流体運動のアクティブ制御による 噴流群の高機能化

平成 18 年度

山本和之

記号表		1
第1章 緒	言	4
1.1 緒言		5
1.2 本研	千究の目的	
1.3 本諸	論文の構成	8
第2章 基	礎事項	9
2.1 2次	元噴流群に関する基礎事項	
2.1.1	2次元平行自由噴流群の構成領域	
2.1.2	2次元衝突噴流群の流動構造と熱伝達特性	
2.2 励起	された噴流の特性	15
2.2.1	励起された自由噴流の特性	15
2.2.2	励起された衝突噴流の熱伝達特性	16
2.3 粒子	子画像流速計	17
2.3.1	粒子画像流速計の原理	17
2.3.2	CCD カメラ	19
2.3.3	レーザ照射タイミング	19
2.3.4	実座標と画像座標の対応付け	
2.3.5	画像相互相関係数	
2.3.6	誤った対応付けの修正	
2.3.7	速度の算出	
2.3.8	渦度の算出	
2.3.9	位相平均	
2.4 熱緩	泉流速計	
2.4.1	熱線流速計の原理	
2.4.2	熱線の加熱方式	
2.4.3	熱線流速計の出力	
第3章 2	次元平行3噴流群における流速分布のフィードバック制御	
3.1 はじ	こめに	
3.2 実懸	送去置	
3.3 制御	利对象	
3.3.1	平均流動場	
3.3.2	速度変動成分	
3.3.3	3 噴流の相互干渉と大規模渦構造	39
3.4 制御?	ンステム	41
3.4.1	調整器	41
3.4.2	熱線流速計による速度分布の検出	

3.4.3 制御器とフィードバック補償要素	45
3.4.4 ニューラルネットワークの導入	45
3.5. 各要素の時間特性	47
3.6 制御結果	49
3.6.1 式(3-2)による制御結果	49
3.6.2 ニューラルネットワークを用いた制御結果	49
3.7 本章のまとめ	52
第4章 ニューラルネットワークを用いた衝突2噴流群の壁面温度分布制御	53
4.1 はじめに	54
4.2 実験装置	55
4.3 衝突2次元2噴流群の流れの特徴	57
4.3.1 平均流動構造	57
4.3.2 励起による渦構造の変化	63
4.4 制御方法	66
4.4.1 制御方針	66
4.4.2 ニューラルネットワーク	69
4.5. 制御結果	73
4.6 本章のまとめ	76
第5章 衝突二次元噴流群のラージエディシミュレーション	77
5.1 はじめに	78
5.2 支配方程式	79
5.3 各項の離散化と計算手順	80
5.4 初期条件と境界条件	86
5.4.1 初期条件	86
5.4.2 境界条件	86
5.5 流入条件	89
5.6 統計量算出方法	93
	94
5.8 半均・変動流速と烈伝達率分布の実験との比較	96
5.9 流動構造と熱輸送のメカニスム	99
5.9.1 流動場の統計諸重	99
5.9.2 瞬時の流動場	102
5.10 セアル係数の検討	105
 D.11 励起手法	107
 3.12 非別起時との比較 5.12 (対計具の比較) 	109
5.12.1 統計重の比較	109

5.12	2.2 流動構造の比較	114
5.13	熱伝達率分布の実験との比較	117
5.14	本章のまとめ	120
第6章	結言	121
6. 紹	告	122
Appendi	x 本研究で用いたニューラルネットワークの構造	124
A.1	ニューラルネットワークの概要	125
A.2	ニューロンのモデル	126
A.3	階層型ニューラルネットワークの構成	127
A.4	逆誤差伝播法によるニューラルネットワークの学習	129
参考文薛	鈬	131
謝辞		137

記号表

A :	励起振幅	_
A_h :	較正係数	_
A_1 :	スリット1の励起振幅	_
A^{in} :	入力する励起振幅	_
A^{est} :	ニューロにより推定された励起振幅	_
<i>a</i> :	温度伝導率	m^2/s
<i>a</i> _{1,2,3,4}	: 係数	_
$b_{1,2,3,4}$: 係数	_
a_{w} :	加熱度	_
B :	ノズル幅	m
B_h :	較正係数	_
<i>C</i> :	モデル係数	_
C_p :	定圧比熱	J/kg·K
C_w :	熱容量	J/K
<i>c</i> _{1,2,3,4}	: 定数	_
Dt :	平均自乗誤差	K^2
<i>E</i> :	エネルギースペクトル	m^3/s^2
E_w :	熱線流速計の出力電圧	V
f :	外力	Ν
f_c :	カットオフ周波数	Hz
H :	ノズルから衝突平板までの距離	m
I :	画素の輝度	_
I_c :	電流	А
h :	熱流束	$J/m^2 \cdot s$
<i>K</i> :	乱流エネルギー	m^2/s^2
K_0 :	ゲイン	m/s
K_a :	係数	_
K_h :	係数	_
K_p :	比例ゲイン	1/m
<i>k</i> :	運動エネルギー	m^2/s^2
<i>l</i> :	熱線の長さ	ms
M_t :	熱線の時定数	S
N :	オンライン学習の更新回数	□
<i>n</i> :	較正係数	_

Nu :	ヌセルト数	_
p :	圧力	N/m ²
Pr :	プラントル数	_
Pe :	ペクレ数	_
q_{wall}	: 衝突壁面からの熱流束	$J/m^2 \cdot s$
<i>R</i> :	相互相関係数	_
R_0 :	熱線の抵抗	Ω
R_a :	熱線の抵抗	Ω
R_b :	熱線の抵抗	Ω
R_w :	熱線の抵抗	Ω
<i>Re</i> :	レイノルズ数	_
S :	歪み度	1/s
<i>s</i> :	ノズル間隔	m
$S_{_{hw}}$: 熱線プローブ間隔	m
St :	ストローハル数	_
T :	温度	Κ
T_0 :	熱線の温度	Κ
T_a :	流体の温度	Κ
T_{bulk}	: バルク温度	Κ
T_w :	熱線の温度	Κ
T_i :	積分時間	S
<i>t</i> :	時間	S
U :	平均速度	m/s
U_0 :	ノズル出口速度	m/s
U_c :	対流速度	m/s
U_w :	熱線における速度	m/s
v :	スリット出口バルク速度	m/s
V_0 :	ノズル出口速度	m/s
<i>u</i> :	速度	m/s
\widetilde{u}' :	f _c Hz 以下の速度変動成分	m/s
u':	f _c Hz 以上の速度変動成分	m/s
w :	制御入力パラメータ	_
<i>x</i> , <i>y</i> , <i>z</i>	: 座標	m
<i>X</i> , <i>Y</i> , <i>Z</i>	: 座標	m
\mathcal{Y}_{peak}	: 平均流速分布最大值位置	m

ギリシャ文字

α	:	テストフィルター幅とグリッドフィルター幅の比	_
α_a	:	温度係数	_
α_0	:	温度係数	_
Δ	:	グリッドフィルター幅	m
ΔT	:	温度差	Κ
$\Delta T''$	ieasured	1: 測定された温度差	Κ
ΔT^{t}	arget	: 目標温度差	Κ
θ	:	無次元化された温度	_
к	:	波数	_
λ	:	流体の熱伝導率	W/m·K
V	:	動粘性係数	m ² /s
ζ	:	運動量厚さ	m
ρ	:	密度	kg/m ³
τ	:	応力	N/m ²
ϕ	:	スカラーポテンシャル	m^2/s^2
ω	:	渦度	1/s

添え字

i, j, k	:	<i>x, y, z</i> 成分
sgs	:	サブグリッド成分
rms	:	root mean square 値

第1章 緒言

1.1 緒言

噴流は、燃焼器、化学反応器、空調システムなどさまざまな工業分野に応用されている. その多くは乱流による拡散混合あるいは熱伝達の促進を目的としており、濃度や温度などの乱流スカラー輸送の制御が要求されている.

噴流のコヒーレント構造の発達と混合過程は運動量とスカラーの輸送に大きな役割を果たしている.音波による励起等の秩序的な乱れを付与したり^[1-1, 1-2, 1-3],噴流の吐出口の形状を変化させたりして^[1-4, 1-5, 1-6],乱流のコヒーレント構造を制御することで,混合の促進,抑制が実現されている.

近年,流体の実時間計測法の著しい発展が,電子デジタル技術の進展とともに行われ, 流体の時空間の詳細な情報が得やすくなり,乱流へのフィードバック制御適用が試みられ ている^[1-7].一般に気流の乱流変動成分は ms オーダーの時間スケールまであり,このスケ ールに対応するセンサおよびアクチュエータを作成するのは非常に困難である.そのため, 乱流のフィードバック制御は数値計算を中心に進められており^[1-8, 1-9, 1-10, 1-11, 1-12, 1-13, 1-14],実 流動場への適用は,森岡ら^[1-15]のバックステップ流制御および吉野らの壁乱流フィードバッ ク制御^[1-16]に見られる程度である.Fig. 1-1のように,制御対象を取り扱いやすい大きさの スケールに限定し,制御装置などに要求される性能を低減することにより,実流動場での 制御系を構築し,さらに小さい時空間スケールへ制御対象を拡大していくというアプロー チは,フィードバック制御の実流動場への適用可能性を検討する上で有効である.

本研究では 2 次元平行 3 噴流群により形成される平均流動構造を制御対象として,変動 成分を外乱として扱い,フィードバック制御により変動成分の一部を抑制する可能性を実 験により検証する.この制御により,速度または濃度分布の時間的なばらつきを減少させ ることができる.また,分布を制御する上で重要となる多自由度化について,ニューラル ネットワークを用いたシステム構築^[1-17]を用い,噴流操作への適用可能性を検討する.

一方,衝突噴流は,製紙,布,鋼板,ガラスの焼きなましなどのさまざまな工業プロセスで,物体表面の加熱や冷却,乾燥などに使用されており,熱伝達の促進だけでなく,熱伝達率の調節およびその分布形状の制御が要求される技術となってきている.

衝突噴流は、比較的小さな動力で高い熱伝達率がよどみ点付近で得られるため^[1-18, 1-19], 製紙、製鉄などの表面の加熱冷却などの工業過程で広く用いられる.これらの工程では正 確な熱伝達率分布の制御が求められる.熱伝達率制御に関するさまざまな研究が行われて きており、それらは大きくパッシブ制御とアクティブ制御に分けられる.パッシブ制御は 対象とする系の内外でエネルギーの出入りがない形で、噴流にスワールをかけたり^[1-6, 1-20], ノズル出口形状を変形して^[1-21]噴流の特性を変化させるものである.アクティブ制御はエネ ルギーの出入りがあり、音響による励起^[1-22]や衝突面の振動^[1-23]などが挙げられる.アクテ ィブ制御は制御入力量を変更できるため、さまざまな目標値を柔軟に達成するのにはふさ わしい制御方法であるので、本研究で採用した.

5

1.1 緒言

熱伝達を制御する手段として、衝突 2 噴流群とそれらの噴流のせん断層の励起を導入した. ノズル出口に設けられたスリットより、吹出・吸込を行い、微小励起を行う. 従来、シンセティックジェット^[1-24,1-25,1-26,1-27]、インテリジェントノズル^[1-28,1-29,1-30,1-31]、流体の吹出・吸込^[1-32]などのさまざまなタイプのアクチュエータを用いた噴流の制御が行われており、それらの有効性が示されている.本研究で採用した形態は、噴流せん断層がノズル出口で局所的かつ独立に励起される. それにより、流体運動の制御可能な範囲の拡張に寄与する制御入力変数の数を増大しているので、より柔軟な制御が可能となる.

アクティブ制御において、もう一つ重要なことは熱伝達率分布制御に対して、適切な制 御アルゴリズムを採用することである.衝突噴流を使った熱伝達率制御を行う上で、以下 の2つの点を考慮する必要がある.

1. 空間的なひろがりを持つ分布を制御するために複数の入力変数が必要であること.

2. 制御対象である流動場はナビエストークス方程式に支配された非線形系であること.

これらを解決するために熱伝達率分布制御するにあたりニューラルネットワークを用いることにした.ニューラルネットワークは教示信号を提示することで多入力多出力の関係を非線形に取り扱うことが可能である.

乱流制御の例としては、Jacobson et al.が単純化した乱流境界層の数値シミュレーションに おいて、ニューラルコントローラを使って、約 8%の抵抗低減を実現している^[1-33]. この研 究ではニューラルネットワークは制御中にも学習を行っている(オンライン学習と呼ばれ る). その他にもニューラルネットワークをコントローラに用いた、数値シミュレーション における乱流制御の研究はいくつか報告されている^[1-34, 1-35].

オンライン学習では、現在の流動状況に合わせた対応ができるが、オンライン学習のニ ューラルネットワークをコントローラに用いた実験的な流体制御の研究はほとんど行われ ていない.本研究では、衝突 2 噴流群の定常的な壁面温度分布を制御することを目的とす る.所望の温度分布を得るために、噴流はノズル出口に設けられたスリットを通した吹出 吸込により励起される.壁面温度分布に対する励起の影響をはじめに検討し、次にニュー ラルネットワークに基づいた制御系を構築し、オフラインおよびオンラインの学習を行い、 衝突 2 噴流群の定常壁面温度分布の制御に適用する.

6



Fig. 1-1 本研究の制御対象となる時空間スケール

1.2 本研究の目的

噴流の乱流混合制御を行う場合,濃度分布などの制御量の自由度を増大すれば,分布形 状パターンが多様で制御範囲が広く,柔軟な制御系を構成することができる.そこで操作 変数の増大を狙って噴流を複数配列した群噴流を用いる.群噴流では噴流間の相互干渉が 生じ,互いに引き寄せ合う平均流動構造を形成するという報告がある^[1-36, 1-37].このような 特性を利用して,流体のアクティブ制御を行うシステムの構築を行う.

- 1. 熱流体の状態を表す空間分布には、速度分布、濃度分布、温度分布などがあるが、 本研究では、濃度、温度輸送を支配する速度分布の位置を安定させる制御を行う.
- 2. 衝突噴流を用いて工業的に多く利用されている形態の要件として、冷却対象の温度 分布の制御が挙げられる.本研究では時間平均で形成される,衝突壁面の温度分布で,

所望の分布が得られるように,流動場への制御入力が適応的に変更される制御を行う. 以上により,最終的に多様な機能を持たせた機能性噴流を構築する基盤を確立することを 目的とする.

1.3 本論文の構成

第2章では、2噴流もしくは3噴流が構成する流れ場の基礎事項について述べ、さらに衝 突噴流の熱伝達特性および励起噴流の流動構造に関する既存の研究より、制御対象として 適切な流動条件を明らかにする.また実時間制御に用いる流体計測法として、粒子画像流 速計および熱線流速計の原理について述べる.

第3章では、平行2次元3噴流群において、ノズル出口速度の制御により、3噴流により 形成される下流での平均速度分布の制御を行う.空気流に対して熱線流速計を3本同時計 測することにより、実時間で速度分布の最大値を評価し、その位置をフィードバック制御 する.空気流量は送風機のインバータで制御し、それぞれの要素の時定数を検討し、秒オ ーダーでの外乱に対して、流速分布の制御が可能となったことを示す.

第4章では、衝突2次元2噴流群の壁面温度分布の制御を行った.噴流流動場はノズル 出口に設けたスリットにより流れ場を励起することで、せん断層内での渦運動が強化され、 噴流がより拡散する.この特性を利用して壁面に衝突する状況を変化させることにより、 熱伝達制御を行う.流動構造は PIV により2次元速度分布を計測し、壁面の温度分布の同 時計測によりニューラルネットワークの学習機能を付加することにより、これにより所望 の壁面温度分布が得られることを立証する.

第5章では、4章の流動場に対して数値シミュレーションを行う.本研究では、ニューラ ルネットワークの事前学習データとして、時系列の大規模渦構造を再現するためにラージ エディシミュレーション(LES)手法を用いる.熱伝達率の計算結果は実験データと概ね良好 な一致が得られたことを示す.

第6章では、これまでの各章で得られた結果より、熱流体の時空間分布の制御の可能性 について示し、本研究で用いたシステムの制御範囲などを総括し、本研究の結論を述べた.

第2章 基礎事項

2.1 2次元噴流群に関する基礎事項

2.1.1 2次元平行自由噴流群の構成領域

本研究の対象となる2次元平行噴流群は平行に配置された2次元ノズルから噴出する流 れ場である. Miller et al.^[2-1]によりはじめて研究対象とされた.噴流群は隣り合う噴流のエ ントレインメント(巻き込み)によって両噴流間に負圧領域が生じるために強く引き合う.2 次元平行自由噴流群は Fig. 2-1 のように merging point(合流点), conbined point(結合点)によ って大きく,

(1) converging region

(2) merging region

(3) combined region

の3 つの領域に分類される.

(1) converging region

ノズルから噴出した2噴流が merging point で合流する(速度分布が交わる)までの領域を 指す. この領域において2噴流は互いのエントレインメントにより湾曲し, 徐々に接近す る. 両噴流のエントレインメントにより2噴流間の圧力は負であり符号が逆の渦度を有す る渦対が生じている.

(2) merging region

噴流が merging point で合流し, combined point で完全に合体する(速度分布が単噴流と 同型になる)までの領域を指す. この領域において2噴流は混合し合い乱れが生じる.

(3) combined region

combined point 以降の領域を指す. この領域では2噴流が完全に合体し流動構造は単噴流のそれに類似している.

merging point は流れ方向速度がゼロとなる点と定義される. 2 つの噴流に挟まれた領域 は双方のエントレインメントにより負圧領域となるが, merging point 付近で圧力は最大値 を示す. ただし, 圧力最大点は必ずしも merging point とは一致しない(田中^[2-2]). combined point では流れ方向速度が最大値を取る. つまり combined point において個々の噴流の流速 分布が結合し, 1 つの流速分布となる. これより下流は単噴流に類似した流動場となる. merging point や combined point の位置はノズル間隔比(s / B)や仕切り板(サイドプレート) の有無, つまり境界条件に依存する. 主な研究としては田中^[2-3]は流動場の詳細な解析を 行い, Nasr et al.^[2-4]は励起した時の 2 次元 2 噴流を熱線流速計で測定し, 流動特性の影響 を調べた. また Anderson et al.^[2-5]は熱線流速計による計測をおこない, *k-ε*モデルとレイノ ルズ応力方程式モデル(Reynolds Stress Equation Model: RSM)の計算結果と比較している.



Fig. 2-1 Schematic of two parallel planar jets. ^[2-4]

2.1.2 2次元衝突噴流群の流動構造と熱伝達特性

前項においては2次元自由噴流群の構成領域について述べたが、2次元衝突群噴流においては衝突距離が非常に遠い場合を除いて、2噴流が合体することはない.しかし噴流間の相互干渉は存在し、それが壁面の熱輸送特性に大きく影響する.

衝突噴流群においてはノズル間隔が流動構造に大きく影響を与える. Fig. 2-2 に本研究 の対象となる 2 次元衝突 2 噴流の様子を示す.単独衝突噴流と大きく異なる点は,それぞ れの噴流が壁面に衝突後,壁面噴流同士が衝突する 2 次よどみ領域が存在するところであ る.壁面噴流同士の衝突によりノズル方向への巻き上げ(ファウンテイン)が発生する. こ のファウンテインは噴流のエントレインメントによりノズルから噴出する流れに流入し, 噴流速度が減衰してしまうために熱伝達抑制を引き起こす場合がある.

