

# 減衰特性が連成を伴う円筒構造の内部音場に及ぼす影響

土屋寛太郎<sup>\*1</sup> 小島淳<sup>\*2</sup> 森山裕幸<sup>\*3</sup> 押野谷康雄<sup>\*3</sup> 柿元邦彦<sup>\*3</sup>

## Effects of Damping Characteristics on Internal Sound Field of Cylindrical Enclosure with Coupling Phenomena

by

Hirotarou TSUCHIYA<sup>\*1</sup>, Atsushi KOJIMA<sup>\*2</sup>, Hiroyuki MORIYAMA<sup>\*3</sup>,  
Yasuo OSHINOYA<sup>\*3</sup>, and Kunihiko KAKIMOTO<sup>\*3</sup>

(Received on Mar. 31, 2010 and accepted on Jul. 7, 2010)

### Abstract

In this study, we placed thin elastic plates at both ends of a cylindrical enclosure, whose vibrations cause coupling with the internal sound field, when one of the plates is applied with external periodic force. The behavior of the plate vibration depends not only on the dimension and the support condition but also on structural damping characteristics consisting mainly of the internal damping of the material that composes the plates. On the other hand, considerable influence factors, such as coupling coefficient, modal density, sound radiation efficiency of the end plate, etc. on the coupling phenomena relate to acoustic damping. In almost all related investigations, coupling phenomena were estimated by assuming that the structural and acoustic damping was fixed. Therefore, the structural and acoustic damping was expressed by respective loss factors in theoretical analysis, and influence on coupling phenomena was examined. Moreover, forced and acoustic excited experiments were also conducted. These results clarify that the loss factors of the end plates and the internal sound field assumed so far are appropriate.

**Keywords:** Coupling phenomena, Damping, Plate vibrations, Internal sound field, Cylindrical enclosure

## 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。端板の挙動は形状寸法や支持条件だけでなく、構成材料の内部減衰の含む構造減衰特性にも強く依存する。また音場の減衰特性には、系間の連成係数、各系におけるモード密度、端板の音響放射効率等の多くの影響因子が存在している。関連研究<sup>(1)~(4)</sup>ではこのような減衰特性の影響を取り上げたものは極めて少なく、未だ不明な点が多く残されている。

そこで本研究は構造振動と音場間に生じる連成現象に及ぼす減衰特性の影響を検討するため、両端に弾性板を有する円筒構造を取り上げている。理論解析では端板と内部音場に生じる減衰を損失係数で表現し、各系における減衰特性の影響を検討している。

## 2. 解析方法

Fig.1は本解析に用いている弾性支持された円形端板と円筒内部音場(以後端板および音場と略称する)のモデルを示したものであり、両端板には面外方向と回転方向

のばねによって周辺端部が均等に支持されている。音場は端板と同径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および音響的な意味で剛壁と仮定している。座標は端板面内方向および音場の横断面方向を距離 $r$ と角度 $\theta$ で表し、筒長方向を $z$ としている。端板には $\theta=\theta_1$ の $r=r_1$ の位置に $F$ の加振力をあたえている。

加振側と非加振側端板の面外変位 $w_1, w_2$ は式(2)の $B_{1nm}^s(t), B_{2nm}^s(t)$ および式(3)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。

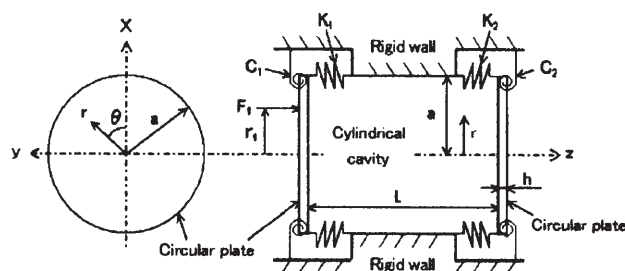


Fig.1 Analytical Model.

\*1 工学研究科機械工学専攻修士課程  
\*2 総合理工学研究科総合理工学専攻博士課程  
\*3 工学部動力機械工学科教授

$$w_1(t) = \sum_{s=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{1nm}^s(t) \psi_{nm}^s \cdot w_2(t) = \sum_{s=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{2nm}^s(t) \psi_{nm}^s \cdot \dots (1)$$

$$B_{1nm}^s(t) = B_{1nm}^s e^{j(\omega t + \phi_1)}, \quad B_{2nm}^s(t) = B_{2nm}^s e^{j(\omega t + \phi_2)} \cdot \dots (2)$$

$$\psi_{nm}^s = \sin(n\theta + s\pi/2) (r/a)^m \cdot \dots (3)$$

$n$  は端板の振動モードにおける円周方向( $\theta$  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,  $B_{1nm}^s$  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. さらに添え字 1 と 2 はそれぞれ加振側と非加振側を意味することとする.

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.

$$\left[ \sum_{m'=0}^{\infty} \{R_{1nm'}^s (1 + j\eta_p) - \omega^2 M_{1nm'}^s\} + \sum_{m'=0}^{\infty} a F_{sn} \right] \times \left\{ K_1 + \left( \frac{m}{a} \right) \left( \frac{m'}{a} \right) C_1 \right\} B_{1nm}^s e^{j\phi_1} = F_{1nm}^s - P_{1nm}^s \cdot \dots (4)$$

$$\left[ \sum_{m'=0}^{\infty} \{R_{2nm'}^s (1 + j\eta_p) - \omega^2 M_{2nm'}^s\} + \sum_{m'=0}^{\infty} a F_{sn} \right] \times \left\{ K_2 + \left( \frac{m}{a} \right) \left( \frac{m'}{a} \right) C_2 \right\} B_{2nm}^s e^{j\phi_2} = P_{2nm}^s \cdot \dots (5)$$

$R_{1nm}^s, R_{2nm}^s$  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. また  $\eta_p$  は端板の損失係数,  $\omega$  は点加振の角周波数である. さらに  $F_{1nm}^s$  と  $P_{1nm}^s, P_{2nm}^s$  は点加振項と音響加振項,  $F_{sn}$  は  $s$  と  $n$  で決定される定数である.

