平成 19 年度卒業論文

グラフィックハードウェアを用いた声帯振動の インタラクティブシミュレーション

Interactive Simulation of Vocal Fold Vibration using Graphics Hardware

指導教員　鏑木 時彦 准教授

九州大学 芸術工学部 音響設計学科

平成 15 年度入学

学籍番号 : 1DS04165G　山本 和彦

Kazuhiko Yamamoto

概要

有声音の音源である声門波は、流体である呼気流と弾性体である声帯の運動の相互作用によって生成される。この物理的なメカニズムを明らかにするために, 従来, ２質量モデルに代表されるような低自由度系の物理モデルが数多く提案されてきた。しかし, 低自由度のモデルでは声門流路も不連続に離散化されているため, 大変形を伴って運動する声帯の様々な形状による呼気への影響を考慮できず, さらに単純なばね-質点系のモデルでは圧縮性の低い声帯組織特有の剪断運動が表現できないという問題があった。そこで, 本研究では, 人間の声帯を連続体として物理的にモデル化するための検討を行った。声帯組織を粘性損失を含む異方性弾性体の運動方程式で表現し, 粒子法の一種である MPS 法 (Moving Particles Semi-Implicit Method) を用いて離散化する。また呼気流においては, 境界層近似に基づく流れモデルにより, 声帯表面での圧力分布を解析的に算出し, 声帯表面に加える。従来莫大な計算時間を要したこれらの計算は GPU(Graphics Processing Unit) を用いて並列化されており, インタラクティブな速度で実行可能となっている。この結果, 呼気の流れによる声帯の様々な挙動を, 声帯や流体のパラメータを操作しながらの可視化が可能となり, 剪断運動やそれによって生じる楕円形の軌道, 声帯表面に生じる表面波など, 実際の声帯振動の形態によく対応するシミュレーターが構築できた。

目次

第 1 章

序論

人間の発声のメカニズムは、音源波の生成、声道内での音響伝搬、口唇からの音響放射の 3 段階から成り立つ。この中で特に音源生成のメカニズムは、流体である呼気流と弾性体である声帯の相互作用から成り立っており、その複雑さゆえに十分に解明されていない部分が多い。こうした声帯の運動を物理モデルを用いて表現することは、音声合成のための音源や直接的な観測の難しい声帯の研究に役立つ他、一般的には流体と構造体の相互作用を明らかにしてくことと等価であるので、流体騒音の数値解析や管楽器演奏時の奏者の唇やリードの振動などの研究にも応用することができる。

この音源生成のメカニズムを解明するため、石坂-flanagan による 2 質量モデル [1] や Story-Titze による 3 質量モデル [2] を始めとする数多くの低自由度モデルが考案されてきた。この 2 質量モデルでは、バネとダンパーで接続された 2 つの質量で声帯が表現されており、声帯運動の基本的な挙動の解明に大きな役割を果たした。さらに 3 質量モデルでは、声帯の生理学的構造の大まかな特徴を、2 質量モデルの拡張により表現することに成功した (図 1.1 左図)。

しかし、低自由度のモデルでは声門形状も不連続に離散化されることとなるので、大変形を伴って運動する声帯の様々な形状による呼気流への影響を考慮できない、という問題がある。特に、声門流では流れの剥離という現象が起きることが分かっており、声門形状が divergent か convergent かにより流れの剥離位置が変化し、声門内での圧力分布に大きな影響を及ぼすので、声門流路を連続的に表現することは重要である [3]。さらに、声帯組織は圧縮性が小さく、その運動は剪断運動が支配的となるが、単純なばね-質点系ではこの特質を表現できないなどの問題もある。

そこで、本研究では連続体として声帯のモデル化を行い、境界層近似に基づく 1 次元流れモデルにより、解析的に求めた呼気による流体力を付加することによってシミュレーションを行う。

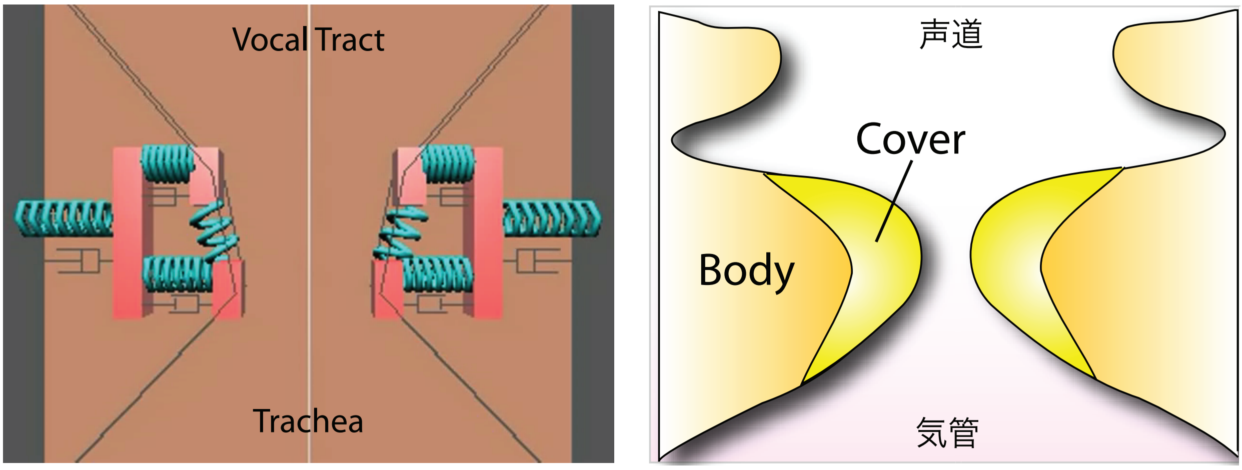


図 1.1　左図:: 声帯の 3 質量モデル, 右図:: 声帯の Body-Cover 構造による表現

また、声帯組織の構造は Body-Cover という 2 層構造 (図 1.1 右図) とする。Body-Cover 構造では機能的な観点から筋肉と固有層の深層を Body 層、上皮と固有層の表層、中間層を Cover 層として、主に大部分が粘膜で構成されている Cover 層が振動することになる。

こうした連続体を表す支配方程式の離散化には有限要素法がよく用いられ [4]、その精度も立証されている。しかし、声帯振動のような大変形を伴う構造物に適用した場合、格子が破綻してしまうという問題がある。そうした変形に対応するためにメッシュの再分割という方法もあるが、計算コスト、格子生成の労力は共に高価であり、複雑な 3 次元構造体に適用するのは容易ではない。そこで、本論では粒子法の一種である MPS 法 (Moving Particles Semi-Implicit Method)[5] を採用することにした。粒子法では、連続体を自由に動くことのできる相互作用を持った粒子の集合として表し、計算点そのものを移動させながら計算するので、大変形を伴う運動でも安定した計算が可能である。

一方、この方法は計算コストが高くなることが分かっており [6]、従来、莫大な計算時間を要し、ただ計算結果を得ることだけに多大な時間と労力が損なわれていた。そこで、本研究ではより現実に近い声帯振動のシミュレーションの構築に加え、GPU(Graphics Processing Unit) を用いてアルゴリズムの、特に並列化による高速化を行い、さらに計算させながら結果を表示させることで待ち時間をなくし、各パラメータを操作しながらのシミュレーションを可能にすることを目的とする。

GPU とは Graphics Processing Unit の略で主にグラフィックスの処理を専門とするプロセッ

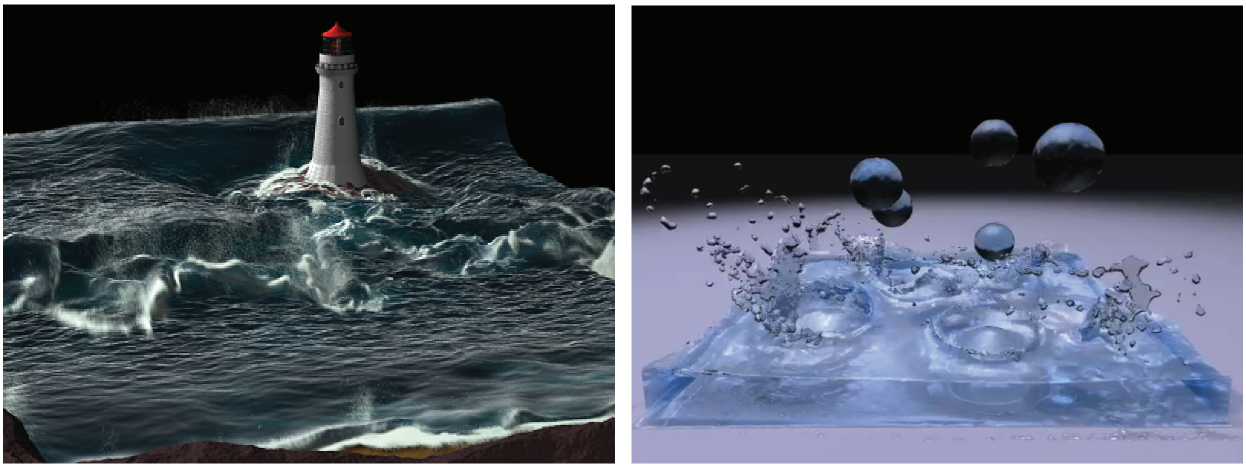


図 1.2　Particle System によるグラフィックスの例 (左図::Ron Fedkiw, 右図::Takahiro Harada)

サであり、パソコンのグラフィックボードやゲーム機等に搭載されている。しかしながら近年、その優れた並列処理能力を純粋なグラフィック用途以外にも利用する GPGPU(General Purpose Computation on GPUs) という分野が確立しつつある [9]。GPU を凡用計算に利用することは PC クラスタやスーパーコンピューター等の他の並列システムを利用することに比べ、低コスト、高性能、将来性、一般性があるなどのメリットがある。

ただ、どんな問題でも GPU 上に効果的に実装できるわけではない。各データ間の依存性が最小限であり、かつ算術強度の高い問題程効果が出ることが分かっている [7][8]。粒子法はコンピューターグラフィックスの世界ではパーティクルシステム (Particle System)(図 1.2) としてよく知られており、GPU で効果的に実装できる条件を十分に備えている。よって本研究では GPU 上で MPS 法の計算アルゴリズムを実装し、かつ同時にリソースの余っている CPU 側で呼気による流体計算と粒子の衝突検知、計算を行うことにする。

計算の著しい高速化は待ち時間を減少させるばかりではなく、その副作用としてインタラクティブ性を付加することが可能となる。インタラクティブ性が付加されることで、今まで計算結果を得ることだけで手一杯であった問題の研究が飛躍的に進む可能性がある。本論ではまず第 2 章で声帯と呼気流を物理モデル化し、MPS 法で離散化する理論について説明し、第 3 章で実装とそれによって得られた結果について述べ、最後に第 4 章で本研究の考察を示す。

第 2 章

理論

2.1　声帯の物理モデル

本節では, 声帯を連続体としてモデル化するため, 異方性弾性体の構成式を導出し, それを声帯組織に適用する。

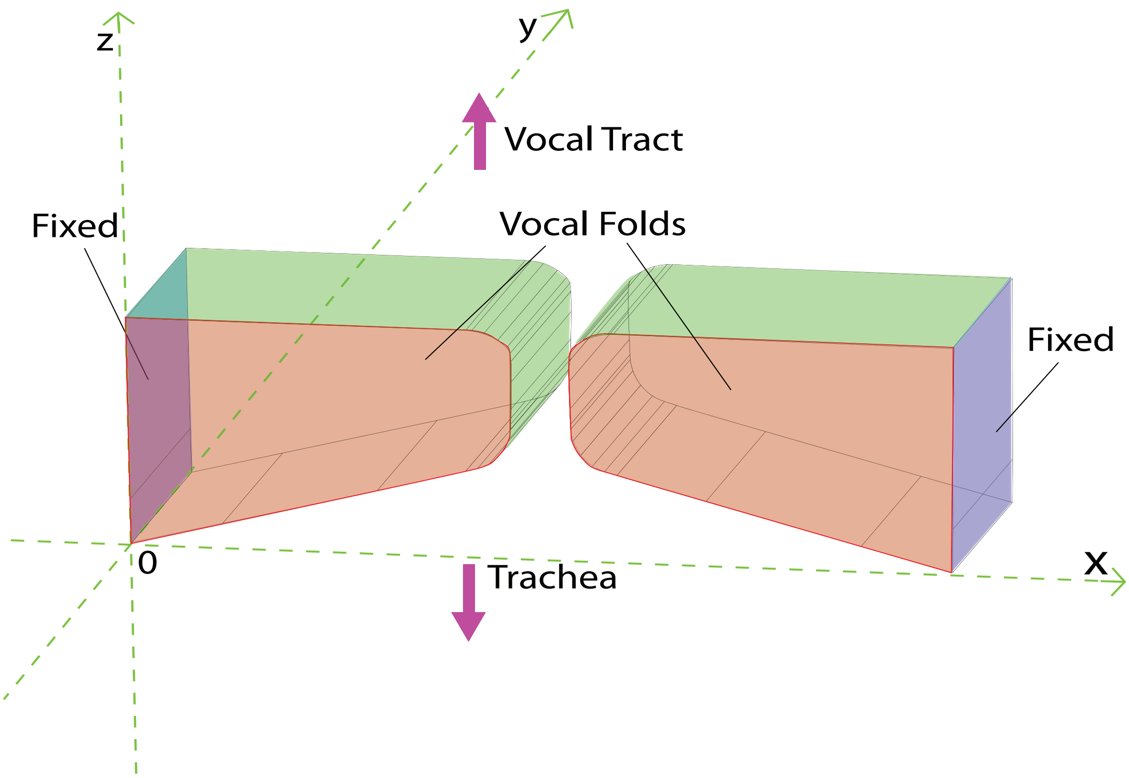


図 2.1　声帯における座標系の定義

図 2.1 のように, 声帯の幅, 長さ, 高さ方向に, 互いに直交する x, y, z 軸をとり, 各軸方向の変位をそれぞれ ξ, ψ, ζ とする。声帯は, 前面と側面で甲状軟骨に, また背面では披裂軟骨にそれぞれ接合しているため, それらの面は固定端とする。本研究では, 靭帯や筋肉といった声帯組織が, その長さ方向に走行していると考え, x-z 平面で等方性が成り立ち, 長さ方向で異方性であるとする。

3 次元連続体の微小変位に対する線形運動方程式は, 一般に以下のように与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial x}\sigma_x + \frac{\partial}{\partial y}\tau_{xy} + \frac{\partial}{\partial z}\tau_{zx} = \rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\tau_{xy} + \frac{\partial}{\partial y}\sigma_y + \frac{\partial}{\partial z}\tau_{yz} = \rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\tau_{zx} + \frac{\partial}{\partial y}\tau_{yz} + \frac{\partial}{\partial z}\sigma_z = \rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}\zeta \tag{2.3}$$

ここで, σ, τ はそれぞれ, 法線応力, 接線応力 [dyn/cm^2], ρ は密度 [g/cm^3] である。上式は応力と変位に関する方程式であるが, 応力を歪み ε との関係を用いて表すことで, 変位のみを変数とする方程式に書き換えることができる。

$$\begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \end{pmatrix} = \mathbf{C} \begin{pmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

$\mathbf{C}$ は剛性行列であり, 声帯の長さ方向と直行する横断面でのみ等方性が成り立つ場合には, 以下の式 (2.5) のように 6 行 6 列の対称行列で与えられる [10]。

$$C = \begin{pmatrix} C_1 & O \\ O & C_2 \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

