

タンデム配列キャビティから発生する空力音に対する間隔の影響

Effect of Distance on Aeroacoustic Waves form Double Cavities in Tandem Arrangements

- 清水貴之, 東理大院, 東京都千代田区九段北 1-14-6, E-mail: j4508625@ed.kagu.tus.ac.jp
- 野々村拓, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市由野台 3-1-1 E-mail: nonomura@flab.isas.jaxa.jp
- 藤井孝藏, ISAS/JAXA, 神奈川県相模原市由野台 3-1-1, E-mail: fujii@flab.isas.jaxa.jp
- 山本誠, 東理大, 東京都千代田区九段北 1-14-6, E-mail: yamamoto@rs.kagu.tus.ac.jp
- Takayuki Shimizu, Tokyo Univ. of Science, 1-14-6 Kudankita, Chiyoda-ku, Tokyo
- Taku Nonomura, ISAS/JAXA, Yoshinodai 3-1-1 Sagamihara Kanagawa
- Kozo Fujii, ISAS/JAXA, Yoshinodai 3-1-1 Sagamihara Kanagawa
- Makoto Yamamoto, Tokyo Univ. of Science, 1-14-6 Kudankita, Chiyoda-ku, Tokyo

We numerically investigate the change of the flow fields in three cases of double cavities in tandem arrangements using large eddy simulation (LES). The consequences on effect of distance between double cavities on noise generation are studied. The sixth-order compact difference scheme is used for the convection term. The sixth-order filter is employed. Second-order six-stage Runge-Kutta method is adopted as time integration. In each flow field and case of one cavity, peaks of sound pressure level generated from feedback loop are observed. The additional peak is observed at the case of tandem cavities. In the backward cavity the sound pressure levels in the entire frequency band without peak frequencies are increased. The knowledge of predicting the frequencies of discrete tones and the details of these physical processes are discussed.

1. 緒言

電車や航空機など, 高速で移動する物体はしばしば騒音が問題視される. 騒音を引き起こす現象の中でも空力騒音は, 移動速度の 6 乗から 8 乗に比例して増加し, 高速移動体では主たる騒音となる. 特に, 実際の移動物体に存在する様々な凹凸形状を通過する流れは大きな流体変動を有するため空力騒音源になりえる. これらから発生する空力騒音の予測・低減を行うためには凹凸形状を通過する流れ場の理解が重要である.

凹凸形状には様々な種類が存在するが, 大きな音源となる単純な形状ケースとしてキャビティが有名である. このキャビティを通過する流れ場は, フィードバックループによる衝突せん断層の自励振動から強い音響波を発生させる. これは, キャビティトーンと呼ばれ, 強いトーンノイズが確認される. この自励振動は, 下流角部での渦振動, 音・空力的な圧力擾乱の発生, 上流角部におけるせん断層の衝突領域の影響, この影響による新しい変動への変化などの複数の現象の連鎖によって成立していることが分かっている.⁽¹⁾

しかしながら, 実問題では複数の凹凸が混在する. そこで本研究では複数の凹凸を通過する流れ場から発生する空力音をタンデムに配列された二つのキャビティを通過する流れ場としてモデル化し解析を行っている. これまでに限られたケースではあるが, タンデム配列およびタンデム配列を横に 2 つ並べた 4 つのキャビティに対する解析を行ってきており, 以下の結論を得ている.

- タンデム配列の後方キャビティではいくらかのピーク音が弱まる.
- タンデム配列の後方キャビティでは乱流騒音が広帯域に大きくなる.
- タンデム配列キャビティを横に 2 つ並べた状態では相互の影響はほとんどない.

1 つ目と 2 つ目の結論に関しては, 前方のキャビティが作り出す擾乱によって, 後方のキャビティを通過する流れ場の特性を変えるためであると考えられる. ここでタンデム配列時のキャビティ間の距離は, 前方のキャビティの作る擾乱が後方のキャビティを

通過する際の強さ, 位相差などに影響を及ぼし, 本研究で取り扱うような空力音響場に大きな影響を及ぼすと考えられる. そこで, 本論文では二つのキャビティの間隔が流れ場に与える影響について調査する. タンデム配列キャビティの間隔を 3 通りに変化させた条件で流れ場の三次元数値解析を行い, 空力音響場への影響について議論する.

2. 計算対象

計算対象は Fig.1 に示す略図のようなタンデムキャビティ流れとした. キャビティの形状は, キャビティ深さ D を代表長さとして $L=W=D$ の立方体形状とした. また, 前後のキャビティの大きさは同じである. 本解析では, Fig.1 に示すキャビティ間隔 H を変化させ計算を行った. 計算ケースは以下に示すように, キャビティ間隔を変えた 3 ケース及びキャビティが一つのケースの計 4 ケースである.

