

一様等方性圧縮性乱流の音源分布

寺門大毅

東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

野々村拓, 佐藤允, 藤井孝藏

宇宙科学研究所 / 宇宙航空研究開発機構

Sound source distributions in isotropic compressible turbulence

by

Daiki Terakado(The University of Tokyo), Taku Nonomura, Makoto Sato and Kozo Fujii(ISAS, JAXA)

ABSTRACT

We investigate the effects of compressibility on sound source distributions using direct numerical simulations of isotropic decaying compressible turbulence at various turbulent Mach numbers. The sound source is obtained numerically from the Lighthill equation. As a first step, we study the sound source from the Reynolds stress, which is the dominant source in flows at low Mach numbers. We find that, as the Mach number is increased, overall sound source levels are weakened by the compressibility; however, once the supersonic region appears, sound generation associated with shocklets occurs. This sound generation strengthens the overall sound source levels in the high Mach number turbulence.

1. はじめに

ロケットから排出される高温高速の超音速排気ジェット(ロケットプルーム)から発生する騒音レベルは190dB(航空機のエンジン音(140dB)の100倍以上)と非常に大きいためロケットに搭載されるペイロードを加振し、故障の原因となる。これにより、人工衛星開発では、音響波による厳しい音響環境に耐えるための音響試験に多大な時間と費用を要する。そこで、近年JAXAとフランス国立宇宙研究センター(CNES)の共同研究により数値解析を用いてこの音響波を正確に予測する取り組みが行われてきた^[1]。彼らの研究では、低周波数で顕著となる、乱流の大規模構造から発生するマッハ波を解像することで全音圧レベルにおいて5dB程度の誤差範囲で予測可能であることを示している。しかしながら、定量的予測を目指す上では実験誤差程度である2dB以内の予測を目指す必要がある。ロケットプルームから発生する音響波を正確に予測するためには、上述のマッハ波に加えて、高周波数で重要となる乱流の微細構造からの音響波^[2]を捕獲する必要があるがJAXAとCNESによる先行研究では解像度の制約のためにこれを考慮出来ていない。そのため、音圧レベル全体での誤差に加えて、予測出来る周波数範囲が低周波数に限られているという問題点がある。微細構造から発生する音響波を正確に予測するためには、詳しく知られていないその性質を整理し適切なモデリングを行う必要がある。

本研究では、乱流の微細構造から発生する音響波の生成に重要な性質を詳細に調べるため、一様等方性圧縮性乱流の直接数値シミュレーション(DNS)を行う。特にロ

ケットプルームは高いマッハ数(ノズル出口マッハ数4程度)となるので、圧縮性の影響が大きくなる。そのため、圧縮性の影響を整理することは音響波の性質を理解するために重要である。したがって、本解析では圧縮性が音響波生成に与える影響について詳しく調べる。

圧縮性が乱流場に与える影響については過去に行われたDNSによりいくつか明らかにされている。その1つは圧縮性混合層における運動量厚さの成長率の低下である^[3-5]。これは圧縮性の効果によって乱流運動が抑制されることによるもので、乱流マッハ数が増加するにつれてエンストロフィー(渦度の強さ)が低下することと等価である。ここで、エンストロフィーが低下する主因は渦の伸張の抑制であることが、低マッハ数における圧縮性乱流のDNSにより明らかにされている^[6]。さらに、もう1つ重要な圧縮性効果としてshockletが挙げられる。shockletは高い乱流マッハ数の場合に乱流変動により作られる弱い衝撃波のことで、その基本性質は衝撃波と同じである^[7]。shockletの占める領域は全体の体積に対して数パーセントである^[8,9]が、乱流場に与える影響は大きい。Lee *et al.*^[7]は一様等方性減衰圧縮性乱流のDNSを行い、shockletの周りの散逸率は非圧縮条件の10倍以上であることを示した。さらに、shockletの存在する流れ場ではshockletの存在しない流れ場に比べてエンストロフィーの低下が大きくなる^[9,10]。また、運動エネルギーにおける圧縮性成分の割合が非圧縮性成分に比べて十分大きい場合、shockletの影響によって運動エネルギーの圧縮性成分スペクトルの指数が-2を示すことが報告されている^[11-13]。しかしながら、以上の報告は圧縮性

