

垂直衝撃波と局所的な乱流の干渉に関する直接数値計算

Direct Numerical Simulations of Normal Shock Wave Propagating through a Localized Turbulent Region

- 田中健人, 名大院, 愛知県名古屋市千種区不老町, tanaka.kento@f.mbox.nagoya-u.ac.jp
 渡邊智昭, 名大院, 愛知県名古屋市千種区不老町, watanabe.tomoaki@c.nagoya-u.jp
 長田孝二, 名大院, 愛知県名古屋市千種区不老町, nagata@nagoya-u.jp
 Kento TANAKA, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi, 464-8603, JAPAN
 Tomoaki WATANABE, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi, 464-8603, JAPAN
 Koji NAGATA, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi, 464-8603, JAPAN

We perform direct numerical simulations (DNSs) of a normal shock wave propagating through a localized turbulent region. In these DNSs, the shock wave at first propagates in a laminar region, and enters the turbulent region, where the shock wave interacts with turbulence. Turbulent Mach numbers are 0.01 and 0.3, for both of which shock Mach number and turbulent Reynolds number are 1.3 and 150, respectively. The shock wave causes the amplification of root mean squared velocity fluctuations in the direction of the shock propagation, while the Kolmogorov scale is decreased by the shock wave. These results are consistent with past studies of shock wave propagating in the infinitely long turbulent region. We also found the large deformation of the shock surface by turbulence at high turbulent Mach number case.

1. 研究背景

衝撃波・乱流干渉は工学・物理学における諸現象において現れる。その代表例の一つがソニックブーム問題における衝撃波と大気乱流の干渉で、次世代超音速旅客機の開発の妨げになっているソニックブームは大気乱流により大きく変化する⁽¹⁾。衝撃波と乱流が干渉することによって起こる両者の特性変化やその変化を引き起こす原因に関して調査が行われてきた。

衝撃波・乱流干渉に関する研究は数値計算と実験の両面から行われている。Larsson らによって垂直衝撃波と圧縮性一様等方性乱流との干渉に関する直接数値計算が行われ、衝撃波と干渉した乱流の統計量⁽²⁾や乱流との干渉によって衝撃波の部分的な崩壊が起こりうるための条件などが報告された⁽³⁾。近年では猪熊らの実験⁽⁴⁾によって乱流による速度変動により衝撃波背後圧が変化することが示され、同現象が数値計算によっても確認されている⁽⁵⁾。

こうした衝撃波・乱流干渉の研究において衝撃波の強さや乱流の特性長さ・速度スケールに着目した解析が数多く行われている。一方、実用上重要となる流れの多くは乱流と層流が間欠的に分布しており、こうした流れを伝播する衝撃波と乱流の干渉では、乱流の空間的な分布が重要となると考えられる。乱流運動によって乱流流体の空間分布が複雑になるため、衝撃波は層流から乱流中に、あるいは乱流から層流中へと繰り返し伝播する。本研究ではこうした現象について調査するため、空間的に局在する乱流と衝撃波の干渉に関する直接数値計算を行った。

2. 数値計算

本研究においては垂直衝撃波が移動することで空間的に局在する乱流と干渉する流れの DNS を行った。支配方程式には三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式と理想気体に対する状態方程式を用いた。粘性係数は温度の関数として Sutherland の式を用いて計算される。また、比熱比を $\gamma = 1.4$ とした。数値計算コードは有限差分法に基づくものであり、時間積分には四段四次精度の Runge-Kutta 法を用いている。空間の離散化については、衝撃波近傍に WENO 法によって五次精度化された Roe 法を、衝撃波から離れた領域に六次精度の中心差分を用いた。Roe 法を適用する衝撃波近傍領域は Larsson らと同様の手法⁽⁶⁾で検出した。また、計算コードは MPI を用いて並列化されており、各 MPI プロセスは y, z

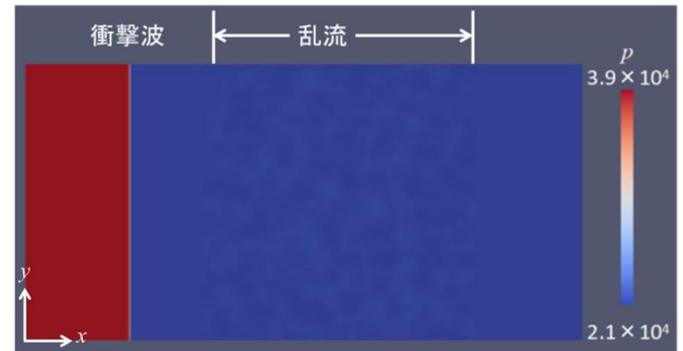


Fig. 1 Initial profile of pressure p on x - y plane ($M_t = 0.01$). Pressure is normalized by reference pressure of DNS calculated from the reference velocity.

