声帯の自励振動モデルと計算機シミュレーション

石坂 謙三

On Self-oscillating Models of the Vocal Cords
and its Computer Simulation

Kenzo Ishizaka

This paper discusses models of the vocal cords, which can be categorized into a driving-point impedance (or terminal) type and a multi-mass system type. The former typically involves a so-called one-mass model and also a two-mass model of the vocal cords, and the latter represents the difference approximation of motion equations and also the finite element method. Models for the air flow through the larynx are also considered in connection with the models of the vocal cords.

The mechanism of self-excited oscillation of the vocal cords is described in terms of the degeneration of natural modes of vibration which results from the glottal flow. The intention is to clarify the distinction between the self-excited oscillation and the free oscillation of the vocal cords.

A self-excited oscillator inherently involves some of non-linear factors with respects to the amplitude of oscillation. In the vocal-cord oscillator, they are the collision of the bilateral vocal cords, the non-linear elasticity of cord tissue, and the non-linearity in the aerodynamics. These non-linear factors must properly be involved in the computer models of the vocal cords. Finally, general considerations of the computer simulation of cord-vibration are discussed.

I. はじめに

粘膜波状運動が声帯の自励振動機構において、本質的役割を果たしていることを説いた広戸の mucoviscoelastic aerodynamic theory¹⁾が提唱されたのは1966年であるが、工学分野においてもこの前後に日本（電通大）、米国（M.I.T., Bell Labs.）において、互いに独立に声帯の自励振動機構に関する研究が進められていた。この研究の直接の目的は、空気-声帯の相互作用による声帯の自励振動機構を数理的に解明し、これを音声生成理論、音声生成モデルに組み入れることにあったといえる。粘弾性組織より成る声帯の三次元の複雑な形状と、それに

よって形成される声門を流れる空気流を、数理的に扱うのは極めて困難であるため、声帯をモデル化して表し、これを主として電子計算機によって数值的に解くことによって、この研究は進められてきた。

すなわち、上下声唇の位相差を伴う振動モードを近似しうる、もっとも簡単なモデルとして2自由度モデル（以下2質量モデルという）が提案され、これによって広戸の説における粘膜波状運動の声帯の自励振動における意義が、数理的に明らかになるとともに²⁾、声門面積波形、声門体積流波形、ピッチ周波数と呼気圧の関係、声道の音響的負荷に対する声帯振動の依存性などの、本計算機モデルの諸動作特性が、声帯の実際の動作特性とよく一致することが、計算機シミュレーションによって確かめられた³⁾。さらに、本モデルは声道の計算機モデル

に組み込まれて、動的音声合成装置が作られた。その結果、呼吸圧、声門の静止位置、声帯の緊張度および声道の面積関数より成る生理的パラメータより、実際の音声生成機構に則して自然性に富む、高品質な音声合成できるようになった^{4,5)}。

その後、粘膜波状運動をさらに掘り下げて、平野は声帯組織の層構造 (cover-body 構造) と、その弾性特性を明らかにしてきた⁶⁾。この研究に対応して、声帯を多数の小区分要素に分割したモデル、すなわち声帯組織内部の運動をも、直接計算しようとする計算機モデルの研究が行われている^{7,8)}。

以上のように、色々な声帯モデルによる計算機シミュレーションが発表されているが、各モデルは当然それぞれの目的を持っている。本論文では、統一的観点よりこれらモデルの意図するところ、特長、および問題点を論ずる。また、声帯振動を数理的に扱った論文の中には、自励振動と自由振動を混同して議論しているのもあるので、この両者の差異を具体的に述べる。ついで、両側声帯の衝突、および非線形弾性特性を計算機モデルに適切に組み入れることの必要性を述べる。最後に、声帯振動の計算機シミュレーションについて考慮すべき点、またいかなる問題点があるか述べてみたい。

II. 声 帯 モ デ ル

声帯の運動を記述する運動方程式と、声門を流れる空気の運動を記述する運動方程式は、互いに結合した連立方程式である。これらの式を声帯の変位、空気の流速について解けば、声帯の自励振動が時間の関数として求められる。ここに自励振動とは、声帯振動の周期に対応する周期的外部励振なしに、肺から供給される直流 (非周期的) エネルギーによって生起し、持続する周期的振動をいう。声帯の形状が複雑であり、声帯の粘弾性特性もまた異方性不均質媒体であるため、声帯の運動を数理的に記述し、解を求めるためには、声帯をモデル化することが必要である。同じく、声門の気流、圧力分布についてもモデル化が必要である。たとえば、van den Berg は声門を細長い矩形断面の平行間隙によって近似し、声門内の流れを一次元流とみなして、気流の声門抵抗と声門内圧力分布の実験式を求めている⁹⁾。これは声門空気系の1つのモデルである。