が流れ場に与える影響についてのみ議論しており、音源となる現象とどのように関連しているかについては調べられていない。

そこで、本研究の目的は一樣等方性圧縮性乱流のDNSを用いて圧縮性が音源となる現象に与える影響を明らかにすることである。得られたDNSの結果からLighthill方程式を用いて実際に音源分布を数値的に計算することで、これまで報告されている圧縮性の効果が音源に与える影響について詳しく議論する。本講演では特に、その第一歩として、低マッハ数の流れ場において支配的で、高マッハ数でも重要であると考えられるReynolds応力項について詳細な解析を行った。

2. 問題設定と手法

支配方程式は理想気体を仮定した3次元圧縮性Navier-Stokes方程式であり、比熱比 γ は1.4とする。ここで粘性係数 μ はSutherlandの式を用いて計算し、Prandtl数Prは0.72に設定する。計算領域は長さ 2π の立方体領域で、解像度は $N=128^3$ である。また、境界条件は周期境界条件とした。以上の問題設定により一樣等方性減衰圧縮性乱流のDNSを行う。本研究ではshockletが存在する乱流場を扱う必要がある。そのため、高精度を保ちながらshockletを捕獲するために以下のハイブリッド法を用いて空間離散化を行なった。まず、流れ場全体に対して6次精度skew-symmetric splitting スキーム^[14]を適用する。さらに、shockletが生じる領域には6次精度weighted non-oscillatory central upwind (WENO6)スキーム^[15]の散逸項^[16]を追加することでshockletを捕獲する。ここで、shockletが存在する領域と存在しない領域の判定はDucros sensor^[17]を用いて行った。また、時間発展には4次精度Runge-Kutta法を用いた。

初期速度場は非圧縮性とし、以下のエネルギースペクトルにより決定する。

$$E(k) = Ak^5 \exp(-2k^2 / k_0^2). \quad (1)$$

ここで、 k は波数、 k_0 は定数で値を $\sqrt{10}$ とし、振幅 A は初期における乱流マッハ数 $M_f = \langle u_i^2 \rangle^{1/2} / \langle c \rangle$ に応じて調整する。ここで $\langle \rangle$ は平均値、 c は音速を表す。また、初期の圧力と密度は非圧縮性及び等エントロピーの仮定のもとに運動量の式の発散を取ることにより導かれた以下のPoisson方程式により決定する。

$$\nabla^2 \left(\frac{p}{\rho} \right) = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad \frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{1}{\gamma}. \quad (2)$$

ここで、粘性項は無視した。また、最も高い乱流マッハ数の計算ケース $M_0=1.0$ では負の圧力を回避するためにリミターを用いて振幅を調整した。そのため、このケースの圧力と密度は厳密に(3)に従うわけではない。しかし、

リミターは等エントロピーを保った上で使用し、値も小さく抑えたため、流れ場への影響は最小限である。本研究において初期条件に非圧縮性及び等エントロピー流れを仮定するのは以下の2つの理由に基づく。

(i)初期の乱流マッハ数 M_0 のみを圧縮性の指標として用いる。これは、初期の速度場が非圧縮性でない場合、他の指標、例えば速度場における圧縮性成分の非圧縮性成分に対する割合が圧縮性の指標になり得る^[9, 11-13, 18]ことから、それを除いて考えるためである。

(ii)一般的に、亜音速ジェットなどの低マッハ数流れを考えると、等エントロピーを仮定することで、Lighthill方程式の音源項を単純化^[19]して考察を行う。

以上より、非圧縮性かつ等エントロピーの初期流れ場を用いることですでに理論的考察が得られている低マッハ数流れと十分な知見のない高マッハ数流れの違いを明らかにする。

Tab. 1 Parameters used in the direct numerical simulations. Values for M_0 and $R_{\lambda 0}$ are the initial values; values for the resolution parameter $k_{\max}\eta$ are those at $t/\tau=1.56$.

