

同軸二重円管噴流に関する研究

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 木綿, 隆弘 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/2297/30614

同軸二重円管噴流に関する研究
Studies on Double Coaxial Pipe Jets

木綿 隆弘

平成8年5月 提出

博士論文

同軸二重円管噴流に関する研究
Studies on Double Coaxial Pipe Jets

金沢大学大学院自然科学研究科

木綿 隆弘

目 次

第1章 緒 論

1 - 1 まえがき	1
1 - 2 従来の研究	5
1-2-1 円形噴流	5
1-2-2 二次元混合層	6
1-2-3 環状噴流	7
1-2-4 同軸噴流	7
1-2-5 噴流の混合制御	11
1 - 3 本研究の目的	14
1 - 4 本研究の概要	14

第2章 実験装置及び方法

2 - 1 緒 言	17
2 - 2 空気噴流実験	17
2-2-1 噴流装置	17
2-2-2 計測システム	20
2-2-3 加振装置	22
2-2-4 煙による可視化実験	22
2 - 3 水噴流実験	22
2-3-1 噴流装置	22
2-3-2 計測システム	24
2-3-3 可視化実験	24
2 - 4 位相平均データ処理方法	24
2 - 5 画像処理方法	26
2 - 6 結 言	27

第3章 数値シミュレーション方法			
3-1 緒言	29	5-5 内側ノズル肉厚の影響	61
3-2 格子分割	29	5-6 再循環領域の非定常性	63
3-3 座標変換	30	5-7 結言	64
3-4 支配方程式	31	第6章 噴流中の非定常渦	
3-5 支配方程式の離散化	32	6-1 緒言	67
3-6 計算アルゴリズム	34	6-2 せん断層内の渦	68
3-7 結言	37	6-2-1 ノズル出口近傍の乱れ強さ分布	68
		6-2-2 速度変動周波数	68
第4章 噴流の時間平均流れ特性		(1) スペクトル分布と卓越周波数	68
4-1 緒言	39	(2) ストローハル数	71
4-2 時間平均速度分布	39	6-2-3 内側・外側混合層の相互相関	74
4-2-1 軸方向平均速度分布	39	6-2-4 渦構造	75
4-2-2 再付着点位置	39	(1) 内側・外側混合層内の周期的速度変動成分	75
4-2-3 軸方向平均速度 \bar{u} の相似性	40	(2) 内部渦パターンと外側パイプによる渦励起現象	75
4-2-4 噴流の広がり	40	(3) 渦の輸送速度	80
4-3 時間平均乱れ強さ分布	43	(4) 円周方向の空間相関	80
4-3-1 乱れ強さ u'_{rms} 分布	43	6-3 渦合体现象	82
4-3-2 乱れ強さ u'_{rms} のピーク値と位置	43	6-3-1 速度変動周波数	82
4-3-3 乱れ強さ u'_{rms} の相似性	47	(1) 内側・外側混合層内のスペクトル分布	82
4-4 レイノルズ応力分布	47	(2) スペクトル強度分布	83
4-4-1 レイノルズ応力- $\bar{u}'v'$ 分布	47	6-3-2 渦パターン	85
4-4-2 レイノルズ応力- $\bar{u}'v'$ の最大・最小値と位置	47	6-4 内側ノズルの後流渦	87
4-5 結言	50	6-4-1 速度比増加時の速度分布と乱れエネルギー分布	87
		6-4-2 内側混合層内の速度変動周波数	89
第5章 逆流域の形成		(1) スペクトル分布	89
5-1 緒言	51	(2) ストローハル数	89
5-2 逆流域形成時の流れパターン	51	6-4-3 後流渦構造	94
5-3 速度比の影響	57	(1) 外側パイプによる渦から後流渦パターンへの変化	94
5-4 外側ノズル長さの影響	57	(2) 渦列の半径方向の様相	96

(3) 漩列の流れ方向変化	96
6-5 低レイノルズ数域の噴流渦構造	100
6-5-1 軸対称モードとヘリカルモードの渦形成	100
6-5-2 渦合体現象に及ぼす速度比の影響	104
6-5-3 渦構造に及ぼすレイノルズ数の影響	114
(1) 外側パイプによる渦励起現象	114
(2) 渦の三次元構造	114
6-6 結　言	122

第7章 強制加振時の流れ特性

7-1 緒　言	125
7-2 平均速度場	125
7-2-1 速度ベクトル分布	125
7-2-2 中心軸上速度分布	125
7-2-3 逆流域に与える影響	128
7-3 非定常流れ特性	128
7-3-1 自然周波数と加振周波数の関係	128
7-3-2 乱れ強さと卓越周波数の変化	132
7-3-3 乱れ強さの流れ方向変化	132
7-3-4 渦合体現象による乱れ増加と噴流構造	137
7-4 結　言	140

第8章 結　論

第1章 緒　論

使用記号	145
参考文献	149
謝辞	163

1-1 まえがき

噴流は、ノズルから流体が噴出するときの流れであり、流体工学における最も典型的な流れ場の一つである。図1-1のように噴流の形態は様々であり、静止流体中に流出する自由噴流、固体壁に沿って流出する壁面噴流、円環ノズルからの環状噴流、一様流速中にある角度を持って噴出する横風噴流、環状噴流と円形噴流が組み合わさり静止流体中や管内に噴出する同軸噴流、噴流がある角度で固体壁や物体に衝突する衝突噴流、ノズル出口で流れの円周方向に速度成分を有する旋回噴流、橢円や長方形の非円形のノズル形状の噴流など、流出や境界状態によりいろいろな噴流の流れ場が存在する。また、噴流は、産業機械・機器の多方面にわたって利用され、ジェット推進機、消防用ノズル、噴霧ノズルなどの流れは自由噴流であり、燃焼器では火炎の安定化と混合促進のため環状噴流が利用され、ガスタービン翼やディスクブレーキの冷却など固体表面の膜冷却、加熱、熱的遮断に広く壁面噴流は利用されている。さらに、燃焼炉においては旋回噴流が最も多く、ガラス、製紙、繊維、製鉄工業などにおける加熱、冷却、乾燥や、VTOLのリフトジェットなどに衝突噴流が応用されている。同軸噴流や横風噴流は、ジェット推進機、燃焼器中へ噴出される二次流れ、煙突から出る煙、川に放出される排水流、横風を受けるエアカーテンなどに見られる。

近年、人間が快適な生活や仕事をする上で居住空間に存在する機器からの騒音や工場などの作業空間における機械からの騒音は実際に大きな問題である。そして、この騒音源の一つとして機械振動騒音に同等あるいは、それ以上に重要となるのが空力騒音である。この空力騒音の一つに、周囲の流体と混合する際に生じるジェット騒音があり、空気源の放出系統や蒸気逃がし弁、切削機械の吹き飛ばしノズルに至るまで数多く存在し、空力騒音は作業環境悪化と公害問題の立場から、騒音低減化は重要かつ緊急の課題となっている。

本研究が対象とする同軸二重円管噴流は、図1-2に示すように中心軸を同じくした径違の二つの円形パイプノズルから噴出する中心部の円形噴流と外周部の環状噴流から成る噴流であり、周囲大気と環状噴流と円形噴流のそれぞれの流体が混合する外側混合領域、内側混合領域を形成し、噴流は発達していく。工業的には、ガスバーナ、エゼクタ、ジェットポンプなどに利用され、特に、北陸地方の地場産業である繊維工業における代表的な織

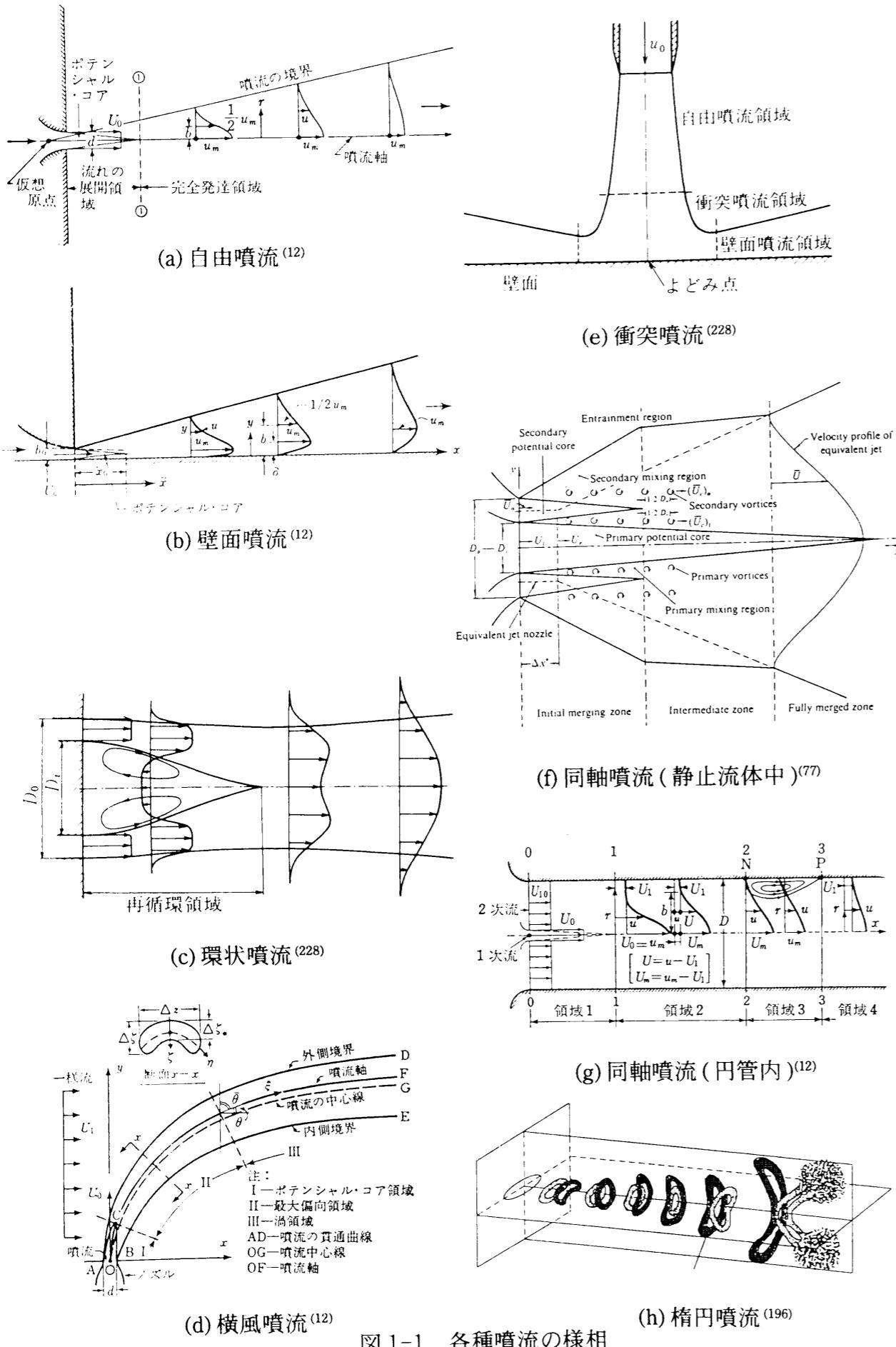


図 1-1 各種噴流の様相

-2-

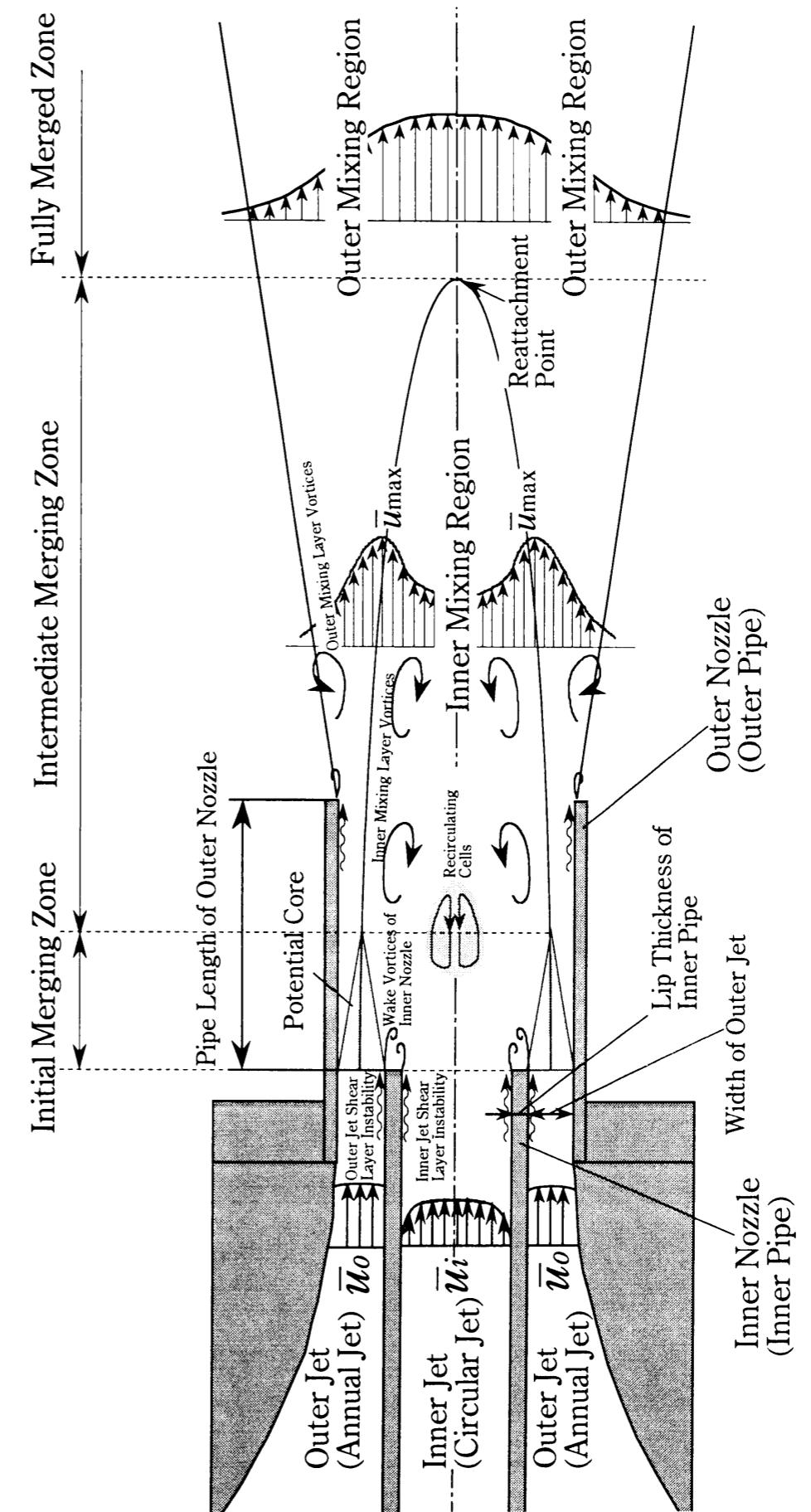
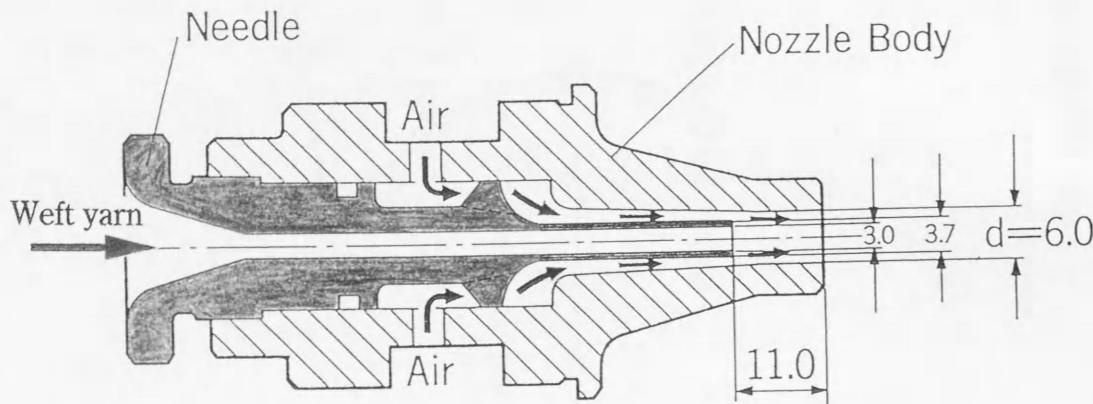
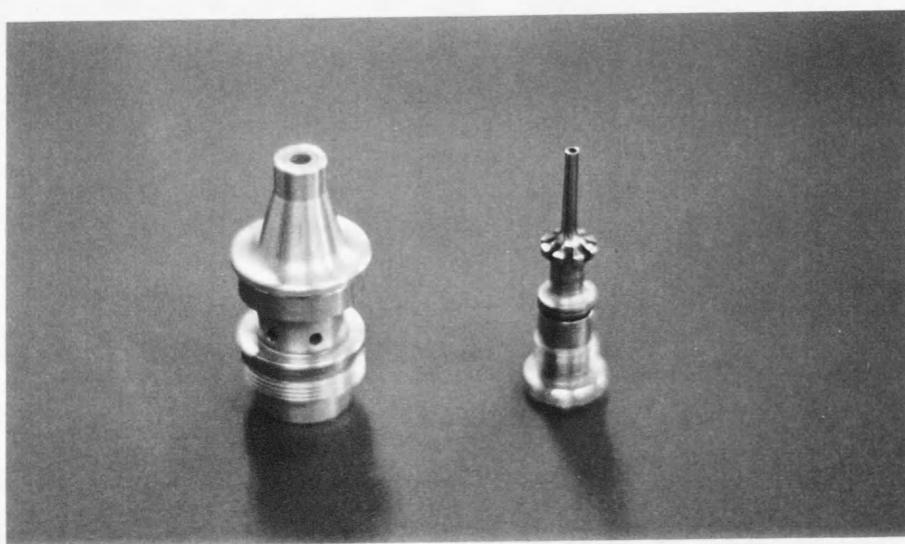


図 1-2 同軸二重円管噴流の流れ場



(a) メインノズルの形状



(b) 外観写真（ノズルボディとニードル）

図1-3 エアジェットルーム用メインノズル
(日産自動車製 LA-21型 フィラメント仕様ノズル)

機であるエアジェットルームのメインノズルに使用されている。エアジェットルーム用メインノズルの一例を図1-3に示すが、これはたて糸とおさに囲まれた空間内へニードル部から挿入されたよこ糸を環状噴流の気流にのせて飛走させるためのノズルであり、噴流の拡散を防ぎ、少ない空気量でよこ糸に強い推進力を与え、遠くまで飛走させるために、ノズルの加速管（長さ11mmの部分）を長く、口径を小さくするなどの改良が加えられている一方で、生産性を向上させるための噴射速度上昇による空力騒音の増大も無視できないのが現状である。また、噴流の流れ場における乱流せん断層中には渦構造が存在し、この渦構造が周囲流体からのエントレインメントや混合、さらに騒音の発生源として寄与して

いる。そして、渦構造を操作することにより、噴流を制御する試みが近年行われている。噴流制御には、ノズル形状を変化させて噴流の流れを受動的に制御する方法と噴流自体に微振動を与えて能動的に制御する方法があり、渦構造の操作が確立すれば、混合制御が可能となり、機器の高効率化や噴流騒音の低減などを計ることができ、生産性向上のみならず、環境改善につながる。以上のように、噴流の混合過程を解明するにあたり、時間平均的な定常特性はもちろん、非定常な流れ場である渦構造を調べることが不可欠であり、混合制御の可能性を念頭に置き、流れ場全体の情報を得ることは、同軸ノズルの設計において最も重要な課題である。

1-2 従来の研究

前節で述べたように噴流には様々な形態があり、今日までに多くの研究がなされて来ている。図1-2の同軸二重円管噴流は、内側の円形噴流と外側の環状噴流との速度比によって、環状噴流から円形噴流の流れの状態に変化し、噴流が混合する境界に混合層を形成していく。そこで、本節では、同軸二重円管噴流の流れ場に関する円形噴流⁽¹⁾⁻⁽⁴¹⁾、二次元混合層⁽⁴²⁾⁻⁽⁵⁰⁾、環状噴流⁽⁵¹⁾⁻⁽⁷⁰⁾、同軸噴流⁽⁷¹⁾⁻⁽¹⁴³⁾、および噴流の混合制御⁽¹⁴⁴⁾⁻⁽²²⁰⁾についての従来の研究を概観し、本研究が意図する背景について説明する。

1-2-1 円形噴流⁽¹⁾⁻⁽⁴¹⁾

円形噴流の定常特性について、主に速度分布において実験と理論解析の比較が行われており、層流噴流に関し、Rankinら⁽¹⁾は流れの展開領域（Flow Development Region）について、Schlichting⁽²⁾により完全発達領域（Fully Developed Flow Region）⁽²⁾の特性の理論解析が境界層近似に基づいて行われており、赤池ら⁽³⁾⁽⁴⁾はポテンシャルコアを有する場合のレイノルズ数100～600の実験と理論解析の比較、Tuckerら⁽⁵⁾により発達した速度分布で噴出する円管噴流の定常特性が示されている。乱流噴流の定常特性について、Rajaratnamがまとめた参考書“Turbulent Jets”⁽¹²⁾があり、二次元および軸対称噴流、放射噴流、同軸噴流、二次元・軸対称せん断層、旋回噴流、管内噴流、横風噴流、三次元噴流などについて Tollmienの解やGoertler型解の理論解析を行い、完全発達領域における実験値と比較している。また、八田ら⁽⁹⁾、Islam-Tucker⁽¹⁹⁾は有限径ノズルから噴出する軸対称乱流噴流の理論解析を行い、実験値と比較し、石垣⁽²¹⁾⁻⁽²⁵⁾は、等密度噴流の特性式や密度の異なる噴流の特性式を従来の実験データと比較し、乱流噴流を統括的に整理している。また、噴流の乱流統計量は、Boguslawski-Popiel⁽¹⁶⁾、二宮-笠木⁽³⁶⁾、Husseinら⁽³⁸⁾によって計測されて

いる。

円形噴流ではノズル出口境界層が層流の場合には、ノズルから剥離したせん断層の不安定による渦列と噴流直径の約2、3倍下流で生じる噴流全体の速度分布によるコラム不安定による渦列が形成され、これらの渦構造を抽出する試みが行われている。Ko-Davies⁽⁶⁾、Fuchs⁽⁷⁾はポテンシャルコア近傍の流れ場の変動計測や、Lauら⁽⁸⁾⁽¹⁰⁾、Bruun⁽¹⁴⁾、Yule⁽¹⁵⁾は条件付きサンプリング法で流れ構造を抽出し、Lau⁽⁸⁾⁽¹⁰⁾らは等間隔に配列した渦構造モデルの妥当性を示している。Husain-Hussain⁽¹⁸⁾⁽²⁶⁾は軸対称ノズル内壁の境界層の初期状態の影響について明らかにし、ノズル内壁の境界層の運動量厚さによってせん断層の変動周波数や乱れ強さの成長割合を整理し、せん断層の無次元変動周波数が0.0125～0.0155になることを示した。長い円管から噴出する発達した速度分布の噴流に関し、竹澤ら⁽³⁰⁾はノズル出口形状の影響、Hayakawaら⁽²⁷⁾は速度変動周波数を調べ、レイノルズ数が10⁵以上でストローハル数が0.38になることを示している。また、渦構造を抽出する場合には、同時に多点測定も有効な手段であり、マイクロホン⁽¹⁷⁾やX形プローブ⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾によって計測が行われている。そして、瞬時に流れ場全体の状態を計測する方法として有効な可視化観察⁽²⁰⁾、さらに可視化した画像を処理することにより近年、流れ構造が調べられている⁽³¹⁾⁻⁽³³⁾。Michalke⁽¹¹⁾、Moore⁽¹³⁾は乱流せん断層と騒音の関連について調べ、Tang-Ko⁽³⁷⁾は、渦の合体と崩壊の過程とノイズ発生のメカニズムについてモデルを提案し、実験結果と比較している。また、実際の噴流発達過程は複雑でしかも渦構造は三次元的であり、円形噴流の渦構造には、軸対称モードとヘリカルモードが存在することが知られている。円形噴流の発達過程における三次元渦構造に関し、Yule⁽¹⁵⁾、高曾ら⁽³⁵⁾、栗間ら⁽³⁹⁾、Liepmann⁽⁴¹⁾、Hussainら⁽¹⁴⁴⁾により調べられ、特にヘリカルモードに関しては、Drubkaら⁽³²⁾、三宅ら⁽⁴⁰⁾、Wygnanskiら⁽¹⁴⁵⁾、Corkeら⁽¹⁵⁹⁾などによって研究が行われている。しかし、三次元的流れ場のデータや渦構造に関しては、定量的なデータを示した研究はまだ少ない。

1-2-2 二次元混合層⁽⁴²⁾⁻⁽⁵⁰⁾

乱流における渦構造を調べる最も基本的な流れ場に、流体の速度差によって形成される混合層があり、この乱流混合層の大規模構造を初めて詳細に可視化し、密度差の影響などを調べたのが、Brown-Roshko⁽⁴⁴⁾である。また、乱流域での二次元混合層の構造に関して、条件付きサンプリング法により渦の合体とレイノルズ応力の生成との関係⁽⁴⁵⁾、流れの可視化や空間相関⁽⁴⁷⁾により明らかにしている。そして、平行に二つの混合層を有する平面噴流に関しても、Bradbury⁽⁴²⁾、Everitt-Robins⁽⁴⁶⁾、Weirら⁽⁴⁸⁾、Ramaprian-Chandrasekhara⁽⁴⁹⁾、

Dracosら⁽⁵⁰⁾によって調べられ、Boldmanら⁽⁴³⁾は、平板上下面の速度比を変え、同軸噴流の内側ノズルのパイプ肉厚からのノイズ発生との関連を調べている。

1-2-3 環状噴流⁽⁵¹⁾⁻⁽⁷⁰⁾

環状噴流に関する研究は、環状バーナ⁽⁷⁰⁾やジェットエンジンなどの関連で研究がなされ、環状噴流の内外径比、スワール比、流速などを変えた実験⁽⁵¹⁾⁻⁽⁵³⁾⁽⁵⁶⁾⁽⁶⁵⁾や理論解析⁽⁶⁰⁾を行っている。ノズル背後のCenterbody形状の影響について、Ko-Chan⁽⁵⁷⁾は速度と乱れ強さ分布、Wlezien-Kibens⁽⁶²⁾は騒音低減との関係を調べている。環状噴流のエントレインメント⁽⁶³⁾、二つの平行に噴出する平面噴流の流れ場⁽⁶⁴⁾、二つの環状噴流が対向する流れ場⁽⁶⁶⁾やスカート状に角度を持って壁面に衝突する流れ場⁽⁶⁷⁾⁽⁶⁸⁾についても研究がなされている。また、環状噴流の渦構造は、Koら⁽⁵⁴⁾⁽⁵⁵⁾⁽⁵⁷⁾⁻⁽⁵⁹⁾⁽⁶¹⁾⁽⁶⁹⁾によって調べられ、流れ場を三つの領域(Initial Merging Zone, Intermediate Merging Zone, Fully merging Zone)に分割し、内側混合領域内では後流渦列およびノズル背後の再循環渦放出による渦、外側混合領域内では噴流渦列(Jet vortex train)が形成され、噴流渦の環状噴流外径を代表長さにした無次元周波数は約0.37、後流渦では環状噴流内径を代表長さにした無次元周波数が約0.3になることを示している。しかし、ノズル背後の逆流域を含めた渦構造を計測するのは難しく、円形噴流と同様に三次元的流れ場のデータは限られている。

1-2-3 同軸噴流⁽⁷¹⁾⁻⁽¹⁴³⁾

静止または一様流中や管内に噴出する場合の同軸噴流に関しては、主に速度比やノズルの面積比が噴流の特性や渦構造に及ぼす影響について調べられている。なお、表1-1、表1-2には、過去の研究において同軸二重円管噴流の外側ノズルのパイプ長さが零である場合の静止流体中の同軸噴流および外側ノズルのパイプ長さが無限大である場合の管内の同軸噴流の実験条件と計測結果をまとめたものを示す。

静止流体中に噴出する同軸噴流の定常特性に関して、Chigier-Ber⁽⁷¹⁾は、速度比 λ が0.024から∞までの平均速度と静圧分布、Champagne-Wygnanski⁽⁷³⁾は、面積比が1.28と2.94のノズルで、速度比 λ が0.25から10の場合の平均速度、乱れ強さ、レイノルズ応力分布、Durao-Whitelaw⁽⁷⁴⁾は、長さ2m以上のパイプノズルから噴出する速度比 λ^{-1} が0から0.62の場合の平均速度、三方向の乱れ強さ、レイノルズ応力分布等を測定し、土屋ら⁽⁸⁸⁾は、ノズル面積比を1, 0.5, 0.2、速度比 λ^{-1} を1以下にえた場合の平均速度や乱れ強さ分布を明らかにしている。外側ノズル長さを変えた研究は、Williamsら⁽⁷²⁾によって行われているが、主にノイズとの関連を調べている。Nikjooyら⁽⁸³⁾は、代数応力モデルと標準 $k-\varepsilon$ 乱

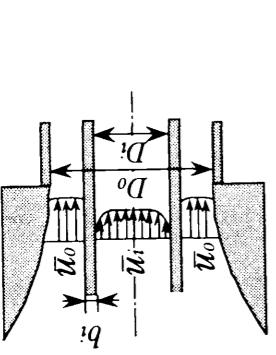


表 1-1 静止流体中の同軸噴流の実験条件と研究結果の分類

速度比 λ^{-1} (= \bar{u}_i/\bar{u}_o)	外側噴流 速度 \bar{u}_o (m/s)	内側噴流 速度 \bar{u}_i (m/s)	外側噴流 直径 D_o (mm)	内側ノズル 肉厚 b_i (mm)	内側噴流 直径 D_i (mm)	ノズル 面積比 A_o/A_i	レイノルズ数 R_e (= $\bar{u}_o D_o / \nu$)	その他の 条件	渦構造 数値解析			騒音 参考
									平均特性 速度	乱れ 度	層流 可視化	
Chigier-Beér ⁽⁷¹⁾	0~41.7	1.44~35	0~60	97	19.55	25	8.5 9.3×10^3 $\sim 2.3 \times 10^5$		○			○
Williams ⁽⁷²⁾	0.48~3.33	8~55.6	26.5	19~31.75	—	12.7	1.2~5.08 1.0×10^4 $\sim 1.18 \times 10^5$	$L/D_o = 0 \sim 5.9$	○	○	○	○
Champagne-Wygnanski ⁽⁷³⁾	0.1~4	15~60	6~60	40~51.6	1.15	25.4	1.28~2.94 4.0×10^4 $\sim 2.06 \times 10^5$		○	○	○	○
Durao-Whitelaw ⁽⁷⁴⁾	0~0.62	42	0~26	44.5	2.73	16.13	2.17 6.64×10^4		○	○	○	○
Kwan-Ko ^{(75)~(77)}	1.43~3.33	18~42	60	40	0.85	20.4	2.67 4.8×10^4 $\sim 1.6 \times 10^5$		○	○	○	○
Ko-Au ^{(78)~(81)}	0.15~0.8	50	7.5~40	40	1	20	2.73 1.4×10^5 $\sim 4 \times 10^4$		○	○	○	○
Ko-Lam ⁽⁸²⁾	2	60	30	40	1	20	2.73 1.6×10^5		○	○	○	○
Nikpooy ⁽⁸³⁾	0.71	6.6	4.67	36.7	2.45	24.1	0.871 5.0×10^3 $\sim 2.1 \times 10^4$		○	○	○	○
Dahm ⁽⁸⁵⁾	0.24~1.69	0.065~0.281	0.025~0.20	76.45 ₄	1.27	53.34	0.94 4.8×10^4 $\sim 1.6 \times 10^5$		○	○	○	○
Namazian ⁽⁸⁶⁾	0.1~5.1	7.5~25	1.7~77	100	22.3	5.4	257.2 3.4×10^4	$R_{EDi} = 1 \sim 5.1$	○	○	○	○
Strykowski-Niccum ⁽⁸⁷⁾	-0.4~0	-4~0	10	50.8	—	25.4	3 2.7×10^4					○
土量 ⁽⁸⁸⁾	0~1	20	10~20	20	1	7.8~13	0.2~1 3.9×10^5 $\sim 7.0 \times 10^6$					○
Balsa-Gliebe ⁽⁹¹⁾	1~5	60~300	300	—	—	—	2.1~43.5					○
Sarohia-Massier ⁽⁹²⁾	0.11~0.6	290~518	30~231	20.3	—	12.7	1.56					○

-8-

流モデルで流れ場をシミュレートし、平均速度分布と乱流量を実験値と比較し、モデルの評価を行っている。

静止流体中に噴出する同軸噴流の渦構造に関して、Kwan-Ko^{(75)~(77)}は、面積比が2.67のノズルについて、速度比が0.3, 0.5, 0.7の中心噴流速度が外側環状噴流速度より大きい場合の流れ場を調べ、混合領域内に同一方向の2つの渦列が配列した渦構造であること示している。そして、Koら^{(78)~(82)}は、中心噴流速度が遅い速度比 λ^{-1} が1以下の同軸噴流の平均速度や乱れ強さ分布の相似性、内側と外側混合領域内の渦構造を調べている。外側混合領域では、平均速度、乱れ強さ、圧力強度分布の相似性、内側混合領域では、平均速度分布だけ相似性があることを示している。また、外側混合層では円形噴流と類似な渦構造を呈するが、内側混合層では速度比により渦形成パターンが変化し、環状噴流の後流渦列(Wake vortex train)や内側ノズルのパイプ端面背後の交互渦列などが生じることを明らかにした。Dahmら⁽⁸⁵⁾は、速度比が0.59から4.16の水噴流の可視化とシミュレーションを行い、速度比変化時の渦構造変化を詳細に述べている。燃焼器の基礎研究として、三重円管の同軸噴流⁽⁸⁴⁾、内側ノズルのパイプ肉厚が大きい場合の同軸噴流^{(86)~(89)}、速度比と密度比の影響⁽⁸⁷⁾について、また、騒音に関して、Balsa-Gliebe⁽⁹¹⁾は速度比が0から1の場合について理論解析し、Sarohia-Massier⁽⁹²⁾は密度差が騒音に及ぼす影響を調べている。

一様流中に噴出する円形噴流に関して、Antonia-Bilger⁽⁹³⁾、Morris⁽⁹⁴⁾、Perry-Lim⁽⁹⁵⁾、Scheferら⁽⁹⁷⁾、高曾ら⁽⁹⁸⁾によって実験、Michalke-Hermann⁽⁹⁶⁾により理論解析が行われ、一様流を附加したことによる円形噴流の特性やせん断層内の渦構造を調べている。

管内に噴出する噴流は、燃焼器^{(125)~(126)(128)~(132)~(134)}やジェットポンプ^{(116)~(118)(120)~(124)}、エゼクタ⁽¹¹⁹⁾などの基礎研究として、速度比や密度比、面積比のノズル形状の影響が調べられており、中心噴流速度が管内周囲流体速度よりも大きい場合には、壁面付近に逆流域が形成され^{(100)~(102)}、逆に中心噴流速度が管内周囲流体速度よりも小さい場合には、中心軸付近に逆流域が形成される^{(101)~(103)~(105)}など、渦構造や混合状態^{(99)~(106)(107)(110)~(113)~(114)}が研究されている。また、これらの流れの状態の数値シミュレーションも行われており^{(101)~(108)(109)~(127)(129)~(131)}、Khodadadi-Vlachos⁽¹¹²⁾は、標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルにおいて数値拡散、流線の湾曲、強い剥離を伴う流れが原因で実験値と一致しないことを指摘し、Zhu-Shih⁽¹¹⁵⁾は、標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルに比較してレイノルズ応力モデルの優位性を示している。

エアジェットルームの流れに関して、Mohamed-Salama^{(135)~(137)}は、エアガイド方式におけるメインノズルの形状やエアガイドの形状が流れの特性に及ぼす影響を、よこ糸の飛走

-9-

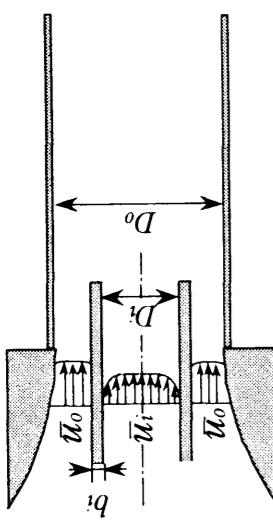


表1-2 管内の同軸噴流の実験条件と研究結果の分類

速度比 λ^{-1} (= \bar{U}_i/\bar{U}_o)	外側噴流 速度 \bar{U}_o (m/s)	内側噴流 速度 \bar{U}_i (m/s)	外側噴流 直径 D_o (mm)	内側ノズル 肉厚 b_i (mm)	内側噴流 直径 D_i (mm)	ノズル 面積比 A_o/A_i	レイノ ルズ数 (= $\bar{U}_o D_o / v$)	備考	渦構造			数値解析	騒音	備考			
									平均特性 速度 乱れ	レイノ ルズ 力	周波 数	可視化 渦抽出	層流	乱流	その他		
Forstall-Shapiro ⁽⁹⁹⁾	1.33~5	9.14~27.4	27.4~68.6	101.6	—	6.35~12.7	15~63	6.2×10 ⁴ ~1.86×10 ⁶	○	○	○	○	○	○	濃度分布		
Barchilon-Curtet ⁽¹⁰⁰⁾	61~693	0.074~0.84	51.3	160	—	6	710	1.18×10 ⁴ ~1.34×10 ⁵	○	○	○	○	○	○	逆流現象		
Lavan-Shavit ⁽¹⁰¹⁾	0.01~20	—	—	—	—	—	—	3~15	200~1600	○	○	○	○	○	○	逆流現象	
Exley-Brighton ⁽¹⁰²⁾	4.94~32.7	0.16~1.06	5.23	152.4	—	25.4~76.2	3~35	1.63×10 ³ ~1.08×10 ⁴	○	○	○	○	○	○	○	逆流現象	
Razinsky-Brighton ⁽¹⁰³⁾	1.5~10	0.523~3.05	5.23	152.4	—	25.4~50.8	9~35	5.3×10 ³ ~3.1×10 ⁴	○	○	○	○	○	○	○	逆流現象	
Warpinski ⁽¹⁰⁴⁾	0~0.11	—	—	101.6	0.2	25.4	15	400~3200 度のレイノルズ数	○	○	○	○	○	○	○	逆流現象	
Rozennman-Weinstein ⁽¹⁰⁵⁾	0.02~1	14.6	0.292~14.6	203×203	0.3429	19.05	144	Re _D =370 ~1.8×10 ⁴	○	○	○	○	○	○	○	逆流現象	
松本ら ⁽¹⁰⁶⁾⁽¹⁰⁷⁾	1.45~5	24	35~122.5	100	0.7~4.3	5.2	363~368	1.6×10 ⁵	—	—	—	—	—	—	○	逆流現象	
Hendricks-Brighton ⁽¹⁰⁸⁾	3~6.27	—	—	—	—	—	—	24~28.2	—	—	—	—	—	—	○	画像処理	
Agui ⁽¹¹¹⁾	1	0.5	0.5	—	—	—	22	—	Re _D =2300	—	—	—	—	—	—	○	逆流現象
Khodadadi-Vlachos ⁽¹¹²⁾	4.54~23.9	0.4~5.1	5~62.2	107.95~165.1	—	12.7	71.25~168	4.5×10 ³ ~4.2×10 ⁶	○	○	○	○	○	○	○	逆流現象	
Park-Chen ⁽¹¹³⁾⁽¹¹⁴⁾	1~2	11.4	11.4~22.8	25.4	3.1	12.7	2.1~43.5	1.93×10 ⁴	—	—	—	—	—	—	—	逆流現象	
Eiger ⁽¹²⁴⁾	—	—	—	77.6	1.52~4.83	55.63~63.5	0.387~0.89	3.83×10 ⁴ ~7.01×10 ⁴	—	—	—	—	—	—	—	逆流現象	
伊藤ら ⁽¹²⁵⁾⁽¹²⁶⁾	0.187~2.66	8.6~30	5~70	55	0~7	8	39.7~46.3	3.2×10 ⁵ ~1.1×10 ⁶	—	—	—	—	—	—	—	逆流現象	

特性とともに調べ、石田ら^{(138)~(141)}は、エアガイド内の流れを模擬したスリット付き円筒管内の流れと比較し、さらに、実機のメインノズル内部の流動特性を調べ、超音速域での不安定現象を解明し、エアジェットルームにおける最適な作動条件について述べている。以上のように、同軸噴流の流れ場について数多く研究がなされているが、エアジェットルームのメインノズルのような、有限な長さの外側パイプを有するような同軸噴流の研究に関して、せん断層内の渦構造を調べた研究はほとんどなく、非定常な渦構造を含め、噴流特性に対するノズル形状や作動条件の影響をさらに究明する必要がある。

1-2-4 噴流の混合制御^{(144)~(220)}

噴流の流れ場をスピーカによる音波、リボン状の薄板の振動、ピアゾアクチュエータの振動などで周期的な擾乱を与え、外部からエネルギーを加える能動的制御や噴流ノズル形状を変化させ、外部からエネルギーを加えない受動的制御が行われており、せん断層の能動的制御に関するレビューが、Hussain⁽¹⁴⁴⁾、Wygnanski-Petersen⁽¹⁴⁵⁾、豊田⁽¹⁴⁶⁾によって行われ、日本機械学会P-SC222分科会から受動的制御を含めた様々なせん断乱流の制御に関する調査研究の報告書⁽¹⁴⁷⁾が一昨年出されている。能動的、受動的制御が行われている円形噴流、二次元混合層、平面噴流、同軸噴流、非円形噴流などについて、次に述べていく。

a) 能動的制御

円形噴流に関して、乱れが増加または減少する振動数の特定やその場合の渦構造などについて研究がなされ、Crow-Champagne⁽¹⁴⁹⁾は、流れ場で励起振動振幅が最大となる無次元振動数 (= 加振振動数 × ノズル直径 / 噴流速度) は約 0.3 であることを示し、Hussain-Zaman⁽¹⁵³⁾は、Crow-Champagne⁽¹⁴⁹⁾が言っている無次元振動数が約 0.3 の ‘Preferred mode’ で強制加振をした場合の渦構造を詳細に調べている。Petersen⁽¹⁵⁰⁾は、レイノルズ数 5000~50000 の噴流の三次元的渦構造を調べ、渦合体による流れの拡散の影響を明らかにしている。Zaman-Hussain⁽¹⁵¹⁾⁽¹⁵²⁾は、励起した円形噴流の流れ場における乱れ増加は、渦合体と強く関連していることを明らかにし、その時の励起された無次元振動数は、ノズル直径とノズル壁面境界層の運動量厚さを代表長さとした場合、それぞれ 0.85 と 0.012 に整理できることを報告している。Kiebents⁽¹⁵³⁾は、軸対称噴流をせん断層の不安定周波数で励起させ、大規模構造を調べ、広帯域のノイズが減少することを示し、‘Shear-Layer Instability’ と ‘Colum Mode Instability’ の周波数の関係を明らかにしている。Zaman-Hussain⁽¹⁵⁴⁾⁽¹⁵⁵⁾は、ノズル出口での壁面境界層の運動量厚さを代表長さにした無次元振動数が約 0.017 におい

て、速度変動が非加振時より乱れが減少することを渦構造と対応づけている。Becker-Massaro⁽¹⁴⁸⁾は、可視化により渦の成長過程のレイノルズ数の影響などを調べ、Longら⁽¹⁵⁶⁾は、噴流騒音が増加と減少する場合の原因が励起周波数の分調波やせん断層の広がりに関連していることを示している。その他、フィードバック機構による噴流制御⁽¹⁵⁷⁾、二種類の振動数による重畠加振制御⁽¹⁵⁸⁾⁽¹⁶²⁾⁽¹⁶³⁾や、振動方向を円周方向⁽¹⁶⁰⁾または垂直方向⁽¹⁶¹⁾に加えた場合の制御も調べられている。

二次元混合層や平面噴流においても、円形噴流と同様に加振振動数と渦構造変化の対応が調べられており、二次元混合層で分数調波で加振した場合の渦構造⁽¹⁶⁵⁾、剥離を伴うせん断層の渦構造⁽¹⁶⁶⁾、フラップを正弦的に振動させたり⁽¹⁶⁷⁾⁽¹⁶⁸⁾、パルス的変動を加えて⁽¹⁶⁹⁾、位相平均法で渦構造などが調べられている。また、平面噴流について、層流噴流に振動を加えた場合⁽¹⁷⁰⁾や、ノズル出口付近で平板を振動させた場合の渦の発生・成長・合体の可視化⁽¹⁷¹⁾、出口側面からスピーカで加振した場合の噴流特性⁽¹⁷²⁾、上流側と出口側面からの2つのスピーカにより平面噴流の両側せん断層を同・逆位相で振動を加えた場合の特性と渦構造との対応⁽¹⁷³⁾⁻⁽¹⁷⁶⁾、せん断層の自然周波数で励起させた場合の渦の挙動と乱れの極大値との対応⁽¹⁷⁷⁾についても調べられている。

Lockheedの研究グループのAhujaら⁽¹⁷⁸⁾⁻⁽¹⁸²⁾は、加振した噴流について流れパターン、速度分布、騒音について一連の研究報告がなされ、その中で同軸噴流に関して、加振のレベル、速度比、加振周波数、マッハ数の影響を調べ、加振することにより噴流の広がりが増加し、ポテンシャルコア長さも若干減少することを示している。また、Tang-Ko⁽¹⁸³⁾⁻⁽¹⁸⁵⁾は、同軸噴流の外側ノズルのパイプ端部壁面から加振して、下流域における騒音レベル変化を示し、速度比 λ^{-1} が0.3で内側噴流のコラムモードで加振した場合の渦構造を明らかにしている。

以上のように、噴流の能動的制御の立場から、噴流を加振して、加振振動数が流れ場における渦の形成、成長、合体、崩壊の遷移過程にどのように影響するかが、主に円形噴流や二次元混合層などの単純なせん断流について調べられている。しかし、同軸噴流の加振時の流れ場への影響に関する研究は限られており、加振時の特性と渦の遷移過程についての更なる研究が必要である。

b) 受動的制御

噴流ノズル形状を変えた受動的な噴流の制御方法として、円形噴流のノズル外周にカラーラーを付け、

(Self-Excitation)やノズル形状が真円ではない場合に渦輪の非一様曲率による渦構造の三次元変形を利用した混合促進の研究も行われている。

‘Whistler Nozzle’と呼ばれているような円形ノズルの外周にカラーを付けた場合に関して、最初に、Hill-Greene⁽¹⁸⁶⁾は噴流特性を調べ、スピーカで加振しなくても、非加振時よりも乱れが増加することを示し、Hasan-Hussain⁽¹⁸⁸⁾は、カラーの長さ、高さ、噴流速度、噴流直径等を変えて実験を行い、ノズル近傍で噴流の広がりや乱れ強さが増加することを、噴流構造変化と対応づけて論じ、さらにHussain-Hasan⁽¹⁸⁹⁾は、自己励起のメカニズムには、パイプ出口からのせん断層がカラー端部に衝突することによる場合とオルガンパイプと同様な共鳴による場合があり、パイプリングやパイプホールをノズル出口に置いた場合にもオルガンパイプと同様な共鳴が生じ、「Preferred mode」の周波数に同期した場合に共鳴が最大になることを示している。また、円形ノズルを斜めや段付き半割りにした場合の噴流特性⁽¹⁸¹⁾、キャビティーを有する様々な流れ場の自励振動⁽¹⁸⁷⁾、エッジトーンなどの流れと音の発生についてのレビューがBlacke-Powell⁽¹⁹⁰⁾によって行われている。

非円形噴流について、橢円噴流や長方形噴流はアスペクトなどを変えた場合の特性⁽¹⁹²⁾⁻⁽¹⁹⁸⁾⁻⁽²⁰²⁾が調べられ、速度分布の長軸と短軸を入れ替わるスイッチング現象⁽¹⁹⁴⁾やその三次元渦構造⁽¹⁹⁵⁾⁻⁽¹⁹⁷⁾、騒音⁽¹⁹⁴⁾との関係が明らかにされている。また、長方形噴流に関し、壁面境界層の厚さと渦の周波数との関係⁽²⁰³⁾、渦シートモデルを用いた数値計算による噴流の不安定性⁽²⁰⁴⁾について明らかにされ、三次元的速度分布や乱流量⁽²⁰⁵⁾も計測されている。その他、藤田ら⁽²⁰⁶⁾⁻⁽²⁰⁹⁾や豊田-Hussain⁽²¹⁰⁾は十字形噴流、興津ら⁽²¹¹⁾⁻⁽²¹³⁾はノズル面積が等しい円形、十字形、正方形、梅形、正三角形噴流、手島⁽²¹⁴⁾は円形、正方形、長方形、正三角形オリフィスの超音速自由噴流の三次元構造の可視化観察、豊田ら⁽²¹⁵⁾⁻⁽²¹⁷⁾は正方形、長方形、正三角形オリフィスの三次元渦構造の可視化観察を行い、非円形噴流の拡散・混合効果を調べている。Quinn⁽²¹⁶⁾は正三角形オリフィス噴流の三次元乱流特性、Longmire⁽²¹⁸⁾はクラウンノズル噴流の渦構造、Vradisら⁽²¹⁹⁾は不均一な速度分布の噴流の特性、Millerら⁽²²⁰⁾は円形、橢円形、正方形、長方形、正三角形噴流の三次元数値シミュレーションを行っている。

以上のように、円形噴流、環状噴流、平面噴流などの二次元的または軸対称的な流れ場の時間平均的定常特性についての速度分布や乱流量の相似性などが明らかにされ、渦構造についても、可視化や位相平均法などにより乱流域までの渦の挙動はかなり解明されつつ

ある。しかし、円形噴流などの軸対称ノズルからの三次元的流れ場はもちろん、渦の挙動が複雑で興味深い非円形噴流などの三次元的流れ場、そして、渦構造と噴流による空力騒音との関連については、その複雑さと情報量の多さから未だ完全な解明には至っていない。また、噴流制御の立場から、能動的に噴流を加振して制御する試みも、円形噴流や二次元混合層など単純なせん断流について数多く研究が成されてはいるが、同軸噴流などせん断層が干渉するような複雑な形状の噴流についての研究は限られており、ノズル形状を変えるなどの受動的制御を含めて、噴流制御の可能性を探求し、詳細な渦構造を解明する更なる研究が必要となっている。

1-3 本研究の目的

本研究は、エアジェットルームのメインノズルを単純モデル化した同軸二重円管ノズルからの噴流の流れ場を明らかにすることを目的とし、同軸二重円管噴流が発達する過程における定常特性や周囲大気と外側環状噴流と中心円形噴流によって形成される混合層内の渦構造を調べ、混合層相互の影響について明らかにするために、ノズル形状や作動条件を変え、さらに噴流に強制加振を与えた場合の流れ場への影響について、以下のことを検討する。

- (1) 外側ノズルのパイプ長さを変えることにより外側せん断層から生じる渦の発生位置を変え、外側混合層と内側混合層内の渦の相互干渉について調べる。
- (2) 中心円形噴流と外側環状噴流の速度比を変えることにより、内側せん断層内に生じる渦の強さを変え、外側混合層と内側混合層内の渦の相互干渉について調べる。
- (3) 内側ノズルのパイプ肉厚を変えることにより内側混合層内に形成される内側ノズルのパイプ端部の上下面からのせん断層の渦相互の干渉及びそれらの渦列と外側混合層の渦との影響を調べる。
- (4) スピーカにより外側環状噴流に強制振動を与えた場合の外側混合層と内側混合層内の渦構造を調べ、能動的混合制御の可能性を探る。

1-4 本研究の概要

本論文は、以上のように研究の背景、目的に基づいて行った研究成果を全8章にまとめたものである。図1-4に本論文の概要を示すが、本論文の構成と各章の内容は、次のとおりである。

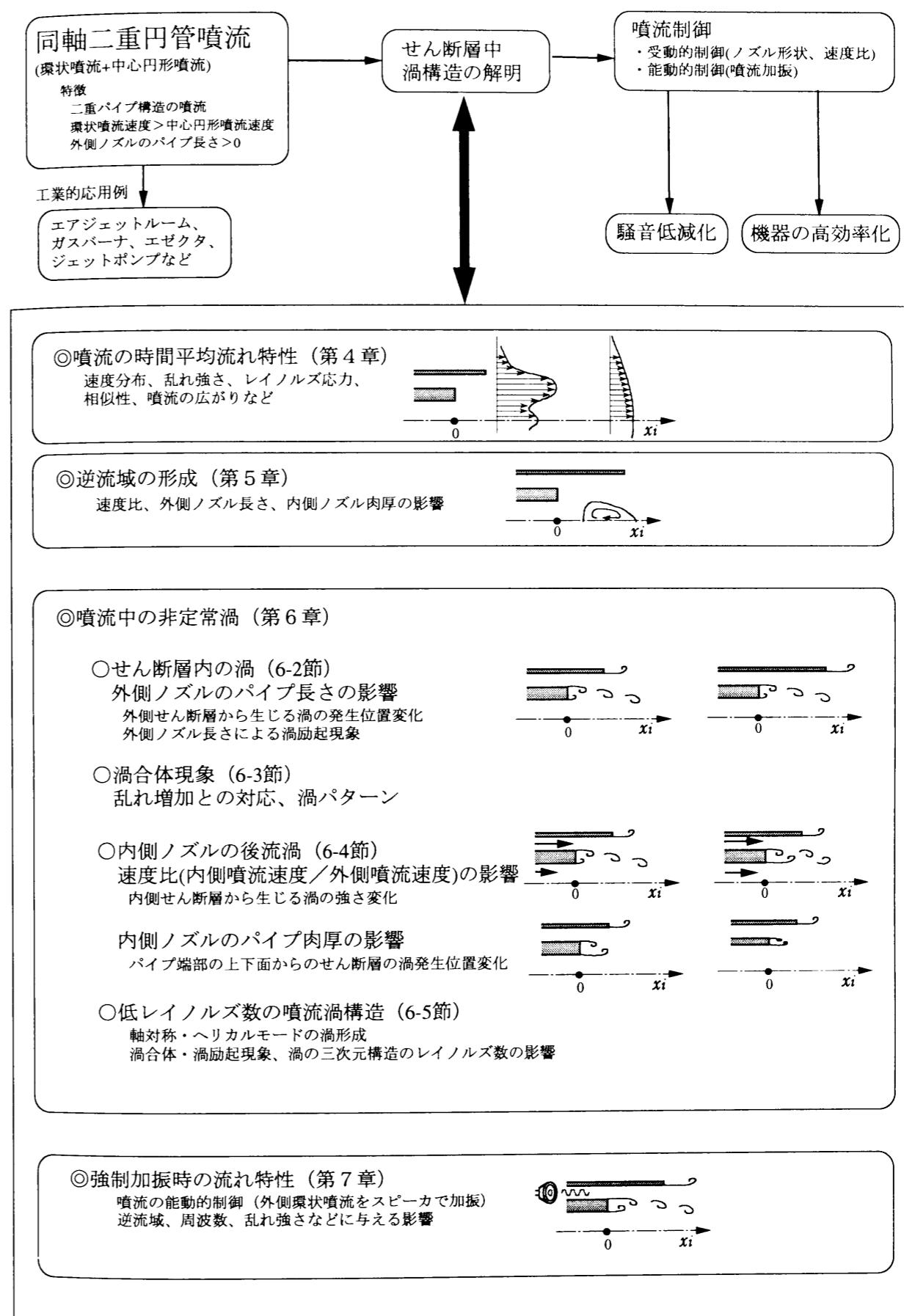


図 1-4 本論文の概要

第1章「緒論」では、従来の研究を概観し、本論文の目的と概要が述べられている。

第2章「実験装置及び方法」では、本研究で使用した空気および水による実験装置、計測システム、可視化実験方法と渦構造抽出を行う位相平均処理方法、画像処理方法について説明がなされている。

第3章「数値シミュレーション方法」では、軸対称流れ場の層流域と標準 $k - \varepsilon$ 乱流モデルを用いた乱流域の数値シミュレーション方法について述べられている。

第4章「時間平均特性」では、内側ノズル出口付近から完全発達領域に至る広い領域での速度、乱れ強さ、レイノルズ応力分布など同軸二重円管噴流の定常特性を示し、時間平均的に見た場合の噴流の混合状態と発達過程が述べられている。

第5章「逆流域の形成と数値シミュレーション」では、ノズル出口近傍における流れの状態を調べ、同軸二重円管噴流の再循環領域形成に及ぼす噴流速度比やノズル形状(外側ノズル長さ、内側ノズルのパイプ肉厚など)の影響について、実験と流れの可視化観察、数値シミュレーションにより検討がなされている。

第6章「非定常渦構造」では、ノズル形状や作動条件が混合層内の渦形成に及ぼす影響を調べ、前節の検討項目(1)～(3)についての外側混合層と内側混合層内の渦の相互干渉について検討するために、外側ノズルのパイプ長さ、内側ノズルのパイプ肉厚、速度比、レイノルズ数などを変えて、乱れ強さ、変動周波数、空間相関係数の変化と混合層内に形成される渦構造との関係を検討し、外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象、渦合体現象、後流渦への渦構造変化、三次元的渦構造について述べられている。

第7章「強制加振時の噴流特性」では、能動的制御の可能性を調べるために、同軸二重円管噴流の環状噴流を加振した場合の流れ場に強制振動が及ぼす影響について述べ、加振周波数を変化させた場合の再循環領域やパイプ長さによる渦励起現象への影響や乱れ強さ增加と混合層内渦構造変化との対応について考察を行っている。

第8章「結論」では、研究結果の総括を行っている。

第2章 実験装置及び方法

第2章 実験装置及び方法

2-1 緒 言

本章では、まず空気噴流、水噴流、加振装置などの実験装置とデータを得るための計測システム、そして可視化実験方法について説明を行う。次に、計測方法として、逆流域の測定に有効であるタンデム形熱線プローブの形状・指向性などを示し、渦構造を抽出するための測定方法の一つである位相平均処理方法や三次元渦構造を再構成するための画像処理方法について述べる。

2-2 空気噴流実験

空気噴流実験装置概略図を図2-1に、外観写真を図2-2に示す。実験装置は、コンプレッサからノズルに空気を供給する配管系の噴流装置と、パーソナルコンピュータで制御された熱線プローブ自動トラバース装置およびA-D変換装置から成る計測システムで構成されている。

2-2-1 噴流装置

スクリュー式コンプレッサー（日立製作所製 OSP-15U6A）で圧縮された空気はウォータークーラー、エアドライヤー（日立製作所製 HDN-50）、エアフィルター、サージタンク（容量100l）を経た後、整流格子、ステンレス製金網が入った直径 ϕ 165mmの整流胴を通過した後、ノズルから噴出する。供試ノズルの概略図および外観写真を図2-3、図2-4に示す。供試ノズルはアクリル樹脂製で、環状の外側ノズル①の外径 D_o は40.8mmで、絞り比6.8の外側ノズルから環状噴流（外側噴流）②を形成する。内側ノズル③の直径 D_i は20.4mmで、タンクより空気が長さ1.74mの円形直管を経て発達した円管内の速度分布で噴出し、円形噴流（内側噴流）④を形成する。外側ノズルのパイプ長さ L は、外側ノズル外径 D_o との比 L/D_o にして0~10の範囲で変化させた。また、内側ノズルのパイプ肉厚 b_i は主に4mmにしたが、内側ノズルのパイプ肉厚 b_i の影響を調べる場合は外側噴流幅 B を固定して内側ノズル肉厚 b_i を0.9~7.25mmに、外側噴流幅 B の影響を調べる場合は内側ノズル直径 D_i を固定して外側噴流幅 B を3.3~6.2mmに変化させた。外側ノズル出口速度 \bar{u}_o は4m/s~20m/sの範囲とし、主に12m/sで実験を行った。外側ノズル出口速度 \bar{u}_o と外側ノズル外径 D_o で定義されるレイノルズ数 Re （= $\bar{u}_o D_o / \nu$, ν : 空気動粘性係数）は、約1.1×

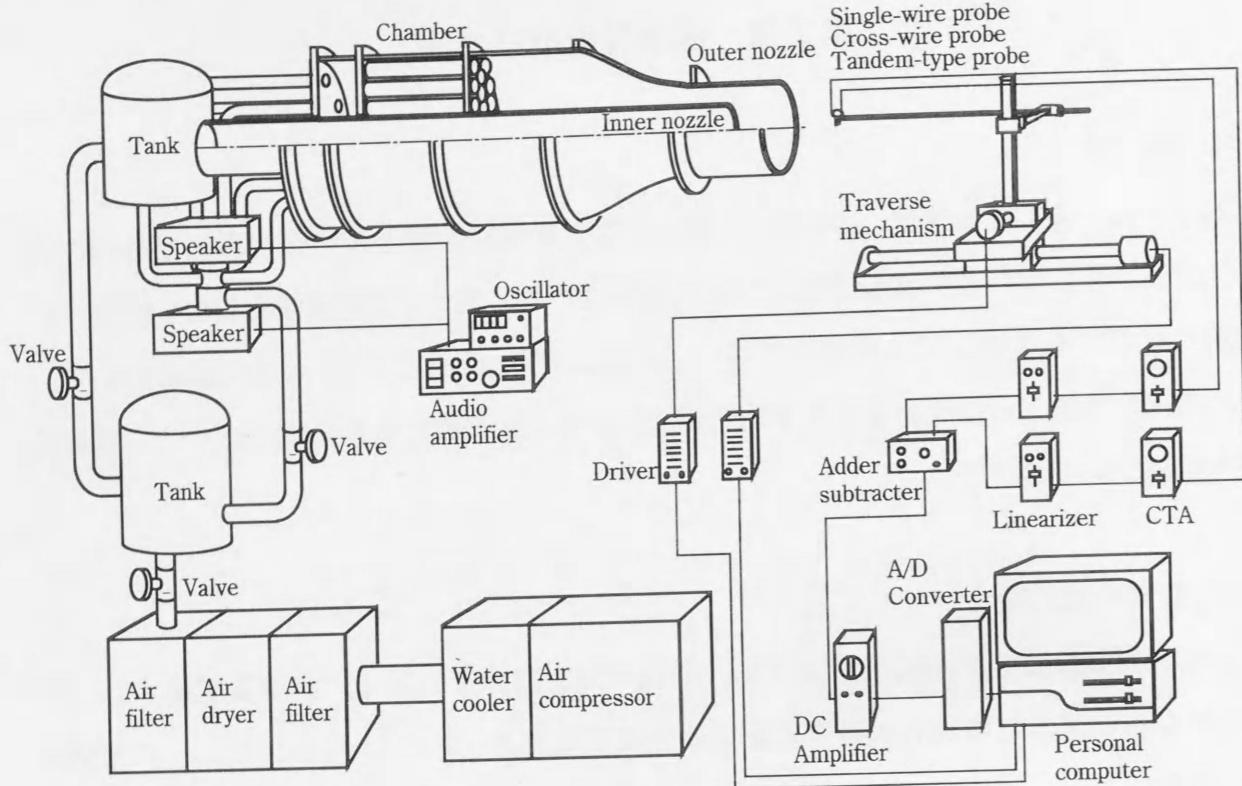


図 2-1 空気噴流実験装置概略図

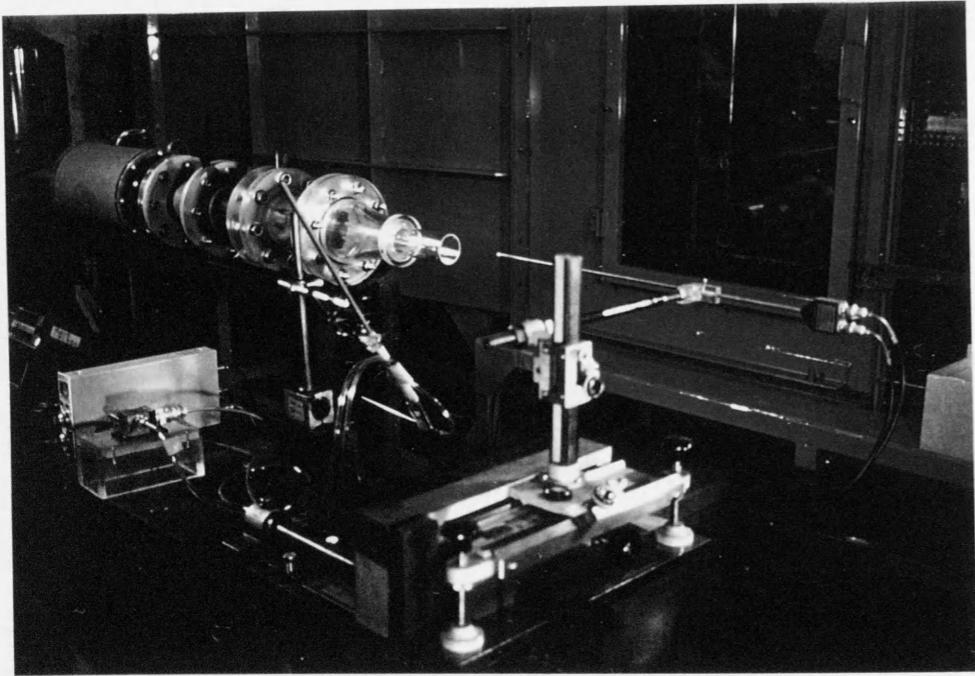


図 2-2 空気噴流実験装置外観写真

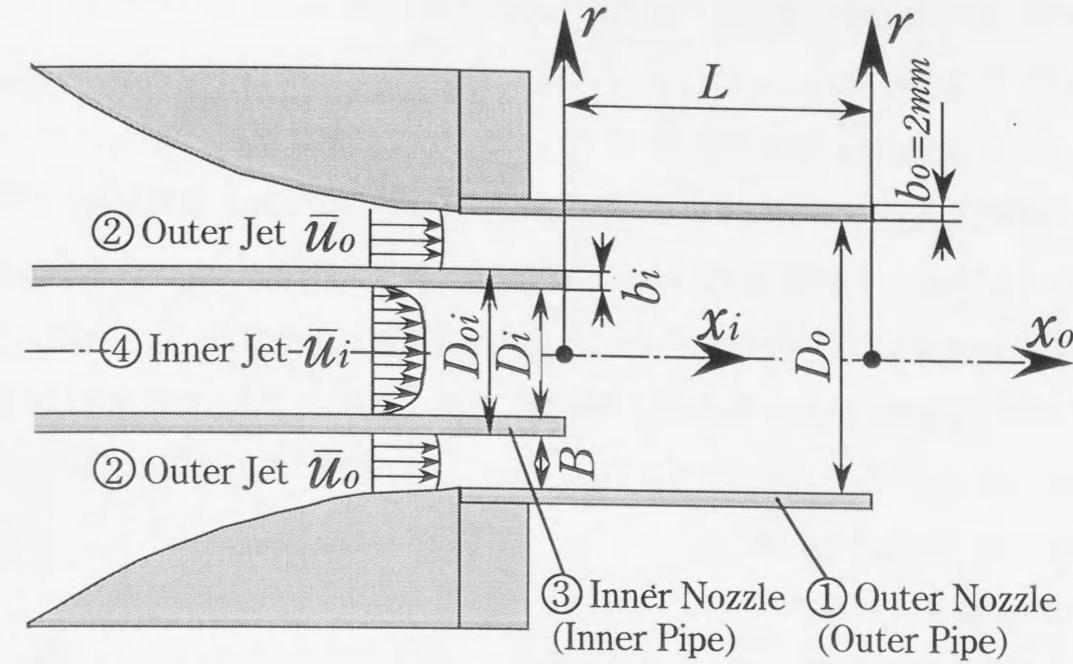


図 2-3 供試ノズル形状と座標系

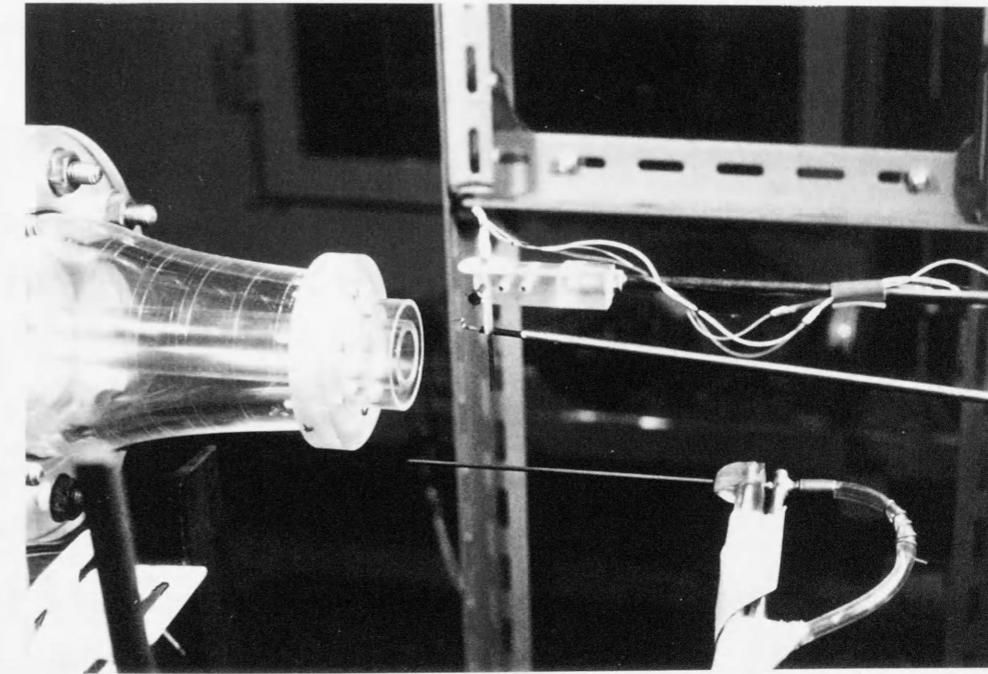


図 2-4 供試ノズル外観写真
($L/D_o=0$ ノズル、基準信号用 I 形プローブ、タンデム形プローブ、ピトー管)

$10^4 \sim 5.4 \times 10^4$ になる。相対乱れ強さは、外側噴流 $\bar{u}_o = 20 \text{ m/s}$ において外側ノズル出口で 0.5% 以下、内側噴流 $\bar{u}_i = 6 \text{ m/s}$ において内側ノズル出口で 1.2% 以下である。外側ノズル壁面の境界層速度分布は層流境界層方程式のブラジウスの解にほぼ一致し、 $x_i = 0.5 \text{ mm}$ で計測した排除厚さ δ^* は内径側で 0.35~0.45 mm、外径側で 0.41 mm、運動量厚さ θ は内径側で 0.14~0.15 mm、外径側で 0.165 mm 程度である。また、外側ノズル出口速度 \bar{u}_o と内側噴流の管中心速度 \bar{u}_i の速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o は 0~1 の範囲でえた。座標系は、図 2-3 のように内側ノズル出口中心を原点にした軸方向座標を x_i 、外側ノズル出口中心を原点とした場合を $x_o (=x_i-L)$ とし、半径方向座標を r とする。なお、各測定値は外側ノズルの外径 D_o と外側噴流速度 \bar{u}_o で無次元化処理した。

2-2-2 計測システム

風速の測定用熱線プローブの移動には自動トラバース装置を使用した。トラバース装置は、パーソナルコンピュータ（日本電気製 PC9801VX）に組み込まれたパルスモーターコントローラー（ネオロード電子 PCN-9005）と、5 相ステッピングモータ（オリエンタルモータ製 UPD569-B）、駆動用ボールねじとリニアガイドで構成されており、その移動量は入力パルス数(0.01mm/パルス)に比例し、パーソナルコンピュータでパルス数を制御することによりフィードバックループなしに軸方向、半径方向の精密な位置決めが可能である。風速の測定には、定温度型熱線流速計（KANOMAX 製 MODEL1011 CTA ANEMO METER, MODEL 1013 LINEARIZER, SOKKEN 製 MODEL HC30）を使用した。熱線プローブは I 形プローブ（SOKKEN 製 HC-25-51, KANOMAX 製 MODEL 0251R-T5）と X 形プローブ（KANOMAX 製 MODEL 0252R-T5）および流れの順流、逆流の識別が可能なタンデム形プローブを適宜使用した。図 2-5 に自作したタンデム形プローブの概要を示す。X 形プローブの場合は、2 本の熱線からの出力電圧の和と差を計算することにより、プローブに平行な方向と垂直な方向の速度を同時に計測できる。また、自作したタンデム形プローブは、2 本平行に設置したタンゲステン線（直径 5 μm）の間を絶縁膜（歪みゲージ用接着剤）で被覆することで、上流と下流側の熱線の熱伝達率に違いが生じることを利用して、引算演算器で出力電圧の差を計算することにより流れの方向と流速が計測できる。このため、タンデム形プローブは逆流を伴う流れ場の測定に有効である。図 2-6 に吹き出し形風洞内で調べたタンデム形プローブの線形性と指向性の検定結果を示す。図 2-6(a) の流れ方向 θ における速度変化時の出力特性は直線的に変化し、線形性は非常に良好である。

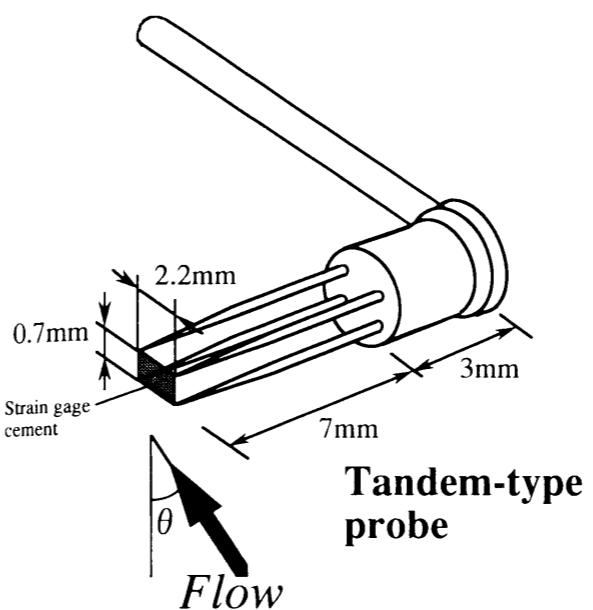
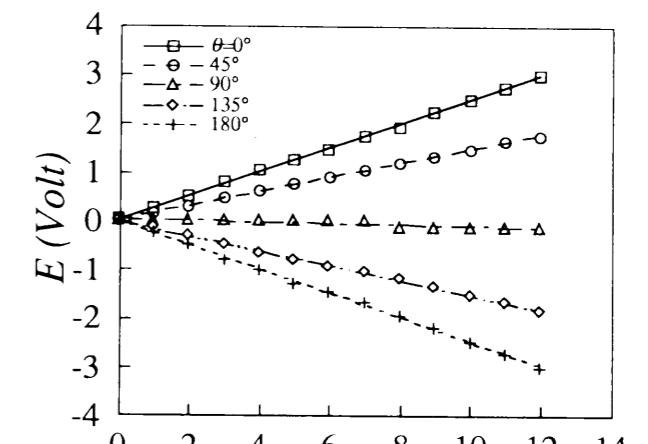
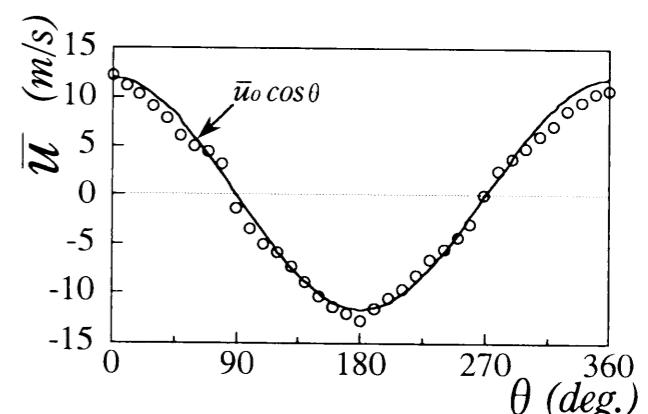


図 2-5 タンデム形熱線プローブ概略図



(a) 線形特性



(b) 指向特性

図 2-6 タンデム形プローブの線形特性和指向特性

ある。また、図 2-6(b) のプローブの流れ方向 θ に対する出力特性は、 $\bar{u} = \bar{u}_o \cos \theta$ に沿って連続的であり、良い指向性がある。タンデム形プローブの場合、スカラー量しか計測できないので、速度ベクトルを得たい場合には、プローブを 90° 回転させて軸方向と半径方向成分を別々に計測しなければならない。通常の熱線プローブの校正は、自作した ϕ 2.1 mm のピト一管を基準にして、外側ノズル出口のポテンシャルコア内で行った。熱線風速計の線形化出力信号は、直流増幅器（日本電気三栄製 6L02, フィルターで 10 kHz 以上をカット）を通過後、A-D 変換ボード（金沢コントロール機器製 ADC-12IB）により時間間隔 150~400 μs で、8192 個以上のデータをサンプリングし、パーソナルコンピュータのハードディスクに一時保管された後、金沢大学情報処理センターのホストコンピュータ

