

高周波数域まで予測可能な空力音数値解析手法

高石 武久* 佐川 明朗*

A Numerical Prediction Method of Aerodynamic Noise Applicable to High Frequency Problems

Takehisa TAKAISHI Akio SAGAWA

In the former studies, computational simulation of sound generated aerodynamically was restricted to low-frequency range because the approximation of acoustical compactness was used in the mathematical models. In this study, the problem is formulated in the frequency domain by extending the theory of vortex sound proposed by Howe, and is extended to high frequency range by solving Green's functions adapted to boundary shapes for each frequency. Aerodynamic noise generated from a pantograph partial model is predicted with the newly developed method and the prediction result is compared with results of wind tunnel test.

キーワード：数値解析，空力音，高周波数，パンタグラフ

1. はじめに

新幹線から発生する騒音は、レールと車輪の接触・振動によって発生する転動音と、車両の凹凸などによって空気の流れが乱されて発生する空力音に大別できる。空力音の低減対策を立てる上で、低騒音風洞を用いた風洞試験は有効であるが、実験だけでは詳細なメカニズムまで把握することが難しいことが多い。そのような場合、数値シミュレーションを用いて現象把握を図ることが有益である。

これまでに筆者らは、Howeの渦音理論¹⁾に基づいて、流体中の渦の運動と低周波数近似のコンパクトグリーン関数を組み合わせた、分離解法による二重極音の数値計算手法を提案してきた²⁾。この手法は、流れ場と放射音の関係を直接的に結びつけるため、境界面上の圧力変動を用いて二重極音を予測するCurleの式と比べて、低騒音化に向けた対策を検討しやすいという利点があった。一方、数学的モデルを作成する過程で低周波数近似を行っていたため、高い周波数の音の予測を行うことが、理論上不可能であった。

そこで本研究では、Howeの渦音理論を周波数領域で定式化した上で、境界要素法(BEM=Boundary Element Method)を用いて物体形状に適応したグリーン関数を周波数毎に解くことで、高い周波数の音まで適用範囲の拡張を行った。また、この新しい手法を用いて、パンタグラフの部分模型から放射される空力音の予測を行い、風洞試験による実験結果との比較を行った。

2. 高周波数空力音の予測モデル

2.1 予測モデルの概要

マッハ数が小さく、粘性が小さい高レイノルズ数流れの場合、Lighthillの式は次式で近似される¹⁾。

$$-\frac{\omega^2}{c_0^2} B(\mathbf{y}, \omega) - \nabla_y^2 B(\mathbf{y}, \omega) = \nabla_y \cdot (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \quad (1)$$

ただし、 ω は角周波数、 c_0 は音速、 B はエンタルピー、 \mathbf{u} は速度ベクトル、 $\boldsymbol{\omega}$ は速度ベクトルから算出される渦度ベクトルである。グリーンの公式を用いて式(1)を積分形で表し、さらに運動方程式を用いて整理すると、音源領域 Ω_{all} から十分離れた観測点 \mathbf{x} における音圧 $p_a(\mathbf{x}, \omega)$ は、

$$p_a(\mathbf{x}, \omega) \equiv -\rho_0 \int_{\Omega_{all}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \cdot \nabla_y G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) d\mathbf{y} \quad (2)$$

ただし、グリーン関数 $G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ は、

$$-\frac{\omega^2}{c_0^2} G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) - \nabla_y^2 G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \quad (3)$$

を満たし、物体の境界面 S 上で法線方向の微分が0、

$$\nabla_y G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{on } S \quad (4)$$

を満たす物体形状に適合したものを選ぶとする。ここで δ はDiracのデルタ関数であり、また、 \mathbf{n} は S の法線ベクトルで、流体領域に向かう方向を正とする。

音源の広がりか波長に比べて十分に小さい場合、 $G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ として低周波数近似のコンパクトグリーン関数を用いることができるが^{1), 2)}、高周波数の音を取り扱うことができない。そこで、境界要素法(BEM=Boundary Element Method)を用いて、数値的に各周波数における $G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ を求めることにした。

* 環境工学研究部(騒音解析)

特集：環境技術

式(3)の基本解である自由空間のグリーン関数

$$G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \equiv \frac{1}{4\pi|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} \exp\left\{i\omega \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}{c_0}\right\} \quad (5)$$

