キャビティ音発生機構に基づいた新たな周波数予測式の提案*

寺尾 啓太郎^{*1}, 横山 博史^{*2}, 大峠 祐介^{*3}, 飯田 明由^{*2}

Proposition of a New Formula for Frequency Prediction Based on Generation Mechanism of Aerodynamic Sound in Cavity Flows

Keitaro TERAOKA^{*1}, Hiroshi YOKOYAMA, Yusuke OGOE and Akiyoshi IIDA^{*1} Department of Mechanical Engineering, Toyohashi University of Technology, 1-1, Hibarigaoka, Tempaku, Toyohashi-shi, Aichi, 441-8580 Japan

In order to clarify the generation mechanism of aerodynamic sound in cavity flows, aerodynamic sound and flow fields were simultaneously measured with a microphone and a high-speed flow visualization system. The effects of acoustic resonance on the flow and acoustic field were investigated by changing the cavity depth and free stream velocity. An expansion wave was found to be generated when a vortex collided with the downstream edge. This mechanism was independent of the oscillation mode of the cavity tone. Based on this generation mechanism, a new formula for the prediction of the frequency of the cavity tone was proposed. Also the effects of the ratio of the cavity length to the incoming boundary layer thickness on the cavity tone were investigated. As a result, it was shown that the oscillation mode became higher as the boundary layer thickness became thinner in comparison with the cavity length.

Key Words : Aerodynamic Noise, Acoustic Resonance, Cavity Flow, Flow Oscillation, Vortex, Flow Visualization

1. 緒 言

空力音は速度の 4 ~ 8 乗に比例して増大するため, 近年の輸送機器の高速化に伴い空力音の低減が必要不可欠になっている. 代表的な例をあげると, 鉄道車両のキャビティ (車間部) や自動車まわりの微小なキャビティから非常に強いピーク音が発生する場合があります, このような部位から発生する騒音の低減は大きな課題である. キャビティ音を代表とするようなピーク音の予測と低減を行なうためには, 音の発生機構や発生条件を明らかにする必要がある.

キャビティ流れは自励振動することが知られている. Rossiter⁽¹⁾ はキャビティ内の音響場と自由せん断層の不安定性が相互に作用することで自励振動が生じ, ピーク音が発生すると考えた. すなわち, キャビティ前端部近傍で発生した渦が後端に衝突する際に音波が発生し, その音波が上流に伝播して次に発生する渦を誘発するといったフィードバックループを考案した. フィードバックループに基づいたピーク音の周波数予測式を式(1)に記す.

$$St = \frac{fL}{U_0} = \frac{m - \gamma}{1/\kappa + M} \quad (1)$$

ここで, f はピーク音の周波数, L はキャビティ長さ, m は自由せん断層の振動モード数, M は主流マッハ数, U_0 は主流流速, κ は渦の対流速度 U_c を U_0 で無次元化したものである. γ は位相補正定数であり, 一般的に渦がキャビティ後端に衝突してから音波が発生するまでの位相遅れと考えられている. Rossiter が提案したモデルはある

* 原稿受付 2011 年 3 月 24 日

^{*1} 学生員, 豊橋技術科学大学大学院 機械システム工学系 (〒441-8580 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1)^{*2} 正員, 豊橋技術科学大学 機械工学系^{*3} 豊橋技術科学大学 機械システム工学系

E-mail: h-yokoyama@me.tut.ac.jp

程度の精度でピーク音を予測できるため、多くの研究者によって支持されている。Knisely ら⁽²⁾は前端部近傍で音波によって発生したじょう乱が自由せん断層の Kelvin-Helmholtz (K-H) 不安定性によって発達し、渦が形成することを示した。Heller ら⁽³⁾はキャビティ内の音速の変化を考慮して、Rossiter のモデルを改良した。また、Tam & Block ら⁽⁴⁾、西岡ら⁽⁵⁾、浅井ら⁽⁶⁾、Handa ら⁽⁷⁾はキャビティ底面における反射波の影響を考慮したモデルを提案している。East⁽⁸⁾は低マッハ数 ($M < 0.2$) においてキャビティ長さや深さを変化させ、ピーク音の変化を調べた。その結果、深さ方向の音響モードと自由せん断層の不安定性が連成した場合に強いピーク音が発生することが明らかになった。この結果に対して Rockwell ら⁽⁹⁾は単にせん断層の不安定性により生じる自励振動を Fluid-dynamic oscillations (流体力学的振動)、音響モードとせん断層の不安定性が連成する場合を Fluid-resonant oscillations (流体共鳴振動) と区別して考える必要性を示した。

