

タイトル	音声生成モデルの等価回路表現の拡張
著者	元木, 邦俊; MOTOKI, Kunitoshi
引用	北海学園大学工学部研究報告(46): 141-157
発行日	2019-02-14

音声生成モデルの等価回路表現の拡張

元 木 邦 俊*

Extension of equivalent circuit representation of speech production model

Kunitoshi MOTOKI*

要 旨

音声生成過程の計算モデルについて概観した上で、1次元的な声道モデルを拡張する形で3次元的な形状に起因する効果をパラメトリックに表現可能とする計算モデルを電氣的等価回路と対応させて説明する。平面波と高次モードを、それぞれを独立した伝送線路とみなすことで多線条線路モデルとして扱うことができ、分岐がないような母音形の声道構造でも伝達特性上に零点が生じる場合があること等を示す。

Abstract

Computational models of speech production are explained with the electrical equivalent circuit representation. One-dimensional acoustic tube is well-known approximation of vocal tracts under the assumption of the plane wave propagation, and is electrically represented by transmission line. For the purpose of the extension of the vocal-tract models, three-dimensional acoustic field is represented in terms of both plane waves and higher-order modes in tubes which can be also represented by electrical circuits. This model is constructed using an asymmetrically connected structure of rectangular acoustic tubes, and can parametrically represent acoustic characteristics in higher frequencies where the assumption of the plane wave propagation does not hold. Computational results show the appearance of zeros in the transfer characteristics even the vocal tract does not include any branch in its geometrical configuration.

* 北海学園大学工学部電子情報工学科

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

1 はじめに

音響系の特徴を検討する場合に電氣的等価回路に基づいて計算を行う場合が多い．音響系の寸法が対象とする音波の波長よりも十分に小さい場合には，コイルやコンデンサなどの集中定数素子として扱うことができる．音響工学や電気音響の教科書¹⁾にも音響系と電気系の対応関係が説明されており，ヘルムホルツ共鳴器や複数の空洞が細管でつながれた消音器等価回路表現することで共振や低域通過フィルタとしての特性を回路理論の知識に基づいて理解することができる．音声の場合には，電話帯域に相当する周波数域では声道の横断面寸法は音波の波長よりも十分に小さいが，声門から口唇にいたる声道の長さは波長に比較しても長くなることもある．このような状況の良い近似として声道の中心に沿って音波が伝搬すると考える 1 次元モデルが広く使われている．声道は断面積が変化する多区間からなる音響管として扱い，その等価回路としては分布定数回路理論に基づく伝送線路を対応させている．適切な境界条件の下で求めた共振周波数は，実音声のホルマント周波数とよく一致する²⁻⁴⁾．また，このモデルに基づき 1 区間の音響管の伝搬遅延と音響管の接続面での反射と透過の過程をウェーブデジタルフィルタによって表現することができるので，声道内部の音波伝搬の実時間シミュレーションも可能である．一方，MRI (Magnetic Resonance Imaging) による発声時の声道観測が可能となったことから，FEM (Finite Element Method) や FDTD (Finite Difference Time Domain) 法を用いて詳細な 3 次元的声道形状の音響特性を高い周波数域を含めて解析することが行われている⁵⁾．声道の微細構造による音響特性への影響を調べることができるが，多大な計算コストが必要となることから実時間シミュレーションは容易ではない．本報告では，1 次元的な声道モデルを拡張する形で 3 次元的な形状に起因する効果のある程度表現可能とする計算モデルを電氣的等価回路と対応させて説明する．声道モデルとして縦横比を可変とした矩形音響管を非対称に接続した構造を考える．音響管内の音場はモード展開表現が可能となることから，平面波と高次モードを，それぞれ 1 つの伝送線路として考えることで多線条線路モデルとして考えられることを示す．高次モードが遮断周波数以下のエバネッセントモードとなる場合でも，それらを考慮することで横断面寸法の空間変化に対応した 3 次元的な音場分布が計算可能であること，分岐がないような母音形の声道構造でも伝達特性上に零点が生じる場合があることなどを示す．また，音源を機械的な強制振動駆動（速度駆動）とした場合に，音源と声道の相互作用を考えない場合には声道伝達特性上にアーチファクトと考えられる狭帯域のピークが生じる可能性があることを述べる．

2 1 次元声道モデルの構成

音声生成過程全体を音源部，声道部，放射部の各段階からなるシステムとして扱う音源－

フィルタ理論が広く用いられている．ここでは声道部の共鳴特性を簡便に表現できる 1 次元音響管モデルについて述べる．

2.1 声道形状の近似

声門から口唇にいたる声道部分は、舌、顎、唇などの調音器官により複雑な形状となる．声道内部を伝搬する音波を平面波として近似する場合には、音波が声門から口唇に向かって伝搬する軸を設定する．このような軸は声道の中心軸と呼ばれ、声道の矢状断面の幾何学的な形状から定める．例えば、声道の輪郭線に接する円の中心を連ねた曲線や視察によって描いた滑らかな曲線を抽出する．中心軸に垂直な面と声道の輪郭との交線により声道の断面形状が得られる．この断面の面積を声門から口唇に至る中心軸上の距離の関数として表したものは声道断面積関数と呼ばれ、声道の共鳴特性を決定する最も重要なパラメータとなる．

声門から中心軸に沿って測った距離を x とし、声道断面積関数を $A(x)$ とする．図 1 のように $A(x)$ を多区間の階段関数によって近似すれば、各区間の均一音響管の解を管の接続面での境界条件を満足するように選ぶと声道全体に対する解が得られる．特に各区間の長さを全て等しい長さ l に選ぶと、インパルスを入力した場合には、各管の接続面での音波の反射、透過の過程が音速を c として $\tau = l/c$ 時間毎に一斉に生じるので、時間域では τ 時間毎の値にのみ着目して計算を行うことができる．平面波に対しては断面積関数に対応する管の断面形状は任意であるが、声道内部での損失項の導入や放射部での扱いでは断面の形が関係してくるので、1 次元声道モデルの断面形状として円形を考えるのが普通である．

2.2 電氣的等価回路

等長 l に分割された音響管において各区間の声門側を位置座標の原点としたローカル座標を設定すると、 $0 \leq x \leq l$ では、断面積は定数 A である．時間因子を $e^{j\omega t}$ として、音圧、体積速度の空間分布を $P(x)$ 、 $U(x)$ とすると、空気の密度を ρ として、次の連続の式と運動方程式が得られる．

