

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 筒長および位相差の影響

森山裕幸*¹ 増田直也*² 小坂佳弘*³

Effects of Cylinder Length and Phase Difference on Acoustic Characteristics of Sound Field in Cylindrical Enclosure with Excited End Plate

by

Hiroyuki MORIYAMA, Naoya MASUDA and Yoshihiro OSAKA

(Received on Sep.30, 2006 & accepted on Dec.20, 2006)

Abstract

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 must be treated as influencing factors, because their changes cause the natural frequencies of the systems to shift. In this study, changes in the cylinder length and the phase difference between both plate vibrations, which affect coupling between the vibrations of both end plates and the sound field inside the cavity, are investigated on the basis of the characteristics of each system. A contribution, which is defined as the energy ratio of the sound field including all but a specific acoustic mode to that including all acoustic modes, is used to estimate the degree of influence of each mode on the acoustic characteristics. As a result of this investigation, it is clarified that the average sound pressure level inside the cavity depends on the above length and phase difference. In particular, the sound pressure level varies with the phase, increasing with coupling that is intensified by the wavelength that is close to the cylinder length. When the phase difference, which corresponds to the maximum sound pressure level of each length, varies rapidly and markedly with changes in length, the acoustic mode occupying the sound field is shifted to a neighboring mode, and then the sound pressure level becomes minimum.

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

1. 緒言

構造の軽量化は新素材の開発により飛躍的に進歩したが、最も基本的な手法は現在でも薄肉化である。このような薄肉構造が点加振力等により振動している場合、それらにより拘束されている内部の音場は構造振動との間でエネルギーが授受され、両系間において連成を生じることになる。連成状態における音場の音響特性は媒質の密度が構造に比べて極めて小さいので、構造の振動特性に強く依存することになる。一方、構造の振動特性は音場の影響を受け難いが、薄肉化による剛性低下はその影響度を向上させる要因の一つである。

Chengらは航空機における圧力隔壁の振動と客室内騒音との連成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端部に弾性板を配置した解析モデルを用いている。このモデルは弾性板が周辺をばね要素により支持されており、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、非常に汎用性の高いものになっている。これより端板振動と連成状

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確にし、さらにその影響が及ぶ周波数域を特定している^{(1),(2)}。著者は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⁽³⁾。このようなモデルにおいて空洞寸法が変化すると、それに伴い薄肉構造および音場の固有周波数も移行するため、取り扱うべきパラメータも多くなる。そのため著者らは円筒寸法のなかでも筒長変化に注目し、連成に関与する音響モードと連成を強める条件を明らかにしている⁽⁴⁾。しかしこれらの研究では端板が同位相で振動すると想定しており、連成に関与する音響モードによっては実際の現象と合致しない場合も考えられる。

そこで本研究では筒長の他に端板振動の位相にも注目し、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音響特性の観点から検討している。

*1 工学部動力機械工学科教授

*2 株式会社 東日製作所

*3 工学研究科機械工学専攻修士課程

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、両端板には図に示すような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、支持条件は各ばねのばね定数 K_1, K_2 N/m² と C_1, C_2 Nm/m によって設定している。端板には半径 $a=150$ mm と肉厚 $h=3$ 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 を 100~2000mm の範囲で変化させた円筒形音場として取り扱い、端板以外の境界面は構造の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 θ で表し、筒長方向を z としている。端板には $\theta=\theta_1=0^\circ$ の $r_1=60$ mm の位置に $F=1$ N 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。

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

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

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

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、 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⁽¹⁾。

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ R_{1nm}^s (1 + j\eta_p) - \omega^2 M_{1nm}^s \right\} B_{1nm}^s e^{j\phi_1} \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} a F_{sm} \left\{ K_1 + \left(\frac{m}{a} \right) \left(\frac{m'}{a} \right) C_1 \right\} B_{1nm}^s e^{j\phi_1} = \\ & F_{nm}^s + \frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \times \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{L_1 (L_1 B_{1nm}^s e^{j\phi_1} - L_2 B_{2nm}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \quad \dots (4) \end{aligned}$$

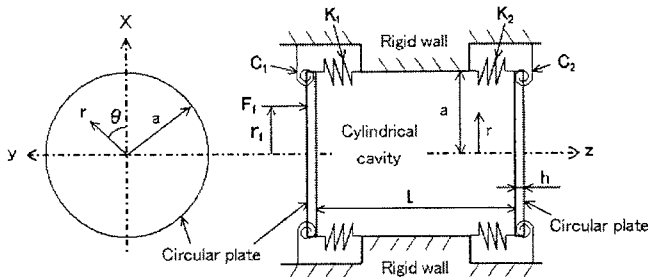


Fig.1 Analytical model.

