

風洞試験における流れ場の非定常測定と音源構造の推定

宇田 東樹* 山崎 展博* 高石 武久*

Measurement of Unsteady Flow Field and Estimation of Sound Source in Wind Tunnel Tests

Toki UDA Nobuhiro YAMAZAKI Takehisa TAKAISHI

We constructed a system for the simultaneous measurement of flow field and sound pressure by time-resolved PIV (Particle Image Velocimetry) and a microphone respectively in a small-scale wind tunnel; further, we investigated the cross-correlation by applying the result of flow field to "Howe's vortex theory". The analysis of single cross-section PIV measurement for a cylindrical specimen has shown a strong cross-correlation between the sound pressure predicted by PIV and the actual sound pressure. Then, we developed a measurement system for dual-plane PIV using a polarizing technique in order to measure flow fields of two cross-sections simultaneously and consider the three dimensional distribution of sound sources. The linearity of the coherence and phase difference between two cross-sections with respect to the separation distance has been clarified.

キーワード：高速 PIV，空力音，音源構造，小型風洞，円柱

1. はじめに

高速鉄道から発生する騒音は主に、転動音や構造物音、空力音などから構成される。これらのうち、空力音は列車の走行に伴って周囲に引き起こされる空気の乱れに起因する音であり、そのパワーは列車速度の6乗に比例する。そのため、今後の列車速度向上および高速鉄道走行時の騒音に与える空力音の影響を考慮すると、空力音の低減を図ることは重要であると考えられる。

こうした空力音の評価において、風洞試験は有効な評価手法の1つであり、例えば無指向性マイクロホンやアレイ式のマイクロホンなどにより供試体からの放射音測定・騒音源の特定がなされ、車両部位別の最適形状決定をはじめ、空力音の低減に役立てられてきた。一方、これらの音響測定機器は、遠方場において観測される放射音の評価には有効であるが、その性質上、空力音の発生源である「流れ場」そのものとの直接的な関係が得られにくいという側面がある。今後、さらなる空力音の低減を図るためには空力音と流れ場との直接的な関係に着目し、より詳細に物理現象を把握しながら空力音の低減対策を進めていく必要があると考えられる。

そこで、本研究では流れ場と遠方場における放射音との相関関係を把握し、流れ場から直接的に音源別の寄与度を算出することを目的に、小型風洞を用いて測定手法

ならびに解析手法を開発した。本報告では、供試体として2次元円柱を使用した結果について報告する。

2. 空力音の評価手法

流れ場から音波が発生するメカニズムについては、1950年代に Lighthill¹⁾ が音響アナロジーを用いた理論を提唱している。その後 Curle²⁾ は、固体面による音波の散乱を考慮することで、物体表面の圧力変動から空力音の予測が可能となることを示した。また、Powell³⁾ や Howe⁴⁾ は、Lighthill 方程式中の音源項を流れ場中の渦度で記述し、空力音が渦の非定常運動により発生することを示した(渦音理論)。この渦音理論を用いて空力音を評価するには、渦の非定常運動を捉えるための高い時間分解能が求められるのみならず、音源構造の位相特性を考慮して音源項を空間積分する必要がある。そのため、実験により、渦の非定常挙動と発生する音波の関係を直接検証した研究は限られている。

本報告では、低マッハ数かつ音源の広がり音波の波長よりも小さいコンパクト近似が成り立つことを前提とし、流れ場と放射音を関連付ける予測式として、Howeの渦音理論式をもとに、解析領域が有限である場合を考慮した次式(1)を用いる⁵⁾。

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{\rho_0 r_i}{4\pi c_0 |\mathbf{x}|^2} \int \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) \left(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x}|}{c_0} \right) \cdot \nabla \varphi_i(\mathbf{y}) d^3 \mathbf{y} \quad (1)$$

ここで、 p : 流れ場から算出された音圧、 ρ_0 : 空気密度、 \mathbf{x} :

* 環境工学研究部(騒音解析)

