

理学部 甲第 4293 号

格子乱流と円柱の干渉に関する研究

酒 井 雅 晴

①

格子乱流と円柱の干渉に関する研究

平成11年1月
酒井雅晴

目次

第 1 章 緒論	1
主な記号	4
1.1 乱流中の物体まわりの流れ場の概要	5
1.1.1 物体まわりの流れ場の領域区分	5
1.1.2 円柱まわりの流れの状態区分 (Reynolds 数による分類)	6
1.1.3 円柱表面圧力場および流体力	10
1.1.4 乱流中の物体まわりの流れ場を特徴づけるパラメータ	11
1.2 主流乱れの流れ場への影響	13
1.2.1 主流乱れと流れ場の相互作用の概説	13
1.2.2 後流遷移状態 (TrW) への影響に注目した研究	14
1.2.3 自由せん断層遷移状態 (TrSL) への影響に注目した研究	15
1.2.4 境界層遷移状態 (TrBL) への影響に注目した研究	18
1.2.5 乱流場の変形に注目した研究	20
第 2 章 円柱上流乱流場に対する放出渦の影響 (スペクトル解析による評価)	25
2.1 緒言	25
2.2 座標系	26
2.3 後流湧源モデル	27
2.4 実験装置および実験条件	28
2.5 結果と考察	30
2.5.1 格子乱流場の特性	30
2.5.2 円柱表面の圧力分布	30
2.5.3 円柱上流の乱流場の特性	31
2.6 結言	33
第 3 章 格子乱流中の円柱後流渦の位相平均評価	42

3.1	緒言	42
3.2	実験装置および実験条件	44
3.3	位相平均法	44
3.4	結果と考察	46
3.5	結言	47
第4章	円柱上流乱流場に対する放出渦の影響（後流誘導速度の位相平均評価）	52
4.1	緒言	52
4.2	座標系	53
4.3	後流湧源モデル	53
4.4	後流渦放出モデル	53
4.5	実験装置および実験条件	55
4.6	位相平均法	56
4.7	結果と考察	57
4.7.1	近傍後流の乱れ場	57
4.7.2	後流渦の位相平均抽出	58
4.7.3	3点同時計測	58
4.8	結言	59
第5章	円柱上流乱流場および円柱表面圧力場に対する主流乱れの影響	68
5.1	緒言	68
5.2	座標系	69
5.3	実験装置および実験条件	69
5.4	位相平均法	72
5.5	結果と考察	73
5.5.1	円柱後流速度測定	73
5.5.2	円柱上流域1点と円柱近傍後流域2点での速度同時測定	73
5.5.3	円柱表面圧力と円柱近傍後流域2点での速度との同時測定	74
5.6	結言	75
第6章	結論	86
	謝辞	89

第1章

緒論

物体まわりの流れ場では物体の形状や大きさ，流れに対する姿勢，流体の速度や粘度に応じて多様な流れの領域，状態が現れる．物体まわりの流れ場を決めるパラメータとしては，物体の大きさと流体の速度および粘度による Reynolds 数が重要であるが，その他の微小な攪乱も場合によっては重大な影響を及ぼすことがある．たとえばゴルフボールのディンプルは，滑面をもつ球と比べてより小さな Reynolds 数で球面上の境界層を遷移させ，抗力の減少を実現する．このように物体まわりの流れを変化させる微小な攪乱として通常無視できない要素に主流の乱れがある．実験室で注意深く設計・製作された風洞中で実現されるような低乱れの主流中に置かれた物体まわりの流れと異なり，実際の流れ場では一般的に主流は乱流であり，乱流と物体の間にはいくつかの興味ある相互作用が生じる．Britter ら [1]は鈍頭物体まわりの乱流場を特徴づける要因として次のような効果を挙げている．

- (i) 平均流による乱れの変形
- (ii) 乱れと物体の固体表面との干渉
- (iii) 乱れの物体表面の境界層とその剥離位置に対する効果
- (iv) 乱れと後流中の非定常剥離流れとの干渉

これらの効果は乱流の種類や物体形状によっていずれかが顕著に現れてくる場合もあるが，Britter らは乱流中の鈍頭物体まわりの流れの特徴は，通常上記のすべての効果が同時に現れることであると述べている．

このような乱流と物体の干渉の効果は，物体まわりの拡散場にも影響を与える．乱流中の物体まわりの物質や熱の拡散問題は多くの工業機器内に見られるのみならず，近年深刻化する環境汚染問題などに関連して重要な課題である．たとえば貫流ボイラ中の伝熱管やガスタービン翼まわりの乱れた熱流体による熱伝達は，機械の性能に重大な影響を及ぼす．

またビルなどの建造物のまわりの粉塵の拡散や煙突からの煙の拡散では、物体まわりの乱流特性が物質の拡散能に強く影響すると考えられる。このような問題を理解するには乱流中の物体まわりの乱流特性量の定量化が重要となる。

一方、輸送機器や建造物など、流体中の物体の設計に関しては、物体に作用する流体力学的な力が問題である。特に物体からの渦放出に伴い変動流体力が作用する場合には、繰り返し荷重による材料の疲労や破損などが生じる可能性があるため、予めどのような流体力が作用するのかを予測しなければならない。1995年12月8日に発生した高速増殖炉「もんじゅ」の事故は、2次冷却系の温度計保護管の破損により生じたが、破損の直接的原因として温度計保護管に作用する変動流体力が注目された[2]。このような変動流体力を調べる場合、物体表面の変動圧力場の測定が重要である。その場合にも通常主流の乱れを考慮するべきであろう。

このように主流乱れの存在下で物体まわりの流れを調べることは工学的に非常に重要であるばかりでなく、乱れと物体および物体まわりの流れの力学的干渉現象という興味深い問題の解明にもつながる。また一方で、物体まわりの種々の計算が近年盛んにおこなわれているが[3, 4, 5, 6, 7, 8]、実際の流れ場に対する主流乱れの効果の程度を与えるのに実験的研究は不可欠である。

一般に乱流中の鈍頭物体まわりの流れ場に関しては、流れ場の変形効果、物体表面による効果、後流中への放出渦による誘導速度変動のいずれが支配的になるかにより、乱れの強さやスペクトルが空間中の位置により異なる。またこれらの乱流特性は流入乱流の代表長さや物体スケールの比や流入乱流の相対乱れ強さに依存する[9]。これまで主に平均ひずみ速度による乱れの変形と、物体の固体表面の効果による乱流特性の変化が問題にされてきたが、後流放出渦による物体上流側の変動速度場への影響についてはほとんど調べられていない[1, 9, 10]。しかしながら典型的な鈍頭物体まわりの流れ場では後流の非定常性による変動が無視できない。

本研究は上記のような背景を考慮し、特に後流放出渦による物体上流側の変動速度場への影響に注目した。問題を単純化し、基礎的な問題として格子乱流中に置かれた2次元円柱まわりの流れ場を実験的に調べることを目的とした。本章の1.1節では乱流中の物体まわりの流れの概要を示し、1.2節では乱流と物体の干渉に関する研究例をまとめる。第2章では格子乱流中の円柱上流域に対する放出渦の影響をスペクトル解析により議論する[11]。第3章では格子乱流が円柱後流渦に与える影響を位相平均法により解析する[12]。第4章では円柱後流渦の成長・放出過程とそれらの円柱上流乱流場への影響をリアルタイムで調べるため、円柱後流側2点(渦放出位置付近)と上流側1点での速度場の同時測定をおこない、位相平均法によって後流放出渦の影響領域を評価する[13]。第5

章では円柱上流の変動速度場および円柱表面の変動圧力場と渦放出過程の関係を調べると共に、主流乱れが円柱に作用する流体力に与える影響について議論する [14]。第6章では、第2章から第5章で得られた新しい知見をまとめて示す。

主な記号

- a : 円柱半径
 C_D : 抗力係数
 C_p : 圧力係数
 $C_{p'}$: 変動圧力係数
 C_L : 揚力係数
 C'_L : 変動揚力係数
 C_{pb} : 円柱背圧係数
 d : 円柱直径
 f_K : 渦放出周波数 [Hz]
 L_0 : 主流乱れの縦方向積分スケール (第2章式 (2.1), (2.2) 参照)
 L_c : スパン方向相関長さ
 l_f : 渦形成領域の長さ
 Re_d : 円柱レイノルズ数 $\equiv U_0 d / \nu$ (ただし第1章では Re と表記)
 Re_M : 格子レイノルズ数 $\equiv U_0 M / \nu$
 St : 円柱ストローハル数 $\equiv f_K d / U_0$
 t : 時間
 Ti : 主流乱れの相対強さ
 Ts : 主流乱れの相対スケール
 U_0 : 主流速度
 u, v, w : x, y, z 方向の変動速度
 U, V : x, y 方向の平均速度
 x, y, z : 直行座標系 (第2章図 2.1 参照)
 r, θ : 円柱座標系 (第2章図 2.1 参照)
 μ : 粘度
 ν : 動粘度
 ρ : 流体密度
' : rms 値

その他の記号については、その都度定義する。

1.1 乱流中の物体まわりの流れの概要 [15]

1.1.1 物体まわりの流れ場の領域区分

流体が静止した物体を過ぎて流れるとき、あるいは物体が流体中を運動するとき、物体まわりには様々な流れが形成される。Zdravkovich [15]は物体によって変化を受けた流れ場を次のような領域に区分している。

- (i) 物体上流の減速された一つの狭い領域
- (ii) 物体表面に付着した薄い境界層の領域
- (iii) 物体にかき分けられ加速した、側方の二つの領域
- (iv) 後流と呼ばれる物体下流の剥離流領域

図 1.1 は物体まわりの流れ場の領域区分の模式図である。上流の減速領域 (i) は速度勾配が大きく、乱れの変形が著しい領域である。このため主流に鉛直な方向の速度変動が大きく、局所的な物質や熱の拡散を促進させる [16, 17, 18]。

物体表面の境界層 (ii) は下流方向に向かって表面に沿って流れ、逆圧力勾配に抗しきれなくなると表面から剥離する。剥離した境界層は自由せん断層として発達し続け、近傍後流へと流出する。境界層の剥離位置は 1.1.2 節で述べるように Re によって広範囲で変化する。剥離位置が下流方向に移動すると物体表面の圧力分布がポテンシャル流れのそれに近づくため、物体に作用する抗力が減少する。そのため境界層を制御し、物体に作用する抗力や揚力変動を減少させることが試みられている [19, 20, 21]。

円柱によりかき分けられた流れの領域は未だほとんど研究されていない領域である。かき分けられた流れは後流中の低圧力部に盛んに連行される。この領域の幅は風洞や水路の側壁の影響を受ける。

後流はこれまでもっとも研究されてきた領域である。大規模な流れの構造が近傍後流に形成され、下流に向かって次第に減衰していく。後流中の流れの構造の形成と減衰は流れの状態が層流か、遷移過程か、乱流かに依存する。乱流後流では物質や熱の拡散が盛んであるが、近年では後流中に安定して存在する秩序構造と拡散場との関連が注目されている [22, 23, 24, 25]。また放出渦の 3 次元的な側面に関する研究も盛んである [26, 27]。最近では Williamson [28]による Vortex Dislocation の発見が注目されている。

1.1.2 円柱まわりの流れの状態区分 (Reynolds 数による分類)

主流乱れが小さい場合の円柱まわりの流れ場は、基本的な問題として早くから研究されてきている。本節では主流乱れの効果を議論する前の段階として、この基本的流れ場の概要を主として Re の大きさに基づきまとめておく。

Reynolds (1883) [29] は滑らかなパイプ中の層流から乱流への遷移が流体密度 ρ , 粘度 μ , 速度 U_0 , パイプの内径 d に依存することを発見した。無次元化パラメータ $\rho U_0 d / \mu$ は Reynolds 数 と呼ばれ、粘性力に対する慣性力の比を表している。流れの層流から乱流への遷移は Reynolds 数の変化により生じる。流れが遷移状態にある Reynolds 数の範囲の下限と上限は臨界 Reynolds 数, Re_{c1}, Re_{c2} と呼ばれる。 $Re = Re_{c1}, Re_{c2}$ では顕著なヒステリシス効果を見せる。

Rayleigh (1896) [30] は次元解析を適用し、 Re の適用を球と円柱まわりの流れに拡張した。

一般的な鈍頭物体まわりの流れ場の特徴は、最初 Dryden (1941) [31] によって言及され、後に Roshko & Fiszdon (1969) [32] によって詳述された。その特徴は Re の増加に伴い、物体によって影響を受ける流れの様々な領域が連続的に遷移することである。鈍頭物体は角をもつか否かにより分類できる。物体が角をもつ場合、流れは角から剥離するため剥離点は一定である。しかしながら物体が角をもたない場合、剥離点の位置は Re によって変化する (またこの場合には剥離点位置は時間的にも変化する)。この剥離点不定の場合が実際上もっとも重要な問題であり、また興味深い問題として多くの研究をひきつけている。これ以降では角をもたない鈍頭物体として2次元的な円柱を取り上げ、円柱直径 d を代表長さとした Reynolds 数 Re の大きさによって円柱まわりの流れの状態を区分する。

円柱まわりの流れの状態は乱流遷移点の位置によって大別され、物体後流のみが乱流へ遷移する状態 (TrW, $(180 - 200) < Re < (350 - 400)$), 剥離せん断層が乱流へ遷移する状態 (TrSL, $(350 - 400) < Re < (1.0 \times 10^5 - 2.0 \times 10^5)$), 物体表面境界層が乱流へ遷移する状態 (TrBL, $(1.0 \times 10^5 - 2.0 \times 10^5) < Re$) に区分される。

それぞれの遷移状態は様々な種類の非常に微少な攪乱に敏感である。攪乱はより低い Re_c で遷移を開始させ、ときには結果的に生じる流れの構造を著しく変えてしまう。このことから Re が主流乱れの無視できる場合にのみ鈍頭物体まわりの流れ場の唯一の支配パラメータであることが期待される。

図 1.2 は遷移の生じる領域によって分類した、流れの状態の模式図である。最初の遷移状態 (TrW, 図 1.2(a)) では乱流遷移が後流中で起き、パイプ流れの実験におけるよりも1オーダー低い Re で起こることが示され、これは Roshko (1954) [33] によって発見され

た。乱れは次第に発達し後流に沿って全体に広がるが、近傍後流と主流を区切る自由せん断層は層流のままである。

第2の遷移状態 TrSL (図 1.2(b)) は自由せん断層中で起きる。この状態は主に Bloor (1964) [34] と Gerrard (1965) [35] によって詳細に調べられた。遷移領域は Re の増加とともに自由せん断層に沿って剥離点の方に移動し、後流の長さや幅に影響を与える。

第3の遷移状態は剥離点付近の境界層に達する (図 1.2(c))。TrBL 状態は歴史的に最初に発見され、以来広範囲の研究がおこなわれてきた。この状態では抗力の劇的な減少が生じる。

境界層の遷移は図 1.2(d) に示すように Re の増加に伴い淀み点の方へ移動しつづける。TrBL 状態の上限では遷移は減速域まで達し、物体まわりの流れ場は領域 (ii), (iv) (図 1.1 参照) が完全に乱流となる。

遷移状態の下限より Re が小さいと流れ場は層流状態となる。また円柱まわりの流れ場の領域がすべて完全な乱流状態になる Re は、空気中の圧縮性の効果や水中のキャビテーションの効果による測定上の困難から不明である。以下に円柱まわりの流れ場の各状態の特徴を簡潔にまとめる。なお、各状態を表す簡易的な表記 (TrW など) は Zdravkovich [15] の表記法によっている。

(i) 層流状態 (L)

物体まわりの流れ場の層流状態 (L) は少なくとも3つの基本的な流れの状態に区別される：

L1: 剥離なしの状態 ($0 < Re < 4 - 5$)

L2: 定常剥離もしくは近傍後流が閉じた状態 ($4 - 5 < Re < 30 - 48$)

L3: 層流の後流が周期的に変動する状態 ($30 - 48 < Re < 180 - 200$)

剥離なしの状態では物体のまわりすべてで流れが物体の表面にしっかりと付着している。定常で対称な境界層のゆらぎは剥離なし状態では目に見える後流を形成しない。剥離は $Re = 4 - 5$ で始まり、このときまったく別の定常で対称な閉じた近傍後流が形成される。近傍後流の中心線では逆流が生じ、この再循環する流れは長時間露出で撮影すると活発な2つの渦 (twin eddies) に見える。

閉じた近傍後流は $Re > 30 - 48$ で不安定となり、近傍後流の後端 (自由せん断層の合流点) でせん断層の正弦的振動が始まる。振動の振幅は Re の増加に伴い大きくなり、 $Re > 45 - 65$ では波形の山と谷でせん断層は巻き上がる。最終的に千鳥状の層流渦列が形成される。

この千鳥状の渦列は Bénard (1908a, b) [36, 37] により水中で牽引された円柱の

背後で初めて観察された。Kármán (1911, 1912) [38, 39]は2本の渦列の安定性を理論的に考察した。これらの事実に基づいて層流後流中の渦列はKármán-Bénard渦列と呼ばれることがある。千鳥状の渦は層流後流に沿って次第に発達する。

(ii) 後流の遷移状態 (TrW)

この状態では層流の後流は下流に向かうにつれて不安定になり、乱流となる。Reの増加に伴い次第に乱流に遷移する位置は上流に移動する。この状態は次の2つの相に分けられる。

TrW1: 周期的な層流渦の遷移, $(180 - 200) < Re < (220 - 250)$

TrW2 不規則に歪んだ渦糸の遷移, $(220 - 250) < Re < (350 - 400)$

(iii) せん断層の遷移状態 (TrSL)

第2の遷移状態は物体表面の境界層が完全に層流のまま、層流剥離した自由せん断層に沿って生じる。自由せん断層に沿う遷移状態は次の3つの相に分けられる。

TrSL1: 遷移波の発達, $(350 - 400) < Re < (1.0 \times 10^3 - 2.0 \times 10^3)$

TrSL2: 遷移渦の形成, $(1.0 \times 10^3 - 2.0 \times 10^3) < Re < (2.0 \times 10^4 - 4.0 \times 10^4)$

TrSL3: 乱流へのバースト, $(2.0 \times 10^4 - 4.0 \times 10^4) < Re < (1.0 \times 10^5 - 2.0 \times 10^5)$

遷移波はまず自由せん断層のうねりとして現れる。層流剥離したせん断層内で、その不安定性のため微小攪乱が発達して第1次の渦度集中が起こり、小さい遷移渦（またはせん断層渦, shear layer vortex）を作る。この遷移渦の列となったせん断層が螺旋状になって第2次の渦度集中が進み、遷移渦より大規模な渦を形成する。この渦が交互に放出されてカルマン渦列となる。TrSL3状態では突然の乱流へのバーストが円柱側面近くの剥離せん断層中で生じ、渦の形成が円柱背面付近で起きる。

(iv) 境界層の遷移状態 (TrBL)

Wieselsberger (1921) [40]は抗力の劇的な減少が見られる臨界状態の前後の状態を説明するために亜臨界 (sub-critical) と超臨界 (super-critical) という言葉を初めに使った。しかしながら Bearman (1969) [41]による single-bubble 状態の発見などによってより細分化され、以下の名称が提案された。

TrBL0: pre-critical 状態, $(1.0 \times 10^5 - 2.0 \times 10^5) < Re < (3.0 \times 10^5 - 3.4 \times 10^5)$

TrBL1: one-bubble 状態, $(3.0 \times 10^5 - 3.4 \times 10^5) < Re < (3.8 \times 10^5 - 4.0 \times 10^5)$

TrBL2: two-bubble 状態, $(3.8 \times 10^5 - 4.0 \times 10^5) < Re < (5.0 \times 10^5 - 1.0 \times 10^6)$

TrBL3: super-critical 状態, $(5.0 \times 10^5 - 1.0 \times 10^6) < Re < (3.4 \times 10^6 - 6.0 \times 10^6)$

TrBL4: post-critical 状態, $(3.4 \times 10^6 - 6.0 \times 10^6) < Re < ?$

TrBL0状態は剥離線に沿う剥離せん断層内に生じる最初の遷移の始まりによって特徴づけられる。遷移の始まりでは本質的に3次元性があり、近傍後流を攪乱して

渦形成を遅らせる。

TrBL1 状態では $Re \approx 10^5$ でよく知られているように抗力係数 C_D の急激な減少が起きる。その変化はほとんど不連続的である。抗力減少の原因は剥離泡 (bubble) が形成されることである。すなわち、円柱表面の層流境界層が層流剥離し、この層流せん断層が乱流に遷移して円柱表面に再付着し、いわゆる剥離泡を形成する。剥離泡が形成される現象が臨界的な現象であるため、この Re 領域で現象が不連続に変化すると考えられている。このような臨界現象の生じている状態は「臨界状態」と呼ばれる。再付着した後の層流境界層は層流剥離点よりずっと下流で再び剥離し、円柱表面の上流側と下流側の圧力差が減少するため抗力が減少する。Bearman(1969) [41] は臨界状態で剥離泡が円柱の片側にのみ形成される状態があることを発見したため、この状態は one-bubble 状態と呼ばれている。この状態では剥離せん断層が再付着したりしなかったりし、はっきりした St が測定されない。

非対称な single-bubble 状態, TrBL1 はより高い Re で円柱の両側に剥離泡が形成される状態に変化する。対称な two-bubble 状態, TrBL2 は円柱の両側の境界層の層流剥離、層流せん断層の遷移、乱流せん断層の再付着、乱流境界層の剥離という一連の過程の複雑な組み合わせを見せる。TrBL2 状態付近では TrBL0 状態に比べ抗力係数 C_D が 1.0 ~ 1.2 から 0.3 程度になり、ストローハル数 St は 0.2 から 0.46 程度に大きくなる。変動速度のスペクトルは鋭いピークをもち、はっきりした渦列の存在を示す。剥離点は $79^\circ \sim 94^\circ$ であったのが 140° と下流へ移る。TrBL1 と TrBL2 状態は攪乱に非常に敏感で、表面粗さや主流乱れなどにより消滅させられる。

Re がさらに増加し $Re \approx 1.5 \times 10^6$ に達すると剥離点は再び上流側へ移動して約 120° の位置に来る。この状態では変動速度のスペクトルは広がってピークは顕著でなくなる。それは主流乱れや表面粗さのため、円柱表面の層流境界層が局所的に乱流に遷移し、いわゆる乱流スポットを形成することによると考えられている。この結果円柱スパンに沿う剥離泡の分裂と破砕が生じる。不規則に破砕された剥離線は周期的な渦放出を妨げる。 St は一定とならず、0.45 から 0.32 にわたる。これは super-critical 状態, TrBL3 の主要な特徴である。一般に 1961 年まではこれがすべての大きな Re に対する流れの最終的な状態であると信じられた。 $Re \approx 1.5 \times 10^6$ の状態は「第2の臨界状態」と呼ばれる。先の臨界状態では再付着が流れの様子を左右する原因なので変化が急激だが、第2臨界状態では層流境界層内の乱流スポットが形成することが原因で、時間平均的には Re の増加とともに連続的に発達することになるため変化が緩やかである。

Roshko (1961) [42] は $Re \approx 3.5 \times 10^6$ では円柱表面境界層がスパン方向の

いたるところで剥離前に乱流遷移し、規則的な渦放出が再び現れることを発見した。この TrBL4 状態では $C_D = 0.7, St = 0.27$ が保たれる。Roshko はこれを 'transcritical' 状態と呼んだが、この言葉は一般には適用されていない。松井 (1972) [43] は hypercritical という言葉を提案している。Achenbach (1968) [44] はこの状態を super-critical 状態と呼んでおり、Sarpkaya と Isaacson (1981) [45] は post-super-critical と呼んだ。本論文では Zdravkovich [15] や Bearman ら [19] に従い、post-critical 状態と呼ぶことにする。

TrBL4 状態は淀み線と剥離線の間で境界層の遷移することにより特徴づけられる。Re が増加するにつれ、遷移領域は漸近的に淀み線に向かって進行するため、TrBL4 の上限に対する Re の値は定義するのが難しい。

(v) 完全な乱流状態 (T)

この流れの状態では円柱まわりのすべての流れの領域が乱流となる。現在のところどの Re の値で T 状態が始まるか知られていない。T 状態の上限は理論的には $Re \rightarrow \infty$ で、その後は流れの最終的な状態と呼ばれるだろう。T 状態では円柱を過ぎる流れや関連する抗力および渦放出周波数は、影響パラメータが小さいことを仮定すれば普遍的な値を示すことが予想される。しかしながら空気中の圧縮性の効果や水中のキャビテーションが非常に高い Re において避けられず、それらが支配パラメータとなるため、これはほとんど不可能となる。

1.1.3 円柱表面圧力場および流体力

1.1.2 節で示された流れの構造は、円柱に及ぼされる流体力学的な力の強さや方向、時間変化を決定する。たとえば層流状態の対称な流れの状態 L1 と L2 では定常な流体力が物体に作用するが、層流後流が周期的に変動する状態 L3 では、抗力と揚力の両方が周期的に変動し、物体に作用する流体力は周期変動する。また、3つの遷移状態では、非常に小さい攪乱でさえ抗力と揚力の変動の不規則な変調を引き起こす。

円柱に作用する流体力は、動圧 $\frac{1}{2}\rho U_0^2$ と主流にさらされる円柱の投影面積 dl (d : 円柱直径, l : 円柱の長さ) に依存する。その力は便宜上無次元化された力の係数として次式で表される。

$$C = 2F/\rho U_0^2 dl \quad (1.1)$$

変動する抗力と揚力の rms 値は C'_D と C'_L で、時間平均は C_D と C_L で表される。抗力は表面に沿う粘性摩擦 C_{Df} と、円柱の上流側と下流側の面上に働く圧力の差による圧力抗

力 C_{Dp} によって生成される。

$$C_D = C_{Df} + C_{Dp} \quad (1.2)$$

図 1.3 は主流乱れがない場合の 2 次元円柱に対する圧力係数 C_{Dp} , 粘性摩擦係数 C_{Df} , 抗力係数 C_D , 揚力係数 C_L , 変動抗力係数 C'_D , 変動揚力係数 C'_L の Re に対する変化を示している。 C_{Df} で表される粘性摩擦係数は層流状態 L で顕著であるが, TrSL 状態の終わりを超えると無視できるようになる。

圧力抗力 C_{Dp} の変化は流れの状態に密接に関係している。 C_{Dp} が極小値をとる Re の値は次の 3 つの場合に対応する。

- (i) L2 状態の終わりで, 引き延ばされ閉じた定常な近傍後流
- (ii) TrSL1 と TrSL2 の間で, 渦形成領域が最長
- (iii) TrBL2 で, 円柱の両側に剥離泡

C_D の急激な減少と平均揚力 C_L の出現は single-bubble 状態 (TrBL1 状態) の始まりで起きる。TrBL1 状態は C_D と C_L の急激な減少により two-bubble 状態 (TrBL2 状態) へと続く。Super-critical 状態 (TrBL3 状態) ではスパンに沿って局所的な C_D の広い変化がある。図 1.3 で, TrBL3 の C_D の領域の下側の曲線は, スパン方向の位置で剥離泡が妨げられた部分に対応し, 上側の曲線は剥離泡が最大限破碎された場合に関係している。2 つの局所抗力係数の値はスパンに沿って 50% 程度の差がある。

変動揚力係数 C'_L は常に変動抗力係数 C'_D より大きい。変動抗力係数, 変動揚力係数はそれぞれ 2 つの成分を持つ。正弦的な変動成分 C'_{DS}, C'_{LS} と不規則な変動成分 C'_{DT}, C'_{LT} である。ただし L3 状態では変動揚力は正弦的な変動成分のみである。

C'_{LS} は TrW2 と TrSL3 で卓越し, TrBL3 で消失する。Post-critical 状態 TrBL4 では C'_{LS} は C'_{LT} と同じオーダーの強さである。図 1.3 に見られる最初の C'_{Lmax} は層流渦の円柱からの距離の最小値に対応しており, 2 番目の C'_{Lmax} は乱流渦の円柱からの距離の最小値に関係している。微小攪乱により予想される実験データの誤差は垂直なバーで表されている。

1.1.4 乱流中の物体まわりの流れ場を特徴づけるパラメータ

主流は通常ほとんどすべての場合において乱れているにも関わらず, ほとんどの研究は低乱れの風洞や水路でなされてきた。しかしながら主流乱れは円柱まわりの流れ場に対し, 1.1.2 節で述べた遷移状態の場合に特に強く影響することが明らかとなってきた。このことは乱れのない流れの中で得られた実験データは補正なしでは使われ得ないことを意味する。

乱流中の鈍頭物体上流速度場には、主流速度 U_0 、主流の変動速度 rms 値 u'_0 、乱れの積分スケール L_0 、物体の代表長さ d 、流体の密度 ρ と粘度 μ が関係していることは明らかである。その他に鈍頭物体上流速度場では後流中の放出渦に伴う周期的な変動速度が観測される。本研究ではこの周期変動速度は放出渦によって誘導されるとするポテンシャル流れの立場から、これを「後流誘導速度」と呼ぶことにする。このとき、物体に流入する乱流の変動速度成分を $\mathbf{u}^{(T)}$ 、後流誘導速度成分を $\mathbf{u}^{(w)}$ とすると、物体上流における変動速度 \mathbf{u} は、

$$\mathbf{u}(x, y, z, t) = \mathbf{u}^{(T)}(x, y, z, t) + \mathbf{u}^{(w)}(x, y, z, t) \quad (1.3)$$

と表される。

後流誘導速度は渦放出周波数 f_K 、放出渦の強さ Γ に関連すると考えられるので、後流誘導速度を考慮に入れた円柱上流速度場を特徴づけるパラメータは、 U_0, d, ρ を繰り返し変数として次元解析により以下の無次元数として導かれる。

$$\Pi_1 = \rho \frac{U_0 d}{\mu}, \quad \Pi_2 = \frac{u'_0}{U_0}, \quad \Pi_3 = \frac{L_0}{d}, \quad \Pi_4 = \frac{f_K d}{U_0}, \quad \Pi_5 = \frac{\Gamma}{U_0 d} \quad (1.4)$$

ここで Π_1 は物体のスケールを代表長さとするレイノルズ数 Re である。 Π_2 は主流方向の変動速度 rms 値 u'_0 と時間平均速度 U_0 との比 u'_0/U_0 で、主流乱れの相対強さ Ti を表す。また Π_3 は主流方向変動速度から評価される積分長さスケール L_0 と物体の代表長さ d の比 L_0/d であり、乱れの相対スケール Ts と呼ばれる。このように主流乱れ中の不規則な 3 次元速度変動は乱れの強さとスケールによって統計的に定量化される。

また Π_4 はストローハル数 St であり、物体の形状と Re に依存する。 Π_5 は平均的な放出渦の循環 Γ を U_0, d により無次元化した量であるが、 Re, St に依存するであろう。

遷移の開始は圧力勾配のわずかな変化にさえ敏感である。負の圧力勾配は遷移を遅らせるが、正の圧力勾配は逆の効果を持ち、低い Re で遷移を促進する。圧力変動は正負両方の圧力勾配を生じさせるので、流れの遷移状態に強い影響を与える。たとえば自由せん断層や境界層の遷移が主流に乱れがない場合には起きないような Re の範囲でも、乱れた流れ中では遷移状態になり得る。 Ti がある値より大きく Ts がある値より小さい ($Ts < 1$) とき、3つの遷移状態すべてに対して主流乱れが流れ場を支配するほどに影響を与える。

主流乱れの効果は主流乱れの強さ Ti とスケール Ts によるが、これまで多くの研究が両方のパラメータの組み合わせで実験結果を関連付けようと試みてきた。そのようなパラメータが次元解析と物理的議論に基づいて提案されている。そのような最初のパラメータは、平板に沿う層流境界層の遷移に与える主流乱れの影響を調べるため、Taylor (1936) [46]により次の形式で提案された。

$$T_a = Ti/Ts^n \quad (1.5)$$

ここで $n=0.2$ である。今日このパラメータ T_a は Taylor 数と呼ばれている。遷移の始まりは臨界レイノルズ数 Re_c によって特徴づけられるので、 Re_c は Taylor 数 T_a の関数となる。

$$Re_c = f(T_a) \quad (1.6)$$

指数 n の広範な変化が実験的に観察されているが、これは調べられた流れの種類によって流れと主流乱れとの相互作用が異なった機構であることを示唆している。

また Vickery と Daly(1984) [47] は変動揚力係数の rms 値 C_L' に対する主流乱れの効果を系統的に説明するために次のパラメータを提案した。

$$T_a = Ti/Ts^{\frac{1}{3}} \quad (1.7)$$

しかしながら、1つの物体まわりの流れ場中であっても、流れの領域や状態によって主流乱れと流れ場との干渉機構が異なる。実際 1.2 節に示すように3つの機構が複雑に作用するため、流れ場全体に対する主流乱れの効果を規定するパラメータを決定するのは困難のように思われる。Zdravkovich [15] は著書のなかで、「唯一の乱れのパラメータあるいは乱れ強さと乱れスケールから構成される唯一の組み合わせによって乱流中の物体まわりの流れ場が規定される可能性に対し疑問が生じる。」と指摘している。

1.2 主流乱れの流れ場への影響

1.2.1 主流乱れと流れ場の相互作用の概説

Bearman と Morel(1983) [48] は主流乱れの流れ場への影響を調べた過去の研究を再調査し、主流乱れと物体まわりの流れ場の相互作用の基本的な機構を以下の3つに大別した。

(i) 境界層と自由せん断層における遷移の促進

主流乱れは自由せん断と境界層への不規則な攪乱として働く。前者は通常遷移しやすく、後者は TrSL 状態では完全な層流で安定である。ゆえに主流乱れの効果は主に自由せん断層に働く。TrBL 状態では境界層と剥離流は不安定で、主流乱れの効果が顕著である。境界層の乱れへの遷移は自由せん断層のそれと似ているが同じではない。主流乱れの主な効果は、主流乱れがない場合の Re より低い Re で乱れへ遷移を促進させたり、「効果的な」 Re を上げることである。

(ii) 攪乱された自由せん断層の混合と近傍後流への主流の連行

完全に乱れた自由せん断層の発達もまた主流乱れにより影響される。2つの異なる乱れ場の相互作用の機構は乱流混合の増大を導く。すなわち主流乱れ的作用によっ

て渦形成領域の長さは減少し、自由せん断層の広がる割合は増加する。主流乱れの不規則な攪乱はスパン方向の整構造を弱める可能性がある。主流乱れが後流の広がり率に影響を与える機構はまだよくわかっていない。

(iii) 円柱を過ぎる平均流による主流乱れ自身の変形。

主流が円柱に接近するとき、剥離するまでは円柱表面では接線速度成分のみであるという条件によりますます影響を受ける。最初表面に垂直な方向を向いていた乱れエネルギーの成分は表面の近くで接線方向成分に変換される。さらに主流乱れは平均流による変形を受ける。平均流のひずみは渦糸の回転と引き伸ばしを誘導する。この作用により渦糸と速度の増幅が生じる可能性がある。平均流の変形の結果として、円柱境界や自由せん断層の付近の乱れは構造や強さの点で主流乱れのそれとかなり異なるかもしれない。

上記の機構の内、(i) に関しては 1.1.2 節で述べた TrSL 状態と TrBL 状態を実現する Re の範囲が調べられる。(ii) に関しては主に剥離せん断層が主流乱れの影響を受けやすい TrSL 状態を実現し、近傍後流におけるせん断層の相互作用が注目される。(iii) では物体上流における主流乱れの平均流による変形や物体表面による効果が注目されるため、実験では鈍頭物体にスプリッタープレートなどを取り付け、渦放出を抑えた流れ場が実現される。以下では主流乱れが物体まわりの流れ場に与える影響に関してこれまで報告された研究例を 1.1.2 節で述べた流れの状態に沿って挙げる。また流れの状態は Zdravkovich [15] による表記法を用いて示す。

1.2.2 後流遷移状態 (TrW) への影響に注目した研究

1.1.2 節で自由せん断層の不安定性の結果として、後流中で下流に向かうにつれ層流渦列が次第に形成されることを述べた。より高い Re では、層流の周期的な後流は不規則で歪んだ渦糸への遷移を受け、結果として遠方後流の 3 次元性が生じる。

TrW 状態では後流のみが乱流に遷移し、物体表面の境界層と剥離した自由せん断層は極めて安定である。乱流に典型的な不規則で高い周波数の変動は TrW1 状態では近傍後流には現れない。自由せん断層中での乱流遷移は、層流の核をもつ渦が形成され、放出する前に部分的に乱流になる TrW2 状態でようやく始まる。結果として、非常に安定な境界層と自由せん断層とあいまって、TrW 状態の流れは主流乱れによってほとんど影響されないようである。

Hussain と Ramjee (1976) [49] は $2 < L_0/d < 10$, $0.3\% < Ti < 8\%$ の範囲における低

Re の実験を実現させることにより上の議論を論証した。熱線の信号が $x/d = 10, 20$ において、 $Re = 138, Ti = 5.6\%$ の条件で測定された。その結果熱線の出力波形は多少の振幅変調、周波数変調があるもののほぼ正弦波状を示した。このことは主流乱れの存在にも関わらず層流渦が形成され、放出されることを示す。

さらに下流の $x/d = 20$ では渦は粘性散逸と主流乱れによる拡散作用により弱められる。主流乱れによる拡散作用は弱められた渦に顕著に影響し、歪める。この過程は $x/d = 50$ ではほとんど完了する。主流乱れは、後流の速度変動の強さが主流乱れの強さと同程度になるまでは層流の周期的な渦列に影響しないようである。

主流乱れによって誘導される遠方後流における遷移は Re と Ti に依存する。 Ti が一定のもとで Re が増加すると、遷移点は円柱の方向へ移動する。このことは安定で周期的な層流後流の上界は Ti により決定されることを提案した Roshko (1954) によって言及された。彼は $Ti = 0.03\%$ と高いアスペクト比の条件の下で、 $Re = 150$ のとき熱線信号に最初の不規則なバーストが起きることを発見した。Bloor (1964) [34] は $Ti = 0.03\%$ と 1% の条件の下で、 $x/d = 8$ ではそれぞれ $Re = 205, 135$ で最初の不規則なバーストが起きることを観察した。

L3 状態（層流の後流が周期的に変動する状態、 $30 - 48 < Re < 180 - 200$ ）で生じる渦放出周波数の不連続な変化は、主流乱れが原因であるかもしれないと考えられていた。このことに関し、Hussain と Ramjee (1976) [49] は主流乱れ強さを $0.3\% \sim 8\%$ と変化させた実験をおこなった。その結果すべてのデータは単一の $St - Re$ 曲線になり、後流の不安定性は主流乱れに影響されないことを示した。

Hussain と Ramjee はさらに層流後流の不安定低周波数は主流の周期的な振動にも影響されないことを示した。彼らの報告によれば、周期的に変動する後流と主流の周期的な強制振動との相互作用は、熱線信号の周期的な変調のみを生じさせ、変調の周波数は振動の強さに関係なく強制振動と後流の周波数の差に等しい。また2つの周波数が等しいときでさえ後流の横断面の変動速度分布は変化しないことを示した。

1.2.3 自由せん断層遷移状態 (TrSL) への影響に注目した研究

1.1.2 節で示したように、TrSL 状態の流れでは Re に応じて自由せん断層の乱流遷移に次の3つの機構が現れる。

- (i) TrSL1 状態；層流で遷移波が発達する。
- (ii) TrSL2 状態；遷移渦の列が自由せん断層に沿って現れる。
- (iii) TrSL3 状態；剥離点の近くで突然のバーストが生じる。

主流乱れはそれぞれの機構に対して異なる方法で影響を与える。TrSL状態では Re や主流乱れのパラメータ Ti, Ts によって剥離せん断層の遷移点が上流側に移動し、近傍後流におけるせん断層の相互作用に影響を及ぼす。その結果として円柱背圧や渦放出位置を変化させ、円柱に作用する抗力や変動揚力の大きさなどを変化させる。そのためTrSL状態に関しては、主に近傍後流の速度場や渦放出周波数、円柱表面圧力場が調べられている。

Norberg (1987) [50]はL3, TrW, TrSL1にわたって St を $Ti = 0.1\%, 1.4\%$ の条件で測定した。その結果、主流の乱れの有無に関わらずほとんど同一の $St - Re$ 曲線を得た。この状態では層流遷移波は安定で、主流乱れによる影響は見られない。主流乱れが他の流れのパラメータに与える効果に関してはこれまで報告されていないようである。

TrSL2状態に関して、Gerrard (1965) [35]はTrSL2状態では小さな Ti でも円柱を通過する流れに顕著な効果があることを発見し、この状態の Re の範囲を”disturbance-sensitive Reynolds number range”と呼んだ。彼は3種類の円柱(直径 $d=25, 6, 3\text{mm}$)を使用し、TrSL1, TrSL2, TrSL3状態を実現して、 $x/d = 0, y/d = 0.6$ の位置での u' の測定をおこなった。

Bloor(1964) [34]は後流中心軸上における変動速度の第一調和成分(円柱の片側からの渦放出周波数の2倍の周波数をもつ)が最大となる位置を渦形成領域の後端とし、この位置と円柱中心との距離を渦形成領域の長さ l_f と定義した。Bloorは $2 \times 10^2 < Re < 5 \times 10^4$ の範囲で $Ti=1\%$ の条件で円柱直径を変化させて実験をおこなった。残念ながらこの実験では主流乱れの代表長さが明記されておらず、 Ts の変化の範囲は不明である。図1.4は渦形成領域の長さ l_f および剥離せん断層の層流から乱流への遷移点 x_t の Re に対する変化を示している。直径が $d=1\text{in.}$ の円柱では $Re \cong 10^3 \sim 10^4$ の範囲において l_f はほぼ $2.5d$ の一定値である。 Re が 10^4 を越えると l_f は急激に減少し、せん断層の遷移点が円柱の後端まで溯ったことに対応している。また $Re \gtrsim 1800$ における渦形成領域の長さは、レイノルズ数が同一であっても直径の小さいものほど短い。これは主流乱れのスケール L_x の効果であるとGerrard(1966) [51]は推測している。Bloorの実験では主流乱れの特性が一定であることから、図1.4の結果は乱れの相対スケール L_x/d が大きいほど l_f/d が減少することを示唆している。

Norberg (1986) [52]は $Re = 3.0 \times 10^3$ におけるTrSL1状態の終わり付近と、 $Re = 8.0 \times 10^3$ でのTrSL2状態の始めにおいて、 $Ti = 0.1\%, 1.4\%$ の条件で主流方向変動速度を測定した。その結果、渦形成領域の長さ l_f は $Ti = 0.1\%$ のとき、 $Re = 3.0 \times 10^3, 8.0 \times 10^3$ に対し、それぞれ $l_f/d = 2.0, 1.4$ であったが、 $Ti = 1.4\%$ のとき同じ Re の値に対して l_f が減少することを見出した。また $x/d = 1.0$ における u'/U_0 の横方向変化を調べた結果、 $Re = 3.0 \times 10^3, Ti = 0.1\%$ の場合に比べ、 $Re = 8.0 \times 10^3, Ti = 1.4\%$ の場合に後流が

狭くなることを示した。

これまでのところ、TrSL2状態における主流乱れの主な効果は遷移渦の崩壊（分裂）と自由せん断層に沿う乱れの増幅であるようである。その結果渦形成領域の長さ l_f は減少し、TrSL2状態はより低い Re で生じる。

PetrieとSimpson(1972)[53]は $\theta = 180^\circ$ の背面近くに熱線置いて変動速度測定をおこない、渦形成領域の短縮は自由せん断層内の遷移の進行により誘導される（あるいは間接的に主流乱れにより促進される）と同時に、近傍後流の背面で変動速度に強い影響を与えることを示した。彼らは Ti を8%まで増加させたときの $u'_{180^\circ}/u'_{0^\circ}$ の Re に対する変化を調べた。その結果 Re が低く、 Ti が大きい場合に円柱背後の速度変動が大きくなることを示した。彼らはまた変動速度の増加は熱伝達を高め、結果としてたとえば $Ti = 10\%$ のとき円柱の背面からの熱輸送は80%増加すると報告している。