(FACOM VP2100/10RE) に転送し、平均速度、乱れ強さ、レイノルズ応力、流線、位相平均渦度分布、周波数解析などを算出した。なお、周波数解析にはFFTアナライザ（小野測器 CF-360）を併用した。

2-2-3 加振装置

外側噴流に正弦波振動を与えるための、加振装置は配管上に設置された直径200mmの低音用スピーカ2個（フォステックス製 FW200, 入力100W）と発振器、アンプから成る。加振振動数 f_0 は140~700Hzの範囲で、外側噴流出口 ($x_i=-2\text{mm}$) の振動振幅が $u'_{rms}/\bar{u}_o = 1\%$ (u'_{rms} : 軸方向速度変動 u' の r.m.s. 値) になるようにアンプ出力を調節した。

2-2-4 煙による可視化実験

空気噴流の可視化は、煙注入流脈法⁽²²²⁾、またはスモークワイヤ法⁽²²²⁾で行った。煙注入流脈法による可視化は、流動パラフィンをヒーターで加熱し、ミスト化した煙を、整流胴内の外側環状噴流の内外壁に沿わせた直径 $\phi 1.2\text{mm}$ の真鍮パイプ4本から注入し、ストロボ発光により写真撮影を行った。また、内側ノズル出口近傍の流れを可視化するために用いたスモークワイヤ法は、 $\phi 50\mu\text{m}$ のステンレス線を幅40mm、間隔10.2mm ($0.25D_o$) で流れに直角に6本配置して、撮影を行った。その際、油滴径を小さくさせるためと、蒸発温度を低下させて瞬時に発煙させるために、流動パラフィンに少量のベンゼンを加えた⁽¹⁷⁶⁾。

2-3 水噴流実験

2-3-1 噴流装置

実験装置概略図および外観写真を図2-7、図2-8にそれぞれ示す。作動流体の水は、実験室2階に設置された2つのヘッドタンクから電磁流量計（日本光電工業製 MFV-3100）、整流胴を経て、上面を解放にしたアクリル樹脂製の水槽（縦幅1000mm×横幅435mm×高さ500mm、水面高さ435mm）の側面中央に取り付けられているノズルから噴出する。外側噴流は絞り比23.5で噴出し、内側噴流は絞り比94.1で収縮され、1.0mの直管部分を経た後、十分に発達した速度分布で噴出する。供試ノズルは、空気噴流の場合と同様のアクリル樹脂製である。外側ノズルの外径 D_o は40.0mm、外側ノズルの外径 D_{oi} は24.0mm、内側ノズルの直径 D_i は19.0~14.0mmであり、内側ノズル肉厚は $b_i=2.5\sim 5.0\text{mm}$ とした。外側ノズル長さは $L/D_o=0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0, 2.0$ の6種類の長さのものを使用した。

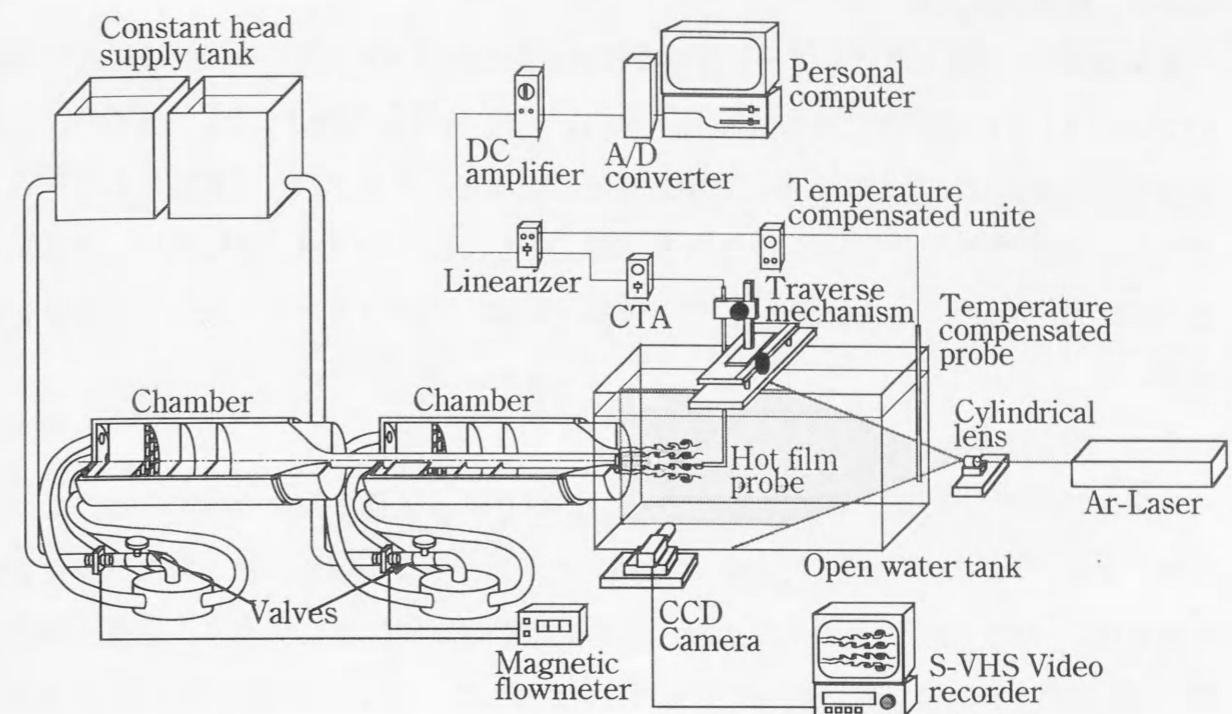


図2-7 水噴流実験装置概略図

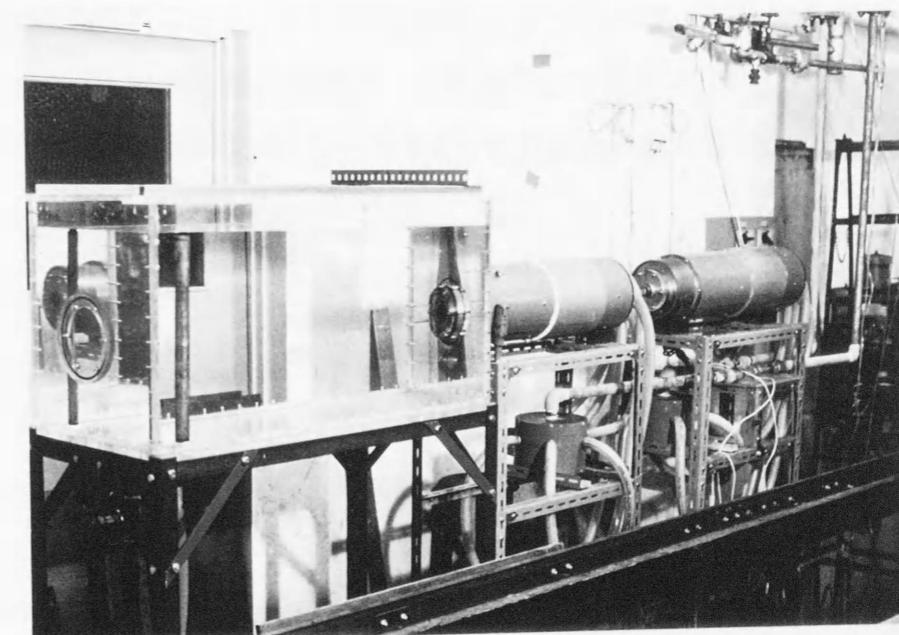


図2-8 水噴流実験装置外観写真

2-3-2 計測システム

噴流速度は、配管上のバルブと重量法で校正した電磁流量計（内側噴流側には内径8mmのプローブ、外側噴流側には内径20mmのプローブ）を用いて調節した。速度分布、速度変動波形の測定は、図2-7のように実験水槽上に設置されたトラバース装置に取り付けられたI形熱膜プローブ（ホットフィルム KANOMAX製 MODEL 1210-60W）を使用した。熱膜フィルムからの出力信号は、空気実験と同様の計測システムによってデータ処理を行った。

2-3-3 可視化方法

可視化色素⁽²²²⁾として、ローダミンB ($C_{28}H_3N_2O_3Cl$)、周囲の静止流体にウラニン（フルオレセインナトリウム $C_{20}H_{10}O_5Na_2$ ）を用いた。ローダミンB水溶液、およびウラニン水溶液はレーザーを当てることにより、それぞれ赤色、黄緑色に発光する性質を利用して、噴流内部の任意断面を可視化するために、アルゴンイオンレーザー（スペクトラフィジックス製 水冷イオンレーザーモデル2017）光を円筒レンズによりシート状にして、カラーCCDカメラ（SONY製 XC-009P）で渦パターンの観察・撮影を行った。

2-4 位相平均データ処理方法

噴流や物体後流のような乱流自由せん断流の流れ構造には、何らかの規則性を有する秩序的構造を持った流体運動が存在することが知られている。しかしながら、同じ空間に不規則性を伴った構造が混在しているために、単純に平均化しても秩序的構造を計測することが不可能である。そこで、本研究では乱流構造から秩序的構造だけを抽出するために条件付きサンプリングによる位相平均処理方法が用いられた。以下に、位相平均処理方法について説明する。

軸方向 x_i 、半径方向 r の速度成分を u 、 v とすると、それぞれ次のように分解できる。

$$u = \bar{u} + u' \quad (2-4-1)$$

$$v = \bar{v} + v' \quad (2-4-2)$$

ここで、 \bar{u} 、 \bar{v} は時間平均成分を意味し、 u' 、 v' は変動成分を表す。さらに、 u' 、 v' の速度変動成分は、次のように秩序構造に伴う周期的な速度変動成分 u'_{ϕ} 、 v'_{ϕ} とそれよりも小規模で不規則な速度変動成分 u'_{r} 、 v'_{r} に分解される⁽²²³⁾⁽²²⁴⁾。すなわち、

$$u' = u'_{\phi} + u'_{r} \quad (2-4-3)$$

$$v' = v'_{\phi} + v'_{r} \quad (2-4-4)$$

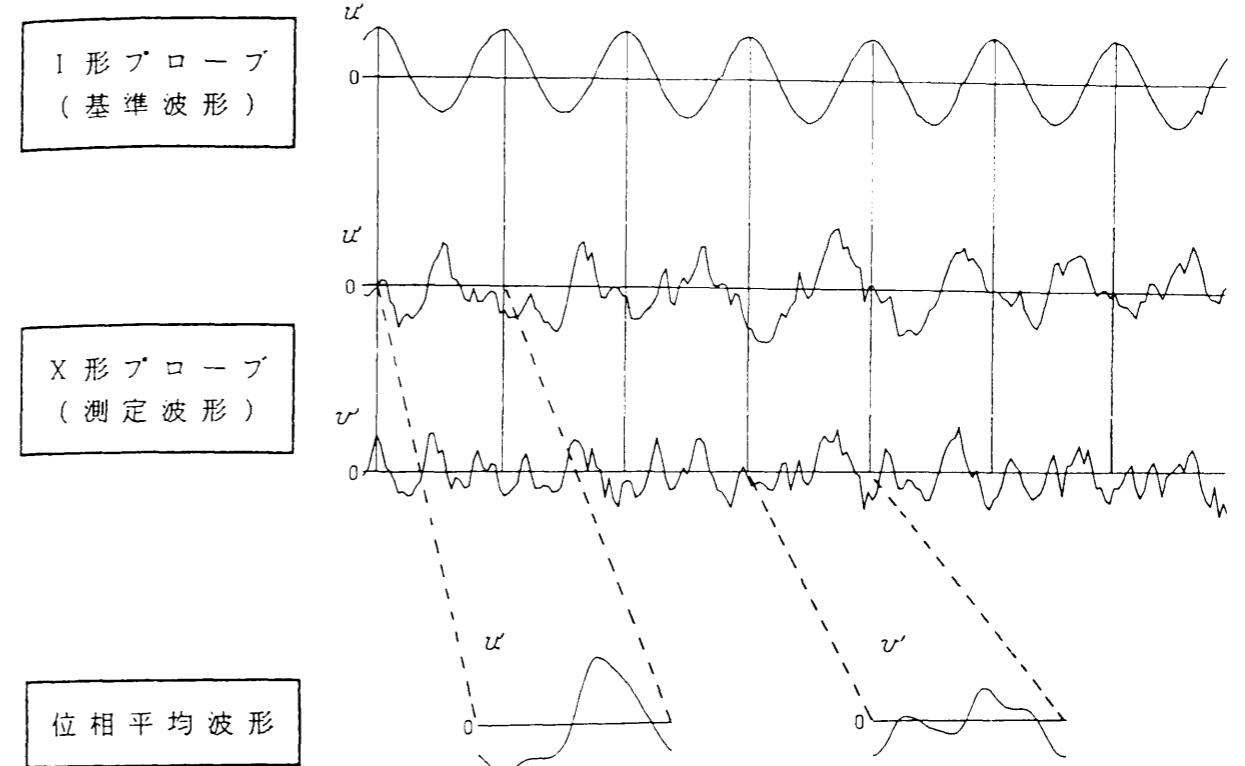


図2-9 位相平均データ処理方法

式(2-4-1)、(2-4-2)を位相平均すると、

$$\langle u \rangle = \bar{u} + u'_{\phi} \quad (2-4-5)$$

$$\langle v \rangle = \bar{v} + v'_{\phi} \quad (2-4-6)$$

本研究では、流れ場の秩序的渦構造を捕らえる場合には、次のような周期的な速度成分 $\langle u \rangle$ 、 $\langle v \rangle$ から位相平均渦度分布 $\langle \omega \rangle$ を算出した。

$$\langle \omega \rangle = \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial r} \quad (2-4-7)$$

本実験では、図2-9のようにI形プローブを軸方向速度変動 u' の周期性が比較的強い外側噴流のポテンシャルコア付近に固定し、I形プローブの u' 波形を基準信号として、 u' 波形が正のピークとなる時刻を $\phi=0^\circ$ にし、同時にサンプリングを行っているX形プローブの信号 u' 、 v' の波形を処理した。その際に、基準信号が正弦波的でなく、分倍調波やノイズなどが混在している場合には、I形プローブからの u' の波形をFFTを用いて卓越周波数まわりに帯域通過フィルタ処理（± 20Hz 幅）をして、卓越周波数のみの正弦波的波

形を抽出し、それを基準波形として1周期ごとに積算平均操作を施して、周期的な速度成分 $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ を計算した。位相平均渦度分布 $\langle \omega \rangle$ を求める場合には、空間的に軸方向は4.08mm ($0.1D_o$)、半径方向は1.0mm間隔で軸方向距離 $x_i/D_o = 2$ までの約532~617点のデータを取得した。

2-5 画像処理方法

図2-10に半径方向断面撮影の概要を、図2-11に画像処理方法の概略を示す。三次元渦構造を描写するためには、図2-10のように噴流下流側より撮影した半径方向断面の可视化映像(図2-11(a))を一定時間間隔ごとにビデオディジタイザ(NAC社製ID-8000)を介して、ワークステーション(HP9000 Apollo Model 735CRX-48Z)に取り込んだ後、適当なしきい値で二値化することにより噴流と周囲流体を区別する(図2-11(b))。この二値化された画像を空間的にある距離を隔てて24枚並べ、積層化することにより三次元形状を三次元グラフィックソフトウェア(AVS)で再構成する(図2-11(c)(d))。噴流断面の時間変化は、噴出流体の塊が観測断面(レーザーシート)を横切ることにより生じているため、その位置での構造の空間的な変化を表している。この場合に積層化時の空間間隔は画像のサンプリング間隔を Δt 、構造の輸送速度を u_c とすると $u_c \cdot \Delta t$ となる。なお、図2-11(d)中の矢印は再構成された構造の時間変化の方向である。

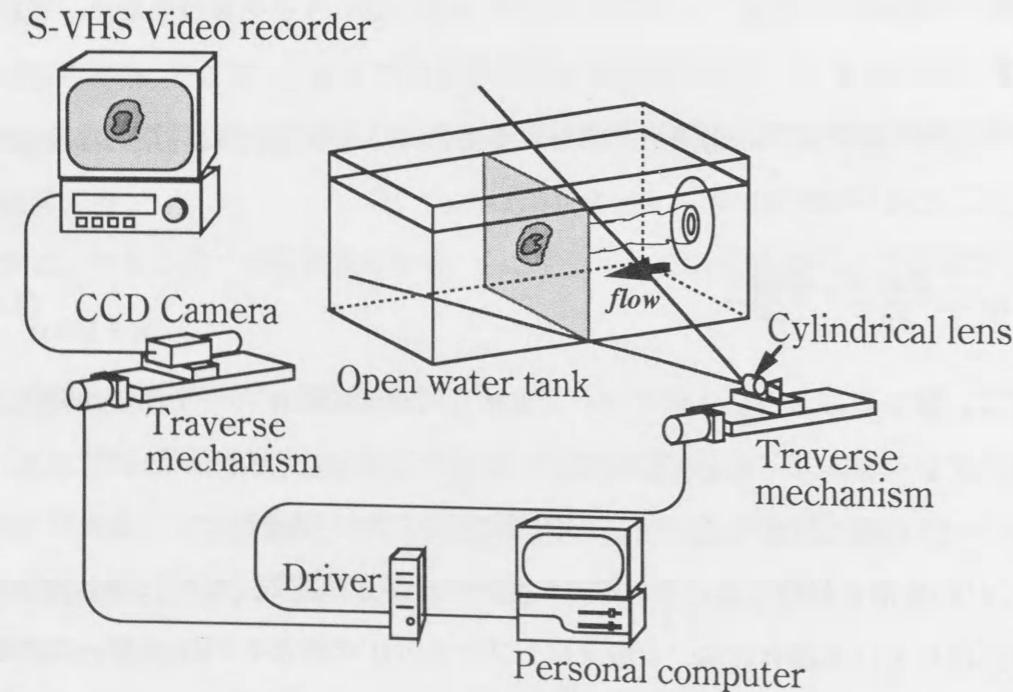


図2-10 半径方向断面撮影装置概要

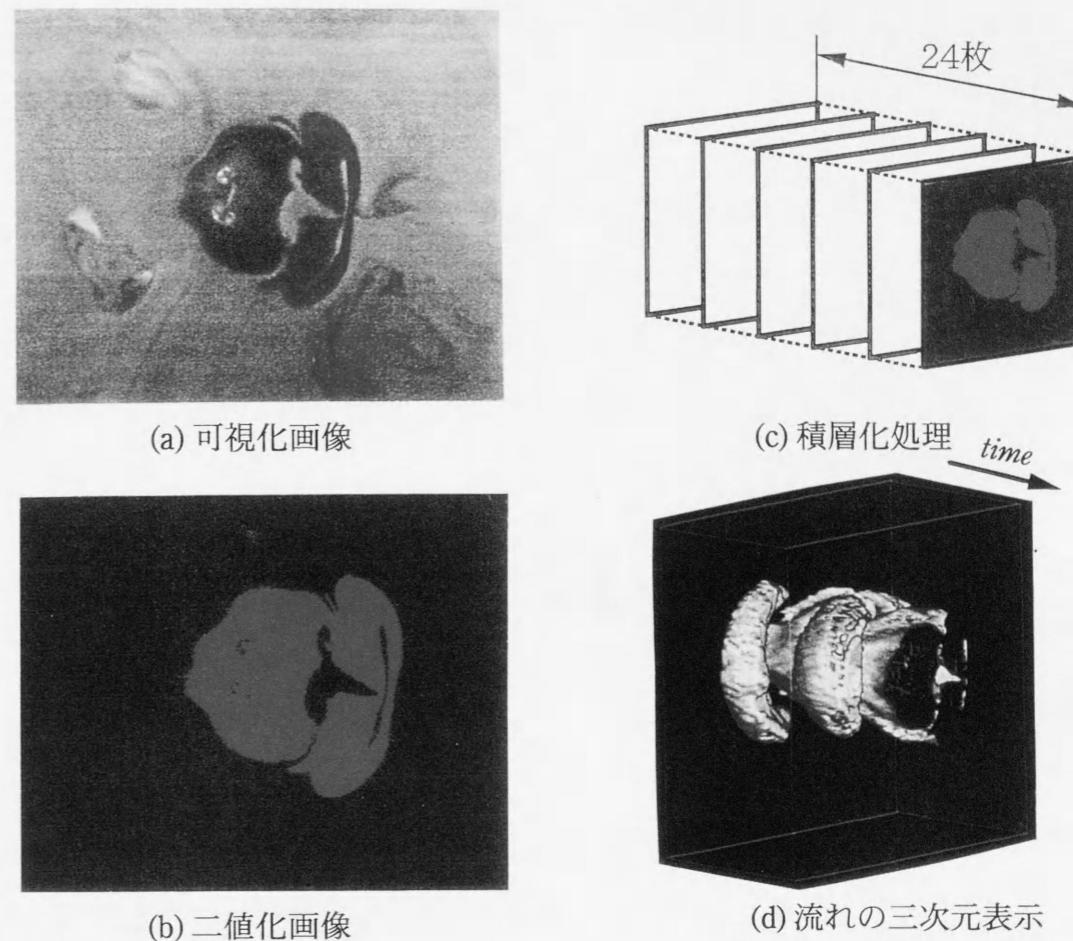


図2-11 画像処理方法の概略

2-6 結 言

本章では、同軸二重円管噴流の空気および水による実験装置、計測システム、可視化実験方法について述べた。流速測定において、自作したタンデム形熱線プローブの指向性は余弦波形に良く一致し、正逆方向の出力特性の直線性も非常に良く、逆流域の測定に有効であることが明らかとなった。また、位相平均データ処理を用いた渦構造抽出方法、三次元的渦構造を再構成するための画像処理方法について説明した。

第3章 数値シミュレーション方法

第3章 数値シミュレーション方法

3-1 緒 言

本章では、同軸噴流の非定常流れ場を数値シミュレーションで解くための、計算方法を説明する。流れ場は軸対称と仮定し、レイノルズ数によって流れを区別して計算し、層流域の流れと標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた乱流域の流れの場合について計算を行った。以下、計算を行う際の格子分割方法や座標変換、支配方程式とその離散方法、計算アルゴリズムについて述べる。

3-2 格子分割

差分法では流れ場を格子という網目状に分割した小部分において計算を行う。本計算では、解析対象が同軸噴流と単純な形状であるため、図3-1に示すように計算格子は、ノズル壁面近傍やノズルパイプ端部付近では細かく、遠方領域の境界に向かって格子間隔が粗くなるような不等間隔直角の標準型スタッガード格子を用いた。直角座標格子は、格子が直角に交わるために階差式は簡潔な形で得られそうであるが、実際、格子幅が一定でない場合、高次の差分式は煩雑になる。そこで、プログラムの汎用性を考え、物理領域内の格子は不等間隔であるが、計算領域内の格子は等間隔格子になるような写像変換を用いて計算を行った。

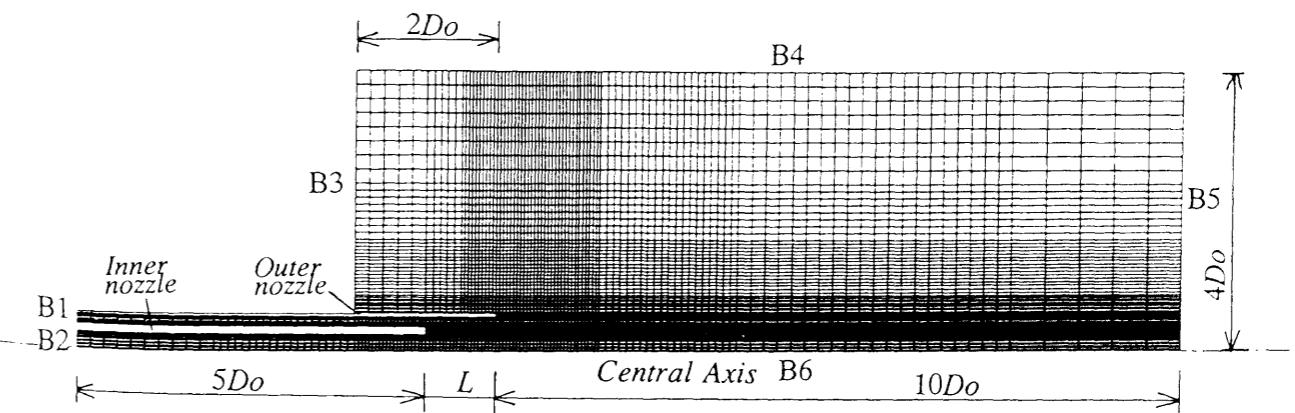


図3-1 計算格子 ($L/Do=1$ ノズル、乱流計算)

3-3 座標変換

数値計算は計算座標格子上で行うので、流れ場のある物理座標を独立変数として書かれた偏微分方程式を、計算座標系で表した式に変換する必要がある。物理座標 (x_1, x_2) と計算座標 (ξ_1, ξ_2) は、座標が時間とともに、移動、変形しないと仮定すると、

$$x_1 = x_1(\xi_1, \xi_2), \quad x_2 = x_2(\xi_1, \xi_2) \quad (3-3-1)$$

$$\xi_1 = \xi_1(x_1, x_2), \quad \xi_2 = \xi_2(x_1, x_2) \quad (3-3-2)$$

と書くことができる。ゆえに、一次微分演算子は

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \phi(x_1, x_2) = \frac{\partial \xi_1}{\partial x_i} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_1} + \frac{\partial \xi_2}{\partial x_i} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_2} = \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \phi(\xi_1, \xi_2) \quad j=1, 2 \quad (3-3-3)$$

となる。ここで、物理座標での微分方程式を計算座標に座標変換する際にはメトリック関

係式 $\frac{\partial \xi_j}{\partial x_i}$ が具体的に必要となる。なお、添字の i, j, k, l, m, n はAINシュタイン則に従

う。本計算は二次元だから、メトリック関係式は

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial x_1} = \frac{1}{J} \frac{\partial x_2}{\partial \xi_2}, \quad \frac{\partial \xi_1}{\partial x_2} = -\frac{1}{J} \frac{\partial x_1}{\partial \xi_2}, \quad \frac{\partial \xi_2}{\partial x_1} = -\frac{1}{J} \frac{\partial x_2}{\partial \xi_1}, \quad \frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} = \frac{1}{J} \frac{\partial x_1}{\partial \xi_1} \quad (3-3-4)$$

$$J = \frac{\partial x_1}{\partial \xi_1} \frac{\partial x_2}{\partial \xi_2} - \frac{\partial x_1}{\partial \xi_2} \frac{\partial x_2}{\partial \xi_1} \quad (J: \text{ヤコビアン})$$

また、関数 ϕ, ψ に対して以下のことが成り立つ。

$$\frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(J \phi \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \right) = \phi \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(J \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \right) + J \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_i} = J \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \quad (3-3-5)$$

および

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(J \psi \frac{\partial \xi_k}{\partial x_l} \frac{\partial \xi_l}{\partial x_j} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_j} \right) \\ &= \psi \frac{\partial \xi_k}{\partial x_l} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_j} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(J \frac{\partial \xi_l}{\partial x_k} \right) + J \frac{\partial \xi_k}{\partial x_l} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\psi \frac{\partial \xi_l}{\partial x_j} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_j} \right) = J \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\psi \frac{\partial \phi}{\partial x_l} \right) \end{aligned} \quad (3-3-6)$$

また、

$$J \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_l} \right) = \frac{1}{J} \left\{ J^2 \frac{\partial \xi_i}{\partial x_k} \frac{\partial \xi_j}{\partial x_l} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi_j} \right) - J^2 \frac{\partial \xi_i}{\partial x_k} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_l} \frac{\partial \xi_j}{\partial x_m} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\frac{\partial x_m}{\partial \xi_n} \right) \frac{\partial \phi}{\partial \xi_j} \right\} \quad (3-3-7)$$

となる。

3-4 支配方程式

本研究では噴流を、軸対称、非定常、非圧縮、粘性流れ、旋回流なしと仮定する。まず、流れが層流の場合、基礎式は、連続の式と軸対称の Navier-Stokes の式であり、円筒座標系の $x-r$ 座標系における支配方程式は次の形式にまとめることができる。ただし、基礎式は、実験と同じく代表長さを外側ノズル外径 D_o 、代表速度に外側噴流速度 \bar{u}_o を用いて無次元化した。

$$\frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (r\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (ru\phi) + \frac{\partial}{\partial r} (rv\phi) \right\} = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(r\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S \right\} \quad (3-3-8)$$

式中の ϕ, Γ, S は、以下のようになる。

ϕ	Γ	S
1	0	0

(3-3-9)

u	$\frac{1}{Re}$	$-r \frac{\partial p}{\partial x}$
-----	----------------	------------------------------------

(3-3-10)

v	$\frac{1}{Re}$	$-r \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{Re} \frac{v}{r}$
-----	----------------	---

(3-3-11)

v	$\frac{1}{Re}$	$-r \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{Re} \frac{v}{r}$
-----	----------------	---

(3-3-12)

次に、乱流域の計算の基礎式は、連続の式と軸対称の Navier-Stokes の式をアンサンブル平均して得られるレイノルズ方程式であるが、アンサンブル平均した結果、 $\bar{u}\bar{v}$ などのレイノルズ応力による新たな項が付加されるため、レイノルズ応力の近似として渦粘性等を仮定した渦拡散係数 ν_t 、乱流エネルギー k 、乱流エネルギー散逸率 ε を導入した Launder-Spalding⁽²¹⁹⁾ の標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いる。よって、支配方程式は次のようになる。また、式中のモデル係数は Launder-Spalding の定数系を用いた。

$$\frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (r\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (r\bar{u}\phi) + \frac{\partial}{\partial r} (r\bar{v}\phi) \right\} = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(r\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S \right\} \quad (3-3-13)$$

式中の ϕ, Γ, S は、以下のようになる。

ϕ	Γ	S
1	0	0
\bar{u}	$\frac{1}{Re} + v_t$	$-r \frac{\partial \pi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$
\bar{v}	$\frac{1}{Re} + v_t$	$-r \frac{\partial \pi}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right) - 2 \Gamma \frac{\bar{v}}{r}$
k	$\frac{1}{Re} + \frac{v_t}{\sigma_k}$	$rG - r\epsilon$
ϵ	$\frac{1}{Re} + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon}$	$rC_1 G \frac{\epsilon}{k} - rC_2 \frac{\epsilon^2}{k}$

ただし、

$$\pi = \bar{p} + \frac{2}{3}k$$

$$G = v_t \left\{ 2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\bar{v}}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 \right\}$$

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

$$C_\mu = 0.09, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3$$

ここで、 $\frac{\partial}{\partial t}(r\phi)$ は時間項、 $\frac{\partial}{\partial x}(r\bar{u}\phi) + \frac{\partial}{\partial r}(r\bar{v}\phi)$ は対流項、 $\frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)$ は拡散項、

S は生成項である。

3-5 支配方程式の離散化

支配方程式の離散化は、計算格子上のコントロールボリューム (Control Volume) において体積積分（二次元では面積積分）を用いる有限体積法 (Finite Volume Method:FVM) で行った。体積積分する場合には方程式を保存系の形にする必要があるため、支配方程式の式(3-3-13)を円筒座標系で体積積分すると

(3-3-14)

$$\iint \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (r\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (r\bar{u}\phi) + \frac{\partial}{\partial r} (r\bar{v}\phi) \right\} r dr dx = \iint \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S \right\} r dr dx$$

(3-3-15)

(3-4-1)

となる。

(3-3-16)

この式を計算座標系に座標変換するわけであるが、多変数積分の変数変換において

(3-3-17)

$$\iint f(x, r) r dr dx = \iint f(x(\xi, \eta), r(\xi, \eta)) r(\xi, \eta) |J(\xi, \eta)| d\xi d\eta \quad (3-4-2)$$

(3-3-18)

が成り立つから、式は

$$\iint \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (r\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (r\bar{u}\phi) + \frac{\partial}{\partial r} (r\bar{v}\phi) \right\} |J| d\xi d\eta = \iint \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S \right\} |J| d\xi d\eta \quad (3-4-3)$$

(3-3-19)

となる。

(3-3-20)

式(3-3-5), (3-3-6)の関係を用いて $\xi - \eta$ 座標系に展開すると、

(3-3-21)

$$\begin{aligned} & \iint \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (r|J|\phi) + \frac{\partial}{\partial \xi} (r|J|U_1\phi) + \frac{\partial}{\partial \eta} (r|J|U_2\phi) \right\} d\xi d\eta \\ &= \iint \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{r|J|}{|J|} \left(\alpha \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \beta \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \frac{r|J|}{|J|} \left(\gamma \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - \beta \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \right\} + |J|S \right] d\xi d\eta \end{aligned} \quad (3-4-4)$$

(3-3-22)

ただし、

$$\begin{aligned} U_1 &= \frac{1}{J} \left(\bar{u} \frac{\partial r}{\partial \eta} - \bar{v} \frac{\partial x}{\partial \eta} \right), \quad U_2 = \frac{1}{J} \left(-\bar{u} \frac{\partial r}{\partial \xi} + \bar{v} \frac{\partial x}{\partial \xi} \right), \quad J = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial r}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial r}{\partial \xi} \\ \alpha &= \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial r}{\partial \eta} \frac{\partial r}{\partial \eta}, \quad \beta = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial r}{\partial \xi} \frac{\partial r}{\partial \eta}, \quad \gamma = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \xi} + \frac{\partial r}{\partial \xi} \frac{\partial r}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (3-4-5)$$

となる。

式(3-4-4)を離散化する際の各項の差分近似は、運動方程式の対流項をQUICKスキーム、他の項を二次の中心差分、 k と ϵ の輸送方程式の対流項と拡散項をべき乗則、その他

の項を二次の中心差分、時間積分を完全陰解法で計算した。

3-6 計算アルゴリズム

本研究では、計算アルゴリズムに SIMPLE 法 (Semi-Implicit Method for Pressure-linked Equations)⁽²²⁶⁾ を用いた。SIMPLE 法は、Patankar-Spalding によって熱対流用の解析プログラムとして開発された陰的解法であり、この解法は、速度・圧力の現時点からの補正值 u' , v' , p' をまず考え、次に u' , v' に関する方程式の定義点以外の速度に関する項を省略して方程式を線形化し、この式から圧力を求めるという方法である。この圧力補正式を解くためには、反復解法である SOR 法 (Successive-Over-Relaxation) を用いた。以上の計算アルゴリズムのフローチャートを図 3-2 に示す。

また、層流域の流れはレイノルズ数 $Re=5000$ とし、乱流域の流れはレイノルズ数 $Re=3.5 \times 10^4$ とし、無次元時間増分 $\Delta t=0.005$ で計算を行った。計算領域および境界の位置などを図 3-3 に、主な境界条件を表 3-1 に示す。なお、境界 B1, B2 は、乱流計算では一様速度分布、層流計算では実験からの速度分布を与え、計算の安定性を考慮して外側周囲境界に、常に外側噴流速度 \bar{u}_o の 1% の軸方向速度を与えた。乱流域でのシミュレーション結果は、無次元時間 $t \geq 70$ で全ての変数の変化率が 10^{-5} 以下になる定常状態の計算結果を用いた。

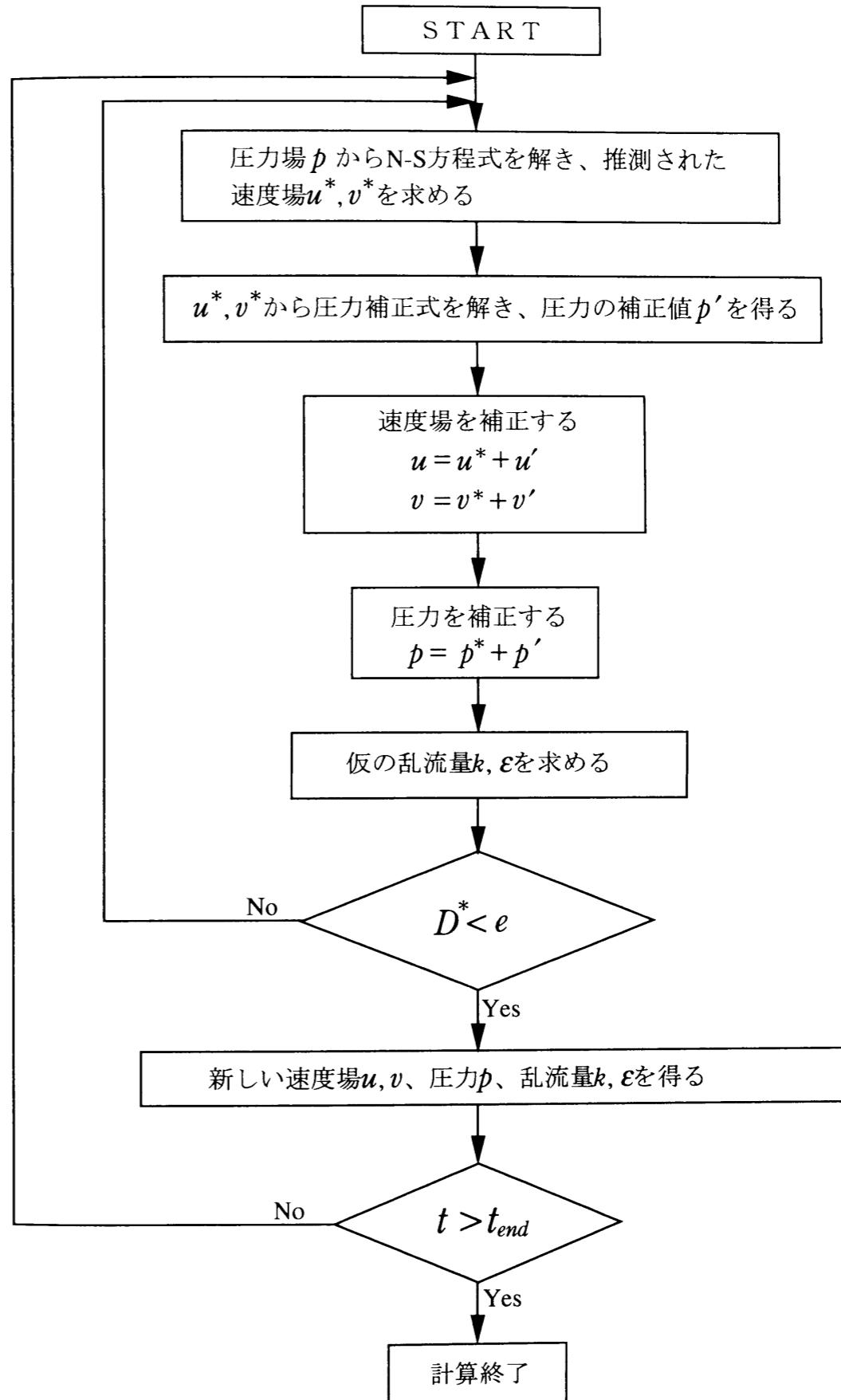


図 3-2 計算アルゴリズムのフローチャート (SIMPLE 法)

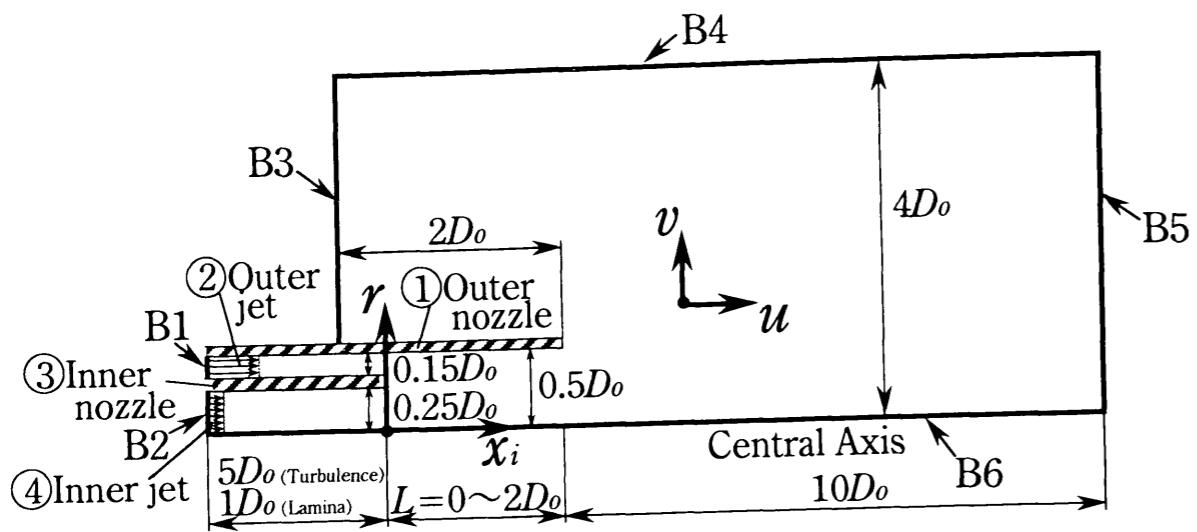


図 3-3 計算領域および境界の位置

表 3-1 境界条件

(a) 乱流計算

Outer Jet (B1)	$\bar{u}_o=1, \partial p/\partial x=0$ $k=0.003\bar{u}_o^2, \varepsilon=C_\mu k^{1.5}/(0.03\cdot D_o)$
Inner Jet (B2)	$\bar{u}_i=1, \partial p/\partial x=0$ $k=0.003\bar{u}_i^2, \varepsilon=C_\mu k^{1.5}/(0.03\cdot 0.5D_o)$
Upstream (B3)	$\bar{u}/\bar{u}_o=0.01, \bar{v}=0, \partial p/\partial x=0$ $k=0.003\bar{u}_o^2, \varepsilon=C_\mu k^{1.5}/(0.03\cdot D_o)$
Upper(B4)	$\bar{u}/\bar{u}_o=0.01, \bar{v}=0,$ $\partial\phi/\partial r=0 (\phi=p, k, \varepsilon), p=0 (x_o/D_o=10, r/D_o=4)$
Downstream (B5)	$\partial\phi/\partial x=0 (\phi=\bar{u}, \bar{v}, p, k, \varepsilon)$
Centerline	$\bar{v}=0, \partial\phi/\partial r=0 (\phi=\bar{u}, p, k, \varepsilon)$
Wall	$\bar{u}, \bar{v} : 1/7\text{-th-power law}, \partial k/\partial n=0 (n:\text{Normal direction}),$ $\varepsilon=C_\mu^{0.75} k^{1.5}/(\kappa \cdot y_p), \partial p/\partial n=0$ ($\kappa=0.41, y_p$: Distance from wall to grid point)

(b) 層流計算

Outer Jet (B1)	$u(r) : \text{Experimental Profile}, \partial p/\partial x=0$
Inner Jet (B2)	$u(r) : \text{Experimental Profile}, \partial p/\partial x=0$
Upstream (B3)	$u/U_o=0.01, v=0, \partial p/\partial x=0$
Upper(B4)	$u/U_o=0.01, v=0, \partial p/\partial x=0$ $p=0 (x_o/D_o=10, r/D_o=4)$
Downstream (B5)	$\partial\phi/\partial x=0 (\phi=u, v, p)$
Centerline	$v=0, \partial\phi/\partial r=0 (\phi=u, p)$
Wall	$u, v=0, \partial p/\partial n=0 (n:\text{Normal direction})$

3-7 結 言

本章では、層流域の流れと標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた乱流域の流れ場を数値シミュレーションで解くための計算方法を説明し、計算を行う際の不等間隔格子分割方法や座標変換、軸対称、非定常、非圧縮、粘性流れ、旋回流なしとした支配方程式とその離散方法、SIMPLE法による計算アルゴリズムについて述べた。これらの数値シミュレーション結果は、後述の第5章「逆流域の形成」、第6-5節「低レイノルズ数域の噴流渦構造」において空気噴流実験、水噴流実験結果と比較検討される。

第4章 噴流の時間平均流れ特性

第4章 噴流の時間平均流れ特性

4-1 緒 言

ポテンシャルコアをもつ外側環状噴流と、その内側の中心円形噴流からなる同軸二重円管噴流の流れ場の時間平均特性を調べることを目的とし、内側ノズル出口付近から完全発達領域に至る広い領域での、平均速度や乱れ強さの分布、そして、レイノルズ応力分布等を測定し、噴流の広がりや相似性、速度・乱れ強さのピーク値やその位置など、ノズル下流域における混合状態と噴流の発達過程を明らかにする。なお、図1-3に示したように実際にエアジェットルームのメインノズルのよこ糸が挿入されるニードル部分からの流れは、内側ノズル端に生じる負圧のため、空気が自然吸引される状態で内側噴流が形成されるが、このような自然吸引状態で、外側ノズル長さ L/D_o が 10 まで変化した場合の時間平均噴流特性について検討する。ただし、外側ノズル長さ L の増加による内側噴流速度の変化幅は比較的小さく、速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o にして約 0.13～0.33 程度であった。

4-2 時間平均速度分布

4-2-1 軸方向平均速度分布

図4-1に、 $L/D_o=0, 2$ のノズルの $x_i/D_o=7$ までの各断面で測定した平均速度 \bar{u} の分布を示す。外側噴流速度は $\bar{u}_o=20\text{m/s}$ とし、ノズル出口直後では、 $x_i/D_o=0.05$ の分布を示す。ただし、X形プローブで測定不能な $x_i/D_o=0.5\sim1.5$ の再循環領域付近でのデーターは省略し、再循環領域形成などの内側ノズル出口近傍の流れの様相については次章で述べる。図4-1から、ポテンシャルコアを有した外側噴流と発達した乱流円管速度分布の内側噴流の2つの噴流が混合し、下流に行くにつれ、内側の速度欠損部分での混合が進んで行く内側混合領域と、周囲からのエントレインメントにより混合が進んで行く外側混合領域が形成される。さらに下流域では、最終的に、発達した円形噴流と同様な速度分布になる。図4-1(b)の $L/D_o=2$ ノズルのように L が大きくなるほど、外側噴流は、外側ノズルのパイプ内では壁面に沿って流れ、外側の周囲大気と分離される距離が長いため、内側の速度欠損は速やかには回復しない。

4-2-2 再付着点位置

図4-1のような各断面での最大平均速度 \bar{u}_{max} の位置変化を、外側ノズル出口からの距離

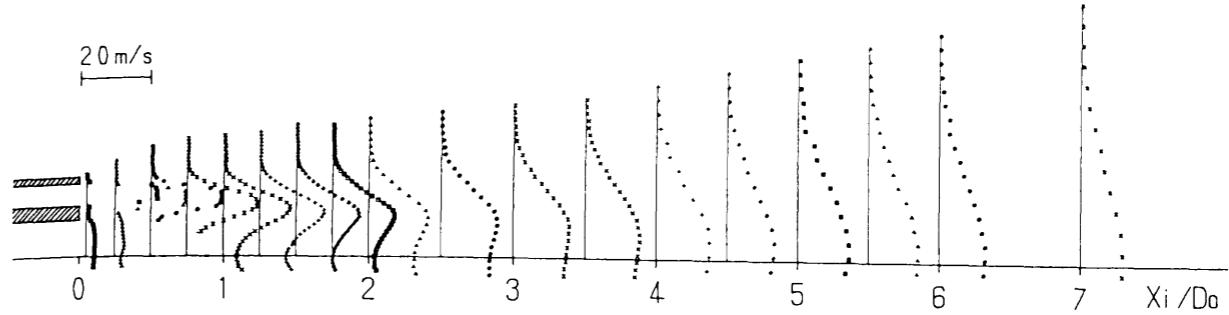
x_o/D_o で整理した場合を図4-2に示す。外側ノズルを出た後の \bar{u}_{max} の位置は、 L にはあまり影響されずほぼ同様に移動し、 \bar{u}_{max} の位置である $\partial \bar{u} / \partial r = 0$ の曲線が中心軸と交わる点の再付着点位置(Reattachment Point)⁽⁷⁸⁾は、 $x_o/D_o = 5 \sim 6$ である。 $L/D_o = 0$ ノズルの同軸噴流の他の実験結果との比較のために、再付着点位置 x_r/D_o やポテンシャルコア長さ l_{po}/D_o などを表4-1に示す。同軸二重円管噴流において外側ノズル長さを変えることにより外側ノズルから噴出する速度分布も変わるが、Au-Ko⁽⁸¹⁾の速度比を $\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.15 \sim 0.8$ にして噴流の速度分布を変えた場合の $x_r/D_o = 5.2 \sim 5.8$ とよく一致することより、再付着点位置は噴出する速度分布には依存しなく、次節で示すような断面全体で相似則が成立する発達した円形噴流の速度分布になるまでの周囲大気と混合する距離が外側環状噴流直径 D_o の約5~6倍になるということである。

4-2-3 軸方向平均速度 \bar{u} の相似性

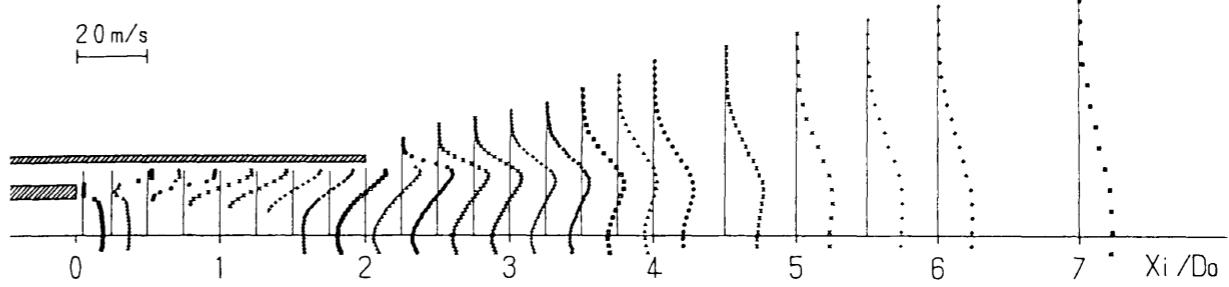
円形噴流などでは、速度分布の相似性を調べる場合の代表速度と長さは、それぞれ断面での最大速度と半値半径(最大速度の半分の速度となる半径)を用いるが、同軸噴流の場合、外側と内側噴流が混合している範囲では、最大速度の半径位置は中心軸から離れていたために図4-3で定義されるような無次元半径長さ η を用いる。外側混合領域での無次元半径距離 η_o は $\partial \bar{u} / \partial r = 0$ の曲線(\bar{u}_{max} の曲線)の外側領域で、 \bar{u} が \bar{u}_{max} の0.9, 0.5, 0.1倍の半径方向座標を $r_{o-0.9}, r_{o-0.5}, r_{o-0.1}$ とし、 $\eta_o = (r - r_{o-0.5}) / (r_{o-0.9} - r_{o-0.1})$ と定義する。また、内側混合領域では、 $\partial \bar{u} / \partial r = 0$ の内側領域の $(\bar{u} - \bar{u}_{min})$ が $(\bar{u}_{max} - \bar{u}_{min})$ の0.9, 0.5, 0.1倍で半径方向座標である $\eta_i = (r - r_{i-0.5}) / (r_{i-0.9} - r_{i-0.1})$ と定義した無次元半径距離 η_i を用いる。 $L/D_o = 2$ ノズルを例にして、外側混合領域での無次元半径距離 η_o に対する \bar{u}/\bar{u}_{max} の分布を図4-4(a)に、内側混合領域での無次元半径距離 η_i に対する $(\bar{u} - \bar{u}_{min}) / (\bar{u}_{max} - \bar{u}_{min})$ の分布を同じく図4-4(b)に示す。 $L/D_o = 2$ ノズルの場合、外側、内側混合領域ともに各断面間で相似性はよく保たれ、Ko-Au⁽⁸⁰⁾の実験による円形噴流の曲線ともよく一致している。他のノズルにおいてもこの様な相似性は高かった。

4-2-4 噴流の広がり

外側ノズル出口からの噴流の広がりを見るために、 $r_{o-0.1}$ の位置変化を図4-5に示す。広がりは、 $L/D_o = 1, 2, 3$ は大きく、 $L/D_o = 0, 5, 10$ の場合、噴流の広がりが小さい。これは、 $L/D_o = 0$ ノズルの場合、ノズル出口直後のエントリエンメントが強く、流れが中心軸に向かうためであり、 $L/D_o = 5, 10$ ノズルの場合、外側ノズル出口($x_o/D_o = 0$)で速度分布がほぼ



(a) $L/D_o = 0$ ノズル ($\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.13$)



(b) $L/D_o = 2$ ノズル ($\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.30$)

図4-1 軸方向平均速度 \bar{u}/\bar{u}_o 分布 ($\bar{u}_o = 20$ m/s)

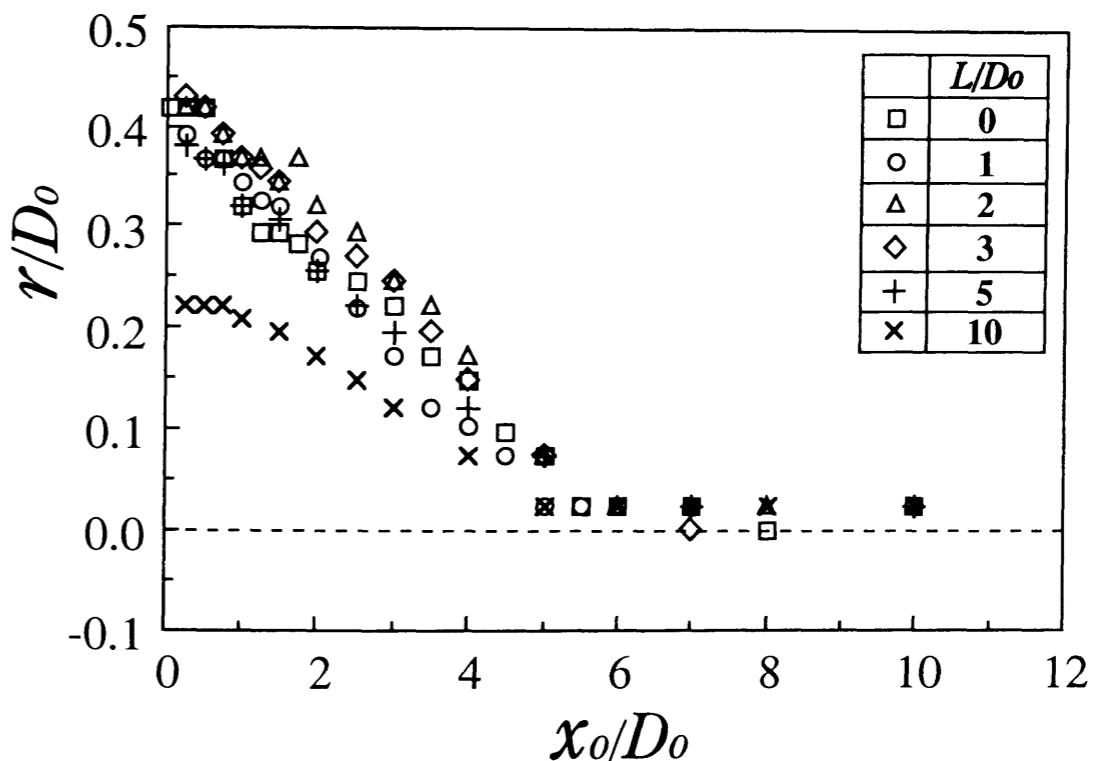


図4-2 最大平均速度 \bar{u}_{max} の位置

表 4-1 同軸噴流の実験条件と再付着点およびポテンシャルコア長さ

	Mean velocity ratio $\lambda^{-1} (= \bar{u}_i/\bar{u}_o)$	Mean exit velocity of outer jet \bar{u}_o (m/s)	Mean exit velocity of inner jet \bar{u}_i (m/s)	Lip thickness of inner nozzle b_i (mm)	Diameter of inner nozzle D_i (mm)	Area ratio A_o/A_i	Area ratio $(A_{oi} \text{ contains inner pipe lip area})$ A_o/A_{oi}	Outer potential core length x_{p0}/D_o	Reattachment point x_r/D_o
Coaxial jets [Ko-Au ⁽⁸⁰⁾ (81) Kwan-Ko ⁽⁷⁵⁾⁽⁷⁷⁾]	0.15 0.2 0.4 0.6 0.8	50	7.5 10 20 30 40	40	1	20	2.73 2.30	1.6 1.7 1.7 1.65 1.7	5.2 5.3 5.6 5.8 5.4
	3.33 2 1.43	18 30 42	60	40	0.85	20.4	2.67 2.27	1.15 1.4 1.6	— — —
Coaxial jets [Champagne-Wygnanski ⁽⁷³⁾]	0.1~4	15~60	6~60	51.6 40.0	1.15 25.4	2.94 1.28	2.47 1.09	1.45 1	— —
Single jet [Ko-Davies ⁽⁶⁾]	—	—	—	—	—	—	—	—	4~5
Annular jet [Ko-Chan ⁽⁵⁴⁾]	0	50	0	62	14	—	—	3.9	1.7
Coaxial jets [Present]	0.15~0.3 0.13~0.33	12 20	1.8~3.6 2.6~6.6	40.8	4.0	20.4	2.06	0.6 0.75	3.8 5~6

-42-

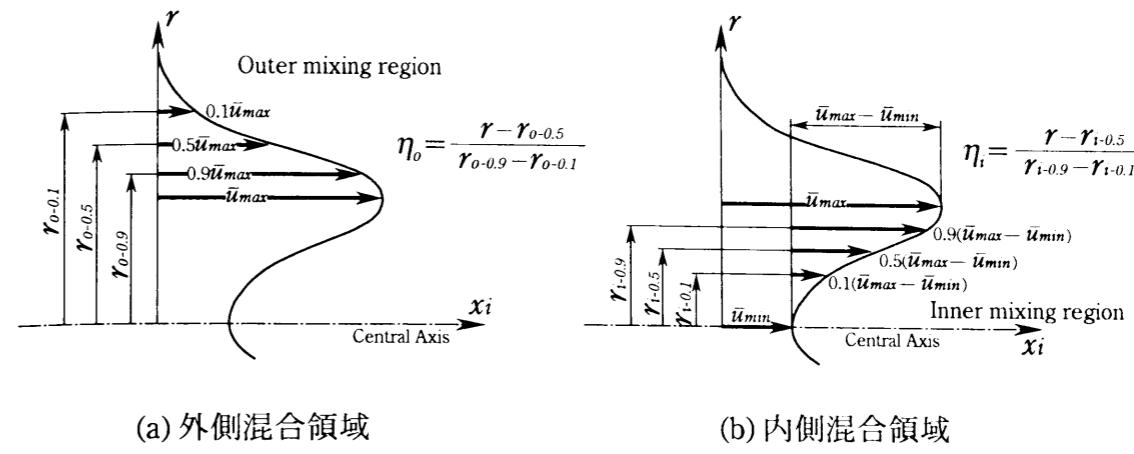


図 4-3 無次元半径距離 η の定義

平坦なポテンシャルコアに似た分布となっているためと考えられる。しかし、速度分布が完全に発達する $x_o/D_o > 5$ の再付着点より下流域では各ノズルとも傾きは同じになる。

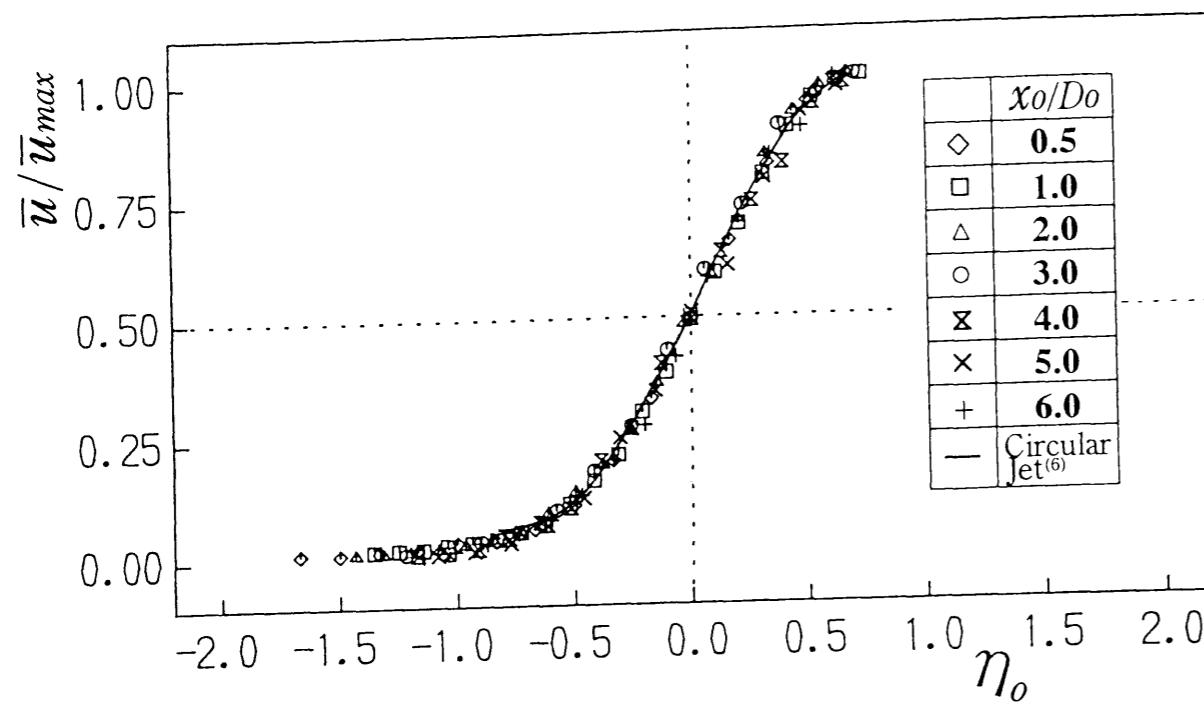
4-3 時間平均乱れ強さ分布

4-3-1 乱れ強さ u'_{rms} 分布

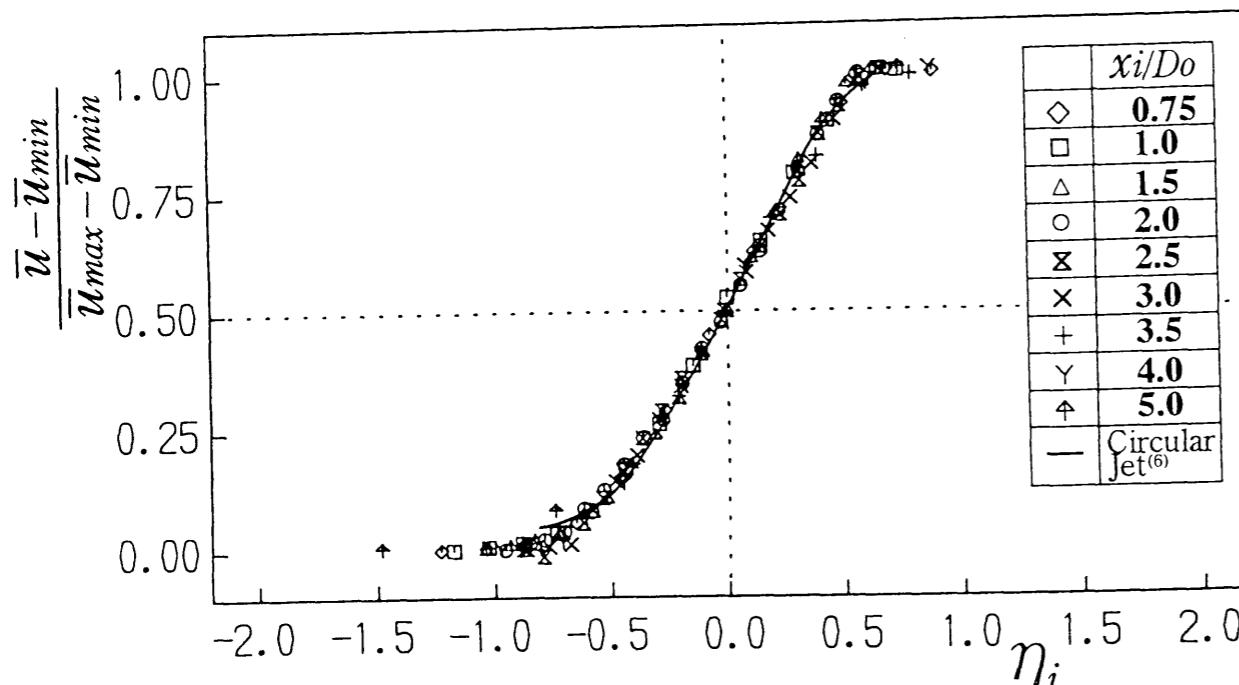
図 4-5 に u'_{rms}/\bar{u}_o の分布を $L/D_o=5$ ノズルの場合を例に示す。乱れは、図のように外側ノズル円管出口下端から生じる外側乱れと、内側ノズル円管上端から生じる第2内側乱れと、内側ノズル円管下端から生じる第1内側乱れの3つの領域に分類される。各乱れとも噴出後、強さが一旦大きくなり、下流に行くにつれて減衰する。減衰過程において、内側乱れは外側乱れに取り込まれるように減衰していく。また、第1内側乱れは下流まで広がらず、第2内側乱れに取り込まれる。 L が大きい場合には、外側乱れが外側ノズルを出た後発達するため、ノズル内部だけで混合が生じ、外側乱れと分離された形となる。そのため、図に示す $L/D_o=5$ ノズルの場合、外側ノズル出口における乱れ強さはほぼ均一である。

4-3-2 乱れ強さ u'_{rms} のピーク値と位置

3つの乱れ強さのピークとなる位置とその値を図4-6に示す。外側乱れ領域の最大位置は $r/D_o=0.5$ 付近を移動していくのに対し、第1、第2の内側乱れ領域の最大位置は、ノズル端より中心軸に漸近している。 $L/D_o=0$ ノズルの場合、出口付近の内向き速度が大きいため、外側乱れと第2内側乱れ領域において他のノズルと比較して、最大位置が中心寄りになっている。第1内側乱れ領域のピークは、外側ノズル長さ L 、内側噴流速度 \bar{u}_i が大



(a) 外側混合領域



(b) 内側混合領域

図 4-4 軸方向平均速度 \bar{u} の相似性 ($L/D_0=2$ ノズル, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.30$, $\bar{u}_o=20\text{m/s}$)

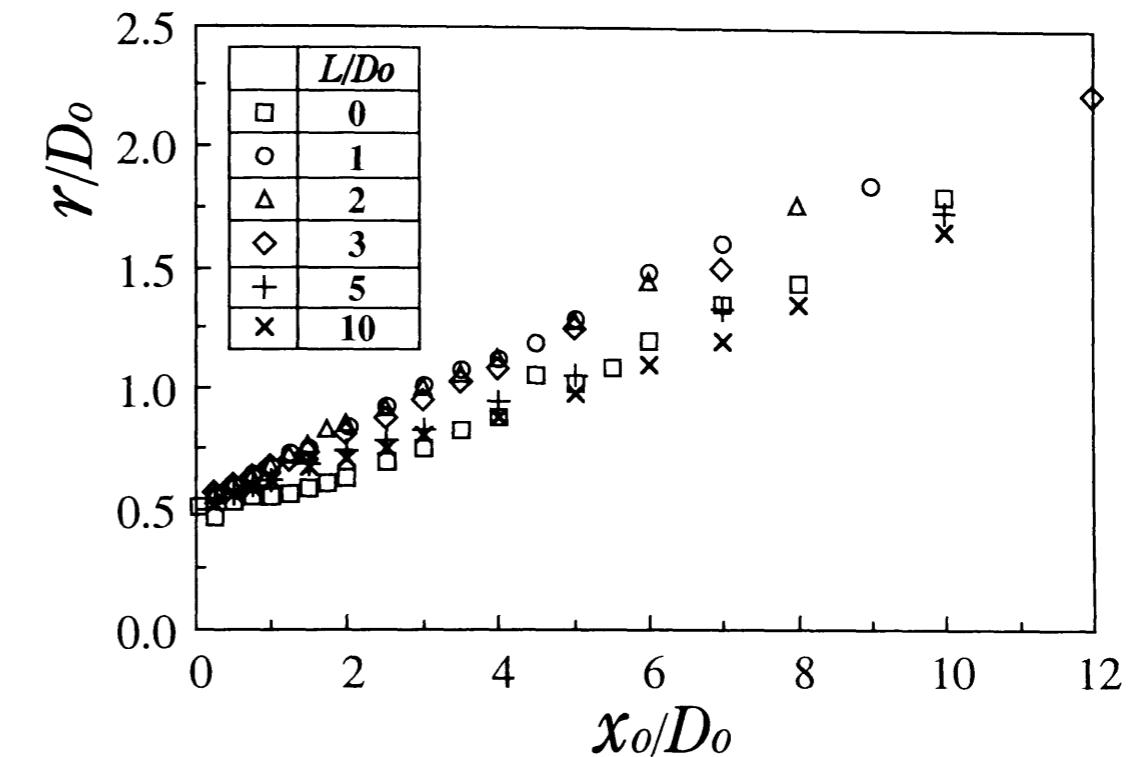


図 4-5 噴流の広がり ($r_{0.1}$ の位置変化)

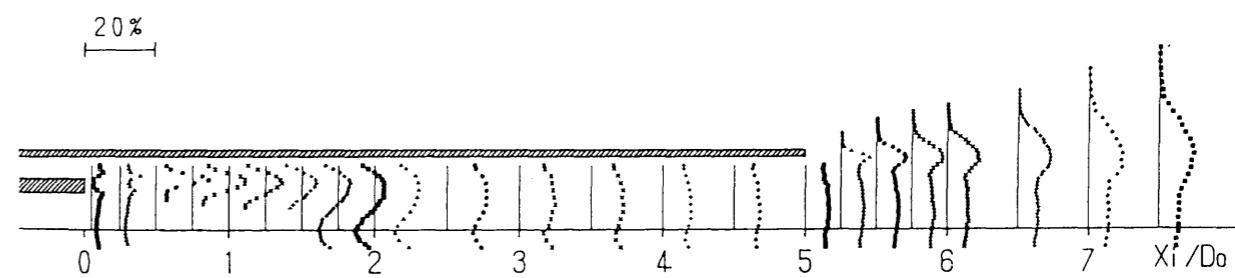
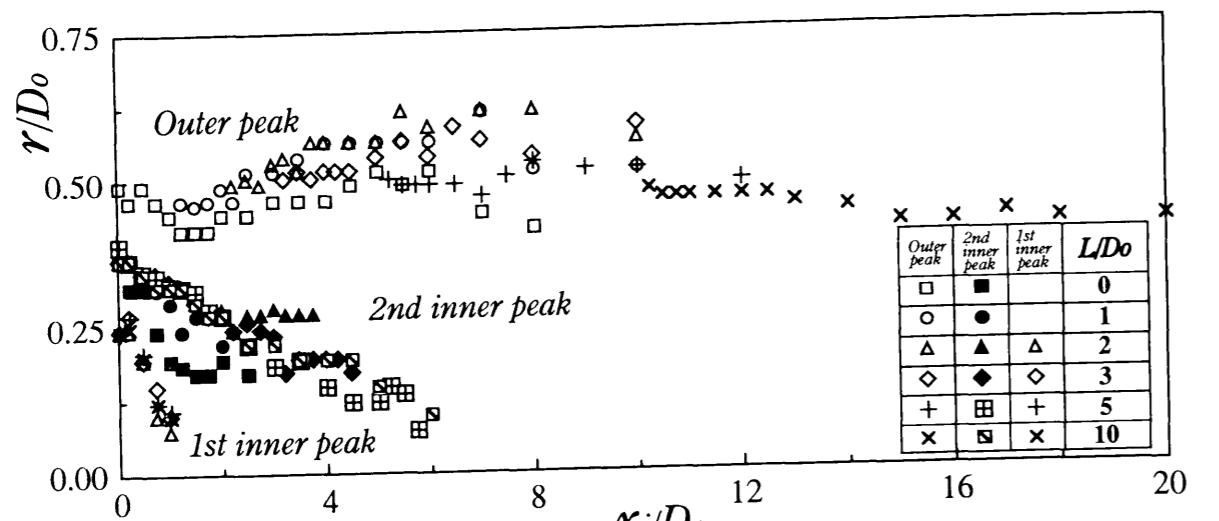
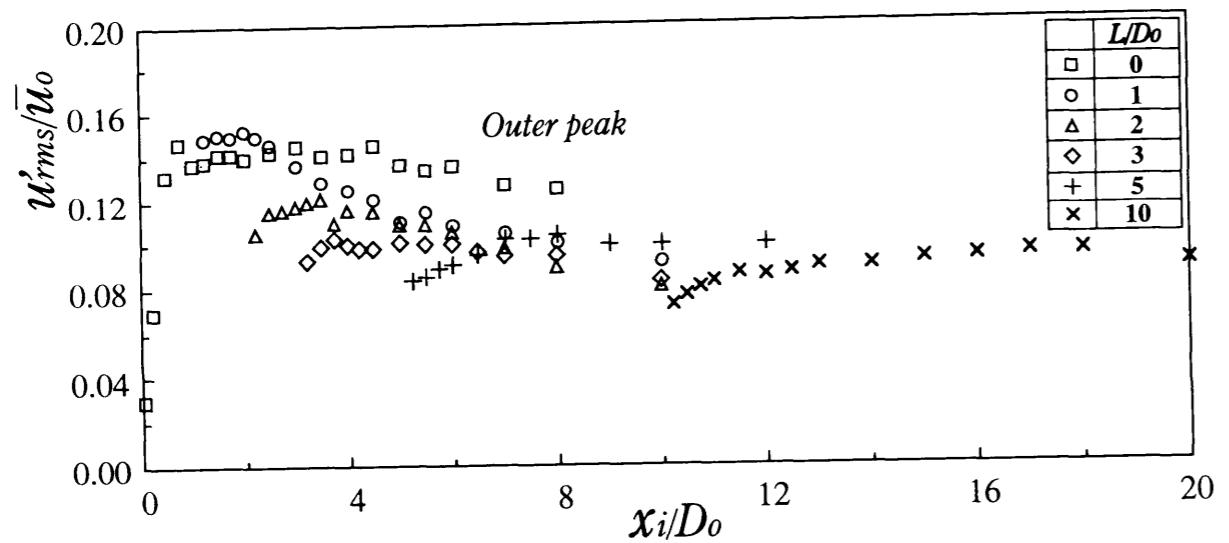


図 4-6 乱れ強さ $u'^{\text{rms}}/\bar{u}_o$ 分布 ($L/D_0=5$ ノズル, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.33$, $\bar{u}_o=20\text{m/s}$)

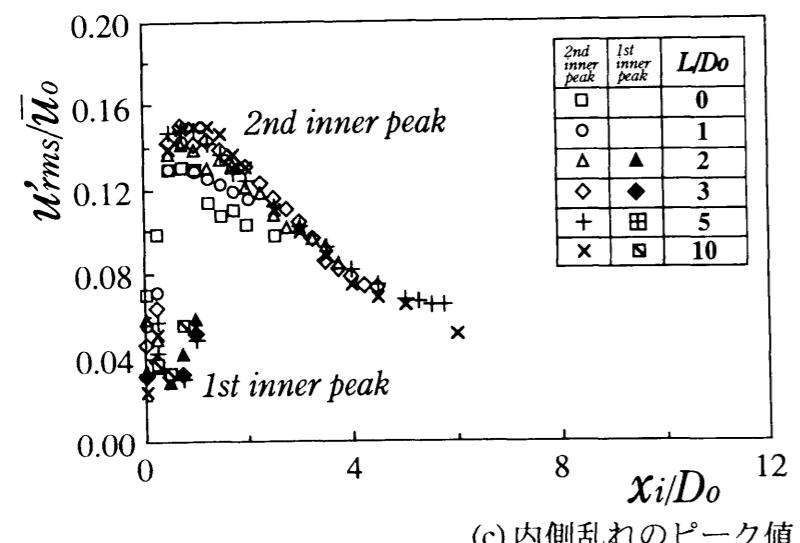
きい場合、下流まで存在するが、 $x_i/D_0=1$ 以下で消滅する。また、第2内側乱れ領域のピークは L が大きくなると、消滅までの距離は長くなっている。外側乱れ領域のピーク値は、 $L/D_0=0$ の場合、ノズル出口直後に急激に増加し、下流域で、徐々に減少している。他のノズルの場合も、傾向は同様である。しかし、 $L/D_0=0$ ノズルの場合、全域にわたって乱れ強さが大きく、周囲との混合が激しいことを表わしている。第2内側乱れ領域のピーク値は、各ノズルとも差はなく、 $L/D_0=0, 1$ ノズルの場合、若干小さい値となっている。これは、他のノズルより乱れ強さが小さいのではなく、混合が初期に行われてしまうためと考えられる。また、第1内側乱れ領域のピーク値は、0.05 と小さい。Ko-Au⁽⁸⁰⁾の実験においても、第1内側乱れと第2内側乱れが生じているが、第1内側乱れのピーク値の方が大



(a) ピーク位置



(b) 外側乱れのピーク値



(c) 内側乱れのピーク値

図 4-7 乱れ強さ u'^{rms}/\bar{u}_o のピーク位置とピーク値

きく、内側噴流速度が大きいほど下流までピークが存在している。Ko-Au⁽⁸⁰⁾の実験においては、内側噴流もポテンシャルコアがあるため、内側ノズルのパイプ端部からの後流に相当する乱れが下流に持続されるのに対し、本実験のような十分発達した円管噴流においては速度勾配が緩やかなため、第1内側乱れ領域のピーク値も小さくなっていると思われる。しかし、第2内側乱れ領域のピーク値は、Ko-Au⁽⁸⁰⁾の結果よりも大きい値であり、外側噴流との速度勾配による混合がノズル管内で優勢であることがわかる。

