

2D03 衝撃波－乱流干渉における乱流長さスケールが 長い立ち上がり時間の圧力波形に及ぼす影響

荒川陽平，○鵜飼孝博（大阪工業大学），大谷清伸（東北大学）

Effects of turbulence length scale in shock-turbulence interaction on a pressure waveform with long rise time
Yohei Arakawa, Takahiro Ukai (Osaka Institute of Technology), and Kiyonobu Ohtani (Tohoku University)

Key Words : Pressure Wave, Shock Wave, Turbulent Flow

Abstract

We investigate numerically and experimentally the effects of the integral length scale of turbulence on long rise-time pressure signatures relevant to sonic boom problems. A long rise-time pressure waveform, generated by a projectile traveling at Mach 1.4, is examined as it interacts with a jet turbulence characterized by various integral length scales. Two types of projectiles, producing the pressure signatures with different rise times, are employed to investigate the influence of rise time duration. The results demonstrate that the pressure waveforms with longer rise times are less susceptible to turbulence-induced distortion. Furthermore, these waveforms exhibit greater robustness to turbulent interference, even when the integral length scale is large.

1. 緒言

超音速旅客機の実現で課題となっているソニックブーム騒音は，機体形状の最適化によって低減できる．機首を鈍頭形状にした機体では，機体から発生する衝撃波を整理統合させないことで，地上において「フラットトップ型の圧力波形」が発生し，最大過剰圧が低減できる．この設計技術の有効性が，SSBD (Shaped Sonic Boom Demonstrator) programによる飛行試験で実証された[1]．一方，機首を長くした細長機体では，地上で「立ち上がり時間の長い圧力波形」が発生し，立ち上が時間の増加と最大過剰圧の低減によって超音速旅客機の静騒音化が期待されている．低ブーム設計されていない機体から発生するN字型のソニックブーム波形では，大気乱流の影響を受けて不規則に増減するため[2]，これらの低ブーム波形においても，大気乱流の影響を調査することが必要である．

低ブーム波形は，必ずしも乱流干渉の影響を受けない．SSBDにおいて地上で計測された「フラットトップ型の圧力波形」は，大気乱流の影響で歪んでいた[3]．また，JAXAが実施したD-SEND (Drop Test for Simplified Evaluation of Non-symmetrically Distributed Sonic Boom) project においても，地上で計測された「フラットトップ型の圧力波形」が歪んでおり，その後の追加解析によって乱流干渉の影響であることが分かった[4]．乱流干渉が「フラットトップ型の圧力波形」に与える影響の強さについては今後の詳細な調査が必要であるが，「フラットトップ型の圧力波形」

が乱流干渉の影響を受けること自体は，飛行試験の結果から明らかである．一方，Ukai *et al.* [5]は，大気乱流が「立ち上がり時間の長い圧力波形」に及ぼす影響を実験的に評価し，立ち上がり時間が長いと乱流干渉による影響を受けにくくなることを示した．つまり，立ち上がり時間の長さが乱流干渉効果の増減に大きく関わるものが推測される．しかし，特定の乱流干渉の条件において調査されていたため，乱流場の特性が変化した際の乱流干渉の影響は分かっていない．

そこで本研究では，乱流場の特性として積分長さスケールに着目し，乱流場の積分長さスケールが「立ち上がり時間の長い圧力波形」に与える影響を実験・数値的に調査する．

2. 方法と条件

2. 1. 実験

任意の圧力波形と特性が自由に变化できる乱流場を干渉させるため，東北大学流体科学研究所の弾道飛行装置を用いた．流体科学研究所の弾道飛行装置は，射出速度および飛行体の直径に合わせて，一段式軽ガス銃，一段式火薬銃および二段式軽ガス銃の射出モードが選択可能である．本実験と同様な調査[5]が実施された，実績のある一段式火薬銃モードを本実験で選択した．一段式火薬銃モードで射出された飛行体は，内径約1.7 および全長12 mのテストチャンバー内を飛行する．弾道飛行装置に関する詳細な情報は文献[5, 6]に記述されている．この弾道飛行装置

では、自由に形状を変化させた飛行体を静止気体中に射出できるため、様々な圧力波形が生成できる。また、風洞とは違い静止気体中に衝撃波が伝播するため、弾道飛行装置内で生成させた乱流場の特性を調整することが可能である。

