

端板に加振力を受ける円筒構造の内部音響特性 に及ぼす筒長変化の影響

本多宏至*¹ 増田直也*¹ 森山裕幸*²

Influence of Changing Cylinder Length on Acoustic Characteristics of Sound Field in Cylindrical Enclosure with Excited End Plate by

Hiroyuki HONDA, Naoya MASUDA and Hiroyuki MORIYAMA

(Received on September 30, 2004 & accepted on December 22, 2004)

Abstract

In order to study the coupling phenomena between the vibration of a structure and a sound field in contact with the structure, a cavity surrounded by a rigid cylinder having a thin elastic plate at both ends is adopted as an analytical model. When the dimensions of the cylindrical structure are varied, numerous parameters have to be treated as influencing factors, because their changes cause the natural frequencies of the systems to shift with respect to the above coupling phenomena. In the present investigation, changes in cylinder length, which influence the coupling between the vibrations of both end plates and the sound field inside the cavity, are studied through the characteristics of each system. In particular E_R , which is defined as the energy ratio of the sound field including all modes except a specific acoustic mode to that including all acoustic modes, estimates the degree of influence of each mode on the acoustic characteristics. As a result of this investigation, it is clarified that if the displacement of the excited plate corresponds to the sound pressure level on a lateral cross-sectional plan of the sound field in the mode, the acoustic mode in the vicinity of the excitation frequency strongly influences the acoustic characteristics and the coupling phenomena. However, if some acoustic modes, which are similar in longitudinal order, exist in the vicinity of the excitation frequency, they both cannot become an occupation mode.

Keywords: Coupled vibration, Circular end plate, Cylindrical sound field, Cylinder length, Contribution

1. 緒言

各種容器等に広く用いられている薄肉構造が外部周期力を受けると、構造振動は内部に形成された音場との間に連成を生じる。この連成は構造強度あるいは騒音制御の観点から、挙動の予測を可能にすることが必要であると共に、抑制しなければならない状況に至ることも十分に考えられる。

Cheng らは航空機客室内の騒音抑制を目的に圧力隔壁における振動との連成問題を取り上げており、問題を簡略化するため構造的にも音響的にも剛体の円筒構造の両端に弾性板を配置した解析モデルを用いている。この端板はばねで支持されており、ばね定数を変化することにより様々な支持条件を想定できるため、このモデルは非常に汎用性の高いものになっている。その結果、端板振動と連成状態にある音場について音圧レベルに及ぼす支持条件の影響を明らかにし、さらにその影響が及ぶ周波数域を特定している⁽¹⁾。著者らは上記モデルを応用して両端に弾性板を配置し、両端板の振動と内部音場との連成問題を取り上げ、その連成が強められる条件を提示している⁽²⁾。また両端

板を加振したとき、加振力の大きさおよび加振力間の位相差の影響を系統的に評価し⁽³⁾、さらに両端板が異なる周波数で加振されることで非周期性を有する連成現象まで言及している⁽⁴⁾。

以上の成果は一定寸法の円筒構造で得られたものであるが、寸法変化は各連成系が有する固有振動特性および固有音響特性を変化させることになる。そのため寸法変化の影響を検討する場合、非常に多くの影響因子を取り扱わなければならないため、これまであまり取り上げてこなかった。

そこで本研究では円筒寸法のなかでも筒長変化に注目し、一方の端板のみに一定周波数の点加振力を負荷する円筒構造について、両端板における振動と円筒内部音場との連成現象を端板の振動特性および内部音場の音圧分布特性により検討している。

2. 解析方法

Fig.1 は本解析に用いている弾性支持された端板と内部音場のモデルを示したものである。本解析では両端に端板を有するモデルを用いており、添え字 1 と 2 はそれぞれ加振側と非加振側を意味している。端板は図に示すような面外方向と回転ばねによって周辺端部が均等に支持され、支持条件は各ばね定数 $K_1, K_2 \text{ N/m}^2$ と $C_1, C_2 \text{ Nm/m}$ によって設定している。本解析では支持

*1 工学研究科機械工学専攻博士課程前期

*2 工学部動力機械工学専攻助教

条件を無次元ばね定数 $K_{b1}=K_{b2}=10^8$ (例えば $K_{b1}=K_1 a^3/D$:端板の曲げ剛性)と $C_{b1}=C_{b2}=10^8$ (例えば $C_{b1}=C_1 a/D$)に設定しており、ほぼ固定支持と見なせる。端板には半径 $a=150\text{mm}$ と肉厚 $h=3\text{mm}$ のアルミニウム合金製の円形板を想定し、ヤング率 E とポアソン比 ν はそれぞれ 71GPa と 0.33 にしている。音場は端板と同径で筒長 L の円筒形音場として取り扱い、端板以外の境界面は構造的に剛壁と仮定している。座標は端板の面内方向および音場の横断面方向を距離 r と θ で表し、筒長方向を z としている。端板 1 には $r=r_1=60\text{mm}$ ($r_1/a=0.4$), $\theta=\theta_1=0^\circ$ の位置に $F=1\text{N}$ の加振力を与えている。