ただし, C_1 と C_2 は以下の３行３列の係数行列である。

$$C_1 = \begin{pmatrix} \frac{(-E' + \nu'^2 E)E}{(1+\nu)k} & -\frac{EE'\nu'}{k} & -\frac{(\nu'^2 E + \nu E')E}{(1+\nu)k} \\ -\frac{EE'\nu'}{k} & \frac{E'^2(\nu-1)}{k} & -\frac{EE'\nu'}{k} \\ -\frac{(\nu'^2 E + \nu E')E}{(1+\nu)k} & -\frac{EE'\nu'}{k} & \frac{(-E' + \nu'^2 E)E}{(1+\nu)k} \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

$$C_2 = \begin{pmatrix} \mu' & 0 & 0 \\ 0 & \mu' & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

また, O は３行３列のゼロ行列, k は以下の係数である。

$$k = -E'(1-\nu) + 2\nu'^2 E \tag{2.8}$$

以上において, E と E' はそれぞれ声帯の等方面と長さ方向におけるヤング率 [dyn/cm^2], ν と ν' はそれぞれ等方面と長さ方向のポアソン比を表す。μ と μ' はそれぞれ等方面と長さ方向のせん断係数 [dyn/cm^2] であり, ヤング率, ポアソン比と以下のような関係がある。

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \tag{2.9}$$

ここでは, さらに, 声帯を長さ方向に見たとき, 両端が喉頭軟骨によって固定されており, y 軸方向の変位は小さいと考えて $\psi = 0$ とする。声帯の長さ方向のポアソン比 ν' は, x 軸, y 軸方向の変位と以下のような関係がある。

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = -\nu' \frac{\partial \xi}{\partial x} \tag{2.10}$$

上記の仮定の下では, この関係式の左辺が零となることより, $\nu' = 0$ が導かれる [10]。この時, 式 (2.6) を以下のように書き直すことができる。

$$C_1 = \begin{pmatrix} \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu)} & 0 & \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-\nu)} \\ 0 & E' & 0 \\ \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-\nu)} & 0 & \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu)} \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

式 (2.4)(2.5)(2.7)(2.11) を用いると, 応力とひずみの関係が以下のように得られる。

$$\sigma_x = \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu)}\varepsilon_x + \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-\nu)}\varepsilon_z \tag{2.12}$$

$$\sigma_y = E'\varepsilon_y \tag{2.13}$$

$$\sigma_z = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-\nu)}\varepsilon_x + \frac{E}{(1+\nu)(1-\nu)}\varepsilon_z \tag{2.14}$$

$$\tau_{xy} = \mu'\varepsilon_{xy} \tag{2.15}$$

$$\tau_{yz} = \mu'\varepsilon_{yz} \tag{2.16}$$

$$\tau_{zx} = \mu\varepsilon_{zx} \tag{2.17}$$

さらに, 変位とひずみの間には, 一般的に以下のような関係がある。

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial\xi/\partial x \\ \partial\psi/\partial y \\ \partial\zeta/\partial z \\ \partial\psi/\partial x + \partial\xi/\partial y \\ \partial\zeta/\partial y + \partial\psi/\partial z \\ \partial\xi/\partial z + \partial\zeta/\partial x \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

以上の議論より, 式 (2.1) の運動方程式は, 変位に関する方程式として, 以下のように書き表される。

$$\frac{E}{2(1+\nu)}\Delta\vec{\Psi} + \frac{E}{2(1-\nu)}\nabla(\nabla\cdot\vec{\Psi}) + \mu'\frac{\partial^2}{\partial y^2}\vec{\Psi} = \rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{\Psi} \tag{2.19}$$

ここで $\vec{\Psi} = (\xi, 0, \zeta)$ は変位を表すベクトルであり, y 軸方向の変位は前述したように常に零とする。Δ, ∇, $\nabla\cdot$ は, それぞれラプラシアン, 勾配, 発散を表す記号である。上式の左辺第三項は, 変位の長さ方向の変化に関する項である。声帯が局所的に一様に振動している場合, y 軸方向に近接する組織においては, 変位が一定となると考えられる。ここでは, この項を無視した上で, x-z 平面での声帯運動を表す 2 次元表現を得ることにする。結果的に, 粘性効果を考慮した運動方程式は, 粘性率を η として以下のように与えられる。

$$\frac{E}{2(1+\nu)}\Delta\vec{\Psi} + \frac{E}{2(1-\nu)}\nabla(\nabla\cdot\vec{\Psi}) + \eta\Delta\frac{\partial}{\partial t}\vec{\Psi} = \rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{\Psi} \tag{2.20}$$

上式を声帯組織に適用し、声帯の運動を表現する。

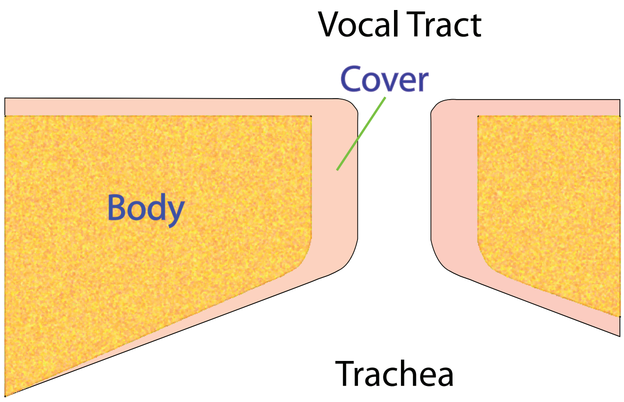


図 2.2　Body-Cover 構造に基づく声帯の 2 層構造

声帯は粘膜, 靱帯, 筋肉などのそれぞれ異なる物性値を持った多層構造を有している。本論では, 前述の通り声帯組織の構造は Body-Cover 構造に基づく 2 層構造として近似することにした。Body-Cover 構造では, 機能的な視点から Body 層は固有層の深層と筋肉, Cover 層は上皮と固有層の表層, 中間層で構成されており, 主に大部分が粘膜から成り立っている Cover 層が振動をすることになる。ここでは声帯の内部 8/9 の領域を Body 層, 外側の 1/9 の領域を Cover 層とし (図 2.2), Body 層と Cover 層でヤング率を異なる値に設定することによって声帯を分割する。Body 層の物性値は筋肉, Cover 層の物性値は声帯靱帯の表層における値を用いる。粘性率に関しては, Body 層, Cover 層共に等しい値とし, 第 3 章で後述する値に設定する。

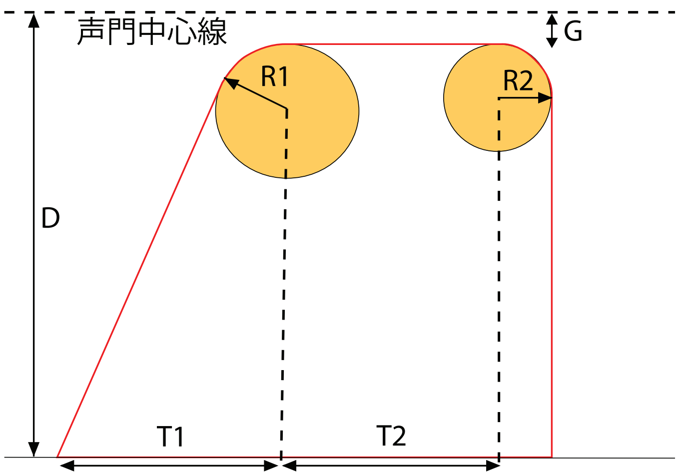


図 2.3　声帯初期形状

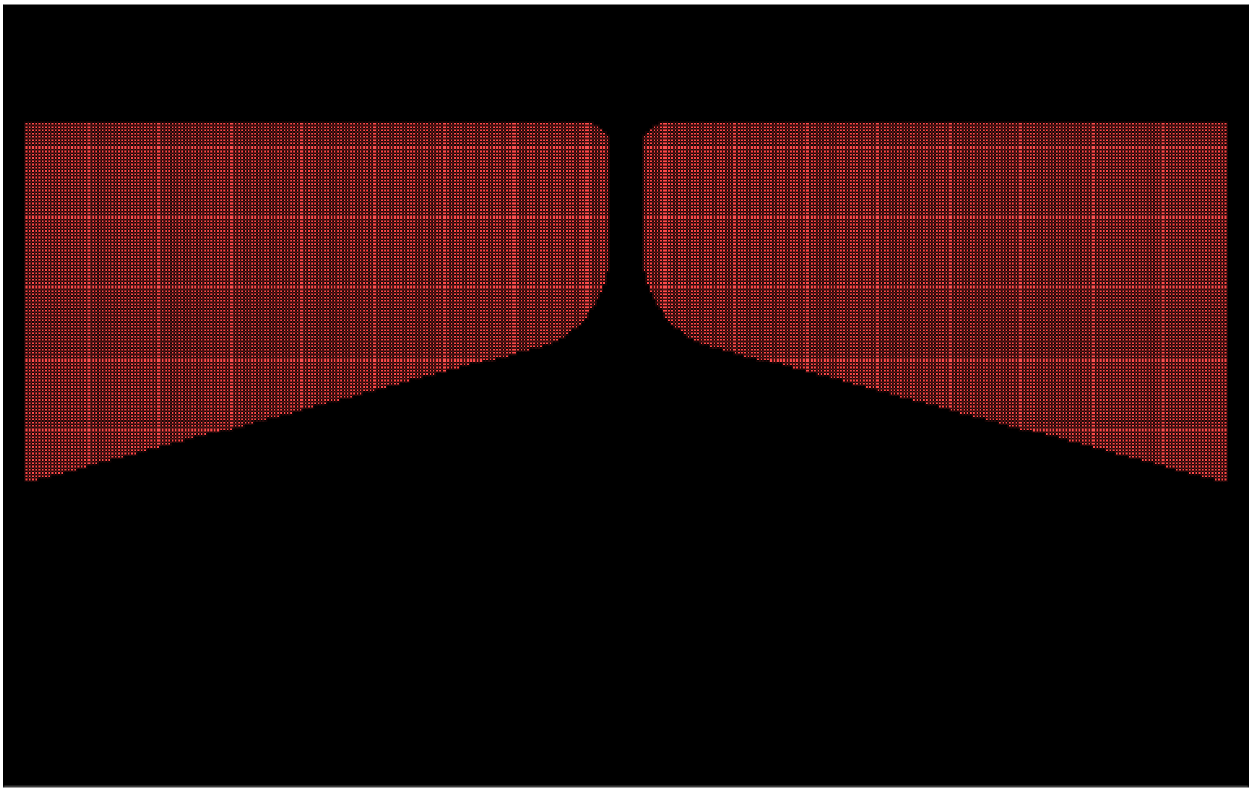


図 2.4　初期粒子配置

また, 弾性体の運動はその中立状態を与える初期形状によって大きく影響されるので, その値は適切に設定しなければならない。さらに呼気流の剥離位置を適切に推定するため, 声帯の表面形状に不連続点が生じないようにしなければいけない。ここでは２つの円によって声帯の角に曲率を持たせて, 図 2.3 のように声帯初期形状を表現する。左右の声帯は対称であるとした。この形状に沿って一様に等間隔で粒子が並べられ, 声帯が離散化されることになる (図 2.4)。

ここで、声帯の表面は一様に並べられた粒子のうち、最も外側に配置された粒子を結んだ曲線で表現されるものとし、最も外側に配置された粒子を以後、表面粒子と呼ぶことにする。

2.2　粒子法による離散化

2.2.1　粒子間相互作用モデル

本研究では, 微分演算子の離散化手法として, 粒子法の一種である MPS 法 [5] を用いる。MPS 法では物体を相互作用を持った自由に移動できる粒子の集合として表現する。式 (2.20) を離散化するには同式のラプラシアン, 勾配, 発散といった微分演算子に対応する粒子間相互作用モデルを適用すればよい。粒子間相互作用モデルは, それぞれ以下の式 (2.21)〜(2.23) のように表される。

$$\Delta\phi_i = \frac{2d}{\kappa n_0}\sum_{j\neq i}\left((\phi_j - \phi_i)w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)\right) \tag{2.21}$$

$$\nabla\phi_i = \frac{d}{n_0}\sum_{j\neq i}\left(\frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)\right) \tag{2.22}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{u}_i = \frac{d}{n_0}\sum_{j\neq i}\left(\frac{(\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i)\cdot(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2}w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)\right) \tag{2.23}$$

ここで, i や j は個々の粒子につけられたインデックスであり, また互いに近傍に存在する粒子がそれぞれ位置ベクトル r_i, r_j, スカラ量 ϕ_i, ϕ_j, ベクトル量 $\mathbf{u}_i$, $\mathbf{u}_j$ を保持しているとする。また, $d(=2)$ は次元数, κ は数値的な発散に対応するための以下の係数である [5]。

$$\kappa = \frac{\displaystyle\sum_{j\neq i}|r_j - r_i|^2 w(|r_j - r_i|)}{\displaystyle\sum_{j\neq i} w(|r_j - r_i|)} \tag{2.24}$$

また、$w(r)$ は, 粒子間距離を r[cm] としたとき, 下式で定義される粒子間重み関数である。

$$w(r) = \begin{cases} \dfrac{r_e}{r} - 1 & (0 \leq r \leq r_e) \\ 0 & (r_e < r) \end{cases} \tag{2.25}$$

この重み関数は, 弾性体の場合は粒子の初期配置での値が常に用いられ [11], ある 2 個の粒子間の距離が閾値 r_e より小さい場合にのみ, 粒子間での相互作用が生じる。すなわち, 上記の粒子間モデルは, 近傍の粒子にのみ適用される。また n_0 は, 初期粒子配置での粒子数密度である。粒子数

密度は次式で定義されるように, 重み関数の和をとることで計算される。

$$n = \sum_{j \neq i} w(|r_j - r_i|) \tag{2.26}$$

また, 声帯運動においては, 左右の声帯が接触した場合, 粒子の衝突力を考慮しなくてはならない。MPS 法では, 粒子間の接触を粒子数密度の増加としてとらえる [5]。粒子数密度が増加した場合, この粒子数密度の増加率に応じて, 等方的な圧力,

$$P_{contact} = \lambda \frac{n - n_0}{n_0} \tag{2.27}$$

がそれぞれの粒子の運動方程式に加味されるとする。ここで, λ はラメの弾性定数, n はある特定の計算ステップにおける粒子数密度である。本研究では左右の声帯は対称であるとしているので実際に衝突が起こりうる範囲の粒子に対し, 全タイムステップで粒子数密度の増加を計算する必要はなく, 予め登録しておいた反対側声帯を構成する粒子が影響半径内に入ってきたときのみ, 上式の衝突力を考慮すればよい。

2.2.2 粒子間相対変位

式 (2.20) は変位に対する運動方程式なので, 前述した粒子間相互作用モデルもまた変位に対して適用される。各粒子の運動は並進運動と回転運動に分けて計算され, 変位には各粒子間の変位ベクトルから回転成分を差し引き, 正規化された粒子間相対変位を用いる (図 2.4)[11]。粒子間相対変位 u_{ij} は 2 次元の場合, 粒子 i,j の現在の変位ベクトルを $\vec{r}_{ij}$, 初期状態での変位ベクトルを $\vec{r}_{ij}^{\,0}$ として,

$$u_{ij} = \vec{r}_{ij} - R \cdot \vec{r}_{ij}^{\,0} \tag{2.28}$$

のように与えられる。ここで R は回転行列で, 各粒子の回転角度 θ_i,θ_j の平均 $\theta_{ij} = (\theta_i + \theta_j)/2$ を用いて,

$$R = \begin{pmatrix} cos\ \theta_{ij} & -sin\ \theta_{ij} \\ sin\ \theta_{ij} & cos\ \theta_{ij} \end{pmatrix} \tag{2.29}$$