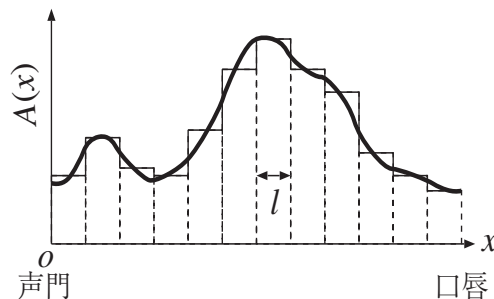


図 1 声道断面積関数 $A(x)$ の階段関数による近似．

$$\frac{dU(x)}{dx} = -j\omega \frac{A}{\rho c^2} P(x) \quad (1)$$

$$\frac{dP(x)}{dx} = -j\omega \frac{\rho}{A} U(x) \quad (2)$$

単位長さあたりの直列抵抗 R ，直列インダクタンス L ，並列コンダクタンス G ，並列キャパシタンス C で指定された均一伝送線路の電信方程式は， $I(x)$ ， $E(x)$ をそれぞれ電流，電圧とすると

$$\frac{dI(x)}{dx} = -(G + j\omega C) E(x) \quad (3)$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = -(R + j\omega L) I(x) \quad (4)$$

となるが，電圧に音圧を，電流に体積速度を対応させて式(1)，(2)と係数を比較すると次の対応が得られる．

$$R = G = 0, \quad L = \frac{\rho}{A}, \quad C = \frac{A}{\rho c^2} \quad (5)$$

従って，無損失均一音響管と無損失均一伝送線路は係数の置き換えにより完全に対応することが分かる．音響管内部の音圧は大気圧からの変動成分として各位置で定められるので，電氣的に対応させる場合には図2(a)のように基準電位からの変動により信号を表す不平衡形の伝送線路として考えることができる．

空気の粘性や声道壁の振動などを考慮する場合には， R ， G に適当な値を定めることで音響管の損失を表現することが考えられる． R ， G には，それぞれ空気の粘性損失と熱損失を対応させ，熱伝導率が無限大の剛壁と空間が平面で仕切られた半無限空間を考慮して単位長さ当りの損失を評価することで近似することができる⁴⁾．

ここまでの扱いでは音響管は剛壁と仮定しているが，実際の声道は柔かい壁でできているので，声道内の音波により壁が振動し，音響管の損失の増大や共振周波数の変化を生じさせる可

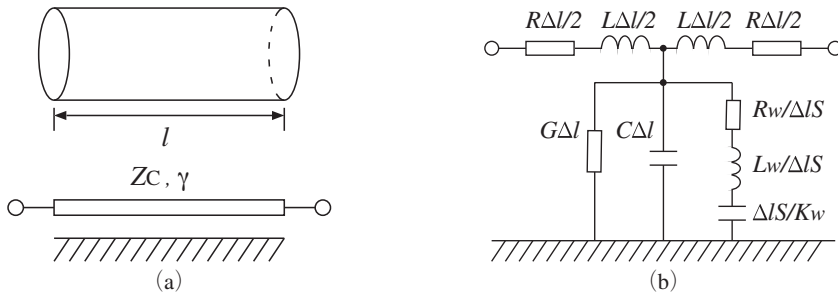


図2 (a) 音響管の電氣的等価回路. (b) 微小長 Δl の等価回路.

能性がある．一般に柔かい性質を有する壁の音響特性は，その壁に音波を垂直に入射したときの壁表面の音圧と粒子速度の複素比である比音響インピーダンス $Z_w = R + j(\omega L_w - K_w/\omega)$ で表される．管内音圧により管壁に垂直方向の力が働き壁位置の微小変位が生じるものと考ええると，壁の特性は単位長さ当り Y_w のアドミタンスを G ， C に並列に挿入することで，壁から漏れ出る体積速度を近似的に表現することができる．この場合，付加されるアドミタンスは，周長 S の音響管の単位長さあたり， $Y_w = S/Z_w$ となる．図 2 (b) に損失項を含む微小長 Δl の音響管の T 形等価回路を示す．

2.3 縦続接続音響管

損失を含む音響管の $x = 0$ と $x = l$ での音圧，体積速度の関係は縦続行列を用いて次のように表すことができる．

$$\begin{pmatrix} P(0) \\ U(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma l) & Z_c \sinh(\gamma l) \\ \frac{1}{Z_c} \sinh(\gamma l) & \cosh(\gamma l) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P(l) \\ U(l) \end{pmatrix} \quad (6)$$

ここで， Z_c ， γ は音響管の特性インピーダンス，伝搬定数で次のようになる．

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C + Y_w}} \quad (7)$$

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C + Y_w)} \quad (8)$$

無損失音響管の場合は $R = G = Y_w = 0$ なので， $Z_c = \rho c/A$ ， $\gamma = jk = j\omega/c$ となり，式 (6) は次のようになる．

$$\begin{pmatrix} P(0) \\ U(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kl) & j\frac{\rho c}{A} \sin(kl) \\ j\frac{A}{\rho c} \sin(kl) & \cos(kl) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P(l) \\ U(l) \end{pmatrix} \quad (9)$$

声道の物理モデルとして図 1 のような断面積の異なる音響管の縦続接続音響管を考えると，管の接続面において音圧と体積速度がそれぞれ連続であることが境界条件となる．声門側から数えた区間番号を i とし，第 i 区間の諸量に添字 i を付けて表すと，第 i 区間と第 $i + 1$ 区間の接続面では，

$$\begin{aligned} P_i(l) &= P_{i+1}(0) \\ U_i(l) &= U_{i+1}(0) \end{aligned} \quad (10)$$

となる．第 i 区間の縦続行列を $\mathbf{F}_i$ とすると，式 (6) の関係を用いて，

$$\begin{pmatrix} P_G \\ U_G \end{pmatrix} = \mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2 \cdots \mathbf{F}_n \begin{pmatrix} P_L \\ U_L \end{pmatrix} \quad (11)$$

となる．ここで， P_G ， U_G と P_L ， U_L は，それぞれ声門音源部（第1区間の原点）と口唇放射部（第 n 区間の終端）での音圧と体積速度である．全体の縦続行列の要素を

$$\begin{pmatrix} A_F & B_F \\ C_F & D_F \end{pmatrix} = \mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2 \cdots \mathbf{F}_n \quad (12)$$

