超音速噴流の乱流構造と発生する音響波の可視化*

小澤 雄太**, 野々村 拓***, 浅井 圭介***

Visualization of the Turbulent Structures and the Acoustic Waves Emitted from a Supersonic Jet

Yuta OZAWA, Taku NONOMURA and Keisuke ASAI

1. 緒 論

ロケットエンジンの排気流は超音速噴流と呼ばれ、周囲の低速な流体とジェット噴流が混合することで非常に強い音響波を発生する。この音響波はロケットに搭載されたフェアリング内の人工衛星を加振し機能喪失の原因となるため、振動対策に多大なコストと時間が費やされる。そのため、超音速噴流から発生する音響波の正確な予測と低減は航空宇宙開発のコスト削減・国際競争力向上の観点から重要な課題の一つである。従って超音速噴流から発生する音響波は実験と数値解析 (CFD/CAA, Computational Fluid Dynamics/Computational Aeroacoustics) の両面から数多くの研究が行われ、音響波発生機構の解明や予測手法開発が進んでいる¹⁾。

超音速噴流から発生する音響波は、乱流構造の移流により発生する音響波と、衝撃波と乱流構造が干渉することで発生する音響波に大別される。前者は超音速噴流の支配的な音響波で、特に大規模な乱流構造から発生する音響波はマッハ波と呼ばれ下流方向に指向性をもつ。Fig. 1 (a)に CFD により計算された超音速噴流の渦度と圧力場を示す。図中左側がノズルであり、超音速噴流が後流に拡散する様子とせん断領域から強い圧力波 (マッハ波) が下流方向へ指向性を持ちつつ伝播する。これまでに CFD/CAA による音響波予測では、乱流構造から発生する音響波に関しては、初期条件として与えるノズル内境界層の擾乱を適切に設定することで実用上実験の代替が可能となる 2 dB 程度の誤差範囲で遠方場の音圧予測が可能となってきた^{2,3)}。Fig. 1 は擾乱の有無が超音速噴流の流体音響場に与える影響を示し、擾乱がある場合にマッハ波の放射が弱くなることがわかる。擾乱が無い場合には、ノズルから流出直後のせん断層は層流状態であり、下流へ移流することで乱流遷移が起こ

Fig. 1 Instantaneous field of a supersonic jet computed by CFD. Blue contour shows the vorticity magnitude $[0:10a_{\infty}/D]$, Monotone contour shows the pressure $[0.98p_{\infty}:1.02p_{\infty}]$.²⁾

る。この乱流遷移は非常に大きな音源となっており、境界層に擾乱を付加することでこの乱流遷移を抑え音圧レベルが低くなることが示された。このように CFD において初期条件として与えるノズル内境界層の擾乱が音響場に多大な影響を与える一方で、実験的にこの効果を観測した例はなく、CFD/CAA の初期条件が物理的に妥当か検証可能なデータが不十分である。

もう一つ別の発生機構をもつ音響波として、衝撃波と乱流の干渉により発生する音響波がある。これは無指向性で広帯域なピークをもつ音響波と、非常に高い音圧レベルと鋭いピークをもつ音響波がある。特に後者はスクリーチと呼ばれ、非常に狭い周波数帯で 20 dB 以上音圧が高くなるため、構造物の疲労破壊の原因となり非常に危険である。現状の CFD/CAA では、衝撃波と乱流の干渉により発生する音響波は物理現象の複雑性から十分な予測精度を得ることが難しい。そこで実験による流体音響場の可視化から、基本的な物理現象を抽出し単純化モデル構築が重要となる。

超音速噴流は実験室規模でもノズル出口直径 10 mm に対して 500 m/s 以上の流速であり、狭い空間内に急峻な速度勾配を持つため、実験計測には非常に高い時空間解像度が必要となる。近年著しい発展が進むハイスピードカメラやレーザ機器により、このような現象を時空間解像した可視化が可能となってきた。また、データ処理手法も大きく進歩しており、時間サンプリングの粗いデータに対しても固有直交分解法 (POD: Proper Orthogonal Decomposition)⁴⁾などを利用して、物理現象

* 原稿受付 2019 年 5 月 31 日

** 東北大学 工学研究科 航空宇宙工学専攻
(〒 980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01,
E-mail: ozawa.yuta@aero.mech.tohoku.ac.jp)

