



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	変動圧力プローブの開発および噴流構造解明への適用
Author(s)	白濱, 芳朗
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第4659号
Issue Date	1994-12-26
DOI	https://doi.org/10.11501/3080065
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/50131
Type	doctoral thesis
File Information	000000279859.pdf



変動圧力プローブの開発

および

噴流構造解明への適用

白 濱 芳 朗

お　よ　び

お　よ　び

噴流構造解明への適用

目 次

主 な 記 号	1
図 ・ 表 一 覧	4
序 論	9
第 I 編 変 動 圧 力 プ ロ ー ブ の 開 発	16
第 1 章 緒 言	17
第 2 章 圧 力 プ ロ ー ブ の 構 造	21
第 3 章 圧 力 プ ロ ー ブ の 特 性	33
3.1 圧 力 プ ロ ー ブ の 検 定	33
3.1.1 静 圧 管 の 方 向 特 性	33
3.1.2 周 波 数 応 答 特 性	36
3.1.3 変 動 速 度 と の 対 応 関 係	42
3.2 乱 流 中 の 変 動 圧 力 の 測 定	49
3.2.1 複 合 噴 流 中 の 測 定	49
3.2.2 単 一 噴 流 中 の 測 定	62
3.3 測 定 誤 差 の 検 討	70
3.3.1 流 れ 方 向 変 化 に よ る 圧 力 測 定 の 誤 差	70
3.3.2 変 動 圧 力 分 布 の 理 論 値 と 実 測 値 の 比 較	73
第 4 章 結 言	75
参 考 文 献	77

第 II 編	円管噴流および非円形噴流の特性	81
第 1 章	緒言	82
第 2 章	円管噴流の特性	85
2.1	平均速度特性	85
2.2	変動速度特性	98
2.3	変動速度の測定による噴流中の 大規模組織構造	104
2.3.1	噴流の不安定特性	104
2.3.2	相関係数	106
2.3.3	円周方向特性	117
2.4	変動圧力の測定による噴流中の 大規模組織構造の抽出	126
2.4.1	噴流の不安定特性	126
2.4.2	変動速度および変動圧力の 集合平均	134
2.4.3	位相平均測定による等圧力 分布	141
第 3 章	非円形噴流の特性	144
3.1	渦構造の変形の特徴	144
3.2	可視化結果と等圧線図の対応	147
3.3	変動圧力場の可視化画像によ る渦構造の挙動	159
第 4 章	結言	164
参考文献		166

総 括		170
-----	-------	-----

謝 辞		172
-----	-------	-----

主 な 記 号

本論文に使用した主な記号を示す。

a_m	: フーリエ係数
$b_{1/2}$	: 半値幅
c_m	: エントレンメント率
C_p	: 圧力係数 $= (p_s - p_{s0}) / \{ (1/2) \rho u^2 \}$
d	: 内部噴流管の内径
d_c	: 円柱直径
D	: 静圧管直径
D_e	: 等価直径
$Eu'(f)$	: 変動速度 u' によるエネルギースペクトル
$Ep'(f)$	: 変動圧力 p' によるエネルギースペクトル
ΔE	: エネルギーの増加量
f	: 周波数
F_{sp}	: 同位相割合
l	: 静圧管先端から静圧孔までの距離
l'	: 静圧孔とマイクロホン接続部間の距離
L	: 積分特性距離

N	: 度数
p'	: 変動圧力
p'_m	: 変動圧力値の実測値
p'_p	: 変動圧力の推定測定値
p_s	: 流れの角度 α における静圧
p_{s0}	: 流れの角度 $\alpha = 0$ における静圧
p'_{th}	: 変動圧力の理論推定値
$\Delta p'$	: 変動圧力の測定誤差
r	: 半径方向
R	: $d/2$
R_{uu}	: 相関係数
S_t	: ストロハル数
t	: 時間
u	: 主流方向速度
u_c	: 渦の移動速度
u'	: 変動速度の流れ方向成分
$\overline{uv}$	: レイノルズ応力
U_{eo}	: 管噴流における噴流出口中心速度
U_e	: 非円形噴流における噴流出口中心速度
U_1	: 複合噴流外部流速
U_0	: 複合噴流内部流最大速度
U_m	: $= U_0 - U_1$
v	: 半径方向の平均速度
v'	: 変動速度の半径方向成分

w'	: 変動速度の円周方向成分
x	: 流れ方向
y	: x , z に垂直な方向
z	: θ の基線
α	: 静圧管軸に対する流れ方向角度
α'	: 瞬時の流れ方向角度
β	: 静圧管回転角
γ	: 間欠係数
θ	: 円周方向
λ	: 波長
ρ	: 空気の密度
τ	: 時間
$\Delta\tau$	: 遅れ時間
ϕ	: 位相
Ω	: 渦度

記号

$\langle \rangle$	: 集合平均
—	: 時間平均
$\sim$	: 実効値

図・表一覧

[第 I 編]

- 図 1 - 1 圧力プローブの形状 (Kobashi [1-4] による)
- 図 1 - 2 ノーズコーン付プローブ (Lauら [1-7] による)
- 図 1 - 3 静圧管付プローブ (Arndtら [1-9] による)
- 図 1 - 4 各種静圧管形状
- 図 1 - 5 標準型静圧管の方向特性 ($\beta = 0, 90^\circ$)
- 図 1 - 6 円錐型 I 静圧管の方向特性 ($\beta = 0, 90^\circ$)
- 図 1 - 7 円錐型 II および円錐型 III 静圧管における静圧値におよぼす回転角の影響
- 図 1 - 8 静圧値におよぼす静圧孔位置の影響
- 図 1 - 9 圧力プローブの形状
- 図 1 - 10 ダンパー (ナイロンガーゼ)
- 図 1 - 11 静圧管の方向特性 (○; 本プローブ, ▲; 標準型プローブ, △; ノーズコーン型プローブ)
- 図 1 - 12 周波数応答特性の検定方法
- 図 1 - 13 静圧管の周波数応答特性
- 図 1 - 14 コンデンサーマイクロホンの周波数特性

- 図 1 - 15 変動流中(カルマン渦列)の検定方法
- 図 1 - 16 変動流中の検定結果
- 図 1 - 17 パルスジェットによる変動圧力・変動速度同時測定法
- 図 1 - 18 パルスジェットに対する応答
- 図 1 - 19 複合噴流風洞
- 図 1 - 20 複合噴流出口における平均速度分布
- 図 1 - 21 複合噴流内部流用円管内の境界層壁法則
- 図 1 - 22 複合噴流内部流用円管後縁部
- 図 1 - 23 瞬時流れ方向の度数分布
- 図 1 - 24 スペクトル分布 ($x/d = 10, r/R = 0.85$)
- 図 1 - 25 振動ノイズの影響
- 図 1 - 26 速度変動強さ分布, レイノルズ応力分布
- 図 1 - 27 圧力変動強さ分布, 速度・圧力相関分布
- 図 1 - 28 速度・圧力相関測定法
- 図 1 - 29 変動速度, 変動圧力
- 図 1 - 30 位相平均の抽出条件(流れ方向変動速度)
- 図 1 - 31 条件抽出による位相平均
- 図 1 - 32 乱流噴流中の渦構造(Yule[1-16]による)
- 図 1 - 33 集合平均 ($x/d = 10$)
- 図 1 - 34 等渦度線図と等圧力線図の対比
(a) Hussainら[1-21]による結果,
(b) Toyodaら[1-20]による結果
- 図 1 - 35 単純化された変動速度波形および
変動圧力波形

- 図 1 - 36 推定測定値と理論値との誤差
- 図 1 - 37 実測値と理論値の変動圧力分布の比較
- 表 1 - 1 推定測定値と理論値

[第 II 編]

- 図 2 - 1 風洞
- 図 2 - 2 計測システム
- 図 2 - 3 I 型および X 型熱線プローブ
- 図 2 - 4 座標系
- 図 2 - 5 平均速度分布
- 図 2 - 6 Tollmien の解との比較
- 図 2 - 7 噴流中心速度の流れ方向変化
- 図 2 - 8 エントレンメント量
- 図 2 - 9 変動速度分布 ($\tilde{u}$, $\tilde{v}$, $\tilde{w}$)
- 図 2 - 10 噴流中心乱れ強さの流れ方向変化
- 図 2 - 11 レイノルズ応力分布
- 図 2 - 12 間欠係数
- 図 2 - 13 噴流中心における変動速度に対するエネルギースペクトル分布の流れ方向変化
- 図 2 - 14 各方向における空間相関
- 図 2 - 15 座標系
- 図 2 - 16 積分特性距離
- 図 2 - 17 流れ方向の時空間相関
- 図 2 - 18 相関最大値の減衰特性

- 図 2 - 19 半径方向の時空間相関
- 図 2 - 20 等相関線図
- 図 2 - 21 円周方向の空間相関
- 図 2 - 22 円周位置における時空間相関 ($x/d = 2$)
- 図 2 - 23 噴流中の変動速度波形
- 図 2 - 24 同位相割合の円周方向変化
- 図 2 - 25 フーリエ係数
- 図 2 - 26 条件付集合平均による流れ方向変動速度
($t = 0$)
- 図 2 - 27 噴流中心における変動圧力に対するエネルギー
ギースベクトル分布の流れ方向変化
- 図 2 - 28 エネルギーの増加量
- 図 2 - 29 管内のエネルギーベクトル分布: (a) 管内の
圧力変動スペクトル, (b) 流れがない
ときのホワイトノイズ入力に対する圧力
変動スペクトル
- 図 2 - 30 流速変化に対するパイプ共鳴周波数
- 図 2 - 31 噴流の増幅特性
- 図 2 - 32 最大増幅ストロハル数の流れ方向変化
- 図 2 - 33 集合平均の流れ方向変化
- 図 2 - 34 集合平均の半径方向変化 ($x/d = 2$)
- 図 2 - 35 集合平均の半径方向変化 ($x/d = 4$)
- 図 2 - 36 位相平均測定による等圧力分布
- 図 2 - 37 等圧力分布の位相による変化
- 図 2 - 38 長方形噴流中の渦構造モデル

- 図 2 - 39 渦糸の変形モデル
- 図 2 - 40 長方形オリフィス (アスペクト比 = 4)
- 図 2 - 41 風洞
- 図 2 - 42 噴流出口近傍の混合層不安定特性
- 図 2 - 43 励起システム
- 図 2 - 44 位相平均測定に対するプローブの配置
- 図 2 - 45 圧力プローブの移動範囲
- 図 2 - 46 長軸面: (a)可視化写真; (b) $\langle p \rangle$
 $(\Delta \langle p \rangle / (1/2) \rho U_e^2 = 0.08)$; (c) $\langle p' \rangle$
 $(\Delta \langle p' \rangle / (1/2) \rho U_e^2 = 0.025)$
- 図 2 - 47 短軸面: (a)可視化写真; (b) $\langle p \rangle$
 $(\Delta \langle p \rangle / (1/2) \rho U_e^2 = 0.08)$; (c) $\langle p' \rangle$
 $(\Delta \langle p' \rangle / (1/2) \rho U_e^2 = 0.025)$
- 図 2 - 48 長軸断面の位相平均等圧線図
- 図 2 - 49 短軸断面の位相平均等圧線図
- 図 2 - 50 噴流断面の位相平均等圧線図
 $(x/D_e = 1.7)$
- 図 2 - 51 渦構造の干渉モデル
- 表 2 - 1 噴流モード

序 論

乱流中には規則的な流れの構造である大規模組織構造が存在している。これは、Klineら [1] が可視化によって境界層内に規則的構造であるバースティングを確認したことに始まっている。それ以来、乱流に対する認識は、単に「不規則な混沌とした流れ」から規則的な構造を含む流れとして解釈され、乱流中の大規模組織構造に着目した研究（たとえば [2] ~ [7]）が盛んに行われるようになった。

上述のバースティング現象は、壁面近傍の乱れの組織構造を特徴づける現象で、ホースシュー渦 [8]、 Λ 渦あるいはアーチ渦のような下流側に傾斜した渦構造の通過にともなう壁面からの局所的イジェクション（あるいは噴出）を指している。

この大規模組織構造は境界層のみならず、工学分野で数多く見られる混合層、噴流、後流の自由乱流せん断層内にも存在し、乱れの生成および乱流の活動を維持する役割を担っている。混合層における大規模組織構造の挙動は、初期の段階ではせん断層中における速度差のため Kelvin-Helmholtz 不安定により波が発生し、その波の発達により渦へと成長する。そして、渦の合体（または融合）および崩壊を伴いながら下流に移動する。このような遷移領域で

は顕著な大規模組織構造が見られることは知られていたが、下流の乱流領域においても類似の組織構造が存在することが Brown-Roshko [9] により指摘されている。噴流および後流においても初期不安定波の成長に伴い大規模組織構造が発生し、成長・崩壊過程をたどる。この場合の大規模組織構造の挙動は、カルマン渦列のような単体の渦がそのままの状態で流下するような単純なものではなく、渦の合体、渦同志の干渉によるリブ構造 [10] の発生など複雑な挙動を示す。このような大規模組織構造は、工学的面から見つめると流れの拡散、混合および騒音などに関与する大きな要因となっている。したがって、乱流中の大規模組織構造の挙動を解明することは、流れの拡散の制御、混合の促進、騒音の低減および流体機械の効率の向上など工学的応用面で有益をもたらすことが期待される。

本論文では、軸対称噴流である円形噴流の大規模組織構造に着目している。円形噴流の大規模組織構造に関する研究は数多く行われているが、いずれの研究もノズル噴流に代表されるようなポテンシャルコアのある噴流であり、周囲の流体との運動量交換が噴流中心まで達していない領域を持つ噴流である。これに対し、工学上で頻繁にみられる噴流は、長い管から静止流体中に吐き出される噴流（これを便宜上、管噴流と呼ぶ）であり、噴出口ですでに十分発

達した管内乱流となっている。しかし、管噴流についてはほとんど研究されておらず、平均速度特性、乱れ強さ特性および変動速度のスペクトル解析などにとどまっている。管噴流中の大規模組織構造については、スペクトル解析の結果よりその存在が示唆されているが、その挙動については明らかにされていない。また、その結果より、ノズル噴流と管噴流の場合に差異があることが示されている。本論文では管噴流の大規模組織構造に着目し、その挙動を明らかにすることを目的としている。

また、噴流の拡散および混合を促進する手法として、近年特に注目されているものに非円形噴流がある。混合促進効果は噴流中に生成される非円形渦構造の変形・干渉挙動によるものと思われる[11]、[12]。これらの渦構造は三次元的に複雑な挙動を示すので、可視化により調べられているが、平均速度、変動速度、変動圧力などの定量的挙動についてはあまり行われておらず、不明な点が残されている。本論文では、可視化による結果と定量的測定による結果との比較により、非円形噴流中の渦構造の変形・干渉特性を明らかにすることを目的としている。

ここまで概観してきた研究において大規模組織構造を解明するための測定は、相関係数およびスペクトル解析などの統計処理技術を用いており、ほとんどの研究は熱線流速計を用いた変動速度の測定によ

り行われている。しかし、乱流中の乱れエネルギーの生成および速度成分間のエネルギー授受を考えると、変動速度のほかに圧力変動の寄与も重要な役割を担っており [13]、圧力変動の変化が速度成分間のエネルギー変換を支配している。すなわち、圧力と変形速度の変動成分の相関がもたらす作用は、非等方的な乱れの場合やせん断乱流においては、エネルギー散逸に劣らず重要である。この相関が変動強さの大きい成分から小さい成分へとエネルギーを移すように働き、カスケード過程をたどりエネルギー平衡へと変化する。また、乱れエネルギーの拡散において、変動圧力は変動速度とともに重要な役割を果たしている。しかし、乱流中の変動圧力は、精度上の問題から直接測定された例はわずかである。これらの研究も相関やスペクトルなどの統計の測定に限られており、変動圧力の時間的变化についての検討は行なわれていない。しかし、変動圧力は変動速度と密接に関連しており、乱流中の大規模組織構造を調べるためには、変動速度に対応する変動圧力の時間的变化を測定する必要がある。したがって、本論文では変動圧力を精度良く測定できる変動圧力プローブの開発とその一つの応用として乱流噴流の構造を測定した。

本論文は2編から構成されており、第I編では変動圧力プローブの開発に関するもので、その構造と

特性について述べられている。第Ⅱ編では長い円管を用いた管噴流について、とくに噴流出口近傍の流れ場に着目し、大規模組織構造が調べられている。また、非円形噴流である長方形噴流中の渦構造の挙動が調べられている。

本論文の圧力プローブを適用して変動圧力を測定することにより、三次元的で複雑な乱流構造を抽出することが可能となった。乱流構造に対して、変動速度測定および可視化法による結果と異なった新しい知見が得られた。

参 考 文 献

- [1] Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, . A.,
and Runstadler, P. W., " The structure of
turbulent boundary layer", J. Fluid Mech.
, 30(1967), 741-773.
- [2] Kovasznay, L. S. G., Kibens, V. and
Blackwelder, R. F., " Large-scale motion in
the intermittent region of a turbulent
boundary layer", J. Fluid Mech., 41(1970),
283-325.
- [3] Kim, H. T., Kline, S. J. and Reynolds, W. C.,
" The production of turbulence near smooth
wall in a turbulent boundary layer",
J. Fluid Mech., 50(1971), 133-160.
- [4] Roshko, A., " Structure of turbulent shear
flows: A new look", AIAA J., 14(1976),
1349-1357.
- [5] Bruun, H. H., " A time-domain analysis of
the large-scale flow structure in a
circular jet", J. Fluid Mech., 83(1977),
641-671.
- [6] Pui, N. K. and Gartshore, I. S., " Measure-
ments of the growth rate and structure

- in plane turbulent mixing layers",
J. Fluid Mech., 91(1979), 111-130.
- [7] Antonia, R.A., Rajagopalan, S., Subramanian
, C.S., and Chambers, A.J., " Reynolds
number dependence of the structure of a
turbulent boundary layer", J. Fluid Mech.
, 121(1982), 123-140.
- [8] Robinson, S.K., " Coherent motions in the
turbulent boundary layer", Annual Review
of Fluid Mechanics, 23(1991), 601-639.
- [9] Brown, G.L. and Roshko, A., " On density
effects and large structure in turbulent
mixing layer", J. Fluid Mech., 64(1974),
775-816.
- [10] Hussain, A.K.M.F., " Coherent structure
and turbulence", J. Fluid Mech., 173
(1986), 303-356.
- [11] 豊田, Hussain, F., 「非円形噴流中の渦構造に
関する研究」, 日本機械学会論文集(B編),
55巻514号(平成6), 1542-1545.
- [12] 豊田・白浜・小谷, 「渦構造の操作による
非円形噴流の制御に関する研究」, 日本機械
学会論文集(B編), 58巻545号(平4-1), 7-13.
- [13] Rotta, J.C. (大路通雄訳), 「乱流」,
(1975), 110, (岩波書店) .

第 I 編 変動圧力プロローブの開発

第 1 章 結 言

乱流現象を解明するための実験的研究において、多くの測定技術が用いられ、データの処理方法も目的に応じ多岐にわたっている。このように、種々の手法が開発されて来た大きな理由は乱流現象が複雑なためである。

乱流現象に関する実験的研究では熱線流速計による速度の測定が主体となっており、測定された速度信号をコンピュータなどで処理することにより、大規模組織構造に関して渦度分布、相関分布、スペクトル密度など多くの情報が得られている。ところで、乱流中には速度変動とともに圧力変動が存在し、この圧力変動は乱流のエネルギーバランス、乱流の挙動に重要な役割を果たしている [1-1]。また、乱流中の圧力変動は、乱流を支配している大規模渦構造を解明する上で極めて有効であることが近年の数値解析の結果より明らかにされている [1-2], [1-3]。これらの研究では、乱流中の低圧部が渦構造に対応し、三次元的に複雑な渦構造が変動圧力場により明瞭になることが示されている。したがって、乱流中の変動圧力の測定は、乱流構造の詳細を知る上で有力な情報を提供するものと期待されるが、流れの中にプローブを挿入することによる誤差を伴う

測定上の困難さのために、変動圧力を直接測定した例はわずかである。

Kobashi [1-4] は図 1-1 に示すようにコンデンサーマイクロホンに静圧管を取り付けたプローブを用いて円柱後流の圧力変動を測定し、乱流のエネルギー平衡を検討することにより、変動圧力が測定可能であることを初めて示した。Strasberg [1-5] は静圧管の周波数改善を行うため綿のダンパーを用い、円柱後流内の変動静圧を測定してプローブの有用性を調べている。その後、Fuchs [1-6]、Laur [1-7] は乱流中の圧力変動を測定する際に発生する誤差（たとえば、風洞騒音、変動するクロスフローによる誤差）の原因を詳細に検討し、図 1-2 に示すようなノーズコーンにコンデンサーマイクロホンを取り付けたプローブを用いて噴流中の変動圧力の相関を測定し、噴流の組織構造を検討している。Siddon [1-8]、Arndtら [1-9] は図 1-3 に示すような方向特性の良い静圧管をコンデンサーマイクロホンに取り付け、プローブの応答性および誤差などを検討している。Georgeら [1-10] はこのプローブを用いて噴流混合層の圧力変動を測定し、スペクトル分布の結果からプローブの信頼性を確かめている。

このようにプローブの信頼性については、いずれの研究も相関やスペクトルなどの統計量に限られて

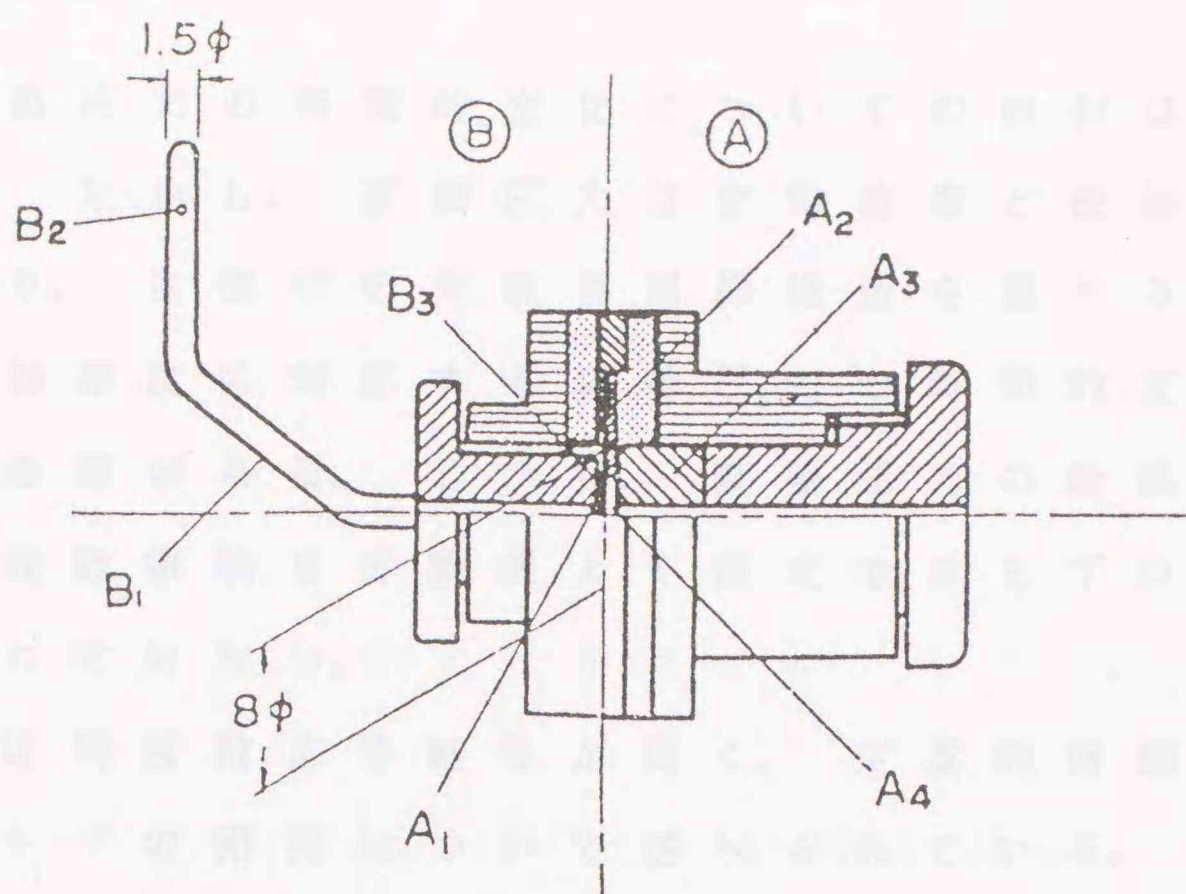


図1-1 圧力プローブの形状 (Kobashi [1-4] による)

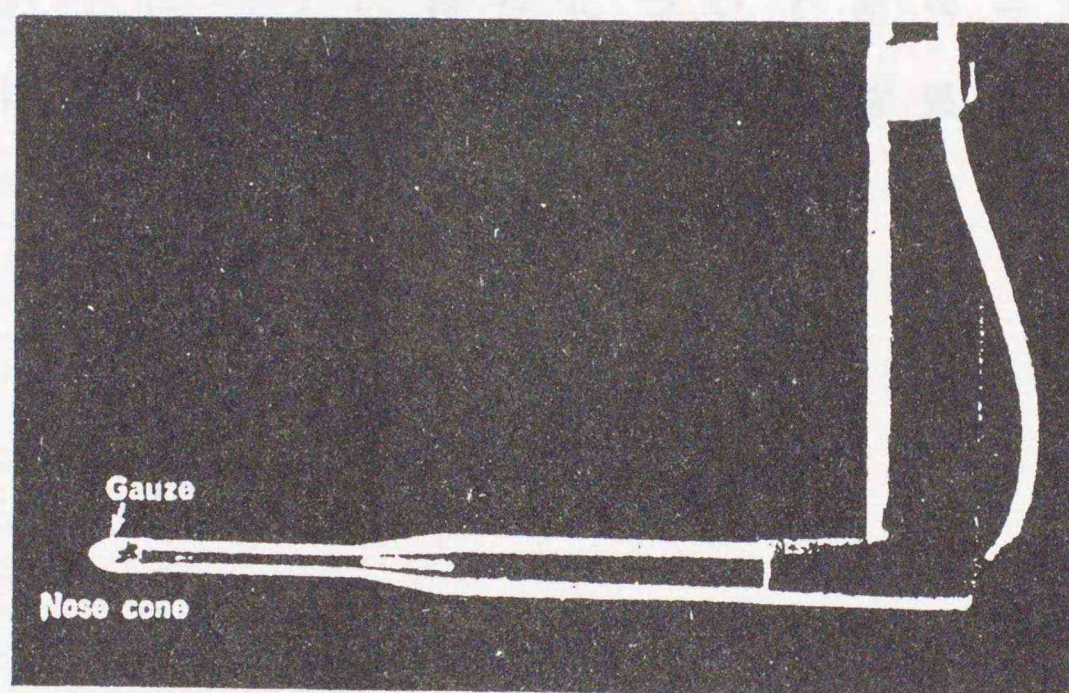


図1-2 ノーズコーン付プローブ (Lauら [1-7] による)

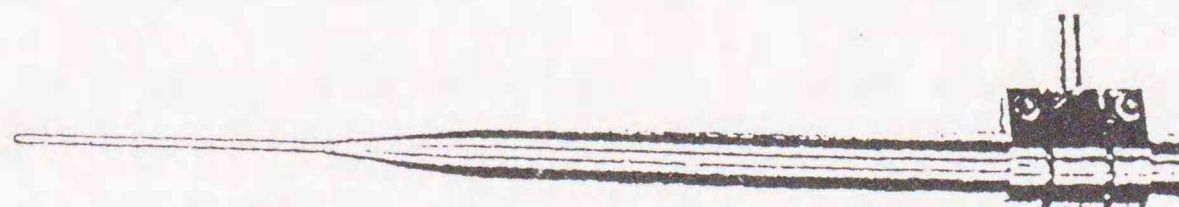


図1-3 静圧管付プローブ (Arndtら [1-9] による)

おり、変動圧力の時間的変化についての検討は行っていない。しかし、変動圧力は変動速度と密接に関連しており、乱流中の大規模組織構造を調べるためには、変動速度に対応する変動圧力の時間的変化を測定する必要がある。しかし、変動圧力の時系列変化を高周波数領域まで精度よく測定できるプローブは開発されていない。

本編では周波数応答特性が良く、定量的信頼性も高いプローブの開発について述べられている。第2章では開発された圧力プローブの構造について、第3章では圧力プローブの特性について述べられている。第4章は結言であり、前章までの結果がまとめられている。

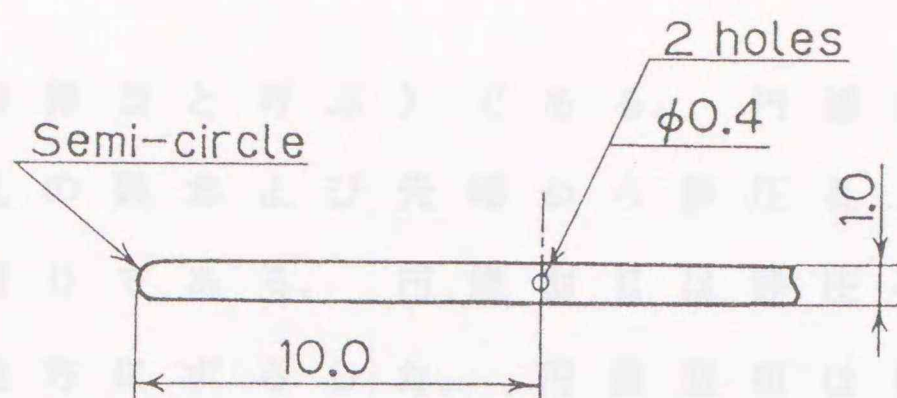
第 2 章 圧力プローブの 構造

実際の流れ場に圧力プローブを挿入し、変動圧力を測定する上での誤差原因を考慮 [1-6] すると、プローブの条件として次の事項が挙げられる。

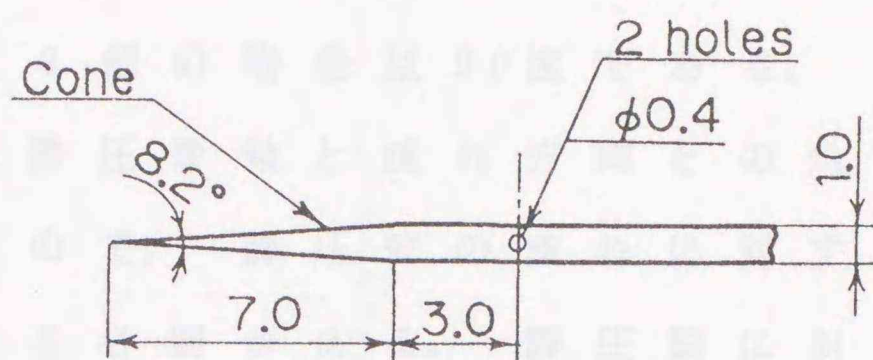
- (1) プローブ挿入による流れの攪乱変化が小さい。
- (2) 受圧部の面積が小さい。
- (3) 受圧面に垂直な速度成分による誤差（クロスフローエラー）が小さい。
- (4) 測定可能な周波数帯域が広く、変動圧力の時間的变化に対する応答性がよい。

以上の条件を出来る限り満足させるために数種の形状のプローブを実験的に検討した。特に (1), (3) は静圧管の形状に影響されるため、最適な形状の検討を行った。種々の形状における検討結果を以下に示す。

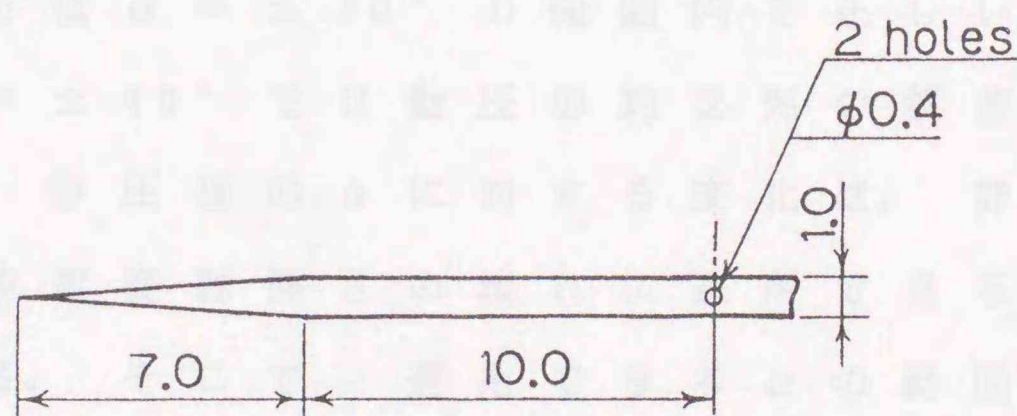
図 1 - 4 に検討を行った静圧管の形状を示す。静圧管形状は大別して 2 種類であり、静圧管先端が半球状のもの（以下、標準型と呼ぶ）と円錐形のもの



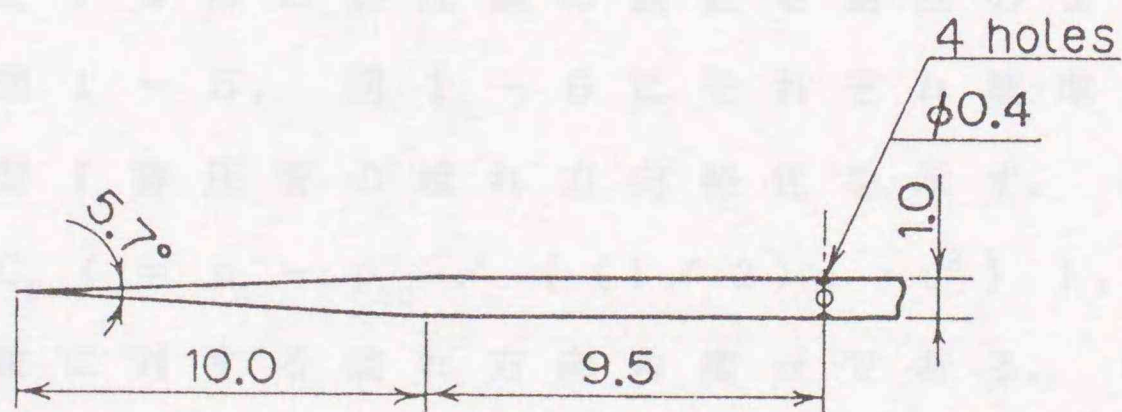
標準型



円錐型 I



円錐型 II



円錐型 III

図 1-4 各種静圧管形状

(以下、円錐型と呼ぶ)である。円錐型Ⅰは基本的には静圧孔の数および先端から静圧孔までの位置は標準型と同じである。円錐型Ⅱは静圧孔位置を円錐型Ⅰより後方にずらした。円錐型Ⅲは円錐型Ⅱの円錐部分を長くし、静圧孔の数を増やした形となっている。静圧孔が2個の場合は静圧孔の円周方向間隔は180度、4個の場合は90度である。

静圧値は静圧管軸と流れ方向との角度 α に大きく影響されるので、静圧管の流れに対する方向特性を明らかにする必要がある。静圧値におよぼす α の影響は静圧管の先端部形状により異なり、球形頭部を持つ静圧管では $\alpha = \pm 30^\circ$ の範囲内で正しい値が得られる。 $\alpha = \pm 40^\circ$ では動圧の約2%の誤差となる[1-11]。静圧値の α に対する変化は、静圧管がどの程度の速度変動強さの流れに適用できるかを示すものである。そこで、適用できる α の範囲を出来る限り大きくすることを考え、本圧力プローブにおける α を決定する際の静圧値の誤差を動圧の2%に設定した。図1-5、図1-6にそれぞれ標準型静圧管と円錐型Ⅰ静圧管の流れ方向特性を示す。縦軸は圧力係数 C_p ($= p_s - p_{s0} / \{ (1/2) \rho \cdot u^2 \}$)、横軸は静圧管軸に対する流れ方向角度 α である。なお、検定は流速 20 m/s ($Re_d = u \cdot d / \nu = 1.3 \times 10^3$)の一様流中で行った。図1-5の標準型の場合、 $\beta = 0^\circ$ (β は静圧間軸を中心軸とした静圧管の円周方

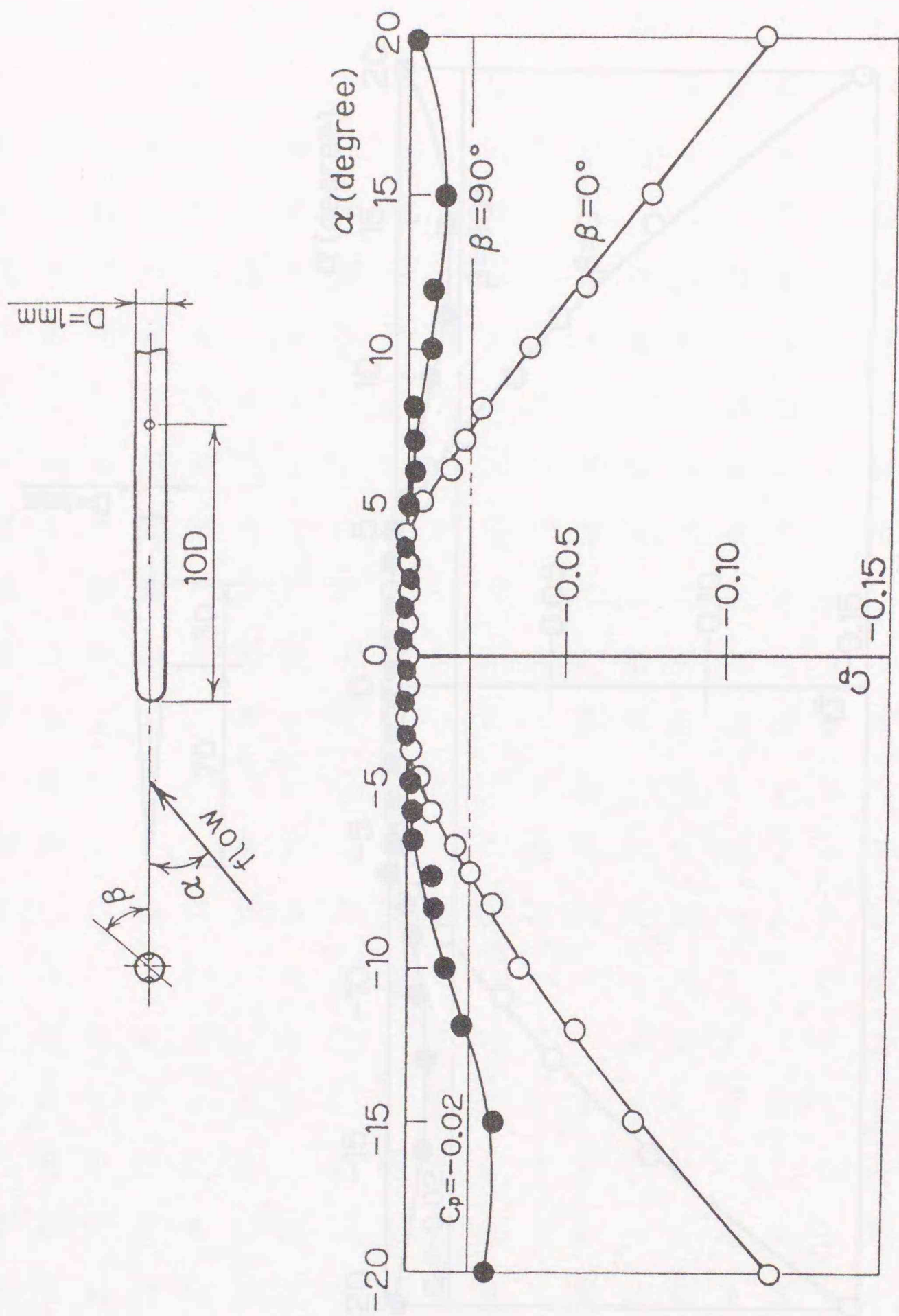


図1-5 標準型静圧管の方向特性 ($\beta=0, 90^\circ$)

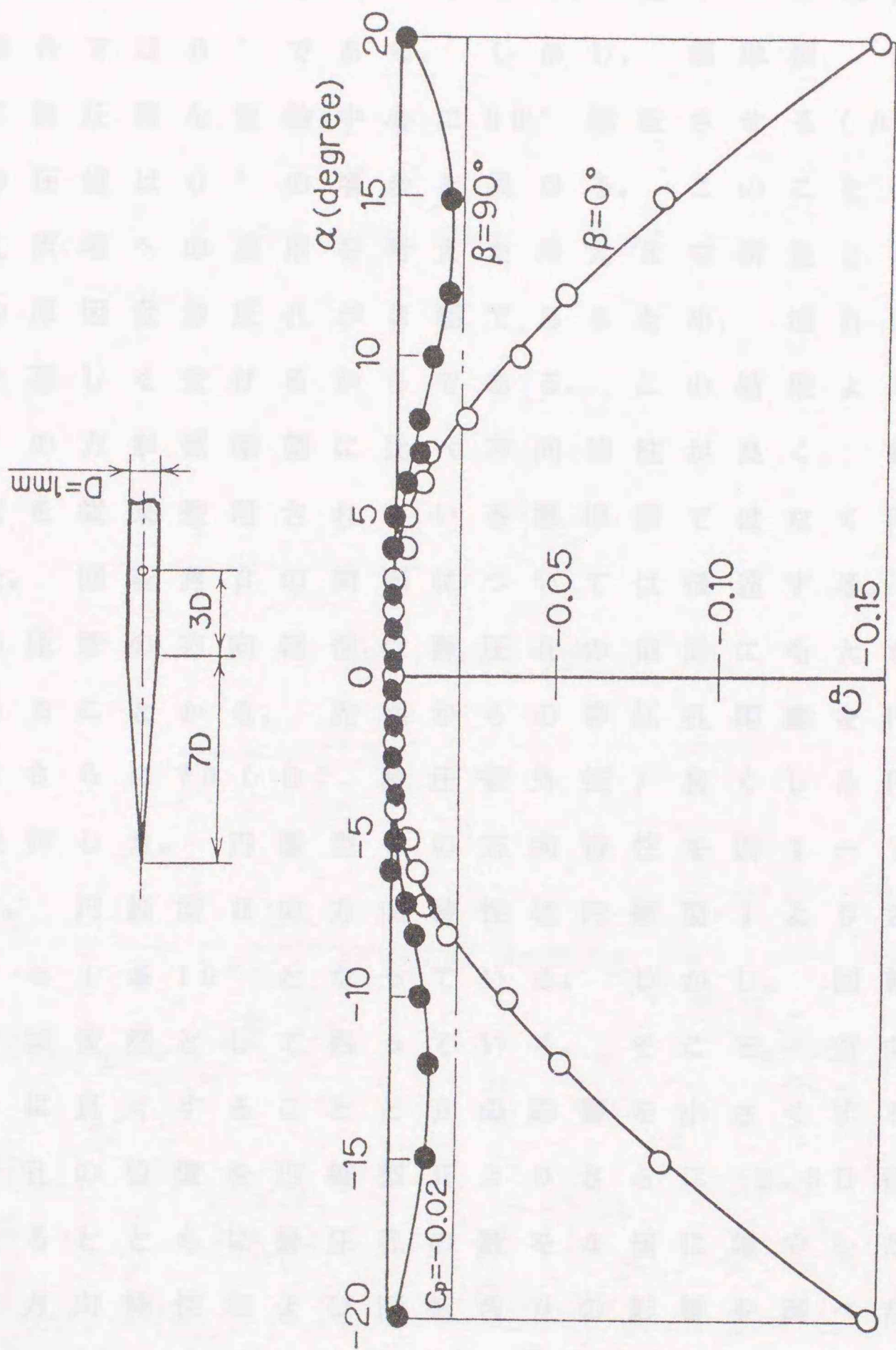
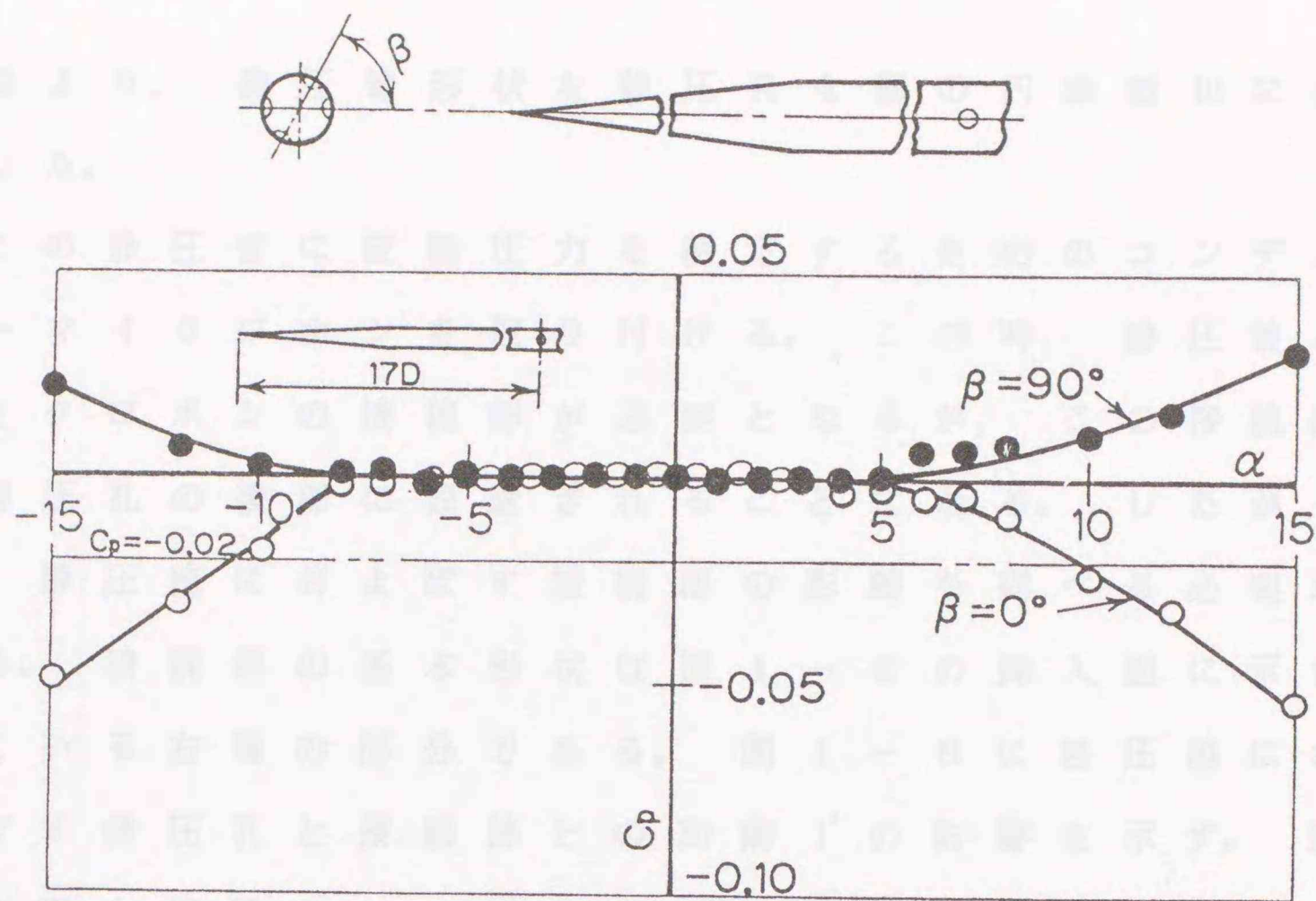


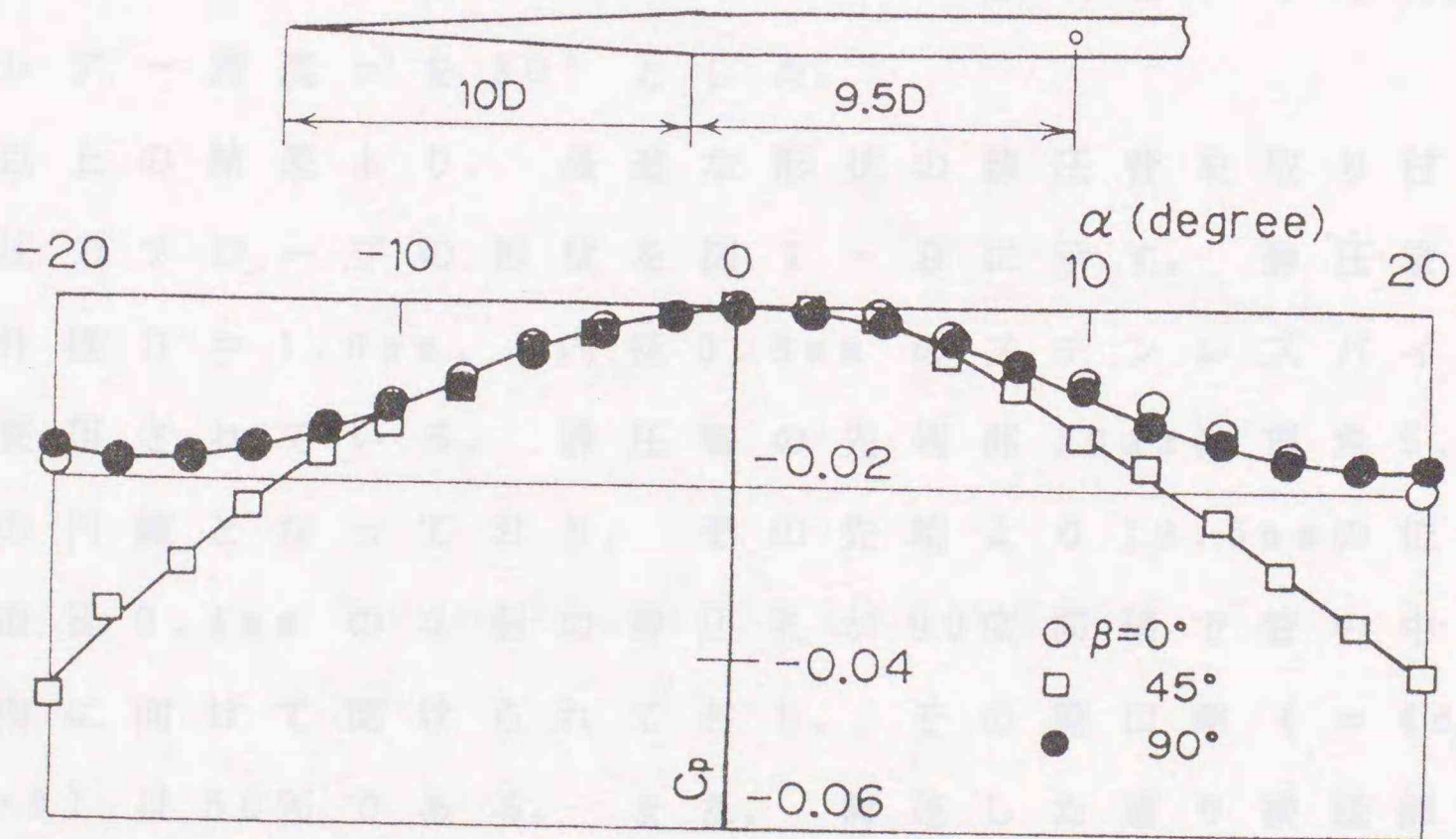
図1-6 円錐型I 静圧管の方向特性 ($\beta = 0^\circ, 90^\circ$)

向への回転角である)では $C_p = -0.02$ に対する保証角度は $|\alpha| \leq 7^\circ$ であり、図1-6の円錐型Iの場合では 8° である。しかし、標準型、円錐型ともに静圧管を管軸中心に 90° 回転させる ($\beta = 90^\circ$) と静圧値は 0° の場合と異なる。このことは、実際の乱流場への適用を考えた時大きな誤差となる。この原因は静圧孔が2個であるため、流れ方向の影響を著しく受けるからである。この結果より、円錐型Iの方が標準型に比べ方向特性が良く、静圧管の形状を従来使用されている標準型ではなく円錐型とした。回転角 β の問題については後述する。

静圧管の方向特性は静圧孔の位置にも大きく影響されることから、先端からの静圧孔距離を円錐型Iよりさらに $7D$ (D : 静圧管外径) 長くした円錐型IIを製作した。円錐型IIの方向特性を図1-7(a)に示す。円錐型IIの方向特性は円錐型Iよりさらに優れ $|\alpha| \leq 10^\circ$ となっている。しかし、回転角 β の影響は依然として残っている。そこで、方向特性をさらに良くすることと β の影響を小さくするため、静圧孔の位置を円錐型IIよりさらに $2.5D$ 後方へ移動するとともに静圧孔の数を4個に増やした円錐型IIIの方向特性および回転角 β の影響を調べた。その結果を図1-7(b)に示す。静圧値は $\beta = 45^\circ$ を除き β の影響を受けずほぼ一致している。さらに、方向特性も向上し $|\alpha| \leq 20^\circ$ となっている。以上の



(a) 円錐型Ⅱ (静圧孔：2孔)



(b) 円錐型Ⅲ (静圧孔：4孔)

図1-7 円錐型Ⅱおよび円錐型Ⅲ静圧管における
静圧値におよぼす回転角の影響

結果より、静圧管形状を静圧孔4個の円錐型Ⅲに決定した。

この静圧管に変動圧力を測定するためのコンデンサーマイクロホンを取り付ける。この時、静圧管とマイクロホンの接続部が必要となるが、この接続部は静圧孔の後部に設置されることになる。したがって、静圧値におよぼす接続部の影響を調べる必要がある。接続部の基本形状は図1-8の挿入図に示されている右端の部分である。図1-8に静圧値におよぼす静圧孔と接続部との距離 l' の影響を示す。図より圧力係数 C_p が0となる l' の値は、接続部のフレア角度 γ' によらずほぼ一定で約30.5mmである。また、流れ場に極力影響を与えない形状とするため、フレア角度 γ' を 30° とした。

以上の結果より、最適な形状の静圧管を取り付けた圧力プローブの形状を図1-9に示す。静圧管には外径 $D = 1.0\text{mm}$ 、内径 0.8mm のステンレスパイプが使用されている。静圧管の先端部10mmは頂角 5.7° の円錐となっており、その先端より19.5mmの位置に直径 0.4mm の4個の静圧孔が90度間隔で管の中心方向に向けて開けられており、その開口率 $(= 4d_s / \pi \cdot D)$ は50%である。また、前述した通り接続部が静圧値に影響をおよぼさない距離は約30.5mmである。この結果より、静圧孔からマイクロホン接続部前端までの導管長さを24.8mmとした。なお、図1-9の

