

噴流中の渦構造と拡散促進機構および  
流力音発生機構に関する研究

1999年3月

北海道工業大学大学院

平元理峰

## 概要

乱流は強い非線形性を有し、不規則で三次元的な挙動のために統計的な取り扱いが余儀なくされてきた。1960年代後半から、乱流中に組織的な構造が含まれることが知られるようになり、その挙動が流れ特性を強く特徴づけることから「大規模渦構造」として今日の乱流理解のための重要な概念となっている。乱流の代表例である噴流は工業分野で広く用いられており、例えば内燃機関における燃料の拡散・混合、ジェットエンジンの推力・騒音、化学反応設備における拡散・混合、空調設備における気流の拡散などの性能は、噴流の特性に支配されている。噴流の特性は大規模渦構造の挙動により特徴づけられると考えられるので、噴流中に生成する大規模渦構造を操作することによる拡散・混合特性の制御が注目されている。この操作手法が開発されることにより関連の機械の性能が向上し、エネルギー・環境問題の改善にも大きな貢献が期待される。

噴流中の渦構造を操作する手法として、非円形噴流の利用が注目されている。非円形噴流中で形成される渦は、周方向の非一様曲率の自己誘起速度効果により、三次元的に変形することが知られている。とくに、適度な攪乱を与えたアスペクト比4の長方形噴流では渦の生成が促進され、長方形渦輪が噴出口の短軸方向に著しく拡がるのが可視化法により示され、短軸側の領域で噴流断面積および噴流流量が著しく増大することが平均速度分布から明らかにされている。このように三次元渦構造の挙動が長方形噴流の拡散を促進すると考えられるが、渦挙動と拡散機構の関連性については不明な点が多く残されている。この機構の詳細を明らかにするためには、流れ中の三次元渦構造を検出し、その変形・干渉・合体・分裂挙動の特性を理解することが必要である。従来の流れの可視化法や熱線流速計による速度測定では、三次元渦構造の検出が難しいため、二次元および軸対称を仮定した渦構造にその適用が限定されており、複雑な三次元渦挙動を検出する手法の開発が強く望まれている。

近年、北海道工業大学において、乱流中の変動圧力を精度よく測定することができる圧力プローブが開発され、三次元渦構造検出の新しい手法として期待されている。渦構造の

存在領域では圧力が降下する性質があり，スカラ量である圧力の測定は三次元渦構造の検出に有効である．本研究では，アスペクト比4の長方形噴流中の三次元渦構造の検出に圧力プローブを適用し，渦構造の変形・干渉・合体・分裂挙動を検討した．

流体機械および輸送システムの高速度に伴い，流れから発生する騒音が重大な環境問題となっている．流れと関係する系から発生する音を総じて流力音と呼び，流れ中の乱れがその発生原因とされてきたが，その詳しい機構はわかっていない．流力音発生理論として，流れ中の渦挙動が音源であるとする Powell-Howe の渦音理論が広く支持され，乱流中の大規模渦構造の挙動が強い音を発生すると考えられている．渦音理論を実験により直接検討するには，渦度測定による渦構造，とくに三次元渦構造の検出が必要となるが，上述したように流れ中の三次元渦構造の検出は難しく，音源となる渦挙動も明らかにされていない．一方，Ribner の提案する流力音発生理論では，流れ中の圧力変動の時間に関する二階微分が音源項であり，上述の圧力プローブによる変動圧力測定により音源項の検出が可能となる．したがって，変動圧力測定によって渦構造と音源項を同時に検出し，その関連性を検討することが可能であり，これにより渦音理論を実験的に検証することができる．

本論文では，拡散促進が期待されるアスペクト比4の長方形噴流に注目し，I部では，その渦構造と拡散機構の関連性を明らかにし，II部では，渦構造と音源項の関連性を考察し，噴流騒音の発生機構に関して新たな知見を得た．

I部とII部はそれぞれ5つの章から構成されており，以下に各章の内容を述べる．

I部の第1章では，乱流現象を理解する上で重要となる大規模渦構造に関する研究および非円形噴流の研究を概観し，本研究の目的および意義について述べている．

第2章では，流れ場を作り出す実験装置，変動圧力測定に用いる圧力プローブの構造およびその特性，速度計測装置，実験方法および条件抽出法について述べている．

第3章では，まず流れ中の圧力場と渦度の関係および変動圧力測定による流れ中の渦構造の検出法を説明し，つぎに変動圧力測定により長方形噴流中の三次元渦構造を検出し，その変形・干渉・合体・分裂挙動を明らかにしている．とくに，従来不明であった長方形噴流の短軸方向への著しい拡散や，長軸方向の平均速度分布に現れる鞍形の分布が，渦構造の三次元挙動によって引き起こされている機構を明らかにした．また，渦の分裂・合体挙動

に重要な機構である「渦のつなぎ替え」過程を実験によって初めて検出し、その詳細を明らかにした。

第4章では、長方形噴流場の詳細な速度測定によって拡散特性を定量的に検討し、噴流の拡散促進手法としての長方形噴流利用の有効性を明らかにしている。また、速度場と三次元渦構造の関連性を明らかにすることにより、長方形噴流の拡散促進が三次元渦構造の挙動によることを明らかにしている。

第5章はI部の結言であり、長方形噴流中の三次元渦構造の挙動および拡散促進機構についての研究成果を要約している。

II部の第6章では、渦構造の挙動を音源と考える渦音理論を中心とした研究を概観し、本研究の目的および意義について述べている。

第7章では、圧力変動の時間に関する二階微分を音源項とする Ribner の理論を説明し、変動圧力測定によって渦構造と音源項を同時に検出・検討する考え方を述べている。

第8章では、長方形噴流中の変動圧力測定から Ribner の式の音源項を求め、三次元渦構造の挙動との関連性を検討している。とくに、渦のつなぎ替えは急激な圧力変化を伴い、強い音源となることを示している。また、測定された変動圧力から放射される流力音を計算し、その放射特性と音源の位置を検討している。

第9章では、円形噴流中の変動圧力測定から Ribner の式の音源項を求め、渦構造の挙動との関連性を検討している。音源項は渦構造の加速度運動時に急激に強さを変えることが示され、また、計算された流力音の周波数の検討から、音源が上流のせん断層の領域にあることが推測された。

第10章はII部の結言であり、II部で明らかにされた音源となる渦挙動についての研究成果を要約している。

総括では、本研究で得られた成果を総括している。

本研究により、長方形噴流中の複雑な三次元渦構造が変動圧力測定により明らかにされ、三次元渦構造と速度場の関連性の詳細な検討により拡散促進機構が解明された。これにより、噴流拡散が渦操作により著しく促進されることが示され、工学的に有用な知見が得られた。また、変動圧力測定により噴流中の渦構造と音源を初めて同時に直接検出し、その

関連性を明らかにするとともに，音源と考えられる渦挙動を提案し，変動圧力測定による新しい流力音解析法の有効性を示した．

# 目次

概要	II
第 I 部 長方形噴流中の渦構造と拡散機構に関する考察	1
第 1 章 緒言	2
1.1 研究の背景および従来の研究	2
1.2 本研究の目的	7
1.3 本研究の位置づけ	9
第 2 章 圧力および速度の測定法	10
2.1 風洞および長方形オリフィス	10
2.2 実験条件	10
2.3 変動圧力の計測装置	14
2.3.1 圧力プローブ	15
2.3.2 静圧管	15
2.3.3 コンデンサマイクロホン	15
2.3.4 ダンパおよび押さえ板	15
2.3.5 前置増幅器および計測用増幅器	15
2.4 圧力プローブの特性	18
2.4.1 方向特性	18
2.4.2 周波数特性	20
2.4.3 変動流中の特性	20
2.4.4 変動する流れ方向角度の影響	23
2.4.5 渦挙動に対する圧力プローブの応答性	23
2.4.6 噴流中の渦構造の検出	23
2.5 速度の計測装置	23

2.6	位相平均化および測定法	26
2.7	計測システム	28
<b>第3章</b>	<b>変動圧力測定による渦構造の抽出</b>	<b>30</b>
3.1	まえがき	30
3.2	圧力に関する Poisson 方程式	30
3.3	実験結果および考察	31
3.3.1	長軸断面 (xy 断面) および短軸断面 (xz 断面)	31
3.3.2	長・短軸断面の圧力変動乱れ強さ分布	32
3.3.3	噴流垂直断面 (yz 断面)	32
3.3.4	Taylor 仮説を適用した三次元圧力場	41
3.3.5	変動圧力の三次元空間分布 (1)	50
3.3.6	三次元渦構造モデル	53
3.3.7	変動圧力の三次元空間分布 (2)	55
3.3.8	複合渦構造の分裂	58
3.3.9	Taylor 仮説の適用に関する検討	58
3.4	まとめ	64
<b>第4章</b>	<b>渦構造と拡散促進機構</b>	<b>65</b>
4.1	まえがき	65
4.2	実験結果および考察	65
4.2.1	平均速度分布	65
4.2.2	噴流拡散およびエントレインメント	68
4.2.3	乱れ強さ分布	77
4.2.4	長・短軸断面の乱れ強さ分布	77
4.2.5	位相平均変動速度分布	78
4.3	まとめ	84
<b>第5章</b>	<b>結言</b>	<b>85</b>

第 II 部	噴流中の流力音発生機構に関する考察	86
第 6 章	緒言	87
6.1	研究の背景および従来の研究	87
6.2	本研究の目的	89
6.3	本研究の位置づけ	90
第 7 章	Ribner の流力音モデル	91
7.1	Ribner の式	91
7.2	Ribner の式の解	92
7.3	擬似音, 近距離場, 遠距離場について	93
7.4	渦音理論との関連づけ	94
第 8 章	長方形噴流の流力音	95
8.1	まえがき	95
8.2	実験条件	95
8.3	音源項および流力音の算出方法	96
8.3.1	音源項の算出方法	96
8.3.2	流力音の算出方法	96
8.4	音源項の分布	97
8.4.1	長・短軸断面	97
8.4.2	音源項の空間分布	103
8.5	計算された流力音の検討	103
8.6	音源の検討	107
8.7	まとめ	111
第 9 章	円形噴流の流力音	112
9.1	まえがき	112
9.2	実験条件	112
9.3	音源項および流力音の算出方法	115



9.3.1	音源項の算出方法 . . . . .	115
9.3.2	流力音の算出方法 . . . . .	115
9.4	音源項の分布 . . . . .	115
9.5	計算された流力音の検討 . . . . .	117
9.6	音源の検討 . . . . .	117
9.7	まとめ . . . . .	121
<b>第 10 章</b>	<b>結言</b>	<b>122</b>
	総括	123
	今後の課題	124
	謝辞	125
<b>付 録 A</b>		<b>141</b>
A.1	圧力に関する Poisson 方程式の導出 . . . . .	141
<b>付 録 B</b>		<b>143</b>
B.1	Lighthill の式の導出 . . . . .	143
B.2	Powell-Howe の式 . . . . .	144
B.3	音源の基本的性質 . . . . .	144
B.3.1	単極音源 . . . . .	144
B.3.2	二重極音源 . . . . .	144
B.3.3	四重極音源 . . . . .	146
B.4	Ribner の式の遠距離場 . . . . .	149
B.4.1	Ribner の式の遠距離場の解の導出 [146] . . . . .	149
B.4.2	遠距離場の音となる音源項の分布 . . . . .	151

## 目 次

2-1	風洞	11
2-2	風洞の外観	11
2-3	長方形オリフィス板 (AR=4)	12
2-4	長方形噴流場の座標系	13
2-5	圧力プローブ	16
2-6	圧力プローブの外観	16
2-7	静圧管の断面図と受感部近傍	17
2-8	ダンパおよび押さえ板	17
2-9	前置増幅器	17
2-10	静圧管の方向特性	19
2-11	静圧管の周波数に対する振幅比特性	19
2-12	ポテンシャル流中の変動速度と圧力	21
2-13	ポテンシャル流中の変動圧力実効値	22
2-14	変動する流れ方向角度の影響	24
2-15	渦挙動に対する応答性	24
2-16	円形噴流中の渦構造の抽出	25
2-17	位相平均測定のプロブ配置と参照信号	27
2-18	参照信号と変動圧力信号	27
2-19	計測システム	29
3-1	長軸断面における位相平均変動圧力分布 (1)	33
3-2	短軸断面における位相平均変動圧力分布 (1)	36
3-3	圧力変動の乱れ強さ分布	39
3-4	噴流垂直断面の位相平均変動圧力分布 ( $x/D_e = 1.3$ )	40
3-5	Taylor 仮説の適用	43

3-6	Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.0, \langle p \rangle \leq -0.45$ ) . . . .	44
3-7	Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.3, \langle p \rangle \leq -0.35$ ) . . . .	45
3-8	Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.5, \langle p \rangle \leq -0.23$ ) . . . .	46
3-9	Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.5, \langle p \rangle \leq -0.6$ ) . . . .	47
3-10	Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.7, \langle p \rangle \leq -0.21$ ) . . . .	48
3-11	Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 2.1, \langle p \rangle \leq -0.16$ ) . . . .	48
3-12	Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 2.3, \langle p \rangle \leq -0.18$ ) . . . .	49
3-13	三次元圧力場 . . . . .	51
3-14	先行渦と追跡渦の部分的結合 ( $\theta = 330^\circ, \langle p \rangle \leq -0.45$ ) . . . . .	52
3-15	長方形噴流中の三次元渦構造 . . . . .	54
3-16	噴流中心近傍の三次元圧力場 . . . . .	56
3-17	渦のつなぎ替え過程 . . . . .	57
3-18	複合渦構造の分裂過程 . . . . .	59
3-19	三次元圧力場 ( $\langle p \rangle \leq -0.25$ ) . . . . .	62
3-20	長軸断面の圧力場 . . . . .	63
3-21	長軸断面におけるタイムライン ( $U_c = U(y, z)$ ) . . . . .	63
4-1	励起なし長方形噴流の平均速度分布 . . . . .	66
4-2	励起された長方形噴流の平均速度分布 . . . . .	67
4-3	渦の誘起速度 . . . . .	69
4-4	噴流幅 . . . . .	70
4-5	励起なし長方形噴流の yz 面における平均速度分布 . . . . .	73
4-6	励起された長方形噴流の yz 面における平均速度分布 . . . . .	74
4-7	噴流断面積の変化 . . . . .	75
4-8	励起された長方形噴流の噴流断面積の変化 . . . . .	75
4-9	エントレインメント率の変化 . . . . .	76
4-10	励起された長方形噴流の噴流流量の変化 . . . . .	76
4-11	励起なし長方形噴流の乱れ強さ分布 . . . . .	80

4-12	励起された長方形噴流の乱れ強さ分布 . . . . .	81
4-13	励起された長方形噴流の長・短軸断面における乱れ強さ分布 . . . . .	82
4-14	噴流中心近傍 $x/D_e \simeq 2.0$ での渦のつなぎ替え . . . . .	82
4-15	励起された長方形噴流の位相平均変動速度分布 . . . . .	83
8-1	長軸断面の位相平均変動圧力 $\langle p^{(0)} \rangle$ と音源項 $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$ . . . . .	99
8-2	短軸断面の位相平均変動圧力 $\langle p^{(0)} \rangle$ と音源項 $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$ . . . . .	100
8-3	低圧領域の移動に伴う圧力と音源項の時間変化 . . . . .	101
8-4	噴流中心近傍領域における音源項の変化 (長軸断面) . . . . .	102
8-5	変動圧力 $\langle p^{(0)} \rangle$ と音源項 $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$ の空間分布 . . . . .	104
8-6	音の圧力変動の伝播 . . . . .	105
8-7	圧力変動の伝播と位相差 . . . . .	105
8-8	yz 断面上の計算領域 . . . . .	106
8-9	yz 面上での流力音の放射特性 . . . . .	106
8-10	流れ方向断面 (xy および xz 断面) 上の計算領域 . . . . .	108
8-11	流れ方向断面上での流力音の放射特性 . . . . .	108
8-12	計算された音の圧力変動 $\langle p^{(1)} \rangle$ のスペクトル ( $ \mathbf{x}  = 50 m$ ) . . . . .	109
8-13	音源項の 141 Hz 成分の強い領域 . . . . .	109
8-14	音源項の時間変化 ( $(x/D_e, y/D_e, z/D_e) = (1.0, 0.8, 0.0)$ ) . . . . .	110
9-1	円形ノズル板 . . . . .	113
9-2	円形噴流場の座標系 . . . . .	114
9-3	円形噴流の位相平均変動圧力 $\langle p^{(0)} \rangle$ と音源項 $-\partial^2 \langle p^{(0)} \rangle / \partial \theta^2$ . . . . .	116
9-4	計算された流力音の波形 . . . . .	118
9-5	xy 面上での流力音の放射特性 . . . . .	118
9-6	音源項の 139 Hz 成分の強い領域 . . . . .	119
9-7	音源項の時間変化 ( $(x/D_e, y/D_e, z/D_e) = (0.9, 0.52, 0.0)$ ) . . . . .	119
B-1	各音源からの音の放射特性 . . . . .	148

B-2	長軸断面の位相平均変動圧力 $\langle p^{(0)} \rangle$ と音源項 $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$ および $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$	152
B-3	短軸断面の位相平均変動圧力 $\langle p^{(0)} \rangle$ と音源項 $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$ および $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$	153
B-4	噴流中心近傍領域における音源項 $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$ . . . . .	154

## 表 目 次

2.1	実験条件 (長方形噴流) . . . . .	14
3.1	三次元圧力分布の等値面の値 (1) . . . . .	50
3.2	三次元圧力分布の等値面の値 (2) . . . . .	55
3.3	移動速度 $U_c$ の比較 . . . . .	61
8.1	実験条件 (長方形噴流) . . . . .	95
9.1	実験条件 (円形噴流) . . . . .	112

## 主な記号

$A$  : 噴流断面積

$A_e$  : 噴流出口面積

$B$  : 噴流幅

添字

$Y$  : 長方形噴流の長軸方向

$Z$  : 長方形噴流の短軸方向

$cir$  : 円形噴流

$D$  : 円形噴流の噴出口直径

$D_e$  : 長方形噴流の噴出口等価直径

$N$  : 位相平均回数

$p$  : 瞬時圧力

$p'$  : 変動圧力成分

$Q$  : 噴流流量

$Q_e$  :  $U_e D_e$  で定義される噴出口流量

$r$  :  $r - \varphi$  座標系の半径

$s$  : 測定間隔

$t$  : 時刻

$U_0$  : 噴流中心平均速度

$U_c$  :  $x$  方向の移動速度 (対流速度)

$U_e$  : 噴出口中心の  $x$  方向の平均速度

$\mathbf{u}$  : 瞬時速度のベクトル

$u$  :  $x$  方向の瞬時速度

$U$  :  $x$  方向の平均速度

$u'$  :  $x$  方向の変動速度成分

$\boldsymbol{x}$  : 音の観測位置を示す位置ベクトル  
 $|\boldsymbol{x}|$  : 座標原点から音の観測位置までの距離  
 $\alpha$  : 静圧管軸に対する流れ方向角度  
 $\beta$  : 静圧管軸周りの回転角度  
 $\varepsilon$  : 瞬時散逸  
 $\theta$  : 位相  
 $\lambda$  : 波長  
 $\nu$  : 動粘性係数  
 $\rho$  : 密度  
 $\tau$  : 遅延時間  
 $\varphi$  :  $r - \varphi$  座標系における角度  
 $\boldsymbol{\omega}$  : 瞬時渦度ベクトル  
 $\omega_i$  : 瞬時渦度のベクトル成分  
 $\langle \quad \rangle$  : 位相平均値

とくに,

$\langle p \rangle$  : 位相平均変動圧力  
 $\langle u \rangle$  : 位相平均変動速度

添字

$p$  : 周期変動成分  
 $r$  : 不規則変動成分  
 $rms$  : 実効値



## 第I部

# 長方形噴流中の渦構造と拡散機構に関する考察

# 第1章 緒言

## 1.1 研究の背景および従来の研究

乱流中に組織的な構造が含まれることが知られるようになり [1, 2], その挙動が流れ特性を強く特徴づける [3] ことから「大規模渦構造」として今日の乱流理解のための重要な概念となっている。

自由乱流中の大規模渦構造で最も単純な形態が混合層中の渦構造である。大規模渦構造が混合層の発達に重要な役割を果たしていることが確認され [4]~[11], 大規模渦構造の生成, 成長, 崩壊過程を追うことにより, これまでの統計論的な乱流現象の解釈から, より物理現象に根ざした解釈がされるようになった。とくに, 合体による渦構造の成長は運動量厚さの増加や運動量輸送に密接に関連している。

噴流は工学分野で広く利用されている基本的かつ重要な流れ場である。工業分野では, 内燃機関における燃料の拡散・混合, ジェットエンジンの推力・騒音, 化学反応設備における拡散・混合, 空調設備における気流の拡散などの性能は噴流の特性に支配されており, この特性の促進あるいは抑制を行うことができれば, 関連機械の性能が向上し, エネルギー・環境問題の改善にも大きな貢献が期待される。噴流中に発達する渦構造が流れを特徴づける重要な役割を果たしていることから, 流れを制御するためには渦構造の特性を理解し, 渦構造の操作法を検討することが重要である。

噴流場で最も基本的な流れは円形噴流であり, その流れ中の渦構造について精力的に研究がされている [12]. 円形噴流は, 流れの不安定性を特徴づける2つの長さスケール, 運動量厚さ  $\theta$  と出口直径  $D$  を有し, これらのスケールに関連した変動の無次元周波数はそれぞれストラハル数  $S_{t_\theta}$  と  $S_{t_D}$  で表される。 $S_{t_\theta}$  は混合層と同様, せん断層の運動量厚さ  $\theta$  で決まる局所的な不安定性に関係し, Kelvin-Helmholtz の不安定 (shear layer mode) と呼ばれる。また,  $S_{t_D}$  は噴流全体の平均速度分布の不安定性に起因し, コラム不安定 (jet column mode) と呼ばれる [13]. これらの不安定性が増大するとせん断層が巻きあがり, 渦構造を生成しその後の渦挙動に影響する。これらの2つの不安定性は噴流中に共存するので, ど

これらの不安定性がより増幅されるかは、境界層厚さすなわち噴出口の境界層が層流であるか乱流であるかによって変わってくる。

噴流におけるモードに関する様々な議論が行われてきた。その中で、Hussain と Zaman [14]~[16] によって行われた一連の研究では、 $S_{t_D} = 0.4$  が円形ノズル噴流の preferred mode であるとし、流れに微小攪乱を与えることでより不安定性を顕著にし、渦構造の詳細を明らかにしている。また、 $S_{t_D} = 0.85$  (pairing mode) における大規模渦の合体挙動も詳細に調べている。流れへの小さな攪乱の入力により渦の生成を操作することは、出力である生成後の渦構造の挙動を制御することにつながるため、実験的研究において流れを安定化させる手法として定着していると同時に、工学的にも応用可能な制御手法として広く研究されている [4, 5]。このような微小攪乱の流れへの入力を励起と呼ぶが、出力である渦挙動との関係は非線形であり、励起周波数、振幅および波形によって異なる渦挙動に関して工学的に有益な報告が多数ある。たとえば、前述した preferred mode および pairing mode での渦挙動 [14]~[16] をはじめ、Zaman らによる乱れ抑制の効果 [17]、フィードバック励起による流れ特性の変化 [18]、周期的な攪乱と渦挙動の関連性 [19]、複数の波形を重ねた励起波形の研究 [20] 等が挙げられる。実験室の風洞による流れも、工業的な実際の流れでも、流れは常に何らかの外乱にさらされており、意図的に攪乱を与えたかどうかに関わらず流れは励起された状態にある [3]。したがって、実験的研究において、励起された流れを研究することは自然であり、流れ場の持つ固有振動数を考慮した設計に有用な知見を与える。渦輪どうしの干渉が起こるモードや干渉せずに下流に移動するモードなどが実験では意図的につくられる [21, 22]。

発達した乱流あるいは乱流への遷移過程は、流れの三次元化が重要な鍵をにぎる。これは乱流の基本的性質であり、縦渦の発生に他ならない。実験や数値計算で仮定する二次元性、軸対称性が保たれるのは上流領域に限られ、すぐに三次元化が始まるため、乱流に関する研究を深めるには三次元性を考慮する必要がある [23]。三次元化の始まりは未だに議論の直中ではあるが、渦の周方向不安定性 [24]~[26] や、braid region における saddle point での不安定性 [27] が指摘されている。円形噴流中の三次元渦構造に関する研究では、軸対称渦と流れ方向渦の干渉および拡散促進効果の研究 [28]~[31] 等がある。

噴流中の三次元渦構造は変形・干渉挙動を活発化し、拡散・混合を促進する効果が期待さ

れるため、非円形噴流の研究も数多く成されてきた。非円形噴流の基礎的な研究に適しているのは楕円噴流 [32]~[34] であり、アスペクト比 (AR : Aspect Ratio) の違いにより流れ現象の特徴が変わり、アスペクト比 (AR) が 2 で短軸方向に著しいエントレインメント (連行作用) 促進効果が得られ [35],  $AR > 5$  では促進効果が得られない [36] ことが報告されている。渦の巻き上がり方は噴流出口における境界層の厚さに依存し、アスペクト比と励起周波数の違いによって渦構造の挙動に顕著な違いがみられる [37]。これは、流れを特徴づける長さスケールが、噴出口の周方向に変化する運動量厚さ  $\theta$  の他に長軸と短軸の長さスケールが加わったためと換言できる。楕円噴流中の渦構造の挙動に関しては、位相平均手法を用いることでペアリング挙動等が詳細に調べられた [38]。非円形の渦構造が著しく変形するのは、渦輪の生み出す誘起速度の効果である。この誘起速度は電流の作る磁場を表す Biot-Savart の法則のアナロジーであり、曲率と循環に比例する。種々の噴流出口形状を用いた非円形噴流中の渦構造の可視化 [39] や速度分布 [21, 22] から、非円形渦輪は自己誘起速度により変形し、平均速度分布に大きな影響を及ぼすことが明らかにされた。誘起速度による渦輪そのものの変形に関しては、実験と数値計算が行われている [40]~[43]。楕円噴流中の渦輪は曲率の大きい長軸方向端部のヘアピン部が下流方向に傾斜し、これにより曲率の増した長手方向渦は短軸方向に拡がり、長・短軸が逆転した渦輪形状となり、短軸側領域の噴流断面積やエントレインメントを増大させる [35, 37]。また、単一楕円渦輪を形成する無数の渦要素が互いの誘起速度により移動することを数値的に演算し、その変形が楕円噴流の渦構造の可視化結果と良好に一致することも報告されている [44]。

正方形噴流の乱流特性の検討は中村ら [45] により始められ、正方形の対角線上の平均速度極大位置が下流に行くに従い噴流内部に移動すること [46] や、平均速度分布が出口形状に対し  $45^\circ$  傾くこと [47] が観察されてきたが、これは正方形渦輪の角部が誘起速度により下流に変形する作用 [21, 22, 39, 48] であることが明らかにされた。近年の数値計算結果では、正方形渦輪列が著しく変形・干渉する様子が鮮明に捉えられている [49, 50]。

楕円噴流や長方形噴流の平均速度分布には、特徴的な鞍形の分布が長軸方向に現れることがしばしば観察され [51]~[58]、また長軸と短軸方向に噴流幅が逆転するスイッチングも古くから知られている [59] が、これらの興味深い現象は渦構造の三次元変形によるものである。

長方形噴流の研究は Sforza ら [60] の各種非円形噴流場の速度測定によって始められた。噴流中心の平均速度変化から流れ方向に3つの特徴的な領域、上流からポテンシャルコア (potential core) の存在する PC 領域、非円形噴出口の効果による非等方的な性質を持つ CD(characteristic decay) 領域、そして等方化に向かう AD(axisymmetric decay) 領域が区別されている [52, 61, 62]。Sfeir[63] は速度場と温度場の平均量を測定し噴出口出口形状の影響を調べ、土屋ら [64] は速度と温度分布に現れた鞍形の分布のピーク的位置が一致しない場合を指摘した。

Pollard[65] は長方形噴出口角部の有無の影響を検討し、鞍形の速度分布と関連性が無いことを報告している。堀越ら [66] は渦の巻き上がりと初期速度分布の形状およびストラハル数の関係を詳しく調べ、土屋ら [67] は噴出口の境界層の違いによる拡散特性について、オリフィスとノズルを用いて検討した。長方形噴流中の渦輪構造に関する数値計算および実験によって、誘起速度による変形やつなぎ替え挙動がわかりつつある [68, 69]。長方形噴流の特性を有する実用流れの研究には、長方形壁面噴流 [70]、長方形急拡大流路流れ [71]、キャビテーションによる壊食挙動 [72] の研究などが行われている。

流れ中の渦構造の重要性が広く認められ、渦構造のダイナミクスも広く研究されている。渦構造の三次元変形、渦の相互誘起速度による干渉等を経て渦の接触・合体・分裂が起こる際、渦のつなぎ替えが行われる。二次元的な流れにおける渦構造の合体・分裂では、渦度の融和、打ち消し合い、拡散として認識されていたが、渦のつなぎ替えは渦度ベクトルの向きの変化を伴い、必然的に三次元構造の議論となる。とくに渦構造の分裂は、渦のスケールが小さくなることを意味するため、乱流エネルギーのカスケード過程に関連し、渦のつなぎ替えがその中心的機構となる。

渦のつなぎ替え現象に関する研究は、実験および数値計算によって、2つの渦輪の干渉 [73]~[79]、ほぼ平行に近い渦対の干渉 [80]~[83]、直交した渦の干渉 [84]、非円形渦輪が三次元変形しつなぎ替えに至る場合 [43, 68, 85]、複雑形状の渦のシミュレーション [86] などが行われている。つなぎ替え過程では、bridge と呼ばれる新しい渦が出現し、もともと存在していた渦が細くなり thread として取り残されることが示された。楕円噴流中の流れ方向速度分布に現れた複雑な分布も、渦のつなぎ替え現象を想定することで妥当な解釈が得られている [37]。数値計算による渦のつなぎ替え過程の詳細な検討によると、渦度輸送方

程式の粘性拡散項が bridge の生成に、対流項が thread 部における渦度の消滅に寄与していることが明らかにされた [79].

ところで、流れの基本概念として渦構造 (coherent structure) が重要性を増している中、渦構造をどのように定義するべきか論議が続いている。渦度の集中領域として認知されてきた渦構造であるが、渦度の大きさによって渦構造を定義すると、その渦度の値によって渦構造の空間構造が変わりかねない。また、壁近くの速度勾配の大きい領域や渦の巻き上がる前のせん断層では、渦構造が存在しなくても大きな渦度の集中領域が存在する。ゆえに渦構造は局所速度・渦度・圧力の物理量だけでは定義できず、空間的に相関をもつ流れ構造を指すことになる。渦構造の性質を良く表している Hussain[3] の表現によると、  
'A coherent structure is a connected turbulent fluid mass with instantaneously phase-correlated vorticity over its spatial extent.' となる。実験および数値計算で得られる膨大な流れ情報から、任意性を排し渦構造を抽出するための定義が検討されており [87], 流れの特性量としての渦構造の定義がより強化されつつある。

コンピュータの発達によって、乱流の直接数値計算が可能になってきた。計算によって速度・圧力のすべての情報が得られることから、風洞でつくられた流れを前にしている状態と同じとなり、数値風洞と呼ばれるまでに発展した。乱流の直接数値計算を行うためには、流れ中の最小スケールである Kolmogorov スケールまでの現象を再現する必要がある。Kolmogorov スケールはレイノルズ数の  $-3/4$  乗に比例するので、三次元の流れを計算する場合にはレイノルズ数の  $9/4$  乗に比例した数の計算格子が必要となる。つまり、高レイノルズ数流れを計算するには莫大なメモリと高演算処理能力が必要となる。1998 年現在、 $10^9$  程度の分解能で流れを計算できるようになったが、レイノルズ数にして  $10^4$  程度である。現在、実験で測定できない小スケールの現象において、新たな流れ現象の発見・解明が数値計算によって行われつつある。実用的な高いレイノルズ数の乱流現象を扱えるようになるまでにはまだ時間を要する。直接数値計算と実験で得られる情報の種類には、まだそれぞれの長所が存在しているので、乱流現象解明のために双方の情報の融合が望まれている。

流れ現象を知る上で、速度とともに圧力の情報が重要であることは言うまでもない。しかしながら、乱流中の圧力を直接測定した研究は少なく、熱線流速計が近年の定量測定の

主力であった。乱流中の圧力測定の難しさは、圧力の変動が激しいこと、圧力測定プローブを流れに挿入することにより流れを乱すこと、圧力受感部に垂直方向の流れが測定誤差を発生すること等にある。変動圧力測定法の開発では、コンデンサマイクロホンの利用が試され [88, 89]、また、流れ方向の変化に対する誤差の検討などが行われた [90]。白浜・豊田 [91]~[93] は、自由せん断乱流中の変動圧力を高い精度で測定できる圧力プローブを開発し、流れ中の低圧領域が渦度集中領域と良く一致する特性を利用し、噴流中の渦構造の抽出を行っている [94]~[100]。また、4つの圧力測定孔を有する小型圧力プローブによって、速度と圧力の同時測定を行う研究 [101] も始められたが、実用化には至っていない。

## 1.2 本研究の目的

工学分野で広く用いられている噴流では、拡散・混合特性が重要となり、噴流を効率よく利用するためには流れ特性を支配している渦構造の挙動を詳しく知ることが重要である。

近年の流れの制御に関する研究では渦操作に力が注がれており、能動制御と受動制御が活発に行われている。励起法は能動制御の一つで、流れのもつ不安定性を増大させることにより渦構造の生成と発達を操作するもので、小さな入力で行える効果的な方法である。渦構造の合体・分裂を操作することによる噴流断面積およびエントレインメントの促進あるいは抑制の可能性が高まっている。また、励起法は乱流中の典型的な渦挙動を安定に発生させる効果があるために実験手法として広く用いられている。

噴流の受動制御法としては、非円形噴流の利用が拡散促進手法として注目されている。これは、生成される渦輪が周方向に非一様曲率であるために、誘起速度が曲率の大きい領域に強く作用し、渦輪が三次元的に変形する効果を狙ったものである。楕円、正方形、三角形、アスペクト比 (AR) が 2, 4 の長方形噴流の噴流断面積および噴流流量を比較したところ、適度な励起を行った  $AR = 4$  の長方形噴流で著しい拡散とエントレインメントの促進効果が得られている [21, 22]。長方形噴流の場合、噴流中の非円形渦輪は自己誘起速度により三次元的に変形し、渦輪の縦横比が逆転することにより噴流の速度分布が変化し、拡散およびエントレインメントを促進すると考えられる。噴流出口部の加工や取り付け等の実用面を考慮すると、長方形の出口形状をもつ噴流の三次元渦構造および拡散・混合促進

機構を解明することは工学的に非常に意義深い。

渦輪の複雑な三次元変形は、渦輪の合体・分裂を引き起こすきっかけになりやすい。渦輪どうしの接触により渦のつなぎ替え現象が起こる。乱流場では様々な渦の合体・分裂が不規則に起こっているが、これらの挙動は渦のつなぎ替えによると考えて良い。したがって、渦挙動を解明するには三次元変形のみならず、このつなぎ替え機構を詳しく調べる必要がある。渦の分裂が激しいポテンシャルコアの末端で流力音が発生しているという報告 [102, 103] もあり、渦のつなぎ替えは渦の挙動として興味深いばかりでなく、工学的に非常に重要な現象の一つといえる。

従来、渦構造の研究は可視化法や渦度測定により行われてきた。可視化法では、空間的な渦構造を捉えることが出来る長所がある反面、トレーサの流れへの追従性の問題 [104] があり、上流域での単純な流れ場への適用に限られる。また、渦度測定は二次元もしくは軸対称的な流れへの適用で成功を収めているが、三次元的な渦構造を実験的に抽出するための三次元渦度の測定装置は製作が難しく、測定値の信頼性も充分でない。

流れを記述する物理量として圧力は非常に重要な役割を果たすが、これまでの圧力の直接測定では圧力プローブを流れに挿入することによる影響が大きく、乱流中の圧力変動を直接測定するのは困難であった。白浜・豊田ら [91] は流れに及ぼす影響を抑えた小型の変動圧力プローブを開発し、せん断乱流中の大規模渦構造に関連した圧力の変動を捉えることに成功した。流れを記述する N-S 式から導かれる Poisson 方程式は、圧力のラプラシアンが流れの中の散逸および渦度と強く関連していることを示している。とくに渦度は圧力分布が極小値をもつように作用する [105]。このことから、圧力分布に極小値が存在する場合、それは渦度の効果であると推測される。圧力はスカラー量であることから、三次元渦構造の抽出のための三次元渦度測定の困難さや渦度を求めるときの微分の操作がなく、情報の取り扱いは簡便である。白浜・豊田らの開発した圧力プローブで抽出された低圧領域は、基本的な流れ場において可視化や渦度測定によって見いだされた渦度の集中領域と良好に一致し、また、流れの直接数値計算で得られたデータベースから渦構造を抽出する際に、変動圧力分布の低圧領域が渦構造の抽出に有効であることが示されており、変動圧力測定は乱流中の渦構造抽出の手法として期待されている。

以上のことから、本研究では、噴流の拡散促進効果を期待して、励起された  $AR = 4$  の



長方形噴流に注目し、変動圧力測定により三次元渦構造およびその特性を明らかにするとともに、長方形噴流の速度場と三次元渦構造の関連性を明らかにすることを目的とした。

### 1.3 本研究の位置づけ

長方形噴流は工学分野で広く用いられており、その特徴的な速度分布、例えば短軸方向への著しい拡散や、長軸方向の平均速度分布に現れる鞍形速度分布の生成機構を渦構造と関連づけて詳しく検討することは、工学的に有意義である。また、拡散の促進および抑制を目的とする制御法として、励起された長方形噴流は工学的に利用価値があるとともに、流れの基本性質を検討する上でも重要な流れ場である。

実験的に三次元渦構造を抽出することは、現状では非常に難しく研究例も少ないが、変動圧力測定により三次元渦構造を抽出し、流れ場の三次元特性を検討することは、これまでに不明であった諸現象を検討する上で非常に有効かつ重要な試みである。とくに、難しいとされてきた乱流中の圧力測定を高精度で行う圧力プローブの適用例として三次元渦構造の抽出を行うことは、乱流中の圧力測定的重要性と圧力プローブの完成度を確認・再検討する上でも意義深い。

## 第2章 圧力および速度の測定法

本章では、まず空気噴流を発生させる実験装置と実験条件を示す。次に、変動圧力の計測装置とその特性、速度の計測装置について説明する。また、位相平均化処理とその測定法および計測システムについて述べる。

### 2.1 風洞および長方形オリフィス

本研究で使用した開放型風洞を図 2-1 に示す。また、実験室に設置されている風洞の外観を図 2-2 に示す。風洞は送風機、音響励起用スピーカが取り付けられている整流部、縮流部で構成されており、風洞出口部にオリフィス板またはノズル板が取り付けられている。送風機の回転数制御にはインバータを使用し、周波数は 1/100 Hz まで制御可能で、厳密な速度を得ることが可能となっている。励起用音響スピーカは噴流に微小攪乱を与えるための装置で、ファンクションジェネレータの出力を音響用アンプによって増幅しスピーカに入力している。

本研究で使用したアスペクト比 (AR) が 4 の長方形オリフィス板を図 2-3 に示す。材質はアクリルで、オリフィスの開口部の等価直径  $D_e$  は 50 mm である。ここで等価直径とは、オリフィスの開口部と同じ面積をもつ円の直径である。

長方形噴流場の座標系を図 2-4 に示す。噴流出口中心を原点とし、噴流中心軸を  $x$  軸、長方形噴出口の長軸および短軸をそれぞれ  $y$ 、 $z$  軸とした。測定領域における位置の記述は、 $D_e$  で除して無次元化したものを用いている。

### 2.2 実験条件

長方形噴流の実験条件を表 2.1 示す。噴出口中心速度  $U_e$  は 4.0 m/s、レイノルズ数  $Re = U_e D_e / \nu$  ( $\nu$ : 空気の動粘性係数) は  $1.3 \times 10^4$  である。音響スピーカによる噴流励起では、ファンクションジェネレータによって発生する正弦波形を増幅してスピーカ入力信号とし、励起周波数は噴出口近傍混合層の不安定周波数  $f_n (= 564 \text{ Hz})$  の 1/4 の周波数  $f_e (= 141 \text{ Hz})$

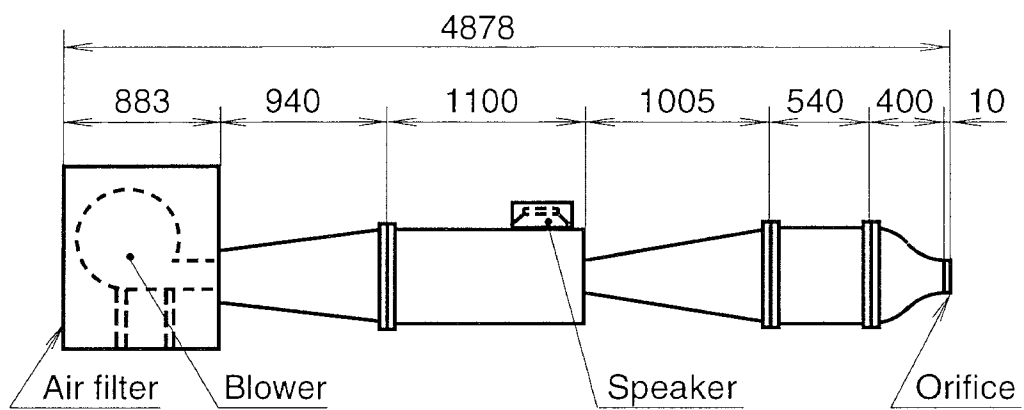


図 2-1 風洞

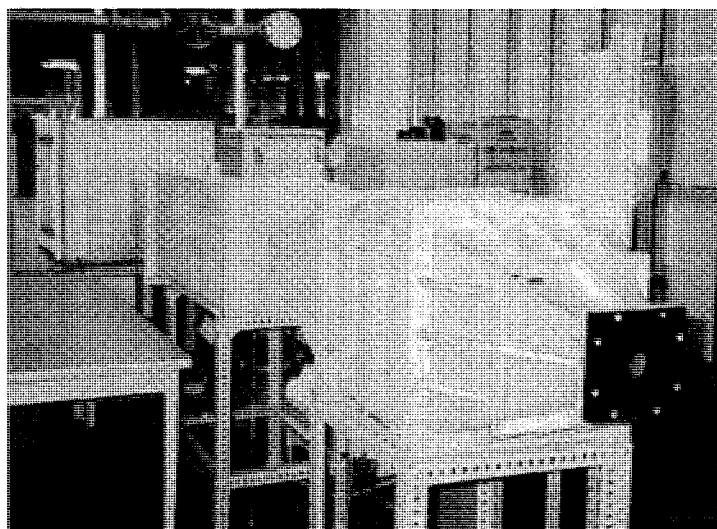


図 2-2 風洞の外観

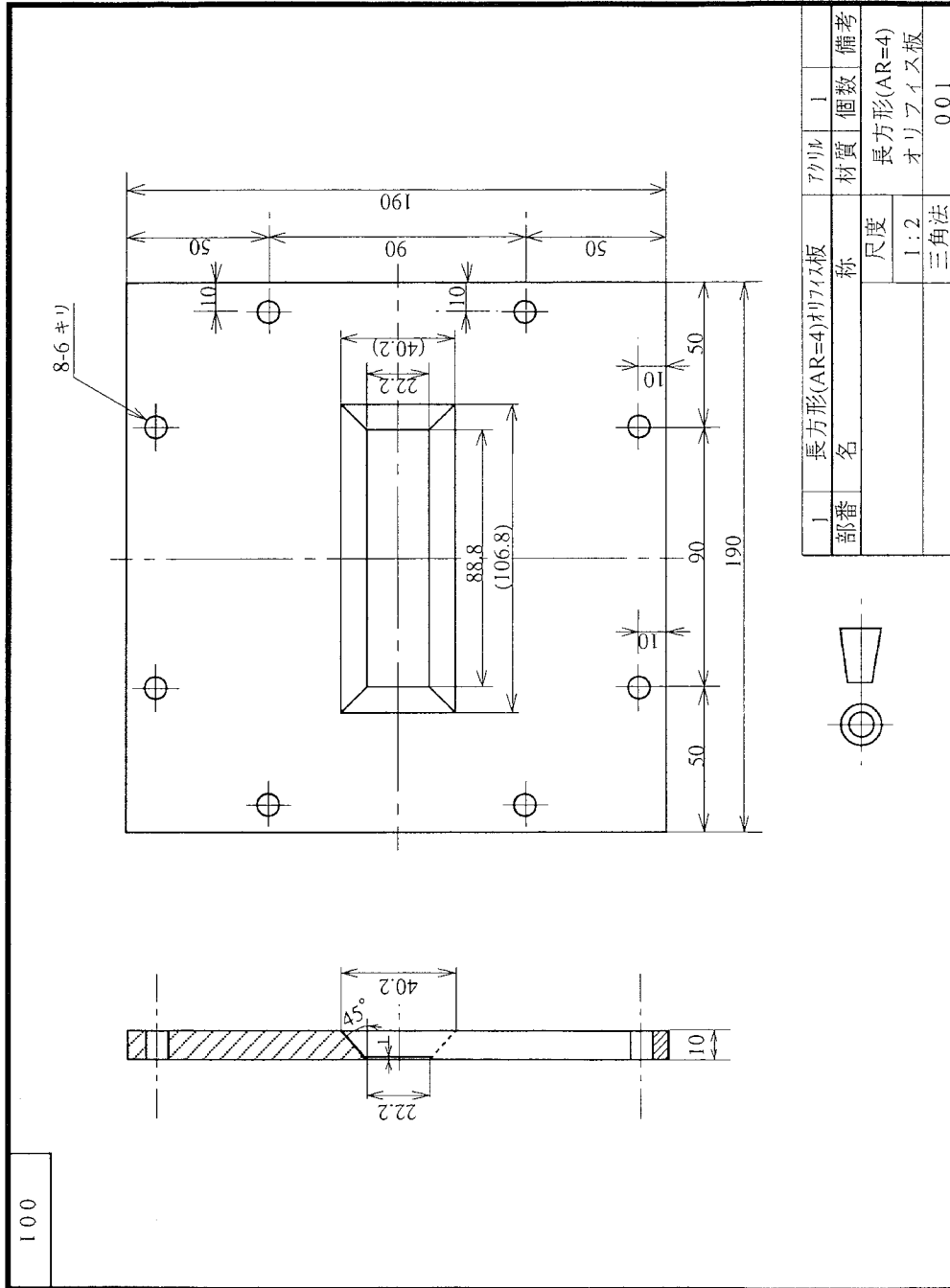


図 2-3 长方形オリハイス板 (AR=4)

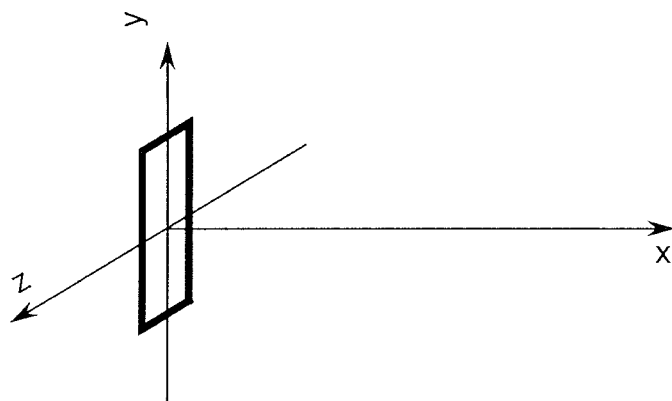


図 2-4 長方形噴流場の座標系

である。この励起条件では、周波数  $f_n$  で初期の小規模渦輪列が巻き上がり、初期渦の4つが合体し励起周波数  $f_e = f_n/4$  に相当する大規模渦輪列が形成される。この励起周波数  $f_e$  から求まるストラハル数  $S_{tD} = f_e D_e / U_e$  は 1.76 である。噴流出口中心の変動速度の実効値  $w'_{rms}$  の  $U_e$  に対する比を励起強さと定義し、励起強さが 0.03 となるようにした。励起強さによって渦輪列の生成のしかたや渦挙動が異なるので、本研究室のこれまでの実験条件 [22, 21, 97] と同じとした。この励起条件では、周波数  $f_n/4 = f_e = 141$  Hz の大規模渦輪列が対になって干渉する。