Dybanら(1974)[54]は主流乱れの相対強さを $0.56\% < Ti < 25\%$ の広い範囲で変化させ、円柱表面圧力を測定した。その結果TrSL2状態の終わり付近($Re = 18000$)では、 Ti の0.5%から23%までの変化に対し円柱背面の負圧係数 $-C_{pb}$ が-1.5から-0.5まで変化することを確認した。またGerrard(1965)はTrBL2状態における C_{pb} の Re に対する変化を $Ti \approx 0\%$, 1%の2条件で調べた。そしてわずか $Ti = 1\%$ の主流乱れが $-C_{pb}$ の顕著な変化を引き起こすと報告している。

一方 St は主流乱れによりほとんど影響を受けないようである。PetrieとSimpson(1972)[53]は渦放出周波数は $Ti = 0.07\%$, 2.6%, 5.8%, $Re = 21000$ のときほとんど変化しないと報告した。

TrSL3状態の始まりでは渦形成領域の長さが小さくなり、自由せん断層内で遷移渦の形成なしに突然乱流へのバーストが生じる。TrSL3状態での主流乱れの効果は短い剥離線に限られる。乱れの相対スケール Ts が剥離線の方に遷移を促進させるのに効果的であるためには Ts は小さくあるべきである。

Surry(1972)[55]は Ts が小さい場合にTrSL3状態に与える影響が大きいことを最初に実験的に証明した。実験は $Ti = 10\%$, $Ts = 4, 0.4$ の条件でおこなわれた。前者の条件では $Re = 36000$ のとき円柱を過ぎる流れには影響がなかった。しかし後者の条件はTrBL0(亜臨界状態)を $Re = 25000$ で引き起こし、 C_D , C_{pb} , L_c の特徴的な減少を伴うことを見出した。

有江ら(1981)[56]の実験では $7900 < Re < 54000$, $1\% < Ti < 15\%$, $0.015 < Ts < 6$ の範囲がカバーされている。彼らは $Ts > 1$ の場合には C_D が影響されないが、 $Ts < 1$ の場合には C_D の値はTrBL0状態におけるのと同様に減少し始めると報告している。

主流乱れが変動圧力係数rms値 C_p' , 変動揚力係数rms値 C_L' に及ぼす影響はNorbergと

Sunden (1987) [57]によって研究された。彼らは $(Re, Ti)=(13300, 0.1\%), (31800, 0.1\%), (32400, 1.4\%), (72900, 0.1\%), (73000, 1.4\%)$ の各条件で変動圧力係数 rms 値の円柱表面分布を調べた。その結果 $Re=32000$ のとき Ti が0.1%から1.4%に増加したことによる顕著な C_p' の増加が確認された。

Norberg と Sunden は同様の傾向が変動揚力係数 rms 値 C_L' にも見られるとしている。彼らは $Ti=0.1\%, 1.4\%$ の条件で $C_L' - Re$ の関係を調べた。その結果 TrSL3 状態では Ti の増加に伴い C_L' がわずかに増加していることを確認した。しかしながらこの実験では Re の変化と同時に Ts が $0.3d$ から $0.1d$ まで変化し、閉塞比 d/H が4%から10.8%まで変化しており、 $C_L' - Re$ 曲線が不連続に変化するなど若干の不備があるようである。

Komoda (1954) [58]は $Re = 7 \times 10^4, Ti \approx 1.5\%$ の条件で円柱下流 $40 < x/d < 440$ の広範囲にわたり後流の速度場を調べた。その結果大規模な渦構造には主流乱れの顕著な影響は見られないが、 $x/d \gtrsim 300$ では主流乱れによる散逸スケールの減少が見られ、小スケールの渦には影響があること報告している。

1.2.4 境界層遷移状態 (TrBL) への影響に注目した研究

TrBL 状態における抗力の劇的な減少は多くの研究を引き付け、様々な研究者によって TrBL 状態の流れが実現され実験がおこなわれてきた。そして $C_{D \min}$ の値は風洞によって異なる Re で起きることが明らかにされた。 C_D が最小となる Re はばらつきが大きく、TrBL 状態の流れは風洞中の主流乱れによって強く影響されることが明らかとなった。TrBL 状態では円柱表面の境界層の複雑な振る舞いによって円柱表面の平均圧力場や変動圧力場、円柱下流への循環の供給機構が Re によって著しく変化する。また円柱表面境界層が外部の攪乱に敏感である。このため主に抗力係数 C_D や臨界レイノルズ数 Re_c 、ストローハル数 St などが主流乱れや表面粗さによってどのように変化するかが注目されている。

TrBL0 状態への主流乱れの影響に関する最初の系統的な調査は Fage と Warsap (1929) [59]によって実現された。彼らは $4.0 \times 10^4 < Re < 2.3 \times 10^5$ の範囲でローブネットの背後の様々な距離に置かれた滑らかな円柱について抵抗を測定した。そして乱れが強いほど抗力の減少がより小さな Re の値で生じることを発見した。 $C_D - Re$ の関係から、その曲線は主流乱れが強くなるにつれ Re の低い方に形状を変化させずに移動するようである。

様々な主流乱れの強さの条件下で抗力の曲線形状が類似していることは、 Ti が増加するにつれて、より低い Re で流れの状態が変化することを示す。Fage と Warsap は次のよう

にコメントしている。「 C_D の曲線の平行移動は予想されたが、驚くべきことはいかなる明らかな曲線形状の変化もなく移動が起きていることである。主流乱れを導入することにより、 C_D に関する限りでは流れはまるで乱れない主流よりも高い粘性を持っているかのように振る舞うように見える。」

Bearman(1968) [60]は Strouhal 数 St の Re に対する変化を $Ti=5.5\%$ の条件で測定した。 St は主流乱れのない場合には $Re \approx 3.5 \times 10^5$ で 0.2 から急激に 0.46 程度まで増加するが、 $Ti=5.5\%$ の場合には $Re \approx 5 \times 10^4$ から St の増加が認められた。

Schewe (1986) [61]は規則的で瞬間的な攪乱が剥離泡に与える影響を研究した。彼は局所的な微視的攪乱が泡形成のきっかけとなり、非対称の TrBL1 状態を安定化させる効果をもつことを見出した。

また円柱スパンに沿う剥離泡には直接適用できないが、固定された仕切り板の背後に形成される2つの異なる種類の剥離泡に主流乱れが与える影響に関して報告されている。Hillier と Cherry (1980) [62]は主流乱れが平板に交差した仕切り板の背後に形成される泡に与える影響を調べた。2番目の種類の泡は Kiya と Sasaki (1983) [63]によって研究された。これらの研究により、両方の種類の剥離泡は Ti の増加に伴い長さが著しく減少し、 Ts には影響されないことがわかった。主流乱れは円柱スパンに沿って形成される剥離泡に対してもこれと類似の効果をもつことが推論される。

主流乱れの明確な効果は円柱表面変動圧力のスパン方向相関に関しても見出された。Batham(1973) [64]は $Re = 1.11 \times 10^5, 2.36 \times 10^5$ をそれぞれ TrSL3, TrBL0 状態の実現として選び、円柱の淀み点からの様々な角度の位置におけるスパン方向相関長さ L_c を測定した。その結果 $Re = 1.11 \times 10^5$, $Ti=0.5\%$ の場合に L_c は $\theta = 110^\circ$ の剥離点付近で最大で $L_c \approx 2.4d$ であるが、 $Ti=13\%$ の場合には L_c は $0.5d$ かそれ以下まで大きく減少する。また L_c の分布はより均一となり、剥離点付近のピークはなくなると報告している。このことは渦放出が弱まり、TrBL3 状態に到達したことを示す。

Bruun と Davies(1975) [65]は $0.8 \times 10^5 < Re < 6 \times 10^5$, $Ti = 0.2\%, 4\%, 11\%$, $0.19 < Ts < 0.55$ の広範囲にわたって円柱表面の変動圧力場を測定した。彼らは円柱下流側では圧力変動は主流乱れにほとんど影響されないが、円柱上流側の圧力のスパン方向相関は Ti と Ts に強く依存することを論証した。Cheung と Melbourne (1983) [66]は $0.4\% < Ti < 9.1\%$ の範囲で円柱の抗力係数 C_D と変動揚力係数 C'_L を測定した。彼らは $Re \approx 10^5$ では Ti が増加すると C_D, C'_L が共に減少するが、 $Re \approx 10^6$ では逆に増加すると報告している。これは主流乱れの効果により乱流剥離点が上流側に移動し、近傍後流の幅が広がったためと考えられている。

So と Savkar (1981) [67]は C'_L と C_D の Re に対する変化の注目すべき類似性を強調し

ている。彼らは $Ti=0.5\%$, 9.5% の場合に C'_L と C_D の Re に対する変化を調べた。その結果 Ti の増加に伴い C'_L と C_D の曲線に類似性が見られることを確認した。これは主流乱れの効果は平均量 C_D と変動量 C'_L に対して同じであることを示す。

Kiya ら (1982) [68] は TrBL 状態において、臨界レイノルズ数 Re_c に対する主流乱れの効果を系統的に示すことを試みている。彼らは Bearman (1986) [60] に従い、抗力係数 C_D の値が 0.8 となる Re の値を臨界レイノルズ数 Re_c とし、 Re_c と 2.2 節で述べたテイラー数 T_a の積は不変であると主張し次の関係式を提案した。

$$Re_c^m \times T_a = K \quad (1.8)$$

ここで $m=1.34$, $K = 1.98 \times 10^5$ である。 C_{pb} に関しても同じパラメータ $Re_c^{1.34} T_a$ について様々な研究者による結果をまとめ、同一の曲線により表されると述べた。

1.2.5 乱流場の変形に注目した研究

乱流場の変形には、風洞の絞り部における一様変形と物体まわりにおける非一様変形がある。乱流場の一様変形の効果に関する研究には、理論的研究として Prandtl (1933) [69], Taylor (1935) [70], Ribner と Tucker (1952) [71], Batchelor と Proudman (1954) [72] による先駆的研究がある。その理論の中心にあるのは急激変形理論 (Rapid Distortion Theory) である。この理論は乱れによる変形が内部の粘性散逸によるそれよりも急激であることを前提としている。

一方、円柱上流の減速領域や円柱側方の加速領域では、平均流の非一様な変形や固体表面および円柱後流に生成されるカルマン渦列による誘導速度などの機構が複雑に作用し、円柱に流入する乱流の特性は円柱に近づくにつれて変化する。

物体上流の減速領域における速度変動の振る舞いは最初 Piercy と Richardson (1928) [73] によって報告された。彼らは主流乱れを測定したわけではないが淀み点周辺で乱れ強さの増加を報告している。

Sutera (1965J) [74], Kestin と Wood (1970) [75] は淀み点流れにおいて「渦度」の増幅という概念を導入し発展させた。図 1.5 はどのようにして渦核が漸進的に引き延び、曲がり、そして最終的に主流と平行になるかを示している。通常油膜可視化法を使って観察されるはっきりとした表面の流跡は、変形された流れ方向の渦核に起因している。

Bearman (1972) [10] は理論的な流線形状のフェアリング (流線形のおおい) と組み合わせた平板を使用して物体上流の変動速度場を調べた。フェアリングを取り付ける目的は渦放出を妨げ、物体表面に付着した流れを維持することにある。彼は乱れの相対スケールが $Ts \ll 1$ のときのみモデルの上流で主流乱れが増幅されることを発見した。

Hunt (1973) [9]は乱れの急激変形理論を2次元円柱まわりの流れ場に適用し、その理論自らを発展させた。それは乱れが円柱を過ぎて流下する時間は円柱により変形した平均流によって乱れが変形する時間に対して十分短いという仮定に基づいている。平均渦度が0の3次元平行流中に2次元物体が置かれると、平均流は非一様変形を受ける。物体の十分上流の乱流渦は平均流線上を移流する間に平均流により変形を受ける。Huntの理論によれば、非一様変形を受けた平均速度場から渦変形テンソルを求め、物体の十分上流の渦塊の渦度に渦変形テンソルを作用させることで渦の変形による乱れ強さの変化を予測できる。また物体付近の流れ場では、物体表面のblocking効果[9]により乱れが抑えられる可能性が示唆されている。すなわち円柱へ接近する乱流の乱れ強さの変化は渦の変形効果と物体表面のblocking効果により説明できる。その重要な結論として、淀み線上における主流方向の乱れ速度成分は、物体スケールを d 、物体に流入する乱流の積分スケールを L_0 としたとき、 L_0/d の値によって次のように変化する。

- (a) $L_0/d \ll 1$ の場合、物体のごく近傍を除けば淀み点に近づくにつれて増加しつづける。
- (b) $L_0/d \gg 1$ の場合、淀み点に近づくにつれて減少する。

Britterら(1979) [1]はHunt(1973)の理論的モデルを論証する実験をおこなった。Britterらの実験では格子乱流中に置かれた2次元円柱周りの流れについて、淀み線上および淀み点から 90° の線上における乱れ速度変化を調べ、急激変形理論から予測される変化傾向との比較をおこなっている。またこの実験では円柱の後方にスプリッタープレートを設置し、カルマン渦の発生を抑えており、 L_0/d の値や円柱レイノルズ数を変化させ格子乱流と円柱との干渉について詳しく調べている。

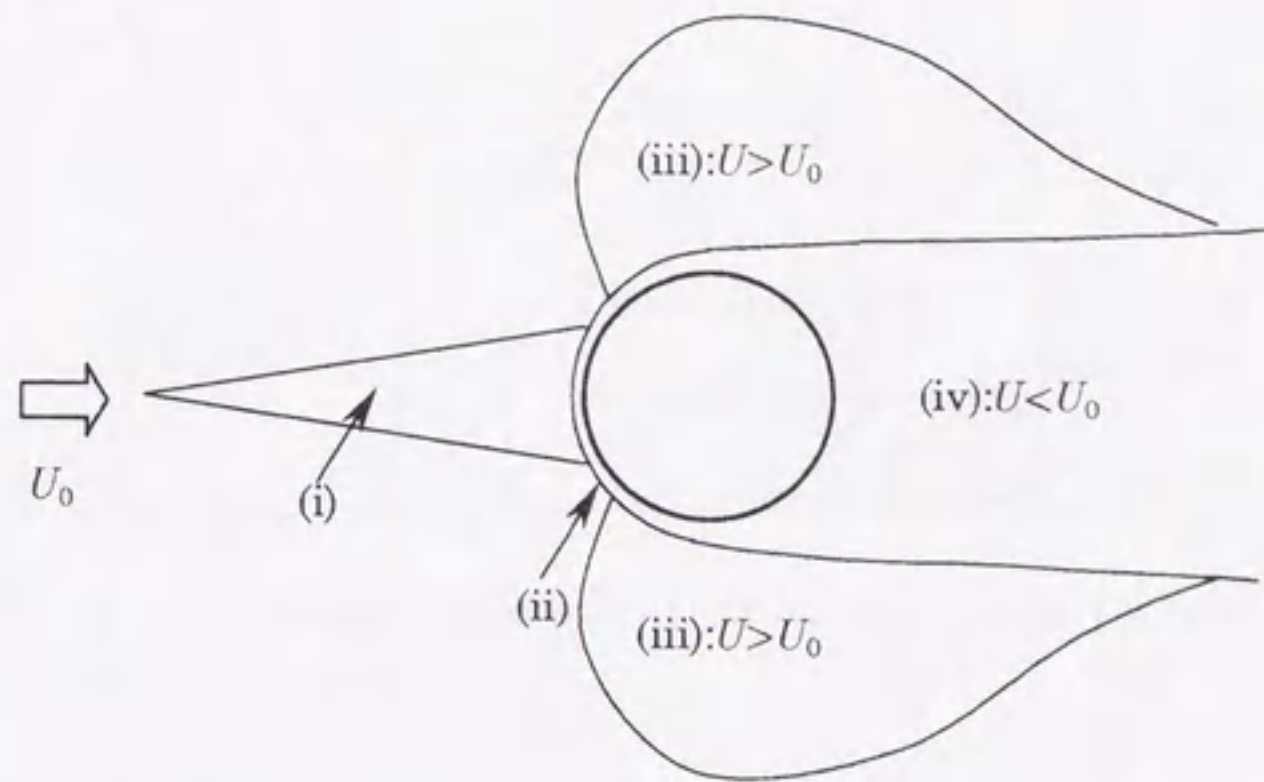


図 1.1 物体まわりの流れの領域

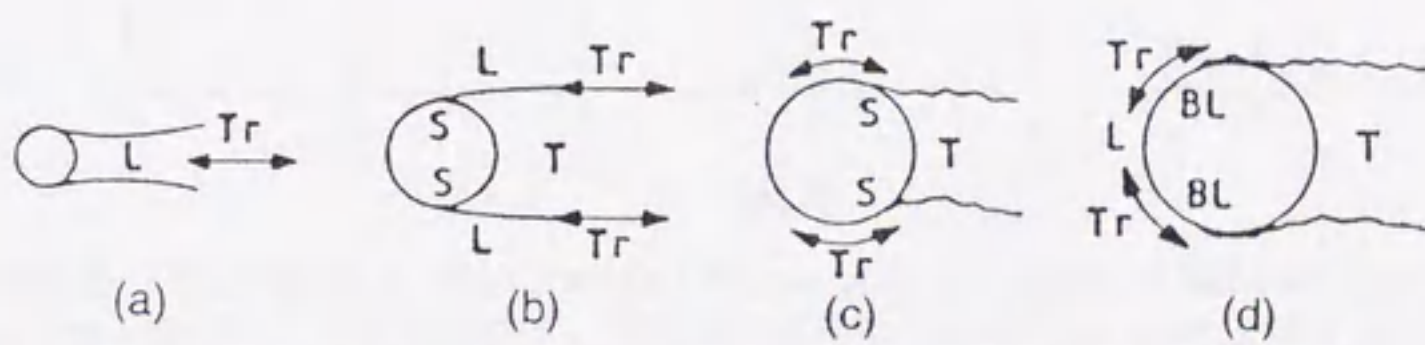


FIG. 1.2. Transitions in disturbed regions: (a) TrW, (b) TrSL, (c), (d) TrBL (BL=boundary layer, L=laminar, T=turbulent, Tr=transition S=separation)

図 1.2 遷移の生じる領域によって分類した流れの状態の模式図 [Zdravkovich] [15]

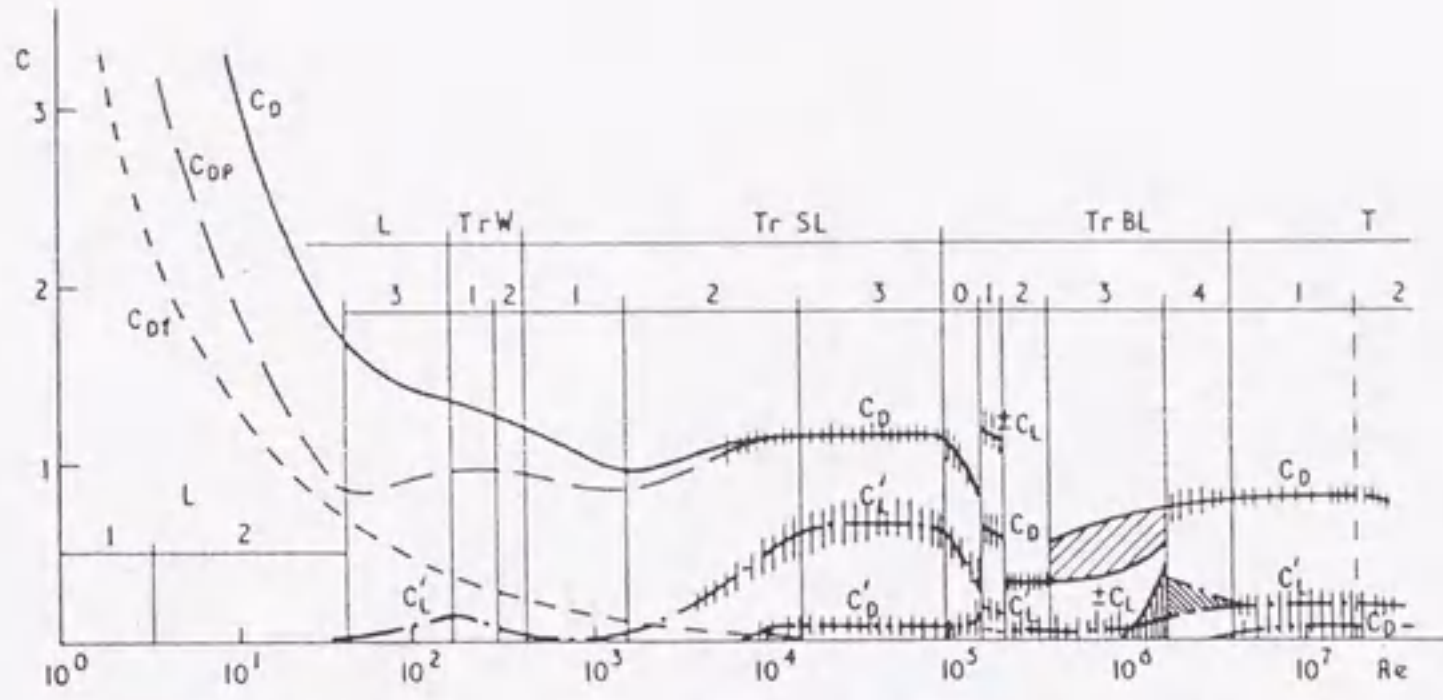


FIG. 1.11. Variation of force coefficients for disturbance-free flow

図 1.3 円柱に作用する流体力の Re に対する変化 (主流乱れの小さい場合) [Zdravkovich] [15]

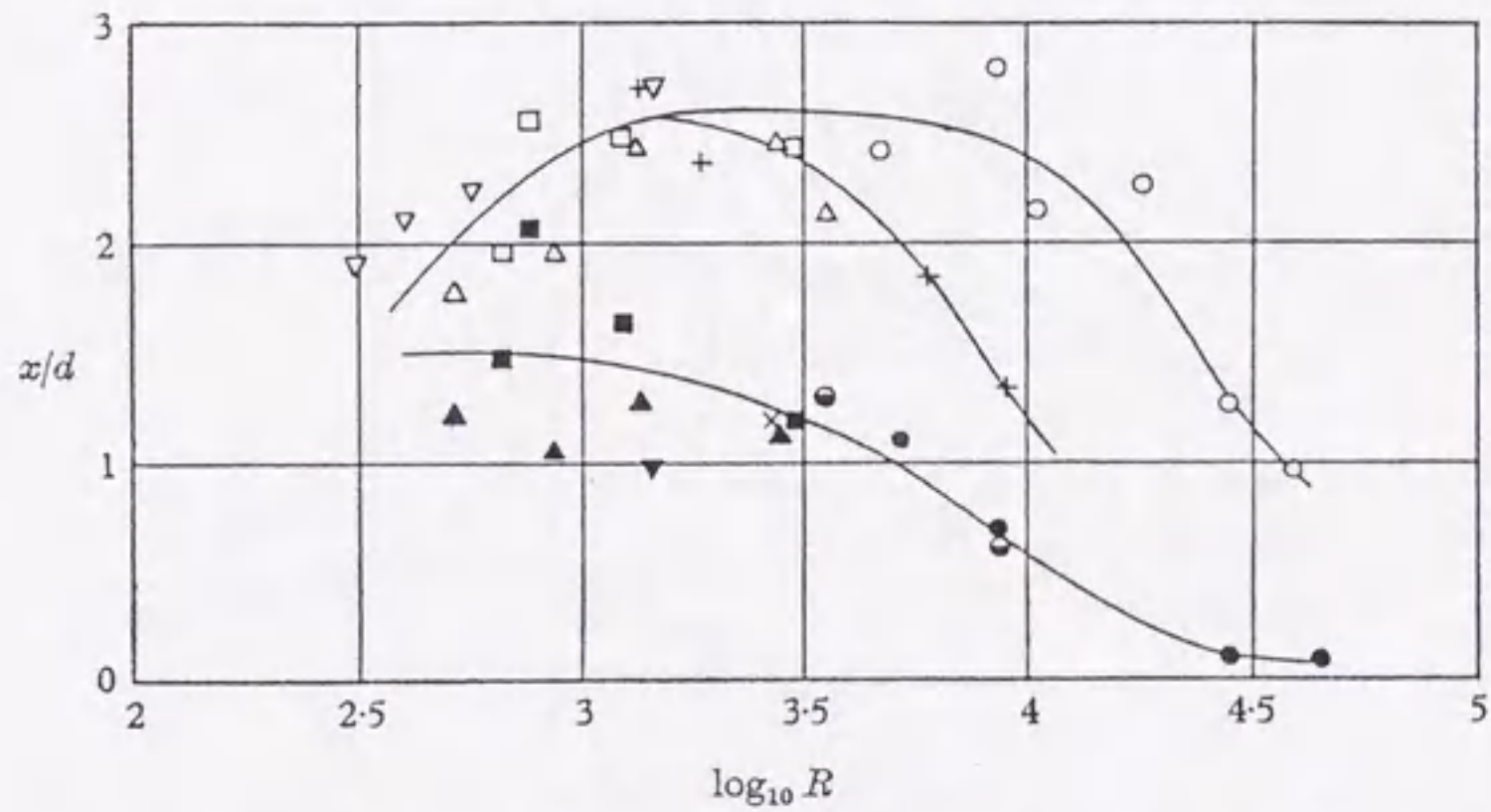


FIGURE 9. The lengths of the formation region and the region of laminar flow (measured from the centre of the cylinder). The formation region: \circ , $d = 1$ in.; $+$, $d = \frac{1}{2}$ in.; Δ , $d = \frac{1}{10}$ in.; \square , $d = \frac{1}{8}$ in.; ∇ , $d = \frac{1}{16}$ in. The region of laminar flow: \bullet , $d = 1$ in.; \times , $d = \frac{1}{2}$ in.; \blacktriangle , $d = \frac{1}{10}$ in.; \blacksquare , $d = \frac{1}{8}$ in.; \blacktriangledown , $d = \frac{1}{16}$ in., \ominus , Schiller & Linke (1933) (assuming the point of separation on the cylinder is 80° from the forward stagnation point).

図 1.4 円柱に対する渦形成領域の長さ l_f および剥離せん断層の層流から乱流への遷移点 x_t の Re に対する変化 [Bloor, 1964] [34]

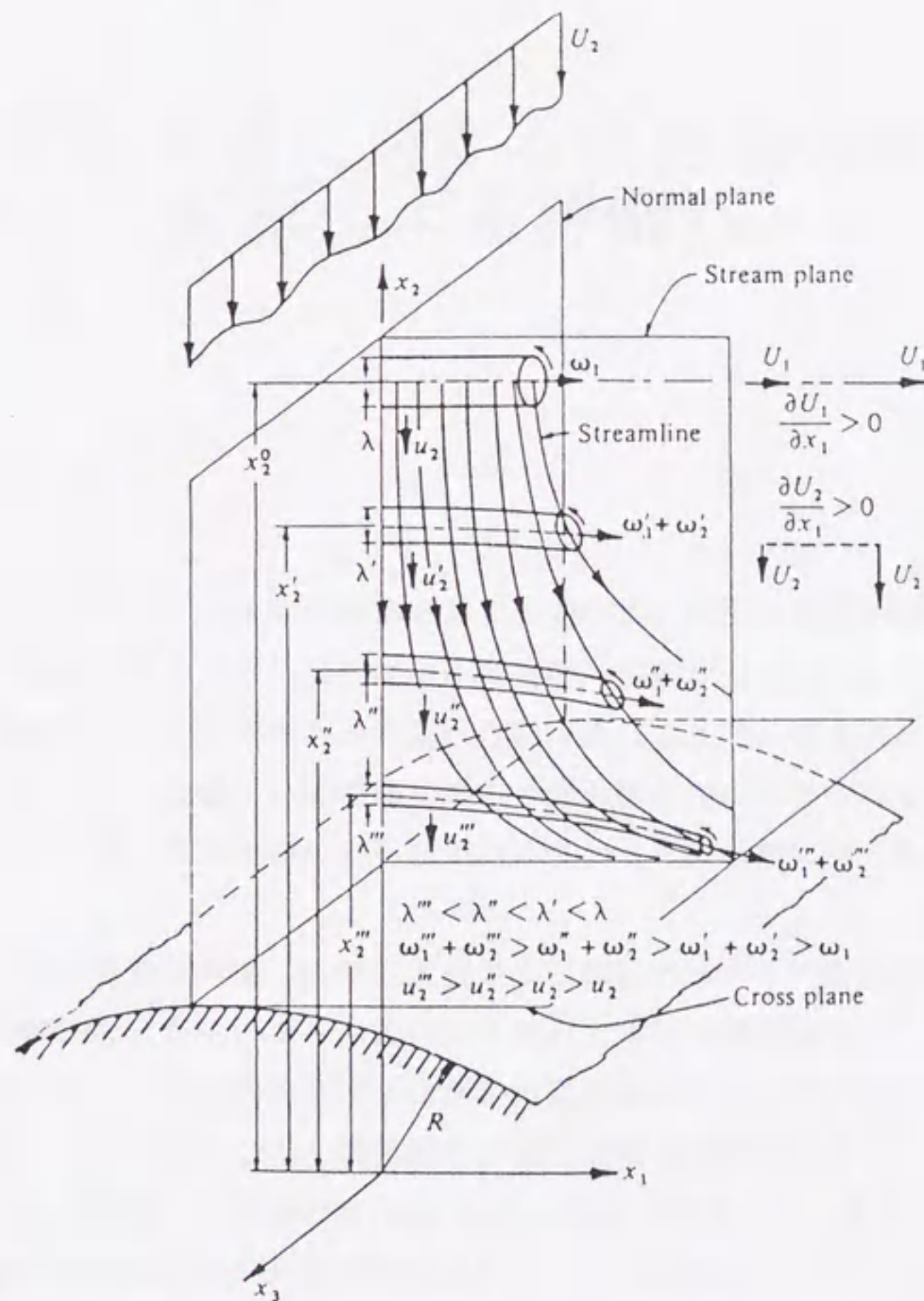


FIG. 14.27. Sketch of vorticity amplification, Kestin and Wood (1970Ja)

図 1.5 淀み点近傍における渦度の増幅の模式図 [Kestin & Wood, 1970] [75]

第2章

円柱上流乱流場に対する放出渦の影響 (スペクトル解析による評価) ^[11]

2.1 緒言

第1章で述べたように、乱流中の物体まわりの流れ場の解明は各種の工業機器内に見られる物質や熱の拡散問題や、近年深刻化する環境汚染問題などに関連して重要な課題である。たとえば貫流ボイラでは管まわりの乱れた熱流体による熱伝達を利用しているし、ビルなどの構造物まわりの粉塵の拡散や煙突からの煙の拡散では物体の存在がまわりの乱流特性を変化させるため、乱流と物体の干渉が物体まわりの拡散能に強く影響すると考えられる。

本研究は、上記の背景を考慮し、特に乱流中の鈍頭物体まわりの流れ場に注目し、その乱流特性量の実験的な定量化により、物体と乱流の力学的干渉現象を明らかにすることを目的として行われた。一般に円管やビルなどの鈍頭物体まわりの流れでは物体表面からの流れの剥離が生じ、物体表面に沿う境界層内の渦度が境界層外部のポテンシャル流の領域に貫入する。そして剥離した渦層の Kelvin-Helmholdz 不安定による変形や連行によって、物体から周期的な渦放出が行われ後流中にカルマン渦列が形成される。また剥離領域の外部や物体の上流域では流れ場が変形を受けるため乱流が変化したり、物体近傍では物体の固体表面により乱れの blocking が生じる。このように乱流中の鈍頭物体まわりの乱れは、流れ場の変形効果、物体表面による blocking 効果、放出渦による誘導速度による効果のいずれが支配的になるかにより、乱れの強さやスペクトルが空間中の位置により異なってくる。またこれらの乱流特性は流入乱流の代表長さ l と物体スケールの比 l/D や流入乱流の乱れ強さ U_r に依存する。

流れ場の変形の効果に関する研究には、理論的研究として Prandtl [69], Taylor [70], Ribner と Tucker [71], Batchelor と Proudman [72] による先駆的研究がある。これらの研究の中心にあるのは急激変形理論であり、主に軸対称絞りによる乱れ場の変化が調べられた。その後、この理論は Hunt [9] により 2次元円柱まわりの乱れ場の変化の解析に応用された。Hunt の研究の主な結果は流入乱流の積分スケール L_x と物体の代表長さ d の比によって主流方向の乱れ速度成分の強さは淀み線上において次のような変化傾向を示すことを予測する。

- (a) $L_x/d \ll 1$; 淀み点に近づくにつれて増加しつづける。
- (b) $L_x/d \gg 1$; 淀み点に近づくにつれて減少する。

このような結果になるのは物体表面の blocking 効果および物体まわりの変形した流れ場の中で渦がその影響を受けることが主な原因である [9]。なお Hunt の予想した乱れの変化傾向は Bearman [10], Britter ら [1], Rahai と LaRue [18] による実験的研究で確認されている。

しかしこれらの理論や実験では平均ひずみ速度による乱れの変形と、物体の固体表面の blocking 効果による乱流特性の変化について調べられたが、後流による変動速度の影響については明らかにされていない。そこで本研究では基本的乱流場として格子乱流を選び、その中に 2次元円柱を主流に垂直に設置し、円柱まわりの乱れと円柱との干渉、特に後流に生じるカルマン渦の円柱前方乱流場への影響について考察したので、これについて報告する。

2.2 座標系

図 2.1 に本研究における座標と主な記号を示す。乱流格子を基準とした座標系 $O-XYZ$ は原点を格子面と測定部底面との交線の中央位置とし、主流方向に X 軸、鉛直上向きに Y 軸、紙面に垂直手前方向に Z 軸をとる。また 2次元円柱は格子下流に主流に垂直に設置され、座標系 $o-xyz$ を円柱のスパン中央で円形断面の中心に原点をとり、主流方向が x 軸、鉛直上向きが y 軸、紙面に垂直手前方向が z 軸となるようにとる。また xy 平面において、 x 軸の負の方向からの角度を θ 、原点 o からの距離を r とする。また U_0 は主流の平均速度、 u'_0 は流入乱流の主流方向 rms 値、 L_0 は流入乱流の主流方向積分スケールを表す。ここで L_0 は次式によって求められた。

$$L_0 = U_0 \int_0^{\infty} C(\tau) d\tau \quad (2.1)$$

ただし $C(\tau)$ は主流方向変動速度 u の自己相関係数であり、次式で定義される。

$$C(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)u(t+\tau)dt/u'^2 \quad (2.2)$$

2.3 後流湧源モデル

本研究では実験との比較のため、剥離を伴う円柱まわりの平均速度場を与えるポテンシャルモデルを用いた。これは Parkinson と Jandali [76] によって提案された後流湧源モデルで、以下にその概略をまとめる。

図 2.2 は後流湧源モデルにおける写像平面 ζ から物理平面 z への写像の様子を示している。物理平面上で点 S_1, S_2 における対称な剥離を伴う定常流を考え、輪郭 C の部分 S_1AS_2 は ζ 平面の円 γ の対応する部分 S_1AS_2 から解析関数 $z = f(\zeta)$ によって写像されるものとする。このとき ζ 平面上で円 γ を通過する流れの複素ポテンシャル $F(\zeta)$ および共役複素速度 $w(\zeta)$ はそれぞれ次式で表される。

$$F(\zeta) = V \left(\zeta + \frac{R^2}{\zeta} \right) + \frac{Q}{\pi} [\ln(\zeta - R e^{i\delta}) + \ln(\zeta - R e^{-i\delta}) - \ln \zeta] \quad (2.3)$$

$$w(\zeta) = \frac{dF}{d\zeta} = V \left(1 - \frac{R^2}{\zeta^2} \right) + \frac{Q}{\pi} \left[\frac{1}{\zeta - R e^{i\delta}} + \frac{1}{\zeta - R e^{-i\delta}} - \frac{1}{\zeta} \right] \quad (2.4)$$

ここで V は主流の平均速度、 R は円 γ の半径である。また $2Q$ は円 γ 上の η 軸から $\pm\delta$ の角度の位置の吹き出しの強さで、同じ強さの吸い込みを円 γ の中心にもつ。パラメータ Q と δ が与えられると式 (2.4) により円 γ のまわりの速度場が計算できる。パラメータ Q と δ を決定するには以下の2つの条件が必要である。

1. ζ 平面で表面淀み点 S_1 と S_2 における複素速度 $w(\zeta)$ は 0 でなければならない。すなわち、

$$w(\zeta) \Big|_{\zeta=\zeta_{S_1} \text{ and } \zeta_{S_2}} = 0 \quad (2.5)$$

2. z 平面でベルヌイの式より、剥離点 S_1, S_2 における $w(z)$ は有限で、次式で与えられる。

$$\frac{|w(z)|}{U_0} \Big|_{z=S_1 \text{ and } S_2} = k = (1 - C_p)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

ここで $Cp_b = (p_b - p_\infty) / (\frac{1}{2}\rho U_0^2)$ は背圧圧力係数で, $\theta = 180^\circ$ における円柱背圧 p_b , 円柱から十分遠方の圧力 p_∞ および z 平面での主流速度 U_0 によって求まる.

図 2.3 で, ζ 平面上で円 γ を z 平面の閉曲線 $C(S_1AS_2BS_1)$ へ変換する写像関数は,

$$z = f(\zeta) = \zeta - \cot \alpha - \frac{1}{\zeta - \cot \alpha} \quad (2.7)$$

ここで ζ 平面の角度 α は経験的に次式により求められる.

$$\alpha = \frac{1}{2}(\pi - \theta_s) \quad (2.8)$$

θ_s は z 平面の上流淀み線から剥離点までの角度である. また, ζ 平面の円 γ の半径 R は次式のように決められる.

$$R = \frac{1}{\sin \alpha} \quad (2.9)$$

以上から Q と δ を決定する条件式は次式となる.

$$Q = \frac{2\pi U_0(\cos \delta - \cos \alpha)}{\sin \alpha} \quad (2.10)$$

$$\cos \delta = \cos \alpha + \frac{\sin^3 \alpha}{k} \quad (2.11)$$

以上で, Parkinson と Jandali の理論の説明を終える. 具体的な剥離を伴う円柱まわりの平均速度場は以下のように計算される. まず, 円柱壁面上の圧力測定を行い, Cp_b と θ_s を決定する. すると式 (2.6), (2.8), (2.9) より k, α, R が求まり, したがって式 (2.10), (2.11) よりパラメータ Q と δ が決定される. Q と δ が決まれば式 (2.3) により円 γ まわりの複素ポテンシャルが計算でき, これを解析関数 $z = f(\zeta)$ により物理平面 z に写像すれば, 求める剥離を伴う円柱まわりの複素ポテンシャルが決定できる. そして, この複素ポテンシャルを z で微分すれば共役複素速度が計算でき, 平均速度場が求まる.

2.4 実験装置および実験条件

実験には図 2.3 のような, 測定部断面が $994 \times 460\text{mm}$, 測定部長さ 4m の低乱れ回流型風洞を使用した. 実験はまず格子乱流の特性が調べられた. 乱れ速度変動は絞り部出口に設置した格子間隔 $M=25\text{mm}$, 格子棒直径 $d_M=5\text{mm}$ の正方形網目型格子により発生させた. 格子レイノルズ数は $Re_M = U_0 M / \nu = 1.75 \times 10^4$ に設定した. 主流速度 U_0 は約 10m/s であった.

格子乱流の速度測定はX型熱線プローブ (KANOMAX 製, 検査体積 $1.5 \times 1.5 \times 1.5\text{mm}$) を使用し, 測定部断面中央の線上 ($Y=230\text{mm}$, $Z=0\text{mm}$) で下流方向の数点で行った. 熱線プローブは定温度形熱線風速計 (HAYAKAWA, HC30) により動作させ, 直線化器を通した出力をサンプリング周波数 10kHz , サンプリング個数 262144 個でパーソナルコンピュータに取り込んだ. 記録したデジタルデータはワークステーション (DEC ALPHASTATION 250) によって処理した.

次に格子乱流中の円柱まわりの流れを調べるため, 円柱表面の圧力分布測定および円柱まわりの速度分布測定を行った. 円柱は直径 $d=10\text{mm}, 19\text{mm}$ の2種類の真鍮管を選び, 乱流格子より 1500mm 下流の位置 ($X/M=60$) に主流方向に垂直に測定部側壁の幅にわたって設置した. 円柱のアスペクト比はそれぞれ $99.4, 52.3$, 閉塞比はそれぞれ 2.2% , 4.1% である.

流れの条件は円柱レイノルズ数および乱れのスケール効果の影響に注目して設定した. 2種類の円柱に対して主流の平均流速を3種類選び, 円柱レイノルズ数 $Re_d = U_0 d / \nu$ をそれぞれ $7.0 \times 10^3, 1.33 \times 10^4$ とした. したがって調べられた条件は4種類である. 表 2.1 に実験条件を示す. 各条件に対し, 流入乱流の積分スケール L_0 と円柱直径 d との比 L_0/d はそれぞれ $0.94, 1.98, 1.04, 2.3$ である. 平均流の変形時間 $T_d = d/U_0$ と乱流の代表時間スケール $T_L = L_0/u'_0$ の比 T_d/T_L はそれぞれ $0.0186, 0.0093, 0.0178, 0.0083 \ll 1$ であり, 急激変形の仮定は満たされている.

背圧測定の場合は, Re_d の影響を調べるため, 直径 $10\text{mm}, 19\text{mm}$ の円柱に対し主流の平均流速を10種類, および15種類選び, Re_d を 2.25×10^3 から 3.37×10^4 まで変化させた. 圧力分布測定は円柱表面に直径 0.3mm の穴を開け, マノメータによって $X/M=60$ における測定部底板の静圧との差圧を読み取った.

速度分布測定にはI型熱線プローブ (受感部は直径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線で長さは 1.0mm) を使用し, 定温度型熱線流速計の出力をサンプリング周波数 10kHz , サンプリング個数 131072 個でパーソナルコンピュータに取り込んだ. 本実験ではI型プローブのサポート部を主流に対し垂直に設置して速度計測を行ったため, 流体力学的に発生する誤差の補正がなされた. 具体的には各測定点でのプローブサポートと局所平均速度ベクトルのなす角度を Parkinson と Jandali の後流湧源モデル [76] により見積もり, データ処理の際にプローブの回転試験結果に基づいて誤差の補正を行った.