本実験では、2種類の円錐型の飛行体（図1）をマッハ数 $M_f = 1.4$ で射出させ、「立ち上がり時間の長い圧力波形」を伝搬させた。飛行体のモデルA-1とA-3では、それぞれ先端部の長さが $l = 97$ and 62 mmであり、「立ち上がり時間」のスケールが異なる圧力波形が発生する（図2）。「立ち上がり時間の長い圧力波形」の影響と比較するため、通常のN字型圧力波形のような「立ち上がり時間の短い圧力波形」も飛行体から発生する（図2のA-3モデルにおけるTime = 150 μ s付近の圧力上昇）。

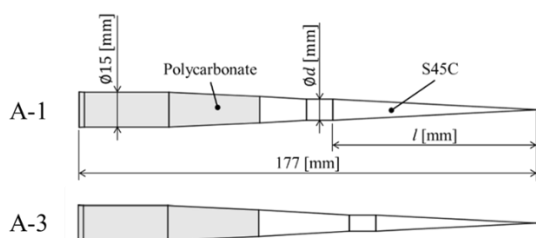


図1 飛行体

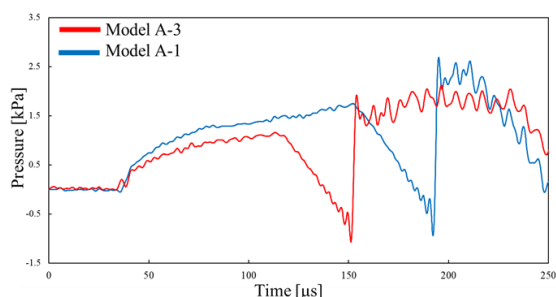


図2 飛行体から発生した圧力波形

これらの圧力波形は、伝搬途中に乱流場と干渉する。ジェット乱流を発生させるため、4本のストレートパイプの出口に末広りのノズルを弾道飛行装置内に設置し、約20 mmの幅で一様な乱流場を生成させた。飛行体から生じた圧力波は、ノズル出口から110 mm離れた乱流場を通過する。これらのパイプに、弾道飛行装置の外部に設置したガスボンベから調圧器を介して、高圧乾燥空気を供給した。乱流の積分長さスケール Λ_f を変化させるため、ノズル出口の内径を変化させ、 $\Lambda_f = 4.37 \pm 0.27, 5.49 \pm 0.06, \text{ and } 5.80 \pm 0.31$ mmの乱流場を生成させた。なお、たとえノズル内径が変化しても、乱流干渉に影響を与える速度変動が $u_{rms} = 9.0 \sim 10.5$ m/sとなるようにノズルの形状を工夫した。事前に4本のノズル出口流速を測定し、各ノズ

ル出口の流速が同じになるよう各ノズルの流量調整バルブを調節した。また、飛行体射出実験中で同じ乱流場が繰り返し再現できるように、ノズルに設置した圧力変換器（Honeywell, 010BGAA3）を用いて圧力をモニターし、常に同じ値となるように調圧弁を調整した。

圧力波と乱流干渉を定量的に評価するため、乱流干渉後の圧力波形計測および飛行体周辺の流れ場の可視化計測を実施した。圧力波形の計測では、圧力変換器（PCB, 113B28）を用いて9ヵ所で計測した（図3）。そのうち8ヵ所で乱流場を通過した圧力波形を計測し、それらの下流側に配置された1ヵ所で、乱流干渉していない圧力波形を計測した。下流側で計測した圧力値で無次元化することで、飛行毎に変化する飛行条件による影響を取り除く。圧力波形の計測時に衝撃波の回折を防ぐため、固定板に圧力変換器をフラッシュマウントした。また、衝撃波波面と平行になるよう $M_f = 1.4$ のマッハ角に合わせて固板を傾けた。圧力変換器から出力された信号は、シグナルコンディショナー（PCB, 482C05）を介してオシロスコープ（横河計測, DL750）で記録された。サンプリングレートは10 MS/sとした。シャドウグラフ法を用いて、飛行体周辺の流れ場を可視化した（図3）。メタルハライド光源（住田光学ガラス, LS-M210）から放射された拡散光が放物面鏡（直径300 mm, 焦点距離3 m）で平行光線となり、平面鏡（直径550 mm）で反射して、テストセクションを通過する。その後、放物面鏡（直径300 mm, 焦点距離3 m）と平面鏡（直径150 mm）で反射した光を、カメラレンズ（Tamron, AF Aspherical LD）が装着された高速度カメラ（SHIMADZU, HPV-X）を用いて撮影した。撮影速度100 kfpsおよび露光時間200 nsに設定した。