表 2.1 実験条件 (長方形噴流)

噴出口形状	長方形 (オリフィス: AR=4)
等価直径	$D_e = 50$ mm
噴出口中心速度	$U_e = 4.0$ m/s
レイノルズ数	$Re = U_e D_e / \nu = 1.3 \times 10^4$
励起周波数	$f_e = f_n/4 = 141$ Hz
ストラハル数	$S_{tD} = 1.76$
励起強さ	$w'_{rms} / U_e = 0.03$

## 2.3 変動圧力の計測装置

変動圧力の計測装置は、変動圧力を検出する圧力プローブと電圧変動に変換された圧力信号を伝達・増幅する部分から成る。圧力プローブは、北海道工業大学流体工学研究室において白浜・豊田 [91]~[93] によって開発されたプローブを用いた。また、電気信号の伝達・増幅装置系は、市販されているものの中から流れ中の圧力変動の検出に適したものが採用されている。本節では、これらの変動圧力の計測装置の基本的な構成部および圧力プローブの特性について示す。

### 2.3.1 圧力プローブ

圧力プローブを図 2-5 に示す。圧力プローブは、4つの静圧孔を有する静圧管とコンデンサマイクロホンを接続した構造をもつ。図 2-6 に圧力プローブの外観写真を示す。

### 2.3.2 静圧管

静圧管の断面図と受感部近傍の模式図を図 2-7 に示す。外径が 1.0 mm、内径 0.8 mm のステンレス管に直径 0.4 mm の静圧孔を 90 度間隔で 4 つ設け、管先端に円すい部を取り付けたものである。静圧管はフレアを介しコンデンサマイクロホンに取り付けられる。これらの寸法は、プローブを流れに挿入することにより生じる誤差を最小にするように決定されている [92]。

### 2.3.3 コンデンサマイクロホン

コンデンサマイクロホンは、流れ場への影響を小さくするために 1/4 インチの小型のもの (ACO No. 7010) を採用している。

### 2.3.4 ダンパおよび押さえ板

ダンパおよび押さえ板を図 2-8 に示す。ダンパは静圧管の共振周波数の影響を低減するためにフレアとコンデンサマイクロホンの間に挿入するものである。材質はナイロンで直径 6.5 mm の円形である。また、押さえ板はダンパとコンデンサマイクロホンの干渉を抑えるためのもので、厚さ 0.4 mm、直径 6.5 mm のプラスチックの円板の中心に直径 1.0 mm の穴を開けたものである。

### 2.3.5 前置増幅器および計測用増幅器

コンデンサマイクロホンの出力電圧は、図 2-9 の前置増幅器 (B&K No. 2633) により増幅され計測用増幅器 (ACO No. 6030) に伝えられる。

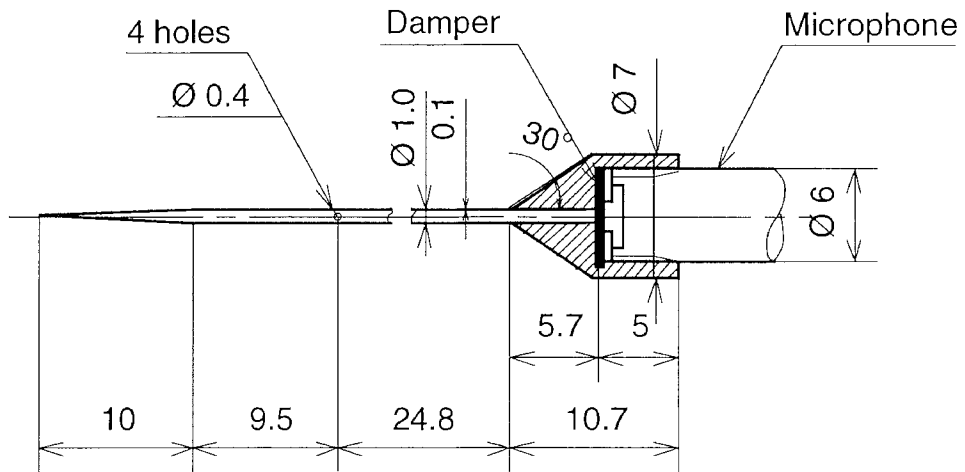


図 2-5 圧カプローブ

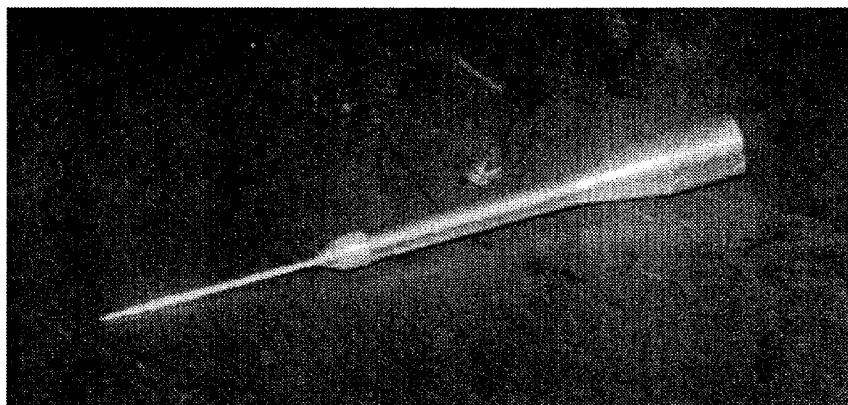


図 2-6 圧カプローブの外観



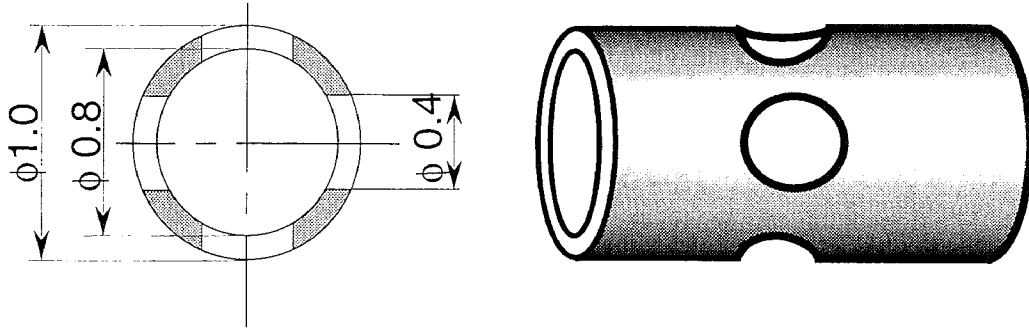


図 2-7 静圧管の断面図と受感部近傍

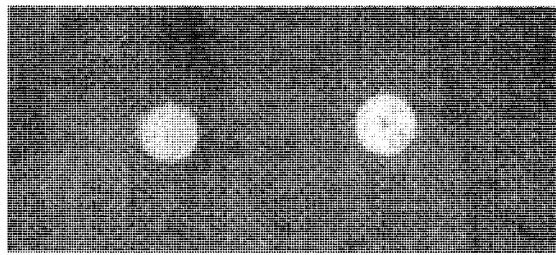


図 2-8 ダンパおよび押さえ板

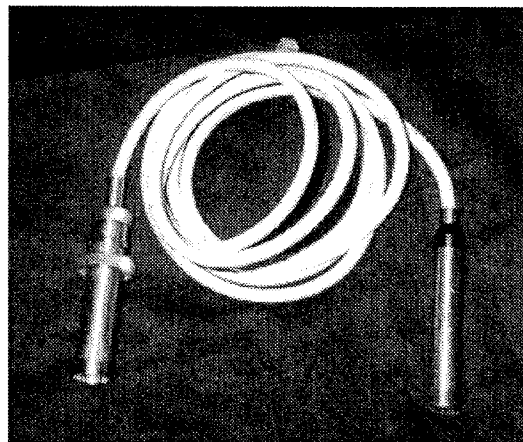


図 2-9 前置増幅器

## 2.4 圧力プローブの特性

流れ中の変動圧力の測定を行う上で、プローブには次のような条件を満足することが求められる。

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

白浜・豊田 [91]~[93] による、圧力プローブの種々の形状における検討の結果、前述の構造・寸法等が決定された。ここでは、白浜・豊田が行った圧力プローブの校正結果の概要を記す。

### 2.4.1 方向特性

静圧管の方向特性は、一様流中に静圧管を挿入し、静圧管軸と流れ方向の角度  $\alpha$  を変化させて測定誤差を求め検討された [106]。本静圧管と先端が半球状の標準型静圧管の方向特性を図 2-10 に示す。圧力係数  $C_p$  は次式で定義される。

$$C_p = 2\Delta p / \rho U^2 \quad (2.1)$$

ここで  $\Delta p$  は圧力降下、 $\rho$  は密度、 $U$  は一様流の速度である。静圧孔は静圧管の周方向に  $90^\circ$  間隔で開いているので、静圧管軸を中心とした静圧管の周方向の回転角  $\beta$  により測定誤差が変化するが、図 2-10 は回転角  $\beta$  の違いによる測定誤差を平均化したものである。この結果から、本圧力プローブは標準型のプローブに比べ広い角度  $\alpha$  の範囲で測定誤差が小さいことがわかる。2%の誤差を許容範囲とすると、標準型静圧管の許容範囲は  $\pm 10^\circ$  程度であるのに対し、本静圧管は  $\pm 30^\circ$  の範囲で適用可能である。

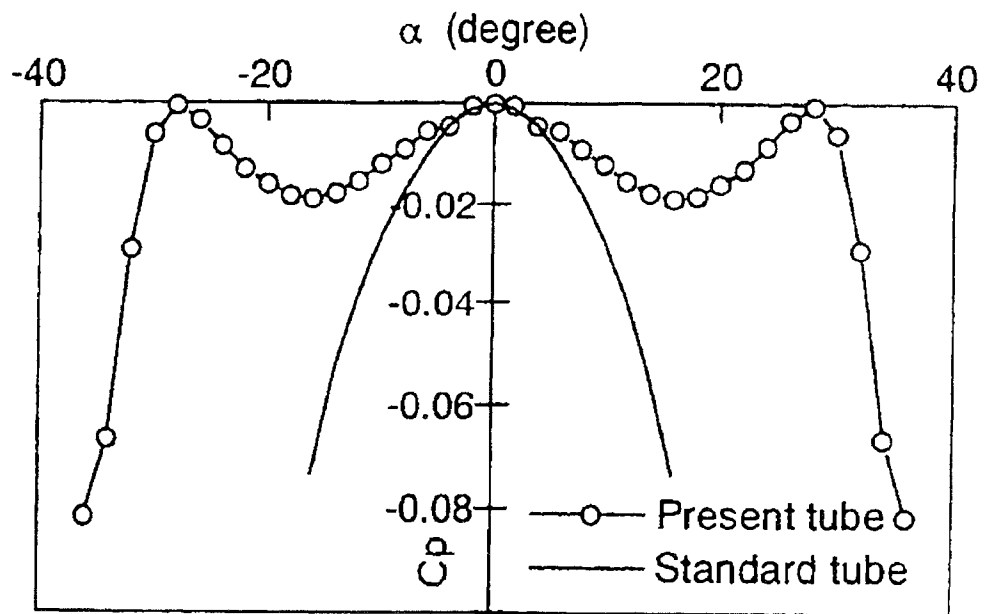


図 2-10 静圧管の方向特性

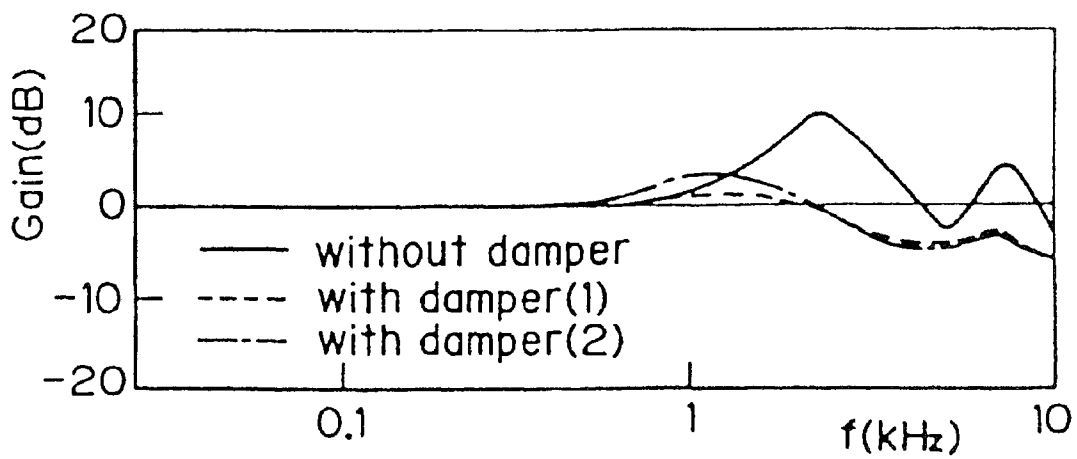


図 2-11 静圧管の周波数に対する振幅比特性

### 2.4.2 周波数特性

静圧管の導管部は円管となっており，気柱共振が発生する．また，導管部とコンデンサマイクロホン前面の空隙により Helmholtz 共振も生じる．本圧力プローブにおいては，これらの共振周波数は理論的に 2700 Hz および 7070 Hz にそれぞれ生じるが，実測によりそれぞれ 2200 Hz および 6625 Hz に共振周波数が現れた．コンデンサマイクロホン前面にダンパ(ナイロンガーゼ)を挿入することにより周波数特性の改善が行われている．ダンパを取り付けたときと無い場合の静圧管の周波数に対する振幅比特性を図 2-11 に示す．ダンパを挿入することにより振幅比特性はほぼ 2000 Hz まで平坦であり，本研究の流れ場で支配的な大規模渦構造の抽出に十分適用できる特性をもっている．

### 2.4.3 変動流中の特性

圧力プローブの変動流中での特性は，次式に示されるポテンシャル流中の変動圧力  $p_f$  と変動速度  $u_f$  の関係式 [107] を用いて検討された．

$$p_f = -\rho(u - u_c)u_f \quad (2.2)$$

ここで， $u$  は主流平均速度， $u_c$  は渦の移動速度である．変動圧力の理論値は上式によって速度の測定値より推定される．検定は，円柱後方に発生するカルマン渦列によって変動するポテンシャル流中で，変動速度と変動圧力の同時測定により行われた．図 2-12 は，カルマン渦列の外側に配置された熱線プローブと圧力プローブによって検出された変動速度と変動圧力の信号である．渦の移動速度  $u_c$  は，流れ方向に配置した 2 つの I 型熱線プローブの変動速度信号から次式により求めた．

$$u_c = s/\Delta t \quad (2.3)$$

ここで  $s$  は 2 つの I 型熱線プローブの測定間隔， $\Delta t$  は 2 つの速度信号間の時間差である．

図 2-13 は，変動圧力の実測された実効値  $\tilde{p}_{fm}$  と推定された実効値  $\tilde{p}_{fth}$  の比を表しており，(a) は周波数  $f$  に対し，(b) は無次元化された波長  $\lambda/D$  ( $\lambda$ : 変動の波長， $D$ : 圧力プローブの直径) に対し示している．図より，測定された  $\tilde{p}_{fm}$  の測定誤差は従来の圧力プローブと比べて十分に小さく，2.0kHz までの測定誤差は 18%以内であることがわかった．

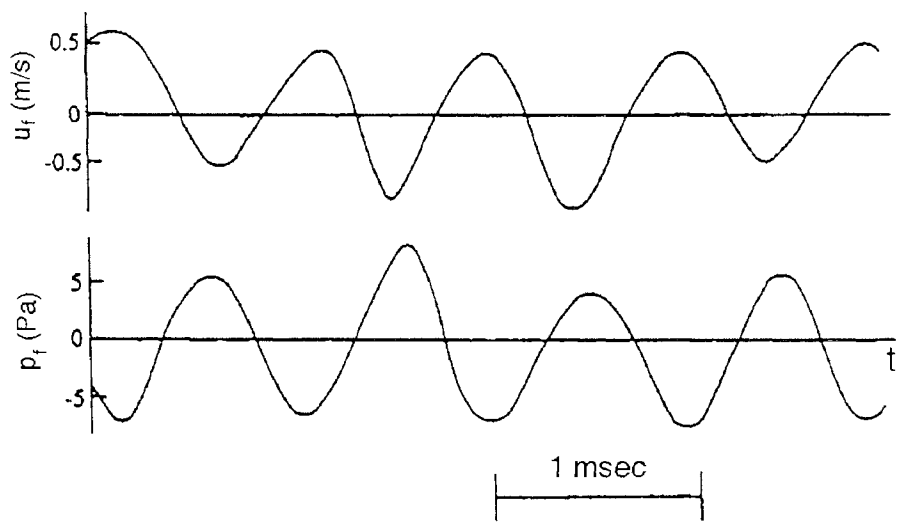
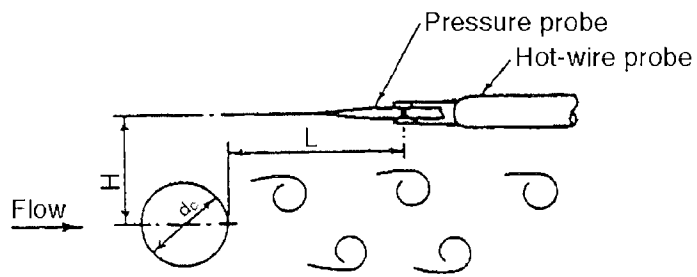


図 2-12 ポテンシャル流中の変動速度と圧力

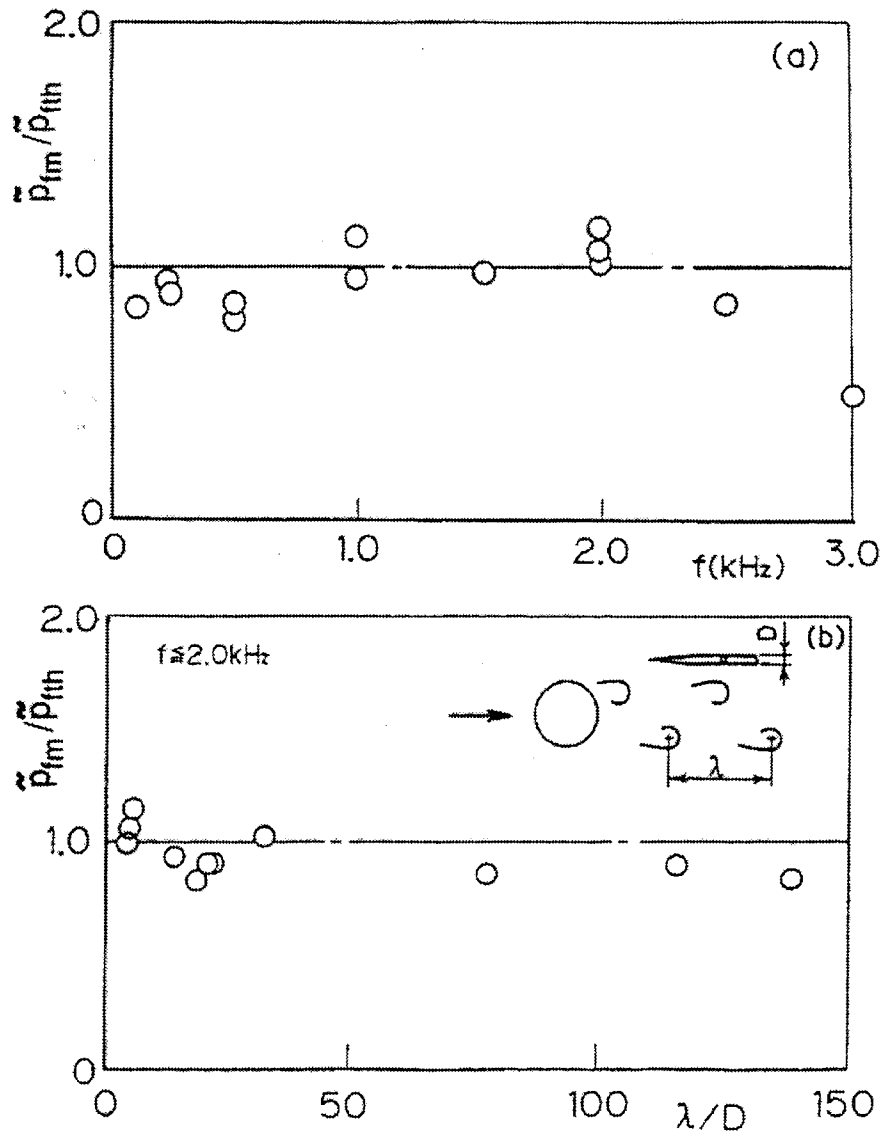


図 2-13 ポテンシャル流中の変動圧力実効値

#### 2.4.4 変動する流れ方向角度の影響

流れ方向角度  $\alpha$  が変動する流れ中での圧力プローブの特性は、円形噴流の乱流剪断流中で変動圧力と 2 方向の速度成分を測定し検討した。流れ方向角度  $\alpha$  は、2 方向の速度成分の測定値から計算され、角度  $\alpha$  のときの圧力降下を図 2-10 の結果から見積もり真の静圧値を推定した。推定された変動圧力と実測された変動圧力を図 2-14 に示す。図 2-14 から、流れ方向角度  $\alpha$  の変動による誤差は極めて小さいことがわかる。

#### 2.4.5 渦挙動に対する圧力プローブの応答性

渦挙動に対する圧力プローブの応答性は、パルス噴流で発生した単一乱流渦輪の圧力・速度同時測定によって検討した。図 2-15 に示す圧力と速度の測定結果から、渦挙動による圧力と速度の変動がよく対応し、圧力プローブが乱流中の渦挙動を検出するのに十分な応答性を有することがわかる。

#### 2.4.6 噴流中の渦構造の検出

噴流中の渦構造に対する圧力プローブの応答性を検討するために、pairing mode で励起された円形噴流中の渦構造 [108] の抽出を行った。図 2-16 に変動圧力測定と渦度測定 [15] の結果を対比した一例を示す。図は、ほぼ同一位相での位相平均圧力と位相平均渦度の分布である。圧力の負圧領域が渦度集中領域によく対応し、圧力の極小位置が渦度の極大位置と良く一致していることがわかる。この検証から、圧力プローブは乱流剪断流中の渦構造の抽出に非常に有効であることがわかる。

### 2.5 速度の計測装置

流れ方向速度測定は、I 型熱線プローブ (KANOMAX 製 MODEL 0251R-T5) を用い、定温度型熱線流速計 (KANOMAX 製 MODEL 1011 CTA ANEMOMETER, KANOMAX 製 MODEL 1013 LINEARIZER) で行った。

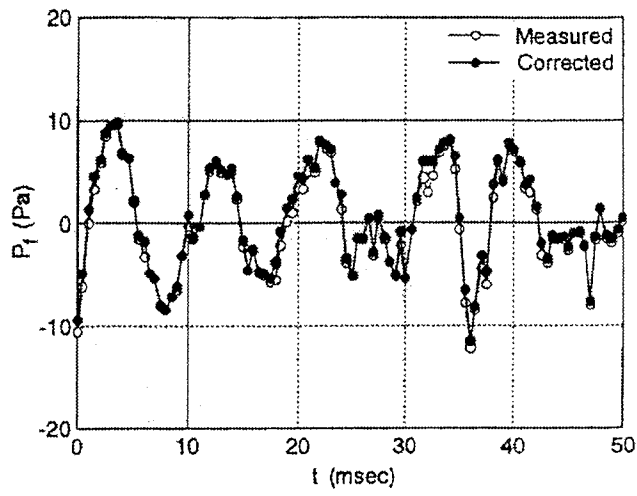


図 2-14 変動する流れ方向角度の影響

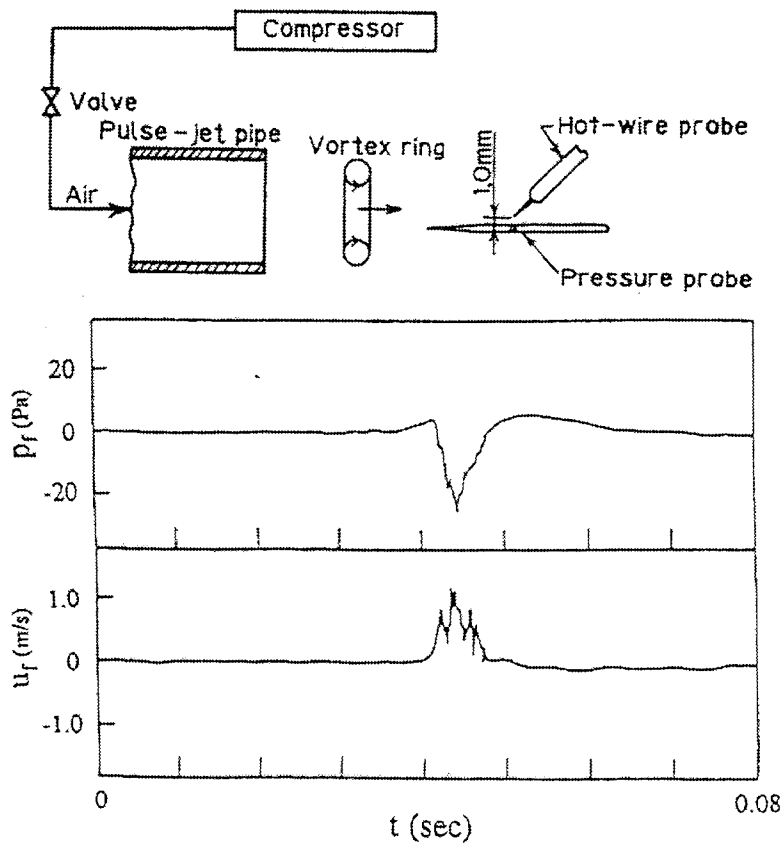


図 2-15 渦挙動に対する応答性



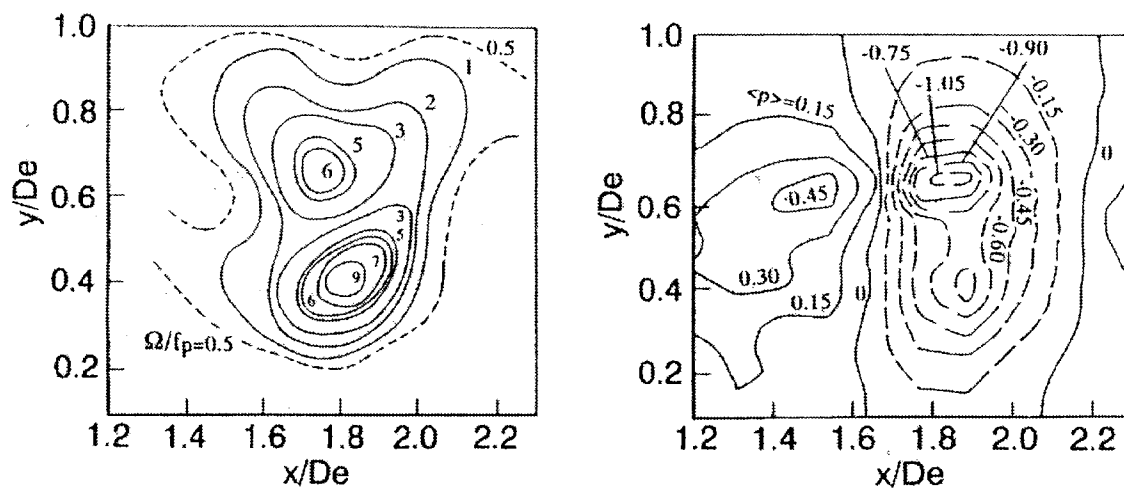


図 2-16 円形噴流中の渦構造の抽出

## 2.6 位相平均化および測定法

噴流中の任意の位置の変動する物理量  $f$  は、時間平均値  $\bar{F}$  と変動成分  $f'$  に分解され、さらに変動成分  $f'$  は周期的な大規模渦運動による成分  $f_p$  および小規模でランダムな成分  $f_r$  に分解され、次式のように表される。

$$f = \bar{F} + f' = \bar{F} + f_p + f_r \quad (2.4)$$

位相平均値は同一位相 ( $\theta = \theta_0 + 2(n-1)\pi$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$ ) の変動信号  $f$  を抽出し次式より求められる。ここで、 $\langle f \rangle$  は周期的な変動の1周期を  $2\pi$  として表現し、 $N$  周期分の位相平均値の算出を示している。

$$\langle f \rangle = \langle \bar{F} + f_p \rangle = \bar{F} + \langle f_p \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f \quad (2.5)$$

本研究で用いる圧力プローブで測定される変動圧力値  $p'$  の場合は、

$$p' = p_p + p_r \quad (2.6)$$

となり、位相平均変動圧力は噴出口中心の動圧で無次元化された次式で定義した。

$$\langle p \rangle \equiv \langle p_p \rangle = \left[ \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p' \right] / (\rho U_e^2 / 2) \quad (2.7)$$

また、位相平均変動速度は噴流出口中心速度  $U_e$  で無次元化された次式で定義した。

$$\langle u \rangle \equiv \langle u_p \rangle = \left[ \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u' \right] / U_e = \left[ \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (u - U) \right] / U_e \quad (2.8)$$

位相平均化処理は、測定物理量と参照信号を同時測定したものに適用される。参照信号は、周期的な変動信号が取得できる位置に固定された参照プローブによって測定される。図 2-17 に、位相平均測定のためのプローブの配置と参照信号を示す。参照信号として、噴流中心近傍の  $x/D_e \simeq 1.0$  に固定された I 型熱線プローブによって変動速度信号を測定した。参照信号は、大規模渦が対で周期的に干渉している様子を示している。測定物理量である圧力および速度は、圧力プローブまたは熱線プローブを三次元移動装置によって各測定位置に移動して測定した。図 2-18 は位相平均測定で得られた参照信号  $u'$  と変動圧力  $p'$  の例を示している。位相平均値の算出は、参照信号から各周期を同定し、各周期内の位相  $\theta_0$  の変動圧力  $P_1, P_2, \dots$  を求め、それらの平均値で求められる。

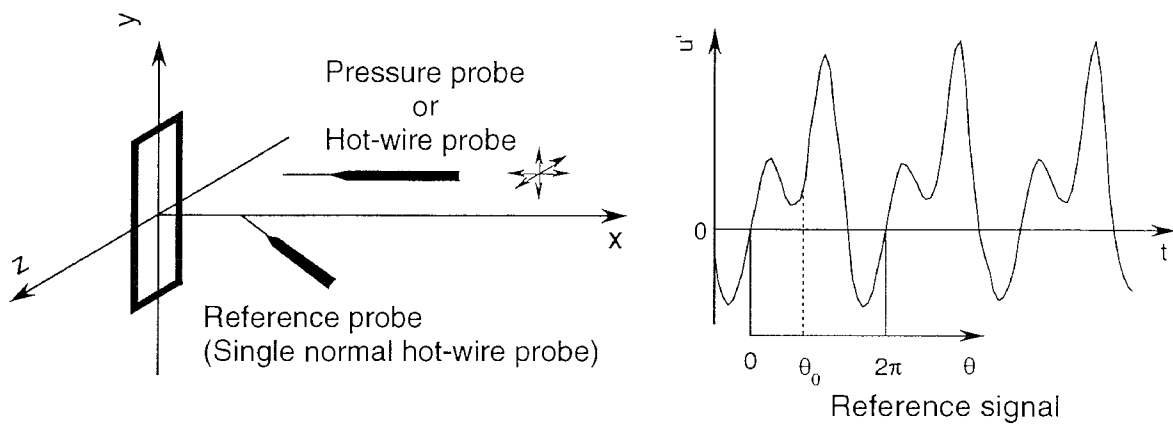


図 2-17 位相平均測定のプローブ配置と参照信号

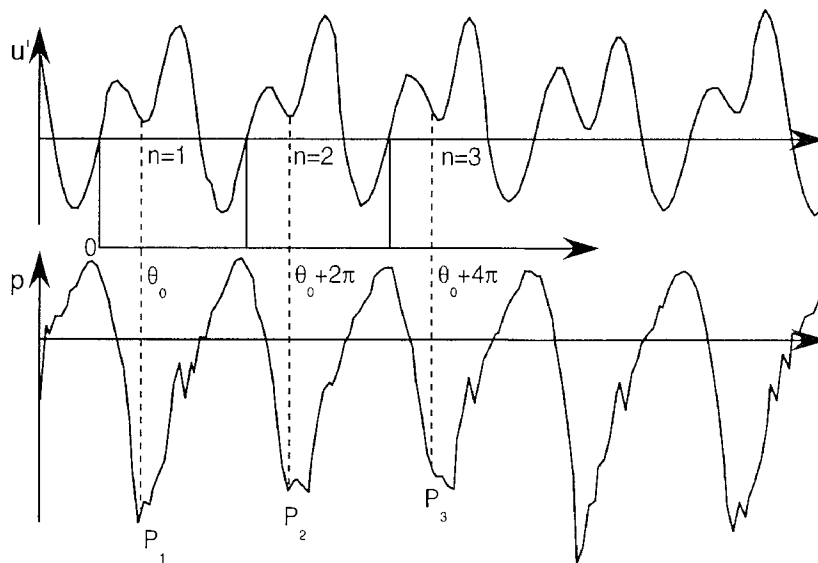


図 2-18 参照信号と変動圧力信号

流れは下流に行くにしたがい不規則性を増すので、参照信号の測定位置と  $f$  の測定位置が大きく離れると、その間を移動する流れ構造の不規則性が増し、位相平均結果がぼやけたものになる。流れの、とくに渦構造のこのような揺らぎ挙動を jitter と呼ぶが、jitter による悪影響を軽減するには参照信号と  $f$  の測定位置の流れ方向距離を小さくすることが望ましい [109]。本実験では、参照信号は噴流中心軸近傍の  $x/D_e \simeq 1.0$  で測定され、信号  $f$  の流れ方向測定範囲が  $0.8 \leq x/D_e \leq 3.0$  であることから、参照プローブと測定プローブが流れ方向に最大 10 cm 程度離れることになる。したがって、下流領域での jitter の影響が懸念されるが、周期的な参照信号が得られる領域が上流域に限られるという制約から、参照信号は  $x/D_e \simeq 1.0$  で測定した。位相平均回数  $N$  は約 210 であり、このことは 1 点につき 3 秒間の測定時間に干渉する大規模な渦構造が 210 組現れることを意味する。

## 2.7 計測システム

本実験では、トラバース装置による測定プローブの移動、測定データの取り込みをパーソナルコンピュータ (Apple Macintosh IIcx) による自動制御で行った。自動計測装置を使用することにより測定時間の短縮および長時間の測定が可能となり、人的要因による測定誤差やトラブルを減少することができる。トラバース装置は 3 軸式であり、各軸はステッピングモータにより送りねじを回転させることによって所定の移動量を確保することができる。トラバースの制御可能な最小移動距離は 0.1 mm である。本研究の計測システムの概要を図 2-19 に示す。

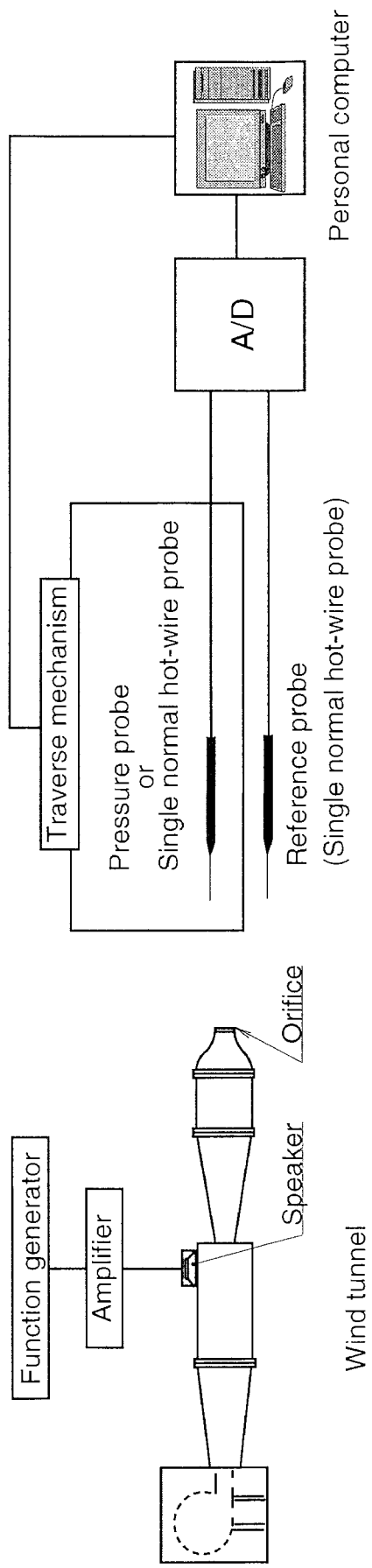


図 2-19 計測システム

## 第3章 変動圧力測定による渦構造の抽出

### 3.1 まえがき

本章では、まず変動圧力測定による渦構造の抽出法を示す。次に、各断面の変動圧力測定から得られた渦構造、Taylor 仮説を適用し作成した圧力場の三次元空間分布から抽出した三次元渦構造 [110]、さらに変動圧力の三次元空間測定により抽出した三次元渦構造を検討し、渦構造の三次元変形・干渉・合体・分裂挙動の詳細を明らかにし渦構造の分裂モデルを提案する。最後に、Taylor 仮説の適用性を考察する。

### 3.2 圧力に関する Poisson 方程式

非圧縮流体の連続の式と Navier-Stokes 方程式から導かれる圧力に関する Poisson 方程式は次式で表される。

$$-\frac{1}{\rho}\nabla^2 p = \frac{\varepsilon}{2\nu} - \frac{1}{2}\omega_i^2 \quad (3.1)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $p$  は瞬時圧力、 $\varepsilon$  は瞬時散逸、 $\nu$  は動粘度、 $\omega_i$  は瞬時渦度ベクトル成分である。式 (3.1) は、圧力分布の変化が散逸と渦度により決まることを示している。左辺と右辺第二項は同符号であり、渦度の存在は圧力分布が下に凸になるように作用することを示し、反対に左辺と右辺第一項は逆の符号のために、散逸の存在は圧力分布が上に凸になるようにはたらくことを示している [105, 111, 112]。よって、圧力分布の曲率から右辺の散逸および渦度を含む項のどちらの寄与が大きいかかわかる。圧力の値が負であるだけでは右辺のどちらの項の寄与が大きいか判別できないが、極小点を含む低圧領域では、その位置では圧力分布が下に凸であることが明白なので渦度の寄与が大きいかかわかる。このことから、流れ場の極小点を含む低圧領域は、渦度集中領域と密接に関係していることになる。

本研究で用いる圧力プローブは、圧力の変動成分  $p'$  を検出するもので、式 (3.1) の平均圧力と変動圧力を含む瞬時圧力  $p$  と異なるが、仮に平均圧力分布が流れ場で一様であると

すると、式 (3.1) の左辺は変動圧力の分布から求まることになり、渦構造に直接関連した渦度集中領域の検証が可能となる。圧力に関する Poisson 方程式を圧力・速度の平均成分と変動成分に分解して表した場合 [113]、変動成分の表現は極めて複雑になり、物理現象が見えにくくなるうえ、実験により検出することが難しくなる。流れの直接数値計算では膨大な量の三方向の速度と圧力の空間的、時間的結果が得られるが、そこから渦構造を抽出する方法として変動圧力の低圧領域が有効な判定量の一つとして報告されている [114]。また、2.4.6 節で示したように、大規模な渦構造の渦度集中領域と低圧領域が良好に一致していることから、実験的研究において極めて有効な渦構造抽出手法であるといえる。

### 3.3 実験結果および考察

#### 3.3.1 長軸断面 (xy 断面) および短軸断面 (xz 断面)

図 3-1 (1)~(3) に長軸断面 (xy 断面)、図 3-2 (1)~(3) に短軸断面 (xz 断面) の位相平均変動圧力分布を示す。一周期を  $2\pi$  として、 $\pi/18$  間隔 36 位相で示されており、流れ方向は左から右である。青・緑色の低圧領域が渦度集中領域と強い関連性をもっている。L 印は先行渦、T 印は追跡渦による低圧領域を示している。また、L、T 印の上付記号「'」、「''」は下流の渦を示している。

図 3-1 の長軸断面では、先行渦の長軸方向のヘアピン部の断面 (図中の L) が上流側に現れ、ヘアピン部が自己誘起速度により噴流中心方向に傾き、下流側の追跡渦のヘアピン部を巻き込む (図 3-1 (2) の (15)~(20))。図 3-1 (2) の (24) では、追跡渦 (T) の影響による低圧領域が噴流中心近傍と外側でみられ、噴流中心近くの渦部が先行渦の中に入り込む。さらに下流では、噴流中心近くの追跡渦 (T') が不明瞭になる (図 3-1 (2) の (16))。

図 3-2 の短軸断面では、追跡渦は先行渦の中に入り込み追い抜いている (図 3-2 (3) の (30))。先行渦は下流で引き伸ばされ、図 3-2 (2) の (21) では小渦 (L') の分離が推測される。

圧力に関する Poisson 式 (式 (3.1)) を考慮すると、極小点を含む低圧領域は、渦度集中領域に対応すると考えられる。図 3-1 に示したように、紙面垂直方向に渦度をもつ渦構造の断面 (例えば図 3-1 (2) の (18) 中のヘアピン部断面 L, T) では、その中心領域で極小点を含む低圧領域となる。また、追跡渦の一部からなる噴流中心近傍の渦対による低圧領域

( $x/D_e \leq 1.5$ )にも極小点が現れる。この渦対は、長軸断面を挟むように位置しており、したがって噴流中心近くの極小点を含む低圧領域は渦構造の断面を示しているものではない。このように、平面の圧力分布から渦構造を検討するには注意が必要であり、可視化や速度測定等の補助的な情報が不可欠と思われる。また、後述するように圧力の三次元分布が得られた場合には極小点を含む低圧領域が渦度集中領域と良く一致する。

図3-2では、噴流中心の  $1.5 \leq x/D_e \leq 2.0$  で、追跡渦の一部である渦対による低圧領域が噴流軸上で合体している(例えば図3-2(3)の(29))。また、長軸断面(図3-1)では、追跡渦の渦対による極小点を含む低圧領域は上流の噴流中心近傍領域で1つであったのが、 $1.5 \leq x/D_e \leq 2.0$  では、噴流軸の両側に圧力の極小点が現れたり消えたりしている。追跡渦の一部である渦対は逆方向の渦度を持ち、仮にこれらが接近し二次元的に合体する場合、渦度のうち消し合いによって噴流軸上では渦度が0になるため、極小点を含む低圧領域は現れないはずである。よって、 $1.5 \leq x/D_e \leq 2.0$  では渦構造の三次元的な干渉が起こっているものと推測される。

### 3.3.2 長・短軸断面の圧力変動乱れ強さ分布

図3-3(a), (b)に長軸および短軸断面の圧力変動乱れ強さ  $p'_{rms}$  分布を示す。3.3.1節で検討した渦構造の通過領域で  $p'_{rms}$  が大きくなっている傾向がみられる。図3-3(a)では、 $p'_{rms}$  の大きい領域が左端 ( $x/D_e \simeq 0.8, y/D_e \simeq 0.8$ ) から噴流中心方向へのびている。また、下流側の追跡渦を巻き込む干渉位置 ( $x/D_e \simeq 1.5, y/D_e \simeq 0.7$ ) でも極大領域が現れる。図3-3(b)では、先行渦は短軸方向に急激に拡がり、噴流中心付近で対になっている追跡渦が噴流中心方向に向かっている。図3-3(a), (b)の噴流中心近傍  $x/D_e \simeq 1.5$  の極大領域は、追跡渦の一部の渦対の接触を示唆している。

### 3.3.3 噴流垂直断面 (yz 断面)

噴流垂直断面 (yz 断面) の測定は、 $x/D_e = 1.0, 1.3, 1.5, 1.7, 2.0, 2.1, 2.3$  で行われた。図3-4に、yz断面の位相平均等圧線図の一例 ( $x/D_e = 1.3$ ) を示す。一周期を  $2\pi$  として  $\pi/3$  間隔の6位相で示されている。先行渦(L')はz方向に拡がり、追跡渦(T)がその中に入り込



み複雑な干渉構造となっている様子がわかる。

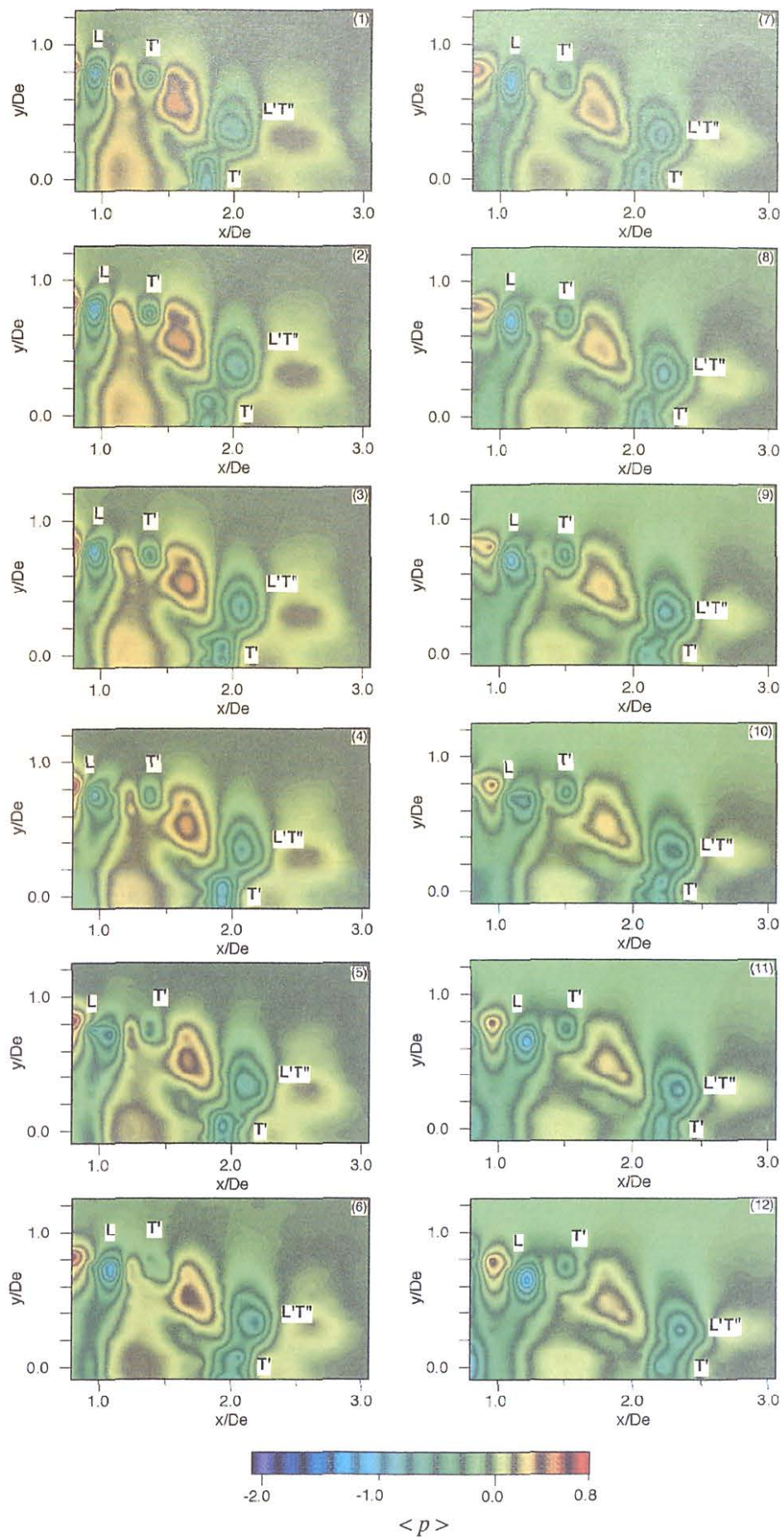


図 3-1 長軸断面における位相平均変動圧力分布 (1)

