

端板に加振力を受ける円筒構造の内部音響特性 に及ぼす振動と音場間の連成効果

川鍋 知晃^{*1} 増田 直也^{*2} 森山 裕幸^{*3} 菊川 久夫^{*4}

Effect of Vibro-Acoustic Coupling on Acoustic Characteristics in Cylindrical Enclosure with an Excited End Plate

by

Tomoaki KAWANABE^{*1}, Naoya MASUDA^{*2}, Hiroyuki MORIYAMA^{*3}, and Hisao KIKUGAWA^{*4}

(Received on Mar. 31, 2008 and accepted on Jul. 9, 2008)

Abstract

This paper describes vibro-acoustic coupling between structural vibrations and internal sound fields of thin structures that are used for an aircraft, a chemical plant and others. We treat a cylindrical enclosure placing thin elastic plates at both ends and take notice of the coupling phenomena between the plate vibration and internal sound field, when an external force is applied to an only end plate. The coupling phenomena are theoretically and experimentally estimated based on behavior of both plates and acoustic characteristics of the internal sound field with changing vibration characteristics of end plates. Consequently, in the same conditions at both end plates, when the natural frequency of the plates exists in the vicinity of the resonance frequency of the acoustic mode whose modal shape is conformable to the vibrational modal shape, the sound pressure level inside the cavity depends strongly on the phase difference between both plate vibrations and is maximized in the middle phase difference of the same and opposite phases. In case the natural frequency isn't in the vicinity of the above resonance frequency, coupling is weakened and the increases in the sound pressure level are restrained. On the other hand, when unilateral end plate doesn't vibrate with the natural frequency, the sound pressure level isn't promoted because the contribution of other acoustic modes to coupling is intensified. The result suggests that the existence of nonexcited side is important factor for coupling between the three systems even if the plate is not excited by a point force.

Keywords: Vibro-acoustic coupling, Eigenfrequency, Plate vibration, Internal sound field, Phase difference

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、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。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⁾。森山は Cheng のモデルを応用

し、一端あるいは両端に円形板を配置した円筒構造において、端板振動と連成状態にある音場の音圧分布特性を詳細に検討している。その結果、音圧分布特性より音場を支配する音響モードを推定し、端板の支持条件に影響される振動モードとの関連を明らかにしている⁽²⁾。しかし上記研究は単一寸法の円筒構造を対象にしたものであり、また両端に円形板を配置した場合には両端板の振動を同位相に設定し、位相差については検討していない。

そこで本研究では上記モデルを応用して両端に側端板を配置した円筒構造を取り上げ、端板に点加振を負荷させたときの端板振動と円筒内部音場との連成現象に及ぼす筒長変化と両端板の振動特性の影響を把握し、音響特性に及ぼす連成効果を検討している。

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。本解析では両端に円形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

*1 工学研究科機械工学専攻修士課程
*2 株式会社 東日製作所
*3 工学部動力機械工学科教授
*4 情報デザイン工学部情報システム学科准教授

すような直線ばねと回転ばねによって周辺端部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が設定できるようになる。例えば端板1の支持条件を無次元ばね定数で表現すれば、 $K_{b1}=K_1a^3/D=10^8$ (D : 端板の曲げ剛性)と $C_{b1}=C_1a/D=0$ で単純支持、 $K_{b1}=10^8$ と $C_{b1}=10^8$ で固定支持となる。このように K_{b1} と C_{b1} の設定で上記の中間的な支持条件を想定することも可能であるが、本研究では K_{b1} と K_{b2} を 10^8 に固定して C_{b1} と C_{b2} を変化させている。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と端板2の面外変位 w_1 と 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。

$$w_1 = \sum_{s=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{1nm}^s \psi_{nm}^s e^{j(\omega t + \phi_1)} \quad (1)$$

$$w_2 = \sum_{s=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{2nm}^s \psi_{nm}^s e^{j(\omega t + \phi_2)}$$

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

n は端板の振動モードにおける円周方向(θ 方向)の節線数であり、 m は端板における半径方向(r 方向)の節円数を示している。また s は端板振動と音場の両モードにおける対称性を表す指標であり、 $n=0$ でモード形が軸対称となる場合に1、 $n \neq 0$ では0としている。 B_{1nm}^s と B_{2nm}^s は以後面外変位および音圧の決定に必要な係数マトリックスである。

端板振動と音場の連成方程式は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。

$$\left[\sum_{m=0}^{\infty} \{R_{1nm}^s(1+j\eta_p) - \omega^2 M_{1nm}^s\} + \sum_{m=0}^{\infty} aF_{sn} \times \left\{ K_1 + \left(\frac{m}{a} \right) \left(\frac{m'}{a} \right) C_1 \right\} \right] B_{1nm}^s e^{j\phi_1} \quad (3)$$

