混合遷移を伴う空間発展乱流混合層の構造解明*

宮内 敏雄^{*1}, 店橋 護^{*1}
鈴木 基啓^{*2}, 徳田 仁^{*3}Structure Analysis of Spatially Developing Turbulent Mixing Layer
with Mixing TransitionToshio MIYAUCHI, Mamoru TANAHASHI,
Motohiro SUZUKI and Shinobu TOKUDA

Direct numerical simulation of a three-dimensional spatially developing turbulent mixing layer with mixing transition was conducted to investigate the structures of the mixing layer and the budgets of the transport equations of kinetic turbulent energy and Reynolds stresses. In the transport equation of (2, 2) component of Reynolds stress, the pressure diffusion term has a large value compared with the other terms, whereas it is very small in the budgets of (1, 1) and (3, 3) components. These results suggest that the model for the pressure diffusion term is very important for predicting turbulent flows with high accuracy. The influence of structures in the turbulent mixing layer on the budgets was also discussed. The production of kinetic turbulent energy and Reynolds stresses is governed by large-scale structures and streamwise vortices even after the transition. However, the dissipation of kinetic turbulent energy after the transition is dominated by small-scale vortex tubes in large-scale structures and streamwise vortices in the braid regions. The dominant structure for the transport mechanism and the redistribution mechanism of turbulent energy change from large-scale structures to small-scale vortices with mixing transition.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Numerical Analysis, Direct Numerical Simulation, Transition, Turbulent Flow, Shear Flow

1. 緒 論

乱流混合層は、燃焼器における燃料と空気の混合など多くの工業装置において観察される一般的な混合形態であり、その流体力学的特性を解明することは工学上非常に重要な課題となっている。この乱流混合層中には、Kelvin-Helmholtz不安定性に基づく2次元的な大規模渦構造(roller)⁽¹⁾とその中間領域(braid領域)において形成される3次元的な縦渦構造(rib)⁽²⁾が存在し、これらの構造が混合層の発達および拡散、混合などの乱流場の諸特性を支配していることが明らかにされている。

また、近年のコンピュータ技術の発達に伴い大型計算が実行可能となり、上述のような組織的構造に加えて、小規模渦に関する研究も行われてきている。Moser & Rogers⁽³⁾⁽⁴⁾は、DNSによる混合遷移に関する研究において、大規模渦構造の合体とrib構造の相互作用により小規模渦が出現することを報告している。

また、Tanahashi & Miyauchi⁽⁵⁾は、混合遷移期において出現する大規模構造内の小規模渦とbraid領域におけるrib構造が、渦中心に散逸を伴わないvortex tubeとして発達することを示している。しかし、混合遷移機構の詳細はいまだ明らかにされていない。

そこで、本研究では、著者らが2次元場に対して提案した流入・流出境界条件⁽⁶⁾を3次元場に拡張することにより混合遷移を伴う空間発展乱流混合層の直接数値計算を行い、乱流エネルギーおよびReynolds応力の輸送方程式の収支について検討するとともに、乱流混合層中の構造が乱流エネルギーおよびReynolds応力の輸送に果たす役割を解明すること目的としている。

2. 記 号

f_0 : 最も成長速度の速い攪乱の周波数

I : 乱流強度分布

k : 乱流エネルギー

k_y : y方向の波数

k_z : z方向の波数

p : 圧力

R : 混合層の速度比 ($= (U_1 - U_2)/(U_1 + U_2)$)