2.5 結果と考察

2.5.1 格子乱流場の特性

図 2.4 は格子レイノルズ数 $Re_M = 1.75 \times 10^4$ の場合の格子乱流の乱れエネルギーの下流方向減衰特性を示す。図中上付添字' は変動 rms 値を示す。円柱は $X/M=60$ の位置に設置されており、この位置での円柱を設置する前の状態での乱流の特性量を表 2.2 に示す。表 2.2 で u'_0/U_0 は主流方向相対乱れ強さ、 L_0 は縦方向積分スケール、 λ_g は Taylor の横マイクロスケール、 η はコルモゴロフスケール、 Re_L, Re_λ は乱流レイノルズ数でそれぞれ $Re_L = u'_0 L_0/\nu, Re_\lambda = u'_0 \lambda_g/\nu$ で定義される。なお添え字 0 は $X/M=60$ の位置における円柱のない状態での格子乱流の特性量を示し、以下これを円柱に流入する乱流の特性量とする。

2.5.2 円柱表面の圧力分布

図 2.5 に直径 10mm, 19mm の円柱について円柱表面の圧力分布を測定した結果を示す。比較のため他の実験者による乱れの小さい均一平均速度分布を持つ主流中に置かれた円柱表面上の圧力分布を示す。本実験では主流の乱れ強さが約 2%、円柱レイノルズ数が $7.0 \times 10^3, 1.33 \times 10^4$ の条件であった。本実験結果は $Re_d = 1.9 \times 10^5$ の Flachsbarth の実験結果 [77] に類似しており、この圧力分布の形状から円柱表面に添う境界層は層流の状態で剥離していると考えられる。なお、これに関連して谷 [78] は、レイノルズ数の臨界範囲における円柱の実験において円柱表面にワイヤーを取り付けることで境界層に攪乱を与え、境界層の乱流遷移を低い円柱レイノルズ数で実現させた例を挙げているが、 $Re_d = 1.4 \times 10^5$ の場合では層流剥離すると報告している。本実験では円柱レイノルズ数 Re_d がかなり小さいため、主流乱れが円柱表面の境界層の発達に与える影響はほとんどないと思われる。

また、同図中の実線は、Parkinson と Jandali [76] による後流湧源モデルから圧力分布を計算した結果である。ただし、モデルに必要なパラメータとして、剥離角度 $\theta_s = 81^\circ$ 、背圧の圧力係数 $C_{pb} = -0.96$ が選ばれている。図より後流湧源モデルにより円柱表面の圧力分布を近似することができることがわかる。

図 2.6 に円柱の背圧の圧力係数 ($-C_{pb}$) の円柱レイノルズ数に対する変化を示す。円柱レイノルズ数を 2.25×10^3 から 3.37×10^4 まで変化させたとき、主流乱れは 1.5% から 2% 程度であった。本実験結果は層流中の円柱に関する他の実験結果 [79] とほぼ一致しており、主流乱れの影響は背圧に影響していないようである。

2.5.3 円柱上流の乱流場の特性

図 2.7(a), (b) は $d=10\text{mm}$, $Re_d = 7.0 \times 10^3$ の場合の円柱上流における平均速度分布および rms 速度分布を示す。ただし添え字 s は流線方向の速度成分であることを示す。測定は $z/a = 20, 10, 0, -10, -20$ の 5 断面においておこなった。両図から平均速度場および乱れ速度場は円柱に最も近い断面で多少のバラツキはあるが、円柱のスパン方向にほぼ統計的に一様であり、2次元性があることがわかる。

図 2.7(a) の実線は図 2.5 で圧力分布が実験値と一致するようにパラメータを選び ($\theta_s = 81^\circ, C_{pb} = -0.96$)、後流湧源モデルにより計算した結果である。このように円柱上流域の平均速度場は Parkinson と Jandali [76] による剥離を考慮したポテンシャル流と良い一致が見られる。

図 2.7(b) で円柱の淀み線上 ($y/a = 0$) では円柱に近づくほど乱れが減少しているが、これは Hunt [9] の急激変形理論が予測するように円柱表面による乱れの blocking 効果によると思われる。また円柱の剥離点と同じ高さ ($y/a \pm 1.0$) で乱れが極大となっているのは剥離せん断層に近いほど渦放出に伴う変動速度の影響を受けるためと考えられる。この後流の変動速度による影響を調べるため次のような方法を用いた。

円柱上流での変動速度には流入乱流の変動速度成分 $u_i^{(T)}$ と後流による変動速度成分 $u_i^{(w)}$ が寄与していると考えられ、ここでは $u_i^{(T)}$ と $u_i^{(w)}$ は統計的に独立であると仮定する。そのとき、変動速度成分の 2 乗平均値 $u_i'^2$ は次のように表される。

$$u_i'^2 = u_i^{(T)2} + u_i^{(w)2} \quad (2.12)$$

また $u_i, u_i^{(T)}$ および $u_i^{(w)}$ の一次元パワースペクトルをそれぞれ $\Phi_{ii}, \Phi_{ii}^{(T)}$ および $\Phi_{ii}^{(w)}$ とすると、

$$\Phi_{ii} = \Phi_{ii}^{(T)} + \Phi_{ii}^{(w)} \quad (2.13)$$

となる。

図 2.8(a) は $d=10\text{mm}$, $Re_d = 7.0 \times 10^3$ の場合の $x/a = -1.5, z/a = 0$ の線上での無次元化パワースペクトルの例である。 $y/a = -1.0$ の位置でのスペクトルには鋭いピークが見られる。このスペクトルピークと後流中に生成されるカルマン渦との関係を調べるため、後流中でのスペクトル分布を計算したものを図 2.8(b) に示す。後流中のスペクトルピークは 2 つ見られるが、低波数側のピークは $Re_d = 7.0 \times 10^3$ のときの円柱のストローハル数 0.2 から求められる波数に現れていることから、それは後流中に形成されるカルマン渦によるものであると考えられる。図 2.8(a) と (b) の比較により、円柱上流側のスペク

トルピークの波数はカルマン渦による周期変動の波数と一致することがわかる。したがって図 2.8(a) のスペクトルピークは渦放出に伴う変動速度成分が円柱の上流域に影響しているために発生すると考えられる。そこで、今回はスペクトルの突起部を積分して $u_i^{(w)'^2}$ を評価することにした。積分は以下のように行われた。周波数領域で u_i のパワースペクトル $E_{ii}(f)$ について、スペクトルの突起部の存在する区間 $[f_a, f_b]$ を見積もり、次式により計算した。

$$u_i^{(w)'^2} = \int_{f_a}^{f_b} E_{ii}(f) df - \frac{1}{2}(f_b - f_a)(E_{ii}(f_a) + E_{ii}(f_b)) \quad (2.14)$$

ここで $[f_a, f_b]$ はスペクトルの突起部が存在する周波数範囲を表している。また $u_i^{(T)'^2}$ はスペクトルの突起部を除外して積分することで評価した。

図 2.9 に以上の方法で得た $d=10\text{mm}$, $Re_d = 7.0 \times 10^3$ の場合における $x/a = -1.5, z/a = 0$ の線上での変動速度 rms 値の y 方向分布を示す。 $y/a = 0$ では $u_s^{(w)'}$ は $u_i^{(T)'}$ に対してかなり小さく、 $y/a \approx 1$ では $u_i^{(T)'}$ よりも大きな値を示している。

図 2.10 は表 2.1 に示した 4 条件について淀み線上の変動速度 rms 値の分布を示している。 Hunt [9] の予測では L_0/d の値が小さいとき、すなわち物体のスケールに比べ流入乱流の積分スケールが小さいとき、渦の引き伸ばし効果が支配的となるため主流方向変動速度 rms 値は物体に近づくにつれて増加し、 L_0/d の値が大きいときは物体の固体表面による乱れの blocking により減少する。また blocking 効果は L_0/d の値が大きいほど物体の遠方から効きはじめ、淀み点近傍での乱れの減衰も大きくなる。本実験では $L_0/d = 0.94$ の場合は円柱表面に近づくにつれて乱れがいったん増加し、表面付近では減少している。これは、 $L_0/d = 0.94$ では $r/a = 2.5$ 付近までは渦の引き伸ばしの効果が支配的であり、 $r/a < 2.5$ では blocking 効果が支配的となるためと考えられる。またその他の条件では $r/a = 3.5$ 付近から乱れが減衰し始めており、円柱表面に近づくにつれ乱れは単調に減少している。

図 2.11(a)-(c) は表 2.1 の 4 条件について、円柱まわりの各位置における一次元パワースペクトルの例を示している。淀み線上 ($\theta = 0^\circ$, 図 2.11(a)) では円柱に近いほど低波数帯 ($\kappa_x < 1$) でスペクトルの減少が見られる。これは物体表面の blocking 効果によるものと考えられる。また Case2, Case4 の非常に弱いスペクトルピークは渦放出に伴う変動速度によるものである。このように淀み線上では後流による速度変動の影響はかなり小さいことがわかる。

淀み線からの角度が $\theta = 45^\circ, 90^\circ$ の線上 (図 2.11(b), (c)) では渦放出周波数に対応する波数に鋭いスペクトルピークが見られる。スペクトルの突起部は剥離せん断層に近いほど

高く、幅も広くなる。またこの傾向は $\theta = 90^\circ$ の場合の方がより顕著であり、後流による変動速度成分のパワーは最大で全体の80%である。また剥離せん断層の近くではスペクトルの低波数成分の増加が見られ、 $\theta = 90^\circ$ の場合に顕著である。これは Britter らの同様の条件での実験結果 [1] と定性的に一致する。

図 2.12(a)-(d) は表 2.2 の4条件について、スペクトルのスパイク部を積分して得られた放出渦による変動速度の rms 値 $u_s^{(w)'} / u_0'$ の空間分布を示している。 $u_s^{(w)'} / u_0'$ は剥離点付近の位置でもっとも大きく、順に 3.6, 3.2, 3.6, 3.8 である。淀み線上では他の領域に比べてかなり小さいことがわかる。なお図より、その影響領域は剥離点から円柱半径の5倍以上におよんでいることがわかる。

2.6 結言

本研究では円柱レイノルズ数 7.0×10^3 および 1.33×10^4 、主流乱れ約 2%、乱れの積分スケールと円柱直径の比 0.94, 1.98, 1.04, 2.3 の4条件で、格子乱流中に設置された円柱について円柱表面の圧力分布および円柱まわりの乱れ速度を測定した。また、背圧については、円柱レイノルズ数を $2.25 \times 10^3 \sim 3.37 \times 10^4$ で25種類に変化させて測定した。その結果以下の結論を得た。

1. 円柱レイノルズ数 7.0×10^3 および 1.33×10^4 、主流乱れ 2% の条件では円柱表面の圧力分布形状から、淀み点から約 81° の角度の位置で層流剥離している。また円柱背圧は本実験の範囲 (円柱レイノルズ数 $2.25 \times 10^3 \sim 3.37 \times 10^4$, 1.5% ~ 2% 主流乱れ) では、乱れない条件での結果とほぼ一致し、主流乱れの境界層発達への影響はほとんどないようである。
2. 後流湧源モデルにより求められた円柱上流における速度分布は、測定値とよく一致する。
3. 淀み線上では円柱に近づくにつれ、無次元化波数 $\kappa_s < 1$ の低波数帯で物体表面の blocking 効果によりスペクトルが減少する。
4. 円柱表面からの放出渦による流線方向の変動速度の影響領域は円柱上流において剥離点を中心に円柱半径の5倍程度の空間領域であり、淀み線上では比較的影響が小さい。

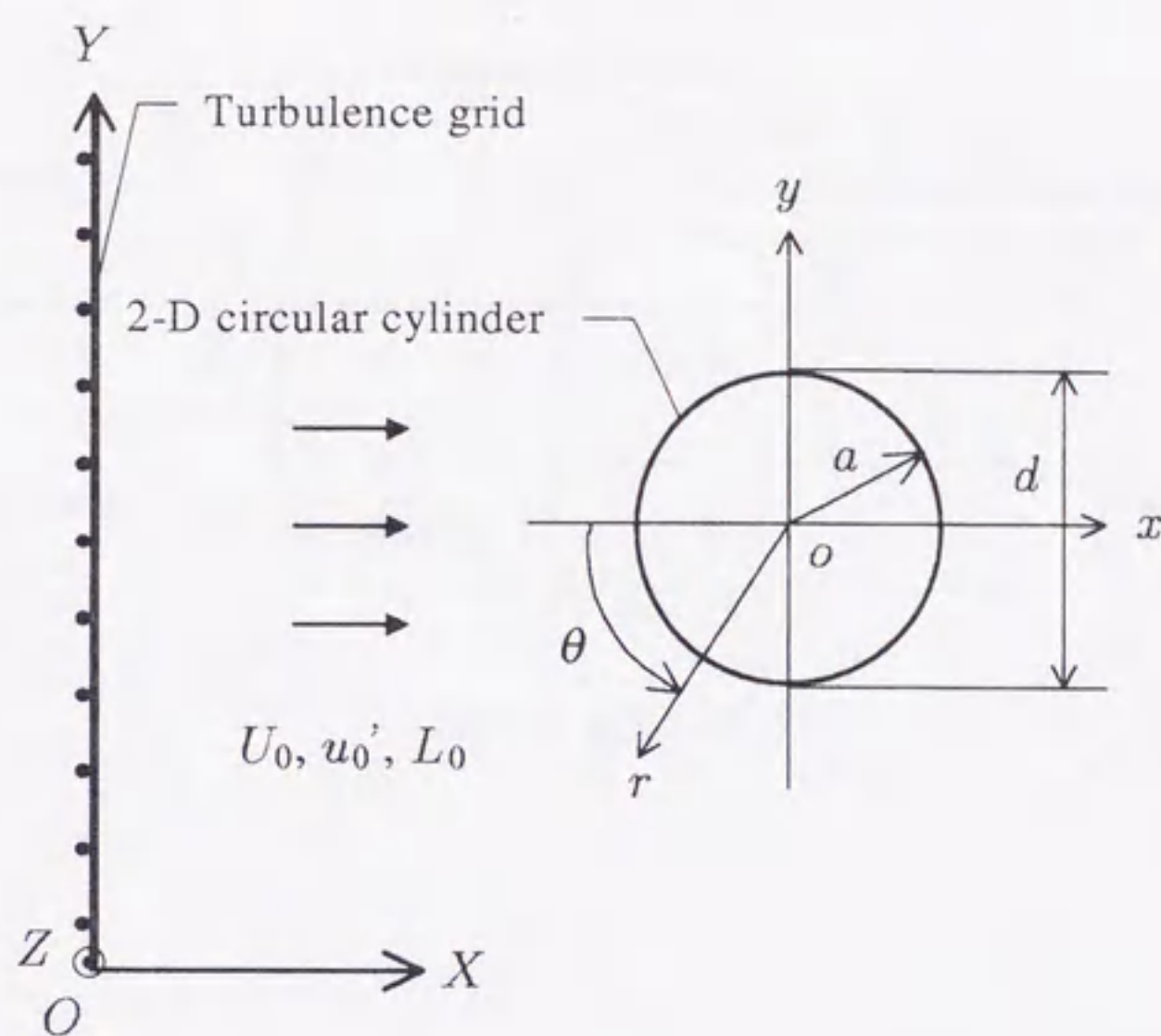


図 2.1 座標系

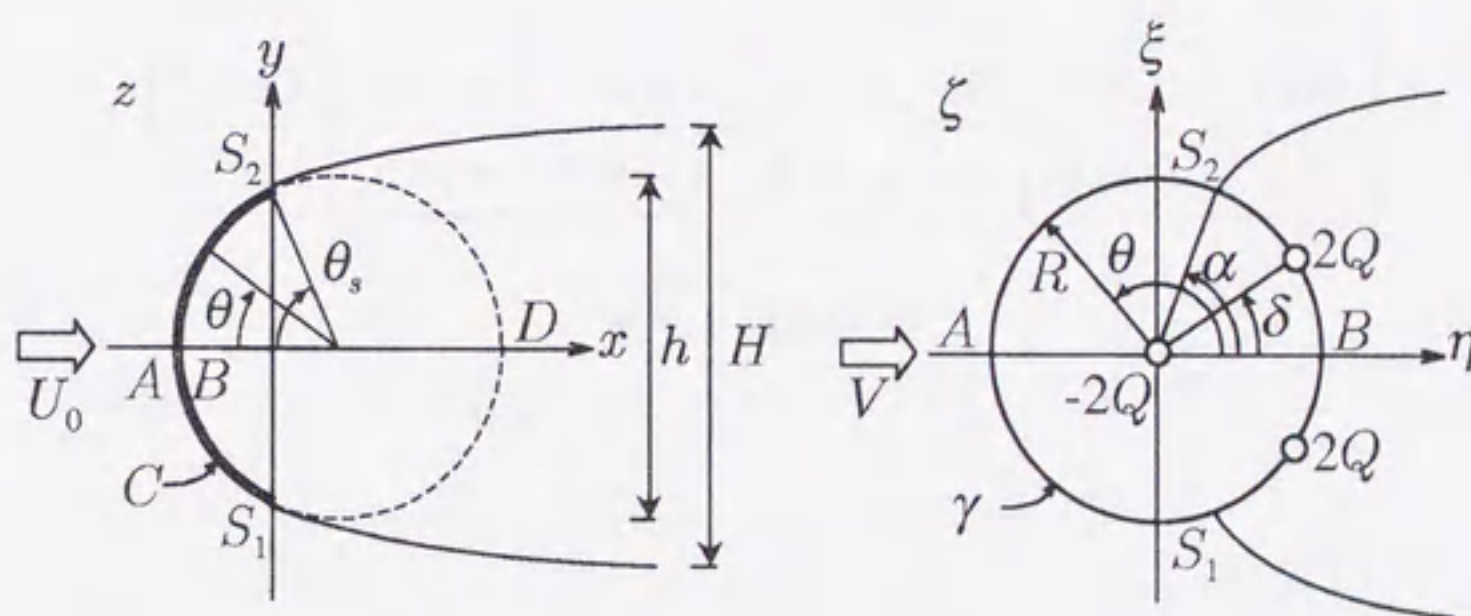


図 2.2 後流湧源モデルの物理平面と写像平面

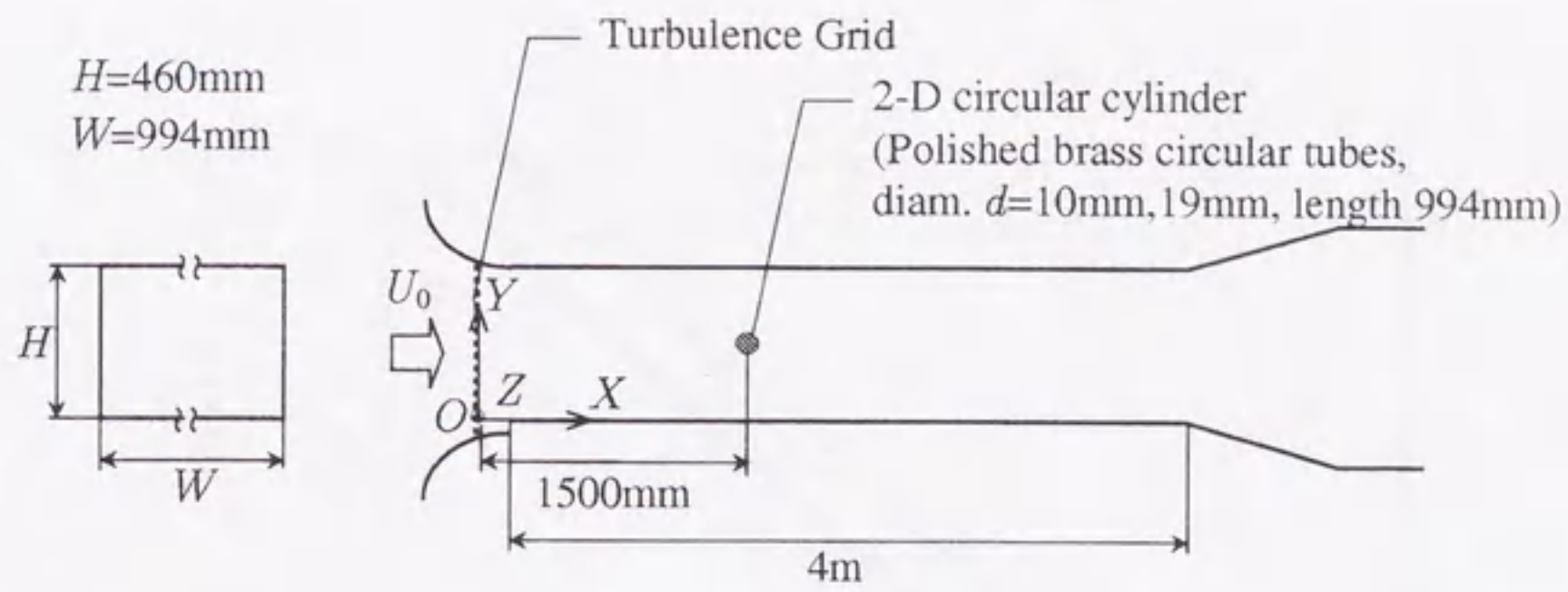


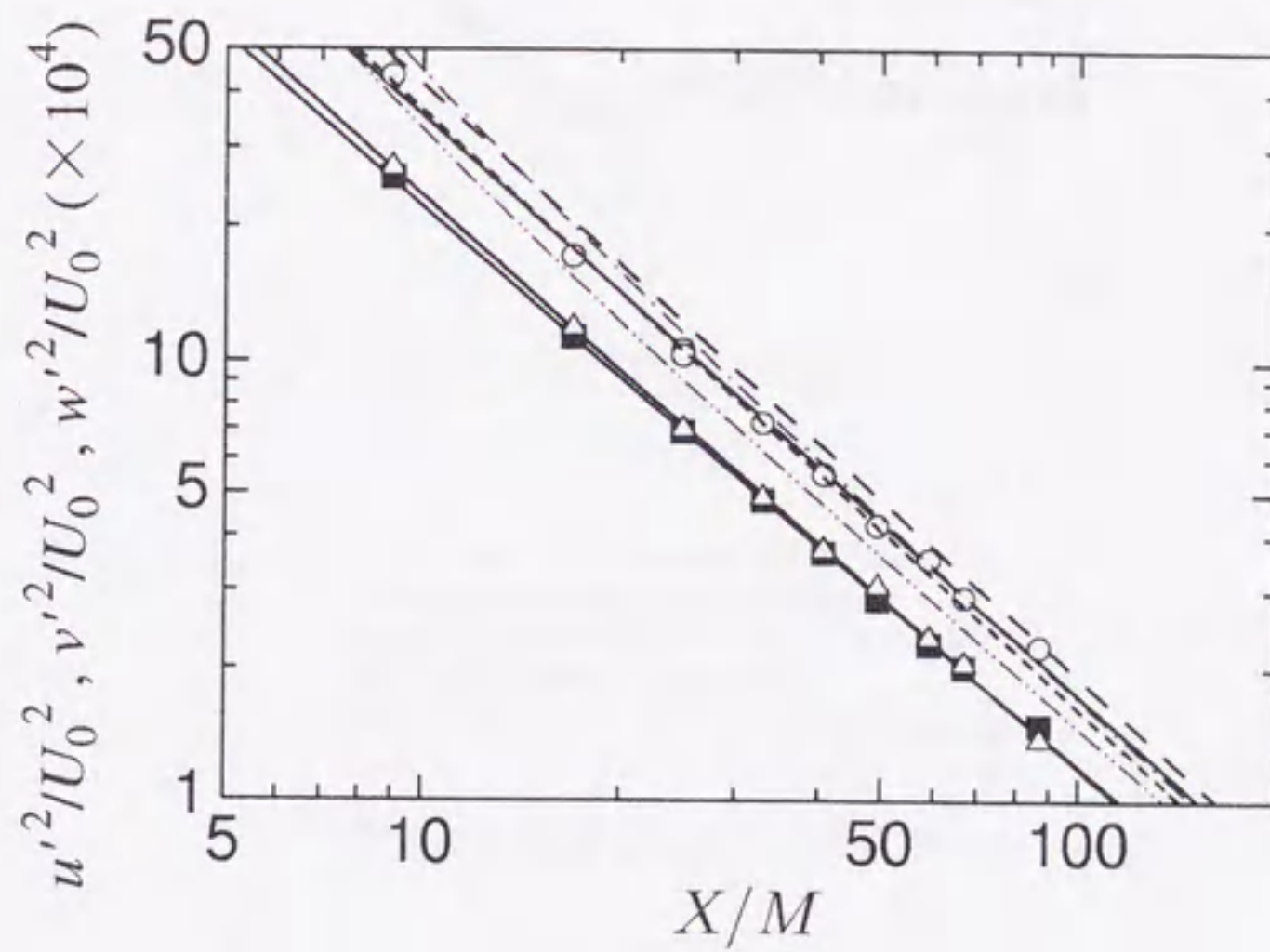
図 2.3 実験装置

	d	U_0	Re_d	u'_0/U_0	L_0/d
Case1	19mm	5.4m/s	7.0×10^3	0.018	0.94
Case2	10mm	10m/s	7.0×10^3	0.019	1.98
Case3	19mm	10m/s	1.33×10^4	0.019	1.04
Case4	10mm	19m/s	1.33×10^4	0.019	2.3

表 2.1 実験条件

M	u'_0/U_0	Re_M	L_0	Re_L	λ_g	Re_λ	η
25mm	0.019	1.75×10^4	19.8mm	283	4.1mm	48	0.03mm

表 2.2 $X/M = 60$ における格子乱流の特性量



present data

—○— $u'^2/U_0^2 = 0.0730(X/M-1)^{-1.31}$

—■— $v'^2/U_0^2 = 0.0439(X/M-1)^{-1.29}$

—△— $w'^2/U_0^2 = 0.0450(X/M-1)^{-1.28}$

Warhaft (1984)

— — $u'^2/U_0^2 = 0.121(X/M)^{-1.4}$

----- $v'^2/U_0^2 = 0.076(X/M)^{-1.32}$

Comte-Bellot & Corrsin (1966)

--- $u'^2/U_0^2 = 0.077(X/M-1.5)^{-1.33}$

--- $v'^2/U_0^2 = 0.05(X/M-1.5)^{-1.27}$

図 2.4 格子乱流の乱れエネルギーの下流方向変化

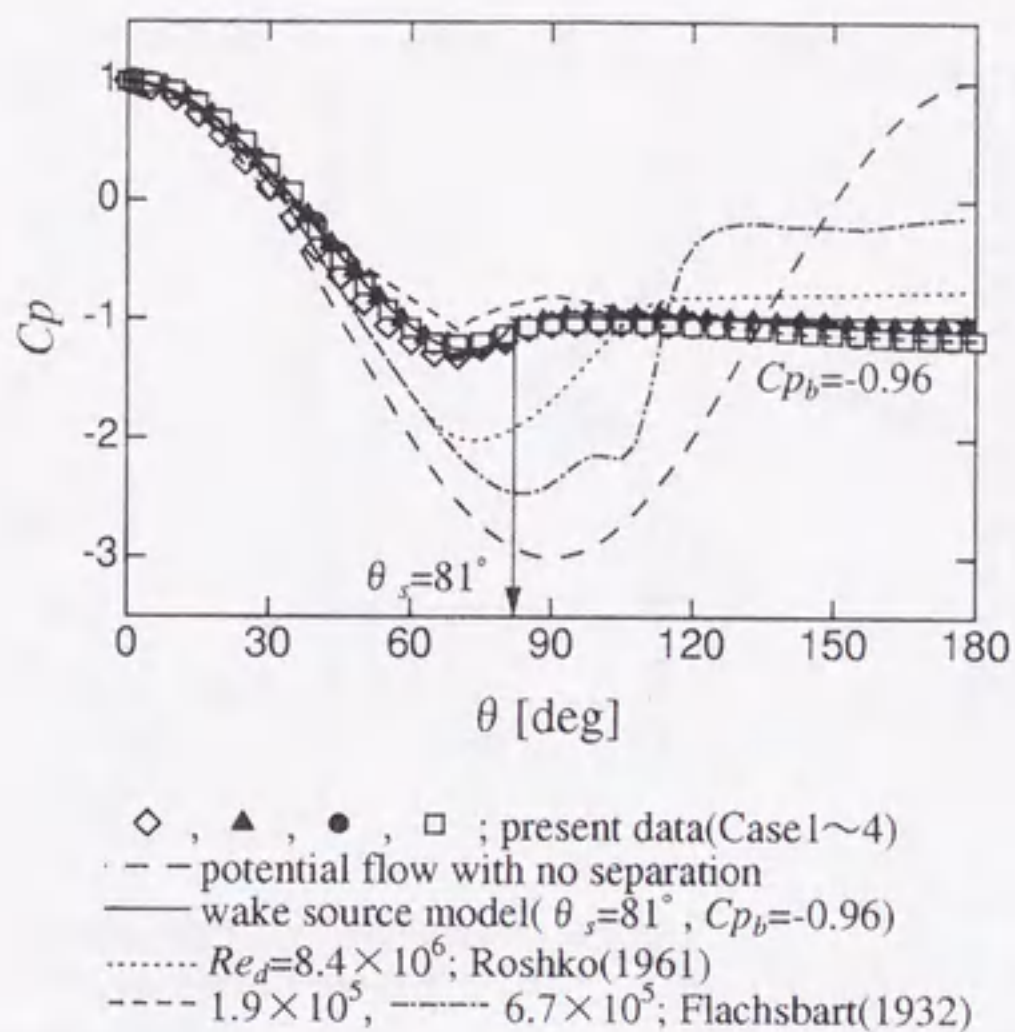


図 2.5 円柱表面の平均圧力分布

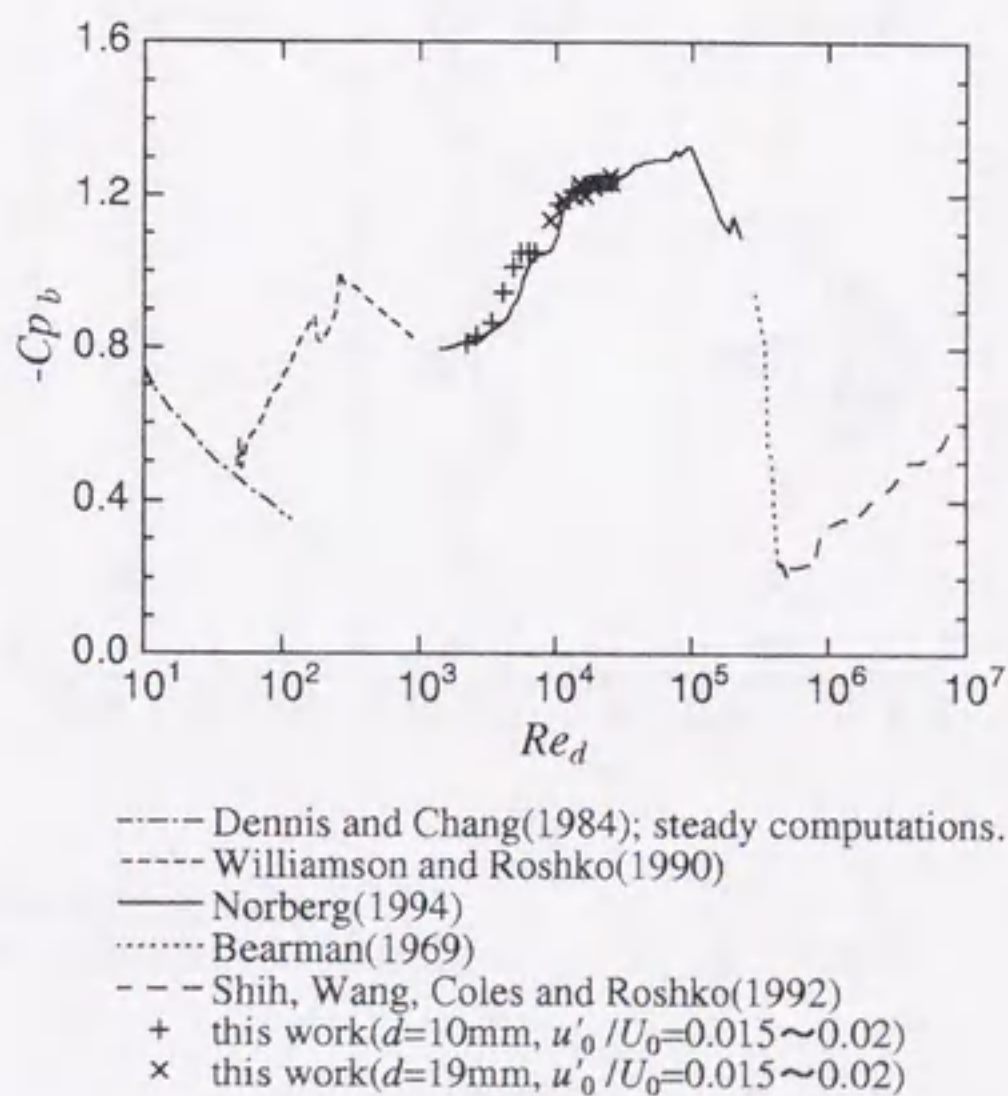
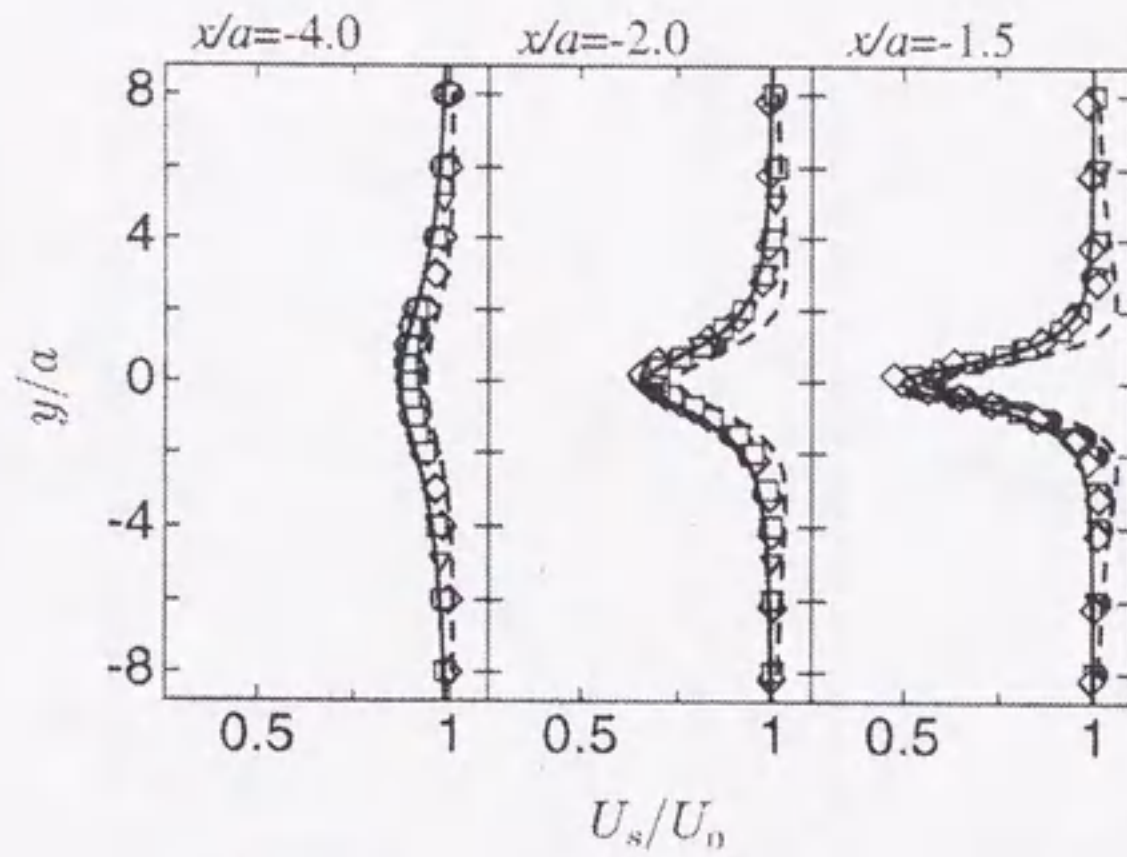
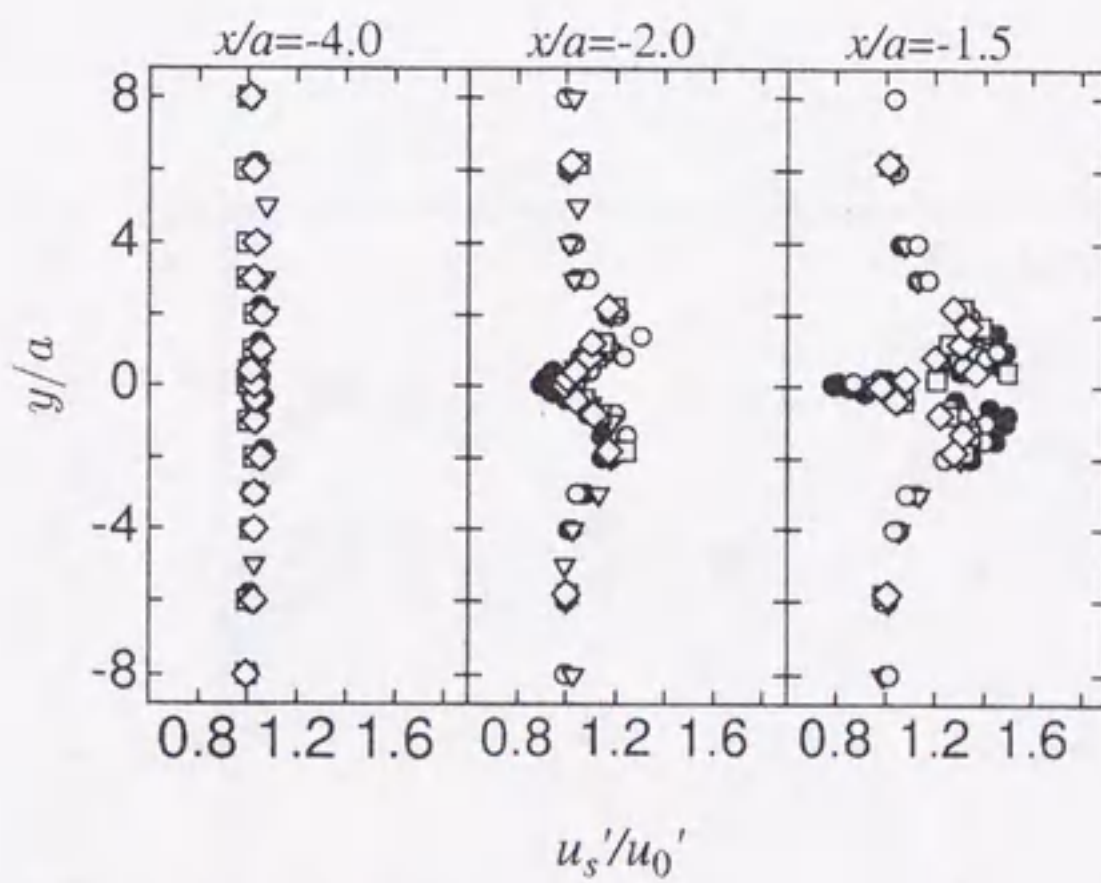


図 2.6 円柱の背圧係数 $-C_{p_b}$ のレイノルズ数に対する変化



---; Potential flow with no separation
 —; Wake source model($\theta_s=81^\circ$, $Cp_b=-0.96$)
 symbols; this work
 ● ; $z/a=20.0$, ○ ; 10.0 , ▽ ; 0.0 , □ ; -10.0 , ◇ ; -20.0