となる。

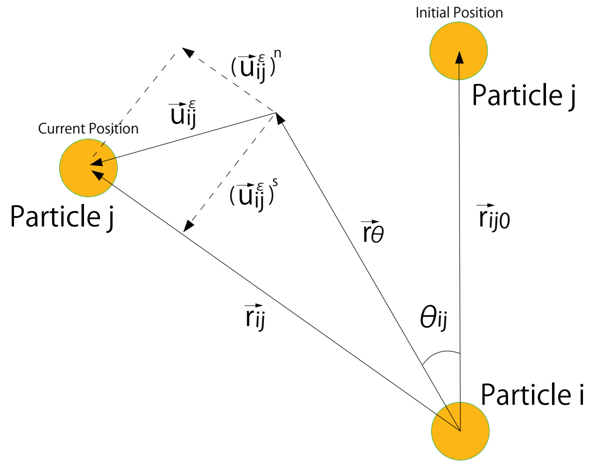


図 2.5　粒子間相対変位ベクトル

2.2.3　粒子の更新

粒子 1 つ 1 つの運動は並進運動と回転運動に分けて考えられる [11]。

並進運動の加速度は, 式 (2.20) に粒子間相互作用モデルを適用し, 離散化した結果求まった加速度ベクトル $\frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{\Psi}$ となり, 粒子の位置はオイラー法で更新される。

$$\vec{v}_i^{n+1} = \vec{v}_i^n + \triangle t \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{\Psi} \tag{2.30}$$

$$\vec{r}_i^{n+1} = \vec{r}_i^n + \triangle t \vec{v}_i^{n+1} \tag{2.31}$$

ここで $\vec{v}_i^n$, $\vec{r}_i^n$ はそれぞれ n 時間ステップ目における粒子の速度と位置ベクトル, $\triangle t$ は時間刻み幅である。

一方, 回転運動の角加速度 $\frac{\partial \omega}{\partial t}$ は, 角運動量保存のために粒子間の剪断応力によって発生するモーメント M_{ij} を打ち消すように定める。粒子 1 個の回転運動は,

$$I\frac{\partial \omega_i}{\partial t} = T_i \tag{2.32}$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial t} = \omega_i \tag{2.33}$$

に従う。ここで θ_i は回転角度, ω_i は角速度, T_i はトルクであり, I は慣性モーメントで, 粒子が等

質の正方形であるとして、

$$I = m\frac{l_0^2}{6} \tag{2.34}$$

で与えられる。m は粒子の質量である。粒子に働く力 $\vec{F}_{ij}$ とモーメントの関係は,

$$M_{ij} = |(\vec{r}_j - \vec{r}_i) \times \vec{F}_{ij}| \tag{2.35}$$

で与えられ, $\vec{F}_{ij}$ は粒子間相対変位ベクトル $\vec{u_{ij}}$ の剪断方向成分 $(\vec{u}_{ij})^s$,

$$(\vec{u}_{ij})^s = \vec{u}_{ij} - \frac{(\vec{u}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij})\vec{r}_{ij}}{|\vec{r}_{ij}|^2} \tag{2.36}$$

を用いて,

$$\vec{F}_{ij} = \frac{2dm}{\rho n^0}\frac{2\mu(\vec{u}_{ij})^s}{|r_{ij0}|^2}W(|r_{ij0}|) \tag{2.37}$$

と表される。ここで, μ はポアソン比 ν とヤング率 E を用いて

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \tag{2.38}$$

で与えられる。トルクはこのモーメントを打ち消すように粒子 i,j に半分ずつ与え,

$$T_i = -\frac{1}{2}\sum_{i \neq j} M_{ij} \tag{2.39}$$

とする。結果, 粒子 1 つに与えられる角加速度は、

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\frac{6d}{\rho n_0 l_0^2}\sum_{i \neq j} |\vec{r}_{ij} \times \frac{2\mu(\vec{u}_{ij})^s}{|\vec{r}_{ij}||\vec{r}_{ij}^{\,0}|}w(|\vec{r}_{ij}^{\,0}|)| \tag{2.40}$$

となる。粒子の回転角度もオイラー法で更新され,

$$\omega_i^{n+1} = \omega_i^n + \triangle t\frac{\partial \omega}{\partial t} \tag{2.41}$$

$$\theta_i^{n+1} = \theta_i^n + \triangle t\omega_i^{n+1} \tag{2.42}$$

となる。ここで ω_i^n, θ_i^n ははそれぞれ n 時間ステップ目での粒子の角速度と回転角度である。このように粒子の運動を並進成分と回転成分に分けて考えることにより, 系全体の運動量が保存される。

2.3　声門流モデル

2.3.1　流体による圧力

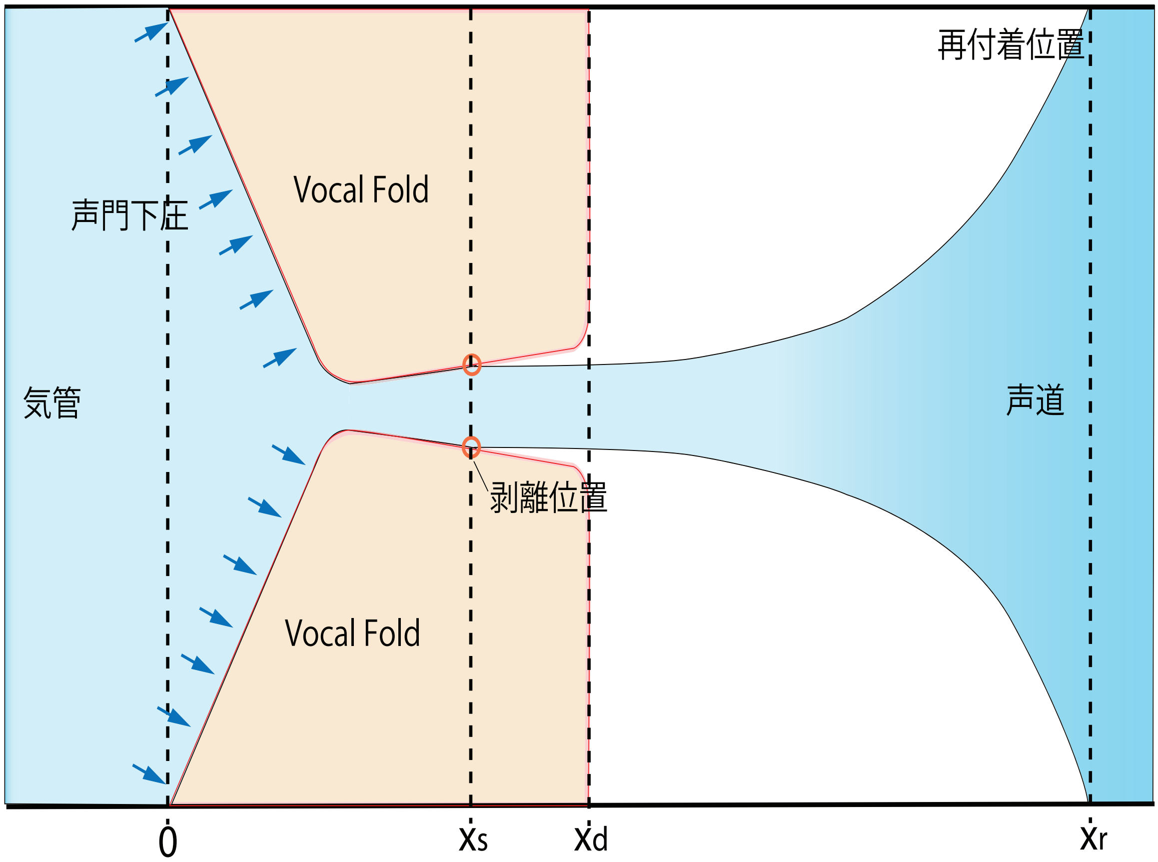


図 2.6　呼気による流体力

前述のように連続体表現された声帯は、呼気流による圧力で駆動される。声帯表面上の流体による圧力分布は, 流れの剥離位置を考慮した 1 次元的な声門流モデル [3] を用いて、声門下圧の発声条件から流量を推定した上で, x 軸に沿った圧 $P(x)$ を解析的に計算する。

剥離位置までの領域における圧力は、ベルヌーイの定理によって定まる圧力 P_B に、粘性による圧力損失 P_v を考慮して、$P = P_B + P_v$ で与えられる。P_B は、気管と声門内の特定の位置との間で非定常ベルヌーイ方程式を考慮して

$$\rho_0 \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} + P_0 = \rho_a \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}\rho u^2 + P_B \tag{2.43}$$

を満たす。ここで、ρ_a は空気の密度、φ_0, φ はそれぞれ気管と声門における速度ポテンシャル、u は流速を表しており、流速は声門体積流 U_g、声門の断面積 $A(x)$ を用いて

$$u(x) = \frac{U_g}{A(x)} \tag{2.44}$$

と与えられる。ここで $A(x)$ は声門開き幅 l_g、声門の開き幅 $h(x)$ を用いて

$$A(x) = l_g \cdot h(x) \tag{2.45}$$

となる。また、速度ポテンシャルは流速を用いて

$$\varphi(x) = \int_{-\infty}^{x} u(\tau)d\tau \tag{2.46}$$

となる。以上より、式は以下のようになる。

$$P_B = P_0 - \frac{\rho_a}{2}\left(\frac{\rho Ug}{A(x)}\right)^2 - \frac{\rho_a}{l_g}\int_0^x \frac{1}{h(x)}dx\frac{dU_g}{dt} \tag{2.47}$$

次に、粘性による圧力損失 P_v については、声門内の流れを平板間の Poiseuille の流れとみなして

$$P_v = -\frac{12\mu}{l_g}U_g\int_0^x \frac{1}{h(x)^3}dx \tag{2.48}$$

とする。ここで、μ は空気の粘性率である。

以上より、流れが剥離するまでの領域における圧力は、次のように表すことができる。

$$P(x) = P_0 - \frac{1}{2}\rho_a\left(\frac{U_g}{l_g h(x)}\right)^2 - \frac{\rho_a}{l_g}\int_0^x \frac{1}{h(\tau)}d\tau\frac{dU_g}{dt} - \frac{12\mu_a}{l_g}U_g\int_0^x \frac{1}{h(\tau)^3}d\tau \tag{2.49}$$

ここで, P_0 は声門下圧 [dyn/cm^2], U_g は声門流量 [cm^3/sec], ρ_a は空気密度 [g/cm^3], μ_a は空気粘性率 [g/cm $\cdot$ sec], l_g は声帯長さ [cm], $h(z)$ は声門間隔 [cm] である。

本研究では, 声帯表面の各粒子に対して圧力による外力を運動方程式に加味し, 粒子の変位を定める。声帯表面に配置された特定の粒子の質量を m[g], この声帯表面粒子が占める面積を S[cm^2], 声帯表面に働く圧力を P[dyn/cm^2] とすると, 表面粒子に加味される加速度は PS/m のように与えられる。この圧力は声帯表面に対して垂直に働く。また、本論では, 面積 S は初期配列の際の粒子間間隔を自乗した値とする。また、質量 m は, 声帯の圧縮性が小さいことより, 初期配列の粒子間距離より粒子 1 個あたりの体積を定め, これに声帯組織の密度を乗じた値とする。

2.3.2 声門体積流

声門出口と流れの再付着位置の間の領域 ($x_d < x < x_r$) について運動量の保存を考えると

$$P(x_d)A(x_r) + \frac{\rho_a U_g^2}{A(x_d)} = P(x_r)A(x_r) + \frac{\rho_a U_g^2}{A(x_r)} \tag{2.50}$$

が得られる。ただし、x_d と x_r は声門出口と再付着位置の x 座標とする。また、x_s は剥離位置の x 座標とする。ここで、流れの剥離位置から出口までの間の領域 ($x_s < x < x_d$) について不連続流の仮定を用いて、ジェットのエネルギー損失を無視する ($P(x_d) = P(x_s)$)。また、この領域ではジェットの断面積は一定であるものとし ($A(x_d) = A(x_s)$)、声道は極端な狭めがない母音発声時の状態を考え、再付着位置での圧力 $P(x_r)$ は基準となる圧力に等しいものとする ($P(x_r) = 0$)。剥離位置での圧力 $P(x_s)$ は、式 (2.49) より

$$P(x_s) = P_0 - \frac{1}{2}\rho_a \left(\frac{U_g}{l_g h(x)} \right)^2 - \frac{\rho_a}{l_g} \int_0^{x_s} \frac{1}{h(\tau)} d\tau \frac{dU_g}{dt} - \frac{12\mu_a}{l_g} U_g \int_0^{x_s} \frac{1}{h(\tau)^3} d\tau \tag{2.51}$$

で与えられる。これを式 (2.50) に代入すれば

$$\left(P_0 - \frac{\rho_a}{2} (\frac{\rho_a U_g}{A(x_s)})^2 - \frac{\rho_a}{l_g} \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)} dx \frac{dU_g}{dt} - \frac{12\mu_a}{l_g} U_g \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} \right) A(x_r) + \frac{\rho_a U_g^2}{A(x_d)} = P(x_r)A(x_r) + \frac{\rho_a U_g^2}{A(x_r)} \tag{2.52}$$

となる。この式の左辺の第 3 項の $\frac{dU_g}{dt}$ は、差分近似により求める。流量は

$$U_g = \frac{-(a+b) + \sqrt{(a+b)^2 + 4M(P_0 + a\tilde{U}_g)}}{2M} \tag{2.53}$$

と表され、

$$\begin{aligned} a &= \frac{\rho_a}{l_g \Delta t} \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)} dz \\ b &= \frac{12\mu_a}{l_g} \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} dz \\ M &= \frac{\rho_a}{2A(x_s)^2}(1 - 2N + 2N^2) \\ N &= \frac{A(x_s)}{A(x_r)} \end{aligned}$$

