

221

ウェーブレット多重解像度を用いた凝縮噴流の温度分布解析

木村元昭[○] (日大理工) 武居昌宏 (日大理工) 程谷幸平 (日大理工院)
斉藤兆古 (法政大工) 堀井清之 (白百合女子大) 斎間 厚 (日大理工)

Study on Temperature Distribution of Condensation Jets using Wavelets Multiresolution

Motoaki KIMURA, Masahiro TAKEI, Kohei HODOYA,
Yoshifuru SAITO, Kiyoshi HORII, Atushi SAIMA

Abstract

This experimental study aims at investigating temperature distribution of condensation jets in the free shear layer using wavelets multiresolution. Cold dry air is discharged from a round nozzle of 10 mm in diameter into the high humidity environment. For temperature measurement, the fine thermo couple is used. It is observed from the visualization photograph using laser light sheet method that condensed particles exist around the free shear layer. From the measurement the particle increase and spreads toward surroundings as the humidity rises. The dominant temperature boundary and the mean component outside boundary were provided from wavelet separation images. These boundaries were compared with the temperature distribution provided from the experimental result.

Key words: Visualization, Discrete Wavelets Transform, Jet Diffusion, Condensation

1. 緒言

凝縮は一般的に、断熱膨張や混合により、過飽和状態の飽和蒸気が冷却されて生成される。例えば現在まで、断熱膨張による凝縮の研究については、クラウドチャンバー内の凝縮メカニズム¹⁾、翼面近傍の遷音速流れ²⁾、ラバルノズル内の高速流体中に生じる凝縮流れが主に研究されてきた³⁾⁴⁾。一方、混合による凝縮の研究については、冷却乾燥空気と高湿度空気との混合で生じる凝縮噴流が主に研究され、凝縮粒子と乱流構造の関係をモデル化して乱流強度が検討された⁵⁾。筆者らは混合による凝縮噴流の一例として、冷却乾燥空気がノズルより高湿度雰囲気へ噴出された場合について、凝縮噴流の画像情報をウェーブレット処理することにより、噴流拡散に関する詳細な解析の可能性について提案した⁶⁾。

ウェーブレット画像処理は、時間空間情報を残したまま周波数特性を得ることができる特徴抽出手段であり⁷⁾、流体工学分野の画像における乱流構造の解析に用いられている。例えば、筆者らは離散ウェーブレットの特徴のひとつである正規直交系の多重解像度解析を噴流画像の解析に適用し⁸⁾、LiらはロブジェクトのLIF画像から、乱流構造のマルチスケールの可視化が報告されている⁹⁾。

本研究では、冷却乾燥空気が円形ノズルより高湿度雰囲気へ噴出されたとき、ノズル近傍より発生する凝縮粒子の2次元画像を、離散ウェーブレット多重解像度に分解し、その凝縮粒子濃度の平均値成分と変動成分との分離を行い、凝縮噴流構造のより詳細な可視化を行うことを目的としている。さらに、凝縮噴流の温度分布を考察することにより、その妥当性の検討を行うことも目的としている。

2. 実験

2.1 実験装置・方法・条件

実験装置は冷却乾燥空気を生成供給する部分、周囲雰囲気の高湿度空気を生成供給する部分、および、計測部からなる。冷却乾燥空気は圧縮機より空気を活性化アルミナ型乾燥機に供給して乾燥させ、フィルタにより $0.01\mu\text{m}$ 以上の粒子を除去し、冷却装置により冷却して $d=10.0\text{mm}$ の円形ノズルから計測部に噴出した。その噴出温度 T_0 は 0°C 、噴出速度 U_0 は 4.5m/s とした。一方、周囲雰囲気の高湿度空気を生成供給する部分では、圧縮機からの空気を2点温度法により所望の温度・湿度に設定して高湿度空気を生成し、整流格子を通して、計測部に供給した。この高湿度雰囲気温度 T_e は 40°C とし、その相対湿度 ϕ は100%および90%である。さらに、比較のため、通常空気雰囲気へ前述の冷却乾燥空気を噴出し、凝縮粒子が発生しない単相噴流を用いた実験も行った。計測部は一辺が 300mm の正方形断面、長さ 500mm の透明アクリル製で、上部から高湿度空気を供給し、下部は大気に解放してある。測定部の長さは十分であり、計測部内部の雰囲気は、ノズル出口付近においては、一定であると考えられる。座標系は、噴流の流れ方向の計測軸を z 、流れと直角方向の計測軸を r とした。凝縮噴流画像の取得方法は、アルゴンイオンによるレーザーライトシート法を用いて、噴流内のシード凝縮粒子を可視化し、デジタルカメラにより1.0秒間の露光により、噴流画像を取得した。比較対照のための凝縮噴流の温度分布は、直径 $50\mu\text{m}$ のクロメル・アルメル熱電対を用いて測定した。

