

高レイノルズ数乱流中の渦の組織構造とその時間発展

Vortex clusters in high-Reynolds-number turbulence and their time evolution

- 石原 卓, 名古屋大学工学研究科, 名古屋市千種区不老町, E-mail: isihara@cse.nagoya-u.ac.jp
宇野篤也, RIKEN AICS, 神戸市中央区港島南町 7-1-26, E-mail: uno@riken.jp
森下浩二, 神戸大学, 神戸市中央区港島南町 7-1-48, E-mail: morishita@port.kobe-u.ac.jp
横川三津夫, 神戸大学, 神戸市中央区港島南町 7-1-48, E-mail: yokokawa@port.kobe-u.ac.jp
金田行雄, 愛知工業大学, 愛知県豊田市 八草町八千草 1247, E-mail: ykaneda@aitech.ac.jp

Takashi Ishihara, Nagoya University, Furo-sho, Chikusa-ku, Nagoya, 464-8603

Atsuya Uno, RIKEN AICS, 7-1-26 Minatojima-minami-machi, Chuo-ku, Kobe, 650-0047

Koji Morishita, Kobe University 7-1-48 Minatojima-minami-machi, Chuo-ku, Kobe, 650-0047

Mitsuo Yokokawa, Kobe University 7-1-48 Minatojima-minami-machi, Chuo-ku, Kobe, 650-0047

Yukio Kaneda Aichi Institute of Technology 1247 Yachigusa, Yakusa Cho, Toyota, 470-0392

High vorticity regions obtained by the large-scale direct numerical simulations with up to 12288^3 grid points, of forced incompressible turbulence in a periodic box are visualized using the method developed for handling such large-scale data. The visualization shows that in high Reynolds number turbulence, strong micro-scale vortices are dense in clusters of various sizes up to of order of the integral length scale. The observation of the motion of the high vorticity regions suggests that large-scale clusters are generated at the edges of the large-scale energy-containing eddies.

1. はじめに

近年のスーパーコンピュータの発達により巨大自由度の数値計算が可能になっている。高レイノルズ数乱流の数値シミュレーションは数値流体力学のテーマの中で最も挑戦的なもののひとつである。最近では、レイノルズ数 Re が $O(10^5)$ の乱流の直接数値計算 (DNS) を実施することが可能になっている。高レイノルズ数乱流の統計的性質の多くが乱流の大規模 DNS で明らかに成りつつある。¹⁻³

最近、乱流の大規模 DNS によって得られた高 Re 乱流の可視化と解析により、レイノルズ数が増加すると乱流中の強い渦構造が $Re = O(10^2)$ における孤立した管状渦から $Re = O(10^4)$ における強い管状渦が密集した渦の組織構造 (薄い剪断層) への遷移することが示された。⁴ $Re = O(10^2)$ における管状渦の直径は $10\eta \approx \lambda$, 長さは $O(L)$ である。一方, $Re = O(10^4)$ における渦の組織構造の大きさは $O(L)$, 厚さは $O(\lambda) \gg 10\eta$ である。ここで, L は積分長, $\lambda \propto LRe^{-1/2}$ はテイラー長, $\eta \propto LRe^{-3/4}$ はコルモゴロフ長である。高 Re 乱流中の渦の組織構造はしばしば強い剪断を形成し、強いエネルギー輸送や散逸の領域となる。そのため高 Re 乱流の性質を理解する鍵となる構造であると考えられるが、どのように時間発展するか? レイノルズ数の増加とともにどう変化するか? 等、分かっていないことは多い。

最近、我々のグループは京用に開発した、スペクトル法に基づく領域 2 次元分割の乱流 DNS コード⁵ を用いて、最大格子点数 12288^3 の世界最大規模の乱流 DNS を実現した。また、得られた乱流場 $Re = O(10^5)$ の渦度場の全域を可視化して観察する方法を開発した。本発表では、京を用いて実施した乱流 DNS によって得られた乱流場の大規模データおよび大規模時系列データを可視化し、その結果を観察することによって得られた知見について紹介する。

2. 一様等方性乱流の大規模 DNS

一様等方性乱流の DNS の基本的な方法は、地球シミュレータ (ES) を用いて実施した大規模 DNS⁶ と同じで、フーリエ・スペクトル法に基づくものである。外力の入れ方も同じで、波数空間にて低波数モードのみに働く「負の粘性」を用いて、全エネルギーを一定に保つものである。なお、ES 用のコードは領域が 1 次元分割であったの

