

超音速ジェットから発生する音響波に対する入口擾乱の影響

Effects of Disturbed Nozzle-Exit Boundary Layers on Acoustic Waves in a Supersonic Jet

○森平光一, 東京大学大学院, 東京都文京区本郷 7-3-1, morihira@flab.isas.jaxa.jp
Gabriel Pichon, 東京大学大学院, 東京都文京区本郷 7-3-1, pichon@flab.isas.jaxa.jp
寺門大毅, 東京大学大学院, 東京都文京区本郷 7-3-1, terakado@flab.isas.jaxa.jp
野々村拓, JAXA 宇宙研, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, nonomura@flab.isas.jaxa.jp
大山聖, JAXA 宇宙研, 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, oyama@flab.isas.jaxa.jp
藤井孝藏, 東京理科大学, 東京都新宿区神楽坂 1-3, fujii@flab.isas.jaxa.jp
Koichi Morihira, University of Tokyo, Hongo 7-3-1 Bunkyo, Tokyo, Japan.
Gabriel Pichon, University of Tokyo, Hongo 7-3-1 Bunkyo, Tokyo, Japan.
Daiki Terakado, University of Tokyo, Hongo 7-3-1 Bunkyo, Tokyo, Japan.
Taku Nonomura, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Sagami, Kanagawa, Japan.
Akira Oyama, ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Sagami, Kanagawa, Japan.
Kozo Fujii, Tokyo University of Science, Kagurazaka 1-3 Shinjuku, Tokyo, Japan.

The effects of disturbed boundary layer at the nozzle-exit on acoustic waves from supersonic jets of Mach 2.0 and Reynolds number 900, 000 are investigated by large-eddy simulations. The inflow is disturbed by the similar method of Bogey and Bailly^[4-5] where a random vortex is imposed inside the boundary layer of the nozzle. It is found that the disturbed case shows slightly longer potential core compared to the laminar case. As for the acoustic field, the overall sound pressure level decreases for the disturbed case due to the absence of turbulent transition which is seen for the laminar case.

1. 序論

超音速ジェットから発生する音響波はロケット打ち上げ時に衛星の故障の原因となる上、超音速航空機の飛行時には周囲の人々に騒音問題をもたらす。これらの音響波の発生を正確に予測することは重要な課題である。

空力騒音の予測において近年、数値流体力学 (CFD) に基づく予測が成果を挙げてきている。CFD での成果を示す例として 2013 年のイプシロンロケットが挙げられる^[1]。イプシロンロケットでは斜点設計に CFD での予測が用いられ、前身のロケットである M-V ロケットの打ち上げ時と比較して 13dB の騒音低減に成功した。しかしながら、その予測精度は定性的なものに留まっており、定量的予測という観点では改善の余地がある。そこで著者らのグループでは定量的な音響予測に向けて高解像度 CFD による研究を行ってきた。Fig. 1 に示すように、固体ロケットモーターを対象にした計算における現状の予測精度は実験と比較して 5dB 程度である^[2]。しかし、CFD による予測が実験に置き換わる高精度手法となるために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。誤差の原因として考えられる主要な要因の 1 つは流入条件である。実際のジェットではノズルから流れが流入するが、過去研究ではノズル内流れの擾乱を考慮していない。さらに、流入するせん断層は非常に薄く乱流状態であるが、過去の研究では比較的厚いせん断層のプロファイルの層流流れを流入条件にして解析を行っていた。流入条件が音響場に与える影響については亜音速ジェットにおいて精力的に調べられてきており、音響場に大きな影響を与えることが知られている。Bogey and Bailly は流入するせん断層厚さが音響場に与える影響を調べ、せん断層厚さに伴って変化する乱流遷移時の渦のペアリングの仕方により音圧レベルが 10-20 dB 程度異なることを明らかにした^[3]。さらに彼らは乱流流入の影響を調べることを目的として、流入時の速度擾乱の強さが音響波に与える影響についても調べ、擾乱の強い場合は流入時のせん断層を薄くした場合と同様の結果を得ることを示した^[4,5]。

