

放射状噴流の偏向と  
側壁面への再付着に関する研究

小 里 泰 章

放射状噴流の偏向と  
側壁面への再付着に関する研究

2002

小 里 泰 章

名古屋大学図書



11378214

# 目次

第1章 緒論	1
1・1 本研究の目的と意義	1
1・2 従来の研究の概観	2
1・2・1 自由噴流	2
1・2・2 噴流の衝突および干渉	6
1・2・3 オフセット噴流とはく離・再付着流れ	7
1・3 本研究の概要	9
第2章 放射状自由噴流の偏向と平均流・乱れの特徴	11
2・1 緒言	11
第2章の主な記号	12
2・2 実験装置および実験方法	13
2・3 実験結果および考察	14
2・3・1 二つの噴流の衝突と主噴流の偏向	14
2・3・2 偏向噴流の平均速度場	17
2・3・3 偏向噴流の変動速度場	18
2・4 結言	21
第3章 噴流の偏向による乱流構造の変化	35
3・1 緒言	35
第3章の主な記号	36
3・2 実験装置および実験方法	37
3・3 実験結果および考察	38
3・3・1 変動速度の確率密度	38
3・3・2 パワースペクトルおよび自己相関	39
3・3・3 変動速度の2点相関	41
3・4 結言	44
第4章 側壁面への再付着と平均流特性	56
4・1 緒言	56
第4章の主な記号	57
4・2 実験装置および実験方法	58
4・3 実験結果および考察	59
4・3・1 噴流の側壁面への再付着現象	59

4・3・2	再付着噴流の平均特性	60
4・3・3	再循環流領域内の圧力	62
4・3・4	噴流軸線の曲率半径	65
4・4	結 言	67
第5章	再付着流れの非定常性	79
5・1	緒 言	79
	第5章の主な記号	80
5・2	実験装置および実験方法	81
5・3	実験結果および考察	81
5・3・1	流れの可視化と再付着位置	81
5・3・2	再付着位置近傍の速度変動	82
5・3・3	流れの非定常性	84
5・4	結 言	87
第6章	結 論	98
	謝 辞	102
	文 献	103

# 第1章 緒 論

## 1・1 本研究の目的と意義

速度をもった流体がノズルやスリットから噴出する現象、いわゆる噴流現象は、純流体素子をはじめとして、航空機エンジンからの高速高温噴流、ジェット船からの水噴流、空調機吹き出し口からの流れ、エアカーテン噴流、燃焼バーナーからの噴流火炎など、各種の産業分野で多方面に応用されているだけでなく、流体力学的にもその本質がせん断流・乱流現象であるため、非常に重要で且つ興味深い事象の一つである。

この噴流の中でも、二次元および軸対称単純噴流は、典型的な乱流現象として格好の研究素材であり、古くから多くの研究の対象とされている。しかし、実際の応用面では、このように比較的単純な流れの形態は少なく、さらに複雑な噴流の取り扱いが必要となることが多い。このため現在では、単純噴流の基礎的性質のさらなる解明とともに、広範な各種噴流の諸性質の理論的、実験的研究が求められている。また、一般には、噴流を噴出したままの状態で利用することは極めて稀であり、例えば、航空機の高揚力システム、バーナー、流体素子デバイスなどのように、その方向を自由に変えるベクトル制御が必要とされたり、隣接壁の存在からコアンダ効果による流れのわん曲と壁面への再付着現象を伴うことがある。噴流のベクトル制御に関しては、燃料噴射や純流体素子に見られるように、二つの噴流をある角度をもって衝突させることが行われており、側壁面への再付着現象は、壁面の加熱、冷却や洗浄等に利用される。

各種の噴流形態のうち、本研究で取り扱う放射状噴流は、ノズル形状によって分類すれば二次元噴流に属するものの、半径（流れ方向）の増加につれて軸方向（噴流を横切る方向）ばかりでなく、周方向へも広がりながら進むため、二次元噴流とは異なった性質を示すことが予想される。しかしながら、この流れ場を扱った研究は未だ数少なく、特に乱流場の詳細についてはほとんど調べられていな

い。したがって、乱流モデルの構築および検証のためのデータも不足している。この放射状噴流は、流れが周方向にわたって広がることと高い乱れを持つ特徴から、化学繊維生成時におけるファイバーの冷却や加熱平板の冷却、バーナーなどの分野で利用されている。

そこで、本研究は、二次元や軸対称噴流に対して、放射状噴流という比較的複雑な噴流に関して、流れの基本的な特性だけでなく、乱流場の構造の特徴を明らかにし、副噴流の衝突による流れの偏向と側壁面の存在により起こる流れの再付着によって、流れの構造にどのような特徴が現れ、放射状自由噴流、さらにはその他の噴流と比べて、どのように異なるのかを実験的に解明することを目的とする。

以上のことから、本研究は、複雑噴流に関する実験データの蓄積、噴流間の干渉および流れの再付着に関わる新たな知見、さらに、化学分野における異種流体の混合や加熱平板の冷却など工業上の応用に有益なデータを提供することが期待される。

## 1・2 従来の研究の概観

ここでは、本研究に関連するおもな事項について従来の研究を概観する。

### 1・2・1 自由噴流

静止した流体中にそれと同じ流体をノズルやオリフィスから噴出することにより生じる噴流は、後流や混合層と同様に自由せん断流あるいは自由乱流を構成する。なかでも、平面および円形噴流については、その幾何形状が二次元的で取り扱いが比較的容易であるため、これまでに膨大な数の研究がなされてきた。Abramovich<sup>(1)</sup> は、噴流の各種現象の研究を集大成し、彼の著書は既に古典となっている。また、Rajaratnam<sup>(2)</sup> は、種々の複雑な噴流現象を紹介しており、特に平均流特性に関する解析では既存の実験値と比較して詳しい検討をしている。これらによれば、十分に発達した噴流では、流れ方向の平均速度分布は相似性を示し、噴流の幅および最大速度は、流れ方向の距離のべき乗に比例して変化し、

近似された運動量方程式に Prandtl の混合距離もしくは渦動粘性係数の仮定を用いることにより求められ、これは実験結果とよく一致する。また、平面噴流に対して、Flora & Goldschmidt<sup>(3)</sup> および Hussain & Clark<sup>(4)</sup> は、ノズル形状や出口速度の分布などの初期条件が噴流仮想原点や発達係数に及ぼす影響について調べた。

本研究の対象とする放射状噴流に関しては、Squire<sup>(5)</sup> および Schwarz<sup>(6)</sup> が層流の放射状自由噴流について理論的解析を行い、その後、Heskestad<sup>(7)</sup> は放射状乱流自由噴流について、熱線流速計を用いた測定により、十分に発達した（自己保存的な）領域における平均速度、レイノルズ応力の各方向成分を実験的に調べた。しかし、これ以後、放射状噴流に関する研究報告はなされていないのが現状である。

一方、乱流構造の解明に関する研究に目を向けると、まず、平面噴流に関して、Bradbury<sup>(8)</sup> は一様流中に同方向に吹き出す噴流について、Heskestad<sup>(9)</sup> および Gutmark & Wygnanski<sup>(10)</sup> は静止流体中に噴出する噴流について、変動速度成分やレイノルズ応力だけでなく、高次の相関係数および乱流エネルギー収支を、熱線流速計による測定から求めた。さらに、Ramaprian & Chandrasekhara<sup>(11)</sup> は、LDA による測定から、それまでに得られている代表値との比較を行った。彼らの実験が、十分に発達した領域（自己保存領域）における測定であるのに対し、鴨居・田中<sup>(12)</sup> および 増田・安藤<sup>(13), (14)</sup> は、初期混合領域、遷移領域における乱流強度、レイノルズ応力さらに乱流エネルギー収支を測定した。また、近年、噴流の秩序構造の解明に関する研究が多くなされているが、その先駆けとして Sato<sup>(15)</sup> は、平面噴流の線形領域においては対称・反対称の不安定性が存在し、それは噴流出口の平均速度分布形に非常に強く依存することを示し、さらに、2種類の変動モードと同じ周波数の音波で流れ場を励起してより再現性を高めることにより速度変動の各位相における流れ場の可視化や計測を行った。また、Freythuth<sup>(16)</sup> は、ノズル出口近傍における不安定性の増幅と位相速度の周波数依存性について、線形安定性理論との比較を行った。Rockwell & Niccolls<sup>(17)</sup>

は、広範な出口レイノルズ数の平面噴流に対して実験を行い、対称・反対称モードの渦がノズル出口近傍で成長し、その渦は発生後すぐにペアリングによって合体することを明らかにした。Hussain & Thompson<sup>(18)</sup>は矩形速度分布を持つ平面噴流に関して、ストローハル数や変動の成長率などを調査した。Thomas & Goldschmidt<sup>(19)</sup>および Thomas & Chu<sup>(20)</sup>は、対称モードの変動が噴流初期では優勢であり、スパン方向への構造の二次元性は、ポテンシャルコアの終端までは高いが、それ以降の噴流せん断層の合体による流れの再構築のため、対称モードは減衰し二次元性が失われていくことを示した。また、Goldschmidt & Bradshaw<sup>(21)</sup>や Antonia ら<sup>(22)</sup>は、噴出口付近で渦が噴流の対称軸に対し左右対称に配列し、それが次第に左右交互配列になり”Flapping”と呼ばれる噴流全体の蛇行現象を引き起こすことを示した。さらに、Goldschmidt ら<sup>(23)</sup>は流れ場の横相関計測を行い、大規模な構造は小規模な構造より遅く移動することを示した。Cervantes & Goldschmidt<sup>(24)</sup>は、相似領域における時空間相関を測定し、代表的な相関周波数を調べ、それが流れの相似に対する要件(最大速度や噴流幅)と同様にスケールされることを示した。また、Mumford<sup>(25)</sup>は、パターン認識法により相似領域の瞬時速度成分を解析し、ローラーのような平均速度の方向に拡張する渦と平均速度勾配に関連した歪み速度の方向に拡張する渦の2種類の構造が存在することを提案した。これらの研究に対し、蒔田ら<sup>(26)~(29)</sup>は音波により励起された平面噴流の線形領域、非線形干渉領域、乱雑化領域および乱流域に至る全域にわたって条件付抽出法による速度計測を行い、渦構造の発達から崩壊までの過程を明らかにした。さらに、理論的研究では、清水<sup>(30)</sup>や長谷川ら<sup>(31)</sup>の離散渦法を用いた渦構造のシミュレーションがある。

次に、円形噴流に関しては、Wynanski & Fiedler<sup>(32)</sup>が、基本構造について研究し、平均速度だけでなく、流れ方向変動速度とその他の変動速度ともに自己保存状態に至ることを示した。噴流ノズル近くの領域においては、速度のスペクトルが狭い領域で支配的であり(Bradshaw ら<sup>(33)</sup>, Davies ら<sup>(34)</sup>)、かなり規則的で大規模な巻込み渦構造が存在し、それが周囲流体のエントレインメントや



乱流生成に支配的な役割を果たしている ( Lau & Fisher<sup>(35)</sup>, Yule<sup>(36)</sup>, Zaman & Hussain<sup>(37)</sup>) と考えられており, Crow & Champagne<sup>(38)</sup> は音波により励起された円形噴流について, 速度変動成分の振幅が最大となるストローハル数と励起周波数の関係を見出し, Hussain & Zaman<sup>(39)</sup> は噴流の非線形干渉領域における秩序渦構造の合体现象の解析を行った. また, Lau ら<sup>(40)</sup> は変動圧力と変動速度の相関値により, Fuchs<sup>(41)</sup> は変動圧力に着目し, 大規模渦構造モデルを提案している. Browand & Laufer<sup>(42)</sup> は, ポテンシャルコア周囲の軸対称せん断層中の整構造について詳細な研究を行い, せん断層渦間の干渉が重要で, 流下に伴う大きな渦への合体は初期不安定性の記憶が徐々に失われていくことであると提案した. また, Petersen<sup>(43)</sup> は, 噴流出口近傍場における支配的な乱流構造が統計的に軸対称で, 準周期的に配置されるが, これらの渦は下流に進むにつれてランダムな歪みを増し, ポテンシャルコアよりも下流では軸対称性は急速に消失し, ほとんどの時間を不安定な波状モードが占めることを示した. さらに, Chua & Antonia<sup>(44)</sup> は, Xプローブの多点配置による測定から, ポテンシャルコアの消滅する領域で対称モードの渦構造が支配的になることを明らかにした. 十分に発達した下流における大規模構造については, Wills<sup>(45)</sup> が, 縦相関計測を行い, 相関係数からある限定された周波数の渦構造の移動速度と全体にわたる渦構造の移動速度が計算されることを示した. また, Tso ら<sup>(46)</sup> および Oler & Goldschmidt<sup>(47)</sup> は, 相互相関の測定から, 大規模な整構造が存在することを提案し, Sreenivasan<sup>(48)</sup> は, 周方向における速度と温度変動の相関を測定し, 周方向にかなりのコヒーレンスが存在することを示した. Dimotakis ら<sup>(49)</sup> および Shlien<sup>(50)</sup> は, 流れの可視化により噴流の遠方場においても整構造が存在することを示した. さらに, Komori & Ueda<sup>(51)</sup> は, 軸方向, 半径方向速度変動成分と温度の同時計測を行い, 条件付平均を施すことにより定量的把握を試み, 高曾ら<sup>(52)</sup> は乱流間欠性を統計的に解析した. Tso & Hussain<sup>(53)</sup> は, Xプローブの多点配置により遠方場における周方向の渦度分布を詳細に測定し, 大規模構造の存在を明らかにし, それらはせんモードが支配的であることを示した.

## 1・2・2 噴流の衝突および干渉

二つの噴流の衝突や干渉という現象に関しては、主に純流体素子に関連する研究に始まる。Simson<sup>(54)</sup>は、噴流偏向形流体素子の利得特性に関して、制御ポートの位置や出力ポートの形状などの影響を解析的に調べ、Camarera<sup>(55)</sup>は、その性能に及ぼす幾何学寸法と流れの条件の影響を解析的に求め、Foss<sup>(56)</sup>は、噴流の偏向角を解析により予測し、実験結果との比較を行った。Ozgu & Stenning<sup>(57)</sup>は、双安定流体素子の切り換え機構に関して、制御ノズルの幅および制御流量による切り換え時間の変化を実験により詳細に調べた。Bell<sup>(58)</sup>は、乱流形流体素子の設計指針となるパラメータの許容範囲を、解析と実験結果から提案した。これらの研究に対し、主噴流に副噴流（制御噴流）を衝突させた場合の主噴流の偏向に注目して、岡本・榎田<sup>(59)</sup>は、直角に衝突する二つの噴流の衝突位置や速度比の変化が、衝突後の噴流の偏向角や平均特性に与える影響を実験的に調べ、榎田・岡本<sup>(60)</sup>は、二つの噴流の衝突する角度の影響について調査した。また、Elbannaら<sup>(61)</sup>は、衝突角度の変化による平均速度、変動強度およびレイノルズせん断応力の変化の様子を調べ、Elbanna & Sabbagh<sup>(62)</sup>は、二つの噴流の速度比が、合流後の平均速度、変動強度に及ぼす影響について熱線流速計による測定から明らかにした。さらに、Manjunathら<sup>(63), (64)</sup>は、噴流の衝突場における静圧と平均速度の特性およびレイノルズ応力テンソルの各成分を求めた。しかしながら、これらの研究はすべて二次元噴流に対して行われたものであるだけでなく、基本的な特性を明らかにすることにとどまっている。

次に、本研究の対象分野とは異なるが、圧縮性流体の分野においても、McDermottら<sup>(65)</sup>が、二つのアルゴン-ヘリウム混合気の二次元自由噴流が衝突する近傍の速度分布を計測し、藤本ら<sup>(66)</sup>は、流れの可視化から、干渉した二つの自由噴流における衝撃波系の構造と密度分布を定性的に明らかにした。

ここまでは、二つの噴流がある角度を持って衝突する場合に関するものを取り上げたが、中心軸の一致する二つのノズルから対向し衝突する噴流に関して、Misevich<sup>(67)</sup>は、広範囲にわたる幾何学寸法と圧力に対する噴流の衝突面位置

と各噴流の出口運動量との関係を明らかにし、Nosseirら<sup>(68)</sup>は、衝突する噴流の挙動、衝突により生じる圧力場および支配的な圧力変動のメカニズムを実験的に調べた。また、小川ら<sup>(69),(70)</sup>は、噴流中の乱れが衝突面位置に与える影響を調査した。

### 1・2・3 オフセット噴流とはく離・再付着流れ

噴流の噴出口と壁面がある距離を隔てて設置された(オフセットされた)場合、コアンダ効果により噴流が側壁側にわん曲し、壁面上に再付着する現象が生じるが、この付着機構の解明に対する研究は、側壁付着形純流体素子の開発以降に多く見られるようになった。Bourque & Newman<sup>(71)</sup>、さらに Sawyer<sup>(72),(73)</sup>は、オフセット距離と壁面圧力分布および再付着位置との関係を調べ、再循環流領域内において一定の圧力を仮定することにより、噴流中心軸の曲率半径は一定となることを示した。また、Bourque<sup>(74)</sup>および Perry<sup>(75)</sup>は、彼らの理論を修正し、実験結果との比較を行った。これに対し、Rajaratnam & Subramanya<sup>(76)</sup>は、さらに詳細な実験を行い、圧力一定の仮定は妥当ではないことを指摘した。その後、Hoch & Jiji<sup>(77)</sup>は、実際の壁面圧力分布と自由噴流の条件を考慮に入れることにより、再付着位置や最大速度の変化を理論的に求め、実験結果とよく一致することを示した。しかし、どんな実験条件においても理論と実験結果が合うわけではないことを、彼らも指摘しており、より多くの実験データが必要とされた。McRee & Moses<sup>(78)</sup>は、ノズルのアスペクト比が再付着距離に及ぼす影響を調べ、Nozaki & Hatta<sup>(79),(80)</sup>は、ノズルアスペクト比や初期乱流強度など様々な条件下において、再付着位置、壁面圧力、噴流軸と最大速度の変化など基本的特性を詳細に調べた。また、Lund<sup>(81)</sup>は、広範囲にわたるオフセット距離に対する再付着距離の変化を調べた。さらに、Pelfrey & Liburdy<sup>(82),(83)</sup>および Nasr & Lai<sup>(84),(85)</sup>は、レーザー流速計による速度測定を行い、再循環流領域を含む再付着位置上流の平均速度場と変動強度およびレイノルズせん断応力の分布を明らかにした。

ここまでは、主に二次元オフセット噴流に関するものを示したが、非二次元の噴流についてはほとんど調べられておらず、須藤・高見<sup>(86)</sup>および須藤ら<sup>(87)</sup>による円形ノズルから平面壁に平行に流出するオフセット噴流に関するものがみられるだけである。

次に、少し視野を広げて、はく離・再付着流れに目を向けると、この流れに関しては従来から非常に多くの研究がなされている。そのため、そのすべてをここに記すことは控えるが、Eaton & Johnston<sup>(88)</sup>、Kiya<sup>(89)</sup>および木谷<sup>(90)</sup>の展望がこれらの総括としてあげられる。はく離・再付着流れに関しても、噴流の場合と同様に、最近では、乱流構造の解明が注目されるようになってきている。そこで、ここでは乱流構造の解明に主眼をおいて、これまでの研究を振り返る。まず、McCormickら<sup>(91)</sup>およびVogel & Eaton<sup>(92)</sup>は、熱伝達と乱流場の関係に着目し、熱伝達率と表面圧力、表面摩擦応力および速度の測定を行い、変動値との関係について調べた。Ruderich & Fernholz<sup>(93)</sup>は、表面摩擦応力の時間平均値が零となる再付着位置が、壁面近くの逆流率が0.5となる位置と合致し、その位置で表面摩擦応力の変動が最大となることを見いだした。また、佐々木・木谷<sup>(94)</sup>は、はく離せん断層に生じる横渦が合体を繰り返すことにより三次元的に変形し、再付着領域においてスパン方向に三次元的な大規模渦が形成されることを示し、三松ら<sup>(95)</sup>は、速度・圧力変動の相互相関関数の測定から、大規模スケールの乱れ構造の解明を行った。Castro & Haque<sup>(96)</sup>は、はく離せん断層と自由混合層との差について、せん断層の速度差により正規化したレイノルズ応力が増加していくこと、せん断層厚さの増加割合が自由混合層のそれよりも大きく、再付着点までのせん断層厚さの増加が直線的ではないことを明らかにした。Driverら<sup>(97)</sup>は、再付着領域から放出される大規模渦の中心周波数を調べ、Gharib & Roshko<sup>(98)</sup>は、この大規模渦の通過による圧力変動が、はく離線近くのせん断層を励起し、横渦の形成を助長する自励振動機構の存在を示唆した。これに関して、Kiya & Sasaki<sup>(99)</sup>は、圧力変動を基準信号とした位相平均測定により、大規模渦がU字形の渦であることを示唆し、大規模渦は再付着領域におけ

るレイノルズ応力の主要部分を生み出すことを示した。さらに、はく離泡には大規模渦の運動による非定常性よりもかなり低い周波数のフラッピングとも呼ばれる振動現象に対応するもう一つの非定常性があることを、Ruderich & Fernholz<sup>(93)</sup>、Castro & Haque<sup>(96)</sup>、Driverら<sup>(97)</sup>、Kiya & Sasaki<sup>(99)</sup>ともに指摘している。

このように、はく離・再付着流れに関しては、かなりのことが解明されつつあるが、オフセット噴流の乱流構造については、未解明な部分ばかりである。

### 1・3 本研究の概要

本研究は、前節までに示した目的や背景をもとに、円柱状ノズルから放射状に流出する噴流について、円柱状ノズルと同心円状の環状ノズルから流出する環状噴流（制御流れ）が衝突することにより偏向する流れの特性と、円柱状ノズルと平行にオフセット状態にして置かれた側壁平板の存在により、わん曲し側壁面へ再付着する噴流の特性および流れの構造を実験的に明らかにしようとするものである。

第2章と第3章は、側壁平板がない状態において、放射状噴流に制御流れを衝突させた偏向噴流に関するものである。第2章では、噴流偏向角を規定する要因である衝突条件を変化させて、熱線プローブを用いた平均速度、乱れ強さの各方向成分およびレイノルズ応力成分の測定から、流れの偏向による平均特性および乱れの統計量の変化を明らかにした。

第3章では、流れの偏向による乱流構造の変化を解析するために、偏向のない放射状自由噴流と制御流れを衝突させた偏向噴流について、主流方向変動速度の確率密度、パワースペクトルおよび空間2点の相互相関を測定し、その変化を明らかにした。

第4章と第5章は、側壁平板が存在する場合の付着噴流に関するものである。

第4章では、主噴流に制御流れを付加したことによる再付着位置の変化と平均流特性、さらに、再循環流領域内の圧力とわん曲する噴流の曲率半径および再付

着位置との関係を明らかにした。

第5章では、噴流が再付着する壁面近傍の流れを可視化観察および熱線プローブを用いた変動速度場の測定から、オフセット距離（ステップ高さ）が壁面流れに及ぼす影響を定常・非定常場について明らかにし、さらに、空間内における速度の相互相関および条件抽出法を適用した集合平均速度の測定により、噴流の時間的・空間的な構造変化の特徴を明らかにした。

最後に、第6章では、第2章から第5章までに得られた結果を総括し、放射状噴流の偏向と側壁面への再付着の特性について結論した。

## 第2章 放射状自由噴流の偏向と

### 平均流・乱れの特性 <sup>(100), (101)</sup>

#### 2・1 緒言

本章では、流れを拘束する壁面が存在しない場合の放射状自由噴流に注目し、この放射状噴流が流出する円柱状ノズルと同心円状の環状ノズルから噴出する環状噴流（制御流れ）を直角に衝突させることにより生ずる流れの偏向特性と衝突後の噴流の平均特性を実験的に明らかにする。

放射状自由噴流の特性に関しては、層流の放射状自由噴流について Schwarz <sup>(6)</sup> は理論的解析を行い、Heskestad <sup>(9)</sup> は、熱線流速計を用いた測定により、十分に発達した領域において、平均速度、変動強度の各方向成分とレイノルズせん断応力成分、さらに、間欠係数および乱流エネルギー収支を実験的に調べたが、その後放射状噴流に関する報告は見られず、初期領域や遷移領域においては、全く不明な状態であり、この流れ場について、さらに多くの実験データが求められている。

また、主噴流と副噴流の衝突に関しては、二つの二次元噴流の衝突について、Elbanna & Sabbagh <sup>(61), (62)</sup> は、衝突角と速度比を変化させた場合における合流後の噴流の平均速度分布と乱れ強さの各方向成分を調べ、岡本・榎田 <sup>(59)</sup> は、直角衝突における二つの噴流の衝突位置や速度比による噴流の偏向角および平均流特性の変化を実験により調べているが、衝突、偏向が及ぼす乱流場への影響についてまでは調べられていない。

そこで、ここでは、制御流れとの衝突により偏向する放射状噴流の偏向角と二つの噴流が流出するノズル間の距離および無次元制御流量（噴流出口の速度比に対応）との関係を明らかにし、衝突条件の異なる偏向噴流内の平均速度、乱れ強さの各方向成分およびレイノルズ応力成分を測定し、衝突条件の変化、さらに偏向のない放射状自由噴流に対して基本的な特性がどのように変化するかを調べる。

## 第2章の主な記号（図2-1参照）

- $b_{1/2}$  : 噴流の半値半幅（ $y$ 方向速度分布において最大速度  $U_m$  を示す点と  $U/U_m=0.5$  を示す点との距離）
- $C_p$  : 圧力係数 =  $(p-p_0)/(1/2)\rho U_o^2$
- $D$  : 主噴流用円柱状ノズルの外径
- $h$  : ノズル間距離（制御流れ用環状ノズル出口面と主噴流用円柱状ノズル中央面との距離）
- $J_c/J_o$  : 無次元制御運動量（制御流れの流出運動量  $J_c$  と主噴流の流出運動量  $J_o$  との比）
- $L$  : 主噴流用円柱状ノズルの幅
- $p, p_0$  : 噴流内の静圧および大気圧
- $Q_c/Q_o$  : 無次元制御流量（制御流れの流出流量  $Q_c$  と主噴流の流出流量  $Q_o$  との比）
- $R$  : 円柱状ノズル出口からの水平方向半径距離
- $T$  : 制御流れ用環状ノズルの幅
- $u, v, w$  : 変動速度の  $x, y, z$  方向成分
- $u', v', w'$  :  $u, v, w$  の rms 値
- $u_R', u_Y'$  : 各ノズル出口における  $R, Y$  方向変動速度の rms 値
- $U$  :  $x$  方向の時間平均速度
- $U_o, U_c$  : 各ノズル出口面における断面平均速度
- $U_R, U_Y$  : 各ノズル出口の任意の点における  $R, Y$  方向時間平均速度
- $U_m$  : 速度  $U$  の  $y$  方向分布における最大値  
(ただし、ポテンシャルコア領域では、速度分布が直線的である範囲の  
中点における速度を示す.)
- $x, y, z$  : 円柱状ノズルから噴流の最大速度線に沿った方向、これに垂直な方向および周方向



$Y$  : 主噴流ノズル中央面からの垂直方向距離

$Y_m$  : 噴流の最大速度  $U_m$  を示す位置までの  $Y$  方向距離

$\theta$  : 噴流の偏向角 (最大速度線 [ $x$  軸] と水平面 [ $R$  軸] とのなす角)

添 字

$a, c$  : 円柱状ノズルおよび環状ノズルの出口

## 2・2 実験装置および実験方法

図 2-1 は、本実験における流れ場の概要と座標系を示し、図 2-2 は、実験装置全体の配置を示す。送風機①より吹き出した気流は、分岐部②で上下に分けられ、それぞれ、流量調節弁③、風路④を経て、円柱状ノズル⑤より主噴流として放射状に流出する。また、送風機⑩から吹き出した気流は、吹き出し管⑧を経て、円柱状ノズルの下側にこれと同心円状に取り付けられた環状ノズル⑦より、制御流れとして流出し、その流量は層流流量計⑨にて測定される。円柱状ノズルおよび制御流れ用ノズルは、いずれも表面を滑らかにした黄銅製であり、流入部断面が 1/4 円形状で、それに続く直線部分が組み合わされた形状となっている。なお、図 2-3 は、このノズル部の詳細を示す。また、主噴流と制御流れの衝突する距離 (ノズル間距離  $h$ : 図 2-1 参照) は、ねじ機構を利用して環状ノズルを上下させることにより、任意の値に設定される。

噴流の各ノズル出口と主流方向 ( $x$  方向) の時間平均速度および変動速度成分は、単線形 (I 形) 熱線プローブを、 $y$  および  $z$  方向の変動速度成分は、それぞれ X, V 形熱線プローブを使用して測定された。定温度形熱線流速計の出力信号は、各熱線ごとに直線化され、A-D 変換 (分解能: 12bit, サンプル周波数: 10kHz, 観測時間: 12s) により時系列データとしてハードディスクに記録され、パーソナルコンピュータで演算処理することにより、各速度成分が求められた。また、使用した熱線は、受感部長さ 1 mm, 直径  $5 \mu\text{m}$  のタングステン線である。図 2-4 は、本研究で使用した X, V 形熱線プローブの形状を示す。なお、これらのプ

ローブは、流れに対する影響<sup>(102), (103)</sup>に配慮し作製された。さらに、これらのプローブは、ステッピングモータを使用した自動送り装置（図2-2中⑥）に取り付けられ、噴流の偏向角に応じて、対応する $x, y$ 座標に移動され、 $z$ 軸周りの回転によりプローブ受感部の角度設定がなされた。

各ノズル出口の静圧の測定には、ピトー静圧管（外径：1 mm, 静圧孔径：0.3mm）を流れ方向に平行に設置して用い、導圧管にて接続されたシリコンダイヤフラム式の拡散型半導体圧力変換器（豊田工機製 DD102）の出力から圧力を算出した。

実験は、放射状噴流の流出速度を  $U_o=40\text{m/s}$ , 円柱状ノズルの幅を  $L=6\text{mm}$  の一定の条件として実施された。したがって、ノズルレイノルズ数は  $Re=U_oL/\nu \approx 1.6 \times 10^4$  に対応する。また、ノズル間距離は  $h/L=1 \sim 8$  に、無次元制御流量は  $Q_c/Q_o=0.1 \sim 0.6$  に変化させた。

## 2・3 実験結果および考察

### 2・3・1 二つの噴流の衝突と主噴流の偏向

本研究のように二つの噴流が衝突する場合には、各噴流のノズル出口の流れの状態は、衝突の影響により単独で噴出した場合の流れの状態とは異なることが予想される。そこで、初期実験として、二つの噴流の衝突距離（ノズル間距離）と無次元制御流量（速度比に対応）の組合せによる条件に対して、主噴流ノズルと制御流れノズルの出口（それぞれノズル出口面より 0.5mm 下流の位置）における速度および静圧の分布を測定した。図2-5は、無次元制御流量を  $Q_c/Q_o=0.4$  とした場合の各ノズル出口における平均速度、乱れ強さおよび静圧の分布を示す。

図2-5(a)より、ノズル間距離が小さい場合 ( $h/L=1, 2$ )、主噴流ノズル出口の速度分布は一様ではなく、衝突側 ( $Y/L < 0$ ) で減速され、非衝突側 ( $Y/L > 0$ ) で加速される形となり、ノズル間距離が小さいほど衝突の影響が大きく現れ、これに応じて、乱れ強さおよび静圧の分布も、ノズル中央面 ( $Y/L=0$ ) に対して非対称な形となる。しかし、ノズル間距離が大きくなると ( $h/L \geq 4$ )、速度、静圧ともにほぼ一様な分布形状を示す。なお、主噴流ノズル出口の中央付近の乱れ強さ

は約 0.5% である。また、図 2-5 (b) より、制御流れノズル出口の速度、乱れ強さおよび静圧分布ともにノズル間距離が小さいほど、ノズル中心 ( $R/T=0.5$ ) に対して非対称な分布形となり、衝突側 ( $R/T<0.5$ ) で減速され、圧力は上昇し、非衝突側 ( $R/T>0.5$ ) で加速される。しかしながら、ノズル間距離が大きくなるにつれて、衝突の影響は見られなくなり、速度分布はほぼ一様で、静圧はほぼ大気圧に漸近する。

一般に、各ノズル出口の速度が一様な分布を示し、静圧分布がほとんど変化せず無視できるなら、無次元制御運動量  $J_c/J_o$  は無次元制御流量  $Q_c/Q_o$  に関係し、

$$J_c/J_o = (A_c/A_o)(U_c/U_o)^2 = (A_o/A_c)(Q_c/Q_o)^2 \quad \dots (2-1)$$

のように設定条件により与えられる。ここで、 $A_o$ 、 $A_c$  は、それぞれ主噴流と制御流れのノズル出口の面積である。しかし、上述のように、各ノズル出口の速度分布は必ずしも一様ではなく、しかも、静圧も速度に比べて無視できるほど小さくない場合には、主噴流と制御流れのノズル出口の平均全流出運動量  $J_o$ 、 $J_c$  は、速度のほかに乱れと静圧も考慮する必要がある。それらは以下の式で与えられる。

$$J_o = 2\pi R_o \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \rho(U_R^2 + u_R'^2) + p \right\} dY \quad \dots (2-2)$$

$$J_c = 2\pi \int_0^T (R + R_o) \left\{ \rho(U_Y^2 + u_Y'^2) + p \right\} dR \quad \dots (2-3)$$

ここで、 $R_o$  は円柱状ノズルの半径である。

そこで、本研究では、各ノズル出口の平均速度、乱れ強さおよび静圧の分布を式 (2-2) および式 (2-3) に適用して、図式積分により全流出運動量  $J_o$ 、 $J_c$  を計算した。

図 2-6 は、各ノズル間距離において実験値より求めた無次元制御運動量  $J_c/J_o$  と無次元制御流量  $Q_c/Q_o$  (設定値) との関係を示す。図中の破線は、式 (2-1) の設定条件により理論的に定まる関係を示す。ノズル間距離が大きい場合 ( $h/L \geq 4$ )、無次元制御運動量と無次元制御流量の関係は破線の関係にほぼ一致する。この場合、図 2-5 より明らかなように、各ノズル出口における速度分布の一様性が保持され、静圧の分布に対する衝突の影響も比較的少ない。したがって、無