- ① 一つのキャビティ (1Cavity)
- ② $H=0.5D$ (0.5D case)
- ③ $H=1.0D$ (1D case)
- ④ $H=2.0D$ (2D case)

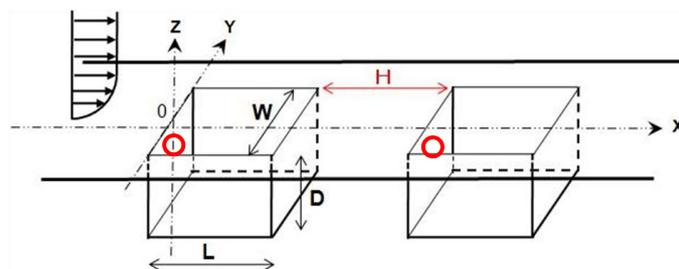


Fig.1: Sketch of flow domain and coordinate system

また, 流れ場の主流マッハ数には, 高速移動物体を想定して比較的高い 0.6 を設けた. Reynolds 数は, キャビティ深さ D を代表

長さとして 28700 とした。流入条件には Blasius 方程式より求めた層流境界層分布を与えている。ここで、運動量厚さは、Fig.1 に示す原点において約 0.03 程度の厚さとなっている。また、時間刻み $\Delta t=0.001$ として計算を行った。

3. 数値解析手法

3.1 解析手法

本解析では、直接音響解析を行うため、支配方程式に 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いる。計算領域をキャビティの上側の領域とキャビティ内部領域に分けた Zonal 計算を行った。より高周波の乱流、音響波を解像するため、空間差分の離散化には解像度の高い 6 次精度のコンパクト差分法²⁾を用いる。また、数値振動を抑えるため 6 次精度のフィルターを用いた。ここで、フィルター係数 $a_f=0.44$ としている。また、時間積分法には、4 段階のものよりも安定性及び解像度の面で優れる 6 段階 2 次精度 Runge-Kutta 法³⁾を用いた。本解析では非定常問題を扱うため、LES 計算を行う。ここで LES のサブグリッドスケールモデルには、サブグリッドスケールの乱流渦粘性をフィルターの数値粘性が補っていると考える ILES⁴⁾を用いた。このため、陽的なサブグリッドスケールモデルは用いていない。

3.2 計算格子

Figure 2 に計算格子を示す。ここで、図(a)は Y 方向から見た断面を、図(b)は X 方向から見た断面を、図(c)はキャビティの斜め上方からみた断面を示している。図(a)タンデムキャビティ周辺の緑線で示す領域は計算領域をあらわしている。また計算領域の外側には音波の非物理的反射、発生を防ぐために、格子伸長させた Buffer 領域⁵⁾を設けている。流入方向には、計算領域から 8D の Buffer 領域を設けた。

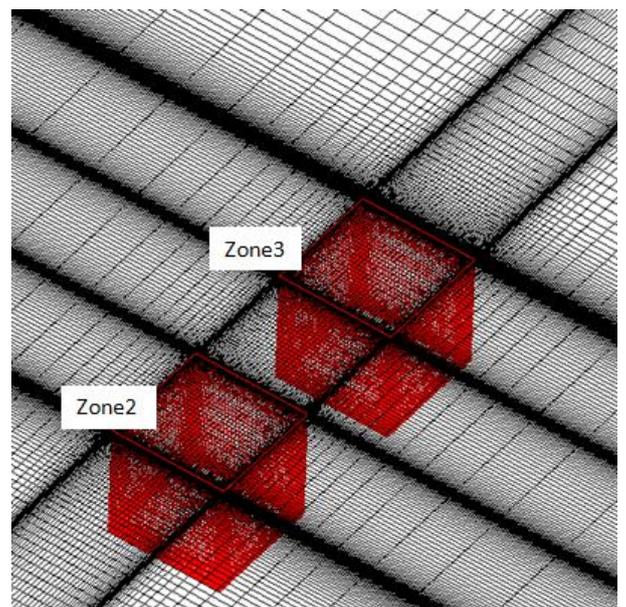
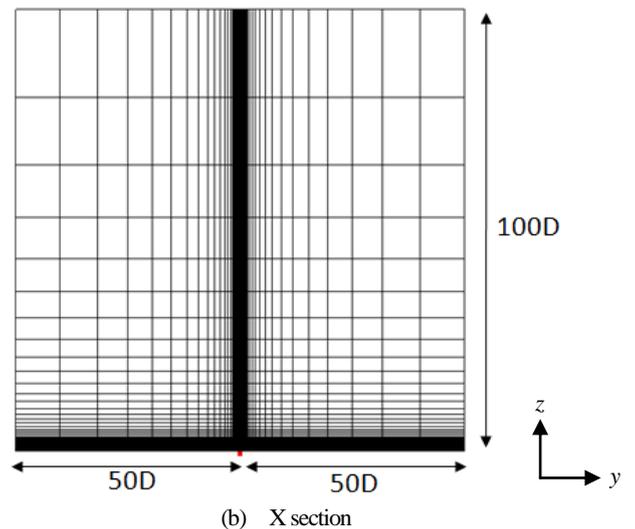
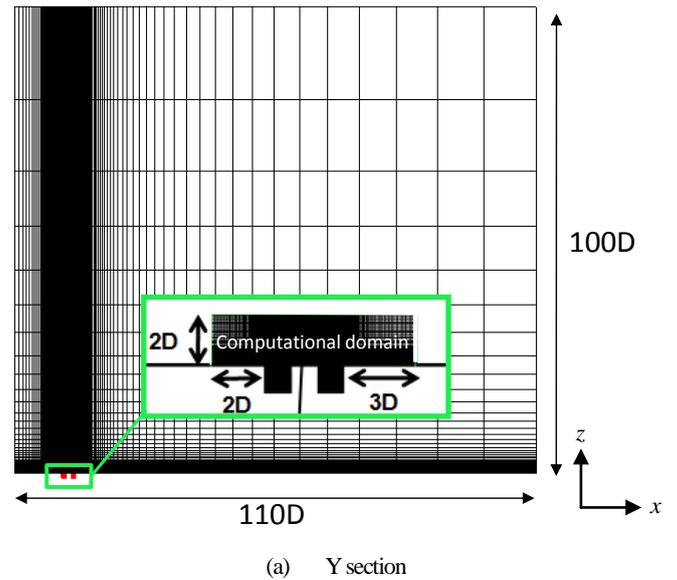
Figure 2 からわかるようにキャビティの外部領域(黒い格子)を Zone1、前方のキャビティ内部領域(赤い格子)を Zone2、後方のキャビティ内部領域(赤い格子)を Zone3 とする計 3 つの領域からなる重合格子を採用している。計算には、各格子間で内挿を行っている。但し、格子点は 6 点ずつ完全に重なっており内挿による誤差はないものと考えてよい。また、総格子点数は、3 ケースともに約 300 万点程である (Table 1)。