方向に分割された直方体領域を計算する。

衝撃波・乱流干渉の初期条件を与えるため、一様等方性乱流の直接数値計算を Linear Forcing⁽⁵⁾を用いて行った。まず、初期の速度場を以下の式(1)で示されるエネルギースペクトルをもとにして与えた。

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}f_L(kL)f_\eta(k\eta) \quad (1)$$

ここで、 k は波数、 ε は粘性散逸率、 C は定数、 L は積分スケール、 η はコルモゴロフスケールである。また、関数 f_L と f_η はそれぞれ式(2)と(3)で表される。

$$f_L(kL) = \left(\frac{kL}{[(kL)^2 + c_L]^{1/2}} \right)^{5/3+p_0} \quad (2)$$

$$f_\eta = \exp\{-\beta\{[(k\eta)^4 + c_\eta^4]^{1/4} - c_\eta\}\} \quad (3)$$

ここで、 β , p_0 , c_L , c_η は定数である。また初期の圧力、密度をそれぞれ 101.3kPa, 1.17kg/m³ の一様な分布として与えた。式(1)のエネルギースペクトルを持つ流れ場を、Linear Forcing を用いて時間発展させ一様等方性乱流を生成した。ここでは、一辺の長さが $4L_0$ の立方体の計算領域を用い、格子点数を 512^3 とした。生成した乱流場の乱流レイノルズ数 Re_λ は $Re_\lambda = 150$ 、乱流マッハ数 M_t は $M_t = 0.01, 0.3$ である。

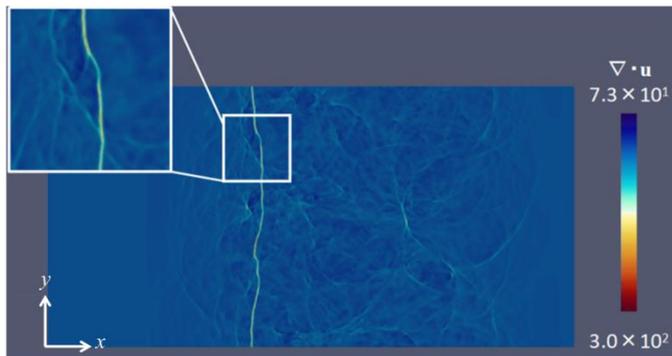


Fig.2 Dilatation distribution during shock turbulence interaction in x - y plane at $z=4L_0$ ($Mt=0.3$). Dilatation is normalized by the reference velocity and length of the DNS.

衝撃波・乱流干渉の計算を $(L_x, L_y, L_z) = (8L_0, 4L_0, 4L_0)$ の計算領域を用いて行った。ここで、 x 方向は衝撃波伝播方向である。上記の方法で生成した一様等方性乱流を $x = 4L_0$ を中心とするように計算領域に配置した(図 1 参照)。ここで、乱流と層流の境界で物理量が不連続になることを防ぐため、 \tanh 関数を用いた平滑化関数⁶⁾を境界近傍の物理量の変動成分に適用した。

x の正方向を進行方向とする衝撃波の初期位置を $x = 1.5L_0$ とした。衝撃波を不連続面として計算領域に Rankine-Hugoniot の式から与えると、衝撃波前後に数値振動が生じる。これを防ぐため、層流を伝播する衝撃波の数値計算結果を本研究と同じ計算コードを用いて事前に行い、計算領域を伝播した衝撃波を得る。伝播の過程で衝撃波は初期の不連続面から生じた数値振動の領域から離れた位置に達する。この衝撃波近傍のみ物理量の分布を用いて $x = 1.5L_0$ の位置に衝撃波を設置し、衝撃波と乱流の干渉の数値計算を行った。

衝撃波・乱流干渉における x 方向の境界条件として、 $x=0$ で衝撃波背後の物理量を Dirichlet 条件で与え、 $x=8L_0$ で 0 次外挿を用いた。また、 y, z 方向には周期境界条件を用いた。衝撃波・乱流干渉の数値計算の開始時における圧力の分布を図 1 に示す。また、統計量は y - z 平面内で平均をとり、 x の関数として算出した。

3. 解析結果

以下では衝撃波が乱流中心部を伝播している時間の計算結果を解析した結果について述べる。図 2 に乱流マッハ数 0.3 の場合について、流れ場を $\nabla \cdot \mathbf{u}$ (dilatation) を用いて可視化した。衝撃波内では流体の強い圧縮のため $\nabla \cdot \mathbf{u} < 0$ となる。図 2 の拡大図より、衝撃波面内の dilatation の値にばらつきが存在することがわかる。このことから、衝撃波による圧縮の強さが変動しているといえる。このようなばらつきは衝撃波が層流中を伝播しているときには見られず、乱流が衝撃波に及ぼす影響の一つである。また、 $\nabla \cdot \mathbf{u}$ が負に大きくなる衝撃波位置が x 方向にばらついており、衝撃波の変形が生じていることがわかる。

図 3 に x 方向の速度変動 u の rms (root mean square) 値 u_{rms} の分布を $M_T = 0.01$ の場合について示す。図中の u_{rms} のピークの位置が衝撃波位置に対応し、衝撃波は x の正方向に伝播している。衝撃波背後の u_{rms} が前方の値よりもわずかに大きくなっており、衝撃波進行方向の速度変動は衝撃波が通過することによって増幅されることがわかる。

