

# 平面乱流噴流の組織的構造の数値シミュレーション

Numerical Simulation of Organized Structures in Plane Turbulent Jet Flow

戴 毅\*・小林 敏雄\*

Yi DAI and Toshio KOBAYASHI

## 1. はじめに

噴流はその安定性における理論解析を行う時に、流れ方向周期条件を用いる時間発達流として取扱われる場合が多い。しかし、実在の平面乱流噴流では乱れの線形、非線形相互作用による組織渦構造の空間発達が顕著であるため、空間発達する平面乱流噴流の数値シミュレーションを行うことが望まれている。

本論文では、空間発達平面乱流噴流の Large Eddy Simulation (LES) を行い、その流れの構造特徴を示す。

## 2. 計算手法

### 2.1 基礎方程式

LES 基礎方程式となる Filtered Navier-Stokes 方程式は、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( p + \frac{2}{3} q \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \nu \nabla^2 \bar{u}_i \quad \text{in } \Omega \quad (1)$$

となる。ここで、 $\bar{u}_i$  は  $i$  方向の速度成分、 $p$  は圧力を示す。式中においてモデリングされる必要のある SGS 応力成分  $\tau_{ij}$  は

$$\tau_{i,j} = (\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j) - \frac{2}{3} \delta_{ij} q \quad (2)$$

$$q = \frac{1}{2} (\bar{u}_k \bar{u}_k - \bar{u}_k \bar{u}_k) \quad (3)$$

と表せる。 $\tau_{ij}$  は Smagorinsky 渦粘性近似モデル ( $C_s = 0.12$ ) を用いて求められる。

Filtered Continuity 方程式は

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (4)$$

となる。さらに、Dirichlet 型の境界速度においては全域質量保存則に制約される。

$$\int_{\partial \Omega} \bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (5)$$

### 2.2 数値離散法

空間離散法については、Schumann (1975) の Staggered 格子における体積平均化 LES 公式を採用した。平面乱流噴流の下流領域で低周波数の Flapping 運動が存在し、有効的な統計量を取るためには充分長時間の時間積分が必要である。よって、時間離散法については、累積誤差が少なくかつ安定性が優れる低記憶容量三次精度 Runge-Kutta 時間積分スキームを採用した (Williamson 1980)。圧力解法についても高精度低記憶容量のテンソル積法 (直接法) を用いた (Dai 1993)。圧力境界条件は Staggered 格子の境界セルで連続の式を満たす continuity 型圧力境界条件を適用した。この境界条件は従来 Staggered 格子において、境界面で課される Neumann 型圧力境界条件と等価であるが、境界での取扱いが簡略化されるため、Neumann 型圧力境界条件より有利であることがわかる (戴, 小林, 1992)。

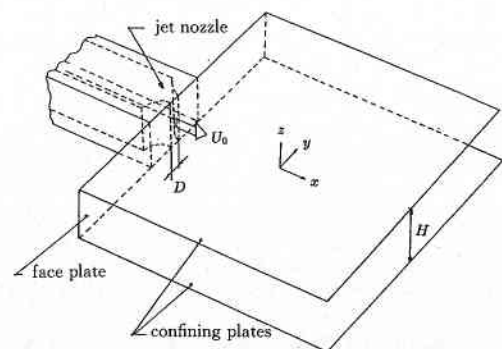


Fig 1. Computation domain of plane turbulent jet flow

\*東京大学生産技術研究所 第2部

## 研 究 速 報

## 2.3 境界条件

図1に示されている計算領域の噴流の入り口での平均速度  $U_j$  と変動成分  $u'_j$  は次のように与えられている。

$$U_j(y) = \left[ 1 - \left( \frac{y}{0.5} \right)^8 \right] \quad (6)$$

$$u'_j = U_j(y) \sum_{i=1}^3 A_i \sin(2\pi St_i t) \quad (7)$$

変動成分においては、振幅  $A_i = 0.002$ , Strouhal number  $St_i = 0.34, 0.46, 0.52$  は Thomas (1986) の実験条件と合わせるものである。

流出境界条件においては、著者らは平面乱流噴流の発達乱流領域での反対称組織渦構造の Flapping 運動において主流による対流効果が卓越的であると判断した上、渦構造が順調に流出境界を通過できる粘性対流流出境界条件を構築し (Dai, et al, 1993), 空間発達する平面乱流噴流の LES に適用した。