また、この2噴流間の再循環領域は2.1.1 で述べた衝突噴流の領域に加えて噴流群の場合に存在し、実験的にはサイドプレートの有無によってこの再循環領域の流動構造が大きく変化し、噴流の流動も大きく変化することが予測される.サイドプレートがある場合はスパン方向の流出流入が許されないために衝突した流体はほとんど外側に流れ、噴流間は高よどみ領域となり熱伝達が抑制される.逆にサイドプレートがない場合はスパン方向に流入流出が許されるため2噴流は激しく相互干渉し、再循環領域は左右の不安定性に大きく影響する.本研究においては、スパン方向には周期境界条件を適用するためサイドプレート有りの速度分布に近づく.

過去の研究において, Gardon et al.^[2-6]は単独 2 次元衝突噴流と 2 次元衝突 2 噴流および 3 噴流について壁面温度および圧力を計測している. ノズル間隔比を 2 噴流では *s* / *B* = 4 , 3 噴流では *s* / *B* = 2 とし,熱伝達特性に及ぼす衝突距離の影響について調べ,ノズル間隔 比 *s* / *B* = 2 で衝突距離 *H* / *B* = 4 の場合に噴流間領域に壁面噴流同士の干渉による熱伝達 率のピークが得られることや,衝突距離 *H* が大きくなるにつれて噴流同士が引き合うこ とにより最大熱伝達率の位置が 2 次よどみ点(Fig. 2- 2)へ近づくことなどを明らかにした. 一宮ら^[2-7,2-8]は,*Re* 数,衝突距離,ノズル間隔比のパラメータを変えて数多くのパターン で上壁を有する 2 次元衝突 3 噴流の特性に関する実験的および解析的研究を行った.この とき,計算は低*Re* 数のときのみであるが流れ関数渦度法を用いている.低*Re* 数では外 側ノズル下での局所熱伝達の上昇がみられ,よどみ点を除き,熱伝達率が極大となる位置 とその値を数値的に求めることができるとし,高*Re* 数時では,ノズル下,外側ノズル下, 外側ノズル流下方向の 3 点で熱伝達が極大となった.

2 次元衝突噴流群の乱流構造および熱輸送機構に関する研究は極めて少ない.衝突噴流 群の熱伝達特性が定性的に単噴流と同様の傾向をもつ(Martin^[2-9])ということもいえるが, 熱伝達制御においては 2 次元衝突群噴流の特性を理解することは重要である.実験的には Elbanna et al.^[2-10]が 2 次元衝突 2 噴流を熱線流速計測,壁面圧力計測,油膜法による可視化 を通じて 2 噴流の速度比が流動場に与える影響について調べている.その結果,衝突距離 が大きくなるとファウンテインが速度の速い噴流側へ引き寄せられてその傾向は2 噴流の

12

速度差がなくなってくるほど顕著になること、2次よどみ領域の壁面静圧が衝突噴流領域 の壁面静圧よりも大きくなることを明らかにした.また、衝突噴流群は自由噴流や単独衝 突噴流より速度の減衰が速く、噴流速度の差がある場合は速度の遅い噴流速度の減衰が、 速度の速い噴流よりも速やかに生じることを示している.



Fig. 2-2 Schematic of two planar impinging jets.

2.2 励起された噴流の特性

2.2.1 励起された自由噴流の特性

噴流の励起については様々な方法で行われているがせん断層を直接励起するインテリ ジェントノズルや音響加振によるものが大半である.これまでの研究において噴流を励起 することは、励起によって下流の流動構造を変化させる目的のものと、特徴的な周波数で 励起することで位相固定して計測を行い、そのデータによる乱流構造解析を目的とするも のに分けられる.

過去の研究例から噴流を励起するとせん断層の Kelvin-Helmholtz 不安定によりロール アップし大規模渦が生成,噴流半値幅や噴流中央における乱流強度の増加率が非励起噴流 に比べて増大することが知られている. Sato^[2-11]は 2 次元噴流を音響励起し,噴流中に対 称モードと反対称モードが存在することを発見した. Crow et al.^[2-12]は軸対称噴流を励起し, 流れ場へ導入した擾乱が最大増幅されるときの周波数-プリファードモード(preferred mode)-を発見し,その値はノズル幅と主流速度を代表としたストローハル数において *St* = 0.30 であることを報告している.このプリファードモードはこれまでの研究により 0.24 < *St* < 0.4 に存在することがわかっているが,ノズル形状の差や実験誤差などにより値にば らつきがある.

噴流は励起するとせん断層の発達により乱れが増大するが、Zaman et al.^[2-13]は励起周波 数によっては、乱れが抑制される場合があることを実験的に示している.これによるとノ ズル出口の運動量厚さを代表長さとしたストローハル数が*St* = 0.017 で励起すると渦の生 成が抑制されるためであることを流動場の可視化および速度変動の条件抽出測定により 明らかにしている.また Cho et al.^[2-14]は、2 つの周波数を用いて励起したときその周波数 の間の位相差によって渦合体を促進したり抑制したりすることが可能であることを実験 的に示した.その際、渦合体を誘発する時の流動場の変動は基本周波数の半分の周波数、 サブハーモニック(低調波)が存在することを示している.Danaila et al.^[2-15]は励起した軸対 称噴流の直接数値計算(DNS: Direct Numerical Simulation)を行った.Hilgers et al.^[2-16]は励起 を用いて軸対称噴流のパッシブスカラーの最適混合を DNS 、ラージエディーシミュレー ション(LES: Large Eddy Simulation)により試みている.

2.2.2 励起された衝突噴流の熱伝達特性

衝突壁面近傍の流動構造は自由噴流領域での乱れの状態に依存することは 2.1.2 で述べ たとおりである.したがって上述のように衝突噴流においても励起の影響は壁面近傍の渦 構造に影響し,すなわち熱輸送機構に影響する.よって,励起は衝突噴流場においても熱 伝達促進を図る手段として適用されており,衝突噴流熱伝達のアクティブ制御の中で最も 古典的かつ基本的な方法である.

Liu et al.^[2-17]は励起周波数が壁面近傍の流動構造および熱伝達率分布に与える影響について研究している.その結果,励起周波数を自然渦発生周波数に設定すると壁噴流領域で熱伝達促進を,サブハーモニック周波数では熱伝達抑制されることを示した.またスモークワイヤ法による可視化により以上の熱伝達促進抑制は励起周波数に依存した壁面近傍の渦構造により引き起こされることを明らかにした. Hwang et al.^[2-18]は軸対称衝突噴流をスピーカにより励起した場合とノズル外側に設置したスリットによる吹出・吸込を行った場合の熱伝達特性を比較しており,スモークワイヤ法による可視化により渦合体が阻害される*St* = 2.4, 3.0 ではノズル近傍で生成した渦のサイズのまま流下するためにポテンシャルコアの長さが伸びて噴流の発達が遅れる.そのため衝突距離が短い時には非励起噴流に比べ熱伝達が抑制されるが,衝突距離が長くなると熱伝達は促進される.逆に噴流の発達が早められる*St* = 1.2, 4.0 では衝突距離が短い場合に熱伝達率が大きくなるが非励起時に比べて促進されない.

Edmund et al.^[2-19]は2次元衝突噴流において,低い強度(10%)の励起によって熱伝達促進 が得られるか,その可能性を探っている.その結果,衝突壁面をポテンシャルコア領域よ りも下流に設置した場合に,励起周波数を自然渦発生周波数に設定すると,よどみ点熱伝 達率が57%も上昇することが確認された.この理由として励起により生成された渦列が壁 面へ断続的に衝突する界面更新が生じていると考えられるとし,同様の理由によりポテン シャルコア領域内に衝突壁面を設置した場合には熱伝達の促進が得られないと報告して いる.

2.3 粒子画像流速計

2.3.1 粒子画像流速計の原理

粒子画像流速計(PIV: Particle Image Velocimetry)^[2-20]は流動場に混入されたトレーサ粒子 にシート状レーザ光を照射し,散乱光によって流れ場の2次元断面を可視化する.適当な 時間間隔でレーザ光をパルス状に2度照射し,これをフィルムカメラあるいはビデオカメ ラに収めるとトレーサ粒子群の移動量を知ることができる.原理をFig.2-3に示す.露光 方法の違いにより自己相関法と相互相関法に分類される.

自己相関法は近接した時間間隔のパルス光で2回照明された粒子像を一枚のフィルムや CCD(Charge Coupled Device)の同一フレーム内に2重露光させる.この2重露光された画像 に対して微小な検査領域の輝度分布の自己相関を求め相関係数の2番目に高いピーク位置 を粒子群の移動位置に対応するものとして移動距離を算出する.この方法は従来用いられ てきた解像度の高い画像記録媒体である写真フィルムに露光することが可能なため,空間 的密度の高い速度分布を得ることができる.ただし逆流が存在する流動場の計測にはトレ ーサ粒子の移動方向を判別する手段が必要である.

相互相関法では最初の露光と次の露光を別々の写真フィルムや CCD の異なる 2 つのフ レームに露光させる.これらの画像に対して 2 画像間の局所的な相互相関を求めることで そのピーク位置から移動距離を求める.2 画像間の時間的な前後関係が既知であれば,流 れ方向の判別に特殊な装置を用いる必要はなく,逆流を伴う流れも簡易に計測できる.同 じカメラで時間的にごく短い間隔で2枚のフィルムを別々に露光させるのは機械的に困難 なため CCD を用いた計測が多い.写真フィルムでは大量の写真を現像せねばならず,ま た各画像の位置較正が必要となる.一方 CCD では現像の必要がなく各画像の位置のずれ もないため大量の画像を記録することができ,乱流統計量の算出に必要な大量の速度分布 を容易に求めることができる.

PIV の特徴として、トレーサ粒子を密に混入するため空間的に密な速度ベクトルを算出 することができるということが挙げられる.このため瞬時速度の空間的な微分値を算出し、 渦度を求めることができる.ただし得られる速度は検査領域内トレーサ粒子群の平均速度 であるため検査領域の大きさよりも小さい渦を測定することができない.



Fig. 2-3 Schematic of particle image velocimetry.

2.3.2 CCD カメラ

CCD(Charged Coupled Device)は入射した光を電荷に変換して格子状の電荷蓄積装置に蓄 え、一定時間蓄えた後に信号として出力する2次元映像変換素子である.

本研究においては KODAK MEGAPLUS Camera(ES1.0)を撮像装置として用いた. 今回は 位相固定で撮影するためにパルスジェネレータからの外部信号に同期して行われる. 得ら れる画像情報はホストコンピュータに送られマージして保存される. 1 枚の画像は 1008× 1018pixel の解像度を持ち 8bit256 階調(モノクロ)のビットマップ形式で保存される.

2.3.3 レーザ照射タイミング

PIV の光源となるレーザーライトシートの発光タイミングには主に以下の2種類が挙げられる.

等時間間隔で各フレームに照射する方法(1 Exposure / 1 Frame)
 隣接する2つのフレームに照射する方法(2 Exposures / 2 Frames)

Fig. 2-4 にレーザ照射タイミングの概略図を示す.

1)の方法では,発光時間間隔を撮像レート以下には出来ない.そのため低速でせん断の 弱い流動場の計測に適している.

一方,2)の方法を取ると、レーザの発光時間間隔を任意に設定することができ、高速で せん断の強い流動場を計測することができるようになる.ただし時間分解能は、1)と同じ 撮像レートを用いた場合半分になってしまう.

本研究では、噴流というせん断の非常に強い流動場であるため、2)の 2 Exposures / 2 Frames の方法を用いた.



(a) 1 Exposure / 1 Frame



Fig. 2- 4 Timing sequence of image exposure.

2.3.4 実座標と画像座標の対応付け

可視化画像から粒子群の位置や移動距離を求める際に実座標系(real coordinate system)と 画像座標系(image coordinate system)の対応付け(calibration)をとる必要がある. その対応付 けのために Fig. 2-5 のように標定点(orientate Point)として実座標が既知なレーザシート面 内の4点をあらかじめ CCD カメラで撮影しておき,画像における標定点の座標を線形補 間することで画像座標と実座標の対応付けをとった.画像座標系(X',Y')と実座標系 (X,Y)の関係を写像関数 f_x, f_y で次式のように近似する.

$$X = f_X(X',Y') = a_1 + a_2 X' + a_3 Y' + a_4 X' Y'$$

$$Y = f_Y(X',Y') = b_1 + b_2 X' + b_3 Y' + b_4 X' Y'$$
(2-1)

4ヶ所の標定点をそれぞれ, (X1,Y1), (X2,Y2), (X3,Y3), (X4,Y4)とすれば次式が成り立つ.

$ \begin{vmatrix} X_4 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & X_4' & Y_4' & X_4'Y_4' \end{vmatrix} a_4 \begin{vmatrix} Y_4 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & X_4' & Y_4' & X_4'Y_4' \end{vmatrix} b_4 $	$\begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ X_4 \end{bmatrix}$	=	1 1 1 1 1	X_{1}' X_{2}' X_{3}' X_{4}'	Y_1' Y_2' Y_3' Y_4'	$\begin{array}{c} X_{1}'Y_{1}'\\ X_{2}'Y_{2}'\\ X_{3}'Y_{3}'\\ X_{4}'Y_{4}' \end{array}$	$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix},$	$\begin{array}{c} & Y_1 \\ Y_2 \\ Y_2 \\ Y_3 \\ Y_4 \end{array}$	$\begin{vmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 $	X_{1}' X_{2}' X_{3}' X_{4}'	Y_1' Y_2' Y_3' Y_4'	$\begin{array}{c} X_{1}'Y_{1}' \\ X_{2}'Y_{2}' \\ X_{3}'Y_{3}' \\ X_{4}'Y_{4}' \end{array}$	$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix}$	(2-2)
---	--	---	-----------------------------------	-------------------------------------	-----------------------------	--	---	--	---	-------------------------------------	-----------------------------	---	--	-------

よって,式(2-1)の各係数は

$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	X_1' X_2'	Y_1' Y_2'	$\begin{bmatrix} X_1'Y_1' \\ X_2'Y_2' \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	X_1' X_2'	Y_1' Y_2'	$\begin{bmatrix} X_1'Y_1' \\ X_2'Y_2' \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \end{bmatrix}$	
$\begin{vmatrix} a_3 \\ a_4 \end{vmatrix}$	=	1	X_{3}' X_{4}'	Y_3' Y_4'	$\begin{array}{c} X_3'Y_3'\\ X_4'Y_4' \end{array}$	$\begin{vmatrix} X_3 \\ X_4 \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} b_3 \\ b_4 \end{vmatrix}$	= 1 1	X_{3}' X_{4}'	Y_3' Y_4'	$\begin{array}{c} X_3'Y_3'\\ X_4'Y_4' \end{array}$	$\begin{vmatrix} 2 \\ Y_3 \\ Y_4 \end{vmatrix}$	(2-3)

で得られ、これを式(2-1)に代入することでカメラ座標系における任意の点の実座標が求められる.



Fig. 2- 5 Schematic of calibration of coordinate system on image to on real system.

2.3.5 画像相互相関係数

可視化画像が得られたならば 2 画像の小さい領域同士の相互相関係数(Correlation coefficient)を求め、そのピーク位置から移動量を求めることができる. Fig. 2-6 に示すよう に参照画像(Reference Matrix)は第1画像の速度を求めようとする位置から抽出した大きさ *n×m*の小画像である. 探索用画像(Interrogation Window)は第2画像から抽出した小画像で あり、この中に参照画像に存在する粒子群があるものとする. ここで参照画像パターンと それに対応する画像パターンは大きく変化していないとすれば参照画像と最も類似した パターンを探索用画像から探すことで粒子群の移動距離が求められる. パタンの類似度は 相互相関係数によって定量化される. 参照画像と探索用画像の相互相関係数 R は

$$R(X',Y',\xi,\eta) = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{m-1} \left(I_1(X'+i,Y'+j) - I_1^{ave} \right) \left(I_2(X'+i+\xi,Y'+j+\eta) - I_2^{ave} \right)}{\sqrt{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{m-1} \left(I_1(X'+i,Y'+j) - I_1^{ave} \right)^2} \sqrt{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{m-1} \left(I_2(X'+i+\xi,Y'+j+\eta) - I_2^{ave} \right)^2}}$$
(2-4)
$$I_1^{ave} = \frac{\sum_{i=0}^{m} \sum_{j=0}^{n} I_1(X'+i,Y'+j)}{n \cdot m}, I_2^{ave} = \frac{\sum_{i=0}^{m} \sum_{j=0}^{n} I_2(X'+i+\xi,Y'+j+\eta)}{n \cdot m}$$
(2-5)

であり、 I_1 および I_2 は参照画像と探索用画像の各画素の輝度を表し、 ξ 、 η は参照画像と探索用画像の相対的な位置である。相互相関係数 R が最大となる ξ 、 η が画像内での粒子群の移動距離 $\Delta X'$, $\Delta Y'$ に相当する。探索用画像の大きさおよび参照画像との相対的な位置は予測される最小・最大速度から決定される。参照画像の大きさ $n \times m$ は参照画像の実座標におけるその大きさが流れ場に存在する最小の渦よりも小さく、かつ参照画像中にトレーサ粒子を 7 個以上含むことが望ましい。

相互相関係数 R が求まったら,相関係数が最大となる $\xi=\xi_{peak}$, $\eta=\eta_{peak}$ を求める. ξ_{peak} , η_{peak} は1 画素単位の値であるが,相互相関係数を補間することで1 画素未満の精度を持たせる. 相互相関係数の最大値近傍 5 点を正規分布で近似すると,

 $R(X',Y',\xi,\eta) = c_1 \cdot \exp\{-c_2(\xi - c_3)\} \cdot \exp\{-c_4(\eta - c_5)\}$ (2-6) で表され, $R(X,Y,\xi,\eta)$, $R(X,Y,\xi,\eta-1)$, $R(X,Y,\xi,\eta+1)$, $R(X,Y,\xi-1,\eta)$, $R(X,Y,\xi+1,\eta)$ を連立して解けば、

$$-c_{3} = \frac{\log_{e}(R(X',Y',\xi-1,\eta)/R(X',Y',\xi+1,\eta))}{2\log_{e}(R(X',Y',\xi+1,\eta)\cdot R(X',Y',\xi-1,\eta)/R^{2}(X',Y',\xi,\eta))}$$
(2-7)
$$-c_{5} = \frac{\log_{e}(R(X',Y',\xi,\eta-1)/R(X',Y',\xi,\eta+1))}{2\log_{e}(R(X',Y',\xi,\eta+1)\cdot R(X',Y',\xi,\eta-1)/R^{2}(X',Y',\xi,\eta))}$$
(2-8)

1 ピクセル以下の精度を持つ移動量ξ_{spa},η_{spa}は

$$\xi_{spa} = \xi_{peak} + c_3 \tag{2-9}$$

$$\eta_{spa} = \eta_{peak} + c_5 \tag{2-10}$$

となる.



Fig. 2- 6 Calculation of displacement by image correlation coefficient.^[2-21]

2.3.6 誤った対応付けの修正

前項での原理で粒子群の対応付けがなされるが、次に述べる理由によって誤った対応付 けが行われることがある.前項の原理は参照画像の画像パターンが変化することなく探索 画像中へ移動していることを前提としている.しかし実際の計測においては流体のせん断 や回転によってそれらのパターンは完全に同じものではない.そのため、特にせん断や回 転が強いときには参照画像と探索画像中の対応する領域との相関係数が相互相関係数の 最大値よりも小さくなり誤った対応付けがなされるため、以下の方法によりこれを修正し た.

画像中に存在するすべての小粒子群の対応付けを求める際に,相関係数の上位3係数と その移動量を記憶しておく.次に周囲8近傍の平均移動量と著しく異なる移動量を持つ対 応付けを探し出し,それを2,3番目の相関係数を持つ移動量と置換して周囲8近傍の平均 移動量との差を最小とする.この作業を画像全体にわたって収束するまで10回程度繰り 返し*ξspa*,η*spa* を求め直して正しい移動量を求める.