本解析で取り上げている音場は円筒形音場であるため, モード形状は次式のように定義する.

$$\phi_{npq}^s = \sin(n\theta + s\pi/2) J_n(\lambda_{np} r) \cos\{(q\pi/l)z\} \cdot \dots (6)$$

ここで  $n, p, q$  はそれぞれ  $\theta, r, z$  方向の節線数であり,  $J_n$  は  $n$  階のベッセル関数,  $\lambda_{np}$  は  $(n, p)$  次モードの円形音場に関する固有値方程式の解に相当する. また, 端板 1 および端板 2 と音場との境界条件はそれぞれ以下のように仮定する.

$$\frac{\partial P_c}{\partial u} = \rho_c \omega^2 w_1, \quad \frac{\partial P_c}{\partial u} = \rho_c \omega^2 w_2 \cdot \dots (7)$$

ただし  $P_c$  は内部空間における任意位置の音圧,  $\rho_c$  は空気の密度,  $u$  は境界面に対する法線方向を示しており, 端板以外の剛壁上では  $\partial P_c / \partial u = 0$  とする. 音圧  $P_c$  は, 剛体壁に囲まれた一様な空間を表すグリーン関数  $G$  と上記境界条件およびモード形  $\phi_{npq}^s$  とモード質量  $M_{npq}^s$  を用いることで, 次式のように表すことができ

る.

$$P_c = - \int_A G \frac{\partial P_c}{\partial u} dA = \rho_c c^2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} P_{npq}^s \phi_{npq}^s / M_{npq}^s \cdot \dots (8)$$

ただし本解析では音源を考慮していないため, 端板上では  $\partial G / \partial u = 0$  と仮定する. また  $c$  は大気中の音速,  $P_{npq}^s$  は音圧を決定するために必要な係数であり, 上記境界条件を満足するグリーン関数  $G$  を用いることで, 式(8)は任意の音響モードで次式のように整理できる

$$(\omega_{npq}^2 + \eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2) P_{npq}^s = \frac{A \omega^2}{V_c} \left( - \sum_{m=0}^{\infty} L_1 B_{1nm}^s e^{j\phi_1} + \sum_{m=0}^{\infty} L_2 B_{2nm}^s e^{j\phi_2} \right) \cdot \dots (9)$$

$\eta_c$  は音場の損失係数,  $\omega_{npq}$  は音響モード  $(n, p, q)$  における固有角周波数(共鳴周波数)である. また  $L_1$  と  $L_2$  は端板 1 および端板 2 の端板振動と音場との連成係数をそれぞれ意味しており, 詳細は次式の通りである.

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= \frac{1}{A} \int_{A_1} \phi_{npq}^s \psi_{nm}^s dA_1 \\ L_2 &= \frac{1}{A} \int_{A_2} \phi_{npq}^s \psi_{nm}^s dA_2 \end{aligned} \right\} \cdot \dots (10)$$

$A$  は端板と音場の境界面における総面積 ( $A_1 + A_2$ ) であり,  $V_c$  は音場の体積である. 式(8), (9) によって音響加振項に連成係数を導入すれば, 式(4), (5) より連成方程式が導かれる. 式(11), (12) は式(4), (5) の加振項(右辺)をそれぞれ示したものである.

$$F_{1nm}^s(t) - P_{1nm}^s = F_{1nm}^s(t) + \frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \times \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{L_1 (L_1 B_{1nm'}^s e^{j\phi_1} - L_2 B_{2nm'}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \cdot \dots (11)$$

$$P_{2nm}^s = - \frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \times \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{L_2 (L_1 B_{1nm'}^s e^{j\phi_1} - L_2 B_{2nm'}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \cdot \dots (12)$$

解析手順はまず式(4), (5) および式(11), (12) より係数  $B_{1nm}^s$  と  $B_{2nm}^s$  を求め, 式(1) より  $w_1, w_2$ , 式(8) より  $P_c$  を算出する. 解析結果は例えば  $w_1$  と  $P_c$  を式(13) に代入することで平均二乗速度  $V_1$  と平均音圧  $P$  を求め, 式(14) に示す相対レベル  $L_{V1}$  と  $L_{Pv}$  によって評価している.

$$V_1 = \frac{\omega^2}{2A_1} \int_{A_1} w_1 w_1^* dA_1, \quad P = \frac{1}{2V_c} \int_{V_c} P_c P_c^* dV_c \cdot \dots (13)$$

$$L_{V1} = 10 \log \frac{V_1}{V_0} \text{ (dB)}, \quad L_{Pv} = 10 \log \frac{P}{P_0} \text{ (dB)} \cdot \dots (14)$$

ただし,  $w_1^*$  と  $P_c^*$  は共役成分, 基準値  $V_0$  と  $P_0$  はそれぞれ  $V_0 = 2.5 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}^2$ ,  $P_0 = 4 \times 10^{-10} \text{ N}^2/\text{m}^4$  としており, 音響放射係数が 1 のときに  $L_{V1}$  と  $L_{Pv}$  が一致する基準値を採用している.

