

乱流の階層構造とエネルギーカスケード

東京工業大学・機械宇宙システム専攻 店橋 護(Mamoru Tanahashi)
Department of Mechanical and Aerospace Engineering
Tokyo Institute of Technology

1. 乱流の大規模構造と微細構造

乱流研究の歴史は 100 年余りに及びその間幾つかの重要な発見が行われ、それらの結果は乱流理論の発展のみならず、乱流モデルの開発や乱流熱物質輸送等の乱流に付随する現象の予測と制御といった工学的応用研究の進展にも貢献してきた。コルモゴロフに代表される理論的研究に加えて、1950~1960 年代に発見された大規模組織構造は、乱流に関連する多くの研究、特に抵抗低減、乱流混合、乱流モデル等の工学的に重要な研究に多大な影響を与えた。大規模組織構造の形態は、壁面せん断乱流の高速・低速ストリーク、縦渦、ヘアピン渦、自由せん断乱流のブラウン・ロシュコ構造、リブ構造等と乱流場の種類に依存しており、無秩序運動の予測・制御から準秩序構造の予測・制御へと研究の方法論は大幅に変化した。

一方、微細スケールの構造に関しては、コルモゴロフの局所等方性の仮説の域を脱することができないままであったが、1990 年代後半になり乱流場の種類に依存しない普遍的微細構造の存在が明らかとなった^{1),2),3)}。これには、流体の支配方程式を数値的に厳密に解く直接数値計算(DNS)が大きく貢献している。乱流はいわゆる非線形散逸系であるため、その構造を考える上で散逸構造を明確にする必要があった。図 1 はテイラー・マイクロスケールに基づくレイノルズ数が約 290 の一様等方性乱流の DNS 結果の解析から得られた微細渦構造の中心軸分布を示している。この DNS には約 8 億 8 千万点の格子点が用いられており、紙面では解像度の問題から雲のように見えるが、一本一本の曲線が微細渦構造の回転中心軸を示している。軸の太さはそれぞれの渦の剛体回転率の強さを表しており、太い軸ほど強い渦を示している。この構造は、コヒーレント微細構造などと呼ばれ、平均的にコルモゴロフ長さ(η)の約 8 倍の直径で、コルモゴロフ速度(u_k)の約 1.2 倍の最大周方向速度で回転する明確な渦の形態をとっている。また、その周囲には極めて強いエネルギー散逸率領域が形成されており、乱流エネルギー散逸率及びその間欠性等と密接に関連している。

これらの渦構造が、すべての乱流場において、乱流エネルギーが熱エネルギーに変換される乱流の最小スケールであるコルモゴロフ・スケールで正規化できることは、これが乱流の散逸構造であ

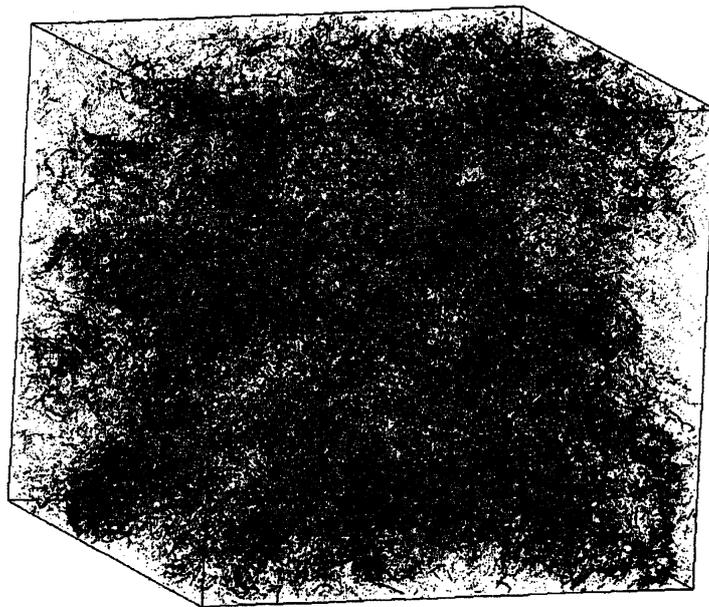


Fig. 1 Distribution of coherent fine scale eddy in homogeneous isotropic turbulence for $Re_\lambda=287.6$.

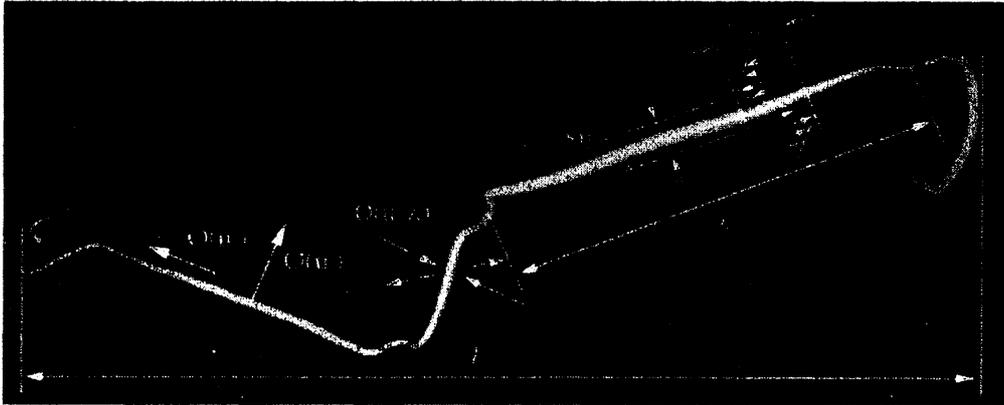


Fig. 2 Schematic of coherent fine scale eddy in homogeneous turbulence

ることを示している。図2は、コヒーレント微細構造の特性を模式的に示したものであるが、この構造は単体で乱流運動のすべての長さ及び速度スケールを有している。また、この構造は、中心付近で強い旋回運動を行っており、抵抗低減⁴⁾、乱流熱物質輸送⁵⁾、乱流混相流⁶⁾、乱流燃焼⁷⁾等の特性を決定する上で非常に重要である。ここで、壁面での摩擦抵抗や熱伝達に直接関連する壁面近傍の縦渦やヘアピン渦は、従来大規模組織構造に分類されていたが、普遍的微細構造の発見によりコヒーレント微細構造の一形態として分類できる³⁾ことが明らかにされた。

