

平板列まわりの流れに平板間の音響共鳴が及ぼす影響

Effects of acoustic resonance on flows around a cascade of plates

- 横山博史, 豊橋技科大, 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1, E-mail: h-yokoyama@me.tut.ac.jp
飯田明由, 豊橋技科大, 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1, E-mail: iida@me.tut.ac.jp
Hiroshi Yokoyama, Toyohashi University of Technology, 1-1, Hibarigaoka, Tempaku, Toyohashi, Aichi
Akiyoshi Iida, Toyohashi University of Technology, 1-1, Hibarigaoka, Tempaku, Toyohashi, Aichi

To clarify the effects of acoustic resonance on flows around a cascade of flat plates, direct simulations and experiments were performed. The Reynolds number based on the chord length and the freestream velocity is 8.7×10^4 . The separation-to-thickness ratio s/d is 6.0. The results show that large-scale vortices composed of fine-scale vortices are shed from the downstream edges of the plates. When the acoustic resonance occurs, the coherence between the velocity fluctuations in the wake of a plate and that of the neighboring plate becomes higher. This means that the synchronization of the shedding of the vortices occurs in the wakes of the neighboring plates. The mode of the synchronization is an anti-phase mode. As a result, the standing waves generated between plates are reinforced.

1. 諸言

図 1 に示したような平板列まわりの流れからは、しばしば非常に強い音が発生する。こうした形状は、自動車のフロントグリル、熱交換機、高層建築のルーバーなど様々な場所に見られ、その騒音が問題となっている。

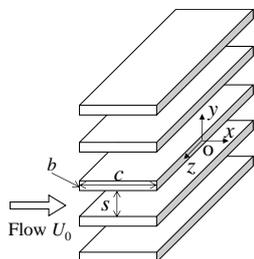


Fig. 1 Configurations of flows around a cascade of flat plates.

柱状物体列まわりの流れに関しては、多くの研究がなされており、Bearman and Wadcock⁽¹⁾は流れに直行して並んだ 2 つの円柱を対象として、円柱間の距離 s を変化させ、それぞれの円柱からの渦放出による速度変動を同時に熱線により測定し相関を調べた。円柱直径に基づくレイノルズ数 Re_d は 2.5×10^4 であり、後流は乱流となっている。その結果、 $s/D = 4.0$ では相関が見られず、 $s/d = 1.33$ まで近づけると高い相関を示し、この際 2 つの円柱からの渦放出の位相は 180° ずれたモード (anti-phase mode) となることがわかっている。

一方、平板列まわりの流れから発生する音に関しては、Parker⁽²⁾が、特定の流速で大きくなることを明らかにし、これは前述の純粋な流体力学的な相互作用によるものではなく、平板からの渦放出と平板間の音響共鳴が連成するためであることを明らかにしている。しかしながら、これまでの研究では、音響共鳴が渦構造などの流れ場に及ぼす影響は明らかにされてこなかった。本研究では、流れと音の直接計算および風洞実験を行い、平板列まわりの流れにおいて音響共鳴が流れ場に及ぼす影響を明らかにすることを目的とする。

研究の対象とした平板列は、実際の自動車のフロントグリルの形状を参考にし、平板長さ $C = 30$ mm、平板厚み $b = 2$ mm とした。平板列の平板間距離 s は 12 mm とした。共鳴時 (主流速度 $U_0 = 44$ m/sec) の平板長さに基づくレイノルズ数は 8.7×10^4 、平板厚さ b に基づくレイノルズ数は 5.8×10^3 となる。本研究では、平板枚数 $N = 5$ において、共鳴条件の主流速度 $U_0 = 44$ m/sec および非共鳴条件として $U_0 = 30, 60$ m/sec について流れと音の計算をおこない、

共鳴が流れ場・音場に及ぼす影響を明らかにした。さらに、 $N = 1$ の単独平板の条件においても、 $U_0 = 44$ m/sec において計算をおこない、平板列との比較をおこなった。

2. 計算手法

本研究では、3次元圧縮性Navier-Stokes方程式を用いて、6次精度 (境界では4次精度) のコンパクト差分法⁽³⁾およびレンゲクッタ法を用いて、流れと音の直接計算をおこなった。計算手法の詳細については文献(4)を参考にされたい。