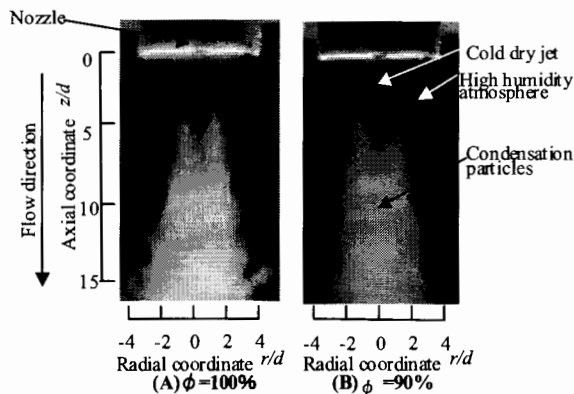


Fig.1 Original image of condensation jets.

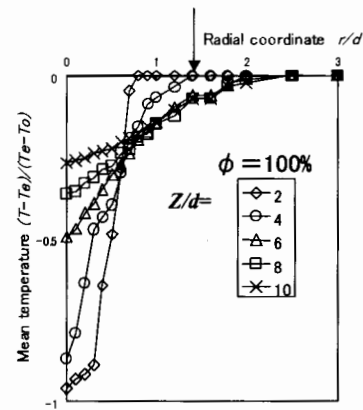


Fig.2 Mean temperature distribution.

2. 2 実験結果

Fig.1 はレーザーライトシート法による凝縮噴流の可視化画像である。視野は流れ方向に $z/d=0$ から $z/d=15$ 、半径方向に $r/d=\pm 4$ である。Fig.1 より、凝縮噴流においては周囲雰囲気中の相対湿度が $\phi=100\%$ から $\phi=90\%$ と低くなると噴流半径方向の凝縮領域が減少することが分かる。

Fig.2 は熱電対を用いて測定した 1.0 秒間の平均温度分布であり、ここでは $\phi=100\%$ のみを示す。縦軸はその平均温度 T を $(T-T_e)/(T_c-T_e)$ として無次元化した。噴流拡散と凝縮により噴出時の温度 $T_0=0^\circ\text{C}$ から周囲温度 $T_e=40^\circ\text{C}$ に変化する様子がわかる。 $z/d=4$ より下流側では凝縮噴流の温度分布は単相噴流に対して高い傾向にある。平均温度分布では、 $z/d=4, 6, 8, 10$ と下流になるに従い、凝縮噴流温度が露点温度に相当する周囲温度に等しくなる半径位置 ($z/d=4$ の場合のみ) で示してある)は、 $r/d=1.4, 2.0, 2.5, 3.0$ と噴流外側に移動する。

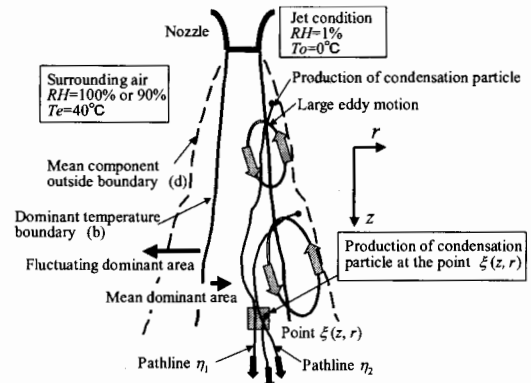


Fig.3 Physical model of submerged condensation jet.