とすると，声道モデル全体の体積速度伝達関数 H_U と音源部から声道部を見込んだ入力インピーダンス Z_{in} は，次のように容易に求めることができる．

$$H_U = \frac{U_L}{U_G} = \frac{1}{C_F Z_r + D_F} \quad (13)$$

$$Z_{in} = \frac{P_G}{U_G} = \frac{A_F Z_r + B_F}{C_F Z_r + D_F} \quad (14)$$

ただし， $P_L = Z_r U_L$ で， Z_r は放射インピーダンスである．

3 3次元化による声道モデルの高度化

3.1 数値計算法

平面波に対する連続の式と運動方程式を3次元に拡張すると，音圧 p と粒子速度 $\mathbf{v}$ に関して次の関係となる．

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (15)$$

$$\nabla p = -\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \quad (16)$$

これより，波動方程式および時間因子 $e^{j\omega t}$ を用いて $p = P e^{j\omega t}$ とすると，空間分布 P に関するヘルムホルツ方程式が得られる．

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad \nabla^2 P + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 P = 0 \quad (17)$$

3次元声道モデルに対してこれらの方程式を数值的に解く手法として，有限要素法（FEM, Finite Element Method）が最もよく用いられている．解析の対象とする空間を4面体などの微小要素に分割して，各要素の節点での音圧，粒子速度を求める．時間域，周波数域のどちらの解析にも用いられる．計算対象の空間全体を微小伝送線路からなる多数の空間格子で近似し，格子点での反射過程を計算することで時間応答を求める伝送線路行列法（TLM, Transmission

Line Matrix method) やデジタルウェーブガイドメッシュ (DWM, Digital Waveguide Mesh), 粒子速度と音圧を求める格子点を空間的に交互に配置し, 運動方程式と連続の式を空間, 時間に関して中心差分で近似する時間領域差分法 (FDTD, Finite Difference Time Domain method) が声道モデルの時間域解析に適用されている.

以下では, 声道を微小領域への分割により計算するのではなく, 形状の異なる比較的大きなサイズの音響管が接続されたものと考えて, その内部音場を高次モードを含めて表現するモデル⁶⁻⁸⁾について説明する.

4 モード展開による管内音場表現と声道モデルへの適用

4.1 声道部の等価回路

図3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. 管軸方向を z 軸とした xyz 座標系を用いると矩形管内部の音圧 $P(x, y, z)$ は, 平面波と高次モードの和として次のように表される.

$$P(x, y, z) = \sum_{m, n=0}^{\infty} \{a_{mn} \exp(-\gamma_{z, mn} z) + b_{mn} \exp(\gamma_{z, mn} z)\} \phi_{mn}(x, y) \quad (18)$$

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. $m = n = 0$ は平面波を表す. $\phi_{mn}(x, y)$ は管断面 ($x-y$ 面) 上の音圧分布を表す関数で, 偶数次, 奇数次モードに応じて図4のような分布となる. なお, 図4では, 両壁面に同じ壁インピーダンス Z_w を与えた場合を示している.

管内音場は, 複数のモードが重畳したものとして表現されているので, 1つのモードを1つの伝送路とみなせば, 図5のように多線条の線路モデルとして等価回路を描くことができる. 伝搬定数が実数となるエバネッセントモードについても形式的に同じ表現とすることができるが,

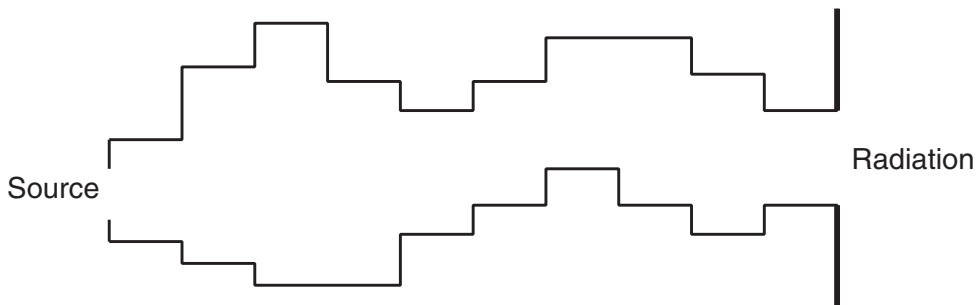


図3 矩形管の縦続接続モデル.

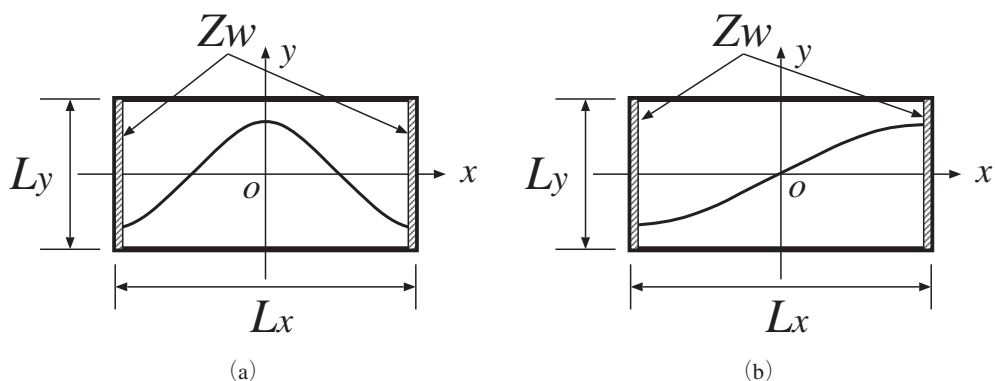


図4 管断面上における音圧のモード分布の例 (a) 偶数次モード (2,0) (b) 奇数次モード (1,0).