であり, $\tilde{U}_g$ はシミュレーションの直前の時刻での流量, $A(x)$ は流路の断面積 [cm^2] を表している。

2.3.3　境界層

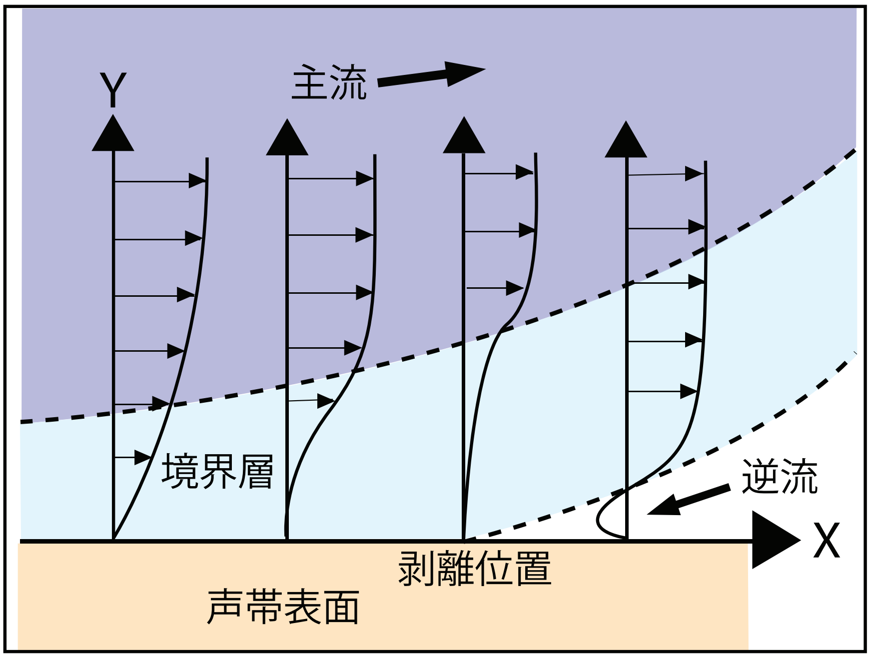


図 2.7　境界剥離

声門間を流れる呼気流は声帯表面からの粘性抵抗を受ける。この粘性抵抗の影響は声帯表面から離れる程小さくなるので、影響のほとんど無い部分とある部分に流れを分けて考える境界層の仮定を用いる。境界層とは流体の粘性によって声帯表面の薄い領域に生じる流速の急勾配である。この境界層は流れが声帯表面にそって進むにつれて成長し、やがて表面から離れる。これが流れの剥離現象である。流れが声帯表面から剥離した後は呼気流はジェットを形成し、剥離位置以前の流れとは異なる性質を示す。この剥離は流速の声帯表面に垂直な方向の勾配が、声帯表面において 0 となる位置で生じる。この剥離位置を推定するには、境界層内部の速度分布を知ることが必要である。本研究では、この流速分布が相似形であるとし、Pohlhausen の方法に従い、流速分布関数として 4 次の多項式を用いて表現する。境界表面から境界層の厚さ $\delta(x)$ までの距離を無次元化して $\eta = y/\delta(x)$ とすれば、流速分布関数は

$$\frac{u}{U} = f(\eta) = a\eta + b\eta^2 + c\eta^3 + d\eta^4 \tag{2.54}$$

となる。このとき、声帯壁面 ($y=0$) では滑りなし、境界層の外側 ($y=\delta$) では主流速 U に連続的に推移することを満足させる必要があるので、式 (2.55)、式 (2.56) が拘束条件となる。

$$y=0: u=0; \nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}=-U\frac{dU}{dX} \tag{2.55}$$

$$y=\delta: u=U; \frac{\partial u}{\partial y}=0 \tag{2.56}$$

これらから、式 (2.54) の係数が決定され、形状因子 $\Lambda=\frac{\delta^2}{\nu}\frac{dU}{dx}$ を用いて

$$f(\eta)=1-(1-\eta)^3(1+\eta)+\Lambda\frac{1}{6}(1-\eta)^3 \tag{2.57}$$

となる。ここで ν は空気の動粘性率である。流れの剥離は、$(\partial u/\partial y)_{y=0}=0$、つまり $\eta=0$ で $df/d\eta=0$ となる x 座標位置で生じるので、$\Lambda=-12$ が条件となる。形状因子 Λ には未知の境界層厚さ δ が含まれているので、Holstein-Bohlen の方法に従い、Λ に変わる形状因子 K, Z を導入する。

$$K=Z\frac{du}{dx}, Z=\delta_2^2\nu \tag{2.58}$$

この因子は、物理的な意味の明らかな運動量厚さを含んでおり、以下のように求めることができる。

$$\delta_2=\frac{1}{U^2}\int_{y=0}^{\infty}u(U-u)dy \tag{2.59}$$

これにより、境界層の運動量方程式は以下のように表現される。

$$\frac{dZ}{zx}=\frac{F(K)}{u}, K=Z\frac{du}{dx} \tag{2.60}$$

ここで $F(K)$ は境界形状に依存しない普遍的な線形関数であり、

$$F(K)=0470-6K \tag{2.61}$$

と近似される。この場合、$K=-\ 0.1567$ が剥離の条件となる。以上より、K の初期値と u が与えられれば、式 (2.60) により Z、K が求められ、さらに式 (2.61) により $F(K)$ が求まる。これらを微小距離 dx ごとに計算していくことで、剥離位置 の探索が行える。ただし、本研究では流れを一次元と近似しているため、声門壁に沿った X 軸は流れの方向と平行に置いた x 軸とした。

第 3 章

実験

3.1 実装

3.1.1 CUDA

本研究では CUDA[12] を用いて MPS 法のアルゴリズムを並列化し、GPU 上に実装した。CUDA とは Compute Unified Device Architecture の略で NVIDIA 社によって提唱された GPU の新しいソフトウェアとハードウェアの統合機構のことである。従来、GPGPU ではグラフィックの API とパイプラインを強引に凡用計算に使っていたのだが、CUDA ではこれをほぼ C 言語の文法を用いて拡張関数という形で GPU に対して行う処理と関数を記述できるようになった。いわば GPGPU に正式に対応した仕組みと言える。CUDA ではレジスタの他に使用用途によって Global Memory, Shared Memory, Constant Memory, Texture という 4 種類の記憶領域を使い分けることができ (図 3.1)、また OpenGL や DirectX といった従来のグラフィックス API との連携を行うこともできるようになっている。並列化は Thread とその集合である Block の数をそれぞれ 3 次元の型で記述することによって行い、この Block の集合 (Grid という) 全てに Kernel と呼ばれる等しい処理が行われる (図 3.2)。すなわち、CUDA では GPU は SIMD(Single Instruction Multiple Data) 型のプロセッサとして扱われる。

2007 年 12 月現在、最新バージョンは 1.1 であり、本研究で使用したハードウェアは ver.1.0 仕様となっている。ver1.0 では Atomic 命令と Block 間の同期はサポートされていない (Block 内の Thread の同期はサポートされている)。本論では MPS 法は粒子数で並列化され、粒子間の相互作用の計算と位置、速度、回転角度、角速度の更新を行っている。

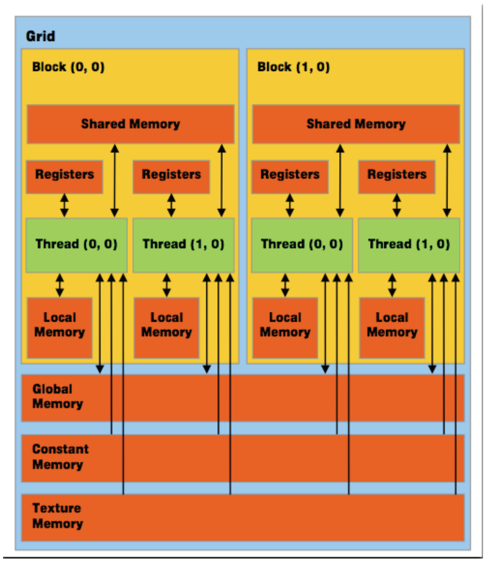


図 3.1　CUDA Memory Model

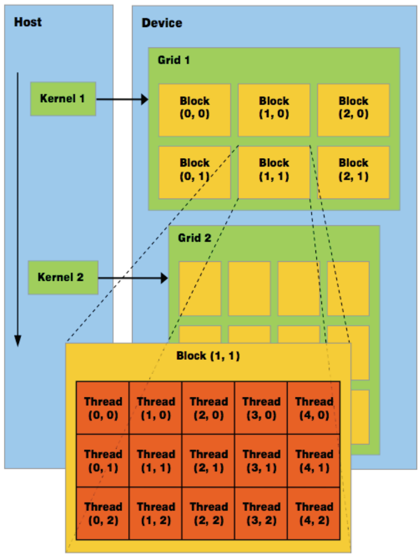


図 3.2　CUDA Excution Model

3.1.2　OpenMP

OpenMP は共有メモリシステムのための並列プログラミングインターフェイスを提供するライブラリである。ディレクティブを挿入するだけで比較的簡単に並列化が可能である。本研究では、流体による圧力計算と衝突力の計算の際に、OpenMP を用いて単純に表面粒子を分割することにより並列化した。ここでディレクティブ, #pragma omp parallel for schedule(dynamic) は for ループを動的に均等な負荷になるようにスレッド分割し、#pragma omp parallel for　は for ループをループ数で均等に分割する。

```
/*############### List1 ###############*/
int Collision=衝突検知; //衝突している最も若い番号の粒子を検出.
//対象粒子は声帯表面の粒子とあらかじめ定められた衝突力を考慮しなくてはならない粒子.
if(Collision){
#pragma omp parallel for schedule(dynamic)
for(int i=0;i<対象粒子数;i++){
if(i<Collision) 流体計算;
else 衝突計算;
}
```

```
}else{
剥離位置の算出;
声門流量の算出;
#pragma omp parallel for
for(int i=0;i<声帯表面の粒子数;i++){
流体計算;
}
/*########################################*/
```

3.1.3　圧力計算の最適化

本論では Kernel 内において粒子間の圧力の計算を行うが、各粒子間で働く力は対称であるので、ここで大きく分けて２通りの実装方針が考えられる。

１つ目は全ての逆順も含めた２つの粒子のペアの間で計算して (つまり同じ粒子間での計算を 2 回する) 圧力計算する方法 (以下全ペア法と呼ぶ)、2 つ目は粒子間に働く力が等しいので、一方で計算した値をもう一方にも適用して計算量を半分にする方法 (以下半ペア法と呼ぶ) である。

全ペア法では半ペア法に対し、計算量が 2 倍になる他、計算に必要な相手粒子側のパラメータを Global Memory から読み出す量も 2 倍になるが、実装は簡単になり、高速な Shared Memory を最大限に活用することもできる。このとき、粒子の近傍粒子リストは List2 のように初期化される。

```
/*############### List2 ###############*/
//近傍粒子探索，整数型配列 idx[総粒子数] は全て 0 で初期化済み.
for(int i=0;i<総粒子数;i++){  // i::対象としている粒子番号
int k=0;
   for(int j=i より十分小さい粒子番号;j<十分離れた粒子番号;j++){
   //重複も含めて粒子番号を走査
      if(粒子 i と粒子 j の距離<影響半径){
         近傍粒子リスト [(最大近傍粒子数)*i+k]=j;
         粒子 i の登録数 ++;
```

```
          k++;
        }
    }
}

/*#######################################*/
```

図 3.3　近傍粒子登録

最大近傍粒子数とは、一様に並んだ粒子の集合の中で十分に内部にある粒子の影響半径内に入る他の粒子の数のことで定数である。ここで、粒子番号は図 3.3 のように声帯形状に沿って 1 列ごとに下側から順番に初期化時に定義されている。CUDA の Kernel では List3 のように計算すればよい。

```
/*############### List3 ###############*/
//ある粒子 i の計算.
//近傍粒子リストは粒子の組み合わせの重複も含めて作成されたもの.
int index=0;
for(int j=0;j<粒子 i のリスト登録数;j++){
    圧力 = 粒子 i と j 番目に登録された相手粒子の間での圧力計算;
    粒子 i の圧力 += 圧力;
}
```

```
外力，衝突力の加算;

粒子 i の更新;

/*########################################*/
```

それぞれの粒子の圧力は Shared Memory 上に、リストの登録数は Constant Memory 上に、近傍粒子リストと各粒子の物理的なパラメータは Texture 上に実装した。

一方、半ペア法はそのまま並列化すると同じメモリアドレスへの複数の書き込みが同時に生じ、浮動小数点演算での Atomic 命令がサポートされていない現状では計算結果が保証されなくなってしまう。そこで書き込むアドレスの重複が起こらないようなデータ構造を実現しなくてはならない。

これを実現する方法はいくつか考えられるが、粒子に与えられた番号は一様であり、かつ近傍粒子として登録される粒子の重複がないようにすると初期化時に近傍粒子リストの中に２種類の変数を埋め込むだけで可能である。この場合は、それぞれの粒子について List4 のように自分の番号より１つ大きい番号を持つ粒子から距離を計算し、近傍粒子の登録を行うのだが、近傍粒子リストには粒子番号そのものではなく、(最大近傍粒子数/2)*相手粒子番号 +(その時点で相手粒子が登録されている回数)、を書き込む。

```
/*############### List4 ###############*/
//近傍粒子探索，整数型配列 idx[総粒子数] は全て 0 で初期化済み.
for(int i=0;i<総粒子数;i++){  // i::対象としている粒子番号
int k=0;
   for(int j=i+1;j<十分離れた粒子番号;j++){ //１つ大きな粒子番号から走査
      if(粒子 i と粒子 j の距離<影響半径){
         近傍粒子リスト [(最大近傍粒子数/2)*i+k]=(最大近傍粒子数/2)*j+idx[j];
         idx[j]++;
         粒子 i の登録数 ++;
```

```
      k++;
    }
  }
}

/*########################################*/
```

それぞれの粒子にとって他の粒子から登録された順番は一意 (ある粒子を n 番目に登録した粒子は必ず 1 つ) であるので、(最大近傍粒子数/2)*総粒子数の Buffer を用意しておき、(最大近傍粒子数/2)*相手粒子番号 +(相手粒子にとっての登録された順番), の位置に計算された結果を書き込み、全ての粒子について同期をとった後に加算することで、同時にアクセスされるアドレスの重複は起こらないことになる。List5 に CUDA の Kernel で行われる計算の擬似コードを示す。

```
/*############### List5 ###############*/
//ある粒子 i の計算.
int index=0;
for(int j=0;j<粒子 i のリスト登録数;j++){
  相手粒子番号 = (int)(粒子 i の近傍粒子リスト [j]/(最大近傍粒子数/2));
  書き込み位置 = 粒子 i の近傍粒子リスト [j]%(最大近傍粒子数/2);
  圧力 = 粒子 i と j 番目に登録された相手粒子の間での圧力計算;
  粒子 i の圧力 += 圧力;
  Buffer[(最大近傍粒子数/2)*相手粒子番号 + 書き込み位置] = 圧力;
}

同期; //全ての粒子において上の計算が終了するまで待機.

for(int j=0;j<登録された回数;j++){
粒子 i の圧力 += Buffer[(最大近傍粒子数/2)*i+j];
}
```

外力，衝突力の加算;

粒子 i の更新;

/*######################################*/

Buffer を Global Memory 上、他の粒子から登録された回数を Constant Memory 上に加えた以外は全ペア法と同じように実装した。また、近傍粒子リストの中に２つの変数を埋め込んだのは、VRAM アクセスのコスト削減のためである。剰余計算は実際には, (近傍粒子リスト [j]-(相手粒子番号*(最大近傍粒子数/2))), とした方が高速である。

この方法では計算量、相手粒子の各種パラメータの読み出し量が１つ目の方法の半分になるが、同期によるタイムロス (必ず全ペア法より 1 回多くなる) が存在し、また、圧力計算結果の Buffer への書き込み処理が VRAM へのランダムアクセスとなり得る。ただし、粒子がすでに一様に整列していることから、ランダムアクセスが起こる頻度は少ないと考えてよい。

この全ペア法, 半ペア法の 2 つの方法はどちらにも長所、短所があり、単純にどちらが高速かを予測することはできない、よって本論の条件下で Kernel のみを実行するテストプログラムで２つの方法を実行比較した。その結果、全ペア法の方が 10% 程高速であった。よって本論では全ペア法を採用した。

ただし、Particle System は非常に多種多様であるので、どのような実装が最適かということは一概に断定することはできない。同じ MPS 法の中でも適用する問題の条件によって結果はかなり異なるものになるはずである。例えば本論では粒子の影響半径を初期粒子間距離の 2.1 倍としたが、さらに影響半径を拡大していけば、この結果は逆転する可能性もある。付け加えておくと、今回の結果は GPU 特有の結果であり、単純に並列アルゴリズムとして CPU 上に実装した場合は明らかに半ペア法の方が有利である。

ここで、本論で離散化した式 (2.20) には左辺第二項に勾配と発散が両方かかっているので、MPS 法を適用した場合には圧力の加算ループを２度行う必要があるが、これに対しては近傍粒子リストの走査を２回繰り返すことで対応している。また圧力の加算ループを２度行う場合にはその前に全ての粒子の間での同期を行う必要があるが、それは Kernel を２つに分割することで行う。