* 原稿受付 1995年3月10日。

^{*1} 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

^{*2} 東京工業大学大学院。

^{*3} 正員、船舶技術研究所 (〒181 千葉県新川6-38-1)。

- Re : Reynolds数 ($= \Delta U \delta_0 / \nu$)
 R_{ij} : Reynolds応力 ($= u_i' u_j'$)
 t : 無次元時間
 u : x 方向の速度成分
 u_i : x_i 方向の速度成分
 U : 混合層の平均速度 ($= (U_1 + U_2)/2$)
 U_1 : 高速側主流速度
 U_2 : 低速側主流速度
 v : y 方向の速度成分
 w : z 方向の速度成分
 x : 流れ方向の座標
 x_i : i 方向の座標
 y : 流れに垂直方向の座標
 z : スパン方向の座標
 δ_0 : 初期渦度厚さ (代表長さ)
 ΔU : 主流速度差 (代表速度) ($= U_1 - U_2$)
 λ : 最も成長速度の速い攪乱の波長
 ν : 動粘性係数
 θ : 運動量厚さ
 ω_i : x_i 方向の渦度成分

記号

- $\bar{\quad}$: 時間平均
 $\langle \quad \rangle$: スパン方向平均
 δ : 時間平均値からの変動成分

3. 基礎方程式および計算方法

3・1 基礎方程式 基礎方程式は、以下に示す3次元非定常非圧縮性Navier-Stokes方程式および連続の式である。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

ここで、各変数は、代表長さとして初期渦度厚さ δ_0 、代表速度として主流速度差 ΔU を用いて無次元化されている。

3・2 計算方法⁽⁶⁾ 流れ方向の離散化は、対流項に5次精度風上差分⁽⁷⁾、圧力項と粘性項に4次精度中心差分を適用して行った。また、垂直方向およびスパン方向の離散化に関しては、それぞれFree-slip境界条件、周期境界条件を課し、速度成分 u_i および圧力 p を垂直方向に $\sin \cdot \cos$ 級数展開、スパン方向にFourier級数展開してスペクトル法を用いて計算を行った。対流項から生じるaliasing誤差は、流れ方向に関しては5次精度風上差分によりある程度制御されており⁽⁷⁾⁽⁸⁾、垂直方向およびスパン方向に関しては3/2則により完全

に除去した⁽⁹⁾。時間積分には、対流項と粘性項に2次精度Adams-Bashforth法、圧力項に1次精度Backward-Euler法を適用した。

また、圧力に対するPoisson方程式は、垂直方向およびスパン方向にスペクトル法を用いることにより、波数空間において解を求めた。すなわち、Poisson方程式は、波数空間において垂直方向およびスパン方向の波数 k_y, k_z に関して独立な常微分方程式となるため、4次精度コンパクト差分⁽¹⁰⁾を用いて流れ方向の離散化を行った。この際、生じる対称3重対角行列を直接解法により解いた。

線形安定性理論⁽¹¹⁾から導かれる最も成長速度の速い攪乱の波長を λ として、流れ方向に 20λ 、垂直方向に 6λ 、スパン方向に $8\lambda/3$ の計算領域を設定した。ここで、垂直方向の計算領域は、free-slip境界条件を課すことにより生じる鏡像渦が混合層内の渦の発達に影響を与えないように考慮して選択した。また、スパン方向の領域は線形安定性理論⁽¹²⁾から導かれる2/3不安定性に基づいて設定した。このスパン方向の波長はHuang & Ho⁽¹³⁾の実験結果とも一致している。計算には、 $301 \times 161 \times 40$ の格子点を用い、混合層の速度比 $R=0.33$ 、Reynolds数 $Re=400$ の場合について計算を行った。

混合層は高速流と低速流の終端に取り付けられた分離板の下流に形成される。本研究ではこの分離板による伴流の影響を考慮に入れずに、流入速度分布としてハイパボリック・タンジェント型の速度分布を用い、次に示すような乱流強度分布⁽¹⁴⁾を持つ周波数0.794以下の白色ノイズを付加した。

$$I(y) = 0.02 \Delta U \exp(-0.55y^2) \quad (3)$$

また、速度の流出境界条件としては、以下に示す対流・粘性境界条件を適用した⁽⁶⁾。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U \frac{\partial u_i}{\partial x_1} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4)$$

