

D-SEND#2 飛行試験のソニックブームにおける大気乱流効果の数値解析

金森正史, 高橋孝, 牧野好和, 中右介, 高橋英美 (宇宙航空研究開発機構), 石川敬掲 (ASI 総研)

Numerical Analysis of Effect of Atmospheric Turbulence on Sonic Boom Observed in D-SEND#2 Flight Test
Masashi Kanamori, Takashi Takahashi, Yoshikazu Makino, Yusuke Naka, Hidemi Takahashi(JAXA)
and Hiroaki Ishikawa(ASIRI Inc.)

Abstract

Some numerical analyses results for predicting the effect of atmospheric turbulence on sonic boom, especially for the waveform observed in the D-SEND#2 flight test, are presented in this paper. The measured sonic boom in the flight test took the shape with a much gentler curve than the predicted one with no effect of atmospheric turbulence. Through some inspections of the flight test, it was found that the effect of atmospheric turbulence has possibility to give reasonable explanation on the deformation of waveform. This paper reports evidence on the latter possibility in detail through some steps: verification and validation by comparing with analytical solution or the result of other preceding researches.

1 はじめに

超音速旅客機 (Supersonic Transport, SST) 開発機運の高まりを見せる昨今, 最大の課題と目されるのがソニックブームの低減である。現在 ICAO(International Civil Aviation Organization) では, 今後開発されるであろう SST が発生させるソニックブームについて, 基準策定が進められている。ソニックブームとその低減に関する研究の歴史は 1940 年代にその端を発し, 1960 年代には既にそれを低減する機体の設計法が提案され, その手法により設計された, いわゆる低ブーム機体を実際に飛行させ, その効果を実証した例も存在する¹⁾。

我が国においても, JAXA は D-SEND プロジェクトを立ち上げ, 前後端双方の衝撃波を低減するコンセプトの低ブーム機体を設計・製造し, 2015 年 7 月スウェーデンにて飛行試験を実施した。所定の飛行条件の機体から発生したソニックブーム波形は予定通り観測されたが, それは事前の予測とは異なるものであった。その要因として, 様々な可能性について検討を重ねた結果, 大気乱流効果である可能性が高いということが分かった²⁾。

ソニックブームに対する大気乱流効果は, これまでに実験^{3, 4, 5)} や飛行試験⁶⁾, また数値解析^{7, 8)} によって研究が進められてきた。後述するように, 大気乱流の影響でブームの先端及び後端の衝撃波は peaky 或いは rounded な形を呈し, 統計的には後者の方が多く発生する⁵⁾。以上の傾向は, 数値解析によって再現可能であることが分かってきた。実際, 立ち上がり時間や波動の到達時刻等のヒストグラムの傾向は観測結果とよく一致し, 発生する波形もまた観測結果の特徴を再現している^{7, 8)}。

そこで本稿では, D-SEND#2 飛行試験を数値的に模擬し, 大気乱流効果によって観測結果を説明することを目指す。著者らはこれまでに, ソニックブーム等の強い音響波に対する伝播解析ツール SPnoise を開発しており⁹⁾, その拡張として大気乱流効果をモデル化して取り込んだ SPnoise for Sonic Boom^{10, 11)} を整備した。これは先行研究^{7, 8)} で用いられた方法を踏襲しつつも, 再現精度の向上を図ったモデルを採用している。この SPnoise for Sonic Boom 及び既存の各ツールを用いて, D-SEND#2 飛行試験を模擬する数値解析を実施し, 試験で得られた観測結果が大気乱流効果によって説明されるということを実証的に示す。

2 節において D-SEND#2 飛行試験の概要について述べる。また, 観測された波形が事前の予測結果とどの程度異なっていたかを詳説する。続く 3 節において, 大気乱流効果の具体的な解析手法, 特に SPnoise for Sonic Boom の詳細について述べ

る。他のツールとの連携による具体的な解析手順及びこの解析によって得られた結果を 4 節に示し, 5 節にて本稿のまとめを述べる。

2 D-SEND#2 飛行試験の概要¹²⁾

本節では, 2015 年 7 月にスウェーデンにおいて実施された, D-SEND#2 飛行試験の概要について述べる。D-SEND#2 飛行試験は, JAXA の有する低ブーム設計コンセプト実証を目的とした D-SEND プロジェクトにおける第 2 フェーズにあたる飛行試験であり, Fig.1 に示されるように, 有翼の SST 形態を持つ供試体を超音速飛行させ, 地上の異なる 3 地点において, 地上及び地表から 750[m] までの上空で, 供試体から発生するソニックブーム波形を計測するものである。

2.1 飛行条件及び観測条件

Fig.1 に示すように, この飛行試験において供試体の運動は主に加速, 引き起こし, 滑空, ダイブ, 計測, そして投棄のフェーズから成っており, 計測された波形は主に加速, 滑空, ダイブ, 及び計測のフェーズにおけるものである。これらのうち, 落下フェーズの波形は非常に遠方で発生した音響であり, その形状はほぼ確認できない。また, ダイブフェーズに対応する波形は発生原理が根本的に異なり¹³⁾, 通常観測される N 波や低ブーム波形とは異なるため, 本稿では議論しない。観測された波形の詳細については文献¹⁴⁾ を参照されたい。本稿では特に, 目標地点, すなわち計測フェーズ直下の位置における, 地表から 650[m] 及び 750[m] 上空におけるマイクで観測された波形を対象とする。これは, より地表に近い条件で得られた結果については, 地面からの反射等, 本稿で対象とする大気乱流効果以外の効果が強く影響するためである。

2.2 観測結果

Fig.2 は, 650[m] 地点に設置した機器により観測された波形である。同図には, 非線形音響伝播解析ツール Xnoise¹⁵⁾ による予測結果も合わせて示してある。Xnoise は大気乱流効果を含まない解析結果である点に注意しておく。この図からも分かるように, 観測された波形は立ち上がり及び後端の大気圧への回復部が緩やかであり, 予測結果 (設計結果) とも大きく異なるものであった。第 1 節にて述べたように, 著者らはこれまでこの波形の発生要因について検討を重ね, その結果これが大気乱流に起因するものであると結論付けた²⁾。本稿は, その根拠となる数値解析について詳述するものである。なお, 大気乱流効果以外の検討事項については, 著者らによる先行発表²⁾ を参照されたい。

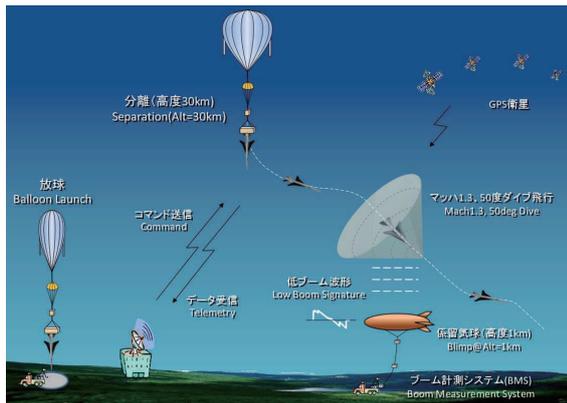


Figure 1. Overview of D-SEND#2 flight test

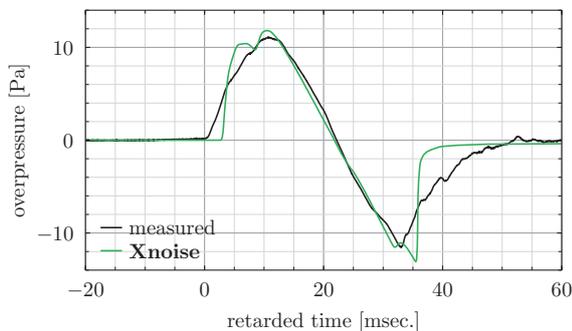


Figure 2. Comparison between measured and predicted waveforms

3 大気乱流効果とその数値解析手法

本節では、ソニックブームのような音響の伝播に対して大気乱流が及ぼす効果について述べ、それを数値的に模擬する手法を詳説する。

3.1 音響伝播に及ぼす大気乱流効果

音響伝播に及ぼす大気乱流効果は、大気擾乱に起因した波面の歪みが、回折効果によって平面的になる際に発生する focus/de-focus によるものであると解釈される¹⁶⁾。以降、この原理を具体的に解説する。