*** 東北大学 工学研究科 航空宇宙工学専攻
(〒 980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01)

の抽出が可能である。本稿では、超音速噴流から発生する音響波について流体音響場の可視化結果を元に解説し、前述の CFD/CAA で得られた知見に対して、現状の可視化手法とデータ処理技術を通してどこまで物理現象を捉えることができるか議論する。

2. 実験装置

2.1 超音速噴流ノズル

超音速噴流の再現には高圧の亜音速流れを超音速に加速する必要がある。亜音速流れを音速まで加速させるための先細ノズルと、その後超音速まで加速させる末広ノズルが一体となった先細末広ノズルを利用する。Fig. 2 は設計マッハ数 2.0 の 2 種類の軸対称先細末広ノズルの断面形状を示す。先細末広ノズルにおいて、断面積が最も小さくなる場所はスロートと呼ばれ、流速が音速と等しくなる。適正膨張ノズルはこのスロートより下流側の曲線を特性曲線法により最適化し、損失が小さく衝撃波の発生を抑えることができる。一方で、コニカルノズルはスロート部と出口部の直径を変えずに頂角 30° の直線で繋いだノズルであり、強い衝撃波が発生する。

以上のノズルを利用して超音速噴流を実現するには、ノズル流入側と流出側で圧力差が必要となる。本稿ではノズル流入側に圧縮空気をういた圧縮空気流出型と、ノズル流出側を低圧にした大気流入型の 2 種類を用いた。両者の違いはレイノルズ数（流体の慣性力と粘性力の比）であり、ノズル出口直径を代表長とした超音速噴流のレイノルズ数は、圧縮空気流出型と大気流入型でそれぞれ $Re=10^6$ と $Re=10^5$ である。一般的にレイノルズ数が高いほど流れは乱れやすく擾乱の有無の効果が現れにくい。

2.2 圧縮空気流出型の噴流発生装置 ($Re=10^6$)

圧縮空気をういて超音速噴流を再現するため、東北大学内に新しく噴流発生装置とそれを囲う無響室を設置した。Fig. 3 に超音速噴流発生装置概略図、Fig. 4 に無響室概略図を示す。超音速噴流発生装置は高圧空気源と高圧タンクが最上流に位置し、噴流を実現する主流配管と可視化用粒子を生成する副配管の 2 系統に分かれる。副配管は粒子画像速度計測 (PIV: Particle Image Velocimetry) 時のみに使用される。無響室内中心には

Fig. 2 Cross-sectional geometry of the axisymmetric nozzle.

Fig. 3 Schematic image of the supersonic jet generating system at Tohoku university.

Fig. 4 Schematic image of the anechoic room for the acoustic measurement.

噴流のよどみ点となるプレナムチャンバーを設置した。超音速噴流の流速はこのプレナムチャンバー内の圧力と無響室内の大気圧の比から調整される。本研究ではノズルの設計マッハ数に合わせてマッハ数 2.0（圧力比 7.8）とした。無響室はノズルを中心に約 $3 \text{ m} \times 3 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ であり、壁面に吸音材として厚さ 50 mm のグラスウールを使用した。

2.3 大気流入型の噴流発生装置 ($Re=10^5$)

大気流入型の超音速噴流試験には宇宙航空研究開発機構、宇宙科学研究所 (JAXA, ISAS) に設置された真空チャンバーを用いた噴流発生装置を利用した。Fig. 5 に装置概要を示す。真空チャンバーは二台の真空ポンプと噴流を実現する試験部が接続される。試験部はニードルバルブによって大気と隔てられ、内部にはノズル固定用のフランジとプレナムチャンバーが設置される。超音

Fig. 5 Schematic image of the supersonic jet generating system using a vacuum chamber at ISAS/JAXA.

速噴流の流速は大気圧と試験部内のプレナムチャンバー内の圧力比から調整され、圧縮空気流入型装置と同様の圧力 7.8 とした。試験部内の寸法は約 $0.4 \text{ m} \times 0.4 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$ であり、超音速噴流の流体場および近傍の音響計測が可能である。

3. 実験手法

流体音響場の解析には、流速や密度など流体場の基礎特性とマイクロフォンなどから得られる音響場のデータが必要となる。本研究では3つの実験手法を適用して流速分布、密度勾配分布、音圧分布をそれぞれ計測した。

3.1 粒子画像速度計測 (PIV)