2.3.7 速度の算出

画像中の点(X',Y')の ξ_{spa},η_{spa} が求まれば実座標における移動量が求まり、それにより実際の速度を算出する.実座標系における粒子移動量 $(\Delta X, \Delta Y)$ は、

$\Delta X = f_X \left(X' + \xi_{spa}, Y' + \eta_{spa} \right)$	$-f_X(X',Y')$	(2-11)
- (

 $\Delta Y = f_Y (X' + \xi_{spa}, Y' + \eta_{spa}) - f_Y (X', Y')$ (2-12) で求められ、これをレーザ発光の時間間隔 $\Delta \tau$ で除すると粒子速度が求まる.

2.3.8 渦度の算出

z方向の渦度ωは、渦度を求めるにあたって

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{2-13}$$

で表される.2次元で表現された流動場の速度のうち,x方向にi番目,y方向にj番目の 速度ベクトル $U_{i,j}$ を $U_{i,j}=(u_{i,j},v_{i,j})$ (Fig. 2-7)とすると渦度 $\omega_{i,j}$ は,

$$\omega_{i,i} = (v_{i+1,i} - v_{i-1,i})/b - (u_{i,i+1} - u_{i,i-1})/b$$
(2-14)

と計算される. bは PIV を計算した際の空間ステップである.

2.3.9 位相平均

位相平均はファンクションジェネレータからの同期信号をパルスジェネレータの外部 入力端子に取り込み,パルスジェネレータがレーザと CCD にトリガ信号を出力すること で同期を取って位相を固定し,各位相ごとにパルスジェネレータの時間遅れを設定して計 測を行った.



Fig. 2-7 Calculation of vorticity from velocity vector map.

2.4 熱線流速計

2.4.1 熱線流速計の原理

金属の電気抵抗は温度の関数であり、白金やタングステンは比較的大きい温度係数を持つ. 熱線は流れの中では熱を奪われ冷却される. 熱線温度 T_w はジュール熱と熱損失(対流熱伝達で失う熱量)の釣り合いから決まり、流速 \overline{U} に依存する. そこで、 \overline{U} に応じ T_w が変るとき、熱線の電気抵抗 R_w の変化を検出すれば流速がわかる. R_w と T_w の関係は厳密に言えば直線関係ではないが 0℃~300℃では直線と見てよく

$$R_{w} = R_{0} \{ 1 + \alpha_{a} (T_{w} - T_{0}) \}$$
(2-15)

を満たす.任意温度の抵抗 R_bと温度係数α_aは

$$\alpha_a R_b = \alpha_0 R_0(-\bar{z}) \tag{2-16}$$

である. 熱線の加熱の度合いを流れの温度 T_a からの温度上昇度 $(T_w-T_a)/T_a$ や加熱度 $a_w = (R_w - R_a)/R_a$ で定義する. R_a は温度 T_a における抵抗値である.

加熱法として,熱電流 I_c を一定に保つ"定電流法",熱線電圧 $I_c R_w$ を一定に保つ"定電 圧法",電流を制御し T_w (つまり R_w)を一定に保つ"定温度法"がある.

2.4.2 熱線の加熱方式

前項にあげた3つの加熱方式の基本回路をFig.2-8に示す. 定常流中の熱平衡式は

$$I_{c}^{2}R_{w} = (T_{w} - T_{a})\pi l\lambda Nu = (T_{w} - T_{a})(A_{h} + B_{h}U_{w}^{n})$$
(2-17)

1 は熱線の長さ,λは流体の熱伝導率,Nu はヌッセルト数で一般にレイノルズ数,プラントル数,グラスホフ数,マッハ数,クヌーセン数,熱線径/熱線長,温度上昇度の関数であるが本研究の流速ではマッハ数,クヌーセン数の影響は無視できる.また自然対流(グラスホフ数)の影響は熱線径に依存するがそれも無視できる.また非定常流中の熱平衡式は,

$$I_c^2 R_w - (T_w - T_a)(\overline{A_h} + \overline{B_h}U_w^n) = C_w \frac{dT_w}{dt}$$
(2-18)

と表される. 簡単のため流れの温度 T_a を一定とし, 流速, 加熱電流, 抵抗が平均値(U, I, R_w)のまわりに u(t), i(t), r(t)の微小変化を行う場合を考えると, 式(2-18)は線形化される.

$$r + M_t \frac{dr}{dt} = \left(\frac{\partial R_w}{\partial I_c}\right) i + \left(\frac{\partial R_w}{\partial U_w}\right) u$$
(2-19)

ここで、熱線の時定数 M_t は熱容量 C_w ,加熱度 a_w ,温度係数 α_a ,抵抗値 R_a ,電流 I_c を用いて次のように表される.

$$M_t = \frac{C_w a_w}{\alpha_a R_a I_c^2}$$
(2-20)

また,

$$\frac{\partial R_w}{\partial I_c} = \frac{2a_w R_w}{I_c}, \quad \frac{\partial R_w}{\partial U_w} = -\frac{na_w^2 \overline{B}_h U_w^{n-1}}{\alpha_a I_c^2}$$
(2-21)

であるため熱線は時定数 M_tの1次遅れ系である. M_tは流速に強く依存するため"定電流法"と"定電圧法"では周波数応答帯域を伸ばす補償回路の時定数を逐一計測し,調節する必要がある.

熱線温度を一定に保持できれば、常に $dT_w/dt = 0$ であるから、非定常流中でも式(2-18)の右辺は 0、すなわち熱線の熱容量の影響は現れず、熱平衡式は定常流と同じ代数式になる.

実際の"定温度法"ではrの変化を検出し、その変化を抑制するための次式のように負 帰還回路で電流を制御する.

$$i = -K_h (\partial R_w / \partial I_c)^{-1} r$$

*K*_hは負帰還の係数で大きさは 100~1000 である.式(2-21)と式(2-22)から導かれるように,同じ *u(t)*に対する応答を定電流の場合と比較すると,rの変化量および時定数はともに 1/(*K*_h+1)倍になる.それゆえ,周波数領域は熱線単体の場合の約 *K*_h倍となり,電流出力として,

$$i(t) = \left(\frac{\partial I_c}{\partial U_w}\right) u(t) \tag{2-23}$$

という理想的な出力信号が得られる.このように,流速に比例した出力が得られる点が定 温度法の特徴であり,熱線流速計といえば今日では定温度形が主流であり,本研究におい ても定温度形を用いている.

2.4.3 熱線流速計の出力

Fig. 2-8(C)の差動増幅器の出力 *E*_wは加熱電流 *I*に比例し, 流速計の電圧出力として採用 される. そこで, 定常, 非定常に関わらず式(2-17)より, 出力 *E*_wに対し,

$$E_{w}^{2} = (T_{w} - T_{a})(\tilde{A}_{h} + \tilde{B}_{h}U_{w}^{n}) = A_{h} + B_{h}U_{w}^{n}$$
(2-24)

を得る. 定数 A_h , B_h は通常は流速既知の流れで較正して定める. そして, A_h , B_h , n を較 正定数と呼ぶ. なお, n=1/2 の表式を最初に導き実験で検証した King の名をとり, 式(2-24) を King の式と呼ぶことがある. ただし,本研究では流速 U_w を出力電圧 E_w の 2 次関数と して近似して較正を行った.

(2-22)



- (C) Constant temperature model
 - Fig. 2-8 Circuits of hot-wire anemometer.

第3章 2次元平行3噴流群における流 速分布のフィードバック制御

3.1 はじめに

噴流のコヒーレント構造の発達と混合過程は運動量とスカラーの輸送に大きな役割を 果たしている.音波による励起等の秩序的な乱れを付与したり,噴流の吐出口の形状を変 化させたりして,乱流のコヒーレント構造を制御することで,混合の促進,抑制が実現さ れている.

近年,流体の実時間計測法の著しい発展が,電子デジタル技術の進展とともに行われ, 流体の時空間の詳細な情報が得やすくなり,乱流へのフィードバック制御適用が試みられ ている.一般に気流の乱流変動成分は ms オーダーの時間スケールまであり,このスケー ルに対応するセンサおよびアクチュエータを作成するのは非常に困難である.そのため, 乱流のフィードバック制御は数値計算を中心に進められており,実流動場への適用は,森 岡らのバックステップ流制御に見られる程度である.制御対象を取り扱いやすい大きさの スケールに限定し,制御装置などに要求される性能を低減することにより,実流動場での 制御系を構築し,さらに小さい時空間スケールへ制御対象を拡大していくというアプロー チは,フィードバック制御の実流動場への適用可能性を検討する上で有効である.

噴流の乱流混合制御を行う場合,濃度分布などの制御量の自由度を増大すれば,分布形 状パターンが多様で制御範囲が広く,柔軟な制御系を構成することができる.そこで操作 変数の増大を狙って噴流を複数配列した群噴流を用いる.群噴流では噴流間の相互干渉が 生じ,互いに引き寄せ合う平均流動構造を形成するという報告がある.このような特性を 利用して,最終的に多様な機能を持たせた機能性噴流を構築することを目的とする.

本研究では2次元平行3噴流群により形成される平均流動構造を制御対象として,変動 成分を外乱として扱い,フィードバック制御により変動成分の一部を抑制する可能性を実 験により検証する.この制御により,速度または濃度分布の時間的なばらつきを減少させ ることができる.また,分布を制御する上で重要となる多自由度化について,ニューラル ネットワークを用いたシステム構築を用い,噴流操作への適用可能性を検討する.

3.2 実験装置

本研究で用いた実験装置を Fig. 3-1 に示す. 幅 B = 15mm, アスペクト比 13.3 の 2 次元 噴流ノズルを平行に s = 50mm 間隔で 3 つ設置し, ブロワー(日立ボルテックスブロワー VB-015-G)により空気を供給し, ノズルから噴出させる. 3 噴流のノズル出口流速はイン バータ(日立インバータ SJ100-075-LFR, 7.5kW)によるブロワーの回転数制御により, 個別 に制御される. インバータの出力周波数は PC 上の DA ボードからの電圧信号で操作でき る. 各噴流の出口流速分布は実験装置図に示すような縮流により, ほぼ均一な速度分布を 有しており, ノズル出口中心での乱れ強さは 3~5%程度である. ノズル出口中心速度を出 口流速 U₀とし, 4~8m/s の間で変化させた. ノズル幅 B と出口流速 U₀で定義されるレイノ ルズ数 Reは4000~8000 である. インバータへの流速制御信号電圧と出口流速の関係はLDV により, 較正を行なっており, 誤差 1%以下の再現性を確認している.

制御を行うにあたり、計測をリアルタイムに行わなければならないことから、速度分布 の検出には、リアルタイム処理が容易で、高時間分解能を有する熱線流速計(I型プローブ) を用いた.流速分布を計測するために、3本のプローブを x/B = 8.0 に S_{hw} = 18mm 間隔で配 置した.熱線流速計の不確かさは 95%包括度の精密度で 0.04m/s であり、これに対応する、 3.4.2 で述べる y_{peak}/B の誤差は式(3-3)より 0.01 となる.熱線流速計より出力される電圧信 号を、AD ボードにより、PC に取り込み、速度を計測する.熱線流速計および出口速度を 操作するインバータはコンピュータを介して、接続されており、3.4.2 で述べる平均速度分 布の最大値位置のフィードバックによる閉ループを構成している.また、予備実験として、 流速分布を調査するために粒子画像流速計(PIV)を用いた.


Fig. 3-1 Experimental apparatus.

3.3 制御対象

3.3.1 平均流動場

Fig. 3-2 に平行 3 噴流群の平均流速ベクトルマップを示す.ベクトルマップに関する統計量は計測時間 55 秒,830 組のデータセットから算出した.噴流群の流れの特徴として,速度の遅い噴流が速い噴流に引き寄せられるということが挙げられる.3 噴流の合流の特性については、わん曲した噴流の中心流線に沿って運動量が保存されることから、3 噴流の幾何学的な配置により、合流特性が決定される.すなわち、出口流速の比およびノズル間隔の比が重要なパラメータとなり、文献 1-36 に報告されているように、レイノルズ数への依存性は低い.その合流特性には、大きく分類すると Fig. 3-3 に示すように、3 つのモードが存在する.一つは中心の噴流速度が左右の噴流速度より大きい場合で、左右の噴流は中心噴流に収束し、合体する(a).3 噴流の速度が等しい場合には、中心噴流は左右の噴流間を揺動し、下流で3 噴流が合体する(b).中心噴流の速度が左右の噴流より遅い場合は中心噴流が左右どちらか一方と先に合体し、その後もう一方の噴流と合体する(c).

中心噴流の出口速度を 8m/s, 左右の噴流の出口速度を 6m/s としたときの x/B = 4.0, 6.0, 8.0における平均速度分布 Uを Fig. 3-4 (a)に示す.この出口流速比では 3 噴流の合体は Fig. 3-3 の(a)のモードで生じており, x/B = 8.0において完全に合体し,分布の最大値位置は一つとなっている. Fig. 3-2(b)のように出口速度を変えて左から,5,8,7m/s とすると,噴流全体は右に寄りながら流れる.このように 3 噴流の出口速度を変えることで,全体的な流れの方向を左右に移動させることができる.

本研究では、制御システムを簡単化するために、(a)のモードを使用するが、不安定な(c) のモードを安定的に制御可能とする制御システムを組み上げることで、高周波数領域の渦 運動スケールに対応する制御に拡張することが可能である.

このような移動は左右の噴流の出口速度が変化していること、およびそれにともなって エントレインメント量が変化し、右側の噴流の誘引力が左側の噴流と比較して大きくなっ ていることが原因としてあげられる.群噴流の収束は噴流のエントレインメントにより発 生する噴流間の圧力低下によりもたらされている^[1-37].出口流速を変えるとせん断層が変 化し、エントレインメントが変化する.そのため、噴流間に形成される圧力低下の大きさ が変化し、噴流の収束位置が変化するということができる.



Fig. 3-2 Mean velocity vector maps.



Fig. 3- 3 Schematic structures of three planar jets merging.







3.3.2 速度変動成分

以上のような平均流の流動構造は3本の出口流速を決定すると一意に定まる.しかし, 有限の時間の平均流速分布は若干の変動を生じる.3噴流により形成される速度分布を式 (3-1)のように噴流間の干渉を含む平均流とそれ以外の変動成分に分解して考える.

 $u = U + \widetilde{u}' + u'$

(3-1)

瞬時の速度 は平均速度 U, f_c [Hz]以下の変動成分 , f_c [Hz]以上の変動成分 に分解でき る. T_0 秒間の時間平均操作では, \tilde{u}' の成分が残り, 変動の要因となる. Fig. 3-4(b)に中心 噴流の出口速度を 8m/s, 左右の噴流の出口速度を 6m/s とし, T_0 =1s としたときの x/B = 4.0, 6.0, 8.0 での \tilde{u}' , $\tilde{u}' + u'$ の変動成分の大きさを示す. Fig. 3-5 に上記出口流速条件で x/B = 8 で計測した速度変動スペクトルを示す. 縦軸は全体の変動強度の 2 乗で無次元化した. 矢 印で示した f_c =1Hz より低周波の領域では全体の乱れ強さの 30%程度があり, この領域を 制御対象とした.

以上のような3噴流により構成される平均流流動構造を制御対象とし、3噴流の平均流 速分布の最大値位置の定値制御を行なう.本研究では、ブロワー回転数制御により出口流 速を操作するため、その応答周波数帯域に見合う*ũ*′の変動成分を外乱とみなし、フィード バック制御により抑制するシステムを構築する.



Fig. 3- 5 Power spectrum of velocity fluctuation at x/B=8, y/B=0.

3.3.3 3 噴流の相互干渉と大規模渦構造

3 噴流の合流の形態は、噴流せん断層に形成されるノズル幅程度の空間スケールの大規 模渦によるエントレインメント(巻き込み)と、噴流間に形成される再循環渦に支配される. Fig. 3-6 に噴流の瞬時の可視化画像を示す.右側の Fig. 3-6(b),(d)は中心噴流と左右の噴 流の相互干渉がわかるように、中心噴流にのみ、トレーサを混入している.Fig. 3-6(b), (d)を見ると、中心噴流にのみトレーサを混入した場合でも、噴流間で逆流を伴う再循環渦 により、ノズル出口付近でも、拡散が強くなっている.Fig. 3-6(c),(d)のように中心噴流 の出口速度を速くすると、大規模渦の渦度強さおよび発生周波数が高くなり、左右の噴流 はより強く中心にひきつけられる.また、3 噴流の出口流速が等流速である場合は、再循 環渦の強さが同程度になり、不安定となる.そのため、Fig. 3-6(d)では、中心噴流が蛇行 している様子がわかる.このように3 噴流の合流は、噴流せん断層に形成される大規模渦 および噴流間に形成される再循環渦に支配される.したがって、その渦強度を噴流出口速 度で調整することにより、合流後の下流域の速度分布を制御することができる.



(c) All jets seeded



Fig. 3- 6 Flow visualization of the three parallel jets. (a), (b) : $(U_L, U_C, U_R)=(4, 2, 4 \text{ m/s})$, (c), (d) : $(U_L, U_C, U_R)=(4, 4, 4 \text{ m/s})$.

3.4 制御システム

3.4.1 調整器

本制御システムは Fig. 3-7 のブロック線図のように構成され、制御部と評価部に分けられる.評価部では計測された速度の T_0 秒間の時間移動平均により算出される平均速度から最大値位置を算出し、その変動強さを評価した.

噴流が3本であることから、制御入力は3自由度あるが、制御系を簡単化するため、3 噴流の出口速度パターンを、中心噴流の出口速度は一定とし、左右噴流の出口速度差を用 いて一つのパラメータ w で表現し、自由度を1とした.パラメータ w を3本のノズル出 口流速に変換する調整器を以下の関数で構成した. *K*₀ は w と後述する *x*/*B* = 8 における平 均速度分布の最大値位置 *y*_{peak}/*B* とのゲインが3 噴流の中心付近で1となるように実験的に 求めた.

$$U_{0R}(t) = U_{ROFFSET} + K_0 \cdot w(t)$$
(3-2)-1

$$U_{0C}(t) = U_{COFFSET} \tag{3-2}-2$$

 $U_{0L}(t) = U_{LOFESET} - K_0 \cdot w(t)$ (3-2)-3

R,C,L は Right, Center, Left を示す. ここでは、オフセット速度(U_{ROFFSET}, U_{COFFSET}, U_{LOFFSET})=(6m/s, 8m/s, 6m/s)を与えた. このオフセット速度を与えることにより、出口速度 パターンをモード(a)に固定でき、制御が行ないやすい.速度変動成分の位相差については、 高周波成分に関して、特に考慮していないが、制御対象としている低周波数領域において は、左右の噴流出口流速を式(3-2)により、逆位相に位相を固定しており、平均流速分布操 作への効果を大きくしている. また、出口流速の変更範囲は乱流混合が起きる出口レイノ ルズ数の範囲で、ブロワーの機械的時定数を考慮しつつ、試行錯誤的に決定し、出口速度 の変化に対して速度場全体の変化が比較的大きくなる出口流速を選択した.

3 噴流のオフセット速度をそれぞれ独立に操作することにより,多様な平均速度分布形状を形成することができる.そのような入出力の多自由度化については制御則が複雑になるため,ニューラルネットワークを用いた手法の導入を試みた.

41



Fig. 3-7 Block diagram of distribution control of mean velocity.

3.4.2 熱線流速計による速度分布の検出

下流の速度分布についても、自由度を1とするため、平均流速分布の最大値の位置を、 分布を代表とする制御量として定義した.

