

博士学位論文

長方形噴流の制御に関する実験的研究

Experimental study on flow control of a rectangular jet

平成 27 年 9 月

岐阜大学大学院工学研究科
生産開発システム工学専攻

加藤 佳久

目次

| | |
|-----------------------------------|----|
| 主要記号 | 1 |
| 図表一覧 | 3 |
| 第1章 緒論 | 6 |
| 1.1 噴流の基礎と研究動向 | 6 |
| 1.1.1 自由噴流の特性 | 6 |
| 1.1.2 長方形噴流の特性 | 6 |
| 1.1.3 噴流中の渦構造 | 7 |
| 1.2 噴流制御に関する研究動向 | 8 |
| 1.3 本研究の目的 | 10 |
| 1.4 論文の構成 | 11 |
| 第2章 DBD プラズマアクチュエータを用いた長方形噴流の能動制御 | 13 |
| 2.1 緒言 | 13 |
| 2.2 誘電体バリア放電による誘起流の発生メカニズム | 13 |
| 2.3 実験装置及び実験方法 | 14 |
| 2.3.1 実験装置 | 14 |
| 2.3.1.1 送風装置およびノズル | 14 |
| 2.3.1.2 プラズマアクチュエータ | 15 |
| 2.3.1.3 熱線プローブ | 16 |
| 2.3.1.4 熱線流速計 | 16 |
| 2.3.1.5 トラバース装置 | 17 |
| 2.3.2 実験方法 | 17 |
| 2.3.2.1 流れの可視化 | 17 |
| 2.3.2.2 速度測定 | 17 |
| 2.3.2.3 実験手順 | 18 |
| 2.4 実験結果および考察 | 20 |
| 2.4.1 アクチュエータ駆動時の噴流の拡がり | 20 |
| 2.4.2 流動特性 | 22 |
| 2.4.2.1 噴流の拡がり | 22 |
| 2.4.2.2 半値幅と噴流幅 | 23 |
| 2.4.2.3 中心速度の減衰 | 23 |
| 2.5 噴流の拡散メカニズムの考察 | 25 |

| | | |
|---------|-------------------|----|
| 2.5.1 | 拡がりが増される場合 | 25 |
| 2.5.2 | 拡がりが増される場合 | 25 |
| 2.5.3 | 変調周波数による影響 | 26 |
| 2.5.4 | Duty 比による影響 | 26 |
| 2.6 | 噴流速度が異なる場合 | 27 |
| 2.6.1 | 変調周波数 | 27 |
| 2.6.2 | 流動特性 | 28 |
| 2.6.2.1 | 半値幅 | 28 |
| 2.6.2.2 | 中心速度の減衰 | 28 |
| 2.6.3 | 流れの構造 | 29 |
| 2.6.4 | 噴流が最も拡がる場合の流れの構造 | 29 |
| 2.7 | 印加電圧の影響 | 30 |
| 2.7.1 | 印加電圧による噴流幅の変化 | 30 |
| 2.7.2 | 印加電圧による流れの違い | 30 |
| 2.8 | 結言 | 31 |
| | | |
| 第3章 | 矩形筒を用いた長方形噴流の受動制御 | 63 |
| 3.1 | 緒言 | 63 |
| 3.2 | 実験装置及び実験方法 | 64 |
| 3.2.1 | 実験装置 | 64 |
| 3.2.1.1 | 送風装置 | 64 |
| 3.2.1.2 | フラッピングノズル | 64 |
| 3.2.2 | 実験方法 | 64 |
| 3.2.2.1 | 流れの可視化 | 64 |
| 3.2.2.2 | 速度測定 | 64 |
| 3.2.2.3 | PIV 解析 | 65 |
| 3.2.2.4 | 実験手順 | 65 |
| 3.3 | 実験結果および考察 | 66 |
| 3.3.1 | 流れの可視化観察 | 66 |
| 3.3.2 | フラッピングの発生条件 | 66 |
| 3.3.3 | フラッピング周波数 | 67 |
| 3.3.4 | 速度場 | 68 |
| 3.3.4.1 | 平均速度分布 | 68 |
| 3.3.4.2 | 平均速度コンターマップ | 68 |
| 3.3.4.3 | フラッピング噴流の発達過程 | 69 |
| 3.3.4.4 | 噴流半値幅 | 69 |

| | | |
|---------|-----------------|----|
| 3.3.4.5 | 中心速度の減衰 | 70 |
| 3.3.4.6 | 位相平均速度分布 | 70 |
| 3.3.5 | 矩形筒内の流動 | 70 |
| 3.3.6 | 制御効果（噴流の拡がり）の比較 | 71 |
| 3.4 | 結言 | 73 |
| 第4章 結論 | | 81 |
| 謝辞 | | 83 |
| 参考文献 | | 84 |

主要記号

- B : 輝度値
- B_m : 断面最大輝度値
- $B_{y0.1}, B_{z0.1}$: y 方向および z 方向の噴流幅 ($B/B_m = 0.1$ で定義した y 方向および z 方向の噴流幅) [mm]
- $b_{y0.1}, b_{z0.1}$: y 方向および z 方向の噴流幅の半値 ($U/U_m = 0.1$ となる噴流幅の半値) [mm]
- $b_{y0.5}, b_{z0.5}$: y 方向および z 方向の半値幅 ($U/U_m = 0.5$ となる噴流幅の半値) [mm]
- $Duty$: パルス変調周期に対する ON 時間の割合 [%] ($= T_{ON}/T$)
- d : スリットの等価直径 ($= 2(A/\pi)^{0.5}$, A : スリット出口面積)
- f : 周波数 [Hz]
- f_M : パルス変調周波数 [Hz] ($= 1/T$)
- f_N : アクチュエータ非駆動時の不安定波動の周波数 [Hz] ($= 440$ Hz)
- f^* : 無次元変調周波数 ($= f_M/f_N$)
- H : 矩形筒高さ [mm]
- h : ノズル高さ [mm]
- L : 矩形筒長さ [mm]
- P : 変動速度のパワースペクトル密度 [m^2/s]
- Q : 断面流量 [m^3/s]
- Q_0 : スリット出口流量 [m^3/s]
- Re : レイノルズ数 ($= U_0 h/\nu$: 第 2 章), ($= U_0 d/\nu$: 第 3 章)
- S : 合成速度 [m/s]
- St : ストローハル数 ($= f_N h/U_0$: 第 2 章), ($= f d/U_0$: 第 3 章)
- T : パルス変調周期 (第 2 章), フラッピング周期 (第 3 章) [s]
- T_{ON} : パルス変調一周期中の ON 時間 [s]
- t : 時間 [s]
- U : 局所時間平均速度 [m/s]
- U_0 : ノズル出口平均速度 (第 2 章), スリット出口平均速度 (第 3 章) [m/s]
- U_c : 断面中心速度 [m/s]
- U_{c0} : ノズル出口中心速度 [m/s]
- U_m : 断面内最大速度 [m/s]
- u' : 変動速度の rms 値 [m/s]
- W : 矩形筒幅 [mm]
- w : ノズル幅 [mm]

x, y, z : 座標系
 θ : 位相差 (第 2 章), 位相 (第 3 章) [rad]
 ν : 空気の動粘度 [m²/s]

圖表一覽

| | | |
|----------|--|----|
| Fig.1-1 | Flow model of turbulent free jet | 12 |
| Fig.2-1 | Model of DBD plasma actuator | 32 |
| Fig.2-2 | Mechanism of induced flow | 32 |
| Fig.2-3 | Experimental apparatus | 33 |
| Fig.2-4 | Center-line velocity | 34 |
| Fig.2-5 | Half width | 34 |
| Fig.2-6 | Dimensionless velocity profile | 35 |
| Fig.2-7 | Velocity and turbulent intensity profile in y direction ($x/h=1.1, z/h=0$) | 36 |
| Fig.2-8 | Power spectrum ($x/h=1.1, y/h=0.5, z/h=0$) | 37 |
| Fig.2-9 | Example of voltage and current waveform | 37 |
| Fig.2-10 | Example of ON-OFF control | 37 |
| Fig.2-11 | Hot wire probe | 38 |
| Fig.2-12 | Output characteristics of differential pressure transmitter | 39 |
| Fig.2-13 | Example of calibration curve | 39 |
| Fig.2-14 | Flow chart of experiments | 40 |
| Fig.2-15 | Difference of jet spread by applied voltage ($Duty=100%$) | 41 |
| Fig.2-16 | Difference of jet spread by applied voltage ($Duty=50%, f_M=55Hz$) | 42 |
| Fig.2-17 | Relation between brightness and shutter speed | 43 |
| Fig.2-18 | Velocity and brightness profile | 43 |
| Fig.2-19 | Contour map of jet width in xy plane | 44 |
| Fig.2-20 | Jet width in xy and xz plane | 45 |
| Fig.2-21 | Photographs of the flow in xy, xz and yz plane obtained by one second exposure photography | 46 |
| Fig.2-22 | Half widths and jet widths for Base case, Case E and Case S | 47 |
| Fig.2-23 | Decay of the center-line velocity and Mean velocity profiles | 47 |
| Fig.2-24 | Instantaneous images of Base case and Case S | 48 |
| Fig.2-25 | Instantaneous images of Case E in xy plane near the nozzle exit | 48 |
| Fig.2-26 | Instantaneous images near the nozzle exit in xy plane ($\theta = \pi$ and $Duty= 30\%$) | 49 |
| Fig.2-27 | Instantaneous images near the nozzle exit in xy plane ($\theta = \pi$ and $f^*=0.125$) | 50 |
| Fig.2-28 | Velocity profiles and turbulent intensity profiles in y direction under several velocity conditions ($x/h=1.0, z/h=0$) | 51 |
| Fig.2-29 | Spectra under several velocity conditions | 51 |
| Fig.2-30 | Comparison of jet widths in xy plane under several velocity conditions ($\theta = \pi$ and $Duty=10%$) | 52 |

| | | |
|-----------|---|----|
| Fig.2-31 | One second exposure photographs in xy plane under several velocity conditions | 53 |
| Fig.2-32 | One second exposure photographs in xz plane under several velocity conditions | 53 |
| Fig.2-33 | Half widths in y and z direction under several velocity conditions (Base case) | 54 |
| Fig.2-34 | Half widths in y and z direction under several velocity conditions | 54 |
| Fig.2-35 | Center-line velocity decay under several velocity conditions | 55 |
| Fig.2-36 | Mean velocity profile in xy and xz plane ($U_{c0}=2.7\text{m/s}$) | 55 |
| Fig.2-37 | Mean velocity profile in xy and xz plane ($U_{c0}=5.3\text{m/s}$) | 56 |
| Fig.2-38 | Mean velocity profile in xy and xz plane ($U_{c0}=8.1\text{m/s}$) | 56 |
| Fig.2-39 | Instantaneous images in xy plane ($U_{c0}=2.7\text{m/s}$, Base case) | 57 |
| Fig.2-40 | Instantaneous images in xy plane ($U_{c0}=2.7\text{m/s}$, $f^*=0.125, 0.250, 0.500$) | 58 |
| Fig.2-41 | Instantaneous images in xy plane of the most spread condition under several velocity conditions | 59 |
| Fig.2-42 | Jet width vs. applied voltage under several velocity conditions | 60 |
| Fig.2-43 | One second exposure photograph in xy plane under several velocity conditions (applied voltage $V_{p-p}=4\sim 6\text{ kV}$) | 61 |
| Fig. 2-44 | Instantaneous image in xy plane under several velocity conditions (applied voltage $V_{p-p}=4\sim 6\text{ kV}$) | 62 |
| Fig.3-1 | Experimental setup | 74 |
| Fig.3-2 | Photographs of the jet, (a)without duct, (b)with duct | 75 |
| Fig.3-3 | Flapping condition map ($U_0=60\text{m/s}$) | 75 |
| Fig.3-4 | Power spectra ($U_0=60\text{m/s}$, $H=48\text{mm}$, $L=80\text{mm}$) | 75 |
| Fig.3-5 | Flapping condition (duct height vs. duct length) | 76 |
| Fig.3-6 | Time records of velocity fluctuation and their spectra for Case A, B and C ($U_0=60\text{m/s}$, $z/d=0$) | 76 |
| Fig.3-7 | Strouhal number vs. Reynolds number | 76 |
| Fig.3-8 | Strouhal number vs. duct length | 77 |
| Fig.3-9 | Strouhal number vs. duct height | 77 |
| Fig.3-10 | Mean velocity profiles | 77 |
| Fig.3-11 | Contour map of mean velocity | 78 |
| Fig.3-12 | Dimensionless velocity profile | 78 |
| Fig.3-13 | Half width | 79 |
| Fig.3-14 | Decay of center velocity | 79 |
| Fig.3-15 | Phase averaged velocity profile | 79 |
| Fig.3-16 | Velocity vectors in the duct ($U_0=30\text{m/s}$, $H=48\text{mm}$, $W=24\text{mm}$, $L=80\text{mm}$) | 80 |
| Fig.3-17 | Comparison of half width with former studies, (a)Enhanced case, (b)Suppressed case | 80 |

Table 1 Applications and control methods 12

第1章 緒論

1.1 噴流の基礎と研究動向

1.1.1 自由噴流の特性

噴流とは、スリットやノズルなどの小孔から流体が空間へと噴出する現象のことである。噴流は自然界で幅広く散見される現象であり、代表的な例として、火山の噴煙、イカの吐水、くしゃみなどが挙げられる。また、噴流は産業分野でも広範に活用されており、燃焼器、消防用ノズル、洗浄用ノズル、空調機器、ジェットエンジン、煙突、化学反応器、イジェクターなどといった様々な工業製品で利用されている。噴流は、混合・拡散・燃焼・乾燥・推進・熱伝達（加熱・冷却）・微粒化・噴霧などの目的に利用されており、噴流を制御することで諸性能を向上させることが可能となる。

噴流に関する基礎研究、並びに噴流制御に関する研究は、これまで数多く報告されてきた。代表的な著述として、Pai⁽¹⁾、Townsend⁽²⁾、Birkhoff & Zarantonello⁽³⁾、Abramovich^(4,5)、Rajaratnam⁽⁶⁾、Schlichting⁽⁷⁾、社河内⁽⁸⁾などが挙げられる。

噴流は所与の条件によって多様な挙動を示す。例えば、周囲流体の種類、ノズル出口形状、ノズル出口速度、周囲流体の状況、周囲の固体境界の状況などによって、流動状態が異なる。まず一般的な乱流自由噴流の概略について示す。

図 1-1 に噴流の概略図を示す。2次元ノズルまたは軸対称ノズルから、噴流が拘束されることなく無限に広い同一流体の静止空間に噴出すると、周囲流体との大きな速度勾配と流体の粘性の影響により、噴流は周囲流体を巻き込んで噴流幅を広げながら、また同時に速度を減少させながら、流下していく。ノズル出口近傍は初期領域または遷移領域と呼ばれ、噴流の中心部分には速度が減衰しないポテンシャルコア領域、噴流の外縁部分には噴流と周囲流体が混合する混合領域が存在する。下流にいくにつれ混合領域が広がり、ポテンシャルコア領域は減少していく。ポテンシャルコア領域が消滅した位置より下流を発達領域（自己保存領域）と呼ぶ。ポテンシャルコア領域の長さは、2次元噴流では出口幅の6倍程度、軸対称噴流では出口直径の5倍程度である。発達領域では、速度分布を断面最大速度と半値幅で無次元化すると、相似な分布形となることが知られている^(8,9,10)。

1.1.2 長方形噴流の特性

長方形噴流とは、矩形の噴流出口から噴出する噴流のことである。一般に、長方形噴流は細長型噴流（Slender jet）と角型噴流（Bluff jet）に分けられる⁽⁶⁾。縦横比（アスペクト比）が5以上の長方形噴流の場合、噴流中心の平均速度は、速度が減衰しないポテンシャルコア領域、2次元噴流とほぼ同じ減衰率で減少する2次元噴流型減衰領域（特性減衰領域）、軸対称噴流とほぼ同じ減衰率で減少する軸対称型減衰領域の3つの領域に分けられる。このような3つの減衰領域を示す3次元噴流を細長型噴流という。一方、正方形ノズルや三角形ノズルから噴出する噴流の場合、2次元噴流型減衰領域が存在せず、ポテンシ

ャルコア領域後にわずかな遷移領域をはさんで軸対称型減衰領域が現れる。このような減衰傾向をみせる3次元噴流を角型噴流という。後に述べるように、本研究ではアスペクト比7.5の長方形噴流を対象とするため、中心速度減衰が3つの領域に区分できる細長型噴流に分類される。2次元噴流型減衰領域において、長方形噴流の平均速度分布は、短軸方向では種々の断面で相似であるのに対し、長軸方向では鞍型の分布 (Saddle shape) がみられる。軸対称型減衰領域に至ると、長軸方向でも平均速度分布は種々の断面で相似となる。長方形噴流には、噴流幅の長短軸が逆転する (Axis switching) が生じるという特徴がある⁽¹¹⁾。

1.1.3 噴流中の渦構造

噴流は、その速度分布に起因する不安定性及び大きな速度勾配のせん断層に起因する不安定性によって渦が生じ、噴流の流動特性はその渦構造によって支配されている⁽¹²⁾。従って、渦の生成、成長、合体、崩壊等を制御することができれば、流動特性を大きく変化させることが可能となる。そこで、まず噴流出口近傍の渦構造について概要を示す。

2次元噴流の場合、噴流出口付近ではせん断層におけるケルビン・ヘルムホルツ不安定により波動が生じ対称な渦列が形成される。下流の自己保存領域では互いに逆回転する渦が千鳥足状に並ぶコヒーレント構造が生じることが知られている。噴流全体の速度分布に基づく不安定性 (コラム不安定) による渦のストローハル数 $St (=fh/U_0)$ は、0.24 程度である^(13,14,15)。

円形噴流の場合、周期的な渦輪列が存在することが知られているが、この渦輪の周期性は、噴流出口形状や噴流出口の境界層の状態によって異なっている⁽¹⁶⁾。噴流出口がオリフィス形状の場合、流れの経路が噴流出口で急激に絞られ、噴流幅はオリフィス出口径よりも狭まって噴出する (縮流)。噴流外縁で最大速度を有する凹形 of 速度分布となって噴出するため、噴流外縁で大きな速度勾配が生じて周囲流体との不安定性が増し、ケルビン・ヘルムホルツ不安定による渦輪列が生成され、それらの渦輪列が合体を繰り返して大規模な渦輪列が形成される。渦の発生ストローハル数 $St (=fd/U_0)$ は実験的に 0.63~0.8 である⁽⁸⁾。十分な助走区間のある円管から噴出する噴流の場合、管内で境界層が発達し、噴流の中心で最大速度となる速度分布となって噴出する。コラム不安定によって大規模渦輪列が生成され、そのストローハル数は 0.38 である⁽¹⁷⁾。噴流出口がノズル形状の場合、噴流出口の速度分布は噴流出口全域にわたって一様 (トップハット形) になる。コラム不安定によって大規模渦輪列が生じ、そのストローハル数は 0.4 程度である。噴流中に生じた大規模渦輪列は、その誘起速度により互いに近づいて合体するが、円形噴流では $St = 0.85$ で励起することで安定な渦合体が生じることが報告されている^(18, 19)。大規模渦輪列構造は、ポテンシャルコア領域の終端で周方向に波状に変形し、小規模な渦に分裂していく。この過程には、流れ方向に軸を持つ縦渦が関連していることが明らかにされており、干渉モデルが検討されている^(20,21,22,23,24)。

長方形噴流の場合、長方形出口から生成される渦輪は非一様な曲率を有するため、自己誘

起速度の影響で流れ方向にひずみ、長短軸が入れ替わることが知られている。先行渦と追跡渦が対になって干渉するような場合では、先行渦と追跡渦は互いに變形しながら局部的に干渉しあい、分裂していく。渦輪の變形速度や干渉位置によって干渉の様態は異なるが、長方形噴流の場合にも渦輪の變形過程には縦渦が影響しており、その干渉モデルが検討されている(25,26,27,28,29,30,31)。

以上より、噴流中の大規模渦構造は、噴流の速度分布に起因する不安定性及びせん断層に起因する不安定性によって、噴流中の微小擾乱が増幅されることで形成されているため、外部から選択的に擾乱を付加することで、渦の生成・合体を促進することができるといえる。

1.2 噴流制御に関する研究動向

噴流には擾乱成分(種々の波数の変動)が内在しており、その擾乱成分の時空間的な増幅・減衰によって流動特性が変化する。そのため、噴流中の渦構造を何らかの手法を用いて操作することで噴流を制御することが可能となる⁽¹⁵⁾。操作方法としては、音波、マイクロアクチュエータ、非円形ノズル、タブ、ボルテックスジェネレータ、共鳴管など、過去に様々な研究が報告されている。噴流の工業的用途と制御方法についてまとめたものを表1に示す。制御方法は、大きく分けて能動制御と受動制御という2つの種類に分類できる。能動制御とは、外部からエネルギー(電力)を供給し、各種デバイスを作動させて噴流を制御する方法である。音波、フラップ型マイクロ電磁アクチュエータ、シンセティックジェットなどが挙げられる。能動制御はデバイスの作動条件(制御入力量)を柔軟に変更できるため、柔軟な制御が可能であるという利点がある。一方、受動制御では外部からのエネルギー供給が必要なく、可動部がないため構造が簡単で耐久性があり、実用上の経済性に優れている。噴流出口近傍の内壁に設置したボルテックスジェネレータやタブ、スワロー、噴流出口の形状(非円形噴流、同軸環状噴流、共鳴噴流、円柱等の物体を用いた制御)などが挙げられる。以下に、それらの概要を示す。

音波を用いた制御とは、噴流出口の上流及び噴流出口付近にスピーカーを設置し、特定の周波数で噴流を励起するという方法である⁽³²⁾。2次元噴流を音波で励起し、2次元噴流中に励起された渦の発生から乱流への遷移までの各過程が明らかにされている^(33,34,35,36,37,38)。また、軸対称噴流に対しても音波励起を試みた研究例が報告されている^(18,19)。混合層における自然周波数を整数N分の1で励起すると、N個の渦の合体が促進され大規模渦が形成される⁽³⁹⁾ことが知られており、また、複数の周波数の合成波による励起でも渦の合体を促進する場合があることが報告されている⁽⁴⁰⁾。

フラップ型マイクロ電磁アクチュエータによる制御とは、ノズルの内側円周面上に薄いフラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群を配置し、それらをコンピュータで独立に制御したものである。コラム不安定に同期して半分ずつフラップを逆位相駆動することで、互いに傾斜して励起された渦輪が生じ、噴流が顕著に分岐することが報告されている⁽⁴¹⁾。このような小型アクチュエータによる噴流制御の試みは活発に行われており、フラップ群を

同軸二重ノズルに設置して火炎の安定化や火炎の浮き上がり高さを制御することも報告されている^(42,43)。せん断層へ擾乱を付加して渦構造を操作することで、運動量の輸送方向を制御している。

シンセティックジェットによる制御とは、スピーカーや圧電振動板（ピエゾ素子）を用いて空洞内空気を駆動し、噴流出口に設けられたスリットから往復振動流を発生させて、噴流の混合を促進させるというものである。アクチュエータによる噴出・吸引に伴う正味の流出流量は零であるが、流れ場に平均流や乱れを生じさせることができ、混合を促進させる効率的な駆動条件や、混合促進の流動メカニズムが明かにされている^(44,45,46)。

ボルテックスジェネレータやタブによる制御とは、噴流出口に静止した小突起を設け、渦を発生させて噴流の混合・拡散を促進するというものである。設置した突起の数や配置によって噴流の構造が大きく変化することが報告されている^(47,48,49,50,51,52)。また、MEMS 技術（Micro electro mechanical systems）の発達に伴い、軸対称噴流の出口部に複数のデルタタブを設置し、これらを駆動させることで軸対称噴流を能動制御する試みもみられる⁽⁵³⁾。

非円形噴流による制御とは、非円形噴流出口から生じる非円形渦輪の変形・干渉特性を用いた制御法のことである⁽⁵⁴⁾。楕円形ノズル^(55,56,57)や長方形ノズル^(58,59,60,61,62)の他、正方形ノズル^(63,64)、三角形ノズル⁽⁶⁵⁾、十字形ノズル^(66,67,68,69)など、多様な噴流出口形状の場合について、噴流の挙動が報告されている。また、非円形噴流に音波等を用いて渦構造を励起し、噴流の混合・拡散を促進させる研究も行われている^(30,55,70)。また、非円形噴流にタブを設置し、縦渦の効果によって混合・拡散を促進した例も報告されている⁽⁴⁷⁾。

同軸環状噴流による制御とは、二重管の内側と外側の噴流に速度差を設けて噴出させる制御法のことである。環状噴流は主にバーナーで用いられ、燃料粒子と燃焼用空気の混合促進を目的として流動特性が研究されている^(71,72,73,74)。環状噴流では、噴流出口の断面積が同一の円形噴流と比較して、周囲流体との接触面積が大きくなることで、噴流の周囲流体との混合が促進される。同軸円形噴流による流動特性の制御⁽⁷⁵⁾、同軸円形噴流の外側ノズル長さを変えた際の励起効果やせん断層に生じる渦構造についても研究されている^(76,77,78)。また、円形噴流を環状噴流で制御するといった研究もみられる⁽⁷⁹⁾。

共鳴噴流とは、オリフィスの直後にある容量の共鳴室を設け、さらにその下流にオリフィスを設置した共鳴ノズルから噴出した噴流のことである。噴流は容量に依存した特定の周波数の擾乱成分が増幅されることで共振した流れとなり、噴流の混合・拡散が促進されることが明らかにされている⁽⁸⁰⁾。

円柱等の物体を用いた制御とは、ノズル内に物体を設置してその後流の周期的速度変動を用いてせん断層内の渦を制御するというものである^(81,82,83)。このような噴流制御装置はフルイディック発振器と呼ばれる。制御ポートやフィードバックループを有するもの、ノズル内に楔を設置してエッジトーン発振現象^(84,85)を利用するものなど各種ある。フルイディック発振器は流量計としても用いられている。後述するが、本研究で用いたフラッピングノズルの矩形筒内の流動は、社河内のフルイディック流量計⁽⁸⁶⁾でみられるものと同様である。流路幅

よりも短い幅の長方形出口から急拡大流路に噴流を噴出させると、矩形筒内に 2 つの渦領域が生じ、その渦の消長による矩形筒内の流動によって噴流の側壁への付着^(87,88,89)の切り替わりが繰り返され、規則的な自励発振現象が生じる⁽⁸⁶⁾。この発振現象は、気液二相流としたときも、規則的な自励振動が生じることが報告されている^(90,91)。

他にも、噴流出口に柔毛を用いてせん断層の速度勾配を減らし渦の生成を阻害する方法^(92,93,94)、シェブロンノズルのように噴流出口を波状にして縦渦を発生させ混合を促進する方法^(95,96,97)、ノズルの歳差運動と軸方向の擾乱を組み合わせる渦輪の発生と移流方向を操作する方法^(98,99,100)、オリフィスノズルのノズル板厚さを調整し噴流の再付着現象を用いて噴流を発振させる方法^(101,102)、複数のペーン（環状入口案内翼列）を設置した旋回流発生器（スワロー）を用いて旋回流を噴出させ噴流の混合・拡散を促進する方法^(103,104)、ノズル出口にフィンを設置する方法^(105,106,107)など、多様な制御方法が考案されている。

以上、噴流の能動制御と受動制御の事例を取り上げた。これらの制御法から、噴流の混合・拡散を促進させるには、噴流中の渦構造の生成・成長を促進させる必要があり、噴流に擾乱を付加して渦の合体を促す、非円形渦輪の変形・干渉特性を利用する、噴流出口に 3 次元的な擾乱を加える、タブなどで噴流中に縦渦を発生させる、といった手法が効果的であるといえる。一方で、噴流の混合・拡散を抑制するには、噴流中の渦構造の生成・成長を抑制する必要があり、不安定性を増幅して早期に渦を崩壊させる、せん断層の速度勾配を小さくするといった手法によって、大規模渦の形成を抑制することが効果的と考えられる。

1.3 本研究の目的

本研究では、長方形噴流の拡がりを制御することを目的とし、DBD プラズマアクチュエータを用いた能動制御、およびフラッピングノズルを用いた受動制御を試みた。将来的なアプリケーションとして、食品工場等に設置されるエアーシャワーや電子部品の冷却装置、燃焼器などへの応用が期待される。

DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流制御は黎明期にあり、円形噴流の制御に用いた報告例はあるものの、長方形噴流についての研究例は見あたらない。そこで、DBD プラズマアクチュエータによって長方形噴流の制御ができることを示し、アクチュエータの駆動条件の違いによる噴流の拡がりを調査する。次に、諸条件での流動特性を可視化観察及び速度測定によって把握し、噴流の拡がりを促進・抑制する機構を明らかにする。

一方、受動制御に用いるフラッピングノズルとは、長方形スリットと矩形筒で構成される流体素子であり、自励振動する流れ（フラッピング）を発生させるデバイスである。本研究で用いたフラッピングノズルは、Mi 他⁽¹⁰⁸⁾が用いたデバイスを模しつつ、さらに簡略な構造のものを適用した。はじめに、安定したフラッピング噴流が発生するための矩形筒の寸法を調査する。次に、フラッピング噴流の流動特性を可視化観察及び速度測定によって明らかにし、筒内部の流れ（フラッピングの発生機構）について検討する。

1.4 論文の構成

第1章では、本件の背景と目的を述べ、噴流の基本的な特性および噴流制御の先行研究について概略を述べる。次に、第2章では能動制御であるDBDプラズマアクチュエータを用いた長方形噴流の制御について、第3章では受動制御である矩形筒を用いた長方形噴流の制御について、それぞれの実験結果と考察を示す。第4章では、本研究から得られた結論を総括する。

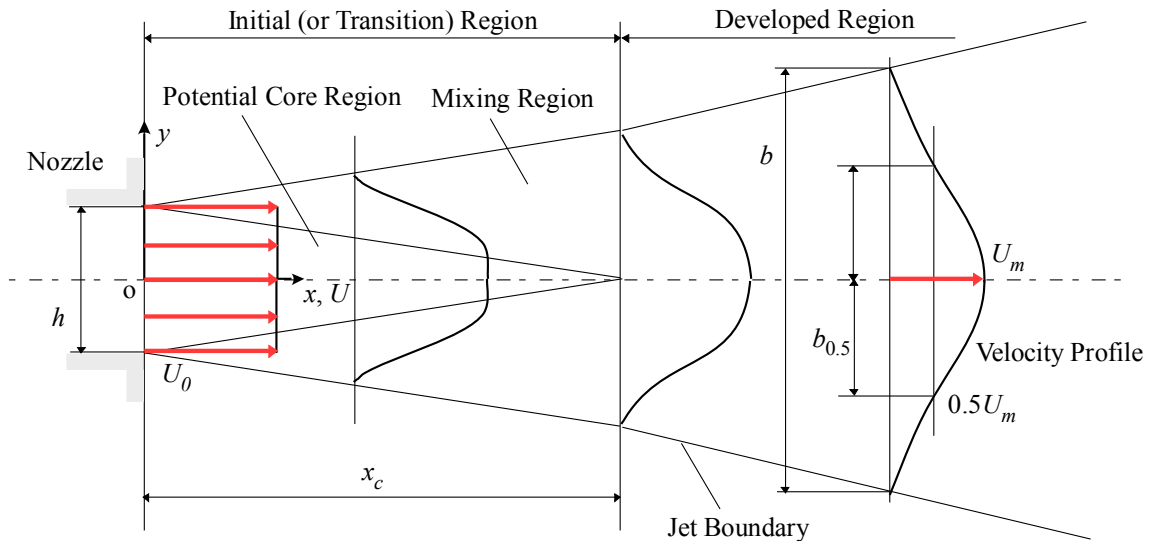


Fig.1-1 Flow model of turbulent free jet

Table 1 Applications and control methods

| Application | Objective | Target quantity | Control method | |
|----------------------|-------------------|-------------------|---|---------------------|
| | | | Passive control | Active control |
| Boiler | Atomization | Concentration | Vortex generator Swirl Noncircular jet Coaxial jet Resonance Fluidics Tab | Acoustic control |
| Chemical plant | Chemical reaction | Heat transfer | | Micro actuator |
| Electronic equipment | Coating | Mass transfer | | Synthetic jet |
| Engine | Combustion | Noise | | DBD plasma actuator |
| Machining | Cooling (Heating) | Particle diameter | | |
| Manufacturing line | Cutting | Pressure loss | | |
| Printing | Drying | Reaction rate | | |
| | Mixing | Spread angle | | |
| | Thrust | | | |

第2章 DBD プラズマアクチュエータを用いた長方形噴流の能動制御

2.1 緒言

噴流の諸特性は噴流出口付近に生成される大規模渦構造に支配されているため、その渦を操作することにより噴流特性を制御することが可能であり、これまで数々の方法が考案されてきた。長方形噴流を音波で励起する等⁽¹⁰⁹⁾、周期的擾乱を噴流に付加することで噴流の拡散をかなり制御できることが分かっているが、さらにせん断層へ局所的かつ直接的に周期的な擾乱を注入できれば、これまで以上の制御効果が期待できる。

近年、流体制御技術として誘電体バリア放電 (Dielectric Barrier Discharge : DBD) を利用した DBD プラズマアクチュエータが注目されている。DBD プラズマアクチュエータは、露出電極と誘電体に覆われた被覆電極の二つの電極からなり、この電極間に高圧の交流電圧を印加することで露出電極端にプラズマを発生させ、アクチュエータ周囲の空気の流れを誘起するデバイスである⁽¹¹⁰⁾。DBD プラズマアクチュエータの利点は、機械的可動部が無いこと、軽量薄型で空力的な抵抗がほとんど無いこと、利用電力が少ないこと、入力に対する応答性が優れていること⁽¹¹¹⁾などがある。このアクチュエータは、これまで主に翼のはく離制御^(112,113,114)や円柱後流の制御⁽¹¹⁵⁾に用いられてきた。一方、このアクチュエータを用いた噴流制御については、円形噴流の制御に関する研究^(116,117)が報告されているものの、長方形噴流については適用例がなく未知のままである。