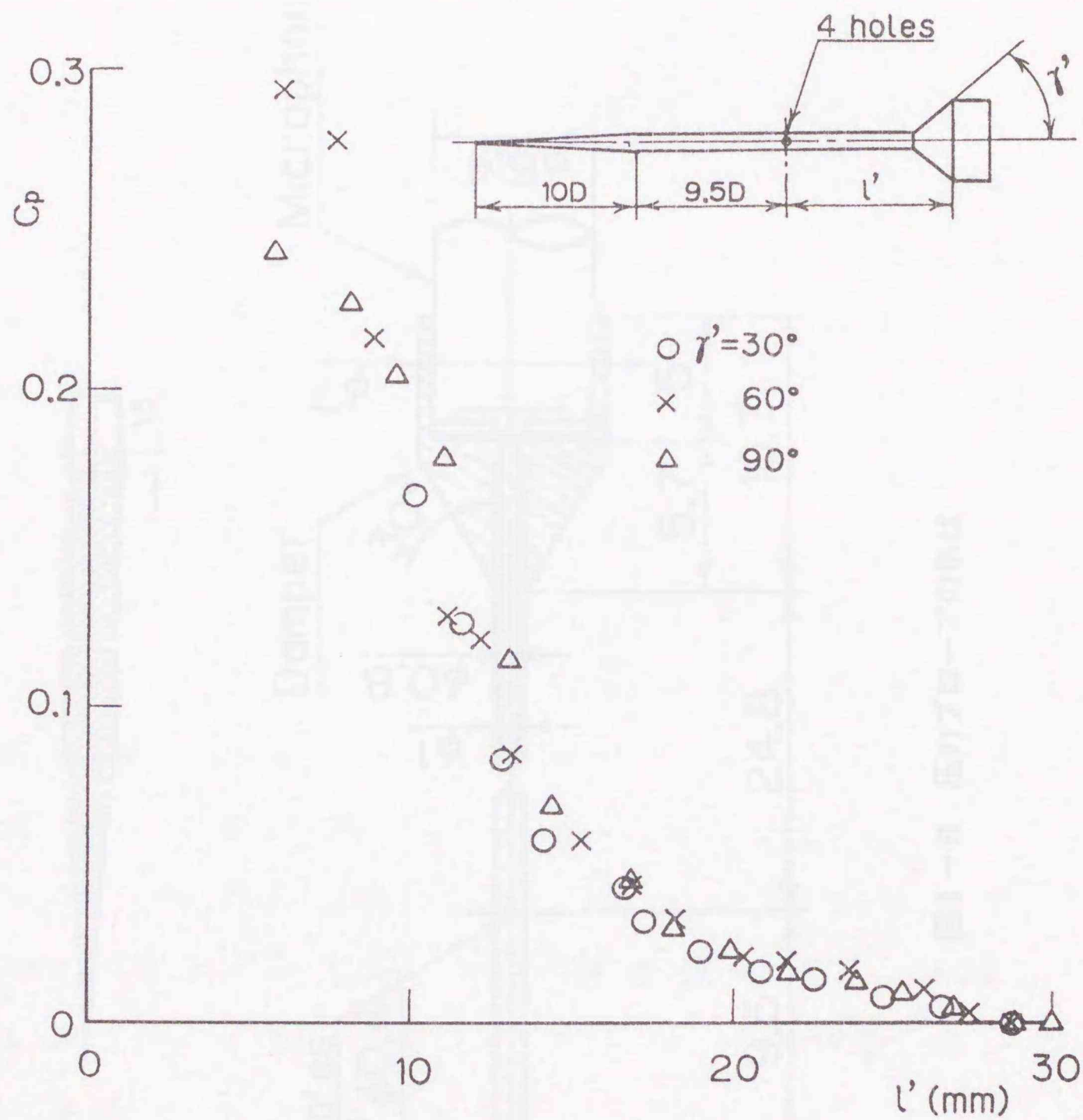


図 1-8 静圧値におよぼす静圧孔位置の影響

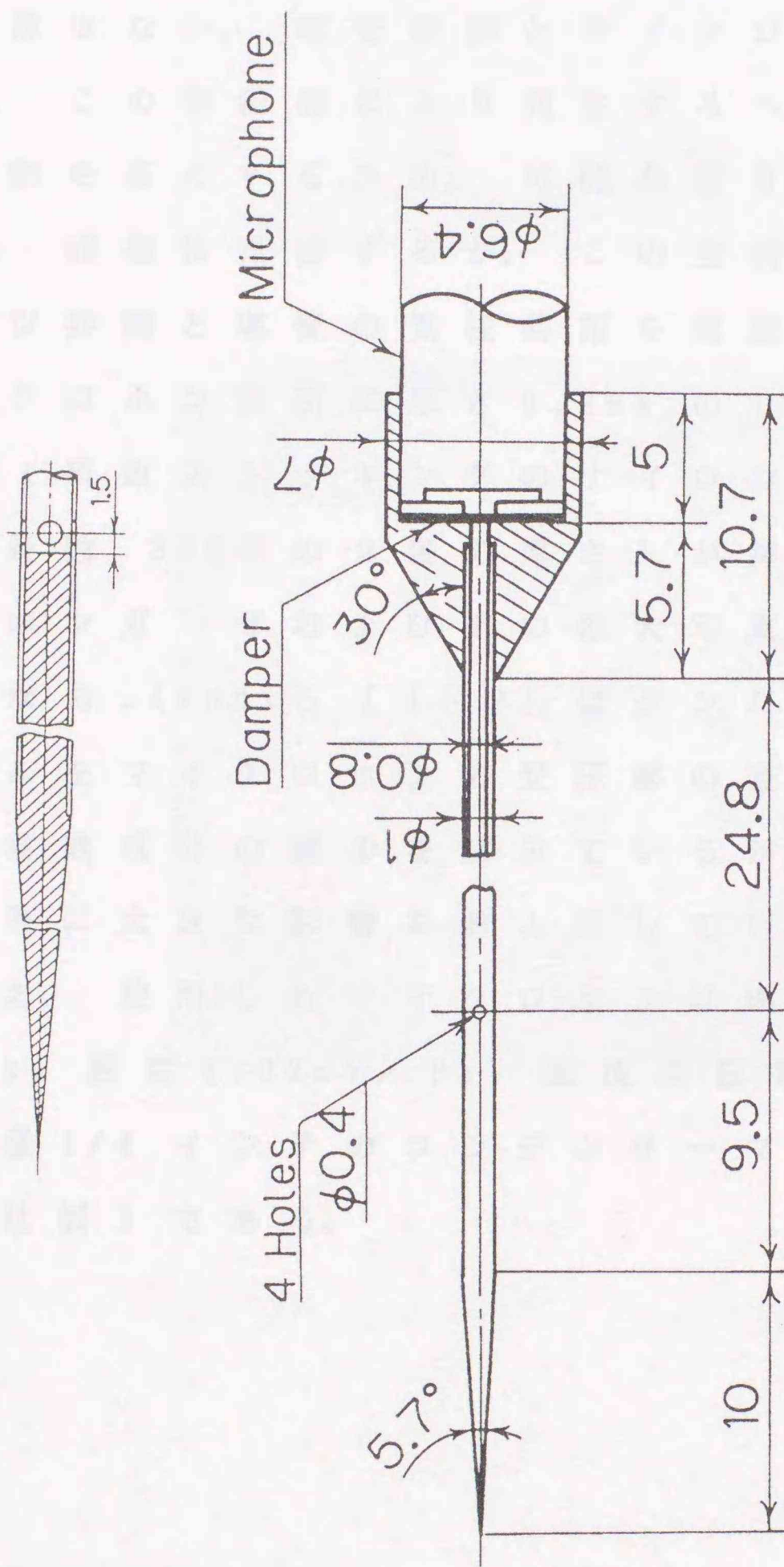
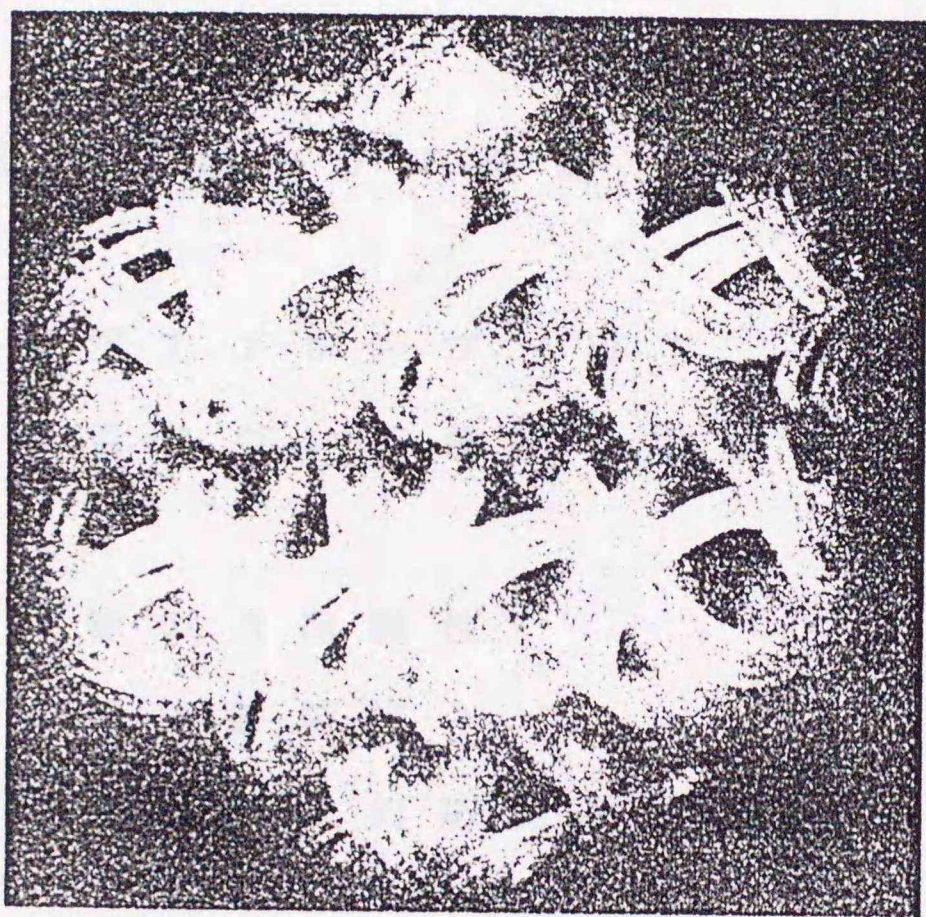
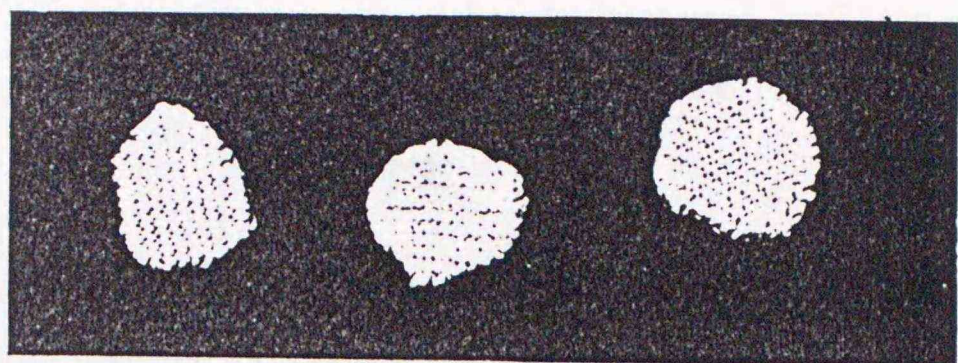


図1-9 圧カプローブの形状

挿入図に示したように静圧孔から静圧管先端部までに空隙はない。導管端部とマイクロホン前面との隙間は、この空洞部により発生するヘルムホルツ共振周波数を高くするため、可能な限り小さくしてある。また、詳細は後述するが、この空洞部内にはヘルムホルツ共振と導管の気柱共振を減衰させるために、マイクロホン前面に厚さ0.3mmのリングを介してダンパ（市販ストッキングのナイロン布地；20デニール・針数380本の2倍の厚さ）が挿入されている。ナイロンガーゼおよびその拡大写真を図1-10に示す。なお、Arndtら[1-9]はダンパとしてスチールウールをマイクロホンの受圧部の直前に挿入し、共振周波数成分の減少を試みているが、このダンパは位相差に大きな影響をおよぼしている。

なお、使用したマイクロホンは周波数帯域5Hz～70kHz、感度4.02mV/Pa、直流成極電圧200V、受圧部直径1/4インチのコンデンサーマイクロホン（アコー社製）である。



拡大写真（50倍）

図1-10 ダンパー（ナイロンガーゼ）

第 3 章 圧力プローブの特性

開発された圧力プローブの特性を調べた検定結果および実際の乱流場に適用した測定結果を示す。

3.1 圧力プローブの検定

開発された圧力プローブ（以下、本プローブと呼ぶ）を次の項目について検定し性能を調べた。

- (1) 静圧管の方向特性
- (2) 周波数応答特性
- (3) 変動速度との対応関係

3.1.1 静圧管の方向特性

本プローブを実際の測定に適用する場合、流れ方向が変化する流れ場にプローブを挿入するので、測定される静圧は流れ方向の変化による誤差を含むことが考えられる。そこで、本プローブの方向特性を一樣流中で調べた。第2章で求めた静圧管の静的方向特性を図1-11に示す。縦軸は圧力係数 C_p 、横軸は管軸に対する流れ方向角度である。本プローブの

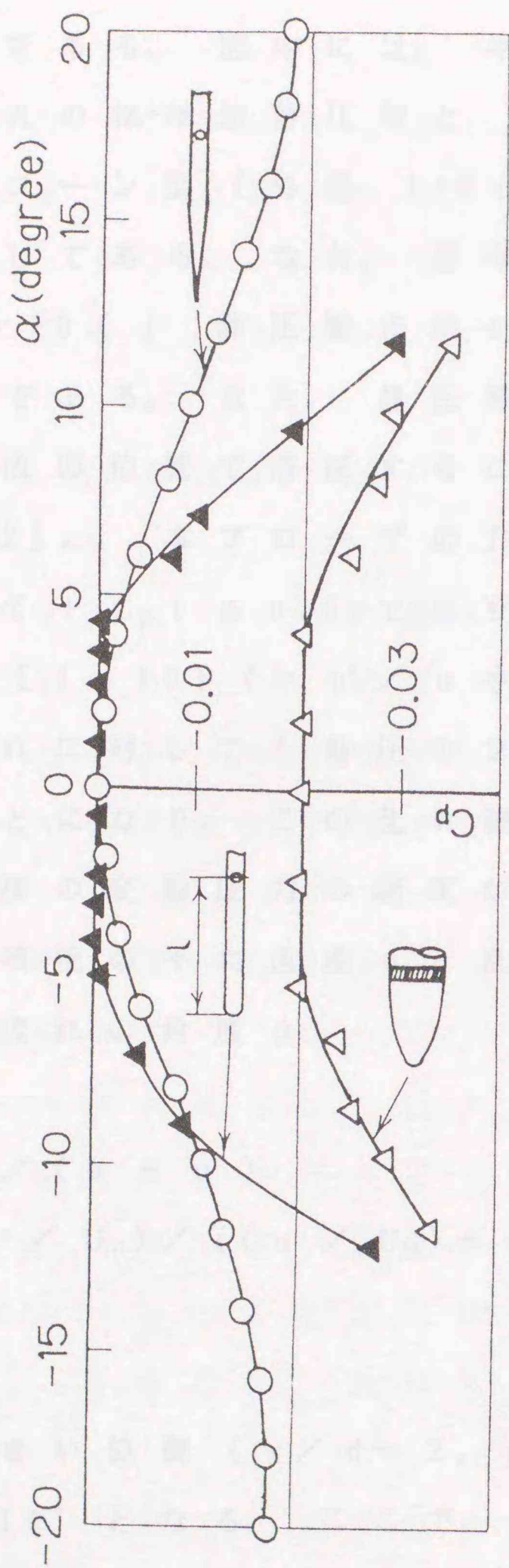


図1-11 静圧管の方向特性 (○; 本プローブ, ▲; 標準型プローブ, △; ノーズコーン型プローブ)

結果は図 1 - 7 (b) の $\beta = 0^\circ, 90^\circ$ を 1 本の線にまとめた結果である。図中には、半球状の先端を持つ静圧孔数 4 孔の標準型静圧管と Fuchs [1-6] が用いたノーズコーン型 (外径 1/4 インチ, B & K 社製) の結果も示してある。なお、標準型静圧管の静圧孔位置は $l/D = 10$ (l : 静圧管先端からの距離, D : 静圧管の外径) である。なお、静圧管先端の影響は先端から $10D$ 下流の位置で消滅することが明かとなっている [1-12]。本プローブの方向特性は $|\alpha| \leq 20^\circ$ に対して $|C_p| \leq 0.02$ であり、本プローブは等価乱れ強さ [1-10] ($= u'/u \div v'/u = \tan 20^\circ$) $= 0.36$ の流れに対しても動圧の 2% の誤差しか有していないことになり、この乱れ強さ以内の流れに対しては高精度の変動圧力の測定が保証される。

いま、管噴流の平均速度 u と乱れ強さ u と v より計算される流れの角度 α

$$\begin{aligned} \tan \alpha &= v' / (u + u') \\ &= (v' / U_m) / \{ (u / U_m) + (u' / U_m) \} \\ &\dots\dots\dots (1-1) \end{aligned}$$

を乱れが大きい位置 ($x/d = 2, r/d = 0.7$) で計算すると $\alpha = 14^\circ$ となる。ここで、 U_m は局所の最大速度である。このことより、本圧力プローブはかなり乱れ強さの大きな流れ場に適用することが可能であ

る。これに対し、ノーズコーンの場合には $\alpha = 0$ で $C_p = -0.02$ となっており、測定値に誤差を含むことになる。また、標準型静圧管の場合には、静圧値は流れ方向に著しく影響される。したがって、実際の測定に際し、本プローブは他のプローブより優れており、より高精度の変動圧力の測定が可能である。

3.1.2 周波数応答特性

変動圧力を測定する際に要求される性能として周波数特性が挙げられる。すなわち、静圧管の周波数特性は、乱流場における変動圧力の測定を考えると、出来る限り広い周波数帯域で平坦な特性を持っていることが望ましい。本プローブには静圧管が取り付けられているため、周波数応答特性は静圧管部を取り付けていない基準マイクロホンと比べ本質的に異なる。周波数応答特性の検定は、図1-12に示すように本プローブの静圧孔と基準マイクロホンの受圧部のスピーカからの距離を同一に保ち、種々の周波数に対してスピーカからの音圧を同時に測定する並置校正法[1-13]を採用し、両者の差を求めることにより行われた。

静圧管の導管部は円管となっており、一般にこのような場合、次式によって計算される特定の周波数 f_0 をもつ気柱共振が発生する。1次モードで計算する

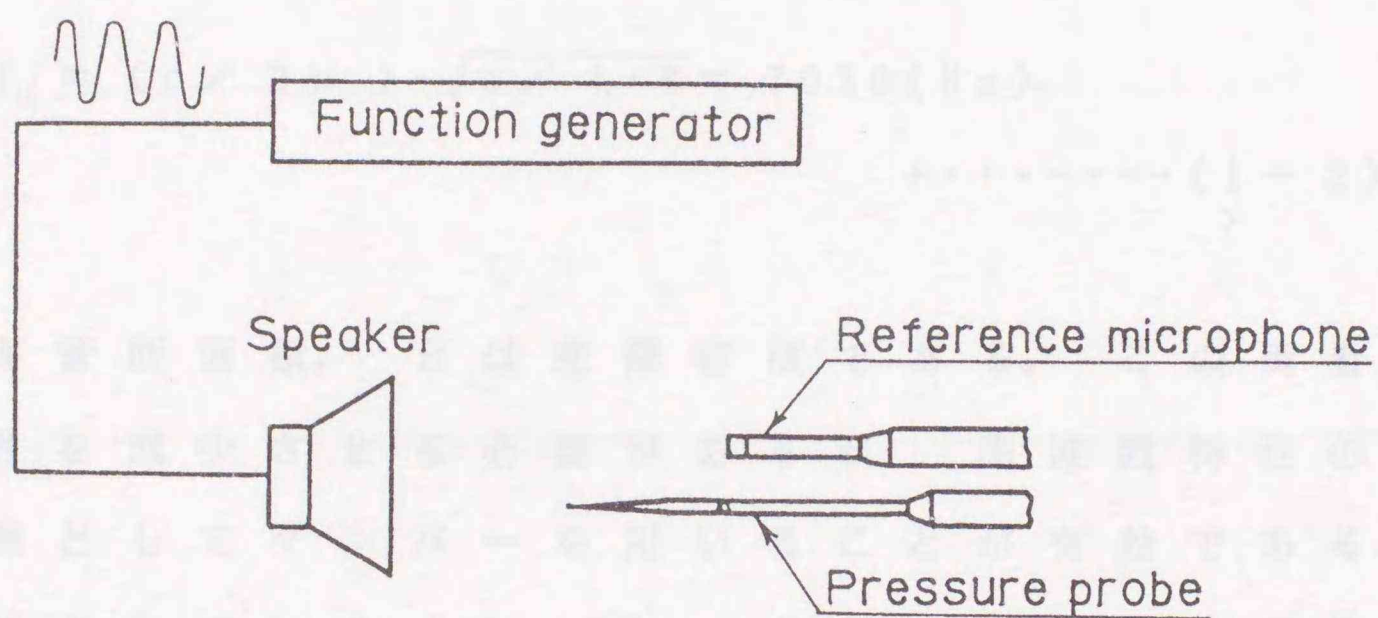


図1-12 周波数応答特性の検定方法

と

$$f_0 = c / 4 \cdot l_r = 2700 (\text{Hz}) \dots\dots\dots (1-2)$$

ここで、 c は音速、 l_r は気柱の長さである。また、導管端部とマイクロホン前面の空隙により、次のヘルムホルツ共振周波数 f_H も発生する。

$$f_H = (c / 2\pi) \cdot \sqrt{s / l_r \cdot B} = 7070 (\text{Hz}) \dots\dots\dots (1-3)$$

s は導管断面積、 B は空隙容積である。この両者の周波数を減少させる必要があるが、周波数特性の改善方策としてダンパーを用いることが有効であることが知られている [1-5]。本ブローブでは導管端部とマイクロホン受圧部の前面にダンパーを挿入し、周波数特性の改善を行った。

並置校正法により求められた静圧管の周波数応答特性を図 1-13 に示す。図 1-13(a) は振幅特性である。ダンパを取り付けていない場合では、2つのピーク 2200 Hz と 6625 Hz の周波数が認められ、上述の計算結果と比べ、前者は導管部の気柱共振による周波数、後者はヘルムホルツ共振による周波数であることが明かである。この2つのピーク周波数を減少させるためにダンパーを取り付けた結果は、ダン

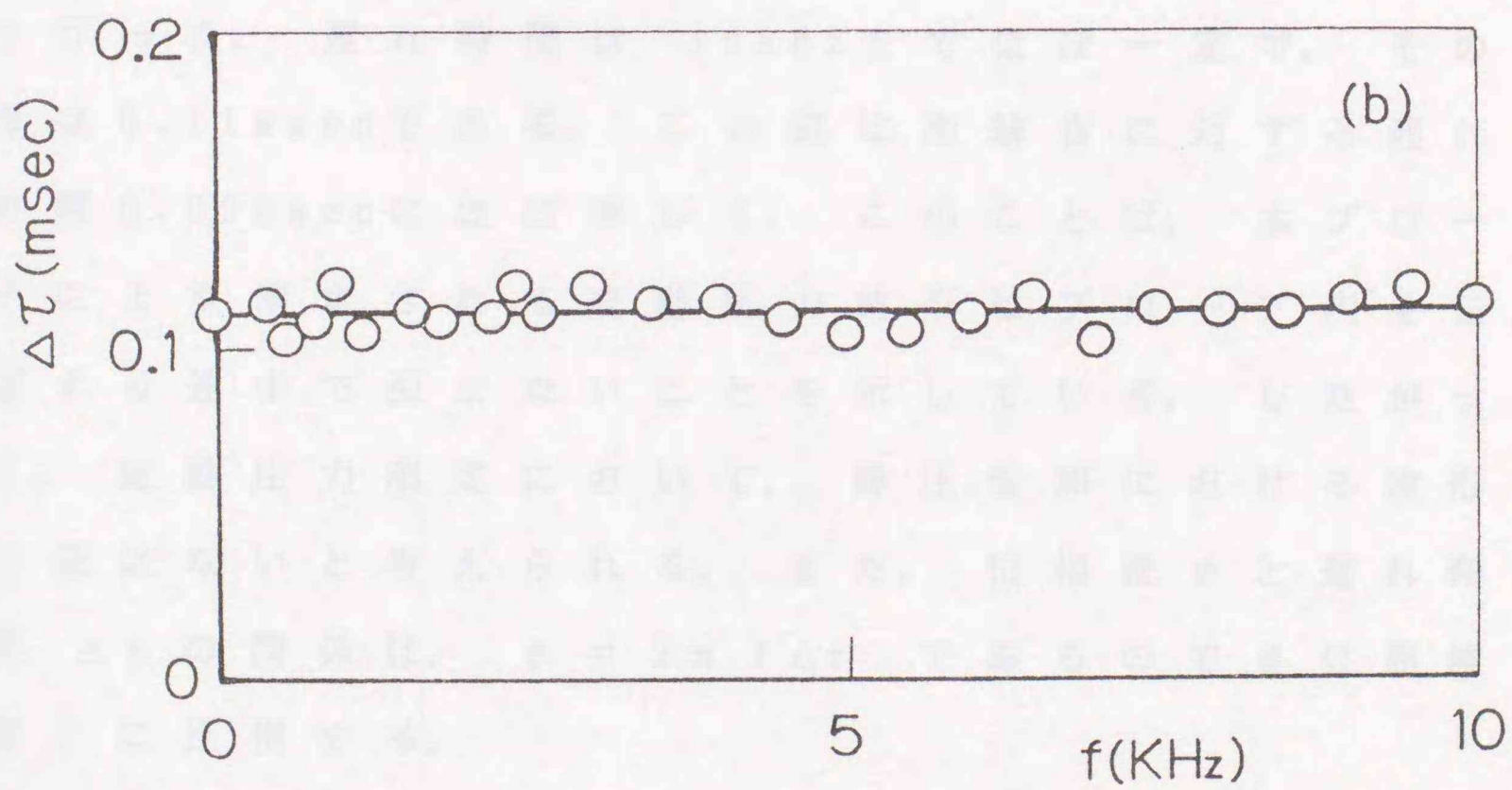
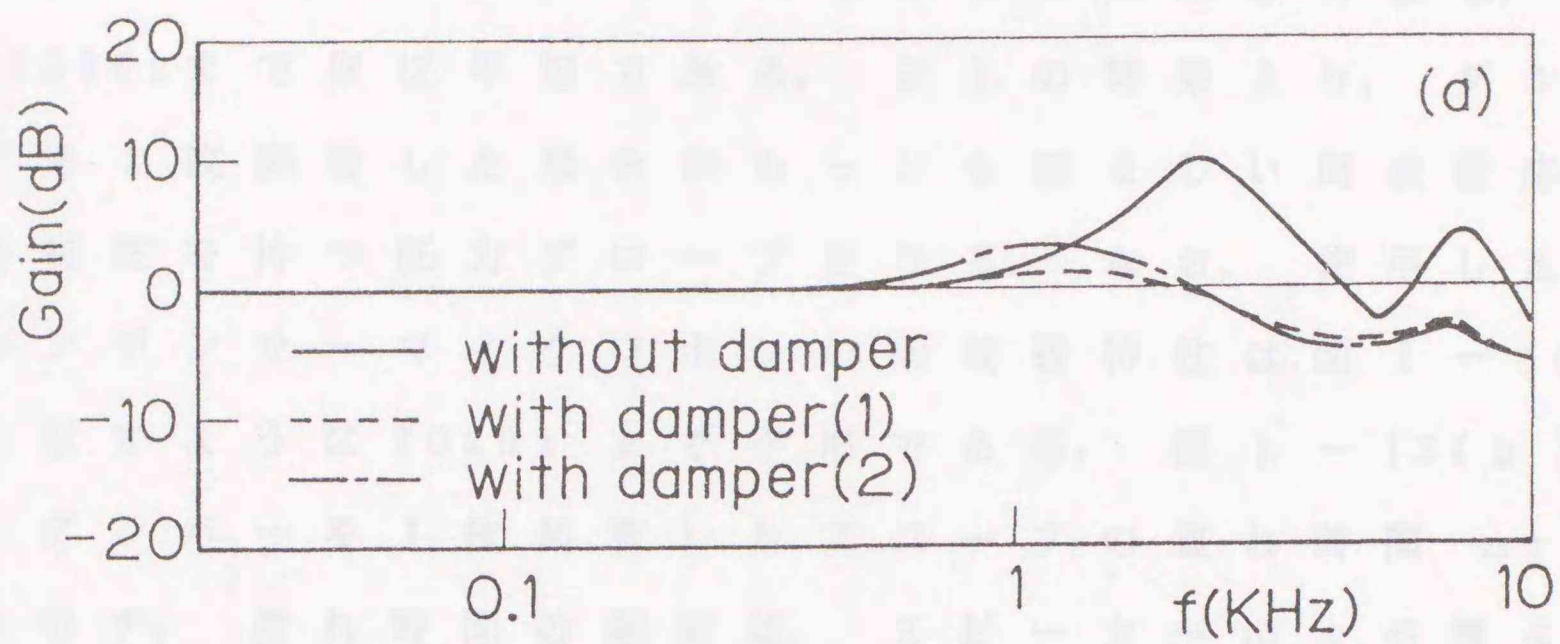


図 1 - 13 静圧管の周波数応答特性

パーが1枚および2枚ともにダンパーによる効果が顕著に現れているが、その効果はダンパーが1枚の方が大きい。ダンパー1枚の場合の周波数特性は、2000Hzまでほぼ平坦である。以上の結果より、ダンパーを1枚装着した場合がもっとも望ましい周波数応答特性を持つ圧力プローブとなる。なお、使用したコンデンサーマイクロホンの周波数特性は図1-14に示すように70kHzまで平坦である。図1-13(b)にダンパーを1枚装着したプローブの遅れ時間 $\Delta\tau$ を示す。遅れ時間の測定は、スピーカーによる種々の周波数の音圧を、静圧管を装着したプローブと装着していない単独マイクロホンによる同時測定により行った。遅れ時間は10kHzまでほぼ一定で、その値は0.11msecである。この値は衝撃音に対する遅れ時間0.09msecにほぼ等しく、このことは、本プローブにより測定される変動圧力波形はプローブ内を伝播する途中で歪まないことを示している。したがって、変動圧力測定において、静圧管部における波形の歪はないと考えられる。また、位相差 ϕ と遅れ時間 $\Delta\tau$ の関係は、 $\phi = 2\pi f \Delta\tau$ であるので ϕ は周波数 f に比例する。

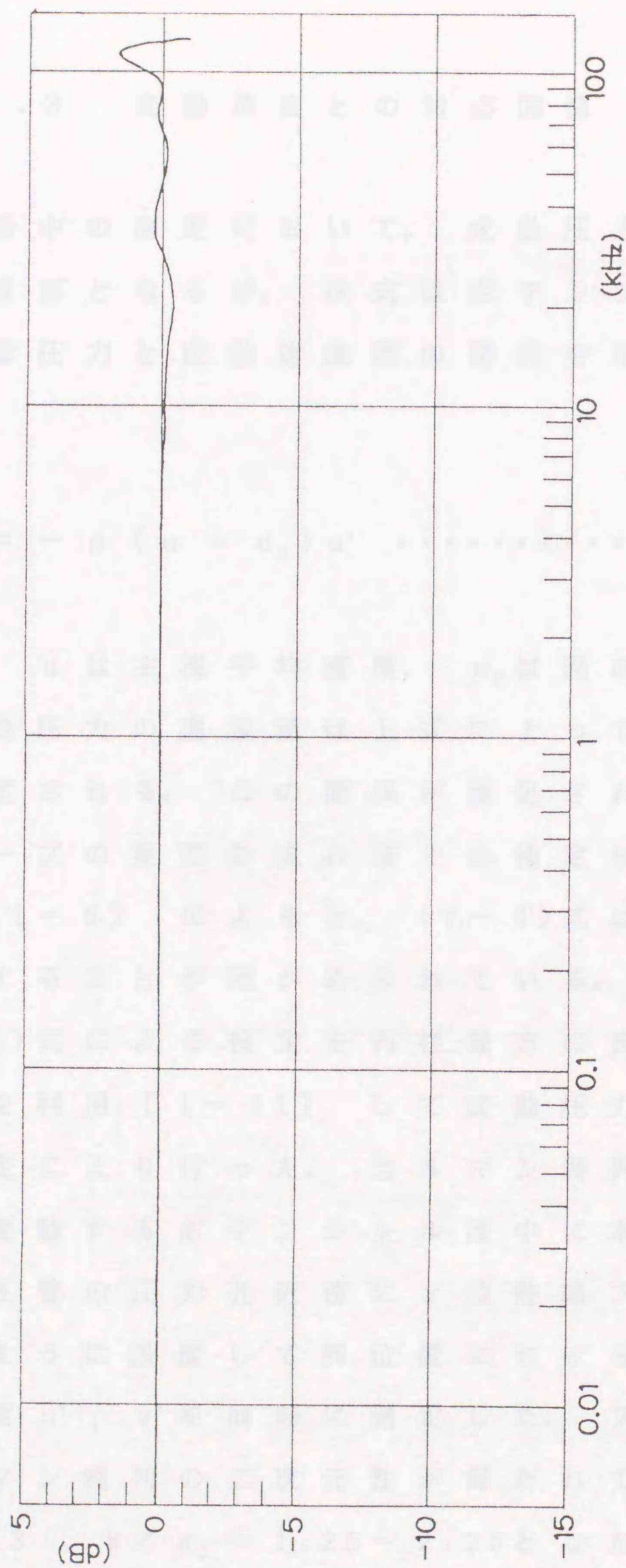


図1-14 コンデンサマイクロホンの周波数特性

3 . 1 . 3 変動速度との対応関係

流れ場中の測定において、変動圧力と変動速度の対応が重要となるが、次式はポテンシャル流中における変動圧力と変動速度間の関係を示している [1-6]。

$$p' = -\rho (u - u_c) u' \dots\dots\dots (1-4)$$

ここで、 u は主流平均速度、 u_c は渦の移動速度である。変動圧力の理論値は上式によって速度の測定値より推定される。この関係が満足されることにより、本プローブの実際の流れ場での検定が可能になる。Fuchs [1-6] によると、(1-4)式は $u_c / u \leq 0.8$ で成立することが確かめられている。

(1-4)式による検定を円柱後方に発生するカルマン渦列を利用 [1-14] して変動圧力および変動速度の測定により行った。カルマン渦列によって正弦波状に変動するポテンシャル流中に本プローブを置き、静圧管の圧力孔近傍に x 型熱線プローブを図 1-15 のように設置して同位置における変動圧力 p' と変動速度 u' 、 v' を同時に測定した。プローブの位置はカルマン渦列の二次元性が保たれている $l'/d_c = 1.8 \sim 3.3$ 、 $H/d_c = 1.25 \sim 2.25$ とした (図 1-15)。なお、圧力プローブの表面から熱線までの距離は測

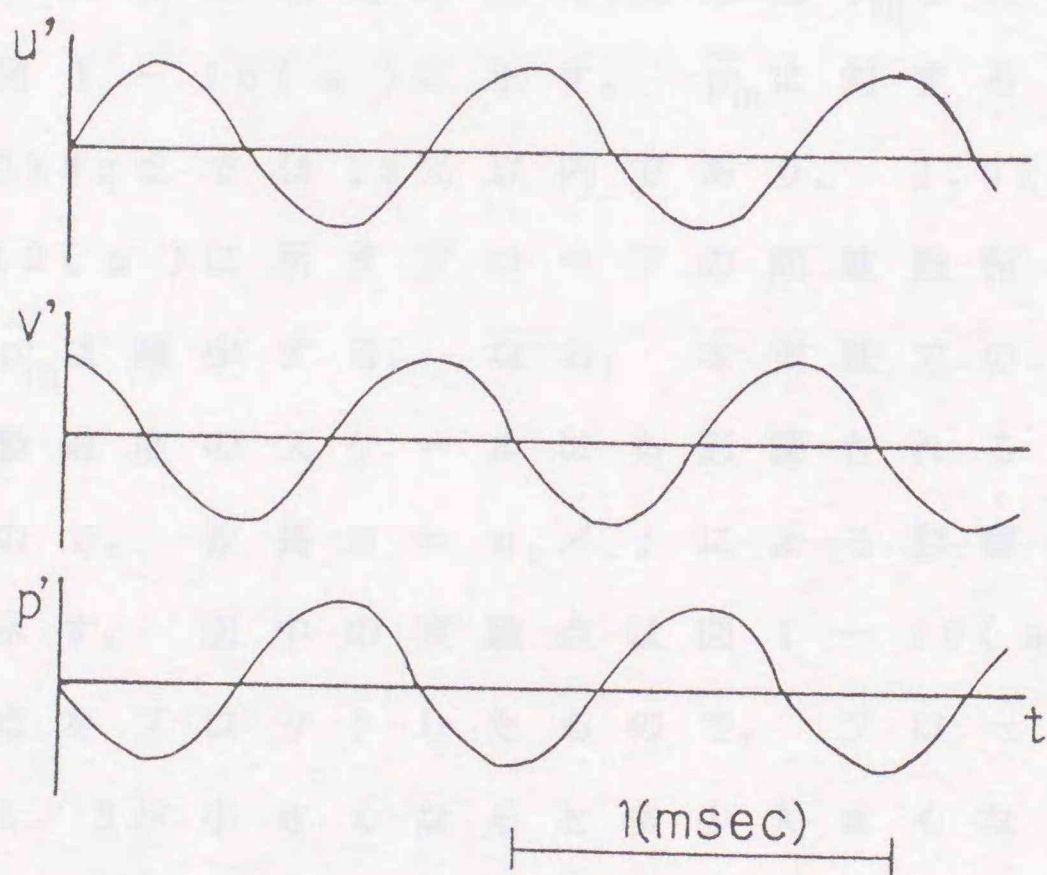
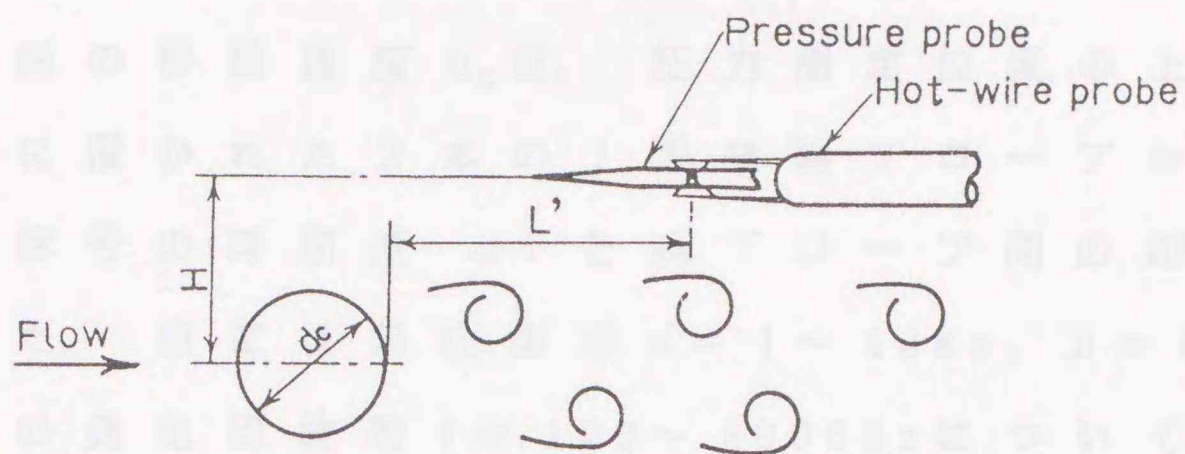


図1-15 変動流中（カルマン渦列）の検定方法

定値に影響をおよぼさないと考えられる 1.0 mm とした。また、測定位置における流れ方向角度の変化は 4.2 度以内であることを X 型熱線プローブにより確認した。渦の移動速度 u_c は、圧力測定位置の上流および下流に置かれた 2 本の I 型熱線プローブからの変動速度信号の時間差 Δt と両プローブ間の距離 S から求めた。測定は円柱直径 $d = 1 \sim 40\text{ mm}$ 、 $u = 8 \sim 25\text{ m/s}$ 、渦の発生周波数 $f = 100 \sim 3000\text{ Hz}$ について行われた。測定結果の例 ($f = 1000\text{ Hz}$) を図 1 - 15 に示す。(1 - 4) 式に測定された変動速度の実効値 $\tilde{u}$ を代入して求められた変動圧力の推定実効値 $\tilde{p}_{th}$ と実測値 $\tilde{p}_m$ との比較を図 1 - 16 (a) に示す。 $\tilde{p}_{th}$ に対する $\tilde{p}_m$ の測定誤差は 2.0 kHz までは 18% 以内であり、 2.0 kHz 以上では図 1 - 13 (a) に示すプローブの周波数特性に対応して $\tilde{p}_m / \tilde{p}_{th}$ は減少する。なお、本実験での u_c / u の範囲は変動速度のスケールにも影響されることが予想されるので、波長 $\lambda = u_c / f$ による影響を図 1 - 16 (b) に示す。図中の実験点は図 1 - 16 (a) の $f \leq 2.0\text{ kHz}$ の点をプロットしたもので、プローブによる測定値は λ / D が小さくなると多少大きくなる [1 - 8]。式 (1 - 4) によると、 p' と u' の変動波形間の位相差は 180 度であるが、測定された波形間の位相差は計測に用いた電気回路および圧力プローブの特性に影響されることになる。図 1 - 16 (c) に測定された変動速度信号を基準として変動圧力信号の遅れ時間

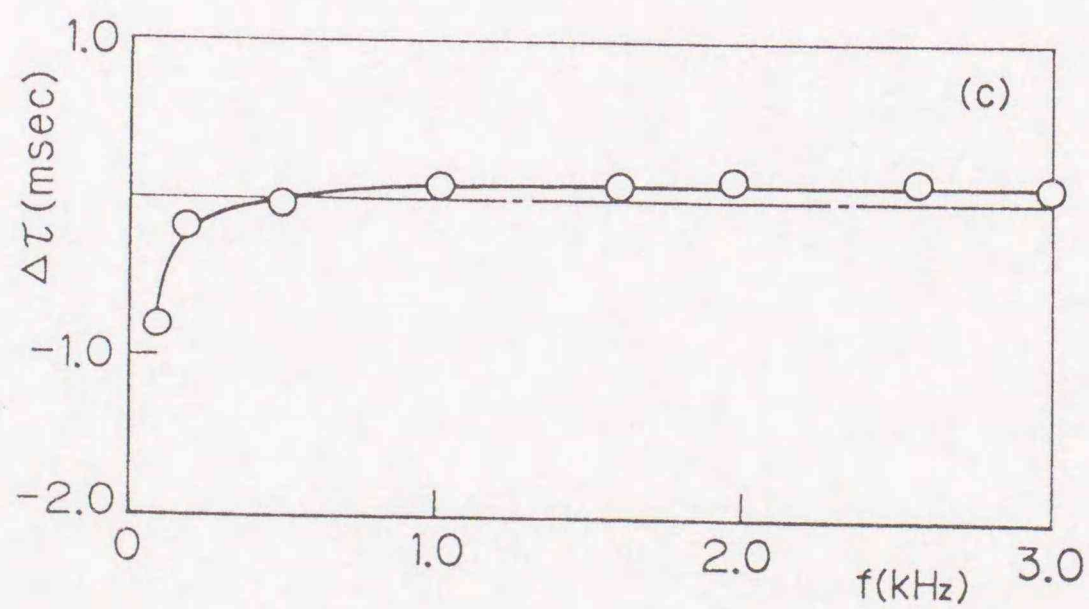
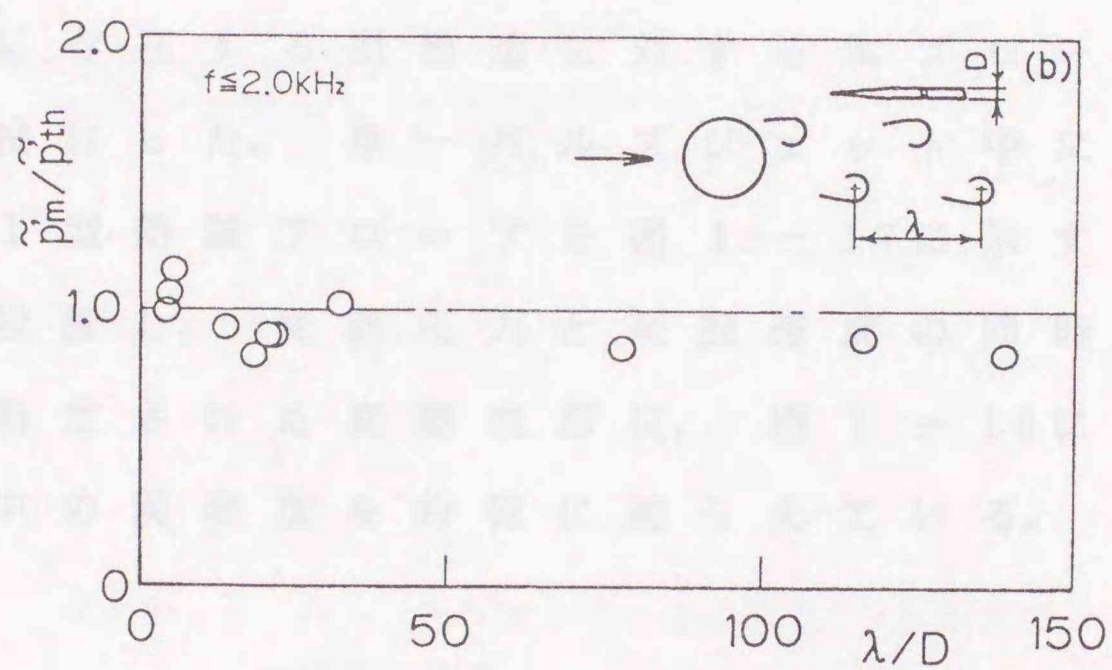
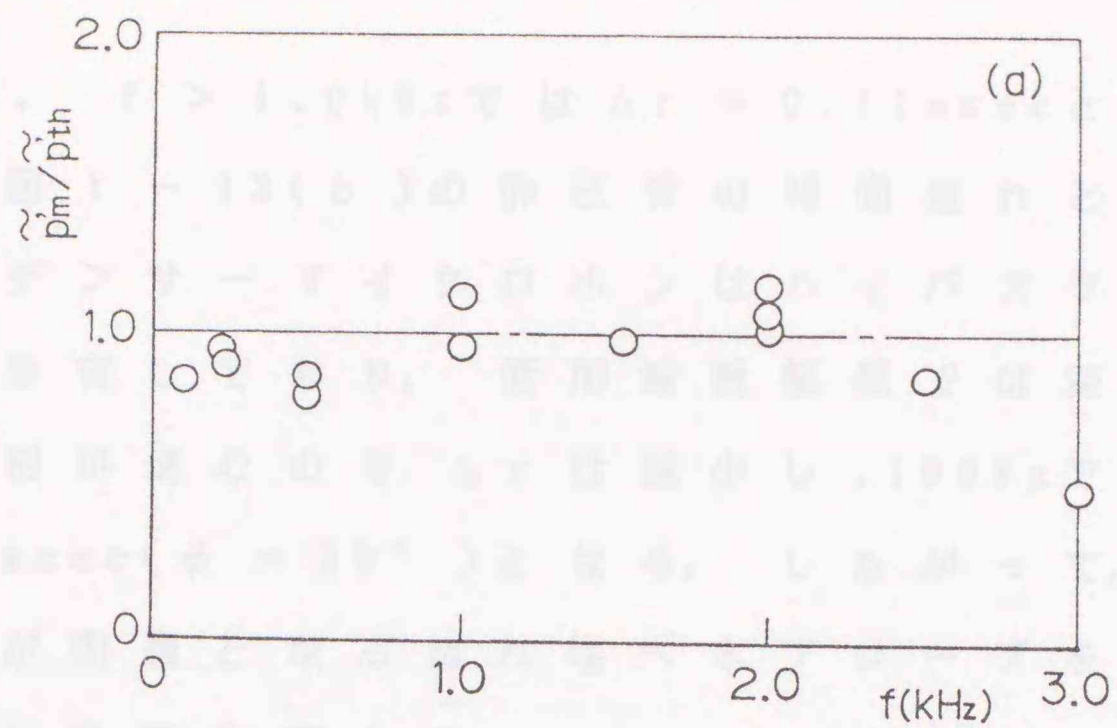


図 1-16 変動流中の検定結果

$\Delta\tau$ を示す。 $f > 1.0\text{kHz}$ では $\Delta\tau = 0.11\text{msec}$ となり、この値は図 1 - 13 (b) の静圧管の時間遅れと一致する。コンデンサーマイクロホンはハイパスフィルターの性質を有しており、低周波数領域では変動圧力信号の位相が進むので $\Delta\tau$ は減少し、 100Hz では $\Delta\tau = -0.8\text{ msec}$ ($\phi = 29^\circ$) となる。したがって、低周波数変動が問題となる流れ場へ本プローブを適用する場合には注意を要する。

乱流中に存在する渦構造に対する本プローブの応答特性を検討した。単一パルスジェット中に圧力プローブと I 型熱線プローブを図 1 - 17 に示すように近接して設置し、変動圧力と変動速度の同時測定を行った。測定された変動波形は、図 1 - 18 に示すように噴流中の渦構造を的確に捕らえている。

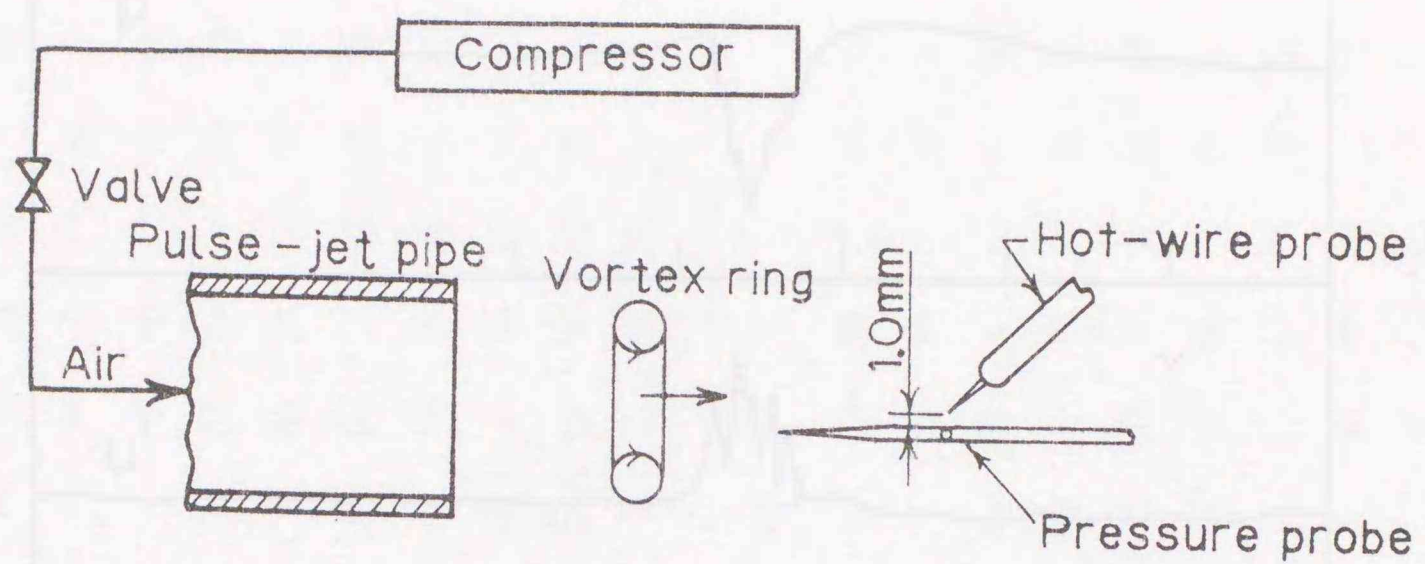


図1-17 パルスジェットによる変動圧力・変動速度
同時測定法

2.2 風洞中の運動特性の測定

2.2.1 超音速風洞中の測定

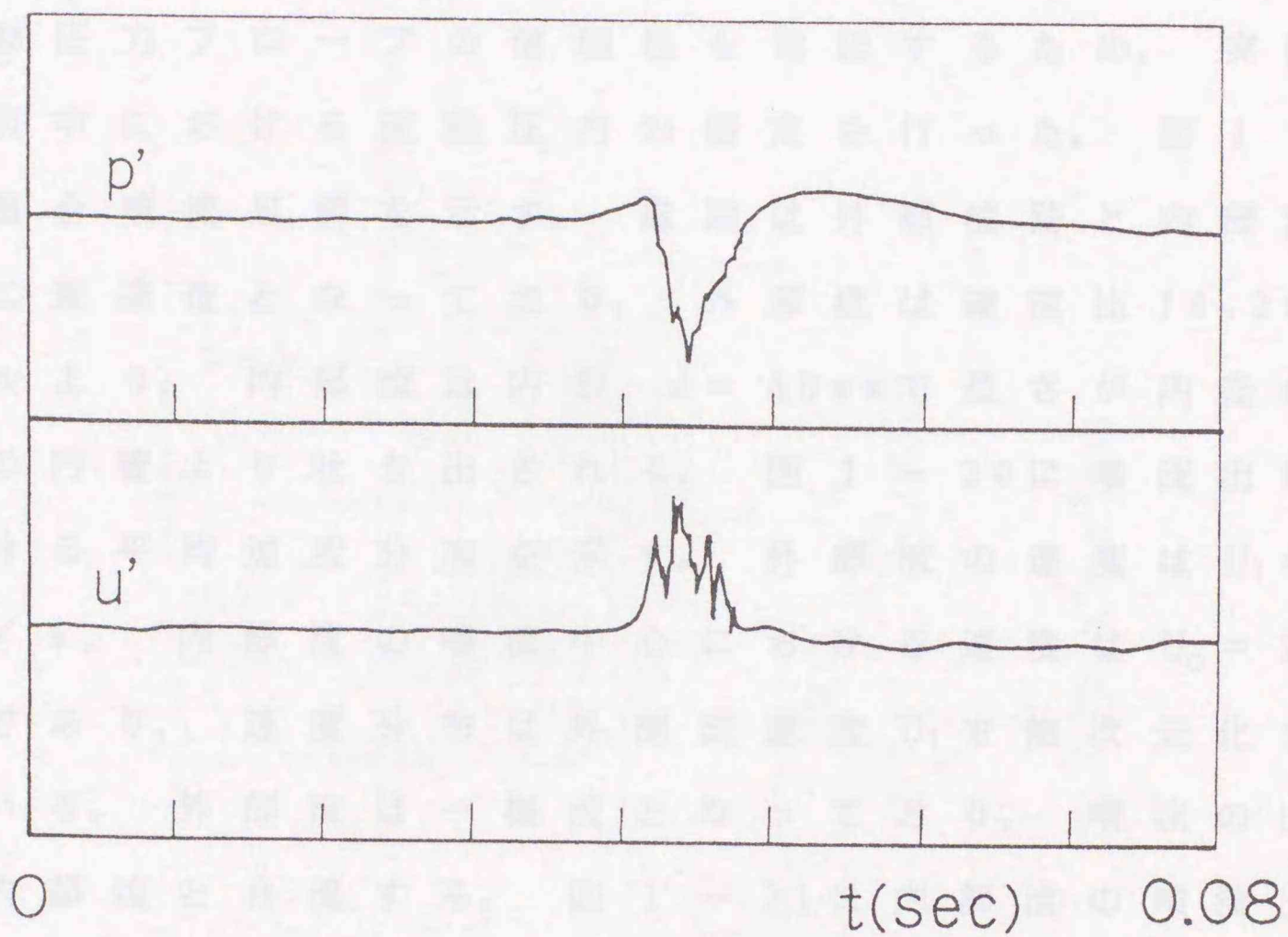


図1-18 パルスジェットに対する応答

3.2 乱流中の変動圧力の測定

3.2.1 複合噴流中の測定

変動圧力プローブの信頼性を確認するため、実際の乱流中における変動圧力の測定を行った。図1-19に複合噴流風洞を示す。風路は外部流路と内部流路の二重構造となっており、外部流は縮流比14.2のノズルより、内部流は内径 $d = 46\text{ mm}$ で長さが内径の27倍の円管より吐き出される。図1-20に噴流出口における平均速度分布を示す。外部流の速度は $U_1 = 8.3\text{ m/s}$ 、内部流の噴流中心における速度は $U_0 = 24\text{ m/s}$ であり、速度分布は外部流速度 U_1 で無次元化されている。外部流は一様流となっており、噴流の出口で内部流と合流する。図1-21に内部流の噴流出口の直前における境界層の壁法則を示す。図中には Klebanoff [1-15] の結果も示してあるが、図より管内の境界層は対数法則および Klebanoff の結果と良く一致しており、十分に発達した乱流管内流となっている。内部流用円管の肉厚は 2.0 mm であり、後縁部は図1-22に示されるように傾斜角5度で削られ後縁厚さは約 0.1 mm となっている。測定位置は乱れ強さが最大となる十分に発達した乱流場 $x/d = 10$ の位置である。この位置において、噴流断面内で乱れ強さが最大となる $r/R = 0.85$ における瞬時流れ

