

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

栗本直規^{*1} 鈴木雄二^{*1} 笠木伸英^{*2}

Active Control of Coaxial Jet Mixing with Arrayed Micro Actuators

Naoki KURIMOTO^{*3}, Yuji SUZUKI and Nobuhide KASAGI

^{*3}Department of Mechanical Engineering, The University of Tokyo,
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656, Japan

Active mixing control of gaseous coaxial jets is achieved using magnetic flap actuators arranged on the inner periphery of the outer annular nozzle. The spatio-temporal velocity fields and scalar mixing are studied through a particle image velocimeter and a laser-induced fluorescence method. Flap motion forces the outer shear layer to roll up into large-scale ring vortices. When the momentum flux of the annular jet is much larger than that of the central jet, the inner shear layer also rolls up into large-scale vortices, which pinch off the central jet significantly. Near-field mixing process is dominated by the ring vortices, while streamwise vortices generated through the break-down of the ring vortices are responsible for the mixing at the downstream. The near-field mixing is characterized by the length scale of ring vortices and the Strouhal number, which is defined as the ratio between the dimension and shedding interval of the vortices. When the Strouhal number is unity and the vortex size is comparable to the nozzle radius, the mixing is enhanced most significantly since the near-field is most densely populated with the large-scale vortices.

Key words : Flow Control, Jet, Turbulent Mixing, Micro Actuators, Laser-Induced Fluorescence method, Particle Image Velocimetry.

1. 緒言

マイクロガスタービン・小型分散エネルギーシステムは、大型発電所と異なり、エネルギーをより系統的に高効率に利用できる可能性を有している⁽¹⁾。しかし、機器の小スケール化に伴う要素効率の低下や環境汚染物質の排出増加が克服すべき課題である。なかでも、燃焼器の小型化には、空気と燃料の混合不良に伴う燃焼負荷率の低下・窒素酸化物の増加・間欠燃焼不安定の発生などが懸念される。また、負荷変動が大きな予混合火炎に対して、スワローやブラフボディなどの受動的な混合手法を用いて常に望ましい予混合気を供給することは難しい。例えば、全負荷運転を想定して設計された予混合燃焼器では、部分負荷時には当量比が可燃限界よりも小さくなるため、予混合火炎から拡散火炎を主体とした運転に切り替える必要がある⁽²⁾。このため、様々な流動条件のもとで健全な予混合火炎を維持するためには、混合状態を能動的に制御する技術の構築が必要であると言える。

燃焼器内の空気・燃料混合系の基本的な流れ系である同軸二重噴流には、内外2つの混合層が存在し、流速

比 $\alpha (= U_{m,o}/U_{m,i})$ 、ノズル内外径比 $\beta (= D_o/D_i)$ 、密度比 $\gamma (= \rho_o/\rho_i)$ が主要なパラメータである。ここで、ノズル近傍の混合様相は、運動量流束比 $m (= \gamma\alpha^2 = \rho_o U_{m,o}^2 / \rho_i U_{m,i}^2)$ で整理され、特に、 m が大きいときには外側せん断層の発達過程に強く支配されることが知られている⁽³⁾⁻⁽⁶⁾。これを踏まえて、Wicker-Eaton⁽⁷⁾は、スピーカを用いて内外噴流を別々に加振し、外側環状噴流の加振が混合に効果的であると述べている。また、Davis-Glezer⁽⁸⁾とRitchie ら⁽⁹⁾は、同軸二重噴流の外側ノズル内壁に配備した9つのミニチュア噴流アクチュエータ群⁽¹⁰⁾による擾乱を低周波数で外側せん断層へ与えることで同軸二重噴流の混合を促進させたと報告した。

一方、近年のマイクロマシン技術の発達により、様々なマイクロ制御素子が開発され⁽¹¹⁾、熱流動現象の能動制御が試みられている。鈴木ら⁽¹²⁾は、フラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群を軸対称ノズルの内側に配備したインテリジェント・ノズルを試作し、分岐噴流などの多彩な噴流制御の可能性を示した。

本研究の目的は、1 kW 程度の希薄予混合火炎への応用を想定し、メタン・空気同軸二重噴流の外側せん断層にフラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群⁽¹²⁾を作用させ、ノズル近傍の大規模渦構造と内外流体の輸送・混合特性を柔軟に制御することである。また、制御効果の定量評価及び機構解明には、二成分粒子画像流速計(2C-PIV)及びレーザ誘起蛍光法(LIF)を用いた。

* 原稿受付 2003 年 11 月 17 日。

^{*1} 正員、東京大学大学院工学系研究科 (〒 113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)。

^{*2} 正員、フェロー、東京大学大学院工学系研究科。

E-mail: ysuzuki@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

2. 実験装置・計測方法

2・1 同軸ノズル 図1に供試ノズルを示す. 軸対称同軸ノズル($D_o = 20$ mm, $D_i = 10$ mm, 肉厚 $t = 0.3$ mm)の内外径比は $\beta = D_o/D_i = 2$ であり, 外側ノズル内壁に18枚のフラップ型マイクロ電磁アクチュエータ(3×9 mm²)を配置した⁽¹³⁾. 本報では, すべてのフラップを位相を揃えて軸対称に駆動し, その駆動周波数 f_a を10 Hzから156 Hzとした. また, 個々のフラップの動作モードには, 予備実験で制御効果が最も顕著であった鋸波状の変位波形を採用した.

駆動電圧波形に対するフラップ変位の時間応答計測にはレーザ変位計(Keyence, LC-2440)を用いた. 計測点は, フラップ中心軸上の先端から1.5 mmの点に設定し, 瞬時変位データを20 kHzで取得した. 図2に, フラップを鋸波形の電圧信号で駆動したときの時間応答を示す. フラップは, 共振周波数($f_{res} = 310$ Hz)に相当する振動波形を含みながら鋸波状に立ち上がり, 最大変位 ~ 0.3 mmに到達した後, 壁面に打ち下ろす. このとき, フラップ先端の最大変位は約 $0.02D_o$ であり, 環状噴流の

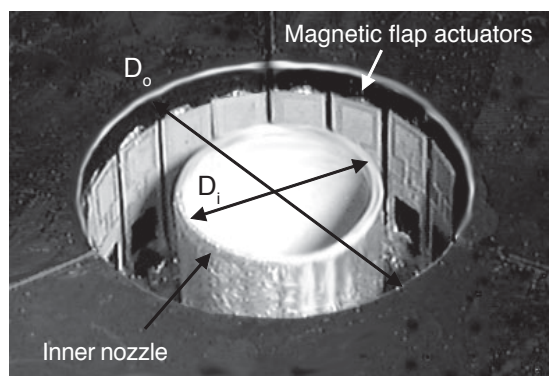


Fig. 1 Coaxial nozzle equipped with eighteen magnetic flap actuators.

