

微小流速攪乱によるキャビティ空力音のフィードバック制御

Feedback Control of Cavity Noise by Unsteady Velocity Excitation

比江島慎二*, 大山忠敬**, 谷口健男***

Shinji HIEJIMA, Tadataka OHYAMA and Takeo TANIGUCHI

*正会員 工博 岡山大学講師 環境理工学部環境デザイン工学科 (〒700-8530 岡山市津島中 3-1-1)

**非会員 倉測建設コンサルタント(株) (〒710-0038 岡山県倉敷市新田 2527-6)

***正会員 工博 岡山大学教授 環境理工学部環境デザイン工学科 (〒700-8530 岡山市津島中 3-1-1)

A feedback control technique of cavity noise is investigated through numerical simulations. Feedback velocity excitation is applied at the leading edge of the cavity to control the vortex-shedding and reduce the aerodynamic sound. The velocity of the feedback excitation is determined to have several percent of monitoring point velocity near the trailing edge. The results show that the feedback excitation which induces the anti-phase fluctuation of the vortex-shedding can suppress the periodic vortices and reduce the aerodynamic sound.

Key Words : aerodynamic sound, cavity flow, velocity excitation, feedback control, CFD

1. はじめに

風が強い日の電線、鉄塔、住宅のベランダの手すり、橋梁高欄の平板列、高速鉄道車両のパンタグラフ、あるいは風力発電のプロペラなどから騒音が発生することが知られている^{1)~9)}。これらは空力音と呼ばれ、その発生に部材振動などの固体振動は関与せず、物体周辺の剥離流れの非定常性やそこから放出される周期渦などの圧力変動に起因して発生する。空力音は騒音レベルにして 100dB を越えるような大音響を発生することもあり、しばしば周辺環境に騒音問題を引き起こす。また、近年の構造物の高層化や長大化あるいは交通機関の高速化などにより、空力音の発生源となるような構造部材が強風下にさらされる機会が増えており、空力音は我々の身近な生活環境の中で多くの悪影響を及ぼしつつある。

空力音の発生源は流れの非定常性や周期渦などであり、空力音の制御のためには、音源となる流れそのものの制御が有効かつ効率的な手段と考えられる。空力音と同様に周期渦が原因となって発生する渦励振などの空力弾性振動に対する制御法として、著者らは微小流速攪乱を構造物周辺の剥離流れに付加することにより周期渦の特性を効率的に変化させる手法^{10)~18)}を検討し、その有効性を確認している。この手法は、剥離せん断層の不安定性を利用して微小流速攪乱を増幅させ、剥離せん断層内に強い変動成分や孤立渦を励起することによって、周期渦の放出特性を変化させようとするものである。剥離せん断層における攪乱の増幅効果を利用するため、小さな制御エネルギーで効率的な制御が行えるという特徴がある。本研究では、フィードバック制御にもとづいて攪乱を付加する手法を新たに採用し、典型的な

空力音として知られるキャビティ騒音に対する制御効果などについて数値流体解析により検討する。

2. 解析方法

2.1 空力音と音源の評価方法

キャビティ上流エッジから放出される周期渦は、下流エッジに衝突する際に強い圧力変動を生じ、それらが音波すなわち空力音となって遠方場に伝播する。このような物体周辺流れから発生する空力音の遠方場音圧は、Lighthill の空力音方程式¹⁹⁾の近似解である Curle の式²⁰⁾により求められる。Curle の式は、高レイノルズ数、低マッハ数の仮定により 4 重極音源項が無視され、さらに観測点が波長に対して十分遠方にあること、および物体寸法が波長に比べて十分小さいという仮定の下で空間微分が時間微分に置換され以下のように簡略化される。

$$p_a(y, \tau) = \frac{1}{4\pi a} \int_S q(y, x, \tau - r/a) dS(x) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} q(y, x, \tau - r/a) &= n_i \frac{y_i - x_i}{r^2} \frac{\partial P(x, \tau - r/a)}{\partial t} \\ &= \frac{\cos \phi}{r} \frac{\partial P(x, \tau - r/a)}{\partial t} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 p_a は観測点 $y = (y_1, y_2)$ で時刻 τ における空力音の音圧、 P は非圧縮粘性流体解析から得られる物体表面上の点 $x = (x_1, x_2)$ における流体圧力、 a は音速、 n_i は物体表面 S 上で流体中に向かう単位法線ベクトル $\mathbf{n}$ の成分、 $r = |\mathbf{r}| = |\mathbf{y} - \mathbf{x}|$ は観測点と物体表面上の積分点の距離、 ϕ は $\mathbf{n}$ と $\mathbf{r}$ のなす角度、 $\partial/\partial t$ は時間に関する微分である。本解析では、空力音の音圧を求める観測点として、キャビティ上流・下流エッ

空力音の効率的な制御や制御メカニズムの解明のためには、空力音の発生源についての詳細な検討が重要となる。式(1)において、被積分項 q は観測点 y に対する物体表面上 x における音源と見なすことができるため、物体表面上での q の変動強さの分布からおおよその音源特性を知ることができる。しかしながら、観測点の音圧はそれぞれの音源から発生する音波の重ね合わせであり、音源どうしの位相関係によっては互いに打ち消し合い、実質的には音源として寄与しないばかりか、むしろ観測点での音圧を低減させる作用をすることも考えられる。観測点音圧に対する実質的な音源としての寄与度は、観測点音圧と音源との時間相関で定義される以下の相当音源強度 $\bar{F}^{21(22)}$ により把握することができる。 $\bar{F}$ は負の値をとることもあり、その場合は観測点音圧を時間平均的に低減させる負の音源として作用することになる。