ここでは、簡単のため平面波を仮定してこの効果を議論する。擾乱が無い場合には、波面はいつまでも平面的な状態を保ちながら伝播するが、大気乱流のような擾乱が作用することにより、波面は局所的に進み或いは遅れが発生する。上述のような波面の局所的な進み或いは遅れによる波面の歪みは、回折効果によって解消される方向に向かう。すなわち、局所的に遅れが発生した部分に、周囲の(相対的に「進んだ」)波面が回り込み、波面は元の平面的な形状に戻る。一方で、上述の波面の変形は、波形自体にも影響を与える。実際、波面の回り込みが発生すると、波形は局所的に peaky な形状を呈する (Fig.3)。一方で、局所的に進んでいた波面については全体的に波形が鈍る傾向にある。これらの現象は、幾何音響学に基づき、波線と呼ばれる波動の伝播経路の観点から考えると、前者は波線同士が収斂し、後者は発散することに対応するが、これらはそれぞれ focus, de-focus と呼ばれる。これに類似した現象は、超音速機が加速やマニューバ等を行う際に発生するフォーカスブームとして知られている¹³⁾。大気乱流による focus/de-focus はそれらの現象に比べて強度が小さい。実際、大気乱流のスケールに応じて大小さまざまな変動が局所的な波面の変動を絶えず作り出し、元

の波面をノミナルとして主に衝撃波背後で振動するような形を呈する。以上の様子を模式的にまとめたものが Fig.4 である。

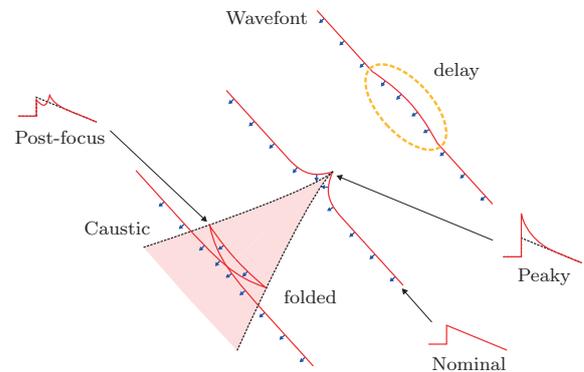


Figure 3. Schematic of deformation of wavefront and waveforms due to slight decay of wavefront

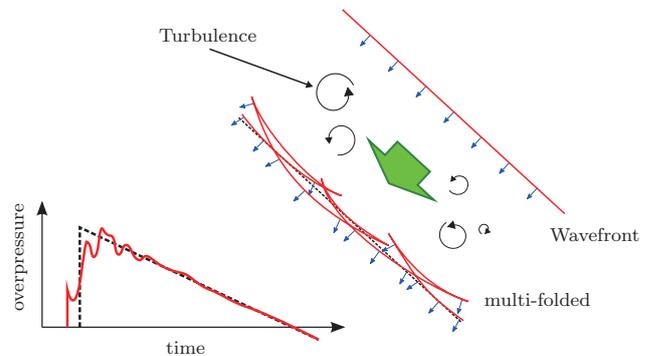


Figure 4. Schematic of multifolded wavefront and possible waveform

3.2 大気乱流効果の数値解析手法

以上で述べたように、音響伝播における大気乱流効果を推算するためには、先に述べた Xnoise などのような擾乱の無い一様大気を仮定した解析手法では不十分であり、大気乱流による擾乱のモデル化及び回折効果を導入した解析手法の必要性は明らかである。本節では、これらの効果を取り入れたツールである SPnoise for Sonic Boom を導入する。

3.2.1 SPnoise for Sonic Boom

SPnoise for Sonic Boom は、HOWARD¹⁷⁾ 法に基づき非線形音響を空間進展的に解くツールである。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial s} = \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2} + \left[\frac{\delta}{2c_0^3} + \sum_{\nu} \frac{(\Delta c)_{\nu} \tau_{\nu}}{c_0^2} \left(1 + \tau_{\nu} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} + \left[-\frac{1}{2A} \frac{\partial A}{\partial s} + \frac{1}{2\rho_0 c_0} \frac{\partial(\rho_0 c_0)}{\partial s} \right] \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{c_0}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) + \frac{u_s}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} \quad (1)$$

この方程式は、非線形音響学の範疇で導出される Lighthill-Westervelt 方程式¹⁸⁾ を s 方向への空間進展型に変換した方程式である。ここで p は圧力の大気圧からの変化量 (音圧) であり、上式を解くことによってこれを得る。上式右辺は順に非線形効果、熱粘性・分子振動緩和効果、幾何拡張効果、大気の成層化効果、回折効果、そして大気乱流による慣性散乱効果をそれぞれ表

す。最後の2項を取り除けば、**Xnoise**による擾乱の無い様大気を仮定した伝播解析に一致する。**SPnoise** for Sonic Boom及び**Xnoise**はいずれも、これらの各効果を表す方程式を順次解くことにより、各ステップにおける解を求める。実際、後ほど示すように、これらの2つの項目を加えずに解析を行い、良い一致を確認している。解析手法の詳細については、著者らによる発表文献^{9, 10, 11)}を参照されたい。回折効果の項において s による2階微分項を無視すれば、非線形音響分野で一般的に用いられるKhokhlov-Zabolotskaya-Kuznetsov(KZK)方程式¹⁹⁾に帰着する。KZK方程式は、ソニックブームの大気乱流効果を議論する際にたびたび用いられるが^{7, 8)}、本稿で用いるHOWARDに比べて、回折効果の再現度に差が出る。その点については後の妥当性の検証にて議論する。

3.2.2 大気乱流のモデル化

大気乱流を模擬する方法として、本ツールでは速度擾乱 $\vec{u}'(\vec{x})$ を有限個のRandom Fourier Mode(RFM)の重ね合わせで定義し、その振幅を修正 von Karman スペクトル $E(k)$ ²⁰⁾で評価した。

$$\vec{u}'(\vec{x}) = 2 \sum_{n=1}^M \sqrt{E(k_n) \Delta k_n} \cos(\vec{k}_n \cdot \vec{x} + \phi_n) \vec{N}(k_n) \quad (2)$$

$$E(k) = \frac{2\sigma_V^2}{3\sqrt{\pi}L_0^{2/3}} \frac{\Gamma(17/6)}{\Gamma(1/3)} \frac{k^4}{(k^2 + 1/L_0^2)^{17/6}} \exp\left(-\frac{k^2}{k_m^2}\right) \quad (3)$$

ここで k_n 、 ϕ_n そして $\vec{N}(k_n)$ はそれぞれ n 番目の波数、位相、そして擾乱の方向を表す単位ベクトルである。また、 σ_V 及び L_0 はそれぞれ速度変動の標準偏差及び大気乱流の長さスケールであり、本稿では飛行試験時の観測結果から推定した値を用いる。その詳細については次節で述べる。 \vec{N} は波数ベクトル \vec{k}_n に垂直になるように定義することで、非圧縮性流体としての一貫性を持った擾乱を生成することが可能になる。RFMの個数に相当する N は400に設定したが、これ以上大きな値に設定しても有意な差が出ないことを確認済みである。また、 $k_m = 5.92/l_0$ はKolmogorov波数に対応し、これより高い波数成分は分子粘性が卓越するため、変動成分は強く減衰する。本計算ではKolmogorovスケール l_0 を0.1[m]とした。実際、最大波数までを解像する格子での解析を行わなくても、十分な格子収束を確認済みである¹¹⁾。これは、今回考えるスケールの現象については、ある程度の波数以上の成分は十分振幅が小さく、その結果、波形歪への寄与はほぼ無いためであると考えられる。