これまでに発表されている声帯のモデルは、大別すると次の2つの形に分類することができる。

(1) 気流圧力が作用する声帯の端面からみた、声帯の駆動点インピーダンスによって、声帯の振動特性を記述する方式 (これを以下駆動点インピーダンス形モデルと

呼ぶ)。

(2) 声帯組織内部の各質点の運動を直接記述する方式。これを多質点系モデルと呼ぶことにする。声帯を連続体 (あるいは分布定数系) として扱って、偏微分方程式によって運動を記述しても、計算機によって数値解を求める時には、差分方程式によって近似する。この近似差分方程式は離散的な質点系の運動を記述するものであるから、いわゆる連続体モデルもこの分類に入る。

1. 駆動点インピーダンス型モデル

気流に面した声帯端面に作用する力によって、声帯表面がどのように振動するかがわかれば (すなわち、駆動点インピーダンスがわかれば)、声帯組織内部の運動は必ずしも計算する必要はなく、気流との相互作用による声帯表面の運動を求めることができる。上下声唇の位相差を無視して、声帯端面が同一位相で一緒に振動するものと仮定する場合には、一側の声帯を集約的な等価質量、等価スチフネスおよび等価抵抗より成る、1つの振動子によって等価表示することができる。これが、いわゆる1質量モデルである。ここにいう等価質量とは、声帯モデルの質量が実際の声帯の端面と同じ振幅で振動するとき、声帯モデルの運動エネルギーが、実際の声帯の全運動エネルギーと等しくなるような質量をいう。等価スチフネスについても、同じ条件において声帯モデルの位置エネルギーが、実際の声帯の全位置エネルギーと等しくなるように選ばれたスチフネスをいう。

次に、上下声唇の位相差を伴った振動モードを表すための第1近似モデルが、いわゆる2自由度モデル (以下2質量モデルという) である。一般に、この形のモデルの等価定数の値は、声帯内部の振動分布がわからないと厳密には定めることができないが、ある程度の仮定を設けることによって、これらの等価定数値を推定することができる。また、駆動点インピーダンス (等価定数) は、声帯端面 (駆動点) から測定可能である。あるいはまた、外部から測定可能な量、たとえば声帯粘膜の移動性と駆動点インピーダンスを関係付けることも可能であろう。上述のように、この形のモデルは気流と相互作用する声帯端面の振動特性に着目しているのであって、たとえば2質量モデルにおいては、結合スチフネスによって組み合わせられた2組の振動子によって、声帯端面の振動特性を表しているが、これは声帯の内部組織を、たとえば粘膜層と筋肉組織に直接対応させて、2つの質量に区分しているのではない。

この形のモデルは、気流と相互作用する声帯端面の動作を記述するものであるから、当然声帯の自励振動機構を表すことができ、計算機モデルの動作特性、振動モー

ド、声門面積波形、声門体積流波形などは実際と一致するはずである。すなわち、この形のモデルの特長は、声帯組織内部の運動を計算することなく、上述の声帯の諸動作特性を求められることである。したがってモデルが簡単となり、後述の多質点系モデルと比べて計算時間が著しく短くてすむこと、さらに2質量モデル程度の簡単なモデルであれば、自励振動条件を解析的に求めることができ、声帯の自励振動機構の理解が見通しよく得られることである。このような特長のため、この形のモデルは自励振動機構の解明のために使用され、また音声合成における声帯音源モデルとして用いられている³⁻⁵⁾。

2. 多質点系モデル

上述のように、この形のモデルは声帯組織内部の振動を直接記述し、これを数値計算によって解くものである。この形に属するものとしては、二次元であるが声帯断面を多数の三角形要素に分割して表した朱雀(1971)の有限要素法によるモデル⁷⁾、さらに最近では声帯を $4 \times 4 \times 4$ 要素に分割した Titze (1979) の三次元モデルがある⁹⁾。