最小格子幅は、壁面近傍で $\Delta x=5.0 \times 10^{-3}$ である。計算領域内における最大格子幅は、 $\Delta x=0.08$ である。

本解析で解析可能な音波の周波数の上限は、上述の格子幅と本解析で用いた 6 次精度コンパクトスキームが 5 点で一つの波を捉えることができることより、ストローハル数 $St=2.5$ 程度である。また、解析可能な周波数の下限については、時間積分から見積もっている。音波の 10 周期以上が FFT 解析に入ること考慮して、ストローハル数 $St=0.33$ 程度である。(積分時間は 50000step 分のデータを用い、無次元時間で 50 である。)

Table 1: Grid points

	05Dcase	1Dcase	2Dcase
	X × Y × Z	X × Y × Z	X × Y × Z
Zone1	286 × 110 × 80	310 × 110 × 80	359 × 110 × 80
Zone2	50 × 50 × 55	50 × 50 × 55	50 × 50 × 55
Zone3	50 × 50 × 55	50 × 50 × 55	50 × 50 × 55



(c) Isometric angle
Fig.2: Computational grid

4. 結果と考察

4.1 流れ場

Figure 4 に各ケースにおけるキャビティの中心断面の瞬間場の圧力分布を示す。各ケース共にフィードバックループによるせん断層がキャビティの下流角部に衝突することによって大きな圧力波が発生し、上流方向に伝わっていくことが確認された。タンデムのケースに注目すると、(b) 05D case と (d) 2D case では前後のキャビティから発生する圧力波が入り乱れているような圧力分布が確認された。一方で、(c) 1D case の場合は、前後のキャビティから発生する圧力波の位相が比較的揃って伝播する様子が確認された。

次に、Fig. 5 にせん断層の可視化に良いとされる密度分布を示す。これは、キャビティの中心断面の瞬間場の様子である。各ケース共に前方のキャビティでは比較的乱れの弱いせん断層であるのに対し、後方のキャビティでは、せん断層が大きく波打ったような乱れが確認された。