計算格子の解像度は、平板近傍においては、平板厚みを 21 点で解像しており $\Delta y = b/20 = 0.1$ mm となっている。スパン方向の計算領域長さは 30 mm であり、平板まわりの流れで現れる微細渦構造を捉えるため、スパン方向には 121 点の格子を用いている。ここで、スパン方向とは図 1 における z 方向であり、流れ方向に x 軸、 x 軸および z 軸に垂直な軸を y 軸とする。原点は、中心の平板後縁上の計算領域のスパン方向中心においた。また、 $x - y$ 断面において、平板列中心 ($x/b = -7.5, y = 0$) からの距離 100 mm の範囲内においては、ピーク性音の基本周波数の 4 倍の周波数の音波に対しても 1 波長あたり 10 点以上の解像度となっており、本計算手法を用いることで、音の伝播に関しても十分捉えることができる。

計算において、実験での音圧計測点 $\mathbf{x}_2 = (x = 0, y/b = 215)$ での音圧を予測する際は、平板列の $x - y$ 断面の中心位置 ($x/b = -7.5, y = 0$) を中心とした半径 100 mm の z 方向に軸をもつ円柱面における音圧変動 p を計算結果より取得し、式 (1), (2) から Curle⁽⁵⁾の式を用い予測をおこなった。

$$L_{ij} = p \delta_{ij} \quad (1)$$

$$4\pi p'(\mathbf{x}_2, t) = \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[L_{ij}(\mathbf{x}_1, \tau) \frac{\hat{\mathbf{r}}_i \hat{\mathbf{r}}_j}{r} \right]_{\text{ret}} dS(\mathbf{x}_1). \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{r} = \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1$, $r = |\mathbf{r}|$, $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$, \mathbf{n} は面 S の外向き単位法線ベクトルを、添え字 ret は遅延時間 $\tau = t - r/c_0$ の考慮を表す。

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 10 \log_{10}(L/L_s) (L_c(f) \leq L_s), \quad (3)$$

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 20 \log(L_c(f)/L_s) + 10 \log(L/L_c(f)) (L_s < L_c(f) \leq L), \quad (4)$$

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 20 \log(L/L_s) \quad (L_s < L_c(f)) \quad (5)$$

ただし、計算領域のスパン方向長さ $L_s = 30 \text{ mm}$ であるが、実験の平板スパン方向長さは $L = 150 \text{ mm}$ であるため音圧レベルの補正が必要になる。ここでは、加藤ら⁶⁾の手法を参考とし、音源と考えられる平板後流における渦構造の y 方向速度 v の変動についてスパン方向に距離 Δz だけ離れた 2 点間でのコヒーレンス関数 γ^2 を求め、 γ^2 の値が 0.5 になるスパン長を等価相関長 $L_c(f)$ とし定義した。ここでは、速度変動が強く観測された ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) の位置での γ^2 を求めた。求めた等価相関長 $L_c(f)$ を用い、式(3)~(5) のように、前述したように Curle の式⁵⁾で予測した $SPL_s(f)$ から音圧レベル $SPL(f)$ を算出した。また、解析領域内で、コヒーレンス関数が 0.5 以下にならない場合は、解析領域端の値を外挿して、相関長を求めた。ただし、本論文で述べる条件においては、相関長が実験のスパン方向長さ L より大きくなることはなく、式(3)、(4)のみを用いた。

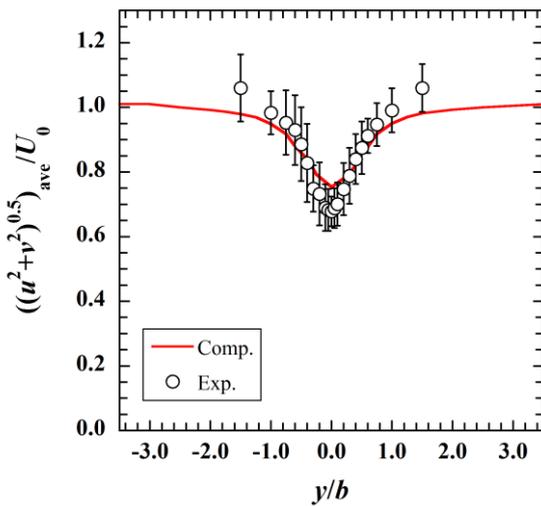


Fig. 2 Predicted and measured mean velocity ($x/b = 2.5, N = 5, U_0 = 44 \text{ m/sec}$).

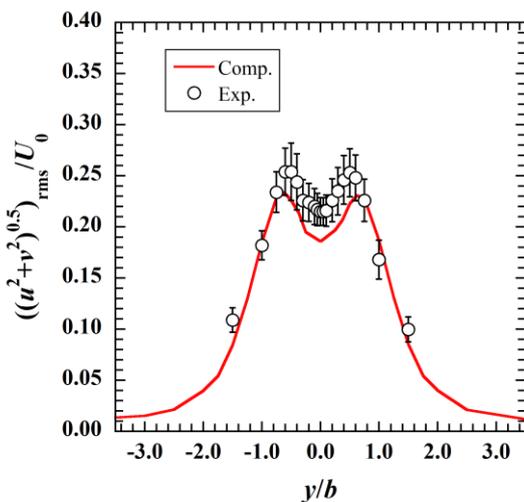


Fig. 3 Predicted and measured turbulent intensity ($x/b = 2.5, N = 5, U_0 = 44 \text{ m/sec}$).