超音速ジェットに関しては野々村、藤井^[6]によってせん断層厚さ

の違いが音響波に与える影響について議論されており、亜音速ジェットの場合と同様にせん断層が薄い場合に音圧レベルが低下することを示した。しかし、音圧レベルの変化の度合いは亜音速ジェットの 10-20dB に対し、5dB 程度と小さくなる。この理由について彼らは、超音速ジェットでは渦のペアリングにおいてヘリカルモードが支配的となることに起因すると推論している。一方、これまでに超音速ジェットにおいて入り口擾乱が音響場に与える影響については十分に研究が進んでおらず、流入条件を理解する上ではその効果について明らかにする必要がある。そこで、本研究では入り口擾乱が音響波に与える影響を解明する第一歩として、擾乱を与えたケースと擾乱なしのケースの比較を行い、入り口擾乱が音響波に与える影響について理解を深めることを目的とする。

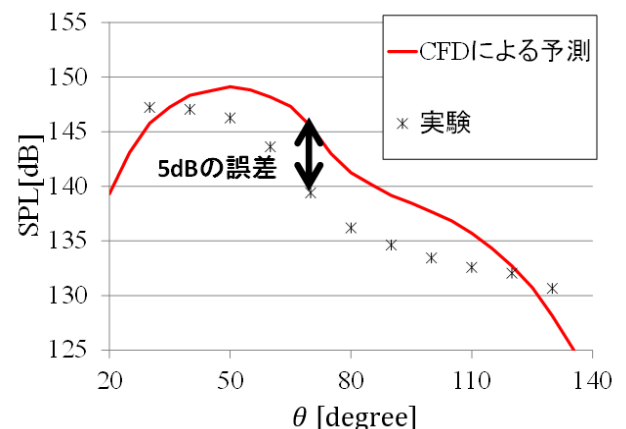


Fig.1 Discrepancy between experiment and CFD prediction^[2].

2. ジェットパラメータ

本研究では空気 (比熱比 $\gamma = 1.4$) を作動流体として行う。以下に、超音速ジェットにおける 3 つの重要パラメータであるマッハ数 M_j 、レイノルズ数 Re 、温度比 TR_c を定義する。 M_j はチャンバー圧と大気圧の圧力比のみによって決まるパラメータであり、以下に

より表される.

$$M_j = \frac{u_j}{a_j} = \sqrt{\left(\frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{p_c}{p_\infty}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)}. \quad (1)$$

ここで j, ∞, c の添え字はそれぞれ適正膨張を仮定した時の物理量, 大気圧下での物理量, チャンバー内での物理量を示す. u, p, a はそれぞれ速度, 圧力, 音速である. M_D は以下のように定義される.

$$M_D = \frac{u_D}{a_D}. \quad (2)$$

ここで D の添え字はノズル出口での物理量を表す. M_D はノズルのスロート面積とノズル出口の比のみによって決まるパラメタである. 上記 2 つのパラメタから不足, 適正, 過膨張の状態が決まる. $M_j < M_D$ の場合は過膨張, $M_j > M_D$ の場合は不足膨張, $M_j = M_D$ の場合は適正膨張となる. 本研究では流入条件が音響波に与える影響の理解の第一歩として流入条件が乱流騒音に与える影響に焦点を当てて議論を行う. そのため, 衝撃波関連音の影響を除くために適正膨張を仮定して解析を行った. また, 温度比 TR_c 及びレイノルズ数 Re は以下のように定義する.

$$TR_c = \frac{T_c}{T_\infty}. \quad (3)$$

$$Re = \frac{\rho_j D_j u_j}{\mu_\infty}. \quad (4)$$

ここで D_j は適正膨張したと仮定した時のノズル径

$$D_j = \left(\frac{1+0.5(\gamma-1)M_j^2}{1+0.5(\gamma-1)M_D^2}\right)^{\frac{\gamma+1}{4(\gamma-1)}} \sqrt{\frac{M_D}{M_j}} D. \quad (5)$$

であり, ρ, γ, μ, T, D はそれぞれ密度, 比熱比, 粘性係数, 温度, ノズル径である. 本研究では $Re = 900,000, TR_c = 1$ とした.