流入境界および流出境界上における圧力は、2次元の圧力に関する近似的な輸送方程式⁽⁶⁾を3次元に拡張した以下のような式を用いて与えた。

$$\frac{\partial p}{\partial t} + U \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{1}{2Re} \omega_i^2 \quad (5)$$

ここで、 ω_i は渦度を表しており、式(4)と式(5)における対流速度として混合層の平均速度を用いた。

4. 計算結果および考察

図1は、 x - y 断面 ($z=4\lambda/3$) における瞬時のスパン方向渦度 ω_z を示している。ここで、実線は負の値、破

線は正の値を示している。 $x=7.5\lambda$ 付近において roll-up した大規模渦が合体し、下流方向に発達していく。また、合体後の大規模構造は小規模渦から構成されており、混合遷移期の DNS において報告された平均渦度と逆符号の渦度⁽³⁾⁽⁴⁾が生じている。

図 2 は、運動量厚さ θ の流れ方向変化を示している。ここで、運動量厚さは以下のように定義される。

$$\theta = \frac{1}{\Delta U^2} \int_{-\infty}^{\infty} (U_1 - \langle \bar{u} \rangle) (\langle \bar{u} \rangle - U_2) dy \quad (6)$$

以降において各種統計量を示す $x=15\lambda$ における運動量厚さは、大規模渦の roll-up が起こる $x=7.5\lambda$ 付近における運動量厚さの約 2.5 倍に達している。また、この位置において、主流速度差と局所運動量厚さに基づく Reynolds 数は約 400 である。

図 3 は、 $x=15\lambda$ における流れ方向速度成分のパワー・スペクトルを示している。最も成長速度の速い攪乱の周波数を f_0 として、 $f_0/2$ および $f_0/4$ 付近に複数のピークが存在しており、さらに乱流遷移により乱流場に特有の $-5/3$ 乗則が成立する領域が出現している。

次に、乱流エネルギー k および Reynolds 応力 R_{ij} の各成分の輸送方程式の収支について検討する。Reynolds 応力の輸送方程式は、一般に以下のように与えられる。

$$\frac{\overline{Du'_i u'_j}}{Dt} = \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} - C_{ij} = P_{ij} + T_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} + \varepsilon_{ij} \quad (7)$$

ここで、非定常項はゼロであり、各項は以下のように表される。

$$C_{ij} = -\overline{u'_k \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_k}} \quad \text{対流項}$$

$$P_{ij} = -\left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \right) \quad \text{生成項}$$

$$T_{ij} = -\frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k} \quad \text{乱流拡散項}$$

$$D_{ij} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} \quad \text{粘性拡散項}$$

$$\Pi_{ij} = -\left(\overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j}} + \overline{u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i}} \right) \quad \text{速度圧力勾配相関項}$$

$$\varepsilon_{ij} = -\frac{2}{Re} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_k}}{\partial x_k} \quad \text{粘性散逸項}$$

さらに、速度圧力勾配相関項は、圧力拡散項と圧力歪相関項に分離することができる。

$$\Pi_{ij} = \Phi_{ij} + \Psi_{ij} = -\left(\frac{\partial \overline{p' u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{p' u'_j}}{\partial x_i} \right) + \overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}$$

また、Reynolds 応力の輸送方程式を用いて以下のような乱流エネルギー k の輸送方程式が導出される。

$$\frac{\overline{Dk}}{Dt} = \frac{\partial k}{\partial t} - C = P + T + D + \Phi + \varepsilon \quad (8)$$

ここで、非定常項はゼロであり、各項は以下のように表される。

$$C = -\overline{u'_j \frac{\partial k}{\partial x_j}} \quad \text{対流項}$$

$$P = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \quad \text{生成項}$$

$$T = -\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k} \quad \text{乱流拡散項}$$

$$D = \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \overline{u'_i \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \right\} \quad \text{粘性拡散項}$$

Fig. 1 Contour plot of spanwise vorticity ω_z .