次元制御運動量は、無次元制御流量すなわちノズルからの流出速度の比  $U_c/U_0$  のみにより規定できる。一方、ノズル間距離が小さい場合 ( $h/L \leq 2$ )、無次元制御流量に対する無次元制御運動量の増加の割合は大きくなり、両者の関係は、ノズル間距離が小さいほど破線からはずれる。この場合には、各ノズル出口における速度分布に減速部と加速部が明瞭に現れ、しかも、速度の大きさに比べて静圧の大きさも無視できない。したがって、無次元制御運動量は、ノズルからの流出速度比  $U_c/U_0$  のほかに静圧にも影響される。そこで本研究では、これ以後、図 2-6 に示される関係を、各ノズル間距離に対して設定する無次元制御流量から無次元制御運動量を定めるための検定曲線とする。

図 2-7 は、ノズル間距離が  $h/L=4$ 、無次元制御流量が  $Q_c/Q_0=0.4$  の場合の時間平均速度  $U/U_0$  の分布の下流方向への変化を示す。図中の一点鎖線と破線は、それぞれ速度の最大値と乱れ強さの極大値を示す位置を結んだものである。図中の最大速度点（一点鎖線）の変化より、噴流は下流に進むにつれて、ノズル中央面 ( $Y/L=0$ ) よりほぼ直線的に上方に偏向していることが分かる。また、ノズル近くの領域 ( $1 \leq R/L < 3$ ) では、乱れの極大値を示す位置（破線）が、主噴流の両側のほかに、衝突側 ( $Y/L < 0$ ) にさらに二つ見られ、各ノズルから流出し衝突した二つの噴流は、元の二つの噴流の形跡を残しているが、それ以後の領域 ( $R/L \geq 4$ ) では、二つの噴流は合体して一つの噴流になるものと推察される。なお、ノズル出口直後の二つの噴流が直接衝突する領域 ( $R/L < 1$ ) では、速度の測定値および流れの方向が正確ではないため、この領域内の値はこれ以後も省略する。

次に、図 2-8 は、ノズル間距離を変化させた場合 ( $h/L=1 \sim 8$ ) における速度分布の下流方向変化より得られる最大速度線の変化を示す。なお、衝突直後の領域 ( $R/L < 3$ ) においては、最大速度点の決定が困難なため、便宜上偏向した速度分布の一樣部分の中央を最大速度の位置とした。図より、ノズル間距離に応じて傾きは異なるものの、最大速度線は、それぞれ下流方向に直線的に変化する。このことから、本研究では、この最大速度線の直線部分の延長線と  $R$  軸とのなす角  $\theta$  を主噴流の偏向角と定義する。

図 2 - 9 は，各ノズル間距離に対する主噴流の偏向角と図 2 - 6 により得られる実測値に基づいた無次元制御運動量の関係を示す．図中の破線は，主噴流と制御流れの全流出運動量の釣り合いから求まる“ $\tan \theta = J_c/J_o$ ”である．図より，実験結果は，ノズル間距離の変化にかかわらず破線の関係によく一致し，主噴流の偏向角の正接  $\tan \theta$  が，無次元制御運動量  $J_c/J_o$  に比例して変化することが分かる．このような実験結果は，二つの乱流二次元自由噴流の直角衝突<sup>(59)</sup>においても報告されており，噴流の偏向角を決定する因子は，各噴流出口における状態のみであることが明らかになった．しかしながら，本研究においては，制御運動量がかなり大きくなると ( $J_c/J_o > 0.5$ )，主噴流は破線の関係以上に大きく偏向し，流れは不安定な状態となり，極端な場合には，少しの外乱でも上側の円柱面に再付着してしまうことがタフト法により確認されている．

### 2・3・2 偏向噴流の平均速度場

本項では，二つの噴流の衝突により偏向する噴流の平均速度場について示す．

図 2 - 10 は，無次元制御流量を  $Q_c/Q_o = 0.4$  と一定として，ノズル間距離を  $h/L = 1, 2, 8$  に変化させた場合（噴流偏向角  $\theta$  はそれぞれ  $21^\circ$ ， $10^\circ$ ， $7^\circ$  に対応する）の各  $x$  断面における主流方向時間平均速度の  $y$  方向分布を示す．図中の実線は，偏向のない放射状自由噴流の分布を示す．主噴流と制御流れが衝突した直後 ( $x/L = 3$ ) の断面においては，偏向噴流の平均速度は，噴流の中心軸 ( $y/b_{1/2} = 0$ ) に対して非対称な分布形となり，特に衝突側 ( $y/b_{1/2} < 0$ ) でノズル間距離により分布が異なり，環状噴流の影響を強く受けている様子が見られる．また，ノズルに近い二つの噴流の衝突する領域 ( $x/L = 3$ ， $y/b_{1/2} < 0$ ) では，ノズル間距離が短いほど（すなわち，噴流偏向角  $\theta$  が大きいほど），分布の裾は広がらず自由噴流の分布形と相似な分布形に近く，制御流れが主噴流中に入り込み，より早く主噴流と合流する傾向にあることが分かる．一方， $x/L > 5$  の領域では，下流に進むに従い，いずれの衝突条件の平均速度分布も自由噴流の分布に一致し，相似な分布形となる．

図 2-1-1 は、ノズル間距離を変化させた場合の噴流の最大速度  $U_m/U_0$  の下流方向変化を示す。図中の実線は、偏向のない自由噴流の実験結果を示す。最大速度の減衰は、主流方向に沿った距離で整理すれば、ノズル間距離（すなわち、噴流偏向角）に関わらず一本の曲線で表され、自由噴流の結果とよく一致する。つまり、衝突の影響は最大速度の減衰までは及ばないことが分かる。

図 2-1-2 は、ノズル間距離を変化させた場合の噴流半値半幅  $b_{1/2}/L$  の下流方向変化を示す。白抜、中塗記号は、それぞれ衝突側 ( $y < 0$ )、非衝突側 ( $y > 0$ ) を示す。また、実線は偏向のない自由噴流の実験結果を示す。噴流半値半幅は、ノズルに近い領域 ( $x/L < 5$ ) の衝突側で自由噴流の値より大きく、非衝突側でやや小さい。これは、前者が、平均速度分布 (図 2-1-0) で見られた衝突側の半値幅付近における分布の広がりによるもので、後者が、非衝突側の主噴流が制御流れの衝突により押しつぶされたことによるものと考えられる。そして、この傾向はノズル間距離が短いほど顕著になる。しかし、下流 ( $x/L \geq 5$ ) に進むに従い、噴流半値半幅に及ぼすノズル間距離の影響はなくなり、 $b_{1/2}/L$  は一本の直線にて表されるが、全体として自由噴流の値より大きく、下流での合流により、総流量が増加していることが分かる。

以上の結果から、偏向噴流の平均速度場は、偏向した主流方向に沿って整理することにより、ノズルに近い領域の衝突側を除いて、自由噴流と同様の普遍分布となることが明らかとなった。

### 2・3・3 偏向噴流の変動速度場

図 2-1-3 は、無次元制御流量を  $Q_c/Q_0=0.4$  とし、ノズル間距離を変化させた場合の各  $x$  断面における主流方向乱れ強さの  $y$  方向分布を示す。図中の実線は自由噴流の実験結果を示す。乱れ強さ  $u'$  は、下流に進むに従い相似形に移行し、自由噴流の分布と同一になる。しかしながら、ノズルに近い領域 ( $x/L \leq 5$ ) では、偏向噴流の分布は噴流上下で非対称となり、特に衝突側で、二つの極値を示し、衝突により主噴流、制御流れともにすぐには合体せず、二つの流れが並んで進ん

だのち，下流 ( $x/L > 5$ ) で合流し一つの噴流になる様子が見られる．また，偏向噴流の衝突側では，ノズル間距離が短いほど乱れ強さは小さく，分布の広がりも小さい．このことから，前項の平均速度分布とあわせて，ノズル間距離が短いほど，主噴流はより上流で制御流れに浸食（制御流れが主噴流に入り込む）され，早く合流し一つの噴流となることが分かる．

図 2-14 は，図 2-13 と同条件での各  $x$  断面における  $y$  方向乱れ強さの  $y$  方向分布を示す．図中の実線は自由噴流の実験結果を示す．乱れ強さ  $v'$  は， $u'$  と同様に下流に進むに従い相似形に移行し，自由噴流と同一の分布形となるが，ノズルに近い領域 ( $x/L \leq 5$ ) では，偏向噴流の分布形は噴流上下で非対称となる．この非対称性は  $u'$  の分布以上に顕著であり，より下流 ( $x/L = 5$ ) まで残り，衝突の影響が大きい．また，衝突側ではノズル間距離が短いほど  $v'$  も小さく，分布の広がりも小さい．これは，二つの噴流の衝突により上昇した静圧（2・3・1 項）が，ノズルに近い領域においては，大気圧に回復する途中であると考えられ，自由噴流に比べて乱れのエネルギーが生成されにくくなっているものと思われる．このように， $y$  方向に噴流が衝突するにもかかわらず，衝突直後の乱れ強さ  $v'$  が自由噴流よりも小さくなることは興味深い．

図 2-15 は，各  $x$  断面における  $z$  方向乱れ強さの  $y$  方向分布を示す．図中の実線は自由噴流の実験結果を示す．乱れ強さ  $w'$  も， $u'$ ， $v'$  と同様に，ノズルに近い領域 ( $x/L \leq 5$ ) での上下非対称な分布形から，下流に進むにつれ自由噴流の分布形へと移行する．

また，図 2-13 ~ 2-15 より，各方向の乱れ強さは，下流に進むに従い，主流方向の値が最も大きく， $z$  方向の値が最も小さくなる傾向にある．

図 2-16 は，噴流の最大速度点 ( $y=0$ ) および半値幅を示す位置 ( $y=b_{1/2}$ ) での各乱れ強さの下流方向変化を示す．白抜，半塗および中塗記号は，それぞれ最大速度点，衝突側 ( $y < 0$ ) および非衝突側 ( $y > 0$ ) を示す．また，実線および破線は偏向のない自由噴流の実験結果を示す．最大速度点における乱れ強さの各方向成分（白抜記号）は，いずれも自由噴流の結果とよく一致し，ノズル近くの

領域 ( $x/L < 7$ ) では  $x$  の増加とともに増加し、その後単調に減少する。また、非衝突側 ( $y > 0$ ) の噴流半値幅の位置での乱れ強さは、ノズルに近い領域 ( $x/L < 7$ ) での  $y$  方向成分を除いて、自由噴流の結果とほぼ同一の変化を示す。衝突側 ( $y < 0$ ) の噴流半値幅の位置での乱れ強さは、ノズルに近い領域 ( $x/L < 7$ ) で自由噴流の値より小さく、ノズル間距離が短いほど小さくなるが、 $x/L > 10$  の下流では自由噴流の結果とほぼ一致する。

以上のことから、主噴流と制御流れの衝突は、ノズルに近い領域の衝突側で乱れ強さを弱めるが、それ以外の領域では、偏向した主流方向に沿って整理することで、乱れ強さも自由噴流とほぼ同一の分布となることが分かる。

図 2-17 は、無次元制御流量を  $Q_c/Q_o=0.4$  とし、ノズル間距離を変化させた場合の各  $x$  断面におけるレイノルズ応力成分  $\overline{uv}$  の  $y$  方向分布を示す。図中の実線は自由噴流の実験結果を示す。レイノルズ応力成分  $\overline{uv}$  も乱れ強さと同様に、下流に進むに従い相似形に移行し、自由噴流と同一の分布形となるが、ノズルに近い領域 ( $x/L \leq 5$ ) では、偏向噴流の分布形は  $y=0$  に関して非対称となる。特に偏向噴流の衝突側では、ノズル間距離が短いほど、噴流の中心付近で  $\overline{uv}$  の絶対値は小さく、せん断力の作用が小さくなっているが、噴流の外端 ( $y/b_{1/2} \leq -1$ ) で  $\overline{uv}$  の絶対値は大きくなる傾向にある。これは、この領域では、衝突した二つの噴流がまだ完全に合流しておらず、個々の噴流の形態を維持していることと、ノズル間距離が短いほど環状噴流が広がることなく、主噴流に入り込んでいることを示していると考えられる。

図 2-18 は、各  $x$  断面におけるレイノルズ応力成分  $\overline{uv}$  の  $y$  方向分布を示す。図中の実線は自由噴流の実験結果を示す。レイノルズ応力成分  $\overline{uv}$  については、自由噴流、偏向噴流ともにどの領域においても変化は見られず、応力の作用はきわめて小さいといえる。さらに、ノズル間距離が変化しても、応力の作用は変わらないことが分かる。



## 2・4 結 言

放射状自由噴流に制御流れを衝突させた偏向噴流の偏向特性，平均流および乱れの特性を調べ，以下の結果を得た．

- (1) ノズル間距離  $h/L$  と無次元制御流量  $Q_c/Q_0$  の組合せにより，各ノズル出口の速度・圧力の測定により得られる無次元制御運動量  $J_c/J_0$  の設定が可能であり，それに応じて主噴流の偏向角  $\theta$  が定まる．
- (2) 偏向した主流方向に沿って整理することにより，ノズル近くの領域を除き，平均速度分布，乱れ強さ分布およびレイノルズ応力分布は，自由噴流の分布と同一の分布形で表される．
- (3) 衝突直後の平均速度分布は，ノズルに近い領域で上下非対称な分布形となり，ノズル間距離が短いほど（すなわち，噴流偏向角が大きいほど），衝突側の流体が増速し，裾の広がった分布となる．
- (4) ノズルに近い領域の乱れ強さは，ノズル間距離が短いほど，衝突側で自由噴流の場合より小さくなる．
- (5) レイノルズ応力成分  $\overline{uv}$  は，ノズル近くの衝突側で自由噴流の場合よりも小さく，一方， $\overline{uw}$  は自由噴流，偏向噴流の場合ともに小さく応力の作用はきわめて小さい．

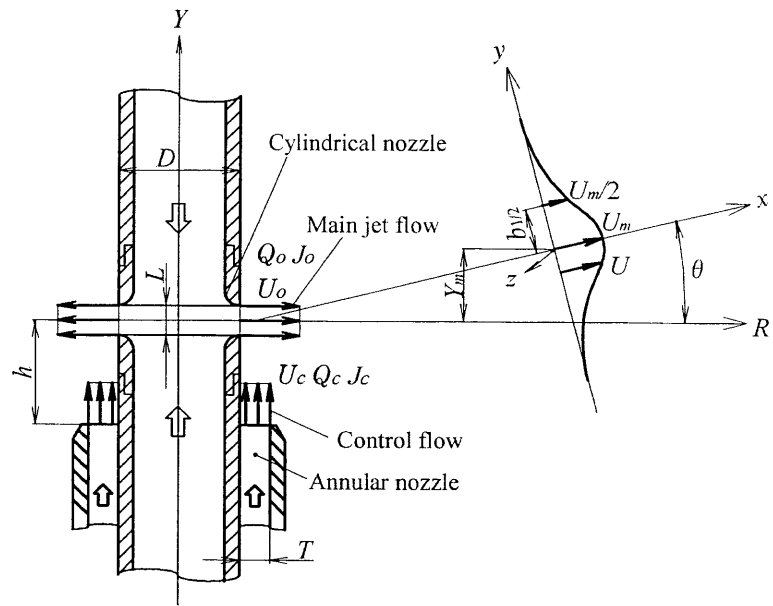
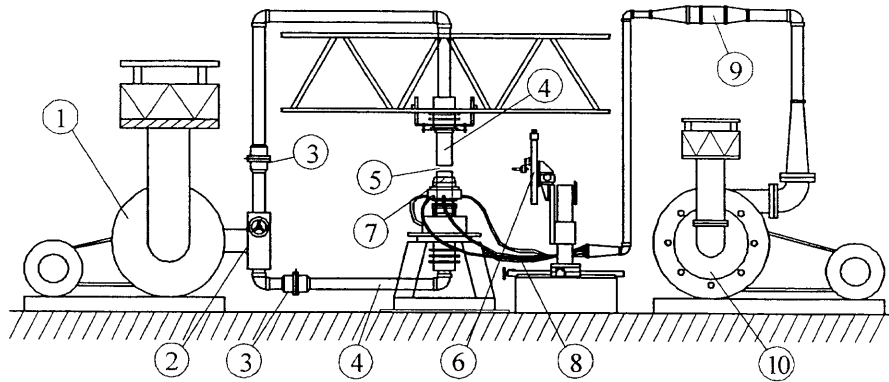


Fig.2-1 Coordinate system and main notations



**Main jet flow :**

- ① Turbo blower
- ② Divided guide vane
- ③ Flow control valve
- ④ Discharge duct
- ⑤ Cylindrical nozzle

**Control flow :**

- ⑥ Traversing equipment
- ⑦ Annular nozzle
- ⑧ Blowing tubes
- ⑨ Laminar flow meter
- ⑩ Turbo blower

Fig.2-2 Experimental apparatus

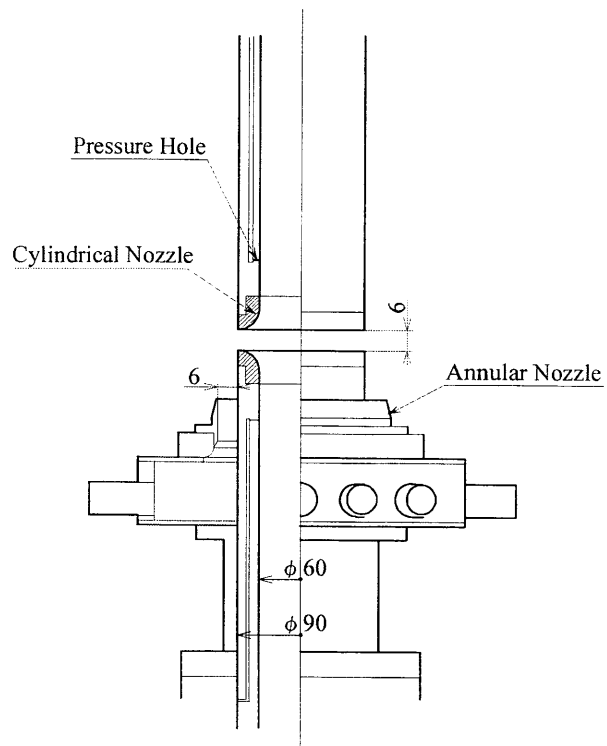


Fig.2-3 Nozzle section

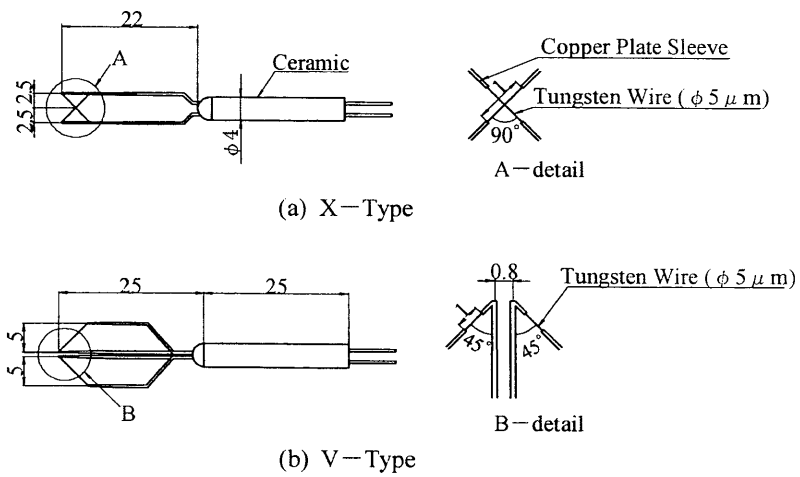
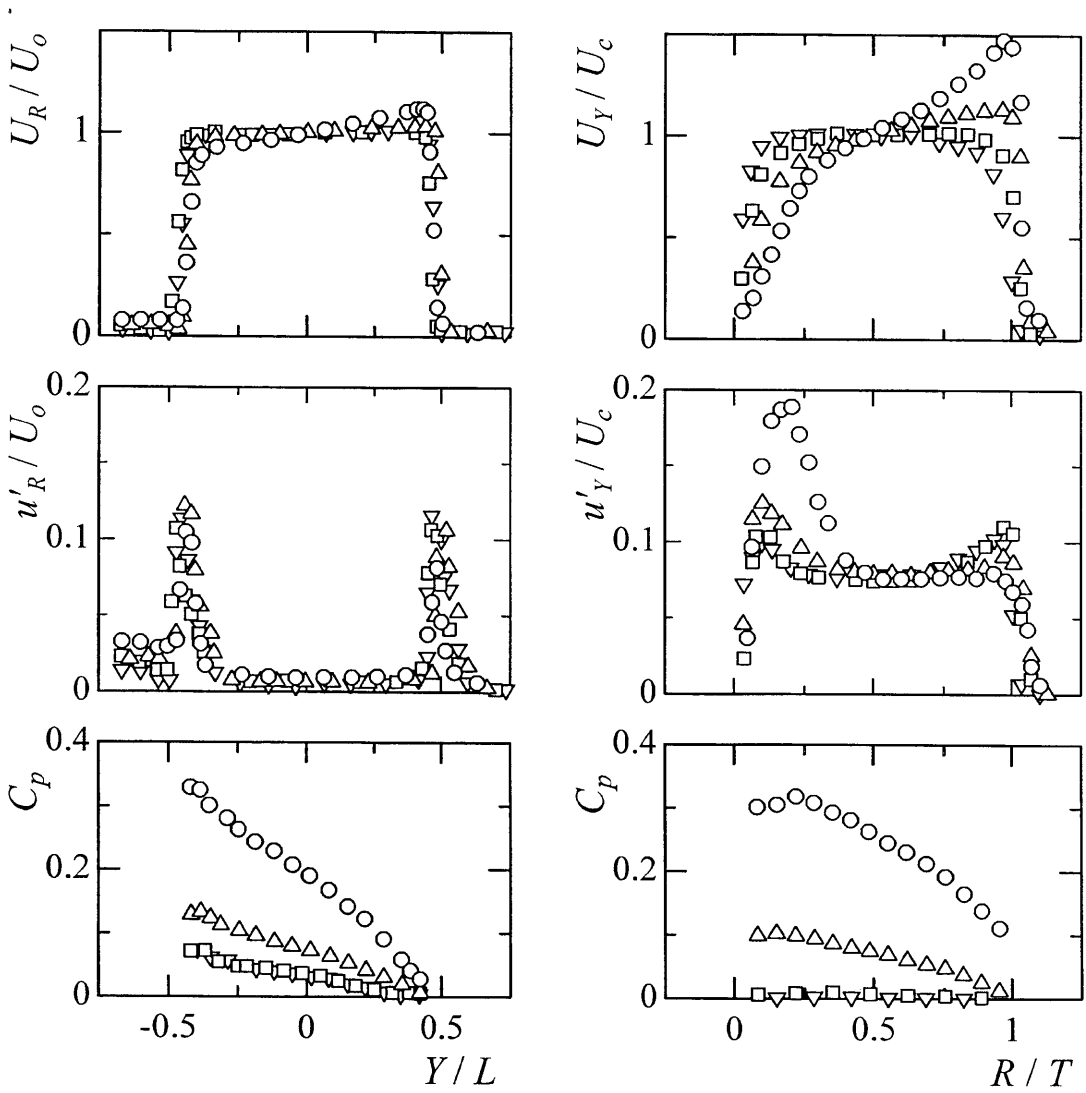