3. 計算精度の検証

3. 1 流れ場

図 2 には、 $N = 5, U_0 = 44 \text{ m/sec}$ において、平板後流 ($x/b = 2.5$) に

おける平均速度分布について、本計算結果と風洞実験において熱線により測定されたものとのを示す。なお、実験においては 30 sec の測定をおこない平均をおこなっているが、計算では 27 msec 分のデータのみで平均をおこなっている。ここでは、実験の測定データを用いて、27 msec 間で平均をおこなった場合における値のばらつきとして実験値にバーを付け加えた。計算値は、このばらつきの範囲に概ね収まっており、正しく平均速度場を再現できていると考えられる。

また、図 3 には、前述のラインにおける平均乱流強度について示す。平板の厚さ方向中心の $y = 0$ 付近において、計算値は若干過小に予測しているが、概ね実験値と一致した値を持つことがわかる。

図 4 には、平板後流 ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) での、速度変動の周波数スペクトルを示している。計算におけるスペクトルは時間方向に 20 回程度平均をおこなっており (実験では 19000 回程度)、スパン方向にも平均をおこなっている。また、周波数解像度は計算・実験ともに $\Delta St = 0.014$ である。計算・実験どちらの結果においても、本研究で対象とするピーク性の空力音発生周波数である $St = 0.2$ 近傍でピークが見られ、速度変動においても、この周波数で大きなエネルギーを持っていることがわかる。また、実験と計算のピークのレベルは良く一致しており、計算においてピーク音の発生に関連する流体変動を正しく捉えることができていると考えられる。

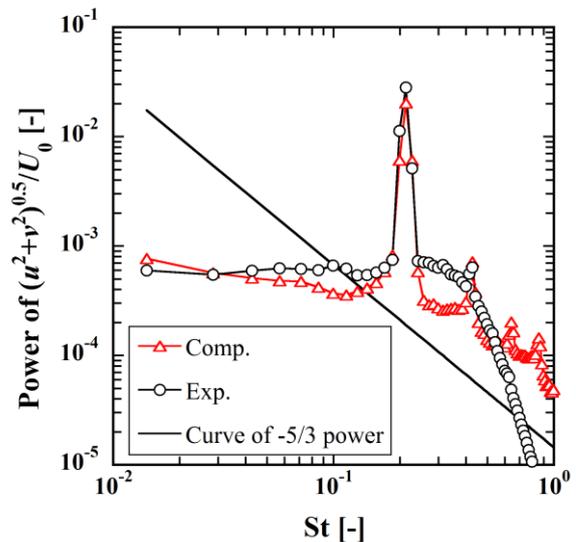


Fig. 4 Predicted and measured power spectra of velocity ($x/b = 2.5, y/b = 0.5, N = 5, U_0 = 44 \text{ m/sec}$).

3. 2 音場

図 5 には、 $N = 5, U_0 = 44 \text{ m/sec}$ の条件において、計算により予測された音圧スペクトルを実験値とともに示す。両者のピーク周波数およびピーク音圧レベルは良く一致しており、平板列から発生する音を計算においてを正しく予測できていると考えられる。

図 6 は、主流速度とピーク音の音圧レベルの関係を示す。ここで、ピーク音の音圧レベルとは、音圧スペクトルにおいて音圧レベルのピーク値からの差が 10dB 以内である周波数帯域を積分し算出したものである。図 6 より、実験・計算ともに主流速度 44 m/sec 付近において極大値を持っていることがわかる。また、計算による予測値を実験値と比較すると、共鳴時 $U_0 = 44 \text{ m/sec}$ では音圧を若干過小に予測しており、非共鳴時 $U_0 = 30, 60 \text{ m/sec}$ においては、音圧を過大に予測していることがわかる。これらの誤差要因については今後の検討課題であるが、前述したように、実験と同様に $U_0 = 44 \text{ m/sec}$ で極大を持っていることから、計算において