Span 方向には周期境界条件を用いた。

## 3. 計 算 条 件

計算領域の大きさ  $XL \times YL \times ZL$  は  $30D \times 40D \times 6D$  であり、 $D$  は平面噴流の噴出口の幅を示す。噴出口近傍のせ

ん断層を解像できるための非等間隔メッシュ ( $x$ - $y$  平面) を採用した。  $y$  方向に最小格子間隔は  $0.04D$  であり、  $x$  方向の最小格子間隔は  $0.1D$  である。 Span 方向には等間隔メッシュを用いた。 格子数は  $200 \times 150 \times 44$  であり、各方向に四つの dummy セルが設置されている。 噴出口の最大速度と  $D$  に基づくレイノルズ数  $Re$  は  $6000$  である。 無次元時間刻みは  $\Delta t = 0.08$  であり、 CFL 条件数は  $1.0$  となり、三次精度 Runge-Kutta 時間積分スキームの CFL 安定条件の  $1.73$  より小さく設定され、対流項の計算精度を保証するためである。

## 4. 計 算 結 果

写真1-6は約12000ステップの瞬時計算結果を示している。 平均量はその次の4096ステップ (無次元時間: 約328) のデータによって計算されるものである。

写真1には  $x$  方向の中心断面 ( $x$ - $y$ ) での噴出口近傍の速度場を示してある。  $x < 5-7$  の領域では噴流中心に対称的な渦対が現れている。  $x > 5-7$  の領域に入ると、対称性を持つ秩序性が崩壊され、渦構造が非対称になって、さらに下流領域に行くと、カルマン渦の様な反対称構造になることが図2の時間-空間相関係数  $C_u(\Delta y, \tau)$  によって容