通常、音の強さは観測点音圧の二乗平均値を用いた騒音レベルで評価されるが、 $\bar{F}$ を用いれば二乗平均音圧を以下のように表現できる。

Curle の式により空力音解析をする際に必要な物体表面流体圧力を得るため、2 次元キャビティ周辺の非定常流れについて、非圧縮粘性の Navier-Stokes 方程式および連続条件式を基礎式として有限要素法による数値シミュレーションを行う。Navier-Stokes 方程式と連続条件式は、流速双線形、圧力一定の四辺形混合補間要素を用いて SUPG (Streamline Upwind/Petrov-Galerkin) 法²³⁾ により離散化する。得られた有限要素方程式は予測子・修正子 (Predictor-Corrector) 法²⁴⁾ により時間積分を行った。なお、時間積分の刻み幅は 5.0×10^{-8} sec (無次元時間間隔 2.278×10^3) とした。解析では、攪乱開始直後に数値的な不安定が多少見られたが、その後はいずれも

図-1には境界条件および解析領域の各諸元を示す。流入流速 U_{inlet} は、境界層厚さ $\delta = 0.1L$ ²⁵⁾ (キャビティ幅 $L = 0.194$ cm) として、図中のような速度分布で与え、上流側エッジからの定常的で強い周期渦放出が見られるレイノルズ数 $Re = U_0 L / \nu = 13000$ (一様流速 $U_0 = 8840$ cm/sec) に設定した。このときの一様流マッハ数 0.27 である。双極子音源と4重極音源の音源パワーはそれぞれマッハ数の3乗と5乗に比例するため、マッハ数 0.27 の場合、4重極音源は双極子音源に比べて小さいと判断できる。よって、4重極音源項を無視した算定式(1)(2)を用いてさしつかえないと考えられる。下流境界はトラクション・フリー、上方境界はスリップ条件、物体表面はすべりなしとした。キャビティ寸法は $L/D = 4$ である。図-2には解析メッシュを示している。物体表面上の最小メッシュ厚さは $0.005D$ とし、全要素数 23268 である。

解析では、攪乱を付加しないときのキャビティ内の流体圧力変動が最も大きい位置（下流側エッジから $0.04L$ 上流の点、図-1中の×印）を監視点とし、監視点の鉛直方向流速を上流側エッジの攪乱源に時間遅れを与えながらフィードバックすることにより、攪乱流速 v_{ex} として鉛直方向に付加する（図-1）。本制御法では、剥離せん断層の不安定性による攪乱の増幅効果を利用するため、付加すべき攪乱の強さは極めて微小なもので済むと考えられる。そこで、監