Titze のモデルでは、声帯を連続体としてその運動を偏微分方程式によって記述し、これを差分方程式によって近似して逐次数値計算を行う。この差分近似と計算精度について簡単に補足する。運動方程式は双曲型偏微分方程式である。一般にこの場合に、差分近似によって安定な解が得られるためには、空間座標の間隔 Δx と計算の時間ステップ(サンプリング周期) Δt との間には、次の安定条件が満たされなければならない。

$$C_p^2 \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right)^2 < \left[1 + \frac{C_s^2}{C_p^2} \right]^{-1} \quad (1)$$

ただし二次元で2つの空間座標の間隔は共に Δx とする。また C_p , C_s はそれぞれ声帯媒体を伝播する縦波、横波の速度である。 μ を横弾性係数、 λ を体積弾性係数、 ρ を密度とすると、 $C_p \approx [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$ 、 $C_s \approx (\mu/\rho)^{1/2}$ である。声帯の場合にはだいたい、 $\lambda \approx 2.6 \times 10^{10}$ dyn/cm²、 $\mu \approx 2.5 \times 10^4$ dyn/cm²、 $\rho \approx 1.1$ g/cm³ であるから¹⁶⁾、 Δx を0.1 cm オーダで計算すると、サンプリング周波数は $1/\Delta t \approx 10^6$ Hz = 1 MHz オーダとなる。2質量モデルのサンプリング周波数 ($1/\Delta t$) が10 kHz で十分であるのと比べると、この場合の所要サンプリング周波数は2桁も高く、その上振動を計算すべき質点の数が $4 \times 4 \times 4$ 点と格段に多いのであるから、差分近似による多質点系モデルの所要計算時間は膨大なものとなる。この点については、後述の計算機シミュレーションの項でさらに具体的に述べる。

声帯組織の粘弾性の異方性、不均質性、大振幅非線形

特性、さらに両側声帯の衝突などを多質点系モデルに組み入れることは、必要欠くべからざることであるが、このためには有限要素法が適している。それゆえ、今後は有限要素法によるモデル化、計算機シミュレーションが進められることと思われる。朱雀のモデル(1971)⁷⁾ は、二次元ではあったが、有限要素法を声帯に適用した最初のものである。当時は、いまだ cover-body 構造が現在ほど明確に指摘されていなかったためと思われるが、声帯組織を均質とみなし、また van den Berg の声門抵抗、圧力分布の実験式⁹⁾ を基本的に使っているなどの問題点はあるが、このモデルの研究が継続されなかったのは惜しまれる。

要約すると、この形のモデルは声帯を多数の質点系で表し、声帯の基本的粘弾性定数を用いて各質点の運動を数値計算によって求めることに特長がある。その代価として、多大な計算時間を要する。なお、現在のモデルは線形モデルであるが、これに非線形粘弾性特性を組み込むこと、一般的な場合を含めて両側声帯の衝突をうまく扱うことが今後の課題であろう。また、多質点系モデルによって声帯各部の運動が詳細に記述されるとき、それに応じて声門形状が複雑となるが、この場合の流体系のモデル、すなわち声門の流体インピーダンス、圧力分布をいかに扱うかという困難な問題がある。

III. 声門の空気系モデル

van den Berg が声門抵抗を測定するのに用いた喉頭のモデル⁹⁾ のように、声門を細長い矩形断面の平行間隙と仮定しても、声帯が開閉運動しているときの、いわゆる非定常流の声門インピーダンスを理論的に求めることは不可能である。したがって、従来の計算機シミュレーションにおいては、各サンプリング時間毎に流れは定常状態にあるとみなす、いわゆる準定常流の仮定のもとに流れを計算している。ところが、このように簡単な矩形平行間隙の定常流を仮定しても、なお声門抵抗を純理論的に求めることはできない。それゆえ、van den Berg は喉頭モデルを用いて声門抵抗、圧力分布の実験式を求めているのである。しかしながら、彼の求めた声門抵抗の実験式は比較的妥当な流速値を与えるが、声門内圧力分布については過大な負圧力(いわゆる Bernoulli の陰圧)を与え適切でないことが、理論的検討によって明らかになっている¹⁰⁾。1質量モデルを含む2質量モデルの声門抵抗、および圧力分布のより精度の高い近似式が筆者らによって与えられている^{3,10)}。