2. 乱流の階層構造と DNS

流体運動のみを解析の対象とした場合、支配方程式は次のような連続の式とナビエ・ストークス方程式である。

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \end{aligned}$$

ここで、 \mathbf{u} は流体の速度ベクトルを、 p は圧力を示しているが、最も重要なパラメータは流れの非線形性の度合いを決定するレイノルズ数 Re である。レイノルズ数がある臨界値を超えると流れは乱流状態となる。レイノルズ数が高い場合、上述の方程式中の非線形項が流れの状態を支配し、流れはさらに複雑となる。複雑な乱流現象を特徴付ける長さスケールとして、積分スケール(l)と呼ばれる大規模な流体塊の運動を表現するスケールと前述のコルモゴロフ長さと呼ばれる粘性作用により運動エネルギーから熱エネルギーへと変換される最小スケールがある。乱流現象を正確に解析するには、この二つのスケールを分解できるだけの計算領域の大きさと計算格子の細かさが必要とされるが、これらのスケールの比は次のように見積もられている。

$$\frac{l}{\eta} = \frac{Re_\lambda^{3/2}}{15^{3/4}}$$

ここで、 Re_λ はテイラー・マイクロスケールと二乗平均変動速度に基づくレイノルズ数であり、乱流としての特性を最も良く表現するレイノルズ数である。工学的に観察される流れの多くは $Re_\lambda > 100$ であるため、工学的に重要となるレイノルズ数の乱流場の解析には極めて多くの格子点が必要とされ、

$$N^3 \propto \left(\frac{Re_\lambda^{3/2}}{15^{3/4}} \right)^3$$

と見積もられる。

通常、乱流は乱流運動エネルギーの大部分を保有する大規模スケールの渦から徐々に小さな渦へとエネルギーが伝達され、最終的にコロモゴロフ・スケールで熱エネルギーに変換されると考えられている。前述のコヒーレント微細構造が散逸構造であり、乱流場を構成する最小単位であると考

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, SML: 空間発展乱流混合層, TCF: Channel 乱流, TTC: Taylor-Couette 乱流, Re_λ : 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_τ : 壁面摩擦速度に基づくレイノルズ数, Re_i : 内円筒の回転速度に基づくレイノルズ数, Λ : 初期平均速度分布に対して最も不安定な波長, δ : channel 半幅

ID	Re number	$Ni \times Nj \times Nk$	Grid points
HIT13	$Re_\lambda = 354.4$	1280×1280×1280	2,097,152,000
HIT14*	$Re_\lambda = 400$	1536×1536×1536	3,623,878,656
TML9	$Re_{\omega,0} = 2800$	648×973×432	272,377,728
TML1-30*	$Re_{\omega,0} = 500^{**}$	1152×1729×768	1,529,708,544
SML3*	$Re_{\omega,0} = 1300$	2700×541×240	350,568,000
TCF5	$Re_\tau = 1270$	864×1239×648	693,681,408
TCF6*	$Re_\tau = 1295$	1728×621×1200	1,287,705,600
TCF7*	$Re_\tau = 2500$	3456×1197×1280	5,295,144,960
TTC8	$Re_i = 12000$	97×1280×512	63,569,920
TTC9*	$Re_i = 12000$	97×1280×2560	317,849,600

* Running or projected, ** $Sc=30$

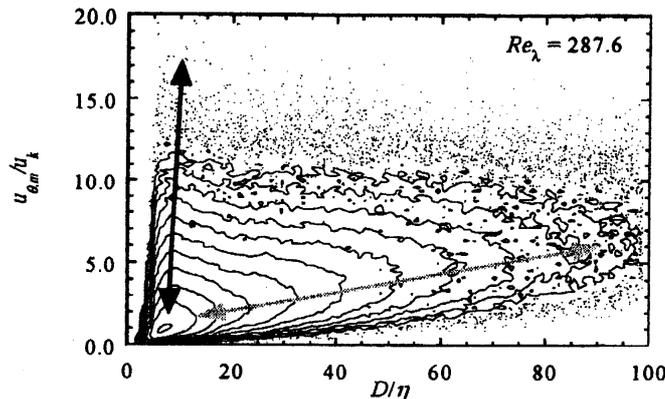


Fig. 3 Joint probability density function of diameter and maximum azimuthal velocity of coherent fine scale eddy in homogeneous isotropic turbulence.

えられる。このカスケード過程は慣性小領域に成立する $-5/3$ 乗則によって裏打ちされており、そこには階層的な渦構造が存在するものと信じられている。この階層構造は、前述の大規模組織構造とコヒーレント微細構造の間を取り持つ構造であるが、中間スケールの渦構造の存在も含めてその詳細は未だ明らかにされていない。この階層構造の解明が、乱流に関連した多くの現象の解明においてブレークスルーとなる可能性がある。

複雑な乱流場であっても部分的には、一様等方性乱流、自由せん断乱流及び壁面せん断乱流に分類できると考えられている。大域的な特性の異なるこれらの乱流場の特性を明らかにするために、多くのDNSが行われている。地球シミュレータを代表とする豊富な計算機資源を背景に、この分野の研究は我が国が世界をリードしている。例えば、一様等方性乱流では680億点(4096×4096×4096)を超えるDNS⁸⁾が報告されており、壁面せん断乱流では実験的では詳細な計測が困難な高レイノルズ数条件でのDNS^{9),10)}が報告され始めている。現在、我が国最高速のスーパーコンピュータは、東京工業大学に設置されているTSUBAMEである。表1は、著者らが行った、あるいはTSUBAMEにおいて現在実行中及び計画の中の一様等方性乱流、時間発展乱流混合層、空間発展乱流混合層、平行平板間乱流及びテイラー・クエット乱流のDNS条件を示している。表に示したレイノルズ数の定義は、乱流場の種類によって異なるが、すべて $-5/3$ 乗則が成り立つ慣性小領域が1桁以上にわたって成立している。このようなDNS結果の詳細な解析により、乱流の階層構造の真の姿を明らかにできる可能性がある。



Fig. 4 Distribution of coherent fine scale eddy in spatially-developing turbulent mixing layer