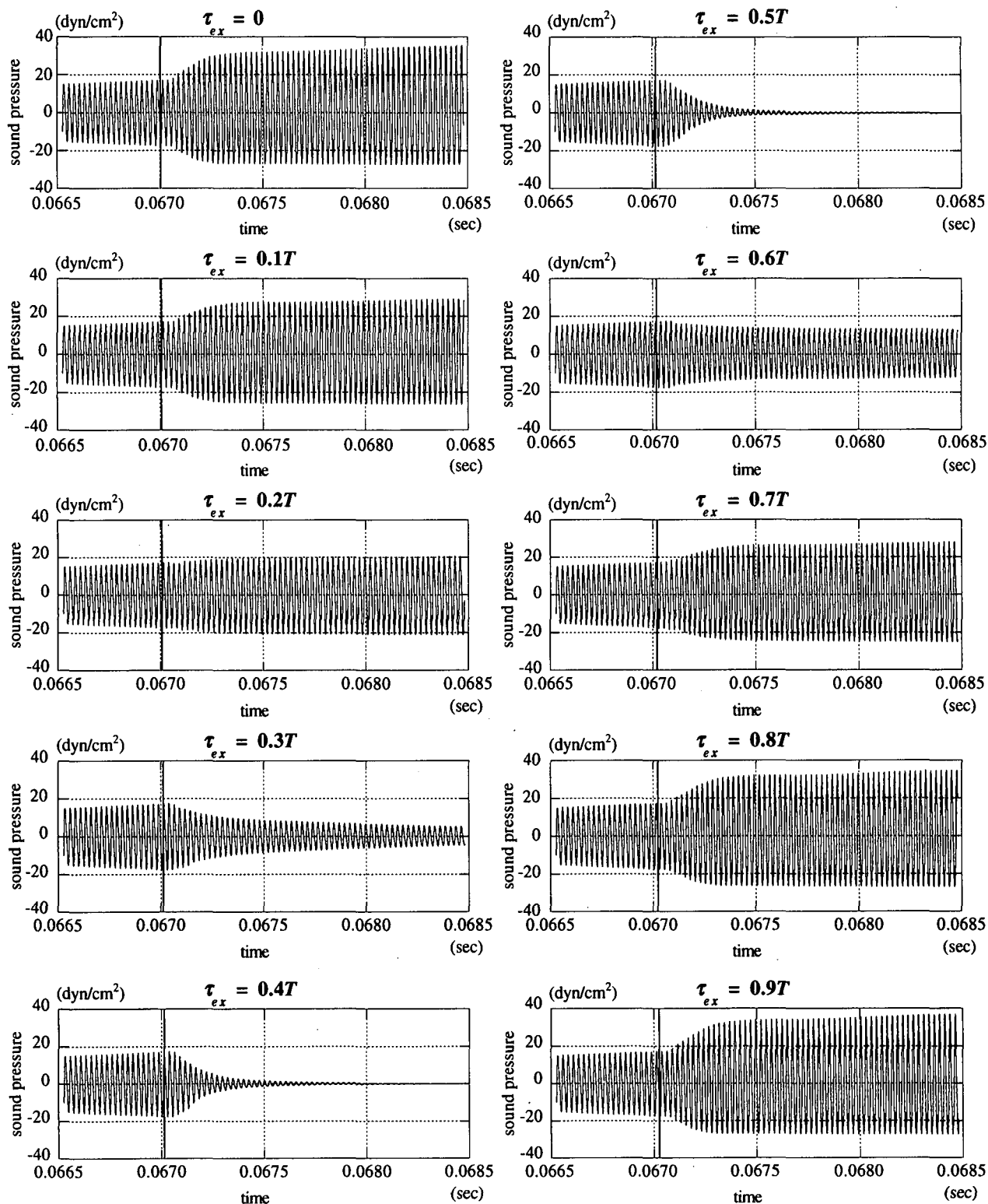


図-3 $\theta = 90^\circ$ の観測点における空力音の時刻歴

視点流速の値をそのまま攪乱にフィードバックするのではなく、5%程度の一定の制御ゲインを与える。すなわち、時々刻々の監視点流速値に 0.05 を乗じた値を v_{ex} の大きさとし、さらに監視点流速に対する v_{ex} の時間遅れを様々に変化させて付加することにより、周期渦および空力音に対する制御効果について検討する。なお、攪乱は解析上、物体表面上の

流速境界条件として取り扱う。

3. 解析結果および考察

3.1 空力音に対する効果

監視点流速に対する攪乱流速の時間遅れ $\tau_{ex} = 0 \sim T$ (T はキャビティ上流エッジから放出される周期渦

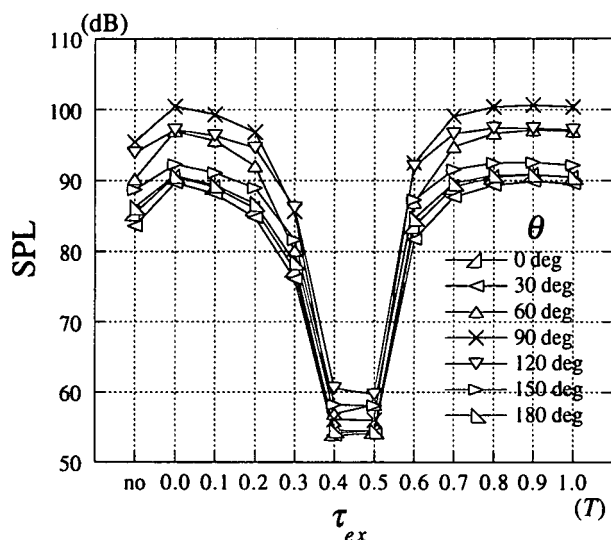


図-4 音圧レベルに与える時間遅れの効果

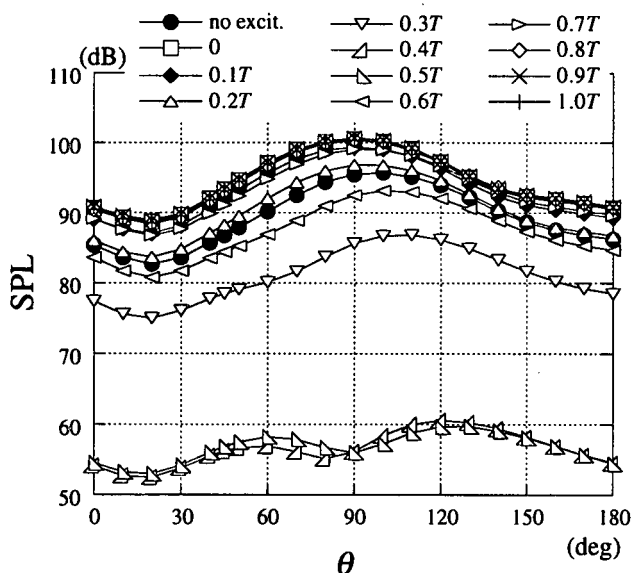
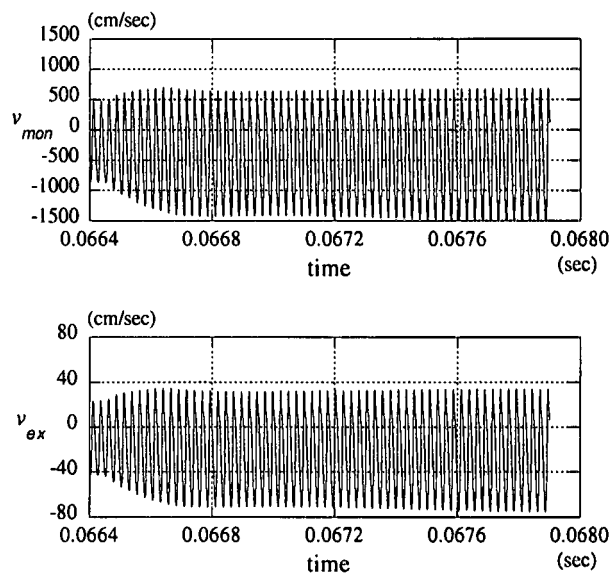