端板 1 と 2 における面外変位 w_1, w_2 は式(2)のモード形を含む式(1)で表現し、以後の解析では許容関数として用いる。

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

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

端板の振動モードと音場の音響モードについて、 n と s はそれぞれ円周方向(θ 方向)次数とモードの対称性を表す指標として用いられ、 m は振動モードのみについて半径方向(r 方向)次数を表している。 ω と Φ_1, Φ_2 は各加振力における角周波数と位相を示し、 B_{1nm}^s と B_{2nm}^s は端板振動における面外変位および音場の音圧を決定するために必要な係数である。端板 1 と 2 の運動方程式はハミルトンの原理を適用することで導かれ、各端板振動と音場との連成は式(3), (4)の連成方程式を用いることで表現することができる⁽²⁾。

$$\left[\sum_{m=0}^{\infty} \{R_{1nm}^s(1+j\eta_p) - \omega^2 M_{1nm}^s\} + \sum_{m'=0}^{\infty} aF_{sn} \times \left\{ K_1 + \left(\frac{m}{a}\right)\left(\frac{m'}{a}\right)C_1 \right\} \right] B_{1nm}^s e^{j\phi_1}$$

$$= F_{1nm}^s(t) + \frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \times \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{L_1(L_1 B_{1nm}^s e^{j\phi_1} - L_2 B_{2nm}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \dots \dots (3)$$

$$\left[\sum_{m=0}^{\infty} \{R_{2nm}^s(1+j\eta_p) - \omega^2 M_{2nm}^s\} + \sum_{m'=0}^{\infty} aF_{sn} \times \left\{ K_2 + \left(\frac{m}{a}\right)\left(\frac{m'}{a}\right)C_2 \right\} \right] B_{2nm}^s e^{j\phi_2}$$

$$= -\frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \times \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{L_2(L_1 B_{1nm}^s e^{j\phi_1} - L_2 B_{2nm}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \dots \dots \dots (4)$$

R_{1nm}^s, R_{2nm}^s と M_{1nm}^s, M_{2nm}^s は端板の剛性と質量マトリックスであり、 m' は端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。 η_p と η_c は端板と音場の減衰係数、 ω_{npq} は θ, r, z 方向の次数を n, p, q としたときの円筒形音場における固有角周波数(共鳴周波数)である。また F_{sn} は n と s で決定される定数であり、式(3)の右辺第 1 項は端板に負荷されている点加振力を表す項である。一方、式(3)の右辺第 2 項および式(4)の右辺は各端板に対する音

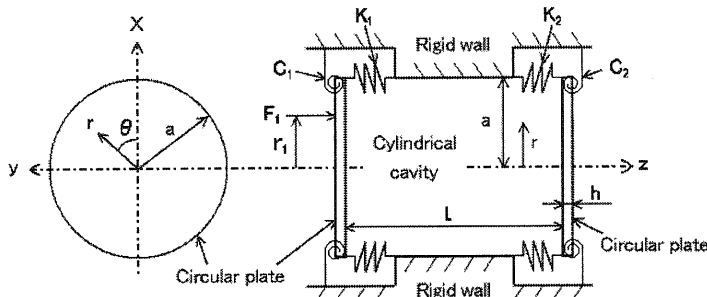


Fig.1 Analytical model

響加振項を各端板振動と音場間の連成係数 L_1, L_2 を用いることで連成項として表現したものであり、 ρ_c, c および V_c は音場を満たす空気の密度、音速、および容積である。また A は端板と音場の境界面における総面積であり、 M_{npq}^s は内部音場におけるモード質量である。