### 3. 解析結果

#### 3.1 内部音場の基本特性

端板の支持条件は後述する実験装置に近づけるため、 $K_{b1}=K_{b2}=10^8 [K_{b1}=K_1 a^3/D=K_2 a^3/D]$  端板の曲げ剛性  $D=Eh^3/\{12(1-\nu^2)\}$  と  $C_{b1}=C_{b2}=10^1 [C_{b1}=C_1 a/D=C_2 a/D]$  としている。端板には半径  $a=153\text{mm}$  と板厚  $h=3\text{mm}$  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  $\nu$  はそれぞれ  $71\text{GPa}$  と  $0.33$  にしている。音場は端板と同径で筒長  $L=100\sim 2000\text{mm}$  の範囲で変化させた円筒形音場として取り扱い、端板には  $\theta=\theta_1=0^\circ$  の  $r_1=60\text{mm}$  の位置に  $F=1\text{N}$  の加振力をあたえている。ここでは端板と音場の減衰特性を表わす損失係数  $\eta_p$  と  $\eta_c$  をそれぞれ  $0.01$  と設定し、算出した結果を基本特性として取り扱う。

Fig.2 は音場全体の平均音圧レベル  $L_{pv}$  について、筒長  $L$  を変化させた時の推移を示したものである。この場合、固有周波数  $f_{00}=280\text{Hz}$  で端板1を加振してその位相  $\phi_1$  を  $0\text{deg}$  と固定し、端板2の位相  $\phi_2$  を  $0, 10, 90\text{deg}$  と変化させているが、ここでは位相差  $\phi (\phi=\phi_2-\phi_1)$  で表示することとする。 $\phi=0\text{deg}$  のとき、 $L_{pv}$  は全筒長域でほぼ変化しないが、 $\phi=10, 90\text{deg}$  になると、 $L=610, 1230, 1840\text{mm}$  付近でピークが生じるようになる。一方、 $L=470, 910, 1570\text{mm}$  付近では  $\phi=10, 90\text{deg}$  の  $L_{pv}$  は共に減少し、 $\phi=0\text{deg}$  とほぼ同一の値を示している。空洞横断面上の音場は端板振動の  $(0,0)$  次モードを類似のモード形状を

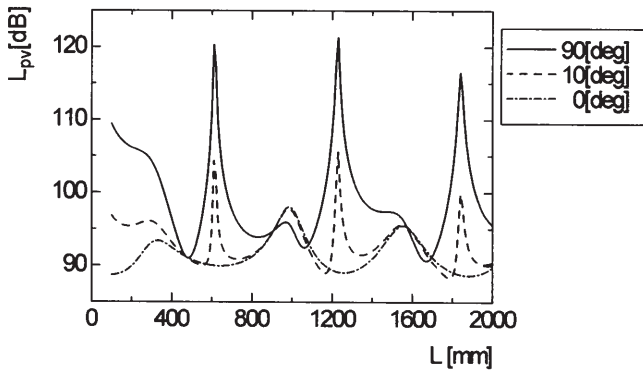


Fig.2 Changes in sound pressure level averaged inside cavity with cylinder length with respect to each phase difference.

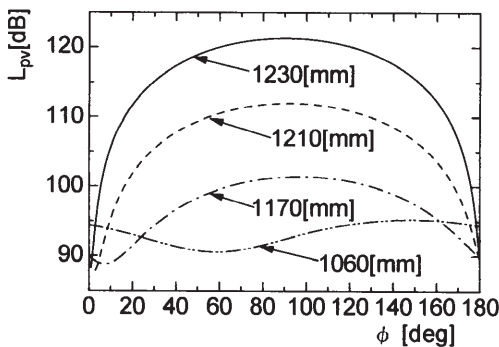


Fig.3 Changes in sound pressure level averaged with phase difference with respect to cylinder length.

有することになるため、上記ピーク成分は  $(0,0,q)$  次モードに依存することになる。これらのピークの生成は  $L$  の増加に伴い、 $q=1$  から整数倍の音響モードに起因することになる。このように端板2の振動は点加振力を受けていないにも関わらず、音場との連成および音場の形成に強く影響している。端板2における振動の影響を定量的に把握するため、 $L_{pv}$  と  $\phi$  の関係を検討する。Fig.3 は  $L_{pv}$  が  $L$  の増加と共に増大しピークに至る  $L=1060\sim 1230\text{mm}$  の領域で、 $\phi=0\sim 180\text{deg}$  まで変化させたときの  $L_{pv}$  の推移を示したものである。 $L=1060\text{mm}$  では  $L_{pv}$  は  $\phi=60\text{deg}$  と  $160\text{deg}$  でそれぞれ最小値と最大値になり、これらの  $\phi$  は  $L$  の増加と共に同位相 ( $\phi=0\text{deg}$ ) 側へ移行している。また  $L_{pv}$  の最大値は  $\phi$  の減少と共に増大し、 $\phi=90\text{deg}$  付近で最も大きくなっている。この  $\phi$  による  $L_{pv}$  の変化は連成系の音響特性が端板2の振動に強く依存することを裏付けるものである。

#### 3.2 端板における減衰特性の影響

Fig.4 は音場の損失係数  $\eta_c=0.01$  を一定にして端板の損失係数  $\eta_p$  を  $0.001, 0.005, 0.01$  と変化させたときの内部音場について、 $L_{pv}$  を最大にする位相差  $\phi_{max}$  の  $L$  に対する推移を示したものである。ただし、加振条件等は Fig.2 及び Fig.3 と同様である。 $\eta_p=0.01$  では  $\phi_{max}$  は  $L=100\text{mm}$  のときの  $87\text{deg}$  から  $L$  の増加に伴い減少し、 $L=460\text{mm}$  で  $\phi_{max}=65\text{deg}$  に至った後  $\phi_{max}=135\text{deg}$  まで急激に増加している。その後  $\phi_{max}$  は減少に転じているが、 $L=910\text{mm}$  で再び  $\phi_{max}=169\text{deg}$  まで急増し、このような  $\phi_{max}$  の増減

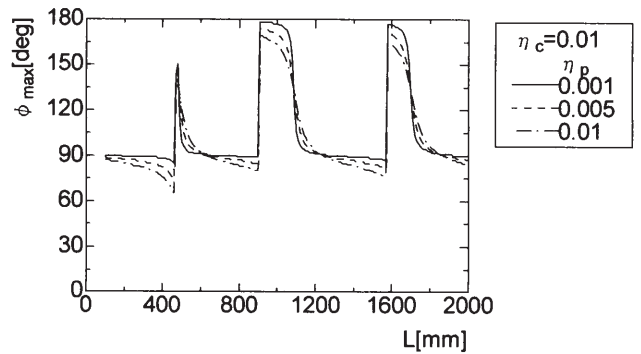


Fig.4 Phase difference  $\phi_{max}$  that causes  $L_{pv}$  to maximize when  $\eta_p$  varies at  $\eta_c=0.01$ .