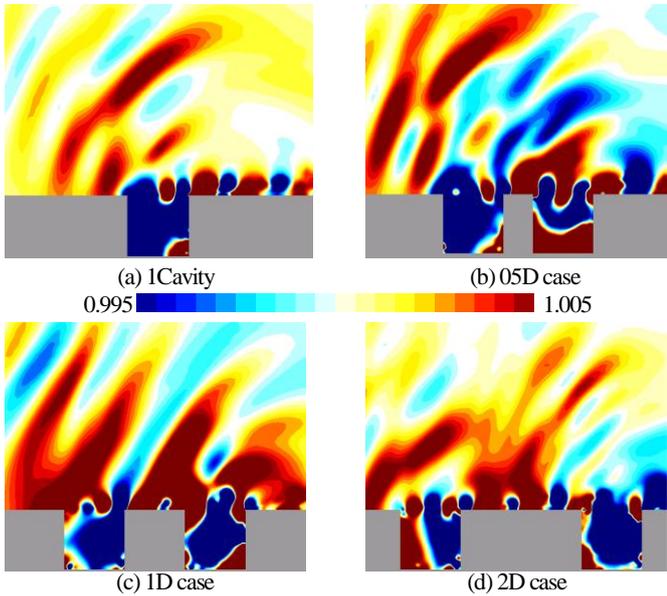


Fig.4: Pressure profile

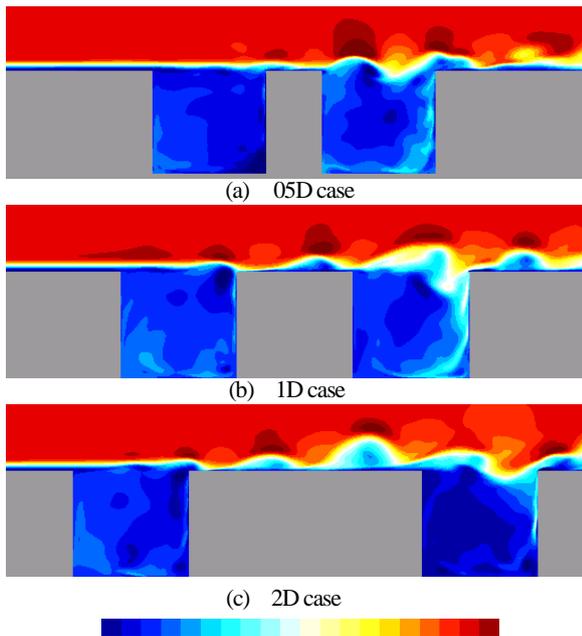


Fig.5: Density profiles

4.2 音響場

ストローハル数 (無次元周波数) St と音圧レベル SPL の定義を示す。

$$St = \frac{fD}{u_j} \quad (1)$$

$$SPL[dB] = 20 \log_{10} \frac{\tilde{p}}{\tilde{p}_{ref}} \quad (2)$$

ここで、 \tilde{p} は圧力変動の実行値であり、 \tilde{p}_{ref} は最小可聴音圧で、以下のように表される。

$$\tilde{p}_{ref} = \frac{2.0 \times 10^{-5} [Pa]}{101300 [Pa]} \times p_\infty \quad (3)$$

以下、議論に用いるスペクトルは 50000step 分のスペクトルデータを 5 回平均処理したものである。5 回の平均に用いたデータはそれぞれ 10000step ずつずれたデータを使用した。一般的にキャビティにおける騒音はトーンノイズと乱流騒音が主である。以下ではこの 2 点について議論する。

4.2.1 ピーク

Figure 6 に 1Cavity のケースにおけるスペクトルを示す。測定位置は $(x,y,z)=(0,0,-0.33)$ の位置である。座標系は Fig. 1 を参照されたい。次にこのスペクトルから得られたピーク周波数の比較を行う。比較には、キャビティのピーク周波数の予測によく用いられる Rossiter の式⁽⁶⁾を用いた。また、Rossiter の式は以下のようにあらわされる。

$$f = \frac{U}{L} \frac{(n-\gamma)}{\left(\frac{1}{K} + M\right)} \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (4)$$

ここで、 γ はキャビティのアスペクト比 L/D から決まる係数、 K は定数である。それぞれ $\gamma=0.25$, $K=0.57$ を用いた。この式をストローハル数で書き改めると以下ようになる。

$$St_n = \frac{(n-\gamma)}{\left(\frac{1}{K} + M\right)} \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (5)$$

また、比較には Rossiter の式より得られた値に加え、Gloerfelt ら⁽⁷⁾によって行われた同条件 ($L/D=1$, $M=0.6$, 流入条件:層流境界層分布) での LES 計算結果も共に比較する。初めの 5 つのピーク周波数の比較を Table 2 に示す。本解析結果は Rossiter の式及び、Gloerfelt らによる計算結果と定性的な一致が得られている。以上より本解析が定性的な議論には十分な精度を持っているといえる。

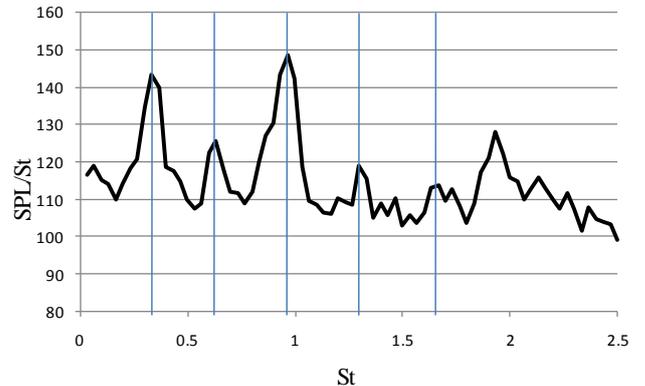


Fig. 6: Spectra of 1Cavity

Table 2: Comparison of first five cavity tones

	St1	St2	St3	St4	St5
1Cavity	0.33	0.63	0.96	1.30	1.66
Roossiter	0.32	0.74	0.96	1.17	1.59
	(n=1)	(n=2)	(n=2.5)	(n=3)	(n=4)
Gloerfelt.et.al	0.32	0.66	0.93	1.25	1.55