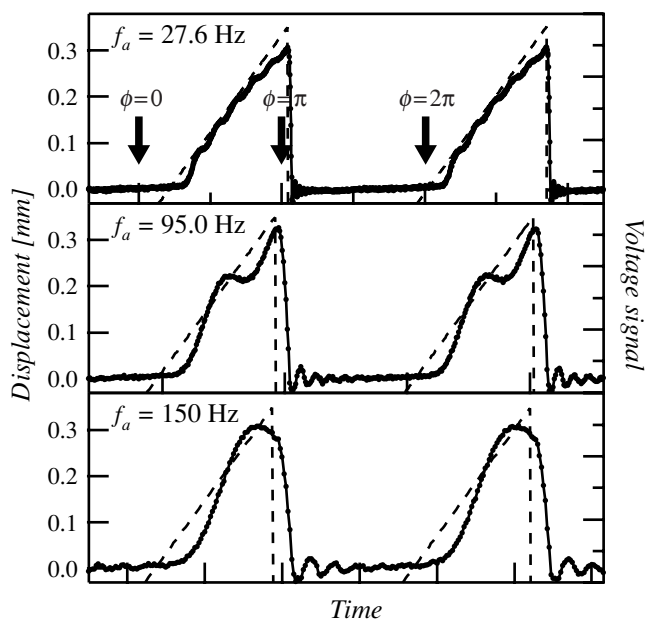


Fig. 2 Time response of a magnetic flap actuator to saw-wave voltage signal.

外側境界層厚さ $\sim 0.12D_o$ よりも十分に小さい. また, フラップの消費電力は一枚あたり約0.2 Wである.

2・2 実験装置 図3に実験装置概略図を示す. 同軸噴流の内外流体にはそれぞれメタン及び空気を用いた. メタンは, 高圧ボンベから供給され, ステンレス製直管($\phi 10 \times 1000$ mm³)を通り十分に発達した中心噴流を形成する. 空気は, コンプレッサから供給され, 整流チャンバを通り, ノズル(面積収縮比42:1)により縮流されて環状噴流を形成する. 内外流体の流量は, 質量流量制御器(Yamatake, CMQ series)により管理される. また, 室内空気の乱れによる噴流の揺らぎを防ぐため, 噴流の周囲に4枚の塩化ビニール板を設置し, 正方形断面(560×560 mm²)のテストセクションを構築した. 内外噴流は, テストセクション内に鉛直上方向に噴出し, 同軸自由噴流を形成する. 座標系には, 円筒座標系を採用し, 軸, 半径, 周方向を(x, r, θ)とした.

2・3 速度計測 速度場の定量評価には2C-PIVを用いた. トレーサには, SiO₂粒子(鈴木油脂工業, ゴッドボール E-2C, $d_p \sim 1.2$ μ m, かさ密度 $\rho_p = 215$ kg/m³)を用いた. 粒子の緩和時間は, $\tau_s = d_p^2 \rho_p / (18\mu_{air}) = 0.93$ μ sであり⁽¹⁴⁾, レイノルズ数 $Re = 2.4 \times 10^3$ から見積もった流れの最小時間スケール $\tau = D_o / U_{m,o} Re^{-1/2} = 222$ μ s より十分小さく, 粒子は流れに追従すると考えられる. 粒子の混入は, 磁気攪拌機を用いて3つの容器内に粒子を浮遊させ, 内外及び雰囲気流体をそれぞれの容器に導くことにより行った.

光源には, Nd:YAG レーザ(THALES, SAGA PIV20, 400 mJ/pulse)を用いた. レーザビームは, 複数の円筒レンズにより厚さ ~ 1 mmのシート光を形成する. 画像取

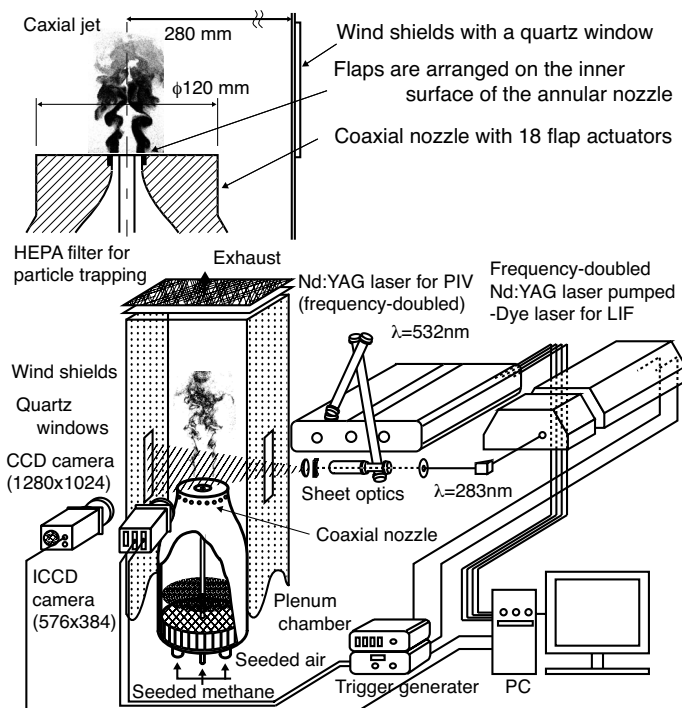


Fig. 3 Schematic of experimental setup.

得には, CCD カメラ(Lavision, FlowMaster3, 1280 × 1024 pixels)を用い, 計測領域を $56 \times 45 \text{ mm}^2$ に調整した. パルス光間隔は, 速度勾配の大きい領域で十分な計測精度と 95% 以上のベクトル検出率を確保するため, $\Delta t = 50 \mu\text{s}$ とした⁽¹⁵⁾.

相互相関法による速度ベクトルの算出には, Lavision 社製 Davis を用いた. 探索領域は, $1.4 \times 1.4 \times 1 \text{ mm}^3$ ($32 \times 32 \text{ pixels}$) と設定し, 50% のオーバーラップを施して 80×64 個のベクトルを得た. 誤ベクトルの判定には, 検査領域における相互相関値の第一極大値 P_1 と第二極大値 P_2 の比 $Q = P_1/P_2$ を利用し, $Q < 1.3$ を誤ベクトルとみなし除去した⁽¹⁵⁾. また, 本計測の瞬時速度に含まれる不確かさ (95% 包括度)⁽¹⁶⁾ は, 系統的な解析から, $U_{m,o} = 1.84 \text{ m/s}$ に対して $U_{RSS95\%} = 0.12 \text{ m/s}$ (精密度 0.030 m/s , 正確度 0.11 m/s) と見積もった.

速度スペクトルの計測は, Ar^+ レーザを光源とする二成分ファイバ LDV (DANTEC, 60X11) を用い, 約 1 kHz 程度で採取した計 15000 個の瞬時速度から算出した.

