

Building-Cube Method を用いた航空機脚の空力音響解析 Aeroacoustic Simulation of Landing Gear by Building-Cube Method

- 出口明仁, 東北大院, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01, E-mail: deguchi@ad.mech.tohoku.ac.jp
- 佐々木大輔, 東北大工, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01, E-mail: sasaki@ad.mech.tohoku.ac.jp
- 中橋和博, 東北大工, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-01, E-mail: naka@ad.mech.tohoku.ac.jp
- 村山光宏, JAXA, 調布市深大寺東町 7-44-1, E-mail: murayama.mitsuhiro@jaxa.jp
- 山本一臣, JAXA, 調布市深大寺東町 7-44-1, E-mail: kazuomi@chofu.jaxa.jp
- 横川譲, JAXA, 調布市深大寺東町 7-44-1, E-mail: yuzuyoko@chofu.jaxa.jp
- Akihito Deguchi, Tohoku Univ., 6-6-01, Aramaki-aza-aoba, Sendai, Japan
- Daisuke Sasaki, Tohoku Univ., 6-6-01, Aramaki-aza-aoba, Sendai, Japan
- Kazuhiro Nakahashi, Tohoku Univ., 6-6-01, Aramaki-aza-aoba, Sendai, Japan
- Mitsuhiro Murayama, JAXA, 7-44-1, Jindaijihigashi, Chofu, Japan
- Kazuomi Yamamoto, JAXA, 7-44-1, Jindaijihigashi, Chofu, Japan
- Yuzuru Yokokawa, JAXA, 7-44-1, Jindaijihigashi, Chofu, Japan

Landing gear noise analysis is becoming more important because noise issue around the airport become prominent. In this research, flow around JAXA landing gear is simulated using Building-Cube Method, and the aeroacoustic noise is estimated by non-compact Curle's equation. BCM employs Cartesian mesh to solve incompressible Navier-Stokes equation. Aeroacoustic noise generated from a circular cylinder is simulated for the validation. Regarding the landing gear model simulation, the difference of aeroacoustic noise by changing torque link location and wheel cap shape, and assessment method of aeroacoustic noise directivity are investigated.

1. 目的および背景

航空機騒音は主にジェットエンジンからの騒音が大きな問題となっていた。しかし年々ジェットエンジンへの騒音低減技術が進歩し、大幅に低騒音化が進んだことによって、相対的に機体騒音の比重が大きくなってきた⁽¹⁾。機体騒音源の一つとして主脚といった降着装置が含まれる。航空機脚からの騒音に関しては様々な研究がなされており、宇宙航空研究開発機構 (JAXA : Japan Aerospace Exploration Agency) では, Fig.1 に示すような騒音計測用主脚モデル (LEG : Landing gear noise Evaluation Geometry) を設計し, 実験的・数値解析的に主脚から生じる空力音に関する研究を多数行っている⁽²⁾⁽³⁾。それらの実験によってそれぞれの部品が与える騒音への影響がわかるようになってきた。しかし, 詳しい空力的メカニズムはまだ解明されていない。よって数値解析において, 脚のような詳細部品を持つ複雑形状に対して発生する騒音のレベルを正しく解析でき, 各部品が騒音に及ぼす影響や騒音の指向性, 流れ場等を正しく評価できる, 精度良い解析方法を開発する必要がある。

数値解析における騒音解析手法は大きく分けて 2 種類あり, 圧縮性 Navier-Stokes 式を直接解く方法と, 流れ場・音場を切り離して計算を行う分離解法がある。分離解法では主に Curle の式⁽⁴⁾や FW-H⁽⁵⁾が用いられる。過去の研究⁽⁶⁾においてはコンパクト性を仮定した Curle の式で脚の空力音解析が行われたが, 空力音の代表波長に対して脚は十分コンパクトとは言えず, 脚の形態による騒音の違いを正しく評価できていなかった。そこで, 本研究では格子生成と高次精度化が容易な直交格子ベースの Building Cube Method (BCM) と非コンパクト性 Curle の式を用いて JAXA の LEG モデルの騒音解析を行った。

本研究では BCM を用いて, トルクリンクやホイールキャップなどのタイヤ周りのパーツのみで構成された簡略化モデル (Fig.2) の非圧縮性流体解析を行い, 分離解法により空力音響解析を行うことを目的とする。また, それらのパーツの位置や形状を変化させたときの騒音の変化を推定し実験との比較を行う。さらに騒音の指向性の検討を行い, 脚から発生する騒音の特徴を調べる。

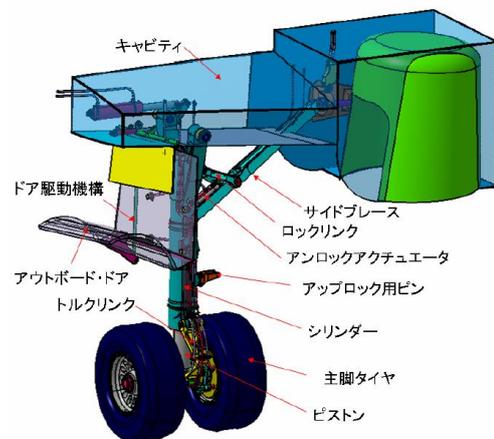


Figure 1 LEG model

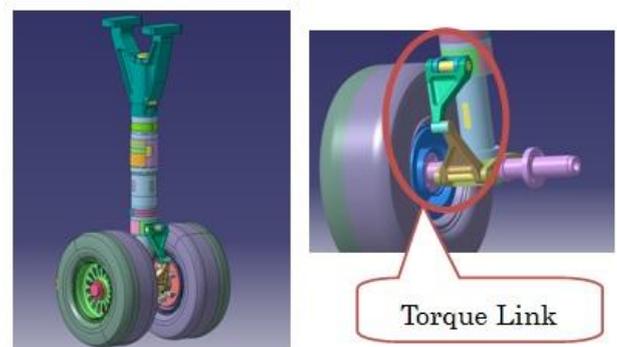


Figure 2 Simplified LEG

2. Building Cube Method (BCM)

2-1 格子

BCM では格子生成、流体解析ソルバ、後処理の単純性を保つために等間隔直交格子を用いており、格子生成は次の2段階で行われる。まず、流れ場を大小様々なサイズの Cube (Fig.3 太線) と呼ばれる立方体で計算領域を分割する。続いて、各 Cube 内には Cell (Fig.3 細線) と呼ばれる等間隔直交格子を配置する。全ての Cube は同数の Cell を持つことから格子解像度は Cube の大きさによって決定する。

これらの仕組みによって、局所的に格子を細分化することが可能であり、流れ場に合わせた格子解像度で計算することが可能である。また、Cube は同数の Cell を持っているため容易に高い並列化効率を得ることもできるため、大規模で複雑な形状に対してもごく短時間で格子が生成でき⁷⁾、効率よく計算することが可能である。

