

## 乱流の微細構造のレイノルズ数依存性

東工大機械宇宙 店橋 護(Mamoru Tanahashi)  
 岩瀬 識(Shiki Iwase)  
 柳川 徹(Toru Yanagawa)  
 宮内敏雄(Toshio Miyauchi)

Department of Mechanical and Aerospace Engineering  
 Tokyo Institute of Technology

### 1. はじめに

乱流の微細スケールにおける渦構造は乱流における散逸率の間欠性と密接に関連しており、これらの解明は乱流理論や乱流モデルの発展に必要不可欠である。近年、直接数値計算(DNS)結果の詳細な解析から<sup>(1-7)</sup>、一様等方性乱流中に存在する管状微細渦の特性が明らかにされている。同様な特性を有する微細渦構造は、一様等方性乱流のみならず他の乱流場においても観察されており<sup>(8-15)</sup>、これらは乱流の普遍的な構造と考えられる。

図1は一様等方性乱流における典型的な微細渦構造の中心軸を示している<sup>(6)</sup>。微細渦の最頻直径は、コルモゴロフ・スケール( $\eta$ )の約8倍、最頻最大周方向速度は変動速度のrms値( $u'$ )の約0.5倍である。速度勾配テンソルの第二不変量は流体要素の回転率と歪み率の関係を表すが、図中の中心軸の太さは軸上の第二不変量の平方根に比例するように描かれている。微細渦構造は中心軸上の第二不変量の極小点で特徴付けられるいくつかの節点を有しており、接点において大きく折れ曲がっている<sup>(7)</sup>。また、中心軸の移流速度は速度変動のrms値のオーダーであり、節点において移流方向は変化し、隣り合う節点で定義される節点間要素(セグメント)ごとに活発な運動を行っている。これらセグメント長の最頻値はテイラー・マイクロスケール( $\lambda$ )であり、全長は積分長( $L_D$ )程度である。すなわち、微細渦構造は乱流場の重要な三つの特性長さを含んでいる。また、セグメントの平均距離は約 $\lambda$ である<sup>(6)</sup>。

軸に沿う速度成分の大きさは速度変動のrms値のオーダーであり、回転平面内には $u'/\lambda$ の大きさの歪み速度が作用し、中心軸の向きは中間歪み率の方向と一致する傾向にある<sup>(12)</sup>。微細渦の平均周方向速度分布は伸張を受けたBurgers渦によって良く近似することができるが、回転平面内に作用している強い歪み場により楕円型の非対称性を示す。このため、微細渦周囲の乱流エネルギー散逸率は二つの極大値を持つ<sup>(16)</sup>。このように、これらの微細渦構造は明確なコヒーレンスを有することから、乱流のコヒーレント微細渦構造と呼ぶことができる。

せん断乱流では各種乱流統計量が非等方的となることが知られている。せん断乱流中でのコヒーレント微細渦は平均せん断率に応じた空間分布を示し<sup>(11,13)</sup>、それらが乱流場の非等方性と密接に関連している。コヒーレント微細渦は体積力が作用する乱流場の統計的性質とも関連している<sup>(15)</sup>。

このような普遍的な微細構造に関する知見は比較的低レイノルズ数のDNS結果から得られたものである。より詳細にコヒーレント微細渦構造の特性を明らかにするには、乱流特性長さが明確に分離する比較的高レイノルズ数における微細構造を明らかにする必要がある。そこで本論文では、レイノルズ数の高い種々の乱流場のDNSを行い、それらの結果から乱流の微細構造のレイノルズ数依存性を明らかにすることを目的としている。

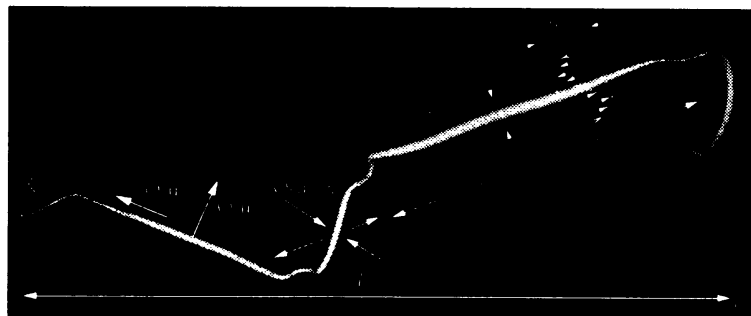


図1 一様等方性乱流のコヒーレント微細渦の特性

表 1 DNS データベース. HIT: 非圧縮性減衰一様等方性乱流, TML: 時間発展乱流混合層, TCF: Channel 乱流,  $Re_\lambda$ : テイラー・マイクロスケールに基づくレイノルズ数,  $Re_{\omega,0}$ : 初期渦度厚さに基づくレイノルズ数,  $Re_\tau$ : 壁面摩擦速度に基づくレイノルズ数,  $\Lambda$ : 初期平均速度分布に対して最も不安定な波長,  $\delta$ : channel 半幅