3. ウェーブレットによる多重解像度分解

3. 1 分解方法

二次元の離散ウェーブレット変換は $S = W_n X W_m^T$ で表せ、 X は $n \times m$ ピクセルの要素から成る元画像、 W_n は $n \times n$ のアナライジングウェーブレット行列、 W_m^T は $m \times m$ の転置行列、 W_m は $m \times m$ のアナライジングウェーブレット行列を示す。また S は、ウェーブレットスペクトラムを示す。離散ウェーブレット逆変換は $X = W_n^T S W_m$ で表される。アナライジングウェーブレットに、Daubechies 関数などの正規直交系を用いた場合、多重解像度は、 $X = W_n^T S W_m = W_n^T S_0 W_m + W_n^T S_1 W_m + W_n^T S_2 W_m + W_n^T S_3 W_m$ のように、レベル 0 の $W_n^T S_0 W_m$ からレベル 3 の $W_n^T S_3 W_m$ のように、低レベルから高レベルまでに分解することができる。本研究においては、アナライジングウェーブレットとして、16 次の Daubechies 関数を用いた。そのウェーブレット係数は 16 個の係数からなり、このウェーブレット係数からなる基本波に対して、そのスケール変換および空間シフトを行い、多数のスケールおよび空間が異なる波形から構成されるアナライジングウェーブレットを用いて、入力波形を変換する。本報では空間のデータ個数 256×512 個の画像データ ($8d \times 16d$, d : ノズル直径) を対象としており、アナライジングウェーブレットとして 16 次の Daubechies 関数を用いた場合、その多重解像度のウェーブレットレベルは、レベル 0 からレベル 6 まで分解できる。各レベルは、入力画像に対して、周波数帯域を通過させる一種のフィルタリングの役割を果たす。

3. 2 凝縮噴流画像における仮定と分離画像

実験で得られた凝縮噴流画像について物理的な仮定を設け、ウェーブレット多重解像度により、平均値成分画像と変動値成分画像とに分離する。Fig.1 の凝縮噴流画像において、冷却乾燥噴流が高湿度雰囲気内に噴出すると、冷却乾燥噴流はエントレインメントにより、高湿度雰囲気は噴流内に取り込み露点まで温度を低下させる。その時、自由せん断層においては、フィルタを通過した冷却乾燥雰囲気中の $0.01 \mu\text{m}$ より小さい微小粒子が核となり、凝縮核が形成される。

本研究においては、この凝縮噴流画像の考察を簡易化するために、「核成長率」を無視し、凝縮核は凝縮粒子に瞬時に成長し、その凝縮粒子の発生個数は、その場所の温度に依存する」と仮定する。この仮定のもとに、Fig.1 の凝縮噴流画像をモデル的に示すと Fig.3 となる。ここで、後述する温度支配境界位置を実線(b)で示し、この境界内では平均温度成分が支配的であり、境界外では変動温度成分が支配的と考える。また、最外周位置を点線(d)で示し、これより外周域には凝縮粒子は存在しない。冷却乾燥噴流はエントレインメントにより高湿度雰囲気と混合し、自由せん断層内で凝縮粒子が生成され噴流により下流に輸送される。Fig.3 において、凝縮噴流画像内の代表的な 1 点 $\xi(z, r)$ に着目する。 $\xi(z, r)$ 点の輝度は、その点で発生した凝縮粒子と、その点の上流側で発生した凝縮粒子が ξ 点を通じた流跡線 η との露光時間 t_ξ 秒間の積算値である。すなわち、Fig.1 の凝縮噴流画像の輝度 $C(z, r)$ は、

$$C(z, r) \approx k(N_\xi t_\xi + \eta_\xi) \quad (1)$$

とおける。ここで、 V_ξ は 1 ピクセル・1 ピクセル・1 mm の体

積、 k は CCD カメラの輝度に関する定数、 η_n は ξ 点を t_1 秒間に通過した流跡線の数である。 J は単位時間、単位体積当たりの核生成率で、Volmer の理論²⁾より、

$$J(T) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_{\infty} m^{-1.5} \frac{\rho_v^2}{\rho_c} \exp\left(-\frac{16\pi}{3} \frac{\sigma_{\infty}^3}{m \rho_c^2 R^3 T^3 \ln^2(S)}\right) \quad (2)$$