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

$$\left[\sum_{m=0}^{\infty} \{R_{2nm}^s(1+j\eta_p) - \omega^2 M_{2nm}^s\} + \sum_{m=0}^{\infty} aF_{sn} \times \left\{ K_2 + \left(\frac{m}{a} \right) \left(\frac{m'}{a} \right) C_2 \right\} \right] B_{2nm}^s e^{j\phi_2} \quad (4)$$

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

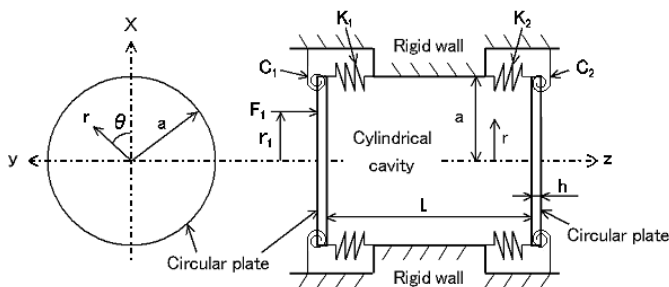


Fig.1 Analytical model

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、 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。 ω は点加振力の角周波数、 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周波数(共鳴周波数)である。 ρ_c と c は内部音場の媒質である空気の密度と、媒質中を伝播する音波の音速である。 A は端板と音場の境界面の面積であり、 V_c は音場の体積である。 η_p と η_c は端板と音場の減衰係数であり、 L_1 と L_2 は加振側と非加振側の端板振動と音場との連成係数をそれぞれ意味している。 M_{npq}^s は音場空間に関するモード質量であり、 F_{sn} は s と n で決定される定数である。式(3)は加振側の端板振動と音場と連成方程式であり、右辺の第1項と2項はそれぞれ点加振と音響加振を表している。しかし、式(4)では非加振側の端板振動との連成を取り上げているため、右辺は音響加振項のみになっている。

本研究では加振側端板振動の位相 ϕ_1 を 0rad とし、一方非加振側端板振動の位相 ϕ_2 は $0 \sim \pi\text{rad}$ の範囲で変化させており、位相差 ϕ は次式で表される。

$$\phi = \phi_2 - \phi_1 \quad (5)$$

解析手順はまず式(3),(4)より係数マトリックス B_{1nm}^s, B_{2nm}^s を求める。そのマトリックスを用いることで、両端板の面外変位と音場の音圧を端板全体と音場全域にわたりそれぞれ算出し、各 ϕ における端板振動と音場の挙動を確認する。

解析結果は内部音場の音圧 P を式(6)に代入することで、音場全体の平均音圧 P_v を求め、式(7)に示す相対レベル L_{pv} により評価している。

$$P_v = \frac{1}{2V_c} \int_{V_c} PP^* dV_c \quad (6)$$

$$L_{pv} = 10 \log \frac{P_v}{P_0} \text{ (dB)} \quad (7)$$

ただし、 P^* は複素共役成分、基準値 P_0 は $4 \times 10^{-10} \text{N}^2/\text{m}^2$ としている。

3. 解析結果

3.1 連成現象に伴う内部音響特性

Fig.2 は支持条件を $C_{b1}=C_{b2}=0$ 、端板の固有周波数 $f_{nm}=f_{00}=165\text{Hz}$ で加振し、筒長 L を $100 \sim 2000\text{mm}$ の範囲で変化させたときの円筒内部音場について、両端板振動間の位相差 ϕ を $0, 0.1\pi, 0.5\pi, 0.8\pi\text{rad}$ としたときの音場全体の平均音圧レベル L_{pv} を示したものである。 $\phi=0.1\pi, 0.5\pi, 0.8\pi\text{rad}$ では L_{pv} は $L=1040\text{mm}$ でピークを迎えており、 $\phi=0.5\pi\text{rad}$ のとき、ピーク時における L_{pv} が最大となっている。しかし、 $\phi=0\text{rad}$ のとき、 L_{pv} は $L=1490\text{mm}$ 付近で極大となるが、他の位相差と比較してなだらかな変化を示している。また、 $L=800, 1540\text{mm}$ 付近では、全ての ϕ で L_{pv} がほぼ同値になり、位相差に影響されない筒長が存在することも確認できる。

このような音場において音響モードの音場に対する影響度を検討するため、音響モードが保有するエネルギーと音場における全影響エネルギーの比を、寄与率 E_R として以下のように定義する。

$$E_R = (E_{\text{all}} - E_{\text{npq}}) / E_{\text{all}} \quad (8)$$

E_{all} は全音響モードを考慮した音場における音響エネルギーであり、 E_{npq} は (n,p,q) 次モードを除いて算出した音場の音響エネルギーである。そのため E_{all} と E_{npq} の差は対象となる音響モードが保有する音響エネルギーを意味することになる。

Fig.3 は音場形成に強く関与すると考えられる $(0,0,0) \sim (0,0,2)$ 次モードについて、 $\phi=0.5\pi$ rad に設定したときの各 E_R の L に対する推移を示したものである。 $(0,0,0)$ 次モードの E_R は $L=450$ mm 付近までほぼ 1 となっているが、以後 L の増加に伴い E_R は急激に減少して $L=1000$ mm 付近で音場に影響しなくなる。この $(0,0,0)$ 次モードにおける