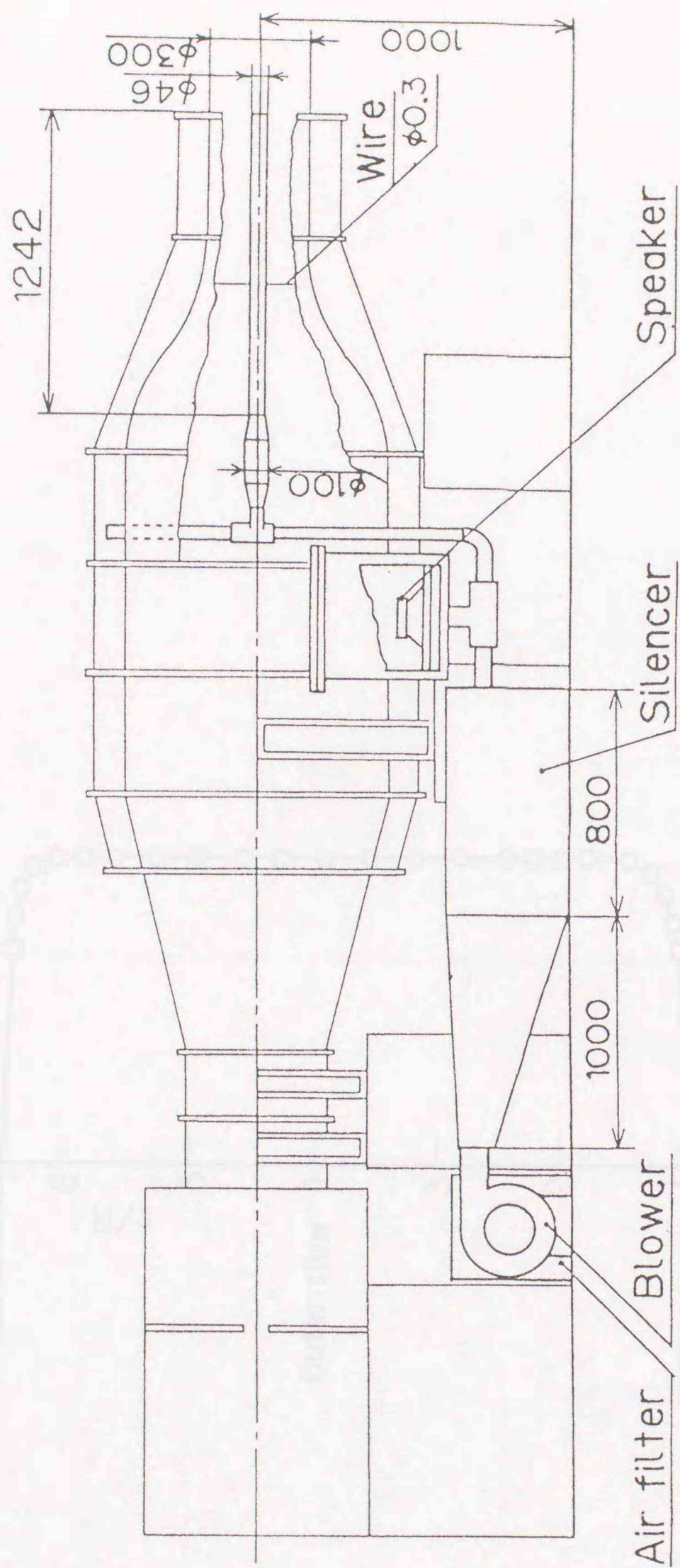


图 1-19 複合噴流風洞

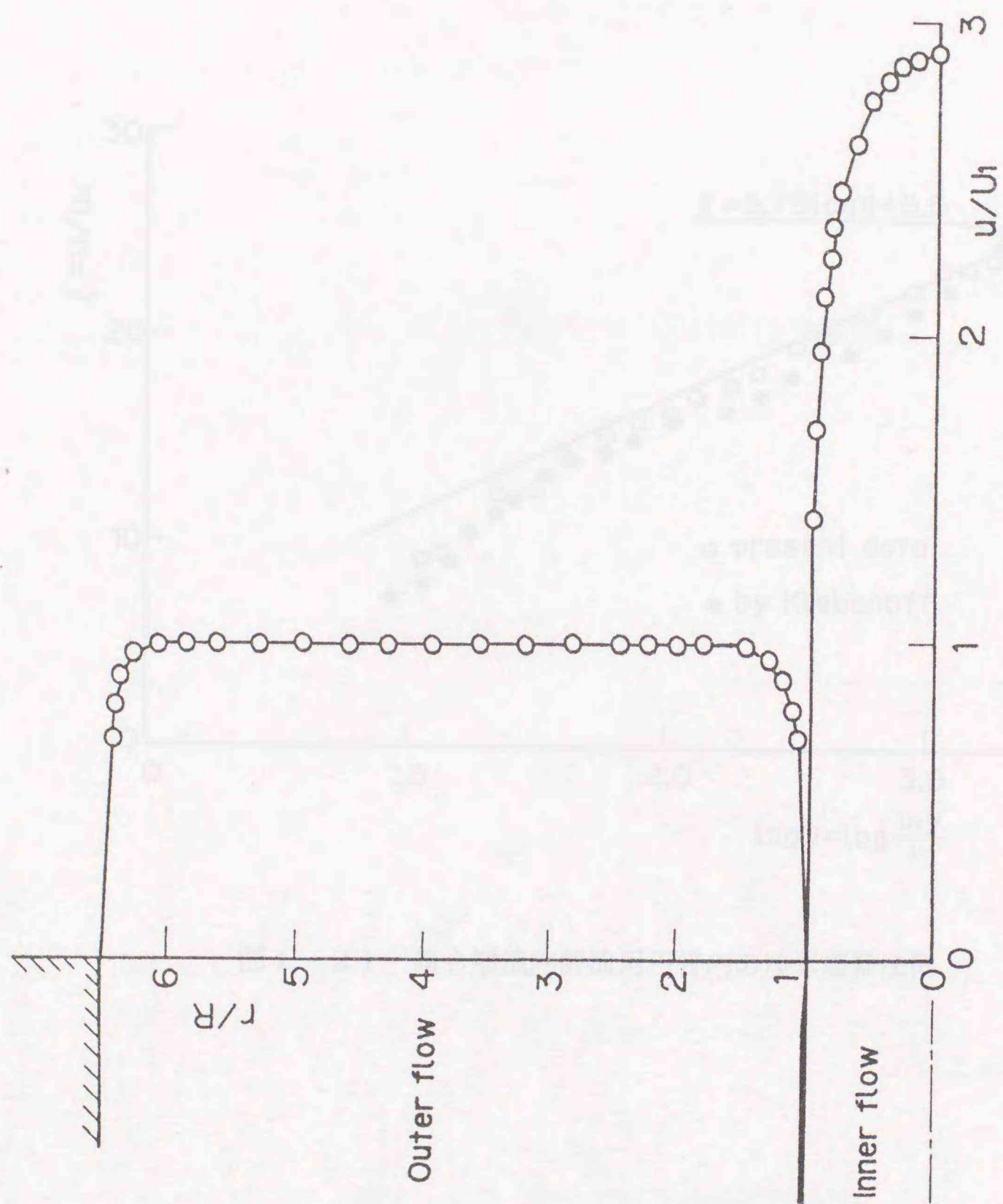


図1-20 複合噴流出口における平均速度分布

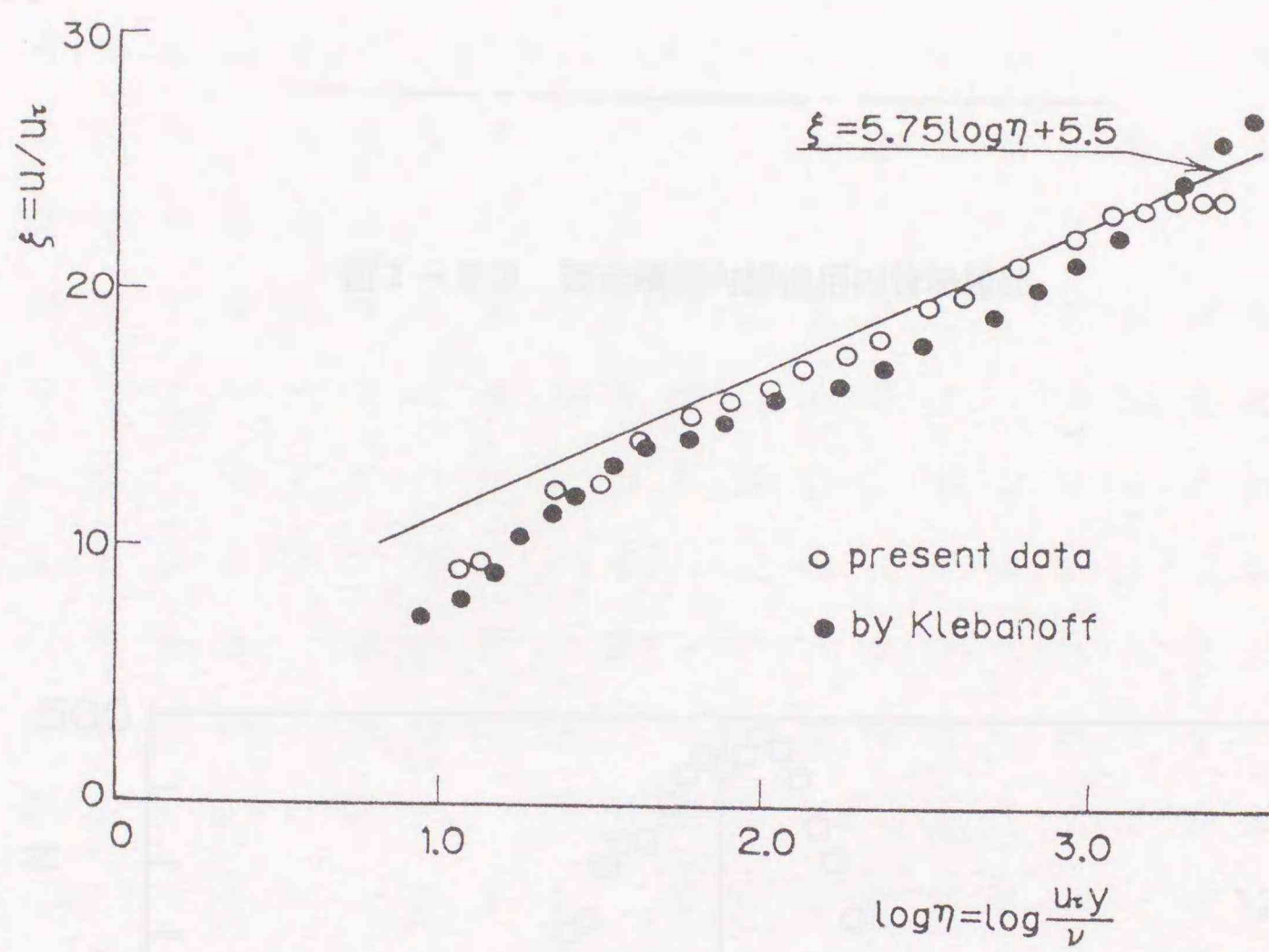


図 1 - 2 1 複合噴流内部流用円管内の境界層壁法則

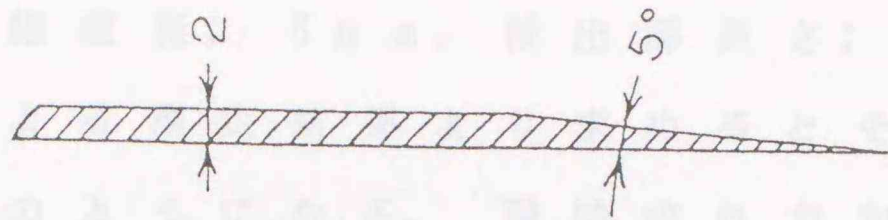


図1-22 複合噴流内部流用円管後縁部

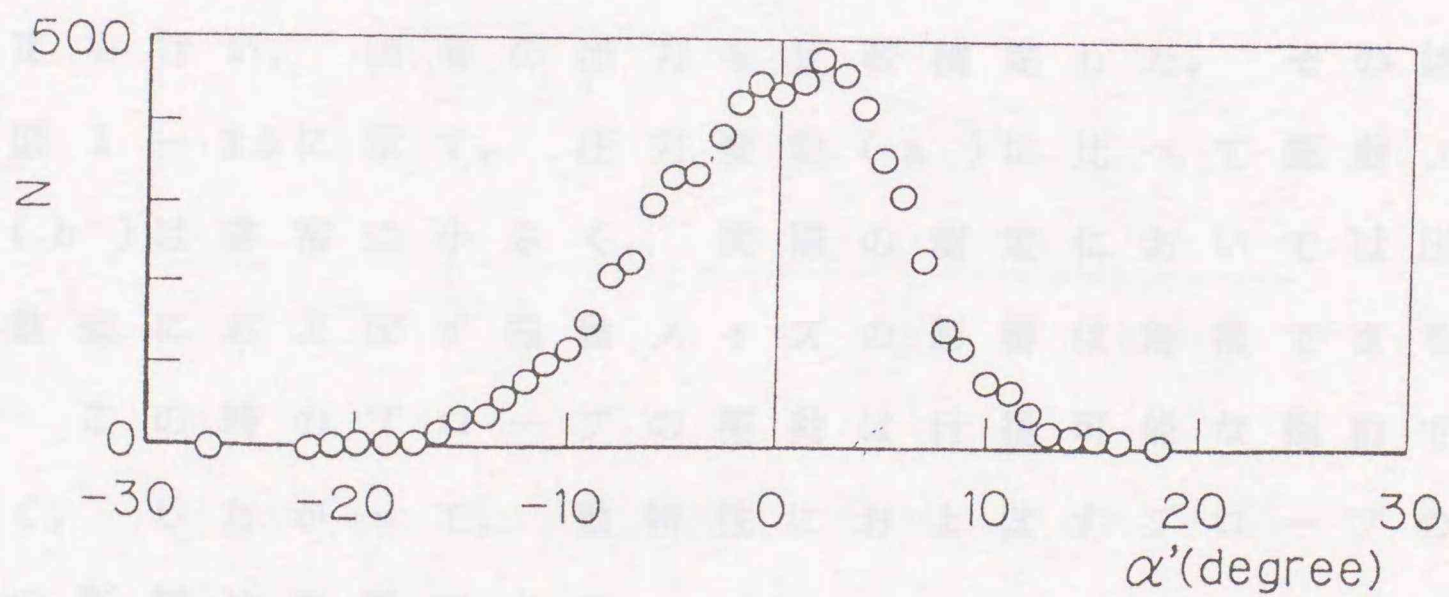


図1-23 瞬時流れ方向の度数分布

方向 $\alpha' = \tan^{-1} \{ (v + v') / (u + u') \}$ を X 型熱線プローブ (熱線直径; $5 \mu\text{m}$, 検出部長さ; 1mm , 熱線間隔; 1mm) による測定結果より求めるとその度数分布は図 1-23 のようになる。瞬時流れ方向角度が 15 度以内なので本プローブによる測定誤差は十分小さいと考えられる。また, 図 1-24 に示すように測定位置におけるエネルギースペクトル分布には顕著なピークは見られない。

プローブを乱れた流れの中に置くと, 変動速度にともなうプローブ自身の振動によるノイズの発生が考えられ, 測定された圧力変動値に振動による誤差を与えることが予想される。このノイズによる影響を調べるため, 圧力孔の開いていないプローブによる測定を行い, 両者の出力を比較検定した。その結果を図 1-25 に示す。圧力変動 (a) に比べて振動ノイズ (b) は非常に小さく, 実際の測定においては圧力変動値におよぼす振動ノイズの影響は無視できる。また, この時のプローブの振動は目視可能な振動ではなく, したがって, 動特性におよぼすプローブの振動の影響は無視できる。

次に, 速度変動と圧力変動の測定を行った。図 1-26 に流れ方向, 半径方向および円周方向の速度変動強さ ($\tilde{u}'$, $\tilde{v}'$, $\tilde{w}'$) とレイノルズ応力分布を示す。図 1-26 に圧力変動強さ ($\tilde{p}'$) と速度・圧力相関 ($\overline{u' p'}$, $\overline{v' p'}$) 分布を示す。 $\tilde{u}'$, $\tilde{v}'$, $\tilde{w}'$ は X 型熱線プ

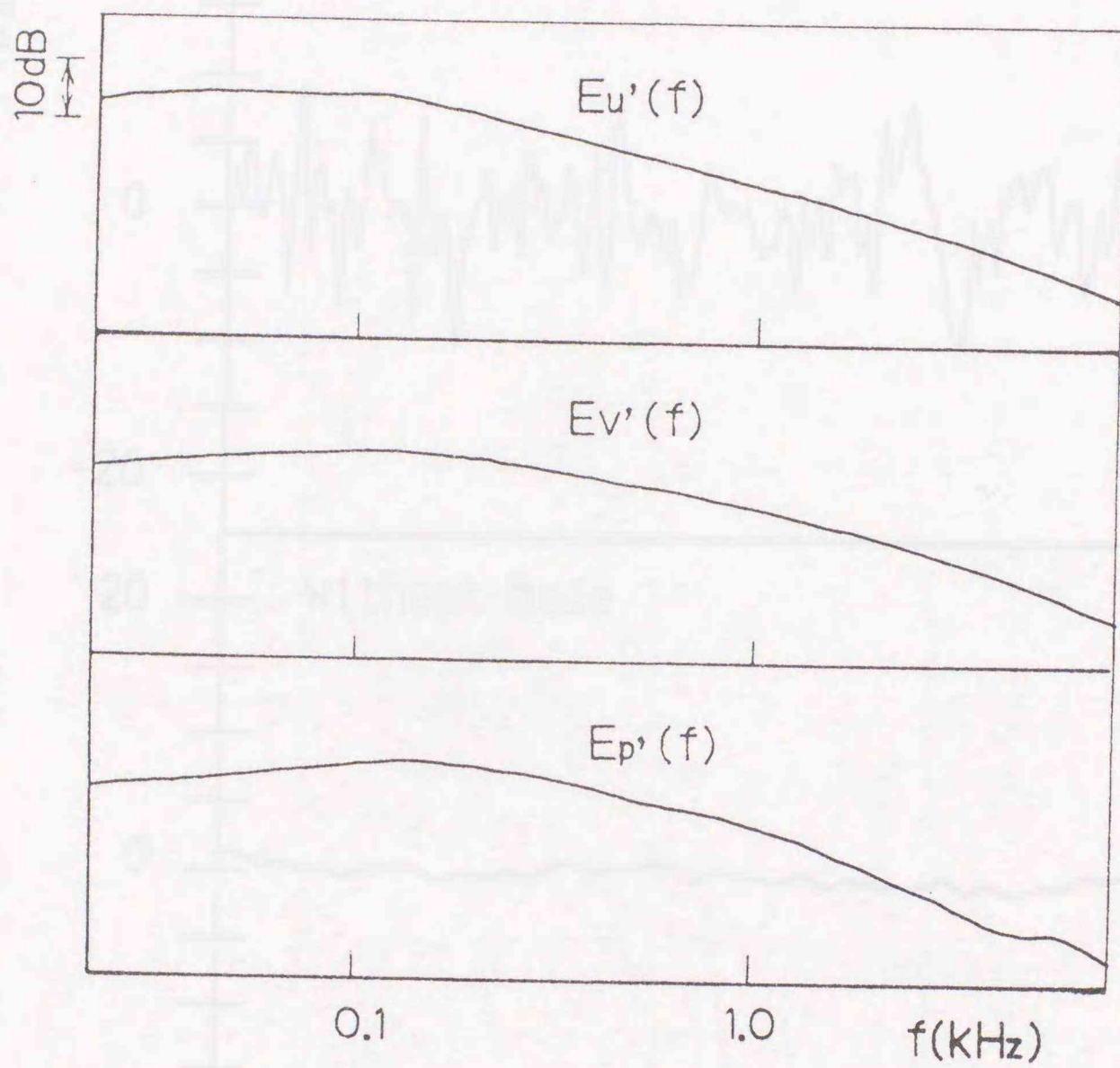


図1-24 スペクトル分布 ($x/d=10$, $r/R=0.85$)

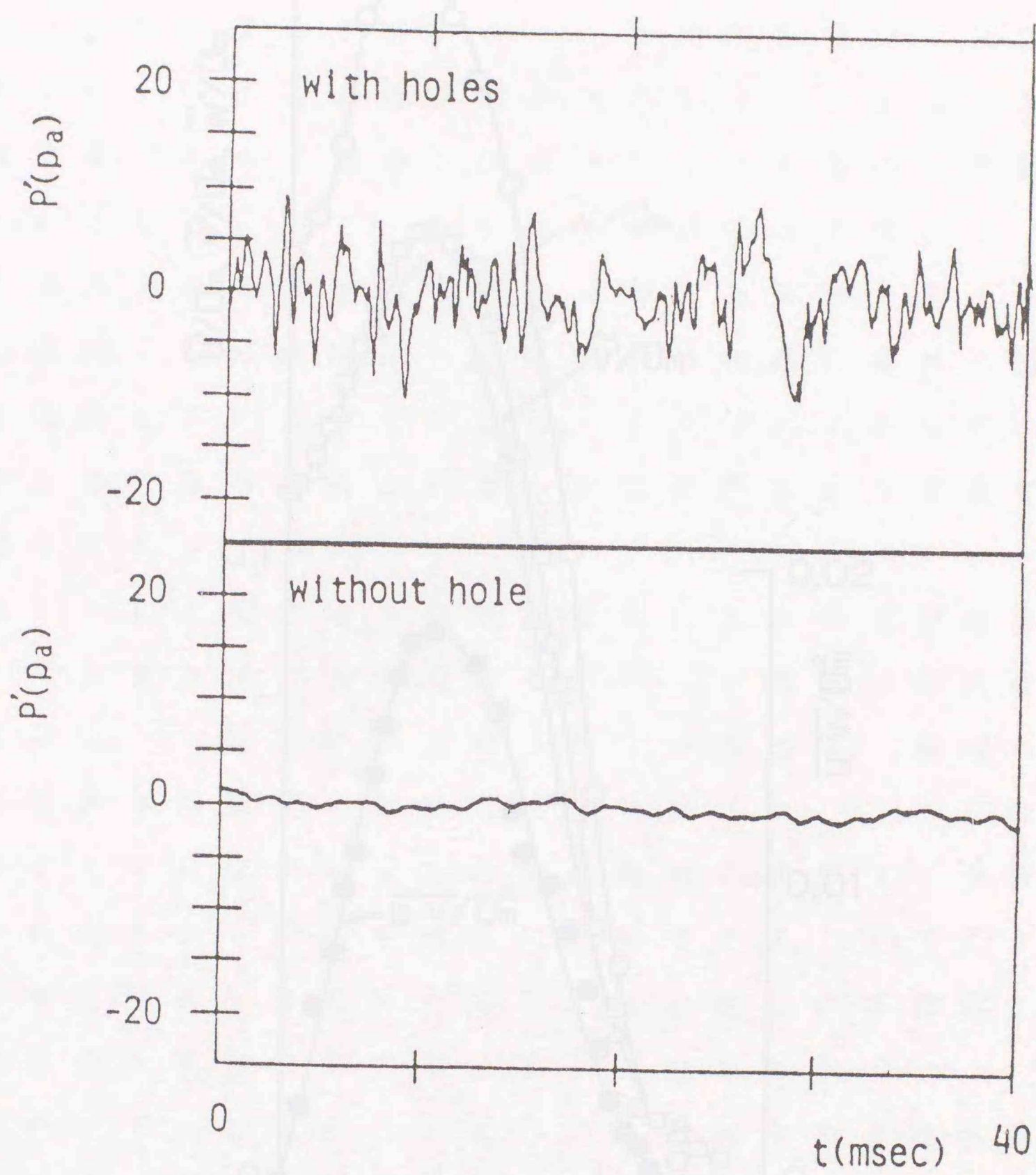


図 1-25 振動ノイズの影響

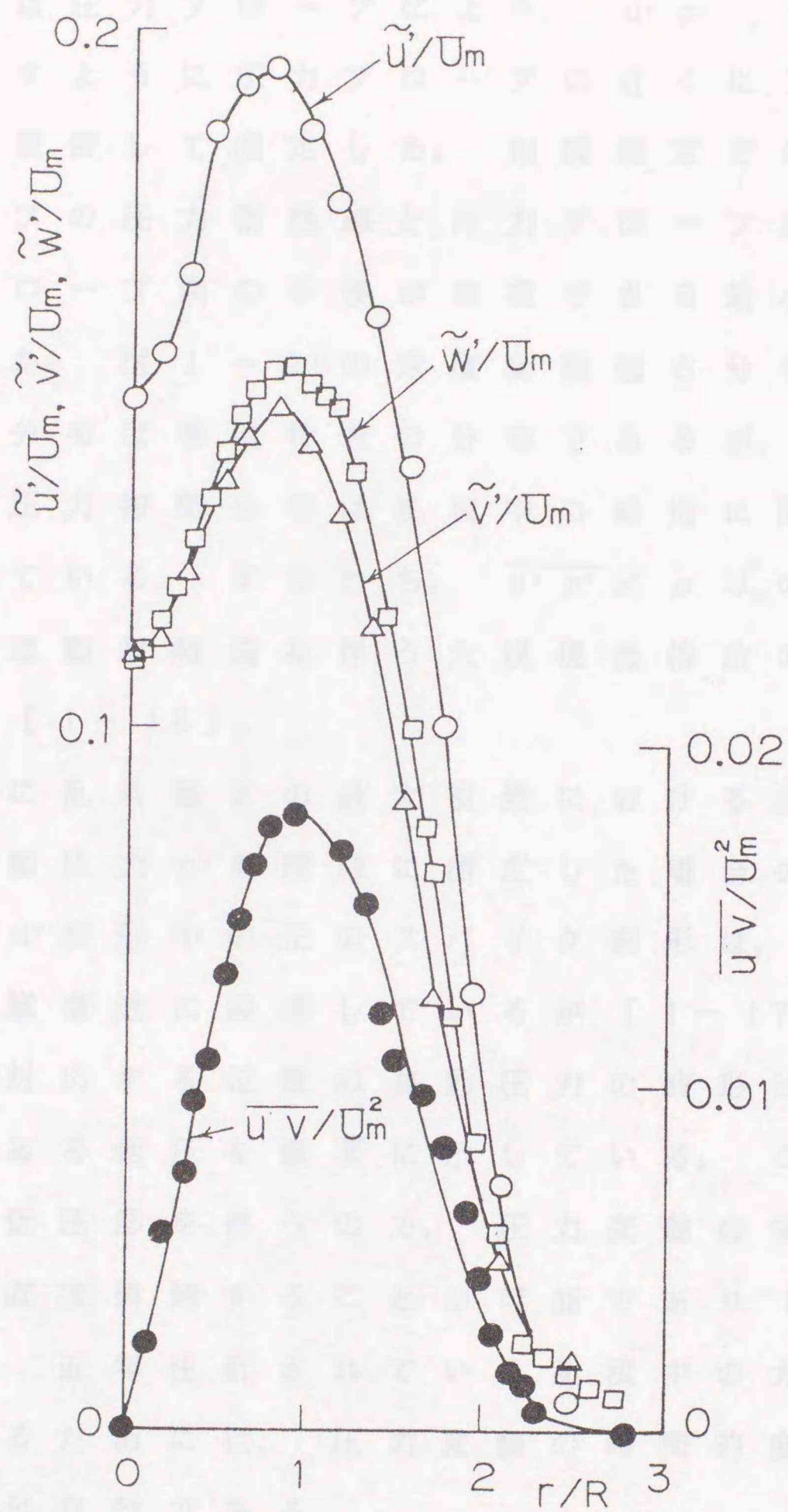


図1-26 速度変動強さ分布，レイノルズ応力分布

ローブ, $\tilde{p}'$ は圧力プローブにより, $\overline{u' p'}$, $\overline{v' p'}$ は図 1-28 に示すように圧力プローブの近くに X 型熱線プローブを設置して測定した。相関測定では, X 型熱線プローブの圧力側熱線と圧力プローブ表面との距離を両プローブ間の干渉が無視できる最小の距離 1.0 mm とした。図 1-26 の速度変動強さ分布とレイノルズ応力分布は噴流特有の分布であるが, 図 1-27 の速度・圧力相関分布は乱流中の構造に関わる情報を提供している。すなわち, $\overline{u' p'}/\rho U_m^3$ の分布は, 半径方向の運動量輸送を伴う大規模渦構造の存在を推測させる [1-16]。

図 1-29 に乱れ強さの最大位置における変動速度 u' , v' と変動圧力 p' を同時に測定した場合の時間波形を示す。 u' 波形中の正のスパイク波形は, 噴流中の大規模組織構造に関連しているが [1-17], このスパイクに対応する位置の変動圧力の波形は, 渦構造の特徴である低圧を顕著に示している。このように渦構造は低圧部を伴うので, 圧力変動の挙動により渦構造を直接検知することが可能であり [1-18], したがって, 近年注目されている乱流中の大規模構造を検知するためには, 圧力変動の時間的变化を検討することが有効である。

そこで, 噴流中の大規模構造に関連した圧力変動の特徴を確認するために u' 波形中の正のスパイクを参照信号とした条件抽出法により u' , v' , p' の位相

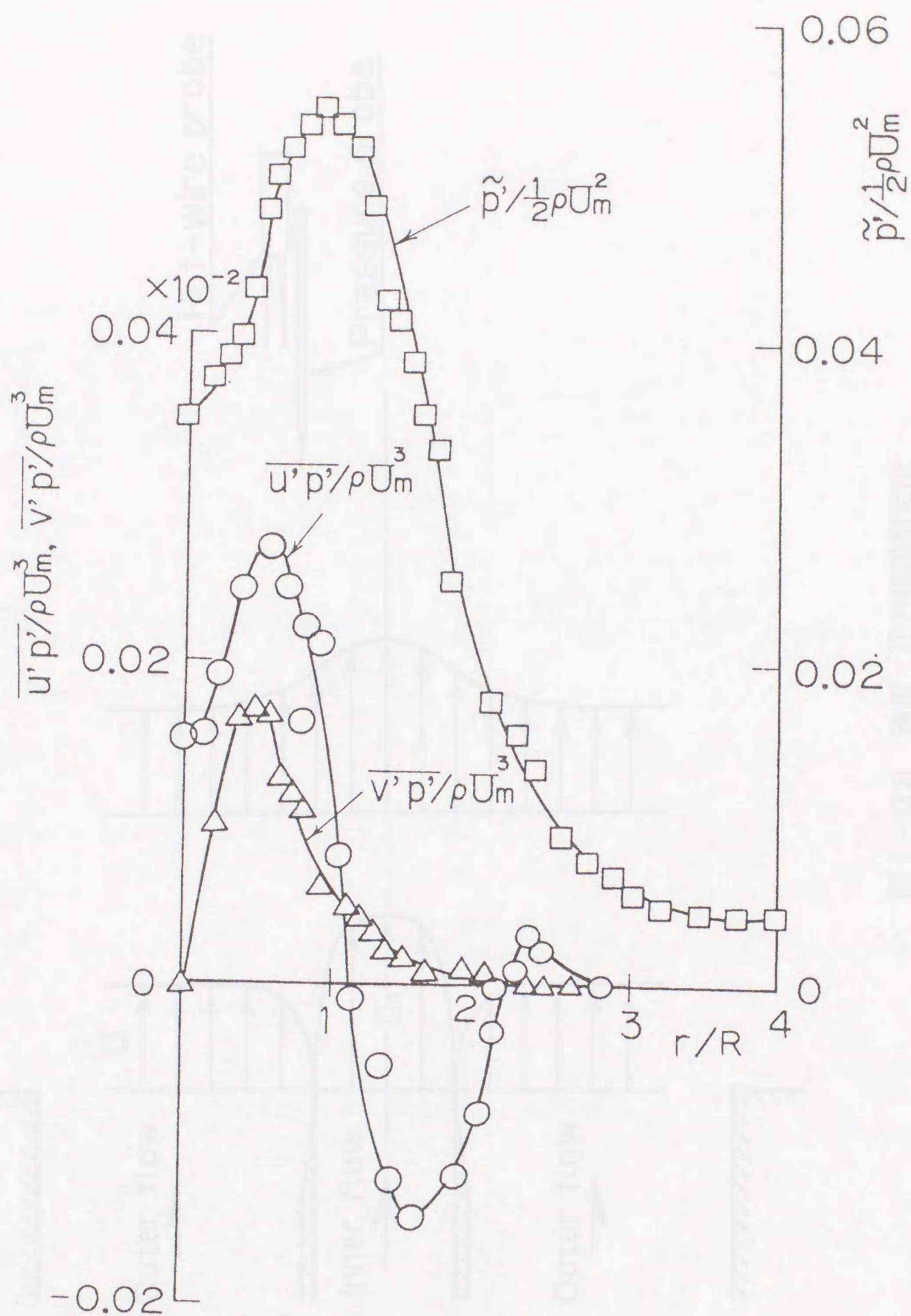


図1-27 圧力変動強さ分布，速度・圧力相関分布

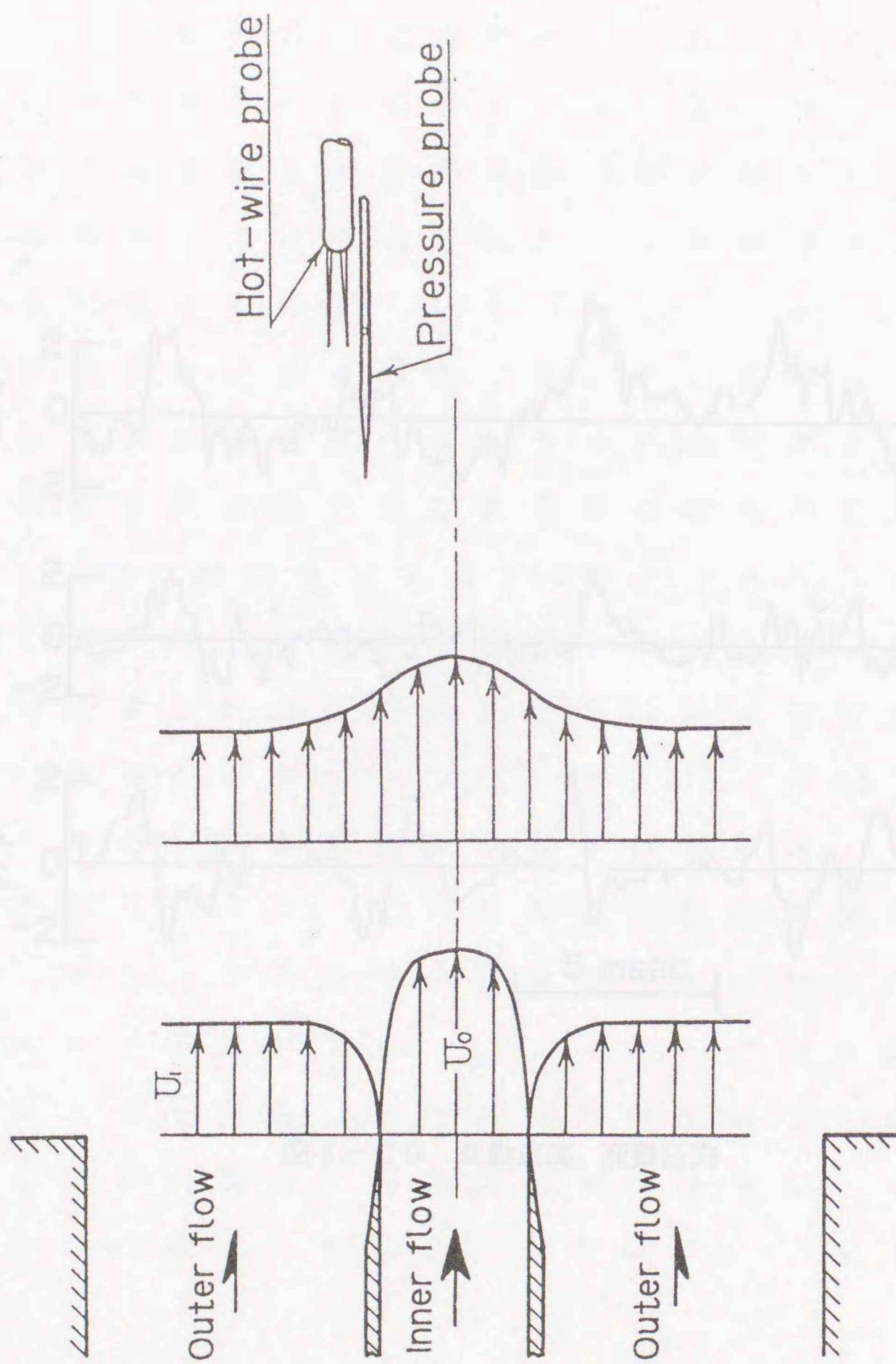


图1-28 速度·压力相关测定法

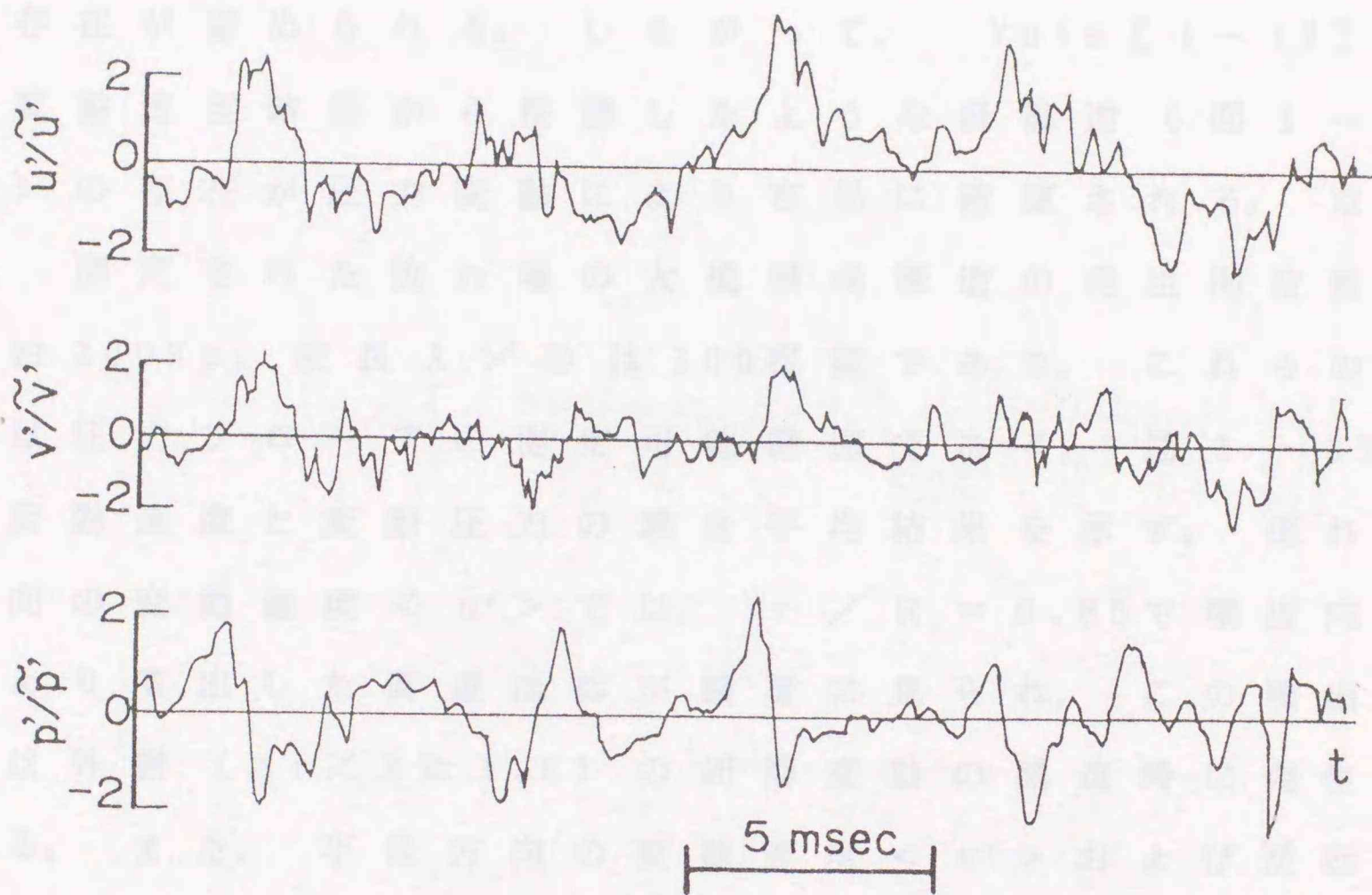


図1-29 変動速度，変動圧力

平均を求めた。 u' の抽出条件は $u' > 2.5 \tilde{u}'$ (図1-30)とし、信号の採取回数は200回とした。位相平均の結果を図1-31に示す。 u' の正のスパイクは噴流内部の高速流体が半径方向外部に噴出していることによるが、その直後に圧力減少部が存在し渦構造の存在が認められる。したがって、Yule [1-17]が変動速度結果から推測したような渦構造 (図1-32)の存在が圧力変動により容易に確認される。なお、測定された流れ場の大規模渦構造の発生周波数は約200Hz、波長 λ / D は100程度であり、これらの値は圧力プローブの測定可能範囲である。図1-33に変動速度と変動圧力の集合平均結果を示す。流れ方向の変動速度 $\langle u' \rangle$ では、 $r / R = 0.85$ で噴流内部より噴出した高速流体が顕著に見られ、この噴出流は外側 ($\Delta r / R \geq 1.6$)の周期変動の減速時に発生する。また、半径方向の変動速度 $\langle v' \rangle$ および変動圧力 $\langle p' \rangle$ においても、 $r / R = 0.85$ での変動は外側の変動と強く関連し、外側において $\langle v' \rangle$ は $\langle u' \rangle$ より位相が90度遅れ回転流の特徴を示し、 $\langle p' \rangle$ においても回転流の存在を示している。

3.2.2 単一噴流中の測定

流れの中に存在する渦構造の抽出に関しては近年活発に研究が行われているが [1-19], [1-20],

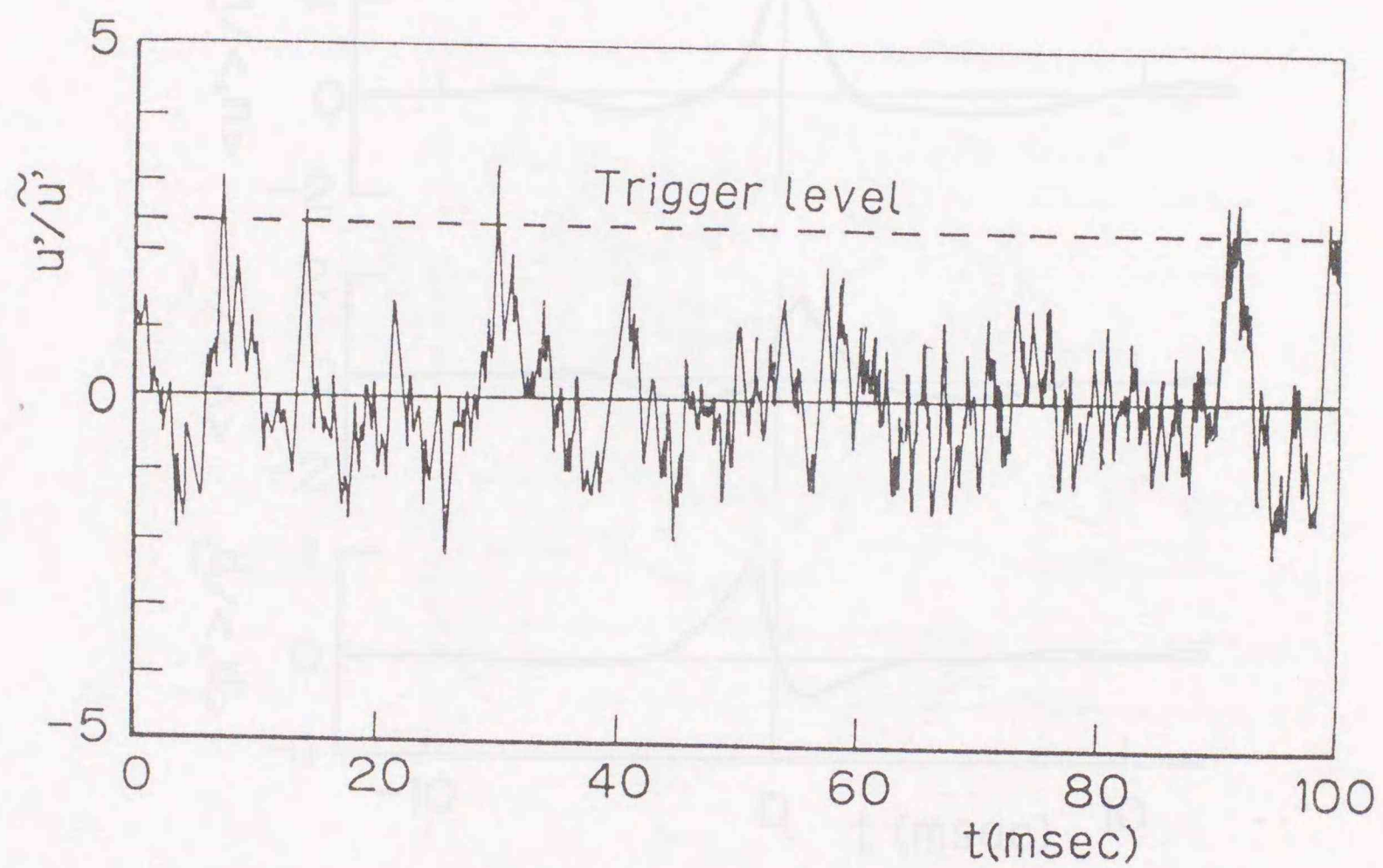


図1-30 位相平均の抽出条件（流れ方向変動速度）

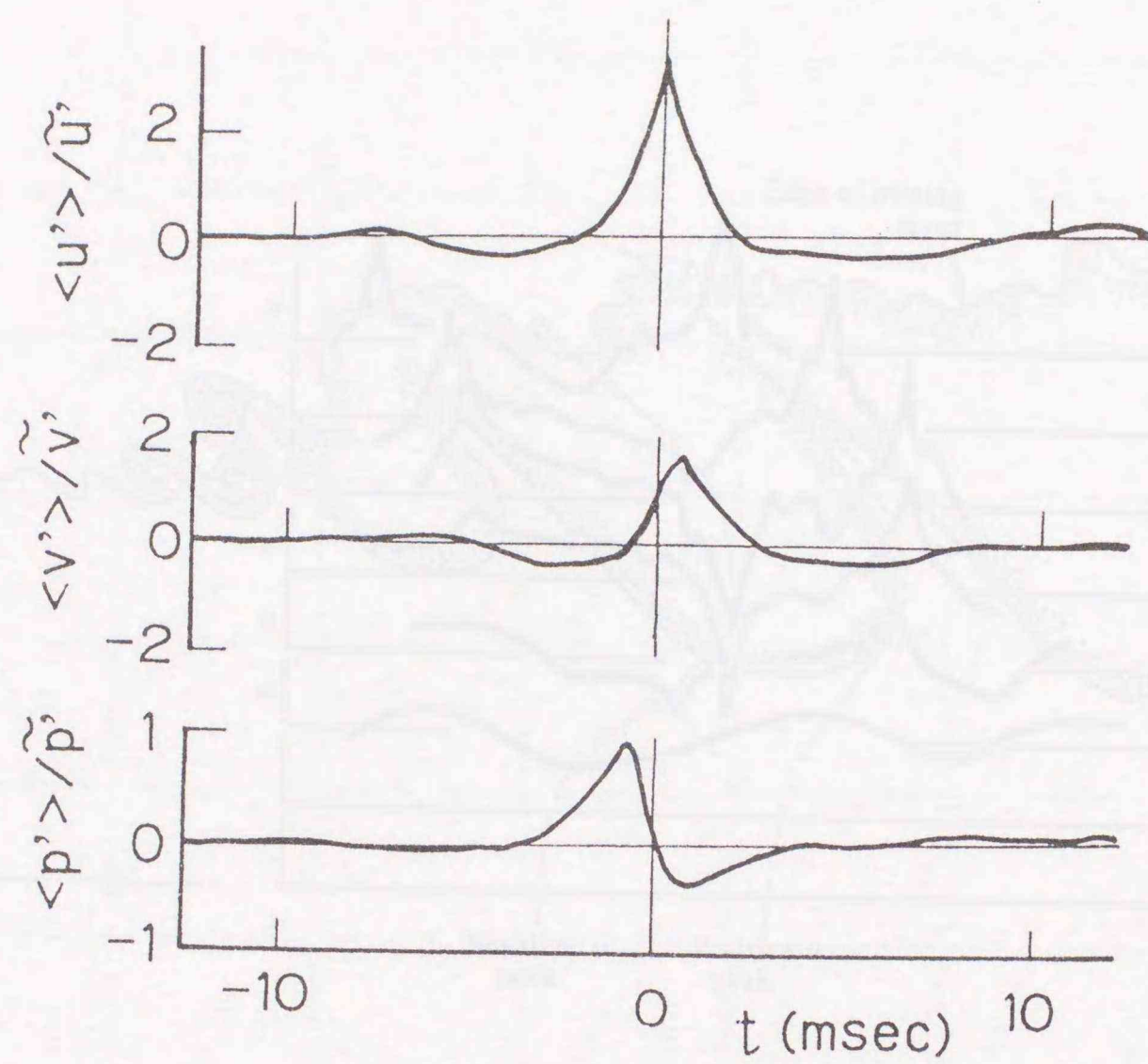


図 1-31 条件抽出による位相平均

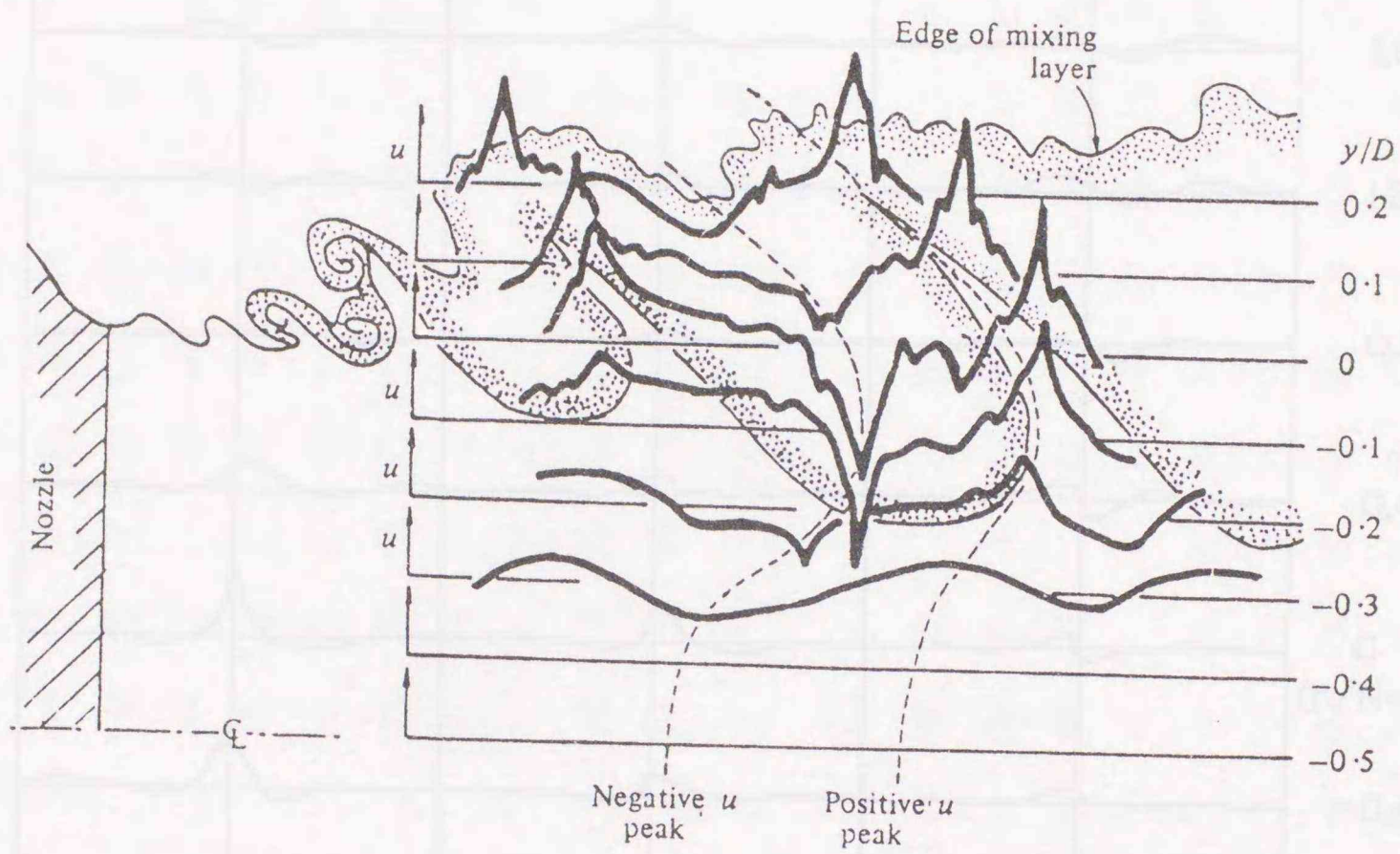


図 1-32 乱流噴流中の渦構造 (Yule [1-16] による)

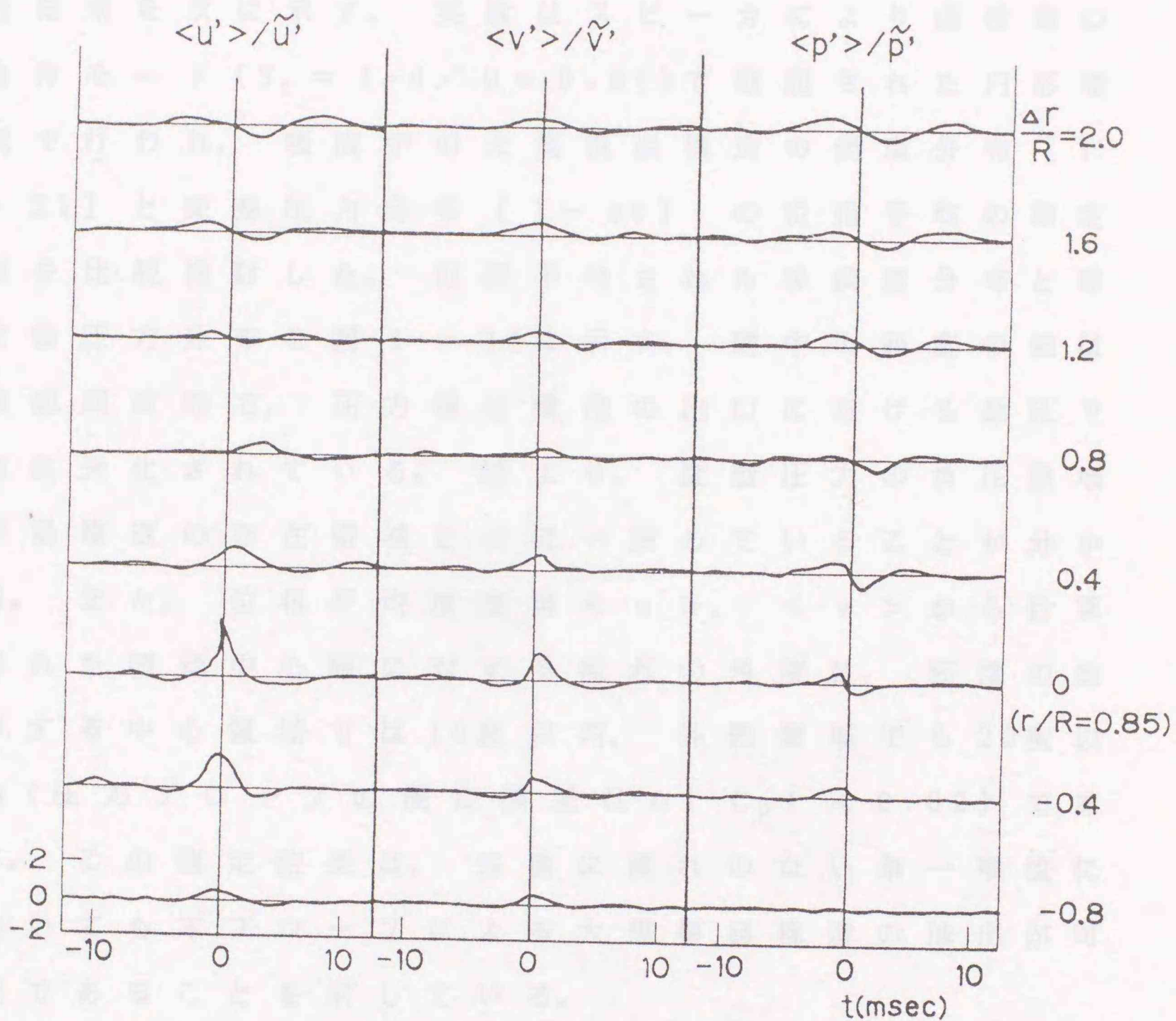
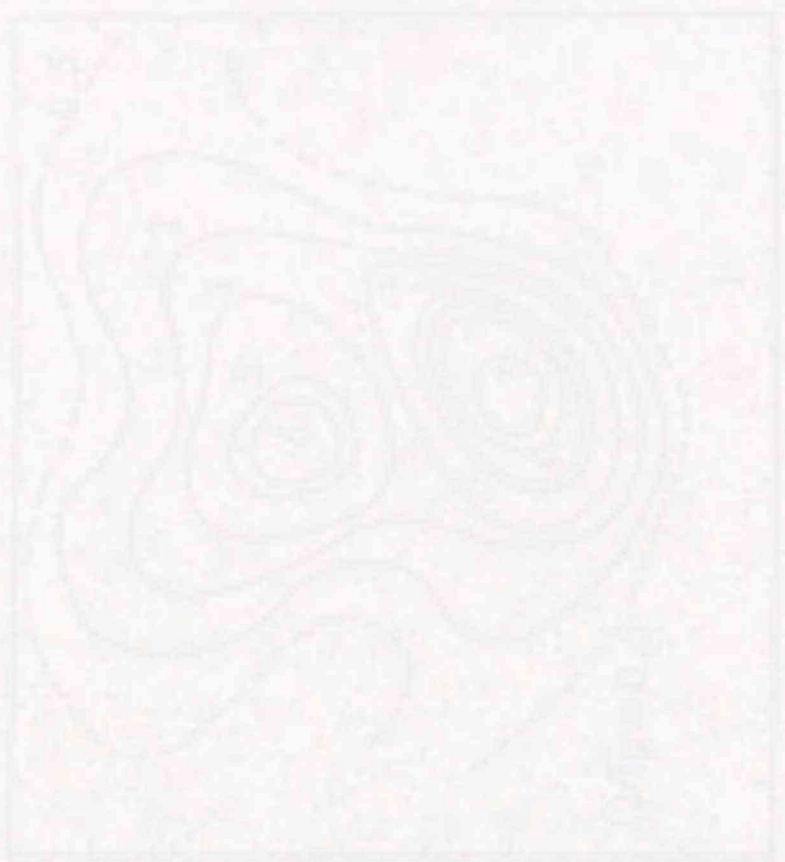