Case	M_0	$R_{\lambda 0}$	$k_{\max}\eta$
A	0.1	72	2.19
B	0.2	72	2.15
C	0.3	72	2.12
D	0.4	72	2.10
E	0.5	72	2.08
F	0.6	72	2.06
G	0.7	72	2.04
H	0.8	72	2.03
I	0.9	72	2.02
J	1.0	72	2.02

3. 結果と考察

本計算では、初期の乱流マッハ数 M_0 を0.1-1.0に設定し、初期のTaylor長に基づくReynolds数 $R_\lambda = \langle \rho \rangle \langle u_i^2 \rangle / 3 \lambda \langle \mu \rangle$ は全ての計算ケースにおいて72とする (Tab. 1)。ここで、 λ はTaylor長 $\lambda = \langle u_i^2 \rangle / 3 \langle \partial u_i / \partial x_j \rangle^2 / 3 \rangle^{1/2}$ である。本解析では異なるマッハ数の比較を行うため、初期の積分長に基づくlarge-eddy turn-over time τ を用いて時間の規格化を行う。ここで、本シミュレーションでは、エネルギースペクトルが無次元時間 $t/\tau=1.56$ で定常状態に達すること、また、 $t/\tau=1.56$ までにエントロフィーがピークを迎えることから $t/\tau=1.56$ を統計的平衡状態として結果の比較を行った。Tab. 1に統計的平衡状態における解像度パラメータ $k_{\max}\eta$ を示す。ここで k_{\max} は最大波数で η はKolmogorov長である。全ての計算ケースにおいて $k_{\max}\eta > 2$ であることより、乱流の最小スケールを良く解像出来ている。本計算では、初期のマッハ数が0.5を越える流れでは局所的な超音速領域が現れるため、これらの計算ケースではshockletが

出現していると予想される。

3.1 音源強さ

音源分布はLighthill方程式^[19]を用いて計算する。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (3)$$

ここで c_0 は静止状態での音速であり, T_{ij} は以下のLighthillの乱流応力テンソルである。

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij} (p - c_0^2 \rho) - \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right). \quad (4)$$

以下は, 一般的な亜音速ジェットを考える場合に用いられる仮定である。流れ場が低マッハ数かつ高Reynolds数の流れ場では, 右辺第二項, 第三項は無視出来る。したがって, 第一項のReynolds応力項のみ残り(3), (4)は

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho &= S, \\ S &= \frac{\partial^2 (\rho u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j}. \end{aligned} \quad (5)$$

となる。本解析では圧縮性が音源分布に与える影響解明の第一歩として, この低マッハ数で支配的なReynolds応力による音源項 S に注目し, 解析を行う。低マッハ数流れでは, 密度はほぼ一定 $\rho \sim \rho_0$ と考えられるため, 音源項 S は $S \sim \rho_0 \partial^2 (u_i u_j) / \partial x_i \partial x_j \propto u_{\text{rms}}^2$ となる。ここに, $u_{\text{rms}} = \langle u_i^2 / 3 \rangle^{1/2}$ は速度のrms値を表す。したがって, 音源強さを S^2 と定義すれば, 低マッハ数流れにおける音源強さのrms値 $S_{\text{rms}}^2 = \langle S^2 \rangle^{1/2}$ は $S_{\text{rms}}^2 \propto u_{\text{rms}}^4$ となることが予想される。ここで, この予測はLighthillが亜音速ジェットについて導いた U_j^8 則の議論^[19] と本質的に同じであることに注意する。

$t/\tau=1.56$ における音源強度の速度依存性をFig. 1に示す。ここで, 横軸は初期の二乗平均速度 $u_{\text{rms}}(0)$ である。低マッハ数 ($M_0 < 0.4$) においては $S_{\text{rms}}^2 \propto u_{\text{rms}}^4$ の関係が成立しているが, 高マッハ数 ($M_0 > 0.7$) では指数が4から6.2に変わり $S_{\text{rms}}^2 \propto u_{\text{rms}}^{6.2}$ となる。この指数の変化は局所的な超音速領域が出現するかどうかによって依存している。これは後で示すように高マッハ数においては音源となるshockletの影響が大きくなり全体の音源強度が強められるためである。また, 中間のマッハ数では ($M_0=0.4-0.6$) では渦運動が弱められることによる音源強度の低下が大きいので, 指数は4よりも小さくなる。