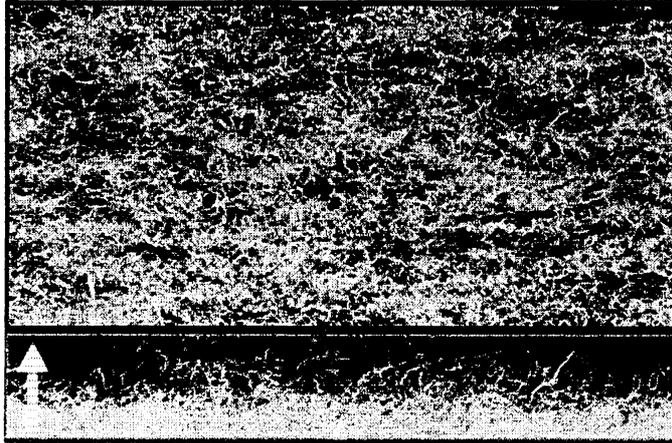


Fig. 5 Fine scale structures in turbulent channel flow

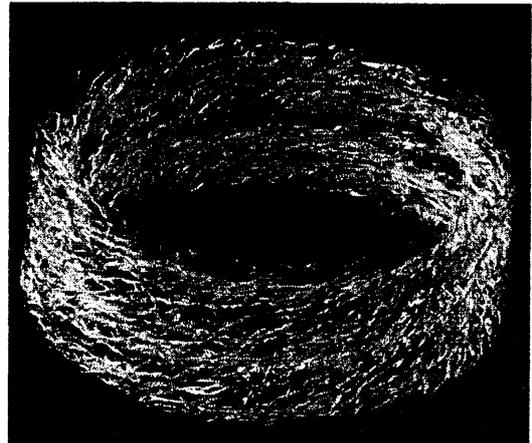


Fig. 6 Fine scale structures in turbulent Taylor-Couette flow

図3は一様等方性乱流のDNS結果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¹¹⁾。図中の隣り合う等値線の確率はそれぞれ2倍異なる。一様等方性乱流には、直径がコルモゴロフ長さの8倍で、最大周方向速度がコルモゴロフ速度の約0.9倍となる微細渦が最も多く存在しており、このことはレイノルズ数に依存しない。また、コルモゴロフ長さの7~10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、このレイノルズ数の場合にはコルモゴロフ速度の約20倍(これは乱流変動速度の二乗平均速度の3~4倍に対応する)にも達する大きな最大周方向速度を有する微細渦が存在している(図中の実線)。これらの微細渦は小さな直径で極めて大きな回転速度を有しており、乱流エネルギー散逸率の間欠性と密接に関係している。これに対して、比較的大きな直径を有する微細渦の回転速度は、直径の増加とともにコルモゴロフ速度の6~7倍程度(\approx 二乗平均速度)の最大周方向速度を有ようになる(図中の灰色線)。これらのいわゆる大規模スケールの渦構造は、大規模スケールにおける従来の乱流の概念と一致している。しかし、これらの渦構造の詳細は未だ明らかにされていない。

図1に示した微細渦の回転軸は渦の剛体回転率の平方根に比例するように描かれている。すなわち、太く、黒い軸ほど剛体回転率は高い。図1から強い微細渦は局所的に密集し、積分長程度の非常に大きな微細渦クラスターが形成されていることが分かる。このような微細渦クラスターは大規模スケールの乱流構造と密接に関係しているものと考えられる。しかし、微細渦クラスターが乱流の中間スケールの構造なのか、あるいはこのような解析では見えてこない別の構造があるかどうかは、現段階では判断できない¹¹⁾。これについては後に議論する。

一様等方性乱流は理想的な乱流場であり、明確な大規模組織構造を持たない。このため、乱流の階層構造を議論するには必ずしも適切ではない可能性がある。これに対して、平均流を有するせん断乱流には、平均せん断からエネルギーを受け取る明確な大規模組織構造が存在している。図4は、自由せん断乱流の一種である空間的に発達する乱流混合層のDNS結果から抽出したコヒーレント微細渦の中心軸分布を示している¹²⁾。可視化方法は図1と同様である。図中の微細渦の集合体として観察される構造が、自由せん断乱流の大規模組織構造であるブラウン・ロシュコ構造である。この場合、大規模組織構造とコヒーレント微細渦のスケール比は100倍以上であり、このスケール比はレイノルズ数の増加と共に増大する。図4に示した結果はこの乱流場のDNSとしては世界最大であるが、大規模組織構造とコヒーレント微細構造の中間に存在する階層構造は未だ明確ではなく、

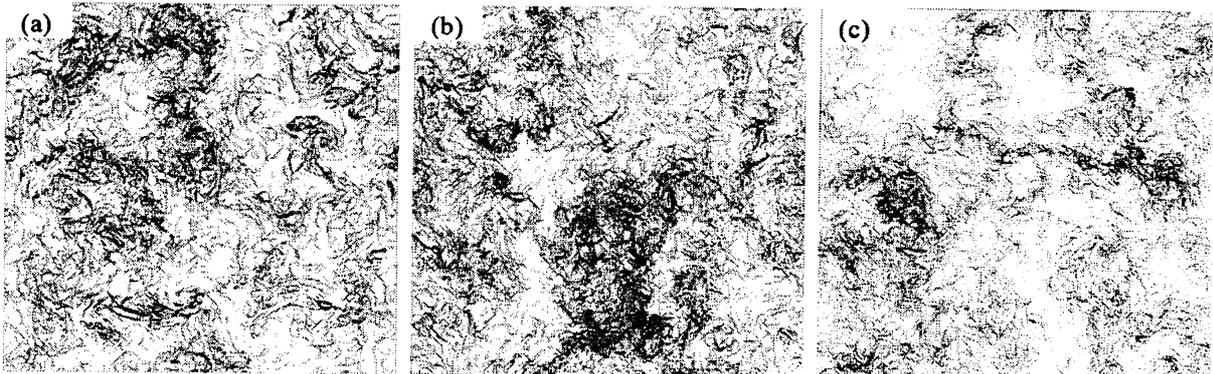


Fig. 7 Spatial distributions of the axes of coherent fine scale eddies for $Re_\lambda=222.7$ (a), 256.1 (b) and 287.6 (c). Domain size is $\pi \times \pi \times \pi/12$ for all.

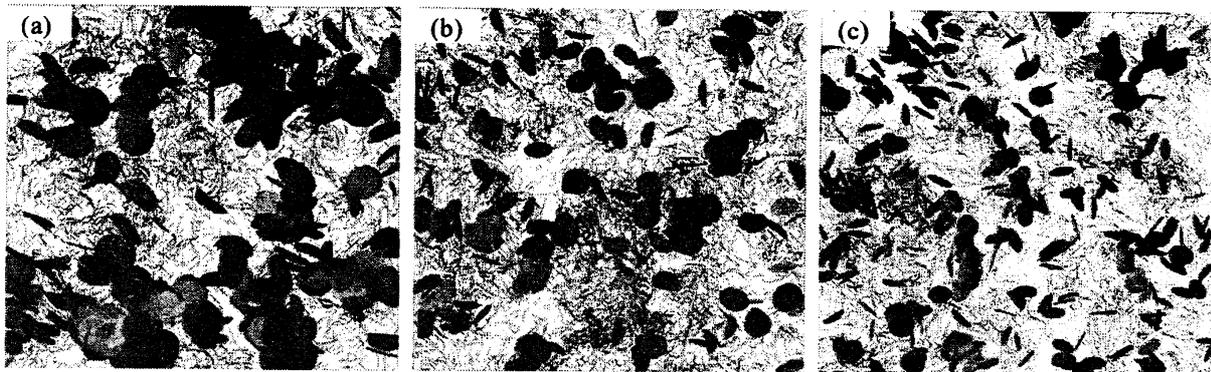


Fig. 8 Spatial distributions of the large scale eddies with the axes.