2.4 濃度計測 濃度場の可視化あるいは混合状態の定量評価には, アセトントレーサとしたレーザ誘起蛍光法を用いた. アセトンの混入は, アセトンで満たされた密閉容器中に作動流体をバブリングすることにより行った. アセトンの蒸気圧は, 容器を室温 ($\sim 18^\circ\text{C}$) に保つことで, およそ $2.4 \times 10^4 \text{ Pa}$ に保った⁽¹⁷⁾. アセトンの励起には, Nd:YAG 第二高調波励起の色素レーザ (Lamda Physik, SCANmate, Rhodamine 6G) から形成されたシート光 (波長 283.00 nm , 強度 $\sim 1.4 \text{ mJ/cm/pulse}$, 厚さ 0.5 mm) を用いた. 蛍光は, 干渉フィルタ (透過光 $\lambda > 295 \text{ nm}$) を装備した UV レンズを通して ICCD カメラ (Lavision, Flamestar2F, $576 \times 384 \text{ pixels}$) により取得される. 本研究では, ショットノイズを低減するため, 16 画素の平均値を輝度情報として用いた. 計測領域は, $60 \times 40 \text{ mm}^2$ であり空間解像度は 0.4 mm/pixel である. これは, レイノルズ数 $Re = 2.4 \times 10^3$ から見積もった流れの最小空間スケール $l = D_o Re^{-3/4} = 0.06 \text{ mm}$ よりやや大きい, 流体力学的な混合過程の評価には十分な空間解像度であると考えられる.

また, 本計測では, 励起光強度及びアセトン濃度に対する蛍光強度の線形性を確認し (図省略), レーザパルスの強度変動及びレーザシートの強度分布を補正した. ここで, レーザパルスの強度は, 各瞬時画像における噴流ポテンシャルコアの蛍光強度を参照して補正した. また, レーザシートの強度分布は, アセトン蒸気で均一に満たされた石英容器にレーザシートを照射することで求めた. これらを用いて, 蛍光画像から式 (1) から従って各画素に対応する相対濃度を求めた.

$$\frac{c}{C_o} = \frac{[I_{FL}(x, y) - I_{BG}(x, y)] / [I_{ref}(x) - I_{BG}(x, y)]}{\langle [I_{FL}(x, y) - I_{BG}(x, y)] / [I_{ref}(x) - I_{BG}(x, y)] \rangle_{core}} \quad (1)$$

ここで, I_{FL} , I_{ref} , I_{BG} は, それぞれ瞬時蛍光画像, 参照画像, 背景の輝度を表し, $\langle \rangle_{core}$ はポテンシャルコア領域での平均操作を表す.

3. 計測結果

3.1 計測条件 本研究では, 1 kW 程度の希薄予混合火炎への応用を想定し, 環状噴流に基づくレイノルズ数を $Re = U_{m,o} D_o / \nu_o = 2.4 \times 10^3$, 運動量流束比を $m = \rho_o U_{m,o}^2 / \rho_i U_{m,i}^2 = 42$ と設定した. また, 制御における運動量流束比の影響を調べるため, $m = 4$ の結果も記す. 図 4 に, LDV により測定した $x/D_o = 0.025$ における $m = 42$, 4 での平均流速及び乱れ強度の半径方向分布を示す. $m = 42$ では, 環状噴流の乱れ強度は, コア部及びせん断層でそれぞれ 0.1 , 0.2 程度である. また, 中心噴流の平均流速は放物分布であり, 乱れ強度はほぼ一様に 0.01 程度である. 従って, 中心噴流は十分に発達した層流に近い流れと言える. 一方, $m = 4$ では, 中心噴流の乱れ強度はほぼ一様に 0.03 程度である.

3.2 フラップ動作による渦輪の巻き上がり

環状噴流外側せん断層でフラップを動作させると, 内外せん断層は, 運動量流束比 m に応じて, 特徴的に時空間発展する. 図 5 に, 環状噴流にアセトン混入し, フラップ動作と同期して可視化した, 中心軸断面での位相平均画像を示す. このとき, フラップの動作周波数に基づくストローハル数は $St_a = f_a D_o / U_{m,o} = 0.11$ であり, 自然噴流のプリファードモード⁽¹⁸⁾ に相当する $St_p = 0.62$ に比べて十分に小さい. フラップは, 位相 $\phi < \pi$ で中心軸へと向い徐々に変位を増大させ, $\phi = \pi$ で急速に壁面へと戻る (図 2). このとき, 図 5 の外側せん断層に

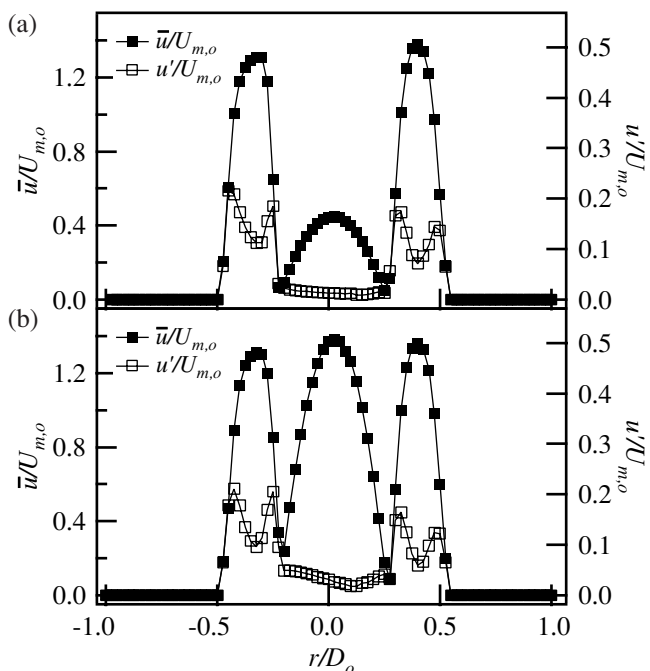


Fig. 4 Radial distribution of the mean velocity and the turbulent intensity at $x/D_o = 0.025$. (a) $m = 42$, (b) $m = 4$.

は、せん断界面の急峻な変形が観察できる(図中矢印). ここで、 $m=42$ では、図5aに示すように、せん断界面の変形は移流するに従い成長し、内外せん断層にそれぞれ2つの渦輪が巻き上がる(図中A, A', B, B'). 特に、内側せん断層に巻き上がる渦輪は、内側流体の輸送・混合に大きく寄与すると推測できる.

一方、 $m=4$ では、環状噴流と中心噴流のせん断の強さがほぼ等しいため、内側せん断層に渦輪は巻き上がらない(図5b). このため、外側せん断層で生成される渦輪が噴流を縮流し、内側流体の輸送・混合を支配すると思われる.

3・3 運動量流束比の影響 フラップの駆動周波数を大きくすると、前後の周期で生じる渦輪が非線形的に干渉し、渦構造は多様に変化する. 本節では、運動量流束比 m が制御噴流の渦構造に与える影響を調べるため、 $m=42$ と4の制御噴流を混合が最も促進した $St_a = f_a D_o / U_{m,o} = 1.0$ のもとで比較した.

図6に、自然噴流及び制御噴流の中心軸断面瞬時画像を示す. 内外噴流の可視化は、内・外噴流にアセトン蒸気を別々に混入することにより行った. 自然噴流では、コラム不安定⁽¹⁸⁾により $x/D_o \sim 1.5$ で内外側せん断層に自然発生渦が巻き上がる. このため、内側ポテンシャルコアは $x/D_o \sim 1.5$ まで及び、内外流体の混合は緩やかに行われる(図6ab). また、 $x/D_o = 3.0$ における渦構造は、流れ方向速度変動スペクトルの極大値を f_p として、 $St_p = f_p D_o / U_{m,o} = 0.62$ で特徴づけられる.