Eq.(2)から求めた速度擾乱に対して、波線の方向ベクトル \vec{n} を内積で作用させることによって速度擾乱の進行方向成分 u_s を求め、Eq.(1)に導入する。このように、大気乱流効果として考慮するのは波線の進行方向成分のみである。これは、先行研究において、波線に直交する方向成分の影響が小さいことが示されているためである⁸⁾。

3.2.3 本ツールの妥当性検証

本節では、**SPnoise** for Sonic Boomの妥当性を検証した結果を示す。

まず初めに、大気乱流効果を含まないソニックブーム波形を適切に予測できることを示す。その対象として、本節では2011年に行われたD-SEND#1飛行試験を選んだ²¹⁾。その解析結果をFig.5に示す。この図において、赤、青及び灰色のグラフはそれぞれ**SPnoise** for Sonic Boom、**Xnoise**及び実験結果を示す。この解析においては、**SPnoise** for Sonic Boomは回折効果及び大気乱流効果を考慮しないように設定してあるため、その結果は**Xnoise**のものと同じである。これは、先にも示したように、**SPnoise** for Sonic Boomは回折効果及び大気乱流効果以外は**Xnoise**と同じ解析手法を採用しているためである。一方で、実

験結果と解析結果とを比較すると、全体として波形は概ね一致しているが、衝撃波背後のオーバーシュートは再現できていない。これは先に述べたように大気乱流効果によるものと考えられており、次節にてその本質である回折効果及び大気擾乱の効果を**SPnoise** for Sonic Boomで再現することを試みる。

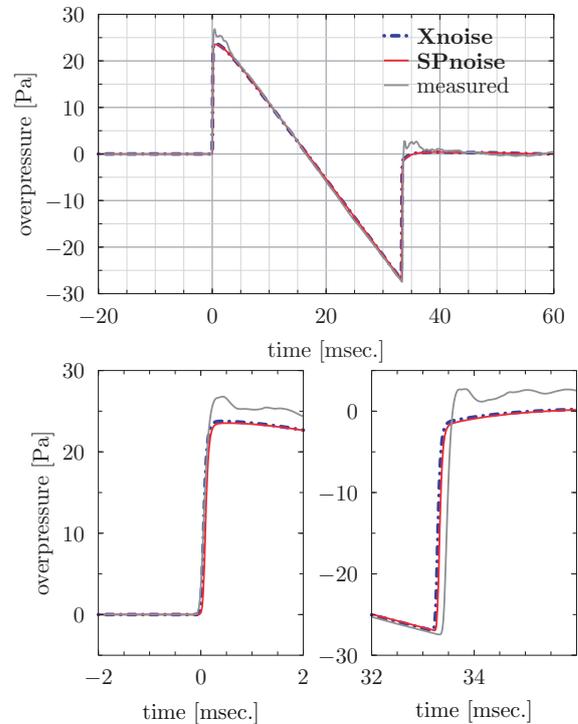


Figure 5. Comparison of measured and predicted waveforms by **Xnoise** and **SPnoise** for Sonic Boom

次に、回折効果について議論するため、ピストン音源からの放射問題を扱う。これは $x=0$ 面上に $y/\lambda \in [-2, 2]$ に配置されたピストンが、単一周波数(波長 λ)で振動する際に放射される音場を扱う問題であり、有限のピストン面から放射される音響は、回折効果によって全領域へと伝播する。この問題の解析解はRayleighの積分表示式によって求められる²²⁾。Fig.6は、この問題を解析して得られる結果の音圧レベルの分布である。解析解(exact)を見ると、メインローブと呼ばれる x 軸に沿った音圧レベルの高い領域と、原点から放射的に広がるサイドローブが大きく3つ確認できる。先に述べたようなKZK方程式による解(KZK)と解析解とを比較すると、メインローブの一致は確認できるが、サイドローブの挙動は大きく異なっていることが分かる。一方で、**SPnoise** for Sonic Boomの解析結果は解析解の挙動とよく一致している。これは、KZK方程式と**SPnoise** for Sonic Boomで採用したHOWARD法との近似度の差である。実際、KZK方程式は進行方向(ここでは x)に関する2階微分を省略しており(これを放物近似と呼ぶ²²⁾)、その結果進行方向に対して ± 20 deg程度までしか信頼できる結果が得られないということが知られている²³⁾。一方で、HOWARD法は一方向近似と呼ばれる近似を採用しており、進行方向(ここでは x の正方向)に進む波動であれば、そのすべてを近似することなく扱うことが可能である¹⁷⁾。**SPnoise** for Sonic BoomがHOWARD法を採用したのはそのためである。大気乱流効果のように、擾乱源が空間的に分布し、それらが起点となって音響波が回折する場合、HOWARD法のように擾乱源が影響を与える領域が進行方向全体であるような解法が、より正確に現象を再現できることは容易に想像できる。

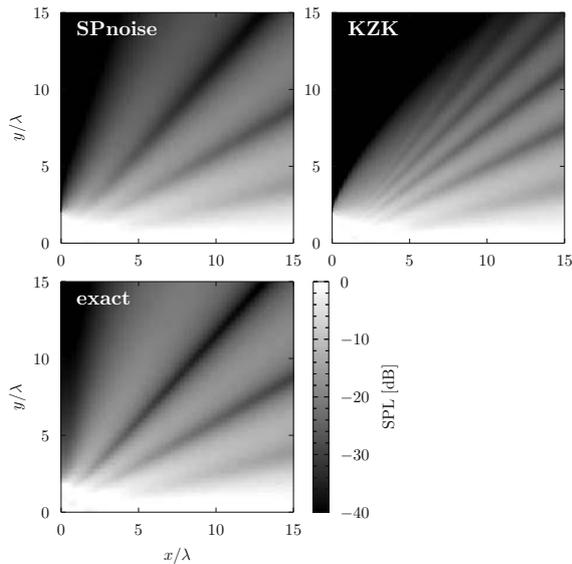


Figure 6. Sound pressure level radiated from pure tone piston source of size four wavelengths

3.3 大気乱流条件

気象条件を測定するため、D-SEND#2 飛行試験当日に放球したゾンデのデータから、大気条件、特に大気乱流の統計的性質を求めることができる。以下では、その結果について述べる。具体的なデータの処理方法については別文献を参照されたい²⁴⁾。

Fig.7 は、温度変動に基づいた乱流強度の高度に対する変化を示したものである。Fig.7を見ると、2,000[m] 付近で強い乱流強度を観測し、その後上空に行くにつれて次第に減少、その後高度3,500[m] 付近で乱流強度がほぼゼロに落ち着く。そこで、本解析では地上から3,500[m] 上空までの領域を大気乱流効果を考慮する領域と定義した。

