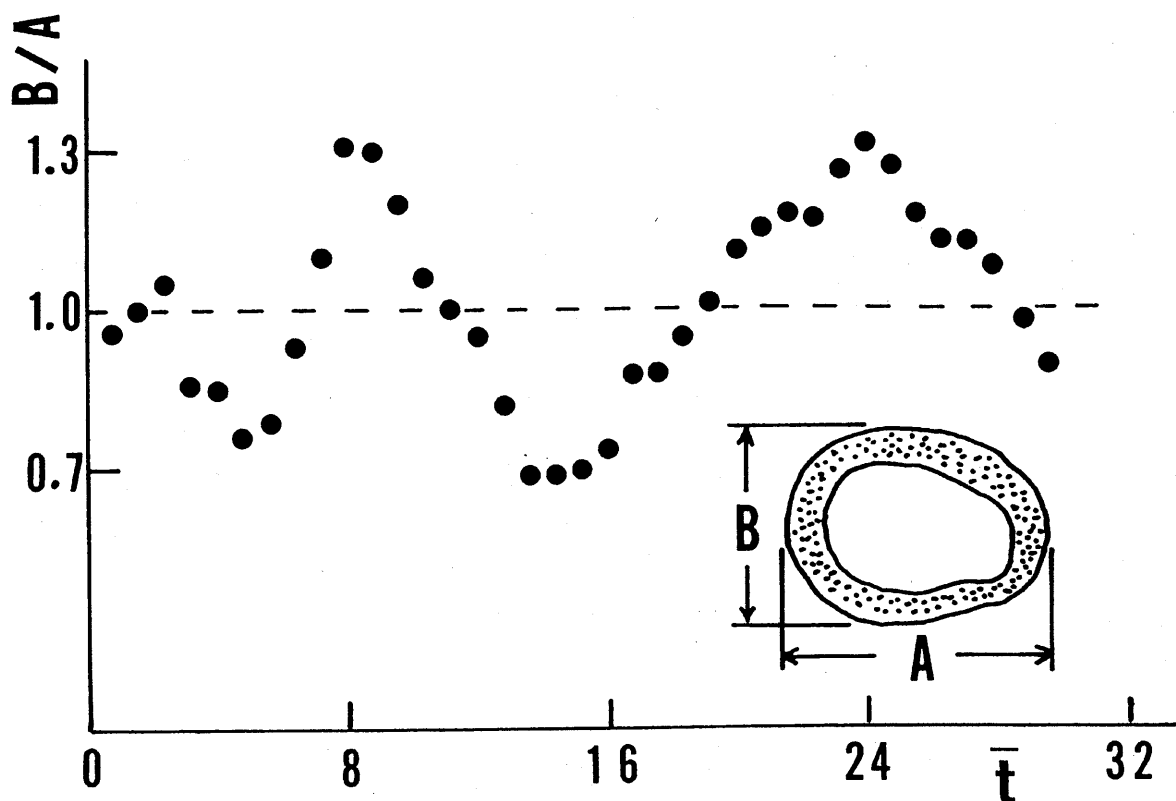


図6-10 円柱を通過した後の渦輪の変形

6.3.4 2次渦のトポロジー

これまでの観察から、円柱の直径が $\Pi_3=0.063$ という細かい場合にもこの2次渦は比較的是っきりした個性を持ち、主渦輪からの強い速度誘起に対応してその形と位置をすばやく変化させていく。また、形成した2次渦が主渦輪の形状を変形し、これが流れ場の様子を大きく左右することが分かった。そのため、流れ場を理解するために2次渦のトポロジーを知ることは重要となる。

2次渦の起源は円柱表面から剥離した剪断層である。また、主渦のつくり出す流れ場は非定常で複雑な構造をしているため、その剪断層中の渦度の集中、2次渦の形成、そして、その後の移流の動的な過程は単純ではない。しかしながら、渦輪の通過による円柱近傍の誘起速度から剪断層の剥離の特徴を推測し、さまざまな角度、位置、時刻で撮影された多数の可視化写真から、初期の段階での2次渦の近似的なトポロジーとその変形の様子を推測することができる。ここでは、その典型的な瞬間を描いたものを示す。

図6-11は、時間的に変化する2次渦の形状の中で、図6-4cで観察される状況に対応している。論理的に渦管を考えると、2次渦の端は円柱に接触していな

ければならない. しかし, 渦輪への強い吸い込みによって, 2次渦の渦管の円柱表面まで続くべき端の部分は渦輪の中へ引き込まれる. その結果, 2次渦のトポロジーは, 図6-11に示されたように推測される. この2次渦は, 形成直後には渦輪の前方の xz 面近傍に存在する. そして, 主渦の強い誘起速度により上下対称に xz 面から離れるように移流させられ, 主渦輪の上下の端に到達すると渦輪の後方へ取り残されていくと考えられる.

