制御噴流の DNS による混合指標に関する検討*

辻 本 公 一^{*1}, 狩 谷 修 次^{*2}
社 河 内 敏 彦^{*3}, 安 藤 俊 剛^{*1}

Investigation on Jet Mixing Rate Based on DNS of Excitation Jets

Koichi TSUJIMOTO^{*4}, Shuji KARIYA,
Toshihiko SHAKOUCI and Toshitake ANDO^{**} Division of Mechanical Engineering, Graduate School of Engineering, Mie University,
1577 Kurimamachiya-cho, Tsu-shi, Mie, 514-8507 Japan

To establish a good measure of mixing rate, DNS (direct numerical simulation) of the controlled jets are conducted. In the computation, the spatial discretization is performed by hybrid scheme in which sixth order compact scheme in streamwise direction and Fourier series in cross section are adopted. The Reynolds number is 1500. The mixing properties are estimated by two measures such as statistical entropy and mixedness parameter, which are constructed based on a scalar concentration. Compared with simple measure, i.e., means jet width, centerline velocity and turbulent kinetic energy, it is found that: (1) the statistical entropy is the good measure to describe the mixing state in different controlled jet, (2) the fluctuating statistical entropy distribution enable to express the highly mixed region, and (3) its production term correlates to the vortical structure. As well as the statistical entropy, the mixedness parameter also has useful properties for estimation of mixing efficiency. These findings suggest that these measures are expected to contribute to the optimization of jet mixing.

Key Words: DNS, Jet, Mixing, Coherent Structure, Active Control

1. 緒 言

各種工学機器における混合・拡散を促進するため噴流制御が検討されてきた。制御の方法は受動的手法（非円形ノズル、リップ、タブ、同軸噴流、共鳴噴流など）⁽¹⁾と能動的手法（音響励起、ノズルの回転、微小噴流の吹き付けなど）の提案があるが、より高効率な噴流制御のためには混合状態を正確に把握する必要がある。

線形安定解析の結果から軸対称噴流の場合、ノズル近傍領域の大規模構造を特徴付ける不安定なモードは周方向に一樣な軸対称モード (varicos) とヘリカル (helical) モードの2つが支配的で、これらのモードの励起により噴流の拡散や混合を制御できることが知られている⁽²⁾。さらにこれらの基本モードの組み合わせでより複雑な噴流を作ることができる。例えば2つのヘリカルモードの周期と振幅を同じにして励起するとフラッピング (flapping) モードが現れる。さらにこのモードに軸対称モードを追加し、両モードの励起周波数を変えると分岐 (bifurcating) モードや開花 (blooming) モードなどの噴流制御が可能であることが実験で確かめら

れている⁽²⁾。これら能動制御はDNS(direct numerical simulation)でも検討され⁽³⁾⁽⁴⁾、強い噴流拡散を生じることが再現されている。

これまでこれらの制御の有効性は示されているが、後述の噴流幅や主流速度、乱れ強さなどの簡便な手法による特性評価がほとんどで、実際の拡散状態を十分に考慮した評価は行われていない。また、筆者らは噴流の複合化について検討しているが⁽⁵⁾、従来の軸対称噴流を中心とした簡便な方法では正確に混合性能の優劣をつけることができない。このことから、噴流の混合特性を定量的に評価する混合指標の検討が重要である。

混合状態を考える場合、スカラー濃度に基づく方法が考えられるが文献⁽⁶⁾でも整理されているようにスカラー濃度分布のフーリエ解析、確率密度関数法などの方法では定性的な傾向を分析することには優れるが異なる噴流間での定量的な差を表現することは難しい。また、最近、流体中に仮想的な線や面を配置しその伸縮過程を詳細に追跡し混合状態を定量化する考え方もある⁽⁷⁾が、空間発展するシミュレーションで統計的な性質を得るには膨大な演算量が必要となり現実的な方法ではない。このことからできるだけ簡便な方法で噴流の拡散状態が定量化できる指標として、本論文では

* 原稿受付 2007年3月28日。

^{*1} 正員、三重大学大学院工学研究科機械工学専攻 (〒514-8507 津市栗真町屋町 1577)。^{*2} 三重大学大学院工学研究科機械工学専攻。^{*3} 正員、フェロー、三重大学大学院工学研究科機械工学専攻。