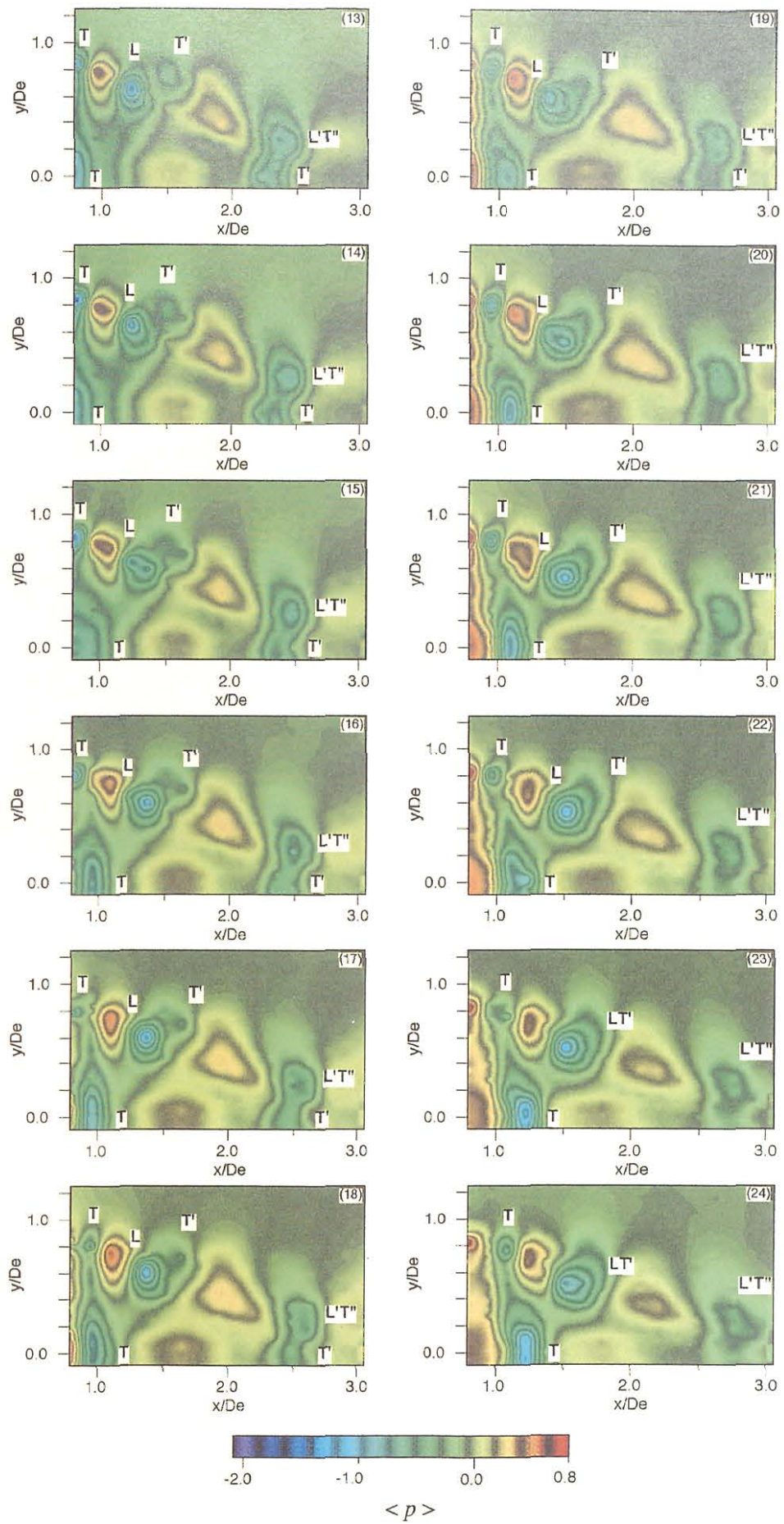


図 3-1 長軸断面における位相平均変動圧力分布 (2)

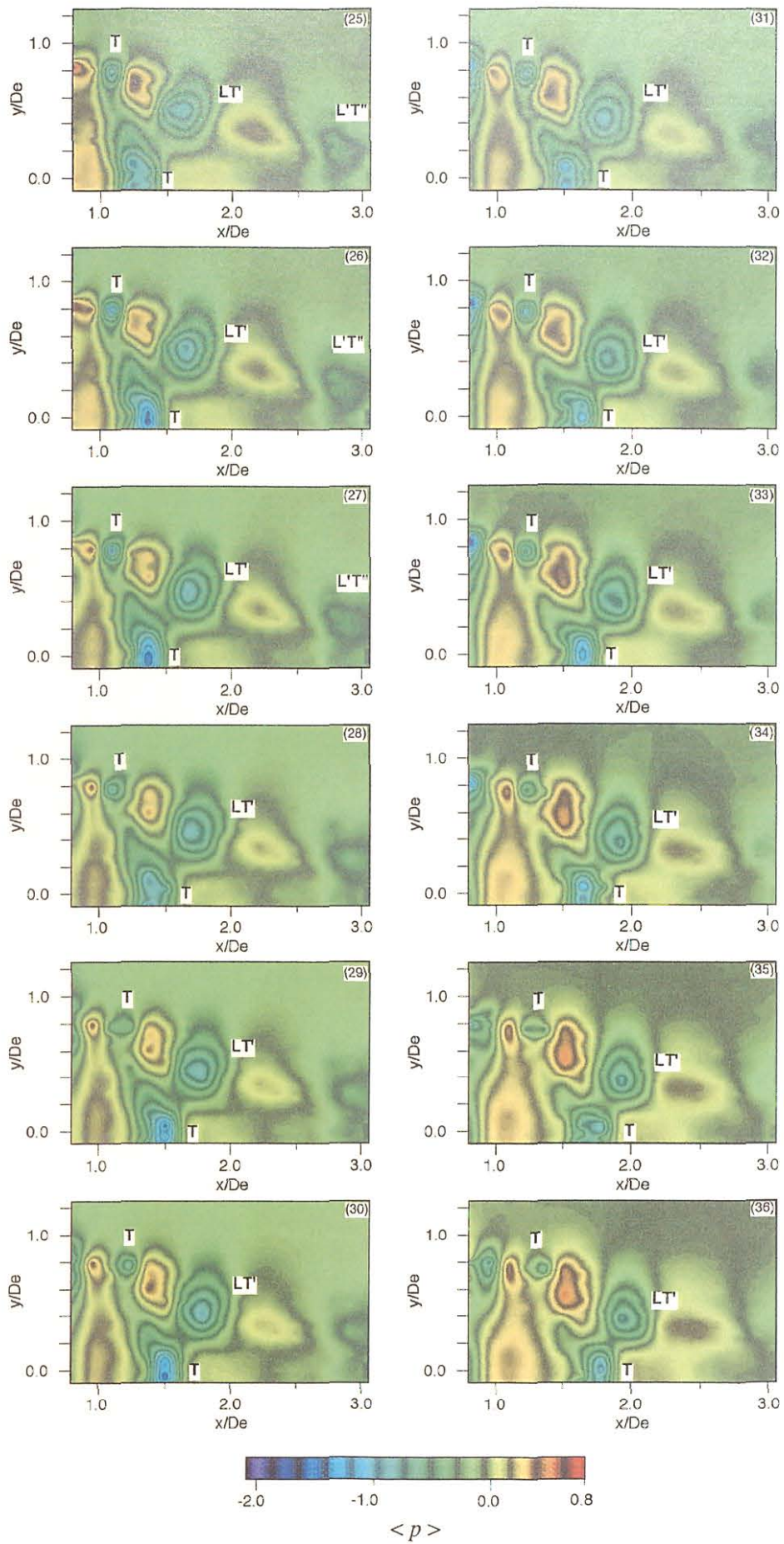


図 3-1 長軸断面における位相平均変動圧力分布 (3)

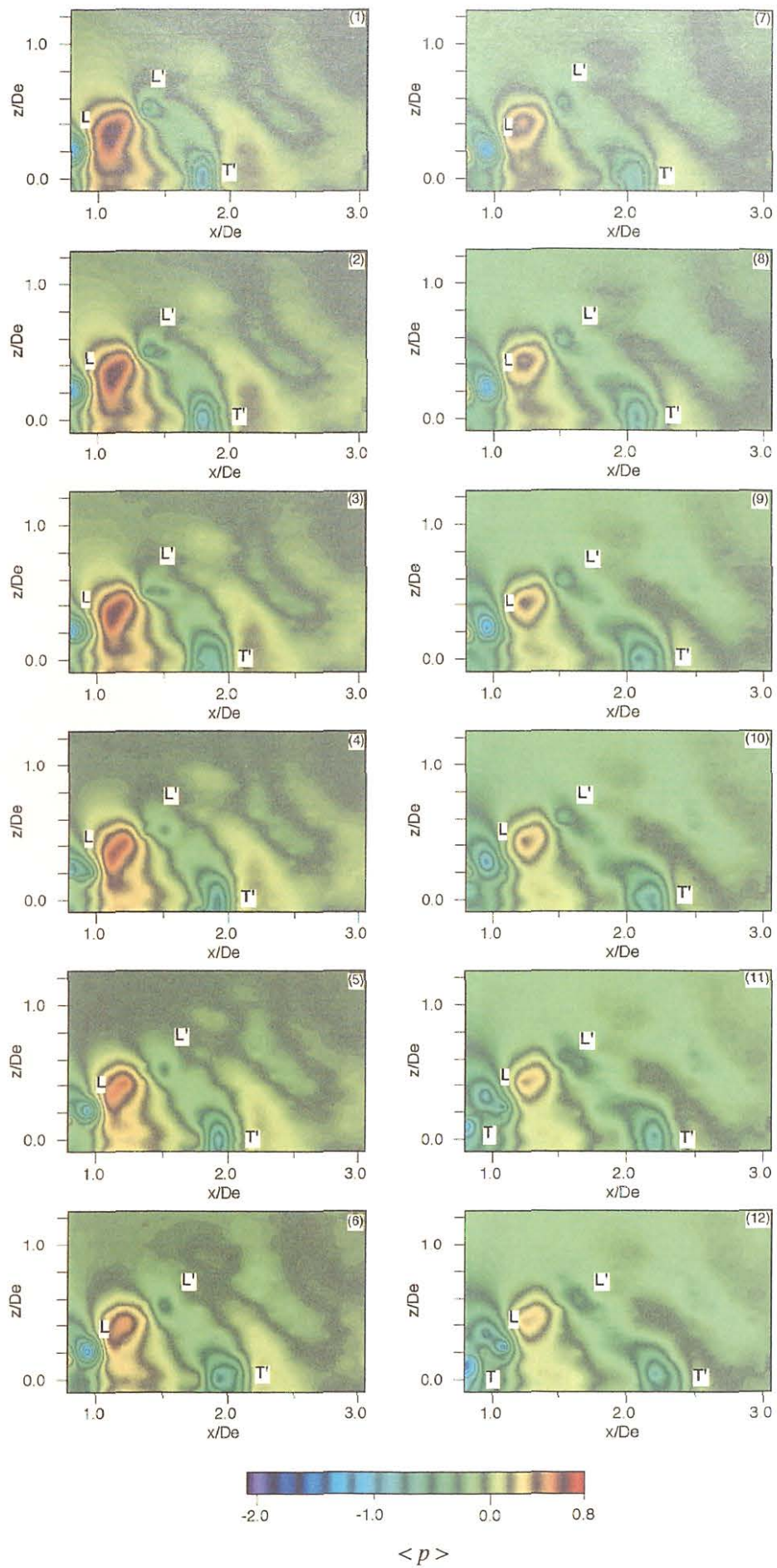


図 3-2 短軸断面における位相平均変動圧力分布 (1)

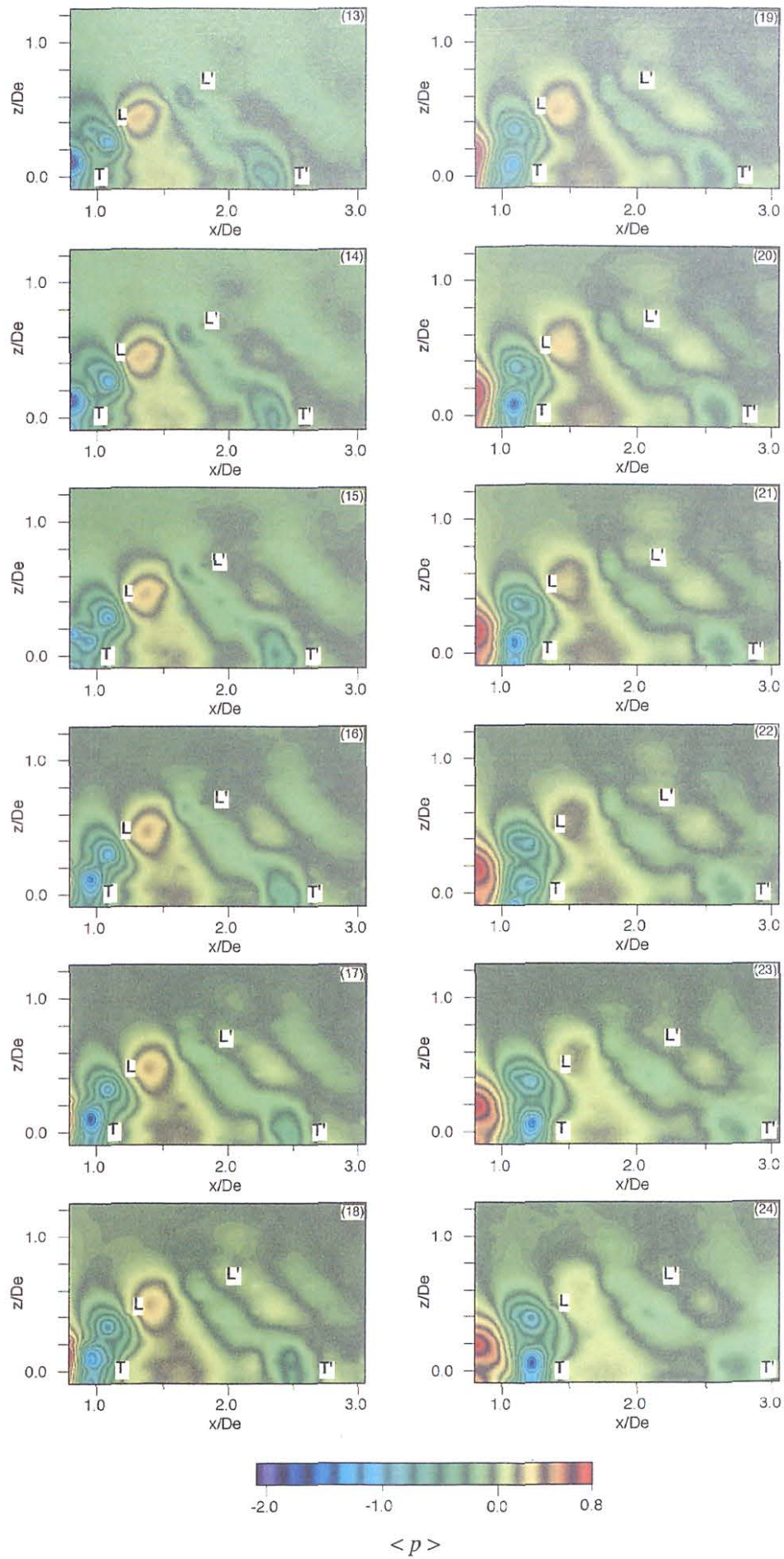


図 3-2 短軸断面における位相平均変動圧力分布 (2)

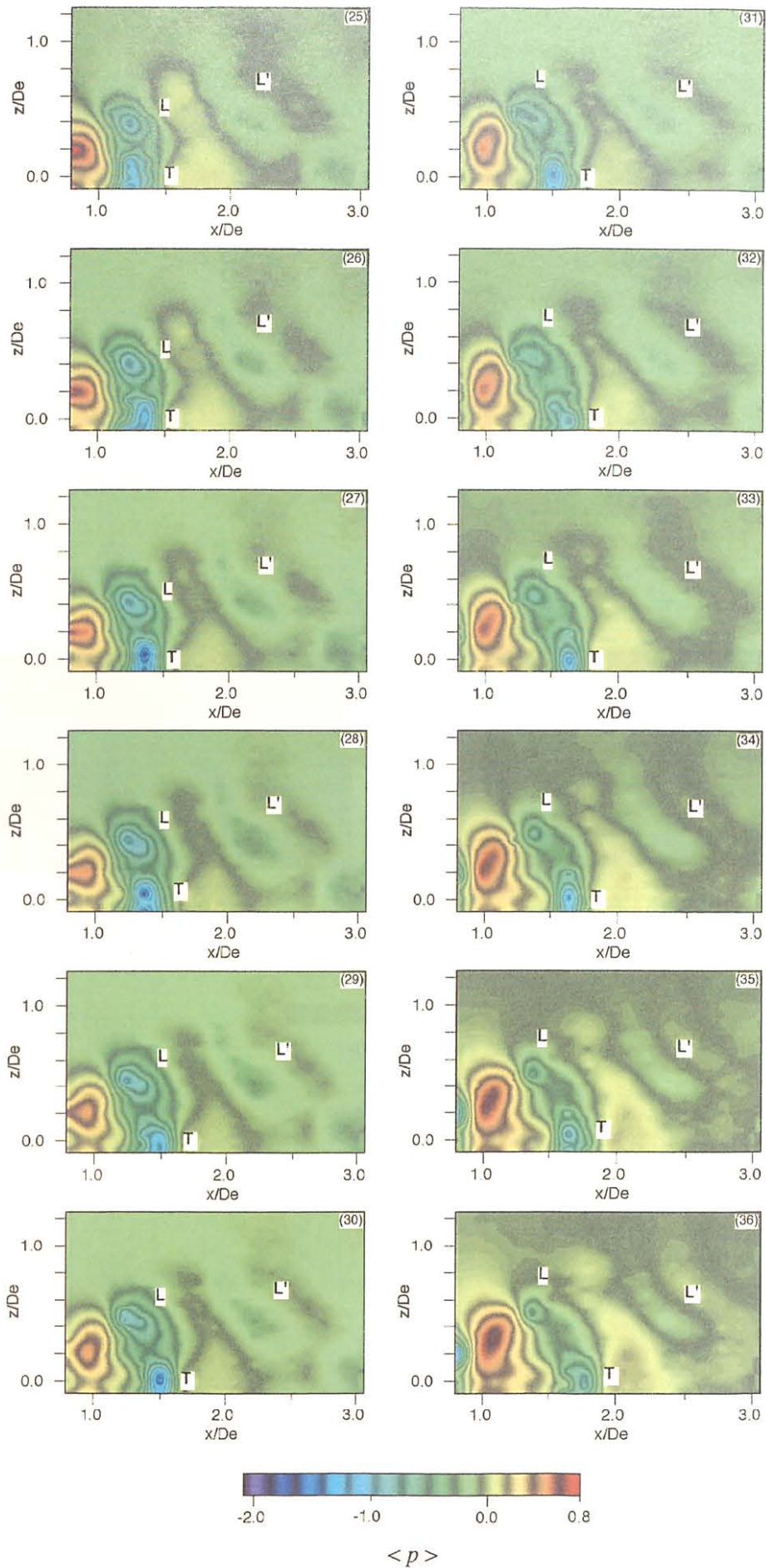


図 3-2 短軸断面における位相平均変動圧力分布 (3)

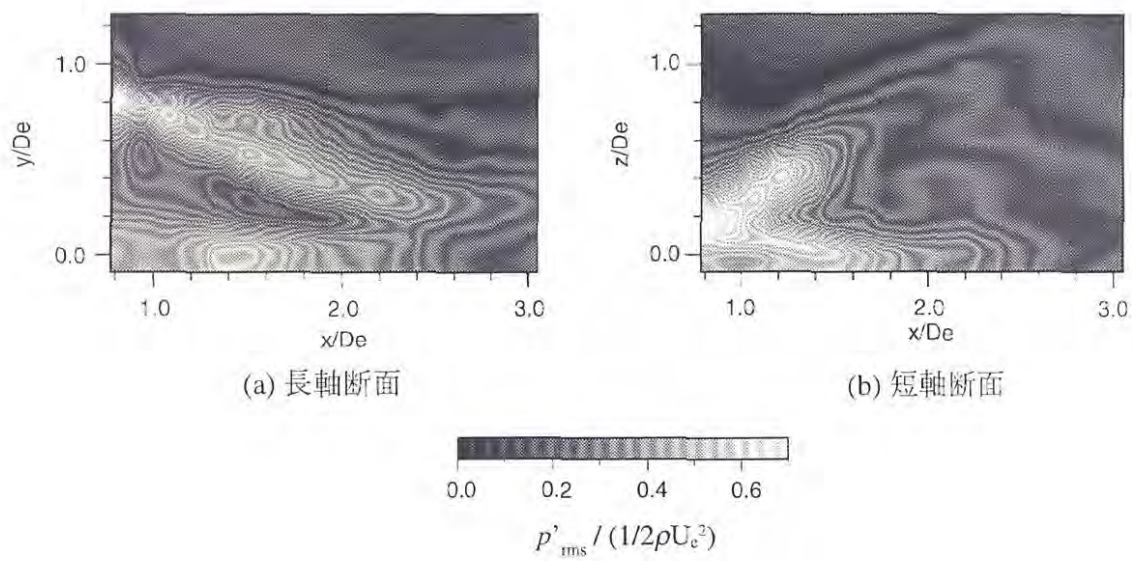


図 3-3 圧力変動の乱れ強さ分布



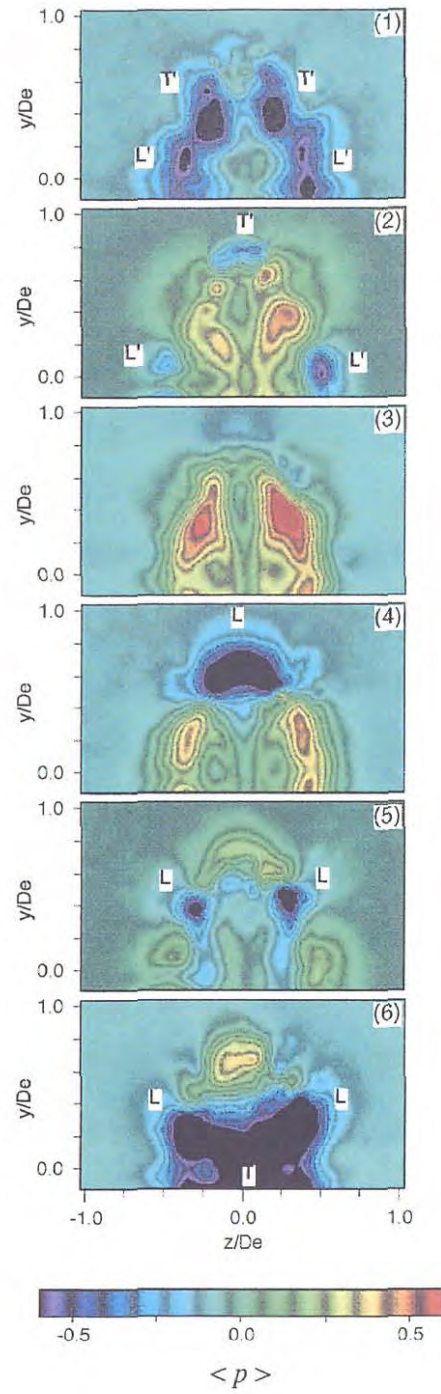


図 3-4 噴流垂直断面の位相平均変動圧力分布 ( $x/D_e = 1.3$ )

### 3.3.4 Taylor 仮説を適用した三次元圧力場

36 位相の yz 面における位相平均変動圧力分布の時間変化を、流れの凍結仮定である Taylor 仮説を適用して流れ方向の変化に変換し、変動圧力の三次元空間分布を描くことができる。Taylor 仮説は次式のように表される。

$$\psi(x, t + \Delta t) = \psi(x - U_c \Delta t, t) \quad (3.2)$$

この仮説は流れの構造  $\psi$  が凍結した状態を保って速度  $U_c$  で移動するという考え方である。 $U_c$  の決定方法や Taylor 仮説適用の妥当性に関しては幾つかの報告があるが、本節では流れ構造の移動速度  $U_c$  は各 yz 断面の噴流中心速度の半分  $U_0/2$  で、yz 面内で一定と仮定して変動圧力の三次元空間分布を作成した (図 3-5 参照)。本流れ場における Taylor 仮説適用の妥当性に関しては 3.3.9 節で検討する。

図 3-6 から図 3-12 に変動圧力場の三次元空間分布を示す。各々の三次元画像を作成する際の圧力範囲は渦構造が明瞭になるような低圧領域とした。図 3-6 に  $x/D_e = 1.0$  における三次元画像を示す。流れ方向は左から右、y の正の領域が表示されており、異なった角度から見た三次元圧力場が描かれている。先行渦 (L) は自己誘起速度により曲率の大きい長軸方向端部が下流方向に傾斜する。噴流中心近傍の追跡渦の渦対部は、先行渦との相互誘起速度の影響により、先行渦の中に入り込んでいる様子がわかる。これらは可視化実験 [39] の結果とよく一致している。図 3-7 に  $x/D_e = 1.3$  における三次元画像を示す。先行渦 (L) の傾斜は大きくなり (図 3-7(a), (b)),  $x/D_e = 1.0$  でみられた噴流中心近傍での 2 つの低圧部 (図 3-6(c), (d)) は 1 つになっている (図 3-7(c), (d))。図 3-8 に  $x/D_e = 1.5$  における三次元画像を示す。図は 2 周期分をつなぎ合わせた画像で、追跡渦 (T') の長軸方向端部は上流の先行渦 (L) に巻き込まれ (図中では LT'), 流れ方向に引き伸ばされている。また、先行渦 (L) は z 方向に著しく伸長している。図 3-9 は、等圧面の圧力値をさらに低圧にし、渦構造の骨格を明瞭にしたものであるが、先行渦と追跡渦が部分的に接合し複合的な渦構造を形成している。すなわち、上部が先行渦、下部は追跡渦の渦部である。図 3-10 に  $x/D_e = 1.7$  における三次元画像を示す。先行渦の z 方向への伸長が進み、追跡渦の流れ方向への伸長部は断片的になっている。伸長部が拡散・散逸の進行により渦度を減少させていると推測される。図 3-11 の  $x/D_e = 2.1$  における三次元画像では、先行渦の z 方向伸長部から小渦

が分離しつつある様子がわかる．図 3-12 に  $x/D_e = 2.3$  における三次元画像を示す．先行渦の  $z$  方向伸長部から小渦 (L) が分離している．また，下流の渦から分裂した小渦 (L') もみられる．図 3-12 (e) では，複合渦により上部と噴流中心近傍部に低圧領域が現れており，長軸断面の図 3-1 (2) の (15) と傾向が一致している．

図 3-12 に示される分裂した小渦 (図 3-2 の (L')) に対応) では，拡散・散逸の影響により渦輪構造が不明瞭になっていると考えられる．変動静圧の低圧部が渦構造に完全に対応しているとは言い切れないが，静圧場が極小点をもつのは (3.1) 式の右辺第 2 項の渦度の影響である [105] ことを考慮すると，この低圧部は分裂渦を示していると推測される．また，円形の渦輪の誘起速度は，渦輪の中心を増速させるため，速度の増加に伴う圧力の降下により 1 つの低圧領域の塊となって現れている可能性もある．

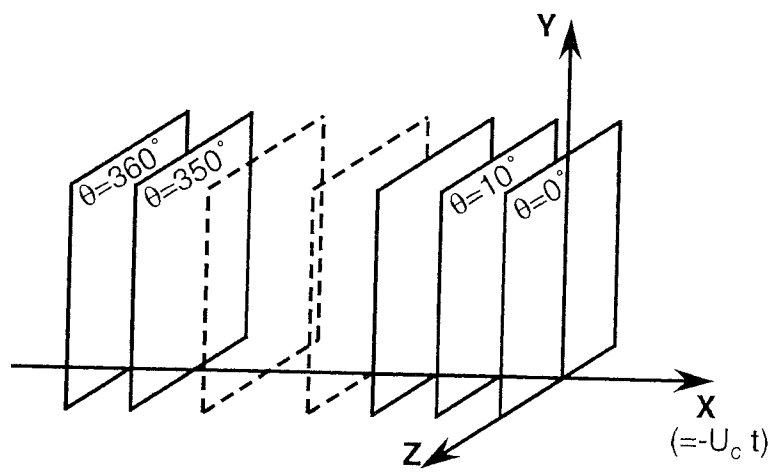


図 3-5 Taylor 仮説の適用

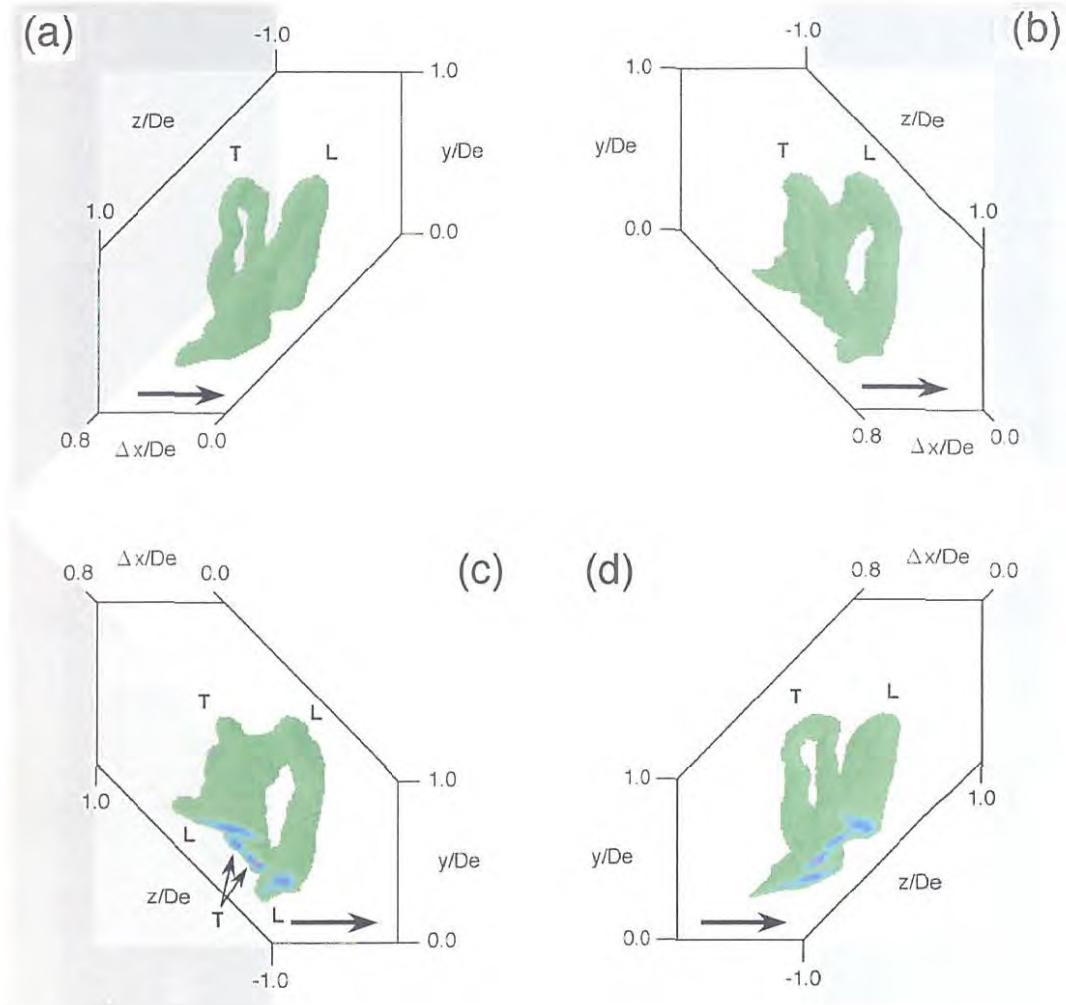


図 3-6 Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.0$ ,  $\langle p \rangle \leq -0.45$ )

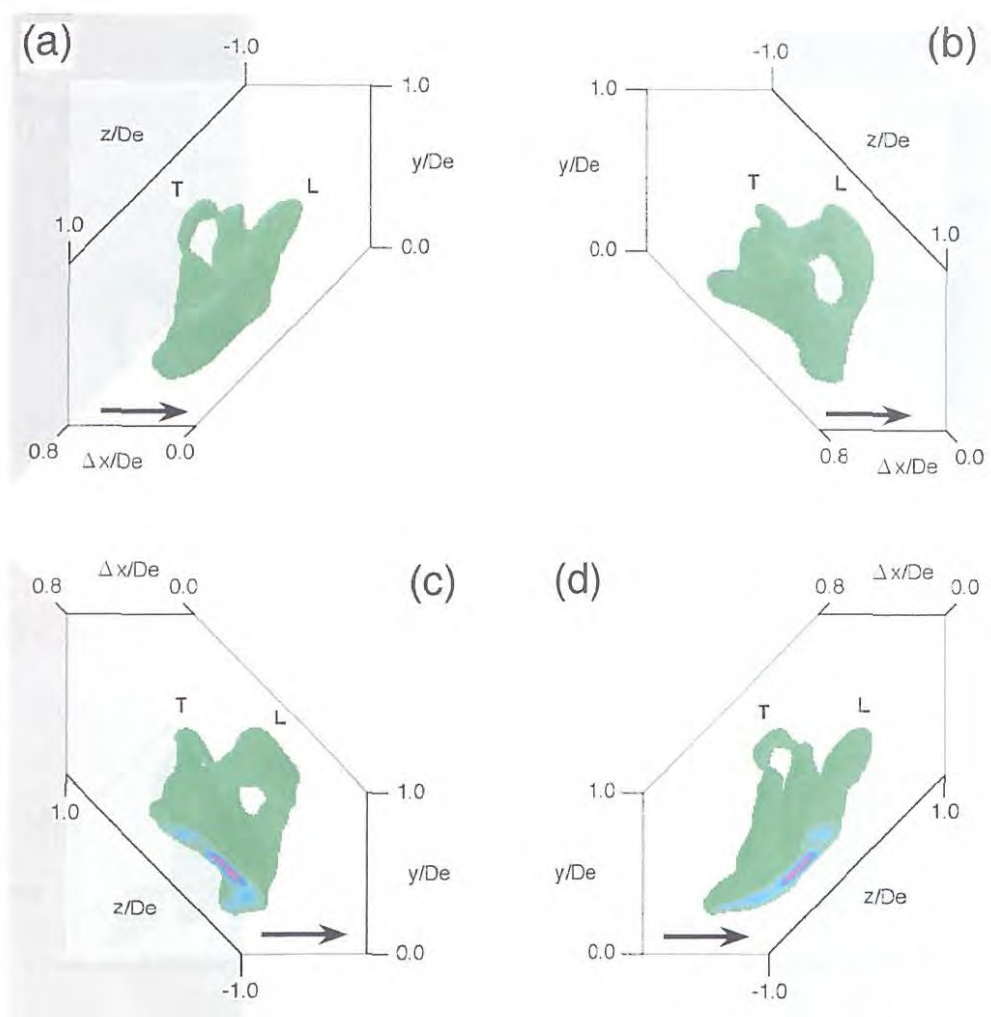


図 3-7 Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.3$ ,  $\langle p \rangle \leq -0.35$ )

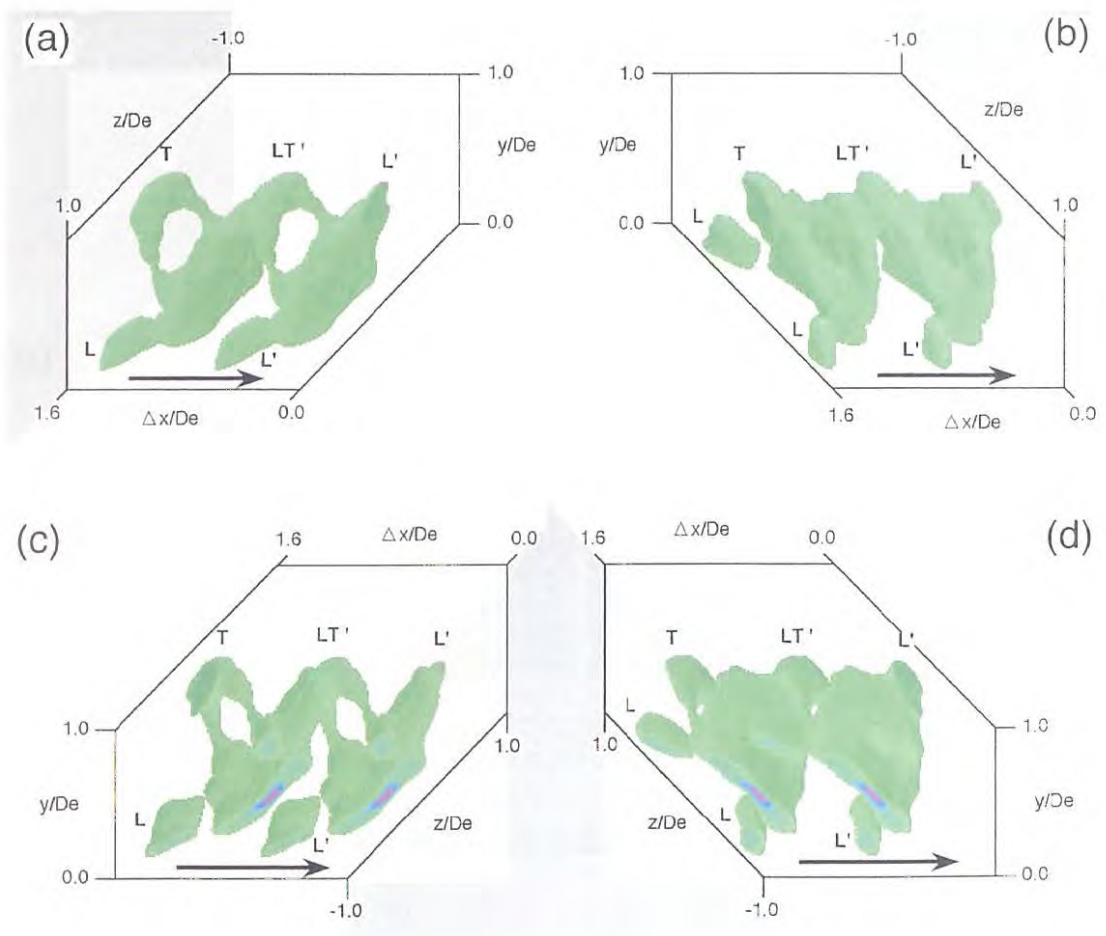


図 3-8 Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.5$ ,  $\langle p \rangle \leq -0.23$ )

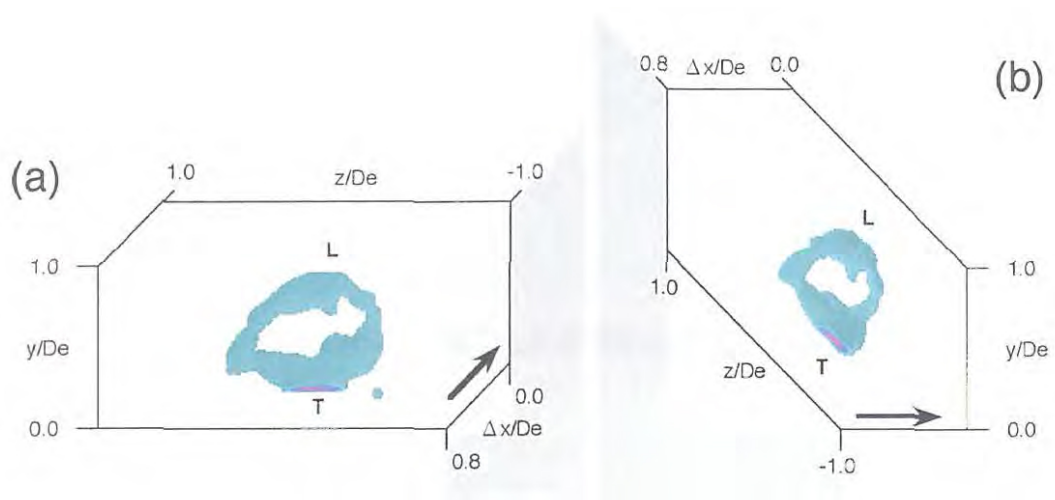


図 3-9 Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.5$ ,  $\langle p \rangle \leq -0.6$ )



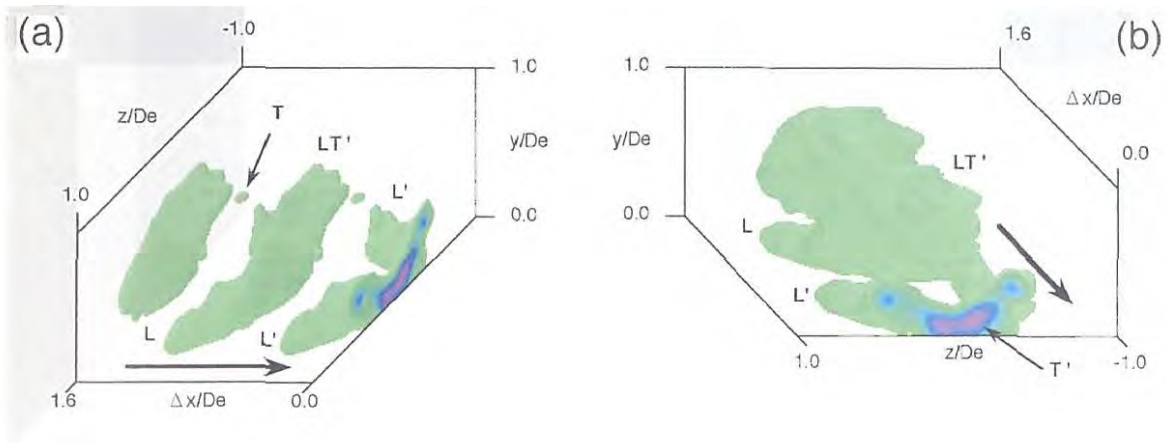


図 3-10 Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 1.7$ ,  $\langle p \rangle \leq -0.21$ )

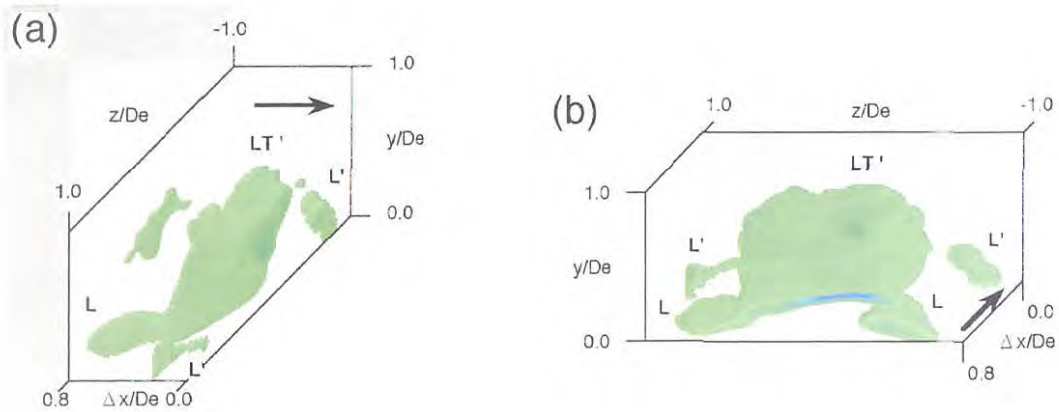


図 3-11 Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 2.1$ ,  $\langle p \rangle \leq -0.16$ )

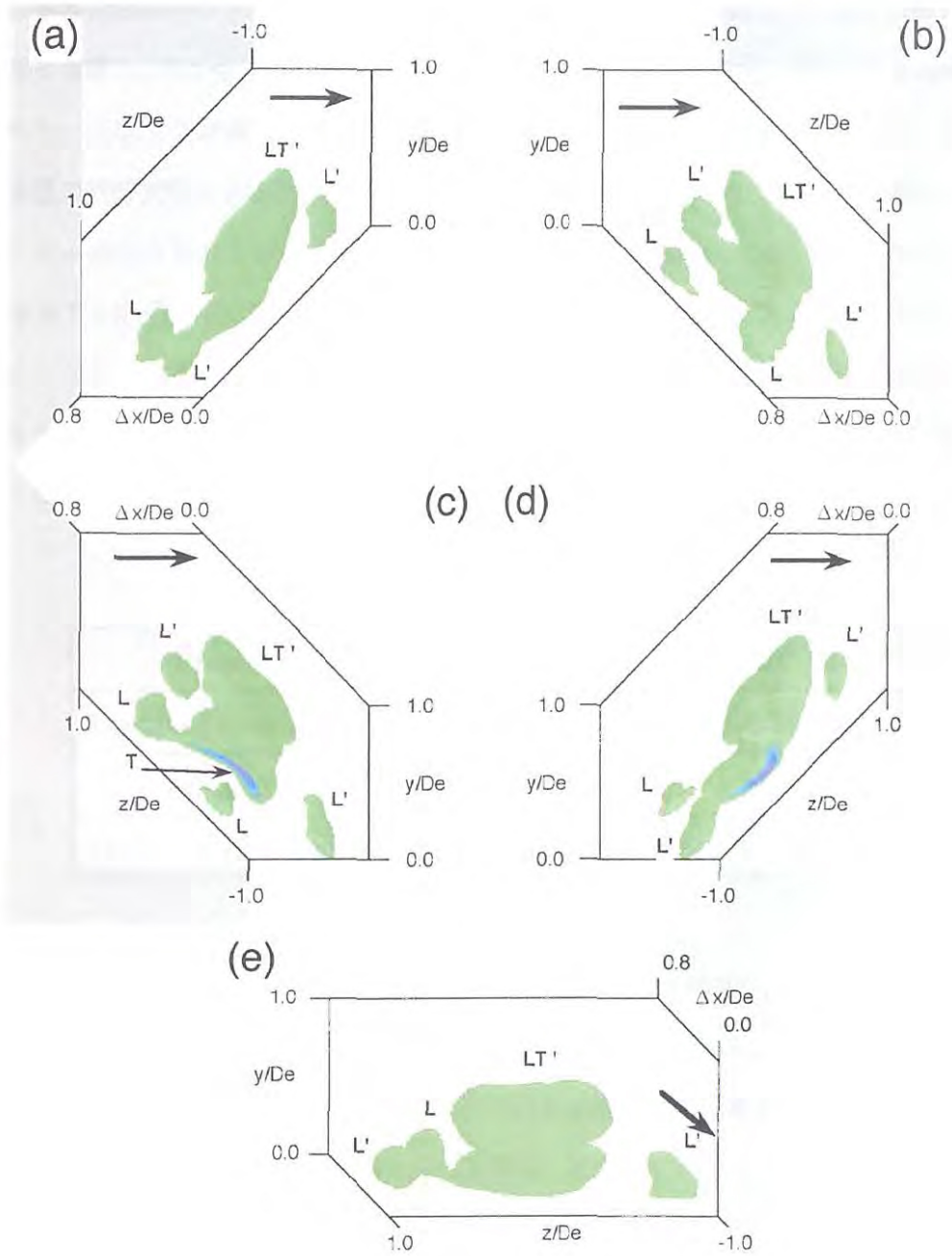


図 3-12 Taylor 仮説を適用し作成した三次元圧力場 ( $x/D_e = 2.3$ ,  $\langle p \rangle \leq -0.18$ )

### 3.3.5 変動圧力の三次元空間分布 (1)

位相平均変動静圧の三次元空間分布を Taylor 仮説を用いずに抽出した。測定は流れ場の対称性を考慮し、 $1.0 \leq x/D_e \leq 2.0$ ,  $-0.16 \leq y/D_e \leq 1.2$ ,  $-0.16 \leq z/D_e \leq 1.2$  の範囲で行われた。三次元空間測定では、測定点数が膨大になるため実験時間が長くなり、環境や実験装置の経時変化による測定誤差が大きくなるおそれがあるため、実験時間が約 10 時間程度となる測定点数および測定範囲とした。図 3-13 は、一周期を  $360^\circ$  として  $30^\circ$  間隔で渦の通過する様子を示している。渦構造を抽出する際の等圧力面の値は、渦構造の全体像をみることが出来る任意の値を用いている。表面圧力の値によって渦構造を定義することができないので、図は渦構造の骨格を表すものであり、渦度ベクトルの大きさを直接表すものではない。適用した等圧力面の圧力値を表 3.1 に示す。

表 3.1 三次元圧力分布の等値面の値 (1)

Phase $\theta$	$0^\circ$	$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$120^\circ$	$150^\circ$
Threshold level $\langle p \rangle$	-0.26	-0.24	-0.27	-0.34	-0.36	-0.28
Phase $\theta$	$180^\circ$	$210^\circ$	$240^\circ$	$270^\circ$	$300^\circ$	$330^\circ$
Threshold level $\langle p \rangle$	-0.27	-0.37	-0.61	-0.60	-0.50	-0.31