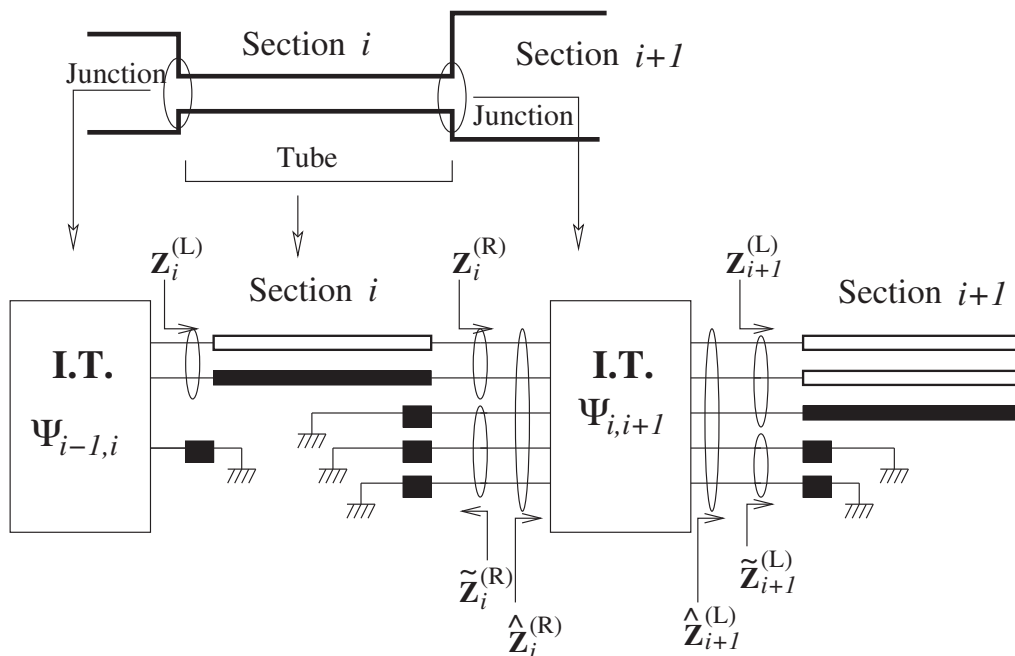


図5 矩形管モデルの等価回路．接続面は多ポート理想変成器 (I.T.) Ψ で表現．

接続面から離れるに従って振幅が指数関数的に減少することを考慮して，もう一方の管端にエバネッセントモードの影響が表れないように集中定数素子として終端させることができる．管の接続面では，前後の区間のモードが相互に変換されるので， i と $i+1$ 区間の接続面は多ポートの理想変成器 $\Psi_{i,i+1}$ で表現される．

4.2 放射部の等価回路

モード結合を考慮した放射部の取り扱い，外部への有効な音響放射パワーを求める上で重

要である．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．モードにかかわる放射インピーダンスの要素は，最終区間の管断面上の音圧分布を表す関数 $\phi_{mn}(x, y)$ を用いて求めることができる．これらを行列表現したインピーダンス行列 $\mathbf{Z}_{rad}$ から等価回路を求めることができる．

$\mathbf{Z}_{rad}$ の最初の対角要素は，粒子速度1で一様に振動している開口面における平均音圧と粒子速度（＝1）の比を表す．これは，理想ピストン振動板を仮定した場合の単位面積あたりの放射インピーダンスとなる． $\mathbf{Z}_{rad}$ の非対角要素はモード間の伝達インピーダンスとなる．音響系は相反性を有するので $\mathbf{Z}_{rad}$ は対称となり，実対称行列 $\mathbf{R}_{rad}$ ， $\mathbf{X}_{rad}$ を用いて， $\mathbf{Z}_{rad} = \mathbf{R}_{rad} + j\mathbf{X}_{rad}$ とすると， $\mathbf{R}_{rad}$ ， $\mathbf{X}_{rad}$ は， $\mathbf{R}_{rad} = \mathbf{T}_R^T \mathbf{R}_d \mathbf{T}_R$ ， $\mathbf{X}_{rad} = \mathbf{T}_X^T \mathbf{X}_d \mathbf{T}_X$ と分解できる．ここで， $\mathbf{R}_d$ ， $\mathbf{X}_d$ は $\mathbf{R}_{rad}$ ， $\mathbf{X}_{rad}$ の固有値を対角要素とする対角行列， $\mathbf{T}_R$ ， $\mathbf{T}_X$ は，その固有ベクトルからなる直行行列である．これは，変成比 $\mathbf{T}_R$ ， $\mathbf{T}_X$ で表される理想変成器網にインピーダンス行列が $\mathbf{R}_d$ ， $j\mathbf{X}_d$ で表される集中定数素子を接続することで $\mathbf{R}_{rad}$ ， $j\mathbf{X}_{rad}$ が表されることを示している．従って，これらを図6のようにポート毎に直列接続したものが $\mathbf{Z}_{rad}$ が表す等価回路となる．