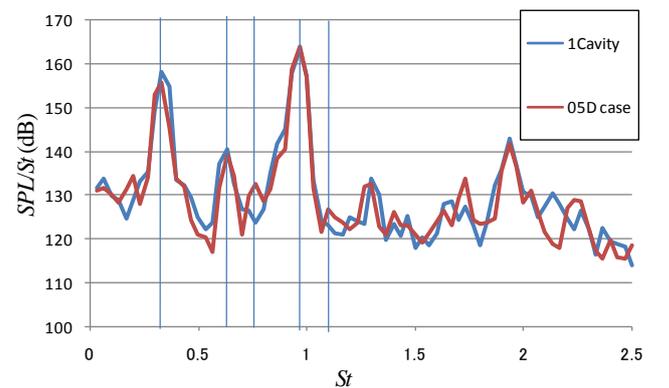
次に、各ケースにおけるピークの比較を行う。Figure 7 に前方のキャビティのスペクトルの比較を、Fig. 8 に後方のキャビティのスペクトルの比較を示す。前方のキャビティの測定点は、全てのケースで同様の $(x,y,z)=(0,0,-0.33)$ である。また、後方のキャビティの測定点 (Fig. 1 赤丸参照) は、05D case, 1D case, 2D case, の順に $(x,y,z)=(1.5,0,-0.33)$, $(2,0,0,-0.33)$, $(3,0,-0.33)$ である。

前方キャビティのスペクトルである Fig. 7 を比較すると 05D case 及び 2D case は 1Cavity で観測された $St=0.33$, $St=0.63$, $St=0.96$ で観測された特徴的なピークと同じ周波数のピークが確認され、全体的に 1Cavity と同様の傾向のスペクトルが得られた。一方で、1D case は他のケースとは異なる傾向がみられる。1D case では、1Cavity の $St=0.33$ で見られたピークが若干強まっている。これは前後のキャビティから発生する圧力変動の位相が揃って伝播しているため、音波の強めあいがあったためと考えられる。また、1Cavity の $St=0.63$ と $St=0.96$ で見られたピークが弱まり、その 2 つのピーク周波数の間に新たな特徴的なピークが確認された。この新たに見られた特徴的なピークは、微弱ながら 05D case と 2D case でも見られる。そのため、この新たな特徴的なピークの発生はキャビティがタンデム配列で 2 つ存在する影響であると考えられ、キャビティ間の長さによってその増幅のされ方が異なっていると考えられる。ここで、初めの 5 つのピーク周波数をまとめたものを Table 3 に、その周波数における SPL/St の値をまとめたものを Table 4 に示す。タンデムな 2 つのキャビティの存在のため前方キャビティの特徴的なピークの位置及び大きさが変化している。また、中でも 1D case において 1Cavity との差が大きく、後方のキャビティの影響を受けていることがわかる。

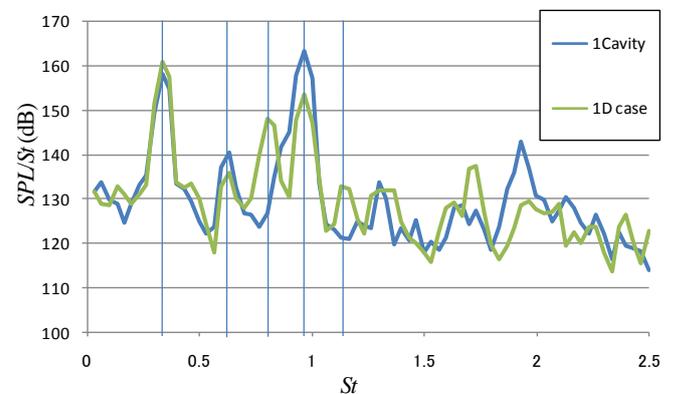
後方キャビティにおけるスペクトル Fig. 8 を比較する。3 ケース共に全体的にスペクトルが上昇している。これは後述する乱流騒音のためである。このスペクトルの上昇により 1Cavity で見られる $St2$ や $St4$ といった比較的小さいピークは見えにくくなっている。また、1Cavity で特に特徴的であった $St1$ と $St3$ のピークを比較する。まず、 $St=0.33$ 周辺のピークの音圧レベルについては 3 ケース共に若干上昇している。また、このピークはキャビティ間の距離が近いほど大きい値を示している。周波数の違いは見られなかった。次に、1Cavity で見られた $St=0.96$ におけるピークを比較する。05D case においてはこのピークの変化はほとんど見られなかった。しかし、1D case と 2D case ではこのピークの大幅な減少が確認された。これは、前方のキャビティを通過したとき発生する擾乱が 2 次元的な渦構造を乱すためにピーク音が発生しにくくなったためと考えられる。また、1D case の場合には、Table 3 で示した $St=0.76(St3)$ のピークと同様の傾向のピークが見られた。このピークは後方のキャビティの方が大きい。このことから、現段階ではこのピークは後方キャビティから主に発生していると考えられる。