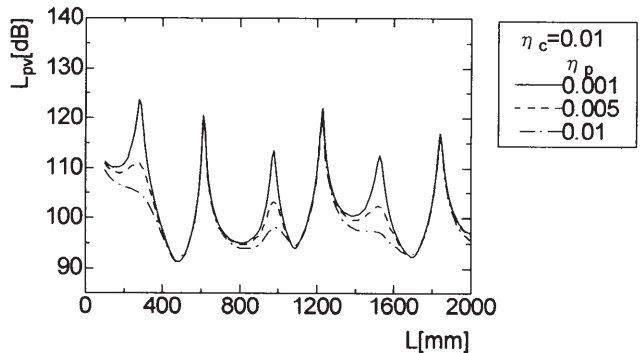


Fig.5 Changes in  $L_{pv}$  corresponding to  $\phi_{max}$  with  $L$  when  $\eta_p$  varies at  $\eta_c=0.01$ .

は  $L=2000\text{mm}$  まで繰り返されている。  $\eta_p$  を  $0.005, 0.001$  と減少させると、  $\phi_{\max}$  は急増前の筒長域で変化が緩やかになるが、急増時の変化の大きさは拡大している。  $\phi_{\max}$  が急増した後の筒長域では、  $\phi_{\max}$  は  $\eta_p$  の減少に伴い顕著な減少傾向を呈することになるが、その後再び  $L$  に対する変化が緩やかになるため、  $90\text{deg}$  付近で交差することになる。このような  $\phi_{\max}$  の挙動に見られるように、端板の振動特性は  $\eta_p$  に影響されることから、この端板振動と連成状態にある音場の音響特性にも影響が及ぶことは容易に推測される。そこで上記  $\phi_{\max}$  に対応する  $L_{pv}$  の  $L$  に対する推移を Fig.5 に示す。  $L_{pv}$  には全筒長域で複数のピークを確認できるが、  $L=610, 1230, 1840\text{mm}$  におけるピークには  $\eta_p$  による影響は認められない。しかし  $L=280, 980, 1530\text{mm}$  付近でもピークが現れ、そのレベルは  $\eta_p$  の増加に伴い抑制される傾向にある。

以上のような連成現象に及ぼす  $\eta_p$  の影響をさらに検討するため、端板の振動特性に注目をする。 Fig. 6(a), (b) は Fig.4 と同様に、  $L_{pv}$  を最大にする状況に着目し、端板 1, 2 の振動における平均二乗速度  $L_{v1}, L_{v2}$  の  $L$  に対する推移をそれぞれ示している。  $L_{v1}$  は  $L=280, 980, 1530\text{mm}$  付近で増加、  $L=490, 1090, 1700\text{mm}$  付近で減少傾向にあり、この傾向は  $\eta_p$  の減少に伴い促進されている。  $L_{v2}$  では  $L_{v1}$  と同じ筒長で同様な増加傾向を呈するが、  $L_{v1}$  のような減少傾向は認められない。  $\eta_p$  の減少は端板 1 の面外変位を増加させることになり、 Fig.5 の  $L=280, 980, 1530\text{mm}$  におけるピークの生成に寄与するものと考えら

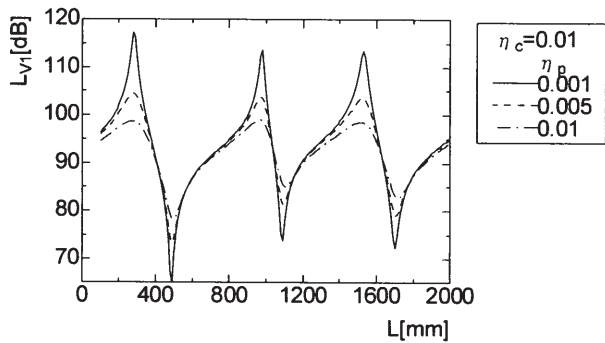
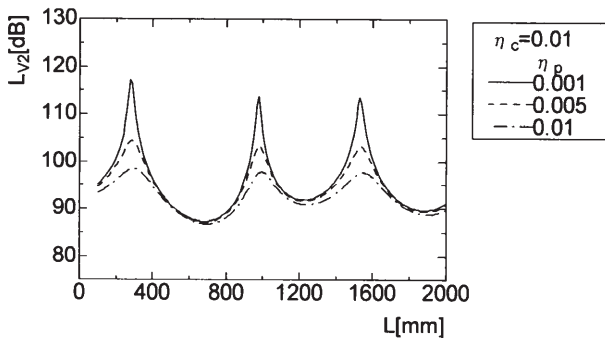
(a) Case  $L_{v1}$ (b) Case  $L_{v2}$ 

Fig.6 Changes in average quadratic velocity based on flexural displacement of end plates with  $L$  when  $\eta_p$  varies at  $\eta_c=0.01$ .