3.1.4　フローチャート

シミュレーションのフローチャートを以下に示す。

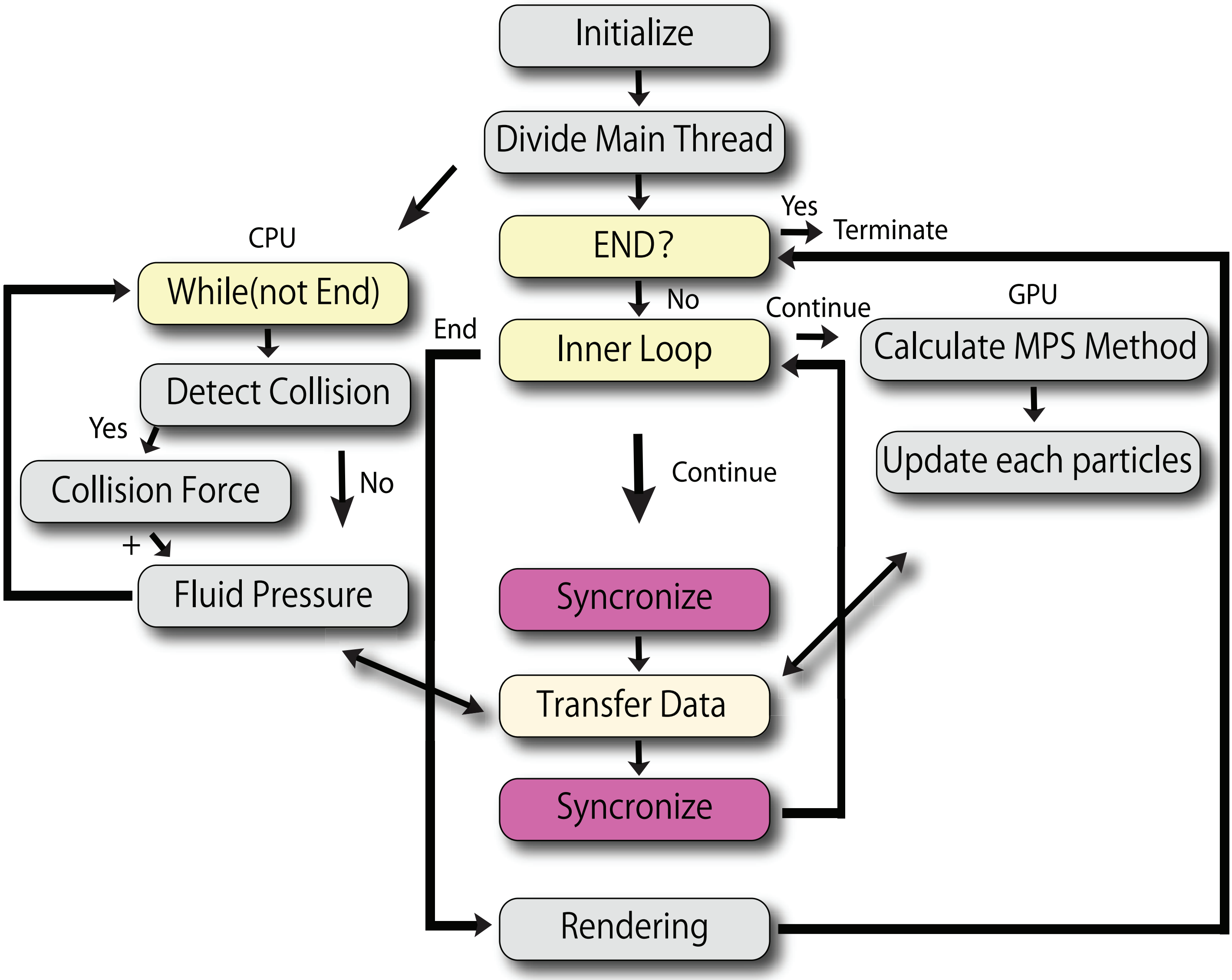


図 3.4　Flow Chart

初期化後、CPU 側で２つにスレッドを分割し片方を衝突計算と流体計算に、もう片方を同期用に割り当てる。同期用スレッドは GPU の関数を呼び出し、GPU は MPS 法の計算と各粒子の更新を実行する。同期用スレッドはこの GPU の計算が終了するまで待機し、結果をダウンロー

ドする。一方、衝突計算と流体計算が割り当てられたスレッドは計算終了時まで元のスレッドに統合されることなく無限にループし続け、1 タイムステップが終了する度、同期用スレッドにより同期が取られ、計算されたデータが GPU へと転送される。この転送処理が終了するまで衝突、流体計算用スレッドはサスペンドする。

衝突、流体計算スレッドでは、まず声帯表面の粒子を気管側から声道側へと走査し、衝突検地を行い、反対側の声帯を構成する粒子が影響半径内に入ってきた際には、最も若い番号の粒子を検出する。もし、どの粒子も衝突していなければ流体力を計算し、表面粒子の圧力に加える。衝突していれば、検出された最も若い番号以降のみでそれぞれの粒子について衝突検知した後、衝突力を計算し、流体力の代わりに対象粒子 (表面粒子のみとは限らない) の圧力に加える。

以上の処理が 1 タイムステップでの処理内容となり、これを数回繰り返した後、画面に結果をレンダリングする。流体計算は CPU 側で OpenMP により並列化され、GPU 側では CUDA を用いて粒子数での並列処理が行われ、さらにこの 2 つの処理は同時に行われることとなる。ここで、このアルゴリズムでは、常に声帯に付加される流体力が 1 つ前のタイムステップでの声門形状で計算された値となるが、1 タイムステップではほとんど声帯形状は変化しないので問題はないとしている。

また、描画には OpenGL と GLSL[13] を用いている。通常のグラフィックボードに搭載されている GPU を使用する場合は、粒子の位置と圧力は CUDA の Kernel 上で pbo(Pixel Buffer Object), vbo(Vertex Buffer Object) に書き込み、ポイントスプライトで粒子の描画、頂点シェーダーで圧力値の HSV-RGB 色変換を行う。一方、グラフィック出力の付いていない GPU ボード等を用いる場合は、一度計算結果をメインメモリにダウンロードし、もう一度グラフィック出力をしているグラフィックボードやチップ側に転送する必要がある。レンダリング中は出力している GPU 以外はリソースが余っているので、他のスレッドをあらかじめ生成しておき、計算されたデータのファイル出力等を行う。

3.1.5 パラメータ

以下のように各パラメータの初期値を定めた。

声帯パラメータ ::

幅	0.77	cm
高さ	0.475	cm
長さ	1.4	cm
D	0.791	cm
G	0.021	cm
T1	0.3	cm
T2	0.15	cm
R1	0.125	cm
R2	0.025	cm
密度	1.043	g/cm^3
ポアソン比	0.97	
粘性率	5.0	$g/cm \cdot sec$
初期声帯間距離	0.021	cm
初期粒子間距離	0.0042	cm
影響半径	0.00882	cm

空気パラメータ ::

空気密度	1.184×10^{-3}	g/cm^3
空気粘性率	1.82×10^{-4}	$g/cm \cdot sec$
再付着位置での声道断面積	2.1	cm^2
肺圧	8000	dyn/cm^2

ここで、等方性な弾性体ではポアソン比の上限は 0.5 となるが、本研究のように特定平面でのみ等方性が家庭される場合にはポアソン比の上限は以下のように与えられる。

$$\nu \leq 1 - 2\nu'^2 \frac{E}{E'} \tag{3.1}$$

ここで, $\nu' = 0$ であるので, ポアソン比の上限は 1 となり, $\nu = 1$ が完全な非圧縮物体の場合に相当する。数値計算のタイムステップは $10^{-6} sec$, 総粒子数は声帯両側を合わせて 32768 個である。声帯のヤング率を以下のように変化させてシミュレーション実験を行った。

Case A	::	Body のヤング率が $1.0 \times 10^5 [dyn/cm^2]$, Cover のヤング率が $10.0 \times 10^5 [dyn/cm^2]$ とした場合である。
Case B	::	Case A の声帯構造で全体のヤング率を 2 倍に増加させた場合である。
Case C	::	Body のヤング率が $1.0 \times 10^5 [dyn/cm^2]$, Cover のヤング率が $100.0 \times 10^5 [dyn/cm^2]$ とした場合である。
Case D	::	Case C の声帯構造で全体のヤング率を 2 倍へ増加させた場合である。

3.1.6 使用機材

以下に示す使用機材で実験した。

OS	::	Microsoft Windows XP Professional 32bit
CPU	::	Intel Core 2 Quad 2.4GHz
Motherboard	::	Asustek P5K
Memory	::	DDR2-6400 800Hz 2GB
Graphic Board	::	NVIDIA Tesla C870 and NVIDIA Geforce 8600GT
Compiler	::	Microsoft Visual Studio 2005 Standard Edition and Intel C++ Compiler

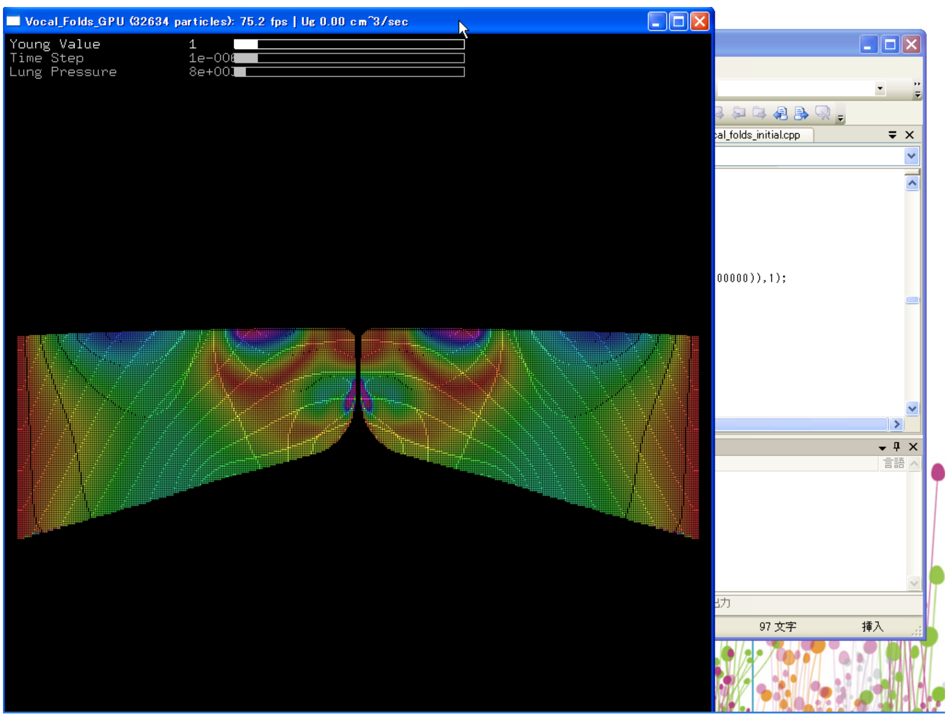
3.2 結果

3.2.1 計算速度と GUI

CPU のみでの非並列実行コードと速度を比較する。非並列実行コードと、本研究のコードとで、0.1sec のシミュレーションを行うのに要した時間を計測した。非並列実行コードは本研究では新たに作成せず、福富らの先行研究 [6] で用いられたものをもとに改編し、流用した。この非並列実行コードでは、粒子計算の組み合わせの重複が起こらないような実装がされている。

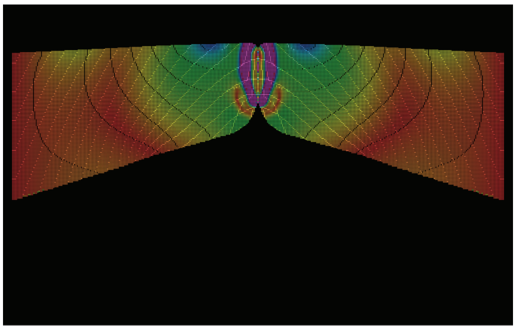
結果として、CPU のみの非並列実行コードでは 986.25 分を要した。一方、本研究のコードは内部 Loop10 回につき 1 回のレンダリングを行い、継続して 70.5fps の速度が得られた。これは 0.1 秒のシミュレーションを最長でも 141.84 秒で完了することになる。高速化倍率は 417.2 倍となっている。これは単純に MPS 法の計算を GPU に移植したことのみの効果とは考えられなく、CPU 側の最適化やアルゴリズムそのものの改良によるものも含まれると考えられる。

以下にアプリケーション実行時のスクリーンショットを示す。視点をマウスで自由に変更できる他、スライダーにより各パラメータを GUI で変更しながらシミュレーションを行うことが可能である。また、キーボード操作で各種変数のファイル出力や動画ファイルの自動保存を行うことも可能である。ただし動画ファイル出力時はかなり速度が低下して 40〜50fps 程度となる。