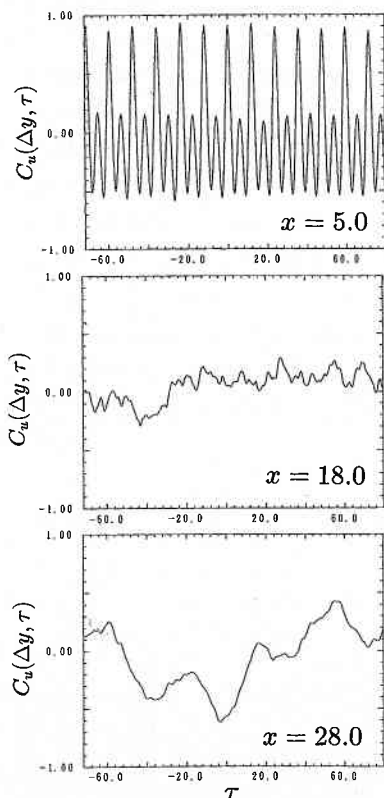


Fig 2. Spatial-time cross correlation coefficient  $C_u(\Delta y, \tau)$

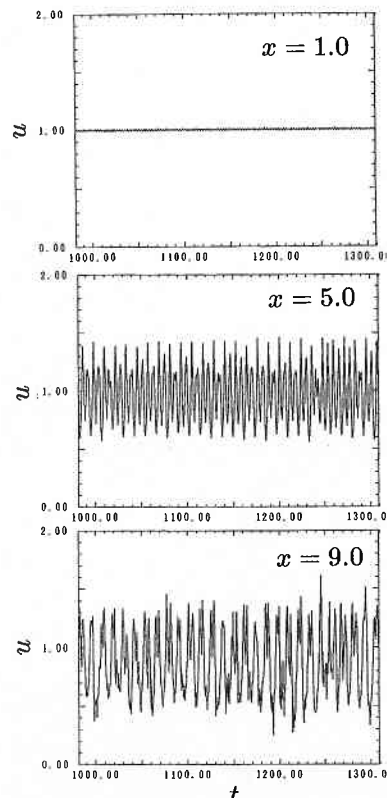


Fig 3. Variation of u-component on center line

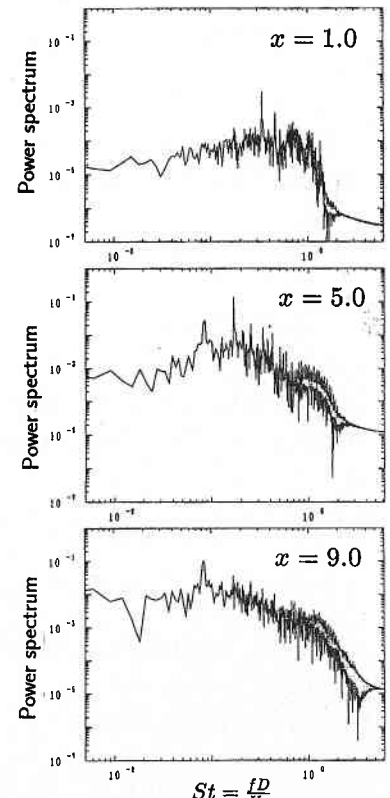


Fig 4. Power spectrum of u-component on center line

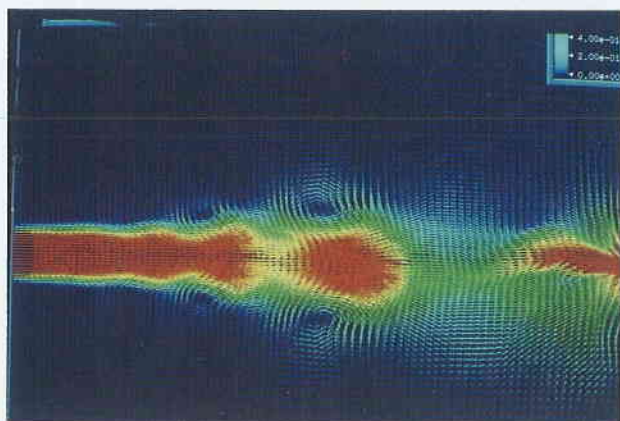


Photo 1. Velocity vector on x-y section

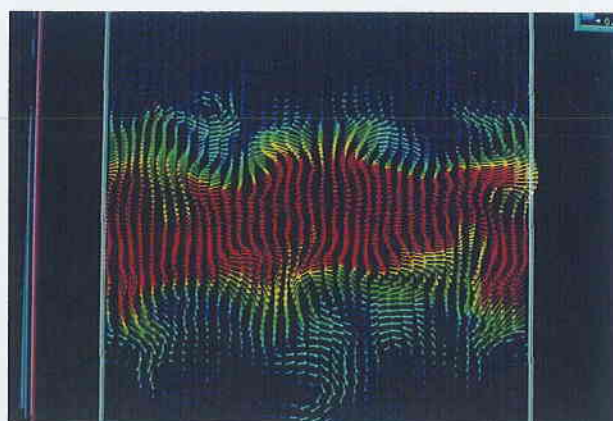


Photo 4. Velocity vector on y-z section

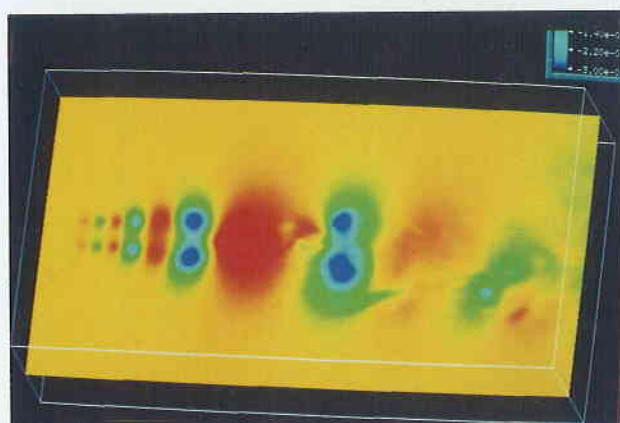
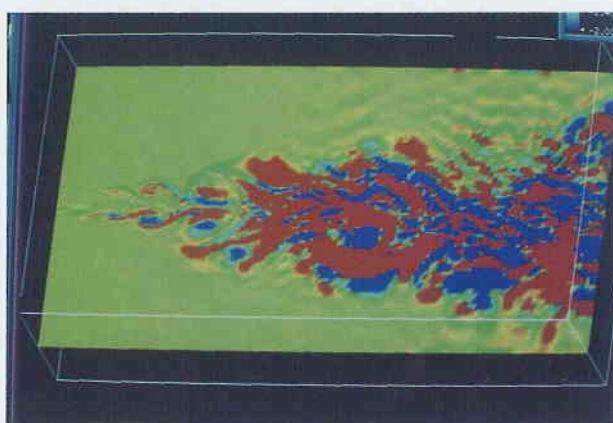
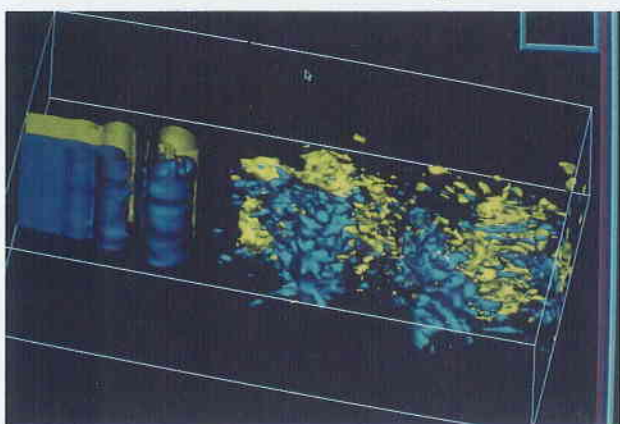