Fig. 2 Development of momentum thickness.

Fig. 3 Power spectrum of streamwise velocity.

$$\Phi = -\frac{\partial \overline{p'u'}}{\partial x_j} \quad \text{圧力拡散項}$$

$$\varepsilon = -\frac{1}{2Re} \left(\frac{\partial u'}{\partial x_j} + \frac{\partial u'}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial u'}{\partial x_j} + \frac{\partial u'}{\partial x_j} \right) \quad \text{粘性散逸項}$$

図4は、 $x=15\lambda$ における乱流エネルギー k の輸送方程式の収支を示している。壁乱流と異なり、粘性拡散項はほぼゼロであり、生成された乱流エネルギーのうち散逸による損失分を除いたものは、対流、乱流拡散、圧力拡散により輸送される。特に、乱流拡散項は剪断層の中心部で損失側、外側で利得側、圧力拡散項は剪断層の中心部で利得側、外側で損失側となっている。

Fig. 4 Budget of transport equation for turbulent energy.

(a) Convective term.

(b) Turbulent diffusion term.

(c) Pressure diffusion term.

(d) Production term.

Fig. 5 Convective term, turbulent diffusion term, pressure diffusion term and production term for turbulent energy.

同様の傾向が $x=19\lambda$ においても観察され、この傾向は Rogers & Moserの時間的に発達する混合層のシミュレーション⁽¹⁵⁾や二宮・笠木の軸対称噴流の実験⁽¹⁶⁾により得られた収支と定性的に一致している。しかし、混合層が十分に発達していないため、散逸の値は小さい。図5(a)から(d)は、それぞれ乱流エネルギーの輸送方程式中の対流項、乱流拡散項、圧力拡散項、生成項の内訳を示している。図5(a)から(c)により、対流項は流れ方向成分が支配的となっており、乱流拡散項および圧力拡散項は垂直方向成分が支配的となっていることがわかる。また、図5(d)から、生成項中で最も支配的な項は $-u'v'(\partial U/\partial y)$ であることがわかる。すなわち、主にReynolds応力の(1,2)成分と垂直方向速度勾配 $\partial U/\partial y$ の作用により生成された乱流エネルギーは、対流により流れ方向に輸送され、乱流拡散と圧力拡散により垂直方向に輸送される。ここで、前述の分布を考慮すると、乱流エネルギーは混合層の中心部において極大となる分布を持っていることから、乱流拡散は乱流エネルギーの大きい領域から小さい領域に、圧力拡散は乱流エネルギーの小さい領域から大きい領域に向かって起こっていることがわかる。

図6から図8は、 $x=15\lambda$ におけるReynolds応力の(1,1), (2,2), (3,3)成分の輸送方程式の収支を示している。

(1,1)成分の収支においては、利得側で生成項が、損失側で圧力歪相関項が支配的となっており、一方、(2,2)、(3,3)成分の収支においては、利得側で圧力歪相関項が支配的となっている。ここで、乱流エネルギーの輸送方程式において圧力歪相関項はゼロであることから、(1,1)成分において生成された乱流エネルギーは、圧力歪相関項を介して(2,2)成分および(3,3)成分に再配分される。また、圧力歪相関項を介して再配分された(2,2)成分および(3,3)成分は、対流により流れ方向に輸送され、乱流拡散、圧力拡散により垂直方向に輸送される。特に、(2,2)成分の収支においては、(1,1)、(3,3)成分の収支においてはほぼゼロである圧力拡散項が、対流項や乱流拡散項と同程度の比較的大きな値を持っている。さらに、乱流拡散項は混合層の中心部で損失側、外側で利得側、圧力拡散項は中心部で利得側、外側で損失側と逆の傾向を示しているが、ともに比較的大きな値を有しており、(2,2)成分の輸送において支配的な役割を果たしている。

