

タイトル	声道壁インピーダンスを考慮した高次モードの伝搬定数について
著者	元木，邦俊；松崎，博季
引用	北海学園大学工学部研究報告，36：161-174
発行日	2009-02-20

声道壁インピーダンスを考慮した高次モードの伝搬定数について

元 木 邦 俊*・松 崎 博 季**

Propagation Constant of Higher-order Modes with Vocal-tract Wall Impedance

Kunitoshi MOTOKI* and Hiroki MATSUZAKI**

要 旨

声道形状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既に提案されている。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るものの、高次モードを含めた放射負荷は考慮しているが、音響管内部を無損失と仮定している。本稿では、このモデルに壁インピーダンスを導入し、高次モードの伝搬定数の計算法と声道伝達特性に与える影響について報告する。

1 はじめに

筆者らは、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な3次元声道形状モデルを構成し、その音響解析を行っている。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¹⁻⁴⁾。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、声道形状の横方向の空間的なひろがりの効果を簡便に表現するために、モード展開に基づいてパラメトリックに3次元音場を表現する声道モデルを提案している⁵⁻⁹⁾。

このモデルでは、声道を矩形音響管の縦続接続形状で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

* 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

** 北海道工業大学創生工学部情報フロンティア工学科

** Department of Frontier Information Engineering, Faculty of Advanced Engineering, Hokkaido Institute of Technology

較的少ない計算量で評価することができる。

3次元声道モデルの音響解析では、伝達特性上に帯域幅の狭い極と零が多数現れる。帯域幅は共鳴系の損失と関係しており、一般的には損失の増加に伴い帯域幅は増大する。モード展開による声道モデルでは、外部空間への音響パワーの放射を表す放射過程の損失については、高次モードを含めて考慮されているが、音響管内部については無損失と仮定している。声道内損失としては、空気の粘性損失、熱損失、柔らかい声道壁に起因する損失が考えられ、1次元声道モデルにおいてこれらの項を考慮した伝達特性の評価が行われている。本稿では、矩形音響管の管壁境界に壁インピーダンスを導入した場合の高次モードの伝搬定数の計算法を示し、壁インピーダンスが声道伝達特性に与える影響について報告する。

2 矩形音響管を用いた声道モデル

2.1 モデルの概要

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、最終区間は平面バッ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。

3次元モデルでは高次モードの共振により高域で多数のピークが現れる。有限要素法を用いた3次元声道モデルの音響解析においても壁境界を剛壁とした場合には伝達特性上に帯域幅の極めて狭い極と零が多数現れる。鼻腔結合を含む有限要素モデルでは、壁インピーダンスを導入した場合には、このような極と零の発生が抑制されることが示されている³⁾。吸音ダクトの理論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^{11,12)}。以下では声道壁インピーダンスを各区間での高次モードの伝搬定数に含めて計算する。

2.2 矩形音響管内部の音場

管軸を z 軸とした xyz 座標系を用いる。矩形管断面の縦、横寸法を L_x 、 L_y とし、

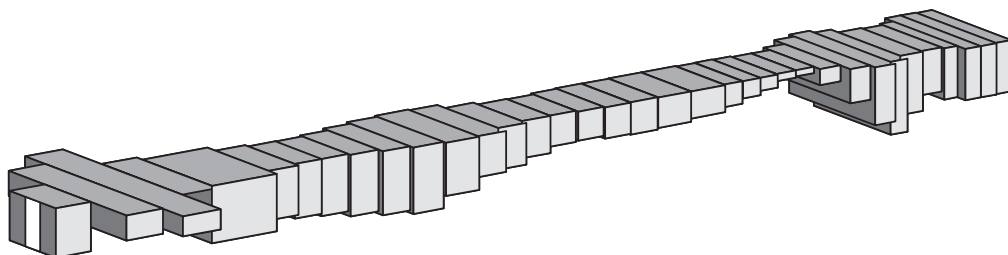


図1 矩形音響管の縦続接続モデル。

$x = \pm L_x/2$, $y = \pm L_y/2$ に壁インピーダンスを有する境界があるものとする．管内部の速度ポテンシャル $\phi(x, y, z)$ とすると, ω を角周波数として時間因子を $e^{j\omega t}$ とおくと, 音圧 $p(x, y, z)$, 粒子速度 $\mathbf{v}(x, y, z)$ は次のように書ける．

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

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

ここで, ρ は空気密度である． $\phi(x, y, z)$ に関する 3 次元空間における線形波動方程式は音速を c として次式で表される．

$$\nabla^2\phi(x, y, z) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2\phi(x, y, z) = 0 \quad (3)$$

