

タイトル	矩形声道モデルにおける非対称壁インピーダンスを考慮した伝搬定数の表現法
著者	元木, 邦俊; MOTOKI, Kunitoshi
引用	北海学園大学工学部研究報告(41): 57-74
発行日	2014-01-17

# 矩形声道モデルにおける 非対称壁インピーダンスを考慮した伝搬定数の表現法

元 木 邦 俊\*

## A Method to Represent Propagation Constant of Rectangular Vocal-tract Model with Asymmetric Wall Impedances

Kunitoshi MOTOKI\*

### 要 旨

声道の横方向の空間的なひろがりの効果を高次モードを含めて計算することができる矩形音響管の縦続接続モデルが提案されている。このモデルでは、平面波伝搬の仮定が成立しない高い周波数域での伝達特性や空間的な音圧分布を比較的少ない計算量で評価することができ、高次モードも含めて壁インピーダンスの影響を考慮することができる。壁インピーダンスは各区間で異なる値を導入可能であるが、区間内では対向する管面に同一のインピーダンスを設定しなければならない。本稿では、このモデルを拡張し、各管壁面に異なる壁インピーダンスを導入した場合の平面波及び高次モードの伝搬定数を簡便に表現する手法を示し、対向面に非対称に壁インピーダンスを与えた場合の伝搬特性について報告する。

## 1. はじめに

MRIなどにより得られた声道の3次元形状データに基づいて幾何学的に複雑な声道形状モデルを構成した音響解析が行われている。声道形状の微細構造や分岐、声道壁インピーダンスが声道伝達特性に与える影響は、有限要素法による音場解析により次第に明らかになってきている<sup>1,2)</sup>。解析目的に応じた空間分解能を得るためには、3次元形状の適切な要素分割が必要となるが、複雑な3次元声道の有限要素モデルを構成するには多大な労力が必要となる。一方、声道の横方向の空間的なひろがりの効果を高次モードを含めて計算することができる矩形音響管の縦続接続モデル<sup>3,5)</sup>が提案されている。このモデルでは、声道を矩形音響管の縦続接続形状で

---

\* 北海学園大学工学部電子情報工学科

\* Department of Electronics and Information Engineering, Faculty of Engineering, Hokkai-Gakuen University

近似するため空間的な分解能は低いものの、従来から用いられている1次元声道モデルの拡張となっているので、モデルの構成が容易であり、平面波伝搬の仮定が成立しない高い周波数域での伝達特性や空間的な音圧分布を比較的少ない計算量で評価することができる。高次モードも含めて各区間で異なる壁インピーダンスの値を導入可能であるが、区間内では対向する管面に同一のインピーダンスを設定しなければならず、例えば、硬口蓋と舌のように上下方向の壁の軟らかさが異なるような場合には分布の違いを表現することができない。本稿では、このモデルを拡張し、各管壁面に異なる壁インピーダンスを導入した場合の平面波及び高次モードの伝搬定数を簡便に表現する手法を示し、対向面に非対称に壁インピーダンスを与えた場合の伝搬定数の周波数特性を示す。また、高次モードを含む最も単純な均一音響管と32区間から成る非対称形状モデルの伝達特性を示す。

## 2. 矩形音響管モデル

図1のように中心軸をずらして多区間の矩形音響管が縦続接続された構造とし、最終区間は平面バツフル面に開口しているものとする。各区間の断面積、管長、管辺の縦横比、および中心軸の位置（隣接区間の中心軸とのオフセット量）をパラメータとして全体の形状を定める。各管内部の音場を高次モードの和で表し、管全体の音響特徴を表現する。最終区間の放射境界では、各モードは自由空間に放射されるものとして、各モード自身、及びモード相互間の放射インピーダンスで終端する。吸音ダクトの理論<sup>6,7)</sup>を適用すると壁インピーダンスで規定された境界条件を満足するように高次モードの伝搬定数を定めることができるが、管壁には上下面あるいは、左右面には同じ壁インピーダンスを与えなければならない。以下では、4面の管壁に異なるインピーダンスを与えて管軸方向の伝搬定数を定める。

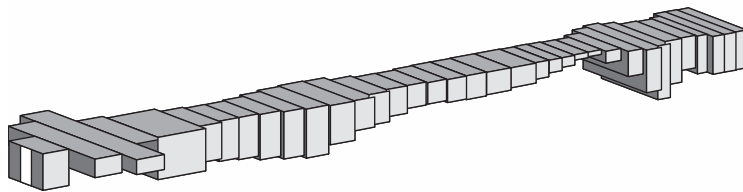


図1 矩形音響管の縦続接続モデル。

## 3. 管壁に異なるインピーダンスを含む伝搬定数

管軸方向を $z$ 軸とした $xyz$ 座標系を用いる。矩形管断面の寸法を $L_x$ 、 $L_y$ とする。管内音圧 $p(x, y, z)$ と粒子速度 $\mathbf{v}(x, y, z)$ は、速度ポテンシャル $\phi(x, y, z)$ を用いて次のように表される。

$$p(x, y, z) = j\omega\rho\phi(x, y, z) \quad (1)$$

$$\mathbf{v}(x, y, z) = -\nabla\phi(x, y, z) \quad (2)$$

$\omega$ ,  $\rho$  は角周波数, 空気密度,  $\phi(x, y, z)$  は次のヘルムホルツ方程式の解である.

$$\nabla^2\phi(x, y, z) + k^2\phi(x, y, z) = 0 \quad (3)$$

ここで,  $k$  は波数で  $c$  を音速として  $k = \omega/c$  である. 矩形管に対する解は, 次のように表される.

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) = \sum_{m, n=0}^{\infty} \{ & a_{mn} \exp(-\gamma_{z, mn} z) \\ & + b_{mn} \exp(\gamma_{z, mn} z) \} \phi_{mn}(x, y) \end{aligned} \quad (4)$$

$m$ ,  $n$  は, それぞれ  $x$  方向,  $y$  方向のモード番号,  $a_{mn}$ ,  $b_{mn}$  は, 管の接続境界面の条件から定まる複素定数である. また,  $\phi_{mn}(x, y)$  は管断面上の分布を表す次の基準関数である.

$$\phi_{mn}(x, y) = H_{cs}(m, \gamma_{x, m} x) H_{cs}(n, \gamma_{y, n} y) \quad (5)$$

$\gamma_{x, m}$ ,  $\gamma_{y, n}$  は,  $x$  方向,  $y$  方向への伝搬定数,  $H_{cs}(q, \theta)$  は次のように置いている.

$$H_{cs}(q, \theta) = \begin{cases} \mu_q \cosh(\theta) & q = 0, 2, 4, \dots \\ \mu_q \sinh(\theta) & q = 1, 3, 5, \dots \end{cases} \quad (6)$$

ここで,  $\mu_q = 1 (q = 0)$ ,  $\mu_q = \sqrt{2} (q \geq 1)$  である. モード  $(m, n)$  の管軸方向の伝搬定数  $\gamma_{z, mn}$  は, ヘルムホルツ方程式の矩形管に対する解より,  $k$  を波数として次の関係を満たす.

$$\gamma_{x, m}^2 + \gamma_{y, n}^2 + \gamma_{z, mn}^2 + k^2 = 0 \quad (7)$$

対向する壁が同じインピーダンス  $Z_w$  を有する場合には, 図 2 に示すように原点において偶数次モードに対して音圧勾配  $\partial p / \partial x$  ( $x$  方向の粒子速度  $v_x$  に比例) が, 奇数次モードに対して音圧  $p$  が必ず 0 となる.  $x = \pm L_x/2$  に異なる壁インピーダンス  $Z_{x+}$ ,  $Z_{x-}$  を与える場合に, 原点から離れた仮想的な位置  $\xi_x$  において偶数次モードに対して  $\partial p / \partial x = 0$ , 奇数次モードに対して  $p = 0$  となるものとする, 次の関係が成立する.