3本の I 型熱線プローブを x/B = 8.0 に設置し,最大値位置の検出は 3本の熱線流速計で 計測された 3 点の速度から以下の式(3-3)で平均速度分布を 2 次関数近似して算出すること によって行なった.

$$y_{peak} / B = f(\mathbf{U}) = 0.5 \frac{S_{hw}}{B} \frac{(U_R - U_C) - (U_L - U_C)}{(U_R - U_C) + (U_L - U_C)}$$
(3-3)

 $U = (U_R, U_C, U_L)$ で, U は各熱線で計測される流速である. 熱線プローブで検出される 3 点の速度より分布を推定するため、半値幅より内側の範囲でプローブ間隔ができるだけ大きくなるように、 PIV 計測の流速分布データからプローブの配置を検討し、 S_{hw} =18mm と設定した.

Fig. 3-8 は、オープンループで調整器に定常の制御入力 w を与えた場合の入力 w と最大 値位置 y_{peak}/B の関係である.2 次関数で近似した場合と単噴流半理論解で近似した場合を 示した.単噴流半理論解で近似した場合は制御入力 w と最大値位置 y_{peak}/B は線形な関係に あるが、2 次関数で近似した場合にはセンサ中心から最大値位置が外れるに従い、近似の 精度が悪くなるため、非線形な関係となる.しかし、単噴流半理論解でリアルタイムに近 似を行うことが困難であるため、線形な関係にあるノズル幅程度を本システムのダイナミ ックレンジとして、2 次関数近似を採用した.この範囲に対応する ũ' は式(3-3)より 0.9m/s 程度と見積もられる.



Fig. 3- 8 Relation between w and y_{peak}/B .

3.4.3 制御器とフィードバック補償要素

制御器には比例積分要素を用い,制御システムに与えられた目標最大値位置と計測され た最大値位置の偏差が入力される.比例積分制御器は以下の式で表される.比例ゲインお よび積分時間は過渡応答法により決定し,比例ゲイン1.395,積分時間0.396秒と設定した.

$$w(t) = K_p\left(e(t) + \frac{1}{T_l}\int e(t)dt\right)$$
(3-4)

3 本の熱線プローブにより計測される流速データは、カットオフ周波数 f_c[Hz]のローパ スフィルタと最大値位置算出関数により構成されるフィードバック補償要素に伝達され る.その出力と目標値の偏差が制御器への入力となる.乱流の高周波成分u'はローパスフ ィルタで取り除き、低周波の変動成分ū'についてのみ制御が行われるようにした.カット オフ周波数f_cは後述するブロワーの機械的な遅れの時定数の10倍程度である1Hzとした.

3.4.4 ニューラルネットワークの導入

制御入力である個々の噴流の出口速度を式(3-2)のような実験的な経験則に基づいた制 御則で決定することにより,Fig.3-7に示したフィードバック制御系を構築することがで きる.さらなる拡張として,各噴流の出口速度の独立設定と,また噴流の個数を増やすと いった制御入力の多自由度化により,速度分布の拡がり,形状,位置を任意に制御可能な 制御系の構成が期待できる.しかし,自由度が増大すると,経験則に基づいて各噴流の出 口速度のパラメータを決定することは煩雑となる.このような多自由度化に対しては,自 己学習能力のあるニューラルネットワークを導入し,それに制御対象の出力を観察させ, 制御入力の値を自動的に調整させるアルゴリズムが有効である.まず,本制御システムで 使用した調整器と等しい自由度1のニューラルネットワーク調整器を構成し,その適用可 能性を調べた.ニューラルネットワークの構成はFig.3-9に示すように,入力層1,隠れ 層2,出力層3の3層のパーセプトロンを用いた.比例積分制御器の出力およびノズル出 口流速を使用する範囲で0から1の間となるようゲイン調整した.現在まで用いていた調 整器と同じ入出力関係を持つように,入力を0.1から0.9の間で,0.1刻みで変化させた9 通りの教示信号を与え,誤差逆伝播法により学習させた.



Fig. 3- 9 Neural network for mean velocity distribution control.

3.5. 各要素の時間特性

制御可能な時間スケールと制御装置の時定数の関係を調べるために, ブロワーの伝達関数を1次遅れ系と仮定し, ステップ応答の100組の位相平均を取ることにより, 実験的に時定数とむだ時間を同定した. ノズル出口速度は Fig. 3-10の応答を示し, 時定数 80ms,時間 65ms であった. また, ブロワー出口からノズル出口までは 3m 程度の配管長さがあるが,時間遅れは 1ms 以下であることを実験的に確認した.

Fig. 3-8 に示したように制御入力 w を変化させると平均速度分布の最大値位置が変化する. このような流動構造の変化の時定数を求めるために制御入力 w にステップ入力を与えて計測し,最大値位置変化の 2000 組の位相平均を算出した. そのときの応答は Fig. 3-11 に示す. ここで生じている時間遅れは先に述べたブロワーの機械的な遅れによるものであり,出口速度と熱線流速計に検出される位相平均速度の間の時定数は,ブロワーの時定数と比較して無視できるほど小さいことがわかった. また,平均流の流動構造変化にはむだ時間が存在し,38ms であった. これは,ノズル出口から熱線プローブまで流体が移動する時間とほぼ一致する.3 噴流の流動構造は出口速度が変化した瞬間に場全体が変化するわけではなく,上流から流動構造を変えながら下流に流れていることがわかる.

フィードバック補償要素は,評価部で用いている 10 秒平均(0.1Hz)よりも高周波成分を 含むカットオフ周波数 1Hz のローパスフィルタを用いて構成した. 0.1Hz のフィルターを 用いると位相遅れが大きく,システムが不安定になり,制御性が下がる.予備実験におい て PIV の速度場計測を行い, 0.1 秒から 10 秒までのさまざまな時間間隔で平均を行い,熱 線流速計で計測される 3 点の速度から,カットオフ周波数は 1Hz 程度で,おおよその平均 流速分布の位置を抽出できると判断した. このフィードバック補償要素により,算出され る平均流速分布位置は誤差を含むが,ブロワーの応答により平均化されることで,分布位 置は安定的に制御される.



Fig. 3- 10 Response of the blower.



Fig. 3- 11 Response of the peak position.

3.6 制御結果

式(3-2)で示される調整器を持つシステムとニューラルネットワークの調整器のシステムで、制御実験を行い、制御効果の確認および比較を行った.

3.6.1 式(3-2)による制御結果

目標とする最大値位置を(y_{peak}/B)_r = 0.12 として,定値制御を行った. Fig. 3-12 は T_0 = 10 秒間の移動平均速度分布から算出した最大値位置の時系列分布である.定常的に y_{peak}/B = 0.12 付近となる流速比で固定した場合では大きく変動しているのに対し,フィードバック 制御を行った場合は目標値付近にとどまっており,変動が抑制されている. Fig. 3-13 は外 乱が入った場合の応答である.外乱は噴流の流れが変わるように,x/B = 5, y/B = 9 に幅 10mmのノズルを設置し,平均流速 2.3m/s で,t = 10s から 10 秒間横風をステップ的に加 えた.制御なしでは,横風により最大値位置が大きくずれているが,制御を行っている場 合は目標値付近にとどまっており,フィードバック制御により,外乱を抑制する機能が付 与された.

Fig. 3-14 は目標最大値位置を(*y*_{peak}/*B*)_r=0.0 として,制御時,非制御時の最大値位置の変 動強度であり,変動強さが小さいほどよい制御であると評価する.横軸は最大値位置算出 に用いる平均速度を算出する時間 *T*₀である.平均する時間が短くなり,対象とする変動成 分の時間スケールが小さくなるにつれて制御効果が弱くなっているが,このシステムによ り,1 秒程度の速度変動まで制御できることがわかる.インバータ内の制御系時定数を1 秒程度とした設定においても制御を行ない,比較した.0.08 秒の小さい時定数を持つ制御 入力で制御を行なったほうが,短い平均時間でも変動が抑制されており,周波数帯域が拡 大されていることがわかる.

3.6.2 ニューラルネットワークを用いた制御結果

調整器としてニューラルネットワークを用いたシステムについて,比例積分制御器の変 更はせずに,制御実験を行なった. Fig. 3-13 に示されるように,ニューラルネットワーク を導入したシステムにおいても,式(3-2)で表される調整器のシステムと,同等の制御効果 があり,外乱除去特性に関しても同等の動特性が得られることを確認した.離散的な教示 信号から,それらの値の間も,補間がなされて適切に制御信号が出力されていることがわ かる.このことから,ニューラルネットワークを用い,教示信号として,パターン化され た速度分布を与え,その分布との誤差が最小になるように学習させる方法を導入し,速度 分布制御の多自由度化を行うことができる.







Fig. 3-13 Peak position of response to disturbance of cross-flow.



Fig. 3-14 Fluctuation intensity of peak position.

3.7 本章のまとめ

2次元平行3噴流群を用いた流速分布のフィードバック制御システムを実流動場で構築 した.制御入力を速度差で,速度分布を最大値位置で代表させることにより,簡単な構造 をもつ平均流速分布制御システムの提案を行った.実験結果より,平均流速分布の最大値 位置の変動は,提案するフィードバック制御を導入することで,秒オーダーの平均流動構 造の変化(外乱)に対しても,その影響を効果的に抑制可能であることを示した.制御装置 各要素と流体応答の時定数の調査より,群噴流の流動構造変化はブロワーの時定数と比較 して十分に速く,ノズルからセンサまでの距離と平均的な速度で決定されるむだ時間を有 することがわかった.制御システムにニューラルネットワークを導入し,非線形要素の同 定を行うことで,本制御システムが多自由度の速度分布制御へ拡張できることを示した.

第4章 ニューラルネットワークを用 いた衝突2噴流群の壁面温度 分布制御

4.1 はじめに

衝突噴流は、比較的小さな動力で高い熱伝達率がよどみ点付近で得られるため、製紙、 製鉄などの表面の加熱冷却などの工業過程で広く用いられる.これらの工程では正確な熱 伝達率分布の制御が求められる.熱伝達率制御に関するさまざまな研究が行われてきてお り、それらは大きくパッシブ制御とアクティブ制御に分けられる.パッシブ制御は対象と する系の内外でエネルギーの出入りがない形で、噴流にスワールをかけたり、ノズル出口 形状を変形して噴流の特性を変化させるものである.アクティブ制御はエネルギーの出入 りがあり、音響による励起や衝突面の振動などが挙げられる.アクティブ制御は制御入力 量を変更できるため、さまざまな目標値を柔軟に達成するのにはふさわしい制御方法であ るので、本研究で採用した.

熱伝達を制御する手段として、衝突2噴流群とそれらの噴流のせん断層の励起を導入した.ノズル出口に設けられたスリットより、吹出・吸込を行い、微小励起を行う.従来、シンセティックジェット、インテリジェントノズル、流体の吹出・吸込などのさまざまなタイプのアクチュエータを用いた噴流の制御が行われており、それらの有効性が示されている.本研究で採用した形態は、噴流せん断層がノズル出口で局所的かつ独立に励起される.それにより、流体運動の制御可能な範囲の拡張に寄与する制御入力変数の数を増大しているので、より柔軟な制御が可能となる.

アクティブ制御において、もう一つ重要なことは熱伝達率分布制御に対して、適切な制 御アルゴリズムを採用することである.衝突噴流を使った熱伝達率制御を行う上で、以下 の2つの点を考慮する必要がある.

1. 空間的なひろがりを持つ分布を制御するために複数の入力変数が必要であること.

2. 制御対象である流動場はナビエストークス方程式に支配された非線形系であること.

これらを解決するために熱伝達率分布制御するにあたりニューラルネットワークを用 いることにした.ニューラルネットワークは教示信号を提示することで多入力多出力の関 係を非線形に取り扱うことが可能である.乱流制御の例としては,Jacobson et al.^[1-33]が単 純化した乱流境界層の数値シミュレーションにおいて,ニューラルコントローラを使って, 約 8%の抵抗低減を実現している.この研究ではニューラルネットワークは制御中にも学 習を行っている (オンライン学習と呼ばれる).

オンライン学習では、現在の流動状況に合わせた対応ができるが、オンライン学習のニ ューラルネットワークをコントローラに用いた流体制御の研究はほとんど行われていな い.本研究では、衝突2噴流の定常的な壁面温度分布を制御することを目的とする.所望 の温度分布を得るために、噴流はノズル出口に設けられたスリットを通した吹出吸込によ り励起される.壁面温度分布に対する励起の影響をはじめに検討し、次にニューラルネッ トワークに基づいた制御系を構築し、オフラインおよびオンラインの学習を行い、衝突2 噴流の定常壁面温度分布の制御に適用する.

4.2 実験装置

Fig. 4-1に実験装置の概略を示す. 2 つの 2 次元ノズルが平行に設置され,そこから作動流体である水を吐出させ,下流の平板に衝突させる.ノズル幅は B = 10mm で,アスペクト比は 10,またノズルの設置間隔は 36mm である.平板への衝突距離は 4B である.平板の表面はサイズが 140mm×29mm×20 μ m の 5 枚のステンレス箔に覆われており,その内側には厚さ 5mm の発泡ポリスチレンがある.ステンレス箔は直列に接続されており,それに直流通電加熱により, 10kW/m²の等熱流束面としている.

加熱平板の壁面温度分布を計測するために,接点が100µm 程度とした T 型熱電対を11 個,ステンレス箔の裏側に10mm 間隔で取り付けた.

流速分布は画像粒子計測計(Particle Image Velocimetry, PIV)により取得した.流動場は 1mm 厚さのレーザーシートにより照明され(Nd:YAG laser, New Wave Research, 30mJ),トレ ーサー粒子(平均粒子径: 10µm)の散乱光が CCD カメラ(Kodak ES1.0, 8bit, 1008×1018pixels) により,撮像される.空間解像度は 0.067mm/pixel である.相互相関計算には,階層的探 索法を用い,サブピクセル移動量をガウシアンピークフィッティングにより算出する.画 像対のサンプリングレートは 15Hz で,画像対の時間間隔は 5ms である.

それぞれの噴流はノズル出口に設けられたスリット(幅: 0.5mm)からの吹出吸込により, 励起され,大規模渦が生成される.それらのスリットはシリコーンチューブでシリンジに 接続され,それぞれのシリンジは,PC によってコントロールされるステッピングモータ により独立に駆動され,三角波を生成する.スリットは合計4つあり,左からスリット1 から4と呼ぶことにする.励起振幅は式(4-1)により,定義した.

 $A = v/V_0$

(4-1)

*V*₀はノズル出口速度で 50mm/s であり, *v*はスリット出口での流体の速度である. *v*はバル ク速度で,スリットの断面積とシリンジの振幅体積から,計算により,求めた.励起振幅 *A*は,振幅をさまざまに変えて予備実験を行い,0~2.4 で連続的に変化させることとした.

座標系については、原点を2つのノズルの中心とし、x 軸を噴流軸に垂直で衝突壁面に 平行な方向とし、y 軸を流れ方向に取った.ノズル幅とノズル出口速度で定義したレイノ ルズ数 Re はおよそ 500 で、ノズル出口速度と励起周波数で定義したストローハル数 St は 0.67 である. Re = 500 および 1000 の場合の予備実験を行い、励起の壁面温度分布への影 響を調べた. Re = 500 の場合のほうが、Re = 1000 の場合より、励起により変化する温度幅 は大きく、Re = 500 を制御実験を行う際の条件として選択した.ストローハル数について も、St = 0.2、0.67、1.0 について予備実験を行い、大きな変化幅を持つ St = 0.67 を選択し た.

55



Fig. 4-1 The experimental apparatus.

4.3 衝突2次元2噴流群の流れの特徴

4.3.1 平均流動構造

Fig. 4-2の(a)と(b)は、励起を行っていない場合の平均速度ベクトルマップと平均壁面温度分布を示している(60秒間の平均).励起振幅は、左から右のスリットに順番に(A₁, A₂, A₃, A₄)と表示しており、これらを励起パターンと呼ぶことにする.Fig. 4-2の(b)は(1.32, 1.32, 1.32)の条件であり、すべてのスリットで A=1.32 で励起している.Fig. 4-2の(c)はそれぞれの条件によって生じる定常状態の壁面温度分布である.励起なしの場合には、平均流は壁面に近づくにつれて外側へ流れ、一方、励起を行った場合には直線的に壁面に衝突する流れを生じている.二つの噴流に挟まれた領域では、はっきりとした混合促進が行われており、この領域を「再循環領域」と呼ぶことにする.この再循環領域では、すべてのスリットで励起が行われた場合には、励起による渦運動が強くなり、高い熱伝達率となっている.

これらの渦は、励起と同期した位相平均による速度場においても、観察される.これらの渦運動は、加熱壁面の界面更新を促進し、高い熱伝達率の要因となっている.榊原らは単独の衝突噴流において、詳細な3次元渦構造を計測し、よどみ点付近の熱伝達機構を解明している.榊原らによれば、リブ構造と呼ばれる構造をもつ渦が壁近傍に存在し、それらが熱伝達に寄与している^[4-1]と報告している.衝突2 噴流では、壁面熱伝達率分布は再循環領域に大きく依存するため、そこに相当する *x/B=-2* から2の範囲の壁面温度分布を、制御を行う対象とすることにした.励起なしの場合、2 噴流間の再循環領域は、完全な定常状態をとることがなく、そのため、特に噴流せん断層が衝突する *x/B=2* および-2 においては、壁面温度が10 秒から20 秒の周期で不規則に振動する.Fig. 4-2(c)において、非励起時におけるエラーバーは、壁面温度変動の標準偏差を示している.励起を行っている場合はこの温度変動の幅は小さい.Fig. 4-3 は、非励起の状態から励起を開始したときの位相平均を取った *x/B=-2* における壁面温度の時間変化を表している.その値は徐々に小さくなり、30 秒で準定常状態へ到達する.

Fig. 4-4 は 2 通りの励起パターン((A_1, A_2, A_3, A_4) = (1.32, 0, 0, 0) and (2.4, 0, 0, 0))に対する 時間平均速度ベクトル図と壁面温度分布である. 平均時間は 20 秒である. スリット 1 か らの励起振幅が増加するにつれて, 左側の噴流の壁面衝突点は, 左から右に移動している. Fig. 4-4の(a)および(b)を見ると, -2 < x/B < 2 および 3 < y/B < 4の領域の壁面に沿った部分の 流量が増加している. 2 噴流によって生じる壁噴流が混合する位置が右側に移動し, その ため, 壁面温度の最大値の位置も右側に移動している. スリット1による励起の場合には, 壁面温度分布に対して, 壁噴流がもっとも支配的な要因となっている.

Fig. 4-5 は 2 通りの励起パターン(*A*₁, *A*₂, *A*₃, *A*₄) = (0, 1.32, 0, 0) および (0, 2.4, 0, 0) に対 する時間平均速度ベクトル図と壁面温度分布である. Fig. 4-5 の(a)および(b)に示すように, スリット 2 による励起では,噴流を外側へ押し出し, 噴流に近い部分の再循環領域の対 流混合を誘起している.スリット2からの励起振幅が増加するにつれて,循環的な流れが 誘起され,Fig.4-5の(c)に示すように,壁面温度が減少する.スリット2の励起では,誘 起される再循環領域の流量が,壁噴流よりも,壁面温度の決定要因となっていると言える. 時間平均壁面温度分布がそれぞれの励起パターンに対して一意的に定まるので,励起パ ターンを入力とし,壁面温度分布を出力とするひとつの関数として速度場を捉えることが できる.



Fig. 4- 2 Typical flow patterns and wall temperature distributions with/without excitation.



Fig. 4- 3 Step response of the wall temperature upon starting excitation.



Fig. 4- 4 Flow structure and wall temperature profile by A_1 excitation.