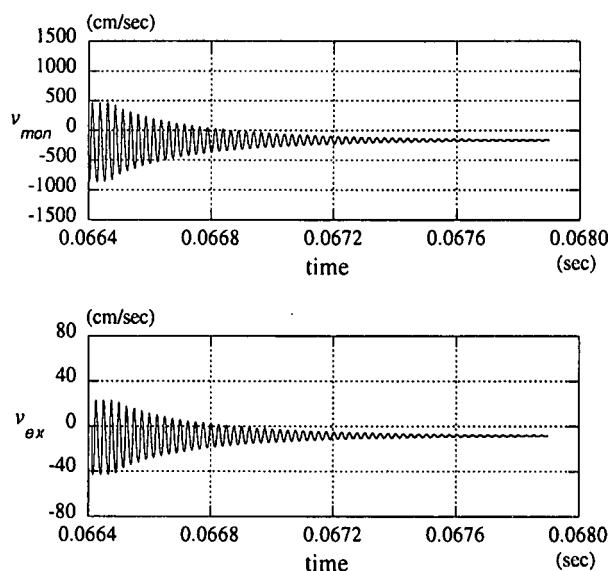
図-5 音圧レベルの空間的分布

の周期)の範囲で $0.1T$ ごとに变化させ、 τ_{ex} が観測点の空力音に与える影響について検討した。 $\theta = 90^\circ$ の観測点における空力音音圧の時刻歴を示したのが図-3である。いずれの時間遅れについても、音圧変動の振幅がほぼ定常になった時刻から攪乱を付加しており、図-3の 6.698×10^{-2} sec が攪乱付加開始時刻に相当する。なお、図-3の横軸は、音源である流れ場から発生した音波が観測点に到達したときの時刻で示しており、実際に流れ場に攪乱が付加されたのは 6.698×10^{-2} sec よりも以前の時刻である。図によれば、半周期遅れに相当する $\tau_{ex} = 0.5T$ 付近で極めて高い低減効果が得られるのが分かる。一方、時間遅れなしに相当する $\tau_{ex} = 0$ 付近では、逆に攪乱が空力音を増幅してしまう。

その他の観測点についても同様に解析し、攪乱付加後の音圧変動がほぼ定常となったときの継続時間



(a) $\tau_{ex} = 0$



(b) $\tau_{ex} = 0.5T$

図-6 監視点流速と攪乱流速の時刻歴

5.0×10^{-4} sec (上流側エッジから放出される周期渦のほぼ 20 周期分に相当)の時刻歴から音圧レベル (SPL) を求めた結果が図-4である。なお、横軸左端の no は攪乱がない場合の音圧レベルである。いずれの観測点においても、やはり $\tau_{ex} = 0.5T$ 付近の攪乱が最も低減効果が高く、攪乱がない場合に比べて 30 ~ 40 dB 程度も音圧レベルを低減できている。一方、 $\tau_{ex} = 0$ (あるいは $\tau_{ex} = T$) 付近の攪乱付加時には、音圧レベルが 5 dB 程度増幅している。

図-5には、横軸を観測点 θ として音圧レベルの空間的な分布を示している。攪乱を付加しない場合、あるいは空力音に対する低減効果が低い時間遅れの攪乱を付加した場合は、 $\theta = 90^\circ$ 付近の観測点の音圧レベルが最も高い。しかし、空力音に対する低減効果の高い $\tau_{ex} = 0.4T, 0.5T$ の攪乱を付加した場合には、

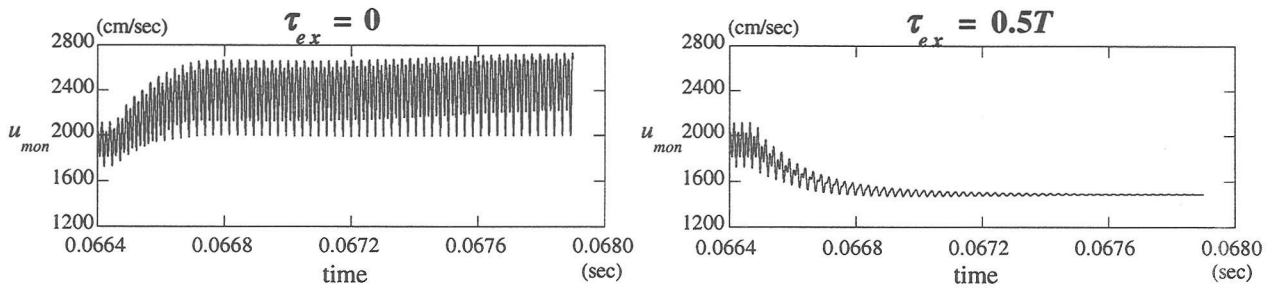


図-7 監視点における水平方向流速の時刻歴

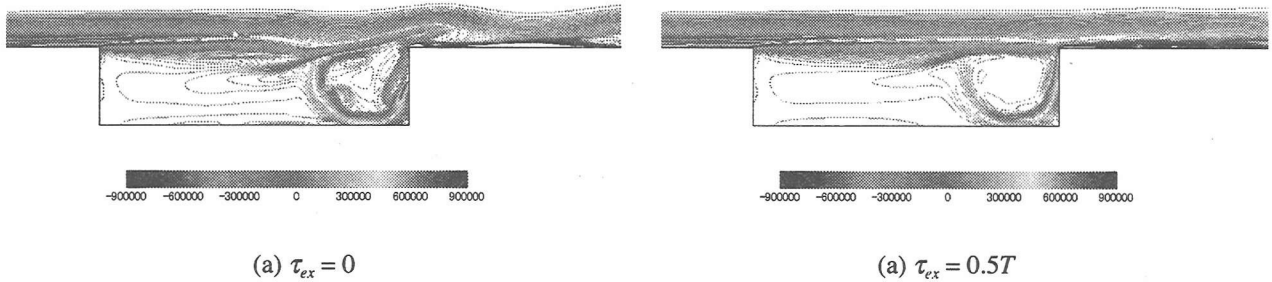


図-8 攪乱付加時のフローパターンの比較

$\theta = 90^\circ$ 付近の空力音の低減率が特に高いため、 $\theta = 90^\circ$ 付近よりもその周辺部の音圧レベルの方が高い値を示し、音圧レベルの空間的な分布形状が変化している。