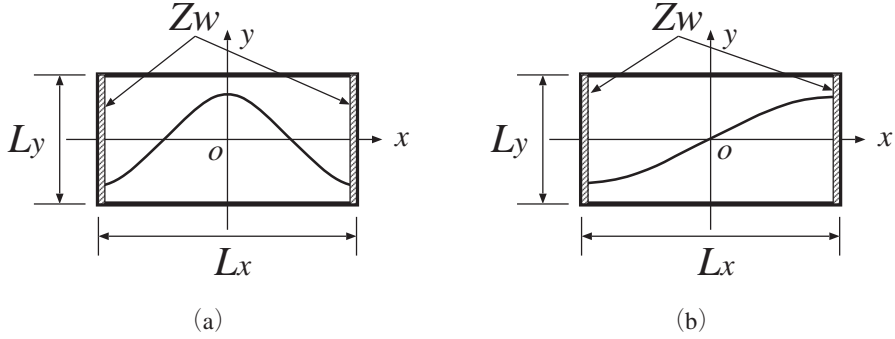


図2 両壁に同じインピーダンス $Z_w$ を与えた場合の断面上のモード音圧分布の例. (a) 偶数次モード, (b) 奇数次モード.

### 偶数次モード

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=\xi_x} &= 0 \\ Z_{x\pm} &= \frac{p}{\pm v_x} \Big|_{x=\pm L_x/2} \\ &= -j \frac{\omega \rho}{\gamma_{x,m}} \coth \left( \gamma_{x,m} \left( \frac{L_x}{2} \mp \xi_x \right) \right) \end{aligned} \quad (8)$$

### 奇数次モード

$$\begin{aligned} p \Big|_{x=\xi_x} &= 0 \\ Z_{x\pm} &= \frac{p}{\pm v_x} \Big|_{x=\pm L_x/2} \\ &= -j \frac{\omega \rho}{\gamma_{x,m}} \tanh \left( \gamma_{x,m} \left( \frac{L_x}{2} \mp \xi_x \right) \right) \end{aligned} \quad (9)$$

式(8), (9)を満たす $\xi_x$ と $\gamma_{x,m}$ を求めると, 規格化アドミタンス $\bar{Y}_{x\pm} = \rho c / Z_{x\pm}$ を用いて以下のようなになる.

$$\xi_x = \begin{cases} \frac{\bar{Y}_{x-} - \bar{Y}_{x+}}{\bar{Y}_{x-} + \bar{Y}_{x+}} \frac{L_x}{2} & m = 0 \\ \frac{j k}{2} \left( \frac{L_x}{m \pi} \right)^2 (\bar{Y}_{x-} - \bar{Y}_{x+}) & m \geq 1 \end{cases} \quad (10)$$

$$\gamma_{x,m} = \begin{cases} e^{j\frac{3}{4}\pi} \sqrt{\frac{2k\bar{Y}_{x+}}{L_x - 2\xi_x}} & m = 0 \\ \frac{j\pi}{L_x - 2\xi_x} \left( m + j \frac{2k(L_x - 2\xi_x)\bar{Y}_{x+}}{m\pi^2} \right) & m \geq 1 \end{cases} \quad (11)$$

あるいは、 $\bar{Y}_{x-}$ を用いると $\gamma_{x,m}$ は次のように表すこともできる。

$$\gamma_{x,m} = \begin{cases} e^{j\frac{3}{4}\pi} \sqrt{\frac{2k\bar{Y}_{x-}}{L_x + 2\xi_x}} & m = 0 \\ \frac{j\pi}{L_x + 2\xi_x} \left( m + j \frac{2k(L_x + 2\xi_x)\bar{Y}_{x-}}{m\pi^2} \right) & m \geq 1 \end{cases} \quad (12)$$

ただし、規格化壁アドミタンスは $kL_x|\bar{Y}_{x\pm}| \ll 1$ を満たし、 $m \geq 1$ については $|\xi_x|/L_x \ll 1$ となっているものとしている。また、式(5)の $H_{os}$ 内の $x$ については、 $x - \xi_x$ と置き換えるものとする。対向壁に同一のインピーダンスを与えるときは、常に $\xi_x = 0$ となる。 $\xi_x$ は対向する壁インピーダンスの関数となるので一般に複素数となる。実在の位置座標として解釈することは困難だが、断面上の音圧の振幅と位相の両者を調整して $p = 0$ 、または $\partial p / \partial x = 0$ とするためのパラメータと考えることができる。

$y = \pm L_y/2$ に壁インピーダンス $Z_{y+}$ 、 $Z_{y-}$ を与える場合も、同様にして音圧に関する条件を指定する $y$ 方向の仮想的な位置 $\xi_y$ と伝搬定数 $\gamma_{y,n}$ が次のように得られる。

$$\gamma_{y,n} = \begin{cases} e^{j\frac{3}{4}\pi} \sqrt{\frac{2k\bar{Y}_{y+}}{L_y - 2\xi_y}} & n = 0 \\ \frac{j\pi}{L_y - 2\xi_y} \left( n + j \frac{2k(L_y - 2\xi_y)\bar{Y}_{y+}}{n\pi^2} \right) & n \geq 1 \end{cases} \quad (13)$$

あるいは、 $\bar{Y}_{y-}$ を用いて次のようになる。

$$\gamma_{y,n} = \begin{cases} e^{j\frac{3}{4}\pi} \sqrt{\frac{2k\bar{Y}_{y-}}{L_y + 2\xi_y}} & n = 0 \\ \frac{j\pi}{L_y + 2\xi_y} \left( n + j \frac{2k(L_y + 2\xi_y)\bar{Y}_{y-}}{n\pi^2} \right) & n \geq 1 \end{cases} \quad (14)$$

以上により $\gamma_{x,m}$ 、 $\gamma_{y,n}$ が求められたので、式(7)の関係より管軸方向の伝搬定数 $\gamma_{z,mn}$ が定まる。

$$\gamma_{z,mn} = \pm \sqrt{-(k^2 + \gamma_{x,m}^2 + \gamma_{y,n}^2)} \quad (15)$$

なお、式(4)では、 $z$ 方向の指数因子には伝搬方向に関係する正および負の符号が明示されているので、 $\gamma_{z,mn}$ として式(15)の正符号の値を採用するものとする。

剛壁の場合( $\bar{Y}_{x\pm} = \bar{Y}_{y\pm} = 0$ )は、 $\gamma_{x,m} = jm\pi/L_x$ 、 $\gamma_{y,n} = jn\pi/L_y$ となり、軸方向の伝搬定数は次のようになる。

$$\gamma_{z,mn} = \pm \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y}\right)^2 - k^2} \quad (16)$$

$\gamma_{z,mn} = 0$ となる周波数がモード( $m, n$ )のしゃ断周波数となる。平面波( $m = 0, n = 0$ )では、 $\gamma_{z,00} = jk$ となり、式(4)の指数関数部分は伝搬に伴う周波数に比例した位相遅れのみを表す項となる。

高次モードに対しては、しゃ断周波数以下で $\gamma_{z,mn}$ は実数となり、エバネッセントモードとなる。エバネッセンモードは、空間的に同位相で、振幅分布は距離の増加とともに指数関数的に急激に減少する。エバネッセンモードは定常状態で空間的に局所的な音場変化を表すために存在するモードと考えられるが、声道モデルでは、各区間の長さが短いためエバネッセントモードの影響が隣接区間に及ぶ場合がある。