$\theta = 0^\circ$  では上流に先行渦の長軸方向のヘアピン部先端 (L) が現れ、 $\theta = 90^\circ$  で下流側の伸長した追跡渦のヘアピン部先端 (T) を巻き込む。 $\theta = 240^\circ$  から、前傾している先行渦 (L) と、噴流中心近傍で先行渦の中に突入している追跡渦 (T) の様子がわかる。 $\theta = 330^\circ$  では、先行渦はさらに前傾し、短軸方向にも伸長し拡がっていることがわかる。先行渦と追跡渦は一部で交叉し、渦のつなぎ替えが起きていると推測される。 $\theta = 0^\circ$  以降、先行渦 (L) の短軸方向への伸長はさらに進み、 $\theta = 150^\circ$  での伸長部の形状は下流での小渦の分裂を示唆している。図 3-14 は、 $\theta = 330^\circ$  における渦のつなぎ替え位置を示している。先行渦 (L) と追跡渦 (T) が交叉している部分が赤丸で示されている。



图 3-13 三次元压力场

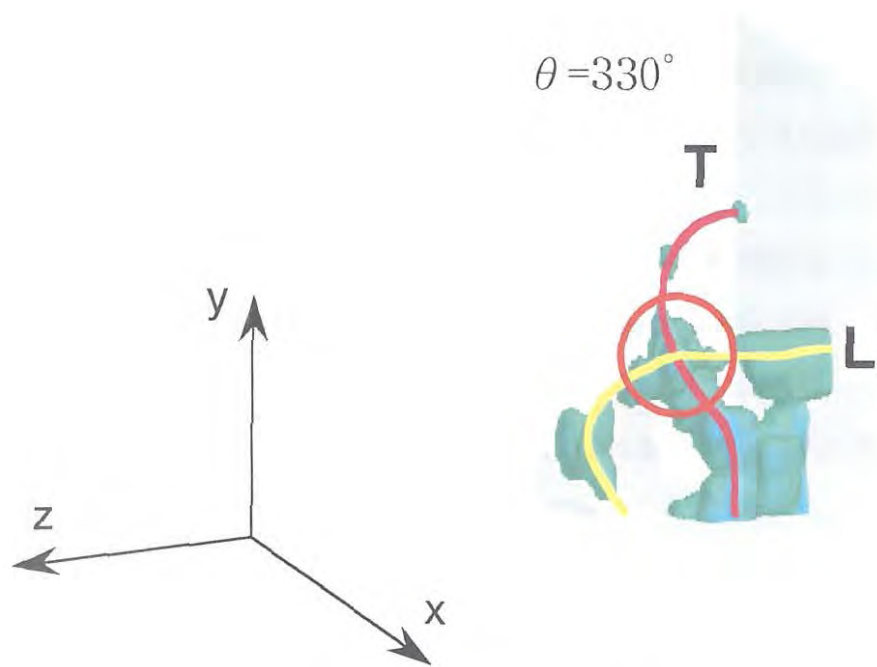


図 3-14 先行渦と追跡渦の部分的結合 ( $\theta = 330^\circ, \langle p \rangle \leq -0.45$ )

### 3.3.6 三次元渦構造モデル

変動圧力測定の結果から推測した長方形噴流中の渦構造モデルを図 3-15 に示す。空間スケールの正しく表されている長・短軸断面 (図 3-1,3-2),  $yz$  面 (流れ方向に 7 箇所) の位相平均圧力分布と, 変動圧力の空間測定による三次元圧力分布 (図 3-13,3-17) および  $yz$  面の分布に Taylor 仮説を適用して得た圧力の三次元画像 (図 3-6~3-12) の結果を考慮し三次元渦構造を推測した。

図 3-15 は長方形噴流中の三次元渦構造の基本特性である変形・干渉・分裂挙動を的確に示している。先行渦 (L) は, 自己誘起速度により長軸方向端部が下流方向に傾斜し「く」の字型となり, 追跡渦の噴流中心近傍渦部は, 先行渦の中に入り込み逆「く」の字型となる (図 3-15(a),(b))。また, 追跡渦 (T') は流れ方向に伸長し, 上流の先行渦に巻き込まれる (図 3-15(b))。先行渦は  $z$  方向に伸長し, 先端から小渦が分離する。また, 先行渦と追跡渦の'渦の結合'(図 3-14)により複合的な構造になる (図 3-15(c),(d))。さらに, この複合構造の追跡渦部は噴流中心軸上で接触し, 渦のつなぎ替えにより長軸方向 ( $y$  方向) に分裂していることが推測される (図 3-15(d),(e))。このような渦のつなぎ替え機構は, 実験 [85] および数値計算 [68, 82] で示されているものと同様であると思われる。

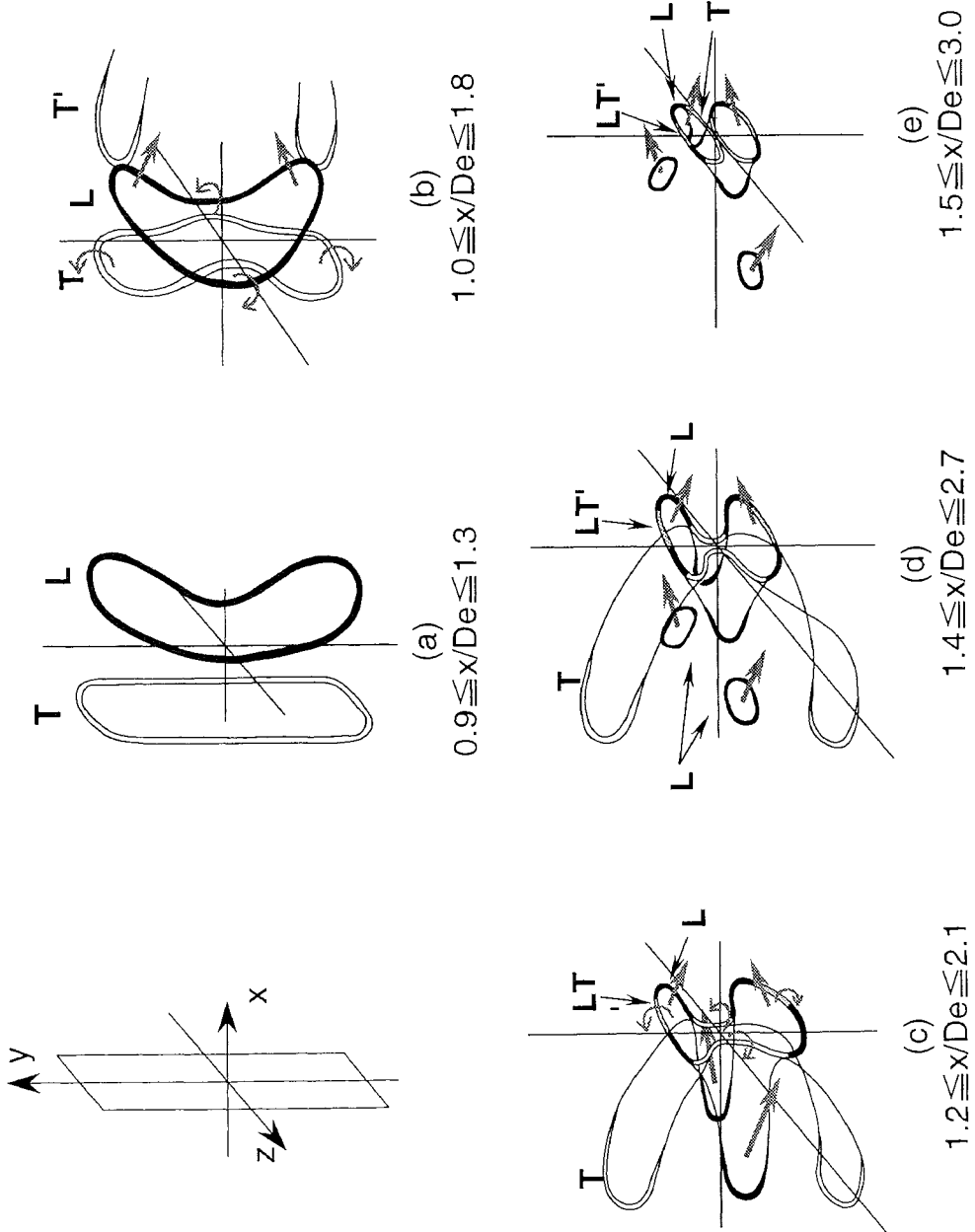


图 3-15 长方形噴流中の三次元渦構造

### 3.3.7 変動圧力の三次元空間分布 (2)

長・短軸断面の位相平均変動圧力分布 (図 3-1,3-2) から予測された噴流中心近傍の渦のつなぎ替え挙動 (図 3-15(d), (e)) を検討するために、変動圧力の三次元空間分布における等圧力面の値を低くした結果を図 3-16 に示す。図の位相および表面圧力は、渦のつなぎ替え過程が明瞭となるような任意の値である。図中の表面圧力値は表 3.2 のとおりである。

表 3.2 三次元圧力分布の等値面の値 (2)

Phase $\theta$	180°	210°	230°	240°	260°	270°
Threshold level $\langle p \rangle$	-1.16	-1.31	-1.41	-1.20	-1.11	-1.37
Phase $\theta$	300°	310°	320°	330°	0°	30°
Threshold level $\langle p \rangle$	-1.13	-1.04	-1.18	-0.92	-0.74	-0.74

$\theta = 180^\circ$  で、先行渦の中に突入した追跡渦の渦対部が現れる。図中では、渦対は縦に平行に並び、右側の渦は測定領域内に入りきっていない。噴流軸上にこれらの渦対を結ぶような低圧領域がある。 $\theta = 210^\circ$  では渦対をつなぐ噴流軸上の低圧部が消えるが、 $\theta = 230^\circ$  で再び現れ、 $\theta = 260^\circ$  では噴流軸の上下の 2 箇所でも渦対の間に低圧領域が現れる。渦対は、 $\theta = 270^\circ$  で噴流軸上で接触し、 $\theta = 320^\circ$  では z 軸方向の渦対と、その間の噴流軸上で低圧領域がみられる。 $\theta = 30^\circ$  では、渦のつなぎ替え過程を完了した渦対がみられる。これらの結果から、 $\theta = 270^\circ$  で渦対が接触するまでに、渦対の間に低圧領域が 1 つあるいは 2 つ現れることを示しており、長軸断面の位相平均圧力分布 (図 3-1) でみられたものに対応している。

数値計算によると、渦のつなぎ替え過程は bridge と thread によって特徴づけられるが、図 3-16 では  $\theta = 300^\circ, 330^\circ, 0^\circ$  で bridge と thread 対応する低圧領域が現れた。図 3-17 に、渦のつなぎ替え過程における特徴的な位相を挙げる。thread とみられる低圧部は、左右同時には現れていない。

渦のつなぎ替えに関する研究は数値計算の分野で精力的に行われているが、実験的には検出の難しい現象の一つであった [37]。噴流中の渦のつなぎ替え過程で出現する bridge お



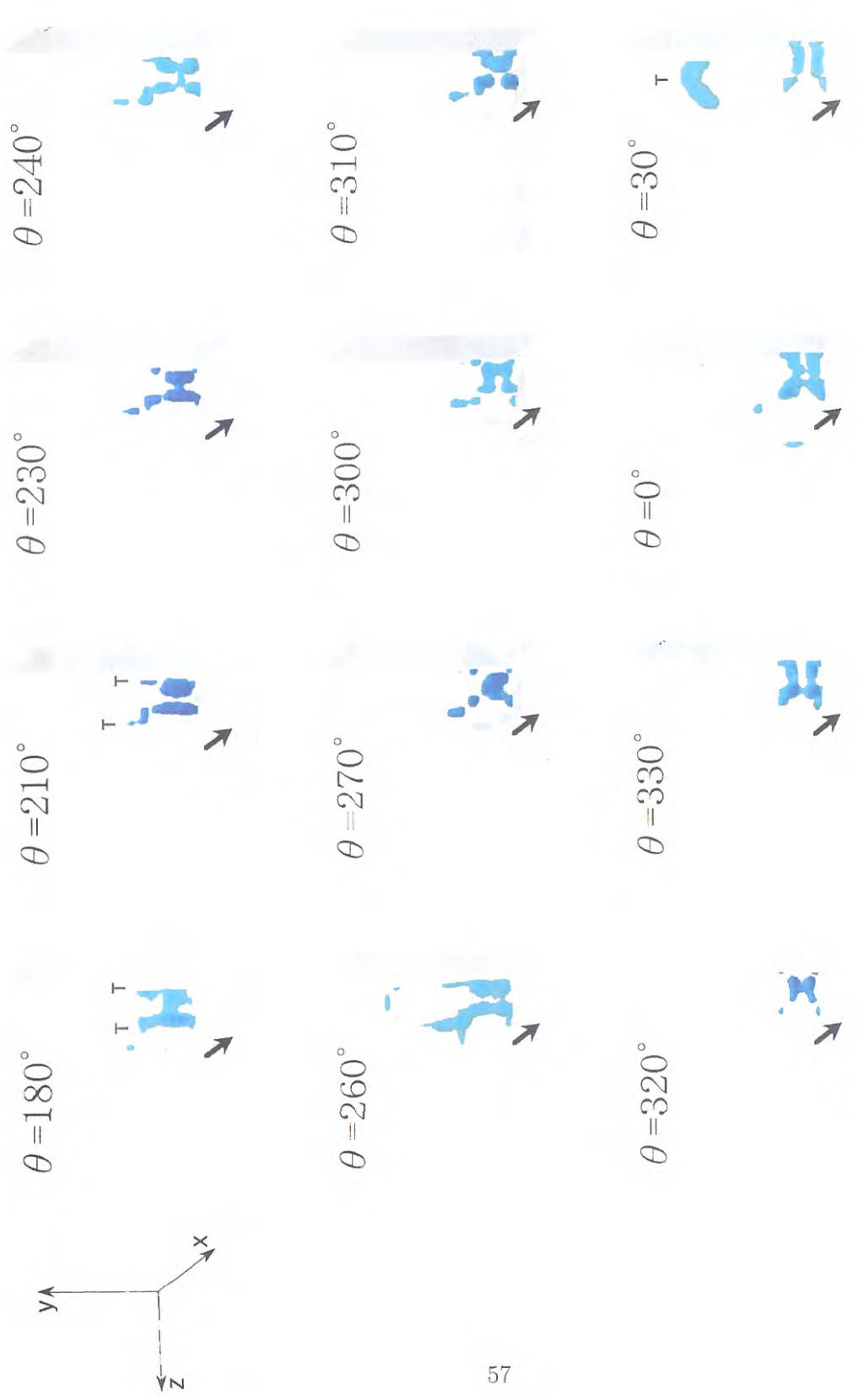


图 3-16 噴流中心近傍の二次元圧力場

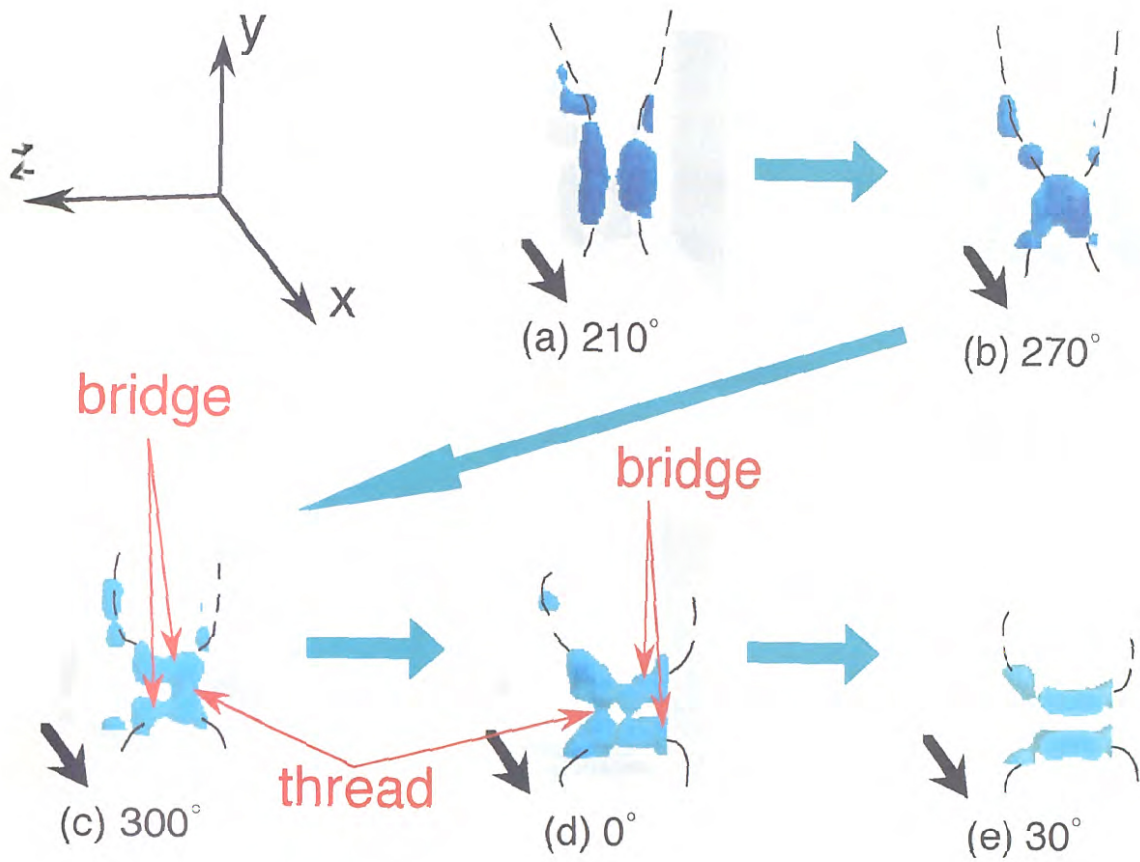


図 3-17 渦のつなぎ替え過程

よび thread を初めて変動圧力測定で検出したことは非常に意義深いことである。

粘性拡散の効果によって bridge が生成し、もともと存在していた渦対 (図 3-16,  $\theta = 180^\circ$  の T) の渦度が打ち消し合う [79] 噴流中心領域では、複雑な渦度・圧力の分布になっていると考えられる。渦のつなぎ替え過程をより詳細に検討するには、空間測定の分解能を上げ jitter の影響を抑える測定の工夫が必要である。

### 3.3.8 複合渦構造の分裂

噴流中心近傍で渦のつなぎ替えの過程が変動圧力測定により抽出されたが (3.3.7 節)、この結果から複合渦構造の分裂挙動 (つなぎ替え過程) は図 3-18 のようになる。複合渦構造 (図 3-18(a)) の噴流中心近くの渦部はその間隔を狭め、噴流中心で接触し (図 3-18(b))、図 3-18(c) に示す渦 bridge (図 3-18(c) の渦部 A) と thread (図 3-18(c) の渦部 B) が生成され、図 3-18(d) のように長軸方向に分裂する。この分裂機構は、可視化・数値計算・速度分布から見いだした楕円渦輪の分裂 [37] および  $AR=4$  の長方形噴流の数値計算で示された渦のつなぎ替え [68] と同様である。

### 3.3.9 Taylor 仮説の適用に関する検討

流れの空間構造を知ることは流れ現象を解明する上で非常に重要であるが、三次元の空間測定は前述したように実験上の制約により困難を伴う。限られた数のセンサーによって測定された時系列データから空間構造を推測するために、3.3.4 節のように Taylor 仮説が広く用いられている [115, 116]。

流れ中の渦構造を抽出しようとする場合、式 (3.2) の  $U_c$  は渦の移動速度であることが望ましく [117]、渦の変形や干渉が無い領域では凍結仮定がよく成り立つ。渦度分布から渦構造を抽出する際の  $U_c$  の影響は Zaman ら [118] によって検討されている。その報告では、せん断層付近でベアリングなどが起こる場合、双方の渦の移動速度が異なるために適切な  $U_c$  を決定することは困難であるが、 $U_c = \text{一定}$  でかなり有用な情報を得ることができると報告されている。長方形噴流中の渦構造は、3.3.5 節で明らかになったように変形・干渉が著しく、移動速度  $U_c$  を決定することは難しい。本節では Taylor 仮説で用いる移動速度  $U_c$  の

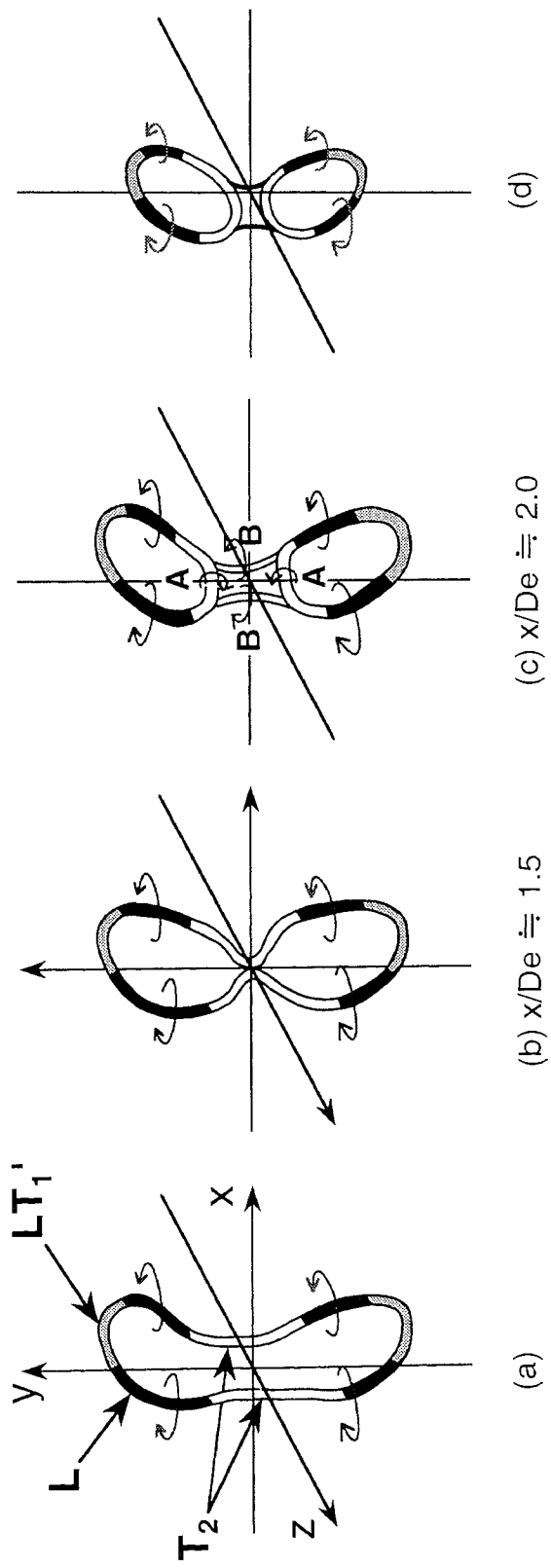


图 3-18 複合渦構造の分裂過程

影響に注目し、Taylor 仮説の適用性と留意点、3.3.4 節で示した Taylor 仮説を適用した圧力場の三次元空間分布の妥当性を考察する。

図 3-19 に、 $U_c$  を  $yz$  面で一定および平均速度  $U(y, z)$  とした場合の長方形噴流中の三次元渦構造を、三次元空間で測定した空間スケールの正しい結果 (3.3.5 節) とともに示す。平均速度  $U(y, z)$  は  $x/D_e = 1.5$  での速度測定により求められたものを用いた。

図 3-19(a) は、三次元空間測定で得られた空間スケールの正しい位相平均変動静圧の低圧部の三次元画像を示している。図は  $1.0 \leq x/D_e \leq 2.0 \geq 0, y \geq 0$  の領域を示している。先行渦の長軸方向ヘアピン部は、下流側の追跡渦のヘアピン部を巻き込み強い低圧領域 ( $LT'_1$ ) を形成し、自己誘起速度により下流かつ噴流中心方向に傾いている。図 3-19(b) は  $U_c = 0.54U_0$  ( $U_0$ : 噴流中心平均速度) として Taylor 仮説を適用した場合の低圧部を示している。 $U_c$  の値は、 $T_1$  と  $L$  の流れ方向の渦間隔が図 3-19(a) の  $T_1$  と  $LT'_1$  のものと等しくなるように決められている。三次元形状は実際のもの (図 3-19(a)) とほぼ同様であるが、以下の点に注意する必要がある。図 3-19(b) の先行渦の短軸方向への伸長は図 3-19(a) より進行したものが現れ、先行渦の下流先端 ( $L$ ) は図 3-19(a) の  $LT'_1$  が上流に位置した状態に相当する。図 3-1 で明らかになったように、先行渦が下流の追跡渦を巻き込み始めるのは  $x/D_e \simeq 1.5$  の位置であり、したがって、図 3-19(b) では  $L$  と  $LT'_1$  が分離している。図 3-19(c) は  $U_c = U(y, z)$  とした場合の低圧部の三次元画像を示している。形状は図 3-19(a) の実際のものと著しく異なっており、 $U_c$  として平均速度分布を採用することは好ましくないことがわかる。また、 $U_c$  を位相平均速度  $U_c = \langle U(y, z, \theta) \rangle$  ( $\theta$ : 位相) とした場合の結果は、 $U_c = U(y, z)$  の場合と同様の傾向であった。

図 3-20 は長軸断面 ( $xy$  断面) の位相平均変動圧力分布を示している。空間スケールが正しく示されている図 3-20(a) では、伸長した追跡渦  $T_1$  は一周期後に上流側の先行渦に巻き込まれ ( $LT'_1$ )、噴流中心近傍の追跡渦の影響である低圧部  $T_2$  は、 $T_1$  より速い速度で下流に移動する。Taylor 仮説を用いた図 3-20(b),(c) では、追跡渦  $T'_1$  は上流の先行渦に完全には巻き込まれていない。図 3-19(c) と図 3-20(c) に示される  $U_c = U(y, z)$  の場合の渦構造が著しく歪んでいる原因は、 $U(y, z)$  が位置によって著しく異なるためであり、同じ位相のデータが図 3-21 の線図のように歪むためである。つまり、 $U_c = U(y, z)$  を用いると、 $U(y, z)$  の小さい領域の渦は  $U(y, z)$  の大きい噴流中心近傍の渦より下流に現れることにな

る.  $x/D_e = 1.5$  における  $xy$  面上の  $T_1$  と  $T_2$  の流れ方向の移動速度の比較を, 上述の3つの場合について表 3.3 に示す. 実際の渦の移動速度は, 正しい空間スケールで表されて

表 3.3 移動速度  $U_c$  の比較

	Actual	$U_c = 0.54U_0$	$U_c = U(y, z)$
$T_1$	2.5 m/s	3.0 m/s	1.5 m/s
$T_2$	5.3 m/s	3.0 m/s	5.6 m/s
Average	3.9 m/s	3.0 m/s	3.6 m/s

いる  $xy$  面の位相平均変動静圧分布の低圧部の移動速度から求めた. また,  $U_c = U(y, z)$  の場合は,  $T_1, T_2$  の位置での平均速度  $U(y, z)$  を示した.  $T_1$  と  $T_2$  の移動速度を, 実際と  $U(y, z)$  の場合で比べると, とくに噴流外側の  $T_1$  に大きな差がある. このことから, 渦の移動速度と平均速度が一致しないことは明らかである. また, 定性的に渦構造がよく示される  $U_c = 0.54U_0$  の場合には, 噴流中心近くの高速度領域の現象が流れ方向に縮むことがわかる. 3.3.4 節では  $U_c = 0.5U_0$  として三次元圧力場を描いたが,  $U_c$  の違いによって流れ方向へ伸縮するのみであることから, 空間構造を定性的に検討する場合には問題ないことがわかる.

$U_c$  を一定とした Taylor 仮説の適用は速度分布の測定を必要としない点で簡便であり,  $U_c$  を平均速度, 位相平均速度とした場合より歪みが少ないので有用である. ただし, Taylor 仮説を用いる場合には, 急激な渦挙動に注意を払わなくてはならない.

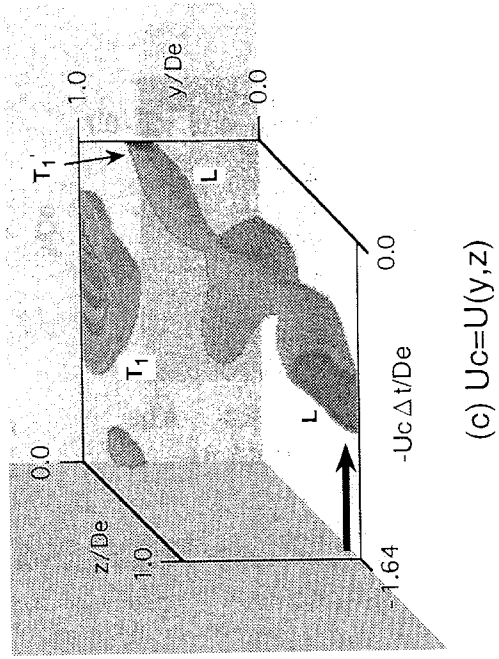
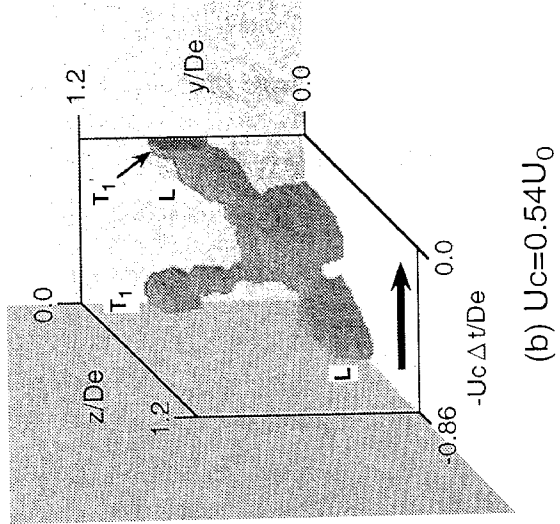
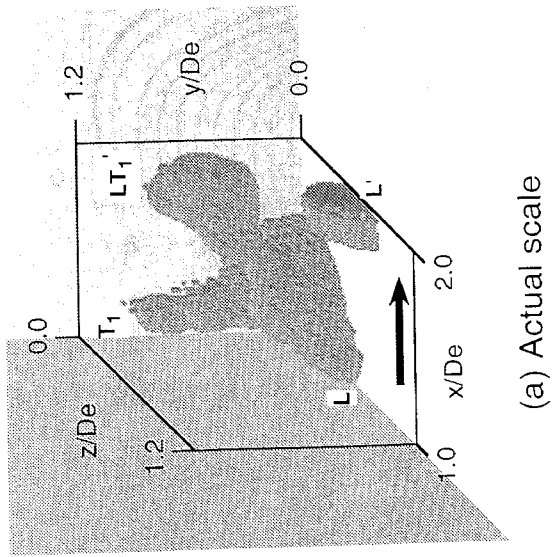
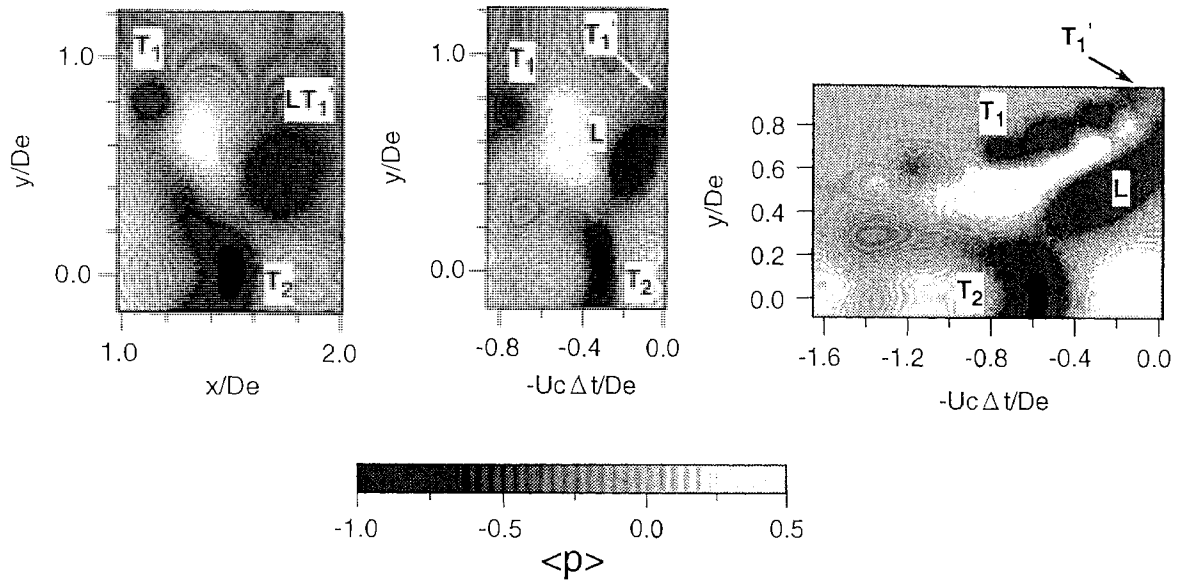


图 3-19 三次元压力场 ( $\langle p \rangle \leq -0.25$ )



(a) Actual scale

(b)  $U_c=0.54U_0$

(c)  $U_c=U(y,z)$

図 3-20 長軸断面の圧力場

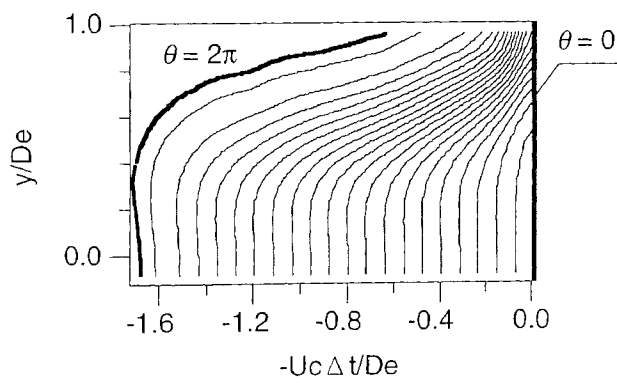


図 3-21 長軸断面におけるタイムライン ( $U_c = U(y,z)$ )



### 3.4 まとめ

長方形噴流中の変動圧力測定により，三次元渦構造の抽出を行い渦挙動について検討し以下の結果を得た．

- (1) 長・短軸断面の位相平均変動圧力分布より，先行渦と追跡渦の誘起速度による変形・部分的合体等の干渉を捉えた．とくに，測定面に垂直な方向の渦構造については非常に明瞭な情報を得ることができた．
- (2)  $yz$  断面の位相平均変動圧力分布に Taylor 仮説を適用し，複雑な三次元渦構造を抽出した．先行渦は自己誘起速度によってヘアピン部が前傾し，追跡渦は先行渦の中に突入し，先行渦と追跡渦の部分的合体により複合的な渦構造が形成される．また，先行渦は短軸方向に著しく伸長し，小渦が分裂する．
- (3) 変動圧力の空間測定を行い，空間スケールの正しい三次元渦構造の抽出を行い，渦構造の三次元変形・干渉挙動を明らかにした．とくに，噴流中心近傍では，渦のつなぎ替え過程で bridge と thread が形成されることを初めて明らかにした．
- (4) Taylor 仮説で用いる移動速度  $U_c$  について検討し，流れに垂直な断面で  $U_c$  を一定として三次元渦構造を抽出することの妥当性を示した．
- (5) 長・短軸断面および流れに垂直な断面の変動圧力場，Taylor 仮説を適用し作成した三次元変動圧力場，空間測定から得た空間スケールの正しい三次元変動圧力場を検討し，長方形噴流中の渦構造の詳細を明らかにした．

## 第4章 渦構造と拡散促進機構

### 4.1 まえがき

本章では、まず長方形噴流の拡散特性および拡散促進機構を明らかにするために、流れ方向の平均速度および乱れ強さを測定し、渦構造との関連性を考察する [119]. また、拡散特性を定量的に検討するために噴流幅、噴流断面積およびエントレインメントを求める [120]. 次に速度の乱れ強さ分布と位相平均変動速度分布から、三次元渦構造とその挙動の詳細を検討する.

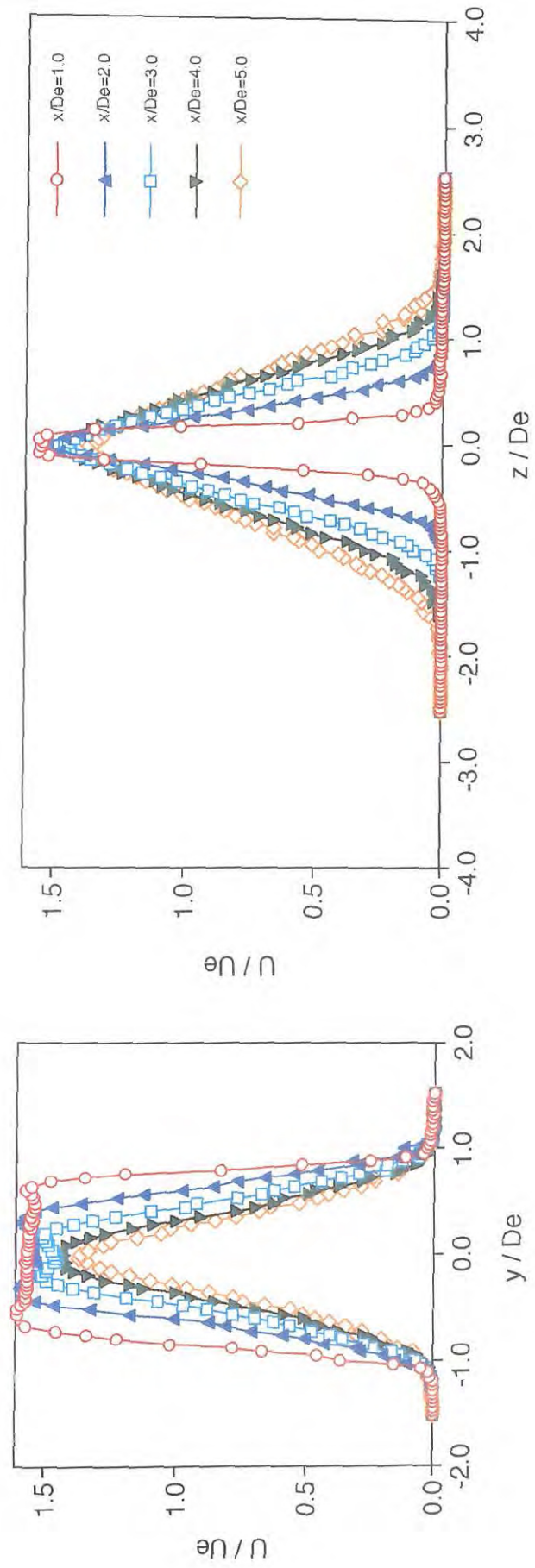
### 4.2 実験結果および考察

#### 4.2.1 平均速度分布

長方形噴流の拡散特性を詳しく検討するために、流れ方向速度の測定を行った. 受動制御としての長方形噴流の利用と、能動制御としての励起の効果を比較検討するために、長方形および円形噴流の‘励起なし’と‘励起あり’の流れ場の平均速度  $U$  と乱れ強さ  $u'_{rms}$  (変動速度実効値) を I 型熱線プローブにより測定した. いずれの場合も、圧力測定と同じ実験条件で行われ、噴出口中心速度  $U_e$  は 4 m/s, 等価直径  $D_e (=50 \text{ mm})$  に基づくレイノルズ数  $Re = U_e D_e / \nu$  ( $\nu$ : 動粘性係数) は  $1.3 \times 10^4$  である. 噴流励起を行った場合の励起周波数は  $f_n/4 = 141 \text{ Hz}$  ( $f_n$ : 噴出口近傍混合層の不安定変動周波数) で、励起強さ  $u'_{e,rms}/U_e$  ( $u'_{e,rms}$ : 噴出口変動速度の実効値) は 0.03 である.

図 4-1(a),(b) に、励起されない場合の長方形噴流の長軸および短軸方向に測定した平均速度分布を示す. 図 4-1(a) より、長軸方向の噴流幅は下流で減少し、噴流中心の両側に高速領域が現れる. 一方、図 4-1(b) より、短軸方向の噴流幅は下流に進むにつれて著しく増大する. これらの速度分布の変化は噴流中の渦構造の三次元変形によるもので、励起により渦を強めることにより、この特性はさらに顕著になる.

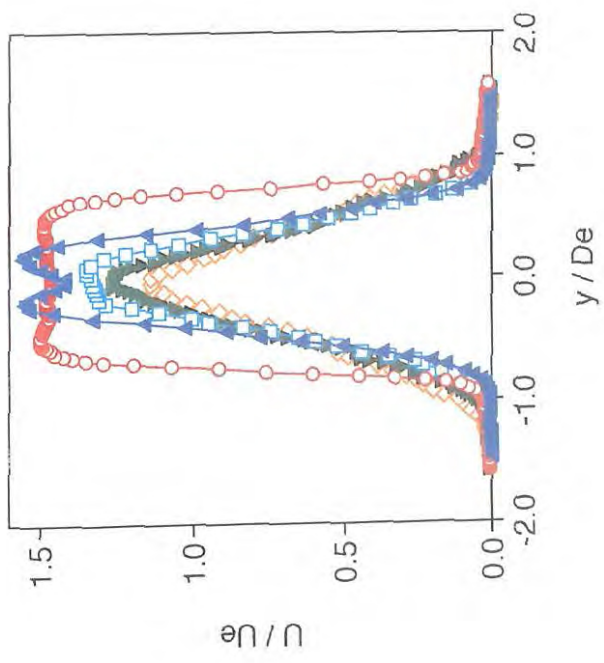
励起された場合の長方形噴流の速度分布を図 4-2(a),(b) に示す. 図 4-2(a) より、下流で



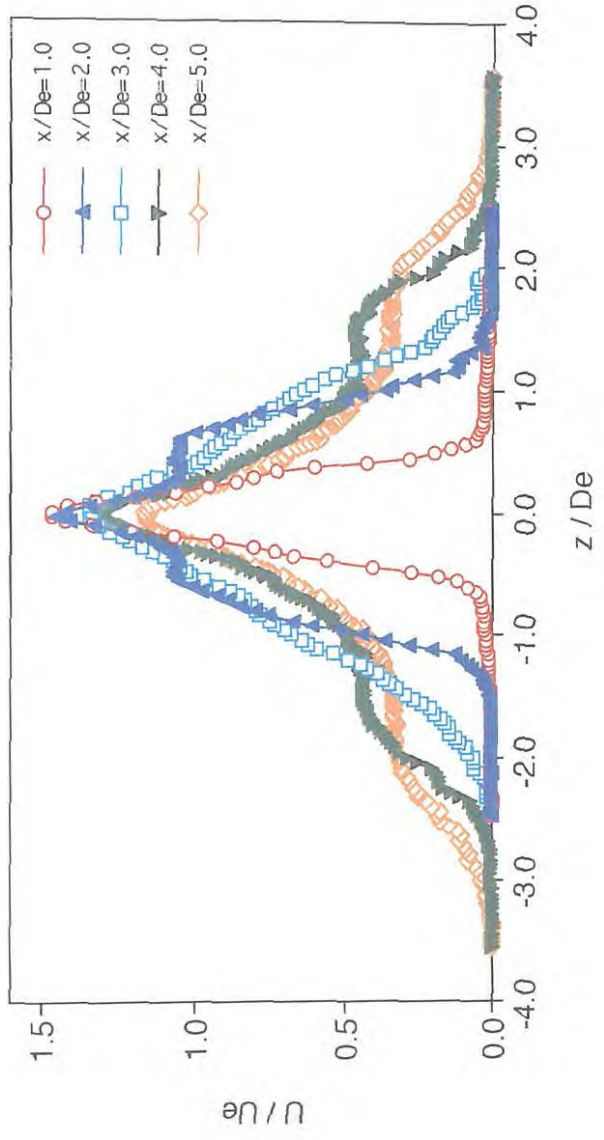
(b) 短軸方向分布

(a) 長軸方向分布

図 4-1 励起なし長方形噴流の平均速度分布



(a) 長軸方向分布



(b) 短軸方向分布

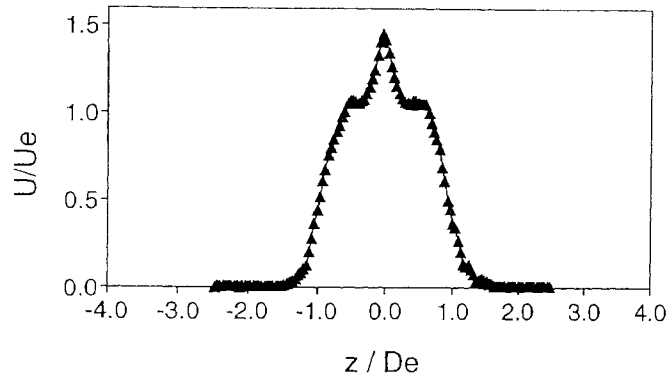
図 4-2 励起された長方形噴流の平均速度分布

の長軸方向の噴流幅の減少は励起されない場合より著しくなり、 $x/D_e = 2.0$ での鞍形速度分布も顕著になる。短軸方向に測定した平均速度の $x/D_e = 2.0$ の分布は、噴流中心に鋭い凸部、その両側に凹部をもち、他の位置ではみられない特徴的分布となっている。

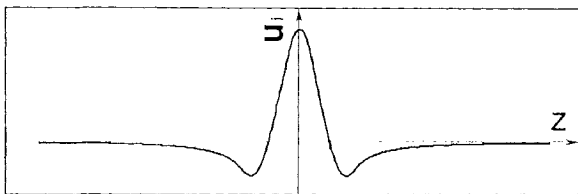
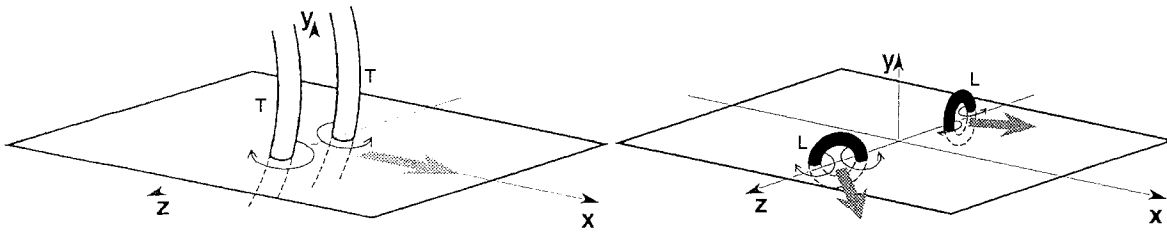
これらの特性は図 3-15 で示した渦構造によるので、その関連性を以下に検討する。図 4-2(a) の  $x/D_e = 2.0$  における鞍形の平均速度分布は、複合渦 (図 3-15(b)) のヘアピン部の誘起速度による増速効果の影響である。また、図 4-2(b) の  $x/D_e = 2.0$  における平均速度分布は以下のような渦の誘起速度の効果によると考えられる。追跡渦の噴流中心付近の渦対は、その渦間の距離を狭めて先行渦の中に入り込み、 $xy$  面内で図 4-3(a) のような誘起速度  $u_i$  を発生させる。また、 $z$  軸方向に伸長した先行渦から分離した渦輪による誘起速度は図 4-3(b) のようになる。以上の誘起速度は渦が測定断面を通過するとき生ずる瞬時速度であるが、時間平均速度分布においてもその影響が現れる。すなわち、平均速度分布の噴流中心の極大は追跡渦の渦対により、 $z/D_e \simeq \pm 0.6$  の極大は先行渦から分離した渦輪によるものと考えられる。このような平均速度分布と渦構造との関連性は楕円噴流の場合 [37] と類似している。さらに下流の短軸方向では、先行渦が分離した渦輪の誘起速度が噴流内部の高速流体を外側の低速域に輸送する。この運動量輸送効果により、 $x/D_e = 3.0, 4.0, 5.0$  における平均速度分布の短軸方向幅が著しく拡大する。以上のように、平均速度場は渦構造に支配されており、したがって、渦構造の操作は速度場の制御に極めて有効であることがわかる。