PIV 計測はレーザ光による流体場に混入した粒子の散乱光を撮像し、粒子群の移動量から2次元平面内の流速を推定する計測手法である。超音速噴流の PIV 計測においては、噴流中心断面の2次元平面内における U 、 V を計測した。前述の二つの超音速噴流発生装置において、粒子が混入した噴流を粒子で満たされた空間上に噴出させることで、噴流と周囲流体の混合を撮像した。粒子には 50% のグリセリン水溶液を利用し、粒子径は数 μm である。粒子画像撮影にはダブルパルスレーザー (LDY-303, Litron) 及びハイスピードカメラ (Phantom V611, VisionResearch) を用いて、微小時間間隔 $dt=1.2 \mu\text{s}$ 、サンプリングレート 1000 Hz で撮影した。撮影時の画素数は $1280 \times 400 \text{ pixels}$ であり、ノズル出口直径で除した無次元座標で $r/D = -2.5 \sim 2.5$ 、 $x/D = 0 \sim 16$ の範囲を可視化した。

粒子画像の解析には探索領域を画像上に設定する一般的な PIV 解析と Westerweel⁶⁾ により提案された Single-pixel ensemble correlation による解析の2つを行った。一般的な PIV 解析には商用ソフトウェア (Dynamic Studio6, Dantec Dynamics) を利用し、最小の探索領域を $8 \times 8 \text{ pixels}$ で解析を行った。探索領域を画像上に設定する一般的な PIV 解析は瞬間場の流速を取得できる一方、空間解像度が探索領域のサイズにより制限される。緒言で述べたように、実験室規模の超音速噴流のノズル出口直径は 10 mm であり上述の最小サイズの探索領域でも、実質の空間解像度は約 1 vector/mm 程度とせん断層の速度勾配解像には不十分である。そこで本研究では通常の探索領域を設ける手法と別に、単一画素の輝度値変化を利用して1画素単位で流速分布を取得可能な手法を適用した。本手法は Westerweel により提案された Single-pixel ensemble correlation とよばれる相関計算手法に基づく⁵⁾。Fig. 6 に本手法の概要を示す。前述のように通常の探索領域を画像上に設ける手法では、微小時間 dt 間隔で取得された画像のペアに対して画像空間上に探索領域を設定し、探索領域内に撮像された粒子群に対して最も相互相関係数が高い場所から流速を推定する。この方法では各時間における画像ペアごとに流速を取得できるため、十分な

Fig. 6 Comparison of the correlation methods for calculating velocity vectors from PIV images.

サンプリングレートで粒子画像を撮像することで非定常流速分布の取得が可能である。一方で流速の推定に探索領域内の空間情報を用いるため、空間解像度が探索領域のサイズによって制限される。single-pixel ensemble correlation 法では、各時間 $t_i (i=1 \dots N)$ で取得された微小時間 dt 間隔の画像ペアを $t=t_i$ と $t=t_i+dt$ の2つの画像群に分割する。このとき最初の時刻の画像群における単一画素の時系列輝度値変化と相関の高い時系列輝度値変化を持つ単一画素を dt 後の画像群内から見つけることで、単一画素単位での流速推定を行う。本手法では画像上の空間情報を用いないため高空間解像度の流速分布取得が可能であるが、相関係数の算出に各画素の時間情報を利用するため平均流速場のみしか得られない。しかしながら、単一画素相関を用いた場合の実質空間解像度は約 8 vector/mm 程度であり、薄く急峻な速度勾配をもつせん断層の詳細なプロファイルの取得が可能となる。

通常の探索領域を画像上に設ける PIV 解析と、single-pixel ensemble correlation により推定した流速分布の比較を Fig. 7 に示す⁶⁾。Fig. 7 は各軸方向位置における平均主流方向流速の噴流中心軸から半径方向分布を示す。主流方向の流速 u は、ノズル出口部における主流流速の理論値 $U_j = 510 \text{ m/s}$ で無次元化した。 $x/D > 6$ の流速分布双方の結果はお互いによく一致する。一方でノズル出口付近に近い $x/D=1$ では通常の PIV 解

Fig. 7 Radial distribution of the streamwise velocity estimated by the single-pixel ensemble correlation compared with that estimated by the conventional correlation using spatial interrogation window.⁶⁾

析ではせん断層の速度勾配が大きく鈍っており、正しい速度プロファイルが得られない。従って single-pixel ensemble correlation により高空間解像の平均流速分布を取得できることがわかる。