(a) 円柱上流の平均速度分布



symbols; this work
 ● ; $z/a=20.0$, ○ ; 10.0 , ▽ ; 0.0 , □ ; -10.0 , ◇ ; -20.0

(b) 円柱上流の変動速度 rms 値分布

図 2.7 円柱上流の速度分布

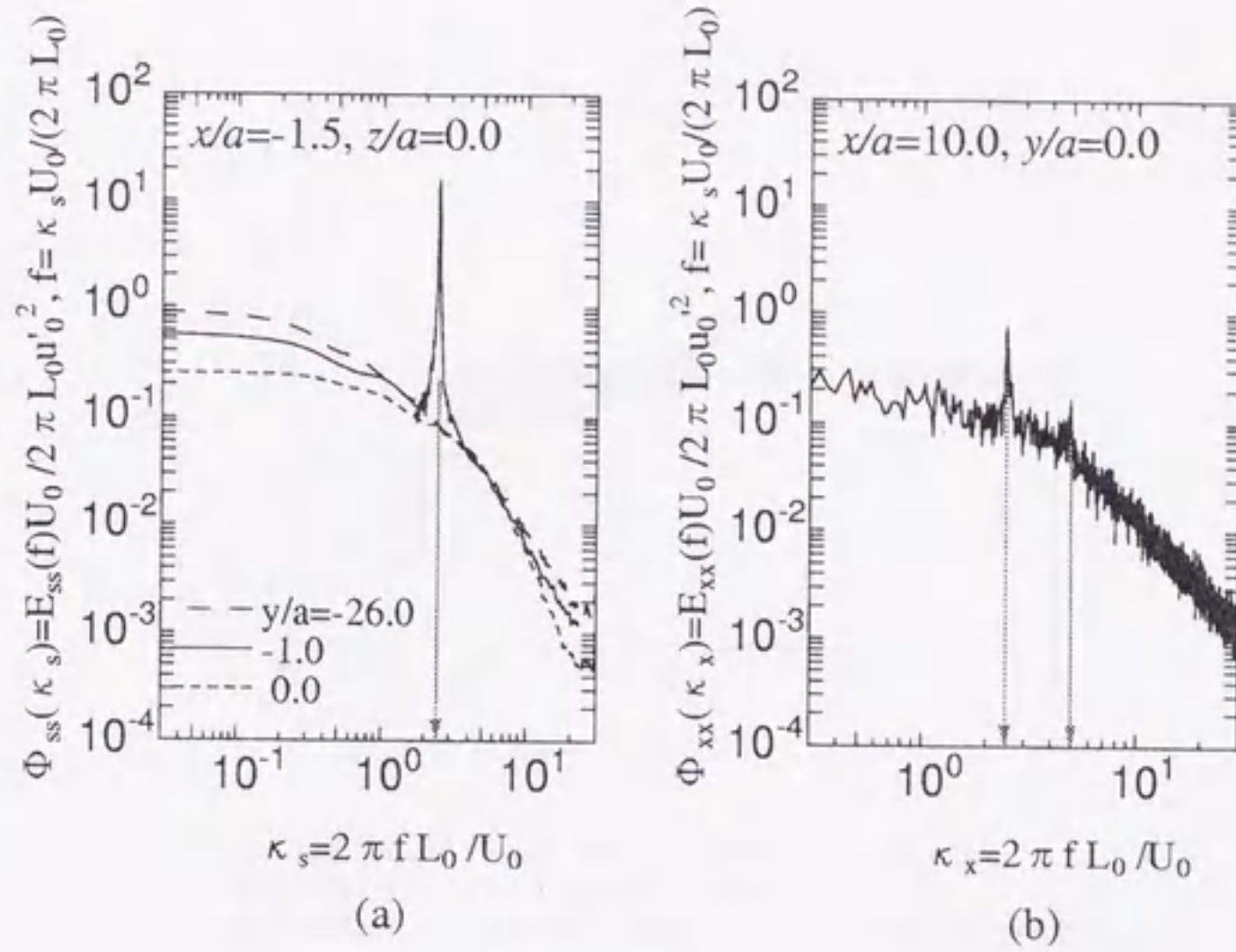


図 2.8 円柱の上流と後流における一次元パワースペクトル

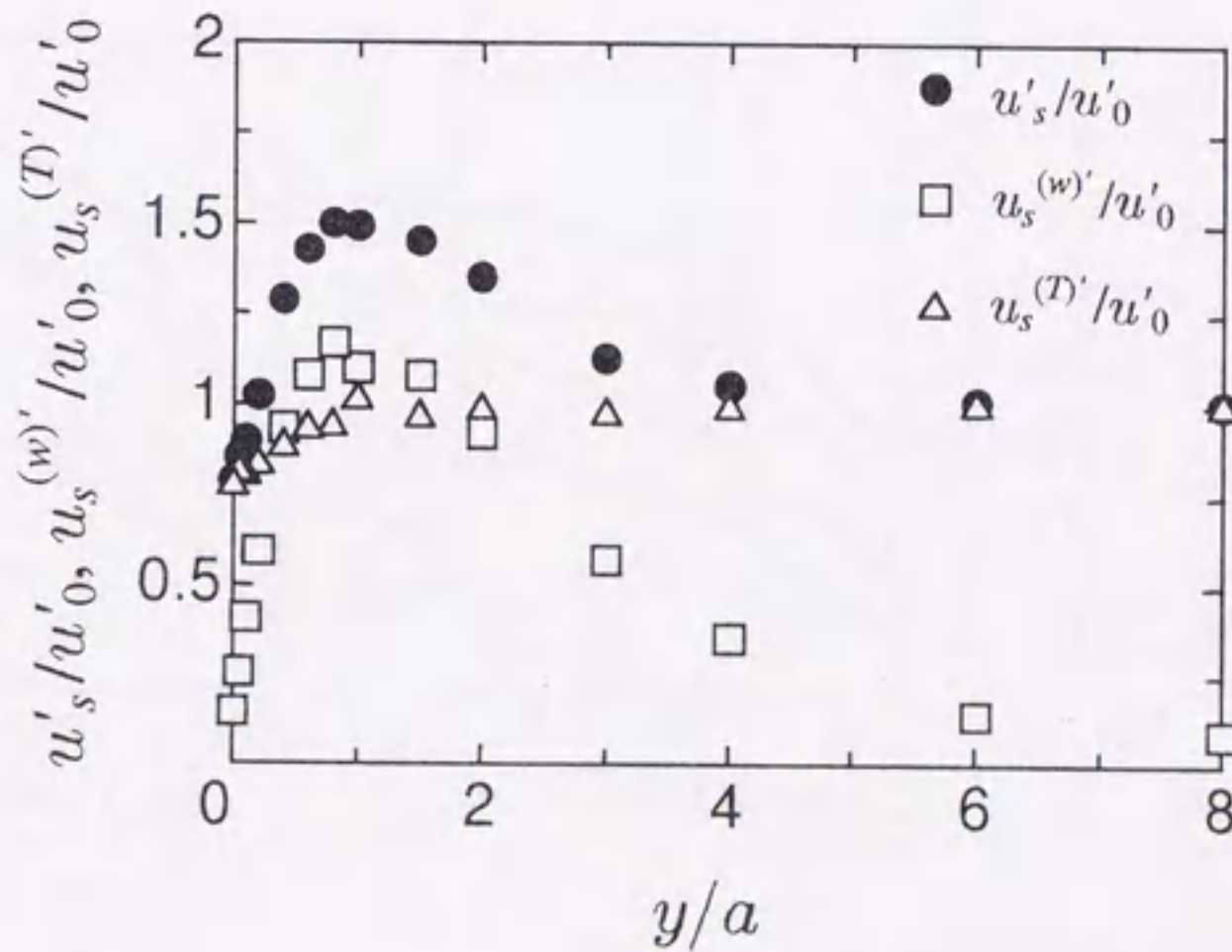


図 2.9 $x/a = -1.5, z/a = 0.0$ の線上における $u'_s, u_s^{(w)}$ および $u_s^{(T)}$ の変化

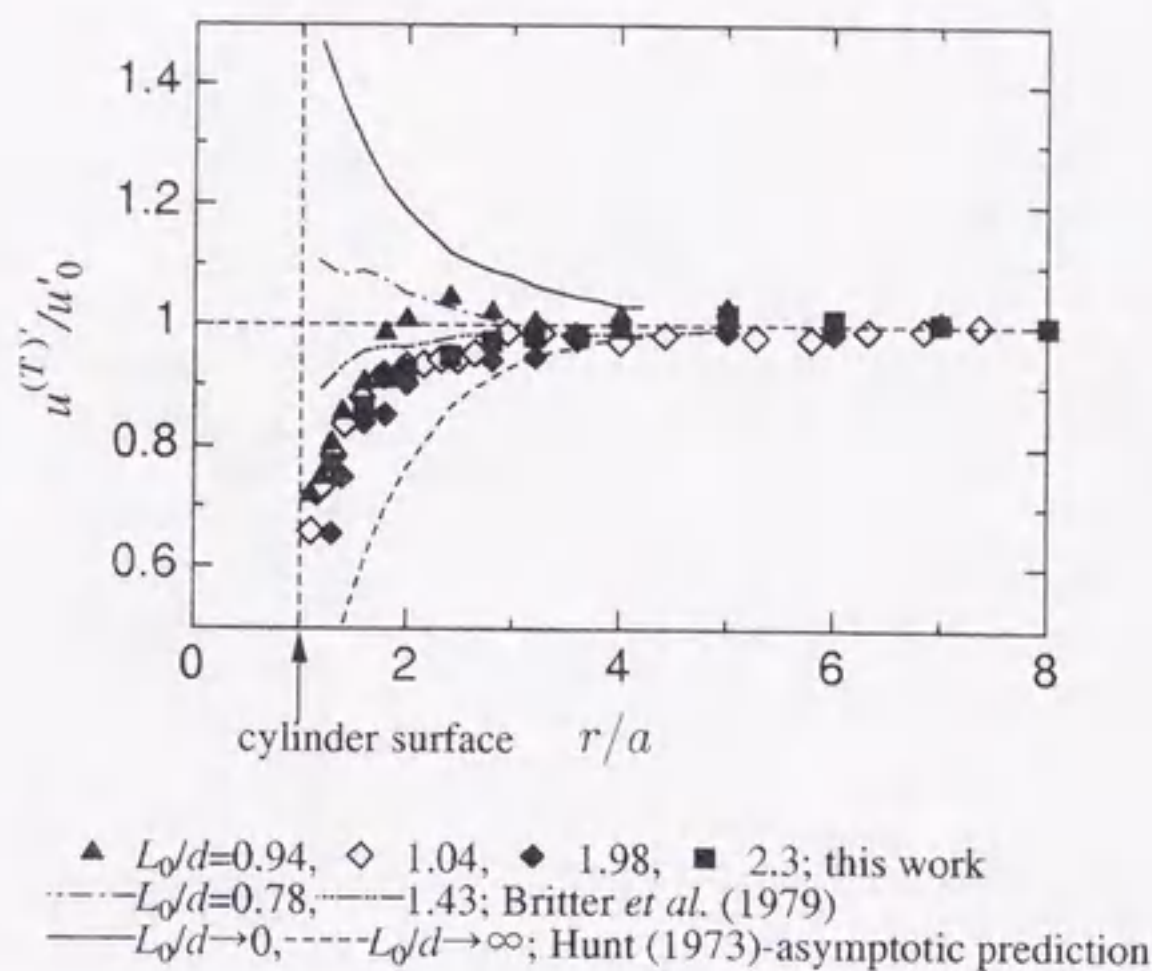


図 2.10 淀み線上における主流方向変動速度 rms 値分布

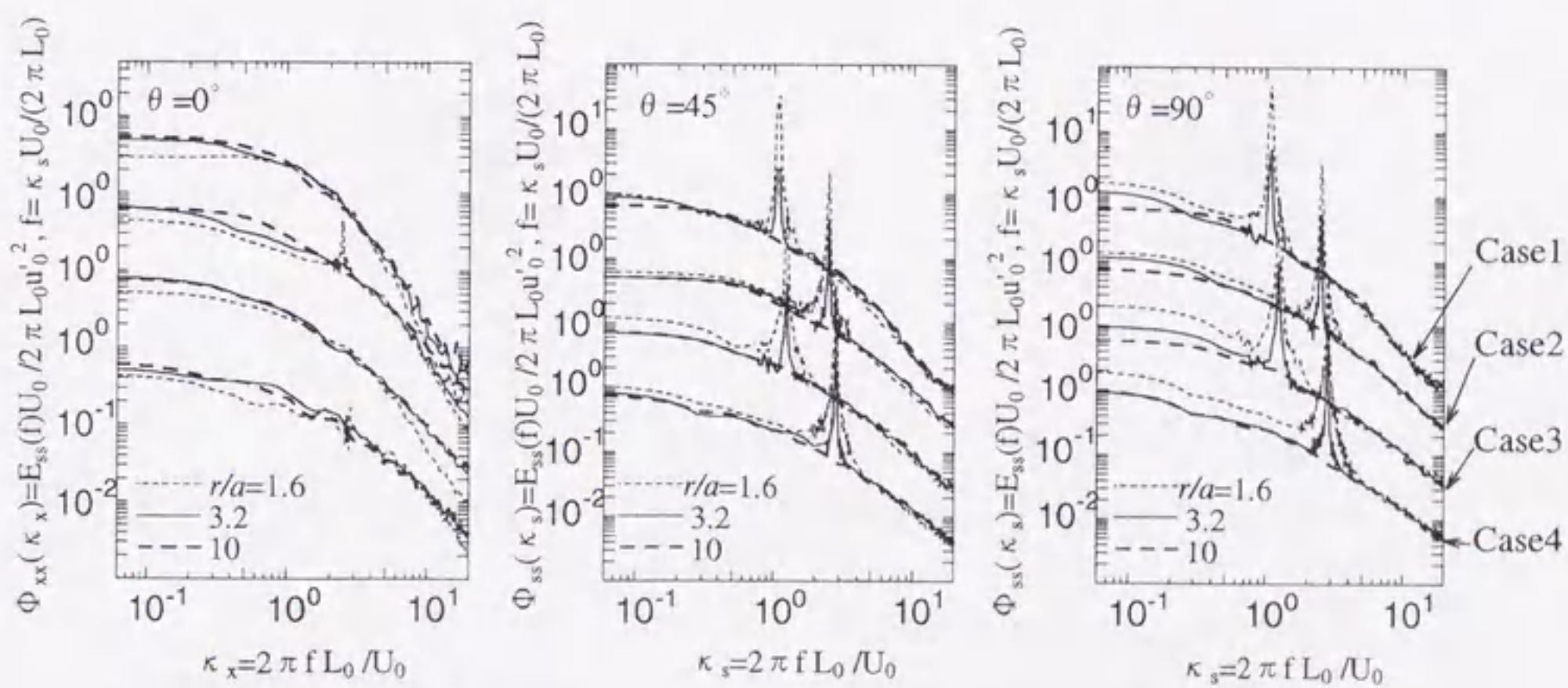
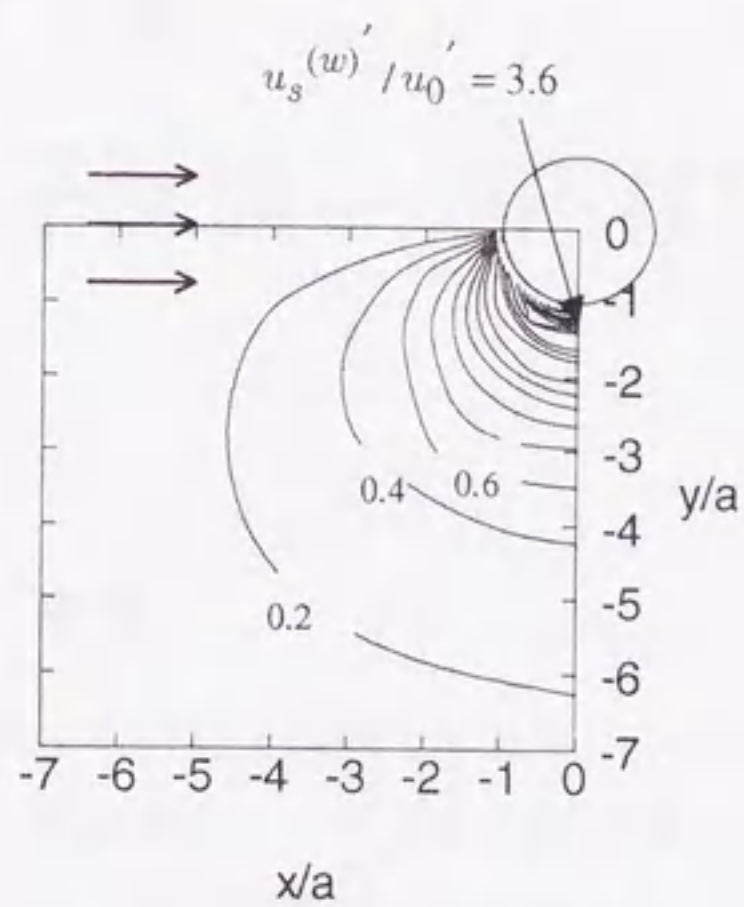
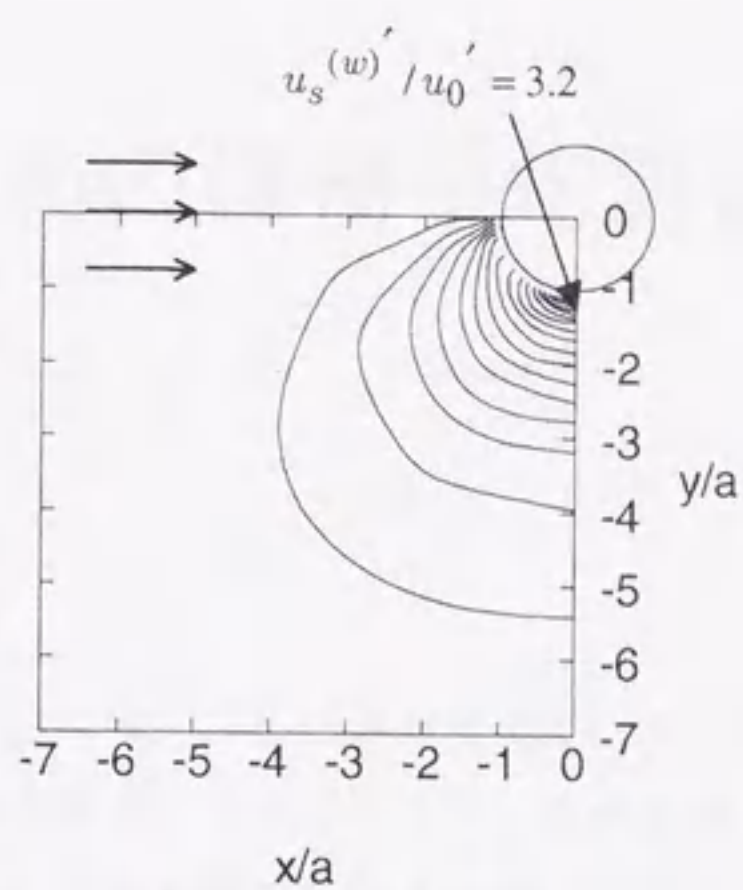


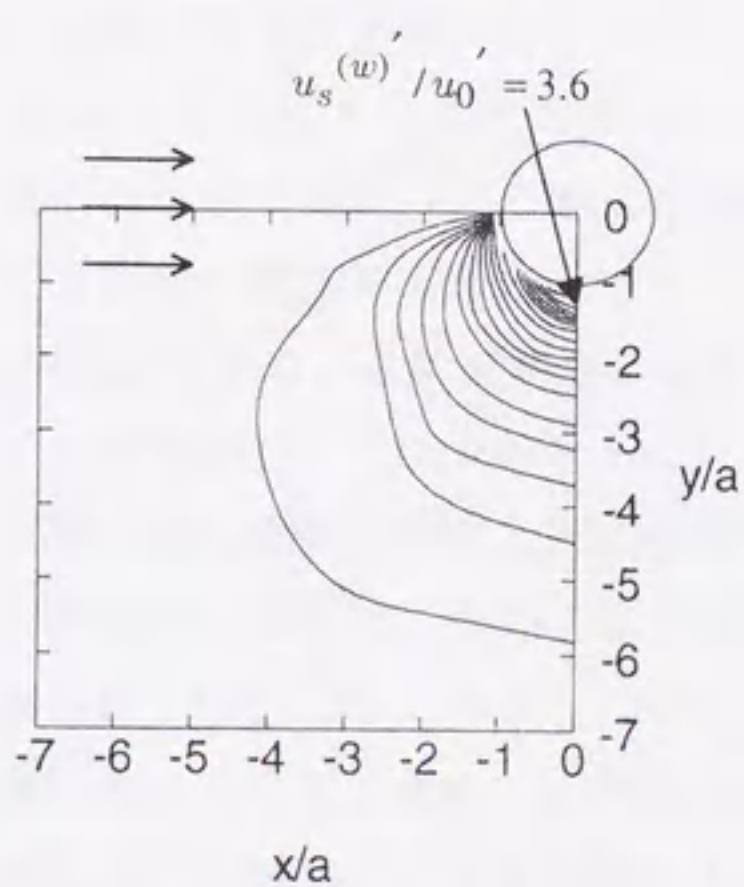
図 2.11 $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ の線上における一次元パワースペクトルの変化



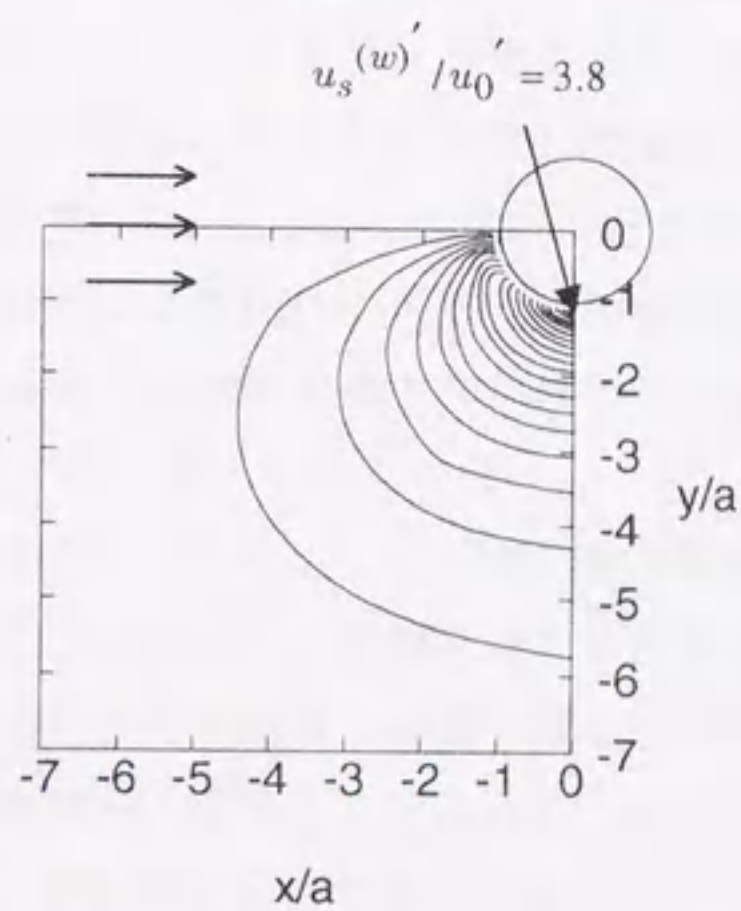
(a) Case1 ($Re_d=7.0 \times 10^3, L_0/d=0.94$)



(b) Case2 ($Re_d=7.0 \times 10^3, L_0/d=1.98$)



(c) Case3 ($Re_d=1.33 \times 10^4, L_0/d=1.04$)



(d) Case4 ($Re_d=1.33 \times 10^4, L_0/d=2.3$)

図 2.12 円柱上流における $u_s^{(w)'} / u_0'$ の等値線図

第3章

格子乱流中の円柱後流渦の位相平均評価 [12]

3.1 緒言

乱流中の円柱上流域での乱れは、後流中への放出渦による誘導速度変動、流れ場の変形効果、物体表面による blocking 効果のいずれが支配的になるかにより、乱れの強さやスペクトルが空間中の位置により異なる。またこれらの乱流特性は流入乱流の代表長さや物体スケールの比や流入乱流の乱れ強さに依存する。

第2章では格子乱流中の円柱上流速度場へ与える放出渦の影響を調べ、円柱近傍では放出渦の影響が無視できないほど大きいことを報告した。物体上流乱流場を扱った研究としては Hunt [9]による2次元円柱まわりの乱れ場の変化に対する急激変形理論の応用が注目に値するものであり、この理論の実験的検証が Britterら [1]によりおこなわれている。しかしこれらの理論や実験では主に平均ひずみ速度による乱れの変形と、物体の固体表面の blocking 効果による乱流特性の変化が問題にされ、後流放出渦と物体まわりの変動速度場の干渉効果については本研究 [11]を除いてほとんど調べられていない。

2.2節では乱流中の円柱上流乱流場に関連するパラメータとして、放出渦の強さ Γ を挙げた。放出渦の強さは、十分下流で弱くなるまでは主流乱れの影響をほとんど受けないことが知られている [58]。しかしながら放出渦の強さ Γ は剥離せん断層を通じて供給される循環量によって決まるため、主流乱れの影響を間接的に受けることになる。本研究では円柱上流における周期的な速度変動の主な原因は、放出渦によって誘導されるスカラーポテンシャルの成分であろうと考えているため、放出渦の強さ Γ を評価することが重要である。

本章では第2章と同様に基本的乱流場として格子乱流中に置かれた2次元円柱まわりの速度場を対象とし、4種類の流れの条件における放出渦の循環の大きさを位相平均法によって評価する。そして主流乱れのパラメータ、とくに乱れの相対スケールと放出渦の強

さとの関係を調べる.

主な記号

- C_g : 剥離点から供給される循環と平均的な放出渦の循環の比 $\equiv \Gamma f_K / \Gamma_0$
 C_{pb} : 円柱背圧係数
 d : 円柱直径
 f_K : 渦放出周波数 [Hz]
 L_0 : 格子乱流の縦方向積分スケール
 M : 格子間隔
 Re_d : 円柱レイノルズ数 $\equiv U_0 d / \nu$
 Re_M : 格子レイノルズ数 $\equiv U_0 M / \nu$
 t : 時間
 $t_{0,i}$: i 番目の波形中で位相 0 に対応する時刻 (図 3.2 参照)
 T_i : i 番目の波形の周期 (図 3.2 参照)
 U_0 : 主流速度
 u'_0 : 格子乱流の主流方向変動速度 rms 値
 U_b : 剥離点での剥離流外層の速さ
 u_c : 放出渦の移流速度
 u, v : x, y 方向の変動速度
 U, V : x, y 方向の平均速度
 x, y, z : 直行座標系 (図 3.1 参照)
 ϕ : 位相 (式 (3.1) 参照)
 Γ : 平均的な渦の循環の大きさ
 Γ_0 : 剥離点から単位時間あたりに供給される循環
 ν : 動粘度
 ω_z : 渦度のスパン方向成分
 $\langle \rangle$: 位相平均

3.2 実験装置および実験条件

実験には測定部断面が $460 \times 994 \text{mm}$ 、測定部長さが 4m の低乱れ回流型風洞（図 2.3 参照）を使用した。主流乱れは絞り部出口に設置した格子棒直径 $d_M = 5 \text{mm}$ 、格子間隔 $M = 25 \text{mm}$ の正方形網目型格子により発生させた。格子の開口比は 0.64 である。主流速度約 10m/s に対し、格子レイノルズ数は 10^4 のオーダーである。

円柱は直径 $d = 10 \text{mm}$ および 19mm の真鍮管を使用し、乱流格子より 1500mm 下流の位置に主流方向に垂直に、測定部側壁間に渡って設置した。このとき円柱の風路に対する拘束比はそれぞれ 2.2% , 4.1% 、円柱のアスペクト比は 99.4 , 52.3 である。

図 3.1 に本研究において、円柱まわりの流れ場を解析するために使用した座標系と主な記号を示す。座標系 $o-xyz$ を円柱のスパン中央で円形断面の中心に原点をとり、主流方向が x 軸、鉛直上向きが y 軸、スパン方向に z 軸となるようにとる。 U_0 は主流の平均速度、 u'_0 は流入乱流の主流方向 rms 値、 L_0 は流入乱流の主流方向積分スケールを表す。また瞬時渦度の z 軸方向成分を $\bar{\omega}_z$ とする。

実験条件は第 2 章と同様に円柱レイノルズ数 $Re_d = U_0 d / \nu$ と、円柱直径に対する乱れのスケールの比 L_0 / d の効果に注目し、表 3.1 に示すような Case1 から Case4 の 4 つの条件を選んだ。円柱レイノルズ数 Re_d は 7.0×10^3 , 1.33×10^4 の 2 種類であり、相対乱れ強さ u'_0 / U_0 は各条件ともほぼ 1.9% となる。このとき、注目した円柱直径 d に対する乱れのスケール L_0 の比はそれぞれ 0.94 から 2.3 の範囲にある。一方乱れの時間スケール L_0 / u'_0 に対する平均流の時間スケール d / U_0 の比は 1 より十分小さく、また相対乱れ強さ u'_0 / U_0 も 1.9% と小さいので、円柱上流側平均流に対する主流乱れの効果は無視できる。

速度および渦度測定には 2 本の X 型プローブを y 方向に $\Delta y = 1.6 \text{mm}$ の間隔で組み合わせたプローブを使用した（図 3.1 参照）。受感部は直径 $5 \mu\text{m}$ 、長さ 1.1mm のタングステン線である。測定は $x/d = 10$ の下流位置で組み合わせプローブを y 方向に移動させて行った。サンプリング条件はサンプリング周波数を 20kHz 、サンプリング時間を約 13 秒とした。

3.3 位相平均法

本研究では渦放出に伴う周期的な変動成分を抽出するため位相平均処理がなされた。その場合、位相判定信号として、後流中に置かれた熱線プローブにより測定された生の速度信号を渦放出周波数を中心とするバンドパスフィルタに通して得られる信号を採用した。以下に、X 型プローブによる $x/d = 10$ の下流位置での後流の速度信号に対する具体的な処

理法について説明する。

図 3.2 は X 型プローブによる $x/d=10$ の下流位置での速度信号の例を示している。図で上段の実線で表されている信号は y 方向変動速度 v の時間変化を示し、破線で表されている信号は渦放出周波数 f_K を中心とする $f_K \pm 50\text{Hz}$ の周波数帯でバンドパスした信号を示す。また下段の実線で表された信号は位相平均の対象となる信号の例（今の例では、 x 方向変動速度成分 u の信号）である。

位相の決定には各位置における y 方向変動速度 v のバンドパス信号を位相判定信号に選び、1 波形ごとに信号が極小値と極大値の中間値をとる時刻に値を内挿し、この点を位相 0 とした [80]。

i 番目の波形の周期 $T_i = t_{0,i+1} - t_{0,i}$ を計算し、次式により位相を定義した。

$$\phi = 2\pi \left(\frac{t - t_{0,i}}{T_i} \right), \quad (t_{0,i} \leq t \leq t_{0,i+1}) \quad (3.1)$$

位相判定信号の 1 周期を 60 等分し、それぞれの時刻について位相平均の対象となる測定信号に値を内挿した。このようにして得られた新しいデータ列を用いて、例えば x 方向変動速度成分 u の位相平均は次式のように計算される。

$$\langle u(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u \left(t_{0,i} + \frac{\phi}{2\pi} T_i \right), \quad (t_{0,i} \leq t \leq t_{0,i+1}) \quad (3.2)$$

ここで N は位相平均する波形の数である。

図 3.2 下部の信号上の ○ 印がこのようにして作成されたデータ列を示す。また ● 印は元の信号のサンプリング点を示す。なお、位相平均の対象となる信号は、位相判定信号作成のために使用した元の信号と同時測定された信号ならば、どのような信号でもよいことに注意されたい。位相平均の際に用いられるデータの採用率は 100% で、平均回数は約 2950 回であった。

次に放出渦の循環の大きさを評価するために平均的な渦の渦度を次のように評価した。1 本の X 型プローブにより測定された瞬時速度をレイノルズ分解し、変動速度 u, v から位相平均速度 $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ を式 3.2 で定義された処理を行うことにより求めた。そして次式により位相平均渦度を算出した。

$$\langle \omega_z \rangle = \frac{\partial(\langle v \rangle + V)}{\partial x} - \frac{\partial(\langle u \rangle + U - u_c)}{\partial y} \quad (3.3)$$

ここで、 U, V はそれぞれ x 方向、 y 方向の通常の前平均速度を表す。また、 x と位相 ϕ の関係から x による微分は次式のように変換して求めた。

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{2\pi f_K}{u_c} \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (3.4)$$

ここで u_c は渦の移流速度, f_K は渦放出周波数を示す. なお, 実際の測定は2本のX型熱線プローブによりおこなわれたが, これは瞬時のスパン方向渦度を測定するためのもので, 今回の位相平均渦度算出には1本のX型熱線プローブによって測定されたデータのみを使用した.

3.4 結果と考察

図3.3はCase2の場合に, 主流速度 U_0 で無次元化した $x/d=10$ における主流方向の位相平均速度 $\langle \bar{u} \rangle / U_0 (= U + \langle u \rangle) / U_0$ の分布を示している. 放出渦の位相平均像を, 渦と共に移動する座標系で捕らえるためには渦の移流速度 u_c の評価が必要である. 図において, 渦の中心は位相0および π のときに測定点と同じ下流位置にあると考えられる. したがってこの位相での速度の最大値と最小値の算術平均は渦の移流速度を与えると考えられ, これを移流速度 u_c とした [81]. 本実験ではCase1からCase4に対し, u_c/U_0 は順に0.91, 0.88, 0.86, 0.88であった.

図3.4は同じくCase2の場合に, $x/d=10$ における, 渦と共に移動する座標系に対する位相平均速度のベクトル図の例を示している. 横軸は位相を表し, 1目盛り (1ラジアン) は距離に対応し, 今の場合約7mmである. 図より, 千鳥状に渦が並んでいる様子がわかる. また渦中心と同位相に後流中心軸と反対側に鞍部点が見られる.

図3.5は図3.3, 3.4と同じCase2の場合の位相平均渦度の分布を示している. 位相平均渦度は渦構造の中心で最大となり, 等渦度線は同心円に近いことがわかる. この図で渦度を次式により面積分することにより平均的な渦の循環の大きさ Γ を得る.

$$\Gamma = \iint \langle \omega_z \rangle dS \quad (3.5)$$

ここで微少面積 $dS = dx dy$ を求める際, x と ϕ の間の関係から次式の変換式を用いた.

$$x = \frac{u_c}{2\pi f_K} \phi \quad (3.6)$$

なお, 積分範囲は図中で $\langle \omega_z \rangle d/U_0 = 0.1$ の等値線で囲まれた領域とした. また剥離点から供給される循環に対する平均的な放出渦の循環の比 C_g を以下のようにして求めた. 剥離点から単位時間あたりに供給される循環 Γ_0 は $U_b^2/2$ である [82]. ここで U_b は剥離点での剥離流の速さで, 円柱背圧係数 C_{pb} と主流速度 U_0 から $U_b = \sqrt{1 - C_{pb}} U_0$ と求められる. その結果 C_g は,

$$C_g = \frac{\Gamma f_K}{\Gamma_0} = \frac{2\Gamma f_K}{(1 - C_{pb}) U_0^2} \quad (3.7)$$

となる。 C_g が小さいほど剥離せん断層での渦度の拡散や近傍後流中での渦度の相殺が大きく、放出渦に取り込まれる循環が小さいことを示す。したがって、 C_g をここでは循環の取込率と呼ぶことにする。

このように各条件で平均的放出渦の無次元循環量 Γ/U_0d および循環の取込率 C_g を評価した結果を表 3.2 に他の特性量とともにまとめて示す。この表から $(L_0/d)^{-1}$, Re_d に対する Γ/U_0d および C_g の変化をグラフにすると図 3.6(a), (b) となる。平均的放出渦の無次元循環量 Γ/U_0d および循環の取込率 C_g の変化は円柱レイノルズ数よりも乱流の相對渦スケール L_0/d に依存していると思われる。また乱流の相對渦スケール L_0/d の値が小さい方が無次元循環量や循環の取込率が大きくなる傾向が見られる。

3.5 結言

格子乱流中の円柱後流渦の循環の大きさを位相平均法により評価した結果、平均的な放出渦の無次元循環量 および循環の取り込み率 C_g の変化は円柱レイノルズ数よりも乱流の相對スケール L_0/d に依存していることが推定される。また乱流の相對渦スケール L_0/d の値が小さい方が取り込まれる循環の量が大きくなる傾向が見られる。

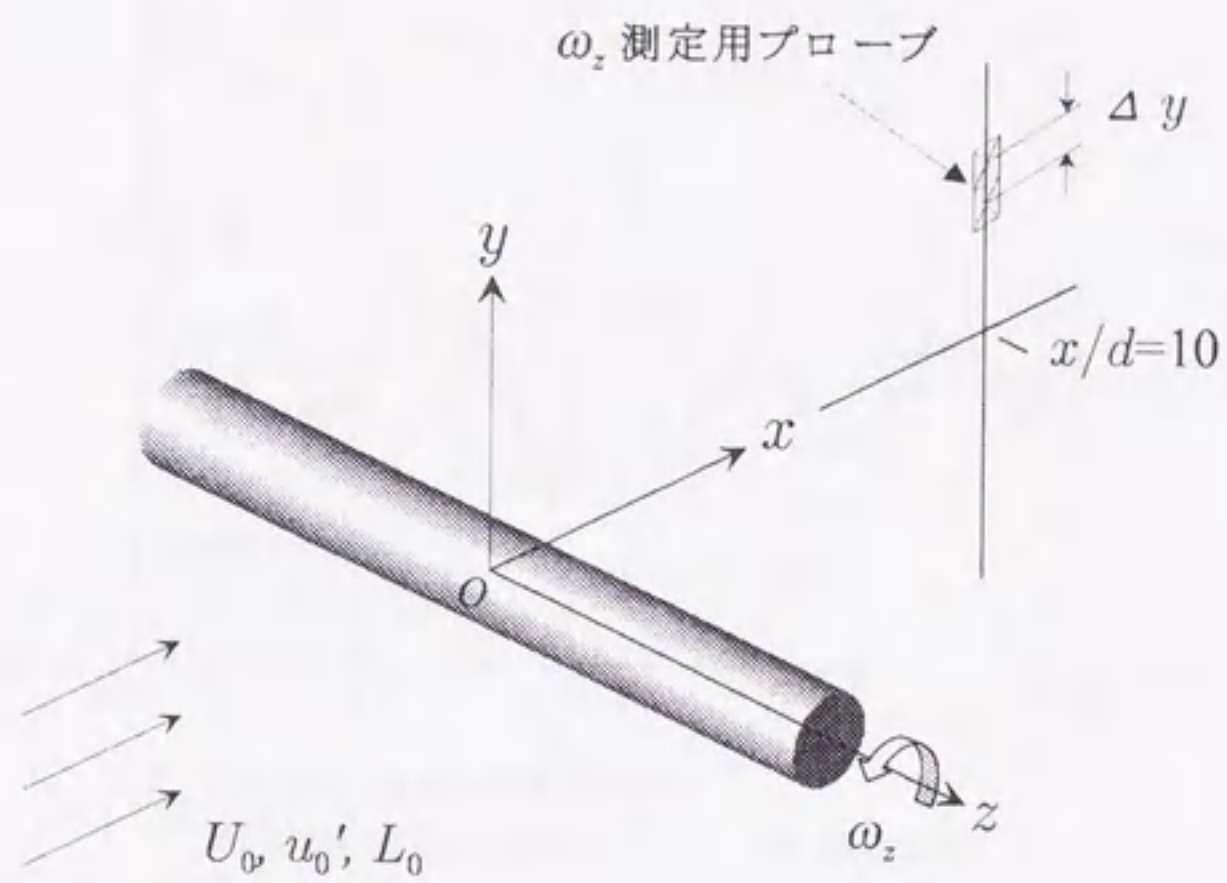


図 3.1 座標系および記号

	d	U_0	Re_d	u_0'/U_0	L_0/d
Case1	19mm	5.4m/s	7.0×10^3	0.018	0.94
Case2	10mm	10m/s	7.0×10^3	0.019	1.98
Case3	19mm	10m/s	1.33×10^4	0.019	1.04
Case4	10mm	19m/s	1.33×10^4	0.019	2.3