で表され、その単位は個数である。ここで、 σ_{∞} は凝縮粒子の平面表面張力、 m は水蒸気の分子量、 ρ_v は水蒸気密度、 ρ_c は凝縮粒子密度、 R は水蒸気の気体定数、 T は絶対温度、 S は外周雰囲気相の相対湿度、

$$S = \frac{p'_v}{p'_v(T)} \quad (3)$$

であり、 p'_v は水蒸気分圧、 $p'_v(T)$ は飽和蒸気分圧である。

この式(5)において、凝縮噴流画像の輝度 $C(z,r)$ は、

$$\begin{aligned} C(z,r) &= \overline{C(z,r)} + c'(z,r) \\ &= k(\overline{JV_{\xi}t_1 + \eta_n}) + k(J'V_{\xi}t_1 + \eta'_n) \end{aligned} \quad (4)$$

のように、平均値成分と変動成分とに分解できる。つまり、凝縮噴流の凝縮粒子濃度は、 ξ 点における平均核生成率、 ξ 点上流側における平均核生成率、 ξ 点における核生成率の変動成分、および、 ξ 点上流側における核生成率の変動成分に依存する。

次に、以上の凝縮噴流モデルを考慮に入れて、Fig.1 の凝縮噴流画像を、平均値成分画像と変動値成分画像とに分離する。その分離に関して、空間波長 $2d=20.0$ mm を、平均値成分画像と変動値成分画像との閾値とすれば、 $\overline{C(z,r)}$ はウェーブレットレベルの 0 と 1 との低周波成分の和に相当し、 $c'(z,r)$ はウェーブレットレベルの 2 から 6 までの高周波成分の和に相当する。Fig.4(A) は Fig.1 の凝縮噴流画像の平均値成分画像、Fig.4(B) はその変動値成分画像を示したものであり、低い輝度を黒色、高い輝度を白色とし、10 段階のコンターグレースケールで表示してある。また、Fig.1 における $z/d=0\sim 10$ および $r/d=0\sim 4$ の範囲のみを表示してある。

4. 考察

Fig.5 は Fig.4(A) 相対湿度 $\phi=100\%$ の平均値成分画像において、 $z/d=4, 6, 8$ および 10 のみの半径方向の輝度分布を示したものである。この図より輝度分布変化率が零になる最外周部の半径位置は $z/d=4$ のとき $r/d=2.0$ 、 $z/d=6$ 、 $z/d=8$ および $z/d=10$ と z/d が増加するに従って、その最外周位置は $r/d=2.4$ 、 $r/d=3.0$ および $r/d=4.0$ と外側に移動していく。

Fig.6 は Fig.4(B) 相対湿度 $\phi=100\%$ の変動値成分画像において、 $z/d=4, 6, 8$ および 10 のみの半径方向の輝度分布を示したものである。この図より $z/d=4$ のときのピークの位置は $r/d=1.59$ であり、 $z/d=6$ 、 $z/d=8$ および $z/d=10$ と z/d が増加するに従って、そのピークの位置は $r/d=2.17$ 、 $r/d=2.52$ および $r/d=3.05$ と外側に移動していく。このピーク位置は平均温度支配領域と変動温度支配領域との半径方向の境界値に相当するものである。

Fig.7 は、Fig.2 から求めた凝縮噴流と単相噴流との平均温度差分布、ならびに、その変動温度成分を示した図である。ここで、 T_c は凝縮噴流の温度、 T_s は単相噴流の温度である。凝縮噴流の自由せん断層において、Fig.7 の平均温度差分布と、Fig.5 と Fig.6 の平均値・変動値成分画像の輝度分布とを比較する。

この Fig.7 においては、前記 Fig.2 における露点温度に達した半径位置(以下、露点位置と呼ぶ)(a)、Fig.6 における

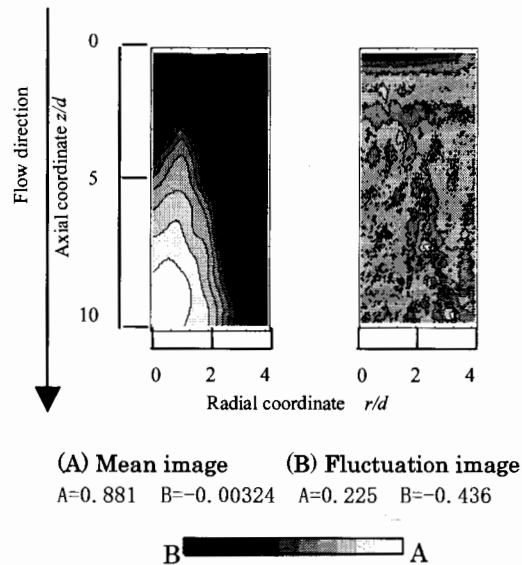


Fig.4 Mean images and fluctuation images decomposed from condensation original images