近年の研究で Yokoyama ら⁽¹⁰⁾は乱流境界層中に置かれたキャビティの直接計算を行なった。その結果、音波によるせん断層の加振により発生する初期じょう乱が K-H 不安定により発達し、大規模渦構造が形成されることや、渦構造がキャビティ後端部に衝突したときに圧力勾配と遠心力のつりあいが崩れ、膨張波が発生することを詳細に示した。しかしながら、渦の衝突時に音波がどのように発生するのか実験的に調べた例は少ない。また、Rossiter のモデルの γ は経験的な値 ($\gamma = 0.25$) が一般的に用いられているが、物理的な根拠は明らかにされていない。そのため、キャビティ音のピーク周波数を高精度に予測できる式を考案するためには、 γ の物理的意味を明確にするか、あるいは物理的根拠のある新たな補正方法を考案する必要がある。

本報では、高速カメラと赤外線レーザを用いてキャビティ内の流れの可視化を行ない、同時に音の計測をすることで、キャビティ内の渦と音の関係を調べ、キャビティ音の発生機構を明らかにする。また、熱線流速計を用いてキャビティに流入する境界層厚さや、渦の対流速度 U_c を調べることで、せん断層の振動モードを含めた新たなキャビティ音の周波数予測式を提案する。

2. 主な記号

a	: 音速
D	: キャビティ深さ
f	: 周波数
L	: キャビティ長さ
m	: せん断層の振動モードの次数
p	: 圧力
Re_x	: 位置 x に基づくレイノルズ数 $= U_0 x / \nu$
St	: キャビティ流れにおけるストローハル数 $= fL / U_0$
t	: 時間
T	: 周期
U_0	: 主流流速
U_c	: 渦の対流速度
δ^*	: 流入境界層の排除厚さ
θ	: 流入境界層の運動量厚さ
H	: 形状係数 $= \delta^* / \theta$
ν	: 動粘性係数
Φ	: 位相

3. 実験装置および方法

3・1 低騒音風洞とキャビティ

図 1 に本実験で使用した吸い込み式低騒音風洞の測定室を示す。測定部は断面 75 mm × 150 mm、長さ 350 mm の開放型であり、測定部全体を無響室内に設置した。流速 30 m/s 時の平均流速の非一様性は 0.1 % 以下、主流の乱れ度は 0.5 % 以下、暗騒音は 58 dB(A) である。図 2 に実験装置の概略図を示す。座標原点はキャビティ前端部中心とし、流れ方向を x 、鉛直方向を y 、スパン方向を z とした。キャビティのスパン方向長さは測定部の幅と同

じ 150 mm であり, ノズルから 40 mm の位置にキャビティを設置した. 本風洞は開放型であるため, 模型とせん断層の干渉が問題となる. 模型の両端に平板を置くことで対処できるが, 音の反射や共鳴の問題が発生する. そのため, 片方の平板をポアラス材にすることで, 音響的な反射の問題を抑えた⁽¹¹⁾. 表 1 にパラメータの値を示す. キャビティ長さ L による音の周波数の違いや, 深さ D による音響共鳴の影響を調べるため, $D = 10, 50$ mm とし て L を変化させ, $L/D = 1.0 \sim 3.0$ の浅いキャビティ, $L/D = 0.2 \sim 0.6$ の深いキャビティについて実験を行なった. また, 主流流速は $U_0 = 10 \sim 30$ m/s としている.