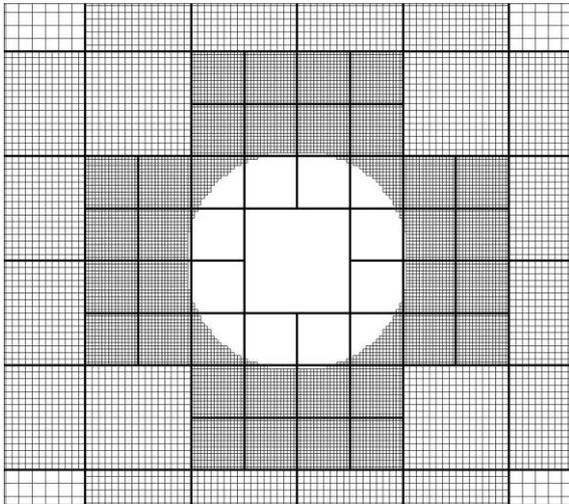


Figure 3 Cube and Cell

2-2 計算手法

本研究での支配方程式は非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた⁸⁾。

ステンシルの配置はスタガード配置であり、対流項には3次精度の KK スキーム、拡散項には2次精度中心差分を用いた。対流項・拡散項は以下の(2.1), (2.2)式のように離散化される。

$$(uf_i^*) = u_i \frac{f_{i-2} - 8f_{i-1} + 8f_{i+1} - f_{i+2}}{12\Delta x} + |u_i| \frac{f_{i-2} - 4f_{i-1} + 6f_i - 4f_{i+1} + f_{i+2}}{12\Delta x} \quad (2.1)$$

$$(f_i^*) = \frac{f_{i-1} - 2f_i + f_{i+1}}{\Delta x^2} \quad (2.2)$$

時間方向の離散化には対流項(F)・拡散項(G)ともに(2.3)式のように Adams-Bashforth 陽解法を用いて計算を行った。

$$\frac{u^* - u^n}{\Delta t} + \frac{3F^n - F^{n-1}}{2} = \frac{3G^n - G^{n-1}}{2} \quad (2.3)$$

(2.3)式で除かれた圧力勾配項により仮の速度場を修正し以下の(2.4)式によって次のステップの速度場を求める。

$$\frac{u^{n+1} - u^*}{\Delta t} = -\nabla p \quad (2.4)$$

圧力のポアソン方程式の解法にはレッドブラック SOR 法を用いた。これはベクトルマシン用に最適化された SOR 法であり、Cell を2色に色分けして計算を行う。まず1色目の Cell の圧力項を(2.5)式により解き、2色目の Cell は1色目で得られた更新値を用いて同様に計算を行う。これを残差が収束するまで繰り返す。

$$\nabla^2 p^{k+1,k} = \nabla u^* \quad (2.5)$$

3 空力音解析手法

3-1 分離解法

空力音の発生および伝播は圧縮性流体の基礎方程式として記述される。したがって、最も直接的な方法は圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解くことであるが、計算機負荷の問題から直接解法は実用的ではない。

一般的に、流れからの音波は渦度の振舞いによって発生しているが、音と流れの相互作用は大変弱い。それ故、音と流れの相互作用はほとんどの場合、流れから音への一方的なものとなり、その逆は通常は無視できる。よって本研究では流れ場と音場を切り離して考える分離解法によって空力音解析を行うことにする。BCM によって物体回りの流れを計算し、今回は非コンパクト性 Curle の式により音響解析を行った。

3-2 Curle の式の導出

空気力学的に生じる音に関する一般的な理論の展開は事実上、Lighthill の音響学的アナロジー⁹⁾が原点とされる。以下に Lighthill 方程式を示す。

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3.1)$$

$$p' = c_0^2 \rho' \quad (3.2)$$

$p' \cdot \rho'$ は基準圧力・密度からの変動で、 T_{ij} は Lighthill の乱流応力テンソルと呼ばれている。また c_0 は一様静止媒質中の音速である。(3.1)式は流れ場から生じる音が静止した流体中の四重極によって生じる音場と同一であることを示している。

Lighthill の理論において固体壁面の存在は考慮されていないが、本研究では物体の取り扱いは必須である。Curle は式(3.3)のように、乱流による音源が乱流領域中の四重極音源および物体表面上の二重極音源の和として表されることを示した⁴⁾。

$$\rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{[P_i]}{r} dS \quad (3.3)$$

[]は音源点-受音点間の遅延時間差を表す。式(3.3)の Curle の式は、物体が静止しているとの条件を除き厳密に導出されているが、体積積分および空間微分が含まれているため計算が煩雑となる。ここで低マッハ数という制約を導入することで、以下のように簡略化が可能である。

式(3.3)から、二重極音源項および四重極音源項の音源強度 $I_d \cdot I_q$ を見積もると

$$I_d \sim \frac{\rho_0 L^2}{c_0^3 r^2} U^6 \quad (3.4)$$

また、今回の計算は東北大学サイバーサイエンスセンターの NEC SX9 16CPU を使用している。

$$I_q \sim \frac{\rho_0 L^2}{c_0^5 r^2} U^8 \quad (3.5)$$

$$\frac{I_q}{I_d} = \frac{U^2}{c_0^2} = M^2 \quad (3.6)$$

となる⁽¹⁰⁾。すなわち $M \ll 1$ となる低マッハ数では二重極音源項が四重極音源項に比べて卓越する。したがって今回の航空機の脚周りの流れ場においては $M=0.16$ なので、式(3.3)の第1項(体積積分項)を無視する。

さらに(3.3)式の第二項の空間微分を時間微分に変更すると次の式が得られる。

$$p = \frac{1}{4\pi} \int \frac{x_i - y_i}{r^2} \left(\frac{1}{c_0} \left[\frac{\partial P_i}{\partial t} \right] + \frac{[P_i]}{r} \right) dS \quad (3.7)$$

この(3.7)式が今回用いた非コンパクト性 Curle の式である。 x_i は観測点の空間座標を表し y_i は音源物体の空間座標を表す。

ここで流体解析における圧縮性の考慮の必要性を調べるため、低マッハ数流れによる音源近傍場における密度変動伝播のオーダーを見積もる。(3.3)式の体積積分項において

$$\partial / \partial x_i \approx 1/L \quad (3.8)$$

$$L/r \approx 1 \quad (3.9)$$

とすると、

$$\rho' \approx \frac{1}{c_0^2} \frac{1}{L^2} \frac{\rho_0 U^2}{r} L^3 \approx \rho_0 \left(\frac{U}{c_0} \right)^2 \approx \rho_0 M^2 \quad (3.10)$$

となりマッハ数の2乗のオーダーである。表面積分項においても同様に $\rho_0 M^2$ のオーダーとなる。従って流体の圧縮性による流体自身の挙動への影響は無視され、流体の挙動は非圧縮性流体解析手法によって計算される。しかし今回の空力音解析手法では反射・屈折といった複雑な音場や、音響伝播による圧力・密度変動が流れに影響を与えるようなフィードバックが存在する場合は考慮されないことに注意が必要である。

4 円柱の解析

4-1 解析モデル、計算条件

円柱の計算を用いて BCM と上記で導出した Curle の式による空力音解析が妥当な手法であるか検証した。今回の解析結果を既存の実験結果⁽¹¹⁾⁽¹²⁾と比較した。本検証計算の諸条件を Table 1 に示し、計算領域を Fig.4 に示す。円柱の直径 D は 40[mm]、スパン長は 500[mm] である。円柱表面の圧力変動は二次元的でなく、三次元的な構造を持ち、レイノルズ数や圧力変動の周波数の増減に伴いスパン方向の相関長は変化する。よって今回行った計算では実験と同様のスパン長を用い解析を行った。音圧の観測点は (0,1000,-250) の位置にあり、円柱が接している Z 軸方向は実験における平板を模擬するためにスリップ境界条件を設定している。流出条件は出来るだけ自然な対流を表現するために Sommerfeld 境界条件とした。計算領域は外部境界の影響をできるだけ小さくするため、主流方向に 50D、主流方向とスパン方向に対して直角な方向に 50D と十分大きく設定した。

FFT 長さは 512 であり、周波数分解能は 2.5[Hz] である。この程度の周波数分解能であれば円柱のスペクトル分布の特徴を正確に捉える事が出来る。計算時間の観点から、平均化回数は 10 回、オーバーラップは 50% としている。