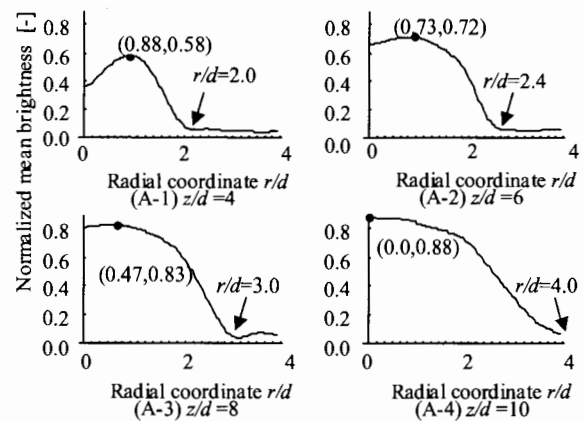


Fig.5 Normalized mean brightness distribution at low wavelets level.

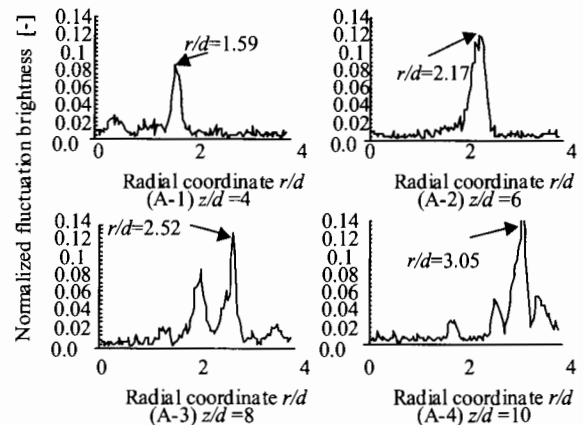


Fig.6 Normalized fluctuation brightness distribution at high wavelets level.

温度支配境界位置(b)、この Fig.7 からわかる凝縮噴流の平均温度が単相噴流のそれと等しくなる半径位置(以下、周囲温度到達位置と呼ぶ)(c)、および、Fig.5 における最外周位置(d)が記されている。この Fig.7 から温度支配境界位置(b)は、露点位置(a)よりも半径方向外側に位置し、周囲温度到達位置(c)よりも内側に位置している。さらに、最外周位置(d)は、ノズル近傍の $z/d=4$ までは周囲温度到達位置(c)とほぼ同じ位置であるが、下流側の $z/d=8$ から 10 では最外周位置(d)は周囲温度到達位置(c)の外側に位置している。

温度支配境界位置(b)が、露点位置(a)よりも外側に位置する要因は次のように考えられる。露点位置(a)は露点温度に達する時間平均的な位置を示すが、実際には自由せん断層内で生じる組織的構造による間欠的流れの変動が存在する。したがって、高湿度周囲空気と冷却噴出空気との混合過程において、露点位置(a)より外側でも、間欠的に露点温度以下に達し凝縮粒子が生じる。また、温度支配境界位置(b)が、周囲温度到達位置(c)よりも内側に位置する要因は、温度支配境界位置(b)よりも外側の領域では、間欠的な凝縮粒子の生成により凝縮熱が間欠的に放出され、その領域は周囲温度到達位置(c)まで達するからである。さらに、最外周位置(d)が周囲温度到達位置(c)とほぼ同じ位置、または、外側に位置する要因は、次のように考えられる。式(2)より、Fig.7 において周囲温度到達位置(c)より外側では、凝縮粒子の生成はありえない。しかし、上流で発生した凝縮粒子が自由噴流内の渦構造に誘導され、その下流において外周部に輸送された結果、その凝縮粒子の流跡線が画像上に記録されたと考えられる。

以上の考察より、ウェーブレット分離画像から得られた温度支配境界位置、および、最外周位置が、実験結果と比較して、定性的に妥当であることが確認された。

5. 結論

冷却乾燥空気を円形ノズルより高湿度雰囲気中に噴出し、その凝縮噴流の2次元画像をウェーブレット多重解像度により、平均値成分画像と変動成分画像とに分離した。その結果次のことが明らかとなった。

