音振動連成状態にある円筒内部音場の可視化*

朝倉 智也¹⁾, 小島 淳²⁾, 森山 裕幸³⁾

Visualization of Sound Field in Cylindrical Structure under Vibroacoustic Coupling

Tomoya ASAKURA, Atsushi KOJIMA and Hiroyuki MORIYAMA

ABSTRACT

In this study, a cylindrical structure with end plates at both ends is used and vibroacoustic coupling between the plate vibrations and the internal sound field is investigated theoretically and experimentally when an external harmonic force is applied to one end plate. In the theoretical study, the distribution of sound pressure level is useful for the estimation of complicated coupling phenomena, for which the sound field has some acoustic modes as candidates. As a result, the dimensions, the cylinder length and the radius and thickness of the plate, which promote vibroacoustic coupling, are clarified theoretically, and these theoretical results are demonstrated by the experimental study with variations in the dimensions. Moreover, the circumstance of coupling phenomena, which are promoted or not, is distinguished by not only the obvious increase of peaks in the sound pressure level but also the distribution of that. In particular, the circumstance depends greatly on whether the acoustic mode coupling with the vibration mode is symmetric about the longitudinal direction of the cylinder.

Keywords: Vibroacoustic coupling, Cylindrical structure, Internal sound field, Visualization of sound field

1. はじめに

構造の軽量化は新素材の開発などにより飛躍的に進歩してきたが、最も基本的な手法は薄肉化である。なかでも円筒構造は、薄肉化しても高い耐荷能力を有するため、軽量化が強く望まれる輸送機械、とりわけ航空宇宙分野を中心に様々な分野で利用されている。この円筒構造は構造の内部に空間を有するため、外部から周期的な加振力を受けた際に構造振動を生じ、内部空間にはその振動に起因した音場が形成される。そのため円筒構造に限らず、内部に空間を有する薄肉構造物の振動系、音響系における応答性に関して従来より研究がなされてきた^{1)~4)}。これらの研究は振動系に対する音響系の応答特性を論ずることが多いが、構造振動の共振周波数と音場の共鳴周波数が条件的に近接するような状況において、振動系と音響系の間には互いに影響を与える強い音振動連成現象が生じることが知られている⁵⁾。

この音振動連成現象は内部空間に強力な音場を発生させるため、例えば薄肉円筒の代表的な構造物である航空機の客室内に重大な騒音被害を生じさせるほか、ロケットな

どにおいては搭載されている精密機器に深刻な構造破壊が生じる可能性がある⁶⁾。そのため薄肉円筒構造を用いた構造設計を行う際には、音振動連成現象は考慮しなくてはならない要件の一つとして考えられる。しかしながら音振動連成現象を構成する音響系と振動系の挙動は、各系の寸法に強く依存するため、音振動連成現象を各系寸法で系統的に評価することは難しい。そのためこれまででは一定寸法における周波数応答性について論じているものが多く、形状寸法の影響について詳細に検討された報告は少ない。

そこで本研究では、円筒の片側に配置された端板が加振力を受ける研究モデルを取り上げ、端板振動モードと内部音場の音響モード間で生じる音振動連成現象について、その促進状態に与える振動特性を、形状寸法などの影響を理論解析及び実験により検討している。このとき、端板と音場の形状寸法を標準化することによって、連成現象の促進及び抑制条件に与える諸因子を整理し、理論解析で得られた音圧分布を可視化することで、連成現象に与える振動、音響モード間の関連性を詳細に検討している。

2. 理論解析

2.1 解析モデル

図1に本研究で用いた解析モデル図を示す。座標は端板の面内方向及び音場の横断面方向を距離 r と θ で表し、筒

* 原稿受付 2013 年 3 月 25 日

1) 非会員 東海大学大学院 工学研究科 機械工学専攻

2) 非会員 東海大学大学院 総合理工学研究科 総合理工学専攻

3) 正会員 東海大学 工学部 動力機械工学科

(〒259-1292 神奈川県平塚市北金目 4-1-1, E-mail: moriyama@keyaki.cc.u-tokai.ac.jp)