## 4. 計算例

### 4.1 管断面上のモード分布

非対称壁インピーダンスの最も簡単な例として、1面の壁インピーダンスが他の3面と異なる場合について、仮想的な位置パラメータ $\xi_x$ と管断面上のモード分布を求めた。管断面サイズ $L_x = 5.0 \text{ cm}$ 、 $L_y = 1.5 \text{ cm}$ 、4面の壁インピーダンスを $Z_{x-} = 1000 + j\omega 0.5 [\text{cgs } \Omega]$ 、 $Z_{x+} = Z_{y+} = Z_{y-} = 1500 + j\omega 1.0 [\text{cgs } \Omega]$ として、 $Z_{x-}$ が他の壁とは異なるインピーダンスを有する条件に設定した。図3は、式(10)により求められた $\xi_x$ の実部、虚部、および絶対値の周波数依存特性をモード毎に示したものである。モード(0,0)については $|\xi_x|$ が比較的大きいものの、高次モードについては、(1,0)モードで $|\xi_x|$ は0.015 mm程度であり、(2,0)、(3,0)モードではさらに小さい。 $L_x = 5.0 \text{ cm}$ なので、式(11)の導出条件である $|\xi_x|/L_x \ll 1$ が十分満たされていることが分かる。インピーダンス壁を有する管では、壁面に垂直な粒子速度成分が生じるためにモード(0,0)であっても管断面上の音圧分布には僅かな変動が生じる。5 kHzではモード(0,0)に対して、 $\xi_x$ の虚部が実部に比べて非常に小さく、 $|\xi_x| \approx 8 \text{ mm}$ となっている。これは、管中央から $x$ 軸方向に約8 mmの位置で断面上の音圧勾配が0に近くなり、 $x$ 軸方向の粒子速度もほぼ0となることを示している。図4に5 kHzにおけるモード(0,0)の断面上の複素音圧分布を示す。横軸は管断面の $x$ 軸方向の位置座標を、縦軸は音圧の相对振幅(上図)および相对位相(下図)の分布を示す。位置 $x = 8 \text{ mm}$ 付近で振幅が最大となり、管両

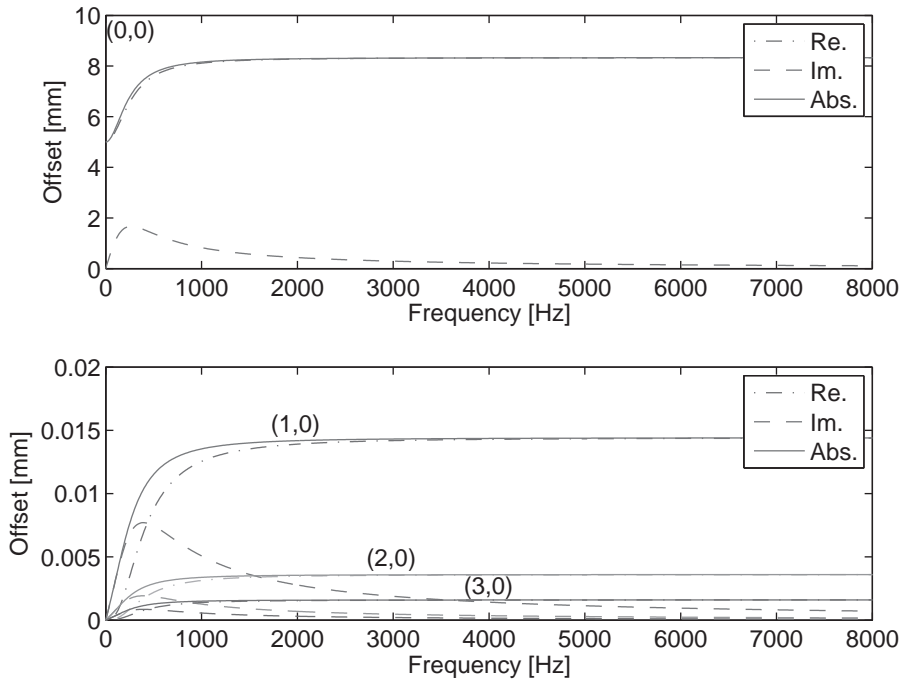


図3 仮想位置 $\xi_x$ の実部（一点鎖線），虚部（破線），および絶対値（実線）．上図はモード (0,0)，下図は高次モード (1,0)，(2,0)，(3,0) を表す．

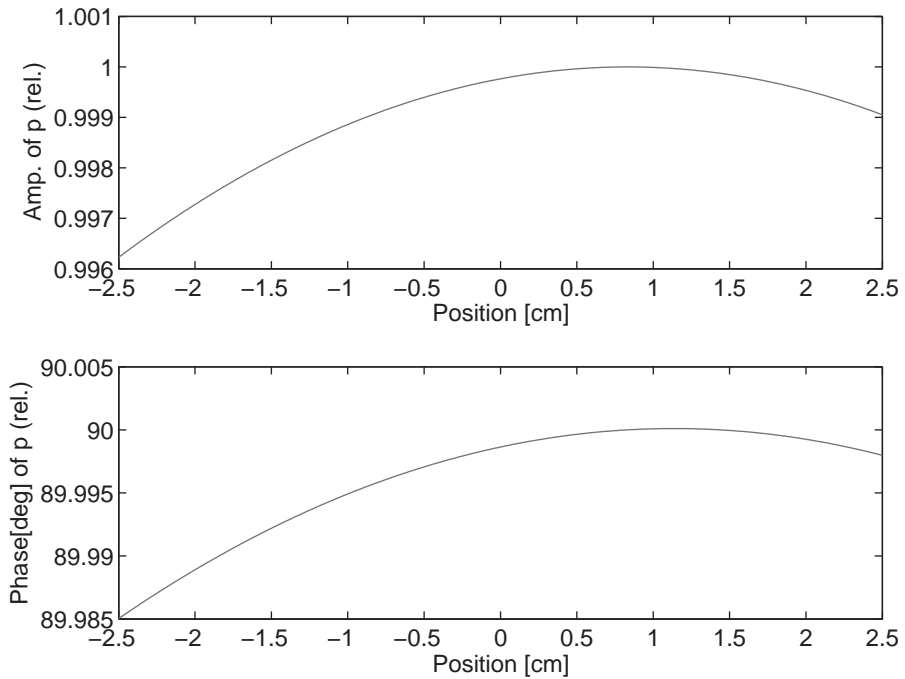


図4 モード (0,0) の複素音圧分布 (5 kHz)．上図は相対振幅分布，下図は相対位相分布．



端で減少しているものの、その違いは0.4%より小さい。断面上のこのような音圧勾配に伴って、 $x$ 軸方向の粒子速度が生じる。図5に粒子速度の相対分布を示す。 $x$ 軸方向の粒子速度は、管の両壁部分で極大となり、仮想位置 $|\xi_x| \approx 8 \text{ mm}$ 付近ではほぼ0となっている。 $|Z_x^-|$ を $|Z_x^+|$ より小さく設定してあるため、左端( $x = -2.5 \text{ cm}$ )で粒子速度が最大となる。

図6に高次モード(1,0)、(2,0)、(3,0)の音圧分布を、また、図7に各モードに対応する $x$ 軸方向の粒子速度分布を示す。断面上のモード音圧分布は、式(5)、(6)で表される。図2に示したように高次モードでは、剛壁の場合も断面上の音圧変動が大きいいため非対称壁インピーダンス導入による分布の変化は極めて小さい。剛壁の場合は、式(11)において、 $\bar{Y}_{x^+} = 0$ を代入して $\gamma_{x,m} = jm\pi/L_x$ 、 $m \geq 0$ となるので、

$$H_{cs}(m, \gamma_{x,m}x) = \begin{cases} \mu_m \cos(m\pi x/L_x) & m = 0, 2, 4, \dots \\ j\mu_m \sin(m\pi x/L_x) & m = 1, 3, 5, \dots \end{cases} \quad (17)$$

となる。剛壁の場合、断面上の分布はモード番号と管断面サイズのみで決まり、周波数には依存しない。非対称壁インピーダンスを設定した場合は、高次モードの断面上の音圧分布は、周波数により僅かに変化するものの式(17)とほぼ同様となる。

モード(0,0)に関しては、図3上図の $|\xi_x|$ が示す座標付近で音圧振幅と位相の勾配が0となり、 $|\xi_x|$ またはその近傍で粒子速度が極小になる。図8に250 Hzにおける断面上の音圧分布を、図9に $x$ 軸方向の粒子速度分布を示す。なお、位相はwrappedとして示しているのので、+180度と-180度は同一位相を表している。