多質点系モデルにおいて、声門下腔および声門が複雑な三次元形状をとるときの声門抵抗、圧力分布は極めて

難しい問題である。多くの仮定のもとに近似式を使用することになるが、この場合には流体系モデルの十分な吟味が必要である。たとえば、ある流体系モデルと、多質点系モデルによる計算機シミュレーションによって、仮りに声帯モデルが実際に近い振動モードで自励振動したとしても、その流体系モデルが妥当であるかははなはだ疑問である。この場合、計算機モデルの振動の一周期中のいくつかの位相における、各声門形状に対する定常流の流速、圧力分布を数値計算によって求め、この結果を同一形状の声帯模型による実測によって比較、検討する位の科学的厳密さが必要と思われる。このように流体系の数理的扱いを困難にしているのは、流体の運動を記述する Navier-Stokes の式が非線形のためである。

IV. 自励振動と自由振動

振動体が何らの外力をうけず、自由に振動するとき、これを自由振動という。自由振動モードおよび固有周波数は一般に多数存在する。一般に線形の弾性体の外部駆動力による強制振動は、外部駆動力によって励振される自由振動モードの線形の組み合わせによって記述される。声帯の自励振動の場合には、周期的外部駆動力は存在せず、声帯の運動変位によって（声門間隙が変化し）気流および声門圧力が変化し、この圧力変化が声帯に反作用して、さらに声帯の運動を助勢するという閉じたループを形成して、強制振動の場合とは異なる。以下に2質量モデルによってこの差異を具体的に述べる。

2質量モデルは（気流がないとき）、2つの自由振動モードを持っている。換言すると、実際の声帯の持っている多数の自由振動モードの中の、固有周波数の低い方の2つのモードだけを代表させたのが、2質量モデルといえる（この観点より当初は2自由度モデルと名付けられた）。固有周波数（ f_{10} ）の低い方のモードは、上下声唇が同一位相で一様に振動するモード（これを10モードと呼ぶ）であり、固有周波数（ f_{11} ）が高い方のモードは、上下声唇が互いに逆位相で振動するモード（11モードと呼ぶ）である。この2つのモードを組み合わせても、一般に f_{10} と f_{11} とが等しくないため、声帯の自励振動モードとならないことは明らかである。次に、声門に気流を流し、しだいに流速を増大すると、2つのモードは変わらないが、固有周波数は気流による負スチフネスの効果によって変化する。 f_{10} の流速による変化は比較的少ないが、 f_{11} は流速の増大に伴って急速に低下し、ついには f_{11} は f_{10} と一致する（これを両モードの縮退という）。この臨界流速以上では、自励振動条件がみた

され、 $f_{10}=f_{11}$ の関係が保たれ、声帯は自励振動を開始する。 $f_{11}=f_{10}$ のとき、2つのモード 10, 11を組み合わせると、声帯の自励振動モードが得られる。流速によるモードの縮退が、声帯の自励振動機構の本質なのである^{11),12)}。

この点が理解されていないと、たとえば Titze (1976) の論文のように間違った議論がなされることになる¹³⁾。すなわち、彼は声帯を矩形断面の細長い非圧縮性媒体とみなし、この場合の自由振動モード、固有周波数を解析的に求め、これに基づいて声帯の自励振動機構を論じている。このモデルの低次の2つの自由振動モードは上述の10, 11モードである。当然両モードの固有周波数 f_{10} , f_{11} は等しくない。ここでまず、2質量モデルの計算機シミュレーションの結果を検討して、 f_{10} , f_{11} のいずれか低い方の周波数、モードで声帯は自励振動すると推論し、これを前提とする（実際は上述のように、気流の負スチフネス効果によって f_{11} が低下し、10モードに縮退するのであって、この場合10モードの固有周波数 f_{10} はあまり気流の影響をうけないため、自励振動周波数 f_0 がほぼ f_{10} に等しいということである）。さらに、上下声唇の位相差を伴った声帯の振動を11モードとみなし（これも間違いであって、11モードの上下声唇の位相差は180°である。実際は縮退した11モードと10モードの結合が自励振動モードとなる）、この11モードで自励振動するためには、上述の前提によって11モードの固有周波数 f_{11} が f_{10} よりも低く、かつ f_{11} が実際の声帯の自励振動の周波数範囲になければならないと彼は考えた。そして声帯媒体を非圧縮性と考えたと（声帯のポアソン比 $\sigma=\lambda/[2(\lambda+\mu)]\approx 1/2$ であるから、このこと自体は正しい）、 $f_{11}<f_{10}$ となると述べている。すなわち、気流の作用を無視して、自由振動モードのみを考えて自励振動を論じようとしているために、縮退による11モードと10モードの結合が考えられず、11モードを声帯の自励振動モードとみなし、間違った議論を展開している。なお、駆動点インピーダンス、あるいは等価質量、等価スチフネスなどの値は自由振動の解析より求められる。