図9は、 $x=15\lambda$ におけるReynolds応力の(1,2)成分の輸送方程式の収支を示している。生成項は、主に圧力歪相関項、乱流拡散項および圧力拡散項と釣り合っている。特に、圧力歪相関項は、全ての垂直方向位置において損失側であり、(1,2)成分を消滅させるように作用する。また、乱流エネルギーの場合と同様に、生

成された(1,2)成分は、対流により流れ方向に輸送され、乱流拡散、圧力拡散により垂直方向に輸送される。散逸の値は、Rogers & Moserの結果⁽¹⁵⁾と同様に非常に小さい。

より高精度な乱流モデルを開発するためには、上述のような乱流エネルギーやReynolds応力の輸送機構と渦構造との関連について検討を行う必要がある。渦運動は乱流場において重要な役割を果たしており、強い渦度を有する領域として観察される。図10は、エンストロフィー ($W=0.1$) の等値面を示している。ただし、図に示されている領域は、流れ方向に $x=11\lambda$ から 16λ 、垂直方向に $y=-1.0125\lambda$ から 1.0125λ 、スパン方向に $z=0$ から $8\lambda/3$ である。この図から、2次元的大規模渦構造と3次元的大規模渦構造が、比較的大きな領域として観察される。また、 $x=16\lambda$ 近傍の大規模渦構造内には小規模渦が存在している。

Brown & Roshkoの実験⁽¹⁾や宮内・笛木のLarge Eddy Simulation⁽¹⁷⁾によって乱流混合層における低圧領域が渦運動と良く対応していることが報告されている。図11は、圧力 ($p=-0.06$) の等値面を示しているが、低圧領域は渦運動と良く対応しており、大規模渦と縦渦が低圧領域として観察される。しかし、図10において観察された大規模渦構造内の小規模渦は捕えられていない。

Fig. 6 Budget of transport equation for $\overline{u'u'}$.

Fig. 7 Budget of the transport equation for $\overline{v'v'}$.

Fig. 8 Budget of the transport equation for $\overline{w'w'}$.

Fig. 9 Budget of the transport equation for $\overline{u'v'}$.

Fig. 10 Iso-surface of enstrophy ($W=0.1$). Fig. 11 Iso-surface of pressure ($p=-0.06$). Fig. 12 Instantaneous production of turbulent energy ($P=\pm 0.005$).

図12は、乱流エネルギーの生成項 ($P=\pm 0.005$) の瞬時値の等値面を示している。ここで、白色は利得を、灰色は損失を表している。2次元場では、乱流エネルギーの生成は大規模渦 (roller) から説明することができ、rollerの中心から見て右上と左下に利得の領域、右下と左上に損失の領域が現れる⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。図12においては、そのような明確な利得・損失領域としては観察されないが、生成領域は大規模構造の周囲に存在しており、2次元性の強い領域だけでなく、下流の混合遷移期においても、大規模構造が乱流エネルギーの生成に支配的な役割を果たしている。

図13は、Reynolds応力の(1,2)成分の生成項 ($P_{12}=-0.005$) の瞬時値の等値面を示している。ここで、白色は圧力の等値面 ($p=-0.06$) を、灰色はReynolds応力の(1,2)成分の生成項の等値面を表している。Reynolds応力の(1,2)成分の生成領域は、低圧領域として観察される大規模構造と縦渦の中心から見て左右に存在しており、大規模構造と縦渦が(1,2)成分の生成に支配的な役割を果たしている。

Fig. 13 Instantaneous production of Reynolds stress $u'v'$ ($P_{12}=\pm 0.005$).