と式(4)を用いて、式(3)を積分形で表すと、

$$G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) + \int_S G_N(\mathbf{x}, \mathbf{z}, \omega) \nabla_z G_0(\mathbf{z}, \mathbf{y}, \omega) \cdot \mathbf{n} dS(\mathbf{z}) \quad (6)$$

式(6)において、流れの中の点 \mathbf{y} を境界面 S 上の点 \mathbf{z}_p に近づける極限操作を行うことにより、境界要素法を用いて境界面上の $G_N(\mathbf{x}, \mathbf{z}_p, \omega)$ が求まり、その結果を再度式(6)に代入することで、流れの中の任意の点 \mathbf{y} における $G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ が求められる。

式(6)は、流れの中の任意の点 \mathbf{y} に置かれた点音源が、境界面 S によって散乱され、観測点 \mathbf{x} に到達する様子を記述している。そこで、直接音の伝播を表す式(6)の右辺第一項を $G^i(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ 、境界面による散乱音の伝播を表す右辺第二項を $G^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ と定義して、

$$G_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \equiv G^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) + G^i(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \quad (7)$$

とすると、式(2)の音圧は、境界面 S によって散乱された音

$$p_a^s(\mathbf{x}, \omega) \equiv -\rho_0 \int_{\Omega_{all}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \cdot \nabla_y G^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) d\mathbf{y} \quad (8)$$

と、流体中の乱れから直接伝わる音

$$p_a^i(\mathbf{x}, \omega) \equiv -\rho_0 \int_{\Omega_{all}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \cdot \nabla_y G^i(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) d\mathbf{y} \quad (9)$$

に分けることができ、各々の被積分項

$$(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \cdot \nabla_y G^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \quad (10)$$

$$(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \cdot \nabla_y G^i(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \quad (11)$$

を、それぞれ散乱音と直接音の音源と見なすことが可能である。低マッハ数の場合には、一般に直接音に比べて散乱音の方が支配的になるので、本研究では式(8)を用いて遠方場における放射音を予測することにした。

2.2 地面による反射の影響

実用的な問題においては、空力音を発生する物体が流れの中に独立した状態で置かれることは少なく、固定等の理由で地面などが存在することが多い。このように音源に近接して十分広い平面が存在するような場合には、そこでの音響的な反射の影響を考慮する必要がある。

図1に、地面 S_f を考慮した領域の模式図を示す。新たに求めるべきグリーン関数は、 S と S_f で式(4)を満たす必要があるが、境界要素法を用いて、無限に広い平面 S_f におけるグリーン関数の境界値を求めることは困難である。そこで、図1に示すように、 S_f を対称面として、 S の鏡像面 S^* と観測点 \mathbf{x} の鏡像 \mathbf{x}^* を考え、

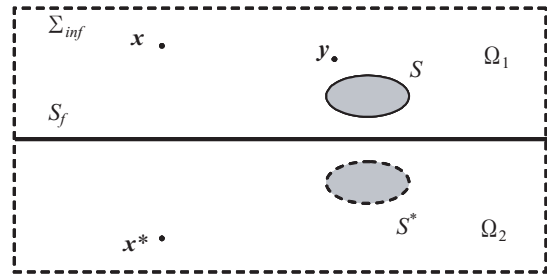


図1 地面を考慮した領域の概略図

$$-\frac{\omega^2}{c_0^2} \tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) - \nabla_y^2 \tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = \delta(\mathbf{x}-\mathbf{y}) + \delta(\mathbf{x}^*-\mathbf{y}) \quad (12)$$

in Ω_1, Ω_2

と、

$$\nabla_y \tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{on } S, S^* \quad (13)$$

を満たすようなグリーン関数 $\tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ を選ぶとすると、これらの式から自明なように、

$$\tilde{G}_N(\mathbf{x}^*, \mathbf{y}, \omega) = \tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \quad (14)$$

が成り立つので、

$$\nabla_y \tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{on } S_f \quad (15)$$

も満たす。したがって、グリーン関数の公式と運動方程式を用いて整理すると、観測点 \mathbf{x} における音圧は、

$$p_a(\mathbf{x}, \omega) \equiv -\rho_0 \int_{\Omega_1} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \cdot \nabla_y \tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) d\mathbf{y} \quad (16)$$