Fig. 1 Photograph of measuring chamber

Fig. 2 Schematic diagram for experimental apparatus

Table 1 Experimental parameters

	L/D	U_0 [m/s]
Shallow cavity ($D = 10$ mm)	1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0	10, 12, 14, 16,
Deep cavity ($D = 50$ mm)	0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6	18, 20, 22, 24,
		26, 28, 30

Fig. 3 Pressure sensors and microphone

3・2 圧力センサによる近傍場の計測

キャビティ内における音の伝播時間を調べるため, 図 3 のようにキャビティ内部に 4 個の圧力センサ (Kulite, XCS-062-5SG) を埋設し, 同時計測を行なった. それぞれのセンサの名称は, 図に示すように, キャビティ後端の上方のセンサを S_1 , その下方のセンサを S_2 , 底部のセンサを S_3 , 前端のセンサを S_4 と呼ぶことにする. また, 次節で述べる流れと音の同時計測との比較を行なうため, 精密騒音計 (RION, NL-31) による遠方場の計測も同時に行なった. マイクロホン (RION, UC-53A) の位置はキャビティ前端から下流方向に 135 mm, 鉛直方向に 470 mm の位置である. サンプリング周波数は 100 kHz, 計測時間は 60 秒としている.

3・3 流れと音の同時計測

図 4 に本実験の測定系を示す. 流れの可視化には解像度 256×128 pixel の高速度カメラ (IDT, AI NIKKOR 50/F1.2) と, 4 W の赤外線レーザー (IDT, XS-IR Laser) を使用した. カメラのフレームレートは 10 kfps, 露光時間は $30 \mu\text{s}$, レーザ照射時間は $50 \mu\text{s}$ である. トレーサ粒子には粒径 $1 \sim 3 \mu\text{m}$ のオイルミストを使用し, 風洞の吸い込み口から測定部に供給した. レーザの照射にはファンクションジェネレータ (KENWOOD, FG-273) により生

成したパルス信号（パルス幅 $50\ \mu\text{s}$ 、周波数 $10\ \text{kHz}$ ）を使用し、さらにこの信号をトリガとしてカメラと騒音計の同期を行なった。また、キャビティから放射された音がマイクロホンに到達するまでの時間遅れは流れ場によって音の伝搬経路が変わらないとして補正を行なった。ここで、音源は開口部におけるキャビティの中心と仮定している。そのため、キャビティ長さ L によって観測点の距離 r は変化するが、その変化量は $L = 20\ \text{mm}$ を基準として $\pm 1.3\ \text{mm}$ と小さい。したがって、音の伝播時間は $10^{-6}\ \text{s}$ のオーダーで変化するため充分無視できる。

また、音圧スペクトルを求めるために、サンプリング周波数 $40\ \text{kHz}$ 、計測時間 $30\ \text{s}$ として遠方場の音の計測を行ない、サンプリング点数 8192 点、解析分解能 $4.9\ \text{Hz}$ 、平均回数 256 回のスペクトル解析を行なった。

Fig. 4 Simultaneous measurement system of flow field and sound

3・4 境界層および渦の対流速度の計測

キャビティに流入する境界層の状態や 5.2 節で述べる渦の対流速度を調べるために、定温度型の熱線流速計を使用した。境界層の計測には単なる平板を設置し、計測位置は $x = 0, z = 0$ とした。図 5 に流入境界層の平均流速分布を示す。 $U_0 = 10 \sim 30\ \text{m/s}$ において Blasius の解⁽¹²⁾⁽¹³⁾とよく一致している。表 2 に各流速における境界層のパラメータを示す。一般的に層流境界層の場合は $H = 2.6$ 程度の値を持つことが知られている。本実験での流速範囲では平均的に $H = 2.5$ であり、境界層の状態は層流境界層であることがわかる。

渦の対流速度の計測方法の概略を図 6 に示す。参照プローブをキャビティ前端から $2.5\ \text{mm}$ の位置に設置し、片方のプローブを下流方向に $1\ \text{mm}$ 間隔でトラバースした。測定位置は $y = 0, z = 0$ とし、この 2 個の熱線流速計の出力の位相差を測定することで x 方向の位相分布を求め、渦の対流速度を計算した。