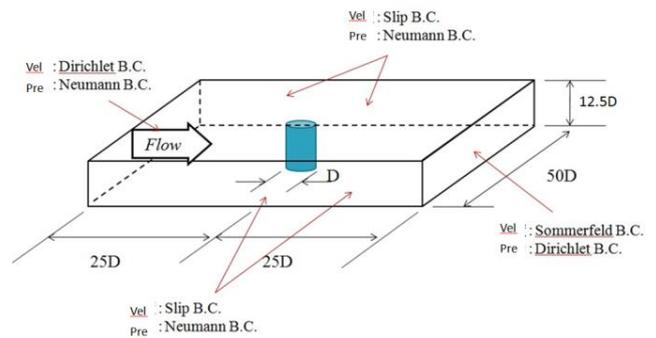


Figure 4 Analysis domain of cylinder

Table 1 Analysis condition of cylinder

Re	2.0×10^4
Characteristics Velocity	7.5[m/s]
Characteristics Length	$D=0.04$ [m]
Sampling Frequency	6.3[Dimensionless]
	1280[Hz]
Frequency Resolution	0.133[Dimensionless]
	2.5[Hz]
The number of cell	about 100million
Computation time	about 14 days (by NEC SX-9)
Length of FFT	512
Averaging	10 times
Overlap	50%

4-2 解析結果

円柱での実験結果と今回計算した解析結果を Fig.5 に示す。太い実線が非コンパクト性 Curle の式による解析結果、点線がコンパクト性 Curle の式による解析結果、丸が実験結果、細い実線は⁽¹¹⁾⁽¹²⁾の筆者らがコンパクト性 Curle の式を用いて解析した結果である。計算された空力音スペクトルの全体的な傾向は実験結果とよく一致しており、カルマン渦の基本成分のスペクトルのピークの立ちあがり方がよく再現されている。

しかし実験結果よりも非コンパクト性 Curle の式での解析結果ではピークの値が約 8[dB]ほど大きい。これは音の測定位置が音源(円柱)から近いので、測定している音圧に近距離場の圧力変動が含まれているからである。今回計算した非コンパクト性 Curle の式ではこの近距離場の圧力変動成分も含まれているが、実験ではこの影響が取り除かれている。

コンパクト性 Curle の式と非コンパクト性 Curle の式を比較すると、低周波帯域においては非コンパクトの方が SPL が大きくなっている。これも同様にコンパクト性 Curle の式では近傍場の圧力変動は考えないため小さくなっている。

そこで、近距離場の影響を取り除いていない実験結果と今回の非コンパクト性 Curle の式で求めたスペクトルの結果を表 2 で比較した。近距離場の影響を加えることでピークでの実験との誤差は 4[dB]以下に抑えることができた。よって BCM と Curle の式によって円柱の空力音が精度よく推定できていることがわかり、本手法の妥当性が示せたといえる。

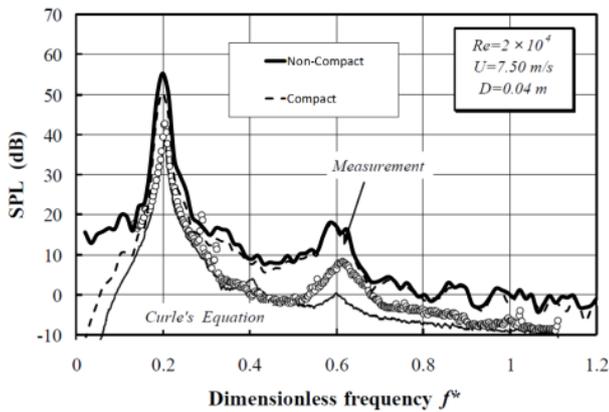


Figure 5 Result of cylinder

Table 2 Comparison of SPL

Sound Pressure Level [dB] at 37.5[Hz]		
Analysis	+Near Field	Far Field
	Experiment	Experiment
55.0	51.7	46.5

5 脚の解析

5-1 解析モデル、計算条件

今回解析したモデルは Fig. 1 で示した JAXA の騒音計測用主脚モデルのサイドブレースやアウトボードドア、キャビティなどを簡略化したもので、タイヤ回りの部品と支柱のみで構成されるモデルである (Fig.2)。

本研究ではタイヤの間にあるトルクリンクの位置が流れに対して前方に取り付けてあるもの(FRONT)、後方に取り付けてあるもの(BACK)、トルクリンクを取り付けていないもの(NO)の3パターン変化させたものと、ホイールキャップ形状(シール(SEAL)、涙目孔(TEAR))を2パターン変化させたものをそれぞれ組み合わせさせた計6パターンの形状での計算を行い実験値と比較し、それぞれのパーツが騒音に与える影響を解析した。涙目孔はタイヤの中を貫通しており、流れがタイヤの中を抜けるようになっている。一方シール形状では、涙目孔は完全に塞がれており、流れがタイヤの内を抜けないようにしてある。

Table 3 にそれぞれの形状ごとの名称を示す。例えば、トルクリンクの位置が前方で(FRONT)、ホイールキャップの形状が涙目孔(TEAR)である形状の名称は FT となる。

Table 3 Abbreviation of simplified LEG

Abbreviation	Torque link location	Wheel cap shape
BS	Back	Seal
BT	Back	Tear
FS	Front	Seal
FT	Front	Tear
NS	Removed (No Torque link)	Seal
NT	Removed (No Torque link)	Tear

本研究における流れ場の条件と、空力音の計算条件を表4に示す。ここでレイノルズ数はタイヤ直径 D を基準として設定されている。また、計算領域や境界条件は Fig.7 に示す。X 軸、Y 軸方向に 60D、Z 軸方向に 30D の大きさの計算領域となっている。Z 軸正方向の境界は風洞実験における地面に相当するため、円柱と同様にスリップ境界とした。流出条件も円柱と同様に Sommerfield 境界条件とした。

観測点の位置は実験でのマイク位置と同様に、タイヤの中心か

ら 14.71D だけ離れた位置に設定した。周波数分解能は 20[Hz]だが、1000[Hz]~2000[Hz]あたりの周波数帯域を解像できればよいので、十分な細かい周波数分解能だと言える。

また、脚の計算においても東北大学サイバーサイエンスセンターの NEC SX-9 16CPU を利用している。

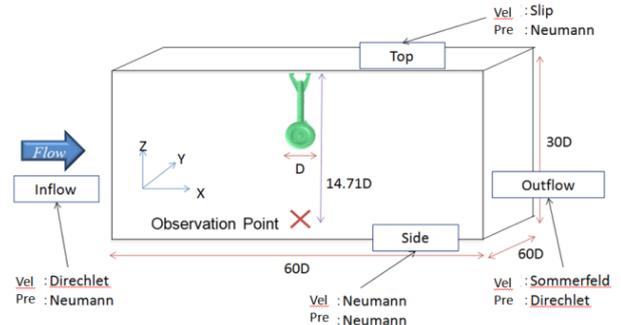


Figure 6 Analysis domain of simplified LEG

Table 4 Analysis condition of simplified LEG

Re	1.49 x 10 ⁶
Characteristics Velocity	54.4[m/s]
Characteristics Length	Wheel D=0.4[m]
Sampling Frequency	75[Dimensionless]
	10[kHz]
Frequency Resolution	0.147[Dimensionless]
	20[Hz]
The number of cell	about 90million
Computation time	about 7 days (by NEC SX-9)
Length of FFT	512
Averaging	10 times
Overlap	50%