図1-33 集合平均 ($x/d=10$)

その多くは渦度分布の測定を必要としている。そこで、円形噴流中の渦度場と圧力場の対応関係を調べた結果を次に示す。実験はスピーカにより渦構造の合体モード ($S_f = f \cdot d / U = 0.85$) で励起された円形噴流で行われ、噴流中の大規模渦構造の渦度分布 [1-21] と変動圧力分布 [1-20] の位相平均の測定値を比較検討した。位相平均された等渦度分布と等変動圧力分布を図 1-34 に示す。図中の渦度の値は励起周波数で、圧力値は噴流の出口における動圧で無次元化されている。図より、変動圧力の負圧領域が渦構造の存在領域とほぼ一致していることが分かる。また、位相平均速度場 $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ から計算された噴流中心軸に対する流れの角度は、渦度の集中する中心領域では 10 度以内、外側領域でも 20 度以内 (圧力プローブの測定誤差は $\Delta |C_p| < 0.02$) である。この測定結果は、外側に流れのない単一噴流においても本プローブによる大規模渦構造の抽出が可能であることを示している。

良く知られているように、渦度を測定するためには多線プローブを用い、さらに差分計算処理が必要となる。したがって、信頼度には問題点が多く、さらに、三次元渦構造を伴う乱流場で渦度を測定することは極めて困難となる。これに対し、圧力は渦構造と直接関連したスカラー量であるために三次元渦構造の抽出にも非常に有効である。今後、種々の流

れ場で本プローブを適用することにより，乱流現象の解明に詳細で有力な情報が得られることが期待される。



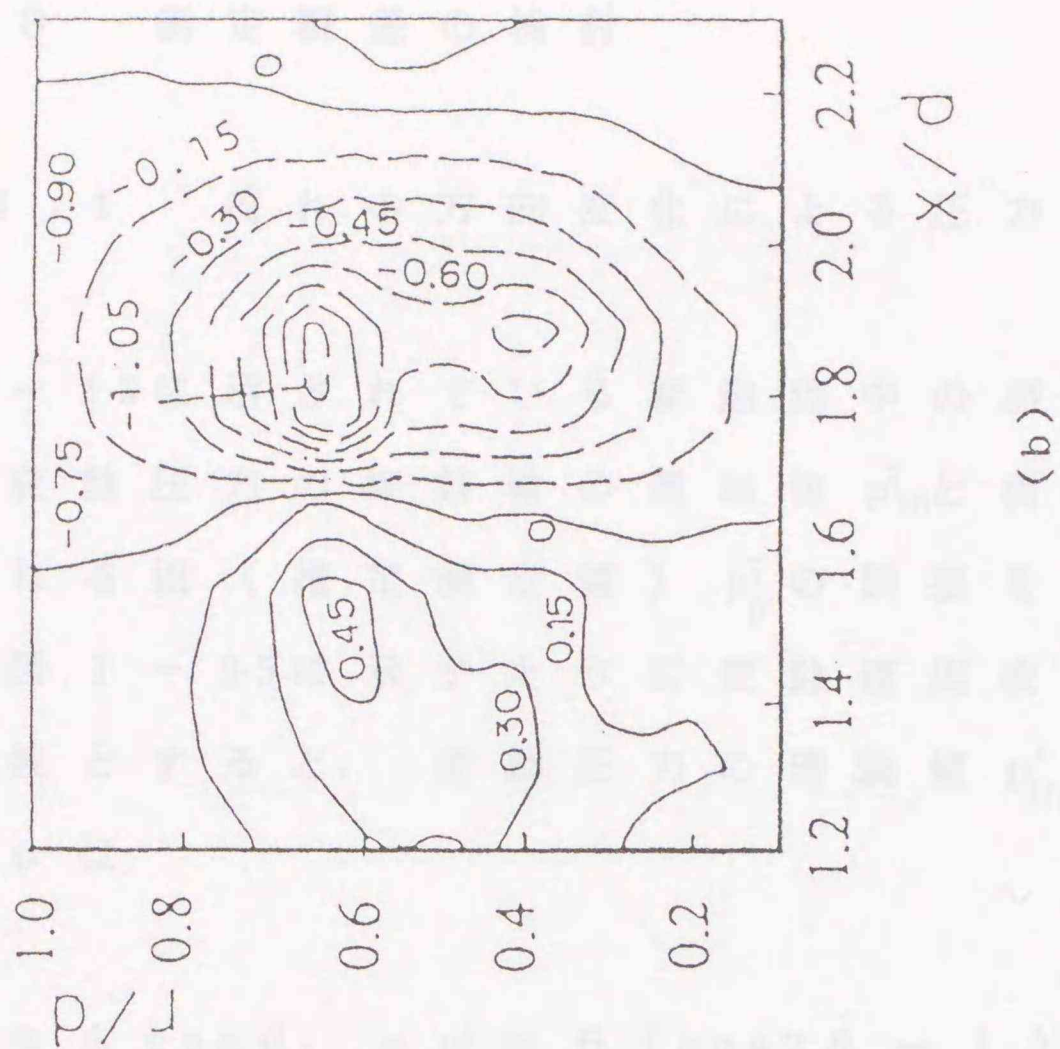
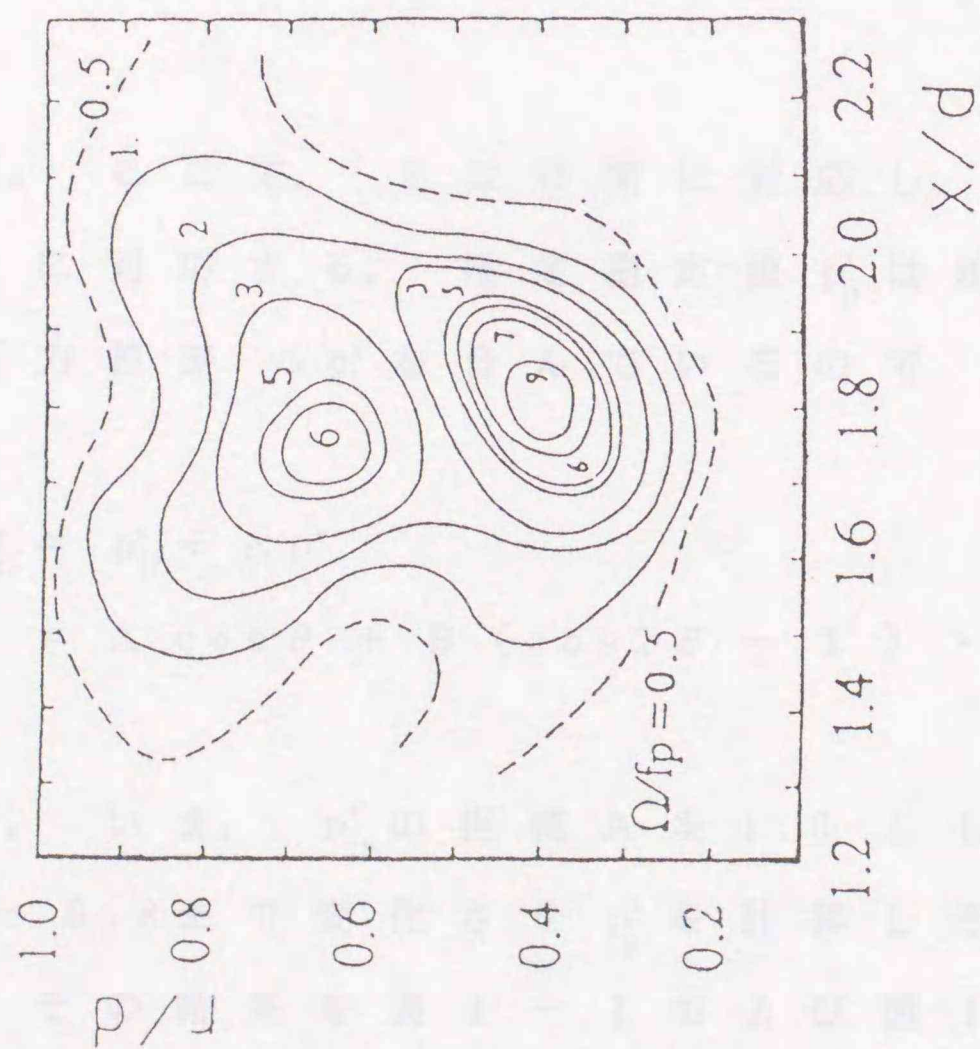


図1-34 等渦度線図と等圧力線図の対比; (a) Hussainら [1-21] による結果, (b) Toyodaら [1-20] による結果

3. 3 測定誤差の検討

3. 3. 1 流れの方向変化による圧力測定の誤差

図 1 - 15 に示されている変動流中の測定結果に基づき、変動圧力の実効値の理論値 $\tilde{p}'_{th}$ と測定されると推定される値（推定測定値） $\tilde{p}'_p$ の誤差を検討する。いま、図 1 - 35 に示すように変動速度波形を単純化し正弦波とすると、変動圧力の理論値 p'_{th} および圧力誤差 $\Delta p'$ は

$$p'_{th} = A \cos \theta, \quad \Delta p' = B (\cos 2\theta - 1) \quad \dots\dots\dots (1-5)$$

となる。ここで、 θ は時間に対応し、 B は流れ方向角度 α に対応する。推定測定値 p'_p は流れ方向変化による圧力誤差 $\Delta p'$ を含んでいるので

$$\begin{aligned} p'_p &= p'_{th} + \Delta p' \\ &= A \cos \theta + B (\cos 2\theta - 1) \quad \dots\dots\dots (1-6) \end{aligned}$$

となる。いま、 p'_{th} の振幅 A を 1.0 とし $\Delta p'$ の振幅 B を 0.1 ~ 0.8 まで変化させ p'_p を計算しその実効値を求めた。その結果を表 1 - 1 および図 1 - 36 に示す。

図 1 - 36 の縦軸は推定測定値の理論値に対する誤差

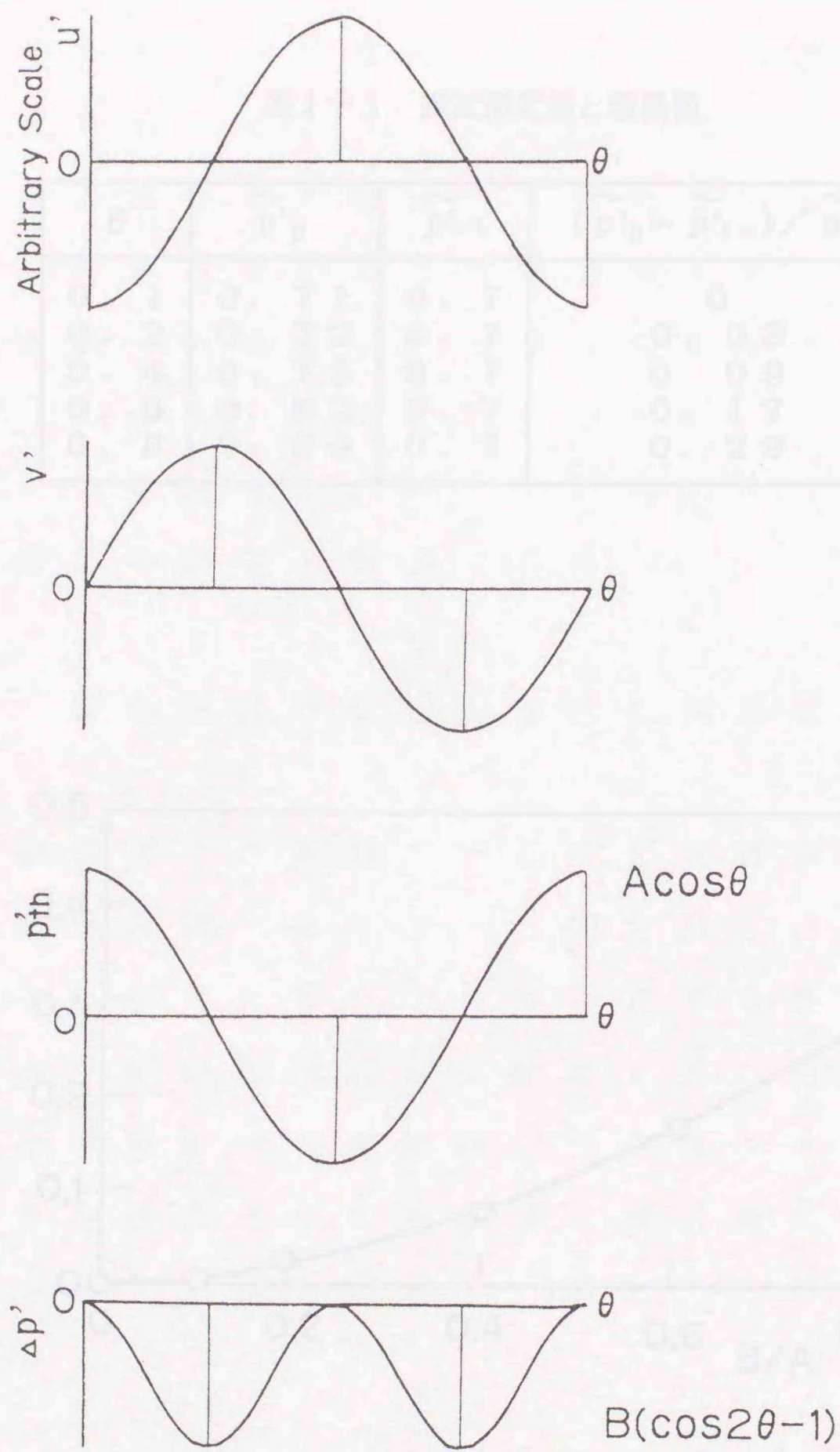


図1-35 単純化された変動速度波形および
変動圧力波形

表 1-1 推定測定値と理論値

B	$\tilde{p}'_p$	$\tilde{p}'_{th}$	$(\tilde{p}'_p - \tilde{p}'_{th}) / \tilde{p}'_{th}$
0.1	0.71	0.7	0
0.2	0.72	0.7	0.03
0.4	0.76	0.7	0.09
0.6	0.82	0.7	0.17
0.8	0.90	0.7	0.29

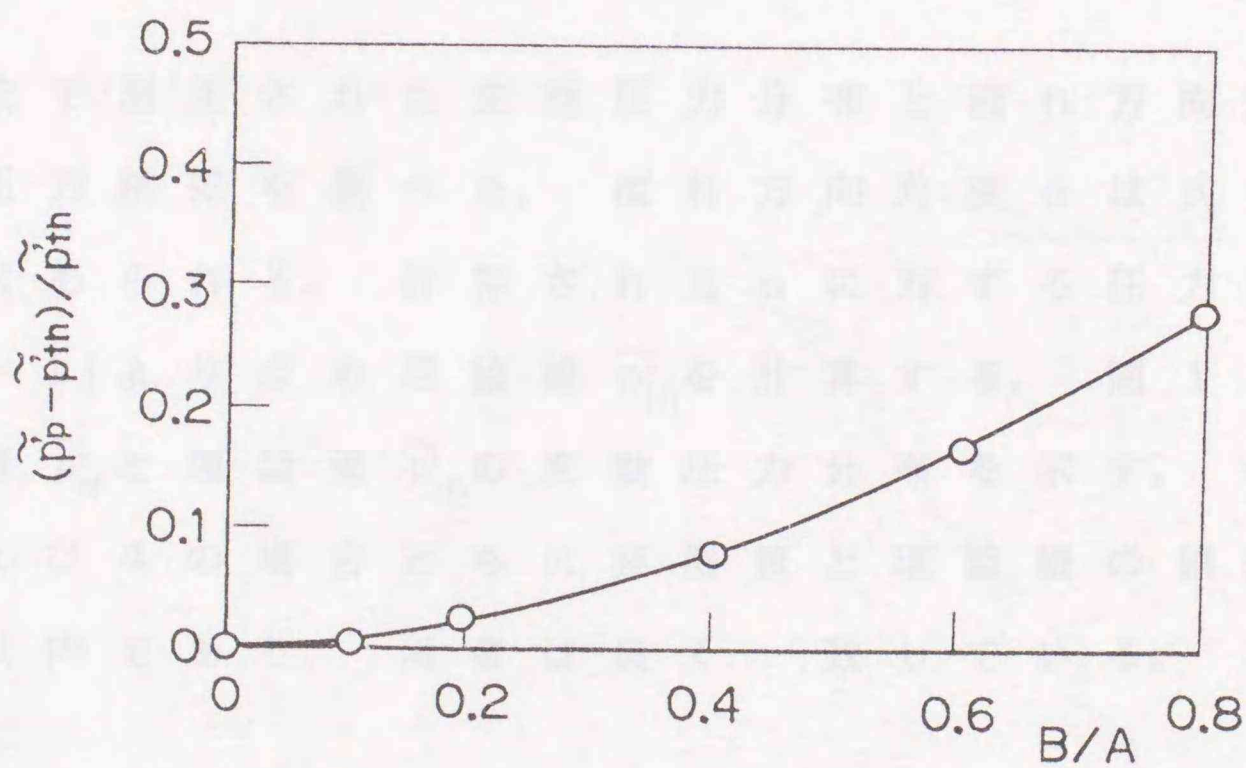


図 1-36 推定測定値と理論値との誤差

の割合である。図より B の増大とともに誤差は大きくなる。すなわち、 α の増大に伴って誤差が大きくなることを示している。ここで、式(1-1)より管噴流の場合における実測値から α を求める。さらに、図1-11の静圧管の方向特性曲線よりこの α に対する圧力誤差 $\Delta p'$ を求め、 $\Delta p'$ が最大となる場合における式(1-6)の A 、 B を計算すると B/A の値は約0.04となる。したがって、図1-36の結果より変動圧力の理論値との誤差は微小である。

3.3.2 変動圧力分布の理論値と実測値の比較

管噴流で測定された変動圧力分布と流れ方向変化による圧力誤差を調べた。流れ方向角度 α は式(1-1)より求められる。計算された α に対する圧力誤差を図1-11より求め理論値 $\tilde{p}_{th}$ を計算する。図1-37に実測値 $\tilde{p}_m$ と理論値 $\tilde{p}_{th}$ の変動圧力分布を示す。 $x/d = 2$ および4の場合ともに実測値と理論値の誤差は約5%以内であり、両者は良く一致している。

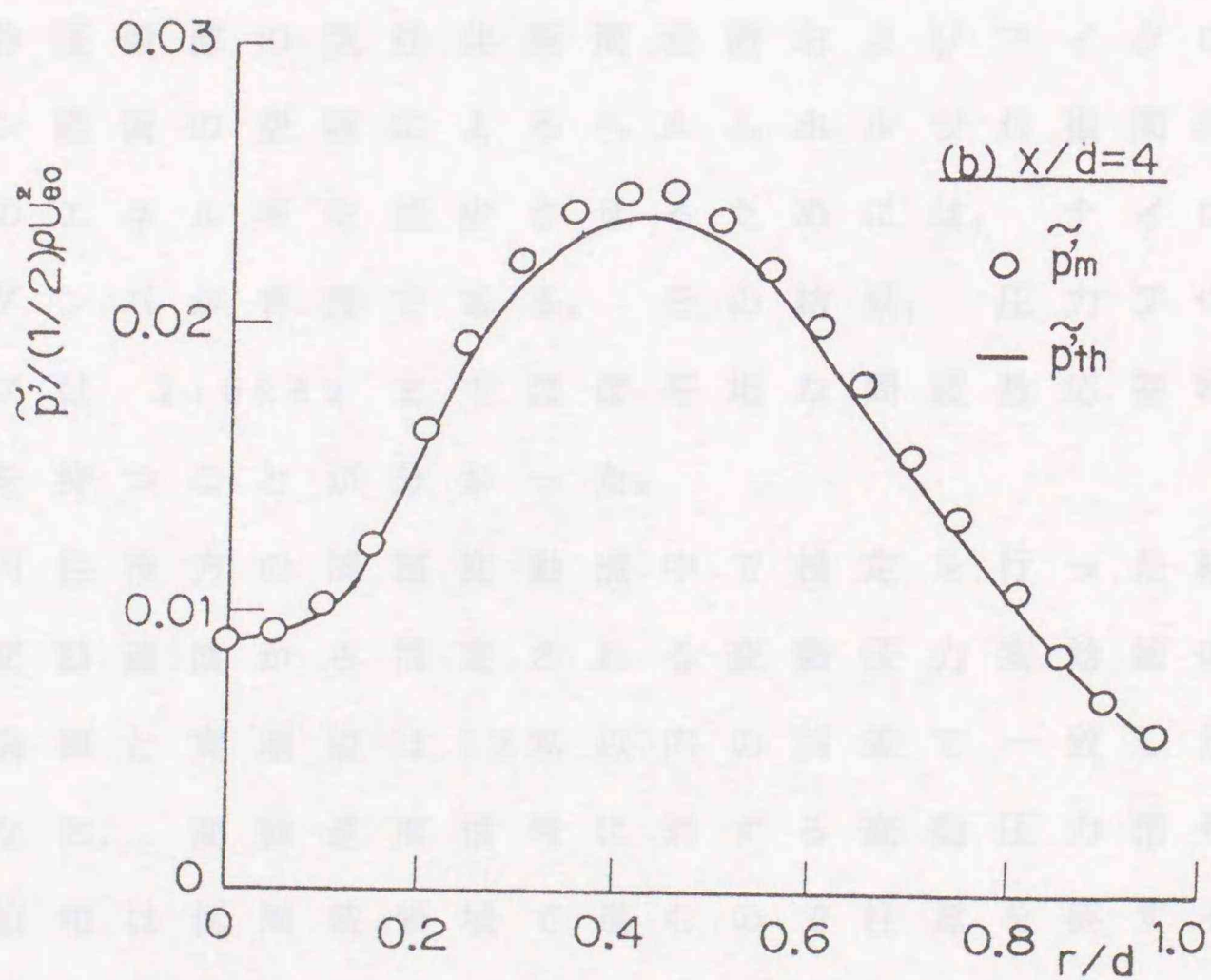
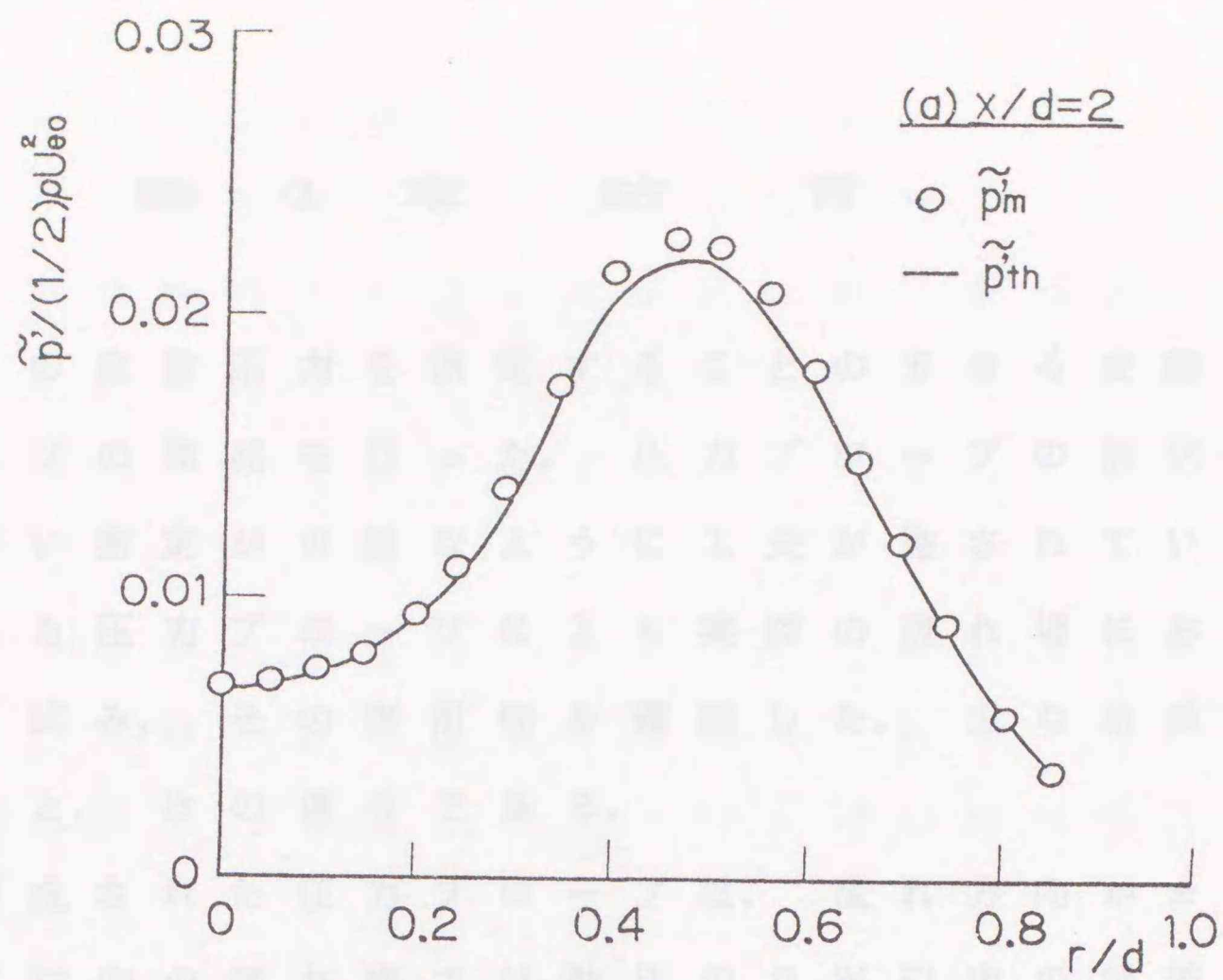


図1-37 実測値と理論値の変動圧力分布の比較

第 4 章 結 言

乱流中の変動圧力を測定することのできる変動圧力プローブの開発を行った。圧力プローブの形状は、精度の高い測定が可能ないように工夫が施されている。開発された圧力プローブにより実際の流れ場における測定を試み、その実用性を確認した。主な結果を要約すると、次の通りである。

(1) 開発された圧力プローブは、流れ方向が ± 20 度以内の流れ場では動圧の2%以内の誤差で静圧を測定することが可能である。

(2) 静圧管部の気柱共振周波数およびマイクロホン前面の空隙によるヘルムホルツ共振周波数のエネルギーを減少させるためには、ナイロンドンバが有効である。その結果、圧力プローブは2.0kHzまでほぼ平坦な周波数応答特性を持つことが分かった。

(3) 円柱後方の周期変動流中で検定を行った結果、変動速度から推定される変動圧力実効値の理論値と実測値は18%以内の誤差で一致した。なお、変動速度信号に対する変動圧力信号の位相は低周波領域で進むので注意を要する。

(4) 複合噴流中の変動速度と変動圧力を測定し比較した結果、圧力プローブは乱流中の変動圧

力 の 特 性 を 的 確 に 捕 ら え て い る。

(5) 単 一 噴 流 中 の 位 相 平 均 圧 力 場 を 測 定 し、 位 相 平 均 渦 度 場 と 比 較 し た 結 果、 負 圧 領 域 が 渦 構 造 の 存 在 領 域 と 一 致 し た。 し た が っ て、 位 相 平 均 圧 力 測 定 は 渦 構 造 の 抽 出 に 極 め て 有 効 で あ る。

(6) 圧 力 誤 差 の 理 論 的 計 算 を 行 い、 変 動 圧 力 の 理 論 値 と 実 測 値 を 比 較 し た 結 果、 両 者 の 圧 力 誤 差 は 約 5 % 以 内 で あ り、 理 論 値 と 実 測 値 は よ く 一 致 し て い る。

参 考 文 献

- [1 - 1] Rotta, J. C. (大 路 通 雄 訳) , 「 乱 流 」 ,
(1975) , 41 , 岩 波 書 店 .
- [1 - 2] Gyr, A. , “ Structure of turbulence and
drag reduction ” , IUTAM Symp. in Zurich
(1989) , 50 , Springer-Verlag .
- [1 - 3] 宮 内 ・ 苗 木 , 「 空 間 的 に 発 達 す る 乱 流 混 合
層 の Large Eddy Simulation 」 , 日 本 機 械 学
会 論 文 集 (B 編) , 57 卷 535 号 (平 3 - 3) , 930 -
934
- [1 - 4] Kobashi, Y. , “ Measurements of pressure
fluctuation in the wake of cylinder ” ,
J. Phys. Soc. Japan, 12-5 (1957) , 533 -
543 .
- [1 - 5] Strasberg, M. , “ Measurements of the
fluctuating static and total-head
pressure in a turbulent wake ” , AGARD
Report, 464 (1963) .
- [1 - 6] Fuchs, H. V. , “ Measurement of pressure
fluctuations within subsonic turbulent
jets ” , J. Sound Vib. , 22-3 (1972) , 361 -
378 .
- [1 - 7] Lau, J. C. , Fisher, M. J. and Fuchs, H. V. ,

- "The intrinsic structure of turbulent jets", J. Sound Vib., 22-4(1972), 379-406.
- [1-8] Siddon, T.E., "On the response of pressure measuring instrumentation in unsteady flow", Univ. Tront Inst. Aerosp-Rep., No.136(1969).
- [1-9] Arndt, R.E.A. and Nilsen, A.W., "On the measurmet of fluctuating pressure in the mixing zone of a round jet", ASME paper, #71-EF-31(1971), 1-12.
- [1-10] George, W.K. Beuther, P.D. and Arndt, R.E.A., "Pressure spectra in turbulent free shear flows", J. Fluid Mech., 148(1984), 155-191.
- [1-11] 日本機械学会編, 「技術資料 流体計測法」, (1985), 39.
- [1-12] 日本機械学会編, 「技術資料 流体計測法」, (1985), 38.
- [1-13] 川村雅恭著, 「電気音響工学概論」, (1979), 193, 昭晃堂.
- [1-14] Maekawa, T., Kawamura, M., Kobashi, Y. and Kono, N., "Pressure fluctuation measuring apparatus with condenser microphone", Proc. 15th J. NCTAM

(1965), 159-163.

- [1 - 15] Klebanoff, P.S., "Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient", NACA TN., 3178(1954), 1135-1153.
- [1 - 16] 豊田・白浜・小橋, 「複合噴流における大規模構造」, 第16回乱流シンポジウム講演論文集(1984), 22-25.
- [1 - 17] Yule, A.J., "Large-scale structure in the mixing layer of a round jet", J. Fluid Mech., 89(1978), 413-432.
- [1 - 18] Bradshaw, P., "A note on Poisson's equation for pressure in a turbulent flow", Phys. Fluids, 24(1981), 777.
- [1 - 19] Hussain, A.K.M.F., "Coherent structures and turbulence", J. Fluid Mech., 173(1986), 303-356.
- [1 - 20] Toyoda, K and Hussain, F., "Eduction of vortical structures in a circular jet by pressure measurements", Proc. 5th Asian Congr. Fluid Mech., (1992), 587-590.
- [1 - 21] Hussain, A.K.M.F. and Zaman, K.B.M.Q., "Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 2,

Coherent structure dynamics",

J. Fluid Mech., 101-3(1980), 493-544.

第 II 編 円 管 噴 流 お よ び

非円形噴流の特性

第 1 章 結 言

噴流中に存在する大規模組織構造については、二次元噴流、軸対称噴流など多くの研究が行われている。

円形噴流の大規模組織構造に関する研究については数多く行われているので、数例について紹介する。Mollo-Christensen [2-1] は、噴流騒音が組織構造に密接に関連して発生していることを指摘している。Crawら [2-2] は、噴流出口における変動速度によるエネルギースペクトルから得られた周波数により流れをスピーカによって励起し、噴流の平均特性を調べるとともに大規模組織構造の可視化を行っている。Lauら [2-3] は大規模組織構造の本質的な構造として渦モデルに着目し、変動速度と変動圧力の相関を求めることにより検討している。Fuchs [2-4] は変動圧力による空間相関を測定し、大規模組織構造のモデルを提案している。Hussainら [2-5] は大規模組織構造が渦度分布により明確にされることを示している。これらの研究は、いずれもポテンシャルコアのある噴流（これを便宜上、ノズル噴流と呼ぶ）であり、周囲の流体との運動量交換が噴流中心まで達していない領域を持つ噴流である。したがって、噴流境界に発達する混合層の遷

移現象を扱っていることになる。

工学的応用面を考えると、長い管から噴出するような、噴出口で十分に発達した管内乱流が噴流となる、いわゆる管噴流が最も一般的であり、また最も重要であると考えられる。しかし、管噴流に関する研究はほんの数例があるだけである。Boguslawskiら〔2-6〕は噴流出口近傍の流れについて平均速度と乱れ強さの特性を調べているが、大規模組織構造については触れていない。管噴流の大規模組織構造については、Hayakawaら〔2-7〕が噴流出口近傍における変動速度のスペクトル解析を行い、管直径の1倍より下流の領域に準周期的な速度変動を観察し、大規模組織構造の存在を示唆している。また、その結果はノズル噴流の場合とは異なっており、ポテンシャルコアの有無によって噴流の発達や組織構造にどのような差異が現れるかを明確にする必要性も指摘している。竹沢ら〔2-8〕は十分な長さの助走部を経て発達した乱流円管噴流の近傍場の特性を調べ、乱れ強さ、レイノルズ応力、エントレンメント量等がノズル噴流の場合と異なることを明らかにしている。しかし、いずれの場合も大規模組織構造には触れていない。したがって、管噴流の大規模組織構造の挙動については不明なところが多く、これを明確にする必要がある。大規模組織構造の挙動は、噴流出口における噴流混合層の不安定性に依存している

と考えられ、とくに、管噴流の場合には、この不安定性は管の共鳴により発生する周波数に大きく影響を受けるものと思われる。

噴流の拡散および混合作用の工学的応用面に着目すると、円形噴流の他に非円形噴流がある[2-9]。楕円噴流の場合、噴流中に形成される楕円渦構造の非一様曲率の影響による三次元変形[2-10]が噴流内外部の流体の混合を促進することが明らかにされている[2-11]、[2-12]。正方形、正三角形、長方形については、渦構造を可視化により明らかにし、混合促進効果と渦構造の関連性を定性的に検討している[2-13]。豊田ら[2-14]は非円形噴流の混合促進効果は、噴流中に生成される非円形渦構造の変形・干渉挙動によることを調べている。このように、非円形噴流中の渦構造変形および干渉特性を明らかにすることは、工学上非常に重要である。

本編では、第2章で円管噴流について、噴流出口近傍の流れ場に着目し、噴流中の大規模組織構造の挙動を明らかにしている。また、噴流を励起することにより、管の共鳴による噴流の増幅特性を明らかにし、大規模組織構造の特性を調べている。第3章では非円形噴流について、長方形噴流の渦構造の挙動を調べている。第4章は結言であり、前章までの結果がまとめられている。

第 2 章 円 管 噴 流 の 特 性

2 . 1 平 均 速 度 特 性

図 2 - 1 に実験に使用した風洞を示す。風洞は図 1 - 19 に示した風洞と同じである。本実験では内部噴流用に製作された単一噴流部分を使用した。この単一噴流部分は空気清浄部、送風機、消音器、整流部、噴流管および消音器のすぐ下流に設置されている噴流励起部（スピーカが内蔵されている）で構成されている。送風機は 0.9 kW (480 mm Aq) の遠心送風機である。消音器の内部は流れが蛇行するように、仕切り板が交互に取り付けられており、さらに、消音効果を大きくするために、ウレタンフォームが内貼りされている。整流部は拡大部、整流部、縮流部より構成されており、整流部内には 4 枚の金網が取り付けられている。縮流部の縮流比は $1/4.6$ であり、噴流出口中心における平均速度に対する乱れ強さは 0.4% である。噴流管は長さ 1242 mm (管内径の 27 倍)、肉厚 2.0 mm、内径 $d = 46 \text{ mm}$ である。噴流管の後縁部は傾斜角 5 度でテーパ状に削られており、噴流管後端の肉厚は 0.1 mm である (図 1 - 15)。この噴流管は 4 本のピアノ線で吊られており、均等な張力により水平に保持されている。

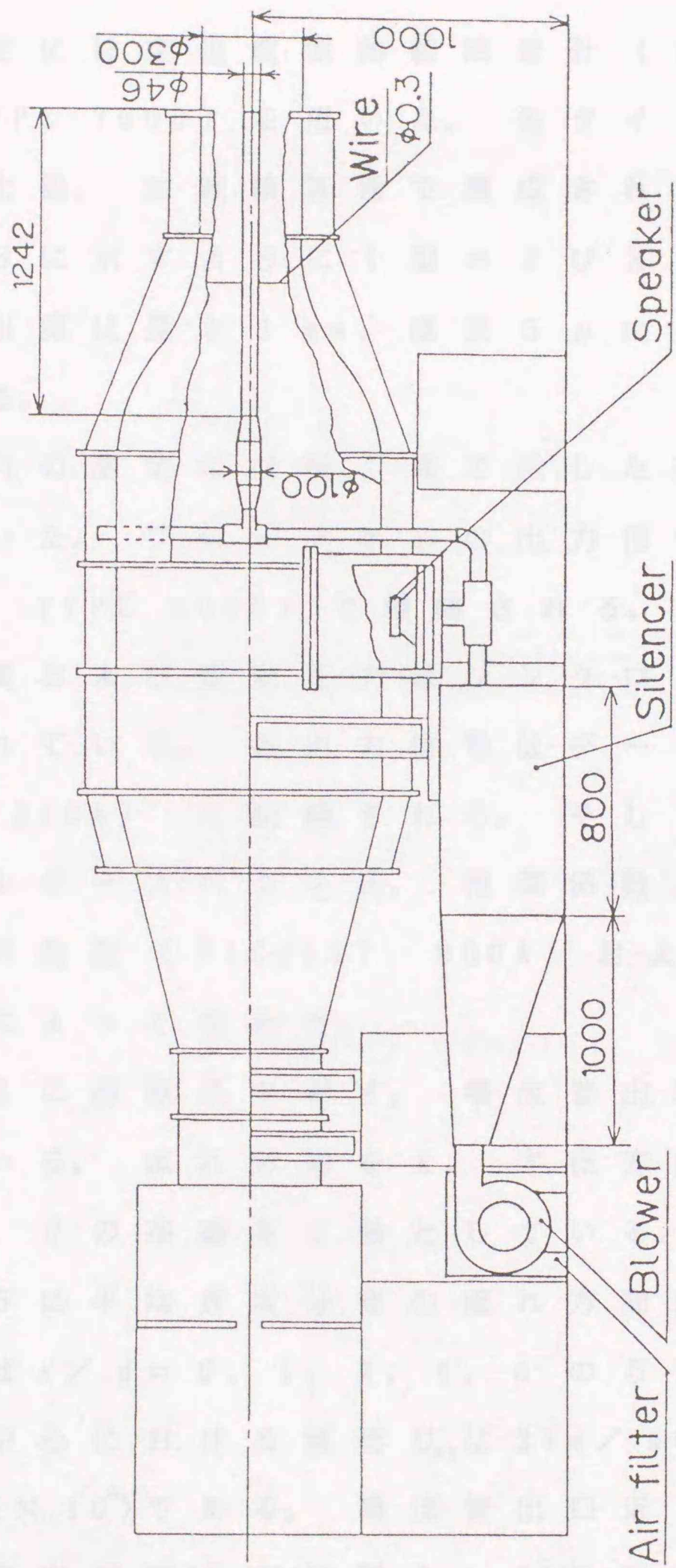


图 2-1 风 洞

図 2 - 2 に計測システムを示す。平均速度と変動速度の測定には定温度型熱線流速計 (KANOMAX, TYPE 21 and TYPE 7000) を用いた。各タイプともに流速計, 直線化器, 加減演算器で構成されている。熱線は図 2 - 3 に示すように I 型および X 型熱線プローブで, 検出部は長さ 1 mm, 直径 5 μ m のタングステン線である。

変動圧力の測定には第 I 編で示した変動圧力プローブを用いた。プローブからの出力信号は増幅器 (アコー社, TYPE 3060) で増幅される。

変動速度および変動圧力はシンクロスコープでモニターされている。各出力信号はデータレコーダ (TEAC, R-210A) に記録される。そして, 後に再生されエネルギースペクトル, 相関係数などの統計量を波形解析装置 (NICOLET, 660A および A&D, AD-3524) によって求めた。

図 2 - 4 に座標系を示す。噴流管出口の中心を原点としている。流れ方向を x , 半径方向を r , 円周方向を θ , θ の基線を z 軸としている。

図 2 - 5 に平均速度分布の流れ方向変化を示す。測定位置は $x/d = 0, 1, 2, 4, 6$ の 5 箇所である。噴流出口中心における流速 U_{e0} は 24 m/s ($Re_0 = U_{e0} \cdot d / \nu = 7.4 \times 10^4$) である。噴流管出口近く ($x = -1.0 \text{ mm}$) での管内速度分布は図 1 - 20 に示したように十分に発達した管内乱流の従来の結果 [1-14] とほ

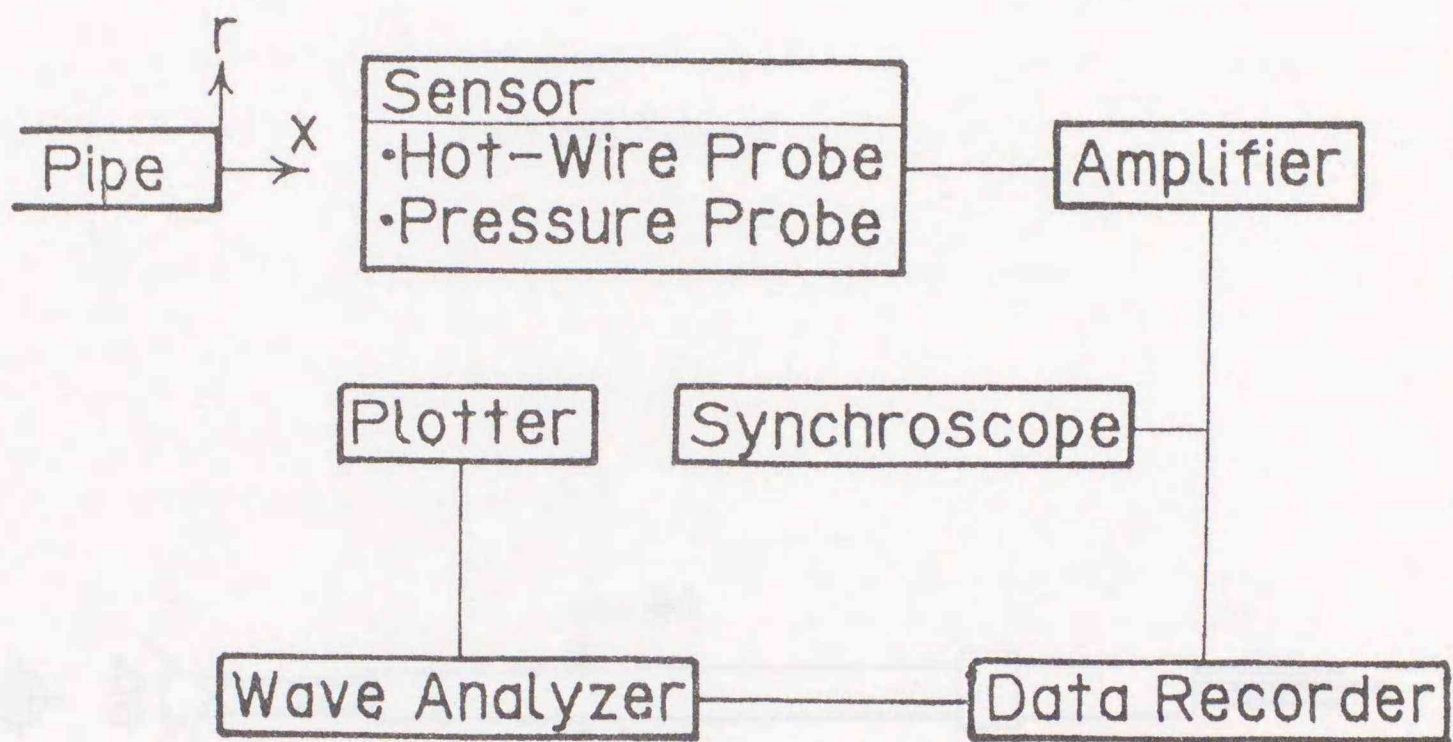
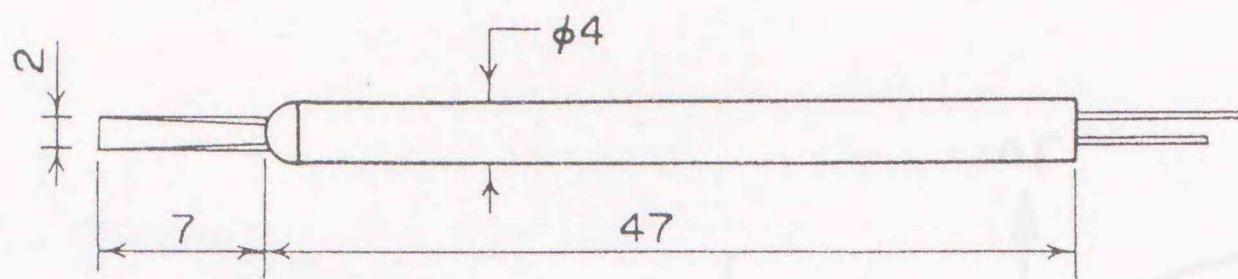
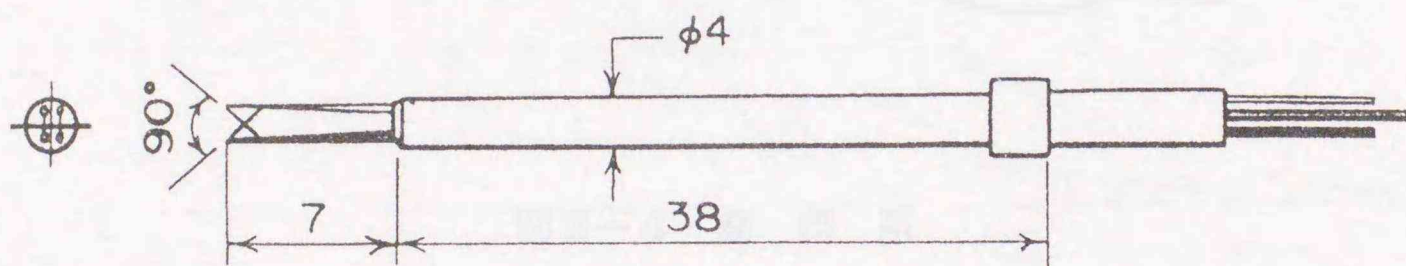


図2-2 計測システム



(a) I 型プローブ



(b) X 型プローブ

図2-3 I 型および X 型熱線プローブ

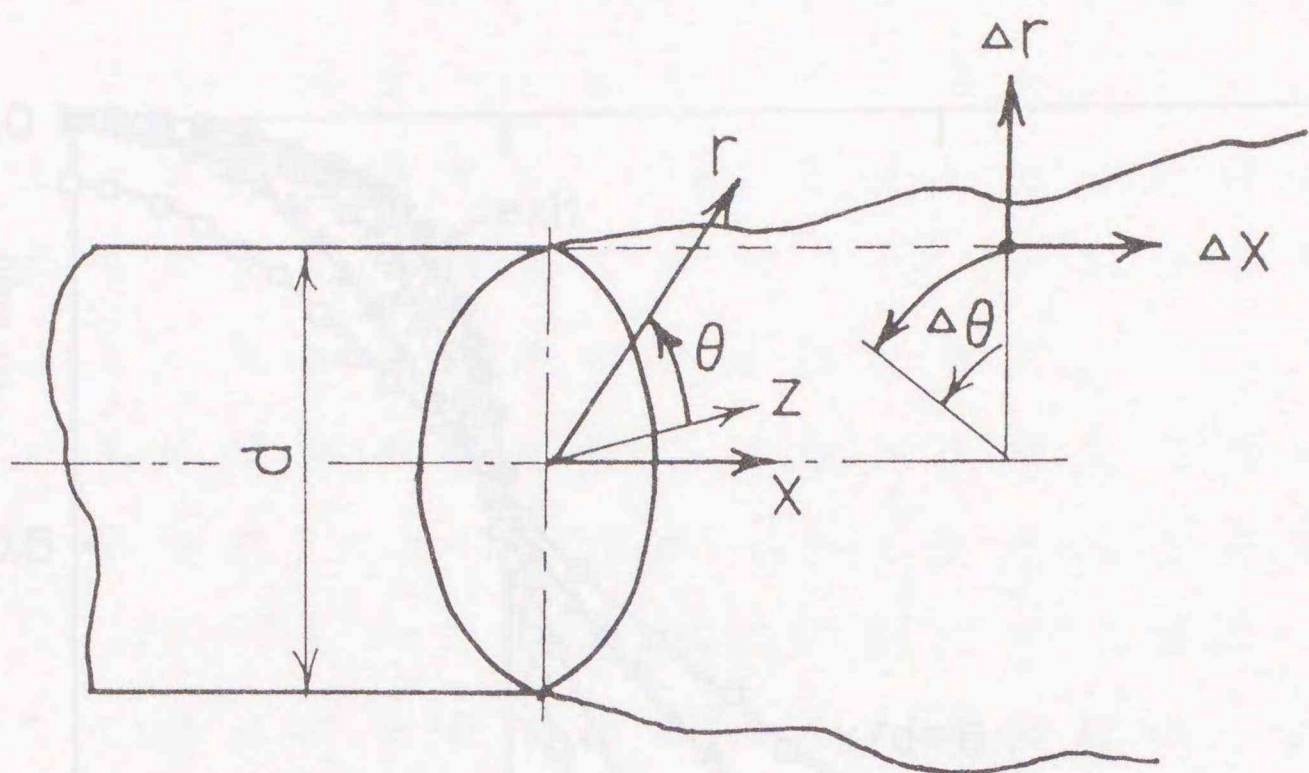


图2-4 坐标系

一動してゐる。 $x/d=1, 2$ の $r/d=0.5$ より外側
 では混合層の影響を受け、速度分布となつてゐる。
 右に下図の $x/d=1$ 又は管内流動より混合層の影響
 が最も大きいため、 $x/d=1$ の速度分布の速度分布
 を示してゐる。図 2-5 は管内流動の速度分布

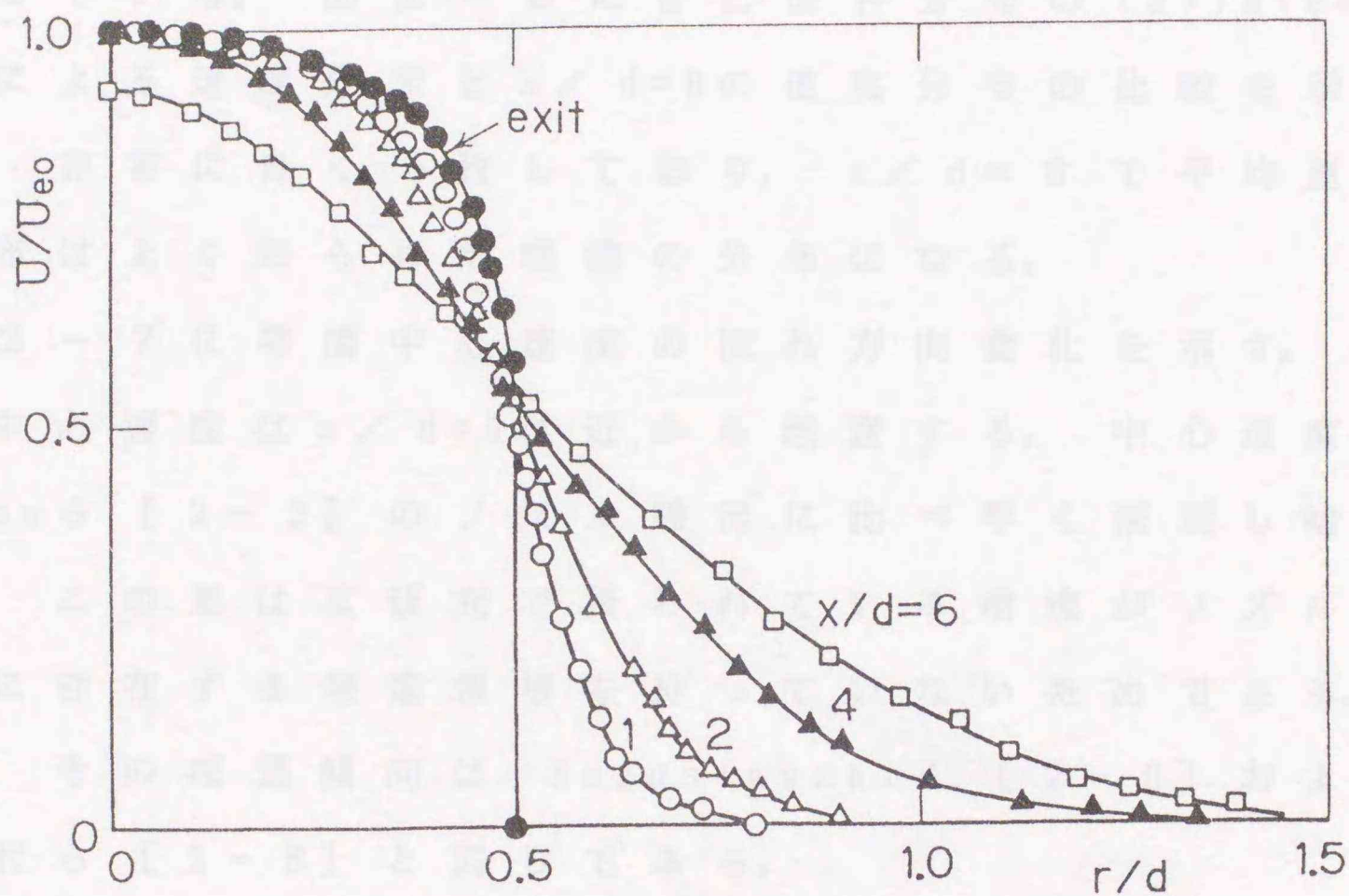


図 2-5 平均速度分布

ば一致している。 $x/d = 1, 2$ の $r/d = 0.5$ より外側では混合層の影響を受けた速度分布となっている。さらに下流の $x/d = 4$ では管内流および混合層の影響が徐々に失われ、 $x/d = 6$ で乱流噴流の速度分布となっている。図 2-6 に自己保存分布の Tollmien の解による速度分布と $x/d = 6$ の速度分布の比較を示すが、非常に良く一致しており、 $x/d = 6$ で平均速度分布はよく知られた噴流の分布になる。