さらに高レイノルズ数の DNS が必要と考えられる。また、図 1 や図 4 の可視化は DNS の解析結果のすべてを使用したものではない。これは結果を可視化するための技術が数値シミュレーションの規模に対応できていないためであり、上述のような乱流の階層構造を詳細に検討するには、超並列処理による可視技術などの開発も必要となる。

十分発達した乱流の階層構造とは異なるが、複雑な乱流場となると、レイノルズ数によって極めて複雑な構造を示す場合があり、これらは一つの乱流場の中で局所性を有した階層構造である。この代表例は基本的乱流場として精力的に研究が行われている平行平板間乱流である^{3), 9)}。図 5 は著者らが行った平行平板間乱流の DNS 結果を可視化したものである。ただし、図 1 や図 4 に示した微細渦の回転軸の可視化とは異なり、渦構造を示す物理量の等値面を示しているため、必ずしもすべての渦構造が可視化されているわけではない。この乱流場では、壁面から離れるに従い(図中の矢印の方向)、コヒーレント微細渦の長さスケールは増大し、速度スケールは減少する(ただし、壁面から距離によりコルモゴロフ・スケールが変化するため、それぞれの位置では前述のスケール則が成り立つ³⁾)。これと共に、大規模な構造も壁面から離れるに従い出現するため、極めて解析が困難である。

さらに複雑な乱流場の例として、回転二重円筒内の流れがある。この流れ場はテイラー・クエット流と呼ばれており、レイノルズ数の増加とともに段階的に乱流へと遷移することから、一般的な教科書において乱流現象を導入する際に良く用いられる流れ場である。図 6 は、十分発達した乱流状態への遷移過程のレイノルズ数におけるテイラー・クエット流の DNS 例を示している¹³⁾。この流れ場の可視化実験は過去数多く行われているが、その乱流渦構造はそれほど詳細に調査されていない。近年可能となった大規模な DNS の解析から、良く知られていると考えられていたテイラー・クエット流の乱流への遷移過程には、極めて複雑な渦構造が段階的に生成され、それらは強い局所性を伴った空間的な階層構造を有することが明らかにされつつある¹³⁾。

3. 一様等方性乱流の階層構造とエネルギーカスケード

ここでは、乱流の階層的な構造とエネルギーカスケードについて議論する^{11), 14), 15)}。図 7 は微細

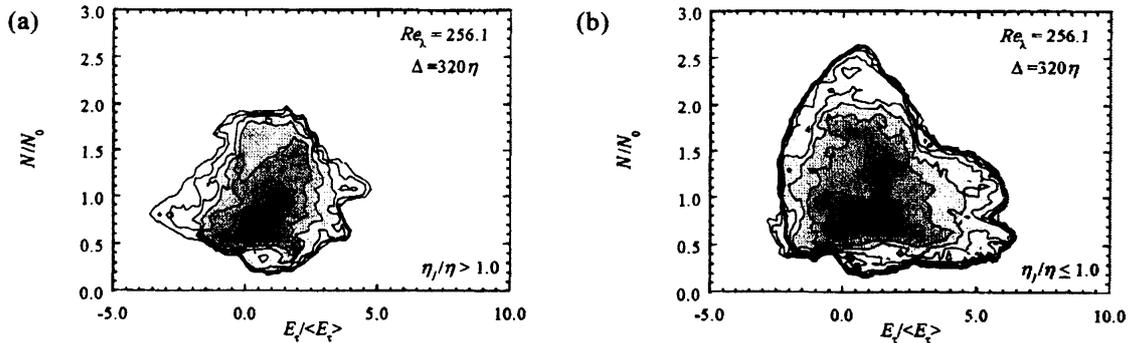


Fig. 9 Joint probability density functions of energy transfer E_r and number density of the diameter above 80η in a cube of integral length scale unit. (a) and (b) are conditioned by local Kolmogorov scale, η_l .

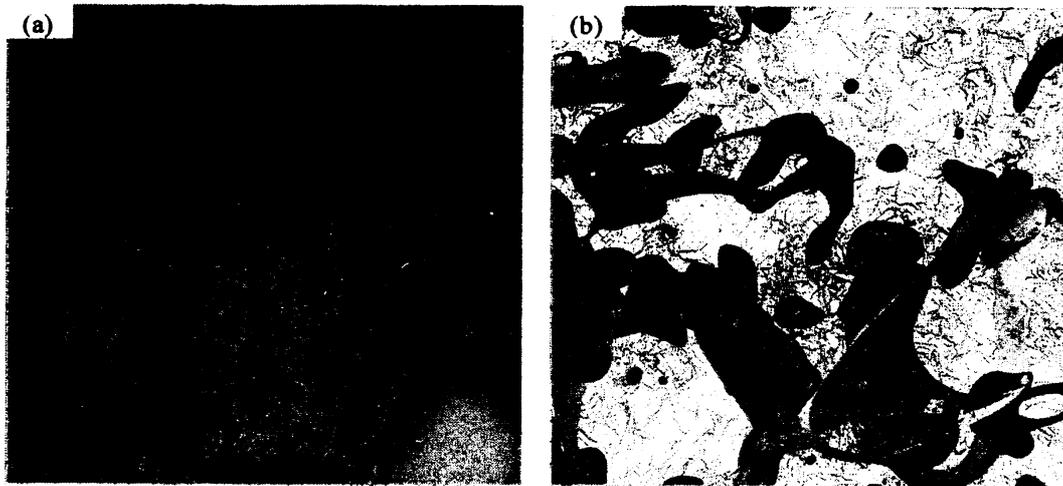


Fig. 10 Typical relation between the energy transfer from GS to SGS and the clusters of coherent fine scale eddies (a) and contour surfaces of high strain rate in large scale for filter size Δ are 80η (red), 160η (orange) and 320η (yellow) with the axes (b).