これに対し、 $St_a = 1.0$ で、全てのフラップを位相を揃えて軸対称に駆動すると、せん断層にはフラップと同

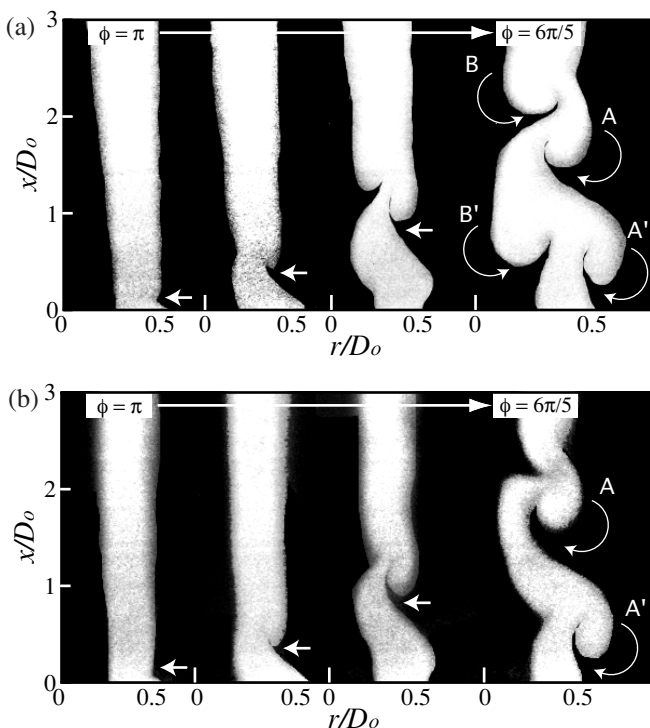


Fig. 5 Development of vortices in the inner and outer shear layers with the flapping motion. (a) $m=42$, (b) $m=4$.

期した渦輪が巻き上がり、ノズル近傍の渦構造を大きく変化させる. $m=42$ では、図5aで見られたように、環状噴流側から、内外せん断層に大きな渦輪が巻き上がる(図6cd). 特に、内側せん断層に巻き上がる渦輪は、内側噴流をノズル極近傍で連続的に縮流し、内側ポテンシャルコアを著しく短縮する(図6d).

一方、 $m=4$ では、外側せん断層には $m=42$ のときとほぼ同様に渦輪が巻き上がるが、内側せん断層には渦輪は巻き上がらない. このため、内側ポテンシャルコアは、 $m=42$ の制御噴流ほど短縮されない.

以上より、同軸噴流の外側せん断層を制御して二流体の混合を促進させるためには、環状噴流の運動量流束を中心噴流よりも十分に大きくとることが効果的で

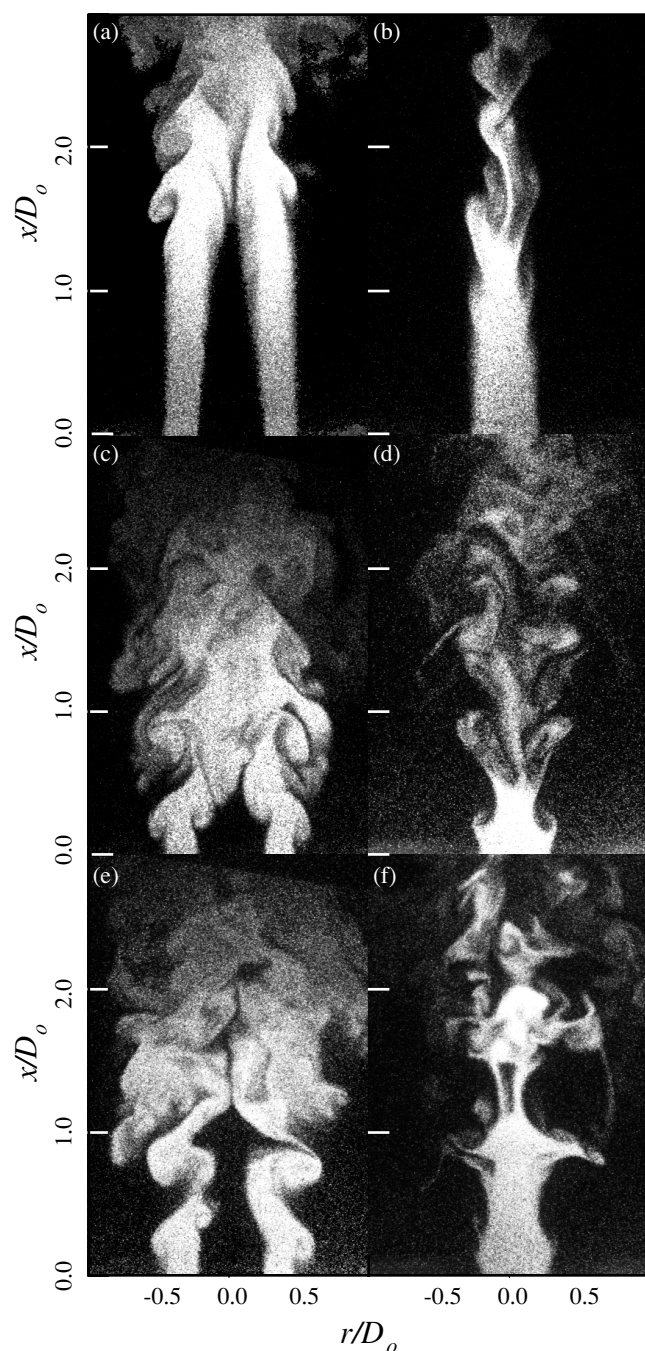


Fig. 6 Instantaneous flow visualization image of the coaxial jet. (a) outer annular jet seeded, (b) central jet seeded.

あると言える。これを踏まえ、以降では $m=42$ の同軸噴流の制御結果を議論する。

3・4 中心流体の輸送・混合制御 本節では、 $m=42$ の同軸噴流を対象とし、ストローハル数 St_a を変化させることで中心流体の輸送範囲・濃度変動を制御した結果を示す。周期的に変動する速度・濃度の瞬時値 $\tilde{f}$ は位相 ϕ において、

$$\tilde{f} = \bar{f} + f_\phi + f' \quad (2)$$

と分解できる。ここで、右辺各項はそれぞれ、時間平均、位相平均、乱れ成分である。混合は、アセトン濃度の時間平均 $\bar{c}/C_0$ 及び変動強度 $\sqrt{(\tilde{c} - \bar{c})^2}/C_0$ により評価した。統計量の算出には、中心噴流にアセトンを混入し、フラップの位相間隔 $\pi/20$ で取得した950枚の中心軸断面瞬時画像を用いた。

図7に、 $\bar{c}/C_0$ の噴流中心軸上分布を示す。軸対称モー

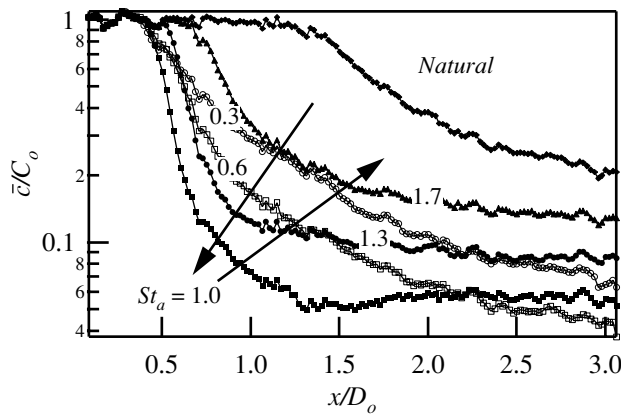


Fig. 7 Distribution of mean concentration along the jet axis.