となる。その結果、式(12)、式(13)を満たすグリーン関数 $\tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ を、境界要素法を用いて

$$\tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) + G_0(\mathbf{x}^*, \mathbf{y}, \omega) + \int_{S+S^*} \tilde{G}_N(\mathbf{x}, \mathbf{z}, \omega) \nabla_z G_0(\mathbf{z}, \mathbf{y}, \omega) \cdot \mathbf{n} dS(\mathbf{z}) \quad (17)$$

を解くことによって数値的に求めればよく、さらに2.1節と同様に直接音と散乱音を分けて、主に散乱音

$$p_a^s(\mathbf{x}, \omega) \equiv -\rho_0 \int_{\Omega_1} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \cdot \nabla_y \tilde{G}^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) d\mathbf{y} \quad (18)$$

と、その被積分項

$$(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega) \cdot \nabla_y \tilde{G}^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \quad (19)$$

を用いて評価を行った。

3. パンタグラフ部分模型から発生する空力音の予測

3.1 風洞試験の概要

数値解析手法との比較・検証を行うために、図2に示すように、滋賀県米原市にある(財)鉄道総合技術研究所の大型低騒音風洞において、パンタグラフの一部分を再現した模型を幅4m×長さ8mの模型支持台車上に設置して風洞試験を行った。この模型は、幅0.9m×長さ0.1m×

高さ0.055mの舟体、鉛直から70度傾けたΦ70mmの円管からなる上枠、および舟体と上枠をつなぐ舟支えから構成されている。供試体を図2に示すなびき方向に設置した場合の主流方向を $+y_1$ 、鉛直上方を $+y_3$ 、それらに直交する方向を $+y_2$ とする。また、風洞吹出口から3m下流に位置する舟体下面中心を座標原点とし、舟体の上方(0, 0, 5m)と側方(0, 5m, 0)の2点に無指向性マイクロホンを設置し、遠方場における放射音を測定した。地面板上面から舟体下面までの高さは0.5975mである。風洞試験における主流速度 U_∞ は300km/h(=83.3m/s)であり、舟体の断面幅0.1mを代表長さ L とした場合のレイノルズ数は、 5.6×10^5 である。

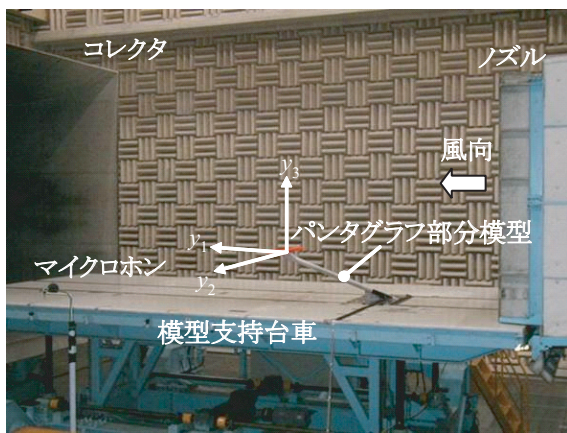


図2 パンタグラフ部分模型を用いた風洞試験の様子

3.2 非定常流れ場の計算

非定常流れ場の計算は、LES (=Large Eddy Simulation) 法を用いて、フィルタ平均化操作を施した非圧縮性Navier-Stokes 方程式と連続の式を解いて求めた。本研究では、加藤らが開発した上流化有限要素法を用いた³⁾。図3は、パンタグラフ部分模型周りの計算領域の全体図である。模型表面はすべりなしの壁境界、地面に相当する $y_3=-0.5975m$ (-5.975L)も同じくすべりなしの壁境界、 $y_1=-3m$ (-30L)が乱れなしの一樣流速の流入境界である。それ以外の $y_1=3m$