ID	Reynolds number	Grid points	Total grid points	Computational Domain
HIT1	$Re_\lambda = 37.1$	$256 \times 256 \times 256$	16,777,216	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT2	$Re_\lambda = 66.1$	$216 \times 216 \times 216$	10,077,696	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT3	$Re_\lambda = 87.9$	$216 \times 216 \times 216$	10,077,696	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT4	$Re_\lambda = 64.1$	$128 \times 128 \times 128$	2,097,152	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT5	$Re_\lambda = 97.1$	$256 \times 256 \times 256$	16,777,216	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT6	$Re_\lambda = 119.5$	$324 \times 324 \times 324$	34,012,224	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT7	$Re_\lambda = 141.1$	$400 \times 400 \times 400$	64,000,000	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT8	$Re_\lambda = 175.4$	$512 \times 512 \times 512$	134,217,728	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT9	$Re_\lambda = 199.0$	$576 \times 576 \times 576$	191,102,976	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
HIT10	$Re_\lambda = 220$	$640 \times 640 \times 640$	262,144,000	$2\pi \times 2\pi \times 2\pi$
TML1	$Re_{\omega,0} = 500$	$216 \times 325 \times 144$	10,108,800	$4\Lambda \times 6\Lambda \times 8/3\Lambda$
TML2	$Re_{\omega,0} = 700$	$288 \times 433 \times 192$	23,943,168	$4\Lambda \times 6\Lambda \times 8/3\Lambda$
TML3	$Re_{\omega,0} = 900$	$324 \times 487 \times 216$	34,082,208	$4\Lambda \times 6\Lambda \times 8/3\Lambda$
TML4	$Re_{\omega,0} = 1100$	$360 \times 541 \times 240$	46,742,400	$4\Lambda \times 6\Lambda \times 8/3\Lambda$
TML5	$Re_{\omega,0} = 1300$	$384 \times 577 \times 256$	56,721,408	$4\Lambda \times 6\Lambda \times 8/3\Lambda$
TML6	$Re_{\omega,0} = 1500$	$432 \times 649 \times 288$	80,745,984	$4\Lambda \times 6\Lambda \times 8/3\Lambda$
TML7	$Re_{\omega,0} = 1900$	$480 \times 721 \times 320$	110,745,600	$4\Lambda \times 6\Lambda \times 8/3\Lambda$
TCF1	$Re_\tau = 100$	$128 \times 129 \times 128$	2,113,536	$4\pi\delta \times 2\delta \times 2\pi\delta$
TCF2	$Re_\tau = 180$	$192 \times 193 \times 160$	5,928,960	$4\pi\delta \times 2\delta \times 2\pi\delta$
TCF3	$Re_\tau = 400$	$256 \times 385 \times 192$	18,923,520	$2\pi\delta \times 2\delta \times \pi\delta$
TCF4	$Re_\tau = 800$	$512 \times 769 \times 384$	151,191,552	$2\pi\delta \times 2\delta \times \pi\delta$

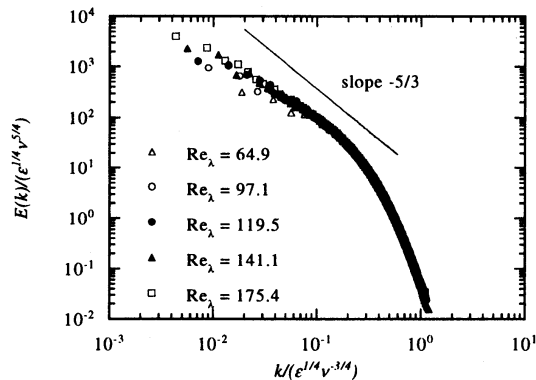


図 2 三次元エネルギー・スペクトル

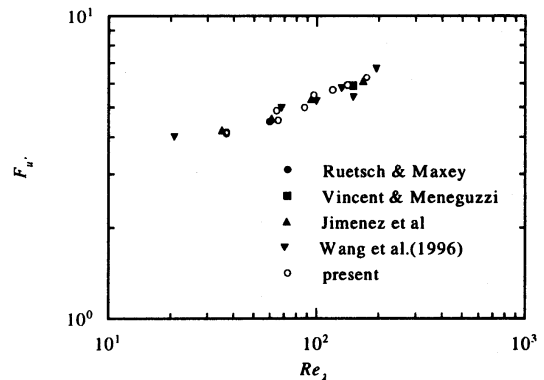


図 3 速度の縦方向微分の flatness factor と  $Re_\lambda$  の関係

## 2. 乱流の DNS データベース

本研究では非圧縮性減衰一様等方性乱流, 時間発展乱流混合層及び channel 乱流の DNS を行った. 表 1 に本論文で用いた各 DNS データのレイノルズ数, 格子点数及び計算領域を示す. すべての DNS は東京大学情報基盤センターの SR2201 及び SR8000 を用いて行われた. 各乱流場の最大レイノルズ数はそれぞれ  $Re_\lambda=220$ ,  $Re_{\omega,0}=1900$ ,  $Re_\tau=800$  であり, 1 億点以上の格子点がいわれている. 最も大きな DNS は一様等方性乱流(HIT10)であり, 約 2 億 6 千万点の格子点を用いて 112GB の総主記憶を必要とした.

## 3. 一様等方性乱流の微細構造

### 3. 1 一様等方性乱流の統計的性質

図 2 は一様等方性乱流の各 DNS データの三次元エネルギー・スペクトルを示している. ここで,

波数  $k$  とエネルギー  $E(k)$  はそれぞれの DNS データのエネルギー散逸率( $\epsilon$ )と粘性係数( $\nu$ )を用いて正規化されている。このような正規化を施すことにより、エネルギー・スペクトルの形状はレイノルズ数に依存せず、スペクトルは慣性小領域から粘性域にわたって良く一致することが知られている。本研究で行った DNS 結果においてもこの特性が再現されている。高レイノルズ数の場合、一桁以上にわたって慣性小領域が現れている。

図3は速度の縦方向微分の flatness factor とレイノルズ数の関係を示している。本論文で用いる DNS データの速度の縦方向微分の flatness factor は、レイノルズ数の増加と共に増加している。また、図3に示す比較から本論文の DNS 結果が過去の DNS 結果とも良く一致していることがわかる。

### 3. 2 一様等方性乱流におけるコヒーレント微細渦のレイノルズ数依存性

本研究では一様等方性乱流中のコヒーレント微細渦のレイノルズ数依存性を明らかにするために、以前の研究と同様の手法<sup>(3)</sup>を用いてコヒーレント微細構造の抽出を行った。図4は抽出されたコヒーレント微細渦の平均周方向速度分布を示している。中心からの距離  $r$  と平均周方向速度はそれぞれ、 $\eta$  と速度変動の rms 値を用いて無次元化されている。以下、\*を付した物理量はすべて  $\eta$  と速度変動の rms 値を用いて無次元化されている。低レイノルズ数の場合の結果では、平均周方向速度の最大値がレイノルズ数の増加とともに僅かに低下する傾向が観察されている<sup>(8)</sup>。本研究で解析を行った高レイノルズ数の結果では、この傾向が明確となり、レイノルズ数の増加と共に平均周方向速度の最大値は減少し、 $Re_\lambda$  が 175.4 の場合では速度変動の rms 値の約 0.3 倍にまで低下している。