そこで本研究では、一對の DBD プラズマアクチュエータを長方形噴流出口の長辺に設置し、駆動条件 (連続駆動, 間欠駆動, 変調周波数, *Duty*, 位相差) を種々に変えたときの長方形噴流の拡がりを実験的に明らかにした。速度分布計測に加えて可視化写真の輝度分布を利用した噴流の拡がり評価を行い、噴流幅, 半値幅, スイッチングについて考察した。さらに噴流の拡がりのメカニズムを渦の詳細な可視化観察から考察した。以上より、DBD プラズマアクチュエータで長方形噴流の拡がりを制御できることを示した。

2.2 誘電体バリア放電による誘起流の発生メカニズム

誘電体バリア放電 (Dielectric Barrier Discharge : DBD) とは、誘電体を挟んだ電極間に高い交流電圧をかけた場合に生じる放電のことである。火花放電やコロナ放電のように放電時に音がしないため、無声放電とも呼ばれる。DBD は常温常圧下で放電するため低コストで済み、またアーク放電への移行を防ぐことができるといった利点がある。アクチュエータの概要を図 2-1 に示す。DBD プラズマアクチュエータによる誘起流の発生メカニズムについては、現在多くの研究者によって実験・数値シミュレーション双方から解析が行われている。数々の説が提唱され、未だに意見が統一されてはいないが、ここでは比較的広く知られている誘起流の発生メカニズムについて図 2-2 を用いて述べる。露出電極と被覆電極との間に高電圧の交流を印加すると、空気の絶縁破壊が起こり、両電極間にある誘電体

付近の酸素分子が電離する（図 2-2(a)）．露出電極が正電位となっている時，電離によって酸素分子から放出された電子は移動度が高いために微小時間で露出電極に移動する．同時に正の荷電粒子は両電極間の電界による静電力が作用することで被覆電極側へ向けて加速されるが，その際に周囲の中性粒子と衝突して運動量を伝達する．これを連続流体の視点からみると，その空間に体積力（ブローイング力）が発生することになる（図 2-2(b)）．露出電極が負電位となっている時，電子は被覆電極側に移動するが，被覆電極上に誘電体が存在するためその誘電体表面に電子が堆積する．電子が誘電体表面に堆積し続けるため電位差が小さくなり，弱電離プラズマが早く消滅する．そのため，露出電極が正の時よりも誘起される流れが弱くなる（図 2-2(c)）．このような現象が連続的に起こることで一方向に誘起流が発生する．

2.3 実験装置及び実験方法

2.3.1 実験装置

2.3.1.1 送風装置およびノズル

本研究で用いた実験装置の概略を図 2-3(a)に，整流部の概略を同図(b)に，ノズル詳細を同図(c)に，DBD プラズマアクチュエータの詳細を同図(d)に示す．送風機は 7.5 kW のモータにより駆動され，空気は防塵用フィルタを通して吸い込まれ，整流部を通過した後，長方形ノズルから流出する．ノズル出口は，幅 $w = 75$ mm，高さ $h = 10$ mm（アスペクト比：AR = 7.5）で，ここの絞り比は 19:1 である．なお，ノズルの絞り部の長辺は半径 10 mm の四半円で作られている．ノズル出口中心を原点とし，下流方向を x 軸，鉛直方向を y 軸，水平方向を z 軸とした．ノズル出口平均速度は $U_0 = 5$ m/s ($Re = U_0 h / \nu = 3,300$) とした．

本実験装置による長方形噴流の流動特性を図 2-4～図 2-8 に示す．図 2-4 は下流方向への中心速度の変化を示し，横軸は下流方向距離 x をノズル高さ h で無次元化した x/h ，縦軸は断面中心速度 U_c をノズル出口中心速度 U_{c0} で無次元化した U_c/U_{c0} である．AR ≥ 5 の長方形噴流では異なる 3 つの減衰率の領域が表れることが知られており，断面中心速度 U_c が出口中心速度 U_{c0} と一致する領域はポテンシャルコア領域，二次元噴流とほぼ同様の減衰率を示す領域は二次元噴流型減衰領域（特性減衰領域），軸対称噴流と同様の減衰率を示す領域は軸対称型減衰領域と呼ばれる．AR = 10⁽¹¹⁾ および軸対称噴流の場合⁽⁶⁾ を各線で示す．本研究の長方形噴流（AR = 7.5）の場合， $x/h = 5$ まではポテンシャルコア領域が存在し， $x/h = 6 \sim 22$ では特性減衰領域， $x/h = 23$ 以降では軸対称型減衰領域となっている．

図 2-5 に，半値幅の下流方向の変化を示す．横軸は x/h ，縦軸は y 方向の半値幅 $b_{y0.5}$ と z 方向の半値幅 $b_{z0.5}$ をそれぞれノズル高さ h で無次元化した $b_{y0.5}/h$ ， $b_{z0.5}/h$ である．図 2-5(a) に Base case の場合を，図 2-5(b) に過去の文献値を示す．本装置では $x/h = 20$ において y 方向と z 方向の半値幅の大きさが逆転していることから， $x/h = 20$ 付近においてスイッチングが起きている．長方形噴流は長軸側が短軸側より大きな曲率を持つため，自己誘起速度の影響により長軸側の渦部が短軸側の前方かつ渦中心方向に移動し，さらに短軸側の渦部は長軸側の変

形により生じた曲率の変化により外側に移動することで渦輪の長短軸が入れ変わること（スイッチング現象）が知られている⁽¹¹⁾。他の研究者の結果^(11,29)と比較して、妥当な結果といえる。

図2-6に y 方向、 z 方向の無次元速度分布を示す。横軸は y と z をそれぞれ半値幅 $b_{y0.5}$ 、 $b_{z0.5}$ で無次元化した $y/b_{y0.5}$ 、 $z/b_{z0.5}$ 、縦軸は局所平均速度 U を断面最大速度 U_m で無次元化した U/U_m である。二次元噴流の理論曲線を黒点線で、軸対称噴流の理論曲線⁽⁶⁾を赤点線で示す。 y 方向では $x/h = 5$ 、 z 方向では $x/h = 20$ でTollmienの速度分布と一致した。土屋他⁽²⁵⁾によれば、 y 方向速度分布はアスペクト比に関わらず $x/h = 5$ でTollmienの速度分布と一致し、 z 方向速度分布は中心速度の減衰が軸対称型減衰領域となる位置でTollmienの速度分布と一致する。本研究の長方形噴流でも同様の結果となった。

図 2-7 に y 方向の速度分布と乱れ強さ分布を示す。図 2-7(a)は $x/h = 1.1$ 、 $z/h = 0$ における y 方向速度分布であり、横軸は y をノズル高さ h で無次元化した y/h 、縦軸は局所平均速度 U を断面最大速度 U_m で無次元化した U/U_m である。中心から $y/h = 0.35$ までは一様な分布であり、 $y/h = 0.35$ から $y/h = 0.52$ までは境界層に相当している。速度分布から求めた運動量厚さ θ_m は 0.25mm ($St_{\theta_m} = 0.022$) である。

図 2-7(b)は乱れ強さ分布であり、横軸は y/h 、縦軸は乱れ強さ u' をノズル出口平均速度 U_0 で無次元化した u'/U_0 である。乱れ強さは $y/h = 0.43$ において最も大きく、中心の約 2 倍の値となっている。なお、噴流の制御には噴流の初期領域のせん断層で発生する渦の発生周波数に関連した周波数で励起することが有効である⁽¹²⁾ことが知られており、図 2-7 の測定位置は、高速度カメラを用いた可視化観察による渦の巻き上がり位置に対応したものである。

図 2-8 に $x/h = 1.1$ 、 $y/h = 0.5$ 、 $z/h = 0$ での速度変動のパワースペクトルを示す。 $y/h = 0.5$ は図 2-7(b)で乱れ強さが最大となる $y/h = 0.43$ よりも若干外側に位置する。横軸は周波数 f 、縦軸はパワースペクトルを変動成分の 2 乗で無次元化した P/u'^2 である。 $f = 320 \sim 560$ Hz にかけてパワースペクトルの盛り上がりが見られる。本研究ではその中間の周波数 (440 Hz) を不安定波動の周波数 f_N と定義した。可視化観察によりせん断層の渦の巻き上がりの間隔を確認したところ、その平均値は f_N と一致した。

2.3.1.2 プラズマアクチュエータ

DBDプラズマアクチュエータは、電極となる一対の銅テープ（厚さ $50\ \mu\text{m}$ ）と、誘電体であるカプトンフィルム（厚さ $50\ \mu\text{m} \times 2$ 枚 = $100\ \mu\text{m}$ ）から構成されている。2枚の電極は誘電体をはさんで平行に設置されており、誘電体上面の周囲空気にさらされている露出電極は幅 $75\ \text{mm} \times$ 奥行 $2\ \text{mm}$ 、誘電体下面の被覆電極は幅 $75\ \text{mm} \times$ 奥行 $4\ \text{mm}$ であり、露出電極と被覆電極は $1\ \text{mm}$ 重複している。DBDプラズマアクチュエータはノズル出口平行部の上下面に上下対称に設置されている。アクチュエータの駆動は、パーソナルコンピュータよりON-OFF 信号を生成し、高周波高圧電源装置（PSI-MCPG2503C : Power System Integrate

Ltd.) で交流電圧をアクチュエータに印加することで行われる。本研究では、基本周波数 f_b を20 kHzに固定して実験を行った。アクチュエータに印加する電圧の基本波形は擬似正弦波であり、これにパルス変調を加えることで、プラズマを断続的にON-OFF制御（パルス変調駆動）した。ここで、正弦波が入力されてから次に入力されるまでの周期が T のとき、この周期 T に基づく周波数を変調周波数 $f_M (= 1/T)$ とし、パルス変調周期に対するON時間の割合をDuty ($= T_{ON}/T$) と定義する。したがってDuty = 100%は連続駆動を意味する。図2-9にアクチュエータに印加した基本波の電圧と電流波形の例を、図2-10にパルス変調駆動の例を示す。上下のDBDプラズマアクチュエータは別々の電源装置に接続されており、位相差 θ を設けた駆動が可能である。

2.3.1.3 熱線プローブ

図2-11に、本実験で使用した単線型熱線プローブの形状および寸法を示す。熱線プローブはセンサ部と、それを支持しかつ電氣的な導体となる支持針、コネクタを含む基部から構成されている。センサ部に使用した細線は、直径5 μm のタングステン線で、受感部は1 mmであり、支持針と溶接されている。支持針は直径0.1~0.5 mmのニッケル製で、先端は針状に加工されている。また、基部には支持針間の絶縁を保つため直径3 mmのセラミック管を使用し、支持針はエポキシ系接着剤によってこのセラミック管に固定されている。熱線プローブは支持棒に固定され、支持棒はトラバース装置に固定される。熱線流速計から出力された電圧は、A/D変換器（PCI-6221 : National Instruments Japan Corporation）を通してパーソナルコンピュータに取り込まれ、データ処理される。その際のサンプリング周波数は20 kHz、サンプリング点数は262,144点である。なお、高周波高圧電源およびDBDプラズマアクチュエータからの電磁ノイズの混入を防ぐため、信号ケーブル類全てを電磁波障害防止用テープ（ZKW-MON-50/10 : Laird Technologies Inc.）で覆い、電源はアルミケースで覆う等の対策を行ったが、ノイズを完全に防ぐことはできなかったため、流速計出力はローパスフィルタ（9B02 : Nippon Avionics Co., Ltd., カットオフ周波数 : 2 kHz）にて処理した。

2.3.1.4 熱線流速計

噴流の速度測定には、定温度型熱線流速計（Model 1011 : Kanomax Japan Inc.）を使用した。定温度型熱線流速計とは、熱線の加熱比、つまり流れの中での熱線の電気抵抗を一定に保つために必要な電圧の変化を測定し、速度を検出するものである。その原理は、熱線をホイートストンブリッジ回路の一辺として組み込むと、噴流によって熱線の温度が変わり熱線の電気抵抗が変化してブリッジ回路に不均衡電圧が生じるが、この不均衡電圧を制御増幅器で検出してブリッジのバランスが保たれるように供給電圧をフィードバック制御することで、速度を検出するというものである。

2.3.1.5 トラバース装置

ピトー全圧管並びに熱線プローブを支持する支柱は、トラバース装置に固定され、 x , y , z の各方向に移動させることができる。3軸のトラバース装置(ELS6YE085-KD, ELS2YF030-KD, ELS4YE060-KD: オリエンタルモーター)のコントローラー(PCI-7414M: インターフェース)をLabVIEWのプログラムにより制御する。このトラバース装置の繰り返し位置決め精度は ± 0.02 mmである。

2.3.2 実験方法

2.3.2.1 流れの可視化

流れの可視化には煙法を用い、煙にはPro Smoke High Density SP MIX (Martin Professional Japan Ltd.)を使用した。観察の際には、レーザースリット光を $z=0$ の xy 平面、 $y=0$ の xz 平面、および $x/h=10, 20, 40$ における yz 平面にそれぞれ照射し、高速度カメラ(MEMRECAM GX-8: NAC Image Technology Inc.)で撮影した。フレームレートは4,000fpsである。またデジタルカメラ(D5100: Nikon Corporation)を使用し、1秒間の長時間露光撮影も行った。

2.3.2.2 速度測定

速度の測定には熱線流速計を用い、測定の前後に熱線流速計の検定を毎回行った。検定の際の速度はピトー管を用いて測り、ピトー管の差圧はデジタルマノメータ(PU: Halstrup)により測定した。微圧圧力変換器は、ベリリウム銅を使用し、それをアンプで増幅することにより、圧力値に比例した直流電圧出力を得ることができるものであり、微小圧力の計測に適している。この変換器の測定レンジは、 ± 50 mmAq、出力電圧 ± 5 VDCで直線性が $\pm 0.2\%$ である。図2-12に、上記の微圧圧力変換器の出力特性を示す。図の縦軸は圧力 P 、横軸は圧力変換器出力 E である。出力された電圧はA/D変換してパーソナルコンピュータに取り込み、平均化した。

速度 U はベルヌーイの式により、次の関係式により求められる。

$$U = c \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}$$

c : ピトー管係数(=1.0)

Δp : 差圧(Pa)

このとき、空気密度 ρ の計算には湿度の影響は小さいとみなし、乾燥空気の空気密度の近似式を用いた。

$$\rho = \frac{1.293}{(0.00367t + 1)} \cdot \frac{P_a}{1013}$$

t : 気温($^{\circ}\text{C}$)

P_a : 大気圧(hPa)

局所平均速度 U (m/s)と熱線流速計からの出力電圧 E (V)の関係を、3次の回帰曲線で近似

し、その近似式を用いて速度を算出した。図 2-13 に例を示す。縦軸は差圧から算出された局所平均速度 U 、横軸は出力電圧値 E であり、この例の場合、次式により近似される。

$$(近似式) \quad U=18.07E^3-124.05E^2+290.06E-230.35 \quad (\text{m/s})$$

周波数解析には、FFT (Fast Fourier Transform) を用いた。FFT とは、無限のサンプル値から数値計算を行うため、離散型フーリエ変換を高速演算処理するアルゴリズムである。入力信号である時間関数 $x(t)$ (ここでは熱線からの時系列データ) を

$$x(t) = a_0 + \sum_{n=1}^N (a_n \cos 2n\pi ft + b_n \sin 2n\pi ft)$$

a_0 : DC 成分

a_n : フーリエスペクトル実部

b_n : フーリエスペクトル虚部

N : データ数

とし、これをフーリエ変換することでパワースペクトルが求められる。ここで、フーリエ変換の定義式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} X(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i2\pi ft} dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} (\cos 2\pi ft - i \sin 2\pi ft) dt \end{aligned}$$

なお、 $i^2=-1$ である。このフーリエ成分 $X(f)$ は、周期 f の振動の振幅であり、 $|X(f)|^2$ は、その強さ・エネルギーを表し、単位時間あたりの平均エネルギーをとって、パワースペクトル密度関数を次のように定義する。

$$P(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{T} |X(f)|^2 \right] = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{T} X(f) X^*(f) \right]$$

ここで、 $X^*(f)$ は $X(f)$ に共役関係にあるフーリエ成分である。

2.3.2.3 実験手順

図 2-14 に、実験手順を示す。本研究では、まず連続駆動 ($Duty = 100\%$) と間欠駆動 ($Duty = 50\%$) で、それぞれ印加電圧を $V_{p-p} = 3 \sim 6 \text{ kV}$ の範囲で変化させた。その結果、印加電圧が 6 kV の場合が最も噴流幅が大きく変化したため、印加電圧 6 kV 、位相差 $\theta = 0, \pi$ 、変調周波数 $f_M = 7 \sim 1,000 \text{ Hz}$ 、 $Duty = 0 \sim 100\%$ の条件における噴流の拡がり調べた。噴流幅の変化が印加電圧の高い場合に顕著となったのは、印加電圧が高くなることでアクチュエータによる誘起流が速くなるためである。なお、今回使用したアクチュエータによる誘起流速度は、同じ形状のアクチュエータについて事前に測定した結果、 $V_{p-p} = 6 \text{ kV}$ 、 $Duty = 100\%$ の条件で、露出電極の下流 5 mm 、壁から 2 mm 離れた位置において、 0.5 m/s 程度である。次に、噴流の y 方向の拡がり最も大きくなった条件と最も小さくなった条

件において速度分布測定を行い、流動特性を比較した。さらに、駆動条件による渦構造の違いについて、可視化の結果を元に検討した。また、噴流の拡がりが増進されるメカニズムを検証するため、噴流速度が異なる場合と印加電圧が異なる場合について実験を行った。

2.4 実験結果および考察

2.4.1 アクチュエータ駆動時の噴流の拡がり

図 2-15 に連続駆動 ($Duty = 100\%$) の場合, 図 2-16 に間欠駆動 ($Duty = 50\%$, $f_M = 55$ Hz) の場合において印加電圧 $V_{p-p} = 3 \sim 6$ kV の範囲で変化させたときの xy 平面の可視化画像を示す. 図 2-16(a)は位相差 $\theta = 0$, (b)は $\theta = \pi$ の場合である. 図 2-15, 16 の各図において, アクチュエータ駆動時は緑色, 非駆動時 (以下 Base case) は紫色で噴流を表示し, 比較のため両画像を重ねて示す. 図 2-15 では, V_{p-p} が大きいほど拡がりは小さくなるが, 大きな変化はみられない. 一方で図 2-16(a)(b)では, $V_{p-p} = 3, 4$ kV のときは $\theta = 0, \pi$ の両方で変化はあまりないものの, $V_{p-p} = 5$ kV のときは $\theta = 0, \pi$ の両方で Base case よりも噴流の拡がりが少し大きくなる. $V_{p-p} = 6$ kV のときは $\theta = 0$ では $V_{p-p} = 5$ kV とほぼ同じ拡がりであるが, $\theta = \pi$ のときは $V_{p-p} = 5$ kV のときよりも大きく拡がっている. V_{p-p} が大きいほど誘起流が速くなるため, 間欠駆動の場合にはノズル出口近傍のせん断層への擾乱が大きくなり, 噴流の拡散を促進したと考えられる. 一方で, 連続駆動の場合には間欠駆動のときのような噴流のせん断層を刺激する効果が弱いため, 顕著な変化が現れなかったと考えられる. そこで本研究では最も効果が大きい $V_{p-p} = 6$ kV に決定し, 以下 f_M , $Duty$, θ のそれぞれを変化させて噴流の流動形態の変化を調査した.

DBD プラズマアクチュエータを種々の条件で駆動してみると, 噴流の拡がりが大きく変化することがわかった. そこで数多くの条件下での噴流の拡がりを調べるため, 煙法で可視化した流れを一定の露光時間で撮影し, その写真の輝度分布を利用して噴流幅を見積ることとした. ここで問題となるのは煙の濃度と露光時間であるが, 煙を一定の割合で注入して種々の露光時間で撮影してみた結果, 1 秒程度の露光時間が比較的コントラストよく撮影できることがわかった. 図 2-17 に, 黒紙に白色光をあてて長時間露光撮影をして得られた輝度値と露光時間の関係を参考に示す. 横軸はシャッタースピード (SS), 縦軸は輝度値 B である. SS に対して B は対数で変化していることがわかる. 図 2-18(a)は, Base case の噴流の $z = 0$ の xy 平面と $y = 0$ の xz 平面を 1 秒間の露光撮影によって得た画像である. 図中の縦の白線は $x/h = 5, 10, 20$ の位置を示す. 8 bit の分解能で対象とした各位置における各ピクセルの輝度値を得た. 図 2-18(b)は, 図 2-18(a)の各位置での輝度分布 (青線) と速度分布 (赤印) を比較したものである. 横軸は輝度値 B を断面最大輝度値 B_m で無次元化した B/B_m および局所時間平均速度 U を測定断面内最大速度 U_m で無次元化した U/U_m である. また縦軸はノズル出口高さで無次元化した y/h および z/h である. 粒子の散乱光が同程度と仮定すると, 1 秒間の露光撮影によって得られた輝度値は, ある点を 1 秒間に通過した粒子の散乱光の積分値と捉えることができ, その輝度値は流体の速度に対応するものと考えられる. 図 2-18(b)では, y 方向と z 方向では, z 方向の方が速度分布と輝度分布の差が小さく, またどちらも下流にいくほど両分布の差が大きくなる. ノズル出口から噴出した煙は拡がりながら流下するため, 粒子の濃度は下流ほど低くなる. さらに粒子の散乱光は, レーザースリット光断面とレンズとの間の粒子に遮られるため, レンズに到達する光量が減少し, 得られる輝

度値は小さくなる。輝度値は黒～白を 0～255 のレベルに分割したものであり、輝度値が小さくなると、輝度の最大値と最小値との差が小さくなり、分解能が落ちる。そのため $x/h = 20$ では速度分布と輝度分布に差がみられる。また、後述する図 2-23 に示すように、Base case において $x/h = 5$ はポテンシャルコア領域にあり、噴流幅の変化を評価するのに適していない。一方で、 $x/h = 10$ では輝度分布と速度分布がよく一致することから、 $B/B_m = 0.1$ (点線) となる位置の間隔を噴流幅 $B_{0.1}$ と定義して噴流の拡がりを実評価した。なお、噴流幅が大きく変化する場合を含めて、 $x/h = 10$ において、輝度分布から得られた噴流幅と速度分布から得られた噴流幅はほぼ一致することを確認している。輝度分布を速度分布と対応させて検討するのは試験的な試みであるが、噴流の拡がりを可視化と同時に定量的に評価することができることがわかった。本手法は、多数の駆動条件下における噴流の拡がりの傾向を、簡易に把握することが可能である。

図 2-19(a)(b)は、位相差 θ を 0 と π のそれぞれで、Duty と変調周波数 f_M を広範囲に変えてアクチュエータを駆動したときの $x/h = 10$ における y 方向の噴流幅 $B_{y0.1}$ を、Base case の噴流幅 $B_{y0.1}$ (Base case) で無次元化してカラーのコンターマップとして示したものである。計測点は、Duty 9 種類 (10～90%, 10% 間隔)、変調周波数 f_M 19 種類 (7～1,000 Hz) で、総計 171 点の結果である。なお、Base case の場合の速度変動のスペクトル解析から、ノズル出口付近のせん断層に生じる不安定波動の周波数 f_N は約 440 Hz であった。代表長さにノズル高さ h を用いたストロハル数は $St_h = f_N h / U_0 = 0.88$ となり、文献値⁽⁸⁾と概ね同様の値となる。噴流の制御には、この値に関連した周波数で励起することが有効である⁽⁷⁰⁾ことから、変調周波数は主にこの周波数を元を選択した。位相差 $\theta = 0$ の場合 (図 2-19(a))、 y 方向の噴流幅は Duty にはあまり依存しない。無次元変調周波数 $f^* (= f_M / f_N)$ に対しては $f^* = 1.00 \sim 1.36$ で噴流幅は Base case と変わりなく、 $f^* > 1.36$ では Base case よりも狭まっている。一方、 $f^* = 0.295$ 付近で噴流幅は最大となり、Base case の 2 倍程度となっている。すなわち、 f^* が高いとき噴流幅はやや狭まり、 f^* が低いところで拡がる。位相差 $\theta = \pi$ の場合 (図 2-19(b))、 $f^* > 0.682$ では、 $\theta = 0$ の場合と同様に噴流幅は Duty に依存せず $f^* = 1.00 \sim 1.36$ で Base case 程度となり、 $f^* > 1.36$ では Base case よりも狭まる。 $f^* = 1.59$ 、Duty = 30% において噴流幅は最も狭くなり、Base case の 0.8 倍程度となった。また、 $f^* < 0.682$ では $\theta = 0$ の場合より拡がり、 $f^* < 0.227$ かつ Duty < 30% の場合には噴流幅は顕著に拡がり、 $f^* = 0.125$ 、Duty = 10% の条件で拡がり最大となり、Base case の 2.5～2.8 倍程度となった。以上から、 $\theta = 0, \pi$ のいずれの場合も、噴流幅は f^* への依存性が高く、 $f^* < 1.00$ では噴流幅は拡がり、 $f^* > 1.00$ では逆に拡がりが抑えられることがわかる。本研究で噴流が最も拡がった $f^* = 0.125$ は $f_M = 1/8 f_N$ に相当する。音波による励起方法⁽¹⁰⁹⁾と同様に、サブハーモニック周波数による加振が効果的であることが確認できるが、DBD プラズマアクチュエータではせん断層に直接的に擾乱を注入することができたため、このように噴流幅を大きく変えることができたと考えられる。また、不安定波動の 1/8 の周波数が最も効果的なのは、生じた不安定波動から合体を繰り返して大規模渦構造が形成され、それが支配的な流れとなっているからである。本実験の Base

case における大規模渦構造の発生周波数は、可視化観察より 110 Hz ($f^* = 0.250$ ($= 1/4$)) であった。

噴流幅の変化をより詳しく考察するため、 $\theta = \pi$ において代表的な条件下で *Duty* を一定とした場合と無次元変調周波数 f^* を一定とした場合の噴流幅の変化を図 2-20 に示す。図 2-20(a)(b) は y 方向、(c)(d) は z 方向の噴流幅の値を示し、(a)(c) の横軸は f^* 、(b)(d) の横軸は *Duty* である。縦軸はどちらも Base case の値で無次元化した噴流幅である。*Duty* を一定として無次元変調周波数を変えると (図 2-20(a))、 $f^* = 1.36$ を境として、 f^* がそれ以上では y 方向の噴流幅は 20 % 程度狭まり、逆に f^* が低くなるとともに直線的に噴流幅は増大する。 y 方向の噴流幅は *Duty* = 10 % の場合に最も大きく変化し、 $f^* = 0.125$ ($= 1/8$) のとき最大 ($= 2.77$) となり、一方、*Duty* = 30 %、 $f^* = 1.59$ において最小 ($= 0.76$) となった。また、無次元変調周波数を一定として *Duty* を変えた場合 (図 2-20(b))、 f^* によって噴流幅の変化は大きく異なる。 $f^* = 0.125$ の場合では噴流幅は *Duty* の増加とともに減少し、その値は Base case よりも常に大きい。 $f^* = 1.00$ では噴流幅は約 1.5 倍まで増加するものの *Duty* = 70 % 以上では Base case と変わらず、 $f^* = 1.59$ では Base case と同じか下回った値となる。 z 方向の噴流幅は (図 2-20(c))、 $f^* = 0.125$ 付近で極小値を示し、 $f^* = 1.00$ 以上では Base case と同程度となる。*Duty* を変えたときの z 方向の噴流幅 (図 2-20(d)) はそれほど大きく変化せず、 $f^* = 0.125$ では 0.6 付近となるが、 $f^* = 1.00$ 、1.59 では目立った変化は見られない。以上より、 z 方向の噴流幅はアクチュエータ駆動時に狭まるもののわずかであり、それに比べて y 方向の噴流幅は著しく変化することがわかる。

本研究の駆動条件中で、噴流の拡がり最も顕著であった条件を Case E (Enhancement の略: $f^* = 0.125$, *Duty* = 10 %, $\theta = \pi$)、噴流の拡がり最も抑制されたものを Case S (Suppression の略: $f^* = 1.59$, *Duty* = 30 %, $\theta = \pi$) とし、図 2-19(b) 中に示した。これらの代表点の流動特性について、次節に示す。

2.4.2 流動特性

2.4.2.1 噴流の拡がり

Case E, S に Base case を加えた 3 つの場合について、 xy 平面、 xz 平面、 $x/h = 10, 20, 40$ における yz 平面の可視化画像を図 2-21 に示す。図 2-21 の yz 平面の各画像の中心にある白い矩形はノズル出口を示している。いずれも 1 秒間の露光撮影で得た画像である。図 2-21 の xy 平面の画像から、Base case に比べて Case E では大きく拡がり、Case S では拡がり抑制されていることがわかる。Base case では噴流はノズル出口からほぼ直線的に拡がっているのに対し、Case E では後述するようにアクチュエータによって励起された渦が交互に巻き上がることで、 $x/h = 5$ 付近から y 方向に大きく拡がる。Case S の拡がり Base case よりもわずかに小さい。これも後述するが、ノズル出口付近に細かな渦が発生し、その渦が大規模渦構造を形成させないため、噴流の拡がり抑制されたと考えられる。 xz 平面の画像からは、Base case の場合、噴流の拡がり大きな変化は見られない。Case E の場合、 $x/h = 7$

付近から Base case よりも噴流は狭まり、 $x/h = 15$ 付近ではかなり細くなっている。これは、噴流が y 方向に極端に引き延ばされたためと考えられる。Case S の場合、噴流の拡がりに顕著な変化はみられない。

主流に垂直な断面 (yz 平面) の画像を見ると、Base case の場合、煙は $x/h = 10$ では z 方向に細長く拡がっているが、 $x/h = 20$ では y 方向の拡がりが勝り、長短軸のスイッチングを起こしていることがわかる。そして $x/h = 40$ でも y 方向の方が拡がっている。非円形出口から生成される非円形渦輪は、非一様曲率の影響により 3 次元的に変形することが知られており、渦輪の長軸側が短軸側より大きな曲率を持つため、自己誘起速度の影響により長軸側の渦部が短軸側の前方かつ渦中心方向に移動し、さらに短軸側の渦部は長軸側の変形により生じた曲率の変化により外側に移動することで、渦輪の長短軸の入れ替わりが生じる^(30,55)。Case E の場合、 $x/h = 10$ において既に y 方向の拡がりが勝り、下流で Base case よりも特に y 方向に大きく拡がっている。また、 $x/h = 20$ において z 方向の拡がりが一旦小さくなっていることが確認できる。Case S の場合、 $x/h = 20$ においてほぼ円形状に拡がり、Base case よりもスイッチングの位置が下流になっていると考えられる。 $x/h = 40$ でも y 方向と z 方向の拡がりは同程度となり、その拡がりは Base case よりも小さい。

2.4.2.2 半値幅と噴流幅

速度分布から得られた半値幅の変化を図 2-22 に示す。横軸は x/h 、縦軸は半値幅 $b_{y0.5}$ 、 $b_{z0.5}$ をノズル高さ h で無次元化したものである。トラバース装置の都合上、Case E は $x/h = 30$ まで、Case S は $x/h = 40$ まで計測した。図 2-22(a)に Case E の場合を、図 2-22(b)に Case S の場合を示す。Base case のスイッチング位置は、 $x/h = 20$ 付近である。Case E の場合(図 2-22(a))、 y 方向の半値幅 $b_{y0.5}$ と z 方向の半値幅 $b_{z0.5}$ の値は、どちらも Base case とは大きく異なっている。 $x/h = 10$ において $b_{y0.5}$ は Base case の 3 倍程度、 $b_{z0.5}$ は 0.5 倍程度となっている。 $b_{y0.5}$ は概ね直線的に増加している。また、 $b_{z0.5}$ は一旦小さくなった後に徐々に増加していく。長短軸のスイッチングは $x/h = 6.5$ 付近で生じていると推察される。なお、図 2-22(a)中には速度分布から得た y 方向の噴流幅の半値 $b_{y0.1}$ も参考のために記入した。 $b_{y0.1}$ も概ね直線的に増加していることが確認できる。Case S の場合(図 2-22(b))、 $b_{y0.5}$ は Base case よりも若干小さくなる。また、 $b_{z0.5}$ は Base case よりも若干大きく、 $x/h = 40$ までほぼ一定値となっている。そして $x/h = 35$ 付近でスイッチングを生じていると推察される。これらの結果は、可視化観察の結果とも概ね一致している。以上のように噴流の拡がり方が変わることによってスイッチング位置も変わることがわかる。

2.4.2.3 中心速度の減衰

図 2-23(a)は中心速度の減衰を示す。図 2-23 (a)の横軸は x/h 、縦軸は断面中心速度 U_c をノズル出口中心速度 U_{c0} で無次元化した U_c/U_{c0} である。Base case の場合、 $x/h = 5$ まではポテンシャルコア領域が存在し、 $x/h = 6 \sim 22$ では 2 次元噴流型減衰領域、 $x/h = 23$ 以降では軸対

