218 乱流中の微細スケールスカラー輸送

Micro-Scale Scalar Transport in Turbulence

正 店橋 護 (東工大) ○ 高田 夏来 (東工大) 正 宮内 敏雄 (東工大)

Mamoru TANAHASHI, Natsuki TAKATA and Toshio MIYAUCHI
Dept. of Mechanical and Aerospace Eng., Tokyo Institute of Technology,
Ookayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8552, Japan

Key Words: Direct Numerical Simulation, Turbulence, Coherent Fine Scale Eddies, Turbulent Mixing, Scalar Dissipation

1. 緒論

乱流の直接数値計算(DNS)結果の詳細な解析から、種々の乱流場にはコルモゴロフ・スケールの約 10 倍の直径と速度変動の rms 値の約 0.5 倍の最大周方向速度を有する普遍的微細渦構造(コヒーレント微細渦)が存在することが明らかにされている⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。これらのコヒーレント微細渦は中心で非常に強い旋回運動を行っているため⁽⁵⁾、乱流中での熱や物質等のスカラーの混合、拡散、散逸機構とも密接に関連しているものと考えられる⁽⁶⁾。

本研究では、スカラー輸送を伴う一様等方性乱流の直接数値計算を行い、乱流中でのスカラー場の統計的性質を明らかにするとともに、コヒーレント微細渦による微細スケールにおけるスカラー輸送機構を明らかにすることを目的としている。

2. 計算方法

本研究では、テイラー・マイクロスケールに基づくレイノルズ数(Re_λ)が 76.0 の十分発達した一様等方性乱流(無次元時間 $t=0.66$)を速度場の初期条件としてスカラー変動を伴う減衰一様等方性乱流の直接数値計算を行った。スカラー場の初期エネルギー・スペクトルは次のように与えた⁽⁷⁾。

$$E_\theta(k) = A_1 k^2 \exp(-A_2 k^2) \quad (1)$$

ここで、 A_1 と A_2 はエネルギー・スペクトルの初期形状を与える定数である。本研究ではプラントル数を 0.717 として、図1に示すように初期スカラー変動のピーク波数の異なる二つのケースについて計算を行った。Case 1 はスカラー変動のピーク波数が $k=4$ であり、Case 2 は $k=8$ である。Case 1 のピーク波数は初期乱流場の積分長の 1.09 倍に、case 2 のピーク波数は積分長の 0.55 倍あるいはテイラー・マイクロスケールの 4.96 倍に対応する。

離散化にはスペクトル法を用い、 $2\pi \times 2\pi \times 2\pi$ の領域を対象として、 $256 \times 256 \times 256$ の格子点を用いて計算を行った。時

間積分には低記憶容量型三次精度ルンゲクッタ法を用い、速度場とスカラー場に対して共に周期境界条件を適用した。

3. 一様等方性乱流中のスカラー場の統計的性質

図2は次のように定義される平均スカラー散逸率の時間変化を示している。

$$\varepsilon_{\theta, \text{mean}} = \frac{1}{RePr} \left(\overline{\frac{\partial \theta}{\partial x_i}}^2 \right) \quad (2)$$

時刻の経過とともに、両ケースのスカラー散逸率は共に増加し、ピークを示した後減少しているが、初期エネルギー・スペクトルのピーク波数が大きな Case 2 の場合の方が初期過程でのスカラー散逸率は大きい。図3はスカラー勾配のフラットネスの時間変化を示している。初期のガウス分布($F=3$)からスカラー変動場の発達と共にスカラー勾配のフラットネスは増加し、それぞれ Case 1 の場合には約 $F=10$ 、Case 2 の場合には約 $F=8$ の一定値に漸近している。図2に示したスカラー散逸率とは異なり、初期エネルギー・スペクトルのピーク波数が大きな Case 2 の場合の方が常に小さなフラットネスを示す。図4は図1においてスカラー散逸率がほぼ同じ大きさを示す時刻 $t=1.32$ における各方向のスカラー勾配の確率密度関数を示している。 $t=1.32$ におけるスカラー散逸率は Case 1 の方が僅かに大きいため、スカラー勾配の最大値も僅かに Case 1 の方が大きい。Case 1 と Case 2 の最大値はほぼ同程度である。しかし、前述のようにフラットネスは異なり、スカラー勾配の確率密度関数の形状は低波数(大きなスケール)のスカラー変動に依存することがわかる。

4. スカラー散逸率とコヒーレント微細渦の関係

図5は、 $t=1.76$ におけるスカラーの等値線と速度勾配テンソルの第二不変量の等値面($Q^*>0.03$)を示している。ここで、第二不変量はコルモゴロフ・スケールと速度変動の rms 値を

Fig. 1 Energy spectrum of initial scalar fields.

Fig. 2 Development of mean scalar dissipation rate.

Fig. 3 Development of flatness factor of scalar gradient.

Fig. 4 Probability density functions of scalar gradient at $t=1.32$.