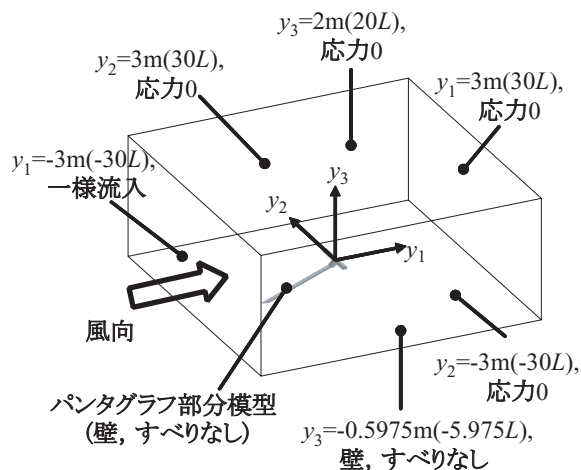
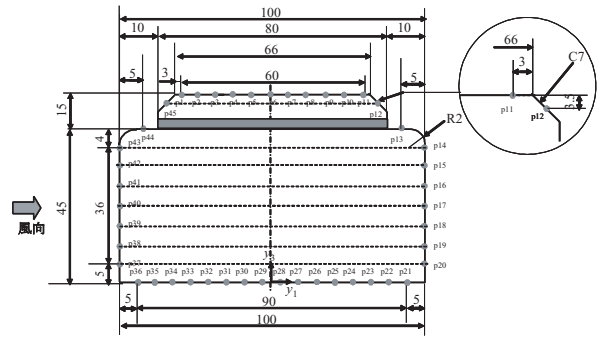
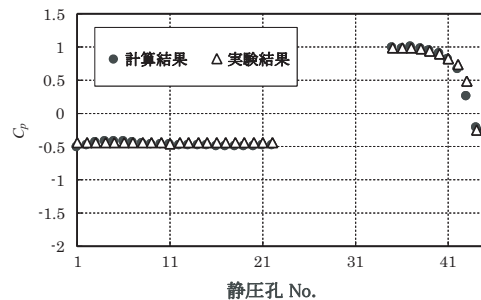


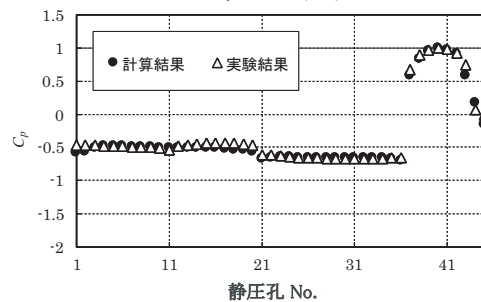
図3 パンタグラフ部分模型周りの計算領域



(a) 舟体の断面図



(b) $y_2=0m(0L)$



(c) $y_2=-0.2m(-2L)$

図4 舟体表面の平均圧力係数の比較

(30L), $y_2 = \pm 3m$ ($\pm 30L$), $y_3 = 2m$ (20L) については、応力0の条件を課す。領域全体の要素数は2,927,584個、節点数は2,996,656点である。流れが十分発達した解を初期値として、空力音の評価を始めた計算時刻を0とする。

流れ場の計算結果の妥当性の評価は、パンタグラフ部分模型の舟体表面に設けた圧力孔で測定した定常圧との比較で行った。図4は、その結果である。比較は、上枠・舟支えと干渉する左右中心断面 $y_2=0m$ (0L)と、中央部での干渉ならびに舟体左右両端部の影響を受けにくい $y_2=-0.2m$ (-2L)の断面で行った。図4(b)、図4(c)の縦軸は一樣流の動圧で無次元化した圧力係数 C_p 、横軸は、図4(a)中に示す圧力孔の番号である。なお、 $y_2=0m$ (0L)の断面で舟支えと干渉するNo.23~34は欠番である。図から、数値計算結果と風洞試験結果が、よく一致していることがわかる。

図5は、空力音の評価を行った解析時間全体のちょうど真ん中の時刻におけるパンタグラフ部分模型周りの瞬時の流線の様子を示している。流線の色は、その場所における圧力係数 C_p を示している。舟体の上下面および舟支えの両側面で剥離した流れがこれらの背後に巻き込