5-2 解析結果

5-2-1 スペクトルの比較

スペクトルの計算結果を代表して、実験結果のある BS、BT、FT、NT の4種類を Fig.7~Fig.10 に示し、実験結果と比較する。これらは 1/3 オクターブバンドに変換している。

それぞれの計算結果を見てみると 300[Hz]~2000[Hz]あたりの SPL は実験値と定量的に一致させることができた。サイドブレースやドアを取り外した形状なので、目立ったピークは存在しない。

しかし 200[Hz]以下になると解析値のほうが低くなっている。これはバックグラウンドノイズを考慮していないため実験値より低くなったと考えられる。また、計算結果では全ての形状において 3000[Hz]あたりにピークが存在しているが、これは圧力を反復した際に残った残差の影響と考えられる。

次に BT、FT の実験結果同士の比較と、解析結果同士の比較を Fig.11、Fig.12 に示す。実験結果では FT (上流側にトルクリンクを取り付けた形態) が広い周波数帯域でスペクトルが小さくなるのが分かる。解析結果においても FT の形状のほうがスペクトルが小さくなっており、その減少量は実験値よりも大きく評価されているが実験と同様の傾向を示している。今回の解析手法によって、形態による騒音の変化が正しく評価されていることがわかる。

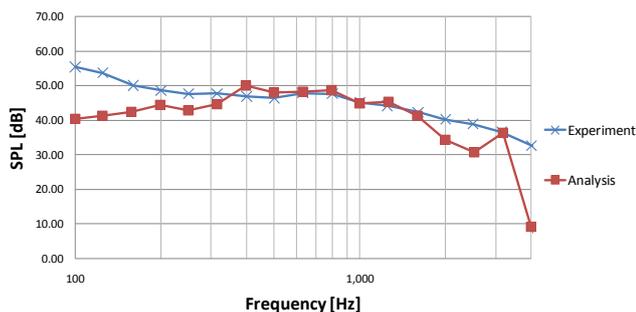


Figure 7 BT spectrum

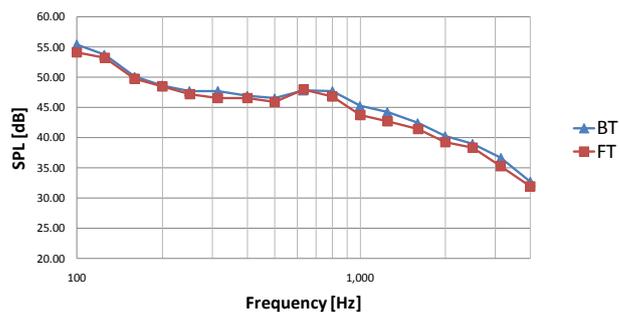


Figure 11 Comparison of BT and FT (Experiment)

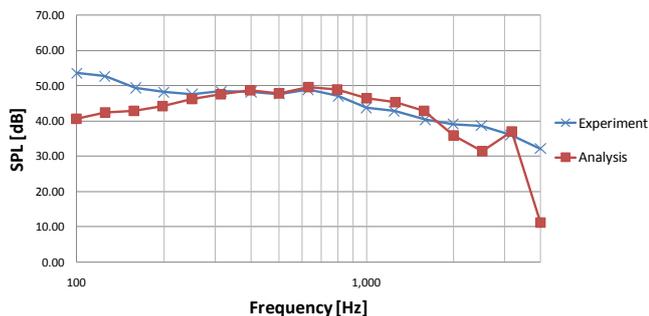


Figure 8 BS spectrum

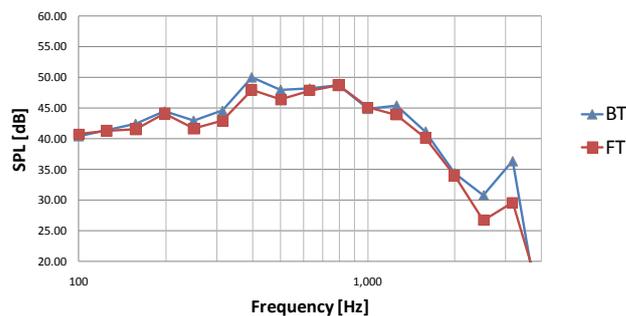


Figure 12 Comparison of BT and FT (Analysis)

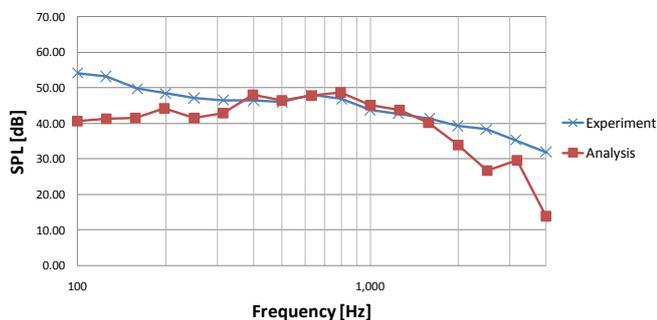


Figure 9 FT spectrum

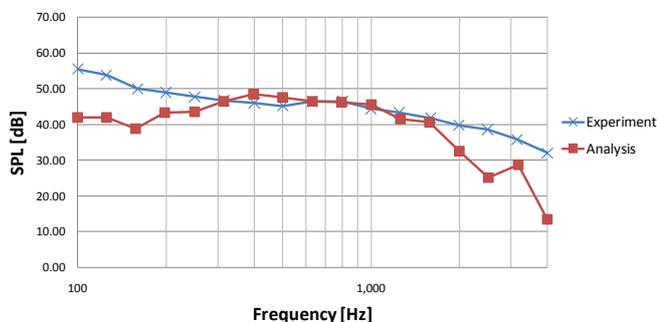


Figure 10 NT spectrum

5-2-2 OASPLの比較

OASPLは(5.1)式にあるように、ある範囲内の周波数に関してパワーを積分し、それをSPLとして算出したものである。今回は実験結果と一致している300[Hz]~2000[Hz]の間を積分範囲とする。このOASPLによって形態ごとの騒音レベルが簡単に比較できる。

$$OASPL = 10 \log_{10} \left(\frac{\sum_{f_1}^{f_2} p^2}{p_0^2} \frac{\Delta f}{f_2 - f_1} \right) \quad (5.1)$$

ここで p_0 は基準音圧を示し 2.0×10^{-5} [Pa] である。また、 Δf は周波数分解能であり、今回の脚の計算では 20 [Hz] である。

Fig.13、Fig.14 に実験結果と解析結果の OASPL を示す。Fig.13 の実験結果ではトルクリンクを後流側に取り付けたもの SPL が大きく、特にホイールキャップ形状をシールしてあるもの (BS) が大きくなっている。また、Fig.15 の解析結果を見てみると、大体の傾向は実験と一致していた。実験値よりも FT の SPL が小さくなっているが、それも 0.1 [dB] 程度なので許容範囲と言える。ここから、今回の計算方法によって形態ごとの騒音の特徴が捉えられていることがわかる。

Fig.15 は全ての形状に対して OASPL を計算し比較したものである。トルクリンクが後流側と付いていないものに関しては、ホイールキャップの形状をシールにすることによって SPL が増加していることが分かる。しかしトルクリンクを上流側に取り付けるとホイールキャップの形状に関わらず、SPL の値は小さくなっていることが分かる。