渦の回転軸分布を、図 8 は回転軸と共に 80η 以上の直径を有する渦構造の空間分布を示している。図 7 と図 8 はそれぞれ $Re_\lambda=222.7$ (a), 256.1 (b)及び 287.6 (c)であり、可視化領域は $\pi \times \pi \times \pi/12$ ($\pi \approx 3l_E$) である。また、微細渦の回転軸の太さは軸上の第二不変量 Q_c の平方根に比例するように描かれており、強い微細渦ほど太く描かれている。図 8 中に示す円盤の大きさは直径を、色は中心点の第二不変量 Q_c を示している。また、円盤は渦の中心点における渦度ベクトル ω_c に垂直な平面において描いている。図 6 が示すように、高レイノルズ数乱流場では強い微細渦は局在化し、積分長程度のクラスター構造を形成することがわかる。また、図 8 に示す比較的スケールの大きな渦構造はクラスター内部にはほとんど存在せず、微細渦クラスター近傍に数多く分布する傾向にあることがわかる。微細渦クラスターの特性の詳細を明らかにするために、比較的大きな直径を有する渦について検討する。図 9 は次のように定義される GS 成分から SGS 成分へのエネルギー輸送 E_r と一辺が積分長の立方体内に存在する 80η 以上の直径を有する渦の数密度の結合確率密度関数を示している。

$$E_r = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} = -L_{ij} \bar{S}_{ij} - C_{ij} \bar{S}_{ij} - R_{ij} \bar{S}_{ij}$$

ここで L_{ij} , C_{ij} 及び R_{ij} はそれぞれレオナード項、クロス項及びレイノルズ項であり、フィルター幅は積分長程度である 320η ($\approx 0.88l_E$) とした。渦密度 N は全空間における平均渦密度 N_0 で正規化されている。また、結合確率密度関数は一辺が積分長である立方体内の平均エネルギー散逸率から算出される局所コルモゴロフ・スケール (η_l)¹¹⁾ で条件付けされており、図 9(a) は $\eta_l / \eta > 1.0$ を、図 9(b) は $\eta_l / \eta < 1.0$ を示している。 $\eta_l / \eta > 1.0$ の場合、全体的に渦密度は平均的であるが、エネルギー輸送が増加するにつれて渦密度が増加する傾向にある。これに対して、 $\eta_l / \eta < 1.0$ の場合、GS-SGS 間エネ

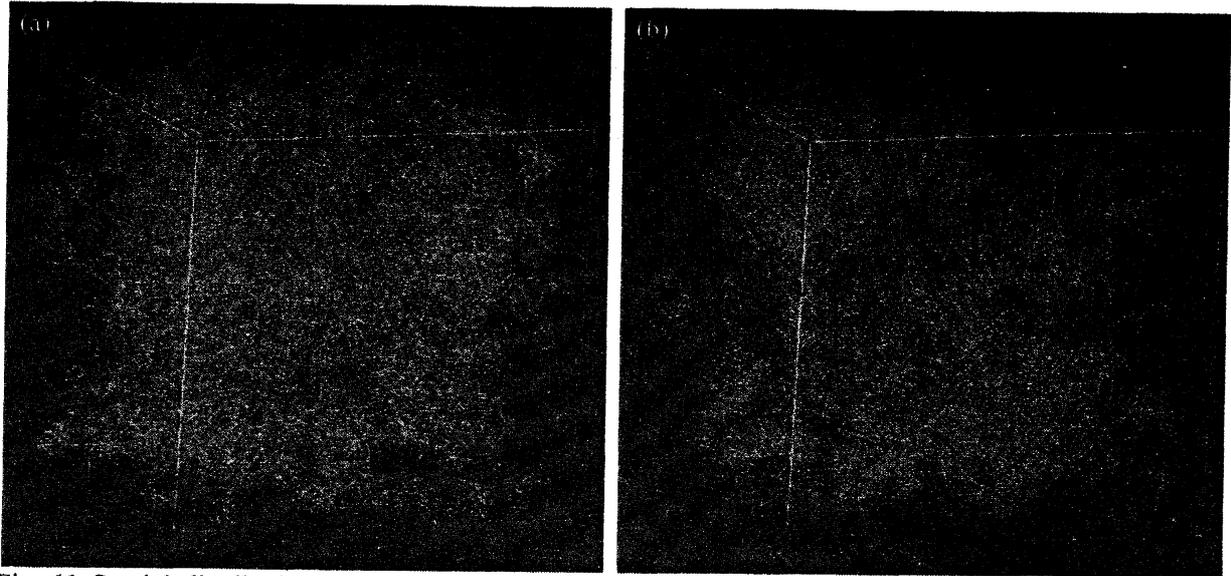


Fig. 11 Spatial distributions of the axes of coherent fine scale eddies for $Re_\lambda=222.7$ (a) and 256.1 (b). Domain size is $3.31l_E \times 3.31l_E \times 3.31l_E$ (a) and $3.17l_E \times 3.17l_E \times 3.17l_E$ (b).

ルギー輸送が活発な領域では 80η 以上の直径を有する渦の密度は低く、逆に GS-SGS 間エネルギー輸送が平均的な領域で、渦密度は高くなる。局所コルモゴロフ・スケールが小さな領域はエネルギー散逸率が大きな領域に対応しており、その領域に微細渦クラスターが存在する傾向にあるため、このことは大規模渦構造がクラスター周囲に存在することを示している。

図 10(a)は、図 7(b)に示した領域において、GS-SGS 間エネルギー輸送分布を示している。白と黒はそれぞれ、GS 成分から SGS 成分へのエネルギー輸送が負と正の領域を示している。また、赤はエネルギー輸送が均衡している領域である。図 10(a)から、GS-SGS 間エネルギー輸送 E_T が正の領域、すなわち Forward scatter が活発な領域に微細渦クラスターが存在することがわかる。これらのことから、 80η 以上の直径を有する比較的大きな渦構造は微細渦クラスター近傍の GS-SGS 間のエネルギー輸送が比較的小さな領域に存在する傾向にあることがわかる。図 10(b)は異なる大規模スケールの歪み速度の空間分布を示している。赤、橙色及び黄色はそれぞれ 80η 、 160η 及び 320η のスケールの歪み速度の等値面である。歪み速度が高い領域は微細渦クラスターに集中する傾向にあることがわかるが、以前の研究¹⁵⁾で明らかにされているように、微細渦のクラスターが存在する領域以外、異なる大規模スケールの歪み速度が高い領域は空間的に同一の位置に存在しない。このため、歪みのスケール相似則は成立しないと考えられる。これは Large Eddy Simulation の SGS モデルにおいて極めて重要な特性である¹⁵⁾。