ただし, ∇^2 は直交座標系では次の演算を表す．

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (4)$$

矩形音響管内部の音場を表すために $\phi(x, y, z)$ を位置 x, y, z に関して変数分離された関数 $\phi_1(x)$, $\phi_2(y)$, $\phi_3(z)$ の積,

$$\phi(x, y, z) = \phi_1(x)\phi_2(y)\phi_3(z) \quad (5)$$

とすると, $\phi_1(x)\phi_2(y)\phi_3(z) \neq 0$ の場合には, 次の関係が得られる．

$$\frac{1}{\phi_1(x)} \frac{d^2\phi_1(x)}{dx^2} + \frac{1}{\phi_2(y)} \frac{d^2\phi_2(y)}{dy^2} + \frac{1}{\phi_3(z)} \frac{d^2\phi_3(z)}{dz^2} = -k^2 \quad (6)$$

ここで, k は波長定数 $k = \omega/c$ である． $\phi_1(x)$ に着目すると,

$$\frac{1}{\phi_1(x)} \frac{d^2\phi_1(x)}{dx^2} = -k^2 - \frac{1}{\phi_2(y)} \frac{d^2\phi_2(y)}{dy^2} - \frac{1}{\phi_3(z)} \frac{d^2\phi_3(z)}{dz^2} \quad (7)$$

となるが, 式 (7) は変数分離されているので, 右辺は x, y, z に無関係な定数となる．これを γ_x^2 とおくと,

$$\frac{d^2\phi_1(x)}{dx^2} - \gamma_x^2\phi_1(x) = 0 \quad (8)$$

となるので, a_x, b_x を境界条件から定まる定数として,

$$\phi_1(x) = a_x e^{\gamma_x x} + b_x e^{-\gamma_x x} \quad (9)$$

となる. 式 (9) は, $\phi_1(x) = 0$ の場合にも波動方程式 (3) を満たす. $\phi_2(y), \phi_3(z)$ に関しても同様に次の解が得られる.

$$\phi_2(y) = a_y e^{\gamma_y y} + b_y e^{-\gamma_y y} \quad (10)$$

$$\phi_3(z) = a_z e^{\gamma_z z} + b_z e^{-\gamma_z z} \quad (11)$$

これらの解を式 (3) に代入すると, 次の関係が得られる.

$$\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma_z^2 + k^2 = 0 \quad (12)$$

管軸方向 (z 方向) への伝搬定数 γ_z は, γ_x, γ_y により表されることが分る.

2.3 壁インピーダンスを含む伝搬定数の表現

ある x - y 断面で, y, z を固定し, 音圧と粒子速度の x 方向成分 $v_x(x, y, z)$ を求めると, 式 (1), (2) より,

$$p(x, y, z) = j\omega\rho (a_x e^{\gamma_x x} + b_x e^{-\gamma_x x}) \phi_2(y) \phi_3(z) \quad (13)$$

$$v_x(x, y, z) = -\frac{\partial p(x, y, z)}{\partial x} = -\gamma_x (a_x e^{\gamma_x x} - b_x e^{-\gamma_x x}) \phi_2(y) \phi_3(z) \quad (14)$$

となる. 管内音圧分布を x 方向に関して偶関数となる成分 (偶モード) と奇関数 (奇モード) となる成分に分けると, $x = 0$ において次のように表すことができる.

偶モード

$$\left. \frac{\partial p(x, y, z)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \text{ つまり } v_x(x, y, z)|_{x=0} = 0 \quad (15)$$

式 (14) から $a_x = b_x$ となるから, 次式が得られる.

$$p(x, y, z) = j2\omega\rho a_x \cosh(\gamma_x x) \phi_2(y) \phi_3(z) \quad (16)$$

$$v_x(x, y, z) = -2\gamma_x a_x \sinh(\gamma_x x) \phi_2(y) \phi_3(z) \quad (17)$$

奇モード

$$p(x, y, z)|_{x=0} = 0 \quad (18)$$

式 (13) から $a_x = -b_x$ となるから、次式が得られる.

$$p(x, y, z) = j2\omega\rho a_x \sinh(\gamma_x x) \phi_2(y) \phi_3(z) \quad (19)$$

$$v_x(x, y, z) = -2\gamma_x a_x \cosh(\gamma_x x) \phi_2(y) \phi_3(z) \quad (20)$$

管の壁面における振動変位は垂直方向にのみ生じるとすると、壁面における音圧と粒子速度の法線方向成分の比として単位面積あたりの音響インピーダンス（以下単に音響インピーダンスとよぶ）が定義できる． y - z 面の管壁の音響インピーダンスを Z_x とすると、偶モードと奇モードのそれぞれについて管壁（ $x = \pm L_x/2$ ）での境界条件は、次のように表される．