E-mail: tujimoto@mach.mie-u.ac.jp

粒子の分散状態から定義される統計エントロピーに基づく指標^{(6) (8)}とスカラー濃度の積で表わされる混合パラメータ⁽¹¹⁾を取り上げる。

本論文では制御噴流の DNS データベースを利用し旧来の簡便な混合評価とともにスカラー濃度に基づく混合指標の妥当性や有効性について評価した結果を示す。

2. 計 算 方 法

2.1 支配方程式および離散化 非圧縮場を仮定した場合の無次元化した支配方程式（連続の式、運動方程式、エネルギー方程式）は次式となる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + h_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2)$$

$$(h_i = \epsilon_{ijk} \omega_j u_k, \quad \omega_j : \text{vorticity})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial u_i T}{\partial x_i} = \frac{1}{RePr} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} \quad (3)$$

対流項に回転型 (h_i) を採用すると p は全圧を表す。代表長さに噴出口径 D 、代表速度に主流方向速度 $V_0 = V_1 - V_2$ (式 (4) 参照) を用いて無次元化するとレイノルズ数は $Re = V_0 D / \nu$ (ν : 動粘性係数) となる。計算領域は図 1 に示す直方体領域とし、噴流の噴出方向 (主流方向) を y 、主流と直行する 2 方向をそれぞれ x, z 方向とする。空間の離散化は、主流方向に 6 次精度の Compact Scheme⁽⁹⁾を、主流と直行する 2 方向には周期条件を課し、フーリエ級数を用いる。対流項から生じる aliasing 誤差による数値不安定除去のため、主流と直行する方向には 2/3 則を適用し、また主流方向には 6 次精度の Compact Scheme による陰的フィルタリング⁽⁹⁾を行う。時間進行には 3 次精度の Adams-Bashforth 法を用いた。速度と圧力のカップリングにはマック法を用いる。このとき得られる圧力の Poisson 方程式はフーリエ変換されたのち、各波数ごとに独立な微分方程式となるが、さらに 6 次精度のコンパクト差分近似を施すと解くべき 5 重対角行列が得られる。本法ではこの行列を直接解法により解いた。流出条件には対流流出条件を採用した。

2.2 計算条件 流入速度分布は文献⁽⁴⁾を参考に次式の Top-hat 型の流入速度分布を与えた。

$$V_b(r) = \frac{V_1 + V_2}{2} - \frac{V_0}{2} \tanh \left[\frac{1}{4} \frac{R}{\theta_0} \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right) \right] \quad (4)$$

ここで、 V_1 は噴流中心速度、 V_2 は伴流速度、 $V_0 = V_1 - V_2$ 、 $R (= D/2)$ は噴出口半径、 θ_0 は初期せん断層の運動量厚さ、 r は中心軸からの半径方向の距離である。

Fig.1 Coordinate system and computational domain.

本計算では $V_1 = 1.075V_0$, $V_2 = 0.075V_0$, $R/\theta_0 = 20$ とした。流入温度分布は、 T_1 を噴流中心温度、 T_2 を伴流温度とし、流入速度分布 V_b と相似な分布を与えた ($T_1 = 1.075T_0$, $T_2 = 0.075T_0$, $T_0 = T_1 - T_2$)。文献^{(3) (4)}参考に、計算領域 $H_x \times H_y \times H_z$ は $7D \times 15D \times 7D$ (フラッピング励起の場合のみ $H_x = H_z = 10D$ とした) とし、格子数 $N_x \times N_y \times N_z$ は $256 \times 200 \times 256$ 、レイノルズ数 $Re = 1500$ 、プラントル数 $Pr = 0.707$ とした。

2.3 能動制御の励起条件 能動制御のため、これまでに行われている代表的な 3 種類の励起方法 (軸対称励起: V_a 、ヘリカル励起: V_h 、フラッピング励起: V_f) を検討した。各励起において流入速度分布に以下の攪乱と V_0 の 1% のランダム攪乱を付加した。

$$V_a = \epsilon_a \sin(2\pi St_a t^*) V_b \quad (5)$$

$$V_h = \epsilon_h \sin(\phi - 2\pi St_h t^*) V_b \quad (6)$$

$$V_f = \epsilon_f \left[\sin(\phi - 2\pi St_f t^*) - \sin(\phi + 2\pi St_f t^*) \right] V_b \quad (7)$$