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ R_{2nm}^s (1 + j\eta_p) - \omega^2 M_{2nm}^s \right\} B_{2nm}^s e^{j\phi_2} \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} a F_{sm} \left\{ K_2 + \left(\frac{m}{a} \right) \left(\frac{m'}{a} \right) C_2 \right\} B_{2nm}^s e^{j\phi_2} = \\ & - \frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{L_2 (L_1 B_{1nm}^s e^{j\phi_1} - L_2 B_{2nm}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \quad \dots (5) \end{aligned}$$

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振動数(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_{sm} は s と n で決定される定数である。

式(4)は加振側の端板振動と音場との連成方程式であり、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(5)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。点加振力 $F(t)$ は式(6)のように定義しているが、点加振項はその点加振力を含む式(7)で表すことができる。

$$F(t) = F e^{j(\omega t + \phi_1)} \quad \dots (6)$$

$$\begin{aligned} F_{nm}^s &= \int_{A_1} F(t) \delta(r - r_1) \delta(\theta - \theta_1) \psi_{nm}^s dA_1 \\ &= \frac{F(t) r_1^{m+1}}{a^m} \sin\left(n\theta_1 + \frac{s\pi}{2}\right) \quad \dots (7) \end{aligned}$$

δ は点加振を表現するために用いたディラックデルタ関数、 A_1 は加振側端板の面積である。本研究で $\phi_1=0$ rad としているため、加振側端板は加振力と同位相で振動することになる。一方 ϕ_2 は $0 \sim \pi$ rad の範囲で変化させるため、非加振側の端板振動と共に音場にも影響するものと予想される。

解析手順はまず式(4),(5)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_2 における端板振動と音場の挙動を確認する。ただし、ここでは点加振位置を $r_1=60$ mm、 $\theta_1=0$ rad に固定しているため、式(7)の点加振項を考慮すれば $s=1$ の B_{1nm}^s, B_{2nm}^s のみ決定すればよいことになる。また、上記計算では十分な収束性を考慮して、 $n=0 \sim 14, m, p=0 \sim 12, q=0 \sim 14$ の高次モードまで仮定している。解析結果は内部音場の音圧 P を式(8)に代入することで、任意の $x-y$ 面と音場全体の平均音圧 P_a と P_v をそれぞれ求め、式(9)に示す相対レベル L_{pa} と L_{pv} により評価している。

$$P_a = \frac{1}{2A_z} \int_{A_z} P P^* dA_z, \quad P_v = \frac{1}{2V_c} \int_{V_c} P P^* dV_c \quad \dots (8)$$

$$L_{pa} = 10 \log \frac{P_a}{P_0} \text{ (dB)}, \quad L_{pv} = 10 \log \frac{P_v}{P_0} \text{ (dB)} \quad \dots (9)$$

ただし、 P^* は複素共役成分、 A_z は任意の $x-y$ 平面における面積であり、基準値 P_0 は 4×10^{-10} N²/m² としている。

また本報告では端板振動と音場における固有モードを (n, m)

と (n,p,q) , そのモードにおける固有周波数を f_{nm} と f_{npq} でそれぞれ表記している.

3. 解析結果

本解析モデルを用いた研究では, 端板振動と音場の円周方向次数 n の関係が連成現象に強く影響することを指摘している^{(1),(3)}. そこで本報告では連成現象の把握を容易にするため, 半径上に節線を有する振動モードのうち, 最も低次となる $(1,0)$ 次モードに着目している. そのため自由振動解析から $(1,0)$ 次モードに対応する固有振動数を算出し, 加振周波数 f を710Hzとしている.