特集：環境技術

観測点の位置ベクトル \mathbf{y} : 音源の位置ベクトル, c_0 : 音速, $\boldsymbol{\omega}$: 渦度ベクトル, \mathbf{u} : 速度ベクトル, φ_i : 物体による音響的な効果を表す項, である。これより遠方場における音圧を実験的に求めるには, 速度場・渦度場の空間分布, およびそれらの時間微分の評価が必要であることがわかる。式 (1) 中の被積分項は, 音源位置ごとの音源強度とみなすことができ, 以下の式 (2) として定義する。

$$I(\mathbf{y}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}) \left(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{y}|}{c_0} \right) \cdot \nabla \varphi_i(\mathbf{y}) \right\} \quad (2)$$

供試体として2次元円柱を使用し, y_1, y_2, y_3 座標をそれぞれ風洞の流れ方向, 鉛直方向, 円柱スパン方向と定義する (座標原点は, 円柱中心)。このとき, 式 (2) は y_2 方向に伝播する空力音のみを考慮して, 以下の式 (3) の形にて表すことができる。

$$I\left(\mathbf{y}, t + \frac{|\mathbf{y}|}{c_0}\right) = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u})(\mathbf{y}, t) \cdot \nabla \varphi_2 \right\} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \omega_3 u_1 \frac{\partial \varphi_2}{\partial y_2} - \omega_3 u_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial y_1} \right\} \quad (3)$$

ここで, φ_2 は物体の音響的な効果を表し, 円柱に対する $\nabla \varphi_2$ は, 円柱直径を D として次式 (4) のように解析的に算出できる。図1にはその空間分布を示す。

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial y_1} = \left(\frac{D}{2}\right)^2 \frac{2y_1 y_2}{(y_1^2 + y_2^2)^2}, \quad \frac{\partial \varphi_2}{\partial y_2} = \left(\frac{D}{2}\right)^2 \frac{-y_1^2 + y_2^2}{(y_1^2 + y_2^2)^2} \quad (4)$$

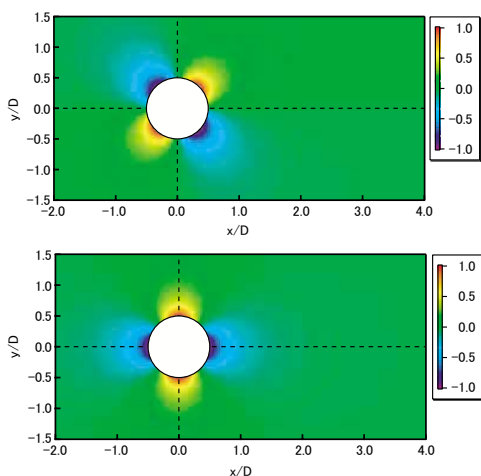


図1 $\frac{\partial \varphi_2}{\partial y_1}$ (上) および $\frac{\partial \varphi_2}{\partial y_2}$ (下) の空間分布

3. 実験装置

図2には実験時の写真, 図3には実験装置の概略図をそれぞれ示す。実験時に使用した小型風洞 (東京大学 岡本・染矢研究室) は回流式であり, 測定時の主流速度 U_∞ は 15m/s, 乱れ度は 0.7% である。供試体として用いる円柱は直径 6.0mm の薄肉のガラス製であり, 風洞ノズル側端に接続した2枚の亚克力端板によって円柱両端を固定している。放射音は, 円柱直上 300mm の位置に設置した無指向性マイクロホン (B&K Type4951) によって測定し, このマイクロホンによる実測音圧は, 主として流れ場から求めた推定音圧との比較用に使用した。



図2 測定時の様子

3.1 流れ場測定手法

流れ場の測定には, 2次元的速度分布を高時間分解能で得ることのできる高速 PIV (Time-resolved Particle Image Velocimetry, TR-PIV) を適用した。正確な音源評価には, 流れ場の三次元的な構造を捉える必要があるが, 本報告では二断面を同時に測定する測定手法によってこれを抽出することとした。