表 3.1 実験条件

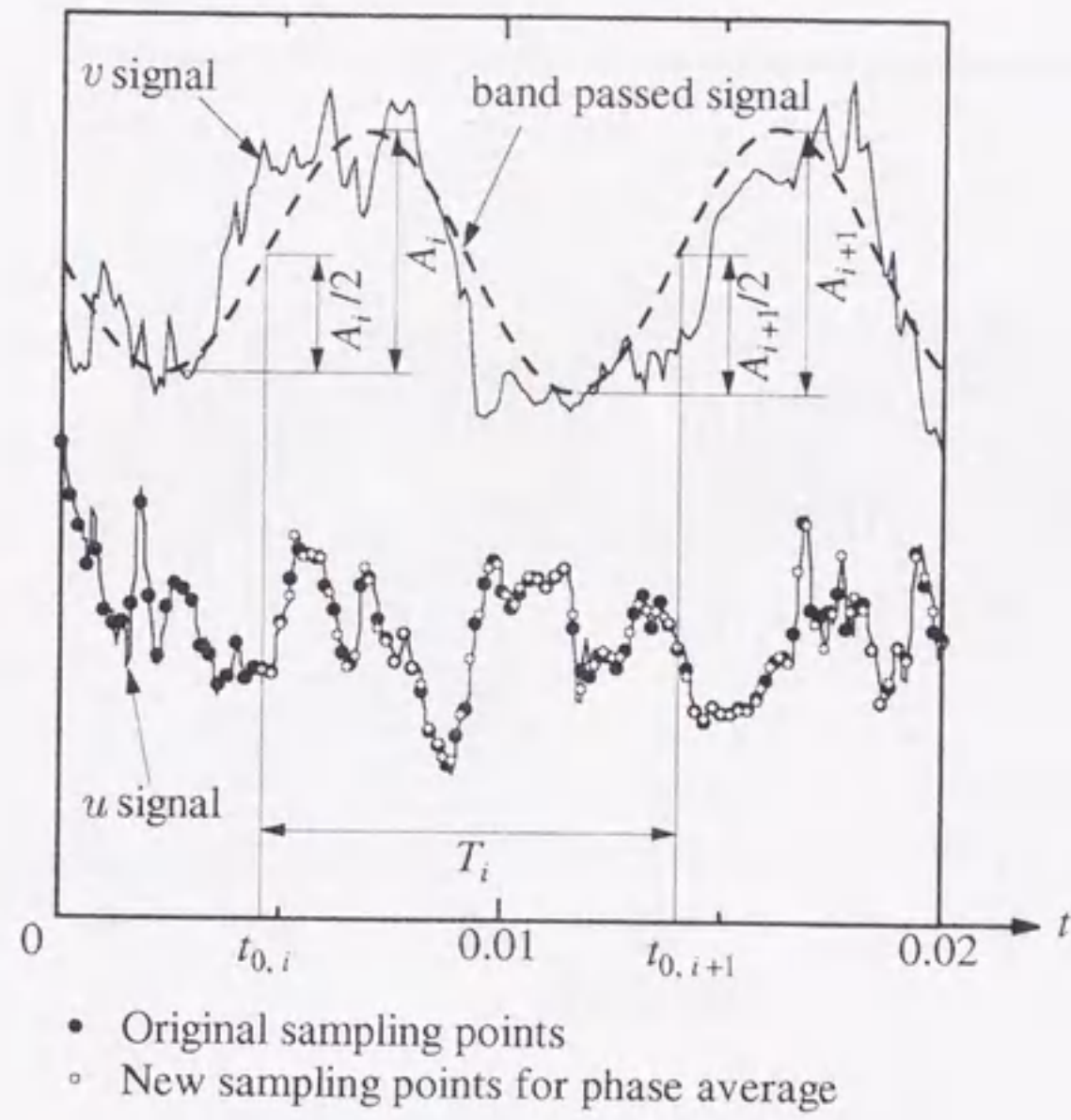


図 3.2 後流速度データに対する位相平均法

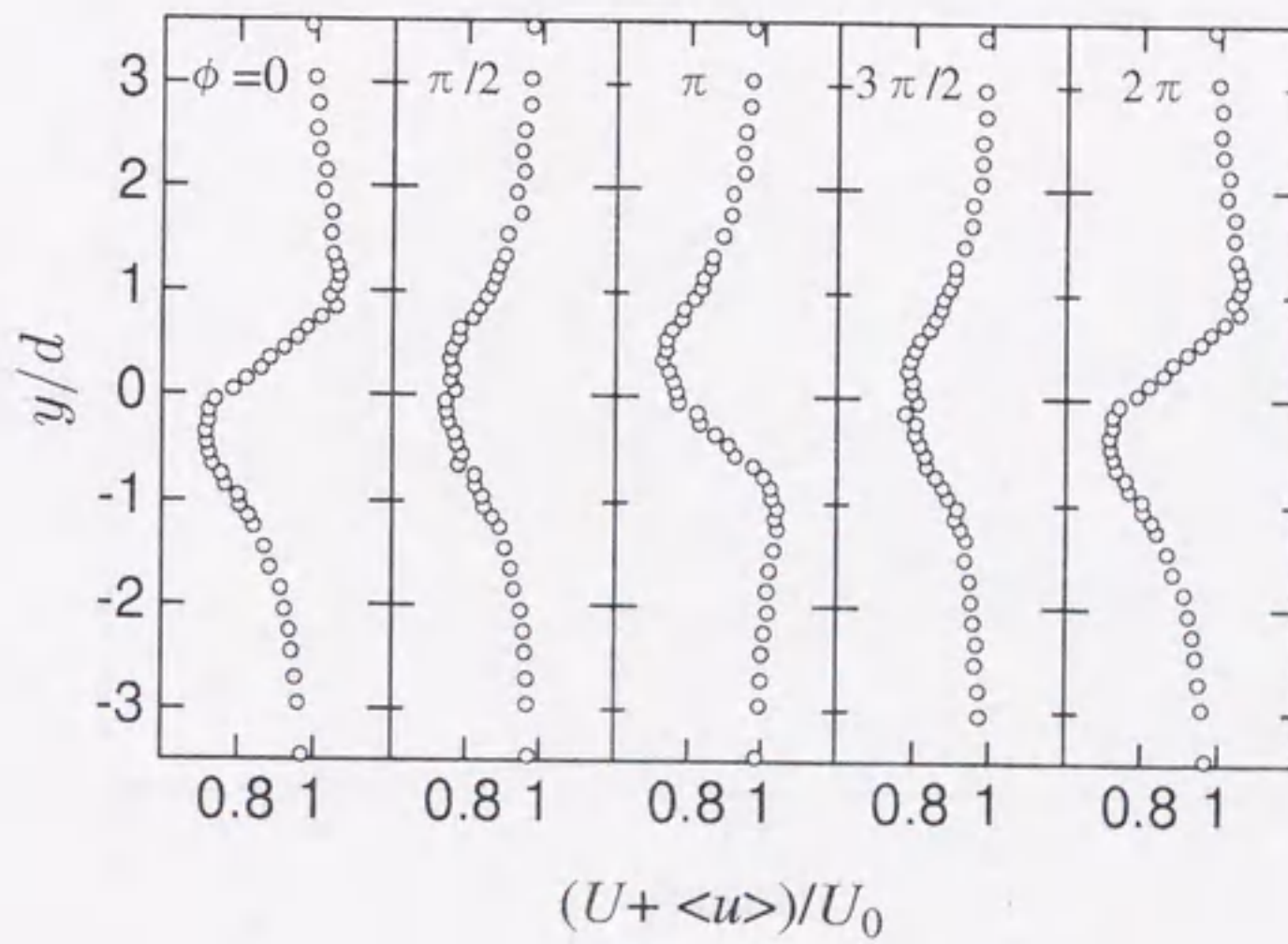


図 3.3 位相平均速度 $\langle \bar{u} \rangle$ の y 方向分布

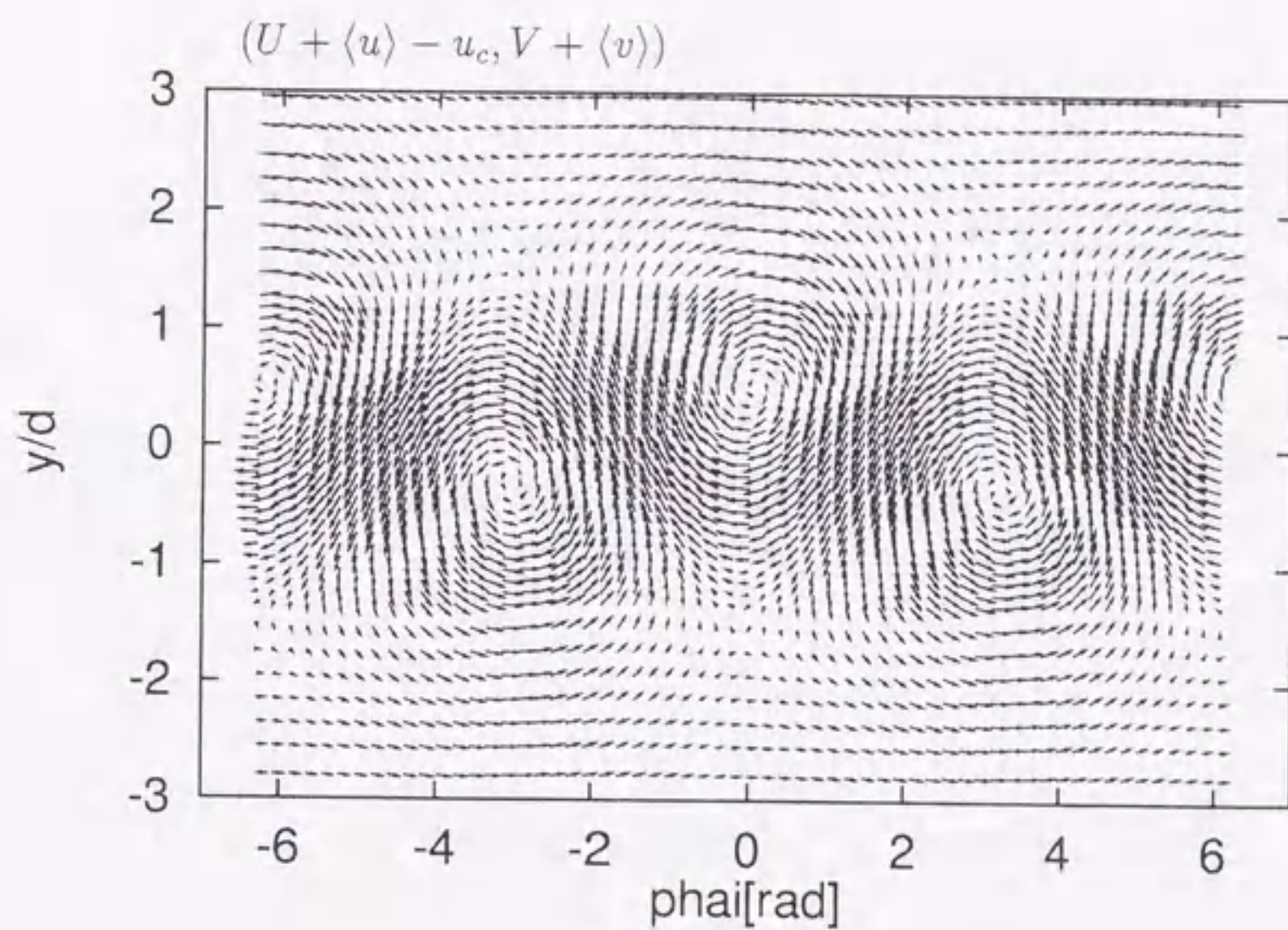


図 3.4 位相平均速度のベクトル図

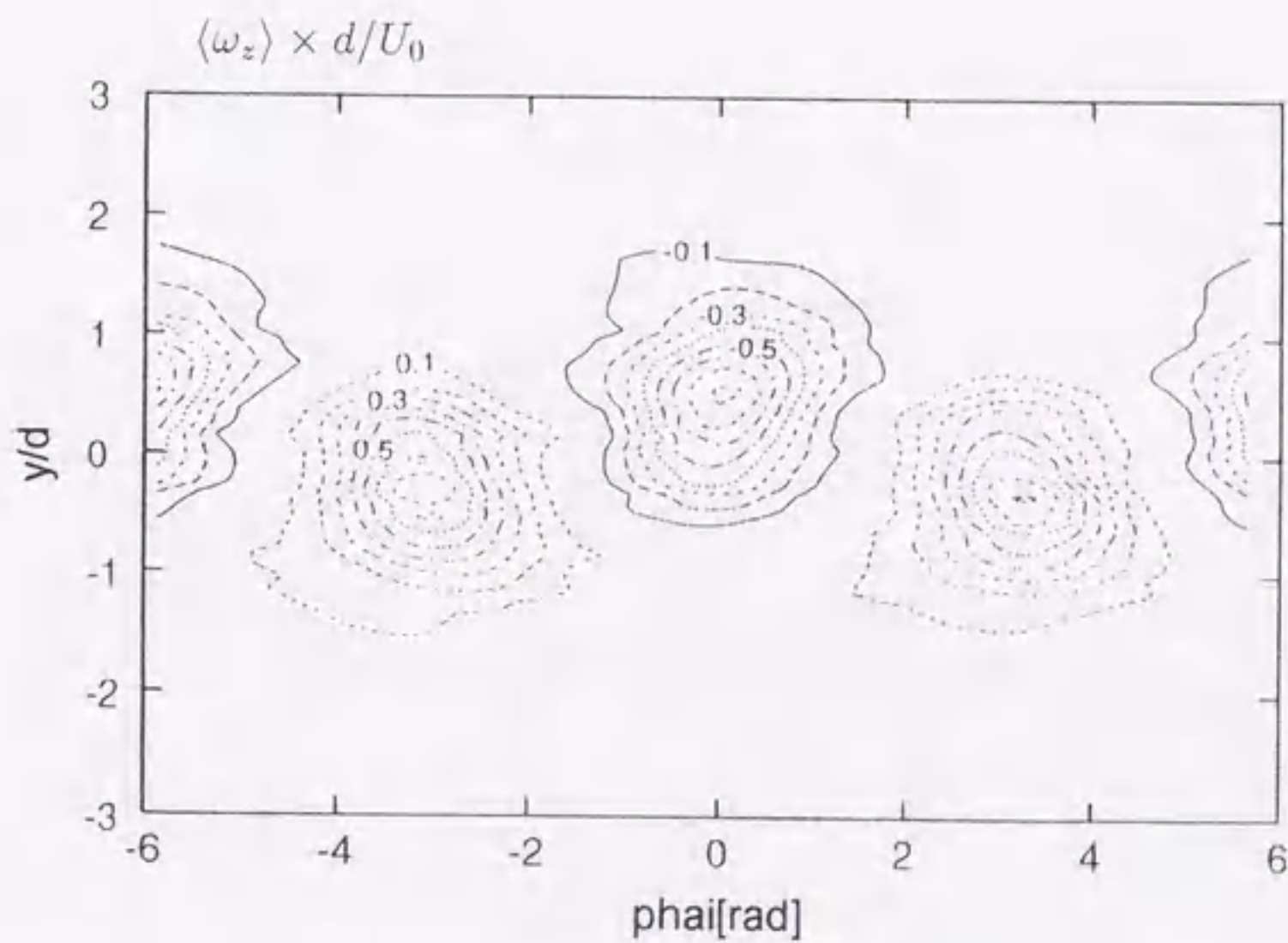
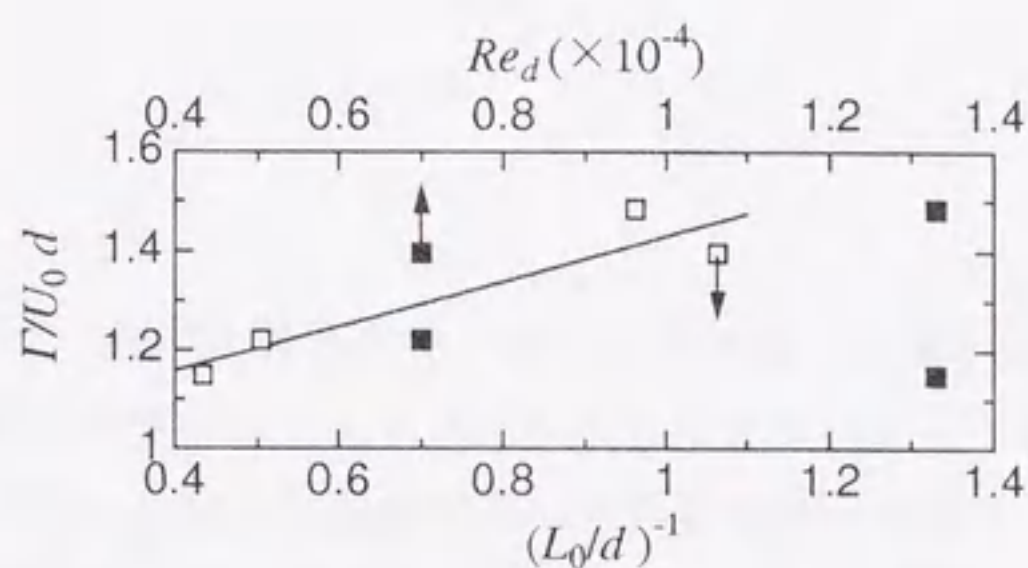


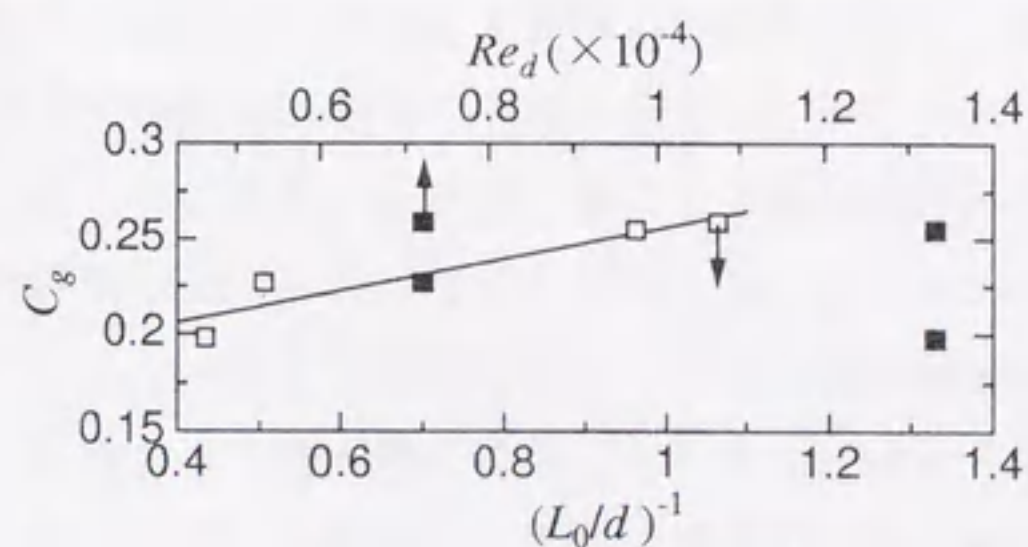
図 3.5 位相平均渦度の等値線図

	Re_d	L_0/d	Γ/U_0d	C_g
Case1	7.0×10^3	0.94	1.397	0.259
Case2	7.0×10^3	1.98	1.220	0.227
Case3	1.33×10^4	1.04	1.485	0.255
Case4	1.33×10^4	2.3	1.149	0.198

表 3.2 Γ/U_0d と C_g の Re_d および $(L_0/d)^{-1}$ に対する依存性



(a) Γ/U_0d vs. Re_d and $(L_0/d)^{-1}$



(b) C_g vs. Re_d and $(L_0/d)^{-1}$

図 3.6 Γ/U_0d と C_g の Re_d および $(L_0/d)^{-1}$ に対する依存性

第4章

円柱上流乱流場に対する放出渦の影響 (後流誘導速度の位相平均評価) [13]

4.1 緒言

第2章と第3章では、円柱上流速度場に与える放出渦の影響が無視できないほど大きいこと、および後流中の放出渦もまた主流乱れの影響を受けることを報告した。このことは後流放出渦による円柱上流側の変動速度場への影響を調べる場合、円柱上流と後流における速度場を一連の流れ場として捉える必要性があることを意味している。また Britterら [1]が指摘しているように、円柱上流速度には乱流に起因するランダムな速度変動と渦放出による周期的な速度変動が含まれるが、それらを分離するためには円柱上流速度と後流中の速度との相互相関を調べる必要がある。

第2章ではI型熱線プローブにより円柱上流側速度場を測定し、流入乱流の変動速度成分と後流渦誘導速度成分が統計的に独立であると仮定し、パワースペクトルに表われるスパイク状部分を積分することにより、後流放出渦による誘導速度の変動の強さとその空間的影響領域の広がり进行评估した。しかしながらパワースペクトルのスパイク状部分の積分範囲は客観的には決められないなどの問題があり、円柱上流乱流場におけるランダムな速度変動と周期的な速度変動との分離が適切におこなわれていない可能性がある。また速度計測が1点でのみおこなわれていたため、上流乱流場と円柱後流渦の成長、放出過程とのリアルタイムでの関連が依然として不明であった。

そこで本章では、円柱の近傍後流で円柱の両側の剥離渦層が干渉し、渦が放出される一連の過程が、円柱上流域の乱れ場に与えるリアルタイムでの影響を実験的に明らかにすることを目的とする。そのため円柱上流域の測定のみならず、円柱後流域にもI型熱線プローブを2本追加し、円柱後流の渦放出位置付近の速度変動と円柱上流側の速度変動を同

時測定する。そして、円柱後流渦放出位置の速度信号を位相参照信号とすることにより、位相平均法によって円柱上流領域での周期変動成分の強さとその影響のみられる空間領域を評価する。

さらに円柱上流速度場にみられる周期変動値の大きさや変動強度の空間分布については単純な2次元渦列ポテンシャルモデルによるシミュレーションをおこない、実験と比較する。その場合、モデルに必要なパラメータ（渦放出位置、渦放出周期、渦の循環の大きさ、2本の渦列の間隔、渦の移流速度）はI型熱線プローブによる円柱近傍後流域の乱れ強度の測定結果や円柱下流に設置されたX型熱線プローブによって測定された速度信号から位相平均処理をおこなうことによって評価する。

4.2 座標系

図4.1に本研究における座標と主な記号を示す。乱流格子を基準とした座標系 $O-XYZ$ は原点を格子面と測定部底面との交線の中央位置とし、主流方向に X 軸、鉛直上向きに Y 軸、紙面に垂直手前方向に Z 軸をとる。また2次元円柱は格子下流に主流に垂直に設置され、座標系 $o-xyz$ を円柱のスパン中央で円形断面の中心に原点をとり、主流方向が x 軸、鉛直上向きが y 軸、紙面に垂直手前方向が z 軸となるようにとる。また xy 平面において、 x 軸の負の方向からの角度を θ 、原点 o からの距離を r とする。また U_0 は主流の平均速度、 u'_0 は流入乱流の主流方向rms値、 L_0 は流入乱流の主流方向積分スケールを表す。

4.3 後流湧源モデル

本研究では後に、単純な2次元渦列モデルにより、円柱上流側への後流渦誘導速度の評価を与え、実験と比較する（第4.4節および第4.7.3節）。その際円柱上流の各測定点において、平均速度の流線方向を与える必要がある。本研究では、これをおこなうため剥離を伴う円柱まわりの平均速度場をParkinsonとJandali [76]によって提案された後流湧源モデルにより計算した。後流湧源モデルの詳細は第2章2.3節を参照されたい。

4.4 後流渦放出モデル

本研究では円柱上流域において後流渦放出に伴う周期的誘導速度変動の影響の強さを評価することが重要な課題である。このような評価をおこなうための最も単純なモデルは、

図 4.2 のように自由渦が円柱下流の定点で成長した後、交互に流出して後流中を移流する 2次元ポテンシャルモデルであろう。以下に、この 2次元ポテンシャルモデルの概略を説明する。

複素平面上で中心が z_j 、循環 Γ_j の渦糸の複素ポテンシャルは、

$$W(z) = \frac{\Gamma_j}{2\pi i} \ln(z - z_j), (\Gamma_j > 0; \text{counterclockwise}, \Gamma_j < 0; \text{clockwise}) \quad (4.1)$$

で与えられる。渦放出を伴う円柱まわりの流れを表すには円柱を貫く流れはないという境界条件を満たさねばならないので、Milne-Thomson の円定理 [82]により半径 a の円に関する鏡像を考え、円を自由流線とする流れの複素ポテンシャルを求めると次式を得る。

$$W(z) = \frac{\Gamma_j}{2\pi i} \{ \ln(z - z_j) - \ln(z - |a/z_j|^2 z_j) + \ln z \} \quad (4.2)$$

したがって渦列の複素ポテンシャル $W(z)$ および共役複素速度 $w(z)$ は次式で与えられる。

$$W(z) = \sum_j \left[\frac{\Gamma_j}{2\pi i} \{ \ln(z - z_j) - \ln(z - |a/z_j|^2 z_j) + \ln z \} \right] \quad (4.3)$$

$$w(z) = \sum_j \left[\frac{\Gamma_j}{2\pi i} \left\{ \frac{1}{z - z_j} - \frac{1}{z - |a/z_j|^2 z_j} + \frac{1}{z} \right\} \right], \quad (4.4)$$

添え字 j は時刻 $t=0$ から放出された渦の番号を示す。渦の放出周期を T とすると、 j 番目の渦は $t = jT$ に流出する。また各自由渦について $z_j = x_j + iy_j, \Gamma_j$ を以下のように決定した。

$$[x_j, y_j] = \begin{cases} [l_f, (-1)^{j+1}b/2] & (t < jT) \\ [l_f + u_c(t - jT), (-1)^{j+1}b/2] & (t \geq jT) \end{cases} \quad (4.5)$$

$$\Gamma_j = \begin{cases} 0 & (t < (j-1)T) \\ \frac{(-1)^j \Gamma}{T} \{t - (j-1)T\} & ((j-1)T \leq t < jT) \\ (-1)^j \Gamma & (jT \leq t), \end{cases} \quad (4.6)$$

ただし l_f は渦形成領域の後端の円柱中心からの距離、 u_c は渦の移流速度、 b は 2本の渦列の間隔、 Γ は放出された渦まわりの循環の大きさを示す。これらのパラメータの内 l_f は、I型プローブによる円柱近傍後流の乱れ場の測定結果 (第 4.7.1 節参照) に基づき決定され、その他のパラメータは $x/d=10$ の下流位置における X型プローブによる速度測定 (第 4.7.2 節参照) から実験的に与えられる。

4.5 実験装置および実験条件

実験には測定部断面が $460 \times 994 \text{mm}$ 、測定部長さが 4m の低乱れ回流型風洞（図 4.3）を使用した。主流乱れは絞り部出口に設置した格子棒直径 $d_M = 5 \text{mm}$ 、格子間隔 $M = 25 \text{mm}$ の正方形網目型格子により発生させた。

円柱は直径 $d = 10 \text{mm}$ の真鍮管を使用し、乱流格子より 1500mm 下流の位置に主流方向に垂直に、測定部側壁間に渡って設置した。したがって円柱のアスペクト比は 99.4 、閉塞比は 2.2% である。

実験条件は主流速度を約 10m/s とした。対応する格子レイノルズ数は 1.75×10^4 、円柱レイノルズ数は 7.0×10^3 であった。

図 4.4 に本格子乱流場の乱れ強さの下流方向減衰特性を示す。図中上付き添え字'は rms 値を示す。乱れは $u'/v' = u'/w' = 1.25$ の軸対称性を示しており、下流方向に緩やかに等方化している。表 4.1 に円柱設置位置 ($X/M = 60$) での格子乱流特性を示す。主流の相対乱れ強さは 1.9% 、主流方向積分スケールは $L_0 = 19.8 \text{mm}$ で、円柱直径 d との比 L_0/d は 1.98 である。

本研究では速度場測定に先立ち、背圧圧力係数 C_{pb} と剥離角度 θ_s を決定するため円柱壁面上の圧力測定をおこない、 $C_{pb} = -0.96$ 、 $\theta_s = 81^\circ$ を得た。これにより後流湧源モデル構成に必要なパラメータは決定された。

次に 2 次元渦放出モデル中のパラメータ l_f の決定、および後に示す円柱まわりの 3 点同時計測（プローブの配置は図 4.5 参照）の準備として円柱近傍後流に設置する熱線プローブの位置を決定するために、I 型熱線プローブによる近傍後流域での変動速度測定をおこなった。また、渦放出モデル構成のために必要な残りのパラメータ (T, u_c, b, Γ) を決定するために、X 型熱線プローブによって $x/d = 10$ の下流位置で x 方向、 y 方向変動速度測定をおこなった。サンプリング条件は近傍後流域での I 型プローブによる速度測定ではサンプリング周波数 40kHz 、サンプリング個数 262144 個とした。 $x/d = 10$ の下流位置での X 型プローブでの速度測定では 20kHz 、 262144 個の条件でおこなった。

円柱上流および円柱近傍後流の速度同時測定には I 型熱線プローブ（受感部は直径 $5 \mu\text{m}$ のタングステン線で長さは 1.0mm ）を 3 本使用し、これらのプローブは図 4.5 のように配置した（図中各プローブは A, B, C で表わされている）。サンプリング条件はいずれのプローブに対してもサンプリング周波数 40kHz 、サンプリング個数 262144 個であった。

円柱上流側プローブ A は 2 次元送り装置により x, y 方向にトラバースさせ、後流側の 2 本のプローブ B, C は後に示すように（第 4.7.1 節）渦放出位置を実験的に求め、その位

置付近で後流中心軸に対称な位置に固定した。この2本のプローブにより測定された速度信号は明らかに円柱の上下からの周期的な渦放出に同期した速度信号を含み、今回行われた位相平均法における位相判定信号を決定するために使用される（データ解析法は第5.4章を参照されたい）。

図4.5のようにプローブを配置したとき、上流側プローブAが下流に影響を及ぼす可能性がある。そこでこの影響を調べるため、プローブAを円柱上流に設置した状態で、 $x/a=2.0$ において平均速度分布を測定した。測定結果は図4.6に示されている。なお、図で白四角は上流側プローブAがある場合、黒四角はプローブがない場合の速度分布を示す。このように、速度変動の4次モーメントまで上流側プローブの影響は目立ってみられないことがわかる。

実験はすべて定温度型熱線流速計 (HAYAKAWA model HC30) の出力をパーソナルコンピュータに取り込み、ワークステーション (DEC ALPHASTATION 250) で処理した。

4.6 位相平均法

本研究では渦放出に伴う周期的な変動成分を抽出するため位相平均処理がなされた。その場合、位相判定信号として、後流中に置かれた熱線プローブにより測定された生の速度信号を渦放出周波数を中心とするバンドパスフィルタに通して得られる信号を採用した。以下に、X型プローブによる $x/d=10$ の下流位置での後流の速度信号と3点同時測定信号のそれぞれに対する具体的な処理法について説明する。

図4.7はX型プローブによる $x/d=10$ の下流位置での速度信号の例を示している。図で上段の実線で表されている信号は y 方向変動速度 v の時間変化を示し、破線で表されている信号は渦放出周波数 f_K を中心とする $f_K \pm 50\text{Hz}$ の周波数帯でバンドパスした信号を示す。また下段の実線で表された信号は位相平均の対象となる信号の例（この例では、 x 方向変動速度成分 u の信号）である。

位相の決定には各位置における y 方向変動速度 v のバンドパス信号を位相判定信号に選び、1波形ごとに信号が極小値と極大値の中間値をとる時刻に値を内挿し、この点を位相0とした。

i 番目の波形の周期 $T_i = t_{0,i+1} - t_{0,i}$ を計算し、次式により位相を定義した。

$$\phi = 2\pi \left(\frac{t - t_{0,i}}{T_i} \right) \quad (4.7)$$

位相判定信号の1周期を60等分し、それぞれの時刻について位相平均の対象となる測定信号に値を内挿した。このようにして得られた新しいデータ列を用いて、例えば x 方向

変動速度成分 u の位相平均 は次式のように計算される。

$$\langle u(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_s \left(t_{0,i} + \frac{\phi}{2\pi} T_i \right) \quad (4.8)$$

図 4.7 下部の信号上の ○ 印がこのようにして作成されたデータ列を示す。● 印は元の信号のサンプリング点を示している。ここで位相平均の対象となる信号は、位相判定信号作成のために使用した元の信号と同時測定された信号ならば、どのような信号でもよいことに注意されたい。本実験では位相平均の際に用いられるデータの採用率は 100%、平均回数は約 2950 回である。また、後流速度データをもとにした位相 ϕ は、後流放出渦の位相平均抽出のためにのみ用いられ、流れ場全体の共通の位相は後述のプロープ C の信号による位相 ϕ_C を用いた。

図 4.8 は円柱上流側 1 点、円柱後流側 2 点の 3 点同時測定の結果の例である（詳細な解析結果は第 4.7.3 節で示す）。図で上段の信号は後流側の 2 本の I 型プロープによってそれぞれ測定された変動速度信号で、中段の信号は渦放出周波数 f を中心とする $f_K \pm 50\text{Hz}$ の周波数帯でバンドパスされた信号を示している。図中の破線は上側のプロープ B、実線は下側のプロープ C による測定信号あるいはバンドパスされた信号である。また、図中下段の信号は位相平均処理の対象となる信号の例であり、今の場合には上流側プロープ A ($\theta = 60^\circ, r/a = 1.3$) による測定信号である。

位相判定信号としてはプロープ C による信号のバンドパス信号（図中中段の実線）を選んだ。以下ではプロープ C による位相 ϕ_C を流れ場の共通の位相とする。図で位相 $\phi_C = 0$ は下側の渦の成長過程に対応し、 $\phi_C = \pi/2$ 付近で渦放出が起こると考えられる。位相の定義および位相平均の算出法としては、X 型プロープによる $x/d=10$ の下流位置での速度信号の場合と同様に、式 (4.7), (4.8) により求めた。

4.7 結果と考察

4.7.1 近傍後流の乱れ場

後流渦放出モデルにおけるパラメータ l_f と 3 点同時測定のためのプロープ B, C の設置場所を決定するために、まず円柱近傍後流の乱れ場の測定をおこなった。図 4.9 に I 型熱線プロープによって測定された円柱近傍後流における速度変動 rms 値 u' の分布を示す。図 4.9 の左図は円柱の中心線上の速度変動 rms 値の分布を示している。図で $x/a=2.6$ の位置で変動 rms 値は最大値を示しており、Bloor ら [34] の基準によりこの位置が渦放出位置であると考えられる。したがって渦形成領域の長さは $l_f = 2.6a$ とした。

図4.9の右図は $x/a=2.6$ の下流位置における速度変動 rms 値 u' の y 方向分布を示している。変動 rms 値は $y/a=1.0$ 付近で最大値を示している。3点同時測定では円柱下流側のプローブ B, C により渦放出に伴う強い周期変動を検出する必要があるが、 $y/a=1.0$ の位置では平均流速に対する速度変動が大きく、計測上の誤差が大きくなると考えられる。そこで今回はプローブ B, C をそれぞれ $y/a = \pm 1.2$ の位置に設置した。

4.7.2 後流渦の位相平均抽出

後流渦放出モデルを形成するために必要な残りのパラメータ (u_c, b, Γ, T) を決定するために、 $x/d=10$ の円柱下流位置で X 型熱線プローブによる x, y 方向速度測定とそれにより得られたデータに位相平均処理が行われた。なお、この場合の位相判定信号は前述したように（第4.6節）、 y 方向速度成分 v の信号を用いている。図4.10は瞬時速度の x 方向成分 \bar{u} の位相平均値 $\langle \bar{u} \rangle$ の各位相における分布を示している。この図で位相 ϕ が 0 のときの位相平均速度の最大値と最小値の算術平均によって渦の移流速度 u_c を簡易的に見積もる [81] と $u_c = 0.88U_0$ を得る。

図4.11は $x/d=10.0$ の位置における平均的な渦のベクトル線図である。これは、Xプローブの出力信号から x 方向および y 方向の位相平均速度を計算することにより抽出された。図から渦列の間隔 b および 1 本の渦列上での渦の間隔 l はそれぞれ $1.82a, 8.8a$ となる。またこのベクトル線図から渦度分布を求め、面積分することで平均的な渦の循環 $\Gamma = 2.45U_0a$ を得る（詳細は第3章参照）。渦放出周期 T については位相の判定の際に各波形の周期 T_i の平均値として求めた。

以上で、後流渦放出モデルに必要なパラメータ l_f, u_c, b, Γ, T がすべて決定された。

4.7.3 3点同時計測

ここでは、円柱後流渦の成長、放出過程とそれらの円柱上流側乱れ場への影響をリアルタイムで調べるため、円柱後流側2点と上流側1点での速度場の同時測定をおこなった。図4.12は図4.8の説明において示した位相 ϕ_C が $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ のときの、円柱上流における位相平均速度 $\langle u_s \rangle$ の空間分布を示している。ただし測定には I 型プローブを用いたため、速度成分はすべて平均流線方向成分であることに注意されたい。

位相 $\phi_C=0$ のときは下側の放出渦が成長し始める段階と考えられ、このときの位相平均速度 $\langle u_s \rangle$ が上流側のいたるところでかなり大きくなっていることがわかる。また、位相 $\phi_C = \pi$ のときは上側の放出渦が成長し始める段階と考えられ、この場合符号は負である

が $\langle u_s \rangle$ の絶対値はやはり大きくなっていることがわかる。

図 4.13 は主流乱れ強さ で無次元化した位相平均速度の rms 値 $\langle u_s \rangle'$ の空間分布を示している。円柱に近づくにつれ位相平均速度の rms 値は強くなっており、 $\theta = 90^\circ$ の線上で最大で主流乱れ強さの3倍程度であることがわかる。よどみ点からの角度が小さくなるにつれその強さは減少し、 $\theta = 0^\circ$ の線上ではかなり小さい値を示している。これはこの領域では平均流線が円柱の中心の方向に向いているため、円柱表面による乱れのブロッキングが働くためと考えられる。また円柱から離れるにつれ位相平均速度は小さくなるが、 $r/a=5$ でも主流乱れ強さの30%程度の大きさがある。このことから後流による影響は円柱半径の5倍以上の空間領域に影響することがわかる。

図 4.14 は 4.7.1 節および 4.7.2 節で実験的に得られたパラメータを用いて後流渦放出モデルにより計算した変動速度 rms 値の空間分布を示している。ただし実験値との比較のため Parkinson と Jandali の後流湧源モデル（第2章 2.3 節参照）により与えられる流線方向成分がとられており、主流乱れ強さ で無次元化されている。

図よりわかるように円柱に近づくにつれ後流による速度変動は強くなっており、 $\theta = 30^\circ$ の線上で最大値を示している。また、図 4.13 と比較して、全体に実験値より大きな値を示しているものの、変動の強さの空間分布は位相平均速度 rms 値の大きさの分布と傾向が一致しているのがわかる。これは、単純な2次元モデルではあるが、適切に選定されたパラメータを使用すれば、円柱後流渦による誘導速度の影響がある程度予測できることを示すものである。

4.8 結言

本研究では円柱後流渦による円柱上流側変動速度場への影響を調べる目的で、円柱レイノルズ数 7.0×10^3 、主流の相対乱れ強さ 1.9%、乱れの積分スケールと円柱直径の比 1.98 の条件のもとで、格子乱流中に設置された円柱まわりの流れ場について以下の3通りの実験を順におこなった。

- (a) 円柱近傍後流における I 型プローブによる速度測定、
- (b) $x/d=10.0$ における X 型プローブによる速度測定、
- (c) 円柱の上流側と下流側に配置した3本の I 型プローブによる同時測定

特に、実験 (b) については実験データを位相平均処理し、円柱後流渦を特徴づける種々のパラメータを決定した。そして、それらのパラメータを使用した後流渦放出モデルにより円柱上流域における速度変動の簡単なシミュレーションをおこない、実験 (c) による3点

同時測定による位相平均結果と比較した。以下に本研究で得られた結論をまとめる。

1. 円柱上流側における位相平均速度 $\langle u_s \rangle$ の空間分布を調べた結果、円柱後流渦が成長し始める段階（位相 $\phi_C=0$ あるいは $\phi_C = \pi$ ）で $\langle u_s \rangle$ の絶対値は上流のいたるところで大きくなることがわかった。
2. 格子乱流中の円柱上流の変動速度を、渦放出周期に同期して位相平均して得られた信号の強さは円柱に近づくにつれ増加し、 $\theta = 90^\circ$ の線上で最大である。なお、このような現象は、円柱まわりの平均流れ場に後流剥離のないポテンシャル流を仮定した Hunt の理論 [9]からは予想できないものである。
3. 渦放出モデルにより計算された速度変動の、後流湧源モデルによる流線に沿う方向成分の強さの分布は、円柱表面近くの一部の領域を除いて実験で求められた位相平均の強さの分布と傾向が一致する。

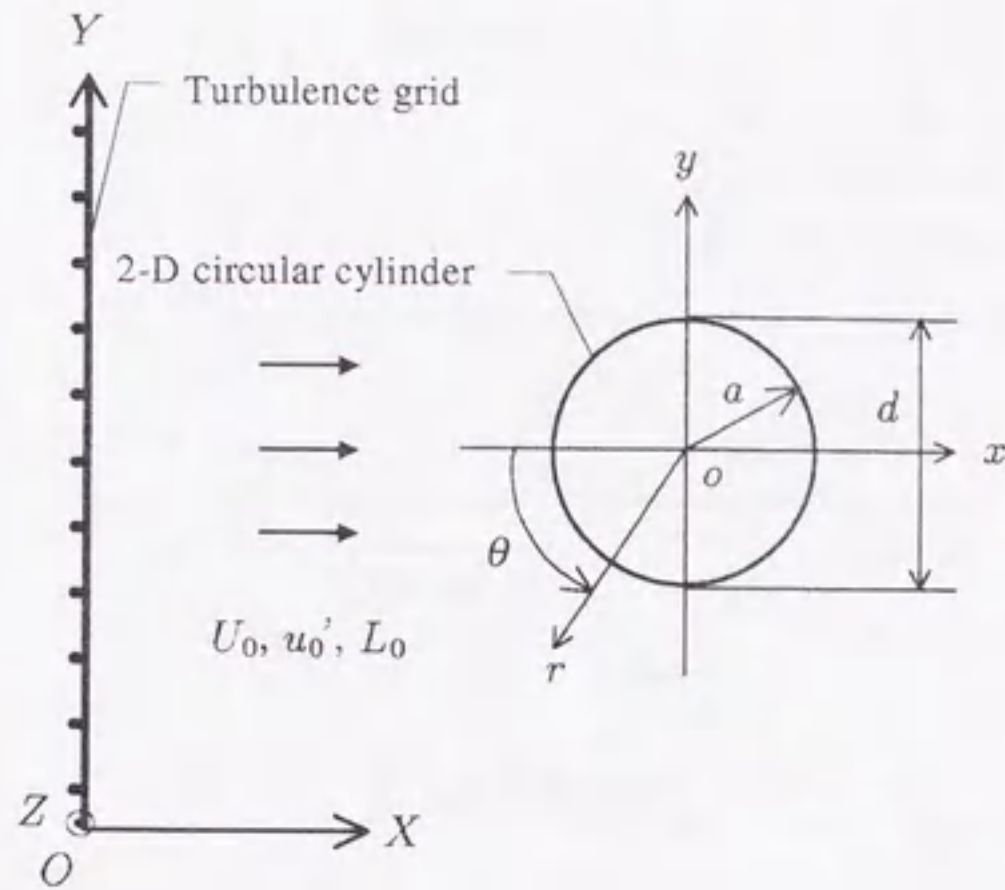


図 4.1 座標系および記号

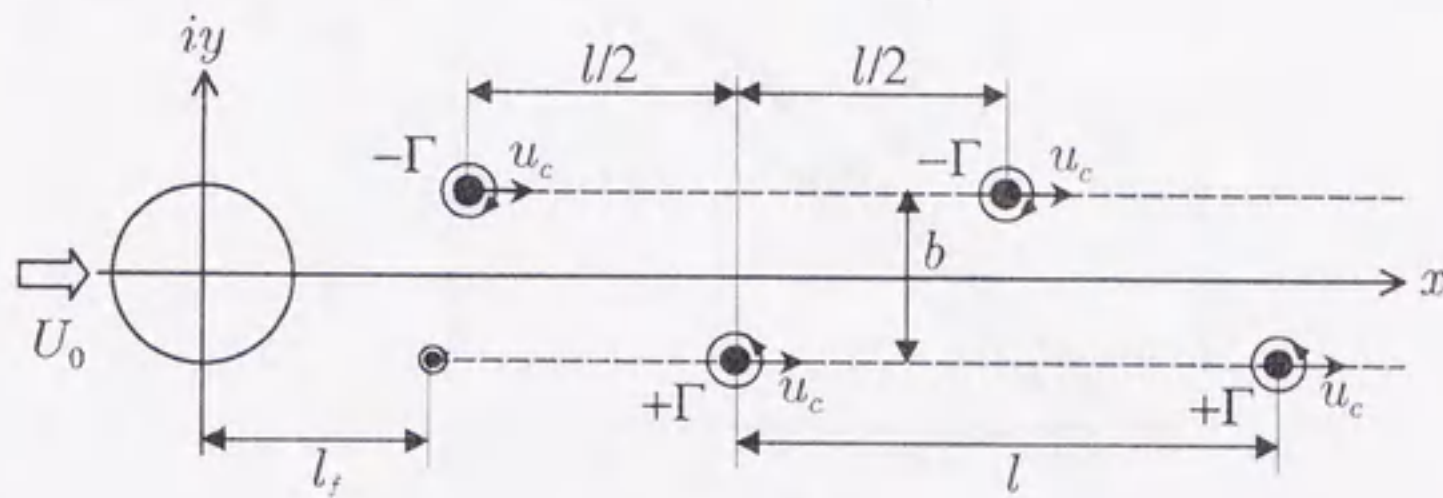


図 4.2 後流渦放出モデル

M	u_0'/U_0	Re_M	L_0	Re_L	λ_g	Re_λ	η
25mm	0.019	1.75×10^4	19.8mm	283	4.1mm	48	0.03mm

表 4.1 $X/M = 60$ における格子乱流の特性量

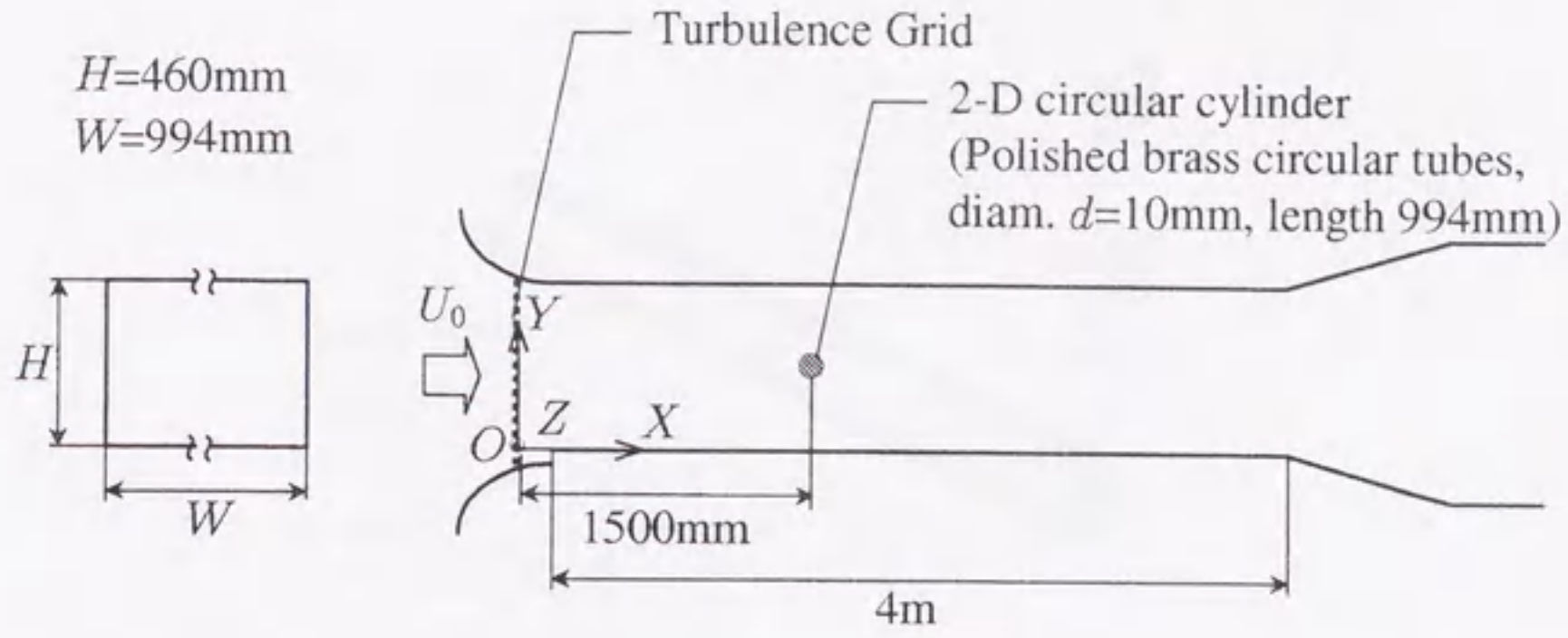


図 4.3 実験装置

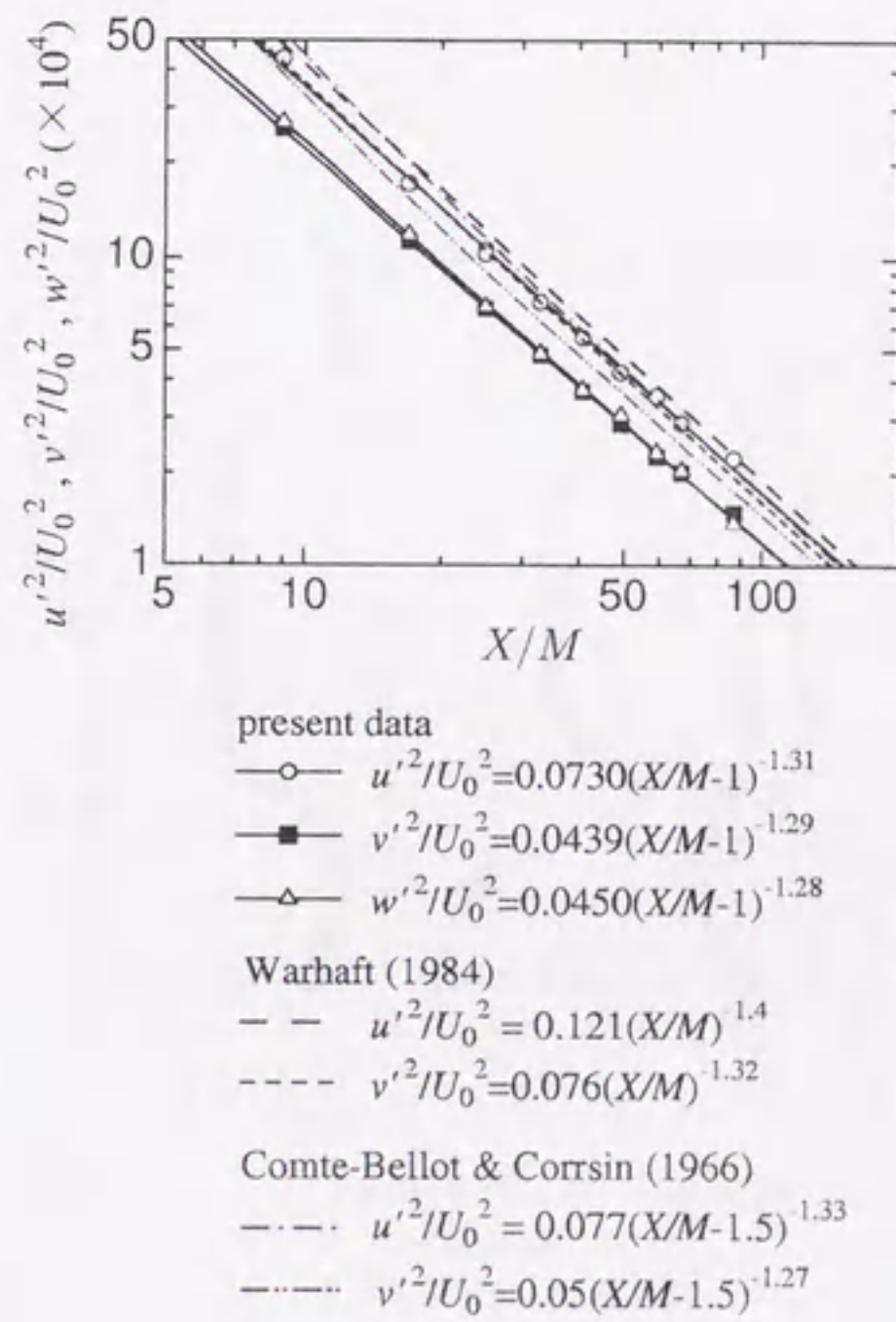


図 4.4 格子乱流の乱れエネルギーの下流方向変化 (図 2.4 を再掲)