図5は  $Re_\lambda = 175.4$  の DNS データから抽出されたコヒーレント微細渦の直径と最大周方向速度の結合確率密度関数を示している。ここで、図中の隣り合う等値線の確率はそれぞれ2倍異なる。結合確率密度関数は直径が  $\eta$  の 8~9 倍、最大周方向速度が速度変動の rms 値の約 0.2 倍となる微細渦がもっとも多く存在していることを示している。前述のように、コヒーレント微細渦の最大周方向速度はレイノルズ数の増加とともに低下する傾向にあるが、微細渦の直径はレイノルズ数にほとんど依存せず、最も存在確率の高い微細渦の直径は  $\eta$  の 8~9 倍である。以前の研究と同様に<sup>(4)</sup>、 $\eta$  の 8~9 倍の小さな直径を持つ微細渦の最大周方向速度の分散は大きく、 $Re_\lambda = 175.4$  の場合には速度変動の rms 値の約 3 倍と非常に大きな最大周方向速度を有する微細渦が存在している。すなわち、これらの微細渦は速度変動の rms 値の約 6 倍にまで達する非常に大きな速度差を生じている。この 8~9 $\eta$  の直径を持つ微細渦の最大周方向速度もレイノルズ数の増加とともに増加する傾向にある。また、レイノルズ数の増加とともに、 $\eta$  の数十~百倍の直径を有する微細渦の存在確率は高くなる。これらの比較的大きな直径を有する微細渦は、直径の増加と共に速度変動の rms 値程度の最大周方向速度を有するようになる。これらの渦構造はいわゆる大規模スケールの長さ及び速度を持っている。ここで、図中の点線上に現れる渦構造は従来の乱流の概念と一致する。つまり、積分長程度の大きな直径を持つ渦は速度変動の rms 値程度の大きな回転速度を持ち、直径が小さくなるにつれて小さな回転速度を持つようになる。これに対して、図中の実線上の渦は最小の直径できわめて大きな回転速度を有する渦であり、従来の乱流の概念とは一致しない。

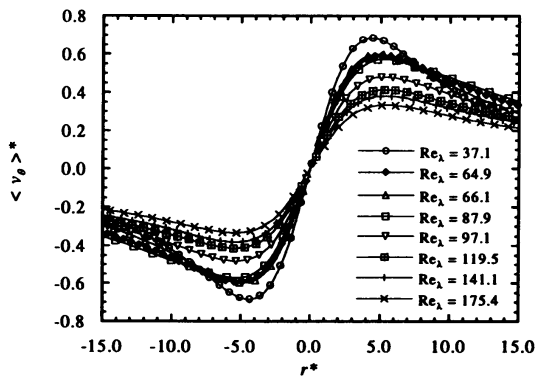


図4 一様等方性乱流中のコヒーレント微細渦の平均周方向速度分布。

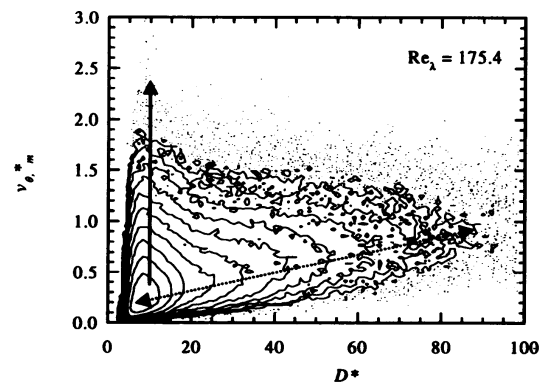


図5 一様等方性乱流中のコヒーレント微細渦の直径と最大周方向速度の結合確率密度関数 ( $Re_\lambda = 175.4$ )