Fig. 5 Streamwise velocity distribution at $x = 0\ \text{mm}$

Fig. 6 Measurement method for convection velocity of vortex

Table 2 Conditions of the incoming boundary layer

U_0 [m/s]	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30
$Re_x \times 10^5$	1.12	1.34	1.56	1.79	2.01	2.23	2.46	2.68	2.90	3.13	3.35
δ^* [mm]	0.937	0.787	0.754	0.706	0.641	0.651	0.584	0.583	0.551	0.544	0.504
θ [mm]	0.342	0.309	0.316	0.291	0.278	0.270	0.236	0.247	0.235	0.241	0.176
H	2.74	2.55	2.39	2.43	2.31	2.41	2.48	2.36	2.34	2.26	2.87

4. 実験結果および考察

4・1 キャビティ深さによるピーク音の違い

図7に $L/D = 0.4, 2.0$ における $U_0 = 20\text{m/s}$ での音圧スペクトルを示す．図中には深いキャビティ ($L/D = 0.4$) における共鳴周波数 $f = 1311\text{ Hz}$ (深さ方向の $1/4$ 波長モード) を示している．深さ方向の共鳴周波数の計算には，式(2)に記す East の実験式⁽⁸⁾を用いた． $L/D = 0.4$ ではピークが共鳴周波数付近に表れ， $L/D = 2.0$ よりも強い音が発生していることがわかる．

$$\frac{fD}{a} \left\{ 1 + 0.65 \left(\frac{L}{D} \right)^{0.75} \right\} = 0.25 \quad (2)$$

他の流速において測定されたピーク音の周波数を図8に示す．図には参考のため式(1)の Rossiter モデルを示している．このときの渦の対流速度および位相補正係数は， $\kappa (=U_c/U_0) = 0.57, \gamma = 0.25$ を使用している． $M < 0.05$ では， $L/D = 2.0, 0.4$ とも2次モードであり，ピーク音が共鳴周波数と十分に離れているため，両者とも流体力学的振動が生じる． $M > 0.05$ では， $L/D = 0.4$ の場合に音響モードにしたがってピーク音が変化することから，流体共鳴振動が生じるものと考えられる．以上をまとめると， $L/D = 2.0$ の浅いキャビティでは単にせん断層の不安定性により生じる流体力学的振動のみによりピーク音が発生し， $L/D = 0.4$ の深いキャビティでは流体力学的振動と流体共鳴振動の両者が発生する．

 Fig. 7 Spectra of sound pressure level at $U_0 = 20\text{ m/s}$

Fig. 8 Relation of flow velocity and fundamental frequency

4・2 キャビティ内部における音の伝播時間

キャビティ内部に設置したセンサ $S_1 \sim S_4$ における音圧の位相関係を $U_0 = 20\text{ m/s}$ で調べた結果を図9に示す．なお，ここでは S_2 のセンサを基準とした位相分布を示している．現象としては， S_2 から周囲に音が伝播する傾向が見られた．したがって，音源は S_2 付近にあるものと考えられる．この傾向は，他の流速においても同様であることを確認している．次に $S_2 - S_4$ の位相差から，発生した音波がキャビティ前端に伝播するまでの時間 Δt を求めた結果を図10に示す．図の縦軸は，キャビティ長さを音波が一次的に伝わる時間 L/a を代表時間として Δt を無

次元化した値 $\Delta t/(L/a)$ を示している。また、相関が十分に得られないケースがあったため、コヒーレンスが 0.7 程度のものを図に示している。流体力学的振動が生じる $L/D = 2.0$ の場合、 $\Delta t/(L/a) = 0.8$ 程度になる。ここで、 $\Delta t/(L/a) < 1$ になることから、 S_2 の位置近傍の空間中に音源が存在するものと考えられる。 $L/D = 0.4$ の場合、流体力学的振動が生じる $M < 0.05$ では、 $\Delta t/(L/a)$ は $L/D = 2.0$ の場合と同等の値を持つが、流体共鳴振動が生じる $M > 0.05$ では、 $\Delta t/(L/a) = 1.3 \sim 2.3$ となり、流体力学的振動の 2 倍程度の時間がかかる。