3. 流入条件

本解析では亜音速側で擾乱を加え乱流流れを誘起した後に超音速側のノズル出口で乱流流れを模擬するため, ノズルの内側も解析している.

流入する平均の速度プロファイルは以下の Blasius のせん断層プロファイルとした.

$$U_x(r) = u_j \frac{r_0 - r}{\delta} \left[2 - 2 \left(\frac{r_0 - r}{\delta}\right)^2 + \left(\frac{r_0 - r}{\delta}\right)^3 \right], \quad (6)$$

$$\text{if } r \geq r_0 - \delta,$$

$$u_x(r) = u_j, \text{ if } r < r_0 - \delta. \quad (7)$$

ここで r_0 はノズル出口での軸中心からノズル端までの半径であり, δ はせん断層厚さである. 本研究ではノズル流入時のせん断層厚さはノズル径の 2.5% とした. また, 速度擾乱はスロート手前において以下の式に基づいて与える^[45].

$$\begin{Bmatrix} u_x \\ u_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} u_x \\ u_y \end{Bmatrix} + \epsilon_a(\theta, t) \alpha u_j \begin{Bmatrix} u_x^{ring} \\ u_y^{ring} \end{Bmatrix}. \quad (8)$$

ここで $\epsilon_a(\theta, t)$ は -1 から 1 までのランダムナンバーである. また, a は擾乱の強さであり, $a = 0.1$ とした. さらに u_x^{ring} 及び u_y^{ring} は以下のように表される.

$$\begin{Bmatrix} u_x^{ring} \\ u_y^{ring} \end{Bmatrix} = \frac{2r_{ring}}{rb} \exp\left(-\ln(2)\frac{a^2}{b^2}\right) \begin{Bmatrix} r - r_0 \\ x_0 - x \end{Bmatrix}. \quad (9)$$

ここで a, b はそれぞれ

$$a = \sqrt{(x - x_0)^2 + (r - r_0)^2}, b = 2\Delta r_{min} = 0.0015625 D_j$$

である.

4. 解析手法

4. 1 計算手法

支配方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式である. 本研究で行う Large-eddy simulation (LES) では Sub-grid scale モデルは用いず, Implicit LES を行った. 対流項は 6 次精度コンパクトスキーム^[46]を用いて解き, 数値的な不安定性を取り除くために 10 次精度の三重対角フィルターを用いた^[47]. ここで, フィルター係数は 0.4 に設定した. また, 粘性項は 6 次精度中心差分を用いて計算を行った. さらに, 時間発展には 4 次精度 Runge-Kutta 法を用いた.

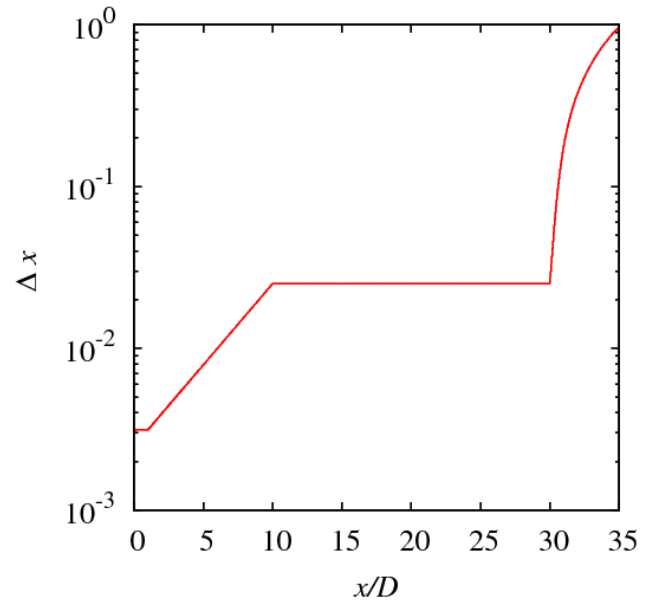
4. 2 計算領域

計算領域は円柱座標系において $0 < x/D < 30, 0 < r/D < 5$ とし, 外側境界では音波の反射を防ぐために Buffer 領域を設けた. Zone 1 はノズルとその内部, Zone 2 はノズル外側の計算格子である.