長方向を z としている。端板は全て同径の半径 a と厚さ h とし、図中の各記号にある添え字 1, 2 はそれぞれ端板 1, 2 を意味している。音場は端板と同径で筒長 L の円筒形音場を想定しており、円板以外の境界面は構造及び音響的に剛体としている。端板はばね定数 T (N/m²) と R (N) の直線ばねと回転ばねによって周辺が均等に支持されており、ばね定数を変化させることで様々な支持条件を仮定することができる。

加振力は $F = 1$ N を端板 1 の中心から $\theta = 0$ deg の位置に正弦波で負荷しており、加振周波数は各種振動モードが励起される値となっている。振動モードは θ 方向次数 n と r 方向次数 m で (n, m) としており、 (n, m) 次モードを励起する周波数を f_{nm} としている。本研究では端板振動の基本モードとして $(0, 0)$ 次モード、高次モードとして $(1, 0)$ 、 $(0, 1)$ 次モードを取り上げるが、加振位置は $(0, 0)$ 、 $(1, 0)$ 次モードのとき $r_1/a = 0.4$ 、 $(0, 1)$ 次モードでは節円を避けるため $r_1/a = 0.2$ としている。また円筒横断面上の 2 次元音場に関する共鳴周波数は、 n 次のベッセル関数の 1 次導関数により定まり、 p はその順番を意味している。そのため $n = 0$ における p は節円数に合致するが、 $n \geq 1$ では $p = 1$ で節円が存在しないことから、 p は節円数に合致しなくなる。本研究ではそのような 2 次元音場の音響モード (n, p) と筒長方向次数 q の組み合わせで、円筒形音場における音響モードを (n, p, q) と表記し、そのモードを励起する周波数を f_{npq} としている。ただし $(0, 0, q)$ 次モードは平面波に由来するため、上記説明には該当しない。

2.2 振動と音場の連成方程式

図 1 の解析モデルにおける端板 1 と端板 2 の面外変位 w_1 と w_2 は、式(2)のモード関数を含む式(1)で表現し、以後の解析では許容関数として用いる。

$$\left. \begin{aligned} w_1 &= \sum_{s=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{1nm}^s X_{nm}^s e^{j\phi_1} \\ w_2 &= \sum_{s=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{2nm}^s X_{nm}^s e^{j\phi_2} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$X_{nm}^s = \sin(n\theta + s\pi/2)(r/a)^m \quad (2)$$

式中の s は端板振動と音場の両モードにおける対称性を示す指標であり、 B_{1nm}^s 、 B_{2nm}^s は面外変位及び音圧の決定に必要な係数マトリックスである。また、 ω は点加振の角周

Fig. 1 Analytical model

波数であり、 ϕ_1 、 ϕ_2 はそれぞれ端板 1 と端板 2 における振動の位相である。

各端板の運動方程式は構造系、音響系を含めた全系のエネルギー式にハミルトンの原理を適用することで、次式のように導かれる。

$$\left\{ \begin{aligned} &\sum_{m=0}^{\infty} \left\{ K_{1nm}^s (1 + j\eta_p) - \omega^2 M_{1nm}^s \right\} \\ &+ \sum_{s=0}^1 a F_{sn} \left\{ T_1 + \left(\frac{m}{a} \right) \left(\frac{m'}{a} \right) R_1 \right\} \right\} B_{1nm}^s e^{j\phi_1} = F_{1nm}^s - P_{1nm}^s \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} &\sum_{m=0}^{\infty} \left\{ K_{2nm}^s (1 + j\eta_p) - \omega^2 M_{2nm}^s \right\} \\ &+ \sum_{s=0}^1 a F_{sn} \left\{ T_2 + \left(\frac{m}{a} \right) \left(\frac{m'}{a} \right) R_2 \right\} \right\} B_{2nm}^s e^{j\phi_2} = P_{2nm}^s \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中の K_{1nm}^s 、 K_{2nm}^s と M_{1nm}^s 、 M_{2nm}^s 項は板の剛性と質量マトリックス、 m' は円板における半径方向の節円数であるため ($m' = m$)、各マトリックスは対称となる。また、 η_p は板の減衰係数、 F_{sn} は n と s で決定される係数である。