以上のことをまとめると、流体力学的振動が生じる場合は $\Delta t/(L/a) \sim 1$ になり、一次元的に音波が伝播する。これに対して、流体共鳴振動が生じる場合は、キャビティ内部での音響共鳴の影響により、後端近傍で発生した音波のキャビティ前端までの伝播時間が長くなる。

Fig. 9 Phase distribution of pressure fluctuation in cavity at $U_0 = 20$ m/s

Fig. 10 Propagation time of sound wave in cavity

(I) Time-history of sound pressure

(II) Flow pattern

Fig. 11 Relation of sound pressure and flow pattern in case of $L/D = 2.0$ at $U_0 = 20$ m/s

4・3 キャビティ音の発生機構

4・3・1 流体力学的振動

流体力学的振動のみによりピーク音が発生した浅いキャビティ ($L/D = 1.0 \sim 3.0$) に関して述べる。 $L/D = 2.0$ における $U_0 = 20$ m/s での音圧の時系列データと同時計測したキャビティ流れの可視化写真をそれぞれ図 11 に示す。なお、図に示した音圧波形は、観測点までの音の伝播時間や、図 10 に示したキャビティ内部を伝播する時間を補正したものである。この際、渦衝突時に S_2 における圧力変動が最も負になることを確認している。 $L/D = 2.0$ では、渦がキャビティ後端に衝突する際に圧力変動が次第に負になり、渦が完全に衝突している時間 (図 11 (II) の (b))

において圧力変動が最も負になり、膨張波が発生していることがわかる。この傾向は、キャビティ形状が異なる $L/D = 1.0 \sim 3.0$ においても同様であることを確認している。この音波の発生機構については、次のように説明できる。

せん断層内で形成された渦がキャビティ後端に衝突することにより渦が急激に変形し、渦の回転運動が妨げられる。そして、遠心力を失った渦は崩壊し、渦内部に形成されていた低圧領域が周囲に伝播する。このようなメカニズムで膨張波が発生するものと考えられる。文献 (10) において、乱流境界層内のキャビティにおいても、渦が後端部近傍にぶつかる際に膨張波が発生することが分かっており、本論文で明らかにした音の発生機構は流入境界層が層流・乱流どちらの場合にも成り立つと考えられる。また、図 11 (II) よりキャビティ内に渦が 2 個存在し、せん断層の振動モードは 2 次であることがわかり、発生音の Rossiter⁽¹⁾ のモードと一致していることがわかる。このことは、振動モードが 3 次になる場合についても確認している。

4・3・2 流体共鳴振動

次に流体共鳴振動が発生した深いキャビティについて述べる。 $L/D = 0.4$ における $U_0 = 20$ m/s での音圧の時系列データと同時計測したキャビティ流れの可視化写真をそれぞれ図 12 に示す。流体共鳴振動が生じる場合、キャビティ内部には定在波が発生する。そのため、4・2 節に示した $L/D = 0.4$ での S_2 における圧力変動が最も負になるタイミングは、渦衝突と同じにはならない。そこで、 $L/D = 2.0$ の膨張波の発生タイミングが $L/D = 0.4$ においても同様に渦衝突時であると仮定して補正を行なった。その結果、キャビティ内部の音の伝播時間の補正量は $\beta = 3.36$ ($\Delta t = 0.196$ ms) となった。横山ら⁽¹⁴⁾は乱流境界層中のキャビティ流れにおいて、流体共鳴振動が生じる場合にも、大規模渦構造がキャビティ後端近傍に衝突する際に膨張波が発生することを直接計算により示している。したがって、この補正方法は妥当であると考えられる。このことから、本実験で示した渦衝突時に膨張波が発生する音波発生機構は、振動モードや音響モードと連成する場合によらず、普遍的なものであると考えられる。

Fig. 12 Relation of sound pressure and flow pattern in case of $L/D = 0.4$ at $U_0 = 20$ m/s