実際の解析では式(3), (4)を連立することで B_{1nm}^s と B_{2nm}^s を求め、端板振動の面外変位と内部音場の音圧を決定する。

3. 解析結果

3.1 端板の振動特性

本報告では端板 1, 2 における振動の大きさをそれぞれ平均二乗速度 V_1, V_2 で表すこととし⁽¹⁾⁻⁽³⁾、これらの V_1, V_2 について Fig.2 では筒長 $L=600\text{mm}$ としたときの加振周波数 f に対するスペクトルを示している。ただし図中の (n, m) は端板の振動モードを示したものである。 V_1 は 340Hz と 710Hz で $(0,0)$ と $(1,0)$ 次モードに起因したピークが生じており、これは加振側端板のスペクトルであるため加振周波数全域で V_2 を大きく上回っている。両端板は材質、形状、寸法および支持条件を統一しているため同一の固有振動特性を有することになるが、 V_2 のスペクトルでは V_1 に現れていない多くのピーク成分を確認できる。非加振側端板では点加振力が負荷されておらず、加振側端板とも構造的に分離しているため外部加振力の影響を直接受けていないが、音場を介した連成振動により V_2 のようなスペクトルになる。特に $(0,0)$ 次モードでは端板 1 と 2 の振動および音場の効率的な連成により、 V_2 は V_1 に匹敵する高値になったものと考えられる。本研究で取り上げている筒長変化は内部音場の共鳴周波数を移行させることになるため、 V_1 と V_2 の差が極めて大きい $(1,0)$ 次モードでは連成系の 1 つである音響モードの変化が全体の連成挙動に強く影響するものと予想される。そこで以後では加振側端板に $(1,0)$ 次モードを生じさせる加振周波数 $f=710\text{Hz}$ について検討する。

Table1 Comparison of cylinder length and natural frequency

L mm	f ₀₀₂ Hz	f ₀₀₃ Hz	f ₁₁₁ Hz
484	710	1065	760
600	573	859	730
720	477	716	713
726	473	710	712

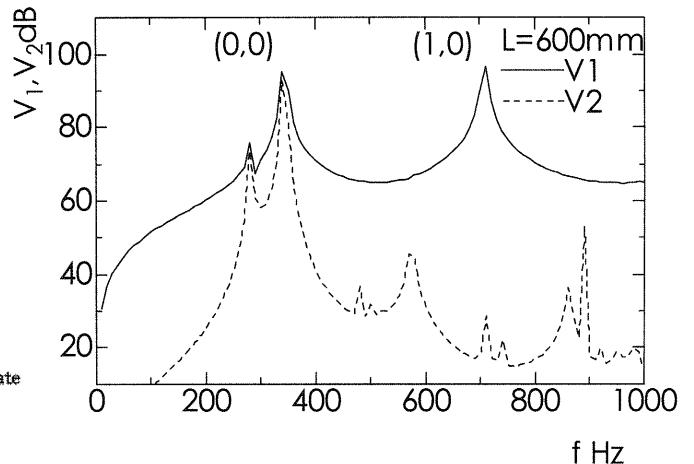


Fig.2 Spectra of average quadratic velocity

Fig.3(a),(b),(c),(d)はそれぞれ L を484,600,720,726mmとしたときの非加振側端板における振動姿態を示したものである。座標はFig.1に示したように $\theta=0^\circ$ 上の加振力が存在する r 軸を x 軸とし、その垂直方向を y 軸としている。また面外変位 W_0 は各端板振動における最大値によって無次元化したものであるが、面外変位は平均二乗速度と同様に共役成分と積を用いているため^{(1)~(3)}、全て正值で表示されている。(a)は $L=484$ mmとしたときの振動姿態であり、振動モードには明確な(0,0)を確認できる。

Table1は $f=710$ Hz近くの周波数域に存在する音響モードについて、ここで取り上げている筒長変化に対する共鳴周波数の推移を示したものである。ただし、以後では音響モードとその共鳴周波数を (n,p,q) および f_{npq} で表示する。この $L=484$ mmにおける f_{002} と加振周波数の一致は(0,0,2)次モードの影響を強めることになり、非加振側の端板振動は平面波成分の強い音場との連成により(0,0)次モードになったものと考えられる。(b)の $L=600$ mmでは(1,1,1)次モードの共鳴周波数が加振周波数に一致していないものの近くに存在するため、振動モードは円周方