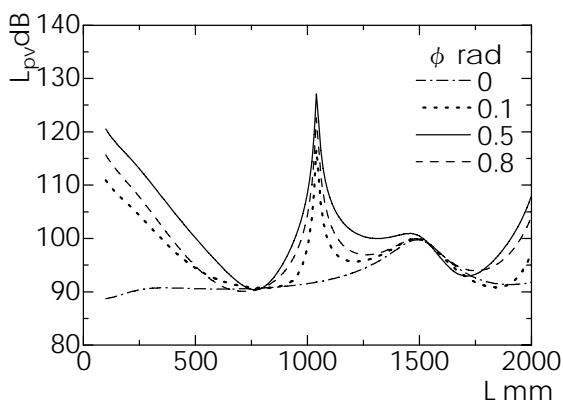


Fig.2 Changes in sound pressure level with cylinder length with respect to each phase difference

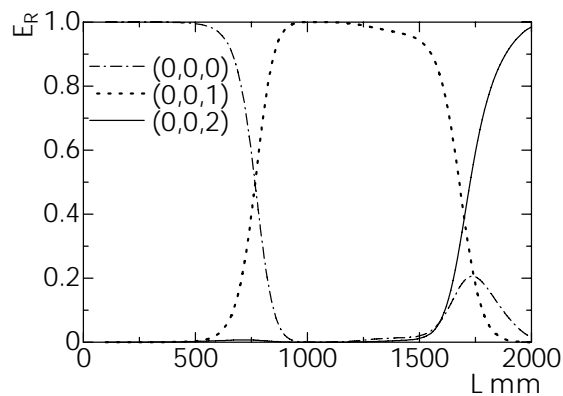


Fig.3 Contribution of acoustic mode to cylinder length when $\phi=0.5\pi$ rad

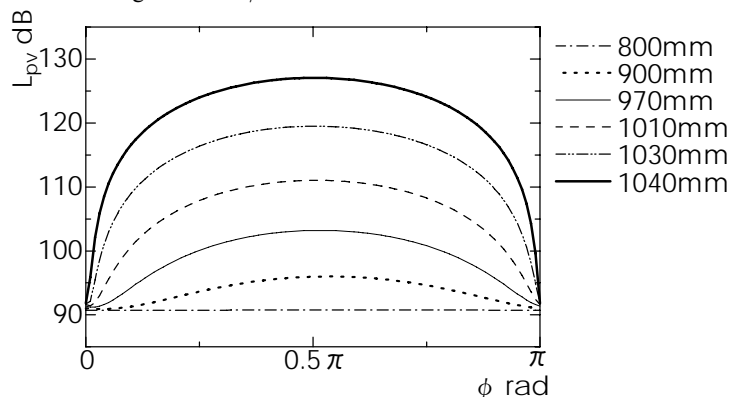


Fig.4 Changes in sound pressure level to phase difference with respect to each cylinder length

E_R の減少に伴い $(0,0,1)$ 次モードの E_R が増大して $L=1040$ mm 付近で 1 となるが、以後再び減少に転じている。このようなモードの推移は $(0,0,2)$ 次モードでも同様に認められ、 L が増加するに従い高次のモードに移行している。ここで Fig.2 と比較するとピークを迎える筒長で $E_R=1$ となっており、このような音響モードを主モードと称する。また、 $\phi=0$ rad の E_R は 1 に達しておらず寄与が複数の音響モードに分散され、モードの移行が不明瞭になることを確認している。このように音圧レベルは板振動のモード形状と類似した音響モードに依存し、モードの類似性がピークの出現に強く影響している。

これまで述べたように、内部音響特性は位相差によって大きく変化する。この内部音響特性に及ぼす ϕ の影響を検討するため、Fig.4 に $L=800 \sim 1040$ mm について、 $\phi=0 \sim \pi$ rad の範囲で変化させたときの L_{pv} を示す。音場に最も寄与している主モードが $(0,0,0)$ 次モードから $(0,0,1)$ 次モードへ移行した直後の $L=800$ mm では、 L_{pv} がほぼ一定値のまま ϕ に対して推移している。 $L=900$ mm では、 L_{pv} は $\phi=0.55\pi$ rad まで増加し、その後 ϕ の増加に伴い減少している。他の L では L_{pv} は $\phi=0.5\pi$ rad 付近で最大値、 $\phi=0, \pi$ rad で最小値となり、 $L=900$ mm と同様な傾向を呈しているが、 L の増加に伴い L_{pv} も増大している。そして、 $L=1040$ mm の $\phi=0.5\pi$ rad において L_{pv} が最大値になることは、Fig.2 の結果を追認するものである。これより内部音響特性に及ぼす ϕ の影響は、 L により異なることがわかる。そこで L_{pv} の最大値、最小値に対する ϕ の L の変化