図 2-7 に噴流中心速度の流れ方向変化を示す。噴流中心速度は $x/d = 4$ 付近から減衰する。中心速度は Crow ら [2-2] のノズル噴流に比べ早く減衰し始める。この差は本研究で扱われている噴流がノズル噴流に存在する発達領域を持っていないためである。なお、その減衰傾向は Boguslawski ら [2-6] および竹沢ら [2-8] と同じである。

静止流体中に噴流が吹き出すと、周囲の流体を取り込みながら流下し流量は増加する。周囲の流体の取り込み量（エントレンメント）は、平均速度分布の形状（せん断層の速度勾配）に依存し、速度勾配が大きいほどエントレンメントは大きくなる。平均速度分布より求めたエントレンメント率は次式によって定義した。

$$c_m = (m_x - m_0) / m_0 \dots\dots\dots (2-1)$$

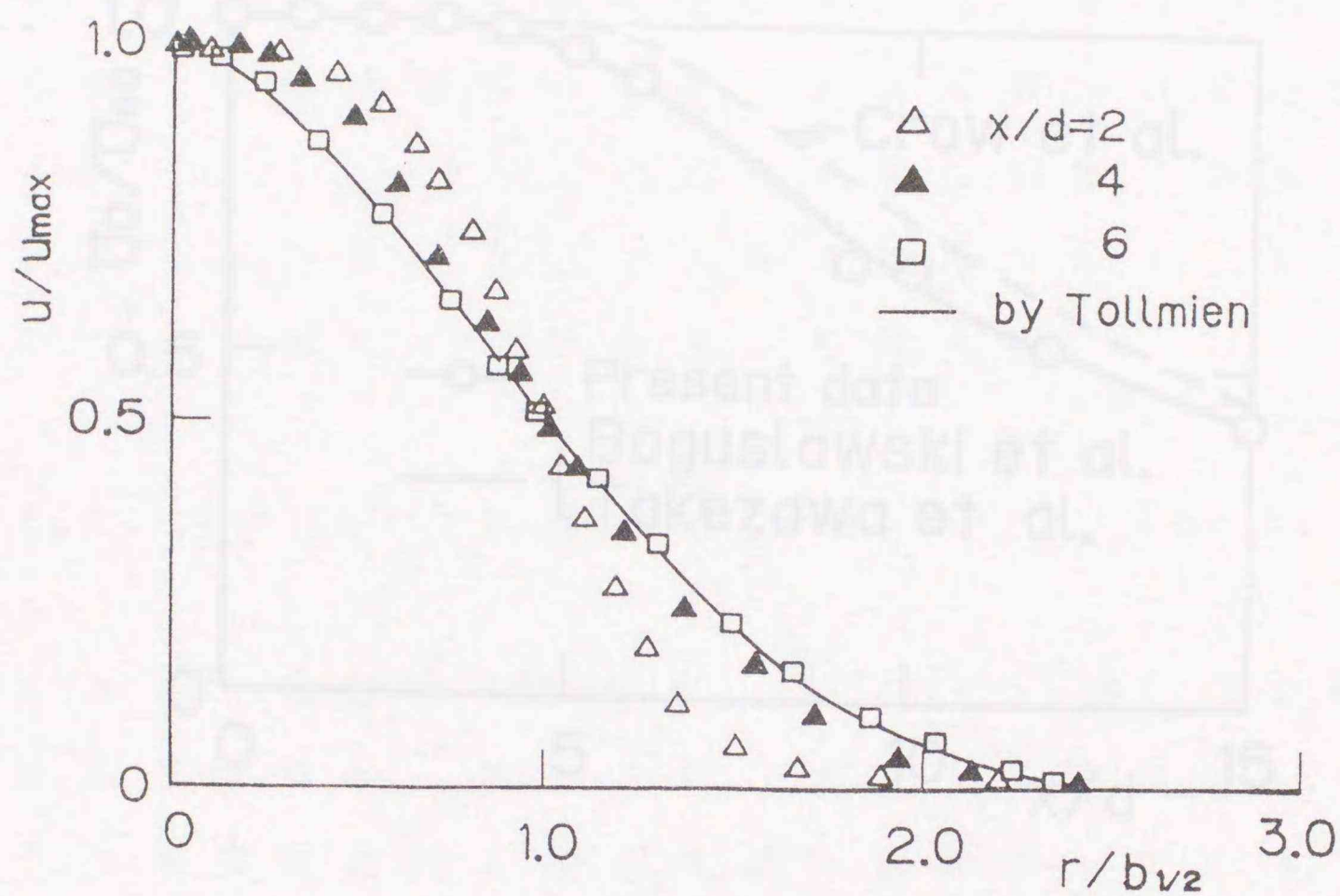


図2-6 Tollmienの解との比較

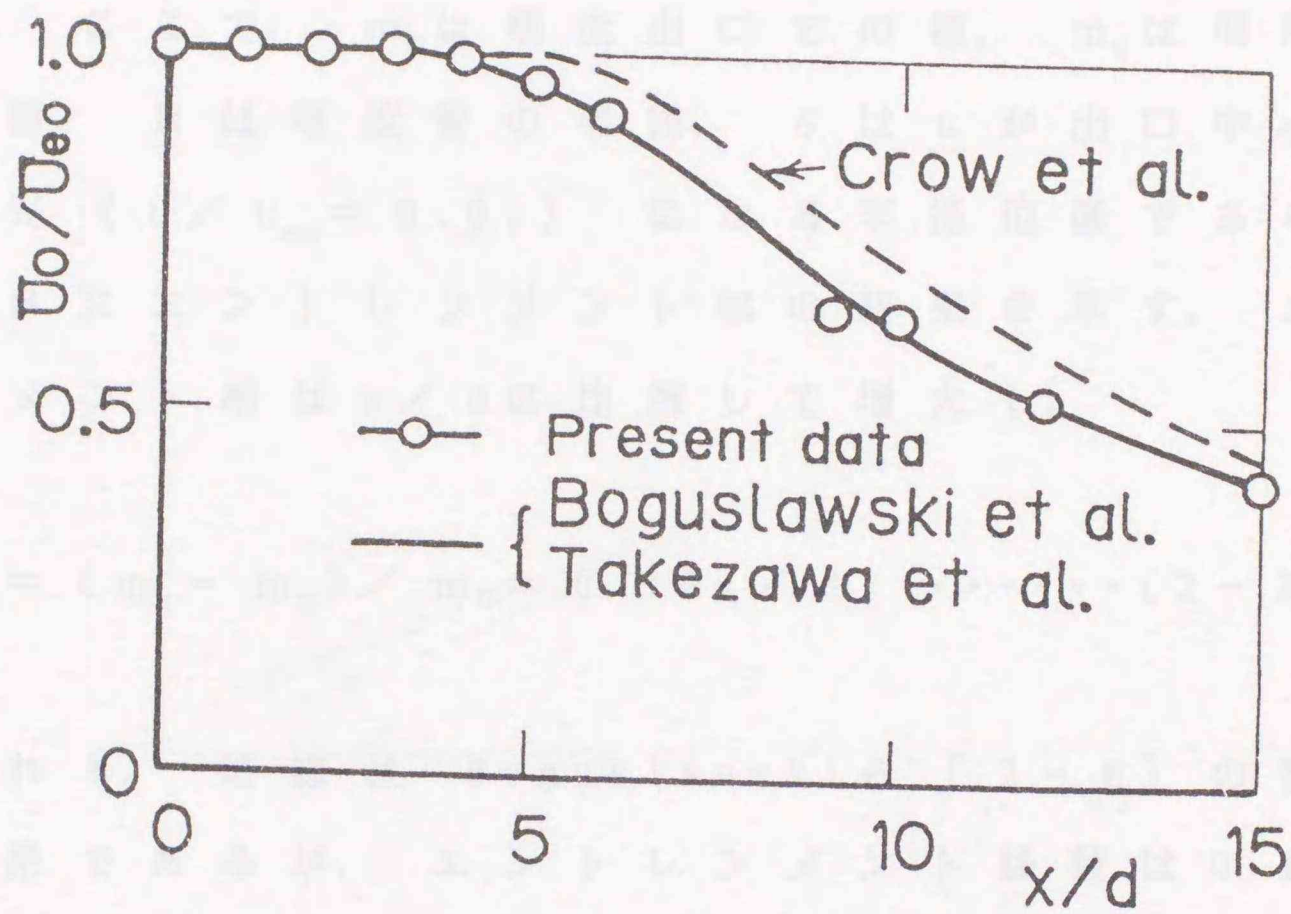


図2-7 噴流中心速度の流れ方向変化

ただし,

$$m_0 = 2\pi \int_0^R u r dr, \quad m_x = 2\pi \int_0^\delta u r dr \quad \cdots \cdots (2-2)$$

である。ここで、 m_0 は噴流出口での値、 m_x は局所における値、 R は噴流管の半径、 δ は u が出口中心速度の1% ($u/u_{e0} = 0.01$) になる半径位置である。図2-8にエントレメント率の結果を示す。エントレメント率は x/d に比例して増大し,

$$c_m = (m_x - m_0) / m_0 = 0.19 x / d \quad \cdots \cdots (2-3)$$

で表される。破線は Boguslawskiら [2-6] の管噴流の結果であるが、エントレメント係数は0.183であり、本実験結果と極めて近い値となっている。また、一点鎖線はノズル噴流の場合の Hill [2-15] の結果であるが、 $x/d \leq 6$ では本結果の方が大きい。これは、噴流の初期状態から乱れ強さが異なっているためである。すなわち、本実験の場合には、ノズル噴流と異なって噴流出口ですでに乱流となっており、周囲の流体を取り込み易い流れとなっているためである。このように、初期状態における速度分布の違いは、大規模組織構造の発生状態に大きな影響を与えると考えられ、このことは、さらに大規模組織構造の成長-崩壊の挙動にも影響をおよぼす。ノ

5. 噴流の長さや噴流の速度に与える平均速度の
 変化の傾向を明らかにすると次のようになる。
 6. 噴流の長さや噴流の速度に与える平均速度の
 変化の傾向を明らかにすると次のようになる。
 7. 噴流の長さや噴流の速度に与える平均速度の
 変化の傾向を明らかにすると次のようになる。

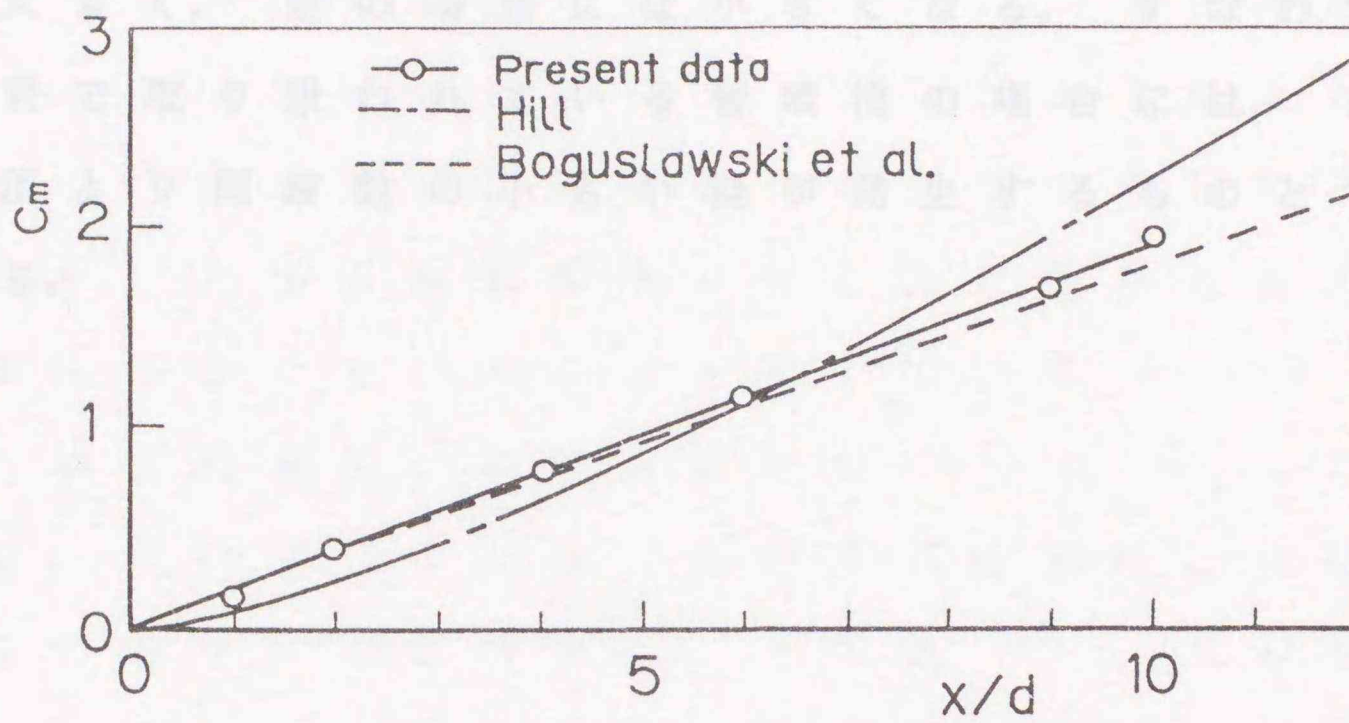


図2-8 エントレンメント量

ズル噴流の場合と管噴流の場合における平均速度分布から大規模構造の発生を類推すると次のようになる。噴流出口直後における混合層の不安定特性は平均速度分布の速度勾配に依存し、混合層の不安定特性による渦構造の周波数は、速度勾配が大きい場合には大きく、逆の場合には小さくなる。すなわち、本研究で取り扱われている管噴流の場合には、ノズル噴流より周波数の小さい渦が発生するものと考えられる。

2.2 変動速度特性

大規模組織構造の存在は流れの拡散に寄与する。したがって、噴流の乱れ強さも影響を受ける結果となる。図2-9に噴流の x 方向($\tilde{u}$)、 y 方向($\tilde{v}$)ならびに z 方向($\tilde{w}$)の乱れ強さの流れ方向変化を示す。各方向ともに乱れ強さは $x/d = 0.5$ 付近で最大となる。この位置は大規模組織構造のほぼ中心位置を示しており、大規模組織構造がほとんど位置を変えずに下流に移動していることを示している。 $x/d = 2$ から4への乱れ強さ $\tilde{u}$ の増加割合は、 $\tilde{v}$ 、 $\tilde{w}$ より大きくなっている。これは、大規模組織構造の発生にともない最初に $\tilde{u}$ が増加し、その後 $\tilde{v}$ 、 $\tilde{w}$ が増加することを示しており、乱れの分配機構および大規模組織構造の発生-成長-崩壊過程に関係しているものと思われる。乱れの最大値は竹沢ら[2-8]の結果とほぼ同じであるが、Boguslawskiら[2-6]の値よりは大きく、これは、パイプ共鳴による流れの励起条件の違い(大規模組織構造の強さの違い)によるものと思われる。

図2-10に噴流中心の乱れ強さの流れ方向変化を示す。噴流中心の乱れ強さは $x/d = 9$ 付近で最大値に達した後減少するが、最大値に達した後の挙動は、Crowら[2-2]のノズル噴流の結果とほぼ一致する。最大値に達するまでの値は、ノズル噴流の場合より

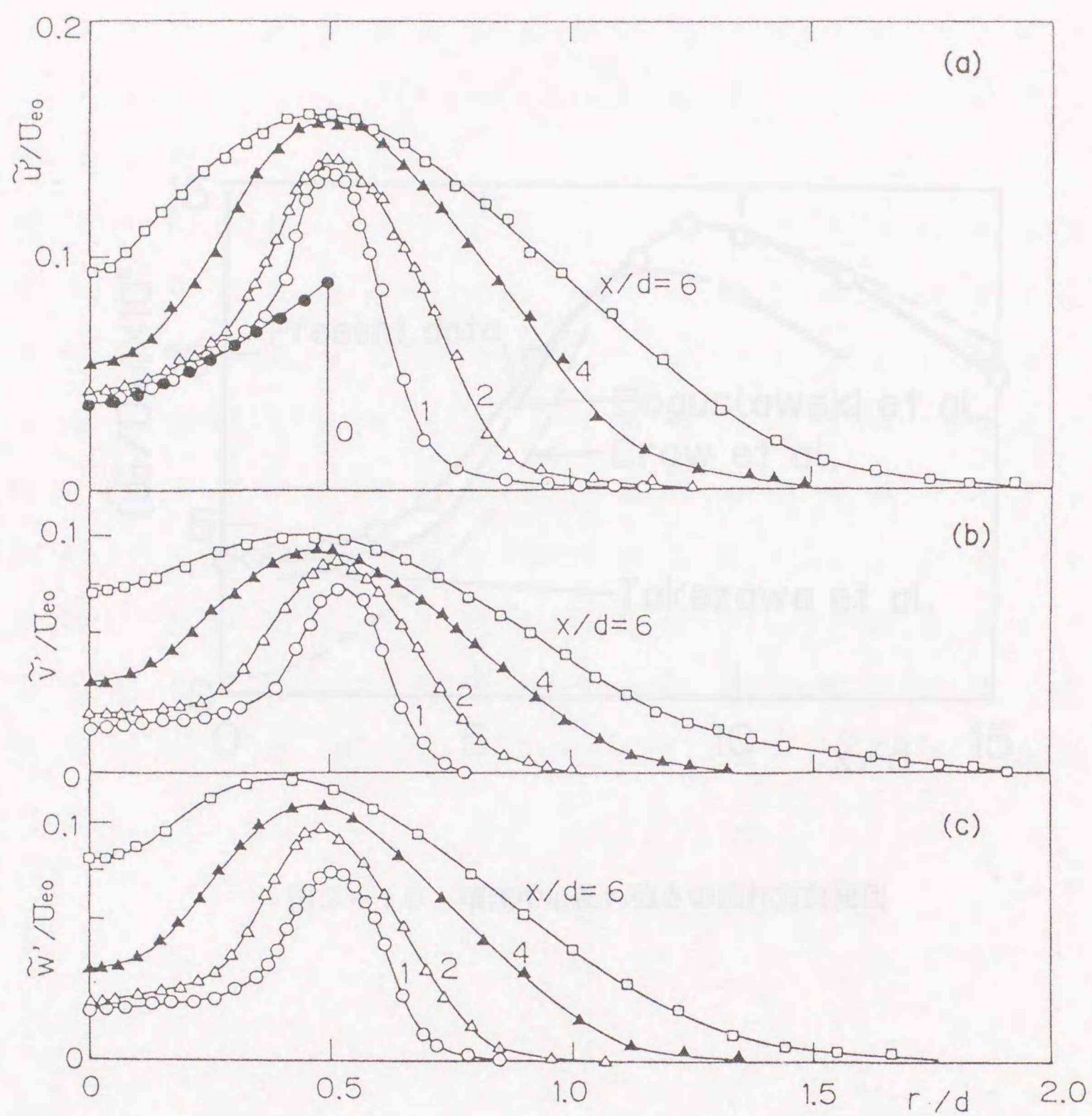


図2-9 変動速度分布 ($\tilde{u}'$, $\tilde{v}'$, $\tilde{w}'$)

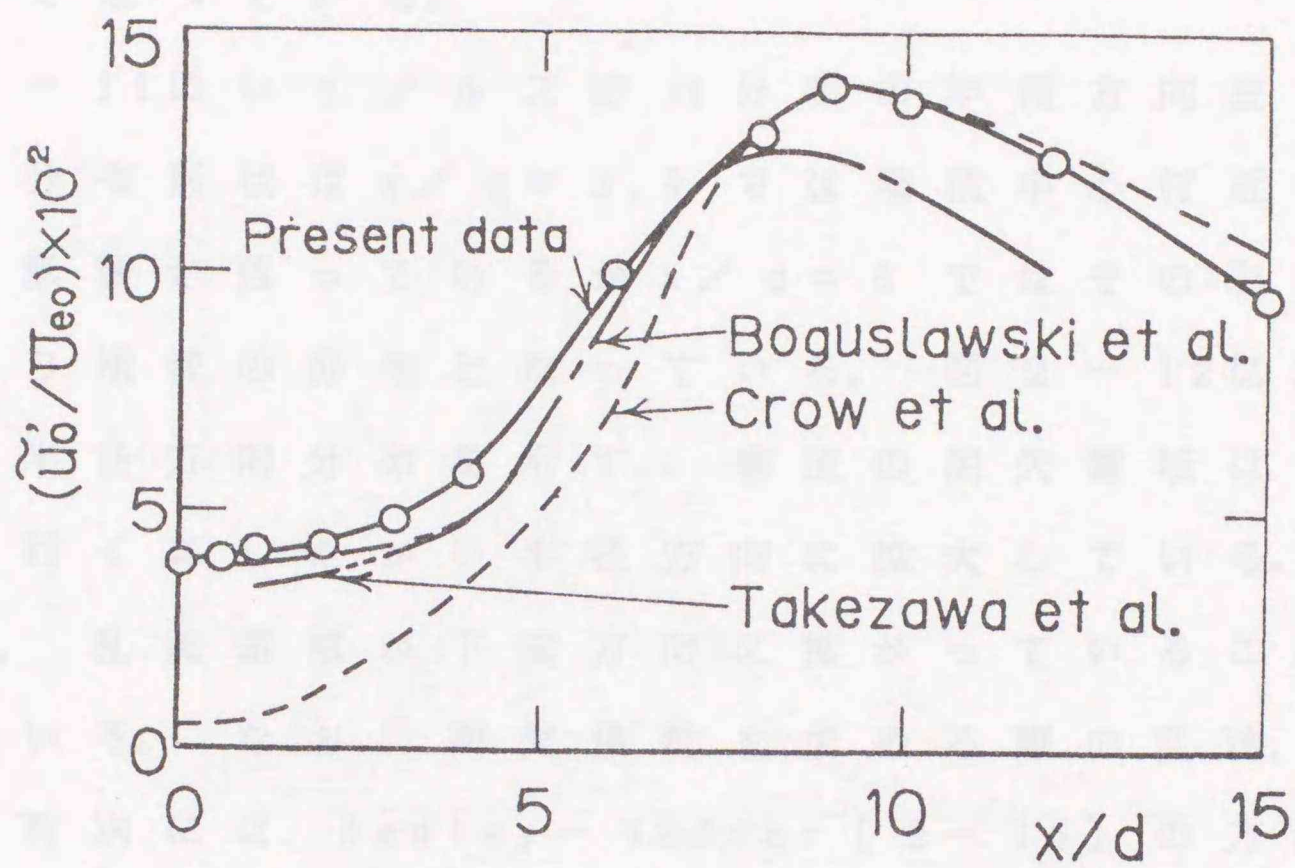


図2-10 噴流中心乱れ強さの流れ方向変化

大きくなる。これは、本実験における噴流が十分に発達した管内乱流であるためであり、大規模組織構造の強さがノズル噴流の強さに比べ大きいことを示している。また、Boguslawskiら [2-6] の結果より大きくなっている。

図2-11にレイノルズ応力分布の半径方向変化を示す。分布形状は $x/d = 2, 4$ では噴流中心付近で管内流の影響が残っているが $x/d = 6$ ではその影響がなくなり噴流の分布となっている。図2-12に間欠係数の半径方向分布を示す。噴流の間欠領域は下流方向に行くにしたがい半径方向に拡大している。すなわち、乱流領域が下流方向に広がっていることを示している。なお、間欠係数を求める際の乱流、非乱流の判別には Hedley-Keffler [2-16] の方法を用いた。

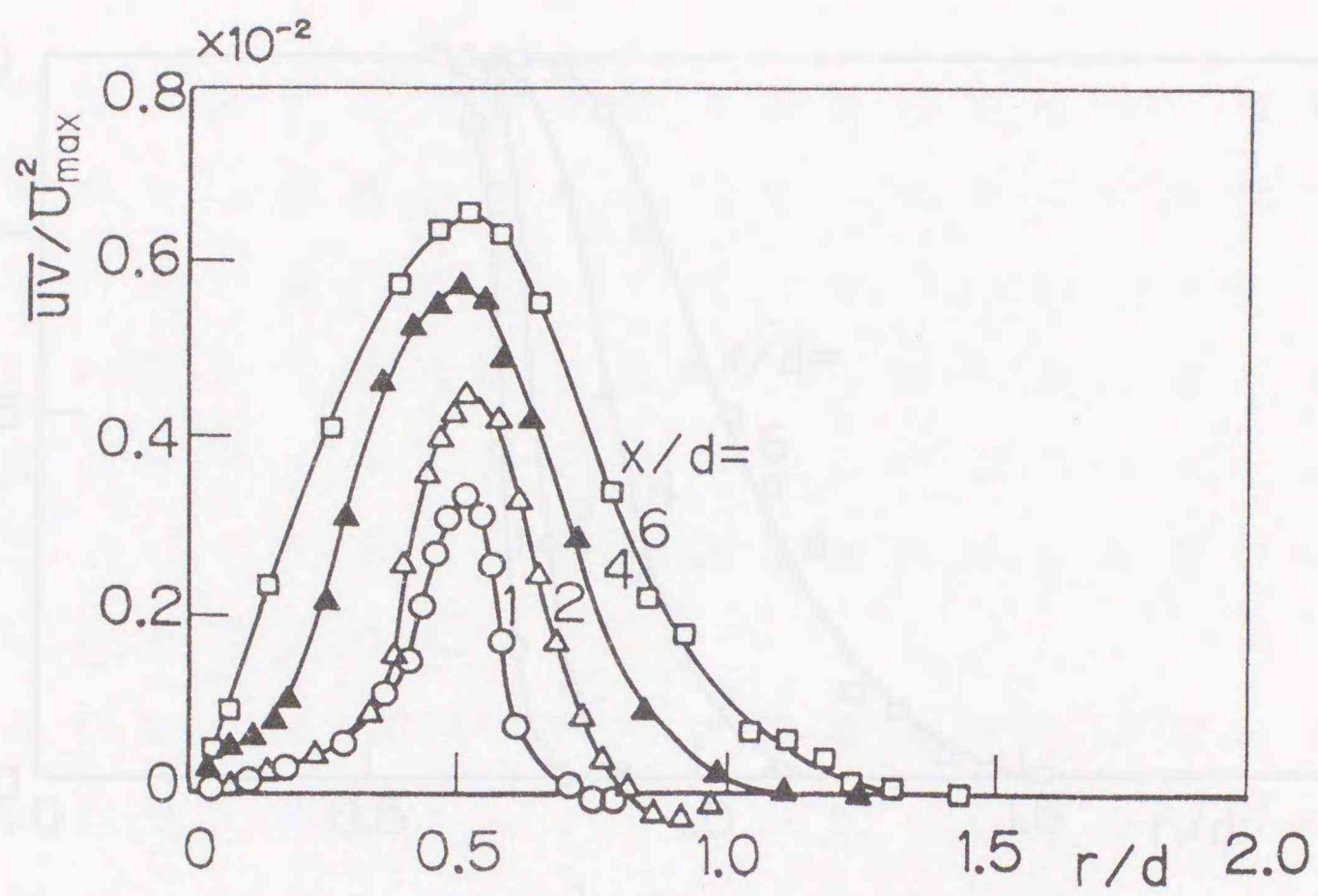


図2-11 レイノルズ応力分布

2.2 電磁波の測定と伝播中の大気層の特性

2.2.1 電磁波の伝播特性

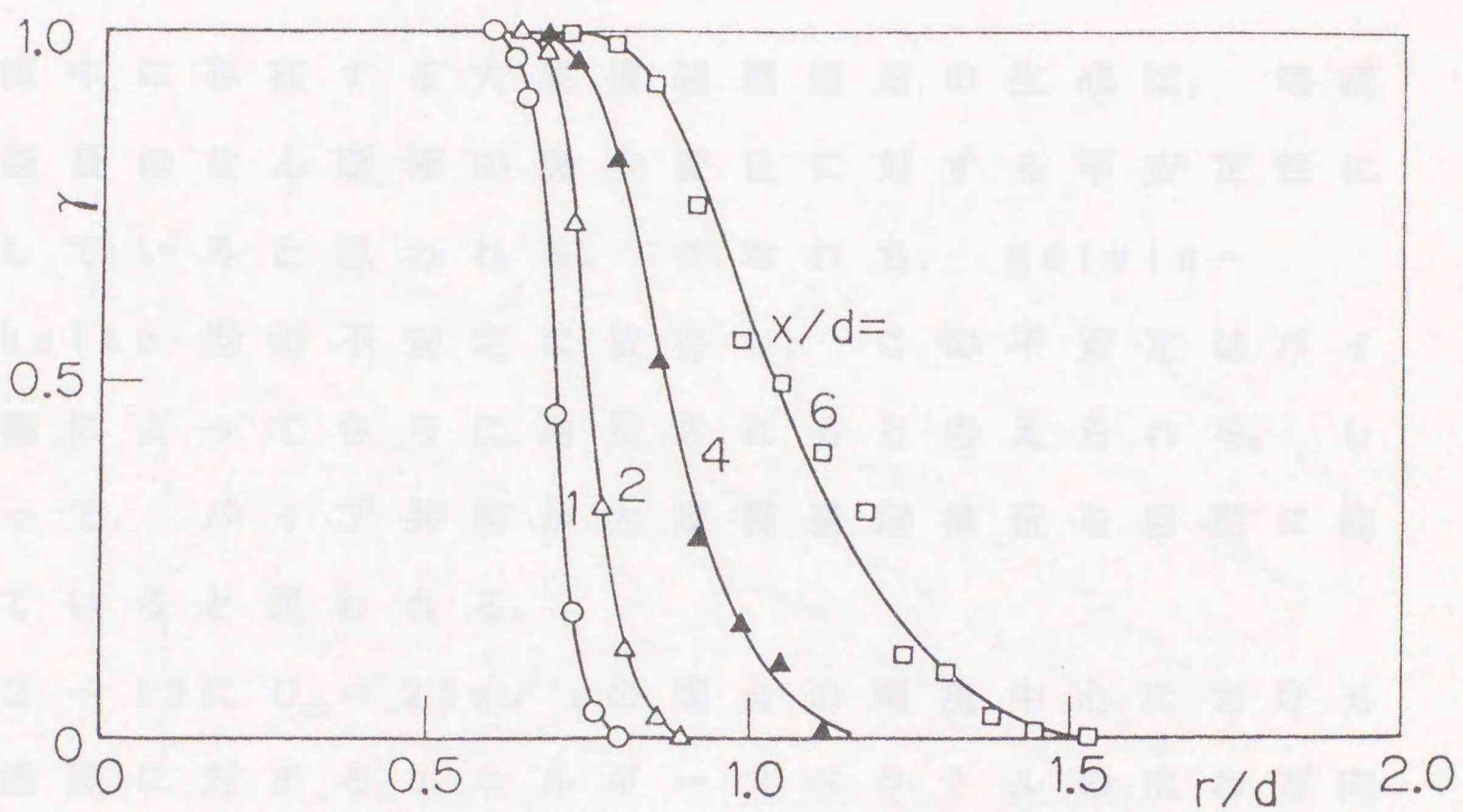


図2-12 間欠係数

2.3 変動速度の測定による噴流中の大規模組織構造

2.3.1 噴流の不安定特性

噴流中に存在する大規模組織構造の生成は、噴流出口直後のせん断層の微小変化に対する不安定性に関係していると思われる。すなわち、Kelvin-Helmholtz 型の不安定に依存し、この不安定はパイプ共鳴によってさらに助長されると考えられる。したがって、パイプ共鳴が大規模組織構造を自然に励起していると思われる。

図 2-13 に $U_{eo} = 24 \text{ m/s}$ の場合の噴流中心における変動速度に対するエネルギースペクトルの流れ方向変化を示す。信号の取り込み回数は 200 回である。図より、 $x/d = 2, 4$ に卓越した周波数領域が認められ、大規模組織構造が存在していることを示している。 $x/d \geq 6$ では卓越した周波数は認められず、大規模組織構造が崩壊していることを示している。 $x/d = 2, 4$ の卓越している周波数範囲は $130 \sim 260 \text{ Hz}$ である。この周波数 f に対するストロハル数 ($St = f \cdot d / U_{eo}$) は $0.25 \sim 0.50$ である。最もエネルギーの大きなストロハル数は 0.50 であり、この値は Fuchs [2-4] による結果と同じ値である。また、Hayakawa ら [2-7] による結果ではピーク周波数によるストロハ

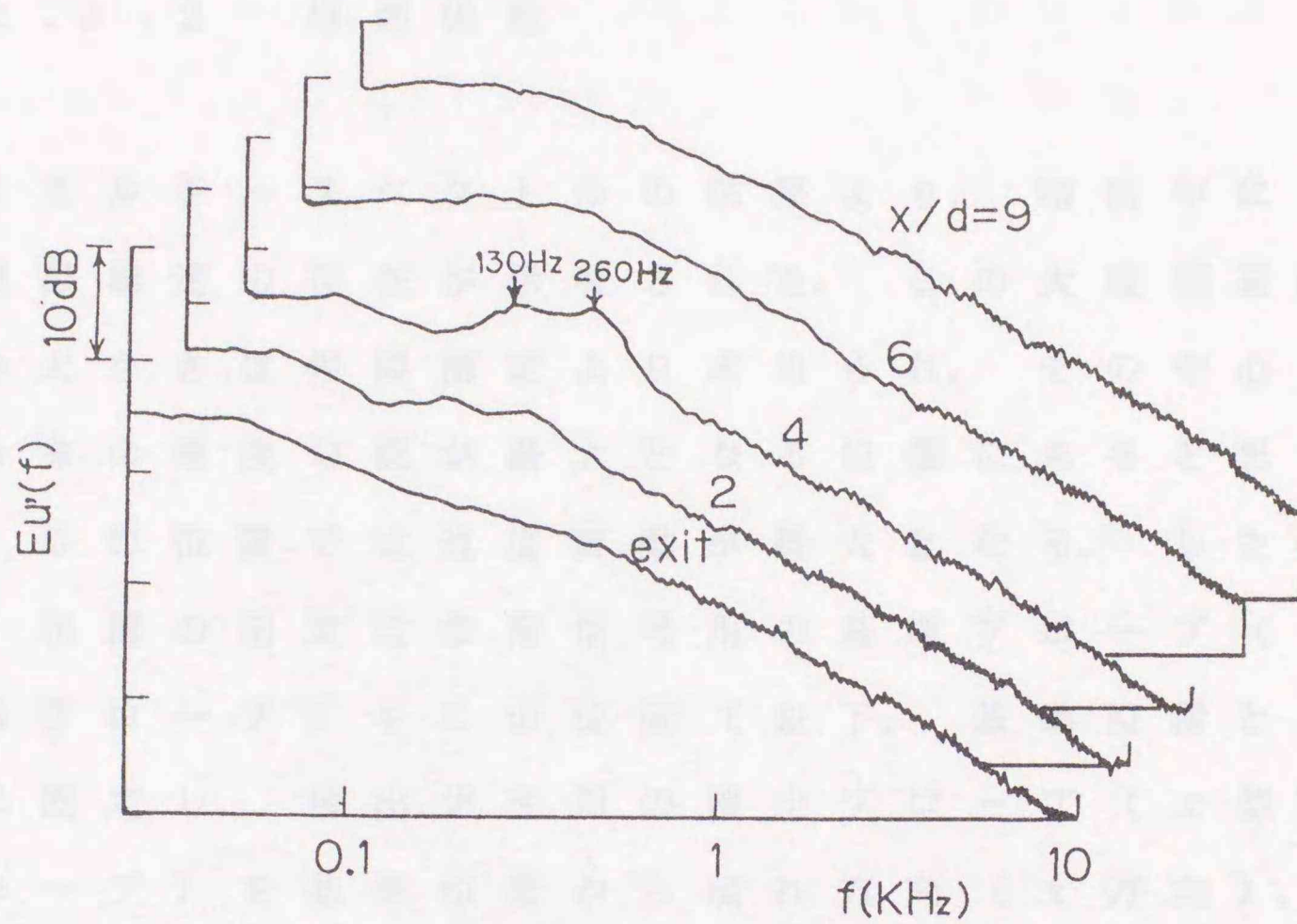


図2-13 噴流中心における変動速度に対するエネルギー
スペクトル分布の流れ方向変化

ル数は0.38となっている。この様に、ピーク周波数に違いが見られるのはパイプ共鳴による励起効果の差異によるものと思われる。

2.3.2 相関係数

エネルギースペクトルの結果より、噴流中に大規模組織構造の存在が示唆された。この大規模組織構造の大きさは相関測定より求められ、その中心は速度分布の速度勾配が最大となる位置にあると思われる。この位置では速度変動が最大となる。したがって、相関の測定は参照信号用の基準プローブ（I型熱線プローブ）をこの位置（以下、基準位置と呼ぶ）に固定し、検出信号用の検出プローブ（x型熱線プローブ）を基準位置から流れ方向（x方向）、半径方向（r方向）、円周方向（ θ 方向）に移動して行った。基準プローブの設置位置は $x/d = 2, 4, 6, 10$ の $r/d = 0.5$ である。

図2-14に流れ方向、半径方向、円周方向における速度変動の空間相関 $R_{uu}(0, \Delta x, \Delta r, \Delta \theta)$ 、ただし、

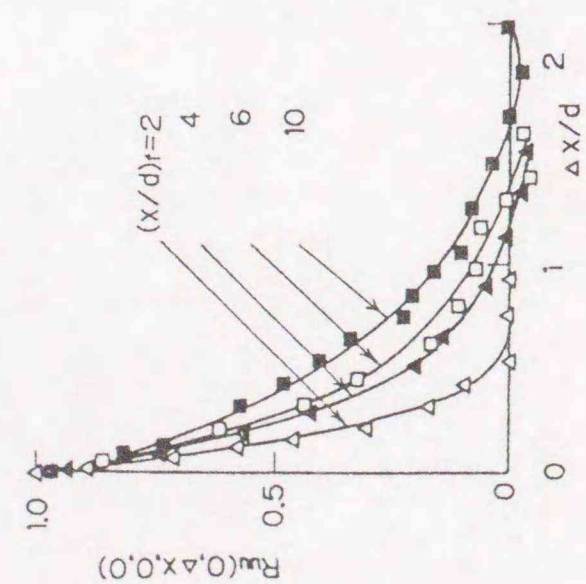
$$R_{uu}(\tau, \Delta x, \Delta r, \Delta \theta) = \frac{M(t, x, r, \theta) N(t + \tau, x + \Delta x, r + \Delta r, \theta + \Delta \theta)}{\bar{M} \cdot \bar{N}} \dots \dots \dots (2-4)$$

を示す。M, N は各々基準位置, 移動位置における速度変動, $\Delta x, \Delta r, \Delta \theta$ は基準位置からの各方向への移動距離である (図 2-15)。相関値は各方向ともに下流方向に増大し, 大規模組織構造が成長していることを示している。なお, 円周方向における結果では, $x/d = 2, 4$ で $\Delta \theta$ の増加にともない相関値に準周期的変動が見られる。このことは, 大規模組織構造が円周方向に周期性を持っていることを予想させる。

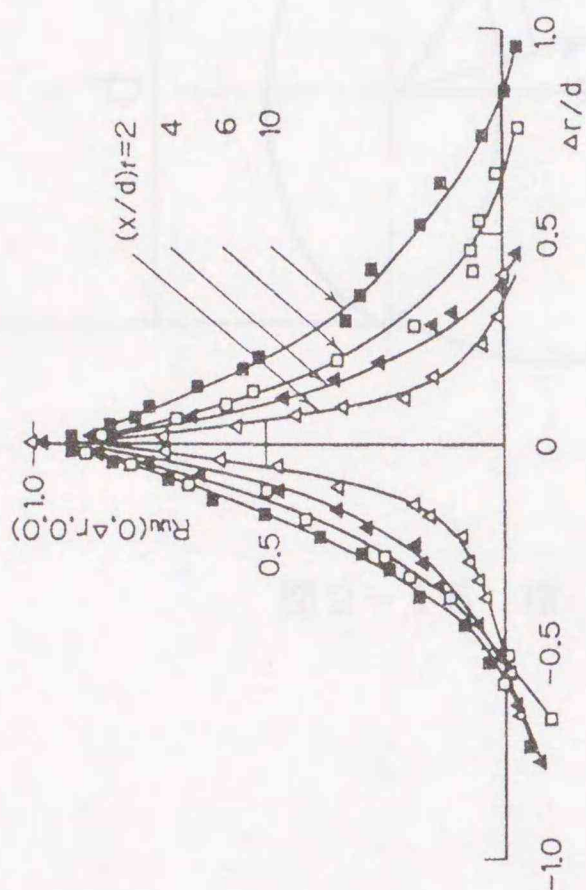
大規模組織構造は渦構造であると考えることができる。渦の大きさは相関関数から積分特性距離を求めることにより見積れる [2-17]。そこで, 図 2-14 の結果より積分特性距離

$$L_{x,r,\theta} = \int_0^{s(R_{uu}=0)} R(s) ds \dots\dots\dots (2-5)$$

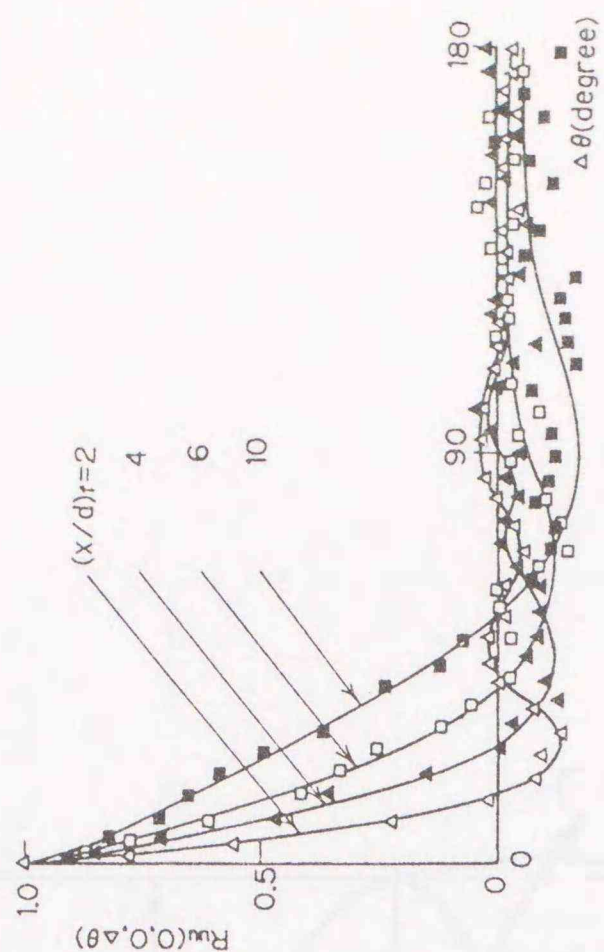
を求める。s は $\Delta x/d, \Delta r/d, (d/2)\Delta \theta$ を表す。図 2-16 に流れ方向, 半径方向, 円周方向の積分特性距離 L_x, L_r, L_θ を示す。図 2-16(a) の積分特性距離は噴流管直径で無次元化されている。図 2-16(b) は流れ方向の大きさを基準としたときの半径方向と円周方向の大きさである。図 2-16(a) より L_x, L_r の増加率が $x/d = 2 \sim 4$ で大きくなっており, 大規模組織構造が流れ方向および半径方向に拡大していることを示している。また, 図 2-16(b) の特性



(a)流れ方向



(b)半径方向



(c)円周方向

図2-14 各方向における空間相関

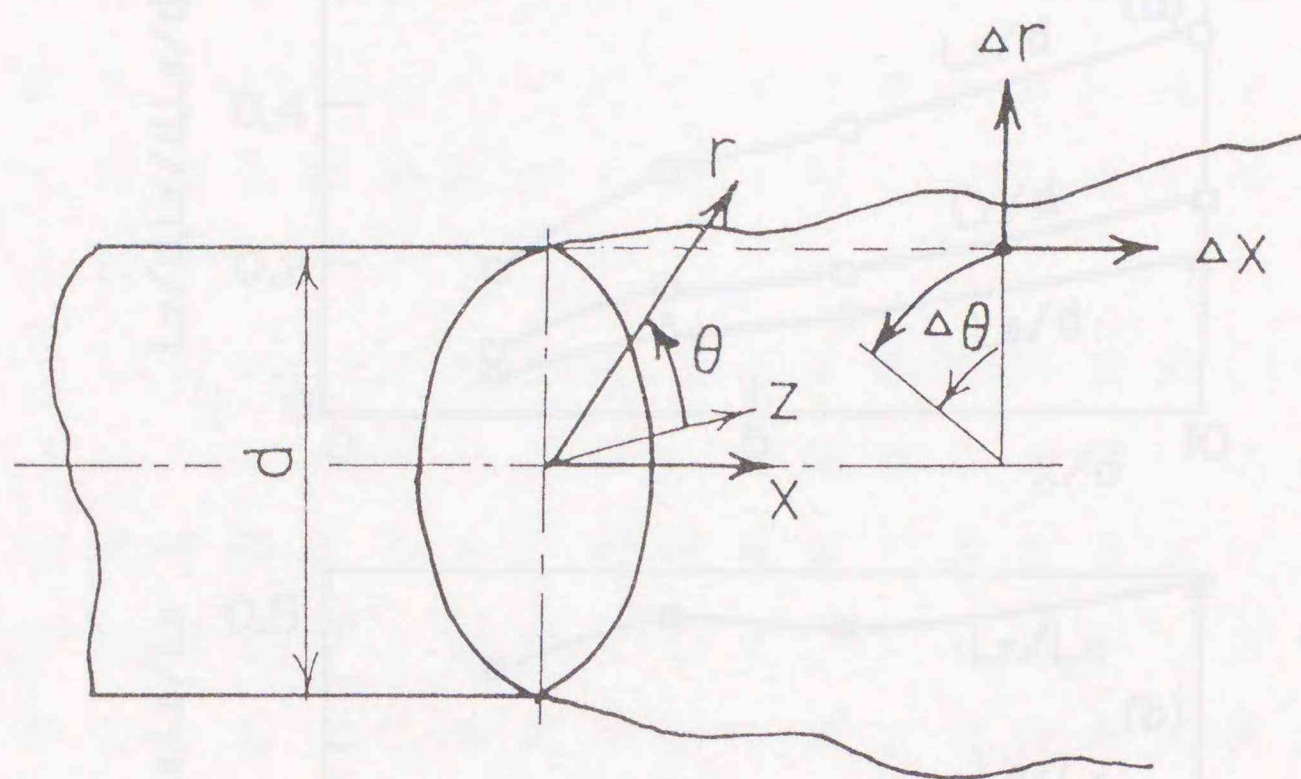


图2-15 坐标系

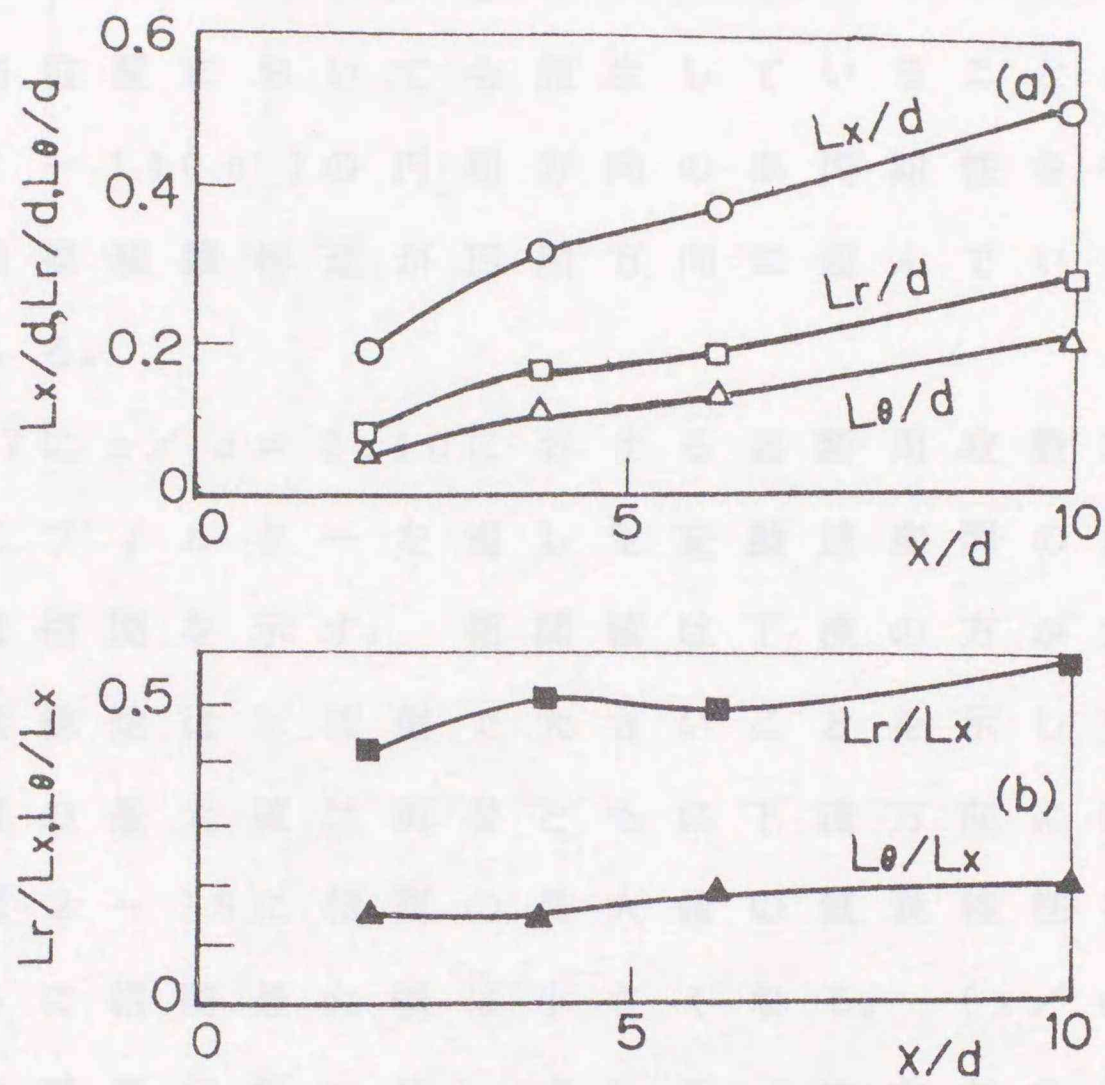


図2-16 積分特性距離

距離間の比より、 $x/d = 4$ において l_r/l_x が増大し、 l_θ/l_x が減少している。これは、大規模組織構造が半径方向に引き延ばされると同時にその影響で円周方向には縮小することを示している。この現象は他の円周方向位置においても発生していることが考えられ、図2-14(c)の円周方向の準周期性を考慮すると、大規模組織構造が円周方向に歪んでいることが予想される。

図2-17に $x/d = 2, 10$ における遮断周波数 300Hz のローパスフィルターを通した変動速度間の流れ方向の時空間相関を示す。相関値は下流の方が大きく、大規模組織構造は下流側で大きいことを示している。また、相関の最大値は両者ともに下流方向に減衰している。図2-18に相関の最大値の減衰特性を示す。各位置ともに相関最大値は小さくなる。 $(x/d) = 2$ では2つの減衰勾配を持っている。すなわち、 $x/d = 2$ から 3.3 では急な減衰、 $x/d = 3.3$ より下流ではゆるやかな減衰となっている。このことは、大規模組織構造の崩壊過程の進行状況が異なる状態を持つことを示している。すなわち、 $x/d = 3.3$ までは急な崩壊が進行しており、その後ゆっくりとした崩壊が進むと思われる。 $x/d \geq 4$ ではゆるやかな減衰のみとなっている。