れる。しかし  $L=610, 1230, 1840\text{mm}$  では  $L_{pv}$  には明確なピークが生じるものの、  $L_{v1}$  及び  $L_{v2}$  にはレベルの増大は認められない。これらのピークは音場に強く依存する連成の促進に起因するによるもので、  $L_{v1}$  と  $L_{v2}$  は  $\eta_p$  にほとんど影響されなかったものと考えられる。この考えに従えば、  $L_{pv}$  のピーク間における筒長域では端板振動と連成する音響モードが移行しているため、連成には複数の音響モードが関与することになる。

Fig. 7(a), (b) は  $L_{v1}$  でピークを生じていた  $L=980, 1530\text{mm}$  における音場について、空洞横断面における平均音圧レベル  $L_{pa}$  に関する  $z$  方向分布を示したものである。  $L=980, 1530\text{mm}$  では  $(0,0,2)$  次モードに近いモードになっているが、  $L_{pa}$  分布からはそれぞれ  $q$  が 1 から 2 と 2 から 3 と音響モードが移行する状況がうかがえる。その結果、音場への依存は弱められることになるが、  $\eta_p$  の減少に伴い端板における振動エネルギーの減衰が抑制される。そのため、端板振動の影響が促進されて  $L_{v1}$  と  $L_{v2}$  が増大し、  $L_{pv}$  にピークが生じたものと考えられる。

$\eta_p$  のより詳細な影響を検討するため、 Fig.8 は  $L=280, 980, 1530\text{mm}$  において  $\eta_p=0.001, \eta_c=0.01$  の  $L_{v1}$  を基準に、  $\eta_p$  を  $0.01$  まで増加させたときの  $L_{v1}$  の減少傾向を  $\Delta L_{v1}$  で表示したものである。  $L_{v1}$  は  $\eta_p$  全域で減少傾向にあり、  $\Delta L_{v1}$  は  $\eta_p$  の小さい領域で相対的に大きく変化している。また、  $L=280\text{mm}$  における  $\Delta L_{v1}$  は他の筒長に比べて増大しており、  $\eta_p$  の増加に伴う  $L_{v1}$  の減少が顕

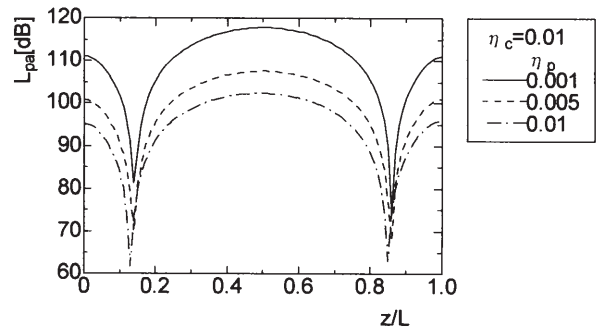
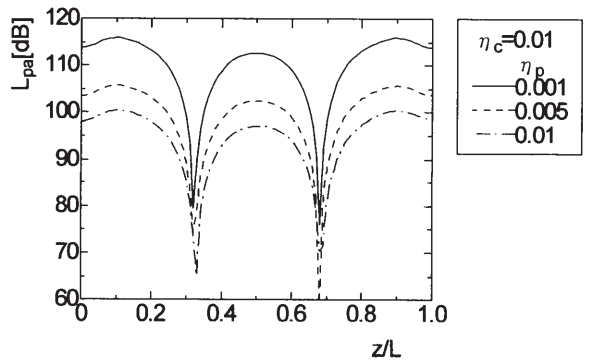
(a)  $L=980\text{mm}$ (b)  $L=1530\text{mm}$ 

Fig.7 Distribution of sound pressure level averaged on cross section when  $\eta_p$  varies at  $\eta_c=0.01$ .



著になっている。端板2の  $L_{V2}$  に関しても同じピーク成分に関しては、同様の傾向であることを確認している。Fig.9 は  $L_{V1}$  に対応する  $L_{pv}$  の  $\eta_p$  に対する変化を、Fig.8 と同様に、 $\eta_p=0.001$ 、 $\eta_c=0.01$  の  $L_{pv}$  を基準とした  $\Delta L_{pv}$  で表している。ただし、Fig.8 に示した通り、 $L=980$ 、 $1530\text{mm}$  の  $\Delta L_{V1}$  は極めて近接しているため  $\Delta L_{pv}$  における差異はほとんど認められないことから、ここでは  $L=980\text{mm}$  のデータのみ提示している。 $\Delta L_{pv}$  は  $\Delta L_{V1}$  とほぼ同様の傾向で推移しており、ピークの生成には端板振動が強く影響することを追認できる。

3.3 音場における減衰特性の影響

$\eta_c$  の影響を検討するため、Fig.10 は  $\eta_p=0.01$  としたときに  $\eta_c$  を 0.001、0.005、0.01 と変化させた音場について、 $L_{pv}$  の  $L$  に対する推移を示したものであり、加振条件は Fig.5 と同様である。 $L_{pv}$  には Fig.5 と同様に  $L=610$ 、 $1230$ 、 $1840\text{mm}$  でピークが現れ、全体的な傾向には  $\eta_c$  の影響はほとんど認められない。しかしピークレベルは  $\eta_c$  の減少に伴い増加し、その増加傾向は  $L$  の増加と共に顕著になっている。両端板の挙動に関わる  $\phi_{max}$ 、 $L_{V1}$ 、 $L_{V2}$  は  $\eta_c$  にはほとんど影響されず、 $\eta_c$  が変化しても Fig.4、Fig.6 に提示した  $\eta_c=0.01$  の結果に極めて近い特性を有することが確認されている。これは  $\eta_c$  の減少は音場のエネルギーロスを抑え、音場の影響が促進されており、この傾向

は高次の音響モードほど顕著になることを示している。参考のため  $L=1230\text{mm}$  における  $L_{pa}$  分布を Fig.11 に示す。 $L_{pa}$  分布における周期間隔は正確に (0,0,2) 次モードを示しており、Fig.7 における  $L_{pa}$  分布との差異は明らかである。

$\eta_c$  のより詳細な影響を検討するため、Fig.12 は  $L=610$ 、 $1230$ 、 $1840\text{mm}$  において  $\eta_p=0.001$ 、 $\eta_c=0.01$  の  $L_{pv}$  を基準とした  $\Delta L_{pv}$  で表している。 $L_{pv}$  は  $\eta_c$  全域で減少傾向にあり  $L$  が増加して高次の音響モードが関与するほどその傾向は顕著に現れている。

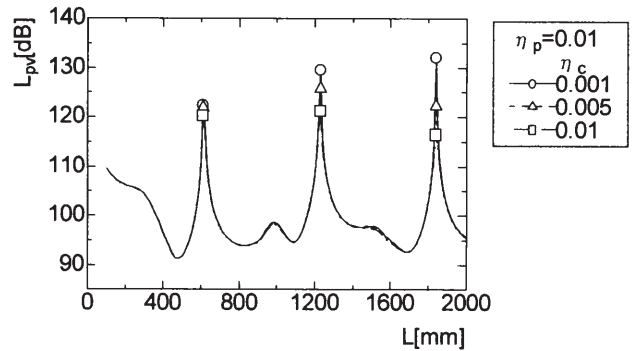


Fig.10 Changes in  $L_{pv}$  corresponding to  $\phi_{max}$  with  $L$  when  $\eta_c$  varies at  $\eta_p=0.01$ .