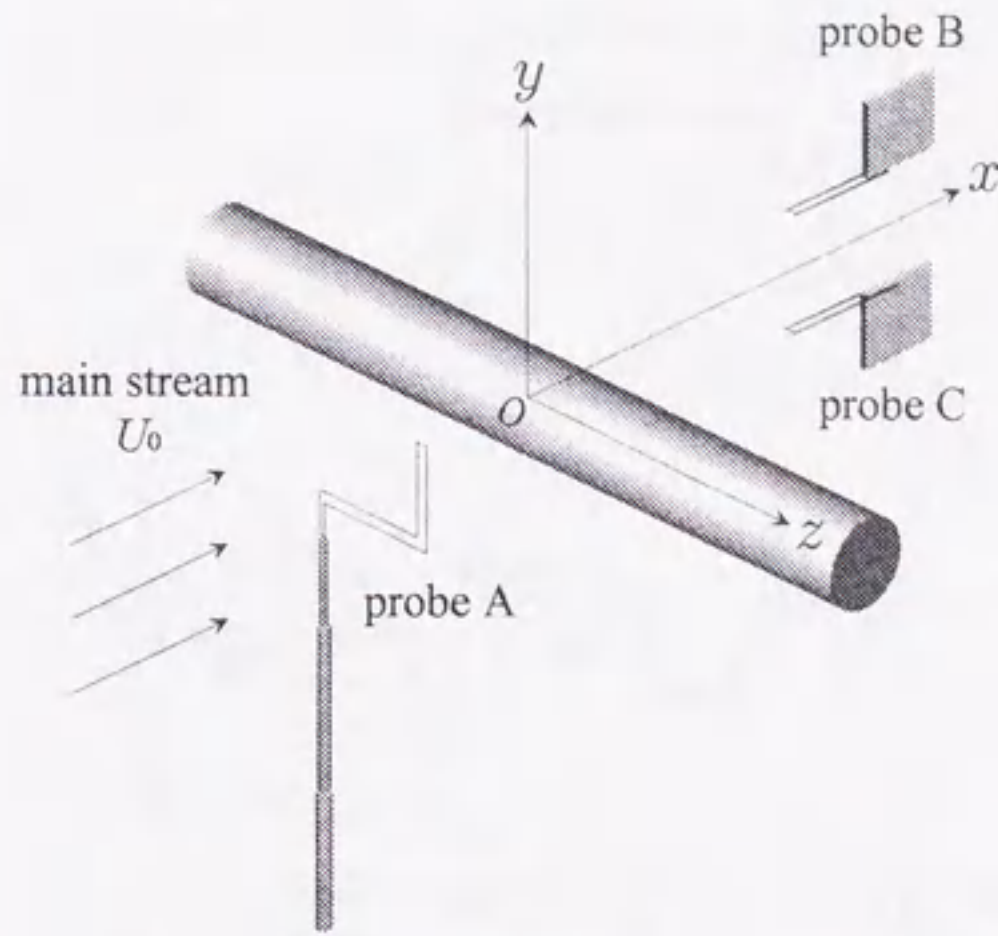


図 4.5 3本のI型熱線プローブの配置

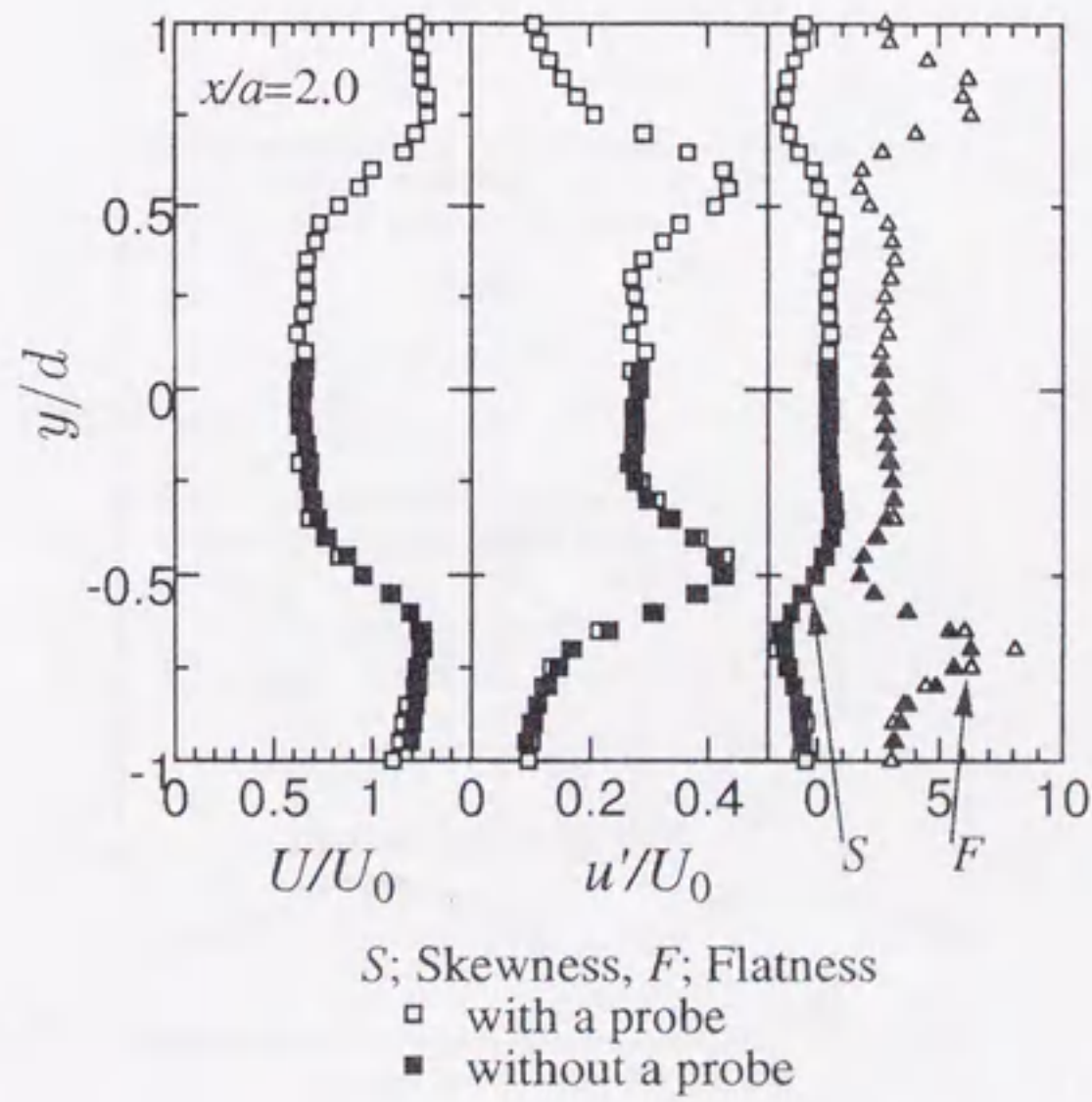


図 4.6 上流側プローブの下流への影響

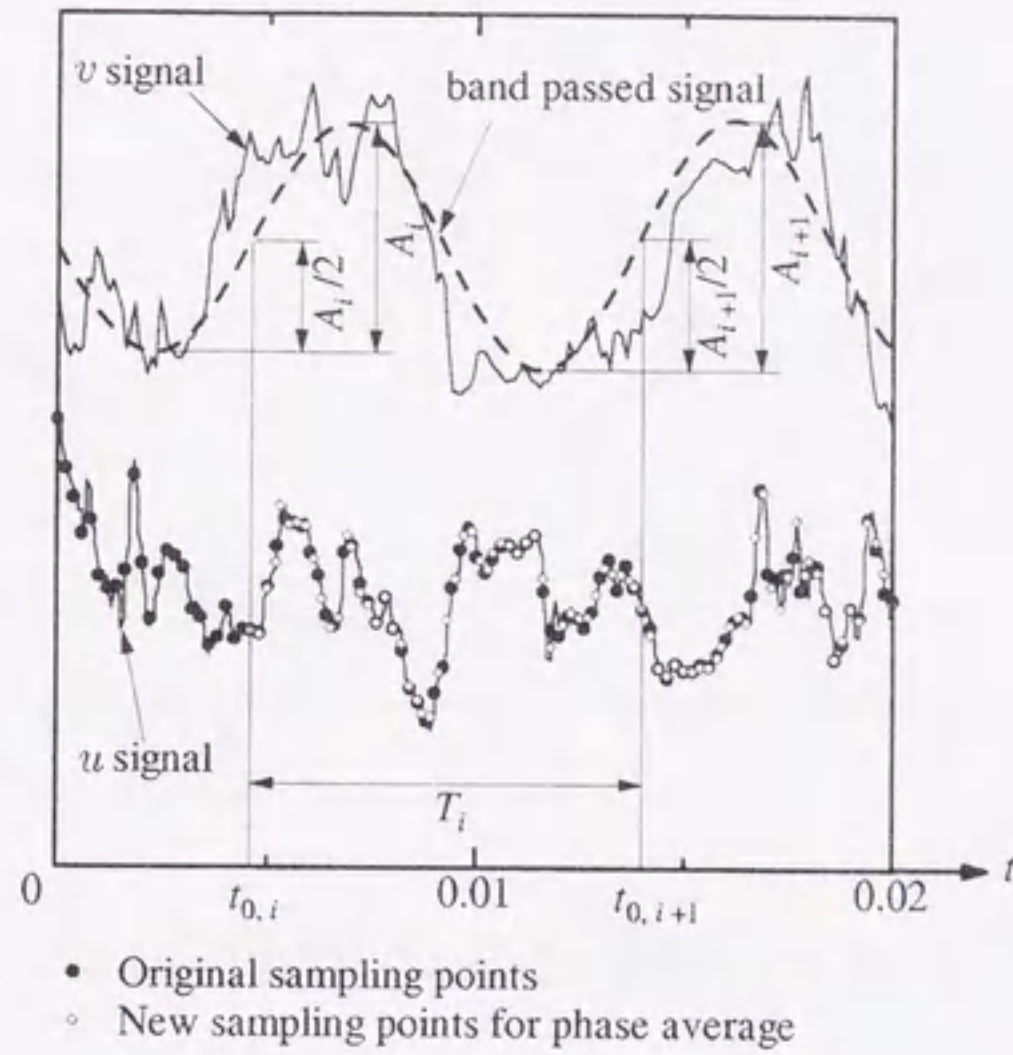


図 4.7 後流速度データに対する位相平均法

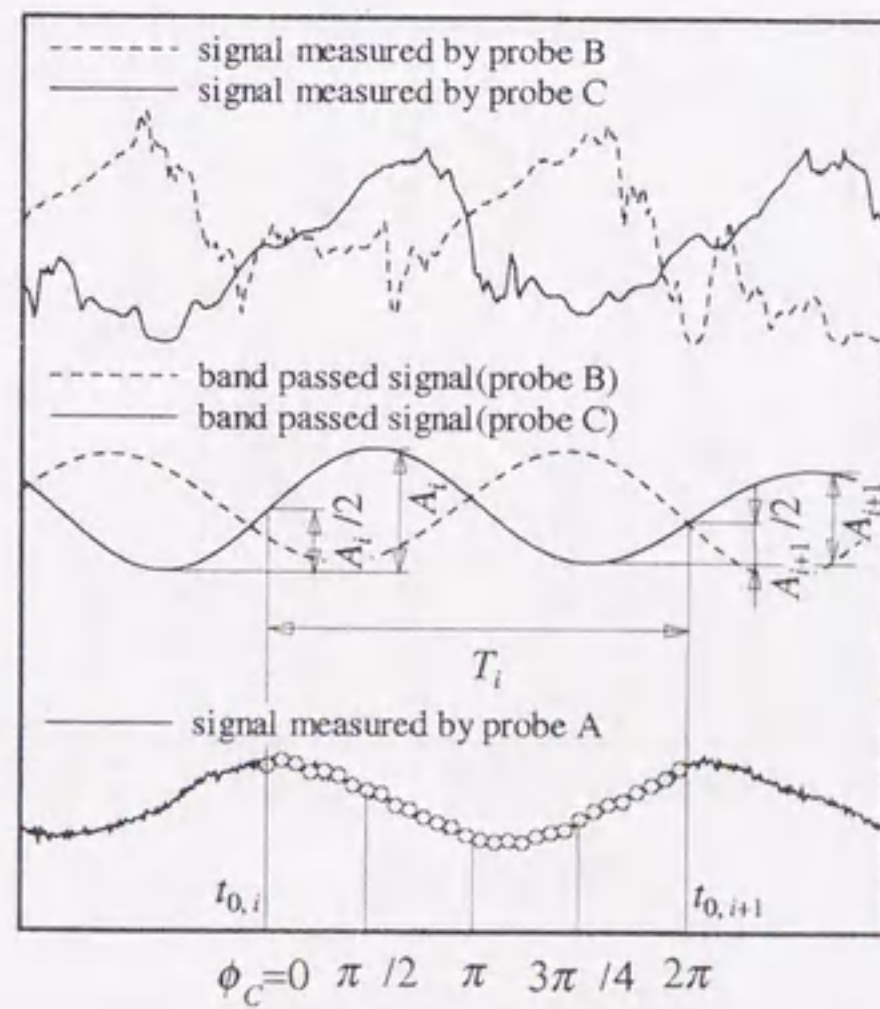


図 4.8 3点同時測定データに対する位相平均法

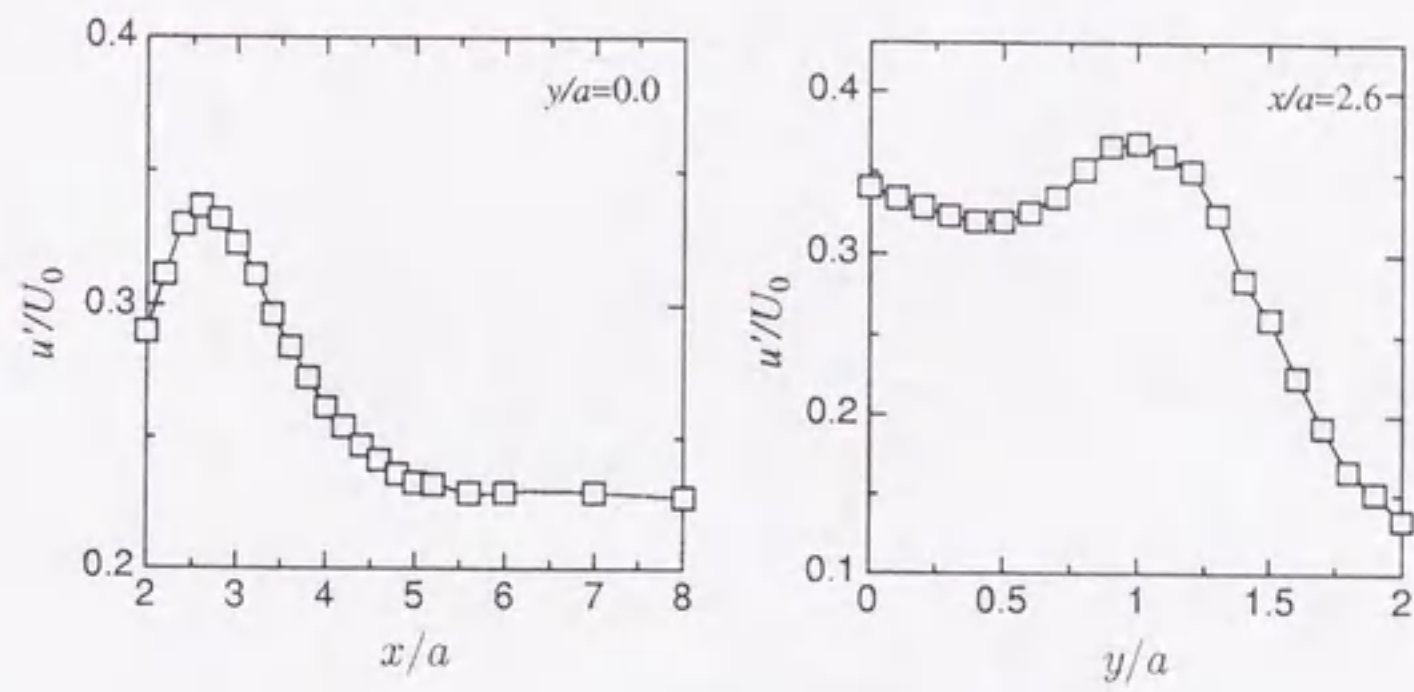


図 4.9 近傍後流における変動速度 rms 値分布

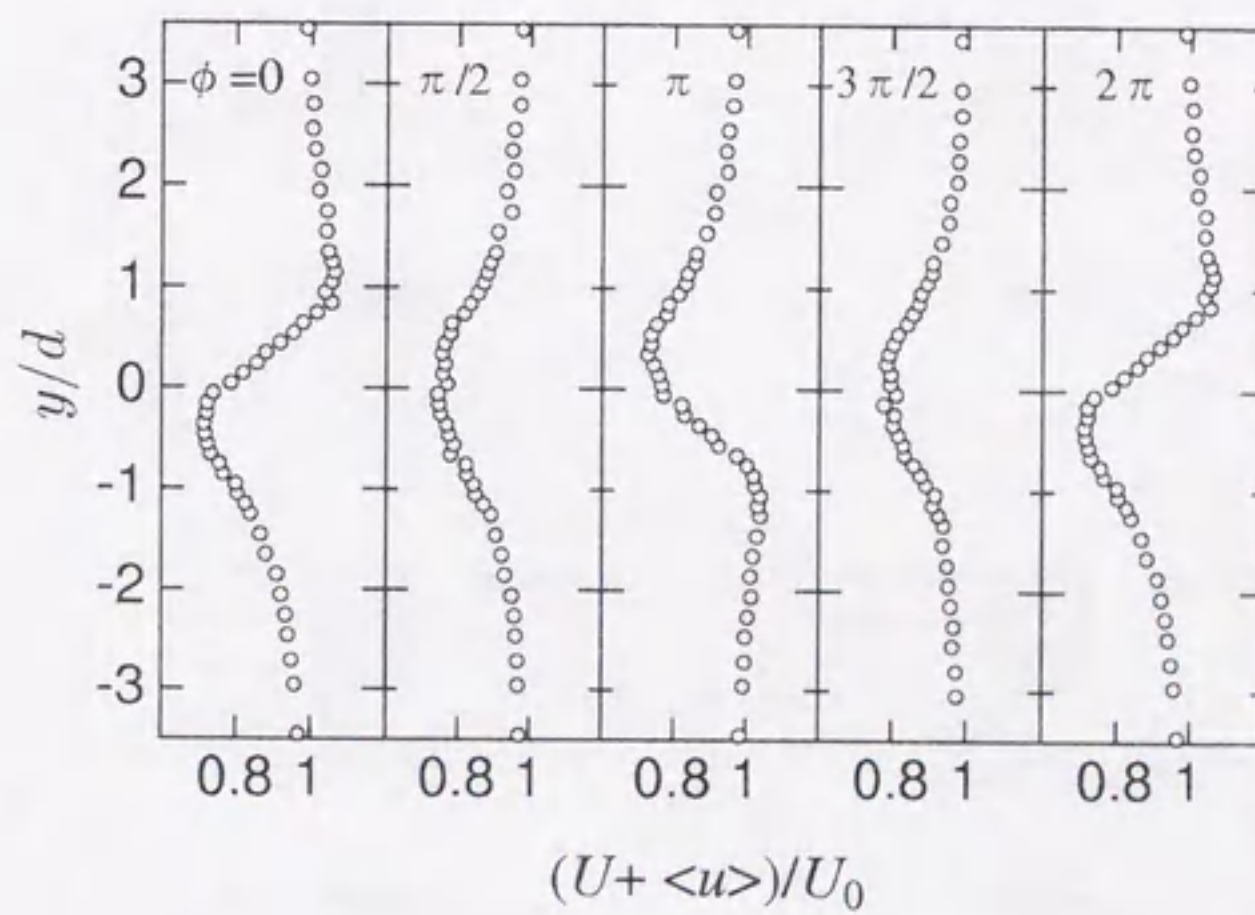


図 4.10 後流における位相平均速度 $\langle \bar{u} \rangle$ の y 方向分布

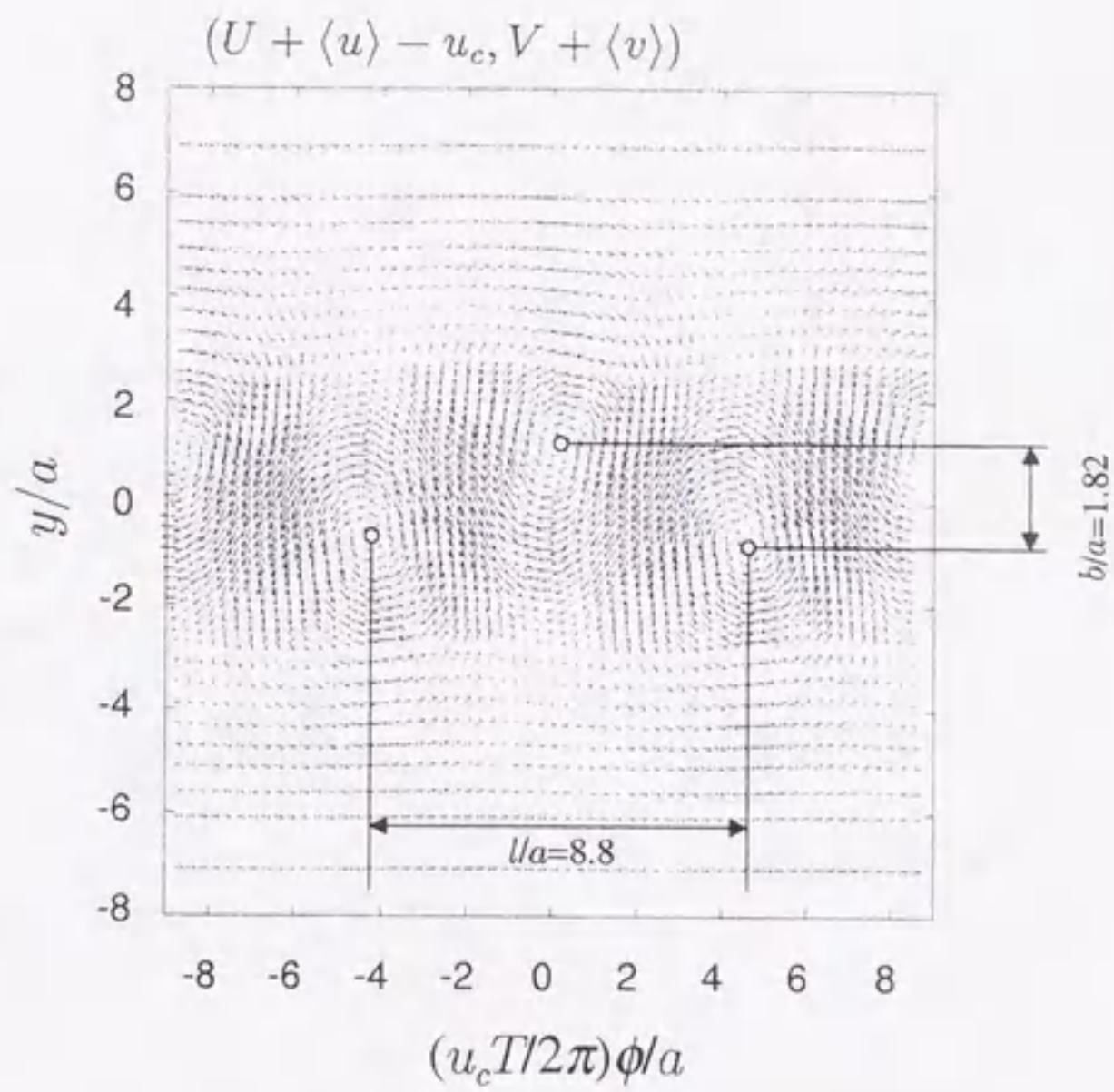


図 4.11 後流放出渦の位相平均速度ベクトル図

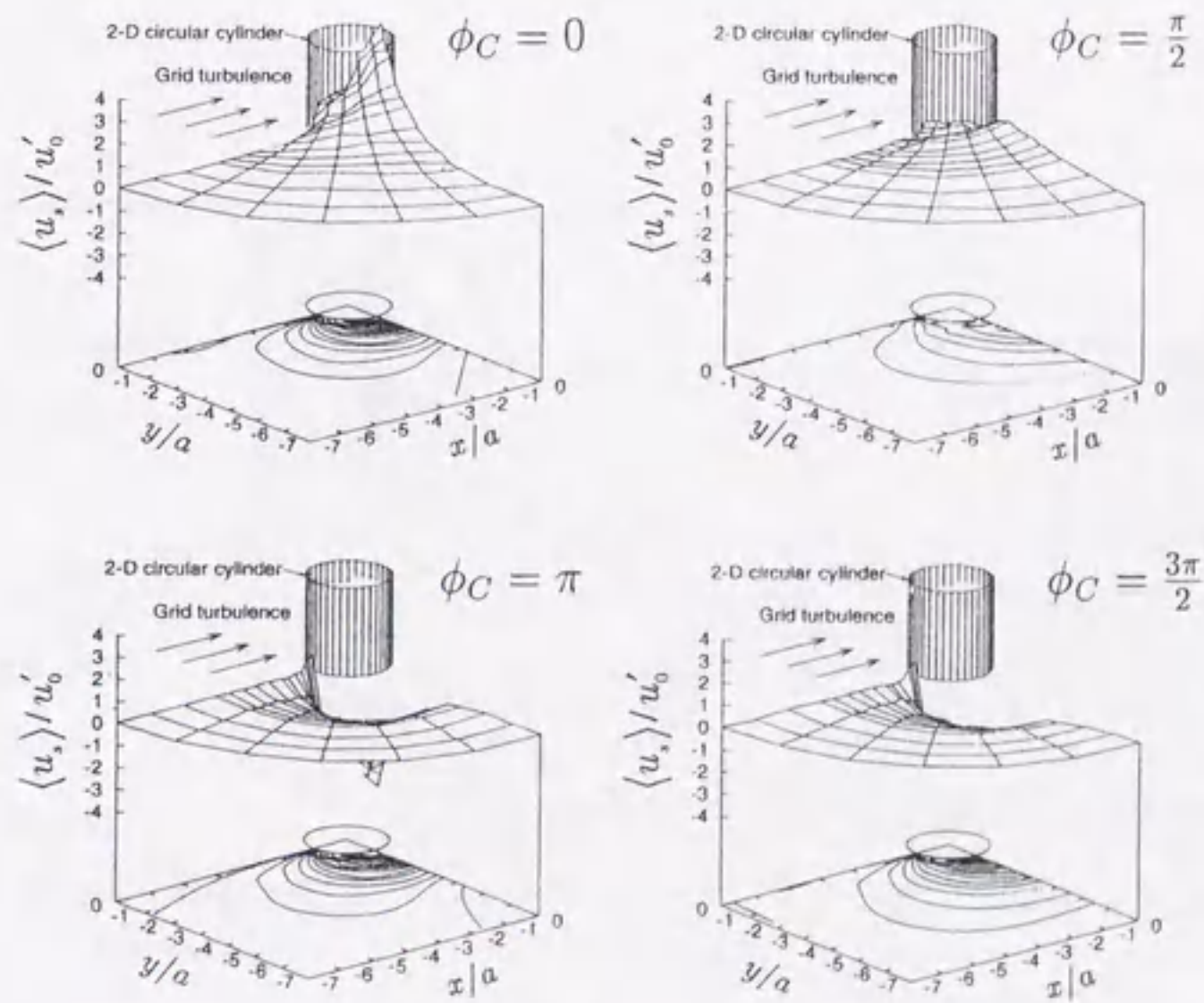


図 4.12 位相平均速度 $\langle u_s \rangle$ の周期変動

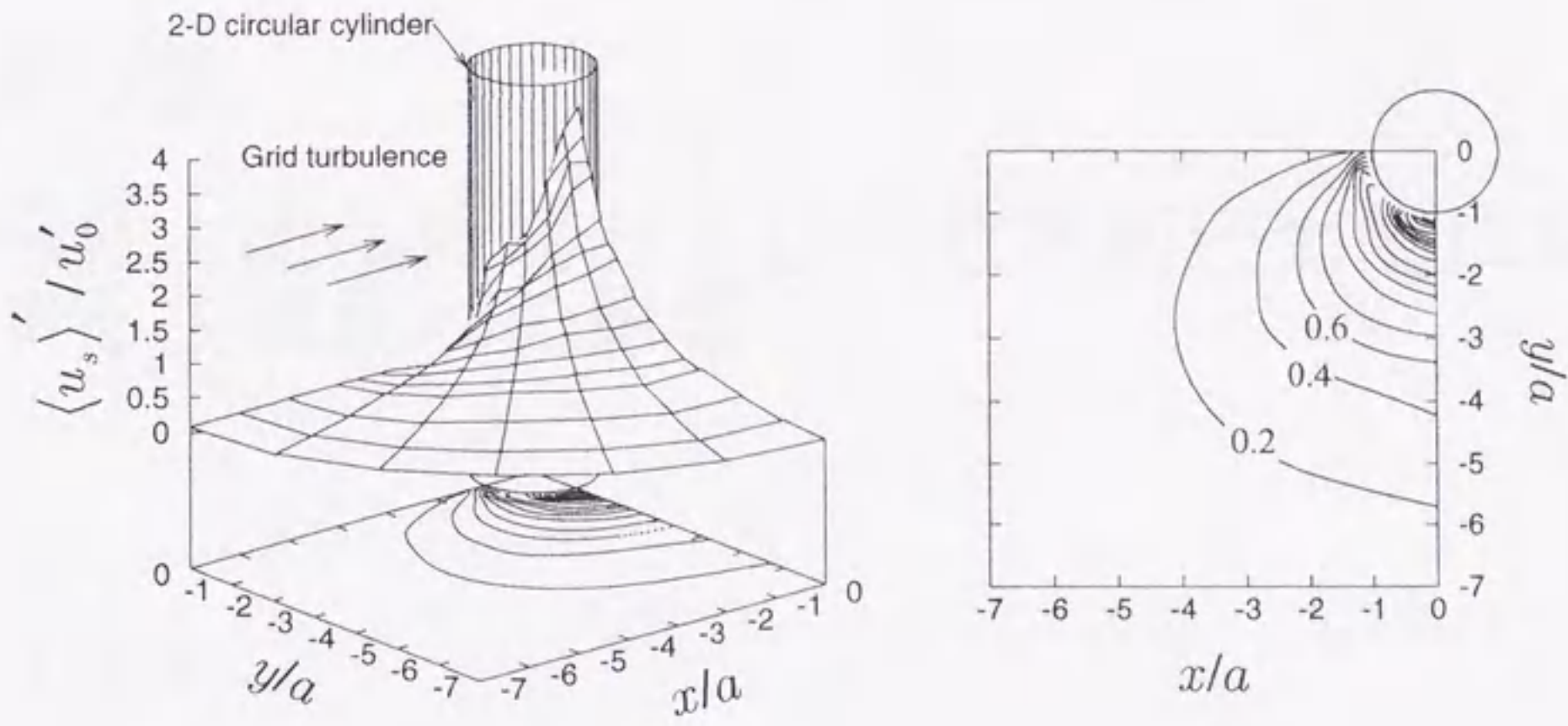


図 4.13 位相平均速度 rms 値 $\langle u_s \rangle'$ の空間分布

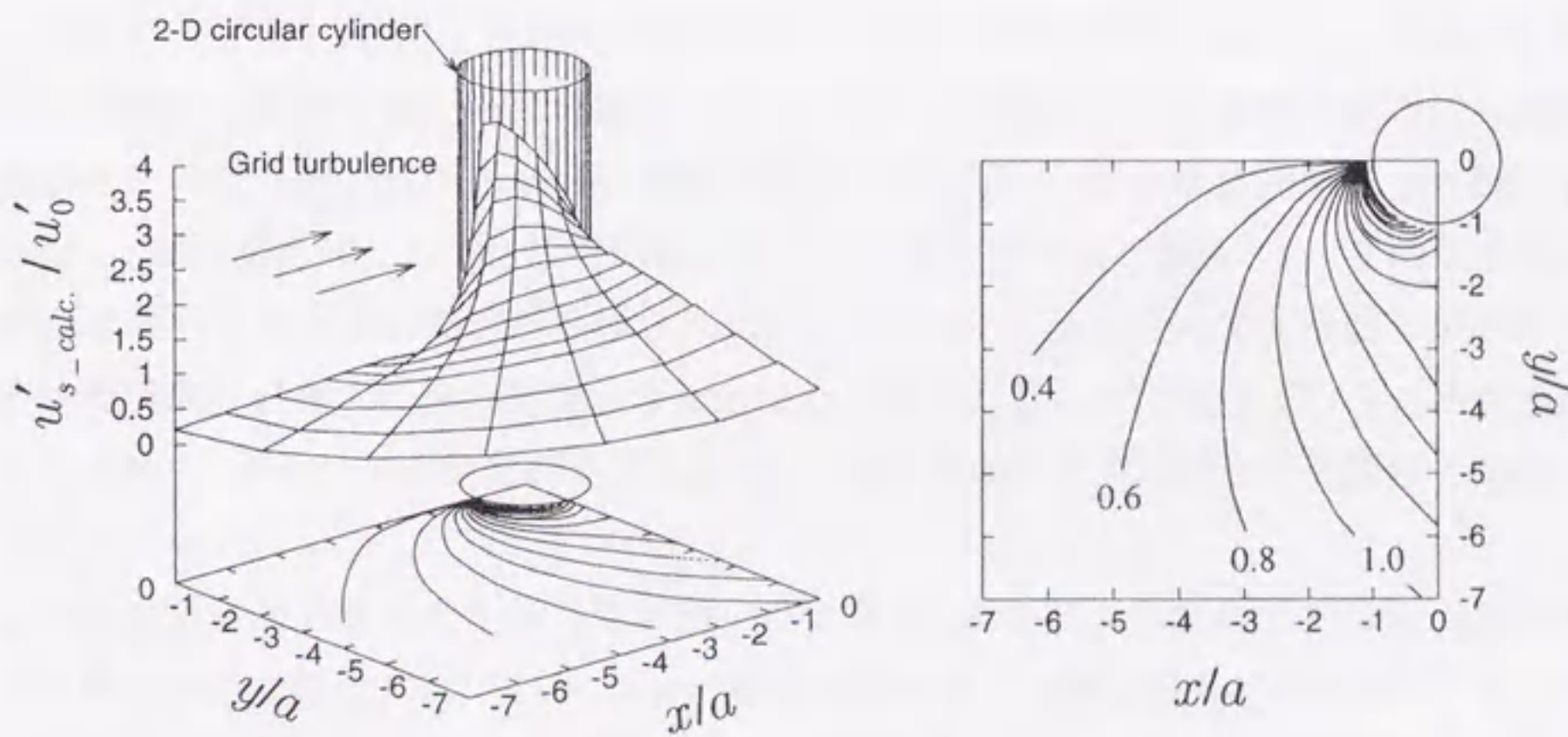


図 4.14 後流渦放出モデルによる変動速度 rms 値 $u'_{calc.}$ の空間分布

第5章

円柱上流乱流場および円柱表面圧力場に対する主流乱れの影響 [14]

5.1 緒言

第2, 3, 4章において, 乱流中に置かれた円柱上流の乱れ場を特徴づける要因として後流放出渦による誘導速度が重要であることを明らかにした. 特に第4章では円柱後流の渦放出位置付近の速度変動と円柱上流側の速度変動の同時測定をおこない, 位相平均法によって円柱上流領域での渦放出に同期した周期変動成分の強さとその影響のみられる空間領域を評価した. また円柱上流域における位相平均速度の絶対値は円柱背後で渦が成長している段階で最大になることを示した.

これまでの研究を通して, 乱流中の物体まわりの流れ場を解明するには, 主流乱れが物体からの剥離せん断層や放出渦に影響し, さらに円柱上流における変動速度場にも影響を及ぼすといった一連の流体力学的な連動過程を, それぞれ別々の流体现象として調べるのではなく, 流れ場全体として総括的に捉えることの重要性が強く認識され, そのために適切な計測手段を工夫する必要性が示唆された. このことは, 乱流中の物体まわりの拡散・混合の物理現象を研究する際の重要な指針となると思われる. また物体まわりの流れの計算においても, 主流乱れの影響を調べることは, 十分工学的にも有意義な研究課題となると考えられる.

このように乱流と物体の干渉問題を調べることは, 工学的にも物理学的にも大変重要な意味を持つものであり, これまでに色々の観点から数多くの研究報告がなされている [15]. しかしながら, それにもかかわらず乱流中の鈍頭物体まわりの流れを特徴づける明確なパラメータの特定や, それらの影響についての解明は依然として十分なされていないと思われる.

このような状況を考慮し、本章では特に円柱レイノルズ数を一定とし、主流乱れの強さと、物体に対する乱れ場の長さスケール比を変化させることにより、円柱上流域の変動速度場および円柱表面の変動圧力場と渦放出過程の関係を明らかにすることを目的とした。実験条件は上記の主流乱れ強さと物体に対する乱れ場の長さスケール比の異なる3つの条件を設定し、その下での円柱後流速度場、円柱上流速度場および円柱表面の圧力場を測定し、主流乱れのパラメータと円柱後流域での乱流特性、円柱上流の周期速度変動の大きさと広がり、抗力係数などとの定量的な関係を調べる。

5.2 座標系

図 5.1 に本研究における座標と主な記号を示す。乱流格子を基準とした座標系 $O-XYZ$ は原点を格子面と測定部底面との交線の中央位置とし、主流方向に X 軸、鉛直上向きに Y 軸、紙面に垂直手前方向に Z 軸をとる。また2次元円柱は格子下流に主流に垂直に設置され、座標系 $o-xyz$ を円柱のスパン中央で円形断面の中心に原点をとり、主流方向が x 軸、鉛直上向きが y 軸、紙面に垂直手前方向が z 軸となるようにとる。また xy 平面において、 x 軸の負の方向からの角度を θ 、原点 o からの距離を r とする。また U_0 は主流の平均速度、 u'_0 は流入乱流の主流方向 rms 値、 L_0 は流入乱流の主流方向積分スケールを表す。

5.3 実験装置および実験条件

実験には測定部断面が $460 \times 994 \text{mm}$ 、測定部長さが 4m の低乱れ回流型風洞 (図 5.2) を使用した。主流乱れは絞り部出口に設置した格子棒直径 $d_M = 5 \text{mm}$ 、格子間隔 $M = 25 \text{mm}$ の正方形網目型格子により発生させた。

円柱は直径 $d = 19 \text{mm}$ の真鍮管を使用した。表面は研磨加工されており、スパン中央部に直径 0.3 の静圧孔および半導体圧カトランスデューサ用の測定孔が配置されている。円柱は乱流格子より 500mm あるいは 1500mm 下流の位置に主流方向に垂直に、測定部側壁間に渡って設置した。したがって円柱の風路に対する閉塞率は 4.1% 、円柱のアスペクト比は 52.3 である。

実験は表 5.1 に示す3条件についておこなわれた。主流速度約 10m/s に対し、格子レイノルズ数は 1.75×10^4 、円柱レイノルズ数は 1.33×10^4 であった。Case3 は乱流格子をはずした場合であり、主流の相対乱れ強さ u'_0/U_0 は約 0.6% であった。

本実験では表 5.1 の各条件下で、以下のような3種類の測定を順次おこなった。すな

わち,

- (a): I型熱線プローブによる円柱近傍後流の速度測定,
- (b): 円柱上流域の1点および円柱近傍後流域の2点, 計3点での変動速度同時測定,
- (c): 円柱表面圧力と円柱近傍後流の2点での圧力・速度同時測定以下, 順に測定条件を説明する.

測定 (a): まず主流乱れが円柱近傍後流に及ぼす影響を調べるため, I型熱線プローブ (受感部は直径5mmのタングステン線で長さは1.0mm) による速度測定をおこなった. 測定は後流中心線上 ($y/d=0$) と, $x/d=1.3$ で y 方向におこなわれた.

測定 (b): 円柱上流および円柱近傍後流の速度同時測定にはI型熱線プローブ (受感部は直径5mmのタングステン線で長さは1.0mm) を3本使用し, これらのプローブは図5.3のように配置した (図中各プローブはA, B, Cで表わされている). 円柱上流側プローブAは2次元送り装置により x, y 方向にトラバースさせ, 後流側の2本のプローブB, Cは渦放出位置を実験的に求め, その位置付近で後流中心軸に対称な位置に固定した. 後流側のプローブ設置位置は各条件とも $(x/a, y/a) = (2.6, \pm 1.2)$ であった. この2本のプローブにより測定された速度信号は明らかに円柱の上下からの周期的な渦放出に同期した速度信号を含み, 今回おこなわれた位相平均法における位相判定信号を決定するために使用される (データ解析法は第5.4節を参照されたい). なお, 熱線プローブはすべて定温度型熱線流速計 (HAYAKAWA model HC30) により動作させ, その出力をサンプリング周波数20kHz, サンプリング個数262144個でパーソナルコンピュータに取り込み, ワークステーション (DEC ALPHASTATION 250) で処理した (この熱線プローブの動作方法および信号処理方法は, 測定 (a) および後述の測定 (c) でも同様である).

測定 (c): 円柱表面変動圧力の測定には小型の拡散型半導体圧カトランスデューサ (KULITE model XCS-062-5G, 受感部の固有周波数は150kHz) を使用し, 直流増幅器 (TEAC model SA56) により動作させた. 図5.4に円柱表面圧力測定部の断面図を示す. 圧カトランスデューサは円柱中心軸に対し 20° 傾斜した中空部分に挿入され, 円柱表面の圧力孔からの変動圧力を測定できる. 平均圧力の測定には変動圧力用の圧力孔から10mm離れた位置にある圧力孔を用い, マノメータで測定した. 図5.5に, この圧カトランスデューサの取り付け部の詳細を示す. 図よりわかるように, 圧カトランスデューサの受感部と円柱表面の圧力孔の間に検出孔と受圧室よりなる圧力測定孔が存在するが, これの変動圧力測定への影響は重要なので, 以下に文献 [83] に従って考察する.