4・4 振動モードの遷移

主流流速やキャビティ形状によってせん断層の振動モードは変化するが、ここでは、モードがどのようなパラメータによって決定されるのか議論する。図 13 に L/θ と各実験条件における支配的なピーク周波数の関係を示す。図中には振動モードを示しているが、これは可視化写真で認められた渦の個数や、Rossiter モデルから想定したものである。流体力学的振動が生じる場合では、 $L/\theta < 45$ では明確な渦が見られず、ピーク音は発生しなかった。 $45 \leq L/\theta < 85$ では 2 次モード、 $85 \leq L/\theta < 140$ では 3 次モード、 $140 \leq L/\theta$ では 4 次モードになることがわかった。このことから、渦が対流する距離 L が長く、キャビティに流入する境界層厚さが薄いほどモードが高くなるといえる。これは、境界層の厚さにより渦の大きさが決定されるためと考えられる。一方、流体共鳴振動が生じる場合

は、モードの変化は複雑になるが、共鳴の影響によりモードが変化する場合を除いては、流体力学的振動が生じる場合のしきい値に従うことがわかる。ただし、流入境界層が乱流の場合は、上で述べたしきい値は変化すると考えられる。

Fig. 13 Relation between L/θ and fundamental frequency

Fig. 14 Vortex convection velocity

5. キャビティ音発生機構に基づく周波数予測式

5・1 Rossiter モデルの拡張

式(1)に示した Rossiter の周波数予測式を変形すると、式(3)のようになる。右辺第1項の物理的な意味は、キャビティ前端で発生した渦が後端部に対流するまでの時間、第2項はキャビティ後端から発生した音波が前端に到達するまでの時間、第3項は渦が後端に衝突してから音波が発生するまでの時間である。

Rossiter のモデルでは、音波が1次元的にキャビティ後端から前端に伝播する形になっている。流体力学的振動の場合には妥当であるが、流体共鳴振動では、共鳴の影響によって音波がキャビティ内部を伝わる時間が長くなる。そこで我々は(3)式の右辺第2項に、音の伝播経路に関する補正係数 β を与え、式(4)のようにした。この式は、キャビティ内部において音響共鳴が生じる場合にも適応可能となっている。すなわち、 β は式(5)のように定義でき、渦衝突から膨張波がキャビティ前端に伝播するまでの時間 Δt を L/a で無次元化したものが β である。また、渦が衝突した瞬間に膨張波が発生することが明らかになったため、 $\gamma = 0$ となる。一方、周波数予測式に新たな係数として α を導入する。 α の物理的な意味は次のようなものである。膨張波がキャビティ前端に到達した瞬間に、粒子速度によりせん断層内にじょう乱が形成されるが、渦形成までには時間遅れが生じるものと考えられる。この時間遅れを周期 T で無次元化したものが α である。式の上では γ と同じ形で予測式に含まれる。

$$mT = \frac{L}{U_c} + \frac{L}{a} + \gamma T \quad (3)$$

$$mT = \frac{L}{U_c} + \beta \frac{L}{a} + \alpha T \quad \left(St = \frac{fL}{U_0} = \frac{m - \alpha}{1/\kappa + \beta M} \right) \quad (4)$$

$$\beta = \frac{\Delta t}{(L/a)} \quad (5)$$

5・2 渦の対流速度

一般的に、渦の対流速度は $U_c/U_0 = 0.5 \sim 0.6$ 程度の値を持つことが知られているが、式(4)を用いて拡張モデルの健全性を確認するため、 U_c を明確にしておく必要がある。図14に L/θ と U_c/U_0 の関係について示す。 $L/D = 0.4$

の方が渦の対流速度が遅くなり、 $L/D = 2.0$ の場合よりも U_c/U_0 の値が 0.1 程度小さくなっていることがわかる。このことは音響共鳴が生じない $L/\theta < 75$ においても同様のことが言える。したがって、共鳴の影響ではなく、 $L/D = 2.0$ の浅いキャビティの方が、せん断層の高速流体の連行が活発になり、渦の対流速度が高速になったと考えられる。また、キャビティ深さによらず 3 次のモードの方が、対流速度が遅くなることが確認できる。これは高次になることで前後の渦間隔が狭くなり、渦同士の相互干渉が生じて渦の回転運動が妨げられるため対流速度が遅くなるものと考えられる。 $L/\theta > 90$ では、渦の対流速度は $U_c/U_0 = 0.55$ 程度で一定になるため、せん断層の発達が飽和していると考えられる。