図2-19に $x/d = 2, 10$ における変動速度間の半径方向の時空間相関を示す。 $\Delta r/d = 0$ は基準ブロー

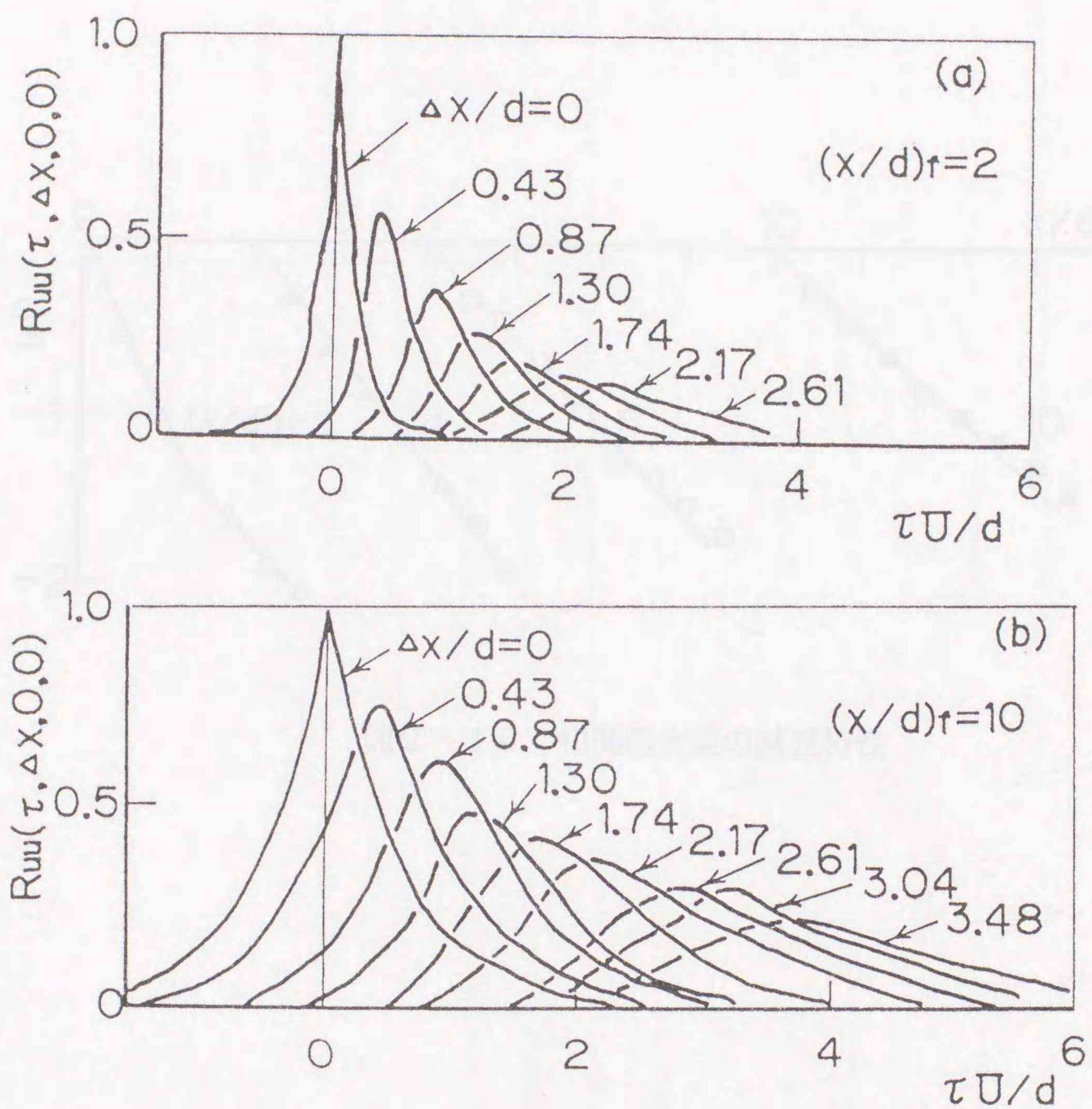


図 2-17 流れ方向の時空間相関

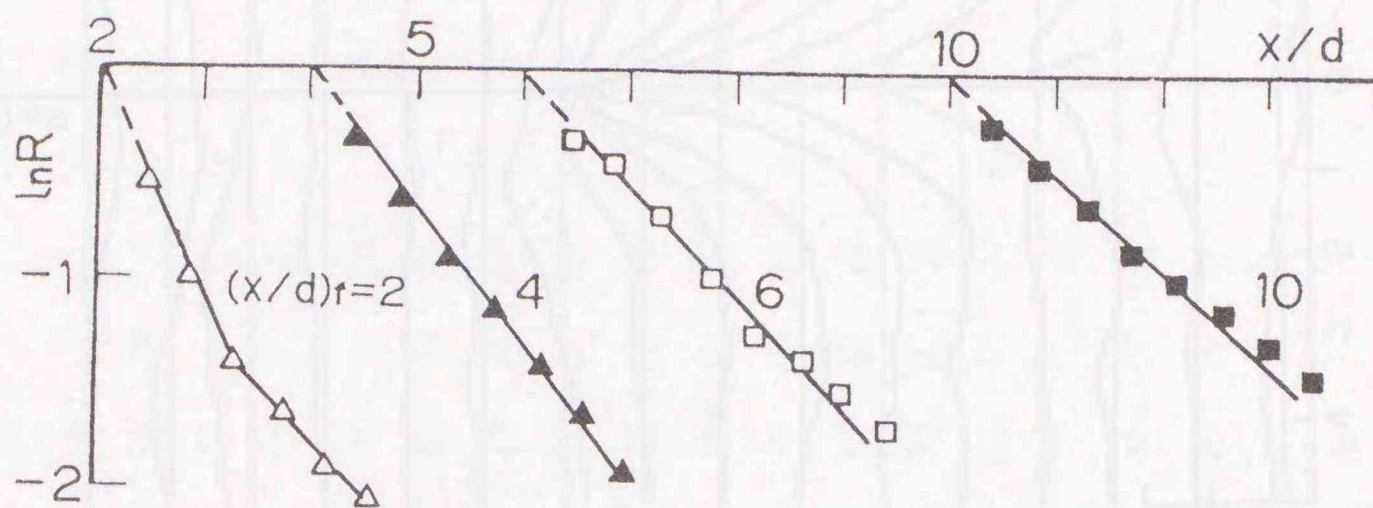


図2-18 相関最大値の減衰特性

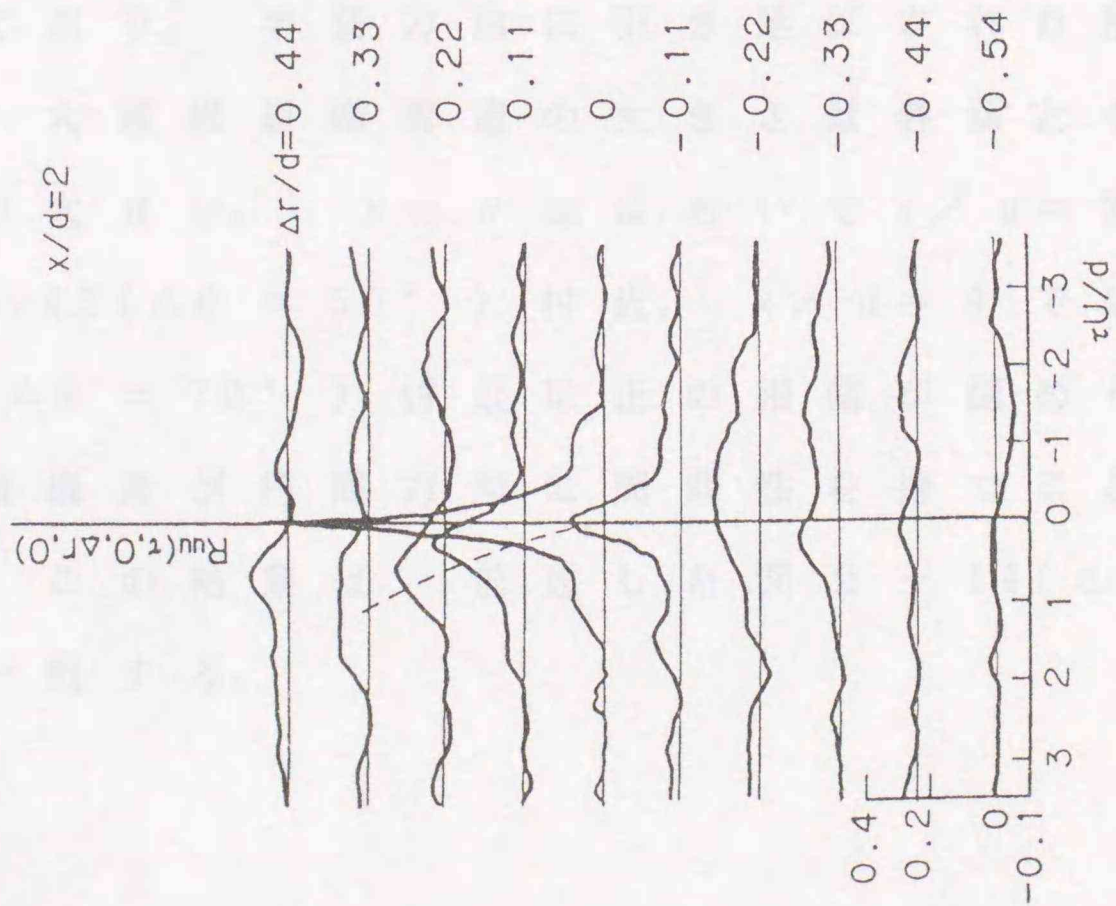
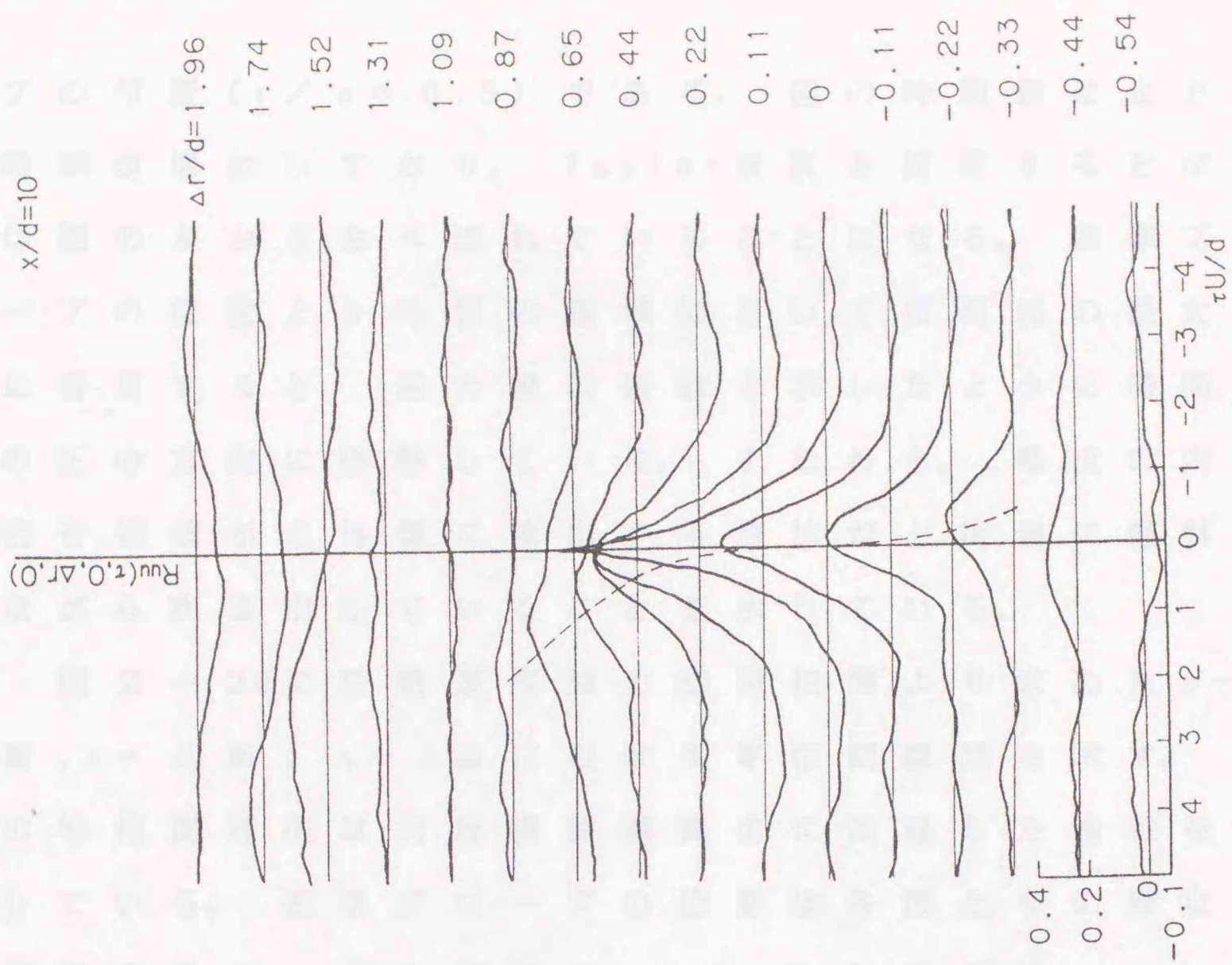


図2-19 半径方向の時空間相関

ブの位置 ($r/d = 0.5$) である。図の時間軸は左方に時間が増加しており、Taylor仮説を採用すると流れは図の左から右へ流れていることになる。基準プローブの位置より外側の領域において相関値の最大値に着目すると、最大値は破線で示したように時間軸の正の方向に移動している。すなわち、噴流の内部混合領域から外側に噴出する流体が上流側に傾斜しながら吹き出していることを示している。

図2-20に変動速度間の空間相関より求めた $x-r$ 面, $x-\theta$ 面, $x-z$ 面における等相関線図を示す。この等相関線図は大規模組織構造に関連した特性を示している。基準プローブの位置は各図ともに原点の位置であり、測定位置は $x/d = 2, 4$ である。 $x-r$ 面の線図より、 $x/d = 2, 4$ ともに大規模組織構造は上流側に傾斜しており、半径方向に引き延ばされた形状をしている。大規模組織構造の大きさは各面ともに下流側の方が大きい。 $x-\theta$ 面において $x/d = 2$ では $\Delta\theta/2 = 0.42$ ($\Delta\theta = 50^\circ$) 付近、 $x/d = 4$ では $\Delta\theta/2 = 0.58$ ($\Delta\theta = 70^\circ$) 付近に正の相関が認められ、大規模組織構造が円周方向に周期性を持つことを示している。この結果は、前述した図2-14(c)の結果とほぼ一致する。

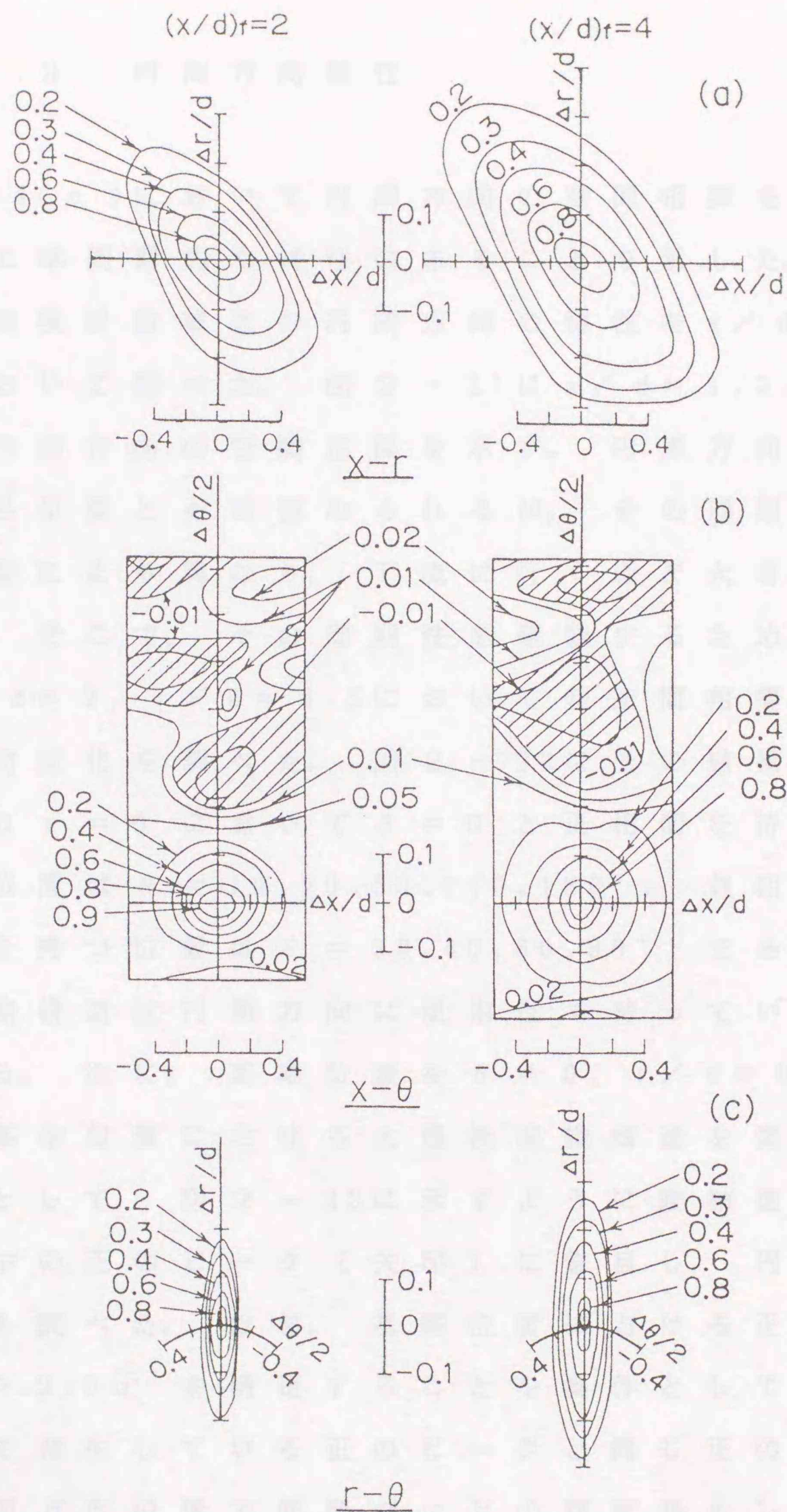


图2-20 等相関线图

2.3.3 円周方向特性

図2-14(c)において円周方向の空間相関を示し、円周方向に準周期的な特性のあることを示した。そこで、大規模組織構造の円周方向の特性を $x/d = 1, 2, 3, 4$ において調べた。図2-21に $x/d = 1, 2, 3, 4$ における円周方向の空間相関を示す。円周方向の準周期性は各位置ともに認められるが、その周期は流れ方向位置により異なり、下流に行くほど大きくなっている。そこで、その周期性を確認するため一例として $x/d = 2, r/d = 0.5$ において時空間相関係数の円周方向変化を調べた。図2-22にその結果を示す。図より $r = 0$ において $\theta = 0$ と正相関を持つ（同位相）位置は $\theta = 10, 20, 50, 110, 180^\circ$ 、負相関（逆位相）を持つ位置は $\theta = 30, 40, 60, 90^\circ$ であり、大規模組織構造は円周方向に規則性を持っていることが分かる。次に、基準位置を $\theta = 0, r/d = 0.5$ に設定し、基準位置における大規模組織構造を表している現象として、図2-23に示すように変動速度の瞬時波形中の正のピーク（矢印）に着目し、円周方向の特性を調べた。なお、基準位置における正のピークは $u' > 2.0 \hat{u}'$ を満足することを条件としている。基準位置で発生している正のピークと同じ正のピークが各円周方向位置で同時刻にどの程度発生しているかを調べた。すなわち、同時に発生する正のピーク

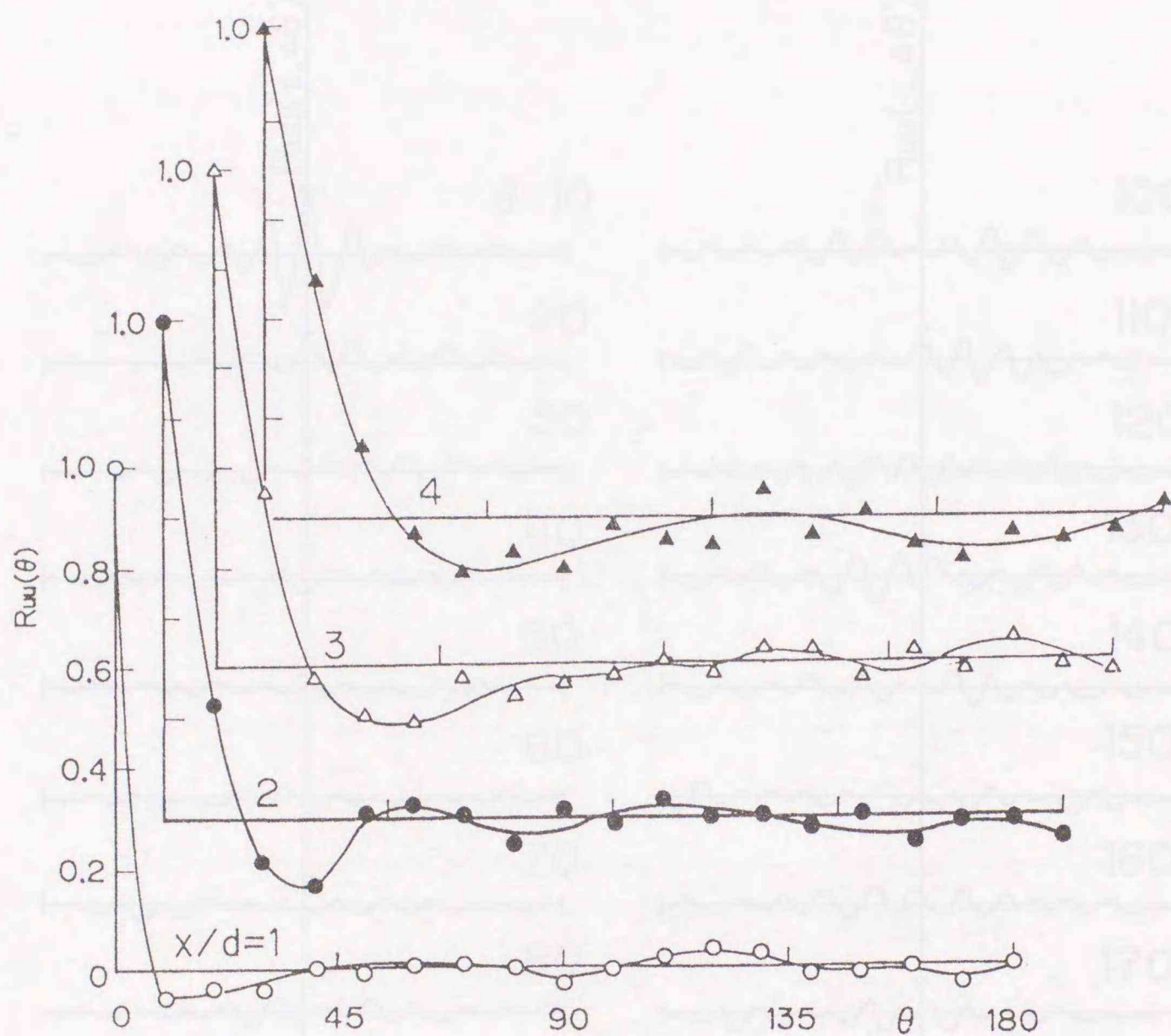


図2-21 円周方向の空間相関

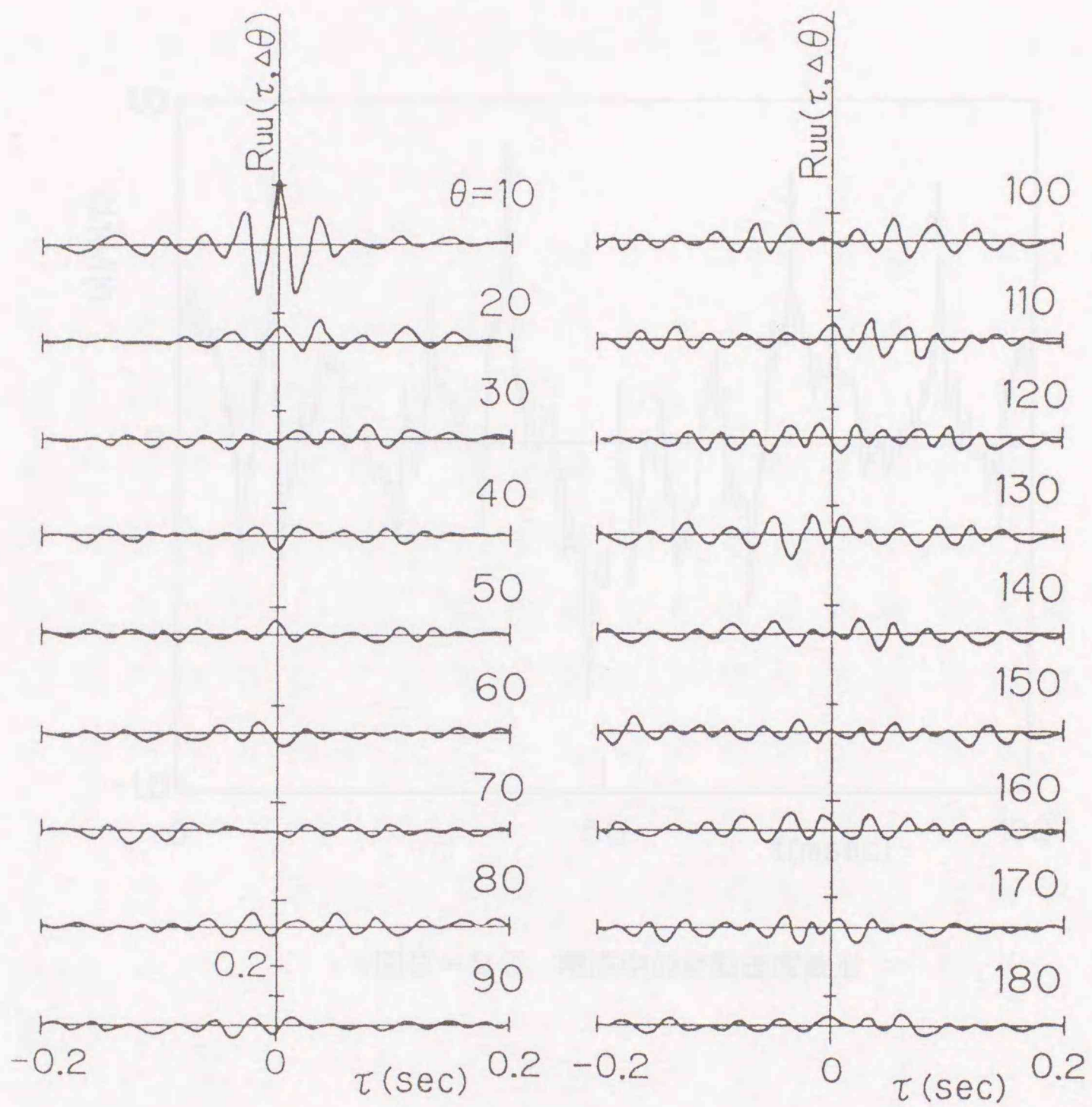


図2-22 円周位置における時空間相関 ($x/d=2$)

少の円周方向に流れを起し、その中心部には渦が形成される。この渦は、噴流の中心部を通過するにつれて、その大きさが変化する。この現象は、噴流の中心部における流れの不安定性を示している。

図2-23は、噴流中の変動速度波形を示している。この図は、時間 t (msec) と速度 u (volt) の関係を示すグラフである。

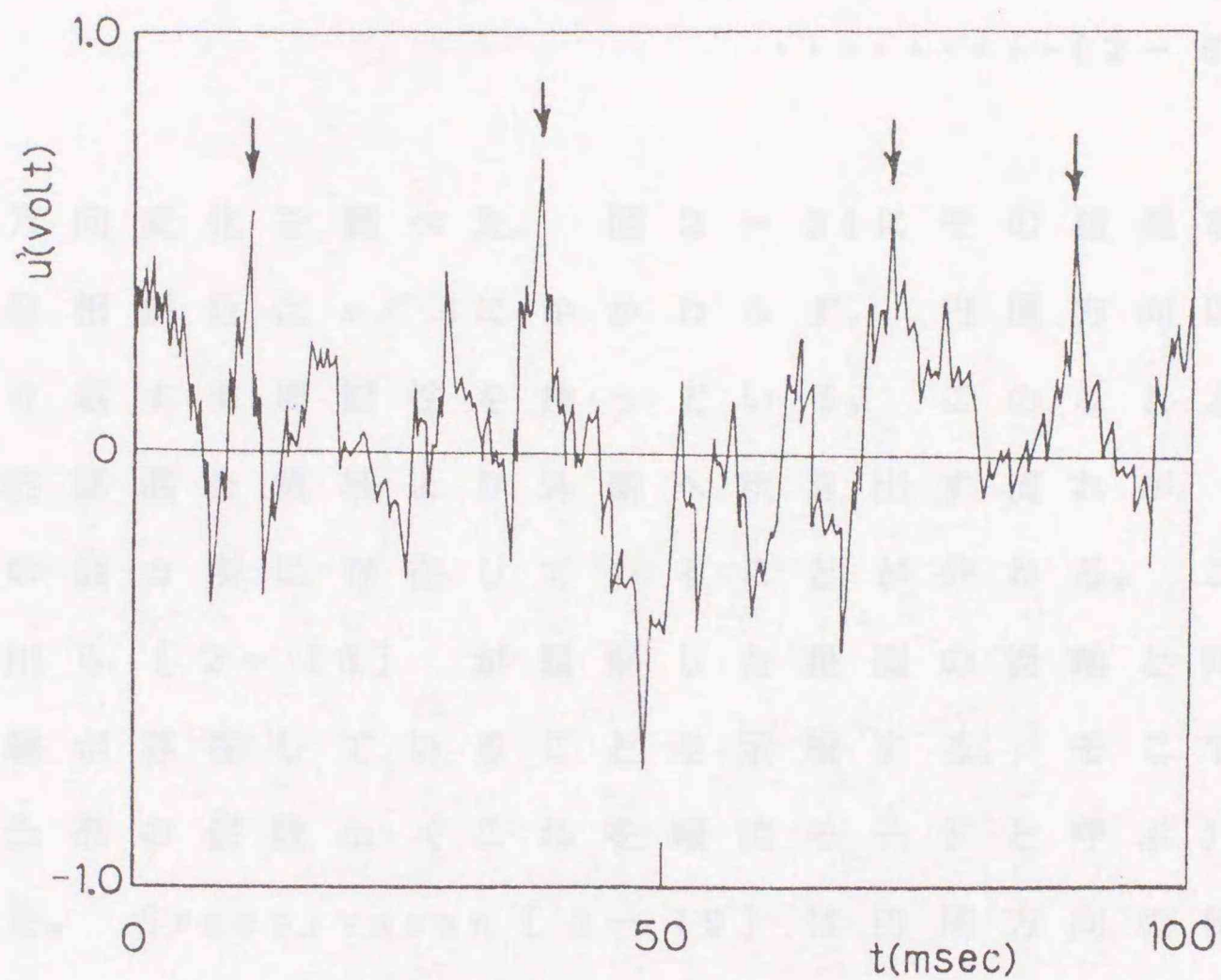


図2-23 噴流中の変動速度波形

この図は、噴流中の変動速度波形を示している。この図は、時間 t (msec) と速度 u (volt) の関係を示すグラフである。

この図は、噴流中の変動速度波形を示している。この図は、時間 t (msec) と速度 u (volt) の関係を示すグラフである。

この図は、噴流中の変動速度波形を示している。この図は、時間 t (msec) と速度 u (volt) の関係を示すグラフである。

クの円周方向における数と基準位置における数の割合（これを同位相割合と呼ぶ）

$$F_{sp} = (\text{同位相数}) / (\text{基準波形中の正ピークの数}) \quad \dots\dots\dots (2-6)$$

の円周方向変化を調べた。図2-24にその結果を示す。同位相割合は x/d にかかわらず、円周方向に増減を繰り返す準周期性を持っている。このことより、噴流の内部混合領域より外側へ吹き出す流れが、円周方向の数カ所に存在していることが分かる。これは、小川ら[2-18]が観察した星型の渦輪と同じ様な渦輪が存在していることを示唆する。そこで、図中の凸部の個数 m （これを噴流モードと呼ぶ）を見積った。Sreenivasan[2-19]は円周方向の相関分布をフーリエ級数に展開し、噴流モードを検討している。フーリエ解析による噴流モード m はフーリエ級数

$$F_{sp}(\theta) = (a_0 / 2) + \sum a_m \cos m\theta \quad \dots\dots\dots (2-7)$$

のフーリエ係数 a_m を求め決定する。なお、 a_m は次式により定義した。

$$a_m = (2 / \pi) \int_0^\pi F_{sp}(\theta) \cos m\theta \, d\theta \quad \dots\dots\dots (2-8)$$

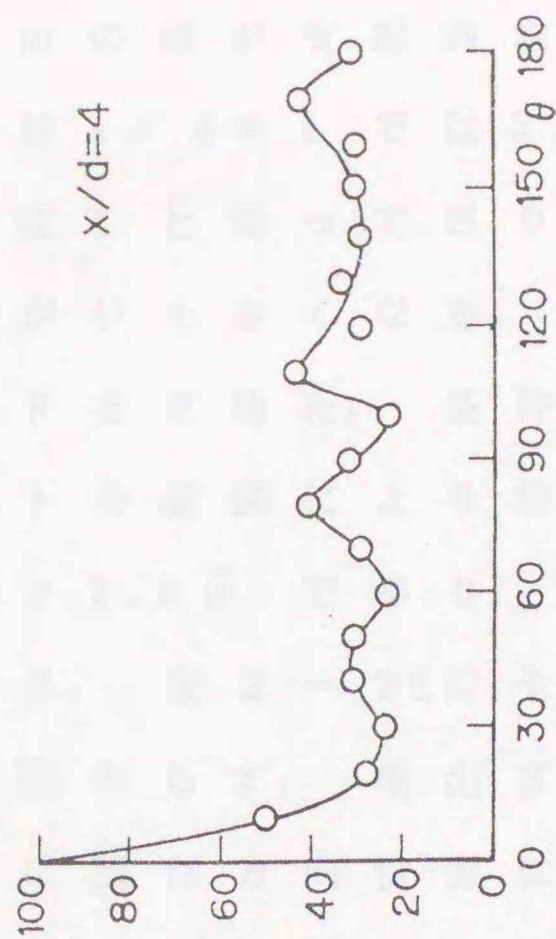
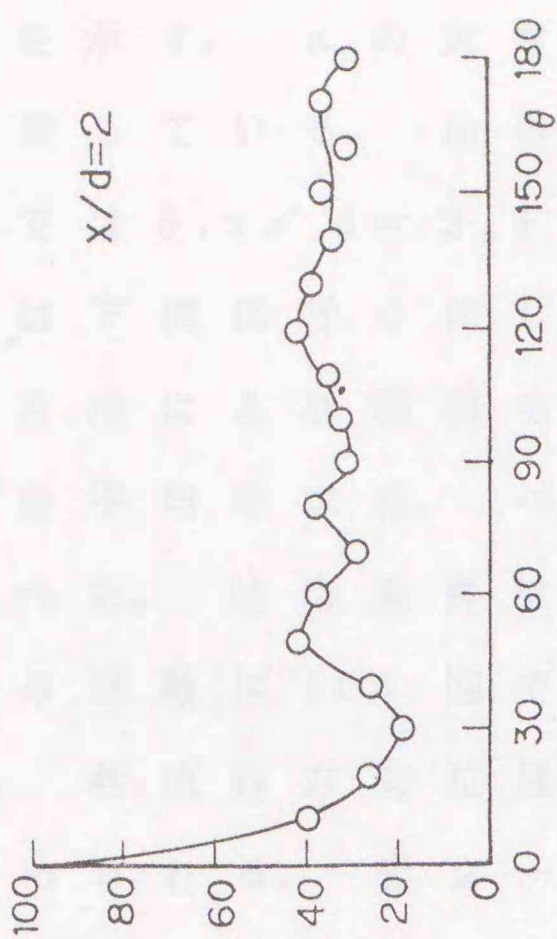
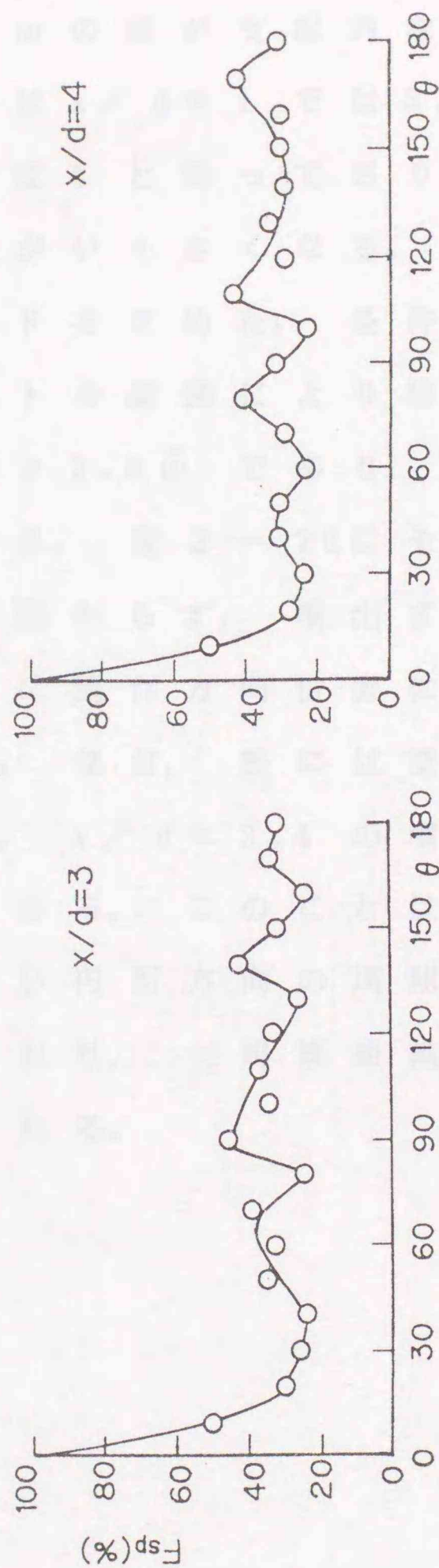
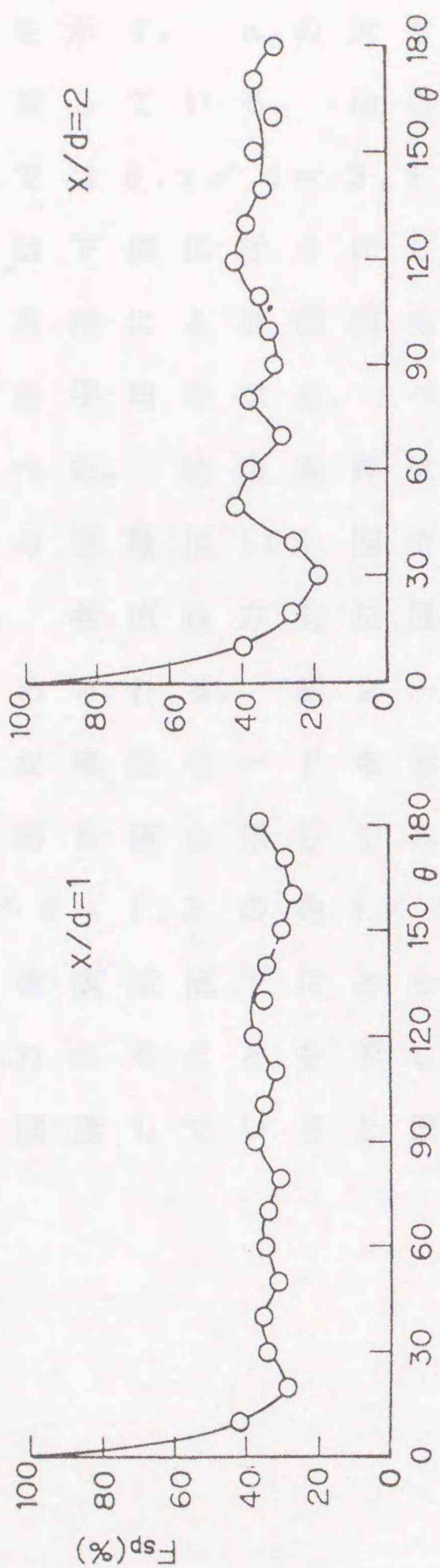


図2-24 同位相割合の円周方向変化

図 2 - 25 に流れ方向位置におけるフーリエ係数 a_m の結果を示す。 a_m の大きい m の値が支配的な噴流モードを表している。 m の値は $x/d = 1$ では 3, 6, 8, $x/d = 2$ では 6, $x/d = 3, 4$ では 4 となっており、噴流モードは下流に行くにしたがい小さくなる。さらに、別の方法により噴流モードを求めた。条件抽出による集合平均を求め、ベクトル線図により噴流モードを調べた。抽出条件は $u' > 2.0 \tilde{u}$ であり、信号の取り込み回数は 100 回である。図 2 - 26 にその結果を示す。各流れ方向位置に関わらず、噴出する流体塊が認められる。表 2 - 1 に流れ方向位置における支配的な噴流モードを示す。なお、表には空間相関より求めた値も示してある。 $x/d = 3, 4$ の噴流モードは $x/d = 1, 2$ の約 $1/2$ である。このことは、大規模組織構造は流下にともない円周方向の周期性が徐々に失われることを示しており、大規模組織構造の崩壊と関連していると思われる。

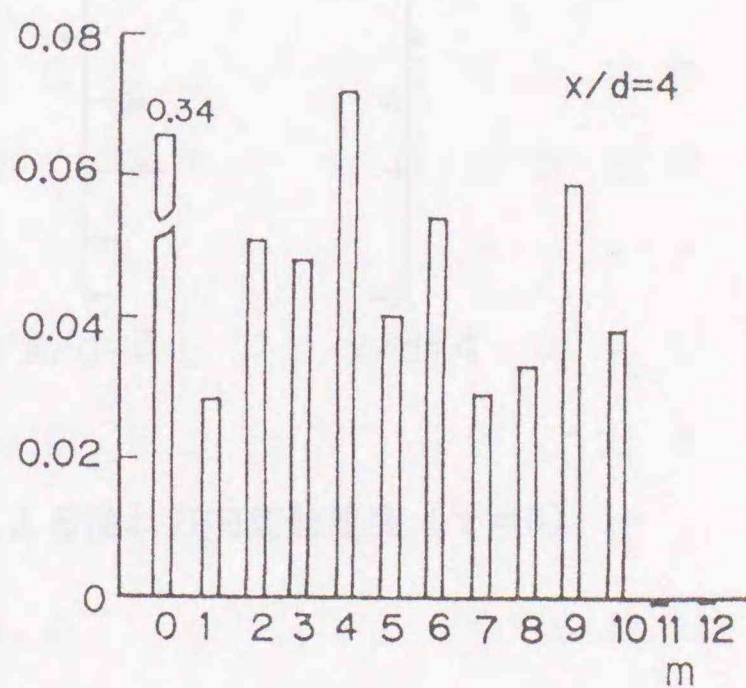
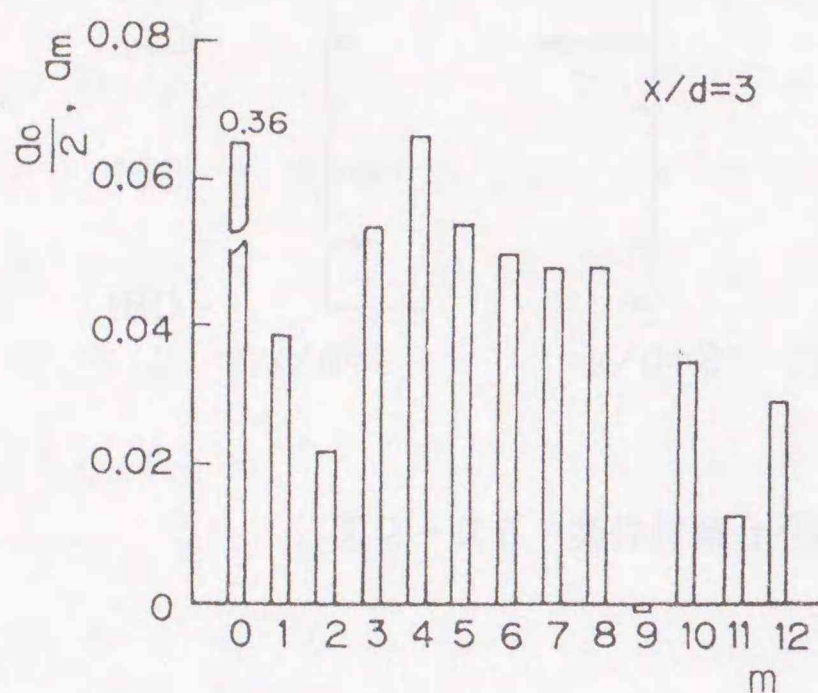
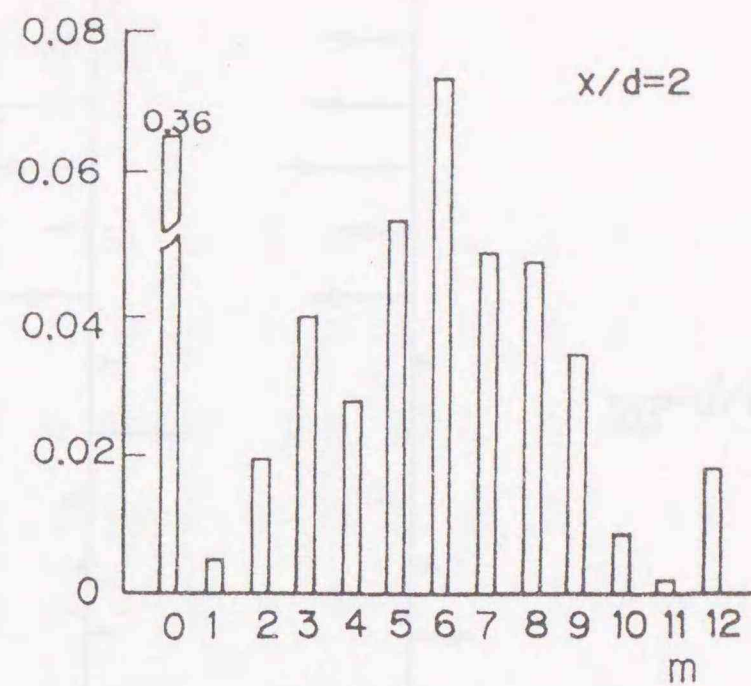
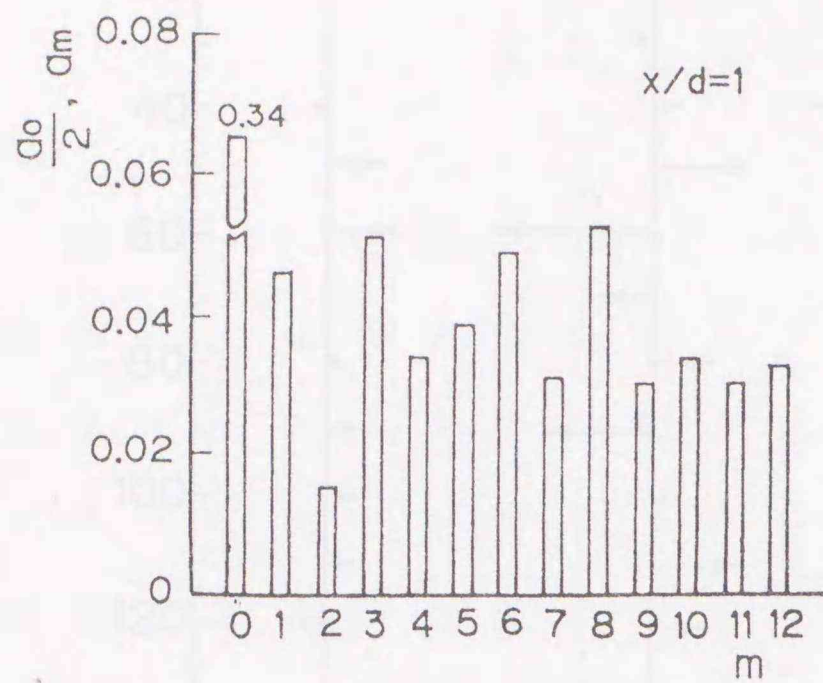


図2-25 フーリエ係数

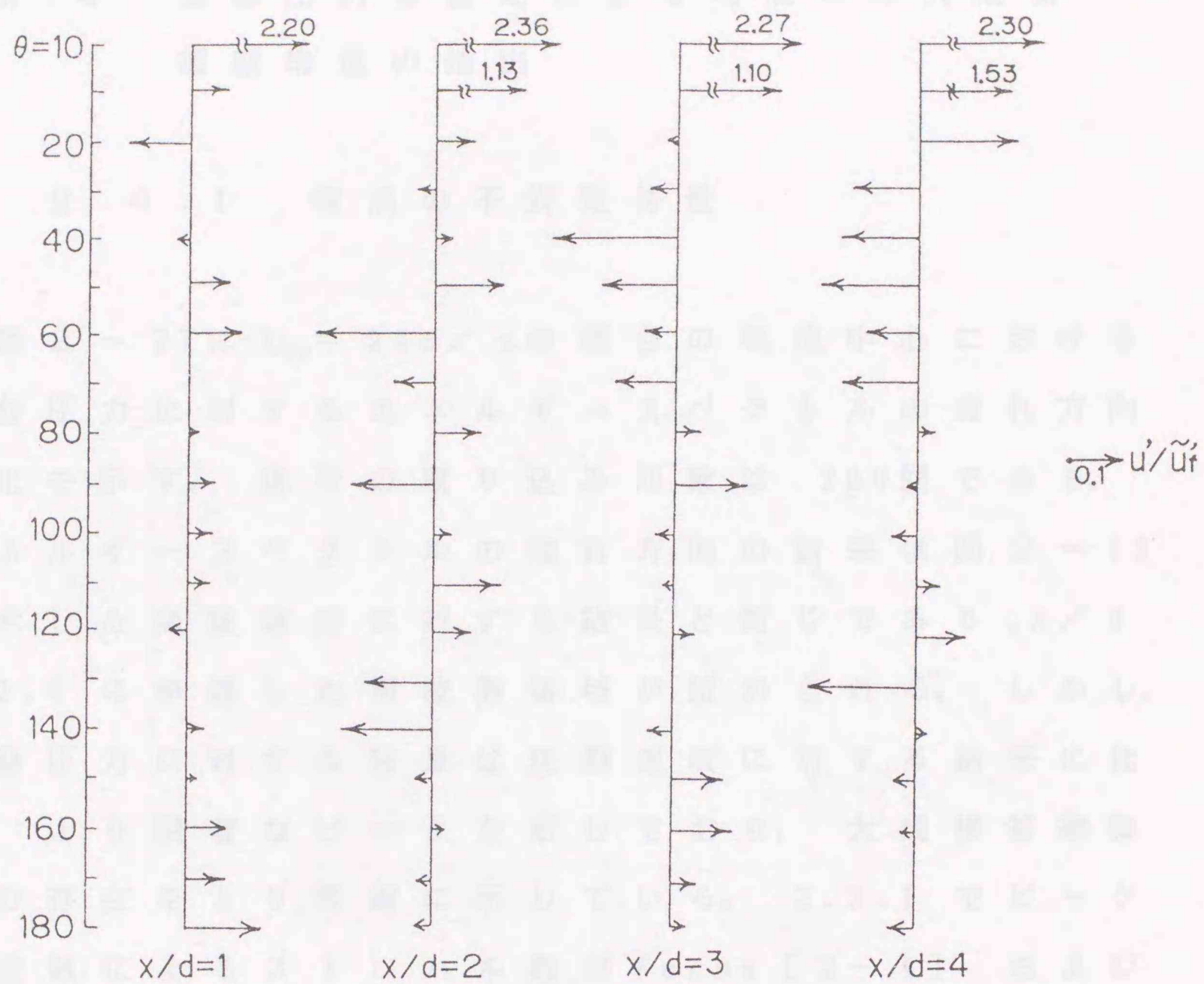


図2-26 条件付集合平均による流れ方向変動速度 ($t=0$)

表2-1 噴流モード

x/d	フーリエ解析		集合平均
	同位相割合	空間相関	
1	8 (3, 6)	6, 9	6 ~ 7
2	6	6, 7	8
3	4	3, 4	4 ~ 5
4	4	3, 4	3

2.4 変動圧力の測定による噴流中の大規模組織構造の抽出

2.4.1 噴流の不安定特性

図2-27に $U_{e0} = 24 \text{ m/s}$ の場合の噴流中心における変動圧力に対するエネルギースペクトルの流れ方向変化を示す。信号の取り込み回数は200回である。エネルギースペクトルの流れ方向の結果は図2-13に示した変動速度に対する結果と同じであり、 $x/d = 2, 4$ に卓越した周波数領域が認められる。しかし、変動圧力に対する結果は変動速度に対する結果に比べ、より顕著なピークを示しており、大規模組織構造の存在をより明確に示している。2.3.1でピーク周波数によるストロハル数が Fuchs [2-4] および Hayakawa [2-7] による値と異なっていることを示し、これは、パイプ共鳴による励起効果に差異があるためであることを指摘した。そこで、励起効果の差異を調べるため、図2-27より管出口からのエネルギー変化量を130, 150, 200, 260 Hzの周波数に対し求めた。その結果を図2-28に示す。エネルギーの増加は流れ方向位置にかかわらず200 Hzが最も大きく、この周波数により噴流中の変動成分が最も増幅されると考えられる。この最大増幅周波数に対するストロハル数は0.38であり前述の Hayakawa [

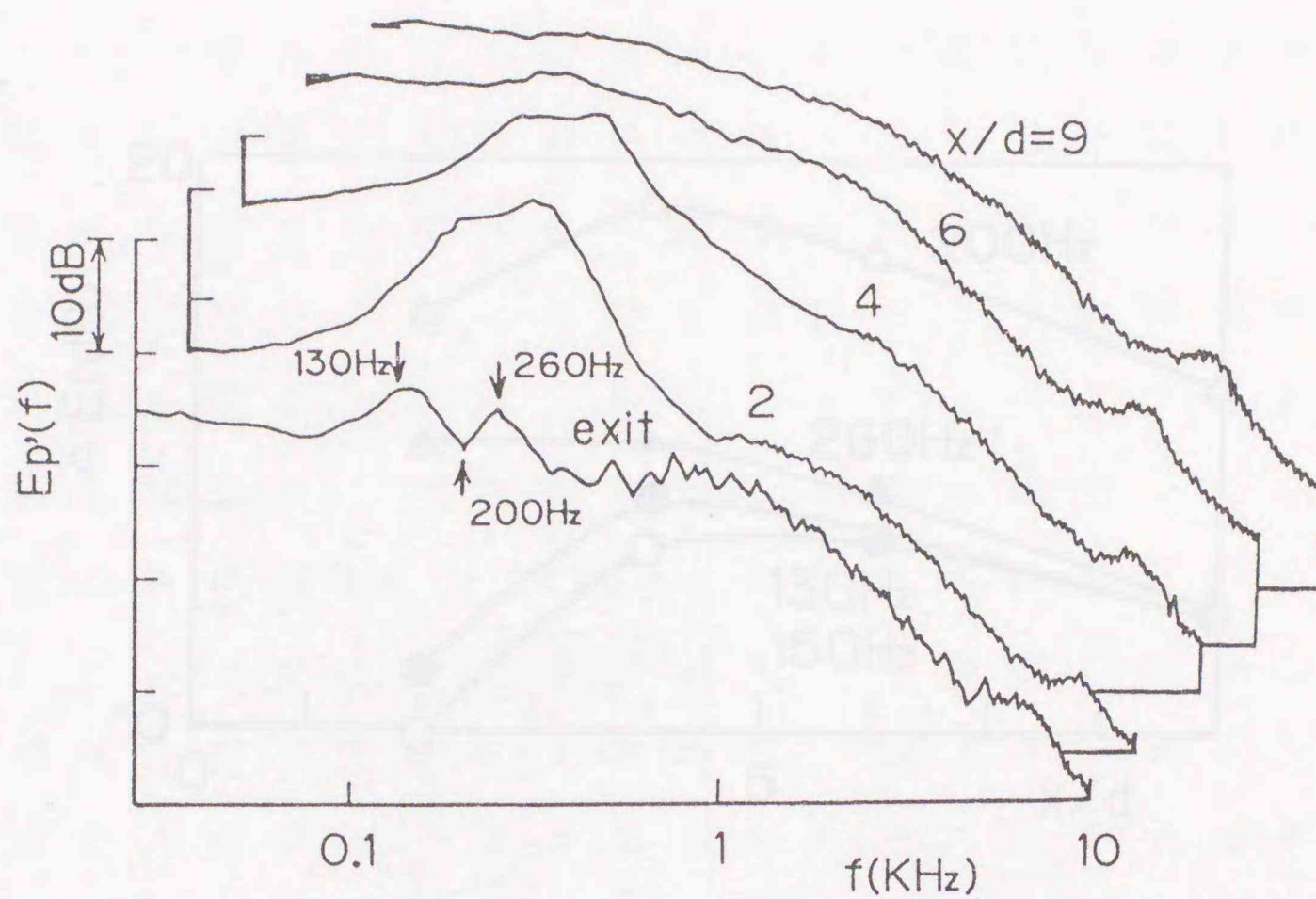


図2-27 噴流中心における変動圧力に対するエネルギー
スペクトルの流れ方向変化

1-7] の値と一致する。以上のようにより、エネルギー
 スペクトル中のピーク周波数 (250Hz) は、噴出速度
 の音速の影響によるもので、噴出速度の増加と共に
 一致する。

そこで、噴出速度の増加に伴って噴出中の
 大気振動のエネルギー増加量を、噴出速度の増加に伴って

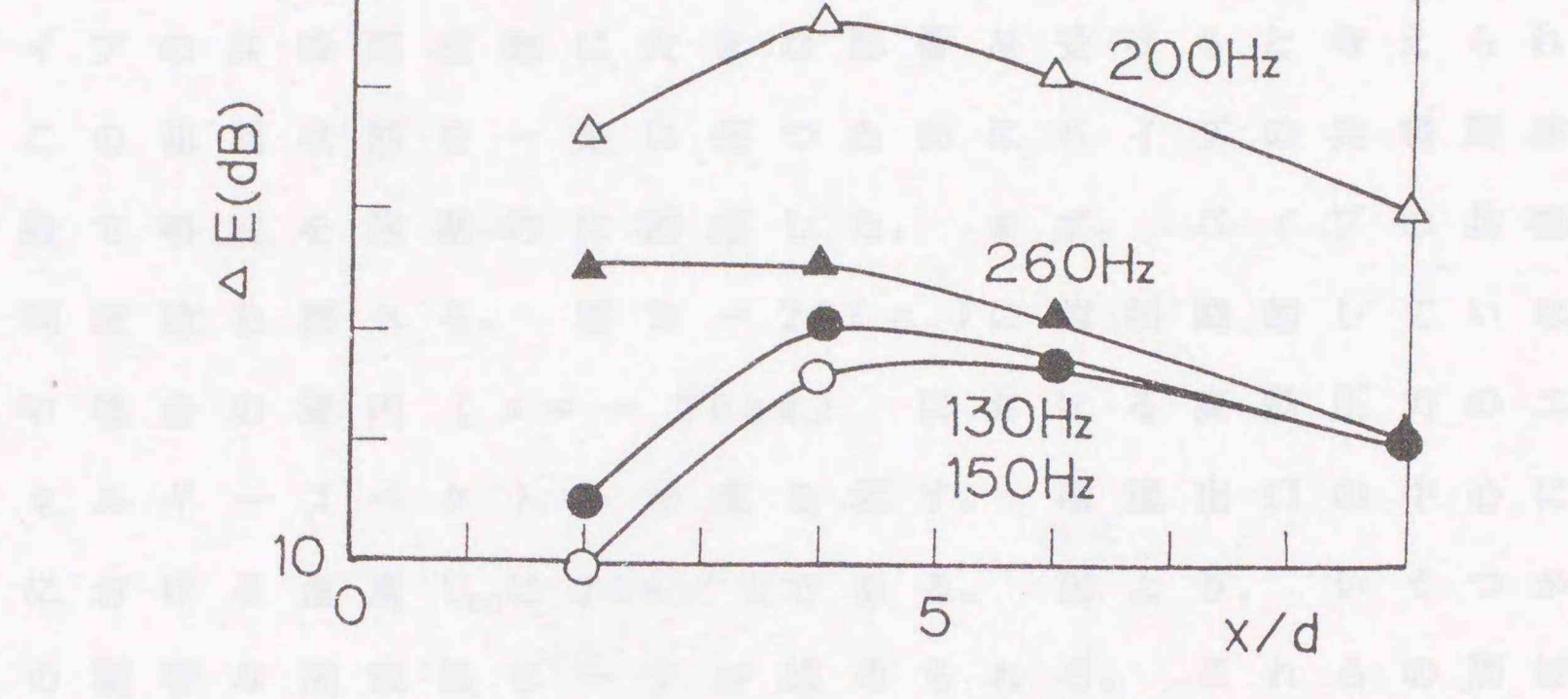


図2-28 エネルギーの増加量

の増加率を求めた。その結果、噴出速度の増加に伴って、
 エネルギーの増加率は、200Hzのピーク周波数の増加率と一致する。
 また、260Hzのピーク周波数の増加率は、200Hzのピーク周波数の増加率の約1.5倍である。
 さらに、130Hzと150Hzのピーク周波数の増加率は、200Hzのピーク周波数の増加率の約0.5倍である。
 この結果から、噴出速度の増加に伴って、エネルギーの増加率は、ピーク周波数の増加率と一致する。
 また、ピーク周波数の増加率は、噴出速度の増加率と一致する。