Fig.2-4 Hot-wire probes

$$Q_c / Q_o = 0.4$$

Symbol	$h/L$
○	1
△	2
□	4
▽	8



(a) Main jet

(b) Control flow

Fig.2-5 Nozzle exit conditions

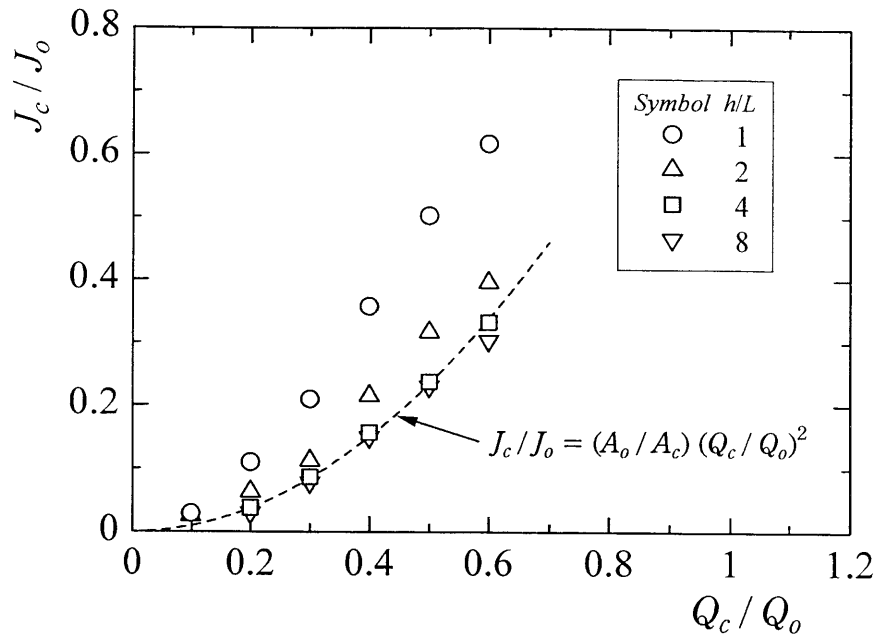


Fig.2-6 Control flow rate and control momentum flux

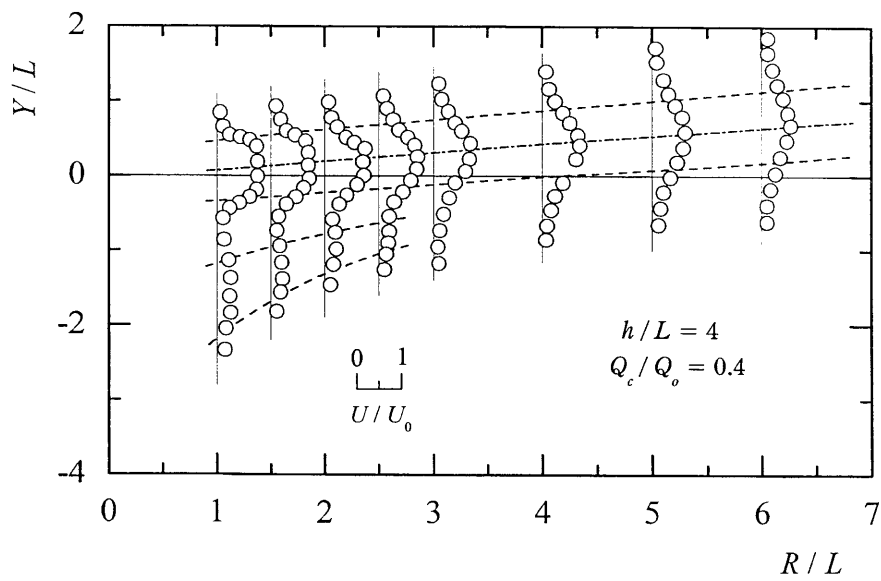


Fig.2-7 Variation of velocity profiles

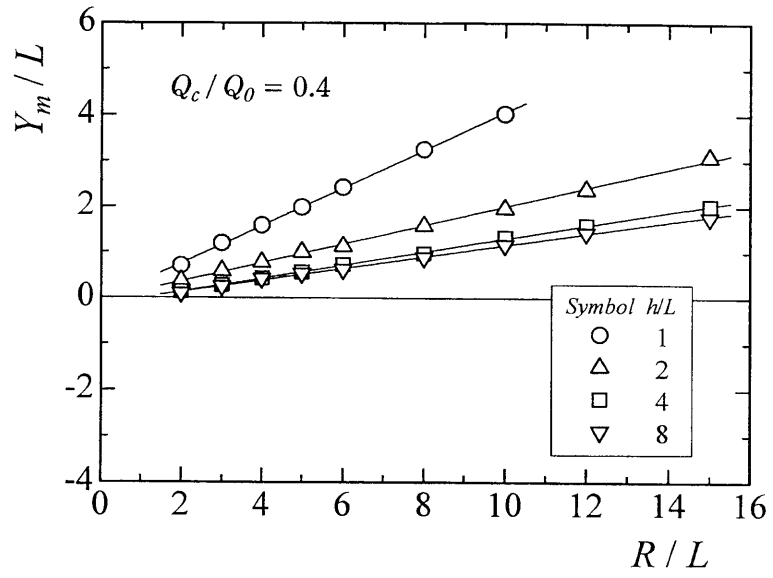


Fig.2-8 Changes of maximum velocity line

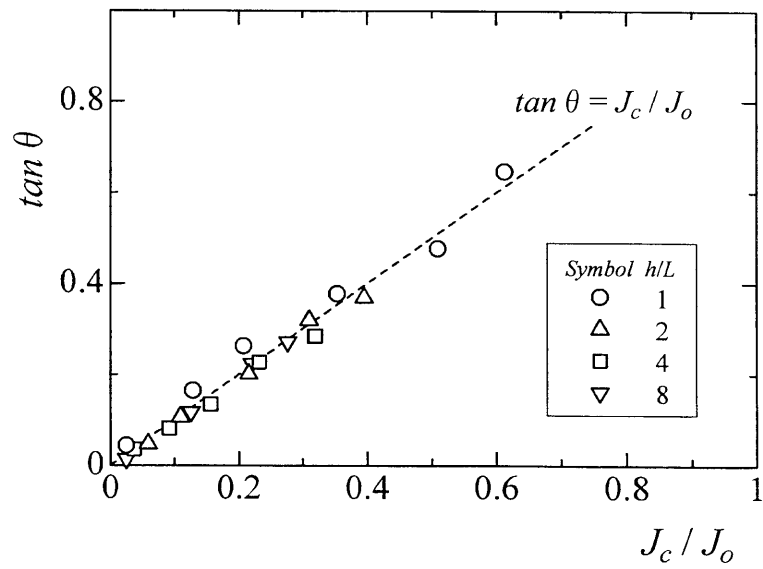


Fig.2-9 Jet deflection angle and control momentum flux

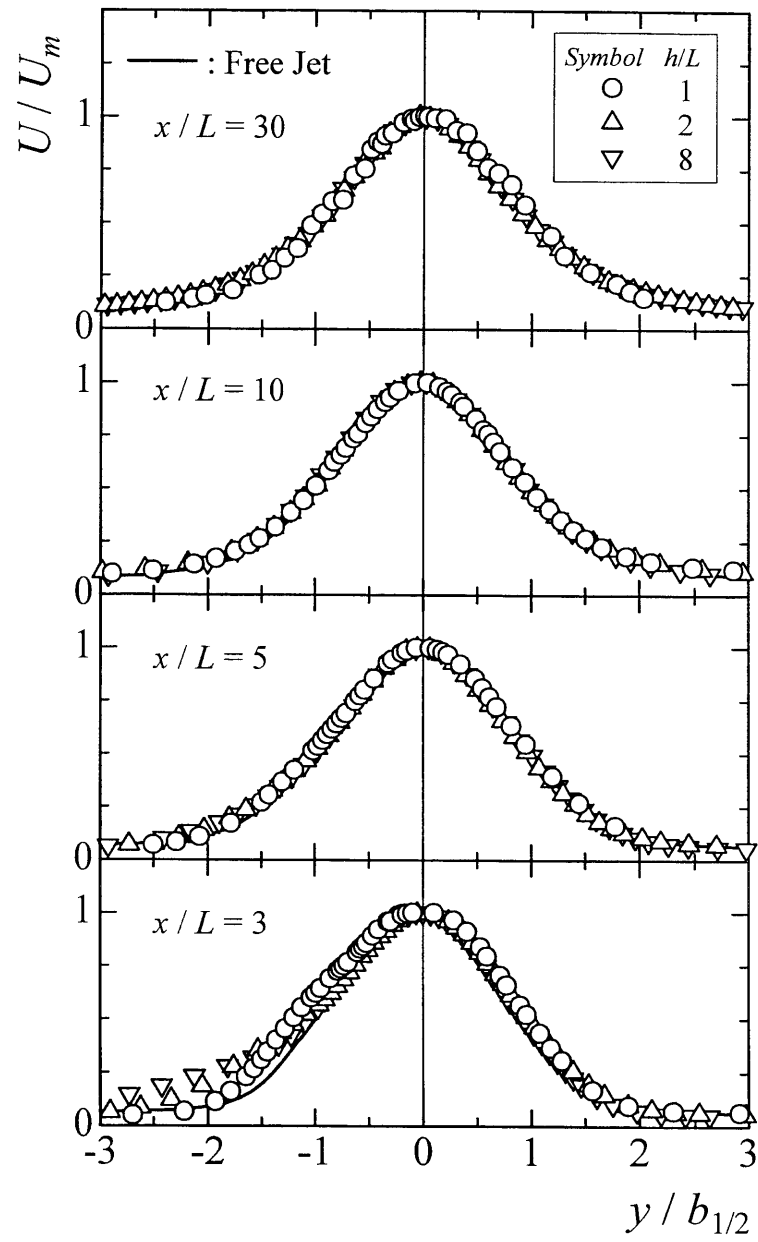


Fig.2-10 Mean velocity profiles in  $x$ -direction

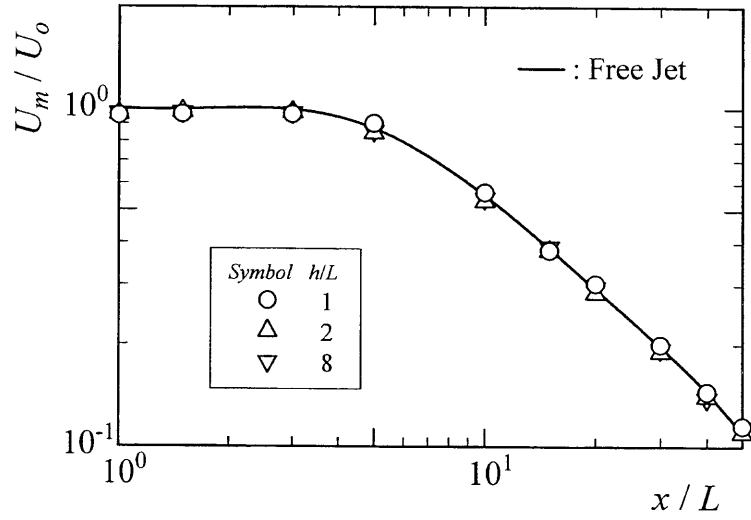


Fig.2-11 Variation of maximum velocities

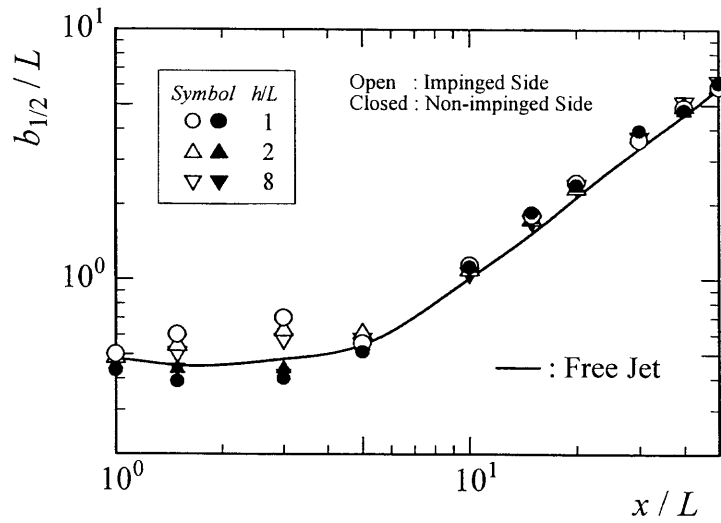


Fig.2-12 Variation of jet half-widths



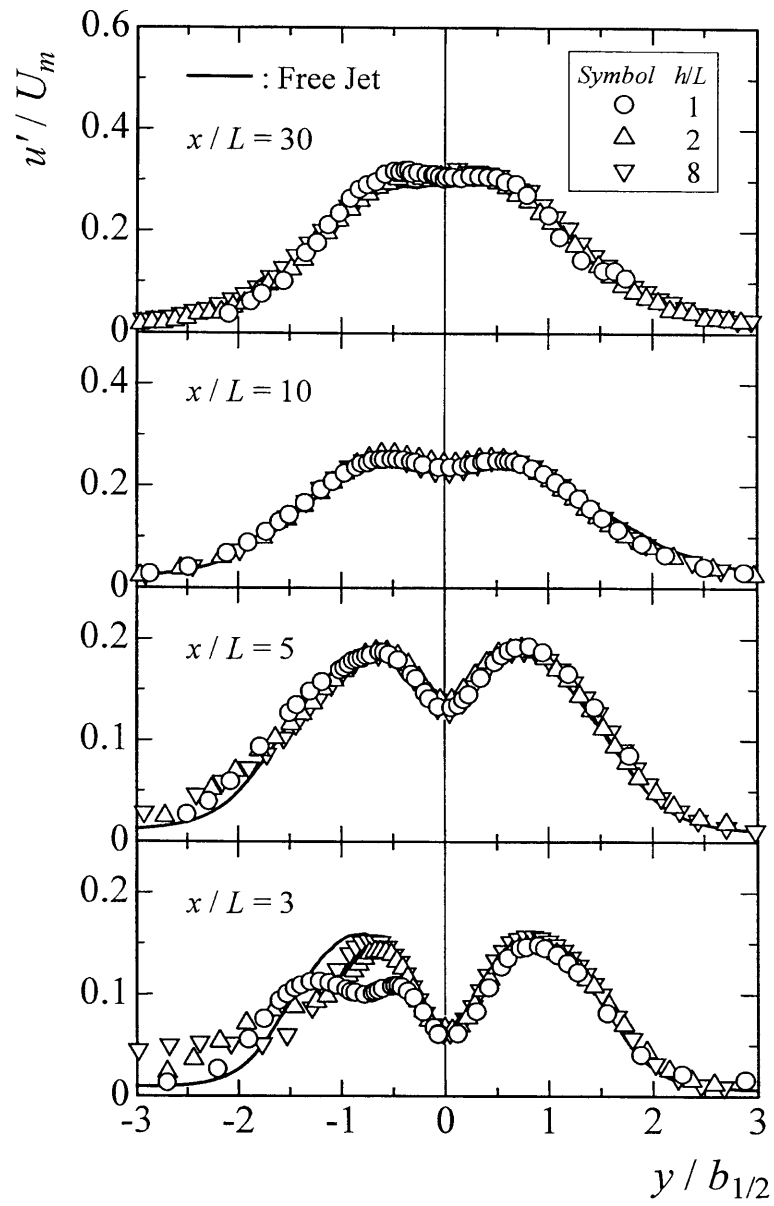


Fig.2-13 Turbulent intensity distributions in  $x$ -direction

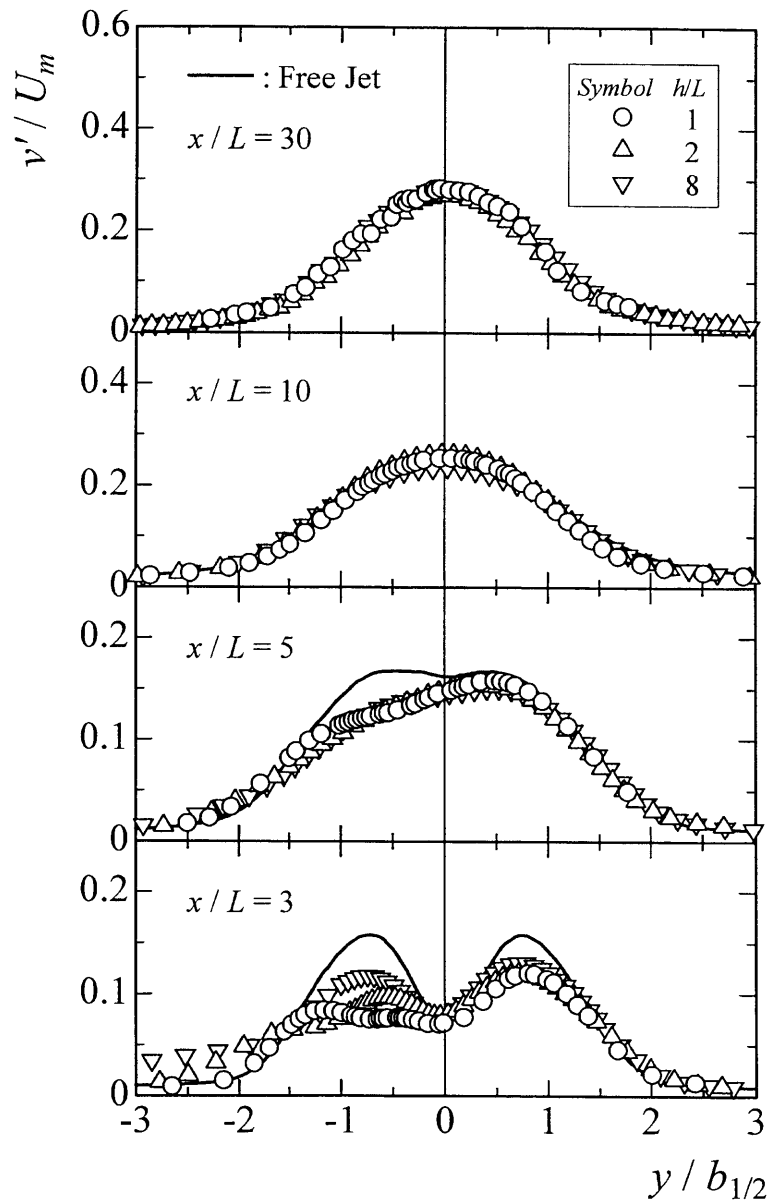


Fig.2-14 Turbulent intensity distributions in  $y$ -direction

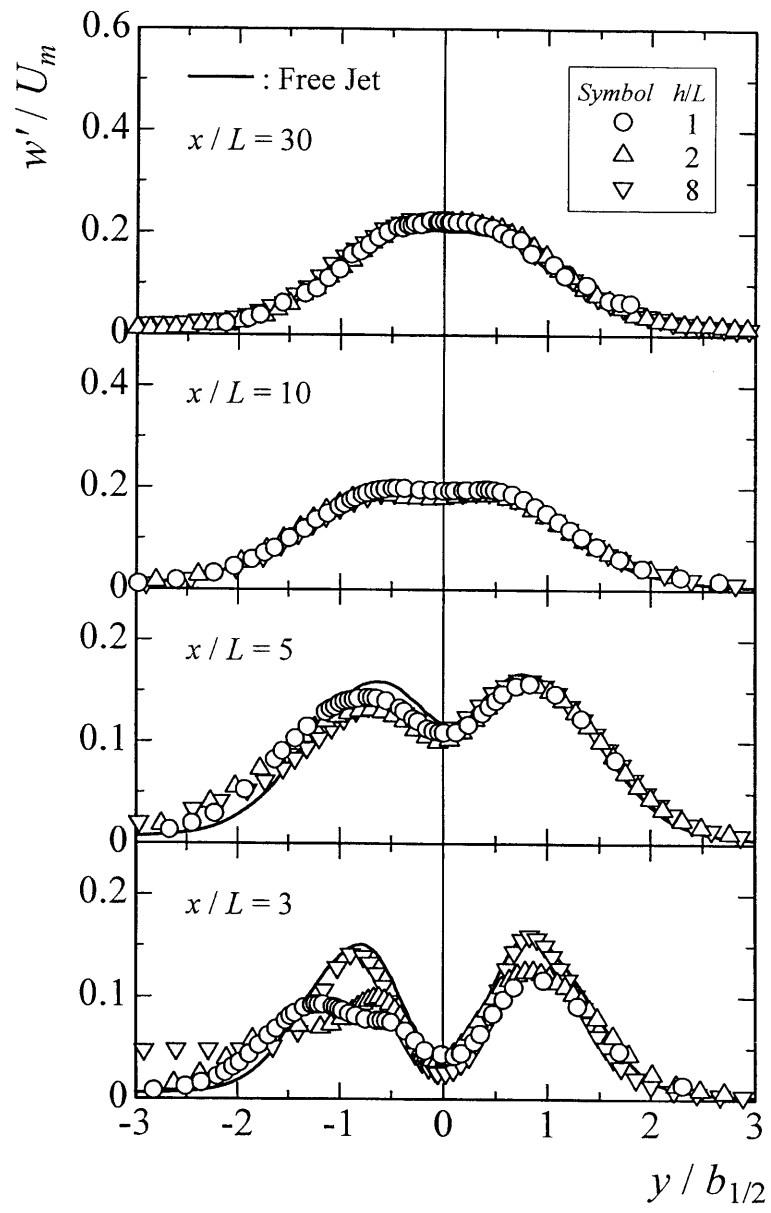


Fig.2-15 Turbulent intensity distributions in  $z$ -direction

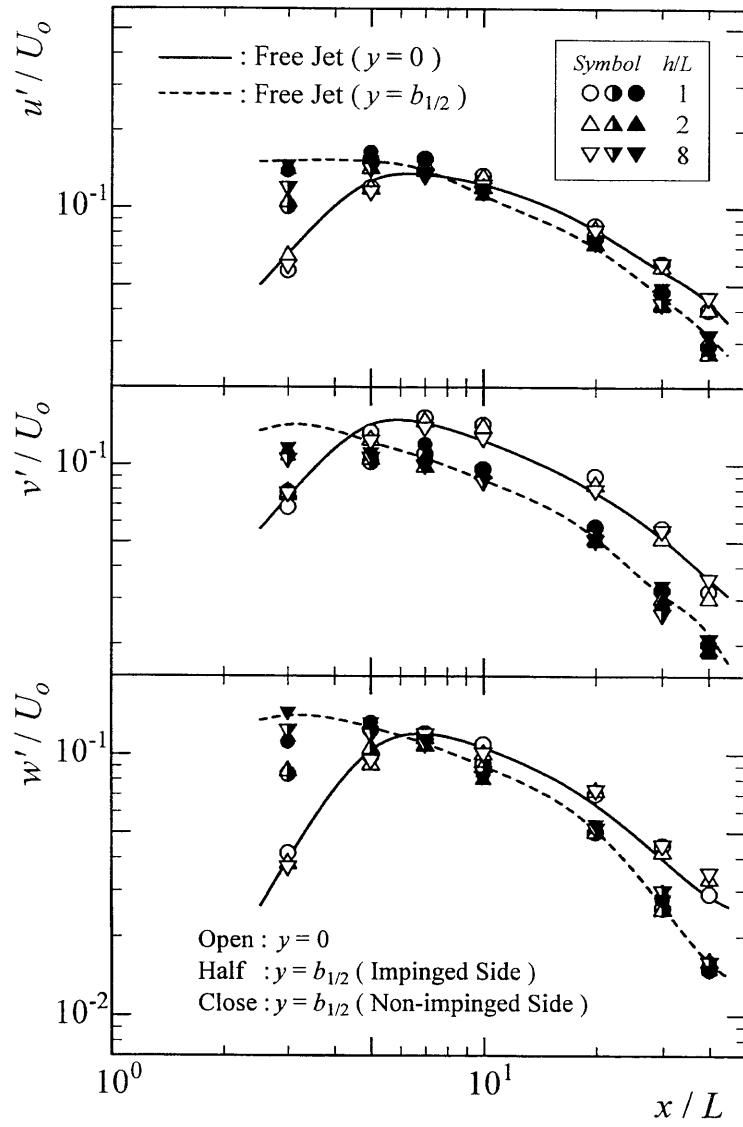


Fig.2-16 Variations of turbulent intensities

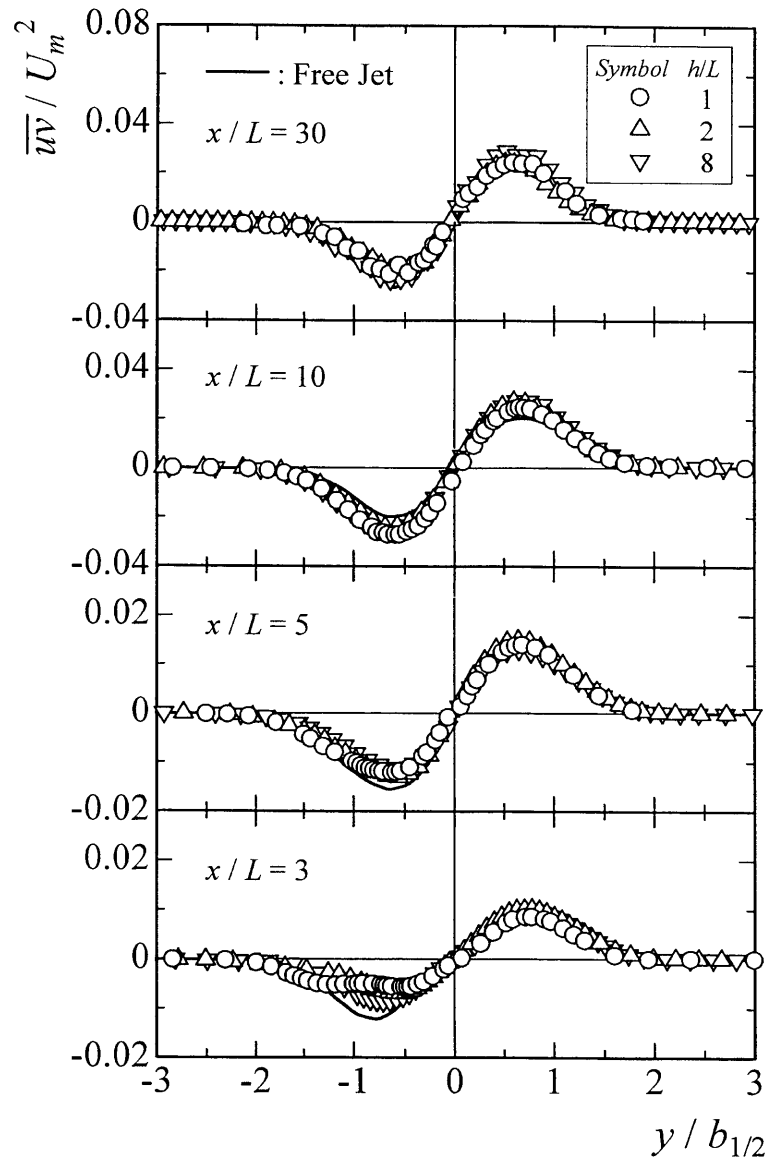


Fig.2-17 Reynolds stress distributions ( $\overline{w}$ )

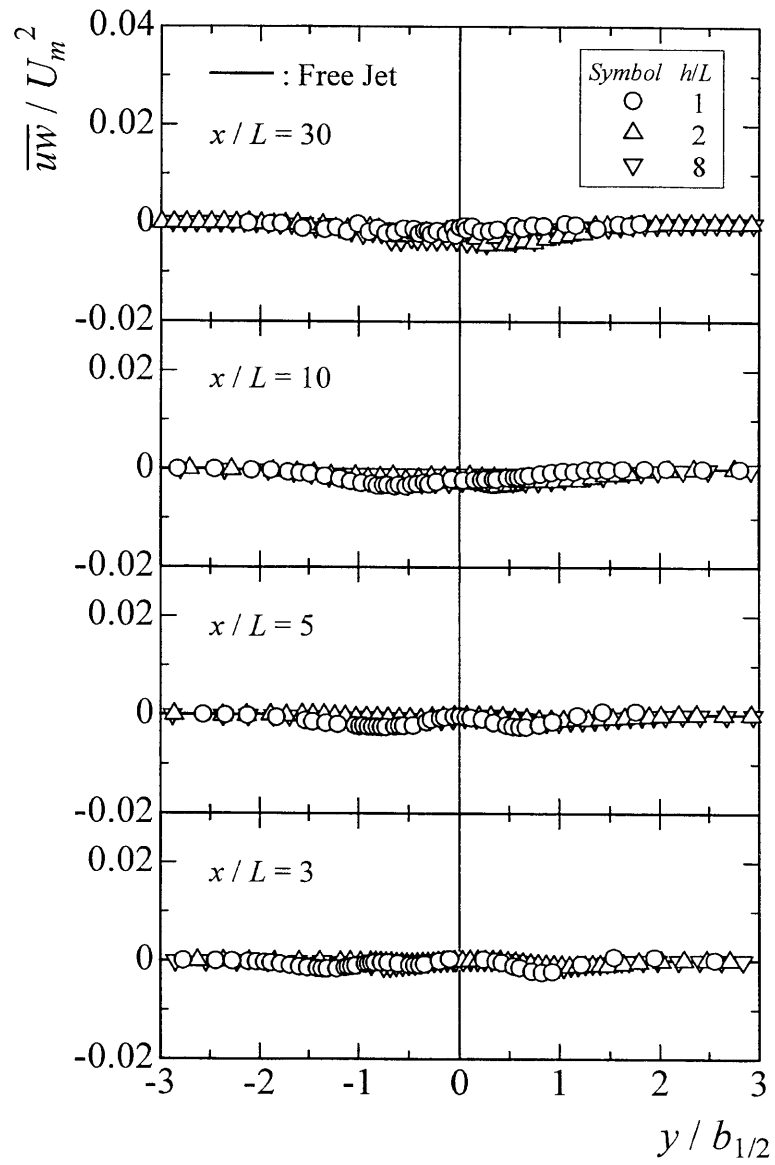


Fig.2-18 Reynolds stress distributions ( $\overline{uw}$ )

## 第3章 噴流の偏向による乱流構造の変化<sup>(104)</sup>

### 3・1 緒言

前章において、主噴流に制御流れを衝突させた偏向噴流の偏向角は、各噴流のノズル出口における運動量の比によって決定されること、さらに、偏向した噴流内の平均速度、乱れ強さの各方向成分およびレイノルズ応力成分は、衝突の有無にかかわらず十分に発達した領域において、普遍分布を示すが、ノズル近くの領域では衝突により流れ場は変化し、特に衝突側の乱流場が変化することを明らかにした。

噴流の乱流場の構造に関しては、二次元噴流および円形噴流について多くの研究がなされており、Goldschmidt & Bradshaw<sup>(21)</sup>、Cervantes & Goldschmidt<sup>(24)</sup>は、二次元噴流の出口付近では噴流軸に対称な逆回転渦が形成され、自己保存領域ではそれが交互に配列し“Flapping”と呼ばれる噴流の蛇行現象を引き起こすことを示し、蒔田ら<sup>(26)~(29)</sup>は、この2つの変動モードを音波により励起し、条件付抽出法による速度計測を行うことにより、遷移過程に存在する秩序構造の特質について調べた。また、Lau & Fisher<sup>(35)</sup>は、円形噴流において、条件付抽出法を用いた測定からせん断層中の大規模渦構造の存在を明らかにし、Hussain & Zaman<sup>(39)</sup>は、渦を励起した実験から、非線形干渉領域において、渦の合体過程がエントレンメントやレイノルズ応力の発生に深く関係していることを示した。さらに、Komori & Ueda<sup>(51)</sup>は、速度と温度の同時測定から、円形噴流の自己保存領域においても渦構造が存在することを示し、高曾ら<sup>(52)</sup>は、乱流間欠性関数を求め、そのスペクトル解析から、大規模構造の周期性や長さスケールについて定量的に調べた。

しかしながら、放射状噴流に関しては、流れの構造を調べた報告はこれまで全くなく、噴流の衝突による乱流場の変化についても、放射状噴流に限らず他の噴流においてもその詳細は知られていない。

そこで本章では、前章の結果をもとに、放射状自由噴流および制御流れを衝突させた偏向噴流について、主流方向変動速度の確率密度、パワースペクトルおよび2点相関を測定し、放射状自由噴流の乱流構造が、制御流れの衝突により偏向されることでどのように変化するかを明らかにする。

### 第3章の主な記号

- $b_{1/2}$  : 噴流の半値半幅 ( $y$  方向速度分布において最大速度  $U_m$  を示す点と  $U/U_m=0.5$  を示す点との間の距離)
- coh** : 2点の主流方向変動速度間のコヒーレンス
- $E_1$  : 主流方向変動速度の一次元パワースペクトル
- $F$  : 主流方向変動速度の平坦度
- $h$  : ノズル間距離 (制御流れ用環状ノズル出口面と主噴流用円柱状ノズル中央面との間の距離)
- $k$  : 主流方向の波数  $= 2\pi f / U$  ( $f$ :周波数)
- $L$  : 主噴流用円柱状ノズルの幅
- $P$  : 主流方向変動速度の確率密度関数
- $Q_c/Q_o$  : 無次元制御流量 (制御流れの流出流量  $Q_c$  と主噴流の流出流量  $Q_o$  との比)
- $R$  : 主流方向変動速度の自己相関係数
- $R_{11}$  : 2点の主流方向変動速度間の相互相関係数
- $S$  : 主流方向変動速度の歪み度
- $u$  : 主流方向変動速度
- $u'$  :  $u$  の rms 値
- $U$  : 主流方向の時間平均速度
- $U_m$  : 速度  $U$  の  $y$  方向分布における最大値
- $x, y, z$  : 円柱状ノズルから噴流の最大速度線に沿った方向, これに垂直な方



向および周方向

$\Delta y, \Delta z$  :  $y, z$  方向への 2 点間の距離

$\theta$  : 噴流の偏向角 (最大速度線 [ $x$  軸] と水平面とのなす角)

$\tau$  : 時間遅れ

### 3・2 実験装置および実験方法

本章における流れ場の概要と座標系, さらに実験装置は前章 (第 2 章) と同様であり, ノズルの形状, 寸法およびノズル流出速度  $U_0$  も同じとした (ノズルレイノルズ数  $Re = U_0 L / \nu \approx 1.6 \times 10^4$  に対応). なお, 本研究では, 衝突のない放射状自由噴流の乱流構造が, 衝突により偏向することでどのように変化するかを明らかにするため, 種々の衝突条件のなかでも特に, 比較的偏向角が大きく, 平均速度・乱れ強さへの影響が明瞭に現れ, 実験時の流れも安定した衝突条件 (ノズル間距離  $h/L=4$ , 無次元制御流量  $Q_c/Q_0=0.6$  で噴流偏向角  $\theta=19^\circ$  となる) における偏向噴流を代表とし, この偏向噴流と自由噴流の測定結果について示す.

噴流内の速度は, 受感部長さ 1 mm, 直径 5  $\mu$ m のタングステン線を熱線とする I 形熱線プローブにて測定され, 直線化された流速計出力を A-D 変換 (分解能: 12bit, サンプリング周波数: 20kHz, 観測時間: 12s) してパーソナルコンピュータに取り込み, 演算処理された. なお, スペクトル解析は, 取り込まれたデータを FFT 法にて 4096 点のデータ解析とアンサンブル平均することによりなされた.

また, 2 点の速度の同時測定は, 上述と同形状の 2 本の I 形熱線プローブをそれぞれ独立して移動可能な送り装置に取り付け, 一方のプローブを基準となる位置に配置し, 他方のプローブを  $y, z$  方向に移動し, 同様な処理を施すことによりなされた.

### 3・3 実験結果および考察

#### 3・3・1 変動速度の確率密度

まず，変動速度の統計的性質として，確率分布について調べる．図3-1は，噴流軸 ( $y/b_{1/2}=0$ ) 上における主流方向変動速度の確率密度関数の分布を示す．本研究においては，確率密度関数は，時々刻々と変化する速度が，ある値になる時間の計測時間に対する割合を意味する．図中の実線は偏向のない放射状自由噴流の分布を，破線は本実験条件における偏向噴流の分布を示し，細線は正規分布を示す．図より，ノズルに近い領域 ( $x/L \leq 5$ ) においては，偏向噴流の確率密度の最大値は，自由噴流の場合に比べ変動速度の正側に偏り，分布の裾は負側に広がる傾向を示すだけでなく， $x/L=5$  の位置の偏向噴流の確率密度は，変動速度の負側にも極値を持つような分布形状を示す．このことから，偏向噴流の変動速度は自由噴流に比べ，より高速な流体の割合が多く，2つの噴流が衝突した直後 ( $x/L=3$ ) に間欠的に現れていた低速流は， $x/L=5$  でその割合を増すことが分かる．しかしながら，下流 ( $x/L=10$ ) においては，衝突の有無にかかわらず確率密度関数の分布には自由噴流との差は見られず，いずれの場合も正規分布に近い分布を示すが，さらに下流 ( $x/L=30$ ) に進むと，頂点がやや負側に偏る傾向を示し，低速流の割合が徐々に増す．

図3-2，3-3は，それぞれ噴流内の各断面における変動速度  $u$  の歪み度および平坦度の分布を示す．各図の白抜き印は偏向のない自由噴流の分布を，黒塗り印は偏向噴流の分布を示し，実線はそれぞれ正規分布の値  $S=0$  と  $F=3$  を示す．歪み度・平坦度は，それぞれ変動速度の3次・4次のモーメントの度合いを表し，平均値を“ $\langle \rangle$ ”にて記すと，

$$S = \langle u^3 \rangle / u^3, F = \langle u^4 \rangle / u^4 \quad \dots \quad (3-1)$$

と書ける．

図3-2より，歪み度は，自由噴流の場合，いずれの断面においても噴流軸に対して対称な分布を示すが，偏向噴流の場合にはノズルに近い領域 ( $x/L \leq 5$ ) に

において、噴流軸に対して対称な分布とはならず、特に衝突側 ( $y/b_{1/2} < 0$ ) で複数の変曲点を持つ分布を示す。一般に歪み度は、確率密度関数分布の頂点の偏りを表す指標となる<sup>(105)</sup>のものであり、頂点は、 $S < 0$  で正規分布より正側に、 $S > 0$  で負側に偏ることから、自由噴流に比べて偏向噴流の場合には、ノズル近くの衝突側で、高速流の割合が多い領域と低速流の割合が多い領域が存在し、噴流軸近傍で遅い流れが、その外側で速い流れが間欠的に現れていることが分かる。これは、制御流れとの衝突により主噴流が偏向する際、ノズルの近傍では2つの噴流がひとつに合流する途中であり、上側の主噴流は押し上げられることにより主噴流のみの場合に比べ加速され、下側の環状噴流は逆に衝突のない場合の環状噴流に比べて減速されることによるものと考えられる。しかし、流れが下流に進むに従いひとつの偏向した噴流として流れるため、衝突の影響は現れなくなり、 $x/L \geq 10$  の領域においては、偏向噴流の場合も自由噴流と同様に噴流軸に対して対称で相似な歪み度の分布を示し、衝突による差異はほとんど見られなくなる。

また、図3-3の平坦度は、自由噴流の場合には、噴流軸に対して対称な分布を示すのに対して、偏向噴流の場合には、 $x/L \geq 10$  の下流では差は少なくなるが、ノズルに近い領域 ( $x/L \leq 5$ ) の衝突側において異なり、歪み度の分布で見られた極値を示す領域で平坦度が大きくなる。平坦度は、確率密度関数分布の頂点の丸みを示す指標となり、 $F > 3$  で正規分布より頂点が尖り、 $F < 3$  で頂点がなだらかになることから、偏向噴流においては、前述の結果と併せて、噴流軸近傍で自由噴流に比べて、時間平均速度より速い流れの発生頻度が高く、この流れを中心にやや整流されたように見え、減速流が間欠的に現れ、その外側では逆に増速流が間欠的になっていることが分かる。

### 3・3・2 パワースペクトルおよび自己相関

図3-4は、各断面における主流方向変動速度のパワースペクトルの空間的な変化の様子を示す。各図の縦軸は、テイラーの凍結乱流の仮説に基づく波数  $k$  を示し、図中の色の違いは、図上部に示すように、変動速度の一次元パワースペク

トルを各点における乱れエネルギーの主流方向成分で正規化した値を示す。図より、左側に示す自由噴流の場合には、いずれの断面においてもパワースペクトルは噴流軸に対して対称な分布を示し、下流に進むにつれて高波数領域のエネルギー密度が減少する。しかし、右側に示す偏向噴流では、ノズルに近い領域 ( $x/L \leq 5$ ) において、パワースペクトルは噴流軸に対して対称とはならず、衝突側、非衝突側ともに自由噴流の場合とは異なり、特に衝突側での低波数領域のエネルギー密度が高く、高波数域の密度が低くなる。このことから、2つの噴流が衝突することにより、スケールの大きな乱流成分が相対的に増加することが分かる。また、下流 ( $x/L \geq 10$ ) においては、噴流軸に対して対称なスペクトル分布となるが、各断面内で低波数領域のエネルギー密度が依然高い傾向にあり、大渦構造が下流まで残っている様子が見られる。

さらに、図3-5は噴流中心軸上における変動速度  $u$  の自己相関係数  $R$  の下流方向への変化を示す。ここで、横軸は時間遅れ  $\tau$  をその位置における時間平均速度  $U$  と主流方向距離  $x$  で無次元化した値を示し、実線は自由噴流の場合を、破線は偏向噴流の結果を示す。図より、自由噴流においては、ノズルの近傍を除いて、相関係数は無次元時間  $\tau U/x$  の増加とともに単調に減少するが、 $x/L=3$  の位置では、無次元時間の増加に伴って相関係数が負の値から正の値に変化しながら減少する。このことから、自由噴流の場合、ノズル近くでは、比較的周期性のある速度変動が存在し、図3-4のパワースペクトル分布において見られた特定の波数域で乱れエネルギーが卓越する現象と対応することが分かる。これは、円形噴流などの他の噴流にも見られるように<sup>(20), (39), (44)</sup>、主噴流ノズル出口の上下で剥離するせん断層の不安定性により生じる周期的な変動(渦)が、ノズル中心付近にて干渉しあうことによるものと考えられる。これに対して、偏向噴流においては、相関係数はいずれの位置でも  $\tau U/x$  の増加とともにほぼ単調に減少するが、ノズルに近いほど  $R$  の値が零になる無次元時間は長くなる。このことから、偏向噴流では、自由噴流のような周期性のある変動は見られなくなるが、大渦のスケール(積分スケール)が大きくなることが分かる。

### 3・3・3 変動速度の2点相関

つづいて、自由噴流と偏向噴流の乱流構造の時空間的な広がりの違いを明らかにするため、変動速度  $u$  の2点相互相関を調べる。流れに垂直な方向への2点の時空間相関係数は、任意の2点における変動速度をそれぞれ  $u_1$ ,  $u_2$ , 時間遅れを  $\tau$  とすると、次式にて定義される。

$$R_{11}(\tau) = \frac{\overline{u_1(t)u_2(t+\tau)}}{u_1' u_2'} \quad \dots \quad (3-2)$$

ここで、“ $\overline{\quad}$ ” は時間平均を、“ $'$ ” は rms 値を示す。

図3-6, 3-7は、相互相関の一例として、 $x/L=3$ の断面において、それぞれ  $y/b_{1/2}=0$ を基準位置とした場合の  $y$  方向および  $z$  方向への変動速度  $u$  の時空間相関分布を示す。図3-6より、実線にて示す自由噴流においては、基準点のごく近傍の領域 ( $|\Delta y/b_{1/2}| \leq 0.05$ ) で、非常に小さな正の時間遅れを示す時間を中心として相関が高く、その前後の時間に負の相関を示すことから、3・3・2項の自己相関にて見られた結果と関連して、比較的周期性のある速度変動が存在し、 $y$  方向の空間内で、乱流における小さなスケールの変動に比べると大きい。偏向噴流の場合に比べると小さな渦構造の存在が推察される。ところが、破線にて示す偏向噴流においては、基準点近傍で相関が高く、相関を持つ時間が自由噴流に比べて長いだけでなく、基準点からやや離れた領域 ( $0.5 \leq |\Delta y/b_{1/2}| \leq 2$ ) で負の相関を示し、その時間も長い。このことから、偏向噴流では際立った周期性は見られないものの、自由噴流に比べて大きなスケールの変動速度場が現れてくることが考えられる。

また図3-7より、 $z$  方向への時空間相関係数の分布は、どちらの噴流についても  $\tau=0$  に対して対称となるが、自由噴流では、 $y$  方向への相関と同様に  $\tau=0$  の前後の時間で負の相関を持ち、このことから、周期性のある渦構造の存在が見受けられる。一方、偏向噴流では基準点の近傍で相関が高く、相関がある時間が自由噴流に比べて長い。