Fig. 15 Relation between M and α

Table 3 Constants applied to equation (4)

	m	α	β
$L/D = 2.0$ (Fluid-dynamic oscillations)	2	0.335	0.799
	3	0.125	
$L/D = 0.4$ (Fluid-resonant oscillations)	2	-0.076	3.36
	3	0.052	

5・3 拡張モデルによる周波数の予測

前述した渦の対流速度 U_c と α, β を用いて、式(5)の拡張モデルの健全性を確認する。表 3 に予測に用いた α と β をまとめておく。周波数の予測に使用した α と β は、同じモードにおいて平均を行なった値を用いた。また、 $L/D = 0.4$ に関しては、流体共鳴振動が生じた場合 ($M > 0.05$) から算出した α, β の値を記している。 $L/D = 0.4$ において、 β の値が $L/D = 2.0$ より大きくなっているのは、音響共鳴の影響により、キャビティ後端近傍で膨張波が発生してから前端近傍を膨張波が通過するまでの時間が長くなるためと考えられる。

α に関しては、次のような手順で求めた。まず、渦中心がキャビティ後端に衝突した時の可視化写真と渦の対流速度から、渦がキャビティ前端に存在した時間を調べ、その時間と膨張波が S_4 に伝播したとき（圧力変動が最も負になったとき）の位相差を調べる。これは膨張波がキャビティ前端を通過してから、渦形成までの位相差であると考えられる。すなわち、この位相差は α に相当する。 α を求めた結果を図 15 に示す。流体力学的振動が生じる $L/D = 2.0$ の場合、2 次モードでは $\alpha = 0.3$ 程度になり、3 次モードでは $\alpha = 0.1$ 程度になる。これに対して、 $L/D = 0.4$ の場合、2 次モードの流体力学的振動が生じる $M < 0.05$ では、 $\alpha = 0.1 \sim 0.2$ になっている。共鳴の影響がなく、同じ流速において、 $L/D = 2.0$ の場合とは α の値が異なることから、キャビティの形状により音の前端近傍での伝播方向が変わり、渦の形成されるタイミングが変化したものと考えられる。一方、流体共鳴振動が生じる $M > 0.05$ では、2 次、3 次モードとも $\alpha = 0$ 付近に分布が見られる。このことは、流体共鳴振動が生じる場合、キャビティ前端に膨張波が到達した瞬間に渦が形成されることを示している。また、全体の傾向として M が増加すると、 α が減少しているが、これは主流が高速になることで流入境界層の厚さが薄くなり、渦が形成されやすくなるためであると考えられる。

図 16 に式(4)を用いて発生音の周波数を予測した結果を示す。流体力学的振動が生じる $L/D = 2.0$ の場合、実験値と予測値がよく一致する。図 8 に示した Rossiter モデルにおいても十分に周波数を予測できているが、これは本モデルと Rossiter モデルの補正係数が同等の値を持つためである。また、流体共鳴振動が生じる $L/D = 0.4$ の場合にも、十分に予測できていることがわかる。Rossiter モデルと比較すると、予測精度はあまり変わらないが、本モデルは物理的意味が明確であるという点で優れている。また、流体力学的振動・流体共鳴振動どちらが生じる

場合にも周波数の予測は可能である。このことから、本研究で提案した予測式は、キャビティ音を統一的に説明できる汎用性の高いモデルであるといえる。

Fig. 16 Prediction of frequency of cavity tone by equation (4)

6. 結 言

層流境界層中のキャビティから発生する音とキャビティ内の流れを同時に計測することで、キャビティ音の発生機構を実験的に明らかにした。また、キャビティ形状を $L/D = 0.2 \sim 3.0$ 、主流流速を $U_0 = 10 \sim 30$ m/s に変化させ、流体力学的振動と流体共鳴振動が生じる場合について調べ、発生機構の違いを調査し、以下の知見を得た。