図14は、乱流エネルギーの粘性散逸項 ($\varepsilon=-0.001$) の瞬時値の等値面を示している。生成項とは異なり、散逸領域は、高エンストロフィー領域 (図10) および低圧領域 (図11) として観察される構造では説明できない。そこで、近年のDNS⁽²⁰⁾において議論が行われている速度勾配テンソルの第2不変量を新たに導入する。速度勾配テンソルは、次のように対称テンソルと非対称テンソルに分解することができる。

$$A_{ij} = S_{ij} + W_{ij} \quad (9)$$

ここで

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

速度勾配テンソルの固有値は、以下のような特性方程式を満足する。

$$\lambda^3 + P\lambda^2 + Q\lambda + R = 0 \quad (12)$$

ここで、 P 、 Q 、 R は、第1不変量、第2不変量および第3不変量であり、それぞれ以下のように表される。

Fig. 14 Instantaneous viscous dissipation of turbulent energy ($\epsilon=0.001$).

Fig. 15 Second invariant of the velocity gradient tensor ($Q=0.1$).

Fig. 16 Instantaneous turbulent diffusion of turbulent energy ($T=\pm 0.015$).

Fig. 17 Instantaneous pressure diffusion of turbulent energy ($\Phi=\pm 0.01$).

$$P = -S_{ii} \quad (13)$$

$$Q = \frac{1}{2}(P^2 - S_{ij}S_{ji} - W_{ij}W_{ji}) \quad (14)$$

$$R = \frac{1}{3}(-P^3 + 3PQ - S_{ij}S_{jk}S_{ki} - 3W_{ij}W_{jk}S_{ki}) \quad (15)$$

非圧縮性流体の場合、連続の式から第2不変量は以下のように表され、流体の回転と歪みの相対的な指標である。

$$Q = \frac{1}{2}(W_{ij}W_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (16)$$

図15は、速度勾配テンソルの第2不変量 ($Q=0.1$) の等値面を示している。定義より Q が正の値は、 $W_{ij}W_{ij}/2$ (エンストロフィー W) が $S_{ij}S_{ij}/2$ を上回っていることを示している。局所的な散逸が $2\nu S_{ij}S_{ij}$ と表されることから、この領域は散逸を伴わない回転運動の領域、すなわち *vortex tube* を表している。図15から、大規模構造内の小規模渦と *braid* 領域において形成

される縦渦が、*vortex tube* として発達していることがわかる。またこの *vortex tube* は、Tanahashi & Miyauchi⁽⁵⁾ による混合遷移期の混合層のDNSにおいても観察されており、乱流場を特徴づける重要な構造であると考えられる。Tanaka & Kida⁽²¹⁾ は、圧力のラプラシアンを用いて乱流場における渦構造を議論しているが、圧力のラプラシアンは第2不変量と一致する。

図14と図15の比較から、乱流エネルギーの散逸が、図15に示した *vortex tube* の周囲の領域において活発に生じていることがわかる。このことは、乱流エネルギーの散逸が、速度勾配テンソルの第2不変量が正の値を示す *vortex tube*、すなわち、大規模構造内の小規模渦および *braid* 領域の縦渦により支配されていることを示している。

図16と図17は、それぞれ乱流エネルギーの乱流拡散項 ($T=\pm 0.015$)、圧力拡散項 ($\Phi=\pm 0.01$) の瞬時値の等値面を示している。ここで、白色は利得を、灰色は損失を表している。2次元性の強い領域における乱

Fig. 18 Instantaneous pressure-strain correlation term of Reynolds stress $u'u'$ ($\Psi_{11} = \pm 0.01$).

流拡散項および圧力拡散項は、高エンストロフィー領域（図10）および低圧領域（図11）として観察される比較的大きな構造に支配されている。しかし、混合遷移期においては、vortex tube の周囲において利得と損失の領域が対となって現れている。

図18と図19は、それぞれReynolds応力の(1,1)成分の圧力歪相関項 ($\Psi_{11} = \pm 0.01$)、(1,2)成分の圧力歪相関項 ($\Psi_{12} = \pm 0.01$) の瞬時値の等値面を示している。ここで、白色は利得を、灰色は損失を表している。図6、図9に示したReynolds応力の(1,1)、(1,2)成分の輸送方程式の収支において圧力歪相関項は、全ての垂直方向位置において損失側となっているが、瞬時場においては、利得・損失領域がともに存在している。また、混合遷移期には、vortex tube 周囲においても利得・損失領域が観察される。このことは、生成領域において再配分や消滅が起こるのではなく、輸送された後、異なった構造において起こることを示している。