3.2 シュリーレン可視化

シュリーレン可視化は物質の密度差に起因する屈折率の変化を利用して、透明物体の密度勾配を画像上に明暗として可視化する手法である。本手法では点光源と凸レンズや凹面鏡を利用して並行光束を実現し、並行光束を観測対象の透明物体に通過させたのち、凸レンズや凹面鏡で集光された像をカメラ等で撮像する。そのため軸対称超音速噴流の計測では、得られる密度勾配画像は光路方向（噴流の半径方向）に積分されて可視化される。さらに超音速噴流の場合には流体場による密度勾配だけでなく、強い音響波による密度勾配も可視化されるため空間中を伝播する音響波も可視化される。本研究ではLEDチップを用いたパルス駆動可能な点光源と凹面鏡を利用して超音速噴流の密度勾配の可視化を行った。撮影にはハイスピードカメラ（Phantom V611, VisionResearch）を使用した。

Fig. 8 に大気圧下 ($Re=10^6$) と減圧環境下 ($Re=10^5$) で取得したシュリーレン画像を示す。シュリーレン画像には渦構造による密度勾配とマッハ波の放射が可視化されており、空力音響場の理解には非常に強力な可視化手法である。しかし、 $Re=10^5$ の低圧環境下に再現された超音速噴流の可視化画像は比較的不鮮明である。これは低圧環境下での密度変動が大気中と比べて 1/10 程度であることが原因であり、それに伴う屈折率の変化も小さいため明暗のはっきりした画像を得ることが難しい。そこで POD 解析⁵⁾ をシュリーレン画像に適用することで、ノイズ成分を取り除いた。シュリーレン画像に対する POD 解析では、シュリーレン動画像中の変動に対して占める割合の大きい変動成分を順番に抽出できる。例えば画像全面が明暗を繰り返すノイズが含まれている場合は、その変動成分が画像全体の変動に対して占める割合が非常に大きいため、その変動モードを取り除くことで容易にノイズの除去が可能となる。これにより、信号対雑音比の悪い可視化結果に対しても主要な物理現象の抽出が可能となる。

3.3 音響計測

超音速噴流から発生する音響波を定量的に計測するた

Fig. 8 Schlieren image of a supersonic jet.

め、1/4 インチマイクロフォン（TYPE4158, ACO）を用いた音響計測を行った。8本のマイクロフォンと、D/A コンバータ（USB-6363 and BNC-2120, National Instruments）を用いた。サンプリングレートは 192 kHz、取得時間は 3 秒である。遠方場の音響計測ではノズル出口を中心にマイクロフォンを、半径距離 $100D$ の距離を保って円弧上に配置した。近傍場の音響計測では、マイク間距離 $x/D=4$ 、 $r/D=2$ を保って 8×6 の格子状にマイクを順次設置し 2 次元音圧マップの計測を行った。取得した音響データは高速フーリエ変換（FFT）を 50% オーバーラップで 2048 点のデータ長に対して行い、100 回平均した。

4. 実験装置

4.1 ノズル内境界層の擾乱がマッハ波放射に与える影響の評価

前述の CFD/CAA による解析では、ノズル内境界層に擾乱を与えることでせん断層の乱流遷移が抑えられ、マッハ波の放射が弱まることが示された。本節では実験的にその影響を評価するため、Fig. 2 に示した適正膨張ノズルのスロート上流部に擾乱誘起のためのタブを設けたノズル（Disturbed）と設けていないノズル（Undisturbed）の流体音響場について調査した。

Fig. 9 は single-pixel ensemble correlation により得られた大気圧下 ($Re=10^6$) における平均主流流速分布を示す。主流流速 u はノズル出口での主流流理論値 $U_j=510$ m/s で無次元化した。流速分布は下流へ向かってせん断層が発達して噴流が拡散する基本的な特徴を鮮明に可視化された。適正膨張ノズルにもかかわらず、噴流中心部に流速の加減速が発生するのは衝撃波による影響と考えられる。一方で擾乱の有無による流体場の差異は無く、CFD/CAA による解析結果で見られた現象は観測されない。

Fig.10 に同様の手法で得られた減圧環境下 ($Re=10^5$) における平均主流流速分布を示す。Fig. 9 と同様に超音速噴流の基本的な流速分布が得られたが、 $Re=10^6$ では確認されなかった擾乱の有無によるせん断層発達の違いが現れた。擾乱を付加した場合にはせん断層はノズル出

Fig. 9 Streamwise velocity distribution of $Re=10^6$.

Fig.10 Streamwise velocity distribution of $Re=10^5$.