4-3-3 乱れ強さ u'^{rms} の相似性

乱れ強さの相似性を見るために、図4-8に外側混合領域における η_o に対する乱れ強さ $u'^{rms}/(u'^{rms})_{max}$ の分布を示す。ここで、 $(u'^{rms})_{max}$ は各断面での u'^{rms} の最大値である。図4-8(a)の $L/D_o=2$ ノズルの各断面の場合、および、図4-8(b)の $x_o/D_o=2$ の各ノズル間において高い相似性があり、乱れ強さが最大となる位置は、若干内側に位置する。また、 η_o が負の領域において、実線で示す円形噴流の曲線⁽⁸⁰⁾とほぼ一致していることがわかる。

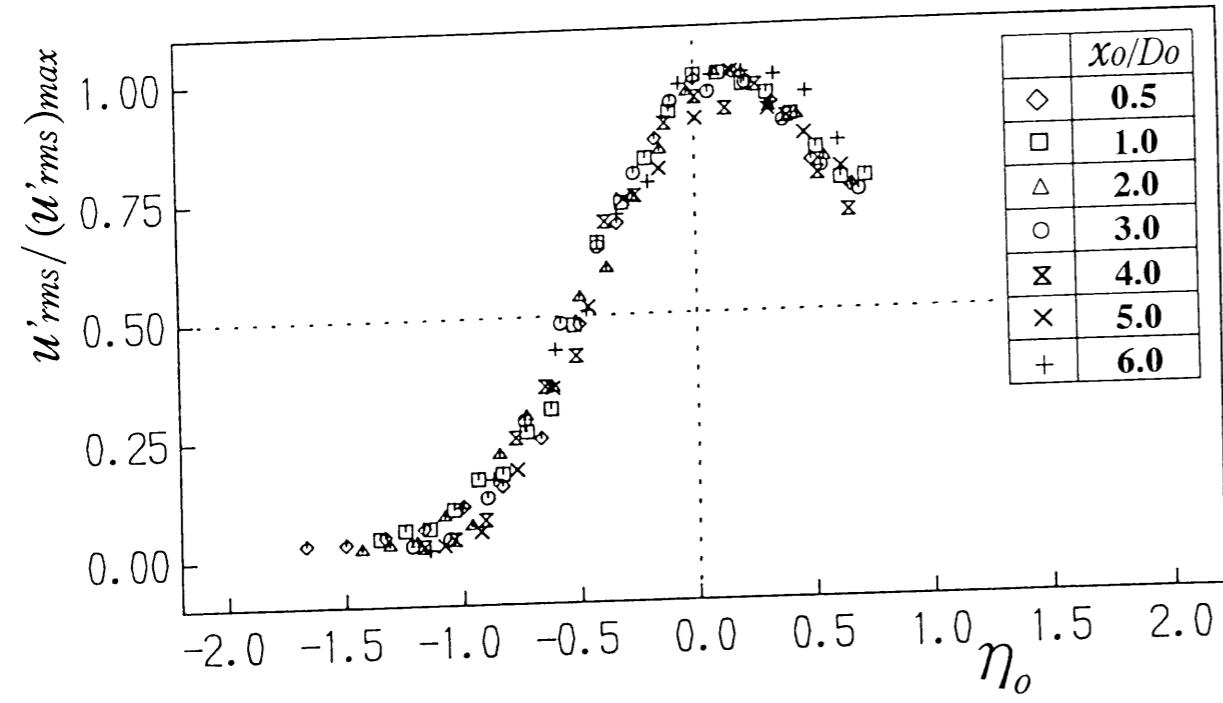
4-4 レイノルズ応力分布

4-4-1 レイノルズ応力 $-\bar{u}'v'$ 分布

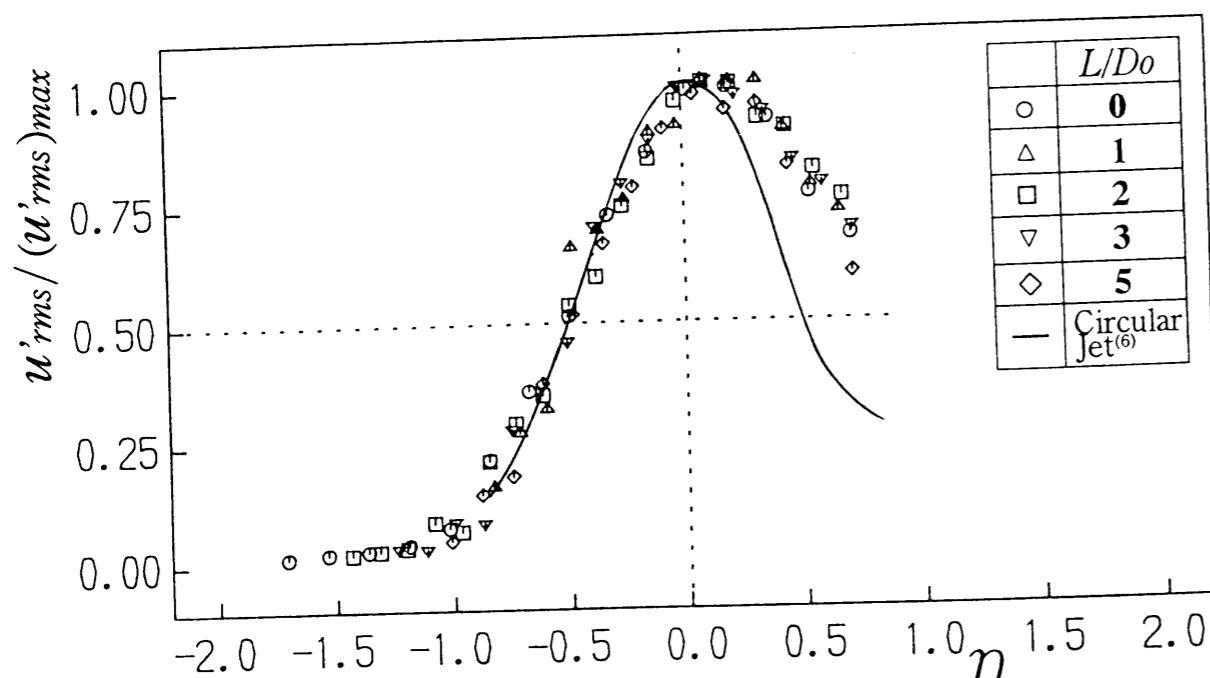
図4-9に、 $L/D_o=3$ のレイノルズ応力 $-\bar{u}'v'$ の分布を例に示す。ノズル出口直後 $x_i/D_o=0.05, 0.25$ では、応力値はほぼ零であり、内側混合領域において正の応力が発生成長し、減衰していく。また、外側混合領域において負の応力は外側ノズル端より発生し、内側、外側へと成長し、最終的には、全域が負の応力となる。レイノルズ応力値は、Champagne-Wygnanski⁽⁷³⁾の実験と大差はなく、妥当な結果と考えられる。

4-4-2 レイノルズ応力 $-\bar{u}'v'$ の最大・最小値と位置

レイノルズ応力 $-\bar{u}'v'$ の値が最大、最小となる位置とその値を図4-10に示す。最大の位置は、 $L/D_o=2, 3, 5, 10$ の場合、ほぼ直線的に中心軸へ近づくが、 $L/D_o=0, 1$ の場合、内向き速度が大きいため中心軸寄りとなる。また、最大値はノズルによる差異はあまりなく、下流に行くにつれて零に漸近する。最小の位置は $r/D_o=0.5$ 付近を移動し、その値は $L/D_o=0, 1$ の場合、 $x_i/D_o=1 \sim 2$ の外側ノズル出口付近で混合が激しいためレイノルズ応力値は低い値となるが、 $x_i/D_o=3$ 以上の下流域ではノズルの相違による差は小さくなり、零に漸近する。このような、外側ノズル長さと乱れ強さ、レイノルズ応力の増大の関係は、渦構造変化と対応づけて、第6章で述べる。



(a) $L/D_o=2$ ノズル



(b) $x_o/D_o=2$

図 4-8 亂れ強さ $u'rms/\bar{u}_o$ の相似性

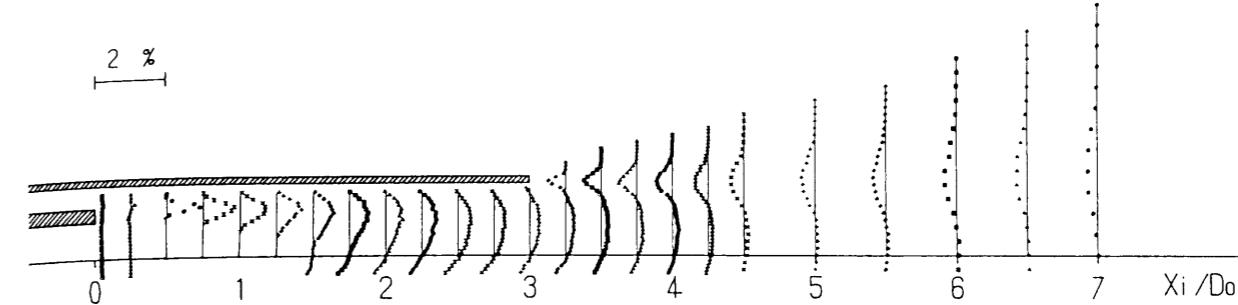
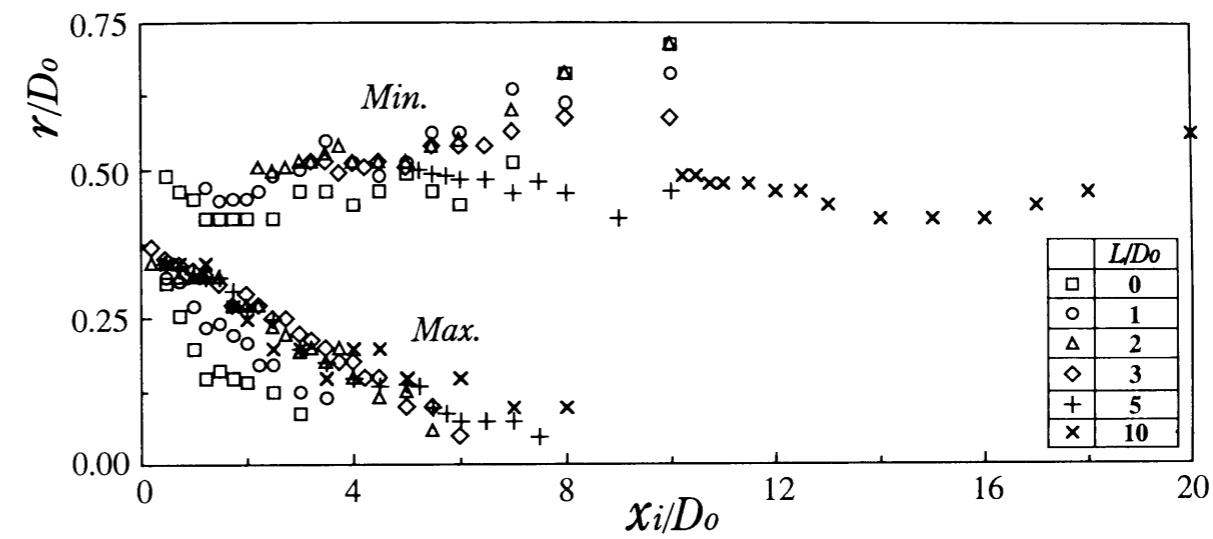
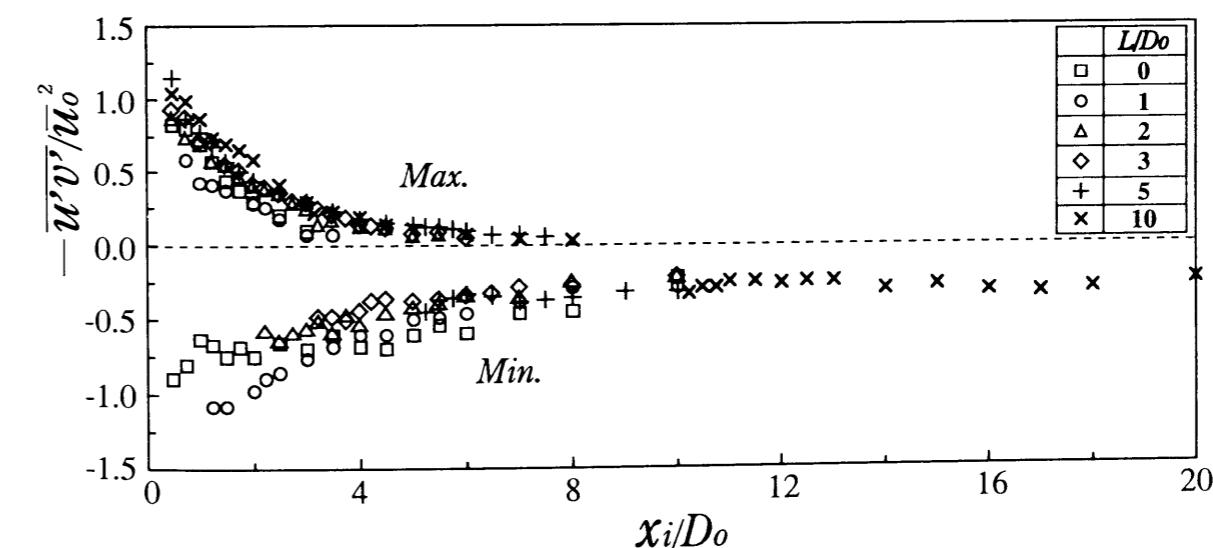


図 4-9 レイノルズ応力 $-\bar{u}'\bar{v}'/\bar{u}_o^2$ の分布 ($L/D_o=3$ ノズル, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.31$, $\bar{u}_o=20$ m/s)



(a) 最大・最小位置



(b) 最大・最小値

図 4-10 レイノルズ応力 $-\bar{u}'\bar{v}'/\bar{u}_o^2$ の最大・最小値とその位置

4-5 結言

内側ノズル出口付近から完全発達領域に至る広い領域において、外側ノズル長さ L/D_o が 10まで変化した場合の同軸二重円管噴流の流れ場の時間平均特性を調べ、以下のような結果を得た。

- (1) 外側ノズル長さ L/D_o に影響されず、内側および外側混合領域において軸方向平均速度 \bar{u} の高い相似性、そして外側混合領域において乱れ強さ u'_{rms} の高い相似性が確認され、円形噴流の分布ともほぼ一致した。
- (2) 速度欠損が回復する再付着点位置は、外側ノズル長さ L に関係なく、外側ノズル出口からの距離 x_o/D_o で整理でき、 $x_o/D_o = 5 \sim 6$ であることを見い出した。
- (3) 噴流の広がりは、外側ノズル出口 ($x_o/D_o = 0$) での速度分布に関係し、 $L/D_o = 0, 5, 10$ の場合、外側ノズル出口付近で小さいが、再付着点より下流において広がり角は外側ノズル長さ L に関係なく等しい。
- (4) 速度変動の乱れは、外側ノズル端より生じる外側乱れと、内側ノズル端より生じる 2 つの内側乱れ（第 1 ピーク、第 2 ピーク）があり、 $x_i/D_o = 2 \sim 3$ 以上の下流域で外側乱れが優勢である。また、2 つの内側乱れは、第 2 内側乱れの方が優勢であり、第 1 内側乱れのピークは弱く、 $x_i/D_o = 1$ 以下で不明確になる。
- (5) $L/D_o = 0, 1$ ノズルの場合、乱れ強さやレイノルズ応力値は、ノズル出口近傍において若干大きくなる。

以上のように、同軸二重円管噴流の流れ場は時間平均的に見た場合、外側噴流直径の数倍以上流域では、ノズルや噴出の条件にほとんど影響されなく、円形噴流と同じく自己保存領域を形成する。しかし、乱れ強さなどは、内側ノズル出口近傍の外側噴流直径の 2 倍以下の領域で外側ノズル長さによる差異が見られ、 $L/D_o = 1$ ノズルにおいて乱れが若干増加する現象が認められた。この詳細については、渦構造と対応づけて第 6 章で述べる。

第 5 章 逆流域の形成

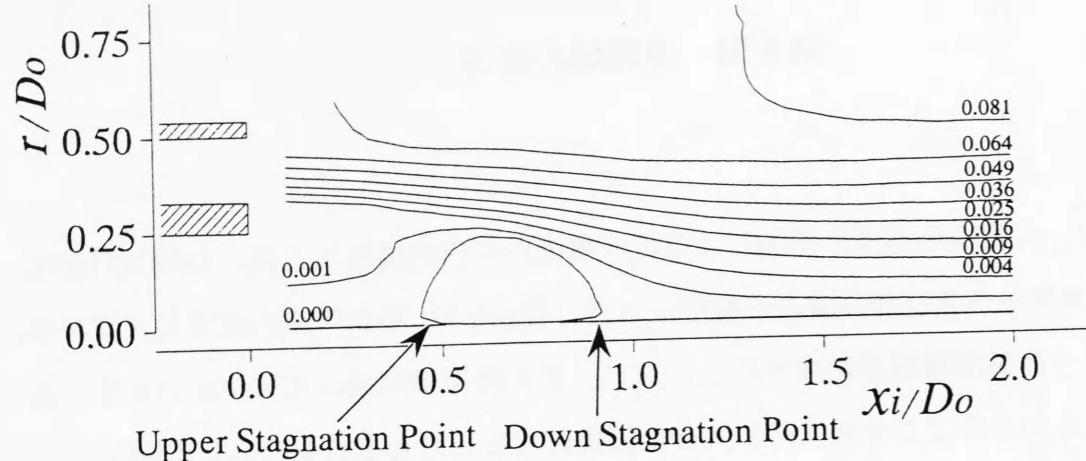
第5章 逆流域の形成

5-1 緒 言

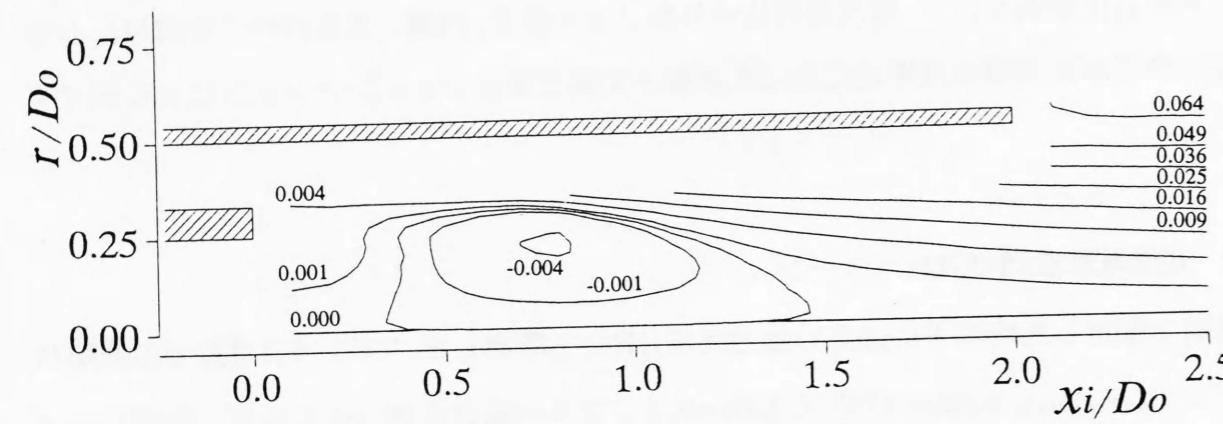
同軸噴流は、内側噴流速度の増加により環状噴流から円形噴流へと流れの状態が変化し、内側噴流速度が外側噴流速度より極端に小さい場合には、環状噴流と同様にノズル背後に逆流を伴う再循環領域が形成される。しかし、この再循環領域はエアジェットルームのメインノズルからのよこ糸挿入時の大きな障害になると考えられる。そこで本章では、まず、空気噴流において順流・逆流計測可能なタンデム形熱線プローブを使用して、同軸二重円管噴流の内側ノズル出口近傍における流れの状態を詳細に調べ、さらに水噴流においても可視化観察を行い、噴流速度比や外側ノズル長さ、内側ノズルのパイプ肉厚などのノズル形状が再循環領域形成に及ぼす影響を実験と数値シミュレーションにより検討する。

5-2 逆流域形成時の流れパターン

実験で測定した時間平均速度の軸方向成分 \bar{u} から算出したノズル出口付近での流線パターン ($\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$) を $L/D_o=0, 2$ ノズルの場合を図5-1に示す。ただし、ノズル壁近傍で速度分布が示されていないのは、タンデム形熱線プローブの構造上壁に近づけないため、計測不可能な領域である。いずれのノズルの場合も、内側噴流からの流れは、周囲の環状噴流側に吸い寄せられ、内側ノズルから離れた $x_i/D_o < 1.5$ の中心軸上付近に再循環領域が形成される。再循環領域は、 $L/D_o=0$ ノズルよりも $L/D_o=2$ ノズルの方が下流側に大きく形成される。外側ノズル長さの影響については第5-3節で述べる。図5-2には、 $L/D_o=0$ ノズル ($\bar{u}_o=6\text{m/s}$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$) の流れをレーザーライトシートを用いた多線スモークワイヤ法で撮影を行った可視化写真を示す。図5-1(a)の流線分布と同様、中心軸附近に逆流を伴った再循環領域が形成されるが、この場合、レイノルズ数の相異などにより、逆流渦中心は下流側の $x_i/D_o \approx 1$ にある。さらに、水噴流によるノズル出口付近の流れパターンを速度比 $U_i/U_o=0.1$ (U_i, U_o : 内側、外側ノズル断面平均速度)、外側ノズル長さ $L/D_o=0$ を例に、 $\phi 3\text{mm}$ のパイプで下流側からローダミンB水溶液を注入した可視化写真を図5-3に示す。 $Re=2000$ の場合、 $x_i/D_o < 3$ のせん断層内には渦は形成されないが、乱流域の空気噴流の実験と同様に、低いレイノルズ数域においても内側ノズル出口下流域に逆流



(a) $L/D_o=0$



(b) $L/D_o=2$

図 5-1 流線パターン ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $Re=3.3 \times 10^4$)

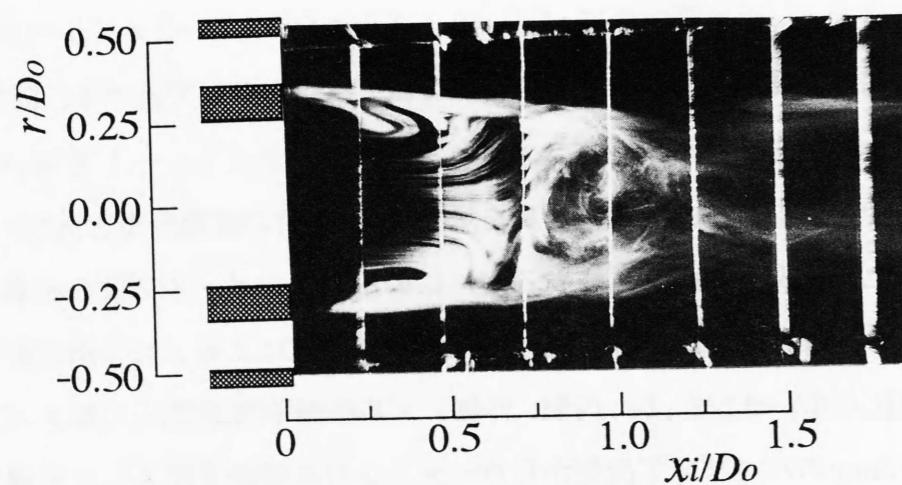


図 5-2 多線スモークワイヤ法による流れの可視化写真 ($L/D_o=0$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$, $\bar{u}_o=6\text{m/s}$, $Re=1.65 \times 10^4$)

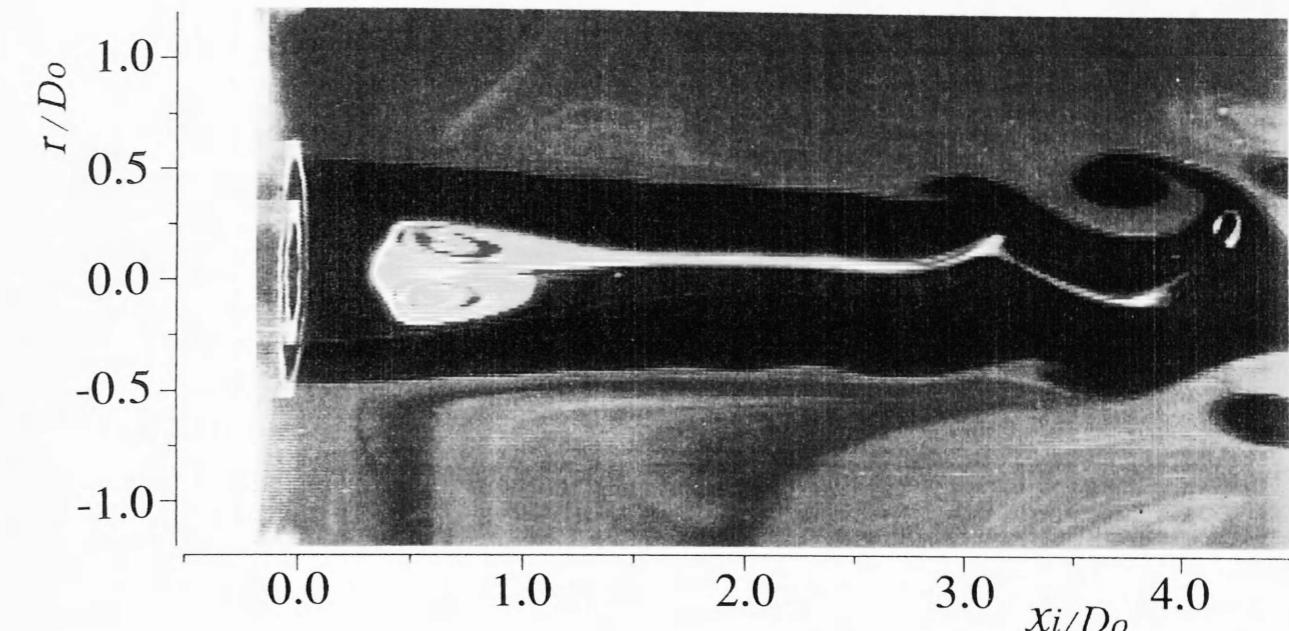


図 5-3 染料注入による再循環領域の流れの可視化写真
($L/D_o=0$, $U_i/U_o=0.1$, $U_o=5.5\text{cm/s}$, $Re=2000$)

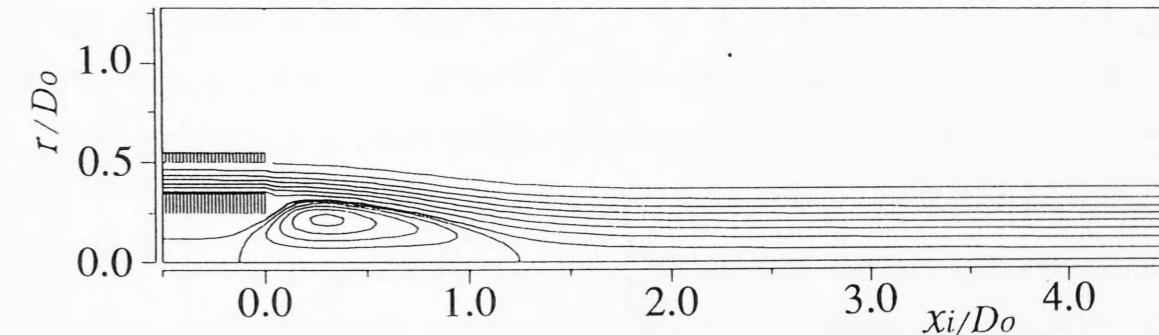


図 5-4 流線パターン (層流計算, $L/D_o=0$, $U_i/U_o=0.1$, $Re=5000$)

を伴う再循環領域が形成される。図 5-4 に同じ速度比 $U_i/U_o=0.1$ の層流数値シミュレーションによる流線パターンを示すが、可視化写真と同様に再循環領域が形成される。次に、 $L/D_o=2$ ノズルの速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ における標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた数値シミュレーションによる流線パターンを図 5-5 に示す。対応する図 5-1(b) の実験結果とほぼ同位置に再循環領域が形成されている。図 5-6～図 5-8 に断面での速度、乱れ強さ、レインノルズ応力分布を数値シミュレーションと実験値を比較した。図 5-6(a) の $L/D_o=0$ ノズルでは、下流側に行くに従い、中心軸側に最大速度位置が変化する様相をシミュレートし

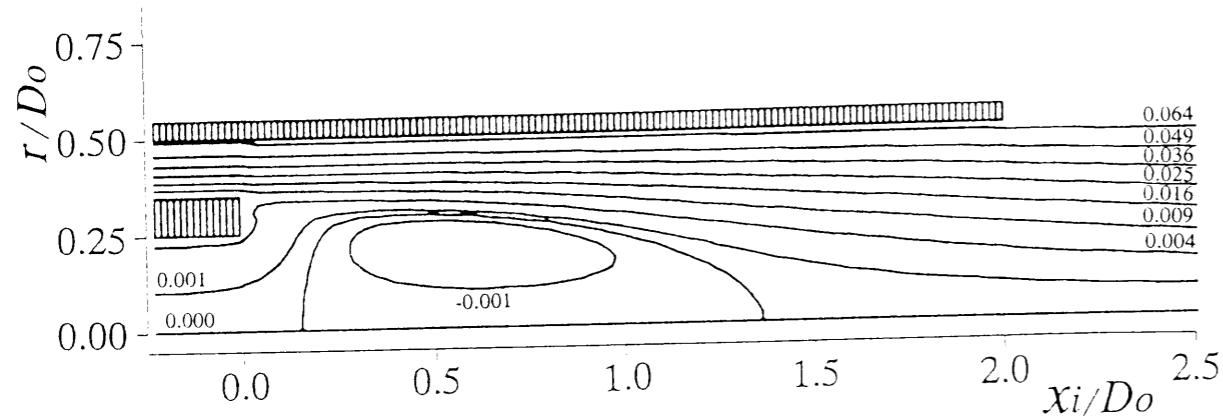
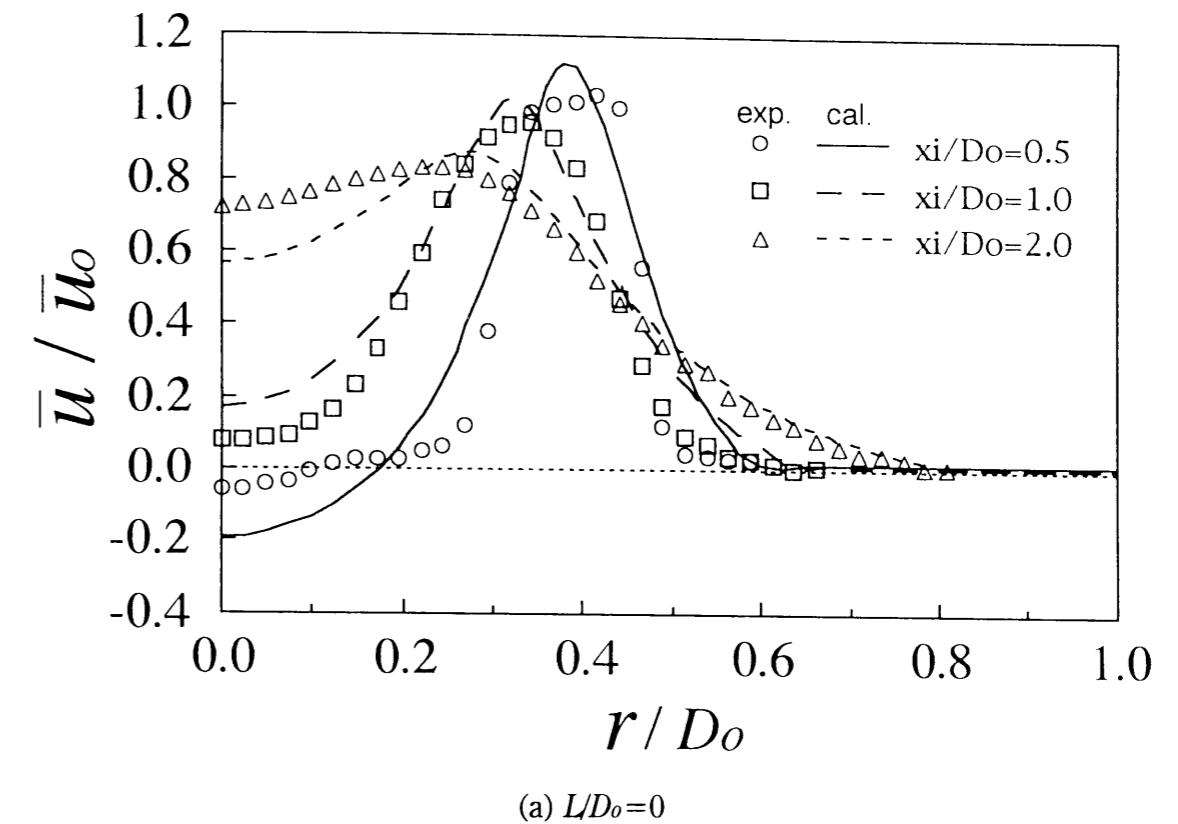


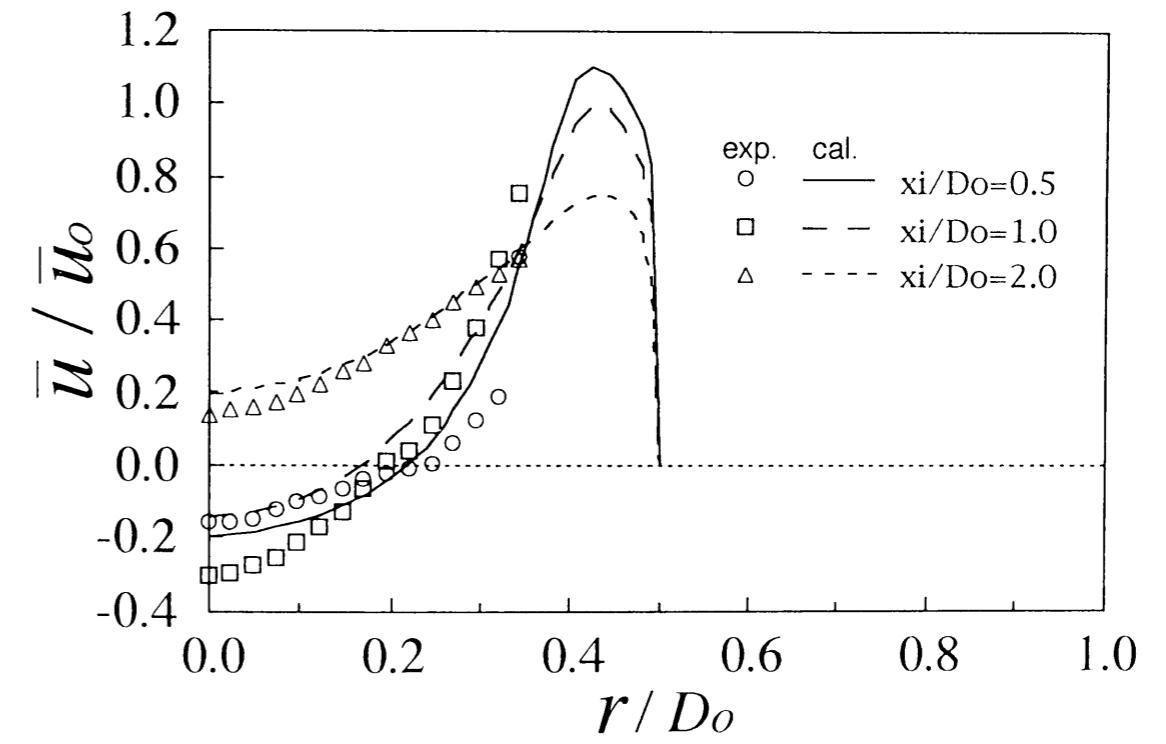
図 5-5 流線パターン（標準 $k - \varepsilon$ 乱流モデル, $L/D_0=2$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ ）

ているが、逆流域の速度分布はあまり一致しない。また、図 5-6(b)の $L/D_0=2$ ノズルでは、ほぼ実験値と一致している。 $L/D_0=1$ ノズルを例として、図 5-7 に軸方向速度変動の乱れ強さ分布を示す。乱れ強さは、オーダー的にほぼ一致し、特に $x_i/D_0=4$ では良く一致している。しかし、実際の混合は、標準 $k - \varepsilon$ 乱流モデルを用いた数値シミュレーションよりも速いために、 $x_i/D_0=2$ の実験での乱れ強さ分布 ($r/D_0=0.35$ 付近) には極小が見られない。また、図 5-8 にレイノルズ応力分布を $L/D_0=0$ ノズルについて示す。正のピークと負のピークは、それぞれ内側と外側の混合層の速度勾配が大きいところを現しており、 $x_i/D_0=1, 2$ の実験値と数値シミュレーション値は、ほぼ一致している。

なお、同軸噴流の再循環領域形成に関し、Ko-Auの一連の実験 ($L/D_0=0$ ノズル, $Re=1.4 \times 10^5$)⁽⁷⁸⁾⁻⁽⁸¹⁾ では、I 形熱線プローブを使用しているため、再循環領域の形成については不明であるが、同時に報告されている $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ ($Re=2 \times 10^4$) の水による可視化写真⁽⁸⁰⁾ には逆流と見られる領域が $x_i/D_0 \approx 1$ 付近に確認される。また、Warpinski ら⁽¹⁰⁴⁾ は、円管内の同軸層流空気噴流実験 ($Re \leq 3200$, 管内径比 0.25, $\bar{u}_i/\bar{u}_o < 0.15$) において $x_i/D_0 \leq 0.5$ の中心軸付近に再循環領域が形成されることを報告している。本研究では、静止流体中に噴出する $L/D_0=0$ ノズル流れの場合でも、逆流を伴う再循環領域が形成されることを見い出した。



(a) $L/D_0=0$



(b) $L/D_0=2$

図 5-6 軸方向速度 \bar{u}/\bar{u}_o 分布 ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$, $\bar{u}_o=12$ m/s)

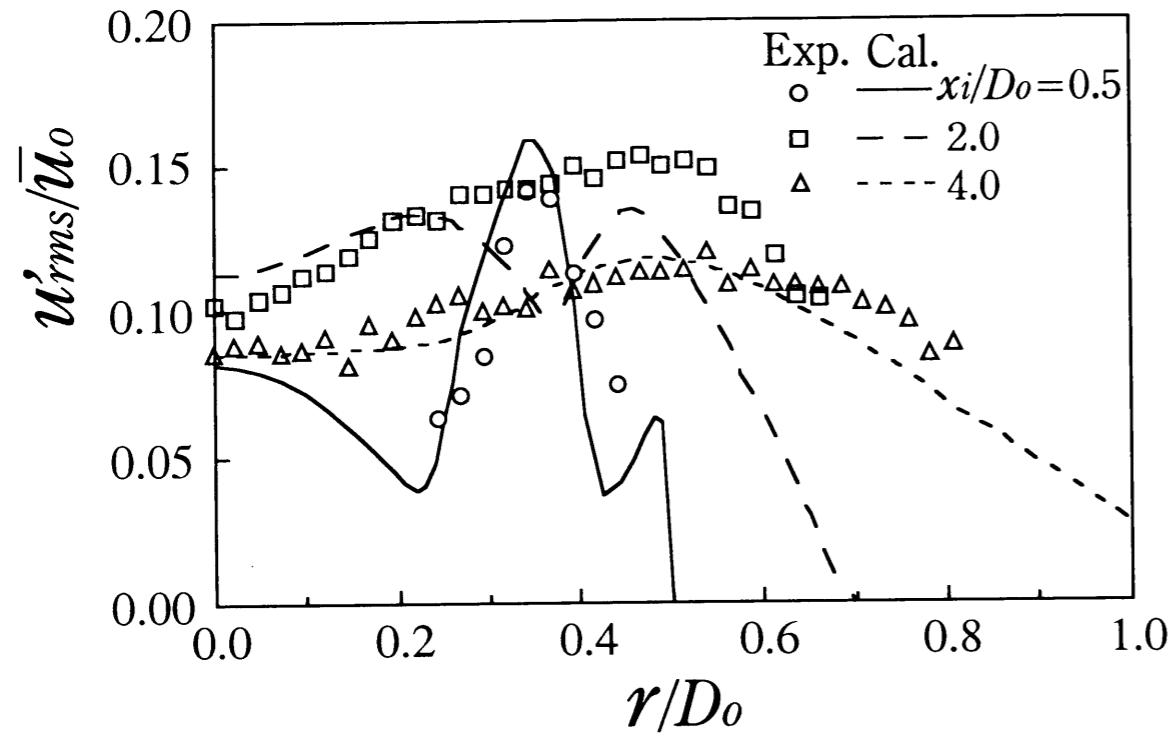


図 5-7 亂れ強さ \bar{u}'_{rms}/\bar{u}_o 分布 ($L/D_o=1$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.25$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$)

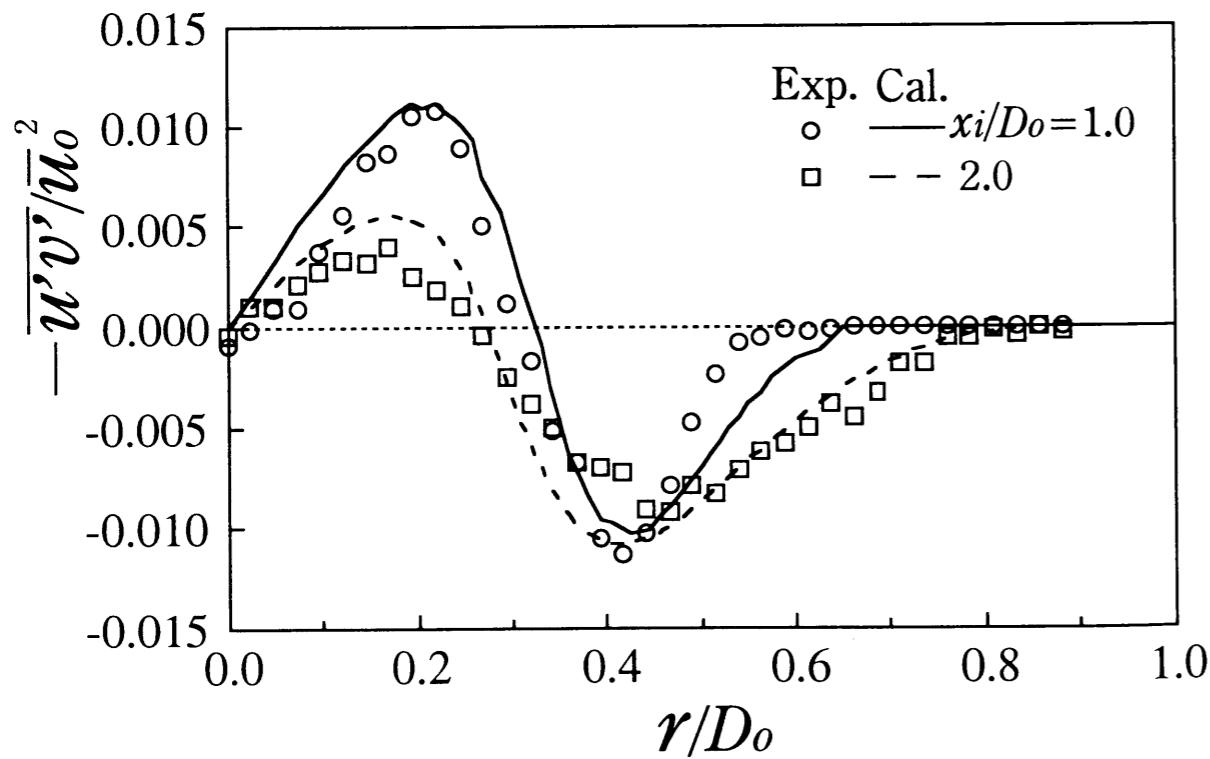


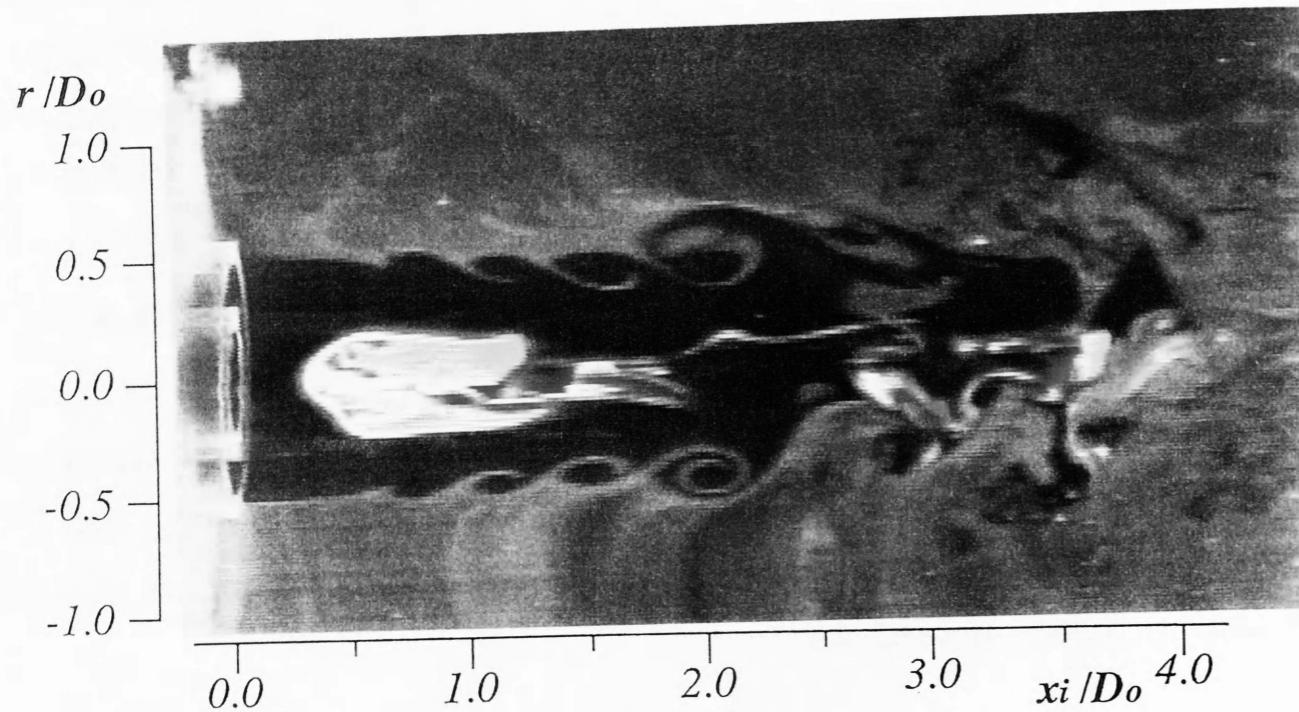
図 5-8 レイノルズ応力 $-\bar{u}'v'/\bar{u}_o^2$ 分布 ($L/D_o=0$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$)

5-3 速度比の影響

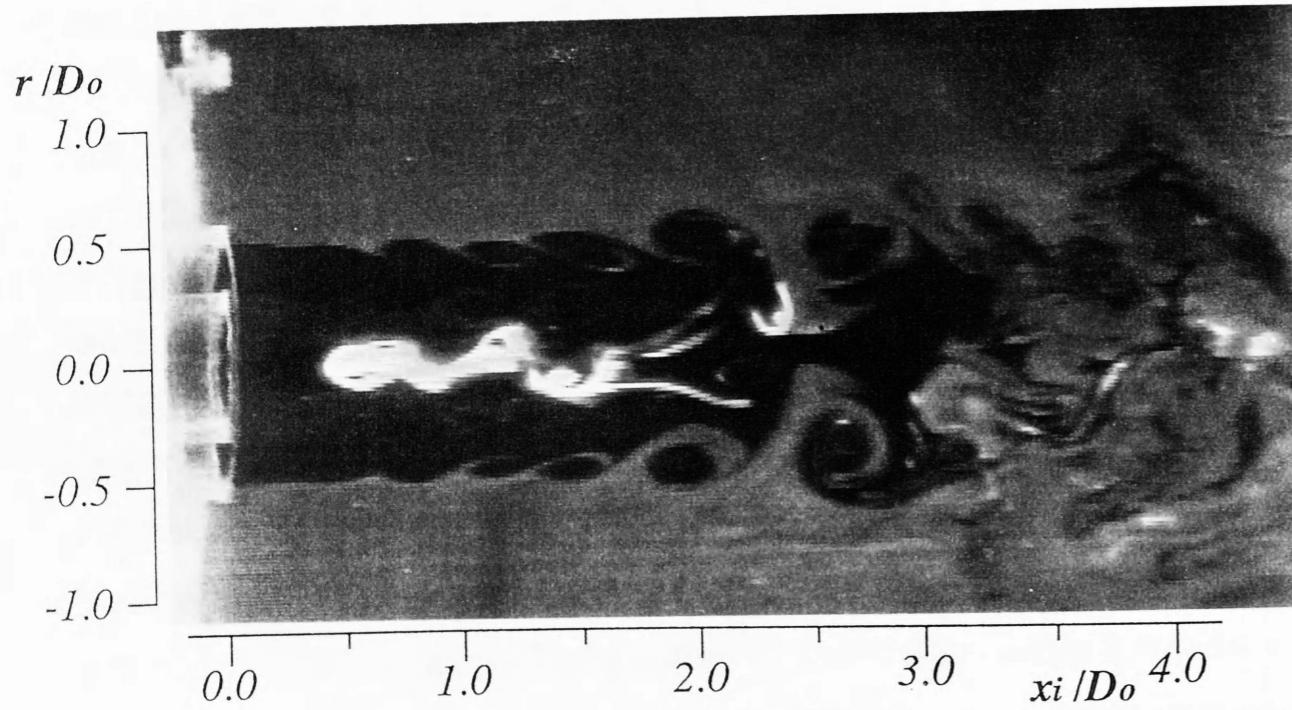
レイノルズ数 $Re=3000$ の水噴流で図 5-3 と同様な方法で可視化した写真を $L/D_o=0$ ノズルについて図 5-9 に示す。 $Re=3000$ にレイノルズ数が増加すると外側混合層内に渦が形成され、図 5-3 の $Re=2000$ と同様に中心軸付近では再循環領域形成され、速度比の増加に伴い、その領域は減少することがわかる。このような再循環領域形成に及ぼす速度比の影響を見るために、空気噴流の $L/D_o=1$ ノズル ($\bar{u}_o=12\text{m/s}$) について速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.1 \sim 0.5$ の中心軸上での軸方向速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o 分布を比較して図 5-10 に示す。図には標準 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる計算結果を実線で示した。中心軸上速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o は内側ノズルを出た後に低下し、再循環領域を形成した後増加する。 $L/D_o=1$ ノズルの場合、 $\bar{u}_i/\bar{u}_o > 0.35$ で再循環領域は消滅する。再循環領域は、速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o が小さいほど $x_i/D_o \approx 1.2$ より上流側へと拡大する。逆流の始まる上流よどみ点の計算結果は内側ノズルに近く、再循環領域の計算値は若干大きいが、総体的に実験値と計算値はほぼ合っている。

5-4 外側ノズル長さの影響

速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$ 一定とし、外側ノズル長さ L/D_o を $0 \sim 5$ に変えた場合の中心軸上速度分布を図 5-11 に示す。外側ノズル長さ $L/D_o=0$ の場合、 $x_i/D_o=0.8$ で速度は最低となり、他のノズルよりも早期に增速する。外側ノズル長さが長くなると、最低値はさらに低下し、再循環領域を形成する。上流よどみ点は、 $L/D_o=0 \sim 5$ の場合いずれも、ほぼ同じ $x_i/D_o \approx 0.8$ 付近であり、 L の増加に伴い再循環領域は下流側に拡大する。図 5-1、図 5-5 の流線パターンによれば、外側ノズルのパイプがない $L/D_o=0$ ノズルの場合は、外側噴流からの速い流れは中心軸側に寄せられるが、 $L/D_o=2$ ノズルの場合、外側噴流はパイプ壁面に沿うため、 $L/D_o=0$ ノズルの場合より再循環領域は下流側に拡大し、最低速度も低下する。しかし、 $L/D_o \geq 2$ では、もはや外側ノズル長さが再循環領域の大きさに与える影響は少ない。図 5-10 や図 5-11 の中心軸上速度分布から求めた $L/D_o=0 \sim 5$ ノズルで速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o に対する最低速度 $(\bar{u}_c/\bar{u}_o)_{min}$ およびその位置 $(x_i/D_o)_{min}$ の変化の実験と計算結果、および再循環領域の範囲を図 5-12 に示す。最低速度は速度比に比例して変化し、 $(\bar{u}_c/\bar{u}_o)_{min} < 0$ の領域では、各ノズルにおいて再循環領域が形成されている。速度比が等しい場合、外側ノズル長さが大きいほど最低速度は減少し、最低速度の実験値と計算値はほぼ一致している。一方、最低速度の位置は、図 5-12(b) のように、速度比の増加および外側ノズル長さが大



(a) $U_i/U_o=0.1$



(b) $U_i/U_o=0.3$

図 5-9 染料注入による再循環領域の流れの可視化写真
($L/D_o=0, U_o=8.5\text{cm/s}, Re=3000$)

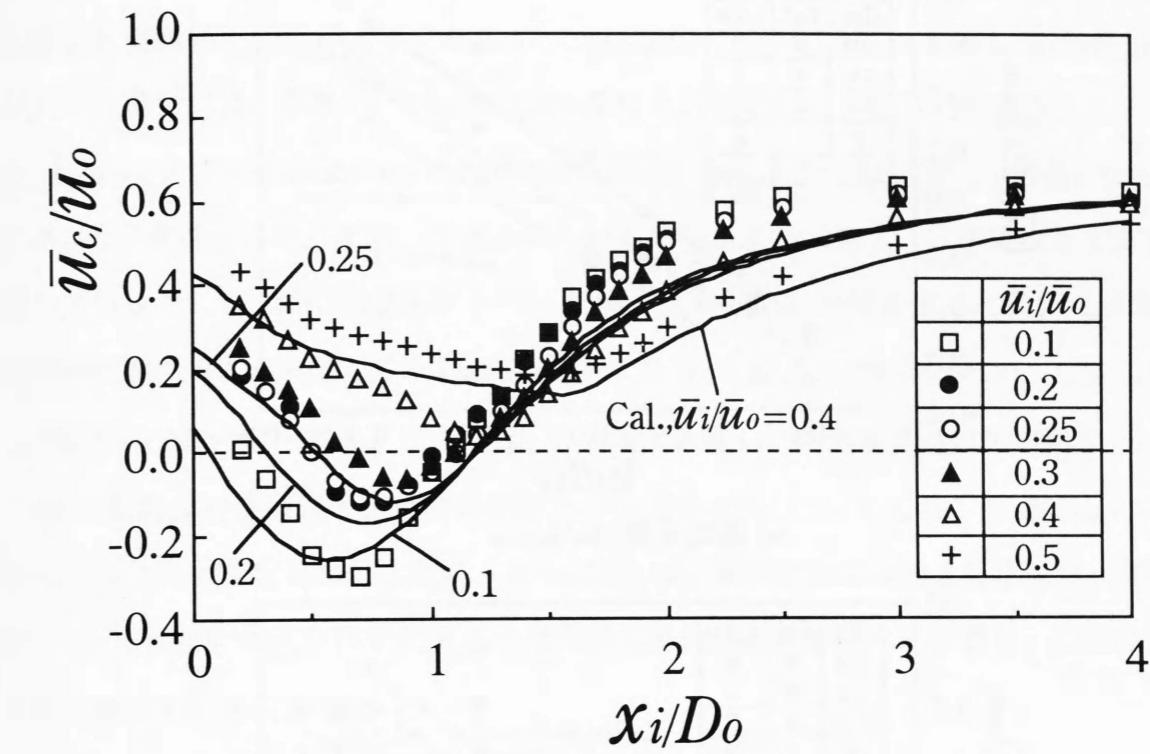


図 5-10 中心軸上軸方向速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o 分布 ($L/D_o=1, \bar{u}_o=12\text{m/s}$)

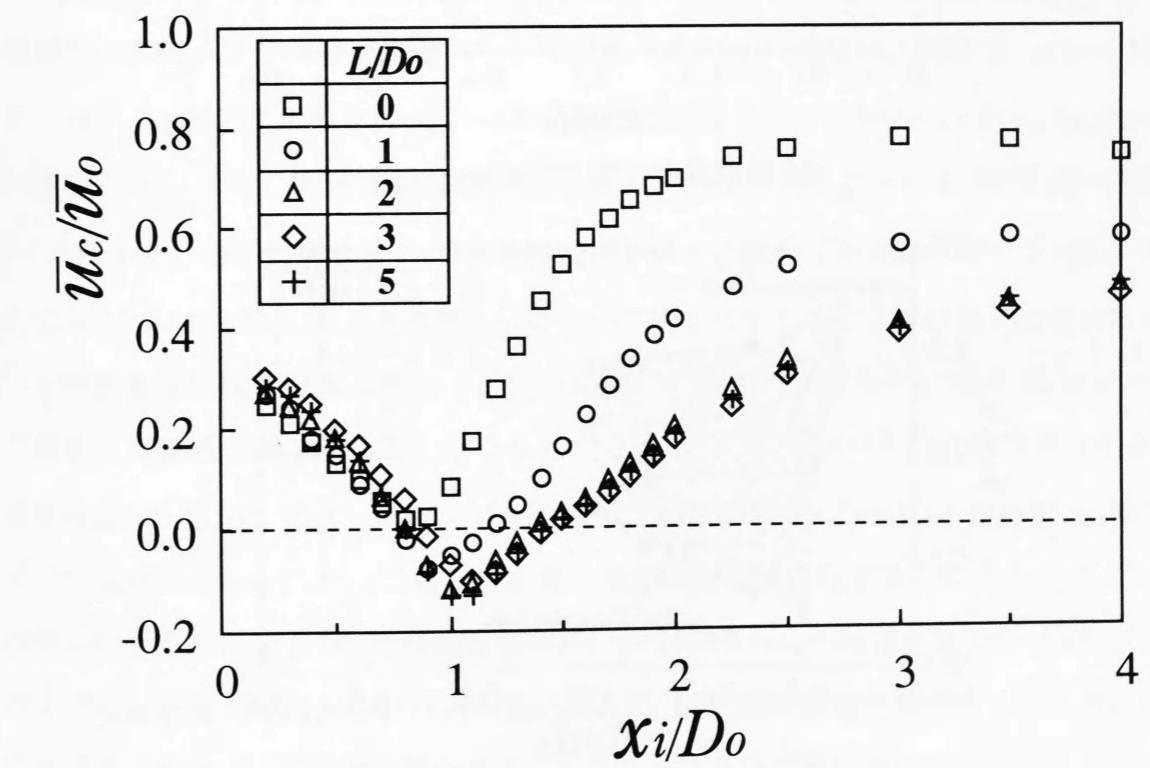


図 5-11 中心軸上軸方向速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o 分布 ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3, \bar{u}_o=12\text{m/s}$)

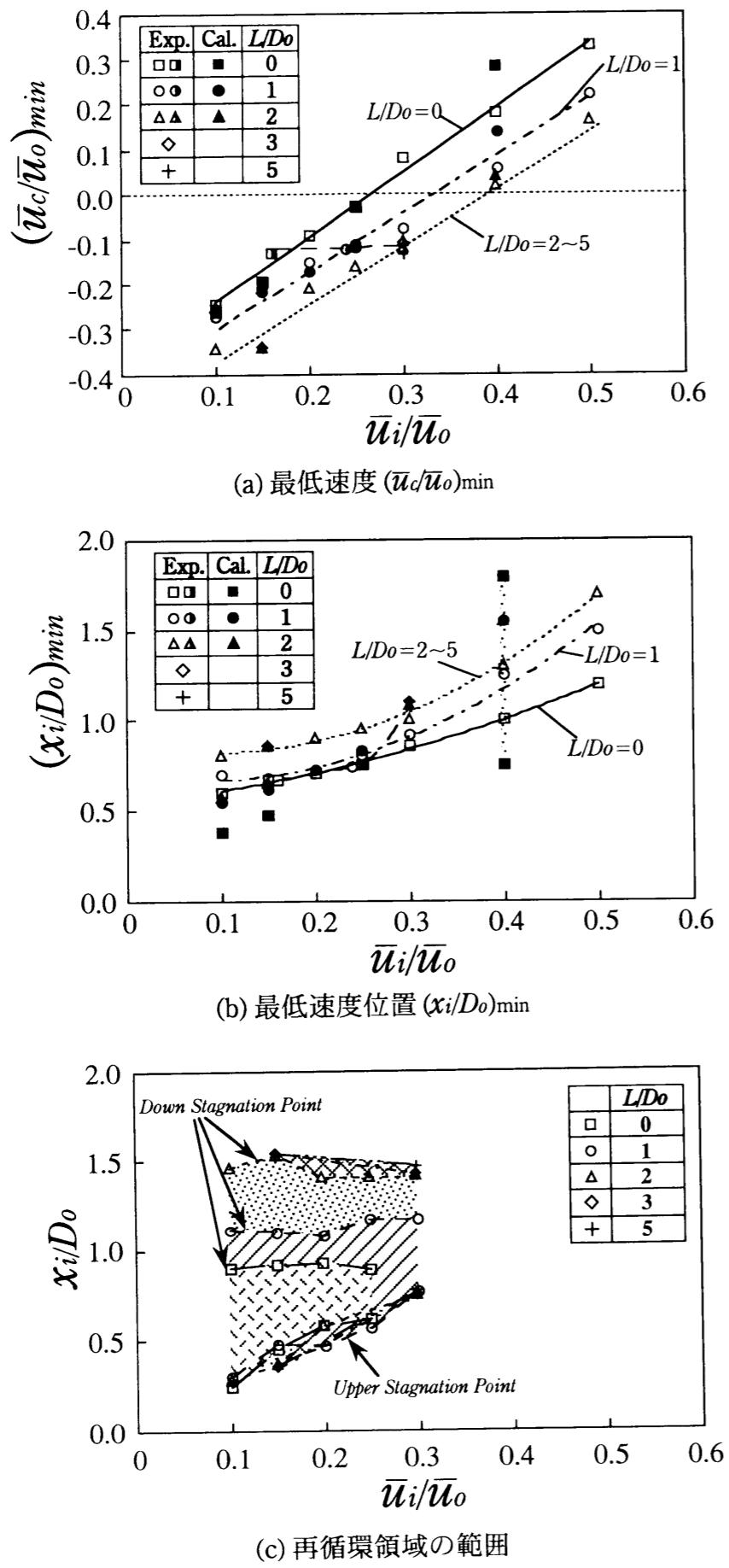


図 5-12 速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o に対する最低速度とその位置および再循環領域の範囲

きいほど下流側に移動する。しかし、速度比が小さい場合、図 5-12(b) の最低速度位置の計算値と実験値の相違が大きくなるが、これは図 5-1(a) のように再循環領域の流線の曲率が大きい場合には、標準 $k - \varepsilon$ 乱流モデルでは十分適応し難くなるためと考えられる。なお、 $L/D_o = 0$ ノズルの $\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.4$ の計算結果の場合、最低となる速度域は広い範囲にわたるため、その幅を示した。また、内側ノズルからの空気供給の際に、自然吸引させた場合の値もプロットした（図中 ■ ● ▲ ◇ + 印）。外側ノズル長さ L が増大すると吸引力は増加し、内側噴流速度は $L/D_o = 0$ ノズルで $\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.16$ 、 $L/D_o = 1$ ノズルで $\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.24$ 、 $L/D_o \geq 2$ ノズルで $\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.3$ と変化する。この場合、 L の増大に従い、内側噴流速度 \bar{u}_i が増加し、図 5-12(b) の最低速度位置は下流側に移動するが、図 5-12(a) に示すごとく $(\bar{u}_c/\bar{u}_o)_{min}$ の大きさなどはほとんど変化しない。次に、図 5-12(c) の再循環領域の範囲を見た場合、図 5-10、図 5-11 でもわかるように下流よどみ点位置は外側ノズル長さ L に影響し、上流よどみ点位置は速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o に影響している。

5-5 内側ノズル肉厚の影響

ガスバーナーなどでは、内側ノズル肉厚を極端に厚くして、パイプ背後の死水域を利用して燃焼を行っているが、図 5-1 で示したようなノズルから離れた位置に形成される再循環領域の内側ノズル肉厚の影響についてあまり検討されてない。そこで、 $L/D_o = 0$ ノズルについて、内側ノズル肉厚 $b_i = 0.9 \sim 6.25$ mm にした場合の中心軸上軸方向速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o の変化を図 5-13 に、また、再循環領域の大きさを示す上流と下流よどみ点間の距離 l_r の変化を図 5-14 に示す。さらに軸方向時間平均速度成分 \bar{u} から算出した流線パターン ($\bar{u}_o = 12$ m/s, $\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.15$) を肉厚 $b_i = 0.9$ と 6.25 mm について図 5-15 に示す。中心軸上速度が負の値を示す再循環領域は、肉厚が薄いほど狭い範囲に形成され、図 5-15 の流れ関数 $\psi = 0$ の線で囲まれた領域が減少することからもわかる。そして、図 5-14 の点線で示したように、速度 $\bar{u}_i/\bar{u}_o = 0.15, 0.2$ では、内側ノズルのパイプ端部面積 A_{bi} [$= \pi(D_{oi}^2 - D_i^2)/4$] が零の内側ノズル肉厚 $b_i = 0$ mmにおいても逆流を伴う再循環領域は存在すると考えられる。しかし、肉厚を大きくした場合は、肉厚の面積分だけ内側噴流からの流量が減少し、内側ノズルのパイプ端部背後の流体の回り込み增加のため、結果的に速度比を減少させた場合と同様に上流よどみ点が、上流側に移動する。下流よどみ点の移動距離は 0.15 以下と上流よどみ点に比べて小さいが、肉厚が増加すると図 5-15 の流線分布ごとく再循環領域背後の流

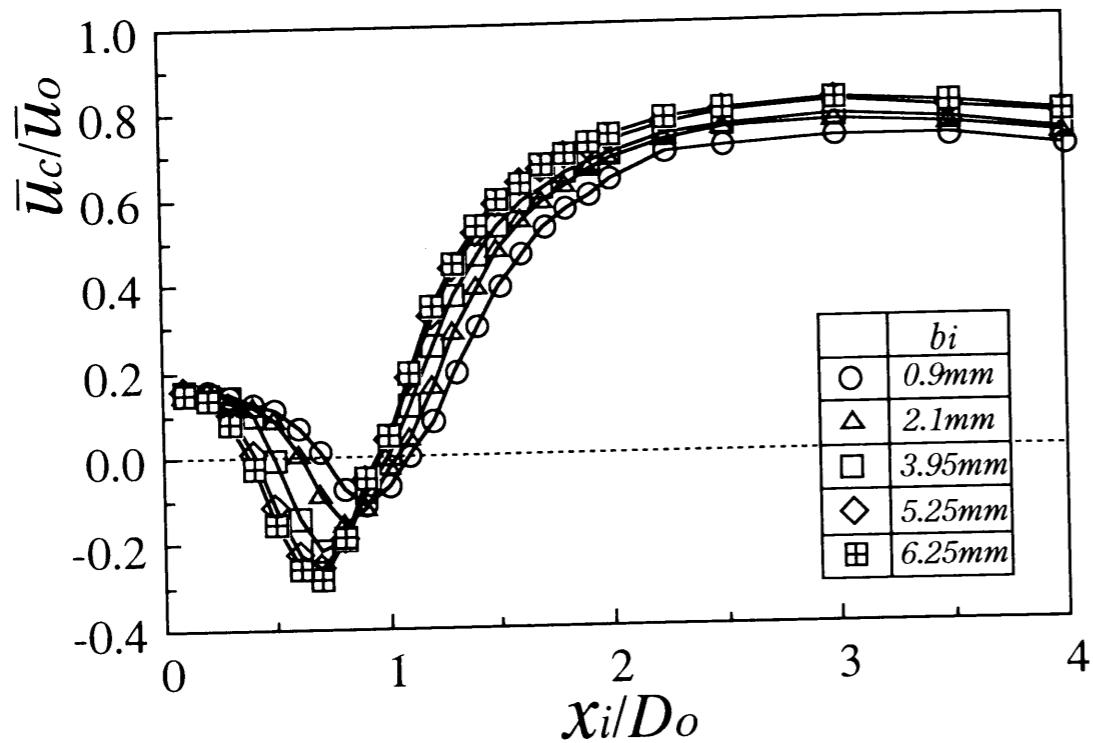


図 5-13 中心軸上軸方向速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o 分布 ($L/D_o=0, \bar{u}_o=12\text{m/s}$)

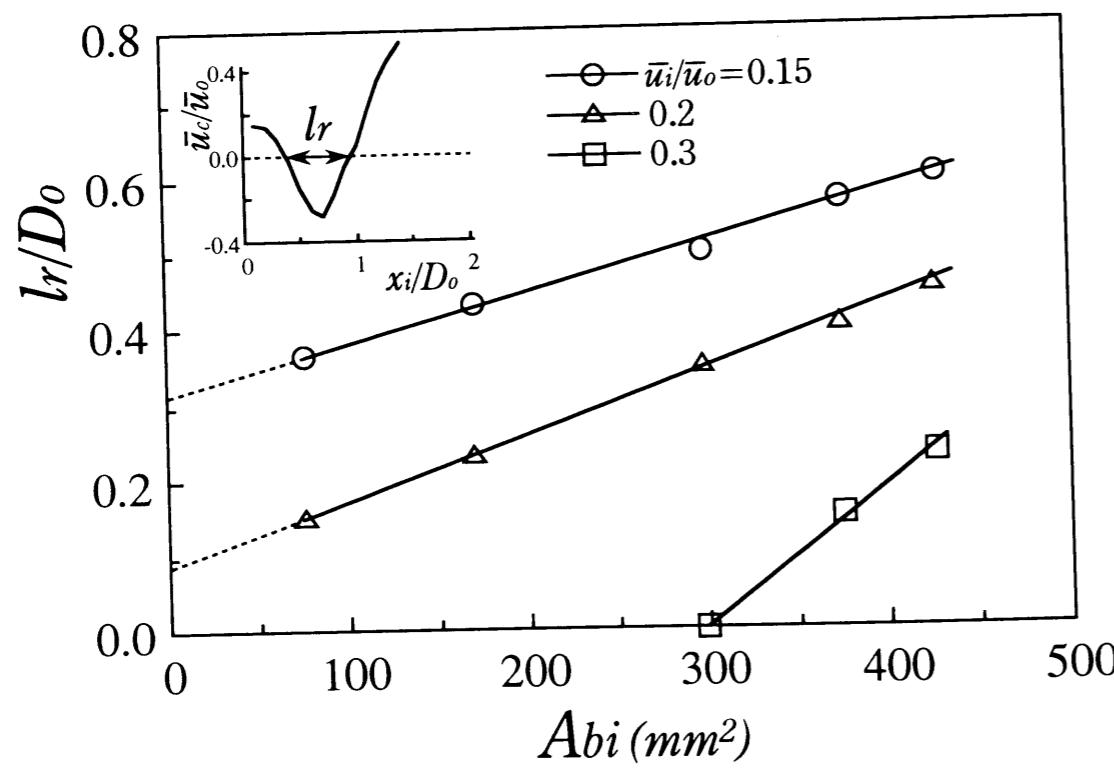


図 5-14 上流と下流よどみ点間距離 l_r

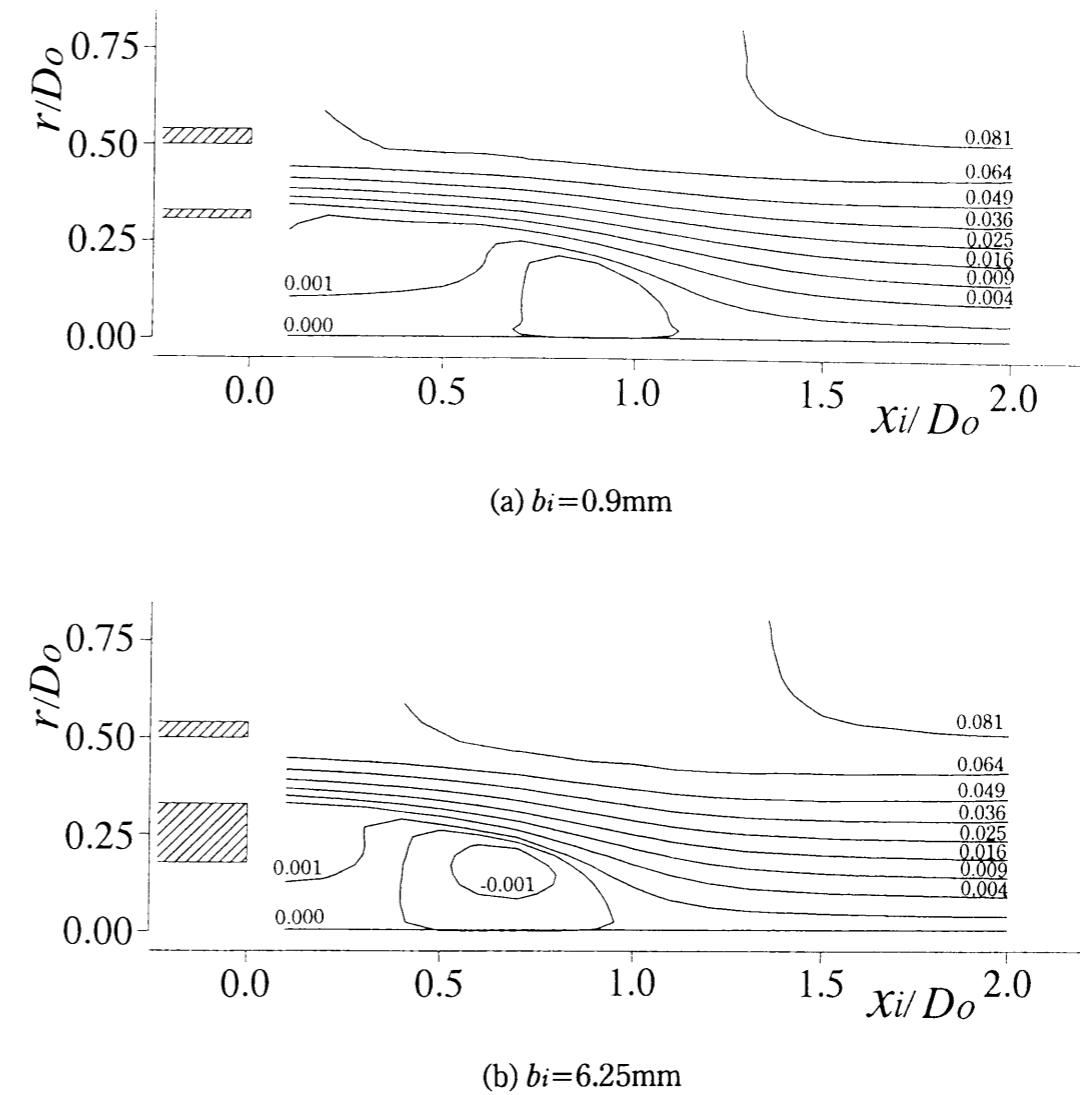
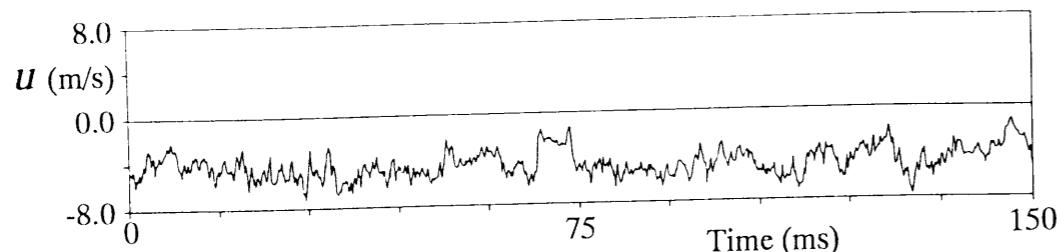


図 5-15 流線パターン ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15, \bar{u}_o=12\text{m/s}$)