以上のように管断面上の音圧分布に非対称壁インピーダンスは顕著な影響を与えないが、管軸( $z$ 軸)方向への伝搬定数の変化は、次節以下に示すように管全体の伝達特性に影響を及ぼす。

## 4.2 伝搬定数

声道壁インピーダンスの値はインピーダンスを同定する手法や対象とした部位によって、かなり広い範囲の値が報告されている<sup>8-12)</sup>。壁インピーダンス $Z_w = R + j\omega L + 1/j\omega C$ の質量成分 $L$ は壁の厚さにも関係するパラメータであり、抵抗成分 $R$ に比較して伝達特性上のピークシフトへの影響が大きい。 $R = 1500 \text{ g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ に固定し、 $L$ の値を $L = L_h = 2.0 \text{ g}/\text{cm}^2$ または $L = L_l = 0.5 \text{ g}/\text{cm}^2$ と大きく変化させた。 $L_h$ と $L_l$ は、壁インピーダンスの質量成分として考えられる上限および下限の値である。 $C$ の項は省略した。

- (i) 管壁全面を $L = L_h$
- (ii) 下面を $L = L_l$ とし、他3面を $L = L_h$

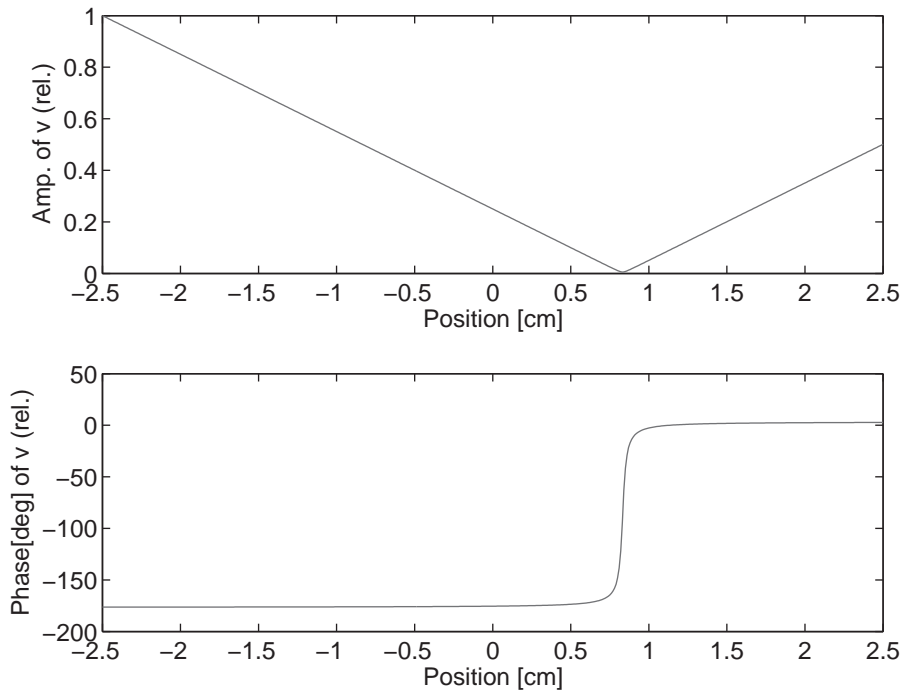


図5 モード (0,0) の  $x$  軸方向の複素粒子速度分布 (5 kHz). 上図は相対振幅分布, 下図は相対位相分布.

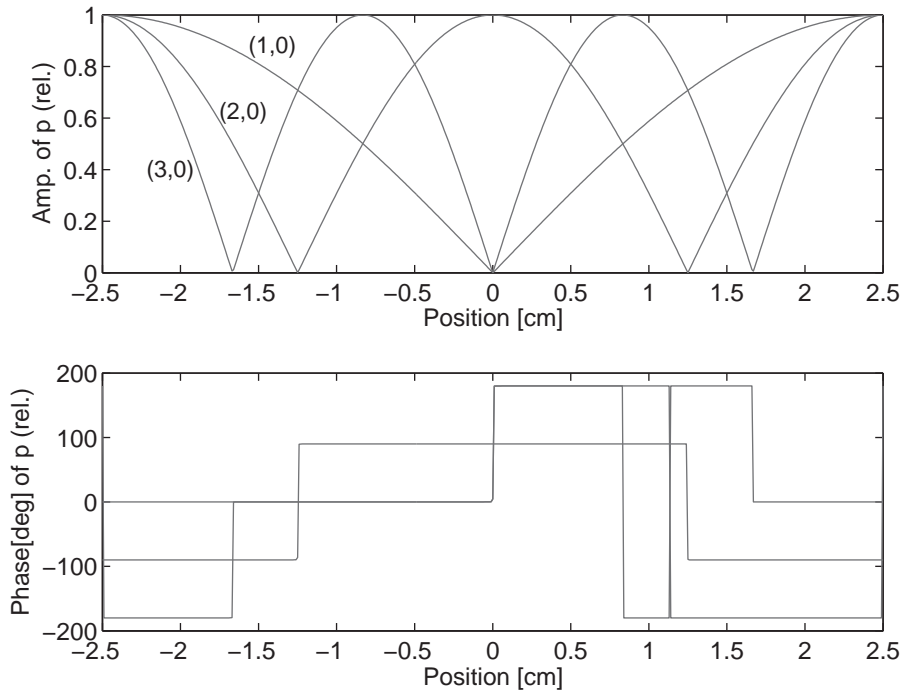


図6 モード (1,0), (2,0), (3,0) の複素音圧分布 (5 kHz). 上図は相対振幅分布, 下図は相対位相分布.

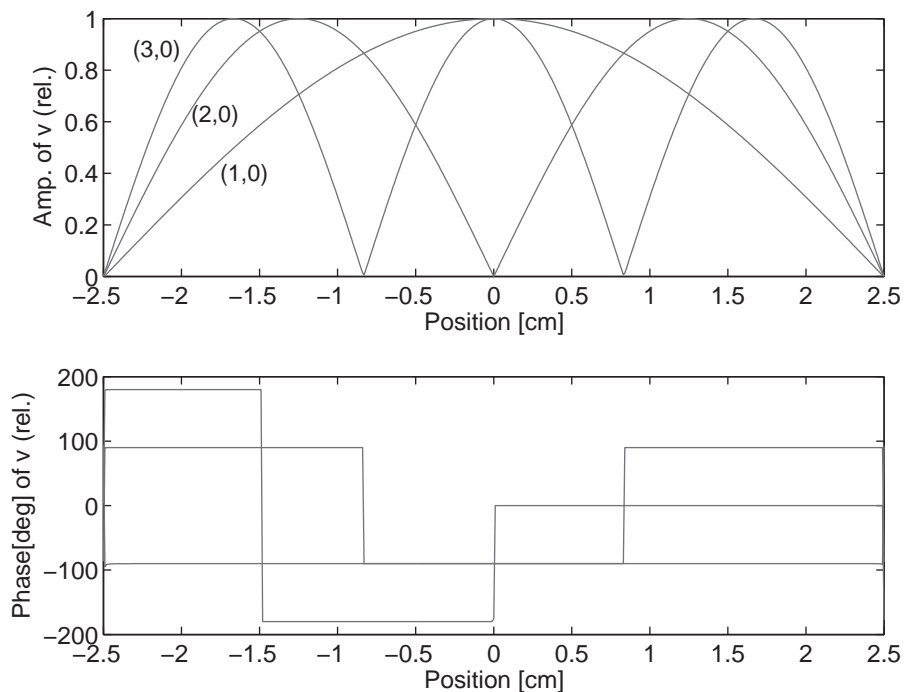


図7 モード (1,0), (2,0), (3,0) の  $x$  軸方向の複素粒子速度分布 (5 kHz). 上図は相対振幅分布, 下図は相対位相分布.

