中空型縦渦の不安定挙動*

後藤田 浩^{*1}, 橋場 優^{*2}, 比江島 俊彦^{*3}, 松谷 一路^{*2}, 西岡 通男^{*4}

Instability of a Hollow-Type Streamwise Vortex

Hiroshi GOTODA, Yu HASHIBA, Toshihiko HIEJIMA, Kazumichi MATSUTANI
and Michio NISHIOKA^{*4}^{*4} Department of Aerospace Engineering, Osaka Prefecture Univ.
1-1 Gakuencho, Nakaku, Sakai-shi, Osaka, 599-8531 Japan

We experimentally investigate the unstable behavior of a large scale hollow-type streamwise vortex which has a solid-rotation type distribution of vorticity existing only in an annular region initially, focusing on how the large scale vortex breaks down into small scales downstream. With increasing the intensity of the initial vorticity, the large scale hollow vortex undergoes significant transition from a steady-state to nonlinear stages governed by coherent vortices through the primary linear instability. When the periodic motions due to the primary instability grow and redistribute the vorticity, a rotating vorticity field of polygonal shape begins to develop. This is an important precursor to the nonlinear evolution of the instability of hollow-type streamwise vortex. The flow structures we obtained in this work allow the fluid mixing to be significantly enhanced even under low Reynolds numbers. The present study also shows that the ratio of maximum azimuthal velocity to mean axial velocity is important as a governing flow-similarity parameter. This finding is reasonable as the cited swirl velocity ratio is directly proportional to the ratio of vortex Reynolds number to axial flow Reynolds number.

Key Words : Hollow-Type Streamwise Vortex, Coherent Vortex, Inflectional Instability, Mixing Enhancement, Swirling Jet

1. 緒 言

今日のエネルギー・環境などの広範な工学分野において、高効率の流体混合を可能とする流体制御法の開発は重要な研究課題である。一般に、流体混合を促進させる手段としては、乱流渦の利用が最も合理的と言える。乱流のカスケード過程によってスケールの大きい渦からスケールの小さな渦が無数生み出され、渦の複雑な3次元運動が流体要素間の接触面積を著しく増大させることで分子レベルの混合が一気に進む。Dimotakis⁽¹⁾は高い混合能の乱流場が生まれるレイノルズ数(乱流をつくる渦度場の代表速度と代表長さで定義)の臨界値を調べ、レイノルズ数が $1 \sim 2 \times 10^4$ を超えると、十分に発達した乱流場の激しい混合状態が維持されるようになり、このときのエネルギー Spektral はコルモゴロフの $-5/3$ 乗則に従うことを明らかにしている。そして Dimotakis⁽¹⁾はこのような発達した乱流への遷移を“混合遷移”と呼び、異種流体の混合促進の基準を議論している。一方、化学反応器や燃焼器の開発など、高効率の流体混合が望まれる工学分野では、低レイノルズ数流れにおいても有効な混合促進の流体制御技術が求められている。このことは、混合遷移の臨界値よりも小さい低レイノルズ数の領域において、流れの混合能を高める流体制御法が必要であることを意味する。勿論、それが高いレイノルズ数の領域でも役立つ制御法であることが望まれる。本研究ではこのような低レイノルズ数の領域において流体混合を促進

* 原稿受付 2011 年 9 月 30 日

^{*1} 正員, 立命館大学 理工学部 機械工学科 (〒525-8577 滋賀県草津市野路東 1-1-1)^{*2} 立命館大学大学院 理工学研究科 創造理工学専攻 (〒525-8577 滋賀県草津市野路東 1-1-1)^{*3} 正員, 大阪府立大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学分野
(〒599-8531 大阪府堺市中区学園町 1-1)^{*4} 正員, 永年会員, 大阪府立大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学分野
(〒599-8531 大阪府堺市中区学園町 1-1)

E-mail: mt_nishioka@world.ocn.ne.jp

させることを狙っているが、そのためにはどのような流れ(渦度場)に着目すればよいのであろうか。それは流れの不安定性が強く、迅速に崩壊しやすい大スケールの渦度場を人為的に作り出すことであると思われる。