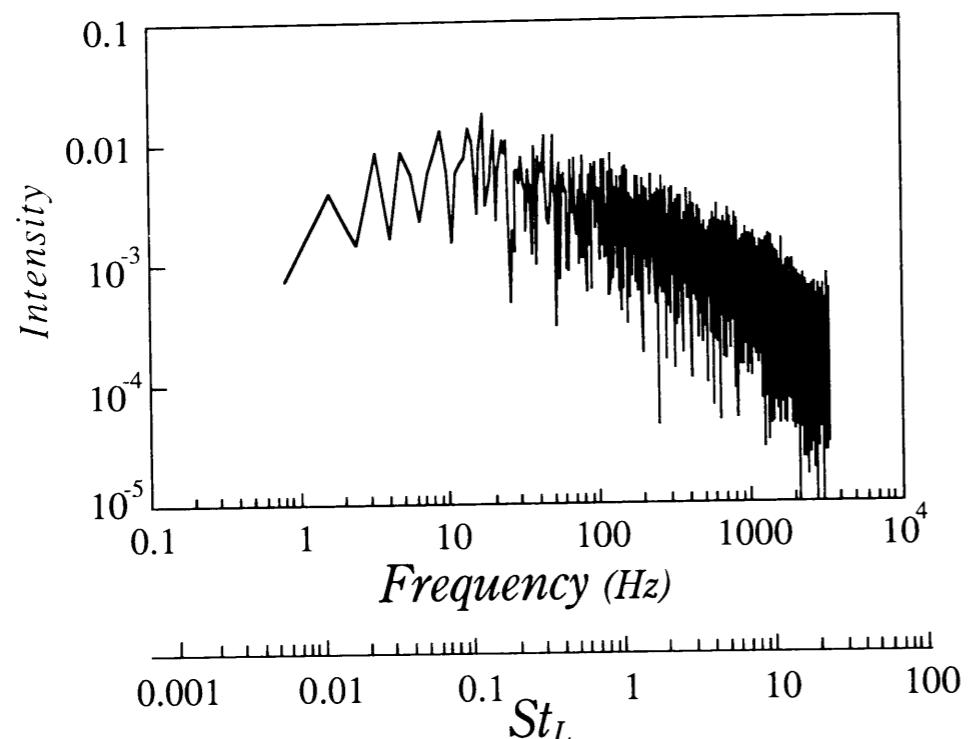
体の巻き込みが増大し、結果的に図 5-13 のように $x_i/D_o > 1$ 付近での中心軸付近の速度が上昇する。

5-6 再循環領域の非定常性

再循環領域の非定常性について調べるため、図 5-16 に $L/D_o=2$ ノズルの速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ の最低速度位置 $(x_i/D_o, r/D_o)=(0.8, 0)$ における (a) 速度変動波形と (b) そのスペクトル分布を示す。図 5-16(b) のように顕著な卓越周波数成分は認められず、 $St_L [=fL/\bar{u}_o] \approx 0.136$ ($f \approx 20\text{Hz}$) 付近の低周波数が広帯域にわたり大きくなっている。スペクトル分布や図 5-9(a) の可視化写真からもわかるように速度は不規則に変動し、図 5-16(a) の速度記



(a) 速度変動波形



(b) スペクトル分布

図 5-13 再循環領域内の速度変動
[$L/D_o=2$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $(x_i/D_o, r/D_o)=(0.8, 0)$]

録波形より再循環領域内は時間平均値 $\bar{u}/\bar{u}_o \approx -0.375$ ($\bar{u} \approx -4.5\text{m/s}$) で逆流し、この場合、 $x_i/D_o \approx 0.8$ 付近を中心に逆流渦は定在しているものと考えられる。

5-7 結 言

同軸二重円管噴流の内側ノズル出口付近の流れ場、特に逆流域形成に及ぼす速度比や外側ノズル長さ、内側ノズルのパイプ肉厚などのノズル形状の影響を実験と数値シミュレーションにより調べ、以下のような結果を得た。

(1) 水噴流による低レイノルズ数域における可視化実験や空気噴流の乱流域におけるタン

デム形プローブによる計測で、同軸二重円管噴流の内側ノズル出口から離れた位置に再循環領域が存在することを初めて見い出した。

(2) 再循環領域形成は速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o 、外側ノズル長さ L/D_o 、内側ノズル肉厚 b_i に依存し、速度比が小さいほど、また、外側ノズル長さや内側ノズル肉厚が大きいほど再循環領域は拡大する。そして、上流よどみ点位置は速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o に影響し、下流よどみ点位置は外側ノズル長さ L に影響するが、 $L/D_o \geq 2$ ノズルではほぼ一定となる。

(3) 同軸二重円管噴流を標準 $k-\varepsilon$ モデルにより再循環領域を含む流れパターンの数値シミュレーションを行い、その計算結果は実験結果と一致し、速度比や外側ノズル長さの影響を数値シミュレーションによっても調べ、実験とよい一致を示した。

以上のように、自然吸引などの速度比が小さい場合には再循環領域は形成され、ノズル形状により大きさは若干変わるが、工業的に、再循環を利用する立場としては、燃焼器の火炎の安定・保持のため、再循環領域をできるだけ大きく定在させことが重要であり、パイプの肉厚を厚く、外側ノズル長さを大きく、速度比を減少させるなどのノズル形状や作動条件の改良が必要である。一方、エアジェットルームのよこ糸噴射時や環状形ジェットポンプの固体物輸送時においては再循環領域を発生させないようにすることが重要であり、速度比 0.3 以上で運転するか、内側ノズル肉厚をできるだけ薄くするなどのノズルの改良が必要である。

第6章 噴流中の非定常渦

第6章 噴流中の非定常渦

6-1 緒 言

同軸噴流の流れの状態は、速度比の増加により環状噴流から円形噴流へと変化し、円形噴流や環状噴流の渦構造は、第1-2節でも述べたように多くの研究者によって調べられ、円形噴流ではノズル出口境界層が層流の場合には、ノズルから剥離したせん断層の不安定による渦列と噴流直径の約2、3倍下流で生じる噴流全体の速度分布によるコラム不安定による渦列が形成され、環状噴流では、内側混合領域内の後流渦列およびノズル背後の再循環渦放出による渦、外側混合領域内の噴流渦列が形成される。同軸二重円管噴流の流れ場は、外側混合領域と内側混合領域に大きく二つの分けられ、それぞれの外側、内側混合層内に形成される渦は、速度比や外側ノズル、内側ノズルの形状に影響すると考えられる。また、外側ノズル長さが $L/D_o=1$ のノズルの場合にノズル出口近傍で乱れ強さが他のノズルと比較してやや大きくなることを第4章で示したが、乱れ增加の原因と外側ノズル長さとの関係、そして流れ構造の変化との対応について不明である。そこで、本章では、ノズル形状と速度比が混合層内の渦形成に及ぼす影響を調べ、外側、内側混合層内の渦の相互干渉について検討するために、まず、第6-2節では、外側ノズルのパイプ長さを変えることにより外側せん断層から生じる渦の発生位置を変え、せん断層内の渦構造を示し、内側混合層と外側混合層の渦との干渉で生じると考えられる外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象と渦構造、卓越周波数との関係を明らかにする。そして、第6-3節では、せん断層内の渦合体現象について述べ、乱れ強さの増加と関係について明らかにする。さらに、第6-4節では、速度比や内側ノズルのパイプ肉厚を変えることにより、内側ノズルのパイプ端部後流のせん断層から生じる渦の形成状態を変えることで、外側、内側混合層内の渦の相互干渉について明らかにし、第6-2節で述べる同軸二重円管噴流に特徴的な外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象に対する速度比の影響についても検討する。最後に、第6-5節では、これまでの乱流域での結果を踏まえ、水噴流による $Re \leq 10^4$ の比較的低いレイノルズ数域の三次元的渦構造を熱膜プローブによる計測や可視化実験からの画像処理、層流数値シミュレーションにより明らかにする。

6-2 せん断層内の渦

6-2-1 ノズル出口近傍の乱れ強さ分布

$x_i/D_o \leq 2$ における軸方向速度変動分のr.m.s.値 u'_{rms}/\bar{u}_o の乱れ強さ分布を $L/D_o=0.25, 0.5, 1, 1.25$ ノズルについて図6-1に示す。図には最大平均速度 \bar{u}_{max} の位置を破線で、内側、外側混合領域で乱れ強さが最大になる位置を+印で示した。なお、本節の実験は、自然吸引でおこなったので、外側ノズル長さによる速度比の変化は $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15 \sim 0.3$ である。第4-3節でも示したように、乱れ強さ u'_{rms} のピークは、最大平均速度 \bar{u}_{max} 線の両側の混合層に沿って分布し、内側ノズル端の $r/D_o=0.35$ 付近から生じて中心軸へと向かう内側乱れのピークと、外側ノズル端の $r/D_o=0.5$ 付近から生じる外側乱れのピークがある。そして、最大平均速度 \bar{u}_{max} 線は、内側乱れと外側乱れの谷間に位置する。 $L/D_o \leq 0.25$ ノズルの場合、外側、内側乱れ強さが大きい領域は、 $x_i/D_o=1.25$ 付近に広がっているが、 $L/D_o \geq 0.5$ ノズルで、外側乱れ強さの最大位置は $L/D_o=0.25$ ノズルと比較して外側ノズル端に近づく。内側乱れ強さの最大位置も、 $L/D_o=0.25$ ノズルに比べ、 $L/D_o=0.5$ ノズルで内側ノズル出口に近づくが、 $L/D_o \geq 1.25$ ノズルの場合、最大位置は $x_i/D_o=1.25$ 付近で変わらなくなる。この外側、内側乱れ強さの最大値 $(u'_{rms})_{max}/\bar{u}_o$ の外側ノズル長さ L に対する変化を図6-2に示す。図には、外側ノズル出口($x_o/D_o=0$)の最大平均速度 \bar{u}_{max}/\bar{u}_o の変化も示した。 $L/D_o < 1$ ノズルでは、外側乱れ強さが内側乱れ強さより大きく、 $L/D_o=1$ ノズルで同程度である。内側乱れ強さは、 $L/D_o=0.25$ ノズルでは若干小さくなるが、 $L/D_o=0.5 \sim 1.25$ ノズルで約17%に増加し、 $L/D_o > 1.25$ ノズルでも約16%とあまり減衰しない。図6-1(d)より $L/D_o \geq 1.25$ のノズルでは、内側乱れ強さの最大位置はノズル内部にあり、外側パイプがあるために外側噴流と内側噴流の混合が、周囲に影響されずに行われるため、内側乱れ強さはあまり減衰しないと考えられる。一方、外側乱れ強さは、 $L/D_o=0$ ノズルの約17%から L の増加とともに上昇し、 $L/D_o=0.5$ ノズルで、約19%と最も大きく、 $L/D_o > 1$ ノズルでは急激に減衰して行く。 $L/D_o \leq 0.5$ ノズルでは外側ノズル出口に、まだポテンシャルコアが存在し(表4-1参照)、出口の最大平均速度 \bar{u}_{max} はあまり減衰しないが、 $L/D_o \geq 0.75$ ノズル出口の \bar{u}_{max} は、 L の増加とともに低下する。周囲大気との外側せん断層は、 \bar{u}_{max} の減少のため弱まり、外側混合領域での乱れ強さの最大値 $(u'_{rms})_{max}$ も、 L の増加に伴い減衰する。

6-2-2 速度変動周波数

(1) スペクトル分布と卓越周波数

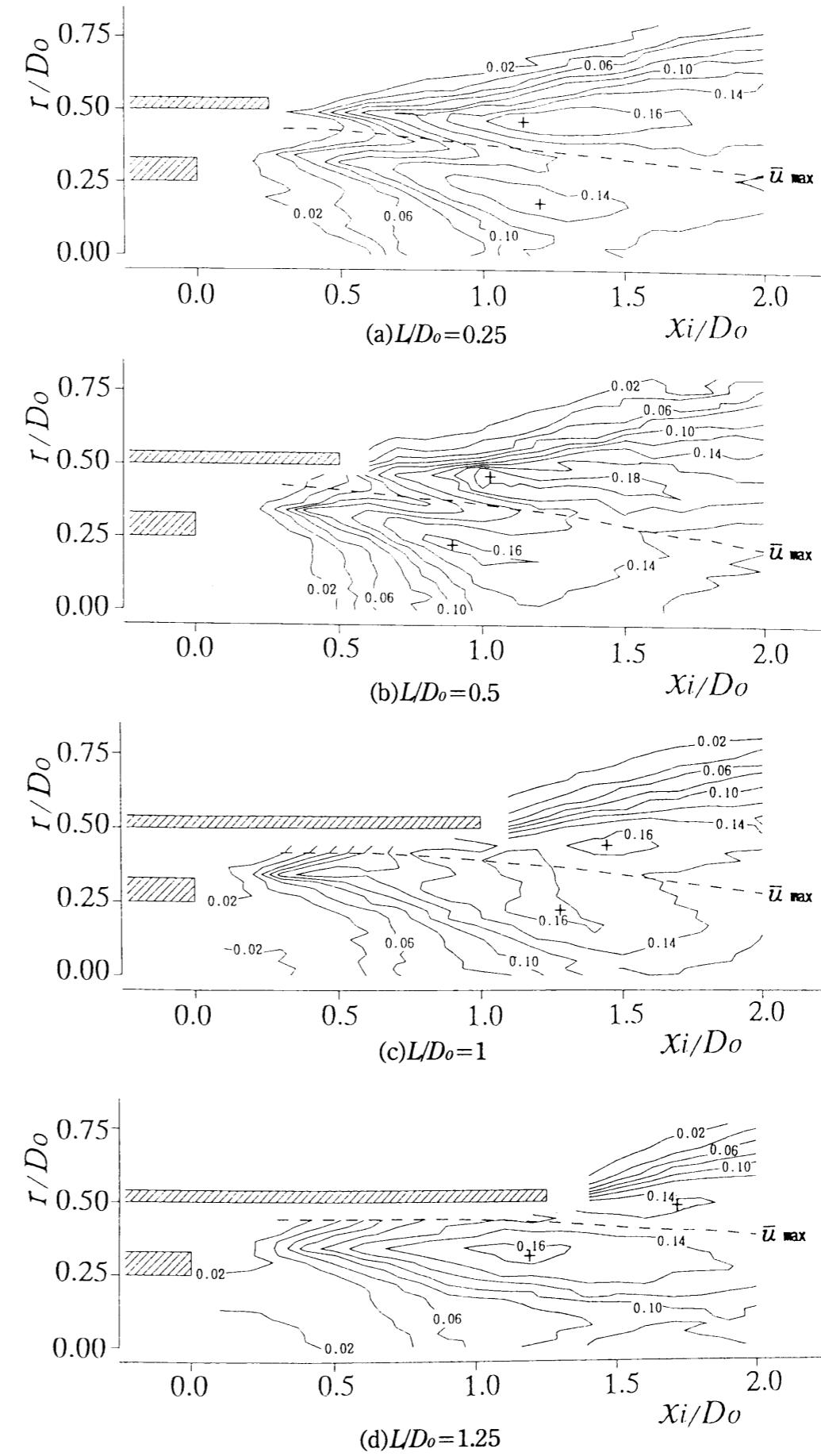


図 6-1 乱れ強さ u'_{rms}/\bar{u}_o 分布 ($\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$)

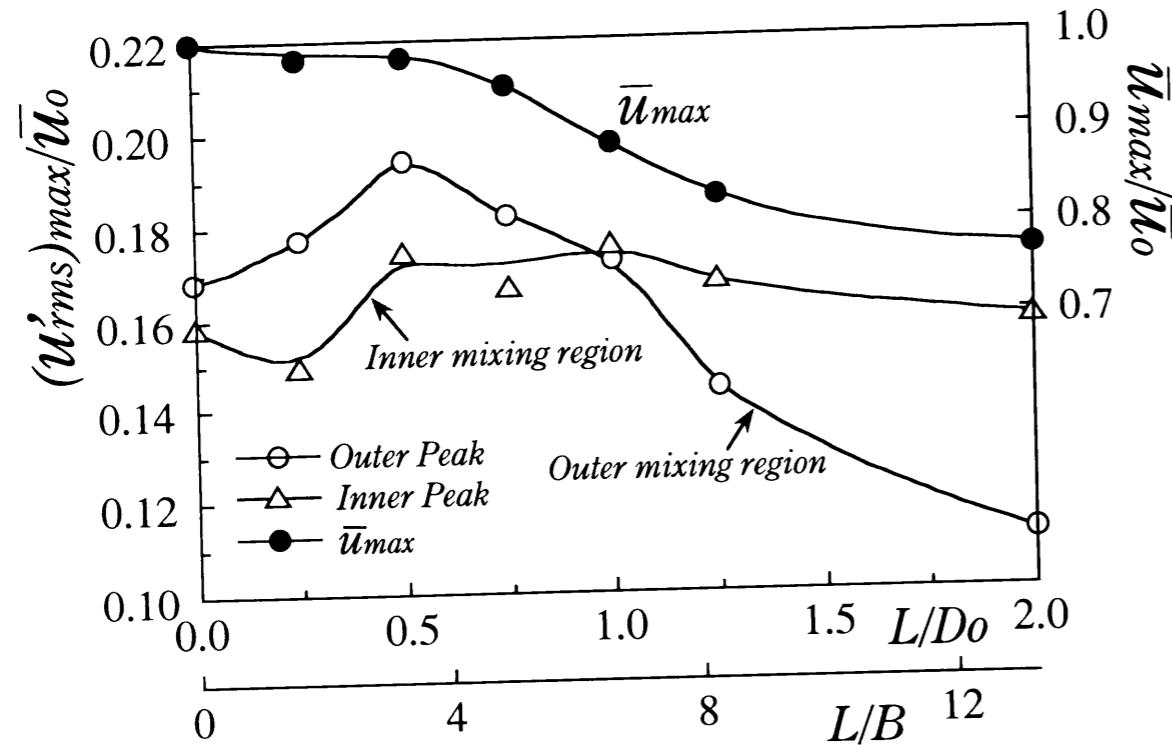


図 6-2 外側ノズル長さ L に対する最大乱れ強さ $(u'^{rms})_{max}/\bar{u}_o$ 及び外側ノズル出口での最大速度 \bar{u}_{max}/\bar{u}_o の変化 ($\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$)

内側混合領域での速度変動周波数成分と外側ノズル長さの関係を見るために、 $x_i/D_o=0.75$ の最大平均速度付近の速度変動 u' を FFT で周波数解析したスペクトル分布を $L/D_o=0 \sim 2$ ノズル ($\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$) について図 6-3 に示す。 $L/D_o=0$ ノズルでは広帯域のスペクトルが分布し、 $L/D_o=0.25$ ノズルには、この位置において明確な卓越周波数はなく、下流側で $L/D_o=0$ ノズルと同様なスペクトルが認められた。 $L/D_o=0.5 \sim 1$ ノズルの場合、乱れ増加の原因と考えられる周期的変動が生じ、外側ノズル長さ L/D_o の増加に伴い破線のごとく変化する。この場合、内側噴流速度 \bar{u}_i を 0、または $0.5\bar{u}_i$ にすると卓越周波数の強度は減少するが、周波数には変化がない。また、内側ノズルのパイプの長さ 1.74m を 1.54m , 2.54m などに変えて卓越周波数には変化がなかった。外側ノズル長さが大きい $L/D_o \geq 1.5$ のノズルでは、約 650Hz の速度変動が生じる。これは、Au ら⁽⁸¹⁾ の $L/D_o=0$ ノズルの内側噴流速度 $\bar{u}_i \geq 0.5\bar{u}_o$ の噴流で生じる内側ノズルのパイプ端部背後の交互渦の周波数成分が現れると推察される。このような速度比の影響については、第 6-4 節で詳述し、本節では、比較的低い速度比 ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15 \sim 0.3$) における内側混合領域で最も卓越するスペクトル成分について注目する。そこで、外側噴流と内側噴流の混合時に生じる渦の卓

越周波数を外側噴流の大きさ、すなわち外側噴流速度 \bar{u}_o ($4 \sim 15\text{m/s}$) と噴流幅 B ($6.2, 4.4, 3.3\text{mm}$) を変え、 $L/D_o=0 \sim 2$ のノズルについて調べた。図 6-4 に (a) $L/D_o=0.75$ ($B=6.2\text{mm}$), (d) $L/D_o=0.625$ ($B=4.4\text{mm}$), (e) $L/D_o=0.5$ ($B=3.3\text{mm}$) のノズルを例に $x_i/D_o=0.75$ の最大平均速度付近で測定した結果を示す。また、 $L/D_o=0.75$ ノズルについては、下流域の $x_i/D_o=1.25$ の内側と外側混合領域での速度変動の卓越周波数の変化を図 6-4(b)(c) に示す。なお、図中、最も卓越する周波数の記号を塗りつぶし、比較的優勢な周波数に沿って実線を引いた。速度 \bar{u}_o によって多少バラ付くが、各ノズルとも速度にほぼ比例して卓越周波数 f は増加する。優勢な周波数を L と B で整理した結果は図 6-5、図 6-6 で後述する。図 6-4(a) の $L/D_o=0.75$ ノズルの $x_i/D_o=0.75$ の位置において、線 a1 の周波数が卓越するが、外側ノズルを出た後の図 6-4(b)(c) の $x_i/D_o=1.25$ の外側、内側混合領域では、線 a1 の周波数の $1/2$ 倍の周波数 (線 b2, 線 c2) が卓越し、図 6-3 のスペクトル分布でもわかるように同軸二重円管噴流においても円形噴流で見られる渦の合体が生じていることを示唆している。なお、渦合体については、次節で述べる。

(2) ストローハル数

図 6-4 で示したように、 $\bar{u}_o=4 \sim 15\text{m/s}$ の各ノズルで優勢な卓越周波数 f を、外側噴流幅 B と外側噴流出口速度 \bar{u}_o で無次元化したストローハル数 $St_B (=fB/\bar{u}_o)$ と L/B の関係を図 6-5 に示す。図中の英数字は図 6-4 の実線の番号に対応する。 $B=6.2\text{mm}$ のノズルについて、外側ノズル出口から $x_o/D_o=0.5$ の距離下流の外側混合層における卓越周波数を田印で示した。図 6-3 のスペクトル分布で例示したように、卓越周波数 f は外側ノズル長さ L に対して反比例し、噴流幅 B を $6.2, 4.4, 3.3\text{mm}$ と変えた場合でも、ストローハル数 St_B は L/B に対して双曲線で整理される。さらに、ノズル長さ L によるストローハル数 $St_L (=fL/\bar{u}_o)$ で整理すると図 6-6 のように、 St_L 値は一定になり、 L/B に対してステップ状に $St_L \approx 0.64\text{N}$ ($N=1, 2, 3$) と変化する。図中の点 a1, d1, e1 は外側ノズル長さが異なるが、全て同じ St_L 値をとり、2 番目のモードになる。ストローハル数のモード変化は、 $L/B=4$ および 8 付近で生じ、 $N=3$ までは明確に現れるが、 $N=4$ のモードは現れ難い。外側混合層 (田印) では、 $L/B=3 \sim 8$ のノズルにおいて、図 6-4(b)(c) で示したように $f/2$ 成分の周波数が卓越する。つまり、 $L/B=4 \sim 8$ のノズル内部では $N=2$ のモード周波数 $St_L \approx 1.28$ が、田印で示す下流域では $N=1$ のモード周波数 $St_L \approx 0.64$ に変わる。 $L/B < 4$ でも同様に下流域では $N=1$ のモード周波数の $f/2$ 成分である $St_L \approx 0.32$ が卓越する。

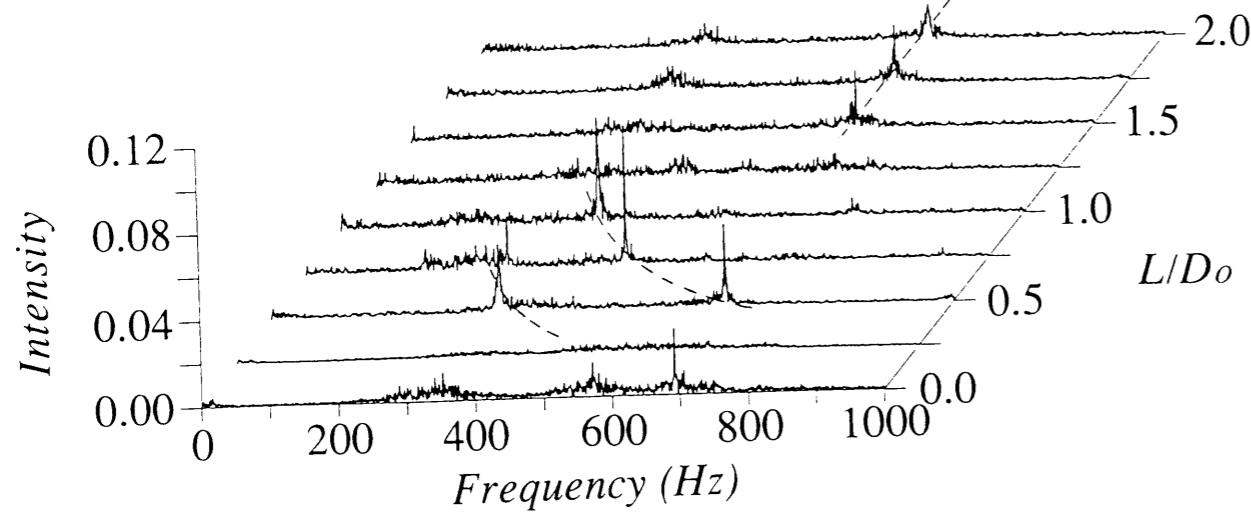


図 6-3 スペクトル分布 (u' 成分, $x_i/D_o=0.75$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$)

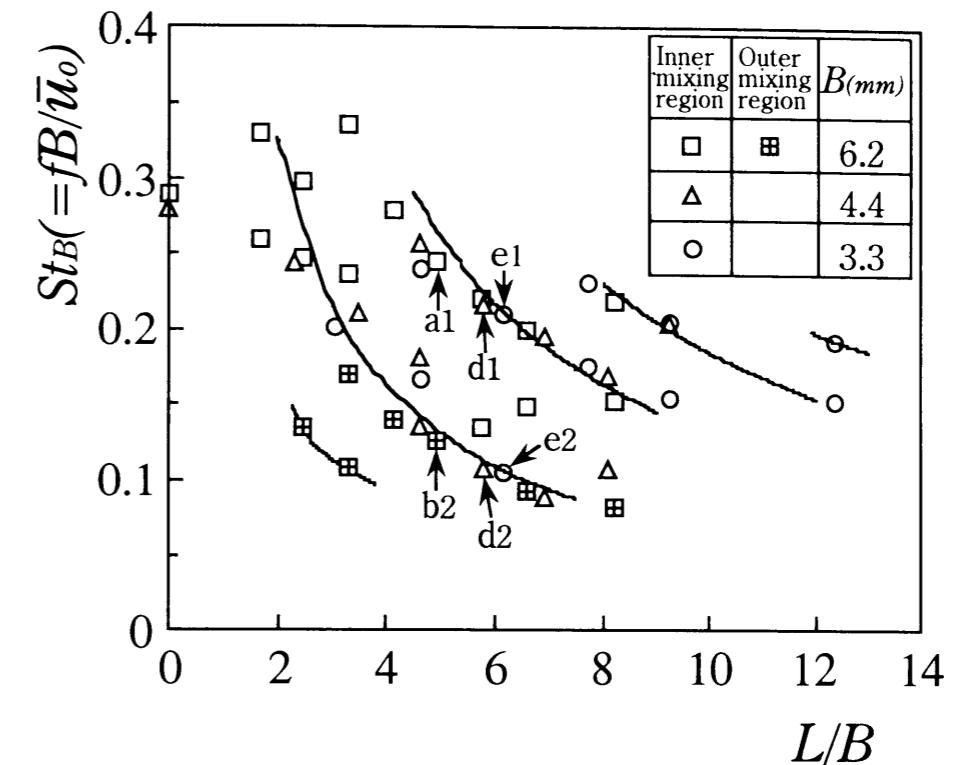


図 6-5 ストローハル数 St_B と L/B の関係

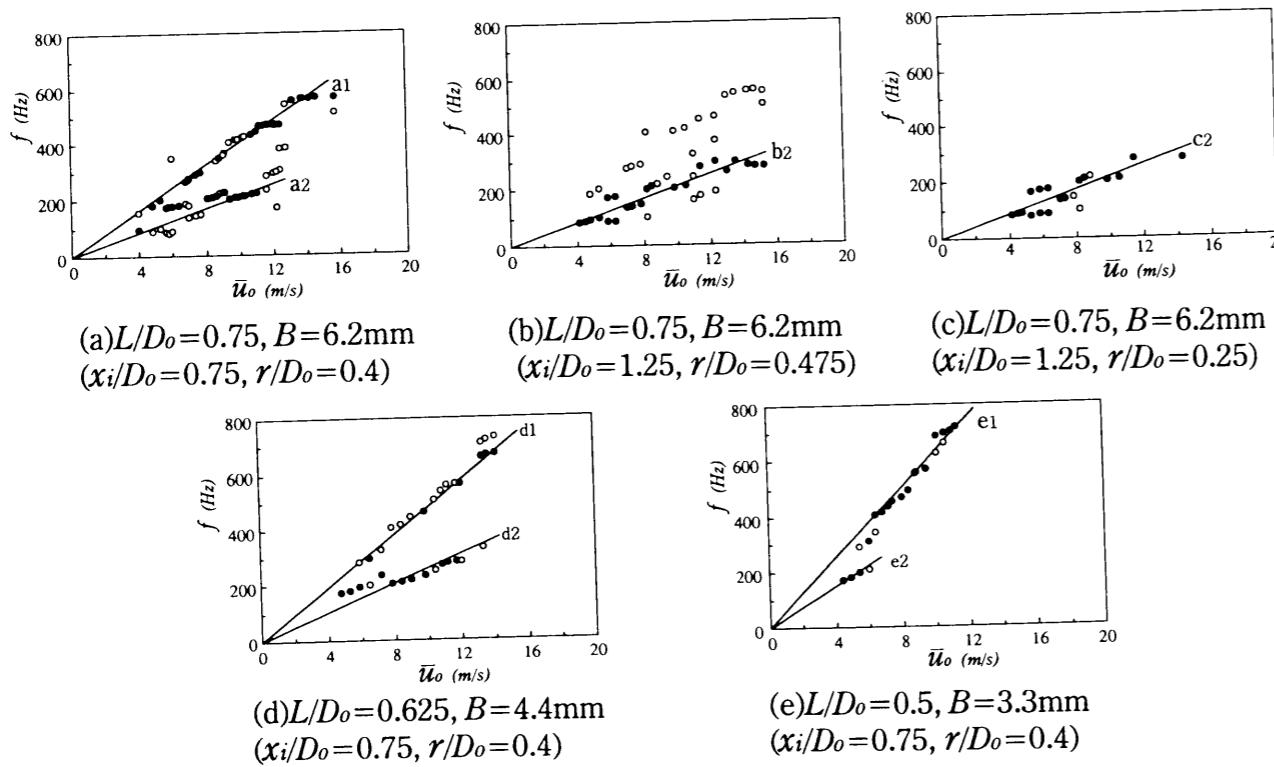


図 6-4 軸方向速度 u' の卓越周波数 (●: 強いピーク, ○: 弱いピーク)

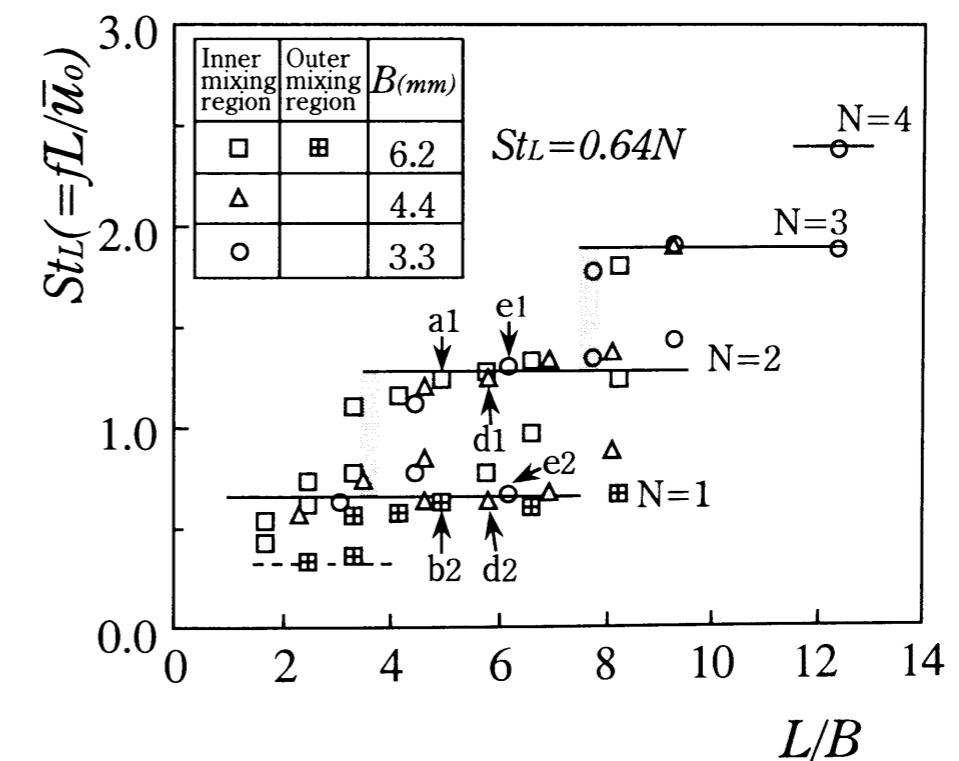


図 6-6 ストローハル数 St_L と L/B の関係

6-2-3 内側・外側混合層の相互相関

内側混合層と外側混合層内の速度変動の相関を調べるために $x_i/D_o=0.75$ の内側混合層内の軸方向速度 $\bar{u}=0.75\bar{u}_{max}$ になる位置にI形プローブを固定し、外側混合層で乱れ強さがピークになる位置を下流方向にX形プローブを移動して、得られた2点間の軸方向速度変動 u' の空間相関係数の最大値 $|R_{uu}|$ を $L/D_o=0\sim2$ ノズルについて図6-7に示す。各ノズルとも二つのプローブの軸方向間隔 S が離れるにつれ、 $|R_{uu}|$ 値は低下し、零に漸近していく。外側ノズルのパイプがない $L/D_o=0$ ノズルの場合、 $x_i/D_o \geq 0.75$ の下流位置では S/D_o でも $|R_{uu}|$ 値は0.1以下で、内側と外側混合層の間には、ほとんど相関がない。 $L/D_o=0.25$ ノズルでは、外側ノズル出口付近の $S/D_o=0.25$ で $|R_{uu}| \approx 0.2$ 、 $L/D_o=0.5\sim1$ ノズルでは、 $S/D_o=0\sim0.5$ で $|R_{uu}| \approx 0.4$ の相関を生じるが、間隔 S/D_o が1.25以上離れると相関係数は0.1以下に低下する。外側ノズル長さの大きい $L/D_o \geq 1.25$ ノズルの場合、外側ノズル出口付近で $|R_{uu}| \approx 0.2$ で相関は小さい。 $|R_{uu}|$ 値が大きい $L/D_o=0.5\sim1$ ノズルの場合、図6-3の周波数分布でもわかるように他のノズルと比較して、内側および外側混合層の速度変動は大きく、両混合層内の渦は相互干渉しつつ、渦が形成されている。

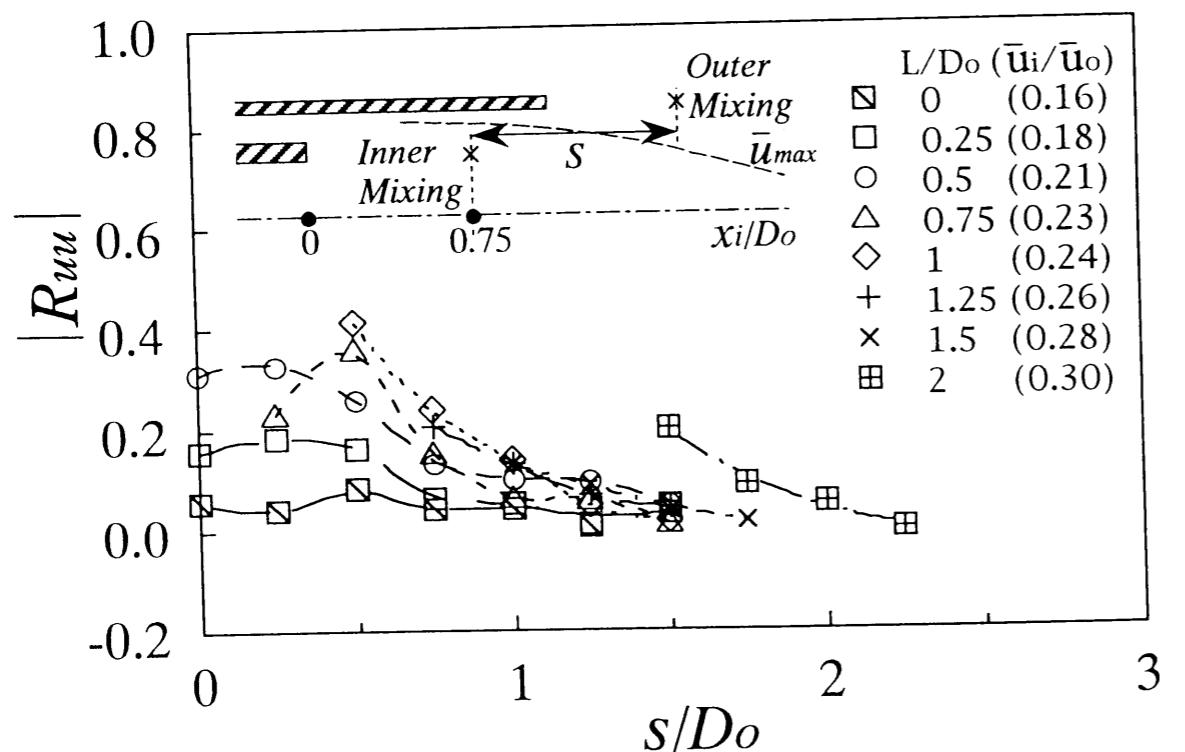


図6-7 外側と内側混合層間の速度変動相関係数 $|R_{uu}|$ 分布 ($\bar{u}_o=12m/s, B=6.2mm$)

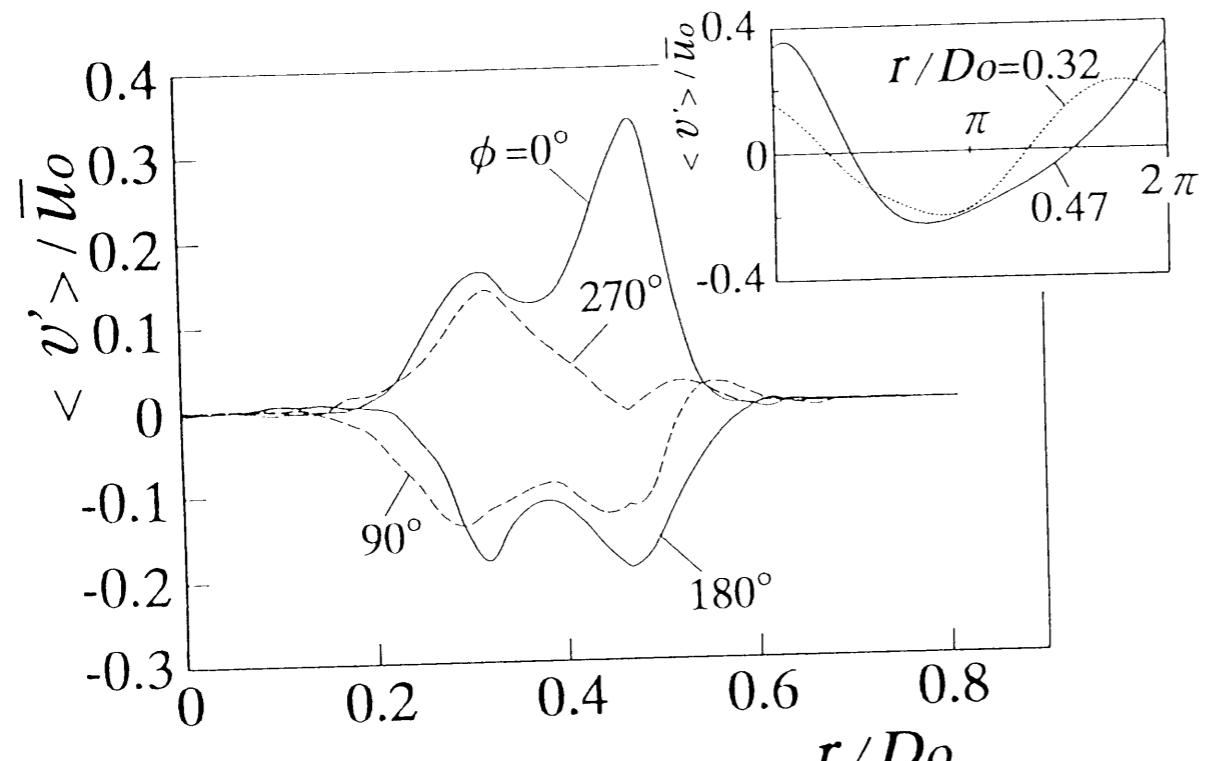
6-2-4 渦構造

(1) 外側・内側混合層内の周期的速度変動成分

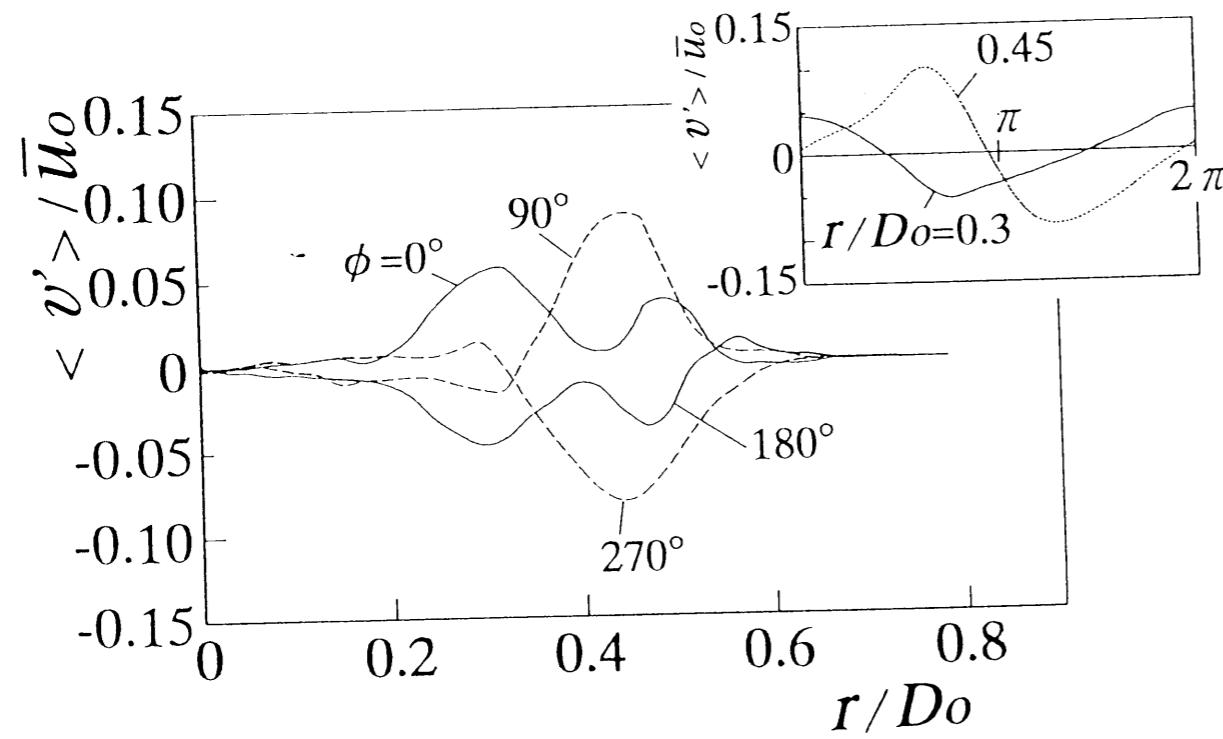
周期的速度変動が大きく、相関が高い $L/D_o=0.5, 1$ ノズルの内側と外側混合層内の渦形成の様相を見るために、速度変動を位相平均処理して得られた半径方向速度の変動成分 $\langle v' \rangle$ の分布を図6-8に示す。図は $L/D_o=0.5$ ノズル ($x_i/D_o=0.8, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.21, \bar{u}_o=10.7m/s, f=425Hz$) と $L/D_o=1$ ノズル ($x_i/D_o=1.1, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.24, \bar{u}_o=12m/s, f=370Hz$) の外側ノズル出口下流断面での速度変動分 $\langle v' \rangle$ の位相角 $\phi=90^\circ$ ごとの変化を示すが、 $L/D_o=0.5, 1$ ノズルとともに、2つピークが認められ、内側と外側混合層の渦の通過位置に対応する。このピーク位置での1周期分の時間変化も図中に示してあるが、 $L/D_o=0.5$ ノズルではほぼ同位相で変化しているのに対し、 $L/D_o=1$ ノズルの場合、図6-8(b)の付図に示すごとく内側の $r/D_o=0.3$ のピークの変動波形は、 $r/D_o=0.45$ の変動よりも位相進みを呈している。そこで、図6-9には、 $L/D_o=0.5, 1$ ノズルの位相角 $\phi=90^\circ$ での $\langle v' \rangle$ の等高線分布と、渦度分布より算出した渦中心を+印で示すが、 $\langle v' \rangle$ の等高線分布で、各渦列中心の前後において等高線 $\langle v' \rangle$ の符号は正負に変化する。外側ノズル出口付近で $\langle v' \rangle$ の分布は図6-8の変動速度の変化に対応し、図6-9(a)の $L/D_o=0.5$ ノズルの場合は、 $\langle v' \rangle$ 変動が内側と外側混合層でほぼ同位相で、外側混合層の渦と内側混合層の渦列は千鳥配置となって流下することがわかる。一方、 $L/D_o=1$ ノズルの場合、図6-9(b)に示すごとく、外側および内側両混合断層の渦列の間の位相は約 90° であり、内側、外側混合層内の渦間の位相差は、後述する図6-10~6-12の外側ノズル長さ L による渦強さの変化や図6-18の渦合体現象とも関連して、一定しないものと考えられる。

(2) 内部渦パターンと外側パイプによる渦励起現象

ノズル内部に形成される内側混合層内の渦の様相とモード変化の関係を調べるために、図6-6の $N=1, 2, 3$ のストローハル数変化に対応した $L/B=3.3, 6.6, 8.2$ である $L/D_o=0.5, 1, 1.25$ ノズルの渦度分布を図6-10, 6-11, 6-12に示す。図6-10の $L/D_o=0.5$ ノズルは、 $\bar{u}_o=10.7m/s$ の卓越周波数 $f=425Hz$ (トリガー位置: $x_i/D_o=0.7, r/D_o=0.4$) で位相平均処理して得られた渦度分布、図6-11の $L/D_o=1$ ノズルは $\bar{u}_o=12m/s$ 、卓越周波数 $f=370Hz$ (トリガー位置: $x_i/D_o=0.8, r/D_o=0.4$)、図6-12の $L/D_o=1.25$ ノズルは、 $\bar{u}_o=10.5m/s$ における卓越周波数 $f=420Hz$ (トリガー位置: $x_i/D_o=0.7, r/D_o=0.4$) で位相平均処理して得られた渦度分布を位相角 $\phi=180^\circ$ ごとに示す。同軸二重円管噴流の流れ場には、外側混合層に反時

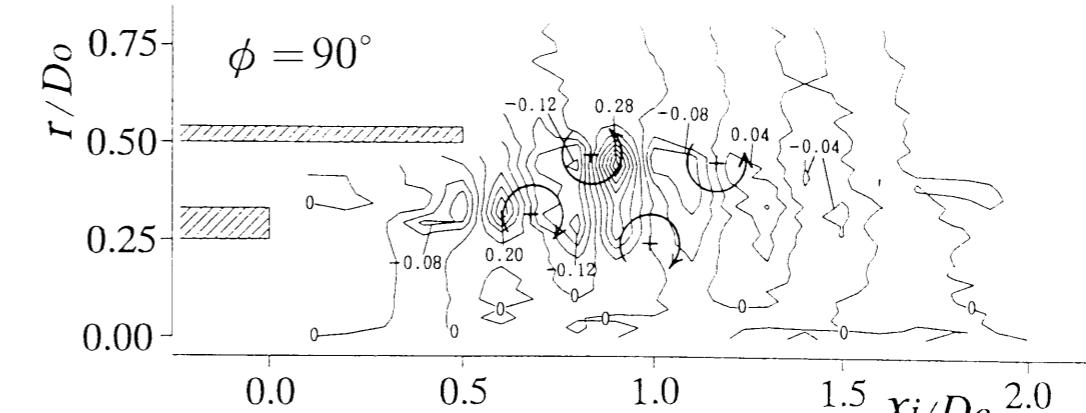


(a) $L/D_o=0.5$ ($x_i/D_o=0.8$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.21$, $\bar{u}_o=10.7\text{m/s}$, $f=425\text{Hz}$)

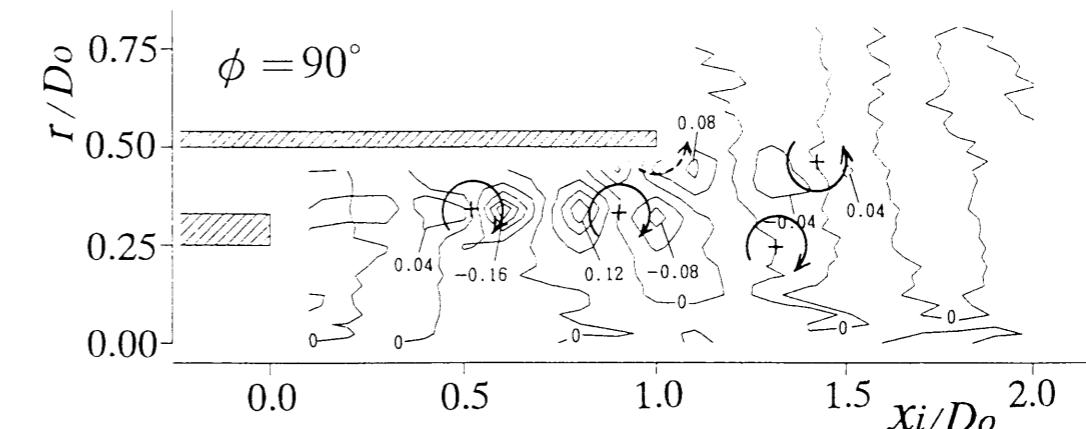


(b) $L/D_o=1$ ($x_i/D_o=1.1$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.24$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $f=370\text{Hz}$)

図 6-8 位相平均半径方向速度変動 $\langle v' \rangle$ 分布



(a) $L/D_o=0.5$ ($\phi = 90^\circ$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.21$, $\bar{u}_o=10.7\text{m/s}$, $f=425\text{Hz}$)



(b) $L/D_o=1$ ($\phi = 90^\circ$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.24$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $f=370\text{Hz}$)

図 6-9 位相平均半径方向速度変動 $\langle v' \rangle$ 等高線分布

計回りの渦と内側混合層に時計回りの渦が形成され、下流に移動していく。内側混合層の渦は、3つのノズルともポテンシャルコアが消失する $x_i/D_o=0.5$ 付近から形成され、成長する。この $x_i/D_o=0.5$ 付近の渦の巻き上がり位置は、後述する図 6-17(a)のスペクトル強度分布の $x_i/D_o=0.4$ での f 成分のピーク位置に一致する。 $L/D_o=1$ ノズルや $L/D_o=1.25$ ノズルは外側ノズルのパイプがあるために周囲大気と遮断され、ノズル内部に形成された渦はほぼ外側ノズルのパイプ壁面に沿って流れに行く。 $L/D_o=1.25$ ノズルの内側混合断層の渦は $x_i/D_o=1.25$ 付近で不明確になり、外側ノズル端付近の外側混合層の渦の明確な巻き上がりは見られない。これは、図 6-2 の $L/D_o \geq 1.25$ ノズルで外側乱れ強さが減衰しているこ

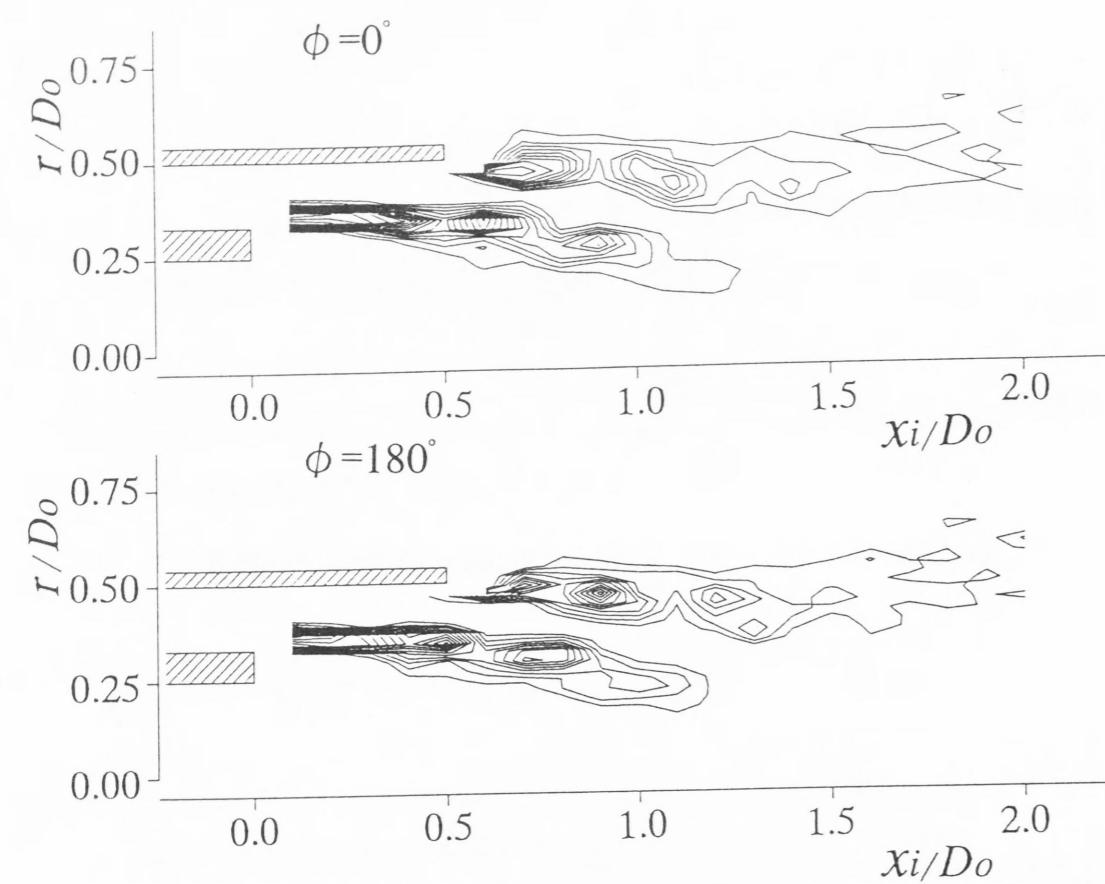


図 6-10 位相平均渦度分布 [$L/D_o=0.5, B=6.2\text{mm}(L/B=3.3), \bar{u}_o=10.7\text{m/s}, f=425\text{Hz}$]

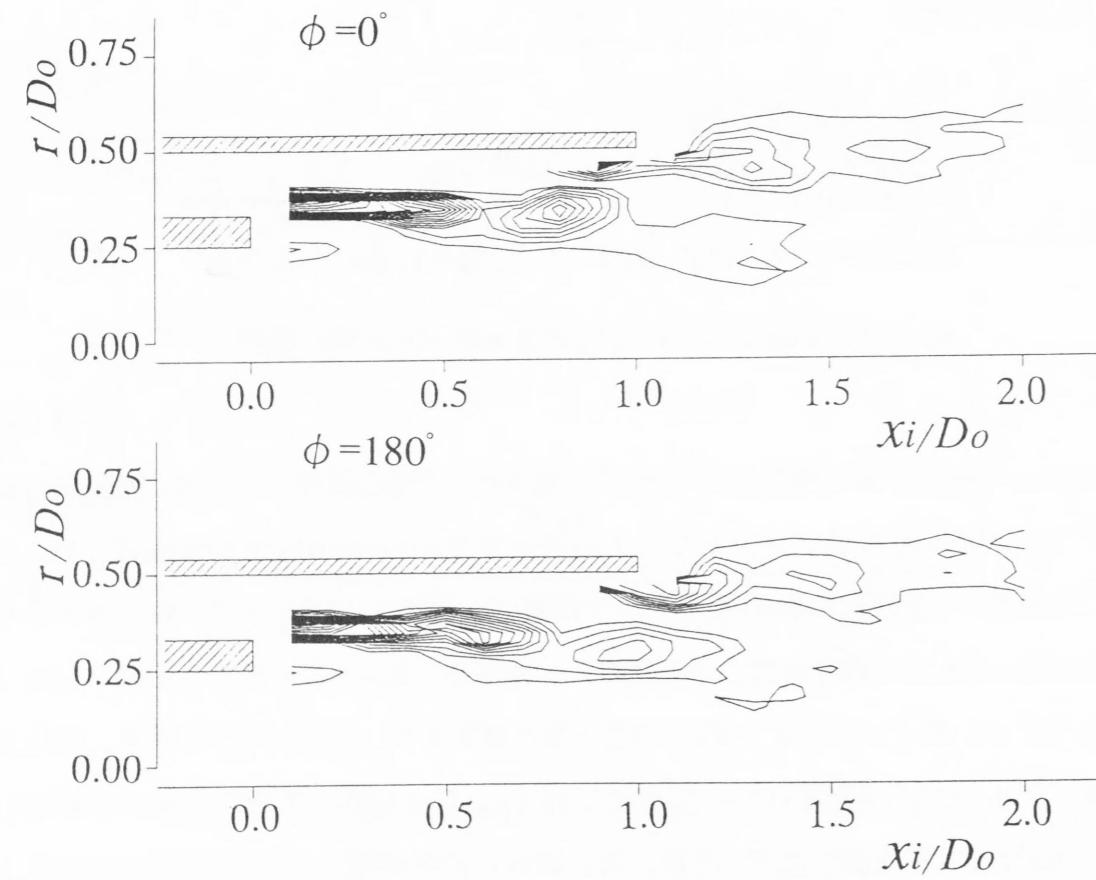


図 6-11 位相平均渦度分布 [$L/D_o=1, B=6.2\text{mm}(L/B=6.6), \bar{u}_o=12\text{m/s}, f=370\text{Hz}$]

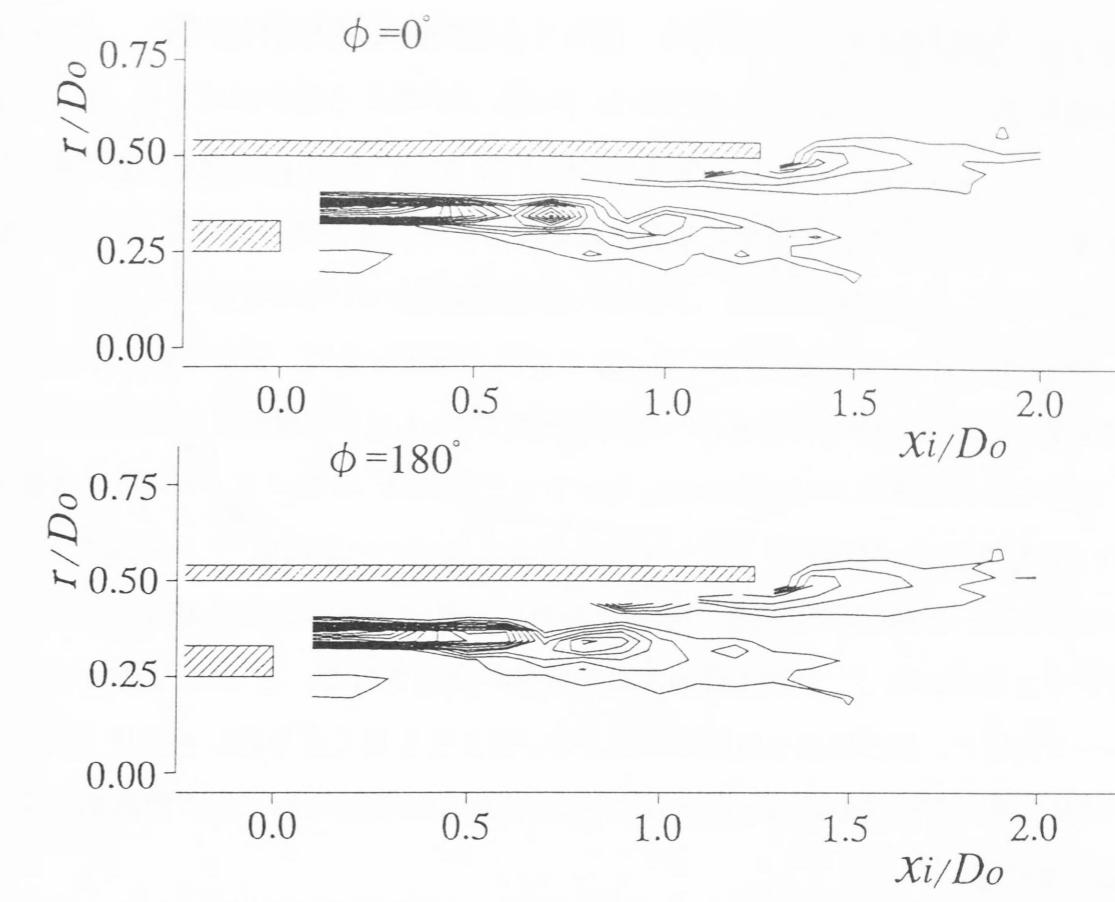


図 6-12 位相平均渦度分布 [$L/D_o=1.25, B=6.2\text{mm}(L/B=8.2), \bar{u}_o=10.5\text{m/s}, f=420\text{Hz}$]

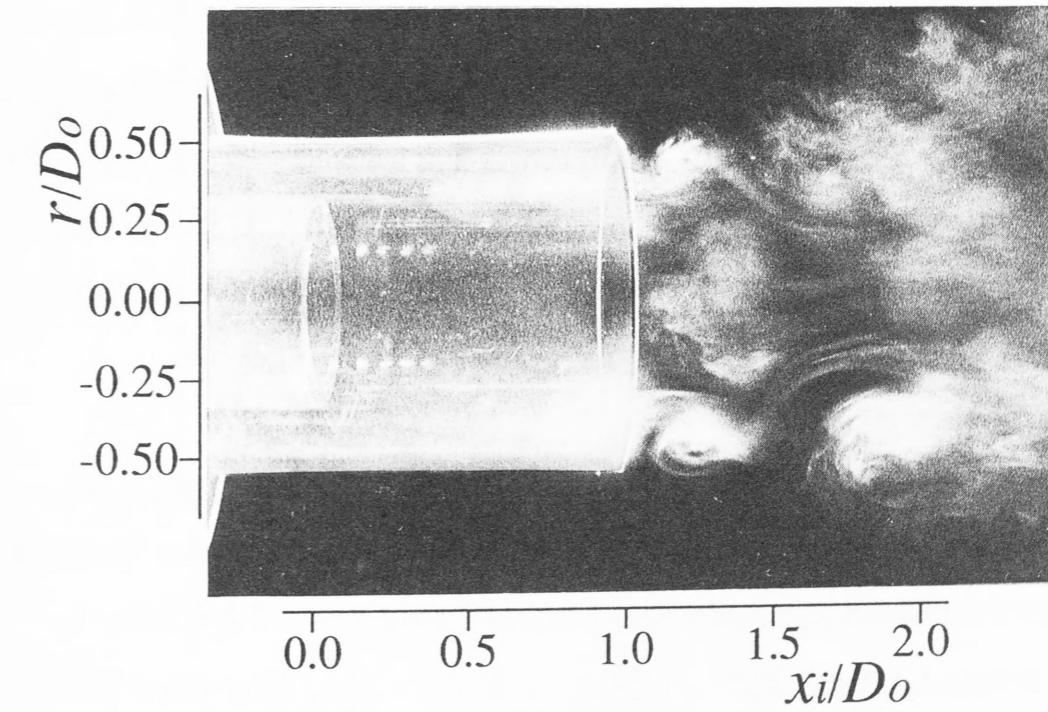


図 6-13 流れパターン ($L/D_o=1, \bar{u}_o=5\text{m/s}, B=6.2\text{mm}$)

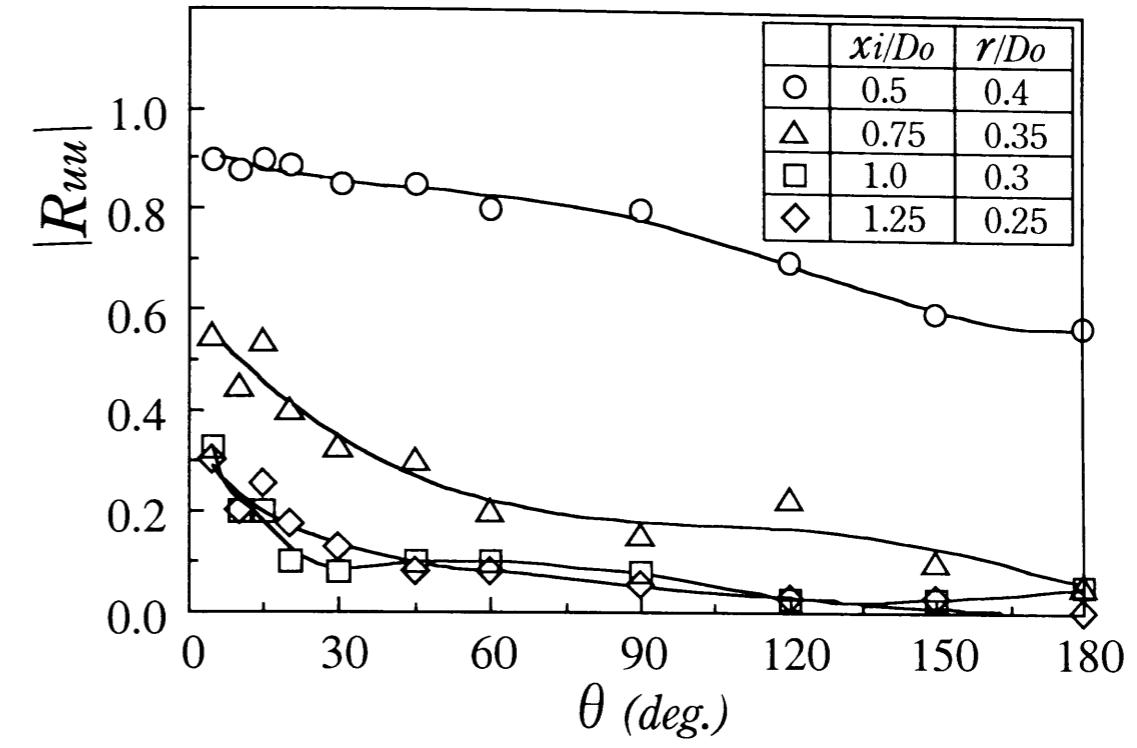
とに対応する。 $L/D_o=0.5$, 1 ノズルの場合、図 6-7 の相関係数が大きいように、ノズル内部の内側混合層の渦がノズル出口に達すると、外側ノズル端から渦が形成され、共に下流に流されて行く。 $L/D_o=1$ ノズル ($\bar{u}_o=5\text{m/s}$)において、流動パラフィンミスト法で可視化した写真を図 6-13 に示す。外側ノズル出口付近には大きな巻き込み渦が見られ、外側、内側混合層の渦は、共に流れて行き、この流れの様相は図 6-11 の渦度分布とよく一致している。図 6-10～図 6-12 の $L/D_o=0.5, 1, 1.25$ ノズルの渦度分布は、図 6-6 に示したモード変化に対応し、ノズル内部に形成される渦の個数が $N=1, 2, 3$ 個形成される様相を表している。同軸二重円管噴流の内側混合層における速度変動は、外側ノズル長さ L と外側噴流幅 B の比で整理でき、噴流とキャビティに生じるエッジトーン現象⁽¹⁸⁷⁾と同様に、ノズル内部の渦が $x_i/D_o=0.5$ 付近で巻き上がる発生位置から外側ノズル出口までのノズル長さ L 内に存在する渦の個数で、速度変動周波数や波長が決定される。さらに、 L/B が 4 および 8 でモード変化し、渦の波長は外側噴流幅 B の 4 倍よりも長く成り難いと言える。このように、同軸二重円管噴流の渦励起現象は、ノズル内部の内側混合層に渦が整数個形成されることで生じる。

(3) 渦の輸送速度

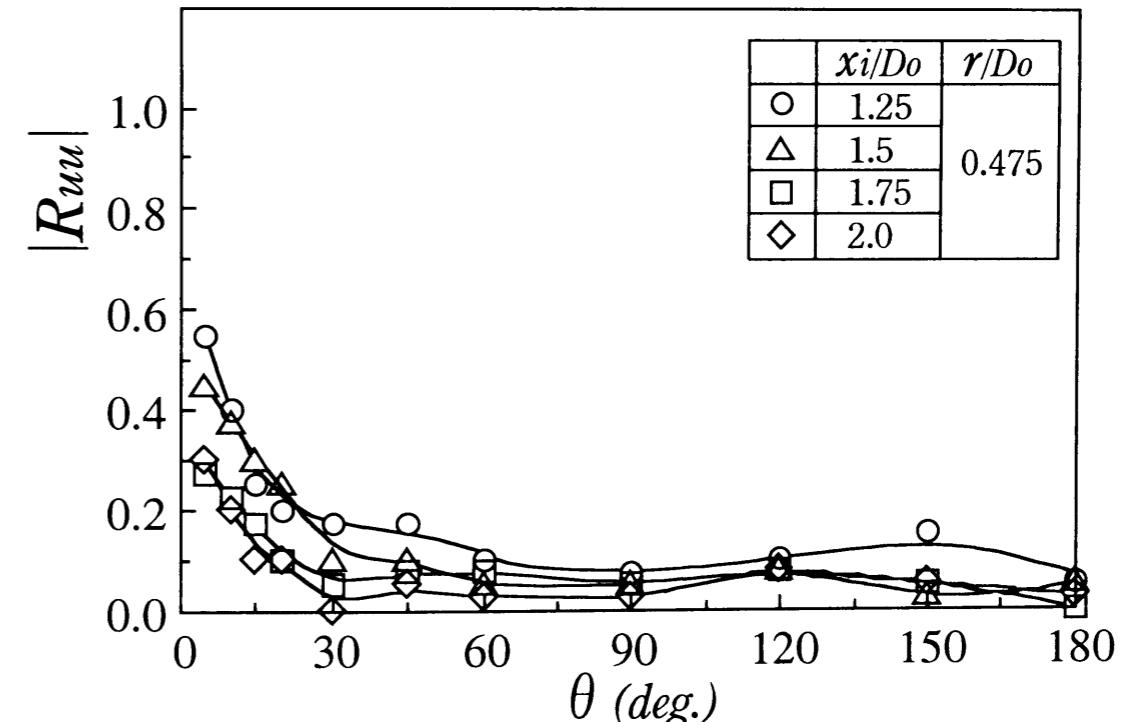
次に、混合領域の渦の輸送速度を調べた。ノズル内部の内側混合層の渦中心から算出した輸送速度は、 $L/D_o=0.5$ ノズルで $0.634\bar{u}_o$ 、 $L/D_o=1$ ノズルで $0.625\bar{u}_o$ 、 $L/D_o=1.25$ ノズルで $0.639\bar{u}_o$ であり、この値は下流に行くに従い減速する。これらの輸送速度の測定値は、Au ら⁽⁸¹⁾の $L/D_o=0$ ノズル ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$) の場合の輸送速度 $0.65\bar{u}_o$ に一致している。図 6-6 のストローハル数 $St \approx 0.64N$ ($N=1, 2, 3$) の係数は外側噴流速度 \bar{u}_o に対する渦の輸送速度を意味し、この値とも一致する。また、 $L/D_o=0.5$ ノズルの外側混合層の渦の輸送速度は $0.576\bar{u}_o$ であり、Au ら⁽⁸¹⁾の $0.5\sim 0.6\bar{u}_o$ の範囲内にある。

(4) 円周方向の空間相関

円周方向の三次元渦構造を調べるために、I 形プローブをある測定位置 ($\theta = 0^\circ$) に固定し、X 形プローブの半径位置を変えずに円周方向に $\theta = 180^\circ$ まで回転させて、各角度 θ での円周方向 2 点間速度変動相関係数 $|R_{uu}|$ の分布を $N=2$ モードである $L/D_o=1$ ノズル ($\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$) を例に図 6-14 に示す。X 形プローブは、測定平面の半径方向が常に噴流中心軸に向くようにその都度回転させた。図 6-14(a) は内側混合領域内の $x_i/D_o=0.5\sim 1.25$ で、ノズル内の内側乱れがピークになる付近で測定した円周方向分布であ



(a) 内側混合領域



(b) 外側混合領域

図 6-14 円周方向 2 点間速度変動相関係数 $|R_{uu}|$ 分布 ($L/D_o=1, \bar{u}_o=12\text{m/s}, B=6.2\text{mm}$)

る。 $L/D_o=1$ ノズルの場合、 $x_i/D_o=0.5$ の $\theta =180^\circ$ においても $|R_{uu}| \approx 0.5$ であり、円周方向に良い相関があり、渦の軸対称は強い。しかし、下流位置 $x_i/D_o \geq 1.0$ では、 $\theta =30^\circ$ 付近で $|R_{uu}|$ はほとんど零に近い。また、図6-14(b)の外側ノズル出口付近下流の $x_i/D_o=1.25 \sim 2$ の分布を見ると、 $x_i/D_o=1.25$ の $\theta =5^\circ$ において $|R_{uu}| \approx 0.55$ であるが $\theta =20^\circ$ で $|R_{uu}| \leq 0.2$ になる。 $x_i/D_o \geq 1.75$ 下流になると $\theta \geq 30^\circ$ での相関係数は低下し、相関値は $|R_{uu}| \leq 0.1$ の値をとり、渦の軸対称性はほとんどない。外側混合領域の $x_i/D_o \geq 1.75$ や内側混合領域の $x_i/D_o \geq 1.0$ における軸方向の相関係数が急激に低下する位置は、図6-11の渦度分布や図6-13の可視化写真的渦が不明確になる位置に対応し、 $x_i/D_o \geq 1.75$ の下流域では渦の崩壊が生じている。

6-3 渦合体現象

6-3-1 速度変動周波数

(1) 内側・外側混合層内のスペクトル分布

図6-10～6-12のように、ノズル内部で形成された渦は下流に流されるが、下流域での混合層内の卓越周波数を見るために、外側ノズル端からの距離 $x_o/D_o=0.1 \sim 0.5$ の断面で速度が $0.75\bar{u}_{max}$ の位置で測定した内側および外側混合領域の速度変動 u' を FFT で周波数解析した結果を図6-15に示す。内側、外側混合領域ともに同じ周波数が卓越するが、 $L/D_o \geq 1.5$ ノズル出口では明確な卓越周波数は見られなくなり、低周波数成分が増加する。 $L/D_o=0.5, 0.75, 1$ ノズルの卓越周波数は $St_l \approx 1.28$ (約 660Hz, 460Hz, 370Hz) で、外側混合領域では、その $1/2$ 倍の周波数成分 (330Hz, 230Hz, 185Hz) が卓越し、渦合体の現象が生じている。

$L/D_o=1$ ノズル ($\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$) を例に、ノズル内部で外側ノズルのパイプ長さにより励起された渦の周波数 (f 成分) とその $1/2$ 倍の周波数 ($f/2$ 成分) の流れ方向の変化を見るために、外側、内側乱れのピーク位置でのスペクトル分布を図6-16に示す。図6-16(a)の内側混合領域においては、外側ノズル内の $x_i/D_o=0.5$ では 370Hz の f 成分が卓越し、下流域の $x_i/D_o=1.0$ では広帯域の $f/2$ 成分の 185Hz が卓越してくる。そして、 $x_i/D_o=1.5$ ではもはや f 成分は見られない。図6-16(b)の外側混合領域でも、外側ノズル出口直後の $x_i/D_o=1.1$ では、内側混合領域と同じ 370Hz が卓越する。 $x_i/D_o=1.5$ は、図6-1(c)の外側乱れ強さが最大になる位置であり、ここでは $f/2$ 成分が卓越する。 $x_i/D_o=1.9$ の分布や図6-16(a)の $x_i/D_o=1.5$ の分布のように下流に行くに従い、 $f/2$ 成分以下の低周波数成分が増大する。

(2) スペクトル強度分布

図6-16のようなスペクトル解析から求めた f 成分 (370Hz) と $f/2$ 成分 (185Hz) の強度分布を図6-17に示す。各位置のスペクトル強度は、卓越周波数の $\pm 5\text{Hz}$ 幅のスペクトル強度とした。 f 成分は、 $x_i/D_o=0.3 \sim 1.5$ のノズル内部の壁面からノズル出口に分布し、ピークは $x_i/D_o=0.4$ と 0.9 付近の二箇所ある (図中 +印)。一方、図6-17(b)の $f/2$ 成分は、 f 成分が卓越するノズル内部よりも下流域の外側と内側混合領域に分布し、 $f/2$ 成分がピークにな