2-7] の値と一致する。以上のように、エネルギースペクトル中のピーク周波数 (260 Hz) は噴流出口の初期状態の影響によるもので、最大増幅周波数とは一致しない。

そこで、噴流出口の初期状態を一定にし噴流中の大規模組織構造の増幅特性を調べた。初期状態はパイプの共鳴周波数に大きな影響を受けると考えられ、この初期状態を一定に保つためにパイプの共鳴周波数で噴流を強制的に励起した。まず、パイプの共鳴周波数を調べる。図 2-29(a) に強制励起していない場合の管内 ($x = -20\text{ mm}$) における変動圧力のエネルギースペクトル分布を示す。噴流出口の中心における速度 U_{e0} は 24 m/s である。図より、いくつかの顕著な周波数ピークが認められる。これらの周波数とパイプ共鳴の関係を明らかにするため、 $U_{e0} = 0\text{ m/s}$ においてホワイトノイズにより噴流を強制励起し周波数特性を調べた。なお、強制励起は噴流管の上流に設置されているスピーカにホワイトノイズを入力して行った。その結果を図 2-29(b) に示す。周波数ピークは図 2-29(a) の結果と一致し、エネルギーが最も大きな周波数は 135.5 Hz である。この値は式 (2-9) で計算されたパイプ共鳴周波数とほぼ一致する。なお、振動のモード次数 n を 1 として計算を行った。

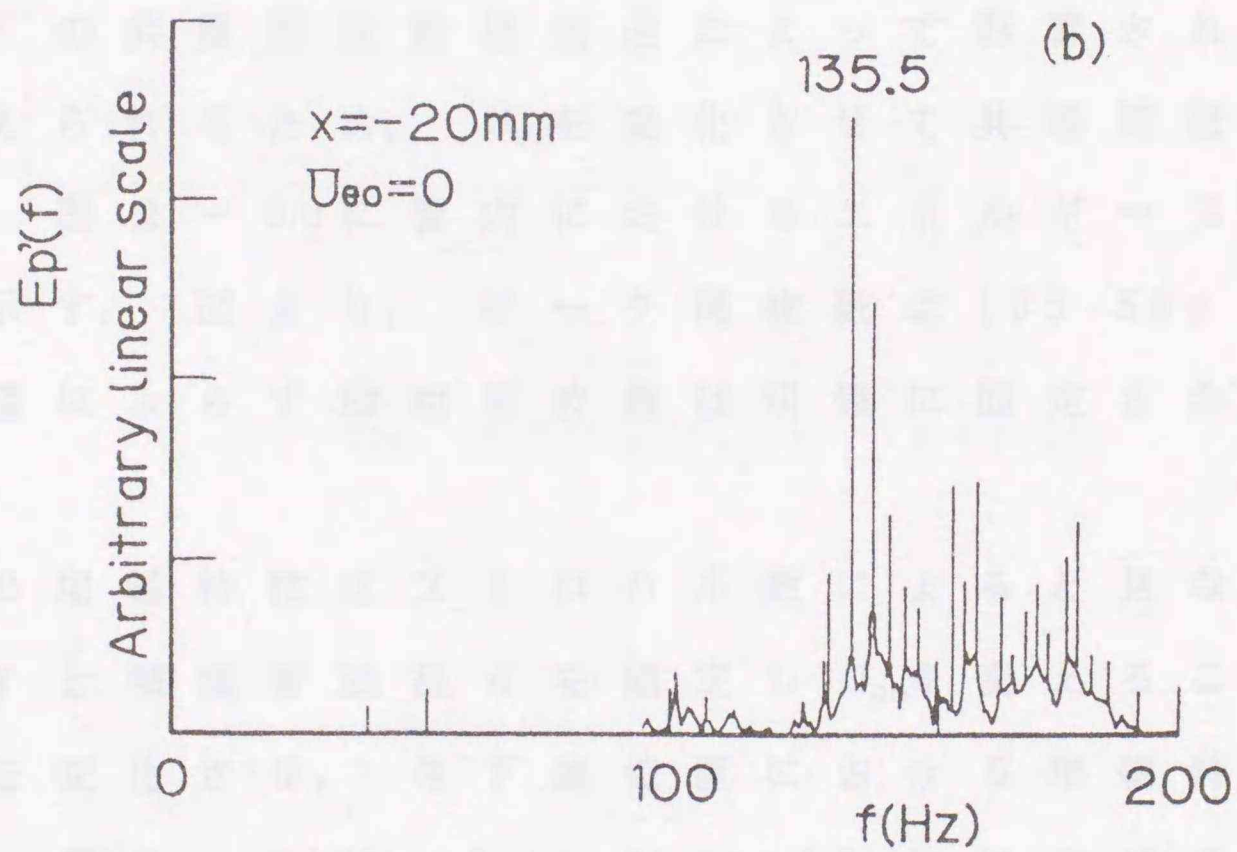
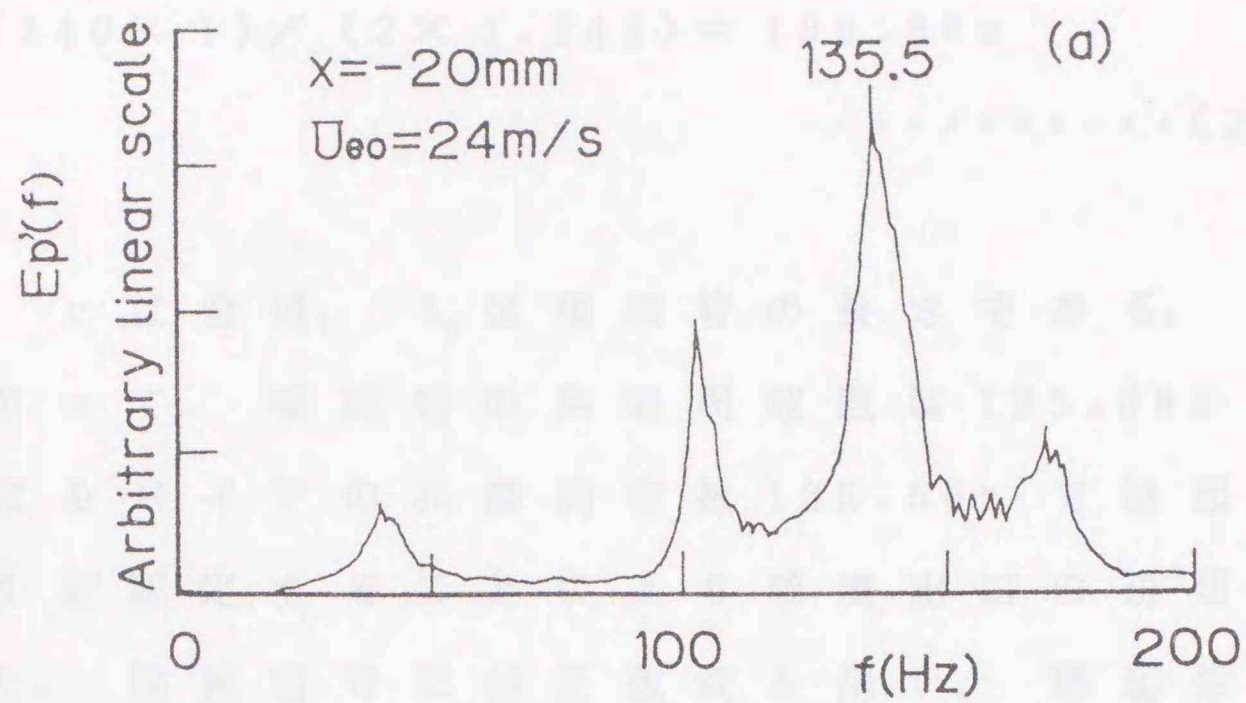


図2-29 管内のエネルギースペクトル分布：(a)管内の圧力変動スペクトル，(b)流れがないときのホワイトノイズ入力に対する圧力変動スペクトル

$$f_r = c \cdot n / 2 \cdot l_p$$

$$= (340 \times 1) / (2 \times 1.242) = 136.8 \text{ Hz}$$

.....(2-9)

ここで、 c は音速、 l_p は噴流管の長さである。

したがって、噴流管の共鳴周波数は 135.5 Hz である。噴流をパイプの共鳴周波数 135.5 Hz で励起し、励起条件を固定することにより噴流出口の初期状態を保った。励起信号には正弦波を用い、励起強さは噴流出口中心速度の 5% ($= \tilde{u} / U_{eo} = 0.05$) とした。なお、この共鳴周波数は流速によって影響されることが考えられるため、 U_{eo} を変化させて共鳴周波数を調べた。図 2-30 に管内におけるエネルギースペクトルを示す。図より、ピーク周波数は 135.5 Hz であり、流速によらず励起周波数は明確に固定されている。

噴流の増幅特性はストロハル数によると見なし、周波数 f と噴流管直径 d を固定し U_{eo} を変えることにより S_f を変化させ、各下流位置における増幅特性を調べた。図 2-31 に $x/d = 0.5 \sim 10.0$ における変動成分の増幅特性を示す。実験点はスペクトル分布より求めたピーク周波数 135.5 Hz のエネルギーを表している。増幅特性はいずれの位置においても最大値を持ち、最大増幅ストロハル数の値が明確になって

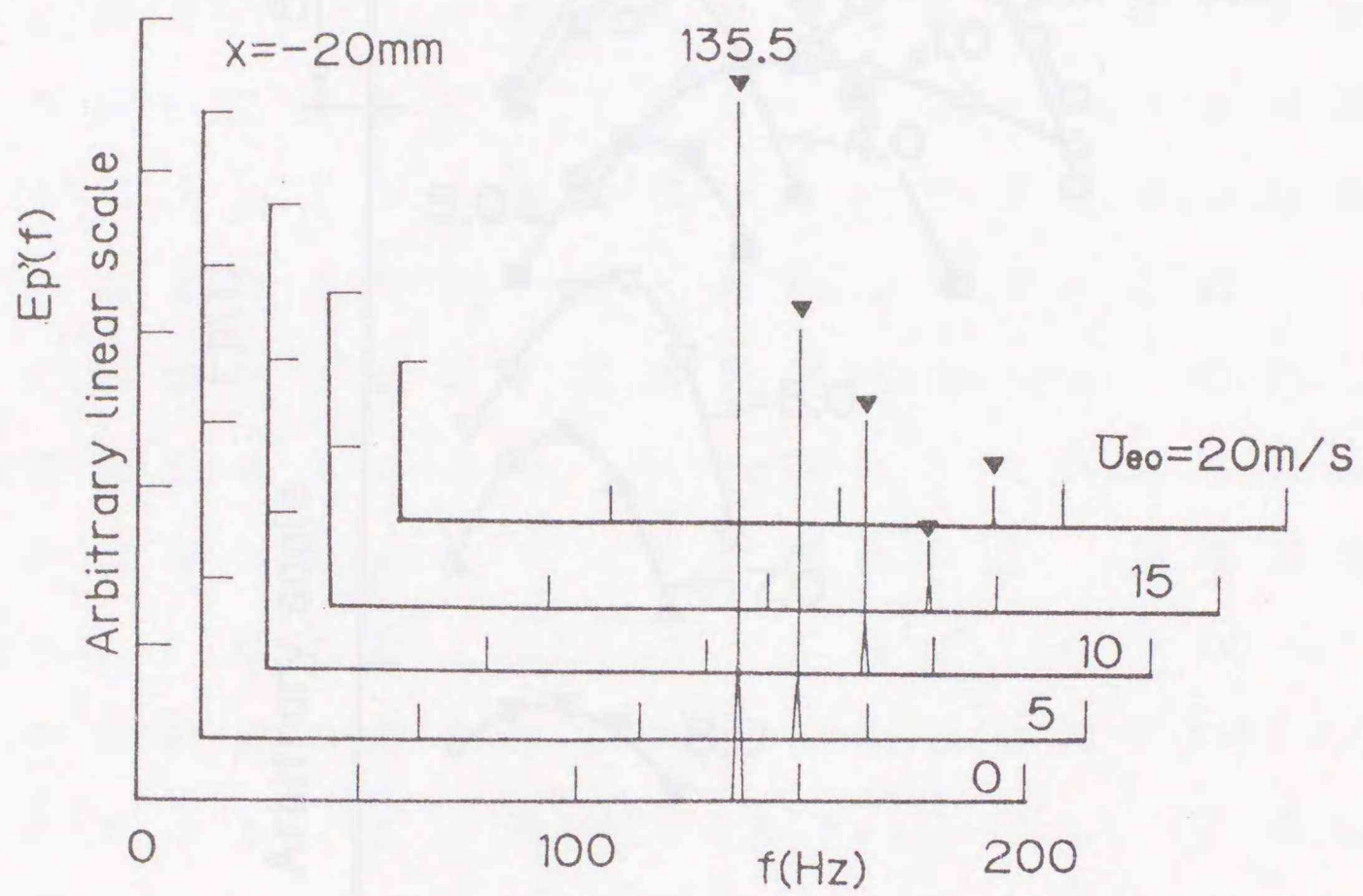


図2-30 流速変化に対するパイプ共鳴周波数

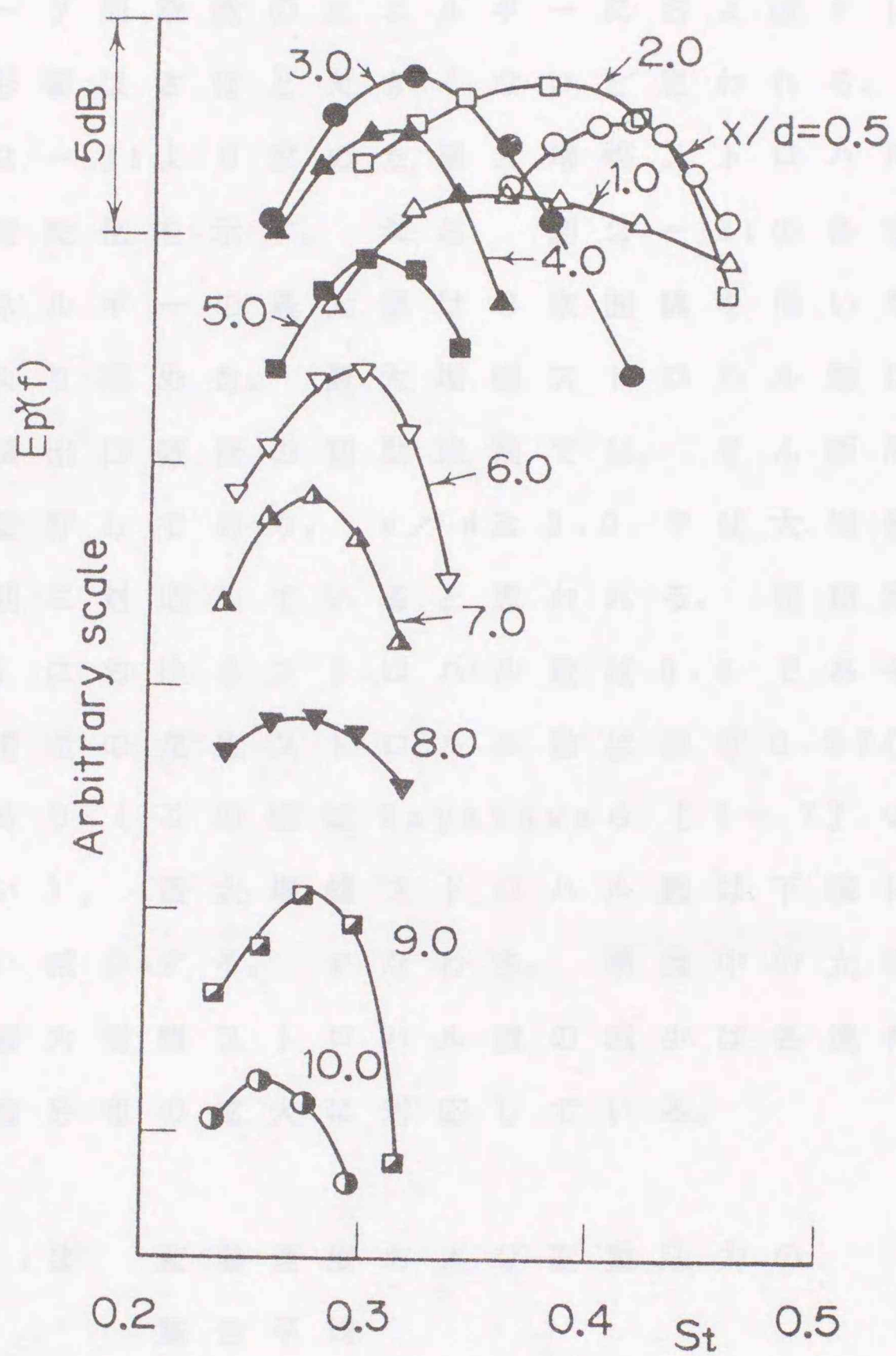


図2-31 噴流の増幅特性

いる。なお、この場合におけるレイノルズ数 ($= U_{eo} d / \nu$) の範囲は $4.0 \times 10^4 \sim 7.4 \times 10^4$ であり、この範囲ではピーク周波数のエネルギーにおよぼすレイノルズ数の影響はさほど大きくないと思われる。図 2-32 に図 2-31 より求めた最大増幅ストロハル数 S_{tm} の流れ方向変化を示す。なお、図 2-31 の各位置におけるエネルギーの最大値は 3 次曲線を用いた最小自乗法により求めた。最大増幅ストロハル数は $x/d \leq 1.0$ の噴出口直後の初期段階では、せん断層の不安定性に依存しており、 $x/d \geq 2.0$ では大規模組織構造の周期に対応していると思われる。初期段階の $x/d = 0.5$ におけるストロハル数は 0.4 である。大規模組織構造の発生ストロハル数はほぼ 0.37 ($x/d = 2.0$) であり (この値は Hayakawa ら [2-7] の値とほぼ等しい)、最大増幅ストロハル数は下流に行くにしたがい減少する。すなわち、噴流中の大規模組織構造の最大増幅ストロハル数の減少は各流れ方向位置の速度分布の拡大に対応している。

2.4.2 変動速度および変動圧力の 集合平均

大規模組織構造の挙動のひとつの特徴は、周期性を持って流下することと考えられる。この周期性が失われることは、大規模組織構造が崩壊したと見な

x/d	S_{tm}
0	0.40
1	0.34
2	0.36
3	0.31
4	0.30
5	0.30
6	0.28
7	0.27
8	0.27
9	0.27
10	0.26

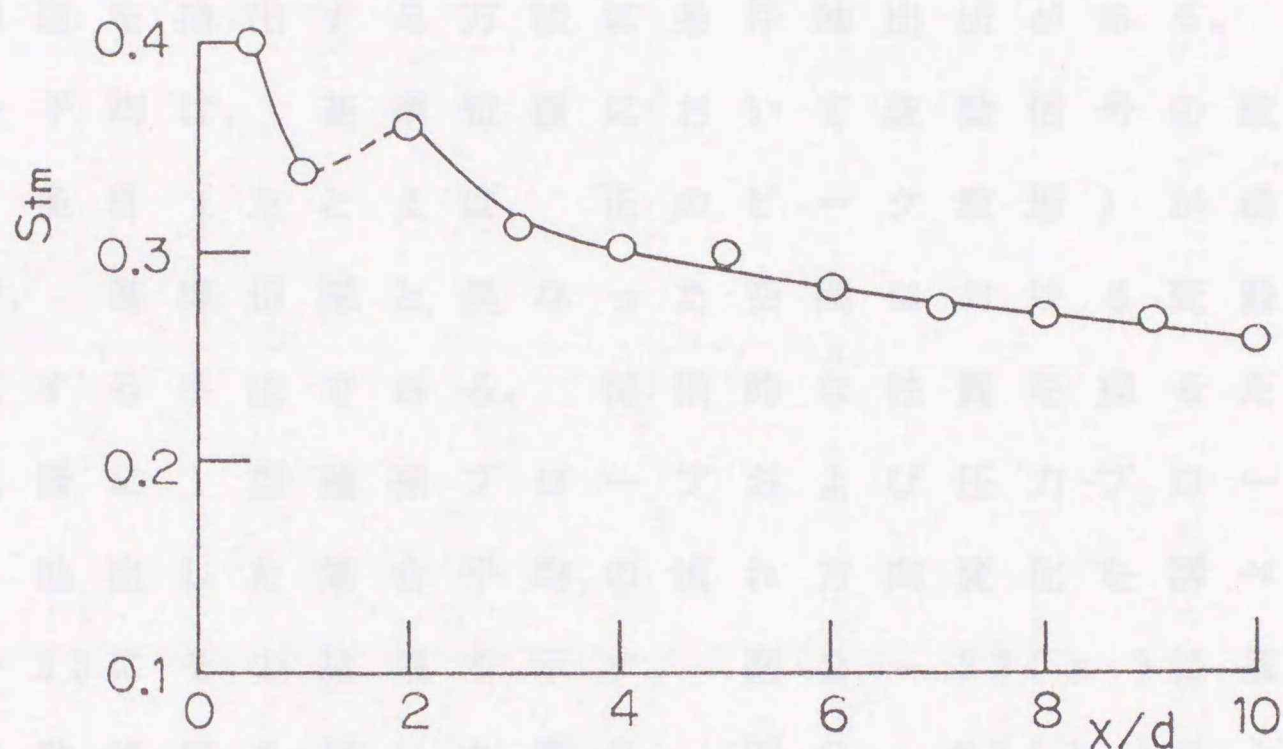


図 2-32 最大増幅ストロハル数の流れ方向変化

すことができる。大規模組織構造の核となるのは、噴流内部混合領域から高速流体が外側に噴出し、噴出流体が巻き込むことにより形成される渦構造である。したがって、この渦構造の抽出は大規模組織構造の挙動を調べる上で重要となる。

渦構造を抽出する方法に条件抽出法がある。条件付集合平均は、基準位置において変動信号の波形中にある条件（たとえば、正のピーク波形）が満足された時、基準位置と異なった空間における変動信号を抽出する手法である。特徴的な性質を探るために、基準位置に I 型熱線プローブおよび圧力プローブを置き、抽出した集合平均の流れ方向変化を調べた。図 2-33 にその結果を示す。図 2-33(a) は基準信号に変動速度を用いた場合、図 2-33(b) および図 2-33(c) は基準信号に変動圧力を用いた場合である。抽出条件は変動速度では $u' > 2.5 \tilde{u}'$ 、変動圧力では $p' < -2.5 \tilde{p}'$ であり、抽出信号は図 2-33(a)、(b) が変動速度、図 2-33(c) が変動圧力である。なお、設定した基準位置は変動速度が最大となる位置とし、抽出回数は 100 回である。図 2-33(a) では特徴的な波形（図中の矢印）は $\Delta x / d = 2$ まで確認できる。これに対し基準信号に変動圧力を用いた図 2-33(b) では $\Delta x / d = 3$ まで特徴的な信号が確認できる。このことは、基準信号として変動速より変動圧力を用いる方が特徴的な信号を抽出するのに有効

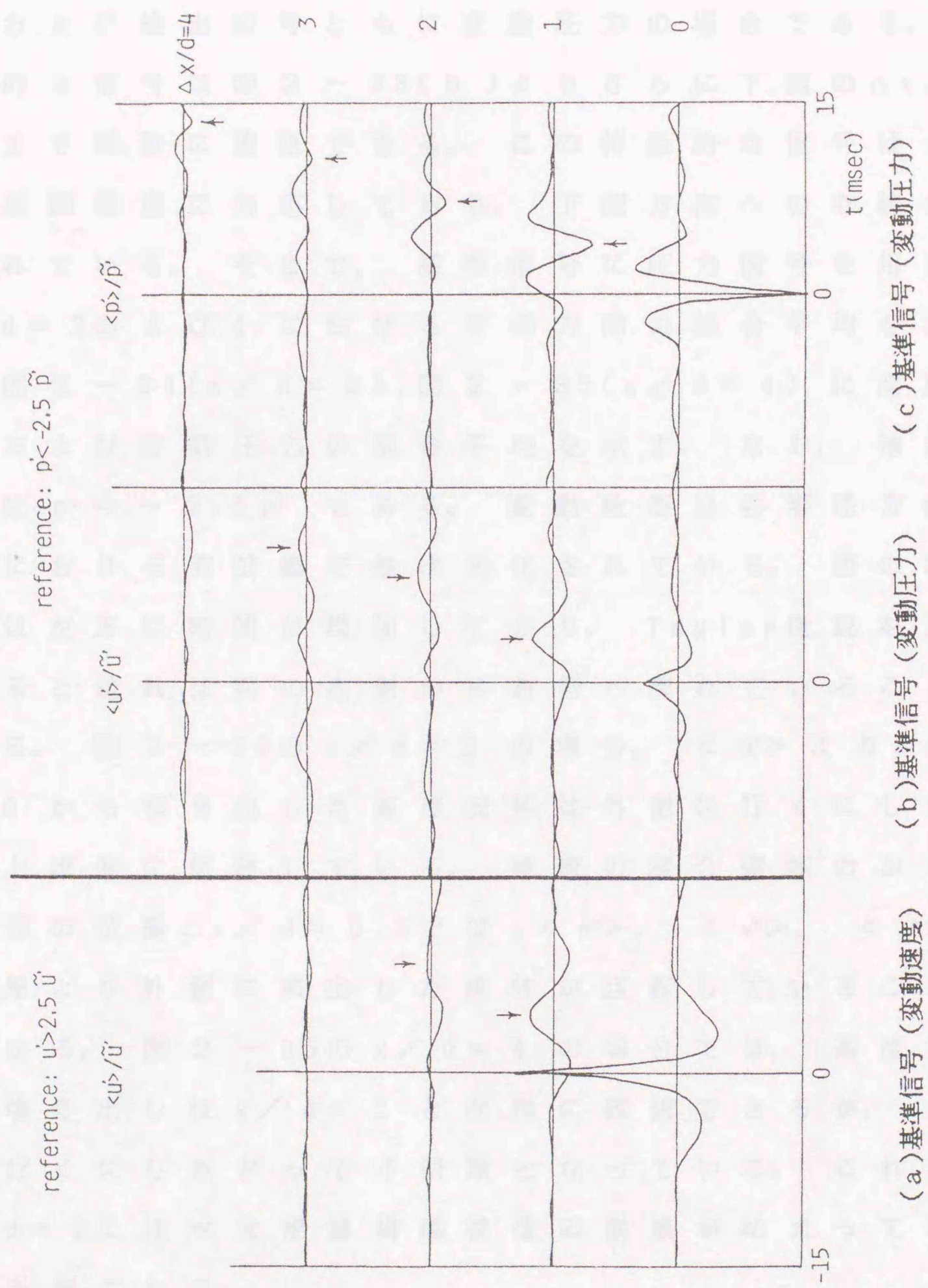


図2-33 集合平均の流れ方向変化

であることを示している。図 2 - 33 (c) は基準信号および抽出信号ともに変動圧力の場合である。特徴的な信号は図 2 - 33 (b) よりさらに下流の $\Delta x / d = 4$ まで明瞭に確認できる。この特徴的な信号は大規模組織構造に対応しており、下流方向への存続が示されている。そこで、基準信号に圧力信号を用い、 $x / d = 2$ および 4 における半径方向の集合平均を求めた。図 2 - 34 ($x / d = 2$)、図 2 - 35 ($x / d = 4$) に変動速度および変動圧力の集合平均を示す。なお、抽出条件は $p' < -2.5 \tilde{p}'$ である。変動波形は各半径方向位置における実効値で無次元化されている。図の時間軸は左方に時間が増加しており、Taylor 仮説を採用すると流れは図の左側から右側へ流れていることになる。図 2 - 34 の $x / d = 2$ の場合、 $\langle u' \rangle$ より $\Delta r / d = 0$ から噴き出した高速流体は外側に行くにしたがい上流側に傾斜している。噴流の混合領域のかなり外側の位置 $\Delta r / d = 0.5$ では、 $\langle u' \rangle$ 、 $\langle v' \rangle$ 、 $\langle p' \rangle$ の結果より外側に噴出した流体が回転していることが分かる。図 2 - 35 の $x / d = 4$ の場合では、高速流体の噴き出しは $x / d = 2$ と同様に確認できるが、外側に行くにしたがって不明瞭となっている。これは、 $x / d = 2$ に比べ大規模組織構造の崩壊が始まっていると予想される。

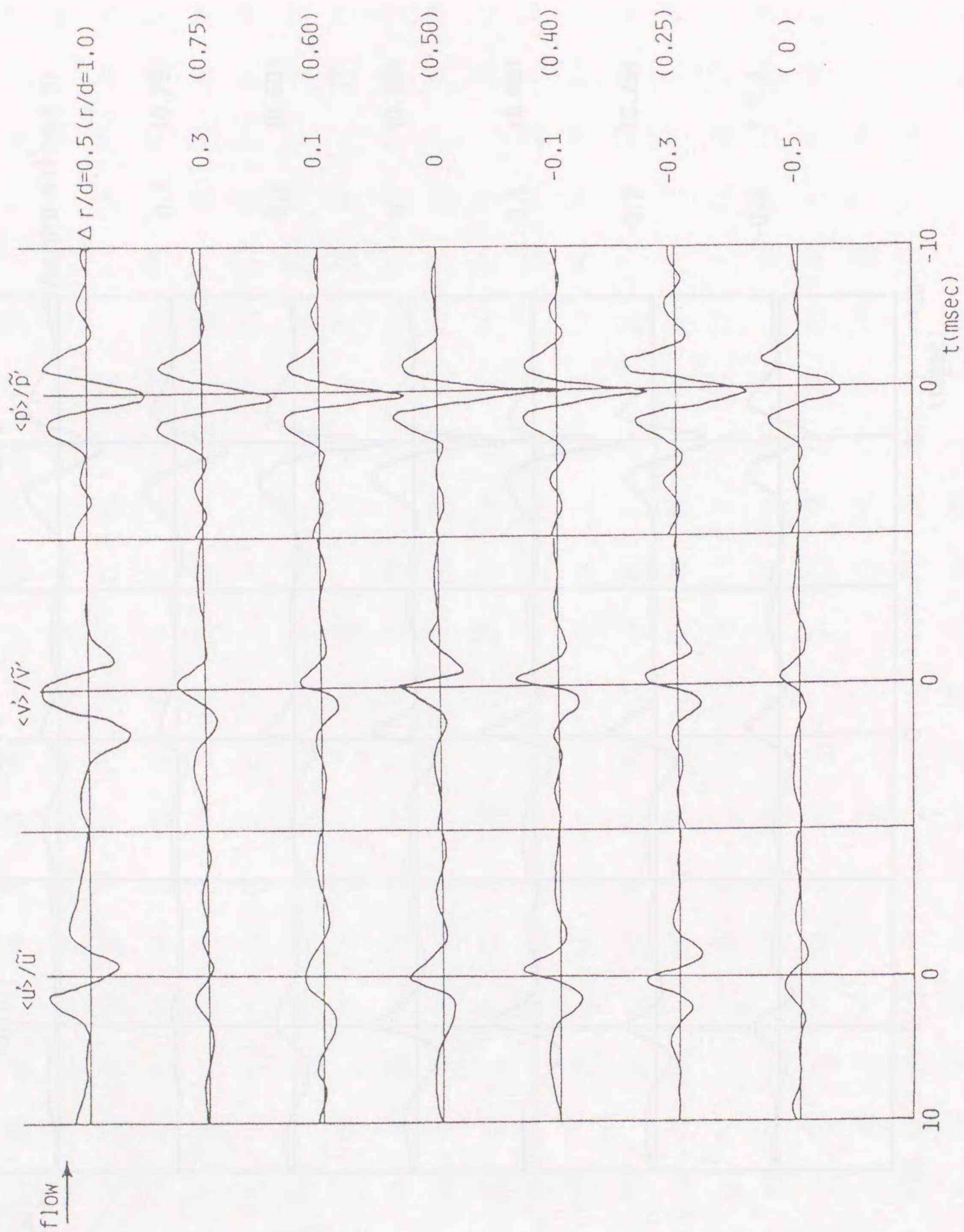


図2-34 集合平均の半径方向変化 ($x/d=2$)

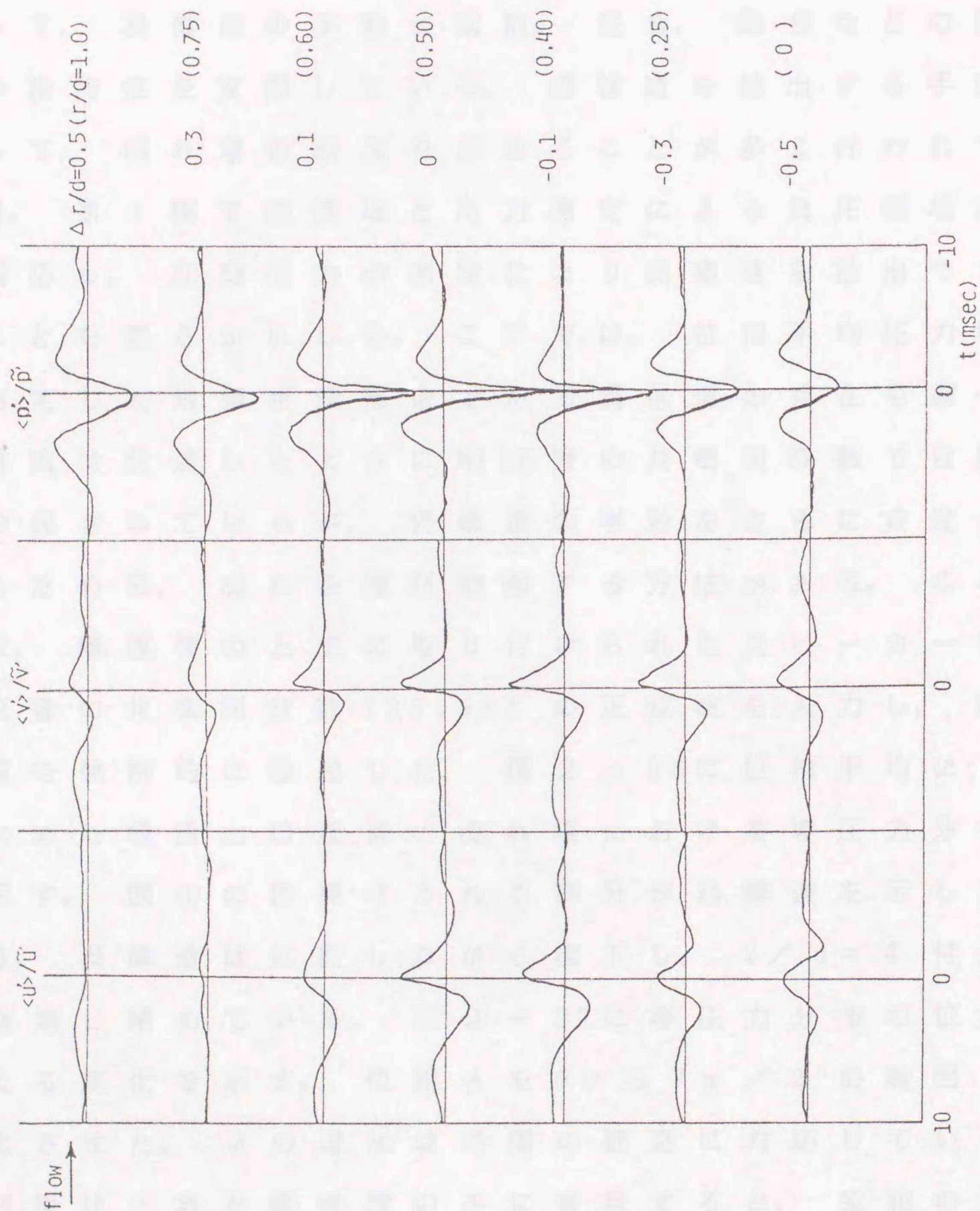


図2-35 集合平均の半径方向変化 ($x/d=4$)

2.4.3 位相平均測定による等圧力分布

乱流中の大規模組織構造は渦構造である。したがって、渦構造の挙動が拡散、混合、騒音などの流れの諸特性を支配している。渦構造を抽出する手法として、流れ場の渦度を求めることが多く行われている。第I編で渦度場と圧力測定による負圧領域とが対応し、変動圧力の測定により渦構造を抽出できることを明らかにした。ここでは、位相平均圧力場を測定し大規模組織構造である渦構造の存在を調べた。噴流は前述したように噴流管の共鳴周波数で自然に励起されているが、渦構造の挙動をさらに安定させるために、流れを強制励起する方法がある。ここでは、噴流管の上流に取り付けられたスピーカーに噴流管の共鳴周波数 135.5 Hz の正弦波を入力し、流れ場を強制的に励起した。図2-36に位相平均により求めた噴流出口近傍の流れ場における等圧力分布を示す。図中の網掛けされた部分が渦構造を示している。渦構造は拡散しながら流下し、 $x/d = 4$ 付近で崩壊し始めている。図2-37に等圧力分布の位相による変化を示す。位相 ϕ を 0 から $7\pi/2$ の範囲で変化させた。 ϕ の増加は時間の経過に対応している。網掛けされた渦構造のみに着目すると、位相の増加とともに渦構造が流下していることが分かる。また、渦構造は流下にともない拡散し徐々に崩壊する。

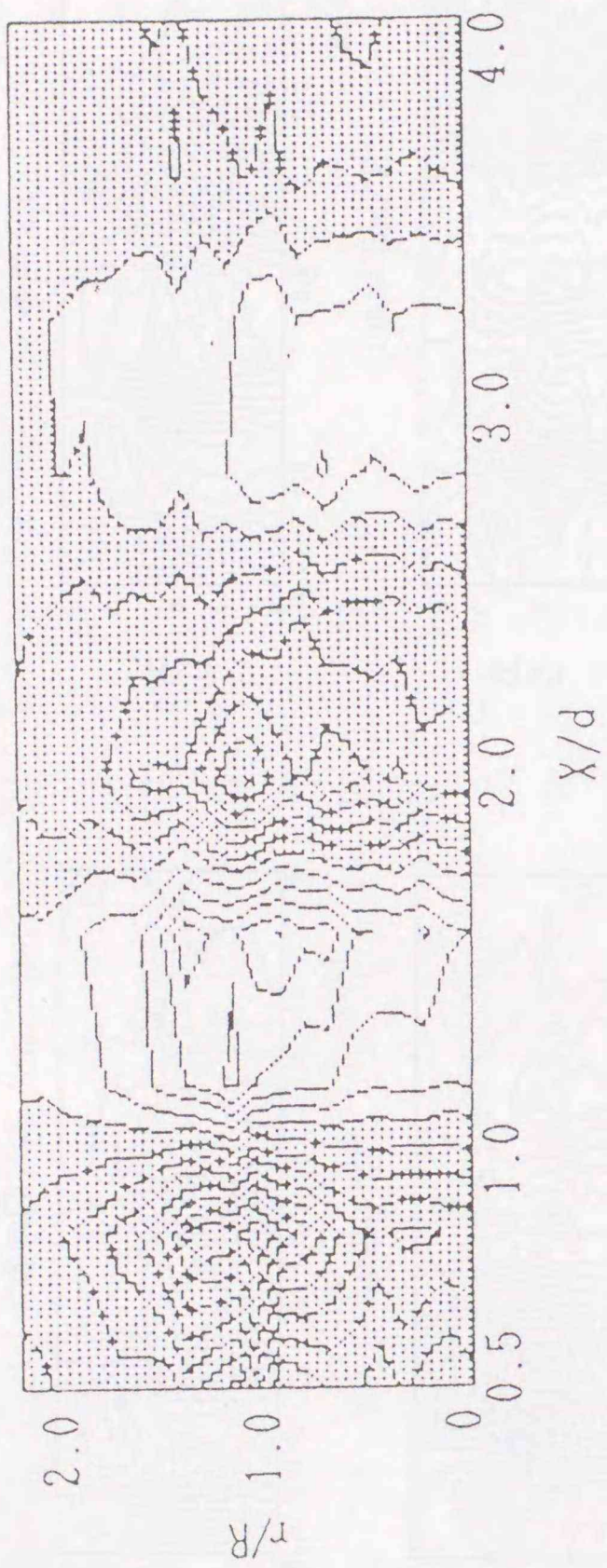


図2-36 位相平均測定による等圧力分布



図2-37 等圧力分布の位相による変化

第 3 章 非 円 形 噴 流 の 特 性

3 . 1 渦 構 造 の 変 形 の 特 徴

非円形噴流のひとつである長方形噴流については、平均速度場の測定により噴流の拡散 [2-20] , [2-21] , 乱れ特性 [2-22] , [2-23] および噴流中の渦の挙動 [2-24] , [2-25] が調べられているが、噴流中の渦構造の詳細には触れていない。渦構造については、豊田ら [2-13] が可視化実験によりそのモデルを示している。図 2-38 にそのモデルを示す。噴流出口直後の渦糸において、噴流出口形状の角部に対応する部分は角が取れて丸くなっている。これは、図 2-39 に示すように、角の部分で内側から巻き込む渦の干渉により下流方向および噴流の中心方向に向く速度が誘起されるためである。その結果、角部は下流および内側に入り込み、渦同志の干渉により角部が取れてくる。さらに変形が進行すると辺の部分が折れ曲がり角部が形成される。これが非円形噴流の渦構造の変形の特徴であり、いわゆる角部と辺部が入れ替わるスイッチング現象を伴う。図 2-38 の中央のモデルは長方形の長軸部と短軸部が入れ替わっている。

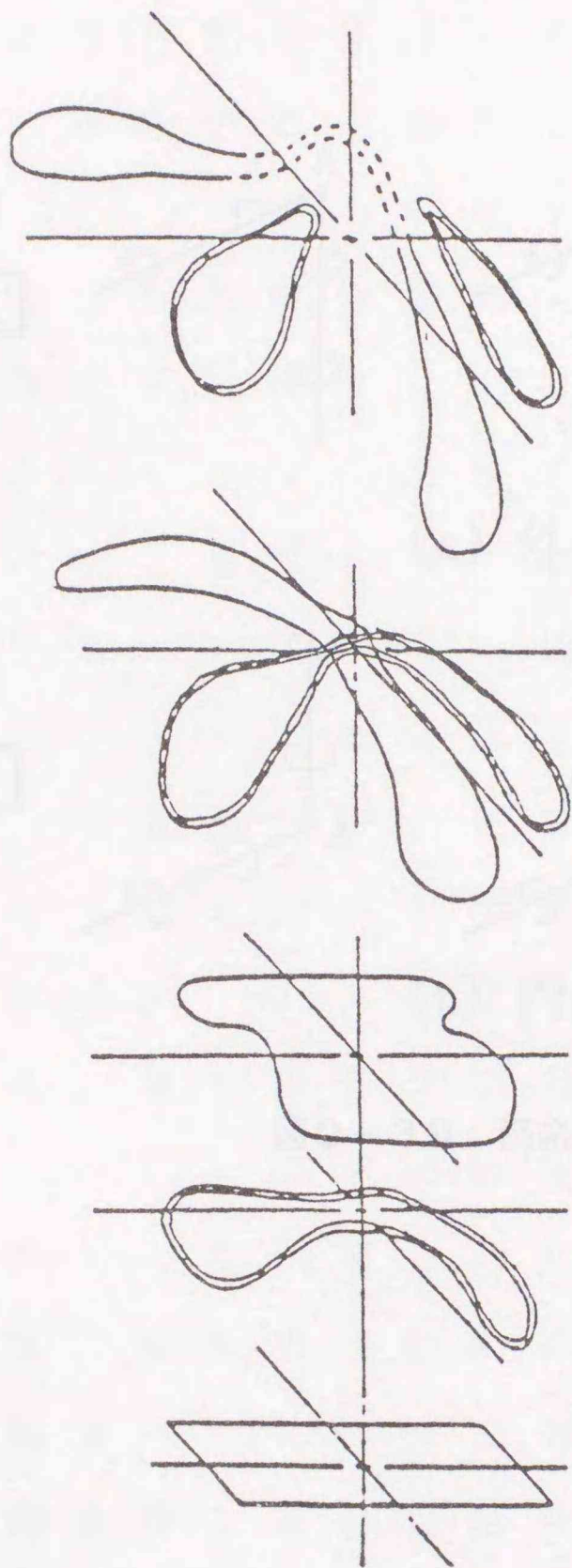
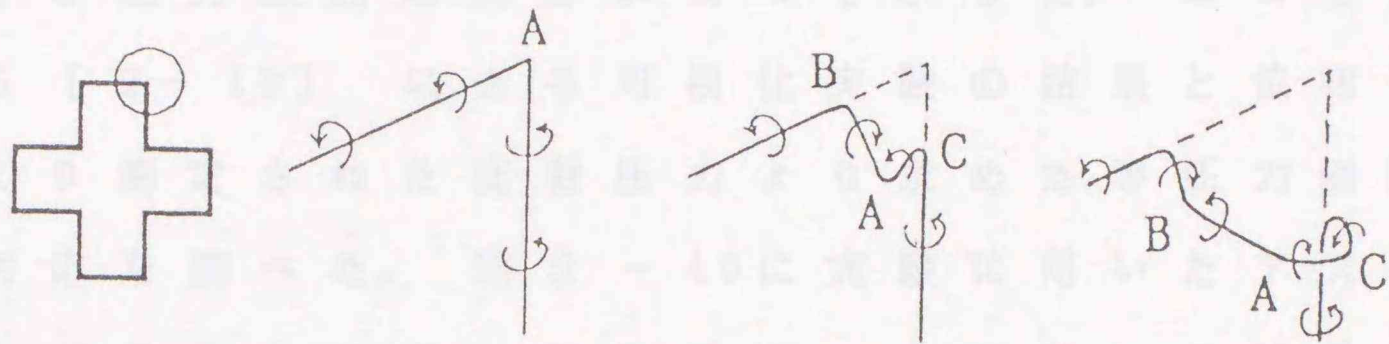


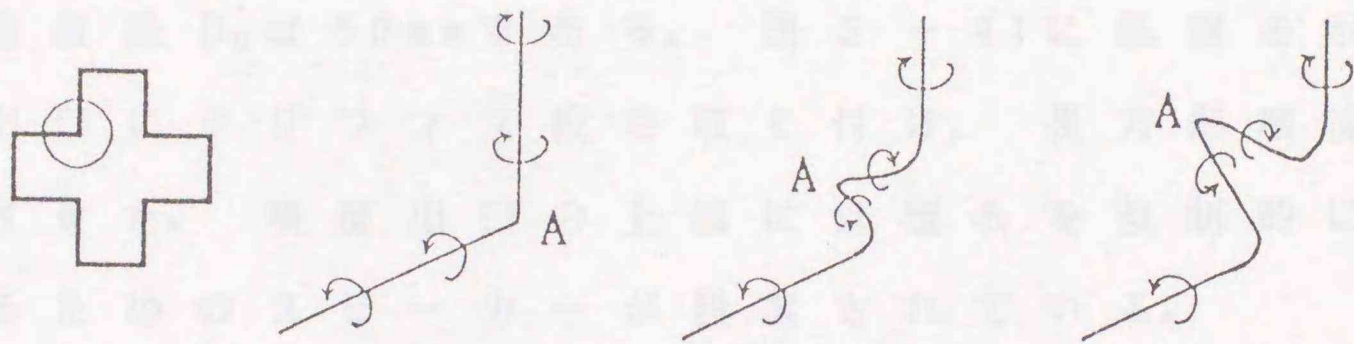
図2-38 長方形噴流中の渦構造モデル

3.2 可変化渦巻と等圧線との対応

噴出中の渦巻流は、全静圧力プロードを用いた圧力測定により抽出可能である。このことは、第1章で噴出と等圧力線との関係が示されて示した。これは、



(a) 外向き角部



(b) 内向き角部

図2-39 渦糸の変形モデル

3.2 可視化結果と等圧線図の対応

噴流中の渦構造は変動圧力プローブを用いた圧力測定により抽出可能である。このことは、第I編で渦度と等圧力線図の対応によって示した。ここでは、豊田ら[2-13]による可視化実験の結果と位相平均により測定された変動圧力より求めた等圧力線図との対応を調べた。図2-40に実験に用いたアスペクト比が4のオリフィスを示す。オリフィスは長軸側および短軸側ともに45度で削られており、開口部の等価直径 D_e は50mmである。図2-41に風洞を示す。風洞出口にオリフィス板を取り付け、長方形噴流を発生させた。噴流出口の上流には流れを強制的に励起するためのスピーカーが設置されている。

可視化実験[2-13]により、長方形渦の安定な干渉モードは、噴出口近傍における混合層の不安定変動周波数 f_n の1/4の周波数で噴流を励起することにより得られることが明らかにされている。この干渉モードは長方形噴流中の渦構造の特徴的挙動を示している。図2-42に噴出口近傍の混合層不安定特性を示す。混合層の変動速度波形は非常に規則的である。この時のエネルギースペクトルは非常にシャープなピークを示しており、ピーク周波数は565Hzである。この周波数が混合層の不安定変動周波数 f_n である。実験は干渉モードを生成させる周波数 $f_n/$

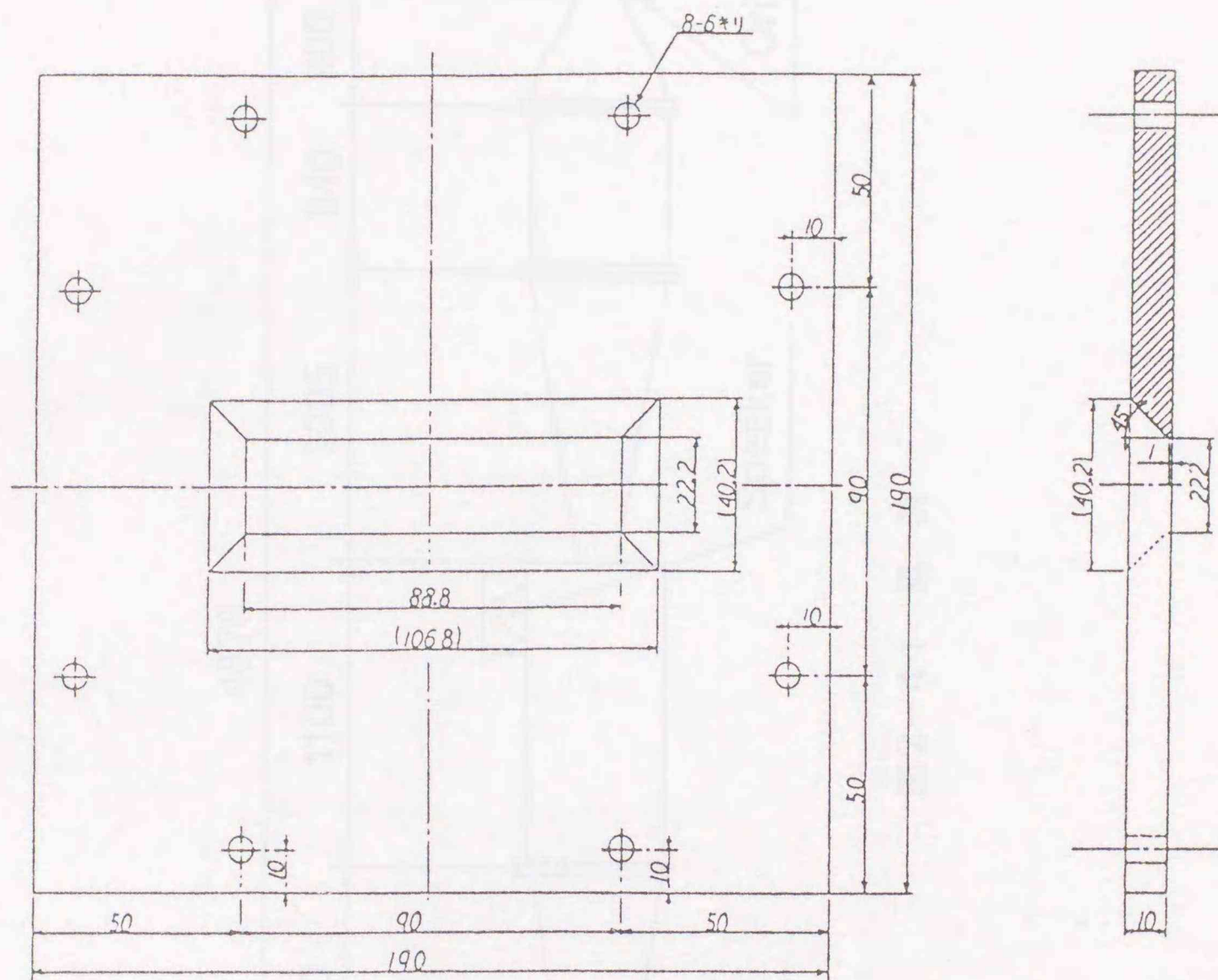


図2-40 長方形オリフィス（アスペクト比=4）

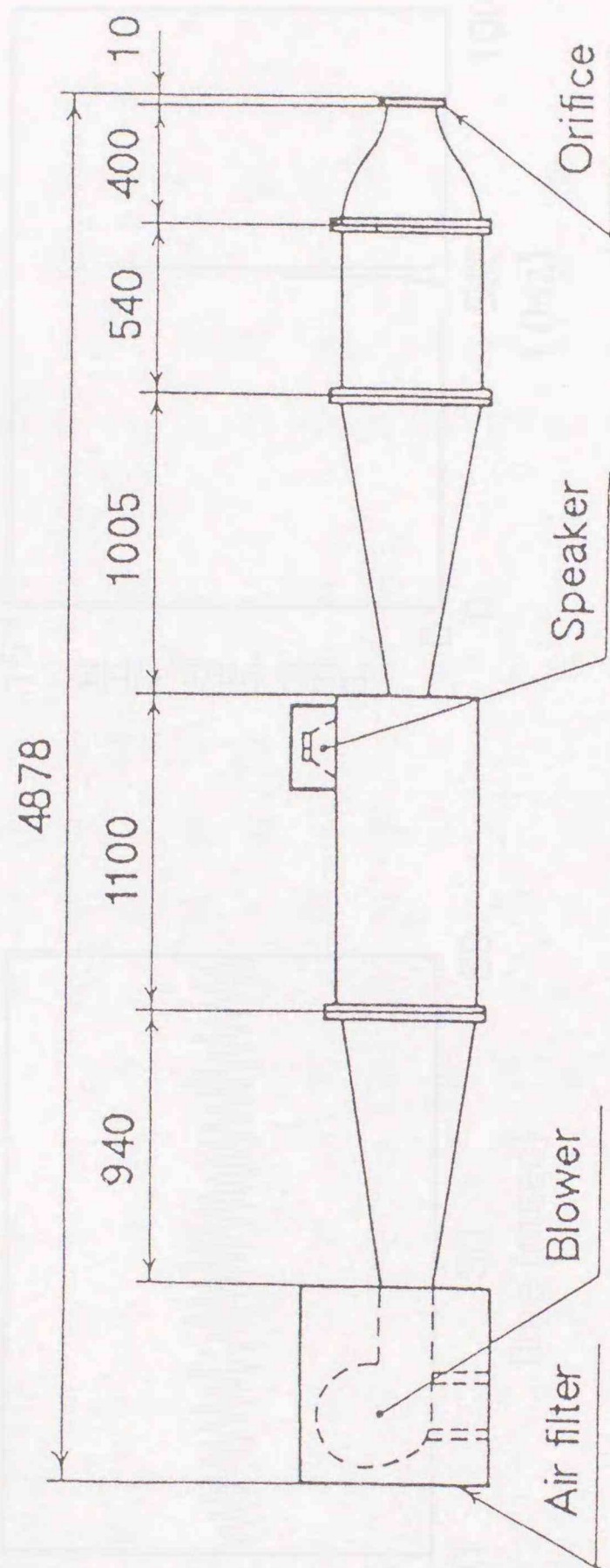


图2-41 风洞

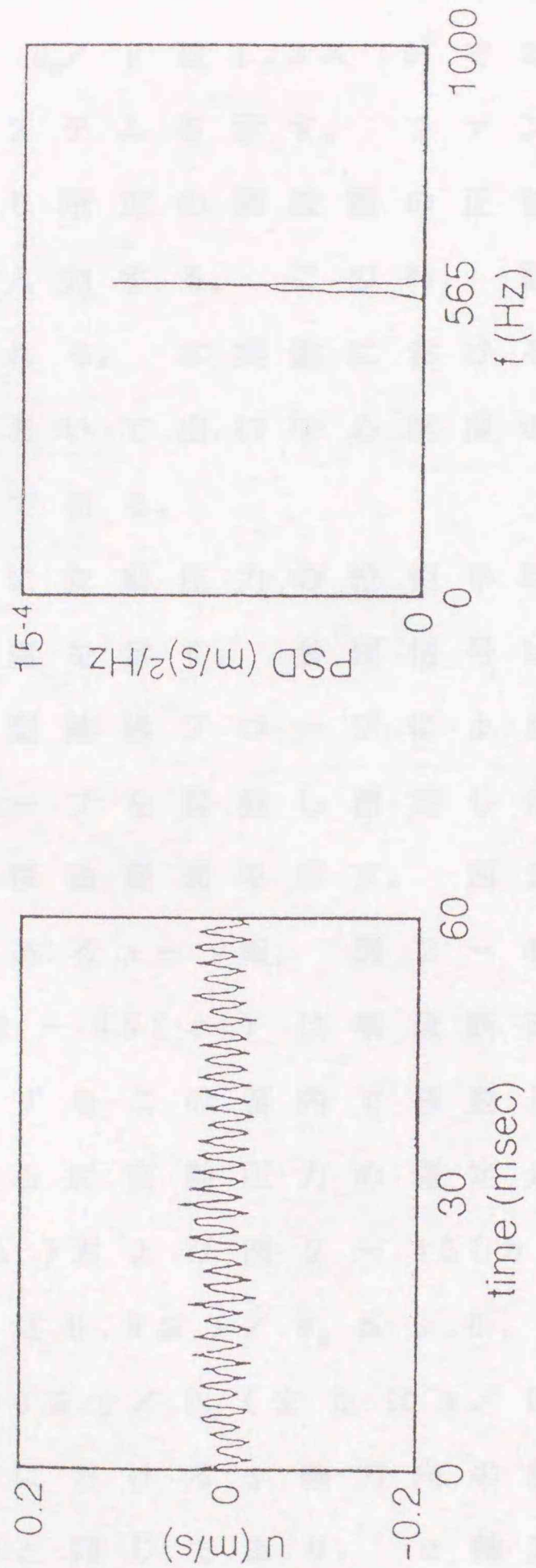


図2-42 噴流出口近傍の混合層不安定特性

4 = 141 Hz で噴流を励起し行った。噴流の噴出口中心速度 U_e は 4 m/s であり、等価直径 D に基づくレイノルズ数 $Re = U_e \cdot D_e / \nu$ は 1.3×10^4 である。図 2-43 に噴流の励起システムを示す。ファンクションジェネレーターにより所定の周波数の正弦波信号を発生しスピーカーに入力する。この時、励起強さは増幅器により調整される。本実験における励起強さは、噴流出口中心において出口中心速度の 3% ($\tilde{u}/U_e = 0.03$) の乱れ強さである。