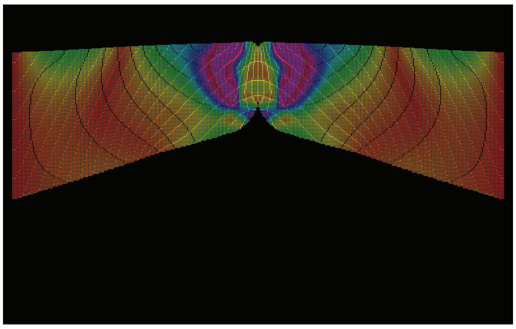


3.2.2　結果

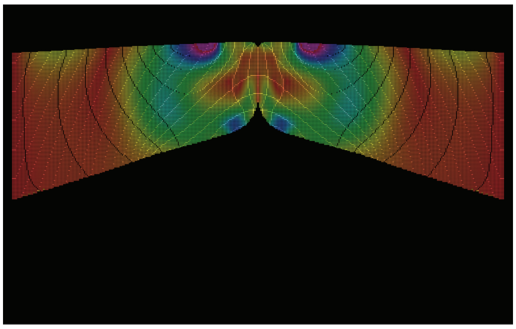
Case A の時の結果を示す。得られた声帯振動の様子をサムネイルで示す。



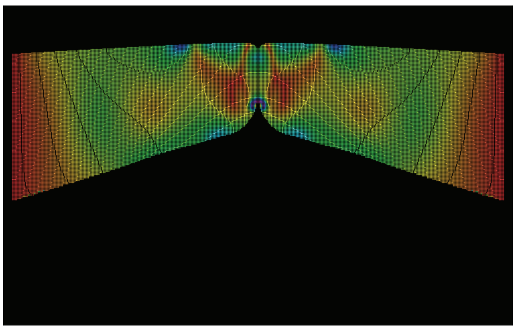
0.0 msec



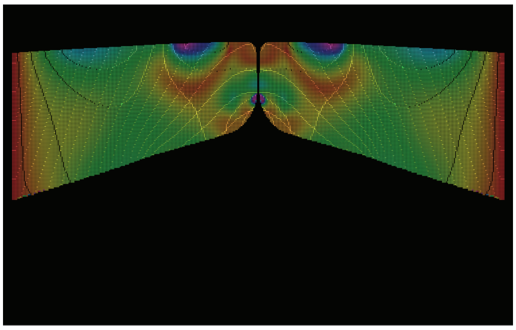
0.31 msec



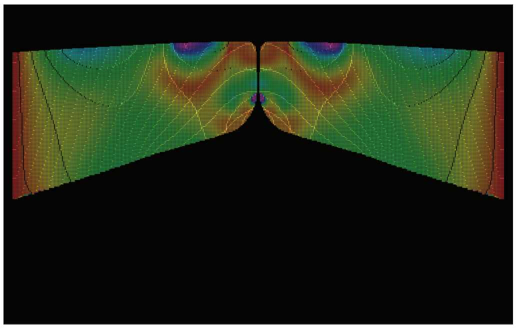
0.62 msec



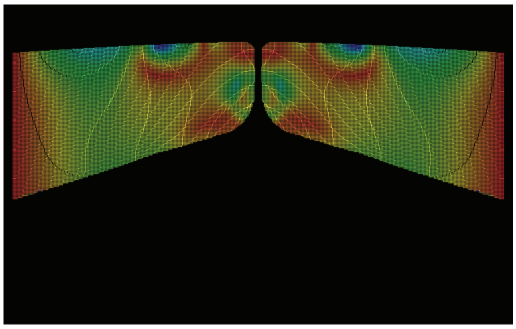
0.93 msec



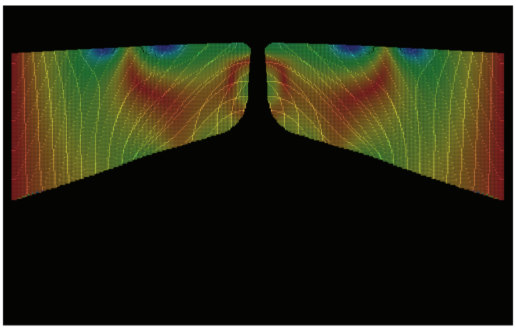
1.24 msec



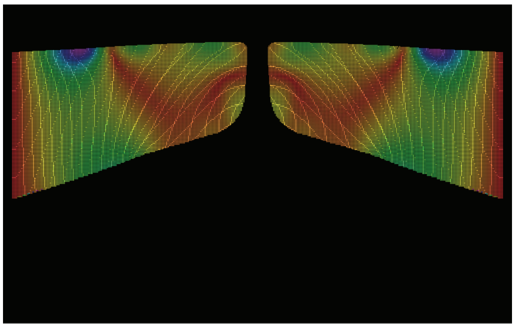
1.55 msec



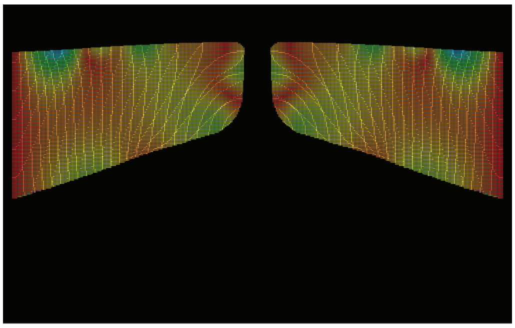
1.86 msec



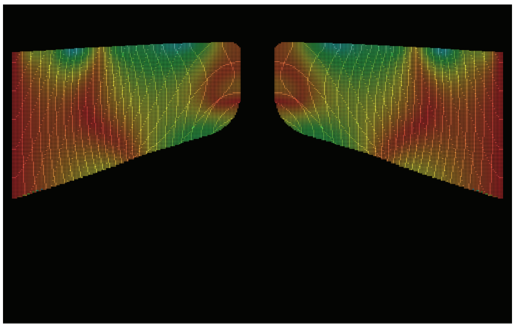
2.17 msec



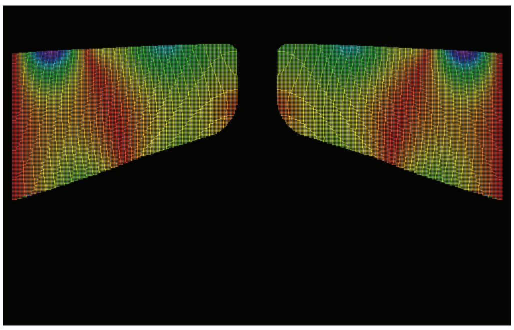
2.48 msec



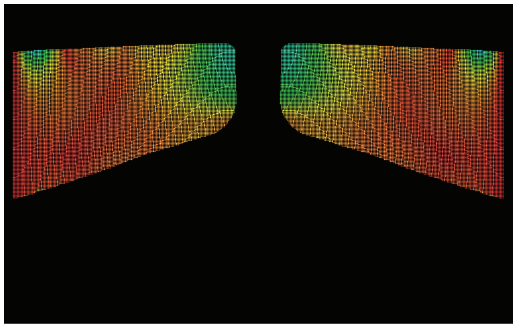
2.79 msec



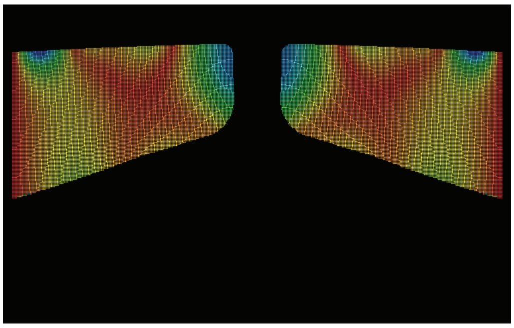
3.10 msec



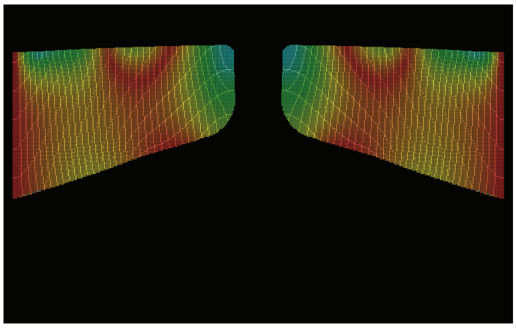
3.41 msec



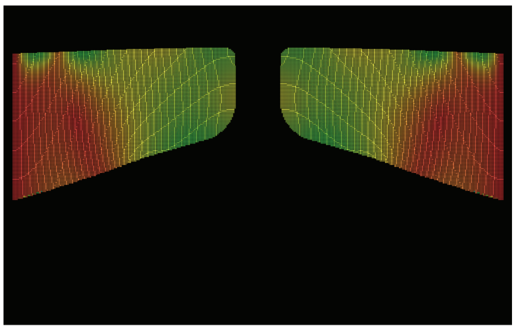
3.72 msec



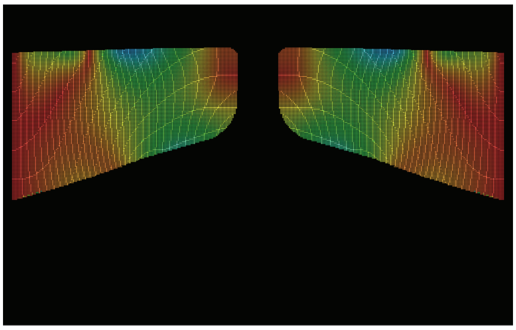
4.03 msec



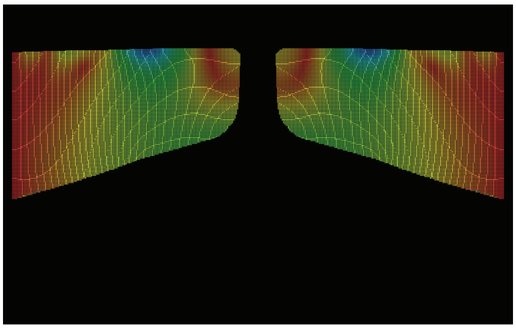
4.31msec



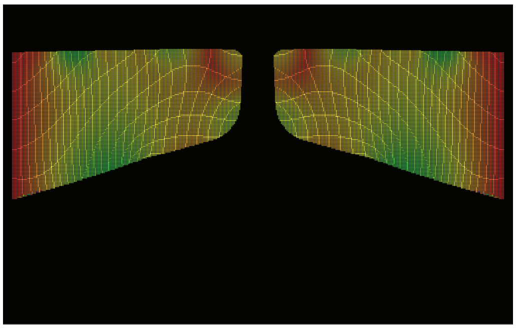
4.62 msec



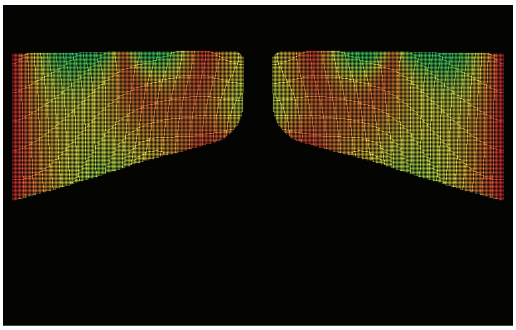
4.93 msec



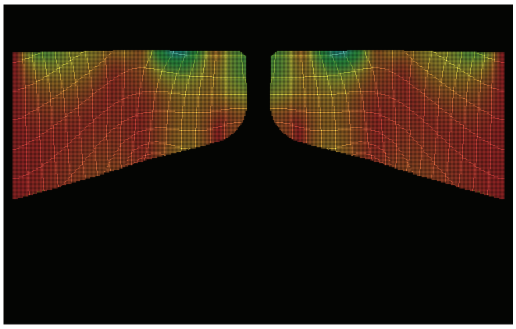
5.24 msec



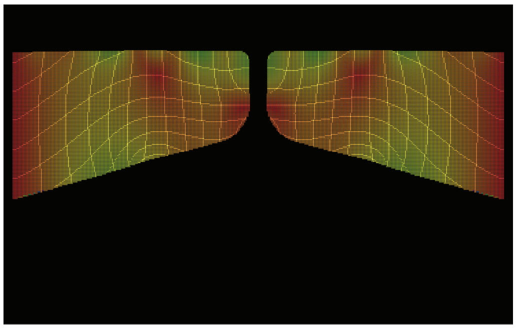
5.55 msec



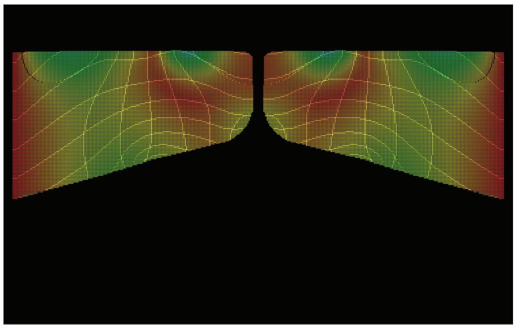
5.86 msec



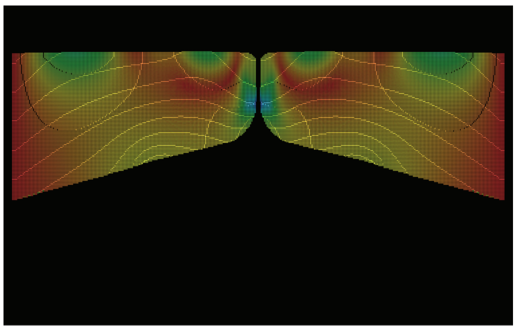
6.17 msec



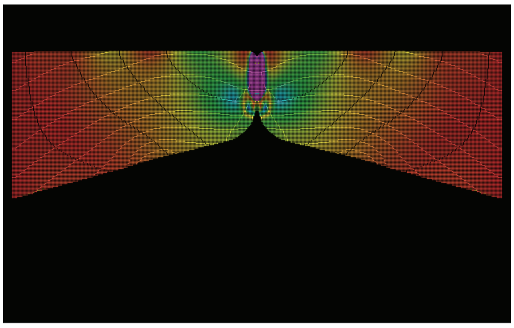
6.48 msec



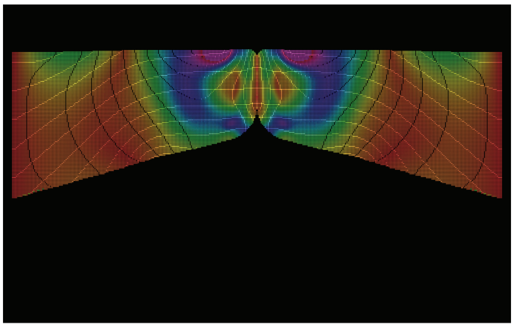
6.79 msec



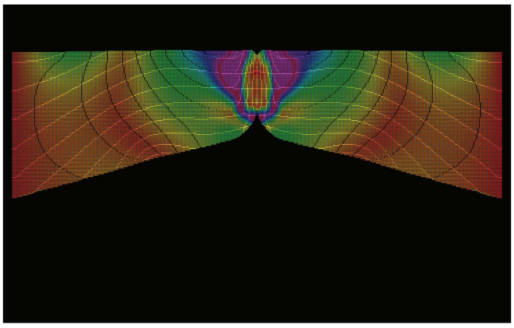
7.10 msec



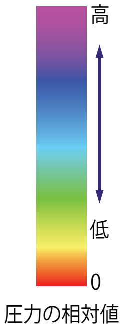
7.41 msec



8.03 msec



7.72 msec



次に Case A のときの声門流量波形とそのパワースペクトル, 呼気流の剥離位置 (z 座標), 声帯上下の表面の変位 (x 軸方向は幅方向, z 軸方向は高さ方向) と断面積の変化を示す。