V. 両側声帯の衝突および非線形弾性特性

一般に自励振動系においては、振動振幅に対する何らかの非線形特性によって、振幅が制限されて定常振幅に落ち着く。声帯の場合におけるこのような非線形要因としては、両側声帯の衝突、粘弾性の非線形大振幅特性¹⁷⁾ および気流（声門間隙と流速、圧力分布）の非線形特性があげられる。したがって、これら非線形要因を計算機モデルに、適切に組み込むことが必要である。非線形要

因の効果は、計算機シミュレーションによって定量的にすることができる。たとえば、呼気圧による振動周波数（あるいはピッチ周波数）の変化は、弾性の非線形大振幅特性と、両側声帯の衝突によるものであることが、2質量モデルの計算機シミュレーションによって判明している^{3,11)}。Titze の多質点系形モデルでは、声帯の弾性特性を線形と仮定しているため、呼気圧によるピッチ周波数の変化はないと述べている⁹⁾。ただし、この場合でも、呼気圧が5～6 cmH₂O 以下では、衝突に起因するピッチ周波数の変化が生じるはずである。この変化も起きないとすると、衝突の扱いに問題があるのではないかと思われる。

左右対称振動の場合には、衝突は必ず正中面で起こるから衝突の問題はかなり簡単化することが可能である。病的な場合を含む左右非対称の一般的な場合の衝突は、多質点系モデルにおいてはかなり厄介な問題となろう。なお、この場合については、2質量モデルによる一色と筆者による研究があり¹⁴⁾、計算機モデルの動作が、摘出喉頭による実験結果とよく一致することが確かめられている。

VI. 計算機シミュレーション

上述のように、1質量モデル、2質量モデルの場合には、自励振動条件、振動モードを解析的に求めることが可能であるが、それでも声帯モデルと流体系との両運動方程式を解析的に解き、時間の関数として声帯の振動解を求めることは不可能である。まして多質点系形モデルの場合には、時間の関数としての振動解はもちろんのこと、自励振動条件すら解析的に求めることはできない。したがって、駆動点インピーダンス形モデル、多質点系形モデルの両場合とも、振動解は計算機によって数値解を求めることになる。すなわち、時間 $t=0$ sec における初期条件を用いて、まず微小時間（サンプリング周期、典型的には0.1～0.05 msec）後の流速、圧力、声帯変位を計算し、これらの数値を用いてさらに次のサンプリング時間における値を逐次数値計算によって求める。この場合に厄介なことは、流速、圧力と声帯変位が流体系と声帯運動系を記述する複雑な、非線形運動方程式によって結ばれていることである。しかし、このような場合の数値計算の基本的手法は、1質量モデルの計算機シミュレーションを最初に行った Flanagan によって与えられている¹⁴⁾。

計算機シミュレーションは、実際の物理的、生理学的実験に代わる一種の数値的な実験といえる。計算機シミュレーションにおいては、たとえば声帯各部の粘弾性定

数、あるいは呼気圧などの諸定数の値を自由に與えることができ、この結果生ずる声帯各部の変位や流速、圧力などが数値的に求められることが大きな特長である。さらに、必要に応じてこれらのデータを、シミュレーションと並列に計算機によって処理することができる。しかし、計算機シミュレーションによって声帯の振動現象を模擬し、数値データが得られることと、その現象を理解することが別なことは、声帯の生理学的実験や観測におけると同様である。たとえば、多質点系形モデルによって声帯各部の詳細なシミュレーションがなされたとしても、その計算結果から声帯の自励振動機構がすぐに明らかになるわけでない。現象の本質を抽象化することが必要となる。