図3-8, 3-9は、それぞれ  $y/b_{1/2}=0$ を基準位置とし、時間遅れを零とした

場合の  $y$  方向および  $z$  方向への変動速度  $u$  の 2 点相関の下流方向への変化を示す。なお、測定の都合上、各断面における 2 点間の最小距離は 0.2mm とした。図 3-8 より、自由噴流の場合、相関係数は、いずれの断面においても噴流中心軸に対して対称な分布を示し、2 点間の距離が大きくなるに従って単調に減少し、その後零になる。これに対し、偏向噴流の場合には、ノズルに近い領域において、噴流中心軸に対して対称な分布とはならないだけでなく、衝突側、非衝突側の両側の比較的広い領域で、相関係数が負の値を示し、その後零へと変化する。このことから、前述の時空間相関の結果と併せて、制御流れとの衝突により偏向することで、自由噴流で見られた比較的周期性のある小さなスケールの速度変動が見られなくなり、これに代わって明確な周期性はあまりないが、 $y$  方向の空間内で符号の異なる速度変動を伴った大きな速度場が支配的になることが分かる。また、流れが下流に進むにつれて、自由噴流と偏向噴流の分布間の差は少なくなり、流れが徐々に類似の構造になっていく様子は見られるが、かなり下流まで差があることも分かる。

図 3-9 の  $z$  方向への 2 点相関係数の分布より、相関係数が零になる距離は、ノズルの近傍 ( $x/L=3$ ) においては、自由噴流の場合にやや長いですが、それ以降の発達領域では、偏向噴流の場合に長くなり、周方向 ( $z$  方向) にも長く連なった構造を持つようになることが分かる。これは、 $y$  方向に生じた大きな渦構造が周方向にも広がっていることによるものと考えられる。

最後に、これまでの結果より、偏向噴流においては、制御流れが衝突するノズル近傍で、自由噴流とは異なる大きな渦構造が現れると推察されるため、2 点間の瞬時変動速度のフーリエ変換から求めたクロススペクトルについて調べる。クロススペクトルは、一般に複素数であるため、現象の把握・記述に不便であるので、ここではコヒーレンスについて調べる。コヒーレンスは、任意の 2 点における変動速度をそれぞれ  $u_1$ ,  $u_2$ , 周波数を  $f$  とすると、次式にて定義される<sup>(106)</sup>。

$$\text{coh}^2(f) = \frac{|S_{u_1 u_2}(f)|^2}{S_{u_1 u_1}(f) S_{u_2 u_2}(f)} \quad \dots \quad (3-3)$$

ここで、 $S_{u_1 u_2}(f)$  はクロススペクトルを、 $S_{u_1 u_1}(f)$ 、 $S_{u_2 u_2}(f)$  はそれぞれ  $u_1$ 、 $u_2$  のスペクトルを表す。なお、コヒーレンスの平方根  $\text{coh}(f)$  は、二信号のフーリエ周波数成分の相互相関係数と解釈できるため、本報告では、式 (3-3) の平方根をあらためてコヒーレンスと呼ぶ。

図 3-10、3-11 は、空間内における代表として、 $y/b_{1/2}=0$  を基準位置とし、2点間の距離をそれぞれ  $\Delta y/b_{1/2}=-0.5$ 、 $\Delta z/x=0.1$  とした場合のコヒーレンスの下流方向への変化を示す。図の横軸は、流れ構造が2点の時間平均速度の平均  $(U_1+U_2)/2$  にて下流に移流するとした場合のテイラーの仮説に基づく波数  $k$  を示す。図 3-10 より、 $y$  方向への2点間の変動速度のコヒーレンスは、自由噴流ではいずれの断面においてもほぼ一定で、特定の波数領域の相関が高くなる様子は見られないが、偏向噴流の場合には、ノズルに近い領域ほど、低波数域の相関が高く、周波数の低い大きな流れの構造が現れていることを示している。しかしながら、特定の波数でコヒーレンスが卓越するような現象は見られないため、周期性すなわち明らかな渦スケールがあるわけではないことも分かる。

また、図 3-11 より、 $z$  方向への2点間の変動速度のコヒーレンスは、自由噴流の場合、ノズルの近く ( $x/L=3$ ) で高波数域の相関が高く、小さな渦構造が周方向にも連なっている様子が見られるが、すぐにこの構造は消滅し、その後の下流ではどの断面においてもほぼ一定の値を示す。これに対し、偏向噴流の場合には、 $y$  方向の場合ほど顕著ではないが、ノズルに近い領域で、低波数域での相関がやや高い傾向にあり、大渦構造が自由噴流の場合に比べて長く、下流域まで維持され、周方向に連なっていることが分かる。

### 3・4 結 言

放射状自由噴流に制御流れを衝突させた偏向噴流の乱流構造が，自由噴流の構造に対してどのように変化するかを実験的に調べ，以下の結果を得た．

- (1) 主流方向変動速度の確率密度関数分布の測定より，偏向噴流においては，制御流れとの衝突直後の領域の衝突側で速度変動の分布頻度が変化し，高速流体および低速流体の割合が増加する領域が現れることが確認された．
- (2) パワースペクトルおよび自己相関の測定から，ノズル出口のごく近傍において，自由噴流では比較的周期性の高くスケールの小さな速度変動が存在する様子が見られたが，偏向噴流ではその変動は減衰し，大きな乱流構造が支配的になる．
- (3) 変動速度の2点相関から，ノズル出口のごく近傍において，自由噴流では比較的周期的な小さな渦構造が見られるのに対し，偏向噴流では，噴流の発達過程において，周期性は少ないが比較的大きなスケールの乱れ特性を持つ速度場が現れる．



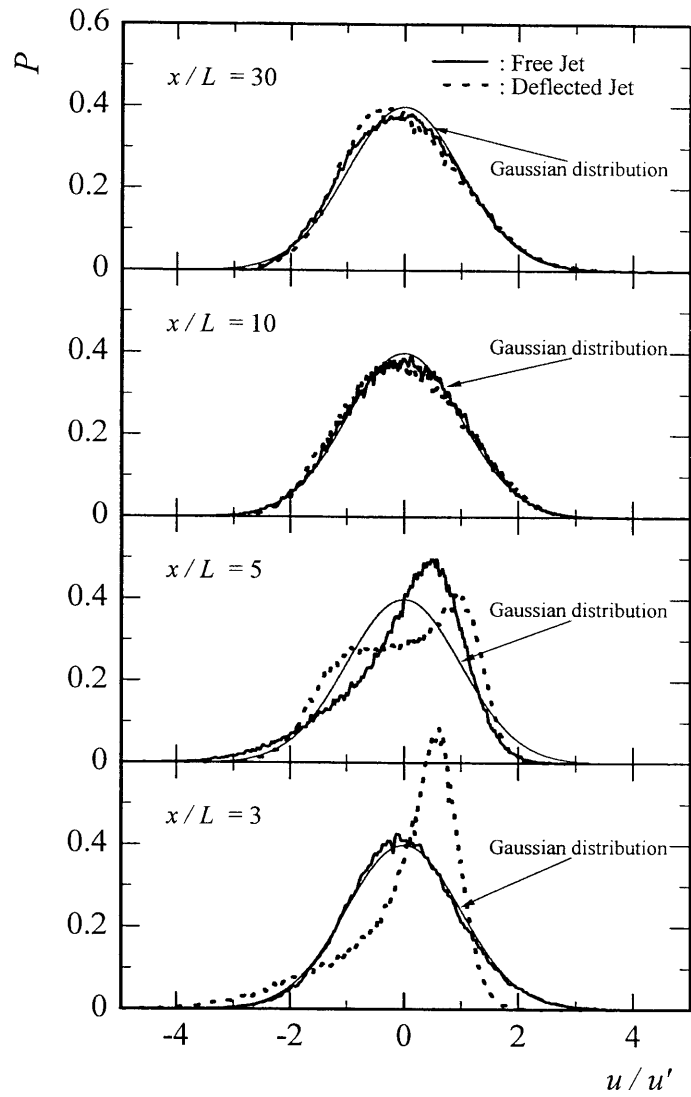


Fig.3-1 Probability density function  
 ( $y/b_{1/2} = 0$ )

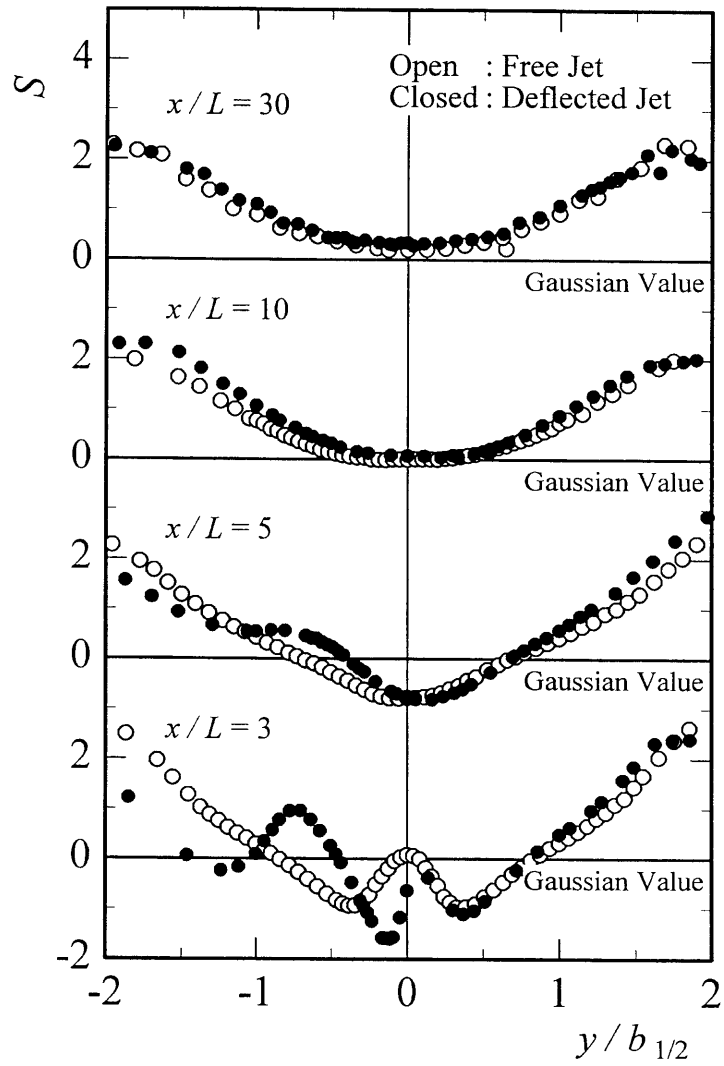


Fig.3-2 Skewness factor

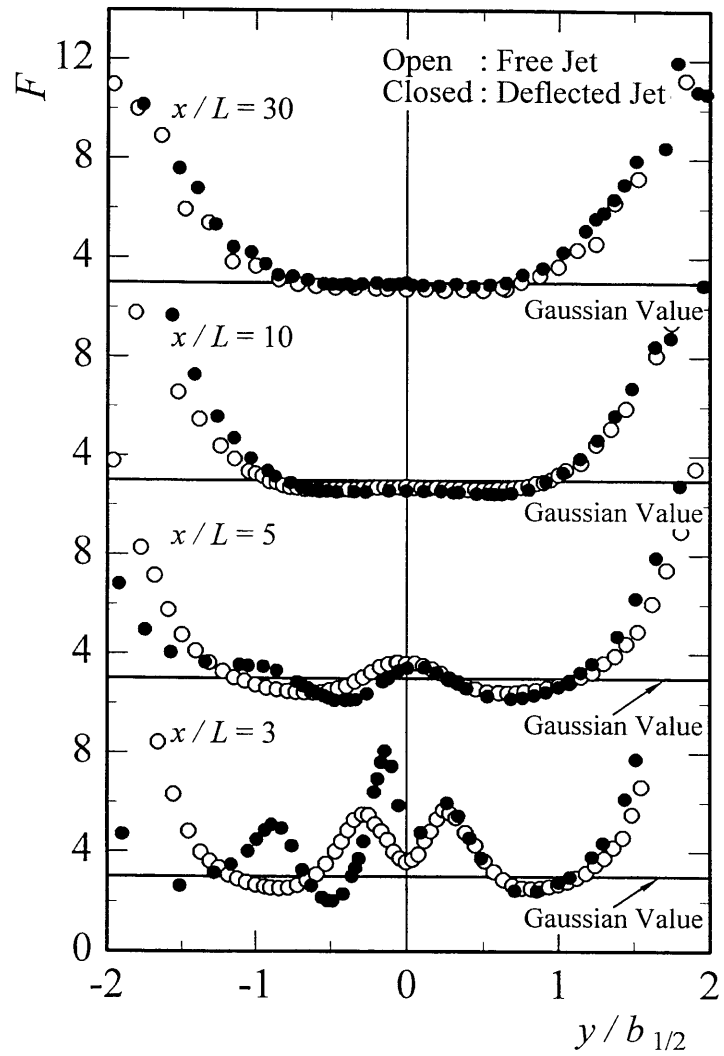


Fig.3-3 Flatness factor

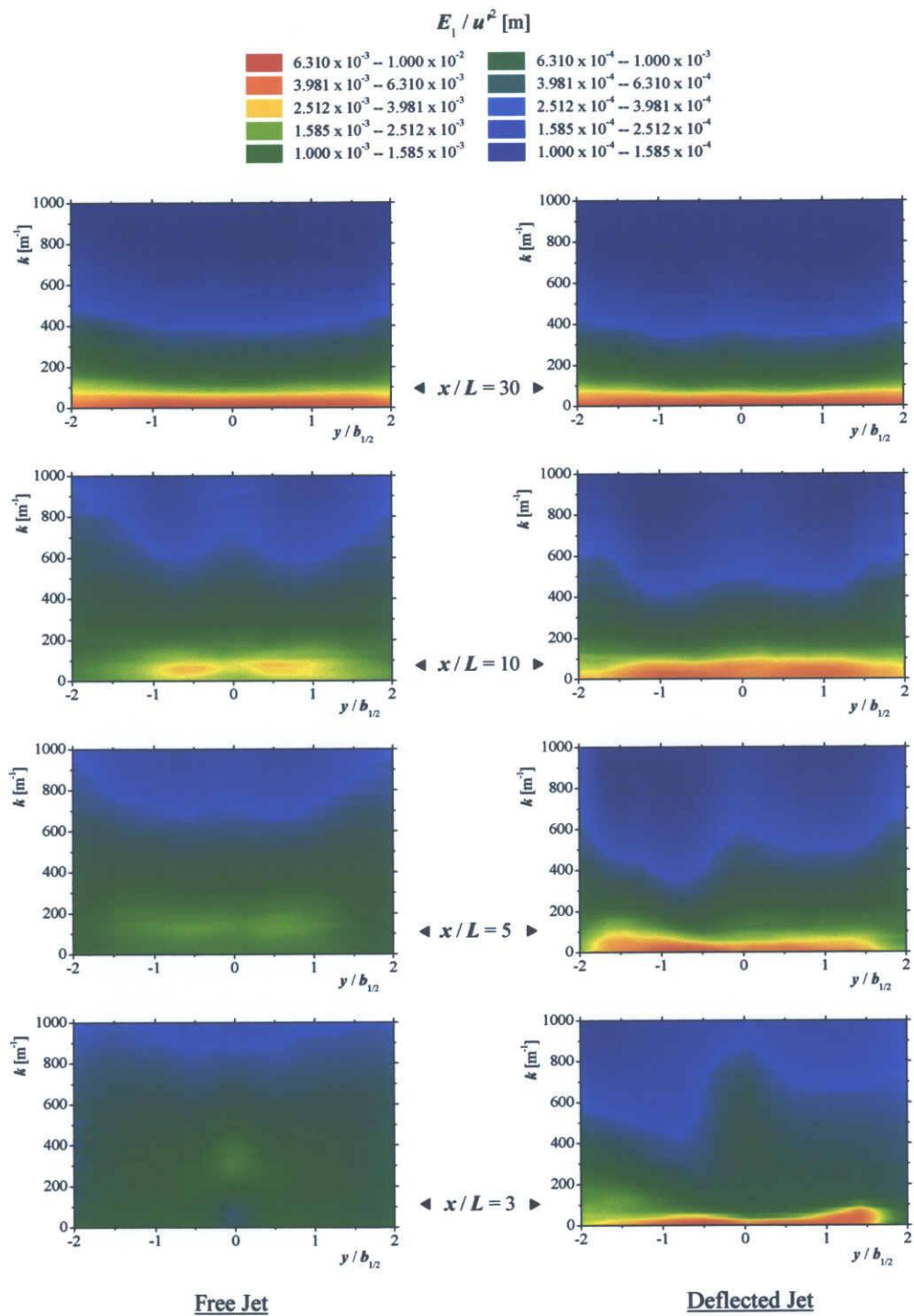


Fig.3-4 Power spectra contours

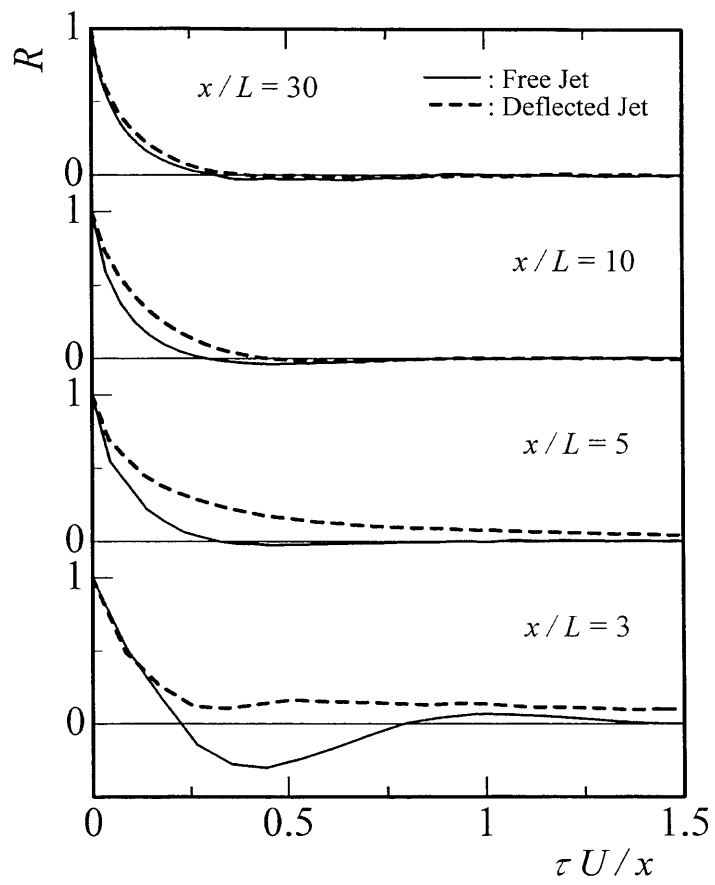


Fig.3-5 Autocorrelation coefficients  
 ( $y/b_{1/2} = 0$ )

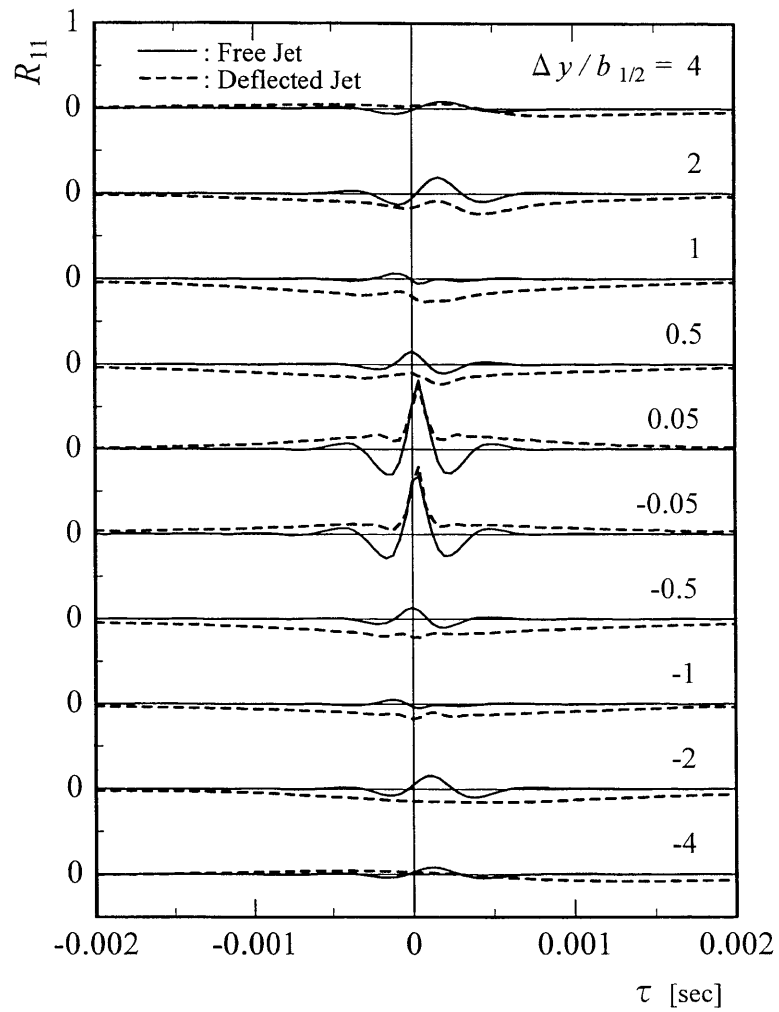


Fig.3-6 Time-space correlation in the  $y$ -direction  
 $(x/L=3, \Delta z/x=0)$

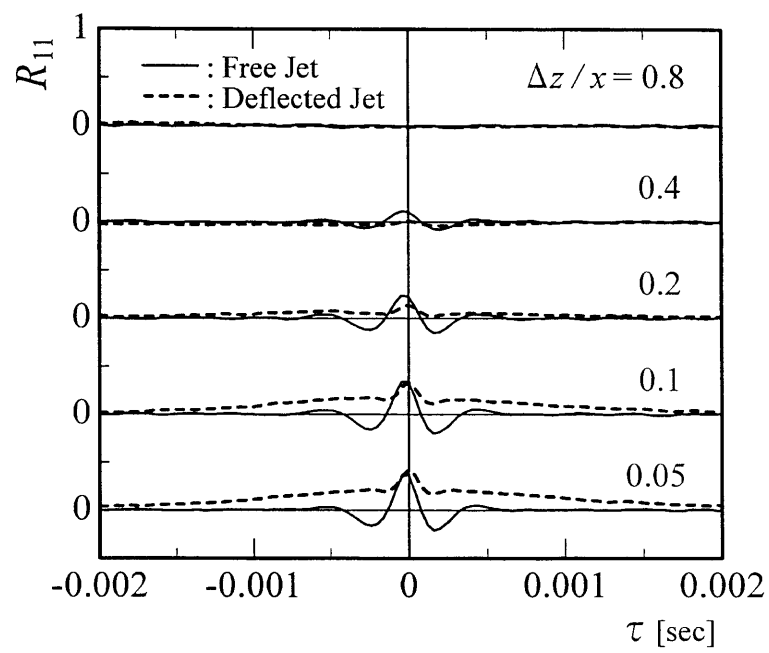


Fig.3-7 Time-space correlation in the z-direction  
 ( $x/L = 3$ ,  $\Delta y / b_{1/2} = 0$ )

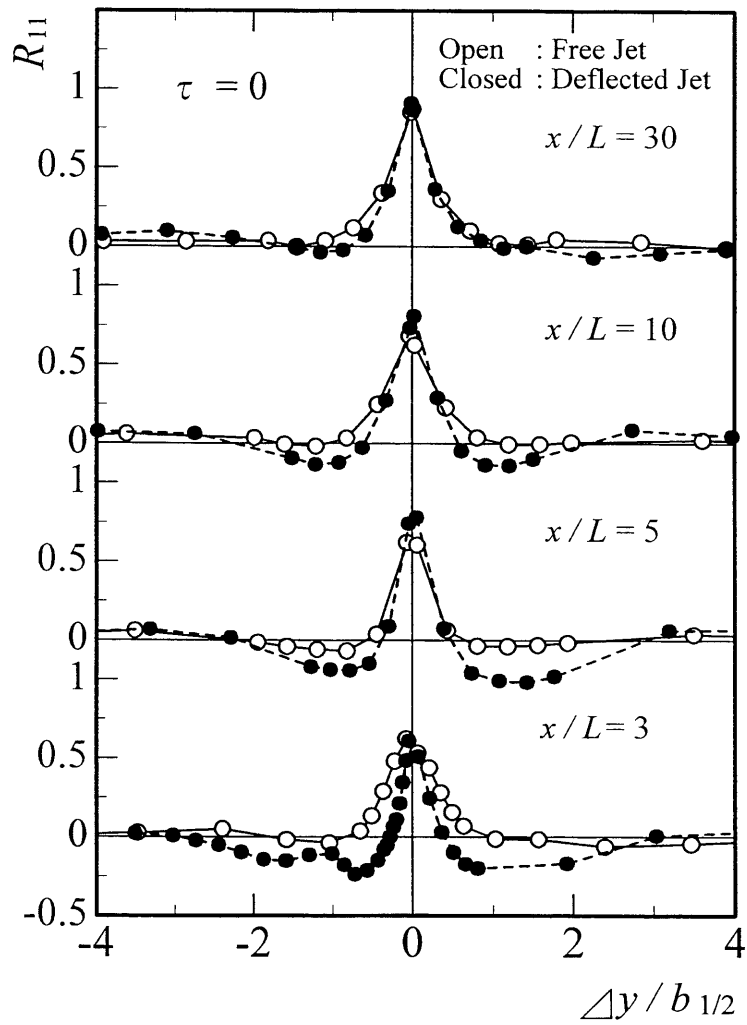


Fig.3-8 Two point correlation in the  $y$ -direction  
 (  $\Delta z / x = 0$  )



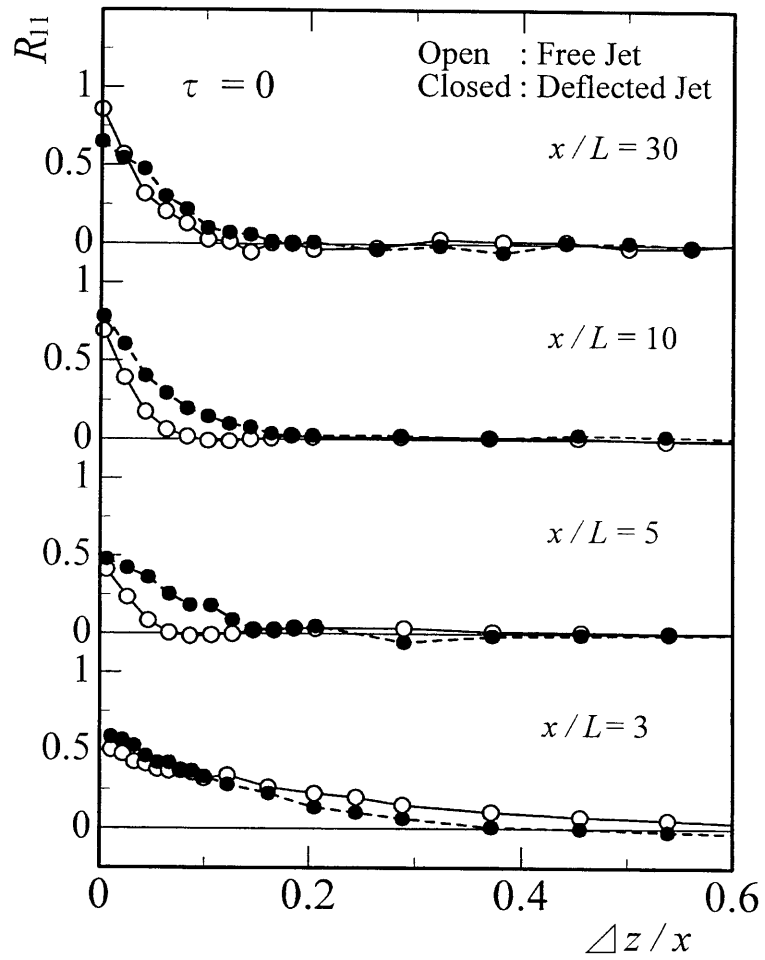


Fig.3-9 Two point correlation in the z-direction  
 ( $\Delta y/b_{12} = 0$ )

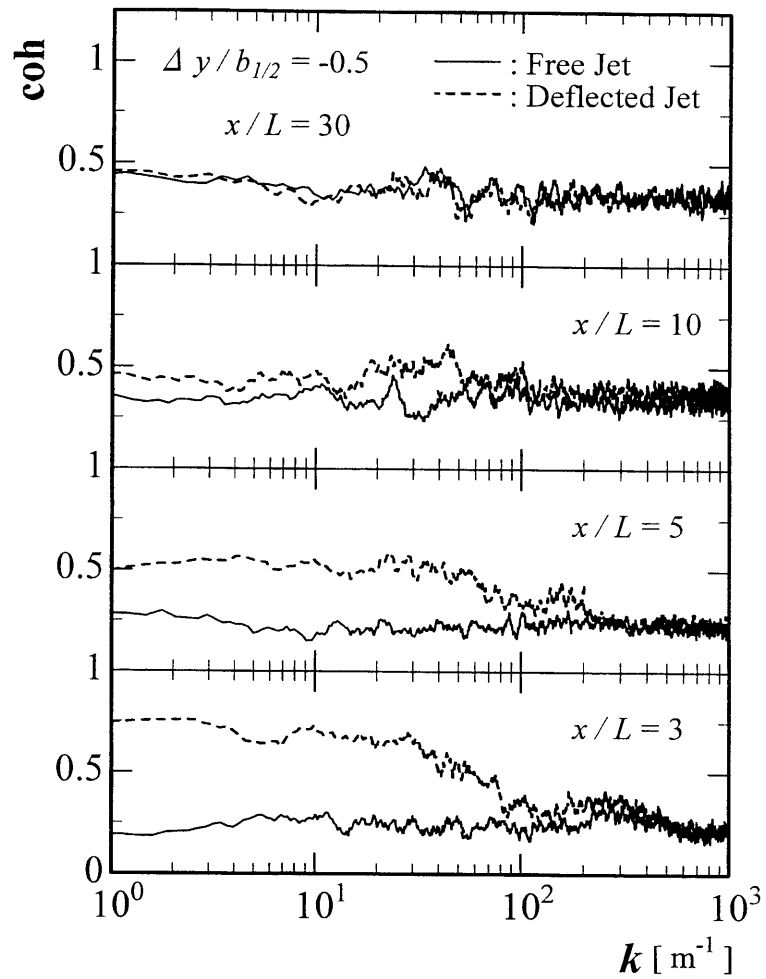


Fig.3-10 Coherence in the  $y$ -direction  
 ( $\Delta z/x = 0$ )

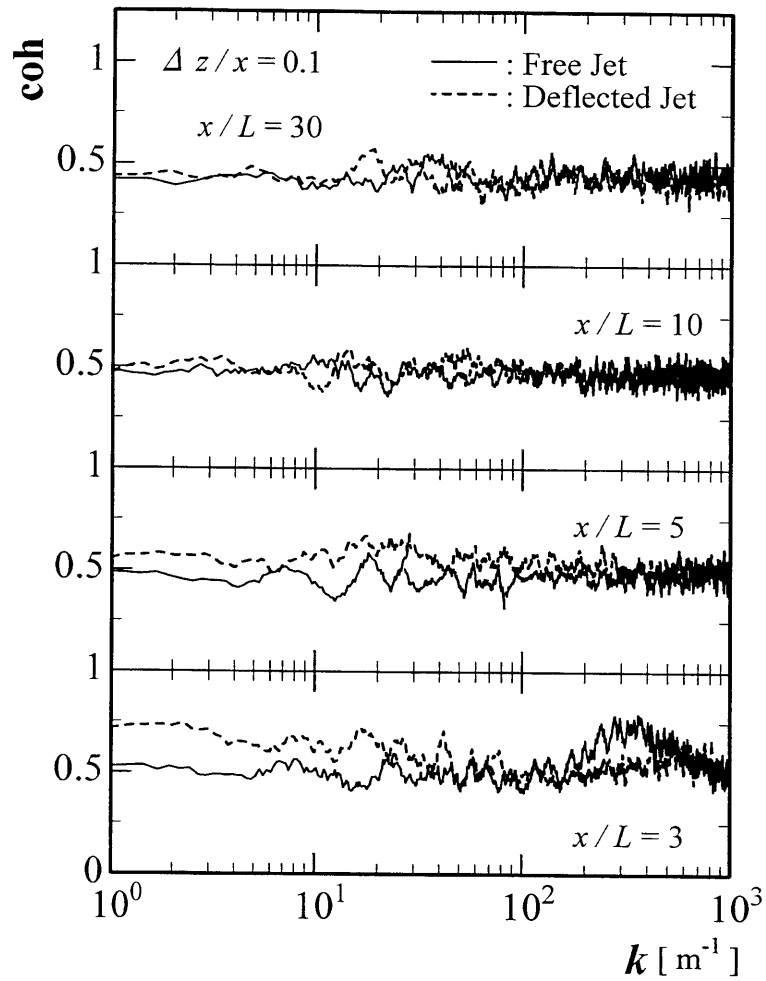


Fig.3-11 Coherence in the  $z$ -direction  
 ( $\Delta y / b_{1/2} = 0$ )

## 第4章 側壁面への再付着と平均流特性 <sup>(107), (108)</sup>

### 4・1 緒言

本章では、円柱状ノズルと平行にステップ状に側壁面を設置した場合の放射状噴流に関して、制御運動量とオフセット距離が、噴流の側壁面への再付着特性に及ぼす影響について、平均流の立場から実験的に調べる。

ノズルに平行にオフセット状態にして置かれた側壁面に沿って噴流が流出すると、噴流はいわゆるコアンダ効果により側壁面側にわん曲し、側壁面に再付着する。この現象については、これまで二次元付着噴流に対して多くの研究がなされてきた。