Photo 2. Pressure distribution x-y section

Photo 5. Distribution of Vorticity in x-direction  $\omega_x$ Photo 3. Iso-surface of Vorticity in z-direction  $\omega_z$ Photo 6. Iso-surface of Vorticity in x-direction  $\omega_x$ 

易にわかる。  $\Delta y$  は噴流中心線に離れる 2 点 ( $y=b, y=-b$ ) の間の距離である。  $b$  は速度の半値幅である。図 2 に示されるように時間のずれがないとき ( $\tau=0$ )、噴出口近傍位置  $x=$  では正値の相関係数を持ち (対称性)、下流領域の位置  $x=$  では負値を示している (反対称性)。中間領域の位置では相関係数の分布の規則性が現れていない。噴出口近傍の流れのようすは写真 2 の断面圧力分布にも示されて

いる。

噴出口近傍領域での噴流中心線上の  $u$  成分時系列とその周波数特性はそれぞれ図 3 と図 4 に示している。スペクトルのピーク周波数は流れ方向に沿って、倍増していることがわかる。これは渦構造の合体現象と対応している。

写真 3 は Span 方向の渦度  $\omega_z$  の等値面を示している。Span 方向に準周期的な rib 構造が現れている。また、2

## 研 究 速 報

次元, 対称的渦構造から強い3次元, 非対称的渦構造への移行は漸進的な過程ではないことが示されている。

写真4は  $x=13.0$  の  $(y-z)$  断面の速度分布を示している。流れ方向の渦対が顕著に現れ, 平面乱流噴流の3次元特性を示している。

写真5は  $x-y$  断面での流れ方向渦度  $\omega_x$  分布を示している。 $\omega_x$  は噴出口に起源を持ち, 組織的構造を持っている。下流方向に行くと,  $\omega_x$  は増大されることがわかる。その組織的構造の立体的模様が写真6 ( $\omega_x$  の等値面) に示される。このような構造の存在は平面乱流噴流の実験で発見されたという記録はなく, 今回のLESによって初めて見られた現象である。この構造の発生のメカニズムと噴流の層流から乱流への遷移に対する役割などは今後の研究課題となる。

## 5. ま と め

空間発達する平面乱流噴流のLESを行い, 流れの組織的渦構造を可視化し, 平面乱流噴流の空間発達特性を示した。特に, 初期領域での層流から乱流への発達は poten-

tial 領域の終点近傍で比較的急激に発生する可能性があることを示した。また, 初期領域で  $\omega_x$  に関する組織的構造が可視化され, 平面噴流の遷移現象に及ぼす影響などの解明が必要であると指摘した。

本論文における大規模数値シミュレーションはスバル研究所小森谷徹氏の協力によって当所のFujitsu VP-2600計算機で行われたものであり, ここで深く感謝の意を表します。  
(1993年12月9日受理)

## 参 考 文 献

- 1) Williamson, J. H., *J. Comp. Phys.*, 35, p 48, 1980.
- 2) 戴, 小林, 機械学会第69期通常総会講演会, Vol. B, pp 311-313, 1992, 4.
- 3) Dai, Y., Kobayashi, T. and Taniguchi, N., *Proceeding of 5th Inter. Symp. on CFD*, Sendai, Japan, 1993.
- 4) Dai, Y., Kobayashi, T. and Taniguchi, N., submitted to *Int. J. of JSME*, 1993.
- 5) Schumann, U., *Comp. Phys.*, 18, (1975), p 376.
- 6) Thomas, F.O. and Goldschmidt, V.W., *J. Fluid Mech.*, 163, p 227, 1986.