3.1 内部音場の平均音圧レベルおよび音圧分布特性

Fig.2は筒長 L を100~2000mmの範囲で変化させたときの円筒内部音場について, 非加振側の端板振動における位相 ϕ_2 を $0, 0.1\pi, 0.5\pi, 0.8\pi$ radとしたときの平均音圧レベル L_{pv} の推移を示したものである. $\phi_2=0$ radのとき, L_{pv} は $L=780$ mm付近で最大となるなどかな変化を示している. 他の ϕ_2 では $L=750$ mmと 1500 mm付近でピークが生じる特性となっている. これらのピークレベルは ϕ_2 と共に大きく変化をしているが, $L=550, 1110, 1910$ mm付近では ϕ_2 による音圧レベルの変化はほとんど認められない. このような音圧レベルおよび端板振動における面外変位の決定には, 前述の通り係数マトリックス B_{11m}^* と B_{21m}^* を用いるが, 各係数項は複素数で表現され, ϕ_2 および L に依存して変化することになる. ただし, L が一定の場合, 加振側の端板振動に関与する B_{11m}^* は点加振力の影響を強く受けるため, そのマトリックスは ϕ_2 によって変化しない. さらに全ての係数マトリックスにおいて, 実数部と虚数部から求めた各係数項の大きさは, ϕ_2 に関わらず一定となっている. 例えば振動モードから最も解析結果に反映すると考えられる B_{11m}^* と B_{21m}^* の m に関する加算値は, $\phi_2=0.5\pi$ radのとき $L=750$ mmにおいて 7.700×10^{-5} と 3.889×10^{-5} , $L=1110$ mmでは 4.059×10^{-5} と 3.465×10^{-4} のようにそれぞれ一定値となる. しかし上述した筒長による変化も, これら加算値の比較から明確に認められる.

上記の内部音場における音響特性に及ぼす ϕ_2 の影響を詳細に検討するため, Fig.3(a),(b),(c)は $L=750, 1110, 1490$ mmの内部音場について, 円筒横断面上の平均音圧レベル L_{pa} の筒長方向(z 方向)変化を音圧分布として示したものである. ただし各図ではFig.2と同様に, ϕ_2 を $0, 0.1\pi, 0.5\pi, 0.8\pi$ radと変化させている.Fig.3の(a)と(c)はFig.2のピークが生じる音場における L_{pa} 分布である

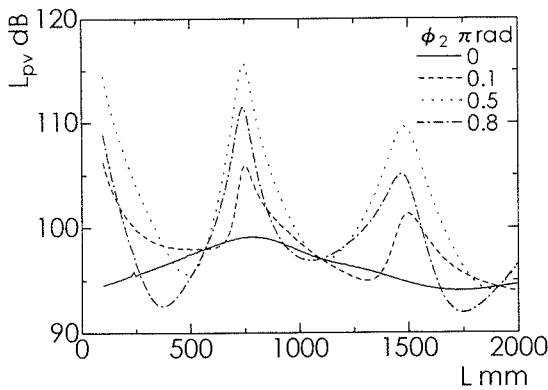


Fig.2 Influence of cylinder length and phase difference on sound pressure level averaged inside cavity.

が, $\phi_2=0$ radを除く分布では筒長方向次数 q がそれぞれ1と2になっている. これは端板振動が $(1,0)$ 次モードであることを考慮すれば, それぞれの音場において $(1,1,1)$ と $(1,1,2)$ 次モードの影響が強められていることを示唆するものである. このような同一モードが出現している音場では, ϕ_2 の変化に伴い谷部が加振側へ移行し, それと共に全体のレベルも変化している. これらの ϕ_2 では 0.5π radにおいて $z/L=0.5$ を中心とする対称な分布特性に近づき, L_{pa} も最も大きくなっている. 一方, $L=1110$ mmでは $q=0,1,2$ のように L_{pa} 分布は様々な音響モードが混在することになるが, 上記のような L_{pa} の大きな変化は認められない. このような分布特性の移行および音響モードの変化を検討するため, Fig.4では ϕ_2 の変化に伴う音圧分布に生じる谷部(節)の位置 z_m の推移を示している. ただしFig.3と同様に L は750, 1110, 1490mmとし, 節の位置は加振側端板からの無次元距離 $z_m (=z/L)$ で表示されている. $L=750$ mmでは $q=1$ の音圧分布がほぼ ϕ_2 の全域で維持され, Fig.3(a)で説明したように z_m は ϕ_2 の増加に伴い小さくな