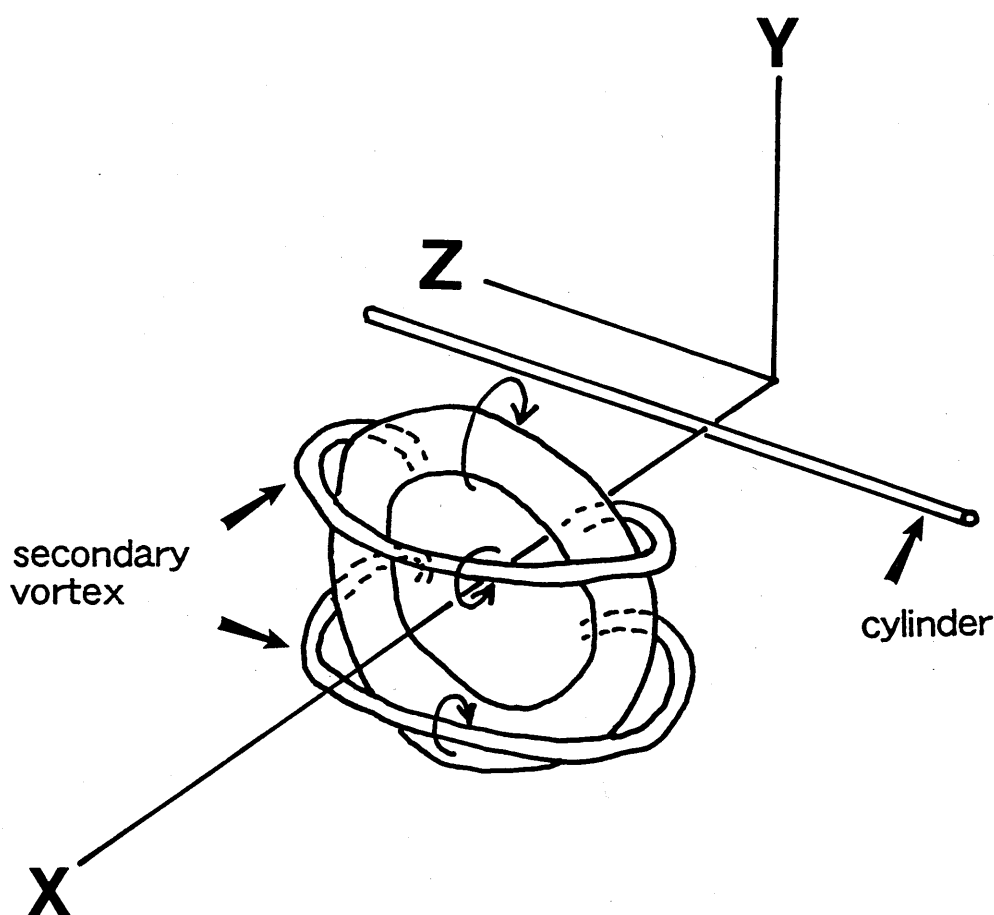


図6-11 2次渦のトポロジー

次に, 推測されたこの2次渦のトポロジーの変化の様子を裏付ける可視化写真の一部を示す. $\Pi_3 = 0.063$ の場合において, $y/D = 0.25$ の固定された面で可視化された3枚の時刻の異なる写真が図6-12に示されている. $\bar{t} = 1.008$ の図6-12

(1) では, 形状が円柱を設置していない場合とほぼ変わらず, まだ円柱の影響がほとんどの面まで波及していないと思われる. そして, 2次渦もこの時刻には, この面には存在していない. しかし, $\bar{t} = 1.395$ の図6-12 (2) では, 渦輪の渦核の前方で横方向にわたって2次渦が現れている. 渦輪の強い誘起速度により, 2次

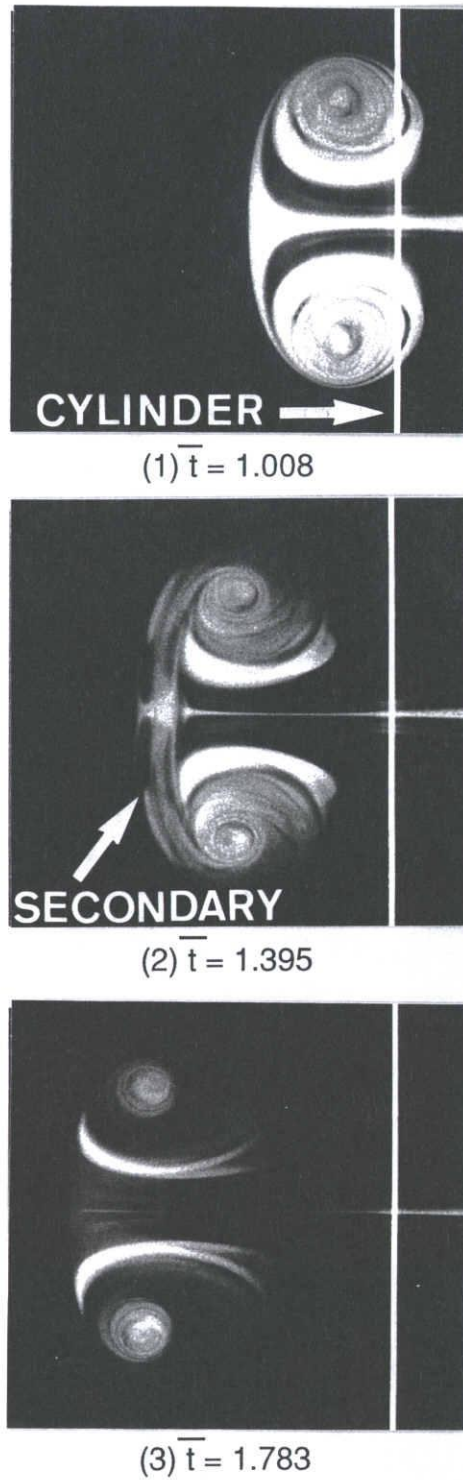


図 6-12 $y/D = 2.5$ に固定された面での 2 次渦の様子 ($d = 0.5$ [mm])