#### 4.2.2 噴流拡散およびエントレインメント

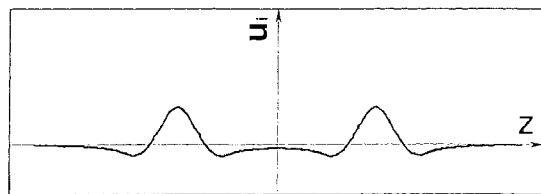
長方形噴流の拡散特性を検討するために、噴流幅の流れ方向変化を図 4-4 に示す。噴流幅としては、噴流中心速度の 10% になる位置により定義される幅を用い、長方形噴流の長軸方向の噴流幅  $B_Y$ 、短軸方向の噴流幅  $B_Z$  の変化を、励起されていない場合と、励起された場合について示す。比較のために、励起されていない円形噴流の噴流幅  $B_{cir}$  を共に示す。図 4-4(a) の励起されない場合には、長軸方向の噴流幅は流れ方向に減少し、短軸方向の噴流幅は増加し、 $x/D_e = 3.0$  でほぼ同じになる。図 4-4(b) の励起された噴流では、変化に差異がみられる。長軸方向と短軸方向の噴流幅の大小関係が  $x/D_e = 1.5$  付近で入れ



(a) 励起された長方形噴流の平均速度分布 ( $x/De=2.0$ )



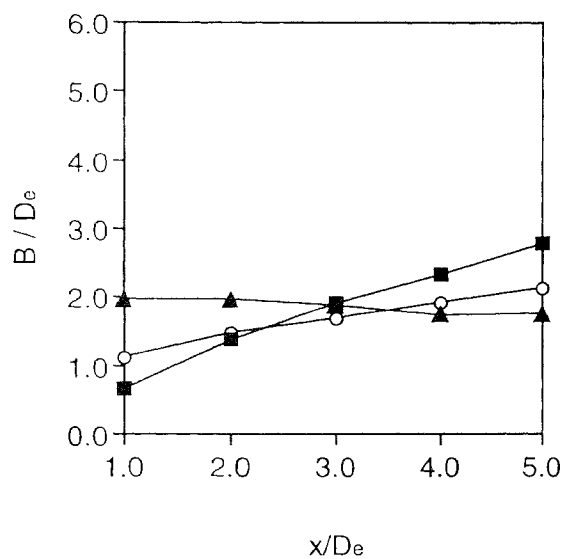
(b) 渦対による誘起速度



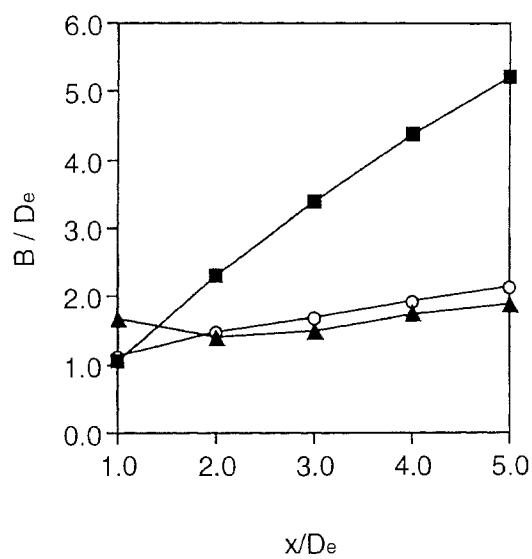
(c) 分裂した小渦輪による誘起速度

図 4-3 渦の誘起速度

▲  $B_Y / D_e$  : Rec  
 ■  $B_Z / D_e$  : Rec  
 ○  $B_{cir} / D_e$  : Cir



(a) 励起なし長方形噴流



(b) 励起された長方形噴流

図 4-4 噴流幅

替わるが、短軸方向の  $B_z$  が著しく増大し、 $x/D_e = 5.0$  では円形噴流の場合の 2.4 倍に達する。この短軸方向への著しい拡散は、先行渦の伸長および小渦の分裂によるもので、長方形噴流断面積の拡大 [21, 22] の重要な機構と考えられる。

拡散およびエントレインメント特性を検討するために、 $x/D_e = 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0$  の  $yz$  面の  $x$  方向の平均速度を測定した。図 4-5 に励起されていない長方形噴流の平均速度分布、図 4-6 に励起された長方形噴流の平均速度分布を示す。両図から、速度分布が短軸方向に広がる様子がわかる。一方、図 4-6 では渦構造の挙動に伴う特徴的な分布がみられる。 $x/D_e \geq 2.0$  では短軸方向へ著しく拡がり、先行渦の伸長および小渦の分裂によるものであることが推測される (図 4-3(b) 参照)。

$yz$  面の平均速度分布から噴流断面積を求めたものを図 4-7 に示す。比較のために円形噴流の場合も示してある。ここで  $A_{0.1}$  は噴流中心速度の 10% の速度の等高線で囲まれる面積を示し、 $A_e$  は噴出口の面積を示す。励起されていない長方形噴流の噴流断面積は円形噴流のものとはほぼ同じであるが、励起された長方形噴流の断面積は他の場合より著しく大きく、拡散が励起の効果によって促進されていることがわかる。

励起された長方形噴流の噴流断面積の、長軸側と短軸側の領域における割合を図 4-8 に示す。図から、短軸側の領域の拡散が著しく、長軸側の領域は増加していないことがわかる。

噴流では噴流内の質量と運動量を周囲流体へ輸送し拡散すると同時に、周囲流体を噴流内部へ取り込む。後者をエントレインメント (連行作用) と呼び、噴流に垂直な断面を通過する噴流流量の増加割合で議論される。噴流流量は次の式を用いて平均速度分布から計算した。

$$Q = \int_{A_{0.1}} U dA \quad (4.1)$$

計算されたエントレインメント変化率  $(Q - Q_e)/Q_e$  を図 4-9 に示す。ここで  $Q_e$  は噴出口中心速度と面積により  $Q_e = U_e D_e$  で定義される。エントレインメント変化率も励起によって増加していることがわかる。励起された長方形噴流の噴流流量比の、長軸側と短軸側の領域における割合を図 4-10 に示す。短軸側の領域の流量比は、 $x/D_e \geq 2.0$  で長軸側のものより大きくなっており、とくに  $x/D_e = 1.0$  から 2.0 への変化が大きく、この範囲で起きている先行渦の短軸方向への伸長および小渦の分裂の影響が極めて大きいことがわかる。定



量的な検討と三次元渦構造との関連性から、励起された長方形噴流の拡散特性および有用性が明らかになった。

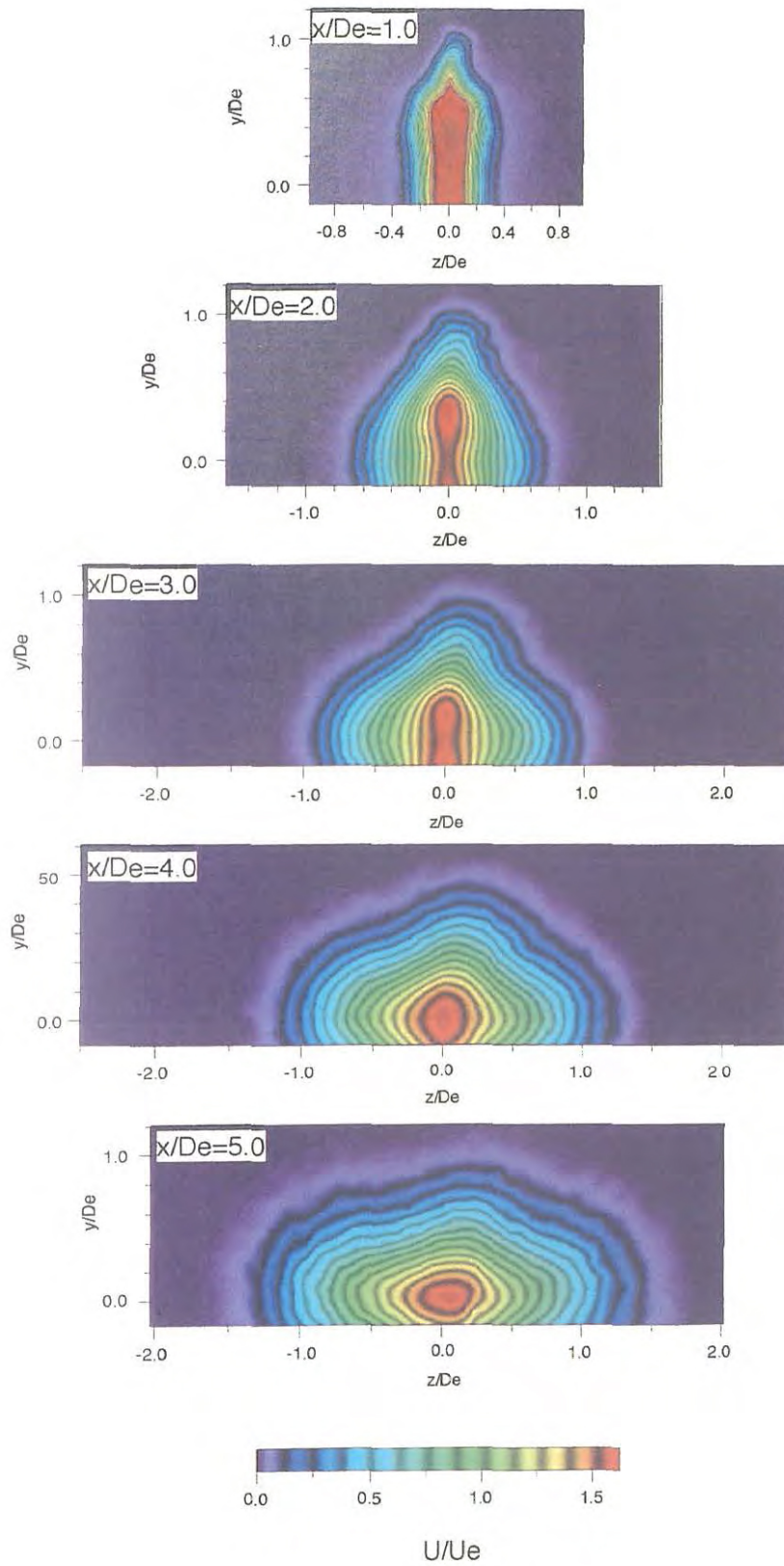


図 4-5 励起なし長方形噴流の  $yz$  面における平均速度分布

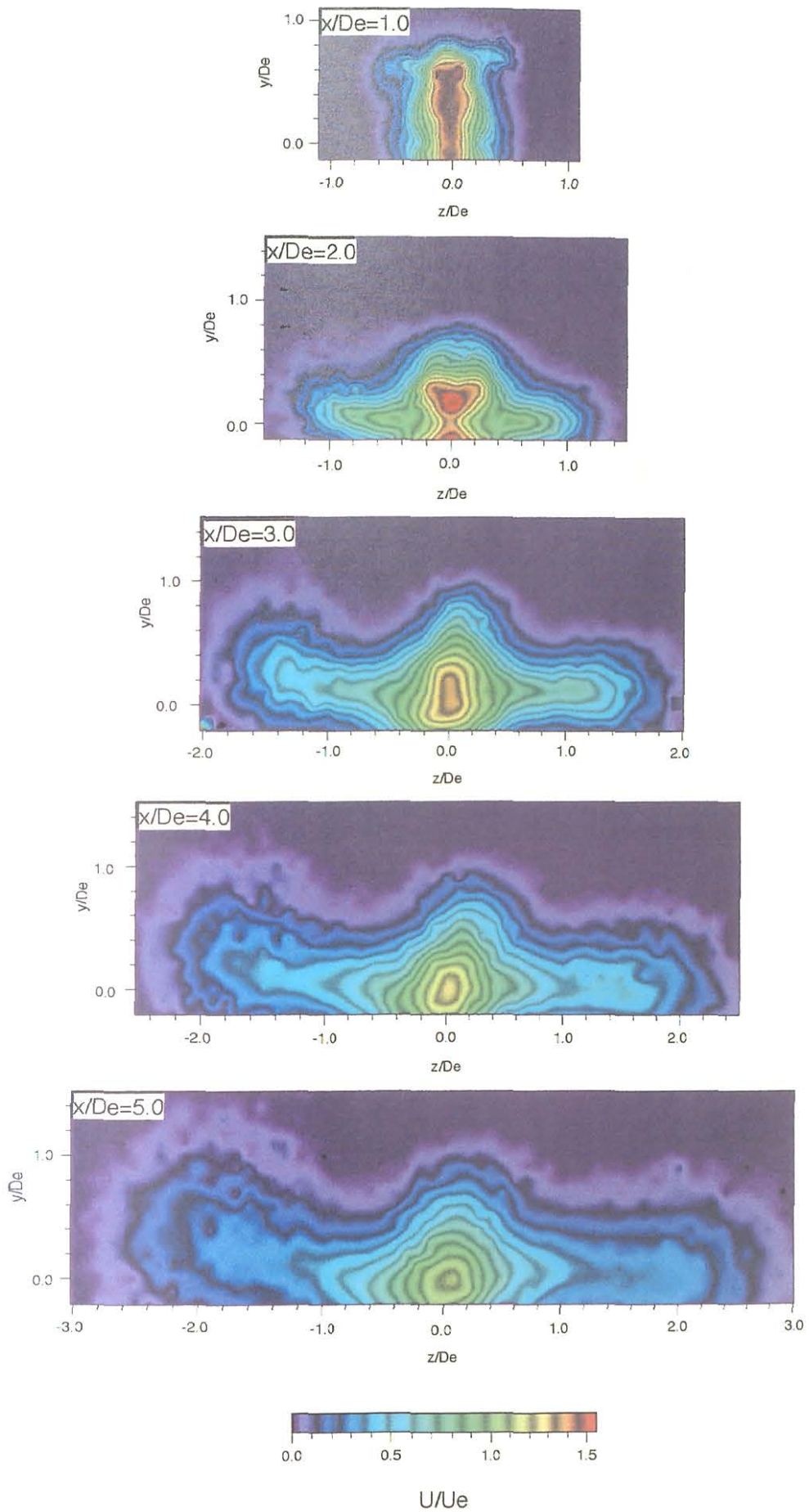


図 4-6 励起された長方形噴流の  $yz$  面における平均速度分布

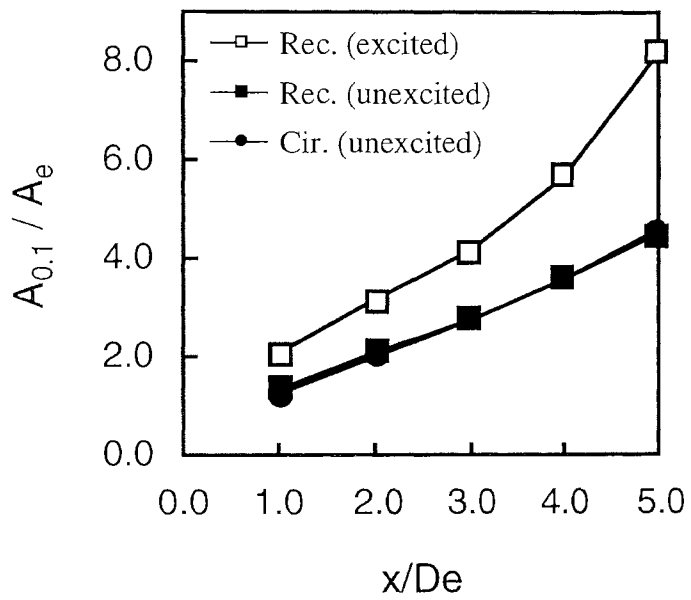


図 4-7 噴流断面積の変化

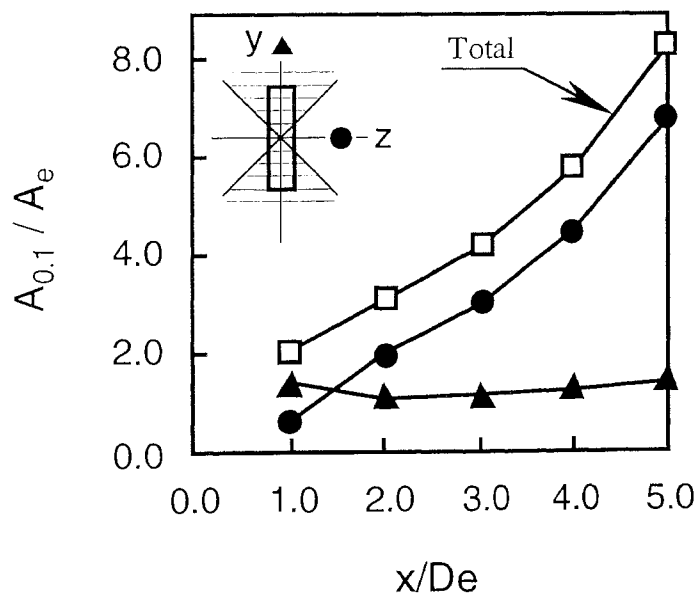


図 4-8 励起された長方形噴流の噴流断面積の変化

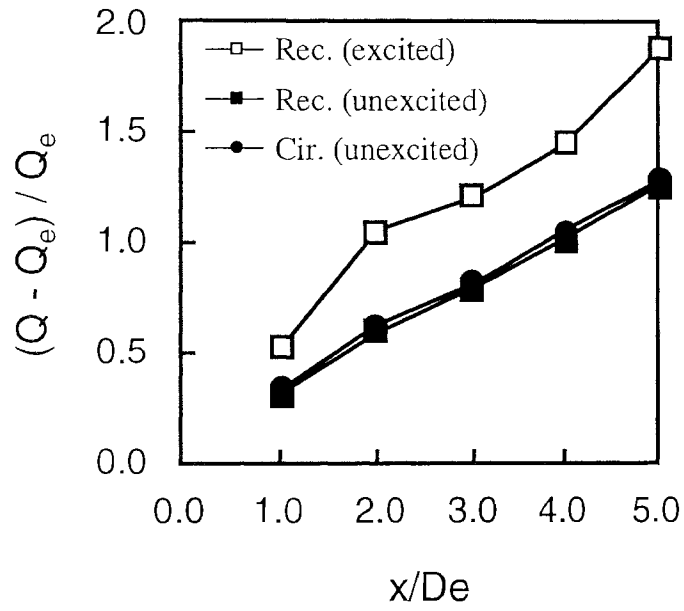


図 4-9 エントレインメント率の変化

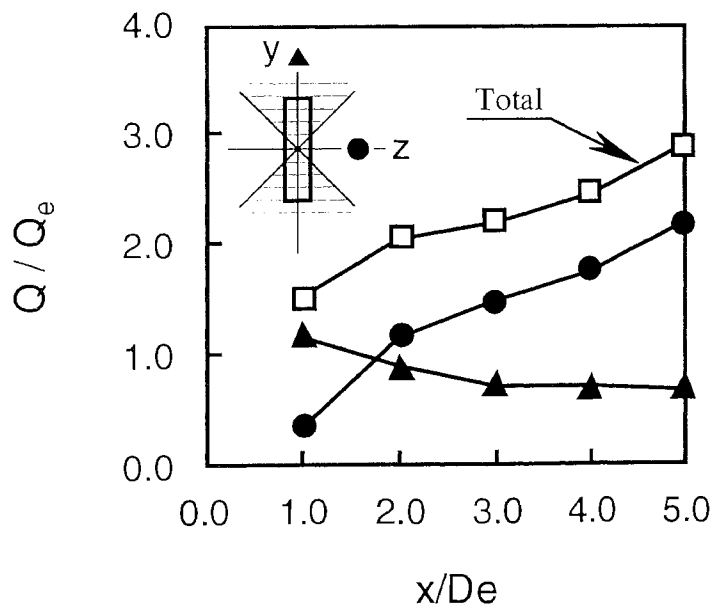


図 4-10 励起された長方形噴流の噴流流量の変化

### 4.2.3 乱れ強さ分布

噴流中の渦は速度変動を生じさせるので、速度変動特性との関連性を以下に検討する。励起されない長方形噴流の長軸方向および短軸方向の乱れ強さ分布を図 4-11(a),(b) に示す。乱れ強さ分布の 2 つの極大位置の間隔は、下流に行くにしたがって、長軸方向分布では減少し、短軸方向分布では増加している。これは、平均速度分布の変化に対応している。励起された長方形噴流の長軸および短軸方向の乱れ強さ分布を図 4-12(a),(b) に示す。乱れ強さの増大する位置は、3.3.1 節で得られた流れ方向長軸断面および短軸断面の渦の通過位置とはほぼ一致しており、速度の変動成分は渦の通過により増大する。長軸方向の分布では、励起することにより乱れが著しく大きくなっている。 $x/D_e = 1.0$  の噴流中心の乱れの増大は、先行渦の中に入り込んだ追跡渦 (図 3-1(2) の (18)) による誘起速度の影響である。 $x/D_e = 2.0, 3.0$  の分布では、噴流中心方向に傾く先行渦の影響により 2 つの大きな極大位置の間隔が減少する。 $x/D_e = 2.0$  では、噴流中心付近に 2 つの小さな極大値がみられるが、これは渦の存在を示唆しており、3.3.8 節で触れた噴流中心近傍の  $x/D_e \simeq 2.0$  における渦のつなぎ替えと関連している。この点については 4.2.4 節で詳述する。

短軸方向の分布は、図 4-12(b) に示されるように下流に行くにしたがって著しく拡大する。また、短軸方向への渦の変形が大きいために、その分布形状の変化も著しい。 $x/D_e = 1.0$  の分布では、追跡渦の影響により噴流中心に、また、先行渦の通過により噴流中心の両側に極大値が現れる。 $x/D_e = 2.0$  では、先行渦から分裂した小渦輪 (図 3-15(d) および図 4-3(b) 参照) の影響により、 $0.5 \leq z/D_e \leq 0.9$  に乱れ増大域が現れる。また、噴流中心近傍の極大値は 4.2.4 節で述べる渦のつなぎ替え挙動によるものである。 $x/D_e = 3.0$  の分布は、分裂した渦輪が噴流外側へ移動するために、著しく拡大する。

### 4.2.4 長・短軸断面の乱れ強さ分布

図 4-13 に、励起された長方形噴流の長・短軸断面における変動速度乱れ強さ分布を示す。白い領域が乱れの強い領域で、その領域に記号 R が記入してある。図 4-13(a) の長軸断面では、先行渦と追跡渦のヘアピン部が R1、追跡渦の一部である渦対が噴流中心近傍に R2 の強い乱れ領域を形成している。図 4-12(a) の  $x/D_e = 2.0, y/D_e \simeq \pm 0.2$  における 2 つの

極大値は、乱れ領域 R3 に対応している。乱れ領域 R3 は上側の乱れ領域 R1 と  $x/D_e \simeq 2.5$  で合流している。また、乱れ領域 R4 が噴流中心近傍の  $2.0 \leq x/D_e \leq 2.4$  に現れている。

図 4-13(b) の短軸断面では、追跡渦の渦対部によって乱れ領域 R5 を形成している。乱れ領域 R6 は先行渦の短軸方向への伸長と小渦の分離によって引き起こされており、乱れ領域 R7 が  $x/D_e \geq 1.5$  で強まり下流で拡がっていく。噴流軸上の乱れ領域 R8 と R4 は対応している。

図 4-13 中の R3, R4, R7, R8 の乱れ領域、矢印で示す R2 と R4 の間と R5 と R8 の間の乱れ減少領域は、複合渦構造の分裂挙動と密接に関連している。説明のために、図 3-18(c) を図 4-14 に示す。bridge(図 4-14 中の渦部 A) が生成されることにより乱れ領域 R3 が現れる。bridge と thread(図 4-14 中の渦部 B) の誘起速度(図 4-14 中の青矢印と赤矢印)は、噴流軸上で打ち消し合う向きであるため、図 4-13 中の矢印の領域で乱れは一旦抑制される。thread の外側の誘起速度は乱れ領域 R7 をつくり、thread が拡がると噴流軸上には bridge の誘起速度が主に働き R4 および R8 をつくる。

以上のように、長方形噴流中の乱れ強さは渦挙動と密接に関連していることが本研究により初めて明らかにされた。

#### 4.2.5 位相平均変動速度分布

渦構造の挙動をさらに検討するために、流れ方向の位相平均変動速度分布を求めた。図 4-15 に長・短軸断面の位相平均速度分布を、3.3.1 節の結果である位相平均変動圧力分布の等圧線とともに示す。ここに示す位相平均変動速度  $\langle u \rangle$  は、位相平均速度から平均速度を引いたものであり、擬似的な渦の誘起速度として検討することができる [37]。つまり、渦構造のごく近傍領域では、渦の回転により誘起される速度の流れ方向成分を示している。

左端から現れる先行渦(L)とそれに続く追跡渦(T)の挙動による誘起速度に着目すると、図 4-15(a) の (1) では、先行渦のヘアピン部の誘起する速度は、正方向の成分が強く現れている。図 4-15(a) の (2), (3) では、先行渦が誘起速度により前傾して噴流内部に入ると負方向の誘起速度が顕著になる。図 4-15(a) の (4) では、追跡渦の一部である渦対が噴流中心近傍で高速領域を形成している。図 4-15(a) の (2),  $x/D_e \simeq 2.0$  では噴流軸上で負の領域を

形成している。図 4-15(a) の (1) から (2) にかけて噴流中心近傍で渦のつなぎ替えが起こり、図 3-18 の (d) に示される y 軸方向上下に分裂した渦輪状の渦構造が形成されたことが推測される。つまり、 $x/D_e \geq 2.0$  で y 軸方向に並んだ負・正・負の分布は、渦輪の内部では正の方向に、外側では負の方向に速度が誘起されているものと考えられる。この分布は、この配置のまま下流方向に移動している。

図 4-15(b) の (4) で追跡渦が現れ噴流中心側で正、外側で負の速度場を形成している。この正の速度領域は、図 4-15(b) の (6) でその領域を小さくし、図 4-15(b) の (3) でほとんどなくなり、噴流中心近傍は負の方向成分で占められる。この現象は、 $x/D_e \simeq 2.0$  で渦のつなぎ替えによって渦輪が y 軸方向上下に分裂し (図 3-18 の (d))、短軸断面を渦輪が貫かなくなり、渦輪がその外側で負の方向に速度を誘起するために、短軸断面上では負の方向成分だけが現れたものと考えられる。



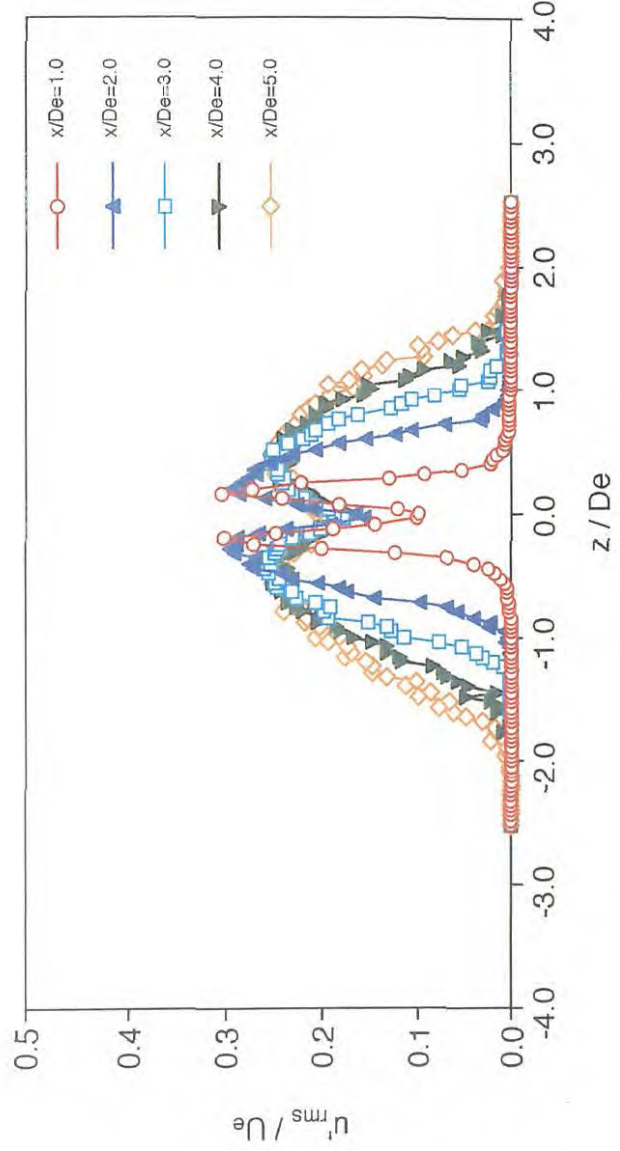
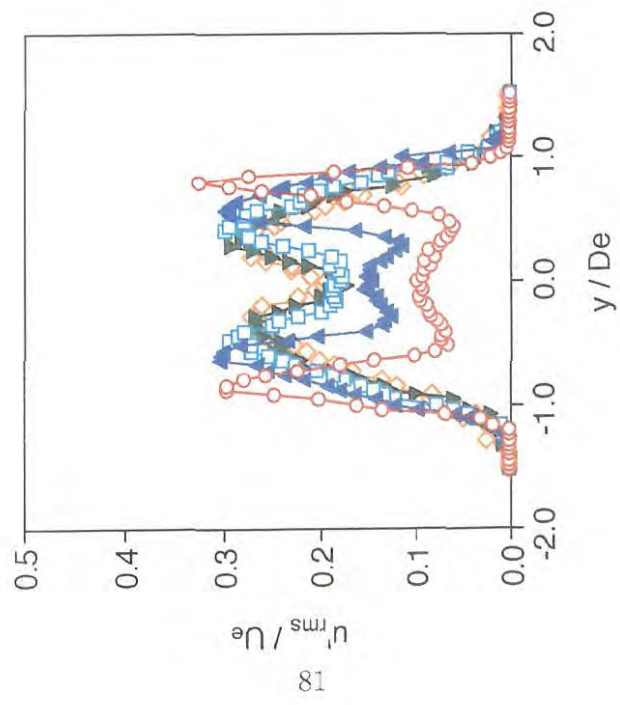
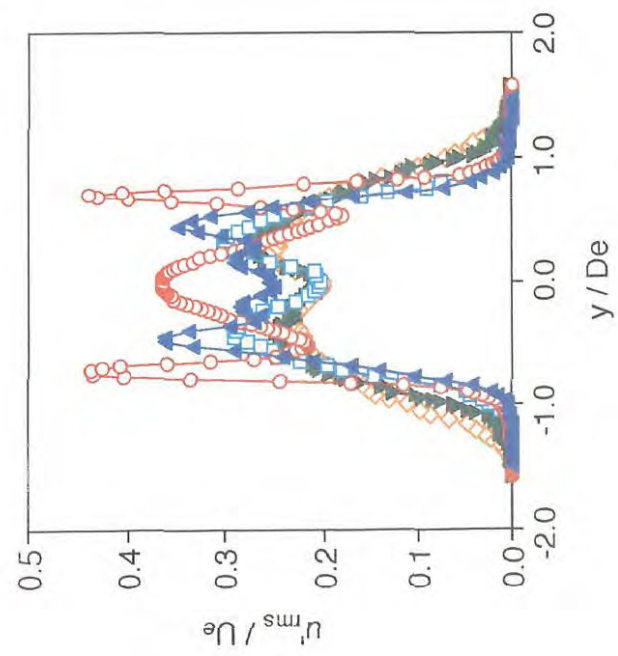
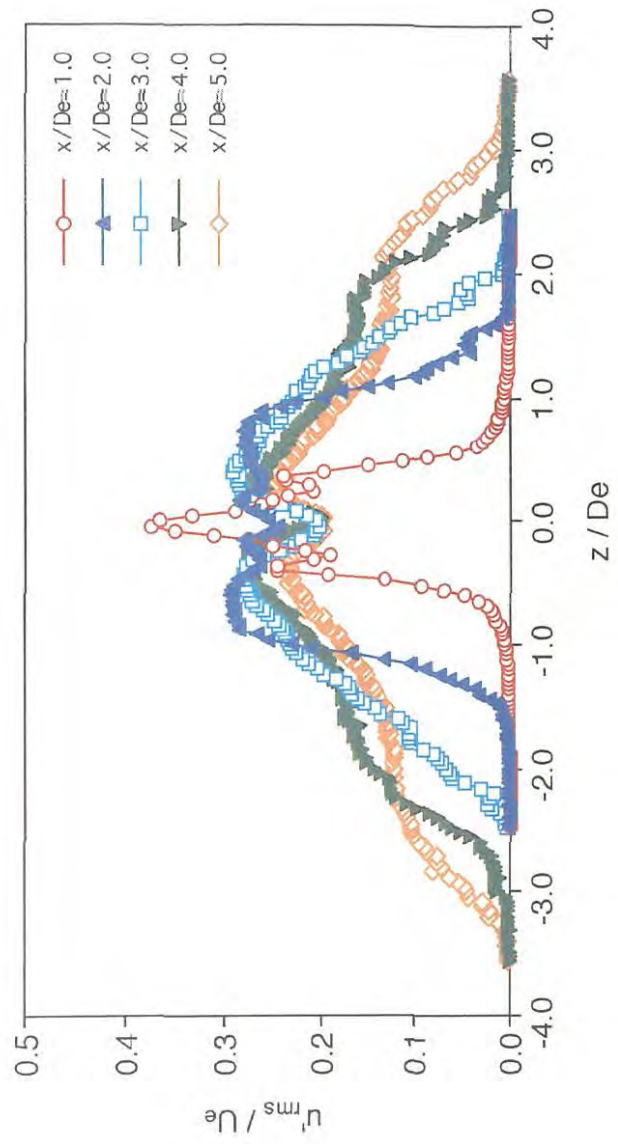


図 4.11 励起なし長方形噴流の乱れ強さ分布



(a) 長軸方向分布



(b) 短軸方向分布

図 4-12 励起された長方形噴流の乱れ強さ分布

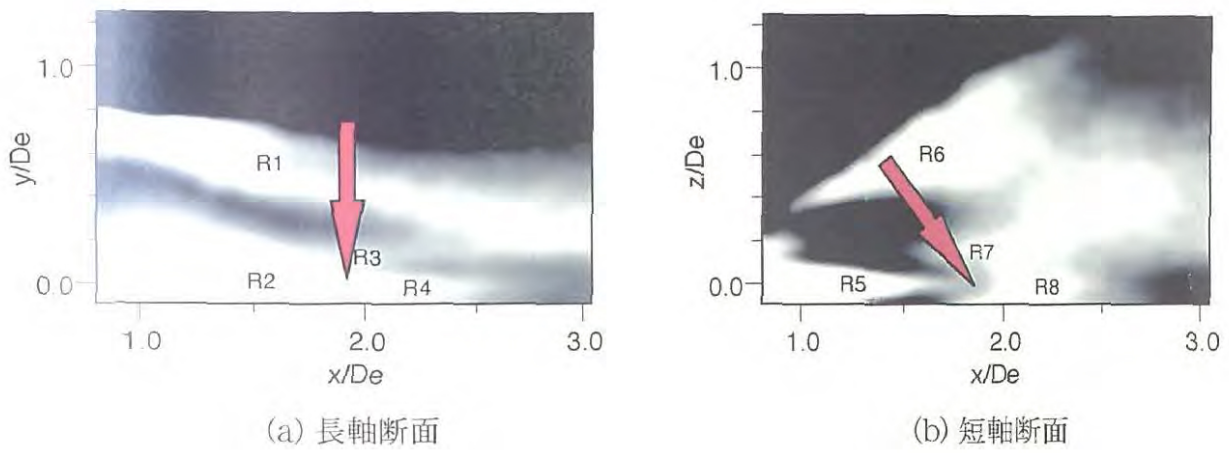


図 4-13 励起された長方形噴流の長・短軸断面における乱れ強さ分布

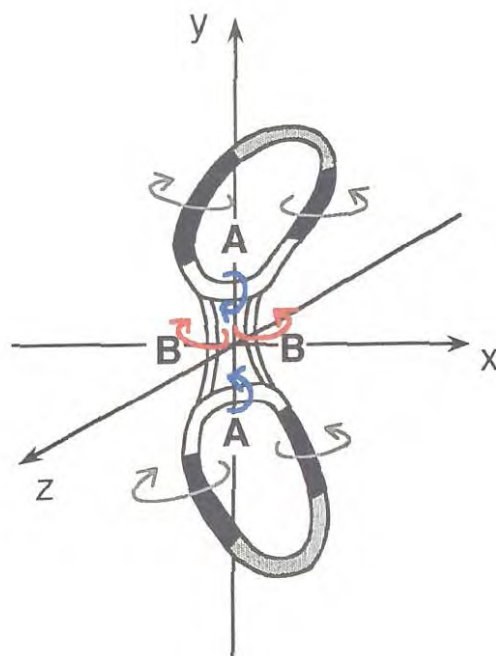
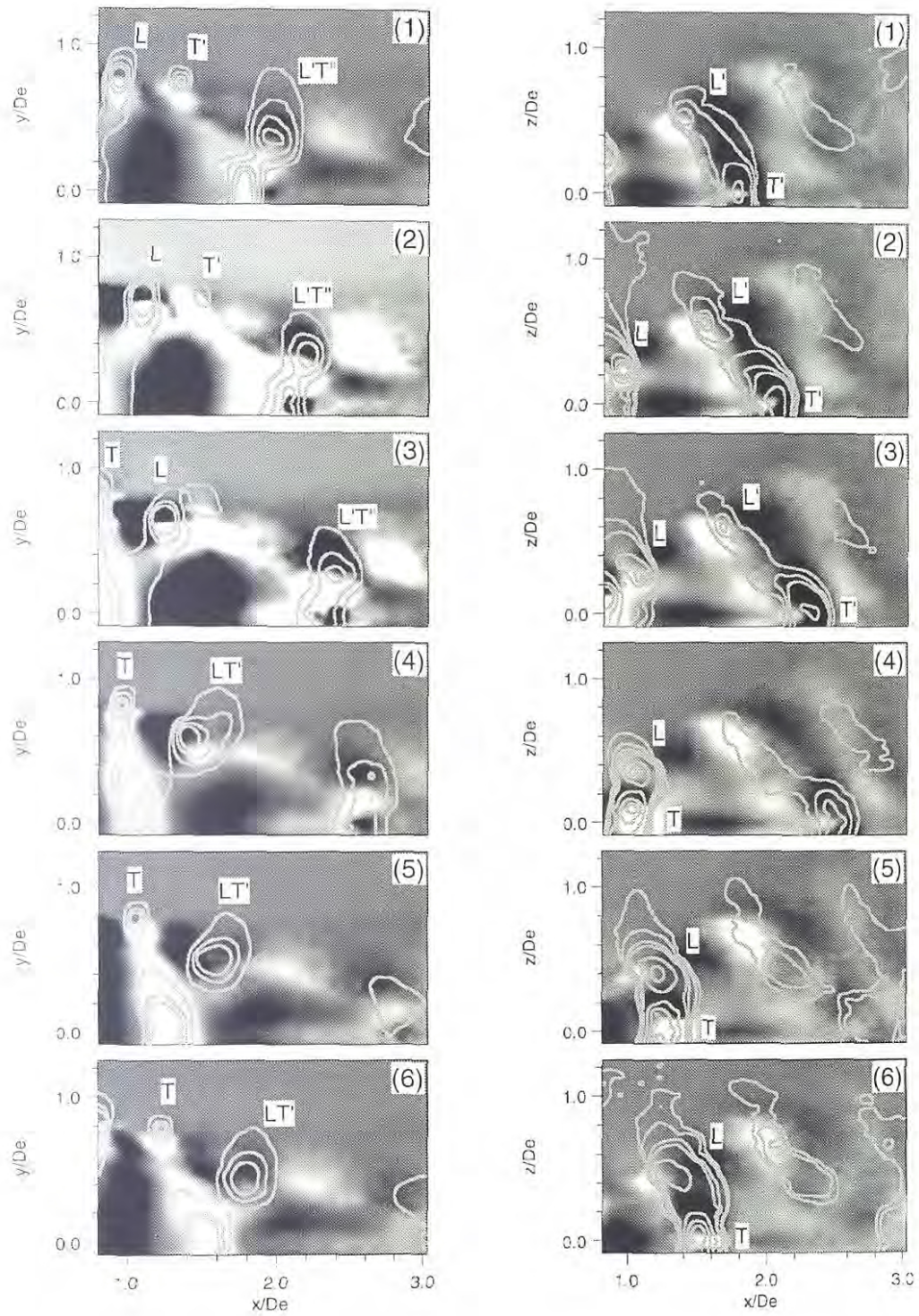
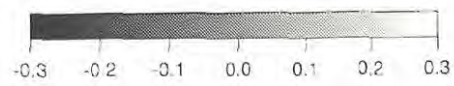


図 4-14 噴流中心近傍  $x/D_e \approx 2.0$  での渦のつなぎ替え



(a) 長軸断面

(b) 短軸断面



$$\langle u \rangle / U_e$$

図 4-15 励起された長方形噴流の位相平均変動速度分布

### 4.3 まとめ

流れ方向速度の測定により得られた、平均速度分布および乱れ強さ分布から、拡散促進機構と渦構造の関連性を検討した。また、速度の乱れ強さ分布と位相平均変動速度分布から、三次元渦構造とその挙動を検討し以下の結果を得た。

- (1) 長方形噴流の速度分布の変化は渦の三次元的な変形・干渉・分裂挙動によるものである。すなわち、長軸方向の噴流幅の減少は、先行渦の下流方向への変形による低速流体の巻き込み効果、短軸方向の噴流幅の拡大は、先行渦の伸長部と、伸長部から分裂した渦輪による高速流体の吹き出し効果の影響である。
- (2) 干渉モードで励起された長方形噴流では、三次元渦挙動が活性化され、短軸方向に伸長・分裂する先行渦の誘起速度による、高速流体の吹き出し効果により、噴流拡散が著しく増大する。
- (3) 噴流中の速度の乱れ強さ分布および位相平均変動速度分布と渦構造との関連性を検討し、渦構造の分裂による複雑な速度場特性明らかにした。

## 第5章 結言

励起された長方形噴流中の三次元渦構造および拡散促進機構を検討するために、変動圧力と流れ方向速度の測定を行い以下の結果を得た。

- (1) 変動圧力測定により、渦構造の変形・干渉・分裂・合体の挙動を明らかにした。すなわち、先行渦は短軸方向へ著しく伸長し小渦の分裂に至る。先行渦と追跡渦が部分的に接触し、渦のつなぎ替えを経て複合的な渦構造を形成する。また、噴流中心近傍では、複合的な渦構造の渦対部が接触し、渦のつなぎ替え過程の後長軸方向 (y 軸方向) に分裂する。
- (2) 長方形噴流の長軸方向平均速度分布に現れる鞍形の分布や、短軸方向分布における噴流両側に現れる高速領域と三次元渦構造の挙動の関連性を明らかにした。すなわち、鞍形の分布は、先行渦が自己誘起速度によって下流方向に変形する際、ヘアピン部が誘起する速度によって形成される。また、噴流両側に現れる高速領域は、短軸方向に伸長する渦および分裂した小渦の誘起速度によって形成される。
- (3) 噴流拡散と関連の強い、噴流幅・噴流断面積・エントレインメントの定量的検討により、長方形噴流の拡散は短軸側の領域で著しく促進されることを明らかにした。また、この拡散促進は、短軸方向へ伸長する渦および分裂した小渦の誘起速度により、噴流内部の高速流体を外側に吹き出す効果によることを明らかにした。
- (4) 速度の乱れ強さ分布と位相平均速度分布の詳細な検討により、噴流中心近傍で起こる複合的な渦構造のつなぎ替え挙動との関連性を示し、変動圧力測定で抽出した bridge と thread の形成を裏付け、分裂再結合過程を示すモデルを提案した。

## 第II部

# 噴流中の流力音発生機構に関する考察

## 第6章 緒言

### 6.1 研究の背景および従来の研究

流れから発生する騒音は近年環境問題として重視され、静粛化は工学上の重要な課題となっている。乱流から発生する音の典型が噴流騒音であり、噴出口から直径の数倍程度離れた気流中から音が発生している。Lighthill[121]は1950年代前半に、流れから音が発生することを流れの支配方程式から音響学的類推によって導き、今日の空力音響学を創始した。Lighthillの方程式によって、乱流中の非定常現象が原因となって音となる圧力変動が生じること、また、噴流騒音が速度の8乗に比例することが示された。Lighthillの方程式は、流れから音が発生することを示すのに成功したが、その式からは流れのどのような現象から音が発生するのか、物理現象を理解するのは難しかった。

Powell[122]は、流力音が渦の運動によって発生すると唱え、Howe[123]によってそれが裏付けられた。Lighthillの式を発展させて導かれたPowell-Howeの方程式(付録B.2参照)は、音源項が $\text{div}(\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{u})$  ( $\boldsymbol{\omega}$ : 渦度ベクトル,  $\boldsymbol{u}$ : 速度ベクトル)であり、音の発生には渦度の存在が不可欠であることを示しており渦音理論と呼ばれている。

乱流中の固体表面から発生する音、たとえば渦放出を伴う円柱から発生する音については、Curl[124]によって定式化された。固体表面は動かないが、流れの変動によって変動する力を受け、その反作用として周囲流体に変動する力を及ぼすというものである。Curlの式を解く場合には、固体表面の圧力変動を把握する必要があるが、比較的単純な二次元的流れ場では、実験と数値計算の双方で良好な結果が得られており[125]~[127]、Curlの式の实用面での有効性が多く示されている。しかしながら、Powellは、静止した固体表面は仕事をしないので、固体表面上の圧力分布は見かけの音源であり、真の音源は固体から離れた渦の動きにあると主張した。円柱から剥離する渦の運動と、円柱表面の圧力および発生する音との関連性を検討した研究では、せん断層が伸長して渦が巻き上がる領域が音を発生するという結果が報告されている[128]。

Powell-Howeの渦音理論は、渦の操作によって流力音を抑える可能性を与え、渦構造の



三次元挙動を積極的に利用し流力音を減少させる研究が行われた [129, 130]. また, 音発生機構を解明するために, 渦輪の衝突や干渉等の基本的な挙動に焦点を絞った研究も行われている [131]~[133].

1970年代に乱流中の渦構造が見いだされ, 渦構造に関する多くの研究がされる中で, 乱流中のこのような組織的運動が乱流からの音発生に重要な役割を果たしているという考え方が生まれ有力になっている. 渦音理論によって, 音の発生の要因には渦糸の強さの変化, 渦糸の加速度運動, 渦糸の変形等が挙げられていたが, 噴流中では渦構造のペアリングおよび合体現象が大きな加速度運動をすることから音発生機構の有力な候補となったり数多くの研究が行われた [134]~[141]. 一方, 渦合体説と対峙して, 渦崩壊説が Hussain によって提案されている [102]. それによると, 噴流からの音の発生は噴流出口の流れの状態に強く関係し, 層流の場合にはペアリング・合体による音発生が支配的であるが [142], 実用的な流れではほとんどが乱流であり, ポテンシャルコアの末端からの音発生が大きいこと [103]を指摘し, 渦の分裂・崩壊による音発生機構を唱えた. さらに, 渦の崩壊に至る分裂挙動とは渦のつなぎ替え過程であるとし, 数値計算による検討を行っている [80]. また, 励起によって渦の成長を操作し, 分裂等による乱れを抑えることが流力音の低減につながることを報告している [143].

これまで挙げてきた Lighthill, Curl, Powell-Howe らの理論の他に, Ribner の提唱した膨張理論 [144, 145] がある. Ribner の式は, 圧力変動を流れによるもの  $p^{(0)}$  と音の圧力変動  $p^{(1)}$  に分けて扱い, 音源項は流れ中の圧力変動の時間に関する二階微分  $-\partial^2 p^{(0)}/\partial t^2$  であるとした.