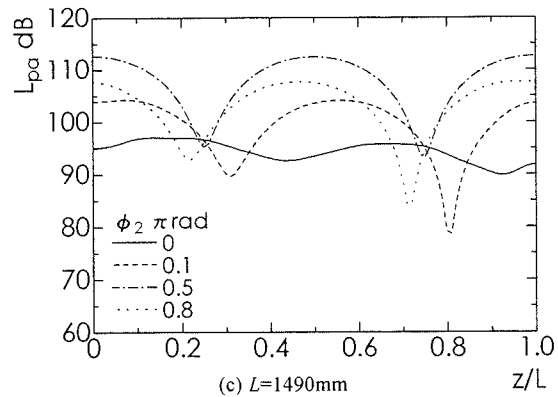
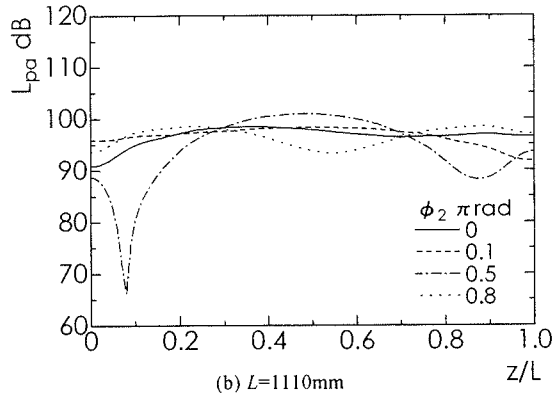
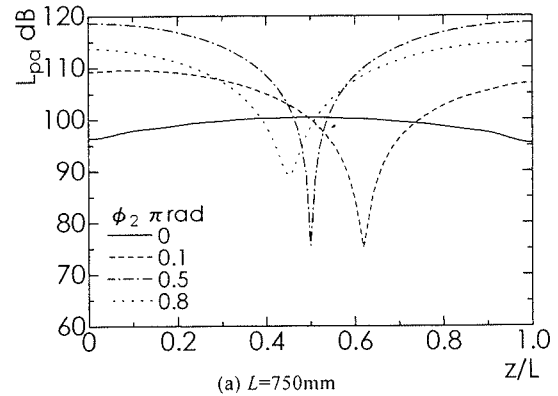


Fig.3 Influence of phase difference on distribution of sound pressure level with respect to each cylinder length.

っている。この z_m の変化は $\phi_2=0\sim 0.1\pi\text{rad}$ および $0.9\pi\sim \pi\text{rad}$ の範囲で大きくなるが、中間域では極めて小さくなっている。 $L=1490\text{mm}$ では、 $q=2$ の音圧分布が上記とほぼ同様な傾向で推移することを示唆している。 $L=1110\text{mm}$ になると、 $\phi_2=0\sim 0.45\pi\text{rad}$ で $q=1$ 、 $\phi_2=0.55\pi\sim \pi\text{rad}$ で $q=2$ がそれぞれ維持され、それらの中間域で節を生じない $q=0$ と見なせる音圧分布が生じている。しかし、 $q=2$ では節間の距離(半波長)が ϕ_2 と共に変化しており、 $L=1490\text{mm}$ と比べれば無次元距離で拡大している。これはこの筒長が $q=2$ の共振に合致していないことを意味するものである。

本研究で取り上げている端板振動と内部音場の連成は、各系のモード間のエネルギー授受に起因するものであり、音場における共振現象は重要な因子である。上述のように内部音響特性は ϕ_2 に強く影響されることになるが、共振現象が音響のエネルギー増大に寄与することを考慮すれば、実際の現象では音響エネルギーが増加傾向を呈するものと予想される。そこで Fig.5 では内部音場に及ぼす影響モードが(1,1,1)から(1,1,2)へ移行していると考えられる $L=750\sim 1490\text{mm}$ について、音場の共振現象および全体系の連成現象の強さの指標となる L_{pv} の ϕ_2 に対する推移を詳細に示している。ただし L_{pv} は上記で取り上げた $L=750, 1110, 1490\text{mm}$ に加え、 $L=930\text{mm}, 1300\text{mm}$ のデータも提示している。