も共鳴時・非共鳴時の音場の差異は定性的には再現できていると考えている。

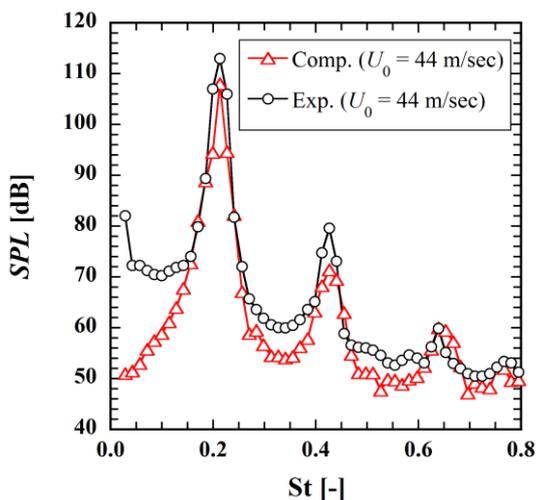


Fig. 5 Predicted sound pressure spectrum and measured that ($x = 0, y/b = 215, N = 5, U_0 = 44 \text{ m/sec}$).

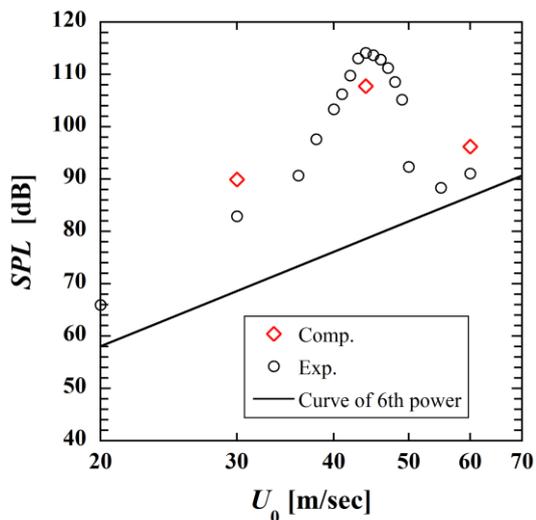


Fig. 6 Effects of velocity on sound pressure levels of tonal sound for $N = 5$ at ($x = 0, y/b = 215$).

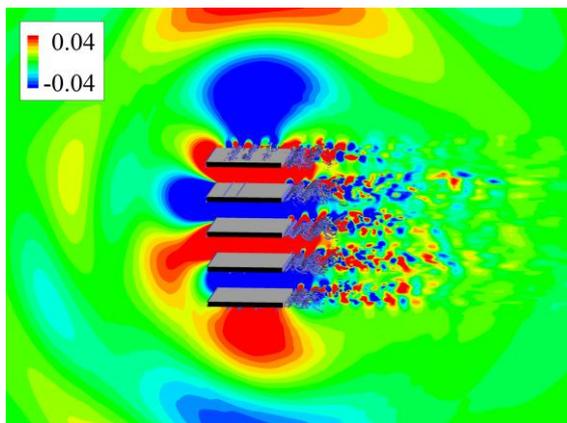


Fig. 7 Iso-surfaces of second invariant ($Q/(U_0 b)^2 = 1.0$) and fluctuation pressure $p'/(0.5\rho U_0^2)$ for $U_0 = 44 \text{ m/sec}$.

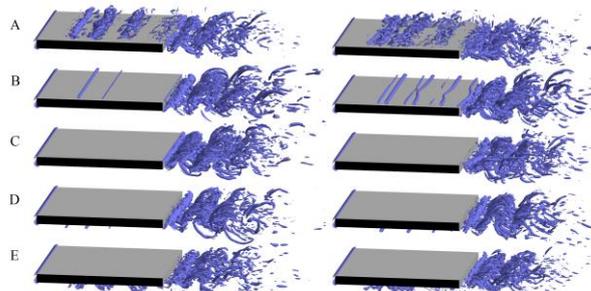


Fig. 8 Iso-surfaces of second invariant ($Q/(U_0 b)^2 = 0.5$) for $U_0 = 44 \text{ m/sec}$ (left) and 60 m/sec (right).