3.2 流れ場に与える影響

図-6には、 $\tau_{ex} = 0, 0.5T$ のときの監視点の鉛直方向流速 v_{mon} と攪乱流速 v_{ex} について、攪乱付加直後の時刻歴を示している。空力音に対する低減効果の高い $\tau_{ex} = 0.5T$ の場合には、 v_{mon} と v_{ex} は互いに弱め合う関係であることが分かる。キャビティ上流エッジから放出される周期渦は、キャビティ流れ方向幅 L がほぼ1波長となるような周期で発生する。監視点と攪乱付加地点の距離はおおよそこの1波長に対応しているため、 $\tau_{ex} = 0.5T$ 付近の攪乱は、渦放出とはちょうど逆位相の変動を剥離せん断層に励起することになる。その結果、周期渦の形成が抑制され、空力音を制御することができたと考えられる。逆に $\tau_{ex} = 0$ の場合には、常に渦放出と同位相の変動が励起されるため、攪乱と周期渦が互いに強め合い、発生する空力音も増幅してしまうことになる。このような攪乱と周期渦の増幅機構は、下流エッジへの周期渦の衝突により発生した空力音が上流エッジ部に伝播し、剥離流れを刺激することによってさらに強い周期渦および空力音を発生するという、圧縮流れにおいて見られる一般的なキャビティトーンのフィードバック増幅機構を再現していると言える。

図-7は監視点における水平方向流速 u_{mon} について、 $\tau_{ex} = 0, 0.5T$ の攪乱を付加した直後の時刻歴を示している。その他の時間遅れについても調べた結果、 $\tau_{ex} = 0$ のような空力音を増幅させる時間遅れの攪乱の場合には、 u_{mon} の時間平均値が徐々に増加し、逆に空力音を低減させる効果のある $\tau_{ex} = 0.5T$ 付近の攪

乱の場合には、 u_{mon} の時間平均値が低下する傾向があることが明らかとなった。空力音が増幅する場合には、攪乱により強い変動成分が励起されるため、その運動量輸送効果によって比較的物体表面に近い部分まで水平方向の平均流速が高まり、一方、空力音が低減される場合にはその逆の効果が現れたと考えられる。剥離せん断層の平均流速分布は、剥離せん断層の不安定性および周期渦の形成に深く関わっており、このような平均流速分布の変化は、剥離せん断層の不安定性が顕著に変化していることを示唆するものであるが、周期渦抑制のメカニズムにどのように関わっているかは、今後さらに検討する必要がある。

図-8は攪乱付加直後から 5.0×10^{-4} sec (上流側エッジから放出される周期渦のほぼ20周期分に相当) 経過した時刻における瞬間の等渦度図を、 $\tau_{ex} = 0$ と $\tau_{ex} = 0.5T$ で比較したものである。 $\tau_{ex} = 0$ の場合には、周期渦の増幅によりせん断層に強いうねりが見られるのに対し、 $\tau_{ex} = 0.5T$ の場合には、周期渦の抑制によってほとんど変動のない流れになっているのが分かる。

3.3 物体方面上の音源に与える影響

式(2)(3)で示した Curle の式の音源項 q の rms 値と相当音源強度 $\bar{F}$ について、攪乱なしの場合および $\tau_{ex} = 0, 0.5T$ の攪乱を付加した場合のキャビティ表面上の分布を図-9および図-10に示す。いずれも音源変動がほぼ定常となったときの継続時間 5.0×10^{-4} sec の時刻歴 (上流側エッジから放出される周期渦のほぼ20周期分に相当) から求めた、 $\theta = 90^\circ$ および 60° の観測点に対する分布である。なお、キャビティ表面から流体中に向いた方向が正である。