ここで、 $x = -L_x/2$ では壁面の法線方向が逆向きとなることに注意する．

偶モード

$$Z_x = \frac{p(x, y, z)}{v_x(x, y, z)} \Big|_{x=\frac{L_x}{2}} = \frac{p(x, y, z)}{-v_x(x, y, z)} \Big|_{x=-\frac{L_x}{2}} = -j \frac{\omega\rho}{\gamma_x} \coth\left(\gamma_x \frac{L_x}{2}\right) \quad (21)$$

奇モード

$$Z_x = \frac{p(x, y, z)}{v_x(x, y, z)} \Big|_{x=\frac{L_x}{2}} = \frac{p(x, y, z)}{-v_x(x, y, z)} \Big|_{x=-\frac{L_x}{2}} = -j \frac{\omega\rho}{\gamma_x} \tanh\left(\gamma_x \frac{L_x}{2}\right) \quad (22)$$

与えられた壁インピーダンスに対して、この関係を満たす γ_x が境界条件を満たす値となる．複素数をパラメータとする双曲線関数の周期性により、 γ_x の取り得る値は無限にある．剛壁の場合（ $Z_x \rightarrow \infty$ ）は、 m_x 番目（ $m_x = 0, 1, 2, \dots$ ）の γ_x を γ_{x, m_x} とすると、 m_x の偶奇が音圧分布の偶モード、奇モードに対応して次のようになる．

$$\gamma_{x, m_x} = j \frac{m_x \pi}{L_x} \quad (23)$$

以下では、声道モデルに適用するために有限の壁インピーダンスを有する場合の近似表現を求

める．規格化壁アドミタンス $\overline{Y}_x$ を，

$$\overline{Y}_x = \frac{\rho c}{Z_x} \quad (24)$$

とおき， $\tanh \xi = \tanh(\xi + jn\pi)$ ， $\coth \xi = \tanh(\xi + \pi/2)$ ，（ ξ は任意の複素数， n は整数）の関係を用いて，式 (21)，(22) を次のように書き直す．

偶モード

$$k\overline{Y}_x = j\gamma_x \tanh\left(\frac{\gamma_x L_x}{2} + jn\pi\right) \quad (25)$$

奇モード

$$k\overline{Y}_x = j\gamma_x \tanh\left(\gamma_x \frac{L_x}{2} + j\left(n + \frac{1}{2}\right)\pi\right) \quad (26)$$

通常，壁インピーダンスの大きさ $|Z_x|$ は空気特性インピーダンス $\rho c (\approx 40.3[\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})])$ より十分に大きいので， $|\overline{Y}_x| \ll 1$ として， $\delta_x = kL_x \overline{Y}_x$ ($|\delta_x| \ll 1$) とおき，さらに， $q_x = \frac{\gamma_x L_x}{j\pi}$ とすると，式 (25) は，

$$\delta_x = -j\pi q_x \tan\left(\frac{\pi}{2} q_x + n\pi\right) \quad (27)$$

より， $|\delta_x| \ll 1$ を考慮して，

$$\frac{\pi}{2} q_x + n\pi = \arctan\left(\frac{j\delta_x}{\pi q_x}\right) \approx \frac{j\delta_x}{\pi q_x} \quad (28)$$

と書ける．従って， q_x は，

$$q_x = \begin{cases} \pm \frac{\sqrt{j2\delta_x}}{\pi} & n = 0 \\ -n \pm \left(n + \frac{j\delta_x}{n\pi^2}\right) & |n| \geq 1 \end{cases} \quad (29)$$

となる． $|n| \geq 1$ の解で複号の正符号については，音圧の x 方向に関する空間分布が式 (16) より，

$$\cosh(\gamma_x x) = \cosh\left(\frac{j\pi q_x}{L_x} x\right) = \cosh\left(-\frac{\delta_x}{n\pi L_x} x\right) \approx 1 \quad (30)$$

となるので、3次元音場を表現するには不適当な値である。複号の負符号をとり、 q_x の符号が音圧分布に影響を与えないことを考慮して次のようになる。

$$q_x = 2n + \frac{j\delta_x}{n\pi^2}, n = 1, 2, 3, \dots \quad (31)$$

$m_x = 2n$ として、 m_x に対応する q_x, γ_x を、それぞれ、 $q_{x,m_x}, \gamma_{x,m_x}$ とすると、

$$\gamma_{x,m_x} = \frac{j\pi q_{x,m_x}}{L_x} = \begin{cases} e^{j\frac{3}{4}\pi} \sqrt{\frac{2k\bar{Y}_x}{L_x}} & m_x = 0 \\ \frac{j\pi}{L_x} \left(m_x + j \frac{2kL_x\bar{Y}_x}{m_x\pi^2} \right) & m_x = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (32)$$