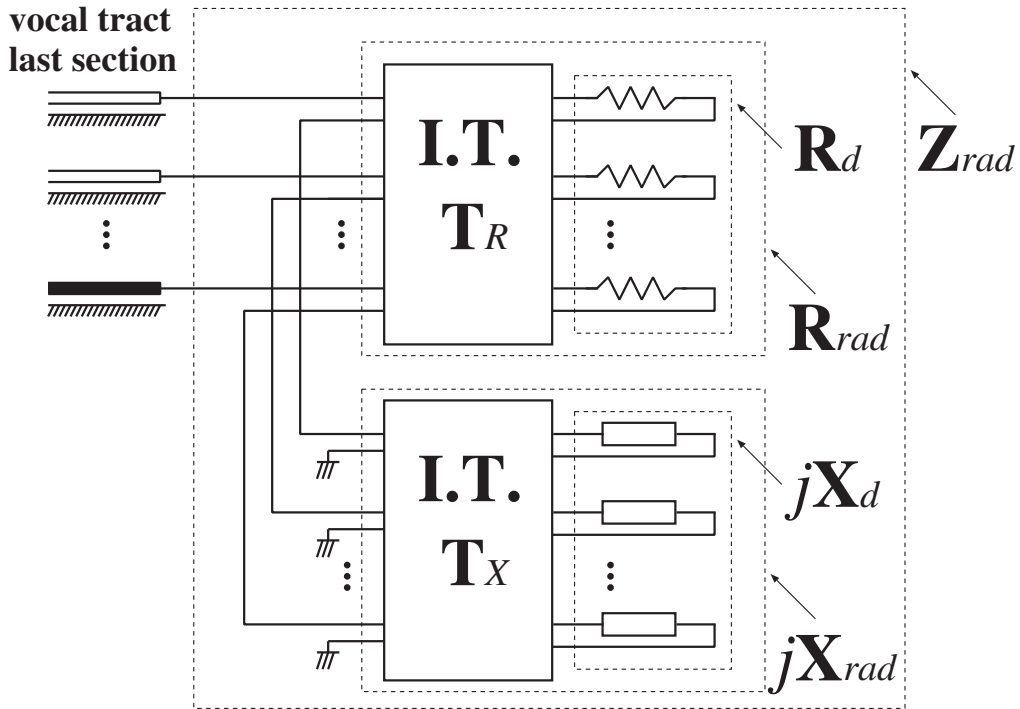


図6 放射部の等価回路．

4.3 音源部の等価回路

4.3.1 相互作用に関する定性的な解釈

通常、1次元あるいは3次元シミュレーションにおいても駆動音源として振動速度を声門の境界条件として設定する。3次元シミュレーションでは、声門に相当する入力端に粒子速度分布を指定して計算が行われる。音圧を電圧に、振動速度（あるいは粒子速度）を電流に対応させた電氣的等価回路表現を考察すると容易に分かるように、入力インピーダンスが極大となっている周波数において定電流駆動を行うときに極大のパワーが声道側に供給されることになり、放射パワーのスペクトル上にホルマントを形成する。逆に入力インピーダンスが極小のときは零点を生じる。

単純化のために一様な音響管を考えると、管内の定在波音場において、粒子速度が極小（音圧が極大）となる位置で入力インピーダンスは極大となる。1次元モデルでは、前進波成分と後進波成分の大きさが同じときに限って粒子速度の節が0となる。この位置で評価した入力インピーダンスは無限大となり、仮にそこが（粒子速度を与える）音源位置の場合は、伝達特性も無限大となる。しかしながら、通常は外部への音響放射や管内部の損失を含めるので、粒子速度の極小値や音圧の極小値が0となることはない。

一方、3次元形状の場合には、口腔レプリカ内の音響計測で示されているように、実音場においても音圧が絶対的に0となる位置が発生する。これは、損失がある場合でも伝搬方向の異なる3つ以上の成分の重畳により生じると考えることができる。音圧が0になることができることから特定方向の粒子速度成分についても同様に0になるものと考えられる。1次元モデルと3次元モデルの大きな違いは、この点にあると考えられる。すなわち、駆動音源が定常状態で粒子速度が0となるような位置に置かれているとするならば、電気回路的には無限大のインピーダンスを定電流駆動する状況になる。しかしながら、駆動音源位置で粒子速度が0（あるいは極めて小さい）となるかどうかは、音源を与えて計算してみなければ分からない。結果として、そのような位置では粒子速度を境界条件として与えるのは不適切となる可能性がある。音源速度分布を与えて計算した結果、音源部分のインピーダンスが極めて高い場合には、そのような速度分布を実現することはできず、速度分布の空間的な変化、あるいは、隣接する周波数とは異なる駆動強度を引き起こす相互作用として考えられる。入力インピーダンスは、音響的な“硬さ”とみなせるので、極めて硬い部分を振動させないように音源分布が変化すると解釈することもできる。

4.3.2 音源アドミタンスを導入したモデル

極めて硬い部分を振動させないように音源が変化すると解釈すると、等価回路モデルに基づいて計算を行う場合は、振動速度源に対応する電流源から流れ出る電流を分流させることで、

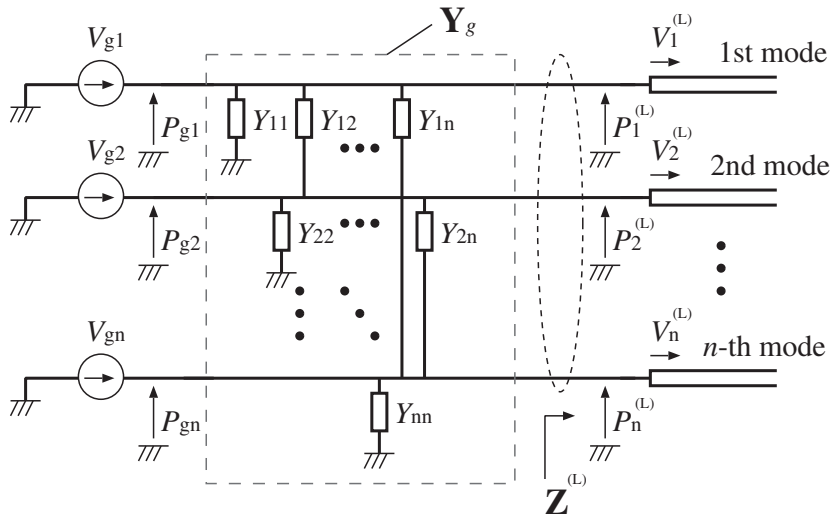


図7 音源部の回路モデル.

声道へのパワー流入を抑制することができる．図7に示すように各モードに対する線路 i とグラウンド間にアドミタンス Y_{ii} を配置し，線路 i と線路 j の間にアドミタンス Y_{ij} （ただし， $Y_{ij} = Y_{ji}$ ）を配置する回路モデルが考えられる．アドミタンス行列 $\mathbf{Y}_g$ の i 行 j 列成分 y_{ij} は次のようになる．

$$y_{ij} = \begin{cases} Y_{i1} + Y_{i2} + \dots + Y_{in} & i = j \\ -Y_{ij} & i \neq j \end{cases} \quad (19)$$

硬いピストン駆動の場合は $\mathbf{Y}_g = \mathbf{0}$ となるので音源部は完全反射となる．この場合には，伝達特性上の高域（高次モードの遮断周波数以上）に帯域幅の非常に狭いピークが表れる．また，特殊な場合として，各モードの特性アドミタンスを $\mathbf{Y}_g$ の対角成分に設定すると音源部での反射がなくなる．均一管の場合であれば，音源方向に無限に長い管と等価になるので共振は生じない．

4.4 伝達特性の評価

実体的な3次元の声道モデルでは，口唇部の放射域が連続的に広がるためにモデルの物理的形状から終端位置を明確に定めることは困難である．また，鼻腔結合を考慮する場合には，放射空間では口唇と鼻孔からの放射音が重畳する．特定の位置，周波数において，口唇と鼻孔からの放射音が逆位相に近くなると，音圧の極めて低い領域が放射空間に発生することがある．さらに，平面波伝搬の仮定が成立しない高い周波数域では，高次モードの放射も生じ，開口形状が同一であっても放射域に生じる音場はさらに複雑なものとなる．開口部付近での音圧，または粒子速度の空間的な平均値には平面波以外の成分が反映されないため，高域での伝達特性