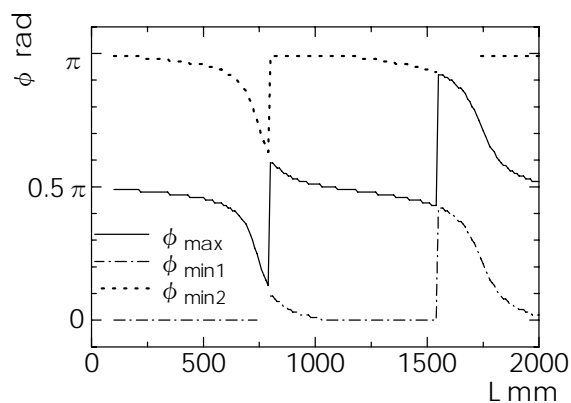


Fig.5 Changes in maximum and minimum phase differences with cylinder length

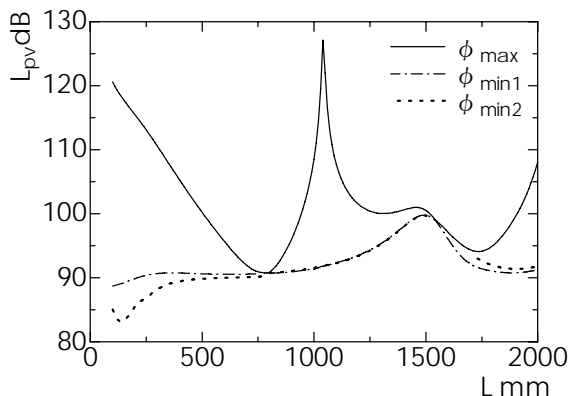


Fig.6 Changes in sound pressure level at $\phi_{\text{max}}, \phi_{\text{min1}}, \phi_{\text{min2}}$ with cylinder length

に伴う挙動を把握するため、 L_{pv} が最大になる ϕ を ϕ_{max} 、 L_{pv} が最小になる位相を $\phi=0\sim 0.5\pi\text{rad}$ と $0.5\pi\sim \pi\text{rad}$ の2領域に別けてそれぞれ ϕ_{min1} と ϕ_{min2} とする。

Fig.5は全筒長域における各 ϕ の L に対する推移を示したものである。なお、図中の ϕ_{min1} と ϕ_{min2} において不連続となる筒長では、 L_{pv} と ϕ の関係がFig.4とは異なり、一方の領域に生じる L_{pv} の極小値が全域に対する明確な最小値となるため、他方の領域で最小値を生じさせる位相差の表示を省略している。 L_{pv} を増大させる ϕ_{max} は $L=100\text{mm}$ から L の増加に伴い緩やかに減少しているが、 $L=800\text{mm}$ 付近で急激に増加した後、減少に転じている。以後 L の増加と共に同様な傾向を呈すことになり、 ϕ_{max} は L が約 1550mm で急激に増加している。このような ϕ_{max} の増減は約 $0.5\pi\text{rad}$ を基準に生じている。一方、 L_{pv} を減少させる ϕ_{min1} と ϕ_{min2} はそれぞれ 0rad の同位相と πrad の逆位相付近を基準に、 ϕ_{max} と類似の傾向で推移している。このように同位相、逆位相の端板振動は、ほとんどの筒長で円筒内部の音場を抑制することになる。

Fig.6は ϕ_{max} 、 ϕ_{min1} 、 ϕ_{min2} に対応する L_{pv} の L に対する推移を示したものである。 ϕ_{max} のとき $L=790\text{mm}$ まで L_{pv} は減少を続け、 $L=1040\text{mm}$ でピークを迎えている。また ϕ_{max} 、 ϕ_{min1} 、 ϕ_{min2} の L_{pv} は位相差が急激に変化する筒長ではほぼ同値となり、 $L=1490\text{mm}$ 付近でわずかに増加している。これらの結果はFig.2の $\phi=0, 0.5\pi\text{rad}$ における L_{pv} の傾向と酷似しており、 L_{pv} は両端板が同位相及び逆位相付近で振

動するときに抑制され、 $\phi=0.5\pi\text{rad}$ では促進されることを示唆している。

3.2 内部音響特性に及ぼす支持条件の影響

これまでの解析の条件は単純支持である $C_{b1}=C_{b2}=0$ (以後 C_b と称する)のみであったが、回転ばねの剛性を強化すれば、固有周波数は高周波数側へ移行することで、端板の固有振動特性は変化する。Fig.7(a), (b)はそれぞれ(0,0)、(1,0)次モードの端板について、支持条件を変化させたときの ϕ_{max} に対応する L_{pv} の L に対する変化を示したものである。Fig.7(a)の(0,0)次モードでは $C_b=0, 10^0, 10^8$ と設定しているため、固有周波数 f_{00} に相当する加振周波数はそれぞれ $165, 210, 340\text{Hz}$ としている。またFig.7(b)の(1,0)次モードでは $C_b=0, 10^1, 10^{1.7}, 10^8$ とし、それぞれ $f_{10}=465, 620, 685, 710\text{Hz}$ としている。

