キャビティ空力音のフィードバック制御

岡山大学環境理工学部 正 員 比江島慎二

倉測建設コンサルタント(株) 非会員 大山 忠敬

1.はじめに

強風時の橋梁高欄<sup>1)</sup>や風力発電のプロペラ,あるいは高速列車などから放出される周期渦が周期的な圧力変動を 生じ,空力音と呼ばれる流体励起騒音を発生することがある.空力音は 100dB を越えるような大音響を発生する こともあり、近年、新たな環境問題として認識されつつある、本研究では典型的な空力音の発生源であるキャビテ ィ流れを対象として,フィードバック制御にもとづいた微小流速撹乱付加により,剥離流れから放出される周期渦 を制御し,空力音を低減する手法について検討した.

2. 解析方法

2次元非圧縮 Navier - Stokes 方程式と連続の式を流速双線形 , 圧力一定の四辺形混合補間要素を用いて SUPG 法 により離散化し,得られた有限要素方程式を Predictor - Corrector 法により時間積分することによってキャビティ周 辺流れを解析した.図-1 に解析領域の境界条件,図-2 に解析メッシュを示す.流入流速Uinter は境界層厚さδ =0.1 L として図中のような速度分布で与え,レイノルズ数 Re = U<sub>0</sub>L/v =13000, 一様流マッハ数 0.27 である.流出境界は 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. 全要素数 23268 とし,キャビティ表面の最小要素厚さは 0.005D である.

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

となって遠方場に伝播する.キャビティ流れから発生す る空力音の遠方場観測点における音圧は、波動方程式の 近似解である Curle<sup>2)</sup>の式により算定できる. 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式 (1)(2)のように簡略化される.

$$p_{a}(\mathbf{y}, \tau) = \frac{1}{4\pi a} \int_{S} q(\mathbf{y}, \mathbf{x}, \tau - r/a) dS(\mathbf{x})$$
(1)  
$$q(\mathbf{y}, \mathbf{x}, \tau - r/a) = n_{i} \frac{y_{i} - x_{i}}{r^{2}} \frac{\partial p(\mathbf{x}, \tau - r/a)}{\partial t}$$
(2)

đt



図-2 有限要素メッシュ

ここで  $p_a$  は観測点 y で時刻  $\tau$ 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 x での流体 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成分, r = |y - x| は観測点と物体表面上積 分点の距離である. $q(y, x, \tau - r/a)$ 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.なお空 力音の観測点は,キャビティ底面中央点を原点 O とする座標系において O'(0,D)を中心とした半径 100L の円周 上にθ=0°~180°の10°ごとに135°を加えた計20点をとる.

キャビティ下流エッジから 0.04L 上流の流体圧力変動が最も大きい位置を監視点とし,その鉛直方向流速の 5% の強さをキャビティ上流エッジにフィードバックして撹乱流速 $v_{
m ex}$ (図-1)として付加する.その際,監視点流速 と撹乱流速の時間遅れ $\tau_{ex} = 0 ~ T(T$ は周期渦の周期で 2.6x $10^{-5}$  sec)の範囲で変化させ,周期渦や空力音に対する制 御効果について検討する.

3. 解析結果

heta = 90°の観測点での空力音音圧について , フィードバック撹乱付加時の時刻歴を図-3 に示す . 撹乱付加開始時刻

キーワード:空力音,キャビティ流れ,周期的撹乱,フィードバック制御,Curleの式 連絡先:岡山市津島中 3-1-1 岡山大学環境理工学部環境デザイン工学科 電話 086-251-8869 hiejima@cc.okayama-u.ac.jp は  $6.698 \times 10^2$  sec である.  $\tau_{ex} = 0$  すなわち時間遅れなしの場合 には空力音が強められるが,半周期遅れに相当する $\tau_{ex} = 0.5T$ の場合にはほぼ完全に空力音が抑えられ極めて高い制御効果 が得られている.その他の時間遅れおよび観測点の場合につ いても解析し,音圧変動がほぼ定常となったときの継続時間  $5.0 \times 10^4$  sec の時刻歴から求めた音圧レベル(SPL)を図-4 に 示す.横軸左端の no は撹乱を付加しない場合である.やは り $\tau_{ex} = 0$ (あるいは $\tau_{ex} = T$ )付近で音圧レベルが増大し, $\tau_{ex} =$ 

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. 監視点と撹乱付加点の距離はおおよそこの1波長に対応しているため,  $\tau_{ex} = 0.5T$ 付近の撹乱は,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,空力音を制御できたと考えられる. 一方,  $\tau_{ex} = 0$ 付近の撹乱の場合は,逆に周期渦を強める位相の変動を励起することになり,空力音を増幅してしまう.この増幅機構は,周期渦の衝突により発生した空力音が上流エッジ部に帰還擾乱として伝播し,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一般的なキャビティ空力音のフィードバック増幅機構を再現していると言える.

0.5T 付近で高い制御効果が得られるのが確認できる.

式(2)で示したキャビティ表面上の音源 q の rms 値分布を示 したのが図-5 である.いずれも $\theta$  = 90°の観測点に対する q の rms 値である.撹乱を付加しない場合はキャビティ底面やキ ャビティ後流部に音源変動の強い領域が見られる. $\tau_{ex}$  = 0 の 撹乱を付加した場合にはこれらの領域の音源変動が強まる傾 向を示すのに対し, $\tau_{ex}$  = 0.5Tの撹乱の場合には,周期渦の抑 制に伴い,音源変動もほとんど消滅しているのが分かる.

## 4.まとめ

フィードバック制御にもとづく剥離せん断層への微小流速 撹乱付加により,キャビティから放出される周期渦を制御し, 空力音を低減する手法について数値流体解析により検討した. その結果,周期渦放出と逆位相の変動を励起するようなフィ ードバック撹乱の付加により,周期渦を抑制し,空力音に対 する極めて高い制御効果が得られることが明らかとなった. 謝辞:本研究の一部は,(財)中国電力技術研究財団試験研 究助成および(財)ウエスコ学術振興財団学術研究費助成に 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) 比江島他: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.
- Curle, N. : The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proc. Roy. Soc. London, A231, pp.505-514, 1955.



図-4 空力音に与える撹乱の時間遅れの影響



図-5 キャビティ表面の音源 q の rms 値分布