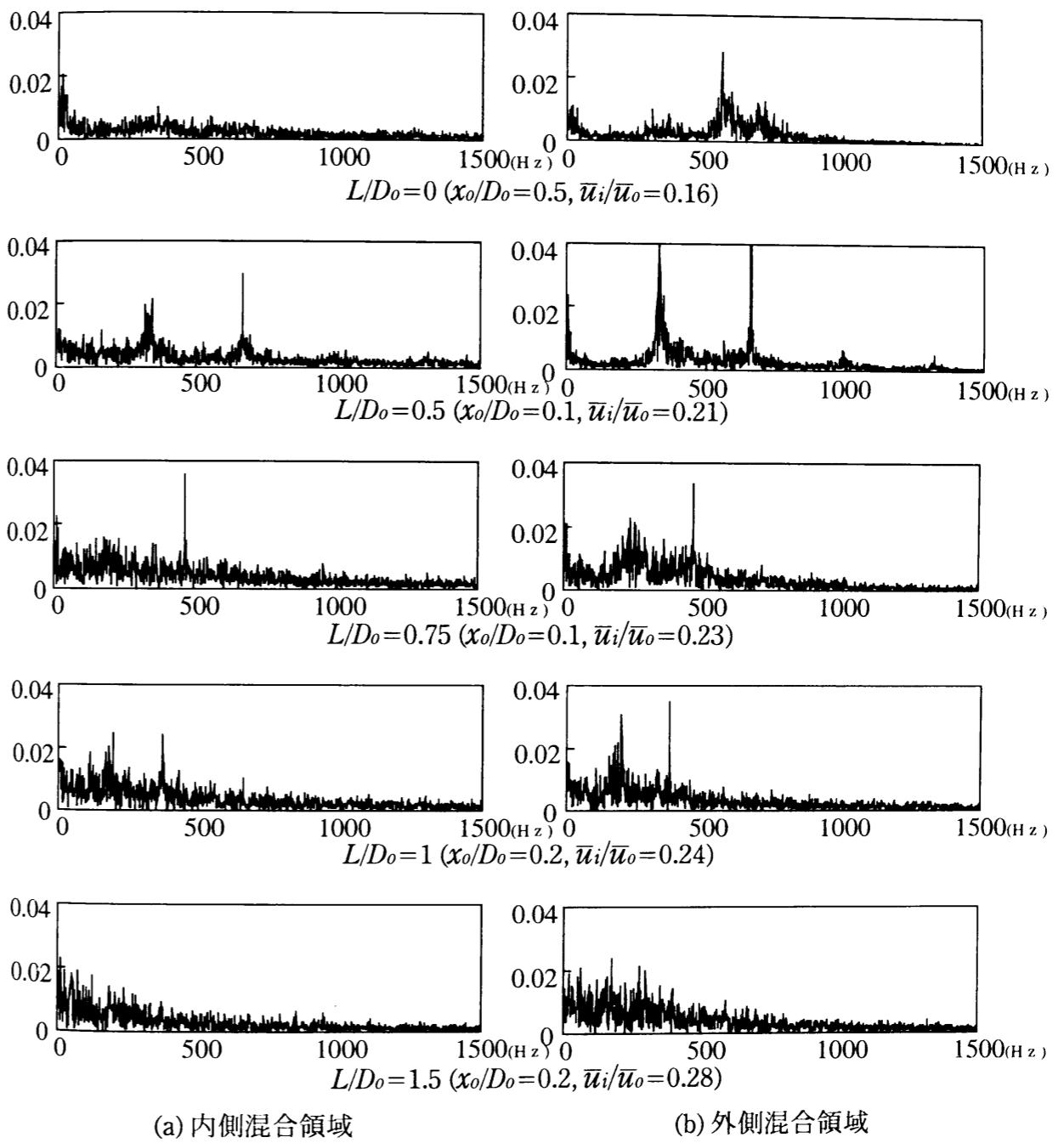
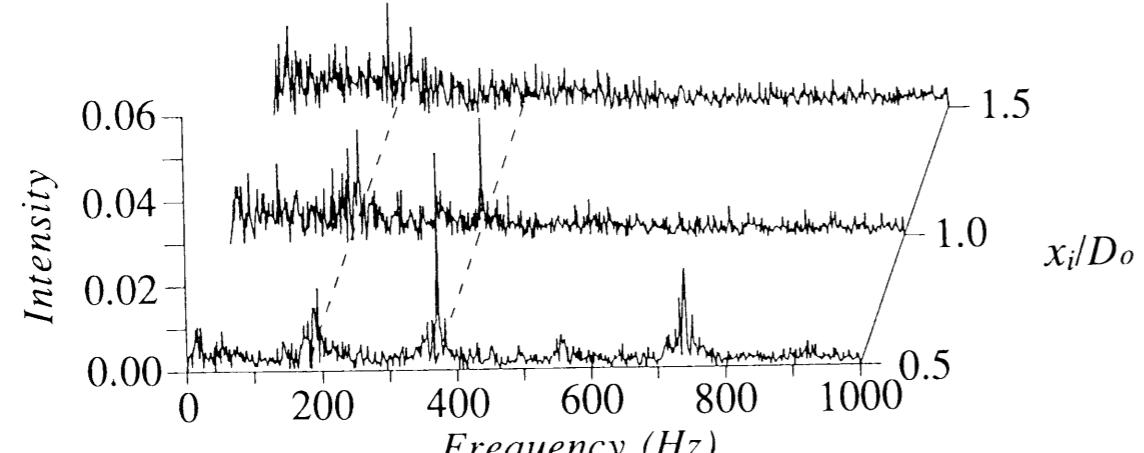
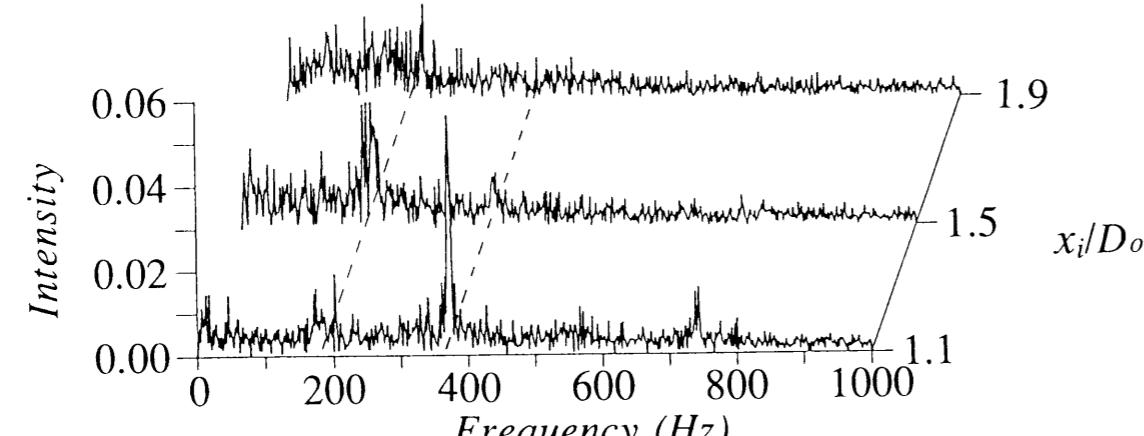


図 6-15 内側、外側混合領域のスペクトル分布 (u' 成分, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$)



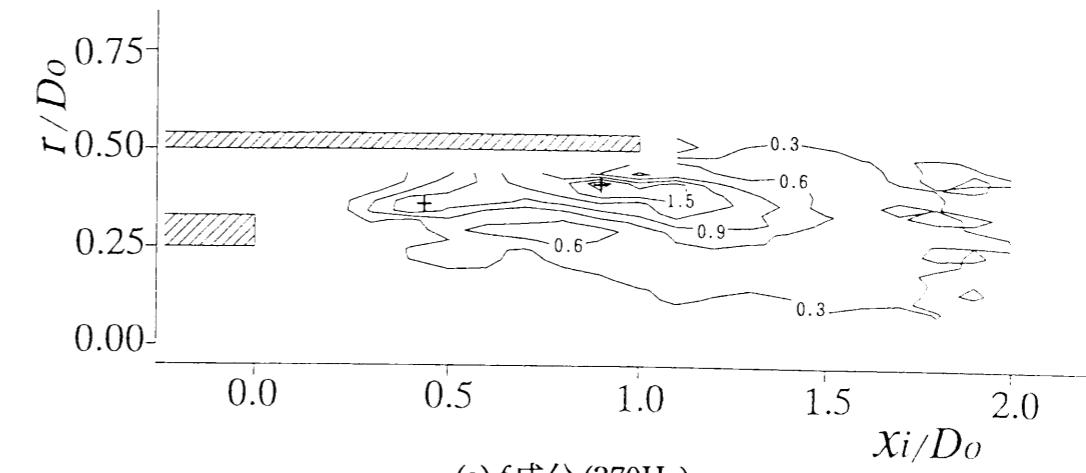
(a) 内側混合領域



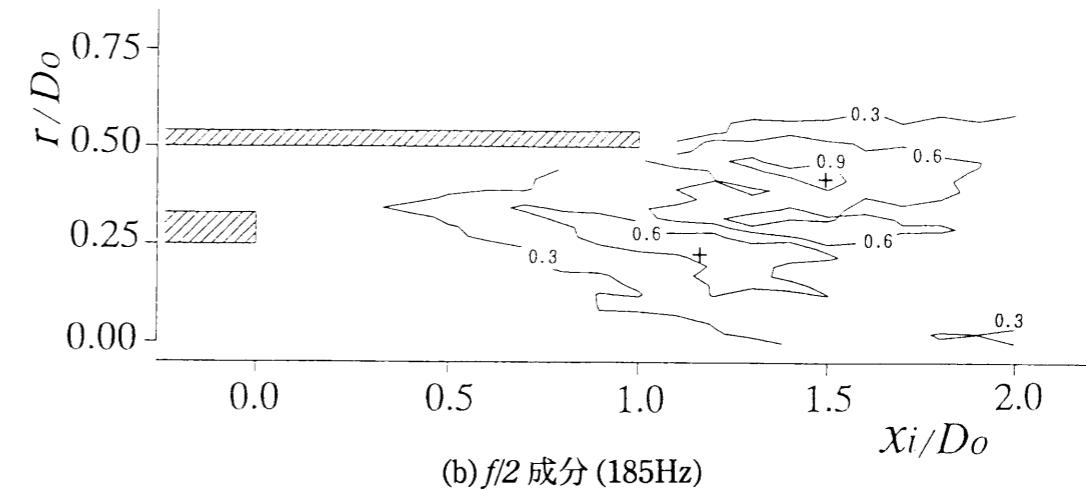
(b) 外側混合領域

図 6-16 スペクトル分布の流れ方向変化 (u' 成分, $L/D_o=1$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$)

る位置(図中+印)は、図 6-1(c)の外側乱れと内側乱れ強さの最大位置に対応している。 $L/D_o=0.75$ ノズルの外側、内側混合領域(図 6-4(b)(c), 図 6-15)においても $f/2$ 成分が主に卓越することから、図 6-2 の $L/D_o=0.5 \sim 1$ ノズルにおいて外側乱れ強さが大きくなるのは、ノズル内部で形成された f の周波数の渦が外側ノズル出口下流域で $f/2$ の周波数になる渦合体現象が生じているためである。



(a) f 成分 (370Hz)



(b) $f/2$ 成分 (185Hz)

図 6-17 スペクトル強度分布 (u' 成分, $L/D_o=1$, $\bar{u}_o=12\text{m/s}$, $B=6.2\text{mm}$)

6-3-2 渦パターン

図 6-16 の周波数解析で示したように、外側ノズル出口下流域で $f/2$ 成分の変動が生じる原因の渦合体の様相を $L/D_o=0.5$ ノズル ($\bar{u}_o=5\text{m/s}$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.12$) を例にして図 6-18 に示す。渦度分布は、 $f/2$ 成分 (91Hz) が卓越する位置 ($x_i/D_o=1.1$, $r/D_o=0.4$) で u' のトリガー信号を FFT を用いて卓越周波数まわりに帯域通過フィルタ処理 ($\pm 5\text{Hz}$ 幅) をして、正弦的波形に分離し、位相平均処理して得た。図 6-18(a) の位相角 90° で外側混合領域に形成された図 6-10 と同様な渦 A, B は、位相 ϕ が進むにつれて、図 6-18(b) $\phi = 135^\circ$ では接近し、図 6-18(c) $\phi = 180^\circ$ 付近では渦 A, B は合体し、その後下流に流される。図 6-19 には、ほぼ同一条件で可視化した流れパターンを示す。可視化方法として、絞り部上流側の環状ノズルの外周壁に沿わせた $\phi 1\text{mm}$ のパイプより注入した流動パラフィンをミスト化した煙をストロボライトで撮影した。可視化パターンは、計測された図 6-18 の渦度分

布とよく対応し、 $x_i/D_o=1.25$ 付近で渦合体が生じている。このような渦合体现象は、図6-1、図6-2のような外側ノズル出口における乱れ強さの増加の一因と密接に関連している。そして、このような渦合体现象による乱れ増加は、噴流を強制加振した場合（第7章）に

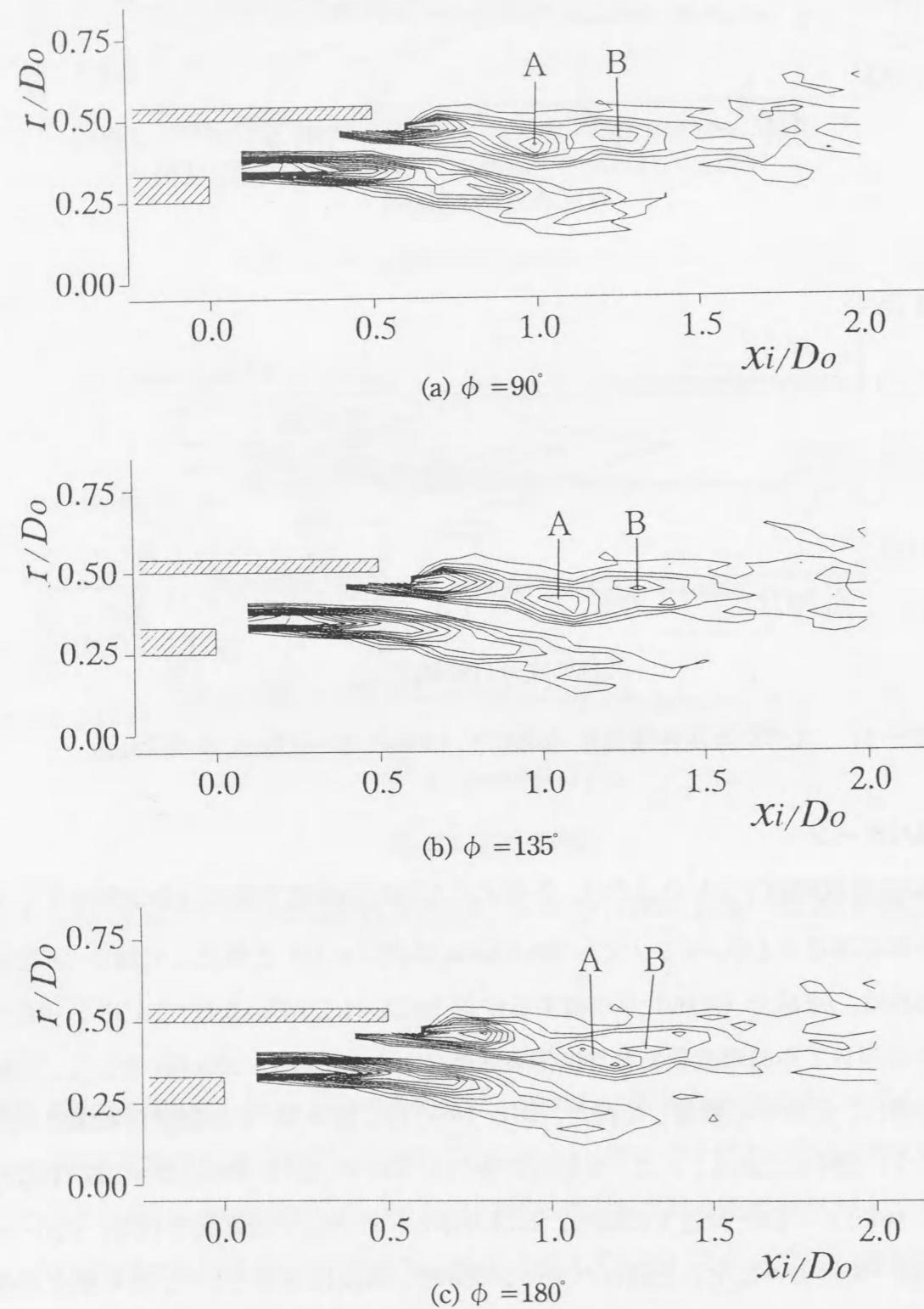


図6-18 位相平均渦度分布 [$L/D_o=0.5, B=6.2\text{mm}(L/B=3.3), \bar{u}_o=5\text{m/s}, f=182\text{Hz}$]

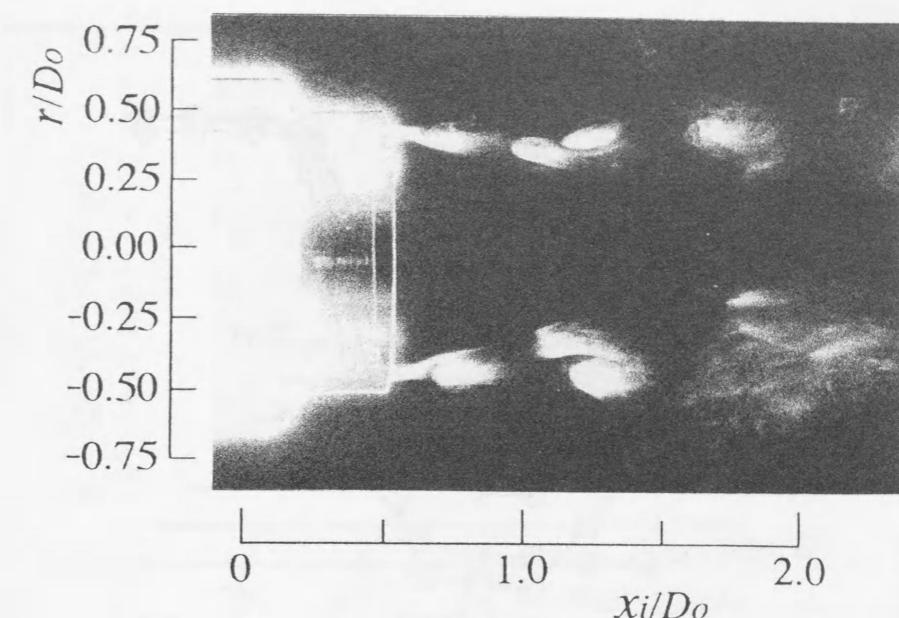


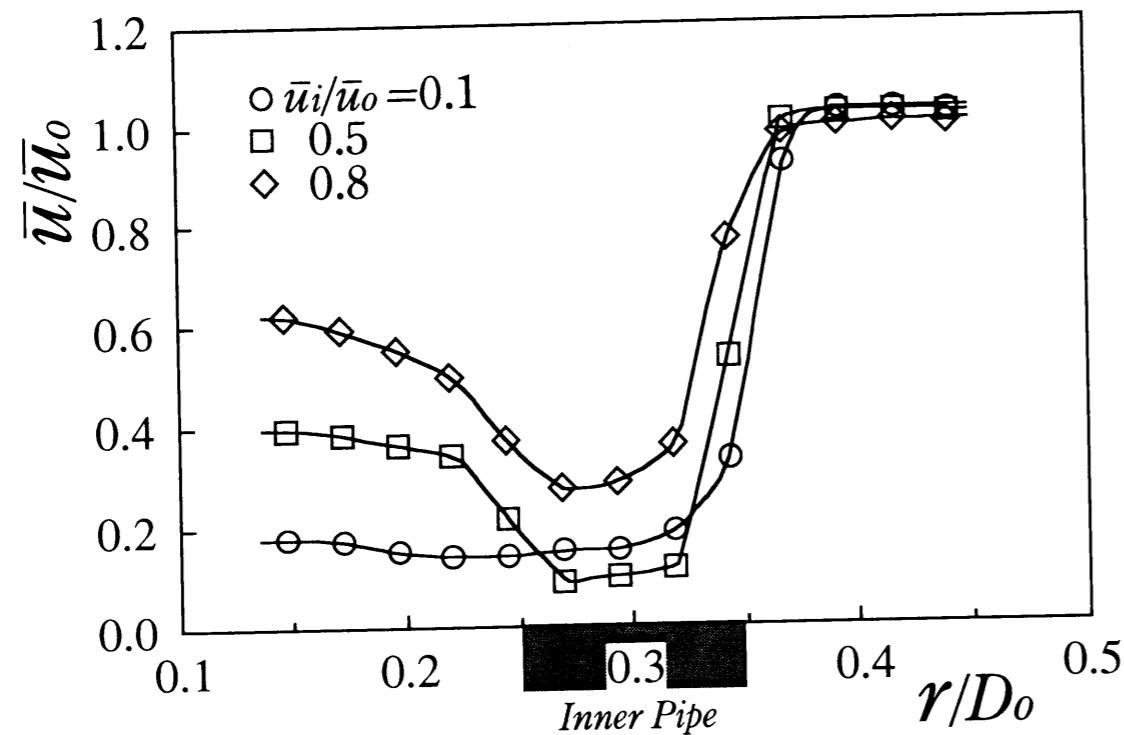
図6-19 流れパターン [$L/D_o=0.5, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.12, B=6.2\text{mm}(L/B=3.3), \bar{u}_o=5\text{m/s}, f=182\text{Hz}$]

も生じ、これは内側混合層内の渦合体が原因になっている。なお、図6-9、図6-10、図6-11の分布は、 f 成分のみの位相平均値を示しているので渦合体は観察出来ないが、 $\langle v' \rangle$ 成分や渦度が減衰する下流域では、渦合体が生じていると考えられる。また、内側混合領域での渦合体现象は、図6-15、図6-16に示したように $f/2$ 成分のスペクトル強度は小さく、外側混合領域ほど明確ではない。なお、層流域での渦合体现象は、第6-5節で述べる。

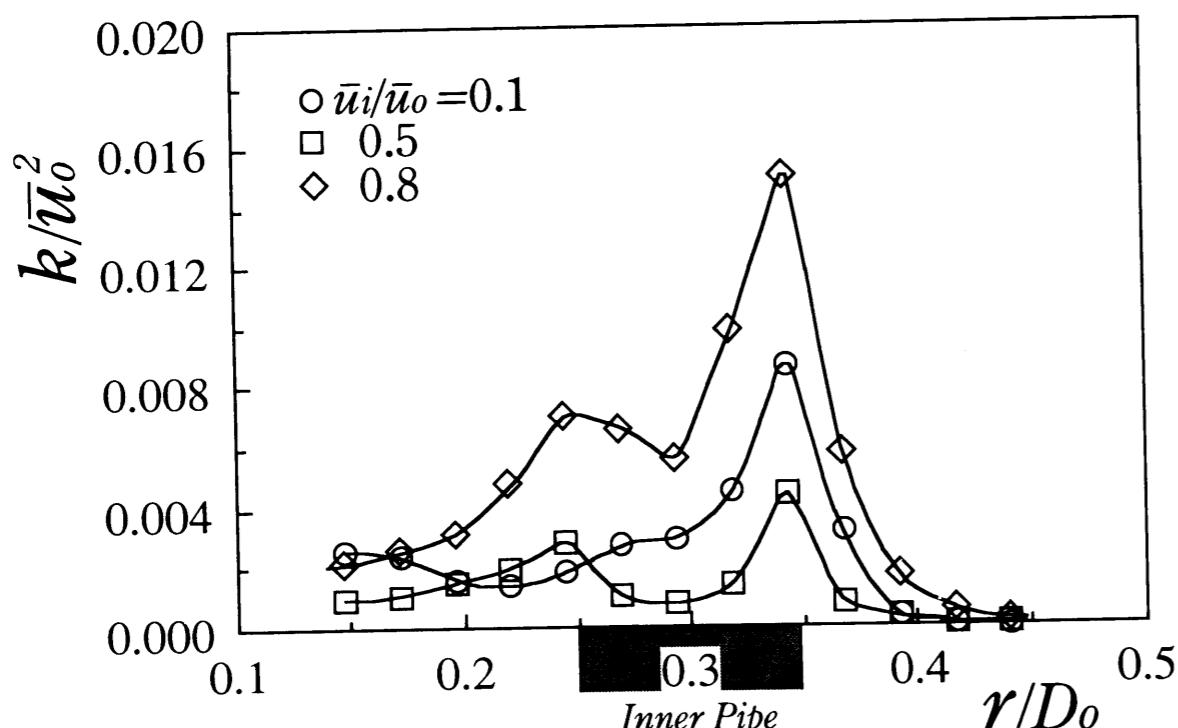
6-4 内側ノズルの後流渦

6-4-1 速度比増加時の速度分布と乱れエネルギー分布

速度比を $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.1, 0.5, 0.8$ に変えた場合の軸方向距離 $x_i/D_o=0.25$ の断面における軸方向平均速度 \bar{u} 分布と乱れエネルギー k [= $(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)/2$] 分布を外側ノズル長さ $L/D_o=1$ 、内側ノズル肉厚 $b_i=4\text{mm}$ のノズルを例として図6-20に示す。図6-20(a)の速度分布において、速度比の増加に伴い $r/D_o=0.25$ 付近の内側噴流と内側ノズルのパイプ端面背後の死水域で形成されるせん断層は徐々に明確になるが、 $r/D_o=0.35$ 付近の外側噴流と内側ノズルのパイプ端面背後の死水域で形成されるせん断層の速度勾配には大きな変化がない。そして、乱れエネルギーは、図6-20(b)のようにいずれの速度比の場合も $r/D_o=0.35$ 付近でピーク値をとるが、速度比が小さい $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.1$ の場合、 $r/D_o=0.25$ 付近では図6-20(a)の速度分布が平坦であることと対応し、乱れエネルギー分布にはピークは認められない。



(a) 軸方向平均速度 \bar{u}/\bar{u}_o 分布



(b) 乱れエネルギー k/\bar{u}_o^2 分布

図 6-20 軸方向平均速度と乱れエネルギー分布 ($L/D_o=1, b_i=4\text{mm}, x_i/D_o=0.25$)

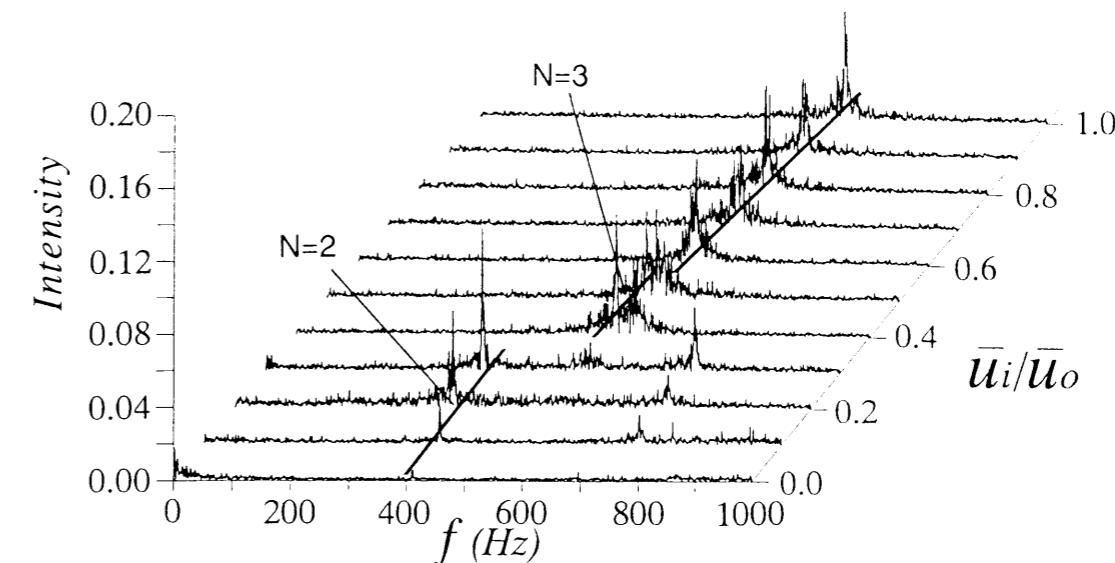


図 6-21 スペクトル分布
($L/D_o=1, b_i=4\text{mm}$, 内側混合領域, $(x_i/D_o, r/D_o)=(0.5, 0.34)$, v' 変動)

6-4-2 内側混合層内の速度変動周波数

(1) スペクトル分布

図 6-20 のように外側と内側噴流で形成されるせん断層の強さを変えるために速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o を 0 から 1 まで変化させ、内側混合領域内 ($x_i/D_o=0.5, r/D_o=0.34$) で測定した半径方向速度変動 v' を FFT で周波数解析したスペクトル分布を $L/D_o=1$ ノズルについて図 6-21 に示す。 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0 \sim 0.3$ では、第 6-1-2 節で述べたように外側ノズルのパイプ長さ L に依存する $N=2$ のモードの周波数 [$St_L (=fL/\bar{u}_o) \approx 1.28$] が卓越する。特に、内側ノズル出口を塞いだ速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0$ の場合、ノズル剥離せん断層からのスペクトル強度は小さいが約 690Hz [$St_\theta (=f\theta/\bar{u}_o) \approx 0.081, \theta$: 外側ノズル内径側壁面の運動量厚さ] の変動周波数が生じる。この周波数成分は、内側噴流速度の増加に伴い、認められなくなる。そして、さらに速度比を増加させた $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.4, 0.5$ では、約 540Hz が卓越し、この変動周波数は外側ノズル長さ L に依存する $N=3$ のモードの周波数 ($St \approx 1.92$) に対応する。しかし、 $\bar{u}_i/\bar{u}_o > 0.5$ では、外側ノズル長さに依存する周波数成分とは異なる約 600Hz の変動周波数が優勢になる。このように、混合層内の速度変動周波数は速度比の増加に伴い種々に変化する。

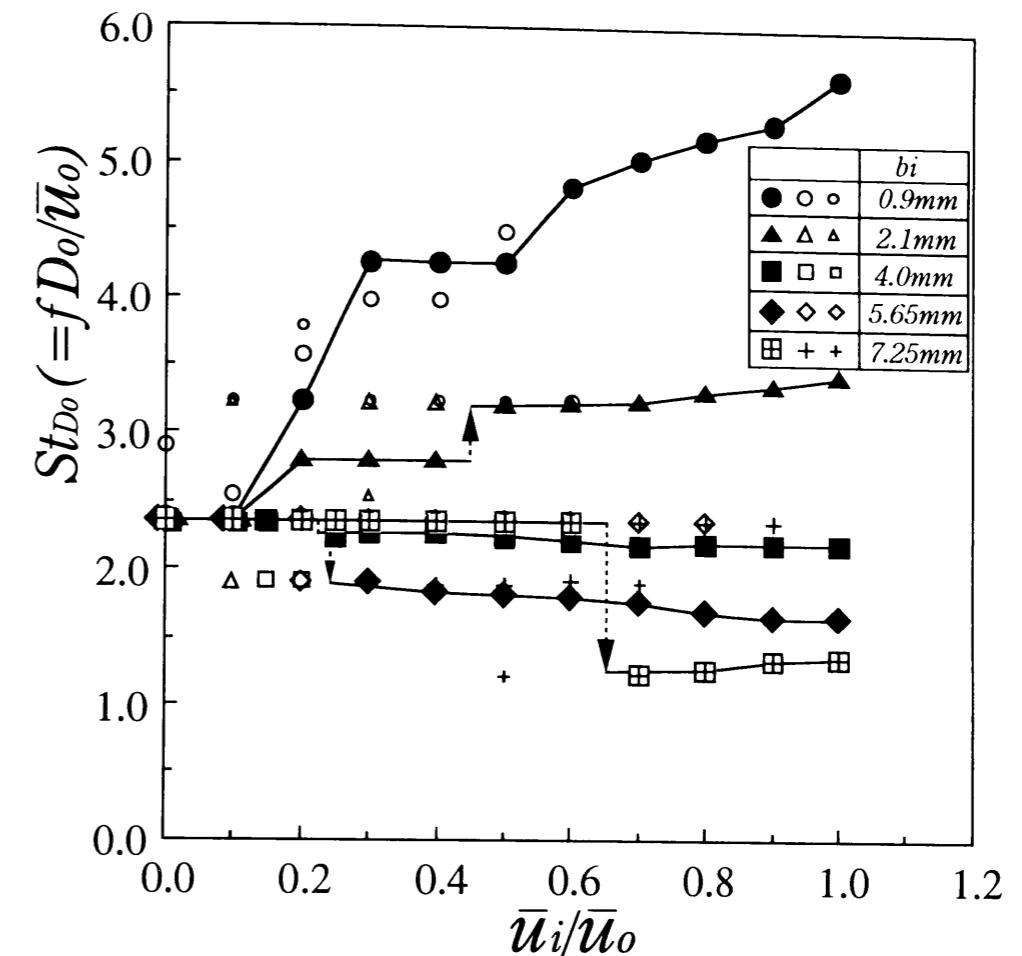
(2) ストローハル数

速度比の影響の他に、内側ノズル肉厚 b_i を変えて、内側ノズルのパイプ端部上面から生

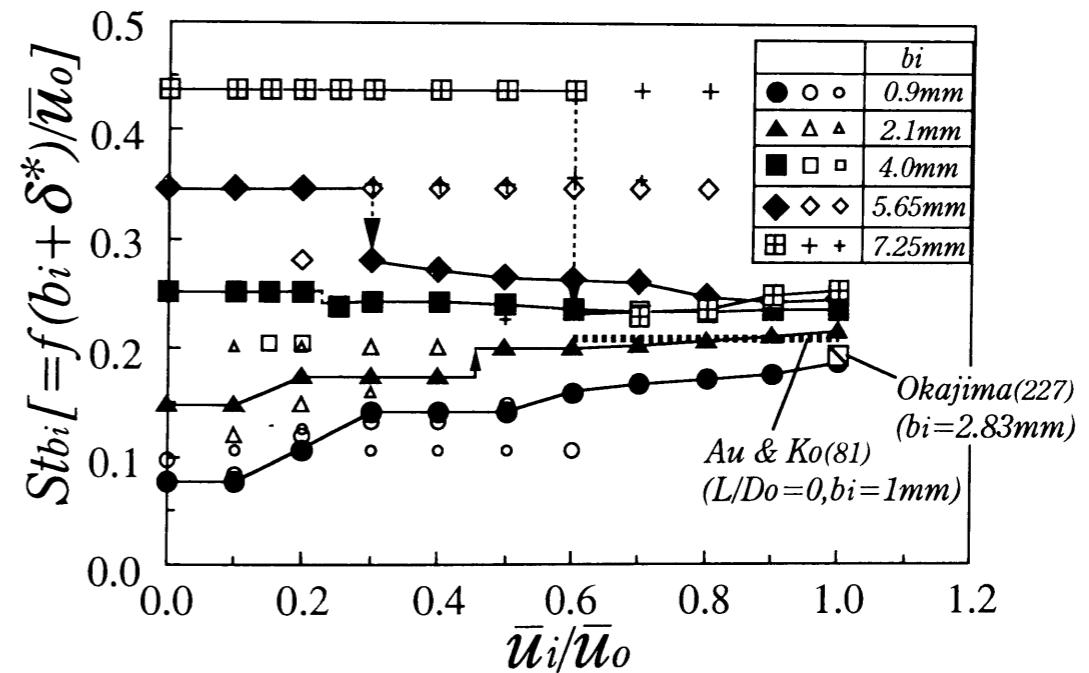
じるせん断層と下面から生じるせん断層の間の距離を変え、内側ノズルのパイプ端面背後の後流中の速度変動への影響を調べる。内側混合領域の卓越周波数が複数個ある場合は、スペクトル強度の大きい順に周波数 f を3つまで求め、外側ノズル長さ L または外側ノズル外径 D_o と、内側ノズル肉厚 b_i を代表長さにした無次元化したストローハル数 St_l [$=fL/\bar{u}_o$] または St_{D_o} [$=fD_o/\bar{u}_o$] と、 St_{bi} [$=f(b_i + \delta^*)/\bar{u}_o$] で整理した結果を図6-22～図6-24に示す。なお、ストローハル数 St_{bi} の代表長さには内側ノズル肉厚 b_i の他に外側ノズル内径側壁面の排除厚さ δ^* を考慮した。

a) $L/D_o=0$ ノズル： 図6-22(a)に示すように内側ノズル出口を塞いだ $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0$ の環状噴流において $St_{D_o} \approx 2.35$ の成分が生じる。この成分は、図6-21に示したようなノズルから剥離したせん断層の変動で、その周波数は約690Hz ($St \approx 0.079$) であり、 $\bar{u}_i/\bar{u}_o < 0.3$ では、スペクトル強度は小さいがいずれの内側ノズル肉厚においても $St \approx 0.079$ の成分が認められた。一方、大きい速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.5$ の場合、図6-21のスペクトル分布のごとく、変動周波数 f は内側ノズル肉厚に対してほぼ一定値を示す。すなわち、図6-22(b)の内側ノズル肉厚で整理したストローハル数 St_{bi} は、 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.5$ では $St_{bi} \approx 0.2$ になり、細長い平板後流⁽²²⁷⁾やAu-Ko⁽⁸¹⁾の同軸噴流の場合と同様、内側ノズル端面背後に交互渦が生じている。ただし、内側ノズル肉厚が最も薄い $b_i=0.9\text{mm}$ の場合、他の外側ノズル長さにおいても、速度比が1に近いほど広帯域のスペクトル分布となる。

b) $0 < L/D_o < 1.5$ ノズル： 外側ノズルのパイプ長さによる励起効果の渦が生じる例として、外側ノズル長さが $L/D_o=0.75$ の場合を図6-23に示す。図6-21の $L/D_o=1$ ノズルと同様、 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \leq 0.5$ の場合、図6-23(a)中のNの値で示すように、外側ノズルのパイプ内部に形成される渦の個数Nに対応したストローハル数 $St_l \approx 0.64N$ で整理される外側ノズル長さに依存する渦周波数成分が卓越する（第6-2節参照）。一方、速度比が大きい $\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.5$ では、図6-22の $L/D_o=0$ ノズルと同様に $St_{bi} \approx 0.2$ となり、内側ノズルのパイプ肉厚に依存する速度変動周波数が生じる。このような速度比の増加に伴う卓越周波数の変化過程を見ると、 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \leq 0.3$ で $St_l \approx 1.28$ のN=2のモードの外側ノズル長さに依存する渦周波数が卓越した後、図中、矢印のごとく、内側ノズル肉厚が薄い場合 ($b_i=2.1\text{mm}$) は、N=3の高次モードへ、厚い場合 ($b_i=7.25\text{mm}$) には、N=1の低次モードの渦周波数へステップ状に変化した後、内側ノズル肉厚に依存する渦周波数 $St_{bi} \approx 0.2$ となる。

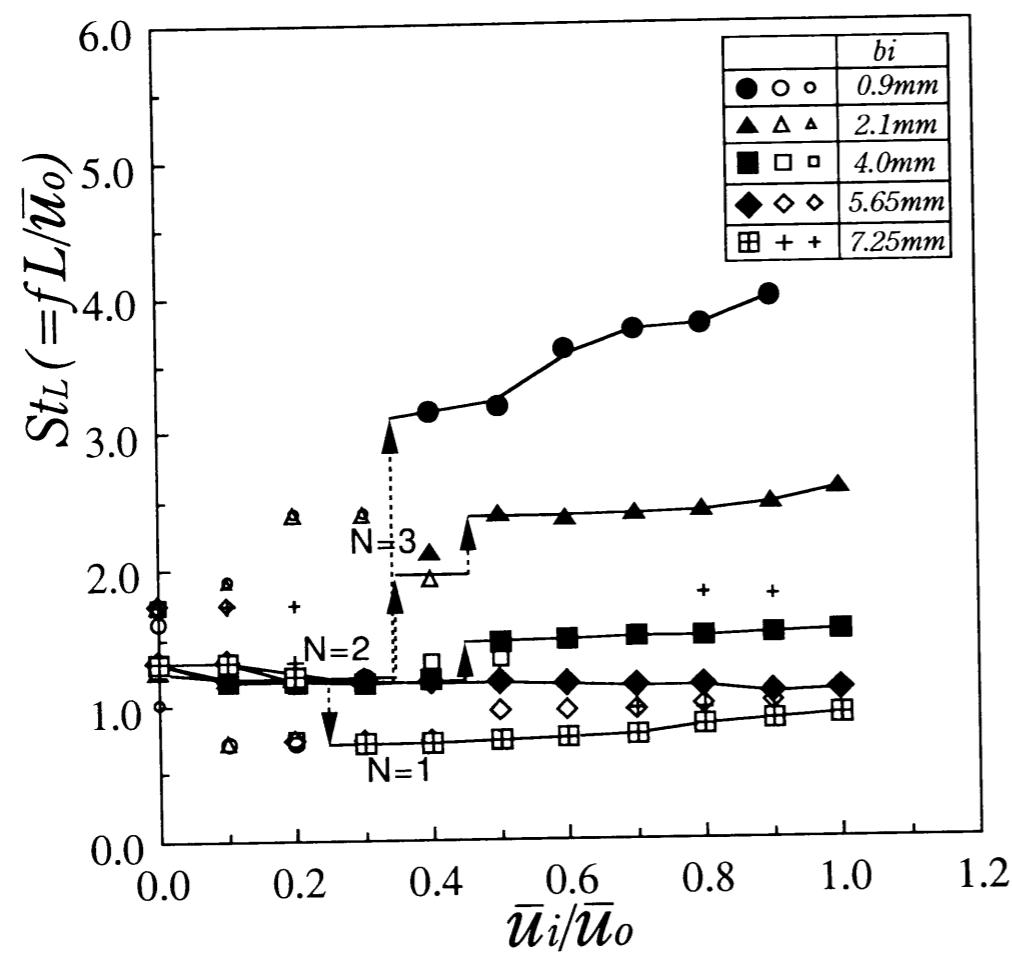


(a) 外側ノズル外径によるストローハル数 St_{D_o}

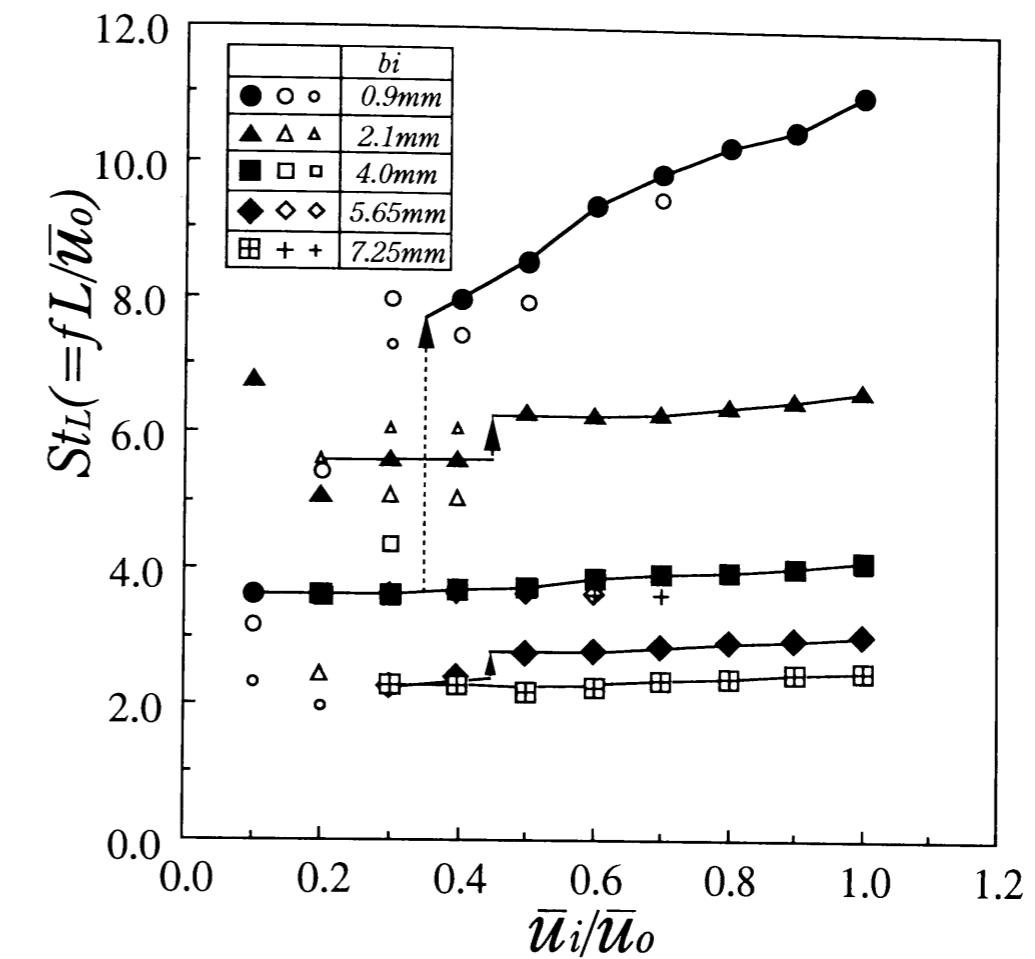


(b) 内側ノズル肉厚によるストローハル数 St_{bi}

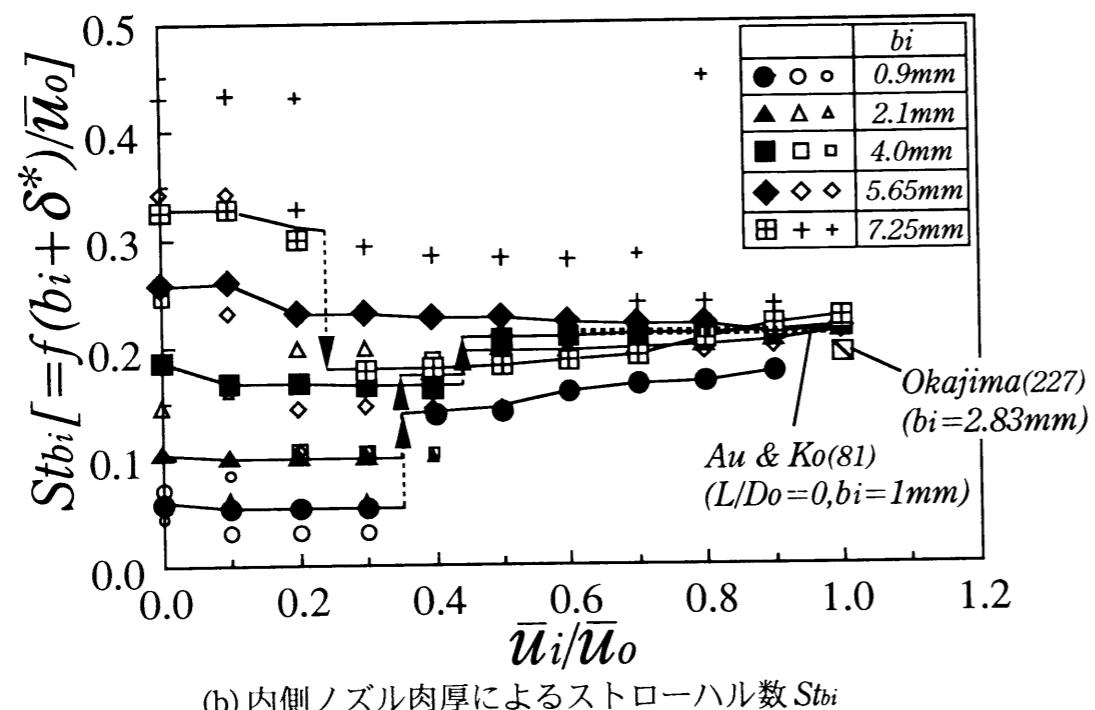
図6-22 速度比に対するストローハルの変化
($L/D_o=0$, 内側混合領域, $(x_i/D_o, r/D_o)=(0.5, 0.36)$, u' 変動)



(a) 外側ノズル長さによるストローハル数 St_L

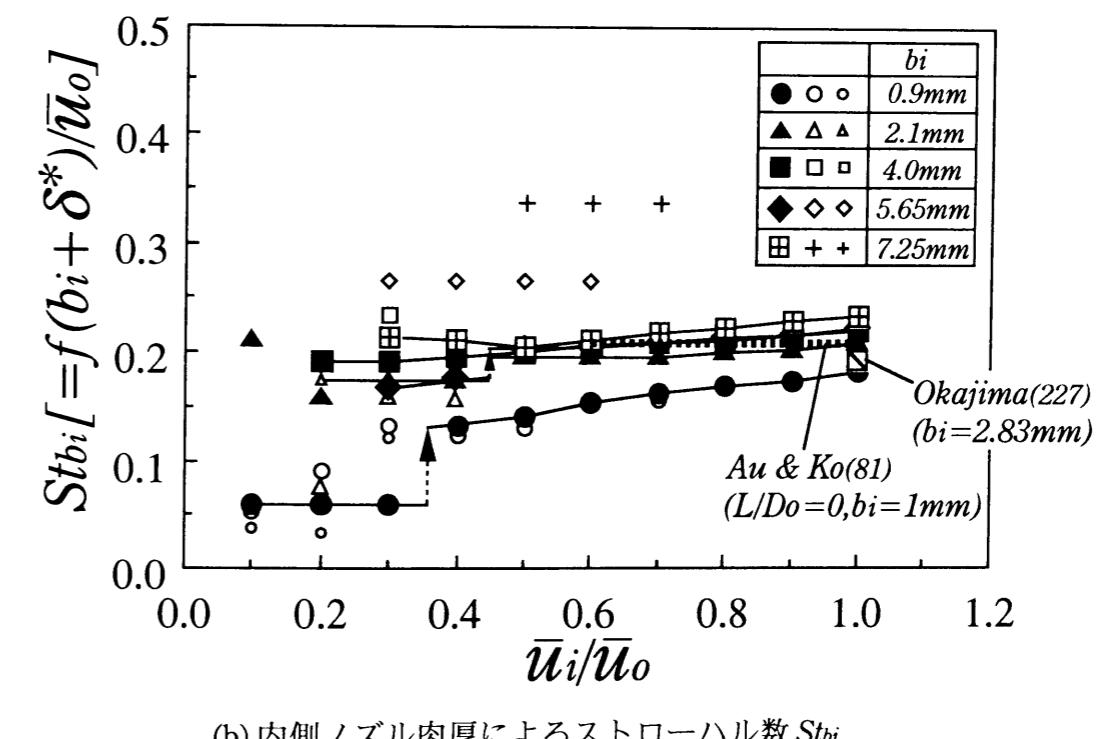


(a) 外側ノズル長さによるストローハル数 St_L



(b) 内側ノズル肉厚によるストローハル数 St_{bi}

図 6-23 速度比に対するストローハルの変化
($L/D_o=0.75$, 内側混合領域, $(x_i/D_o, r/D_o)=(0.75, 0.36)$, u' 変動)



(b) 内側ノズル肉厚によるストローハル数 St_{bi}

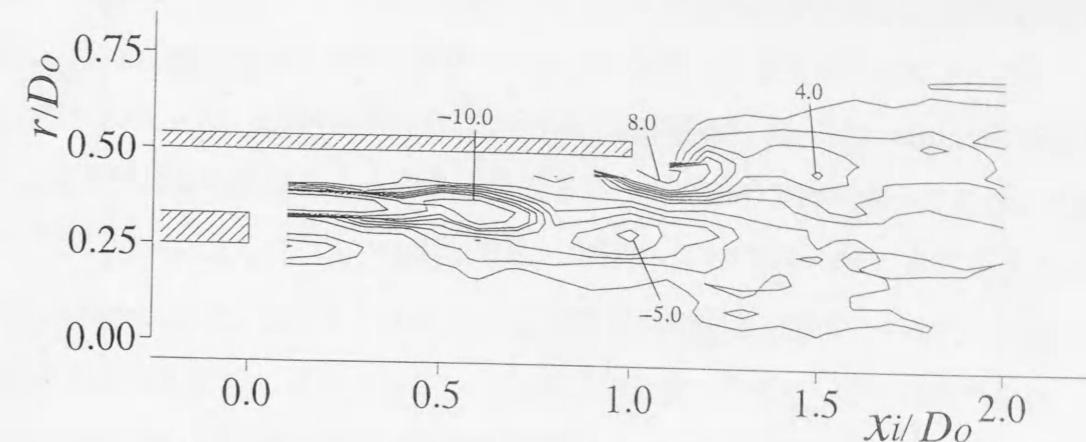
図 6-24 速度比に対するストローハルの変化
($L/D_o=2$, 内側混合領域, $(x_i/D_o, r/D_o)=(0.75, 0.36)$, u' 変動)

c) $L/D_o \geq 1.5$ ノズル: 外側ノズル長さが大きい例として、 $L/D_o=2$ ノズルの場合を図6-24に示す。後述する流れ方向のスペクトル分布(図6-28, 図6-29)からもわかるように、規則的な速度変動は速度比にも依存するが、高々 $x_i/D_o=1.5$ 以内しか存在しないため、 $L/D_o \geq 1.5$ ノズルでは外側ノズルのパイプ端部の影響による渦励起効果は顕著に現れない。そのため、 $b_i=5.65, 7.25\text{mm}$ のノズルの $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0 \sim 0.2$ など、速度比が小さい範囲では明確な卓越周波数は見られず、 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \leq 0.5$ では、内側ノズル端面背後の交互渦周波数に近い外側ノズル長さに依存する渦周波数成分が卓越するが、 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.5$ において、図6-22、図6-23と同様、卓越周波数は $St_{bi} \approx 0.2$ の内側ノズル肉厚に依存する渦周波数となる。

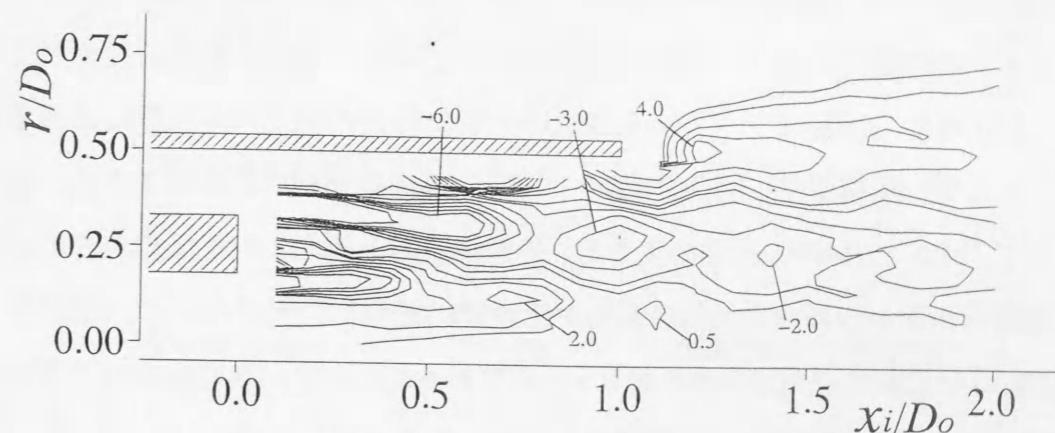
6-4-3 後流渦構造

(1) 外側パイプによる渦から後流渦パターンへの変化

図6-23のような速度比増加による周波数変化に対応した渦構造の様相を $L/D_o=1$ ノズルの二つの速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.24$ ($b_i=4\text{mm}$, 基準プローブ位置 $(x_i/D_o, r/D_o)=(0.8, 0.4)$, $f=370\text{Hz}$) と $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.8$ ($b_i=7.25\text{mm}$, $(0.75, 0.37)$, $f=355\text{Hz}$) の場合の各周波数 f で流れ場を位相平均処理して得られた渦度分布を図6-25に示す。また、図6-26に $L/D_o=0$ ノズルのレイノルズ数 $Re(U_o D_o / \nu) = 3000$ の $U_i/U_o=0.7$ (U_i, U_o : 内側、外側ノズル断面平均速度) の水噴流による可視化写真を示す。図6-25(a)の外側ノズルのパイプ長さに依存する渦周波数が生じる速度比が比較的小さい($\bar{u}_i/\bar{u}_o \leq 0.5$)場合、図6-20(a)の速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.1$ の速度分布のように内側噴流速度が遅いので、内側噴流と内側パイプ端面背後の死水域で形成される内側ノズルのパイプ端部下面からのせん断層の渦は不明確であり、外側噴流と内側パイプ端面背後の死水域で形成されるパイプ端部上面からのせん断層の渦のみが生じる。そして、外側噴流と内側噴流の速度差による内側混合層内の渦に成長し、流下後、外側ノズルのパイプ端部からの外側噴流と周囲大気で生じる外側混合層内の渦と干渉して、外側ノズル長さ L のパイプ内部に形成される渦個数で決まる周波数で渦が放出される。したがって、外側ノズルのパイプ長さによる渦励起効果は、速度比が比較的小さい場合の片側せん断層の渦のみが形成発達する場合に生じる。一方、速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o が比較的大きい($\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.5$)場合には、図6-20(a)の速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.8$ の速度分布のごとく内側噴流速度增加のため内側ノズルのパイプ端部下面からのせん断層による渦も強くなり、パイプ端部上面からのせん断層の渦と干渉し、図6-25(b)や図6-26で見られるように交互渦が内側混合層内に形成され、内側ノズル肉厚 b_i でスケールが決まる後流渦列が流れ場で支配的になる。



(a) $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.24$ ($b_i=4\text{mm}, f=370\text{Hz}$)



(b) $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.8$ ($b_i=7.25\text{mm}, f=355\text{Hz}$)

図 6-25 位相平均渦度分布 ($L/D_o=1$)

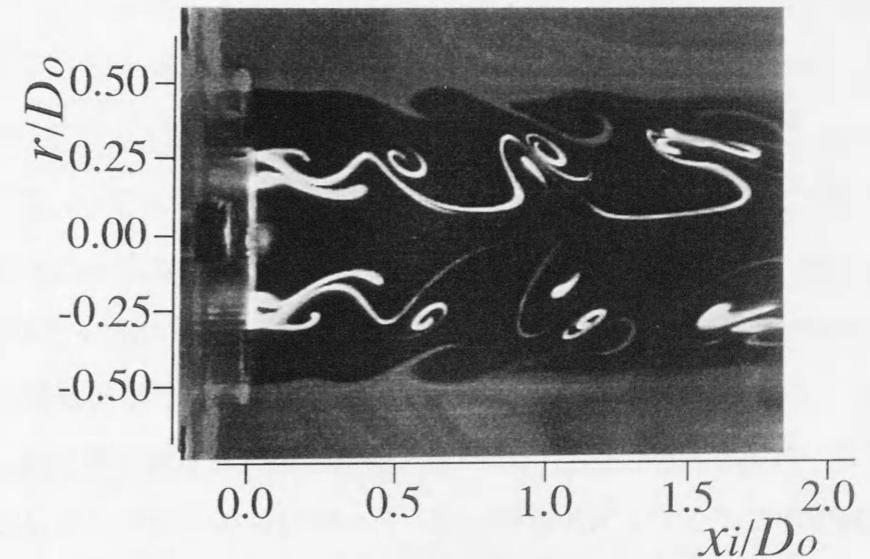


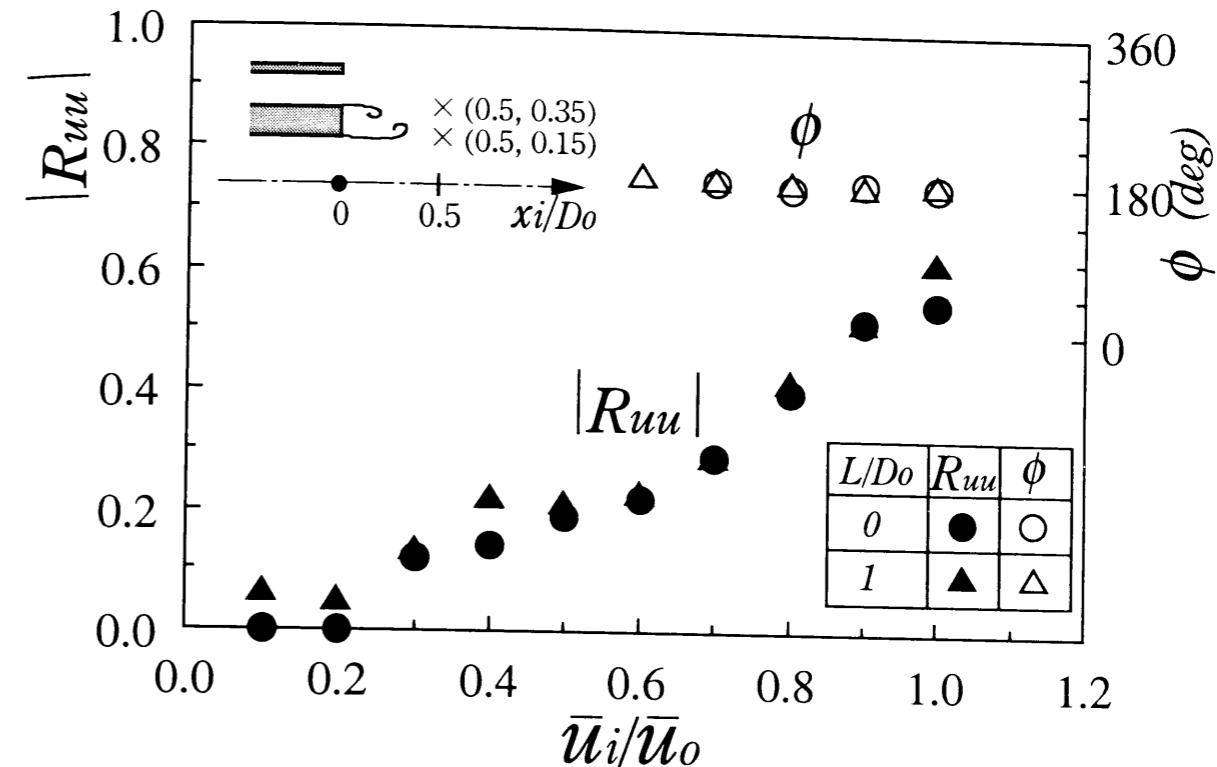
図 6-26 流れパターン ($L/D_o=0, b_i=3.5\text{mm}, Re=3000, U_i/U_o=0.7$)

(2) 涡列の半径方向の様相

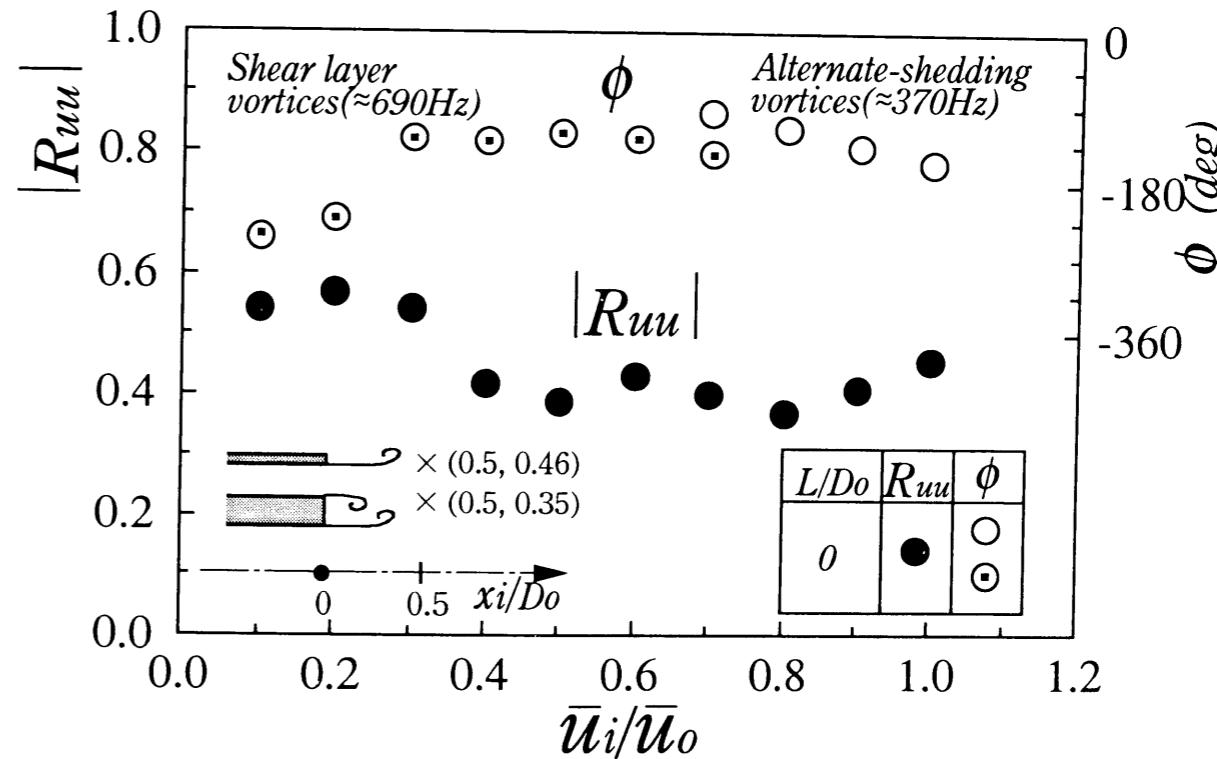
半径方向の空間的な渦の形成状態を見るために、 $L/D_o=0, 1$ ノズル($b_i=7.25\text{mm}$)の場合、内側ノズルのパイプ端部背後の上下面($x_i/D_o, r/D_o=(0.5, 0.35), (0.5, 0.15)$)の位置、 $L/D_o=0$ ノズル($b_i=7.25\text{mm}$)の場合は、外側噴流の上下面($x_i/D_o, r/D_o=(0.5, 0.35), (0.5, 0.46)$)の位置で、それぞれのせん断層内に熱線プローブを固定して得た2点間速度変動相関係数の最大値 $|R_{uu}|$ とその位相差 ϕ を図6-27に示す。図6-27(a)のように、 $L/D_o=0, 1$ ノズルとともに $\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.6$ ではパイプ背後の変動の位相差 ϕ は約 180° であることから、大きい速度比の場合、図6-25(b)に示したように交互渦が形成される。しかし、速度比が小さい場合、図6-25(a)に示す同一方向の渦列のみから成る渦構造となり、相関係数 $|R_{uu}|$ 値も減少する。また、 $L/D_o=0$ ノズルの場合、図6-22のように速度比増加によりせん断層の渦から内側パイプ端面背後の交互渦周波数へと変化するが、図6-27(b)のように $\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.3$ では、外側噴流上面側の速度変動は、下面側の速度変動に比べ $90^\circ \sim 180^\circ$ の範囲の位相差を持っている。したがって、 $L/D_o=0$ ノズルの速度比が大きい時の内側ノズル肉厚に依存する周波数が生じる場合の渦構造は、図6-27(a)と図6-27(b)の位相差の測定結果から、各せん断層において、図6-27(b)中の付図のように、外側噴流の上面および下面側からの渦と内側ノズル端部下面側からの渦の三つの渦列が千鳥形に配列して形成されている。そして、相関係数 $|R_{uu}|$ は速度比にはよらず、約0.5一定であることから、外側噴流の上下面のせん断層の渦形成には、内側噴流の影響はあまりないものと考えられる。

(3) 涡列の流れ方向変化

外側ノズル長さと内側ノズル肉厚に依存する渦周波数成分の流れ方向の変化を $L/D_o=1$ ノズル($b_i=4\text{mm}$)を例に、内側混合領域の乱れのピーク位置で計測したスペクトル分布を図6-28に示す。図6-28(a)の外側ノズル長さに依存する渦周波数成分 $f \approx 370\text{Hz}$ が卓越する $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$ では、下流域の $x_i/D_o \geq 0.75$ において渦合体を示す $f/2$ 成分の 185Hz が卓越する。さらに、下流に行くにしたがい、広帯域の低周波数成分が成長する。また、図6-28(b)の内側ノズル肉厚に依存する渦周波数成分 $f \approx 585\text{Hz}$ が卓越する $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.8$ では、 $x_i/D_o=2$ の下流域まで 585Hz が残存し、強度は徐々に減衰するが、明確な $f/2$ 成分の卓越がほとんど見られない。このような混合領域内($x_i/D_o \leq 6$)の速度変動の卓越周波数変化を図6-29にまとめて示す。外側と内側混合領域はほぼ同様に卓越周波数は変化する。卓越周波数は、種々な実験条件によってノズル近傍では、せん断層からの渦周波数($L/D_o=0$ ノズル, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15, 0.3$, 図中、●○△印)、外側ノズル長さに依存する渦周波数($L/D_o=0.5, 1$ ノズル, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.46, 0.35$, 図中、×印)。



(a) 内側ノズル端部上下面 ($(x_i/D_o, r/D_o)=(0.5, 0.35), (0.5, 0.15)$)



(b) 外側噴流上下面 ($(x_i/D_o, r/D_o)=(0.5, 0.46), (0.5, 0.35)$)

図 6-27 2 点間速度変動相関係数と位相差

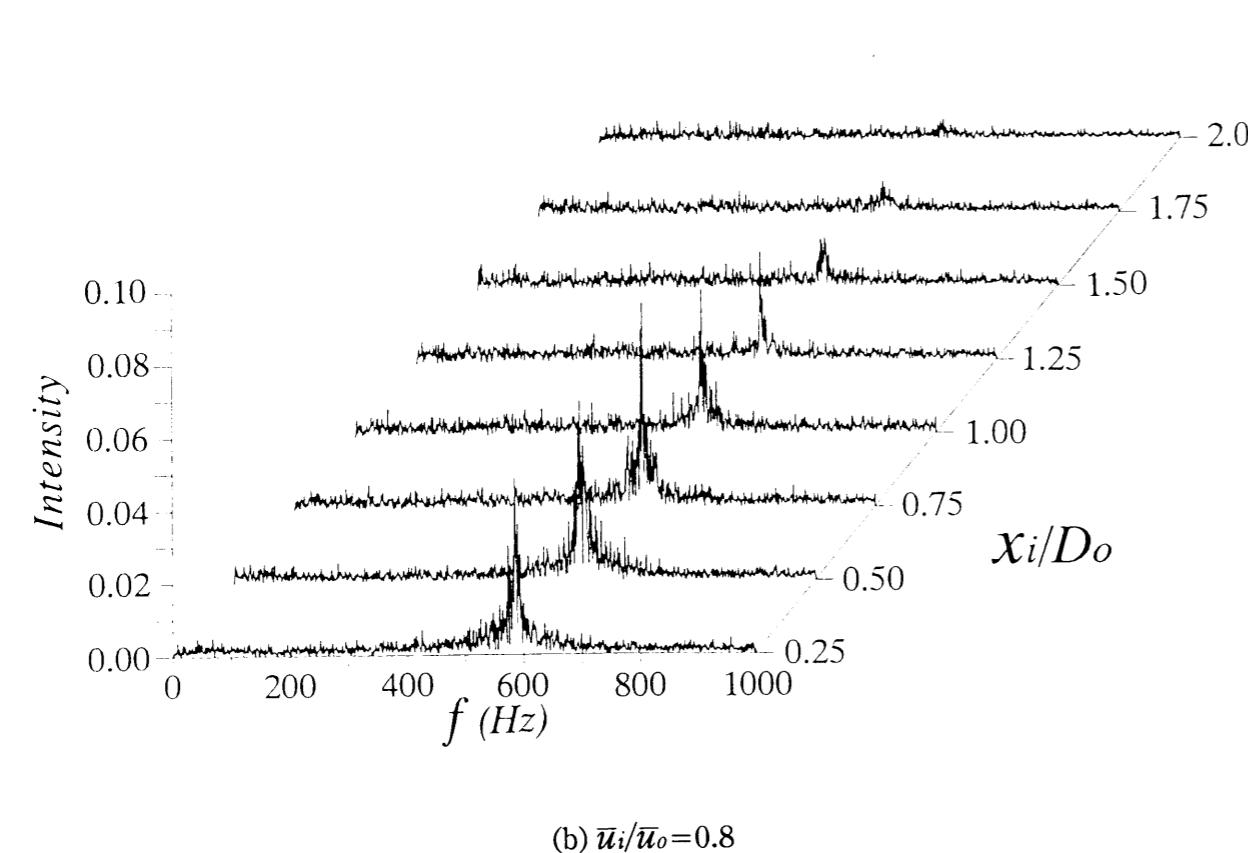
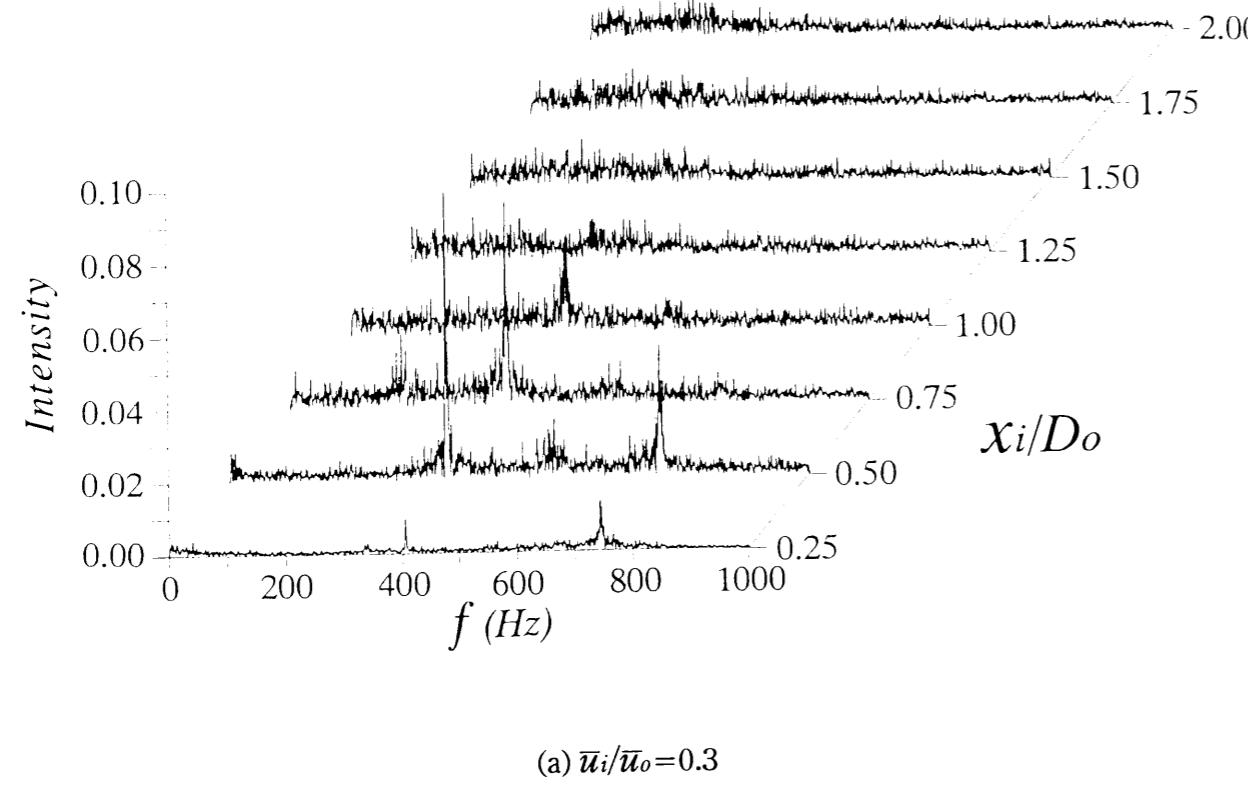
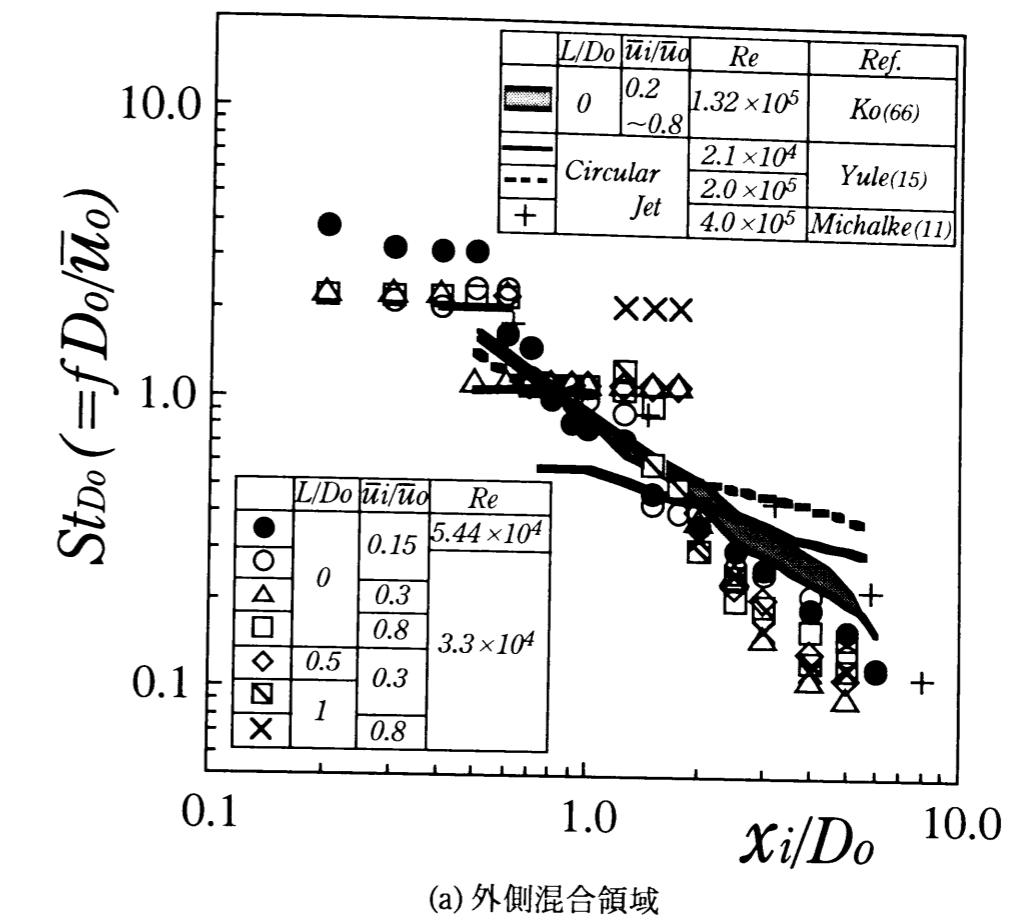
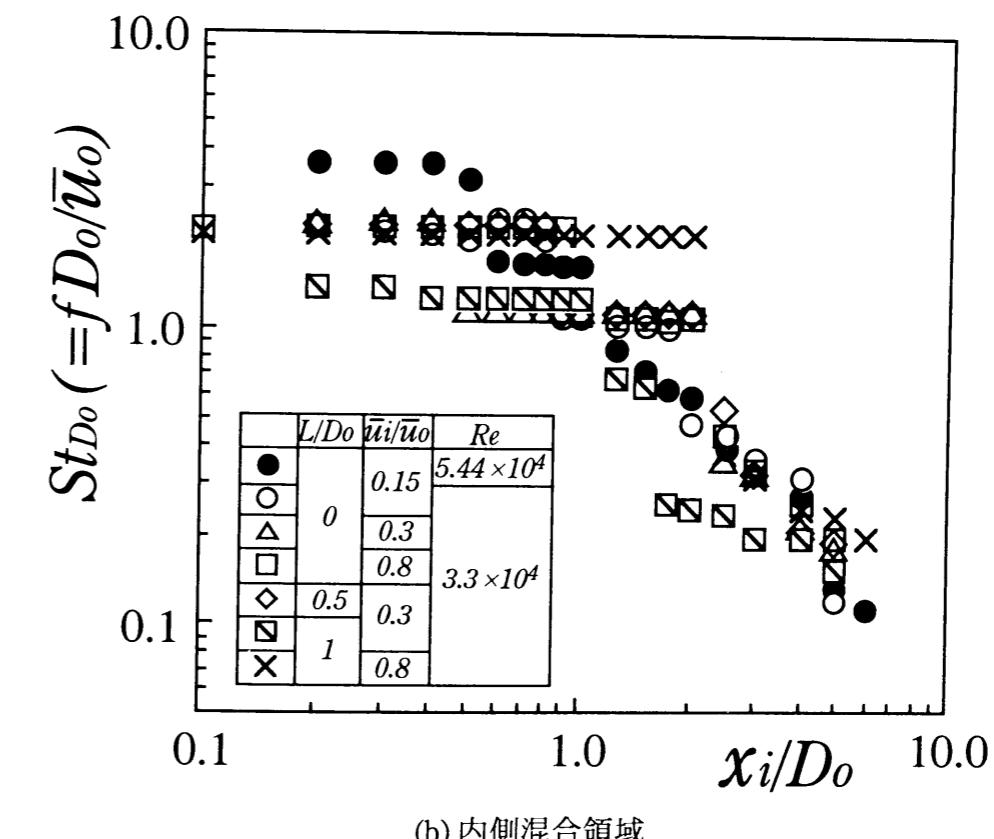