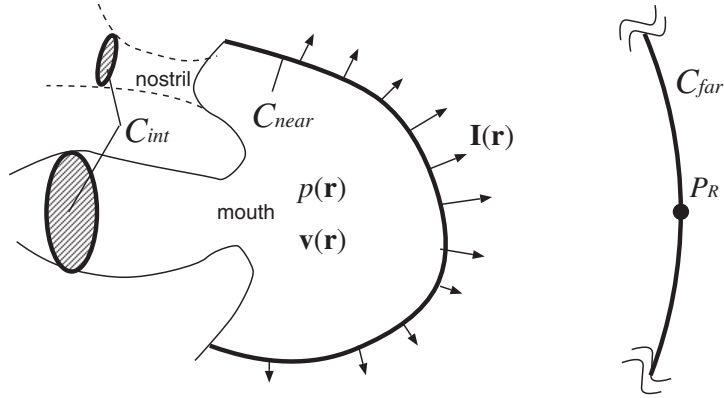


図 8 音響パワーが通過する閉じた曲面 C .

を評価する場合には適当ではない．そこで，特定の出力位置を仮定せずに伝達特性を評価するために，放射パワーに着目する．放射パワー W_C は，図 8 のように音響インテンシティ $\mathbf{I}(\mathbf{r})$ の総和であるが，遠方点 $\mathbf{R}$ の音圧 P_R を用いて， $P_R = p(\mathbf{r}) \approx \rho c v(\mathbf{r})$ (ρc は空気の特徴インピーダンス， v は $\mathbf{v}$ の成分) となるので，自由空間における無損失を仮定すると，放射パワー W_C は，

$$W_C = \iint_{C_{\text{near}}} \mathbf{I}(\mathbf{r}) d\mathbf{s} \approx \frac{1}{2\rho c} \iint_{C_{\text{far}}} |P_R|^2 d\mathbf{s} \quad (20)$$

となる．

等価回路の表現では，放射パワーは最終区間から放射部の等価回路に供給される複素電力の実部から容易に求めることができる．遠方点での音圧 P_R は放射パワー W_C の平方根に比例すると考えられるから，音源体積速度 U_G から P_R への伝達インピーダンスを Z_P とすると，その大きさは次のようになる．

$$|Z_P| = \left| \frac{P_R}{U_G} \right| = K_D \frac{\sqrt{W_C}}{|U_G|} \quad (21)$$

ここで， K_D は指向性に関する定数である． $|Z_P|$ により，放射端を特定することなく声道モデルの伝達特性を評価することが可能である．なお，1次元モデルでは，

$$W_C = \text{Re}\{P_L U_L^*\}/2 = |U_L|^2 \text{Re}\{Z_r\}/2 \quad (22)$$

となるので，1次元モデルの伝達関数 $|H_U|$ と $|Z_P|$ は，次の関係となる．

$$|Z_P| = \sqrt{\frac{\text{Re}\{Z_r\}}{2}} K_D |H_U| \quad (23)$$

1次元モデルの伝達関数 $|H_U|$ に K_D と放射インピーダンスの実部の平方根を乗じたものが $|Z_P|$ の周波数特性となる．放射インピーダンスの実部は，低域では周波数にほぼ比例して増加し，高域では一定値となる．従って，伝達特性の評価として重要なピークと零点の位置は， $|H_U|$ と

$|Z_P|$ でほぼ同じになる．

5 計算例

図9は、咬合を模擬して障害物を配置した5区間の矩形音響管内部の1 kHzにおける音圧分布を計算したもので、左上部に微小音源を配置し、右端は無反射終端（ Z_{rad} として各モードの特性インピーダンスを対角要素として設定）としている．高次モードは全てエバネッセントモードであるが、これらを考慮することで狭い部分とその前後の音場を表すことができる．等位相線に垂直な経路をたどることで音波の伝搬方向を求めることができる．

図10に36区間モデルの形状例を示す．36区間の初期形状は、各区間の上辺を同一の面に一致させ、水平面（横方向）では対称となるように各管を配置している．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ムに微小変化させる．