称型減衰領域とみられる。Case E の場合、 $x/h=3$ から中心速度の減衰がはじまり、 $x/h=8$ 付近で $U_c/U_{c0}=0.72$ 程度まで下がった後、転じて $x/h=10$ 付近で $U_c/U_{c0}=0.77$ 程度まで増加する。 $x/h=10$ 付近は、 xy 平面の可視化画像（図 2-21）において噴流が大きく拡がり、 z 方向の噴流幅が急に狭まる位置に対応しており、非常に複雑な流れが生じている箇所である。本研究では単線型熱線プローブを用いているため、 $x/h=10$ 付近で主流方向以外の速度成分によって速度が大きく測定されたとも考えられる。 $x/h=10$ 以降では軸対称型減衰領域と同程度の傾きで減衰する。Case E の場合は Base case よりもポテンシャルコア領域が短くなるが、これはアクチュエータの励起によってより早くせん断層が不安定となるためと考えられる。また、Base case よりも中心速度の減衰が早いのは、アクチュエータで渦を励起したことで噴流が y 方向に大きく拡がったためである。他方、Case S の場合は、Base case の結果との大きな差異はみられない。Case S の場合、 y 方向の噴流の拡がり若干抑制される一方で、 z 方向の噴流の拡がりあまり変化せず、前述の図 2-19 でも Base case と同程度となっている。ここで、図 2-23 (b)に $x/h=5, 10, 20$ における平均速度分布を示す。横軸は局所時間平均速度 U をノズル出口中心速度 U_{c0} で無次元化した U/U_{c0} 、縦軸は各点の y, z 座標をそれぞれノズル高さ h で無次元化した $y/h, z/h$ である。Base case の場合、矩形に近い速度分布で噴出した噴流が周囲の流体を巻き込んで両軸方向に拡がりつつ、速度を減少させながら下流方向に流下する。Case E の場合、 xy 平面では噴流の拡がり $x/h=10$ において顕著にみられ、下流では速度が減少し平坦な速度分布になる。 xz 平面では Base case よりも速度が減少し、噴流は狭まる。一方、Case S の場合、どの断面でも中心速度は Base case と同程度である。 xy 平面では $x/h=10, 20$ において噴流は Base case よりも狭まり、 xz 平面では噴流外縁付近の速度は Base case と同程度であるが、 $x/h=10$ では $z/h=1.2\sim 3$ 付近、 $x/h=20$ では $z/h=0.5\sim 5$ 付近で Base case より速く、また噴流の中央よりも速い速度を有する分布となっている。同一断面内における平均速度分布から算出される運動量は、各条件で変化しないことを確認した。

2.5 噴流の拡散メカニズムの考察

2.5.1 拡がりが抑制される場合

本節では高速度カメラで撮影したノズル出口付近の xy 平面の噴流の様子から、噴流がどのように拡がっていくかを考察する。図 2-24(a)は Base case, (b)は Case S の噴流画像である。Base case では、上下対称にはっきりとした渦が $x/h=2\sim 3$ で形成され、周囲流体を巻き込みながら成長し、ポテンシャルコア領域末端の $x/h=5$ 付近で崩壊する。一方 Case S の場合、高い周波数で擾乱が付加されることで、ノズル出口近傍で細かい波動がみられ、 $x/h=0.5$ 付近でせん断層が巻き上がり小さな渦を生じるが、この細かな渦は前後の渦同士で干渉し、あまり成長せずに $x/h=2\sim 3$ 付近で崩壊する。Base case の場合は大規模渦が周期的に現れて周囲流体を巻き込むが、Case S の場合には大規模渦へと成長せず、周囲流体の巻き込みが少なくなるため、噴流が拡がりにくいと考えられる。

2.5.2 拡がりが促進される場合

Case E の可視化画像を図 2-25 に示す。ノズル上側のアクチュエータを駆動させた瞬間を 0 として、 $T/4$ 毎の画像である。アクチュエータを駆動すると、不安定な波動を生じる位置は Base case よりも若干上流側に移動し、渦の形成も早まる。そして、ノズル上側では反時計回り、ノズル下側では時計回りの渦を生じる。ノズル上側に生じる渦を A, B, CD とし、ノズル下側に対称的に生じる渦を a, b, cd とする。なお、A, A', a, a' はアクチュエータで励起された渦である。また、1 周期の間 (AA'間) にせん断層が巻き上がり 3 つの渦が生じるが、そのうち後発の 2 つの渦は早い段階で 1 つになるため、渦 B, CD (b, cd) で示す。これらの渦は、せん断層の不安定性によって本来生じる渦である。これらの励起されなかった渦 B, CD に比べ、アクチュエータで励起された渦 A は、より大きな渦へと成長する。 $t/T=0$ では、1 周期前にアクチュエータで励起された渦 A, 半周期前にアクチュエータで励起された渦 a がみられる。また、渦 B が渦 A に続いて生じている。 $t/T=1/4$ において、渦 B に続いて渦 CD が生じ、 $t/T=0$ で励起された渦 A' がノズル出口近傍に現れている。 $t/T=2/4$ において、渦 A と渦 B が干渉しつつ反時計回りに回転しながら斜め上方へと移動し、崩壊して流下する。渦 CD は渦 a に影響され、噴流を横切るように斜め右下方へと移動する。 $t/T=3/4$ において、渦 CD は斜め下方へと深く入り込み、周囲流体を巻き込んで煙を大きく蛇行させた後、崩壊しながら流下する。以後、こうした現象が対称的に繰り返される。以上から、せん断層に生じる波動を 3 個おきに適切な強さで励起することで、励起された波動は大きな渦へ成長し、さらにノズルの上側と下側で位相差 π の駆動をすることで、励起された渦が前後にずれた位置、すなわち千鳥状になり、渦相互の誘起速度で 2 つの渦の間の流体が x 軸から離れる方向へと輸送されるため、噴流の拡がりが促進されると考えられる。そしてこの効果は 2.5.3 および 2.5.4 で示すように、適切な周期と適切な強さで励起したときに顕著になる。

2.5.3 変調周波数による影響

$Duty=30\%$, $\theta=\pi$ に固定し変調周波数を変えたときの可視化画像を図 2-26 に示す. 図 2-26(a)~(c)では, いずれの場合でもアクチュエータによって噴流の上下に交互に配列する渦が生じているが, 図 2-26(d)ではみられない. すなわち $f^*\leq 0.500$ では発生した前後の渦の間に十分な間隔があるため, それぞれの渦が成長する. 一方, $f^*=1.00$ となると前後の渦の間隔が狭くなり, 前後の渦同士の干渉を生じてしまう. 渦が維持されなくなると, 噴流の蛇行が抑えられ, y 方向の拡がり小さくなる. したがって噴流の拡がり, アクチュエータによって生じる渦の間隔に大きく依存する.

2.5.4 Duty 比による影響

図 2-27 は, $f^*=0.125$, $\theta=\pi$ と固定し $Duty$ を 10, 50, 80 % と変化させた場合の画像であり, ノズル上側のアクチュエータを駆動後半周期経過した時刻の映像である. 画像中の赤丸は半周期前にアクチュエータによって励起された渦である. $Duty = 10\%$ では円形に渦が成長しているのに対し, $Duty$ が 50, 80 % と大きくなるにつれて, アクチュエータにより生じる誘起流が強くなることで流れ方向に扁平な渦へと成長し, そのまま流下する. そのため, $Duty = 10\%$ の場合のような渦相互の誘起速度の影響が弱くなり, 下流における噴流の蛇行が弱まり噴流が拡がりにくくなると考えられる.

2.6 噴流速度が異なる場合

2.6.1 変調周波数

本節では、噴流速度が異なる場合でも同様のメカニズムで噴流の拡がりが増進されるかを検討する。ノズル出口中心速度は $U_{c0}=2.7, 5.3, 8.1$ m/s ($Re=U_{c0}h/\nu=1,786, 3,505, 5,357$) とした。図 2-28(a)に各噴流速度における y 方向の速度分布を、(b)に乱れ強さ分布を示す。図 2-28(a)の横軸は y/h 、縦軸は U/U_m であり、 $x/h=1.0, z/h=0$ における y 方向の速度分布である。この位置は高速度カメラを用いた可視化観察において、波動が生じて渦が巻き上がり始める位置に対応している。 $U_{c0}=2.7$ m/s, 5.3 m/s, 8.1 m/s において、それぞれ $y/h=0$ から $y/h=0.36, 0.41, 0.44$ までは一様な速度分布であり、 $y/h=0.37\sim 0.58, 0.42\sim 0.56, 0.45\sim 0.56$ までは境界層に相当する。速度分布から求めた運動量厚さ θ_m は、それぞれ $0.33, 0.22, 0.18$ mm ($St_{\theta_m}=0.014, 0.018, 0.015$) である。図 2-28(b)の横軸は y/h 、縦軸は乱れ強さ u' をノズル出口平均速度 U_0 で無次元化した u'/U_0 である。 $U_{c0}=2.7$ m/s, 5.3 m/s, 8.1 m/s において、乱れ強さは $y/h=0.47, 0.49, 0.51$ で最も大きくなっている。図 2-29 に各噴流速度における速度変動のパワースペクトルを示す。図 2-29(a)は $x/h=1.0, y/h=0.46, z/h=0$ 、図 2-29(b)は $x/h=1.0, y/h=0.56, z/h=0$ 、図 2-29(c)は $x/h=1.0, y/h=0.56, z/h=0$ の位置において測定したものである。横軸は周波数 f 、縦軸はパワースペクトルを変動成分の 2 乗で無次元化した P/u'^2 である。 $U_{c0}=2.7, 5.3, 8.1$ m/s において、 $f=120, 440, 660$ Hz にパワースペクトルの盛り上がりが見られる。この周波数を、各噴流速度における不安定波動の周波数とした。なお、可視化観察からも、同様の周波数となることを確認している。

駆動条件を $Duty=10\%$ 、 $\theta=\pi$ に固定し、ノズル出口中心速度 $U_{c0}=2.7, 5.3, 8.1$ m/s としたときの、輝度値から求めた y 方向の噴流幅の変化を、図 2-30 に示す。縦軸は各噴流速度における Base case の噴流幅で無次元化した無次元噴流幅、横軸は各噴流速度におけるアクチュエータ非駆動時の不安定波動の周波数で無次元化した無次元変調周波数である。図 2-30 より、無次元噴流幅の最大値はいずれも同程度となる。また、最も効果的な変調周波数は、 $U_{c0}=2.7, 5.3, 8.1$ m/s のとき $30, 55, 110$ Hz であり、それぞれ $f^*=0.250$ ($f_M/f_N=1/4$)、 0.125 ($f_M/f_N=1/8$)、 0.167 ($f_M/f_N=1/6$) となる。不安定波動の周波数に関連した変調周波数で励起することが効果的であることが確認できる。

図 2-31, 2-32 に、各噴流速度における xy, xz 平面の 1 秒露光で撮影した画像を示す。上段は各噴流速度における Base case、下段は各噴流速度において最も効果的な変調周波数で励起したものである。図 2-31 では、どの噴流速度でも y 方向に大きく拡がっている。また、図 2-32 ではどの噴流速度でも $x/h=10$ 付近から噴流幅が急激に狭まり、下流で徐々に拡がりながら流下している。噴流速度が異なる場合でも、アクチュエータによって擾乱を付加することで、概ね同程度の効果が得られることが確認できる。

2.6.2 流動特性

2.6.2.1 半値幅

図 2-33, 2-34 に半値幅を示す. 横軸は x/h , 縦軸は y 方向の半値幅 $b_{y0.5}$ と z 方向の半値幅 $b_{z0.5}$ をノズル高さ h で無次元化した $b_{y0.5}/h$, $b_{z0.5}/h$ である. 図 2-33(a)~(c) に, 各噴流速度における Base case の半値幅を表している. 長短軸のスイッチングは, $U_{c0} = 2.7, 5.3, 8.1$ m/s において, それぞれ $x/h = 15$ 付近, 20 付近, 27 付近で生じていると推定できる. 図 2-34 に, アクチュエータ駆動時の半値幅を示す. 図中の実線と点線は, 図 2-33 で示した各噴流速度の Base case における半値幅である. トラバース装置の都合上, アクチュエータを駆動させた場合は $x/h = 30$ まで計測した. y 方向の半値幅において, $x/h = 2.5$ ではどの噴流速度でも大きな違いはないが, 下流にいくにつれて半値幅の差が大きくなっていく. $x/h = 30$ の位置では, $U_{c0} = 2.7$ m/s が最も半値幅が大きく, $U_{c0} = 8.1$ m/s が最も半値幅が小さくなった. アクチュエータを駆動させることで, 半値幅は Base case の約 3.6~4.1 倍になる. z 方向の半値幅では $x/h = 10$ まで半値幅が著しく減少し, それ以降は増加に転じている. $x/h = 30$ の位置で $U_{c0} = 2.7, 5.3$ m/s の場合は各 Base case と同程度の噴流幅となる. アクチュエータを駆動させた場合, 各噴流速度による z 方向の半値幅の差はごく小さいものとなっている.

2.6.2.2 中心速度の減衰

図 2-35 に, 各噴流速度で最も広がる変調周波数でアクチュエータを駆動したときの中心速度の減衰を示す. 縦軸は断面中心速度 U_c をノズル出口中心速度 U_{c0} で無次元化した U_c/U_{c0} である. Base case では, 各噴流速度とも $x/h = 5$ までポテンシャルコア領域が存在している. $U_{c0} = 2.7$ m/s においては $x/h = 6 \sim 15$ で 2 次元噴流型減衰領域, $x/h = 16$ 以降で軸対称型減衰領域となり, $U_{c0} = 5.3$ m/s においては $x/h = 6 \sim 22$ で 2 次元噴流型減衰領域, $x/h = 23$ 以降で軸対称型減衰領域, $U_{c0} = 8.1$ m/s においては $x/h = 6 \sim 28$ で 2 次元噴流型減衰領域, $x/h = 29$ 以降で軸対称型減衰領域となっている. アクチュエータを駆動させた場合では, $U_{c0} = 2.7, 5.3, 8.1$ m/s の場合において, それぞれ $x/h = 2$ 付近, 2.5 付近, 2.5 付近から減衰し始め, $x/h = 9.2$ 付近, 10 付近, 11 付近で局大値を示した後, それより下流では軸対称噴流とほぼ同じ傾きで減衰している. 噴流速度が速いほど, 速度の局大値は大きくなる. また, 噴流速度が遅いほど, 減衰が早くなっている.

図 2-36~2-38 に, 各噴流速度の場合における xy 平面と xz 平面の速度分布を示す. 縦軸は y/h または z/h であり, 横軸は局所平均流速 U をノズル出口中心速度 U_{c0} で無次元化した U/U_{c0} である. アクチュエータを駆動させた場合, どの噴流速度の場合でも $x/h = 10$ の位置における z 方向の噴流幅が最も狭まっている. $x/h = 10$ は図 2-35 において局大値を示した位置付近に相当しており, 複雑な流れが生じている箇所であるため, y 方向の変動成分が重畳して速度が過剰に表示されたとも考えられる.

2.6.3 流れの構造

図 2-39 は $U_{c0} = 2.7$ m/s における Base case の、図 2-40 は $U_{c0} = 2.7$ m/s において変調周波数 $f_M = 15, 30, 60$ Hz ($f^* = 0.125 (= 1/8)$, $f^* = 0.250 (= 1/4)$, $f^* = 0.500 (= 1/2)$) で励起した場合の xy 平面の時系列画像である。

それぞれの図で結果を時系列で確認するため、図 2-39 は 0.28 ms ずつ経過したもの、図 2-40 は下側のアクチュエータが駆動した瞬間を $0T$ として、 $0T \sim 0.83T$ までの画像である。Base case の場合、上下対称に渦が生じ、下流に行くにしたがって成長し、渦同士が干渉しあいながら流下する。 $f^* = 0.125 (= 1/8)$ の場合、 $0.17T$ においてアクチュエータによって励起された渦 a が発生し成長しながら流下していく。また、 $0.33T$ で渦 n1 が自然に生じ、成長しながら流下する。渦 n1 の後に生じた渦 n2 は、渦 a と渦 n1 の相互作用により赤矢印の方向に移動する。 $f^* = 0.250 (= 1/4)$ の場合、 $0T$ においてアクチュエータで励起された渦 b, c がある。この渦 b, c が成長しながら流下していき、 $0.17T$ でみられる自然に生じる渦 n1 は、渦 b, c の相互作用により黄矢印の方向へ $f^* = 0.125 (= 1/8)$ の場合よりも急角度で移動する。また、 $f^* = 0.500 (= 1/2)$ の場合、アクチュエータによって励起された渦前後の間隔が近いため、容易に干渉して崩壊する。以上から、変調周波数が低い場合はアクチュエータで励起された渦と自然に生じた渦が相互に作用して噴流を拡げるため、アクチュエータで励起された渦同士が相互に作用する場合よりも噴流を拡げる効果は弱くなる。また、変調周波数が高い場合はアクチュエータで励起された渦同士が早期に干渉するため、噴流は拡がりにくくなる。そのため、アクチュエータで誘起された渦同士が適切な間隔となることが重要と考えられる。

2.6.4 噴流が最も拡がる場合の流れの構造

図 2-41 に、各噴流速度の Base case と、各噴流速度で最も拡がる変調周波数でアクチュエータを駆動したときの画像を示す。Base case は、どの噴流速度でも上下対称に渦が生じ、合体、成長し崩壊していく。アクチュエータ駆動時は、励起された渦同士の相互作用により、噴流は拡がりながら流下している。したがって、いずれの噴流速度においても、アクチュエータによって励起された渦によって噴流の拡がりが顕著に生じることが確認できる。

2.7 印加電圧の影響

2.7.1 印加電圧による噴流幅の変化

図 2-42 は、各噴流速度におけるアクチュエータの印加電圧と噴流幅の変化を比較したものである。縦軸は無次元噴流幅、横軸は印加電圧 V_{p-p} である。どの噴流速度でも、印加電圧が低くなると、噴流の拡がり小さくなる。これは、誘起速度が遅くなることで励起された渦が小さくなるため、励起された渦同士の相互作用が弱まることによるものと考えられる。

2.7.2 印加電圧による流れの違い

図 2-43 は、印加電圧 $V_{p-p}=4\sim 6\text{ kV}$ の場合において、各噴流速度で最も拡がる変調周波数でアクチュエータを駆動したときの 1 秒露光画像である。上から Base case, $V_{p-p}=6, 5, 4\text{ kV}$, 左から $U_{c0}=2.7, 5.3, 8.1\text{ m/s}$ および無次元変調周波数 $f^*=0.250, 0.125, 0.167$ である。各噴流速度とも、印加電圧が低くなるにつれて噴流の拡がり小さくなっているのが確認できる。図 2-44 に、高速度カメラによる画像を示す。どの噴流速度でも、印加電圧が低くなるにつれてアクチュエータによって励起された渦が小さくなっている。前述したように、アクチュエータによって励起された渦同士の相互作用によって噴流が拡がるため、渦自体が小さくなることで流れに与える影響が弱くなり、噴流は拡がらなくなる。

2.8 結言

本研究では、アスペクト比 7.5 の長方形噴流に DBD プラズマアクチュエータを適用したときの流動特性について実験的に明らかにした。得られた結果を要約すると以下の通りである。

- (1) DBD プラズマアクチュエータを用いて長方形噴流の拡がりを促進または抑制することが可能である。
- (2) 噴流の不安定波動の周波数より低い変調周波数で DBD プラズマアクチュエータを駆動すると噴流の拡がりは促進される。特に不安定波動の周波数の整数分の 1 に相当する周波数で駆動した場合で、かつ励起された渦同士の間隔が適切な場合、噴流は顕著に拡がる。また、不安定波動の周波数よりも高い周波数で駆動すると、噴流の拡がりは抑制される。
- (3) 噴流の拡がりが促進されるのは、ノズルの上下のアクチュエータによって励起された渦が千鳥状になり、渦相互の誘起速度によって 2 つの渦の間の流体が x 軸から離れる方向へと輸送されるためである。
- (4) 噴流に高周波数の擾乱が付加されると細かな渦が発生し、その渦が前後で干渉して崩壊することで大規模渦へと成長しないため、周囲流体の巻き込みが少なくなり噴流の拡がりが抑制される。
- (5) 輝度分布から噴流の拡がりを定量的に評価することが可能である。

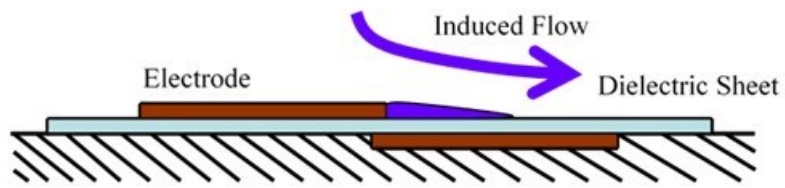
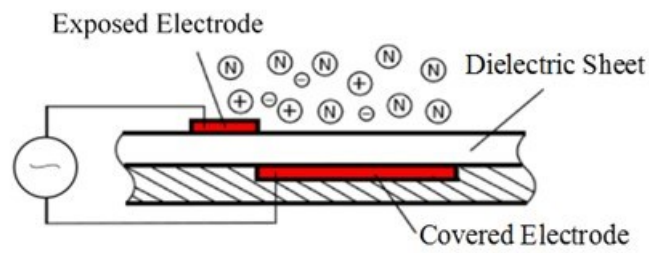
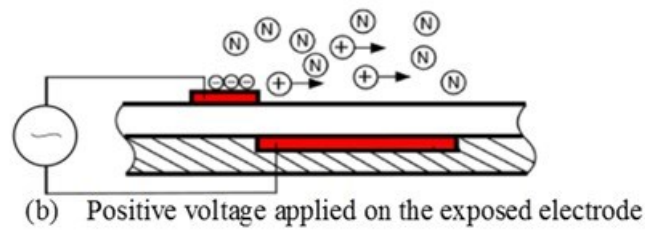


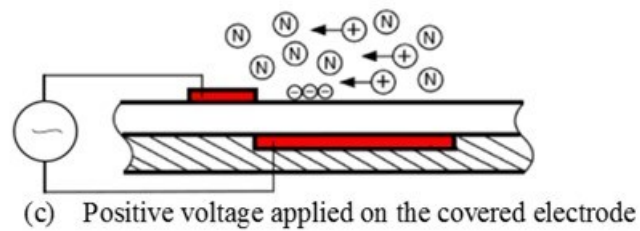
Fig.2-1 Model of DBD plasma actuator



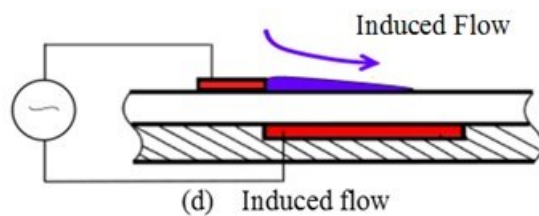
(a) Plasma generation by the applied voltage



(b) Positive voltage applied on the exposed electrode

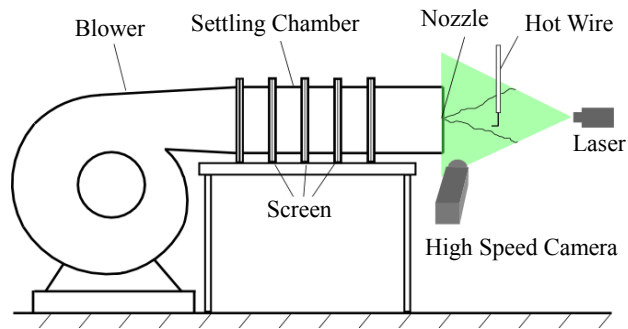


(c) Positive voltage applied on the covered electrode

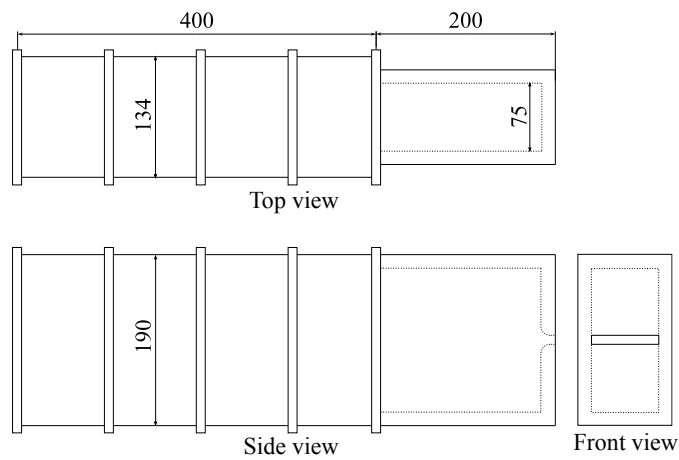


(d) Induced flow

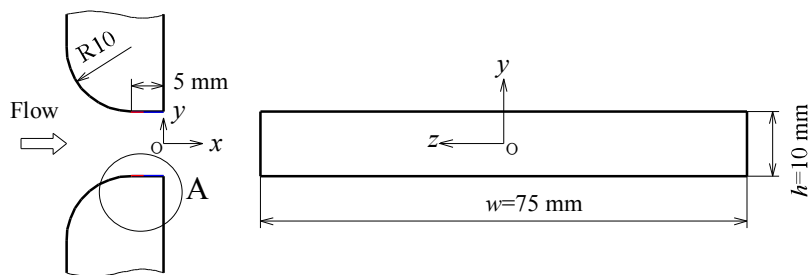
Fig.2-2 Mechanism of induced flow



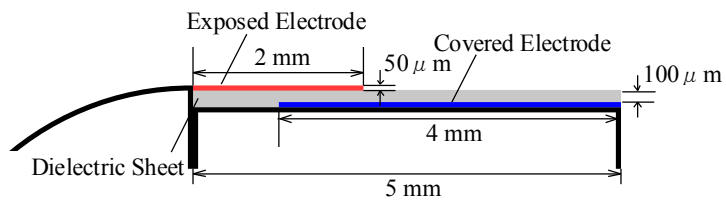
(a) Schematic outline of apparatus



(b) Dimensions of settling chamber



(c) Nozzle dimensions



(d) DBD plasma actuator (Detail of A)

Fig.2-3 Experimental apparatus

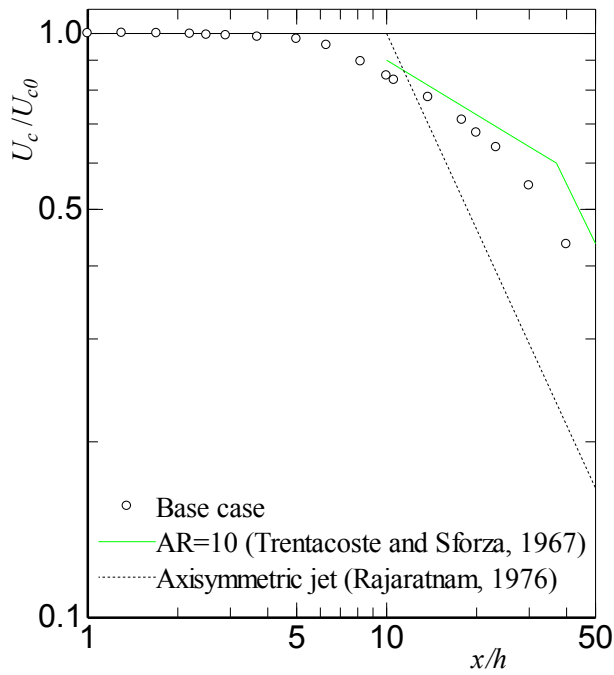
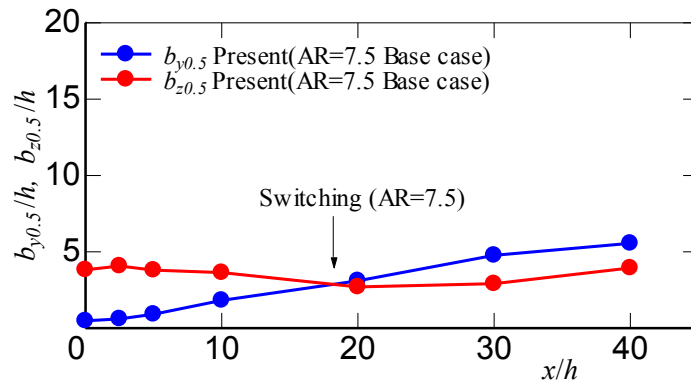
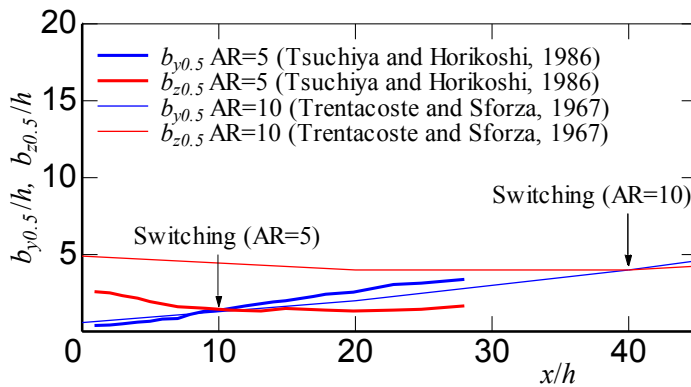


Fig.2-4 Center-line velocity



(a) Base case



(b) Reference

Fig.2-5 Half width

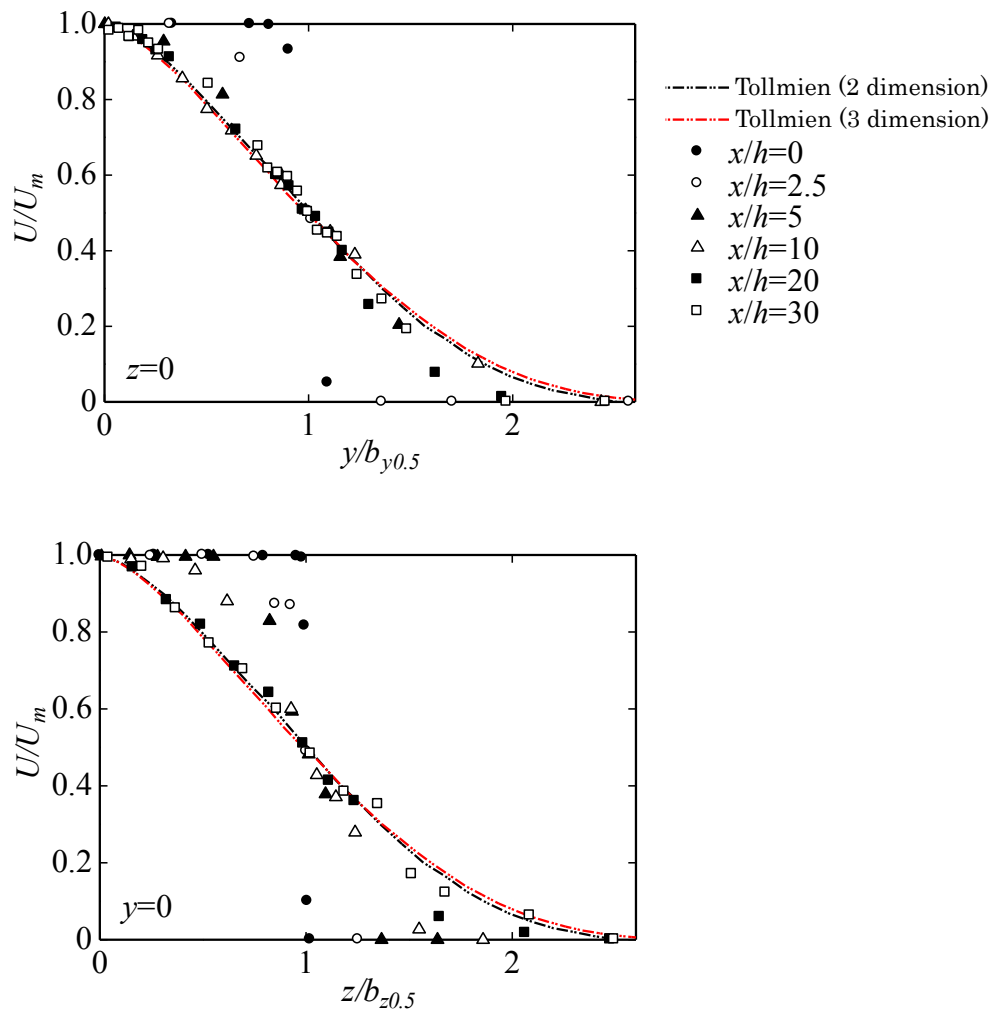
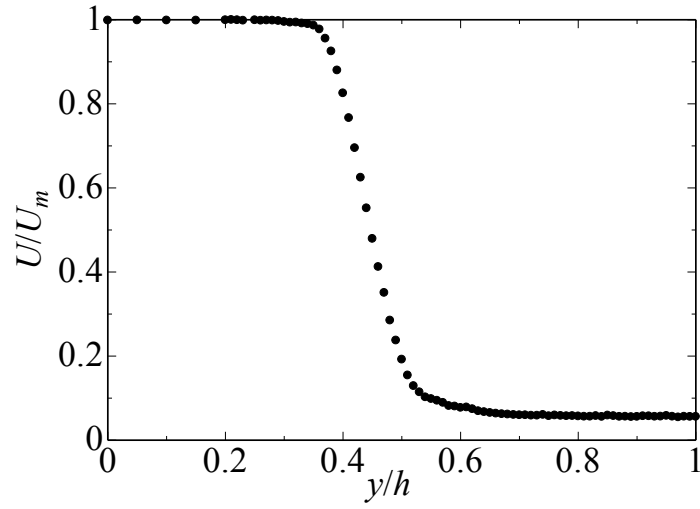
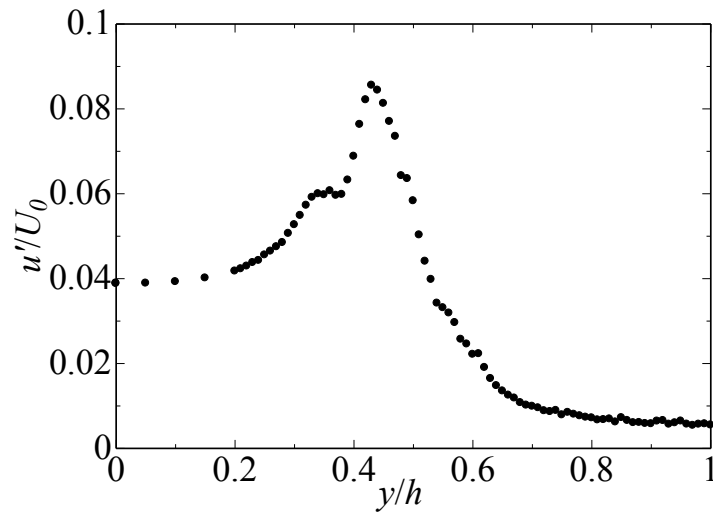