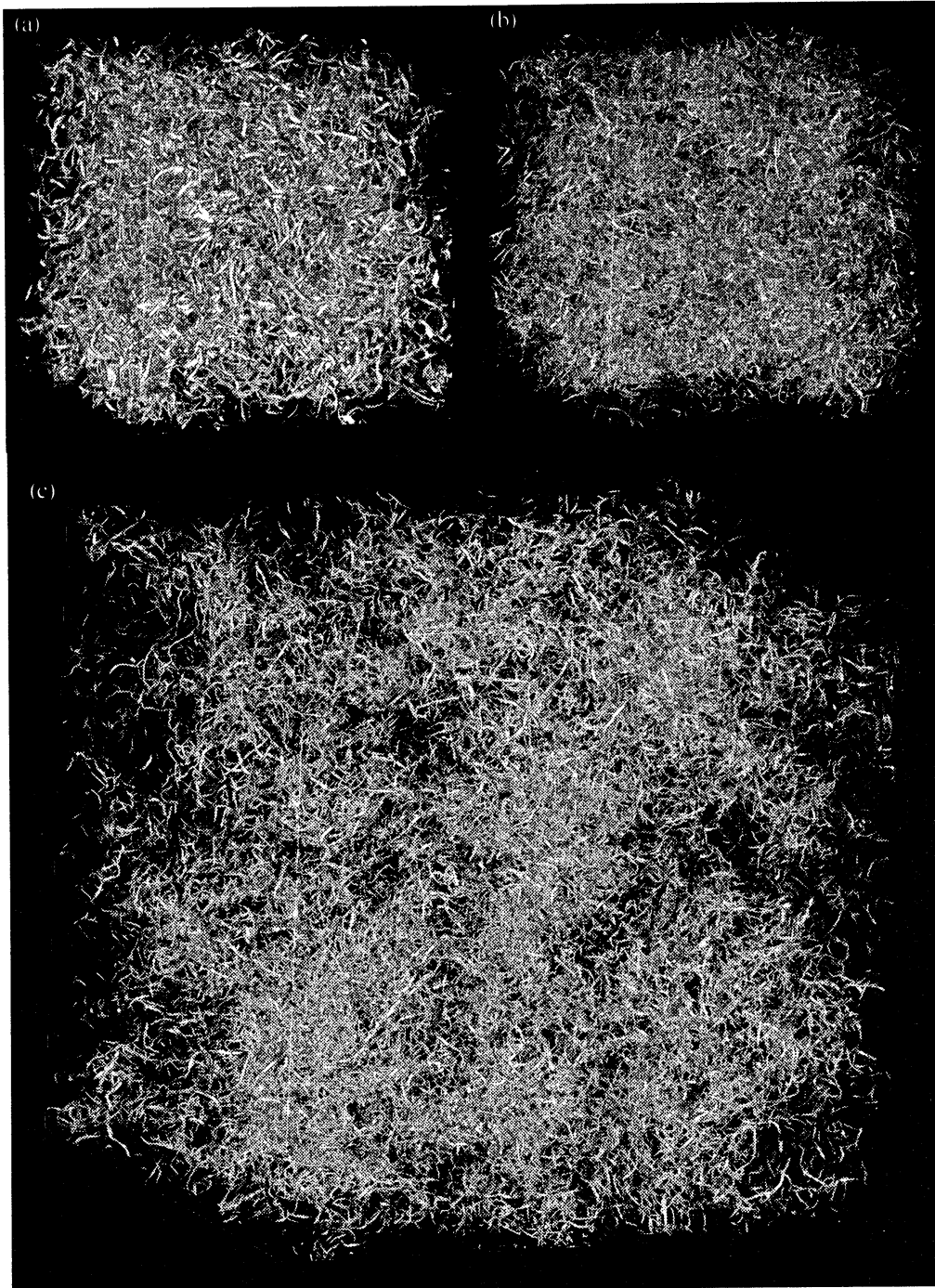


図6 一様等方性乱流における第二不変量の等値面 ( $Q^* = 0.03$ ). (a):  $Re_\lambda = 97.1$ , (b):  $Re_\lambda = 141.1$  (c):  $Re_\lambda = 199.0$

### 3. 3 一様等方性乱流における微細渦の空間分布

以前の低レイノルズ数の結果から、 $8 \sim 9\eta$ の直径で速度変動の rms 値の約 2~3 倍の最大周方向速度を有する微細渦は最も強い回転率を持つことが明らかにされている<sup>(4)</sup>。レイノルズ数が高い場合でも同様であり、回転率の大きさは渦中心での次のように定義される速度勾配テンソルの第二不変量によって特徴付けられる。

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

ここで、 $S_{ij}$ と  $W_{ij}$ は速度勾配テンソル  $A_{ij}$ の対称成分と非対称成分である。

$$A_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = S_{ij} + W_{ij}. \quad (2)$$

最も強いコヒーレント微細渦の第二不変量は、 $\eta$ と速度変動の rms 値を用いて無次元化された値で  $Q^* \approx 1.0$  である<sup>(4)</sup>。一般に、特定の物理量の等値面を用いた可視化の結果は用いたしきい値に依存する。本研究では、最も強いコヒーレント微細渦の第二不変量の最大値が  $Q^* \approx 1.0$  であることを考慮して、 $Q^*$ の等値面を用いてコヒーレント微細渦の空間分布を検討する。以前の低レイノルズ数の研究結果<sup>(9)</sup>から、強いコヒーレント微細渦の空間分布はレイノルズ数に依存し、レイノルズ数の増加とともに  $Q^* \approx 1.0$  程度の強い微細渦の空間分布の非一様性が顕著となり、強い微細渦の周囲に比較的弱い微細渦が密集することが明らかにされている。

図6に、レイノルズ数の異なる場合について  $Q^* = 0.03$  の等値面を示した。可視化されている領域の一辺長は、次のように定義されるエネルギー・スペクトルに基づく積分長 ( $l_E$ ) の6~7倍である。

$$l_E = \int_0^{\infty} \frac{E(k)}{k} dk / \int_0^{\infty} E(k) dk . \quad (3)$$

レイノルズ数の増加とともに、第二不変量の等値面で表される渦管の直径はより細くなるが、前述のようにこれら微細構造の最頻直径は  $\eta$  の8~9倍である。レイノルズ数が比較的低い場合、第二不変量で可視化された渦構造はほぼ一様に分布しているのに対して、レイノルズ数の増加と共に渦構造の空間分布は、比較的大きなスケールの粗密を形成することがわかる。このような比較的大きなスケールの微細渦の粗密は、 $\eta$ ,  $\lambda$  及び  $l_E$  のスケール差が大きくなる高レイノルズ数の場合に顕著となることから、これらと図5に示した中間スケールの渦構造との関係が、慣性小領域における乱流構造を解明する上で重要になると考えられる。

#### 4. 乱流混合層の微細構造

##### 4.1 乱流混合層におけるコヒーレント微細渦のレイノルズ数依存性

乱流混合層におけるコヒーレント微細渦のレイノルズ数依存性を明らかにするため、一様等方性乱流の場合と同様の手法を用いて  $t = 70, 90, 110, 130$  の4つの時刻からコヒーレント微細渦を抽出した。図7は時刻  $t = 90$  及び  $130$  のDNSデータから抽出されたコヒーレント微細渦の直径の確率密度関数を示している。直径の確率密度関数は、 $Re_{\omega,0} = 500, 700, 900$  の全ての場合についてコルモゴロフ・スケールの約9倍でピークを示しており、コヒーレント微細渦の最頻直径のレイノルズ数依存性は非常に弱い。このことは一様等方性乱流中のコヒーレント微細構造の特性と非常に良く一致している。また、最頻直径は、時刻が異なっても変化しておらず、コヒーレント微細渦の直径の最頻値は乱流遷移の過程でほとんど変化しないことがわかる。

図8はコヒーレント微細渦の最大周方向速度の確率密度関数を示している。遷移の初期段階 ( $t = 90$ ) において、レイノルズ数の増加と共に最大周方向速度の最頻値は減少する。十分発達した時刻 ( $t = 130$ ) では、最大周方向速度の最頻値は  $Re_{\omega,0} = 500$  の場合が最も大きく、 $Re_{\omega,0} = 700$  の場合が最も小さい。このことは、乱流混合層では乱流場が時間と共に発達するため、レイノルズ数だけで