特集：環境技術

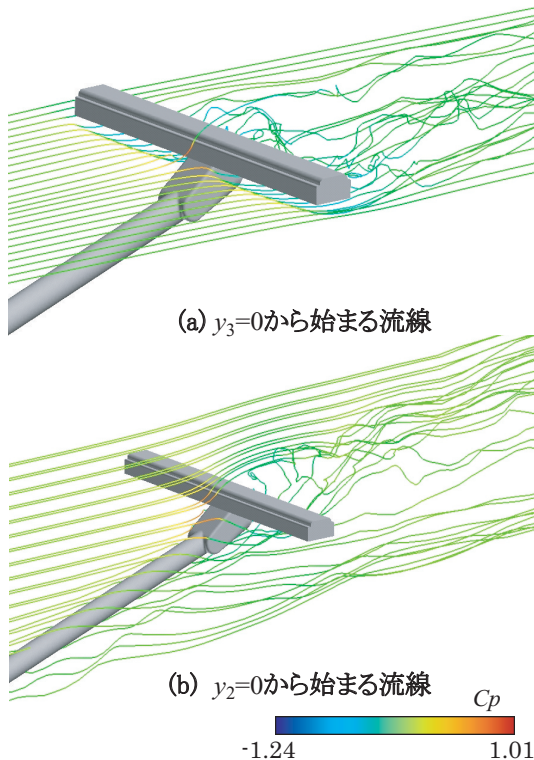


図5 パンタグラフ部分模型周りの瞬時の流線

み、強い変動が生じていることがわかる。また、舟体と舟支えの結合部付近で縦渦が発生し、その下流側で流れが大きく乱れていることがわかる。

3.3 境界要素法を用いたグリーン関数の計算

次に、観測点 \mathbf{x} を固定し、流れ場の計算に用いた格子の各点 \mathbf{y} におけるグリーン関数の計算を、境界要素法を用いて行った。

図6は、観測点 \mathbf{x} を物体の上方 $(0, 0, 5\text{m})$ に固定した場合の、地面による反射の影響を考慮したグリーン関数 $\tilde{G}^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ の実部の分布を計算した結果である。低い周波数の場合には、地面による反射の影響を考慮することでグリーン関数の値が大きくなる。これは、地面から供試体の各点までの距離が波長に比べて短く、実像による散乱波と鏡像による散乱波がほぼ同位相とみなせるために、両者が干渉した場合に強めあうためである。一方、周波数が高くなるにつれて、地面から供試体の各点までの距離が波長と同程度以下となり、干渉によって強めあったり弱めあったりするようになる。

図7は、観測点 \mathbf{x} を物体の側方 $(0, 5\text{m}, 0)$ に固定した場合の $\tilde{G}^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ の分布を計算した結果である。観測点 \mathbf{x} が物体の上方にある場合と比べて、観測点から実像までの距離と、観測点から鏡像までの距離の差が波長に比べて短いため、比較的高い周波数まで実像による散乱波と鏡像による散乱波がほぼ同位相とみなせるために、干渉して強めあうと考えられる。これについては、次節

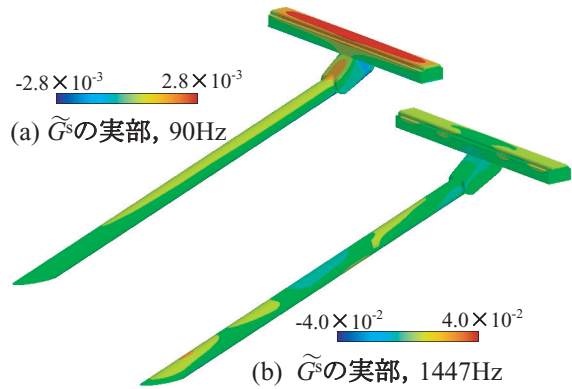


図6 地面による反射の影響を考慮したグリーン関数 \tilde{G}^s の分布
観測点 $\mathbf{x} = (0, 0, 5\text{m})$

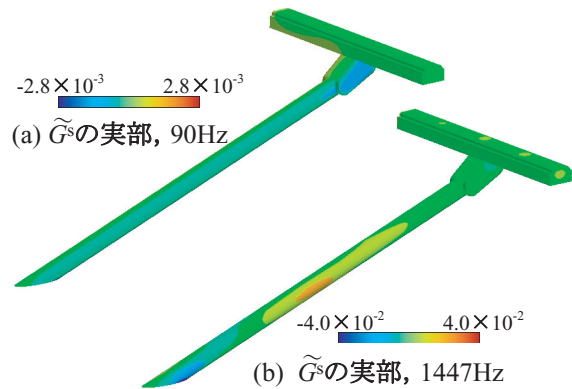


図7 地面による反射の影響を考慮したグリーン関数 \tilde{G}^s の分布
観測点 $\mathbf{x} = (0, 5\text{m}, 0)$

の遠方場における散乱音圧の評価の中でも述べる。

3.4 遠方場における放射音の推定

3.2節において10time step毎に流れ場をハードディスクに書き出し、その結果を基に、 $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}$ について、以下の条件でFFT分析を行った。