流体混合が困難である代表的な例の一つとして、超音速流がある。超音速流中では、流体要素間の接触面積を増大させ混合を促進させるために必要な乱流運動が圧縮性の影響により著しく抑制され、乱流混合は激しく鈍化する。この圧縮性の影響を効果的に緩和する流れとして、西岡ら⁽²⁾は流れ方向に渦軸を持つ縦渦に注目し、その中心軸から離れた環状領域のみに渦度を有する“中空型縦渦”が乱流混合を促進させる可能性を理論的に示している。このような渦度分布を有する縦渦は、非圧縮混合層に類似の変曲点不安定が励起される構造を有しており、増幅率の大きい複数モードの攪乱が成長し、縦渦内に小スケールの組織渦が形成される⁽²⁾。そして、複数の孤立した組織渦が生成・合体・融合を繰り返しながら、流体混合に有利なカオス的な流れ場が形成される。中空型の渦度場は、ランキン渦やガウス渦度分布を有する中実型の渦度場と比較して、流れの不安定性が非常に強く、迅速でかつ一様な流体混合を可能にすると期待される。中空型の渦度場を扱った例として、線形安定性理論を用いてカルマン渦列や混合層の渦要素など、横渦の安定性を調べた研究がある⁽³⁾。しかし、圧縮性流れの場合は勿論のこと、非圧縮性流れの場合についても、中空型縦渦場に固有の攪乱の成長・発達過程およびそれに引き続いて起きる縦渦の崩壊過程について実験で系統的に調べた研究例はまったく無い。このような大スケールの中空型縦渦の不安定挙動を解明することは、低レイノルズ数から高レイノルズ数までの広い範囲における高効率の流体混合を可能とする流体制御技術の開発に貢献するとともに、流体物理分野における流れの不安定性問題の研究発展にも寄与すると期待される。

そこで本研究では、混合促進の観点から大スケールの中空型縦渦の不安定挙動を実験的に明らかにすることを目的として、様々な渦度と循環値を持つ中空型縦渦を作ることが可能な独自の回転噴流装置を開発した。本論文では、環状領域の渦度を増していくとき中空型縦渦が不安定化し、組織渦が生まれ、そして乱流に遷移する過程について可視化で調べた結果を報告する。なお、意図的な人為攪乱は一切用いない自然遷移を対象とする。

2. 実験装置および方法

図1に回転噴流装置の概略図を示す。中心噴流と環状噴流は、拡散室、整流室、ノズルを通過し、内管と外管からそれぞれ噴出される。外管はベルトを介してスピードコントロールモーター（オリエンタルモータ社製）によって回転し、任意の回転数（最大値: 3000 rpm）を与えることが可能である。外管の内部には内径 1.4 mm、長さ 40 mm のストローハニカム群が外管出口から 20 mm 上流の位置に設置されており、そこを通る流体に剛体的な回転運動を与える。ストローハニカム群と外管は一体となって回転する。このとき、内管の外壁とストローハニカム群は狭い隙間を介して滑りあい、互いに接触することはない。また、ストローハニカム群の後流を十分に拡散させており、その後流が中空型縦渦の中心領域（中心噴流）と環状領域（剛体回転を伴う環状噴流）の流れに影響しないことを確認している。このようなタイプの回転噴流装置は、既に、旋回流を伴う予混合火炎のカオス的挙動の解明⁽⁴⁾や密度差を伴う旋回噴流の渦崩壊現象の解明⁽⁵⁾にも利用されている。本研究では、中心噴流と環状噴流のそれぞれに空気を用いる。中心噴流の出口直径（内管の内径 D_i ）を 10 mm、環状噴流の出口直径（外管の内径 D_o ）を 20 mm とする。内管の肉厚は 1.0 mm である。この肉厚は 5 mm 手前から環状流側が削られ、出口厚さゼロの楔状断面をもつ。管出口における中心噴流と環状噴流軸流成分の平均速度 V_i , V_o の値は質量流量計によって独立に設定可能であるが、本報では $V_i = V_o$ の流れに焦点を合わせており、 $V_i = V_o = 0.5, 1.0$ m/s の流れを調べる。軸流レイノルズ数 $Re_o (= V_o D_o / \nu)$ (ν : 空気の動粘性係数) は 666, 1332 であり、管出口の流れの状態は層流である。また本報では、環状領域に与える回転数（外管の回転数） N を $N = 0 \sim 1600$ rpm とする。このとき、噴流出口での環状領域の外縁における周速度 $V_{\theta, r=D_o/2} (= \pi D_o N / 60)$ は $0 \sim 1.68$ m/s、剛体回転の渦度 $\Omega (= 4\pi N / 60)$ は $0 \sim 335$ s⁻¹、循環 $\Gamma (= \pi D_o^2 \Omega / 4)$ は $0 \sim 0.105$ m²/s、渦レイノルズ数 $Re_\Gamma (= \Gamma / \nu)$ は $0 \sim 7000$ の範囲内でそれぞれ変化する。なお、後述する噴流横断面の可視化画像で定義した剛体回転の方向は反時計方向である。