5. 結 論

乱流エネルギーおよびReynolds応力の輸送方程式の収支について検討するとともに、乱流混合層中の構造がその輸送に果たす役割を解明するために、空間的に発達する3次元乱流混合層の直接数値計算を行い、以下の結論を得た。

(1) Reynolds応力の(2,2)成分の輸送方程式の収支において、圧力拡散項が対流項や乱流拡散項と同程度の比較的大きな値を示しており、(2,2)成分の輸送において重要な役割を果たしている。

(2) 混合遷移期において、速度勾配テンソルの第2不変量が正の値を示す小規模渦が出現する。

(3) 乱流エネルギーおよびReynolds応力の生成は、大規模渦および縦渦により支配されている。

Fig. 19 Instantaneous pressure-strain correlation term of Reynolds stress $u'v'$ ($\Psi_{12} = \pm 0.01$).

(4) 乱流エネルギーの散逸は、速度勾配テンソルの第2不変量が正の値を示す vortex tube、すなわち、大規模構造内の小規模渦およびbraid領域における縦渦により支配されている。

(5) 乱流拡散および圧力拡散による輸送機構や圧力歪相関項を介した乱流エネルギーの再配分機構、圧力歪相関項によるReynolds応力の(1,2)成分の消滅機構を支配する構造は、混合遷移期において大規模構造から小規模渦へと変化する。

文 献

- (1) Brown, G. L. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, **64** (1974), 775.
- (2) Bernal, L. P. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, **170** (1986), 499.
- (3) Moser, R. D. and Rogers, M. M., *Phys. Fluids A*, **3** (1991), 1128.
- (4) Rogers, M. M. and Moser, R. D., *J. Fluid Mech.*, **247** (1993), 275.
- (5) Tanahashi, M. and Miyauchi, T., Proc 10th Symp. Turbulent Shear Flows, **1**, P1-79 (1995).
- (6) 宮内・店橋・鈴木, 機論, **60-571**, B(1994), 813.
- (7) Rai, M. M. and Moin, P., *J. Comput. Phys.*, **96** (1991), 15.
- (8) 宮内・平田・店橋, 機論, **60-574**, B(1994), 1999.
- (9) Canuto, C., Hussaini, M. Y., Quarteroni, A. and Zang, T. A., *Spectral Methods in Fluid Dynamics*, (1988), Springer-Verlag, 87.
- (10) Lele, S. K., *J. Comput. Phys.*, **103** (1992), 16.
- (11) Michalke, A., *J. Fluid Mech.*, **23** (1965), 521.
- (12) Pirrehumbert, R. T. and Widnall, S. E., *J. Fluid Mech.*, **114** (1982), 59.
- (13) Huang, L. S. and Ho, C. M., *J. Fluid Mech.*, **210** (1990), 475.
- (14) Wygnanski, I. and Fiedler, H. E., *J. Fluid Mech.*, **41** (1970), 327.
- (15) Rogers, M. M. and Moser, R. D., *Phys. Fluids A*, **6** (1994), 903.
- (16) 二宮・笠木, 機論, **60-570**, B(1994), 388.
- (17) 宮内・笠木, 機論, **57-535**, B(1991), 930.
- (18) Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, **173** (1986), 303.
- (19) 宮内・店橋・鈴木・徳田, 機論掲載決定.
- (20) Soria, J., Sondergaard, R., Cantwell, B. J., Chong, M. S. and Perry, A. E., *Phys. Fluids A*, **6** (1994), 871.
- (21) Tanaka, M. and Kida, S., *Phys. Fluids A*, **5** (1993), 2079.