式(3)の右辺第 1 項及び第 2 項は、点加振項と振動、音場間での連成を表す音響加振項であり、式(4)は点加振力を受けないため、音響加振項のみで表現されている。これら点加振項、音響加振項は次式のように表される⁵⁾。

$$F_{1nm}^s = \int_{A_1} F_1 \delta(r-r_1) \delta(\theta-\theta_1) X_{nm}^s dA_1 \quad (5)$$

$$P_{1nm}^s = \int_{A_1} P_c X_{nm}^s dA_1, \quad P_{2nm}^s = \int_{A_2} P_c X_{nm}^s dA_2 \quad (6)$$

ここで、式中の δ は点加振力を表現するために用いたデルタ関数であり、 A_1 と A_2 は各板の面積、 P_c は端板と音場の境界面における音圧を意味している。

式(6)の音響加振項は音場の変位を表す形状関数、音場と端板の境界条件を用いることにより、以下のように求めることができる⁵⁾。

$$P_{1nm}^s = \frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{I_1 (I_1 B_{1nm}^s e^{j\phi_1} - I_2 B_{2nm}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \quad (7)$$

$$P_{2nm}^s = -\frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{I_2 (I_1 B_{1nm}^s e^{j\phi_1} - I_2 B_{2nm}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \quad (8)$$

I_1 と I_2 はそれぞれ端板 1 と 2 における振動と音場間の連成係数、 M_{npq}^s は音場のモード質量、 ω_{npq} は音場の共鳴周波数であり、 ρ_c は空気の密度、 V_c は音場の容積を表している。

解析手順は式(3)、(4)に式(7)、(8)を代入し、係数 B_{1nm}^s 、 B_{2nm}^s を求め、各端板振動と音場における面外変位と音圧を端板全体と音場全域にわたり算出している。

3. 実験装置及び手法

図2に本研究で用いた実験装置図を示している。鋼製の円筒の両端に半径 $a = 153$ mm, 板厚 $h = 3, 4$ mm のアルミニウム合金製の円形板を配置しており, フランジ及びボルトナットで周辺を固定している。この円形板の一方を加振機により点加振させているが, その加振周波数は実験モード解析の結果から得られた f_{nm} としている。各振動モードの f_{nm} は板厚によって異なり, (1,0)次モードでは $h = 3, 4$ mm でそれぞれ $f_{10} = 587, 785$ Hz, (0,1)次モードでは $h = 3, 4$ mm でそれぞれ $f_{01} = 1138, 1513$ Hz とし, 解析条件と同様に 1 N の加振力を与えている。加振位置もまた解析条件に合わせて, (0,0), (1,0)次モードの場合, 端板中心から半径の 40 %, (0,1)次モードでは 20 % 水平方向に移動した位置としている。筒長 L は 500 mm ~ 2000 mm の範囲で 50 mm ずつスライド変化させ, プローブチューブ先端が両端板近くで円筒内壁近傍 ($r = 148$ mm, $\theta = 90$ deg) に位置するように設置したコンデンサーマイクロフォンにより, 円筒内部の音圧レベル L_p を測定している。

4. 理論解析及び実験結果

4.1 音振動連成に与える形状寸法の影響

本理論解析では実験装置と同様に半径 $a = 153$ mm のアルミニウム合金製の端板を想定しているため, ヤング率 E とポアソン比 ν はそれぞれ 71 GPa と 0.33 に設定している。端板の支持条件は, ばね定数 T_1, T_2 と R_1, R_2 を, 端板の曲げ剛性 $D [= Eh^3 / \{12(1-\nu^2)\}]$ により無次元化したばね定数 $T_b (= T_1 a^3 / D = T_2 a^3 / D)$ と $R_b (= R_1 a / D = R_2 a / D)$ で表現する。本解析では解析の結果より, 実験装置に近い条件として $T_b = 10^8$ と $R_b = 10$ を採用している。本研究では端板の固有振動数 f_{nm} に影響を与える形状因子として, a と h を取り上げている。同様に音場の共鳴周波数 f_{npq} は a と筒長 L に依存することになる。端板の境界条件を一定とすれ

ば, f_{nm} は a の増加と h の減少に伴う曲げ剛性の低下によって減少する。一方, 音場は (0,0, q) 次モードが支配するとき, 円筒内部音場は平面波で構成されることになるため, その特性が a には依存しない。さらに, f_{nm} と f_{npq} が一致して系間のエネルギー移動が活発になり, 結果として連成が促進されることになるが, その時の L は現象の周期性から音響モードの筒長方向次数 q で除することによって完全に標準化される。これは (0,0, q) 次モードだけでなく, 他の共鳴周波数を有するモードにおいても成立すると考えられる。そこで, 端板と音場の固有振動数を決定するパラメータとして, 構造と音場の形状寸法を無次元化し, a/h を a_h , $L/(qh)$ を L_{qh} と定義する。

