

圧縮性乱流中のせん断不安定性による衝撃波生成

研究代表者：渡邊智昭（名古屋大学大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻）

速度変動が音速と同じオーダーとなる圧縮性乱流では乱流の速度変動に起因する衝撃波が現れる。衝撃波による速度変動の増幅や圧縮による温度・密度変化により乱流特性が衝撃波前後で大きく変化するため、乱流内の衝撃波の発生は乱流全体の特性に大きな影響を及ぼす。本研究では乱流中で衝撃波が生成される機構を明らかにすることを目的として、圧縮性乱流の直接数値計算や衝撃波生成に関わると予想される乱流内部の強いせん断領域の解析を実施した。

速度勾配テンソル $\nabla \mathbf{u}$ [$(\nabla \mathbf{u})_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$] の三成分分解を用いて乱流内部のせん断領域を解析する手法を新たに提案した[1]。三成分分解では、 $\nabla \mathbf{u}$ を回転(R)，変形(E)，せん断成分(S)の三つに分解する[2]： $\nabla \mathbf{u} = \nabla \mathbf{u}_R + \nabla \mathbf{u}_E + \nabla \mathbf{u}_S$ 。乱流内部のせん断領域をせん断強度 $I_S = \sqrt{2(\nabla \mathbf{u}_S)_{ij}(\nabla \mathbf{u}_S)_{ij}}$ の極大値として検出する。検出された極大値において、せん断運動の方向により定義されるせん断座標 $(\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)$ を求める。せん断座標系での各方向の速度を u_1, u_2, u_3 とする。ここで、 ζ_1 方向を $\nabla \mathbf{u}_S$ により定義される渦度方向にとり、 ζ_2 および ζ_3 方向はせん断座標において $\nabla \mathbf{u}_S$ が $(\nabla \mathbf{u}_S)_{32} > 0$, $(i, j) \neq (3, 2)$ に対して $(\nabla \mathbf{u}_S)_{ij} = 0$ となるように定義される。検出された極大値位置のそれぞれに対してせん断座標を求め、各物理量の平均値を $(\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)$ の関数として求めることで乱流内のせん断領域を調査した。二次元乱流噴流の直接数値計算データベース[3]に本手法を適用し、せん断座標の関数として得られた平均速度ベクトル $(\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3)$ および平均せん断強度 \bar{I}_S の分布を図1に示す[4]。 $\zeta_2\zeta_3$ 平面において、 $\pm\zeta_3$ 方向の流れにより大きい \bar{I}_S を持つ薄いせん断層が形成されている。一方、 $\zeta_1\zeta_2$ 平面では、 ζ_1 方向の伸長運動と ζ_2 方向の圧縮運動による二軸歪みが見られる。せん断層構造がこの二軸歪みに伴う圧縮により薄く保たれていることがわかった。このようなせん断層構造は一様等方性乱流においても確認され[1]、流れ場に依らない普遍的な構造であると考えられる。また、層の厚みが乱流の最小長さスケール（コルモゴロフスケール）に関連しており、せん断層が乱流の微細構造であることが明らかにされた[1,4]。