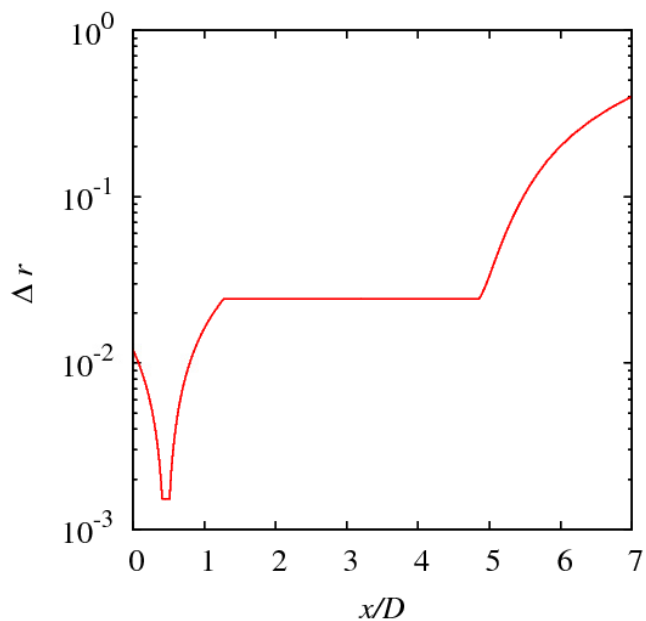
Table 1 に格子点数と最小格子幅を示す. また, Fig.2 に $\Delta x, \Delta r$ 方向における格子幅を示す. ここで $\Delta\theta$ 方向に関しては x 方向に対して常に同じ格子幅である.

Table 1. Grid parameters.

Zone	$n_x \times n_r \times n_\theta$	Δx	Δr	$\Delta\theta$
Zone1	465×139×276	0.003125 D_j	0.0015625 D_j	0.0125 D_j
Zone2	2388×451×276	0.0015625 D_j	0.0015625 D_j	0.0125 D_j