渦の両端は主渦輪の核の周りを回り込んでいる様子が見られる。 $\bar{t}=1.783$ の図6-12(3)では、2次渦はその面内を通過してしまっており、もはやその痕跡は見られない。

6.3.5 熱線流速計による円柱後流の測定

流れ場の基礎的データを得るために、円柱の背後となるX軸上の $X=70$ [mm] の位置にプローブを置いて流速を測定した。実験の再現性をチェックする目的も兼ねて、図6-13に同一条件下の5回分の流速変化の曲線を重ねて示している。渦輪が $X=70$ [mm] の位置を通過する 205 [ms] 付近で速度はピーク値をとる。以下、円柱を置いた場合について述べる。 $d=0.05$ [mm] は普通のスモークワイヤ法で用いられる円柱の直径に相当するが、この場合でさえ既に細い円柱としての影響が認められる、図6-13(b)。そして、 $d=0.5, 2.0, 3.0$ [mm] と直径が増大するにつれてその影響が顕著になる、図5-13(c), (d), (e)。 $d=0.5$ [mm] の場合でも分かるように、円柱の影響はまず流速の減少として現れる。これは、プローブが円柱の後流に入ったことを示唆している。その後、流速は一転して急峻な立ち上がりを波形を示す。この立ち上がりの様子は d の増大につれて顕著になる。この現象の原因としては、渦輪の変形に伴うプローブへの渦核の接近が考えられる。また、 d の増大につれて波形曲線が時間的に伸びた形状になっていることから、渦輪の並進速度の減少と渦輪の変形が $Y \cdot Z$ 方向のみでなく X 方向にも起こっていることが推測される。

次に、図6-14には、 $X=43, 50, 60, 70$ [mm] の各断面での y 方向の流速分布が、 $t=130, 150, 170, 190$ [ms] の4つの時刻において示されている。この図は、いわば流速分布の時空間的表示である。この図に示された流速は、流れの対称面 ($Y=0$ [mm]) 以外でも測定されているため v 成分が存在し、熱線流速計の出力は $\sqrt{u^2+v^2}$ となっていることに注意しなければならない。そして、これらの分布は現象の再現性が十分良好であることを前提とし、同一条件下での5回の測定結果を平均したものである。したがって流速の空間勾配の大きいところは、平滑化の効果が再現性の程度に応じて含まれていると考えられる。

渦核部分がプローブを通過するとき、図6-14(1, 1), (2, 2)のように $Y=\pm 20$ [mm] 前後のところに谷を挟んで2つの山を持った形状が現れる。 $Y=\pm 25$ [mm] 辺りにでている山は本来負の速度を持つものが反転されて検出されており、図6-14(1, 1), (2, 2)は渦核を含む渦輪の断面がちょうどその時刻にその X 断面に存在していることを示している。図6-14(3, 3), (4, 4)の分布でもいくらか不明瞭ではあるものの、同様に渦核を含む断面がその X 断面を通過中であることを示唆している。