Fig.2-6 Dimensionless velocity profile



(a) Velocity profile



(b) Turbulent intensity profile

Fig.2-7 Velocity and turbulent intensity profile in y direction ($x/h=1.1, z/h=0$)

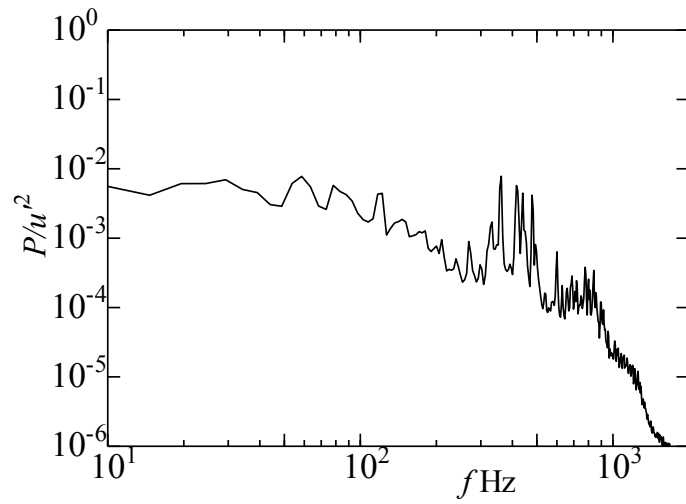


Fig.2-8 Power spectrum ($x/h=1.1, y/h=0.5, z/h=0$)

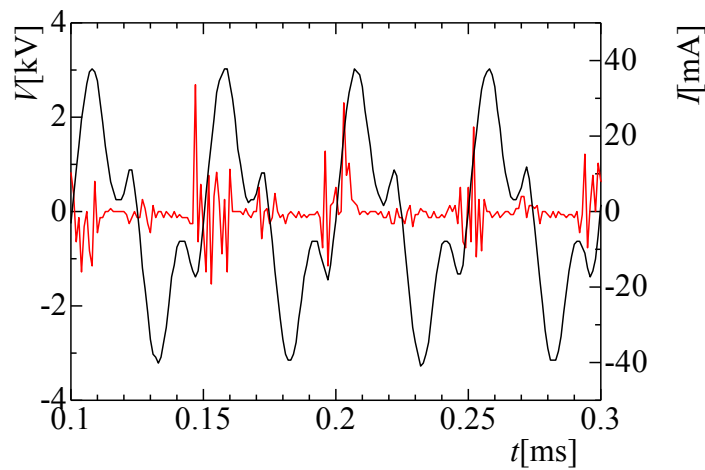


Fig.2-9 Example of voltage and current waveform

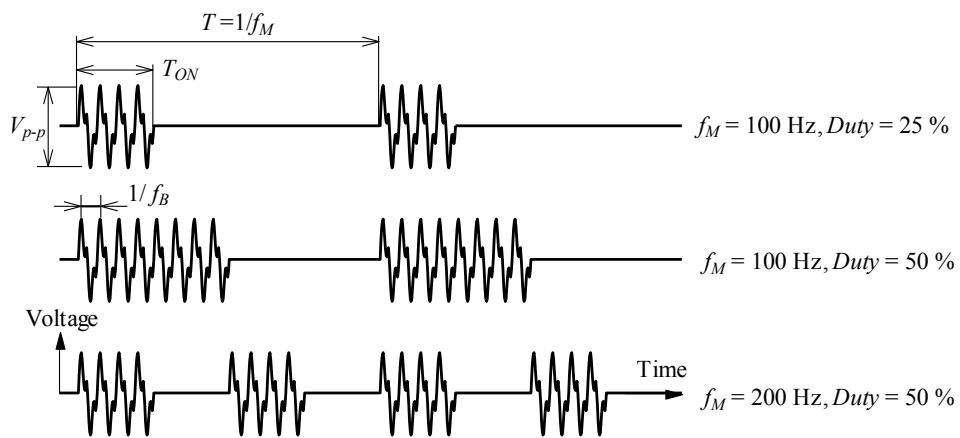


Fig.2-10 Example of ON-OFF control

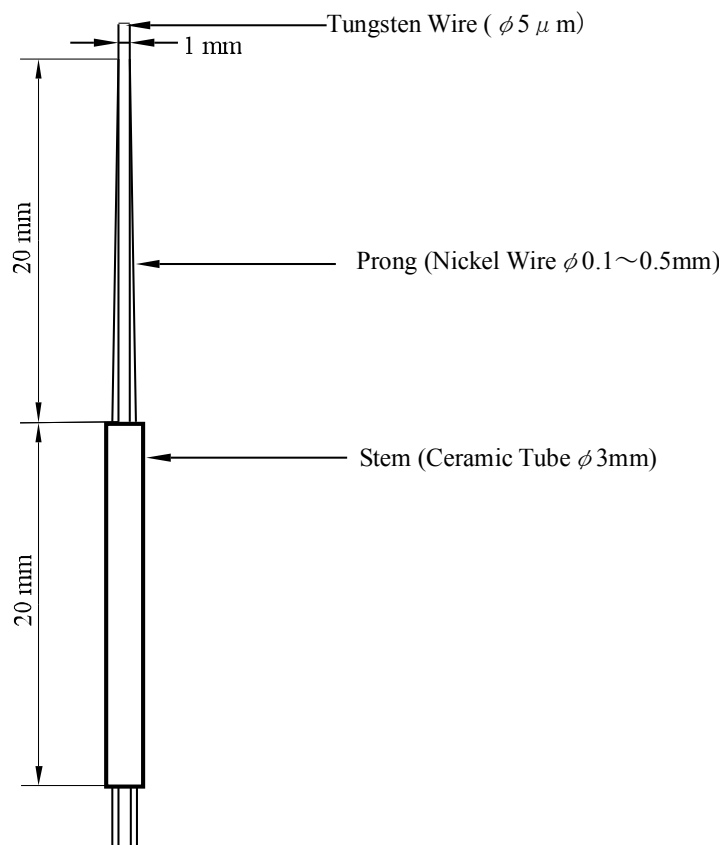


Fig.2-11 Hot wire probe

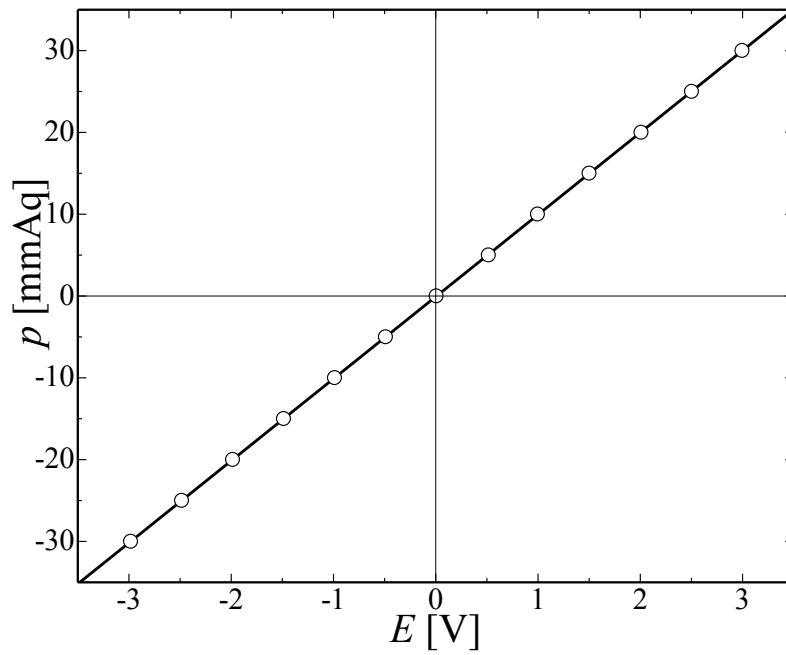


Fig.2-12 Output characteristics of differential pressure transmitter

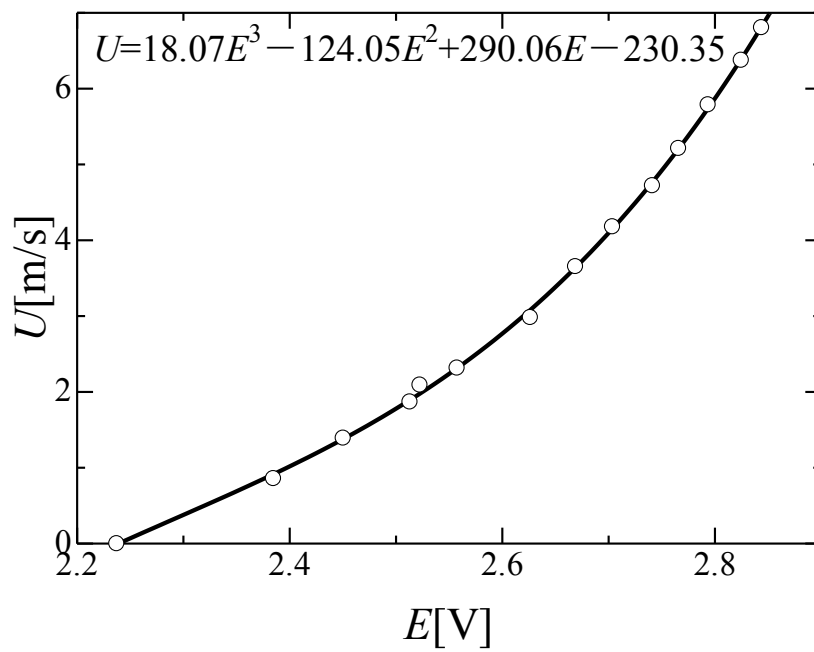


Fig.2-13 Example of calibration curve

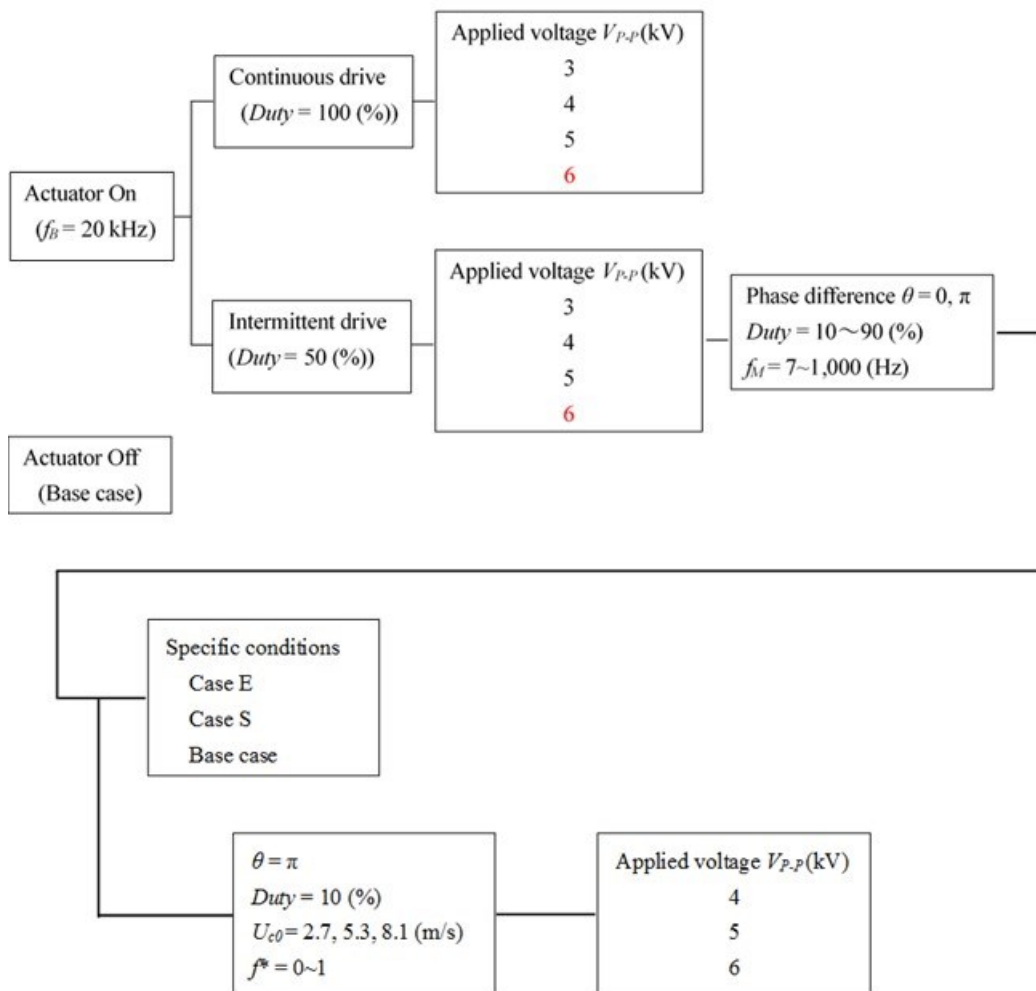


Fig.2-14 Flow chart of experiments

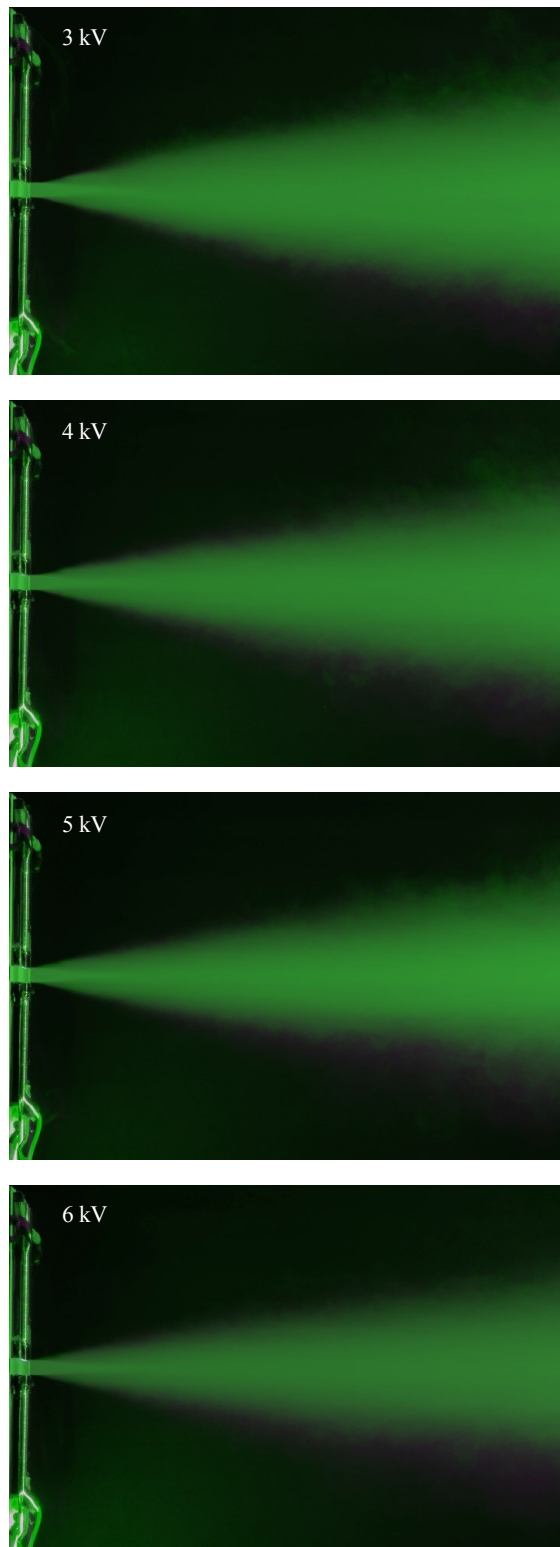
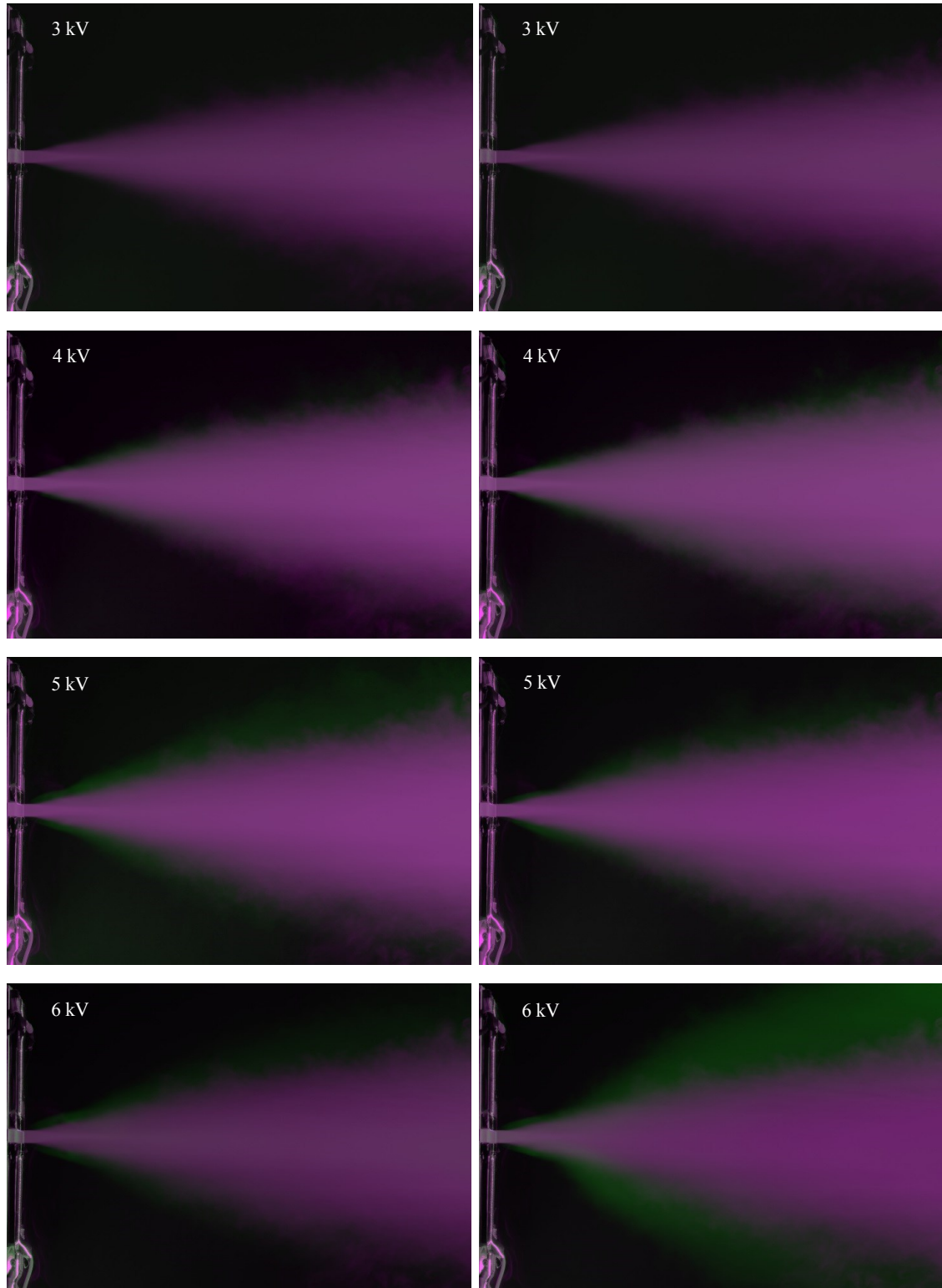


Fig.2-15 Difference of jet spread by applied voltage (*Duty*=100%)



(a) $\theta=0$

(b) $\theta=\pi$

Fig.2-16 Difference of jet spread by applied voltage ($Duty=50\%$, $f_M=55Hz$)

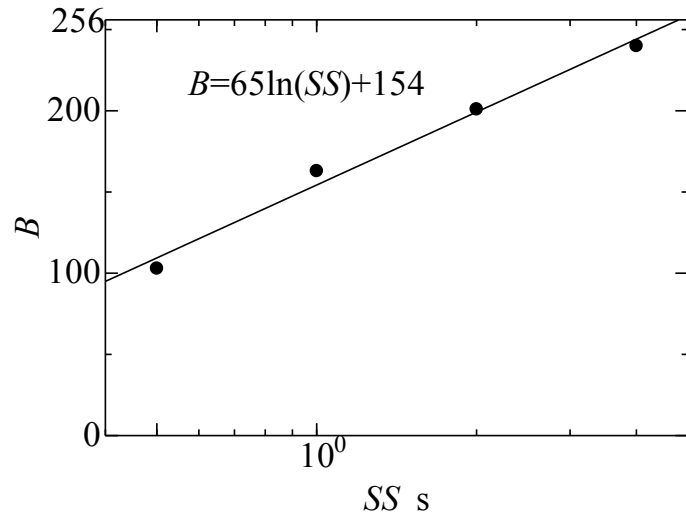
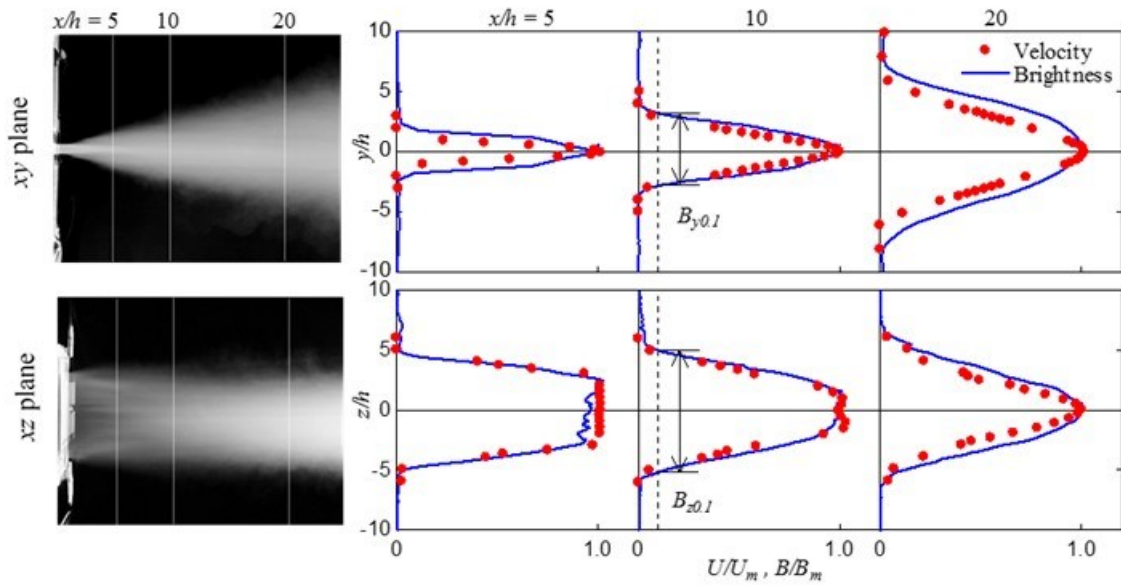


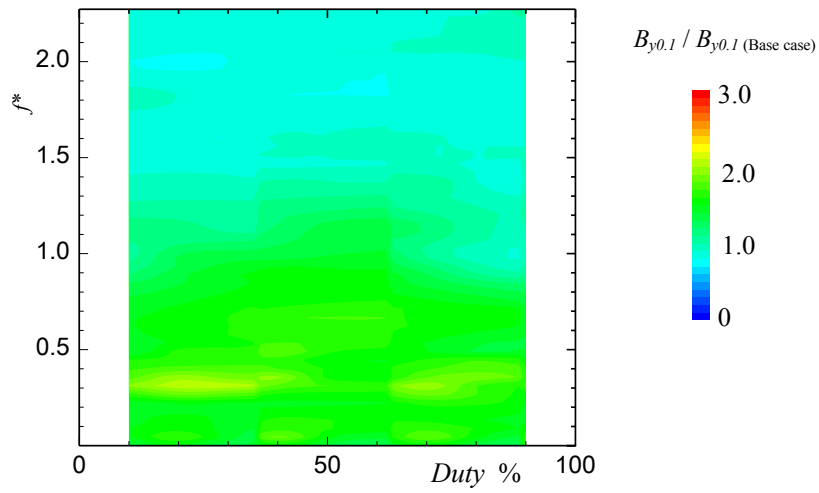
Fig.2-17 Relation between brightness and shutter speed



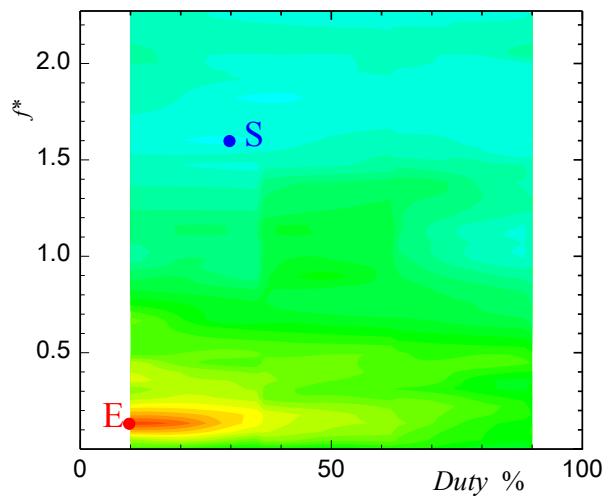
(a) Photograph of the jet (Base case)

(b) Velocity and brightness profile (Base case)

Fig.2-18 Velocity and brightness profile

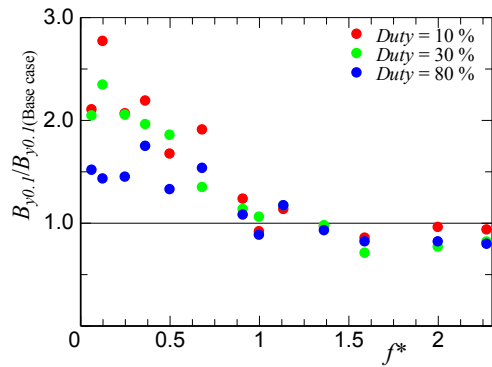


(a) $\theta = 0$

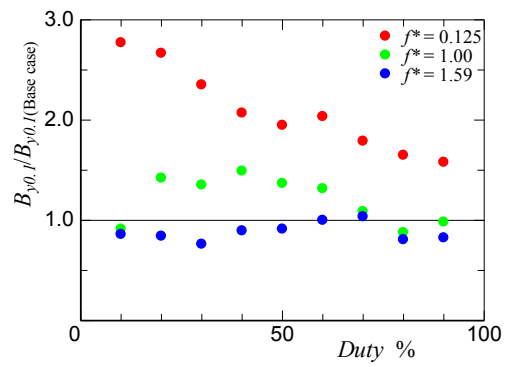


(b) $\theta = \pi$

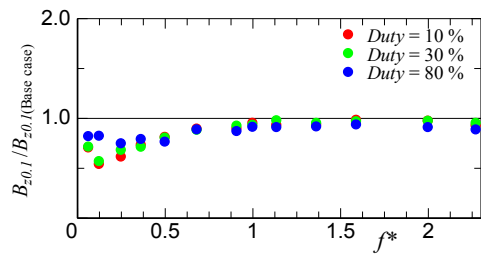
Fig.2-19 Contour map of jet width in xy plane



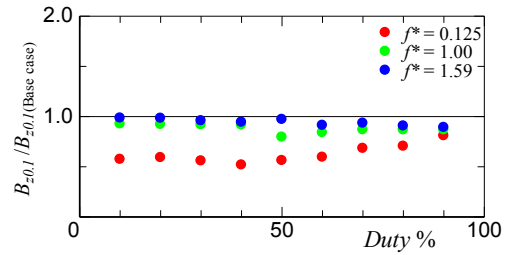
(a) Jet width in xy plane vs. modulation frequency



(b) Jet width in xy plane vs. duty ratio

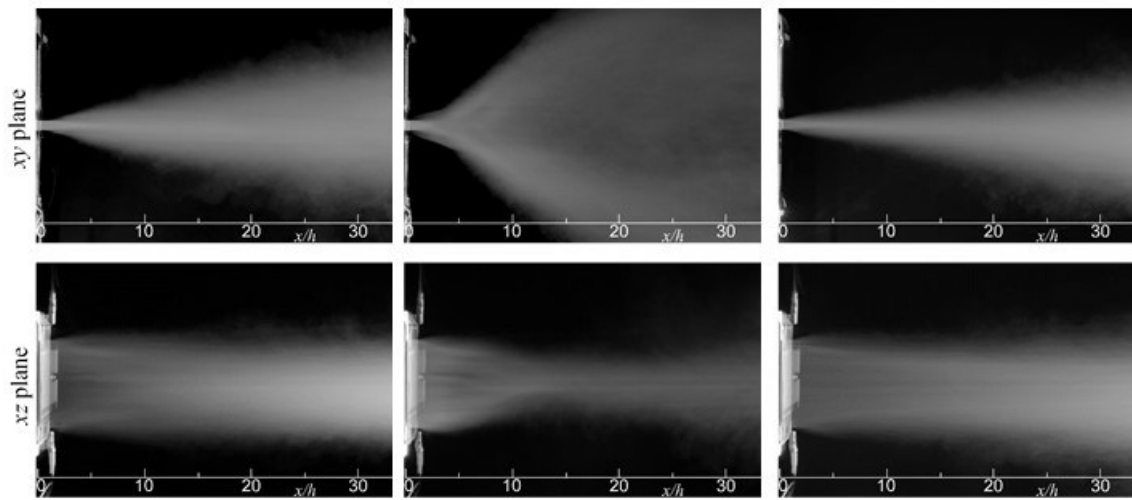


(c) Jet width in xz plane vs. modulation frequency



(d) Jet width in xz plane vs. duty ratio

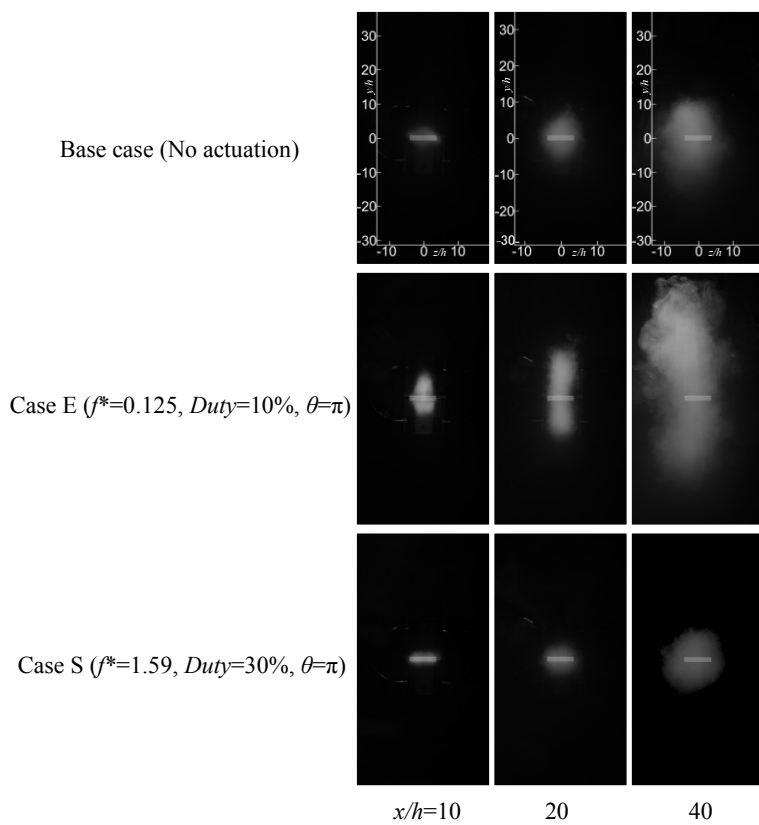
Fig.2-20 Jet width in xy and xz plane



Base case (No actuation)

Case E ($f^*=0.125$, $Duty=10\%$, $\theta=\pi$)

Case S ($f^*=1.59$, $Duty=30\%$, $\theta=\pi$)



Base case (No actuation)

Case E ($f^*=0.125$, $Duty=10\%$, $\theta=\pi$)

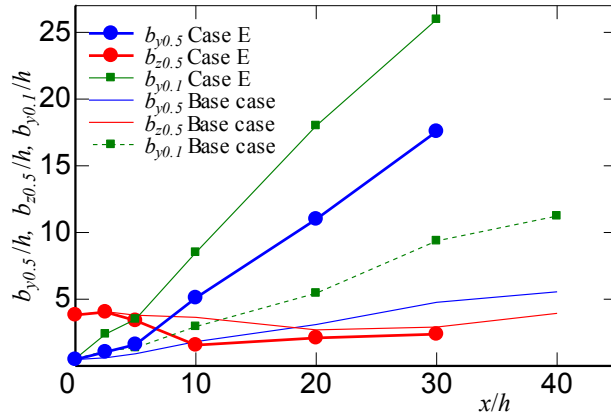
Case S ($f^*=1.59$, $Duty=30\%$, $\theta=\pi$)

$x/h=10$

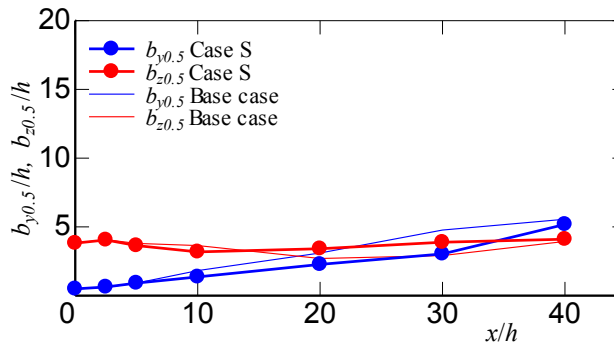
20

40

Fig.2-21 Photographs of the flow in xy , xz and yz plane obtained by one second exposure photography