に対し、京用のコードは領域 2 次元分割である。これは多くのノードを使って計算性能を上げるためである。

京では格子点数 6144^3 , 8192^3 , 12288^3 の DNS を各々 96×64 , 128×64 , 192×128 のノード数で実施した (このノード数は扱うメモリを最小限に押さえ、高効率を得るように最適化したものである⁵)。格子点数 6144^3 と 8192^3 の乱流 DNS の初期条件には、ES で実施した格子点数 4096^3 の乱流 DNS ($k_{\max}\eta \sim 1$) で得た発達した乱流場 ($Re = 3.6 \times 10^4$) を用いた。また、格子点数 12288^3 の乱流場の初期条件には格子点数 8192^3 の DNS の時間発展によって得られた乱流場を用いた。

格子点数 6144^3 , 8192^3 , および、 12288^3 の乱流 DNS で得られた近似的な準定常状態の乱流場のレイノルズ数は各々, $Re = 6.35 \times 10^4 (R_\lambda = 1423)$, $8.94 \times 10^4 (1793)$, $1.53 \times 10^5 (2316)$ である。

3. 可視化結果

格子点数 6144^3 と 8192^3 の乱流 DNS では、同じ初期条件を用いており、外力の入れ方も同じであるため、違いは粘性係数 ν と時間刻み Δt のみである。どちらも $t = 1.075 (= 0.57T)$ まで DNS により時間発展させ、得られた各々の乱流場の高渦度領域 ($\omega > 6\langle\omega\rangle$) を可視化するとほぼ同じ場所に同じような形状・サイズの渦の組織構造が観察された。これは、強い渦の組織構造がエネルギーを保有する大きい渦に支配されて生成・発達するという解釈と矛盾がない。次に、各々の乱流 DNS で得られた、対応する渦の組織構造を比較すると、格子点数 8192^3 の DNS で得られた組織構造は格子点数 6144^3 の DNS で得られた組織構造に比べ、より細かい渦管の集合で構成されている様子が観察できる (Fig. 1)。これは、組織構造の大きさ $O(L)$ と厚さ $O(\lambda)$ が両者でほぼ一致するのに対し、組織構造の構成要素である渦管の直径 $\sim 10\eta$ が各々 $\lambda/7.6 > \lambda/8.3$ とレイノルズ数が大きくなると相対的に小さくなることに起因する。こうして、レイノルズ数がいほど、渦の組織構造を構成する要素の渦管が $LRe^{-3/4}$ に比例して微細化するため、組織構造の境界は高 Re ほどシャープに見えると理解することができる。

格子点数 8192^3 の乱流 DNS で得られた渦度場全域を奥行き方向に約 10λ 間隔置きに全て観察した結果、渦の組織構造の形は複雑であるが、必ず少なくとも 1 方向には薄く、厚くても高々 10λ 以下であることが観察された。