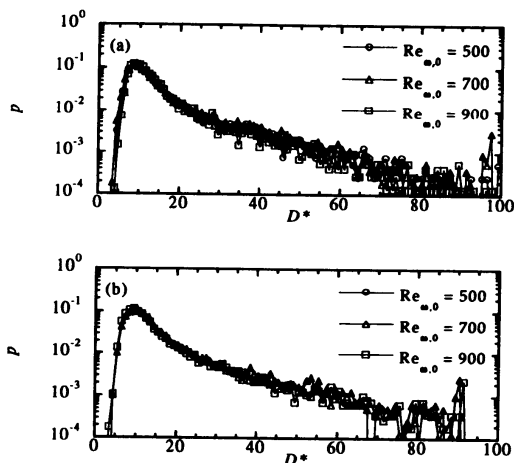


図7 時間発展乱流混合層中のコヒーレント微細渦の直径の確率密度関数。(a)  $t = 90$ , (b)  $t = 130$ 。

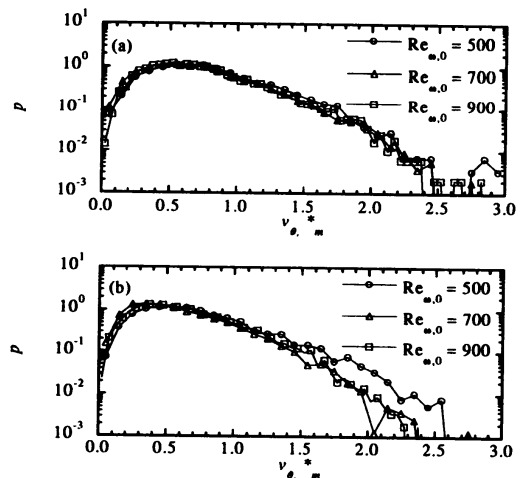
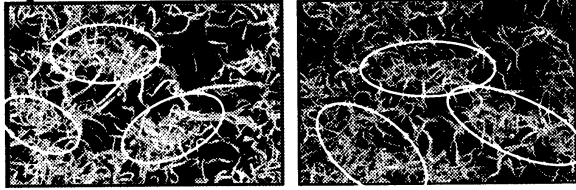
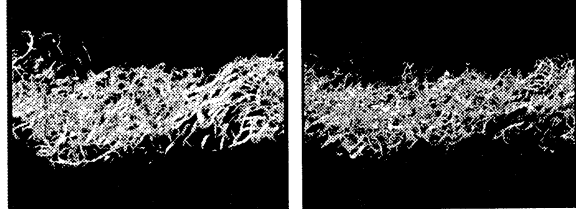


図8 時間発展乱流混合層中のコヒーレント微細渦の最大周方向速度の確率密度関数。(a)  $t = 90$ , (b)  $t = 130$ 。

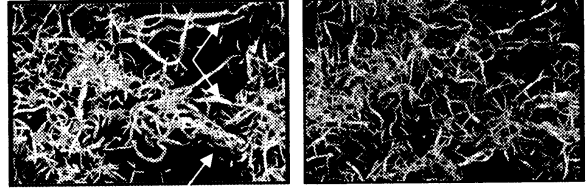
Top View



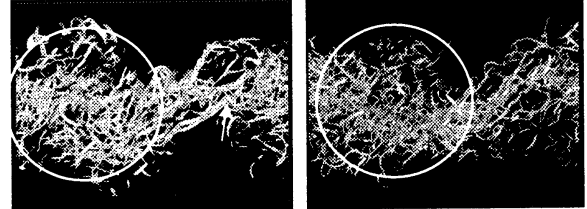
Side View

 $Re_{\omega,0} = 700$  $Re_{\omega,0} = 900$ 図 9 時間発展乱流混合層における第二不変量の等値面 ( $Q^* = 0.03$ ,  $t = 90$ ).

Top View



Side View

 $Re_{\omega,0} = 700$  $Re_{\omega,0} = 900$ 図 10 時間発展乱流混合層における第二不変量の等値面 ( $Q^* = 0.03$ ,  $t = 130$ )

なくその発達の段階が微細渦の特性に影響を与えることを示している。この時刻 ( $t = 130$ ) において、 $Re_{\omega,0} = 700$  の場合の運動量厚さは、 $Re_{\omega,0} = 900$  の場合に比べて 5%程度大きくなっている。すなわち、せん断層としての発達段階は  $Re_{\omega,0} = 700$  の方が進んでいる。

#### 4. 2 乱流混合層における微細渦の空間分布

図 9 は  $Re_{\omega,0} = 700$  と  $900$  の DNS データについて、乱流遷移の初期段階における第二不変量  $Q^*$  の等値面を示している。第二不変量はそれぞれせん断層の中心における  $\eta$  と速度変動の rms 値を用いて正規化されており、一様等方性乱流の場合と同様に等値面の値は  $0.03$  である。また、可視化領域は  $4\Lambda \times 3\Lambda \times 8/3\Lambda$  である。乱流遷移の初期段階において微細渦の数は急激に増加する。第二不変量の等値面で表される管状渦構造の直径は、 $Re_{\omega,0} = 900$  の場合の方が  $Re_{\omega,0} = 700$  に比べて小さくなるのがわかる。ただし、前述のように、微細渦を抽出して得られる直径は  $\eta$  を基準とするとほとんど変化しない。

一様等方性乱流の場合と同様に、これらの微細渦は組織化されて図中の白丸で示すような比較的大きなスケールの粗密を形成しており、それらは高レイノルズ数の場合ほど局在化している。図 10 は十分発達した乱流状態における第二不変量の等値面を示しており、微細渦は図中の白丸で示すような大規模構造を形成している。 $Re_{\omega,0} = 700$  の場合、braid 領域に存在している縦渦(図中の矢印)の直径は core 領域に存在するコヒーレント微細渦の直径とほぼ同程度であるが、 $Re_{\omega,0} = 900$  の場合は  $Re_{\omega,0} = 700$  に比べて縦渦の存在はより不明確になる。図 11 はより高いレイノルズ数 ( $Re_{\omega,0} = 1900$ ,  $t = 80$ ) における  $Q^* = 0.01$  の等値面を示している。レイノルズ数の増加とともに、 $\eta$  は混合層の不安定波長等の大規模スケールに比べて著しく小さくなる。混合層の二次不安定性により発生する braid 領域の縦渦の波長は  $2/3\Lambda$  であり、層流の場合、直径  $1/3\Lambda$  程度の渦対が形成される。高レイノルズ数の場合、コヒーレント微細渦の最頻直径 ( $8 \sim 9\eta$ ) はこの縦渦の直径よりも小さくなり、図中の白丸で示すようなコヒーレント渦の集合体が縦渦に対応した中間スケールの構造を形成している。