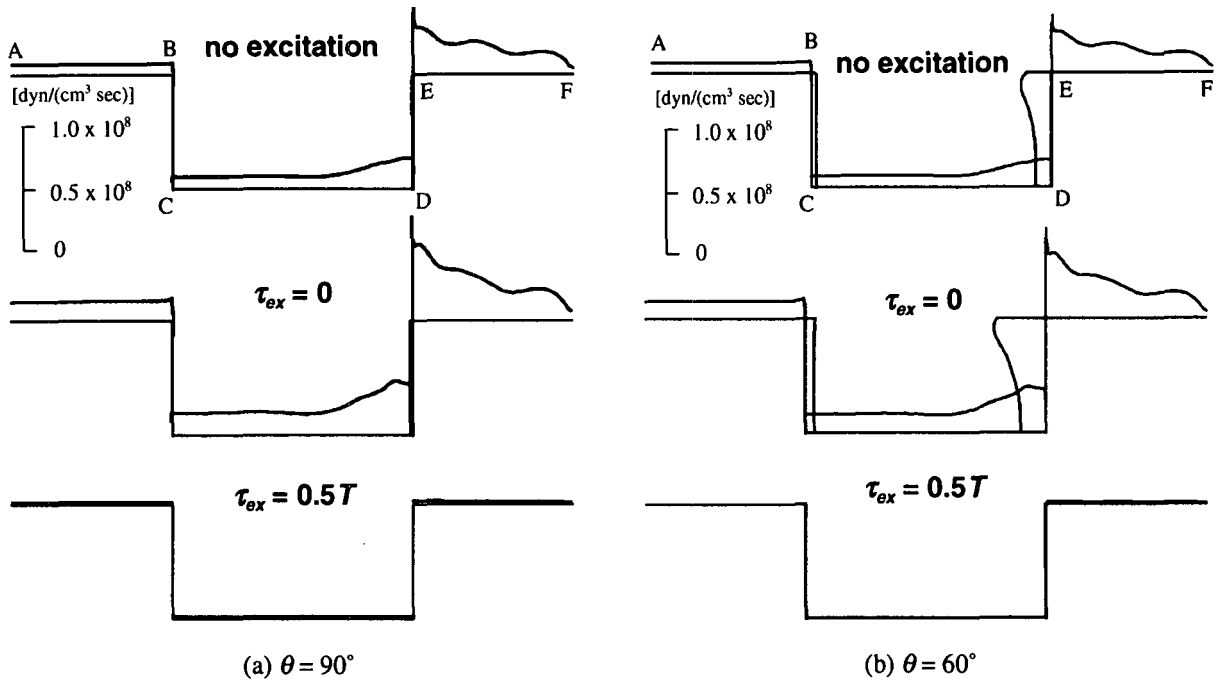


図-9 音源項 q の rms 値の分布

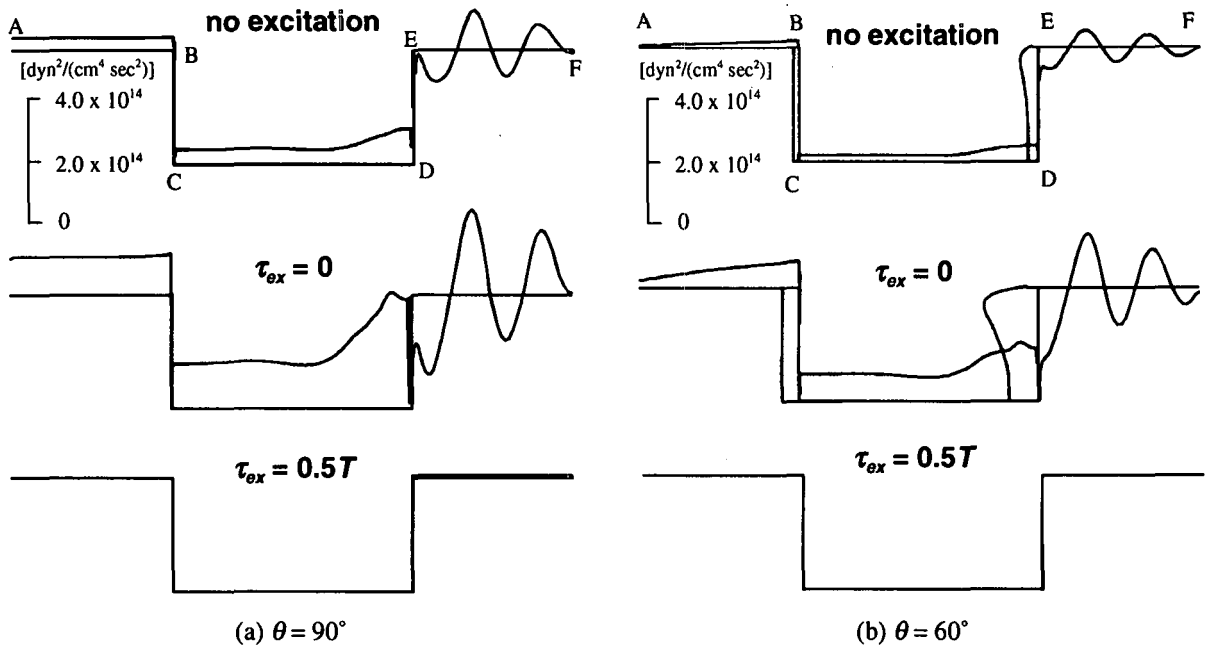


図-10 相当音源強度 $\bar{F}$ の分布

$\theta = 90^\circ$ の観測点に対する音源分布の場合、攪乱を付加しないとき、キャビティ底面 (C-D 区間)、キャビティ上流域 (A-B 区間) およびキャビティ下流域 (E-F 区間) に q の rms 値の強い領域が見られる。このうち E-F 区間は、 $\bar{F}$ の正負が相殺するような分布となっており、実質的には $\theta = 90^\circ$ の観測点に対してほとんど音源としては作用していないと考えられる。 $\tau_{ex} = 0$ の攪乱を付加した場合には、C-D 区間や A-B 区間で q の rms 値や $\bar{F}$ が全体的に増大しており、攪乱による変動成分の増幅によりキャビティ表面の音源全体が強められていることを示す。一方、 $\tau_{ex} = 0.5T$ の攪乱付加時には、周期渦の抑制に伴い、音源

がほぼ完全に消滅しており、このことが顕著な空力音低減の要因となっている。

$\theta = 60^\circ$ の観測点に対する音源分布の場合は、 $\theta = 90^\circ$ の場合に比べると、下流側側面部 (D-E 区間) の q の rms 値や $\bar{F}$ が強まっている。これは、Curle の式が物体表面の法線方向に強い音を発生する形式になっているため、 $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ に近い観測点ほどキャビティ側面部が強い音源として働くのが原因である。しかし、 $\tau_{ex} = 0$ の攪乱付加時に音源が全体的に強まり、 $\tau_{ex} = 0.5T$ の攪乱付加時に音源領域がほとんど消滅する傾向は $\theta = 90^\circ$ の場合と同様である。