中空型縦渦の不安定挙動を明らかにするために、本研究ではレーザーシート法を用いて、縦渦の渦軸に対して垂直な断面（横断面）と平行な断面（縦断面）における中心噴流と環状噴流の挙動を調べる。レーザーの光源としては、最大出力 5 W の連続光である Nd:Yag レーザー（日本レーザー社製, Omicron Laserage Laserprodukte

Fig. 1 Experimental apparatus.

GmbHFK-LA5000) を用いる。レーザー光はシリンドリカルレンズによって厚さ約 0.5 mm のレーザーシートにされ、テストセクションに照射される。散乱粒子として、密度が 3.9 g/cm^3 、一次粒子径が 20 nm の酸化チタン粒子 (チタン工業社製) を用い、環状噴流に混入させる。噴流は 1500 ~ 3000 frames/s の高速度ビデオカメラ (Photron 社製 Fastcam-1024PCI 100K) を用いて、最大シャッタースピード 1/9000 s で撮影されており、瞬間的な噴流の二次元断面像が得られる。図 2 に走査型電子顕微鏡 (Keyence VE-7800) によって撮影された酸化チタン粒子群の微細構造を示す。なお、撮影された画像の倍率は 2000 倍である。ナノサイズの酸化チタン粒子はクラスターを形成し、その平均クラスター径は $2 \mu\text{m}$ 程度である。このクラスターが剛体回転 ($N = 0 \sim 1600 \text{ rpm}$) する環状噴流に混入されたとき、そのストークス数 (粒子時定数を周方向の対流時間スケールで無次元化したもの) は約 0.004 以下である。この値は 1 よりも十分小さく、本実験の酸化チタン粒子は流れに忠実に追従すると言える。また、図 2 に見える無数の $1 \mu\text{m}$ 以下サイズのクラスターの存在は、流れの微細構造の可視化に適している。

Fig. 2 Direct photograph of TiO_2 particles taken by scanning electron microscope.

3. 実験結果及び考察

$V_i = V_o = 0.5$ m/s において、環状領域に剛体回転を与えたときの環状噴流と中心噴流の縦断面像を図3に示す。図中の Z は外管の直径 D_o で無次元化された流れ方向の座標を表す。環状噴流に剛体回転を与えない場合 ($N = 0$ rpm), 中心噴流と環状噴流は共に平行流の状態を保ち、それに微小振幅の攪乱が重畳されている。環状噴流外縁の波打ちの様子からわかるように、この攪乱は下流に振幅が増幅する。流れに潜む残留乱れが同軸噴流の不安定性で増幅されて生まれたこの攪乱の波長 λ は 13.8 mm ($= 0.69D_o$), 周波数 f は 26.2 Hz, ストロハル数 $S_t (= fD_o/V_o)$ は 1.05 である。本論文で扱う同軸噴流は, $N = 0$ rpm では, このような微小振幅の攪乱が存在するが, 可視化画像が示すように実質的には層流である。すなわち, 環状噴流に与える剛体回転の影響 (中空型縦渦の不安定挙動) を観察する上で格好の流れ場を提供する。剛体回転を $N = 400$ rpm まで増すと, 興味深いことに $Z = 1.3$ 付近において内管の中心軸に対してほぼ軸対称な渦輪状の孤立した組織渦が形成される。これは, 無回転における同軸噴流の渦度場 (最大周方向渦度 300 s $^{-1}$ 程度) に中空型の縦渦場 (渦度 84 s $^{-1}$ 程度) が重畳されて, 渦輪をつくる不安定性が増し, $N = 0$ rpm の流れとほぼ同一波長の攪乱が強く増幅した結果と解釈される。 $N = 600$ rpm まで剛体回転を増すと, 単純な渦輪の形成は抑制され, 複雑な構造の非軸対称な組織渦がより上流領域で形成される。さらに $N = 800$ rpm まで増すと, 噴流出口付近で周期的に形成された組織渦群が流下しつつ相互干渉し, 動径方向の運動も激化して中心噴流域へも侵入し, 流れは複雑化する。なお, $N = 600, 800$ rpm の噴流出口近傍の矢印は後述する。

Fig. 3 Visualization of annular jet with increasing N at $V_i = V_o = 0.5$ m/s.