これまでの一様等方性乱流中のコヒーレント微細渦に関する研究から、コヒーレント微細渦の周囲には比較的大きなエネルギー散逸率領域が存在し、乱流場の全エネルギー散逸率の 80%以上を担うことが明らかにされている<sup>(6)</sup>。乱流混合層においても同様に、コヒーレント微細渦構造は乱流エネルギー散逸と密接に関わっている。図 12 は図 10 と同時刻における第二不変量とエネルギー散逸率 ( $\epsilon$ ) の等値面を示している。エネルギー散逸率はせん断層中心におけるエネルギー散逸率 ( $\epsilon_c$ ) で正規化されており、 $\epsilon/\epsilon_c = 2.0$  の等値面が示されている。レイノルズ数が異なる場合でも、コヒーレント微細渦を取り囲むように比較的大きなエネルギー散逸領域が存在している。レイノルズ数が高い場合、渦周囲に形成されるエネルギー散逸分布の空間変動スケールも小さくなる。図 10 に示したように、乱流混合層の大規模構造は多くのコヒーレント微細渦で構成されており、個々の微細渦周囲で大きなエネルギー散逸が生じているため、全エネルギー散逸に対する大規模構造の寄与は非常に

Top View



Side View

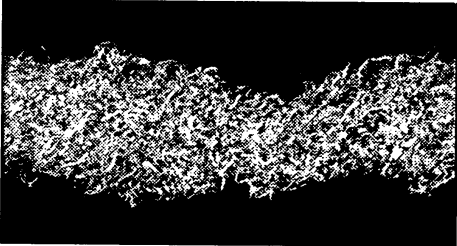
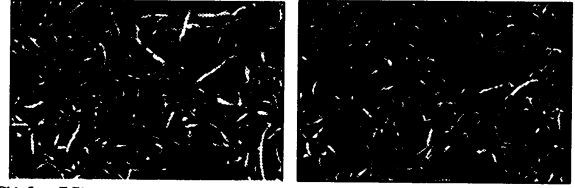
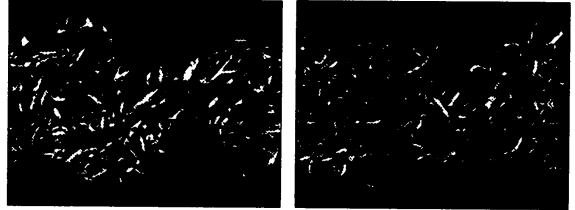


図 11 時間発展乱流混合層における第二不変量の等値面 ( $Q^* = 0.01$ ,  $t = 80$ ,  $Re_{\omega,0} = 1900$ )

Top View



Side View



$Re_{\omega,0} = 700$

$Re_{\omega,0} = 900$

図 12 時間発展乱流混合層における第二不変量 (white) とエネルギー散逸率 (gray) の等値面 ( $Q^* = 0.03$ ,  $\epsilon/\epsilon_c = 2$ )

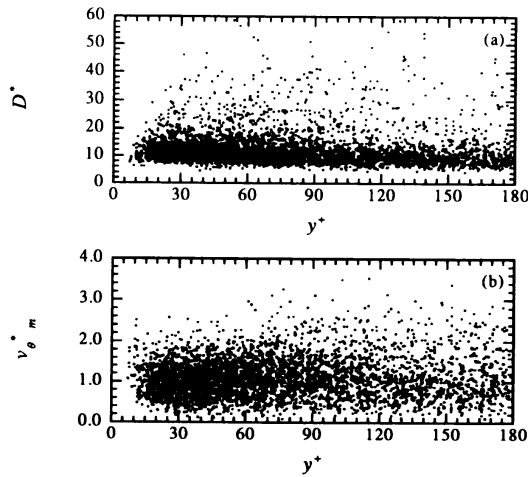


図 13 Channel 乱流におけるコヒーレント微細渦の直径(a)及び最大周方向速度(b) ( $Re_{\tau} = 180$ ).

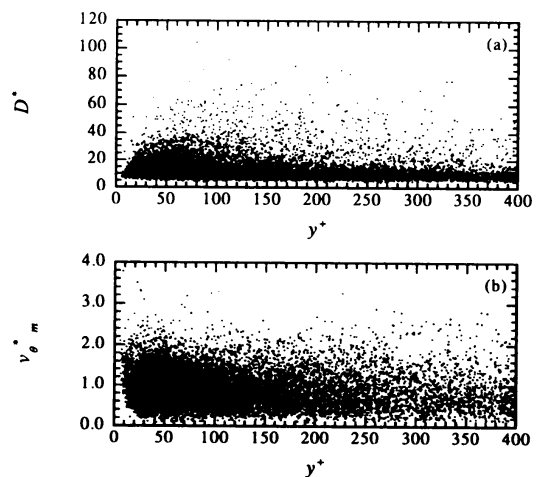


図 14 Channel 乱流におけるコヒーレント微細渦の直径(a)及び最大周方向速度(b) ( $Re_{\tau} = 400$ ).

Braid 領域に存在する縦渦の周囲にも比較的大きなエネルギー散逸領域が存在しているが、縦渦の数が少ないため、全エネルギー散逸に対する braid 領域の寄与は小さい。ただし、図 11 に示したように、低レイノルズ数の場合の縦渦に対応する構造がコヒーレント微細渦で構成されるような場合には、全エネルギー散逸に対する braid 領域の寄与が大きくなる可能性がある。

## 5. Channel 乱流の微細構造

### 5. 1 Channel 乱流におけるコヒーレント微細渦のレイノルズ数依存性

以前の研究<sup>(13,14)</sup>では、 $Re_{\tau} = 100$  と  $180$  の DNS 結果から微細渦を抽出し、低レイノルズ数の範囲で微細渦の特性が上述の一様等方性乱流や乱流混合層のコヒーレント微細渦の特性と良く一致することを示した。図 13 と図 14 は  $Re_{\tau} = 180$  及び  $400$  の DNS データから抽出されたコヒーレント微細渦の直径及び最大周方向速度と壁からの距離との関係を示している。以前の研究と同様に、直径と最大周方向速度はそれぞれの  $\eta$  と速度変動の rms 値を用いて無次元化されている。ただし、 $\eta$  と速度変動の rms 値は壁からの距離の関数である。直径の分散は壁から離れるに従い大きくなり、 $Re_{\tau} = 400$  の channel 乱流には直径が  $\eta$  の 100 倍を超える渦も存在している。一方、最大周方向速度の分