以上の結果より、トルクリンクの位置によってタイヤ付近の流れ場が変化し、空力騒音に大きな影響を与えていることが予測される。

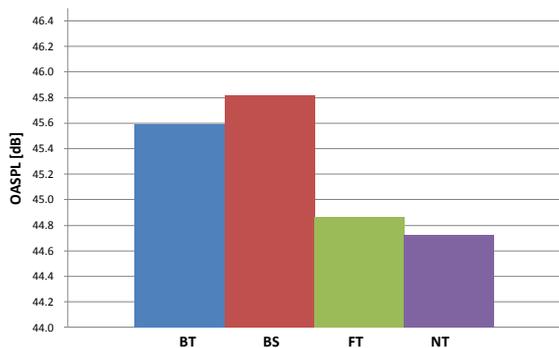


Figure 13 OASPL of experiment

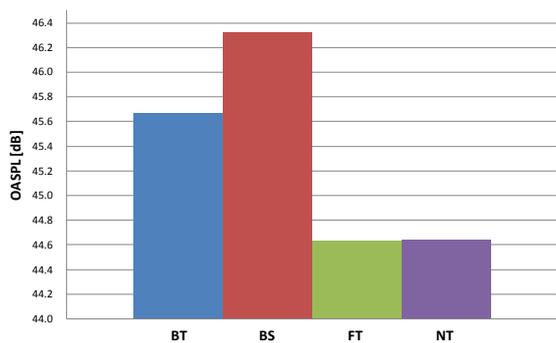


Figure 14 OASPL of analysis

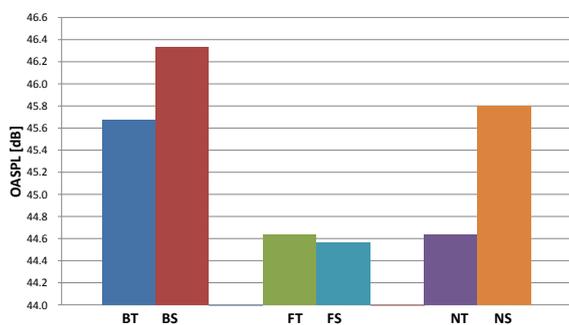


Figure 15 OASPL of analysis (all configuration)

5-2-3 表面音圧変動

表面音圧変動 (SPrms) とは(5.2)、(5.3)式のように物体表面ごとに非コンパクト性 Curle の式により音圧を求め、音圧の時系列データを二乗平均したものである。すなわち観測点での空力音に対して関与が大きい(音圧が大きい)脚の部分が可視化できる。

$$SPrms = \sqrt{\frac{p_1^2 + p_2^2 + \dots + p_N^2}{N}} \quad (5.2)$$

$$p' = \frac{x_i - y_i}{4\pi r^2} \left(\frac{1}{c_0} \left[\frac{\partial P}{\partial t} \right] + \frac{[P]}{r} \right) dS \quad (5.3)$$

Fig.16~Fig.19はBS,BT,FT,NTの表面圧力変動を可視化したものである。

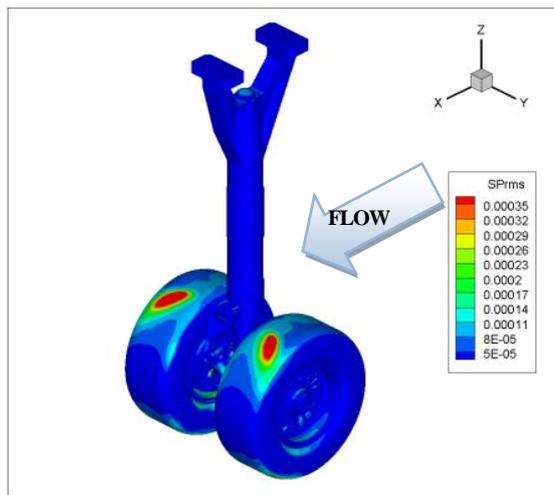


Figure 16 SPrms of BS (Top view)

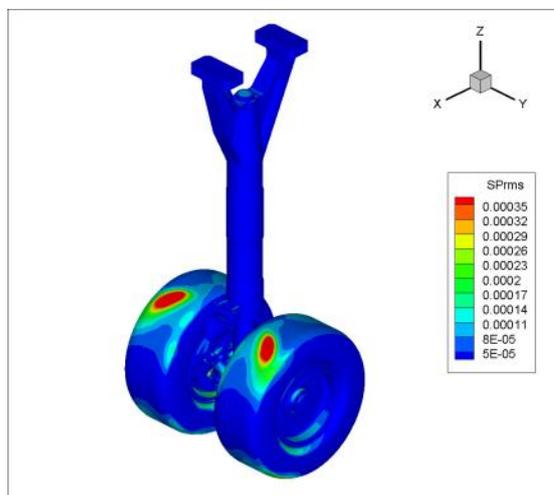


Figure 17 SPrms of BT (Top view)

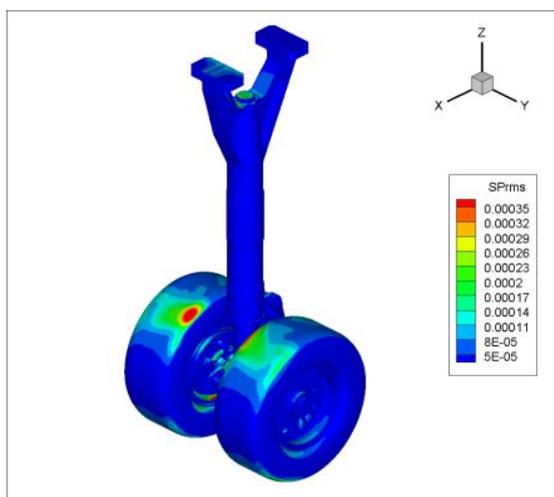


Figure 18 SPrms of FT (Top view)

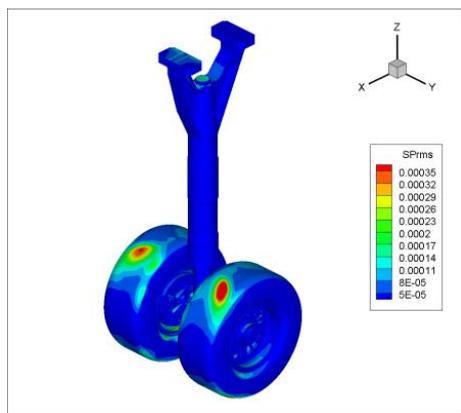


Figure 19 SPrms of NT (Top view)

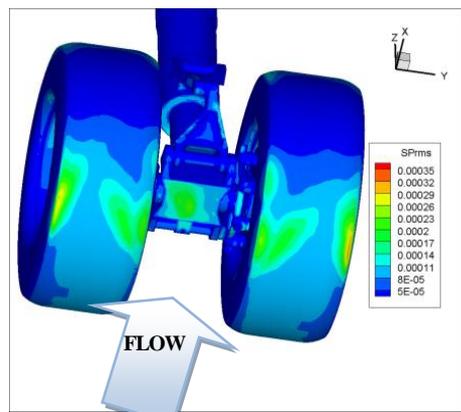


Figure 20 SPrms of BT (Bottom view)

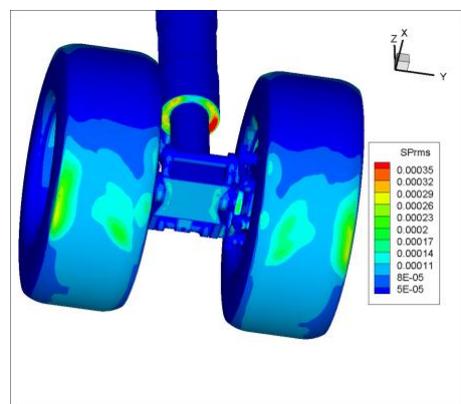


Figure 21 SPrms of FT (Bottom view)