ここで $t^* = tV_0/D$ 、 $\epsilon_{a,h,f}$ は励起強度、 ϕ は周方向の方位角 (図 1)、 $St_{a,h,f}$ はストローハル数 ($St = fD/V_0$, f : 周波数) である。これら 3 種類の励起を印加すると下流部では代表的な不安定モードが励起される。軸対称励起の場合、下流側では渦輪列が形成され、ヘリカル励起の場合、らせん状の渦構造が形成される。フラッピング励起の場合、下流部で一方向に拡散が強く生じ、半径方向に異方性のある構造となる。軸対称噴流では、ポテンシャルコア終端付近のコラム不安定に起因する大規模構造の発生周波数で定義される preferred mode と呼ばれる不安定周波数がある。この preferred mode はノズル出口付近の形状や境界層に影響されるため、実験結果から⁽¹⁰⁾ preferred mode は St_p が $0.25 < St_p < 0.5$ の範囲にあることが示されている。本計算では式 (5) - (7) の励起条件として $St_a = St_h = St_f = 0.4$ 、また、励起強度は $\epsilon_a = \epsilon_h = \epsilon_f = 0.05$ とした。

2.4 スカラー濃度による混合指標

2.4.1 統計エントロピによる混合指標

ボルツマンは粒子の分散状態からその状態量の組み合わせ W の対数を取り、次式で示す統計エントロピを定義した (6) (8).

$$S = k \ln W \quad (8)$$

ここで k はボルツマン定数, W は粗視化した各領域 i における粒子数 N_i の組み合わせで表される.

$$W = \frac{N!}{N_1! N_2! \cdots N_M!} = \frac{N!}{\prod N_i!} \quad (9)$$

ここで N は全粒子数を表す. N が十分大きければスターリングの公式 $\ln L! \approx L \ln L - L$ より

$$S = k \left[N \ln N - \sum_{i=1}^M N_i \ln N_i \right] \quad (10)$$

例えば, 空間を M 個に分割し, ただひとつの領域にのみ全粒子が存在する場合, $S_{min} = 0$, 最も均質に分散した状態では $N_i = N/M$ で最大エントロピ $S_{max} = kN \ln M$ をとる. 本研究では非圧縮流れを仮定しており, 温度分布 T を無次元化すると, スカラー濃度 $\phi = (T - T_2)/(T_1 - T_2)$ とみなせる. 各格子点 i 周りの微小体積 $\Delta V (= \Delta x \Delta y \Delta z)$ を考えると微小体積の粒子数 $N_i = \phi_i \Delta V$ で表され,

$$S = k \Delta V \left[\Phi \ln \Phi - \sum_{i=1}^M \phi_i \ln \phi_i \right] \quad (11)$$

ここで $\Phi = \sum \phi_i$ である. Everson ら⁽⁸⁾は統計エントロピについて実験データからその特性を示し, 近久ら⁽⁶⁾は統計エントロピの概念を拡張し, 混合スケールが推定されることを示した.

2.4.2 混合パラメータ Tseng ら⁽¹¹⁾は Roshko⁽¹²⁾の提案した混合指標を参考に次式の混合パラメータ (mixedness parameter) Mp を定義した.

$$Mp = \frac{1}{V} \int_V \phi(1 - \phi) dV \quad (12)$$

ここで V は考える領域の体積である. 領域内で全く未混合の場合, $Mp_{min} = 0$ で, 均質に分散した状態では $Mp_{max} = 0.25$ の値となる. 統計エントロピと比べると便宜的で, あくまでも直感的に導出されたものである.

3. 計算結果

3.1 計算の妥当性 本計算コードの妥当性について評価するため, 他の DNS データ^{(13) (14)}, および実験結果⁽¹⁵⁾と比較した. ここでは, 主流方向の計算

Fig.2 Distribution of mean centerline velocity.

(a)

(b)

Fig.3 Radial distribution of (a) streamwise mean velocity and (b) rms value of velocity fluctuation.