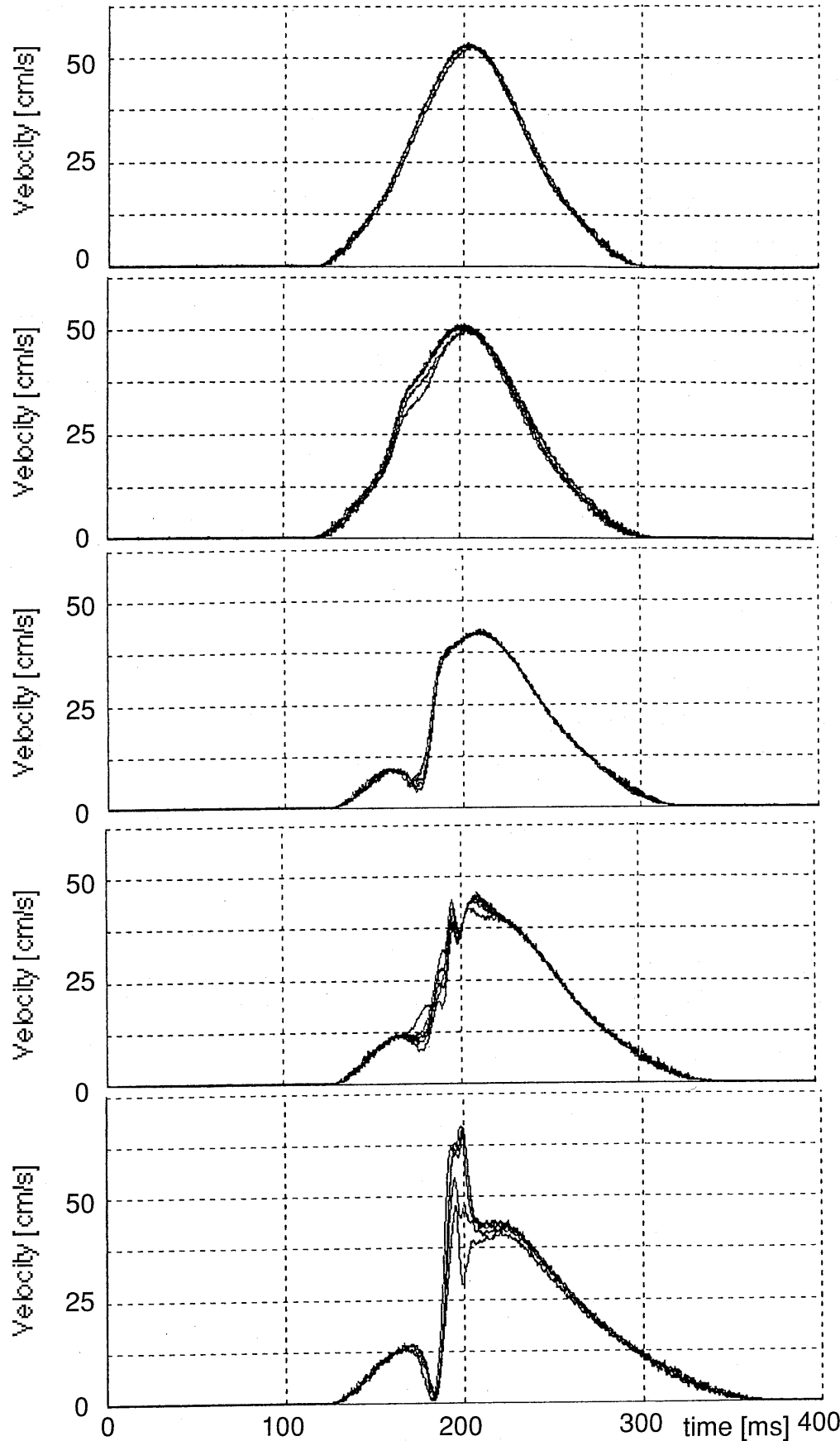


図6-13 X軸上の $X = 70$ [mm] で測定された速度変化；(a)：円柱無し，
 (b)： $d = 0.05$ [mm]，(c)： $d = 0.5$ [mm]，(d)： $d = 2.0$ [mm]，(e)： $d = 3.0$ [mm]。

これらの流速分布の特徴として、 $Y=0$ [mm] 近傍の狭い範囲で流速が遅くなっていることが挙げられる。これは円柱背後に後流が形成されていることを表している。なお、後流は渦輪とともに移流する様子が、図6-14 (1, 1), (2, 2), (3, 3), (4, 4) の図を順に追っていくと分かる。後流の幅は時間が進むにつれて広がっている。このことは2次渦が時間とともに $Y=0$ [mm] の対称面から離れていくことに関係していると推測される。時間の経過とともに後流の幅が広がり、そこでの流速は($Y=0$ [mm] の対称面から離れたところでの流速は)、 Y 方向の速度成分 v が無視できなくなる。しかし、円柱のすぐ背後では、図6-14 (1, 1) で見られるような速度欠損が大きく、しかも後流の幅が狭いので X 方向の速度成分 u が支配的な流速分布である。そのためこの流速分布は、2次渦の強さを推定する手がかりとなることが期待される。ただし、図6-14の流速分布は $Z=0$ [mm] 面という流れの対称面に限られており、実際の流れ場は3次元的構造をしていることに留意した上で渦の強さについて議論する必要がある。

次に、円柱直径が後流の速度分布に及ぼす影響に注目し、後流の様子を観察する。 $d=0.05$ [mm] の場合 (一般に用いられているスモークワイヤ法のワイヤ直径)、煙可視化の実験では乱れは殆ど全く認められず、渦輪の並進速度に与える影響も極僅かなため、円柱の影響は無視できると考えられた。しかしながら、図6-15 (a) ではその影響が1から2 [mm] 程度の幅の後流として現れており、最大欠損速度も10 [cm/s] 程度になっている。この結果から、測定する流れ場の目的や状況によっては、この円柱のつくり出す乱れを無視できない場合があることが分かる。 $d=0.5$ [mm] では欠損速度分布はさらに大きくなり、 $d=2.0, 3.0$ [mm] と直径が増大するにつれて、欠損速度とその領域の大きさも増大する。

6.4 まとめ

渦輪 ($Re=830$) が細い円柱を通過するときに受ける影響を実験的に調べた。この場合につくり出される流れ場の定性的な特徴が捕らえられ、円柱通過後の渦運動様子から Π_3 (円柱直径の渦核直径に対する比) をパラメータとした渦輪に対する影響が定量的に測定された。それらの結果は以下のようにまとめられる。

- (1) Π_3 が0.025より大きい場合には、渦輪が円柱を通過すると円柱表面から剥離した剪断層が巻き上がり、円柱を含んだ面で対称に2つの2次渦が形成する。この2次渦の影響を受けて、主渦輪は円形から六角形や菱形などに変形させられる。
- (2) Π_3 をパラメータとした渦運動 (並進運動の変化) への影響は、はじめは Π_3 の増加とともにその影響が増加する。しかしながら、 Π_3 が0.25から0.38へ増加すると一時的に減少し、その後、 Π_3 がさらに増加すると再び増加することが分かった。これは、可視化実験から Π_3 が0.25から0.38の間で層流から乱