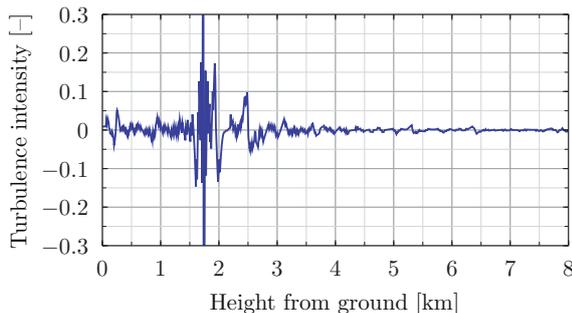
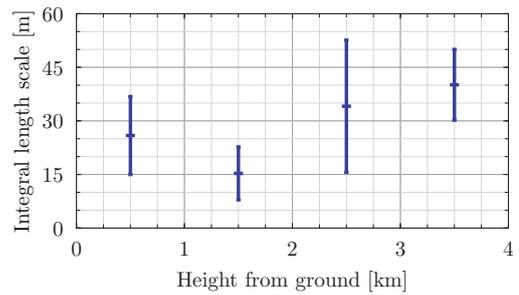
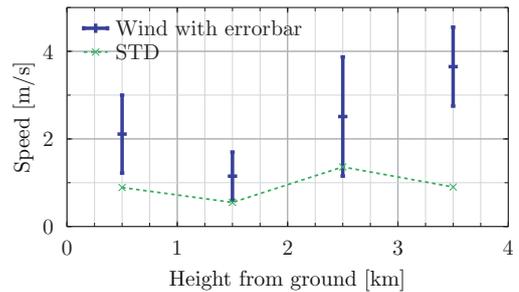


Figure 7. Variation of turbulence intensity against altitude

次に、高度3,500[m] までの領域において、大気乱流の積分長さスケール及び速度擾乱の分布を求めたものを Fig.8 に示す。これらの結果はいずれも、観測された風速のデータを1[km] 間隔で区切り、その区間において評価したものである。積分長さスケールは、風速の変動値の自己相関より求めた特性時間スケールと特性速度スケールの積として定義した。長さスケールについては、高度3,500[m] までの領域において、長さスケールは10[m] から最大で50[m] 程度まで変化しうることが分かるが、領域全体を考慮すると、平均的には30[m] 程度になると判断した。また、速度擾乱の標準偏差については、概ね1[m/s] 前後を変動していることから、これを代表値として用いた。



(a)



(b)

Figure 8. Variation of characteristic values of atmospheric turbulence, (a) integral length scale, (b) wind speed

4 解析結果

本節では、前節までで述べた数値解析手法を用いて、試験時の大気条件を元に、大気乱流効果を考慮したソニックブームの伝播解析を実施した結果を示す。そのためにまず、各種ツールを組み合わせた解析手順について述べる。その後、その手順に基づいて D-SEND#2 飛行試験を模擬する解析を実施し、その結果について述べる。特に、前半では滑空フェーズで観測された N 波を対象とする解析の結果について述べ、本解析が N 波のような典型的なソニックブーム波形について、十分な妥当性を有するというを確認する。その後、後半では計測フェーズで観測された低ブーム波形を対象とする解析の結果について述べ、観測結果が大気乱流効果により変形したものであると述べる。

4.1 解析手順及び解析条件

本稿では、次の手順で大気乱流効果を模擬する。

1. 波線経路伝播解析ツール **IntegRay**¹⁴⁾ により、観測点に到達する波動が発生した時刻を求め、その時の飛行条件を推定する。これは波動の伝播経路を特定することに相当する。
2. 上記で推定した飛行条件を基に、機体近傍場において CFD(Computational Fluid Dynamics) 解析を実施し、 $H/L \sim 1$ における近傍場波形を取得する。ここで H/L は機体長に対する機軸からの距離である。CFD 解析には、JTAS²⁵⁾ 及び UPACS²⁶⁾ の複合ソルバを用いた²⁷⁾。更に、より正確に遠方場波形を求められるよう、Multipole Analysis ツールである **MPnoise**^{28, 29)} を用いて近傍場波形を修正した。
3. **Xnoise** を用いて、近傍場波形を大気乱流を考慮する領域の外縁まで伝播させる。すなわち、大気乱流を考慮する領域までに伝播する波形を推算する。
4. **SPnoise** for Sonic Boom を用いて観測点まで波形を伝播させ、大気乱流効果を受けた波形を推算する。

Table 1. Computational conditions for D-SEND#2 flight test at glide and measurement phases

variables	GLIDE		MEASUREMENT	unit
	650[m]	750[m]		
flight Mach number	1.388	1.385	1.271	–
flight path angle	–5.985	–5.529	–39.25	deg
role angle	–1.67	0.00	–1.75	deg
flight altitude	12839	12820	7986	m
outer edge of turbulence, h_f		3500		m
standard deviation of velocity fluctuation, σ_V		1		m/s
length scale of turbulence, L_0		30		m
number of division in y		16384		–
size of spatial domain		[–8000, 8000]		m
sampling frequency		100		kHz

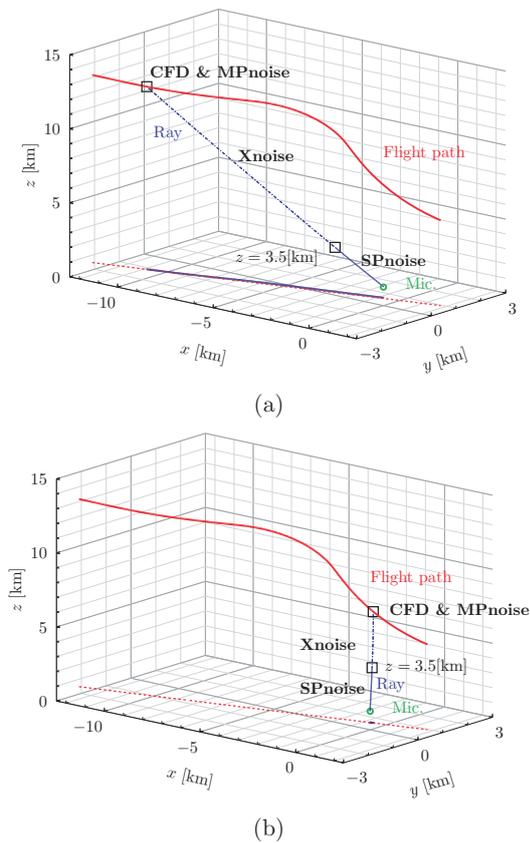


Figure 9. Schematic for predicting effect of atmospheric turbulence on sonic boom (a) for glide phase, (b) for measurement phase

この手順の概略図を Fig.9 に示す。また、滑空及び計測の各フェーズに対応する解析条件を Table 1 にまとめた。滑空フェーズと計測フェーズとでは、波動の発生点での飛行条件が大きく異なり、従って観測される波形もまた異なる点に注意が必要である。また、計測フェーズの場合波動はほぼ鉛直方向に伝播するのに対して、滑空フェーズは斜めから伝わってくる。従って、滑空フェーズの場合には、観測点に応じて異なる波線上の波形

を予測することが必要であり、すなわち異なる近傍場波形を解析する必要がある。

なお、手順 4 については、乱数による結果のばらつきを考慮する必要があるため、統計的に議論することが可能な回数の解析を実施した。その回数は、予備計算を元に信頼区間を 95[%] と設定して 35 回と設定した。

4.2 滑空フェーズ (N 波)

本節では滑空フェーズに対応する N 波について解析を行い、**SPnoise** for Sonic Boom の妥当性を示す。 N 波に対する大気乱流効果は、実験室及び実機による観測データが豊富である。このような先行研究におけるデータと、**SPnoise** for Sonic Boom による解析結果とを比較し、その妥当性を示すことを試みる。具体的には、3.1 節で述べたような波面と波形の歪みとの関係が成り立つことを確認する。また、先行研究でたびたび議論されている立ち上がり時間や波形の到達時間をヒストグラムで評価し、先行研究のものと同様の傾向を示すことを確認する。最後に、推算波形が D-SEND#2 飛行試験の観測結果と良い一致を示すことを確認する。