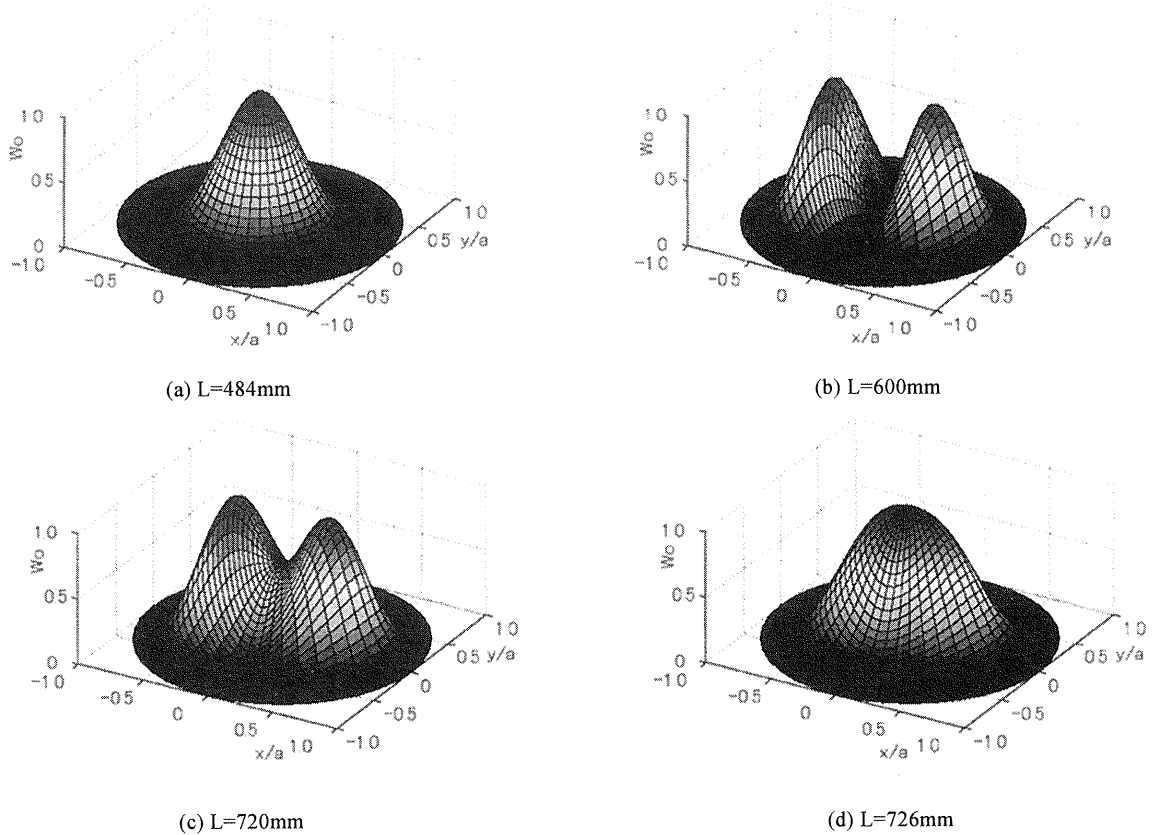


Fig.3 Vibration mode of plate2

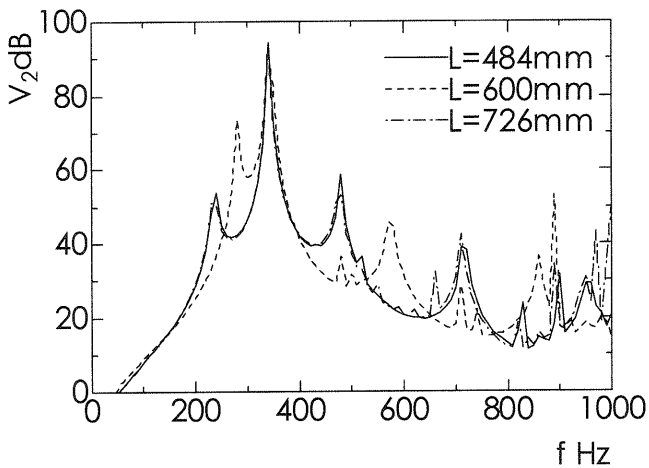


Fig.4 Spectra of average quadratic velocity

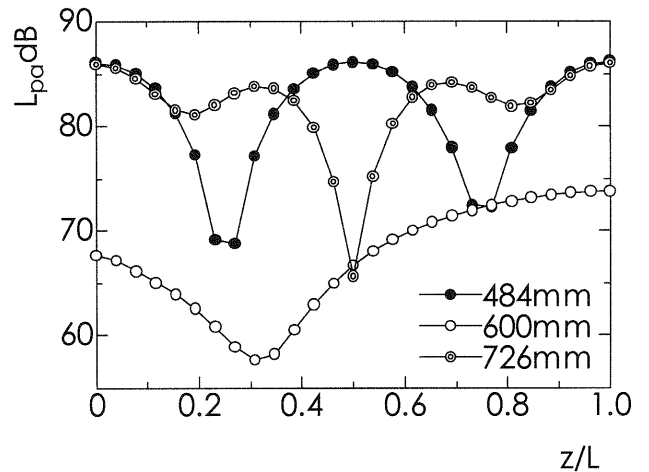


Fig.5 Distribution of sound pressure level averaged on x-y plane

向次数の等しい(1,0)となっている。(c)の $L=720\text{mm}$ になると(1,1,1),(0,0,3)次モードの両共鳴周波数が加振周波数と近接することになり、端板は(1,0),(0,0)が混在した振動モードを呈している。しかし筒長を若干延長した(d)の $L=726\text{mm}$ では f_{003} が加振周波数と一致する筒長になり、(c)よりも(0,0,3)次モードの影響を強く受けることになるため、(a)と類似の振動状態になっている。また $f=710\text{Hz}$ では加振側端板の振動特性が筒長により変化せず、常に(1,0)次モードとなることを確認している。