(1,1,1)次モードが主モードとして音場に寄与しているとみなされる $L=750\text{mm}$ では、 L_{pv} は ϕ_2 の増加に伴い増大して $\phi_2=0.5\pi\text{rad}$ 付近で最大となり、以後 ϕ_2 の増加と共に減少している。(1,1,2)次モードが主モードと予想される $L=1490\text{mm}$ でも同様の傾向を確認することができるが、主モードと見なされる音響モードが ϕ_2 と共に変化する $L=1110\text{mm}$ では、 L_{pv} がほぼ一定値のまま ϕ_2 に対して推移している。 $L=930\text{mm}$ になると L_{pv} は ϕ_2 の増加

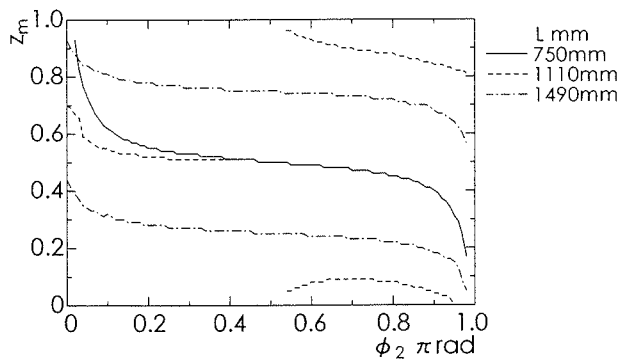


Fig.4 Shift in nodal position with phase difference with respect to each cylinder length.

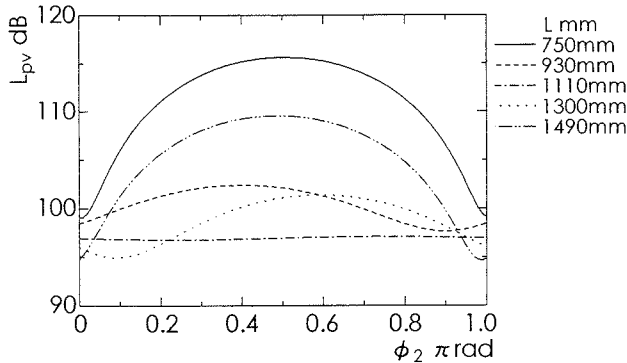


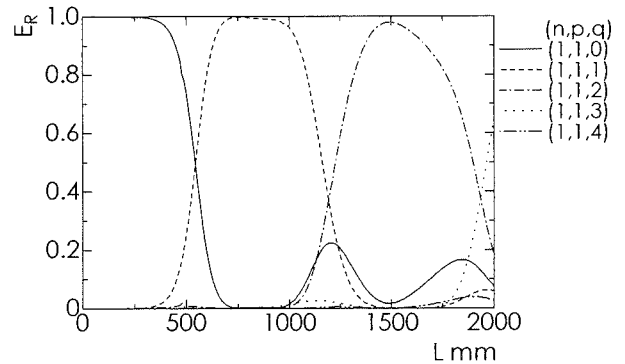
Fig.5 Influence of cylinder length and phase difference on sound pressure level averaged inside cavity.

に伴い増大して $\phi_2=0.4\pi\text{rad}$ 付近で最大となり、その後減少して $\phi_2=0.9\pi\text{rad}$ 付近で最小となっている。この筒長では上記に比べて複雑な挙動を呈するものの、 L_{pv} のレベル変化は単一の音響モードが主モードとみなせる筒長に比べて小さく抑えられている。 $L=1300\text{mm}$ の L_{pv} は $L=930\text{mm}$ と類似した傾向を有しているが、その最大値と最小値はそれぞれ $\phi_2=0.6\pi\text{rad}$ と $0.1\pi\text{rad}$ 付近に生じ、逆の推移を呈する。

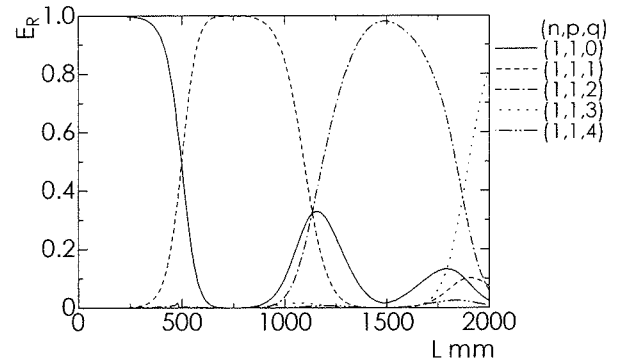
3.2 内部音場に対する音響モードの寄与

前節の結果では内部音場の形成に関与する音響モードが筒長 L と共に移行することを示唆していたため、ここでは音響モードの音場に対する影響度を検討する。そこで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。