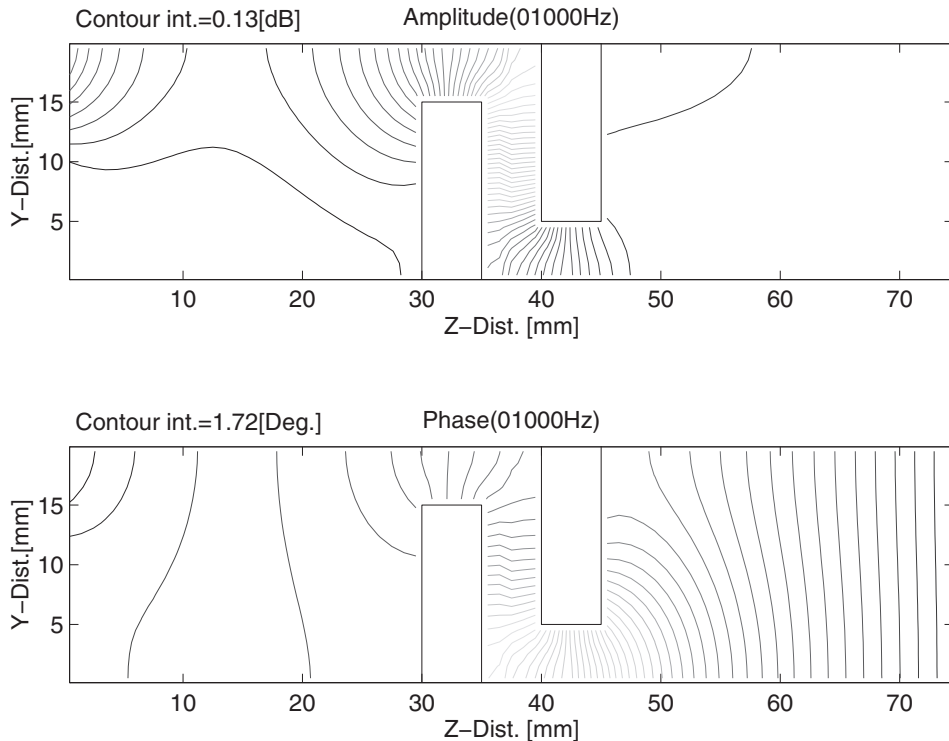


図9 歯列咬合を模擬したスリット間の1 kHzの音圧分布（上図：振幅，下図：位相）．

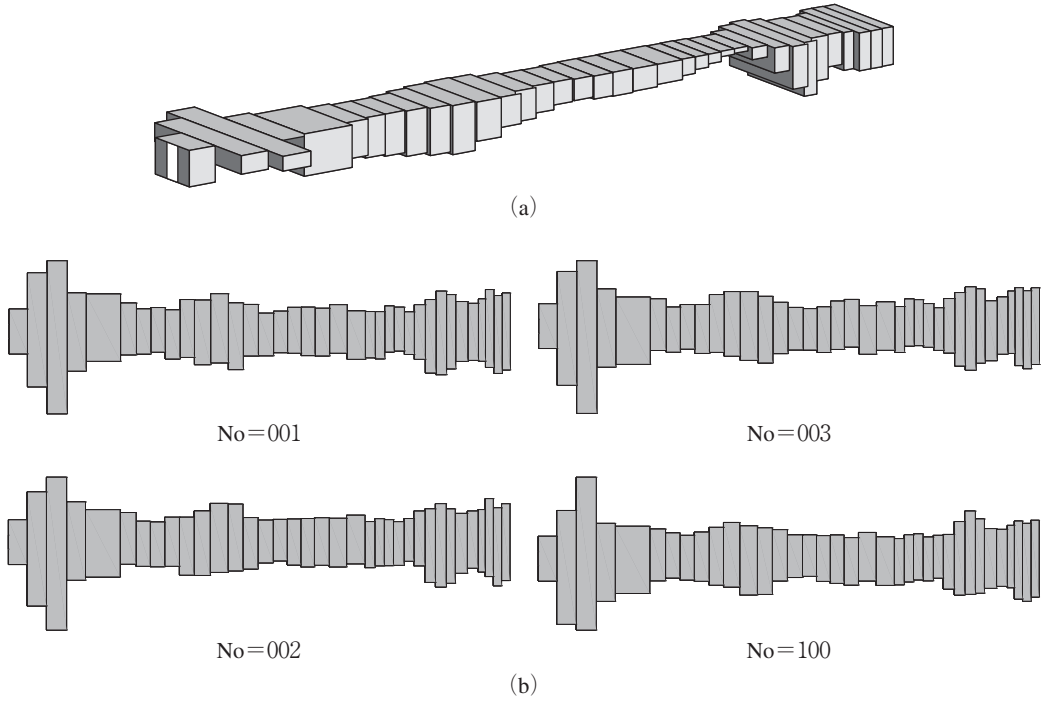


図10 36区間からなる音響管モデル．(a) 初期形状．(b) 管軸位置に8%のランダム変動を与えた100セットの形状の例．

$$\begin{aligned} x_i &= x_{i,0} + \varepsilon L_{x,i} R[-1, 1] \\ y_i &= y_{i,0} + \varepsilon L_{y,i} R[-1, 1] \end{aligned} \quad (24)$$

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 $[-1, 1]$ の一樣乱数である．図10(b)は、8%のランダムな管軸位置変動($\varepsilon = 0.08$)を与えた様子を示している．管軸位置の変動を与えた後は、全体の形状は水平面上においても僅かに非対称となる．各区間で高次モードの遮断周波数が異なるが、遮断周波数が低い方から順に5つの高次モードを考慮して計算を行っている．図11は、モデルの輪郭と内部の音圧振幅分布および位相分布を示したものである．おおよそ4 kHz以下の低い周波数域では、水平面内の音圧分布はほぼ対称となるが、周波数の増加と共に非対称性が顕著になる．

図12は、図10(b)に示すような管軸の位置変動を与えた100セットを作成し、その伝達特性を重ねて描いたものである．いずれも同一の断面積関数を有するため、4 kHz以下の低域での伝達特性の変動は小さいが、高域では管軸位置の微小変動により、零点の出現周波数と共振周波数が大きく変化することが分る．これらの結果から、声道形状の微小変化は高域での音場を大きく変化させ、伝達特性に大きく影響を与えるといえる．