ドによる様々な St_a 数のもとで、内側ポテンシャルコアが自然噴流の50%以下に短縮されることが分かる。特に、 $St_a = f_a D_o / U_{m,o} = 1.0$ のとき、ポテンシャルコアは最も短縮され、自然噴流の約35%になる。

図8に、 $x/D_o = 1.5$ における $\bar{c}/C_0$ 及び $\sqrt{(\tilde{c} - \bar{c})^2}/C_0$ の半径方向分布を示す。図8aに示すように、中心流体は、 $St_a =$

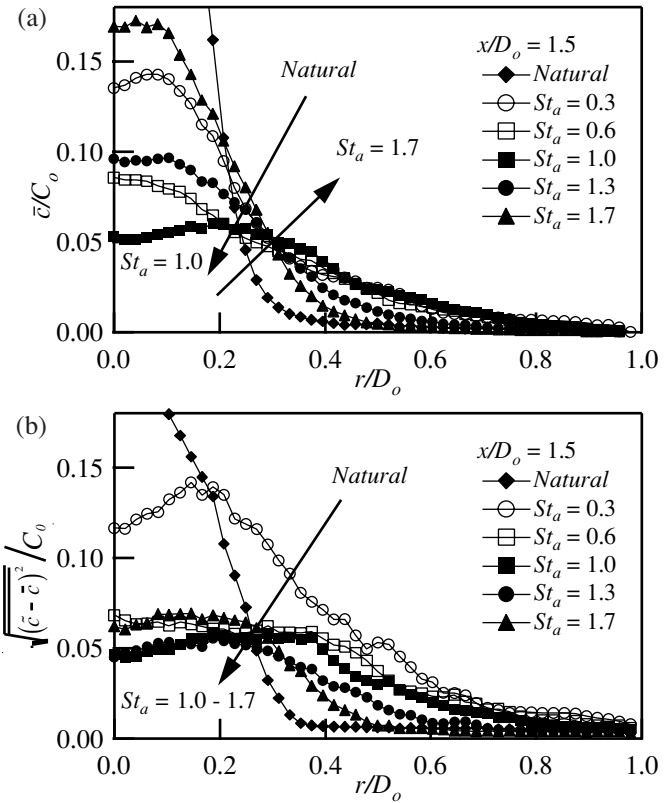


Fig. 8 Radial concentration distribution at $x/D_o = 1.5$. (a) mean and (b) rms values.

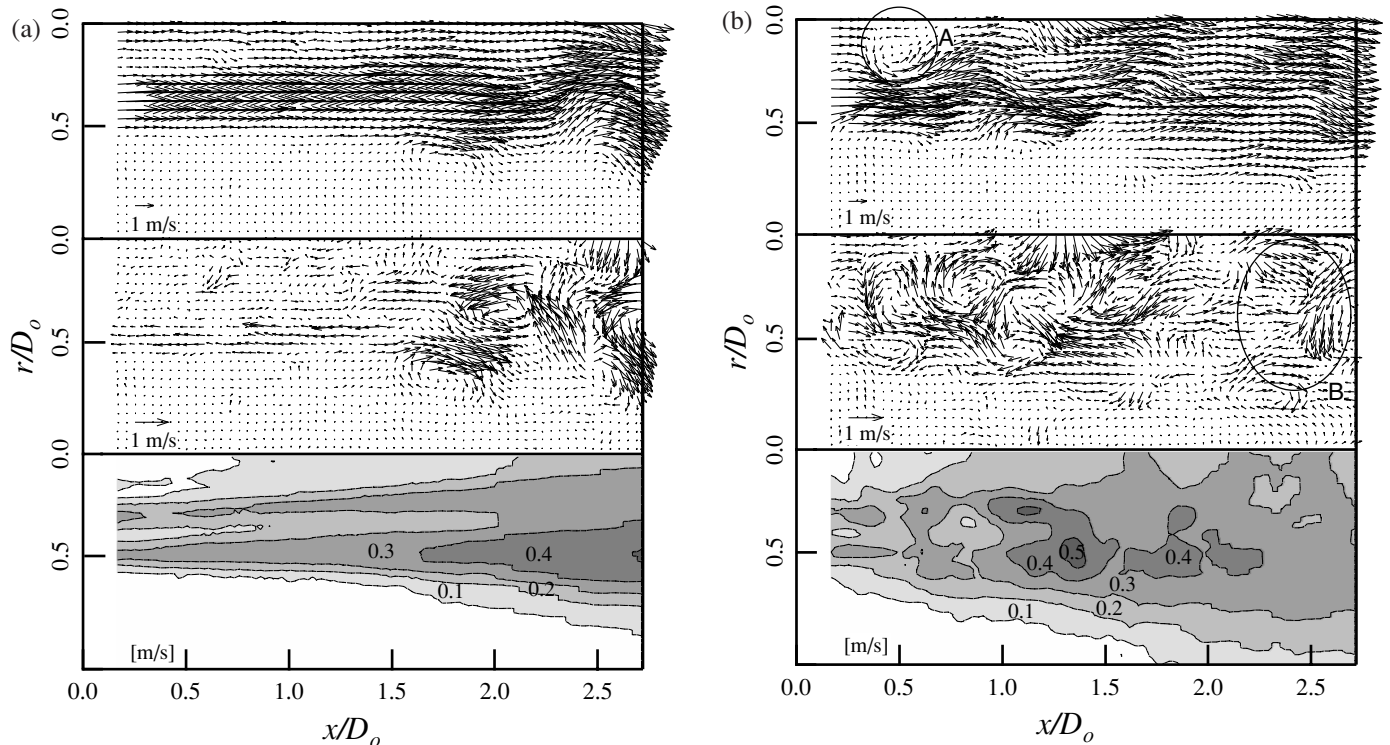


Fig. 9 Instantaneous velocity and the rms value. (a) natural jet and (b) controlled jet with $St_a = 1.0$. From the top to the bottom, instantaneous velocity, fluctuating velocity and contour of the rms value.