領域を $H_y = 30D$ (格子数 $N_y = 300$) として計算した結果と比較する.

主流方向中心線速度 ($\bar{v}_c$) について Boersma ら⁽¹³⁾と須藤ら⁽¹⁴⁾の DNS と比較した結果を図 2 に示す. $y/D=7$ 付近より減衰が始まりほぼ同じ傾きで減衰し発達領域でもよく一致している. 平均速度 $\bar{v}$ と速度変動強さ u'_{rms} , v'_{rms} の半径方向分布について, 二宮ら⁽¹⁵⁾の実験 ($Re = 2566$) と比較した結果を図 3 に示す. ここでは流れが発達した $20 < y/D < 29$ の区間の平均値をとった. 主流方向平均速度 $\bar{v}$ の半径方向分布は実験結果と極めてよく一致し, 速度変動強さも概ねよく一致している.

3.2 能動制御された噴流の構造 渦構造の様子を可視化するため, 図 4 に速度勾配テンソルの第二不

Fig.4 Instantaneous vortex structure visualized at $Q=0.2$.

変量 Q 値の等値面図を示す。各図中で左は噴流を横から見た図、右はノズル側から見た図である。励起なしの場合 (図 4(a)), 流入部のせん断層で生じる Kelvin-Helmholtz 不安定により、準周期的に渦輪に近い構造が形成され、下流側で渦輪同士が干渉し崩壊すると同時にチューブ状の渦構造が形成される。軸対称励起を加えた場合 (図 4(b)), 励起周波数に依存した強い渦輪構造が規則的に形成され下流側まで比較的保持される。渦輪同士の干渉は見られず、下流側で急速に渦輪は崩壊するがその際、主流方向を向いた縦渦の形成が観察されている。ヘリカル励起を加えた場合 (図 4(c)), 流入部から連続的にらせん状の渦構造が形成される。この構造は崩壊時に発生する主流方向渦度成分を含むので、図 4(a)(b) と比べ崩壊が早く生じる。フラッピング励起を加えた場合 (図 4(d)), 一方向に著しく噴流は拡散する。流入部直後から強いヘアピン渦構造が互い違いに形成され、それらヘアピン渦の構造は主流と直交する方向に連続的に分布する。以上の構造的特徴は

Fig.5 Distribution of mean centerline velocity.

Fig.6 Distribution of half jet width.

Fig.7 Distribution of turbulence kinetic energy, (a) centerline value and (b) integrated value with eq(13).

これまでの DNS で示された可視化画像^{(4) (16)}とも整合しており、本計算での励起条件が正しく作用していることが確認できる。

3.3 簡易な混合指標 実験では噴流の混合状態を知る目安として、噴流中心速度、噴流幅、乱流強度分布が用いられる。これら簡易な指標から混合特性を評

価する。図5に噴流の中心軸速度 $\bar{v}_c = \bar{v}(0, y, 0)$ の分布を示す。可視化結果に対応しフラッピング励起の場合、ポテンシャルコアの崩壊位置は $y/D \approx 5$ で他の励起条件と比べ急速に崩壊していることがわかる。フラッピング励起を除くと、ヘリカル励起、励起なし、軸対称励起の順でポテンシャルコア崩壊位置は下流側にずれる。特に軸対称励起の場合、 $y/D = 2$ でわずかに減衰するが励起なしと比べて渦輪構造の崩壊がより下流側で生じるため減衰が下流側に遅れる。可視化結果や後で示す乱れ分布の様子と比べると、全体的に中心線速度分布の減衰開始位置は下流側に遅れる傾向を持つ。

噴流の半値幅 $b_{0.5}$ を図6に示す。励起なし、軸対称励起を加えた場合、下流側の渦が崩壊する位置 ($y/D = 10$) からほぼ同じ勾配で広がる。一方、ヘリカル励起を加えた場合、流入部よりらせん状の渦構造が発達することで広がり、構造が崩壊した直後 ($y/D=5$) では特異な挙動を示すが、渦が拡散することでより大きく広がる。フラッピング励起の場合、異方性が現れ、噴流が大きく拡大する方向 (z 方向) に対しては著しい噴流幅の増大が生じるが、それと直交する方向には噴流幅は減少し、特異な様子を示す。ここには示さないが主流方向速度の等値線図からもフラッピング励起の場合のみ x 方向に縮流する傾向がみられている。中心線速度分布と比べれば、噴流拡大の様子はある程度は捕らえるが異方性を持つ場合、あるいは噴流を複合化した場合⁽⁵⁾、噴流幅の統一した定義を与えにくく、その評価には限界がある。