図3に各振動モードにおける L_{qh} と a_h の関係を示す。 L_{qh} は端板振動と類似なモード形状を有する音響モードの共鳴周波数 f_{00q} , f_{11q} 及び f_{01q} から導いているが, (1,0), (0,1) 次モードに関しては f_{00q} から求めた値も併記している。 f_{npq} は a_h と共に増加する傾向を有しており, 特に f_{00q} から導かれた各振動モードの L_{qh} はいずれも a_h と比例的に変化しているが, $a_h = 20.0$ 付近から f_{00q} における L_{qh} との差が拡大している。 f_{11q} , f_{01q} の L_{qh} におけるこのような変化はそれぞれ $a_h = 46.0, 42.0$ まで持続するが, それ以降ではそれらの L_{qh} は存在しなくなる。これは円筒の形状寸法が増加するに従い, 端板の固有振動数が (0,0, q) 次モード以外の音響モードの共鳴周波数を下回ることになり, 固有振動数と共鳴周波数が一致する点が存在しなくなるためである。よってこれら各音響モードが連成を促進させる限界となる a_h を連成限界点と称し, 以後, 各モードの連成限界点付近における音響特性に関して検討を行う。

4.2 連成促進時における円筒内部音場

各振動モードについて検討を行う前に, 基本的な振動モードとして円周方向, 半径方向に節線, 節円を生じない (0,0) 次モードについて検討を行う。図4は (0,0) 次モードで振動するときの内部音場について, 解析から求めた平均音圧レベル L_{pv} と, 実験で得られた非加振側端板近くにおける音圧レベル L_p の筒長 L に対する推移を示したものである。ただし L_{pv} は, 内部音場全域における音圧の 2 乗平均

Fig. 2 Experimental apparatus

Fig. 3 Relationship between L_{qh} and a_h

Fig. 4 Variations in L_{pv} and L_p with L in (0,0) mode ($h = 3, 4$ mm)

Fig. 5 Distribution of sound pressure level inside cavity ($f_{00} = 280$ Hz, $L = 610$ mm, $h = 3$ mm)

値から求めている。この場合、 $h = 3$ mm の解析と実験における加振周波数 f_{00} は、それぞれ 280 Hz と 282 Hz に設定し、 $h = 4$ mm では 385 Hz と 388 Hz としている。

L_{pv} は $h = 3, 4$ mm 共に L の増加に伴い大きく増減を繰り返しており、 $h = 3$ mm では約 600 mm 間隔、 $h = 4$ mm では約 450 mm 間隔で L_{pv} にピークが生じている。また実験結果 L_p は $h = 3, 4$ mm と L_{pv} と同様な傾向でピークが発生しており、解析結果の妥当性を示している。

図 5 は、図 4 の $h = 3$ mm の L_{pv} がピークとなる $L = 610$ mm の音場について、その音圧分布を 3 次元で図示したものである。音圧レベルは青色、黄色、赤色の順に大きくなっているが、本研究では分布特性に着目しているため、具体的な数値については省略する。音場内に平面波を確認できることから、音響モードは端板振動の(0,0)次モードと類似のモード形状を有する(0,0, q)次モードであり、この場合、 z 方向次数 q の節が中央に 1 箇所存在していることから、(0,0,1)次モードでピークが発生していることがわかる。その他のピークも、(0,0, q)次モードの音場は筒長の増加に伴い順次生じることを確認している。これらのピークは f_{nm} と f_{npq} が一致する筒長で生じ、(0,0)次モードと(0,0, q)次モードにおける連成の促進に起因する。

図 6 は端板が(1,0)次モードで振動するときの内部音場に

Fig. 6 Variations in L_{pv} and L_p with L in (1,0) mode ($h = 3, 4$ mm)

Fig. 7 Distribution of sound pressure level inside cavity ($f_{10} = 795$ Hz, $L = 780$ mm, $h = 4$ mm)