窓関数：Hanning 窓

聴感補正：FLAT

FFT データサンプリング点数 (N)：256

平均回数 (M)：計8回 (オーバーラップ0%)

周波数分解能 (d_f)： $1 / (10 \times \Delta t^* \times N) \times U_\infty / L = 90.4\text{Hz}$

周波数レンジ (f_{max})： $d_f \times N / 2 = 11.6\text{kHz}$

上記で求められた $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}(\mathbf{y}, \omega)$ およびBEMを用いて求めたグリーン関数の散乱成分の計算結果を用いて、遠方場における散乱音圧 $p_s^*(\mathbf{x}, \omega)$ を計算した。

図8は、遠方の観測点における散乱音圧の計算結果と、風洞試験結果を比較した結果である。図8(a)は上方の観測点 $(0, 0, 5\text{m})$ における比較結果を示しているが、地面による反射の影響を考慮した場合、周波数によって強めあう場合と弱めあう場合が現れ、800Hz以下の周波数では概ね風洞試験結果と同様の傾向が得られた。図8(b)

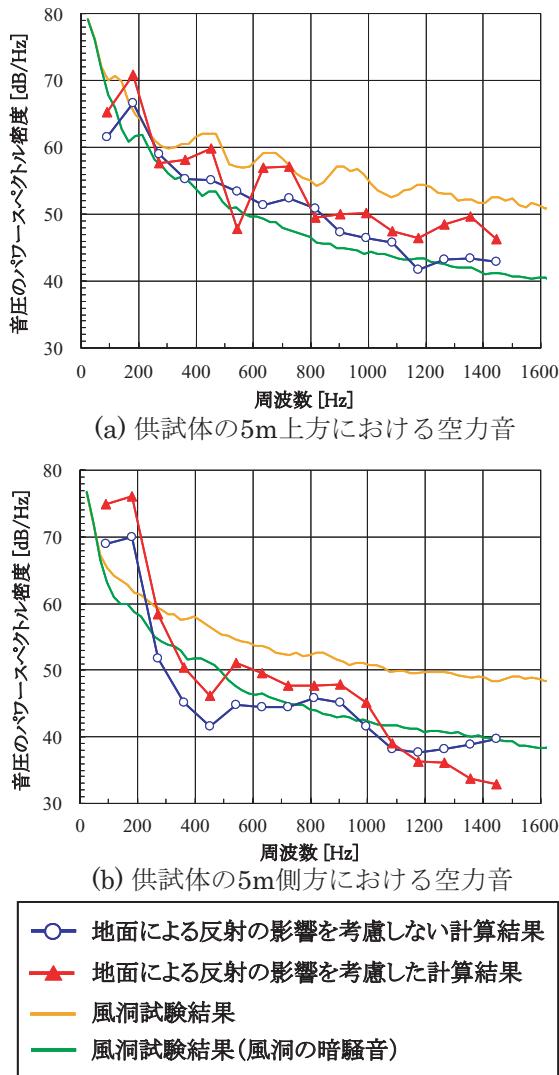


図8 遠方の観測点における空力音の比較結果

は、側方の観測点 (0, 5m, 0) における比較結果を示している。観測点が上方にある場合に比べ、音源から観測点までの行路差が小さいため、干渉の影響は緩やかになるはずであり、数値解析でも概ね同様の強弱が得られている。ただし、風洞試験では幅4m×長さ8mの有限な大きさの模型支持台車上に設置しているため、特に側方の観測点における音圧レベルに対しては、実際には地面による反射の影響は限られていたと考えられる。

3.5 散乱音源の評価

次に、散乱音源の評価を行った。地面による反射の影響を考慮した場合の散乱音源は式(19)で求められるが、これらの結果はFFT1回毎の値となるので、ばらつきが大きい。一方で、各点におけるFFT1回毎の散乱音源の結果をそのままパワー平均しても、遠方場における散乱音圧のパワー平均との数学的關係が乏しくなる。そこで、式(18)を用いて、遠方場における散乱音圧のM回のパワー平均を以下のように求める。

$$\sum_{m=1}^M \frac{1}{M} |p_a^s(\mathbf{x}, \omega)_m|^2 = \sum_{m=1}^M \frac{1}{M} p_a^s(\mathbf{x}, \omega)_m p_a^s(\mathbf{x}, \omega)_m^* \quad (20)$$

$$= \sum_{m=1}^M \frac{1}{M} \left\{ -\rho_0 \int_{\Omega_{\text{air}}} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega)_m \cdot \nabla_y \tilde{G}^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) p_a^s(\mathbf{x}, \omega)_m^* dy \right\}$$