(a) Axial direction grid width



(b) Radius direction grid width
Fig.2 Grid width distribution

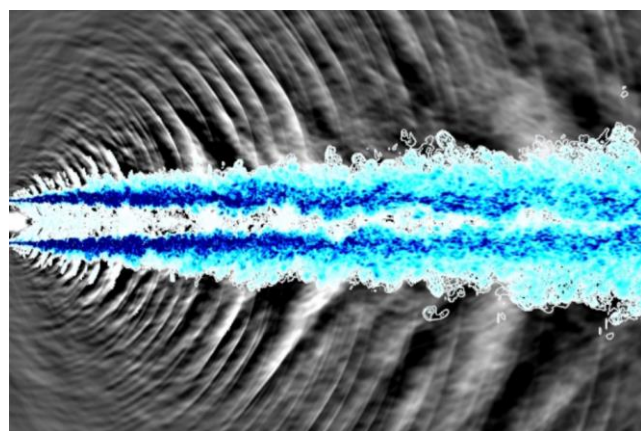
5. 結果

以下では簡単のため、層流流入の場合を laminar、擾乱を与えた場合を disturbed と呼ぶこととする。

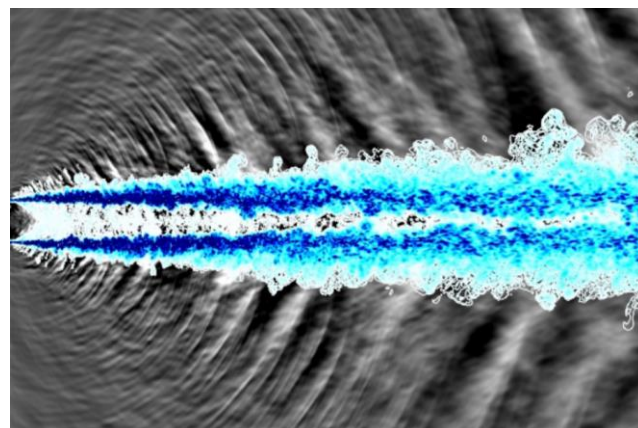
5. 1 瞬時場

Fig. 3 に渦度の絶対値を青で、圧力分布を白黒で示す。(a) laminar の場合も (b) disturbed の場合もノズル出口直後から乱れているため、両ケースともに早い段階から乱流に遷移していることが示唆される。遷移位置を調べるために、Fig.4 に Fig.3 のノズル出口における拡大図、Fig. 5 に laminar と disturbed の流れ方向渦度の断面図を示す。まず、disturbed の場合は一様に分布した小さい渦構造が一定の割合で発達するのに対し、laminar の場合は $1.0 D$ で急激に大きな渦構造を示す。これは、disturbed の場合はノズル出口直後から乱流状態となるのに対し、laminar の場合は $0.5 D$ から $1.0 D$ の間で乱流遷移が起るためである。

また、Fig. 3 の音響場に注目すると disturbed の場合より laminar の場合のほうが若干コンターの濃淡が強くなっており、強いマッハ波を生じることが分かる。

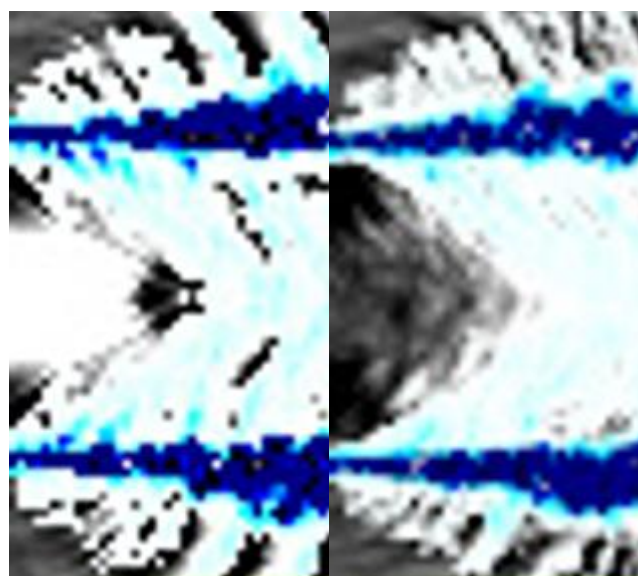


(a) laminar



(b) disturbed

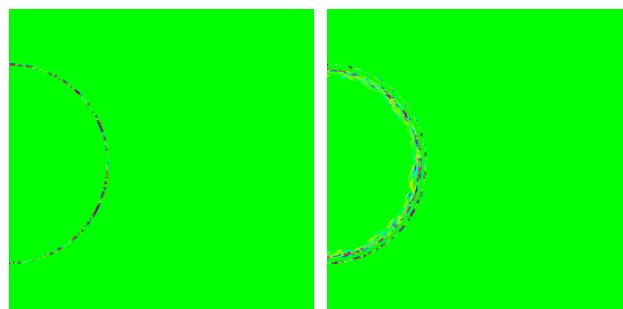
Fig.3 Pressure distribution and Vorticity magnitude.



