

キャビティ流れにおける空力騒音発生源に与える周期的攪乱の影響

岡山大学大学院 ○学生員 大橋 康雄
岡山大学環境理工学部 正員 比江島慎二

1. はじめに

ベランダの手すりやブラインド、橋梁高欄部などから空力音が発生し、騒音問題を引き起こすことがある。本研究では典型的な空力騒音の発生源であるキャビティ流れに対し、そこから発生する空力音の制御を目的として、剥離せん断層に付加した周期的な流速攪乱が空力音の発生源に及ぼす影響について数値シミュレーションにより検討した。

2. 解析方法

林らは¹⁾、空力音の基礎式である Lighthill 方程式において非圧縮近似と高レイノルズ数を考慮し、流れ場の物理変数を非圧縮成分と音響成分に分離するなどして以下の方程式を導いた。ただし、 a_0 は音速、 p は非圧縮流れ場における圧力、 ρ' は密度変動の音響成分、 $\bar{p}(x, y)$ は流れ場における圧力の時間平均を表す。

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho' = -\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = \gamma \quad \rho_1 = \frac{p(x, y, t) - \bar{p}(x, y)}{a_0^2} \quad (1, 2)$$

(1) 式は、右辺の非圧縮性流れ場における圧力変動の時間による2階微分を音源項 γ として、空力音の伝播式と考えられる。林らはキャビティ流れにおける γ 変動の分布特性などを解析し、 γ が空力騒音の音源の指標となり得ることを示している。本研究においても、音源項 γ を空力騒音の音源の指標として用いる。

図1にキャビティ流れの形状および境界条件を示す。一様流マッハ数0.1、キャビティ長さ L と一様流速 U_0 で定義されるレイノルズ数を50000とする。また、キャビティ深さは $D=L/4$ とする。本研究で取り扱うモデルは非圧縮粘性流のため物体表面上では流速がゼロとなる。したがって、流入流速 U_{inlet} は境界層厚さ $\delta=0.1L$ とし、次式で速度分布で与えた²⁾。

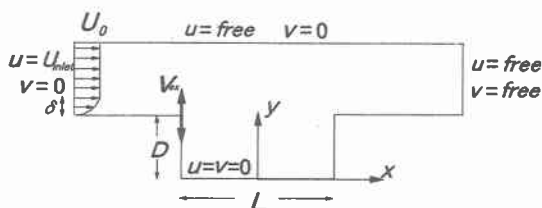


図1 境界条件

$$U_{inlet} = \frac{U_0 y}{\delta} \left(2 - \frac{y}{\delta} \right) \quad 0 \leq y < \delta \quad (3)$$

$$= U_0 \quad y > \delta \quad (4)$$

本研究では、上流エッジの物体上より流れに対して鉛直上向きに流速攪乱を加え、それらが空力音の音源特性に及ぼす影響について検討する。その時の変動流速 v_{ex} は、 U_{ex} を攪乱の振幅、 f_{ex} を攪乱の周波数として次式で表す。

$$v_{ex} = U_{ex} \sin(2\pi f_{ex} t) \quad (5)$$

本解析では攪乱の強さを流入流速 U_0 と攪乱振幅 U_{ex} の比 $A_{ex} = U_{ex}/U_0$ で表す。攪乱強さは、 $A_{ex} = 0.01, 0.02, 0.05, 0.10$ とした。攪乱の周波数 f_{ex} は、上流エッジからの渦放出周波数に相当する $St_{ex} = f_{ex} L / U_0 = 0.89$ とその他の $St_{ex} = 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$ の周波数を与えた。

非圧縮粘性の Navier-Stokes 方程式および連続の式は流速双線形、圧力一定の四辺形混合補間要素を用いて、SUPG 法により離散化した。図2に、用いた有限要素メッシュを示す。キャビティ両エッジ表面上のメッシュ

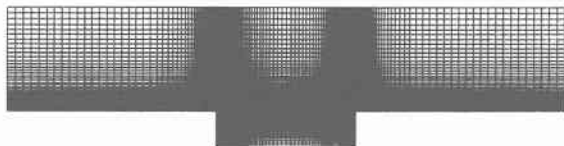


図2 有限要素メッシュ

厚さは、キャビティ深さ D を基準に無次元化した値で0.005である。有限要素方程式は Predictor-corrector

法により時間積分を行う。

3. 解析結果

図3は、攪乱なしおよび $A_{ex}=0.01$, $St_{ex}=1.0$ の攪乱を付加した時の音源項 γ 変動の rms 値分布である。攪乱を付加しない場合、後流エッジ付近および、キャビティ中央付近で音源項の変動が激しい部分が生じている。また、攪乱を付加した場合にもやはり、後流エッジ付近とキャビティ中央付近で変動が激しい。キャビティ流れにおける空力音の音源は、後流エッジ付近と考えられるが中央付近で音源項の変動が高くなっているのは、渦放出周波数の高調波成分の影響によるものと考えられる。