Bourque & Newman <sup>(71)</sup>, さらに Sawyer <sup>(72), (73)</sup> は、オフセット距離と壁面圧力分布および再付着位置との関係を調べ、再循環流内において一定の圧力を仮定することにより、噴流中心軸の曲率半径は一定となることを示した。また、Lund <sup>(81)</sup> は、広範囲にわたるオフセット距離に対する再付着距離の変化を調べ、Pelfrey & Liburdy <sup>(82), (83)</sup> および Nasr & Lai <sup>(84), (85)</sup> は、レーザースピードメータによる速度測定を行い、再循環流領域を含む再付着位置上流の平均速度場と変動強度およびレイノルズせん断応力の分布を明らかにした。

ところで、主噴流の偏向は、第2章にて示したように、ノズル出口での条件により支配されるが、偏向した後の側壁面側へのわん曲および側壁面への再付着現象は、非側壁面側の大気圧と、主噴流と側壁面との間に形成される再循環流領域内の圧力との差により影響を受ける。したがって、特に主噴流のわん曲状態は再循環流領域の大きさとその領域内の圧力に密接な関係がある。

そこで、本章においては、ステップ高さ  $H/L$  (再循環流領域の幾何学的大きさを規定する) および無次元制御流量  $Q_c/Q_0$  (再循環流領域内の圧力に関係し、したがって、その領域の大きさにも関係する) をパラメータとし、これらをもとにして無次元制御運動量  $J_c/J_0$  を変化させ、これらと噴流の再付着位置との関係を明

らかにし，流れ場の平均流特性を調べた．さらに，再循環流領域内の圧力を代表する値として，平均側壁面静圧 および 再循環流領域内の平均静圧を考え，これらの値とわん曲する主噴流の噴流軸線の曲率半径および主噴流の側壁面への再付着位置との間の関係を求めた．

#### 第 4 章の主な記号（図 4 - 1 参照）

- $b_{1/2}$  : 噴流の半値半幅 ( $y$  方向速度分布において最大速度  $U_m$  を示す点と  $U/U_m=0.5$  を示す点との間の距離)
- $C_p$  : 圧力係数 =  $(p - p_a) / (1/2)\rho U_0^2$
- $\overline{C_p}$  : 再循環流領域内の平均静圧に関する圧力係数 [式 (4 - 4)]
- $\overline{C_{pw}}$  : 平均側壁面静圧に関する圧力係数 [式 (4 - 2)]
- $D$  : 主噴流用円柱状ノズルの外径
- $h$  : ノズル間距離 (制御流れ用環状ノズル出口面と主噴流用円柱状ノズル中央面との距離)
- $H$  : ステップ高さ (側壁面と主噴流用円柱状ノズル中央面との距離)
- $J_c/J_o$  : 無次元制御運動量 (制御流れの流出運動量  $J_c$  と主噴流の流出運動量  $J_o$  との比)
- $L$  : 主噴流用円柱状ノズルの幅
- $p, p_a$  : 噴流内の静圧, 大気圧
- $p_w$  : 側壁面上の静圧
- $\overline{p}$  : 再循環流領域内の平均静圧 [式 (4 - 3)]
- $\overline{p_w}$  : 平均側壁面静圧 [式 (4 - 1)]
- $Q$  : 任意の断面における噴流の流量
- $Q_c/Q_o$  : 無次元制御流量 (制御流れの流出流量  $Q_c$  と主噴流の流出流量  $Q_o$  の比)
- $r$  : 円柱状ノズルの中心軸からの半径方向距離
- $R$  : 再循環流領域内の最大負圧点を曲率中心とした噴流軸線の曲率半径

- $R'$  : 円弧とみなした噴流軸線の曲率半径  
 $T$  : 制御流れ用環状ノズルの幅  
 $U$  :  $x$  方向速度成分の時間平均値  
 $U_o$  : 主噴流ノズル出口の流出速度  
 $U_m$  : 速度  $u$  の  $y$  方向分布における最大値  
 $V$  : 再循環流領域の体積  
 $x$  : 円柱状ノズル出口からの半径方向距離  
 $x_R$  : 側壁面への再付着位置を示す  $x$  座標 (側壁面静圧が最大となる位置)  
 $y$  : 側壁面からの垂直方向距離  
 $y_m$  : 主噴流ノズル中央面から噴流の最大速度  $U_m$  の位置までの垂直距離  
 $\phi$  : 流れ関数 =  $Q / Q_o$

#### 4・2 実験装置および実験方法

図 4-1 は、本実験における流れ場の概要と座標系を示す。実験装置は第 2、3 章と同じものを使用したため、その詳細は省略するが、円柱状ノズル面と平行にオフセット状態にしてアクリル製の平板 (直径 900mm) を設置し、この平板を上下に移動させることにより、ステップ高さを変化させた。また、制御流れのノズル幅、ノズル間距離およびステップ高さの組み合わせにより、所定の制御流れ用環状ノズルを設置した。

噴流内の速度の測定には、I 形熱線プローブ (熱線の受感部は、直径  $5\mu\text{m}$ 、長さ 1mm のタングステン線よりなる) と定温度形熱線流速計により測定した。ただし、逆流を伴うと予想される領域内の測定には、2 本の I 形熱線プローブを平行 (2 本の熱線間隔は 1mm) に設置したタンデム形熱線プローブ<sup>(109)</sup> を併用した。

側壁面上の静圧はピトー静圧管 (外径 1mm) により、また、噴流内の静圧は円板形静圧孔<sup>(110)</sup> (外径 20mm、孔径 0.5mm) により測定した。ただし、空間的制限を受ける領域 (特に側壁面近くの領域) における静圧は、ピトー静圧管およ

び半円板形静圧孔（孔径 0.5mm）を併用して測定した。静圧と大気圧との差は、アナログ電子マノメータ（豊田工機製 AA2460）により測定した。

なお、主噴流用円柱状ノズルの外径  $D$  と幅  $L$ 、およびノズル流出速度  $U_0$  は、それぞれ前章までと同様に一定とした（ノズルレイノルズ数  $Re = U_0 L / \nu \doteq 1.6 \times 10^4$  に対応する）。また、制御流れにおいては、ノズル幅  $T$  を 2 ～ 6 mm（ $T/D \doteq 0.022 \sim 0.067$  に対応）、ノズル間距離  $h/L$  を 1 ～ 6、無次元制御流量  $Q_c/Q_0$  を 0 ～ 0.6 に変化させ、これらの組合せによる無次元制御運動量  $J_c/J_0$  を 0 ～ 0.8 に変化させた。また、ステップ高さ  $H/L$  は 4 ～ 8 の範囲で設定した。

### 4・3 実験結果および考察

#### 4・3・1 噴流の側壁面への再付着現象

図 4-2 は、制御流れのない場合（ $Q_c/Q_0=0$ ）におけるステップ高さ  $H/L$  の変化に対する側壁面近傍（側壁面上の  $y=0.2\text{mm}$  の位置）の速度  $U/U_0$  の下流方向変化を示す。主噴流が側壁面に再付着する位置では、側壁面近傍の速度の  $x$  方向成分は零となる。すなわち、図における  $U/U_0=0$  を示す  $x$  座標の位置（順流域と逆流域との境界）は噴流の側壁面への再付着位置である。この噴流の側壁面への再付着位置より上流側では、側壁面近傍の速度は負であり、ここでは流れが逆流となっている。

図 4-3 は、各ステップ高さ  $H/L$  に対する側壁面上の静圧  $C_{pw}$  の下流方向変化を示す。図 4-2 において側壁面近傍の速度が零になる位置では、噴流のもつ速度エネルギーは静圧に変化するため、そこでは静圧は最大値をとることが予想される。本実験では、図 4-2 の側壁面近傍の速度が零となる位置と図 4-3 の側壁面上の静圧が最大となる位置とはほぼ一致しており、この位置を側壁面への再付着位置  $x_R$  と定義する。

図 4-4 は、ステップ高さが  $H/L=4$  の場合における制御流れのノズル幅  $T$  に対する側壁面への再付着位置  $x_R/L$  と無次元制御流量  $Q_c/Q_0$  の関係を示す。各ノズル幅  $T$  に応じて異なるものの、再付着位置  $x_R/L$  は無次元制御流量の増加に伴っ

て曲線的に増加する。

図 4-5 は、ステップ高さが  $H/L=4, 6, 8$  における各ノズル幅  $T$  に対する側壁面への再付着位置と各ノズル出口の速度・圧力の実測値から第 2 章にて示した式 (2-2), (2-3) を適用して求めた無次元制御運動量の関係を示す。各ステップ高さにおいて、ノズル幅  $T$  にかかわらず、側壁面への再付着位置は無次元制御運動量の増加とともに直線的に増加する。また、同じ無次元制御運動量でも、ステップ高さが増加するにつれて再付着位置は下流側へ移動する。これは、ステップ高さの増加により噴流と側壁面とで囲まれた領域が大きくなり、いわゆるコアンダ効果の作用が減少するために噴流のわん曲が緩やかになることによる。

以上より、主噴流の側壁面への再付着位置  $x_R/L$  は、制御流れのノズル幅、無次元制御流量、およびノズル間距離を組合せた無次元制御運動量  $J_c/J_0$  とステップ高さ  $H/L$  によって一意的に決定されることになる。

#### 4・3・2 再付着噴流の平均特性

本項では、流れ場全体の平均流特性について示す。

図 4-6 は、ステップ高さ  $H/L=4$ 、無次元制御運動量  $J_c/J_0=0.3$  ( $T, Q_c/Q_0$ , および  $h/L$  の組合せにより得られる値) の場合における、各  $x$  断面での時間平均速度  $U/U_0$  の分布の下流方向変化を示す。ここで、図中の破線は各断面における最大速度点を結んだ噴流軸線を、一点鎖線は速度が零になる点をつらねた分割流線を示す。主噴流は、制御流れとの衝突により、 $2 \leq x/L \leq 10$  の領域では上下非対称な形状のまま非側壁面側 ( $y/L > 4$ ) に偏り、その後 ( $10 < x/L < 16$ )、側壁面側 ( $y/L < 4$ ) へわん曲する。また、 $4 \leq x/L \leq 16$  の領域における側壁面近傍では負の速度となっている。そして、 $x/L > 24$  の領域では、噴流は側壁面に沿って流れる放射状壁面噴流となる。

図 4-7 は、図 4-6 の速度分布より求めた流線図を示す。流れ関数  $\psi$  の値は、側壁面 ( $y=0$ ) を基準にとり、速度分布を図式積分することにより求めた。制御流れノズル出口端より発した  $\psi=0$  の流線 (再付着流線) は、ノズル出口近くで



上方へ向いた後、弧を描いて側壁面側へ向かい、 $x/L \doteq 18$  の位置（図中の▲印の位置）で側壁面に到達する。この位置は、図4-5に示した無次元制御運動量と側壁面への再付着位置との関係に一致する。また、再付着流線の内側には、 $\phi < 0$  となる閉じた流線が存在し、ここには逆流を伴った再循環流領域が形成されている。そして、主噴流ノズル上端より伸びる  $\phi = 1.46$  の流線より上方では、 $\phi > 1.46$  の流れ関数が存在し、噴流の誘引作用により流量が増加している。

図4-8は、図4-7と同じ実験条件における噴流内の静圧分布の下流方向変化より求めた等圧線図を示す。図中の▲印の位置は、側壁面上の静圧が最大となる噴流の側壁面への再付着位置を示す。この再付着位置より上流側では、等圧線は非常に密で、圧力こう配は大きく、側壁面への再付着現象により噴流が著しく変化を受けている。また、図4-7の流線図における再循環流領域に対応する部分には閉じた負の等圧線が存在し、それら両者の中心位置はほぼ一致している。

図4-9は、ステップ高さが  $H/L=4$ 、無次元制御運動量が  $J_c/J_0=0.3$  の場合の噴流内の最大速度の下流方向変化を示す。図中には比較のため、放射状自由噴流の結果を破線にて示す。図より、自由噴流の最大速度が下流方向に単調に変化するのに対し、再付着噴流の結果は二つの極値をもつ複雑な変化をすることが分かる。また、制御流れとの衝突の影響により、最大速度の減衰は自由噴流の場合より早く始まり、 $4 < x/L < 16$  の領域で、その変化は大きくなり、噴流は急激に減衰することが分かる。これは、噴流の再付着現象によって噴流の向きが側壁面側へ大きく変わることに起因している。そして、 $20 < x/L < 30$  の領域では、噴流は側壁面に沿って流れ始めるために、見掛け上増速をする。その後、 $x/L > 30$  では噴流は完全に壁面噴流となり、最大速度は下流方向に単調に減少する。

図4-10は図4-9と同じ実験条件における再付着噴流の半値半幅の下流方向変化を示す。側壁面側、非側壁面側の噴流の半値半幅  $b_{1/2}/L$  とも、 $x/L < 10$  の領域ではほぼ直線的に増加するが、側壁面への再付着位置 ( $x/L \doteq 18$ ) に近づくにつれて、急激に増加する。その後、側壁面側の噴流半値半幅は、噴流が側壁面に再付着するために急激に小さな値となり、 $x/L > 30$  の領域では緩やかに下流方向に

増加する（壁面噴流の内層の厚さの変化と同じになる）。一方，非側壁面側の  $b_{1/2}/L$  は， $20 < x/L < 30$  の範囲で一度減少し（図 4-9 において最大速度は増加する）， $x/L > 30$  の領域では，下流方向に直線的に増加する。

なお，図 4-6 から図 4-10 は，ステップ高さ  $H/L=4$ ，無次元制御運動量  $Jc/Jo=0.3$  の場合における結果であるが，本実験の範囲（ $h/L \geq 4$ ， $4 \leq H/L \leq 8$ ， $0.1 \leq Jc/Jo \leq 0.6$ ）においては，同様な傾向の結果が得られた。

#### 4・3・3 再循環流領域内の圧力

図 4-8 に示すように，主噴流と側壁面の間には負の圧力をもつ再循環流領域が存在する。そして，主噴流のわん曲および側壁面への再付着現象は，この再循環流領域の大きさとその領域内の圧力に密接に関係する。一方，再循環流領域の大きさとそこでの圧力は，ステップ高さ  $H/L$  という幾何学的寸法と無次元制御流量  $Qc/Qo$  とに関係すると考えられる。

そこで，再循環流領域内の圧力を代表する値として，

- (1) 側壁面上の負の静圧の平均値（平均側壁面静圧）<sup>(72)</sup> および
- (2) 再循環流領域内の平均静圧

の 2 とおりの平均静圧を考え，これらの値とステップ高さおよび無次元制御流量，あるいは主噴流のわん曲および側壁面への再付着位置との間の関係を求める。

なお，これ以後各種の静圧について述べるが，それらはすべて圧力係数として無次元化した値である。

まず，図 4-3 に示すような側壁面上の静圧  $p_w$  の下流方向変化における負圧の平均値として，以下のような静圧を定義する [以後，この値を平均側壁面静圧とする]。

$$\overline{p_w} = 2\pi \int_{D/2}^{r'} r p_w dr / \pi \{r'^2 - (D/2)^2\} \dots (4-1)$$

$$\overline{C_{pw}} = (\overline{p_w} - p_a) / (1/2) \rho U_0^2 \dots (4-2)$$

ここで， $r'$  は側壁面上の静圧  $p_w$  の変化におけるノズル中心軸 ( $r=0$ ) から大気圧

点（図4-3における $C_{pw}$ が負から正に変化する過程での $C_{pw}=0$ となる点）までの半径方向距離である。

図4-11は、各ステップ高さ $H/L$ における平均側壁面静圧 $\overline{C_{pw}}$ と無次元制御流量 $Qc/Qo$ の関係を示す。無次元制御流量の少ない $Qc/Qo < 0.2$ の場合を除いて、各ステップ高さ $H/L$ について無次元制御流量の増加に伴い平均側壁面静圧 $\overline{C_{pw}}$ は直線的に増加する。また、同じ無次元制御流量においても、ステップ高さが大きくなるにつれ $\overline{C_{pw}}$ は増加する（再循環流領域の幾何学的形状が大きくなるにつれ、再循環流領域内の圧力は高くなり、大気圧に近づく）。

図4-12は、各ステップ高さ $H/L$ における主噴流の側壁面への再付着位置 $x_R/L$ と平均側壁面静圧 $\overline{C_{pw}}$ の関係を示す。ここでの再付着位置は、側壁面上の静圧の最大値を示す位置より求めたものである。図より、ステップ高さの変化にかかわらず、再付着位置 $x_R/L$ と平均側壁面静圧 $\overline{C_{pw}}$ の関係は1本の曲線で表され、 $\overline{C_{pw}}$ の減少に伴い再付着位置は減少することが分かる（再循環流領域内の圧力の低下に伴い主噴流の側壁面への再付着位置はノズル出口に近づく）。このような平均側壁面静圧は比較的簡便に求められるので、従来よりこの方法が主として用いられてきた<sup>(72)</sup>。

次に、再循環流領域内全体の圧力を代表する値として、以下のような静圧を定義する〔以後、この値を再循環流領域内の平均静圧とする〕。

$$\bar{p} = 2\pi \iint r p \, dr dy / V \quad \dots (4-3)$$

$$\overline{C_p} = (\bar{p} - p_a) / (1/2) \rho U_o^2 \quad \dots (4-4)$$

ここで、 $V$ は再循環流領域の体積である。また、式(4-3)における $r, y$ 方向の積分範囲は、それぞれノズル出口と側壁面から、噴流内の静圧がほぼ零になる点（ $C_p \approx -0.01$ となる点）までである。

図4-13は、各ステップ高さ $H/L$ における再循環流領域内の平均静圧 $\overline{C_p}$ と無次元制御流量 $Qc/Qo$ の関係を示す。図より、無次元制御流量の少ない $Qc/Qo < 0.2$ の場合を除いて、各ステップ高さについて無次元制御流量の増加に伴い $\overline{C_p}$ は

直線的に増加する（これは図 4-1-1 の関係によく似た傾向を示す）。ここで、図 4-1-1 との値を比較すると、 $\overline{C_{pw}}$  と  $\overline{C_p}$  の値の大きさは異なるものの、 $\overline{C_p} / \overline{C_{pw}} \doteq 1.10$  となる。

図 4-1-4 は、各ステップ高さ  $H/L$  における主噴流の側壁面への再付着位置  $x_R/L$  と再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  の関係を示す。ステップ高さにかかわらず、再付着位置と平均静圧  $\overline{C_p}$  の関係は 1 本の曲線で表され、 $\overline{C_p}$  の減少に伴い  $x_R/L$  は減少する（再循環流領域内の圧力の低下に伴い主噴流の側壁面への再付着位置はノズル出口に近づく）。

以上の図 4-1-1 から図 4-1-4 より、平均側壁面静圧  $\overline{C_{pw}}$  および再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  と、無次元制御流量  $Qc/Qo$  および主噴流の側壁面への再付着位置  $x_R/L$  の関係は同様な傾向を示す。すなわち、 $\overline{C_{pw}}$  と  $\overline{C_p}$  の値自体は異なるものの、主噴流に制御流れを衝突させる際の各条件の変化に対して、それぞれの値の変化の様子はよく対応している。したがって、再循環流領域内の圧力の大きさとその変化は、側壁面上の静圧の変化より求まる平均側壁面静圧から知ることができる。

図 4-1-5 は、各ステップ高さ  $H/L$  における再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  と再循環流領域の体積  $V/L^3$  の関係を示す。ステップ高さ  $H/L$  にかかわらず（再循環流領域の幾何学的大きさにかかわらず）、平均静圧  $\overline{C_p}$  と再循環流領域の体積  $V/L^3$  の関係は 1 本の曲線で表され、 $V/L^3$  の増加に伴い  $\overline{C_p}$  は増加する（再循環流領域の体積の増加に伴い、その内部の圧力は高くなり、大気圧に近づく）。

さて、図 4-1-5 にはステップ高さは異なるものの ( $H/L = 6, 8$ )、再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  と再循環流領域の体積  $V/L^3$  との関係がほぼ等しい実験点がみられる [図中にそれぞれ一点鎖線の位置 (a), (b) で示す 2 点 ( $V/L^3 \doteq 2.3 \times 10^4$  :  $\overline{C_p} \doteq -0.026$ , および  $V/L^3 \doteq 1.5 \times 10^4$  :  $\overline{C_p} \doteq -0.032$ ) ]。

これらの 2 点に対する実験条件においては、ステップ高さが異なることにより ( $\overline{C_p}$  に関係する無次元制御流量との組合せによるが)、主噴流のわん曲状態は異なり（後述する図 4-1-6）、したがって、側壁面への再付着位置も異なるはずである。しかし、図 4-1-5 におけるこの 2 点に対応する図 4-1-4 の 2 点でも、

ステップ高さ  $H/L$  が異なっても ( $H/L = 6, 8$ ), 主噴流の側壁面への再付着位置  $x_R/L$  と再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  の関係もほぼ等しい[図 4-14 にそれぞれ一点鎖線の位置 (a), (b) で示す 2 点 ( $\overline{C_p} \doteq -0.026 : x_R/L \doteq 24$ , および  $\overline{C_p} \doteq -0.032 : x_R/L \doteq 20$ )].

以上より, ステップ高さにかかわらず (無次元制御流量との組合せにより), 主噴流の側壁面への再付着位置と再循環流領域内の平均静圧の関係, および再循環流領域の体積とその領域内の平均静圧の関係は, 1 本の曲線で表されるから (それぞれ図 4-14, および図 4-15), 主噴流の側壁面への再付着位置と再循環流領域の体積の関係も一意的に決められることになる.

#### 4・3・4 噴流軸線の曲率半径

平均速度  $U$  の  $y$  方向分布より求まる最大速度  $U_m$  の位置  $y_m$  を  $x$ - $y$  面上に示すと, 噴流の中心線 (噴流軸線) が得られる.

図 4-16 は, ステップ高さが  $H/L = 6$  の場合における噴流軸線  $y_m/L$  の無次元制御流量  $Q_c/Q_0$  による変化を示す. 各噴流軸線  $y_m/L$  はノズル出口近くを除いて円弧状に側壁面側にわん曲するが, 同じステップ高さ  $H/L$  においても, 無次元制御流量  $Q_c/Q_0$  が多くなるにつれ噴流軸線の曲率は大きくなる (再循環流領域は大きくなる).

このように, 噴流軸線は無次元制御流量に応じて異なるものの, ノズル出口直後においては直線的に下流方向に延び, また, 側壁面への再付着点以後は曲率が逆になるため (図 4-6 における破線参照), すべての領域にわたって円弧の曲率中心を 1 点に固定することは困難である. そこで, 便宜上, 以下のような 2 とおりの方法により噴流軸線の曲率半径を定義する.

(1) 再循環流領域内の最大負圧点 (図 4-8) を曲率中心として噴流軸線の曲率半径を求める ( $R$  とする). この曲率半径は, 再循環流領域の中心位置近くを代表する局所的な値である.

(2) 噴流軸線を求める際の各  $x$  断面における速度分布の最大速度点を通る円

弧を考へて、その円弧の半径を曲率半径とする ( $R'$ とする)。ただし、ノズル出口直後の直線部分と、側壁面への再付着位置以後の曲率が逆になる領域の実験点は除く。この曲率半径は噴流軸線を一つの円弧とみなした比較的大きな領域 (再循環流領域全体) を代表する値である。

以下に、これら 2 とおりの方法により求めた噴流軸線の曲率半径と再循環流領域内の平均静圧、および主噴流の側壁面への再付着位置との間の関係を求める。

図 4-17 は、各ステップ高さ  $H/L$  における、(1) の定義による噴流軸線の曲率半径  $R/L$  と再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  の関係を示す。図より、ステップ高さにかかわらず噴流軸線の曲率半径  $R/L$  と平均静圧  $\overline{C_p}$  の関係は 1 本の曲線で表され、 $\overline{C_p}$  の減少に伴い  $R/L$  は減少する (再循環流領域内の圧力の低下に伴い噴流軸線の曲率半径は小さくなる)。

図 4-18 は、各ステップ高さ  $H/L$  における、(2) の定義による噴流軸線の曲率半径  $R'/L$  と再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  の関係を示す。ステップ高さにかかわらず噴流軸線の曲率半径  $R'/L$  と平均静圧  $\overline{C_p}$  の関係は 1 本の曲線で表され、 $\overline{C_p}$  の減少に伴い  $R'/L$  は減少し、これは図 4-17 の関係によく似た傾向を示す。

なお、曲率半径の定義の仕方により、 $R$  と  $R'$  の値自体は大きく異なるが、比較的大きな領域の値を代表する意味で、 $R'$  の曲率半径が再循環流領域の大きさを定性的に表す値といえる ( $R$  を求めるには、最大負圧点の推定と円弧の近似の両方が必要である)。

図 4-19 は、各ステップ高さ  $H/L$  における主噴流の側壁面への再付着位置  $x_R/L$  と噴流軸線の曲率半径  $R'/L$  の関係を示す。図中の破線は二次元付着噴流についての  $x_R/L$  と  $R'/L$  の関係を表す (二次元噴流についての衝突モデルを用いた Sher の解析により求めた値である<sup>(111)</sup>)。図より、ステップ高さ  $H/L$  にかかわらず、再付着位置  $x_R/L$  は噴流軸線の曲率半径  $R'/L$  の増加に伴い直線的に増加し、その直線の傾きは二次元噴流の傾きとほぼ一致する。ただし、同じ噴流軸線の曲率半径  $R'/L$  においても、放射状噴流の再付着位置  $x_R/L$  は二次元噴流の値より小さい。これは二次元噴流に比べて、放射状噴流の最大速度の減衰が早いからであると考

えられる。

以上より，主噴流に制御流れを衝突させる際の条件（ステップ高さおよび無次元制御流量）にかかわらず，再循環流領域の体積の増加に伴い，再循環流領域内の圧力は高くなる。また，再循環流領域内の圧力が高くなるにつれて，主噴流の側壁面への再付着位置および噴流軸線の曲率半径は増加する。したがって，再循環流領域の体積の増加は，主噴流の側壁面への再付着位置および噴流軸線の曲率半径の増加に対応している。

#### 4・4 結 言

放射状噴流に制御流れを直角に衝突させ，主噴流の偏向と側壁面への再付着現象を制御する際における基本的な流れの特性，再循環流領域内の圧力と主噴流のわん曲および側壁面への再付着特性について調べ，以下の結果を得た。

- (1) 任意のステップ高さ  $H/L$  に対して，側壁面への再付着位置  $x_R/L$  と無次元制御運動量  $J_c/J_o$  は直線関係により表され，無次元制御運動量を設定することにより，噴流の側壁面への再付着位置の制御が可能である。
- (2) 平均側壁面静圧  $\overline{C_{pw}}$  と再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  は，いずれも同様な傾向で再循環流領域内の圧力を表し，ステップ高さ  $H/L$  および無次元制御流量  $Q_c/Q_o$  にかかわらず， $\overline{C_p}/\overline{C_{pw}} \approx 1.10$  となる。
- (3) 主噴流の側壁面への再付着位置と平均側壁面静圧および再循環流領域内の平均静圧との関係は1本の曲線で表され，再循環流領域内の圧力の低下に伴い再付着位置はノズル出口に近づく。
- (4) 再循環流領域の体積と主噴流の側壁面への再付着位置および再循環流領域内の平均静圧の関係は一意的に決められる。
- (5) 噴流軸線の曲率半径と再循環流領域内の平均静圧の関係は1本の曲線になり，平均静圧の減少に伴い噴流軸線の曲率半径は減少する。また，再循環流領域の体積の変化と噴流軸線の曲率半径の変化は対応し，噴流軸線の曲率半径は再循環流領域の大きさを定性的に表す。