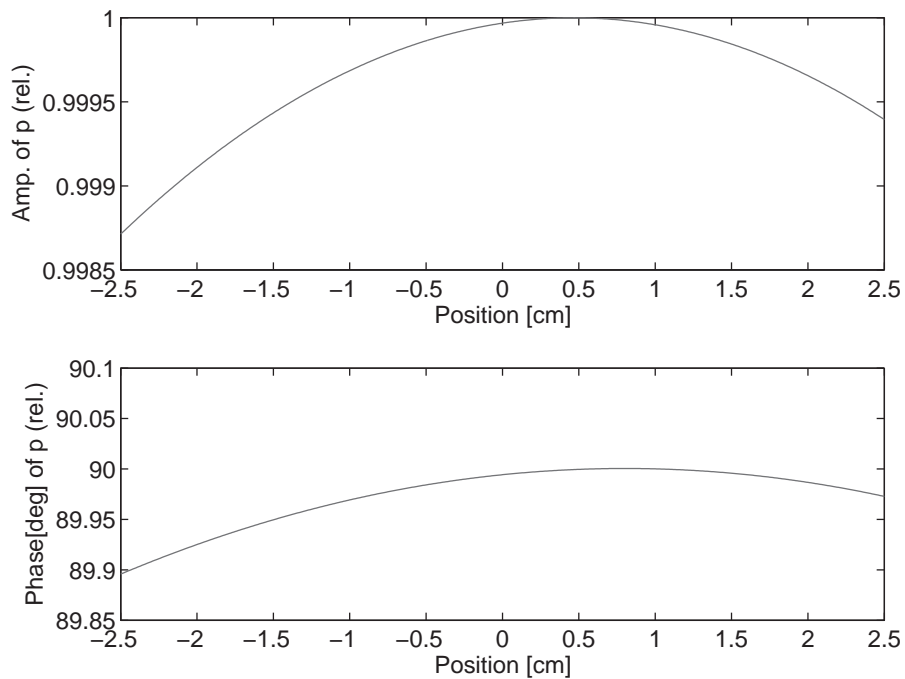


図8 モード (0,0) の複素音圧分布 (250 Hz). 上図は相対振幅分布, 下図は相対位相分布.

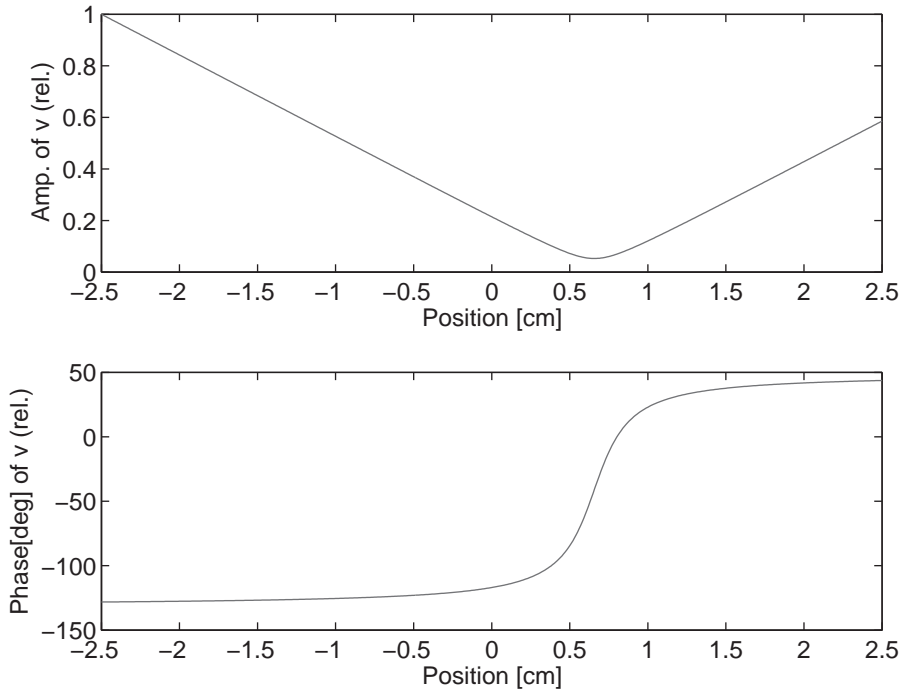
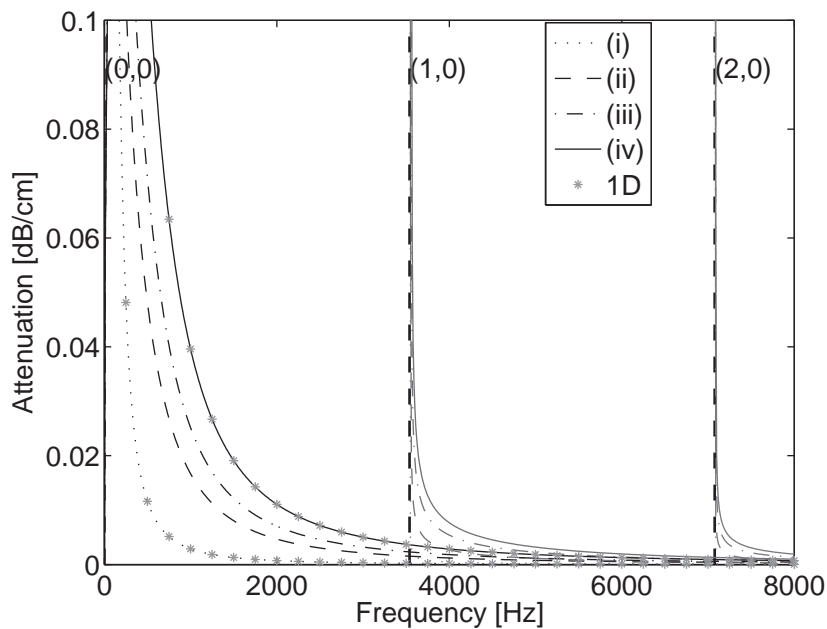


図9 モード (0,0) の $x$ 軸方向の複素粒子速度分布 (250 Hz). 上図は相対振幅分布, 下図は相対位相分布.

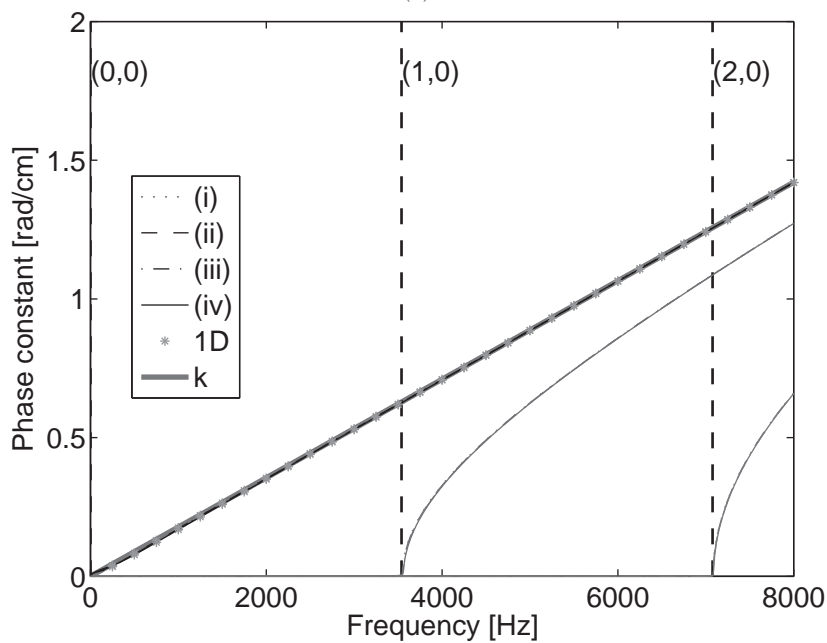
- (iii) 上面を $L = L_h$ とし, 他3面を $L = L_l$
- (iv) 管壁全面を $L = L_l$

なお, これらの壁インピーダンスの値を用いた場合,  $kL_x |\bar{Y}_{x\pm}|$ は周波数と管の断面サイズにも依存するが, 8 kHzにおいて $10^{-3}$ のオーダーであり, また,  $m \geq 1$ に対して $|\xi_x|/L_x$ も $10^{-3}$ のオーダー以下となり, 式 (11) の導出条件を十分に満たす.