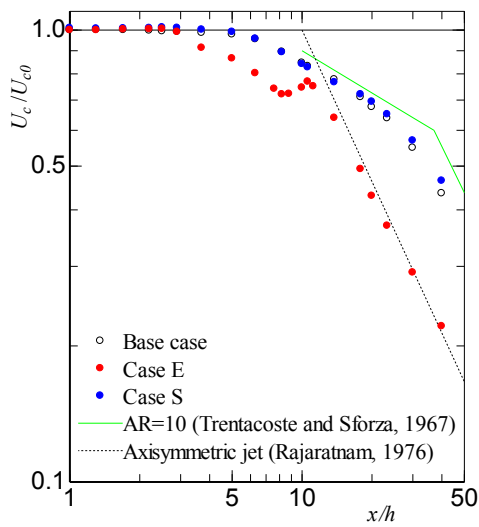


(a) Case E ($f^* = 0.125$, $Duty = 10\%$, $\theta = \pi$)

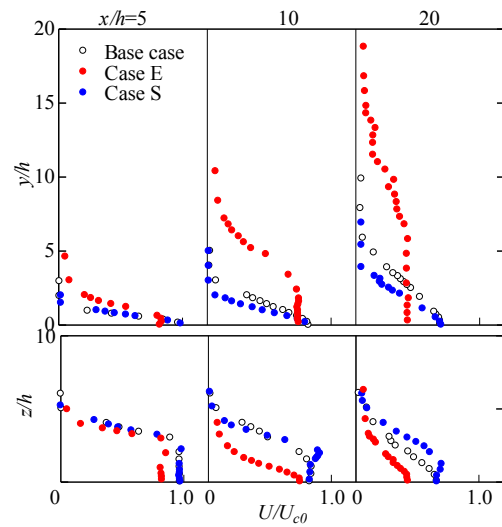


(b) Case S ($f^* = 1.59$, $Duty = 30\%$, $\theta = \pi$)

Fig.2-22 Half widths and jet widths for Base case, Case E and Case S



(a) Decay of the center-line velocity



(b) Mean velocity profiles

Fig.2-23 Decay of the center-line velocity and Mean velocity profiles

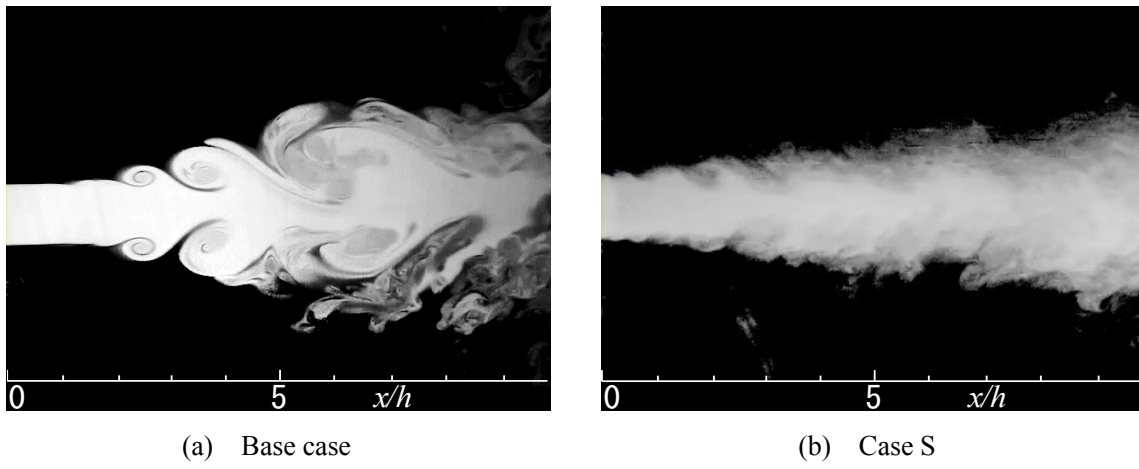


Fig.2-24 Instantaneous images of Base case and Case S

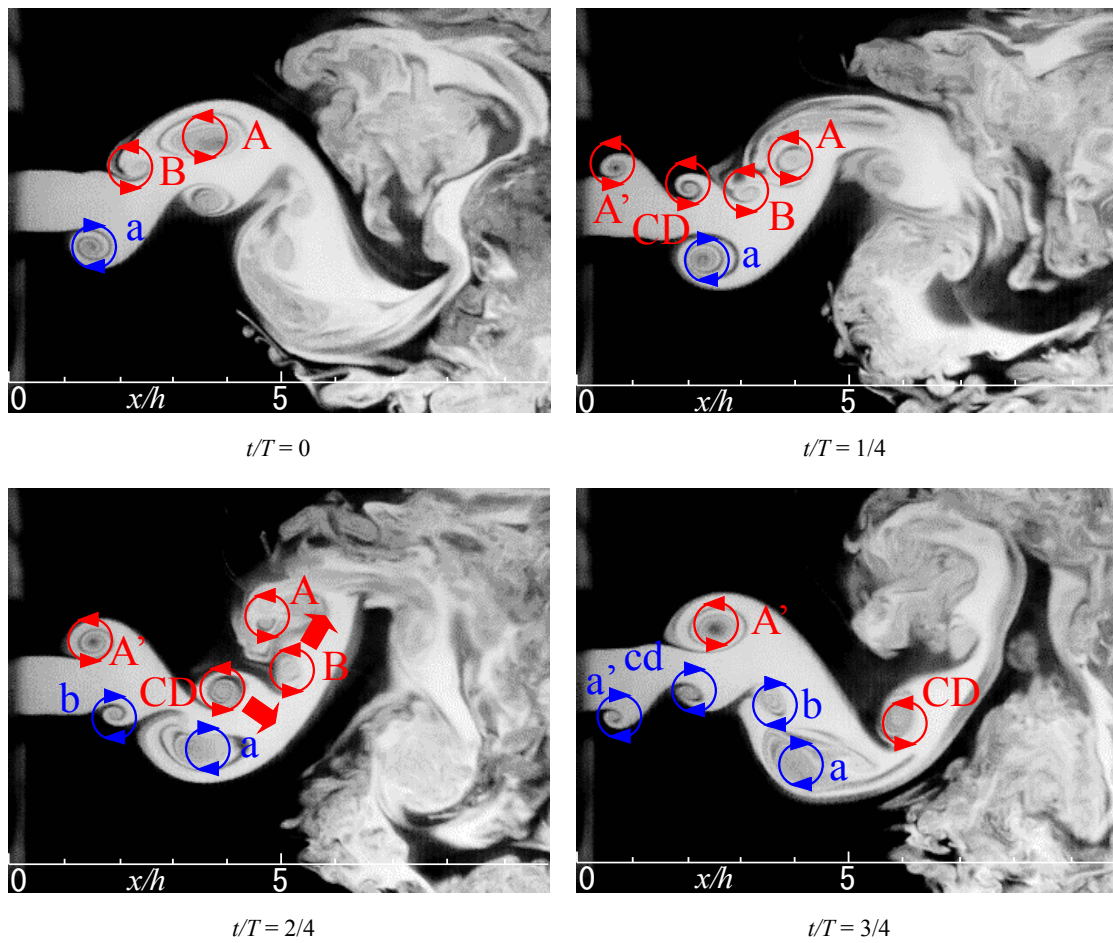


Fig.2-25 Instantaneous images of Case E in xy plane near the nozzle exit

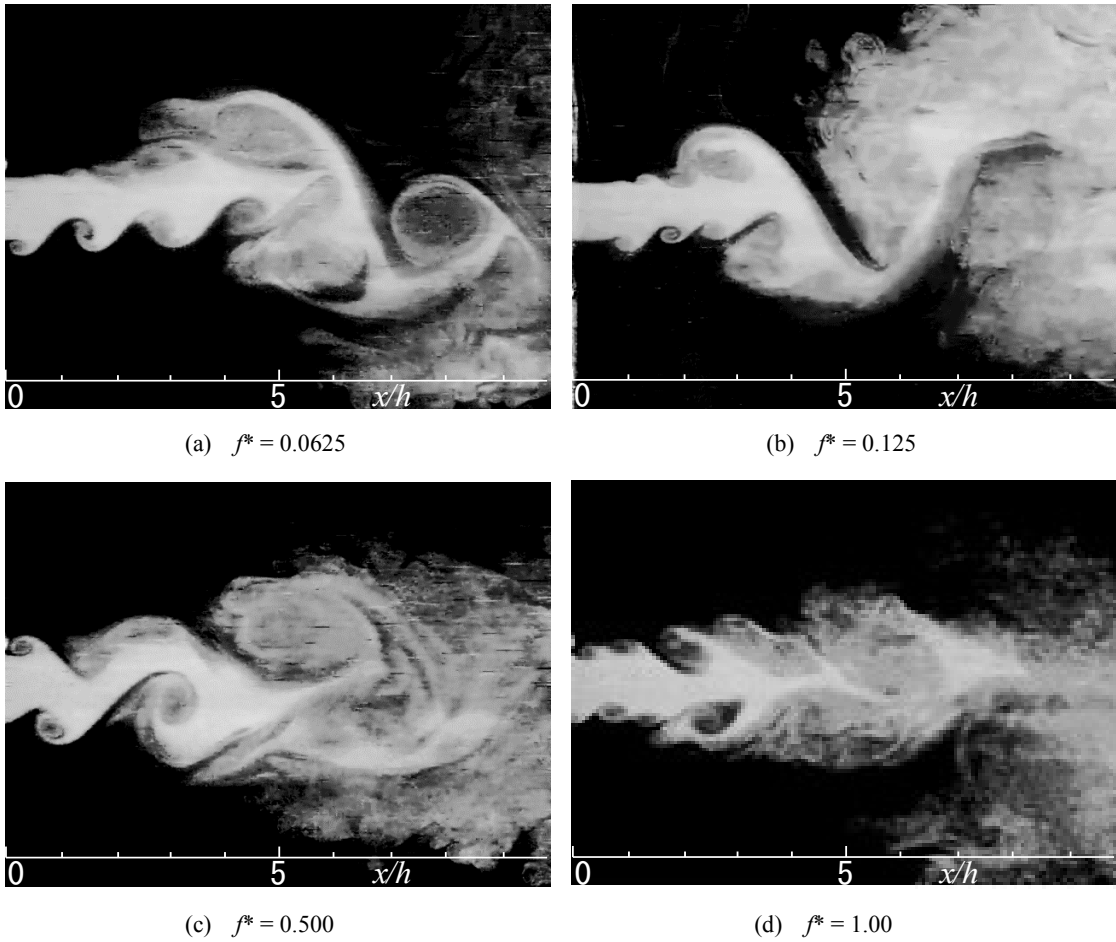
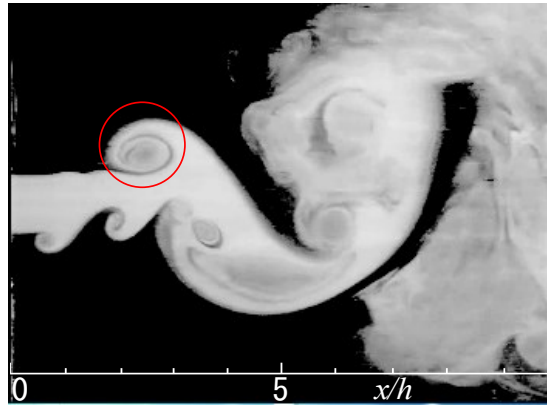
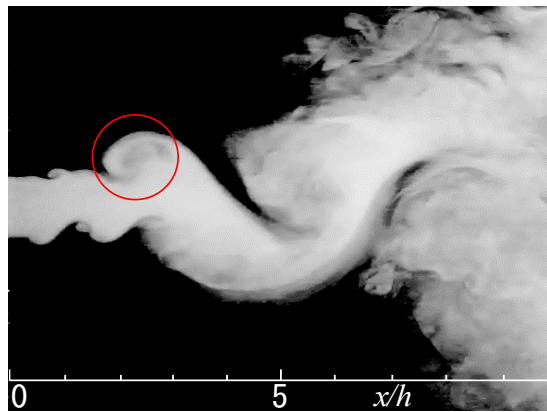


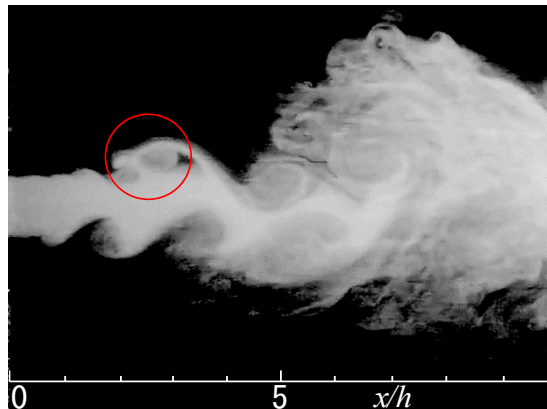
Fig.2-26 Instantaneous images near the nozzle exit in xy plane ($\theta = \pi$ and $Duty = 30\%$)



(a) *Duty* = 10 % (Case E)

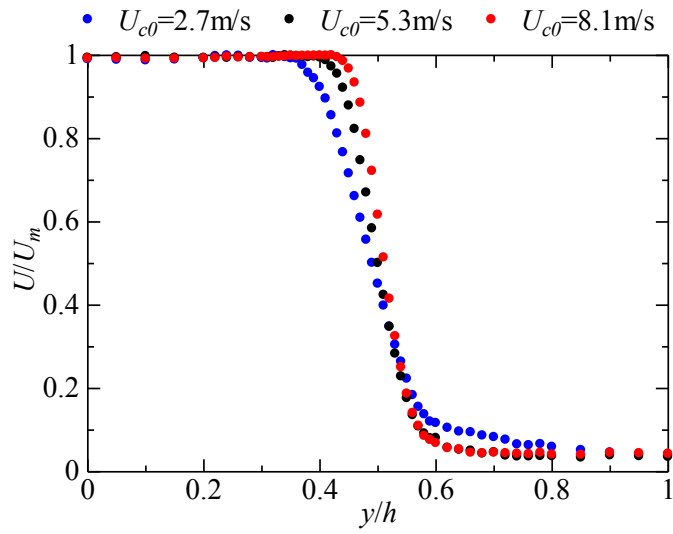


(b) *Duty* = 50 %

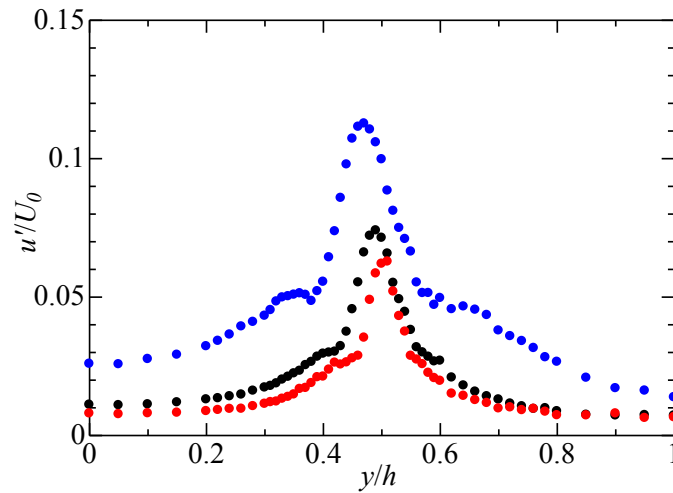


(c) *Duty* = 80 %

Fig.2-27 Instantaneous images near the nozzle exit in xy plane ($\theta = \pi$ and $f^* = 0.125$)



(a) Velocity profiles in y direction



(b) Turbulent intensity

Fig.2-28 Velocity profiles and turbulent intensity profiles in y direction under several velocity conditions ($x/h=1.0, z/h=0$)

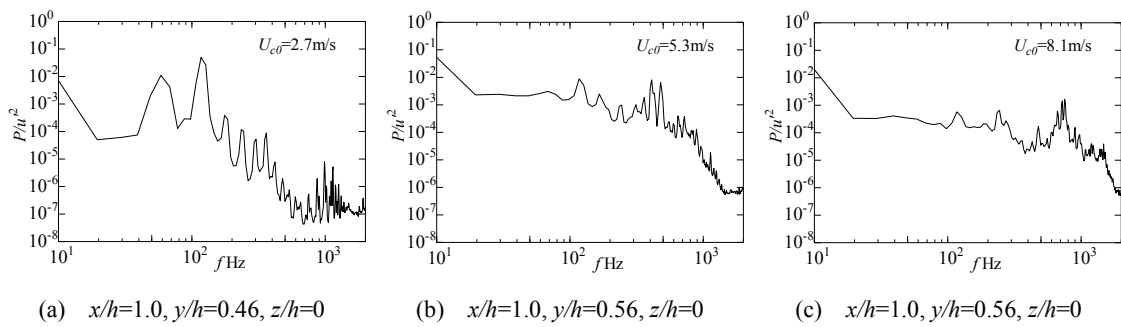


Fig.2-29 Spectra under several velocity conditions

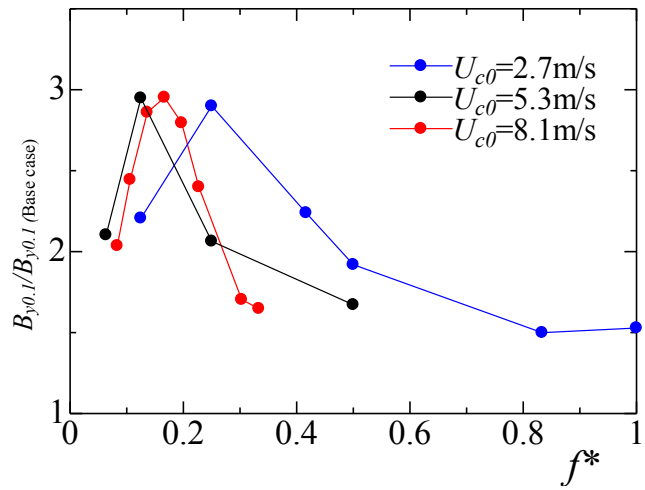


Fig.2-30 Comparison of jet widths in xy plane under several velocity conditions ($\theta=\pi$ and $Duty=10\%$)

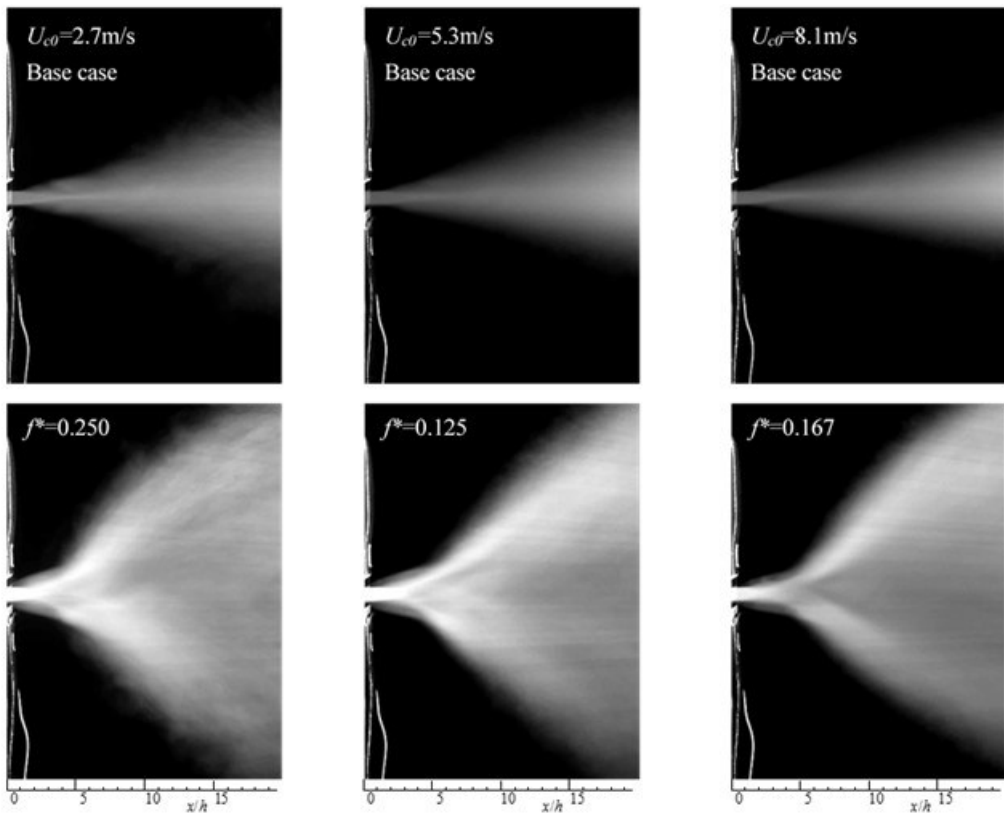


Fig.2-31 One second exposure photographs in xy plane under several velocity conditions

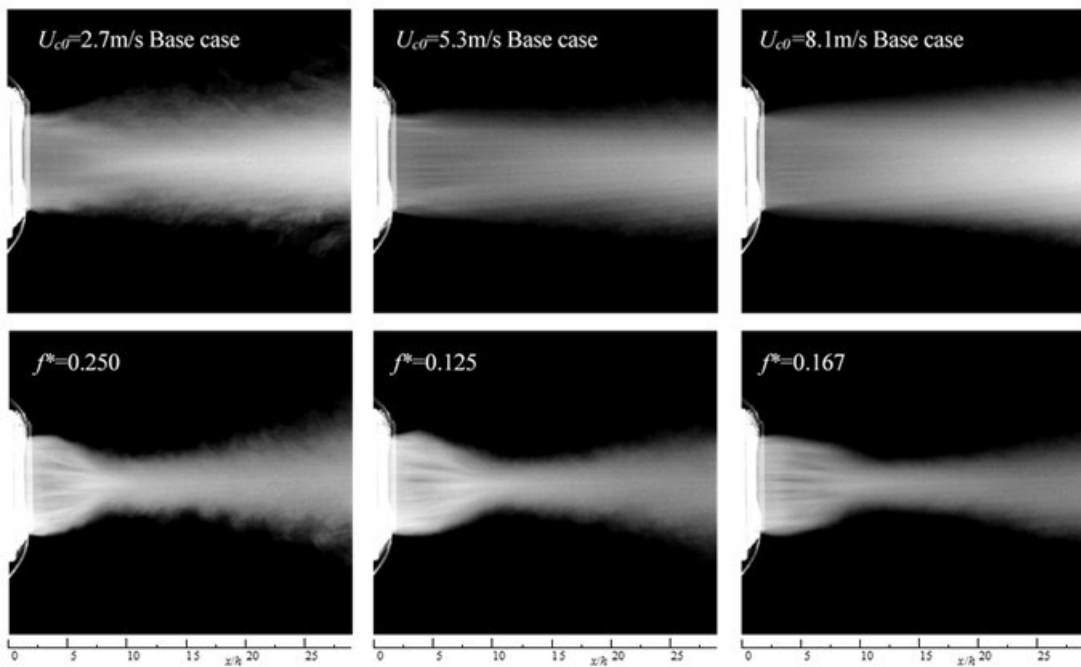
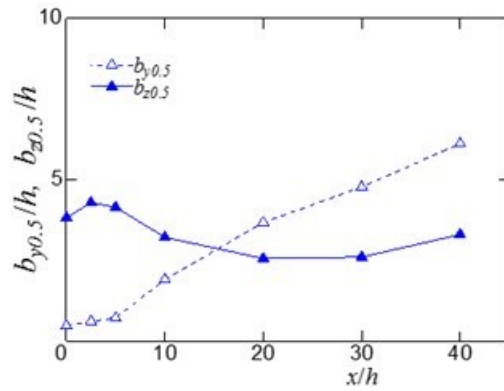
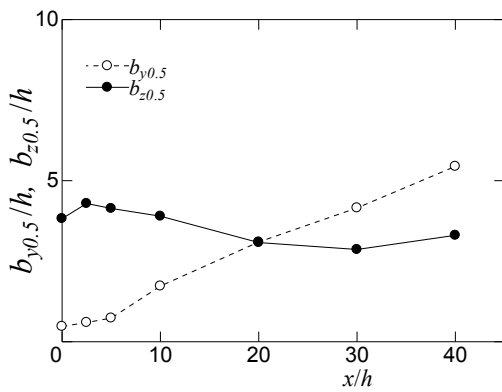


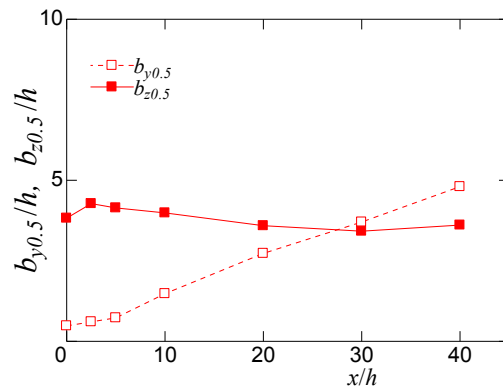
Fig.2-32 One second exposure photographs in xz plane under several velocity conditions



(a) $U_{c0}=2.7$ m/s

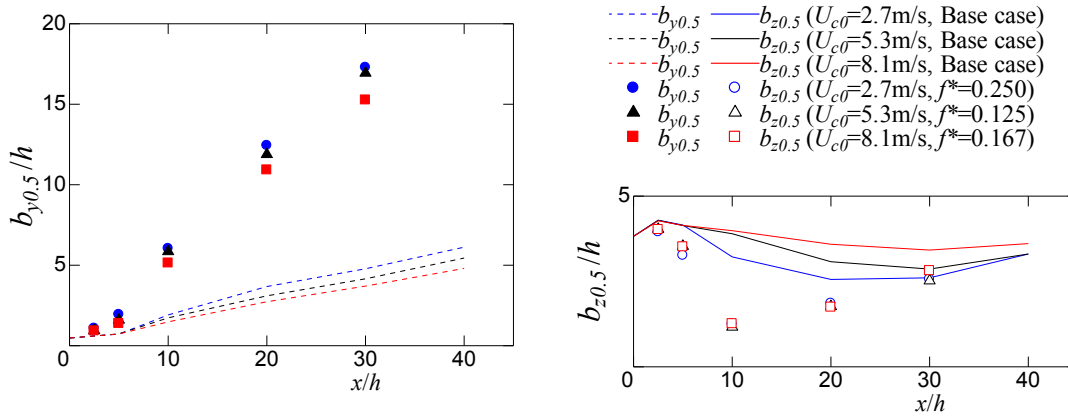


(b) $U_{c0}=5.3$ m/s



(c) $U_{c0}=8.1$ m/s

Fig.2-33 Half widths in y and z direction under several velocity conditions (Base case)



(a) y direction

(b) z direction

Fig.2-34 Half widths in y and z direction under several velocity conditions

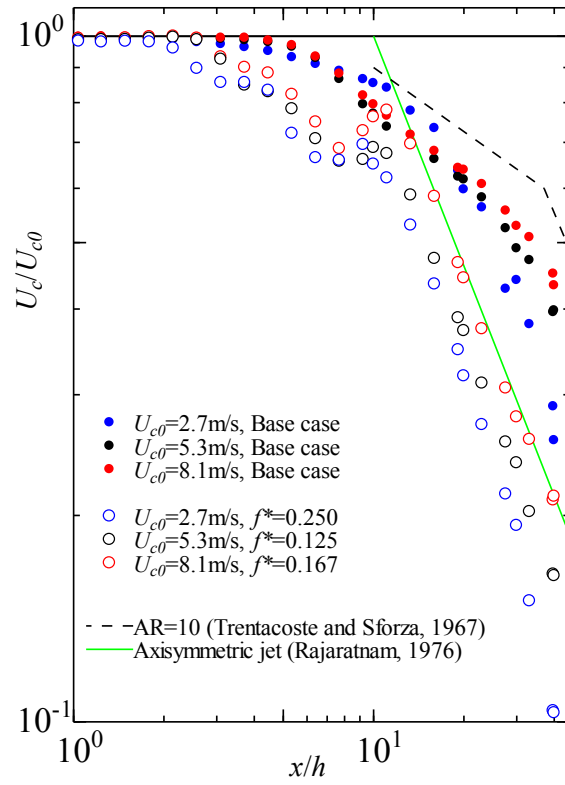


Fig.2-35 Center-line velocity decay under several velocity conditions

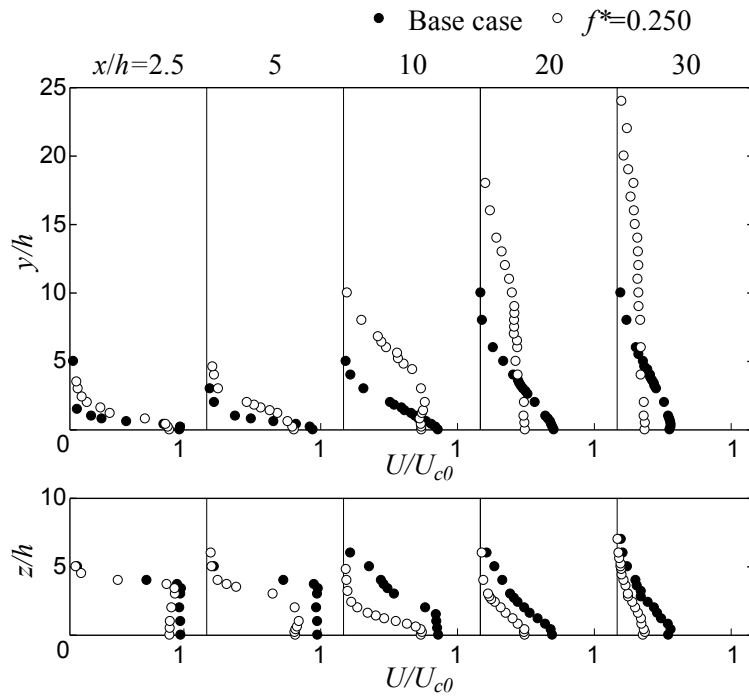


Fig.2-36 Mean velocity profile in xy and xz plane ($U_{c0}=2.7\text{m/s}$)

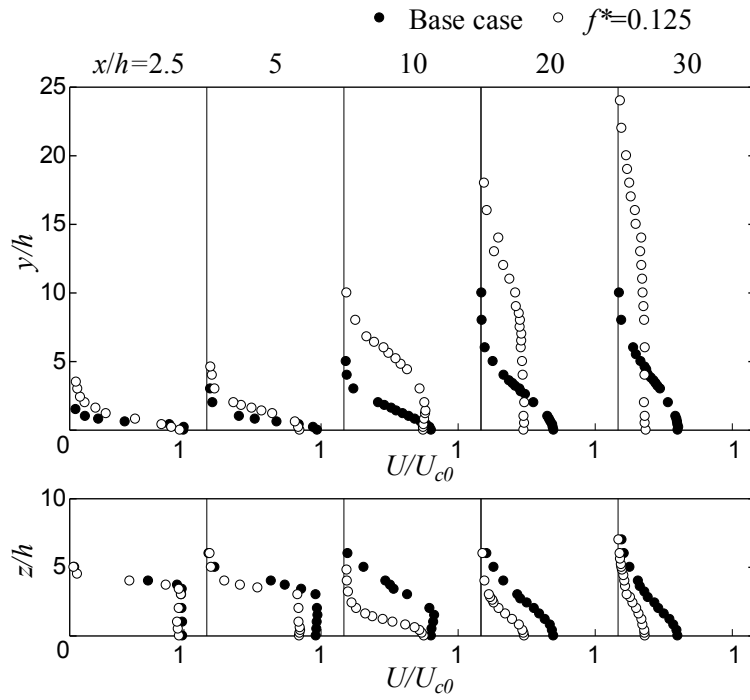


Fig.2-37 Mean velocity profile in xy and xz plane ($U_{c0}=5.3\text{m/s}$)

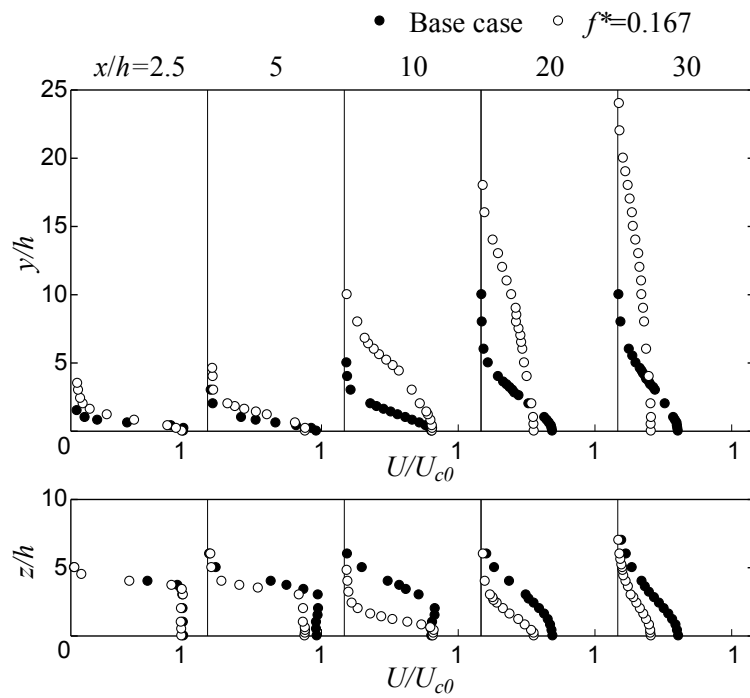


Fig.2-38 Mean velocity profile in xy and xz plane ($U_{c0}=8.1\text{m/s}$)