図7に乱流エネルギー $k (= \frac{1}{2} u_{i,rms}^2)$ の主流方向分布を示す。図7(a)は中心線上での乱れ分布 $k_c = k(0, y, 0)$ である。励起した場合、ノズル出口直後に形成される渦構造により、 $y/D \approx 5$ 付近で乱れが強く生成される。可視化図に対応し、その下流側では励起なし、軸対称励起、ヘリカル励起とも渦構造の崩壊が進む際、乱れは一気に強くなる。フラッピング励起の場合、ノズル出口直後から渦構造の崩壊が進むので他の場合のような下流側で新たなピークは現れない。図7(b)は式(13)で定義する主流方向と直交する断面の乱れの積分量 k_s の主流方向分布を示す。

$$k_s = \int_{-H_z/2}^{H_z/2} \int_{-H_x/2}^{H_x/2} \frac{1}{2} k dx dz \quad (13)$$

ヘリカル励起とフラッピング励起の乱れの総量は、励起なし、軸対象励起の分布と比べて明らかに小さい。混合状態から考えれば明らかにフラッピング励起が強くなければならない。乱れ生成は平均せん断とレイノルズ応力との積により決まることから崩壊が促進すればするほど平均的なせん断は弱くなるため、必ずしも乱

(a)

(b)

Fig.8 Distribution of (a) statistical entropy and (b) fluctuation of statistical entropy.

Fig.9 Distribution of mixedness parameter.

れの総量は増加しない。乱れ強さは混合が活発化する平均的な位置情報は与えるが、定量的な混合の尺度にならないことがわかる。

3.4 スカラー量による混合評価 統計エントロピと混合パラメータの混合指標としての妥当性を評価する。主流方向の統計エントロピの変化について検討するため、式(11)で定義した S を主流方向と直交する断面で総和をとり、時間平均した $\bar{S}$ を流入部で無次元化した $\bar{S}^* = \bar{S}(y)/\bar{S}(0)$ を求めた。式(11)での M は x - z 面の格子点数で、各断面で $M=65,536 (= 256 \times 256)$ となる。図8(a)より統計エントロピは下流側に向かって徐々に増大し、軸対称、ヘリカル、フラッピングの順に強くなる。これらの様子は下流に向けて乱雑さが増加しつづける基本的な特性や励起の結果生じた渦構造による混合特性が反映されている。特に、軸対称

励起を加えた場合、エントロピは $y/D = 2$ まで増大するが、その後 $y/D = 10$ までほぼ一定の値を示す。これは、図 4(b) より周期的に発生する渦輪が崩壊することなく流下するため、積極的な渦輪形成がもたらす混合は一時的で混合促進に必ずしも有効に作用しない。改めて式 (10) に注目すると、右辺の第 1 項は総粒子数 N を表し、第 2 項に比べて大きな値（2 オーダ程度大）を持つ。下流に向け噴流が拡散した状態であるほど総粒子数 N は大きくなり統計エントロピは増大する。すなわち噴流幅の広がりに関連する性質が反映される。しかしながら同一粒子数が分散した噴流の場合、第 1 項は分散状況の違いに関与しなくなることから、右辺第 2 項の量は小さいけれども分散の基本的な性質を含んでいると考えられる。主流方向について第 2 項を変動エントロピ S'

$$S' = - \sum_{i=1}^M \phi_i \ln \phi_i \quad (14)$$

として定義し、図 8(a) と同様に流入部の値で正規化した $\bar{S}' = \bar{S}'(y)/\bar{S}'(0)$ の分布を図 8(b) に示す。定量的には違うが、図 8(a) とほぼ同じ定性的特性を示す。

図 9 に混合パラメータの分布 $\bar{M}p$ を示す。ここでは主流と直交する断面で積分し時間平均した。量の違いはあるが、定性的な傾向は統計エントロピと同様の性質を示している。導出の過程は異なるが、両パラメータは噴流混合の特性に定量的な優劣をつけることができる。