中空型縦渦場の不安定性で生まれた組織渦 (孤立的な縦渦) の構造と挙動を明らかにするために可視化した環状噴流と中心噴流の横断面像を図4に示す。なお, $Z = 0.5$ の場合とする。 $N = 0, 400$ rpm の場合, 図3の $Z = 0.5$ の可視化と符合して, 環状噴流の外縁形状は円形のままである。しかし, 剛体回転を $N = 550$ rpm まで増すと, 中空型縦渦場の不安定性による攪乱の成長によって環状噴流の外縁の形状は5角形になる。5角形は, 選択増幅される攪乱のモードの違いによって, 3角形, 4角形もしくは6角形になる場合も観察される。 $N = 600$ rpm まで増すと, 多角形の頂点付近から5個の渦巻パターンが形成され, そのパターンは環状噴流に与える剛体回転の角速度 ($= 62.8$ rad/s) の約45%程度で反時計回りに回転する。一方, 渦巻きパターンは剛体回転を与える方向とは逆向き (anti-cyclonic) の時計回りに巻き込む。この段階になると, 中心噴流の外縁の形状も5角形になる。 $N = 550$ rpm の場合と同様に, 中心噴流の外縁の形状は3角形, 4角形もしくは6角形になる場合もあり, これらの多角形パターンが準周期的に繰り返し現れる。多角形パターンの形成は, 西岡らの数値計算⁽²⁾で現れるパターン形成に対応し, さらに本研究の $D_o/D_i = 2$ に対応する安定計算⁽²⁾の増幅率はモード4 (4角形) が最大である。これらのことから中空型縦渦場の不安定性が励起されていると考えられる。さらに, $N = 800$ rpm まで増すと, 中心噴流の外縁にも渦巻きパターンを伴った組織渦が形成され始めるようになる。中空型縦渦の不安定化による流れの非線形発達, 特に組織渦の形成には, 環状噴流の外縁に現れる多角形の形成が前兆現象として重要であるが, この多角形が形成される理由は次のように推測される⁽²⁾。まず, 中空型縦渦の不安定化によって攪乱が増幅される。そして流れ場が振動的になると, 個々の流体粒子は周方向の加速・減速を周期的に繰り返し, その動径位置も周

期的に変化する⁽²⁾。角運動量の保存則に従うと、不安定モードの運動によって流体粒子の一群が減速する領域においてそれらの動径位置が増す。最も減速された流体粒子群が集まる部分で角が生み出され、その角部で動径方向の運動がより激しくなると、渦巻きパターンを伴った多角形構造の形成に至るようである。図4の $N = 600, 800$ rpmの渦巻パターンについて紙面に垂直な断面内のパターンとして捉えたものが図3に矢印で示されている。現段階では、多角形パターンの形成に導く変動流の構造を定量的に明らかにしていないが、今後、レーザードップラー流速計による周速度の時間変動の計測を行い、攪乱の構造とその特徴を明らかにする予定である。

Fig. 4 Nonlinear flow evolution of hollow-type streamwise vortex with increasing N at $V_i = V_o = 0.5$ m/s and $Z = 0.5$.