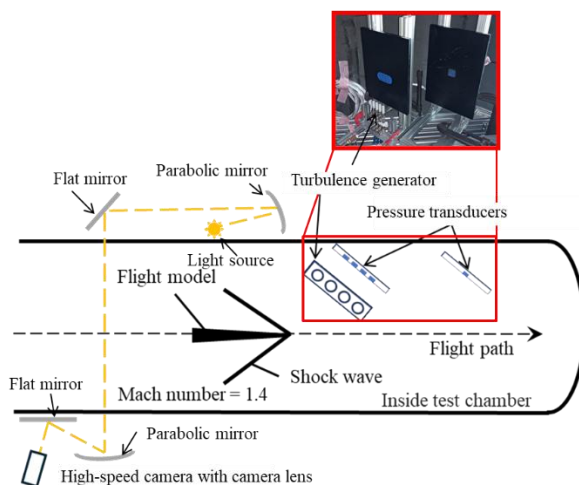


図3 テストセクション内部のレイアウト

2. 2. 数値解析

実験結果の妥当性や詳細な調査を行うため、衝撃波と乱流干渉を数値的に模擬した。数値解析では、近傍場圧力波形算出、乱流場生成および乱流場への伝搬・干渉を行った。下記にそれぞれの方法について記述する。

飛行体Model A-1 and A-3から発生する近傍場圧力波形は、汎用CFD解析ツールであるFluentを用いて、オイラー方程式を解いて算出した。この解析では、定常流れにおける圧力ベースソルバーを用い、空間離散化スキームの勾配計算には、最小二乗セルベース法を用いた。計算コスト低減および計算精度を両立するため、半裁形状の計算モデルとし、モデル直下（半裁面）の計算格子を細かくした。総メッシュ数は、約600万節点である。飛行マッハ数は $M_f = 1.4$ であり、近傍場圧力波形を取得する位置を $H/L = 0.395$ とした。ここで、 H および L は、それぞれ飛行体直下方向の圧力波形取得距離およびモデルの全長を示す。

テストセクション内の衝撃波伝搬を模擬するため、X-noise[7, 8]をベースとして開発された、KZK方程式を基にした圧力波伝播解析ツールを用いた[9]。本解析で使用したKZK方程式を式（1）に示す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial z} = & \frac{c_0}{2} \int_{-\infty}^{\tau} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) d\tau' + \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial p^2}{\partial \tau} \\ & + \frac{D}{2c_0^3} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} + \sum_i \frac{(\Delta c)_i \tau_i}{c_0^2} \left(1 + \tau_i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^{-1} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} \\ & - \frac{1}{2A} \frac{\partial A}{\partial z} p + \frac{1}{2\rho_0 c_0} \frac{\partial(\rho_0 c_0)}{\partial z} p + \frac{u_z}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial \tau} \\ & + \frac{1}{c_0} (\mathbf{u}_\perp \cdot \nabla_\perp p) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 z はレイチューブ面積 A を通過するレイパス上の伝播座標を示す。 ρ_0 および c_0 はそれぞれ周囲気体の密度および音速である。また、 β および δ はそれぞれ非線形係数および熱粘性効果による音の拡散率である。分子緩和効果は、緩和時間 τ_i および音速増分 $(\Delta c)_i$ で特徴づけられる。 u_z は圧力波の伝搬方向の風の乱れを示し、 $\mathbf{u}_\perp = (u_x, u_y)$ は、圧力波の波面方向の風の乱れである。右辺の各項は左から順に波の回折、非線形効果、熱粘性吸収、分子緩和効果、幾何拡張効果、圧力波の伝播方向の風の乱れおよび波面方向の風の乱れを示す。詳細は参考文献[10]を参照されたい。

汎用CFD解析ツールであるOpenFOAMを用いて、実験で使用したノズル出口から発生するジェット乱流を模擬した。非圧縮粘性流れの非定常ソルバーであるpisoFoamを選択し、実験で生成した乱流の積分長さスケールを再現するため、Large Eddy Simulation (LES) 計算を実施した。計算メッシュ間隔は実験の積分長さスケール5 mmや計算コストを考慮してベースメッシュを1 mmとし、乱流発生装置ノズル出口の正面空間を0.5 mmに設定した。計算コスト削減のため、

ノズル4本のうち2本間で生成される乱流場を模擬した。また、実験での衝撃波-乱流干渉の領域を十分に含むように、ノズル出口から140 mmの範囲まで計算した（図4）。数値解析では、 $\Lambda_f = 5.57 \sim 7.70$ mmおよび $u_{rms} = 9.78 \sim 10.6$ m/sの乱流場が生成でき、実験結果と同様な乱流場が得られた。