Fig. 8 Distribution of sound pressure level inside cavity ($f_{10} = 600$ Hz, $L = 570$ mm, $h = 3$ mm)

ついて、 L_{pv} と L_p の L に対する推移を示したものである。ただし L_p は、加振側端板近くで測定した音圧レベルである。この場合、解析では $h = 3, 4$ mm のときそれぞれ $f_{10} = 600, 795$ Hz に設定している。 $h = 3$ mm では L_{pv} は L の増加に伴い緩やかに減少しており、 L_p にも同様な傾向が認められる。これは $a = 153$ mm, $h = 3$ mm では $a_h = 50.8$ となり、(1,0)次モードの連成限界点が $a_h = 46.0$ であるため、端板の固有振動数が音場の共鳴周波数に達しないことから、明確なピークが生じなかったものと考えられる。 $h = 4$ mm では $a_h = 38.1$ となり連成限界点以下であるため、(1,1, q)次モー

ドでピークが発生するものと予測できる．そのため L_{pv} のピークは、それぞれ(1,1,1)～(1,1,5)次モードに起因するものと考えられる． L_p においても同様な筒長でピークを確認でき、これらの実験結果は L_{pv} の特性変化を裏付けている．

図7及び図8では、図6において $h = 4 \text{ mm}$ のときに(1,1,2)次モードでピークが発生していた $L = 780 \text{ mm}$ と、 $h = 3 \text{ mm}$ のときに僅かなピークが発生していた $L = 570 \text{ mm}$ に注目し、それぞれの音圧分布を図示したものである．これらの分布は基本モードである(0,0)次モードで励起された(0,0, q)次モードと異なり、半径上に節線を持つ振動モードに強く影響を受けていることを示す結果である．

図7では連成が促進されたときの音圧分布を示しており、音響モードの z 方向次数 q の節が明確に現れている．この場合、節が2箇所確認できることから、音響モード(1,1,2)次モードでピークが発生していることを確認できる．しかし図8では系間のエネルギー移動が抑えられて連成が抑制されることにより、図7のような筒長方向に節が生じていない．これらの結果より、連成の促進と抑制には、 L_{pv} におけるピークの発生の有無だけでなく、内部音場における音圧レベルの分布特性にも大きな差異が現れることになる．

この場合、実験で解析モデルを完璧に再現することは難しく、解析と実験では固有振動数(加振周波数)に若干の相違が生じている．この相違は端板の支持条件が強く影響しているものと考えられ、軸対称振動モードより非軸対称振動モードで顕著に現れている．またそのような状況下の音場での固有振動数は、筒長方向次数 q の高次への移行と共に上記周波数の差異は拡大することになる．一方、円筒横断面における音圧レベルの分布特性は、軸対称音響モード(0,0, q)が支配的な音場では図5に示すように平面波の影響を強く受けることになる．そのため実験値は測定位置にほとんど依存しないことから、解析値との差はあまり大きくならない．しかし図7に示すように非軸対称音響モード(1,1, q)の円筒横断面上では、音圧レベルが位置により大き

く変化することになる．そのため $h = 4 \text{ mm}$ における解析結果と実験結果の間にはピーク周波数と音圧レベルに、また $h = 3 \text{ mm}$ では音圧レベルに大きな差異が生じたものと考えられる．

4.3 連成抑制時の円筒内部音場

(1,0)次モードにおける結果より、連成が促進されるためには、 a_h が連成限界点以下であることが不可欠である．ここでは連成が促進される状況を検討するため、 a_h をより詳細に変化させたときの L_{pv} を取り上げている．図9は(1,0)次モードの連成限界点である $a_h = 46.0$ 付近に注目し、 a は一定のまま h を変化させたときの L に対する L_{pv} の変化を示したものである． $a_h = 38.1 \sim 44.9$ の範囲では L_{pv} にピークが生じ、 a_h の増加に伴い第1ピークが長筒長側で現れると共にレベルが減少している．これは図3に示した通り a_h と共に L_{qh} が増加し、連成限界点付近で急激に増大するためである．しかし、連成限界点を越える $a_h = 46$ 以上の領域では、図6における $h = 3 \text{ mm}$ と同様な傾向を示している．連成の促進には振動モードと音響モードの形状の類似性が不可欠であるが、この場合、(1,0)次モードの f_{10} が $n = 1$ という点で類似性を有する(1,1, q)次モードの f_{11q} に達していないため、 L_{pv} にピークが発生しないと推察できる．この結果は、連成の促進にはモード形状の一致だけでなく、 f_{nm} と f_{npq} の近接も不可欠な要件であることを追認するものである．