ただし、 $p_a^s(\mathbf{x}, \omega)_m$ は m 番目の FFT の結果、 $p_a^s(\mathbf{x}, \omega)_m^*$ はその複素共役である。この時、式(20)の左辺は実数であるので、式(20)の右辺の虚部は0となるはずであり、式(20)の右辺に含まれる被積分関数の実部

$$\text{Real} \sum_{m=1}^M \frac{1}{M} \left\{ -\rho_0 (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, \omega)_m \cdot \nabla_y \tilde{G}^s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) p_a^s(\mathbf{x}, \omega)_m^* \right\} \quad (21)$$

を用いて散乱音源を評価することにした。ここで、式(20)の2行目から3行目にかけて、総和と体積分の演算順序を入れ替えているため、式(21)自体は正または負の実数値を取り得るが、この値を式(20)の3行目に従って体積分することによって、遠方場における散乱音圧のパワー平均となり、必ず正の実数値となる。そのため、式(21)は、パワー平均に対する寄与度とみなすこともでき、正の場合はパワー平均を強める方向に寄与する領域、負

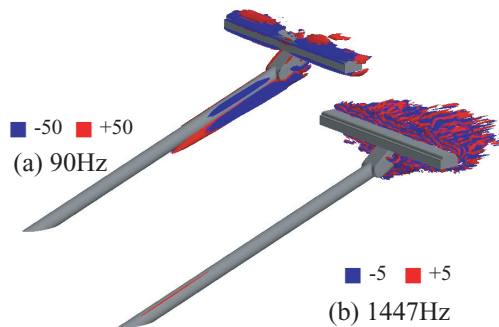


図9 地面による反射の影響を考慮した散乱音源の等価面の分布
観測点 $\mathbf{x} = (0, 0, 5m)$

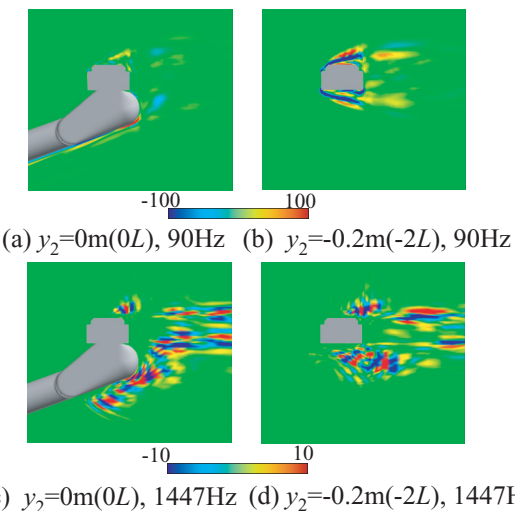


図10 地面による反射の影響を考慮した散乱音源の舟体近傍の分布
観測点 $\mathbf{x} = (0, 0, 5m)$

特集：環境技術

の場合は弱める方向に寄与する領域となる。なお、池田ら⁴⁾は、コンパクトな二重極音源の寄与度の算出に、同様の手法を用いている。

図9は、観測点 x を物体の上方 $(0, 0, 5m)$ に固定した場合の、式(21)で定義した散乱音源 (= パワー平均に対する寄与度) の等値面を示した結果である。赤が正の値、青が同じ絶対値で負の値の等値面を示している。図10は、 $y_2/L=0$ ($y_2=0mm$) と $y_2/L=-2$ ($y_2=-200mm$) の断面における散乱音源の分布であり、上段が90Hz、下段が1447Hzの結果である。低い周波数では、舟体の上下面、舟支えの下面、上枠の下面に音源が分布していることがわかる。図5に示した流れ場の様子などから、これらの箇所は上下方向 (= y_3 方向) に大きな剥離を生じている箇所であることがわかる。一方、周波数が高くなるにつれて、舟体と舟支えの下流側に音源が分布していることがわかる。流れ場の様子から、これらの箇所は、物体表面で剥離した際に発生した比較的規模の大きな渦が、下流に流されるにしたがって次第に小さくなっている領域であり、スケールの小さな渦による周期の短い変動に