(0,0)次モードでは $C_b=0$ のとき $L=1040\text{mm}$ で L_{pv} のピークが現れ、 $C_b=10^0$ では $L=820, 1640\text{mm}$ 、 $C_b=10^8$ では $L=510, 1010, 1520\text{mm}$ で L_{pv} のピークを迎えており、固有周波数が増加するほど、 L_{pv} のピークの数が多くなっている。一方、(1,0)次モードでは $C_b=0$ のとき $L=370, 740, 1110, 1480, 1850\text{mm}$ で L_{pv} のピークが現れているが、その変化量はピークが明確に生じている $C_b=10^8$ と比較して僅かなものとなっている。 $C_b=10^1$ では全ての筒長において、急激な変化はなくなだらかに減少し続けている。そして $C_b=10^{1.7}$ では $L=970\text{mm}$ まで減少した後、 $L=1270\text{mm}$ で極大となっており、 $C_b=10^8$ では $L=740, 1480\text{mm}$ でピークを迎えている。

このように端板の固有周波数が変化したとき、 L_{pv} の傾向は多様に変化するが、これは音場の共鳴周波数との関係に起因するものであり、両系における固有周波数の一致が L_{pv} のピーク生成に最も関与する要素として挙げられる。この音場の各音響モードにおける共鳴周波数 f_{npq} は次式で表される。

$$f_{npq} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{u_{np}'}{a}\right)^2 + \left(\frac{q\pi}{L}\right)^2} \quad (9)$$

c は音速であり、 u_{np}' は各音響モードに対応するベッセル関数の導関数における極値を意味している。この式より音響モードを特定して a を決定すれば、 L のみが変数となる。例えば、(0,0)次モードの $C_b=0$ において、一番はじめにピークが現れる筒長 $L=1040\text{mm}$ では、前節で述べたように(0,0,1)次モードが大きく寄与している。これより、(0,0,1)次モードに対応する u_{np}', q はそれぞれ $u_{00}'=0, q=1$ となり、これらの値と上記の L を式(9)に代入することで、その筒長における f_{001} を算出することができる。なお、このときの f_{001} は 165Hz となり、 f_{00} と一致していることを確認できる。このように、各ピークが現れる L で共鳴周波数を算出すると、(0,0)次モードでは C_b の変化に関係なく、最も短い L で現れるピークにおいては $f_{001}=f_{00}$ となり、二番目、三番目のピークにおける f_{002} 、 f_{003} はそれぞれ、 f_{00} と一致することになる。この共鳴周波数は L の増加に伴い減少するため、 f_{nm} が増加するほど $f_{nm}=f_{npq}$ となる L は小さい値になる。これより、支持条件

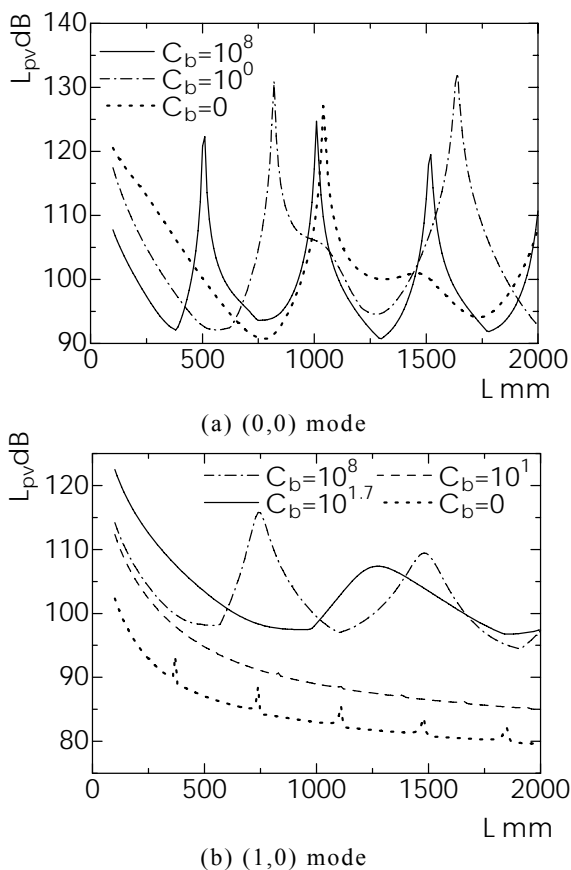
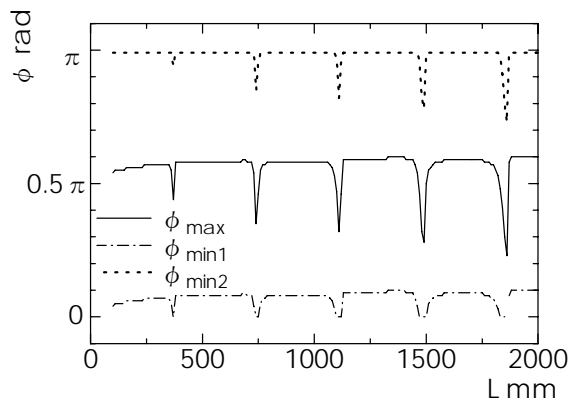
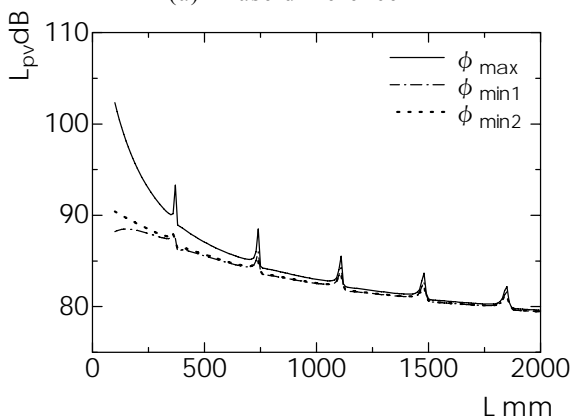