奇モードについては、式 (26) に対して同様に考えて、

$$\frac{\pi}{2} q_x + \left(n + \frac{1}{2} \right) \pi = \arctan \left(\frac{j\delta_x}{\pi q_x} \right) \approx \frac{j\delta_x}{\pi q_x} \quad (33)$$

より、

$$q_x = 2 \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{j\delta_x}{\left(n + \frac{1}{2} \right) \pi^2}, n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (34)$$

となるが、 $m_x = 2n+1$ として、各 m_x に対応する q_x, γ_x を、それぞれ、 $q_{x,m_x}, \gamma_{x,m_x}$ とすると、偶モードの場合と同じ形で次のように書ける。

$$\gamma_{x,m_x} = \frac{j\pi q_{x,m_x}}{L_x} = \frac{j\pi}{L_x} \left(m_x + j \frac{2kL_x\bar{Y}_x}{m_x\pi^2} \right), m_x = 1, 3, 5, \dots \quad (35)$$

従って、 $m_x = 0, 1, 2, 3, \dots$ の全ての偶モードと奇モードに対して次のように書くことができる。

$$\gamma_{x,m_x} = \begin{cases} e^{j\frac{3}{4}\pi} \sqrt{\frac{2k\bar{Y}_x}{L_x}} & m_x = 0 \\ \frac{j\pi}{L_x} \left(m_x + j \frac{2kL_x\bar{Y}_x}{m_x\pi^2} \right) & m_x = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (36)$$

モード番号が大きいほど、 $\bar{Y}_x$ が γ_{x,m_x} に及ぼす影響が小さくなることが分かる。 $\bar{Y}_x = 0$ のときは剛壁の場合である。

$x-z$ 面の管壁の規格化壁アドミタンを $\bar{Y}_y$ とすると、 $y-z$ 面と同様にして次の関係が得られる。

$$\gamma_{y,m_y} = \begin{cases} e^{j\frac{3}{4}\pi} \sqrt{\frac{2k\bar{Y}_y}{L_y}} & m_y = 0 \\ \frac{j\pi}{L_y} \left(m_y + j \frac{2kL_y\bar{Y}_y}{m_y\pi^2} \right) & m_y = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (37)$$

式 (12), (36), (37) より, モード番号 (m_x, m_y) に対する管軸方向の伝搬定数 γ_z が次のように求まる.

$$\gamma_z = \alpha_z + j\beta_z = \sqrt{-(\gamma_{x,m_x}^2 + \gamma_{y,m_y}^2 + k^2)} \quad (38)$$

α_z, β_z は, モード番号 (m_x, m_y) の減衰定数と位相定数となる. モード $(0, 0)$ が平面波を, それ以外は高次モードを表す. 剛壁の場合には $\bar{Y}_x = \bar{Y}_y = 0$ なので,

$$\gamma_z = \sqrt{\left(\frac{m_x\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m_y\pi}{L_y}\right)^2 - k^2} \quad (39)$$

となり, $\gamma_z = 0$ となる周波数がモード (m_x, m_y) の遮断周波数 $f_{c,(m_x, m_y)}$ となる.

$$f_{c,(m_x, m_y)} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{m_x\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m_y\pi}{L_y}\right)^2} \quad (40)$$

無損失の場合には伝搬定数は虚数 ($\alpha_z = 0$ の伝搬モード) か実数 ($\beta_z = 0$ のエバネッセントモード) となるが, 有限な壁インピーダンスがある場合には γ_z の実部 (減衰定数), 虚部 (位相定数) とともに 0 にはならない. このため厳密な遮断周波数は定義できないが, 声道モデルとして考えるときには規格化壁アドミタンスの大きさが小さいので, 剛壁の条件で求めた式 (40) の遮断周波数より高い周波数で高次モードの共振が生じると考えることができる.