PIV 測定の光源には, ダブルパルスモードで発振できる高繰り返し Nd:YLF レーザー (NewWave Pegasus-PIV, 10mJ@1kHz) を用いた。ダブルパルス発振の時間間隔は 9μs であり, レーザーの1つの共振器あたりの繰り返し周波数は 5kHz に設定した。画像の取得は, 風洞外部の側方に設置した2台の高速度カメラ (Photron APX-RS, SA5) によって行い, 望遠レンズおよびマクロレンズ (Sigma 150mm f3.5, Nikon AF Micro Nikkor 105mm f2.8) をそれぞれ使用した。これらの高速度カメラの解像度は, サンプルレート 10kHz 時に 896 × 336pixel (実距離で 0.047mm/pixel) であり, 速度ベクトル算出の周波数は 5kHz である。座標原点は円柱中心と風洞下流の交点に設定し, 風洞下流に向かって x 軸, 鉛直上方に向かって y 軸, 円柱スパン方向に沿った方向に z 軸を設定した (それぞれ2章の添え字 1, 2, 3 に対応)。本実験におけるトレーサ粒子は, 風洞吸い込み口よりシーディングレークを介して供給し, 二断面測定時はそれぞれの断面で十分な量の粒子密度が確保できるようレークの位置を微調整しながら測定を実施した。

3.2 PIV 測定の光学系

図3 (b) には, 本実験で用いた二断面同時 PIV 測定用の光学系の配置図と光路を示す。レーザー本体から射出されたビームは, 複屈折素子によって円偏光に変換した後, 風洞無響室内へ導入し, 偏光ビームスプリッターによって相異なる偏光成分 (p 偏光, s 偏光) をもつ2つのビームに分割した。その後, それぞれシリンドリカルレンズに

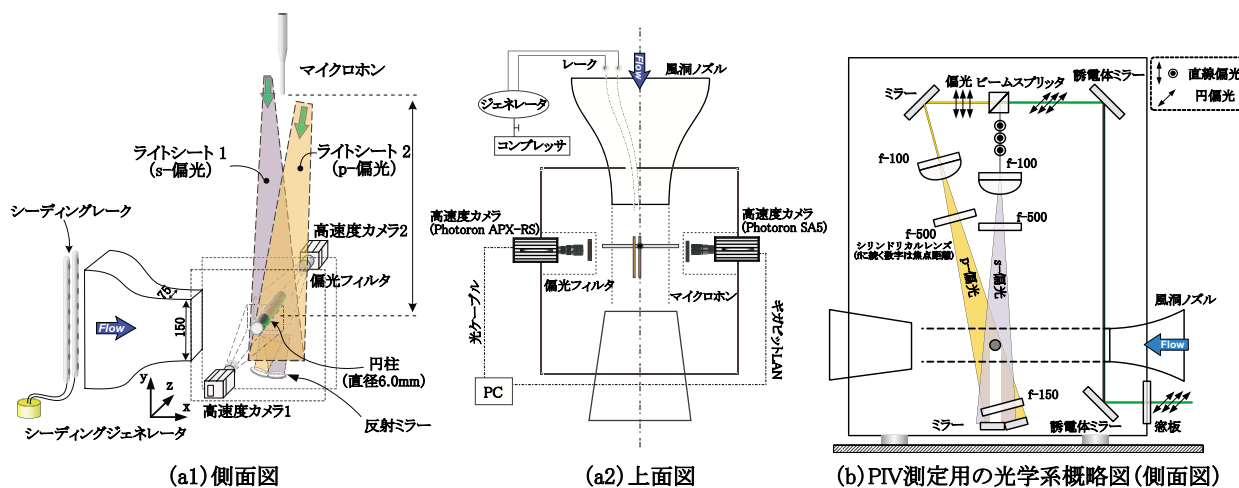


図3 実験装置の概略図

よってシート光を形成し、測定断面（固定断面および可変断面）を構成した。また、円柱裏側のレーザーの影となる領域は、円柱からの透過光のみでは光量が不足するため、図中の反射ミラーからの反射光によって再度照射されるようにした。このとき、反射ミラーのみではシート光が厚み方向に広がってしまうため、反射ミラーのほかに、シリンドリカルレンズによりシート光厚さの再調整をしている。

2台の高速カメラの直前には、偏光フィルタを設置し、それぞれの測定対象とする断面に応じて調整して不要な測定断面の光を遮断するようにした。こうすることで円柱裏側のレーザー光の影となる領域も含めて、二断面の同時測定が可能となる。また、二断面を測定するうえで、両断面の選択パターンはいくつか候補が考えられるが、スパン方向の音源構造を取り出すことを想定して、本実験では以下のようにした。