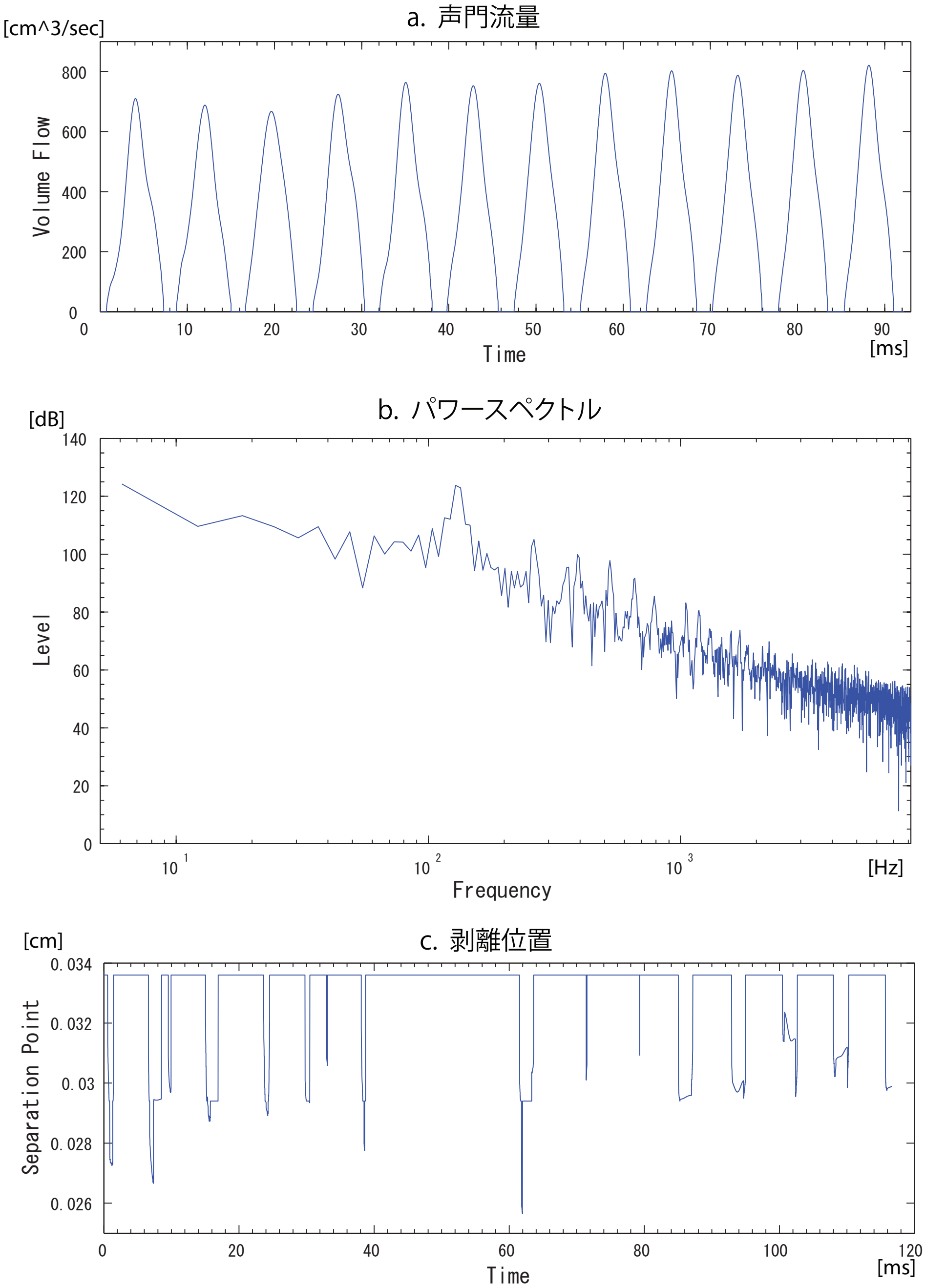


図3.5

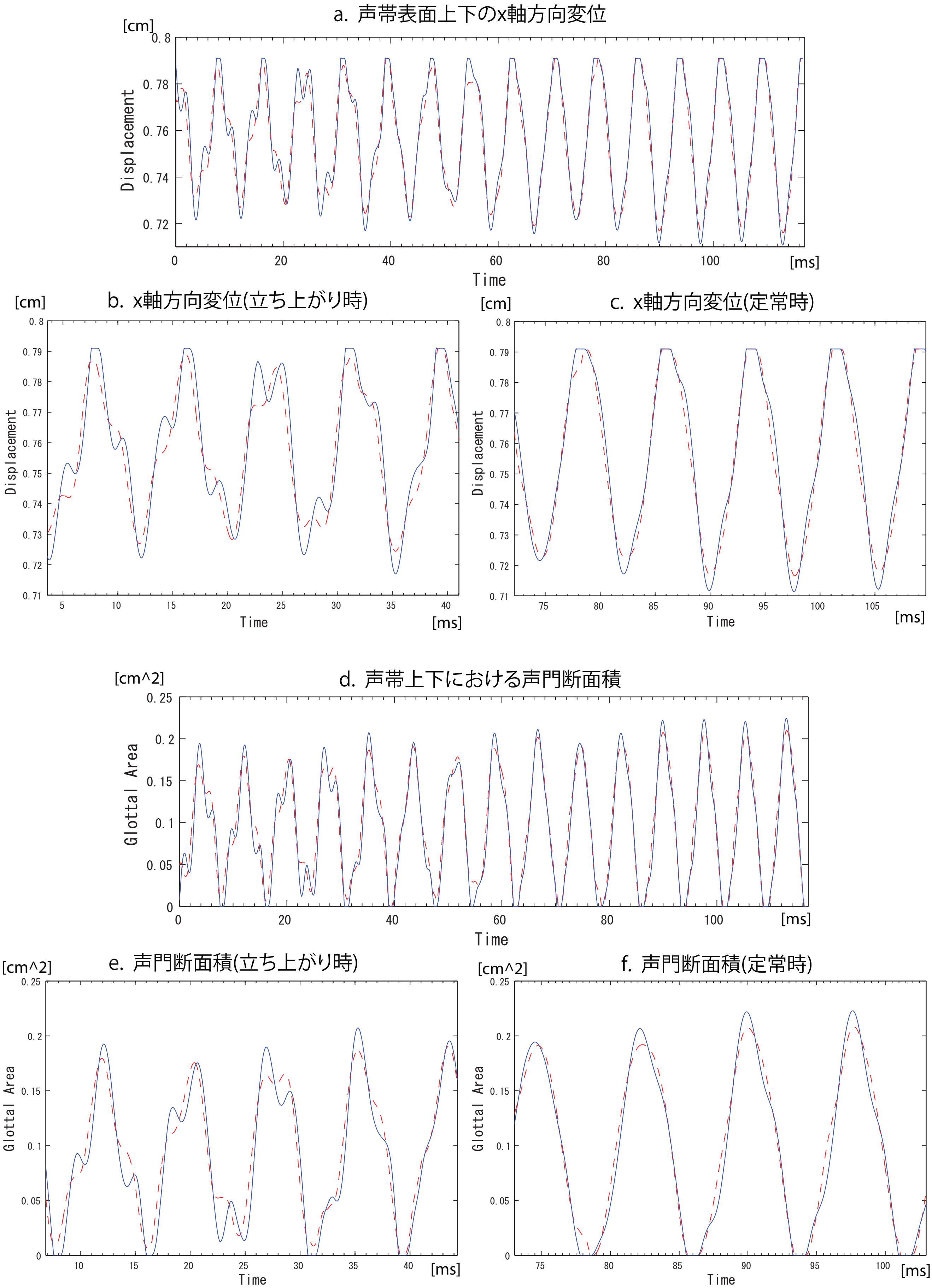

a. 声帯表面上下のx軸方向変位
[cm]
Displacement
Time
[ms]
b. x軸方向変位(立ち上がり時)
[cm]
Displacement
Time
[ms]
c. x軸方向変位(定常時)
[cm]
Displacement
Time
[ms]
d. 声帯上下における声門断面積
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]
e. 声門断面積(立ち上がり時)
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]
f. 声門断面積(定常時)
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]

図3.6

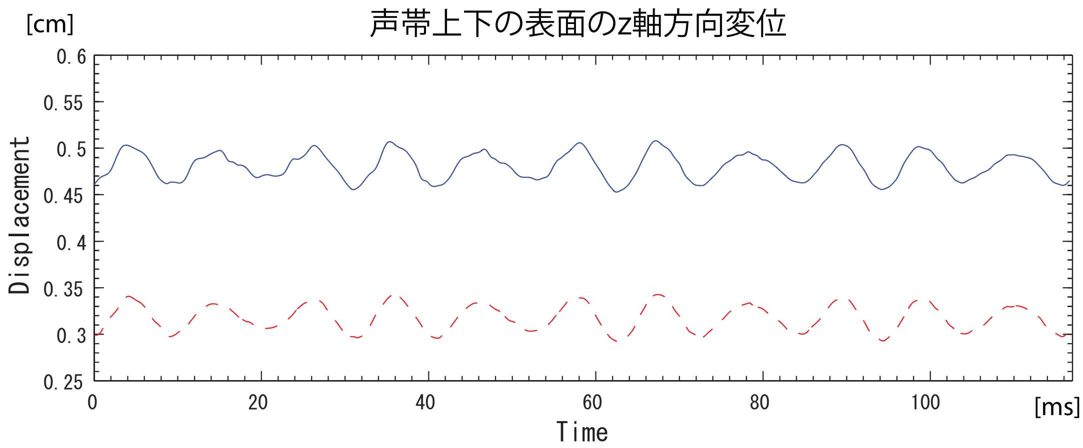


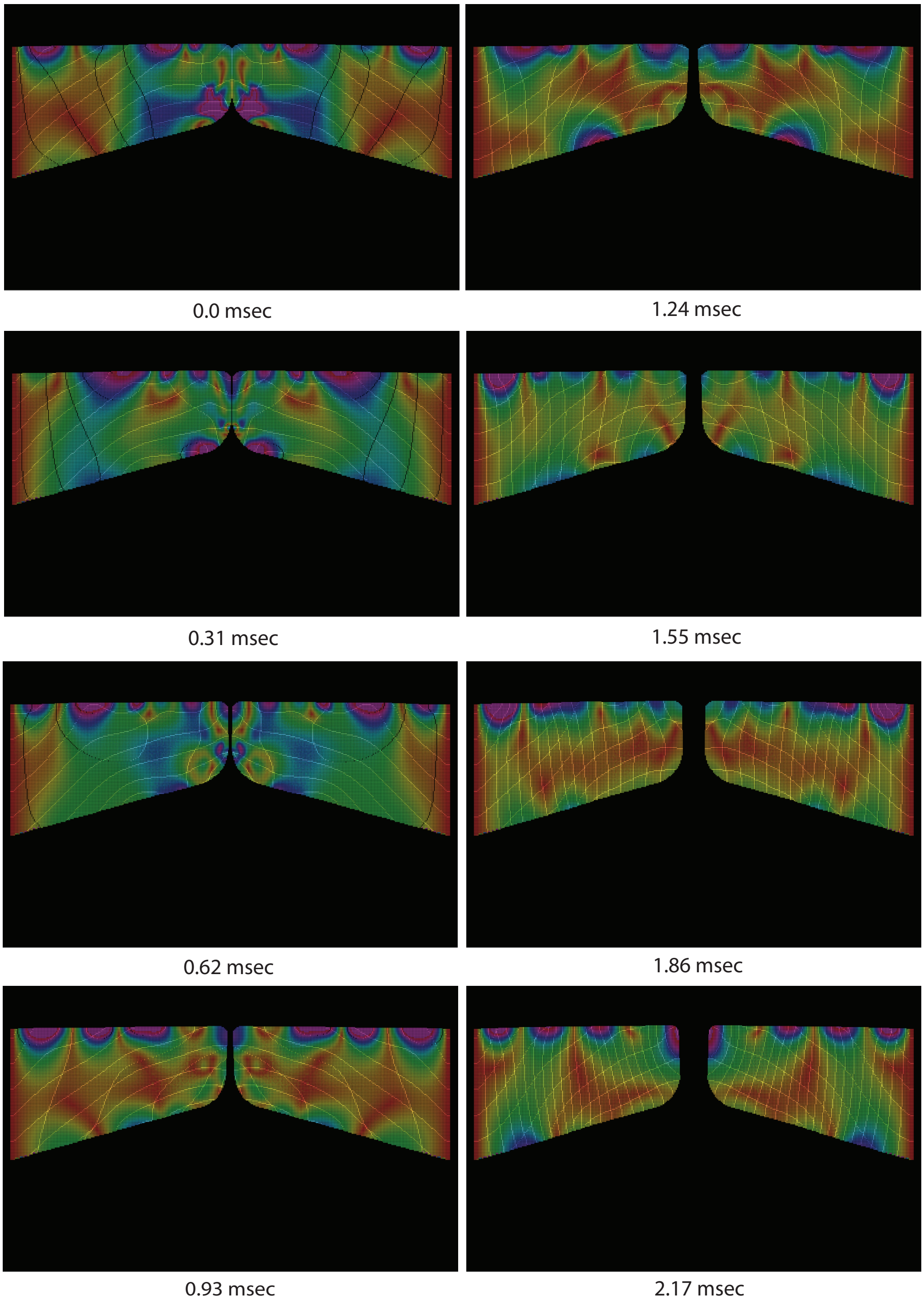
図3.7

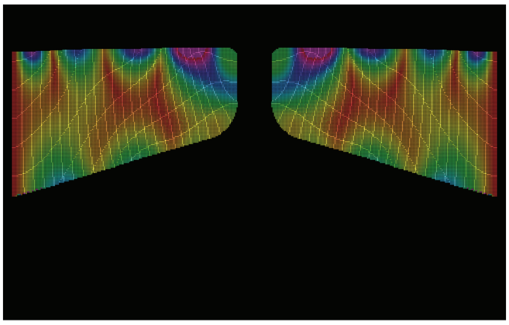
図 3.6 の声帯表面の変位と断面積のグラフでは、青い実線が声帯上部、赤い点線が声帯下部のものを示している。

Case A は Cover のヤング率が $1.0 \times 10^5 [dyn/cm^2]$ で、かつ Body のヤング率が Cover の十倍で $10.0 \times 10^5 [dyn/cm^2]$ あるとしている。これは声帯全体において筋肉の収縮の度合いが弱い場合を示している。このとき、声帯は下部から閉じ始め、声門上部から開き始める様子が得られた声帯振動からよく分かる。声帯の軌道は全体的にほぼ楕円にそった運動をしており、これは過去の研究結果とも一致する。また、圧縮と伸張によるばねのような運動ではなく、剪断運動が支配的であることもみてとれる。図 3.5 c より、剥離位置は左右の声帯が閉じる時に声門下部の方へ移動いていることがみてとれる。このとき声門形状は divergent となっており、一方、左右の声帯が離れていくときには剥離位置はほとんど変化せず声門出口付近に固定されている。

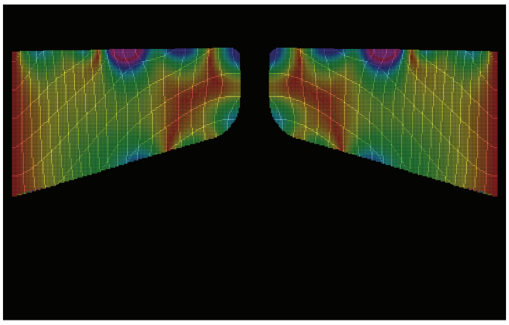
Case A では声門波の基本周波数が図 3.5 a より、約 126.6Hz、パワースペクトルの傾斜は図 3.5 b より、ほぼ-12dB/oct. となっていることが分かる。これは男性の発声状態として現実的な値であり、過去の研究結果とも一致している。しかし、明らかに声帯が大きく変形しすぎているのが分かる。その結果、声門流量も現実の約 1.5 倍程の振幅が得られている。また、現実には声帯表面上下間には約 60 から 90 度の声帯下部が進んだ位相差が現れる、というのが定説であるが、今回の結果では図 3.6 からみてとれるように、立ち上がり時に 20 から 30 度程の位相差が観測されたのみで、定常時には表面波こそ観測されたものの位相差という形ではほとんど現れてはこなかった。これは長さ方向からの力の寄与を無視していることと、単純な層構造で近似していることの影響であるか、あるいは初期形状の問題もありうる。