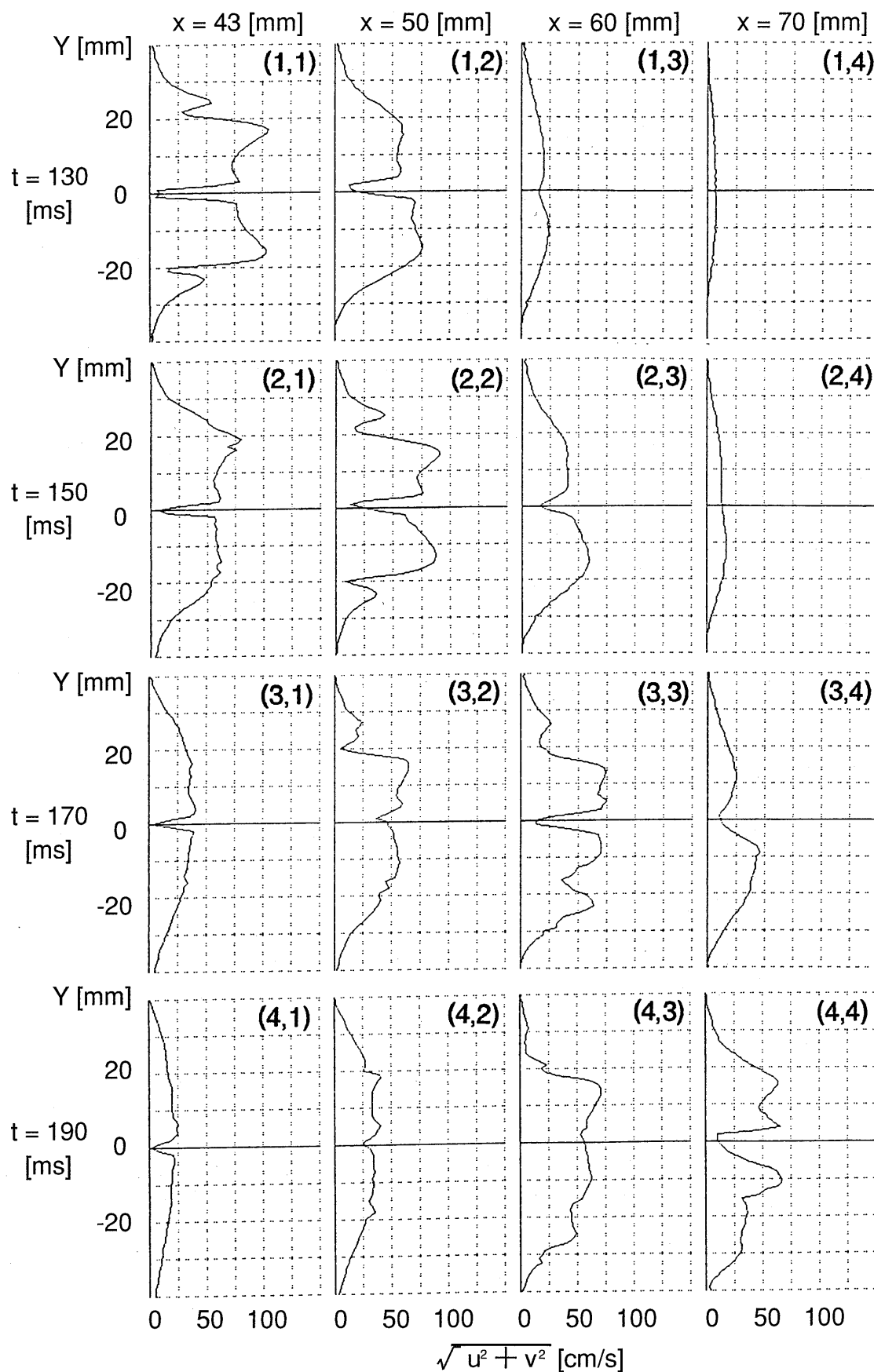


図6-14 $d = 2.0$ [mm] の円柱を通過する渦輪による速度分布

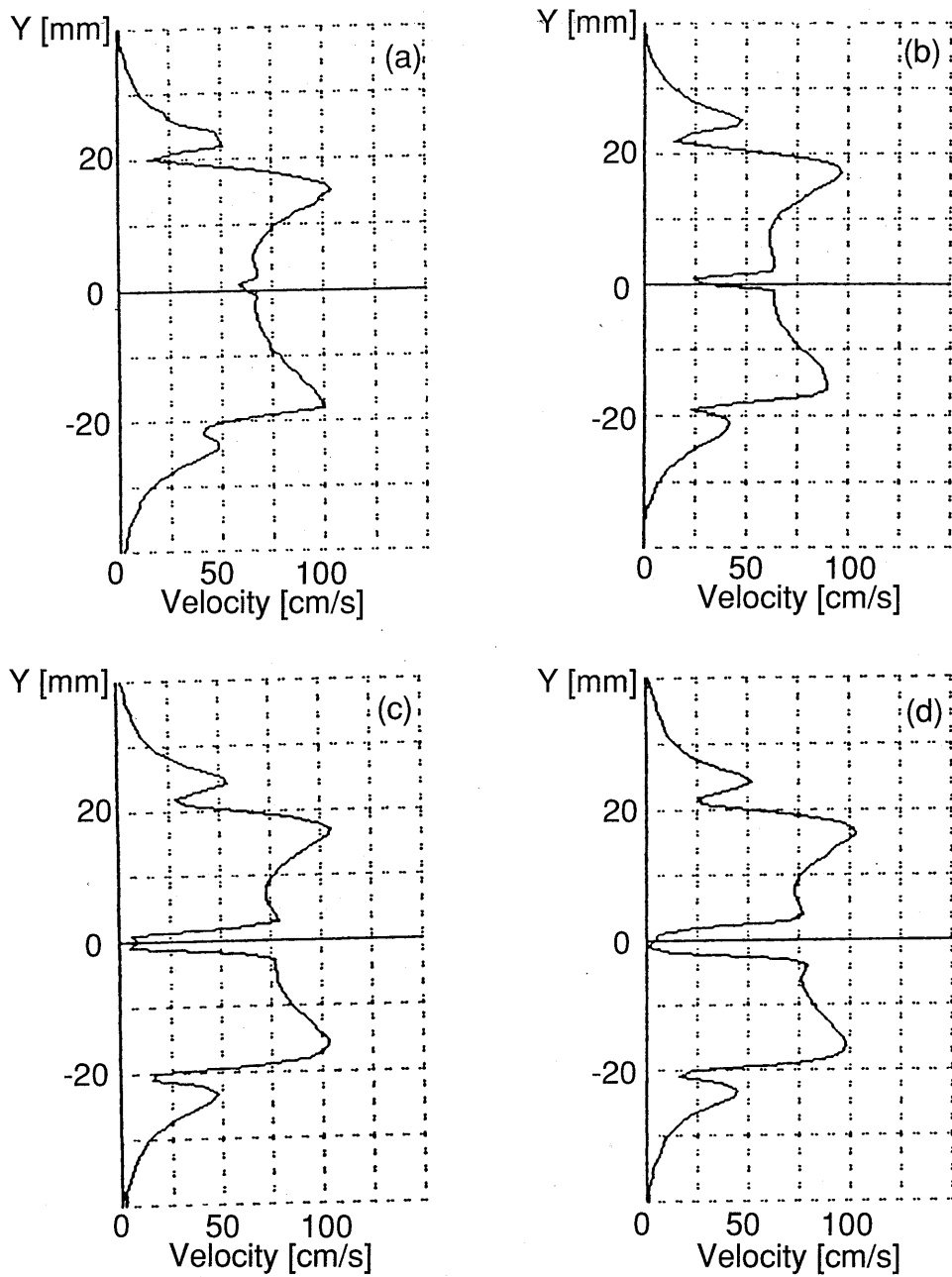


図6-15 X = 43 [mm] で測定された円柱後流；
 (a) : d = 0.05 [mm], (b) : d = 0.5 [mm],
 (c) : d = 2.0 [mm], (d) : d = 3.0 [mm].

流への遷移が見られるため、流れ場が乱流化することによって渦運動に対する Π_3 の影響が変化したと考えられる。

- (3) 熱線風速計により細い円柱背後に形成される後流を定量的に測定することを試みた結果、円柱背後に発生した後流はその幅は拡げながら渦輪と一緒に移流する。また、円柱直径の違いによる攪乱の程度、並びにその違いが後流に及ぼす様子が明らかにされた。

引用文献

- (1) P. S. Klebanoff & K. D. Tiditiro : Mechanism by which a two-dimensional roughness element induces boundary-layer transition, *Phys. Fluid* **15** (1972) 1173-1188.
- (2) T. Watanabe & R. Kobayashi : The effectiveness of tripping wire on boundary layer transition and turbulence measurement for the wire wake, *Japanese J. Mech. Eng. (B)* **55** (1989) 2156-2161.
- (3) T. Matsui, H. Nagata, & H. Yasuda : Some remarks on hydrogen bubble technique for low speed water flows, *Proc. of the 1st International Symposium on flow visualization, Tokyo (1977)* 139-144.