4. 一様等方性乱流中の微細渦クラスターの特性

ここでは、一様等方性乱流中の微細渦クラスターの特性について検討する¹⁶⁾。図 11 はコヒーレント微細渦の回転軸分布を示している。ここで、可視化領域は $3.31l_E \times 3.31l_E \times 3.31l_E$ ($Re_\lambda=222.7$)と $3.17l_E \times 3.17l_E \times 3.17l_E$ ($Re_\lambda=256.1$)であり、微細渦の回転軸は軸上の第二不変量 $Q = (W_{ij}W_{ij} - S_{ij}S_{ij})/2$ の平方根に比例するように描かれている。すなわち、太く、赤い軸ほど剛体回転率は高い。前述のように、これらの図から強い微細渦は局所的に密集し、積分長程度の非常に大きな微細渦クラスターを形成していることが分かる。このような微細渦クラスターは大規模スケールの乱流構造と密接に関係しているものと考えられる。このようなコヒーレント微細渦の空間的な非一様性を定量的に検討するために、本研究では PDF variance¹⁷⁾¹⁸⁾を導入する。PDF variance は、物理量の空間的な分布に関する確率密度関数(PDF)を一様に分布する場合の PDF と比較することで、その物理量の局所的な偏りの指標を与える。本研究では、以下のような PDF variance を定義し、コヒーレント微細渦の空間分布を検討する。

$$D(a\eta : Q) = \sum_{n=0}^{N_e} (P_{a\eta}(n : Q) - P_{uniform}(n : Q))^2$$

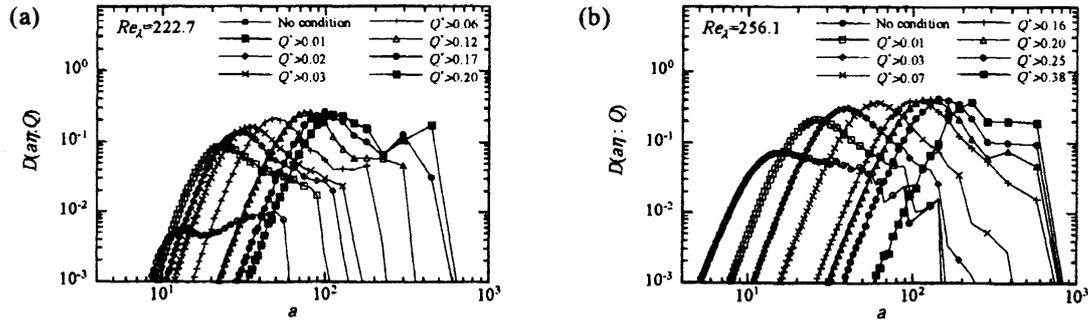


Fig. 12 Cell-scale and eddy-intensity dependences of PDF variance of the coherent fine scale eddy for $Re_\lambda=222.7$ (a) and 256.1 (b).

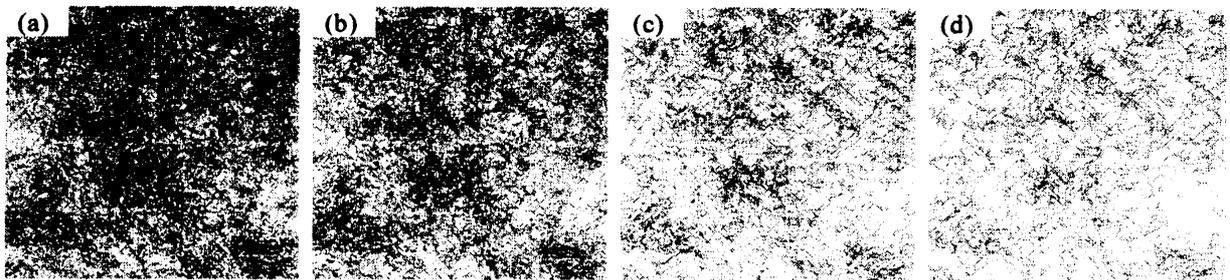


Fig. 13 Spatial distributions of the axes of coherent fine scale eddies for $Re_\lambda=222.7$ (a): no condition, (b): $Q^*>0.01$, (c): $Q^*>0.02$, and (d): $Q^*>0.03$. Domain size is $3.31l_E \times 3.31l_E \times 1.10l_E$.

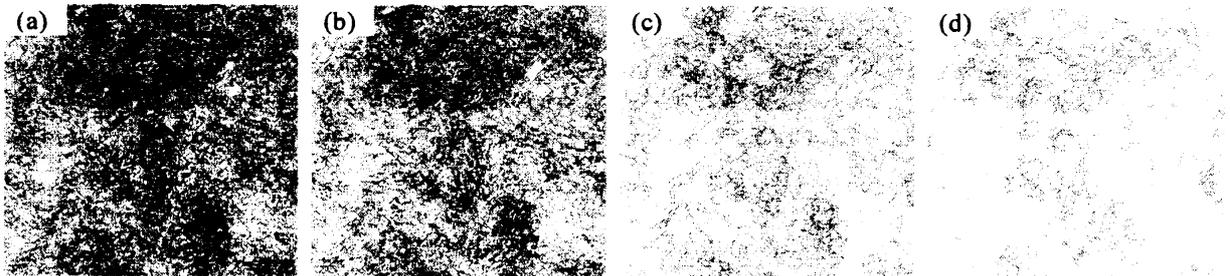


Fig. 14 Spatial distributions of the axes of coherent fine scale eddies for $Re_\lambda=256.1$ (a): no condition, (b): $Q^*>0.01$, (c): $Q^*>0.03$, and (d): $Q^*>0.07$. Domain size is $3.17l_E \times 3.17l_E \times 1.06l_E$.

ここで、 $P_{ar\eta}(n; Q)$ は検査体積を一辺の長さが $ar\eta$ の立方体とした場合の渦中心における第二不変量 Q_c が $Q_c > Q$ であるコヒーレント微細渦の濃度 PDF であり、 $P_{uniform}(n; Q)$ は同様な渦が空間的にランダムに分布した場合の濃度 PDF を示している。この PDF variance が大きいほど渦が局在化していることを表す。

図 12 は、微細渦中心での Q_c により条件付けし、かつ検査体積の大きさを変化させた場合の PDF variance を示している。以前の可視化に基づいた研究¹⁹⁾から、低レイノルズ数一様等方性乱流のコヒーレント微細渦の平均距離はテイラー・マイクロスケール程度であることが示唆されている。 Q_c による条件を付加しない、すなわちすべてのコヒーレント微細渦を対象とした場合、PDF variance は $Re_\lambda = 222.7$ の場合は $ar\eta = 14\eta$ 、 $Re_\lambda = 256.1$ の場合は $ar\eta = 16\eta$ でピークを示している。これらのレイノルズ数の場合、テイラー・マクロスケールはそれぞれ $\lambda = 29.3\eta$ 、 31.6η である。したがって、PDF variance のピークはテイラー・マイクロスケールの 1/2 であり、これはコヒーレント微細渦の平均距離がテイラー・マイクロスケールであることを定量的に示している。

Q_c に条件を付加することにより、コヒーレント微細渦の強度に応じた空間分布を議論することができる。本研究では、二乗平均変動速度とコルモゴロフ・スケールを用いて正規化した Q_c に基づいて条件付けを行う。図 12 に示すように、 Q_c を大きくすると、PDF variance がピークを示す検査体積