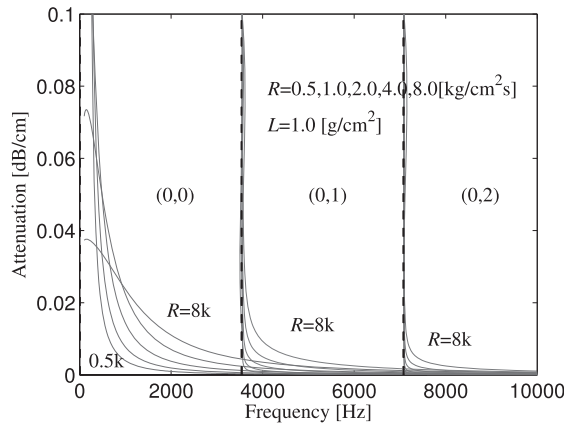
3 計算例

3.1 高次モードの減衰定数と位相定数

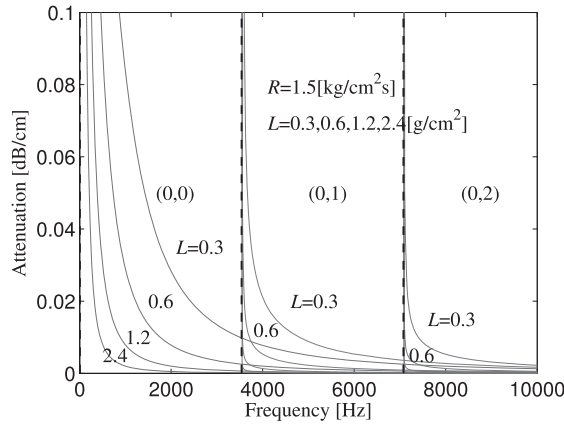
声道壁インピーダンスの値はインピーダンスを同定する手法や対象とした部位によって, 表 1 のようにかなり広い範囲の値が報告されている¹³⁻¹⁹⁾. これらの値を参考にして, 壁インピーダンス $Z_w = Z_x = Z_y = R + j(\omega L - K/\omega)$ の R, L をパラメータとして, 各モードの減衰量を求めた. なお, 比較的高い周波数での評価を目的としているので K の項は無視した. 図 2 は, $L_x = 1.5[\text{cm}], L_y = 5.0[\text{cm}]$ の矩形管のモード $(0, 0), (0, 1), (0, 2)$ に対する単位長あたりの減衰量 $20 \log e^{\alpha_z}$ を表している. 縦線は, 剛壁と仮定したときの各モードの遮断周波数 $f_{c,(m_x, m_y)}$ を示す. 平面波および高次モードのいずれに対しても L の変化による影響が大きいことが分かる. 高次モードに対しては, 遮断周波数の近傍で比較的大きな減衰量となっている. 図 3

表 1 : 声道壁インピーダンス $Z_w = R + j(\omega L - K/\omega)$ の値.

	R [g/(cm ² ·s)]	L [g/cm ²]	K [g/(cm·s) ²]	Remarks
Flanagan ¹³⁾ (1965)	6,500	0.4	—	stomach
Ishizaka, <i>et al.</i> ¹⁴⁾ (1975)	800	2.1	84,500	relaxed cheek
Suzuki ¹⁵⁾ (1978)	1,400	1.6	—	
Lunde ¹⁶⁾ (1985)	650	1.38	—	
Suzuki and Nakai ¹⁷⁾ (1987)	1,600	2.12	154,900	3 subjects
	1,150	1.96	127,200	
	1,170	1.87	142,800	
Kamiyama, <i>et al.</i> ¹⁸⁾ (1990)	700	0.5	—	$f < 325$ [Hz]
	1,900	0.3	—	$f \geq 325$ [Hz]
Dang, <i>et al.</i> ¹⁹⁾ (1992)	266–15,100	1.40 ± 0.12	$182,000 \pm 15,300$	average



(a)



(b)

図 2 : モード (0,0), (0,1), (0,2) の減衰量. (a) 抵抗成分 R による変化 (b) 質量成分 L による変化. 断面サイズ $L_x = 1.5$ [cm], $L_y = 5.0$ [cm], 縦の破線は無損失の場合の遮断周波数 $f_{c,(0,1)} = 3539$ [Hz], $f_{c,(0,2)} = 2f_{c,(0,1)}$.

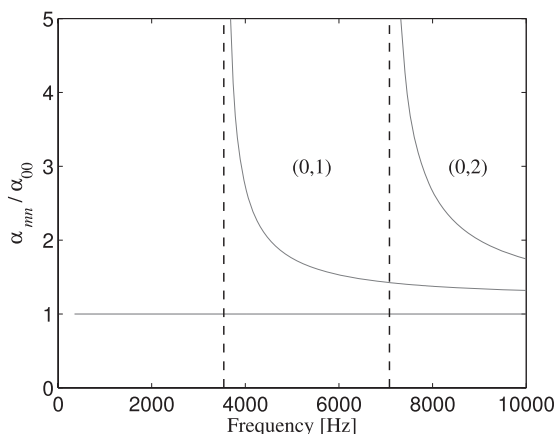


図3：平面波 (0,0) に対するモード (0,1), (0,2) の減衰定数の比。 α_{mn} はモード (m,n) の減衰定数, $Z_w = 1900 + j\omega 0.3 [\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$, 断面サイズ $L_x = 1.5 [\text{cm}]$, $L_y = 5.0 [\text{cm}]$, 縦の破線は無損失の場合の遮断周波数 $f_{c(0,1)} = 3539 [\text{Hz}]$, $f_{c(0,2)} = 2f_{c(0,1)}$ 。