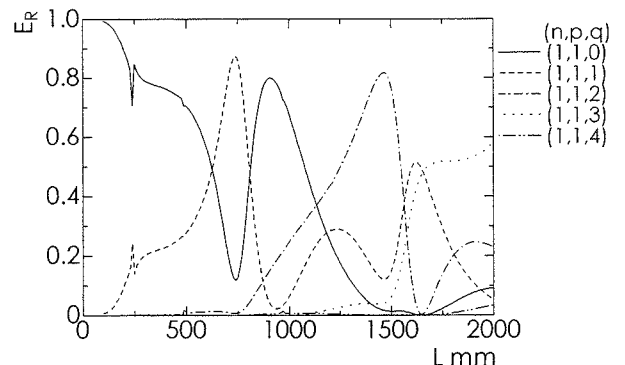
$$E_R = (E_{\text{all}} - E_{\text{npq}}) / E_{\text{all}} \quad \dots \dots \dots (10)$$



(a) $\phi_2=0.4\pi\text{rad}$



(b) $\phi_2=0.5\pi\text{rad}$



(c) $\phi_2=0.9\pi\text{rad}$

Fig.6 Contribution of acoustic mode to cylinder length with respect to each phase difference.

E_{all} は前節で取り上げてきた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.6(a),(b),(c)は音場形成に強く関与すると考えられる $(1,1,0) \sim (1,1,4)$ 次モードについて、各 E_R の L に対する推移を示したものであり、非加振側の端板振動における ϕ_2 をそれぞれ $0.4\pi, 0.5\pi, 0.9\pi$ rad に設定している。 $\phi_2 = 0.4\pi$ rad では $(1,1,0)$ 次モードが $L=300$ mm 付近までほぼ 1 となり主モードとみなせるが、以後 L の増加に伴い E_R は急激に減少し、 $L=700$ mm 付近でほとんど音場に影響しなくなる。この $(1,1,0)$ 次モードにおける E_R の減少に伴い、 $(1,1,1)$ 次モードの E_R が増大して $L=750$ mm 付近で最大となるが、以後再び減少に転じている。このような主モードの移行は $(1,1,2)$ と $(1,1,3)$ 次モードでも確認することができ、移行の過程では高次になるほど多くの音響モードが関与することになる。 $\phi_2 = 0.5\pi$ rad でも E_R は上記とほぼ同様な推移を示しているが、主モードの移行が $\phi_2 = 0.4\pi$ rad に比べてやや L の小さい側で生じている。 $\phi_2 = 0.9\pi$ rad になると、 L の増加に伴い $(1,1,0)$, $(1,1,2)$, $(1,1,1)$, $(1,1,3)$ 次モードの順に主モードが入れ替わり、 $\phi_2 = 0.4\pi, 0.5\pi$ rad に比べれば主モードの移行が無秩序になっている。さらに $E_R = 1$ となる主モードは、 L が小さい範囲における $(1,1,0)$ 次モードのみに限られている。このような ϕ_2 に影響される主モードのなかで $(1,1,1)$ 次モードに着目すると、 $L=750$ mm では $\phi_2 = 0.5\pi$ rad のとき $E_R = 1$ となり、 $L=930$ mm の E_R は $\phi_2 = 0.4\pi$ rad のとき E_R が 1 に近づくものの、 $\phi_2 = 0.9\pi$ rad では極めて小さく抑えられている。上記 E_R が Fig.5 に提示した L_{pv} と密接に関係していることは明らかであり、内部音場における音響特性の確定