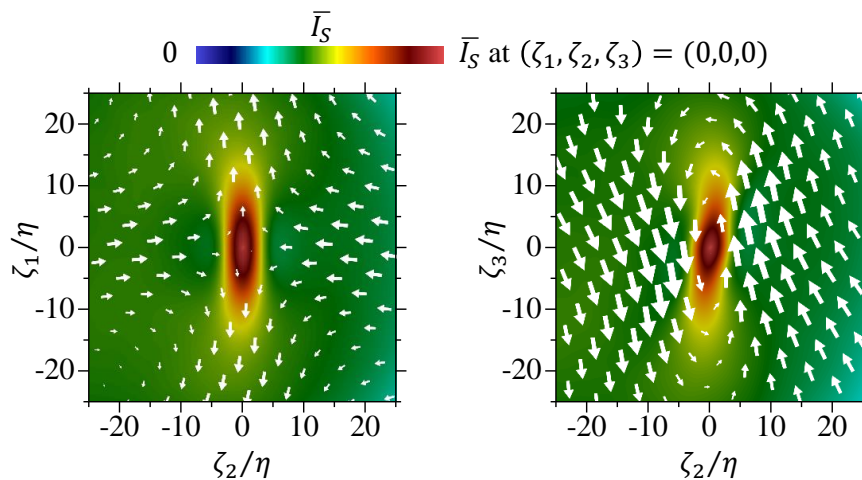


図1 乱流噴流中のせん断層構造：(左) $\zeta_1\zeta_2$ 平面 ($\zeta_3 = 0$)，(右) $\zeta_2\zeta_3$ 平面 ($\zeta_1 = 0$) [4].

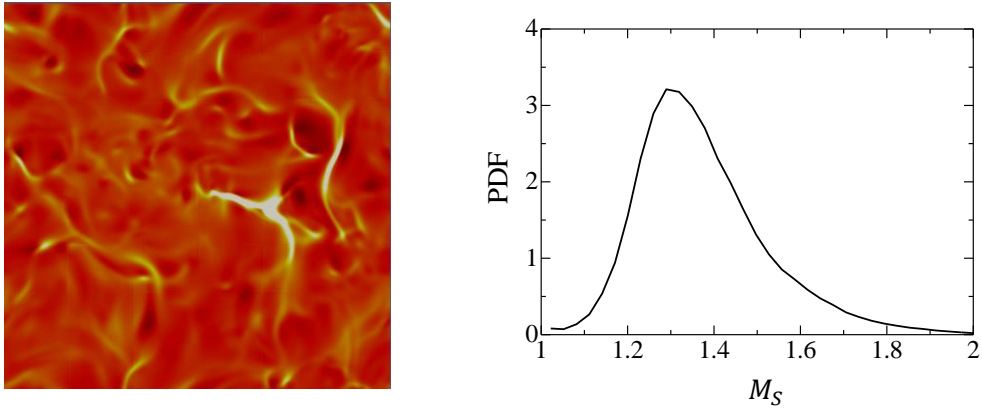


図 2 (左) 圧縮性一様等方性乱流中の $\nabla \cdot \mathbf{u}$ の可視化, (右) 衝撃波マッハ数の確率密度関数(PDF)

乱流による衝撃波生成を調査するため, 圧縮性一様等方性乱流の数値計算を実施した. 支配方程式は質量保存, 運動量保存, エネルギー保存の式であり, これらを有限差分法により数値的に解く. 時間積分には四次精度 Runge-Kutta 法を, 空間の離散化には八次精度中心差分を用いた. 積分スケールに基づくレイノルズ数を 140, 乱流マッハ数を 0.9 とし, 計算格子点数を 384^3 とした. 図 2(左)は速度の発散 $\nabla \cdot \mathbf{u}$ の可視化図であり, 白色の領域が強い圧縮領域を表す. 強い圧縮を伴う衝撃波が薄い層領域として可視化されている. 図 2(右)では検出された衝撃波のマッハ数 M_S の確率密度関数(PDF)を示す. PDF のピークは $M_S \approx 1.3$ に見られる. PDF の分布の広がりから, M_S は大きく変動し最大で $M_S \approx 2$ に達することが明らかとなった.

- [1] Watanabe, T., Tanaka, K., & Nagata, K. (2020). Characteristics of shearing motions in incompressible isotropic turbulence. *Physical Review Fluids*, 5(7), 072601.
- [2] Nagata, R., Watanabe, T., Nagata, K., & da Silva, C. B. (2020). Triple decomposition of velocity gradient tensor in homogeneous isotropic turbulence. *Computers & Fluids*, 198, 104389.
- [3] Watanabe, T., Zhang, X., & Nagata, K. (2019). Direct numerical simulation of incompressible turbulent boundary layers and planar jets at high Reynolds numbers initialized with implicit large eddy simulation. *Computers & Fluids*, 194, 104314.
- [4] Hayashi, M., Watanabe, T., & Nagata, K. (2021). The relation between shearing motions and the turbulent/non-turbulent interface in a turbulent planar jet. *Physics of Fluids*, 33(5), 055126.