図 2-44 に変動圧力の位相平均を求めるためのプロープの配置を示す。参照信号は噴流中心付近に固定された I 型熱線プロープにより測定し、変動圧力は圧力プロープを移動し測定した。図 2-45 に圧力プロープの移動範囲を示す。図 2-45(a) は長軸側の測定面である $x-y$ 面、図 2-45(b) は短軸側の $x-z$ 面、図 2-45(c) は噴流断面の $y-z$ 面である。圧力プロープをこの面内で移動し変動圧力を測定した。各面ともに変動圧力の測定点数は 500 点である。図 2-45(a) および図 2-45(b) における流れ方向の測定範囲は $0.8 \leq x/D_e \leq 3.0$ 、流れに垂直方向の測定範囲は $0 \leq y/D_e$ (または z/D_e) ≤ 1.0 である。図 2-45(c) における y 軸方向の測定範囲は図 2-45(a), (b) と同じであり、 z 軸方向は $-1.0 \leq z/D_e \leq 1.0$ である。測定間隔は x 軸に対しては 7 mm, y 軸および z 軸に対しては 3 mm である。位相平均測定は

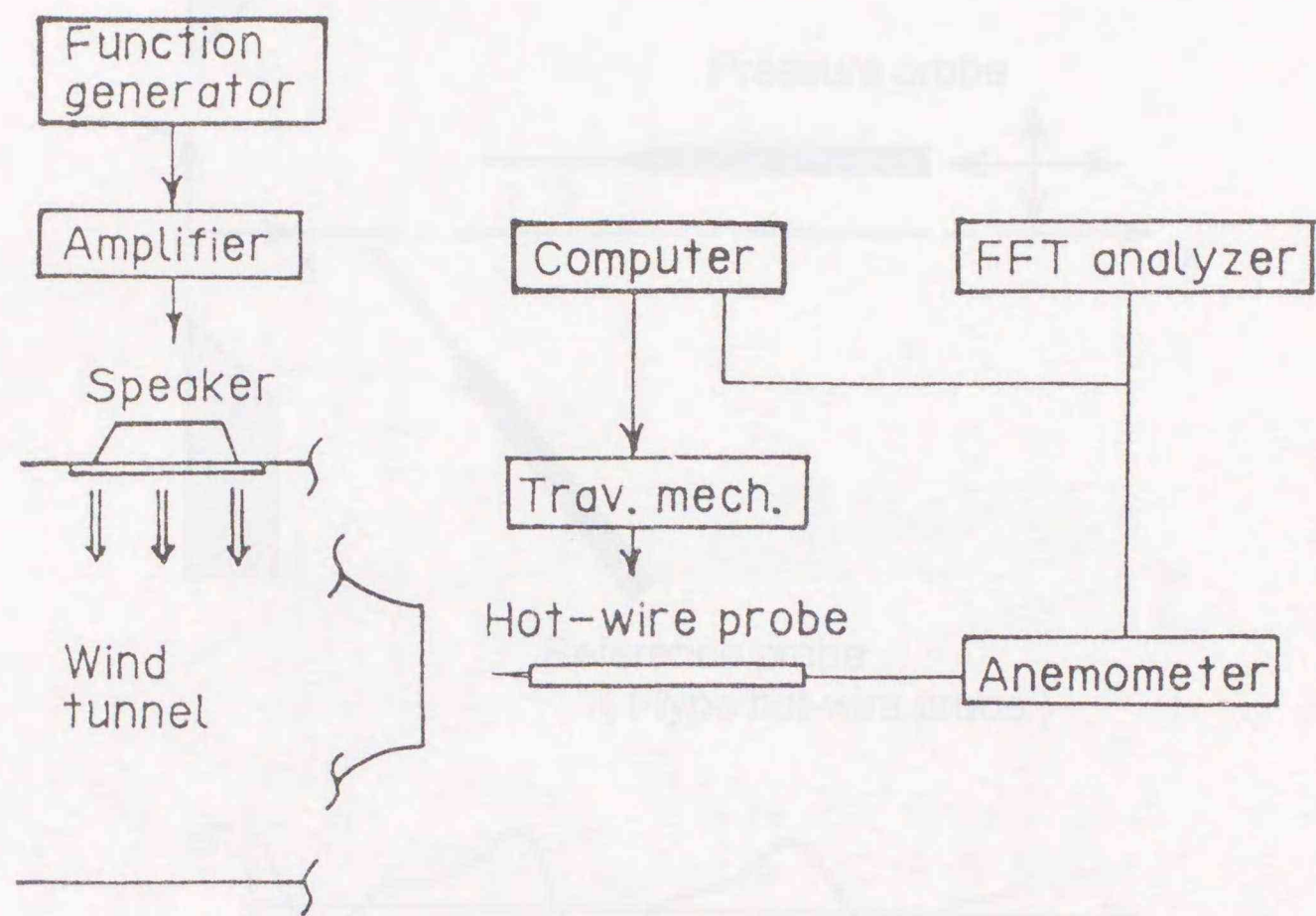


図2-43 励起システム

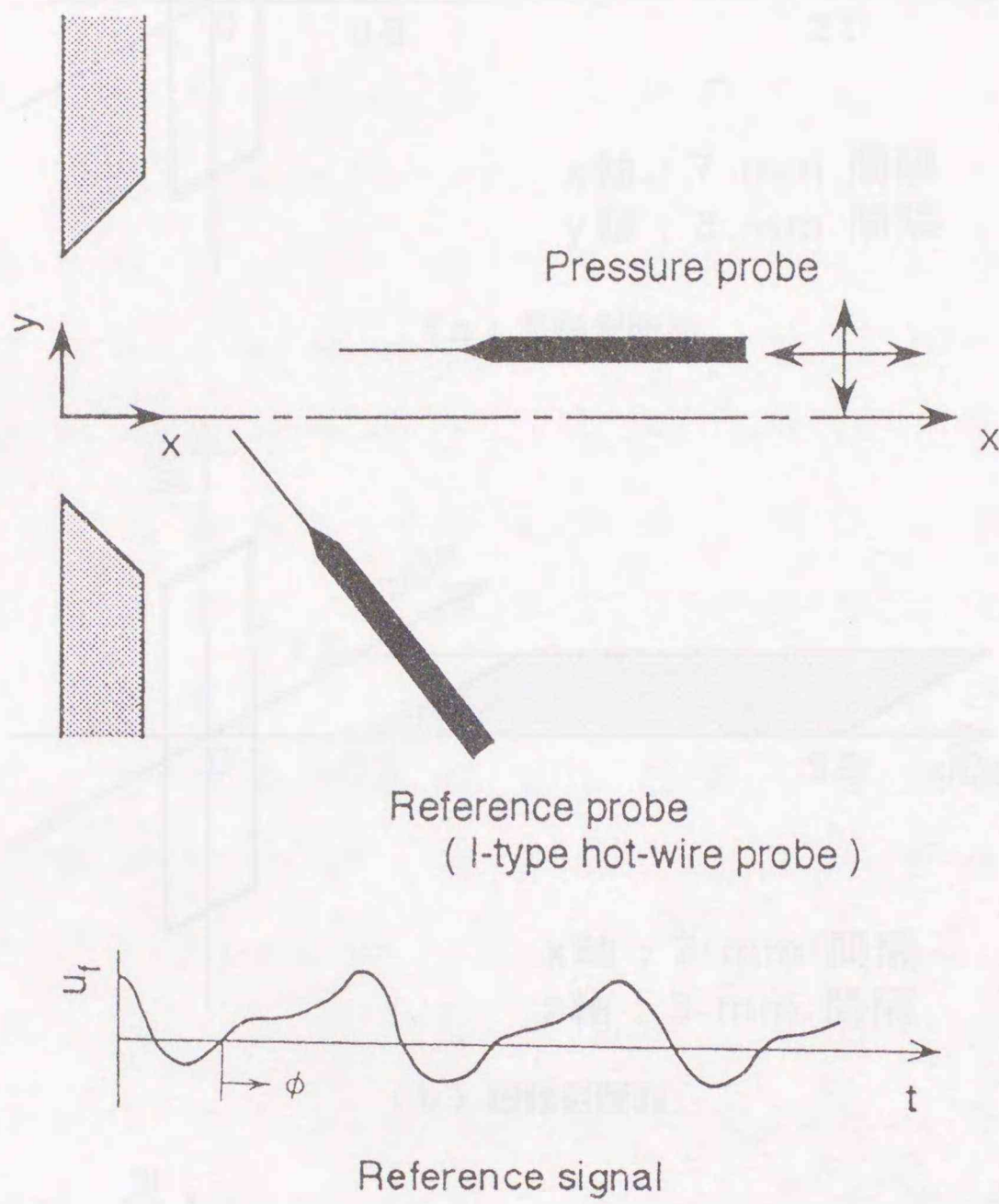
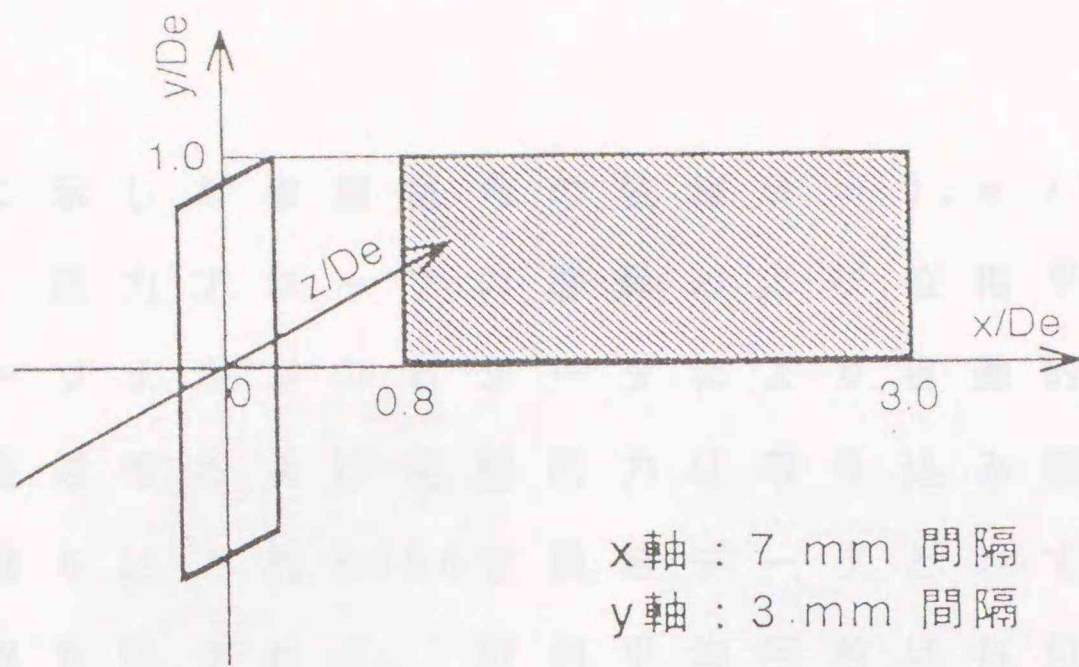
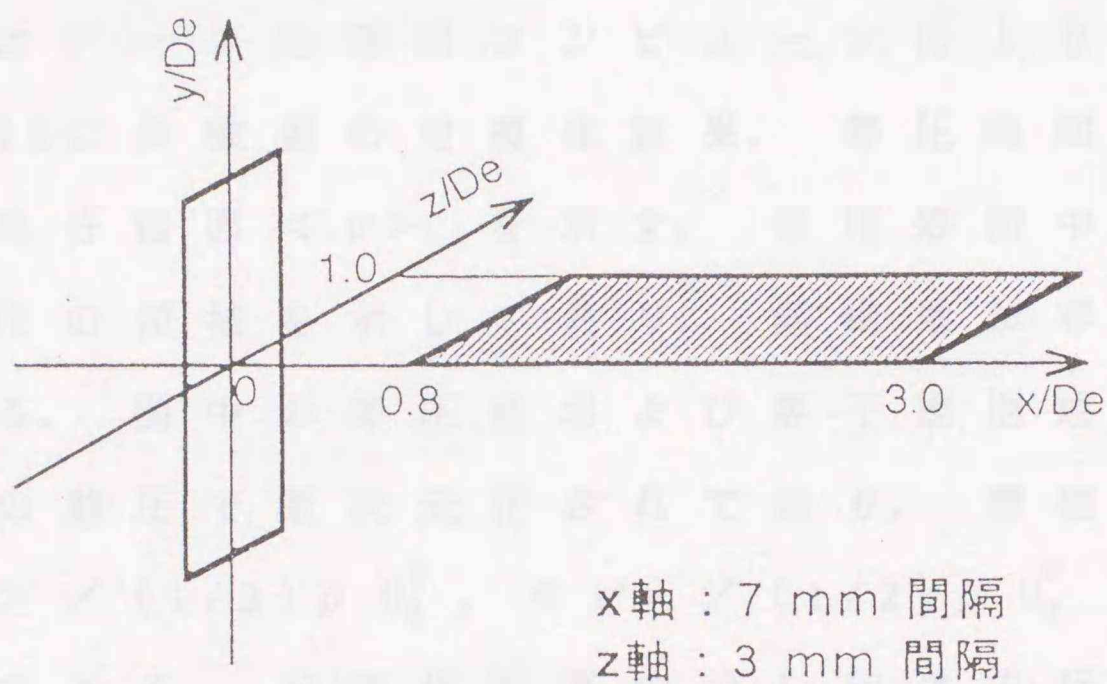


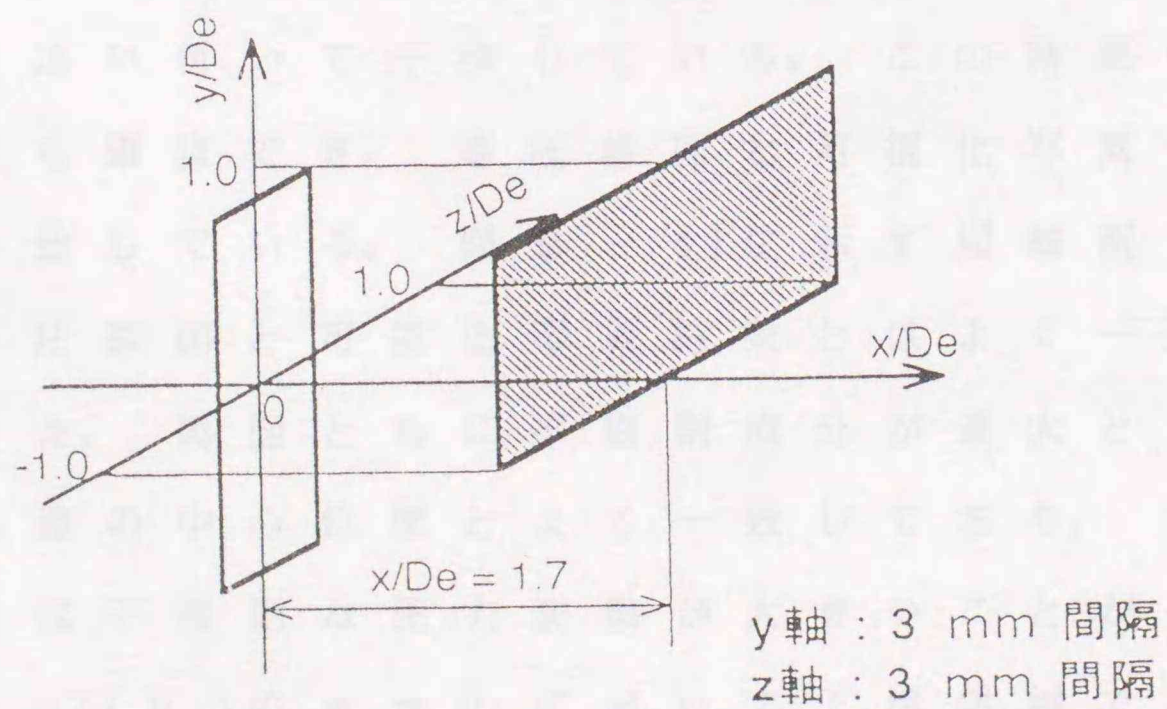
図2-44 位相平均測定に対するプローブの配置



(a) 長軸側断面



(b) 短軸側断面



(c) 噴流断面

図2-45 圧力プローブの移動範囲

図 2 - 44 に示した参照信号の位相 $\phi = 0, \pi/2$ について行った。圧力プローブの移動および位相平均の測定は、パーソナルコンピュータにより自動的に行われた。参照信号および変動圧力は取り込み周波数 2000Hz 、取り込み数 6000 で数値データとしてコンピュータに取り込まれる。位相平均回数は各位相ともに 200 回であり、等圧線図および変動圧力の不規則成分線図はデータ処理用コンピュータにより描いた。

図 2 - 46 に長軸側の可視化結果、等圧線図 $\langle p \rangle$ 、等不規則成分線図 $\langle p' \rangle$ を示す。等圧線図中の網掛け部は負圧の領域を示しており、渦構造が存在する領域である。図中の等圧値および等不規則成分値は噴出口での動圧で無次元化されており、等値線の間隔値 $\Delta \langle p \rangle / (1/2) \rho U_e^2$ 、 $\langle p' \rangle / (1/2) \rho U_e^2$ は図に示した値である。可視化写真中の L 印は先行渦を、T 印は追跡渦を示している。 $\phi = \pi/2$ では先行渦に追跡渦が追いついて干渉している。この結果は、等圧線図でも確認でき、等圧線図と可視化写真の結果がよく一致している。図 2 - 47 に示す短軸面においても、等圧線図と可視化写真結果とはよく一致している。また、両図ともに不規則成分が最大となる位置は渦構造の中心位置とよく一致しており、渦構造の中心では不規則な圧力変動が大きいことが分かる。

図 2 - 47 (b) の $\phi = 0$ において下流領域で複数の渦集中領域が推測される。これは、引き伸ばされた

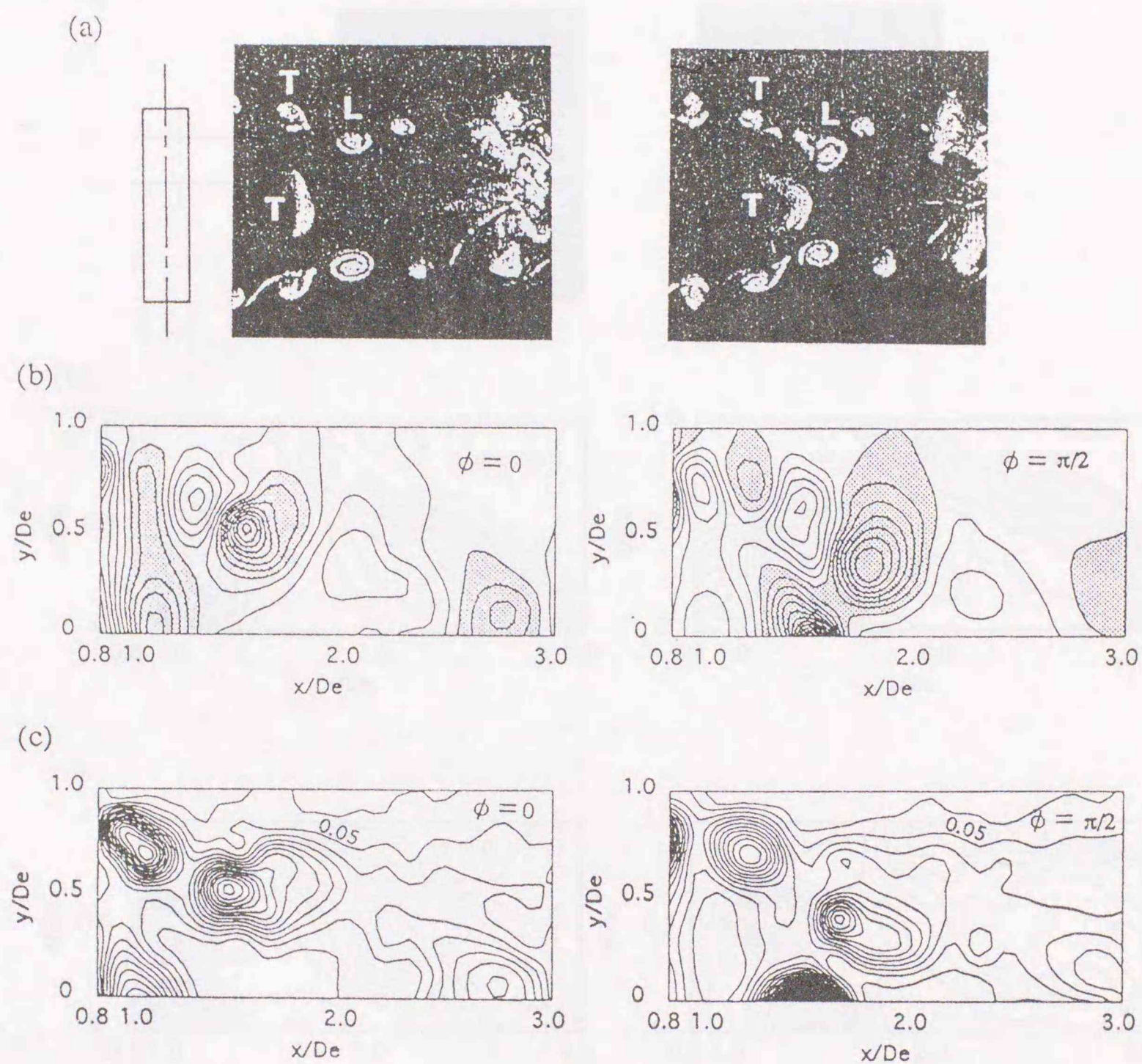


図2-46 長軸面：(a)可視化写真，(b) $\langle p \rangle (\Delta \langle p \rangle / (1/2) \rho U_e^2 = 0.08)$ ，(c) $\langle p' \rangle (\Delta \langle p' \rangle / (1/2) \rho U_e^2 = 0.025)$

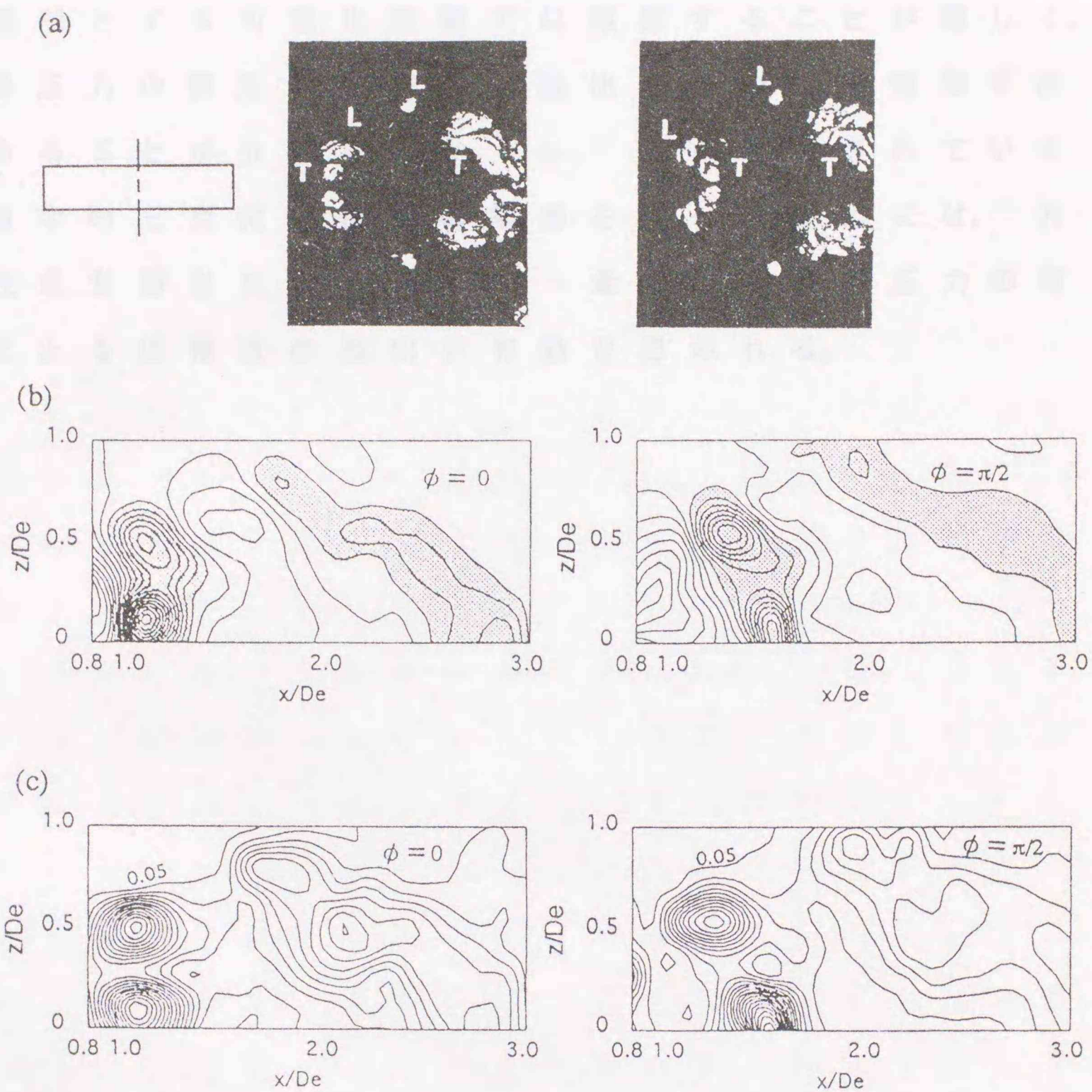


图 2-47 短轴面：(a)可視化写真，(b) $\langle p \rangle$ ($\Delta \langle p \rangle / (1/2) \rho U_e^2 = 0.08$)，(c) $\langle p' \rangle$ ($\Delta \langle p' \rangle / (1/2) \rho U_e^2 = 0.025$)

渦構造が鎖状に分裂していることが予想される。しかし、このような現象は、染料の集中領域を渦の存在領域とする可視化実験では確認することが難しく、変動圧力の測定は渦構造を抽出するのに有効な手法であることが分かる。とくに、近年注目されている乱流中の三次元渦構造の挙動を調べるためには、方向性に影響されないスカラー量である変動圧力の測定による渦構造の抽出が有効と思われる。

3.3 変動圧力場の可視化画像による渦構造の挙動

位相平均変動圧力場の可視化画像により渦構造の挙動を調べた。実験条件は前節と同様である。位相平均変動圧力は同一位相の200点を平均し、位相間隔60度で計算を行い位相平均等圧線図の可視化画像を描いた。図2-48に長軸断面の等圧線図の可視化画像を示す。先行渦(L)と追跡渦(T)が複雑に干渉している。 $\phi = 2\pi/3$ において、追跡渦は $x/D_e < 1.0$ で長軸方向に分裂し、噴流中心付近の渦構造は下流まで存在している。 $\phi = \pi$ においては、 $x/D_e = 0.8 \sim 1.2$ で先行渦に追跡渦が入り込んでいる様子が見られ、その後干渉・変形しながら流下し崩壊して行く過程が示されている。図2-49に短軸断面の結果を示す。 $\phi = 2\pi/3$ の $x/D_e = 2$ 付近の先行渦は位相が大きくなるとともに短軸方向に伸張し分裂していることが推測される。また、 $\phi = \pi/3$ に存在する追跡渦は徐々に先行渦に追い付き噴流中心方向に移動している。図2-49は $x/D_e = 1.7$ における噴流断面内の渦構造の位相変化を示している。図より渦構造の三次元変形模様を推察することができる。図2-48～図2-50から推測される渦構造の干渉模様は図2-51のようになる。



オリフィス

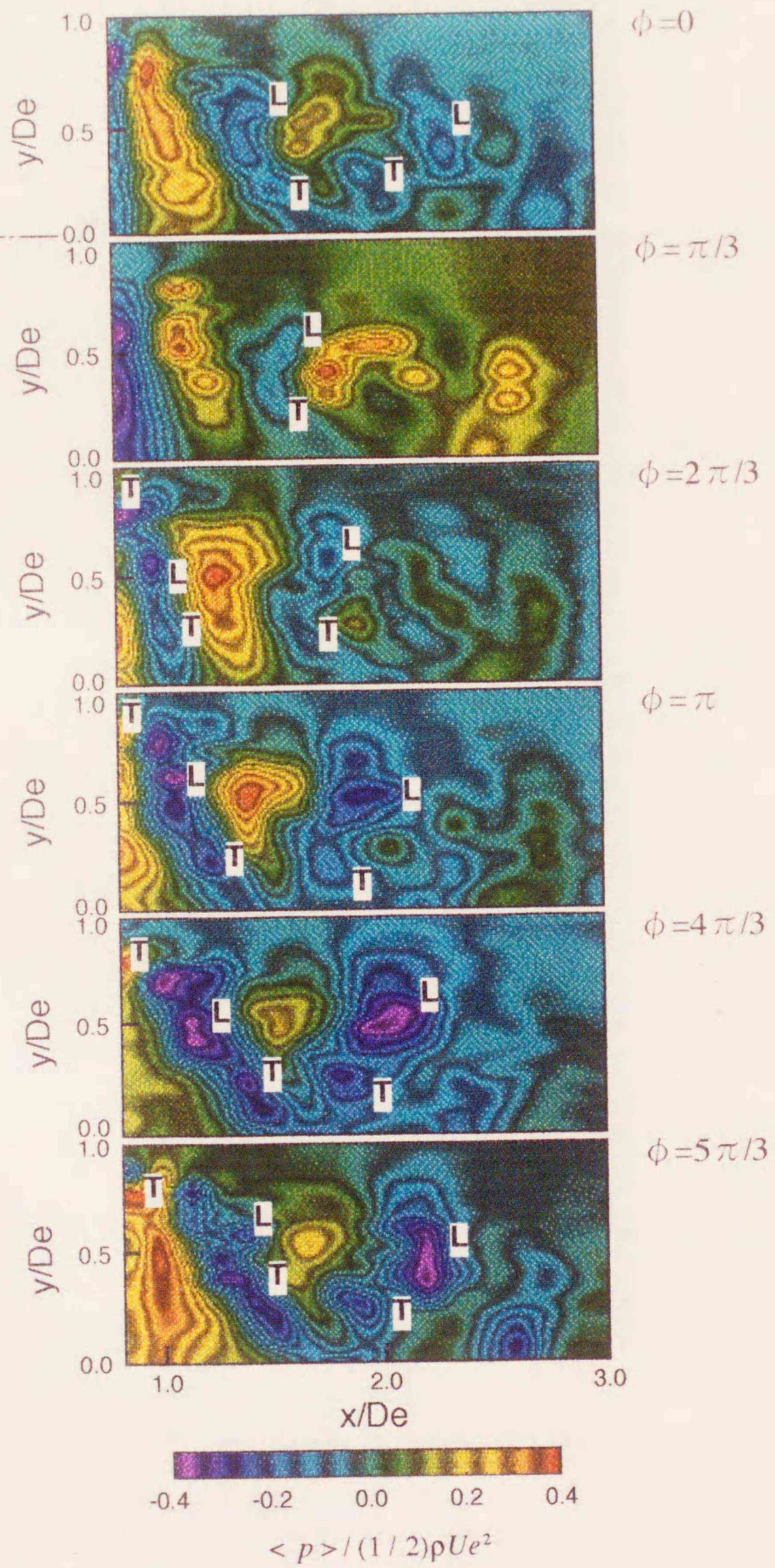


図 2-48 長軸断面の位相平均等圧線図

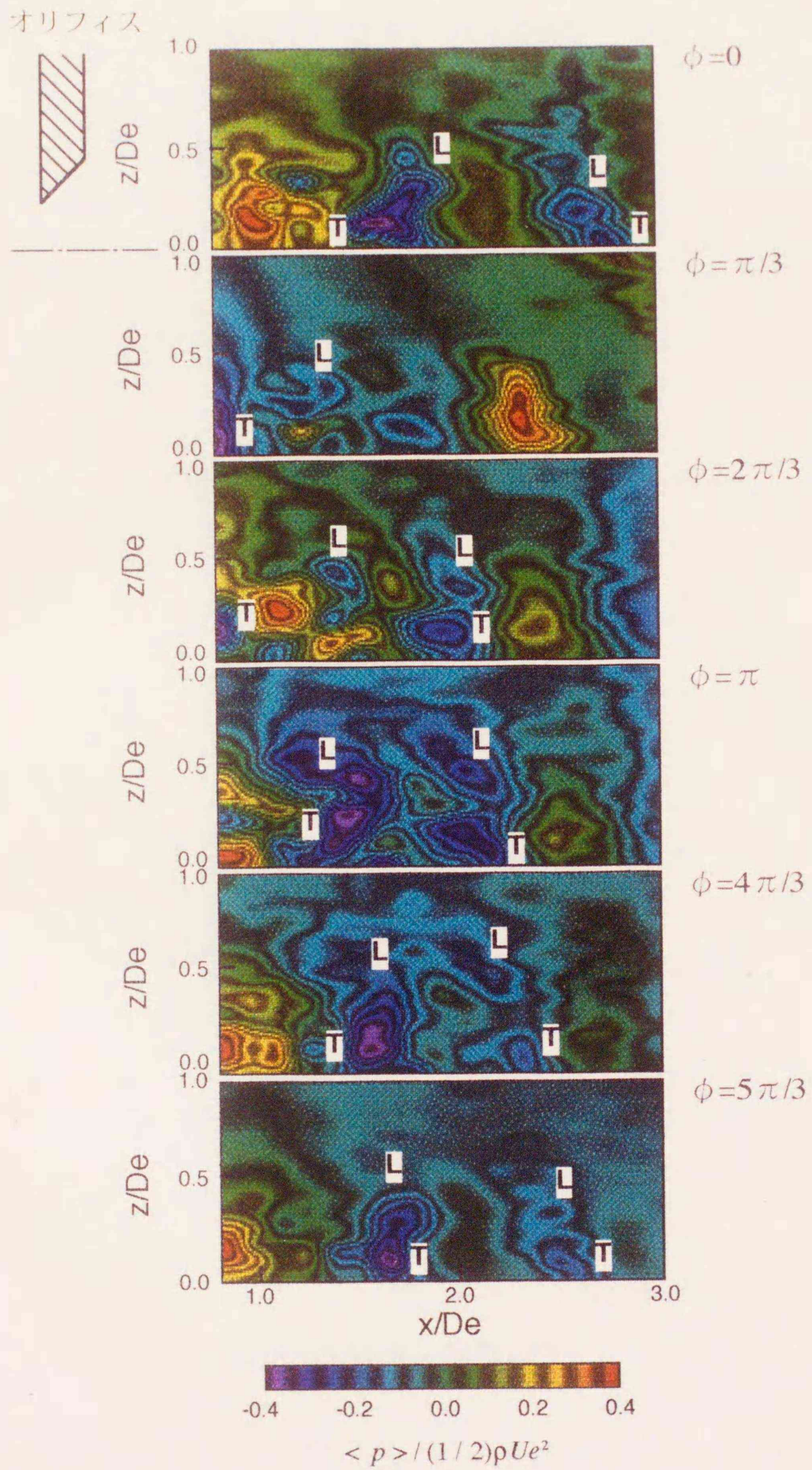


図2-49 短軸断面の位相平均等圧線図

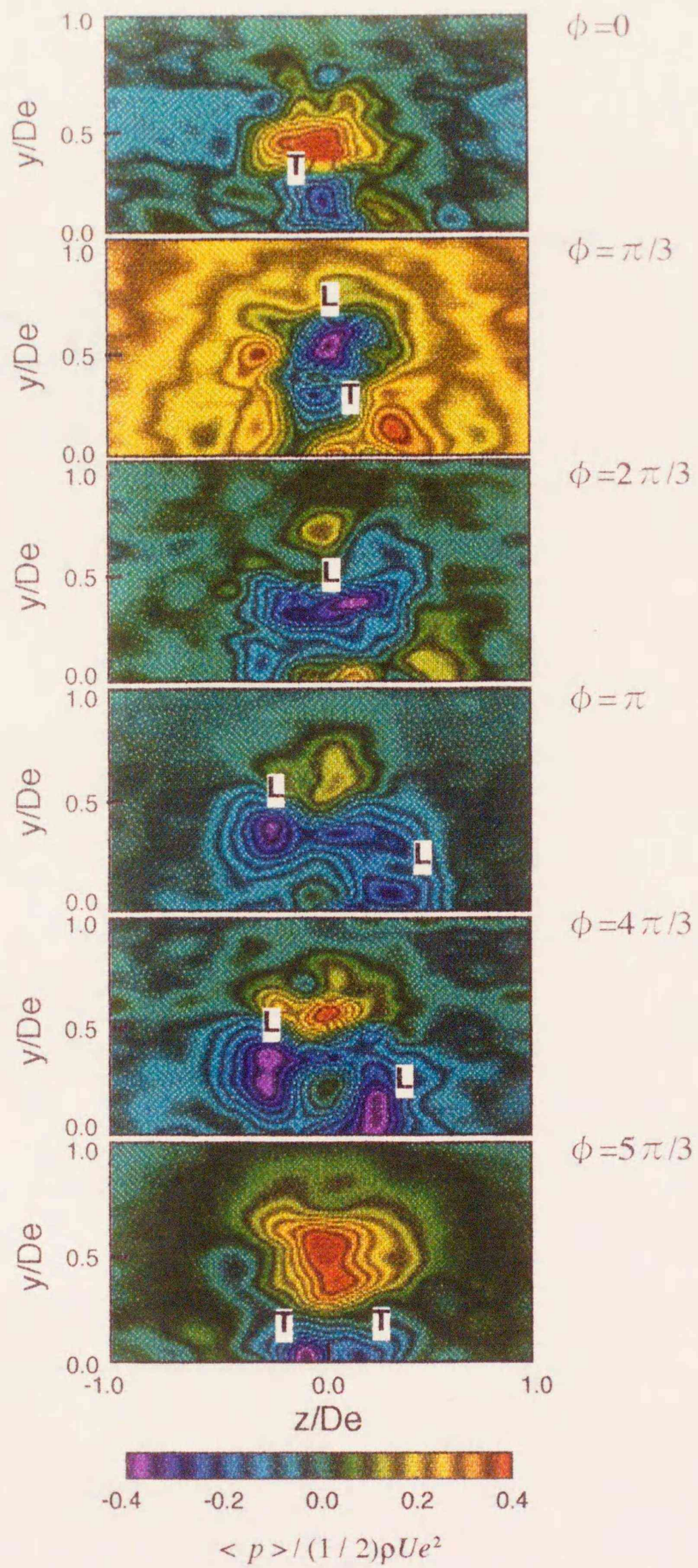


図2-50 噴流断面の位相平均等圧線図 ($x/D_e = 1.7$)

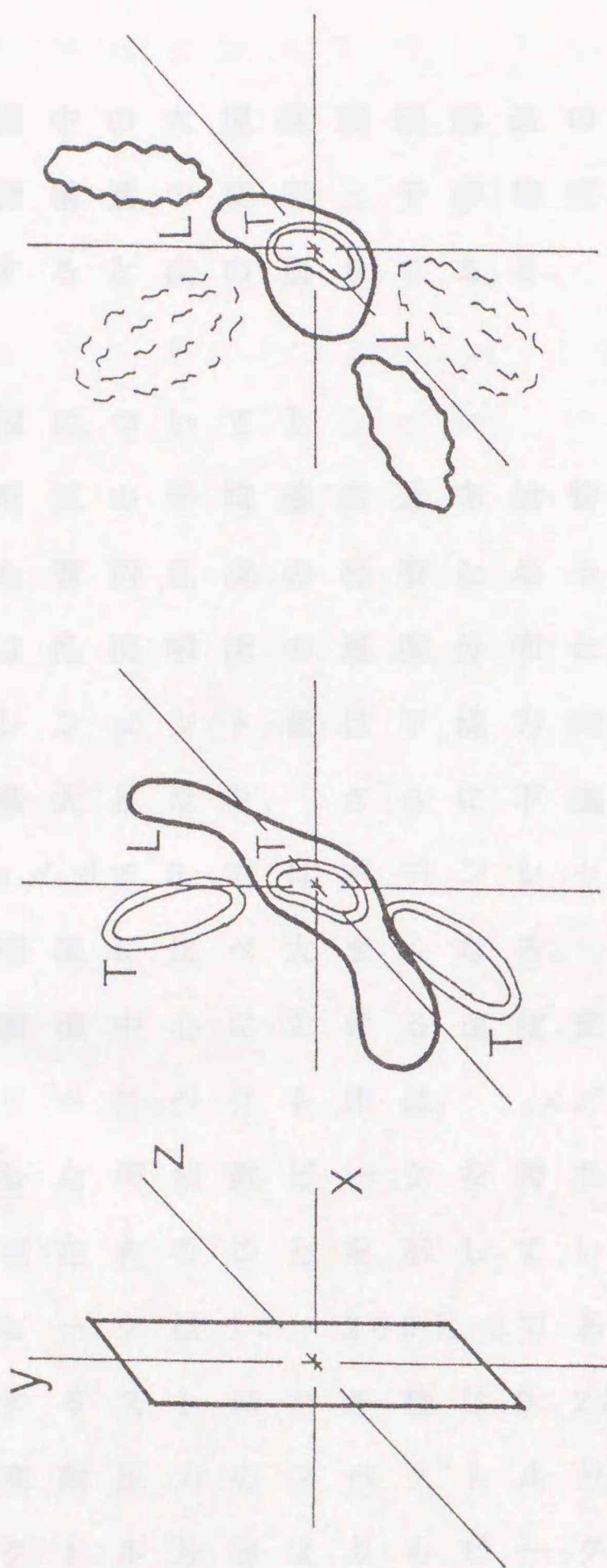


図2-51 渦構造の干渉モデル

第 4 章 結 言

管噴流中の大規模組織構造の挙動および非円形噴流中の渦構造の変形・干渉特性を調べた。主な結果を要約すると次の通りである。

[管噴流について]

(1) 噴流の平均速度分布は管出口で十分に発達した管内乱流の分布となっており、 $x/d = 6$ では乱流噴流の速度分布となる。また、エントレンメント量は下流方向に増大し $x/d = 8$ で最大となり、さらに下流では減少する。なお、 $x/d \leq 6$ ではポテンシャルコアのあるノズル噴流に比べ大きくなる。

(2) 噴流中心における速度変動、圧力変動エネルギースペクトルは、 $x/d = 2, 4$ において卓越した周波数ピークを持ち、大規模組織構造が存在することを示している。卓越した周波数ピークは $13 \sim 260 \text{ Hz}$ であり、この周波数に対するストロハル数は $0.25 \sim 0.50$ である。なお、変動圧力のスペクトル分布は変動速度のスペクトル分布よりもピークがより顕著に現れる。

(3) 噴流の増幅率が最大となるストロハル数は、流れ方向位置の速度分布の拡大（せん断層の

不安定性) に対応し、下流に行くにしたがい減少する。

(4) 相関値は流れ方向、半径方向および円周方向ともに下流方向に増大することから、渦構造が下流方向に成長するように見えるが、等圧力分布の結果より、噴流中の渦構造は $x/d \leq 3$ で成長し、 $x/d = 4$ 付近で崩壊し始める。

(5) 円周方向の相関値には準周期性があり、大規模組織構造が円周方向に歪んでいることを示している。円周方向の歪の数を表す噴流モードは $x/d = 1$ では約 8、 $x/d = 2$ では 6、 $x/d = 4$ では 4 となる。

[非円形噴流について]

(1) 可視化による結果と位相平均変動圧力線図の結果はよく一致しており、変動圧力線図は複雑な渦構造を明確に示している。

(2) 変動圧力の不規則成分強さは、渦構造の中心部で最大となる。

(3) 乱流中の三次元渦構造の挙動を調べるためには、方向性に影響されないスカラー量である変動圧力の測定による渦構造の抽出が有効である。

参 考 文 献

- [2 - 1] Mollo-Christensen, E., " Jet noise and shear flow instability seen from an experimenters viewpoint" , J. Appl. Mech., 34(1967, 1-7.
- [2 - 2] Crow, S.C. and Champagne, F.H., " Orderly structure in jet turbulence" , J. Fluid Mech., 48(1971), 547-591.
- [2 - 3] Lau, J.C., Fisher, M.J. and Fuchs, H.V., " The intrinsic structure of turbulent jets" , J. Sound Vib., 22-4(1972), 379-406.
- [2 - 4] Fuchs, H.V., " Space correlations of the fluctuating pressure in subsonic turbulent jets" , J. Sound Vib., 23-1 (1972), 77-99.
- [2 - 5] Hussain, A.K.M.F. and Zaman, K.B.M.Q., " The preferred mode of the axisymmetric jet" , J. Fluid Mech., 110(1981), 39-71.
- [2 - 6] Boguslawski, L. and Popiel, Cz.O., " Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region " , J. Fluid

- Mech., 90(1979), 531-539.
- [2 - 7] Hayakawa, M., Iida, S. and Takezawa, S.,
“ The near field of a fully turbulent
circular jet ”, Phys. Fluids, 28-12
(1985), 3703-3704.
- [2 - 8] 竹沢・早川・飯田, 「円管噴流の近傍場に関
する研究」, 日本機械学会論文集(B編),
54巻502号(昭63-6), 1313-1318.
- [2 - 9] 豊田, 「噴流・後流(大規模組織構造と制
御)」, 67期通常総会講演会資料, No.900
-140(1990), 251-253.
- [2 - 10] Dhanak, M.R. and Bernardinis, B., “ The
evolution of an elliptic vortex ring ”
, J. Fluid Mech., 109(1981), 189-216.
- [2 - 11] Ho, C.M. and Gutmark, E., “ Vortex
induction and mass entrainment in a
small-aspect-ratio elliptic jet ”,
J. Fluid Mech., 179(1987), 383-405.
- [2 - 12] Hussain, F. and Husain, H.S., “ Elliptic
jets. Part 1. characteristics of un-
excited and excited jets ”, J. Fluid
Mech., 208(1989), 257-320.
- [2 - 13] 豊田, Hussain, F., 「非円形噴流中の渦構
造に関する研究」, 日本機械学会論文集
(B編), 55巻514号(平元-6), 1542-1545.

- [2 - 14] 豊田・白浜・小谷, 「渦構造の操作による
非円形噴流の制御に関する研究」, 日本機械学会論文集(B編), 58巻545号(平4-1),
7-13.
- [2 - 15] Hill, B. J., "Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets", J. Fluid Mech., 51(1972), 773-779.
- [2 - 16] Hedley, T. B. and Keffer, J. F., "Turbulent/non-turbulent decisions in an intermittent flow", J. Fluid Mech., 64(1974), 625-644.
- [2 - 17] Rotta, J. C. (大路通雄訳), 「乱流」, (1975), 13-14, 岩波書店.
- [2 - 18] Ogawa, A. and Igarashi, M., "Behaviours of the vortex ring in the domain of the high-Reynolds number", J. Coll. Engng. Nihon Univ., A-20(1979), 97-113.
- [2 - 19] Sreenivasan, K. R., "The azimuthal correlations of velocity and temperature fluctuations in an axisymmetric jet", Phys. Fluids, 27(1984), 867-875.
- [2 - 20] Krothapalli, A., Baganoff, D. and Karamcheti, K., "On the mixing of a rectangular jet", J. Fluid Mech., 107

(1981), 201-220.

[2-21] 土屋・堀越・佐藤, 「長方形噴流の拡散に関する研究(第1報, 長方形オリフィスからの自由噴流の平均速度拡散)」, 日本機械学会論文集(B編), 49巻438号(1983), (昭58-2), 376-385.

[2-22] Steir, A.A., "Investigation of three-dimensional turbulent rectangular jets", AIAA J., 10(1979), 1055-1060.

[2-23] 土屋・羽田・堀越・佐藤, 「長方形噴流の拡散に関する研究(第2報, 平均速度拡散におよぼす噴出口の影響)」, 日本機械学会論文集(B編), 51巻461号(昭60-1), 85-94.

[2-24] Rockwell, D.O. and Niccolis, W.O., "Natural Breakdown of planar jets", Trans. ASME, Ser.D, 94-4(1972), 720-730.

[2-25] 堀越・池田・浅野, 「長方形噴流のせん断層に形成されるうずの挙動に関する研究」, 日本機械学会論文集(B編), 52巻473号, (昭61-1), 305-311.

総 括

近年、乱流中の大規模組織構造の挙動に関する研究が数多く行われ、乱流の本質を解明することが工学的に重要視されている。加えて、乱流を制御することは、流体機械の効率向上、騒音低減を可能にすることが予想される。

これまで、乱流の測定においては変動速度を測定し種々の統計処理を行い大規模組織構造の挙動を調べている。乱流中には変動速度に密接に関連した変動圧力も存在し、乱れの生産に極めて重要な役割を果たしている。しかし、変動圧力の測定については、種々の変動圧力プローブが開発されたが、精度的面から問題が多く満足すべき性能を持つプローブは開発されていない。

この研究では、乱流中にプローブを挿入し、変動圧力の時間的変化を精度よく測定することができる変動圧力プローブの開発を行った。プローブの開発に当り、(1)プローブ挿入による流れの攪乱変化が小さいこと、(2)受圧部の面積が小さいこと、(3)受圧面に垂直な速度成分による測定誤差が小さいこと、(4)測定可能な周波数帯域が広く、変動圧力の時間的変化に対する応答性がよいことを開発条件とした。開発された変動圧力プローブは、先端部に円

錐状の形状を持つ静圧管にコンデンサーマイクロホンを取り付けたプローブであり、乱流中の変動圧力を精度よく測定できる。

また、開発した変動圧力プローブを実際の流れ場である管噴流および非円形噴流に適用し、大規模組織構造である渦構造の抽出を試みた。とくに、非円形噴流は、噴流の拡散および混合を促進するとして、注目されており、渦構造の挙動は複雑である。結果として、変動圧力プローブにより測定された位相平均変動圧力は可視化結果とよく一致し、複雑な渦構造の抽出に有効であることが明らかにされた。

本研究の成果から、乱流中に存在する三次元渦構造を圧力分布にもとづいて抽出することが可能となった。今後、種々の乱流中の大規模組織構造を的確に抽出し、実験的研究の精度を高めるとともに乱流の本質の解明に適用されることが期待される。

謝 辞

本研究は、北海道工業大学工学部豊田国昭教授の御指導のもとに行われたものであり、研究の指針、手法および実験結果に対し終始適切な御助言ならびにあたたかな御激励を賜りました。本論文の審査にあたり、主査北海道大学工学部木谷勝教授には細部にわたる校閲と御査読、適切なアドバイスを賜りました。ここに、あらためて深甚なる感謝の意を表すとともに厚くお礼申し上げます。

また、本論文の審査にあたり、副査北海道大学工学部飯田誠一教授、井上良紀教授、工藤一彦教授に適切なアドバイスを賜りました。ここに、感謝の意を表すとともに厚くお礼申し上げます。

さらに、本研究の遂行に際し、北海道工業大学名誉教授小橋安次郎先生ならびに北海道工業大学工学部丸山晃市教授には多大なる御助言、御激励を賜りました。心より感謝の意を表すとともに厚くお礼申し上げます。

最後に、岡本忠士君（アルプス電気株式会社）を始めとし、北海道工業大学流体力学研究室で研究をともにした卒業生諸君に感謝の意を表す次第です。

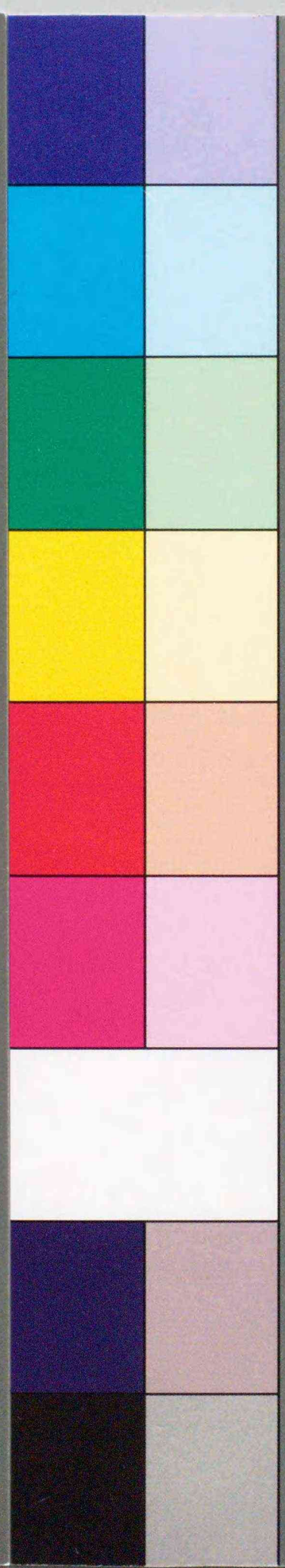


inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



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