ここで、特徴的なピークの存在する周波数 $St=0.33$, 0.96 及び 0.8 付近の SPL 分布を Figs. 9, 10, 11 に示す。これを見ると、キャビティの内部に節と腹が確認でき、 SPL を強めあっていることがわかる。Figure 9 より、05D case では後方、1D case では前方、2D case では後方と距離の違いによってより強い SPL を示すキャビティが異なっていることが確認された。Figure 8 では、各ケース共に前方キャビティの SPL が大きいことが見て取れる。これは流入境界

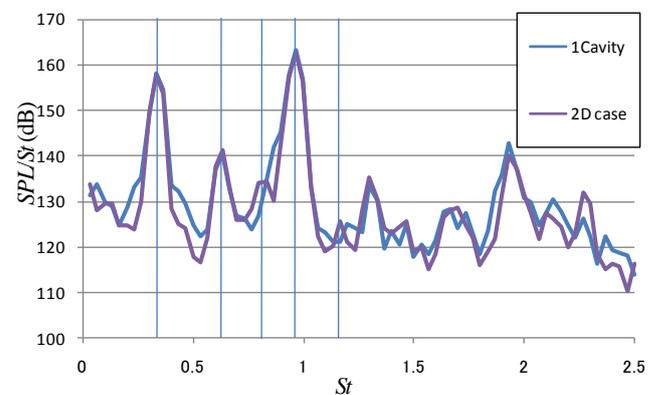
層が大きく影響した現象であると考えている。平均場における流入境界層厚さは前方キャビティでは各ケース共に 0.03 程度である。それに対して後方キャビティへの平均場における流入境界層厚さは、05D case, 1D case, 2D case の順に、 0.04 , 0.05 , 0.06 と間隔が広くなるにつれて厚くなっている。前後の流入境界層厚さが最も近い 05D case では後方のキャビティ内部でも前方と同じように大きな SPL 分布を示している。一方で、他の 2 ケースは距離が離れるほど、後方のキャビティの SPL の小さい分布となっている。Figure 11 をみると、 SPL の強い分布は後方キャビティ内部周辺であることがわかる。やはり前述したとおり $St=0.8$ 付近のピークは 2 つのキャビティがタンデムに存在するときに発生する現象であり、その発生源は後方のキャビティであると考えられる。前述のように特に 1D case の場合に SPL が大きいことから、タンデム配列のキャビティ間距離がある特定の距離で強く発生する現象であると考えられる。



(a) 1Cavity & 05D case



(b) 1Cavity & 1D case



(c) 1Cavity & 2D case

Fig. 7: Comparison of spectra of front cavity

Table 3: Comparison of first five front cavity tones

	St1	St2	St3	St4	St5
1Cavity	0.33	0.63	0.96	1.30	1.66
05D case	0.33	0.63	0.76	0.96	1.30
1D case	0.33	0.63	0.80	0.96	1.13
2D case	0.33	0.63	0.83	0.96	1.16

Table 4: Comparison of SPL/St of first five front cavity tones

	St1	St2	St3	St4	St5
1Cavity	158.0	140.3	163.3	133.6	128.4
05D case	155.6	139.1	132.5	163.8	132.6
1D case	160.8	135.8	148.0	153.3	132.8
2D case	157.9	141.0	134.2	162.5	125.70

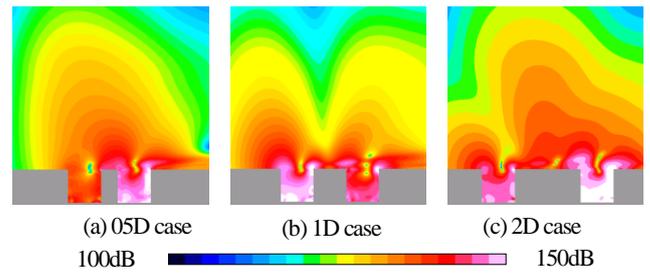


Fig.9: SPL profile ($St=0.33$)

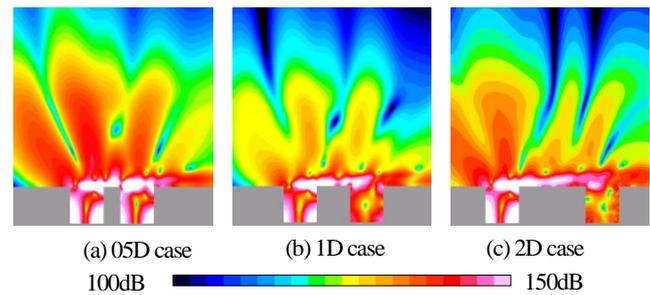


Fig.10: SPL profile ($St=0.96$)