Fig.10 は、地上からの高度 650[m] まで伝播した状態を模擬した解析結果の一例である。ここで横軸はそれぞれ到達時刻を基準とした遅れ時間、そしてスパン方向の距離である。スパン方向とは、波面に沿った方向と理解すればよく、仮に大気乱流効果が無い場合には、スパン方向に対してすべて同じ N 波が観測されるはずである。一方で、今回のように大気乱流効果が影響する場合、局所的な波面の進み或いは遅れによって波面は前後に波うち、更にその影響で局所的な波形の歪みが見られる。その影響は衝撃波背後で顕著に現れるが、その様子は Fig.10 中の後端衝撃波の様子から明らかである。Fig.11 は、Fig.10 に示した N 波のうち先頭波面部分を拡大し、平面図にまとめたものである。(a) が平面図であり、代表的なスパン位置での波形を (b) に示した。先にも述べたように、波面の遅れた部分において観測される波形 (Fig.11 中の赤線) は peaky な分布を持っており、その逆に進んだ部分において観測される波形 (Fig.11 中の青線) は rounded な分布をもっていることが確認できる。波面の進み/遅れの周期は概ね 140[m] 程度であり、前述の積分長さスケール L_0 の 30[m] に比べてかなり大きい。これは Eq.(3) で示した乱流エネルギースペクトルの極大値に対応する長さ $\pi\sqrt{5/3}L_0 \simeq 122$ [m] に由来する。peaky な場合と rounded な場合とで音圧を比較すると、約 2 倍程度の違いが出ることが分かる。また、先端衝撃波が

peaky 或いは rounded となる波形は、必ず後端も同様に peaky 或いは rounded になるということが定性的に確認できる。これは、両衝撃波がいずれも同等の強度を持つこと、そして大気乱流の速度スケールが音響の伝播速度より十分に小さいため、両衝撃波が同じように大気乱流効果を受けることが主要因である。このように、前後の衝撃波の変形が同じ傾向を持つ性質を、本稿では波面の同調と称することとする。波面の同調は、先行研究における観測結果⁶⁾でも確認されている。

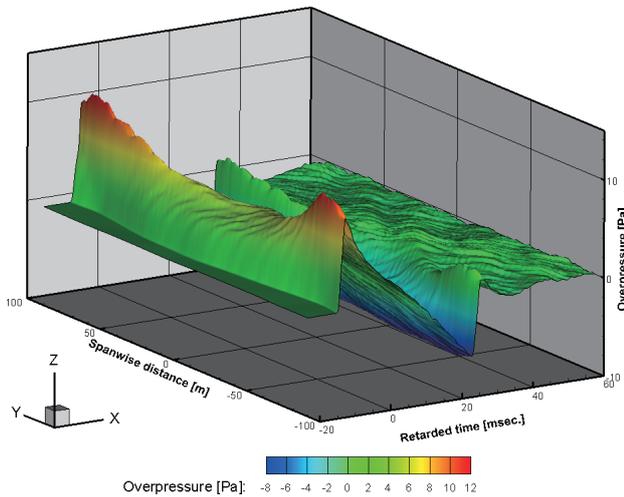


Figure 10. Spanwise variation of *N* wave observed at glide phase

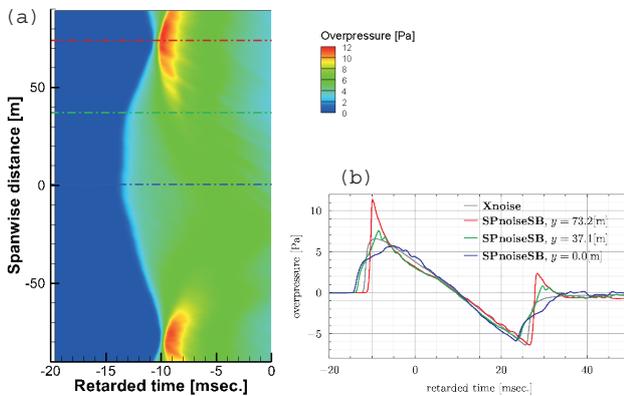


Figure 11. (a) Spanwise variation of acoustic field near wavefront (b) corresponding waveform for each spanwise position

Fig.12 は、解析により得られた各種波形について立ち上がり時間及び波形の到達時刻をヒストグラムで整理したものである。これらはいずれも先行研究にて議論されているものであり^{7, 8)}、今回の結果をそれらと比較することにより、**SPnoise** for Sonic Boom の妥当性を示す。立ち上がり時間は最大振幅 Δp_{\max} に対して $0.05\Delta p_{\max}$ から $0.95\Delta p_{\max}$ まで変化するのに要する時間と定義する。また、波形の到達時刻は、 $0.5\Delta p_{\max}$ を記録する際の時刻と定義し、**Xnoise** の結果 (Fig.12 中の赤の垂線)、すなわち大気乱流効果が無い場合の到達時刻をゼロとして整理した結果である。各図の右上にある数値は、地表面からの観測位置を表す。Table 1 にも示したように、大気乱流効果は地表面から 3,500[m] より下方への伝播でのみ考慮している。

まず立ち上がり時間について考えると、その分布は右に歪んでいることが分かる。これは、大気乱流効果によって立ち上がり時間が長くなる傾向が強いことを意味しており、他の飛行試験で

得られた観測結果とも整合している^{30, 31)}。立ち上がり時間は一般に rounded な波形ほど長い傾向があることは、その定義から明らかであるから、大気乱流効果により peaky な波形よりも rounded な波形が発生しやすいと考えることもできる。このような傾向もまた、実際の観測結果において確認されている^{32, 5)}。

一方、到達時刻については概ね正規分布となっており、伝播距離の増大に従って次第にばらつきは増大し、且つその平均は大気乱流なしの結果に対してやや左寄りになる。これは、大気乱流効果によって波面の到達が早まる傾向にあることを意味しており、このような傾向もまた先行研究のものと同様と一致する⁸⁾。上記のような傾向の理由は次のように説明できる。大気乱流効果による波面の歪は、大気乱流による速度変動の波面進行方向成分の正負によって全く異なる様相を呈する。すなわち、3.1 節にて述べたように、速度変動が波面の進行方向と同じ或いは逆の場合、波面は局所的に進む或いは遅れるため、波形はそれぞれ rounded 或いは peaky なものになる。一方で、peaky な部分は非線形効果により局所的に音速が増大し、急速に遅れを取り戻すように前進することになる。従って、大気乱流効果を受けた波形は、その効果を受けない場合に対して全体として進む傾向にあると考えられる。

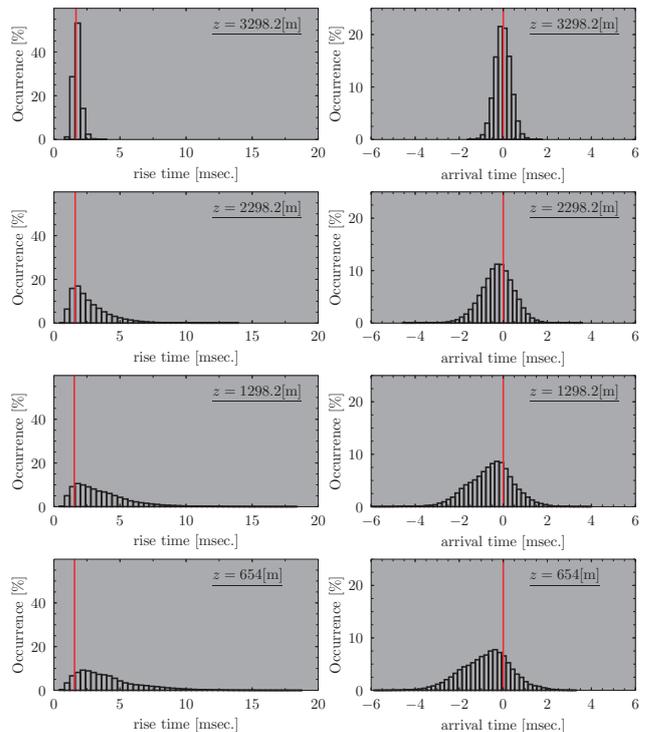


Figure 12. Histograms of rise time and arrival time for *N* wave observed at glide phase