参考のため, 本研究の背景にある超音速ジェットにおける遠方場の音響パワーについての過去の理論的予測について簡単に述べる。Williams^[20]は超音速ジェットにおける音源は超音速で移動する大規模構造から発生するマッハ波が支配的であるという考察から音響パワーがジェット速度の3乗 (U_j^3) に比例するという結論を導いた。今回の解析では, 大規模構造から発生するマッハ波

を扱うWilliamsの予測とは異なり, 乱流の微細構造からの音響波に関わる乱流変動自体を考えている。そのため, Williamsの U_j^3 則とは直接的な関係がない。超音速ジェットにおいて, 乱流変動による音源は微細構造からの音響波と関連している。そのため, 今回の解析結果は微細構造から発生する音響パワーの速度依存性が高マッハ数において変化することを示唆している。

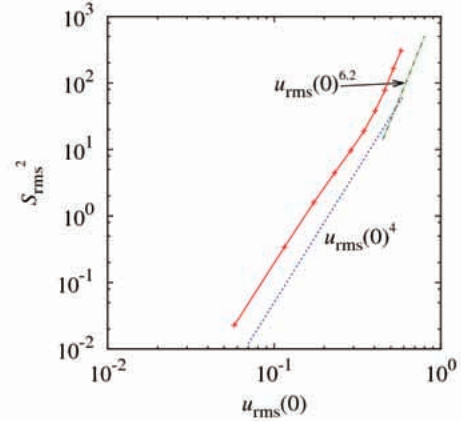


Fig. 1 Dependence of rms sound source strength S_{rms}^2 on the initial velocity rms $u_{\text{rms}}(0)$ for $M_0=0.1-1.0$ at $t/\tau=1.56$.

3.2 音源と速度勾配テンソルの第二不変量

この章では音源 S と速度勾配テンソルの第二不変量 Q の類似性に着目して議論する。速度勾配テンソルの第二不変量 Q は以下のように定義される。

$$Q = \xi_1 \xi_2 + \xi_2 \xi_3 + \xi_3 \xi_1 = \frac{1}{2} (P^2 - F_{ij} F_{ij} + \Omega_{ij} \Omega_{ij}) \quad (6)$$

$P = -(\xi_1 + \xi_2 + \xi_3) = -\partial u_i / \partial x_i = -\theta$, $F_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$, 及び $\Omega_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i)$ はそれぞれ速度勾配テンソルの第一不変量, 歪み率, 回転率で, ξ_i は速度勾配テンソルの3つの固有値を表す。非圧縮性に近い流れでは速度勾配テンソルの第一不変量 P は無視できる。したがって, 低マッハ数流れでは(6)は以下のように書くことが出来る。

$$Q = \frac{1}{2} (-F_{ij} F_{ij} + \Omega_{ij} \Omega_{ij}) = \frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial u_j} \frac{\partial u_i}{\partial u_j}. \quad (7)$$

したがって, 式(5)と比較すれば, 低マッハ数において S と Q は分布が同じで値が逆であると予想される。以下ではこの予想に基づき S と Q を比較することで高マッハ数と低マッハ数の違いを明らかにする。Fig. 2に $z/2\pi=0.5$ における自身のrms値で規格化された負の速度勾配テンソルの第二不変量 $-Q/Q_{\text{rms}}$ と規格化された音源 S/S_{rms} のスナップショットを示す。上の予測のように, 低マッハ数 ($M_0=0.2$) の場合, $-Q/Q_{\text{rms}}$ と S/S_{rms} は同様の分布となる。一方, 高マッハ数 ($M_0=1.0$) では, 低マッハ数の場合と比較して Q と S の相関は小さくなる。ここで, Fig. 2の $M_0=1.0$ のケースにおいて音源 S は次の3つの特徴を示す。

- (i) S の分布が Q の分布とほとんど等しい.
- (ii) 強い音源 S が Q の大きい領域に挟まれて現れる.
- (iii) Q がほとんど存在しないところに音源 S が出現する.