4.4 軸対称振動モードにおける連成現象

これまでの結果より、音場は振動モードに準じた形状で発生していることがわかっている．図10は端板が(0,1)次モードで振動するときの内部音場について、 L_{pv} と L_p の L に対する推移を示したものである．ただし L_p は、加振側端板近くで測定した音圧レベルである．この場合、解析では $h = 3, 4 \text{ mm}$ のときそれぞれ $f_{01} = 1135, 1515 \text{ Hz}$ に設定している． $h = 3 \text{ mm}$ では L_{pv} のピークは約 150 mm 間隔で周期的に現れており、 L_p にも同様な傾向で生じている複数のピークを確認できる．図3より、音響モード(0,1, q)次モー

Fig. 9 Variations in L_{pv} with L in (1,0) mode
($a_h = 38.1 \sim 49.1$)

Fig. 10 Variations in L_{pv} and L_p with L in (0,1) mode
($h = 3, 4 \text{ mm}$)

Fig. 11 Distribution of sound pressure level inside cavity
($f_{01} = 1135$ Hz, $L = 610$ mm, $h = 3$ mm)

ドの連成限界点は $a_h = 42.0$ となっているが, $h = 3$ mm では $a_h = 50.8$ となるため f_{01} が f_{01q} に達しない. このことから, $h = 3$ mm において本来はピークが発生しないと考えられるが, (0,1)次モードは $m = 1$ に応じた節円を持つ軸対称モードであるため, モード形状の類似性から音場に(0,0, q)次モードを励起し, 音圧レベルにピークが発生したものと推察される.

図 11 は図 10 において $h = 3$ mm のときに L_{pv} がピークになる $L = 610$ mm の音場について, その音圧分布を図示したものである. 図 5 と同様な分布特性を示しており, (0,0, q)次モードであることは明らかである. この音響モードには z 方向次数 q の節が 4 箇所存在していることから, (0,0,4)次モードであることを確認できる. このように軸対称モードにおいては(0,0, q)次モードに依存することになるが, (0,1)次と(0,0, q)次モード間には(0,0)次モード時ほどのモード形状の類似性を有していないため, L_{pv} のピーク値は比較的小さい値に抑制されている.

一方, $h = 4$ mm では L_{pv} 及び L_p は筒長変化に対して複雑な挙動を呈している. $h = 4$ mm では $a_h = 38.1$ で連成限界点を下回るため, (0,1)次モードと(0,1, q)次モード間の連成によってピークが生じると考えられる. しかし前述のように(0,1)次モードの形状は(0,0, q)次モードと類似性を有するため, 連成を引き起こす音響モードが(0,0, q)次モードと(0,1, q)次モードが混在することになり, L_{pv} の変化は L に対して周期性を持たなくなる.

図 12 及び図 13 では, 図 10 の $h = 4$ mm において, L_{pv} がピークとなる $L = 680$ mm と $L = 540$ mm に注目し, それぞれの音圧分布を示している. $L = 680$ mm の音場は平面波で構成されているため, そのピークは(0,0,6)次モードに起因したものであることがわかる. $L = 540$ mm では上記のような平面波を示さず, 円筒横断面上において軸対称の節円を有しており, (0,0, q)次モードとは明らかに異なる分布特性になっている. これは $L = 540$ mm の音場が(0,1)次モードの影響を強く受け, (0,1,2)次モードで L_{pv} にピークが励起していることを示唆している. これらの結果より, このモードにおいても(1,0)次モードと同様に, 連成に関与す

Fig. 12 Distribution of sound pressure level inside cavity
($f_{01} = 1515$ Hz, $L = 680$ mm, $h = 4$ mm)

Fig. 13 Distribution of sound pressure level inside cavity
($f_{01} = 1515$ Hz, $L = 540$ mm, $h = 4$ mm)