は, 平面波 (0,0) に対するモード (0,1), (0,2) の減衰定数の比を表したものである。伝搬モードとなる高次モードに対する減衰は, 平面波 (モード (0,0)) に対する減衰より常に大きいことが分かる。図4は, 位相定数を表したものである。 R, L の影響は比較的小さい。高次モードに対しても, 剛壁と仮定した場合とほぼ同じ特性となる。図5は, 剛壁の場合の位相定数に対して, 壁インピーダンスを考慮した場合の位相定数の変化率を表したものである。特に平面波であるモード (0,0) では, 低域で相対的な変化率が大きく, 極めて低い周波数域を除いて位相定数が剛壁の場合より小さくなっている。これは, この周波数域に共振周波数が現れるときに, 剛壁の場合に比べて共振周波数が増加することを表している。

3.2 伝達特性

矩形管 (長さ $L_z = 17 [\text{cm}]$) の端面の一部に振動音源 U_G を与え, 開口端から放射される音響パワー W_c に基づいて計算される伝達インピーダンス¹⁰⁾

$$Z = K_z \frac{\sqrt{W_c}}{U_G}, K_z : \text{const.} \quad (41)$$

の周波数特性を図6に示す。 $R = 1500 [\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$ とし, L の値を $0.3, 0.6, 1.2, 2.4 [\text{g}/\text{cm}^2]$ と変化させた。 $1 [\text{kHz}]$ 以下の低域にあるピーク位置と帯域幅は L に強く影響される。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。声道形状の微小変化を模擬するものとして, 各区間の断面積を保ったまま, 管軸位置を $x-y$ 面内で変化させる。第 i 区間の矩形管の中心軸位置 (x_i, y_i) を初期位置 $(x_{i,0}, y_{i,0})$ から次式によりランダ

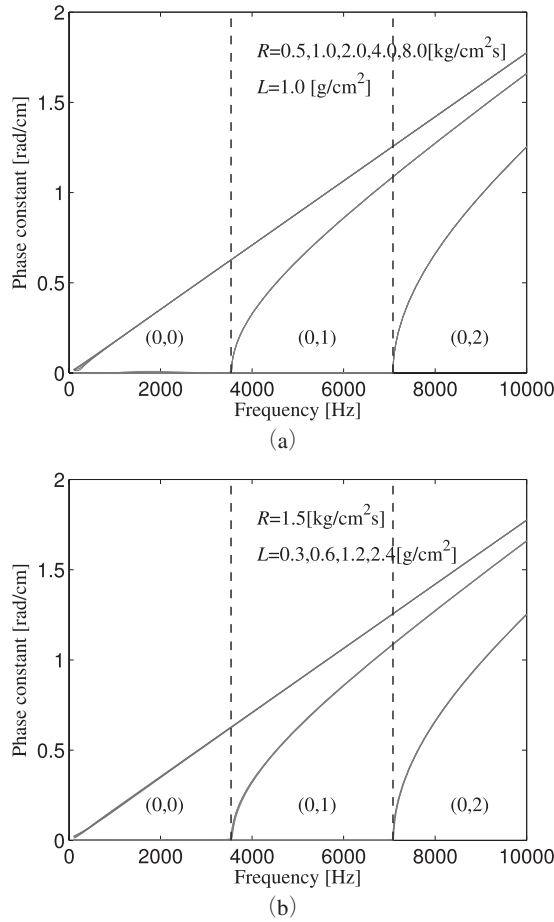


図4：モード (0,0), (0,1), (0,2) の位相定数. (a) 抵抗成分 R による変化 (b) 質量成分 L による変化. 断面サイズ $L_x = 1.5[\text{cm}]$, $L_y = 5.0[\text{cm}]$, 縦の破線は無損失の場合の遮断周波数 $f_{c,(0,1)} = 3539[\text{Hz}]$, $f_{c,(0,2)} = 2f_{c,(0,1)}$.