3.5 エントロピ分布と構造評価 図 10(a)-(d) に噴流軸中心を通る $y-z$ 断面での変動エントロピの成分 $-\phi \ln \phi$ の断面分布を示す。また図 10(e) には混合パラメータの成分 $\phi(1-\phi)$ の分布を示す。すべての場合について、流入部直後の下流側で強いせん断層と渦構造に関連する領域（黒色部）で混合指標の成分が強くなっていることがわかる。さらに下流側では噴流が周囲へ拡散するのに合わせ混合指標の成分も周囲に広がる。また、フラッピング励起を除き、噴流中心軸付近は混合が進まないことも明確にわかる。図 7 から噴流中心部付近では比較的早い段階で乱れは強く現れているが、そのことによる混合の効果は薄く、エントレイメントが積極的に起こる噴流外縁で混合が活発である。さらに下流では周囲とのエントレイメントの結果、噴流中心部付近でも混合は活発になり、より混沌とした状態になる。また混合パラメータの成分も統計エントロピと定性的に類似の分布を示す。

これら変動量は流れに輸送される量なので、下流側では上流履歴の影響を受け混合の効果は累積して現れる。そこで各混合指標の成分の輸送方程式からこれ

(a) Normal

(b) Axial excitation

(c) Helical excitation

(d) Flapping excitation

(e) Flapping excitation

Fig.10 Contour of ingredient of mixing measure on x-y plane, (a)-(d) for the fluctuaion of statistical entropy, (e) for the mixedness parameter.

(a) Normal

(b) Axial excitation

(c) Helical excitation

(d) Flapping excitation

(e) Flapping excitation

Fig.11 Contour of production term of mixing measure on x-y plane, (a)-(d) for the fluctuation of statistical entropy, (e) for the mixedness parameter.

ら成分の生成を考える. 式 (3) のエネルギー式からスカラー濃度へ変換し, 輸送方程式を導くと次式となる. 統計エントロピーの場合

$$\frac{D(-\phi \ln \phi)}{Dt} = \frac{1}{RePr} \left[\nabla^2(-\phi \ln \phi) + \frac{(\nabla \phi)^2}{\phi} \right] \quad (15)$$

同様に混合パラメータの場合

$$\frac{D\phi(1-\phi)}{Dt} = \frac{1}{RePr} \left[\nabla^2\{\phi(1-\phi)\} + 2(\nabla \phi)^2 \right] \quad (16)$$

2つの変動量の輸送方程式の右辺第1項は拡散を表し, これらは混合指標の成分の実質的な増減には寄与しない. 第2項は必ず正值をとることから, 下流に向かうに従い成分を増加させる生成項となる. また第2項は形式に違いはあるがスカラー量の散逸項を表し, 混合が活発に生じる場所はスカラー量の散逸が強くなる.

図 11(a)-(d) に図 10 と同じ時刻での式 (15) の右辺第2項 $\frac{1}{RePr}(\nabla \phi)^2/\phi$ の空間分布を示す. また図 11(e) には混合パラメータの場合の第2項 $\frac{2}{RePr}(\nabla \phi)^2$ を示す. 上流側では渦構造周囲の強いせん断層領域に関連して分布し, 渦輪間の渦の引き伸ばしが強いと考えられる領域で特に強い値を示す. さらに下流側では図 10 と同様, 混沌とした分布を示しているが, 混合の強化が行われている領域は渦構造の崩壊が始まるあたりで特に活発になり, 局在化している. また混合パラメータの場合も統計エントロピーと定性的に類似の分布を示す.

生成項が示すように, 混合が活発化するには分子拡散が活発に生じるためのスカラー勾配が強くななければならない. そのためスカラー勾配を局所的に増大するには流れが stretching されることが必要で, そのような物理的な側面からもこれら生成項の分布は妥当であると考えられる. これら生成項の統計的な性質や渦構造とのより具体的な関連については今後より詳細に検討するが, これら指標はこれまでに知られている噴流混合の物理的な特性と整合することから, これら指標により局所的な混合状態を把握できると考えられる.