- (4) V. Hermann & M. S. Pasquale : Dynamics of bilaterally symmetric vortex ring, *Phys. Fluids* **15** (1972) 230-240.
- (5) J. W. Hoyt & J. J. Taylor : Elliptical water jets, *AIAA J.* **16** (1978) 85-87.
- (6) D. W. Moore : The velocity of a vortex ring with a thin core of elliptical cross section, *Proc. R. Soc. Lond. A* **370** (1980) 407-415.
- (7) M. R. Dhanak & B. D. Bernardini : The evolution of an elliptic vortex ring, *J. Fluid Mech.* **109** (1981) 189-216.

第7章 結論

渦運動の素過程の性質を明らかにしその特徴を理解することは、境界層遷移や混合の促進といった流れの制御の問題解決の手がかりとなるため、工学的応用上大きな意義がある。また、渦輪・渦対といった基本的な渦要素同士、又は渦要素と固体壁との干渉の様子を総合的に調べ、それらの干渉の特徴を理解することは、流体力学的に基本的な問題であるので重要である。そこで、本論文では煙可視化法を中心に実験を行い、物体と干渉する渦輪・渦対の運動に関する諸問題および渦自身の安定性について議論した。その結果得られた結論を次にまとめる。

第2章では、 $Re=7400$ の渦輪が平板に衝突する場合について、これまで困難であった過渡的な微小圧力の変動を実験的に測定することにより、平板が受ける力が測定された。その結果、平板に作用する力は時間の経過とともに3つのピークが存在し、この力の変動は主渦輪の初期接近、近傍接近、反跳、再接近、再反跳、最終減衰と対応づけて説明できることが判った。また、平板が渦輪から受ける撃力は、力の時間積分として実験的に求められ、この撃力は完全流体を仮定した渦輪が並進時に持っている運動量とほぼ同じであることが確認された。