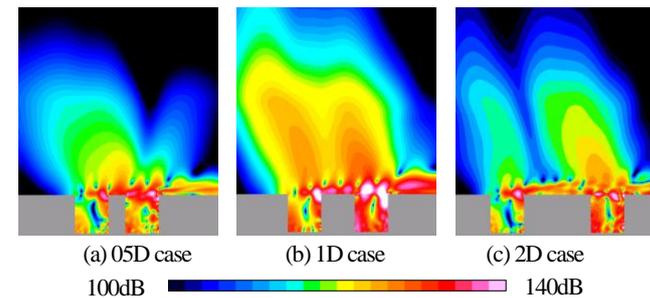
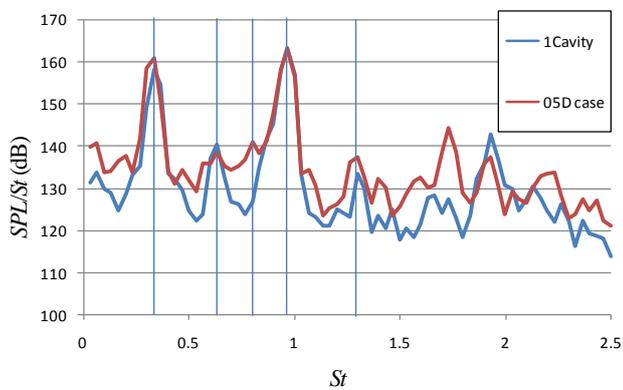
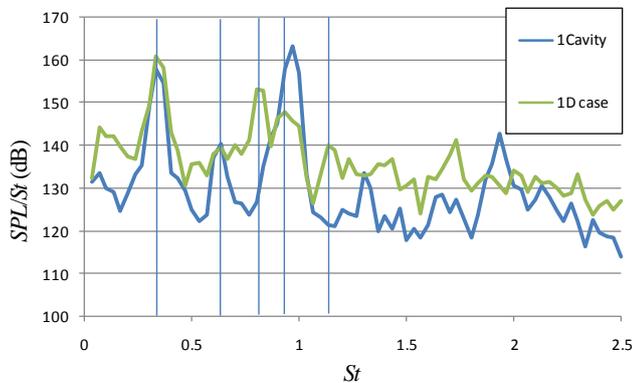


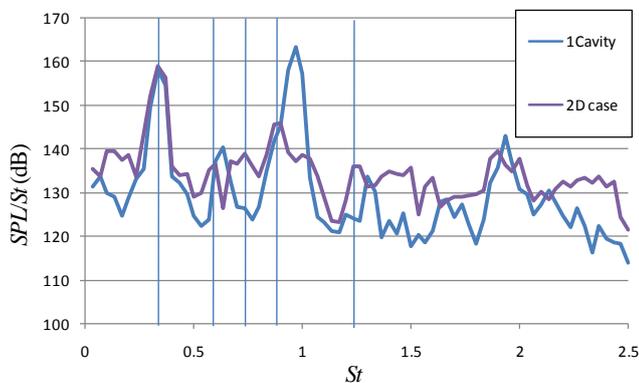
Fig.11: SPL profile (St_3 of tandem)



(a) 1Cavity & 05D case



(b) 1Cavity & 1D case



(c) 1Cavity & 2D case

Fig.8 Comparison of spectra of back cavity

4.2.2 乱流騒音

Figure 7 及び 8 においてピークとして観測される以外の SPL の変動は乱流騒音であると考えられる。以下、これについて議論する。

Figure 12 に 3 分の 1 オクターブバンドフィルターを掛けた SPL 分布を 05D case, 1D case, 2D case の各々のタンデムケースについて示す。中心周波数には, $St=0.66, 0.83, 1.05, 1.33, 1.67$ 及び 2.11 を用いた。全てのケース, 全ての周波数において後方のキャビティの上方に大きな圧力変動が見られる。これは, 前方のキャビティによって増加した擾乱が後方に移流するために見られる現象であると考えられる。 $St=1.33, 1.67, 2.11$ における SPL の分布をみると, 前方のキャビティでは小さい SPL を示している。それに対して後方のキャビティでは大きな SPL を示している。これは前述した前方キャビティから移流した擾乱による圧力変動が後方キャビティ内部に伝播し, 乱流騒音を発生させるため比較的高い周波数帯でも大きな SPL を示すと考えられる。各ケースにおける後方キャビティの SPL の大きさは Fig. 8 及び Fig. 12 から同程度であると考えられる。