$V_i = V_o = 1.0$ m/s において、環状領域に剛体回転を与えたときの環状噴流と中心噴流の縦断面像を図5に示す。 $V_i = V_o = 0.5$ m/s の場合と同様に、 $N = 0$ rpm のとき、中心噴流と環状噴流の両方は噴流出口付近において層流で平行流の状態を保ち、それに微小振幅の攪乱が重畳されて増幅し、渦輪が生まれる。この攪乱の波長 λ は 11.6 mm ($= 0.58D_o$)、周波数 f は 60.6 Hz、ストロハル数 S_f は 1.21 である。剛体回転を $N = 800$ rpm まで増すと、 $Z = 1.2$ 付近において内管の中心軸に対してほぼ軸対称な渦輪状の孤立した組織渦が形成され始め、 $N = 1200$ rpm にすると単純な渦輪とは異なる非軸対称な組織渦が上流領域で形成される。さらに $N = 1600$ rpm まで増すと、噴流出口付近で周期的に形成された組織渦群は流下しつつ相互干渉し、動径方向の運動も激化して中心噴流域へも侵入する。これらの各現象は、 $V_i = V_o = 0.5$ m/s の場合とほぼ対応する。 $V_i = V_o = 1.0$ m/s において、環状噴流に剛体回転を与えたときの環状噴流と中心噴流の横断面像を図6に示す。なお、 $Z = 0.5$ の場合とする。 $V_i = V_o = 0.5$ m/s の場合と同様に、環状領域の剛体回転を増していくと、初期の層流状態からまず環状領域外縁の多角形状化が起きる。そして、環状領域および中心噴流の外縁の多角形頂点付近から渦巻を作る組織渦の形成を経て、生成・合体・融合を準周期的に繰り返す組織渦の集合体生まれる。図5, 6より、 $V_i = V_o = 1.0$ m/s の場合に組織渦が観察される回転数 N の値は $V_i = V_o = 0.5$ m/s の場合(図3, 4)の2倍である。このことは、環状噴流の軸流速度が2倍になるとき、環状領域の外縁における周速度 $V_{\theta, r=D_o/2}$ をほぼ2倍にすれば、同質の現象が観察できることを意味する。

Fig. 5 Visualization of annular jet with increasing N at $V_i = V_o = 1.0$ m/s.

Fig. 6 Nonlinear flow evolution of hollow-type streamwise vortex with increasing N at $V_i = V_o = 1.0$ m/s and $Z = 0.5$.

すなわち、中空型縦渦場の不安定性による組織渦の発生を考察し、記述するときには、噴流出口における環状領域外縁の周速度と環状噴流の軸流速度の比 q ($= V_{\theta, r=D_o/2}/V_o$) が重要な因子となる。本研究ではこの q をスワール速度比と定義する。スワール速度比は次式に示すとおり、軸流と周方向流の時間スケール (D_o/V_o と $2/\Omega$) の比、あるいは渦レイノルズ数 Re_r と軸流レイノルズ数 Re_o の比で表わされる。これらの比は流れの相似因子として重要である。

$$q = \frac{V_{\theta, r=D_o/2}}{V_o} = \frac{1}{2} \frac{D_o/V_o}{2/\Omega} = \frac{1}{\pi} \frac{Re_r}{Re_o} \quad (1)$$

ここで、組織渦が形成される直前の前兆現象（環状領域の外縁形状の多角形化）を詳しく観察してみる。図4、6からわかるように、この前兆現象は $V_i = V_o = 0.5$ m/s の場合には $N = 550$ rpm ($q = 1.15$) で起き、 $V_i = V_o = 1.0$ m/s の場合には $N = 800$ rpm ($q = 0.838$) で起きる。この差異は渦レイノルズ数（あるいは、循環 Γ ）の増加で中空型渦度場の不安定性が増すことを考慮すれば、合理的と言える。また、図7に示すように、不安定性を惹起する外乱が強い場合には、 $V_i = V_o = 0.5$ m/s, $q = 1.15$ と $V_i = V_o = 1.0$ m/s, $q = 0.838$ の流れはともに同質の組織渦を形成する。つまり、外乱が強い場合においても同じ現象が起きる。このように、本研究で扱う現象は q と渦レイノルズ数（あるいは、軸流レイノルズ数）を支配因子として記述されることがわかる。混合促進の立場から注目するのは噴流出口付近の流れである。噴流出口近傍の流れが中空型縦渦場の不安定性に強く支配される条件を q の値で表わすことが重要となるが、外乱強度の影響も含めた詳細な調査は今後の課題である。なお、中実型縦渦の渦崩壊・乱流遷移に関する研究⁽⁶⁻⁹⁾では、 q ($= V_{\theta, r=D_o/2}/V_o$)（または類似の速度比）はスワール数として扱われているが、角運動量流束を用いて定義されたスワール数とは区別されるべきである。強調すると、本研究においては、式(1)のとおり q が軸流と周方向流の時間スケールの比あるいはレイノルズ数の比 Re_r/Re_o で表わされることを示し、その相似因子としての意義を実験で明らかにした。これは旋回噴流を扱う上で基本的に重要な知見と言える。

Fig. 7 Visualization of annular jets. (a) $V_i = V_o = 0.5$ m/s and $N = 550$ rpm, (b) $V_i = V_o = 1.0$ m/s and $N = 800$ rpm.