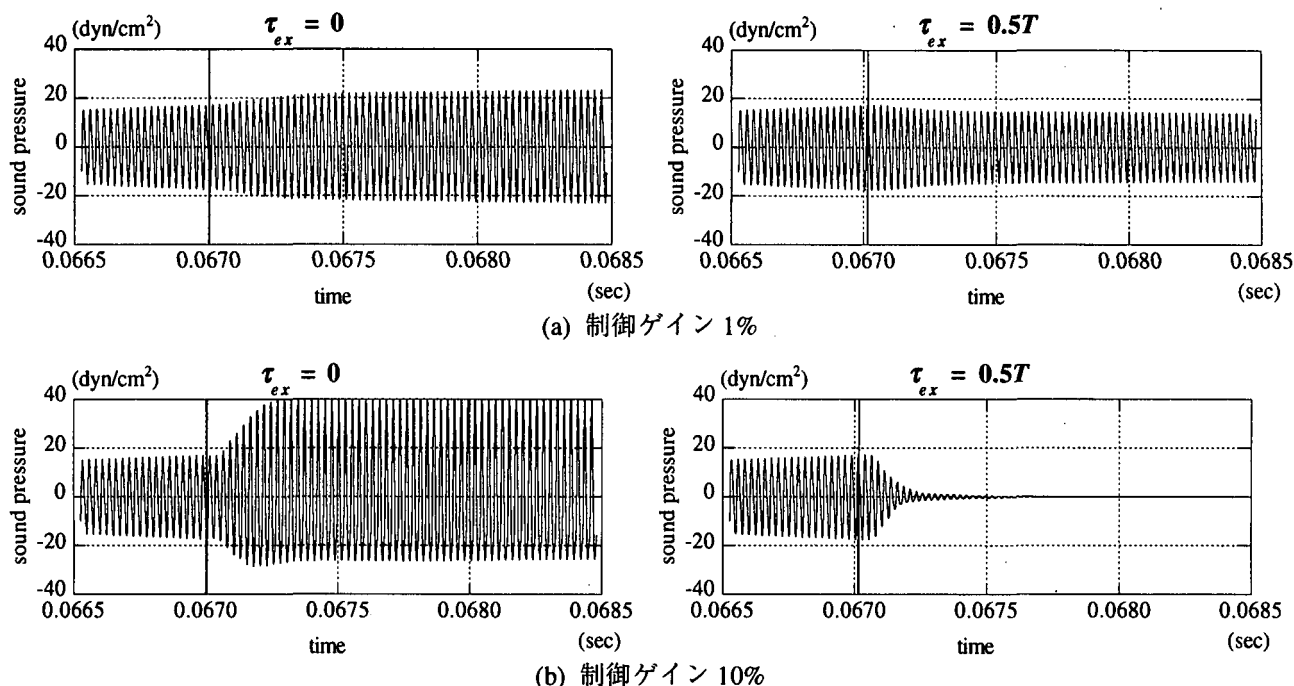


図-11 制御ゲインの影響

3.4 制御ゲインの影響

制御ゲインを 5% から 1% および 10% に変えたとき、 $\theta = 90^\circ$ の観測点における音圧時刻歴を図-11 に示す。図-3 の制御ゲイン 5% の場合と比較すると、制御ゲイン 1% の場合は空力音の増幅あるいは低減傾向が時間的に緩やかである。一方、10% の場合は空力音の急激な増幅あるいは低減が生じており、ほぼ制御ゲインの強さに応じた効果が現れている。なお、 $\tau_{ex} = 0.5T$ 付近の攪乱が空力音に対する低減効果が最も高く、 $\tau_{ex} = 0$ 付近の攪乱が空力音を増幅するという傾向はいずれの制御ゲインの場合も変わりはない。

4. まとめ

2 次元キャビティ流れに対して、フィードバック制御にもとづいた微小流速攪乱の付加により、空力音の原因となる周期渦を制御する手法について数値流体解析により検討した。微小流速攪乱は、キャビティ下流エッジ付近の監視点の鉛直方向流速に一定の制御ゲインをかけ、上流エッジの攪乱源にフィードバックすることにより与えた。監視点流速に対する攪乱流速の時間遅れを様々に変化させ、周期渦や空力音に対する制御効果などについて解析した結果、以下の知見が得られた。

(1) 監視点流速に対して半周期遅れのフィードバック攪乱を付加すれば、制御ゲイン 5% 程度の微小な攪乱であっても、音圧レベルにして 30 ~ 40 dB 程度の極めて高い低減効果を得ることができる。

(2) 半周期遅れのフィードバック攪乱付加時には、物体表面上の音源変動がほとんど消滅する。これは、攪乱付加により周期渦とは逆位相の変動成分が剥離せん断層に励起されるため、剥離せん断層における

周期渦の形成が抑制されるのが原因である。

(3) 一方、監視点流速に対して時間遅れのないフィードバック攪乱を付加した場合には、周期渦と同位相の変動成分が励起されるため、攪乱と周期渦が互いに強め合い、周期渦および空力音が増幅してしまう。

(4) 時間遅れなしのフィードバック攪乱付加時における周期渦と攪乱との増幅機構は、下流エッジへの周期渦の衝突により発生した空力音が上流エッジ部に伝播し、剥離流れを刺激することによってさらに強い周期渦および空力音を発生するという、圧縮流れにおいて見られる一般的なキャビティトーンのフィードバック増幅機構を再現している。

(5) 制御効果が得られる場合とそうでない場合とでは、キャビティ剥離せん断層付近の水平方向の時間平均流速分布が異なる傾向を示す。このことは剥離せん断層の不安定性の変化が、フィードバック攪乱付加による周期渦制御メカニズムに深く関わっていることを示唆する。

(6) 攪乱を付加しない場合には、 $\theta = 90^\circ$ 付近の観測点の音圧レベルが高い。一方、空力音に対する制御効果の高いフィードバック攪乱付加時には、 $\theta = 90^\circ$ 付近の観測点の空力音の低減効果が特に顕著であるため、 $\theta = 90^\circ$ よりもその周辺方向の観測点で音圧レベルが高い値を示し、音圧レベルの空間的分布形状に変化を生じる。