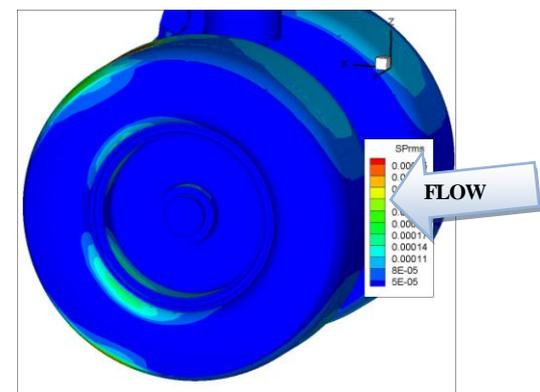


Figure 22 SPrms of BS (Side view)

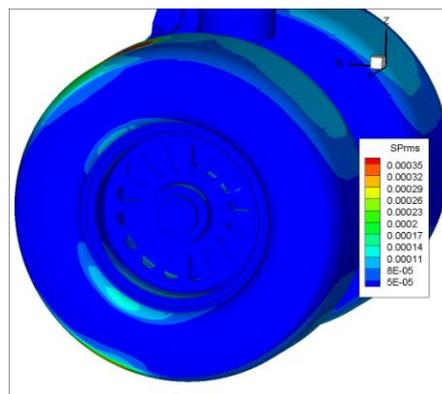


Figure 23 SPrms of BT (Side View)

Fig.16～Fig.19よりタイヤ上面の後流側で表面音圧変動が大きくなっていることが分かる。BS と BT ではこの部分の音圧変動はあまり変わらず、ホイールキャップ形状はこの部分にあまり関与しないことが分かる。しかしFT 形状では大きく変化している。すなわち、トルクリンクを上流側に付けることによって、タイヤ表面での音圧変動分布が大きく変化している。

Fig.20、Fig.21 はBT、FT でのタイヤ下面の後流側での音圧変動の可視化図だが、この位置の音圧変動もトルクリンクを前にすることによって大きく変化している。その他にも車軸の下面や支柱とピストンの段差部分での音圧変動も変化していた。

Fig.22、Fig.23 はBS、BT のタイヤ側面での音圧変動だが、シール形状にすることによってホイールキャップ外側で変化していたが、それ以外では殆ど同じ音圧変動分布をしていた。

5-2-4 流れ場の比較

Fig.24～Fig.26 はタイヤ断面での主流方向の速度分布 (時間平均値) を表し、物体表面は表面音圧分布 (SPrms) を表している。タイヤの流れの剥離点付近において音圧変動が大きい値になっていることが分かる。また、BT(Fig.24)とFT(Fig.25)で比較してみると、FT 形状のほうが濃い青の速度領域 (低速な領域) が小さくなっており、剥離点付近において速度分布が緩やかになっていることが見て取れる。よってトルクリンクを流れに対して前方に置くことによって、タイヤ上面の剥離の様子が変化し、空力音の発生に影響を与えることが分かった。

Fig.27～Fig.29 はタイヤでの流れの剥離が起こっている部分のZ軸断面の主流速度分布である。BT では支柱とタイヤの細い隙間によって流速が速くなっている部分と、タイヤ上面での流れの剥離によって流速が遅くなっている部分が隣接している。この大きな速度勾配が音源になっていると考えられる。一方FT では、トルクリンクが前にあることによって、支柱とタイヤの隙間に流れが入り込む前に、左右に流れが分断され、大きな速度勾配が生まれていない。これらのことがトルクリンクを上流側に設置することによって騒音が減少する理由の一つだと考えられる。

Crow⁽¹³⁾が Lighthill の式の意義を詳しく検討した際、音源は渦度の存在する場所のみに存在することを示していた。よって速度勾配が大きい所、すなわち渦度が大きい場所は音源になると考えられる。さらにそれが物体付近であると、その効果で2重極音源であるかのようになり、特に低速での音発生が著しく増す⁽¹⁴⁾。

Fig.30、Fig.31 はBS、BT でのタイヤ側面の流線の可視化図である。ホイールキャップを涙目形状にすることによって、タイヤ内側から外側に抜ける流れが生まれ、これも速度勾配を緩やかにする効果があると思われる。

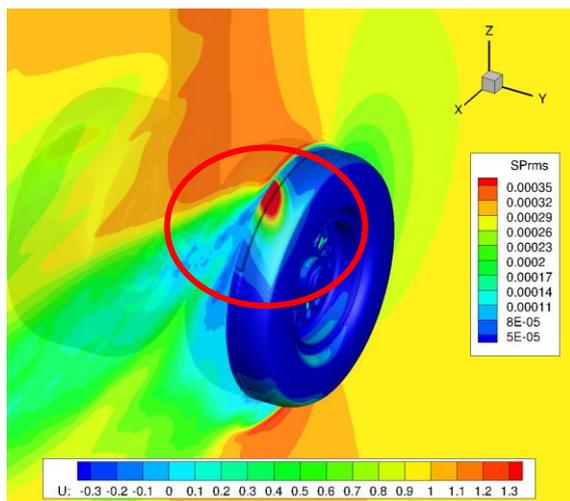


Figure 24 Time average velocity distribution and Sprms (BT)

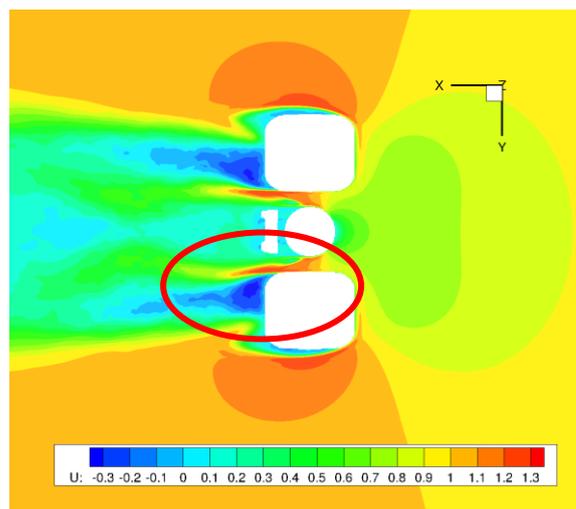


Figure 27 Time average velocity distribution (BT)

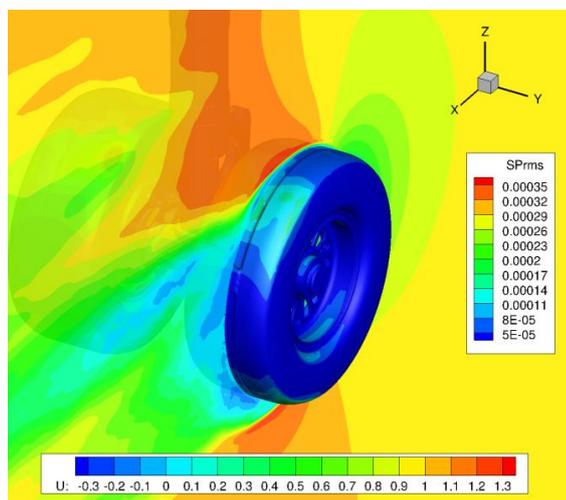


Figure 25 Time average velocity distribution and Sprms (FT)