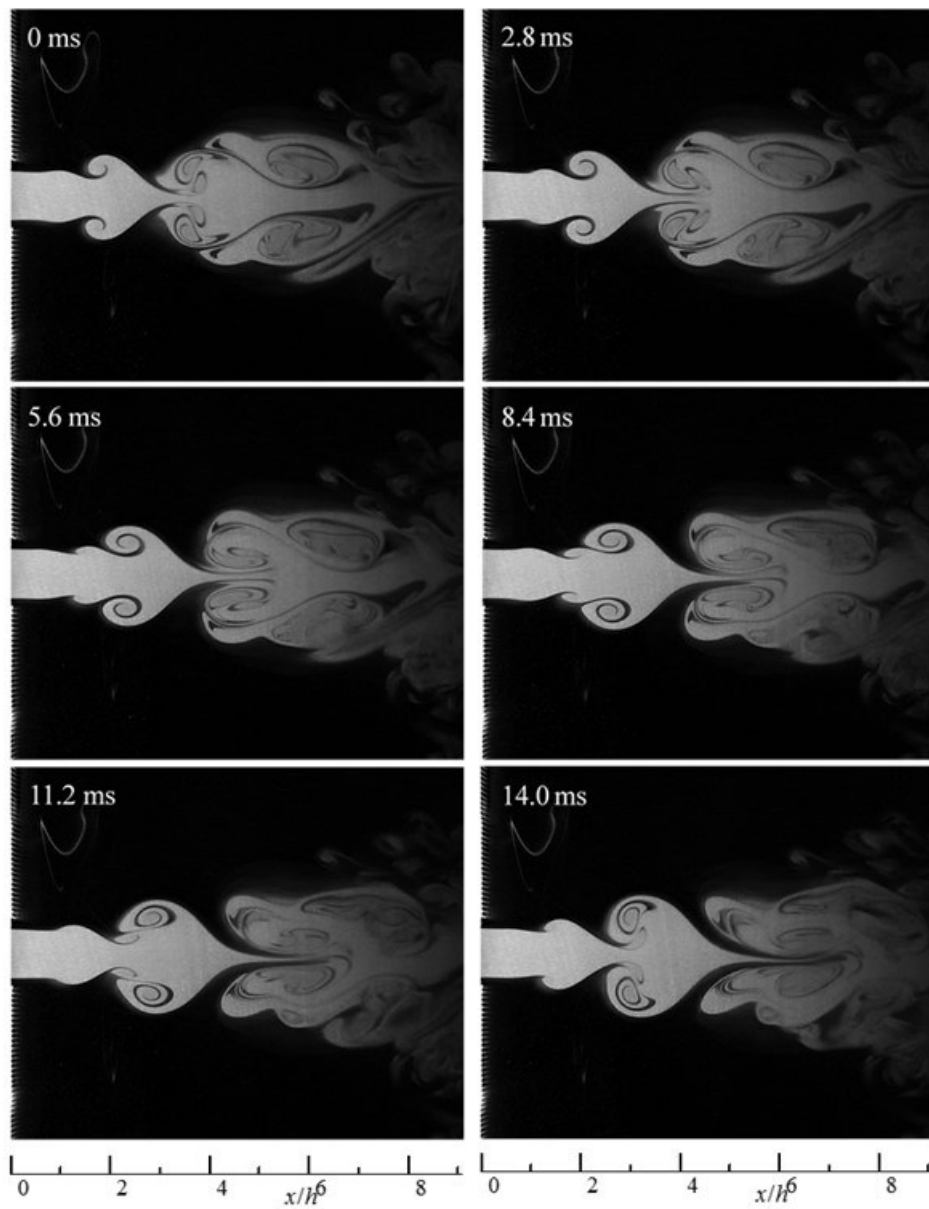


Fig.2-39 Instantaneous images in xy plane ($U_{c0}=2.7\text{m/s}$, Base case)

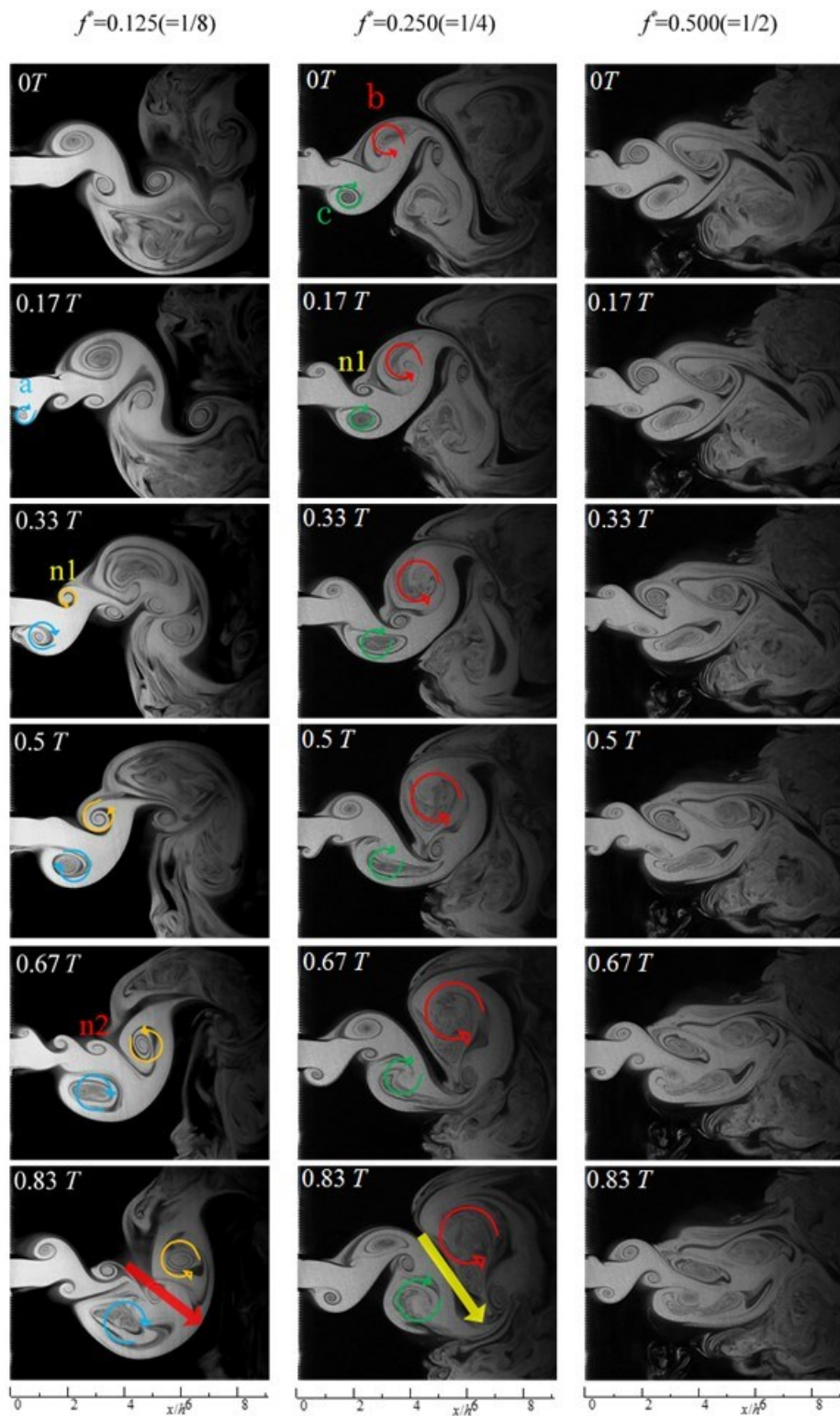


Fig.2-40 Instantaneous images in xy plane ($U_{c0}=2.7\text{m/s}$, $f^*=0.125, 0.250, 0.500$)

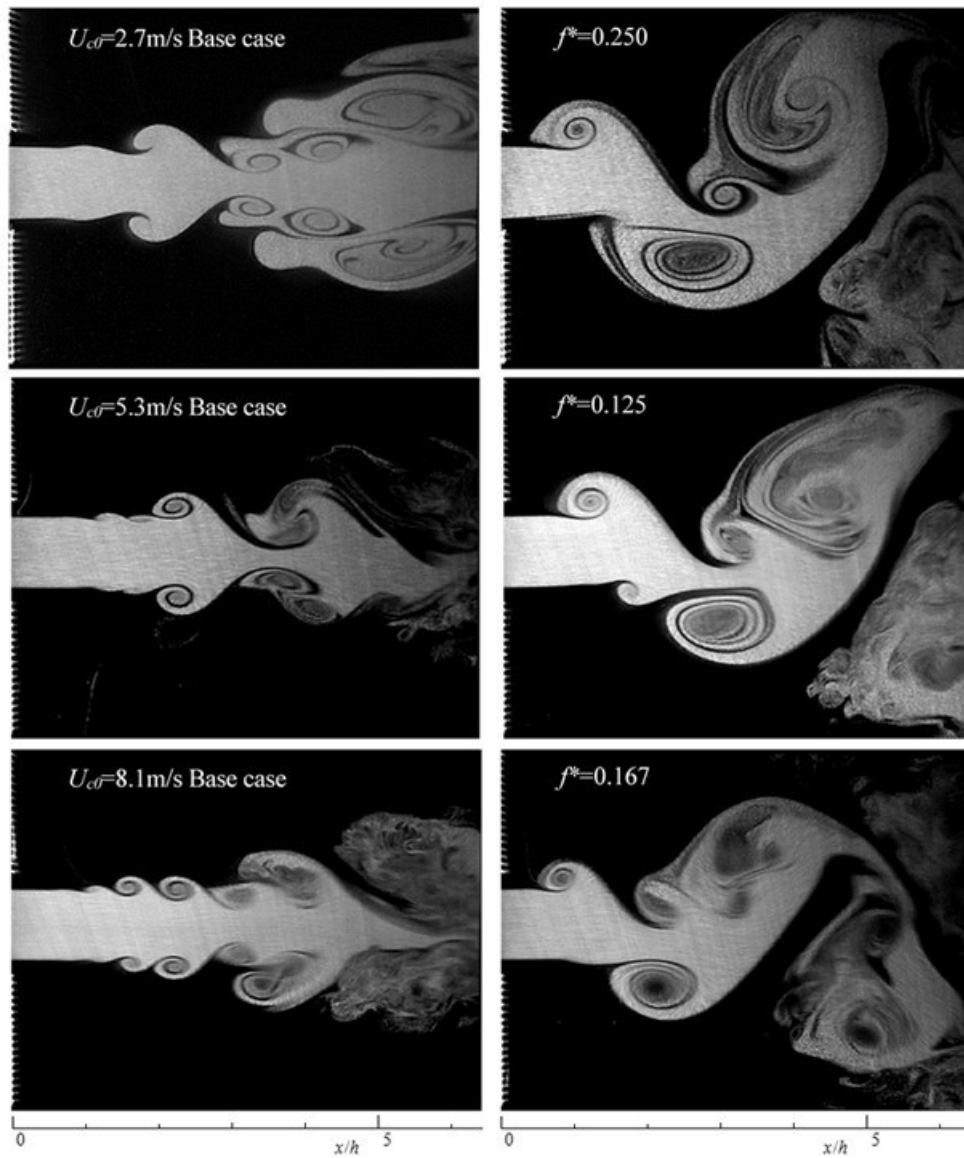


Fig.2-41 Instantaneous images in xy plane of the most spread condition under several velocity conditions

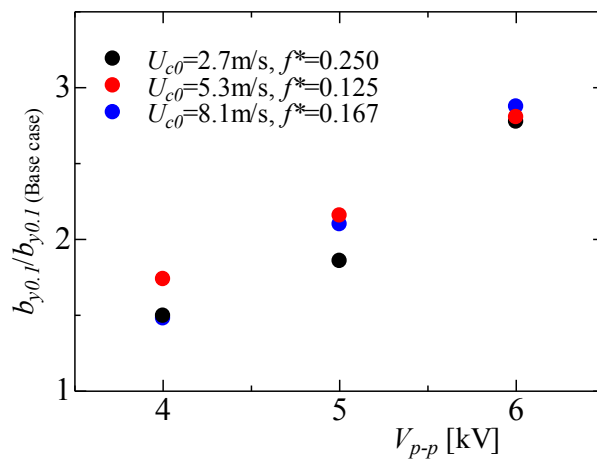


Fig.2-42 Jet width vs. applied voltage under several velocity conditions

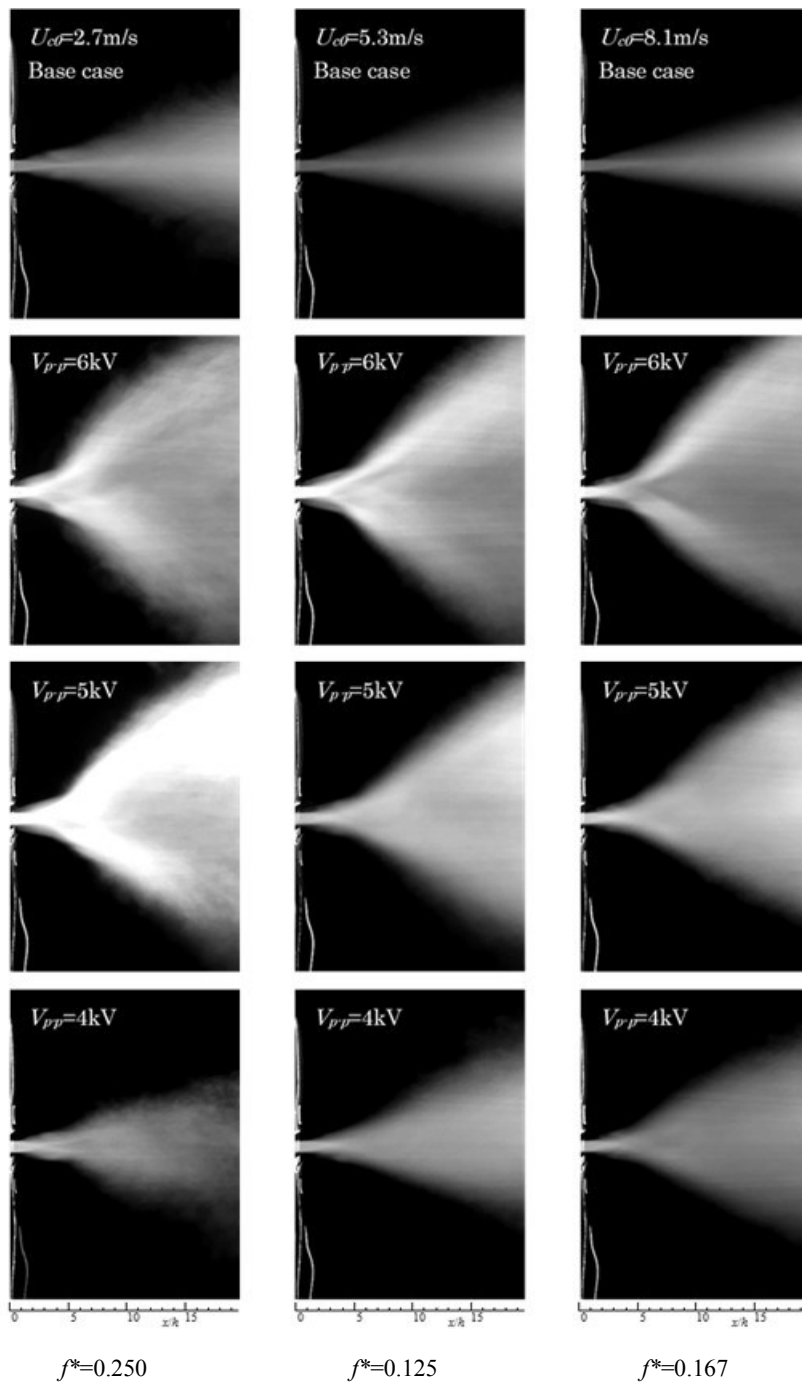


Fig.2-43 One second exposure photograph in xy plane under several velocity conditions (applied voltage $V_{p-p}=4\sim 6$ kV)

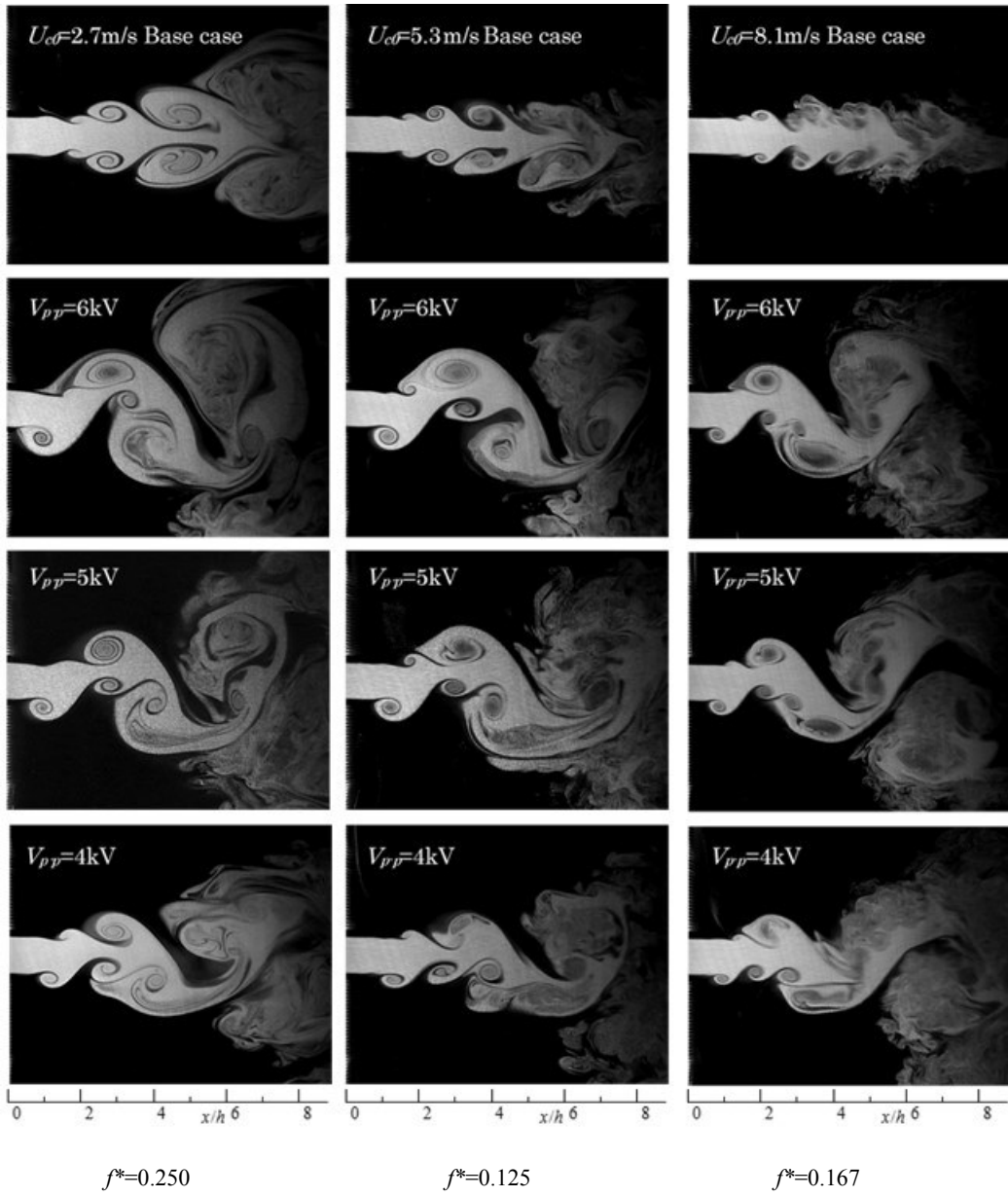


Fig.2-44 Instantaneous image in xy plane under several velocity conditions (applied voltage $V_{p-p}=4\sim 6$ kV)

第3章 矩形筒を用いた長方形噴流の受動制御

3.1 緒言

噴流を制御し混合を促進するために、各種の素子が開発され、その素子による混合プロセスが研究されてきた。代表的な受動制御の例として、ノズル出口近傍の内壁に設置した渦発生器やタブによる制御⁽¹¹⁸⁾が挙げられる。本研究では、噴流を受動制御する方法として、フラッピング噴流に注目した。フラッピング噴流とは、ノズル出口に流体素子を設けることで生じる、擬2次元的な自励振動噴流である。噴流に振動を生じさせることで混合率が向上して燃焼効率が改善され、さらに燃焼時に生成される汚染物質の削減に効果があるといわれている⁽¹¹⁹⁾。フラッピング噴流は工業的に広く応用が期待でき、冷却装置や塗装、暑さ対策用のミスト噴霧器などへの活用が考えられる。フラッピング噴流は、噴流の拡がりを中心に一方に制御できるという利点がある。3次元的な自励振動噴流としては、プリセッシング噴流がある。これは、ノズル出口を円形もしくは三角形とし、出口に円筒形の筒を取り付けて、歳差運動を伴う噴流を噴出させるものである。プリセッシング噴流を生じさせるための諸条件や流動特性について、近年多くの研究成果が報告されている^(120,121,122,123,124)。一方で、フラッピング噴流についての研究例は限られている。

このような自励振動現象を利用した流体素子の例としてフルイディク流量計があり、社河内の一連の研究によって発振機構、振動現象が生起する条件、流量と振動数の関係等が明らかにされている^(86,125,126)。本研究と社河内のノズル吹出し口の構造は概ね同じものであるが、社河内は筒内の振動現象を対象としているため、筒外での流れは不明のままである。

本研究で用いた流体素子（フラッピングノズル）は、Mi 他が提案したフラッピング噴流ノズル⁽¹⁰⁸⁾を参考とし、外部トリガーや連結ダクトを用いないもので、フラッピング噴流の先駆的な研究である Viets のフリップフラップ噴流ノズル⁽¹²⁷⁾をより簡略化したものである。フラッピング噴流の平均速度分布とレイノルズ応力を調べた Mi の一連の研究では、フラッピングのエネルギーは噴流の振動方向よりも主流方向の速度変動成分に伝えられやすいことや、フラッピングは大規模な混合を促進するが、一方で小さいスケールの乱れを抑制するといった特性を明らかにした^(128,129)。しかしながら、彼らの用いたノズルは長方形噴流の出口よりも前方の空間を有するやや複雑な構造をしている。本研究では、Mi 他が用いた流体素子よりも簡略な、長方形スリットと矩形筒で構成される流体素子を用いてフラッピング噴流を発生させた。流れの可視化および速度測定により、安定したフラッピング噴流が発生するための矩形筒の寸法を特定し、そのとき生じた振動噴流の流動特性を明らかにした。

3.2 実験装置及び実験方法

3.2.1 実験装置

3.2.1.1 送風装置

本研究で用いた実験装置の概略を図 3-1(a)に、ノズル詳細を図 3-1(b)に示す。送風機は 7.5 kW のモータにより駆動される。空気は防塵用フィルタを通して吸い込まれ、整流部、入口管を通して長方形スリットから流出する。この絞り比は 105 : 1 である。本装置では送風機の回転数を調整し、スリット出口平均速度を 0~80 m/s まで変化させた。

3.2.1.2 フラッピングノズル

フラッピングノズルはスリットと矩形筒で構成されている。スリット出口は、幅 15 mm、高さ 2 mm (アスペクト比 : $AR = 7.5$, 等価直径 : $d = 6.18$ mm) である。スリット出口中心を原点とし、下流方向に x 軸、鉛直方向に y 軸、水平方向を z 軸とした。出口平均速度は主に $U_0 = 60$ m/s ($Re = U_0 d / \nu = 24,500$) である。矩形筒は、スペーサを取り換えることによって、幅 $W = 15, 16, 18$, 以後 2 mm 間隔で 48 mm まで 18 種類、高さ $H = 15, 16, 18$, 以後 2 mm 間隔で 96 mm まで 42 種類、長さ $L = 20 \sim 80$ mm の間を 10 mm 間隔で 7 種類変化させ、これらの組合せのうちフラッピングが観察された寸法を中心に総計で約 1,500 種類の矩形筒について可視化実験を行った。後掲する図 3-3 は、フラッピングを生じる範囲を含む幅 $W = 16 \sim 38$ mm、高さ $H = 16 \sim 72$ mm の範囲のみを示している。なお、Mi 他⁽¹²⁸⁾の用いたノズル⁽¹²⁸⁾は、スリット出口 (幅 8.5 mm、高さ 0.6 mm、 $AR = 14$, 等価直径 $d = 2.5$ mm) を有する円筒が正方形筒 (幅・高さ 14.5 mm、長さ 29.5 mm) の中に 12 mm 突き出した形状のもので、出口平均速度は $U_0 = 90$ m/s ($Re = 15,500$) である。Mi 他は矩形筒を用いてフラッピング噴流を発生させる場合、このスリットよりも前方の空間が必要⁽¹⁰⁸⁾としていたが、この空間の無い単純な構造の矩形筒でも、フラッピング噴流を発生させることができた。

3.2.2 実験方法

3.2.2.1 流れの可視化

流れの可視化には煙法を用い、煙には Pro Smoke High Density SP MIX (Martin Professional Japan Ltd.) を使用した。観察の際には、レーザースリット光を噴流の $z=0$ の xy 平面に照射し、高速度カメラ (MEMRECAM GX-8 : NAC Image Technology Inc.) で撮影した。フレームレートは 4,000fps である。

3.2.2.2 速度測定

速度の測定には、単線型熱線プローブと定温度型熱線流速計を使用した。センサ部は、直径 5 μ m のタンダステン線で、受感部長さは 1 mm である。熱線流速計からの出力は、A/D 変換器 (PCI-6221 : National Instruments Japan Corporation) を通してパーソナルコンピュータに取り込み、データ処理した。その際のサンプリング周波数は 20 kHz、サンプリング点数

は 262,144 点である。速度変動の周波数解析には FFT 法を用いた。なお、Mi 他の結果によれば、フラッピング噴流の速度の y 成分は自由噴流の場合より 2 倍程度大きくなるが、フラッピング噴流の速度の x 成分に比べて最大で 10%程度⁽¹²⁸⁾とそれほど大きくない。そこで本実験では、噴流の概要を把握する意味で主流速度をそのまま使用した。

3.2.2.3 PIV 解析

矩形筒内部の流れを調べるために、高速度カメラの画像を PIV 解析 (Flownizer 2D : DITECT Corporation) した。高速度カメラのフレームレートは 4,000fps である。

3.2.2.4 実験手順

はじめに、本フラッピングノズルでフラッピング噴流が生じる矩形筒条件を調査した。次に、噴流の拡がりが顕著な条件について速度測定をもとに流動特性を把握し、可視化観察からフラッピング噴流のメカニズムについて検討した。

3.3 実験結果および考察

3.3.1 流れの可視化観察

図 3-2(a)は矩形筒をつけない場合，図 3-2(b)は矩形筒をつけた場合の噴流の様子を，煙により可視化したものである．図 3-2(b)はフラッピングの半周期を時系列に並べたもので，フラッピング周期を T としたとき，上から $t/T = 0$ ， $t/T = 1/4$ ， $t/T = 1/2$ の時刻の画像である．矩形筒をつけない場合，噴流は周囲の流体を巻き込みつつ直線的に広がっていく．矩形筒をつけて噴流がフラッピング運動を生じる場合，噴流は上下に，すなわち y 方向に大きく揺らぎ，わずかな距離で大きく拡散する．

フラッピングのもととなるのは，コアンダ効果による矩形筒内壁への噴流の偏向が考えられる．実際に噴流幅が矩形筒出口で矩形筒高さ付近になるとき，噴流のフラッピングが最も顕著に観察された．また矩形筒内部では，後半に述べるように，矩形筒外部からの空気の流入が認められ，流出する流れ（主流）と流入する流れ（逆流）との間で渦が発生していることが確認できた．この流れが筒内の圧力場に影響を与え，噴流の偏向を繰り返させる誘因となっていると考えられる．そして，主流である噴流は矩形筒内部で逆流との大きなせん断を受けるため，矩形筒外へ出た噴流は著しく減速している．なお，矩形筒内の流動については，PIV 解析結果とともに全体像を 3.3.5 で述べる．

3.3.2 フラッピングの発生条件

各矩形筒寸法に対し，流れの可視化観察から判断したフラッピングの発生有無を図 3-3 に示す．図中の赤丸および青丸の位置における矩形筒寸法において，それぞれフラッピングが生じているか否かを可視化で判断した．赤丸はフラッピングが生じた矩形筒寸法であり，青丸はフラッピングが生じなかった寸法である．グラフの横軸は矩形筒幅 W ，縦軸は矩形筒高さ H である．矩形筒長さ L が 30 mm 以下ではフラッピングは発生しない． $L = 40 \sim 80$ mm の範囲において振幅が大きいはっきりとしたフラッピングが観測され， L が大きくなるにつれてフラッピングの発生範囲が広がっている． L が 90 mm 以上でもフラッピングは観測されたが，振幅が小さくなりはっきりしなくなる．本稿では矩形筒長さ $L = 40 \sim 80$ mm の範囲を主な対象とした．図 3-3 中の Case A ($H = 24$ mm, $W = 24$ mm, $L = 40$ mm)，Case B ($H = 36$ mm, $W = 24$ mm, $L = 60$ mm)，Case C ($H = 48$ mm, $W = 24$ mm, $L = 80$ mm) は，周期性の強いフラッピングを生じている場合の例である．後述するが，フラッピングの周期性の強さは，フラッピングが発生する矩形筒幅 W の範囲内で偏りがあり，矩形筒幅 W が 24 mm と小さな場合にスペクトルのピークが最も高く，周期性が強くなる．一方，矩形筒高さ H については，フラッピングが発生する矩形筒高さ H の範囲内でスペクトルピークに大きな差は見られなかったため，矩形筒高さ H については発生範囲の中央の条件とした．

図 3-4 は，矩形筒高さ $H = 48$ mm，矩形筒長さ $L = 80$ mm において，矩形筒幅 W を変えたときの $x/d = 13.8$ ， $y/d = 3.6$ ， $z/d = 0$ の位置で測定した速度変動のスペクトルを示す．横軸は周波数を示し，縦軸はパワースペクトルを変動成分の 2 乗で無次元化したものである． $W =$

24 mm の矩形筒をつけた場合に、10 Hz 付近に鋭いピークがみられるが、これはフラッピングに対応している。このピーク周波数は、 W の増加とともに大きくなるが、同時にピーク値は減少しフラッピングが弱まり規則性が失われている。筒内の発振現象について、矩形筒幅 W が増加すると噴流の振動に伴って運動する流量が減るため周波数が増加すること、噴流が矩形筒左右壁面に付着するよりも先に矩形筒上下壁面に付着すると規則的に発振しないこと⁽¹²⁵⁾が報告されており、本研究でも同様の結果を示した。フラッピングの周期性の強さは、フラッピングが発生する矩形筒幅 W の範囲内で偏りがあり、矩形筒幅 W に大きく依存する。ここではスリット出口幅を 15 mm として固定している。したがって本装置では矩形筒幅 $W = 24$ mm の場合に最も周期性が強いフラッピングを生じるといえる。以下では $W = 24$ mm の場合について述べることにする。

図 3-5 は、矩形筒幅 $W = 24$ mm としたとき、フラッピングが発生する条件を図 3-3 から抽出し図示し直したものである。横軸は等価直径 d で無次元化した矩形筒長さ L/d 、縦軸は矩形筒高さ H/d である。赤丸はフラッピングが観察された筒寸法を示す。上端を近似した直線と、下端を近似した直線、 $6.5 \leq L/d \leq 13$ で囲まれた領域（図 3-5 の斜線部分）が、フラッピングが発生する矩形筒寸法である。フラッピングの発生は矩形筒寸法に大きく依存しており、周期性の強いフラッピングの発生条件は、矩形筒幅とスリット幅との比が 1.6 程度、矩形筒高さとの比が 0.4~0.65 の範囲である。

3.3.3 フラッピング周波数

図 3-6 は、矩形筒をつけない場合とつけた場合の、矩形筒出口近傍で得られた噴流の速度変動波形と、そのスペクトルを示す。速度変動波形の横軸は時間を示し、縦軸は速度を示す。左図は Case A、中図は Case B、右図は Case C である。これらの速度計測位置は、速度変動スペクトルのピークが顕著となる筒出口から下流側に 5 mm、筒の端から内側に 2 mm の位置であり、Case A の計測点は $x/d = 7.3$ 、 $y/d = 1.6$ 、 $z/d = 0$ 、Case B は $x/d = 10.5$ 、 $y/d = 2.6$ 、 $z/d = 0$ 、Case C は $x/d = 13.8$ 、 $y/d = 3.6$ 、 $z/d = 0$ である。また、矩形筒をつけない場合も、それぞれ同じ位置で計測したものである。

矩形筒をつけない場合、いずれの速度波形にも周期性はみられずスペクトルにもピークは存在しない。なお、矩形筒をつけない場合は噴流の拡がり小さいため、速度計測点が噴流の外縁付近に相当している。

矩形筒をつけた場合、Case B、Case C の速度波形に顕著な周期性が見られ、Case C の方がその周期は長い。スペクトルを比較すると、Case A では顕著なピークは存在しないもののなだらかな盛り上がりが見られ、30 Hz 付近にみられ、弱いフラッピングを生じているといえる。Case B、Case C では、それぞれ 20 Hz 付近、10 Hz 付近に顕著なピークが存在しており、規則性のあるフラッピングを生じている。特に Case C のピークが最も高く、周期性の強いフラッピングを示している。

フラッピングに対応するスペクトルピークの周波数とスリット出口平均速度との関係を

図 3-7 に示す。横軸はレイノルズ数、縦軸はストローハル数である。Mi 他^(123,124)の結果とは異なるが、Case C のストローハル数はほぼ一定であり、フラッピング周波数はスリット出口平均速度に対して直線的に単調増加する。速度が増すことで噴流の巻き込みが増えて、矩形筒外からの周囲流体の流入が速くなる。そのため、筒内の渦の発生とその成長が早くなり、噴流の偏向が早くなると考えられる。なお、一定となるストローハル数は、Mi 他も指摘しているように、ノズル形状に依存する^(123,124)と考えられる。