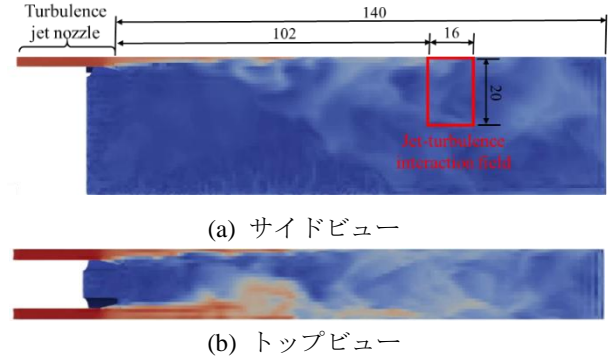
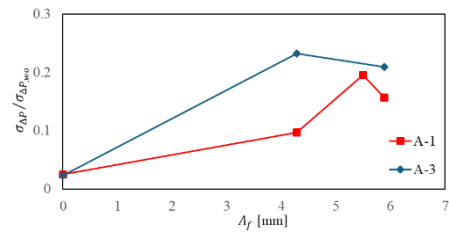


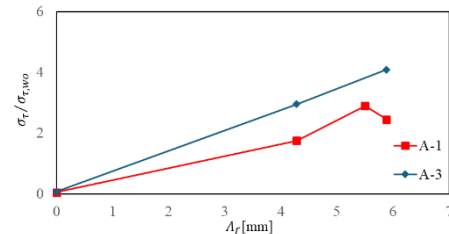
図4 数値解析によるジェット乱流場

3. 結果と考察

図5および6に実験で得られた最大過剰圧と立ち上がり時間の標準偏差を示す。実験では、飛行体の射出毎に、飛行姿勢、軌道および飛行速度が異なるため、圧力波形の指標となる立ち上がり時間 τ と最大過剰圧 ΔP を、同一射出で得られた乱流干渉していない圧力波形の立ち上がり時間 τ_{wo} と最大過剰圧 ΔP_{wo} で無次元化して評価した。一般的に、 ΔP が10 - 90 %に変化する時間を τ とする一方、本研究では、圧力波到達前後の計測ノイズの影響を避けるため、「立ち上がり時間の長い圧力波形」と「立ち上がり時間の短い圧力波形」では、それぞれ ΔP の30 - 90 %、10 - 80 %の時間を τ と定義した。

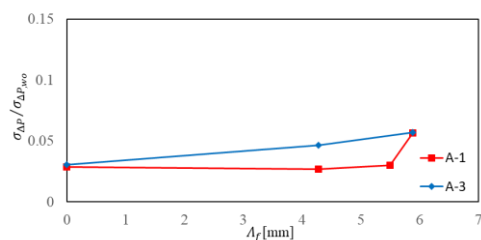


(a) 最大過剰圧

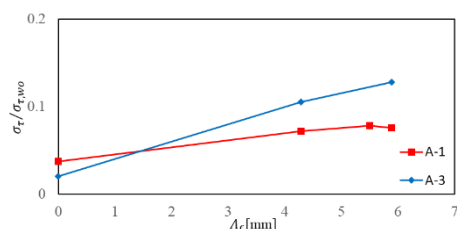


(b) 立ち上がり時間

図5 実験結果：「立ち上がり時間の短い圧力波形」に関する標準偏差



(a) 最大過剰圧



(b) 立ち上がり時間

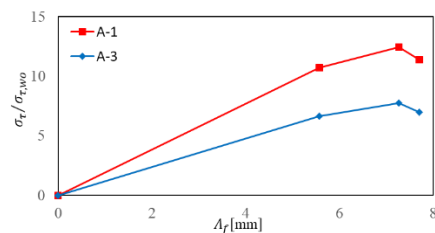
図6 実験結果：「立ち上がり時間の長い圧力波形」に関する標準偏差

「立ち上がり時間の短い圧力波形」では（図5），乱流干渉を受けていない状態（積分スケール $\Lambda_f = 0$ ）に対して，積分長さスケールの増加によって τ と ΔP の標準偏差が増加する．一方，「立ち上がり時間の長い圧力波形」では（図6），積分スケールが増加しても，変動値が比較的小さい．特に，積分スケール $\Lambda_f = 5.80 \pm 0.31$ において，立ち上がり時間の標準偏差が， $\sigma_{\tau}/\sigma_{\tau,wo} \approx 0.1$ に対して，「立ち上がり時間の短い圧力波形」では， $\sigma_{\tau}/\sigma_{\tau,wo} \approx 4$ であり，約40倍の差が現れた．