4. 結果

4. 1 瞬時の流れ場・音場

図 7 に, $U_0 = 44 \text{ m/sec}$ の流れ場について, 第二不変量の等値面および変動圧力を示す。ここで, 変動圧力とは, 圧力から各点の平均圧力を差し引いたものである。第二不変量の等値面より, 平板列後流には活発な渦構造が存在することがわかる。また, 変動圧力は上下に伝播しており, 音波が上下方向に指向性を持ち伝播していることがわかる。

図 8 に, $U_0 = 44, 60 \text{ m/sec}$ の流れ場について, 第二不変量の等値面により渦構造を示す。なお, ここでは図のように, 各平板を平板 A, B, C, D, E と呼ぶことにする。

平板面上の渦構造に関しては, 共鳴時 ($U_0 = 44 \text{ m/sec}$), 非共鳴時 ($U_0 = 60 \text{ m/sec}$) どちらの条件においても, 外側の平板 A, E の面近傍においては渦構造が広い範囲で見られるが, 内側の平板 C, D, E の面近傍では, 渦構造はあまり見られない。これは, 外側の平板面では前縁において流れが大きくはく離し, 流れが不安定になり渦が発生しやすくなる一方で, 内側の平板面では, 前縁での流れのはく離が小さく, 平板に沿った流れとなるためであることを確認している。

平板後流においては, どちらの条件においても細かい渦構造が集まり z 方向に軸を持つ大規模な渦構造を形成し, そうした渦構造間に縦渦が存在していることがわかる。

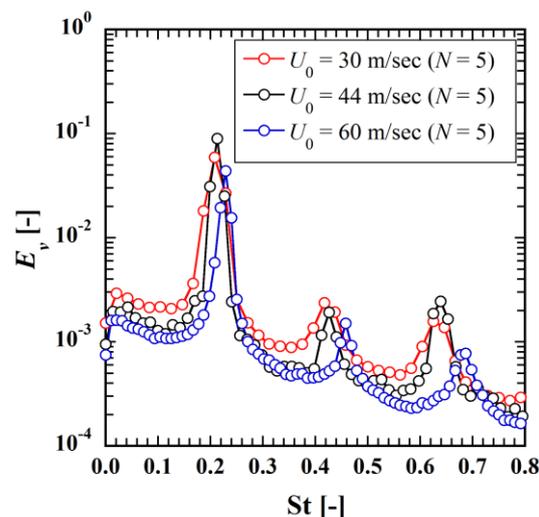


Fig. 9 Power spectra of velocity v ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) for $U_0 = 30, 44$ and 60 m/sec .

について、後流 ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) の速度スペクトルを比較している。単独の平板にくらべ、共鳴の生じている平板列ではピークレベルの上昇が顕著である。

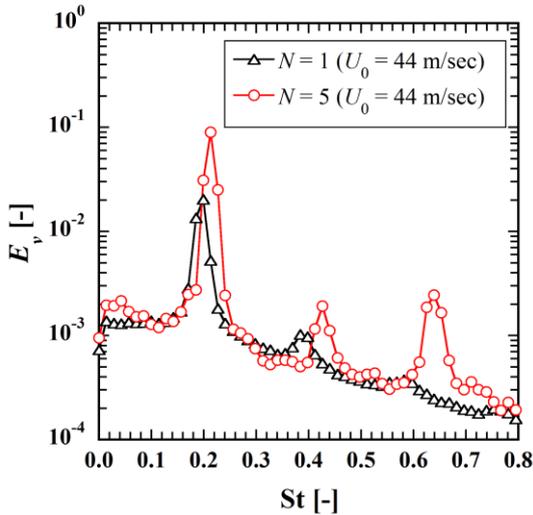


Fig. 10 Power spectra of velocity v ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) for $N = 1, 5$ ($U_0 = 44$ m/sec).

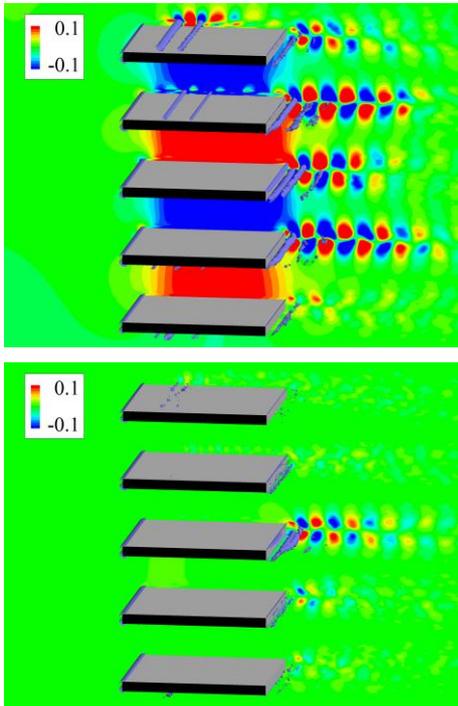


Fig. 11 Iso-surfaces of second invariant ($Q/(U_0/b)^2 = 0.3$) and fluctuation pressure $p'/(0.5\rho U_0^2)$ for phase-averaged flow fields for $U_0 = 44$ m/sec (top) and 60 m/sec (bottom).