ムに微小変化させる.

$$\begin{aligned} x_i &= x_{i,0} + \varepsilon L_{x,i} R [-1, 1] \\ y_i &= y_{i,0} + \varepsilon L_{y,i} R [-1, 1] \end{aligned} \quad (42)$$

ここで, $L_{x,i}, L_{y,i}$ は, 第 i 区間の断面寸法, ε は最大変動量を示すパラメータ, $R[-1, 1]$ は $[-1, 1]$ の一様乱数である. 図7は, 図1の形状の音響管 (36区間) の各区間の管軸位置を x 及び y 方向にランダムに微小変動させた場合の伝達特性である. $\varepsilon = 0.08$ として100セットのモデルを作成し, その伝達特性を重ねて描いてある. 低域のピークは管軸位置の変動にほとんど影響されず, 壁インピーダンスにより帯域幅は増大する. 一方, 高域のピークは管軸位置の変動に敏感であり, 剛壁の場合と同程度の鋭いピークが生じている.

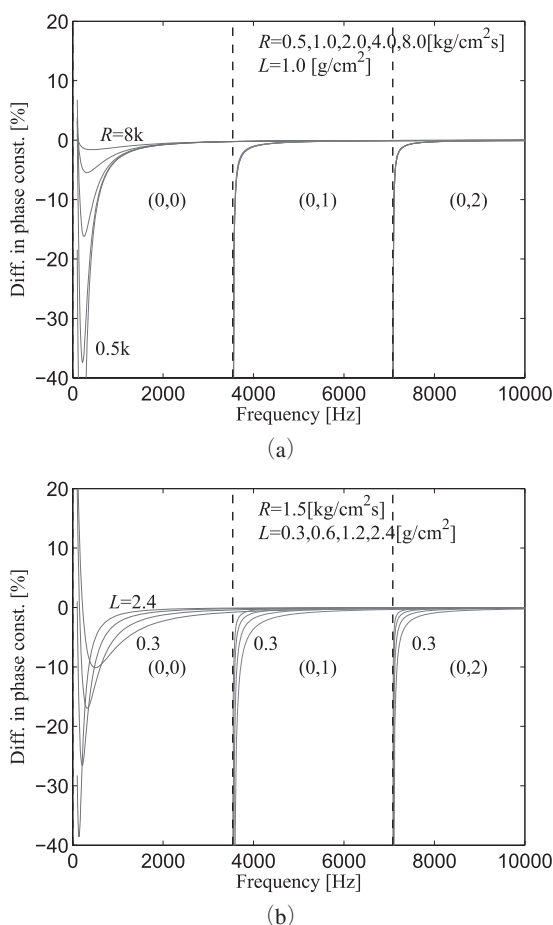


図5：剛壁の場合に対するモード (0,0), (0,1), (0,2) の位相定数の変化率. (a) 抵抗成分 R による変化 (b) 質量成分 L による変化. 断面サイズ $L_x = 1.5$ [cm], $L_y = 5.0$ [cm], 縦の破線は無損失の場合の遮断周波数 $f_{c,(0,1)} = 3539$ [Hz], $f_{c,(0,2)} = 2f_{c,(0,1)}$.

4 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壁インピーダンスの効果を導入する方法を示し、その影響について述べた。低い周波数域では、共振周波数と帯域幅の顕著な増大となり、1次元音響管モデルで得られる結果と一致する。本報告で用いた壁インピーダンスの値では、高域での帯域幅の狭いピークを大きく減衰させる程の影響は見られなかった。高次モードに対する管の特性インピーダンスは伝搬定数 γ_z に反比例するので、遮断周波数近傍では非常に大きな値となる。内部アドミタンス0の体積速度源による駆動がアーチファクトとなることも考えられるので、音源部アドミタンスに関する検討も必要と思われる。また、声道内部の損失として、周波数の増加にともない粘性と熱による損失が増大することから、これらの

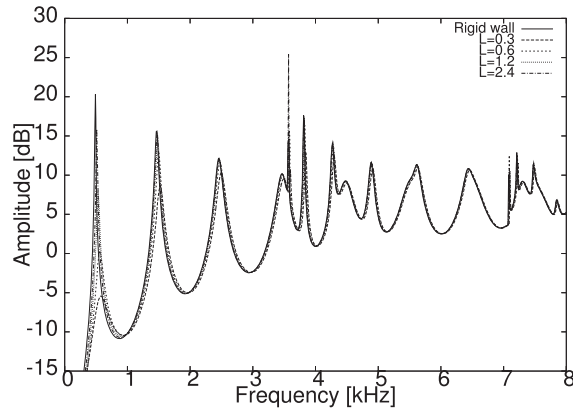


図 6：矩形均一管の伝達特性. $L_x = 1.5[\text{cm}]$, $L_y = 5.0[\text{cm}]$, $L_z = 17[\text{cm}]$, $Z_w = R + j\omega L$, $R = 1500[\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$, $L = 0.3, 0.6, 1.2, 2.4[\text{g}/\text{cm}^2]$.