Fig.7 Changes in sound pressure level averaged at each $C_b(=C_{b1}=C_{b2})$ with cylinder length



(a) Phase difference



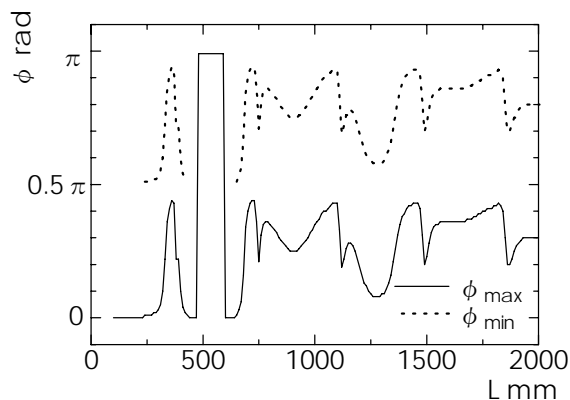
(b) Sound pressure level

Fig.8 (1,0) mode in which f_{10} doesn't reach f_{11q}

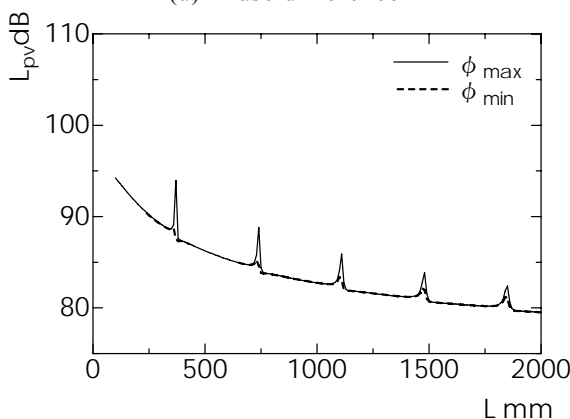
の剛性が強化されるほどピークの生じる筒長が減少してその間隔が狭くなる。

一方、(1,0)次モードにおける $C_b=10^{1.7}, 10^8$ では、各筒長での主モードである(1,1)もしくは(1,1,2)次モードの共鳴数波数が f_{10} と同じ値となり、(0,0)次モードと同様な傾向を示している。しかし、 f_{11q} は筒長を無限に延長すれば 670Hz 付近に収束し、 $C_b=10^1$ における $f_{10}=620\text{Hz}$ は f_{11q} と決して一致しないため、 L_{pv} は L の増加に伴い単調に減少するのみとなる。同様に、 $C_b=0$ においても f_{10} は f_{11q} に達していないが、非常に小さなピークが生じている全ての筒長において、 f_{10} と f_{00q} が一致していることを確認している。このように、振動モードの固有振動数とそのモード形状に類似した音響モードの共鳴周波数が一致する場合、音圧レベルは顕著に増加するが、一致しない場合には上記音響モードの音場への寄与は弱められ、共鳴周波数が近接する他の音響モードの影響を受けることになる。

Fig.8(a), (b)はそれぞれ f_{10} と f_{11q} が一致しない $C_b=0$ の(1,0)次モードについて、 $\phi_{\max}, \phi_{\min1}, \phi_{\min2}$ とそれに対応する L_{pv} の L に対する推移を示したものである。 $\phi_{\max}, \phi_{\min1}, \phi_{\min2}$ は Fig.5 と同様にそれぞれ $0.5\pi, 0, \pi$ rad を基準に推移しているが、全ての位相差は $L=370, 740, 1110, 1480, 1850\text{mm}$ 付近で急激な増減を呈している。Fig.8(b)では既述したように、上記の筒長で L_{pv} のピークが現れている。しかし、 L_{pv} は Fig.6 とは異なり L が増加するほど $\phi_{\max}, \phi_{\min1}, \phi_{\min2}$ による差が小さくなっている。