また、声帯振動系のような複雑な系になると、その数値計算の結果が数値的に正しいかどうかを、数値を追って調べることは不可能であって、計算機モデルの動作が実際の声帯の諸動作と定量的に一致するか否かによって、モデルの適否とともに数値計算の妥当性を判定せざるを得ないのである。したがって、声帯モデルの動作特性を実際の声帯の動作特性によって比較、検討することはもちろんであるが、さらに声帯モデルの弾性定数などの値を適当に選んで、これに相当する模型声帯を製作し、気流によって励振してその動作特性と比較、検討することも必要と思われる。

さきに、双曲型偏微分方程式を差分によって近似計算する Titze のモデルにおいては、質点の座標間隔と波動の伝播速度およびサンプリング周波数の間には、(1)式の関係がみたされなければならないことを述べた。サンプリング周波数が、この関係よりはずれるときは計算精度が急速に低下し、計算は収束せず発散するにいたる。Titze の計算機シミュレーションにおいては、サンプリング周期を $\Delta t=1/c$ にとって (c は空気中の音速)、計算誤差の推定を行っているが、一方計算が安定なためには λ (体積弾性係数) の値に限界があると述べ、 λ の値を 10^8 dyn/cm² にとっている。この値は von Gierke らの測定¹⁶⁾による生体組織の λ の値 2.6×10^{10} dyn/cm² と比べると4桁も小さな値である。サンプリング周期を $\Delta t=1/c$ に選ぶと (空気中の音速 c はこの場合何ら根拠がないのであるが)、 $\Delta x=0.05$ cm にとっているから、(1)式をみたす λ の値は 10^8 dyn/cm² のオーダーと逆算されるが、これでは本末転倒であって、実際の値より λ が小さすぎて、シミュレーションの結果を信用しかねることになる。

声道内を伝播する音波を記述する波動方程式も、同じく双曲型偏微分方程式である。これを単純に差分によ

である)。たとえば、簡単のため一次元の波動を考え、声道を10区間に分割して計算するときは、声道の全長を17cm とすると、 $\Delta x = 1.7\text{cm}$ であるから所要 サンプリグ周波数は $1/\Delta t \geq c/\Delta x \approx 20\text{ kHz}$ となる。

一方、1質量モデルあるいは2質量モデル自体の、所要サンプリグ周波数は10 kHz 程度であるから、これらの声帯モデルに10セクションの声道モデルを結合した場合には、声道の計算に所要とされる高い方のサンプリグ周波数、20 kHz で声帯・声道の計算機シミュレーションを行うことになる。Titze がサンプリグ周波数を $1/\Delta t = c$ に選んでいるのは、この辺のところからきているのではないかと推測される。

一般に声帯モデルにおいて、形状と境界条件を指定すると、その声帯モデルの自励振動しうるモードは自ずと限定されるので、仮りに声帯モデルの自励振動モードが実際の振動モードに類似しているとしても、それだけでは声帯モデルと流体系モデルが適切であるとは一概に言えないのであって、上述のように計算機モデルの動的な諸特性について、定量的によく吟味しなければならない。ちなみに、1質量モデルと2質量モデルとの比較においても、2質量モデルが実際に観測されるような上下方向の位相差を持つ振動モードで振動するから、1質量モデルよりすぐれているというのではない。両モデルの上下音響負荷(すなわち、肺・気管系と声道の音響インピーダンス)に対する自励振動の依存性が本質的に異なっていて、実際の発声についてこの依存性を測定してみた結果、2質量モデルのそれとよく一致し、またその他の諸特性も実測結果とよく一致するがゆえに、2質量モデルが取り上げられたのである。また、このような根拠に基づいて粘膜波状運動の自励振動における本質的意義が立証され、理解されているのである。

Ⅶ. お わ り に

従来発表されている声帯の計算機モデルを、駆動点インピーダンス形と多質点系形とに大別し、これらのモデルの意図するところ、特長、問題点等を述べた。また、声帯モデルと表裏一体をなす声門の空気系モデルについては、声帯モデルの細分化に相応するほどの十分な議論と吟味がなされていない現状にあるので、声帯モデルに見合う空気系モデルの必要性を述べた。次に、声帯の自励振動機構を固有周波数の縮退の面より説明し、自励振動と自由振動との差異を述べた。また、自励振動においては、その動作特性が両側声帯の衝突、弾性の非線形大振幅特性、気流の非線形特性などの振動振幅に対する非直線性に大きく依存しているのであって、これらの非線