流力音の研究をひどく難しくしている要因として, 音と音源および音源項の関係が挙げられる. ここで音源項とは上述の理論式における, 波動方程式の外力に相当する項である. 音源項は空間的に分布しており, 圧力変動の波が伝播する過程で強め合ったり打ち消し合ったりした結果, 最終的に観測位置に到達した圧力変動が音となる. したがって, 強い圧力変動も逆位相の波によって打ち消し合い, 音とならない場合もあり得る. また, 音源とは観測された音の波形の特徴とよく似た圧力変動を生じている音源項の位置といえよう. つまり, 音となりうる圧力変動はそこかしこに存在するが, 流れの中だけを見てはどこが音源かはわかり得ず, また, 音の波形を見ているだけではどこから来た音なのかはわか

らない。加えて、音の圧力変動が流れ中の圧力変動に比べ非常に小さいことが、観測や数値計算を難しくしている。

これまでの数多くの研究から、乱流中の渦構造の挙動が流力音源として強い候補であるので、渦構造の特性を解明する努力を続けつつ、流力音を理論・実験・シミュレーションの様々な角度から検証し理解することが求められている。

## 6.2 本研究の目的

Powell-Howe の渦音理論により、流力音は渦の運動から発生することは明白であり、今日精力的に研究が行われている渦構造が音発生に重要な役割を果たしていると考えられている。したがって、流れ中の渦構造について理解を深め、音を発生する機構を探り出さなくてはならない。しかしながら、Powell-Howe の式の音源項およびその空間分布を実験的に得ることは、渦度測定によって三次元渦構造を抽出することと等価であり、現状では非常に難しい。

本研究では、乱流中の変動圧力の測定が可能な圧力プローブによって、長方形噴流中の三次元渦構造を抽出した経緯から、流力音のモデルとして Ribner の膨張理論に注目した。Ribner の式は次のように表される。

$$\frac{\partial^2 p^{(1)}}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p^{(1)} = -\frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2} \quad (6.1)$$

ここで、 $c_0$  は音速、 $p^{(0)}$ 、 $p^{(1)}$  は流れ中の圧力変動および音の圧力変動を示している。右辺に示される音源項は、流れ中の圧力変動の時間に関する二階微分となっている。 $p^{(0)}$  は I 部 3 章で測定した圧力変動と同じであり、変動圧力測定によって三次元渦構造と音源項の関係を同時に検討することが可能になる。

したがって本研究は、圧力プローブによって、I 部で検討した  $AR = 4$  の長方形噴流と円形噴流の変動圧力測定を行い、渦構造を抽出すると共に Ribner の式の音源項を求め、渦構造と音源項の関係を検討することを目的とした。また、放射される音を実験結果をもとに計算し、流力音と音源の関係を検討することも目的とした。

### 6.3 本研究の位置づけ

流力音の発生に関する理論は、良く知られているものだけでも幾つかあるが、それらの理論式の音源項を実験的に測定することは非常に難しい。また、スーパーコンピュータを用いるシミュレーションにおいても、流れと流力音を検討するための演算能力はまだ不足しており、流力音発生機構を解明するには至っていない。

実験的に音源項を抽出することは、これまでほとんど出来なかった新しい試みであり、音源項と渦構造を同時に直接検討できることが非常に意義深い。また、圧力の変動である音を圧力測定で検討することは自然な着想であり、圧力プローブの利用は、今後の流力音の検討手法として期待される。

## 第7章 Ribnerの流力音モデル

本章では、まず Ribner の式 [144] の導出を行いこのモデルに使われている仮定を理解する。次に、流力音である Ribner の式の解を示し、圧力変動の性質を分類する。また、本研究の特徴である変動圧力測定による渦構造と Ribner の式の音源項の同時抽出と、Powell-Howe の渦音理論との結び付けを示す。

### 7.1 Ribner の式

Ribner の式は Lighthill の式を発展させたものである。Lighthill の式 (導出は付録 B.1 参照) は、次式で表される。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial y_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (7.1)$$

ここで、 $T_{ij}$  は Lighthill の応力テンソルであり、 $T_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij}(p - c_0^2 \rho) - e_{ij}$ 。

流れは一様であり、平均密度の空間的変化がないものとすれば、式 (7.1) は変動密度  $\rho'$  により次のように書ける。

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (7.2)$$

等エントロピーのときの関係  $p' = c_0^2 \rho' (dp = c_0^2 d\rho)$  を用いると次のようになる。

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (7.3)$$

$c_0 \rightarrow \infty (M \rightarrow 0, M: \text{マッハ数})$  のとき左辺第 1 項が消える。

$$-\nabla^2 p' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (7.4)$$

$c_0 \rightarrow \infty$  により密度変化がなくなる ( $\Delta \rho \rightarrow 0$ ) ことは次式の等エントロピーのときの関係からわかる。

$$\frac{dp}{d\rho} = \frac{\Delta p}{\Delta \rho} = c_0^2 \quad (7.5)$$

すなわち、流体が限りなく非圧縮性流れに近づくことから、式 (7.4) 中の  $p'$  は非圧縮性流体の流れによる圧力変動といえる。ここで、

$$p' = p^{(0)} + p^{(1)} \quad (7.6)$$

とおき、 $p^{(0)}$  は非圧縮流れ中の圧力変動、 $p^{(1)}$  は放射される音の圧力変動と定義して、 $c_0 \rightarrow \infty$  のとき  $p' \rightarrow p^{(0)}$  と考え、式 (7.4) の  $p'$  を  $p^{(0)}$  とした。

$$-\nabla^2 p^{(0)} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (7.7)$$

式 (7.7) を式 (7.3) に代入し、

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = -\nabla^2 p^{(0)} \quad (7.8)$$

さらに式 (7.7) を代入すると、

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t^2} (p^{(0)} + p^{(1)}) = -\nabla^2 p^{(0)} \quad (7.9)$$

整理すると、

$$\frac{\partial^2 p^{(1)}}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p^{(1)} = -\frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2} \quad (7.10)$$

ここに、 $p^{(0)}$  は  $c_0 \rightarrow \infty (M \rightarrow 0)$  を仮定した音の式を満たすから (式 (7.4), (7.7)), 非圧縮流体中における  $T_{ij}$  の変動が誘起する圧力変動とみなせる。したがって、Ribner の式 (式 (7.10)) は、流れ中の圧力変動の時間に関する二階微分値を音源として、波動となって伝播することを示している。

## 7.2 Ribner の式の解

Ribner の式 (7.10) の解は次式で表される。

$$p^{(1)}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \left[ -\frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2} \right]_{\tau} d\mathbf{y} \quad (7.11)$$

ここで、 $\mathbf{x}$  は音の観測位置、 $\mathbf{y}$  は音源の位置、 $[ ]_{\tau}$  は観測点に到着する音が音源を出発したときの時刻 (遅延時間)  $\tau = t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0$  での音源項の値を表す。この式は、流れ中の

音源となり得る音源項  $-\partial^2 p^{(0)}/\partial t^2$  が空間を伝播し、 $x$  の位置で重なり音  $p^{(1)}$  を作ることを示している。

Ribner のモデルから発する音の次元解析を行う。式 (7.11) の積分内の  $|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  は観察する位置で決まるので無視して次元解析を行う。

ここで、 $p^{(0)} \sim \frac{1}{\rho U^2}$ ,  $\frac{\partial}{\partial t} \sim \frac{U}{L}$ ,  $dV \sim L^3$  を用いて、

$$p^{(1)} \sim \frac{1}{c_0^2} \rho U^2 \left( \frac{U}{L} \right)^2 L^3 = \frac{1}{c_0^2} \rho U^4 L \quad (7.12)$$

音の強さ  $I$  は、 $I = \frac{p^2}{\rho c_0}$  であるから、

$$I \sim \frac{c_0^{-4} \rho^2 U^8 L^2}{\rho c_0} \sim c^{-5} \rho U^8 L^2 \quad (7.13)$$

となり、流体音が速度の 8 乗に比例し、Lighthill の速度の 8 乗則と一致する。

### 7.3 擬似音，近距離場，遠距離場について

音は人間が耳で感じる圧力の変動である。したがって、静かに流れている変動流れ中に耳を入れれば音を感じるかもしれないが、流れから出ればもはや音は聞こえない。このような圧力変動を擬似音といい、Ribner の式中の  $p^{(0)}$  を指す。

Ribner の式の解 (式 (7.11)) の積分からわかるように、あらゆる位置  $\mathbf{y}$  から出発した音の波は、観測位置  $\mathbf{x}$  で重なり合って音  $p^{(1)}$  となることから、観測位置によっては打ち消し合って聞こえない音もある。十分に  $|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  が大きいときの  $p^{(1)}$  を遠距離場といい音と定義する。 $|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  が小さい場合には、減衰していない (相対的に遠距離場より大きい) 圧力変動も  $p^{(1)}$  に含まれることになる。 $|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  が小さいときには大きく、 $|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  が大きいときには減衰してしまう圧力変動を近距離場という。ここでは近距離場は音と定義しない。減衰のしかたは波長によって異なるので明確に遠距離場と近距離場を分ける基準はないが、スペクトルに特徴的なピークをもつ音波がある場合、 $|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  がそのピーク周波数の波長の 10 倍程度以上あれば遠距離場とみなせる。

式 (7.11) において、 $|\mathbf{x}| \gg |\mathbf{y}|$  を想定し Taylor 展開を行うと、数学的に遠距離場のみを取りだして検討することが可能となる (付録 B.4.1 参照)。

## 7.4 渦音理論との関連づけ

I部3章で示したように、変動圧力の空間分布に極小値を含む低圧領域が存在する場合、渦度の集中領域とみなすことができる。

本研究では、大規模な渦構造による流力音発生機構を検討することを目的としているので、Powell-Howe (渦音理論) の式の音源項  $\text{div}(\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{u})$  の空間分布は渦構造の存在による渦度集中領域に局在していると考えられる。また、流れ中の圧力変動は渦構造の挙動によって引き起こされるものと考えれば、Ribner の式の音源項は渦の通過による圧力変動によってつくられることになる。したがって、変動圧力測定によって渦構造を抽出すると同時に、渦構造の挙動によって生じる音源項を抽出できると期待される。

Powell-Howe の式は、渦度が存在していないところからは音を発生しないことは明らかであるが、Ribner の式は渦度がない領域でも近くに存在する渦度によって圧力変動が生じれば音源項は0にならない。したがって、式(7.11)の積分範囲は、Powell-Howe の式の解を求める積分範囲より大きくなる。当然、流れ中の音源項の分布は両理論で異なるものになるが、無限遠方における解は数学的に一致することが知られている [146]。

## 第8章 長方形噴流の流力音

### 8.1 まえがき

本章では、I部3章の励起された長方形噴流の変動圧力測定の結果をもとに Ribner の式の音源項を求め、I部で明らかにされた大規模渦構造との関連性および流力音発生機構を検討する。また、流力音である Ribner の式の解を実験結果から算出し、流力音の放射特性、流力音発生源を検討する。

### 8.2 実験条件

本章は、I部3章の励起された長方形噴流の変動圧力測定結果をデータベースとして検討した。したがって、実験条件はI部2.2節の実験条件と同じである。表8.1にその概要を示す。

表 8.1 実験条件 (長方形噴流)

噴出口形状	長方形 (オリフィス: AR=4)
等価直径	$D_e = 50 \text{ mm}$
噴出口中心速度	$U_e = 4.0 \text{ m/s}$
レイノルズ数	$Re = U_e D_e / \nu = 1.3 \times 10^4$
励起周波数	$f_e = f_n / 4 = 141 \text{ Hz}$
ストラハル数	$St_D = 1.76$
励起強さ	$w'_{rms} / U_e = 0.03$



## 8.3 音源項および流力音の算出方法

### 8.3.1 音源項の算出方法

Ribner の式 (式 (7.10)) の音源項  $-\frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2}$  の位相平均値を I 部 3 章で得られた変動圧力の時系列データから算出する方法を以下に記す。測定された変動圧力と変動圧力の二階微分値の算出には、Taylor 展開より導かれる 2 次精度の中心差分を用いた。測定の時間間隔を  $\Delta t$ 、変動圧力値を  $p(t - \Delta t), p(t), p(t + \Delta t)$  とすると、

$$p_{tt}^{(0)}(t) = \frac{\partial^2 p^{(0)}(t)}{\partial t^2} = \frac{p^{(0)}(t - \Delta t) - 2p^{(0)}(t) + p^{(0)}(t + \Delta t)}{(\Delta t)^2}. \quad (8.1)$$

また、測定された時系列データの最初と最後の時刻における二階微分値は、2 次精度の片側差分を用いてそれぞれ以下のように求めた。

$$\frac{\partial^2 p^{(0)}(t)}{\partial t^2} = \frac{2p^{(0)}(t) - 5p^{(0)}(t + \Delta t) + 4p^{(0)}(t + 2\Delta t) - p^{(0)}(t + 3\Delta t)}{(\Delta t)^2} \quad (8.2)$$

$$\frac{\partial^2 p^{(0)}(t)}{\partial t^2} = \frac{-p^{(0)}(t - 3\Delta t) + 4p^{(0)}(t - 2\Delta t) - 5p^{(0)}(t - \Delta t) + 2p^{(0)}(t)}{(\Delta t)^2} \quad (8.3)$$

これらの算出された音源項の時系列データから、音源項の位相平均  $\left\langle -\frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2} \right\rangle$  を 2.6 節と同様の方法で算出した。無次元化は、噴流出口中心の動圧および噴出口の等価直径  $D_e$  と噴出速度  $U_e$  から得られる代表時間を用いて行った。なお、4 次精度の差分式を用いて二階微分値を算出したものと、2 次精度の差分式を用いた場合の結果にはほとんど差異がみられなかったため、本検討では 2 次精度の差分式を用いることとした。

### 8.3.2 流力音の算出方法

実験で得られた位相平均圧力から流力音の放射を見積もる方法を以下に示す。音の速度が一定であると仮定するので、圧力変動が音源から観測位置に到達するのに要する時間  $\tau$  はその距離によって決まる。位相平均された流れ中の音源項の時間変化は周期的であるため、各音源から伝播し観測点で積分された音の圧力変動も周期的である。よって、Ribner の式の解 (流力音) の位相平均値を次の式により定義する。

$$\langle p^{(1)}(x, t) \rangle = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int \frac{1}{|x - y|} \left[ \left\langle -\frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2} \right\rangle \right]_{\tau} dy \quad (8.4)$$

ここで、 $\langle \quad \rangle$  は位相平均値を示す。式 (7.11) との違いは、音源項と音が位相平均値となっている点である。時刻  $\tau$  での音源項の値は、算出された 36 位相の情報を内挿し求めた。計算に使われる Ribner の式の音源項の空間分布は 8.4.2 節で後述する。

## 8.4 音源項の分布

### 8.4.1 長・短軸断面

長方形噴流の長軸断面 (xy 断面) および短軸断面 (xz 断面) の位相平均変動圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  分布と位相平均された音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  の分布をそれぞれ図 8-1 と図 8-2 に示す。 $\langle p^{(0)} \rangle$  は I 部 3 章で検討した  $\langle p \rangle$  と同じである。位相間隔  $\pi/3$  で上から下の図へ位相が増す。Ribner の式の音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  の分布 (図 8-1(b)) では、音源項の負の領域は  $\langle p^{(0)} \rangle$  の負の領域とよく一致し、音源項の正の領域は、低圧領域の移動方向の前後に現れる傾向がみられる。図 8-1(b) の (5), (6) にみられる噴流中心軸近傍の 2 つの正の音源項の値を比べると、下流側の方が大きい。正・負の音源項の大きさは、下流  $x/De \simeq 3.0$  では非常に小さい。

長方形噴流の短軸断面 (xz 面) の  $\langle p^{(0)} \rangle$  を図 8-2(a),  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  を図 8-2(b) に示す。噴流中心近傍の Ribner の式の音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  は、低圧領域の進行方向に正・負・正と分布する傾向がみられる。先行渦は短軸方向に著しく伸長し分裂に至るが、これらの渦挙動に関連した音源項は、噴流中心近傍のものに比べて著しく小さい。

渦の移動方向に正・負・正の分布が現れる機構は、単独の低圧領域が固定された測定点を通過するときの圧力の変化によって説明することができる。すなわち、図 8-3 に示されるような圧力の時間変化の場合、Ribner の式の音源項である圧力の時間に関する二階微分値は、渦の中心が通過する前後で正の値となる。渦の移動が一定速度であると仮定すれば、Taylor 仮説によって時間変化を移動方向の距離に変換できるので、図 8-1(b) および図 8-2(b) に現れたように渦の移動方向に正・負・正の分布が現れる。単独の渦または低圧部が移動するような仮定ができない場合には、その音源項の時間変化および空間分布が複雑になる。

図 8-4 に、噴流中心近傍領域での興味深い音源項の位相の変化を示す。位相間隔は  $\pi/18$  である。図 8-4(b) の (1) および (3) では、噴流中心での負の音源項の両側に正の領域がみられるが、図 8-4(b) の (2) では、その音源項の分布の様子が急変し  $x/De = 1.5$  に正の領

域のみが存在している (図中の赤丸の領域). この領域では, 追跡渦の渦対部が先行渦の中に入り込み, 噴流中心で接触する領域に対応している (図 3-18 参照). よって, 渦対の接触もしくはそれに続く渦のつなぎ替え過程が急激な圧力変動を引き起こし, 音源項を大きくしていると考えられる.

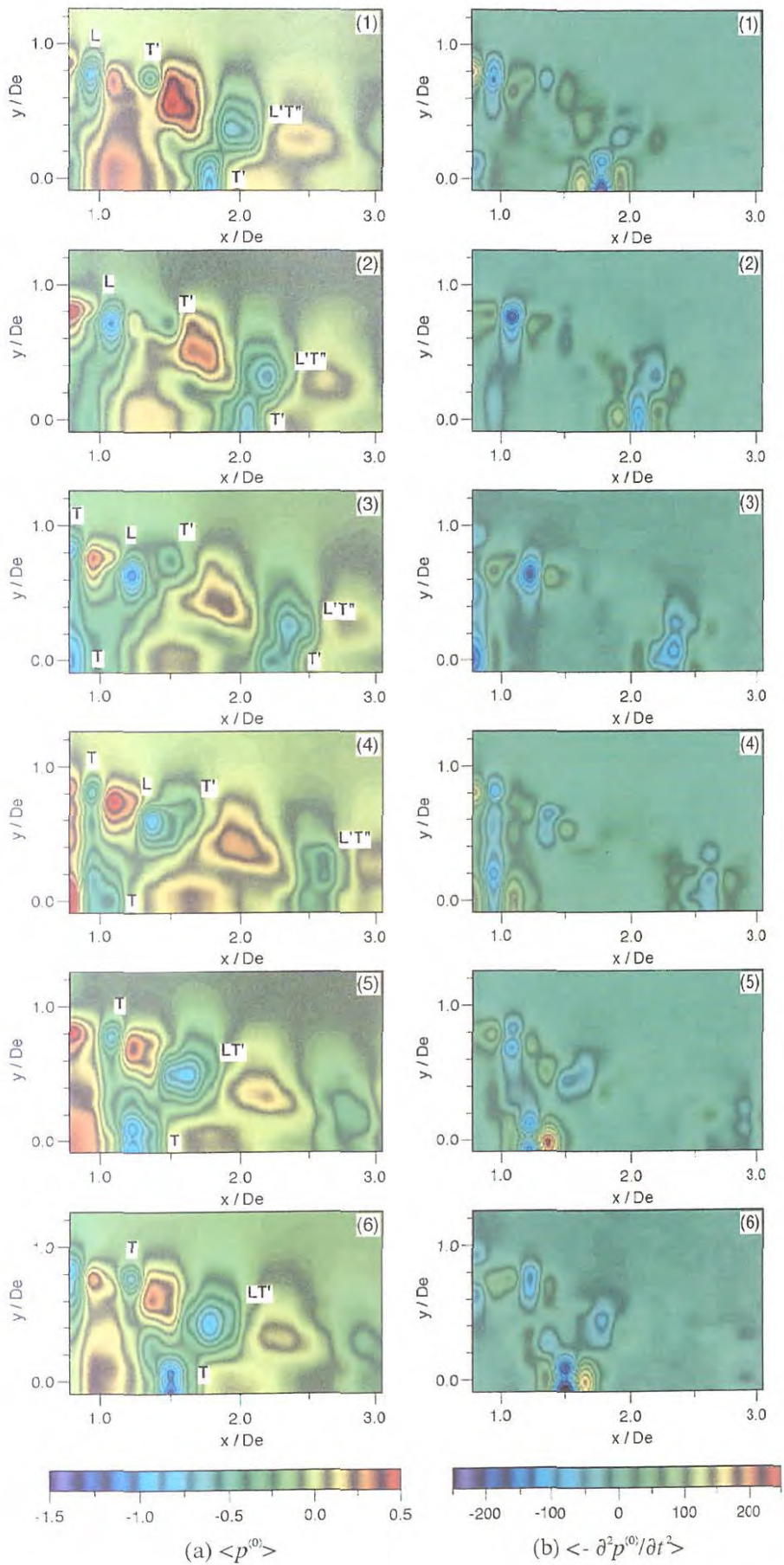


図 8-1 長軸断面の位相平均変動圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  と音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$

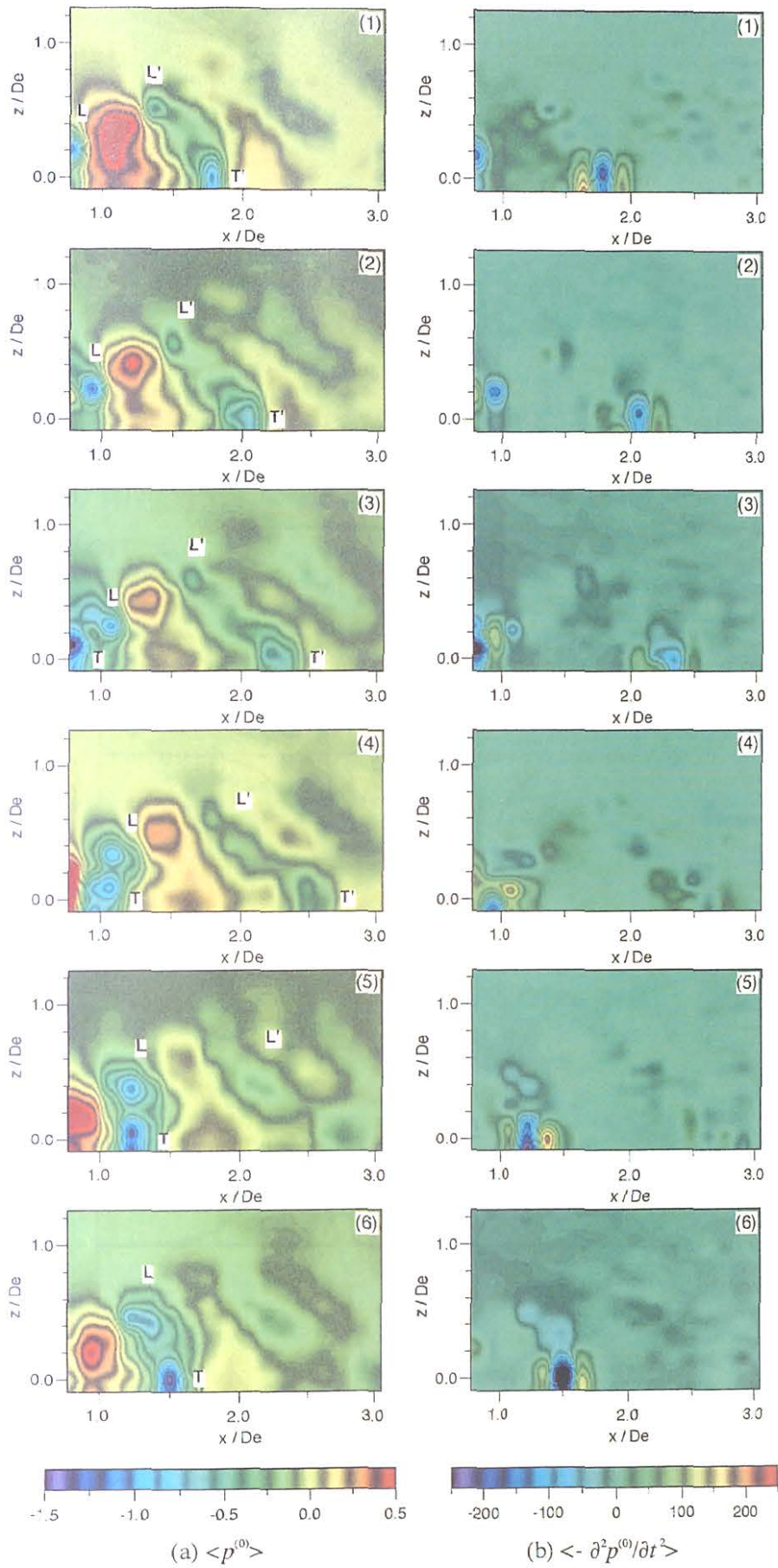


図 8-2 短軸断面の位相平均変動圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  と音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$

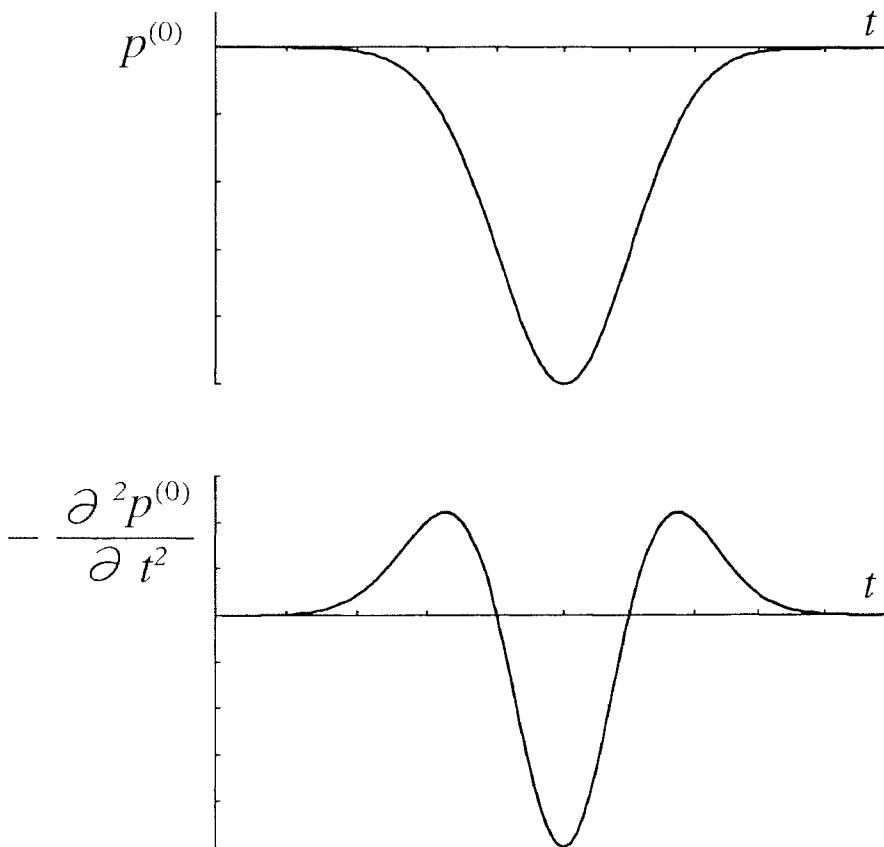
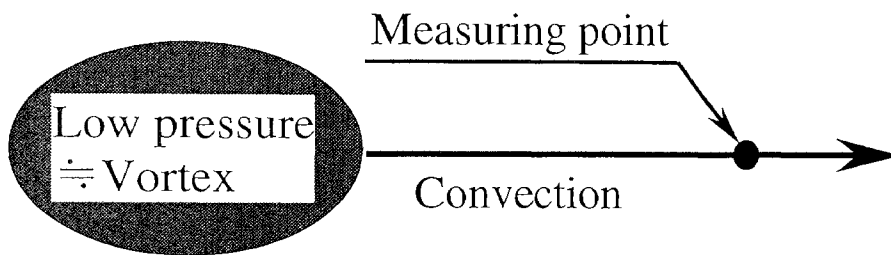


図 8-3 低圧領域の移動に伴う圧力と音源項の時間変化

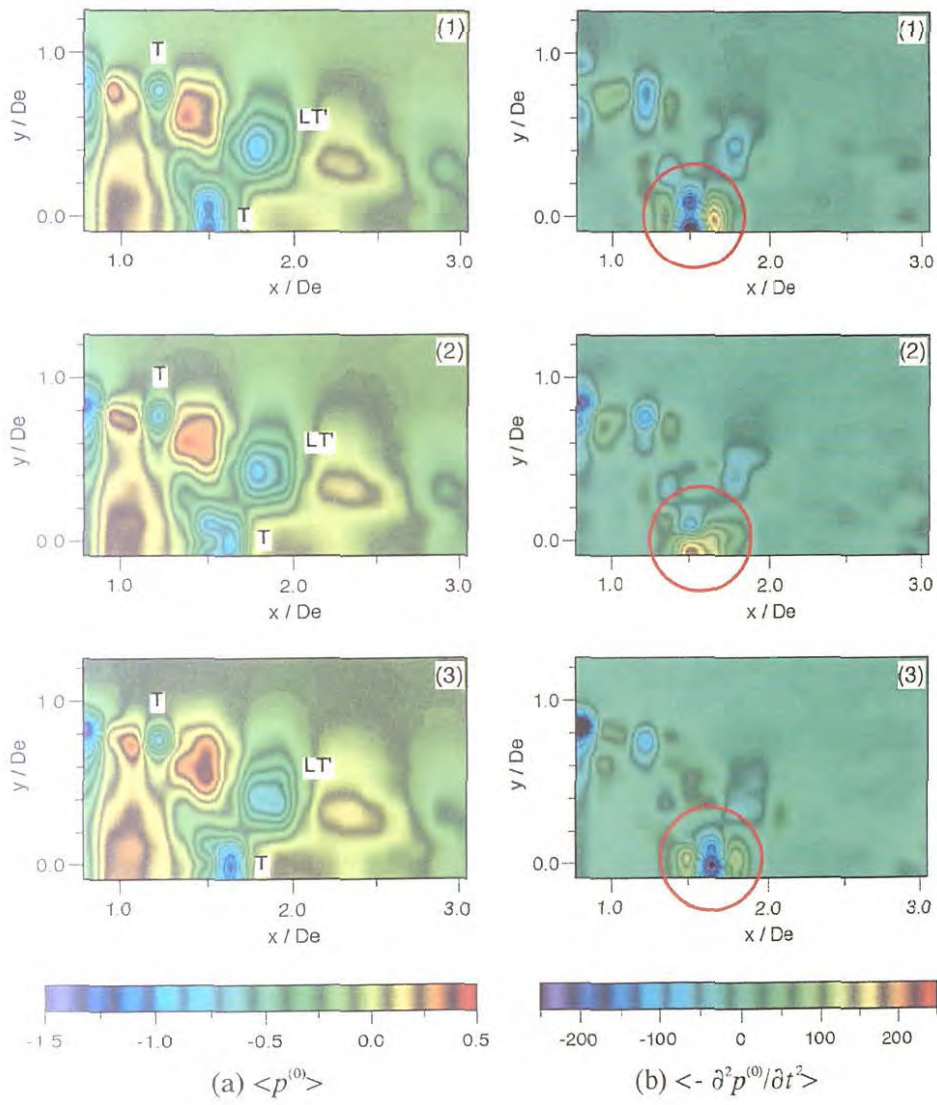


図 8-4 噴流中心近傍領域における音源項の変化 (長軸断面)

## 8.4.2 音源項の空間分布

長方形噴流が  $xy$  面および  $xz$  面に対して対称な流れ場であると仮定し、3.3.5 節で得られた  $1.0 \leq x/De \leq 2.0$ ,  $-0.16 \leq y/De \leq 1.2$ ,  $-0.16 \leq z/De \leq 1.2$  の測定範囲のうち、 $y$ ,  $z$  の正の領域の圧力の測定値を用いて Ribner の式の音源項の空間分布を算出した。空間を埋めるデータの数は約 10000 点である。変動圧力と音源項の空間分布の例を図 8-5(a), (b) に示す。図中に示されている等値面は、渦構造の形状とそれに関係した音源項の分布が現れるように選択された。8.4 節の結果でも示されたように、渦構造の存在する低圧領域に対応する位置で音源項の値が負になり、渦の変形による渦の移動方向の前後で正の値となることがわかる。

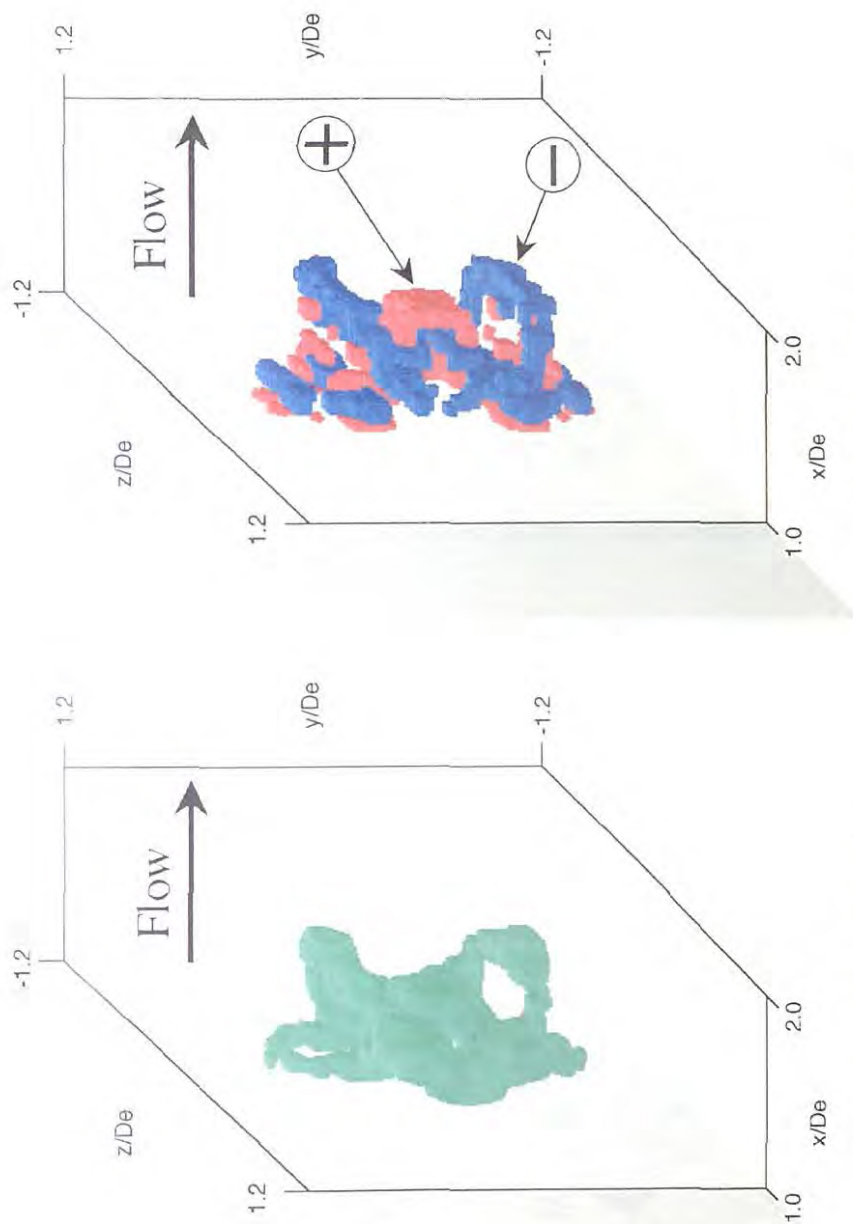
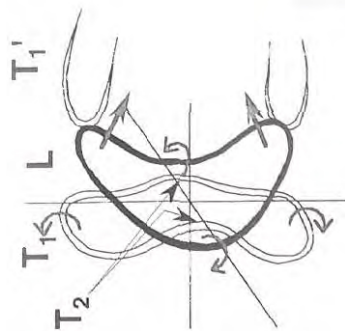
## 8.5 計算された流力音の検討

計算された流力音が減衰しながら伝播している様子を図 8-6 に示す。図は、 $xy$  面上で  $x$  軸からの角度  $45^\circ$  の方向へ伝播している音圧の空間分布を示している。圧力変動の振幅は原点からの距離  $|x|$  に反比例する様子がわかる。

図 8-7 に、 $y$  軸上の 3 箇所で見られる音の圧力変動を示す。 $|x|$  は座標原点から観測点までの距離である。 $|x|$  が増すにつれ振幅は小さくなり、音発生源からの距離によって波形に位相差が現れていることがわかる。

計算された流力音の放射特性を検討するために、音の圧力変動の実効値 (rms 値) を求め指向性の有無を検討した。流れに垂直な  $yz$  面上で、図 8-8 に示すように  $\varphi$  を  $y$  軸から  $z$  軸に向かう角度とし、流力音の圧力変動の実効値  $p_{rms}^{(1)}$  の  $\varphi$  方向変化を図 8-9 に示す。図 8-9(a), (b) は  $x/De = 1.5, 15.0$  の  $yz$  面において、噴流軸からの距離  $r/De$  が 200, 400, 800 における  $p_{rms}^{(1)}$  の  $\varphi$  方向の変化を示している。縦軸の圧力は各  $r$  での最大値  $p_{max}$  と最小値  $p_{min}$  で無次元化した。この無次元化により、単極音源の性質 (関連: 付録 B.3.1) を示す成分が省略される。図 8-9(a) から、 $\varphi = 0^\circ \sim 360^\circ$  で極大値の数は  $r/De = 200$  で 4,  $r/De = 400$  で 8,  $r/De = 800$  で 4 となることがわかる。一方、図 8-9(b) では  $\varphi = 40^\circ \sim 50^\circ$  に 1 つの極小値をもち、四重極音源の性質 (関連: 付録 B.3.3) を示すことがわかる。流れ場から発する音は、距離  $r$  が大きくなると遠距離場の解に漸近していくことが予想されるが、





(a) 位相平均変動圧力  
 $\langle p^{(0)} \rangle \leq -0.6$

(b) 位相平均された音源項  
 $\langle \oplus \rangle : \langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle \geq 70.0,$   
 $\langle \ominus \rangle : \langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle \leq -55.0$

図 8.5 変動圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  と音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  の空間分布

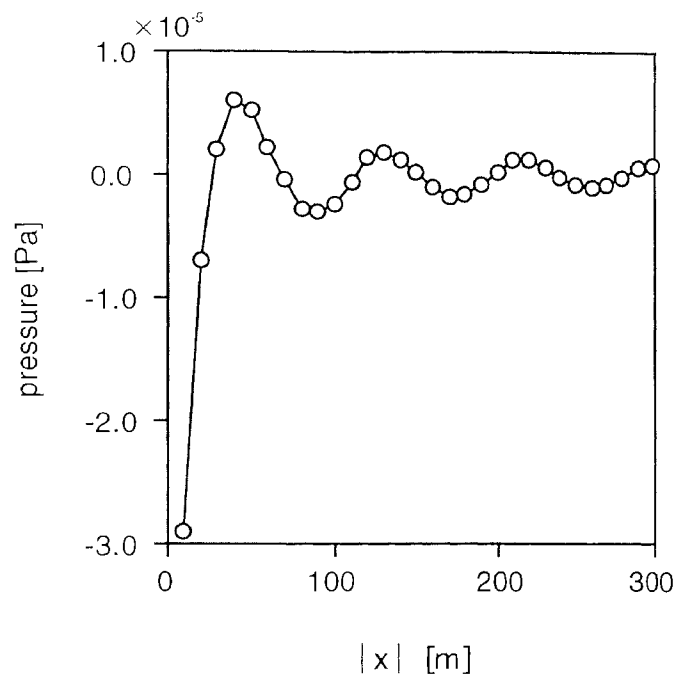


図 8-6 音の圧力変動の伝播

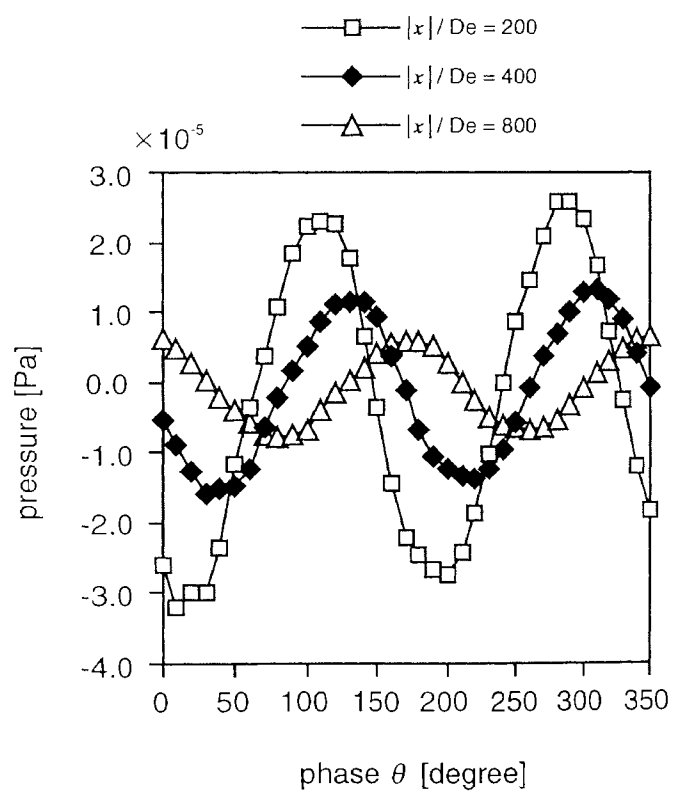


図 8-7 圧力変動の伝播と位相差

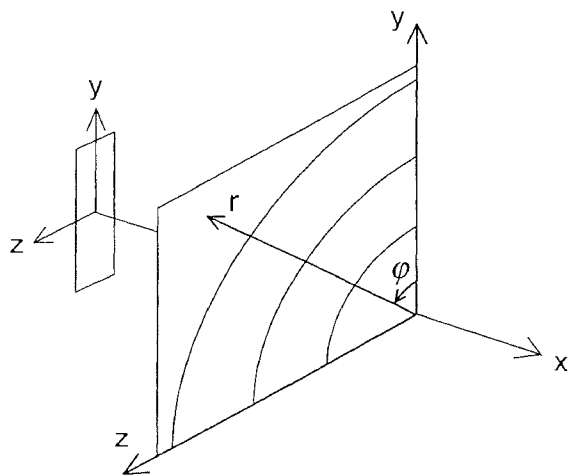


図 8-8 yz 断面上の計算領域

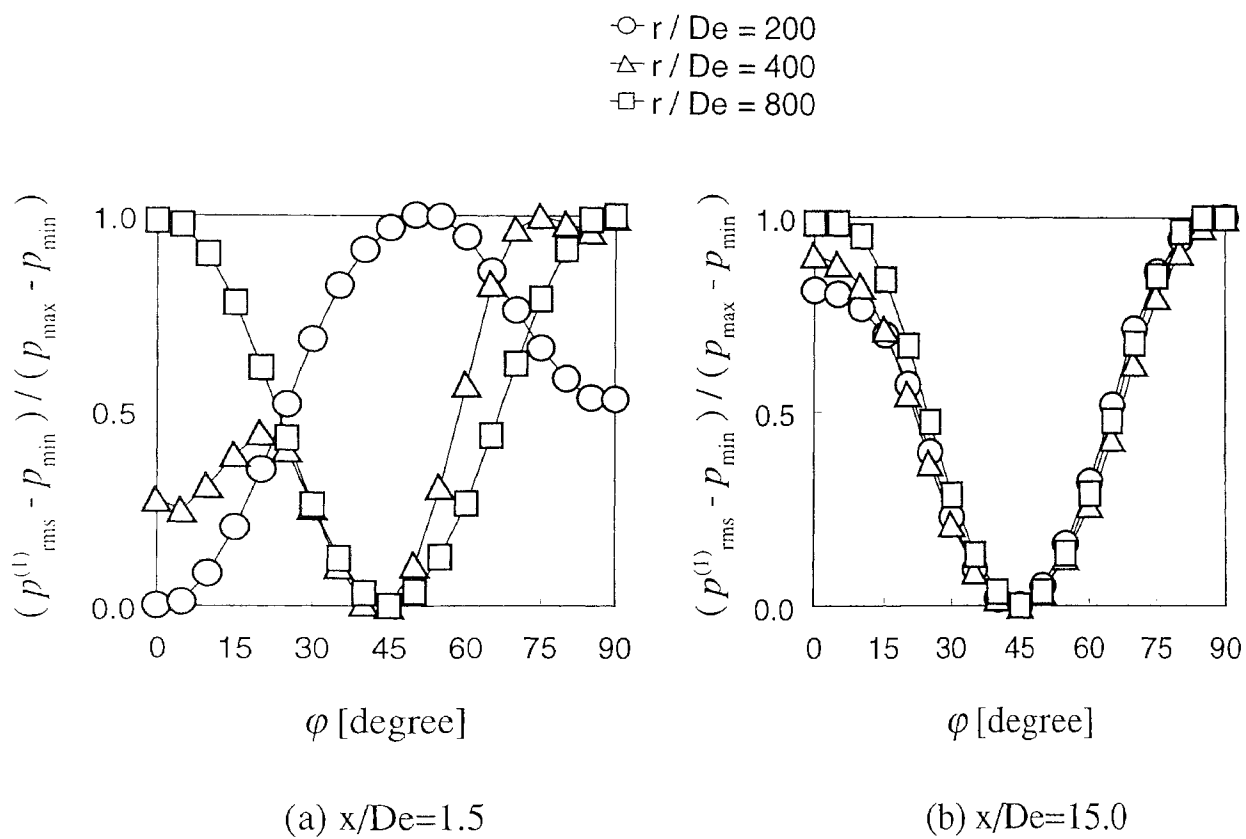


図 8-9 yz 面上での流力音の放射特性

$x/De = 1.5$  における  $yz$  面上の変化からはその傾向がみられない。この点については今後の検討課題である。

つぎに、噴流中心軸 ( $x$  軸) を含む  $xy, xz$  面上で、図 8-10 に示すように  $x$  軸からの角度  $\varphi$  に対する  $p_{rms}^{(1)}$  の変化を図 8-11(a), (b) に示す。ここでは  $r$  は  $|x|$  を意味する。  $0^\circ \leq \varphi \leq 45^\circ$  と  $\varphi \simeq 180^\circ$  に極大値、  $90^\circ \leq \varphi \leq 145^\circ$  に極小値をもつ傾向がみられる。この分布から、放射される音は二重極音源の性質 (関連：付録 B.3.2) を帯びていること、下流方向に強く放射されていることがわかる。

## 8.6 音源の検討

原点から 50 m 離れた位置 ( $|x|/De = 1000$ ) での音の圧力変動のパワースペクトル密度関数を図 8-12 に示す。方向の違いによる傾向の差はみられなかった。大規模な渦構造の干渉挙動に対応する周波数は  $70.5 \text{ Hz} (= f_e/2)$  であるが、図 8-12 では、大規模渦輪列の通過周波数である  $141 \text{ Hz}$  の成分が強いことがわかる。 $141 \text{ Hz}$  の音の波長は約  $2.4 \text{ m}$  となり、原点からの距離  $50 \text{ m}$  は波長の約  $20$  倍となることから、遠距離場の音が計算されたとみなすことができる。

$\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  の  $141 \text{ Hz}$  成分の強い領域の空間分布を図 8-13 に示す。 $141 \text{ Hz}$  成分の大きい赤色の領域は、先行渦と追跡渦の長軸方向へアピン部が通過する領域に対応している。8.4.1 節の検討では、渦のつなぎ替え挙動が Ribner の式の音源項を大きくすることを示唆したが、計算された音にはその影響は現れなかった。この渦のつなぎ替えは、もともと追跡渦であった渦対部が接触するので、 $70.5 \text{ Hz} (= f_e/2)$  の頻度で起きている。

最も  $141 \text{ Hz}$  成分の大きい位置  $(x/De, y/De, z/De) = (1.0, 0.8, 0.0)$  における音源項の時間変化を図 8-14 に示す。二つの渦が通過しており、図 8-3 で示した、低圧領域の移動に伴う音源項の時間変化と傾向が一致している。