(7) 5% の制御ゲインの他に、1% および 10% の制御ゲインについて検討した。5% に比べて 1% では一定の制御効果が現れるまでの時間が緩やかであり、10% では逆に急激に制御効果が現れるなど、ほぼ制御ゲインの強さに応じた効果が見られた。

微小攪乱を用いた本制御法は、物体周辺から放出

される周期渦の特性を極めて効率的に変化，抑制する制御法であり，空力騒音だけでなく，橋梁などの空力弾性振動やその他の工学分野で問題となる様々な流体励起振動への適用が可能である．その応用範囲は極めて広いと考えられ，今後，様々な物体断面形状や各種の流体励起振動に対する効果についても検討する予定である．

謝辞：本研究の一部は，平成 12 年度文部省科学研究費補助金（奨励研究(A) No.12750434）および（財）住友財団基礎科学研究助成により行われたことを付記し，ここに謝意を表します．

参考文献

- 1) 加来治郎他：アルミ高欄からの騒音発生，日本騒音制御工学会技術発表会講演論文集，pp.129-132, 1982.
- 2) 柴田久他：橋梁高欄からの発生騒音に関する実験的考察，第 17 回日本道路会議論文集，pp.736-737, 1987.
- 3) 嶋田隆一，比江島慎二，木村吉郎，藤野陽三，野村卓史：風による平板列からの騒音発生に関する実験的研究，土木学会第 48 回年次学術講演会概要集，第 1 部，pp.796-797, 1993.
- 4) 比江島慎二他：平板列で構成される高欄に生じる空力音に関する実験的研究，日本風工学会誌，第 55 号，pp.111-112, 1993.
- 5) 藤野陽三，木村吉郎，比江島慎二：平板列で構成される高欄に生じる空力音に関する実験的研究，日本騒音制御工学会技術発表会講演論文集，平成 8 年度，pp.173-176, 1993.
- 6) 須田健一他：超高層集合住宅における風騒音の特性，日本風工学会誌，No.63, pp.59-60, 1995.
- 7) 森藤良夫：鉄道車両の空力騒音とその制御，日本航空宇宙学会誌，Vol.43, No.493, pp.108-113, 1995.
- 8) 望月修他：流体音工学入門 —ゆたかな音環境を求めて—，朝倉書店，1996.
- 9) 二井義則他：風力発電システムで観察された強い空力離散周波数音，日本機械学会論文集（B 編），65 巻 635 号，pp.2325-2332, 1999.
- 10) 比江島慎二他：音響攪乱による円柱の渦励振抑制に関する実験的研究，土木学会論文集，No.525/I-33, pp.171-179, 1995.
- 11) HIEJIMA, S. et al.: An experimental study on the control of the vortex-induced vibration of a circular cylinder by applied sound, Proc. 3rd Int. Colloquium on Bluff Body Aerodynamics & Applications, pp. A II 5-A II 8, 1996.
- 12) 比江島慎二他：周期的な湧き出し・吸い込みによる円柱渦励振抑制に関する数値流体解析，第 14 回風工学シンポジウム論文集，pp.187-192, 1996.
- 13) HIEJIMA, S. et al.: Numerical study on the suppression of the vortex-induced vibration of a circular cylinder by acoustic excitation, J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.67&68, pp.325-335, 1997.
- 14) 比江島慎二，野村卓史：振動円柱の空力安定性に及ぼす周期的湧き出し・吸い込みの影響，応用力学論文集，Vol.1, pp.641-648, 1998.
- 15) 比江島慎二：剥離せん断層刺激による円柱周辺流れの不安定性変化に関する線形安定性解析，第 15 回風工学シンポジウム論文集，pp.179-184, 1998.
- 16) HIEJIMA, S. and NOMURA, T.: Numerical study of the effect of periodic velocity excitation on aerodynamic characteristics of an oscillating circular cylinder, Int. J. Computational Fluid Dynamics, Vol.12, pp.269-278, 1999.
- 17) HIEJIMA, S. and NOMURA, T.: Numerical study of the effect of periodic jet excitation on cylinder aerodynamic instability, Proceedings of the 3rd Int. Symp. on Computational Wind Engineering, pp.145-148, 2000.
- 18) 比江島慎二，野村卓史：円柱周辺剥離流れの不安定性に関する線形安定性解析，土木学会論文集，No.661/I-53, pp.151-161, 2000.
- 19) Lighthill, M. J.: On sound generated aerodynamically I. General theory, Proc. Roy. Soc. London, A211, pp.564-587, 1951.
- 20) Curle, N.: The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proc. Roy. Soc. London, A231, pp.505-514, 1955.
- 21) 三宅裕他：Large Eddy Simulation による音源分布の解析，日本機械学会論文集（B 編），59 巻 567 号，pp.173-179, 1993.
- 22) 丸田芳幸他：平板の剥離流れに伴う騒音（第 1 報，騒音特性および発生機構），日本機械学会論文集（B 編），46 巻 406 号，pp.1055-1064, 1980.
- 23) Brooks, A. N. and Hughes, T. J. R.: Streamline upwind/Petrov-Galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations, Comput. Meths. Appl. Mech. Engrg., Vol.32, pp.199-259, 1982.
- 24) 野村卓史：ALE 有限要素法による流れ・構造連成解析への予測子・修正子法の適用と計算過程に関する技法，土木学会論文集，No.455/I-21, pp.55-63, 1992.
- 25) Hardin, J. C. and Pope, D. S.: An acoustic/viscous splitting technique for computational aeroacoustics, Theoret. Comput. Fluid Dynamics, Vol.6, pp.323-340, 1994.

（2001 年 4 月 20 日受付）