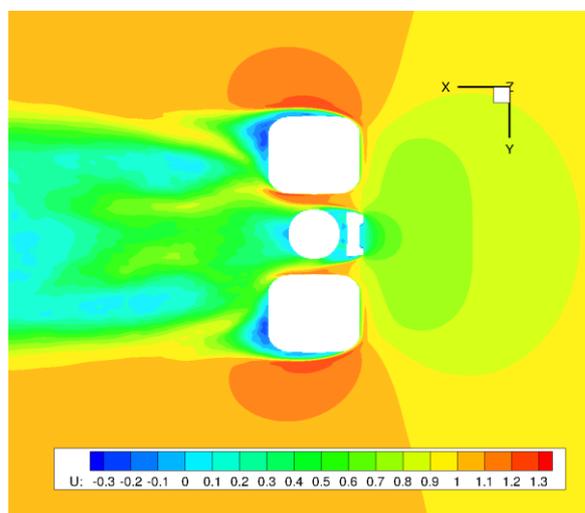


Figure 28 Time average velocity distribution (FT)

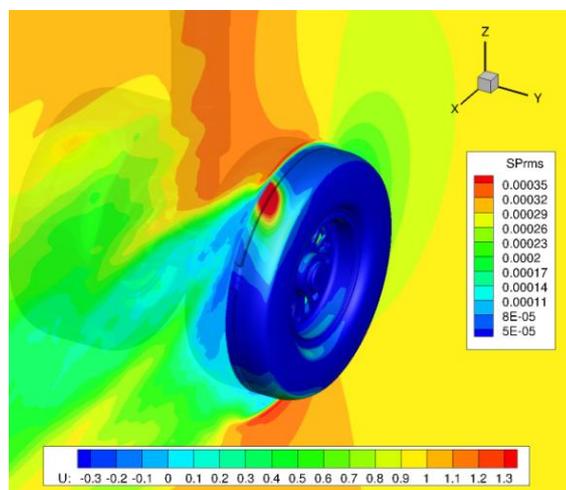


Figure 26 Time average velocity distribution and Sprms (NT)

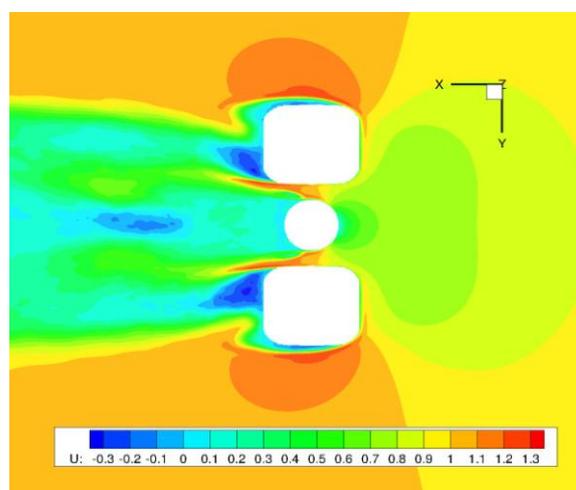


Figure 29 Time average velocity distribution (NT)

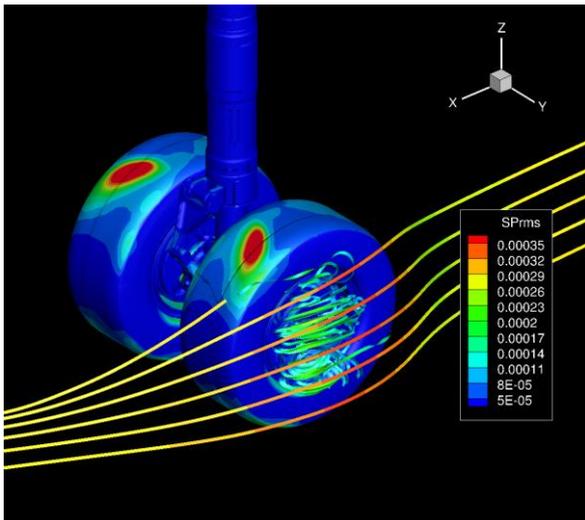


Figure 30 Streamline (BS)

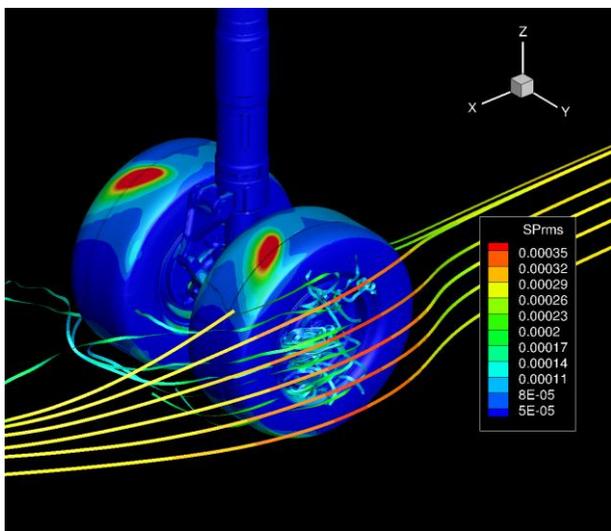


Figure 31 Streamline (BT)

6 空力音の指向性の評価

今までは脚の上方(タイヤ中心から5m上)で観測したものを解析してきたが、今回は観測点を変更して音の変化を調べる。観測点の概要はFig.32に示す。

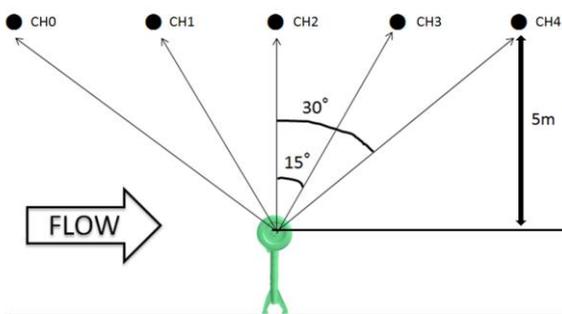


Figure 32 Observation point

脚の上方にあるものをCH2として、そこから上流側に15°、30°傾けた位置にあるのがCH1、CH0であり、下流側に15°、

30°傾けた位置にあるのがCH3、CH4である。すなわち上流側から下流側に向けてCH0~CH4となる。全ての観測点はタイヤ中心から5[m]の高さにある。

Fig.33、Fig.34は実験結果と解析結果の、それぞれのチャンネルでの300[Hz]~2000[Hz]のOASPLである。

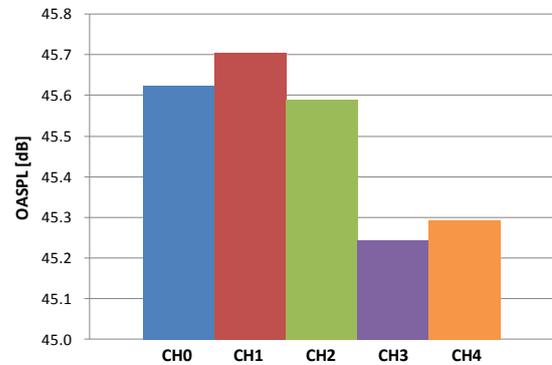


Figure 33 Directionality (experiment)

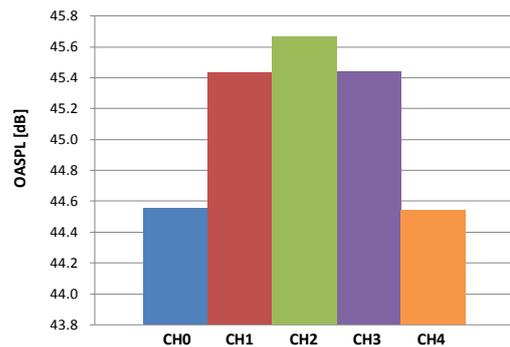


Figure 34 Directionality (analysis)