伴って空力音が放射されていると思われる。

図11、図12は、観測点 x を物体の側方 $(0, 5m, 0)$ に固定した場合の結果である。低い周波数については、舟支えと上枠の側面に音源が分布していることがわかる。図5に示した流れ場の様子などから、これらの箇所は左右方向 (= y_2 方向) に大きな剥離を生じている箇所であることがわかる。一方、周波数が高くなるにつれて、舟支えの側面に音源が分布していることがわかる。流れ場の様子から、この場所は舟体の影響を受けて流れが回り込むとともに、縦渦が形成されている領域であり、その非定常な変動によって空力音が放射されていると考えられる。

4. まとめ

本研究では、Howeの渦音理論を用いて二重極音を評価する分離解法の適用範囲を拡張し、高い周波数の音まで予測可能な数値解析手法を提案した。

適用例として、3次元的に複雑な形状であるパンタグラフの部分模型から放射される空力音の数値解析を行った。非定常流れ場の計算結果から、舟体の上下面および舟支えの両側面で剥離した流れがこれらの背後に巻き込んで強い変動を生じており、また、舟体と舟支えの結合部付近で縦渦が発生し、その下流側で流れが大きく乱れていることがわかった。遠方の観測点における空力音の予測を行ったところ、特に上方の観測点において、地面による反射の影響を考慮した場合に周波数によって強めあう場合と弱めあう場合が現れ、800Hz以下の周波数では概ね風洞試験と同様の結果が得られた。低い周波数の空力音の音源は、大きな流れの剥離を生じている付近に分布している。一方、高い周波数の場合には、交差部で生じた縦渦やスケールの小さな渦による周期の短い変動によって、空力音が放射されると考えられることがわかった。

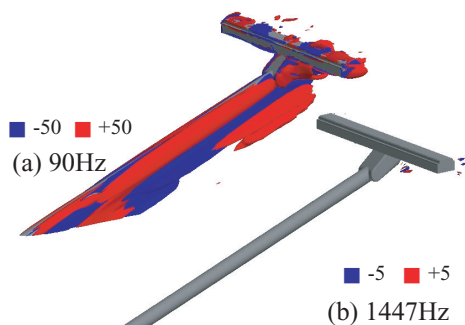
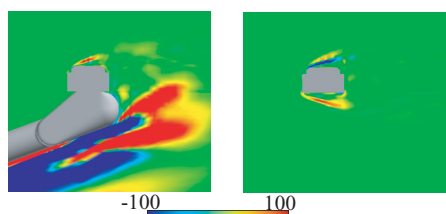
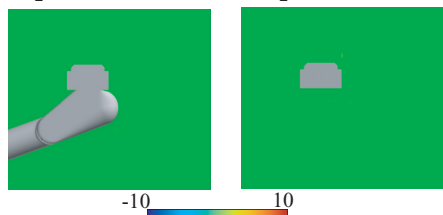


図11 地面による反射の影響を考慮した散乱音源の等値面の分布
観測点 $x = (0, 5m, 0)$



(a) $y_2=0m(0L)$, 90Hz (b) $y_2=-0.2m(-2L)$, 90Hz



(c) $y_2=0m(0L)$, 1447Hz (d) $y_2=-0.2m(-2L)$, 1447Hz

図12 地面による反射の影響を考慮した散乱音源の舟体近傍の分布
観測点 $x = (0, 5m, 0)$

謝辞

本研究を行う上で助言を賜った、東京大学生産技術研究所の加藤千幸教授に、厚く御礼を申し上げます。

文献

- 1) Howe, M.S., *Acoustics of Fluid-Structure Interactions*, Cambridge University Press, 1998.
- 2) 高石武久, 池田充: 数値計算による空力音源分布の評価法, 鉄道総研報告, Vol.17, No.11, pp.7-12, 2003
- 3) 加藤千幸: 低マッハ数の流れから発生する流体音の数値解析, 日本機械学会論文集B, Vol.71, No.711, pp.2613-2621, 2005
- 4) 池田充, 光用剛: パンタグラフから発生する低周波空力音の音源構造評価法, 鉄道総研報告, Vol.21, No.12, pp.47-52, 2007