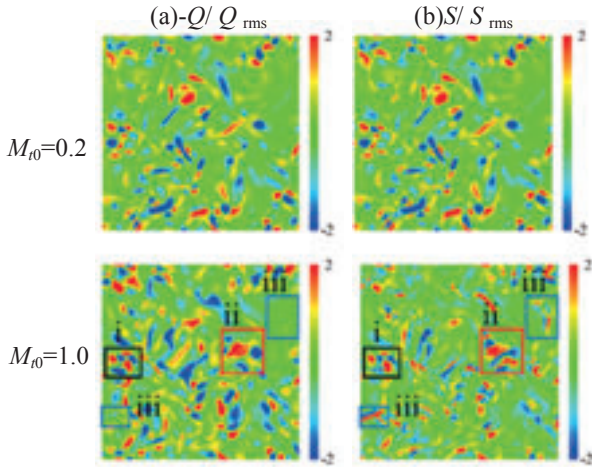


Fig. 2 Snapshots of instantaneous fields at $z/2\pi=0.5$ for (a) normalized negative second invariant of the velocity gradient tensor $-Q/Q_{rms}$ and (b) normalized sound source S/S_{rms} for $M_0=0.2$ and $M_0=1.0$ at $t/\tau=1.56$.

Fig. 3に音源 S と速度勾配テンソルの第二不変量 Q の結合確率密度関数を示す. これらの値は先ほどと同様にそれぞれのrms値で規格化した. Fig. 3においても $M_0=0.2$ では, S と Q は高い相関を示す. したがって, 低マッハ数においては回転とせん断が本質的な音源となる. 他方, $M_0=1.0$ を見ると, $M_0=0.2$ の場合と同様な S と Q の強い相関を示す線(Fig. 3-b-i)に加えて, 強い音源 S が $Q=0$ の付近で発生する(Fig. 3-b-ii). したがって, 高マッハ数では音源に関して, 低マッハ数と異なるもう1つの性質を有する.

3.3 Dilatationによる音源の条件付き抽出

高マッハ数における低マッハ数と異なる性質を調べるために音源に対してdilatation θ による条件付き抽出を行う. Lee *et al.* [21] と Wang *et al.* [22] は局所的なdilatation levelと統計的性質の関係を調べるためにdilatationによる条件付き抽出を行った. 本章での解析は彼らの方法を音源分布に適用する. Tab. 2に $M_0=1.0$ の計算ケースにおける全体の音源強度 S^2 を100%とし, 様々なdilatation levelに対してどのくらいの割合を占めるかを示す. 全体の音源強さに対して最も貢献があるのは強い圧縮領域($[-\infty, -2]$)である. 一方, 膨張領域($[1, \infty]$)からの音源強度への貢献は10%と小さい. ここで, もう一度これまで見てきた速度勾配テンソルの第二不変量 Q と音源 S の関係について整理する. Fig. 3-(b)より $M_0=1.0$ の Q と S の結合確率密度関数には2つの特徴を持つ. 1つは S と Q の強い相関を示す線 (Fig. 3-b-i) で, もう1つは $Q=0$ 付近で強い音源を伴う線 (Fig. 3-b-ii) である. どの dilatation level においてこれら2つの特徴的な線が現れるかを調べるため

に, dilatationによる条件付き抽出を $M_0=1.0$ の S と Q の結合確率密度関数に対して行った結果をFig. 4に示す. ここで, 圧縮領域 ($[1, \infty]$)からの音源強度への貢献はTab. 2で見たように小さいのでこれらの図は省略する. S と Q の強い相関を示す線 (Fig. 3-b-i)はdilatation levelにほとんど依存せずに出現する. 他方, $Q=0$ 付近で強い音源を伴う線(Fig. 3-b-ii) は最も高い圧縮領域 (θ/θ_{rms})で強く表れる. Fig. 5に $M_0=1.0$ の音源 S で面塗りされたdilatationの $\theta=-3\theta_{rms}$ (強い圧縮領域) と $\theta=\theta_{rms}$ (弱い膨張領域) における等値面を示す. $\theta=-3\theta_{rms}$ のdilatationの等値面はWang *et al.* [22] が報告したものと類似した薄い衝撃波のような構造を持つのにに対し, $\theta=\theta_{rms}$ の等値面はごつごつした岩のような構造を持つことが分かる. さらに, $\theta=-3\theta_{rms}$ の等値面には一様に強い音源が分布する. したがって, 高マッハ数 ($M_0=1.0$) の計算ケースの強い圧縮領域ではshockletが存在し, それが強い音源となることが確認された.