1.0のときに最も広範囲に輸送される．一方、 St_a 数が過大あるいは過小のときには、中心軸付近の濃度が高く、中心流体が局所的に輸送されていることがわかる．また、図8bに示すように、 St_a 数の増加に伴い濃度変動は抑制され、 $St_a \geq 1.0$ でほぼ一定の分布を示す．従って、 $St_a \geq 1.0$ の制御により、濃度変動を抑制しながら、中心流体の半径方向の輸送範囲を制御することも可能である．

3・5 制御噴流の瞬時構造 図9aに自然噴流の速度成分 $\bar{u}$, u' , $\sqrt{u'^2}$ を、図9bに $St_a = 1.0$ の制御噴流の $\bar{u}$, $(u_\phi + u')$, $\sqrt{u'^2}$ を示す．なお、自然噴流では、瞬時速度を $\bar{u} = \bar{u} + u'$ と分解した．自然噴流では、図6で観察

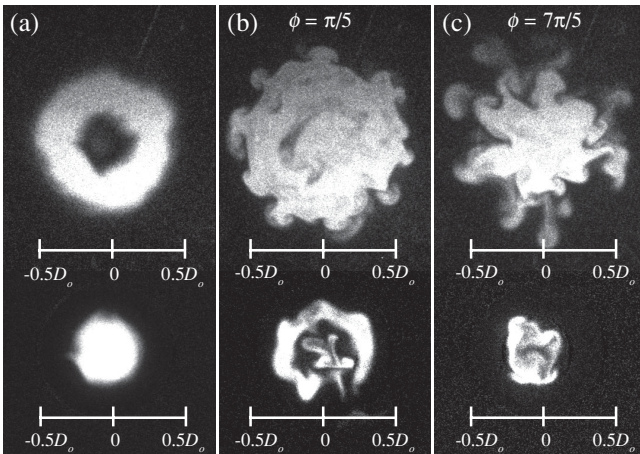


Fig. 10 Instantaneous images of the annular and central jet fluids in the cross section at $x/D_o = 0.6$. (a) Natural jet, (b)(c) Controlled jet with $St_a = 1.0$.

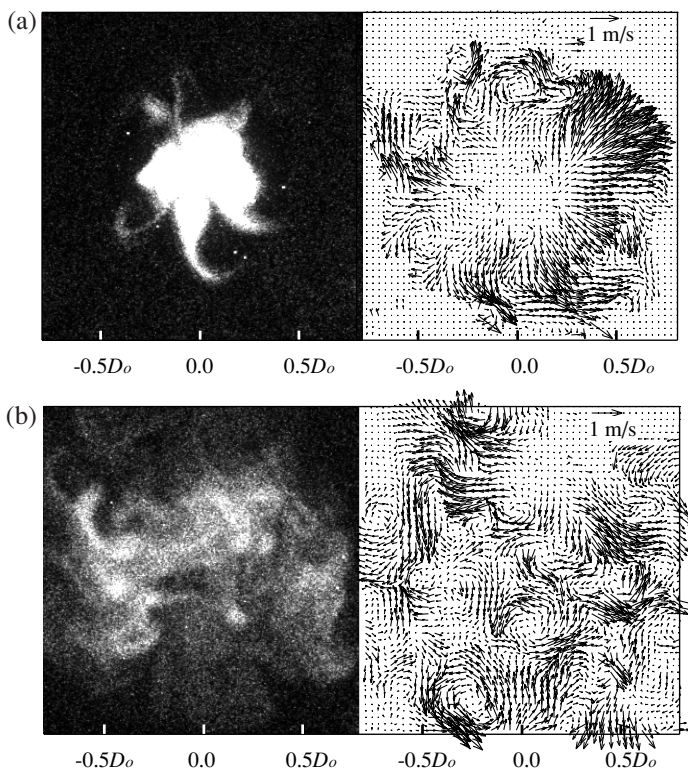


Fig. 11 Instantaneous images of the central jet and measured velocity vectors in the cross section at $x/D_o = 2.5$. (a) Natural jet, (b) Controlled jet with $St_a = 1.0$. Note that LIF and PIV images are taken at different instant.

されたように、 $x/D_o \sim 1.5$ で内外せん断層に渦輪が巻き上がる．また、 $\sqrt{u'^2}$ の分布から、内外混合層において比較的緩やかに乱れが発達する様子が確認できる．

これに対し、制御噴流のノズル近傍では、フラップにより誘起された大規模な渦輪が、流れ方向に密に存在することが分かる．特に、内側せん断層に巻き上がる渦輪の作用により、中心軸付近には逆流が生じる(図中Aに示す)．この逆流領域は渦輪と共に移流し、中心流体の半径方向への輸送に大きな役割を果たすと考えられる．また、 $\sqrt{u'^2}$ はノズル近傍で比較的小さく、 $x/D_o = 1.0 \sim 1.5$ で十分に発達する．これは、ノズル近傍で周期性の強い渦輪が、 $x/D_o = 1.0 \sim 1.5$ で崩壊することを示唆している．

図10に、自然噴流及び制御噴流の $x/D_o = 0.6$ における横断面の瞬時可視化画像を示す．自然噴流では、リブ構造は観察されず、中心噴流と環状噴流の断面は円形状である．これに対し、 $St_a = 1.0$ の制御噴流では、渦

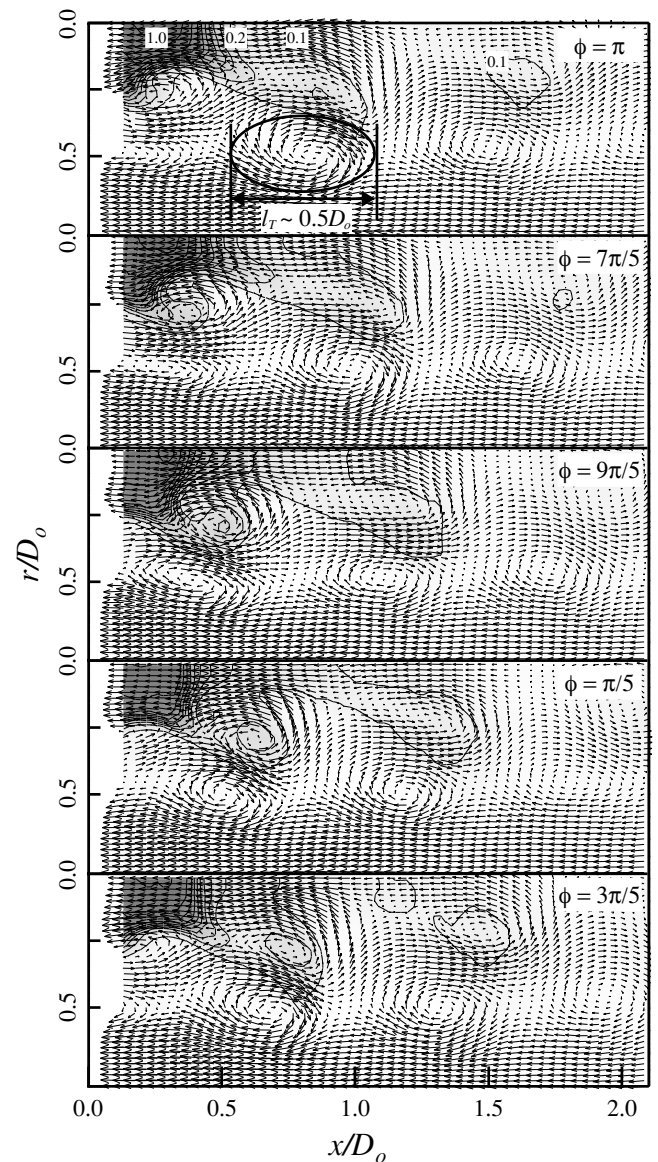


Fig. 12 Time sequence of the phase-averaged velocity and central jet fluid concentration of the controlled jet with $St_a = 1.0$.