形特性を声帯モデルに適切に組み入れる必要性を述べた。最後に、声帯モデルの自励振動解は計算機による逐次数値解によらざるを得ないのであって、波動問題の計算シミュレーションにおける声帯媒体の分割、サンプリグ周波数、計算精度および計算時間などについて述べた。

音声合成においては、合成音声の品質、とくに自然性に対する声帯音源の重要性がしだいに認識されつつある。この場合の声帯音源モデルとしては、主要な動作特性を具備する範囲で、なるべく簡単なものが望ましいのであって、計算機シミュレーションの手法を含めてより簡単な音源モデルが追求されるであろう。

他方、声帯の cover-body 構造、あるいは筋肉の収縮などとの関連における声帯振動の研究には、声帯をさらに細分化した多質点系形モデル、とくに有限要素法による計算機シミュレーションが適している。この場合を含めて、計算機モデルの動作特性は生理的実験データによって定量的に十分吟味されなければならない。

文 献

- 1) 広戸幾一郎：発声機構の面よりみた喉頭の病態生理。耳鼻臨床，59：229～291，1966。
- 2) Ishizaka, K. and Matsudaira, M. : What makes the vocal cord vibrate? 6th International Congress on Acoustics, 2 : B 9～12, 1968.
- 3) Ishizaka, K. and Flanagan, J.L. : Synthesis of voiced sounds from a two-mass model of the vocal cords. Bell System Technical Journal, 51 : 1233～1268, 1972.
- 4) Flanagan, J.L., Ishizaka, K. and Shipley, K. : Synthesis of speech from a dynamic model of the vocal cords and vocal tract. Bell System Technical Journal, 54 : 485～506, 1975.
- 5) Flanagan, J.L. and Ishizaka, K. : Automatic generation of voiceless excitation in a vocal-cord/vocal-tract speech synthesizer. IEEE Trans. on Acoustics, Speech, and Signal Process., 24 : 163～170, 1976.
- 6) Hirano, M. : Phonosurgery, Basic and clinical investigations. Otologia (Fukuoka), 21 : Suppl. 1, 1975.
- 7) 朱雀保正：声帯振動の有限要素法によるシミュレーション。日本音響学会講演論文集，189～190, 1971-

- 11.
 - 8) Titze, I.R. and Talkin, D.T. : A theoretical study of the effects of various laryngeal configurations on the acoustics of phonation. J. of the Acoustical Society of America, 66 : 60~74, 1979.
 - 9) van den Berg, J., Zantema, J.T. and Doornenbaal, P.Jr. : On the air resistance and the Bernoulli effect of the human larynx. J. of the Acoustical Society of America, 29 : 626~631, 1957.
 - 10) Ishizaka, K. and Matsudaira, M. : Fluid mechanical considerations of vocal cord vibration. SCRL Monograph No. 8, Speech Communications Research Laboratory, 1972.
 - 11) 石坂謙三 : 声帯の自励振動機構について. 第12回喉頭基礎問題研究会資料, 14~25, 1979.
 - 12) Ishizaka, K. : Equivalent lumped-mass models of vocal fold vibration. Vocal Fold Physiology Conference, Kurume, 1980.
 - 13) Titze, I.R. : On the mechanics of vocal fold vibration. J. of the Acoustical Society of America, 60 : 1366~1380, 1976.
 - 14) Ishizaka, K. and Isshiki, N. : Computer simulation of pathological vocal-cord vibration. J. of the Acoustical Society of America, 60 : 1193~1198, 1976.
 - 15) Flanagan, J.L. and Landgraph, L.L. : Self-oscillating source for vocal-tract synthesizers. IEEE Trans. on Audio and Electroacoustics, 16 : 57~64, 1968.
 - 16) von Gierke, H., Oestreicher, H., Franke, E., Parrack, H. and von Wittern, W. : Physics of vibrations in living tissues. J. of Applied Physiology, 4 : 886~900, 1952.
 - 17) 金子敏郎, 浅野 尚, 三浦徹蔵, 石坂謙三 : 声帯の Biomechanics-stiffness を中心として. 耳鼻臨床 : 64 : 増1229~1235, 1971.
- 別刷請求先 : 〒182 東京都調布市調布ヶ丘1-5-1
電気通信大学通信工学科
石坂謙三