(a) Phase difference



(b) Sound pressure level

Fig.9 (1,0) mode in case of $C_{b1}=0$ and $C_{b2}=10^8$

3.3 両端で支持条件が異なる円筒内部の音響特性

Fig.9(a), (b)は $C_{b1}=0, C_{b2}=10^8$ として、加振側端板の固有振動数 $f_{10}=465\text{Hz}$ で加振したときの ϕ と L_{pv} の L に対する推移を示したものである。ただし Fig.9(a)では L_{pv} を最小にする ϕ に関して、Fig.5 と同様に ϕ の全域で L_{pv} を最小にする位相差 ϕ_{\min} のみを表示している。 ϕ_{\max} は $L=370, 740, 1110, 1480, 1850\text{mm}$ で $\phi=0.5\pi$ rad に近づき、上記のみの L では Fig.8(a)と反対の傾向となっているが、その他の L では不規則に推移している。 ϕ_{\min} もまた不規則に増減を繰り返しているが、その推移は ϕ_{\max} を 0.5π rad だけ逆位相側へ移行したものに一致している。

両端板の固有周波数が異なる場合、位相変化に対する L_{pv} は、特定の筒長以外ではほぼ一様に推移し、 $L=370, 740, 1110, 1480, 1850\text{mm}$ でのみ増減することになるが、その変化量は Fig.4 よりもかなり少なく、さらに筒長の増加に伴い減少することも確認している。これは非加振側端板の f_{10} と加振周波数が一致していないので、非加振側端板に(1,0)次モードが現れにくくなり、位相差の影響が明確に生じなくなるためである。Fig.9(b)ではピークが生じる筒長以外で全ての L_{pv} が一致しており、ピーク値は Fig.8(b)より大きくなっている。これは非加振側に(1,0)次モードが現れにくいことから、(1,1,q)次モードの寄与がより抑えられ、(0,0,q)次モードの影響が強められたためと考えられる。

このように非加振側に加振側と同様なモード形状が現れず、端板振動の固有周波数とそのモード形状に類似した音響モードの共鳴周波数が一致しない場合、位相差の

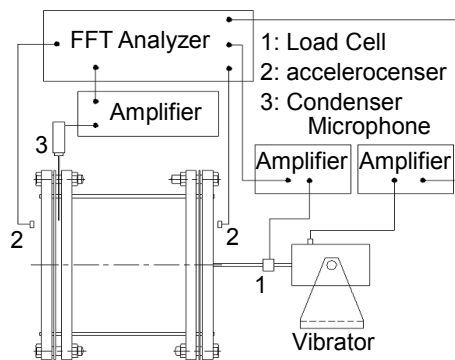


Fig.10 Experimental apparatus

影響は弱められ、加振側の固有周波数と共鳴周波数が近接した他のモードの寄与が強くなる。

3. 加振実験

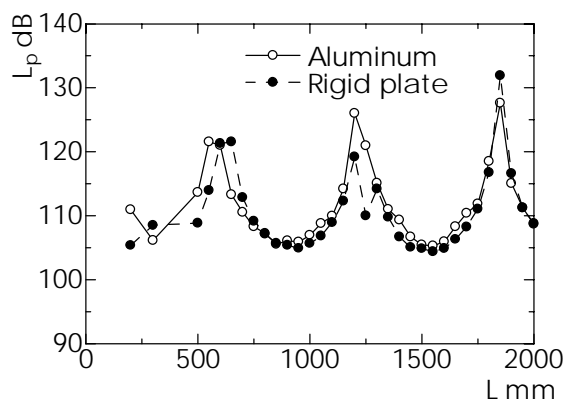
3.1 実験装置及び方法

Fig.10 は本実験で用いた円筒構造及び実験装置の概略を示したものである。円筒構造は円筒の両側に端板を配置しており、フランジ及びボルトナットで固定している。加振側端板には半径 $a=152.5\text{mm}$ 、肉厚 $h=3\text{mm}$ のアルミニウム合金製の円形板を採用している。非加振側端板にはアルミニウム合金製の円形板に加え、剛壁を想定した $h=23\text{mm}$ のスチール製円形板を配置して加振実験を行っている。実験は実験モーダル解析結果を参考に選択した各モードの固有周波数で実施し、片側端板のみに 1N の加振力を与えている。加振位置は端板の中心から 61mm (半径の 40%)水平方向に移動させた位置としている。筒長 L を $200\text{mm}, 300\text{mm}, 500\text{mm}$ 及びそれ以降を 2000mm までは測定間隔を 50mm ずつ変化させ、両端板に設置した加速度ピックアップと非加振側の円筒内壁面近傍に設置したコンデンサーマイクにより周波数応答関数とパワースペクトルを求めている。これらの結果より、両端板振動の位相差と円筒内部の音圧レベルの変化から連成現象を検討している。ただし、加速度ピックアップは、加振側、非加振側共に各振動モードの腹に設置し、加速度を計測している。