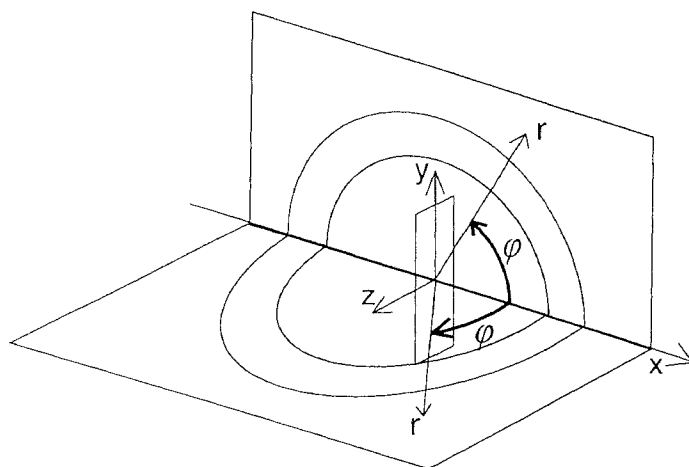


図 8-10 流れ方向断面 (xy および xz 断面) 上の計算領域

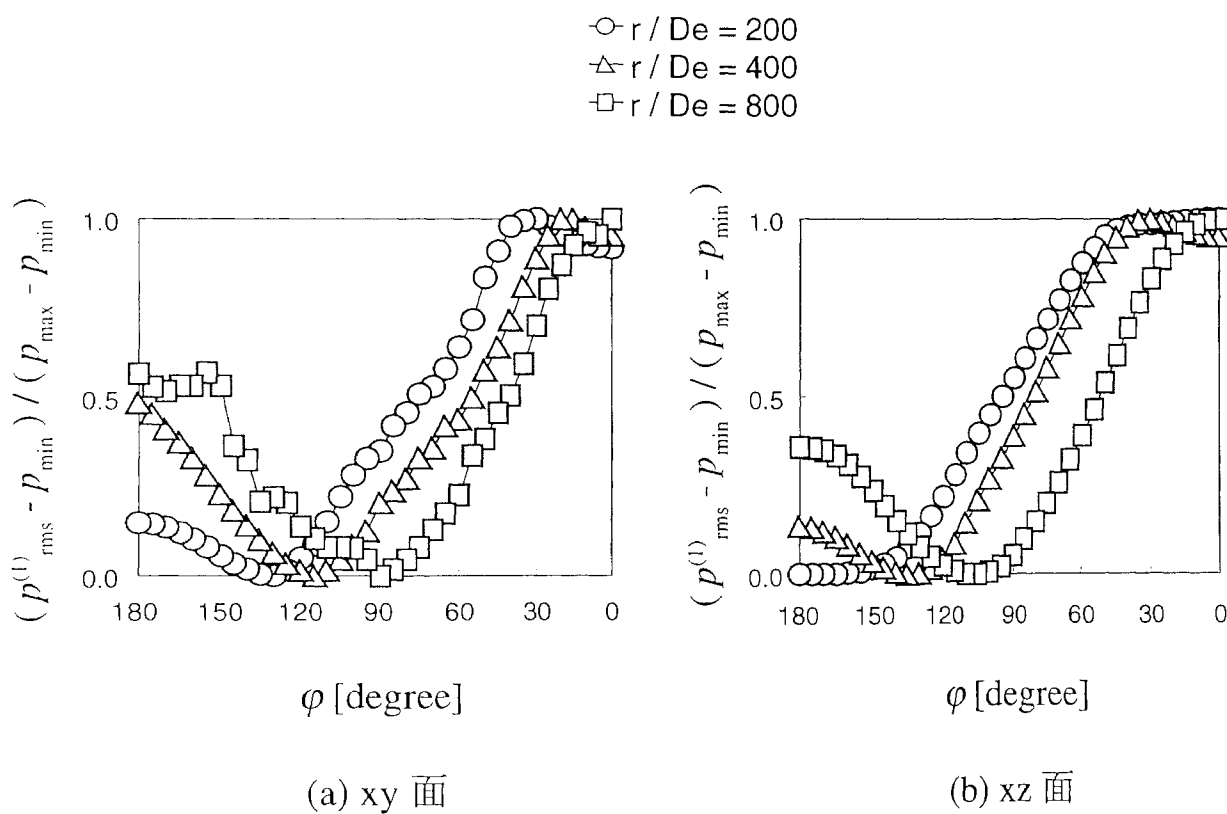


図 8-11 流れ方向断面上での流力音の放射特性

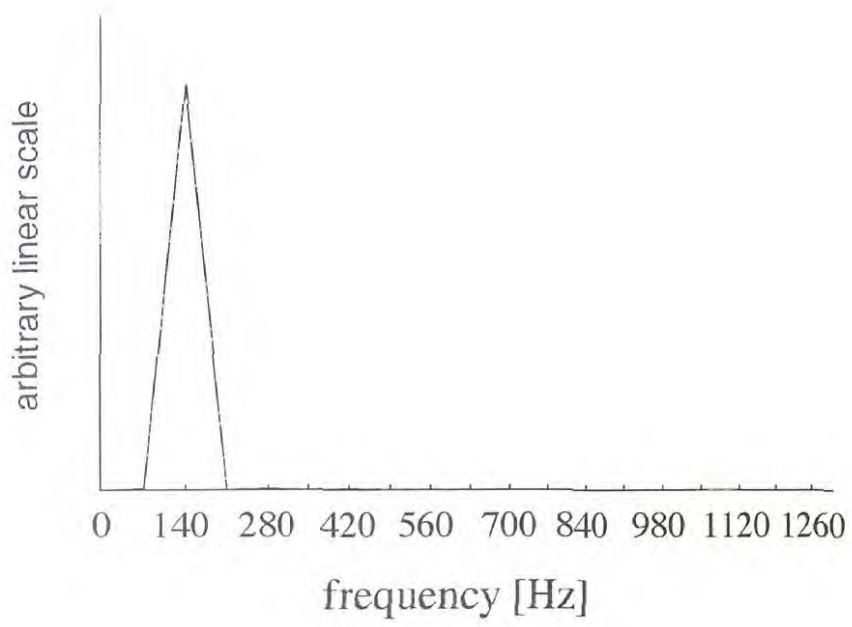


図 8-12 計算された音の圧力変動  $\langle p^{(1)} \rangle$  のスペクトル ( $|x| = 50 m$ )

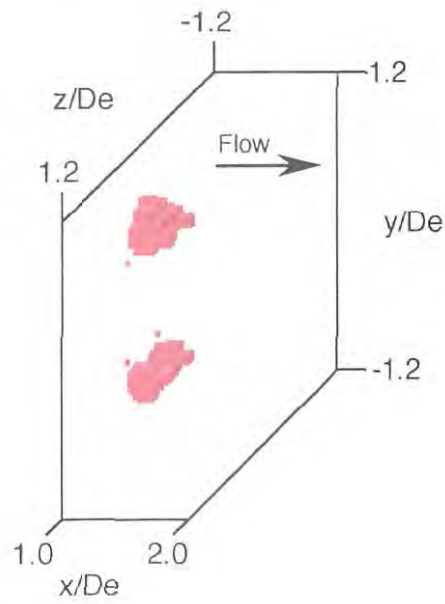


図 8-13 音源項の 141 Hz 成分の強い領域

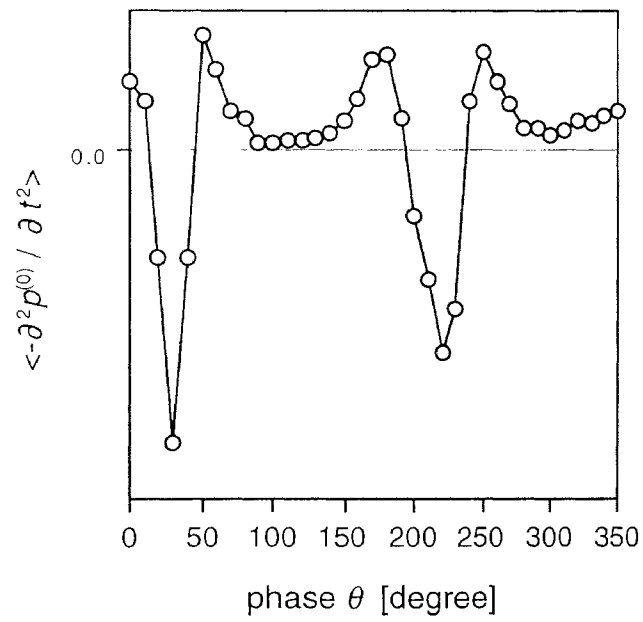


図 8-14 音源項の時間変化 ( $(x/D_e, y/D_e, z/D_e) = (1.0, 0.8, 0.0)$ )

## 8.7 まとめ

励起された長方形噴流中の変動圧力測定により、三次元渦構造と Ribner の式の音源項の空間分布を抽出し、これらの関連性を検討した。また、実験で得た音源項の空間分布をもとに流力音を計算し、発生する音の特性と流力音発生源の検討を行った。得られた結果を以下に記す。

- (1) 複雑な干渉などを伴わない単純な渦の移動・変形の場合には、Ribner の式の音源項は圧力場の低圧領域に対応する領域で負の値となり、また、渦の移動方向両側で正の値となり、正・負・正の分布が現れる。
- (2) 渦のつなぎ替え過程のような急激な渦挙動は、圧力場の急激な変動を生むので、強い音源となる可能性が高い。
- (3) 長方形噴流から発する流力音は、長・短軸方向および下流方向に強く放射される。楕円噴流の実験で報告されている短軸方向への強い放射 [147] はみられなかった。
- (4) 放射された音の周波数は、先行渦と追跡渦の大規模渦輪列の通過周波数と一致し、ペアリングや合体の周波数の音は検出されなかった。
- (5) 音源項の変動のうち、音の周波数と同じ周波数の変動が強い領域は、先行渦および追跡渦のヘアピン部の通過領域であることがわかった。



## 第9章 円形噴流の流力音

### 9.1 まえがき

本章では、励起された円形噴流の変動圧力測定により渦構造の抽出を行うと共に、Ribnerの式の音源項を算出し、渦構造と音源項の関連性を検討する。また、実験で得られた音源項の分布から流力音を算出し、流力音の放射特性、流力音発生源および流力音発生機構を検討する。

### 9.2 実験条件

図 2-1 に示した風洞の出口にアクリル製の円形ノズル板 (図 9-1) を取り付け円形噴流を発生させた。実験条件を表 9.1 に示す。円形噴流中の安定した渦の合体挙動を得るために、

表 9.1 実験条件 (円形噴流)

噴出口形状	円形 (ノズル)
直径	$D = 50 \text{ mm}$
噴出口中心速度	$U_e = 8.18 \text{ m/s}$
レイノルズ数	$Re = U_e D_e / \nu = 2.7 \times 10^4$
励起周波数	$f_e = 139 \text{ Hz}$
ストラハル数	$S_{tD} = 0.85$
励起強さ	$u'_{rms} / U_e = 0.05$

励起周波数をストラハル数  $S_{tD}$  が 0.85 になるように設定した。

流れ場の座標系は、図 9-2 に示すように噴出口中心を座標原点とし、噴流中心軸を  $x$  軸、それに垂直に  $y$  軸とした。また、図中の  $r - \varphi$  座標系は後述する流力音の観測位置を示すために使用する。

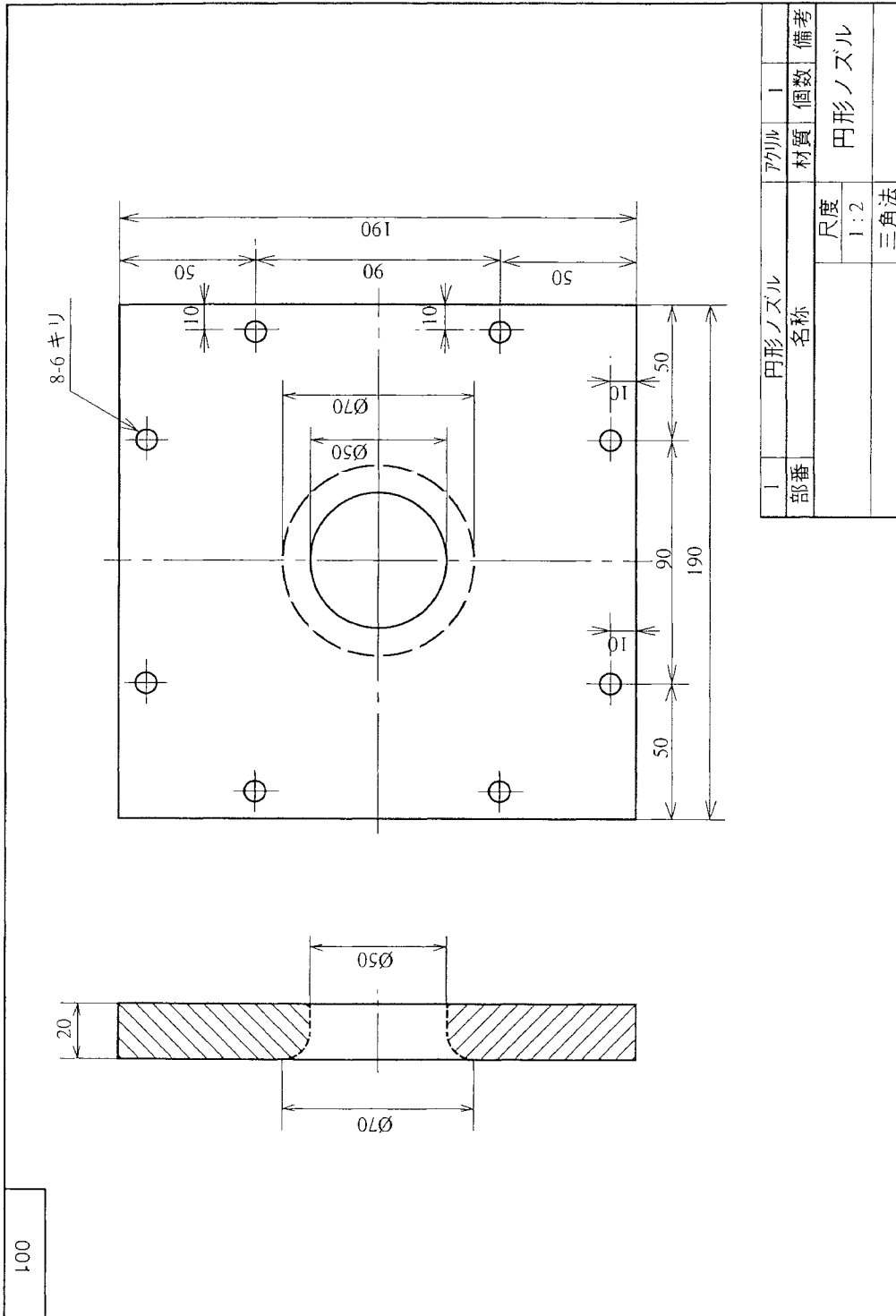


図 9-1 円形ノズル板

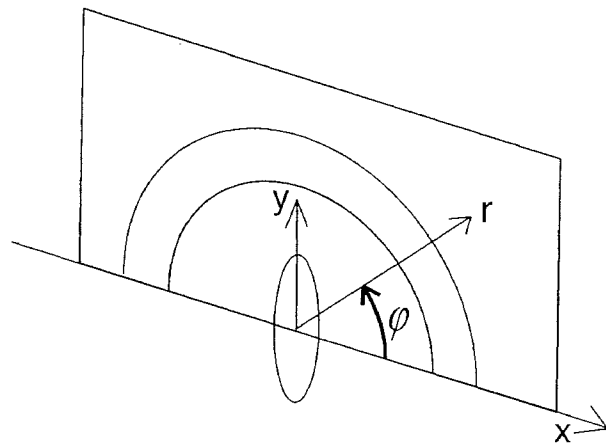


図 9-2 円形噴流場の座標系

## 9.3 音源項および流力音の算出方法

### 9.3.1 音源項の算出方法

測定した円形ノズル噴流中における Ribner の式 (式 (7.10)) の音源項の位相平均値を、長方形噴流の検討で行ったものと同じ算出法 (8.3.1 節) で求めたところ、音源項の分布がランダムになり渦拳動との関連性が乏しいものになった。これは、円形噴流中の渦の jitter の影響が長方形噴流のものより大きいと考えられる。したがって、本節では 36 位相分の位相平均圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  の変化から音源項の位相平均値を求めた。この場合の音源項の位相平均値を  $-\frac{\partial^2 \langle p^{(0)} \rangle}{\partial \theta^2}$  とし、次式により求めた。

$$\frac{\partial^2 \langle p^{(0)} \rangle}{\partial \theta^2} = \frac{\langle p^{(0)}(\theta - \Delta\theta) \rangle - 2\langle p^{(0)}(\theta) \rangle + \langle p^{(0)}(\theta + \Delta\theta) \rangle}{(\Delta\theta)^2} \quad (9.1)$$

$\Delta\theta$  は位相間隔であり、1 周期を 36 等分していることから、 $\Delta\theta = \Delta T/36$  ( $\Delta T$ : 1 周期) であり、渦のペアリングを含む流れを捉えるので  $\Delta T = 2/f_e$  ( $f_e$ : 励起周波数) となる。無次元化は、8.3.1 節と同様、噴流出口中心の動圧とおよび噴出口の直径  $D$  と噴出速度  $U_e$  から得られる代表時間を用いて行った。

### 9.3.2 流力音の算出方法

位相平均された音源項を前節で  $-\frac{\partial^2 \langle p^{(0)} \rangle}{\partial \theta^2}$  と定義したことから、Ribner の式の解 (流力音) は、式 (8.4) の [ ] 内を  $-\frac{\partial^2 \langle p^{(0)} \rangle}{\partial \theta^2}$  に置き換えたものを用いて算出した。

流力音の算出に用いる音源項の空間分布データは、実験で得られた xy 断面の音源項の分布を x 軸まわりに  $10^\circ$  間隔で再配置し、軸対称流れを仮定した分布を用いた。空間を埋めるデータの数は約 40000 点である。

## 9.4 音源項の分布

円形噴流の xy 面における、位相平均変動圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  と Ribner の式の音源項  $-\partial^2 \langle p^{(0)} \rangle / \partial \theta^2$  の分布を図 9-3(a), (b) に示す。図は、上から下へ位相間隔  $\pi/3$  で示されている。図 9-3(a) では、低圧領域が渦輪の断面に相当し、 $x/D = 2.3$  の前後でペアリングが起こっているこ

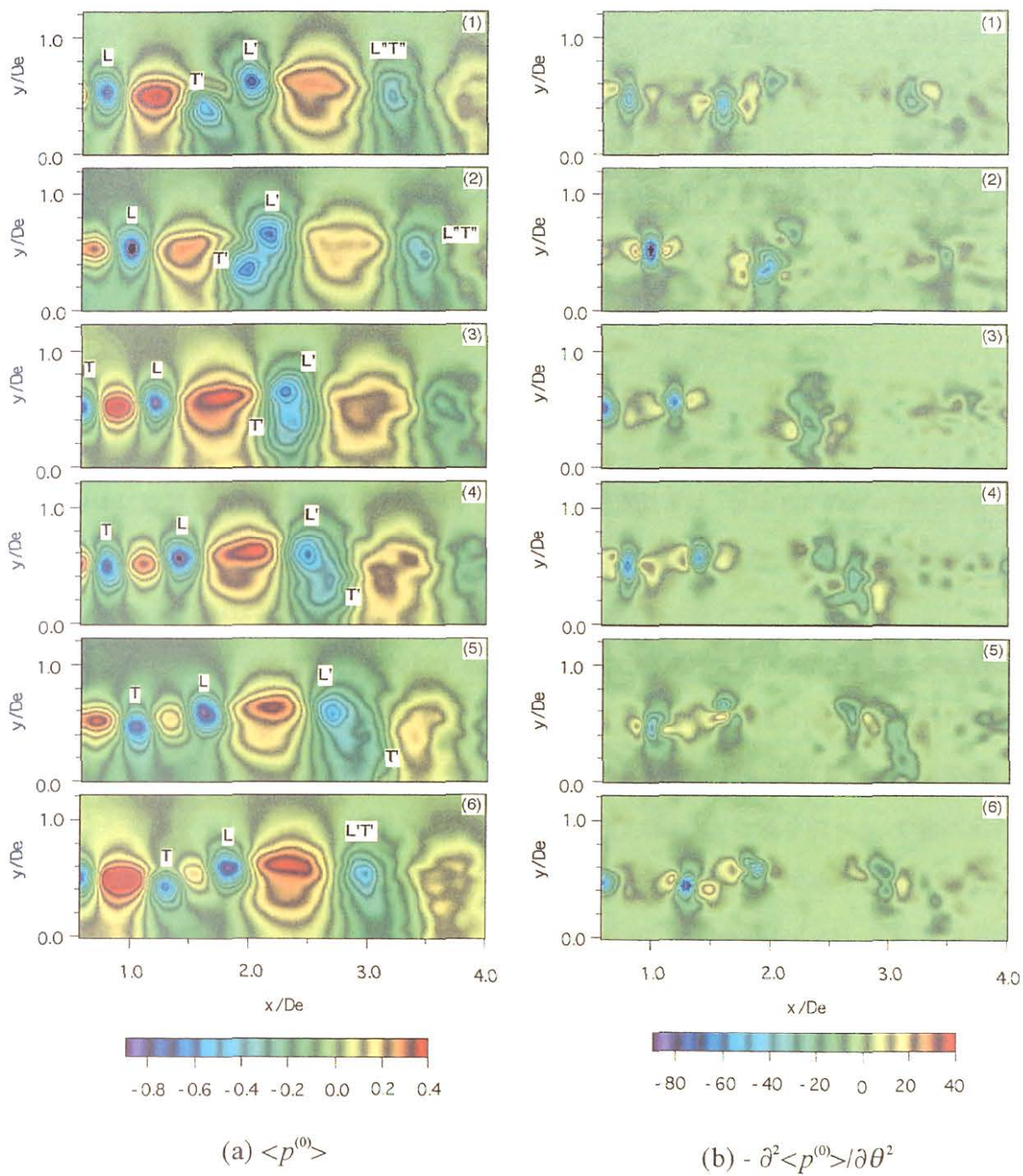


図 9-3 円形噴流の位相平均変動圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  と音源項  $-\partial^2 \langle p^{(0)} \rangle / \partial \theta^2$

とがわかる。図 9-3(b) の音源項の分布から、8.4 節と同様の傾向がみられる。すなわち、音源項の負の領域はほぼ  $\langle p^{(0)} \rangle$  分布の低圧領域に対応し、渦の移動方向に前後で正の音源項の分布がみられる。渦のペアリングに注目すると、先行渦 L' の誘起速度により追跡渦 T' は加速して先行渦の中に入り込むため、音源項が強くなっていることがわかる (例えば、図 9-3(b) の (1), (2))。また、追跡渦 T' の誘起速度により先行渦 L' は減速され、音源項が小さくなっている傾向がみられる (例えば、図 9-3(b) の (1)~(3))。合体後の渦 L'T' は、軸対称性が崩れ始めている効果や拡散のために、図 9-3(a), (b) の双方で分布がやや曖昧になってきている。

## 9.5 計算された流力音の検討

図 9-4 に計算された流力音の波形を示す。観測された位置  $\boldsymbol{x}$  は、 $\varphi = 90^\circ$  の  $r = |\boldsymbol{x}| = 50 \text{ m}$  ( $r/D = 1000$ ) である。波形はどの位置に於いても同じ傾向がみられ、大規模渦輪列の発生周波数である 139 Hz 成分が支配的であることがわかった。

計算された流力音の放射特性を検討するために、音の圧力変動の実効値 (rms 値) を求め指向性の有無を検討した。xy 面上で、図 9-2 に示すように  $\varphi$  をとった、流力音の圧力変動の実効値  $p_{rms}^{(1)}$  の  $\varphi$  方向変化を図 9-5 に示す。図は原点からの距離が  $r/D = |\boldsymbol{x}|/D = 200, 400, 800$  における変化を示している。縦軸の圧力は各  $r$  での最大値  $p_{max}$  と最小値  $p_{min}$  で無次元化した。この無次元化により、単極音源の性質 (関連：付録 B.3.1) を示す成分が省略される。 $p_{rms}^{(1)}$  の変化の傾向は一致し、 $\varphi = 0^\circ$  で最大値、 $\varphi = 180^\circ$  で最小値をもつ。音は下流方向へ強く放射されており、音源の性質としては、単極音源の分布が下流方向に伸びた様相となっている。

## 9.6 音源の検討

計算された流力音  $p^{(1)}$  では、139 Hz 成分の変動が支配的であるので、流れ中の音源項の  $-\partial^2 \langle p^{(0)} \rangle / \partial \theta^2$  の 139 Hz 成分の強さ分布を図 9-6 に示す。139 Hz 成分はペアリングをするはるか上流のせん断層の薄い領域で大きくなっており、最大値の位置は  $(x/D, y/D) =$

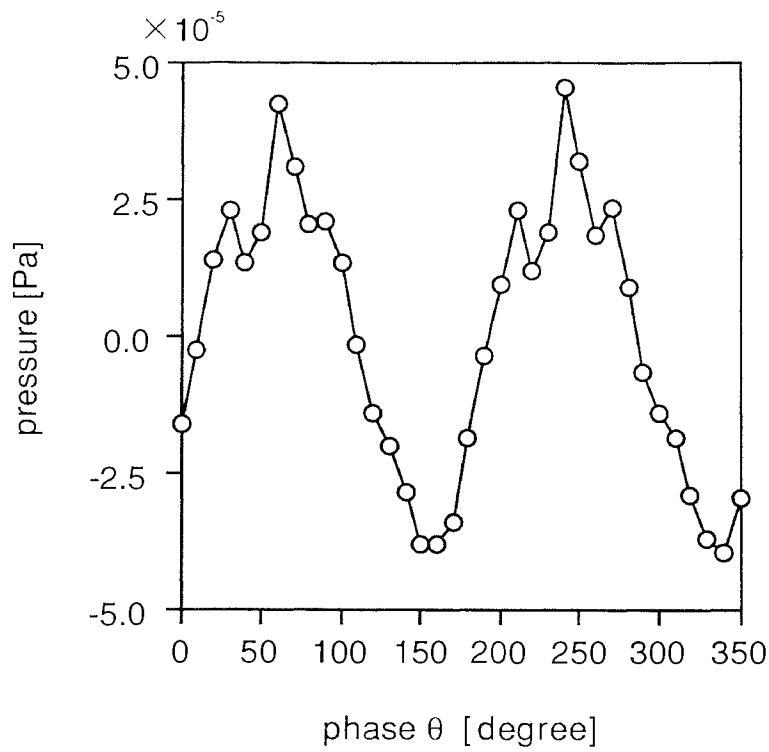


図 9-4 計算された流力音の波形

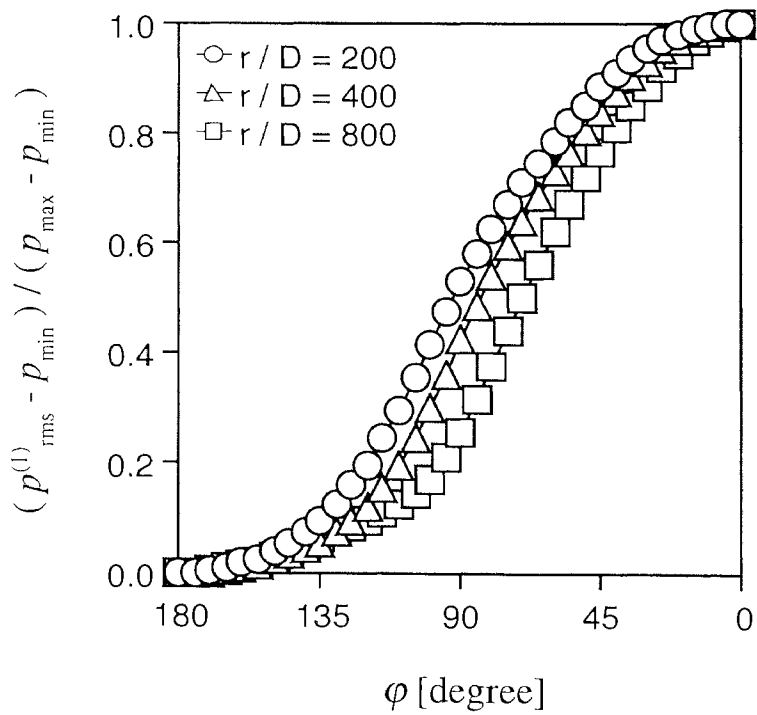


図 9-5 xy 面上での流力音の放射特性

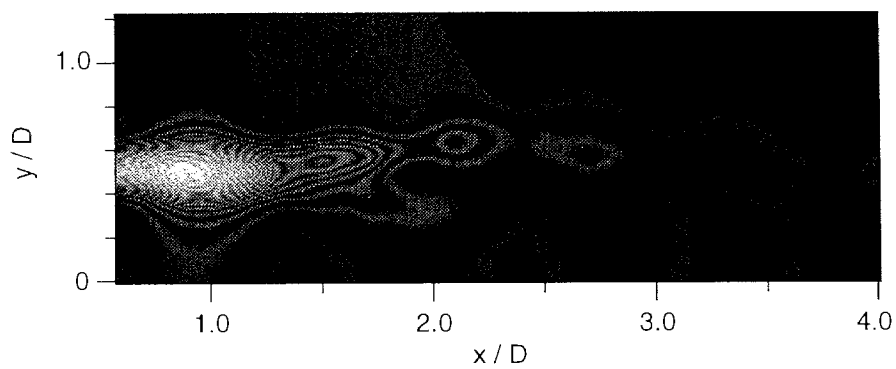


図 9-6 音源項の 139 Hz 成分の強い領域

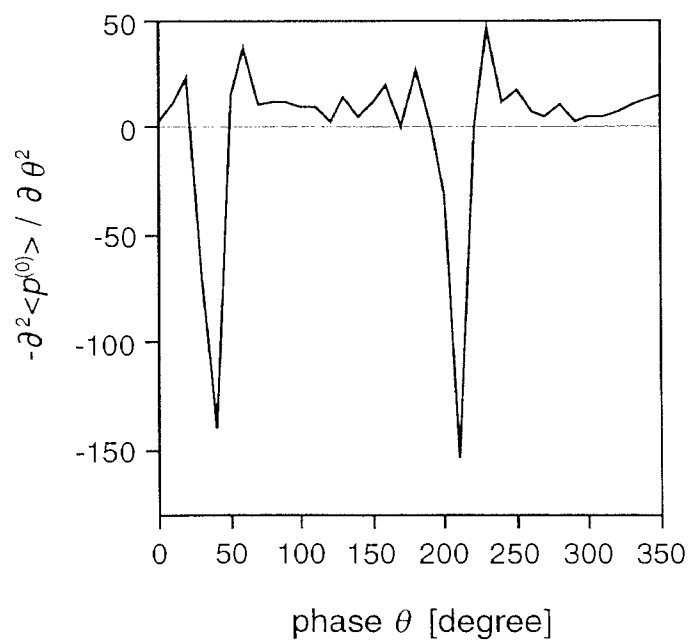


図 9-7 音源項の時間変化  $((x/D_e, y/D_e, z/D_e) = (0.9, 0.52, 0.0))$



(0.9, 0.52) である。最大値の位置における音源項の波形を図 9-7 に示す。大規模渦輪列が周波数  $f_e (=139 \text{ Hz})$  で通過していることがわかる。円形噴流からの流力音発生機構としては、噴出口境界層が層流の場合、ペアリング・合体説が有力である [134]~[141]。これは本流れ場に於いては、 $f_e/2 (=69.5 \text{ Hz})$  に相当する周波数である。よって本研究の計算結果は、ペアリング・合体説と異なる結果となった。

噴出口の境界層が層流と乱流の場合を比較すると、流力音は層流の場合の方が大きい。これは、せん断層の不安定波のように高度に組織的で高い周波数の運動は、その振幅が小さくしかも極めて狭い領域にしか存在しないにも関わらず大きい音を出すという [148]。高度に組織的であるか否かを本研究に当てはめると、渦構造の jitter の影響が関係する可能性がある。jitter は励起の効果が強い上流のせん断層付近で小さく、下流に行くにしたがって大きくなっていくと考えられる。また、ペアリング過程では追跡渦 (T) がその半径を縮めて先行渦 (L) の中に入り込む際 (図 9-3 参照) に、渦輪が周方向に歪み花びら状の三次元構造となることが予測される。円形渦輪ではこの周方向の歪みが不規則に生じるので jitter となる。jitter が大きいと位相平均化によって得られた結果は、シャープさを欠くものになる。

今後、大規模な渦構造と流力音の研究を精度良く行うためには、jitter の影響を抑える工夫をすることが必要である。

## 9.7 まとめ

励起された円形噴流中の変動圧力測定により，渦構造と Ribner の式の音源項の空間分布を抽出し，これらの関連性を検討した．また，実験で得た音源項の空間分布をもとに流力音の計算を行い，発生する音の特性と流力音発生源の検討を行った．得られた結果を以下に記す．

- (1) 音源項は渦の移動速度の大きい位置で増大し，ペアリング過程では，先行渦の中に加速して入り込む追跡渦の挙動により音源項が大きくなり，減速する先行渦の挙動による音源項は小さくなる．
- (2) 計算された流力音では，大規模渦輪列の発生・通過周波数  $f_e$  の変動成分が支配的となり，ペアリング・合体による変動はほとんど現れなかった．
- (3) 計算された円形噴流の流力音は，下流側に強く放射される．
- (4) 音源項の変動のうち，音の周波数と同じ周波数の変動が強い領域は， $x/D \simeq 0.9$  のせん断層のある領域である．

## 第10章 結言

圧力プローブを用いた、励起された長方形と円形噴流中の変動圧力測定により、渦構造と Ribner の式の音源項を抽出し、渦構造の挙動と音源項の関連性を検討した。また、実験で得られた音源項の空間分布から流力音の放射をシミュレーションした。以下に得られた結果を要約する。

- (1) 音源項の分布の仕方や大きさの変化が、渦構造の挙動と密接に関連していることが明らかにされた。とくに、渦のつなぎ替えが行われる位置では、音源項の分布が急激に変化すると共に強さを増し、渦の分裂による流力音発生の可能性を見いだした。
- (2) 流力音発生の計算により、放射される音の圧力変動に含まれる支配的な周波数は、大規模渦輪列の周波数と一致することが示された。また、流力音発生機構として提唱されているペアリング・合体による影響は確認されなかった。
- (3) 位相平均手法を用いる場合、jitter の影響により下流の現象が不鮮明になり、音源項の強さが小さく見積もられる可能性がある。また、jitter の影響を含む音源項の分布から流力音の計算をする場合にも、下流の現象の影響が小さく見積もられる可能性がある。今後 jitter の影響を抑える測定方法の工夫が求められる。

## 総括

本研究は噴流中の渦構造と拡散促進機構および流力音発生機構の関連性を変動圧力測定および速度測定により検討したものである。変動圧力測定により、これまで検出困難であった三次元渦構造の検出に成功し、渦構造の興味深い挙動を明らかにするとともに、励起された長方形噴流の工学的有用性を示した。また、新しい流力音の検討手法として変動圧力測定により噴流中の渦構造と音源項を同時に検出し、流力音発生に寄与すると考えられる渦挙動を明らかにした。

乱流現象を理解するための概念として大規模渦構造の重要性が改めて示されるとともに、その検出手法としての変動圧力測定の有用性が確認された。

## 今後の課題

流れ現象の解明に重要と考えられる今後の課題について以下に記す。

- (1) 渦のつなぎ替え等の現象を詳細に検討するために、空間分解能の高い測定および jitter の影響を抑える測定法の工夫が必要である。そのために流れ場の周期性、測定機器の経時変化、条件抽出法の改善 (例えば文献 [109]) 等を再吟味することが重要となる。
- (2) 乱れエネルギー散逸に関係する歪み変形速度について、変動圧力の正の領域に着目した検討が乱流現象の解明に貢献すると期待される [111]。
- (3) 位相平均手法によって検出可能な不規則変動成分の検討 [149] は、不規則性を有する乱流の性質に迫るものである。不規則変動成分は乱流エネルギー生成 [15] や流力音発生に寄与していると予想されることから非常に興味深い。
- (4) 燃焼効率の改善を目指した、圧縮性流れ中の渦構造と燃料の拡散・混合の関連性 [150] および渦構造と燃焼の関連性 [151] の研究が重要性を増している。燃焼器内への燃料および空気の噴出において、三次元渦構造の拡散・混合に果たす役割を検討するために、温度およびその変化に伴う密度・粘性の変化の影響を考察することが必要となる。まず、これらの物理量を検出する手法の開発が重要となる。
- (5) 流力音発生源の変動圧力と放射される流力音を実験的に測定し、渦構造と流力音の関連性および流力音予測手法を検討をすることは工学的に意義深い。

## 謝辞

本研究は、平成6年4月より北海道工業大学大学院工学研究科機械システム工学専攻熱流体システム工学研究室において、北海道工業大学教授 豊田国昭先生の御指導のもとに行われたものであります。本論文は北海道工業大学教授 豊田国昭先生との共同研究として、日本機械学科論文集などに公表した研究論文を中心にまとめたものであります。

本論文を結ぶにあたり、終始懇篤で適切な御指導ならびに御鞭撻を賜りました北海道工業大学教授 豊田国昭先生に、心から深く感謝し、厚く御礼申し上げます。

本論文をまとめるに際し、北海道工業大学教授 丸山晃市先生、教授 登坂茂先生ならびに助教授 白濱芳朗先生からは、本論文に対する注意深いご検討と多くの有益なご教授を賜りました。ここに謹んで感謝申し上げます。

北海道工業大学講師 河合洋明先生、大竹秀雄先生ならびに竹澤聡先生からは、日頃から研究遂行のための御助言とご支援を賜りました。心から御礼申し上げます。

東京大学教授 神部勉先生ならびに日本大学教授 藤田肇先生からは、貴重なご助言ならびに御鞭撻を賜りました。ここに深く謝意を表します。

本研究の実施にご協力頂いた、当時の4年生の西田弘明君、三浦傑君に深く感謝の意を表します。

本研究を遂行するにあたり、ご協力を頂いた北海道工業大学大学院熱流体システム工学研究室の院生、複合科学研究室ならびに流体工学研究室の学部生の諸氏をはじめ、本論文をまとめるにあたりご支援いただいた方々に、心から感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] Kline, S. J. et al., The Structure of Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, **30** (1967), 741-773.
- [2] Brown, G. and Roshko, A., On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers, *J. Fluid Mech.*, **64** (1974), 775-816.
- [3] Hussain, A. K. M. F., Coherent Structures and Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **173** (1986), 303-356.
- [4] Oster, D. and Wygnanski, I., The Forced Mixing Layer between Parallel Streams, *J. Fluid Mech.*, **123** (1982), 91-130.
- [5] Ho, C. M. and Huerre, P., Perturbed Free Shear Layers, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **16** (1984), 365-424.
- [6] Wygnanski, I. and Weisbrod, I., On the Pairing Process in an Excited Plane Turbulent Mixing Layer, *J. Fluid Mech.*, **195** (1988), 161-173.
- [7] Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., An Experimental Study of Organized Motions in the Turbulent Plane Mixing Layer, *J. Fluid Mech.*, **159** (1985), 85-104.
- [8] 前川博・西岡卓宏, 渦輪による混合層発達構造の制御, *機論*, **58-553**, (1992), 2659-2666.
- [9] Husain, H. S. and Hussain, F., Experiments on Subharmonic Resonance in Shear Layer, F., *J. Fluid Mech.*, **304** (1995), 343-372.
- [10] 宮内敏雄 他 3 名, 空間的に発達する混合層の大規模渦構造とその制御, *機論*, **61-589**, B(1995), 3243-3250.

- [11] 宮内敏雄・店橋護・松岡慶, 混合層の大規模渦構造制御における速度比の影響, 機論, **62**-601, B(1996), 3229-3235.
- [12] Browand, F. K. and Laufer, J., The Role of Large Scale Structures in the Initial Development of Circular Jets, *Proc. 4th Biennial Symp.*, (1975), 333-344.
- [13] 豊田国昭, 乱れと波の非線形現象 (井上良紀・木谷勝編), 9章 噴流中の渦構造, 朝倉書店, (1993).
- [14] 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, *J. Fluid Mech.*, **101** (1980), 449-491.
- [15] Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., Vortex Pairing in a Jet under Controlled Excitation. Part2. Coherent Structure Dynamics, *J. Fluid Mech.*, **101** (1980), 493-544.
- [16] Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., The 'Preferred Mode' of the Axisymmetric Jet, *J. Fluid Mech.*, **110** (1981), 39-71.
- [17] Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F., Turbulence Suppression in Free Shear Flows by Controlled Excitation, *J. Fluid Mech.*, **103** (1981), 133-159.
- [18] 豊田国昭・白浜芳朗・居本伸二, 噴流自己励起特性に関する研究, 機講論, 910-17, (1991), 148-150.
- [19] 栗間諄二 他3名, 軸対称噴流の渦輪挙動に対する周期的じょう乱の効果, 機論, **60**-574, B(1994), 2007-2013.
- [20] 森広晃, 励起法による噴流制御に関する研究, 北海道工業大学修士学位論文, 1997.
- [21] Toyoda, K., Shirahama, Y. and Kotani, K., Manipulation of Vortical Structures in Noncircular Jets, *ASME, FED-Vol.***112** (1991), 135-140.



- [22] 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, 機論, **58**-545, B(1992), 7-13.
- [23] Tso, J. and Hussain, F., Organized Motion in a Fully Developed Turbulent Axisymmetric Jet, *J. Fluid Mech.*, **203** (1989), 425-448.
- [24] 内藤隆・今井伸治・山田日出夫, 渦輪の周方向不安定波に関する研究, 航空宇宙技術研究所特別資料, 「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集 (第 17,18 回), (1996), 17-21.
- [25] 内藤隆 他 3 名, 渦輪の周方向に不安定波について (波の数の時間的減少に関する実験的観察), *ながれ*, **15**-5 (1996), 401-408.
- [26] 内藤隆・阪野治・山田日出夫, 渦輪が平板に垂直に接近する流れ場に現れる縦渦, *ながれ*, **16**-4 (1997), 344-354.
- [27] Liepmann, D. and Morteza, G., The Role of Streamwise Vorticity in the Near-Field Entrainment of Round Jets, *J. Fluid Mech.*, **245** (1992), 643-668.
- [28] Longmire, E. K., Eaton, J. K. and Elkins, C. J., Control of Jet Structure by Crown-Shaped Nozzles, *AIAA J.*, **30**-2 (1992), 505-512.
- [29] Grinstein, F. F., Streamwise and Spanwise Vortex Interaction in an Axisymmetric Jet. A computational and experimental study, *Phys. Fluids*, **8**-6 (1996), 1515-1524.
- [30] Reeder, M. F. and Samimy, M., The Evolution of a Jet with Vortex-Generating Tabs: Real-Time Visualization and Quantitative Measurements, *J. Fluid Mech.*, **311** (1996), 73-118.
- [31] Toyoda, K., Muramatsu, Y. and Hiramoto, R., Visualization of Three-Dimensional Vortical Structure of a Circular Jet Excited by Axial and Azimuthal Perturbations, *8th International Symposium on Flow Visualization*, CD-Rom Proceedings, No. 224, 1998.

- [32] Husain, H. S. and Hussain, A. K. M. F., Controlled Excitation of Elliptic Jets, *Phys.Fluid*, **26** (1983), 2763-2766.
- [33] Gutmark, E. and Ho, C. M., Visualization of a Forced Elliptic Jet, *AIAA J.*, **24** (1986), 684.
- [34] Quinn, W. R., On Mixing in an Elliptic Turbulent Free Jet, *Phys. Fluids A*, **1** (1989), 1716-1722.
- [35] Ho, C. M. and Gutmark, E., Vortex Induction and Mass Entrainment in a Small-Aspect-Ratio Elliptic Jet, *J. Fluid Mech.*, **170** (1987), 383-405.
- [36] Trentacoste, N. and Sforza, P., Further Experimental Results for Three-Dimensional Free Jets, *AIAA J.*, **5** (1967), 885-891.
- [37] Hussain, F. and Husain, H. S., Elliptic Jets. Part 1. Characteristics of Unexcited and Excited Jets, *J. Fluid Mech.*, **208** (1989), 257-320.
- [38] Husain, H. S. and Hussain, F., Elliptic Jets. Part 2. Dynamics of Coherent Structures: Pairing, *F., J. Fluid Mech.*, **233** (1991), 439-482.
- [39] 豊田国昭・Hussain, F., 非円形噴流中の渦構造に関する研究, *機論*, **55-514**, B(1989), 1542-1545.
- [40] Dhanak, M. R. and Bernardinis, B. D., The Evolution of an Elliptic Vortex Ring, *J. Fluid Mech.*, **109** (1981), 189-216.
- [41] Koshigoe, S., Gutmark, E. and Schadow, K. C., Wave Structures in Jets of Arbitrary Shaped. III. Triangular Jets, *Phys. Fluid*, **31** (1988), 1410-1419.
- [42] Koshigoe, S., Gutmark, E. and Schadow, K. C., Initial Development of Noncircular Jets Leading to Axis Switching, *AIAA J.*, **27-4** (1989), 411-419.
- [43] Kambe, T. and Takao, T., Motion of Distorted Vortex Rings, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **31-2** (1971), 591-599.

- [44] Kiya, M., Toyoda, K., Ishii, H., Kitamura, M. and Ohe, T., Numerical Simulation and Flow-Visualization Experiment on Deformation of Pseudo-elliptic Vortex Rings, *Fluid Dyn. Res.*, **10** (1992), 117-131.
- [45] 中村育雄 他3名, 正方形三次元噴流に関する研究, 機論, **44-388**, B(1978-12), 4197-4205.
- [46] Quinn, W. R. and Militzer, J., Experimental and Numerical Study of a Turbulent Free Square Jet, *Phys. Fluids*, **31** (1988), 1017-1025.
- [47] Quinn, W. R., Streamwise Evolution of a Square Jet Cross Section, *AIAA J.*, **30-12** (1992), 2852-2857.
- [48] Toyoda, K., Ishida, T. and Shirahama, Y., Three-Dimensional Vortical Structures in a Triangular Jet, *6th ACFM*, (1994).
- [49] Grinstein, F. F., Near Field Dynamics of Subsonic Free Square Jets. A Computational and Experimental Study, *Phys. Fluids*, **7-6** (1995), 1483-1497.
- [50] Grinstein, F. F. and DeVore, C. R., Dynamics of Coherent Structures and Transition to Turbulence in Free Square Jets, *Phys. Fluids*, **8-5** (1996), 1237-1251.
- [51] Sfeir, A. A., Investigation of Three-Dimensional Turbulent Rectangular Jets, *AIAA J.*, **17-10**, (1979), 1055-1060.
- [52] Sforza, P. M. and Stasi, W., Heated Three-Dimensional Turbulent Jets, *Trans. ASME J. Heat Transf.*, **101** (1979), 353-358.
- [53] Marster, G. F. and Fotheringham, J., Spanwise Velocity Distributions in Jets from Rectangular Slots, *AIAA J.*, **19-2** (1981), 148-152.
- [54] Quinn, W. R., Pollard, A. and Marsters, G. F., Mean Velocity and Static Pressure Distribution in a Three-Dimensional Turbulent Free Jet, *AIAA J.*, **23** (1985), 971-973.

- [55] 土屋良明 他3名, 長方形噴流の拡散に関する研究 (第2報, 平均速度拡散におよぼす噴出口形状の影響), 機論, **51**-461, B(1985), 85-93.
- [56] 土屋良明 他3名, 長方形噴流の拡散に関する研究 (第3報, 噴出口近傍の混合層ならびに色素による流れ様式の可視化), 機論, **53**-488, B(1986-4), 1136-1141.
- [57] Quinn, W. R., Passive Near-Field Mixing Enhancement in Rectangular Jet Flows, *AIAA J.*, **29**-4 (1991), 515-519.
- [58] Grandmaison, E. W., Pollard, A. and NG, S., Scalar Mixing in a Free, Turbulent Rectangular Jet, *J. Heat Mass Transfer*, **34**-10 (1991), 2653-2662.
- [59] 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), 機論, **49**-438, B(1983-2), 376-383.
- [60] Sforza, P. M., Steiger, M. H. and Trentacoste, N., Studies on Three-Dimensional Viscous Jets, *AIAA J.*, **4** (1966), 800-806.
- [61] Krothapalli, A., Baganoff, D. and Karamcheti, K., On the Mixing of a Rectangular Jet, *AIAA J.*, **107** (1981), 201-220.
- [62] Quinn, W. R., Pollard, A. and Marsters, G. F., On “Saddle-Backed” Velocity Distribution in a Three-Dimensional Turbulent Free Jet, *AIAA 16th Fluid Plasma Dynamics Conference*, AIAA-83-1677 (1983), 1-6.
- [63] Sfeir, A. A., The Velocity and Temperature Fields of Rectangular Jets, *J. Heat Mass Transfer*, **19** (1976), 1289-1297.
- [64] Tsuchiya, Y., Horikoshi, C. and Sato, T., On the Spread of Rectangular Jets, *Exp. Fluids.*, **4** (1986), 197-204.
- [65] Pollard, A. and Iwaniw, M. A., Flow from Sharp-Edged Rectangular Orifice - The Effect of Corner Rounding, *AIAA J.*, **23**-4 (1985), 631-633.