次に、ストローハル数と矩形筒寸法との関係を図 3-8, 3-9 に示す。図 3-8 は、矩形筒幅 $W = 24 \text{ mm}$ 、矩形筒高さ $H = 48 \text{ mm}$ ($H/d = 7.8$) とし、矩形筒長さ L に対するストローハル数の変化を示す。図 3-9 は、矩形筒幅 $W = 24 \text{ mm}$ 、矩形筒長さ $L = 80 \text{ mm}$ ($L/d = 12.9$) とし、矩形筒高さ H に対するストローハル数を示す。 $L/d = 11.3 \sim 24.3$ ($L = 70 \sim 150 \text{ mm}$) の範囲でフラッピングが確認でき、パワースペクトルにも顕著なピークがみられた。ピーク周波数に基づくストローハル数は矩形筒長さが短いときのほぼ一定の値から、長さの増大とともに矩形筒が長いときの一定の値まで減少する。また矩形筒高さに対しては、 H/d の増加とともにストローハル数は直線的に減少する。これは矩形筒が大きくなるとともに噴流の偏向に時間がかかるためと考えられる。

以上より、フラッピングはノズル形状に大きく依存することが明らかとなり、レイノルズ数に対してストローハル数はほぼ一定となるが、フラッピングする方向の矩形筒高さの増大とともにストローハル数は小さくなる。

3.3.4 速度場

3.3.4.1 平均速度分布

図 3-10 に矩形筒をつけない場合と、矩形筒をつけた場合 (Case A, Case B, Case C) の $z = 0$ の xy 平面における平均速度分布を示す。グラフの横軸は各点の速度をスリット出口平均速度で無次元化したものであり、縦軸は各点の y 座標を等価直径 d で無次元化したものである。また、測定断面は下流方向に $x/d = 8, 14, 16, 20, 26$ の位置である。ここで x はいずれの場合もスリット出口からの下流方向距離である。

矩形筒をつけた場合は $x/d = 8$ において中心速度が筒をつけない場合の半分程に減少しており、下流でさらに半分以下にまで小さくなっている。また矩形筒の大きさが変わっても、生じたフラッピング噴流の平均速度分布にはほとんど差が見られない。

3.3.4.2 平均速度コンターマップ

図 3-11 は矩形筒をつけない場合と矩形筒をつけた場合 (Case C) の平均速度のコンターマップを示す。図の縦軸、横軸は y 座標と z 座標を等価直径 d で無次元化したものであり、速度はスリット出口平均速度で無次元化して示す。矩形筒をつけない場合、 z 軸方向に細長い噴流として噴出した長方形噴流は、次第に y 軸方向に細長い噴流へと変化しながら拡がっていく。アスペクト比が大きな長方形噴流では、長軸側が短軸側より大きな曲率を持った

め、自己誘起速度の影響により長軸側の渦部が短軸側の前方かつ渦中心方向に移動し、さらに短軸側の渦部は長軸側の変形により生じた曲率の変化により外側に移動することで渦輪の長短軸が入れ替わることが知られている⁽⁶⁹⁾。本稿の長方形噴流の長短軸の入れ替わりは $x/d = 14$ 程度で生じており、 $AR = 10$ における長方形噴流の長短軸の入れ替わりの傾向と概ね一致している⁽¹¹⁾。

矩形筒をつけた場合 (Case C)，矩形筒から流出した噴流は y 軸方向に大きく拡がり、 y 軸方向に長い噴流のまま下流へと流れる。このことから、フラッピングによって y 方向への拡がりが増加し、一般的な長方形噴流とは異なった流動特性となることがわかる。また矩形筒をつけた場合は、全域で速度が減衰していることも明瞭である。

スリット出口の流量 Q_0 と下流断面における流量 Q を比較すると、長方形スリットからの自由噴流の場合、Mi 他⁽¹²³⁾の結果では $x/d = 14, 20$ で $Q/Q_0 = 5.6, 7.1$ であり⁽¹²³⁾、本実験では同じ位置で $Q/Q_0 = 6.0, 7.4$ となる。またフラッピング噴流では、Mi 他⁽¹²³⁾の結果では $x/d = 14, 20$ で $Q/Q_0 = 5.0, 6.8$ である⁽¹²³⁾のに対し、本実験では同じ位置で $Q/Q_0 = 5.2, 6.9$ となる。各断面においてフラッピング噴流は自由噴流よりも巻き込み流量が少なくなったが、これは Mi 他⁽¹²³⁾が指摘したように筒があることで周囲流体の巻き込みが自由噴流よりも制限されること⁽¹²³⁾と、噴流が減速することによると考えられる。

3.3.4.3 フラッピング噴流の発達過程

2次元噴流および軸対称噴流は、発達領域において相似な無次元速度分布を示す。Case C のフラッピング噴流について無次元速度分布形状を比較したものが、図 3-12 である。測定断面は $y = 0$ および $z = 0$ の各断面である。グラフの横軸は半値幅で無次元化した y 座標および z 座標、縦軸は断面内の最大速度で無次元化した速度である。

矩形筒をつけない場合、 y 方向の速度分布は発達が早く、 $x/d = 2$ において発達した分布形に近い。一方 z 方向は $x/d = 14$ で発達した分布形となる。

矩形筒をつけた場合 (Case C)，矩形筒の端が $x/d = 12.9$ となるため $x/d = 14$ 以降を示すが、矩形筒を出た直後 ($x/d = 14$) では中央部がやや平坦な分布から発達した分布へと変化する。 y 方向と z 方向を比較すると、 z 方向の方がやや発達が早い。またいずれの方向においても周期運動を伴っているため噴流外縁部の速度は Tollmien の発達形よりも大きい。なお、これらの分布はあくまで平均値であり、フラッピングの位相に合わせた位相平均分布については後で述べる。

3.3.4.4 噴流半値幅

図 3-13 は噴流の y 方向の半値幅 $b_{y,0.5}$ の下流方向変化を示す。矩形筒をつけない場合は、Mi 他⁽¹²³⁾の長方形噴流の結果⁽¹²³⁾とほぼ一致した。矩形筒をつけた場合、噴流の半値幅は著しく大きくなり、矩形筒をつけない場合と比較して約 3 倍程度となり、Mi 他⁽¹²³⁾よりもさらに大きくなった。Case A, B, C の違いは若干あるものの、いずれも同様な傾向にある。

流れの可視化観察と変動速度のスペクトル解析では Case C が最も振幅が大きくはっきりしたフラッピングと見られたが、半値幅にはそれほど差がないといえる。

3.3.4.5 中心速度の減衰

図 3-14 は噴流中心速度の減衰を示す。一般に、アスペクト比 AR が 5 以上の長方形噴流の中心速度の減衰は、ポテンシャルコア領域、特性減衰領域、軸対称型減衰領域の 3 つに分けられる⁶⁾。矩形筒をつけない場合の長方形噴流 (AR = 7.5) の中心線上速度は AR = 10 の長方形噴流⁽¹¹⁾とほぼ同じ減衰を示しており、 $x/d=2\sim 8$ は特性減衰領域、 $x/d>8$ は軸対称型減衰領域である。矩形筒をつけた場合、筒を出た後は、いずれも軸対称型減衰領域と同じ割合で減衰する。

3.3.4.6 位相平均速度分布

フラッピング噴流の各位相における平均速度分布を調べ、その特性を明らかにした。図 3-15 は、 $x/d=16$ における位相平均速度分布であり、横軸はスリット出口平均速度で無次元化した速度、縦軸は無次元 y 座標である。図 3-15 の左側の 2 本の青線は矩形筒の上下端を示す。これらのデータは $x/d=16$, $y/d=3.6$, $z/d=0.5$ に設置した参照用熱線からの出力を高速フーリエ変換し、得られたパワースペクトルから卓越周波数を決定し、その周波数を基準として前後 20 % のバンドパスフィルタを参照用信号にかけた。得られた参照信号波形の 1 周期を 12 分割し、それぞれの位相において計測用熱線の出力を抽出した。なお参照信号のサンプリング点数は 4,194,304 点であり、図は計測用熱線の出力を各位相で約 2300 回平均して得られた速度分布である。図中には比較のため矩形筒をつけない場合の分布も示した。

赤い記号で示したフラッピング噴流は、速度がピークとなる位置が位相毎に変化している様子がわかる。そしてピークの値は矩形筒のない場合の 1/3 程度で、ピークの位置は $-3.5 < y/d < 3.5$ の範囲を変化している。詳細に見ると 1 周期の中で、矩形筒上下端近くにピークが存在する時間が、ピークがそれ以外の位置にある時間よりも長い。これは流れの可視化観察の際に見られた挙動と一致している。すなわち、噴流が上下に移動する時間よりも矩形筒の壁近くに存在する時間の方が長い。

3.3.5 矩形筒内の流動

矩形筒内の流動を PIV により解析した。図 3-16 は矩形筒内の $z=0$ の xy 断面内の速度ベクトルをフラッピングの半周期について調べたもので、速度ベクトルの大きさは色で示している。また図の枠の灰色の部分は矩形筒壁を表し、左端の $-0.16 \leq y/d \leq 0.16$ がスリット出口である。さらに矩形筒内の灰色の帯状の部分は流れの可視化観察から得た主流である。矩形筒外から流入する流れ（逆流）と矩形筒内に発生する渦が捉えやすいように、スリット出口平均速度は 30 m/s とした。なお、逆流と渦に焦点をあてて解析を行っているため、スリット出口近くの速度の速い部分は正確には捉えられていない。このときフラッピングの周波

数は約 0.26 秒 (4 Hz) であったので、その半周期内の 4 時刻について述べる。

$t=0\text{ s}$ では、スリット出口を出た噴流は矩形筒内で偏向し、筒出口では上端付近から噴出する。噴流が付着することにより、矩形筒上壁と噴流との間で再循環流れが生じている。矩形筒内の下側では外部の流体が筒内に流れ込み、主流と逆向している。

$t=0.03\text{ s}$ では、噴流は矩形筒出口で噴出方向をやや下側に偏向して噴出する。矩形筒の逆流の速度は、スリット出口平均速度の 20% 程度である。主流と逆流との間で、 $x/d=9$ 付近に時計回りの渦の発生が見られ、この渦が矩形筒出口の噴出方向を下側へ偏向させる要因である。

$t=0.068\text{ s}$ では、噴流は渦によってさらに偏向し、矩形筒出口ではかなり下の方から噴出する。スリット近傍では、矩形筒左右壁に沿って、矩形筒上壁と噴流との間に生じた再循環領域へと向かう流れが生じる。

$t=0.132\text{ s}$ では、主流と逆流との間で発生した時計回りの渦が $x/d=6.5$ 付近まで移動する。それによってスリット出口を出た噴流はより下方向に偏向し、筒出口では筒下端付近から噴出する。噴流が矩形筒内の下側を流れていくため、上側に筒外の周囲流体が流れ込み、逆流を生じる。続いて、主流と逆流との間で反時計回りの新しい渦が発生し、筒出口での主流の方向を上側へと偏向させる。以上のような過程を半周期として、これらの繰り返しの噴流が振動する。

以上より、フラッピング噴流の発生機構をまとめると、次のようになる。まず、スリットから出た噴流が矩形筒の上下いずれかの壁面にコアンダ効果によって付着して流れる。矩形筒内の流体がその噴流に引きずられて筒外部へ流れ、逆の壁面側から筒外の周囲流体が流れ込む。そして、主流と逆流との間に渦が発生し、その渦によって主流が偏向をはじめ。渦が成長するにつれて主流は反対側の壁面の方へ大きく偏向する。スリット近傍では、矩形筒左右壁に沿って、噴流と矩形筒上壁（または筒下壁）との間に生じた再循環領域へ向かう流れが生じる。この流れ込みによって再循環領域の圧力が回復し、前述した渦とこの流れ込みの相互作用で矩形筒上壁（または筒下壁）に付着した噴流は筒壁から離れる。その後、噴流が反対側の壁に付着することで最初と同様な状況となり、一連の流動現象が繰り返されることでフラッピングが生じる。

3.3.6 制御効果（噴流の拡がり）の比較

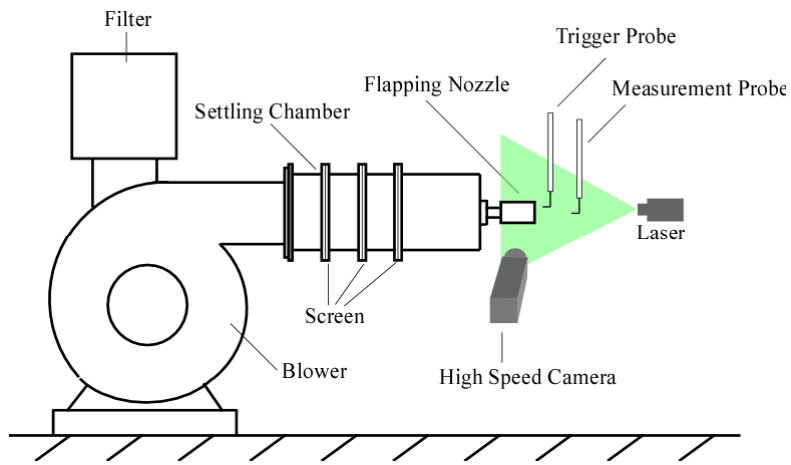
図 3-17(a)は噴流の拡がりが促進される場合、(b)は噴流の拡がりが抑制される場合の制御効果（噴流の拡がり）を先行研究と比較したものである。DBD プラズマアクチュエータによる制御効果についても併せて示す。縦軸は各 Base case で無次元化した半値幅、横軸は噴出口面積の等価直径 d を用いて無次元化した噴出口からの下流方向距離 x である。先行研究毎に所与の条件が異なるため、参考として挙げる。図 3-17(a)において、音波による長方形噴流の制御⁽¹⁰⁹⁾（長方形噴流, $AR=15$, ノズル, $Re_{(d)}=87,426$ ）、円形シンセティックジェット⁽¹³⁰⁾（円形噴流, オリフィス, $Re_{(d)}=2,760$ ）、共鳴噴流⁽⁸⁰⁾（円形噴流, オリフィス, $Re_{(d)}$

= 26,800) の結果と比較すると、矩形筒を用いた場合（フラッピング噴流， $AR = 7.5$ ，スリット， $Re_{(d)} = 24,500$ ）の噴流の拡がりは先行研究と同程度であり，また DBD プラズマアクチュエータを用いた場合（長方形噴流， $AR = 7.5$ ，ノズル， $Re_{(d)} = 10,221$ ）では噴流が顕著に拡がり，2 倍程度となる．また，図 3-17(b)において，DBD プラズマアクチュエータを用いることで環状噴流⁽⁷⁵⁾（環状主噴流と同軸円形副噴流，主噴流に対する副噴流のノズル出口速度比 1.5，ノズル出口断面の面積比 0.39， $Re_{(d)} = 32,000$ ），同軸噴流⁽¹³¹⁾（縮小テーパ環を有する円形噴流，ノズル， $Re_{(d)} = 33,000$ ）と同程度に拡がりを抑制することができる．両者とも制御効果が高く，特に DBD プラズマアクチュエータを用いた場合は柔軟に拡がりを制御することが可能であるため，広範な工業的アプリケーションが期待できる．

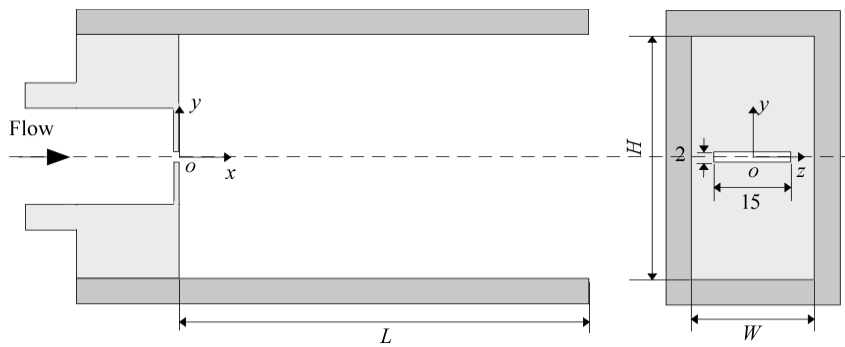
3.4 結言

本研究では、矩形筒を用いた場合に発生するフラッピング噴流に注目し、その発生条件を明らかにした。また流れの可視化観察、速度計測、PIV解析により、フラッピング噴流の流動特性を明らかにした。得られた結果を要約すると、以下の通りである。

- (1) フラッピングの発生は矩形筒寸法に依存しており、周期性の強いフラッピングの発生条件は、矩形筒幅とスリット幅との比が 1.6 程度、矩形筒高さ h と矩形筒長さ L の比が $0.4 \sim 0.65$ の範囲である。
- (2) フラッピングはノズル形状に大きく依存し、フラッピングのストローハル数は、レイノルズ数に対してはほぼ一定となるが、フラッピングする方向の矩形筒高さの増大とともに小さくなる。
- (3) フラッピング運動によって噴流の半値幅は著しく大きくなり、矩形筒をつけない場合と比較して約 3 倍程度となる。
- (4) 本研究で観察されたフラッピングは、主流と筒外から流入する逆流との間で生じる渦と、スリット近傍で、噴流と筒上壁（または筒下壁）との間に生じる再循環領域への流れ込みに起因する。

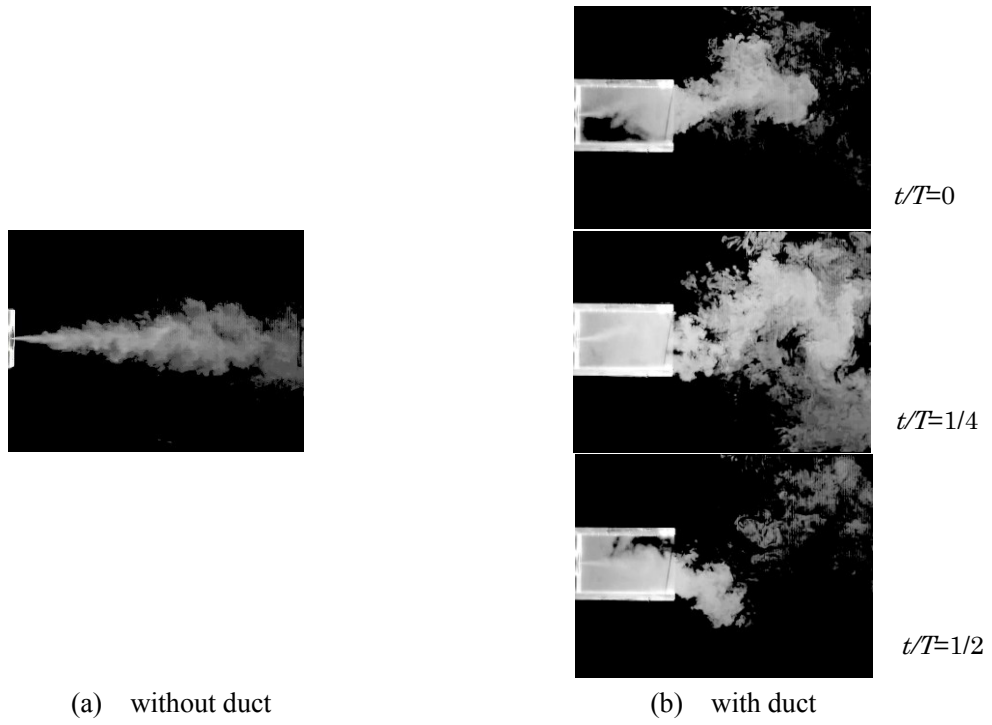


(a) Schematic outline of apparatus



(b) Nozzle dimensions

Fig.3-1 Experimental setup



(a) without duct (b) with duct
 Fig.3-2 Photographs of the jet, (a)without duct, (b)with duct

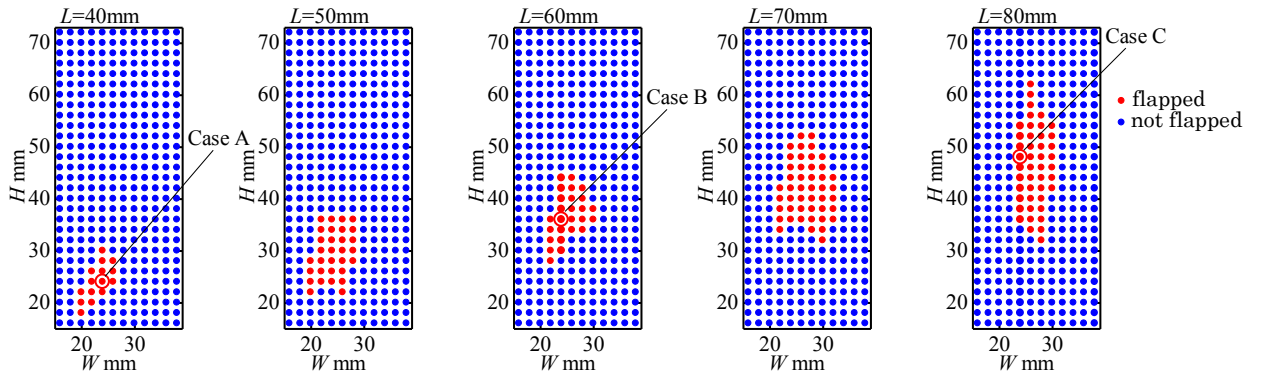


Fig.3-3 Flapping condition map ($U_0=60\text{m/s}$)

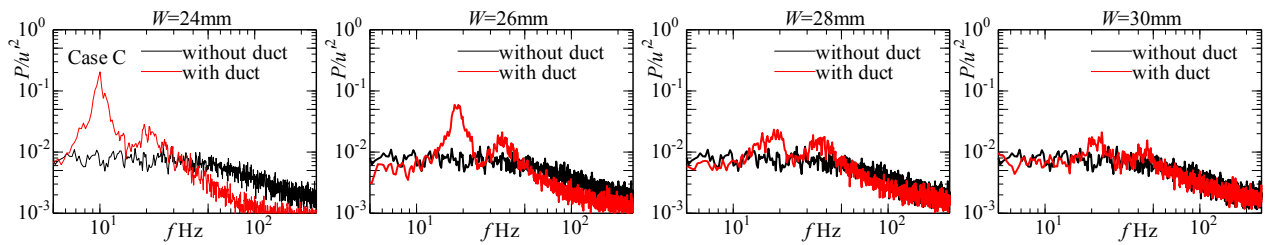


Fig.3-4 Power spectra ($U_0=60\text{m/s}$, $H=48\text{mm}$, $L=80\text{mm}$)

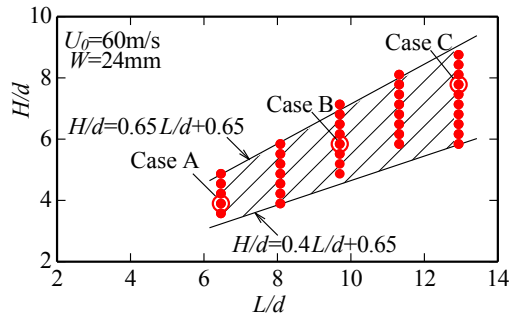


Fig.3-5 Flapping condition (duct height vs. duct length)

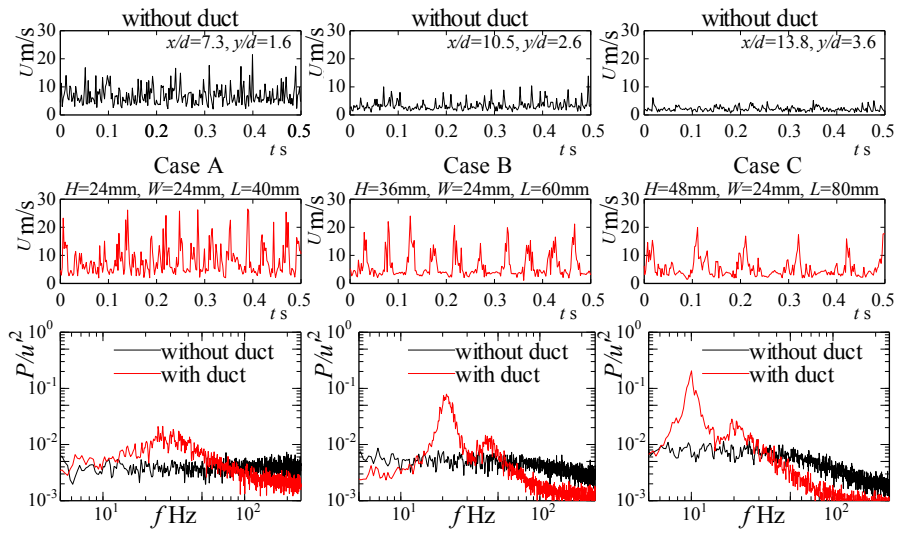


Fig.3-6 Time records of velocity fluctuation and their spectra for Case A, B and C ($U_0=60\text{m/s}$, $z/d=0$)