Fig. 5 Contour lines of scalar and isosurfaces of second invariant normalized by u_{rms} and $\eta(Q^* > 0.03)$ at $t=1.76$. (a): Case 1, (b): Case 2.

Fig. 6 Energy spectrums of velocity and scalar fields at $t=1.76$.

Fig. 7 Isosurfaces of scalar dissipation rate ($\varepsilon_\theta / \varepsilon_{\theta, \text{mean}} > 20$) and axes of coherent fine scale eddies at $t=1.76$. (a): Case 1, (b): Case 2.

用いて無次元化されている。両ケースのスカラ等値線のパターンは酷似しており、スカラが急激に変化する領域は、正の第二不変量の領域として可視化されるコヒーレント微細渦の周囲を取り巻くように存在している。これに対して、微細渦の中心付近では比較的スカラ変動は小さい。ただし、図6に示すように同時刻におけるスカラ変動の低波数域のエネルギー・スペクトルは大きく異なっている。

図7は、 $t=1.76$ におけるスカラ散逸率の等値面($\varepsilon_\theta / \varepsilon_{\theta, \text{mean}} > 20$)及び以前の研究と同様な同定法⁽⁶⁾を用いて抽出されたコヒーレント微細渦の中心軸を示している。両ケースの平均スカラ散逸率が異なるため、同一の $\varepsilon_\theta / \varepsilon_{\theta, \text{mean}}$ で可視化される領域の大きさは異なっているが、空間分布は非常に似ている。さらに、スカラ散逸率の高い領域はシート状の構造を示し、コヒーレント微細渦の中心軸に沿って中心軸を囲むように存在している。このことは、スカラ散逸率とコヒーレント微細渦の間に密接な関係があることを示している。

図8は典型的なコヒーレント微細渦の中心軸に垂直な断面におけるスカラ分布とスカラ散逸率分布を示している。図中の濃淡は白が大きな値に、黒が小さな値に対応している。図示した領域の中心付近に存在するコヒーレント微細渦の非常に強い旋回運動により、スカラの分布は湾曲を受けており、低波数のスカラ変動エネルギーが異なってもスカラ分布はほぼ相似である。初期のスカラ変動エネルギーのピーク波数は異なってもコヒーレント微細渦の周囲に形成されるスカラ散逸率の分布はほぼ相似であり、微細渦に巻きつくように高スカラ散逸域が形成されている。これらのことから、乱流のコヒーレント微細渦は乱流中での微細スケ

Case 1

Case 2

Fig. 8 Distribution of scalar (right) and scalar dissipation rate (left) around a typical coherent fine scale eddy at $t=1.76$.

ールにおけるスカラの輸送機構と散逸機構に重要な役割を果たしていることがわかる。

5. 結論

初期のスカラ変動のピーク波数が異なる場合について、一様等方性乱流中でのスカラ輸送の直接数値計算を行い、以下のような結論を得た。

- (1) スカラ勾配のフラットネスは、初期スカラ変動の低波数域のエネルギーに依存し、スカラ変動のピーク波数が小さい場合の方がフラットネスは大きくなる。
- (2) コヒーレント微細渦の周囲には、微細渦を取り囲むようにシート状の高スカラ散逸率領域が形成される。このスカラ散逸率領域は大規模スケールのスカラ変動エネルギーが異なってもほぼ相似である。
- (3) 乱流のコヒーレント微細渦は乱流中での微細スケールにおけるスカラの輸送機構と散逸機構に重要な役割を果たしている。

参考文献

- (1) J. Jimenez, A. A. Wray, P. G. Saffman and R. S. Rogallo, The Structure of Intense Vorticity in Isotropic Turbulence, *J. Fluid Mech.*, 255, (1993), 65-90.
- (2) M. Tanahashi, T. Miyauchi and K. Matsuoka, Coherent Fine Scale Structure in Temporally Developing Turbulent Mixing Layers, *Turbulence, Heat and Mass Transfer*. Vol. 2 (1997), 461-470, Delft University Press.
- (3) M. Tanahashi, T. Miyauchi and K. Matsuoka, Statistics of Coherent Fine Scale Structure in Turbulent Mixing Layer. *Proc. IUTAM / IUGG Symp. Developments in Geophysical Turbulence*, (1998), in press.
- (4) 店橋, ダス, 小路, 宮内, チャネル乱流のコヒーレント微細構造, *日本機械学会論文集(B 編)*, 65-638, (1999), 3244-3251.
- (5) M. Tanahashi, T. Miyauchi and J. Ikeda, Scaling Law of Coherent Fine Scale Structure in Homogeneous Isotropic Turbulence, *Proc. 11th Symp. on Turbulent Shear Flows1*, (1997), 4-17-4-22.
- (6) 店橋, 岩瀬, ウッディン, 高田, 宮内, 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, (2000), 29-38.
- (7) E. O'Brien and G. Francis, A Consequence of the Zero Fourth Cumulant Approximation, *J. Fluid Mech.*, 13, (1961) 369-382.