以上の解析によって得られた波形のうち、観測結果と類似するものを Fig.13 にまとめた。同図には、**Xnoise** により得られた、大気乱流効果を受けない波形についても合わせて示してある。まず **Xnoise** の結果と観測波形とを比べると、特に前後端それぞれの衝撃波背後において、大気乱流効果による波形歪が大きく発生していることが分かる。これは典型的な大気乱流効果による波形歪であり、ちょうど 750[m] 及び 650[m] の結果 (Fig.13(a) 及び (b)) でそれぞれ peaky 及び rounded となっていることが分かる。次に、**SPnoise** for Sonic Boom を用いて大気乱流効果を付加した解析結果と比較すると、波形歪の様子が極めてよく一致することが分かる。

以上の結果から、本稿で導入した解析手法は、典型的な大気乱

流効果を再現できるということが分かった。

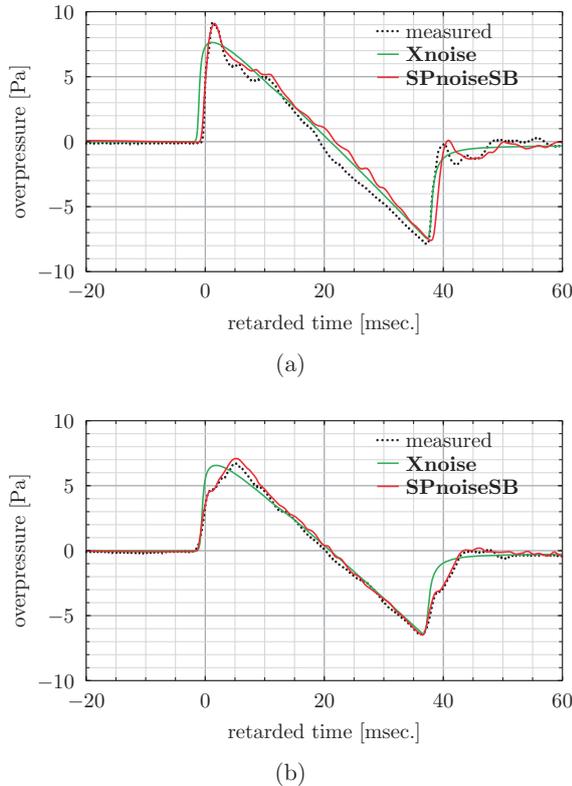


Figure 13. Comparison between measured and predicted waveforms, (a) at 750[m] and (b) at 650[m]

4.3 計測フェーズ (低ブーム波形)

次に、低ブーム波形である計測フェーズの波形について、大気乱流効果を模擬した解析を実施した結果を述べる。本節は、D-SEND#2 飛行試験において観測された結果が、大気乱流効果を受けた低ブーム波形であったことを示すことを第一の目的とするが、低ブーム波形に関する大気乱流効果の影響についても合わせて議論する。

Fig.14 は、地上からの高度 650[m] まで伝播した状態を模擬した解析結果の一例である。Fig.10 に示した N 波の場合と同様に、スパン方向に先頭波面が波うち、それに伴って波形が歪む様子が確認できる。平面図及び代表的なスパン位置における波形を Fig.15 に示したが、この図の傾向も N 波の場合と定性的に同様で、先頭波面が遅れる或いは進む場所に対応する波形はそれぞれ peaky 或いは rounded となることが確認できる。また、 N 波の場合と同様に、計測フェーズ波形についても波面の同調が定性的に確認できるが、先端衝撃波の先鋭化は後端衝撃波のものに比べて小さいことが分かる。これは、peaky な波形が生成されるメカニズム由来するものである。すなわち、focus によって発生する peaky な波形の振幅は、一般に focus する前の波形の勾配に関連することが知られている³³⁾。従って、 N 波や計測フェーズ波形の後端衝撃波のような不連続的な衝撃波の場合、それが focus した際に発生する peak は高くなる傾向にあり、一方で計測フェーズ波形の先端衝撃波のように、なだらかな立ち上がりを持つ波形については、focus によって発生する peak の振幅は小さくなる。一般に、低ブーム波形と呼ばれる波形の多くが、立ち上がり部分がなだらかなるように設計されており、上記の考察から、そのような波形が大気乱流効果に対して感度の鈍い、すなわち大気乱流効果による振幅変化の小さいものにな

ると考えられる。

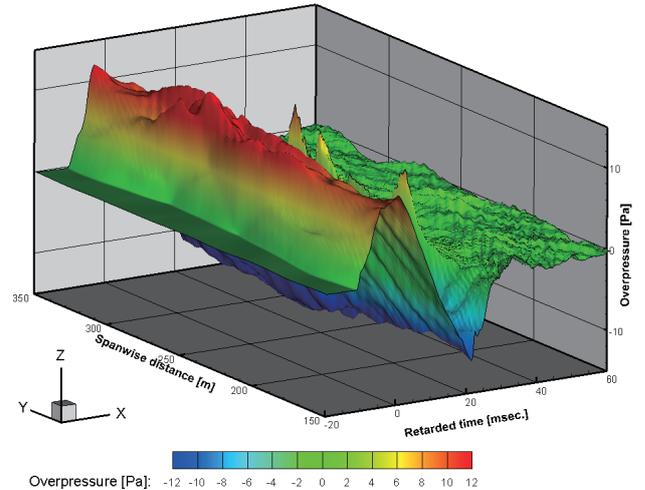


Figure 14. Spanwise variation of low-boom waveform observed at measurement phase

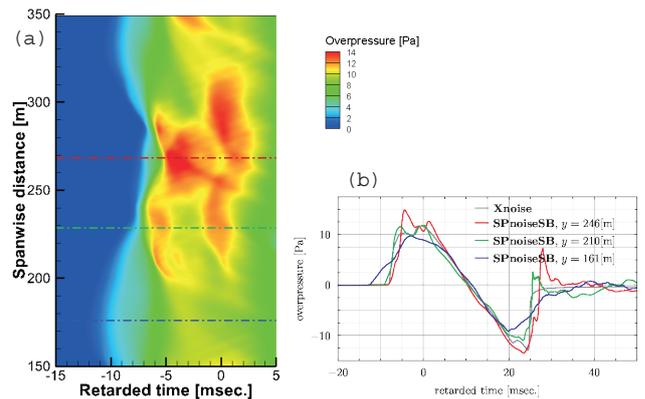


Figure 15. (a)Spanwise variation of acoustic field near wavefront (b) corresponding waveforms for representative spanwise position

Fig.16 は、計測フェーズの波形に対して評価した立ち上がり時間及び波形の到達時刻のヒストグラムである。Fig.16 の各図中には、赤及び青のヒストグラムが描かれているが、前者が計測フェーズの低ブーム波形、後者が断面的に等価で N 波を作り出す物体として D-SEND#1 飛行試験の NWM(N wave model)²¹⁾ を計測フェーズと同条件で解析した結果である。両者を同列に比較するために、同じ大気乱流条件の下で解析を実施している点に注意しておく。