輪(図 10b)及びブレード領域(図 10c)の内外せん断層にリブ構造が観察される。これは、周方向不安定が渦輪の巻き上がりにより発達したものであり、渦輪の崩壊と下流における混合に寄与していると考えられる⁽¹⁹⁾。

図 11 に $x/D_o = 2.5$ の横断面における瞬時可視化画像及び瞬時速度場を示す。なお、アセトン中心流体にのみ混入した。自然噴流では、せん断層でリブ構造がわずかに確認できるが、渦輪の通過に伴う半径方向の速度が依然として大きい(図 11a)。これは、渦輪の形状が十分に維持されていることを示している。一方、制御噴流では、渦輪が崩壊し、ブレード領域から発達したと考えられる流れ方向に軸を持つ渦構造が数多く観察される。これらの渦運動は、軸断面内で見られる渦運動(図 9 中 B に示す)よりも活発であるため、下流における物質輸送・混合に支配的であると言える。

3・6 位相平均渦構造と物質輸送機構 図 12 に、 $St_a = 1.0$ における速度場及びアセトン濃度場の成分 $(\bar{f} + f_\phi)$ のフラップ動作一周りに渡る時空間発展の様子を示す。なお、せん断層内の渦構造を観察するために、流れ方向流速から移流速度にほぼ等しい $0.5U_{m,o}$ を差し引いて示している。

図に示すように、フラップ動作1周期の間で、内外せん断層にはそれぞれ1つずつの渦輪が生成される。これは、 St_a 数が小さいときに生じた2つの渦輪 A と A' (あ

るいは B と B') が前後の周期で重なるためであると考えられる。このとき、渦の直径 $l_T \sim 0.5D_o$ 、移流速度 $U_c \sim 0.5U_{m,o}$ 、発生周波数 f_v で定義されるストローハル数は $St_v = l_T(U_c/f_v) \sim f_a D_o/U_{m,o} = 1.0$ である。これは、渦の直径と、次の渦が放出されるまでに渦が移流する距離とがほぼ等しく、大規模な渦が流れ方向に最も密に誘起されている状態を意味する。これらの渦は、中心噴流に連続的に作用するため、濃度変動の小さい混合気が下流に供給される(図 8b)。また、渦のスケールが大きいため、混合気の半径方向への輸送範囲は大きい(図 8a)。

ここで、内外せん断層における渦輪の生成・移流・崩壊過程を定量的に評価するために、断面内の位相平均速度場における速度勾配テンソルの第二不変量 $II' = \partial u_i/\partial x_j \cdot \partial u_j/\partial x_i$ を用いた。 II' が局所的に極小となる位置を渦中心、その極小値を渦強度と定義した。微分量は、二次精度中心差分により求めた。図 13 に、内外せん断層に誘起される渦輪の渦強度の流れ方向変化を示す。内外せん断層に誘起された渦輪は、移流するに従い急速に成長し、内側ポテンシャルコア末端付近の $x/D_o = 0.5 \sim 0.6$ で最も成長した後、下流で急速に崩壊する。

図 14 に、内側せん断層に誘起される渦輪の中心位置

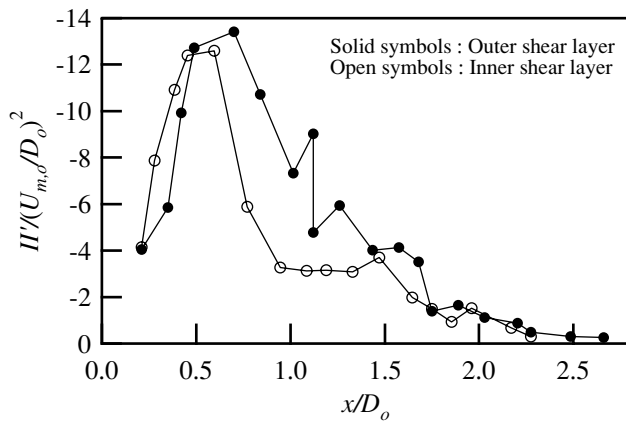


Fig. 13 Axial variation of the vortex intensity in the inner and outer shear layers of the controlled jet with $St_a = 1.0$.

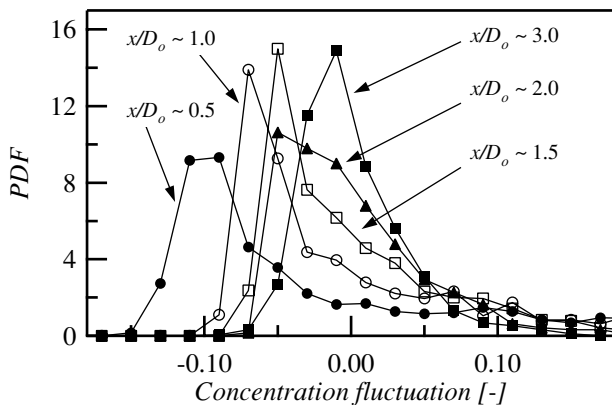


Fig. 14 PDF of the concentration on the trajectory of vortex core in the inner shear layer of the controlled jet at $St_a = 1.0$.

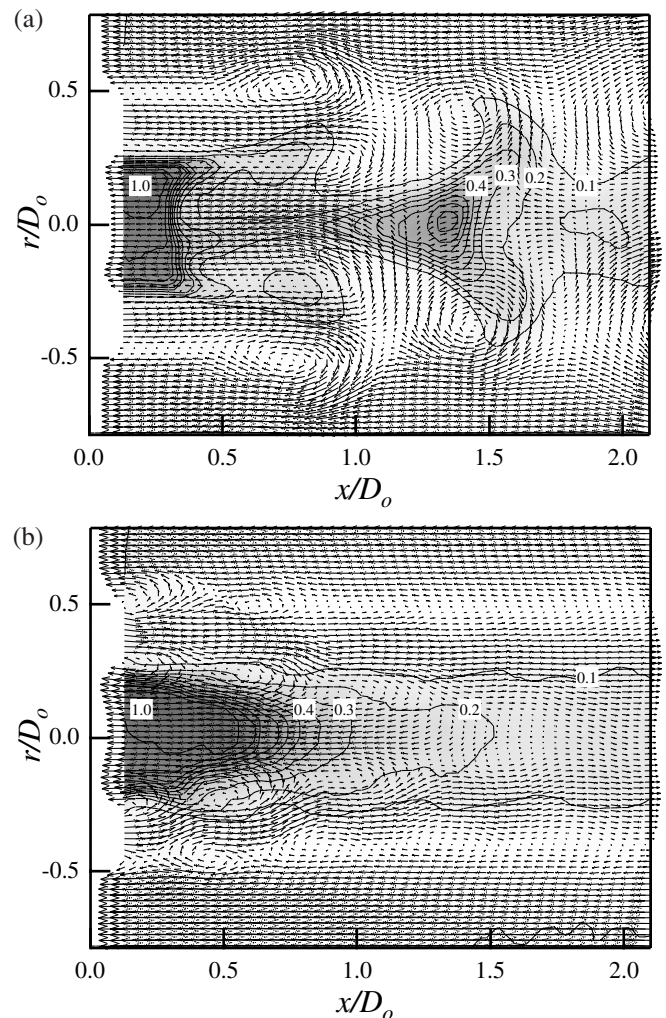


Fig. 15 Phase-averaged velocity and concentration field of the controlled jet. (a) $St_a = 0.3$, (b) $St_a = 1.7$ ($\phi = \pi/5$).