4. 2 音圧・速度スペクトル

図9には、 $N = 5, U_0 = 30, 44, 60$ m/sec の条件における平板後流 ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) の y 方向速度 v/U_0 のパワースペクトルを示す。いずれの条件においても $St = 0.2$ 近傍でピークが見られる。前述の大規模渦構造は、この周波数で平板後流において放出されていると考えられる。この周波数を今後基本周波数と呼ぶことにする。また、以下では前述の大規模渦構造を単に渦と呼ぶこととする。

共鳴時の $U_0 = 44$ m/sec の条件では、非共鳴時の $U_0 = 30, 60$ m/sec の条件よりピークのレベルがわずかに大きくなるのがわかる。このことは、音響共鳴が生じることにより、放出される渦の速度変動が強くなっていることを意味する。なお、参考のため、図10には、 $U_0 = 44$ m/sec において、単独の平板と平板列 ($N = 5$)

4. 3 位相平均した流れ場・音場

中心の平板Cの後流 ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) での y 方向速度 v をスパン方向に平均した値を基準として、計算によって得られた流れ場・音場の位相平均をおこなった。平均回数は50回程度である。

図11には $U_0 = 44, 60$ m/sec の流れ場について、位相平均により得られた結果を示す。第二不変量の等値面により渦構造を示すとともに、変動圧力の等高線を示す。共鳴時の $U_0 = 44$ m/sec においては、B~Dの平板の後流において、スパン方向に位相のそろった強い2次元的な渦構造が形成されていることがわかる。このことは、平板B, Dの後流においては、平板C後流の渦放出と同期して渦が放出していることを意味する。なお、外側の平板A, E後流での渦構造は弱く、同期が弱いことがわかる。一方、非共鳴時の $U_0 = 60$ m/sec の条件では、中心の平板Cの後流においてのみ強い渦構造が見られるが、他の平板後流では強い渦構造は見られない。これは、後述するように、中心の平板後流の渦構造と他の平板後流の渦構造が同期していないためであると考えられる。

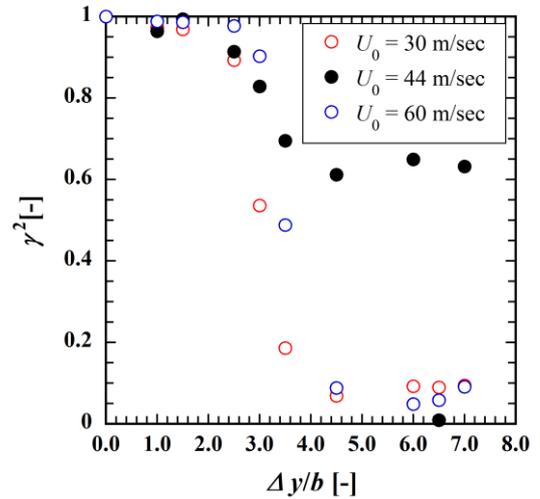


Fig. 12 Variation of coherence of v ($x/b = 2.5, z = 0$) at fundamental frequency in y direction. Reference is signal at $y/b = 0.5$.

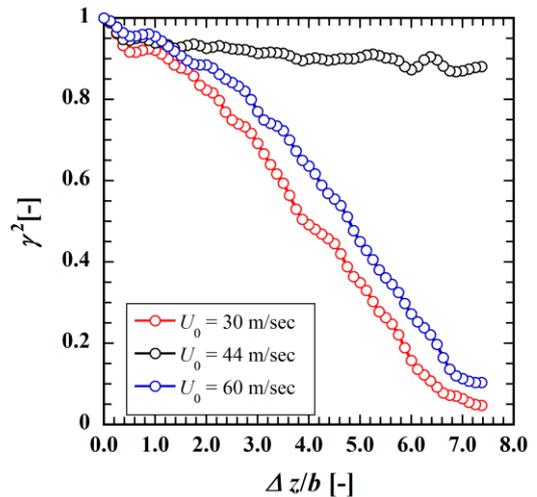


Fig. 13 Variation of coherence of v ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) at fundamental frequency in z direction. Reference is signal at $z = 0$.