図5.5において, 検出孔の直径を d_1 , 長さ l_1 , 断面積 A_1 , 受圧室の直径を d_2 , 長さ l_2 , 体積 V_2 とする. 測定すべき真の圧力を p_1 , 受圧室圧力を p_2 とすると, 圧力測定孔の動特性

は次式のような2次系で近似される。

$$LC \frac{d^2 p_2}{dt^2} + RC \frac{dp_2}{dt} + p_2 = p_1, \quad (5.1)$$

この系に振幅 p_1 , 角周波数 ω の正弦波圧力が入力される時, 受圧室で観測される圧力の振幅 p_2 との振幅比 p_2/p_1 , 位相ずれ φ , 固有周波数 f_n はそれぞれ次式で与えられる。

$$p_2/p_1 = \{(1 - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 R^2 C^2\}^{-\frac{1}{2}}, \quad (5.2)$$

$$\varphi = -\arctan\{\omega RC / (1 - \omega^2 LC)\}, \quad (5.3)$$

$$f_n = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (5.4)$$

ここで L, C, R はそれぞれ流体イナータンス, 流体キャパシタンス, 流体抵抗であり, 次式で表される。

$$L = \frac{\rho_0 l_1}{A_1} \left(1 + \frac{8}{3\pi} \frac{d_1}{l_1} \right), \quad (5.5)$$

$$C = \frac{V_2}{\rho_0 c_0^2}, \quad (5.6)$$

$$R = \frac{\rho_0}{2C_d^2 A_1^2} |q| + k_s \frac{8\pi\rho_0\nu_0 l_1}{A_1^2} + \frac{\rho_0 l_1}{A_1} \sqrt{\frac{2\pi\nu_0\omega}{A_1}} + \frac{\rho_0\omega^2}{\pi c_0} \quad (5.7)$$

ここで ρ_0, c_0, ν_0 はそれぞれ基準状態における流体の密度, 音速, 動粘度である。 R の第1項, 第2項中の定数 C_d, k_s は実験的に決定されるが, 通常形状では $C_d \approx 0.8$, $k_s = 1.0 \sim 1.5$ としてよい。また R の第1項 ($\equiv R_1$) は $|q|$ に依存する非線型項であるが, 検出孔の圧力差の基本周波数のみを考慮すれば次式のように近似される。

$$R_1 \approx \frac{4V_2 p_1 \omega (p_2/p_1)}{3\pi c_0^2 C_d^2 A_1^2} \quad (5.8)$$

本実験では圧力測定孔の固有周波数は $f_n \approx 5.4\text{kHz}$ であった。円柱ストローハル数を 0.2 とすると渦放出周波数 f_K は $f_K \approx 100\text{Hz}$ であるので, 圧力測定孔の固有周波数はこれより十分大きい。

図 5.6 は圧力測定孔の周波数特性 (理論値) である。ただし式 (5.7), (5.8) 中の定数 C_d, k_s は $C_d = 0.8, k_s = 1.0$ として計算されている。図より, $f = f_K$ ($\approx 100\text{Hz}$) では振幅比 p_2/p_1 は 1 で, 位相差 φ もほとんど 0 であることがわかる。したがって圧力の渦放出周波数付近の変動成分に関して, 周波数応答は十分であり, 圧力測定孔の影響は無視してよいと考えられる。

圧力測定は 10 度ごとに円柱を回転させ, 各位置において渦放出位置付近に設置したプローブ B および C (図 5.3) による速度と同時測定された。ただし, 実際の解析には, プ

プローブ C の出力信号のみ使用された (第 5.5.3 節参照)。なお、圧カトランスデューサの較正にはゲッチング型マノメータを用いた。また、直流増幅器の出力をサンプリング周波数 20kHz、サンプリング個数 262144 個でパーソナルコンピュータに取り込み、ワークステーションで処理した。

5.4 位相平均法

本研究では渦放出に伴う周期的な変動成分を抽出するため、第 4 章と同様にして位相平均処理がなされた [13]。

位相平均処理は、円柱上流側 1 点、円柱後流側 2 点の 3 点同時測定 (測定 (b)) および円柱表面圧力と円柱後流側 2 点での速度との同時測定 (測定 (c)) の場合におこなわれ、いずれの場合も位相参照信号として円柱後流下側に設置されたプローブ C により測定された変動速度信号のバンドパス信号を用いた。図 5.7 にプローブ A, B, C によって測定された速度信号の例を示す。図中上段に測定信号、中段にそのバンドパス信号が示されている。バンドパスは渦放出周波数 f_K を中心とする $f_K \pm 50\text{Hz}$ の周波数帯で処理された。位相参照信号 (図中中段の実線) の 1 波形ごとに信号が極小値と極大値の中間値をとる時刻に値を内挿し、この点を位相 $\phi_C=0$ とした [80]。図中には、 i 番目の位相 $\phi_C=0$ となる時刻を $t_{0,i}$ と表記してある。次に i 番目の波形の周期 $T_i = t_{0,i+1} - t_{0,i}$ を計算し、次式により位相 ϕ_C を定義した。

$$\phi_C = 2\pi \left(\frac{t - t_{0,i}}{T_i} \right), \quad (5.9)$$

位相 $\phi_C=0$ は下側の渦の成長過程に対応し、 $\phi_C = \pi/2$ 付近で渦放出が起こると考えられる。位相判定信号の 1 周期を 60 等分し、それぞれの時刻について位相平均の対象となる測定信号に値を内挿した。図 5.7 の下段には、例としてプローブ A によって測定された信号に対する新しいデータ列が示されている。このようにして得られた新しいデータ列を用いて、処理の対象となる信号の位相平均は次式のように計算される。

$$\langle F(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_s \left(t_{0,i} + \frac{\phi_C}{2\pi} T_i \right), \quad (5.10)$$

ここで $F(t)$ は今回の実験では円柱上流における平均流線方向の変動速度 u_s 、もしくは円柱表面変動圧力 p である。

5.5 結果と考察

5.5.1 円柱後流速度測定 (測定 (a))

図 5.8(a), (b) はそれぞれ主流方向変動速度 rms 値 u' の後流中心軸 ($y/d = 0$) 上の分布, および $x/d=1.3$ における主流方向変動速度 rms 値 u' の分布を示している. 縦軸は主流速度 U_0 で無次元化されている. 比較のため Norberg (1986) [52]による同様な実験の結果を重ねて示した. ただし図 5.8 では Norberg の $x/d=1.0$ における結果が示されている.

図 5.8(a) において u' の最大値をとる位置は渦形成領域の後端 (渦放出位置) にあたり [84, 56], ここでは円柱中心から渦形成領域の後端までの距離を渦形成領域の長さ l_f と呼ぶことにする. Norberg の実験では $u'_0/U_0=0.1\%$, $Re_d=3000, 8000$ の場合, 円柱直径に対する渦形成領域の長さ l_f/d はそれぞれ 2.0, 1.4 である. $u'_0/U_0=1.4\%$ の場合には同じ Re_d の値に対して渦形成領域の長さはわずかに減少している. 本実験では $Re_d=13300$ に対し $u'_0/U_0=4.6\%, 1.9\%, 0.6\%$ であったが, 主流乱れ強さの増加による渦形成領域の長さにはほとんど変化は見られず, ほぼ $l_f/d=1.3$ であった.

図 5.8(b) において, Norberg の結果は $Re_d=3000$ の場合には主流乱れ強さが増加すると剥離せん断層が厚くなり, 後流の幅が増加している. 一方 $Re_d=8000$ の場合には主流乱れ強さが増加すると後流の幅が逆に減少している. 本実験では主流乱れ強さの増加に伴って後流の幅がわずかにあるが一定して増加する傾向がみられる. これは主流の相対乱れ強さが大きい場合には, 剥離せん断層の渦度の拡散が促進されるためと考えられる.

5.5.2 円柱上流域 1 点と円柱近傍後流域 2 点での速度同時測定 (測定 (b))

図 5.9 はそれぞれ主流速度 U_0 で無次元化した位相平均速度の rms 値 $\langle u_s \rangle'$ の空間分布を百分率で表示したものである.

いずれの条件でも円柱に近づくにつれ位相平均速度の rms 値 $\langle u_s \rangle'$ は強くなっており, $\theta = 90^\circ$ の線上で最大である. よどみ点からの角度が小さくなるにつれその強さは減少し, $\theta = 0^\circ$ の線上ではかなり小さい値を示している. ここでは平均流線が円柱表面にほぼ垂直であるので乱れの blocking が生じているためと考えられる [13].

また $\langle u_s \rangle'$ は Case1 の場合に最も大きくなっており, 周期変動の見られる領域も広いことがわかる. このことは, Case1 すなわち乱れが強く, 乱れのスケールの小さい場合に周期変動の見られる領域が広くなる傾向があることを示している. これは後流渦のスケールと主流乱れのスケールの違いが大きく, 相互干渉せず, 誘導周期変動がそのまま伝わって

ると見られよう。

5.5.3 円柱表面圧力と円柱近傍後流域2点での速度との同時測定 (測定(c))

図5.10は円柱表面圧力の信号とプローブCによる速度信号の例(Case2)である。図の実線は圧力信号、太線は円柱下流で渦放出位置付近に設置した熱線プローブCによる信号である。本章では第4章と同じくプローブCの信号を渦放出周波数を中心としてバンドパスした信号を位相参照信号とした。図中の◎は位相0の時刻を示しており、これはプローブCの位置で渦が成長する段階と考えられる。このとき円柱の表面上側では圧力はほぼ最大となり、下側では最小となることがわかる。なお、プローブBの信号の性質は、プローブCの信号の性質と位相が π だけずれているだけであることが確かめられたので、今回の解析では、位相参照信号としてプローブCに対する出力信号のみを使用した。

図5.11は円柱表面の時間平均圧力係数 $\overline{C_p}$ の分布を示している。平均圧力分布はどの条件でも亜臨界レイノルズ数における形状を示しており、本実験条件の範囲では円柱表面境界層を遷移させるには至らないようである。また、図には示さないが、この平均圧力分布はマノメータによって測定された分布とよく一致することが確かめられている。

図5.12はCase2の場合の各位相における位相平均圧力係数 $\langle C_p \rangle$ の分布を示している。位相0, π , 2π のとき時間平均圧力値 $\overline{C_p}$ からの変動が最大で、とくに $70^\circ < \theta < 290^\circ$ の範囲で変動が大きい。また位相 $\phi_C=0, 2\pi$ のとき、円柱表面下側では圧力が負圧側で最大である。これは位相 $\phi_C=0, 2\pi$ のとき円柱下側の渦が成長段階にあり、渦放出位置付近の円柱表面で負圧が強まるためと考えられる。

図5.13は変動圧力係数rms値 C_p' および位相平均圧力係数のrms値 $\langle C_p \rangle'$ の分布である。Case2, Case3ではほぼ分布が一致しているが、Case1では全体に値が大きくなっており、主流乱れによる影響が見られる。NorbergとSunden(1987)の実験[57]では $Re_d \cong 3.2 \times 10^4$ の条件で、主流の乱れ強さが0.1%から1.4%に増加すると C_p' の全体的な増加が見られた。本実験ではそれよりも Re_d が小さいため、主流乱れの影響が現れるのはより乱れの強い場合のようである。

位相平均圧力係数のrms値 $\langle C_p \rangle'$ は時間平均圧力 $\overline{C_p}$ と位相平均圧力係数 $\langle C_p \rangle$ の偏差の大きさを示したもので、渦放出周期で変動する圧力の強さを表している。淀み点では C_p' と $\langle C_p \rangle'$ にはあまり差がみられないが、 θ が大きくなるにつれその差が大きくなっているのがわかる。これは圧力変動に対する渦放出周波数成分の寄与が小さくなっていることを示している。この傾向は $\theta = 180^\circ$ で顕著である。

図 5.14 は抗力と揚力の周期変動の様子を示している。これらはそれぞれ位相平均圧力 $\langle P \rangle$ から次式によって求められた。

$$\langle C_D \rangle = \frac{-al \int_0^{2\pi} \langle P \rangle \cos(\theta + \pi) d\theta}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 S} \quad (5.11)$$

$$\langle C_L \rangle = \frac{-al \int_0^{2\pi} \langle P \rangle \sin(\theta + \pi) d\theta}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 S} \quad (5.12)$$

ここで θ は上流淀み線からの角度 [rad] (図 5.1 参照), ρ は空気密度, l は円柱スパン, S は円柱の投影面積である。

図より抗力の変動はほとんどなく, これに比べ揚力の変動が大きいことがわかる。抗力変動は各条件とも一致しているが, 揚力変動は Case1 で最も大きく主流乱れの影響が見られる。また揚力は位相 $\phi_c = 0, 2\pi$ で最小であるが, これは円柱下側の渦が成長段階にあり, 主に円柱表面下側で負圧が強まるためと考えられる。

図 5.15 は円柱に作用する流体力の周期変動の様子を表している。 $\phi_c = 0, 2\pi$ では円柱下側の渦の成長段階でこの位置での負圧が強まるため, 円柱表面に働く圧力の合力は渦の成長位置の方向を向くものと考えられる。また $\phi_c = \pi/2, 3\pi/2$ では渦の放出する段階と考えられるが, この位相では流体力はほぼ主流方向を向いていることがわかる。

5.6 結言

本研究では主流乱れが円柱上流側変動速度場や円柱表面圧力, および後流速度場へ与える影響を調べる目的で, 円柱レイノルズ数 1.33×10^4 , 主流の相対乱れ強さ $0.6 \sim 4.6\%$, 乱れの積分スケールと円柱直径の比 $0.69 \sim 1.04$ の条件のもとで, 格子乱流中に設置された円柱まわりの流れ場について3種類の実験を順に行い以下の結論を得た。

1. 主流乱れ強さの増加に伴い, 後流の幅が増加する傾向がみられた。
2. 格子乱流中の円柱上流の変動速度を, 渦放出周期に同期して位相平均して得られた信号の強さ $\langle u_s \rangle'$ は円柱に近づくにつれ増加し, $\theta = 90^\circ$ の線上で最大である。また主流の相対乱れ強さが大きく, 乱れのスケールの小さい場合に周期変動の見られる領域が広がる傾向がある。
3. 格子乱流中の円柱表面の圧力を測定した結果, 時間平均圧力係数 $\overline{C_p}$ の分布は Case1~Case3 に対しあまり変化しないが, 変動圧力 rms 値 C_p' および渦放出周波数で変動する圧力の強さ $\langle C_p \rangle'$ は主流乱れが強く, 乱れのスケールが小さい場合に大き

くなる傾向がある。これに伴い、位相平均揚力 $\langle C_L \rangle$ の変動の大きさも大きくなる。

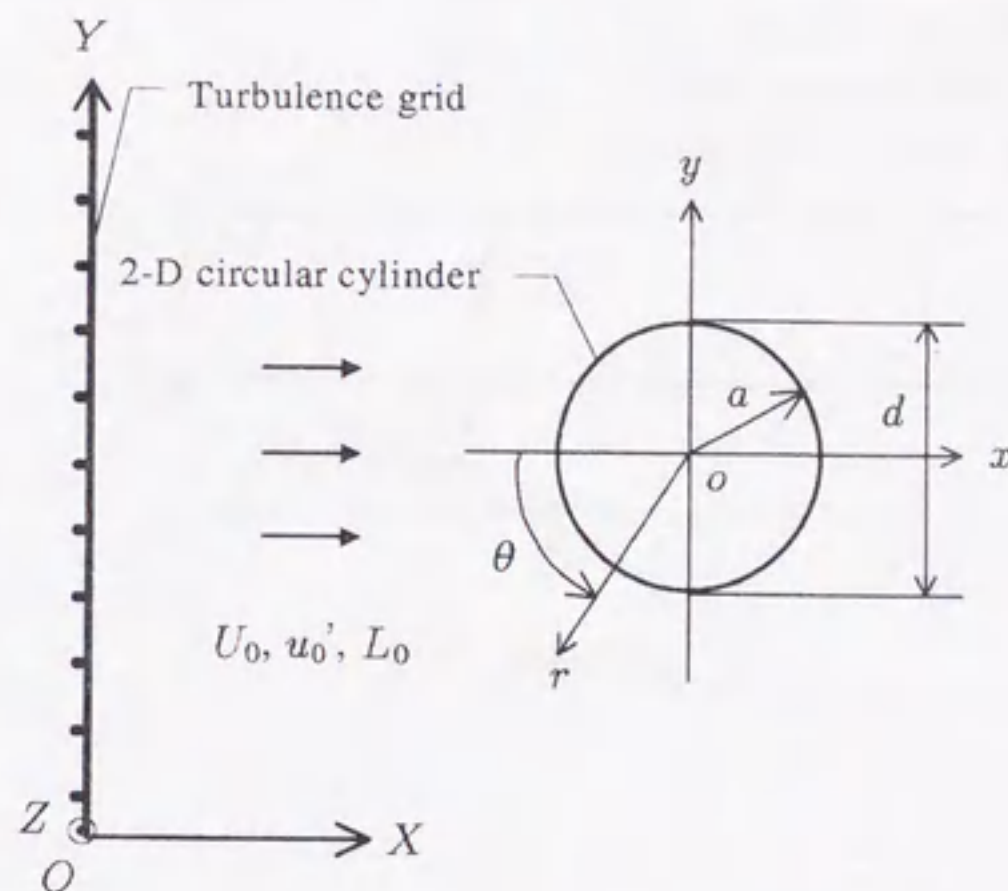


図 5.1 座標系

	Case1	Case2	Case3
X/M	20	60	—
$Re_d \times 10^4$	1.33	1.33	1.33
$u'_0/U_0(\%)$	4.6	1.9	0.60
L_0/d	0.69	1.04	—
$(u'_0/U_0)(d/L_0)$	0.067	0.018	—

表 5.1 実験条件

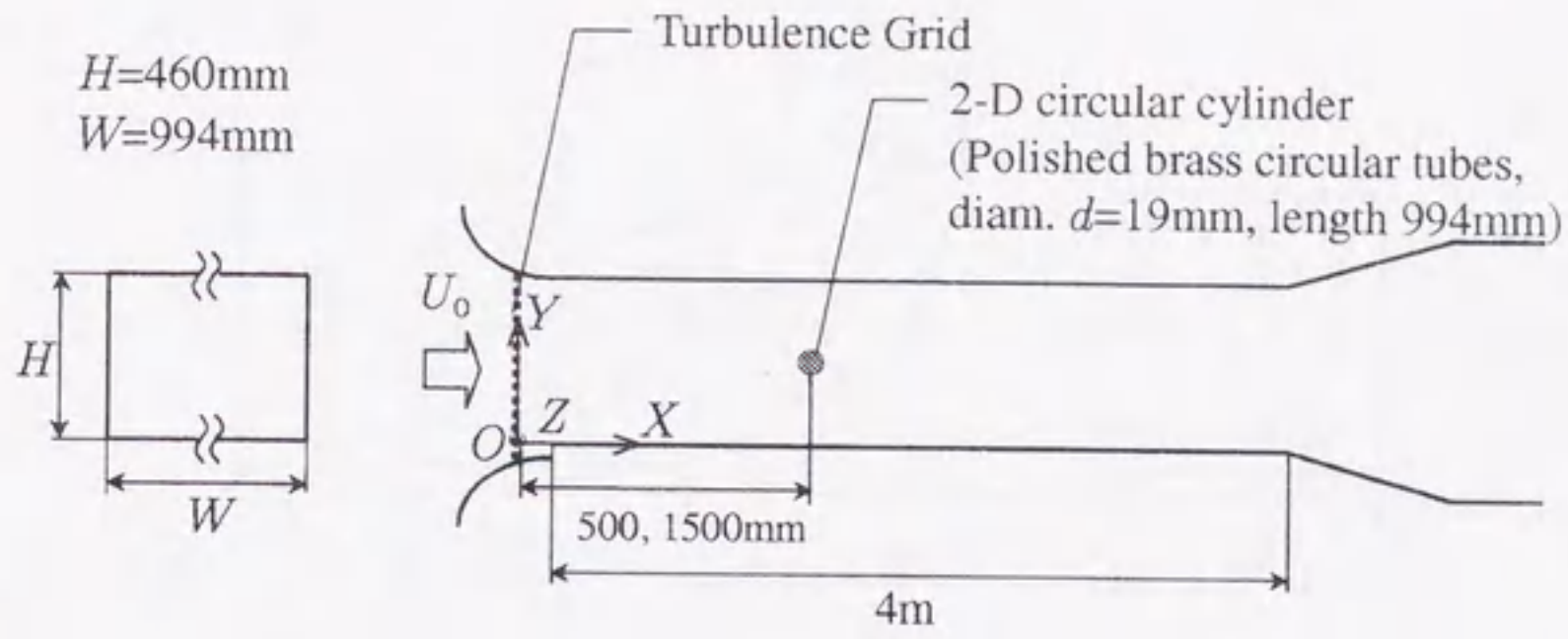


図 5.2 実験装置

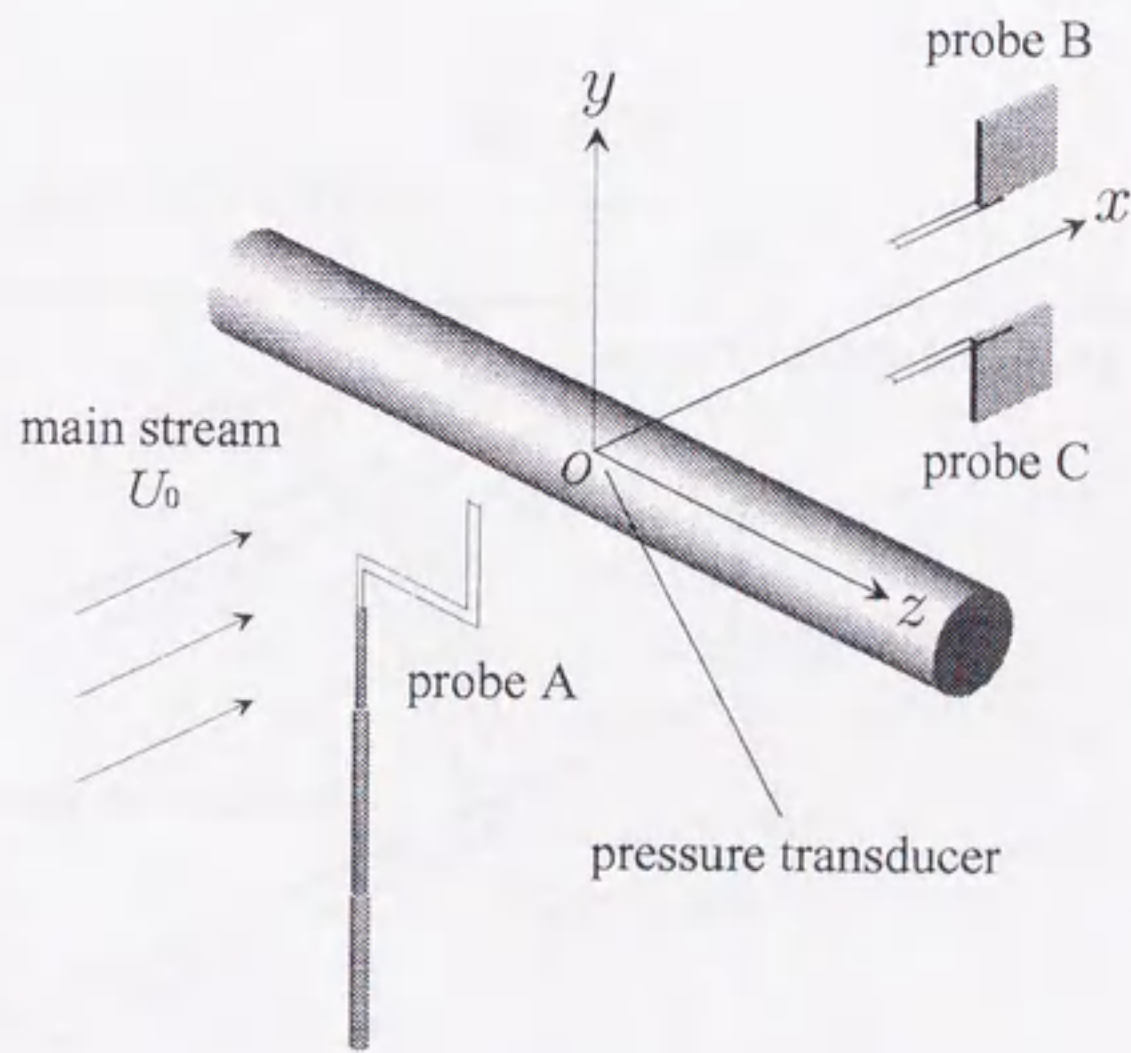


図 5.3 計測系

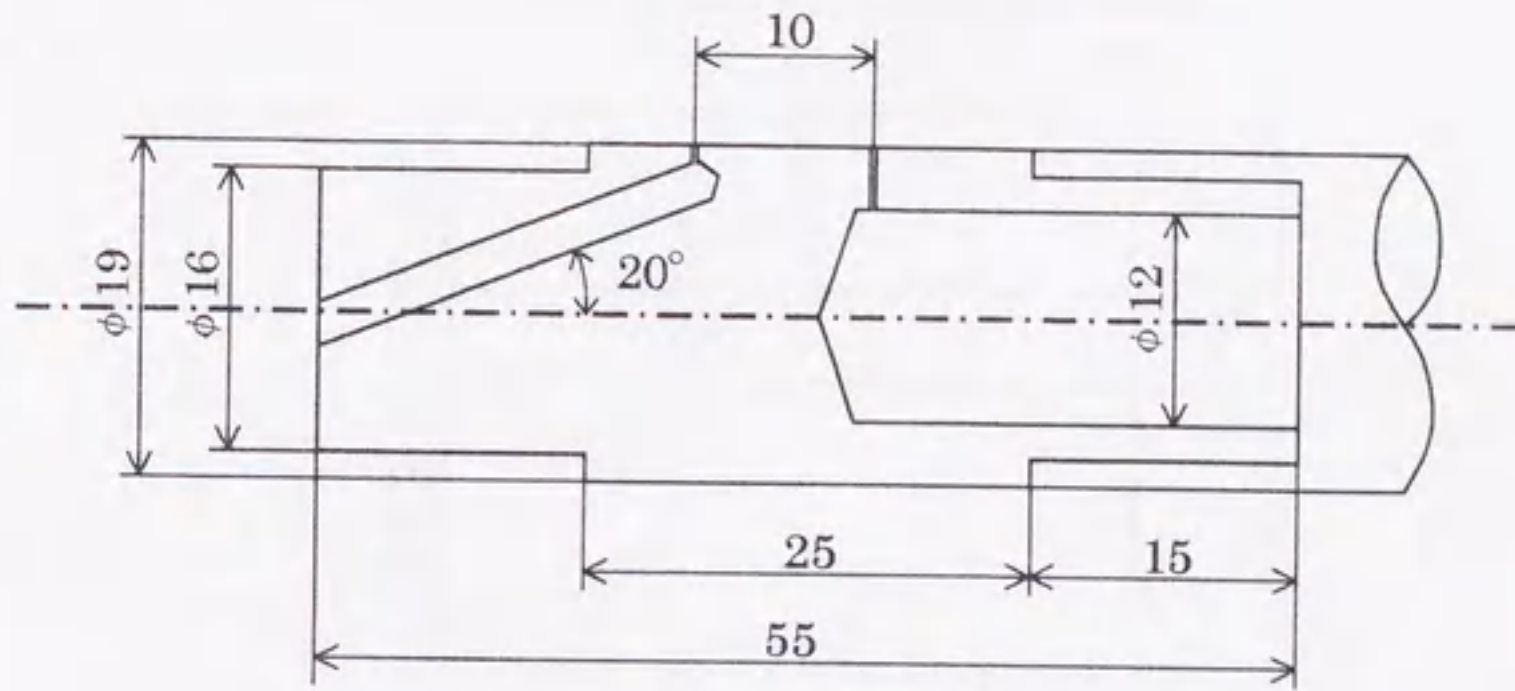


図 5.4 圧力測定部分の断面図

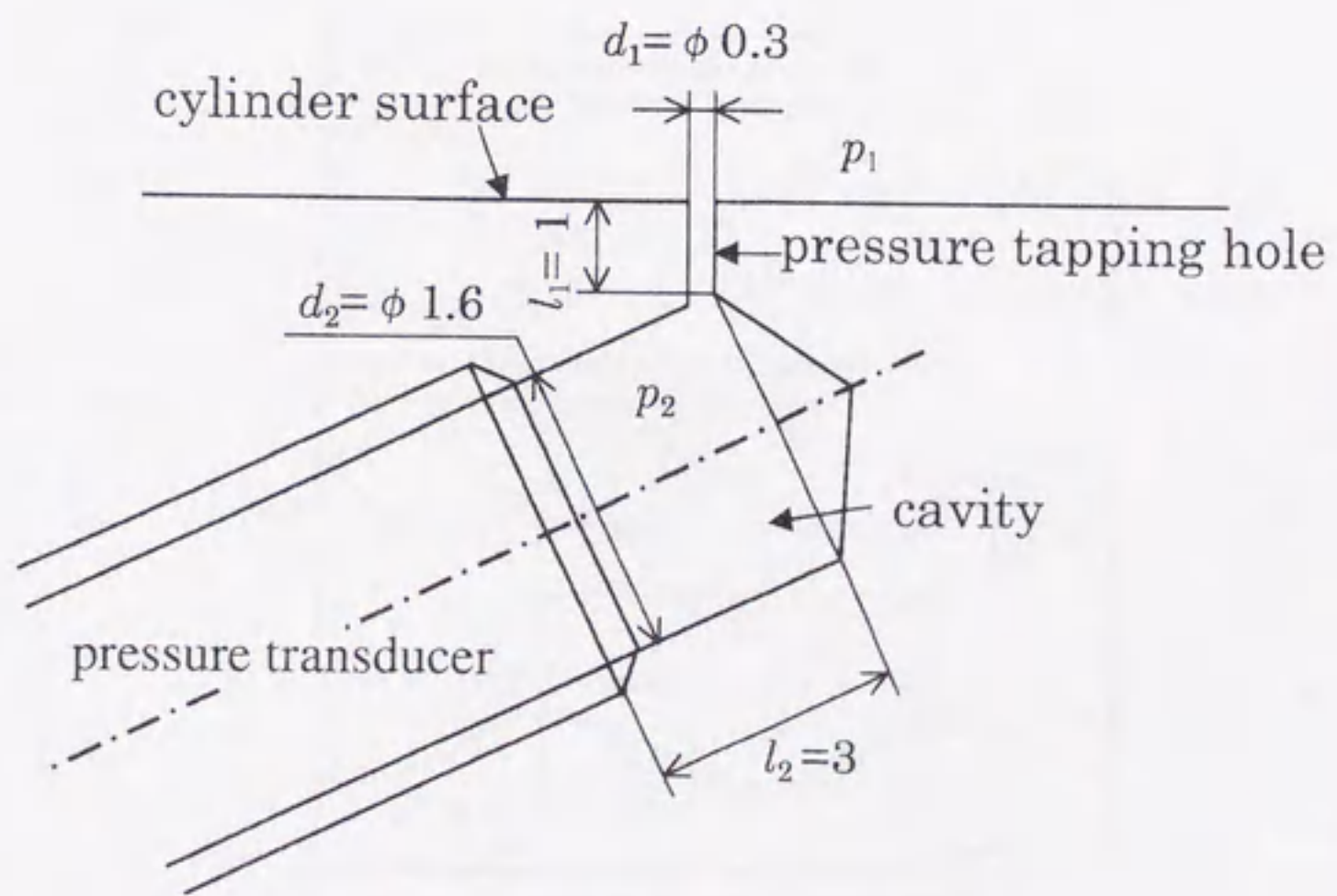


図 5.5 圧力測定孔の断面図

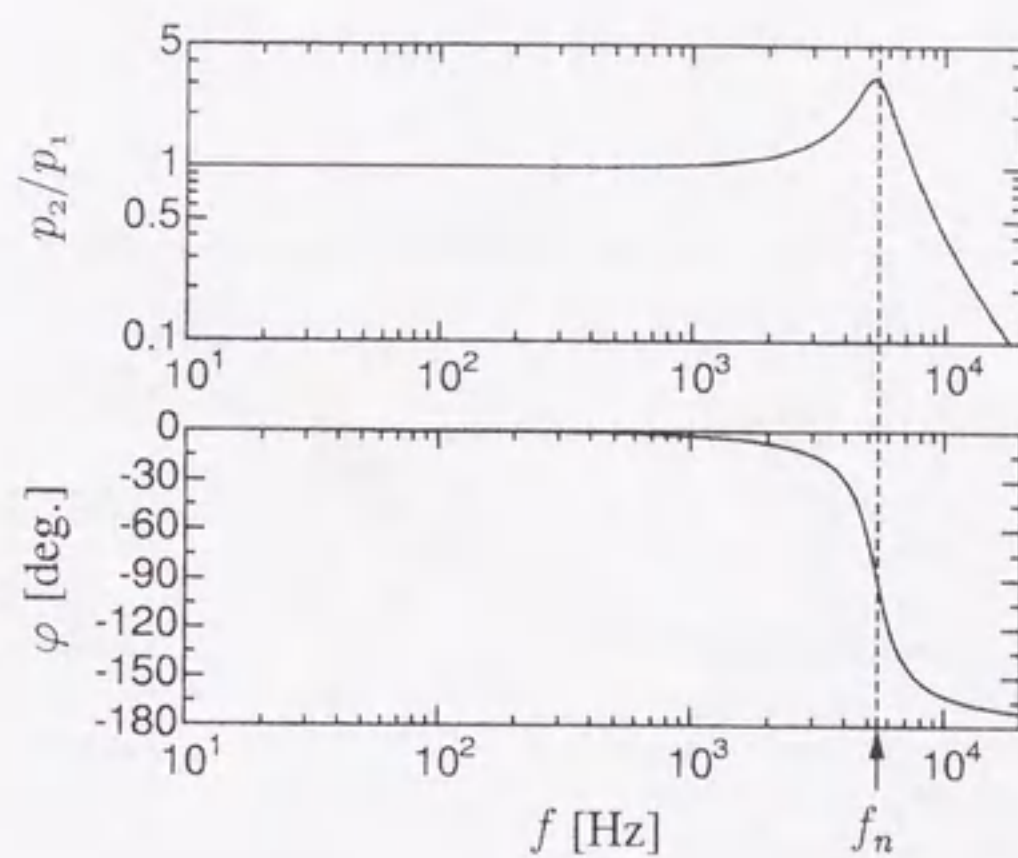


図 5.6 圧力測定孔の周波数応答

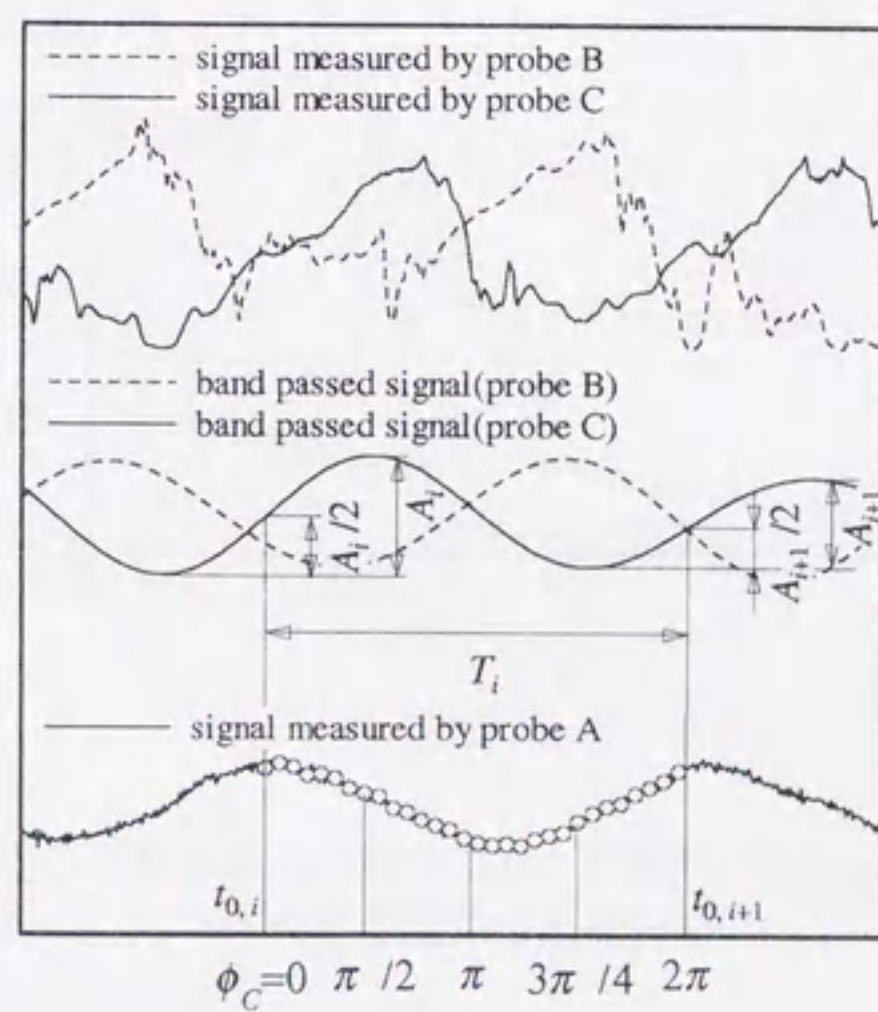


図 5.7 位相平均法

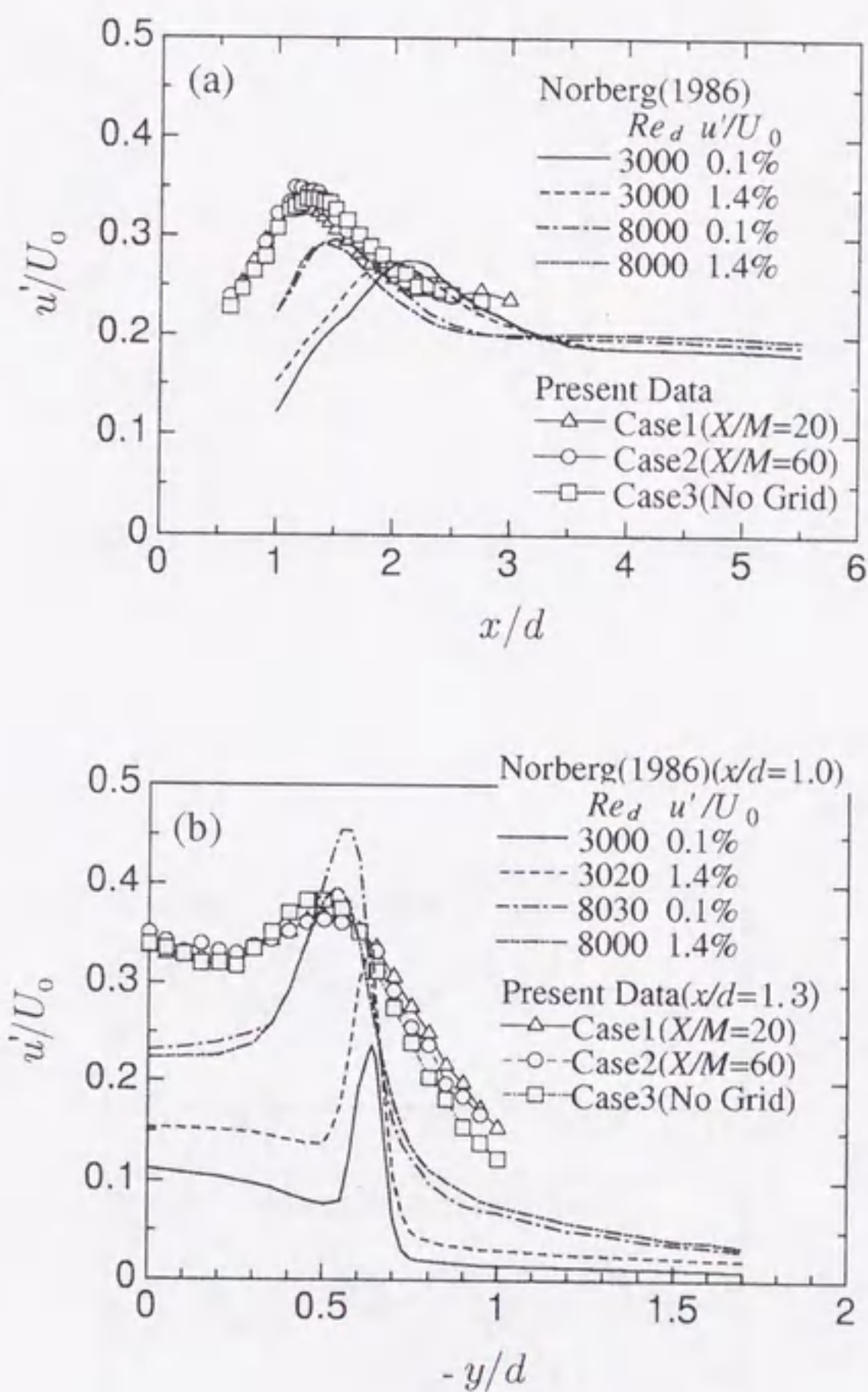


図 5.8 近傍後流における変動速度 rms 値分布 (a) 後流中心軸上 ($y/d = 0.0$), (b) $x/d = 1.3$ (本実験) と $x/d = 1.0$ (Norberg, 1986) の後流断面

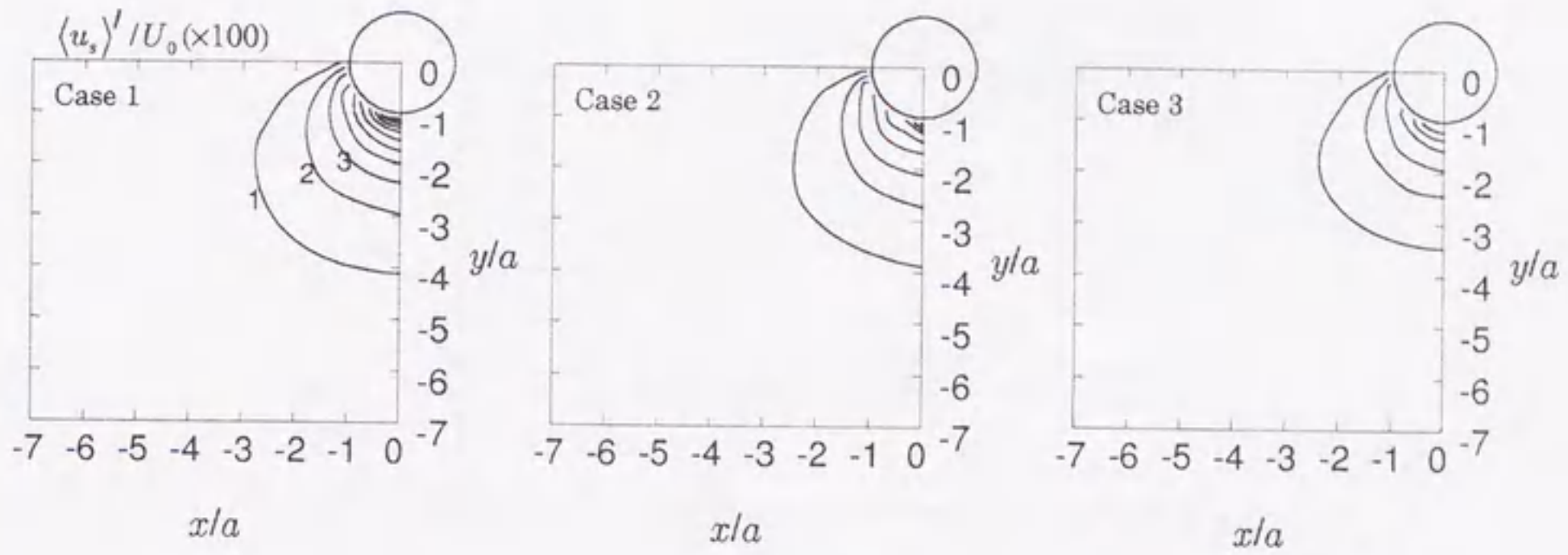
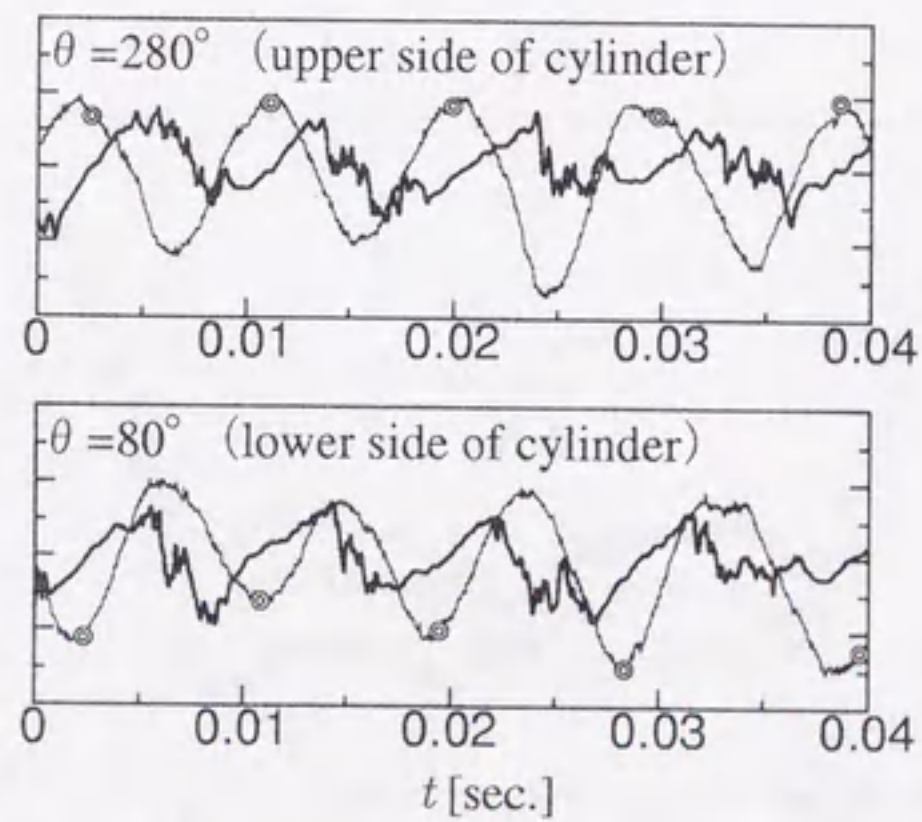