図 6-28 スペクトル分布の流れ方向変化 ($L/D_o=1, b_i=4\text{mm}, v' \text{変動}$)



(a) 外側混合領域



(b) 内側混合領域

図 6-29 卓越周波数の流れ方向変化 ($b_i=4\text{mm}, u' \text{変動}$)

ル, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$, 図中、◇□印)、内側ノズル肉厚に依存する渦周波数 ($L/D_o=0, 1$ ノズル, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.8$, 図中、□×印) の成分が形成され、それらの周波数は流れ方向に一定である。その後、図 6-28(a) のように渦合体を示す $f/2$ 成分が下流域で検出され、同一方向の渦が形成される外側混合層や $\bar{u}_i/\bar{u}_o < 0.5$ の小さい速度比の内側混合層内において、渦合体が生じ易いことがわかる。さらに下流域の $x_i/D_o \geq 2$ ではいずれのノズルにおいても規則的渦構造は崩壊し、図 6-28 のように徐々に低周波数成分が増大し、卓越周波数値は減少する。図 6-29 (a) 中には円形噴流と同軸噴流の結果もプロットした。 $x_i/D_o \geq 2$ の外側混合領域では、Ko らの同軸噴流の結果⁽⁸⁰⁾と定性的に一致しているが、レイノルズ数の相異などによりやや小さい周波数値である。

6-5 低レイノルズ数域の噴流渦構造

6-5-1 軸対称モードとヘリカルモードの渦形成

レイノルズ数 $Re=3000$ 、速度比 $U_i/U_o=0.3$ の外側ノズル長さが $L/D_o=0, 0.5, 1$ の流れパターンの可視化写真を図 6-30 に示す。染料は内側噴流側に赤色蛍光染料ローダミン B、周囲の静止流体に黄緑色蛍光染料ウラニンを用い、外側噴流は清水とした。図 6-10～図 6-12 に示した空気噴流での渦度分布と同様に、外側混合層と内側混合層にそれぞれ渦が形成され、層流であるため $x_i/D_o=3$ 付近まで渦は拡散せずに、流下していく。 $L/D_o=0$ ノズルに比べ、外側ノズルが長くなった $L/D_o=0.5, 1$ ノズルの場合には、内側混合層の渦が上流側から形成され、外側と内側混合層の渦がともに、 $x_i/D_o=3$ 以降で大きく巻き上がっていきる。次に、 $L/D_o=1$ ノズルを例に速度比を増加させた場合の内側混合層内の流れパターンを内側ノズル端部よりローダミン B を注入して可視化した写真を図 6-31 に示す。 $U_i/U_o=0.4$ の場合、内側混合層の渦は、図 6-30 と同様に上下軸対称に生じるが、速度比が増加した $U_i/U_o=0.7$ の場合、図 6-25(b) や図 6-26 に示したごとく内側ノズルのパイプ背後の後流渦になり、上下軸対称の内側混合層の渦は千鳥に形成される。この内側混合層内の $x_i/D_o=1$ の軸対称位置点 A, B ($r/D_o=\pm 0.25$) に 2 本の熱膜プローブを入れて、同時計測した速度変動波形を $L/D_o=0.5$ ノズルについて図 6-32 に示す。速度比 $U_i/U_o=0.5$ においては、両方のモードが存在し、図 6-32(a) のように速度比 $U_i/U_o \leq 0.5$ では同位相の波形と、図 6-32(b) のように速度比 $U_i/U_o \geq 0.5$ では逆位相の波形になり、三次元渦構造については後述するが、それぞれ軸対称モードの渦とヘリカルモードの渦が形成される。外側・内側混合層内の速度変動周波数 f および軸対称位置 ($r/D_o=\pm 0.25, \pm 0.5$) における速度変動周波数 f の

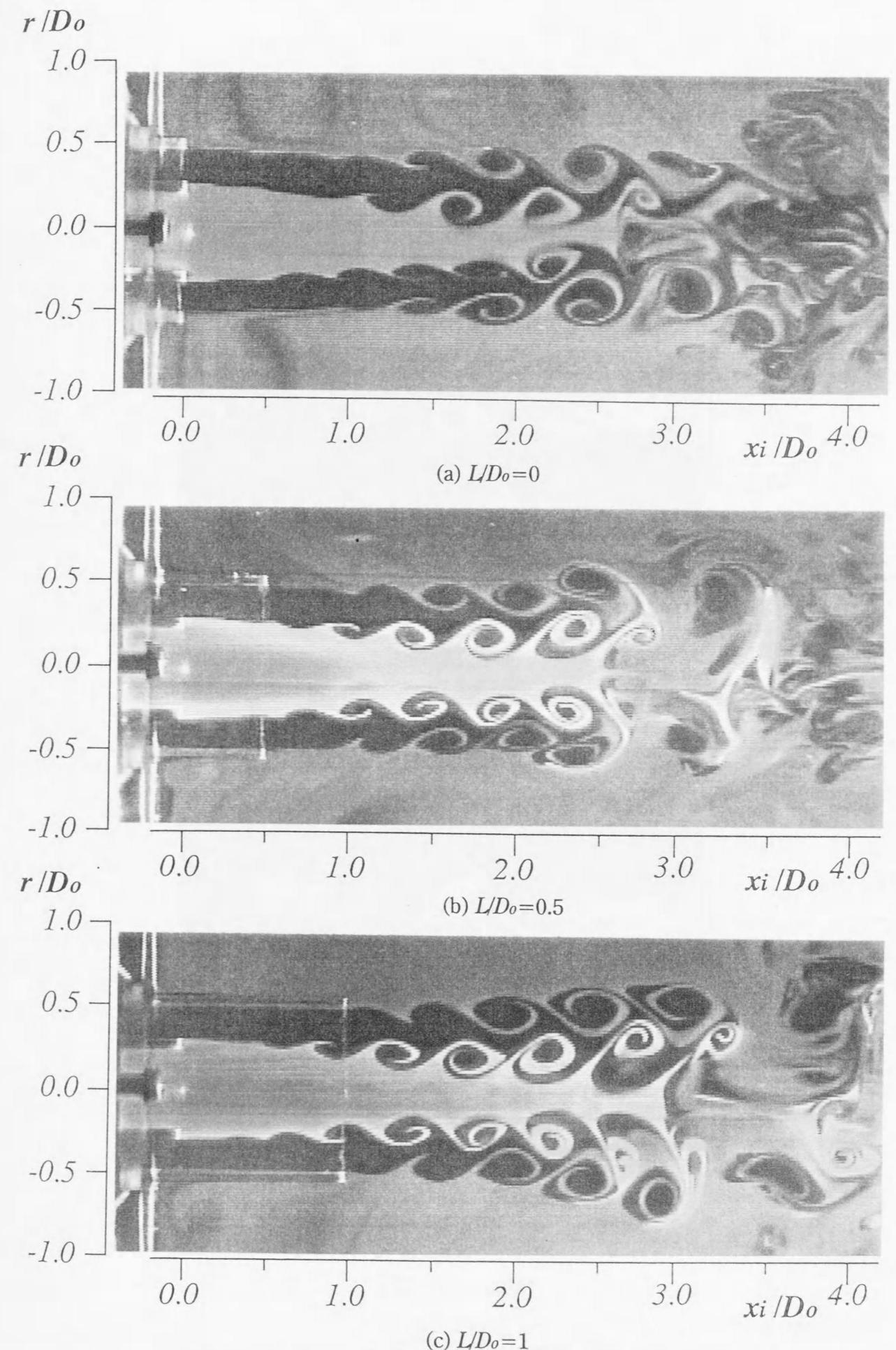
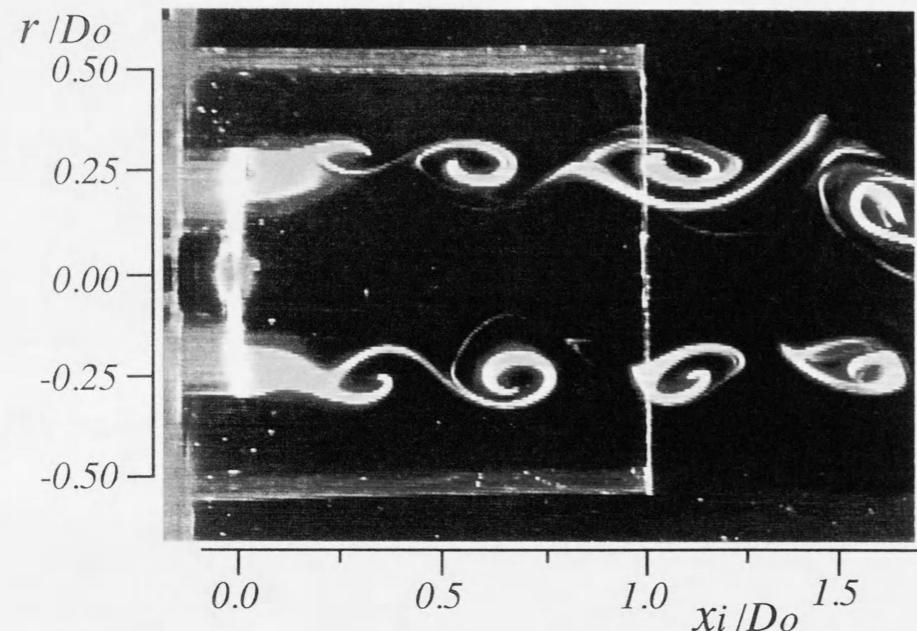
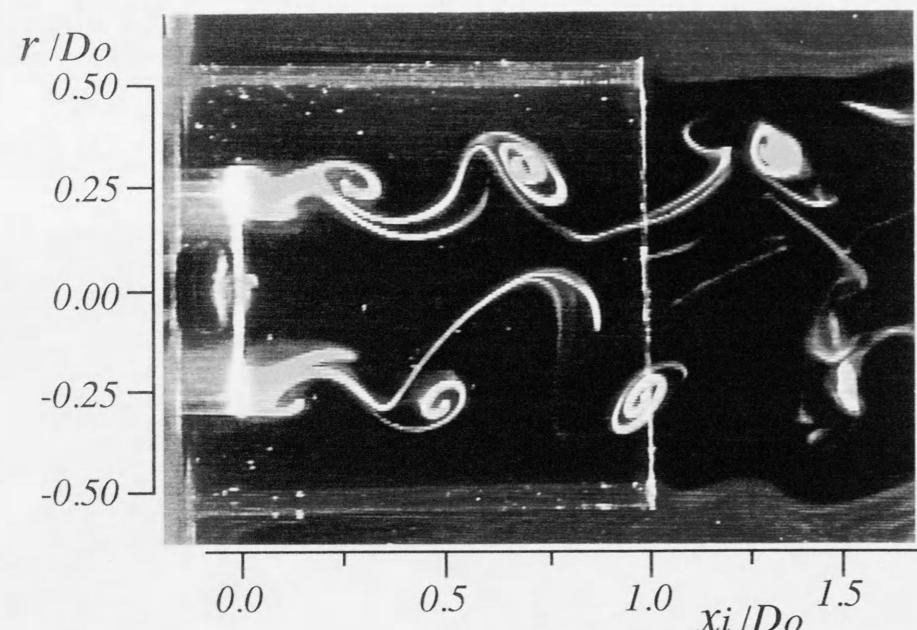


図 6-30 流れパターン ($Re=3000, U_i/U_o=0.3, b_i=2.5\text{mm}$)

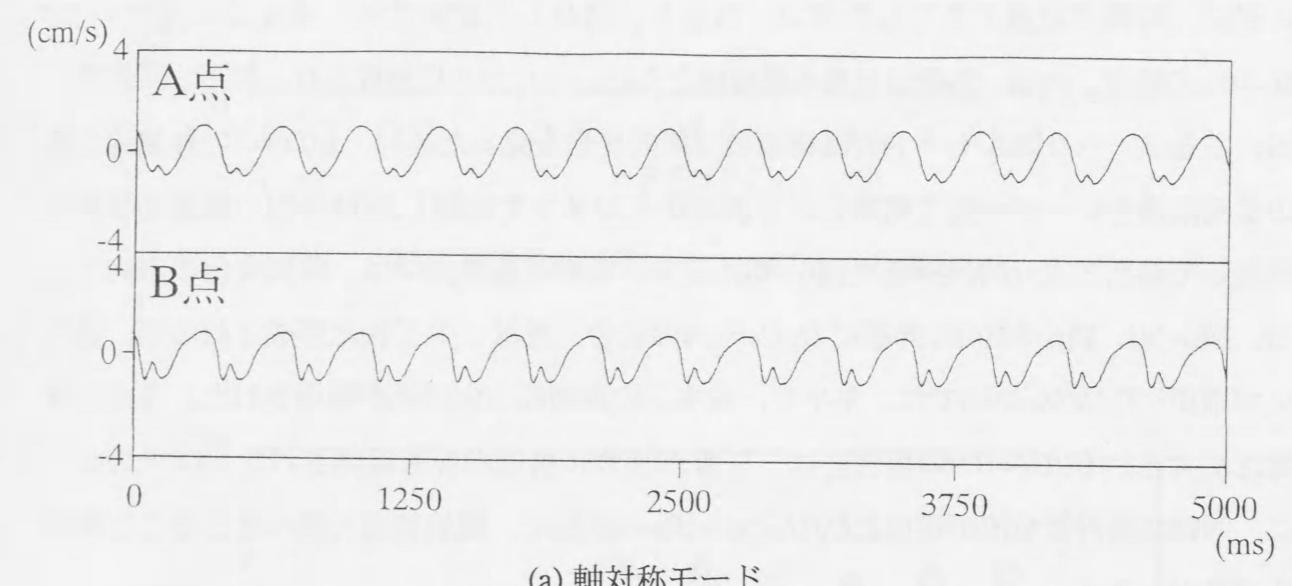
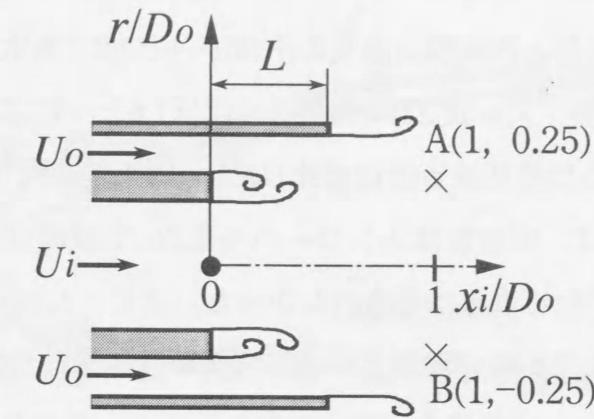


(a) $U_i/U_o=0.4$

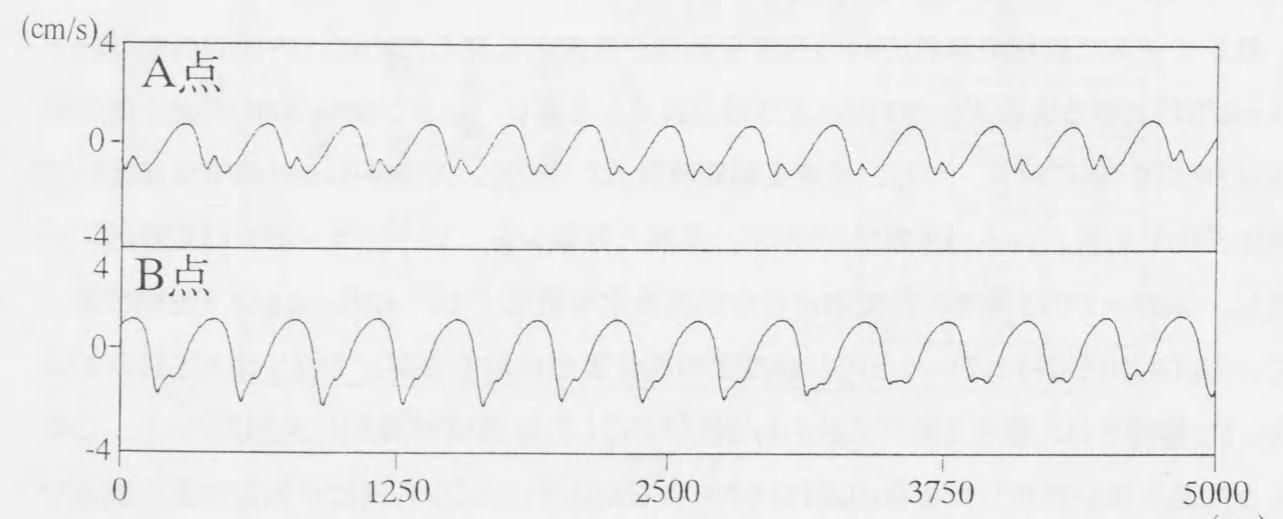


(b) $U_i/U_o=0.7$

図 6-31 流れパターン ($L/D_o=1, Re=3000, b_i=4\text{mm}$)



(a) 軸対称モード



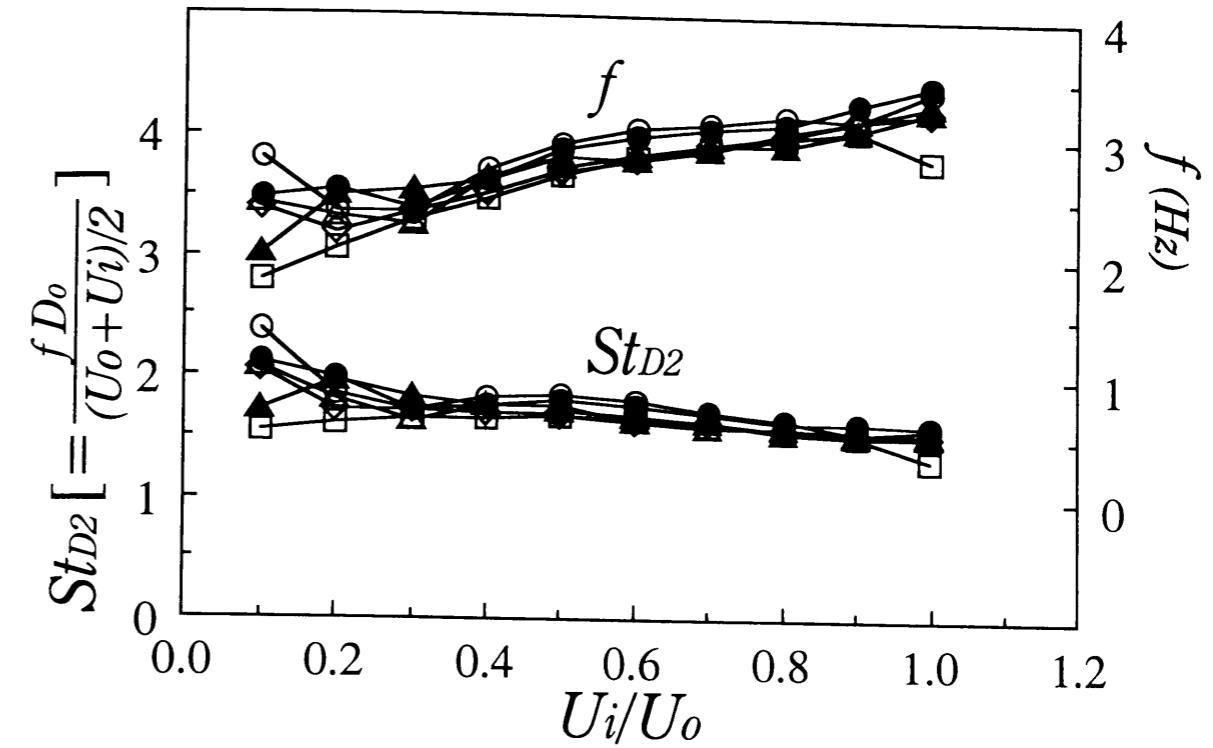
(b) ヘリカルモード

図 6-32 軸方向速度変動 u' 波形 ($L/D_o=0.5, U_i/U_o=0.5, Re=3000, b_i=4\text{mm}$)

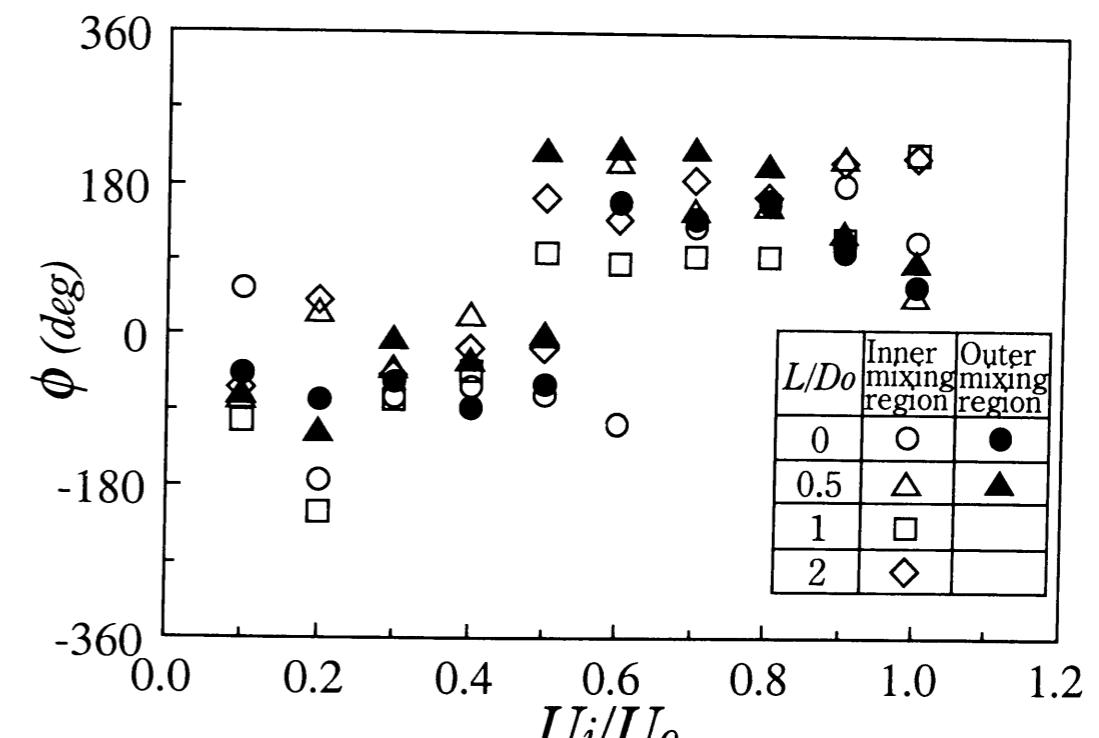
位相差 ϕ を速度比 U_i/U_o に対して図6-33に示す。速度変動周波数 f は、速度比の増加に伴い連続的に増加するが、外側と内側噴流速度の平均 $(U_o+U_i)/2$ で無次元化したストローハル数 St_{D2} で整理すると、外側ノズル長さ L に関係なくほぼ1.6と一定になる。しかし、図6-32の波形からもわかるように位相差 ϕ は速度比 $U_i/U_o=0.5$ を境に約180度の差を生じる。なお、 $Re=5000$ においては、周波数はストローハル数 St_{D2} で整理できたが、位相差 ϕ は $Re=3000$ のような逆位相になる現象は見られなかった。次に、 $L/D_o=0$ ノズルにおいて、これら二つのモードの三次元渦輪の様相を斜め下流側から撮影した連続写真を図6-34に示す。速度比が小さい $U_i/U_o=0.2$ の場合、渦は軸対称に生じ、黄緑色の外側混合層の2つの渦は、時間が経過するにしたがい、接近し、合体し、拡散する。速度比の大きい $U_i/U_o=0.8$ の場合、内側、外側混合層の渦輪はともに、ヘリカルに形成され、流下し、拡散する。さらに、ヘリカルモードの渦構造の時間的変化を見るために、 $x_i/D_o=1$ の外側混合層の噴流断面をレーザー光で切断し、下流側からカメラで撮影した0.8秒間の映像を積層化処理して得た三次元的渦構造を図6-35に示す。なお、図中矢印は、時間変化の方向である。図6-30、図6-31(a)と同様に $U_i/U_o=0.4$ の場合、渦はリング状に形成されるが、速度比が増加した $U_i/U_o \geq 0.5$ では、左ネジ、右ネジの両回転方向の渦が観測された。さらに速度比が大きい $U_i/U_o=0.9$ の場合には、二重ヘリカル構造の渦も観測された。以上のように、同軸二重円管噴流の速度比 $U_i/U_o \geq 0.5$ ($Re=3000$)で、螺旋構造の渦が生じることを初めて見出した。

6-5-2 渦合体現象に及ぼす速度比の影響

低レイノルズ数域の流れ方向の速度変動周波数変化を見るために、内側混合領域内($r/D_o=0.3$)における実験($Re=3000$)および層流数値シミュレーション($Re=5000$)の速度変動周波数 f を図6-36に示す。なお、速度変動周波数 f は、外側ノズル径 D_o と外側噴流速度 U_o で無次元化したストローハル数 St_{D2} で示す。実験と数値シミュレーション結果は定性的に一致し、 $x_i/D_o=1$ では速度比の増加とともに周波数も増加する。 $x_i/D_o=2.5$ の下流域において、 $U_i/U_o \geq 0.5$ では $x_i/D_o=1$ と同じ速度変動周波数が卓越するが、 $U_i/U_o < 0.5$ において $x_i/D_o=1$ で観測された速度変動周波数の1/2倍が卓越し、下流域で渦合体が生じている。このような速度比が増加した場合の流れパターンを $L/D_o=1$ ノズルを例に可視化写真と数値シミュレーションによる渦度分布を図6-37、図6-38に示し、また、 $L/D_o=0.5$ ノズル、速度比 $U_i/U_o=0.3$ ($Re=3000$)における外側混合層内の渦合体の様相を図6-39に、 $L/D_o=0$ ノズル、速度比 $U_i/U_o=0.4$ ($Re=5000$)における内側混合層内の渦合体の様相を図6-40に示す。

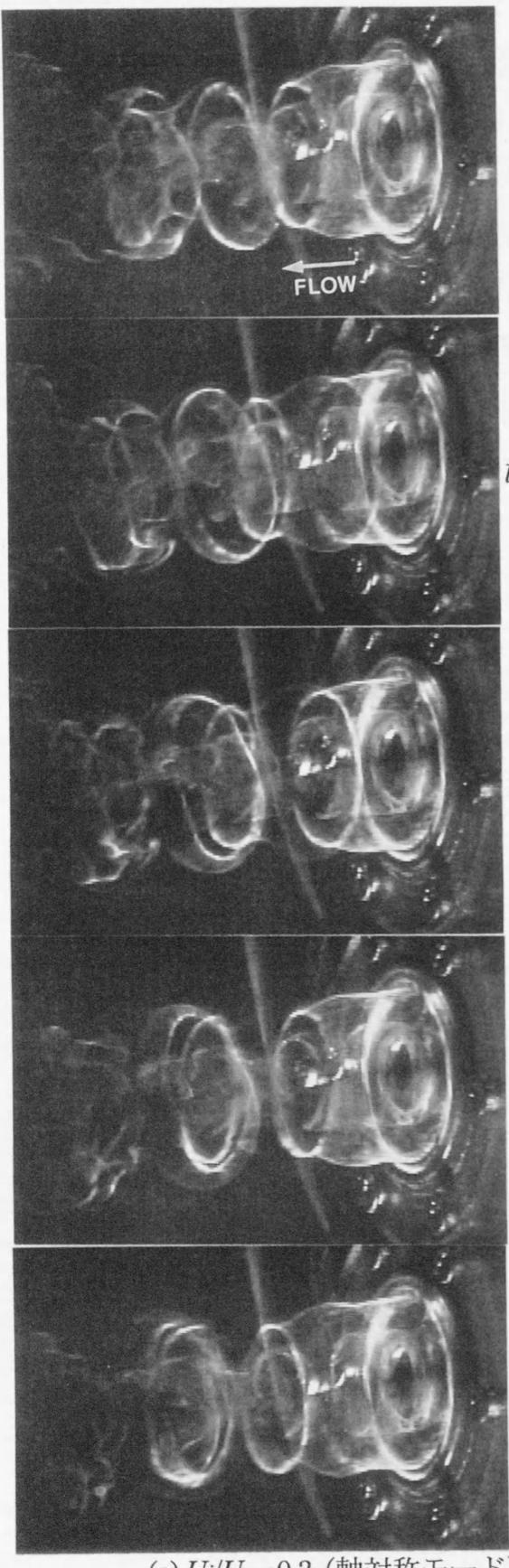


(a) 速度変動周波数 f とストローハル数 St_{D2}

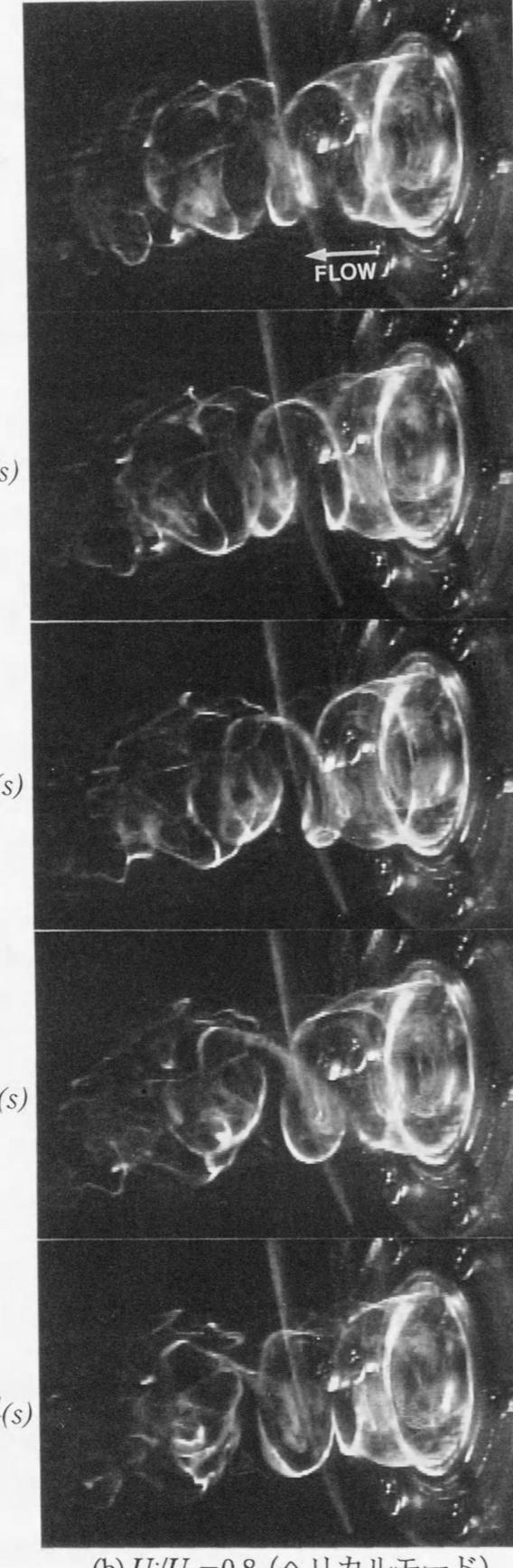


(b) 位相差 ϕ

図 6-33 速度変動周波数と位相角 ($Re=3000, b_i=4\text{mm}$)

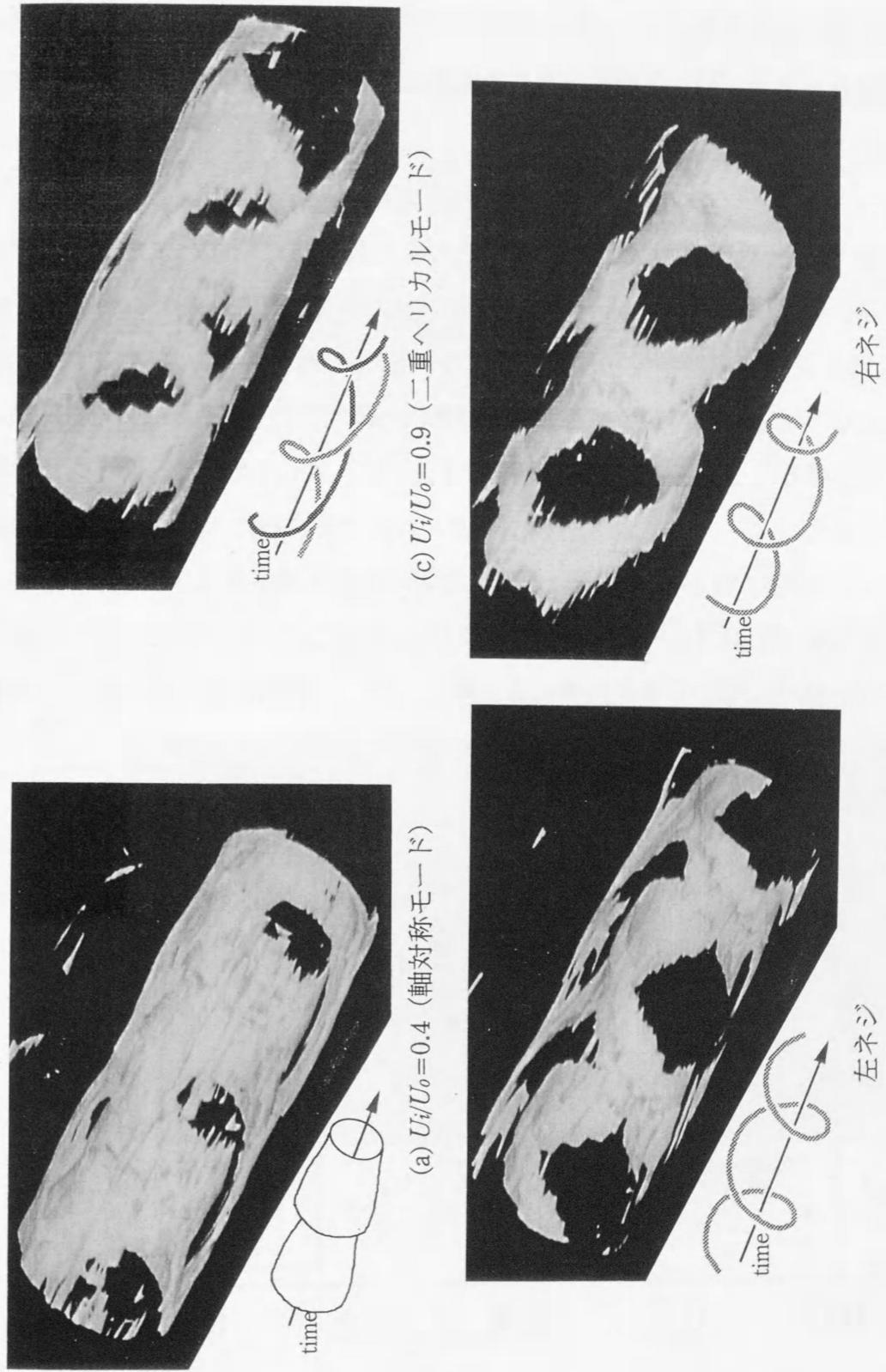


(a) $U_i/U_o = 0.2$ (軸対称モード)



(b) $U_i/U_o = 0.8$ (ヘリカルモード)

図 6-34 流れパターン ($L/D_o = 0, Re = 3000, b_i = 4\text{mm}$)



(c) $U_i/U_o = 0.9$ (二重ヘリカルモード)

(a) $U_i/U_o = 0.4$ (軸対称モード)

図 6-35 画像処理による流れの三次元表示 ($L/D_o = 0.5, Re = 3000, x_i/D_o = 1, b_i = 4\text{mm}$)
 (b) $U_i/U_o = 0.5$ (ヘリカルモード)
 (c) $U_i/U_o = 0.9$ (二重ヘリカルモード)

層流数値シミュレーションの渦度分布は、速度比の増加による流れパターンの変化をよく表しており、図6-37の速度比の小さい場合には、渦は $x_i/D_o=3$ 以降で大きく巻き上がり、図6-39、図6-40のように $x_i/D_o=2\sim 3$ において独立した2つの渦A、Bが流下するにつれて、接近し、渦Cのように一つの渦になる合体现象が生じる。しかし、図6-38の $U_i/U_o \geq 0.5$ の速度比が大きい場合、明確な渦合体现象は見られず、渦は $x_i/D_o=3$ 以降で拡散していく。

層流数値シミュレーションにおいて、 $L/D_o=1$ ノズルで速度比や内側ノズルのパイプ肉厚を変えた場合の流れパターン変化をまとめたものを図6-41に示す。また、内側ノズルのパイプ肉厚を変えた場合の流線パターンを図6-42に示す。速度比が低い場合は、図5-4で示したような再循環領域が定在して形成され、速度比が $U_i/U_o \geq 0.2$ に増加すると図6-30や図6-32のような後流(交互)渦列となり、限られた範囲において図6-39、図6-40のような渦合体が生じる。そして、速度比が増加すると図6-42(a)のように内側ノズル肉厚を極端に大きい場合には、パイプ端部背後に、図6-31(b)で見られたような後流渦は形成されずに、レイノルズ数が40以下の円柱で見られるような双子渦が形成される。しかし、内側ノズル肉厚が薄い場合には、図6-42(b)のように後流(交互)渦列は形成されず、一様に流れていく。図6-41中には、可視化実験による流れパターンの範囲を矢印で示す。再循環

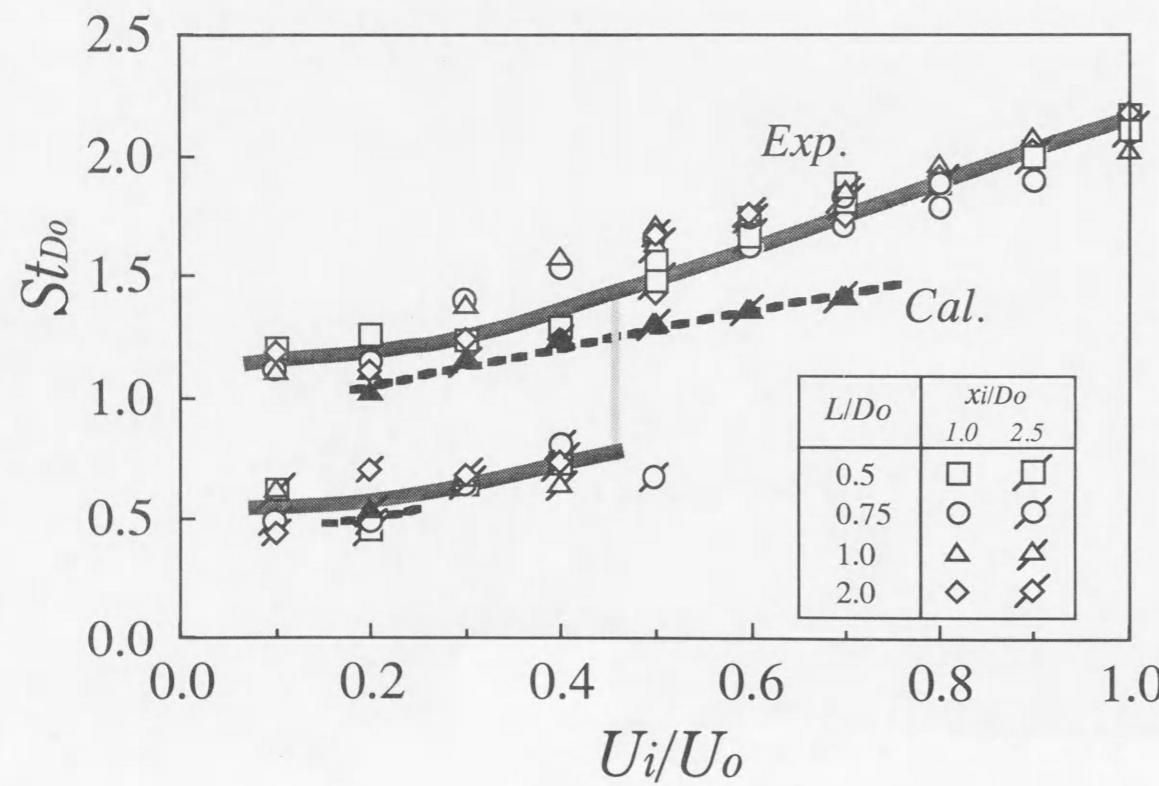


図 6-36 速度比に対する卓越周波数の変化 ($Re=3000, b_i=2.5\text{mm}$)

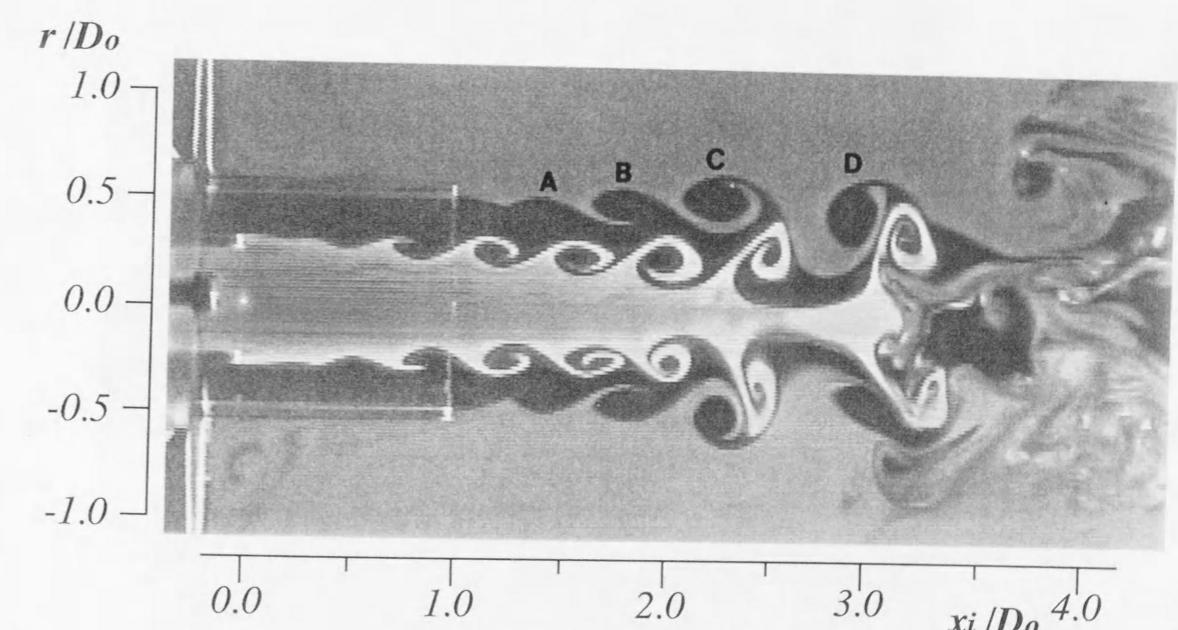
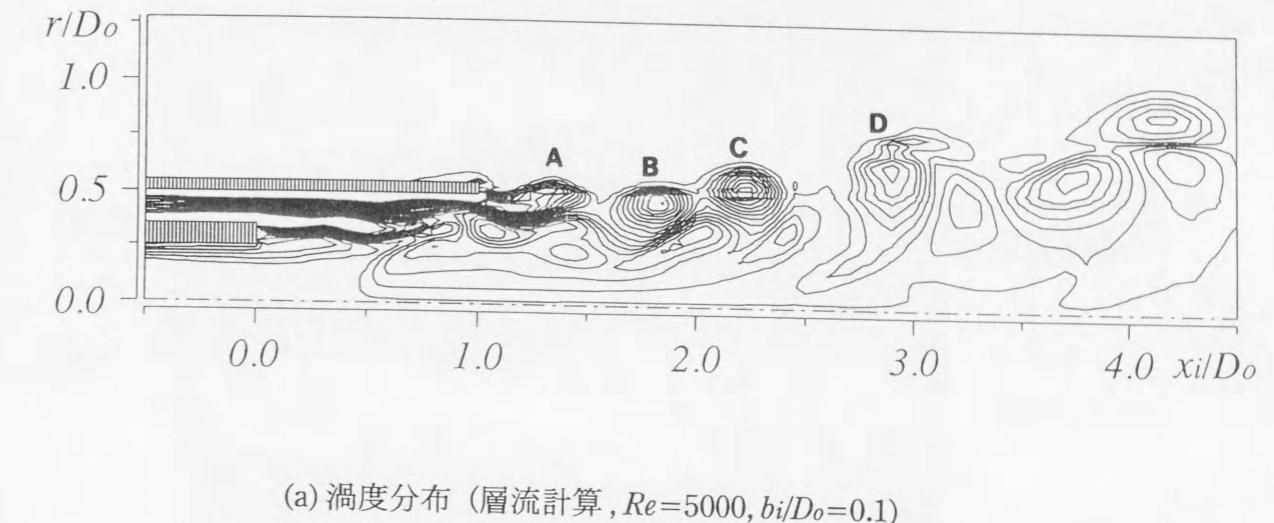
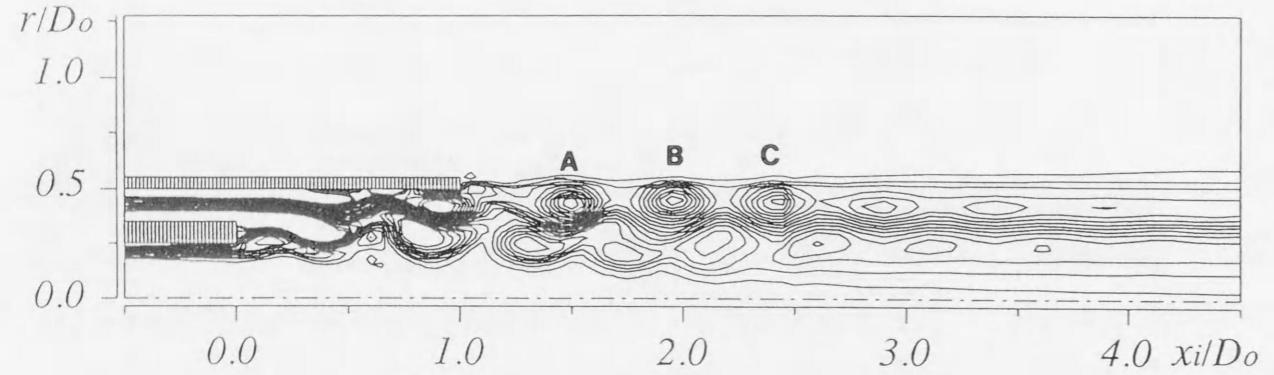
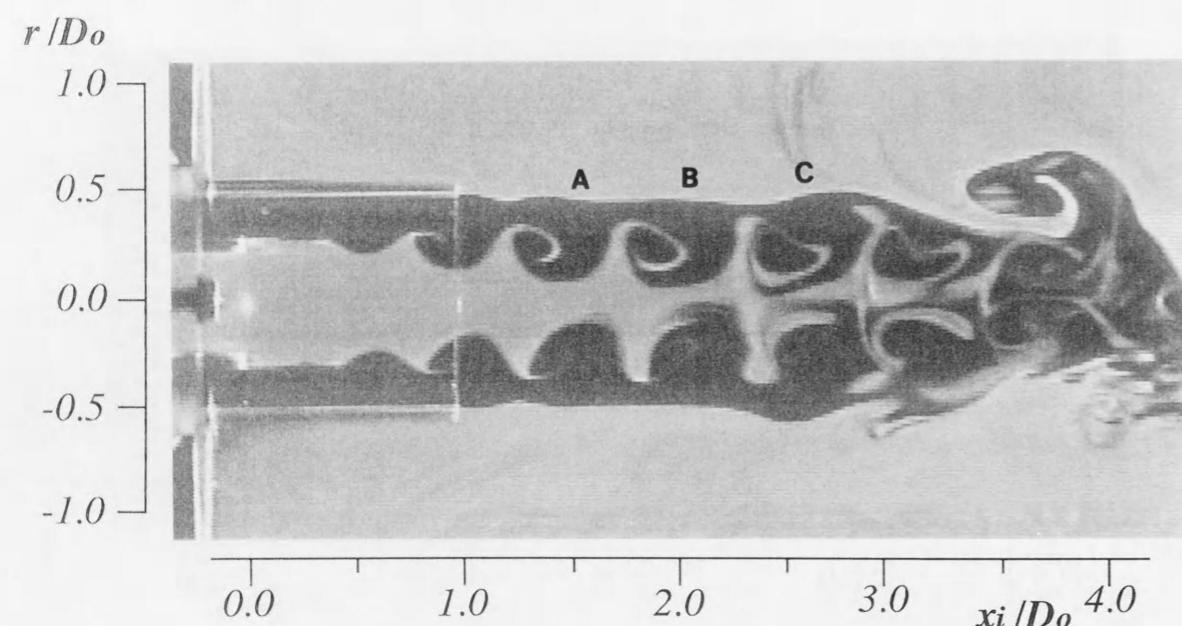


図 6-37 流れパターン ($L/D_o=1, U_i/U_o=0.3$)



(a) 湧度分布 (層流計算, $Re=5000, bi/D_o=0.1$)



(b) 可視化写真 ($Re=3000, bi=2.5\text{mm}$)

図 6-38 流れパターン ($L/D_o=1, U_i/U_o=0.5$)

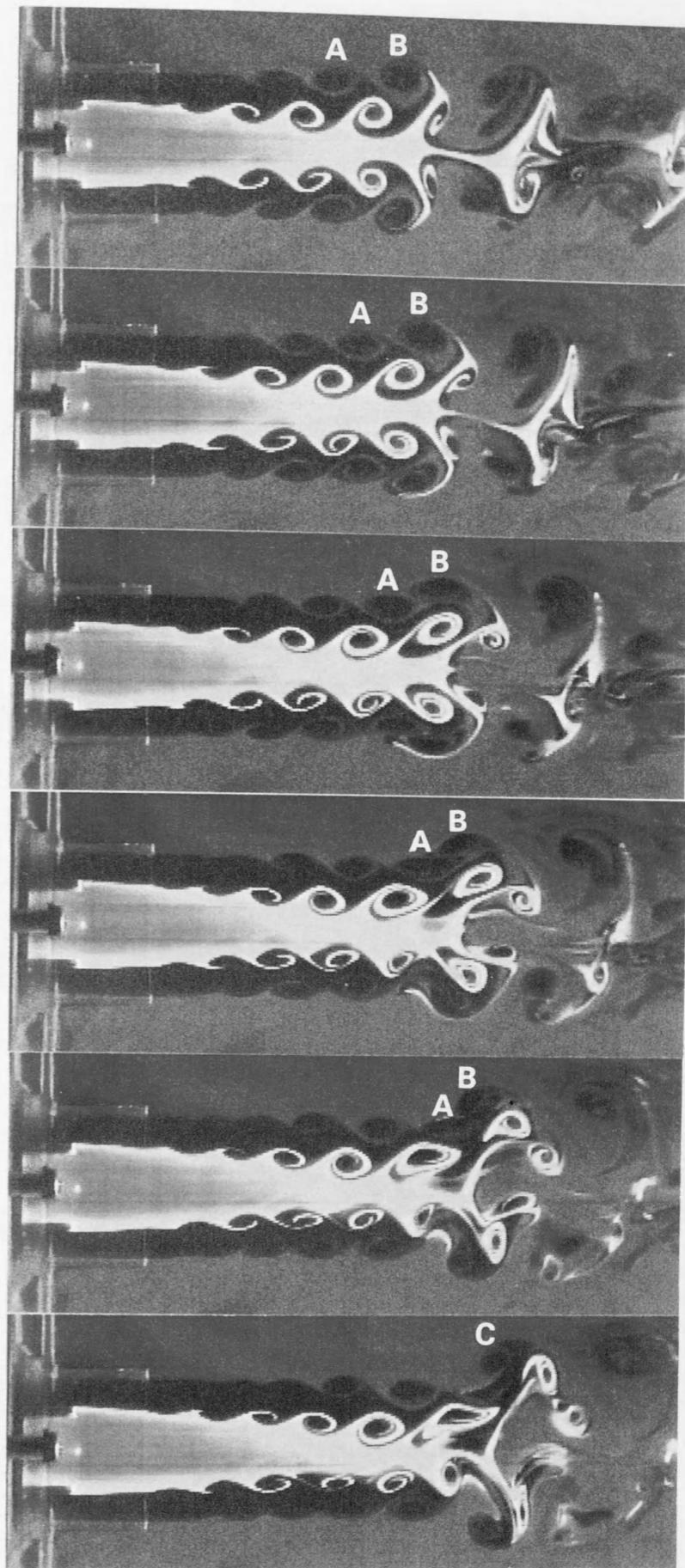


図 6-39 外側混合層内の渦合体现象 ($L/D_o=0.5, U_i/U_o=0.3, Re=3000, bi=2.5\text{mm}$)

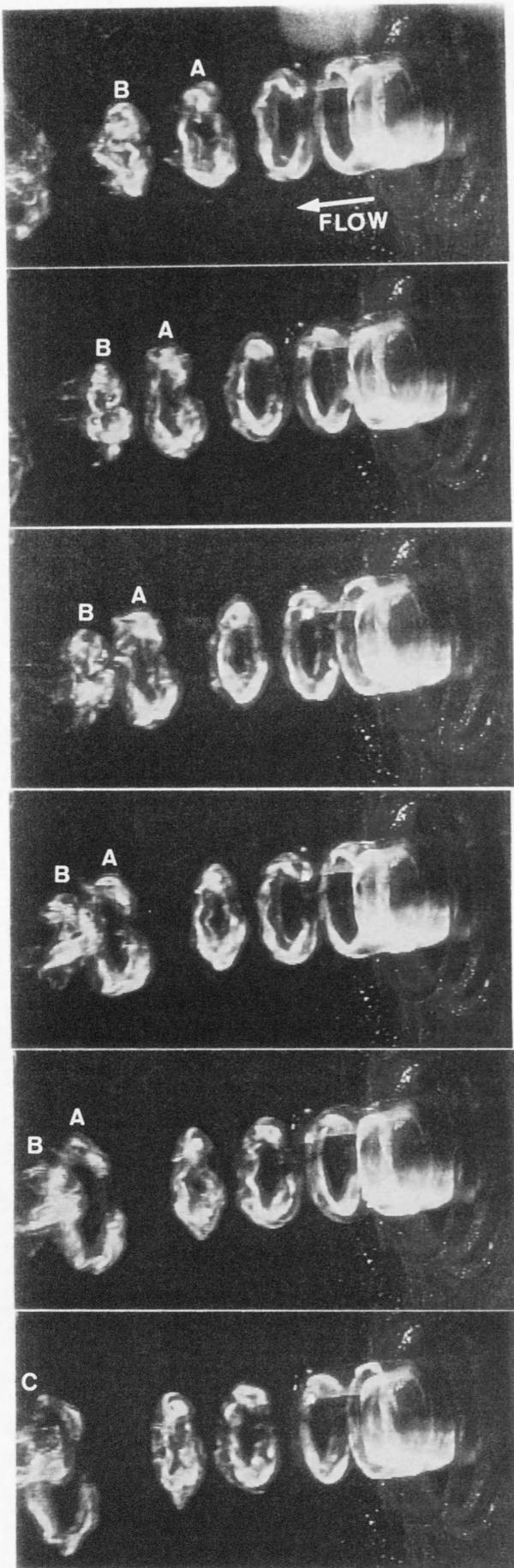


図 6-40 内側混合層内の渦合体现象 ($L/D_o=0$, $U_i/U_o=0.4$, $Re=5000$, $b_i=4\text{mm}$)

$t=0.00(s)$

$t=0.067(s)$

$t=0.133(s)$

$t=0.2(s)$

$t=0.267(s)$

$t=0.333(s)$

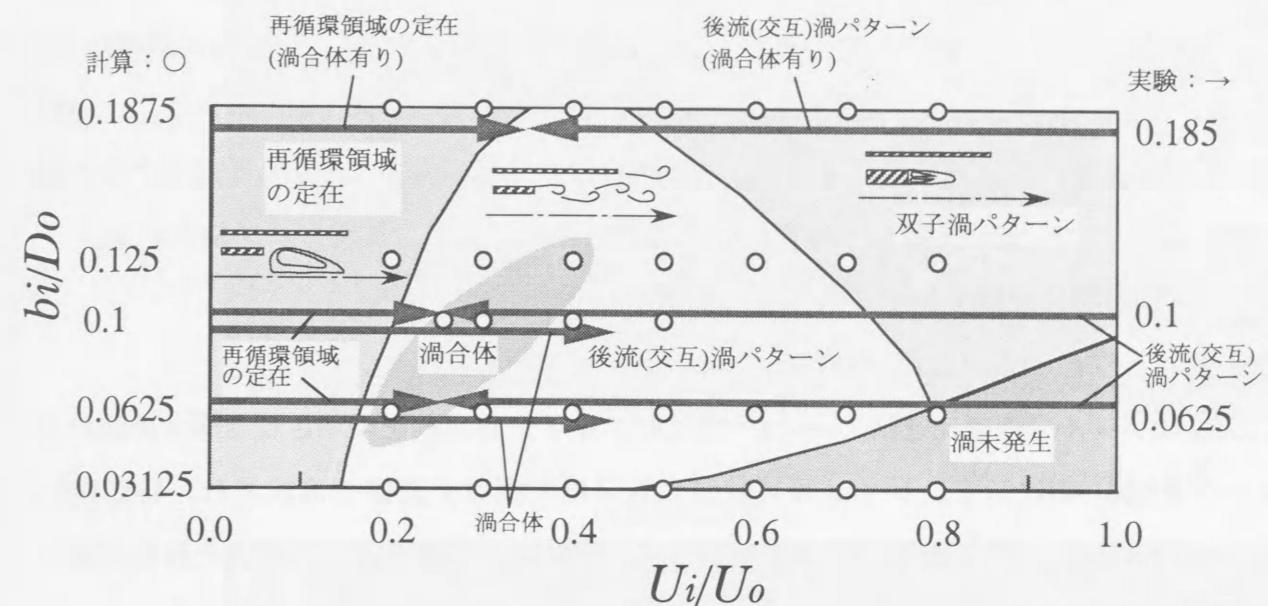
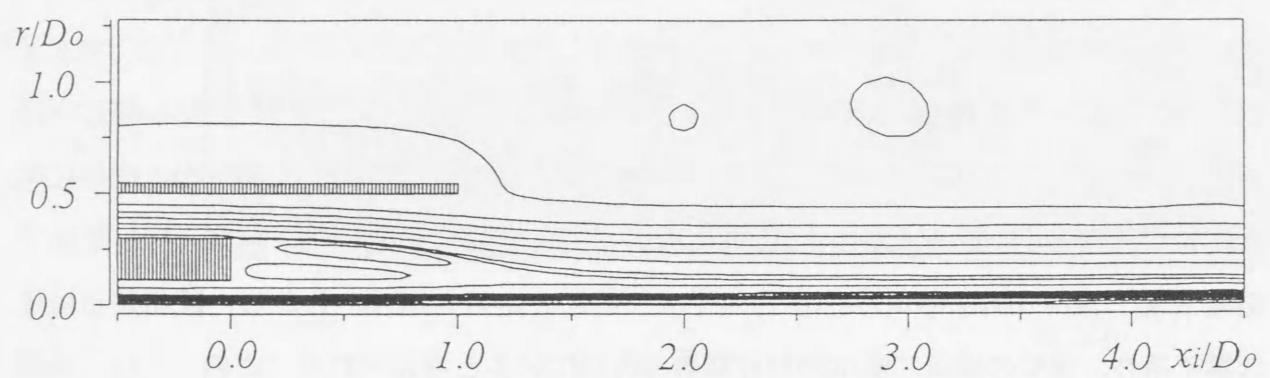
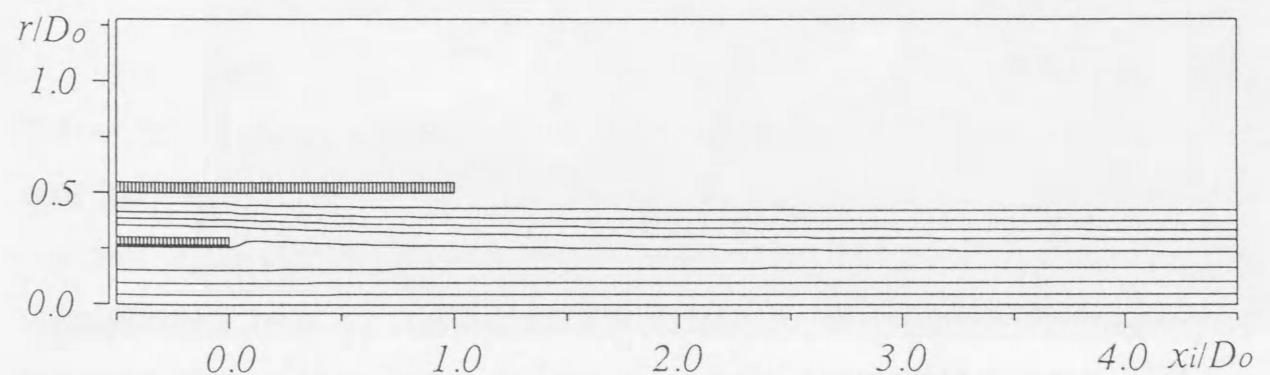


図 6-41 層流計算結果による流れパターンの分類 ($L/D_o=1$)



(a) $b_i/D_o=0.1875$



(b) $b_i/D_o=0.03125$

図 6-42 流線パターン ($L/D_o=1$, $U_i/U_o=0.6$, 層流計算, $Re=5000$)

領域について可視化観察とシミュレーション結果はほぼ一致し、渦合体现象もシミュレーション同様に速度比に依存しているが、渦合体现象は図6-36で示したように速度比 $U_i/U_o < 0.5$ で生じる。しかし、内側ノズル肉厚を極端に大きい $b_i/D_o = 0.185$ の場合には、内側ノズル端部背後に逆流域を形成するが、逆流域背後の後流渦やノズルから剥離したせん断層の不安定による渦が影響し、いずれの速度比においても渦合体现象が観察された。

6-5-3 渦構造に及ぼすレイノルズ数の影響

(1)外側パイプによる渦励起現象

$L/D_o = 2$ ノズルで速度比を $U_i/U_o = 0.3$ 一定にし、レイノルズ数を増加させた場合の流れパターンを図6-43に示す。レイノルズ数が大きいほど渦は上流側で形成され、特に図6-43(c)の $Re = 10^4$ では渦の崩壊後の拡散が激しく、 $x_i/D_o = 3$ 以降では内側噴流と外側噴流の境界の区別ができるほど混合が進む。このレイノルズ数 $Re = 10^4$ の $L/D_o = 0.5, 0.75, 1$ ノズルにおける外側・内側混合領域内 ($x_i/D_o = 0.5, 1$) の速度変動周波数 f の変化および中心軸に対称な半径位置 ($r/D_o = \pm 0.25, \pm 0.5$) における速度変動周波数 f の位相角度 θ を速度比 U_i/U_o に対して図6-44に示す。図6-44(a)のように外側と内側噴流速度の平均 $(U_o + U_i)/2$ で無次元化したストローハル数 St_{D2} で整理すると、 $U_i/U_o > 0.5$ では、 $Re = 3000$ と同様に St_{D2} 値はほぼ一定値を示すが、 $U_i/U_o \leq 0.5$ では、図6-44(b)のように空気実験(図6-23参照)と同様に速度変動周波数 f は外側ノズル長さ L と外側噴流速度 U_o で無次元化したストローハル数 St_L で整理でき、 $St_L \approx 0.64N$ ($N = 1, 2, \dots$) とステップ状に一定値を示す。しかし、位相差 ϕ はほぼ零であり、多くの場合に渦は軸対称に形成されていると考えられる。このように、外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象は、レイノルズ数にも影響し、図6-33で示した比較的低いレイノルズ数 $Re = 3000, 5000$ の層流域では生じず、 $Re = 10^4$ 以上の比較的高いレイノルズ数が大きい乱流域でのみ生じる。

(2)渦の三次元構造

$L/D_o = 1$ ノズル、速度比 $U_i/U_o = 0.3$ の場合を例に $x_i/D_o = 2$ の位置においてレーザシートで噴流を輪切りにし、下流側から撮影した半径方向断面の流れパターンを $Re = 3000, 5000, 10^4$ について図6-45に示す。 $Re = 3000$ の場合、大きな変動はないが、 $Re = 5000, 10^4$ において Liepmann⁽⁴¹⁾ ら可視化実験と同じく渦輪は外周部が数々所波打ち、周囲に縦渦が観測される。次に、渦輪の三次元的様相を見るために、 $L/D_o = 0$ ノズルの半径方向断面の映像を積層化処理して得られた噴流断面の時間的变化を図6-46、図6-47に示す。図6-46は、 $x_i/D_o = 1$ 断面での0.8秒間の約3周期分の変動の三次元的流れパターンであり、ほぼ軸対称に

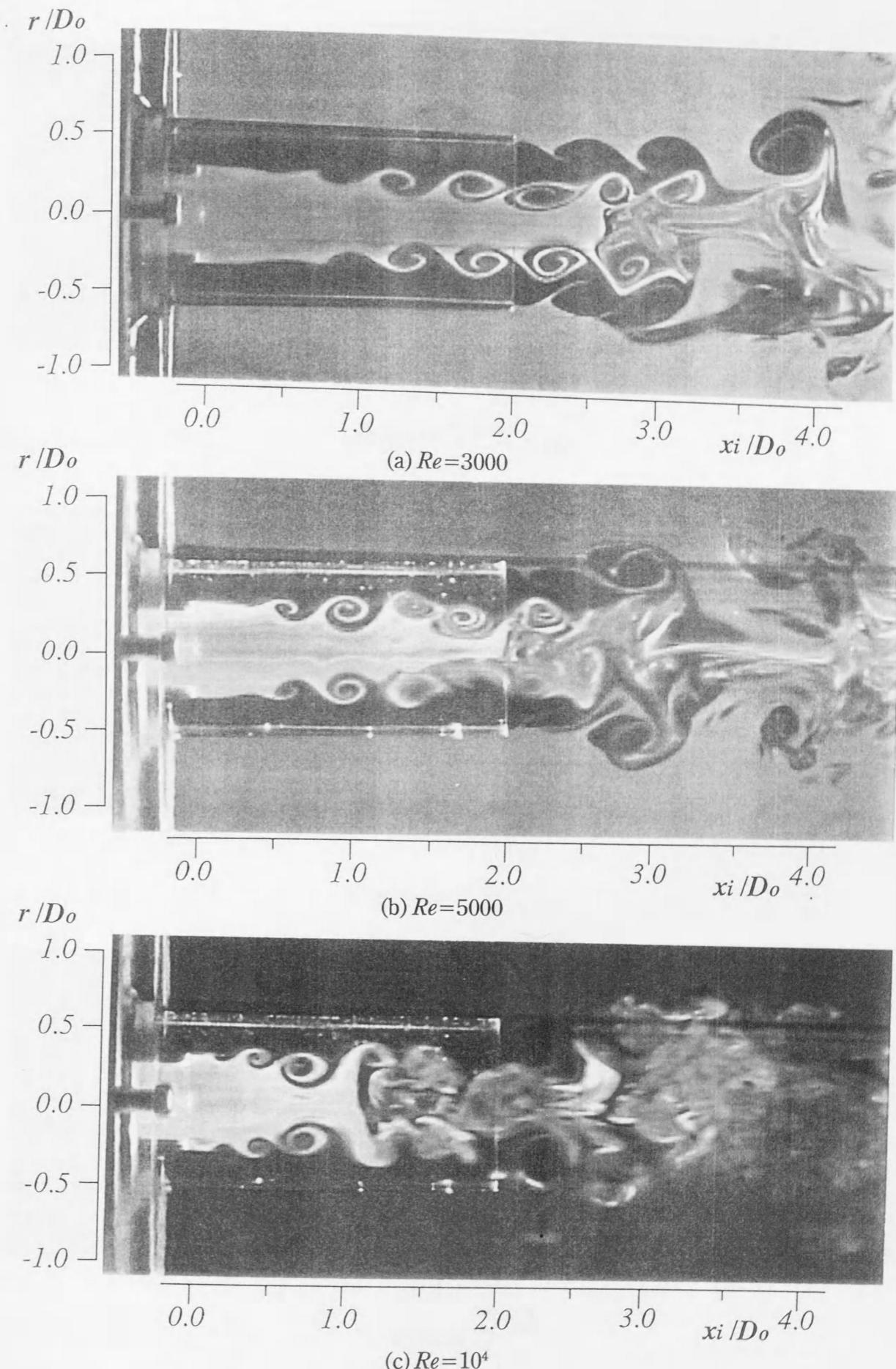
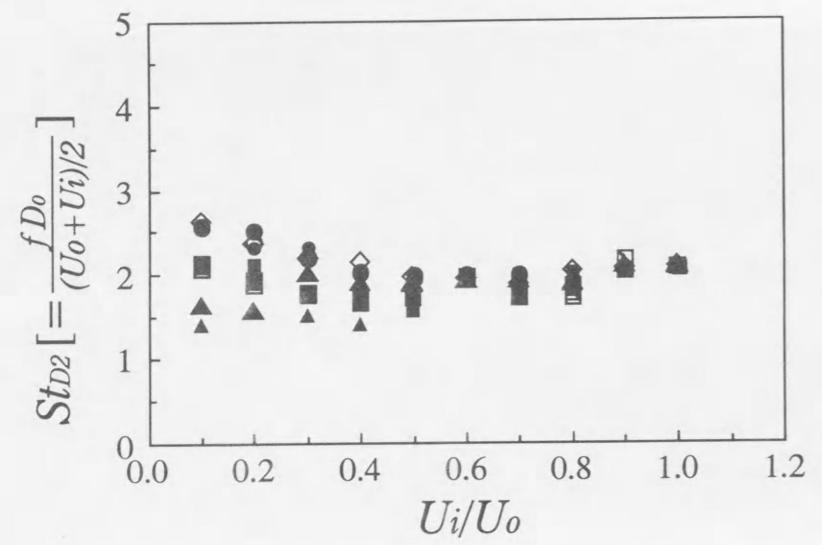
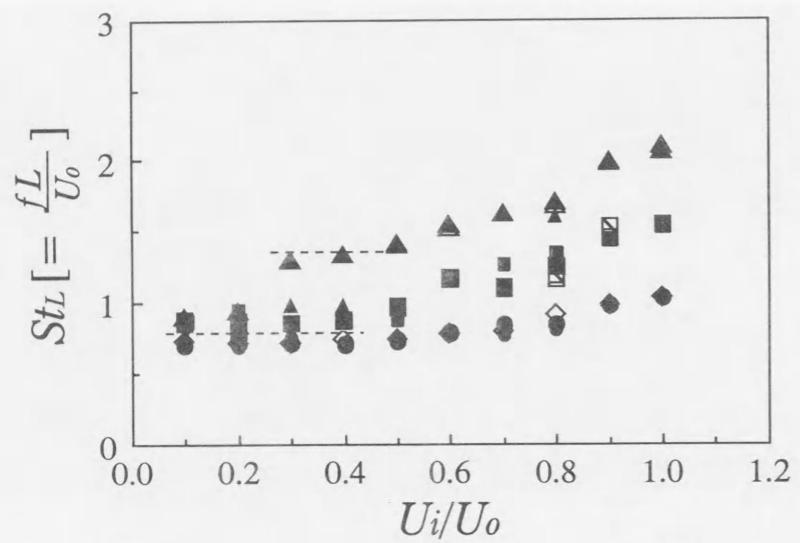


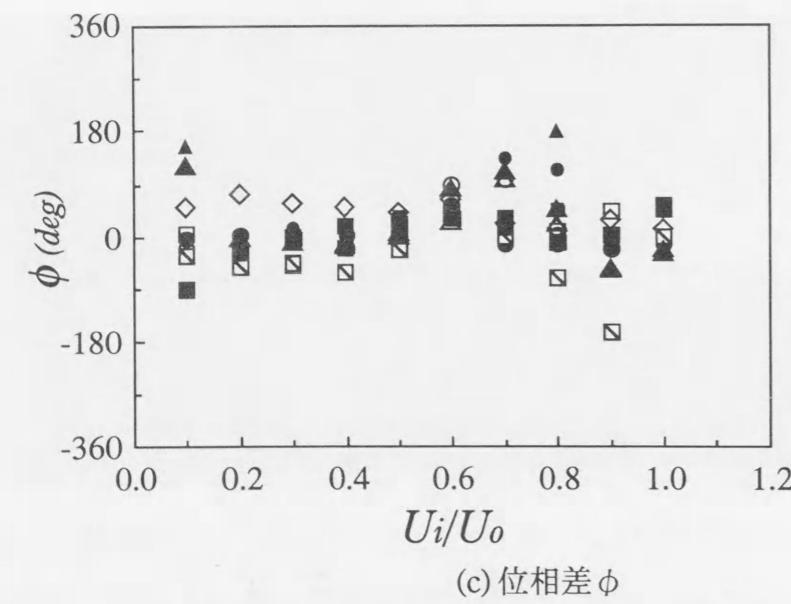
図 6-43 流れパターン ($L/D_o = 2, U_i/U_o = 0.3, b_i = 2.5\text{mm}$)