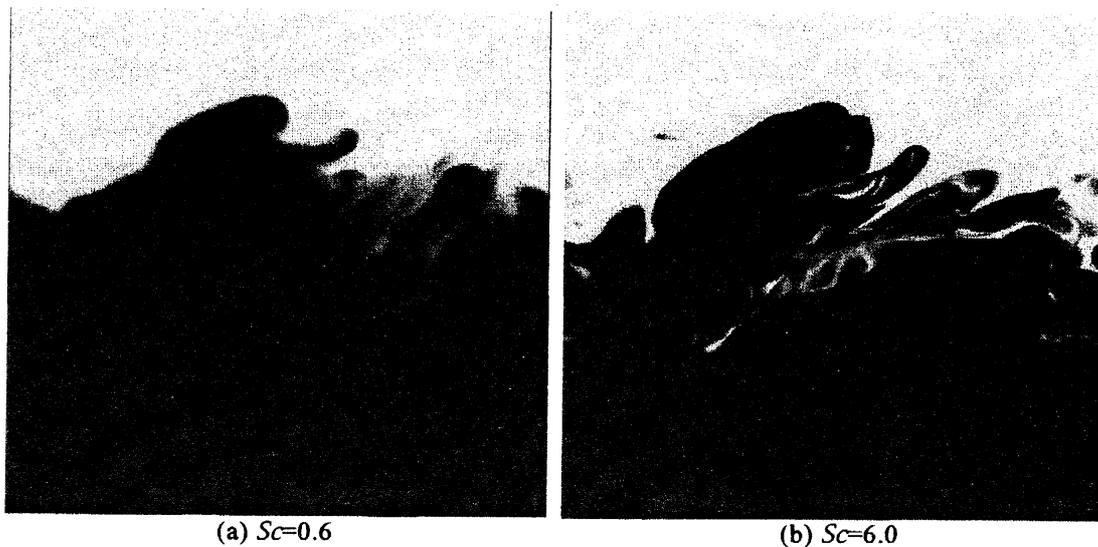


Fig. 15 Turbulent mixing of scalar with different Schmidt number.

の大きさが大きくなり、PDF variance 自体の大きさも増加する。これは、図 11 に示した可視化結果からも予測されるように、強い微細渦ほど空間的に大きな疎密を有し、クラスターとして存在することを示している。より大きな Q_c では PDF variance の大きさは再び減少する。PDF variance が最大値を示すのは $Re_\lambda=222.7$ において $Q_c/(u_{rms}/\eta)^2 > 0.17$ 、 $Re_\lambda=256.1$ において $Q_c/(u_{rms}/\eta)^2 > 0.25$ であり、ピークを示す検査体積の大きさはそれぞれ $a\eta=128\eta$ 、 143η である。それぞれのレイノルズ数において、これらのスケールは積分スケールの約半分程度に対応する。すなわち、強いコヒーレント微細渦は、積分スケール程度のクラスターを形成している。

図 13 と図 14 は $Re_\lambda=222.7$ 及び 256.1 の DNS データから抽出したコヒーレント微細渦の中心軸分布を示している。PDF variance と同様に微細渦軸上の第二不変量によって条件付けして可視化されている。ただし、可視化した軸の太さは、図 11 と異なりすべて一定となるように描かれている。微細渦の数は剛体回転率の大きい渦ほど減少していくが、強い微細渦が存在する位置は、すべての微細渦の回転軸を可視化した場合(a)に観察される渦の集合体、即ちクラスターが存在する領域である。すなわち、積分スケール程度離れた強い微細渦の周囲に徐々に弱い渦が集合することでクラスターが形成されている。

5. 乱流に関連する諸問題に存在する多様な階層構造

近年の環境・エネルギー問題を解決するには、エネルギー有効利用及び省エネルギーによる二酸化炭素排出量の低減が必要不可欠である。エネルギー有効利用及び省エネルギーを実現するために解決すべき諸問題と乱流現象は密接に関連しており、多くの工学機器で観察される乱流現象では 2 種類以上の階層構造とそれらの相互作用が重要な役割を果たしていると考えられる。

高プラントル数あるいは高シュミット数流体の乱流熱物質輸送では、乱流の階層構造に加えて温度場や濃度場も独自の階層構造を持ち、それらの相互作用が乱流混合拡散過程を支配している²⁰⁾。図 15 は同レイノルズ数の時間発展乱流混合層において異なるシュミット数の物質を混合する場合の DNS 結果を示している²¹⁾。混合される物質の大域的な分布はシュミット数が異なってもほとんど変化しないが、微細スケールの構造は大きく変化する。この場合、濃度変動のエネルギー Spektral には、二つの小領域が形成され、乱流運動の階層構造と濃度変動の階層構造が相互作用し、最終的な特性を決定していると考えられている。この例の場合、乱流の階層構造から濃度変動の階層構造に移行する長さスケールは、コルモゴロフ長さの約 8 倍であり、前述のコヒーレント微細渦の最頻直径とほぼ一致する²¹⁾。さらに、大気・海洋間の物質輸送などでは、気相乱流と液相乱流の異なる特性を持つ階層構造とそれらの境界に形成される自由界面が干渉することが予想される。

多くの工学機器で熱物質の輸送に要するエネルギーの大半は、乱流に起因する流動摩擦抵抗によって失われる。輸送媒体となる流体にある種の界面活性剤や高分子を添加することで、流動摩擦抵抗を半減できることは古くから知られているが、その詳細は未解明であり、実用化の障害となって

いる。界面活性剤や高分子を添加した複雑流体では、分子-ミセル-高分子に至る乱流の最小構造よりもさらにマイクロ・スケールでの階層的な挙動と乱流階層構造が干渉し、抵抗低減現象を生じていると考えられている²²⁾²³⁾。

また、環境・エネルギー問題を解決するには、ガスタービンやエンジン等の実際にエネルギーを生み出す各種燃焼器の高効率化と低環境負荷化も極めて重要な課題である。多くの実用燃焼器内の流れは、高レイノルズ数及び高圧力条件のもとにあり、乱流の階層構造による火炎面の階層構造、乱流微細渦と火炎の干渉による火炎内部での化学反応に起因する階層構造²⁴⁾及び火炎自身が有する固有不安定モードが複雑に干渉している。

流体機器の性能向上には流動特性の予測が不可欠であり、過去多くの乱流モデルが構築されてきたが、乱流構造は空間的階層性と時間的階層性も有しており、乱流モデルの高精度化にはそれらの特性を考慮に入れる必要があると考えられる。また、微細加工技術を用いてこれらの階層構造を直接制御することで、高効率流体機器の開発が期待されている²⁵⁾。