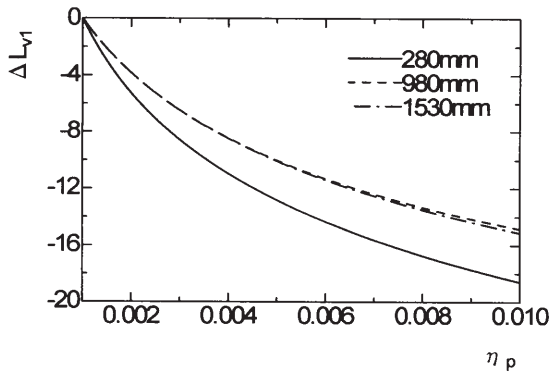


Fig.8 Changes in average quadratic velocity based on flexural displacement of end plates when  $\eta_p$  varies at  $\eta_c=0.01$ .

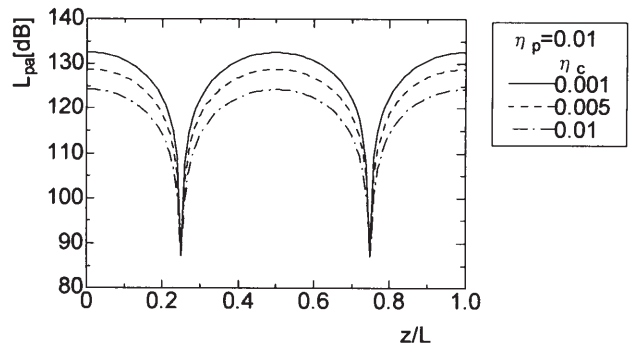


Fig.11 Distribution of sound pressure level averaged on cross section when  $\eta_c$  varies at  $\eta_p=0.01$ .

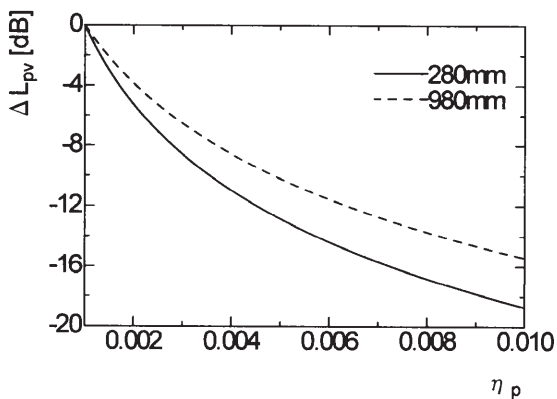


Fig.9 Changes in average sound pressure level when  $\eta_p$  varies at  $\eta_c=0.01$ .

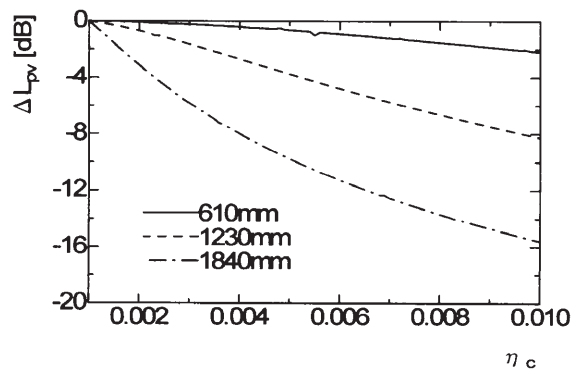


Fig.12 Changes in average sound pressure level when  $\eta_c$  varies at  $\eta_p=0.01$ .

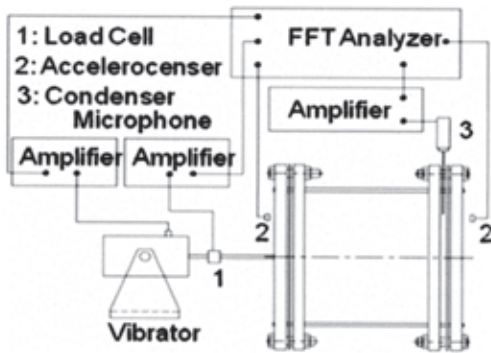
## 4. 実験方法

### 4.1 加振実験

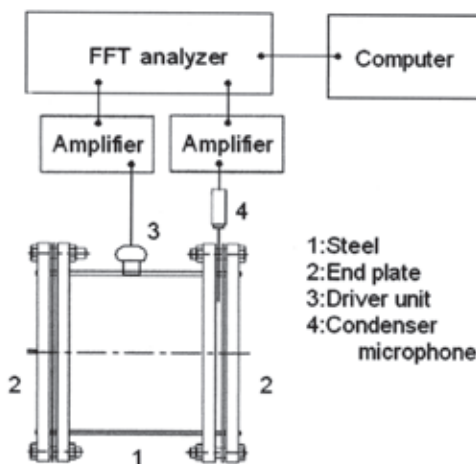
Fig.13(a)は加振実験用装置の概略を示している。音響特性に及ぼす端板の位相変化による影響を把握するため、小型加振機及び加速度ピックアップ、コンデンサーマイクロフォンを用いた加振実験を実施している。この時、加速度ピックアップで両端板振動間の位相差を算出し、コンデンサーマイクロフォンで内部音場の音圧レベルを計測している。実験では、実験モーダル解析結果で得られた端板の各固有振動数で片側の端板のみを加振している。なお、加振力は解析条件と同様に 1N と設定している。筒長  $L$  は 200,300,500mm 及びそれ以降は 50mm 間隔で 2000mm まで変化させている。

### 4.2 音響加振実験

前項は加振機で端板に点加振力を負荷する加振実験について説明したが、ここではドライバーユニットを音源とした音響加振実験について説明する。Fig.13(b)は音響加振実験に用いた実験装置の概略図を示したものであり、筒長  $L$  を変化させるための円筒の組み合わせ等は加振実験と同様である。両端板にはアルミニウム合金板の他に、板厚  $h=23\text{mm}$  の塩化ビニール製の円形板を用いている。



(a) Forced experiment.