- (A) 固定断面：z軸方向の円柱中心（z=0断面）に固定
- (B) 可変断面：z=-2.0D から 4.0D まで変化

4. 測定結果と考察

4.1 PIVの解析条件

PIVの解析条件は以下の通りである。

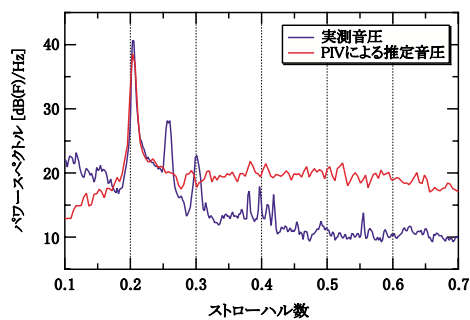
- ・検査窓サイズ：12 × 12pixel
- ・相関アルゴリズム：マルチグリッド法⁶⁾
- ・サブピクセル解析：3点ガウス法

得られる全速度ベクトル数は73 × 27=1971点であり、1回の測定で取得できるPIV画像数は950組である。これらに対して、データ長128、オーバーラップ率50%としてFFT解析を施すと、平均回数は147回となる。測定領域は、5.0D × 1.6Dである。

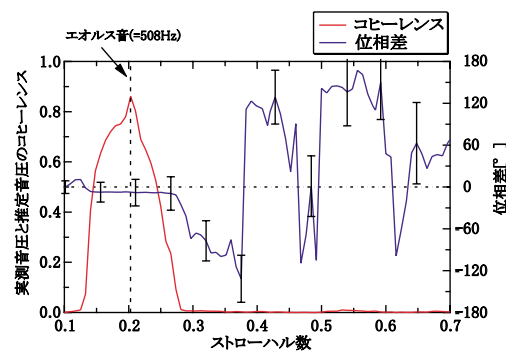
4.2 単断面の測定結果

式(2)のIをここでは「音源」と呼ぶ。図4(a)は、PIV測定結果を式(3)の ω および u に適用して音源強度Iを算

出し、それらを全測定領域で積分して遠方場の放射音を求めたものについて、マイクロホンによる実測スペクトルと比較したものである。円柱スパン方向の積分に際しては、二次元的な流れを想定し、完全に同一の音源構造で分布していると仮定した。ストローハル数 $St (=fD/U_\infty)$ は、周波数 f を無次元化した無次元数であり、円柱から発生するエオルス音では、通常、円柱直径によらず、 $St=0.2$ とほぼ一定となる。図より、音圧ピークをとるストローハル数0.2は実測音圧とPIVの結果を式(1)に適用して求めた推定音圧（以下、推定音圧）とよく一致しており、本実験および解析手法で円柱のエオルス音を正確に検出できていることが確かめられる。なお、エオルス音周波数は508Hzに対応する音波の波長は670mmであ