る音響モードは図 3 より推定可能であるが, (0,1)次モードのような軸対称モードは基本モードとの形状の類似性から, 連成へ寄与する音場の傾向が全く異なることになる. このような軸対称の振動・音響モード間の関連性をさらに明確にするため, 連成時の音場形成に関与する各音響モードの影響度について検討する. 具体的には各音響モードが保有するエネルギー E_{npq} と音場全体の全音響エネルギー E_{all} を, 寄与率 C_E として以下のように定義する.

$$C_E = E_{npq} / E_{all} \quad (9)$$

図 14 は(0,1)次モードと連成している音場について, a_h を変化させたときに音場形成への関与が予測される音響モードを取り上げ, 各音響モードにおける C_E の L に対する推移を示すと共に L_{pv} 変化も併記している. $a_h = 42.3$, 43.5 は連成限界点である $a_h = 42.0$ を上回る領域であり, L_{pv} のピーク時に(0,0, q)次モードの C_E が増大している. これはこの領域の音場は(0,0, q)次モードに強く支配されることを意味するが, 連成限界点に近づく $a_h = 42.3$ では C_E は減少傾向にあり, (0,0, q)次モードの影響が相対的に弱められている. 一方, $a_h = 40.1$, 41.2 では連成限界点を下回るため, (0,1, q)次モードの C_E を取り上げている. この場合, 確かに全筒長域で(0,1, q)次モードの寄与が強くなっている

Fig. 14 Variations in L_{pv} and C_E with L in (0,1) mode ($a_h = 40.1 \sim 43.5$)

が、 L_{pv} のピークに注目すると C_E は大きく減少している。これは L_{pv} がピークとなる音場には (0,0, q) 次モードの寄与も存在するため、(0,0, q) 次と (0,1, q) 次モードが混在する音場が形成されていることを示唆する結果である。そのため L_{pv} のピークは連成限界点を上回る領域に比べ、周期性が弱められると共にレベルも減少傾向にあるものと考えられる。これらは図 10 の $h = 3, 4$ mm における音響特性の差異を、十分に裏付ける結果である。

5. おわりに

本研究では、片側の端板に点加振力を受ける円筒構造の端板振動と内部音場との音振動連成現象の促進及び抑制条件について、種々の振動モードと音響モードの組み合わせが与える影響を形状寸法、振動特性から検討し、理論的な可視化解析手法を用いることによって以下のような知見を得た。

- (1) 端板振動と内部音場が類似のモードであるとき、それぞれの固有振動数と共鳴周波数が一致することにより、連成が促進されることを明らかにした。
- (2) 理論解析及び実験結果より、筒長と半径に関する幾何学的パラメータを採用することで、連成現象の促進に伴い音圧レベルが極大化される条件を明らかにし、ピーク発生の予測を可能にした。
- (3) 高次の振動モードでは関与する音響モードが多くなり、内部音響特性は複雑となる。しかし、内部音場を可視化及び音響モードの寄与率で検討することにより、その音場に及ぼす各音響モードの影響を明らかにした。

参 考 文 献

- 1) Pan, J., Bies, D. A. : The effect of fluid - structural coupling on sound waves in an enclosure - Theoretical part, Journal of the Acoustic Society of America, Vol. 87, Issue 2 (1990) pp. 691-707.
- 2) Pan, J., Bies, D. A. : The effect of fluid-structural coupling on sound waves in an enclosure - Experimental part, Journal of the Acoustic Society of America, Vol. 87, Issue 2 (1990) pp. 708-717.
- 3) Cheng, L., Nicolas, J. : Radiation of sound into a cylindrical enclosure from a point-driven end plate with general boundary conditions, Journal of the Acoustic Society of America, Vol. 91, Issue 3 (1992) pp. 1504-1513.
- 4) Cheng, L., Nicolas, J. : Free vibration analysis of a cylindrical shell-circular plate system with general coupling and various boundary conditions, Journal of Sound and Vibration, Vol. 155, Issue 2 (1992) pp. 231-247.
- 5) 森山裕幸: 両端板に加振力を受ける円筒構造の内部音響特性, 日本機械学会論文集 (C), Vol. 69, No. 679 (2003) pp. 603-610.
- 6) Stavrinidis, C., Witting, M., Klein, M. : Advancements in vibroacoustic evaluation of satellite structures, Acta Astronautica, Vol. 48, Issue 4 (2001) pp. 203-210.