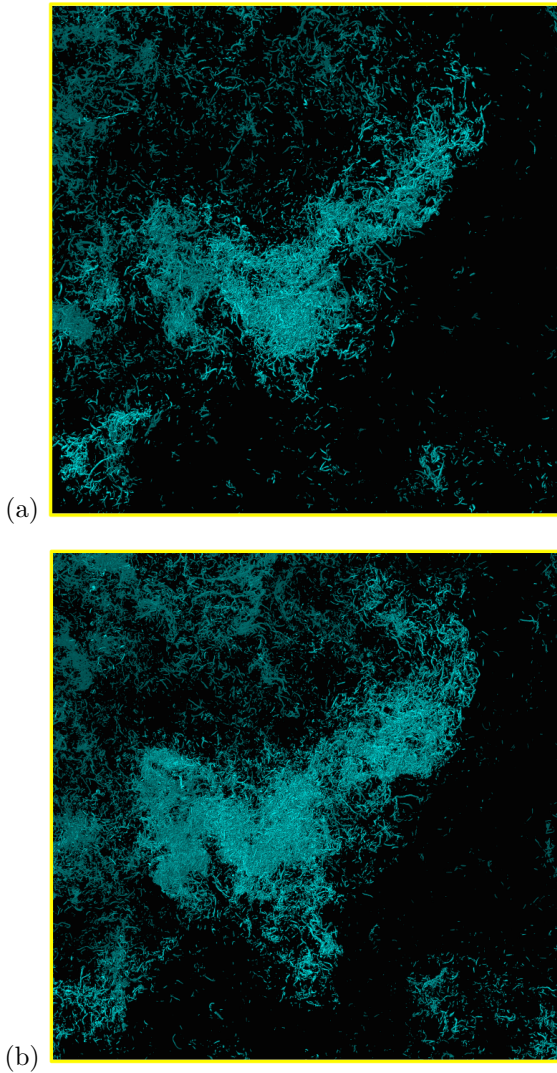


Fig. 1: (a) Vortical cluster obtained by the DNS with 6144^3 grid points ($Re = 6.35 \times 10^4$), (b) that obtained by the DNS with 8192^3 grid points ($Re = 8.94 \times 10^4$). The size of plotted region is of the order of L .

これは、渦の組織構造ができる背景には、渦度を適当な形に集中させる流れがあり、集中する方向には必ず薄くなるからであると理解することができる。

格子点数 12288^3 の乱流 DNS で得られた乱流場を可視化した Fig. 2 では、渦の組織構造として、 $O(L)$ の薄い剪断層のみならず、多様なサイズの管状組織構造があることが観察できる。

最後に格子点数 12288^3 の DNS の $t = 0.63$ から 0.75 にいたる、 $16\tau_\eta$ 相当の時間を等間隔に 5 つに刻んで渦度集中領域 $\omega > 6\langle\omega\rangle$ を可視化して観察した結果、薄い剪断層は継続して存在する一方、管状の組織構造のライフタイムが比較的短いことが分かった。また、薄い剪断層を含めた、渦の組織構造は $O(L)$ のエネルギー保有渦の際に生成される傾向があることが観察された。

以上の観察を定量的に特徴つける組織的な解析は今後実施していく予定である。

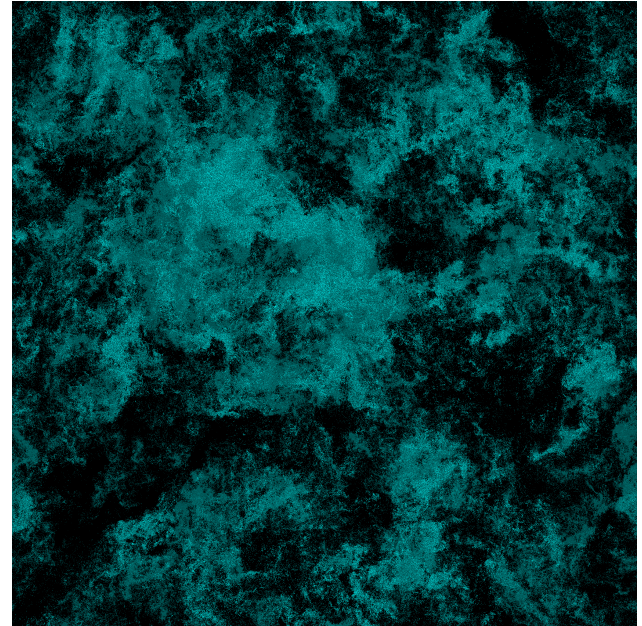


Fig. 2: Equi-vorticity surface showing intense vorticity regions with $\omega > 6\langle\omega^2\rangle^{1/2}$ obtained by the 12288^3 DNS. Segment ($2\pi \times 2\pi \times (\pi/4)$) of the total field. $L = 1.09$ and $L/\eta \sim 6264$.

参考文献

- (1) Y. Kaneda, T. Ishihara, M. Yokokawa, K. Itakura, A. Uno, Phys. Fluids 15 (2003), L21-L24.
- (2) T. Ishihara, Y. Kaneda, M. Yokokawa, K. Itakura and A. Uno, J. Fluid Mech. 592 (2007), 335-366.
- (3) T. Ishihara, T. Gotoh and Y. Kaneda, Annu. Rev. Fluid Mech. 41 (2009), pp.165-180.
- (4) T. Ishihara, Y. Kaneda and J. C. R. Hunt, Flow Turbulence Combust. 91 (2013), 895-929.
- (5) K. Morishita, M. Yokokawa, A. Uno, T. Ishihara and Y. Kaneda, Highly efficient direct numerical simulation of turbulence by a Fourier spectral method on the K computer. Parallel CFD (2015)
- (6) M. Yokokawa, K. Itakura, A. Uno, T. Ishihara, Y. Kaneda, Proc. ACM/IEEE Supercomput. Conf. (2002), 50.