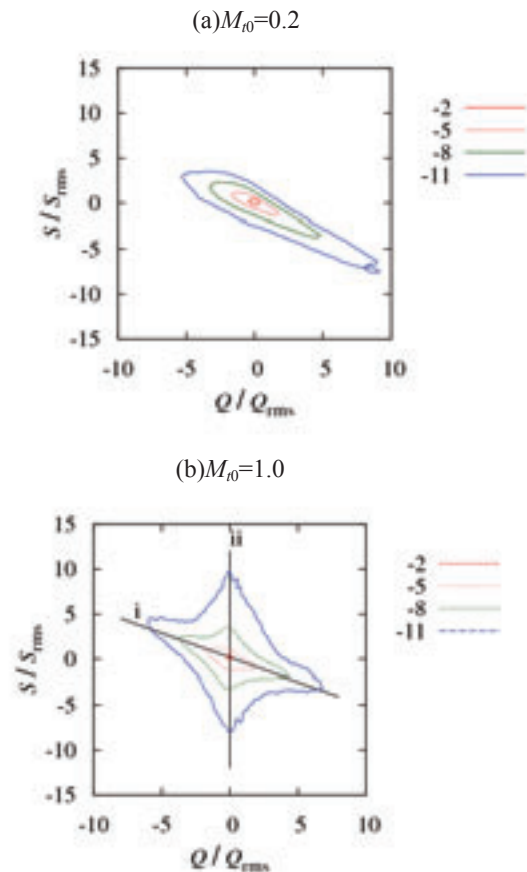


Fig. 3 Iso-contour lines of $\log_{10}\text{PDF}(S/S_{rms}, Q/Q_{rms})$ at $t/\tau=1.56$ for (a) $M_0=0.2$ and (b) $M_0=1.0$.

Tab. 2 Percentage of sound source strength S^2 in flow regions with various dilation levels for $M_0=1.0$ at $t/\tau=1.56$.

θ/θ_{rms}	$[-\infty, -2]$	$[-2, -1]$	$[-1, 0]$	$[0, 1]$	$[1, 2]$	$[2, \infty]$
-----------------------	-----------------	------------	-----------	----------	----------	---------------

%	29.8	14.5	23.1	23.4	6.8	2.4
---	------	------	------	------	-----	-----

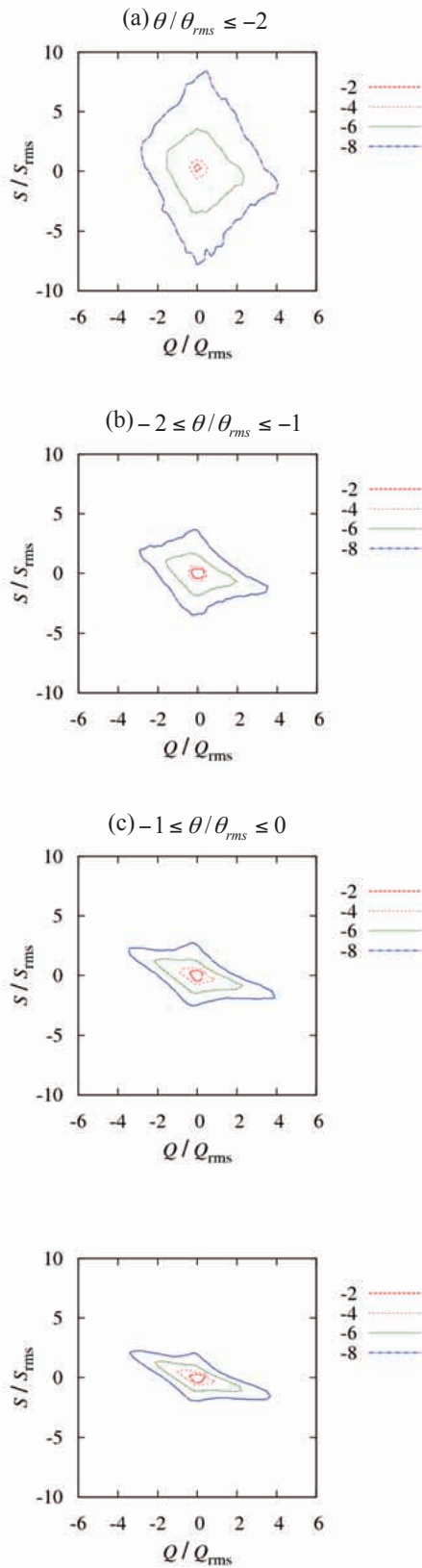


Fig. 4 Iso-contour lines of $\log_{10}\text{PDF}(S/S_{rms}, Q/Q_{rms})$ at various dilatation levels for $M_0=1.0$ $t/\tau=1.56$.