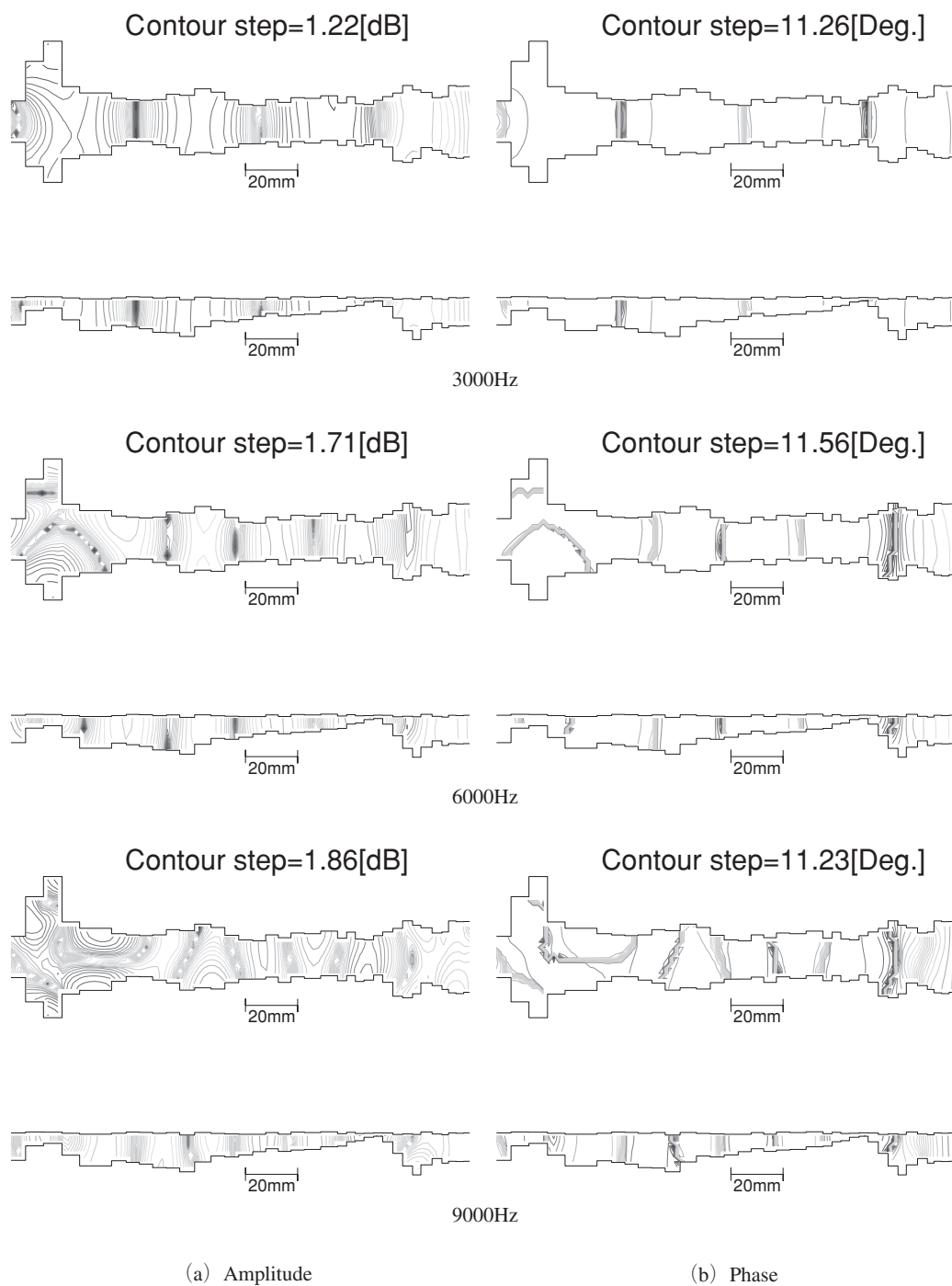


図11 音響管内部の音圧分布. (a) 振幅分布 (b) 位相分布. 各周波数において上下の図は, それぞれ水平断面上, 垂直断面上での分布を表す.

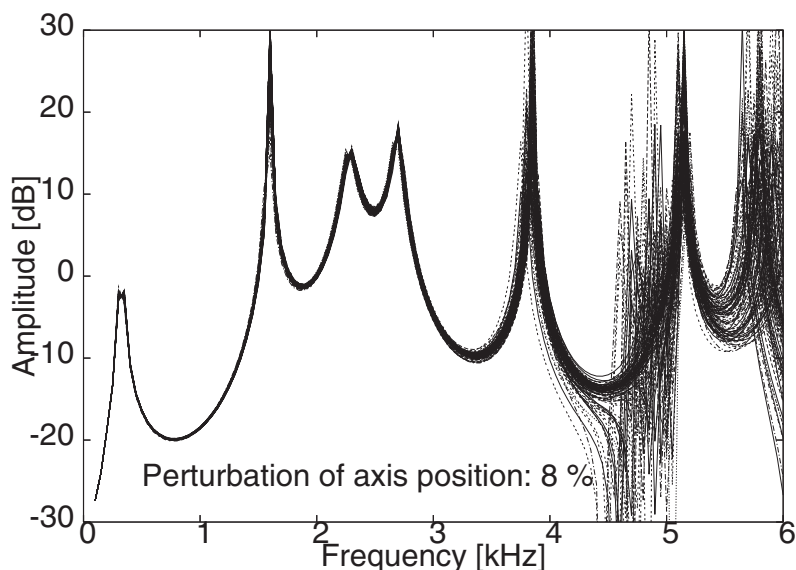


図12 管軸位置に8%のランダム変動を与えた100セットの36区間音響管の伝達特性。

6 まとめ

本稿では、音声生成過程の物理的な音響モデルについて等価回路表現とともに説明した。矩形音響管を用いた表現では、声道の横方向の共振の影響についても検討することができ、分岐がない構造であっても零点が生じることがある。また、声道形状の微小変形（各管の接続位置のずれなど）を与えると、高域の伝達特性に大きく影響が表れる。考慮するモードを平面波のみに限定して計算すると従来から用いられている音響管モデルと一致し、パラメトリックに音響特徴を計算する声道モデルの拡張となっている。音源アドミタンスのようにモデルに与える適切なパラメータ値について今後さらに検討が必要である。音源アドミタンスは、シグナルフローからみると声門から肺側を見込んだアドミタンス行列に相当する。気管側は分岐が進むにつれ気管支の断面は相当に小さくなる。声門直下の気管のみ高次モードを考慮して、気管支は1次元でモデル化することも考えられる。

謝辞

音響問題の数値計算について討論いただいている北海道科学大学松崎博季教授に感謝いたします。本報告の内容は、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）、および、科学研究費補助金（基盤研究（B）課題番号18300069, 23300071）の支援を受けて行われたものである。

本報告は電子情報通信学会応用音響研究会において招待講演として発表した内容⁹⁾を加筆修正したものである。

参考文献

- 1) 西巻正郎, 電気音響概論, 森北出版, 1989.
- 2) T.Chiba and M.Kajiyama, The vowel, its nature and structure, Tokyo-Kaiseikan, 1942. [Reprinted by Phonetic Society of Japan, 1958].
- 3) G.Fant, Acoustic theory of speech production, Mouton, 1960.
- 4) J.L.Flanagan, Speech Analysis Synthesis and Perception (2nd Expnd ed.), Springer-Verlag, 1972.
- 5) 松崎博季, 元木邦俊, 真田博文, 和田直史, “音声生成機構の3次元形状モデル化とその音響解析,” 日本音響学会春季研究発表会講演論文集, 1-11-4, pp.1481-1484, 2018.
- 6) 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, pp. 850-856, 1998.
- 7) K. Motoki, “A parametric method of computing acoustic characteristics of simplified three-dimensional vocal-tract model with wall impedance,” Acoust. Sci. & Tech., **34**, 2, pp.113-122, 2013.
- 8) R.Blandin, M.Arnella, R.Laboissière, X.Pelorsen, O.Guasch, A.V.Hirtum and X.Laval, “Effects of higher order propagation modes in vocal tract like geometries,” J. Acoust. Soc. Am., **137**, pp.832-843, 2015.
- 9) 元木邦俊, “声道モデルの等価回路表現の拡張,” 電子情報通信学会応用音響研究会, EA2018-17, pp.97-102, 2018.