第3章では、 $Re=2600$ の渦輪が平板に垂直に接近する流れ場について煙可視化法によって詳しく調べられ、フィンガー渦と呼ばれる縦渦が形成されることが見出された。このフィンガー渦は主渦輪・3次渦輪の波状変形を促進し、みかんの輪切りのような周方向に規則的な秩序構造をつくり出す。また、その規則的な構造が流れ場の3次元化および乱雑化に重要な役割を果たしていることが明らかにされ、フィンガー渦のトポロジーおよび形成過程についても推測された。そして、この周方向の周期の決定要因について考察された。

第4章では、第3章で観察された周方向の周期について関連し、自由空間を並進するとき渦輪の周方向に現れる波状変形の様子が時空間的に詳細に調べられた。そして、円周方向に現れる不安定波の数が渦輪の並進運動に伴って減少することが初めて見出された。この波の数は煙可視化法で見ることかぎり、はっきり認められる整数値のみをとって不連続的に減少するのではなく、途中に現れる中間的な遷移状態が可視化によって捉えられた。また、経過時間を無次元化し、波の数の変化の様子をShariffらの数値計算結果と比較し、両者の相異について検討した。さらに、渦輪の Re 数を変化させて観察したところ、 Re 数が2000から4600において、波の数が減少することが確認できた。

第5章では、渦対と円柱との干渉の様子を煙可視化法により観察し、また、2次元離散渦法を用いたシミュレーションを遂行した。これらの結果は定性的によく一致しており、相補的に流れ場の特徴を次のように明らかにした。

並進する渦対の対称軸上に細い円柱を設置した場合、円柱の直径が大きくなると発生する2次渦の循環とスケールが若干大きくなるものの、干渉の基本的な様子はあまり変わらない。また、細い円柱を渦対の片側の渦核中心の軌跡上に設置した場合も同様のことが言え、かつ、この場合意外にも渦対はそのまま並進運動をすることが見出された。そして、これらの干渉過程の要因については、主としてシミュレーション結果から推測された。

第6章では、渦輪が細い円柱を通過するときを受ける影響を実験的に調べた。そして、この場合につくり出される流れ場の定性的な特徴を捕らえ、円柱通過後の渦運動の様子から Π_3 （円柱直径の渦核直径に対する比）をパラメータとした渦輪に対する影響が定量的に測定された。まず第1に、 Π_3 が0.025より大きい場合には、渦輪が円柱を通過すると円柱表面から剥離した剪断層が巻き上がり、円柱を含んだ面で対称に2つの2次渦が形成する。この2次渦の影響を受けて、主渦輪は円形から六角形や菱形などに変形させられることが分かった。第2に、興味深いことに Π_3 をパラメータとした渦運動（並進速度の変化）への影響は、はじめは Π_3 の増加とともに増大するものの、 Π_3 が0.25から0.38へ増加すると一時的に減少し、その後 Π_3 がさらに増加すると再び増大することが分かった。これは、可視化写真から Π_3 が0.25から0.38の間で層流から乱流への遷移が見られるため、流れ場が乱流化することによって渦運動に対する Π_3 の影響が変化したと考えられる。さらに、熱線風速計により細い円柱背後に形成される後流を定量的に測定することを試み、円柱背後に発生した後流の様子、円柱直径の違いによる攪乱の程度、並びにその違いが後流に及ぼす様子が明らかにされた。

さて、上述された各章の結論は、次のようにさらに要約される。まず、渦輪が平板に接近する問題では、(i) 渦輪の運動と平板が受ける力の時間的変化を明らかにしたこと、(ii) このような流れ場ではフィンガー渦と呼ぶにふさわしい縦渦構造が存在することを見出し、その後の渦構造の時間的発展の様子を明らかにし得たこと、(iii) 渦輪の周方向に現れる不安定波の数が、渦運動に伴って減少していくことを実験的に初めて見出したことである。(iii)については、自由空間に置いても減少する様子を検証し得た。次に、渦を細い円柱ないしは細線で切断する問題では、渦対の渦軸に平行に渦核を切断する際には攪乱の影響が意外と小さいことが明らかにされた。また、渦軸に垂直に渦輪の渦核を切断する場合には、2次渦の影響が強く現れること、および攪乱の大きさは円柱径と単調に比例する関係ではないことが明らかにされた。これらの結果は、渦運動の力学的立場から見て基本的知見として重要であることから、今後の応用的研究に多くの示唆を与えるものと評価される。

本論文に関連する発表

(i) 学術雑誌に掲載された論文

第1章

- (1) Hideo Yamada, Baoguo Sun, Yuhta Kakudoh & Takashi Naitoh: An experimental study on wall bounded vortices, *Physics of fluids A* **6** (1994) 397-403.

第2章

- (2) 内藤隆, 山田日出夫, 田畑修, 村瀬英寿: 平板に衝突する渦輪の実験 (壁面に与える力の考察), *ながれ* **16** (1997) 68-76.

第3章

- (3) 内藤隆, 阪野治, 山田日出夫: 渦輪が平板に垂直に接近する流れ場に現れる縦渦, *ながれ* **16** (1997) 344-354.

第4章

- (4) 内藤隆, 今井伸治, 後藤俊幸, 山田日出夫: 渦輪の周方向の不安定波について (波の数の時間的現象に関する実験的観察), *ながれ* **15** (1996) 401-408.

第5章

- (5) 内藤隆, 山田日出夫: 渦対と細い円柱との干渉, *ながれ* **13** (1994) 303-314.