- (1) せん断層内で形成された渦はキャビティ後端に衝突することにより渦が急激に変形し、渦の回転運動が妨げられ、遠心力を失った渦は崩壊し、渦内部に形成されていた低圧領域が周囲に伝播すると考えられる。すなわち、渦がキャビティ後端に衝突する際に膨張波が発生する。このキャビティ音の発生機構は音響モードとの連成やせん断層の振動モードによらず普遍である。
- (2) キャビティに流入する境界層が薄く、キャビティ長さが長いほど、高次のモードが発生する。ただし、音響モードと連成し、振動モードが変化する場合を除く。
- (3) 本研究で明らかにしたキャビティ音の発生機構に基づき、Rossiter の周波数予測式を拡張し、次に示す新たな周波数予測式を考案した。

$$St = \frac{fL}{U_0} = \frac{m - \alpha}{1/\kappa + \beta M}$$

α は膨張波がキャビティ前端に到達し、渦が形成されるまでの時間に関する補正係数であり、 β はキャビティ内部において音響共鳴が生じる場合を考慮した補正係数である。この式は、物理的意味が明確であり、流体共鳴振動が生じる場合にも適応可能であるため、キャビティ音を統一的に説明できる汎用性の高いモデルである。

文 献

- (1) Rossiter, J. E., “Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speed”, *Aeronautical Research Council Reports and Memoranda*, No. 3438 (1964).
- (2) Knisely, C., and Rockwell, D., “Self-sustained low-frequency components in an impinging shear layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 116 (1982), pp. 157-186.
- (3) Heller, H. H., Holmes, D. G., and Covert, E. E., “Flow induced pressure oscillations in shallow cavities”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 18, No. 4 (1971), pp. 545-553.

- (4) Tam, C. K. W., and Block, P. J. W., “On the tones and pressure oscillations induced by flow over a rectangular cavities”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 89 (1978), pp. 373-399.
 - (5) 西岡通男, 浅井智広, 坂上昇史, 白井幸次, “超音速キャビティ流の振動機構に関する考察, 第2報 振動周波数予測式の提案”, 日本流体力学会誌「ながれ」, Vol. 21, No. 4 (2002), pp. 368-378.
 - (6) 浅井智広, 西岡通男, “超音速キャビティ流の振動機構に関する理論的研究”, 日本流体力学会誌「ながれ」, Vol. 22, No. 2 (2003), pp. 147-156.
 - (7) Handa, T., and Masuda, M., “On the jump in the frequency of acoustic oscillations in supersonic flows over rectangular cavity”, *Physics of Fluids*, Vol. 21, No. 2 (2009), pp. 026102-1-026102-7.
 - (8) East, L. F., “Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 3, No. 3 (1966), pp. 277-287.
 - (9) Rockwell, D. and Naudascher, E., “Review-self-sustaining oscillations of flow past cavities”, *ASME Transactions, Journal of Fluid Engineering*, Vol. 100 (1978), pp.152-165.
 - (10) Yokoyama, H., and Kato, C., “Fluid-acoustic interactions in self-sustained oscillations in turbulent cavity flows, I. Fluid-dynamic oscillations”, *Physics of Fluids*, Vol.21, No. 10 (2009), pp. 105103-1-105103-13.
 - (11) 藤田肇, “低騒音風洞”, 日本流体力学会誌「ながれ」, Vol. 21, No. 5 (2002), pp. 394-399.
 - (12) Blasius, H., “The boundary layers in fluids with little friction”, National Advisory Committee for Aeronautics Technical Memorandum, No. 1256 (1950).
 - (13) Hawarth, L., “On the solution of the laminar boundary layer equations”, *Proceedings of the Royal Society, London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 164, No. 919 (1938), pp. 547-579.
 - (14) 横山博史, 加藤千幸, “乱流境界層内のキャビティ音発生におけるフィードバック機構 (第2報, 流体共鳴振動)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 76, No. 765 (2010), pp. 804-813.
-