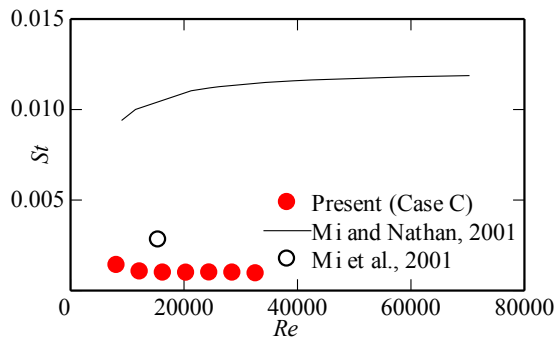


Fig.3-7 Strouhal number vs. Reynolds number

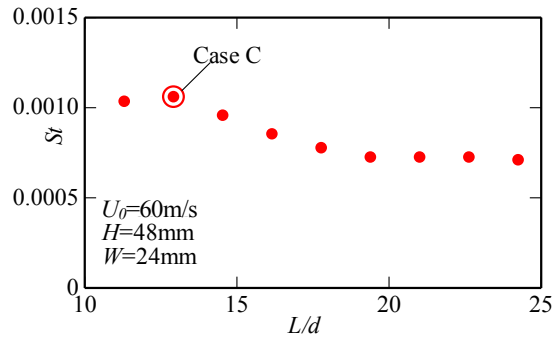


Fig.3-8 Strouhal number vs. duct length

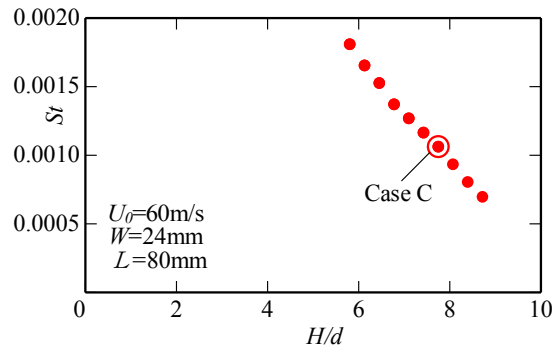


Fig.3-9 Strouhal number vs. duct height

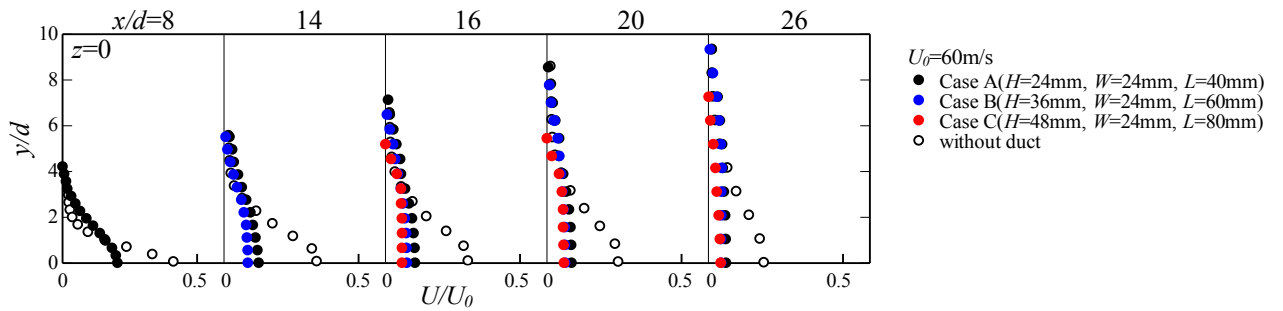


Fig.3-10 Mean velocity profiles

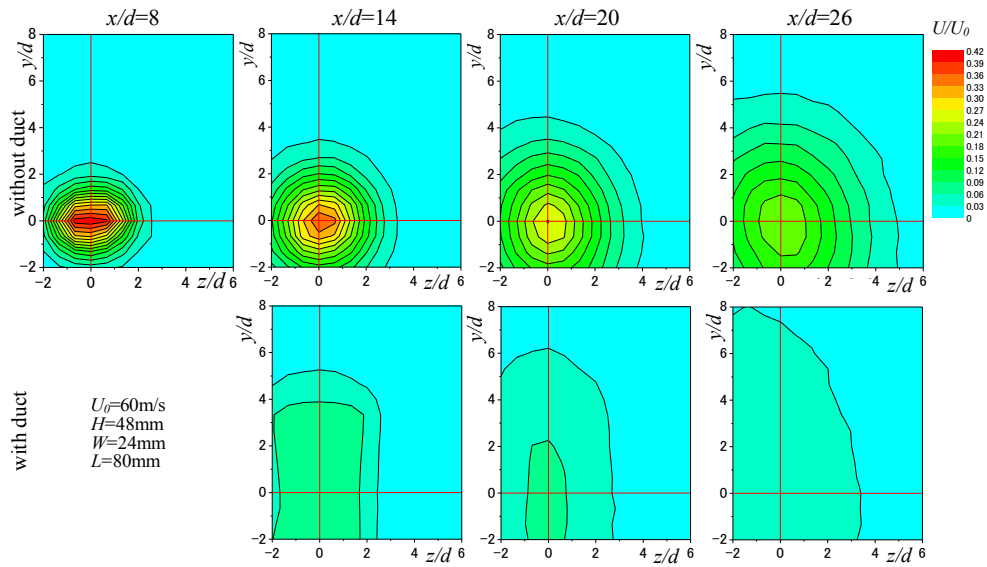


Fig.3-11 Contour map of mean velocity

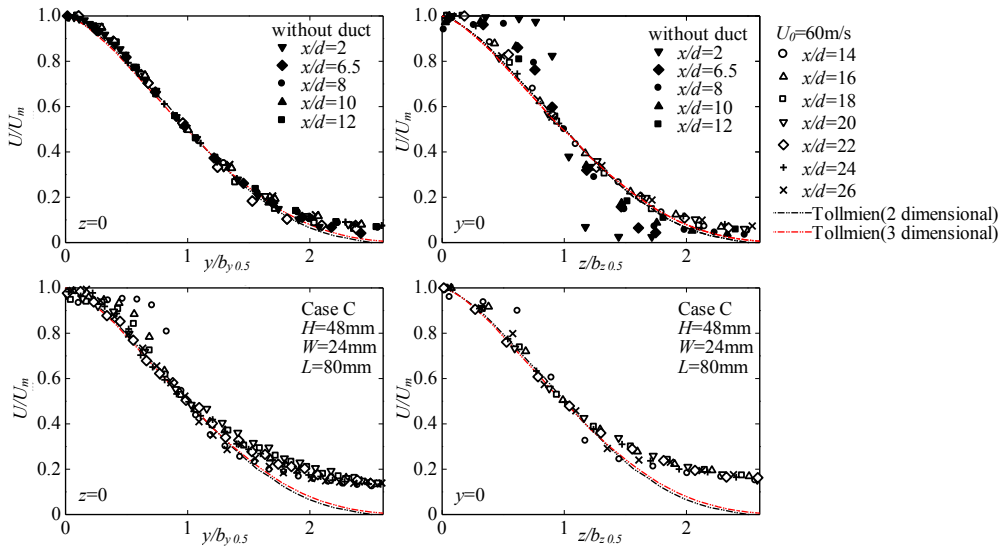


Fig.3-12 Dimensionless velocity profile

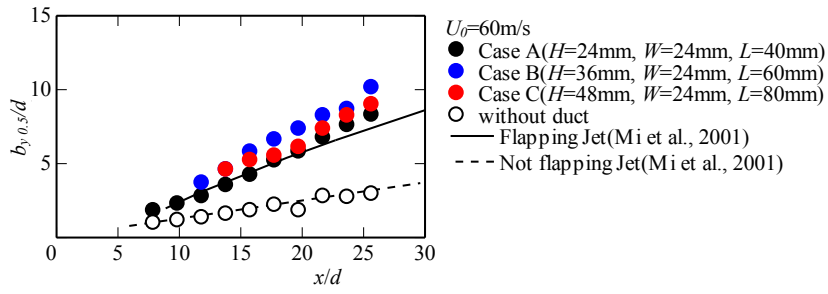


Fig.3-13 Half width

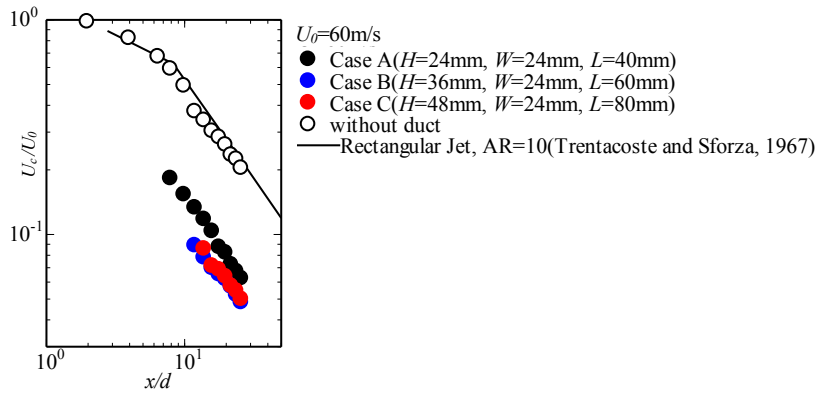


Fig.3-14 Decay of center velocity

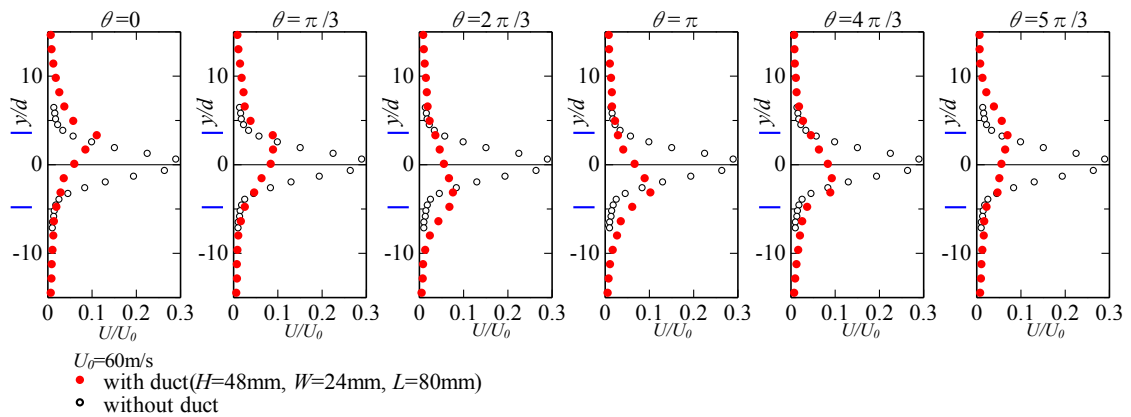


Fig.3-15 Phase averaged velocity profile

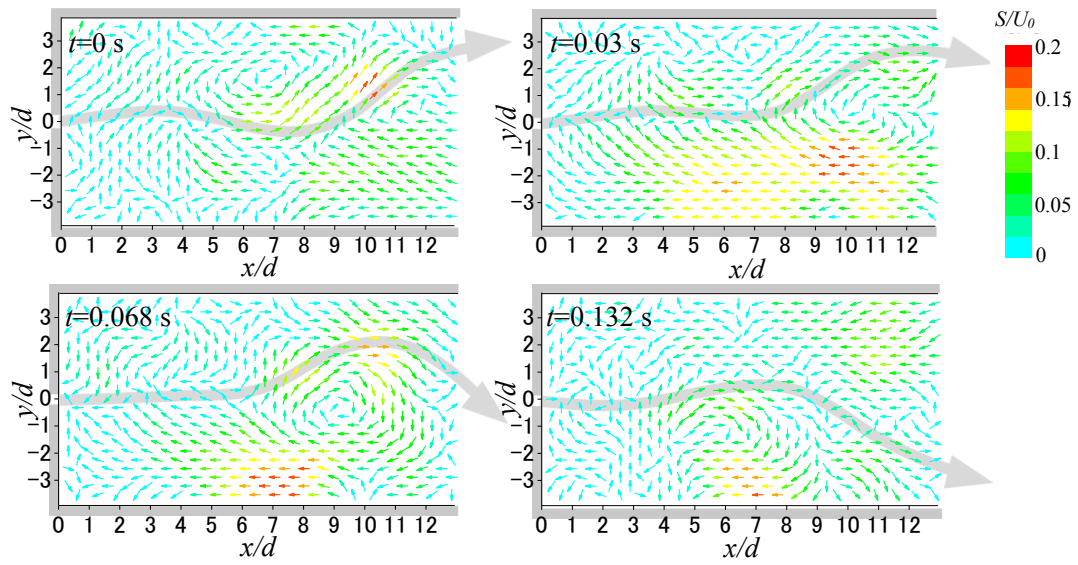
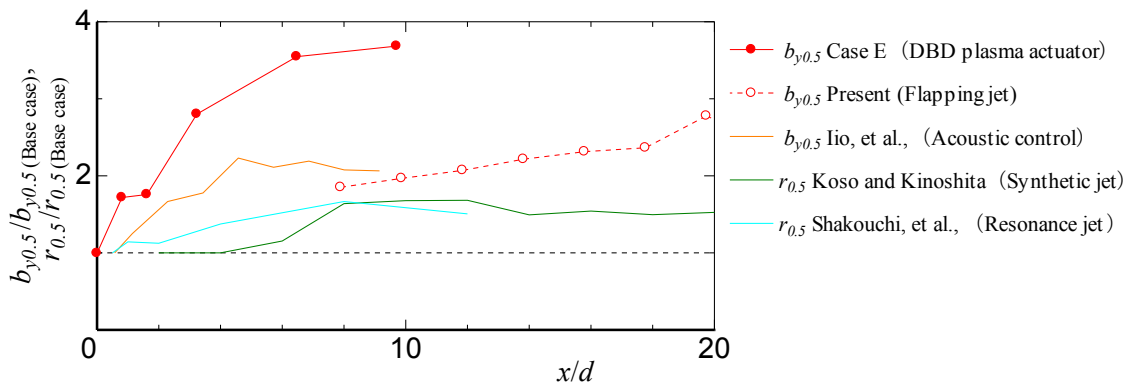
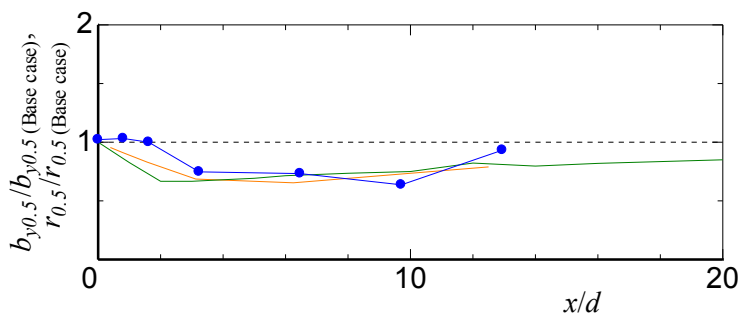


Fig.3-16 Velocity vectors in the duct ($U_0=30\text{m/s}$, $H=48\text{mm}$, $W=24\text{mm}$, $L=80\text{mm}$)



(a) Enhanced case



(b) Suppressed case

Fig.3-17 Comparison of half width with former studies

第4章 結論

本研究では、能動制御デバイス（DBD プラズマアクチュエータ）及び受動制御デバイス（フラッピングノズル）を用いて、工業的に広範に利用される長方形噴流を制御することを試みた。

DBD プラズマアクチュエータを用いた噴流制御に関する研究は黎明期にあり、これまで長方形噴流の制御に応用した研究報告は見あたらない。DBD プラズマアクチュエータは、擾乱をせん断層に局所的に直接的に加えることができるため、わずかな入力でも効果的に流れを制御できるという利点がある。本研究では、まずアクチュエータの駆動条件の違いによる噴流の拡がりを長時間露光撮影した画像から得られる輝度分布を元に整理した。次に、高速度カメラによる可視化観察と熱線流速計による速度測定により諸条件での流動特性を実験的に調査し、そのメカニズムについて検討した。得られた結果は以下の通りである。

- (1) DBD プラズマアクチュエータを用いて長方形噴流の拡がりを促進または抑制することが可能であり、噴流の拡がりは約 0.8~3 倍になる。
- (2) 噴流の不安定波動の周波数より低い変調周波数で DBD プラズマアクチュエータを駆動すると噴流の拡がりは促進される。特に不安定波動の周波数の整数分の 1 に相当する周波数で駆動した場合で、かつ励起された渦同士の間隔が適切な場合、噴流は顕著に拡がる。また、不安定波動の周波数よりも高い周波数で駆動すると、噴流の拡がりは抑制される。
- (3) 噴流の拡がりが促進されるのは、ノズルの上下のアクチュエータによって励起された渦が千鳥状になり、渦相互の誘起速度によって 2 つの渦の間の流体が x 軸から離れる方向へと輸送されるためである。
- (4) 噴流に高周波数の擾乱が付加されると細かな渦が発生し、その渦が前後で干渉して崩壊することで大規模渦へと成長しないため、周囲流体の巻き込みが少なくなり噴流の拡がりが抑制される。
- (5) 輝度分布から噴流の拡がりを定量的に評価することが可能である。

受動制御については、スリットと矩形筒のみで構成された簡易な構造のフラッピングノズルを用いて噴流にフラッピングを発生させた。フラッピングノズルは外部からのエネルギー供給を必要とせず、構造が単純で耐久性があり、噴流の拡がりを主に一方に制御できるという利点がある。フラッピング噴流が安定して生じる条件を可視化観察を元に整理し、熱線流速計による速度測定と PIV 解析によりフラッピング噴流の流動特性及び矩形筒内部の流れを明らかにした。得られた結果を要約すると、以下の通りである。

- (1) フラッピングの発生は矩形筒寸法に依存しており、周期性の強いフラッピングの発生

条件は、矩形筒幅とスリット幅との比が 1.6 程度、矩形筒高さ と矩形筒長さの比が 0.4 ~0.65 の範囲である。

- (2) フラッピングはノズル形状に大きく依存し、フラッピングのストローハル数は、レイノルズ数に対してはほぼ一定となるが、フラッピングする方向の矩形筒高さの増大とともに小さくなる。
- (3) フラッピング運動によって噴流の半値幅は著しく大きくなり、矩形筒をつけない場合と比較して約 3 倍程度となる。
- (4) 本研究で観察されたフラッピングは、主流と筒外から流入する逆流との間で生じる渦と、スリット近傍で、噴流と筒上壁（または筒下壁）との間に生じる再循環領域への流れ込みに起因する。

最後に、両者の噴流の拡がりを他の先行研究と比較した結果、矩形筒を用いた場合には先行研究と同程度の噴流の拡がりが実現できることが明らかになった。DBD プラズマアクチュエータを用いた場合には先行研究よりも顕著に噴流を拡げることが可能であり、また、拡がりを抑制することも可能であることから、柔軟な制御が可能という点で制御効果が高いといえる。

以上、本研究は能動制御デバイス（DBD プラズマアクチュエータ）及び受動制御デバイス（フラッピングノズル）による長方形噴流の拡がりの制御並びにその効果に関する知見を示した。

謝辞

本研究は、著者が平成 23 年 4 月から平成 27 年 9 月にかけて岐阜大学大学院工学研究科博士後期課程に在籍し、岐阜大学工学部機械工学科流体講座 今尾茂樹教授の御指導の下に行われたものです。本研究の遂行に際し、今尾教授から懇切丁寧な御指導、御鞭撻を頂きました。深く感謝致します。

本研究を推進するにあたって、岐阜大学 菊地聡准教授、大同大学 小里泰章准教授から多大な御助言と御支援を頂きました。また、本研究を総括するにあたって、岐阜大学 宮坂武志教授、高橋周平教授から多くの御教示を頂きました。厚く御礼申し上げます。

最後に、御協力を頂いた岐阜大学の職員の方々をはじめ、共同研究者の各位に厚く御礼申し上げます。

平成 27 年 9 月

参考文献

- 1 Pai, Shih-I., Fluid dynamics of Jets, (1954), D. van nostrand.
- 2 Townsend, A. A., The structure of turbulent shear flow, (1956), Cambridge university press.
- 3 Birkhoff, G. and Zarantonello, E. H., Jets, wakes, and cavities, (1957), Academic press.
- 4 Abramovich, G. N., The theory of turbulent jets, (1963), M.I.T. press.
- 5 Abramovich, G. N., Turbulent jets of air, plasma, and real gas, (1969), Consultants bureau.
- 6 Rajaratnam, N., Turbulent jets (Developments in water science ; 5), (1976), Elsevier scientific publishing.
- 7 Schlichting, H., Boundary layer theory, 7th edition, (1979), McGraw-Hill.
- 8 社河内敏彦, 噴流工学 - 基礎と応用 -, (2004), 森北出版.
- 9 岡本史紀, 工学基礎 流体力学, (1995), 森北出版.
- 10 日野幹雄, 流体力学, (1992), 朝倉書店.
- 11 Trentacoste, N. and Sforza, P. M., Further experimental results for three-dimensional free jets, AIAA journal, Vol.5, No.5(1967), pp.885-891.
- 12 井上良紀, 木谷勝, 乱れと波の非線形現象, (1993), 朝倉書店, pp.161-178.
- 13 田中伸彦, 酒井康彦, 山本睦, 久保貴, 二次元噴流のコヒーレント構造発展に関する実験的研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.71, No.705(2005), pp.1314-1321.
- 14 増田渉, 安藤重夫, 二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, Vol.54, No.497(1988), pp.45-50.
- 15 豊田国昭, 噴流の渦, ながれ, Vol.24, No.2(2005), pp.151-160.

- 16 Van Dyke, M., An album of fluid motion, (1982), Parabolic press, pp.70-71.
- 17 白浜芳朗, 豊田国昭, 円管から吐出する乱流噴流の大規模組織構造 (第1報, 乱れの統計量による考察), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.55, No.513(1989), pp.1372-1376.
- 18 Zaman, K. B. M. Q, and Hussain, A. K. M. F., Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response, Journal of fluid mechanics, Vol.101(1980), pp.449-491.
- 19 Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 2. Coherent structure dynamics, Journal of fluid mechanics, Vol.101(1980), pp. 493-544.
- 20 Hussain, A. K. M. F., Coherent structures and turbulence, Journal of fluid mechanics, Vol. 173(1986), pp.303-356.
- 21 Liepmann, D. and Gharib, M., The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jet, Journal of fluid mechanics, Vol.245(1992), pp.643-668.
- 22 奥出宗重, 大蔵信之, 早藤英俊, 渦輪に現れる遠心力不安定, ながれ, Vol.21, No.1(2002), pp.78-88.
- 23 森隼人, 豊田国昭, 平元理峰, 白濱芳朗, 軸対称噴流中の渦輪と縦渦の干渉, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.70, No.697(2004), pp.2265-2271.
- 24 Matsuda, T. and Sakakibara, J., On the vertical structure in a round jet, Physics of fluid, Vol.17(2005), 025106.
- 25 土屋良明, 堀越長次, 佐藤俊, 長方形噴流の拡散に関する研究 (第1報, 長方形オリフィスからの自由噴流の平均速度拡散), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.49, No.438(1983), pp.376-385.
- 26 土屋良明, 羽田喜昭, 堀越長次, 佐藤俊, 長方形噴流の拡散に関する研究 (第2報, 平均速度拡散におよぼす噴出口形状の影響), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.51, No.461 (1985), pp.85-94.
- 27 土屋良明, 堀越長次, 佐藤俊, 高橋道尚, 長方形噴流の拡散に関する研究 (第3報, 噴

- 出口付近の混合層ならびに色素法による流れ様式の可視化), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.53, No.488(1987), pp.1136-1141.
- 28 土屋良明, 小金沢裕二, 佐藤友信, 池田敏彦, 長方形噴流の拡散に関する研究 (第 4 報, オリフィスおよび平行部のあるノズルからの噴流における混合層発達), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.57, No.536(1991), pp.1220-1225.
- 29 Tsuchiya, Y., Horikoshi, C. and Sato, T., On the spread of rectangular jets, Experiments in fluids, Vol.4(1986), pp.197-204.
- 30 豊田国昭, Hussain, F., 非円形噴流中の渦構造に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.55, No.514(1989), pp.1542-1545.
- 31 Grinstein, F. F., Vortex dynamics and entrainment in rectangular free jets, Journal of fluid mechanics, Vol.437(2001), pp.69-101.
- 32 小川信夫, 牧博司, 黒田健嗣, 音波により励起される噴流の研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.59, No.566(1993), pp.2975-2981.
- 33 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(1988), pp.1938-1945.
- 34 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(1988), pp.1946-1952.
- 35 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(1991), pp.2239-2246.
- 36 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(1992), pp.3237-3244.
- 37 蒔田秀治, 長谷川敏行, 二次元噴流の遷移過程におけるレイノルズ応力分布, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.60, No.577(1994), pp.2984-2991.

- 38 蒔田秀治, 長谷川敏行, 関下信正, 二次元噴流の遷移過程における乱流エネルギーの生成と輸送のメカニズム, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.70, No.698(2004), pp.2507-2514.
- 39 Ho, C. M. and Huang, L. S., Subharmonics and vortex merging in mixing layers, *Journal of fluid mechanics*, Vol.119(1982), pp.443-473.
- 40 Inoue, O., Double-frequency forcing on spatially growing mixing layers, *Journal of fluid mechanics*, Vol.234(1992), pp.553-581.
- 41 鈴木宏明, 笠木伸英, 鈴木雄二, フラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群による軸対称噴流の能動制御, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.65, No.639 (1999), pp.3644-3651.
- 42 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.
- 43 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浮き上がり火炎の能動制御, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.71, No.701(2005), pp.191-199.
- 44 佐伯壮一, 相田昇睦, 小河原加久治, フレイディックノズル付きシンセティックジェットを用いた流れ場のフィードバック制御, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.70, No.692 (2004), pp.956-961.
- 45 相田昇睦, 小河原加久治, 佐伯壮一, シンセティックジェットによる流れ場の能動制御, 可視化情報学会誌, Vol.21, No.2(2001), Supplement, pp.107-108.
- 46 Koso, T., Enhancement mixing of a circular jet using an annular synthetic jet actuator, *Proceedings of international conference on jets, wakes and separated flows(ICJWSF 2005)*, (2005), pp.385-390.
- 47 Zaman, K. B. M. Q., Spreading characteristics of compressible jets from nozzles of various geometries, *Journal of fluid mechanics*, Vol.383(1999), pp197-228.
- 48 Carletti, M. J., Rogers, C. B. and Parekh, D. E., Parametric study of jet mixing enhancement by vortex generators, tabs, and deflector plates, *ASME - Publications - FED Vol.237(1996)*, pp.303-312.

- 49 Bradbury, L. J. S. and Khadem, A. H., The distortion of a jet by tabs, *Journal of fluid mechanics*, Vol.70(1975), pp.801-813.
- 50 Zaman, K. B. M. Q., Reeder, M. F. and Samimy. M., Control of an axisymmetric jet using vortex generators, *Physics of fluids*, Vol.6(1994), pp.778-793.
- 51 Zaman, K. B. M. Q., Streamwise vorticity generation and mixing enhancement in free jets by 'delta-tabs', AIAA-93-3253,(1993).
- 52 Mi, J. and Nathan, G.J., Effect of small vortex-generators on scalar mixing in the developing region of a turbulent jet, *International journal of heat and mass transfer*, Vol.42(1999), pp.3919-3926.
- 53 長田孝二, 酒井康彦, 城澤道正, 久保 貴, 稼動デルタタブによる軸対称噴流の能動制御の試み (第1報, デルタタブを同位相で稼動させた場合の乱流統計量の評価), *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.73, No.726(2007), pp.523-530.
- 54 豊田国昭, 噴流中の渦の挙動と制御, *ターボ機械*, Vol.25, No.9(1997), pp.497-503.
- 55 Hussain, F. and Husain, H. S., Elliptic jets. Part 1. Characteristics of unexcited and excited jets, *Journal of fluid mechanics*, Vol.208(1989), pp.257-320.
- 56 Husain, H. S. and Hussain, F., Elliptic jets, part 2. Dynamics of coherent structures: Pairing, NASA-CR-189902, (1992).
- 57 Husain, H. S. and Hussain, A. K. M. F., Controlled excitation of elliptic jets, *Physics of fluids*, Vol.26(1983), pp.2763-2766.
- 58 平元理峰, 豊田国昭, 励起された長方形噴流の拡散促進機構に関する研究, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.63, No.605(1997), pp.101-105.
- 59 平元理峰, 豊田国昭, 長方形噴流中の三次元渦構造に関する研究, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.62, No.598(1996), pp.2202-2207.
- 60 藤田重隆, 張間貴史, 大坂英雄, 中央に長方形切欠を持つ長方形ノズルから流出する乱流噴流, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.72, No.717(2006), pp.1159-1165.

- 61 堀越長次, 池田敏彦, 李修仁, 浅野一郎, 長方形噴流の発振モードに関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.52, No.477(1986), pp.2038-2044.
- 62 堀越長次, 池田敏彦, 浅野一郎, 長方形噴流のせん断層に形成されるうずの挙動に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.52, No.473(1986), pp.305-311.
- 63 中村育雄, 榎田武広, 野田明, 杉下懐夫, 正方形三次元噴流に関する研究, 日本機械学会論文集, Vol.44, No.388(1978), pp.4197-4205.
- 64 中村育雄, 富田勝文, 榎田武広, 中津章治, 正方形三次元乱流噴流の条件付測定, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.53, No.486(1987), pp.380-387.
- 65 太田貴之, 林義裕, 斉藤正浩, 古畑朋彦, 新井雅隆, ディーゼル噴霧の成長挙動に及ぼすノズル噴孔形状の影響, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.74, No.737(2008), pp.237-244.
- 66 藤田重隆, 大坂英雄, 有限長十字形ノズルから流出する三次元噴流 (第 1 報, 平均流特性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.53, No.488(1987), pp.1142-1149.
- 67 藤田重隆, 大坂英雄, 上野五郎, 十字形ノズルから流出する三次元噴流 (第 1 報, 平均流特性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.50, No.458(1984), pp.2586-2591.
- 68 藤田重隆, 大坂英雄, 有限長十字形ノズルから流出する三次元噴流 (第 2 報, 乱流特性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.55, No.519(1989), pp.3356-3364.
- 69 藤田重隆, 大坂英雄, 上野五郎, 十字形ノズルから流出する三次元噴流 (第 2 報, 乱流特性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.51, No.467(1985), pp.2281-2287.
- 70 豊田国昭, 白浜芳朗, 小谷幸慈, 渦構造の操作による非円形噴流の制御に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.58, No.545(1992), pp.7-13.
- 71 伊藤献一, 佐々木正史, 再循環域を伴う同軸噴流予混合火炎の保炎機構に関する研究 (第 2 報, 再循環域と外部流との間の物質交換), 日本機械学会論文集, Vol.44, No.383 (1978), pp.2478-2485.
- 72 赤川浩爾, 多賀正夫, 環状噴流に関する研究 (第 1 報, 基本的噴流特性の実験結果とその近似的計算法), 日本機械学会論文集, Vol.31, No.221(1965), pp.105-112.

- 73 多賀正夫, 赤川浩爾, 園部芳弘, 山地勝弘, 環状噴流に関する研究 : (第2報, 旋回羽根付および円すい状ノズルの場合の実験), 日本機械学会論文集, Vol.36, No.283(1970), pp.385-396.
- 74 多賀正夫, 赤川浩爾, 環状噴流に関する研究 (第3報, 主流線および速度分布の理論的考察), 日本機械学会論文集, Vol.36, No.283(1970), pp.397-406.
- 75 社河内敏彦, 加藤智宏, 環状噴流の流動特性とその制御 (同軸円形噴流の影響), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.63, No.614(1997), pp.3278-3286.
- 76 木綿隆弘, 岡島厚, 上野久儀, 同軸二重円管噴流の流れの可視化, 可視化情報学会誌, Vol.10, No. Supplement2(1990), pp.59-62.
- 77 木綿隆弘, 岡島厚, 長久太郎, 同軸二重円管噴流に関する研究 (第1報, 外側ノズル長さの影響について), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.55, No.520(1989), pp.3666-3672.
- 78 木綿隆弘, 岡島厚, 上野久儀, 軸二重円管噴流に関する研究 (第2報, ノズル内部の渦形成について), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.59, No.557(1993), pp.8-15.
- 79 福原稔, 野崎勉, 上田和成, 福田努, 園田裕和, 環状吸込流を付加した円形自由噴流の流動特性, 可視化情報学会誌, Vol.19, No. Supplement1(1999), pp.235-238.
- 80 社河内敏彦, 安藤俊剛, 関根隆行, 松本昌, 共鳴噴流の流動とかく乱の増幅・制御, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.66, No.642(2000), pp.352-358.
- 81 宮越勝美, 羽二生博之, 呉平, ノズル内の二次元物体後流によってフラッピングする二次元噴流の渦構造 (第2報, 可視化観測および時系列画像相関解析), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.72, No.719(2006), pp.1751-1758.
- 82 宮越勝美, 羽二生博之, ノズル内の二次元物体によってパッシブ制御された二次元噴流の組織構造, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.69, No.678(2003), pp.338-345.
- 83 宮越勝美, 羽二生博之, ノズル内の二次元物体後流によってフラッピングする二次元噴流の渦構造, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.70, No.699(2004), pp.2860-2868.
- 84 社河内敏彦, 伊藤忠哉, 末松良一, 四阿佳昭, 噴流・エッジ系における噴流の発振現象

- (第1報, 噴流の挙動と発振振動数), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.51, No.469(1985), pp.2897-2907.
- 85 社河内敏彦, 伊藤忠哉, 末松良一, 噴流・エッジ系における噴流の発振現象 (第2報, 噴流の発振機構の考察), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.52, No.480(1986), pp.2872-2880.
- 86 社河内敏彦, 三次元ノズルを用いた新・流体振動流量計に関する研究 (ノズル形状の影響), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.56, No.524(1990), pp.975-982.
- 87 社河内敏彦, 長方形付着噴流に関する研究 (側壁への付着特性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.51, No.472(1985), pp.4257-4264.
- 88 鮎川恭三, 社河内敏彦, 側壁付着噴流に関する研究 (第1報, 変動特性について), 日本機械学会論文集, Vol.41, No.348(1975), pp.2391-2398.
- 89 社河内敏彦, 葛原定郎, 側壁付着噴流に関する研究 (第2報, 対向壁の影響について), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.47, No.421(1981), pp.1726-1735.
- 90 社河内敏彦, 新・流体振動流量計による気液二相流の流量計測 (垂直管内気泡流), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.57, No.543(1991), pp.3647-3652.
- 91 社河内敏彦, 水平な急拡大流路中に噴出される気液二相噴流に関する研究 (発振現象と流量計測への応用), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.60, No.578(1994), pp.3359-3365.
- 92 西村正治, フローコントロールによる空力発生音低減技術, ながれ, Vol.20, No.3(2001), pp.221-230.
- 93 藤田肇, 空力騒音研究の発展と動向, 騒音制御, Vol.27, No.5(2003), pp.295-298.
- 94 西村正治, 流体発生音の制御, 日本音響学会誌, Vol.55, No.9(1999), pp.644-649.
- 95 Hu, H., Saga, T., Kobayashi, T. and Taniguchi, N., Mixing process in a lobed jet flow, AIAA journal, Vol.40, No.7(2002), pp.1339-1345.
- 96 Reed, D., Herkes, W. and Shivashankara, B., 航空機騒音低減へのボーイングの取り組み, 騒音制御, Vol.31, No.2(2007), pp.102-105.

- 97 平井誠, 旅客機の騒音低減への取り組み, 騒音制御, Vol.31, No.5(2007), pp.384-388.
- 98 Reynolds, W. C., Parekh, D. E., Juvet, P. J. D. and Lee, M. J. D., Bifurcating and blooming jets, Annual review of fluid mechanics, Vol.35, No.1(2003), pp.295-315.
- 99 Parekh, D. E., Leonard, A. and Reynolds, W. C., Bifurcating jets at high Reynolds numbers, Report No. TF-35, Thermosciences division department of mechanical engineering, Stanford university,(1988).
- 100 Da Silva, C. B. and Metais, O., Vortex control of bifurcating jets : A numerical study, Physics of fluids, Vol.14, No.11(2002), pp.3798-3819.
- 101 社河内敏彦, 鬼頭みずき, 佐藤光太郎, 辻本公一, 安藤俊剛, オリフィス自由噴流の混合・拡散特性の改善・制御, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.57, No.663(2009), pp.160-165.
- 102 社河内敏彦, 鬼頭みずき, 坂本達治, 辻本公一, 安藤俊剛, オリフィス自由噴流の流動解析 (絞り面積比の影響), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.74, No.737(2008), pp.42-48.
- 103 鬼頭修己, 加藤享, 管内乱流旋回流の壁近傍の速度分布, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.49, No.448(1983), pp.2775-2782.
- 104 須藤浩三, 檜原秀樹, 角田勝, 旋回噴流の拡散特性, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.63, No.609(1997), pp.1620-1627.
- 105 中島正弘, 李鹿輝, 田畑隆英, 野崎勉, 柔らかなフィンを用いた噴流の拡散制御, 可視化情報学会誌, Vol.24, No.Supplement2 (2004), pp125-126.
- 106 中島正弘, 倉健太郎, 田畑隆英, 李鹿輝, 種々な長さの柔らかいフィンをもつ円管から流出する噴流の流動特性, 可視化情報学会論文集, Vol.27, No.12(2007), pp.105-112.
- 107 中島正弘, 李鹿輝, 田畑隆英, 西田雅, 野崎勉, 柔らかいフィンをもつ円管から流出する噴流, 可視化情報学会論文集, Vol.26, No.1(2006), pp.6-12.
- 108 Mi, J., Nathan, G. J., Luxton, R. E. and Luminis Pty. Ltd., Naturally oscillating jet devices,

Patent application, No. PP0421/97, 19 November 1997, PCT Appln field, Australian patent office (1998).

- 109 飯尾昭一郎, 平下賢, 羽田喜昭, 池田敏彦, 音波による長方形噴流の制御, 日本機械学会 2008 年度年次大会講演論文集, Vol.2(2008), pp.241-242.
- 110 Corke, T. C., Enloe, C. L. and Wilkinson, S. P., Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control, Annual review of fluid mechanics, Vol.42(2010), pp.505-529.
- 111 藤井孝藏, 松野隆, DBD プラズマアクチュエータ (バリア放電を利用した新しい流体制御技術), 日本機械学会流体工学部門ニューズレター「流れ」, No.12(on line), available from <<http://www.jsme-fed.org>>, (2007) (参照日 2014 年 4 月 19 日).
- 112 藤井孝藏, 浅田健吾, DBD プラズマアクチュエータによる翼剥離制御メカニズム - バースト波解析が語るもの -, ながれ, Vol.29, No.4(2010), pp.259-270.
- 113 小里泰章, 広瀬雄大, 菊地聡, 今尾茂樹, プラズマアクチュエータによる前縁はく離流れの制御, 日本機械学会論文集, Vol.80, No.813(2014), DOI:10.1299/transjsme.2014fe0118.
- 114 Md Daud, N., Kozato, Y., Kikuchi, S. and Imao, S., Control of leading edge separation on airfoil using DBD plasma actuator, Journal of fluid science and technology, Vol.9, No.3(2014), DOI:10.1299/jfst.2014jfst0049.
- 115 山田俊輔, 柴田浩意, 石川仁, 瀬川武彦, プラズマアクチュエータによる円柱流れの制御に関する研究 (第 1 報, 後流における時間平均特性), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.76, No.772(2010), pp.2011-2017.
- 116 宮城徳誠, 大西真澄, 朝倉洵, 佐用謙太郎, 木村元昭, 同心円型 DBD プラズマアクチュエータを用いた円形噴流制御に関する研究 (誘起流れによる運動量付加と拡散への影響), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.79, No.808(2013), pp.2704-2715.
- 117 Kimura, M., Asakura, J., Onishi, M., Sayo, K. and Miyagi, N., Jet diffusion control using a coaxial DBD plasma actuator, Proceedings of the 4th international conference on jets, wakes and separated flows(2013), Paper No. ICJWSF 2013-1044.

- 118 Chua, L. P., Yu, S. C. M. and Wang, X. K., Flow visualization and measurements of a square jet with mixing tabs, *Experimental thermal and fluid science*, Vol.27, No.6(2003), pp.731-744.
- 119 Nathan, G. J., Mi, J., Alwahabi, Z. T., Newbold, G. J. R. and Nobes, D. S., Impacts of a jet's exit flow pattern on mixing and combustion performance, *Progress in energy and combustion science*, Vol.32, No.5-6(2006), pp.496-538.
- 120 Wong, C.Y., Lanspeary, P. V., Nathan, G. J., Kelso, R. M. and O'Doherty, T., Phase-averaged velocity in a fluidic precessing jet nozzle and in its near external field, *Experimental thermal and fluid science*, Vol.27, No.5(2003), pp.515-524.
- 121 Mi, J. and Nathan, G. J., Self-excited jet-precession strouhal number and its influence on downstream mixing field, *Journal of fluids and structures*, Vol.19, No.6(2004), pp.851-862.
- 122 Madej, A. M., Babazadeh, H. and Nobes, D. S., The effect of chamber length and Reynolds number on jet precession, *Experiments in fluids*, Vol.51, No.6(2011), pp.1623-1643.
- 123 England, G. Kalt, P. A. M., Nathan, G. J. and Kelso, R. M., The effect of density ratio on the near field of a naturally occurring oscillating jet, *Experiments in fluids*, Vol.48, No.1(2010), pp.69-80.
- 124 Wong, C. Y., Nathan, G. J. and Kelso, R. M., The naturally oscillating flow emerging from a fluidic precessing jet nozzle, *Journal of fluid mechanics*, Vol.606(2008), pp.153-188.
- 125 社河内敏彦, 葛原定郎, 山口淳嗣, 側壁付着噴流の発振現象, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.51, No.468(1985), pp.2489-2498.
- 126 Shakouchi, T., A new fluidic oscillator, flowmeter, without control port and feedback loop, *Transactions of the ASME, Journal of dynamic systems, measurement, and control*, Vol.111 (1989), pp.535-539.
- 127 Viets, H., Flip-flop jet nozzle, *AIAA journal*, Vol.13, No.10(1975), pp.1375-1379.
- 128 Mi, J., Nathan, G. J. and Luxton, R. E., Mixing characteristics of a flapping jet from a self-exciting nozzle, *Flow, turbulence and combustion*, Vol.67, No.1(2001), pp.1-23.

- 129 Mi, J. and Nathan, G. J., Scalar mixing characteristics of a self-excited flip-flop jet nozzle, 14th Australasian fluid mechanics conference, (2001), pp.817-820.
- 130 高曾徹, 木下卓也, 円形シンセティック・ジェット・アクチュエータで形成された噴流の特性 (円形噴流との比較), 日本機械学会流体力学部門講演会講演論文集(2007).
- 131 白沢太一, 木綿隆弘, 平野大慈, 拡大および縮小テーパ環を有する円形噴流の流れ特性, 日本機械学会論文集, Vol.80, No.817(2014), p.FE0256.