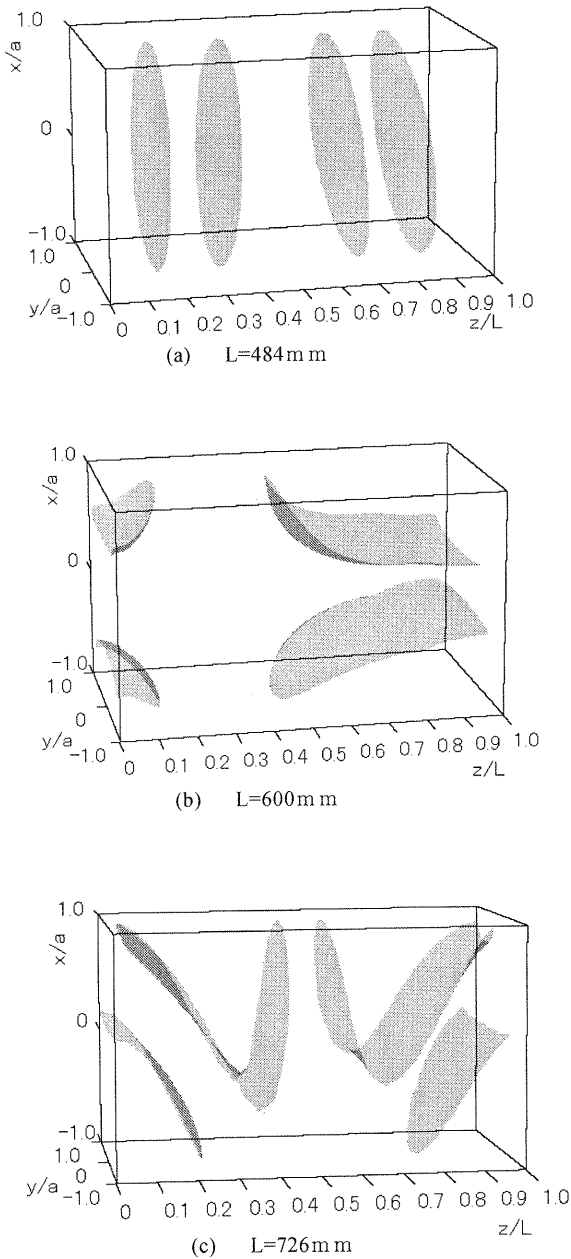


Fig.6 Distribution of sound pressure level displayed by 3D

以上の結果は非加振側端板の振動特性が筒長の変化により、連成に関与する音響モードの推移に強く影響されることを示唆するものである。

3.2 内部音場の音響特性

Fig.4は筒長 L を484,600,726mmと変化させたときの非加振側の端板振動について、加振周波数 f に対する平均二乗速度 V_2 のスペクトルを示したものであり、 $L=600\text{mm}$ に関してはFig.2に提示したスペクトルと同一データである。 $f=710\text{Hz}$ の V_2 には $L=484\text{mm}, 726\text{mm}$ にもピークが発生しており、そのレベルは $L=600\text{mm}$ に比べて大きくなっている。これは前節で述べた通り、 $L=484\text{mm}, 726\text{mm}$ では加振周波数に一致する共鳴周波数が存在していたのに対し、 $L=600\text{mm}$ では近接するのみに留まっていたことを考慮すれば、非加振側における端板振動と音場の連成がこの差に強く影響するものと考えられる。

Fig.5は上記連成状態における音場の状況を把握するため、 $L=484, 600, 726\text{mm}$ としたときの各円筒断面における平均音圧レベル L_{pa} の z 方向分布をそれぞれ示したものである。まず $L=484\text{mm}$ については z 方向に大きな2つの節を確認でき、これは(0,0,2)次モードの影響が強められたことを裏付けるものである。 $L=726\text{mm}$ では $z/L=0.5$ に大きな節を生じ、その両側に位置する $z/L=0.2, 0.8$ 付近では弱いながらもピークを確認できる。この筒長では加振周波数に f_{003} が一致し、それに加えて f_{111} も極めて近くに存在するため、 L_{pa} 分布には(0,0,3)次モードと(1,1,1)次モードが混在している。このような音響モードの合成には共鳴周波数が近接していることだけでなく、モード間の類似性が重要な要因である。この場合、筒長方向次数 q が両音響モードで奇数となるため、筒長中心付近の節はほぼ同位置に生じることでモード間の類似性が強められている。 $L=600\text{mm}$ については f_{111} が加振周波数の近くに存在しているため、(1,1,1)次モードの影響で $z/L=0.3$ 付近に大きな節が生じている。ただし上記のように共鳴周波数が加振周波数に一致せず高周波数域に存在するため、端板振動との連成により励起された音響モードの波長は筒長より延長することになり、節の発生位置が加振側へ移行している。