(a) ストローハル数 St_{D2}



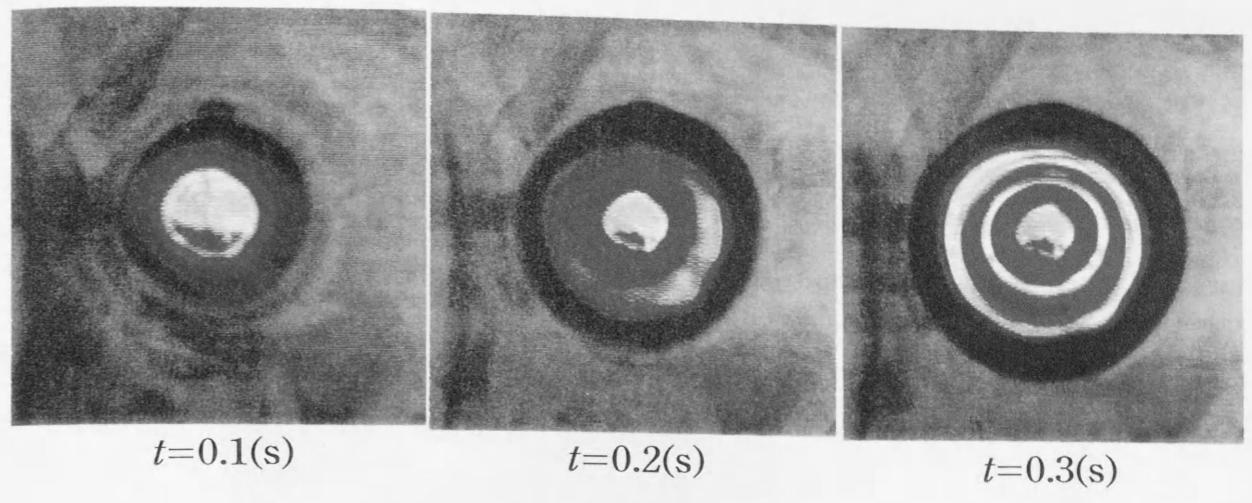
(b) ストローハル数 St_L



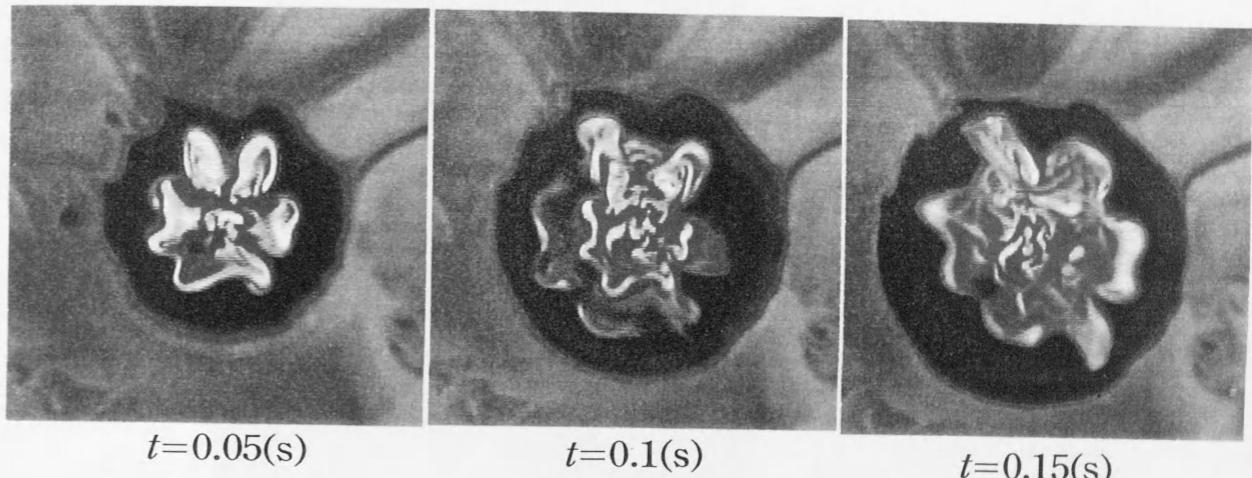
(c) 位相差 ϕ

図 6-44 速度変動周波数と位相角 ($Re=10^4$, $b_i=4\text{mm}$)

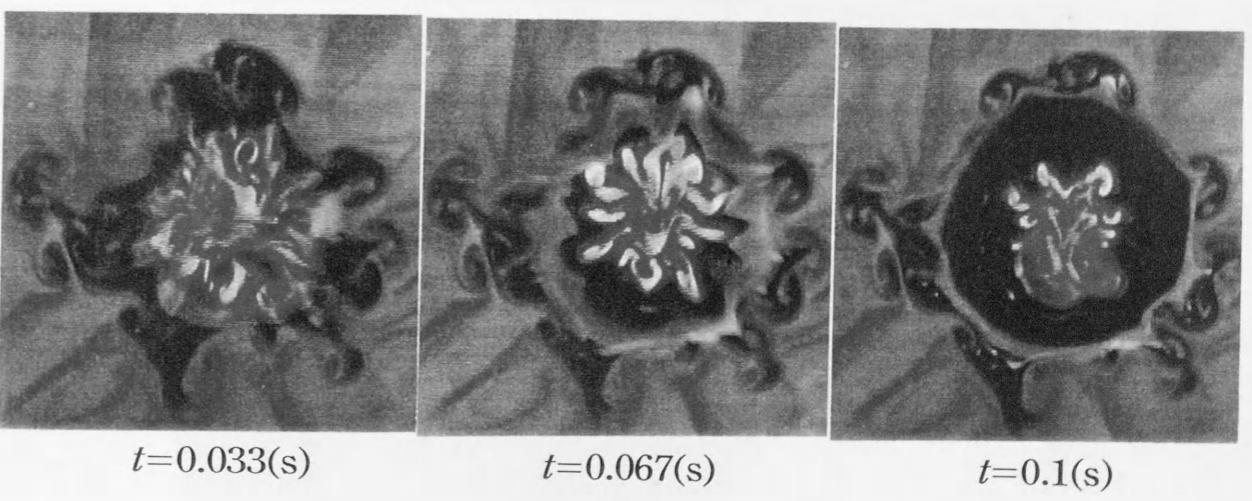
L/D_0	Inner mixing region		Outer mixing region	
	x_i/D_0	x_i/D_0	x_i/D_0	x_i/D_0
0.5	●	○	◇	
0.75	■	□		■
1	▲	△		



(a) $Re=3000$



(b) $Re=5000$



(c) $Re=10^4$

図 6-45 半径方向断面の流れパターン ($L/D_0=1$, $U_i/U_o=0.3$, $x_i/D_0=2$, $b_i=2.5\text{mm}$)

図 6-46 画像処理による流れの三次元表示 ($L/D_o=0$, $Re=3000$, $x_i/D_o=1$, $b_i=4\text{mm}$, 全体表示)

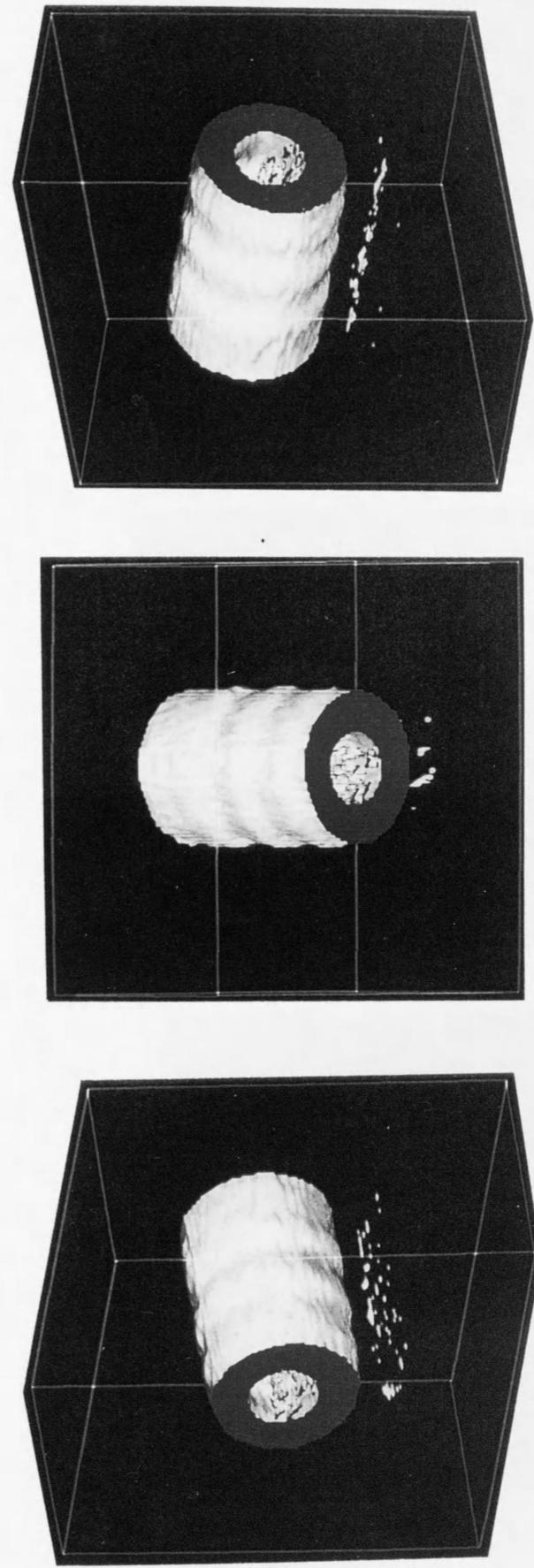
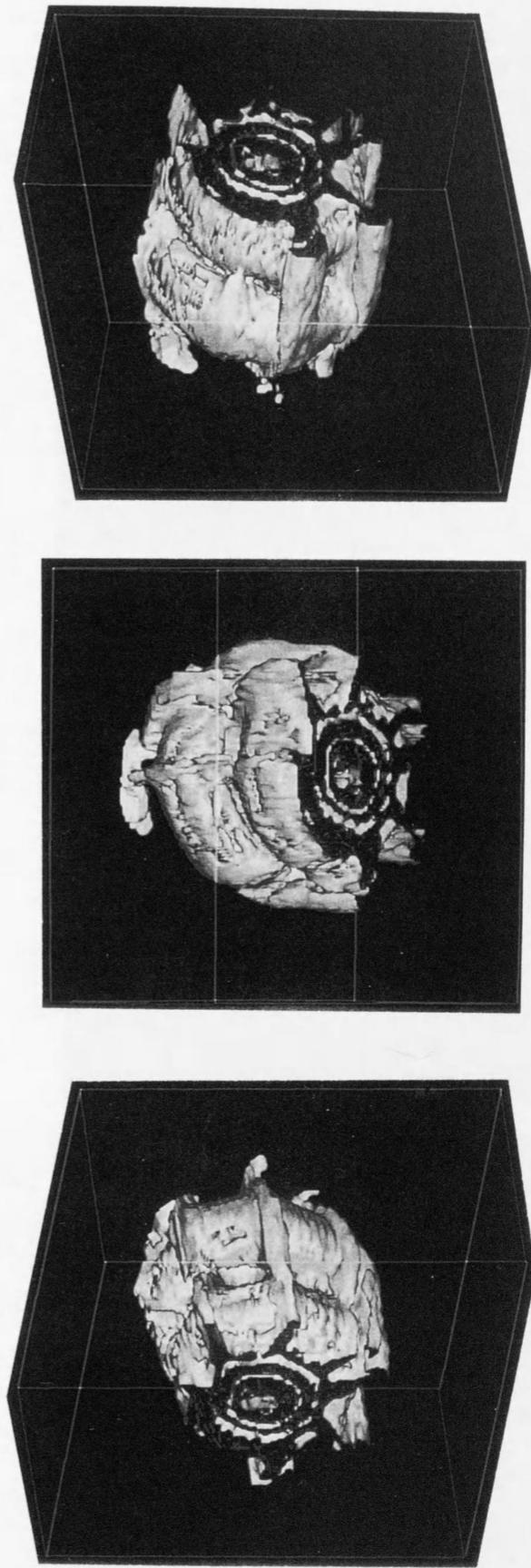


図 6-47 画像処理による流れの三次元表示 ($L/D_o=0, Re=3000, x_i/D_o=3, b_i=4\text{mm}$, 全体表示)



(a) $Re=3000$ (b) $Re=5000$ (c) $Re=10^4$

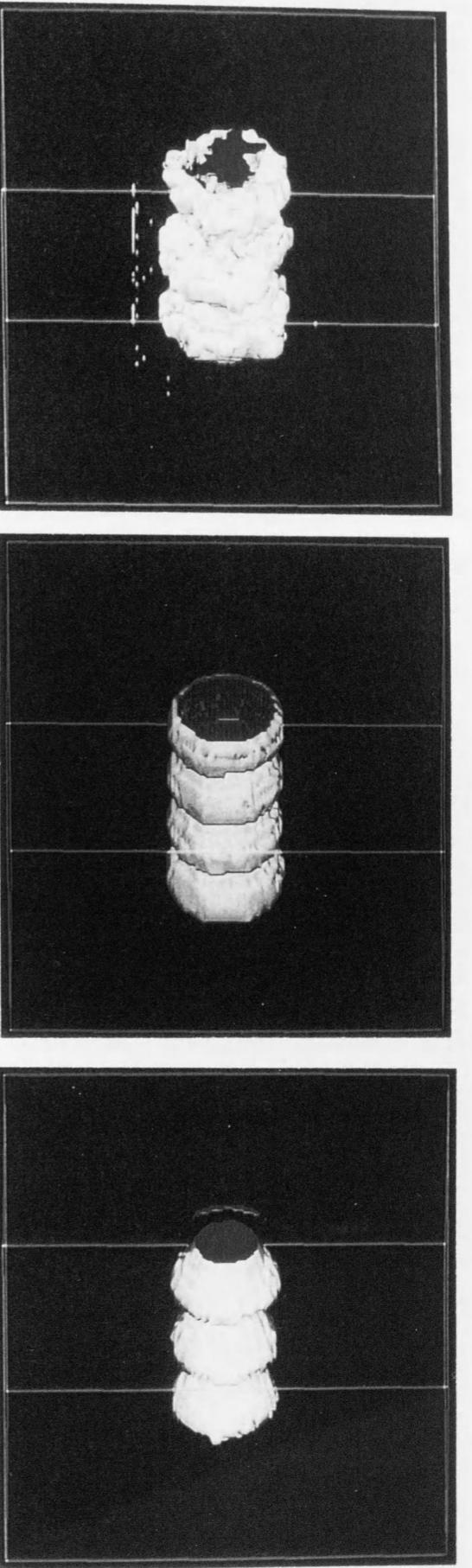
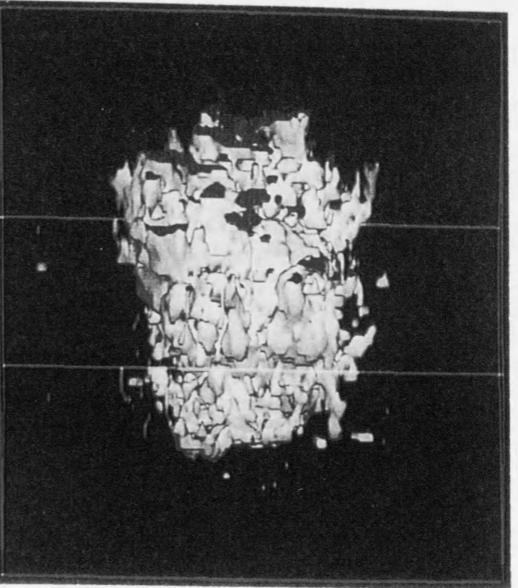
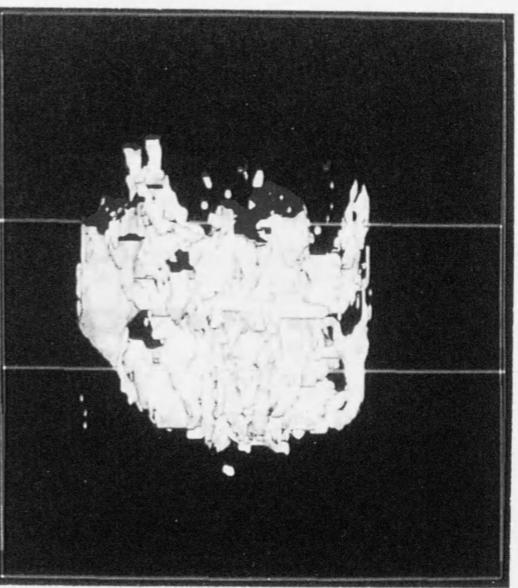


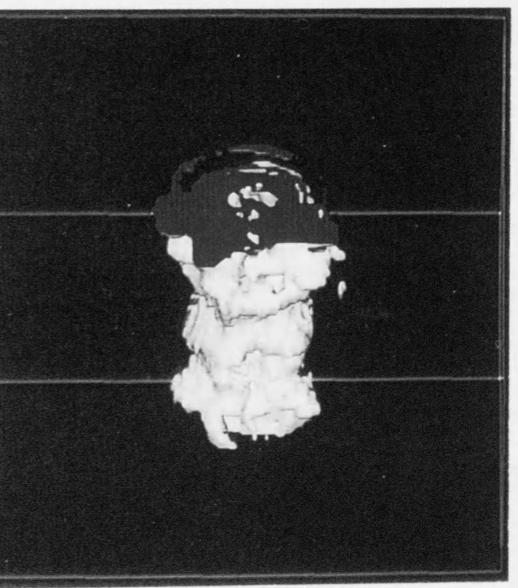
図 6-48 画像処理による流れの三次元表示 ($L/D_o=2, x_i/D_o=1, b_i=4\text{mm}$, 内側噴流のみ表示)



(c) $Re = 10^4$



(b) $Re = 5000$



(a) $Re = 3000$

図 6-49 画像処理による流れの三次元表示 ($L/D_o = 2, x_i/D_o = 3, b_i = 4\text{mm}$, 内側噴流のみ表示)

変動しながら渦輪は形成されているのに対し、下流域の $x_i/D_o=3$ 断面では図6-45でも見られたような大きな縦渦が形成されている様相を示している。さらに、 $L/D_o=2$ ノズル、速度比 $U_i/U_o=0.3$ で $x_i/D_o=1$ および 3 の断面の内側噴流の時間的变化を三次元表示したものを $Re=3000, 5000, 10^4$ について図6-48、図6-49に示す。なお、 $Re=3000, 5000$ は0.8秒間、 $Re=10^4$ は0.4秒間の三次元的流れパターンである。 $x_i/D_o=1$ 断面において $Re=3000, 5000$ の場合には図6-34(a)や図6-43の可視化写真からもわかるように、渦輪は円形を保っているのに対し、レイノルズ数が増加した $Re=10^4$ の場合には渦輪の円周部は大きく波打っている。また、 $x_i/D_o=3$ の下流域において、 $Re=3000$ では流れの軸対称性はまだ保持されているが、 $Re=5000, 10^4$ ではかなり半径方向に拡散し、周期的な変動は見られなく、複雑な構造となっている。

6-6 結 言

同軸二重円管噴流の外側ノズル長さ L 、外側噴流幅 B 、内側ノズル肉厚 b_i のノズル形状と速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o が混合層内の渦形成に及ぼす影響を調べ、外側、内側混合層内の渦の相互干渉について検討し、混合層内の渦周波数、位相平均渦度分布と流れの可視化により渦構造を計測し、さらに低レイノルズ数域の流れ場を実験と三次元画像処理や層流数値シミュレーションから調べ、以下の結果を得た。

「せん断層内の渦」について

- (1) ノズル内部の速度変動周波数は外側ノズル長さ L と外側噴流幅 B に依存し、卓越ストローハル数 $St_l (=fL/\bar{u}_o)$ 値は一定になり、 $L/B=4$ と 8 付近でステップ状に $St_l \approx 0.64N$ ($N=1, 2, 3$) と L/B に対してモード変化することを見い出した。
- (2) $N=1, 2, 3$ のモードの流れパターンは、ノズル内部に $1, 2, 3$ 個の渦が形成されることを条件付きサンプリング法による位相平均渦度分布によって示し、同軸二重円管噴流の渦励起現象が、ノズル内部の内側混合層に渦が整数個形成されることで生じることを明らかにした。
- (3) 渦励起現象が生じる場合、内側および外側混合層の渦は相互に干渉し、渦強さが大きく、高い相関値の $L/D_o \approx 0.5$ ノズルの場合、渦はほぼ千鳥配列となる。
- (4) ノズル内部の内側混合層に形成される励起による渦が巻き上がる位置では流れの軸対称性は強いが、外側ノズルを出た下流の混合領域での流れの軸対称性は低下する。

「渦合体現象」について

- (5) 外側ノズルのパイプ長さにより励起、形成された外側混合層の渦は、外側ノズル出口近くで巻き上がり、下流域で渦合体し、外側ノズル出口近くで乱れ強さが増大することを明らかにした。
- (6) 周波数解析だけでなく、位相平均法による渦度分布の測定および可視化実験からノズル出口下流の外側混合層内に生じる渦合体の様相を明示した。
- (7) 同一方向の渦から成る外側混合層や $\bar{u}_i/\bar{u}_o < 0.5$ の小さい速度比の内側混合層内において、渦の合体が生じ易い。そして、 $x_i/D_o \geq 2$ の下流域ではいずれのノズルにおいても規則的渦構造は崩壊し、徐々に低周波数成分が増大し、卓越周波数値は減少する。

「内側ノズルの後流渦」について

- (8) ストローハル数 $St_l (=fL/\bar{u}_o \approx 0.64N)$ で整理される外側ノズル長さ L に依存する渦周波数成分は、速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \leq 0.5$ において生じる。この周波数の外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象は、速度比が比較的小さい場合の内側ノズルパイプ端部上面からの片側せん断層の渦が内側混合層内で成長発達し、外側ノズルのパイプ端部からの外側混合層内の渦と干渉することで生じる。そして、速度比の増加に伴い、卓越周波数は、より高いまたは低いN次モードへ段階的に変化した後、内側ノズル肉厚に依存する渦周波数になることを見い出した。
- (9) ストローハル数 $St_{bi} [=f(b_i + \delta^*)/\bar{u}_o \approx 0.2]$ で整理される内側ノズル肉厚に依存する渦周波数成分は、速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.5$ で生じる。このように速度比が比較的大きい場合、内側ノズルのパイプ端部上下面二つのせん断層による交互渦が流れ場で支配的になる。
- (10) $L/D_o=0$ ノズルにおいて、外側噴流の上下面のせん断層の渦形成には、内側噴流の影響は比較的少なく、大きい速度比の場合、外側噴流の上面および下面側からの渦と内側ノズル端部下面側からの渦の3つの渦列が形成されることを明らかにした。

「低レイノルズ数域の噴流渦構造」について

- (11) 比較的低いレイノルズ数 $Re=3000, 5000$ の層流域での混合領域内の速度変動周波数は、外側ノズル長さによる差異ではなく、速度比に比例して増大し、外側と内側噴流の平均

速度値によるストローハル数で整理できる。

(12)乱流域 $Re \geq 10^4$ の混合領域内の速度変動周波数は、外側ノズル長さ L によるストローハル数 St_L で整理できることを明らかにし、外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象は、レイノルズ数にも影響し、乱流域で生じることを見い出した。

(13)層流域の同軸二重円管噴流の渦合体などの流れパターンを数値シミュレーションし、内側ノズル肉厚と速度比の変化による流れパターンを分類し、渦合体现象は $U_i/U_o > 0.4$ で生じ難くなることを、実験と計算から明らかにした。

(14)渦の三次元渦構造の速度比やレイノルズ数の影響を画像処理によって明らかにし、層流域の $U_i/U_o \geq 0.5$ において、ヘリカルな渦が形成されることを初めて見い出した。

以上のように、 $L/D_o = 1$ 前後の外側ノズルのパイプが内側ノズルのパイプより若干突出したノズル形状では、外側と内側せん断層からの渦相互の干渉によるエッジトーンと類似の励起現象が生じ、混合層内に組織的な渦構造が形成され、その渦が合体するために乱れが増加する現象が生じる。このことは、噴流の混合を促進させるという意味で受動的制御の可能性がある。また、速度比を変えることで、外側ノズル長さによる渦周波数から内側ノズル肉厚の渦周波数へ、周波数の制御が可能になる。しかし、これらの周波数の渦は、空力騒音の源であり、騒音低減化においては、同軸二重円管噴流内に生じる様々な渦による変動周波数を考慮して、外側ノズル長さを $L/D_o \geq 2$ 、内側ノズル肉厚をできるだけ薄くするなど、渦を形成させないようにするノズル形状や作動条件にする必要がある。

第7章 強制加振時の流れ特性

第7章 強制加振時の流れ特性

7-1 緒 言

第1-2節で述べたように、噴流にスピーカなどで強制的に微小振動を加え、せん断層の混合を制御する研究が行われ、乱れが増加または減少する場合の加振周波数(無次元振動数)の特定や加振時の渦構造変化との対応が調べられており、噴流を能動的に制御することは、工業的にも機器の高効率化や噴流騒音低減化などにおいて重要な意味を持つ。本章では、同軸二重円管噴流の非加振時の特性を基礎として、同軸二重円管噴流の環状噴流(外側噴流)を強制加振させた場合の噴流特性を調べる。すなわち、供試噴流ノズルの上流側に配置したスピーカで強制的に変動を外側環状噴流に加えた際の平均速度や速度変動の周波数や乱れ強さなどの計測および条件付きサンプリングによる位相平均渦度分布を求め、再循環領域やパイプ長さによる渦励起現象への影響、混合層内渦構造の発達・合体・崩壊過程を調べるために、比較的低い速度比($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15\sim0.4$)における同軸二重円管噴流の流れ場に強制振動が及ぼす影響について検討する。

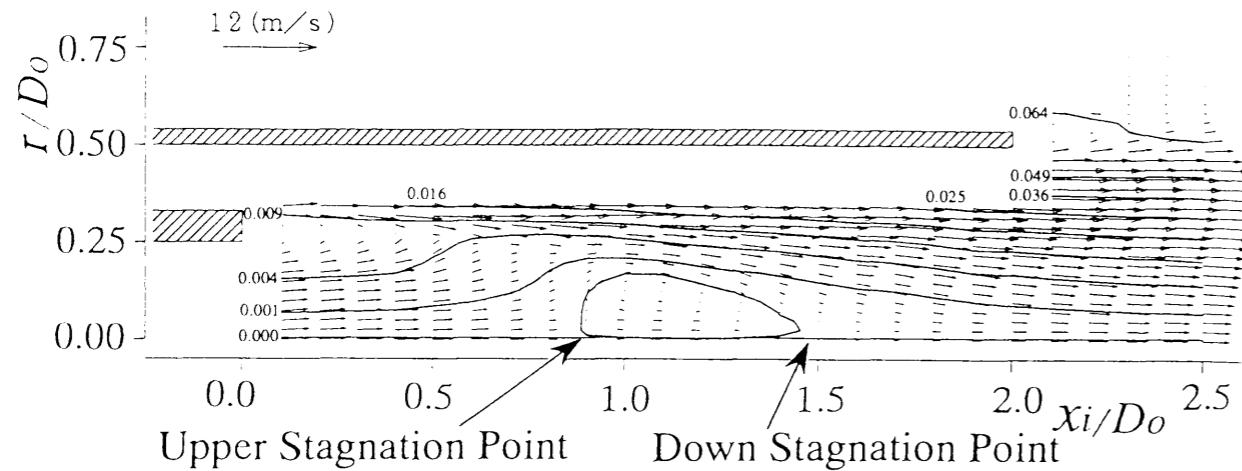
7-2 平均速度場

7-2-1 速度ベクトル分布

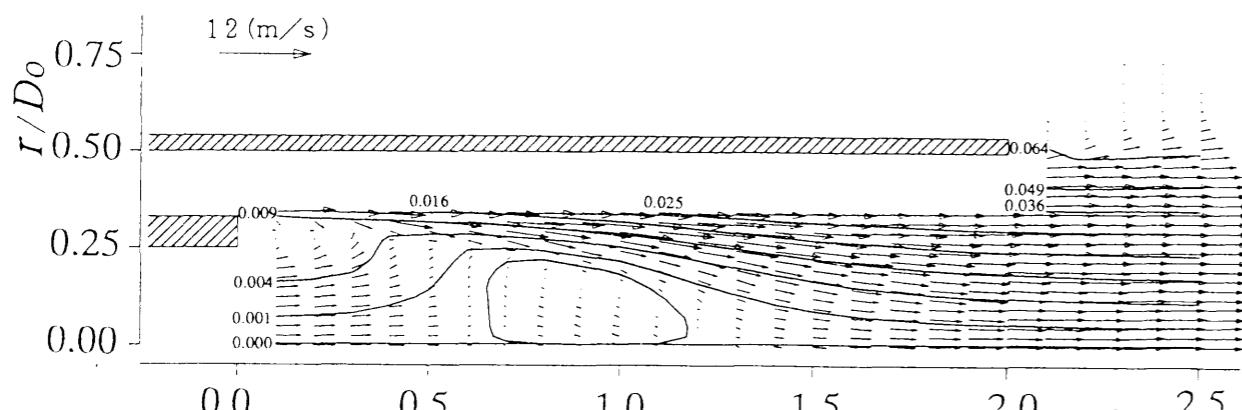
非加振時と外側環状噴流を加振した場合($f_o=300\text{Hz}$)の軸方向距離 $x_i/D_o \leq 2.5$ のノズル出口付近における流れの様相を見るために、 $L/D_o=2$ ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)を例として図7-1に示す。流線分布は、タンデム形熱線プローブで測定した軸方向速度 \bar{u} から算出した。強制加振の有無にかかわらず、内側ノズル出口から距離 $x_i/D_o \approx 1$ 付近に逆流を伴う再循環領域が形成される。 $f_o=300\text{Hz}$ の加振時には、中心軸上の逆流速度は若干減少し、再循環領域は上流側に移動し、再循環領域下流において外周から中心軸側への巻き込みが増加する。そして、 $x_i/D_o > 2$ の外側ノズル出口では、非加振時に比べてより平坦な速度分布で噴出する。なお、ノズル壁近傍で速度分布が示されていないのは、タンデム形熱線プローブの構造上壁に近づけないため、計測不可能な領域である。

7-2-2 中心軸上速度分布

図7-1の速度ベクトル分布に示すごとく、振動数によって速度分布に変化が生じる。種々なノズル長さの噴流において、 $f_o=200\sim700\text{Hz}$ の範囲で加振した時の中心軸上軸方向



(a) 非加振時



(b) $f_o = 300\text{Hz}$

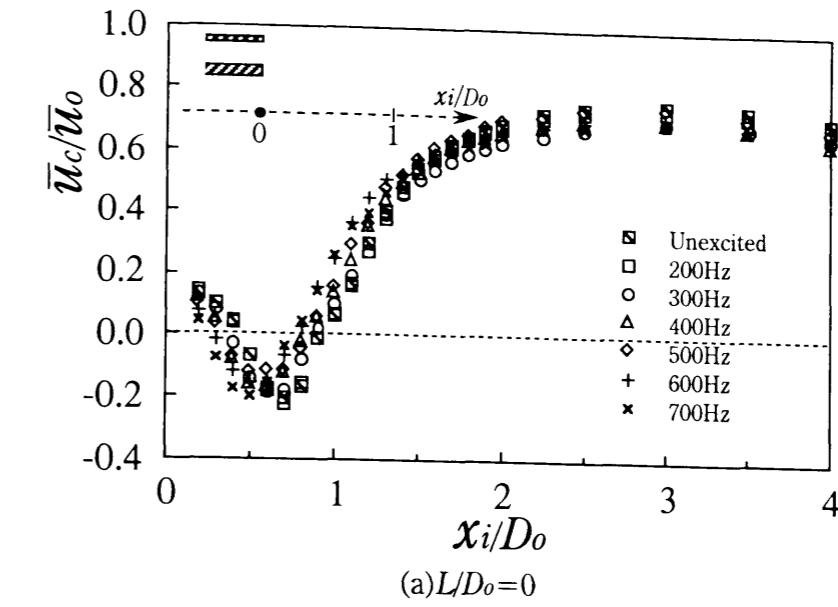
図 7-1 流線と速度ベクトル分布 ($L/D_o=2$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)

平均速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o の分布を図 7-2 に示す。加振の影響が大きく生じる領域は、いずれのノズルも軸方向距離 $x_i/D_o \leq 4$ のノズル出口近傍である。速度比を $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3, 0.15$ などに変えても、加振が中心軸上速度分布へ及ぼす影響は定性的に同様で、例として、速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ における各ノズルの流れの様相を述べる。

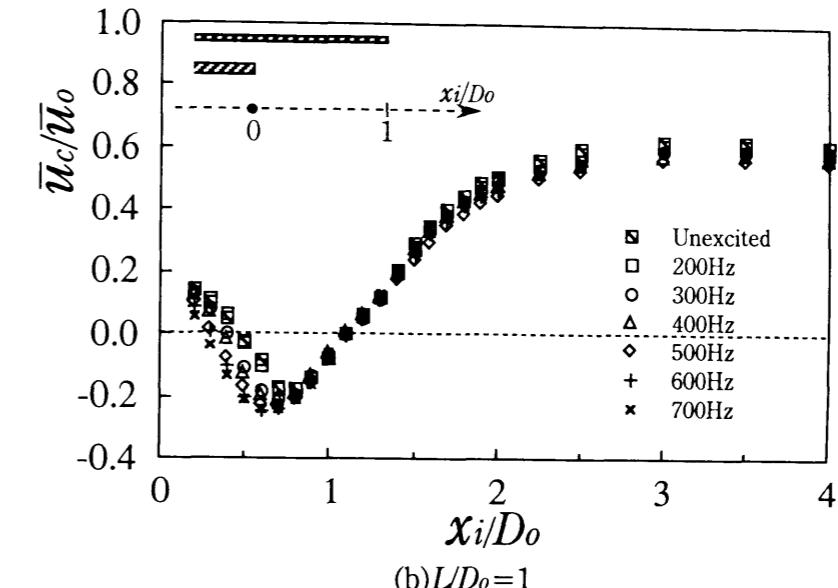
a) $L/D_o=0$ ノズル： 図 7-2(a) に示すように、中心軸上速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o は内側ノズルを出た後、低下し、図 7-1 の流線分布のごとく、再循環領域を形成した後、増加する。強制振動数が $f_o=600, 700\text{Hz}$ において、中心軸上速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o は、若干上流側で增速するが、加振の影響は比較的少ない。

b) $0 < L/D_o < 2$ ノズル： $0 < L/D_o < 2$ のノズルの例として $L/D_o=1$ ノズルについて図 7-2(b)

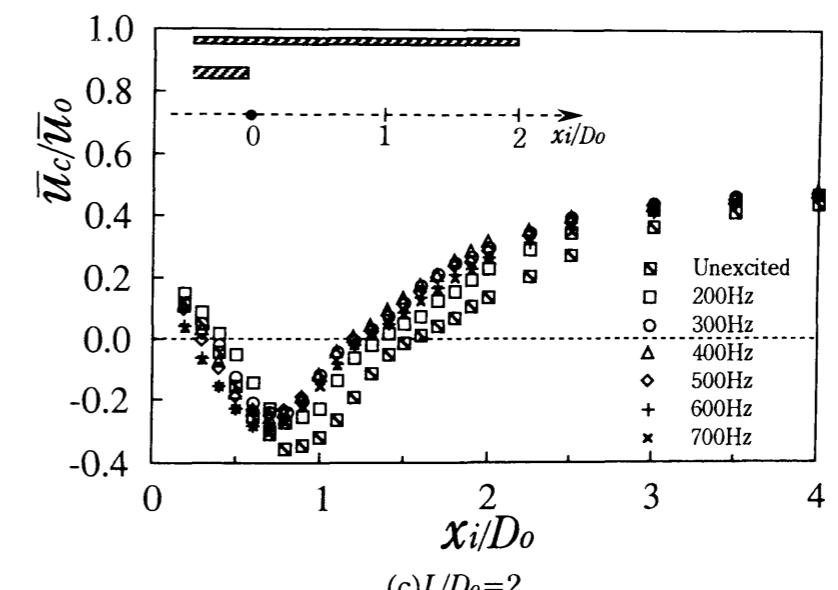
に示すが、励起しても中心軸上速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o には変化はなく、加振の影響はわずかである。



(a) $L/D_o=0$



(b) $L/D_o=1$



(c) $L/D_o=2$

図 7-2 中心軸上軸方向速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o 分布 ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$)

c) $L/D_o \geq 2$ ノズル：外側ノズル長さが $L/D_o \geq 2$ の例として $L/D_o=2$ ノズルの場合を図 7-2(c) に示す。中心軸上速度 \bar{u}_c/\bar{u}_o は、加振することによって、 $f_0 \geq 300\text{Hz}$ のいずれも $x_i/D_o=1 \sim 2$ 付近では、非加振時よりも速度がほぼ $0.2\bar{u}_o$ 程度一様に増加し、逆流域によって示される再循環領域は約 75% に縮小する。

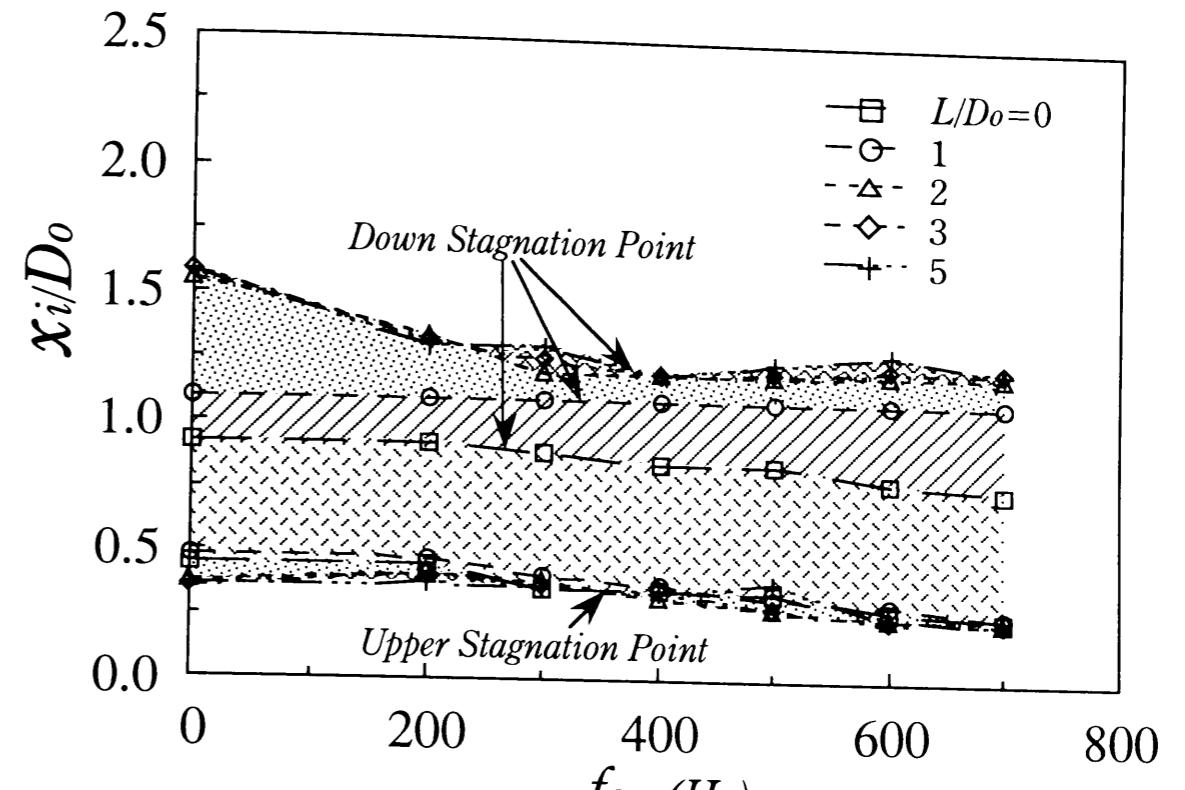
7-2-3 逆流域に与える影響

内側ノズル出口下流域に形成される逆流を伴う再循環領域に与える強制振動数 f_0 の影響を外側ノズル長さ $L/D_o=0 \sim 5$ について図 7-3 に示す。図は、速度比が $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$ の場合の逆流の範囲を表す上流および下流淀み点と最低速度値 $(\bar{u}_c/\bar{u}_o)_{\min}$ の変化を強制振動数 f_0 に対して示す。上流淀み点の位置は外側ノズル長さ L に関係なく、強制振動を加えても、 $0.2D_o$ 以内の移動しか見られない。一方、下流よどみ点は、 $L/D_o < 2$ ノズルでは、 f_0 を変えても $0.1D_o$ 程度内の移動変化量で少ないが、 $L/D_o \geq 2$ のノズルでは、 $f_0 > 200\text{Hz}$ の加振時に下流よどみ点は $0.4D_o$ 程度上流側へ移動し、図 7-1(b) の流線パターンに示したように再循環領域は縮小する。再循環領域の縮小は、速度比が $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$ の場合も同様である。そして、その時の最低速度 $(\bar{u}_c/\bar{u}_o)_{\min}$ は、 $L/D_o < 2$ ノズルでは、非加振時と比較し、 $\pm 0.05\bar{u}_o$ 内の変化であるが、 $L/D_o \geq 2$ のノズルの場合、再循環領域の縮小に伴い、 $f_0 \approx 400\text{Hz}$ まで最低速度 $(\bar{u}_c/\bar{u}_o)_{\min} \approx -0.25$ に増加する。 $L/D_o \geq 2$ ノズルにおける再循環領域の縮小、逆流速度の減少は、再循環領域周辺の混合層内のレイノルズ応力の増加など、第 7-3-4 節で後述する加振による流れ構造の変化に伴うものである。

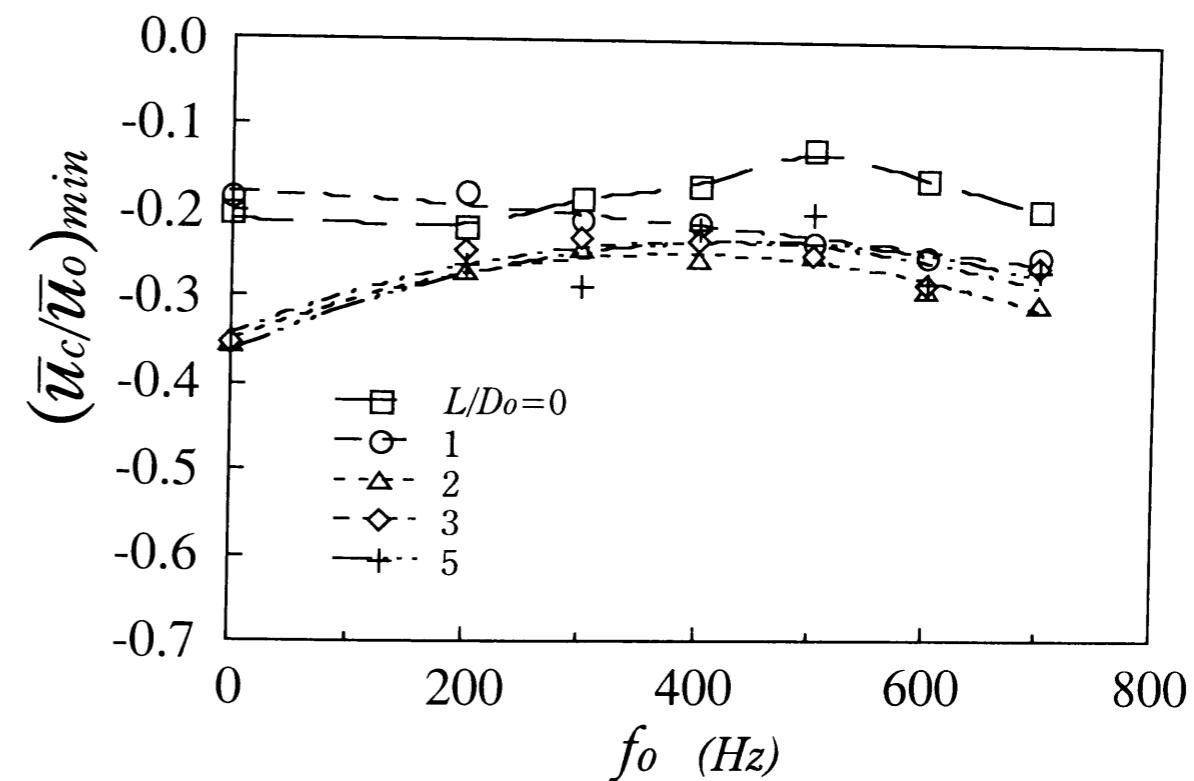
7-3 非定常流れ特性

7-3-1 自然周波数と加振周波数の関係

図 7-4 には、 $L/D_o=0.5$ ノズル ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$) を例にして、外側、内側混合領域における強制振動数 f_0 に対する速度変動の卓越周波数の変化を示す。なお、卓越周波数は、半径方向速度変動 v' を FFT で周波数解析したスペクトル強度の大きい順に 3 種求め、また、非加振時の値は $f_0=0\text{Hz}$ にプロットした。図 7-4(a) の内側混合領域の $x_i/D_o=0.5$ の卓越周波数は加振周波数 f_0 によって異なり、 $f_0 \leq 300\text{Hz}$ の場合、非加振時に卓越するパイプ長さにより定まる周波数成分 $f_l \approx 650\text{Hz}$ (以下、 f_l 成分と言う) が優勢であり、 $f_0=300 \sim 600\text{Hz}$ では強制振動数の周波数成分 (f_0 成分) が卓越し、 $f_0 \geq 600\text{Hz}$ では強制振動数の半分の周波数 ($f_0/2$ 成分) の分数調波成分が卓越する。そして、 $f_0=f_l (=650\text{Hz})$ の場合、 f_0 成分や $f_0/2$

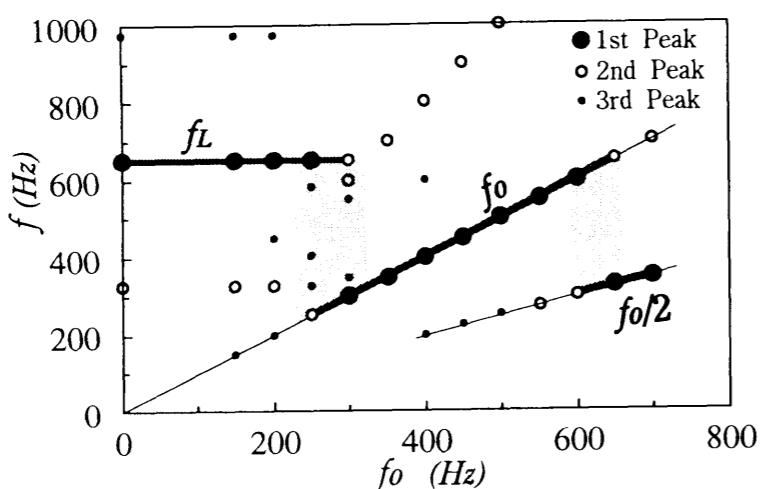


(a) 再循環領域の範囲

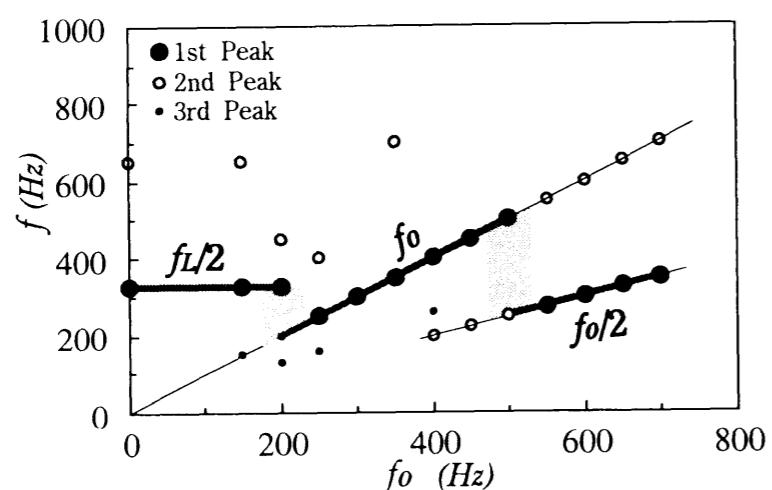


(b) 最低速度 $(\bar{u}_c/\bar{u}_o)_{\min}$

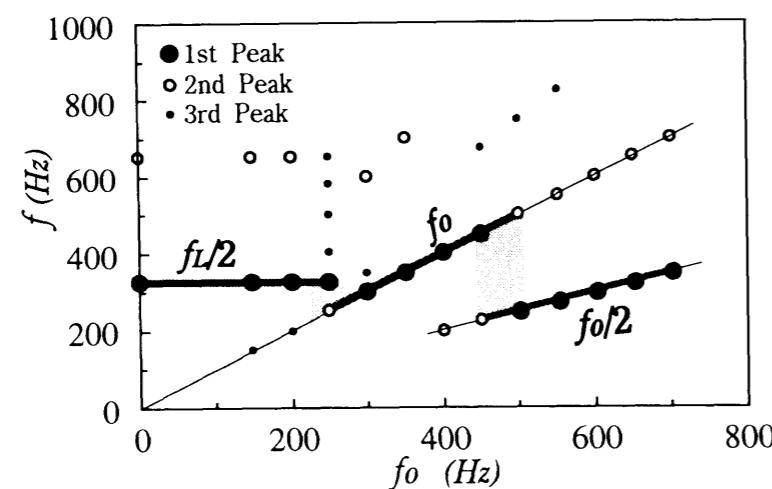
図 7-3 再循環領域の範囲と最低速度 ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$)



(a) $x_i/D_o=0.5, r/D_o=0.32$ (内側混合領域)



(b) $x_i/D_o=1.0, r/D_o=0.2$ (内側混合領域)



(c) $x_i/D_o=1.0, r/D_o=0.44$ (外側混合領域)

図 7-4 卓越周波数変化 ($L/D_o=0.5, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3, v'$ 成分)

2成分のスペクトル強度が特に大きくなることはなく、この様相は他のノズルでも同様であった。図 7-4(b)(c)に示す下流域の外側と内側混合領域の卓越周波数もほぼ同様に変化するが、 $f_0/2$ 成分に変化する振動数は低下し、500Hz付近になる。このように、流れ場の卓越する周波数は、 f_0 の増加に対し、 $f_L \rightarrow f_0 \rightarrow f_0/2$ の順に変化し、強制振動数が高いほど、上流側で f_0 成分の渦の形成、渦合体が生じる。図 7-4(a)のように、 $x_i/D_o=0.5$ の位置で最も卓越する周波数 f_1 を、 $L/D_o=0\sim1$ のノズル長さの場合につき、強制振動数 f_0 と非加振時のパイプによる周波数 f_L で整理したものを図 7-5に示す。最も卓越する周波数 f_1 は、強制振動数 f_0 が低い $f_0/f_L < 0.5$ では、図中破線 $f_1=f_L$ のパイプによる卓越周波数 f_L である。そして、振動数が $f_0/f_L \geq 0.5$ になると、卓越周波数 f_1 は、破線 $f_1=f_L$ から外れ、強制振動数 f_0 成分、つまり $f_1=f_0$ 一定になる。さらに、 $f_0/f_L \geq 1$ で、 $f_1=f_0/2$ 成分が生じることがわかる。このように、同軸二重円管噴流の場合、 $f_0/f_L > 0.5$ で加振の影響を強く受けるようになり、その後、卓越周波数 f_1 は f_0 の分数調波に変化する。

図 7-4 や図 7-5 のように流れ場で卓越する周波数はパイプ長さに依存する周波数 f_L から

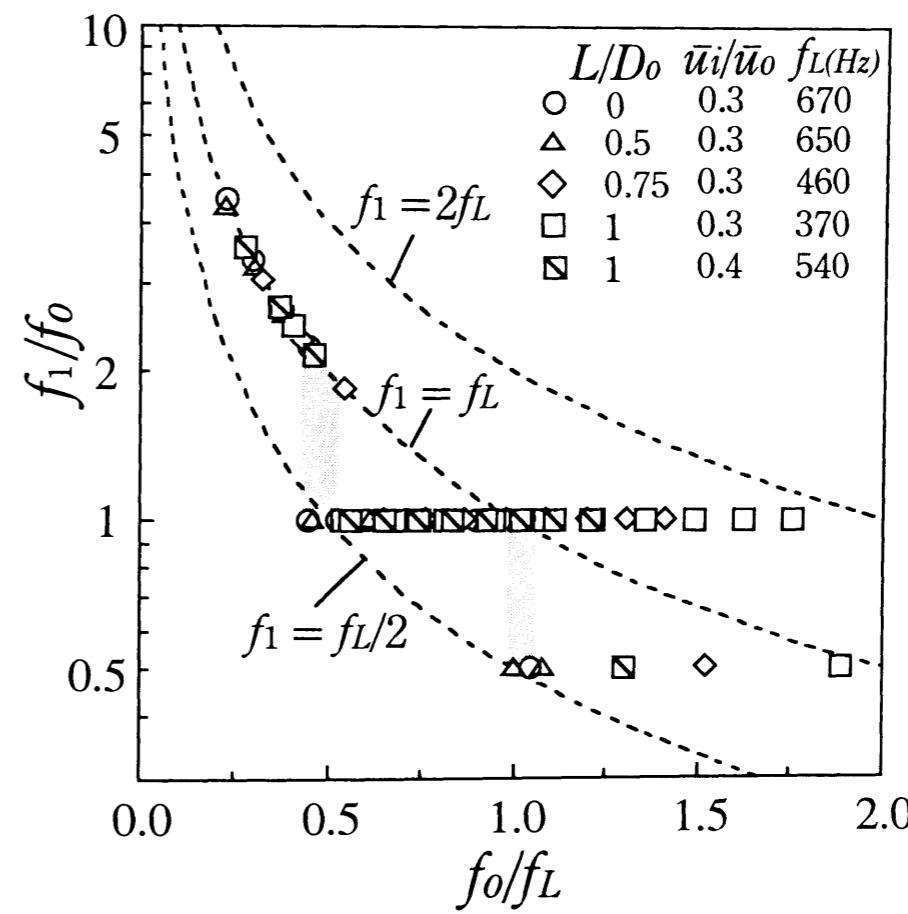


図 7-5 各ノズルの卓越周波数変化 (内側混合領域, $x_i/D_o=0.5, r/D_o=0.32, v'$ 成分)

加振周波数 f_0 へ移り変わるが、それらの成分のスペクトル強度分布の比較的長時間にわたる時間的变化を $L/D_0=0.5$ ノズルの場合を例にして図7-6に示す。この場合、FFTによる各スペクトル強度分布は、時間 $t=0\sim900\text{ms}$ の v' 速度変動波形の30ms幅の波形を15msづつ移動させて求めた。各図は、図7-4(c)で示した外側混合領域 $x_i/D_0=1$ の卓越周波数に変化が生じる過渡周波数域の $f_0=250, 500\text{Hz}$ と $f_0=350\text{Hz}$ について示した。卓越周波数が f_l から f_0 成分に変化する $f_0=250\text{Hz}$ の過渡域では、図7-6(a)のようにスペクトル分布は一定せず、パイプ長さによる周波数成分 $f_l \approx 650\text{Hz}$ とその半分の周波数 $f_l/2$ (325Hz) と f_0 (250Hz) の成分が不規則に混在している。 f_0 成分が支配的な $f_0=350\text{Hz}$ では、図7-6(b)のようにパイプ長さによる周波数成分 $f_l \approx 650\text{Hz}$ はもはや見られず、常に350Hz成分が卓越し、強制振動による渦が規則的に形成されている。一方、 f_0 成分から $f_0/2$ 成分への変化が現れる $f_0=500\text{Hz}$ 付近では、強制振動数 f_0 (500Hz) と $f_0/2$ (250Hz) の成分が卓越するが、 $f_0/2$ 成分は $t=0\sim60, 570\sim630, 840\sim900\text{ms}$ 付近で認められず、渦合体现象の非定常性が認められる。

7-3-2 亂れ強さと卓越周波数の変化

図7-1～図7-3では平均速度場に加振が及ぼす影響を示したが、次に同じ $L/D_0=0\sim2$ ノズルの噴流の外側および内側混合領域内で測定した強制振動数 f_0 に対する乱れエネルギー k [$=(\bar{u}^2+\bar{v}^2)/2$] の変化を図7-7に示す。 $L/D_0=0, 0.5$ ノズル ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$) の場合、図7-7(b)の内側よりも図7-7(a)に示す外側混合領域の方に加振の影響が強く現れ、図7-7(a)(b)の $x_i/D_0=1.5$ の位置では、 k 値は $f_0=300\sim400\text{Hz}$ 付近で、 f_0 成分が卓越し、増大する。また、 $L/D_0=1$ ノズルの k 値は、 $f_0 \geq 500\text{Hz}$ において非加振時の値より減少する。 $x_i/D_0=1.0$ の位置における内側混合領域の乱れエネルギー k を速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$ を例として、図7-7(c)に示す。 $L/D_0=0, 0.5$ ノズルの乱れエネルギー k は、大きな変化は見られなく、 $L/D_0=2, 3$ ノズルの場合、 $f_0=300\sim400\text{Hz}$ で k の値は2倍程度増大する。図7-8に、 $L/D_0=2$ ノズルの各振動数におけるスペクトル強度分布を示すが、乱れ強さが増大する $f_0=300\sim400\text{Hz}$ では f_0 成分の他に $f_0/2$ 成分が増加する。この $f_0/2$ 成分が生じる渦合体现象については、第7-5節で詳述する。なお、図7-7中の矢印は、非加振時のパイプによる卓越周波数 f_l であるが、各周波数付近で噴流を加振しても、乱れエネルギーに変化はほとんど見られない。

7-3-3 亂れ強さの流れ方向変化

内側混合領域における乱れ強さ ($k, u'^{\text{rms}}, v'^{\text{rms}}$) のピーク値の流れ方向変化を、 $L/D_0=0\sim2$ ノズルについて図7-9～図7-11に示す。いずれのノズルも $f_0=600\text{Hz}$ のように高い振動

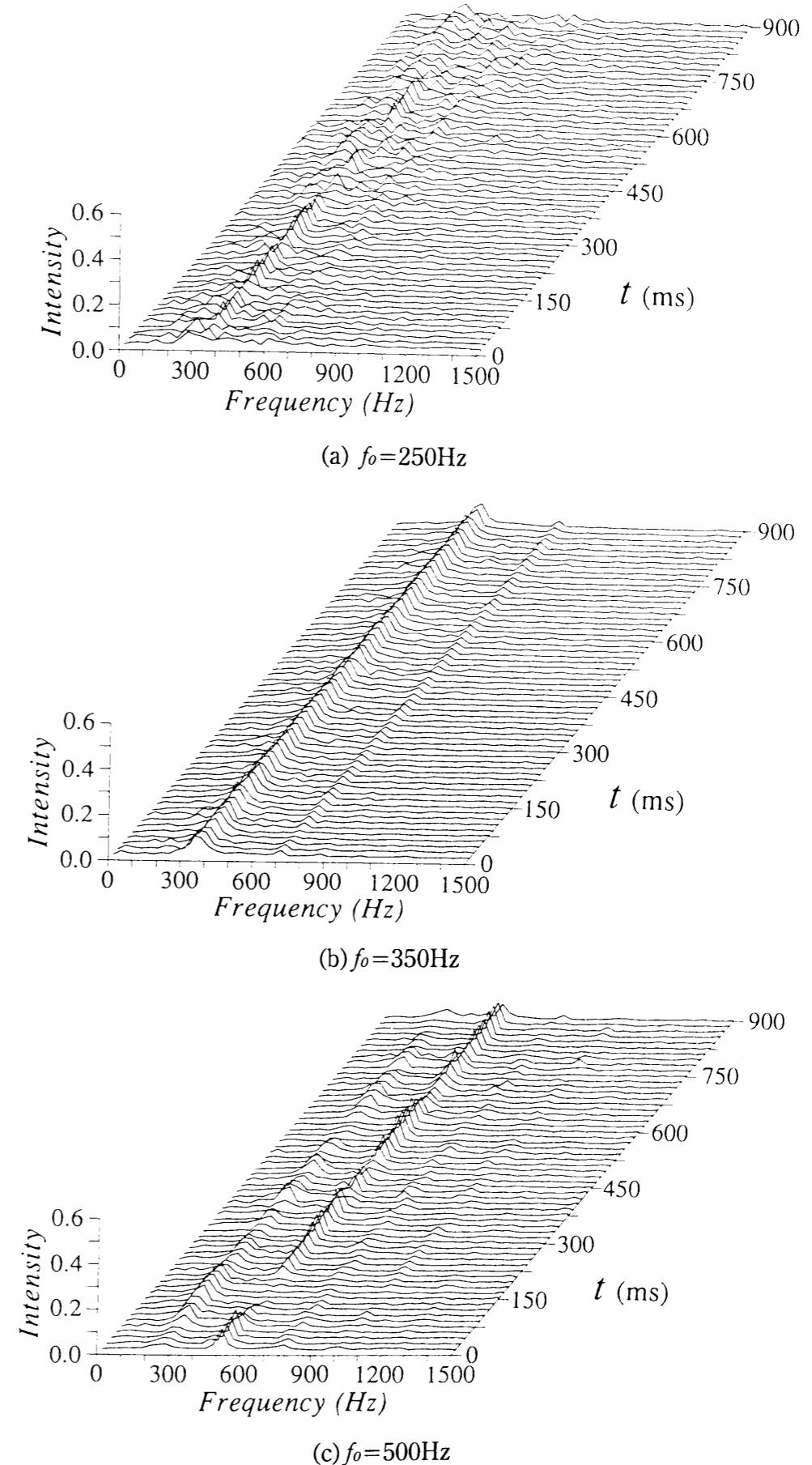


図7-6 卓越周波数の時間的变化
($L/D_0=0.5, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$, 外側混合領域, $x_i/D_0=1, r/D_0=0.44, v'$ 成分)

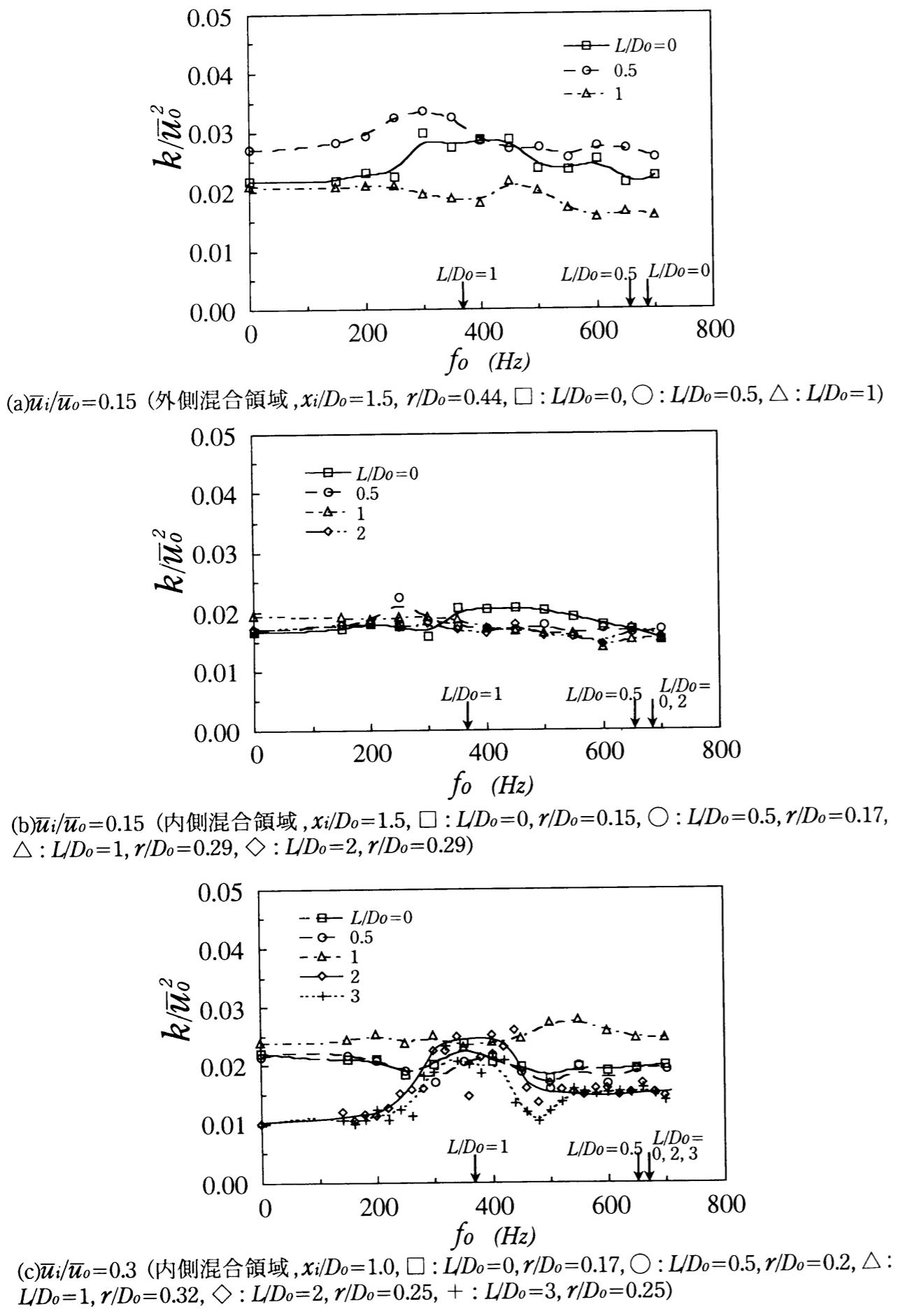


図 7-7 乱れエネルギー k/\bar{u}_o^2 变化

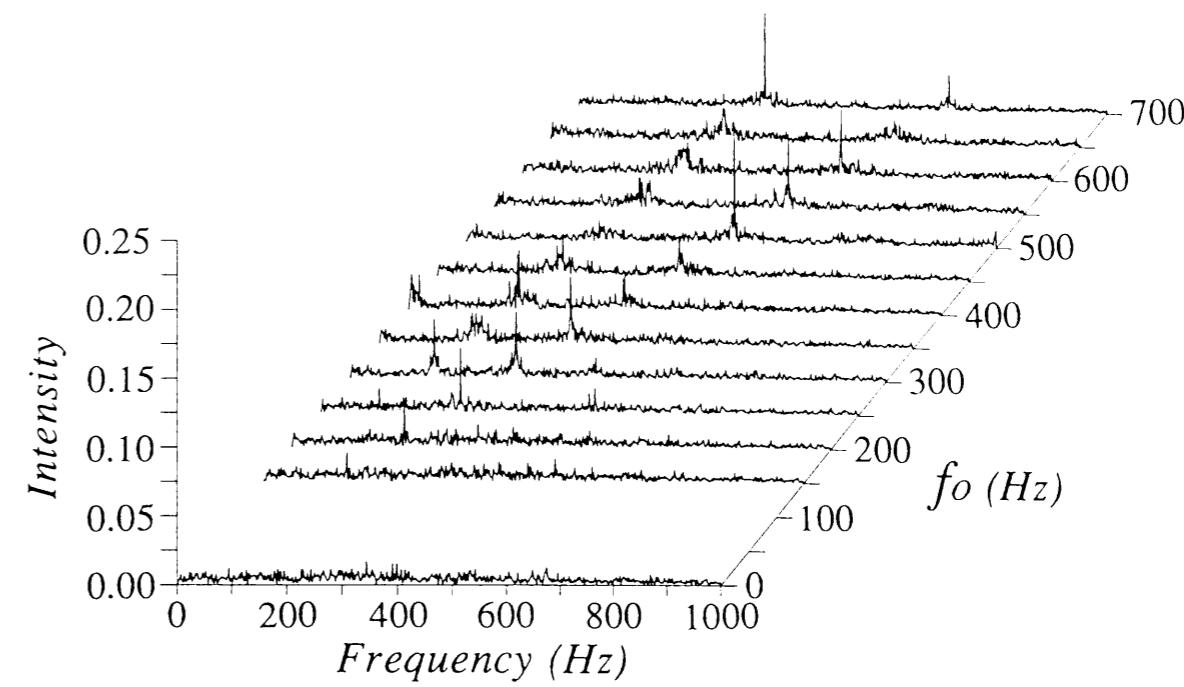


図 7-8 スペクトル分布変化
($L/D_o=2, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$, 内側混合領域, $x_i/D_o=1, r/D_o=0.32, v'$ 成分)

数で加振した場合、渦が上流側で形成され、半径方向速度変動の乱れ強さ v'_{rms} が増加し、非加振に比べ、加振時 ($f_0=600\text{Hz}$) の乱れエネルギー k は急激に上昇する。軸方向速度変動の乱れ強さ u'_{rms} も、 $L/D_o=0$ ノズルの場合は、加振により上流側で増大するが、 $L/D_o=1, 2$ ノズルの場合、 u'_{rms} の急激な上昇は見られない。特に、 $L/D_o=1$ ノズルの場合、乱れの成長、減衰が加振のため上流側に移行し、図 7-7(a)(b) のように下流域で k 値が減少したように観測される。また、 $L/D_o=1$ ノズルや $L/D_o=2$ ノズルの $f_0=320\text{Hz}$ の場合、乱れエネルギー k 分布には $x_i/D_o \approx 0.5$ と 1.1 付近に 2 つピーカーを有する。 u'_{rms} が最大になる位置でもある $x_i/D_o \approx 1.1$ 付近の k 値の増加は、第 7-3-4 節で述べる渦合体による乱れ增加に起因している。なお、Zaman ら⁽¹⁵⁴⁾ は、単噴流においてノズル壁面の境界層の運動量厚さ θ を代表長さにした $St_\theta (=f\theta/\bar{u}_o) = 0.017$ の振動数で加振時に、乱れが減少することを明らかにした。本噴流の外側ノズル出口壁面 ($x_i/D_o=0$) の運動量厚さ θ は、外壁で約 0.165mm 、内壁で約 0.142mm であり、 $St_\theta=0.017$ を本噴流に適用すると振動数 f_0 は外壁で 1236Hz 、内壁で 1437Hz になり、本実験の計測範囲を越え、Zaman らの単噴流における現象と比較するまでには至らなかった。

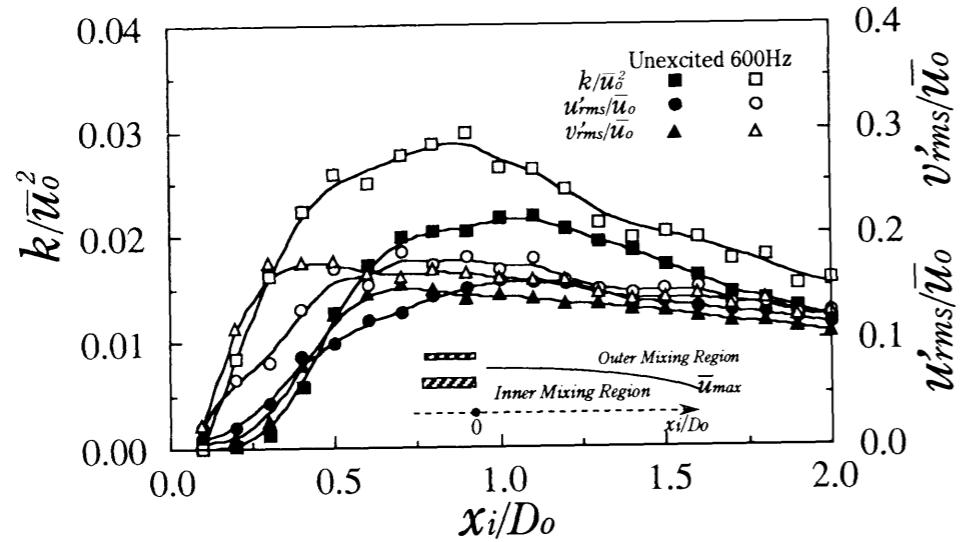


図 7-9 乱れ強さのピーク値の流れ方向変化 ($L/D_o=0$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.15$, 内側混合領域)

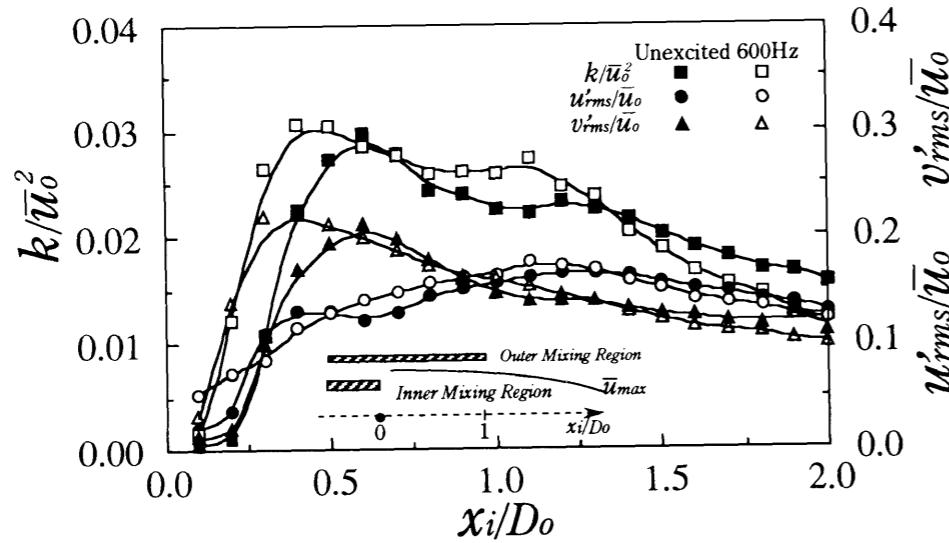


図 7-10 乱れ強さのピーク値の流れ方向変化 ($L/D_o=1$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.24$, 内側混合領域)

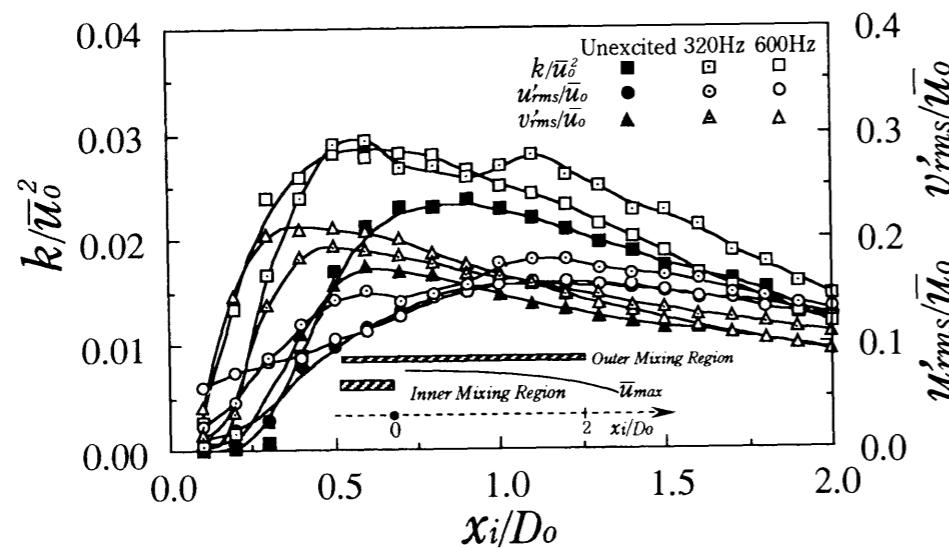


図 7-11 乱れ強さのピーク値の流れ方向変化 ($L/D_o=2$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$, 内側混合領域)

7-3-4 涡合体現象による乱れ増加と噴流構造

図 7-7(c)のように $f_o=300\sim400\text{Hz}$ 付近において乱れ強さが増加する例として、 $L/D_o=2$ ノズル ($\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$) の $f_o=320\text{Hz}$ で加振した時の u' 変動のスペクトル強度分布を図 7-12 に示す。スペクトル強度は、FFT によるスペクトル解析から求めたノズル内における $f_o/2$ 成分 ((160 ± 5)Hz の強度) の分布である。渦合体によって生じる $f_o/2$ 成分がピークになる位置は、ノズル内部の $x_i/D_o \approx 1.1$ であり、軸方向速度変動の r.m.s. 値 u'_rms の全乱れ強さに対し、 $f_o/2$ 成分が占める割合は 60% に達する。この渦合体の様相を調べるために、 $L/D_o=2$ ノズルにおいて $f_o=320\text{Hz}$ で加振した場合の位相角 $\phi = -30^\circ \sim 90^\circ$ の位相平均渦度分布を図 7-13 に示す。図 7-13 は、図 7-12 の $f_o/2$ 成分 (160Hz) が卓越する位置 ($x_i/D_o=1.0$, $r/D_o=0.25$) に、I 形プローブを固定し、その出力信号の軸方向速度変動成分 u' のトリガーアクションを FFT を用いて卓越周波数まわりに帯域通過フィルタ処理 (± 20Hz 幅) をして、卓越周波数を抽出し、各位相ごとに平均操作を施して、渦度分布を算出したものである。 $L/D_o=2$ ノズルは外側ノズルのパイプがあるため、周囲大気と遮断され、ノズル内部では外側環状噴流と内側噴流の速度差による内側混合層内に渦 A、渦 B が安定して形成される。2 つの渦 A、B は、図 7-13(a) の位相 $\phi = -30^\circ$ で $x_i/D_o=0.6$ と 0.9 にあるが、時間経過に伴い、渦 A、渦 B は接近し、図 7-13(c) $\phi = 90^\circ$ で並んだ状態になり、1 つの渦に合体し、その後拡散する。図 7-14 には、非加振の場合と加振 ($f_o=320\text{Hz}$) 時のレイノルズ応力 $-\bar{u}'v'/\bar{u}_o^2$ の分布を比較して示す。レイノルズ応力が最大になる位置は、図 7-11 の乱れ工