(a) パワースペクトル



(b) コヒーレンスおよび位相差

図4 PIVによる流れ場測定から推定した音圧と実測音圧との比較

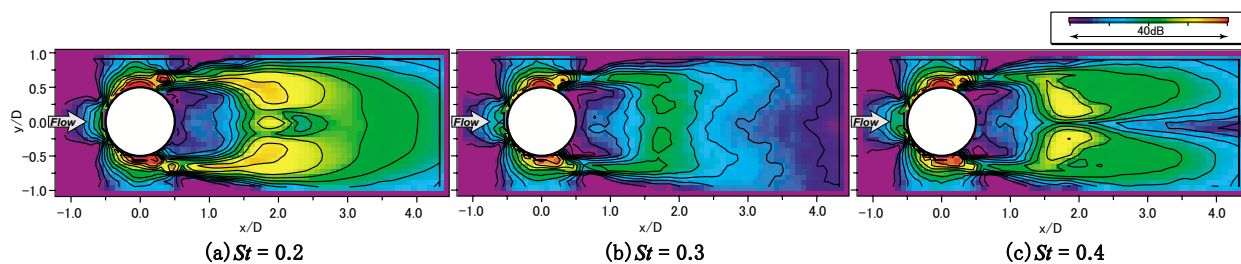


図5 PIV測定結果から推定した音源のパワースペクトル分布

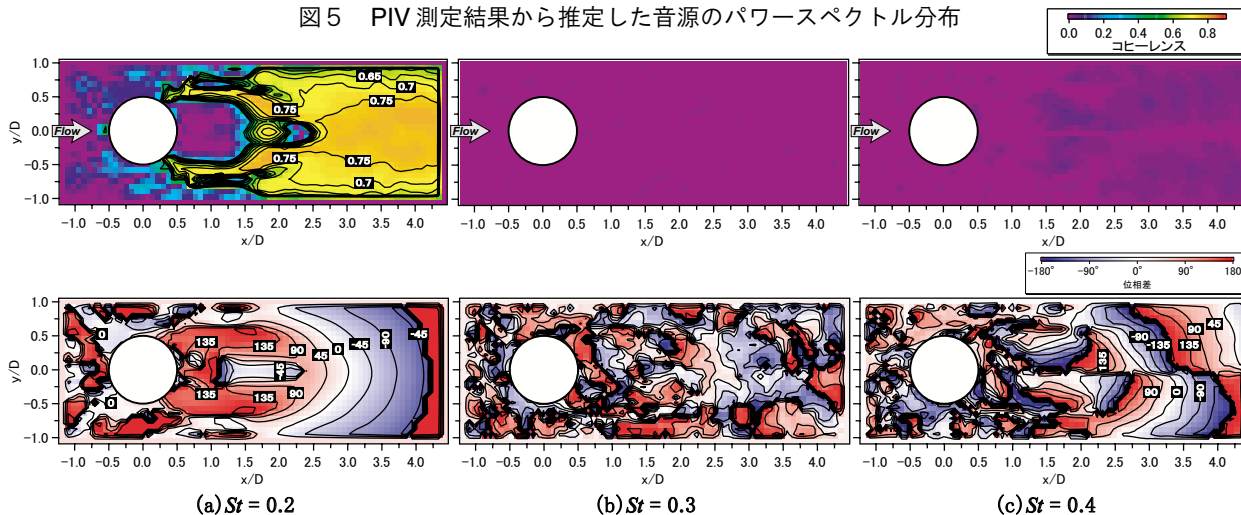


図6 PIV測定結果から推定した音源と実測音圧とのコヒーレンス（上段）および位相差（下段）

り、直径6mmの円柱周りに広がる音源分布は音響的にコンパクトと見なせる。また、図4 (b) は、実測音圧と推定音圧とのコヒーレンスおよび位相差を示したものである。位相差に関しては、PIVのサンプリング周波数に起因する誤差量もあわせて図示した。コヒーレンス値はストローハル数0.2において高くなっており、推定音圧がマイクロホンによる実測音圧と強い相関関係にあることがわかる。ストローハル数0.2における位相差は、 $\pm 20^\circ$ 程度の誤差は含むものの、0に近い値となっており、ほぼ同位相であるといえる。

図5は、音源項IのパワースペクトルをPIV測定結果から求め、異なるストローハル数0.2, 0.3, 0.4に対して、4dB刻みのコンターマップで表したものである。円柱の2つのはく離点近傍に強い音源が認められ、その強度がストローハル数（周波数）に依存していないことがわかる。 $x/D > 1.5$ の円柱下流域においては、(a)のケースのみカルマン渦の構造と合致した顕著な音源が観測されている。

図6は、マイクロホンによる実測音圧と格子点ごとに求めた音源項Iによる推定音圧とのコヒーレンスおよび位相差をコンターマップとして示したものである。コヒーレンス値のストローハル数依存性についてみると、ストローハル数0.2以外ではコヒーレンス値は全体的に小さくなっている。位相差についても同様で、ストローハル数0.2における円柱後流の位相分布は規則的で実測音圧との強い相関性が示唆されている。また、円柱のはく離点近傍でも位相差がほぼ揃っていることがわかる。