(b) Acoustic excited experiment.

Fig.13 Experimental apparatus.

ドライバーユニットは円筒側壁に設置され、内部音場の共鳴現象を利用して両端板を音響加振している。加振周波数は共鳴周波数  $f_{001}$  としているため  $L$  により変化することになり、音源は減衰特性を調べるためにバースト波で供給されている。音圧レベルの測定には加振実験と同様にプローブチューブ付コンデンサーマイクロフォンとFFTアナライザーを用いるが、時間軸波形を測定してそのデータをヒルベルト変換することで損失係数を算出している。

## 5. 実験結果

Fig.14 は板厚  $h=3\text{mm}$  の端板を  $f_0=282\text{Hz}$  で加振したときの音場について、実験で得られた音圧レベル  $L_p$  と筒長  $L$  の関係を示したものである。解析結果との比較のため、Fig.5 における  $\eta_p=0.01$  の平均音圧レベル  $L_{pv}$  を併記している。 $L_p$  は  $L_{pv}$  とほぼ同様な  $L$  でピークに達し、またピーク間の筒長域ではレベルの増加は認められない。この時、音圧がピークになる筒長では解析結果、実験結果ともに位相差は  $90\text{deg}$  付近となる。

前述した通り、ピーク間の筒長域における音響特性は  $\eta_p$  に強く依存することになる。アルミニウム合金の内部損失係数は独自に測定しており、 $0.005$  付近を中心に  $0.003\sim 0.009$  の範囲で分布することを確認している。理論解析で取り上げている  $\eta_p$  は厳密には端板の内部損失係数を意味しているが、実際の減衰は端板の固定部における摩擦等も考慮した構造減衰として取り扱うべきである。そのため音圧レベルのピーク及びピーク間の特性が  $\eta_p=0.01$  の解析結果と実験結果で合致していることは、このやや大きめの損失係数の設定が妥当であったことを示すものである。

Fig.15(a)は点加振の代わりにドライバーユニットを用いた音響加振実験の結果を示したものであり、 $h=3\text{mm}$  の端板を設置した  $L=610\text{mm}$  の円筒構造を用いている。内部音場は  $f_0=293\text{Hz}$  のバースト波で加振され、音圧は上段図の時間軸波形に示されるような減衰特性を呈する。中段図はこの時間軸波形に対応する音圧レベルの周波数特性を示したものであり、特性上には複数のピークが生じているが、ここでは最大ピークとなる加振周波数成分のみ着目する。下段図は時間軸波形をヒルベルト変換し

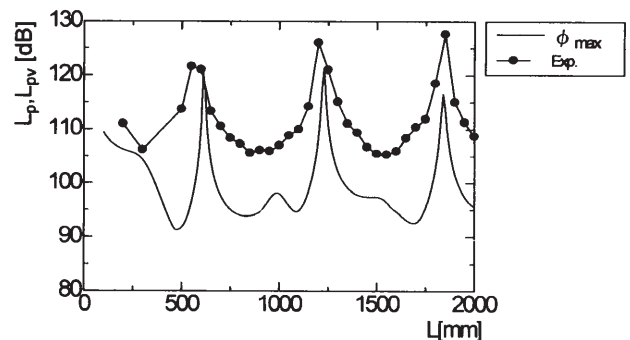


Fig.14 Changes in  $L_p$  and  $L_{pv}$  corresponding to  $\phi_{\max}$  with  $L$ .

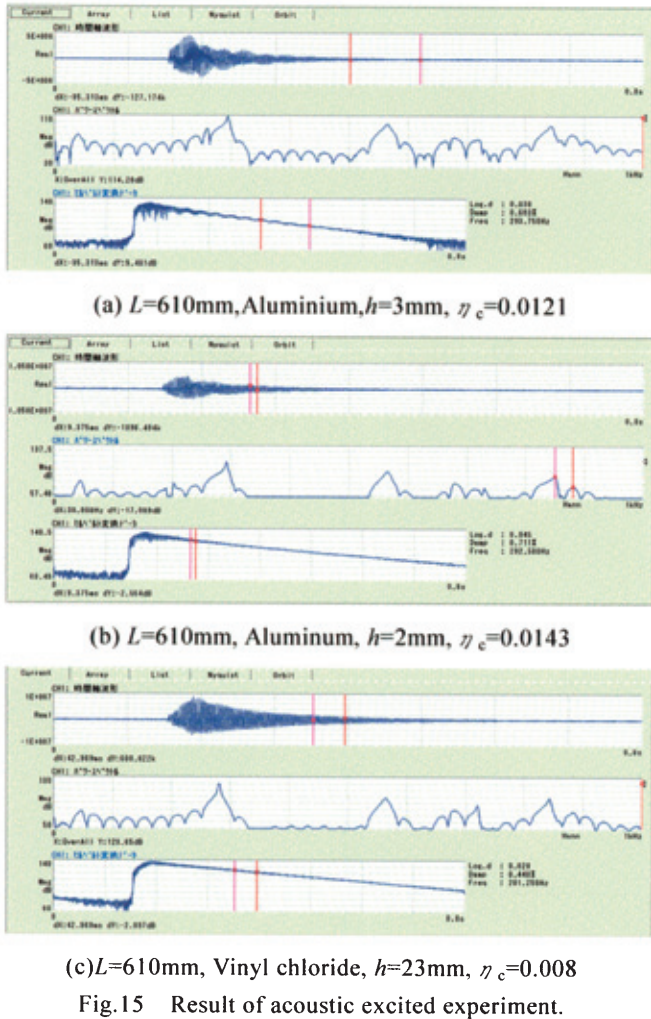


Fig.15 Result of acoustic excited experiment.