における中心流体の濃度変動の確率密度関数を示す。ノズル近傍の $x/D_o \sim 0.5$ では、濃度変動が大きく、中心流体の到来は間欠的である。しかし、流下するにつれて濃度変動は小さくなり、均一な混合気が形成されることが分かる。これは、ノズル近傍では中心流体の輸送・伸長が主に行われ、下流では渦の崩壊に伴う細かいスケールの混合が行われることを示唆している。

$St_a = 1.0$ の制御噴流と比較するために、図 15 に $St_a = 0.3, 1.7$ における速度及びアセトン濃度の成分 ($\bar{f} + \bar{f}_o$) を示す。 $St_a = 0.3$ では、渦スケールに対して渦の移流距離が大きいので、中心流体は流れ方向に分断される。このため、中心流体は大きな流体塊のまま移流し、下流における濃度変動が極めて大きい(図 8b)。

これに対し、 $St_a = 1.7$ では、渦輪が過密に誘起されて渦同士の間隔が小さくなる。このため、 $St_v \sim 1$ であるが渦のスケール l_t が小さく、濃度変動の小さい混合気は中心軸付近へ局所的に供給される(図 8ab)。

従来の噴流制御^(7,18,20,21)は、ダイヤフラムなどを用いて微小な擾乱をせん断層に印加し、せん断あるいはコラム不安定を励起・ロックインすることにより行われてきた。これに対し、本制御では、フラップによるせん断界面の変形を起点として、大規模な渦輪を制御入力と同期して生成することができる。このため、駆動周波数を大きくすることで、渦のスケールを維持したまま $St_v = l_t/(U_o/f_v) \sim 1$ を達成し、混合促進を最適化できる。また、制御周波数を過大にすることで、渦のスケールを調整し、中心流体の輸送範囲を柔軟に制御することが可能である。

4. 結言

メタン・空気同軸二重噴流の外側ノズル出口でフラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群を動作させ、大規模渦の生成過程に積極的に擾乱を与えることによって、二流体の輸送・混合特性を柔軟に制御することを試みた。その結果、以下の結論を得た。

- 1) フラップ動作により外側の初期せん断層界面を変形させ、フラップと同期した大規模な渦輪を誘起させることができる。中心噴流よりも環状噴流の運動量流束が十分に大きいときには、内側せん断層にも大規模な渦輪を誘起し、同軸噴流の混合を著しく促進させることが可能である。一般に、同軸二重噴流の混合制御を顕著に行うには、ノズル内外径比を調整して環状噴流の運動量流束を大きくすることが効果的である。
- 2) 同軸噴流の混合において、中心流体の輸送範囲とその濃度変動はそれぞれ、渦スケール l_t 及びストローハル数 $St_v = l_t/(U_o/f_v)$ で特徴づけられる。特に、 $St_v \sim 1$ のもとでは、渦がノズル近傍に最も密に生成され

るため、下流における混合気の濃度変動は抑制される。本制御では、大規模な渦輪を制御入力と同期して生成できるため、渦のスケールを維持したまま $St_v \sim 1$ を達成し、混合促進を最適化できる。また、制御周波数を過大にすることで、渦のスケールを調整し、中心流体の輸送範囲を柔軟に制御することが可能である。

- 3) 制御同軸噴流の混合過程に関しては、ノズル近傍では、フラップと同期して生成される渦輪による中心流体の輸送・伸長が支配的である。一方、下流では、渦輪の崩壊に伴う細かいスケールの乱れと流れ方向に軸を持つ渦による混合が支配的である。

本研究は科学技術振興機構との間で、戦略的基礎研究推進事業の一環として契約された「資源循環・エネルギーミナム型システム技術」研究領域内の「超小型ガスタービン・高度分散エネルギーシステム」研究の成果である。

文献

- (1) 笠木, 高压ガス, **38**-6, (2001), 545-552.
- (2) 笠木, 浜名, 奥田, 三輪, 君島, 第 29 回ガスタービン定期講演会講演論文集, (2001), 83-88.
- (3) Ko, N. W. M. and Au, H., *J. Sound Vib.*, **100**, (1985), 211-232.
- (4) Au, H. and Ko, N. W. M., *J. Sound Vib.*, **116**, (1987), 427-443.
- (5) Dahm, W. J. A., Frieler, C. E. and Tryggvason, G., *J. Fluid Mech.*, **241**, (1992), 371-402.
- (6) Rehab, H., Villermaux, E. and Hopfinger, E. J., *J. Fluid Mech.*, **345**, (1997), 357-381.
- (7) Wicker, R. B. and Eaton, J. K., *AIAA J.*, **32**-3, (1994), 542-546.
- (8) Davis, S. A. and Glezer, A., AIAA paper, 2000-0403, (2000).
- (9) Ritchie, B. D., Mujumdar, D. R. and Seitzman, J. M., AIAA paper, 2000-0404, (2000).
- (10) Glezer, A. and Amitay, M., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **34**, (2002), 503-529.
- (11) 鈴木(雄), 笠木, マイクロマシン技術総覧, 産業技術サービスセンター, (2003), 737-748.
- (12) 鈴木(宏)・笠木・鈴木(雄), 機論, **65**-639, B(1999), 3644-3651.
- (13) Suzuki, Y., Kasagi, N., Horiuchi, Y. and Nagoya, D., *4th JSME-KSME Eng. Conf.*, Kobe, **3**, (2000), 469-474.
- (14) Melling, A., *Meas. Sci. Technol.*, **8**, (1997), 1406-1416.
- (15) Kean, R. D. and Adrian, R. J., *Appl. Sci. Res.*, **49**, (1992), 191-215.
- (16) アメリカ機械学会編(日本機械学会訳), 計測の不確かさ, (1987), 丸善.
- (17) Lozano, A., Yip, B. and Hanson, R. K., *Exp. Fluids*, **13**, (1992), 369-376.
- (18) Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, F., *J. Fluid Mech.*, **101**, (1980), 449-491.
- (19) D. Liepmann and M. Gharib, *J. Fluid Mech.*, **245**, (1992), 643-668.
- (20) Crow, S. C. and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, **48**, (1971), 547-591.
- (21) Ho, C. M. and Huerre, P., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **16**, (1984), 365-424.