このように、環境・エネルギー問題と直結した乱流に関連する課題の多くは、多様な階層性を有しており、それらに立脚した現象の解明が必要と考えられる。

6. まとめ

本稿では、乱流の微細渦構造に関する最近の研究結果を概観し、乱流の大規模直接数値計算の動向と大規模計算によって可能となる乱流の階層構造に関する研究についてまとめた。また、乱流の階層構造に関する最近の研究例として、一様等方性乱流の微細渦構造とエネルギーカスケードの関係、並びに微細渦クラスターの特性について紹介した。さらに、乱流に関連する諸問題に観察される階層構造とその重要性についても簡単にまとめた。今後大規模な数値シミュレーション等によりその詳細が明らかにされ、それらに基づいた乱流現象及び乱流に付随する多くの現象の高精度な予測モデルが構築されることが望まれる。

参考文献

- 1) M. Tanahashi, T. Miyauchi and J. Ikeda: Identification of Coherent Fine Scale Structure in Turbulence, IUTAM Symp.: Simulation and Identification of Organized Structures in Flows, pp. 131-140, 1999.
- 2) M. Tanahashi, S. Iwase and T. Miyauchi: Appearance and Alignment with Strain Rate of Coherent Fine Scale Eddies in Turbulent Mixing Layer, *J. Turbulence*, 2, No.6, 2001.
- 3) M. Tanahashi, S. -J. Kang, T. Miyamoto, S. Shiokawa and T. Miyauchi: Scaling Law of Fine Scale Eddies in Turbulent Channel Flows up to $Re_\tau=800$, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 25, pp.331-340, 2004.
- 4) 西村浩一, 店橋護, 宮内敏雄: 乱流コヒーレント微細渦に基づく摩擦抵抗低減効果予測法, 日本機械学会論文集(B編), 68, pp.2143-2149, 2002.
- 5) 店橋護, 岩瀬謙, アシュラフ・ウッディン, 高田夏来, 宮内敏雄: 一様等方性乱流中のコヒーレント微細渦の空間分布と熱輸送, *Thermal Science and Engineering*, 8, pp.29-38, 2000.
- 6) M. Sato, M. Tanahashi and T. Miyauchi: Droplet Dispersion and Vapor Mixing by Fine Scale Turbulence, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, to be submitted, 2007
- 7) M. Tanahashi, M. Fujimura and T. Miyauchi: Coherent Fine Scale Eddies in Turbulent Premixed Flames, *Proc. Combust. Inst.*, 28, pp.529-535, 2000.
- 8) Y. Kaneda, T. Ishihara, M. Yokokawa, K. Itakura and A. Uno: Energy Dissipation Rate and Energy Spectrum in High Resolution Direct Numerical Simulations of Turbulence in a Periodic Box, *Phys. Fluids*, 15, pp.L21-L24, 2003.
- 9) 岩本薫, 笠木伸英, 鈴木雄二: チャネル乱流における階層構造, 日本流体力学会年会2005講演論文集, AM05-02-003, 2005.
- 10) T. Tsukahara, H. Kawamura and K. Shingai: DNS of Turbulent Couette Flow with Emphasis on the Large-Scale Structure in the Core Region, *J. Turbulence*, 7, No.19, 2006.
- 11) 藤林邦治, 店橋護, 宮内敏雄: 一様等方性乱流における階層構造と微細渦クラスター, 第18回数値流体力学シンポジウム講演論文集(CD-ROM), A3-4, 2004.
- 12) Y. Wang, M. Tanahashi and T. Miyauchi: Coherent Fine Scale Eddies in Turbulence Transition of Spatially- Developing Mixing Layer, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, to be submitted, 2007.
- 13) 何文奇, 店橋護, 宮内敏雄, 高レイノルズ数Taylor- Couette流の乱流構造, 第20回数値流体力学シンポジウム講演論文集(CD-ROM), A10-3, 2006.
- 14) 藤林邦治, 店橋護, 宮内敏雄: 高レイノルズ数一様等方性乱流中の微細渦クラスター, 第19回数

- 値流体力学シンポジウム講演論文集(CD-ROM), E7-3, 2005.
- 15) M. Tanahashi, K. Fujibayashi and T. Miyauchi, Fine Scale Eddy Cluster and Energy Cascade in Homogeneous Isotropic Turbulence, IUTAM Bookseries (IUTAM Symposium on Computational Physics and New Perspectives in Turbulence), Vol. 4, pp. 65-72, 2008
 - 16) 窪田 泰助, 店橋護, 宮内敏雄: 高レイノルズ数一様等方性乱流における階層構造と微細渦クラスタ, 第21回数値流体力学シンポジウム講演論文集(CD-ROM), E5-3, 2007.
 - 17) L-P. Wang, M. R. Maxey: Settling Velocity and Concentration Distribution of Heavy Particles In Homogeneous Isotropic Turbulence, J. Fluid Mech., 256, pp. 27-68, 1993.
 - 18) R. C. Hogan, J N. Cuzzi: Stokes and Reynolds Number Dependence of Preferential Particle Concentration in Simulated Three-Dimensional Turbulence, Physics of Fluids, 13-10, pp. 2938-2945, 2001.
 - 19) 店橋護, 岩瀬識, アシュラフ・ウッディン, 高田夏来, 宮内敏雄: 一様等方性乱流中のコヒーレント微細渦の空間分布と熱輸送, Thermal Science and Engineering, 8-3, pp. 29-38, 2000.
 - 20) T. Michioka and S. Komori: Large-Eddy Simulation of a Turbulent Reacting Liquid Flow, AIChE Journal., 50, pp. 2705-2720, 2004.
 - 21) M. Tanahashi, Y. Wang, T. Fujisawa, K. Chinda and T. Miyauchi: Fractal Geometry and Mixing Transition in Turbulent Mixing Layer, Proc. 5th Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena, 2007.
 - 22) T. Kajishima: Influence of Particle Rotation on the Interaction between Particle Clusters and Particle-Induced Turbulence, Int. J. Heat and Fluid Flow, 25, pp.721-728, 2004.
 - 23) B. Yu and Y. Kawaguchi: DNS of Fully Developed Turbulent Heat Transfer of a Viscoelastic Drag-Reducing Flow, Int. J. Heat and Mass Transfer, 48, pp.4569-4578, 2005.
 - 24) M. Tanahashi, Y. Nada, Y. Ito and T. Miyauchi: Local Flame Structure in the Well-Stirred Reactor Regime, Proc. Combust. Inst., 29, pp.2041-2049, 2002.
 - 25) 笠木伸英: 壁乱流のフィードバック制御, 日本流体力学学会誌 ながれ, 25, pp.13-22, 2006.