Fig. 4- 5 Flow structure and wall temperature profile by A_2 excitation.

4.3.2 励起による渦構造の変化

Fig. 4-6に、励起をステップ的に左側の噴流から右側の噴流に切り替えた場合の時系列 の速度ベクトルマップを示す.励起の切り替えは、=30s で行っている.(a)のように、左 側の噴流が励起されているときは、励起による大規模渦の生成により、噴流のエントレイ ンメントが増大し、衝突壁面の左側により多くの流体が流れ込み、Fig. 4-7のように、右 側より低い壁面温度となっている.再循環領域では、壁面に沿った流れが右側へと流れて おり、右側の噴流の壁面衝突を妨げている.励起が右側へ切り替わったあとの(b)および(c) では、上記の特徴が左右反転しており、その遷移に 1.5 秒程度要している.流動構造の変 化は 1.5 秒ほどで達成されるが、再循環領域内の流体が入れ替わるのには、30 秒程度を要 するため、左右の噴流の衝突点と中間付近では、壁面温度変化の時定数が異なっている.



Fig. 4- 6 Transitional variation of the flow field corresponding to excitation switching (left jet excitation to right jet excitation).



Fig. 4-7 The time-series distribution of wall temperature on excitation switching.

4.4 制御方法

4.4.1 制御方針

上記で述べたように,流動場をひとつの関数と考えることにする.所望の壁面温度分布 を得るためには,適切な励起パターンが必要である.ここで,Fig.4-8に示すように,壁 面温度分布を入力とし,励起パターンを出力とするニューラルネットワークを設定し,所 望の壁面温度分布を生ずる流動場の逆関数を求め,コントローラとして用いることを考え る.本研究で用いたニューラルネットワークは,Fig.4-8に示すように,3層で構成され, 入力層に5ユニット,隠れ層に5ユニット,出力層に4ユニットである.0から1の間で 変化するシグモイド関数を活性化関数として用いた.ニューラルネットワークの入出力で は,それぞれ,壁面温度変化ΔT は 0-35K がニューロの入力の 0.1-0.9 に相当するように線 形変換し,また,励起振幅A は 0-2.4 が出力の 0.1-0.9 に相当するように線形変換している. 学習方法には,逆誤差伝播法を用いた.

壁面温度分布の制御を行うためには、ニューラルネットワークは逆関数を精度よく近似 する必要がある.ニューロに与える教示パターンのセットとその違いにより、学習される 近似関数の間の関係を見るために、例として、逆関数 $\alpha = \beta^2$ を反映するニューラルネット ワークを取り上げる. Fig. 4-9 にブロック線図を示す.コントローラに目標値を入力する とそれに対応する値が出力される.目標値からのずれが大きい場合と小さい場合の、それ ぞれ一組の教示信号を与えたときに生成される近似関数を Fig. 4-10(a)と(b)に示す.双方 の学習過程の入出力の際には、aの 0-100 は 0.1-0.9 に線形変換され、また bの 0-10 は 0.1-0.9 に線形変換される. Fig. 4-10 より、ニューラルネットワークは、教示信号の付近において 高い精度で関数を近似しているということがわかる.そのため、Fig. 4-10 (b)に示すよう に、目標値から小さいずれとなっている教示信号のほうが、目標値から大きいずれとなっ ている教示信号より、精度よく逆関数を近似している.従って、適切な励起パターンを得 るためには、目標値に近い教示信号をニューラルネットワークに与えることが重要となる.

このようなニューラルネットワークの特性を考慮して,壁面温度分布の制御系を構築した.上述したように,正確な制御のためには目標値付近で学習することが必要であるが,目標値に対する適切な励起パターンが前もってわかっているわけではない.何回かの学習を行いながら目標値に徐々に近づき、目標値に最終的に収束させる手段を取る.以下の2段階を踏む.

制御前に, 逆関数を一組の教示信号でおおよそ形成する. (オフライン学習)

逆関数は、制御時に得られた教示信号をもとに向上される.(オンライン学習)

この制御では、教示信号は励起パターンとその結果である壁面温度分布を含んでいる. 「制御前」および「制御中」についての詳細は以下に記述する.



Fig. 4-8 Structure of the neural controller.



Fig. 4-9 An example of diagram for inverse function and controlled system.



Fig. 4- 10 Approximated inverse functions.
4.4.2 ニューラルネットワーク

・オフライン学習

制御前の段階では,逆関数は Fig. 4-11 に示すダイアグラムに基づいて 10 通りの教示信 号を用いてオフライン学習により,おおよそ形成される.2次元衝突2噴流において生成 されるひとつの最大値を持つ壁面温度分布が Fig. 4-4 (c), Fig. 4-5 (c)のように得られる. 10 個の教示信号は壁面温度分布に沿って,最大温度を取る位置を変化させて選択した.そ れぞれの x/B で最大値をとる最大と最小の温度分布を選択した.オフライン学習で用いた すべての温度分布を Fig. 4-12(a), (b)に示した.

最大と最小の分布は本研究の実験装置と流動条件によって得られるものが限定されて いる.オフライン学習を通して,達成可能な温度分布は選択された最大と最小の温度分布 の間に限定される.その結果,ニューラルネットワークの出力である励起パターンは,初 期の段階では無限の組み合わせを持つ状態であるが,拘束される.

オンライン学習

Fig. 4-13 に制御時のブロック線図を示す.オフライン学習により形成された逆関数を, 制御時に得られる教示信号を用いて,向上させる.ニューラルネットワークはΔ*T^{measured}*の セットを受け取り, *A_{in}*(実際に行われた励起)と*A_{est}*(ニューラルネットワークによる推定値) の差をもとに学習を行う.そして,学習したニューラルネットワークがコントローラとし て更新される.本研究の制御量は定常壁面温度分布なので,定常壁面温度分布が入力とし て必要である. Fig. 4-3 に示したように,定常状態までの過渡時間はおよそ 30 秒である. この結果に基づいて,オンライン学習は次の4段階を繰り返し行うこととした.

1. 励起パターンを更新し、流動場に出力した後、30秒間の過渡時間の経過を待つ.

- 2. 壁面温度分布を計測し、10秒間の平均値を算出する.
- 3. 平均温度分布と実際に実行された励起パターンを用いて、オンライン学習を行い、 逆関数を向上させる.
- 4. 更新された励起パターンを出力する.

励起パターンは、40秒ごとに更新される.

さらに,安定し,迅速な制御を行うために,次式で定義される小さな「ディザー」をそ れぞれの入力に加える.

$$Dither = \left(\overline{\Delta T_i^{target} - \Delta T_i^{measured}} \right) / K_a$$
(i means the location of $x/B : -2 \le i \le 2$)
$$(4-2)$$

バーは空間平均を示している. ディザーはそれぞれの壁面温度計測場所 x/B において加えられる. ディザーは ΔT^{target} と $\Delta T^{measured}$ の差により決定されるので,制御の初期の段階で差が大きいときには、より速い学習に結びつき、差が小さくなったときには ΔT^{target} の周囲で少しずつ異なる状況を学習できるようにする効果がある. $1/K_a$ があまりにも大きすぎる場合には学習を進めるニューラルネットワークからの出力は振動的になる. 試行錯誤により, K_a の値は 6 から 10 の間の値とした.



Fig. 4- 11 Diagram of offline learning for inverse function.





Fig. 4- 12 All training patterns used in offline learning period.



 A^{in} : Control inputs to the flow system A^{est} : Estimated control inputs



4.5. 制御結果

制御された温度分布の結果を、オンライン学習の回数(N)にしたがって、Fig. 4-14(a)、(b) に示す. K_aは10に設定した. (a)では、目標温度分布は事前実験で得たことがあり、また オフライン学習時の教示信号には含まれない分布のひとつを設定した. N=0 では、オフラ イン学習により形成された逆関数により決定される励起パターンに対応した温度分布を 示している. オンライン学習が進行するにつれて、逆関数の近似精度は向上し、計測され る温度分布は目標値に近づいている. (b)については、目標分布は、計測点すべてでΔT=8K と平坦な分布を設定し、完全に収束は可能ではないが、目標値に近づいている. 収束の様 子を定量的に評価するため、目標値からの2乗偏差の和を以下のように定義する.

$$Dt = \sum_{i=-2}^{2} \left(\Delta T_i^{target} - \Delta T_i^{measured} \right)^2$$
(4-3)

(*i* means the location of $x/B : -2 \le i \le 2$)

Fig. 4-15 に示すように, (a), (b)の両方の場合について, Nが増加するにつれて, Dtが 徐々に減少していることがわかる. 言い換えれば, 壁面温度分布が目標値に近づいている. オフライン学習およびオンライン学習を用いたニューラルネットワークの本制御系は壁 面温度分布の制御に有効に機能することがわかった.



Fig. 4- 14 Successive wall temperature profiles along the updated count for online learning.



Fig. 4- 15 Relationship between the updated count for online learning (N) and a sum of the squared deviation from the targeted values (Dt).

4.6 本章のまとめ

衝突2噴流において,定常壁面温度分布,速度ベクトルマップ,噴流励起パターン変化 時の壁面温度のステップ応答といった流れの時空間の特性を調査した.流れ場は噴流励起 パターンを入力とし,壁面温度分布を出力により構成されるひとつの関数と想定された. オフライン学習とオンライン学習を通じて逆関数を学習するニューラルネットワークを 用いた制御系を構築した.励起パターンのオンライン学習の更新回数が増加するにつれて, 計測される壁面温度分布は目標値に近づいた.本制御結果より,衝突2噴流の壁面温度分 布を制御する上で,ニューラルネットワークを用いることが有効な手段であることを実証 された.

第5章 衝突二次元噴流群のラージェ ディシミュレーション

5.1 はじめに

衝突二次元二噴流は粒子画像流速計(PIV)を中心とした計測が行われており,その現象の 大部分は明らかになってきたが,おもに一断面における情報のみである.これは計測が三 次元で行えない以上やむをえないが噴流群を制御することを考えた際,本来の流動場の三 次元的現象を見逃すわけにはいかない.特に,熱伝達を考える上で最も重要な壁面近傍の 流動場は三次元性が強く,非等方複雑流動場である.また温度場に関しては面的な計測は 今日でも困難であり,流動構造と熱輸送との因果関係を把握するためにも数値計算は有効 であるといえる.そこで衝突二次元二噴流の LES 解析を行い,流動場の性質と熱輸送の メカニズムを検討する.

本研究は衝突二次元二噴流の流動場を対象に行う.二噴流のノズル中心間距離sは 3.6Bに設定されている.衝突距離Hは 4Bとなっているが,これはこれまでの実験的研究からノズル出口における励起の影響が壁面の熱伝達にもっとも有効であるとされる距離である.計算格子はx, y, z方向にそれぞれ 64×192×32(baseline mesh)としたが格子による影響を調べるために, 64×256×32(fine mesh)に関しても同様の計算を行った.また周期境界条件における影響を調べるためにz方向の計算領域を 5B,格子数を 54(extended domain)とした計算も行った.

5.2 支配方程式

本研究で対象とする非圧縮性ニュートン流体の運動に関する支配方程式は、質量保存則から導かれる連続の式(5-2)と、運動量保存則から導かれるナビエ・ストークス方程式(5-1)、および温度輸送方程式(5-3)である.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{5-1}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i$$
(5-2)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j}$$
(5-3)

本研究では、Large Eddy Simulation (LES)を用いるため、数値計算に用いられる支配方程 式は、空間フィルターにより格子平均された連続の式、ナビエ・ストークス方程式および 温度輸送方程式であり次式で表される.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{5-4}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$
(5-5)

$$\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial\overline{\theta}\overline{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{RePr} \frac{\partial^2\overline{\theta}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial h_j}{\partial x_j}$$
(5-6)

ここで、バーは、空間フィルターが施されていることを示す. $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}$ であり、サ ブグリッドスケールの応力、 $h_j = \overline{\partial u_j} - \overline{\partial u_j}$ であり、サブグリッドスケールの熱流束であ る. サブグリッドスケールに関する項については、後述する. また、 θ は次式で表される 無次元温度である.

 $heta = rac{\Delta T
ho c_p U_0}{q_{ ext{wall}}}, \quad \Delta T = T(x_k, t) - T_{ ext{bulk}}$

 $T(x_k,t)$ は流体の温度で、 T_{bulk} は流入する噴流の温度である.衝突面には、一定の熱流束を与えており、 q_{wall} で表される. C_p は定圧比熱であり、 ρ は流体の密度である.

5.3 各項の離散化と計算手順

本計算では SMAC 法を用い,格子には物理空間に配した不等間隔格子のスタッガード 格子を用いる.1 つの格子だけ取り出すと Fig.5-1 のように直方体の6 個の面,それぞれ の中心に速度の定義点,速度勾配テンソルは6 面体の辺上であり対角成分のみ6 面体の 中心点,圧力,温度は6 面体の中心点で定義される.6 面体の中心点をP 点,速度の定 義点をそれぞれ成分別にU 点,V 点,W 点とする.

時間進行には二次精度 Adams-Bashforth 法を用いる.これは以下のように定式化される.

$$\mathbf{u}^{P} = \mathbf{u}^{n} + \Delta t \left\{ -\nabla P^{n} + \frac{3(\mathbf{A}^{n} + \mathbf{B}^{n} - \mathbf{A}^{n-1} + \mathbf{B}^{n-1})}{2} \right\}$$
(5-7)

A は対流項, B は粘性項,上付き文字の n は時間ステップをあらわす. \mathbf{u}^{P} は予測される速度場を示す. 圧力項については一次精度 Euler 陽解法になっているが,これ以上高次精度にすることはまれである.空間差分精度は大抵の項では二次精度中心差分を採用しているが温度輸送方程式の移流項にのみ二次精度 QUICK 法^[5-1]を導入する.

本研究では *x* 方向と *y* 方向に不等間隔, *z* 方向に等間隔の 3 次元のスタッガード構造 格子を用いるのでΔ*z* は一様である.格子配置を Fig. 5-2 に示す.

粘性項は運動方程式における拡散項である.粘性項は2 階微分項であるので速度変動を 抑制する働きをする.密度と動粘性係数が一定のとき運動エネルギーの式は

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(u_j k + \frac{u_j p}{\rho} - v \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - v \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$
(5-8)

上式の右辺第1項は発散型であるから流束のみできまり,運動エネルギー保存性を有する が第2項は常に正(符号まで含めると負)となるため,運動エネルギーを消耗する働きを する.つまり,粘性項はエネルギーを保存しない.しかし,高度な解析のためには運動エ ネルギー保存式を満たすために,つまり質量保存式をみたすために差分法の整合性と高次 精度化が不可欠である.

圧力勾配は単純に速度定義点で表され,

$$\frac{\partial P}{\partial x}\Big|_{i+\frac{1}{2},j,k} = \frac{-P_{i,j,k} + P_{i,1,j,k}}{\widetilde{\Delta x}_{i+\frac{1}{2}}}$$
(5-9)

となる. 式(5-1)の後に,

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^{P} - \Delta t \nabla \phi$$
 (5-10)
と $n + 1$ ステップ目が算出される. つまり修正値としてのスカラーポテンシャル ϕ を求め

る必要がる. そのためには Poisson 方程式,

$$\nabla^2 \boldsymbol{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \nabla \mathbf{u}^P \tag{5-11}$$

を解く必要がある.このときの差分法も整合性を有しなくてはならない.つまり ∇^2 を任意に差分化してはならず,圧力項の差分式を連続の式の差分式に代入して圧力方程式の差分式を得なくてはならない.Poisson 方程式は,

$$-\frac{-\phi_{i-1,j,k} + -\phi_{i,j,k}}{\Delta x_{i} \Delta x_{i-\frac{1}{2}}} + \frac{-\phi_{i,j,k} + -\phi_{i+1,j,k}}{\Delta x_{i} \Delta x_{i+\frac{1}{2}}} - \frac{-\phi_{i,j-1,k} + -\phi_{i,j,k}}{\Delta y_{j} \Delta y_{j-\frac{1}{2}}} + \frac{-\phi_{i,j,k} + -\phi_{i,j+1,k}}{\Delta y_{j} \Delta y_{j+\frac{1}{2}}} - \frac{-\phi_{i,j,k-1} + -\phi_{i,j,k} + -\phi_{i,j,k+1}}{\Delta y_{j} \Delta y_{j+\frac{1}{2}}} = \frac{-\phi_{i,j,k-1} + -\phi_{i,j,k}}{(\Delta z)^{2}} + \frac{-\phi_{i,j,k-1} + -\phi_{i,j,k+1}}{(\Delta z)^{2}}$$
(5-12)
$$= \frac{1}{t} \left(\frac{-u_{i-\frac{1}{2},j,k}^{P} + -u_{i+\frac{1}{2},j,k}^{P}}{\Delta x_{i}} + \frac{-v_{i,j-\frac{1}{2},k}^{P} + -v_{i,j+\frac{1}{2},k}^{P}}{\Delta y_{j}} + \frac{-\omega_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{P} + -\omega_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{P}}{\Delta z} \right)$$

となる.計算においては、この式を $\phi_{i,k}$ について解いた形にしたものを反復法で解くことになる.反復法には様々な方法が存在し、解くべき問題のほかにつかう計算機によってその最適な手法は変わってくる.本研究では Symmetric Successive Over Relaxation 法(SSOR 法) を用いる. SSOR 法のアルゴリズムは Successive Over Relaxation 法(SOR 法) の順行と逆行を繰り返す.

温度輸送方程式では

$$\theta^{n+1} = \theta^n + \Delta t \left\{ \frac{3(\mathbf{A}^n + \mathbf{B}^n) - (\mathbf{A}^{n-1} + \mathbf{B}^{n-1})}{2} \right\}$$
(5-13)

となる.このときAは移流項でBは拡散項となる.

拡散項は運動量保存式と同様の形で離散化される.温度伝導率 *a* は LES をもちいるため, *a* は時空間の変数になる.移流項については QUICK 法^[5-1]を導入する.

本研究ではダイナミックモデルをもちいるため SGS のモデル係数 C と Pr_{sgs}を毎ステップ算出する必要がある.これらは以下の式で求める.SGS 渦粘性係数と渦拡散係数で以下のように挿入され,

$$\nu_{sgs} = C(\Delta)^2 |S| \tag{5-14}$$

$$a_{sgs} = \frac{\nu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \tag{5-15}$$

グリッドスケール成分の支配方程式に以下の項として現れる.