- (1) 分離された変動値成分画像から温度支配境界位置を求め、その位置が露点温度に達した半径位置(露点位置)よりも外側に位置し、平均温度分布が噴流中央部温度から周囲温度に到る半径位置(周囲温度到達位置)よりも内側に位置した。これは、自由せん断層内で生じる組織的構造による間欠的流れの変動が存在し、露点位置より外側でも、間欠的に露点温度以下に達し凝縮粒子が生じたからである。
- (2) 分離された平均値画像から得られた最外周位置は、ノズル近傍では周囲温度到達位置とほぼ同じ位置であるが、より下流側では、最外周位置は周囲温度到達位置の外側に位置した。これは、周囲温度到達位置より外側では、その場所における凝縮粒子の生成はありえないが、より下流側では上流で発生した凝縮粒子が自由噴流内の渦構造に誘導され、その下流において外周部に輸送された結果、凝縮粒子の流跡線が画像に記録されたからである。

謝辞

本研究を行うに当たり、日本大学理工学部平成13年度学術賞研究費により実験解析が進められたことに謝意を

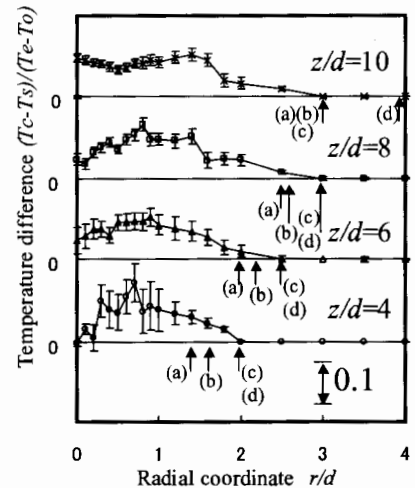


Fig. 7 Mean temperature distribution in radial-wise ($\phi = 100\%$).

表します。また、ケーピーイー(株)斎藤誠氏、日本大学理工学部機械工学科木村研究室の松村雅義、岩垂裕司両君に感謝致します。更に、有益なご助言を頂いた九州工業大学の趙耀華助教授、米国 Purdue University の Dr. Karen Vierow に謝意を表します。

参考文献

- 1) Delale, C. F., Muijtens, M. J. E. H. and Van Dongen, M. E. H. : Asymptotic Solution and Numerical Simulation of Homogenous Condensation in Expansion Cloud Chambers, *J. Chem. Phys.* Vol. 105, No. 19 (1996) pp. 8804-8821.
- 2) Schnerr, G. H. and Dohrmann, U. : Transonic Flow Around Airfoils with Relaxation and Energy Supply by Homogenous Condensation, *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 7 (1990) pp. 1187-1193.
- 3) Schnerr, G. H., Bohning, R., Breitling, T. and Jantzen, H. A. : Compressible Turbulent Boundary Layers with Heat Addition by Homogenous Condensation, *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 5 (1992) pp. 1284-1289.
- 4) Hill, P. G. : Condensation of Water Vapor during Supersonic Expansion in Nozzles, *J. Fluid Mech.* Vol. 25, Part 3 (1966) pp. 593-620.
- 5) Vatazhin, A. B., Klimenko, A. Y., Lebedev, A. B. and Sorokin, A. A. : Effect of Turbulent Fluctuations on Homogeneous Condensation in a Turbulent Isobaric Submerged Jet, *Fluid Mechanics-Soviet Research*, Vol. 20, No. 2 (1991) pp. 1-11.
- 6) Kimura, M., Takei, M., Vierow, K., Saito, Y., Horii, K., and Saima, A. : Fluctuation Component Decomposition of Condensation Jet Image Using Wavelets, *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, Vol. 8, (2001) pp. 149-164.
- 7) 例えば、新島耕一：ウェーブレット画像解析，科学技術出版。
- 8) Li, H., Takei, M., Ochi, M., Saito, Y. and Horii, K. : Application of Two-dimensional Orthogonal Wavelets to Multiresolution Image Analysis of a Turbulent Jet, *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 42, No. 137 (1999) pp. 120-127.
- 9) Li, H., Hu, H., Kobayashi, T., Saga, T. and Taniguchi, N. : Visualization of Multi-scale Turbulent Structure in Lobed Mixing Jet Using Wavelets, *Journal of Visualization*, Vol. 4, No. 3 (2001) pp. 231-238.