(a) laminar inlet

(b) disturbed inlet

Fig.4 Enlarged view for nozzle inlet



(a) laminar at $x = 0 D$

(b) disturbed at $x = 0 D$

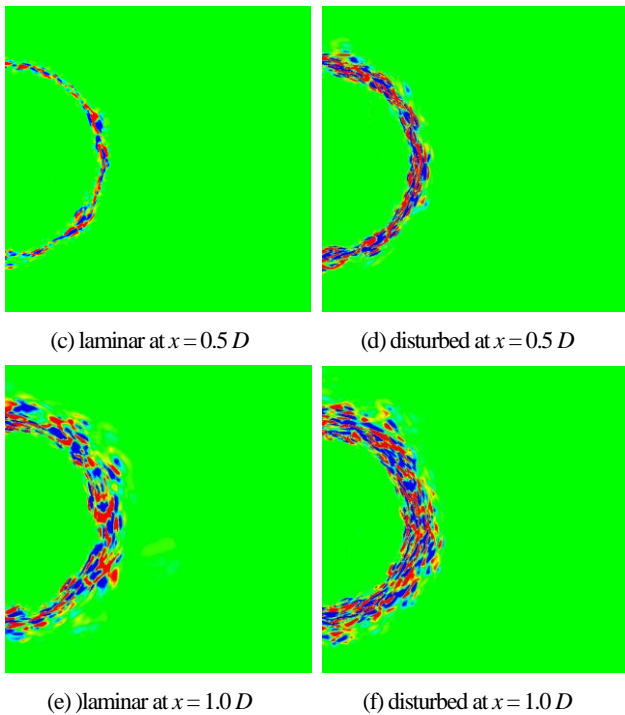


Fig.5 Axial vorticity distribution at $0D-1.0D$. Contours are -10 to 10.

5. 2 平均場

以下では平均場について議論する。ここで平均場は無次元時間

$$t \times \frac{D}{u_j} = 26.8 \text{ 間の平均により算出した。}$$

速度場

Fig. 6に x 一定の場所で空間平均をとった時間平均速度の軸方向分布を示す。laminarと比較してdisturbedの場合はポテンシャルコアが長い。次にFig. 7に中心軸における軸方向速度を示す。軸方向速度についても差は大きくないがlaminarのほうが早く減衰するためdisturbedの方がポテンシャルコアが長い。また、Fig. 7において一定間隔で生じる振動は衝撃波の影響を受けているためである。この衝撃波はノズル境界層の影響を受けて実質のノズル径が小さくなり、適正膨張から若干ずれることにより発生する。

次にせん断層厚さについて議論する。せん断層厚さは以下に示すガウス分布を仮定して求める。

$$\frac{u(\eta)}{u_{axis}} = \begin{cases} \exp[-2.773(\eta + 0.5)^2] & \text{for } \eta > -0.5 \\ 1 & \text{for } \eta \leq -0.5, \end{cases} \quad (10)$$

ここで、 $\eta = (r-r(0.5))/\delta$ であり、 $r(0.5)$ 流速が中心速度 u_{axis} の半分になる半径方向位置、 δ は局所せん断層厚さである。Fig. 8にせん断層厚さとジェットの半値幅を示す。ここで、せん断層厚さと半値幅が最初に一致した位置がポテンシャルコア終端に対応することに注意する。5.1で議論したようにlaminarの場合においてもノズルを出てすぐに乱流に遷移する。そのため、両ケースともにポテンシャルコア終端まで線形的に成長する。また、disturbedのほうが僅かにポテンシャルコアが長い。次に、せん断層の状態について議論するため、Fig. 9にノズル端に沿った軸方向速度の変動値を示す。laminarはdisturbedと比較してノズル出口直後において高い変動値を示す。これはFig. 5が示すようにlaminarの場合にはノズル出口付近($0.5D-1.0D$)で乱流遷移が起こるためである。また、両ケースともに乱流に遷移した後は同様の分布を示す。

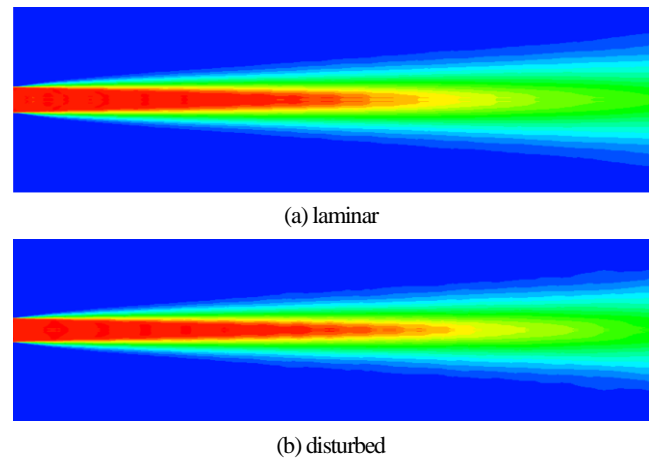


Fig. 6 Averaged velocity flow field.