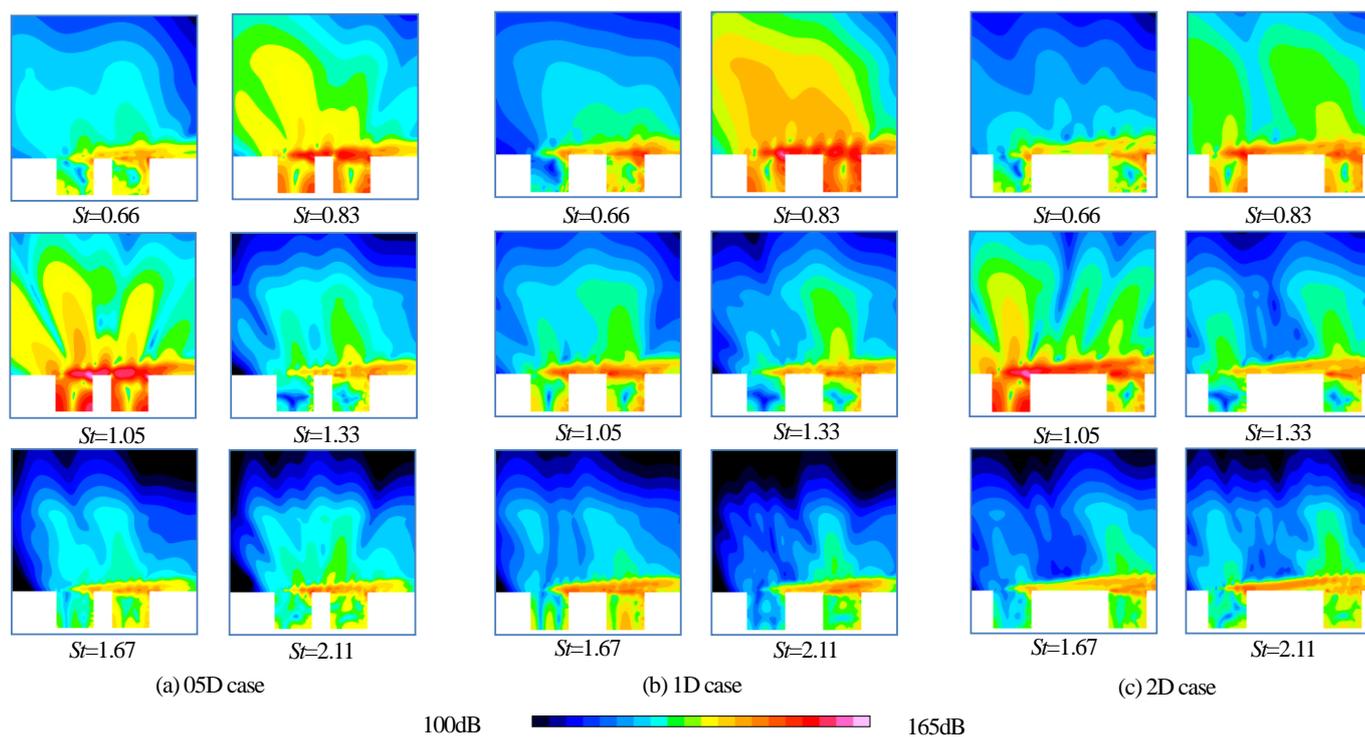


Fig.12: One-third Octave band filtered sound pressure level distribution

5. 結言

1つのキャビティを通過する流れ場及び、タンデムに配列された2つのキャビティを通過する流れ場に対してILESを行い、音響場を議論した。まず、解析の妥当性を調べるため、一つのキャビティを通過する流れ場から発生するピーク周波数をRossiterの式から求めた予測値および過去のLESの結果と比較した。これらの周波数は定性的に良い一致を示しており、解析が妥当なものであることを示した。

1つのキャビティを通過する流れ場及び、タンデムに配列された2つのキャビティを通過する流れ場からの音響場を比較してピーク音および乱流騒音がキャビティ間の距離に応じてどのように変化するかを知見を得た。

ピーク音に関しては以下の知見が得られた。

- 各タンデムのケースの前方キャビティにおいて、1つのキャビティで確認された第1から第3ピークと同様のピークが確認された。また、タンデム配列のケースでは $St=0.8$ 付近に新たなピークが発生することがわかった。それは特に1D caseにおいて顕著である。
- 各タンデムのケースの後方キャビティにおいて、1つのキャビティで確認された第1ピークと同じピークが確認された。第3ピークに関してはキャビティ間隔が離れるほど減少することがわかった。また、後方キャビティでは、乱流騒音が増加するため小さいピークが確認しづらくなる。

また乱流騒音に関してはこれまでに得られていた以下の知見が確認された。

後方のキャビティでは、前方のキャビティからの擾乱により、乱流騒音が強くなる。このため比較的高い周波数帯でも高いSPLを示す。これらの乱流騒音は今回調べた条件では距離に影響しない。

参考文献

- (1) Gloerfelt, X., Bogey, C., Bailly, C. and Juve, D., Aerodynamic noise induced by laminar and turbulent boundary layers over rectangular cavities, AIAA 2002-2476, (2002).
- (2) Lele, S.K., "Compact Finite Difference Scheme with Spectral-Like Resolution," *Journal of Computational Physics*, Vol.103, pp.16-22, 1992.
- (3) Bogey, C. and Bailly, C., "A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations," *Journal of Computational Physics*, Vol.194, 194-214, 2004
- (4) Visbal, M.R., and Rizzetta, D.P., "Large-eddy simulation on general geometries using compact differencing and filtering schemes," AIAA Paper 2002-288, AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 40th, Reno, NV, Jan. 14-17, 2002
- (5) T. Colonius, S. K. Lele and P. Moin, "Boundary Condition for Direct Computation of Aerodynamics Sound Generation," *AIAA Journal*, vol. 31, No. 9(1993).
- (6) Rossiter, J.E. "Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds," Technical Report 3438, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda, 1964.
- (7) Gloerfelt, X., Bogey, C. and Bailly, C., Numerical investigation of the coexistence of multiple tones in flow-induced cavity noise, AIAA 2003-3234, (2003).