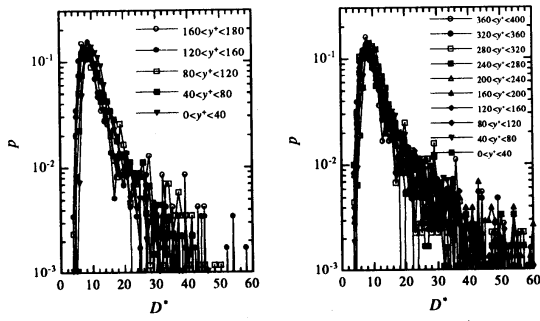


図 15 Channel 乱流におけるコヒーレント微細渦の直径の確率密度関数. (a)  $Re_\tau = 180$ , (b)  $Re_\tau = 400$

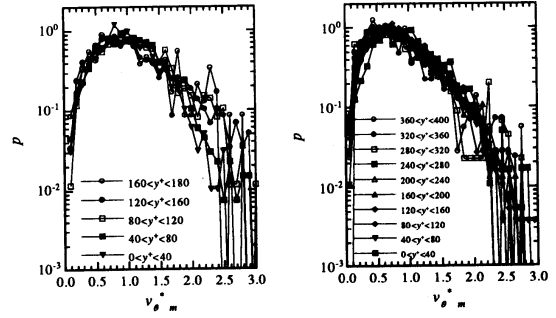


図 16 Channel 乱流におけるコヒーレント微細渦の最大周方向速度の確率密度関数. (a)  $Re_\tau = 180$ , (b)  $Re_\tau = 400$

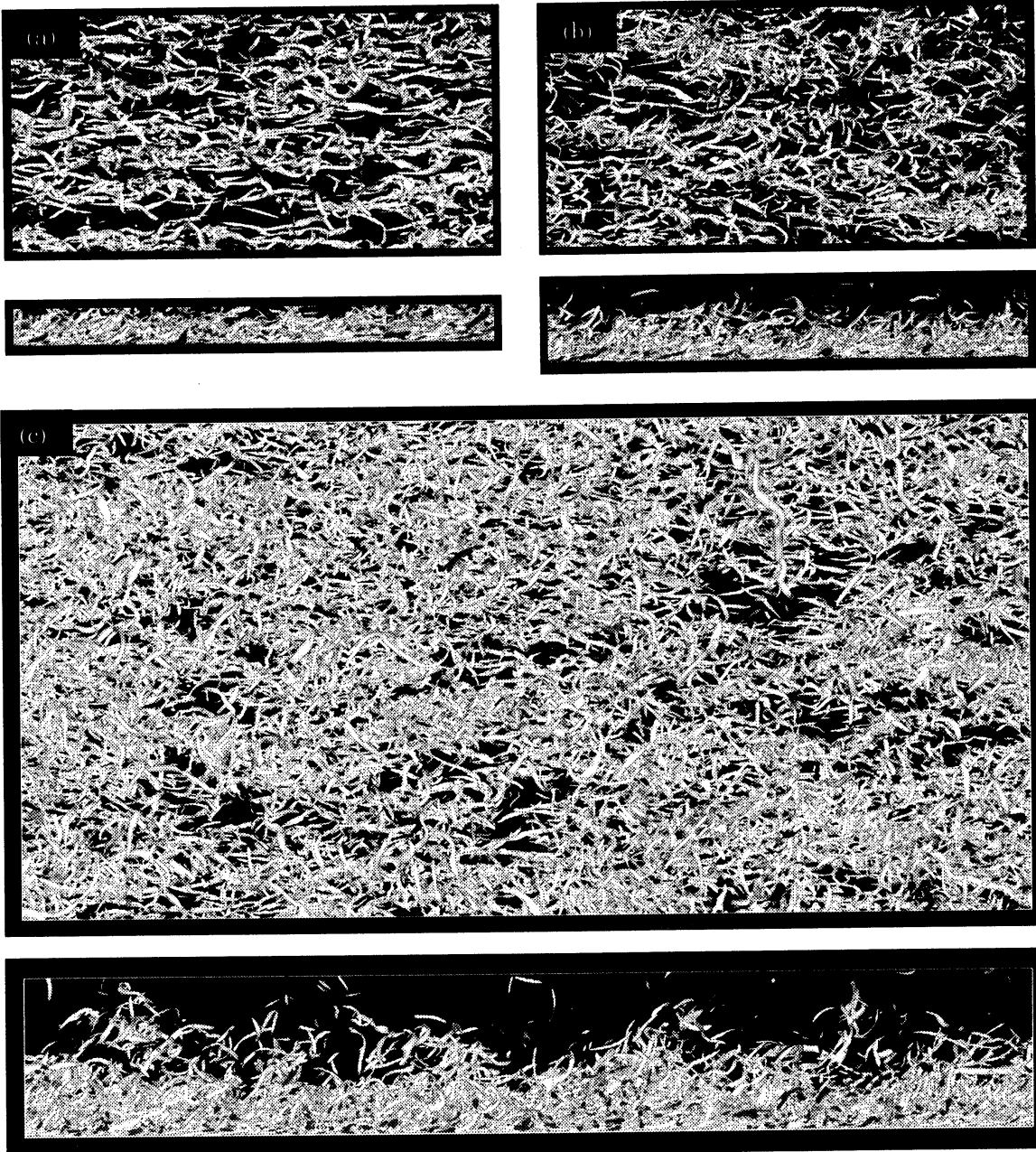


図 17 Channel 乱流における第二不変量の等値面. (a)  $Re_\tau = 180$ , (b)  $Re_\tau = 400$ , (c)  $Re_\tau = 800$ .