4. 4 渦構造のコヒーレンス

図 12 には、 $U_0 = 30, 44, 60 \text{ m/sec}$ の条件について、平板後流 ($x/b = 2.5, z = 0$) での y 方向速度 v の基本周波数におけるコヒーレンス関数値の y 方向の分布を示す。ここで、コヒーレンス算出の基準位置は中心の平板 C 後流の $y/b = 0.5$ の位置とし、時間方向に 20 程度の平均をおこなっている。共鳴時の $U_0 = 44 \text{ m/sec}$ では、隣り合う平板の下流位置 ($\Delta y/b = 7.0$) と基準点間において高い値をもつことがわかった。このことは、共鳴時には、隣り合う平板の後流からの渦構造の放出が同期して起きていることを示す。なお、 $\Delta y/b = 6.5$ の位置で値が小さくなっているが、隣り合う平板の厚み方向中心位置に相当し、基本周波数における変動が非常に弱い位置に相当している。一方、非共鳴時の $U_0 = 30, 60 \text{ m/sec}$ では、コヒーレンス関数の値は、 $\Delta y/b > 4.0$ では 0 に近い値となっており、前述した隣り合う平板の後流における渦放出の同期は起きていないと考えられる。

図 13 には平板後流 ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) において、 $z = 0$ の点とスパン方向に離れた点との y 方向速度 v のコヒーレンス関数の値を示す。共鳴が発生しない $U_0 = 30, 60 \text{ m/sec}$ では、計算領域の端 ($\Delta z/b = 7.5$) 付近では 0 に近い値となっている。一方、共鳴が発生している $U_0 = 44 \text{ m/sec}$ では、計算領域内全体において、高いコヒーレンス関数の値をもつことがわかる。このことは、平板から放出される渦構造の位相がそろっていることを意味し、そうした渦構造からは位相のそろった音波が発生し、遠方音圧の増大に寄与すると考えられる。なお、図 14 には $U_0 = 44 \text{ m/sec}$ における、単一の平板 ($N = 1$) と平板列 ($N = 5$) まわりの流れにおける前述のコヒーレンス関数の分布を比較したものである。共鳴が生じている平板列 ($N = 5$) の場合では、単一の平板に比べ、コヒーレンス関数の値の増加が顕著である。

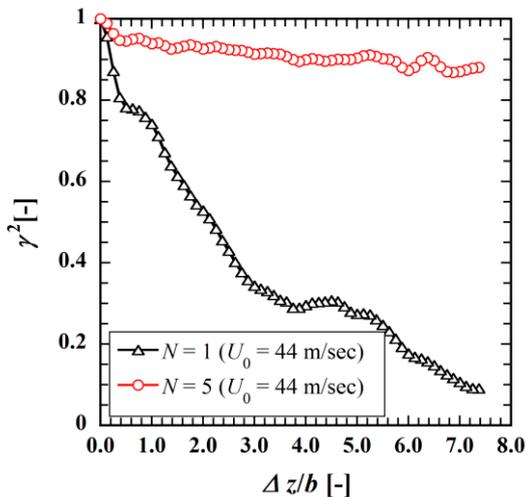


Fig. 14 Variation of coherence of v ($x/b = 2.5, y/b = 0.5$) at fundamental frequency in the z direction. Reference is the signal at $z = 0$ ($U_0 = 44 \text{ m/sec}$).

4. 5 渦構造や音波の位相関係

図 15 には、共鳴時の $U_0 = 44 \text{ m/sec}$ の条件で得られた流れ場を位相平均し、さらにスパン方向平均した流れ場の渦度の等高線を示す。平板 B~D の後流では、前述したように後流の渦放出が同期しているが、隣り合う平板後縁からの渦放出の位相関係は anti-phase になっていることがわかる。このことは、平板間から見た際には、上下の面から同時に渦が放出されることを意味する。

図 16 には同様の処理によって得られた変動圧力の等高線を示す。平板間には強い圧力変動が見られ定在波が形成されている

ことがわかる。また、図中には基本周波数で無次元化した時間も示してあるが、 $t = 0$ においては平板 B, D の上面および平板 C の下面から渦が放出しているが (図 15 の $t = 0$ 参照)、この時平板 A・B 間および平板 C・D 間において定在波の圧力が低下していることがわかる (図 16, $t = 0$ 参照)。これは、平板から渦が放出される際、渦構造が放出される面側に膨張波が発生するためであると考えられる。この音の発生機構は、角柱や円柱まわりの空力音の発生機構^(7,8)と同様である。時間 $t = 0$ において平板 C, D 間では、平板 C の下面および平板 D 上面どちらの渦放出からも膨張波が発生し重ね合うため、定在波の圧力変動の増大に寄与する。