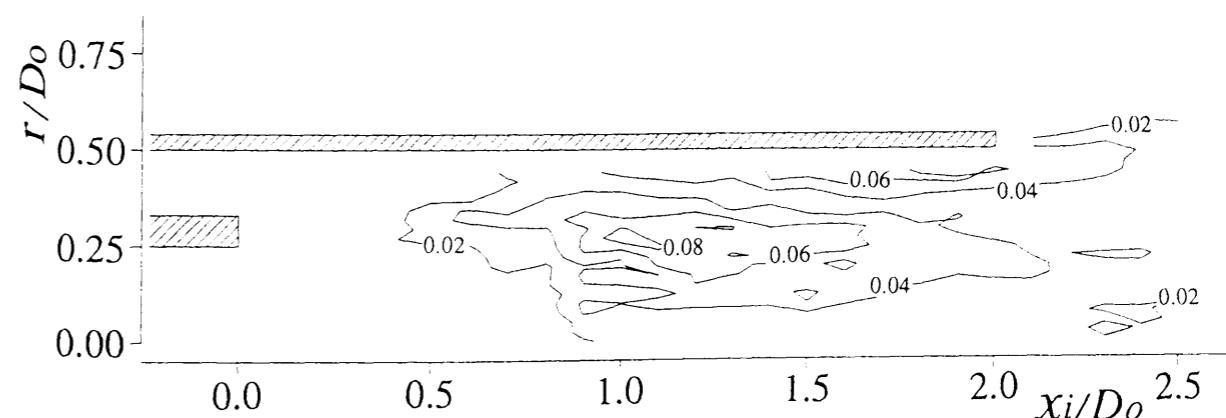
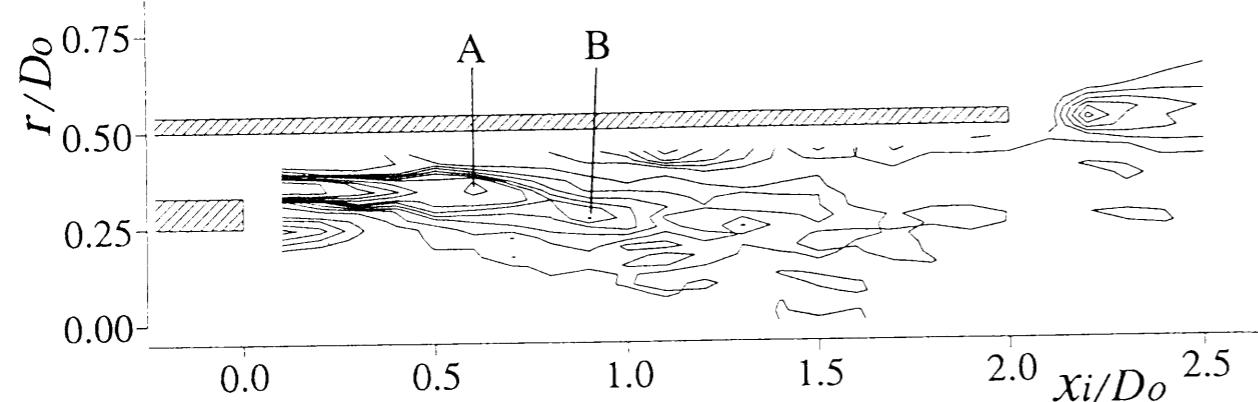
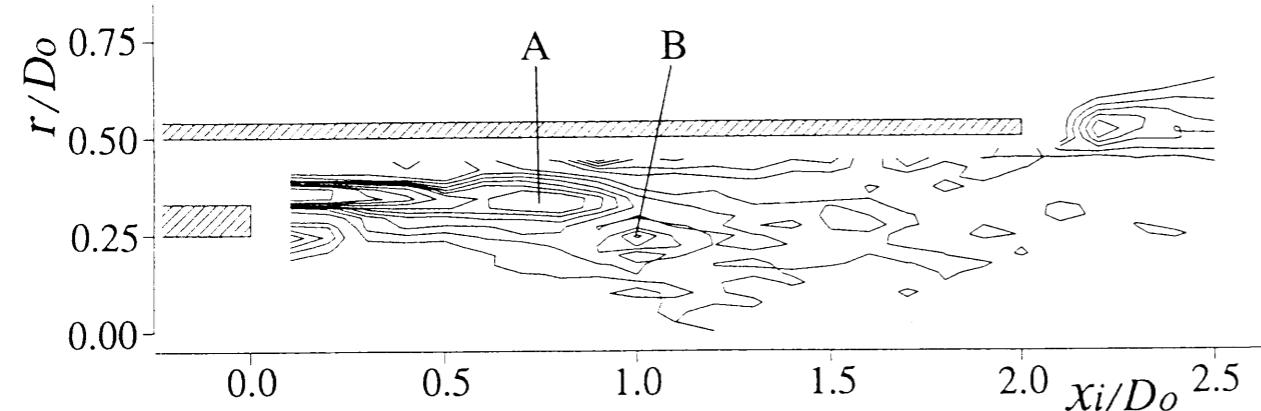


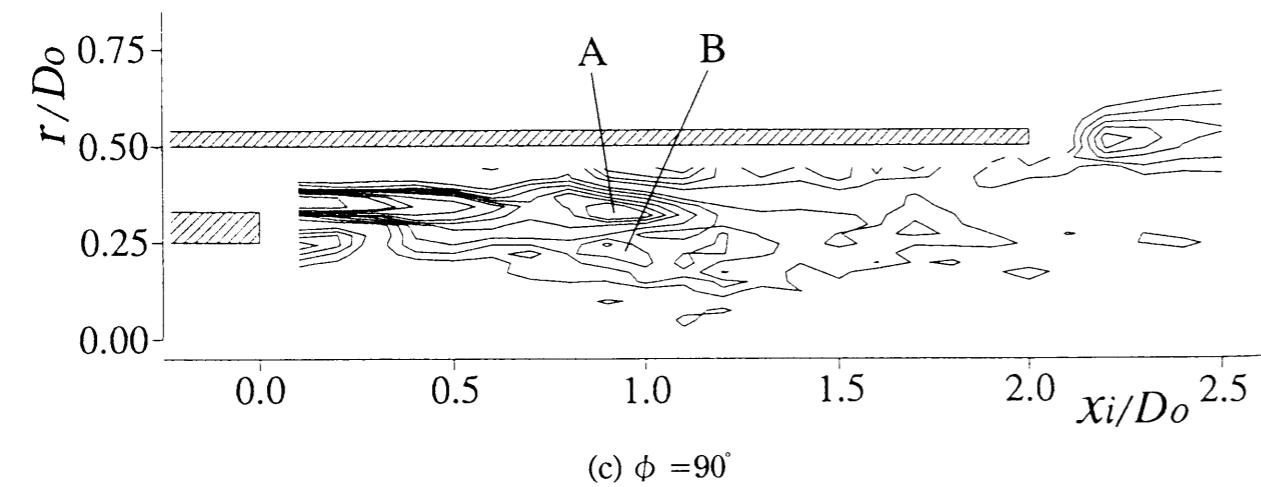
図 7-12 速度変動 u' のスペクトル強度分布 ($f_o/2$ 成分, $L/D_o=2$, $f_o=320\text{Hz}$, $\bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)



(a) $\phi = -30^\circ$

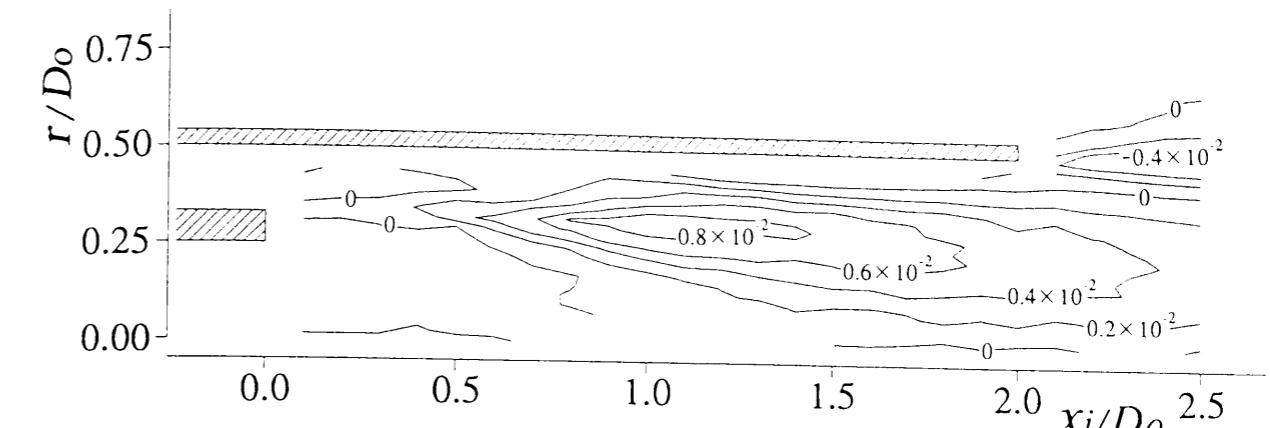


(b) $\phi = 30^\circ$

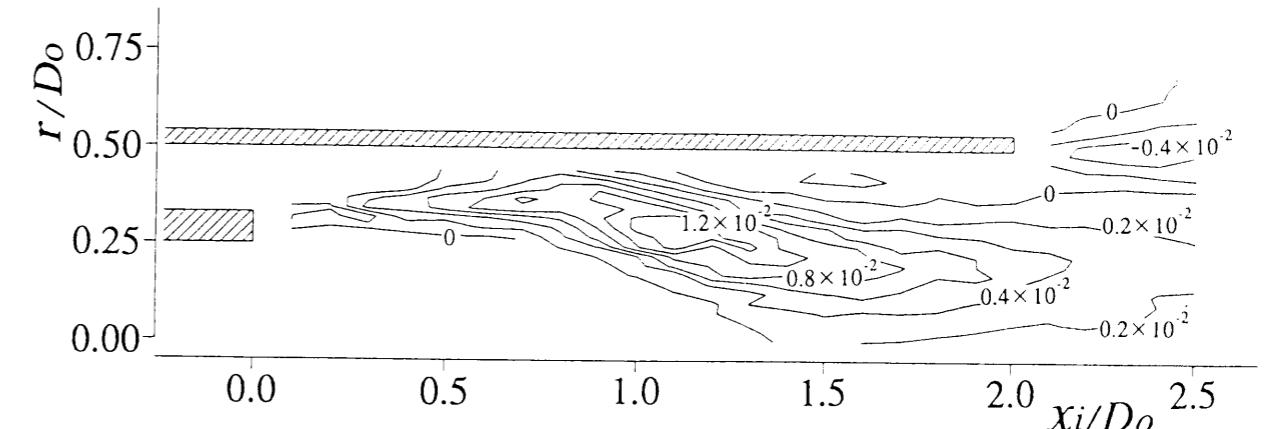


(c) $\phi = 90^\circ$

図 7-13 位相平均渦度分布 ($L/D_o=2, f_0=320\text{Hz}, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)



(a) 非加振時



(b) $f_0=320\text{Hz}$

図 7-14 レイノルズ応力 $\bar{u}'\bar{v}'/\bar{u}_o^2$ 分布 ($L/D_o=2, f_0=320\text{Hz}, \bar{u}_i/\bar{u}_o=0.3$)

エネルギー k が最大になる位置と同じであり、非加振時と励起時ではあまり変わらず $x_i/D_o \approx 1.1$ であり、図 7-12 の $f_0/2$ 成分強度分布が大きくなる位置とも一致する。そして、加振時のレイノルズ応力の最大値は、大きな正の値 (1.34×10^{-2}) を示し、この付近で高速側と低速側の流体間の混合が増加する。したがって、図 7-1(b) の速度ベクトル分布のごとく、ノズル管壁付近の速度は中心軸向きの \bar{v} 成分が増加し、中心軸付近の速度欠損部の回復が非加振時より上流側で生じる。このように、外側ノズル長さが大きい $L/D_o \geq 2$ ノズルの場合、環状噴流をスピーカで加振することによって内側混合層を励起させ、渦合体の促進や再循環領域の縮小など流れパターンが変化する。

7-4 結 言

同軸二重円管噴流の流れ場に強制振動が及ぼす影響について、スピーカで強制的に変動を外側環状噴流に加えた際の平均速度、速度変動周波数、乱れ強さ、位相平均渦度分布などを求め、内側ノズル出口下流に生じる再循環領域やパイプ長さによる渦励起効果への影響、混合層内渦構造の変化を調べ、以下のような結果を得た。

- (1) パイプによる周波数 f_L が卓越するノズルにおいて、強制振動数 $f_0 > 0.5f_L$ で加振時に強制振動数 f_0 成分が流れ場で優勢になる。強制振動数 f_0 が高いほど上流側で f_0 成分が卓越し、下流域では $f_0/2$ 成分が生じ、内側と外側混合層内において渦合体が生じ、加振により渦合体が促進されることを明らかにした。
- (2) $L/D_o = 0 \sim 1$ ノズルの場合、再循環領域に対して強制加振の影響が比較的少ないが、 $L/D_o = 0, 0.5$ ノズルでは、外側混合層の方に強制加振の影響が出る。また、 $L/D_o = 1$ ノズルにおいて、加振により乱れの成長、減衰が上流側に移行し、乱れ強さが非励起時より減少する。
- (3) $L/D_o \geq 2$ ノズルの場合、再循環領域に対して $f_0 > 200\text{Hz}$ で加振時に影響が生じ、下流よどみ点が上流側に移動し、再循環領域は縮小し、中心軸上速度が増加する。そして、 $f_0 = 300 \sim 400\text{Hz}$ 付近における内側混合領域の乱れ強さやレイノズル応力の増加は、内側混合層内の渦合体に起因することを明らかにした。

以上のように、同軸二重円管噴流の能動的制御は、噴流の混合を促進させるという立場から、円形噴流で生じるような渦合体による乱れ增加の現象が起こる外側ノズル長さが大きい $L/D_o \geq 2$ ノズルにおいて可能性がある。一方、騒音を低減させる立場から、加振振動数を増加させることにより渦の成長、合体、減衰が上流側に移行でき、乱れ強さが空間的に非加振時より低下する現象が $L/D_o = 1$ ノズルで見られ、スピーカによる加振は有効な手段の一つであると考えられるが、ノズル形状や速度比などの作動条件と加振周波数、騒音レベルとの関係を今後さらに明確にしていく必要がある。

第8章 結 論

第8章 結論

本研究は、同軸二重円管噴流が発達する過程における時間平均特性や混合層内の非定常渦構造を詳細に調べ、混合層内の渦形成に及ぼすノズル形状や作動条件の影響について明らかにし、同軸二重円管噴流に特徴的な逆流現象やパイプ長さによる渦励起現象と渦構造との関係を明確にし、さらに強制加振を与えた場合の噴流流れ場の混合制御の可能性を見い出した。本論文の各章で得られた主要な結論を要約すれば、以下のようなである。

第1章「緒論」では、本研究の背景と工学的意義について述べ、噴流の形態に分類して従来の研究を概観するとともに、本論文の目的を示した。

第2章「実験装置及び方法」では、本研究で使用した空気及び水噴流の実験装置と計測システム、実験方法を説明し、タンデム形熱線プローブの指向性、直線性は非常に良く、逆流域の測定に有効であることを明らかにした。また、位相平均処理による渦構造抽出方法や三次元的渦構造を再構成する画像処理方法について述べた。

第3章「数値シミュレーション方法」では、軸対称、非定常、非圧縮、粘性流れ、旋回流なしと仮定した流れ場での層流域の数値シミュレーション方法と標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる乱流域の数値シミュレーション方法について説明した。

第4章「噴流の時間平均流れ特性」では、同軸二重円管噴流の内側ノズル出口付近から完全発達領域に至る広い領域での速度分布、乱れ強さ、レイノルズ応力などの時間平均特性を調べ、速度分布においては、軸方向平均速度 \bar{u} の相似性の確認や速度欠損が回復する再付着点位置が $x_o/D_o=5\sim 6$ であること、噴流の広がり角は再付着点より下流域で外側ノズル長さ L に関係なく等しいことを示した。そして、乱れには外側ノズル端より生じる外側乱れと、内側ノズル端より生じる2つの内側乱れが存在し、 $x_i/D_o=2\sim 3$ 以上の下流域で外側乱れが優勢であり、内側乱れは、第2内側乱れの方が優勢であることを示し、外側混合領域での乱れ強さ u'_{rms} の相似性、さらに、 $L/D_o=0, 1$ ノズルの場合、乱れ強さやレイノルズ応力値は、ノズル出口近傍において若干大きくなることなどを明らかにした。

第5章「逆流域の形成」では、内側ノズル出口からの距離 $x_i/D_o \leq 2.5$ の流れ状態を調べ、タンデム形プローブによる計測と可視化実験により内側ノズル出口から離れた位置に逆流を伴う再循環領域が存在することを初めて見い出し、速度比が小さい

ほど、また、外側ノズル長さや内側ノズル肉厚が大きいほど再循環領域は拡大することを示し、再循環領域の上流よどみ点位置は速度比に、下流よどみ点位置は外側ノズル長さ L に影響することを明らかにした。そして、標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる乱流域の数値シミュレーションからも速度比や外側ノズル長さの影響を調べ、実験とよい一致を得た。

第6章「噴流中の非定常渦」では、外側ノズル長さ L 、外側噴流幅 B 、内側ノズル肉厚 b_i のノズル形状と速度比 \bar{u}_i/\bar{u}_o が混合層内の渦形成に及ぼす影響、外側混合層と内側混合層内の渦の相互干渉について調べるために、(1)せん断層内の渦、(2)渦合体現象、(3)内側ノズルの後流渦、(4)低レイノルズ数域の噴流渦構造の4つの節に分けて検討した。

(1)「せん断層内の渦」では、外側ノズルのパイプ長さを変えることにより外側せん断層から生じる渦の発生位置を変え、せん断層内の渦構造を示し、外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象と渦構造、卓越周波数との関係を調べた。速度変動周波数 f は、外側ノズルのパイプ長さ L によるストローハル数 $St_L (=fL/\bar{u}_o)$ 値で整理でき、 $L/B=4$ と8付近でステップ状に $St_L \approx 0.64N$ ($N=1, 2, 3$) と L/B に対してモード変化することを初めて見い出した。そして、このモード変化は、ノズル内部に1, 2, 3個の渦が形成される流れパターンと対応し、ノズル内部の内側混合層に渦が整数個形成されることで渦励起現象が生じ、この渦構造の場合に渦の軸対称性が強いことを明らかにした。

(2)「渦合体現象」では、混合層内の渦合体と乱れ増加との関係を調べ、外側ノズルのパイプ長さにより励起、形成された外側混合層の渦は、外側ノズル出口近くで巻き上がり、下流域で渦合体し、外側ノズル出口近くで乱れ強さが増大することを明らかにした。そして、渦合体現象は、同一方向の渦から成る外側混合層や $\bar{u}_i/\bar{u}_o < 0.5$ の小さい速度比の内側混合層内において生じ易いことを見い出した。

(3)「内側ノズルの後流渦」では、速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \leq 0.5$ において、外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象が生じ、この現象は速度比が比較的小さい場合の内側ノズルパイプ端部上面からの片側せん断層の渦が内側混合層内で成長発達し、外側ノズルのパイプ端部からの外側混合層内の渦と干渉することで生じ、さらに速度比が増加した速度比 $\bar{u}_i/\bar{u}_o \geq 0.5$ では、内側ノズルのパイプ端部上下面二つのせん断層による交互渦の流れパターンになる内側ノズル肉厚に依存する渦周波数になることを明らかにした。

(4)「低レイノルズ数域の噴流渦構造」では、水噴流実験によるレイノルズ数 $Re \leq 10^4$ の層流域の混合層内の渦構造を熱膜プローブを用いた計測や可視化実験からの画像処理により

調べた。比較的低いレイノルズ数の $Re=3000, 5000$ の層流域では外側ノズルのパイプ長さによる渦励起現象は生じず、速度変動周波数は速度比に比例して増加することを明らかにした。そして、速度比やレイノルズ数が変化した場合の渦の三次元構造を可視化実験と画像処理によって明らかにし、速度比 U_i/U_o が0.5を境として軸対称モードとヘリカルモードの渦が存在することを見い出した。また、乱流域と同様に、層流域でも渦合体現象は $U_i/U_o > 0.4$ で生じ難くなることを、実験と層流域の数値シミュレーションから明らかにした。

第7章「強制加振時の流れ特性」では、流れ場に強制振動が及ぼす影響について述べ、能動的制御の可能性について調べた。卓越周波数については、パイプ長さによる周波数 f_L が卓越するノズルにおいて、強制振動数 $f_0 > 0.5f_L$ で加振時に強制振動数 f_0 成分が流れ場で優勢になることを明らかにし、強制振動数 f_0 が高いほど上流側で渦合体が生じる。そして、再循環領域に対しては、 $L/D_o = 0 \sim 1$ ノズルの場合、強制加振の影響が比較的小ないが、 $L/D_o \geq 2$ ノズルの場合、 $f_0 > 200\text{Hz}$ で加振時に、下流淀み点が上流側に移動し、再循環領域は縮小することを明らかにし、さらに、乱れ強さについては、 $L/D_o = 0, 0.5$ ノズルでは、外側混合層に強制加振の影響が出るが、 $L/D_o \geq 2$ ノズルの場合、 $f_0 = 300 \sim 400\text{Hz}$ 付近において内側混合層内の渦合体による乱れの増加が生じることを明らかにした。また、 $L/D_o = 1$ ノズルにおいて、加振により乱れの成長、減衰が上流側に移行し、乱れ強さが非励起時より減少することを見い出した。

以上のように、同軸二重円管噴流の流れ場は、時間平均的に見た場合、外側噴流直径の数倍以上下流域では、ノズルや噴出の条件にほとんど影響されなく、円形噴流と同じく自己保存領域を形成する。しかし、流体力学的に興味の持たれる領域は、渦の発生、成長、合体、崩壊が生じる外側噴流直径の2倍以下の領域であり、速度比やノズル形状により渦構造が大きく影響を受け、乱れの増加や逆流域の形成などが生じる。噴流制御する立場からは、乱れを増加させるためには、秩序的渦構造を形成させ、さらに渦合体を促進するように、流れ場を制御すればよいが、逆に乱れを減少させるためには、渦を形成させないようにするか、渦を早期に崩壊させるようにすればよい。秩序的渦構造を形成させ、噴流の混合を増進させるという意味での受動的制御の可能性は、渦励起現象が生じる $L/D_o = 1$ 前後の外側ノズルのパイプが内側ノズルのパイプより若干突出したノズル形状の噴流にあり、さらに、速度比を変化させることで、外側ノズル長さによる渦周波数から内側ノズル肉厚の渦周波数へ、周波数の制御が可能になる。噴流の能動的制御の可能性を見た場合、

非加振時の乱れ強さが小さい $L/D_0 \geq 2$ ノズルにおいて、加振により渦合体が促進され、乱れ增加の現象が生じる。しかし、これら秩序的渦構造は、空力騒音の源であり、渦を形成させないようにするノズル形状や作動条件にする必要がある。外側ノズル長さによる渦励起現象があまり生じない比較的に外側ノズル長さが大きい $L/D_0 \geq 2$ ノズルの場合が、騒音を低減させる意味で有効であると考えられ、能動的制御において、加振振動数を増加させることにより渦の成長、合体、減衰が上流側に移行でき、乱れ強さが空間的に非加振時より低下する現象が $L/D_0 = 1$ ノズルで見られ、スピーカによる加振も騒音低減に有効であると考えられる。

今後、騒音低減化を実現させるためには、ノズルからの騒音レベルと渦構造変化とのさらに詳細な対応づけを行う必要がある。すなわち、渦が合体、崩壊、拡散する過程における三次元渦構造の変容などの解明、流れ特性の定量化、音との関係を明らかにしなければならない。工業的に同軸二重円管噴流が応用されている機器の高効率化、騒音低減化のためには更なる研究が必要である。

使用記号

使用記号

- A_o : 外側環状ノズル面積 [= $\pi(D_o^2 - D_{oi}^2)/4$]
 A_{oi} : 内側ノズル外径面積 [= $\pi D_{oi}^2/4$]
 A_i : 内側ノズル内径面積 [= $\pi D_i^2/4$]
 A_{bi} : 内側ノズルのパイプ端部面積 [= $\pi(D_{oi}^2 - D_i^2)/4$]
 B : 外側環状噴流幅
 b_o : 外側ノズル肉厚
 b_i : 内側ノズル肉厚
 D_i : 内側ノズル直径
 D_o : 外側ノズル外径
 D_{oi} : 外側ノズル内径 (内側ノズルのパイプ外径)
 f : 速度変動周波数
 f_L : 外側ノズル長さに依存する速度変動周波数成分
 f_0 : 強制加振振動周波数成分
 f_1 : 最も卓越する速度変動周波数成分
 k : 乱流エネルギー [= $(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)/2$]
 L : 外側ノズル長さ
 l_r : 再循環領域の長さ (上流と下流よどみ点間距離)
 l_{po} : 外側噴流のポテンシャルコア長さ
 Q_o : 外側噴流流量
 Q_i : 内側噴流流量
 r : 半径方向座標
 $r_{i-0.9}, r_{i-0.5}, r_{i-0.1}$: 内側混合領域で \bar{u} が \bar{u}_{max} の 0.9, 0.5, 0.1 倍の半径方向座標
 $r_{o-0.9}, r_{o-0.5}, r_{o-0.1}$: 外側混合領域で \bar{u} が \bar{u}_{max} の 0.9, 0.5, 0.1 倍の半径方向座標
 Re : レイノルズ数 [= $\bar{u}_o D_o / \nu$ または $U_o D_o / \nu$]
 Re_{Di} : 内側噴流のレイノルズ数 [= $\bar{u}_o D_i / \nu$ または $U_i D_o / \nu$]
 R_{uu} : 2 点間速度変動相関係数
 $|R_{uu}|$: 2 点間速度変動相関係数の最大値

S : 2つのプローブの軸方向間隔

St_b : 外側噴流幅を代表長さとしたストローハル数 [$=fB/\bar{u}_o$]

St_{bi} : 内側ノズル肉厚を代表長さとしたストローハル数 [$=f(b_i + \delta^*)/\bar{u}_o$]

St_{D_o} : 外側ノズル外径を代表長さとしたストローハル数 [$=fD_o/\bar{u}_o$]

St_{D_2} : 外側ノズル外径と外側と内側噴流の平均速度で無次元化したストローハル数
[$=fD_o/((U_o + U_i)/2)$]

St_L : 外側ノズル長さを代表長さとしたストローハル数 [$=fL/\bar{u}_o$]

St_θ : ノズル壁面の境界層の運動量厚さを代表長さとしたストローハル数 [$=f\theta/\bar{u}_o$]

t : 時間

Δt : サンプリング時間間隔、または計算における無次元時間増分

u : 軸方向速度

\bar{u} : 軸方向平均速度

\bar{u}_c : 中心軸上軸方向平均速度

\bar{u}_{max} : 断面における軸方向平均速度の最大値

\bar{u}_{min} : 断面における軸方向平均速度の極小値

$\bar{u}_{c min}$: 中心軸上軸方向平均速度の極小値

\bar{u}_i : 内側噴流の軸中心噴出速度

\bar{u}_o : 外側噴流の噴出速度

\bar{u}_i/\bar{u}_o : 速度比

U_i : 内側ノズル断面平均速度

U_o : 外側ノズル断面平均速度

u' : 軸方向速度の変動成分

u'^{rms} : 軸方向速度の乱れ強さ (R.M.S. 値)

$(u'^{rms})_{max}$: 各断面における軸方向速度変動の最大乱れ強さ

$-\bar{u}'v'$: レイノルズ応力

v : 半径方向速度

\bar{v} : 半径方向平均速度

v' : 半径方向速度の変動成分

v'^{rms} : 半径方向速度の乱れ強さ (R.M.S. 値)

$\langle v' \rangle$: 半径方向速度の変動成分を位相平均処理して得られた周期的な速度変動成分

x_i : 軸方向座標 (原点は内側ノズル出口)

x_o : 軸方向座標 (原点は外側ノズル出口) [$=x_i - L$]

δ^* : ノズル壁面境界層の排除厚さ

ϵ : 乱流エネルギー散逸率

η_i : 内側混合領域での無次元半径距離 [$=(r - r_{i-0.5})/(r_{i-0.9} - r_{i-0.1})$]

η_o : 外側混合領域での無次元半径距離 [$=(r - r_{o-0.5})/(r_{o-0.9} - r_{o-0.1})$]

θ : ノズル壁面境界層の運動量厚さ、またはタンデム形プローブ回転角度

λ : 内側円形噴流速度に対する速度比 [$=\bar{u}_o/\bar{u}_i$]

λ^{-1} : 外側環状噴流速度に対する速度比 [$=\bar{u}_i/\bar{u}_o$]

ν : 流体の動粘性係数

ν_t : 渦拡散係数

ϕ : 位相差

ψ : 流れ関数

参考文献

参考文献

噴流の形態によって分類し、年代順位に記載した。ただし、続報がある場合は続けて記載した。

◎層流円形噴流

- (1) Rankin,G.W. and Sridhar,K., "Developing Region of Laminar Jets with Uniform Exit Velocity Profiles," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.100, 1978, pp.55-59.
- (2) Schlichting,H., Boundary Layer Theory, 7th ed., McGraw-Hill, 1979, pp.230-235.
- (3) 赤池志郎,根元光正,“軸対称層流噴流のポテンシャルコアについて(第1報)”,日本機械学会論文集,52-482, 1986, pp.3452-3459.
- (4) 赤池志郎,根元光正,“軸対称層流噴流のポテンシャルコアについて(第2報 ノズル形状の影響)”,日本機械学会論文集,53-487, 1987, pp.804-809.
- (5) Tucker,H.J. and Islam,S.M.N., "Development of Axisymmetric Laminar to Turbulent Free Jets from Initially Parabolic Profiles," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.108, 1986, pp.321-324.

◎乱流円形噴流

- (6) Ko,N.W.M. and Davies,P.O.A.L., "The Near Field within the Potential Cone of Subsonic Cold Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.50, 1971, pp.49-78.
- (7) Fuchs,V.H., "Measurement of Pressure Fluctuations within Subsonic Turbulent Jets," Journal of Sound and Vibration, Vol.22, 1972, pp.361-378.
- (8) Lau,J.C., Fisher,M.J. and Fuchs,H.V., "The Intrinsic Structure of Turbulent Jets," Journal of Sound and Vibration, Vol.22, 1972, pp.379-406.
- (9) 八田圭爾,野崎 勉,“円形ノズルから流出する噴流”,日本機械学会論文集,40-336, 1974, pp.2190-2196.
- (10) Lau,J.C. and Fisher,M.J., "The Vortex-Street Structure of 'Turbulent' Jets. Part 1," Journal of Fluid Mechanics, Vol.67, 1975, pp.299-337.
- (11) Michalke,A.,and Fuchs,H.V., "On Turbulence and Noise of an Axisymmetric Shear Flow," Journal of Fluid Mechanics, Vol.70, 1975, pp.179-205.
- (12) Rajaratnam,N., "Turbulent Jets," Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976.
野村安正訳,“噴流,”森北出版, 1981.
- (13) Moore,C.J., "The Role of Shear-Layer Instability Waves in Jet Exhaust Noise," Journal of Fluid Mechanics, Vol.80, 1977, pp.321-367.
- (14) Bruun,H.H., "A Time Domain Analysis of the Large-Scale Flow Structure in a Circular Jet. Part1.Moderate Reynolds Number," Journal of Fluid Mechanics, Vol.83, 1977, pp.641-671.
- (15) Yule,A.J., "Large Scale Structure in the Mixing Layer of a Round Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.89, 1978, pp.413-432.
- (16) Boguslawski,L. and Popiel,C.O. "Flow Structure of the Free Round Turbulent Jet in the Initial Region," Journal of Fluid Mechanics, Vol.90, 1979, pp.531-539.
- (17) Maestrello,L. and Fung,Y.T., "Quasi-Periodic Structure of a Turbulent Jet," Journal of Sound and Vibration, Vol.64, 1979, pp.107-122.
- (18) Husain,Z.D. and Hussain,A.K.M.F., "Axisymmetric Mixing Layer: Influence of the Initial and Boundary Conditions," Journal of Fluid Mechanics, Vol.17, No.1, 1979-1, pp.48-55.

- (19) Islam,S.M.N. and Tucker,H.J., "Flow in the Initial Region of Axisymmetric Turbulent Jets," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.102, 1980-3, pp.85-91.
- (20) Hussain,A.K.M.F. and Clark,A.R., "On the Coherent Structure of the Axisymmetric Mixing Lay: A Flow-Visualization Study," AIAA Journal, Vol.104, 1981, pp.263-294.
- (21) 石垣 博, "乱流噴流の特性に関する研究(第1報, 等密度噴流の特性と乱流モデル)", 日本機械学会論文集 B編, 48-433, 1982-9, pp.1692-1700.
- (22) 石垣 博, "乱流噴流の特性に関する研究(第2報, 乱流プラントル数と乱流シミット数)", 日本機械学会論文集 (B編), 48-433, 1982-9, pp.1701-1708.
- (23) 石垣 博, "乱流噴流の特性に関する研究(第3報, 密度の異なる噴流)", 日本機械学会論文集 (B編), 49-444, 1983-8, pp.1650-1657.
- (24) 石垣 博, "乱流噴流の特性に関する研究(第4報, ジェットからプルームへの移行と局所リチャードソン数の変化)", 日本機械学会論文集 (B編), 50-453, 1984-5, pp.1240-1246.
- (25) 石垣 博, "乱流噴流の特性に関する研究(第5報, 平面浮力噴流)", 日本機械学会論文集 (B編), 50-450, 1984-2, pp.568-573.
- (26) Husain,Z.D. and Hussain,A.K.M.F., "Natural Instability of Free Shear Layers," AIAA Journal, Vol.21, No.11, 1983-11, pp.1512-1517.
- (27) Hayakawa,M., Iida,S. and Takezawa,S., "The Near Field of a Fully Turbulent Circular Jet," Physics Fluids, Vol.28, No.12, 1985-12, pp.3703-3704.
- (28) 湯 晋一, 梅景俊彦, 古川泰光, "円形空気噴流における流れの発達過程", 日本機械学会論文集 (B編), 54-502, 1988-6, pp.1292-1300
- (29) 湯 晋一, 古川泰光, 梅景俊彦, "円形空気噴流における流れの発達過程(Re=50000の場合)", 日本機械学会論文集 (B編), 55-520, 1988-12, pp.3651-3659.
- (30) 竹澤 聰, 早川道雄, 飯田誠一, "円管乱流噴流の近傍場に関する研究", 日本機械学会論文集 (B編), 54-502, 1988-6, pp.1313-1318.
- (31) Mungal,M.G. and Hollingsworth,D.K., "Organized Motion in a Very High Reynolds Number Jet," Physics Fluids A, Vol.1, No.10, 1989-10, pp.1615-1623.
- (32) Drubka,R.E., Reisenthaler,P. and Nagib,H.M., "The Dynamics of Low Initial Disturbance Turbulent Jets," Physics Fluids A, Vol.1, No.10, 1989-10, pp.1723-1735.
- (33) Dahm,W.J.A. and Dimotakis,P.E., "Mixing at Large Schmidt Number in the Self-Similar Far Field of Turbulent Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.217, 1990, pp.299-330.
- (34) Prasad,R.R. and Sreenivasan,K.R., "The Measurement and Interpretation of Fractal Dimensions of the Scalar Interface in Turbulent Flows," Physics Fluids A, Vol.2, No.5, 1990-5, pp.792-807.
- (35) 高曾 徹, 福井英之, 速水 洋, "画像処理による円形噴流の三次元的構造の可視化", 日本機械学会流体部門講演会講演論文集, No.920-68, 1992-8, pp.340-342
- (36) 二宮 尚, 笠木伸英, "軸対称自由噴流の自己保存領域における乱流統計量", 日本機械学会論文集 (B編), 59-561, 1993-5, pp.1532-1538.
- (37) Tang,S.K. and Ko,N.W.M., "A Study on the Noise Generation Mechanism in a Circular Air Jet," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.115, 1993-9, pp.425-435.
- (38) Hussein,H.J., Capp,S.P. and George,W.K., "Velocity Measurements in a High-Reynolds-Number, Momentum-Conserving, Axisymmetric, Turbulent Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.258, 1994, pp.31-75.
- (39) 栗間諱二, 宮本伸英, 笠木伸英, 平田 賢, "軸対称噴流の渦輪挙動に対する周期的じょう乱の効果", 日本機械学会論文集 (B編), 60-574, 1994-6, pp.2007-2013.
- (40) 三宅 裕, 坂東 潔, 竹末研一, 太田貴士, "円形噴流の数値シミュレーション", 日本機械学会論文集 (B編), 60-574, 1994-6, pp.2022-2029.
- (41) Liepmann,D., "Questions in Fluid Mechanics," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.117, 1995-6, pp.205-206.
- ◎二次元混合層、平面噴流
- (42) Bradbury,L.J.S., "The Structure of a Self-Preserving Turbulent Plane Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.23, 1965, pp.31-64.
- (43) Boldman,D.R., Brinich,P.F. and Goldstein,M.E., "Vortex Shedding from a Blunt Trailing Edge with Equal and Unequal External Mean Velocities," Journal of Fluid Mechanics, Vol.75, 1976, pp.721-735.
- (44) Brown,G.L. and Roshko,A., "On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers," Journal of Fluid Mechanics, Vol.76, 1974, pp.775-816.
- (45) Browand,F.K. and Weidman,P.D., "Large Scales in the Developing Mixing Layer," Journal of Fluid Mechanics, Vol.76, 1976, pp.127-144.
- (46) Everitt,K.W. and Robins,A.G., "The Development and Structure of Turbulent Plane Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.88, 1978, pp.563-583.
- (47) Chendrsuda,C., Mehta,R.D., Weir,A.D. and Bradshaw,P., "Effect of Free-stream Turbulence on Large Structure in Turbulent Mixing Layers," Journal of Fluid Mechanics, Vol.85, Part 4, 1978, pp.693-704.
- (48) Weir,A.D., Wood,D.H. and Bradshaw,P., "Interacting Turbulent Shear Layers in a Plane Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.107, 1981, pp.237-260.
- (49) Ramaprian,B.R. and Chandrasekhara,M.S., "LDA Measurements in Plane Turbulent Jets," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.107, 1985-6, pp.264-271.
- (50) Dracos,T., Giger,M. and Jirka,G.H., "Plane Jets in a Bounded Fluid Layer," Journal of Fluid Mechanics, Vol.241, 1992, pp.587-614.
- ◎環状ジェット
- (51)* 赤川浩爾, 多賀正夫, "環状噴流に関する研究(第1報, 基本的噴流特性の実験結果とその近似的計算法)", 日本機械学会論文集 (第2部), 31-221, 1965-1, pp.105-112.
- (52) 多賀正夫, 赤川浩爾, 園部芳弘, 山地勝弘, "環状噴流に関する研究(第2報, 旋回羽根付および円すい状ノズルの場合の実験)", 日本機械学会論文集 (第2部), 36-283, 1970-3, pp.385-396.
- (53)* 多賀正夫, 赤川浩爾, "環状噴流に関する研究(第3報, 主流線および速度分布の理論的考察)", 日本機械学会論文集 (第2部), 36-283, 1970-3, pp.397-406.
- (54) Ko,N.W.M. and Chan,W.T., "Similarity in the Initial Region of Annular Jets :Three Configuration," Journal of Fluid Mechanics, Vol.84, 1978, pp.641-656.
- (55) Chan,W.T. and Ko,N.W.M., "Coherent Structures in the Outer Mixing Region of Annular Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.89, 1978, pp.515-533.
- (56) Durao,D.F.G. and Whitelaw,J.H., "Velocity Characteristics of the Flow in the Near Wake of a Disk," Journal of Fluid Mechanics, Vol.85, 1978, pp.369-385.
- (57) Ko,N.W.M. and Chan,W.T., "The Inner Region of Annular Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.93, 1979,

pp.549-584.

- (58) Ko,N.W.M., "Annular Jets of Small Inner Diameter," Journal of Sound and Vibration, Vol.68, 1980, pp.468-472.
- (59) Ko,N.W.M., "Annular Jets of Large Inner Diameter," Journal of Sound and Vibration, Vol.69, 1980, pp.616-621.
- (60) Leschziner,M.A. and Rodi,W., "Calculation of Annular and Twin Parallel Jets Using Various Discretization Schemes and Turbulence-Model Variations," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.103, 1981, pp.352-360.
- (61) Ko,N.W.M. and Lam,K.M., "Flow structures of a Basic Annular Jets," AIAA Journal, Vol.23, 1985, pp.1185-1190.
- (62) Wlezien,R.W. and Kibens,V., "Noise-Related Shear-Layer Dynamics in Annular Jets," AIAA Journal, Vol.23, 1985-5, pp.715-722.
- (63) Kuhlman,J.M., "Variation of Entrainment in Annular Jets," AIAA Journal, Vol.25, 1987, pp.373-379.
- (64) Lin,Y.F. and Sheu,M.J., "Interaction of Parallel Turbulent Plane Jets," AIAA Journal, Vol.29, No.9, 1991-9, pp.1372-1373.
- (65) Aly,M.S. and Rashed,M.I.I., "Experimental investigation of an Annular Jet," Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.37, 1991, pp.155-166.
- (66) 牧 博司, 小川信夫, 栗原 充, "対向環状噴流の研究(流れ場の分類と基礎研究)", 日本機械学会論文集(B編), 57-544, 1991-12, pp.4106-4110.
- (67) 牧 博司, 小川信夫, 久松 悟, "角度を持つ環状噴流の研究(臨界角度と流れ場の基礎特性)", 日本機械学会論文集(B編), 58-554, 1992-10, pp.2959-2964.
- (68) 牧 博司, 小川信夫, 久松 悟, "角度を持つ環状噴流の研究(非定常特性)", 日本機械学会論文集(B編), 59-566, 1993-10, pp.2958-2963.
- (69) Lau,K.K. and Ko,N.W.M., "On the Formation of Wake Induced structures in a Basic Annular Jet," 11th Australasian Fluid Mechanics Conference, University of Tasmania, Hobart, Australia, 4A-1, 1992-12, pp.383-385.
- (70) 藤田尚毅, 小野寺英輝, Wanjii,S., 辻 正一, "環状噴流バーナに関する研究(火炎パターンと燃焼安定範囲)", 日本機械学会論文集(B編), 59-563, 1993-7, pp.2306-2310.

◎同軸噴流(自由噴流)

- (71) Chigier,N.A. and Beer,J.M., "The Flow Region Near the Nozzle in Double Concentric Jets," Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, Vol.86, 1964-12, pp.797-804.
- (72) Williams,T.J. Ali,M.R.M.H. and Anderson,J.S., "Noise and Flow Characteristics of Coaxial Jets," Journal Mechanical Engineering Science, Vol.11, 1969, pp.133-142.
- (73) Champagne,F.H. and Wygnanski,I.J., "An Experimental Investigation of Coaxial Turbulent Jets," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.14, 1971, pp.1445-1464.
- (74) Durao,D. and Whitelaw,J.H., "Turbulent Mixing in the Developing Region of Coaxial Jets," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.95, 1973, pp.467-473.
- (75) Kwan,A.S.H. and Ko,N.W.M., "Coherent Structures in Subsonic Coaxial Jets," Journal of Sound and Vibration, Vol.48, 1976, pp.203-219.
- (76) Ko,N.W.M. and Kwan,A.S.H., "The Initial Region of Subsonic Coaxial Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.73, Part2, 1976, pp.305-332.

- (77) Kwan,A.S.H. and Ko,N.W.M., "The Initial Region of Subsonic Coaxial Jets. Part 2," Journal of Fluid Mechanics, Vol.82, Part2, 1977, pp.273-287.
- (78) Ko,N.W.M. and Au,H., "Initial Region of Subsonic Coaxial Jets of High Mean-Velocity Ratio," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.103, 1981, pp.335-338.
- (79) Ko,N.W.M. and Au,H., "Spreading Rate and Reattachment of Coaxial Jets of High Mean-Velocity Ratio," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.104, 1982-9, pp.400-401.
- (80) Ko,N.W.M. and Au,H., "Coaxial Jets of Different Mean Velocity Ratios," Journal of Sound and Vibration, Vol.100, 1985, pp.211-232.
- (81) Au,H. and Ko,N.W.M., "Coaxial Jets of Different Mean Velocity Ratios. Part 2," Journal of Sound and Vibration, Vol.116, 1987, pp.427-443.
- (82) Ko,N.W.M. and Lam,K.M., "Flow Structures of Coaxial Jet of Mean Velocity ratio 0.5," AIAA Journal, Vol.27, No.5, 1989-5, pp.513-514.
- (83) Nikjooy,M., Karki,K.C., Mongia,H.C., McDonell,V.G. and Samuelsen,G.S., "A Numerical and Experimental Study of Coaxial Jets," International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.10, No.3, 1989-9, pp.253-261.
- (84) Gladnick,P.G., Enotiadis,A.C., LaRue,J.C. and Samuelsen,G.S., "Near-Field Characteristics of a Turbulent Coflowing Jet," AIAA Journal, Vol.28, No.8, 1990-8, pp.1405-1414.
- (85) Dahm,W.J.A., Frieler,C.E. and Tryggvason,G., "Vortex Structure and Dynamics in the Near Field of a Coaxial Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.241, 1992, pp.371-402.
- (86) Namazian,M., Kelly,J. and Schefer,R.W., "Concentration Imaging Measurements in Turbulent Concentric-Jet Flows," AIAA Journal, Vol.30, No.2, 1992-2, pp.384-394.
- (87) Strykowski,P.J. and Niccum,D.L., "The Influence of Velocity and Density Ratio on the Dynamics of Spatially Developing Mixing Layers," Physics Fluids A, Vol.4, No.4, 1992-4, pp.770-781.
- (88) 土屋良明, 館野茂晋, 池田敏彦, 弁津栄治, "噴流の発達に及ぼす噴流出口速度分布の影響(同軸噴流における内外面積と速度比)", 日本機械学会講演論文集, 920-17, 1992-4, pp.84-86.
- (89) Schefer,R.W., Namazian,M. and Kelly,J., "Velocity Measurements in Turbulent Bluff-Body Stabilized Flows," AIAA Journal, Vol.32, No.9, 1994-9, pp.1844-1851.
- (90) Tang,S.K. and Ko,N.W.M., "Coherent Structure Interactions in an Unexcited Coaxial Jet," Experiments in Fluids, Vol.17, 1994, pp.147-157.
- #### ◎同軸噴流(騒音)
- (91) Balsa,T.F. and Gliebe,P.R., "Aerodynamics and Noise of Coaxial Jets," AIAA Journal, Vol.15, No.11, 1977-11, pp.1550-1558.

(92) Sarohia,V. and Massier,P.E., "Effect of Density on Noise Radiation from Subsonic Inverted Velocity Profile Jets," AIAA Journal, Vol.18, No.6, 1980-6, pp.630-635.

◎同軸噴流(一様流中噴流)

(93) Antonia,R.A. and Bilger,R.W., "An Experimental Investigation of an Axisymmetric Jet in a Co-Flowing Air Stream," Journal of Fluid Mechanics, Vol.61, 1973, pp.805-822.

(94) Morris,P.J., "Turbulence Measurements in Subsonic and Supersonic Axisymmetric Jets in Parallel Stream," AIAA Journal, Vol.14, No.10, 1976-10, pp.1468-1475.

(95) Perry,A.E. and Lim,T.T., "Coherent Structures in Coflowing Jets and Wakes," Journal of Fluid Mechanics,
- 153-

Vol.88, 1978, pp.451-463.

- (96) Michalke,A. and Hermann,G., "On the Inviscid Instability of a Circular Jet with External Flow," Journal of Fluid Mechanics, Vol.114, 1982, pp.343-359.
- (97) Schefer,R.W., Hartmann,V. and Dibble,R.W., "Conditional Sampling of Velocity in a Turbulent Nonpremixed Propane Jet," AIAA Journal, Vol.25, No.10, 1987-10, pp.1318-1330.
- (98) 高曾徹, 西野友太良, 妹尾泰利, "円形噴流における乱流の大規模構造(第1報, 乱流間欠性とそのスペクトル解析)", 日本機械学会論文集B編, 54-504, 1988-8, pp.1929-1936.

◎同軸噴流(管内噴流)

- (99) Forstall,W. and Shapiro,A.H., "Momentum and Mass Transfer in Coaxial Gas Jets," Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol.10, 1950-12, pp.399-408.
- (100) Barchilon,M. and Curtet,R., "Some Details of Structure of an Axisymmetric Confined with Backflow," Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, Vol.86, 1964, pp.777-787.
- (101) Lavan,Z. and Shavit,G., "Recirculation Patterns in Confined Laminar Jet Mixing," Israel Journal of Technology, Vol.9, Nos. 1-2, 1971-3, pp.51-60.
- (102) Exley,J.T. and Brighton,J.A., "Flow Separation and Reattachment in Confined Jet Mixing," Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, Vol.93, 1971-6, pp.192-198.
- (103) Razinsky,E. and Brighton,J.A., "Confined Jet Mixing for Nonseparating Conditions," Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, Vol.93, 1971-9, pp.333-349.
- (104) Warpinski,N.R., Nagib,H.M. and Lavan,Z., "Experimental Investigation of Recirculating Cells in Laminar Coaxial Jets," AIAA Journal, Vol.10, No.9, 1972-9, pp.1204-1210.
- (105) Rozenman,T. and Weinstein,H., "Recirculation Patterns in the Initial Region of Coaxial Jets," Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol.39, 1972-12, pp.891-896.
- (106) 松本隆一, 木本恭司, 土本信孝, "同軸噴流に関する研究(第1報, 空気-空気同軸噴流の実験)", 日本機械学会論文集, 38-311, 1972, pp.1753-1762.
- (107) 松本隆一, 木本恭司, "同軸噴流に関する研究(第2報, 乱流輸送係数について)", 日本機械学会論文集, 43-366, 1977, pp.617-627.
- (108) Hendricks,C.J. and Brighton,J.A., "The Prediction of Swirl and Inlet Turbulence Kinetic Energy Effects on Confined Jet Mixing," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.97, 1975-3, pp.51-59.
- (109) 光永昭治, 広瀬達三, "円管内の同軸環状噴流の研究", 日本機械学会論文集, 42-364, 1976, pp.3889-3898.
- (110) Choi,D.W., Gessner,F.B. and Oates,G.C., "Measurements of Confined, Coaxial Jet Mixing with Pressure Gradient," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.108, 1986-3, pp.39-46.
- (111) Agui J.C. and Hesselink L., "Flow Visualization and Numerical Analysis of a Coflowing Jet: a Three-Dimensional Approach," Journal of Fluid Mechanics, Vol.191, 1988, pp.19-45.
- (112) Khodadadi,J.M. and Vlachos,N.S., "Experimental and Numerical Study of Confined Coaxial Turbulent Jets," AIAA Journal, Vol.27, No.5, 1989-5, pp.532-541.
- (113) Park,C.J. and Chen,L.-D., "Experimental Investigation of Confined Turbulent Jets. Part I:Single-Phase Data," AIAA Journal, Vol.27, No.11, 1989-11, pp.1506-1510.
- (114) Park,C.J. and Chen,L.-D., "Experimental Investigation of Confined Turbulent Jets. Part II:Particle-Laden

Flow Data," AIAA Journal, Vol.27, No.11, 1989-11, pp.1511-1516.

- (115) Zhu,J. and Shih,T.H., "A Numerical Study of Confined Turbulent Jets," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.116, 1994-12, pp.702-706.

◎同軸噴流の応用(ジェットポンプ、エゼクタ)

- (116) 葛原定郎, 清水幸丸, 中村彰吾, 倉田重光, "外周噴流形ジェットポンプの研究(第1報, ポンプ形状と性能の関係)", 日本機械学会論文集, 48-436, 1982, pp.2510-2517.
- (117) 清水幸丸, 葛原定郎, 中村彰吾, "外周噴流形ジェットポンプの研究(第2報, 噴流に旋回成分を与えた場合)", 日本機械学会論文集, 49-448, 1983, pp.2746-2754.
- (118) 清水幸丸, 葛原定郎, 中村彰吾, "外周噴流形ジェットポンプの研究(第3報, キャビテーション性能について)", 日本機械学会論文集, 49-448, 1983, pp.2754-2764.
- (119) 松尾一泰, 望月博昭, 小林章伸, "超音速空気エゼクタの二重真空現象について", 日本機械学会論文集(B編), 51-469, 1985-9, pp.2813-2819.
- (120) Shimizu,Y., Nakamura,S., Kuzuhara,S. and Kurata,S., "Studies of the Configuration and Performance of Annular Type Jet Pumps," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.109, 1987, pp.205-212.
- (121) 熊谷輝雄, 斎藤庸一, "固体流送用ジェットポンプの研究(第1報, 直角ベンドジェットポンプの水特性)", 日本機械学会論文集, 54-502, 1988-6, pp.1385-1388.
- (122) 熊谷輝雄, 五十嵐 豊, "固体流送用ジェットポンプの研究(第2報, 直角ベンドジェットポンプの固体流送特性)", 日本機械学会論文集, 56-527, 1990-7, pp.2014-2018.
- (123) 村岡正宏, 井部 哲, 熊谷輝雄, "固体流送用ジェットポンプの研究(第3報, 45°ベンドジェットポンプの水流送特性と固体流送特性)", 日本機械学会論文集, 59-566, 1993-10, pp.3146-3152.
- (124) Elger,D.F., Taylor,S.J. and Liou,C.P., "Recirculation in an Annular-Type Jet Pump," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.116, 1994-12, pp.735-740.

◎同軸噴流の応用(燃焼器)

- (125) 伊藤献一, 佐々木正史, 深沢正一, "再循環域を伴う同軸噴流予混合火炎の保炎機構に関する研究(第1報, 火炎の一般的特性および再循環域における混合過程の解析)", 日本機械学会論文集(第2部), 43-374, 1977-10, pp.3868-3882.
- (126) 伊藤献一, 佐々木正史, "再循環域を伴う同軸噴流予混合火炎の保炎機構に関する研究(第2報, 再循環域と外部流との間の物質交換)", 日本機械学会論文集(第2部), 44-383, 1978-7, pp.2478-2485.
- (127) Scott,J.N. and Hankey Jr.W.L., "Numerical Simulation of Cold Flow in an Axisymmetric Centerbody Combustor," AIAA Journal, Vol.23, No.5, 1985-5, pp.641-649.
- (128) 李 昌彦, 小沼義昭, "プラフボディー乱流拡散火炎に関する実験的研究(第1報, 火炎構造)", 日本機械学会論文集(B編), 57-544, 1991, pp.4266-4271.
- (129) 千田 衛, 西村元彦, 羽山健二, 平 知宏, "プラフボディのある軸対称管内噴流の数値解析", 日本機械学会論文集(B編), 57-533, 1991-1, pp.360-365.
- (130) 千田 衛, 小田耕嗣, 吉川進三, 岡本茂之, 船曳俊成, "プラフボディのある軸対称管内噴流の熱伝達", 日本機械学会論文集(B編), 58-550, 1992-6, pp.1898-1903.
- (131) 千田 衛, 林 雄一, 吉川進三, "管内噴流におけるプラフボディー後流の流れ(乱流統計量の測定)", 日本機械学会論文集(B編), 61-587, 1995-7, pp.2648-2654.
- (132) 塩路昌宏, 山根浩二, 磯上尚志, 池上 謂, "レーザシート法による噴流火炎中の乱れ渦の可視化", 日本機械学会論文集(B編), 57-542, 1991-10, pp.1313-1318.

(133) 池上 詢, 塩路昌宏, 川那辺 洋, 山根浩二, “噴流火炎における乱れ渦の発生”, 日本機械学会論文集 (B編), 59-566, 1993-10, pp.3271-3276.

(134) Durao,D.F.G., Heitor,M.V. and Moreira,A.L.N., "Flow Measurements in a Model Burner-Part 2," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.115, 1993-6, pp.309-316.

◎同軸噴流の応用 (エアー・ジェット・ルーム)

(135) Mohamed,M.H. and Salama,M., "Mechanics of a Single Nozzle Air-Jet Filling Insertion System (Part I:Nozzle Design and Performance)," Textile Research Journal, Vol.56, 1986, pp.683-690.

(136) Mohamed,M.H. and Salama,M., "Mechanics of a Single Nozzle Air-Jet Filling Insertion System (Part II:Velocity Distribution and Design of the Air Guide System)," Textile Research Journal, Vol.56, 1986, pp.721-726.

(137) Mohamed,M.H. and Salama,M., "Mechanics of a Single Nozzle Air-Jet Filling Insertion System (Part Ⅲ:Yarn Insertion through Tubes)," Textile Research Journal, Vol.56, 1986, pp.683-690.

(138) 石田 稔, 岡島 厚, 島田幸保, 倉田建夫, 星合文隆, “エアガイド方式エアジェットルームにおける流れ特性の実験的研究 (第1報 エアガイド内の流れ特性)”, 繊維機械学会誌 (論文集), Vol.42, No.4, 1989-4, pp.63-69.

(139) 石田 稔, 岡島 厚, 島田幸保, 倉田建夫, 星合文隆, “エアガイド方式エアジェットルームにおける流れ特性の実験的研究 (第2報 エアガイドと各種円筒管との流れ特性の比較)”, 繊維機械学会誌 (論文集), Vol.42, No.5, 1989-5, pp.61-68.

(140) 石田 稔, 岡島 厚, “変形おさ補助ノズル方式エアジェットにおける流れの特性 (第1報, メインノズル内の流れ)”, 繊維機械学会誌 (論文集), Vol.44, No.4, 1992-4, pp.69-80.

(141) 石田 稔, 岡島 厚, “変形おさ補助ノズル方式エアジェットにおける流れの特性 (第2報, メインノズルからの高速噴流とよこ糸牽引力の測定)”, 繊維機械学会誌 (論文集), Vol.45, No.12, 1993-12, pp.65-77.

(142) Ishida,M., Okajima,A., Shimada,Y., Kurata,T., Hoshiai,H., "Flow Characteristics of the Main Nozzle in an Air-Jet Loom, Part I: Measuring Flow in the Main Nozzle," Textile Research Journal, Vol.64, No.1, 1994-1, pp.10-20.

(143) Ishida,M., Okajima,A., Shimada,Y., Kurata,T., Hoshiai,H., "Flow Characteristics of the Main Nozzle in an Air-Jet Loom, Part II: Measuring High Jet Speed Flows from the Main Nozzle and Weft Drag Forces," Textile Research Journal, Vol.64, No.2, 1994-2, pp.88-100.

◎加振ジェット (レビュー)

(144) Hussain,A.K.M.F., "Coherent Structures and Turbulence," Journal of Fluid Mechanics, Vol.173, 1986, pp.303-356.

(145) Wygnanski,I. and Petersen,A., "Coherent Motion in Excited Free Shear Flows," AIAA Journal, Vol.25, No.2, 1987-2, pp.201-213.

(146) 豊田国昭, “流れの中の渦とその操作,” 可視化情報, Vol.13, No.51, 1993-10, pp.218-221.

(147) 木谷勝, 他 26 名, “せん断乱流の制御調査研究分科会成果報告書,” 日本機械学会, P-SC222, No.474, 1994-8.

◎加振ジェット (円形噴流)

(148) Becker,H.A. and Massaro,T.A., "Vortex Evolution in a Round Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.31, 1968, pp.435-448.

(149) Crow,S.C. and Champagne,F.H., "Orderly Structure in Jet Turbulence," Journal of Fluid Mechanics, Vol.48, 1971, pp.547-591.

(150) Petersen,R.A., "Influence of Wave Dispersion on Vortex Pairing in a Jet," Journal of Fluid Mechanics, 1978, Vol.89, pp.469-495.

(151) Zaman,K.B.M.Q. and Hussain,A.K.M.F., "Vortex Pairing in a Circular Jet under Controlled Excitation Part 1. General Jet Response," Journal of Fluid Mechanics, Vol.101, Part 3, 1980, pp.493-544

(152) 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," Journal of Fluid Mechanics, Vol.101, Part 3, 1980, pp.449-491.

(153) Kiebels,V., "Discrete Noise Spectrum Generated by an Acoustically Excited Jet," AIAA Journal, Vol.18, No.4, 1980-4, pp.434-441.

(153) Hussain,A.K.M.F. and Zaman,K.B.M.Q., "The 'Preferred Mode' of the axisymmetric Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.110, 1981, pp.39-71.

(154) Zaman,K.B.M.Q. and Hussain,A.K.M.F., "Turbulence Suppression in Free Turbulent Shear Flows by Controlled Excitation," Journal of Fluid Mechanics, Vol.103, 1981, pp.133-159.

(155) Hussain,A.K.M.F. and Hasan,M.A.Z., "Turbulence Suppression in Free Turbulent Shear Flows under Controlled Excitation (Part 2. Jet-Noise Reduction)," Journal of Fluid Mechanics, Vol.150, 1985, pp.159-168.

(156) Long,D.F., Kim,H. and Arndt,R.E.A., "Controlled Suppression or Amplification of Turbulent Jet Noise," AIAA Journal, Vol.23, No.6, 1985-6, pp.828-833.

(157) 豊田国昭, 白浜芳朗, 居本伸二, “噴流の自己励起特性に関する研究”, 日本機械学会第 68 期通常総会講演会講演論文集, No.910-17, 1991-3, pp.148-150.

(158) Raman,G. and Rice,E.J., "Axisymmetric Jet Forced by Fundamental and Subharmonic Tones," AIAA Journal, Vol.29, No.7, 1991-7, pp.1114-1122.

(159) Corke,T.C., Shakib,F. and Nagib,H.M., "Mode Selection and Resonant Phase Locking in Unstable Axisymmetric Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.223, 1991, pp.253-311.

(160) Yoda,M., Hesselink,L. and Mungal,M.G., "The Evolution and Nature of Large-Scale Structures in the Turbulent Jet," Physics Fluids A, Vol.4, 1992-4, pp.803-811.

(161) 小川信夫, 牧 博司, 黒田健嗣, “音波により励起される噴流の研究”, 日本機械学会論文集 (B編), 59-566, 1993-10, pp.2975-2981.

(162) Broze,G. and Hussain,F., "Nonlinear Dynamics of Forced Transitional Jets: Periodic and Chaotic Attractors," Journal of Fluid Mechanics, Vol.263, 1994, pp.93-132.

(163) Longmire,E.K. and Eaton,J.K., "Active Open-Loop Control of Particle Dispersion in Round Jets," AIAA Journal, Vol.32, No.3, 1994-3, pp.555-563.

(164) Paschereit,C.O., Wygnanski,I. and Fiedler,H.E., "Experimental investigation of Subharmonic Resonance in an Axisymmetric Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.283, 1995, pp.365-407.

◎加振ジェット (二次元混合層)

(165) Ho,C. and Huang,L., "Subharmonics and Vortex Merging in Mixing Layer," Journal of Fluid Mechanics, Vol.119, 1982, pp.443-473.

(166) Fiedler,H.E. and Mensing,P., "The Plane Turbulent Shear Layer with Periodic Excitation," Journal of Fluid Mechanics, Vol.150, 1985, pp.281-309.

(167) Weisbrodt,I. and Wygnanski,I., "On the Coherent Structures in a Highly Excited Mixing Layer," Journal of Fluid Mechanics, Vol.195, 1988, pp.137-159.

(168) Wygnanski,I. and Weisbrodt,I., "On the Pairing Process in an Excited Plane Turbulent Mixing Layer," Journal of Fluid Mechanics, Vol.195, 1988, pp.161-173.

(169) Latigo,B.O. "Coherent Structure Interactions in a Two-Stream Plane Turbulent Mixing Layer with Impulsive Acoustic Excitation," Physics Fluids A, Vol.1, No.10, 1989-10, pp.1701-1715.

◎加振ジェット（平面噴流）

(170) Chanaud,R.C. and Powell,A., "Experiments Concerning the Sound-Sensitive Jet," Journal of Acoustical Society of America, Vol.34, No.7, 1962-7, pp.907-915.

(171) Rockwell,D.O., "External Excitation of Planar Jets," Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol.39, 1972-12, pp.883-890.

(172) Thomas,F.O. and Goldschmidt,V.W., "Acoustically Induced Enhancement of Widening and Fluctuation Intensity in a Two-Dimensional Turbulent Jet," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.108, 1986-9, pp.331-337.

(173) 時田秀治, 大谷秀雄, 石角勝利, "音波による噴流構造の制御(第1報, 励起モードによる噴流構造の相違について)", 日本機械学会論文集(B編), 54-504, 1988-8, pp.1938-1945.

(174) 時田秀治, 大谷秀雄, 石角勝利, "音波による噴流構造の制御(第2報, スペクトル分布と速度場の流れ方向変化について)", 日本機械学会論文集(B編), 54-504, 1988-8, pp.1946-1952.

(175) 時田秀治, 松本毅, 朝倉忠裕, "二次元噴流の遷移過程(第1報, 渦度分布と渦の移動速度)", 日本機械学会論文集(B編), 57-539, 1991-7, pp.2239-2246.

(176) 時田秀治, 松本毅, 長谷川敏行, "二次元噴流の遷移過程(第2報, 多線式煙線法による可視化写真と速度ベクトル図の比較)", 日本機械学会論文集(B編), 58-555, 1992-11, pp.3237-3244.

(177) Hsiao,F. and Huang,J., "On the Dynamics of Flow Structure Development in an Excited Plane Jet," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.116, 1994-12, pp.714-720.

◎加振ジェット（同軸噴流）

(178) Tanna,H.K. and Ahuja,K.K., "Tone Excited Jets, Part I:Introduction," Journal of Sound and Vibration, Vol.102, 1985, pp.57-61.

(179) Ahuja,K.K. and Whiffen,M.C., "Tone Excited Jets, Part II:Flow Visualization," Journal of Sound and Vibration, Vol.102, 1985, pp.63-69.

(180) Lepicovsky,J., Ahuja,K.K. and Burrin,R.H., "Tone Excited Jets, Part III:Flow Measurements," Journal of Sound and Vibration, Vol.102, 1985, pp.71-91.

(181) Ahuja,K.K. and Blakney,D.F., "Tone Excited Jets, Part IV:Acoustic Measurements," Journal of Sound and Vibration, Vol.102, 1985, pp.93-117.

(182) Tam,C.K.W. and Morris,P.J., "Tone Excited Jets, Part V:A Theoretical Model and Comparison with Experiment," Journal of Sound and Vibration, Vol.102, 1985, pp.119-151.

(183) Ko,N.W.M. and Tang,S.K., "Effect of External Exciter on the Far Filed of an Air Jet," Journal of Sound and Vibration, Vol.137, 1990, pp.154-158.

(184) Tang,S.K. and Ko,N.W.M., "Coherent Structure Interactions in Excited Coaxial Jet of Mean Velocity ratio of 0.3," AIAA Journal, Vol.31, No.8, 1993-8, pp.1521-1524.

(185) Tang,S.K. and Ko,N.W.M., "Experimental Investigation of the Structure Interaction in an Excited Coaxial Jet," Experimental Thermal and Fluid Science, Vol.8, No.3, 1994, pp.241-229.

◎自励噴流

(186) Hill,Jr,W.G. and Greene,P.R., "Increased Turbulent Jet Mixing Rates Obtained by Self-Excited Acoustic Oscillations," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.99, 1977-9, pp.321-324.

(187) Rockwell,D. and Naudascher,E., "Review- Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities," Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.100, 1978-6, pp.152-165.

(188) Hasan,M.A.Z. and Hussain,A.K.M.F., "The Self-excited Axisymmetric Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.115, 1982, pp.59-89.

(189) Hussain,A.K.M.F. and Hasan,M.A.Z., "The 'Whistler-nozzle' Phenomenon," Journal of Fluid Mechanics, Vol.134, 1983, pp.431-458.

(190) Blacke,W.K. and Powell,A., "The Development of Contemporary Views of Flow-Tone Generation," Recent Advances in Aeroacoustics, Springer-Verlag, 1986, pp.247-325.

(191) Wlezien,R.W. and Kibens,V., "Passive Control of Jets with Indeterminate Origins," AIAA Journal, Vol.24, No.8, 1986-8, pp.1263-1270.

◎非円形噴流（橢円形噴流）

(192) Ho,C.M. and Gutmark,E., "Vortex Induction and Mass Entrainment in a Small-Aspect-Ratio Elliptic Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.179, 1987, pp.383-405.

(193) Quinn,W.R., "On Mixing in an Elliptic Turbulent Free Jet," The Physics of Fluids A, Vol.1, No.10, 1989-10, pp.1716-1722.

(194) Beidges,J.E. and Hussain,A.K.M.F., "Roles of Initial Condition and Vortex Pairing in Jet Noise," Journal of Sound and Vibration, Vol.117, No.2, 1987, pp.289-311.

(195) Hussain,F. and Husain,H.S., "Elliptic Jets. Part 1. Characteristics of Unexcited and Excited Jets," Journal of Fluid Mechanics, Vol.208, 1989, pp.257-320.

(196) Husain,H.S. and Hussain,F., "Elliptic Jets. Part 2. Dynamics of Coherent Structures:Paring," Journal of Fluid Mechanics, Vol.233, 1991, pp.439-482.

(197) Husain,H.S. and Hussain,F., "Elliptic Jets. Part 3. Dynamics of Preferred Mode Coherent Structures," Journal of Fluid Mechanics, Vol.248, 1993, pp.315-361.

◎非円形噴流（長方形噴流）

(198) Sfeir,A.A., "Investigation of Three-Dimensional Turbulent Rectangular Jet," AIAA Journal, Vol.17, 1979, pp.1055-1060.

(199) Krothapalli,A., Baganoff,D. and Karamcheti,K., "On the Mixing of a Rectangular Jet," Journal of Fluid Mechanics, Vol.107, 1981, pp.201-220.

(200) 土屋良明, 堀越長次, 佐藤俊, "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), 49-438, 1983-2, pp.376-385.

(201) 土屋良明, 羽田喜昭, 堀越長次, 佐藤俊, "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流出口形状の影響)", 日本機械学会論文集(B編), 51-461, 1985-1, pp.85-94.

(202) 上屋良明, 堀越長次, 佐藤俊, 高橋道尚, "長方形噴流の拡散に関する研究(第3報, 噴流出口付近の混合層ならびに色素法による流れ様式の可視化)", 日本機械学会論文集(B編), 53-488, 1987-4, pp.1136-1141.

(203) 堀越長次, 池田敏彦, 浅野一郎, "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), 52-473, 1986-1, pp.305-311.

- (204) Tam,C.K.W. and Thies,A.T., "Instability of Rectangular Jets," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.248, 1993, pp.425-448.
- (205) Quinn,W.R., "Development of a Large-Aspect-Ratio Rectangular Turbulent Free Jet," *AIAA Journal*, Vol.32, No.3, 1994-3, pp.547-554.
- ◎非円形噴流（十字形噴流）
- (206) 藤田重隆, 大坂英雄, 上野五郎, “十字形ノズルから流出する3次元噴流（第1報, 平均流特性）”, 日本機械学会論文集（B編）, 50-458, 1984-10, pp.2586-2591.
- (207) 藤田重隆, 大坂英雄, 上野五郎, “十字形ノズルから流出する3次元噴流（第2報, 乱流特性）”, 日本機械学会論文集（B編）, 51-467, 1985-7, pp.2281-2287.
- (208) 藤田重隆, 大坂英雄, 上野五郎, “十字形ノズルから流出する3次元自由噴流（第3報, 平均流および乱流運動エネルギー方程式の評価）”, 日本機械学会論文集（B編）, 55-510, 1989-2, pp.374-383.
- (209) 藤田重隆, 大坂英雄, 上野五郎, “十字形ノズルから流出する三次元噴流（第4報, 統計的性質）”, 日本機械学会論文集（B編）, 55-514, 1989-6, pp.1553-1561.
- (210) 豊田国昭, Hussain,F., “十字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）, 55-518, 1989-10, pp.3205-3209.
- ◎非円形噴流（その他）
- (211) 興津史郎, 中山泰喜, 青木克巳, 太田紘昭, “異種形状ノズルを用いた自由噴流の研究”, 日本機械学会講演論文集, No.730-16, 1973, pp.63-66.
- (212) 興津史郎, 中山泰喜, 青木克巳, 太田紘昭, “異種形状ノズルを用いた自由噴流の研究（第2報）”, 日本機械学会講演論文集, No.740-6, 1974, pp.157-160.
- (213) 興津史郎, 中山泰喜, 青木克巳, 太田紘昭, “異種形状ノズルを用いた自由噴流の研究（第3報）”, 日本機械学会講演論文集, No.765-1, 1976, pp.29-32.
- (214) 手島光司, “種々の断面形状を持つオリフィスから噴出する超音速自由噴流の3次元構造”, 流れの可視化, Vol.9, 1989-10, pp.85-88.
- (215) 豊田国昭, Hussain,F., “非円形噴流の渦構造に関する研究”, 日本機械学会論文集（B編）, 55-514, 1989, pp.1542-1545.
- (216) Quinn,W.R., “Mean Flow and Turbulence Measurements in a Triangular Turbulent Free Jet,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.11, No.3, 1990-9, pp.220-224.
- (217) 豊田国昭, 白浜芳朗, 小谷幸慈, “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）, 58-545, 1992-1, pp.7-13.
- (218) Longmire,E.K., Eaton,J.K. and Elkins,C.J., “Control of Jet Structure by Crown-Shaped Nozzles,” *AIAA Journal*, Vol.30, No.2, 1992-2, pp.505-512.
- (219) Vradis,G.C., Otugen,M.V., Kim,S.W. and Kim,D.B., “Round Incompressible Jets with Asymmetric Initial Velocity Distributions,” *AIAA Journal*, Vol.31, No.5, 1993-5, pp.814-815.
- (220) Miller,R.S., Madnia,C.K. and Givi,P., “Numerical Simulation of Non-Circular Jets,” *Computers and Fluids*, Vol.24, No.1, 1995, pp.1-25.
- ◎その他
- (221) 溝田武人, 岡島厚, “熱線による非定常逆流域の流速測定法”, 九州大学応用力学研究所所報, 45, 1976-11, pp.353-367.
- (222) 流れの可視化学会編, “新版 流れの可視化ハンドブック”, 朝倉書店, 1986.
- (223) 木谷 勝, 松村昌典, “二次元乱流後流における大規模構造および小規模構造の特性”, 日本機械学会論文集（B編）, 50-458, 1989-10, pp.2563-2570.
- (224) 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）, 51-463, 1990-3, pp.775-782.
- (225) Launder,B.E. and Spalding,D.B., “The Numerical Computation of Turbulent Flows,” *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol.3, 1974, pp.269-289.
- (226) Patankar,S.V., “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow,” McGraw-Hill, New York, 1980.
水谷幸夫, 香月正司共訳, “コンピュータによる熱移動と流れの数値解析”, 森北出版, 1985.
- (227) Okajima,A., “Change of Flow About an Elongated Rectangular Cylinder in a Range of Reynolds Numbers of 200 to 0.7×10^4 ,” *Proceedings of 1st ASME-JSME Fluids Engineering Conference*, FED-112, 1991, pp.107-113.
- (228) 日本機械学会編, “(新版) 機械工学便覧 A5 流体工学”, 丸善, 1986.

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、終始適切な御指導と御鞭撻を頂きました金沢大学教授 岡島 厚先生に心から深く感謝し、厚く御礼申し上げます。金沢大学教授 上野久儀先生、金沢大学助教授 木村繁男先生には有益な御助言と御指導を頂き、ここに深く感謝し、御礼申し上げます。また、本論文提出にあたり、ご多用中にも関わらず有意義な御教示と御校閲を賜りました金沢大学教授 新宅救徳先生、そして、学会における研究討論を通じて有意義なご教示、ご助言を賜り、さらに本論文提出にあたり御校閲を賜りました信州大学教授 土屋良明先生には厚く御礼申し上げます。土曜日の輪講などを通じて有意義な御教示、御助言を頂きました金沢大学工学部研究員 易 東来氏、石川県工業試験場繊維部技師 新谷隆二氏、金沢大学助手 松井良雄先生、舞鶴高等専門学校講師 西山 等先生にも御礼申し上げます。また、タンデム熱線プローブなどの計測装置の製作を初めとして、実験装置製作や実験計測に際して、多くの御指導、御助力をくださった金沢大学工学部技術長 西田正人氏に御礼申し上げます。

最後に、本研究の実施にご協力頂いた、当時の金沢大学大学院 西 隆司君、中川正人君、中野敬太君、4年生の三室泰明君、白澤俊哉君、早野哲央君、村井祐一君、長谷村則夫君、畠田耕史君、谷 聰一郎君、広田博久君、橋本晃一君、横山広観君、南川 博君、須田飛志君、および流体工学研究室の学生諸君に心より感謝し、謝辞といたします。