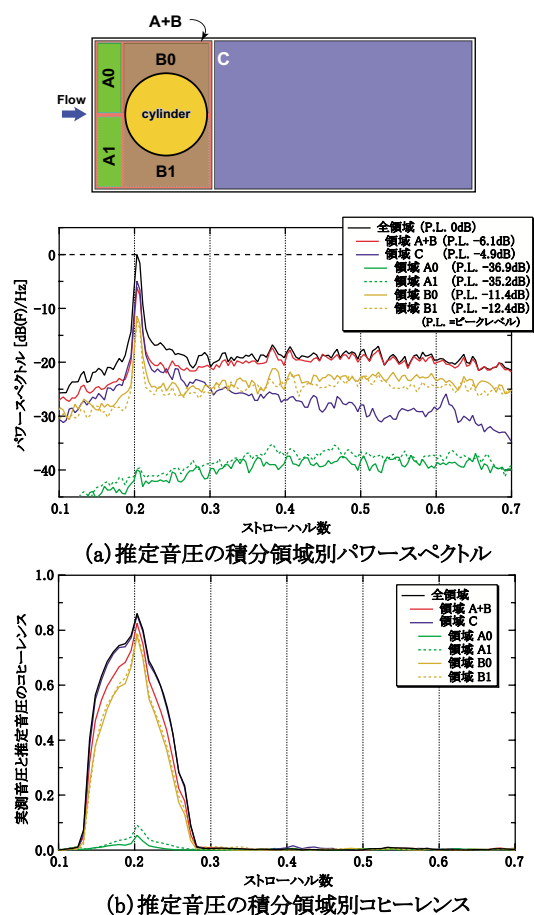


図7 区分した積分領域の概略図と区分領域別のパワースペクトルおよびコヒーレンス

次に、図5および図6の結果から、空間的な音波の打ち消し合いについて考察する。音源のパワースペクトル解析結果である図5(a)からは、円柱の両はく離点近傍に最も強い音源が観測されていたが、図6(a)上段の図から、実測音圧と推定音圧とのコヒーレンスは、はく離点近傍では小さいことがわかる。図6は、各格子点の音源による推定音圧と実測音圧との相関を格子点ごとに示したものであるが、円柱の両はく離点近傍の相関が小さいのは、この領域における音源の周波数依存性が小さく、格子点単独の推定音圧としては多数の周波数成分が重畳した信号となっているためと考えられる。一般に、空力音は、音源領域における音波が互いに打ち消しあった結果、最終的に残った成分と考えられ、単独の格子点における音源項の評価のみでは空間的な音波の打ち消し合いを正確に評価できない可能性がある。そこで、円柱まわりの領域を図7に示すような5つの区分領域(A0, A1, B0, B1, C)に分け、それぞれを空間的に積分した結果の推定音圧を比較することで音波の打ち消し合いについて検証した。これより、図6の実測音圧とのコヒーレンス分布では、円柱のはく離点近傍領域B0および領域B1は顕著なコヒーレンス値は示さなかったにも関わらず、近傍領域を積分した結果のスペクトルでは $St=0.2$ でB0, B1ともに同程度の強いピークが出るようになることが確かめられる。これは、はく離点近傍のB0, B1には周波数依存性の小さい広帯域の空力音が音源として分布するが、それぞれの領域内において空間的にキャンセルする成分が存在し、結果的に円柱のエオルス音に相当する $St=0.2$ の空力音がピークとして観測されることを示している。この現象は、空間的に音波が打ち消し合った結果、残った成分が遠方場において音として観測されるという空力音の発生を実験的に示すものである。また、図6のコヒーレンスの結果における $St=0.3, 0.4$ については、空間積分した後の図7(a), (b)の両方で強いピーク値が認められないことから $St=0.2$ のはく離点近傍における結果と異なり、