実験結果を見ると上流側に15°傾いた観測点でSPLが大きくなっているが、解析結果の方を見てみると真上での観測点が一番大きくなっている。今回計算を行った非コンパクト性Curlleの式は静止流体中での騒音として計算されており、騒音源の脚から一番近いCH2が大きくなる。しかし実験においては風洞からの流れの影響を受け、上流方向に音波が伝播している。よって今回の解析においても風洞の流れの影響を考慮する必要があり、ドップラー効果を非コンパクト性Curlleの式に入れる。

ドップラー効果は、一様流が存在することによる、角度に依存した音速の変化として表現できる。マッハ数Mの一次までの近似では、角度θ方向の音速は

$$c_{\theta} = c_0(1 - M \cos \theta) \quad (6.1)$$

と表され⁽¹⁵⁾、従って遅延時間τも

$$\tau = t - |x_i - y_i| / c_{\theta} \quad (6.2)$$

となる。また、風洞試験においてはFig.35のように、脚付近では一様流の流れであり、マイクロフォン付近では静止流体である。よって二つの流れ場が混在していることになる。

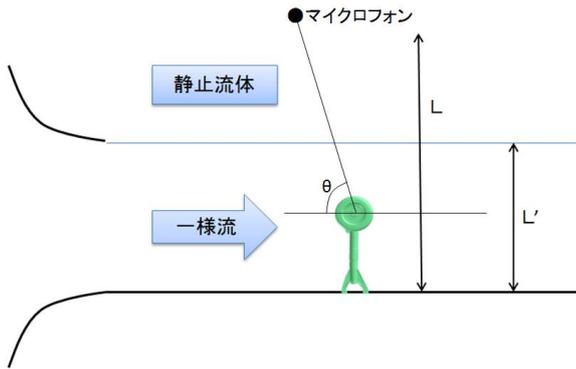


Figure 35 Flow of wind-tunnel test

今回は簡単に、観測点の高さ L と一様流の高さ L' の比を用いて角度 θ における音速を(6.3)式のようにした。

$$c_{\theta} = c_0 \left(1 - M \cos \theta\right) \frac{L'}{L} + c_0 \frac{L - L'}{L} \quad (6.3)$$

今回は一様流と静止流体との界面における音波の屈折は考えないとする。

このドップラー効果を用いて計算した結果を Fig.36 に示す。

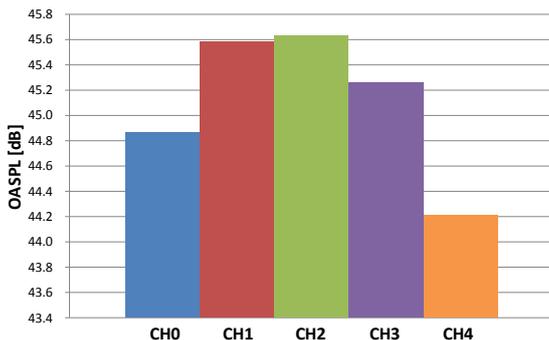


Figure 36 Directionality (analysis with Doppler)

ドップラー効果を入れることによって上流側の SPL が大きくなり下流側の SPL は小さくなった。より実験に近い傾向を示すことができたが、CH0 は小さく CH3 は大きく評価されており、一様流の影響をもっと詳しく考慮する必要があると考える。

7 結言

今回、BCM と非コンパクト性 Curle の式を用いて JAXA の簡略化モデルの解析を行った。円柱の計算では、カルマン渦の基本成分のスペクトルのピークの位置や大きさを定量的に正しく解析することができ、BCM と非コンパクト性 Curle の式の有用性が確認できた。

脚の解析では 6 パターンの形状で解析を行い、非コンパクト性 Curle の式を用いることによって⁶⁾のコンパクト性 Curle の式よりも解析結果を改善することができ、どの形態においてもスペクトルに関して実験値と定量的に一致させることができた。また、形態の違いによる騒音の変化や、形態ごとの騒音レベルも予測することができ、各パーツ (トルクリンク・ホイールキャップ) の騒音に対する影響を正しく評価できた。これらより非コンパクト性 Curle の式の有用性を確認することができた。空力音の指向性については、ドップラー効果を Curle の式に組み込むことによって、実験に近い傾向を示すことができたものの、CH ごとの相対的な騒音の大きさは正しく評価することができなかった。

今回の解析において、脚の騒音源となっているのが支柱とタイヤの流れと、タイヤ上面・下面における剥離によって生じていることが予測できた。また、トルクリンクを前方に配置することによってそれらの流れが変化し、騒音を低減させていることも予測できた。今後はさらに流れ場等を解析していき、騒音のメカニズムの解明を行っていく。

謝辞

本研究は科研費(21226018)の交付を受けたものである。また、本研究の計算は東北大学サイバーサイエンスセンターの SX-9 を用いて行った。

参考文献

- (1) “平成 21 年度 民間輸送機に関する調査研究”, 財団法人 日本航空機開発協会, 2010.
- (2) 横川謙, 今村太郎, 浦弘樹, 小林宙, 内田洋, “JAXA 主脚騒音模型の遠方場特性”, 第 41 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, pp. 311-314, 2009.
- (3) 今村太郎, 平井亨, 横川謙, 村山光宏, 山本一臣, “主脚騒音計測用模型周り定常流れ場の数値解析”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 57, No. 671, pp. 493-498, 2009.
- (4) N.Curle, “The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound”, Proceeding of Royal Society (London), No. A 231, pp. 505-514, 1955.
- (5) F. Williams, J. E., and Howkings, D. L., “Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion”, Philosophical Transactions for the Royal Society of London, Series. A 264, pp. 321-342, 1969.
- (6) H. Onda, R. Sakai, D. Sasaki, K. Nakahashi, “Unsteady Flow Aerodynamic Noise Analysis around JAXA Landing Gear Model by Building-Cube Method”, AIAA paper 2011-1081, January, 2011.
- (7) T. Ishida., S. Takahashi., and K. Nakahashi., “Efficient and Robust Cartesian Mesh Generation for Building-Cube Method”, Journal of Computation Science and Technology, Vol. 2, No. 4, pp. 435-446, 2008.
- (8) 高橋俊, “非定常流れの大規模数値計算手法に関する研究”, 東北大学工学部博士論文, 2009.
- (9) M.J.Lighthill, “On sound aerodynamically”, Proceeding of Royal Society (London), No. A 211, pp. 564-587, 1952.
- (10) 大嶋拓也, “流れ中の柱状物体列から発生する空力音の数値予測に関する研究”, 東京大学学位論文, 2005.
- (11) 飯田明由, 藤田肇, 加藤千幸, 高野靖, “空力音の発生機構に関する実験解析 (第 1 報, 円柱表面圧力の空間構造について)”, 日本機械学会論文集 B, Vol. 61, No. 592, pp. 4371-4378, 1995.
- (12) 飯田明由, 藤田肇, 加藤千幸, 大田黒 俊夫, “空力音の発生機構に関する実験解析 (第 2 報, 表面圧力変動と空力音の相互関係について)”, 日本機械学会論文集 B, Vol. 62, No. 604, pp. 4160-4167, 1996.
- (13) Crow, S.C. “Aerodynamic sound emission as a singular perturbation problem”, Studies in Appl. Math., 49, pp.21-44, 1970.
- (14) Crighton, D.G “Basic principles of aerodynamic noise generation”, Prog. Aerospace Sci., 16, pp.31-96, 1975.
- (15) Inoue, O., Hatakeyama, N., Hosoya, H., Shoji, H., “Direct Numerical Simulation of Aeolian Tones”, AIAA paper 2001-2132, pp.1-11, 2001.