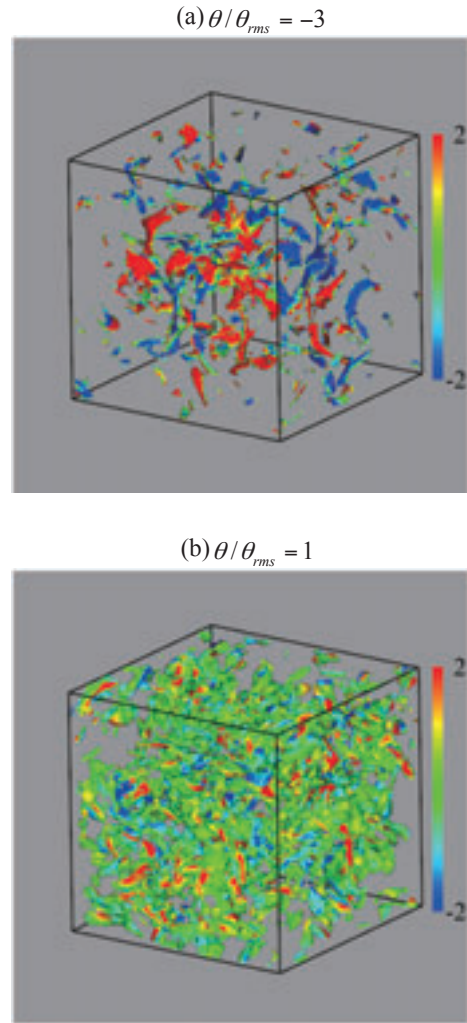


Fig. 5 Iso-surface of dilatation θ color-coded for sound sources S at (a) $\theta/\theta_{rms}=-3$ and (b) $\theta/\theta_{rms}=1$ for $M_0=1.0$ at $t/\tau=1.56$.

4. 結論

圧縮性効果が音源分布に与える影響について、一様等方性減衰圧縮性乱流の直接数値シミュレーションを様々なマッハ数範囲で行うことにより調べた。音源分布はDNSの結果からLighthill方程式を数値的に解くことにより算出し、特に本論文では音源全体に与える影響を解明する第一歩として、低マッハ数で支配的と考えられ、高マッハ数でも重要と考えられるReynolds応力による音源について詳しく調べた。得られた結果により、圧縮性は渦運動を弱めることにより音源を小さくする方向に働くが、乱流マッハ数が大きくなるとshockletが発生し、音源となることで全体の音源強度を強めることが分かった。結果として、低マッハ数において音源強度は速度の4乗に比例するが、高マッハ数ではこの指数がおおよそ6乗に変化する。高いマッハ数において、shockletが強い音源となることは以下に示す根拠により裏付けを行った。

(a)強い圧縮領域($[-\infty, -2]$)において強い音源の生成があり, 全体の音源レベルへの貢献が最も大きい.

(b)dilatation $\theta=-3\theta_{rms}$ の等値面は薄い衝撃波のような構造を持ち, その上に一様に強い音源が分布する.

最後に, 本解析は圧縮性効果が音源に与える影響について圧縮性乱流のDNSにより初めて調べた結果である. この独自のアプローチにより更に解析を進め, 新たな知見を得ることで空力音響学に関わる様々な問題に役立っていききたい.

5. 謝辞

本研究の一部はJSPS科研費(25709009)の助成を受けたものである. また, ISAS/JAXAの青野光博士と河合宗司博士には解析結果に関して貴重なご意見をいただいた. ここに記して感謝を表す.