図 4 に乱流速度変動の最小のスケールとされている Kolmogorov スケール $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ の分布を示す (ν : 動粘度平均値; ϵ : 乱流エネルギー散逸率)。 $x/L_0 < 3.2$ および $x/L_0 > 6.3$ における η の増加は層流内の Kolmogorov スケールが乱流内 ($3.2 < x/L_0 < 6.3$) と比べ

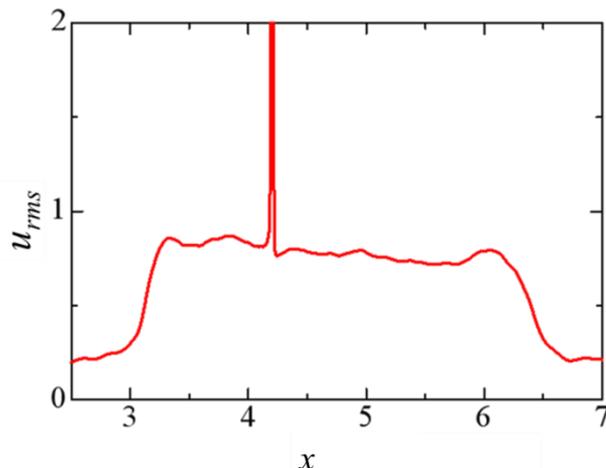


Fig.3 Rms value of velocity fluctuations in the x direction. The shock wave is located at $x/L_0 = 4.2$ at $Mt = 0.01$. u_{rms} and x are normalized by the reference value for velocity and length of the DNS, respectively.

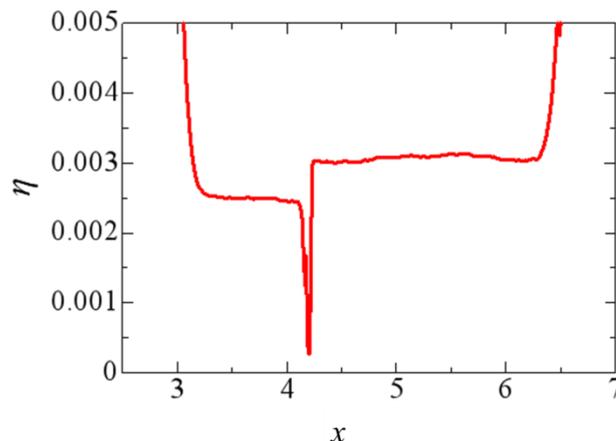


Fig.4 Profile of Kolmogorov scale. The shock wave is located at $x/L_0 = 4.2$ at $Mt = 0.01$. η and x are normalized by the reference value for length of the DNS.

て大きいことによるものである⁷⁾。衝撃波が通過することによって Kolmogorov スケールが減少している。これも流体の圧縮に伴う渦構造の圧縮によるスケールの減少と考えられ、過去の数値計算や実験でも同様の傾向がみられる⁸⁾。

4. 結論

空間的に局在する乱流と干渉する垂直衝撃波の直接数値計算を行った。衝撃波が乱流中心部に達したとき、衝撃波前後での乱流の速度変動や Kolmogorov スケールの変化は先行研究で報告されていたものと同様な変化を示すことがわかった。また、乱流マッハ数が大きい乱流との干渉により衝撃波の変形が生じ、衝撃波中の圧縮の強さにばらつきが生じることがわかった。今後は、衝撃波が層流から乱流内へと伝播する過程や乱流から層流に伝播する過程について詳細な解析を行う予定である。

参考文献

- (1) Maglieri, D. J., "Sonic Boom Flight Research—Some effects of airplane operations and the atmosphere on sonic boom signatures," NASA SP 147, (1967), pp. 25-48.

- (2) Larsson, J. and Lele, S. K., "Direct numerical simulation of canonical shock/turbulence interaction," *Phys. Fluids.*, 21, (2009), 126101.
- (3) Larsson, J., Bermejo-Moreno, I. and Lele, S. K., "Reynolds-and Mach-number effects in canonical shock-turbulence interaction," *J. Fluid Mech.*, 717, (2013), pp. 293-321.
- (4) Inokuma, K., Watanabe, T., Nagata, K., Sasoh, A. and Sakai, Y., "Finite response time of shock wave modulation by turbulence," *Phys. Fluids.*, 29, (2017), 051701.
- (5) Tanaka, K., Watanabe, T., Nagata, K., Sasoh, A., Sakai, Y. and Hayase, T., "Amplification and attenuation of shock wave strength caused by homogeneous isotropic turbulence," *Phys. Fluids.*, 30, (2018), 035105.
- (6) Tordella, D., Iovieno, M. and Bailey, P. R., "Sufficient condition for Gaussian departure in turbulence," *Phys. Rev. E*, 77, (2008), 016309.
- (7) Zhang, X., Watanabe, T. and Nagata, K., "Turbulent/nonturbulent interfaces in high-resolution direct numerical simulation of temporally evolving compressible turbulent boundary layers," *Phys. Rev. Fluids*, 3, (2018), 094605.