- [66] 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渦の挙動に関する研究, *機論*, **52**-473, B(1986), 305-311.
- [67] 土屋良明 他 3 名, 長方形噴流の拡散に関する研究 (第 4 報, オリフィスおよび平行部のあるノズルからの噴流における混合層発達), *機論*, **57**-536, B(1991), 1220-1225.
- [68] Grinstein, F. F., Self-Induced Vortex Dynamics in Subsonic Rectangular Jets, *Phys. Fluids*, **7**-10 (1995), 2519-2521.
- [69] Zaman, K. B. M. Q., Axis Switching and Spreading of an Asymmetric Jet: The Role of Coherent Structure Dynamics, *J. Fluid Mech.*, **316** (1996), 1-27.
- [70] 池田敏彦 他 4 名, 長方形オリフィスからの壁面噴流 (長辺と短辺に壁面を設置した場合), *日本航空宇宙学会誌*, **46**-532 (1998), 278-288.
- [71] Hertzberg, J. R. and Ho, C. M., Three-Dimensional Vortex Dynamics in a Rectangular Sudden Expansion, *J Fluid Mech.*, **289** (1995), 1-27.
- [72] 清水誠二, 非円形ノズルによるキャビテーション噴流特性の制御, *機械学会 75 期通常総会講演論文集*, **98**-1(Ⅲ) (1998), 221-222.
- [73] Oshima, Y. and Asaka, S., Interaction of Two Vortex Rings along Parallel Axes in Air, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **42**-2 (1977), 708-713.
- [74] Takaki, R. and Hussain, A. K. M. F., Dynamics of Entangle Vortex Filaments, *Phys. Fluids*, **27**-4 (1984), 761-763.
- [75] Oshima, Y., Numerical Study of Interaction of Two Vortex Rings, *Fluid Dyn. Res.*, **1** (1986), 215-227.
- [76] Oshima, Y. and Izutsu, N., Cross-Linking of Two Vortex Rings, *Phys. Fluids*, **31** (1988), 2401-2403.
- [77] Kida, S. and Takaoka, M., Reconnection of Two Vortex Rings, *Phys. Fluid A*, **1**-4 (1989), 630-632.

- [78] Kida, S., Takaoka, M. and Hussain, F., Collision of Two Vortex Rings, *J. Fluid Mech.*, **230** (1991), 583-646.
- [79] 津代久子 他 5 名, 2 つの渦輪の切りつなぎ現象の発生機構, *ながれ*, **17** (1998), 279-287.
- [80] Takaki, R. and Hussain, A. K. M. F., Recombination of Vortex Filaments and its Role in Aerodynamic Noise, *5th Symp. on Turbulent Shear Flows*, (1985), 3.19-3.25.
- [81] Takaki, R. and Hussain, A. K. N. F., Theoretical Study of Strong Interaction of Vortex Filaments, *The Institute of Space and Aeronautical Science Report*, SP No.4 (1986).
- [82] Melander, M. V. and Hussain, F. (Moffatt, H. K. and Tsinober, A., eds.), *Topological Fluid Mech.*, (1989), 485-499, Cambridge Univ. Press.
- [83] Virk, D., Hussain, F. and Kerr, R. M., Compressible Vortex Reconnection, *J. Fluid Mech.*, **304** (1995), 47-86.
- [84] Boratav, O. N., Pelz, R. B. and Zabusky, N. J., Reconnection in Orthogonally Interacting Vortex Tubes: Direct Numerical Simulations and Quantifications, *Phys. Fluids*, **A4-3** (1992), 581-605.
- [85] Oshima, Y., Izutsu, N. and Oshima, K., Bifurcation of an Elliptic Vortex Ring, *Fluid Dyn. Res.*, **3** (1988), 133-139.
- [86] Kida, S. and Takaoka, M., Bridging in Vortex Reconnection, *Phys. Fluids*, **30-10** (1987), 2911-2914.
- [87] Jeong, J. and Hussain, F., On the Identification of a Vortex, *J. Fluid Mech.*, **285** (1995), 69-94.
- [88] Kobashi, Y., Measurement of Pressure Fluctuation in the Wake of Cylinder, *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. **12**, (1957), 533-543.

- [89] Maekawa, T. 他 3 名, Pressure Fluctuation Measuring Apparatus with Condenser Microphone, *Proc. 15th J. NCTAM*, (1965), 159-163.
- [90] George, W. K., Beuther, P. D. and Arndt, R. E. A., Pressure Spectra in Turbulent Free Shear Flows, *J. Fluid Mech.*, **148**, (1984), 155-191.
- [91] 白浜芳朗・豊田国昭, 変動圧力測定プローブの開発(噴流測定への適用), *機論*, **59**-567, B(1993-11), 3381-3387.
- [92] 白濱芳朗, 変動圧力プローブの開発および噴流構造解明への適用, 北海道大学学位論文, (1995).
- [93] Toyoda, K., Hiramoto, R. and Shirahama, Y., Measurements of Fluctuating Static Pressure in a Rectangular Jet, *ASME, FED-vol.211* (1995), 13-18.
- [94] Toyoda, K. and Hussain, F., Measurements of Pressure Fluctuations in a Circular Jet, 北海道工業大学研究紀要 (*Memoirs of the Hokkaido Institute of Technology*), **19** (1991).
- [95] Toyoda, K. and Okamoto, T., Visualization of Pressure Fields in a Rectangular Jet, *FLUCOME '94 "The 4th Triennial International Symposium on Fluid Control, Fluid measurement and Visualization"*, (1994), 173-177.
- [96] Toyoda, K., Okamoto, T. and Shirahama, Y., Eduction of Vortical Structures by Pressure Measurements in Noncircular Jets, *Appl. Sci. Res.*, **53** (1994), 237-248.
- [97] 白浜芳朗・豊田国昭・岡本忠士, 変動圧力測定による長方形噴流中の渦構造の抽出, *機論*, **61**-581, B(1995). 7-11.
- [98] 豊田国昭・平元理峰・石田貴弘・白浜芳朗, 変動圧力場による三次元渦構造の検討, *日本流体力学会誌*, 14 巻別冊 (1995), 275-278
- [99] 平元理峰・豊田国昭・白浜芳朗, 長方形噴流中の三次元渦構造に関する研究 (アスペクト比 2 の場合), *機講論*, **96**-1 (1996), 17-18.

- [100] 川村祐尚, 乱流中の速度・圧力同時測定に関する研究, 北海道工業大学修士学位論文, 1998.
- [101] Guo, Y., Hooper, J. and Wood, D., Instantaneous Velocity and Pressure Measurements in a Plane Turbulent Mixing Layer, *Proc. 13th Australasian Fluid Mechanics Conference*, (1998), 35-38.
- [102] Hussain, A. K. M. F., Coherent Structures-Reality and Myth, *Phys. Fluids*, **26-10** (1983), 2816-2850.
- [103] Juve, D., Sunyach, M. and Comte-Bellot, G., Intermittency of the Noise Emission in Subsonic Cold Jets, *J. Sound and Vibration*, **71-3** (1980), 319-332.
- [104] Cimbala, J. M., Nagib, H. M. and Roshko, A., Large Structure in the Far Wakes of Two-Dimensional Bluff Bodies, *J. Fluid Mech.*, **190** (1988), 265-298.
- [105] Bradshaw, P. and Koh, Y. M., A Note on Poisson for Pressure in a Turbulent Flow, *Phys. Fluids*, **24** (1981), 777.
- [106] 石田貴弘・豊田国昭・田尾博・白浜芳朗, 静圧管方向特性の改善に関する研究, 機講論, **95-19** (1995), 169-170.
- [107] Fuchs, H. V., Measurement of Pressure Fluctuations within Subsonic Turbulent Jets, *J. Sound Vib.*, **22-3** (1972), 361-378.
- [108] Toyoda, K. and Hussain, F., Eduction of Vortical Structures in a Circular Jet by Pressure Measurements, *Proc. 5th Asian Congr. of Fluid Mech.*, Vol.1 (1992), 587-590.
- [109] Hussain, A. K. M. F. and Hayakawa, M., Eduction of Large-Scale Organized Structures in a Turbulent Plane Wake, *J. Fluid Mech.*, **180** (1987), 193-229.
- [110] 平元理峰・豊田国昭, 長方形噴流中の三次元渦構造に関する研究, 機論, **62-598**, B(1996-6), 2202-2207.



- [111] 中村育雄, 乱流現象, 朝倉書店, (1992), とくに p. 141.
- [112] 神部勉, P. G. ドレイジン, 流体力学 - 安定性と乱流, 東京大学出版会, (1998), とくに p. 266.
- [113] Rotta, J. C. (大路訳): 乱流, 岩波, (1975), とくに p. 41.
- [114] Kasagi, N., 他 3 名, Kinematics of the Quasi-Coherent Vortical Structure in Near-Wall Turbulence, *J. Heat and Fluid Flow*, **16** (1995), 2-10.
- [115] 高曾 徹 他 3 名, 三次元壁面噴流中の縦渦構造の三次元的表示, 可視化情報, vol.11-2 (1991), 169-174.
- [116] Mi, J. and Antonia, R. A., Some Checks of Taylor's Hypothesis in a Slightly Heated Turbulent Circular Jet, *Exp. Thermal and Fluid Science*, **8-4** (1994), 328-335.
- [117] Fiedler, H. E., Coherent Structures, Advances in Turbulence I (ed. G. Comte-Bellot and J. Mathieu), (1986), 320-336.
- [118] Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F., Taylor Hypothesis and Large-Scale Coherent Structures, *J. Fluid Mech.*, **112** (1981), 379-396.
- [119] 平元理峰・豊田国昭, 励起された長方形噴流の拡散促進機構に関する研究, 機論, **63-605**, B(1997), 101-105.
- [120] Hiramoto, R. and Toyoda, K., Study of Velocity Field and Vortical Structure in an Excited Rectangular Jet, *International Conference on Fluid Engineering, JSME ICFE-97-203*, **1** (1997), 123-127.
- [121] Lighthill, M. J., On Sound Generated Aerodynamically I. General Theory, *Proc. Roy. Soc. London A*, **211** (1952), 564-587.
- [122] Powell, A., Theory of Vortex Sound, *J. Acoust. Soc. Am.*, **33** (1964), 177-195.
- [123] Howe, M. S., Contribution to the Theory of Aerodynamic Sound, with Application to Excess Jet Noise and the Theory of the Flute, *J. Fluid Mech.*, **71** (1975), 625-673.

- [124] Curi, N., The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound, *Proc. Roy. Soc. A*, **231** (1955), 505.
- [125] Hardin, J. C. and Lamkin, S. L., Aeroacoustic Computation of Cylinder Wake Flow, *AIAA J.*, **22** (1984), 51-57.
- [126] 飯田明由 他 3 名, 空力音の発生機構に関する実験解析 (第 1 報, 円柱表面圧力変動の空間構造について), *機論*, **61**-592, B(1995), 4371-4378.
- [127] 飯田明由 他 3 名, 空力音の発生機構に関する実験解析 (第 2 報, 表面圧力変動と空力音の相互相関について), *機論*, **62**-604, B(1996), 4160-4167.
- [128] 飯田明由 他 3 名, 静圧変動計測による空力音源解析, *機論*, **64**-623, B(1998), 2057-2064.
- [129] Samimy, M., Zaman, K. B. M. Q. and Reeder, M. F., Effect of Tabs on the Flow and Noise Field of an Axisymmetric Jet, *AIAA J.*, **31**-4 (1993), 609-619.
- [130] 生沼秀司 他 4 名, 航技研における航空エンジンの流体音制御に関する研究, 日本流体力学会年会講演会講演論文集, (1998), 47-48.
- [131] Kambe, T., Acoustic Emissions by Vortex Motions, *J. Fluid Mech.*, **173** (1986), 643-666.
- [132] 石井克哉・安藤静子・丸裕之, 二つの渦輪の衝突による音の信号 (II), 第 29 回乱流シンポジウム講演論文集, (1997), 271-272.
- [133] 服部裕司・井上 督, 渦輪の衝突により発生する音の直接数値計算, 第 29 回流体力学講演会, (1997), 101-104.
- [134] Laufer, J., Kaplan, R. E. and Chu, W. T., On the Generation of Jet Noise, AGARD CP-131, Pap.21, 1973.
- [135] Moore, C. J., The Role of Shear-Layer Instability Waves in Jet Exhaust Noise, *J. Fluid Mech.*, **80** (1977), 321-367.

- [136] Ffowcs, J. E. and Kempton, A. J., The Noise from the Large-Scale Structure of a Jet, *J. Fluid Mech.*, **84** (1978), 673-694.
- [137] Laufer, J. and Yen, T. C., Noise Generation by a Low-Mach-Number Jet, *J. Fluid Mech.*, **134** (1983), 1-31.
- [138] Gutmark, E. and Ho, C. M., Near-Field Pressure Fluctuation of an Elliptic Jet, *AIAA J.*, **23-3** (1985), 354-358.
- [139] Tang, S. K. and Ko, N. W. M., A Study on the Noise Generation Mechanism in a Circular Air Jet, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **115** (1993), 425-435.
- [140] Leung, R. C. K., Tang, S. K. and Ko, N. W. M., Vortex Pairing as a Model for Jet Noise Generation, *AIAA J.*, **34-4** (1996), 669-675.
- [141] Colonius, T., Lele, S. K. and Moin, P., Sound Generation in a Mixing Layer, *J. Fluid Mech.*, **330** (1997), 375-409.
- [142] Bridges, J. and Hussain, F., Direct Evaluation of Aeroacoustic Theory in a Jet, *J. Fluid Mech.*, **240** (1992), 469-501.
- [143] 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, *J. Fluid Mech.*, **150** (1985), 159-168.
- [144] Ribner, H. S., Aerodynamic Sound from Fluid Dilatation, Univ. Toronto Inst. Aerophysics Rep. No. 86, 1962.
- [145] Ribner, H. S., Perspectives on Jet Noise, *AIAA J.*, **19-20** (1981), 1513-1526.
- [146] 神部 勉, 流れと音, 流体力学の展望 4, 日本流体力学会.
- [147] Bridge, J. E. and Hussain, A. K. M. F., Roles of Initial Condition and Vortex Pairing in Jet Noise, *J. Sound Vib.*, **117-2** (1987), 289-311.
- [148] 坂尾富士彦, 流れによる音の発生, 流体力学の進歩・乱流 6 章: 谷一郎編, 丸善, (1979).

- [149] 平元理峰・豊田国昭・白浜芳朗, 長方形噴流中の不規則静圧変動に関する考察, 機講論, **952-1** (1995), 93-94.
- [150] Gutmark, E. J., Schadow, K. C. and Yu, K. H., Mixing Enhancement in Supersonic Free Shear Flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **27**, (1995), 375-417.
- [151] 店橋 護 その他 3 名, 水素・空気乱流予混合火炎の局所火炎構造と coherent 微細構造, 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, No. 98-15, (1998), 167-168.
- [152] Goldshtein, M. E., 流体音響学, 共立出版株式会社, 1991.
- [153] Crow, S. C., Aerodynamic Sound Emission as a Singular Perturbation Problem, *Studies in Appl. Math.*, **49-1** (1970), 21-44.

# 付録

A : I 部に関する事項

B : II 部に関する事項

## 付録 A

### A.1 圧力に関する Poisson 方程式の導出

流体中の圧力に関する Poisson 方程式は連続の式と Navier-Stokes 方程式の発散から導かれる。以下にその導出を示す。

Navier-Stokes 方程式は次式で示される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{A.1})$$

この式の発散をとると、

$$\begin{aligned} \operatorname{div}\left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) &= \operatorname{div}\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}\right) \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right\} \\ \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial t} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} + \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right\} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right\} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right\} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_j} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

連続の式、

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.3})$$

より上式は、

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial^2 (u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j} \quad (\text{A.4})$$

となる [113].

$\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$  の対称テンソルは、

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (\text{A.5})$$

また、反対称テンソルは、

$$\gamma_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (\text{A.6})$$

よって,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = e_{ij} + \gamma_{ij}. \quad (\text{A.7})$$

同様に,  $\frac{\partial u_j}{\partial x_i}$  の対称テンソルおよび反対称テンソルは,  $e_{ij}$ ,  $-\gamma_{ij}$  であるから,

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_i} = e_{ij} - \gamma_{ij}. \quad (\text{A.8})$$

よって, 式 (A.4) は,

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = (e_{ij} + \gamma_{ij})(e_{ij} - \gamma_{ij}) = e_{ij}e_{ij} - \gamma_{ij}\gamma_{ij}. \quad (\text{A.9})$$

ここで,

$$\varepsilon = \frac{\nu}{2} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\}^2 \quad (\text{A.10})$$

より,

$$e_{ij}e_{ij} = \frac{\varepsilon}{2\nu}. \quad (\text{A.11})$$

また,

$$\gamma_{ij}\gamma_{ij} = \frac{1}{2}\omega_i^2. \quad (\text{A.12})$$

よって, これらを式 (A.9) に代入すると,

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \frac{\varepsilon}{2\nu} - \frac{1}{2}\omega_i^2. \quad (\text{A.13})$$

## 付録B

### B.1 Lighthillの式の導出

Lighthill は圧縮性流体の連続の式と運動量の式 (Navier-Stokes equation) を操作して得られる。以下にその導出を示す

圧縮性流体の連続の式は,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y_i} \rho v_j = 0. \quad (\text{B.1})$$

また, 運動量の式は,

$$\rho \left( \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial}{\partial y_j} v_i \right) = - \frac{\partial p}{\partial y_i} + \frac{\partial e_{ij}}{\partial y_j}. \quad (\text{B.2})$$

ここで,  $e_{ij}$  は次式で示される粘性応力テンソルである.

$$e_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial y_j} + \frac{\partial v_j}{\partial y_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial y_k} \right) \quad (\text{B.3})$$

連続の式 (B.1) に  $v_i$  を乗じ, 運動量の式に加える.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho v_i + \frac{\partial}{\partial y_j} \rho v_i v_j &= - \frac{\partial p}{\partial y_i} + \frac{\partial e_{ij}}{\partial y_j} \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho v_i &= - \frac{\partial}{\partial y_j} (\rho v_i v_j - \delta_{ij} p - e_{ij}) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

両辺に  $c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial y_i}$  を加えると,

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i + c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial y_i} = - \frac{\partial}{\partial y_j} \{ \rho v_i v_j \delta_{ij} (p - c_0^2 \rho) - e_{ij} \}. \quad (\text{B.5})$$

ここで,  $T_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij} (p - c_0^2 \rho) - e_{ij}$  とおくと,

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i + c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial y_i} = - \frac{\partial}{\partial y_j} T_{ij}. \quad (\text{B.6})$$

$T_{ij}$  を Lighthill の応力テンソルという.

式 (B.1) を  $t$  で微分し, 式 (B.6) の発散をとったものとの差をとると,

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial y_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (\text{B.7})$$



となる.

乱流中の流体音を考える場合には, Lighthill の応力テンソルは, 等エントロピー変化を仮定した  $(p - c_0^2 \rho) = 0$  と乱流中の粘性の効果を省いた  $e_{ij} \simeq 0$  により  $T_{ij} = \rho v_i v_j$  と近似されることがある [152].

## B.2 Powell-Howe の式

Powell-Howe[122, 123] の式は, 低マッハ数流れでの音の遠距離場を表現している.

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \rho_0 \operatorname{div}(\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{u}) \quad (\text{B.8})$$

ここで  $p'$  は圧力の変動成分である.

## B.3 音源の基本的性質

### B.3.1 単極音源

原点  $O$  に流体の変動わき出しがあり, 流出量が時間  $t$  の関数として  $q(t)$  で表すことができるとする. このときに放射される音波の圧力は点  $\boldsymbol{x}$  において,

$$p_M(\boldsymbol{x}, t) = \frac{1}{4\pi r} \dot{q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right), r = |\boldsymbol{x}| \quad (\text{B.9})$$

で与えられる. ただし,  $\dot{q} = \frac{dq}{dt}$ . 音圧  $p_M$  は点  $\boldsymbol{x}$  からの距離のみにより, 図 B-1(a)(p.148) のように等方的である.

### B.3.2 二重極音源

もし単極音源がわずかに離れた 2 点  $\boldsymbol{x}_+(\xi, 0, 0)$ ,  $\boldsymbol{x}_-(0, 0, 0)$  にあって, 強さがそれぞれ  $+q(t)$ ,  $-q(t)$  とすると放射音は 2 つの音波の重ね合わせとして,

$$\begin{aligned} p_D(\boldsymbol{x}, t) &= \frac{1}{4\pi r_+} \dot{q} \left( t - \frac{r_+}{c_0} \right) - \frac{1}{4\pi r_-} \dot{q} \left( t - \frac{r_-}{c_0} \right) \\ &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r_+} \dot{q} \left( t - \frac{r_+}{c_0} \right) - \frac{1}{r_-} \dot{q} \left( t - \frac{r_-}{c_0} \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

と表せる。ただし,  $r_+ = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_+|$ ,  $r_- = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_-| = |\mathbf{x}|$ . いま 2 点の距離  $|\mathbf{x}_+ - \mathbf{x}_-| = \xi$  が十分小さいとして Taylor 展開を行う.

$$\begin{aligned} r_+ &= |\mathbf{x} - \mathbf{x}_+| \\ &= |(x, y, z) - (\xi, 0, 0)| \\ &= \sqrt{(x - \xi)^2 + y^2 + z^2} \end{aligned} \tag{B.11}$$

$$\begin{aligned} r_- &= |\mathbf{x} - \mathbf{x}_-| \\ &= |(x, y, z) - (0, 0, 0)| \\ &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ &= |\mathbf{x}| \end{aligned} \tag{B.12}$$

より,

$$f(\mathbf{x}) = \frac{1}{r(x)} \dot{q} \left( t - \frac{r(x)}{c_0} \right) \tag{B.13}$$

とおくと, (ここで,  $(r(x) = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2})$ )

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_+} \dot{q} \left( t - \frac{r_+}{c_0} \right) &= f(x - \xi) = f(x) \\ &+ \frac{1}{1!} \frac{d}{dx} f(x) \cdot (-\xi) \\ &+ \frac{1}{2!} \frac{d^2}{dx^2} f(x) \cdot (-\xi)^2 \\ &+ \frac{1}{3!} \frac{d^3}{dx^3} f(x) \cdot (-\xi)^3 \\ &+ \dots \end{aligned} \tag{B.14}$$

また,

$$\frac{1}{r_-} \dot{q} \left( t - \frac{r_-}{c_0} \right) = f(x). \tag{B.15}$$

式 (B.14), (B.15) より,

$$\begin{aligned} p_D(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{4\pi} \left\{ f(x) + \frac{1}{1!} \frac{d}{dx} f(x) \cdot (-\xi) + \frac{1}{2!} \frac{d^2}{dx^2} f(x) \cdot (-\xi)^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3}{dx^3} f(x) \cdot (-\xi)^3 + \dots - f(x) \right\} \\ &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{1}{1!} \frac{d}{dx} f(x) \cdot (-\xi) + \frac{1}{2!} \frac{d^2}{dx^2} f(x) \cdot (-\xi)^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3}{dx^3} f(x) \cdot (-\xi)^3 + \dots \right\}. \end{aligned} \tag{B.16}$$

ここで、 $\xi\dot{q}(t) = \dot{G}(t)$  とおいて初項だけを残すと、

$$\begin{aligned}
p_D(\boldsymbol{x}, t) &= -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} f(x) \cdot \xi \\
&= -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{r} \xi \dot{q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\} \\
&= -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{r} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\}. \tag{B.17}
\end{aligned}$$

式 (B.17) の微分を実行し、 $\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r}$  を用いると、

$$\begin{aligned}
p_D(\boldsymbol{x}, t) &= -\frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{r} \right) \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\} \tag{B.18} \\
&\quad \left( \tau = t - \frac{r}{c_0} \right) \\
&= -\frac{1}{4\pi} \left\{ -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial x} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \tau} \dot{G} \frac{\partial \tau}{\partial x} \right\} \\
&= -\frac{1}{4\pi} \left\{ -\frac{x}{r^3} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{1}{r} \ddot{G}(\tau) \frac{\partial}{\partial x} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\} \\
&= -\frac{1}{4\pi} \left\{ -\frac{x}{r^3} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{1}{r} \ddot{G}(\tau) \frac{\partial \tau}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x} \right\} \\
&= -\frac{1}{4\pi} \left\{ -\frac{x}{r^3} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{1}{r} \ddot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \left( -\frac{1}{c_0} \right) \frac{\partial r}{\partial x} \right\} \\
&= -\frac{1}{4\pi} \left\{ -\frac{x}{r^3} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{1}{r} \ddot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \left( -\frac{1}{c_0} \right) \frac{x}{r} \right\} \\
&= \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{x}{r^3} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{x}{c_0 r^2} \ddot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\}. \tag{B.19}
\end{aligned}$$

音のエネルギー放射量  $I \sim r^{-2}$  の場合、球面  $4\pi r^2$  を通過するとき、 $r$  に依らず一定となり遠方場となるから、式 (B.19) の第 2 項が遠方場となる。(すなわち、圧力が  $O(r^{-1})$ ) よりはやく減衰するときは遠方場とならない。

$x/r = \cos \theta$  で決まる角度  $\theta$  の方向で観測するとき、

$$p_D(\boldsymbol{x}, t) = \frac{x}{c_0 r^2} \ddot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \tag{B.20}$$

と表され、音圧の方向分布は図 B-1(b)(p.148) のように二葉の分布をもち、このような音源を二重極音源という。

### B.3.3 四重極音源

四重極はわずかに離れた一対の二重極によって作られる。 $x$  軸方向に軸をもつ 2 つの二重極音源が  $y$  方向に  $\eta$  だけ離れた 2 点  $y_+(0, \eta, 0)$ ,  $y_-(0, 0, 0)$  にあり、強さがそれぞれ  $+G(t)$ ,

$-G(t)$  とすると、四重極の圧力は二重極の場合と同様に、

$$p_Q(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{r_+} \dot{G} \left( t - \frac{r_+}{c_0} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{r_-} \dot{G} \left( t - \frac{r_-}{c_0} \right) \right\} \right\}. \quad (\text{B.21})$$

ここで、 $r_+ = |\mathbf{x} - \mathbf{y}_+| = \sqrt{x^2 + (y - \eta)^2 + z^2}$ ,  $r_- = |\mathbf{x} - \mathbf{y}_-| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ .

Taylor 展開すると、

$$\begin{aligned} p_Q(\mathbf{x}, t) &= -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{r_+} \dot{G} \left( t - \frac{r_+}{c_0} \right) - \frac{1}{r_-} \dot{G} \left( t - \frac{r_-}{c_0} \right) \right\} \\ &= -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{r} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{1!} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right)}{r} \right) \cdot (-\eta) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left( \frac{\dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right)}{r} \right) \cdot (-\eta)^2 \right. \\ &\quad \left. + \dots \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{r} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

初項のみ残すと、

$$\begin{aligned} p_Q(\mathbf{x}, t) &= -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left( \frac{1}{r} \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right) \cdot (-\eta) \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left( \frac{1}{r} \eta \dot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right) \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left\{ \frac{1}{r} \dot{Q} \right\} \left( t - \frac{r}{c_0} \right). \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

ここで、 $\eta \rightarrow 0$  のとき  $\eta \dot{G} \rightarrow \dot{Q}$ .

微分を実行して、 $\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r}$ ,  $\frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y}{r}$  を用いると、

$$\begin{aligned}
 p_Q(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{r} \dot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right) \right\} & (B.25) \\
 &= \frac{1}{4\pi} \left[ \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{x}{r^3} \right) \dot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) - \frac{x}{r^3} \frac{\partial}{\partial y} \dot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\} \right. \\
 &\quad \left. - \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{x}{c_0 r^2} \right) \ddot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{x}{c_0 r^2} \frac{\partial}{\partial y} \ddot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\} \right] \\
 &= \frac{1}{4\pi} \left[ \left\{ \frac{3x}{r^4} \frac{\partial r}{\partial y} \dot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) - \frac{x}{r^3} \frac{\partial}{\partial \tau} \ddot{Q}(\tau) \frac{\partial \tau}{\partial y} \right\} \right. \\
 &\quad \left. - \left\{ -\frac{2x}{c_0 r^3} \frac{\partial r}{\partial y} \ddot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{x}{c_0 r^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \ddot{Q}(\tau) \frac{\partial \tau}{\partial y} \right\} \right] \\
 &= \frac{1}{4\pi} \left[ \left\{ \frac{3xy}{r^5} \dot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) - \frac{x}{r^3} \ddot{Q}(\tau) \left( \frac{1}{c_0} \right) \frac{\partial r}{\partial y} \right\} \right. \\
 &\quad \left. - \left\{ -\frac{2xy}{c_0 r^4} \ddot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{x}{c_0 r^2} \ddot{Q}(\tau) \left( -\frac{1}{c_0} \right) \frac{\partial r}{\partial y} \right\} \right] \\
 &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{3xy}{r^5} \dot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{xy}{c_0 r^4} \ddot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2xy}{c_0 r^4} \ddot{G} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{xy}{c_0^2 r^3} \ddot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \right\}. & (B.26)
 \end{aligned}$$

エネルギー放射に関する最後の項が遠距離場となる。

$$p_Q(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{xy}{r^3} \ddot{Q} \left( t - \frac{r}{c_0} \right) \quad (B.27)$$

音圧の方向分布は図 B-1(c) のように四葉の分布をもつ。

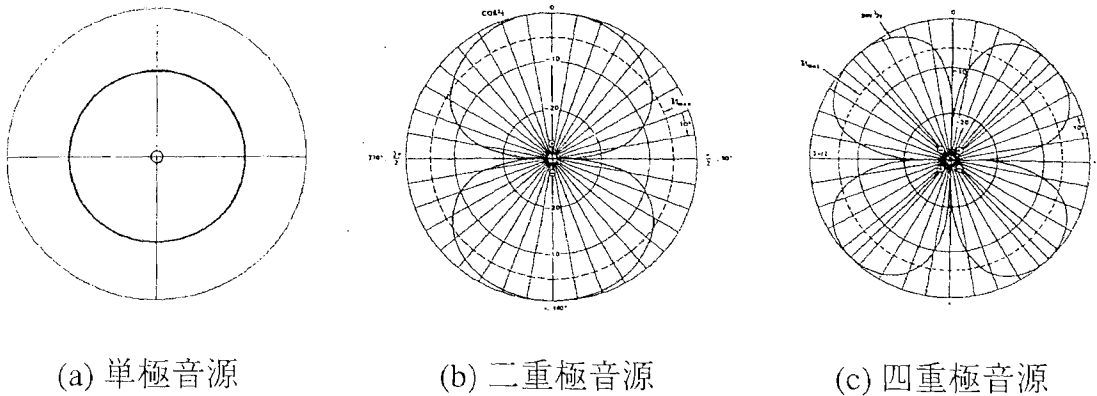


図 B-1 各音源からの音の放射特性

## B.4 Ribner の式の遠距離場

### B.4.1 Ribner の式の遠距離場の解の導出 [146]

式 (7.11) を Taylor 展開することにより, 遠距離場の圧力変動である音の解を導く. 遠距離場を考えるために  $|\mathbf{x}| \gg |\mathbf{y}|$  として展開する [146].

$$f(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi c_0^2} \int \frac{1}{|\mathbf{x}|} \left[ \frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2} \right]_{\tau} d\mathbf{y} \quad (\text{B.28})$$

(ここで,  $\tau = t - |\mathbf{x}|/c_0$ ) とおくと,

$$\begin{aligned} p^{(1)} = f(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t) &= f(\mathbf{x}, t) \\ &+ \frac{1}{1!} \frac{\partial}{\partial x_i} f \cdot (-y_i) \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

$$+ \frac{1}{2!} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} f \cdot (-y_i)(-y_j) \quad (\text{B.30})$$

+ ...

ここで, 第 2 項 (式 (B.29)), 第 3 項 (式 (B.30)) についてそれぞれ計算すると,

$$\begin{aligned} \text{第 2 項 (式 (B.29))} &= -y_i \frac{\partial}{\partial x_i} f \\ &= -y_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ -\frac{1}{4\pi c_0^2} \int \frac{1}{r} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

ここで,  $r = (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^{\frac{1}{2}}$ ,  $p_{tt}^{(0)} = \frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2}$ .

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{4\pi c_0^2} y_i \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} r^{-1} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x_i} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} \right\} d\mathbf{y} \\ &= \frac{1}{4\pi c_0^2} y_i \int \left[ \left\{ (-1)r^{-2} \cdot \frac{1}{2} r^{-1} \cdot 2x_i \right\} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \tau} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial x_i} \right] d\mathbf{y} \\ &= \frac{1}{4\pi c_0^2} y_i \int \left\{ \frac{-x_i}{r^3} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \tau} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} \cdot \left( -\frac{x_i}{c_0 r} \right) \right\} d\mathbf{y} \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

ここで,  $\tau = t - \frac{1}{c_0} (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^{\frac{1}{2}}$

$$= -\frac{1}{4\pi c_0^2} \left[ \frac{x_i}{r^3} \int y_i [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} + \frac{x_i}{c_0 r^2} \int y_i \frac{\partial}{\partial t} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \right] \quad (\text{B.33})$$

$$\begin{aligned}
\text{第 3 項 (式 (B.30))} &= \frac{1}{2!} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} f \cdot (-y_i)(-y_j) \\
&= \frac{y_i y_j}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} f \\
&= \frac{y_i y_j}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{1}{4\pi c_0^2} \int r^{-1} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \right\} \right] \\
&= \left( -\frac{1}{4\pi c_0^2} \right) \frac{y_i y_j}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \int \left\{ \frac{-x_j}{r^3} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} + \frac{-x_j}{c_0 r^2} \frac{\partial}{\partial \tau} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} \right\} d\mathbf{y} \right] \\
&= \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{y_i y_j}{2} \left\{ \int \frac{-3x_i x_j}{r^5} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \right. \\
&\quad \left. - \frac{3}{2c_0} \int \frac{x_i x_j}{r^4} \frac{\partial}{\partial t} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{c_0^2} \int \frac{x_i x_j}{r^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \right\}. \tag{B.34}
\end{aligned}$$

したがって、式 (B.33), (B.34) の  $O(r^{-1})$  の項が遠方場に届く音の圧力変動なので、

$$\begin{aligned}
p^{(1)}(\mathbf{x}, t) &= -\frac{1}{4\pi c_0^2} \int \frac{1}{r} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \\
&\quad - \frac{1}{4\pi c_0^2} \int \frac{x_i}{c_0 r^2} y_i \frac{\partial}{\partial t} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \\
&\quad - \frac{1}{4\pi c_0^2} \int \frac{x_i x_j}{c_0^2 r^3} \frac{y_i y_j}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [p_{tt}^{(0)}]_{\tau} d\mathbf{y} \\
&\quad + \dots \dots \dots \tag{B.35}
\end{aligned}$$

となる。

Ribner の式の遠距離場の解 (式 (B.35)) は、単極、二重極、四重極、… の性質をもつ項の和で表されている。第一項の単極音は、 $p_{tt}^{(0)}$  の体積分が 0 になり消えることが示されている [153]。また、接続漸近展開の方法で論じられる内部領域 (流れ領域) での  $r \rightarrow \infty$  における圧力の漸近形から、二重極の項は外力 (個体壁面、浮力の存在等) によることが示されているので、流力音 (流れから発生する音) では第二項の二重極の項が省略されることが示唆されている [146]。したがって、遠距離場の展開では第三項の四重極の項が主項となる。このことは Lighthill の式が遠距離場で四重極音源を示すことと一致する。

Lighthill の式、Powell-Howe の式、Ribner の式は同じ遠距離場を与え、逆に、与えられた音の遠距離場に対して、その音源の表現は一意的に決まらない。遠距離場を変えることなしに無放射の音源を加えることができるのである [146]。

#### B.4.2 遠距離場の音となる音源項の分布

遠距離場の主項である式(B.35)の第三項中の  $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$  の分布を  $\langle p^{(0)} \rangle$  図と  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  図とともに図 B-2 と図 B-3 に示す. 実際に観測される音は観測位置  $x$  によって異なるので, ここでは音源の候補として  $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$  の分布を検討する.  $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$  の分布にも Ribner の式の音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  と同様の分布傾向が見られ,  $\langle p^{(0)} \rangle$  の負圧領域に対応する領域で強い音源項となっている. 遠距離場となる可能性のある音源は, とくに噴流中心を移動する低圧領域(先行渦内部に突入する追跡渦)と関連性が強いことがわかる. また,  $x/De \geq 2.0$  では,  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  の分布は一様に小さくなっていくが,  $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$  の分布は複雑になっており, この領域での複雑な渦挙動の影響が考えられる.

また, 図 8-4 で検討した渦のつなぎ替えとの関連性が推測される位相における長軸断面の  $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$  分布を  $\langle p^{(0)} \rangle$  図と  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  図とともに図 B-4 に示す. 噴流中心で渦対の接触が起きていると考えられる図 B-4 の (2) では, 音源項が著しく強くなっていることがわかる. このことから, 遠距離場となる音源の候補として渦の接触あるいはそれに続く渦のつなぎ替え過程が挙げられる.



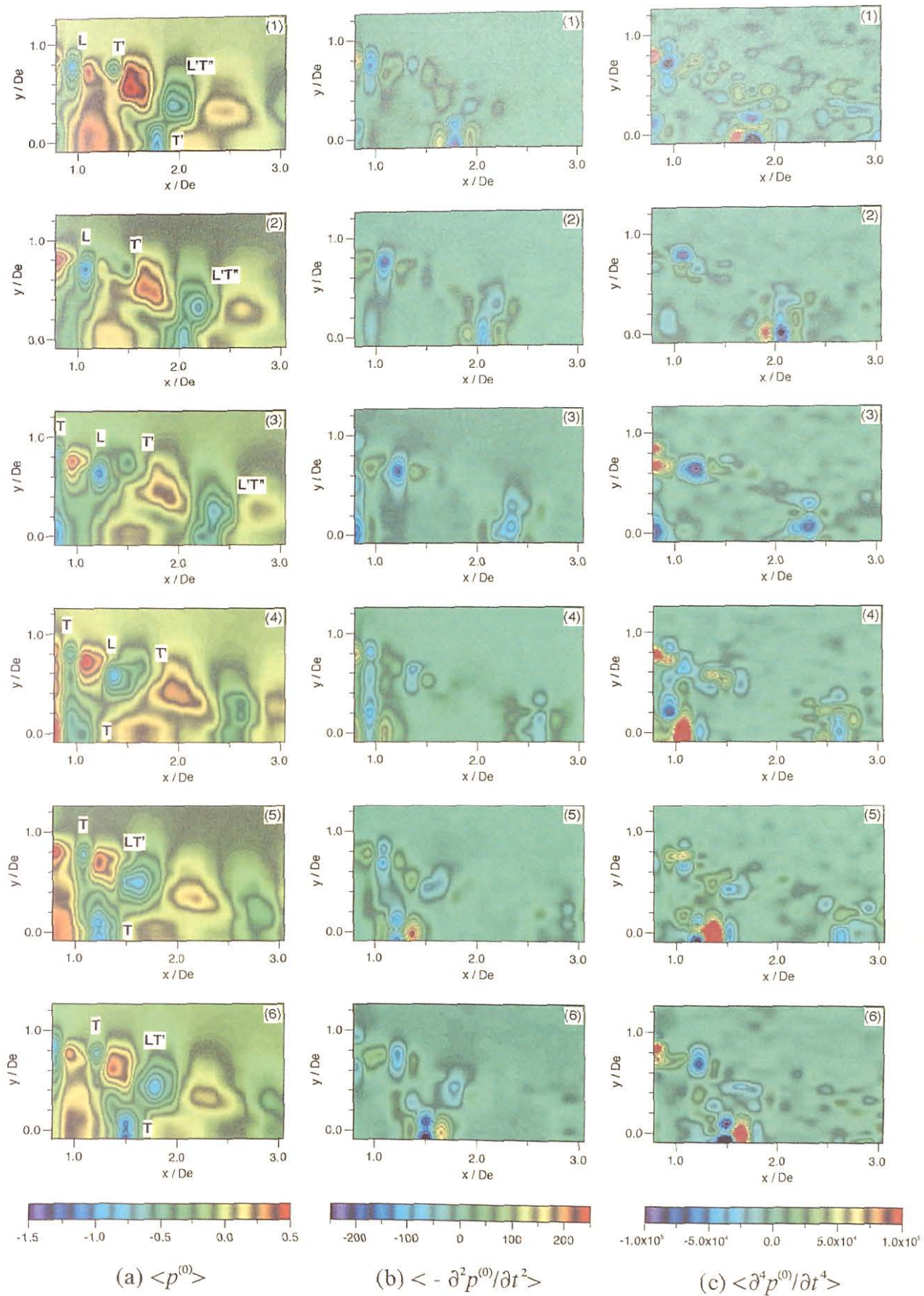


図 B-2 長軸断面の位相平均変動圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  と音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  および  $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$

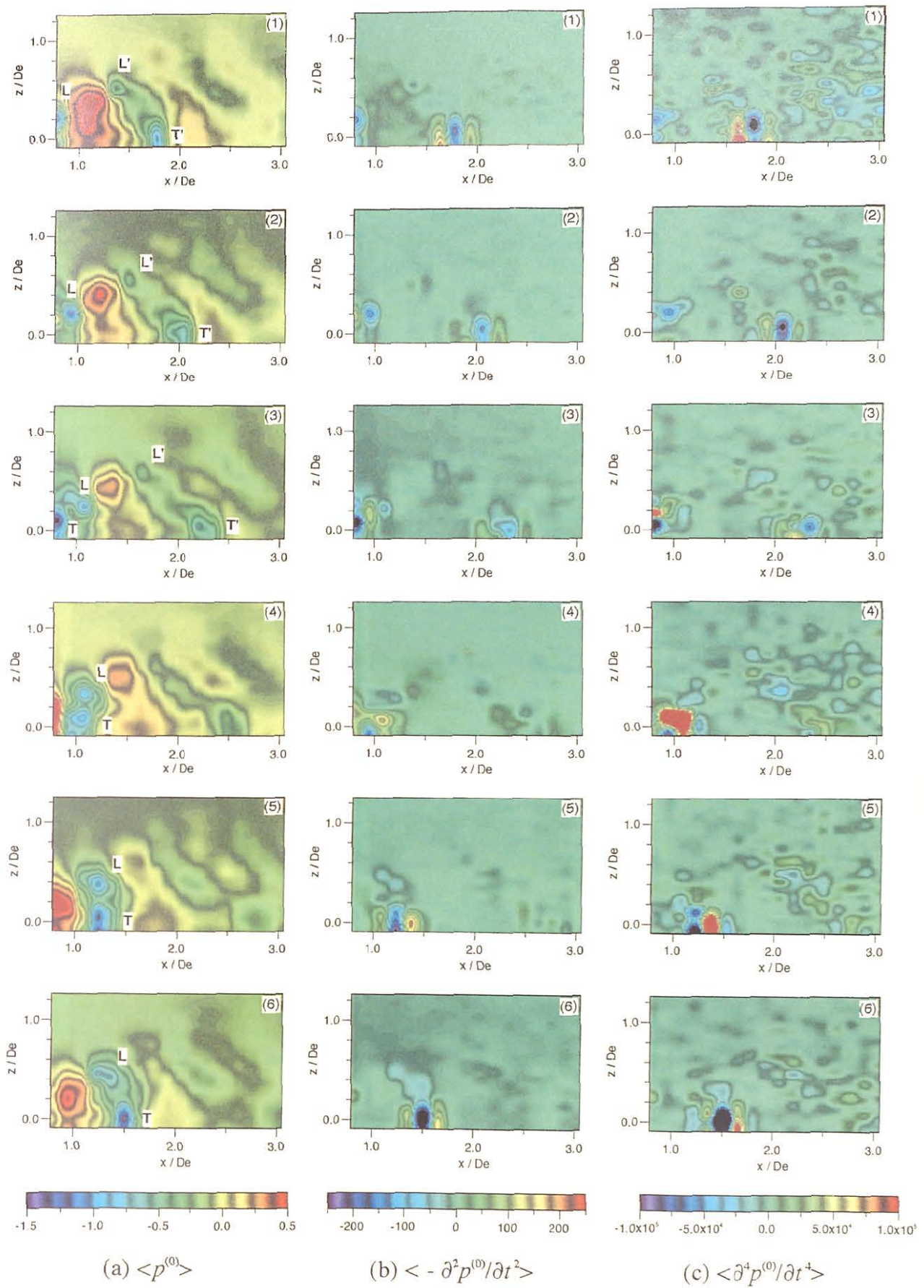


図 B-3 短軸断面の位相平均変動圧力  $\langle p^{(0)} \rangle$  と音源項  $\langle -\partial^2 p^{(0)} / \partial t^2 \rangle$  および  $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$

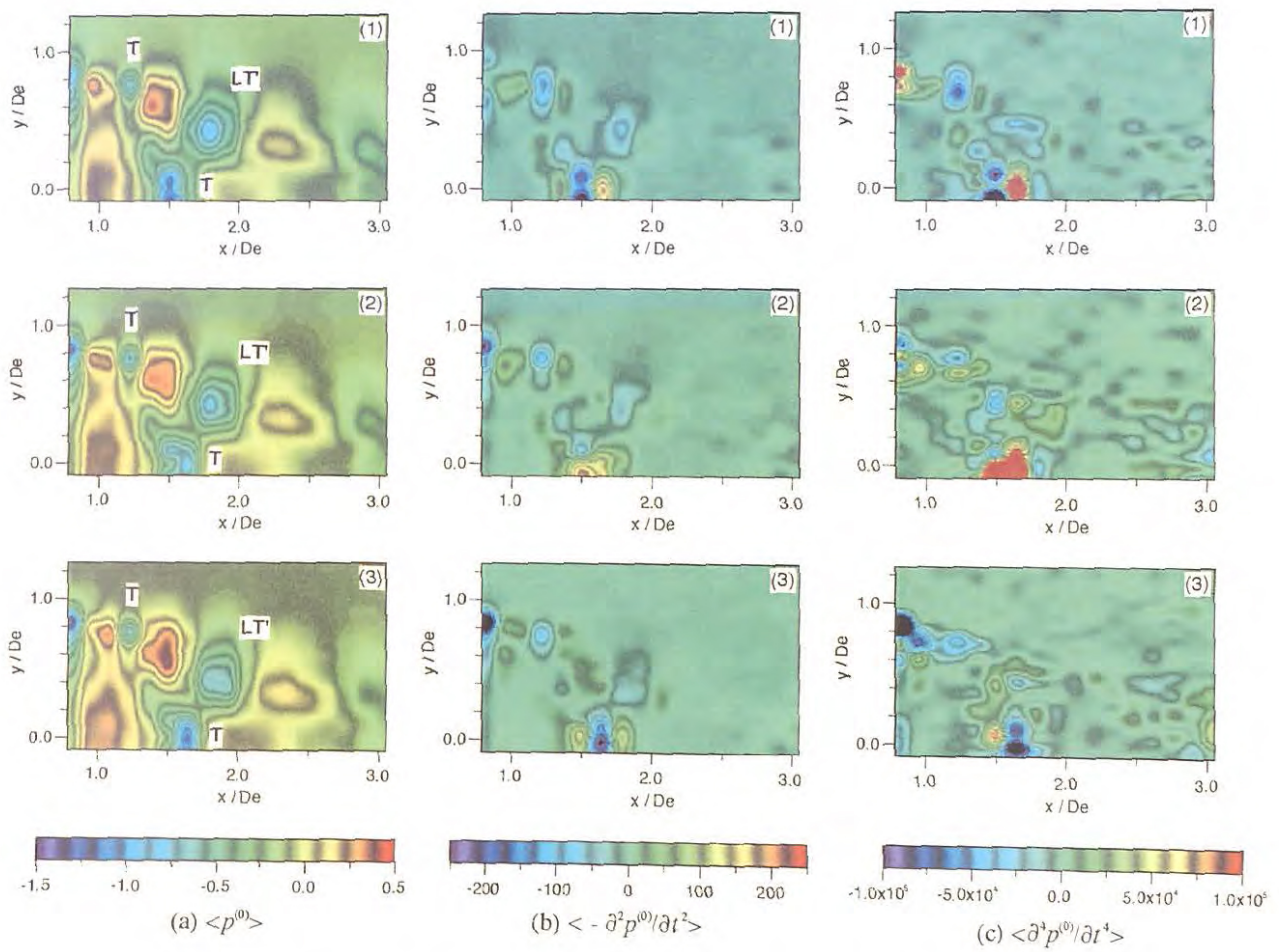


図 B-4 噴流中心近傍領域における音源項  $\langle \partial^4 p^{(0)} / \partial t^4 \rangle$