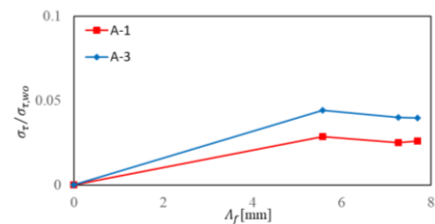
次に，飛行体A-1とA-3の圧力波形に着目する．「立ち上がり時間の短い圧力波形」では（図5），A-3の圧力波形において，大きな変動が生じる．図2に示すように，「立ち上がり時間の短い圧力波形」においては，A-1とA-3の圧力波形の τ は変わらないものの，A-1の最大過剰圧は大きい．つまり，弱い圧力波形（最大圧力値が小さい）では，乱流干渉の影響を受けやすいため，A-3の圧力波形の変動が大きくなったと考えられる．一方，「立ち上がり時間の長い圧力波形」では（図6），立ち上がり時間の時間スケールが長いA-1の圧力波形が，A-3よりも標準偏差が小さくなっているため，立ち上がり時間のスケールが長いと乱流干渉の影響を受けにくいことが示唆される．

図7に数値解析で得られた最大過剰圧と立ち上がり時間の標準偏差を示す．数値解析においても実験結果と同様な結果が得られた．しかし，「立ち上がり時間の短い圧力波形」におけるA-1とA-3に対する乱流干渉の影響が反転している．現在この原因は分かっていないため，今後の調査が必要となる．本実験および数値解析の結果，積分長さスケールが増加しても τ と ΔP の変動が小さいことから，「立ち上がり時間

の長い圧力波形」は，乱流の積分長さスケールの影響を受けにくいことが明らかになった．



(a) 「立ち上がり時間の短い圧力波形」



(b) 「立ち上がり時間の長い圧力波形」

図7 数値解析結果：立ち上がり時間の標準偏差

4. 結言

本研究では，低ソニックブーム波形である「立ち上がり時間の長い圧力波形」に対する乱流効果を実験・数値的に評価した．特に，“立ち上がり時間”の時間スケールおよび乱流場の積分長さスケールを変化させて，乱流干渉における最大過剰圧と立ち上がり時間の変動を調査した．その結果，“立ち上がり時間”の時間スケールが長いと乱流効果を受けにくくなることが分かった．また，「立ち上がり時間の長い圧力波形」は，積分スケールが大きくなっても，乱流干渉の影響を受けにくいことが分かった．

謝辞

本研究は，東北大学流体科学研究所の公募共同研究の支援を受けて実施された．

参考文献

- [1] J.W. Pawloski, D.H. Graham, C.H. Boccadoro, “Origins and overview of the shaped sonic boom demonstration program,” AIAA paper 2005-5 (2005).
- [2] E.J. Kane, “Some effects of the atmosphere on sonic boom,” NASA SP-147 pp.49-63 (1967).
- [3] K.J. Plotkin et al., “Ground Measurements of a Shaped Sonic Boom,” AIAA paper 2004-2923 (2004).
- [4] M. Kanamori et al., “Numerical evaluation of sonic boom deformation due to atmospheric turbulence,” AIAA Journal 59 (3), pp.972-986 (2021).
- [5] T. Ukai, K. Ohtani, S. Obayashi, “Turbulent jet interaction with a long rise-time pressure signature,” *Appl. Acoust.* 114, pp.179-190 (2016).

- [6] T. Ukai, K. Ohtani, S. Obayashi, “Validation of measurement accuracy for near-field pressure of supersonic projectiles in a ballistic range,” *Measurement* 67, pp.24-33 (2015).
- [7] M. Yamamoto, A. Hashimoto, T. Aoyama, T. Sakai. “A unified approach to an augmented Burgers equation for the propagation of sonic booms,” *J. Acoust. Soc. Am.* 137(4), pp.1857-1866 (2015).
- [8] M. Kanamori, T. Takahashi, Y. Makino, Y. Naka, H. Ishikawa, “Comparison of simulated sonic boom in stratified atmosphere with flight test measurements,” *AIAA J.* 56 (7), pp.2743-2755 (2018).
- [9] J. Takeno, T. Misaka, K. Shimoyama, S. Obayashim, “Analysis of sonic boom propagation based on the KZK equation,” Conference proceedings of 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA 2015-0745 (2015).
- [10] R. Iura, T. Ukai, H. Yamashita, B. Kern, T. Misaka, S. Obayashi, “Impact of atmospheric variations on sonic boom loudness over 10 years of simulated flights,” *J. Acoust. Soc. Am.* 156 (3), pp.1529-1542 (2024).