$V_i = V_o = 0.5 \text{ m/s}$, $q = 1.68$ ($N = 800 \text{ rpm}$) の場合について、下流方向への組織渦の発達過程を観察した結果を図 8 に示す。 $Z = 0.75$ の場合、図 4 で示された $Z = 0.5$ の場合と比較して中心噴流と環状噴流の界面で現れる小さいスケールの巻き込みパターンが顕著に現れる。そして、環状噴流外縁域で周囲大気を取り込む渦巻パターンがヘリカル状に巻きつきながら、渦巻きパターンの生成・合体・融合が繰り返される。このような複数の組織渦構造の形成によって、混合促進に寄与する流れ場が形成されていく。 $Z = 1.25$ の場合、 $Z = 0.75$ の場合と比較してより激しい渦運動が生じる。時刻 $t = 0 \text{ ms}$ ときの赤色で囲まれた部分の流体や $t = 21.3 \text{ ms}$ のときに青色で囲まれた部分の流体が環状噴流から中心噴流へ侵入する現象が時間の経過に伴って生じ、流体混合が著しく行われる。このような侵入現象が頻繁に繰り返されて、中空型縦渦の乱流遷移が進み、中心噴流と環状噴流との流体混合及び環状噴流と周囲大気との流体混合に寄与する渦構造が次々生み出される。このとき中空型縦渦の渦レイノルズ数は $Re_r = 3500$ である。つまり、Dimotakis⁽¹⁾ の混合遷移の基準よりも十分低いレイノルズ数の条件下でも流体混合に寄与する激しい渦運動が進行しており、中空型縦渦が混合促進に対して効果的であることを示している。 $V_i = V_o = 1.0 \text{ m/s}$, $q = 1.68$ ($N = 1600 \text{ rpm}$, $Re_r = 7000$) の場合の $Z = 1.25$ における流れを可視化した結果を図 9 に示す。図 9 はヘリカル状に巻きついた縦渦の断面を観察したものに対応する。上述の $V_i = V_o = 0.5 \text{ m/s}$ の流れと比較して、明らかに小スケールの組織渦の数が増えており、渦レイノルズ数の増加の効果が顕著に現れている。また、 $V_i = V_o = 0.5 \text{ m/s}$ の場合と同様に、局所流れの不安定性に伴って流体が環状噴流から中心噴流へ急速に侵入する現象が頻繁に繰り返される。このような侵入現象や局所的な不安定性による組織渦の生成および組織渦間の相互干渉による複雑な対流運動によって、流体塊の間の接触面積が増大し（分子レベルでの緊密な流体混合を促進させる前準備がなされて）、流体混合が迅速に行われる。

中実型の縦渦の場合、本論文で扱う低レイノルズ数の領域において、図 8, 9 のように噴流出口近傍で乱流場を実現することは難しい。例えば、軸流速度がほぼ一様で剛体回転を伴う旋回噴流を調べた Liang and Maxworthy⁽⁸⁾ は軸流レイノルズ数を 1000 に保ち、渦レイノルズ数を $Re_r = 3460$ まで増して観察しているが、噴流出口近傍の流れをみると層流的である。つまり、図 8 ($Re_o = 666$, $Re_r = 3500$) の乱流状態とは大きく異なる。この質的な違いは顕著であり、注目に値する。なお、前者の流れの横断面全域が乱流化するのは、後述する渦崩壊が起きた流れ

Fig. 8 Vortical structures evolving from hollow-type streamwise vortex at $V_i = V_o = 0.5 \text{ m/s}$ and $N = 800 \text{ rpm}$.

Fig. 9 Vortical structures evolving from hollow-type streamwise vortex at $V_i = V_o = 1.0$ m/s, $N = 1600$ rpm and $Z = 1.25$.