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2C\overline{\Delta}^2 \mid \overline{S} \mid \overline{S}_{ij}$$
(5-16)

$$h_j = -CPr_{\rm sgs}^{-1}\overline{\Delta}^2 \mid \overline{S} \mid \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial x_j}$$
(5-17)

$$C = \frac{\langle L_{ij}M_{ij} \rangle}{\langle M_{kl}M_{kl} \rangle}$$

$$(5-18)$$

$$L_{ij} = \frac{(\alpha \Delta)}{12} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + O(\overline{\Delta}^4)$$
(5-19)

$$M_{ij} = 2\overline{\varDelta}^2 \left\{ \left(\mid \overline{S} \mid \overline{S}_{ij} - \alpha^2 \mid \widetilde{\overline{S}} \mid \overline{S}_{ij} \right) \right.$$

$$+\frac{(\alpha\overline{\Delta}^{2})}{24} \left[\nabla^{2}(|\overline{S}||\overline{S}_{ij}) - \alpha^{2} |\widetilde{\overline{S}}| \nabla^{2}\overline{S}_{ij} \right] + \mathcal{O}(\overline{\Delta}^{4}) \right\}$$
(5-20)

$$|\widetilde{\overline{S}}| = \sqrt{2\left(\overline{S}_{ij} + \frac{(\alpha\overline{A})^2}{24}\nabla^2\overline{S}_{ij}\right)^2}$$
(5-21)

Pr_{sgs} は

$$Pr_{\rm sgs}^{-1} = C^{-1} \frac{\langle P_j R_j \rangle}{\langle R_k^2 \rangle}$$
(5-22)

$$P_{j} = \frac{(\alpha \overline{\Delta})^{2}}{12} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_{k}} \frac{\partial \overline{u}_{j}}{\partial x_{k}} + \mathbf{O}(\overline{\Delta}^{4})$$
(5-23)

$$R_{j} = \overline{\Delta}^{2} \left\{ \left(|\overline{S}| \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_{j}} - \alpha^{2} |\widetilde{\overline{S}}| \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_{j}} \right) + \frac{(\alpha \overline{\Delta}^{2})}{24} \right.$$
$$\times \left[\nabla^{2} \left(|\overline{S}| \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_{j}} \right) - \alpha^{2} |\widetilde{\overline{S}}| \nabla^{2} \left(\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_{j}} \right) + O(\overline{\Delta}^{4}) \right] \right\}$$
(5-24)

である.式(5-22)から手順としては先にCを求めた後に Pr_{sgs} を求める. <>はz方向への 平均操作を意味する.Cや Pr_{sgs} が負値であると計算が発散するため,C<0ならばC=0 を代入する.さらにC=0のときは, 1= Pr_{sgs} =0とする.

計算手順は, Fig.5.3 にしめす. ダイナミックモデルのモデル定数の決め方から運動量 保存式の粘性項と温度輸送方程式の拡散項を同時に(同じサブルーチンで) 算出している.



Fig. 5-1 Unit of staggered mesh.



Fig. 5- 2 Schematic of non-uniform staggered mesh.



Fig. 5- 3 Flow chart of flow and temperature calculation using LES.

(5-27)

5.4 初期条件と境界条件

5.4.1 初期条件

目的とする解に近く、かつ離散的な意味で連続の式を満足する初期値を与えることがで きれば理想的であるが、一般には難しい. 初期条件の与えるときに、あまりにも不自然な 初期値を与えると解が発達するまえに計算が破綻する可能性がある.

本研究においては速度場と圧力場に微小な擾乱を空間的に分布させ、温度場はバルク温 度とした. つまり, 静止流体中に噴流を噴出させる「スターティングジェット」からの計 算を行った.このとき流入速度は 5000 時間ステップを経て最大値に到達するように設定 した.

5.4.2 境界条件

本研究の中心である衝突二次元二噴流の計算領域と座標系を Fig. 5-4 に示す.二噴流出 ロの中点に原点をとり,壁面に向かってx軸,それを横切る方向にv軸,奥行き方向にz 軸をとる.計算対象によって大きく異なるのは流入面のみであり,衝突壁面,流出面につ いては共通している.また流入面においても境界速度の与え方が若干異なるのみであり本 質的にはどの条件においても共通しているといえる. 衝突壁面では以下のように記述され る.

$$\begin{aligned} \overline{u}_i|_{wall} &= 0 \tag{5-25} \\ \frac{\partial \overline{P}}{\partial x}\Big|_{wall} &= 0 \tag{5-26} \\ \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x}\Big|_{wall} &= \text{const.} > 0 \tag{5-27} \end{aligned}$$

実験では壁面を等熱流束の加熱平板としているため、本研究では衝突壁面条件を実験条 件と合わせるために等熱流束条件とする.流出面では,

$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + U_c \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial y} = 0$	(5-28)
$\left. \frac{\partial \overline{P}}{\partial y} \right _{outlet} = 0$	(5-29)
$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + U_c \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y} = 0$	(5-30)

とする. Uc は対流速度であり、これは流出面の面平均速度とする. 流出面における速度 と温度は時間的に変化するために毎ステップ更新される.このときの時間進行は一次精度 Euler 陽解法とし,空間差分は一次精度上流(風上)差分とした.流入面(x=0)における圧 力と温度の境界条件は

$$\frac{\partial P}{\partial x}\Big|_{x=0} = 0$$
(5-31)
$$\overline{\theta}\Big|_{x=0} = \text{const.}$$
(5.32)

(5-32)

とした.速度の境界条件については単純ではないため後述する.MAC 系列の解法では, Poisson 方程式を解いた後の速度修正において境界面の速度を変化させないとき、圧力の 境界条件は Neumann 型とするので、全ての境界面(流入面、流出面、固体壁面) において 圧力勾配ゼロ条件を施した.z方向には全て周期境界条件を導入している.

本研究ではスタッガード格子を用いているが全ての境界値を境界面上に配している(Fig. 5-5(a)). さらにその境界面における勾配値(速度勾配)の定義は片側差分となり精度が落ち てしまう.これを防ぐために境界近傍2点をもちいてステンシルを構成する.その変数配 置を Fig. 5-5(b) に示す. このときの勾配値の定義は,

$$\frac{\partial f}{\partial x}\Big|_{N} = (\alpha + \beta)f_{N} + \alpha f_{N-1} + \beta f_{N-2}$$

$$\alpha = -\frac{1}{(\Delta_{N-1} - \Delta_{N-2})} \frac{\Delta_{N-1}}{\Delta_{N-2}}$$

$$\beta = \frac{1}{(\Delta_{N-1} - \Delta_{N-2})} \frac{\Delta_{N-2}}{\Delta_{N-1}}$$
(5-33)

と得られる.これはテイラー展開近似により得られる.

後述する流入条件と流出条件は境界条件更新のサブルーチン内で, 衝突壁面の境界値は それぞれのルーチンで陰的に更新される.



Fig. 5- 4 Computational domain and coordinate system.



(a) Velocity location close to boundaries on staggard grid.



(b) Data location in computation domain about the boundary.

Fig. 5- 5 Velocity location close to boundaries on staggered grid.

5.5 流入条件

前章でも述べたが噴流の流入条件はこれまで様々な手法が使われている. 噴流の場合, 流入条件が下流における流動場の流動構造において非常に大きな影響を及ぼす.本研究に おいてはできるだけ一般性を保った解析をする必要がある. 噴流の流入面における平均速 度分布には Fig.5-6 に示すように, (a)top hat(一様) 型と(b) 放物線型があるがこれは実験 的にはノズルの形状で決まってくる. 本研究では以下の式で表される top hat 型とする.

$$U(y) = \frac{U_0 - U_e}{2} \left\{ 1 + \tanh\left(\frac{0.5B - |\xi_c|}{2\zeta_0}\right) \right\} + U_e, \qquad \xi_c = y - Y_c$$
(5-34)

式(5-34)に変動速度を加えると時間的に変化する流入条件となる.本研究ではこの変動 速度を以下のエネルギー分布を有する一様等方性乱流を与えた.

$$E(\kappa) = \frac{4K}{\kappa_0} \left(\frac{\kappa}{\kappa_0}\right)^2 \exp\left(-2\frac{\kappa}{\kappa_0}\right)$$
(5-35)

K は乱流エネルギーであり、 K_0 はピーク波数であり、

$$\kappa_0 = 2\pi S t_c / \varsigma_0 \tag{5-36}$$

で求められる. *St*_c はノズル出口の運動量厚さを代表長さとするストローハル数である. 本研究では(流入条件による比較の項目を除いて)Monkewitz et al.^[5-4]の研究で求められた不 安定モードである 0.033 を用いる.式(5-35)を逆フーリエ変換することで変動速度 *u*_i^(*)が求 まる.今回は高速フーリエ変換(FFT: Fast Fourier Transform)のアルゴリズムを用いる.しか し本研究では非圧縮性流体解析をするので速度場は連続の式を満たすべきである.そこで 逆フーリエ変換で求められた変動速度を修正するために Poisson 方程式,

$$\nabla^2 \widetilde{\phi} = \frac{\partial u_i^{(*)}}{\partial x_i}$$
(5-37)

を解いて

$$u_i' = u_i^{(*)} - \frac{\partial \widetilde{\phi}}{\partial x_i}$$
(5-38)

と修正される.これにより3方向一様等方かつ連続の式をみたす変動成分が生成される. Poisson 方程式は3方向周期境界を仮定しているために FFT をもちいて直接的に解く.下 付き文字に *i* がついているのはこの項のみテンソル表記になっているということであり, つまり 3 方向成分を有する擾乱となる. *y* と *z* のほか時間方向 *t* の 3 方向分布であるが時 間方向にはテイラーの凍結定理(Taylor'sfrozen hypothesis) $\Delta x = U_{inlet}\Delta t$ を用いている. U_{inlet} は対流速度であり,

$$U_{inlet} = \frac{1}{S_{inlet}} \int_{inlet} u dS$$
(5-39)

と求まる. z 方向と t 方向は等間隔であるが y 方向つまりノズルを横切る方向には不等間 隔になるため最後に補間を行う. Fig.5-7 に二次元二噴流の流入面における平均・変動速 度分布を示す. 平均速度はトップハット型になっており,変動成分はノズル流入面内で一 様な分布となっている. 実際の噴流ではノズル出口において変動成分が一様であることは ないが,ノズル内の計測は非常に困難であるため本研究では一様分布とした. Fig. 5-8(a) にエネルギー分布を示す. Poisson 方程式を解くことによってわずかにスペクトルの分布 が変化するが基本的な形状は変化しないことが分かる. また流入面内における変動速度の rms の時間変動を Fig. 5-8(b) に示す. 生成された速度はカオス的な変動を示しており,3 成分が無相関であることがわかる.



Fig. 5- 6 Nozzle exit conditions.



Fig. 5- 7 Averaged inlet conditions; mean velocity: (\blacksquare), rms: (\diamondsuit).



(a) Energy spectra.



(b) Rms velocity histories averaged over the inlet plane.

Fig. 5-8 Properties of inlet velocity fluctuations.

5.6 統計量算出方法

本計算においてエルゴード性を満たすほどのサンプリングを行い,瞬時のデータをハードディスクに保存しておき,後に統計量を算出するのは不可能である.そこで本研究においては,統計処理に必要な諸量を主記憶に格納しておき,後処理で統計量自身を算出する手法をとる.例えば,GS速度の二乗平均値ならば $\overline{u_i}^2$ の総和と $\overline{u_i}$ の総和を格納しておき,後処理時に

$$\sqrt{\langle \overline{u'}_i^2 \rangle} = \sqrt{\langle \overline{u}_i^2 \rangle - \langle \overline{u}_i \rangle^2}$$

(5-40)

と算出される. サンプリングは無次元時間で 0.1 ごとに, 計算ステップでは 50 ステップご とに行われ, 定常状態に達してから 290000 ステップ以上の統計量を算出した. 250000 ス テップ以上の統計量について, 二次モーメント量, つまり速度の RMS 値やレイノルズ応 力が収束することを確認している.

5.7 格子分布と計算領域の影響

格子の影響を見積もるために y 方向平均速度 $\langle v \rangle / U_0$, 変動速度 $v_{ms}=U_0$, 温度の分布 を比較した. Fig. 5-9 (a)に y 方向平均および変動速度分布を示す. |y/B| > 4の格子が粗 くなっている領域では数値振動の影響により解像度の良い格子を用いた結果と比較する と差が生じているが, |y/B| > 4の領域においては結果がほとんど一致しており格子依存 性は小さい. よって y=0 から衝突領域近傍の|y/B| = 4となるまでは平均値変動値とも にほぼ一致しており格子間隔の影響は十分小さいということができる. しかし, 壁噴流領 域を詳細に解析するためにはその領域の格子解像度を上げる必要がある. 後ほど流動場に ついては述べるが, 噴流のエントレインメント領域にたくさん格子を切ることは経済的で ない. したがって噴流主流領域には高解像度, その他の領域には低解像度の格子を切るこ とが最も経済的ではあるが、衝突噴流の場合は主流が曲がるために構造格子では難しい. 非構造格子を用いた有限体積法や有限要素法による計算が理想的ではあるが, LES におけ るのモデル定数の決定が困難であり精度のよい解析は難しいというのが現状である. 奥行 き周期境界方向の計算領域についても Fig. 5-9 (b)に示すとおり, 計算領域が 3*B*(base-line domain)の場合と 5*B*(extended domain)の場合とでほとんど変化がない. よって奥行き方向の 計算領域についてもほとんど影響がないといえる.



(a) Effect of grid refinement.



(b) Effect of spanwise domain size



5.8 平均・変動流速と熱伝達率分布の実験との比較

本研究の流動場はこれまで直接数値計算による計算例がない. それは先述したように格 子数が膨大になり計算が不可能であることや流入条件によって結果が大きく変わってし まうことなどが挙げられる. そこで計算結果の信頼性を得るために Fig. 5-10 に示す実験 装置で,実験との比較を行う. 流動場についてはレーザドップラー流速計(LDV)を用いて, 壁面温度を熱電対で計測する.

平均速度・変動速度分布を Fig. 5-11 に示す. 点プロットは LDV による計測であり,線 は LES である.x 方向の平均流速分布(Fig. 5-11(a))を比較するとノズル付近は実験値に近 いが下流に行くにつれ噴流の広がりが実験と計算とで異なっている.これは境界条件の差 に起因すると考えられる.計算条件はz 方向の周期境界が 26 <| y/B|<26, つまり全 領域に施されているのに対し、実験においてはサイドプレートが 5<|v/B|<5 にしか施 されていない.また衝突壁面も同様に実験では 5<v/B<5 にしかない.これらの影響で 実験と計算との差異が生じていると考えられる.また,SGS モデルにダイナミックモデ ルを用いているが、平行平板流れなどでは対数法則領域の平均速度を過大評価することが 知られており^[5-5],モデルの影響も結果に含まれると考えられる.変動速度については大 きな差異が生じた.これは実験で用いているノズルの特性に起因するものと考えられる. 実験で用いているノズルは流入速度分布をトップハットにするために縮流させてあるが, 急激な縮流をしているために若干剥離が生じている可能性がある.したがって実験におけ る流入条件の変動速度分布はその影響を大きく受ける.本研究では計算の境界条件につい て実験とは異なるノズル流入面内で変動速度の大きさが一様になるように設定してある. それはもし実験に適合させると実験装置に特化した結果となり、その結果は一般性を保っ ているとは言い難いこと、また実際に適合させようとしてもノズル流入面上の速度分布を 計測することが困難であるためである. 以上から変動速度の分布については実験と異なる 結果になるのはむしろ妥当であると考えられる.



Fig. 5-10 Experimental apparatus.



(a) Mean *u*-velocity



(b) RMS u-velocity



(c) v-velocity

Fig. 5- 11 Mean and rms velocity profile where line plots are the LES and symbol plots are the experiment with LDV

5.9 流動構造と熱輸送のメカニズム

5.9.1 流動場の統計諸量

平均流速分布を Fig. 5-12 に示す. 主流はノズルから流入した後,大きく湾曲し, |y/B| = 3.5 付近で壁面に衝突する. その後おもに左右にそれぞれ流れて行き,壁噴流となる. また一部は y = 0 に向かって二噴流内側に流れ,ノズルに向かい,再び主流に戻る内部循環流が形成される. |y/B|>5 の領域では格子解像度の影響を受け,平均値にも空間的な振動が存在することがわかる. それぞれの速度の空間的な発達をみると噴流中心はノズル中心から次第に外側に移動し,その分布形状はトップハットから次第に広がってゆく(Fig. 5-13). 衝突後の壁噴流領域では,衝突してまもなくは乱流境界層に近い速度分布となるが,下流に進むにつれて壁面近傍の速度分布は滑らかになり,乱流ではない流れになっていると考えられる. これは *Re* 数が 500 と低いことがもっとも大きな要因であるが,自由噴流ならばロールアップが起こるレイノルズ数ではある. もうひとつの要因としては衝突距離 H が 4B と短く,乱れが遷移する前に衝突し,壁面の粘性の影響を受けていることが挙げられる. 変動成分に関しては,流入面における乱れは減衰し,噴流せん断層における乱れが大きくなる.

平均温度分布を Fig. 5-14 に示す.二つの噴流に挟まれた領域では壁面で温められた流体が二噴流にはさまれて逃げ場を失うため高温になっている.二噴流内側せん断層では高温流体と低温流体が接するのにもかかわらず温度勾配が大きくなっているのは,動粘性係数と温度伝導率の比であるプラントル数 *Pr* が 7.0 と高いためであり,分子拡散しにくいからである.壁面近傍に着目すると非常に薄い温度境界層が形成されていることがわかる.



Fig. 5- 12 Mean velocity distributions in two planar jets.



Fig. 5-13 Spatial development of mean u-velocity in two planar jets.



Fig. 5- 14 Mean temperature distribution in two planar jets.

5.9.2 瞬時の流動場

瞬時の温度場と速度場を Fig. 5-15 に示す. 層流に近い流動場であるため, せん断層に おいて高温の流体とノズルから出たばかりの低温の流体が混合しにくく, 二噴流間の流体 は高温になる.動粘性係数と温度伝導率の比であるプラントル数 Pr が高く, 温度が分子 拡散しにくい条件であるためであると考えられる. 三次元渦構造を Fig. 5-16 に示す. せ ん断層におけるロールアップはないが, 衝突壁面に y 方向渦度が存在する. これは流入条 件で付加された三次元的な微小攪乱が壁面の影響を受けて変化し, 生成したものであると 考えられる. 壁面の温度分布を Fig. 5-17 に示す. 壁面近傍に存在する y 方向渦度に対応 するように低温部が存在している. 前章で述べたようにこの渦は流入条件における乱れ成 分が影響する. 本計算では混合層が最も不安定となる波数をピークに持つ連続スペクトル のエネルギー分布を有する乱れ成分を施してあり, 結果としてこの壁面の渦構造が生成し やすい条件となっている. 実際の流れにおいては, おのずと不安定なモードが成長し, 渦 構造が生成する.

二噴流の間の領域が非常に流れの遅い領域となっているために、二噴流の相互干渉については片方の噴流領域からもう一方の領域への流動はわずかに存在する程度であり顕著な干渉性は存在しない.しかし、圧力分布を示すと Fig. 5-18 のように二噴流の間の領域で圧力が高くなっており、おおきな乱れが加わる、例えば一瞬だけ片側噴流を止めたりするとそのバランスは崩れる可能性はある.



Fig. 5-15 Instantaneou velocity and temperature distribution in two planar jets.



Fig. 5- 16 3-dimensional vortical structure without forcing in two planar jets ; blue: $|\omega_x B / U_0| = 1.0$; purple: $|\omega_y B / U_0| = 1:0$; green: $|\omega_z B / U_0| = 3:0$.



Fig. 5-17 Instantaneous wall temperature in two planar jets.



Fig. 5- 18 Mean pressure distribution in two planar jets.
5.10 モデル係数の検討

本計算ではダイナミックモデルを使用しているため、モデル定数は時空間的に変動する. そのモデル SGS 渦動粘性係数の分布と SGS 温度伝導率分布の平均値を Fig. 5-19 に示す. それぞれ動粘性係数と分子温度伝導率との比で表してある. SGS 渦動粘性係数はほぼ全 域において 1 を下回っておりモデルの影響は小さいと考えられる. SGS 温度伝導率は場 所によっては 5 を超えるところも存在する. これは Pr 数が高いため SGS 熱流束が大き くなるからであると考えられる.本計算においてモデル定数を 0 つまり、粗い DNS で計 算させると、温度場は数値発散することを確認している. つまり本研究においては Re 数 が低いものの、動粘性係数と温度伝導率の比であるプラントル数 Pr=v/a が高く、温度の 対流輸送と熱伝導移動の比であるペクレ数 $Pe=\rho c_p U_0 B/\lambda \delta$ 3500 と大きくなり、温度に関 しては移流項の影響が増大するため、LES は的確に流れ場を再現している.