口近傍から線形的に発達するのに対し、擾乱付加の無い噴流では $x/D \approx 2$ 付近で急激にせん断層が厚くなる。これは擾乱付加の無い場合、ノズル出口近傍のせん断層は層流状態で下流への移流とともに不安定性が成長し乱流遷移が起こったためである。一方で $Re=10^5$ で擾乱を付加した噴流やレイノルズ数の高い噴流では、ノズル出口近傍で既に乱流状態であり遷移が起こらない。これはレイノルズ数が高い場合には、CFD のような理想的な層流状態は実現されず、擾乱が無くとも境界層が自然に乱流となることが原因と考えられる。

以上の流体場の特徴に対して、マッハ波の放射への影響を調査するためシュリーレン画像に POD 解析を行った。POD 解析により得られた全モードから、ノイズモードを除く最大エネルギーを持つモードの空間分布を Fig.11 に示す。 $Re=10^6$ の超音速噴流では噴流内の非軸対称モードが比較的下流側のマッハ波の放射と相関する。擾乱を付加した場合の非軸対称モードは、擾乱を付加しない場合に加えて若干構造が小さい程度であり大きな差異は見られない。一方で $Re=10^5$ の噴流では擾乱の有無に対して空間モード分布に差異が現れた。擾乱付加が無い場合には乱流遷移が発生する位置 $x/D=2$ 周辺で、噴流の軸対称モードと近傍のマッハ波生成に強い相関があ

Fig.11 Aeroacoustics fields extracted from Schlieren images using the first mode of POD excluding the noise modes.

る。擾乱を付加した場合には乱流遷移が起こらないため、軸対称モードが噴流の $x/D=2 \sim 6$ まで幅広く分布する。以上から、 $Re=10^5$ の場合には乱流遷移の近傍がマッハ波生成と強い相関があることが示された。

4.2 周波数領域 POD 解析による超音速噴流から発生する音響波のシュリーレン画像による同定

乱流構造の移流により発生する音響波と衝撃波と乱流の干渉から発生する音響波の伝播パターンをそれぞれ分けて可視化するため、300 kHz サンプリングで取得したシュリーレン画像を用いた周波数領域 POD 解析を行った。Fig.12 はマイクロフォンにより取得した近傍場の音圧スペクトルを示す。横軸はストローハル数と呼ばれる無次元周波数であり、ノズル出口直径 D と出口付近の噴流速度理論値 U_j を用いて、 $St=fD/U_j$ と定義される。適正膨張ノズルの音圧スペクトルを黒の実線、衝撃波が強く発生するコニカルノズルの音圧スペクトルを灰色の点線で示す。衝撃波の発生する超音速噴流は全周波数帯において基本的に音圧が高い。これは衝撃波と乱流の干渉により発生する音響波の影響と考えられ、特に $St=0.125$ 付近にスクリーチと考えられる鋭いピークが観測された。一方で適正膨張ノズルの場合にはこのような音響波は観測されないため、マッハ波を含む乱流の移流により発生する音響波が支配的である。

これら 2 種の噴流のシュリーレン動画像に対し通常の POD 解析を行うと、超音速噴流において支配的であるマッハ波に伴う変動のみが抽出されてしまい、スクリーチの音響波を抽出することが難しい。そこで、周波数領域 POD 解析を導入した。周波数領域 POD 解析では POD 解析を行う前処理として時系列データに複素フーリエ変換を行い、ターゲットとする周波数のフーリエ係数に対して POD 解析を行う^{7,8)}。幸いにもスクリーチは鋭いピークを持つ現象であるため、ターゲット周波数を $St=0.125$ に定めることできる。本手法ではターゲット周波数に限った現象に対して POD 解析を行うため、ピークの鋭い現象ほどその特徴を抽出しやすい。また、複素フーリエ係数に対して POD 解析を行うため、通常の POD 解析では失われる位相情報を得ることができる。周期現象に対しては、条件付きサンプリングなどによる位相平均処理も可能だが、参照点の取得法で結果が大きく影響を受ける。一方で周波数領域 POD 解析では、

Fig.12 Acoustic spectrum of a supersonic jet.

Fig.13 First mode of the frequency-domain POD at $St=0.125$.

Fig.14 First mode of the frequency-domain POD at $St=0.25, 0.5, 1.0$.