の噴流出口より直径の2倍以遠の領域である。このとき、渦崩壊によって渦度場が中実型から中空型に大きく変化することが重要である（文献8の図9参照）。乱流化はその中空型渦度場の不安定性によって一気に進むように見える。中実型縦渦の場合、スワール速度比 q が0.88を超えると逆流を伴う渦崩壊が起きる⁽⁸⁾。この基準を軸流速度1.0 m/sの中実型縦渦に適用すると、渦崩壊開始の臨界値として $V_{\theta, r=D_o/2} = 0.88$ m/sを得る。一方、本研究の中空型縦渦では $V_i = V_o = 1.0$ m/s, $N = 1600$ rpmの場合、 $V_{\theta, r=D_o/2} = 1.68$ m/sであり、中実型縦渦の渦崩壊開始の臨界値よりも大であるが、可視化によれば渦崩壊の兆候はない。環状領域の剛体回転をさらに増していくと、中空型縦渦に特有の渦崩壊に至ると思われるが、それに直接関わる淀み点・逆流の発生は環状領域における軸流速度と周速度の動径方向分布の影響を受ける。今後このような視点から中空型縦渦の渦崩壊（淀み点の発生）を調べる必要がある。

中空型縦渦の乱流遷移によってどの程度のスケールを持つ組織渦構造が形成されるのかを明らかにすることは、その流体混合の能力を理解する上で重要である。図9からわかるように、乱流遷移によって流体の混合促進に大きく寄与する渦構造が $Z = 1.25$ で現れる。そこで、図9に示す横断面像の4枚を対象に、目視によって観察される渦パターンの最大寸法を渦径と定義し、その渦径を測定することにした。総数約120個の渦径のデータを $0.1 D_o$ 幅の7区間 ($0.05 D_o \sim 0.15 D_o$, $\dots$, $0.65 D_o \sim 0.75 D_o$) に仕分けし、各区間の渦の個数を調べた相対度数分布を図10に示す。なお、横断面像の空間分解能は1 pixelあたり約0.07 mmであり、渦径の測定には十分な空間分解能を有する。図10より、渦径データは対数正規確率密度分布（平均と分散がデータと同一）にほぼ従い、この段階の渦形成が不規則過程であることを示唆している。出現確率が最も高いのは径が $D_o/4$ の渦である。従来の研究⁽²⁾

Fig. 10 Relative frequency distribution for diameter of coherent vortices at $V_i = V_o = 1.0$ m/s, $N = 1600$ rpm and $Z = 1.25$.

によると、中空型縦渦の線形不安定の増幅攪乱のスケールは $D_o/4$ 程度（環状領域の動径幅の半分）である。前者が非線形の不規則過程で観察される渦であることを考えると、この一致は大変興味深い。剛体回転 ($N = 1600$ rpm) の渦度を仮定する場合、径が $D_o/4$ である渦の渦レイノルズ数は 440 と評価される。一方、発達した乱流境界層の壁近傍でレイノルズ応力の生成と運動量輸送を主に担うのは、渦レイノルズ数が高々 200 程度の縦渦である⁽¹⁰⁾。つまり、壁乱流よりも強い縦渦群による乱流場が形成されるとみてよい。このような組織渦で満たされた乱流場が中空型縦渦の不安定化によって噴流出口近くの $Z = 1.25$ において形成されており、流れは高い混合能を有すると言える。本論文では混合遷移が起きない条件の下で実験を行っている。しかし、図 9 における $0.1d/D_o$ のスケールの渦は渦レイノルズ数でみると 70 程度であり、混合遷移後に現れる乱流微細渦の典型的な値と一致しており、注目される。流れが混合遷移の状態に近づくと、このスケールの渦が数を増すはずである。

4. まとめ

本研究では、混合促進制御の観点から、不安定性の強い渦構造として、縦渦の中心軸から離れた環状領域のみに剛体回転の流れ方向渦度を有する“中空型縦渦⁽²⁾”に着目し、環状領域の渦度の増加によって生じる中空型縦渦の不安定挙動と乱流遷移を実験的に調べた。噴流出口における中空型縦渦の環状領域（剛体回転を伴う環状噴流）の外径 $D_o = 20$ mm、中心領域（中心噴流）の直径 $D_i = 10$ mm、中心噴流と環状噴流の平均軸流速度 V_i 、 V_o を $V_i = V_o = 0.5, 1.0$ m/s とした。このとき、噴流出口における軸流レイノルズ数 Re_o は 666, 1332 である。また、噴流出口における環状領域外縁の周速度 $V_{\theta, r=D_o/2}$ を $0 \sim 1.68$ m/s、剛体回転の流れ方向渦度 Ω を $0 \sim 335$ s⁻¹、循環 Γ を $0 \sim 0.105$ m²/s、渦レイノルズ数 Re_Γ を $0 \sim 7000$ の範囲でそれぞれ変化させた。本研究で得られた主要な結果を以下に示す。