Fig.6(a),(b),(c)はFig.5に提示した $L=484, 600, 726\text{mm}$ の内部音場について、音圧分布の状況をわかりやすくするためにそれぞれ3次元表示したものである。ただし $L=484, 600, 726\text{mm}$ の各音圧

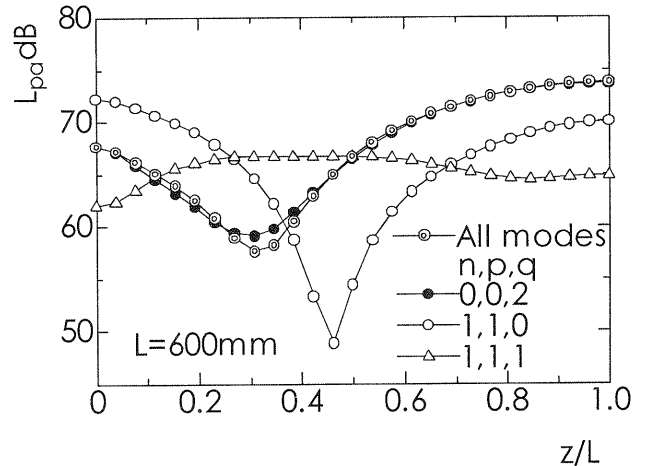


Fig.7 Influence of acoustic mode on sound field

分布はそれぞれ 80.5 dB, 68.5 dB, 80.5 dB のコンタ図で表わしており、各図における等音圧レベル面間では音圧レベルが小さくなっているため、この領域に音響モードの節が存在することになる。筒長方向における節の存在とその位置は Fig.5 の L_{pa} 分布と対応しており、また $x-y$ 面上の音響モードに関しては、(a), (b)においてそれぞれ平面波と円周方向次数 $n=1$ を確認できる。これは $L=484\text{mm}$ と 600mm の連成が $(0,0,2)$ と $(1,1,0)$ 次モードに強く影響を受けていることを裏付けるものである。一方、 $L=726\text{mm}$ における $x-y$ 面上の音圧分布は両端板近くに領域で $n=1$ となっているが、その分布特性は端板から遠ざかると共にゆがめられ、 $z/L=0.3, 0.7$ 付近で $n=1$ の確認が難しくなっている。この $z/L=0.3, 0.7$ は Fig.5 において L_{pa} が極大となる箇所と対応しており、この分布特性は両端板近くで強められてきた $(1,1,1)$ 次モードが $(0,0,3)$ 次モードにおける平面波の出現により抑制されたことを示唆するものである。

これまで取り上げてきた $(1,1,1)$ 次モードのように端板の振動モードと一致するような音響モードは、その共鳴周波数が加振周波数と一致していなくても近くに存在していれば連成に関与することになり、その影響する周波数範囲は比較的広いものになる。しかし $(0,0,2)$ 次モードのように端板の振動モードと一致しない場合、共鳴周波数と加振周波数が一致すればその影響は非常に強くなるが、それは両周波数間における差の増加と共に急激に減少し、この音響モードが連成に影響する周波数範囲が極めて狭いことを確認している。

3.3 連成に寄与する音響モード

これまで筒長変化に伴う音響モードの移行によって影響される連成挙動について、端板の振動状態および音場の音圧分布特性により検討してきた。ここでは端板振動と連成状態にある音場が複数の音響モードを有する場合、連成に及ぼす音響モードの影響を検討するため、対象となる音響モードが音場形成に寄与する割合を評価し、上記成果を検証する。

Fig.7 では音場に対する音響モードを検討するため、Fig.5 に提示した $L=600\text{mm}$ の L_{pa} 分布と、加振周波数の近くに存在する $(0,0,2), (1,1,0), (1,1,1)$ 次モードの各音響モードをそれぞれ除いた計算より求めた L_{pa} 分布との比較をしている。 $(0,0,2)$ 次モードにおいて L_{pa} 分布の差はほとんど認められないことから、この音響モードの影響は極めて弱いものと見なせるが、これは振動と音響モードが一致していないことに加え、加振周波数と共鳴周波数との差がやや大きくなっていることに起因する。 $(1,1,0)$ 次モードでは全音響モードを考慮した L_{pa} 分布と同様に $q=1$ の分布を生じているが、この音響モード有無により節の位置は移行することになる。さらに $(1,1,1)$ 次モードになると L_{pa} 分布の節が消滅することにより相対的に一様な分布特性となるが、これは連成に最も寄与する $(1,1,1)$ 次モードの影響を取り除いたため、加振側端板振動と $x-y$ 面上のモードが一致する $(1,1,0)$ 次モードの寄与が強められたためと考えられる。