第6章

- (6) Takashi Naitoh, Baoguo Sun, & Hideo Yamada: A vortex ring travelling across a thin circular cylinder, *Fluid Dynamics Research* **15** (1995) 43-56.

(ii) 報文

第1章

- (1) Hideo Yamada & Takashi Naitoh: Smoke visualization of a vortex ring and a vortex pair, *Forma* **8** (1993) 5-13.

第3章

- (2) 内藤隆, 今井伸治, 山田日出夫: 渦輪の周方向の不安定波に関する研究, 「境界層遷移の解明と制御」航技研SPノート(1995).

(iii) 国際会議における発表

第1章

- (1) Takashi Naitoh, Yoshiyuki Togashi & Hideo Yamada: Some specific studies on a rectangular airfoil subjected to ground effect using smoke wire technique, The seventh international symposium on flow visualization (1995) Seattle 166-172.

第2章

- (2) Osamu Tabata, Midehisa Murase, Takashi Naitoh, Osamu Banno & Hideo Yamada: Measurement of transient low pressure on a flat plate caused by an impinging vortex ring, The second international conference on fluid dynamic measurement and its application (1994) 518-521 Beijing.

第3章

- (3) Takashi Naitoh, Osamu Banno & Hideo Yamada: Vortex with novel finger-like configuration in flow field produced by vortex ring impinging on flat plate, The sixth Asian congress of fluid mechanics (1995) 1552-1555 Singapore.

第4章

- (4) Takashi Naitoh, Shinji Imai and Hideo Yamada: Reynolds number dependence upon decrease in number of waves due to azimuthal instability of vortex ring, The seventh Asian congress of fluid mechanics (1997) - Madras, India .

第6章

- (5) Hideo Yamada & Takashi Naitoh: Flowfield produced by a vortex ring travelling across a thin circular cylinder, The second KSME-JSME fluids engineering conference Vol.2 (1990) 240-244 Seoul.

(iv) 国内の学会における発表

第1章

- (1) 山田日出夫, 内藤隆, 角銅勇太: 物体と干渉する渦輪の実験, 日本機械学会第74期通常総会講演会(1997)青山学大学.

第2章

- (2) 山田日出夫, 田畑修, 村瀬英寿, 内藤隆: 平板に接近する渦輪の実験, 日本機械学会東海支部岐阜地区講演会(1994)59-60.

第3章

- (3) 内藤隆, 阪野治, 山田日出夫: 平板に衝突する渦輪による流れ場中のフィンガー渦, 第26回乱流シンポジウム(1994)405-408 (ながれ13巻別冊).

第4章

- (4) 今井伸治, 内藤隆, 山田日出夫: 渦輪の周方向の不安定波に関する実験, 日本機械学会東海支部岐阜地区講演会(1994)57-58.
- (5) 内藤隆, 今井伸治, 山田日出夫: 渦輪の周方向の不安定波に関する実験, 第27回乱流シンポジウム(1995)175-178 (ながれ14巻別冊).
- (6) 内藤隆, 今井伸治, 山田日出夫: 渦輪の周方向の不安定波に関する実験, 第28回乱流シンポジウム(1996)91-92 工学院大学新宿校舎.
- (7) 高木悟, 内藤隆, 山田日出夫: 離散渦法による渦輪の周方向の不安定波の研究, 第7回計算流体シンポジウム(1996)291-292 工学院大学新宿校舎.

第5章

- (8) 山田日出夫, 内藤隆: 渦対と細い円柱との干渉, 第25回乱流シンポジウム(1993)22-25 (ながれ12巻別冊).

第6章

- (9) 内藤隆, 山田日出夫: 細い円柱を通過する渦輪の実験, 第22回乱流シンポジウム(1990).
- (10) 山田日出夫, 内藤隆: 細い円柱を通過する渦輪による流れ場, 可視化情報 Vol. 10 (1990) 175-180.

- (11) 内藤隆, 山田日出夫, 孫保国: 細い円柱を通過する渦輪による流れ場 (熱線風速計による後流の測定), 日本機会学会北海道支部第33回講演会 (1992) 91-93.

受賞

可視化情報学会より映像展賞を受賞 7月 '97
(表題: Circumferential instability of a vortex ring)

謝辞

本研究を行うにあたり，数多くの方のお世話になりました．とりわけ，名古屋工業大学生産システム工学科の山田日出夫教授には，終始ご懇切なご指導を賜りました．また，同教室の後藤俊幸助教授には多大なるご指導を頂きました．心より厚くお礼申し上げます．

また，本論文をまとめるにあたり，ご多忙の中ご閲読頂き，また有益なご教示頂きました同大学機械工学科の中林功一教授，並びに同大学生産システム工学科の杉山勝教授に深く感謝いたします．

さらに，岐阜大学名誉教授の松井辰弥先生には，終始ご鞭撻を頂いたのみならず，研究者の在り方についてもご教示頂き，唯々感謝するのみであります．

最後に，名古屋工業大学生産システム工学科流体力学研究室の職員および学生諸君，とりわけ，実験装置を製作にご協力頂いた岩舟誠技官と中島恵技官，実験に際しご討論，ご協力頂いた大学院生の村瀬英寿氏，阪野治氏，今井伸治氏，高木悟氏に感謝いたします．そして，ここでは書ききれなかった多くの方々に感謝いたします．