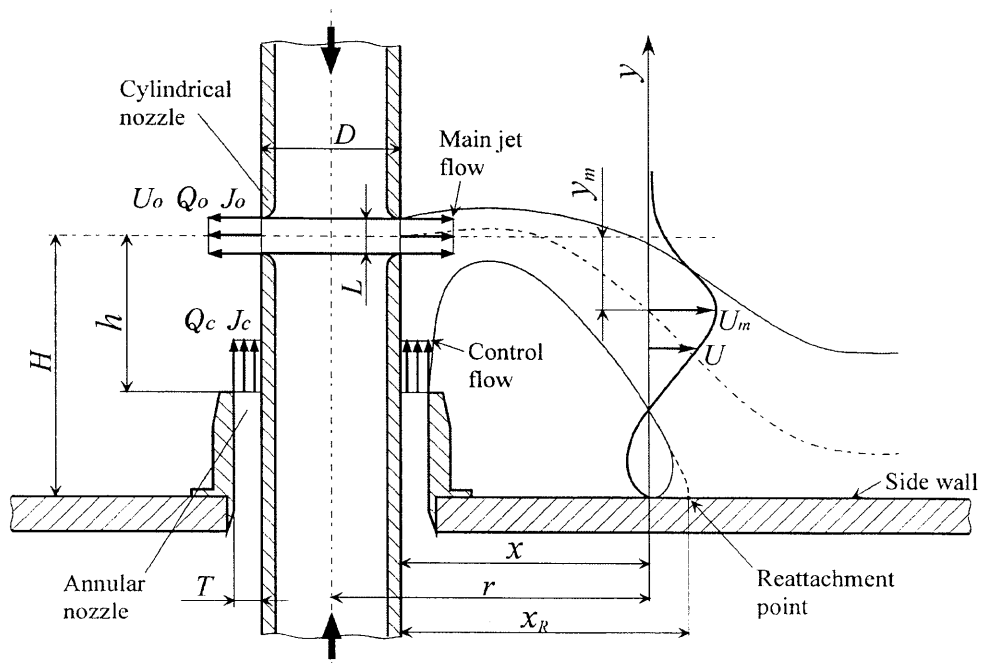


Fig.4-1 Coordinate system and main notations



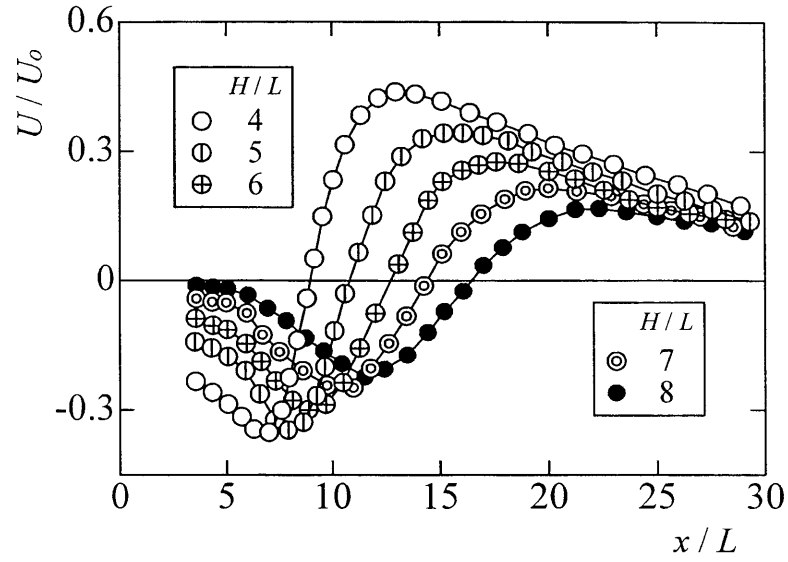


Fig.4-2 Velocity variations near the side wall

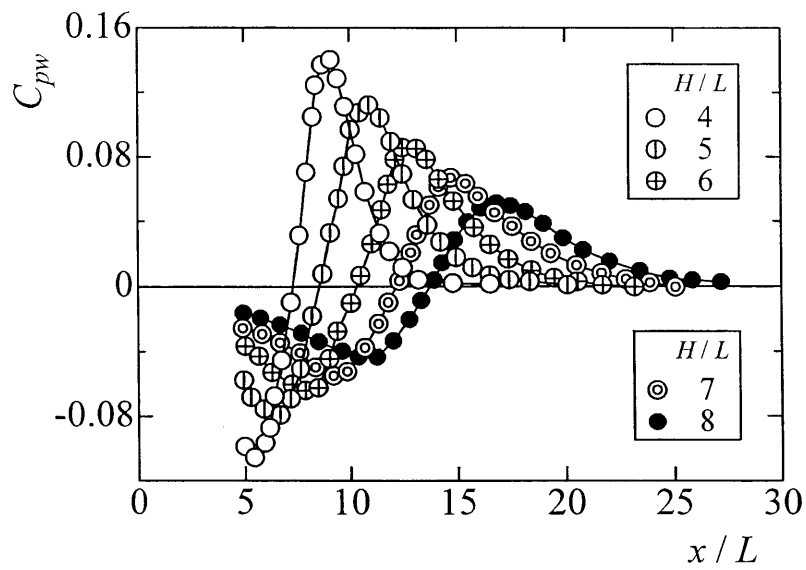


Fig.4-3 Static pressure variations on the side wall

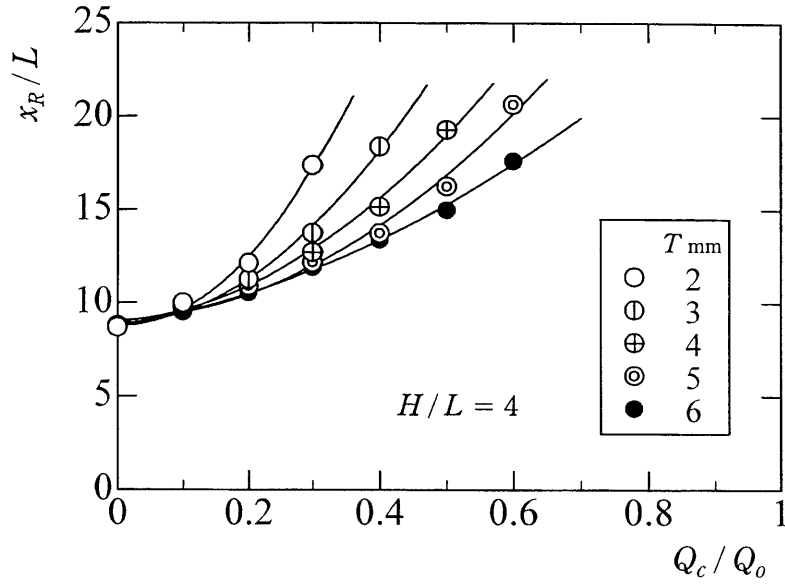


Fig.4-4 Reattachment point and Control flow rate

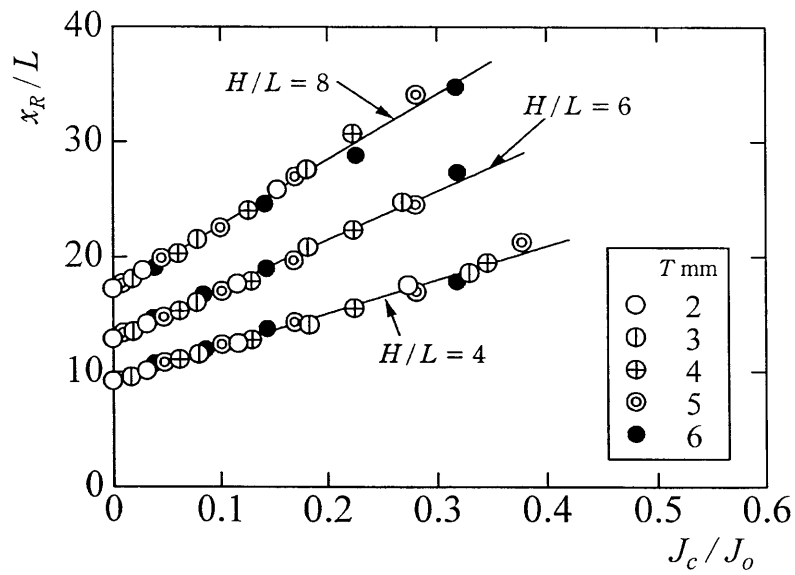


Fig.4-5 Reattachment point and Control momentum flux

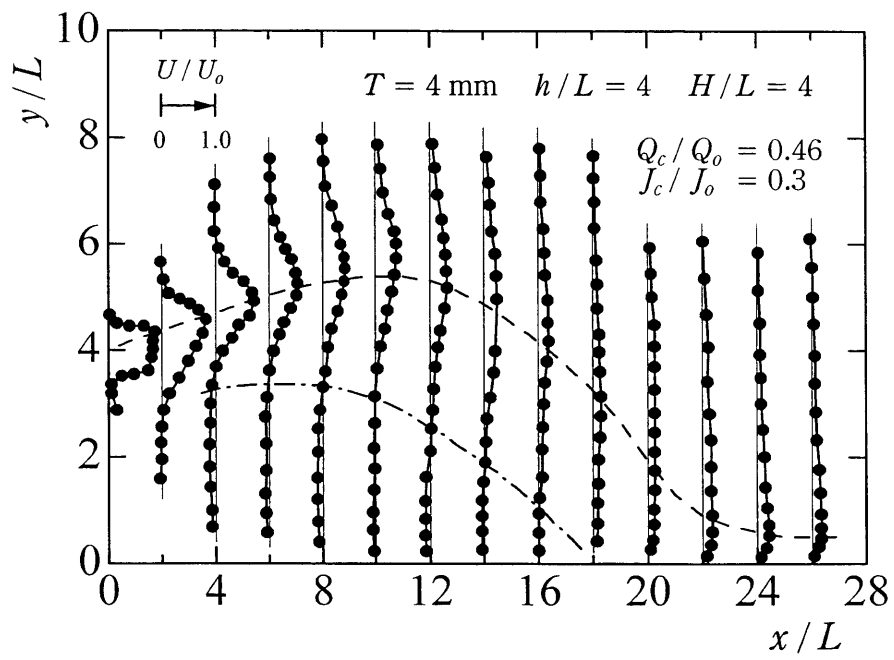


Fig.4-6 Velocity profile variations in the downstream direction

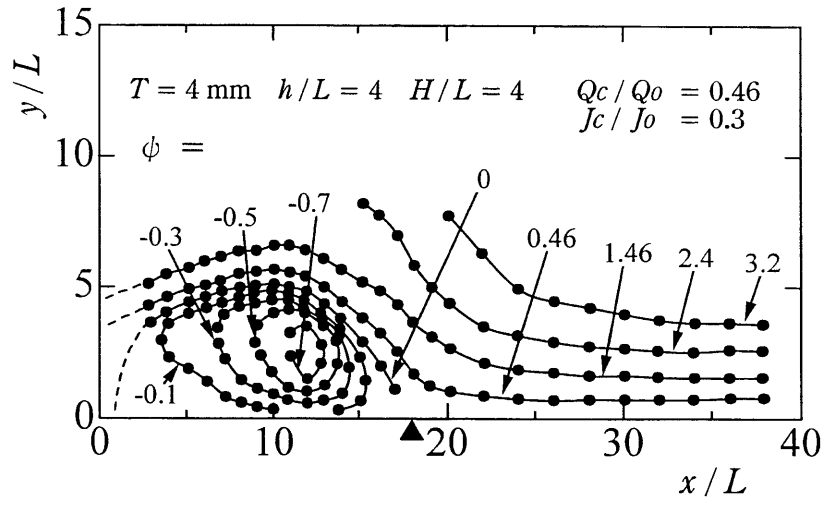


Fig.4-7 Mean Stream lines

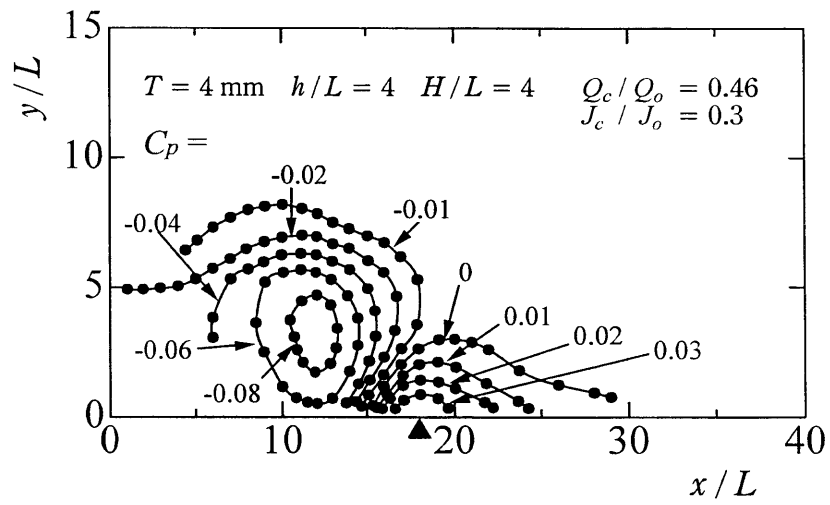


Fig.4-8 Constant pressure contours

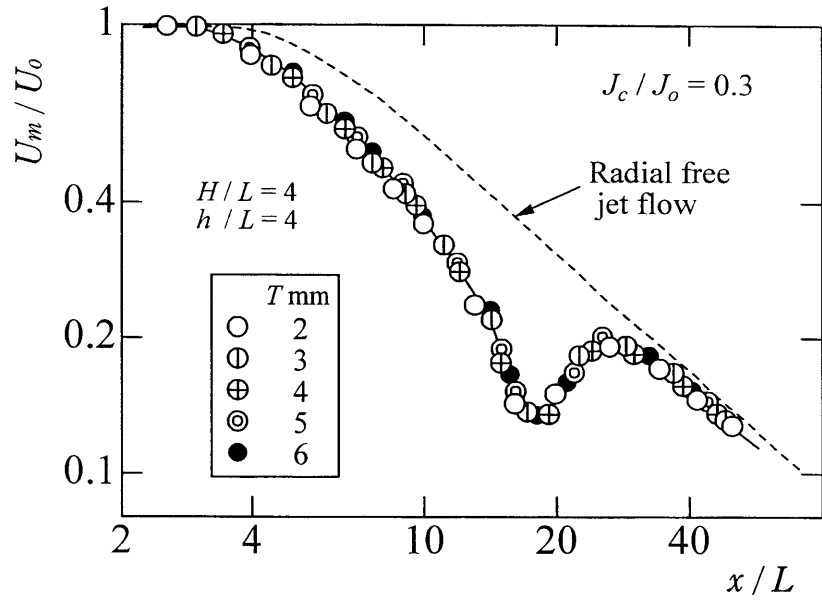


Fig.4-9 Changes of maximum velocity

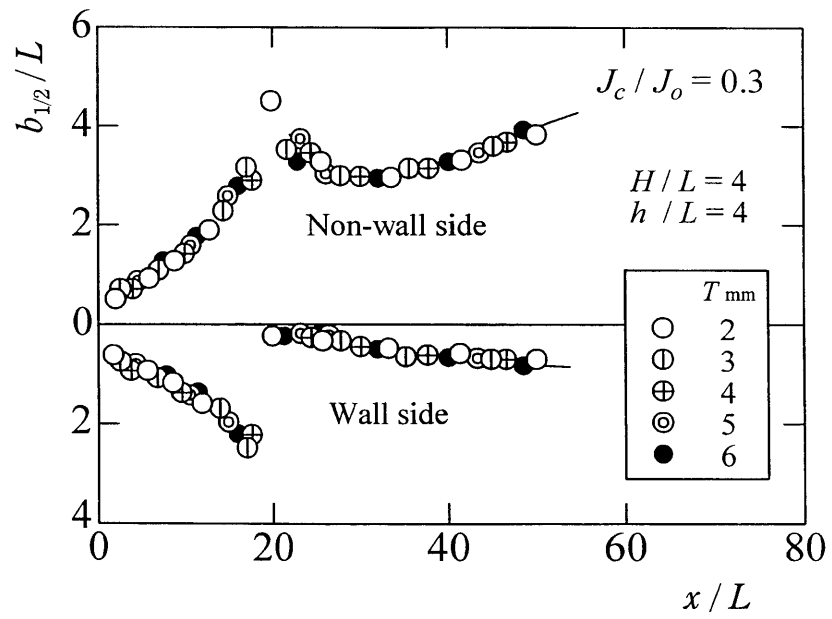


Fig.4-10 Changes of jet-half width

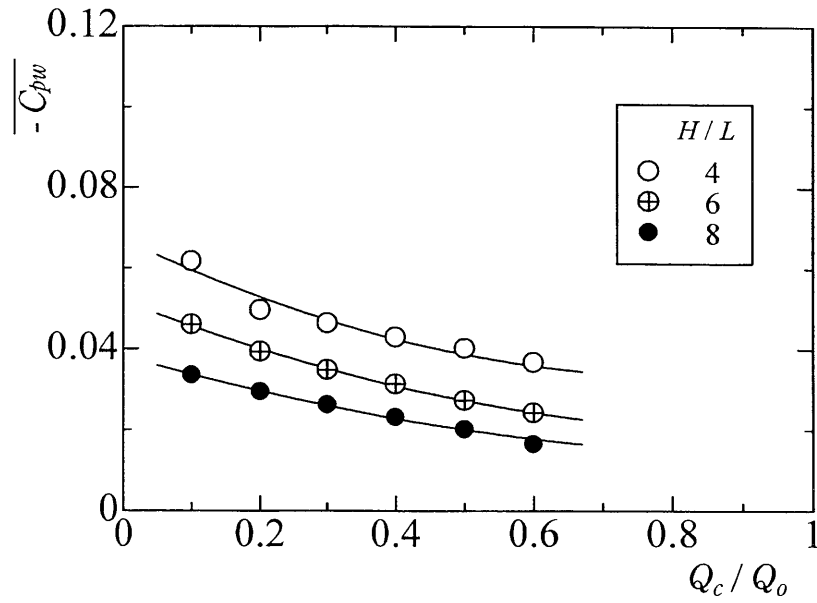


Fig.4-11 Mean wall pressure and Control flow rate

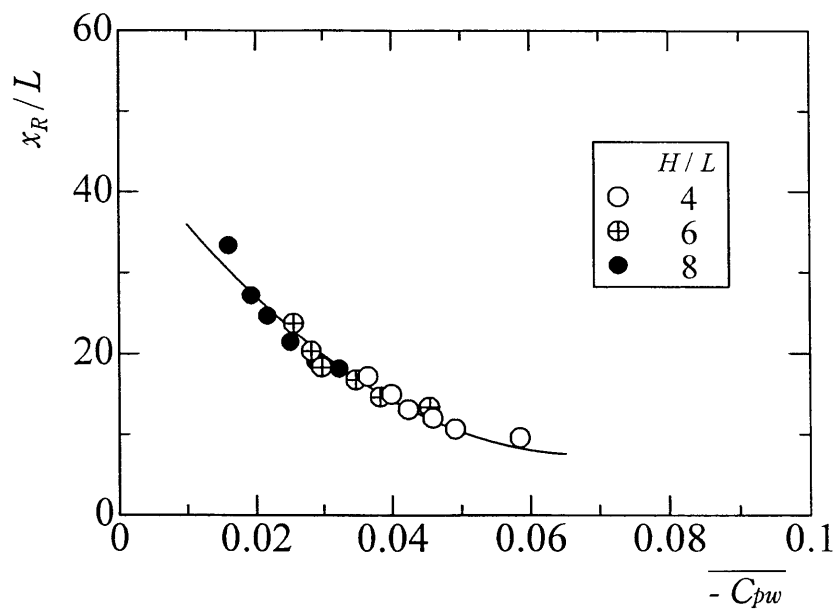


Fig.4-12 Reattachment point and Mean wall pressure

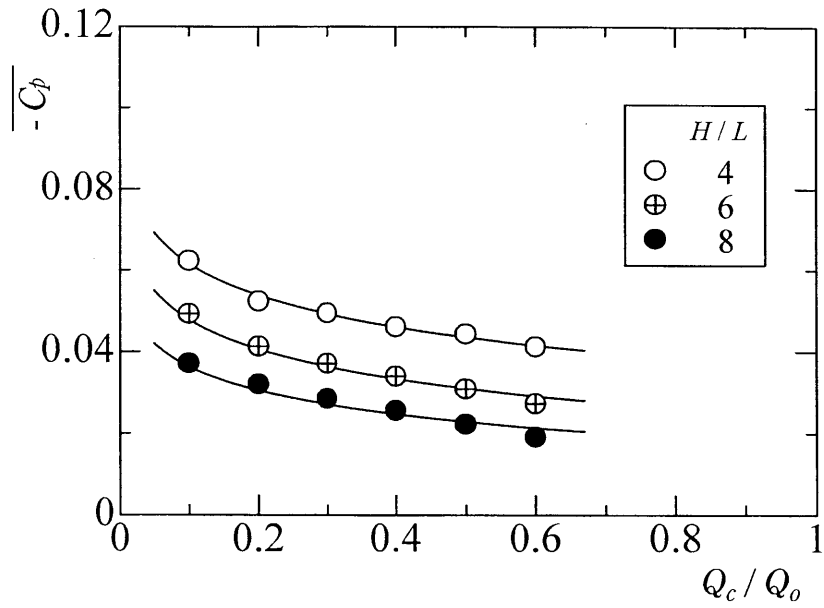


Fig.4-13 Mean pressure in the recirculation zone and Control flow rate

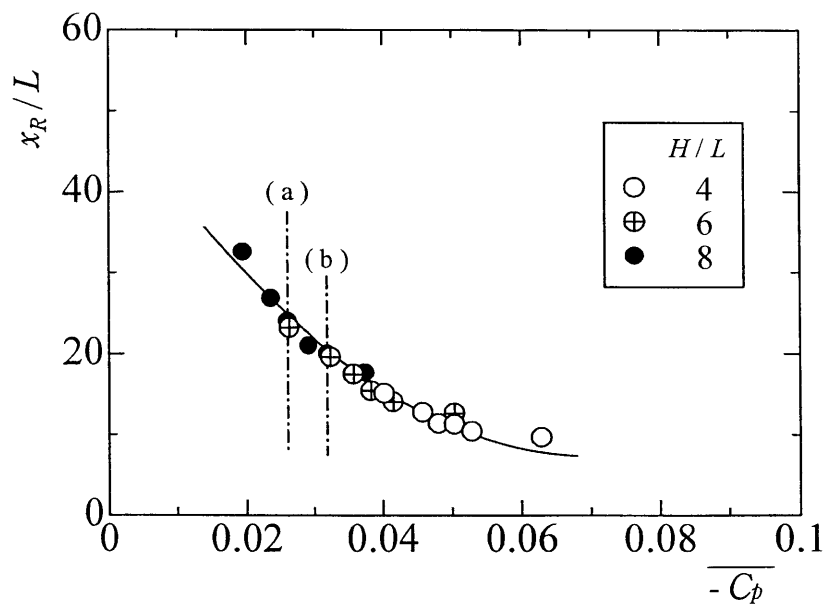


Fig.4-14 Reattachment point and Mean pressure in the recirculation zone

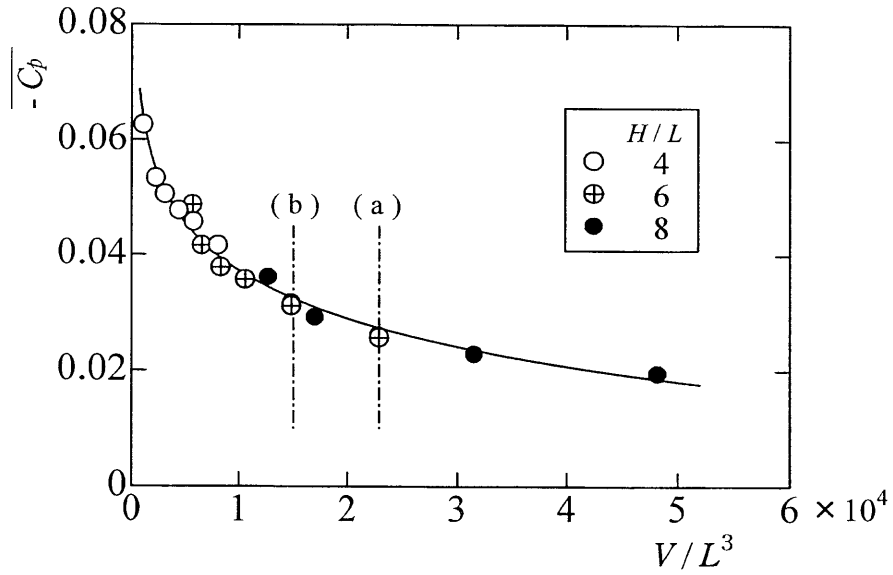


Fig.4-15 Mean pressure and Volume in the recirculation zone

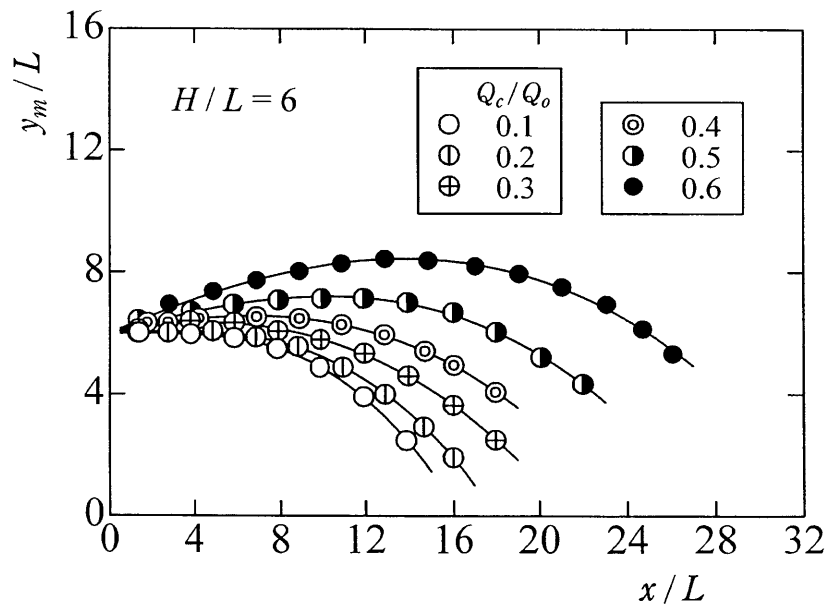


Fig.4-16 Variations of the jet center line



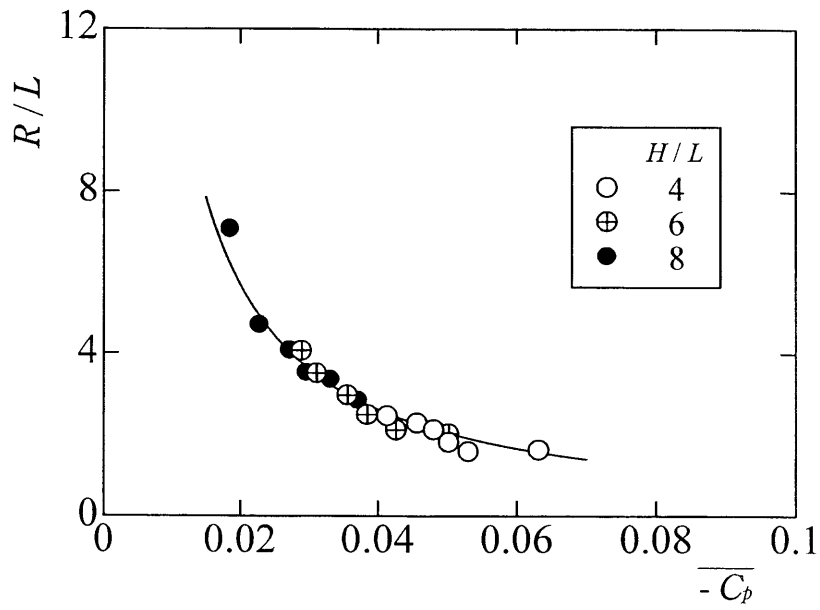


Fig.4-17 Curvature of the jet center line and Mean pressure in the recirculation zone

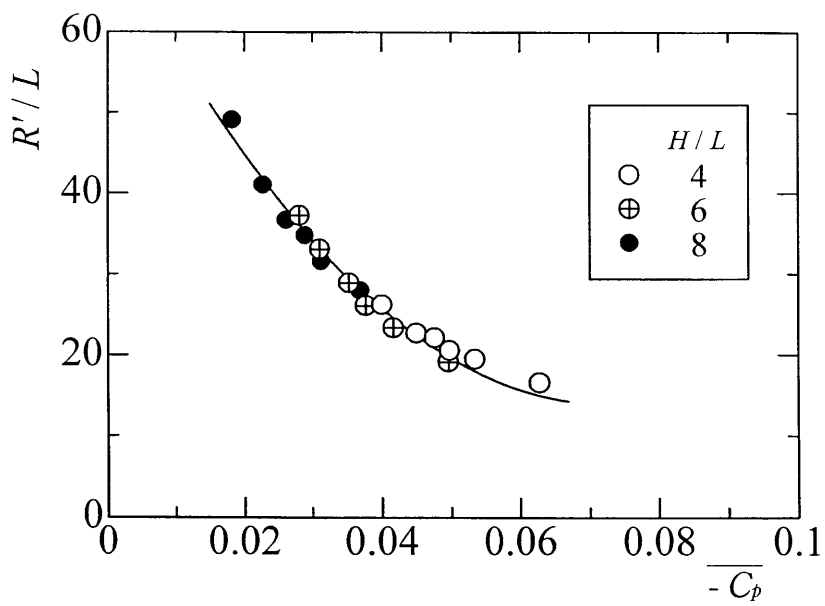


Fig.4-18 Curvature of the jet center line and Mean pressure in the recirculation zone

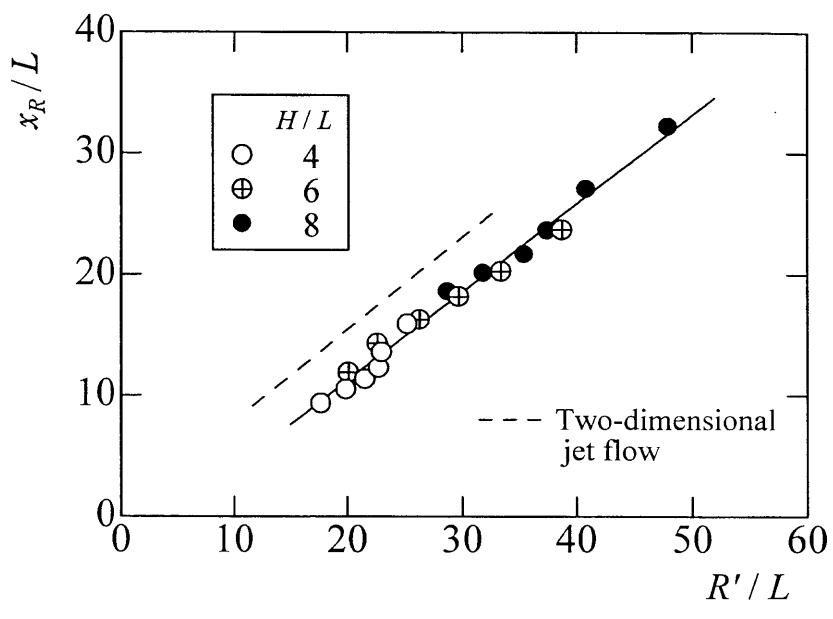


Fig.4-19 Reattachment point and Curvature of the jet center line

## 第5章 再付着流れの非定常性<sup>(112)</sup>

### 5・1 緒言

本章では，円柱状ノズルから放射状に流出する噴流が，オフセットして置かれた側壁平板に再付着する場合における，流れの構造（特に乱流場）の特徴を明らかにすることを目的とする．

噴流の壁面への再付着を含めて，はく離・再付着流れは，各種流体機器内での損失，振動，抵抗増大の原因とはなるものの，大きな混合作用，熱・物質移動の促進効果を示すため，展望論文<sup>(90)</sup>にも紹介されているように多数の研究報告がある．McCormickら<sup>(91)</sup>およびVogel & Eaton<sup>(92)</sup>は，熱伝達と乱流場の関係に着目し，熱伝達率と表面圧力，表面摩擦応力および速度の測定を行い，変動値との関係について調べた．Ruderich & Fernholz<sup>(93)</sup>は，表面摩擦応力の時間平均値が零となる再付着位置が，壁面近くの逆流率が0.5となる位置と合致し，その位置で表面摩擦応力の変動が最大となることを見いだした．佐々木・木谷<sup>(94)</sup>は，はく離せん断層に生じる横渦が合体を繰り返すことにより三次元的に変形し，再付着領域においてスパン方向に三次元的な大規模渦が形成されることを示し，三松ら<sup>(95)</sup>は，速度・圧力変動の相互相関関数の測定から，大規模スケールの乱れ構造の解明を行った．また，はく離泡には大規模渦の運動による非定常性よりもかなり低い周波数のフラッピングとも呼ばれる振動現象に対応するもう一つの非定常性があることを，Ruderich & Fernholz<sup>(93)</sup>，Castro & Haque<sup>(96)</sup>，Driverら<sup>(97)</sup>が指摘している．

そこで，本章においては，側壁平板が存在する状態の噴流が再付着する壁面近傍の流れについて，流れの可視化観察および熱線プローブを用いた変動速度場の測定から，オフセット距離（ステップ高さ）が壁面流れへ及ぼす影響を定常・非定常場について明らかにし，さらに，空間内における速度の相互相関および条件付抽出法を適用した集合平均速度の測定により，噴流の時間的・空間的な構造変

化の特徴を明らかにする。

### 第 5 章の主な記号 (図 5 - 1 参照)

- $E_1$  : 変動速度の一次元パワースペクトル
- $f$  : 周波数
- $H$  : ステップ高さ (円柱状ノズル下面から側壁平板までの距離)
- $L$  : 円柱状ノズルの幅
- $P$  : 時間間隔の確率密度関数
- $R_{11}$  : 速度の相互相関係数
- $U$  :  $x$  方向時間平均速度
- $U_{st}$  : 流れ方向時間平均速度
- $U_o$  : ノズル出口における流出速度
- $u'$  : 変動速度の  $x$  方向成分
- $u, v$  : 瞬時速度の  $x, y$  方向成分
- $x, y, z$  : ノズル流出面から側壁面に沿った半径方向, これに垂直な方向および周方向
- $x_R$  : 再付着位置 (再付着距離)
- $\gamma$  : 流れの順流率 (測定時間内において順流の占める割合)
- $\tau$  : 時間間隔 (時間遅れ)
- $\psi$  :  $z$  方向への円周角

#### 括弧記号

- $\langle \rangle$  : 集合平均を示す

#### 下付添字

- hp : 変動速度の正のピークを示す
- lp : 変動速度の負のピークを示す

## 5・2 実験装置および実験方法

本章における流れ場の概要と座標系を図5-1に示す。なお、実験装置は前章と同じものを使用したため、その詳細は省略するが、ノズル幅およびノズル流出速度は、それぞれ前章までと同様に一定とした。また、ステップ高さは、 $H/L=0\sim7$ の範囲で変化させた。

側壁面上の流れの可視化には、側壁平板の上に設置された表面が黒い樹脂製の可視化用平板に、油膜を塗布する油膜法および表面に絹糸を配置した表面タフト法を利用した。また、噴流内の速度の測定には、受感部長さ1mm、直径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線を熱線とする単線形、タンデム形<sup>(109)</sup>およびX形熱線プローブを使用し、直線化された流速計出力をA-D変換(分解能:12bit, サンプルング周波数:2~10kHz, 観測時間:約26s)してパーソナルコンピュータに記録した後、演算処理された。さらに、2点の速度の同時測定は、2本の熱線プローブをそれぞれ独立して移動可能な送り装置に取り付け、一方のプローブを基準となる位置に配置し、他方のプローブを任意の位置に移動することにより実施した。

## 5・3 実験結果および考察

### 5・3・1 流れの可視化と再付着位置

図5-2は、側壁面上流れの可視化の一例として、ステップ高さが $H/L=6$ の場合の可視化写真を示す。写真は、カメラを固定して別々に実施した油膜法と表面タフト法の可視化写真を重ね合わせたものである。これより、外側の油膜の白い帯状模様のほぼ中心位置で、壁面上の流れは内側(逆流)・外側(順流)と向きを変え、壁面に再付着した後、壁面に沿って流れるが、上流側(内側)では再循環流が生じていることが分かる。また、油膜模様が同心円を示すことから、時間平均的には軸対称な流れであることが確認される。しかし、再付着位置とみられる位置では、同時刻の周方向において、タフトの向きが異なるだけでなく、時間の経過に伴って交互に向きを変える様子が確認されたことから、時間的にも空間的にも非定常な流れであることが分かる。

図 5-3 は、ステップ高さが  $H/L=6$  において、タンデム形熱線プローブにより測定した壁面近傍の時間平均速度と順流率  $\gamma$  の下流方向への変化を示す。ここで、図中の灰色の帯は、図 5-2 に示した油膜の環状模様の幅を表す。図より、下流方向に進むにつれて、平均速度は負から正に、順流率  $\gamma$  は 0（逆流のみ）から 1（順流のみ）へと変化し、速度が零となる位置と順流率  $\gamma$  が 0.5 となる位置はよく一致するため、再付着位置（ $\gamma=0.5$  となる位置）で時間平均的には流れの方向が分けられることが確認される。しかし、可視化により求められた再付着領域（油膜が帯状模様を示す領域）では、順流率はなだらかに変化し、 $\gamma=0$  もしくは  $\gamma=1$  とはならず、流れの向きが変化していることから、再付着位置は常に一点で固定されるわけではなく、この領域内で移動することが考えられる。

なお、本研究の実験範囲においては、ステップ高さが変化しても、再付着位置と壁面近傍速度の時間平均値が零を示す位置とが異なるような例外的な現象は見られなかった。

図 5-4 は、ステップ高さに対する再付着位置および再付着領域（ $0.05 \leq \gamma \leq 0.95$  となる領域）の変化を示す。なお、図中の実線は、二次元オフセット噴流に対して得られた多くの実験結果（71）、（72）、（81）、（83）、（84）を整理したものである。図より、再付着位置は、可視化で見られた油膜の帯状模様の中心位置とよく一致し、二次元オフセット噴流の変化と同様に、ステップ高さが小さい場合（ $H/L \leq 2$ ）を除いて、直線的に増加することが分かる。また、再付着領域は、ステップ高さの増加に伴って増加するが、 $H/L > 3$  のステップ高さで急激に広がる。このことから、ステップ高さが大きくなると、再付着位置は上流・下流方向に振動するようになると考えられる。

### 5・3・2 再付着位置近傍の速度変動

図 5-5 は、ステップ高さが  $H/L=6$  の場合の再付着領域（ $0 < \gamma < 1$  となる領域）内における壁面近傍の変動速度のパワースペクトルを示す。各図の縦軸は、変動速度の一次元パワースペクトルを乱れエネルギーの  $x$  方向成分にて正規化し

た値を，横軸は，変動の周波数をステップ高さとなズル出口速度で無次元化した値を示す．図より，再付着領域内では，ほぼ同程度の無次元周波数（ $fH/U_0 \doteq 0.008$ ）における変動のエネルギーが相対的に高く，比較的周期的な速度変動が存在することが分かる．このことは，前述した再付着位置の振動と深い関連があると思われる．なお，ステップ高さが小さくなる（ $H/L < 4$ ）と，パワースペクトルに明確なピークが現れなくなり，変動の周期性が見られなくなる．

図 5-6 は，再付着位置において速度が零となる時間間隔の確率密度関数分布のステップ高さによる変化を示す．ここで，横軸の周波数  $f$  は，図の左上部に示すような壁面近傍速度が零となる一周期分の時間間隔  $\Delta t$  の逆数である．図より，いずれのステップ高さにおいても，分布にピークが見られ，ほぼ同じ無次元周波数（ $fH/U_0 \doteq 0.008$ ）における確率が高いことから，順流・逆流の転換には周期性があり，ステップ高さの増加に合わせてその周期は長くなることが分かる．さらに，この周波数が，図 5-5 のパワースペクトルの卓越周波数とよく対応することから，壁面流れにおける最も支配的な変動は，流れ方向の転換であり，再付着位置は比較的周期的に上流・下流方向に振動するものと思われる．また，ステップ高さが大きいほど，狭い周波数帯域で確率が高い傾向を示し，振動の周期性が増す．

次に，図 5-7 は，図 5-5 にて示した再付着領域内とその下流方向位置（ $\gamma = 1$  となる位置）における 2 点間の速度の相互相関を示す．図の縦軸は，次式にて求まる相関係数を示す．

$$R_{11} = \frac{\overline{u_1(t) \cdot u_2'(t+\tau)}}{(u_1)_{\text{RMS}} \cdot (u_2')_{\text{RMS}}} \quad \dots \quad (5-1)$$