これまでに検討してきた振動および音響特性によれば、この連成に強く寄与する音響モードとして $(0,0,q)$ の気柱共鳴モード

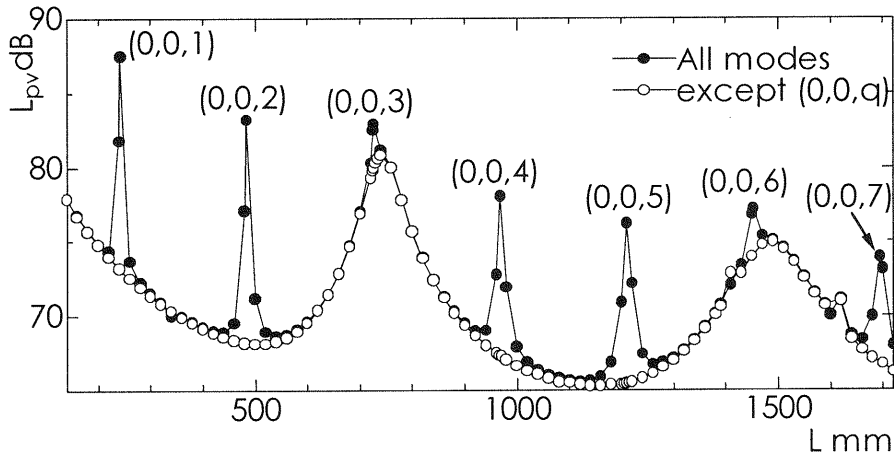


Fig.8 Distribution of sound pressure level inside cavity

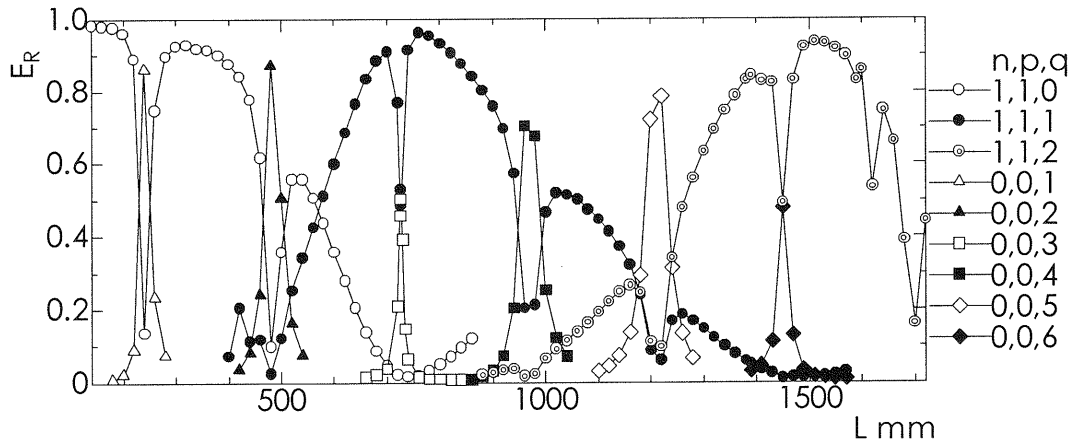


Fig.9 Contribution of acoustic mode on each length

と、加振側端板の振動モードに一致する(1,1,q)円筒形音場の共鳴モードが挙げられる。そこでこれら2種類の音響モードにおける音場への影響度を比較するため、例えば Fig.7 において(0,0,2)次モードを除いて求められた L_{pa} 分布と全音響モードを考慮した分布より、音場全体の平均音圧レベル L_{pv} をそれぞれ算出し、比較することにする。Fig.8 は $L=140\text{mm}\sim 1720\text{mm}$ の範囲で変化させたとき、(0,0,q)次モードのなかで最も音場に影響する音響モードを除いた L_{pa} 分布より求めた L_{pv} (○印)と、全音響モードを考慮した L_{pv} (●印)を比較したものである。まず(0,0,q)次モードを除いた L_{pv} では $L=760,1510\text{mm}$ 付近にピークが現れており、これらのピーク成分は気柱共鳴成分の影響が極めて小さいことから、加振側の振動モードに一致する円筒形音場の共鳴周波数のうち、加振周波数にそれぞれ最も近接している(1,1,1),(1,1,2)次モードの寄与が強められたことにより生じたものである。