図10 (a) に減衰定数 (伝搬定数 $\gamma_{z,mn}$ の実部) から求めた単位長さあたりの減衰量を, (b) に位相定数 ( $\gamma_{z,mn}$ の虚部) の周波数特性を示す. 管断面サイズは $L_x = 5.0$  cm,  $L_y = 1.5$  cm, モード (0,0), (1,0), (2,0) の各特性を示す. 条件 (i) ~ (iv) の順に $L$ の値を低減した壁面が増加するため減衰量も増加する. 高次モードである (1,0), (2,0) モードでは剛壁を仮定した場合のしゃ断周波数 (3.54, 7.08 kHz) 付近で減衰が大きい. 位相定数は, 高次モードのしゃ断周波数付近でわずかに変化するが, 無損失の場合とほぼ同様である. モード (0,0) では, 波数 $k$  (剛壁の位相定数) より小さな値を示す. 1 kHz以下の低域では, その差異は10%以上となり, 次に述べる伝達特性上でのピークの高域側へのシフトを生じさせる.



(a)



(b)

図10 (a) モード (0,0), (1,0), (2,0) の減衰量, (b) 位相定数. (i) 管壁全面を  $L=L_h$ , (ii) 下面を  $L=L_l$  とし, 他3面を  $L=L_h$ , (iii) 上面を  $L=L_h$  とし, 他3面を  $L=L_l$ , (iv) 管壁全面を  $L=L_l$ . 管断面サイズ  $L_x=5.0$  cm,  $L_y=1.5$  cm. 垂直の破線は剛壁の場合の遮断周波数を表す. アスタリスクは1次元モデルにおいて (i), (iv) の条件を与えた場合の特性を表す. 図 (b) の  $k$  は波数.

### 4.3 伝達特性

図11のように均一矩形管（長さ $L_x = 17$  cm）の端面の一部に振動音源 $U_G$ を与え，放射音響パワーから求められる伝達インピーダンス<sup>4)</sup>により伝達特性を求めた．音源配置を非対称にして，奇数次の（1,0）モードが音源部で励振されるようにしている．図12に周波数特性を示す．図12（b）は2 kHzまでの特性を拡大したものである．低域にあるピーク位置と帯域幅は壁条件によって強く影響される．表1に最初の3つのピーク周波数( $F_1 - F_3$ )と帯域幅( $B_1 - B_3$ )を示す．剛壁条件と比較すると，特に1 kHz以下でピーク位置の高域側へのシフトと帯域幅の増加が顕著にみられ，1次元モデルで壁インピーダンスの影響として周知の特徴と一致する．駆動音源を軸に対して非対称に配置しているので，高次モードが伝搬モードとなる3.5 kHz以上で多数のピークが見られるが，壁インピーダンスが高次モードによるピークに与える影響は小さい．

図13（a）に36区間からなる声道モデルの形状例を示す．音源は，左端の最初の区間の中央部分に幅5 mmのスリット状に配置している．隣接する管は中心軸に関して，僅かにずらして接続されており，全体としては非対称形状となっている．(b) に伝達特性を示す．モデルには分岐は存在しないが，比較的高い周波数（4601 Hz, 6952 Hz）で，高次モードにより零点が発生している． $L$ を低下した壁面が増大するほど，低域のピークの高域側へのシフトと帯域幅の増大が見られる．

図14に図13（a）の音圧分布を示す．(a) は3000 Hzにおける分布を示しており，音源から波面が広がる様子が見える．等音圧線は，第3区間付近の広い区間を除いては，ほぼ左右方向に並んでおり管軸方向へ伝搬する平面波が主要な成分であることが分かる．(b)，(c) は伝達特性で零点となる周波数（4601, 6952 Hz）における分布を示す．(b) では左側部分で，管中央付近の音圧が低下しており，最初の奇数次モード（1,0）の横方向（図では上下方向）の強い定在

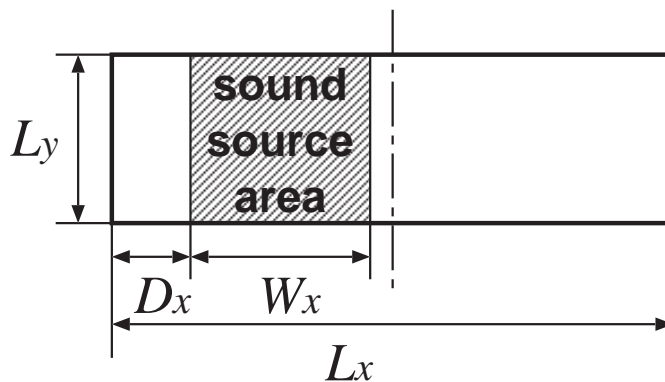
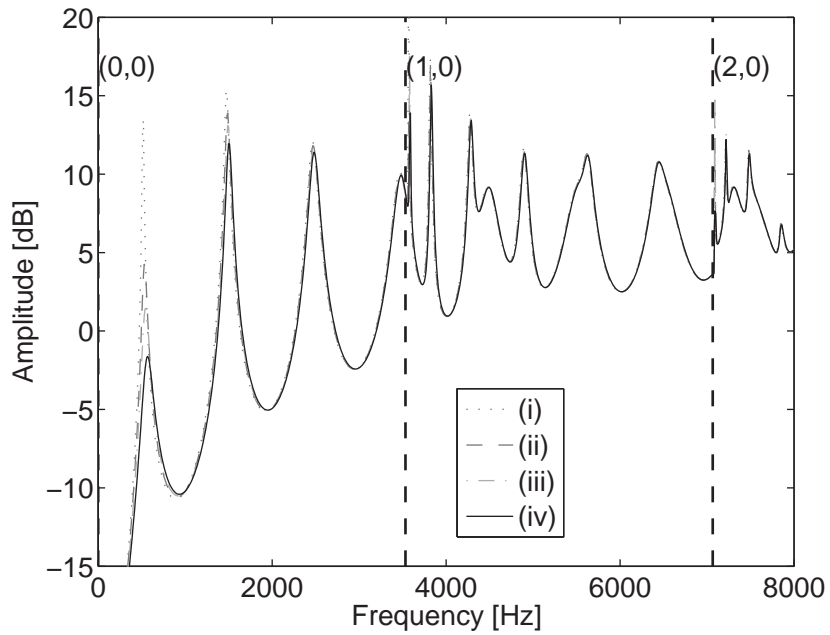
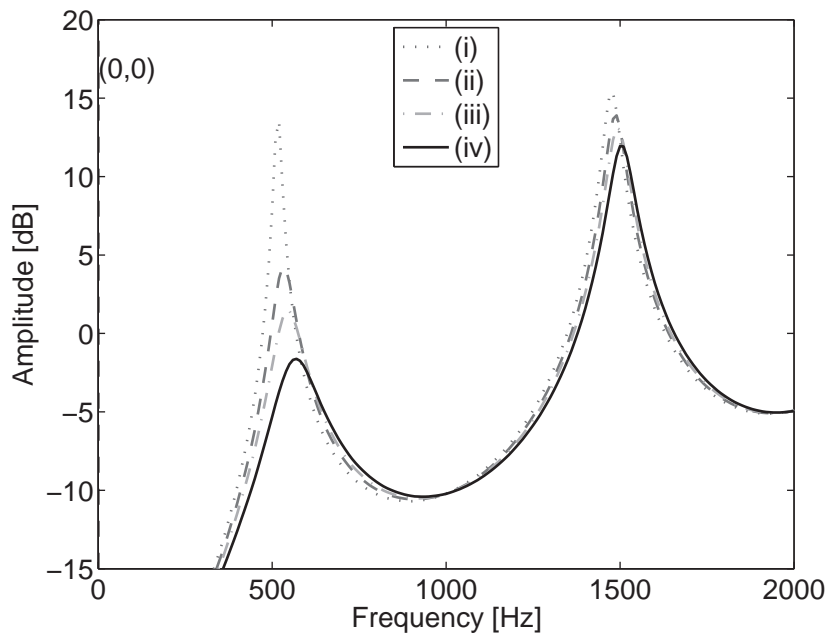