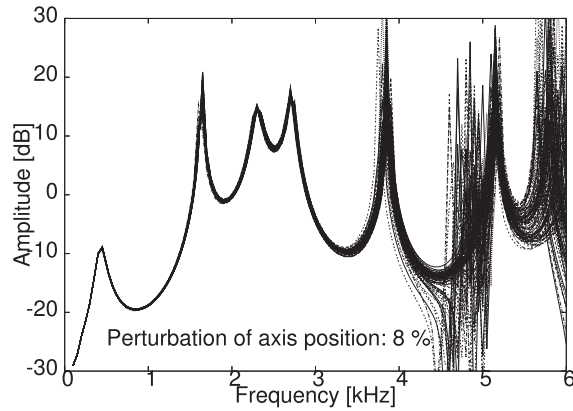


図 7：36区間モデルに対して管軸に 8 パーセントのランダム変動を与えた 100 セットの形状の伝達特性. $Z_w = 1900 + j\omega 1.2[\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})]$.

項を考慮したモデル化が必要となる。

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“電磁・光センシングを主体とする生体関連情報の先進的計測・処理技術の開発と応用”，及び科学研究費補助金（18300069）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, 三木信弘, “母音/u/の口唇部突出しと声道分岐の影響の有限要素法による解析”, 北海学園大学工学部研究報告, **32**, 99–105 (2005).
- 2) 松崎博季, 元木邦俊, “母音/a/発声時における鼻腔を伴う声道の音響特性”, 北海学園大学工学部研究報

- 告, 33, 171–181 (2006).
- 3) 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, 34, 73–81 (2007).
 - 4) H.Matsuzaki and K.Motoki, “Study of acoustic characteristics of vocal tract with nasal cavity during phonation of Japanese /a/”, *Acoustical Science and Technology*, 28, 2, 124–127(2007).
 - 5) 元木邦俊, “高次モードを考慮した声道音響モデルの構成法”, 日本音響学会誌, 54, 12, 850–856 (1998).
 - 6) 元木邦俊, 松崎博季, “インピーダンス変換に基づく3次元声道モデルの音響特性の計算手法”, 北海学園大学工学部研究報告, 27, 139–157 (2000).
 - 7) 元木邦俊, 松崎博季, “矩形音響管の非対称接続による声道音響特性の計算”, 北海学園大学工学部研究報告, 29, 293–303, (2002).
 - 8) K.Motoki and H.Matsuzaki, “Computation of the acoustic characteristics of vocal-tract models with geometrical perturbation”, *Proceedings 2004 International Conference on Spoken Language Processing (INTERSPEECH2004–ICSLP)*, TuB602p.16, 521–524, (2004).
 - 9) K.Motoki and H.Matsuzaki, “Computation of the acoustic characteristics of vocal-tract models with geometrical perturbation by using higher-order modes”, *Bulletin of the Faculty of Engineering Hokkai-Gakuen University*, 32, 75–85 (2005).
 - 10) 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, 35, 131–141 (2008).
 - 11) P.M.Morse and K.U.Ingard, *Theoretical Acoustics*, Chap.9, McGraw–Hill (1968).
 - 12) M.J.Crocker, ed., *Handbook of acoustics*, Chap.7, Wiley (1998).
 - 13) J.L.Flanagan, *Speech Analysis Synthesis and Perception*, 2nd ed., p.68, Springer–Verlag (1972).
 - 14) K.Ishizaka, J.French, and J.Flanagan, “Direct determination of vocal tract wall impedance”, *IEEE Transactions on Acoustics Speech and Signal Processing*, ASSP–23, 4, 370–373 (1975).
 - 15) 鈴木誠史, “声道壁インピーダンスの検討”, 日本音響学会誌, 34, 3, 149–156 (1978).
 - 16) P.Lunde, “Acoustic transmission–line analysis of formants in hyperbaric Helium speech”, *Proceedings IEEE International Conference on ICASSP’85*, 3, 1141–1144 (1985).
 - 17) 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).
 - 18) N.Kamiyama, N.Miki, and N.Nagai, “Measurement of acoustic reflection characteristics of the human cheek”, *Journal of Acoustical Society of Japan(E)*, 11, 4, 207–214(1990).
 - 19) 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, 48, 9, 621–628 (1992).