立ち上がり時間についていえば、低ブーム波形の場合 N 波と同様に右に歪む形の分布を持つことが分かる。しかし、全体的に NWM の分布と比較して大きく右に分布の中心がある。これはすなわち、全体として立ち上がり時間が N 波よりもずっと長くなる傾向にあることを意味する。実際、NWM が作り出した波形のうち、大気乱流効果によって立ち上がり時間が長くなったとしても、低ブーム波形のそれに匹敵するほど長くなることは殆どありえないことが分かる。一方、赤のヒストグラムで示した結果を見ると、低ブーム波形の場合大気乱流効果を受けると立ち上がり時間が短くなる場合もあるということが分かる。その具体例として、立ち上がり時間 $\Delta\tau$ が長いものと短いもの、そして大気乱流効果を受けないものの 3 種類について、立ち上がり時間の様子をまとめたものを Fig.17 に示す。同図にもあるよ

うに、D-SEND#2 供試体の作り出す低ブーム波形は、先頭波面が主に2つのこぶから成り立っており、そのうち後者のこぶが最大ピーク圧に対応する。従って、 $0.95\Delta p_{\max}$ に達する時刻は2つめのこぶで観測され、その結果立ち上がり時間はN波等に比べて長くなる。一方、大気乱流効果によってこれらの2つのこぶについて、その大小関係が変化することがある。実際、Fig.17中で緑で示した波形について考えると、先頭のこぶが後者と同等のピーク圧に達し、その結果、立ち上がり時間が極端に短くなりうる。仮に、上記のような理由から立ち上がり時間が短くなってしまったとしても、同じ条件下で低ブーム化を施さない場合に発生するN波は、更に短い立ち上がり時間であることを考えると、低ブーム波形が大気乱流効果に対してより安全側であるといえる。

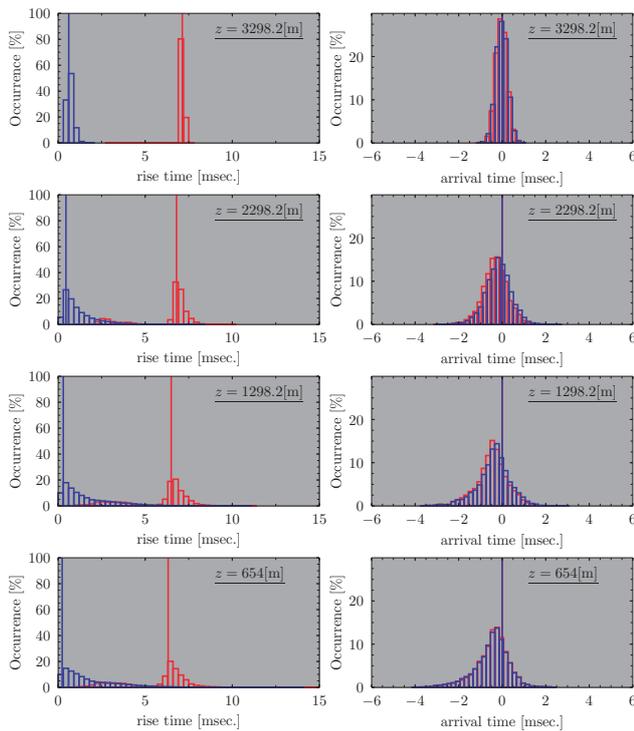


Figure 16. Histogram of rise time and arrival time for (red) low-boom waveform observed in measurement phase and (blue) N wave with NWM from D-SEND#1 flight test

立ち上がり時間による評価は、比較的穏やかな大気乱流中のN波などには有効であると考えられるが、今回対象としているような低ブーム波形については、その定義を再考する、もしくは他の指標で評価することが有効であると考えられる。

到達時刻については、滑空フェーズにおける結果と同様に、平均がやや左に移動した正規分布となっており、同条件下で解析したNWMの結果ともほとんど違いは見られない。但し、これらの結果はそれぞれ、大気乱流効果を受けずに伝播した波形の到達時刻を基準としている点に注意が必要である。すなわち、今回の解析結果について言えば、大気乱流効果を受けない場合を基準として考える限り、到達時刻のばらつきは波形の種類に依存しない。

上記解析により得られた波形のうち、観測結果と類似するものをFig.18にまとめた。先にも述べたように、Xnoiseによる大気乱流効果無しでの波形では、観測結果を十分に説明できなかったが、本解析によって得られた波形は極めて良い一致を示していることが分かる。この結果は、Fig.13と同じ乱数、すなわち同じ大気乱流状態の下で得られた点に注意されたい。実際、滑

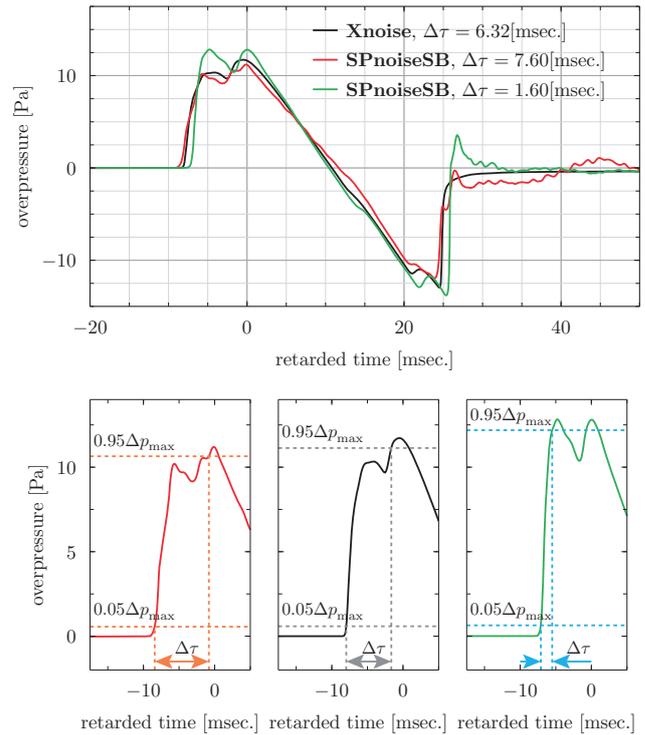


Figure 17. Rise time for different types of realized waveform due to atmospheric turbulence; red and green curves correspond respectively to the waveform with long and short rise time and black one is the waveform without turbulence

空フェーズと計測フェーズとの間には3秒程度の時間差しかなく¹⁴⁾、両フェーズの波形はいずれも同じ大気乱流の状態にさらされていたと考えられる。このことから、同一の大気乱流条件の下で得られた解析結果が、観測結果とよく一致したという事実は、試験条件の観点からも一貫していると言える。

5 まとめ

本稿は、D-SEND#2 飛行試験で観測された低ブーム波形における大気乱流効果の影響を、数値解析を通して議論した。大気乱流効果は、地表付近に存在する大気の擾乱成分が音響波の伝播中に影響を及ぼし、波形が局所的に変形する効果であることが知られており、著者らはこれまでにこの効果の数値解析による予測ツール SPnoise for Sonic Boom を整備した。

本稿ではまず、D-SEND#2 飛行試験にて観測された波形のうち、非設計条件時に発生したN波について、統計的議論が可能となる回数の解析を実施し、その性質が実験や数値解析等の先行研究と一致することを示した。また、本解析により得られた波形は、典型的なソニックブームにおける大気乱流効果と一致することを示し、更に、観測結果と酷似する波形が得られることを確認した。このことから、本ツールはソニックブームにおける大気乱流効果を再現できるものとして妥当性を示したものである。

次に、目標波形であった低ブーム波形について、同ツールで解析を実施し、得られる波形の性質について議論した。低ブーム波形の場合、N波の場合と同様にpeakyまたはroundedになるという効果が確認でき、観測波形は後者に分類されるものであることが分かった。また、事前の予測と大きく異なる形状を呈した観測波形について、それが大気乱流効果によって説明できることを示すことができた。