図11 音源部分． $x$ 方向の奇数次の高次モードが励振されるように駆動面を非対称に配置． $L_x = 5.0$  cm,  $L_y = 1.5$  cm,  $D_x = 0.725$  cm,  $W_x = 1.5$  cm．



(a)

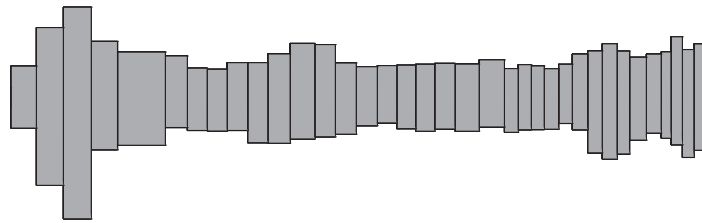


(b)

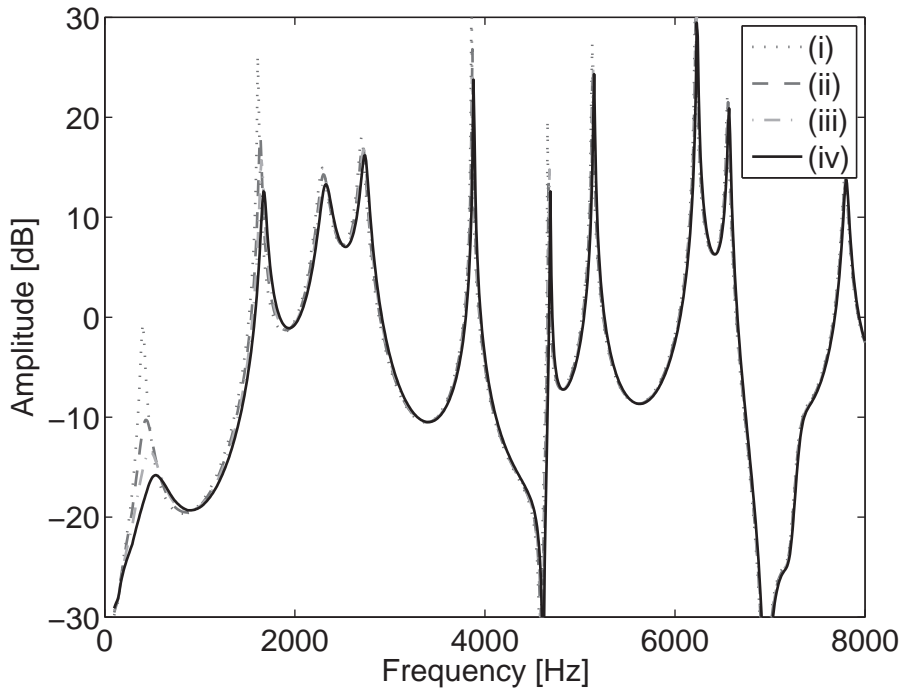
図12 放射パワーに基づいて評価された均一管の伝達特性 ( $L_x = 5.0$  cm,  $L_y = 1.5$  cm,  $L_z = 17$  cm). 壁インピーダンスの条件は図10に同じ. 垂直の破線は剛壁の場合の遮断周波数を表す. (b)は (a)の2000 Hzまでの拡大図.

表1 ピーク周波数 ( $F_n$ ) と帯域幅 ( $B_n$ ), 単位Hz.  $F_n$  と  $B_n$  の変化率 (%) は剛壁条件に対する値.

条件	$F_1$	%	$F_2$	%	$F_3$	%	条件	$B_1$	%	$B_2$	%	$B_3$	%
剛壁	486	-	1465	-	2458	-	剛壁	6	-	45	-	106	-
(i)	516	6.2	1476	0.8	2465	0.3	(i)	19	217	47	4.4	108	1.9
(ii)	534	6.9	1487	1.5	2472	0.6	(ii)	62	933	56	24.4	110	3.8
(iii)	545	12.1	1494	2.0	2476	0.7	(iii)	89	1383	60	33.3	112	5.7
(iv)	568	16.9	1505	2.7	2483	1.0	(iv)	135	2150	69	53.3	116	9.4



(a)



(b)

図13 (a) 非対称形状を有する36区間からなる声道モデルの例. (b) 伝達特性. 全ての区間に図10と同じ壁インピーダンスの条件を指定.



波が現れることが分かる．また (c) では，同様に横方向に2つの節が現れており，(2,0)モードの強い定在波が現れている．

図15に図14に対応した空間的な相対位相分布を示す．零点となる周波数(4601, 6952 Hz)では，図14で音圧が低下している位置を中心に空間的に位相が回転している．位相回転の中心では位相が不連続になることからこのような位置では，音圧振幅が完全に0となることが分か

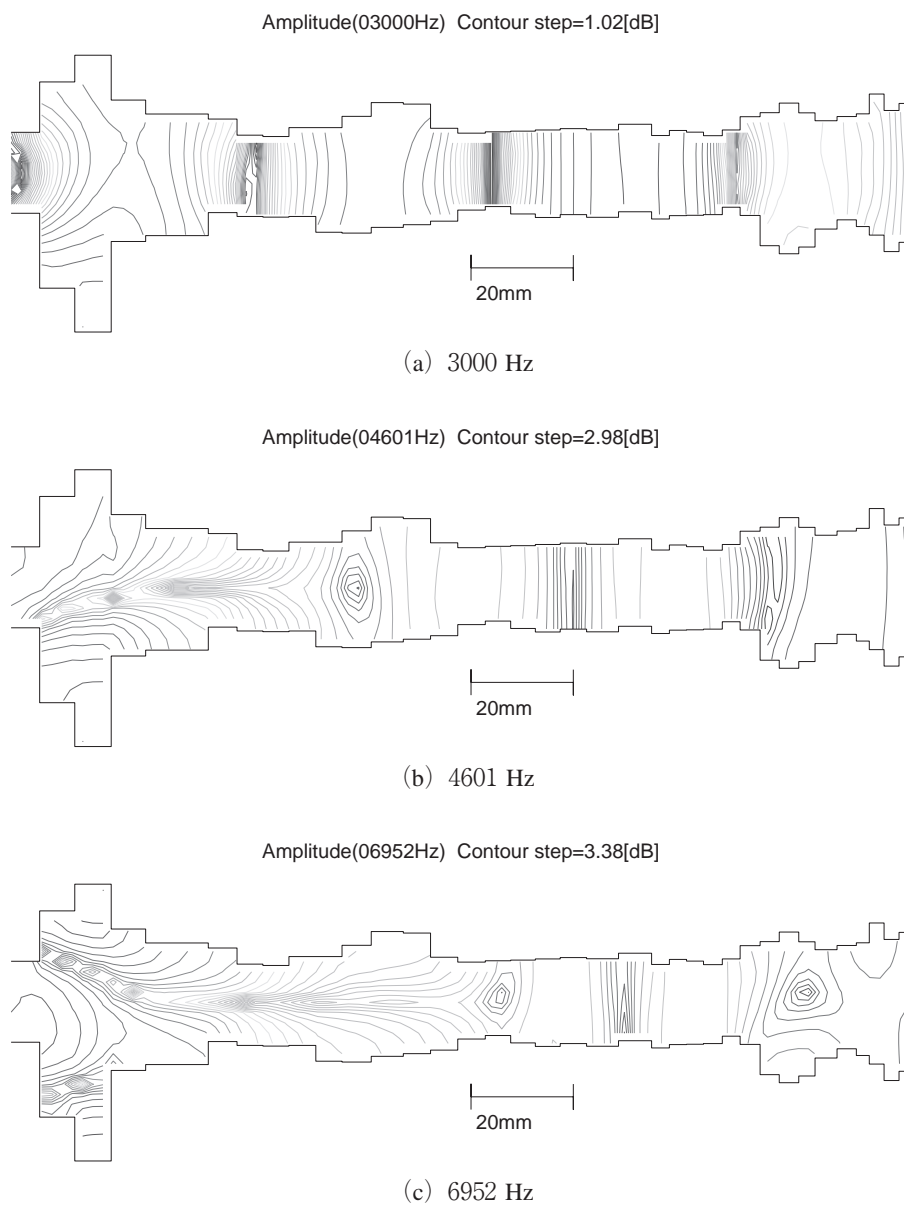


図14 3000 Hz, 4601 Hz (最初の零点), 6952 Hz (次の零点) における音圧分布.