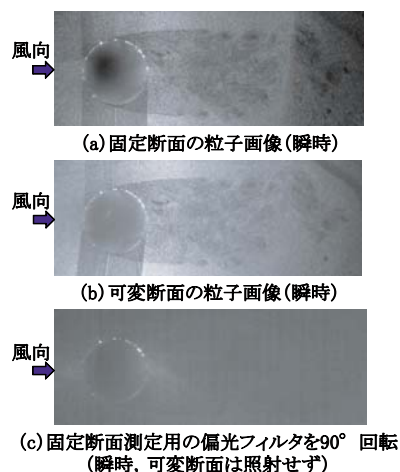


図8 同位置に照射した二断面の粒子画像

ここには顕著なピーク音は含まれていないと考えられる。

4.3 二断面の同時測定結果

3.1節で述べたように、正確な音源評価には、流れ場の三次元的な時系列構造を捉える必要があるが、現時点では空力音の評価に十分な精度でそれらを測定することは難しい。そこで、ここでは円柱スパン方向のある二断面について、流れ場および音源構造を同時測定し、それらを利用して遠方場音圧を算出した。本報告では、二断面間のコヒーレンスおよび位相構造を中心に述べる。

4.3.1 二断面のPIV画像

図8(a), (b)には、固定断面と可変断面ともに $z=0.0D$ にセットした状態で、それぞれの断面を2台のカメラで同時測定して取得した画像を示す。2章で述べたように、高速度カメラの手前に設置した偏光フィルタは、非測定断面のシート光を遮断し、それぞれの測定断面のみのシート光を透過するように調整してある。図8(c)は、両断面が光学的に分離できていることを示すために、可変断面へのシート光照射は行わず、かつ固定断面の偏光フィルタを90°回転させて非測定対象のシート光が遮断できているかを確認したものである。これより、明確なシーディング粒子は消失しており、本手法における二断面の分離手法が有効であることが確かめられる。

4.3.2 スパン方向のコヒーレンスと位相

図9は二断面間の距離 Δz を変えながら測定した結果について、二断面間のコヒーレンスと位相差を示したものである。表示しているのは、いずれもストローハル数0.2の結果である。 Δz が離れるほどコヒーレンス値は低下

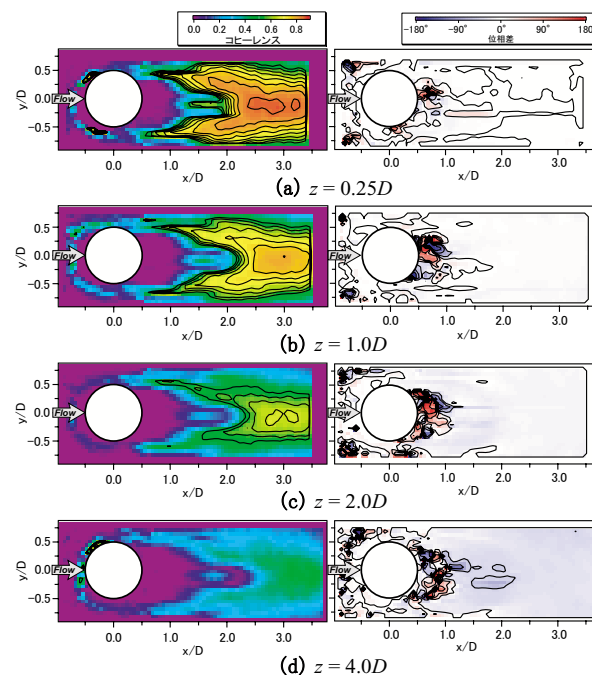


図9 $St = 0.2$ における二断面間のコヒーレンス(左)および位相差(右)

特集：環境技術

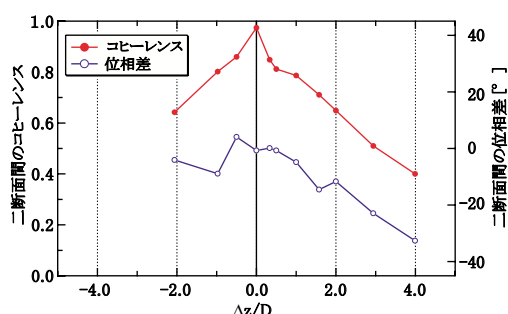


図10 Δz の変化に対する音源のコヒーレンスおよび位相差変化 ($St = 0.2, x/D = 3.0, y/D = 0.0$)