更に、低ブーム波形に与える大気乱流の影響を検討し、低ブーム波形がN波に比べて大気乱流効果を受けにくいこと、そして

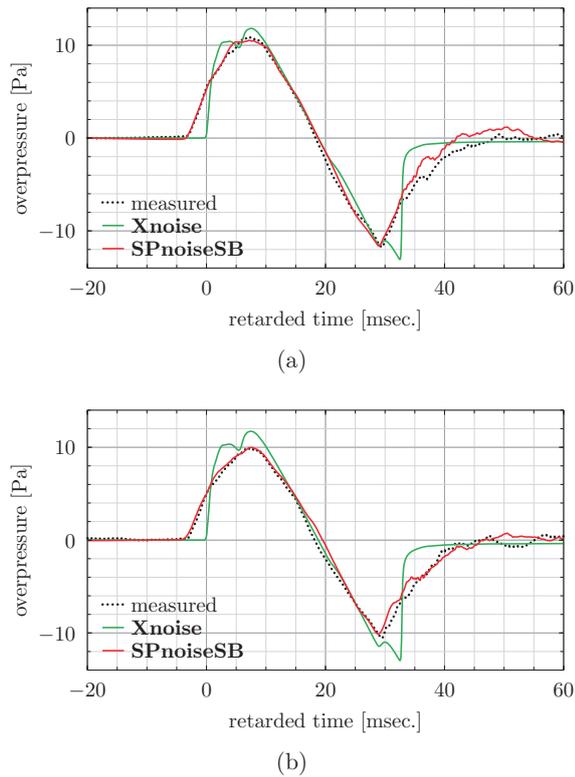


Figure 18. Comparison between measured and predicted waveforms, (a) at 750[m] and (b) at 650[m]

その本質がなだらかな立ち上がりにあることが分かった。これは、大気乱流という不確定要素に対して堅牢な波形という観点から明確な指針を与えるものであり、低ソニックブーム設計においても有用な知見になると考えられる。

参考文献

- 1) J. Pawlowski, D. Graham, C. Boccadoro, P. Coen, and D. J. Maglieri, Origins and overview of the shaped sonic boom demonstration program, *AIAA Paper 2005-5*, 2005.
- 2) 牧野好和, 金森正史, 石川敬掲, D-SEND#2 低ブーム設計コンセプト検証, 日本航空宇宙学会第 47 期年会講演会講演論文集, No. 2A8, 2016.
- 3) B. Lipkens et al., Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence, part i: Model experiment and general results, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 103, 1998.
- 4) B. Lipkens, Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence, part iii: Validation of sonic boom propagation models, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 111, No. 1, p. 509, 2002.
- 5) G. A. Herbert, W. A. Hass, and J. K. Angell, A preliminary study of atmospheric effects on the sonic boom, In *Aircraft engine noise and sonic boom*, *AGARD Conf. Proc. 42*, 1969.
- 6) D. J. Maglieri, Some effects of airplane operations and the atmosphere on sonic-boom signatures, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 39, 1966.
- 7) P. Blanc-Benon et al., Propagation of finite amplitude sound through turbulence: Modeling with geometrical acoustics and the parabolic approximation, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 111, 2002.
- 8) M. Averiyanov et al., Nonlinear and diffraction effects in propagation on n-waves in randomly inhomogeneous moving media, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 129, 2011.
- 9) 金森正史, 高橋孝, 青山剛史, 航空・宇宙領域における大音響場予測に向けた非線形伝播解析ツールの開発, 第 46 回航空宇宙学会年会講演会講演論文集, No. C27, 2015.
- 10) M. Kanamori, T. Takahashi, and T. Aoyama, Development of nonlinear acoustic propagation analysis tool toward realization of loud noise environment prediction in aeronautics, In *20th International Symposium on Nonlinear Acoustics*, 2015.
- 11) 金森正史, 高橋孝, 牧野好和, 中右介, ソニックブームに及ぼす大気乱流効果の数値的評価, 第 53 回飛行機シンポジウム論文集, No. 2B05, 2015.
- 12) 吉田憲司, 本田雅久, 川上浩樹, D-SEND プロジェクトの成果概要, 日本航空宇宙学会第 47 期年会講演会講演論文集, No. 2A1, 2016.
- 13) M. Kanamori, A. Hashimoto, T. Aoyama, and M. Yamamoto, Effect of low-boom waveform on focus boom using lossy nonlinear tricomi equation analysis, *AIAA Paper 2014-0369*, 2014.
- 14) 中右介, 川上浩樹, 馬屋原博光, 金森正史, D-SEND#2 ブーム計測システムと計測結果, 日本航空宇宙学会第 47 期年会講演会講演論文集, No. 2A7, 2016.
- 15) M. Yamamoto et al., A unified approach to an augmented burgers equation for the propagation of sonic booms, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 137, 2015.
- 16) A. D. Pierce, Statistical theory of atmospheric turbulence effects on sonic boom rise times, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 49, No. 3B, pp. 906–924, 1971.
- 17) F. Dagrau et al., Acoustical shock wave propagation in a heterogeneous medium: A numerical simulation beyond the parabolic approximation, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 130, No. 1, 2011.
- 18) G. Taraldsen, Derivation of a generalized Westervelt equation for nonlinear medical ultrasound, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 109, pp. 1329–1333, 2001.
- 19) V. P. Kuznetsov, Equations of nonlinear acoustics, *Soviet physics. Acoustics*, Vol. 16, pp. 467–470, 1971.
- 20) E. M. Salomons, *Computational Atmospheric Acoustics*, Kluwer Academic Publications, 2001.
- 21) JAXAD-SEND プロジェクトチーム, JAXA D-SEND データベース, http://d-send.jaxa.jp/d_send_e/index.html.
- 22) 鎌倉友男, 非線形音響学の基礎, 愛智出版, 1996.
- 23) K. E. Froyso, *Linear and weakly nonlinear propagation of a pulsed sound beam*, PhD thesis, Department of Mathematics, University of Bergen, Norway, 1991.
- 24) H. Takahashi, M. Kanamori, Y. Naka, and Y. Makino, Atmospheric turbulent profiles in arctic environment, *submitted*, 2016.
- 25) K. Nakahashi et al., Some challenges of realistic flow simulations by unstructured grid CFD, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 43, 2003.
- 26) R. Takaki et al., The development of the UPACS CFD environment, In *High Performance Computing Proc.* of

- ISHPC 2003*, pp. 307–319, 2003.
- 27) 石川敬揚, 牧本卓也, 大平啓介, 牧野好和, 橋本敦, 低ソニックブーム設計概念実証落下試験 (D-SEND#1) のソニックブーム推算, 第 43 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム 2011 論文集, No, JAXA-SP-11-015, 2011.
- 28) J. A. Page and K. J. Plotkin, An efficient method for incorporating computational fluid dynamics into sonic boom prediction, *AIAA Paper 91-3275*, 1991.
- 29) 金森正史, 橋本敦, 青山剛史, 牧野好和, 石川敬揚, 山本雅史, 飯村拓哉, Multipole analysis による超音速飛翔体の近傍場波形の改善, *JAXA-SP-13-011*, 2012.
- 30) D. J. Maglieri, Sonic boom ground pressure measurements for flights at altitudes in excess of 70,000 feet and at mach numbers up to 3.0, *NASA SP-180*, pp. 19–28, 1968.
- 31) A. R. George, The effects of atmospheric inhomogeneities on sonic boom, *NASA SP-255*, pp. 33–58, 1971.
- 32) B. Lipkens and D. T. Blackstock, Model experiment to study sonic boom propagation through turbulence, Part ii: Effect of turbulence intensity and propagation distance through turbulence, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 104, 1998.
- 33) K. Naugolnykh and L. Ostrovsky, *Nonlinear Wave Processes in Acoustics*, Cambridge University Press, 2006.