- (1) 中空型縦渦の環状領域の渦度（あるいは剛体回転の角速度）を増加させていくと、流れの非線形発達の過程で重要となる多角形パターンが環状領域の外縁に形成される。さらに環状領域の渦度を増加させると、多角形の頂点付近から渦巻きが形成され、中心領域の外縁の形状も多角形状になる。そして、中心領域と環状領域の界面にも組織渦が生まれる。これらの組織渦は中空型縦渦の不安定性に特有の縦渦群であり、生成・合体・融合を準周期的に繰り返す。すなわち、このような縦渦群による乱流場が噴流出口付近において形成されるようになる。
- (2) 中空型縦渦の不安定性、組織渦の生成過程およびその後の流れの非線形発達を理解し、記述する上で重要な因子はスワール速度比 $q (= V_{\theta, r=D_o/2}/V_o)$ である。このスワール速度比は軸流と周方向流の時間スケール (D_o/V_o と $2/\Omega$) の比、あるいは渦レイノルズ数 Re_Γ と軸流レイノルズ数 Re_o の比で表わされる因子であり、流れの相似性を支配する。
- (3) 中空型縦渦の遷移過程で生まれる組織渦が流れを支配する段階になると、組織渦の渦径の相対度数分布は、対数正規確率密度分布にほぼ従っており、この段階における渦の形成は不規則過程とみなせる。出現確率が最も高い渦は径の大きさが $D_o/4$ の渦であった。環状領域において剛体回転 ($N = 1600$ rpm) の渦度を仮定した場合、渦レイノルズ数は 440 と評価される。つまり、壁乱流⁽¹⁰⁾の縦渦よりも強い縦渦群による乱流場が形成される。

謝 辞

著者の比江島俊彦と西岡通男は、科学研究費（課題番号 S21226020）の研究助成を受けた。また、酸化チタン粒子の微細構造の撮影には、立命館大学 理工学部 機械工学科 吉原研究室が保有する走査型電子顕微鏡 (Keyence VE-7800) を使用させて頂きました。ここに深く感謝の意を表す。

文 献

- (1) Dimotakis, P. E., “The mixing transition in turbulent flows”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 409 (2001), pp. 69-98.

- (2) 西岡通男, 松岡光大, 辻本健士, 比江島俊彦, “不安定な縦渦と混合促進制御へのその応用について”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 63, No. 605 (1997), pp. 119-125.
 - (3) Michalke, A., and Timme, A., “On the inviscid instability of certain two-dimensional vortices-type flows”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 29 (1967), pp. 647-666.
 - (4) Gotoda, H., Miyano, T., and Shepherd, I.G., “Experimental investigation on dynamic motion of lean swirling premixed flame generated by change in gravitational orientation”, *Physical Review E*, Vol. 81 (2010), 026211(10 pages).
 - (5) Matsubara, S., Gotoda, H., Adzula, A., and Ueda, T., “Experiments on dynamic behavior of near-field region in variable property jet with swirling flow”, *Experiments in Fluids*, Vol. 51 (2011), pp. 881-891.
 - (6) Billant, P., Chomaz, J. M., and Huerre, P., “Experimental study of vortex breakdown in swirling jets”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 376 (1998), pp. 183-219.
 - (7) Loiseleux, T. and Chomaz, J. M. “Breaking of rotational symmetry in a swirling jet experiment”, *Physics of Fluids*, Vol. 15 (2003), pp. 511-523.
 - (8) H. Liang., and Maxworthy, T., “An experimental investigation of a swirling jets”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 525 (2005), pp. 115-159.
 - (9) H. Liang., and Maxworthy, T., “Experimental investigations of a swirling jet in both stationary and rotating surroundings”, *Experiments in Fluids*, Vol. 45 (2008), pp. 283-293.
 - (10) Robinson, S. K., “Coherent motions in the turbulent boundary layer”, *Annual Review Fluid Mechanics*, Vol. 23 (1991), pp. 601-639.
-