には非加振側端板の振動特性が強く関与することになる。そこで以下では、 ϕ_2 の変化に対して L_{pv} が最大になるときの振動および音響特性に注目する。

Fig.7 では L_{pv} が最大となる ϕ_2 とその L_{pv} について、 L との関係それぞれ実線と破線で示している。 ϕ_2 は広い筒長域で L の増加と共に減少しているが、 $L=570, 1100, 1920$ mm 付近で 0.45π 程度の増加により不連続な推移を示すことになる。一方、 L_{pv} は ϕ_2 の急激な変化が生じる付近の L で極小値となり、Fig.2 の L_{pv} に比べて不連続性が強められている。 ϕ_2 と L_{pv} が上記のような変化を生じる場合、各音響モードの E_R は Fig.8 のように変化し、明らかに Fig.6 と異なる推移を示している。まず $L=100 \sim 570$ mm と $570 \sim 1100$ mm ではそれぞれ $(1,1,0)$ と $(1,1,1)$ 次モードの E_R が 1 に近い値となり、音場はほぼ単一音響モードで形成されている。しかし $L=1100 \sim 1920$ mm と $1920 \sim 2000$ mm ではそれぞれ $(1,1,0)$, $(1,1,2)$ 次モードと $(1,1,1)$, $(1,1,3)$ 次モードが混在する音場となっている。ここで取り上げている音響モードの共鳴周波数は、 $q=0$ を除き筒長の延長により低周波数側へ移行するため、 L の大きな領域では共鳴周波数が近接することにより、音響モードの出現および主モードの推移に差異が生じたものと考えられる。また E_R と ϕ_2 の変化過程を比較すれば、 E_R における主モードの移行は ϕ_2 の急激な変化によく対応している。

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、連成に及ぼす筒長および端板振動の位相の影響を音響特性の観点から検討し、以下のことを明らかにできた。

- (1) 筒長の変化は音場の音響特性を特徴づける主モードを移行させ、それに伴い音場全体の平均音圧レベルも変化させている。特に音圧レベルが極大となる内部音場の音圧分布は、音響モードの波長が筒長に近づくため、連成現象が促進されている。
- (2) 非加振側端板振動の位相は平均音圧レベルを変化させ、特に上記平均音圧レベルが大きくなる筒長付近ではその影響が顕著になる。
- (3) 各筒長で平均音圧レベルが最大になるときの連成は実現象に近いものと考えられ、その非加振側端板の位相は筒長と共に変化する。特に位相が急激に変化する筒長では、音場における主モードは隣接する音響モードへ移行すると共に、平均音圧レベルは極小値となる。

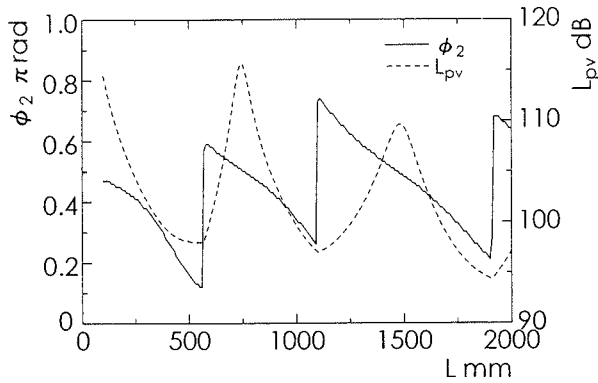


Fig.7 Changes in phase difference and sound pressure level averaged inside cavity with respect to cylinder length.

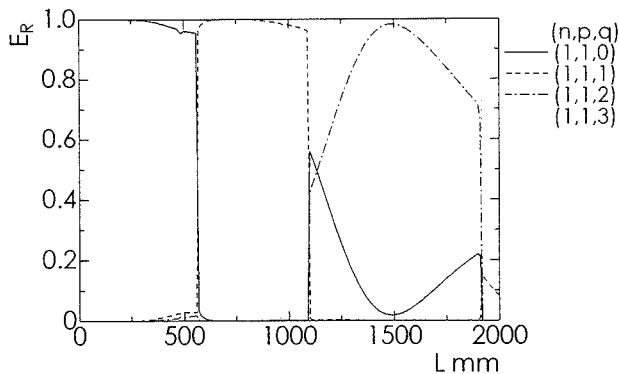


Fig.8 Contribution of acoustic mode to cylinder length when sound pressure level averaged inside cavity is maximum in each length.

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) L.Cheng: Fluid-Structural Coupling of a plate-ended Cylindrical Shell: Vibration and Internal Sound Field, J. Sound Vib., 174(5), (1994), pp.641-654.
- (3) 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, (2002), pp.338-345.
- (4) 本多宏至, 増田直也, 森山裕幸: 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, 東海大学紀要工学部, Vol.44, No.2, (2004), pp.55-60.