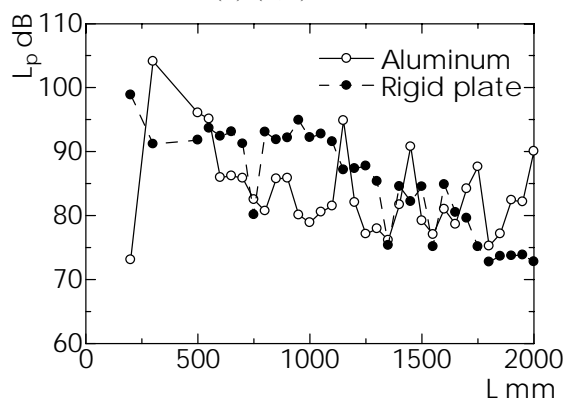
3.2 実験結果

両端にアルミニウム製端板を配置した円筒では、主モードが現れる前後の筒長域において、位相差は同位相あるいは逆位相となり、ほとんどの筒長において音圧レベルは端板振動との連成により抑制されることになる。しかし、音響モードの共鳴周波数と加振周波数が一致して主モードが現れるときのみ、位相差が変化すると同時に音圧レベルは急増する⁽³⁾。

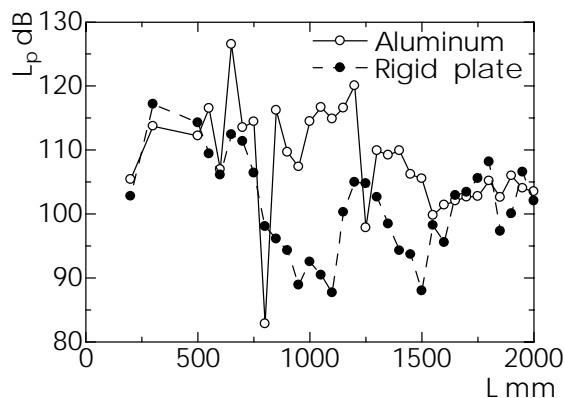
Fig.11(a), (b), (c)は非加振側にアルミニウム板と剛板を配置した円筒について、加振側にそれぞれ(0,0), (1,0), (4,0)次モードが生じるときの音圧レベルの測定値 L_p を示したものである。(0,0)次モードでは、剛板の L_p は $L=650, 1200, 1850\text{mm}$ でピークが生じ、アルミニウム板の実験結果と類似した傾向となっているが、僅かながら全体的に剛板の L_p が低い値を示している。



(a) (0,0) mode



(b) (1,0) mode



(c) (4,0) mode

Fig.11 Sound pressure level in experiment

(1,0)次モードではアルミニウム板の L_p は $L=1150, 1450, 1750\text{mm}$ でピークが生じており、このピーク生成には筒長間隔より(0,0,q)次モードが寄与していると推測できる。しかし、このときの加振周波数は 597.8Hz であり、(0,0,q)次モードの影響が極めて弱い Fig.7(b)に示した $C_b=10^1$ と近い条件である。しかし実際はこのモデルで音場に最も寄与している(1,1,0)次モードの影響が L の増加に伴い弱められるため、 f_{10} に近接する f_{00q} の音響モードの影響が相対的に強められていることになる。

剛板の L_p は $L=750, 1350, 1550\text{mm}$ で急激に減少しているが、非加振側端板と音場間での連成が弱められるため、明確なピークが生じていない。 1964Hz で加振している(4,0)次モードでは多数の音響モードが干渉し、明確な傾向を示していない。アルミニウム板と剛板における L_p を比較すると、 $L=200\sim 700\text{mm}$ 、 1600mm 以降では近い値

になっているが、 $L=700\sim 1550\text{mm}$ では剛板の L_p が大きく低下している。

このように非加振側に剛板を用いた場合、アルミニウム板に比べてその振動と音場との連成が促進されず、音場が抑制されることによって音圧レベルのピークが現れにくくなる。

4. 結言

本研究では両端に円形板を有する円筒構造について、一方の端板が加振力を受けるときの端板振動と内部音場の連成現象を取り上げ、連成に及ぼす両端板の振動特性の影響とその効果を音響特性の観点から検討した。その結果、以下のことを明らかにした。

(1) 端板振動と内部音場において類似モード間の固有周波数が近接する場合、両端板は特定の位相差で振動することによって連成を促進し、その音響モードで音響エネルギーは増大することになる。しかし、固有周波数間の差が拡大すると、共鳴周波数が近接する他の音響モード

の影響を受けることになり、連成は抑制される。

(2) 非加振側端板の振動を相対的に小さく抑えた場合、端板振動と音場との連成は上記のように促進されず、音圧レベルは抑制される傾向にある。このように外部からの周期力を受けない非加振側の端板振動は、系全体の連成効果の重要な要素として音響特性に強く影響を与える。

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 boundary conditions, *J.Acoust.Soc.Am.*, 91, (1992), pp. 1504-1513.
- (2) 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.
- (3) T.Kawanabe, N.Masuda and H.Moriyama: Plate Vibration and Internal Acoustic Characteristics in Cylindrical Structure with an Excited End Plate, *ICA2007MADRID OFFICIAL PUBLICATION CD*, (2007).