ターゲット周波数に限った画像全体の変動すべてに対し最もエネルギーの大きいモードを抽出するため参照点による結果への影響がない。

Fig.13は $St=0.125$ における二つのノズルのシュリーレン可視化結果と、周波数領域固有直行分解によって得られた最大モードの実部、振幅、位相をそれぞれ示す⁹⁾。解析領域は流体変動を含まない音響場のみに限定しているため、モードの実部、振幅、位相はそれぞれ音響波の伝播パターン、音圧レベル、伝播方向を表すと考えられる。適正膨張ノズルの場合には下流に向かって伝播するマッハ波が抽出されたのに対し、コニカルノズルでは無指向性の音響波が可視化された。これはスクリーチの伝播パターンを示しており、定常衝撃波とせん断層干渉する位置を音源として無指向的に音波が伝播することを示す。以上から周波数領域 POD 解析はピークの鋭い音響波に対して効果的にその特性を可視化できることが示された⁹⁾。

Fig.14はスクリーチが観測されない周波数、 $St=0.25, 0.5, 1.0$ における周波数領域 POD 解析を適用した場合の実部の分布を示す。どちらのケースもマッハ波が支配的であり、ターゲット周波数が高周波になるほど抽出された音響波の波長が短い。また、周波数が高いほど音源位置も上流に移動しており、これは波長の短い音響波が渦構造の小さい上流側から発生することに対応する。従って周波数領域 POD 解析により、ターゲット周波数に対応した音響波をシュリーレン画像から同定し可視化することが可能である。

5. 結 言

本稿では我々のグループで実施している超音速噴流の

PIV 計測やシュリーレン可視化画像に対する解析手法を紹介し、現状の可視化手法とデータ処理技術を通してどこまで物理現象を捉えられるかについて、流体音響場の可視化結果を元に解説した。可視化の解像度は CFD/CAA で得られた知見を十分に説明しうるレベルに近づきつつある。

具体的には、Single-pixel ensemble correlation を用いた PIV 計測により、 0.1 mm 程度の高空間解像度で時間平均流速分布の取得が可能である。また、シュリーレン画像の POD 解析によりノイズモードを除去することで、音響波生成と相関する流体変動を定性的に抽出でき、音響波の伝播パターンの比較ができています。さらに、ピーク周波数が明らかな音響波に関しては、非定常シュリーレン画像に周波数領域 POD 解析を適用することで音響波の空間中の伝播パターン、音圧レベル、伝播方向の可視化が可能である。

これらの可視化技術は、今後より複雑なジェット条件（複数条件や複雑なノズル形状）に適用し、その物理現象解明に寄与できると考えている。

参 考 文 献

- 1) Tam, C. K. W.: Supersonic jet noise, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol.27 (1995) pp.17-43.
- 2) Nonomura, T., Oyama, A., Fujii, K., Morihira, K., Pichon, G., Terakado, D.: Effects of disturbed nozzle-exit boundary layers on acoustic waves from ideally-expanded supersonic jet, Proc. of 22nd AIAA/CEAS Aeroacoust. Conf., (2016) AIAA2016-2936.
- 3) Nonomura, T., Fujii, K.: Effects of inflow shear layer parameters on a transitional supersonic jet with a moderate Reynolds number, Proc. of 19th AIAA/CEAS Aeroacoust. Conf., (2013) AIAA2013-2237.
- 4) Berkooz, G., Holmes, P., Lumley, J. L.: The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol.25 (1993) pp.539-575.
- 5) Westerweel P. F., Geelhoed R., Lindken R.: Single-pixel resolution ensemble correlation for micro-PIV applications, Exp. Fluids, Vol.37 (2004) pp.375-384.
- 6) Ozawa, Y., Nonomura, T., Asai, K.: Comparison of time-averaged supersonic jet profile acquired by particle image velocimetry and shadowgraph velocimetry using single pixel ensemble correlation, Proc. of AIAA SciTech 2019 Forum, (2019) AIAA2019-0322.
- 7) Suzuki, T., Bodony, D., Ryu, J., Lele, S.K.: Noise sources of high-Mach-number jets at low frequencies studied with a phased-array approach based on LES data-base, Annu. Res. Briefs 2007, Center for Turbulence Research, NASA Ames and Stanford University, (2007) pp.287-301.
- 8) Nonomura, T., Fujii, K.: POD analysis of acoustic waves from a supersonic jet impinging on an inclined plate, Proc. of 16th AIAA/CEAS Aeroacoust. Conf., (2010) AIAA2010-4019.
- 9) Ozawa, Y., Nonomura, T., Anyoji, M., Mamori, H., Fukushima, N., Oyama, A., Yamamoto, M.: Identification of acoustic wave propagation pattern of a supersonic jet using frequency-domain POD, Trans. JSASS, Vol.61, No.6 (2018) pp.281-284.