6. 参考文献

- [1]Nonomura, T., Morizawa, S. Obayashi, S. and Fujii, K. (2014), Computational prediction of acoustic waves from a subscale rocket motor, *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan*, Vol. 12, pp.11-17.
- [2]Tam, C. K. W, Golebiowski, M. and Seiner, J. M. (1996), On the two componets of turbulent mixing noise from supersonic jets, *AIAA paper*, Vol. 96-1716, pp.1-17.
- [3]Blasidell, G. A., Mansour, N. N. and Reynolds, W. C. (1993), Compressibility effects on the growth and structure of homogeneous turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 256, pp.443-485.
- [4]Sarkar, S. (1995), The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 282, pp.163-258.
- [5]Pantano, C. and Sarkar, S. (2002), A study of compressibility effects in the high-speed turbulent shear layer using direct simulation, *J. Fluid Mech.*, Vol. 451, pp.329-371.
- [6]Miura, H. (2004), Excitation of vortex waves in weakly compressible isotropic turbulence, *J. Turbul.*, Vol. 5, pp.1-22.
- [7]Lee, S., Lele, S.K. and Moin, P. (1992), Eddy shocklets decaying compressible turbulence, *Phys. Fluids A.*, Vol. 3, pp.657-664.
- [8]Samtaney, R., Pullin, D. I., and Kosovic, B. (2001), Direct numerical simulation of decaying compressible turbulence and shoclet statistics, *Phys. Fluids.*, Vol.13,pp.1415-1430.
- [9]Pirozzoli, S., Grasso, F. (2004), Direct numerical simulations of isotropic compressible turbulence: Influence of compressibility on dynamics and structures, *Phys. Fluids.*, Vol. 16, pp. 4386- 4407.
- [10]Wang, J., Shi, Y., Wang, L.-P., Xiao, Z., He, X. and Chen, S. (2011), Effect of shocklets on the velocity gradients in highly compressible isotropic turbulence, *Phys. Fluids*, Vol. 23, pp. 125103-1 - 125103-14.
- [11]Kida, S., Orzag, S. A. (1990), Energy and spectral dynamics in forced compressible turbulence, *J. Sci. Compt.*, Vol. 5(2), pp. 85- 125.
- [12]Kida, S., Orzag, S. A. (1992), Energy and spectral dynamics in decaying compressible turbulence, *J. Sci. Compt.*, Vol. 7(1), pp. 1- 34.
- [13]Wang, J., Shi, Y., Wang, L.-P., Xiao, Z., He, X. and Chen, S. (2013), Cascade of kinetic energy in three-dimensional compressible turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 110(21), pp. 21405.
- [14]Pirozzoli, S. (2011), Stabilized non-dissipative approximations of Euler equations in generalized curvilinear coordinates, *J. Compt. Phys.*, Vol. 230, pp. 2997- 3014.
- [15]Hu, X. Y., Wang, Q., and Adams, N. A. (2010), An adaptive central-upwind weighted essentially non-oscillatory scheme, *J. Compt. Phys.*, Vol.229, pp.8952-8965.
- [16]Nonomura, T., Terakado, D., Abe, Y. and Fujii, K.(2014), A new technique for freestream preservation of finite-difference WENO on curvilinear grid, to appear in *Compt. Fluids*.
- [17]Ducros, F., Ferrand, V., Nicoud, F., Weber, C. and Darracq, D, Gacherieu, C. and Poinso, T. (1999), Large-eddy simulation of the shock/turbulence interaction, *J. Compt. Phys.*, Vol.152, pp.517-549.
- [18]Terakado, D. and Hattori, Y. (2014), Density distributions in two-dimensional weakly compressible turbulence, *Phys. Fluids*, Vol. 26, pp. 085105-1 - 085105-15.
- [19]Lighthill, M. J. (1952), On sound generated aerodynamically. I. General theory, *Proc. R. Soc.*, Vol. 211, pp.564-587.
- [20]Williams, J. E. E. (1963), The noise from turbulence convected at high speed, *Proc. R. Soc. A*, Vol. 255(1061), pp.469-503.

[21]Lee, J., Girimaji, S. S. and Kerimo, J (2009), Effect of compressibility on turbulent velocity gradient and small-scale structure, *J. Turbul.*, Vol. 10(9), pp.1-18.

[22]Wang, J., Shi, Y., Wang, L.-P., Xiao, Z., He, X. and Chen, S. (2012), Effect of compressibility on the small-scale structures in isotropic turbulence, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 713, pp. 588-631.