ここで， $u_1$  はタンデム形プローブより得られる再付着領域内における瞬時速度， $u_2'$  は単線形プローブより得られる下流位置での変動速度を表す．図より，相関係数は，いずれも時間遅れが零の時に正の最大値を示し，時間の経過とともに負の値に変化し，さらに正の値となり，比較的周期性を示す．この変化の様子から，再付着位置近傍の周期的な速度の変動に呼応して，下流側の速度は変動し，再付

着位置近傍で順流時に増速され、逆流時に減速されることが分かる。

### 5・3・3 流れの非定常性

前述したように、再付着位置近傍において、再付着位置の振動に対応すると見られる比較的低い周波数帯域での速度変動のエネルギーが高くなることから、ここでは、この変動の発生に合わせた噴流全体の時間的・空間的な変化について、以下に示す条件付抽出法を適用することにより調べる。

図5-8は、本研究にて用いられた条件付抽出の手法を示す。まず、図の右上部に示すように、▲印にて示す再付着位置のやや下流 ( $x/L = 15, y/L = 0.08$ ) に、基準信号を検出するための熱線プローブを固定し、別の測定用プローブを任意の位置に配置して、速度の同時測定を行う。次に、基準プローブからの変動速度信号のパワースペクトルに見られるピークを示す周波数のほぼ2倍以上の高周波成分をデジタルローパスフィルタにて除去し、これを参照信号とする。そして、再付着位置の振動に対応する事象をより明確に表すため、参照信号のRMS値を閾値として、これを上回る速度がピークを示す同時刻の測定用プローブの速度を、正・負のピーク時それぞれについて抽出する。なお、本手法により検出される基準速度信号の正のピーク間、負のピーク間の平均周期は、パワースペクトルに見られるピーク周波数の逆数にほぼ一致することが確認されている。

図5-9は、ステップ高さが  $H/L=6$  の場合の基準速度がピークを示す時間前後におけるX形プローブにより測定された速度成分の集合平均の一例を示す。実線は正のピークを示す時間前後、破線は負のピークを示す時間前後の各速度成分を表す。図より、各速度成分は、基準速度が正・負のピークを示す時間 ( $t=0$ ) に、 $\langle u \rangle$  が減少・増加、 $\langle v \rangle$  が増加・減少し、その前後の時間で変化が逆転する。

図5-10は、基準速度がピークを示す時間 ( $t=0$ ) における流れ方向集合平均速度分布の下流方向への変化を示す。図より、基準速度が正のピークを示す時の速度分布 (○にて示す) は実線にて示す時間平均速度分布より最大速度を示



す位置が下方に移動し、壁面側で増速、噴流上側で減速する分布形となり、負のピークを示す時の速度分布形（●にて示す）は、上方に移動することが分かる。これより、再付着位置近傍の速度の増減に合わせて、噴流は上下に揺動し、それは再付着位置の振動に応じて比較的周期的に起こると推察される。なお、側壁平板のない状態においては、ここで示す揺動に対応するような顕著な速度の変動は見られず、噴流の蛇行のような現象も特に確認されなかったため、これは壁面に再付着することにより生じる特有の現象であると考えられる。さらに、このような低周波で周期性のある噴流の揺動現象は、二次元の付着噴流においてはこれまで報告されておらず、再付着噴流が放射状であることにより顕著に現れる非定常現象なのではないかと思われる。

図5-11は、基準速度が正・負のピークを示す時間前後における集合平均速度ベクトルの時間変化を示す。図(a)は正のピークを示す時間前後、図(b)は負のピークを示す時間前後の速度ベクトルである。図より、どちらの場合も、各 $y$ 方向位置における速度ベクトルは時間の進行に伴って時々刻々と変化し、基準速度がピークを示す時間に、壁面側で速度が速い、もしくは噴流上側で増速する分布となり、その前後の時間で逆転することから、噴流の上下への揺動は、周期的に繰り返されていることが分かる。また、やや分かりづらいが、噴流が上方から下方へ移動する時間間隔に比べて、下方から上方に戻る時間間隔の方が若干長いように思われる。

次に、図5-12は、一方の熱線プローブを再付着位置のやや下流（ $x/L=15$ ,  $y/L=0.08$ ）に配置し、もう一方のプローブを周方向の位置のみ異なるように配置した場合における2点間の変動速度の相互相関係数を示す。図より、基準位置に近い領域（ $\psi=20^\circ$ ）においては、正の相関が高く、時間遅れが零を中心にほぼ対称な分布形を示すが、周方向への距離が増加（ $\psi>60^\circ$ ）すると、時間遅れが零における相関は負となり、周方向への角度の増加に伴い相関が高くなる。このことから、同時刻における速度の変動は、周方向の位置により異なり、周方向の間隔が離れると速度の増減が逆転し、これが相対的に大きく現れる周方向間隔は

90°前後であることが分かる。

図5-13は、図5-12における時間遅れを零とした場合の壁面近傍変動速度の周方向への2点相関係数を示す。図より、相関係数の値は、周方向の2点間の間隔が増加するにつれて減少し、ほぼ $\psi = 90^\circ$ において負の相関が最も高くなり、一方の速度が増加すると他方の速度は減少する傾向にあることが分かる。

最後に、図5-14は、図5-8にて示した条件抽出法を適用することにより得られた同一下流距離における壁面近傍速度の集合平均の周方向への変化を示す。図中の○印と●印は、それぞれ $\psi = 0^\circ$ における基準速度が正と負のピークを示す時の速度を、実線は時間平均速度を表す。図より、基準速度の増減のピークに合わせて、速度分布は周方向に連続的に変化し、 $\psi = 45^\circ$ を境に速度の増減が反転し、 $\psi = 90^\circ$ において基準速度の増減と逆の変化を顕著に示すことが分かる。このことから、前述した噴流の上下の揺動は、周方向に同様に起こるのではなく、周方向にほぼ90°離れた位置で逆の挙動を示すことが考えられる。

以上のことから、任意の周方向断面において流れは、噴流の上下揺動に応じて比較的周期的に伸び縮みし、ある断面で外側に伸びる（再付着位置が下流側に移動した状態）と、その両側（ $\pm 90^\circ$ ほど離れた断面）で内側に縮む（再付着位置が上流側に移動した状態）というような挙動を示す傾向にあるといえる。しかしながら、両側の挙動の度合いは、揺動断面（ $0^\circ$ の断面）の挙動に比べるとかなり小さいと見られるため、噴流の揺動に伴った流れの伸び縮みは、 $180^\circ$ 隔てた位置で伸び、 $90^\circ$ 隔てた両側で縮むというものではないように思われる。したがって、この現象は、任意の断面の一周方向にて起こるものと考えられ、流れ場の幾何学的な連続性（再循環流領域の体積を保持するように作用する）により同時刻の両側で、逆の挙動が生じるものと推測する。

## 5・4 結 言

側壁平板に再付着する放射状噴流について、非定常な流れの時間的、空間的構造の変化を実験的に調べ、以下の結論を得た。

- (1) ステップ高さが増加すると、再付着距離は増加するが、再付着位置近傍において、流れは順流・逆流を比較的周期的に繰り返し、再付着位置が振動する。また、その振動の周期は、ステップ高さが大きいほど増加する。
- (2) 再付着位置の上流・下流方向への振動に応じて、その下流における速度は増減し、比較的周期的に変動する。
- (3) 任意の周方向断面において、側壁面側にわん曲する噴流は、周期的に上下に揺動し、この変化に対応して再付着位置が上流・下流方向へ振動する。
- (4) 再付着位置下流の壁面近傍速度は、周方向位置が異なると、同時刻において同様には変化せず、間隔が増加するにつれて、両者の速度差は大きくなり、おおよそ  $90^\circ$  離れた位置では、一方の位置で増速すると他方では減速する。

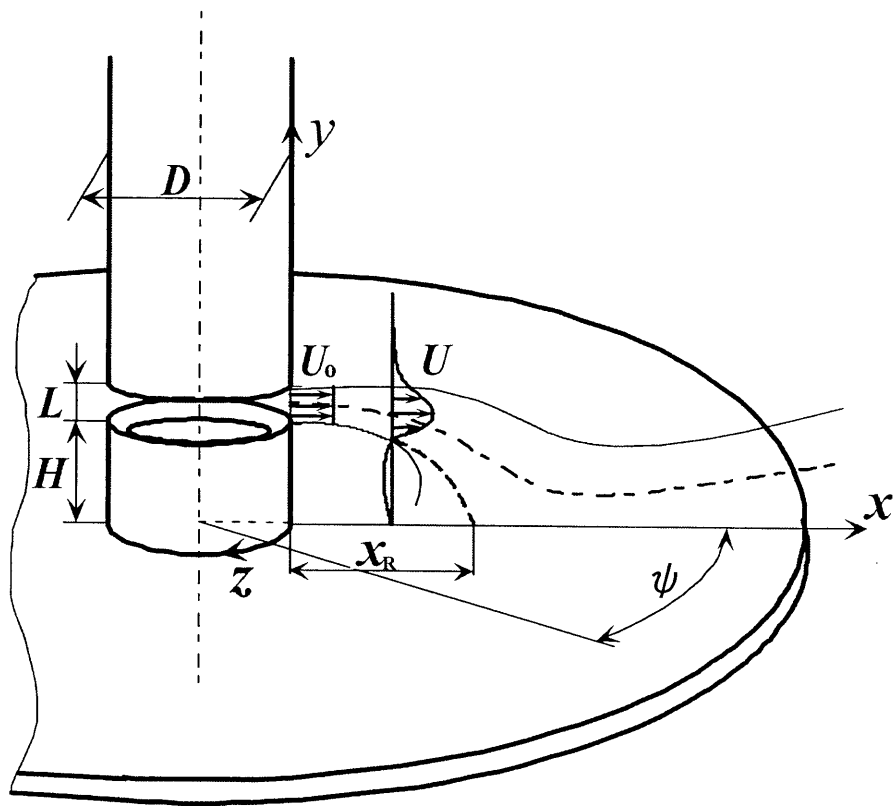


Fig.5-1 Coordinate system and main notations

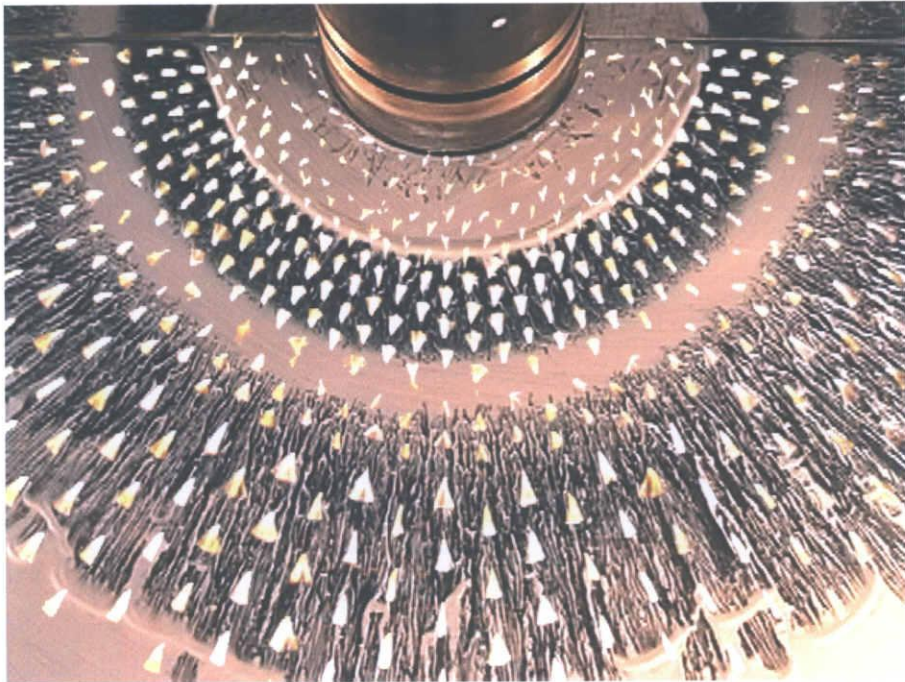


Fig.5-2 Flow visualization on the side wall

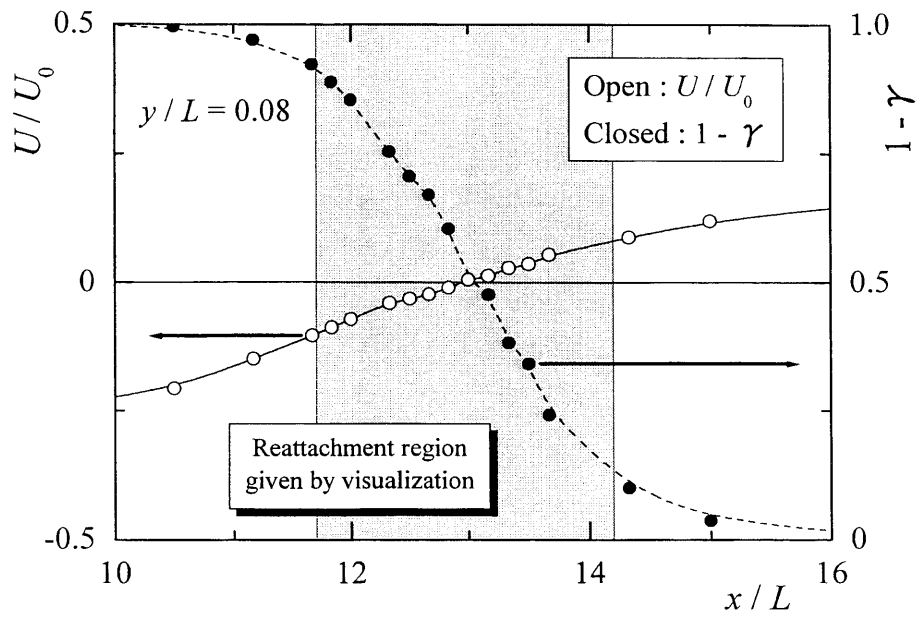


Fig.5-3 Mean velocity and forward flow fraction on the side wall ( $H/L = 6$ )

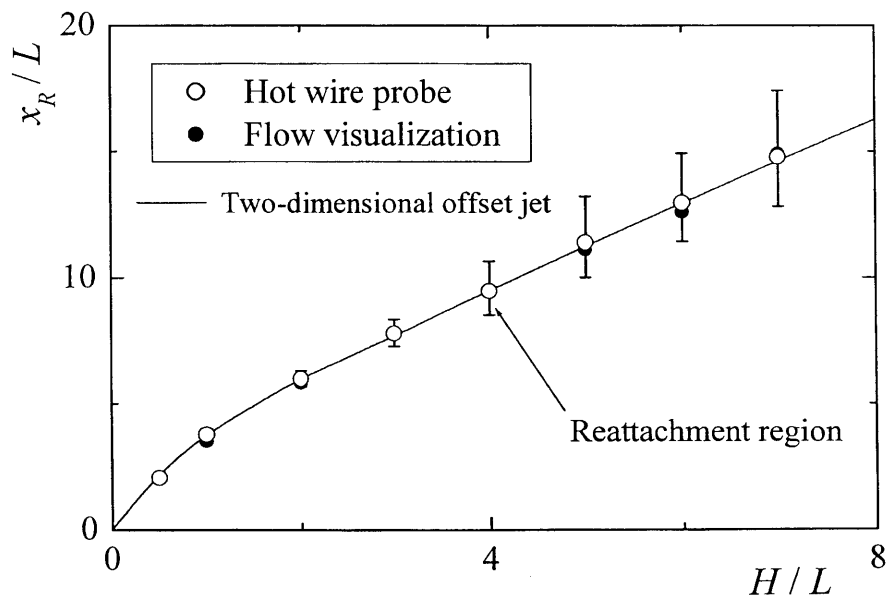


Fig.5-4 Reattachment points and regions

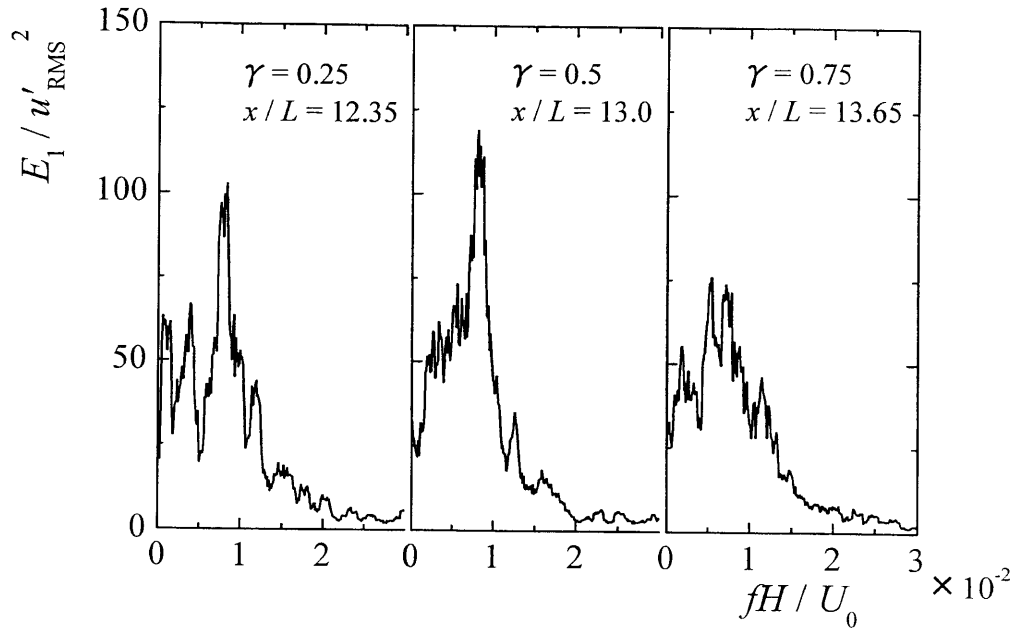


Fig.5-5 Power spectra of the fluctuating velocity around the reattachment point ( $H/L = 6$ )

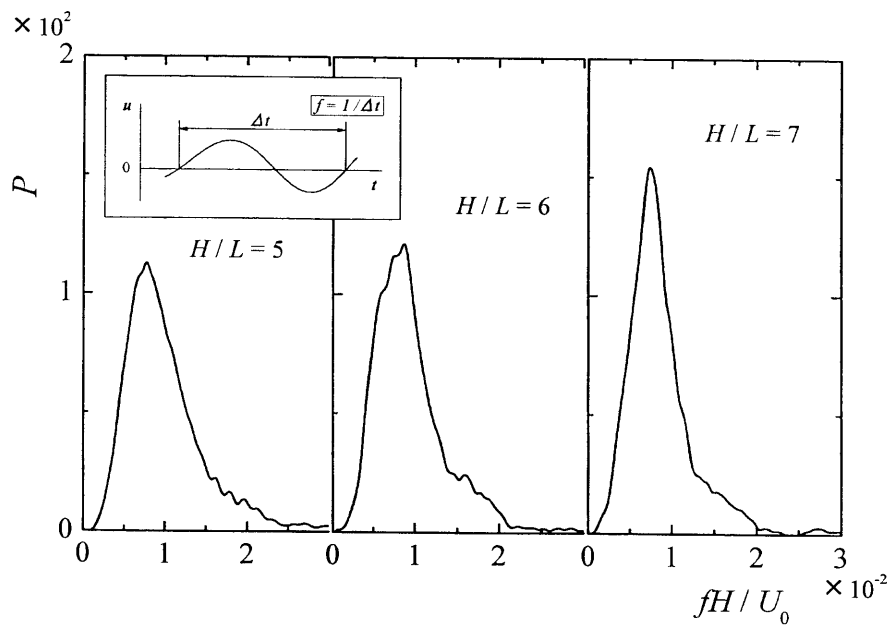


Fig.5-6 Intervals switching flow direction at the reattachment point ( $\gamma = 0.5$ )

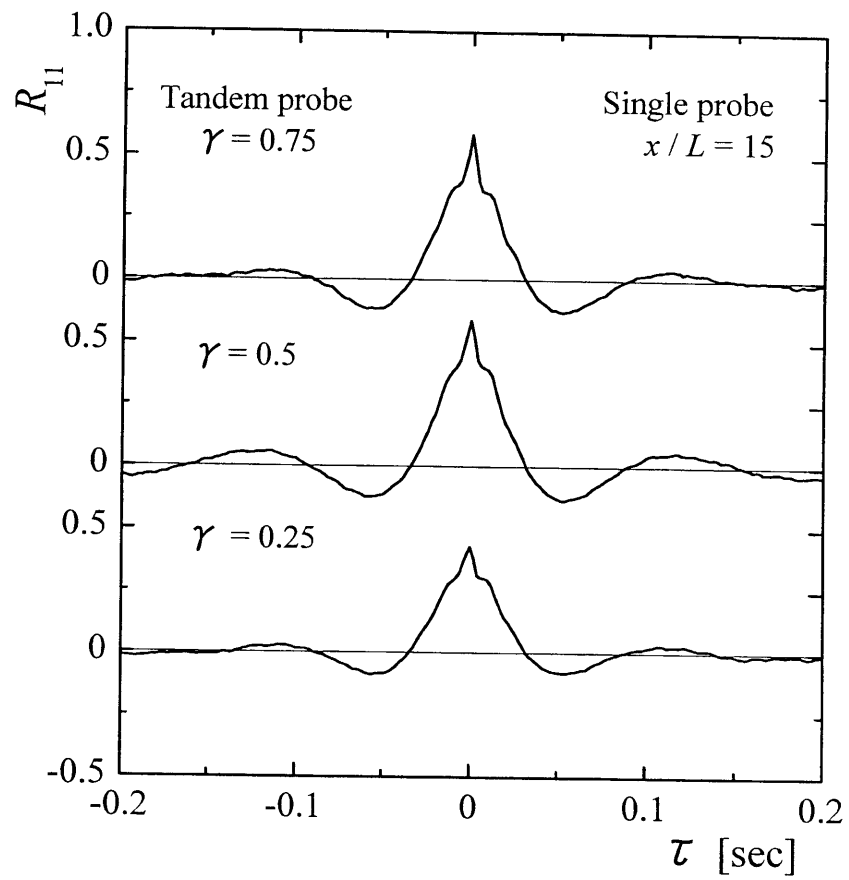


Fig.5-7 Cross-correlation between reattachment point and the downstream region ( $H/L = 6$ )



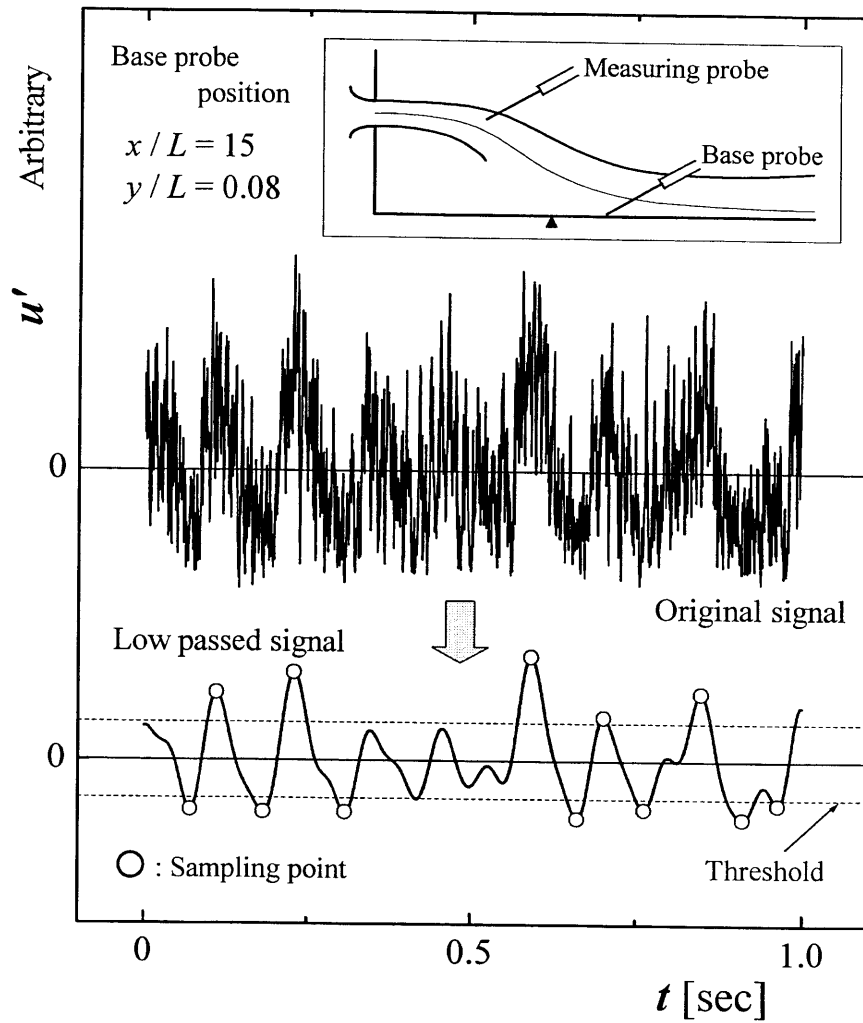


Fig.5-8 Conditional sampling technique

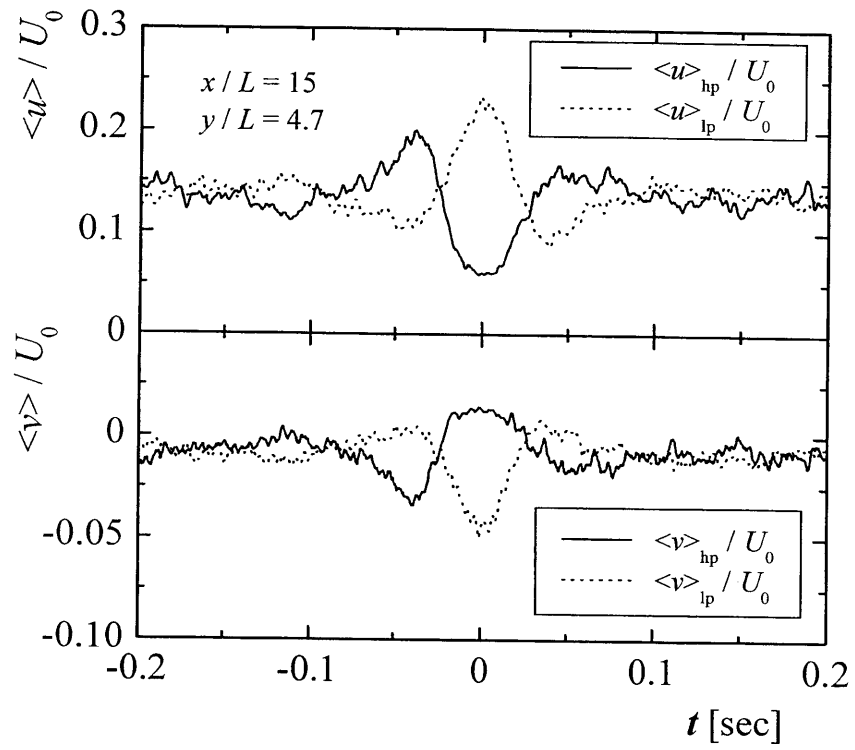


Fig.5-9 Variations of ensemble averaged velocity ( $H/L = 6$ )

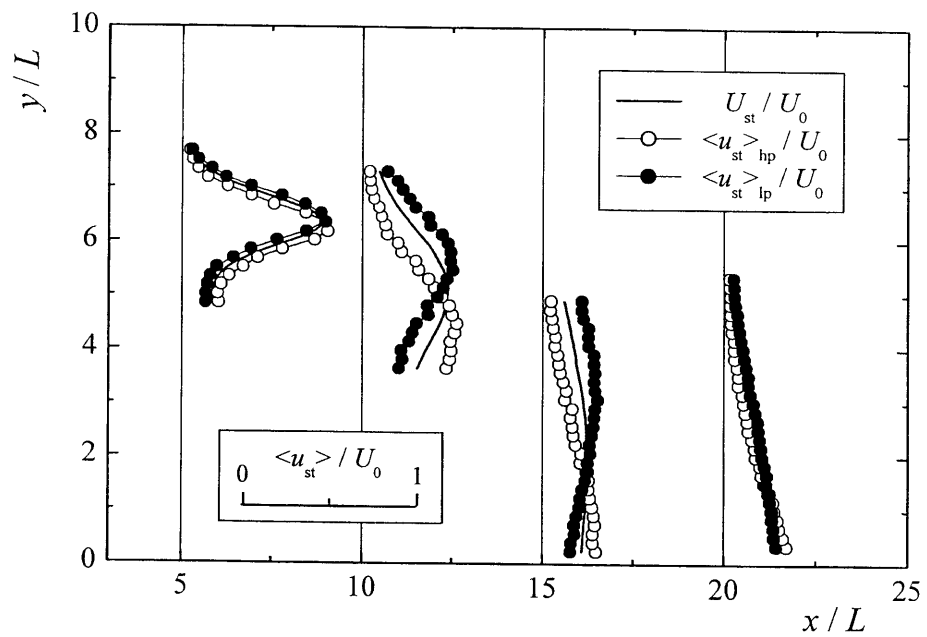


Fig.5-10 Ensemble averaged velocity distributions ( $H/L = 6$ )

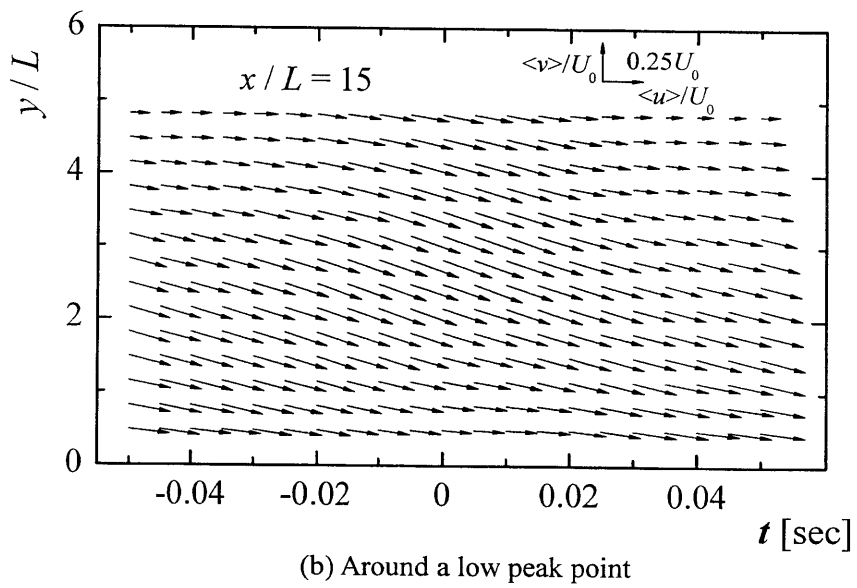
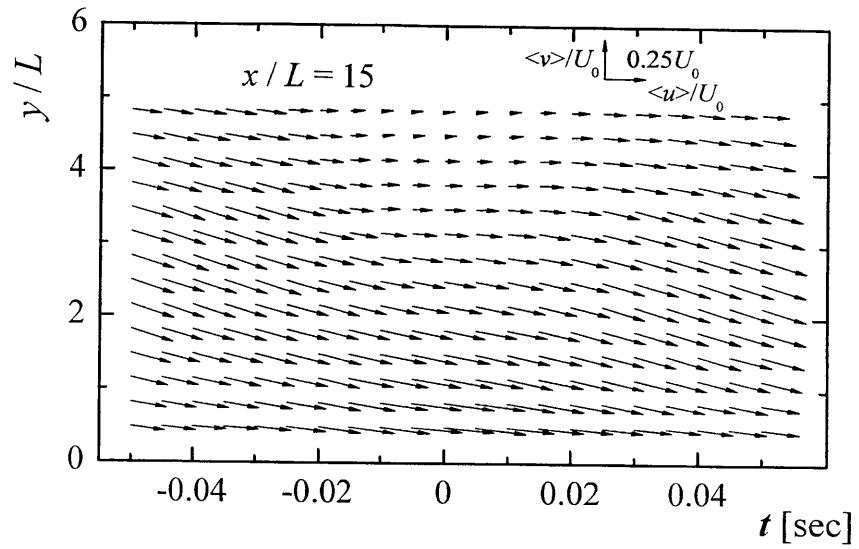


Fig.5-11 Ensemble averaged velocity vectors ( $H/L = 6$ )

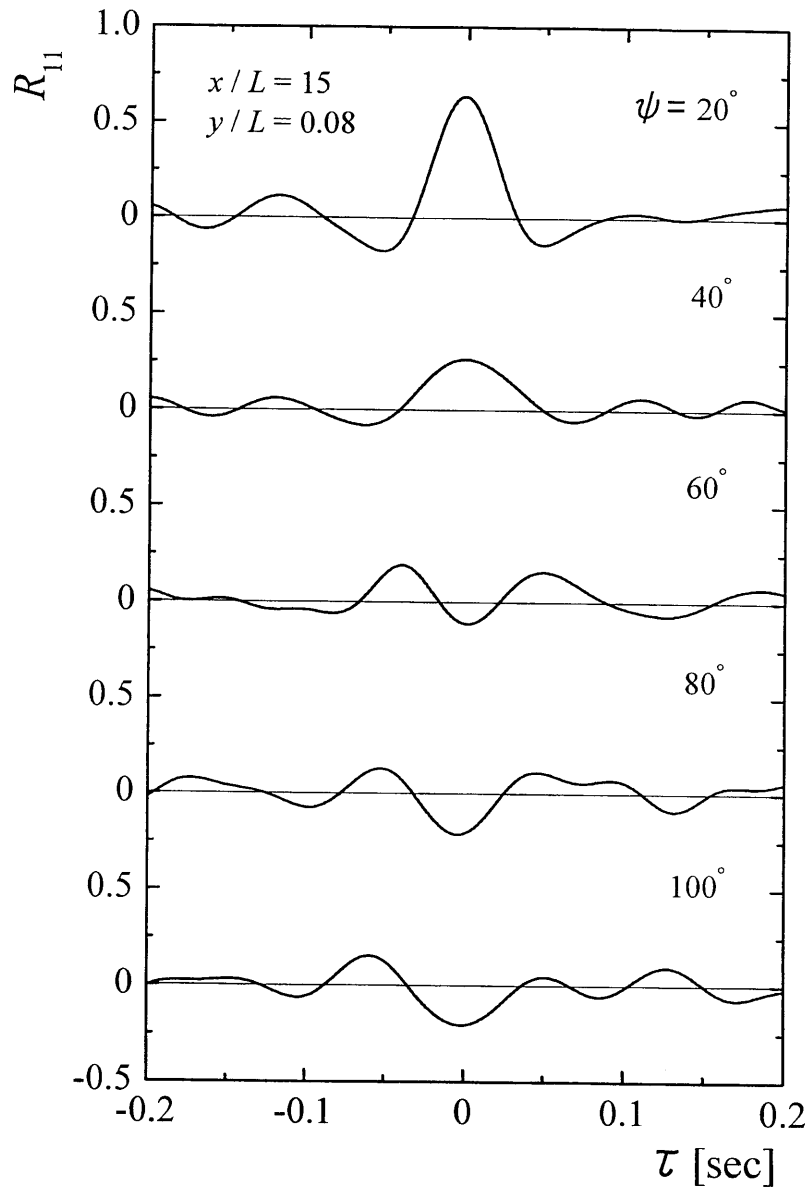


Fig.5-12 Time-space correlations in the  $z$ -direction ( $H/L = 6$ )