(a) Mean value of SGS eddy viscosity.



(b) Mean value of SGS thermal diffusivity.

Fig. 5-19 Mean SGS model properties.

5.11 励起手法

離散化格子に直交座標系のスタッガード格子を用いているため、*u* 定義点と*v* 定義点が 同一座標に存在することはない.このことは、実験系のように 45 度に速度を与えようと する際に非常に困難であるといえる.ノズルのエッジ部分の計算格子を拡大したものを Fig. 5-20 にしめす.励起速度として与える関数は、

$$u = A\sin(2\pi St \times t) \tag{5-41}$$

で与えられる. A は振幅である. この速度ベクトル uf は 45 度の角度を有しているので,

$$\mathbf{u}_{f} = (u, v, w) = \left(\frac{A}{\sqrt{2}}\sin(2\pi St \times t), \frac{A}{\sqrt{2}}\sin(2\pi St \times t), 0\right)$$
(5-42)

で与えられる.このとき x 成分についてこれを素直にあたえると仮定すると, y 成分についてはその隣接する定義点で与えることになる.本研究では,実験で使用したノズルの励起スリットの幅に近づけるため, x 成分を 2grid 分とり y 成分には周囲とその中間の 3 点で均等配分し,近似した. St 数は 0.67 で行っていたが,本研究では 0.22 を採用した.その理由としては,周波数が低いときは生成する渦が大きいということが期待され,渦構造が明瞭になるということや,実験では 0.22 でも行っており,比較しやすいためである.



Fig. 5- 20 Forcing method on the simulation.

5.12 非励起時との比較

5.12.1 統計量の比較

平均流速分布と変動流速分布を Fig. 5-21 と Fig. 5-22 にそれぞれ示す. y=0 を中心線 として左側に励起なし,右側に励起したときのものを示す. 平均速度のx 成分に関しては, y=0 付近でノズルに向かう負の速度が励起時には大きくなっていることがわかる. また 平均速度のy 成分は壁面近傍における衝突点からy=0 に向かう流れが励起時には大きく なっており,これらから励起時には衝突点から二噴流内側を循環する流れが大きくなるこ とがわかる. 変動速度分布をみると励起の影響により3 成分ともにせん断層で大きな値を 示していることがわかる.

グリッドスケールの乱流エネルギー分布とレイノルズ応力分布を Fig. 5-23 に示す.励 起時は非励起時と比較して,噴流せん断層でレイノルズ応力と乱流エネルギーの値が大き くなっている.また衝突領域において,それぞれの値の分布形状が異なることから励起に よって衝突領域の流れの構造が変化していることが伺える.またy/B>4 では数値振動に よる影響が大きくなっており,本計算で|y/B|<4 に解析対象を絞るべきであると考えら れる.

平均温度分布を Fig. 5-24 に示す.励起ありのほうが非励起時に比べ二噴流間の流体の 温度が下がっていることがわかる.これは励起時にはせん断層において高温の流体とノズ ルからでた直後の低温の流体が混合するためである. *Pr* 数が高いために分子拡散しにく く,温度は対流によって運ばれるのが主である.



(a) $\langle \overline{u} \rangle / U_0$



(b) $\langle \overline{v} \rangle / U_0$

Fig. 5- 21 Mean velocity contours (note that for the unforced jet in the left frame the v velocity is shown with opposite sign in order to use an identical contour range as for the forced jet).











(c) $\overline{\omega}_{rms}/U_0$

Fig. 5- 22 RMS velocity contours.





Fig. 5- 23 Turbulent shear stress and grid scale turbulent kinetic energy distributions.



Fig. 5-24 Mean temperature distribution.

5.12.2 流動構造の比較

3 次元渦構造を Fig. 5-25 に示す.前章で示した非励起時のものと比較してスパン方向 のせん断渦が顕著に存在することがわかる.また壁面近傍の y 方向渦も非励起時と比較す ると多くなっており,壁面の熱伝達を促進すると予測される.この渦構造の模式図を Fig. 5-26 に示す.スパン方向渦が互いに引っ張り合うことでその間にリブ構造が生成する. 二噴流外側では主流がカーブしているためスパン方向渦の引張が弱まり,このリブ構造は 小さいが,二噴流内側のせん断層においてはせん断渦の回転方向とは主流が逆に曲がるた めに,リブ構造はより顕著になる.このリブ構造が卓越するためにせん断渦は奥行き方向 に波打つ.この二噴流内側のせん断層に生成するリブ構造が壁面に衝突し,壁面のリブ構 造となる.Sakakibara et al.^[5-3]はこの3 次元渦構造を単独衝突噴流の流動場を粒子画像流速 計(PIV)を駆使して計測し,現象を解明している.Sakakibara et al.ではせん断渦間のリブ構 造を sucessive rib,壁面のリブ構造を wall rib とよんでいる.さらに Sakakibara et al.は内 外両側のせん断渦がそろっていると cross rib とよばれる噴流中心を横断する構造がみら れるとしたが,本計算においては確認されなかった.その理由としてはせん断渦の位相は そろっているが主流がカーブしているために空間的な配置が影響したと考えられる.

瞬時の流動場と温度分布を示す(Fig. 5-27). 励起時には内側せん断層の部分で高温部と 低温部の混合が促進している様子がわかる. せん断層近傍を拡大したものを Fig. 5-28 に 示す. *Pr*=0.71 のときはせん断層における高温流体と低温流体の境界が明瞭でなくなって いる. これはこの条件下においては対流輸送のほかに分子拡散も大きいためであると考え られる. *Pr*=7.0 時では混合層の温度境界が明瞭であり,対流輸送が支配的であるといえ る. また衝突壁面近傍の二噴流内側の流れが励起時よりも大きくなっており,壁面近傍の 摩擦応力が増大し,熱伝達が促進することも考えられる.



Fig. 5- 25 3-dimensional vortical structure with forcing in two planar jets ; blue: $|\omega_x B/U_0| = 1.0$; purple: $|\omega_y B/U_0| = 1.0$; green: $|\omega_z B/U_0| = 3.0$.



Fig. 5- 26 Schematic of vortical structures in the impinging region for dual jets.



Fig. 5- 27 Instantaneous velocity and temperature distribution with forcing in two planar jets.



Fig. 5- 28 Temperature and velocity distribution close to jet shear layer in the forced flow.

5.13 熱伝達率分布の実験との比較

前章と同様,LDV による計測との比較を Fig. 5-29 に示す.励起時は実験値と数値予測 に大きな差が生じているが,これは実験と計算の励起手法の差によるものであると考えら れる.計算においてはサイン波を与えているが,実験においては三角波に近く,また励起 自体も強い.したがって変動速度は実験の方が大きくなる.これを数値的に実現すると数 値不安定に悩まされ,また連続の式を満たしにくくなるために,解の信用度が低下する. さらに,三角波にすると様々なモードが存在する波形になるので,現象が複雑になり,解 析困難になる.

壁面の熱伝達率を示すヌセルト 数分布を示す(Fig. 5-30). 励起時の方が非励起時と比較 して全般的にヌセルト数が大きくなっており,とくに最大値よりも二噴流内側の領域にお いて励起の影響が顕著であることが言える. これは内側せん断層の励起によって生じた渦 構造による混合促進の影響であるといえる. 点プロットが実験値であり, 熱電対によって 計測した値で, エラーバーは 95%信頼度の領域を示す. 実験値も数値予測と同様な傾向を 示したといえる.



(a)



Fig. 5- 29 Mean velocity profile where line plots are the LES and symbol plots are the experiment with LDV.;(a) x-component close to nozzle region, left side; unforced jet, right side; forced jet,(b)in wall jet region.



Fig. 5- 30 Local Nusselt number profile on the impinging wall.

5.14 本章のまとめ

衝突二次元二噴流のラージエディシミュレーションを行い、その流動場の三次元構造や 温度分布、励起と熱伝達のメカニズムなどの解明を行った.本流動場は衝突群噴流の中で もっとも幾何学的に単純であり、この系における制御系の構築は、多自由度の熱伝達率分 布制御系の構築に寄与するものであると考えられる.本研究は群噴流における次元時系列 の計算を行った最初の例であると言える.これまで群噴流の流動場は RANS や低レイノ ルズ数の定常解析が主であった.衝突流れにおいては、瞬時の構造が、つまりレイノルズ 分解ではあらわれない秩序構造が卓越するため、本論文においては統計量と瞬時の構造を 比較しながら話を進めてきた.以下に得られた知見を示す.

Re=500の流動場において、実験的にはせん断渦が生成する流れ場であり、その要因としては装置全体に加わる擾乱によるものと推察されていることから、せん断渦を生成させるためには、奥行き方向に空間的位相のそろった振動を与える必要があると考えられる. 流入条件の三次元擾乱のピーク波数を変化させると、壁面における顕著な渦構造は抑制されることがあり、ピーク波数の設定は混合層流れが最も不安定とする波数に設定される必要があると考えられる.その理由としては、混合層が安定化すると実際に存在する Kelvin-Helmholtz 不安定性を実現することが困難になり、不自然な流動場になってしまうということである.壁面の瞬時の温度分布から、壁面近傍の縦渦構造と熱伝達との関係が極めて強いものであるということがわかった.

二噴流の計算において、二噴流の間の領域は逃げ場を失うために高温になる.高 Pr 数 の場合は分子拡散しにくいためにせん断層における平均温度勾配が非常に大きくなる.励 起した場合はこの層において混合が活発になり温度が対流によって輸送されるために、二 噴流間の流体の温度は低下する.励起によって生じる大規模なせん断渦は、渦の引張や噴 流主流と壁面による歪みなどにより、リブ構造を生成し、そのうち二噴流内側せん断層内 で生成したリブ構造が壁面に衝突後,壁面の渦構造になると推定される.この構造により、 励起時にはよどみ点内側の熱伝達がより促進される.LDV や熱電対による実験との比較 により、本数値予測は流動場を反映しているといえる.

第6章 結言

6. 結言

本研究では、噴流を複数備えた噴流群により形成される流動場を制御対象に、混合や熱 伝達といった噴流の特性をより広範囲な利用ができるように高機能化し、流体制御技術の 具体的な方法論を確立した.空気噴流および水噴流について実流動場で2つの制御システ ムを構築し、数値解析を用いた研究を行った.

2章では、2もしくは3噴流が構成する流れ場の基礎事項を整理し、さらに衝突噴流の熱 伝達特性および励起噴流の流動構造に関する既存の研究より、制御対象として適切な流動 条件を明らかにした.また実時間制御に用いる流体計測手法として、粒子画像流速計(PIV) および熱線流速計の原理について述べた.

3 章では、2 次元平行 3 噴流群を用いて、レイノルズ数 4000~8000 の空気流において、流 速分布のフィードバック制御システムを実流動場で構築した. PIV による速度場の空間分布 計測結果より、噴流出口流速を変更し、噴流せん断層に発生する大規模渦を制御すること により下流の速度分布を操作できることを示した.その特性を利用して、制御入力を噴流 ノズル出口速度差で、速度分布を最大値位置で代表させることにより、制御システムの簡 単化を図った.3本の熱線流速計を噴流群下流域に並列に配置し、実時間で計測した3点の 速度より推定された平均速度分布とシステムに入力された目標位置を、計算機内に作成し た比例積分制御器および出口速度調整器に代入し、制御信号を生成する。その信号をイン バータに伝達し、連結されたブロワーの回転数制御で、噴流出口流速の操作をすることに より、平均流速分布の最大値位置を安定化させる制御を行った.実験結果より、平均流速 分布の最大値位置の変動は、フィードバック制御を使って秒オーダーの平均流動構造を変 化させることにより、抑制することが可能であることを明らかにした. 制御装置各要素と 流体応答の時定数の調査により、群噴流の流動構造変化はブロワーの時定数と比較して十 分に早く、ノズルからセンサまでの距離と平均的な速度で決定されるむだ時間を有するこ とがわかった.この流動場において、砂オーダーでの外乱に対して、流速分布の制御が 可能となったと言える.また、制御システムにニューラルネットワークを導入し、本制御 システムが多自由度の速度分布制御へ拡張できることを示した.

4章では、作動流体を水とした、レイノルズ数 500 の衝突 2 次元 2 噴流群を制御対象とし て、ノズル出口に設けた微細スリットより吹出吸込を行い、噴流せん断層を励起すること により、衝突壁面の温度分布制御を行った. PIV による速度場および衝突壁面の温度分布の 同時計測を、3 通りの励起周波数(ストローハル数 St=0.22, 0.67, 1.0)で行い、定常壁面温度分 布、大規模渦と噴流間の再循環渦、噴流励起パターン変化時の壁面温度のステップ応答と いった流れの時空間の特性を調査した. せん断層を励起する強度を変更することにより、 発生する大規模渦の渦度を操作することができ、2 噴流の衝突形態を変えることにより、 面温度の制御を行うことが可能となることを明らかにした. その結果、励起周波数には、 St=0.67 を採用し、励起強度は主流の 0~2.4 倍の範囲を選択した. また流動場に対して、噴

122

流励起パターンを入力とし,壁面温度分布を出力により構成されるひとつの関数を設定し, ニューラルネットワークを用いて,そのオフライン学習とオンライン学習を通じて,逆関 数を学習するコントローラを設計した.その制御システムを用いて実験を行い,励起パタ ーンのオンライン学習の更新回数が増加するにつれて,計測される壁面温度分布は目標値 に近づいていくことを確認した.本制御結果より,衝突2 噴流の壁面温度分布を制御する 上で,励起強度パターンとそれに対応する壁面温度分布を入力して,ニューラルネットワ ークを用いることが有効な手段であることを実証した.

5章では、制御系を構成するためのモデリングツールとして、4章で論じた衝突2 噴流群 の流動場の数値シミュレーションを行った.時系列の大規模渦構造を再現するためにラー ジエディシミュレーション(LES)手法を用い、計算格子以下の空間スケールの渦を表現する モデルとして、ダイナミックスマゴリンスキーモデルを用いた.計算は、St=0.22、励起強 度は主流の 0~0.5 倍の範囲で行った.計算格子数、周期境界条件を変えて複数の条件により 計算を行い、適切な計算条件を見出した.励起により発生する大規模渦の 3 次元的な渦構 造の変化と空間温度分布の対応や、2 噴流の間に形成される再循環領域の励起に対する応答 について確認した.励起による大規模渦により、壁面に衝突する流量が増加し、同時に再 循環領域の拡散が促進されるため、壁面温度の低下がもたらされることがわかった.平均 速度分布や熱伝達率の計算結果は、実験データと概ね良好な一致が得られ、本流動場特有 の境界条件における流動場の励起に対する渦運動や温度分布などの再現性を確認した.制 御系設計の際の流動場のモデリングツールとして、制御を行える温度分布範囲は限定的と なるが、ニューラルネットワークの事前学習データを数値シミュレーションにより入力す ることも可能となる.

本研究を通して取り扱ったレイノルズ数 Re の範囲は, 500 から 8000 であるが,工業分野 での実質的な応用に関しては,実用上,レイノルズ数 Re が大きくなる場合も存在する.そ のような場合には,流体運動の非線形性が強くなり,制御入力として取り扱う境界条件と 下流域の流動特性の相関関係は弱くなるため,制御対象の特性を同定することが困難とな る.また,レイノルズ数が大きくなると,発生する渦運動の時空間スケールが広帯域とな るが,本研究のように制御対象とするスケールを,使用可能なセンサー,アクチュエータ の実際の有次元の時空間スケールに合わせて選択することにより,制御を行うことができ る.

以上のように、本研究では、噴流群を用い、また非線形方程式に支配される流体運動に 対して、フィードバック制御の概念を導入することで、速度および温度の分布制御システ ムの構築を行った.空気自由噴流および水衝突噴流の2つの実流動場での制御システム構 築、衝突噴流場の数値解析により、空調、工業的冷却技術など広範囲の流体制御技術の発 展に大いに寄与する熱流体システムの基盤を確立した.

Appendix 本研究で用いたニューラル ネットワークの構造

A.1 ニューラルネットワークの概要

本研究ではニューラルネットワークの構造と情報処理の特徴に注目し,ニューラルネットワークを用いた流体制御系の設計を試みた.本節では,ニューラルネットワークの概要, ニューラルネットワークを構成するニューロンのモデルや学習則,ニューラルネットワー クによる流体制御系設計についての基礎事項を述べる.^[A-1]

ニューラルネットワークは,脳の神経細胞網のように多数の処理要素が同時並列的に相 互作用するような機構(認識,記憶,判断などの処理機構)を数式的にモデル化し,それらの 相互結合からなる並列分散処理構造を成している.

ニューラルネットワークによる情報処理の特徴は以下のようなものである.

(1) 自己学習能力

ニューラルネットワークが,提示された教示信号によって自動的に学習を行う能力のこ とである.上記の例においては,教示信号からの特徴の抽出やそれに基づく識別プログラ ムの開発が自動化される利点がある.

(2) 汎化性

学習によって教示信号の特徴が的確に抽出されていれば,教示信号と異なる入力が提示 された場合にも正しい識別を行うことができる.

(A-2)

A.2 ニューロンのモデル

ニューラルネットワークは, Fig. A-1 のように形式ニューロンと呼ばれる神経細胞モデル を多数配置し,重み係数によって結合させた回路網である.本節ではその形式ニューロン について説明する.

形式ニューロンは多入力1出力の情報処理素子であり、ニューロンは入力信号 x₁, x₂,・・、 x_nに対して、入出力関数 f により出力信号 z を決定する.以下のように定義されるニューロ ンを本研究ではユニットと呼ぶことにする.

$$z = f\left(\sum_{k=1}^{n} w_{k} x_{k} - h\right)$$
(A-1)

 x_{k} : 神経細胞が受け取る信号の強さ(k=1,2, • • n)

 h : しきい値

- w :結合荷重,重み
- z : 出力值

一般的には以下の4つの入出力関数(活性化関数, Fig. A-2)が用いられる.本研究では, 導関数を自らの関数で表現できるシグモイド関数を用いた.

(a)ステップ関数 $f(x) = \begin{cases} 1, x > h \\ 0, x < h \end{cases}$

(b)シグモイド関数

$$f(x) = \frac{1}{1 + \exp(-\varepsilon x)} \tag{A-3}$$

(c)線形関数

 $f(x) = ax \tag{A-4}$

(d)区分線形関数

$$f(x) = \begin{cases} 0(x \le 0) \\ ax(0 < x < 1/a) \\ 1(1/a \le x) \end{cases}$$
(A-5)

A.3 階層型ニューラルネットワークの構成

A.3.1 一般的な構成

階層型ニューラルネットワークの場合,ユニットが何個か集まって1つの層を形成し, その層が何層か集まって1つのニューラルネットワークを構成する.その構成において, 一番最初の層を入力層と呼び,一番最後の層を出力層と呼ぶ.また,入力層と出力層に挟 まれた層を隠れ層,または中間層と呼ぶ.それぞれの層の出力値は,次の層の入力値とし て伝達される.

また,入力層における入力値および出力層における出力値の目標パターンを教示信号と 呼ぶ.ニューラルネットワークは,この教示信号に近づくように逆誤差伝播法による学習 を行う.

A.3.2 本研究の層構成

入力層および出力層のユニットの個数は、ニューラルネットワークに入出力される変数 の数により、決定されるが、中間層の個数は設計者の任意性がある.その個数が多いと計 算量は多くなるが、強い非線形関係を近似することが可能となる.第4章で用いたニュー ラルネットワークでは、中間層は5ユニットとし、ノズル出口励起と壁面温度分布の関係 を支配する流体運動の非線形性を十分に近似できることを確認した.



Fig. A-1 The mathematical model of the neuron.