表1 推定音圧に関するエオルス音ピークレベルの比較

算出方法	ピークレベル
マイクロホンによる実測値	40.7 dB
単断面のPIVによる推定値	38.6 dB
二断面のPIVによる推定値	36.4 dB

※ 円柱スパン方向の位相差変化は図10を使用

し、 $\Delta z = 4.0D$ のときには最大で0.5程度となることわかる。位相差に関しては、 $\Delta z = 0.25D$ のときには円柱後流でほぼ一様に 0° となっているが、 Δz が増加するにつれて負方向にシフトしていき、 $\Delta z = 4.0D$ では -30° となる。これらの結果から、円柱スパン方向の音源構造は、円柱のスパン方向中心が最も早く、円柱端板に近づくほど遅くなるような位相構造になっていると考えられる。

図10には、 $x/D = 3.0, y/D = 0.0$ (コヒーレンスのピーク位置) の位置におけるコヒーレンスと位相差を二断面間距離 Δz の関数として示した。コヒーレンスおよび位相差は、 Δz に関してほぼ線型に変化しており、特にコヒーレンスに関しては $\Delta z = 0$ を中心とした対称性が明確に出ていることがわかる。表1には、図10にて得られたスパン方向(z 方向)の位相特性をもとに、エオルス音のピークレベル推定を試みた結果を示す。図10の位相差変化は $St = 0.2$ のものであり、これを代表値として全周波数に適用しているため、ここではエオルス音の発生周波数のみ比較した。「単断面のPIVによる推定値」は、円柱スパン方向の位相差特性を考慮せず、位相差が完全に揃っていると仮定して積分したものである。スパン方向の位相差特性を考慮した二断面の解析結果では、エオルス音ピークについて2.2dBの減少がみられた。これは円柱スパン方向の位相差特性を考慮に入れたことにより、スパン方向で音源の打ち消し合いが発生したためであり、三次元性がより顕著な供試体に適用するとより大きな差となって現れると考えられる。

5. まとめ

空力音の発生メカニズムに関する知見を実験的に得るために、小型風洞において、高速PIVによる流れ場測定およびマイクロホンによる放射音測定を同時に行う実験システムを構築し、両者の相関関係について調べた。PIV

測定に関しては、レーザーの偏光特性を利用して二断面の同時測定手法を確立し、供試体として用いた円柱のスパン方向コヒーレンスおよび位相差特性を求めた。その結果、単断面の測定から、以下のことがわかった。

- (1) 流れ場から推定した空力音が、円柱のエオルス音発生周波数に相当するストローハル数0.2において、実測音圧と強い相関関係にあることを示した。
- (2) 円柱のはく離点近傍において、ストローハル数依存性の低い広帯域の強い音源が認められた。
- (3) 遠方場において寄与度の大きい空力音源を同定するには、流れ場の空間的なパワースペクトル解析およびマイクロホンとのコヒーレンス分布の両者を活用することが有効である。
- (4) 円柱のはく離点近傍に関して、ストローハル数0.2以外の音源は空間的にキャンセルし、結果としてストローハル数0.2の音源が残る様子を実験的に示した。さらに、二断面の測定結果より、以下の知見が得られた。

謝辞

本研究は、豊橋技術科学大学 飯田教授および東京大学 岡本教授・染矢准教授との共同で実施した。関係各位に厚く御礼申し上げます。

文献

- 1) Lighthill, M.J., "On sound generated aerodynamically I," Proc. the Royal Society A, 211 No.1107, pp. 564-587, 1952.
- 2) Curle, N., "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," Proc. the Royal Society A, 231 No.1187, pp. 505-514, 1955.
- 3) Powell, A., "Theory of vortex sound," Journal of the Acoustical Society of America, 36, pp. 177-195, 1964.
- 4) Howe, M.S., "Contribution to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute," Journal of Fluid Mechanics, 71, pp. 625-673, 1975.
- 5) Takaishi, T., Ikeda, M., and Kato, C., "Method of evaluating dipole sound source in a finite computational domain," Journal of the Acoustical Society of America, 116, No.3, pp. 1427-1435, 2004.
- 6) Willert, C., "Stereoscopic particle image velocimetry for application in wind tunnel flows," Meas. Sci. Tech., 8, pp. 1465-147, 1997.