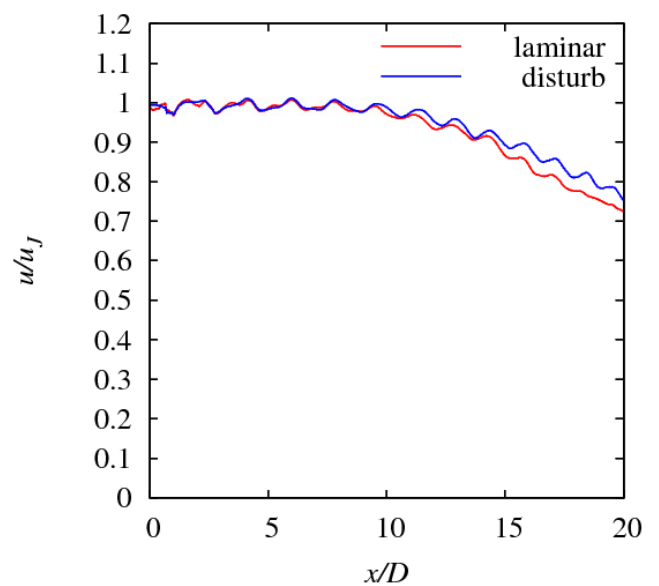


Fig. 7 Averaged velocity on the axis.

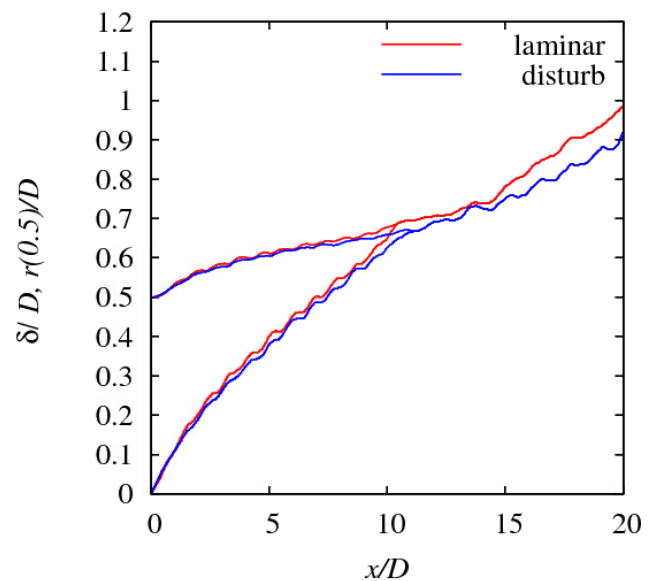


Fig.8 Shear layer thickness and half width of jet.

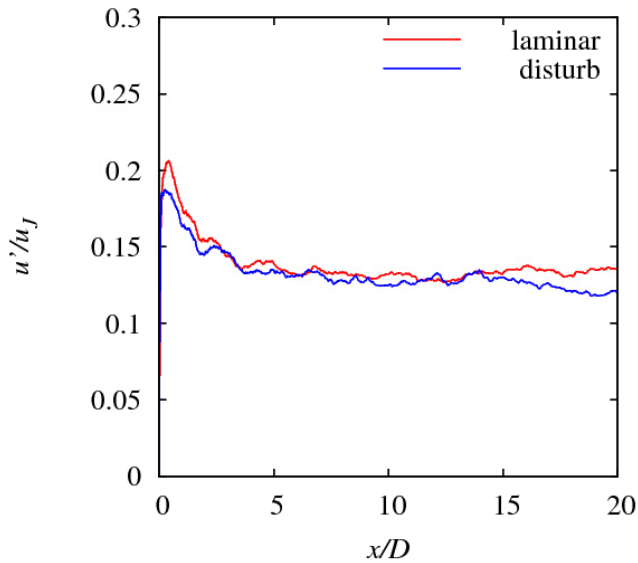
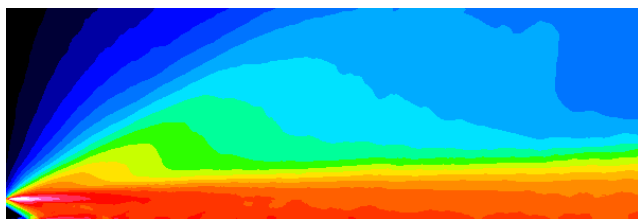