散は壁からの距離に大きく依存しない。最大周方向速度が速度変動の rms 値の 3 倍を超える微細渦が、壁近傍のみならず channel 中心付近にも存在している。

図 15 は壁からの距離が  $40\eta$  毎の領域において算出したコヒーレント微細渦の直径の確率密度関数を示している。コヒーレント微細渦の最頻直径は壁に近づくに従い僅かに増加する傾向にあるが、 $\eta$  に対する依存性は非常に弱く、最頻直径は約  $9\eta$  である。図 16 はコヒーレント微細渦の最大周方向速度の確率密度関数を示している。直径の確率密度関数と同様に、確率密度関数の  $\eta$  に対する依存性は非常に弱い。しかし、最も出現頻度の高いコヒーレント微細渦の最大周方向速度はレイノルズ数の増加と共に減少し、 $Re_\tau = 180$  の場合速度変動の rms 値の約 0.9 倍、 $Re_\tau = 400$  の場合は 0.6 ~ 0.7 倍となる。ここで、最大周方向速度の最頻値が他の乱流場に比べて大きいのは、壁面近傍での  $Re_\tau$  が比較的低いためであると考えられる。レイノルズ数の増加に対して、微細渦の最大周方向速度の最頻値が減少する傾向は、一様等方性乱流や乱流混合層の場合と良く一致している。

## 5. 2 Channel 乱流における微細渦の空間分布

図 17 は  $Re_\tau = 180, 400$  及び  $800$  の channel 乱流における第二不変量の等値面を示している。ここで、第二不変量はそれぞれの DNS データの  $u_i$  と  $v_i$  を用いて正規化されており、 $Q^* = 0.01$  の等値面が可視化されている。一様等方性乱流や乱流混合層の場合と同様に  $Q^*$  を用いると channel 中心付近に存在するコヒーレント微細渦についても壁面近傍の渦構造とある程度等価に可視化することができるが<sup>(14)</sup>、ここでは壁面近傍の渦構造に注目するために、 $Q^*$  の等値面を用いる。可視化されている領域は流れ方向とスパン方向に関しては全領域、壁垂直方向に関しては channel の下半分である。一様等方性乱流及び時間発展乱流混合層の場合と同様に、レイノルズ数の増加とともに微細渦の空間分布の粗密が顕著になっている。

$Re_\tau = 800$  の場合、可視化領域は流れ方向に約  $5000x^+$ 、スパン方向に約  $2500z^+$  である。図中の流れ方向に大きく蛇行したコヒーレント微細渦の塊はスパン方向に  $500z^+$  程度、流れ方向には約  $4000x^+$  程度の非常に大きな空間スケールを有している。また、壁面近傍の微細渦と同程度の第二不変量を有する微細渦の塊が、約  $1000x^+$  程度の間隔で、channel 中心にまで侵入している。このような構造が Adrian ら<sup>(17)</sup>によって実験的に報告されている乱流境界層の外縁部での渦構造と対応する可能性がある。

## 6. まとめ

本研究では、レイノルズ数の異なる一様等方性乱流、乱流混合層及び channel 乱流の DNS 結果を用いて乱流の微細構造のレイノルズ依存性を検討した。コヒーレント微細渦の最頻直径はコルモゴロフ・スケールの 8~9 倍であり、乱流場やレイノルズ数にほとんど依存しない。一方、コヒーレント微細渦の最大周方向速度はレイノルズ数の増加とともに減少する傾向にある。このように、個々のコヒーレント微細渦の特性は乱流場とレイノルズ数に大きく依存しないが、コヒーレント微細渦はレイノルズ数の増加とともに局在化するようになり、比較的大きなスケールのクラスターを形成する。このクラスターのスケールと形状は乱流場に依存している。

## 謝辞

本研究の一部は、科学研究費特定領域研究(B) (No.12125202)により行われたものである。また、DNS を行うにあたり東京大学情報基盤センターの多大な協力を得た。ここに記して謝意を表す。

## 参考文献

- (1) J. Jimenez, A. A. Wray, P. G. Saffman & R. S. Rogallo, *J. Fluid Mech.* 255 (1993), 65.
- (2) M. Tanahashi, T. Miyauchi, & T. Yoshida, *Transport Phenomena in Thermal-Fluids Engineering*, 2, p.1256, Pacific Centre of Thermal-Fluids Engineering, 1996.
- (3) M. Tanahashi, T. Miyauchi & J. Ikeda, *Simulation and Identification of Organized Structures in Flows*, p.131, Kluwer Academic Publishers, 1999.
- (4) M. Tanahashi, T. Miyauchi, & J. Ikeda, *Proc. 11th Symp. Turbulent Shear Flows*, 1 (1997), 4-17.
- (5) J. Jimenez & A. A. Wray, *J. Fluid Mech.* 373 (1998) 255.
- (6) 店橋・ウッディン・岩瀬・宮内, 日本機械学会論文集(B編), 65-638 (1999) 3237.
- (7) M. Tanahashi, S. Iwase, Md. A. Uddin & T. Miyauchi, *Turbulence and Shear Flow*

- Phenomena - 1, Eds. S. Banaerjee & J. K. Eaton, p.79, Begell House Inc., 1999.
- (8) M. Tanahashi, S. Iwase, J. Ikeda & T. Miyauchi, Coherent Fine Scale Structure in Homogeneous Isotropic Turbulence, (2001), preparing
  - (9) 店橋・岩瀬・ウッデイン・高田・宮内, Thermal Science and Engineering, 8-3(2000) 29.
  - (10) M. Tanahashi, T. Miyauchi & K. Matsuoka, Turbulence, Heat and Mass Transfer, 2, p.461, Delft University Press, 1997.
  - (11) M. Tanahashi, T. Miyauchi & K. Matsuoka, Developments in Geophysical Turbulence, p.205, Kluwer Academic Publishers, 2000.
  - (12) M. Tanahashi, S. Iwase, & T. Miyauchi, Advanced in Turbulence, 8 (2000) 655.
  - (13) 店橋・ダス・小路・宮内, 日本機械学会論文集(B編), 65-638 (1999) 3244.
  - (14) 店橋・塩川・ダス・宮内, ながれ, 18-4 (1999) 256.
  - (15) 店橋・辻本・カリム・藤村・宮内, 日本機械学会論文集(B編), 65-640, (1999), 3884.
  - (16) 岩瀬・店橋・宮内, 第31回乱流シンポジウム講演論文集, (1999) 267.
  - (17) R. J. Adrian, C. D. Meinhart & C. D. Tomkins, J. Fluid Mech. 422 (2000), 1.