たもので、この変換データの傾きから求めた損失係数は0.0121となる。Fig.15(b)は $h=2\text{mm}$ の結果であり、損失係数は0.0143となっている。上記は両端板を弾性板と見なした結果であるが、Fig. 15(c)は両端板に $h=23\text{mm}$ の塩化ビニール製円形板を採用して、両端板を剛体と見なしたときの音場における実験結果である。塩化ビニールのヤング率はアルミニウム合金の5%にも満たないが厚板を用いているため、曲げ剛性は $h=3\text{mm}$ のアルミニウム合金板の19倍以上、 $h=2\text{mm}$ では49倍以上になる。そのため両端板を剛体とした想定は、アルミニウム合金板との相対的な関係から妥当であり、その結果からは損失係数を0.0089と見積ることができる。上記結果には板厚及び材質の相違で損失係数にはある程度の差異は認められるが、本解析で想定した $\eta_c=0.01$ は適当な設定であると考えられる。

Fig.16は上記音響加振実験を $L$ を変化させて実施したときの $\eta_c$ の変化を示したものである。この場合、音源は $f_{001}$ としているため、 $L$ の増加は $f_{001}$ を減少させることになる。実験装置の関係上、 $L$ の中間域にデータが存在しないため詳細な検討は難しいが、アルミニウム合金板の場合、 $\eta_c$ は $L$ と共に増加しており、その傾向は $h$ の増加で顕著になっている。 $L=1450\text{mm}$ では $f_{001}=118\text{Hz}$ 付近、 $L=1900\text{mm}$ では $f_{001}=92\text{Hz}$ 付近で加振しており、本研究

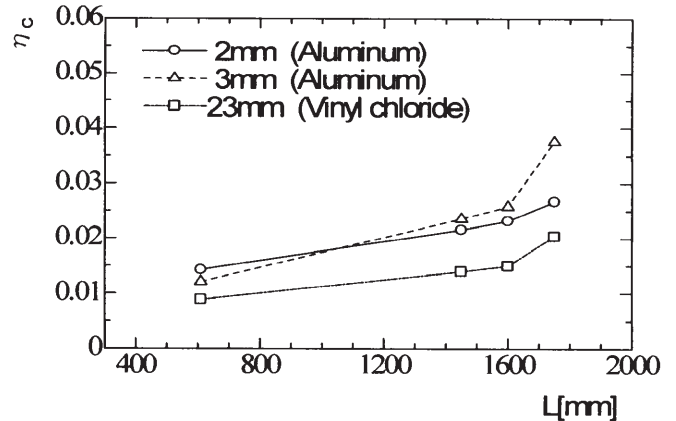


Fig.16 Changes in  $\eta_c$  with  $L$  when thickness or material of plate .

で想定している $f_{001}$ に比べてかなり低く、端板の固有周波数 $f_{00}$ には達していない。言い換えれば、 $f_{001}$ と $f_{00}$ との差は $L$ の増加と共に拡大することになる。端板振動と音場の連成促進させるためには、両系における固有周波数の近接性とモード形状の類似性が重要な因子となる。アルミニウム合金板を有する円筒構造の内部音場は、端板における音波の反射、及び連成に伴う振動モード間とのエネルギー授受により形成される。この場合、 $L$ と $h$ の増加は、連成を抑制することになり、音場に供給するエネルギーを減少させることになる。そのため減衰特性は促進されることになり、本実験で得られた $\eta_c$ が増大したものと考えられる。一方、塩化ビニール板を有する円筒構造の内部音場は、端板振動との連成が極めて小さいものと想定しているため、上記結果に比べて $\eta_c$ の変化が抑えられたものと考えられる。

## 6. 結 言

本研究では構造振動と音場間に生じる連成現象に及ぼす減衰特性の影響を検討するため、両端に弾性板を有する円筒構造を取り上げた。理論解析では端板と内部音場に生じる減衰を損失係数で表現し、各系における減衰特性の影響を検討している。また音響加振実験より解析結果の妥当性を検証している。その結果、以下のことを明らかにできた。

(1) 端板の損失係数が減少するとき面外変位が増加する傾向にあるが、共鳴モードを生じさせる筒長での連成は高次モードを含めて音場が主体的に振る舞うことになり、端板の減衰特性にはほとんど影響されない。しかし上記筒長の中間域では、連成に関与する音響モードの移行に伴い音場の連成への寄与が抑制されるため、連成は端板の減衰特性に強く依存する。

(2) 音場の減衰特性は、連成時の端板における振動特性及び音場における音響特性にほとんど影響しないが、共鳴モードを生じさせる筒長での音圧レベルは、音場の損

失係数の減少に伴い増加する。さらにこの音圧レベルの増加は、高次の音響モードほど顕著になることがわかった。

(3) 点加振実験及び音響加振実験を実施した結果、従来想定してきた端板及び音場の損失係数が妥当なものであることを明らかにした。

#### 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) 岩壺卓三, 川村庄造, 鎌田正人, 塩幡宏規, “構造・音場連成解析手法の開発に関する研究(高次と低次の周波数帯域を省略する手法の提案)”, 機械学会論文集(C), 61, (585), 1917(1995).
- (3) 南秀樹, ヤニック ディモンド, “鉄道車両における車体構造系と車室内音響系の連成振動に関する理論的一考察”, 音響学会誌, 56, 225(2000).
- (4) 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.