図 5.9 位相平均速度 rms 値 $\langle u_s \rangle'$ の等値線図



— Pressure transducer ; — Probe C ; • $\phi = 0$ の点

図 5.10 同時計測された円柱表面圧力と probe C の信号

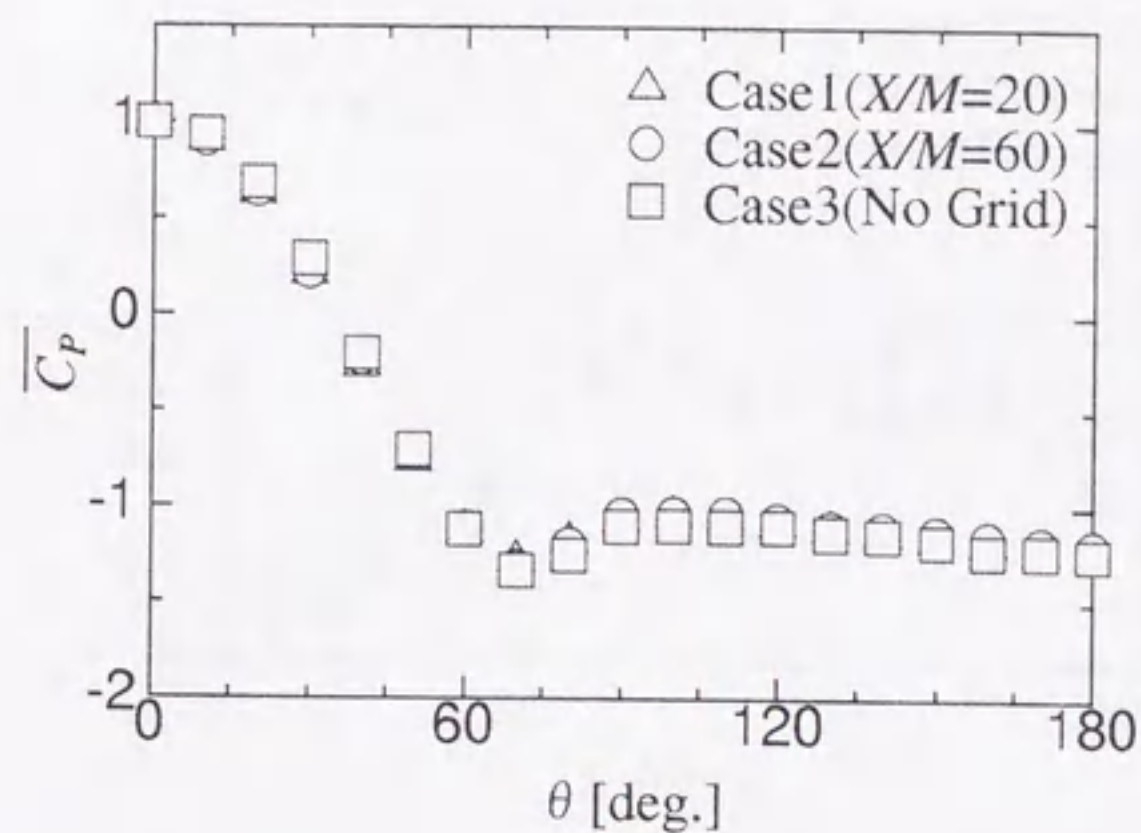


図 5.11 時間平均圧力係数 $\overline{C_p}$ の円柱表面分布

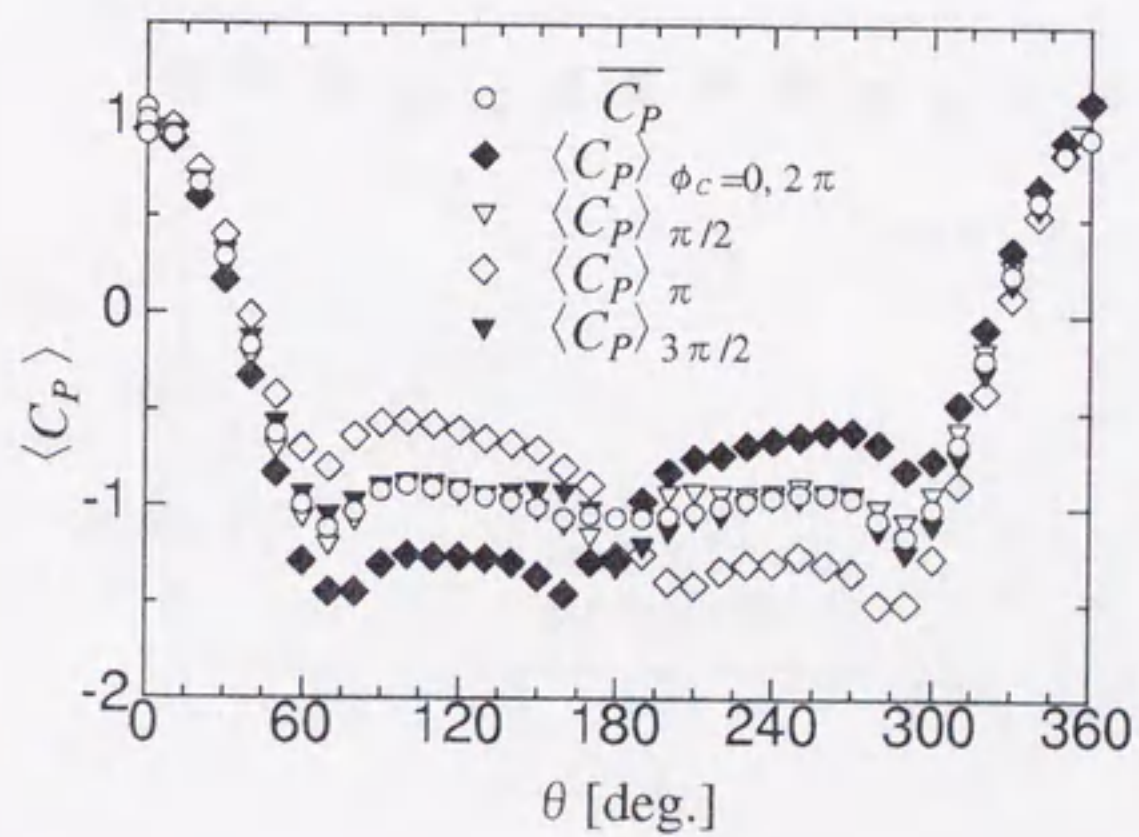


図 5.12 位相平均圧力係数 $\langle C_p \rangle$ の円柱表面分布

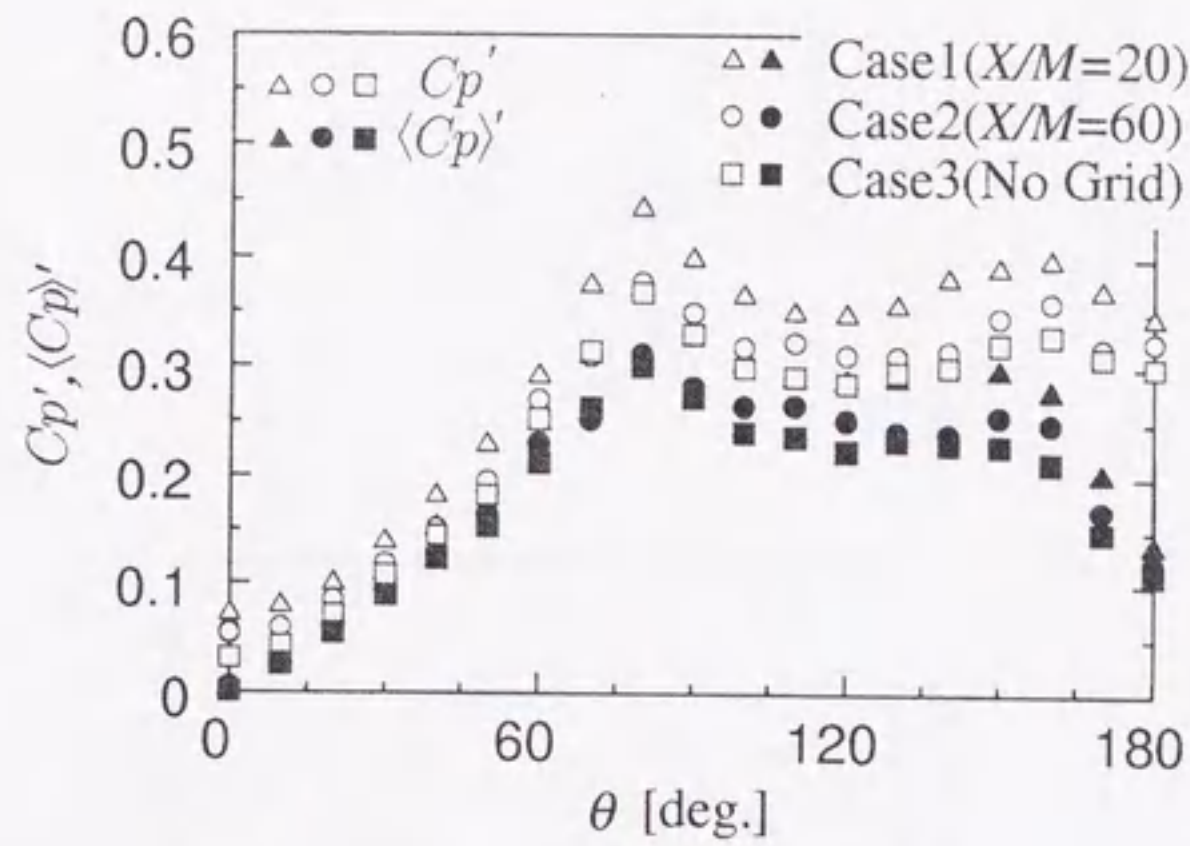


図 5.13 変動圧力係数 rms 値 C_p' および位相平均圧力係数 rms 値 $\langle C_p \rangle'$ の円柱表面分布

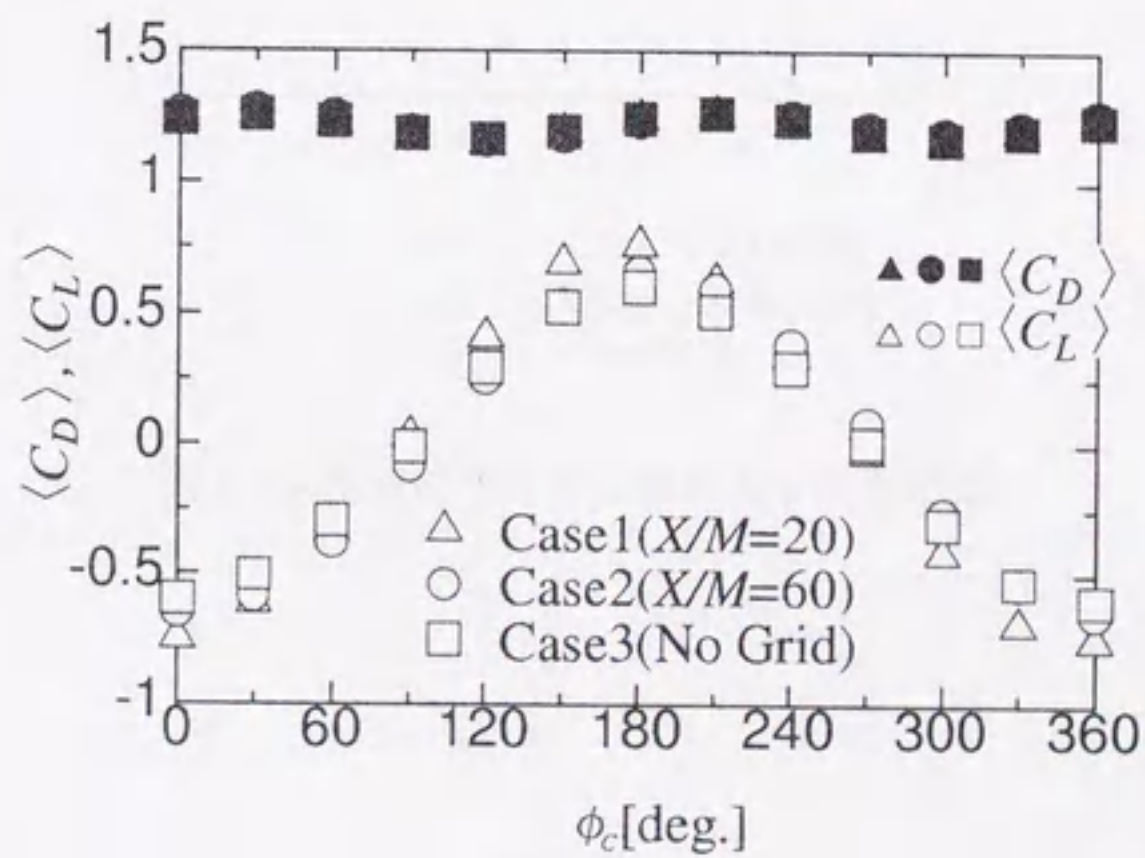


図 5.14 位相平均抗力係数 $\langle C_D \rangle$ および位相平均揚力係数 $\langle C_L \rangle$ の周期変動

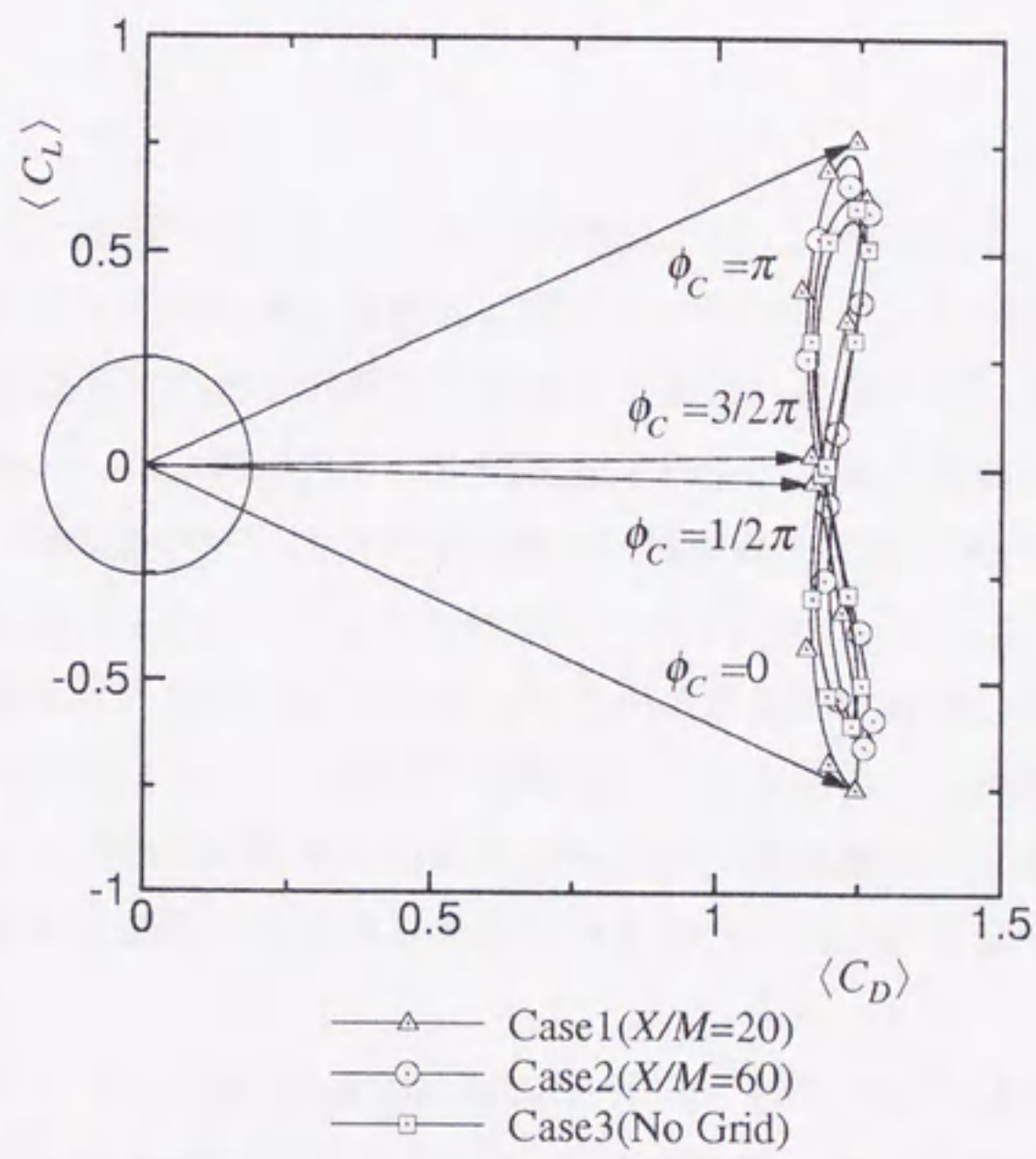


図 5.15 円柱に作用する流体力の周期変動

第6章

結論

本論文では、乱流と鈍頭物体の干渉の基本的問題として、格子乱流中に主流に垂直に設置した2次元円柱まわりの流れ場を実験的に調べた。円柱レイノルズ数は $Re_d \approx 10^4$ であり、円柱表面境界層は層流のまま剥離し、剥離せん断層の遷移に関して主流乱れの効果が現れる流れ場を対象とした。特に円柱の近傍後流で円柱の両側の剥離渦層が干渉し、渦が形成・放出される一連の過程が円柱上流速度場や円柱表面圧力場に及ぼす影響に注目した。また主流乱れの相対強さ $Ti = u'_0/U_0$ と相対スケール $Ts = L_0/d$ によって、円柱まわりの流れ場に対する主流乱れの効果がどの程度であるかを定量的に評価した。本研究を通して得られた結論は円柱のみならず、一般的な剥離をともなう物体の上流や側方領域における物質や熱の拡散場および物体に作用する流体力などが、乱流環境下でどのように変化するかを予測する上で重要な道標となる内容を含むであろう。以下に各章で得られた結論をまとめて示す。

第2章では円柱レイノルズ数 7.0×10^3 および 1.33×10^4 、主流乱れ約2%、乱れの積分スケールと円柱直径の比 0.94, 1.98, 1.04, 2.3 の4条件で、格子乱流中に設置された円柱について円柱表面の圧力分布および円柱まわりの乱れ速度を測定した。また、背圧については、円柱レイノルズ数を $2.25 \times 10^3 \sim 3.37 \times 10^4$ で25種類に変化させて測定した。円柱上流域における後流放出渦の影響を評価するために、スペクトルに現れる突起部を積分して評価した。その結果以下の結論を得た。

1. 円柱レイノルズ数 7.0×10^3 および 1.33×10^4 、主流乱れ2%の条件では円柱表面の圧力分布形状から、淀み点から約 81° の角度の位置で層流剥離している。また円柱背圧は本実験の範囲（円柱レイノルズ数 $2.25 \times 10^3 \sim 3.37 \times 10^4$, 1.5% ~ 2% 主流乱れ）では、乱れない条件での結果とほぼ一致し、主流乱れの境界層発達への影響はほとんどないようである。

2. 後流湧源モデルにより求められた円柱上流における速度分布は、測定値とよく一致する。
3. 淀み線上では円柱に近づくにつれ、無次元化波数 $\kappa_s < 1$ の低波数帯で物体表面の blocking 効果によりスペクトルが減少する。
4. 円柱表面からの放出渦による流線方向の変動速度の影響領域は円柱上流において剥離点を中心に円柱半径の5倍程度の空間領域であり、淀み線上では比較的影響が小さい。

第3章では第2章と同じ実験条件下で、格子乱流中の円柱後流放出渦の循環の大きさと循環の取込率を位相平均法により評価した。

平均的な放出渦の無次元循環量 Γ/U_0d および循環の取り込み率 Cg の変化は円柱レイノルズ数よりも乱流の相対スケール L_0/d に依存していることが推定される。また乱流の相対渦スケール L_0/d の値が小さい方が取り込まれる循環の量が大きくなる傾向が見られる。

第4章では円柱後流渦による円柱上流側変動速度場への影響を調べる目的で、円柱レイノルズ数 7.0×10^3 、主流の相対乱れ強さ 1.9%、乱れの積分スケールと円柱直径の比 1.98 の条件のもとで、格子乱流中に設置された円柱まわりの流れ場について以下の3通りの実験を順におこなった。

- (a) 円柱近傍後流におけるI型プローブによる速度測定、
- (b) $x/d=10.0$ におけるX型プローブによる速度測定、
- (c) 円柱の上流側と下流側に配置した3本のI型プローブによる同時測定

特に、実験(b)については実験データを位相平均処理し、円柱後流渦を特徴づける種々のパラメータを客観的に決定した。そして、それらのパラメータを使用した後流渦放出モデルにより円柱上流域における速度変動の簡単なシミュレーションをおこない、実験(c)による3点同時測定による位相平均結果と比較した。

1. 円柱上流側における位相平均速度 $\langle u_s \rangle$ の空間分布を調べた結果、円柱後流渦が成長し始める段階（位相 $\phi_c=0$ あるいは $\phi_c=\pi$ ）で $\langle u_s \rangle$ の絶対値は上流のいたるところで大きくなることがわかった。
2. 格子乱流中の円柱上流の変動速度を、渦放出周期に同期して位相平均して得られた信号の強さは円柱に近づくにつれ増加し、 $\theta=90^\circ$ の線上で最大である。なお、このような現象は、円柱まわりの平均流れ場に後流剥離のないポテンシャル流を仮定した Hunt の理論 [9]からは予想できないものである。
3. 渦放出モデルにより計算された速度変動の、後流湧源モデルによる流線に沿う方向成分の強さの分布は、円柱表面近くの一部の領域を除いて実験で求められた位相平

均の強さの分布と傾向が一致する。

第5章では主流乱れが円柱上流側変動速度場や円柱表面圧力、および後流速度場へ与える影響を調べる目的で、円柱レイノルズ数 1.33×10^4 、主流の相対乱れ強さ 0.6 ~ 4.6%、乱れの積分スケールと円柱直径の比 0.69 ~ 1.04 の条件のもとで、格子乱流中に設置された円柱まわりの流れ場について3種類の実験を順におこなった。

1. 主流乱れ強さの増加に伴い、後流の幅が増加する傾向がみられた。
2. 格子乱流中の円柱上流の変動速度を、渦放出周期に同期して位相平均して得られた信号の強さ $\langle u_s \rangle'$ は円柱に近づくにつれ増加し、 $\theta = 90^\circ$ の線上で最大である。また主流の相対乱れ強さが大きく、乱れのスケールの小さい場合に周期変動の見られる領域が広がる傾向がある。
3. 格子乱流中の円柱表面の圧力を測定した結果、時間平均圧力係数 $\overline{C_p}$ の分布は Case1~Case3 に対しあまり変化しないが、変動圧力 rms 値 C_p' および渦放出周波数で変動する圧力の強さ $\langle C_p \rangle'$ は主流乱れが強く、乱れのスケールが小さい場合に大きくなる傾向がある。これに伴い、位相平均揚力 $\langle C_L \rangle$ の変動の大きさも大きくなる。

以上本論文を通して得られた結論をまとめ、格子乱流中の円柱まわりの流れ場について主流乱れの影響に関していくつかの知見を示した。しかしながら乱流中の円柱まわりの流れ場を系統的に表すパラメータは依然として得られておらず、今後の系統的な実験が待たれる。

謝辞

本論文は平成八年四月より平成十一年一月にかけて、名古屋大学大学院工学研究科機械情報システム工学専攻・統計シミュレーション工学講座において、名古屋大学大学院の中村育雄教授の御指導のもとにおこなわれた研究をまとめたものです。本論文を結ぶにあたり、長年にわたり終始懇切丁寧な御指導と御鞭撻を賜りました中村育雄教授に対し、ここに謹んで感謝の意を表します。

本論文をまとめるに際し、名古屋大学大学院の菊山功嗣教授ならびに長藤友建教授からは、有益な御教示と注意深い御検討を賜りました。ここに深く感謝申し上げます。

本論文は主に、中村育雄教授および名古屋大学大学院の酒井康彦助教授、櫛田武広助手との共同研究として、日本機械学会論文集などに公表した研究論文を中心にまとめたものです。研究を始めて以来、丁寧な御指導と適切な御助言をいただきました酒井康彦助教授、櫛田武広助手に深く感謝申し上げます。

また本研究は、実験装置の製作や計測技術等に関して、名古屋大学大学院の村上初男技官および名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻の辻義之助手による御指導と御援助なくしては成り立ちませんでした。ここに両先生に対し深く感謝の意を表します。また、共同研究者として実験に御協力頂きました卒業研究生および修士課程の諸氏に深く感謝いたします。

本論文を仕上げるにあたって、多くの方々に御支援、御協力をいただきました。ここに厚く御礼申し上げます。

最後に、常に物心両面より私を支援してくれた母・しづ子と弟・順之、康信に心より感謝いたします。

参考文献

- [1] R. E. Britter, J. C. R. Hunt, and J. C. Mumford.
The distortion of turbulence by a circular cylinder.
J. Fluid Mech, Vol. 92, No. 2, pp. 269-301, 1979.
- [2] 亀本喬司.
「もんじゅ」の事故を真の教訓に！
JSME FED NEWS LETTER, No. 24, pp. 3-4, 1996.
- [3] 丸岡晃, 太田真二, 平野廣和, 川原睦人.
広範囲な Reynolds 数域での円柱まわりの 2 次元及び 3 次元数値流体解析.
土木学会論文集, Vol. I-43, No. 591, pp. 139-150, 1998.
- [4] 檜山和男, 猪股渉.
混合補間要素を用いた非圧縮粘性流れ解析のための高精度安定化有限要素法.
土木学会論文集, Vol. I-43, No. 591, pp. 125-137, 1998.
- [5] 斎藤通, 稲室隆二, 本田明弘, 串岡清則.
渦点による二次元乱流解析法の開発.
三菱重工技報, Vol. 30, No. 3, pp. 192-195, 1993.
- [6] M. Braza, P. Chassaing, and H. Ha Minh.
Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder.
Phys. Fluids., Vol. A 2, No. 8, pp. 1461-1471, 1990.
- [7] X. Lu, C. Dalton, and J. Zhang.
Application of Large Eddy Simulation to Flow Past a Circular Cylinder.
Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol. 119, pp. 219-225,
1997.
- [8] H. Persillon and M. Braza.
Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder
by three-dimensional Navier-Stokes simulation.

- J. Fluid Mech.*, Vol. 365, pp. 23-88, 1998.
- [9] J. C. R. Hunt.
A theory of turbulent flow around two-dimensional bluff bodies.
J. Fluid Mech., Vol. 61, No. 4, pp. 625-706, 1973.
- [10] P. W. Bearman.
Some measurements of the distortion of turbulence approaching a two-dimensional bluff body.
J. Fluid Mech., Vol. 53, No. 3, pp. 451-467, 1972.
- [11] Y. Sakai, M. Sakai, T. Kushida, and I. Nakamura.
An experimental study of the interaction between grid-generated turbulence and a 2-dimensional bluff body (effect of the shedding vortices on the upstream turbulence).
JSME International Journal of Fluids and Thermal Engineering, Vol. 41, No. 1, pp. 115-122, 1998-2.
- [12] 酒井康彦, 酒井雅晴, 櫛田武広, 中村育雄.
格子乱流中の円柱後流渦の位相平均評価.
東海流体熱工学研究会 流体熱工学研究, Vol. 33, No. 1, pp. 19-27, 1998-6.
- [13] 酒井康彦, 酒井雅晴, 櫛田武広, 中村育雄.
格子乱流と円柱の干渉に関する研究
(円柱上流側での後流誘導速度の位相平均評価).
日本機械学会論文集, B編, Vol. 64, No. 627, pp. 3644-3651, 1998-11.
- [14] 酒井康彦, 酒井雅晴, 櫛田武広, 中村育雄.
格子乱流と円柱の干渉に関する研究.
日本機械学会論文集, B編.
投稿中.
- [15] M. M. Zdravkovich.
FLOW AROUND CIRCULAR CYLINDERS.
OXFORD UNIVERSITY PRESS, 1997.
- [16] H. Tsunoda, Y. Sakai, I. Nakamura, and S. Liu.
The effect of a circular cylinder on the diffusion of matter by a plume.
J. Fluid Mech., Vol. 246, pp. 419-442, 1993.
- [17] D. E. Wilson and A. J. Hanford.
An unsteady velocity formulation for the edge of the near-wall region.

- Journal of Turbomachinery*, Vol. 120, pp. 351–361, 1998.
- [18] H. R. Rahai and J. C. LaRue.
The distortion of a passive scalar by two-dimensional objects.
Phys. Fluids, Vol. 7, No. 1, pp. 98–107, 1995.
- [19] P. W. Bearman and J. K. Harvey.
Control of circular cylinder flow by the use of dimple.
AIAA Journal, Vol. 31, No. 10, pp. 1753–1756, 1993.
- [20] X. Y. Huang.
Feedback control of vortex shedding from a circular cylinder.
Experiments in Fluids, Vol. 20, pp. 218–224, 1996.
- [21] Y. Nakamura and Y. Tomonari.
The effects of surface roughness on the flow past circular cylinders at high Reynolds numbers.
J. Fluid Mech., Vol. 123, pp. 363–378, 1982.
- [22] R. A. Antonia, Y. Zhou, and M. Matsumura.
Spectral characteristics of momentum and heat transfer in the turbulent wake of a circular cylinder.
Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 6, pp. 371–375, 1993.
- [23] A. Vernet, G. A. Kopp, J. A. Ferre, and F. Giralt.
Simultaneous velocity and temperature patterns in the far region of a turbulent cylinder wake.
Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 463–467, 1997.
- [24] R. Balachandar, V. H. Chu, and J. Zhang.
Experimental study of turbulent concentration flow field in the wake of a bluff body.
Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 263–270, 1997.
- [25] D. P. Telionis, M. Gundappa, and T. E. Diller.
On the organization of flow and heat transfer in the near wake of a circular cylinder in steady and pulsed flow.
Journal of Fluids Engineering, Vol. 114, pp. 348–355, 1992.
- [26] G. S. Triantafyllou.
Three-dimensional flow patterns in two-dimensional wakes.
Journal of Fluids Engineering, Vol. 114, pp. 356–361, 1992.

- [27] B. Bays-Muchmore and A. Ahmed.
On streamwise vortices in turbulent wakes of cylinders.
Phys. Fluids, Vol. A 5, No. 2, pp. 387-392, 1993.
- [28] C. H. K. Williamson.
Vortex dynamics in the cylinder wake.
Annu. Rev. Fluid. Mech., Vol. 28, pp. 477-539, 1996.
- [29] O. Reynolds.
An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels.
Phil. Trans., pp. 935-982, 1883.
- [30] J. W. Lord Rayleigh, Strutt.
The theory of sound. 2nd ed.
Dover, 1945.
- [31] H. L. Dryden.
The role of transition from laminar to turbulent flow in fluid mechanics.
University of Pennsylvania Bicentennial Conference, 1941.
- [32] A. Roshko and W. Fiszdon.
On the persistense of transition in the near-wake.
Problems in Hydrodynamics and Continuum Mechanics, Philadelphia, SIAM, pp. 606-616, 1969.
- [33] A. Roshko.
On the development of turbulent wakes from vortex streets.
NACA TR 1191, 1954.
- [34] S. M. Bloor.
The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder.
J. Fluid Mech., Vol. 19, pp. 290-309, 1964.
- [35] J. H. Gerrard.
A disturbance sensitive reynolds number range of the flow past a circular cylinder.
J. Fluid Mech., Vol. 22, pp. 187-196, 1965.
- [36] H. Bénard.
Formation of centres of circulation behind a moving obstacle.
Comptes Rendus Academie des Sciences, Vol. 147, pp. 839-842, 1908.

- [37] H. Bénard.
On the zone of formation of alternate eddies behind an obstacle.
Comptes Rendus Academie des Sciences, Vol. 156, pp. 1003–1005, 1908.
- [38] Th. von Kármán.
On the mechanism of resistance produced by moving body in liquid.
Nachrichten der Gesellschaft Wissenschaft, Göttingen, pp. 509–517, 1911.
- [39] Th. von Kármán.
On the mechanism of resistance in fluids.
Physikalische Zeitschrift, Vol. 13, pp. 351–358, 1912.
- [40] C. Wieselsberger.
New data on the law of hydro and aerodynamic resistance.
Physikalische Zeitschrift, Vol. 22, pp. 321–328, 1921.
- [41] P. W. Bearman.
On vortex shedding from a circular cylinder in the critical reynolds number regime.
J. Fluid Mech., Vol. 37, pp. 577–585, 1969.
- [42] A. Roshko.
Experiments on the flow past a circular cylinder at very high reynolds numbers.
J. Fluid Mech., Vol. 10, pp. 345–356, 1961.
- [43] 松井辰彌.
円柱を過ぎる流れの剥離.
日本航空宇宙学会誌, Vol. 20, No. 226, pp. 610–618, 1972.
- [44] E. Achenbach.
Distribution of local pressure and skin friction in cross flow around a circular cylinder up to $Re = 5 \times 10^6$.
J Fluid Mech., Vol. 34, pp. 625–639, 1968.
- [45] T. Sarpkaya and M. Isaacson.
Mechanics of wave forces on off-shore structures.
Van Nostrand Co., 1981.
- [46] G. I. Taylor.
Statistical theory of turbulence.
Proc. Roy. Soc. Lond., pp. 307–317, 1936.
- [47] B. J. Vickery and A. Daly.

- Wind tunnel modelling as a means of predicting the response of chimneys to vortex shedding.
Engng Struct., Vol. 6, pp. 364-368, 1984.
- [48] P. W. Bearman and T. Morel.
Effect of free stream turbulence on the flow around bluff bodies.
Progress Aerospace Sciences, Vol. 20, pp. 97-123, 1983.
- [49] A. K. M. F. Hussain and V. Ramjee.
Periodic wake behind a circular cylinder at low Reynolds number.
Aeronautical Quarterly, Vol. 27, pp. 123-141, 1976.
- [50] C. Norberg.
Effects of Reynolds number and low intensity free stream turbulence on the flow around a circular cylinder.
Department Applied Thermo and Fluid Mechanics, Chalmers University, Gothenburg, 1987.
- [51] J. H. Gerrard.
The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies.
J. Fluid Mech., Vol. 25, No. 2, pp. 401-413, 1966.
- [52] C. Norberg.
Interaction between free stream turbulence and vortex shedding for a single tube in cross flow.
Journal Wind Engineering Industrial Aerodynamics, Vol. 23, pp. 501-514, 1986.
- [53] A. M. Petrie and H. C. Simpson.
An experimental study of the sensitivity to free stream turbulence of heat transfer in wakes of cylinders in cross flow.
International Journal Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp. 1497-1513, 1972.
- [54] Y. P. Dyban, E. Y. Epik, and L. G. Kozlova.
Effect of free stream turbulence on the flow past a circular cylinder.
Fluid Mechanics-Soviet Research, Vol. 3, pp. 75-78, 1974.
- [55] D. Surry.
Some effects of intense turbulence on the aerodynamics of a circular cylinder at subcritical Reynolds number.
J. Fluid Mech., Vol. 52, No. 3, pp. 543-563, 1972.
- [56] 有江幹男, 木谷勝, 鈴木雍宏, 萩野光俊, 高橋恭吾.

- 円柱の流体力学的特性におよぼす主流乱れの影響.
日本機械学会論文集 B 編, Vol. 46, No. 408, pp. 1427-1434, 1980.
- [57] C. Norberg and B. Sunden.
Turbulence and reynolds number effects on the flow and fluid forces on a single cylinder in cross flow.
Journal Fluids and Structures, Vol. 1, pp. 337-357, 1987.
- [58] H. Komoda.
On the effect of free-stream turbulence on the structure of turbulent wake.
航空学会誌, Vol. 5, No. 45, pp. 274-279, 1957.
- [59] A. Fage and J. H. Warsap.
The effects of turbulence and surface roughness on the drag of a circular cylinder.
Aeronautical Research Council, Rep and Memo 1283, 1929.
- [60] P. W. Bearman.
The flow around a circular cylinder in the critical reynolds number regime.
N.P.L. Aero. Rep. 1257, 1968.
- [61] G. Schewe.
Sensitivity of transition phenomena to small perturbations in flow around a circular cylinder.
J. Fluid Mech., Vol. 172, pp. 33-46, 1986.
- [62] R. Hillier and N. J. Cherry.
The effects of free stream turbulence on separation bubbles.
J. Wind Eng. Ind. Aero., Vol. 8, pp. 49-58, 1981.
- [63] M. Kiya and K. Sasaki.
Structure of a turbulent separation bubble.
J. Fluid Mech., Vol. 137, pp. 83-113, 1983.
- [64] J. P. Batham.
Pressure distributions on circular cylinders at critical reynolds numbers.
J. Fluid Mech., Vol. 57, pp. 209-228, 1973.
- [65] H. H. Bruun and P. O. A. L. Davis.
An experimental investigation of the unsteady pressure forces on a circular cylinder in a turbulent cross flow.
Journal of Sound and Vibration, Vol. 40, No. 4, pp. 535-559, 1975.
- [66] J. C. K. Cheung and W. H. Melbourne.

- Turbulence effects on some aerodynamic parameters of a circular cylinder at supercritical reynolds numbers.
J. Wind Eng. Ind. Aero., Vol. 14, pp. 399-410, 1983.
- [67] R. M. C. So and S. D. Savkar.
Buffeting forces on rigid circular cylinders in cross flows.
J. Fluid Mech., Vol. 105, pp. 397-425, 1981.
- [68] M. Kiya, Y. Suzuki, M. Arie, and M. Hagino.
A contribution to the free-stream turbulence effect on the flow past a circular cylinder.
J. Fluid Mech., Vol. 115, pp. 151-164, 1982.
- [69] L. Prandtl.
Attaining a steady air stream in wind tunnels.
NACA Tech. Memo. 726, 1933.
- [70] G. I. Taylor.
Turbulence in a contracting stream.
Z. Angew. Math. Mech., Vol. 15, No. 91, 1935.
- [71] H. S. Ribner and M. Tucker.
Spectrum of turbulence in a contracting stream.
NACA Tech. Note 2606, 1952.
- [72] G. K. Batchelor and I. Proudman.
The effect of rapid distortion of a fluid in turbulent motion.
Quart. Journ. Mech. and Applied Math., Vol. 7, No. 1, pp. 83-103, 1954.
- [73] N. A. V. Piercy and E. G. Richardson.
The variation of velocity amplitude close to the surface of a circular cylinder moving through a viscous fluid.
Philosophical Magazine, Ser 7, Vol. 6, pp. 970-977, 1928.
- [74] J. P. Sutra.
Vorticity amplification in stagnation-point flow and its effect on heat transfer.
J. Fluid Mech., Vol. 21, pp. 513-539, 1965.
- [75] J. Kestin and R. T. Wood.
On the stability of two dimensional stagnation flow.
J. Fluid Mech., Vol. 44, pp. 461-479, 1970.
- [76] G. V. Parkinson and T. A. Jandali.

- A wake source model for bluff body potential flow.
J. Fluid Mech., Vol. 40, No. 3, pp. 577-594, 1970.
- [77] O. Flachsbart.
Winddruck auf Gasbehälter.
Reports of the AVA in Göttingen, Vol. IVth series, pp. 134-138, 1932.
- [78] 谷一郎.
風洞実験における境界層遷移を主眼とする相似.
流体模型実験における相似律セミナー, pp. 37-42, 1966.
- [79] C. Norberg.
An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio.
J. Fluid Mech., Vol. 258, pp. 287-316, 1994.
- [80] 田中周治, 村田暹.
CAFV 法による円柱後流の計測.
流れの計測, Vol. 5, No. 8, pp. 22-29, 1987.
- [81] 木谷勝, 松村昌典.
中間領域における円柱後流の乱流構造.
日本機械学会論文集 B 編, Vol. 51, No. 463, pp. 775-781, 1985.
- [82] 日野幹雄.
「流体力学」, pp. 120-122.
朝倉書店, 1992.
- [83] 日本機械学会編.
技術資料「流体計測法」, pp. 58-59.
日本機械学会, 1985.
- [84] M. S. Bloor and J. H. Gerrard.
Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake.
Proc. Roy. Soc. Lond., Vol. A 294, pp. 319-342, 1966.

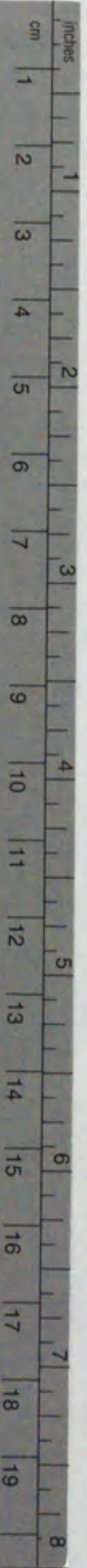
論文目録

氏名 酒井雅晴

(発表した論文)

論文題目	公表の方法及び時期	著者
I. 学会誌等		
1. An Experimental Study of the Interaction between Grid-Generated Turbulence and a 2-Dimensional Bluff Body (Effect of the Shedding Vortices on the Upstream Turbulence).	JSME International Journal, Series B Vol. 41, No. 1, pp.115-122 (1998)	Y. Sakai, M. Sakai, T. Kushida, I. Nakamura
2. 格子乱流中の円柱後流渦の位相平均評価	流体熱工学研究 Vol. 33, No. 1, pp.19-27 (1998)	酒井康彦 酒井雅晴 櫛田武広 中村育雄
3. 格子乱流と円柱の干渉に関する研究 (円柱上流側での後流誘導速度の位相平均評価)	日本機械学会論文集B編 Vol. 64, No. 627, pp.3644-3651 (1998)	酒井康彦 酒井雅晴 櫛田武広 中村育雄
4. 格子乱流と円柱の干渉に関する研究 (主流乱れの後流誘導速度場と円柱表面圧力場への影響)	日本機械学会論文集B編 (投稿中)	酒井康彦 酒井雅晴 櫛田武広 中村育雄
II. 国際会議		
1. An Experimental Study of the Interaction between Grid-Generated Turbulence and a 2-Dimensional Bluff Body (Effect of the Shedding Vortices on the Upstream Turbulence).	Proceedings of JSME International Conference on Fluid Engineering, pp.913-918 (1997)	Y. Sakai, M. Sakai, T. Kushida, I. Nakamura
2. An Experimental Study of the Interaction between Grid-Generated Turbulence and a Circular Cylinder (Phase-Averaged Estimation of the Wake-induced velocity Fluctuation in the Upstream Region of a Cylinder).	Proceedings of the 13th Australasian Fluid Mechanics Conference, pp.893-896 (1998)	Y. Sakai, M. Sakai, T. Kushida, Y. Kawai I. Nakamura





Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue	Cyan	Green	Yellow	Red	Magenta	White	3/Color	Black
[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]

Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

- A 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