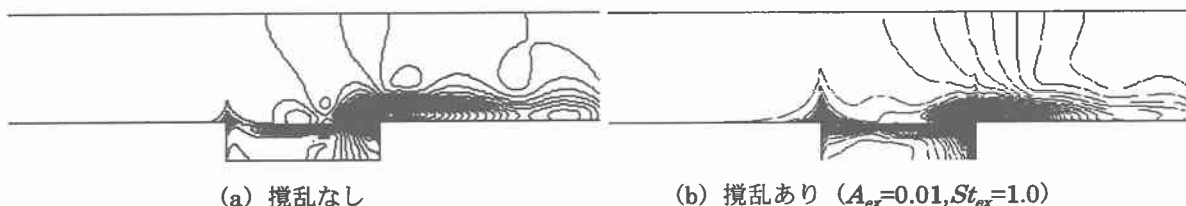


図 3 音源項 γ の rms 値分布

次に、音源項 γ の変動が最も激しいと思われる後流エッジ近傍の点 ($x=0.491L, y=0.262L$) において、攪乱による音源の強さの変化を検討した。この点における音源項変動の渦放出周波数成分とその高調波成分および攪乱周波数成分のパワースペクトル値の攪乱付加による変化を図4に示す。この時付加した攪乱は $A_{ex}=0.01$ であり、 $St_{ex}=0$ は攪乱なしの場合を表す。攪乱を付加しない場合では、渦放出周波数においてパワースペクトル値が最大となり、高調波は徐々に低くなっている。渦放出周波数と同じ $St_{ex}=0.89$ の攪乱を付加した場合は高調波成分は高くなってしまいが、攪乱を付加しない場合に対し、渦放出周波数成分のパワースペクトル値を 10%程度低減できた。 $St_{ex}=1.4$ から 2.0 では攪乱間においてほとんど違いがなく、攪乱周波数成分はあまり現れず、渦放出周波数成分は数%減少させている。 $St_{ex}=1.0, 1.2$ では、攪乱を付加しない場合に対し渦放出周波数成分を 50%近く低減できており、特に $St_{ex}=1.0$ では高調波でもピーク値を多少低減できている。

なお、 $A_{ex}=0.02, 0.05, 0.10$ についても検討したが、渦放出周波数成分をある程度低減できるものの、攪乱周波数成分が非常に大きくなってしまいあまり良好な結果は得られなかった。

4. まとめと展望

本研究では、周期的攪乱がキャビティ流れにおける空力音の音源特性に与える影響について検討した。その結果、適切な強さおよび周波数の攪乱により、音源の強さをある程度制御できる可能性が示された。今後は、攪乱の強さ・周波数・付加位置などを様々に変化させて検討する予定である。また、高調波が高い値を示す事が多いがそれが遠方場で観測される音場にどの程度の影響を及ぼすかは不明であるため、それを明らかにする必要がある。

<参考文献>

- (1) 林 篤史、三宅 裕、辻本 公一：低マッハ数流れにおける空力音の音源解析、第 11 回数値流体シンポジウム、1997、p 117-118
- (2) 林 篤史、三宅 裕、辻本 公一：低マッハ数における空力音の数値シミュレーション、第 29 回乱流シンポジウム講演論文集、1997-7、p273-274

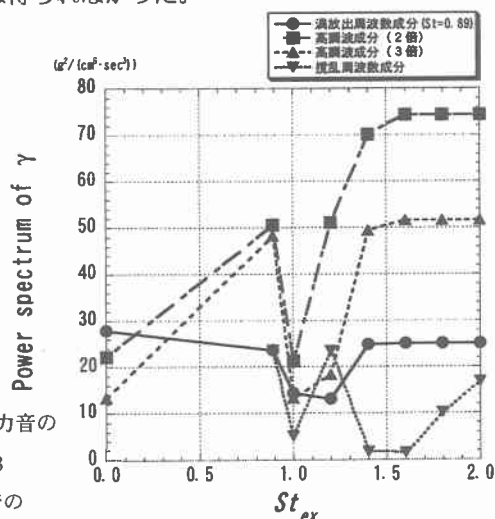


図 4 攪乱付加による音源項の各周波数成分のパワースペクトル値の変化