一方、全音響モードを考慮した L_{pv} では上記 L_{pv} 分布に沿った推移を示しているが、 $L=484,726,968,1210,1452,1694\text{mm}$ 付近で上記に比べて鋭いピークが生じている。これらのピーク成分は図中に表示している(0,0,q)次モードに起因するもので、その L_{pv} は L の増加に対しておおむね減少傾向となり、連成が筒長延長と共に弱められることを考慮すれば妥当な結果である⁽¹⁾。しかし $L=726,1452\text{mm}$ における L_{pv} は、(1,1,1),(1,1,2)次モードに加えて(0,0,3),(0,0,6)次モードの影響が重畳されているため、減少傾向には整合していない。このような音響モードの影響をさらに詳細な評価を実施するため、全音響モードを含んだ L_{pv} と対象とする音響モードを除いた L_{pv} との差から、その音響モードが占める音響エネルギーを推定し、全音響エネルギーとの比で表したものを寄与率 E_R として定義する。

Fig.9 では加振周波数近くに存在する各音響モードの E_R を算出し、その E_R の筒長変化に伴う推移を示している。(1,1,q)次モードの E_R は $L=760,1510\text{mm}$ で各音響モードにおける最大値となり、これらの筒長を中心とする比較的広い領域で大きな値が持続している。(0,0,q)次モードでは各 E_R の最大値が等間隔に変化する筒長で生じており、各音響モードが影響する範囲は(1,1,q)次モードに比べて極めて小さく抑えられている。複数の音響モードが関与する音場の E_R は、一つの音響モードで増加することになれば他のモードを抑制することになり、1.0 に近づくほどその音響モードの影響が強められることを意味している。これら E_R の推移は上記 L_{pv} の検討結果とよく対応しており、特に(0,0,q),(1,1,q)次モードで影響する範囲に差異を生じることは、前節で述べたように音響モードの筒長に対する影響範囲が、加振側端板の振動モードと音響モードとの一致の有無に依存することを追認するものである。また(0,0,3),(0,0,6)次モードは、他の(0,0,q)次モードのように(1,1,q)次モードを強く抑制して支配モードにならず、 E_R は(1,1,1),(1,1,2)次モードとほぼ同値に留まっている。これも前述の通り、(0,0,3),(1,1,1)次モードでは筒長方向における一部の節がほぼ同位置に生じているため、音圧分布特性に類似性を有する両音響モードが音場形成に関与することにより、単一音響モードの卓越を抑えている。この状況は(0,0,6)と(1,1,2)次モードにおいても確認しているが、他の(0,0,q)

次モードではこのような組み合わせとなる(1,1,q)次モードが存在しないため、 E_R は(0,0,q)次モードによって近接する(1,1,q)次モードを強く抑制することになる。その結果、(0,0,q)と(1,1,q)次モードが関与した音場の L_{pv} が、(0,0,q)次モードのみの音場に比べて増大したものと考えられる。

4. 結言

本研究では両端に円形板を配置し、一方の端板が加振力を受けている円筒構造を取り上げ、端板振動と音場の連成現象に及ぼす筒長変化の影響を、端板の振動特性および音場の音圧分布特性の観点から詳細に検討した。その結果、以下のことを明らかにできた。

- (1) 筒長変化はその円筒寸法に応じた様々な音響モードを加振周波数の近くの周波数域に出現させることになり、加振側端板の振動モードと横断面で一致する音響モードが存在する場合、端板振動と音場の連成は強められ、この傾向はある程度の筒長範囲で持続する。しかし、一致する音響モードが存在しない場合、その共鳴周波数が加振周波数に一致するような筒長では同様に連成を強めることになるが、その傾向は上記に比べてきわめて狭い範囲に限られる。
- (2) 各音響モードの音場に対する寄与は、(1)と同様に加振側端板の振動モードに一致する音響モードがある程度の筒長範囲で強められ、その音響モードは音場の支配モードとして連成に関与する。一方、振動モードに一致しない音響モードの支配モードとしての挙動は、極めて狭い筒長範囲に制限される。またこれらの音響モードが混在するような筒長では、筒長方向における音圧分布特性の類似な音響モードが存在する場合、連成現象はこれらのモードに依存することになるので、単一音響モードの寄与が卓越するような支配モードは生じない。
- (3) 端板振動と音場の連成が強められると、音場が保有する音響エネルギーは増加することになるが、音圧分布特性に類似性を有する複数の音響モードが関与する連成では、単一音響モードにおける連成により、音響エネルギーを増大させる。

参考文献

- (1) L.Cheng and J.Nicolas : Radiation of sound into a cylindrical enclosure from a point-driven end plate with general conditions, J.Acoust.Soc.Am. , 91, (1992), pp.1504 - 1513.
- (2) 森山裕幸 : 弾性支持された端板を有する円筒内部音場のモード特性, 日本音響学会誌, 58, 6, (2002), pp.338-345.
- (3) 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編), 69, 679, (2003), pp.47-54.
- (4) Moriyama,H and Tabei,Y: Acoustic Characteristics inside Cylindrical Structure with End Plate Excited at Different Frequencies, Journal of Visualization, Vol.7, No.1, (2004), 93-101.