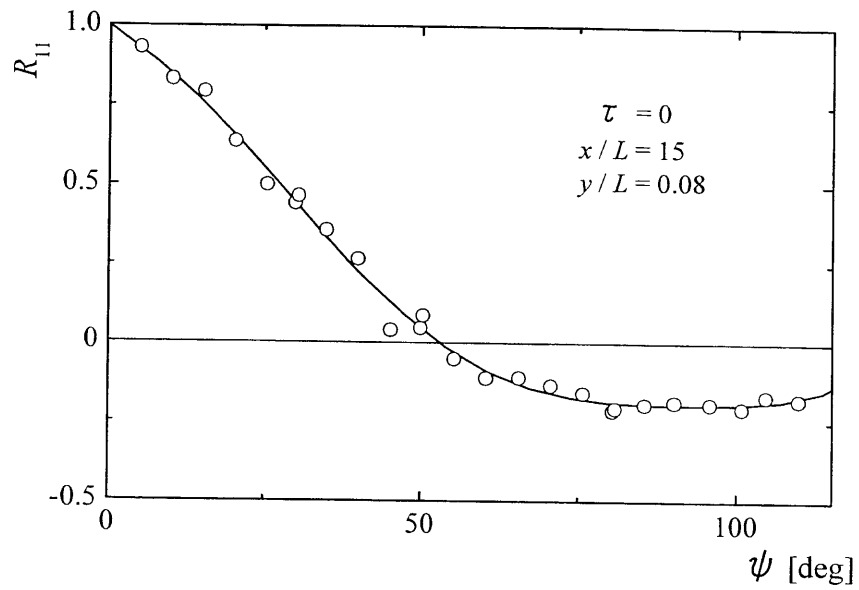


Fig.5-13 Two-point correlation in the  $z$ -direction ( $H/L = 6$ )

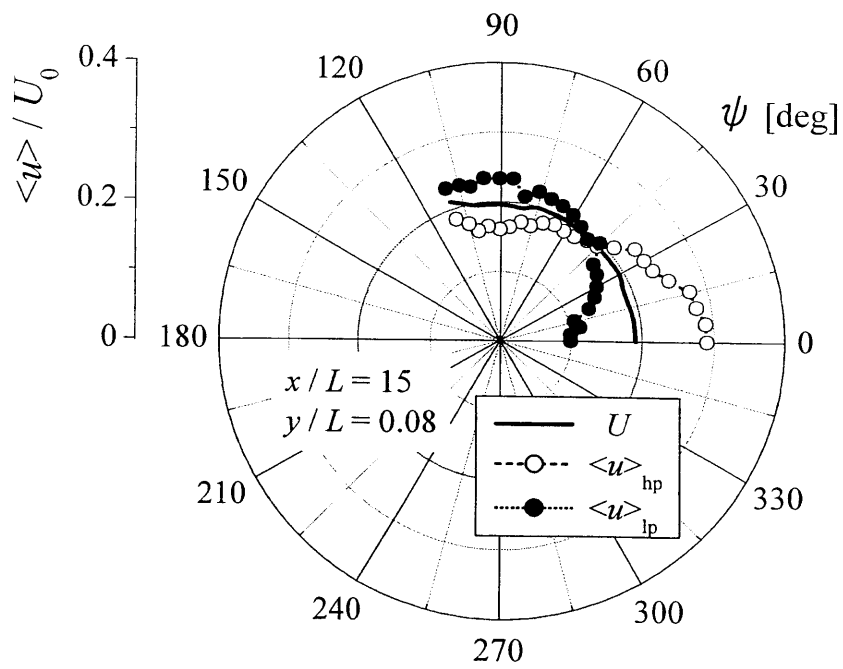


Fig.5-14 Ensemble averaged velocity on the side wall ( $H/L = 6$ )

## 第6章 結 論

本研究は，円柱状ノズルから放射状に流出する噴流について，円柱状ノズルと同心円状の環状ノズルから流出する環状噴流（制御流れ）が衝突することにより偏向する流れの特性と，円柱状ノズルと平行にオフセット状態にして置かれた側壁平板の存在により，わん曲し側壁面へ再付着する噴流の特性およびその構造を実験的に明らかにすることを目的として行ったものである．以下に，本研究で明らかになった諸点を総括する．

まず，第1章では，本研究の目的および意義について述べ，これに関連する従来の研究の概観より本研究の位置づけを行った．

第2章と第3章は，側壁平板がない状態において，放射状噴流に制御流れを衝突させた場合の偏向噴流に関するものである．

第2章では，噴流偏向角を規定する要因である衝突条件を変化させて，熱線プローブを用いた平均速度，乱れ強さの各方向成分およびレイノルズ応力成分の測定から，流れの偏向による平均特性および乱れの統計量の変化を明らかにし，以下の結果を得た．

- (1) ノズル間距離  $h/L$  と無次元制御流量  $Q_c/Q_o$  の組合せにより，各ノズル出口の速度・圧力の測定により得られる無次元制御運動量  $J_c/J_o$  の設定が可能であり，それに応じて主噴流の偏向角  $\theta$  が定まる．
- (2) 偏向した主流方向に沿って整理することにより，ノズル近くの領域を除き，平均速度分布，乱れ強さ分布およびレイノルズ応力分布は，自由噴流の分布と同一の分布形で表される．
- (3) 衝突直後の平均速度分布は，ノズルに近い領域で上下非対称な分布形となり，ノズル間距離が短いほど（すなわち，噴流偏向角が大きいほど），衝突側の流体が増速し，裾の広がった分布となる．
- (4) ノズルに近い領域の乱れ強さは，ノズル間距離が短いほど，衝突側で自由

噴流の場合より小さくなる。

- (5) レイノルズ応力成分  $\overline{uw}$  は、ノズル近くの衝突側で自由噴流の場合よりも小さく、一方、 $\overline{vw}$  は自由噴流、偏向噴流の場合ともに小さく応力の作用はきわめて小さい。

第3章では、流れの偏向による乱流構造の変化を解析するために、偏向のない放射状自由噴流と制御流れを衝突させた偏向噴流について、主流方向変動速度の確率密度、パワースペクトルおよび空間2点の相互相関を測定し、その変化を明らかにし、以下の結果を得た。

- (1) 主流方向変動速度の確率密度関数分布の測定より、偏向噴流においては、制御流れとの衝突直後の領域の衝突側で速度変動の分布頻度が変化し、高速流体および低速流体の割合が増加する領域が現れることが確認された。
- (2) パワースペクトルおよび自己相関の測定から、ノズル出口のごく近傍において、自由噴流では比較的周期性の高くスケールの小さな速度変動が存在する様子が見られたが、偏向噴流ではその変動は減衰し、大きな乱流構造が支配的になる。
- (3) 変動速度の2点相関から、ノズル出口のごく近傍において、自由噴流では比較的周期的な小さな渦構造が見られるのに対し、偏向噴流では、噴流の発達過程において、周期性は少ないが比較的大きなスケールの乱れ特性を持つ速度場が現れる。

第4章と第5章は、側壁平板が存在する場合の付着噴流に関するものである。

第4章では、主噴流に制御流れを付加したことによる再付着位置の変化と平均流特性、さらに、再循環流領域内の圧力とわん曲する噴流の曲率半径および再付着位置との関係を明らかにし、以下の結果を得た。

- (1) 任意のステップ高さ  $H/L$  に対して、側壁面への再付着位置  $x_R/L$  と無次元制御運動量  $J_c/J_0$  は直線関係により表され、無次元制御運動量を設定することにより、噴流の側壁面への再付着位置の制御が可能である。

- (2) 平均側壁面静圧  $\overline{C_{pw}}$  と再循環流領域内の平均静圧  $\overline{C_p}$  は、いずれも同様な傾向で再循環流領域内の圧力を表し、ステップ高さ  $H/L$  および制御流量  $Q_c/Q_o$  にかかわらず、 $\overline{C_p} / \overline{C_{pw}} \approx 1.10$  となる。
- (3) 主噴流の側壁面への再付着位置と平均側壁面静圧および再循環流領域内の平均静圧との関係は1本の曲線で表され、再循環流領域内の圧力の低下に伴い再付着位置はノズル出口に近づく。
- (4) 再循環流領域の体積と主噴流の側壁面への再付着位置および再循環流領域内の平均静圧の関係は一意的に決められる。
- (5) 噴流軸線の曲率半径と再循環流領域内の平均静圧の関係は1本の曲線になり、平均静圧の減少に伴い噴流軸線の曲率半径は減少する。また、再循環流領域の体積の変化と噴流軸線の曲率半径の変化は対応し、噴流軸線の曲率半径は再循環流領域の大きさを定性的に表す。

第5章では、噴流が再付着する壁面近傍の流れを可視化観察および熱線プローブを用いた変動速度場の測定から、オフセット距離（ステップ高さ）が壁面流れに及ぼす影響を定常・非定常場について明らかにし、さらに、空間内における速度の相互相関および条件抽出法を適用した集合平均速度の測定により、噴流の時間的・空間的な構造変化の特徴を明らかにし、以下の結果を得た。

- (1) ステップ高さが増加すると、再付着距離は増加するが、再付着位置近傍において、流れは順流・逆流を比較的周期的に繰り返し、再付着位置が振動する。また、その振動の周期は、ステップ高さが大きいほど増加する。
- (2) 再付着位置の上流・下流方向への振動に応じて、その下流における速度は増減し、比較的周期的に変動する。
- (3) 任意の周方向断面において、側壁面側にわん曲する噴流は、周期的に上下に揺動し、この変化に対応して再付着位置が上流・下流方向へ振動する。
- (4) 再付着位置下流の壁面近傍速度は、周方向位置が異なると、同時刻において同様には変化せず、間隔が増加するにつれて、両者の速度差は大きくな



り， おおよそ  $90^\circ$  離れた位置では， 一方の位置で増速すると他方では減速する．

## 謝 辞

本研究は、名古屋大学大学院菊山功嗣教授の御指導のもとに、岐阜大学工学部機械システム工学科複合ながれ現象学講座において行われたものであります。本論文を結ぶにあたり、本研究を始めてより長期間にわたって終始懇篤な御指導と御鞭撻を賜りました名古屋大学大学院菊山功嗣教授に対し、衷心より深甚なる感謝の意を表します。

また、本論文をまとめるに際しては、名古屋大学大学院長藤友健教授ならびに酒井康彦教授からは、本研究に対し多くの有益な御教示と注意深い御検討を賜りました。ここに深く敬意と感謝の意を表します。

本論文は、主として岐阜大学田中敏雄教授との共同研究として、日本機械学会論文集などに公表した論文を中心にまとめたものであります。本研究を遂行するに際し、田中敏雄教授をはじめ、岐阜大学山下新太郎教授、岐阜大学今尾茂樹助教授には終始適切な御指導、御助言を賜りました。心より感謝の意を表します。

さらに、本研究を進めるにあたっては、当時岐阜大学大学院生の学生諸君ならびに岐阜大学工学部機械システム工学科複合ながれ現象学講座の諸氏には、多大な御協力を頂き、実験装置の製作にあたっては、岐阜大学工学部機械工場の皆様にも多くの御助力を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

最後に、家庭においては、良き理解者で常に協力的であった妻里美に感謝します。

## 文 献

- (1) Abramovich, G. N., "*The Theory of Turbulent Jets*", M.I.T. Press., (1963).
- (2) Rajaratnam, N., "*Turbulent Jets*", Elsevier Scientific Pub., (1976).
- (3) Flora, J. J. Jr. and Goldschmids, V. W., "*Virtual Origins of a Free Plane Turbulent Jet*", AIAA J., 7(12), pp.2344-2346, (1969).
- (4) Hussain, A.K.M.F. and Clark, A. R., "*Upstream Influence on the Near Field of a Plane Turbulent Jet*", Phys. Fluids, Vol. 20, No. 9, pp.1416-1426, (1977).
- (5) Squire, H. B., "*Radial jets*", 50 Jahre Grenzschichtforschung. Vieweg, Braunschweig, Goertler, H. and Tollmien, W. (Editors), pp.47-54, (1955).
- (6) Schwarz, W. H., "*The radial free jet*", Chemical Engineering Science, Vol. 18, pp.779-786, (1963).
- (7) Heskestad, G., "*Hot-Wire Measurements in a Radial Turbulent Jet*", Trans. ASME, J. Applied Mech., pp.417-424, (1966).
- (8) Bradbury, L.J.S., "*The structure of a self-preserving turbulent plane jet*", J. Fluid Mech., Vol. 23, No. 1, pp.31-64, (1965).
- (9) Heskestad, G., "*Hot-wire measurements in a plane turbulent jet*", Trans. A.S.M.E., J. Appl. Mech., pp.1-14, (1965).
- (10) Gutmark, E. and Wygnanski, I., "*The Planar Turbulent Jet*", J. Fluid Mech., Vol. 73, pp.465-495, (1976).
- (11) Ramaprian, B.R. and Chandrasekhara, M.S., "*LDA Measurements in Plane Turbulent Jets*", Trans. A.S.M.E., J. Fluids Eng., Vol.107, pp.264-271, (1985).
- (12) 鴨井新生, 田中英穂, "初期乱れを考慮した二次元衝突噴流に関する研究 (第1報, 自由噴流の特性に及ぼす初期乱れの影響)", 日本機械学会論文集 (第2部), Vol. 43, No. 371, pp.2569-2585, (1977).
- (13) 増田渉, 安藤重夫, "2次元噴流の初期混合領域における乱流計測", 日本機械学会論文集 (B編), 54 (497), pp.45-50, (1988).
- (14) 増田渉, 安藤重夫, "湾曲した2次元自由噴流の初期領域における乱流エネルギー・バランスとレイノルズ応力輸送の計測", 日本機械学会論文集 (B編), 54(503), pp.1616-1621, (1988).
- (15) Sato, H., "*The Stability and Transition of a Two-Dimensional Jet*", J. Fluid Mech., Vol. 7, pp.53-80, (1960).

- (16) Freymuth, P., "On Transition of a Separated Laminar Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 25, pp.683-704, (1966).
- (17) Rockwell, D.O. and Niccolls, W.O., "Natural Breakdown of Planar Jets", Trans. A.S.M.E., J. Basic Eng., 94 (4), pp.720-730, (1972).
- (18) Hussain, A.K.M.F. and Thompson, C.A., "Controlled symmetric perturbation of the plane jet: an experimental study in the initial region", J. Fluid Mech., Vol. 100, part 2, pp.397-431, (1980).
- (19) Thomas, F.O. and Goldschmidt, V.W., "Structural Characteristics of a Developing Turbulent Planar Jet", J. Fluid Mech., Vol. 163, pp.227-256, (1986).
- (20) Thomas, F. O. and Chu, H. C., "An Experimental Investigation of the Transition of a Planar Jet: Subharmonic Suppression and Upstream Feedback", Phys. Fluids, A 1(9), pp.1566-1587, (1989).
- (21) Goldschmidt, V. W. and Bradshaw, P., "Flapping of a Plane Jet", Phys. Fluids, 16, pp.354-355, (1973).
- (22) Antonia, R.A., Chambers, A.J., Britz, D., and Browne, L.W.B., "Organized Structures in the Turbulent Plane Jet: Topology and Contribution to Momentum and Heat Transport.", J. Fluid Mech., Vol. 172, pp.211-229, (1986).
- (23) Goldschmidt, V.W., Young, M.F., and Ott, E.S., "Turbulent Convective Velocities (Broadband and Wavenumber Dependent) in a Plane Jet", J. Fluid Mech., Vol. 105, pp.327-345, (1981).
- (24) Cervantes, J. G. and Goldschmidt, V. W., "The Apparent Flapping Motion of a Turbulent Plane Jet - Further Experimental Results", Trans. A.S.M.E., J. Fluids Eng., 103, pp.119-126, (1981).
- (25) Mumford, J. C., "The Structure of the Large Eddies in Fully Developed Turbulent Shear Flows. Part 1. The Plane Jet", J. Fluid Mech., Vol. 118, pp.241-268, (1982).
- (26) 蒔田秀治, 大谷秀雄, 石角勝利, "音波による噴流構造の制御 (第1報, 励起モードによる噴流構造の相違について)", 日本機械学会論文集 (B編) Vol.54, No.504, pp.1938-1945, (1988).
- (27) 蒔田秀治, 大谷秀雄, 石角勝利, "音波による噴流構造の制御 (第2報, スペクトル分布と速度場の流れ方向変化について)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol.54, No.504, pp.1946-1952, (1988).
- (28) 蒔田秀治, 松元毅, 朝倉忠裕, "二次元噴流の遷移過程 (第1報, 渦度分布と渦の移動速度)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol.57, No.539, pp.2239-2246, (1991).

- (29) 蒔田秀治, 松元毅, 長谷川敏行, "二次元噴流の遷移過程 (第2報, 多線式煙線法による可視化写真と速度ベクトル図の比較)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol.58, No.555, pp.3237-3244, (1992).
- (30) 清水誠二, "離散うず法による二次元噴流の解析", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 51, No. 472, pp.3852-3859, (1985).
- (31) 長谷川達也, 山口誉起, 大岩紀生, 倉田勝, "二次元噴流の離散渦法によるシミュレーション", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 52, No. 476, pp.1450-1455, (1986).
- (32) Wygnanski, I. and Fiedler, H.E., "*Some Measurements in the Self-Preserving Jet*", J. Fluid Mech., Vol. 38, pp.577-612, (1969).
- (33) Bradshaw, P., Ferriss, D.H. and Johnston, R.F., "*Turbulence in the Noise Producing Region of a Circular Jet*", J. Fluid Mech., Vol. 19, pp.591-624, (1964).
- (34) Davies, P.O.A.L., Ko, N.M.W. and Bose, B., "*The Local Pressure Field of Turbulent Jets*", Aero Res. Counc. Current Paper, No.989, (1967).
- (35) Lau, J. C. and Fisher, M. J., "*The Vortex Street Structure of Turbulent Jets*", J. Fluid Mech., Vol. 67(2), pp.299-337, (1975).
- (36) Yule, A. J., "*Large-scale structure in the mixing layer of a round jet*", J. Fluid Mech., Vol. 89, No. 3, pp.413-432, (1978).
- (37) 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., Vol. 101, No. 3, pp.449-491, (1980).
- (38) Crow, S. C. and Champagne, F. H., "*Orderly Structure in Jet Turbulence*", J. Fluid Mech., Vol. 48, pp.547-591, (1971).
- (39) Hussain, A.K.M.F. and Zaman, K.B.M.Q., "*Vortex Pairing in a Circular Jet Under Controlled Excitation. Part 2. Coherent Structure Dynamics*", J. Fluid Mech., Vol. 101(3), pp.493-544, (1980).
- (40) Lau, J.C., Fisher, M.J. and Fuchs, H.V., "*The Intrinsic Structure of Turbulent Jets*", J. Sound Vib., Vol. 22(4), pp.379-406, (1972).
- (41) Fuchs, H. V., "*Space Correlations of the Fluctuating Pressure in Subsonic Turbulent Jets*", J. Sound Vib., Vol. 23-1, pp.77-99, (1972).
- (42) Browand, F. K. and Laufer, J., "*The Role of Large-Scale Structures in the Initial Development of Circular Jets*", Proceedings of the Fourth Biennial Symposium on Turbulence, J.L. Zakin and G.K. Patterson (eds), University of Missouri-Rolla, pp.333-345, (1975).

- (43) Petersen, R. A., "*Influence of Wave Dispersion on Vortex Pairing in a Jet*", J. Fluid Mech., Vol. 89, pp.469-495, (1978).
- (44) Chua, L. P. and Antonia, R. A., "*Spatial organization of large structures in the near-field of a circular jet*", Fluid Dynamics Research, Vol. 9, pp.59-71, (1992).
- (45) Wills, J. A. B., "*On convection velocities in turbulent shear flows*", J. Fluid Mech., Vol. 20, Part 3, pp.417-432, (1964).
- (46) Tso, J., Kovaszny, L.S.G. and Hussain, A.K.M.F., "*Search for Large-Scale Coherent Structures in the Nearly Self-Preserving Region of a Turbulent Axisymmetric Jet*", Trans. A.S.M.E., J. Fluids Eng., 103, pp.503-508, (1981).
- (47) Oler, J. W. and Goldschmidt, V. W., "*Coherent Structures in the Similarity Region of Two-Dimensional Turbulent Jets*", Trans. A.S.M.E., J. Fluids Eng., Vol. 106, June, pp.187-192, (1984).
- (48) Sreenivasan, K. R., "*The Azimuthal Correlations of Velocity and Temperature Fluctuations in an Axisymmetric Jet*", Phys. Fluids, 27, pp.867-875, (1984).
- (49) Dimotakis, P.E., Miake-Lye, R.C. and Dimitris, A.P., "*Structure and Dynamics of Round Turbulent Jets*", Phys. Fluids, 26(1), pp.3185-3192, (1983).
- (50) Shlien, D. J., "*Observations of Dispersion of Entrained Fluid in the Self-Preserving Region of a Turbulent Jet*", J. Fluid Mech., Vol. 183, pp.163-173, (1987).
- (51) Komori, S. and Ueda, H., "*The Large-Scale Coherent Structure in the Intermittent Region of the Self-Preserving Round Free Jet*", J. Fluid Mech., Vol. 152, pp.337-359, (1985).
- (52) 高曾徹, 西野友太良, 栗山勝志, 妹尾泰利, "円形噴流における乱流の大規模構造 (第1報, 乱流間欠性とそのスペクトル解析)", 日本機械学会論文集 (B編), Vol.54, No.504, pp.1929-1937, (1987).
- (53) Tso, J. and Hussain, A.K.M.F., "*Organized Motions in a Fully Developed Turbulent Axisymmetric Jet*", J. Fluid Mech., Vol. 203, pp.425-448, (1989).
- (54) K. Simson, "*Gain Characteristics of Subsonic Pressure-Controlled, Proportional, Fluid-Jet Amplifiers*", Trans. A.S.M.E., J. Basic Eng., p295-305, (1966).
- (55) Camarata, F. J., "*Analytical Procedure for Predicting Performance of Single-Stage Momentum Exchange Proportional Amplifiers*", Advances in Fluidics, pp.87-93, (1967).
- (56) Foss, J. F., "*Flow Characteristics of the Defined Region Geometry for High-Gain Proportional Amplifiers*", Advances in Fluidics, pp.45-61, (1967).

- (57) Ozgu, M. R. and Stenning, A. H., "*Switching Dynamics of Bistable Fluidic Amplifiers With Low Setbacks*", Trans. A.S.M.E., J. Dynamic Systems, Measurement, and Control, pp.21-33, (1972).
- (58) Bell, A. C., "*An Analytical and Empirical Basis for the Design of Turbulence Amplifiers Part 1: Analysis and Experimental Confirmation*", Trans. A.S.M.E., J. Dynamic Systems, Measurement, and Control, pp.133-140, (1973).
- (59) 岡本哲史, 榎田浩二, "二つの乱流二次元自由噴流の直角衝突", 日本機械学会論文集 (B編), 47(419), pp.1207-1213, (1981).
- (60) 榎田浩二, 岡本哲史, "二つの乱流二次元自由噴流の斜め衝突", 日本機械学会論文集 (B編), 49(443), pp.1321-1328, (1983).
- (61) Elbanna, H., Sabbagh, J. A. and Rashed, M. I. I., "*Interception of Two Equal Turbulent Jets*", AIAA J., Vol. 23, No. 7, pp.985-986, (1985).
- (62) Elbanna, H. and Sabbagh, J. A., "*Interaction of Two Nonequal Jets*", AIAA J., Vol. 24, No. 4, pp.686-687, (1986).
- (63) Manjunath, A., Gowda, B. H. L. and Natarajan, R., "*Studies on the mixing of two non-axial plane jets in a confined passage: mean flow characteristics*", Exp. Fluids, Vol. 11, pp.17-24, (1991).
- (64) Manjunath, A., Gowda, B. H. L. and Natarajan, R., "*Studies on the mixing of two non-axial plane jets in a confined passage - turbulence characteristics*", Exp. Fluids, Vol. 13, pp.147-154, (1992).
- (65) McDermott, W. and Hurlbut, F. C., "*Observations on flow fields generated by opposed free-jets of gas mixtures*", Phys. Fluids, Vol. 27, No. 1, pp.60-71, (1984).
- (66) 藤本哲夫, 新美智秀, 長田裕司, "自由噴流の干渉に関する研究", 日本機械学会論文集 (B編), 53(486), pp.400-407, (1987).
- (67) Misevich, K. W., "*The Impact of Opposing Axially Symmetric Jets*", Advances in Fluidics, pp.98-115, (1967).
- (68) Nosseir, N., Peled, U. and Hildebrand, G., "*Pressure Field Generated by Jet-on-Jet Impingement*", AIAA J., Vol. 25, No. 10, pp.1312-1317, (1987).
- (69) 小川信夫, 牧 博司, "対向乱流噴流の研究 (中心軸上に置かれた物体の影響について)", 日本機械学会論文集 (B編), 52(473), pp.318-324, (1986).
- (70) 小川信夫, 牧 博司, 土方邦夫, "対向衝突乱流噴流の研究 (噴流中心の乱れと衝突面位置)", 日本機械学会論文集 (B編), 57(535), pp.935-942, (1991).

- (71) Bourque, C. and Newman, B. G., "*Reattachment of a Two-Dimensional Incompressible Jet to an Adjacent Flat Plate*", Aeronaut. Quart., Vol.11(3), pp.201-232, (1960).
- (72) Sawyer, R. A., "*The flow due to a two-dimensional jet issuing parallel to a flat plate*", J. Fluid Mech., Vol. 9, Part 4, pp.543-560, (1960).
- (73) Sawyer, R. A., "*Two-dimensional reattaching jet flows including the effects of curvature on entrainment*", J. Fluid Mech., Vol. 17, pp.481-498, (1963).
- (74) Bourque, C., "*Reattachment of a Two-Dimensional Jet to an Adjacent Flat Plate*", Advances in Fluidics, pp.192-204, (1967).
- (75) Perry, C. C., "*Two-Dimensional Jet Attachment*", Advances in Fluidics, pp.205-217, (1967).
- (76) Rajaratnam, N. and Subramanya, N., "*Plane Turbulent Reattached Wall Jets*", ASCE J. of Hydraulics Div., Vol. 94, HY1, pp.95-112, (1968).
- (77) Hoch, J. and Jiji, L. M., "*Two-Dimensional Turbulent Offset Jet-Boundary Interaction*", Trans. A.S.M.E., J. Fluids Eng., Vol. 103, pp.154-161, (1981).
- (78) McRee, D. I. and Moses, H. L., "*The Effect of Aspect Ratio and Offset on Nozzle Flow and Jet Reattachment*", Advances in Fluidics, pp.142-161, (1967).
- (79) Nozaki, T. and Hatta, K., "*Reattachment Flow Issuing from a Finite Width Nozzle*", Bull. JSME, Vol. 22, No.165, pp.340-347, (1979).
- (80) Nozaki, T. and Hatta, K., "*Reattachment Flow Issuing from a Finite Width Nozzle (Report 2. Effects of Initial Turbulence Intensity)*", Bull. JSME, Vol. 24, No.188, pp.363-369, (1981).
- (81) Lund, T. S., "*Augmented Thrust and Mass Flow Associated with Two-Dimensional Jet Reattachment*", AIAA J., Vol. 24, No.12, pp.1964-1970, (1986).
- (82) Pelfrey, J. R. R. and Liburdy, J. A., "*Effect of curvature on the turbulence of a two-dimensional jet*", Exp. Fluids, Vol. 4, pp.143-149, (1986).
- (83) Pelfrey, J. R. R. and Liburdy, J. A., "*Mean Flow Characteristics of a Turbulent Offset Jet*", Trans. A.S.M.E., J. Fluids Eng., Vol. 108, pp.82-88, (1986).
- (84) Nasr, A. and Lai, J. C. S., "*Comparison of flow characteristics in the near field of two parallel plane jets and an offset plane jet*", Phys. Fluids, Vol. 9, No. 10, pp.2919-2931, (1997).
- (85) Nasr, A. and Lai, J. C. S., "*A turbulent plane offset jet with small offset ratio*", Exp. Fluids, Vol. 24, pp.47-57, (1998).
- (86) 須藤浩三, 高見敏弘, "*乱流噴流の挙動に及ぼす隣接壁の影響 (第1報, オフセット噴流の平均特性)*", 日本機械学会論文集 (B編), 56(524), pp.919-925, (1990).



- (87) 須藤浩三, 高見敏弘, 黒田尚紀, "乱流噴流の挙動に及ぼす隣接壁の影響 (第2報, 乱れのエネルギー収支)", 日本機械学会論文集 (B編), 56(524), pp.926-934, (1990).
- (88) Eaton, J. K. and Johnston, J. P., "A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment", AIAA J., Vol. 19, No. 9, pp.1093-1100, (1981).
- (89) Kiya, M., "Structure of Flow in Leading-edge Separation Bubbles", Boundary-Layer Separation (Smith, F. T. and Brown, S. N., ed.), SpringerVerlag, pp.57-71, (1987).
- (90) 木谷, "はく離・再付着流れの乱流構造", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 55, No. 511, pp.559-564, (1989).
- (91) McCormick, D. C., Lessmann, R. C. and Test, F. L., "Heat Transfer to Separated Flow Regions From a Rectangular Prism in a Cross Stream", Trans. A.S.M.E., J. Heat Transf., Vol. 106, pp.276-283, (1984).
- (92) Vogel, J. C. and Eaton, J. K., "Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a Backward-Facing Step", Trans. A.S.M.E., J. Heat Transf., Vol. 107, pp.922-929, (1985).
- (93) Ruderich, R. and Fernholz, H. H., "An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment", J. Fluid Mech., Vol. 163, pp.283-322, (1986).
- (94) 佐々木久郎, 木谷 勝, "はく離泡の再付着領域における三次元大規模うず構造", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 51, No. 461, pp.308-316, (1985).
- (95) 三松順治, 土方邦夫, 井上淳一, 熊田雅弥, "速度・圧力変動の相互相関測定による乱れ構造の解明", 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 57, No. 543, pp.3931-3937, (1991).
- (96) Castro, I. P. and Haque, A., "The Structure of a turbulent shear layer bounding a separation region", J. Fluid Mech., Vol. 179, pp.439-468, (1987).
- (97) Driver, D. M., Seegmiller, H. L. and Marvin, J. G., "Time-Dependent Behavior of a Reattaching Shear Layer", AIAA J., Vol. 25, No. 7, pp.914-919, (1987).
- (98) Gharib, M. and Roshko, A., "The effect of flow oscillations on cavity drag", J. Fluid Mech., Vol. 177, pp.501-530, (1987).
- (99) Kiya, M. and Sasaki, K., "Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble", J. Fluid Mech., Vol.154, pp.463-491, (1985).
- (100) 田中敏雄, 小里泰章, 田中栄一, 井上吉弘, "放射状噴流と環状噴流の衝突に関する研究 (第1報, 主噴流の偏向特性)", 日本機械学会論文集 (B編), 57(534), pp.615-620, (1991).

- (101) 小里泰章, 今尾茂樹, 田中敏雄, 河野秀勇, "放射状噴流の偏向と再付着に関する研究 (第1報, 偏向噴流の平均流と乱れの特性)", 日本機械学会論文集 (B編), 65 (632), pp.1326-1331, (1999).
- (102) 西岡通男, 流れの計測 (流れの計測懇談会), 3-5, p.37, (1985).
- (103) 日本機械学会編, 流体計測法 (日本機械学会), p.108, (1985).
- (104) 小里泰章, 今尾茂樹, 田中敏雄, 大平吉輝, "放射状噴流の偏向と再付着に関する研究 (第2報, 噴流の偏向による乱流構造の変化)", 日本機械学会論文集 (B編), 66 (650), pp.2599-2605, (2000).
- (105) 中村育雄, 乱流現象, 朝倉書店, p.51, (1994).
- (106) 日野幹雄, スペクトル解析, 朝倉書店, p.63, (1992).
- (107) 田中敏雄, 肥田久史, 田中栄一, 小里泰章, "放射状噴流と環状噴流の衝突に関する研究 (第2報, 主噴流の偏向と側壁面への再付着特性)", 日本機械学会論文集 (B編), 60 (570), pp.351-356, (1994).
- (108) 田中敏雄, 肥田久史, 田中栄一, 小里泰章, "放射状噴流と環状噴流の衝突に関する研究 (第3報, 圧力場による主噴流のわん曲特性)", 日本機械学会論文集 (B編), 60 (580), pp.4032-4038, (1994).
- (109) 村上周三, 小峯裕巳, "タンデム型熱線風速計による変動風速の三次元的な測定", 生産研究, 30-8, pp.295-301, (1978).
- (110) Miller, D. R. and Comings, E. W., "Static pressure distribution in the free turbulent jet", J. Fluid Mech., Vol. 3-1, pp.1-16, (1957).
- (111) 原田、尾崎, 流子工学, 養賢堂, p.103, (1971).
- (112) 小里泰章, 今尾茂樹, 田中敏雄, 小池 学, "放射状噴流の偏向と再付着に関する研究 (第3報, 側壁面へ再付着する流れの非定常性)", 日本機械学会論文集 (B編) に掲載決定 (論文 No. 01-0280) .