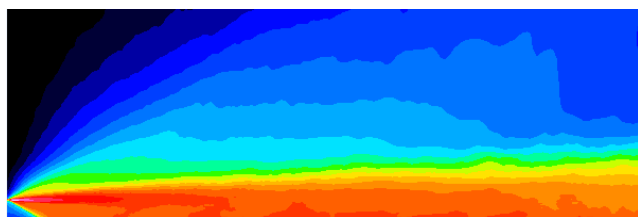
Fig. 9 Velocity fluctuation along the shear layer.

音響場

Fig. 10 に 0D-15D 間の近傍場の音圧レベルを示す。この図からマッハ波の発生による SPL が高い領域（軸から 30-45 度）が観測される。laminar の場合と比較すると、disturbed の場合は音圧レベルが小さくなる。これは、laminar の場合には disturbed には見られないノズル出口付近での乱流遷移が影響を受けて大きなマッハ波を発生していると考えられる。さらに、2 ケースの間で音響波の指向性の違いが確認される。この指向性の違いに関しては講演で更に定量的な議論を行う予定である。



(a) laminar



(b) disturbed

Fig. 10 Averaged overall sound pressure levels. Contours are 140 to 180dB.

6. 結論

入り口擾乱が超音速ジェットから発生する音響波に与える影響について明らかにする第一歩として層流流入させたケースと擾乱を加えたケースの比較を行った。速度場について、擾乱を与えた計算ケースのほうが、せん断層の成長率が下がり、層流流入の場合よりもポテンシャルコアの長さが僅かに長くなることが分かった。また、音響場に関して、擾乱を与えたケースの場合は、層流流入時に生じる、遷移時に発生するマッハ波がなくなるために、発生する音響波が弱くなることを明らかにした。

7. 謝辞

本研究は科研費 25709009 の支援を受けた。ここに記して感謝を表す。

8. 参考文献

- (1) S. Tutsumi *et al.*, “Study on acoustic prediction and reduction of Epsilon launch vehicle at Liftoff”, *J SPACECRAFT ROCKETS*, **52** (2015), pp. 350-361.
- (2) T. Nonomura *et al.*, “Computational prediction of acoustic waves from a subscale rocket motor”, *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan*, **12** (2014), pp. Pe_11-Pe_17.
- (3) C. Bogey and C. Bailly, “Influence of nozzle-exit boundary-layer conditions on the flow and acoustics fields of initially laminar jets”, *J. fluid Mech.*, **663** (2010), pp. 507-538.
- (4) C. Bogey *et al.*, “Effects of moderate Reynolds numbers on subsonic round jets with highly disturbed nozzle-exit boundary layers”, *Phys. fluids*, **24** (2012), 105107.
- (5) C. Bogey *et al.*, “Influence of initial turbulence level on the flow and sound fields of a subsonic jet at a diameter-based Reynolds number of 10^5 ”, *J. Fluid Mech.*, **701** (2012), pp. 352-358.
- (6) T. Nonomura and K. Fujii, “Effects of inflow shear layer parameters on a transitional supersonic jet with a moderate Reynolds number”, *AIAA paper*, 2013-2237, 2013.
- (7) S. K. Lele, “Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution”, *J. Comput. Phys.*, **103** (1992), pp. 16-42.
- (8) D. V. Gaitonde and M. R. Visbal, “Padé-type higher-order boundary filters for the Navier-Stokes equations,” *AIAA Journal*, **38** (2000), pp. 2013-2112.