4. 結 論

制御した噴流の DNS データベースを用いてスカラー濃度を用いた混合指標について検討し以下の結論を得た.

1. 中心軸速度分布, 噴流幅, 乱流強度の分布について検討した結果, これらの簡易な指標は混合状態の目安を与えるが, 軸対称噴流をもとに考えられた基準であるのでフラッピング励起のように傾向が逸脱する場合, 特異なデータを示し, 混合性能を定量的に比較するにはこれらの指標は十分でない.

2. スカラー濃度による混合指標として統計エントロピーと混合パラメータについて検討した結果, 両者は混合指標としての類似の特性を示し, 異なる噴流間の混合性能に優劣をつけることができる。
3. スカラー濃度による混合指標の成分の空間分布を可視化した結果, 混合指標は渦構造との関連が強く, それらの輸送方程式から導かれる生成項の分布も定性的に妥当であることから, 混合指標の成分により局所的な混合状態を把握することができる。
- (14) Suto, H., Matsubara, K. and Kobayashi, M., Direct Numerical Simulation of Spatially Developing Round Jet, *Trans. JSME, Ser. B*, **68**-667 (2002), pp.141-148 (in Japanese).
- (15) Ninomiya, N. and Kasagi, N., Turbulence Statistics in the Self-Preserving Region of an Axisymmetric Free Jet, *Trans. JSME, Ser. B*, **59**-561 (1993), pp.1532-1538 (in Japanese).
- (16) Urbin, G. and Metais O., Large-eddy simulations of three-dimensional spatially-developing round jets., *In Direct and large-eddy simulations II*, P.R. Cholle, J.P.Voke and L. Kleiser, Kluwer: Dordrecht (1997), pp. 539-542.

文 献

- (1) Shakouchi, T., Jet Flow Engineering - Fundamentals and Application-, Morikita Pub. Co., Ltd.(2004)(in Japanese).
- (2) Reynolds, W. C., Parekh, D. E., Juvet, P. J. D. and Lee, M. J. D., Bifurcating and Blooming Jets, *Annu. Rev. Fluid Mech.* (2003), pp.295-315.
- (3) Hilgers, A. and Boersma, B. J., Optimization of turbulent jet mixing, *Fluid Dyn. Res.* **29** (2001), pp.345-368.
- (4) Silva, C. B. and Metais, O., Vortex control of bifurcating jets: A numerical study, *Phys. of Fluids* **14** (2002), pp.3798-3819.
- (5) Tsujimoto, K., Shakouchi, T. Sasazaki S and Ando, T., Direct Numerical Simulation of Jet Mixing Control Using Combined Jets, *JSME Int. J. Ser. B* **49**-4 (2006), pp.966-973.
- (6) Chikahisa, T., Yuyama, R. and Hishinuma, Y., A Method for Analyzing Heterogeneity Degree in Diffusion Process, *Trans. JSME, Ser. B*, **67**-658 (2001), pp.1563-1570.
- (7) Goto, S., Turbulent Mixing and Diffusion as a Role of Coherent Structures, *J. Japan Soci. Fluid Mech.*, **23**-3 (2004) pp.171-180.
- (8) Everson, R., Manin, D. and Sirovich, L., Quantification of Mixing and Mixing Rate from Experimental Observations, *AIAA J.* **36** (1998), pp.121-127.
- (9) Lele, S. K., Compact finite difference schemes with spectral-like resolution, *J. of Comp. Phys.* **103** (1992), pp.16-42.
- (10) Hussain, A. K. M. F. & Zaman, K. B. M. Q., *Phys. Fluid* **10** (1998), pp.899-909.
- (11) Tseng, Y. and Ferziger, J. H., Effects of Coastal Geometry and the Formation of Cyclonic/Anti-Cyclonic Eddies on Turbulent Mixing in Upwelling Simulation, *J. Turbulence* **2** 014 (2001), pp.1-23.
- (12) Roshko, A., Structure of Turbulent Shear Flows : A New Look, *AIAA J.* **14** (1976), pp.1349-1357.
- (13) Boersma, B. J., Brethouwer, G. and Nieuwstadt, F. T. M., A numerical investigation of the effect of the inflow conditions on the self-similar region of a round jet, *Physics Fluids* **10** (1998), pp.899-909.