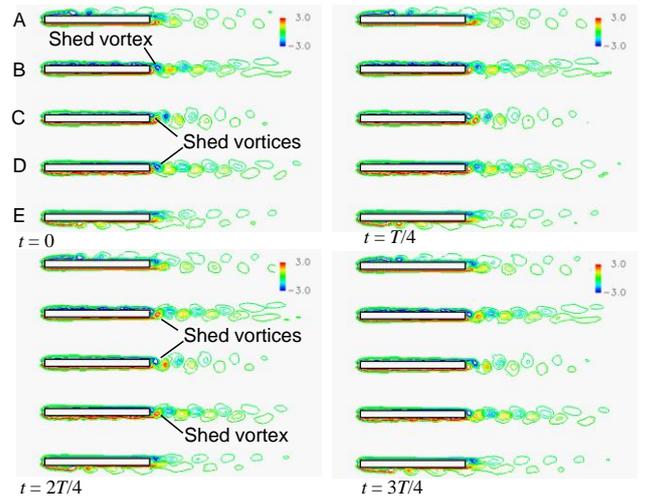


Fig. 15 Vorticity $\omega_z/(U_0/b)$ (left) for phase- and spanwise-averaged flow fields, where T is period.

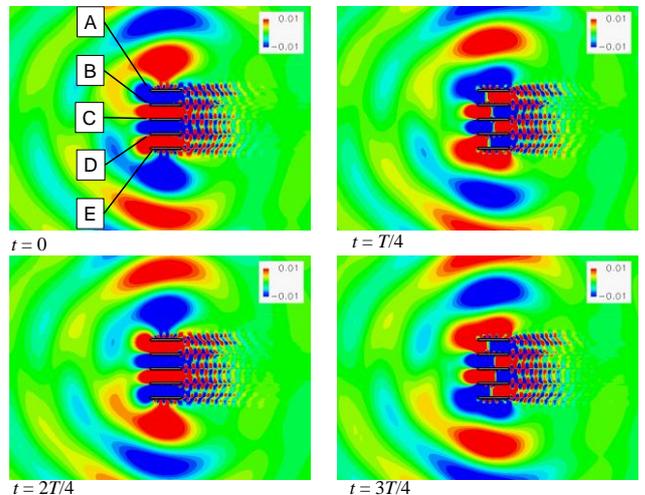


Fig. 16 Fluctuation pressure $p_i/(0.5\rho U_0^2)$ for phase- and spanwise-averaged flow fields, where T is period.

5. 結言

平板列まわりの流れにおいて、音響共鳴が渦構造に及ぼす影響を明らかにするため、圧縮性 Navier-Stokes 方程式に基づく流れと音の直接計算および風洞実験を行った結果、以下を明らかにした。

1. 共鳴時・非共鳴時どちらの条件においても、平板後流には、微細な渦構造が存在し、それらの渦構造はスパン方向に軸を持つ大規模な渦構造を形成する。
2. 共鳴時には、大規模渦構造はスパン方向に同期して放出され、スパン方向に離れた点の速度変動のコヒーレンス関数の値は単独の平板や非共鳴時の平板列に比べ大きくなる。
3. 共鳴時では、隣り合う平板からの大規模渦構造の放出が同期する。この際、隣り合う平板の後流における渦放出の位相関係は anti-phase となる。このことは平板間に形成される定在波をより強めることに寄与する。

謝辞

本研究は文部科学省科学研究費補助金 (24760134) および「次世代スーパーコンピュータ戦略プログラム」から助成を受けたものである。本論文に用いた実験データの計測をするにあたり、豊橋技術科学大学の北宮克哉君に協力頂き感謝致します。

参考文献

- (1) Bearman, P. W., and Wadcock, A. J., "The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream," *J. Fluid Mech.*, **61** (1973), 499-511.
- (2) Parker, R., "Resonance effects in wake shedding from parallel plates: Some experimental observations," *J. Sound Vib.*, **4** (1966), 62-72.
- (3) S. K. Lele, "Compact finite difference schemes with spectral-like resolution," *J. Comp. Phys.*, **103** (1992), 16-42.
- (4) Yokoyama, H., and Kato, C., "Fluid-acoustic interactions in self-sustained oscillations in turbulent cavity flows, I. Fluid-dynamic oscillations," *Phys. Fluids*, **21** (2009), 10, 105103-1-105103-13.
- (5) Curle, N., "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," *Proc. Roy. Soc. (London) A* 231 (1955), 505-514.
- (6) 加藤千幸, 高野靖, 飯田明由, 藤田肇, 池川昌弘, "LES による流体音の予測," 日本機械学会論文集 (B 編), **60** (1994), 569, 126-132.
- (7) Inoue, O., and Hatakeyama, N., "Sound generation by a two-dimensional circular cylinder in a uniform flow," *J. Fluid Mech.*, **471** (2002), 285-314.
- (8) Inoue, O., Mori, M., and Hatakeyama, N., "Aeolian tones radiated from flow past two square cylinders in tandem," *Phys. Fluids*, **18** (2006), 046101-1-046101-16.