A.4 逆誤差伝播法によるニューラルネットワークの学習

A.4.1 逆誤差伝播法

誤差逆伝播法は,階層型ニューラルネットワークにおいて,中間層を含む全ての重み係数を修正できる学習法である.本節では,本研究で用いた誤差逆伝播法を説明する.

n 層から構成される階層型ニューラルネットワークを考える. 教示信号 <math>pを提示したときの第 $k @ (k=2,3, \cdot \cdot \cdot , n) の u_i^k$ 各ユニットの入出力関係は次式のように示される.

$$o_{pj}^{k} = f_{j}^{k} \left(i_{pj}^{k} \right) \tag{A-6}$$

$$i_{pj}^{k} = \sum_{i=1}^{N_{k}+1} w_{i,j}^{k-1,k} o_{pi}^{k-1}$$
(A-7)

 o_{pj}^{k} : パターンpを提示した時の第 k 層の j 番目のユニット u_{j}^{k} の出力値 i_{pj}^{k} : パターンpを提示した時の第 k 層の j 番目のユニット u_{j}^{k} の入力値 $w_{i,j}^{k-1,k}$:第 k-1 層の i 番目のユニット u_{j}^{k-1} と第 k 層の j 番目のユニット u_{j}^{k} との結合加重の値

 f_j^k :第 k 層の j 番目のユニット u_j^k における微分可能な増加関数であるユニットの入 出力関数

 N_{μ} :第 k 層のユニット数

ニューラルネットワークの評価関数として,教示信号(出力層における出力値の目標パタ ーン)と出力値の2乗誤差 E を定義する.

$$E = \sum_{p} E_{p} \tag{A-8}$$

$$E_{p} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_{n}} \left(t_{pi}^{n} - o_{pi}^{n} \right)^{2}$$
(A-9)

 t_{ni}^{n} :パターンpを提示したときの出力層n層のユニットiの教示信号値

結合荷重 $w_{i,j}^{k-i,k}$ を,評価関数を最小にするように変化させるために,最急降下法により, 結合荷重の変化量 $\Delta_p w_{i,j}^{k-i,k}$ は次式のような関係を持つように決定する.

$$\Delta_p w_{i,j}^{k-1,k} \propto -\frac{\partial E}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} \tag{A-10}$$

上式の右辺は、次式のように分解することができる.

$$\frac{\partial E}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} = \frac{\partial E_p}{\partial i_{pj}^k} \cdot \frac{\partial i_{pj}^k}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}}$$
(A-11)

式(A-11)の右辺第1因子を次式のように表す.

$$\delta_{pj}^{k} = \frac{\partial E_{p}}{\partial i_{pj}^{k}} \tag{A-12}$$

また, (A-7)から,上式の右辺第2因数は次式のように表せる.

$$\frac{\partial i_{pj}^{k}}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} = \frac{\partial}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} \sum_{s=1}^{N_{k-1}+1} \left(w_{s,j}^{k-1,k} o_{ps}^{k-1} \right) = o_{pi}^{k-1}$$
(A-13)

したがって, (A-13), (A-12)から, 式(A-11)は次式のように表すことができる.

$$-\frac{\partial E_p}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} = \delta_{pj}^k o_{pi}^{k-1}$$
(A-14)

よって、結合荷重の変化量 $\Delta_p w_{i,j}^{k-l,k}$ は、式(A-10)から、比例定数 η を用いて次式のように 表せる.この比例定数 η を学習係数と呼ぶ.

$$\Delta_p W_{i,j}^{k-1,k} = \eta \delta_{pj}^k \sigma_{pi}^{k-1} \tag{A-15}$$

以上より, *n* 層からなる階層型ニューラルネットワークの結合荷重 $w_{i,j}^{k-l,k}$ の変化規則は, 以下のように表せる.

$$\Delta_{p} w_{i,j}^{k-1,k} = \eta \delta_{pj}^{k} o_{i}^{k-1}$$

$$(i = 1, 2, \dots, N_{k-1} + 1)$$

$$(j = 1, 2, \dots, N_{k})$$

$$(k = 2, 3, \dots, n)$$
(A-16)

$$\delta_{pj}^{n} = \left(t_{pj}^{n} - o_{pj}^{n}\right) \frac{\partial}{\partial i_{pj}^{n}} f_{j}^{n} \left(t_{pj}^{n}\right)$$
(A-17)

$$\delta_{pj}^{k} = \frac{\partial}{\partial i_{pj}^{k}} f_{j}^{k} \left(i_{pj}^{k} \right) \sum_{s=1}^{N_{k+1}} \left(\delta_{ps}^{k+1} w_{j,s}^{k,k+1} \right)$$

$$(k = 2, 3, \cdots, n-1)$$
(A-18)

以上の関係式を用いて、各ユニットの重みを修正する.

A.3.2 本研究での学習係数の決定

本研究では、学習係数 η として、1.5を用いた、学習係数が大きいほうが、教示信号を与 えたときの重み修正の収束が速くなるが、大きすぎる場合には発散する、そのため、制御 中学習(オンライン学習)では、学習係数と制御入力更新のサンプリングレートの比によ り、制御系を構成できなくなることがある、本研究第4章で用いている制御中学習(オン ライン学習)では、 η =1.5 で、十分に収束が行われていることを確認している.

参考文献

1章参考文献

- [1-1] K.B.M.Q. Zaman and A.K.M.F. Hussain, Turbulence suppression in free shear flows by controlled excitation, Journal of Fluid Mechanics, Vol.103 (1981), pp.133-159.
- [1-2] J.B. Freund and P. Moin, Jet mixing enhancement by high-amplitude fluidic actuation, AIAA Journal, Vol.38, No.10 (2000), pp.1863-1870.
- [1-3] K. Kataoka, H. Ase and N. Sako, Unsteady aspects of large-scale coherent structures and impingement heat transfer in round air jets with and without controlled excitation, International Journal of Engineering Fluid Mechanics, Vol.1 (1988), pp.365-382
- [1-4] E.K. Longmire, J.K. Eaton and C.J. Elkins, Control of jet structure by crown-shaped nozzles, AIAA Journal, Vol.30, No.2 (1992), pp.505-512.
- [1-5] K.B.M.Q. Zaman, M.F. Reeder and M. Samimy, Control of an axisymmetric jet using vortex generators, Physics of Fluids, Vol.6, No.2 (1994), pp.778-793.
- [1-6] K. Hishida, A. Nozaki, Y. Igarashi and M. Maeda, Velocity and temperature measurements in heat transfer of swirling impinging jets, Proceedings of 4th JSME-KSME Thermal Engineering Conference, Vol.2 (2000), Kobe, Japan, pp.269-275.
- [1-7] M. Gad-el-Hak, A. Pollard and J.P. Bonnet, Flow control: fundamentals and practices, Springer (1998).
- [1-8] H. Choi, R. Temam, P. Moin and J. Kim, Feedback control for unsteady flow and its application to the stochastic Bergers equation, Journal of Fluid Mechanics, Vol.253 (1993), pp.509-543.
- [1-9] H.Choi, M. Hinze and K. Kunisch, Instantaneous control of backward-facing step flows, Applied Numerical Mathematics, Vol.31 (1999), pp.133-158.
- [1-10]K. Fukagata and N. Kasagi, Drag reduction in turbulent pipe flow with feedback control applied partially to wall, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.24 (2003), pp.480-490.
- [1-11]H. Choi, P. Moin and J. Kim, Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows, Journal of Fluid Mechanics, Vol.262 (1994), pp.75-110.
- [1-12]C. Lee, J. Kim and H. Choi, Suboptimal control of turbulent channel flow for drag reduction, Journal of Fluid Mechanics, Vol.358 (1998), pp.245-258.
- [1-13]C. Min and H. Choi, Suboptimal feedback control of vortex shedding at low Reynolds numbers, Journal of Fluid Mechanics, Vol.401 (1999), pp.123-156.
- [1-14]S. Kang and H. Choi, Suboptimal feedback control of turbulent flow over a backward-facing step, Journal of Fluid Mechanics, Vol.463 (2002), pp.201-227.
- [1-15]森岡禎,本阿弥眞治,渦発生ジェットによる後方ステップ流れの閉ループ制御, 日本機械学会論文集(B編), Vol.67, No.656 (2001), pp.876-881.

- [1-16]吉野崇, 鈴木雄二, 笠木伸英, マイクロセンサ・アクチュエータ群を用いた壁乱 流フィードバック制御システムの開発と評価, 日本機械学会論文集(B 編), Vol.72, No.715 (2006), pp.568-575.
- [1-17] 甘利俊一, ニューラルネットの新展開, サイエンス社 (1993), pp.175-190.
- [1-18]R. Viskanta, Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol.6 (1993), pp.111-134.
- [1-19]B. W. Webb and C. -F. Ma, Single-phase liquid jet impinging heat transfer, Advances in Heat Transfer, Vol.26 (1995), pp.105-217.
- [1-20]A. Nozaki, Y. Igarashi and K. Hishida, Heat transfer mechanism of a swirling impinging jet in a stagnation region, Heat Transfer-Asian Research, Vol.32, No.8 (2003), pp.663-673.
- [1-21]S.V. Garimella and B. Nenaydykh, Influence of nozzle geometry on heat transfer in submerged and confined liquid jet impingement, Proceedings of the ASME Cooling and Thermal Design of Electronic Systems, HTD-319/EEP-15 (1995), San Francisco, California, pp.49-57.
- [1-22]S.K. Cho, J.Y. Yoo and H. Choi, Vortex pairing in an axisymmetric jet using two-frequency acoustic forcing at low to moderate Strouhal number, Experiments in Fluids, Vol.25 (1998), pp.305-315.
- [1-23]一宮浩市,吉田裕,二次元衝突噴流熱伝達に及ぼす衝突面の加振効果,日本機械 学会論文集(B 編), Vol.65, No.637 (1999), pp.3078-3083.
- [1-24]M. Amitay, A. Honohan, M. Trautman and A. Glezer, Modification of the aerodynamic characteristics of bluff bodies using fluidic actuators, AIAA, 97-2004 (1997).
- [1-25]A. Glezer, Shear flow control using fluidic actuator technology, Proceedings of Symposium on Smart Control of Turbulence, The University of Tokyo (1999), pp.37-45.
- [1-26]A. Glezer and M. Amitay, Synthetic jets, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.34 (2002), pp.503-529.
- [1-27]B.L. Smith and A. Glezer, The formation and evolution of synthetic jets, Physics of Fluids, Vol.10, No.9 (1998), pp.2281-2297.
- [1-28]T. Peacock, E. Bradley, J. Hertzberg and Y.-C. Lee, Forcing a planar jet flow using MEMS, Experiments in Fluids, Vol.37 (2004), pp.22-28.
- [1-29]H. Suzuki, N. Kasagi and Y. Suzuki, Active control of an axisymmetric jet with distributed electromagnetic flap actuators, Experiments in Fluids, Vol.36 (2004), pp.498-509.
- [1-30]N. Kurimoto, Y. Suzuki and N. Kasagi, Active control of lifted diffusion flames with arrayed micro actuators, Experiments in Fluids, Vol.39 (2005), pp.995-1008.
- [1-31]栗本直規, 鈴木雄二, 笠木伸英, マイクロ・アクチュエータ群による同軸二重噴

流混合の能動制御,日本機械学会論文集(B 編), Vol.70, No.694 (2004), pp.1417-1424.

- [1-32]J.B. Freund and Parviz Moin, Jet mixing enhancement by high-amplitude fluidic actuation, AIAA Journal, Vol.38, No.10 (2004), pp.1863-1870.
- [1-33]S.A. Jacobson and W.C. Reynolds, Active control of boundary layer wall shear stress using self-learning neural networks, AIAA, 93-3272 (1993).
- [1-34]C. Lee, J. Kim, D. Babcock and R. Goodman, Application of neural networks to turbulence control for drag reduction, Physics of Fluids, Vol.9, No.6 (1997), pp.1740-1747.
- [1-35]Y. Suzuki and N. Kasagi, Active flow control with neural network and its application to vortex shedding, Proceedings of 11th Symposium on Turbulent Shear Flows, Vol.1 (1997), Grenoble, France, pp.9.18-9.23.
- [1-36]田中栄一,中田修一,二次元平行噴流の干渉(第3報,平行3噴流のノズル壁近傍における流れの形態),日本機械学会論文集(第2部),Vol.41,No.342 (1975), pp.537-545.
- [1-37]A. Nasr and J.C.S. Lai, Two parallel plane jets: mean flow and effects acoustic excitation, Experiments in Fluids, Vol.22 (1997), pp.251-260.

2 章参考文献

- [2-1] D.R.Miller and E.W.Coming, Force-momentum fields in a dual-jet flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol.7 (1960), pp.237-256.
- [2-2] 田中栄一, 二次元平行噴流の干渉(第1報,平行2噴流の干渉の実験), 日本機械学 会論文集(第2部), Vol.35, No.274, (1969), pp.1257-1264.
- [2-3] 田中栄一,二次元平行噴流の干渉(第2報,平行2噴流合流後の流れ),日本機械学会 論文集(第2部), Vol.39, No.327 (1973), pp.3386-3393.
- [2-4] A.Nasr and J.C.S.Lai, Two parallel plane jets: mean flow and effects acoustic excitation, Experiments in Fluids, Vol.22 (1997), pp.251-260.
- [2-5] E.A.Anderson and R.E.Spall, Experimental and numerical investigation of two-dimensional parallel jets, Transaction of ASME: Journal Fluid Engineering, Vol.123 (2001), pp.401-406.
- [2-6] R.Gardon and J.C.Akfirat, Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-Dimensional Air Jets, Transaction of ASME: Journal Heat Transfer, Vol.88 (1966), pp.101-108.
- [2-7] 一宮浩市, 保坂宣夫, 3-スリット・ノズルによる衝突噴流熱伝達の特性について, 第 25 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1988), pp.34-36.
- [2-8] 一宮浩市,保坂宣夫,上壁を有する衝突噴流熱伝達の特性に関する実験的研究

(3-スリット・ノズルによる伝熱特性), 日本機械学会論文集(B 編), Vol.55, No.518 (1989),

pp.3210-3215.

- [2-9] H.Martin, Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jet and Solid Surfaces, Advanced Heat Transfer, Vol.13 (1977), pp.1-60.
- [2-10]H.Elbanna and J.A.Sabbagh, Flow Visualization and Measurements in a Two-Dimensional Two-Impinging-Jet Flow, AIAA Journal, Vol.27, No.4 (1989), pp.420-426.
- [2-11]H.Sato, The stability and transition of a two-dimensional jet, Journal of Fluid Mechanics, Vol.7 (1960), pp.53-80.
- [2-12]S.C.Crow and F.H.Champagne, Orderly structure in jet turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.48 (1971), pp.547-591.
- [2-13]K.B.M.Q.Zaman and A.K.M.F.Hussain, Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response, Journal Fluid Mechanics, Vol.101 (1980),pp.449-491.
- [2-14]S.K.Cho, J.Y.Yoo and H.Choi, Vortex pairing in an axisymmetric jet using two-frequency acoustic forcing at low to mederate strouhal numbers, Experiments in Fluids, Vol.25 (1998), pp.305-315.
- [2-15]I.Danaila, and B.J.Boersma, Mode interaction in a forced homogeneous jet at low Reynolds numbers, Proceedings of the 1998 Summer Program (1998), Center for Turbulence Research, Stanford University, pp.141-158.
- [2-16]A.Hilgers and B.J.Boersma, Optimization of turbulent jet mixing, Fluid Dynamics Research, Vol.29 (2001), pp.345-368.
- [2-17]T.Liu and J.P.Sullivan, Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.39, No.17 (1996), pp.3695-3706.
- [2-18]S.D.Hwang, C.H.Lee and H.H.Cho, Heat transfer and flow structures in axisymmetric impinging jet controlled by votex pairing, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.22 (2001), pp.293-300.
- [2-19]A.S.Edmund and A.Ortega, A turbulent heat transfer in a forced and unforced two dimensional air impinging on an isoflux surface, Proceedings of the ASME Heat Transfer Division, HTD-353(3) (1997), Dallas, Texas, pp.55-62.
- [2-20]M.Raffel, C.E.Willert and J.Kompenhans, Particle Image Velocimetry: A Practical Guide, Springer (1998).
- [2-21]J.Sakakibara, K.Hishida and M.Maeda, Measurements of thermally stratified pipe –flow using image-processing techniques, Experiments in Fluids, Vol.16 (1993), pp.82-96.

4 章参考文献

[4-1] J. Sakakibara, K. Hishida and W.R.C. Phillips, On the vortical structure in a plane impinging jet, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 434 (2001), pp.273-300.

5 章参考文献

- [5-1] B.P.Leonard, A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation, Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol.19 (1979), pp.59-98.
- [5-2] S.A. Stanley, S.Sarkar and J.P.Mellado, A study of the flow-field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation, Journal of Fluid Mechanics, Vol.450 (2002), pp.377-407.
- [5-3] J.Sakakibara, K.Hishida and W.R.C.Phillips, On the vortical structure in a plane impinging jet, Journal of Fluid Mechanics, Vol.434 (2001), pp.273-300.
- [5-4] P.A.Monkewitz and P.Huerre, Influence of the velocity ratio on the spatial instability of mixing layers. Physics of Fluids, Vol.25, No.7 (1982), pp.1137-1143.
- [5-5] W.Cabot and P.Moin, Large eddy simulation of scalar transport with the dynamic subgridscale model, in Large Eddy Simulation of Complex Engneering and Geophysical Flows, edited by B. Galperin and S.A. Orszag Cambridge University Press (1993), pp.141-158.
- [5-6] R.Gardon and J.Akfirat, The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.8 (1965), pp.1261-1272.

Appendix 参考文献

[A-1] 安居院猛,長橋宏,高橋裕樹,ニューラルプログラム,昭晃堂 (1993).

謝辞

本研究は慶應義塾大学理工学部システムデザイン工学科 菱田公一教授のご指導のもと に進められたものであります. 菱田公一教授には,研究の基本的なことから,詳細な議論 に至るまで,終始ご指導をいただきました.心から強い感謝の意を表します.ありがとう ございました.

慶應義塾大学理工学部システムデザイン工学科村上俊之助教授には、制御の分野につい てご指導をいただきました.たいへん感謝いたします.

Arizona State University の Professor Kyle D. Squires には、数値計算および学術雑誌論文編 集に大きな力添えをしていただきました.たいへん感謝いたします.

慶應義塾大学理工学部システムデザイン工学科谷下一夫教授,機械工学科澤田達男教授, 松尾亜紀子助教授には,本研究の全般に渡り,ご助言と激励をいただき,深く感謝の意を 申し上げます.

慶應義塾大学理工学部システムデザイン工学科 佐藤洋平助教授には日々の研究生活の 中で,研究の方向性の決め方などを学ばせていただきました.ありがとうございます.

慶應義塾大学前田昌信名誉教授には,人生全般にわたる興味深いお話をたくさん伺うこ とができました.心より御礼申し上げます.

研究を同じチームで共同で行ったみなさん,野崎篤志氏,村越俊彦氏,桑原暁氏,秋山 貴弘氏,片山智章氏,駒田隆太郎氏,長谷川直之氏,鈴木雄介氏,今関雅巳氏,堀尾晋氏 には,たいへんお世話になりました.心より感謝いたします.また,研究生活をともにし た学生のみなさんのお力添えなくしては,ここまでたどりつくことはなかったと思います. ありがとうございます.

私だけでなく,研究室全般を支えてくれている秘書相澤素子氏に深い感謝の意を申し上 げます.

最後に私を支えてくださった父・山本照雄氏,母・山本節子氏に心より感謝申し上げま す.

平成 19 年 2 月

山本 和之