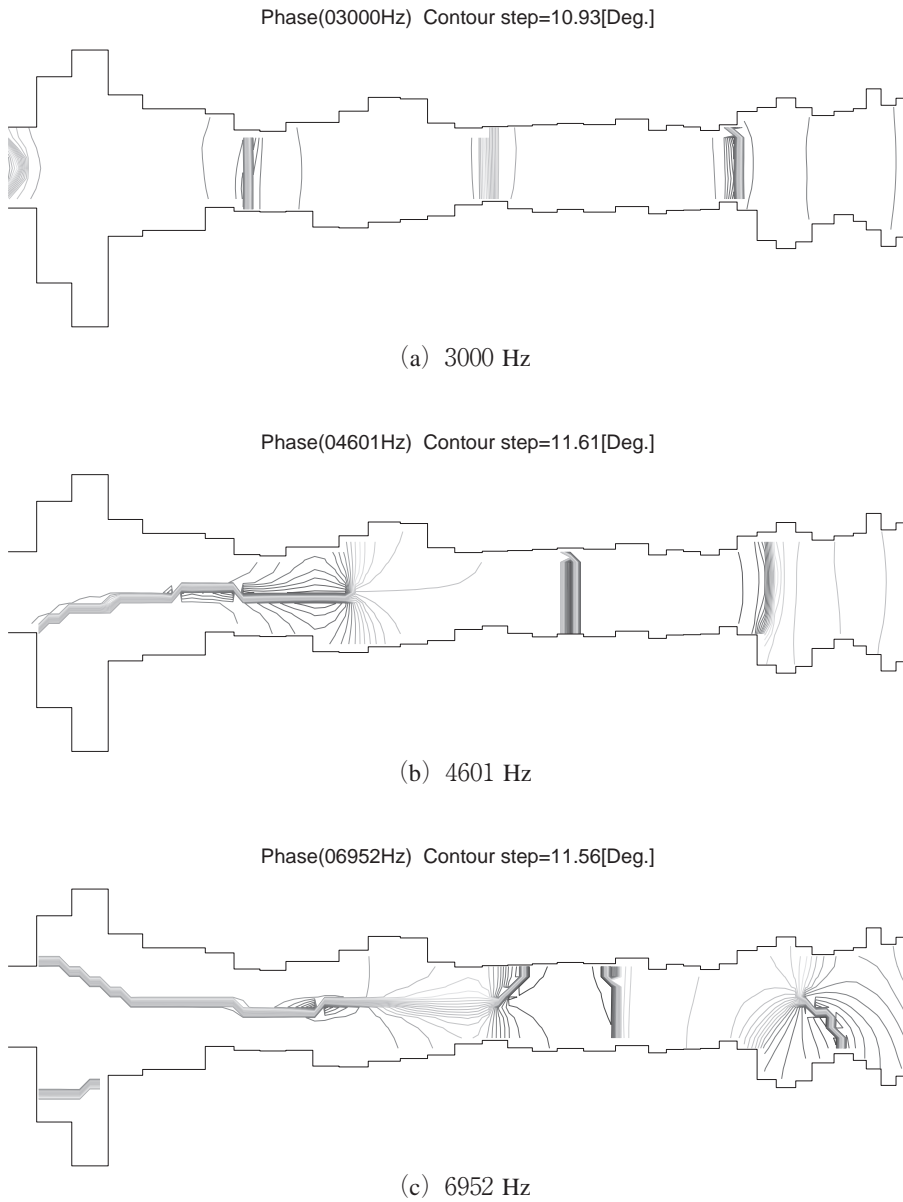


図15 3000 Hz, 4601 Hz (最初の零点), 6952 Hz (次の零点) における音圧の相対位相分布.

## 5. おわりに

本稿では、モード展開を用いた3次元声道モデルにおいて管壁の4面に異なる壁インピーダンスを導入する方法を示し、非対称に壁インピーダンスを与えた場合の伝搬定数と均一管及び

多区間モデルの伝達特性の周波数特性を示した。

壁インピーダンス導入モデルの応用として、分岐管の入力インピーダンスを用いて等価的に分岐部を表現することが考えられる。また、口唇部のように口角から徐々に壁部分が空間に置き換わるような形状に対して、壁インピーダンスの値を調整して等価的に唇の突き出しの効果を表現することなども考えられる。

## 謝辞

本研究の一部は、北海学園大学ハイテクリサーチセンター（私立大学戦略的研究基盤形成支援事業）、及び、科学研究費補助金（基盤研究（B）課題番号23300071）の助成により行なわれたものである。

## 参考文献

- 1) 松崎博季, 元木邦俊: “日本語母音/a/発声時における鼻腔を伴う声道の音響特性—声道壁インピーダンスの影響—”, 北海学園大学工学部研究報告, No.34, pp.73–81 (2007).
- 2) H. Matsuzaki and K. Motoki: “Study of acoustic characteristics of vocal tract with nasal cavity during phonation of Japanese /a/”, *Acoustical Science and Technology*, Vol.28, No.2, pp.124–127 (2007).
- 3) 元木邦俊, 松崎博季: “3次元声道モデルにおける高次モードの伝搬損失について”, 日本音響学会秋季研究発表会, 2-P-33, pp.429–430 (2008).
- 4) 元木邦俊, 松崎博季: “音響放射パワーに基づく3次元声道モデルの伝達特性評価法”, 北海学園大学工学部研究報告, No.35, pp.131–141 (2008).
- 5) K.Motoki: “Effects of Wall Impedance on Transmission and Attenuation of Higher-order Modes in Vocal-tract Model”, *Interspeech2010, Tue-Ses2-S1.3*, pp.1013–1016, Makuhari, Japan (2010).
- 6) M. J. Crocker, ed.: *Handbook of acoustics*, Chap.7, Wiley, 1998.
- 7) P. M. Morse and K. U. Ingard: *Theoretical acoustics*, Chap.9, McGraw–Hill, 1968.
- 8) 鈴木誠史: “声道壁インピーダンスの検討”, 日本音響学会誌, Vol.34, No.3, pp.149–156 (1978).
- 9) P. Lunde: “Acoustic transmission-line analysis of formants in hyperbaric Helium speech”, *Proc. IEEE International Conference on ICASSP’85*, 3, pp.1141–1144 (1985).
- 10) 鈴木久喜, 中井孝芳: “声道壁インピーダンスとその音声パラメータへの影響”, 重点領域研究報告, PASL 62-11-1 (1987).
- 11) N. Kamiyama, N. Miki, and N. Nagai: “Measurement of acoustic reflection characteristics of the human cheek”, *Journal of Acoustical Society of Japan (E)*, Vol.11, No.4, pp.207–214 (1990).
- 12) 党建武, 中井孝芳, 鈴木久喜: “声道内音圧及び頬の振動加速度による頬インピーダンスの測定”, 日本音響学会誌, Vol.48, No.9, pp.621–628 (1992).