Case B の時の結果を示す。得られた声帯振動の様子をサムネイルで示す。

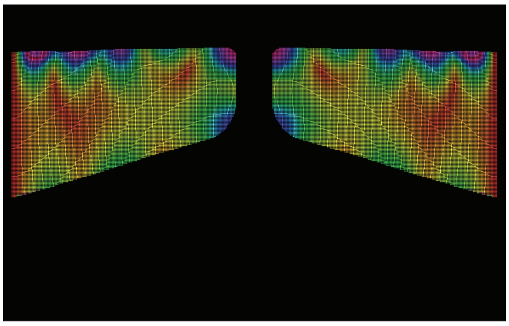




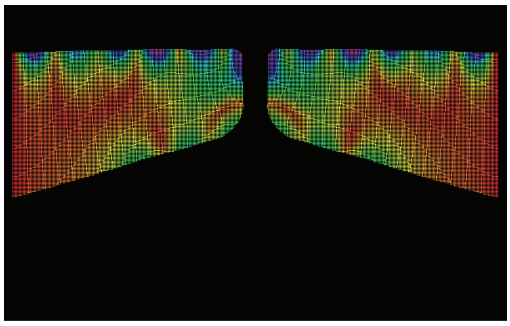
2.48 msec



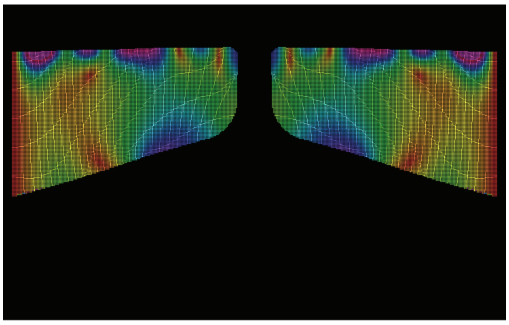
3.72 msec



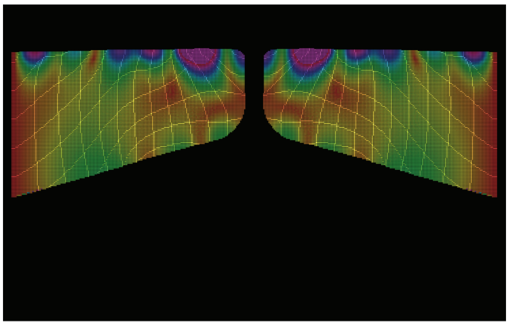
2.79 msec



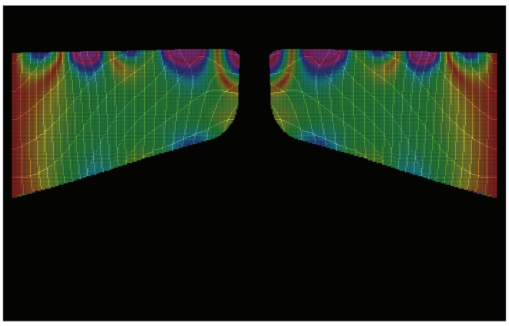
4.03 msec



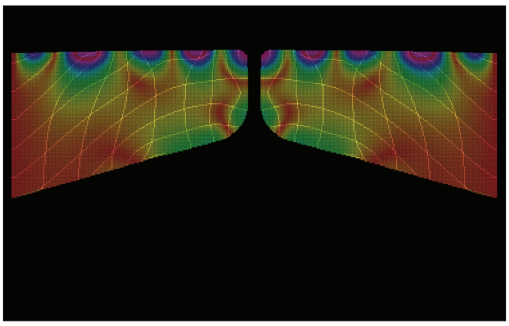
3.10 msec



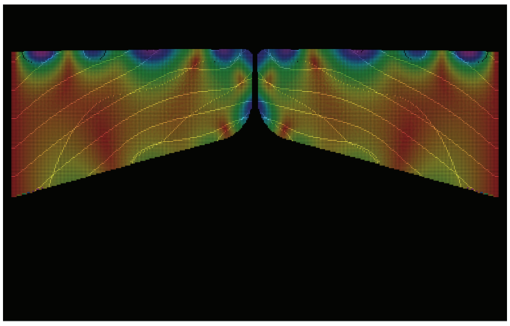
4.31msec



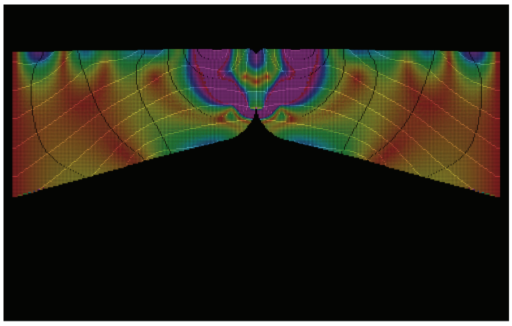
3.41 msec



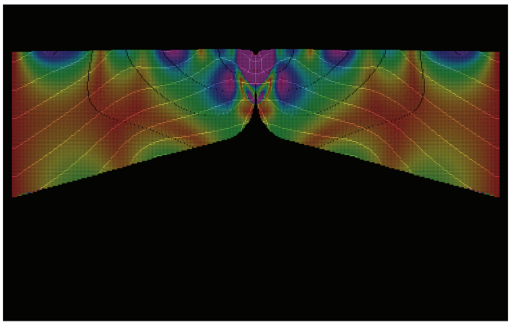
4.62 msec



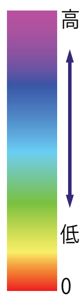
4.93 msec



5.55 msec



5.24 msec



圧力の相対値

次に Case B のときの声門流量波形とそのパワースペクトル, 呼気流の剥離位置 (z 座標), 声帯上下の表面の変位 (x 軸方向は幅方向, z 軸方向は高さ方向) と断面積の変化を示す。

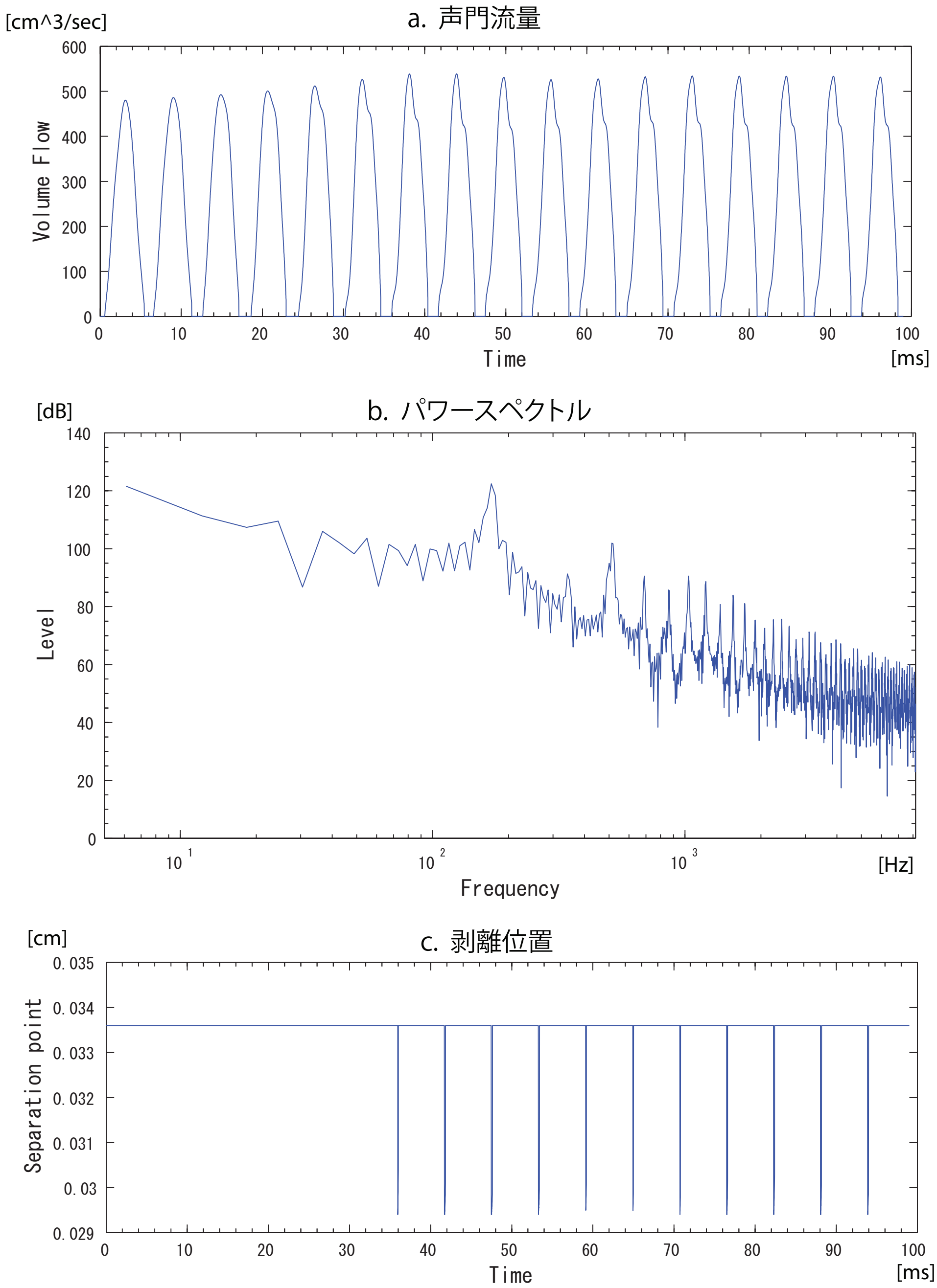


図3.8

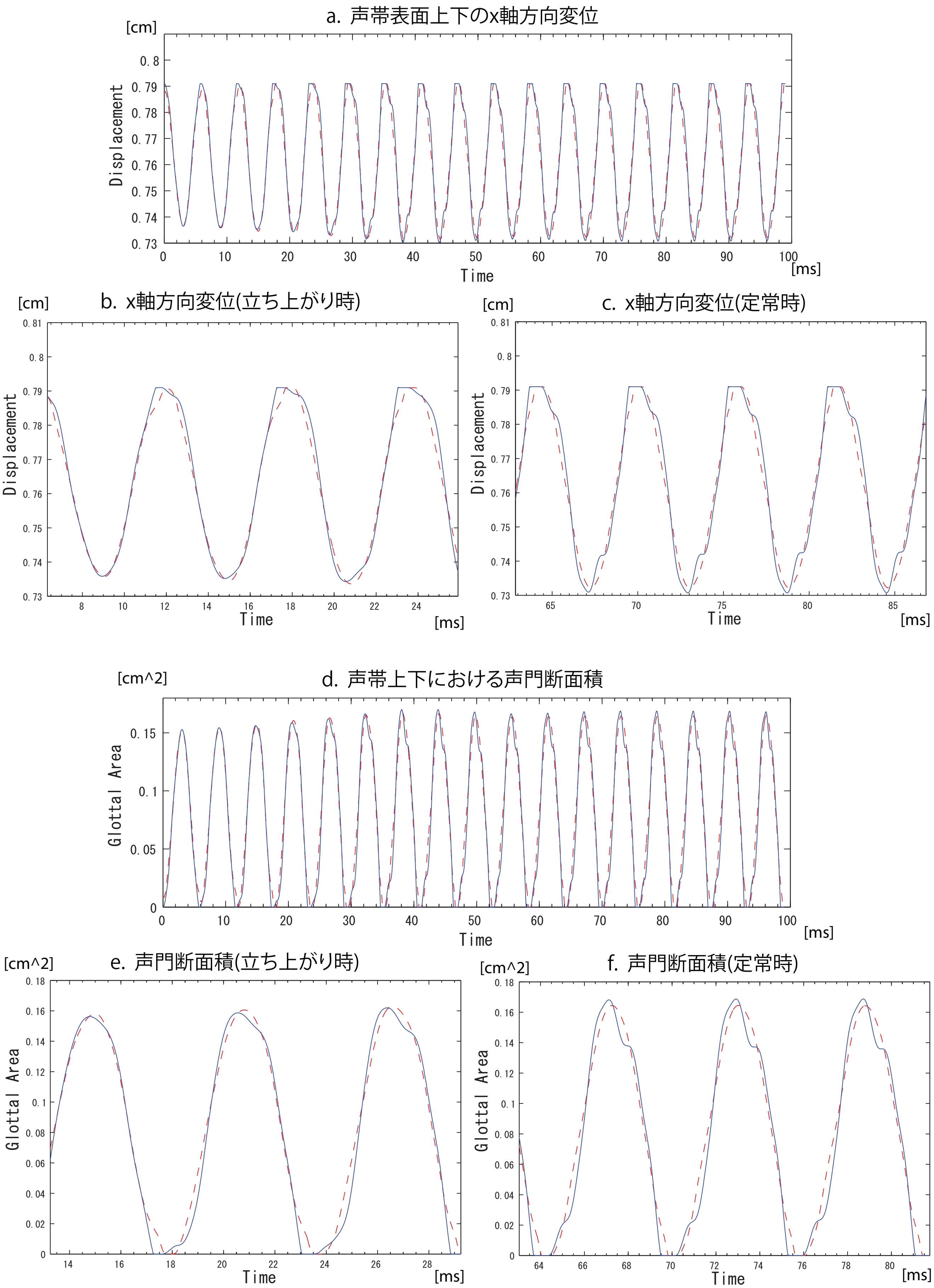

a. 声帯表面上下のx軸方向変位
[cm]
Displacement
Time
[ms]
b. x軸方向変位(立ち上がり時)
[cm]
Displacement
Time
[ms]
c. x軸方向変位(定常時)
[cm]
Displacement
Time
[ms]
d. 声帯上下における声門断面積
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]
e. 声門断面積(立ち上がり時)
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]
f. 声門断面積(定常時)
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]

図3.9

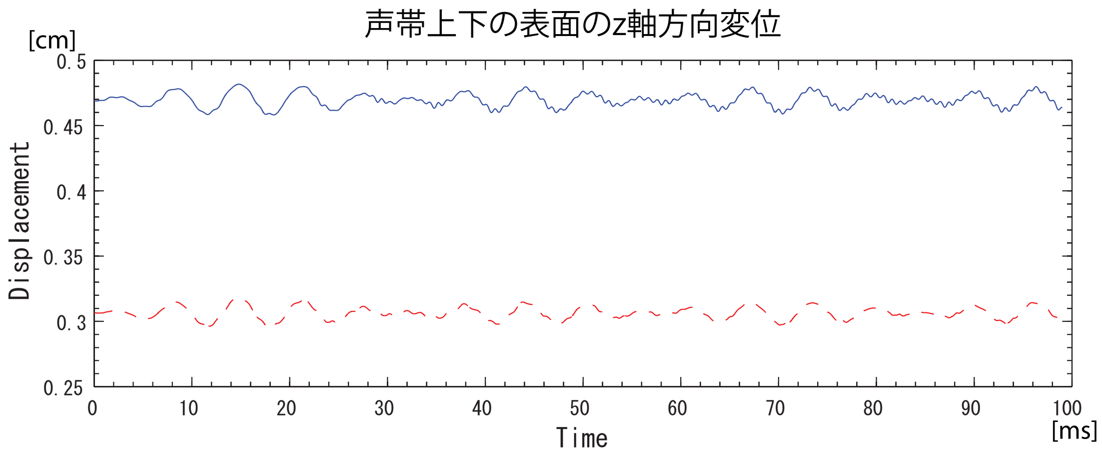


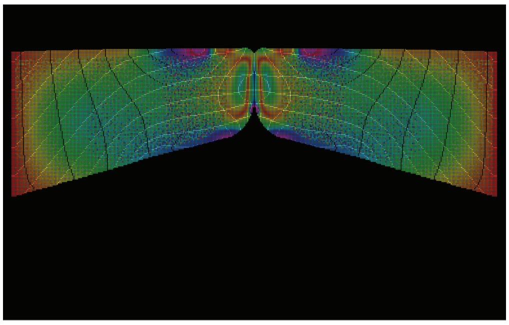
図3.10

図 3.9 の声帯表面の変位と断面積のグラフでは、青い実線が声帯上部、赤い点線が声帯下部のものを示している。

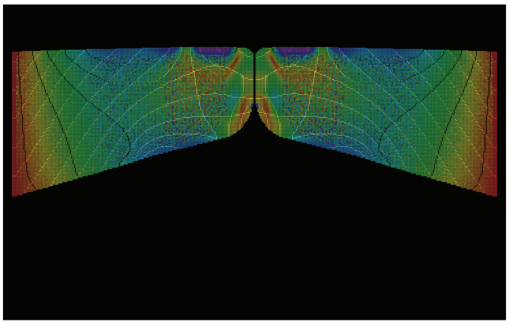
Case B のときは, Cover のヤング率が $2.0 \times 10^5 [dyn/cm^2]$ で、かつ Body のヤング率が $20.0 \times 10^5 [dyn/cm^2]$ となっていて、声帯全体のヤング率が Case A の 200% である場合を示している。通常人間は、声の音高を変化させる場合には声帯の筋肉を収縮させているが、このことは見かけ上、声帯組織のヤング率を変化させていることと等価であると考えられる。

Case B の結果では図 3.8 a より、声門波の基本周波数が約 172Hz となっていることが分かる。これは男性の通常発声時の状態より少し音高が高い状態である。図 3.9 より、声帯全体で Cace A のときより小刻みに振動し、振幅もかなり小さくなっているのが分かる。この結果よりヤング率の変化が音声のピッチに直接的に影響を及ぼすということが分かる。またこのとき、さらに声帯上下の運動の位相差は小さくなり、その結果 divergent convergent といった声門形状の変化がほとんど観測されず、流れの剥離位置がほぼ固定されていることが図 3.8 c より分かる。また声帯上部にモードが立っているのも確認できる。このモードはシミュレーションを続けていくと次第に大きくなっていくのが観測された。

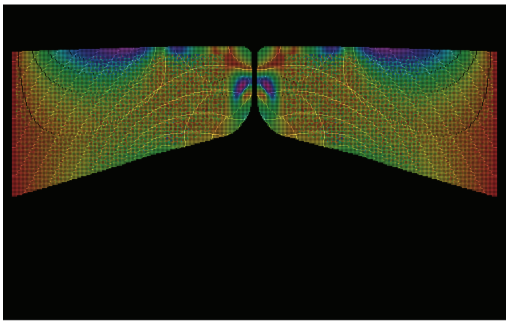
Case C の時の結果を示す。得られた声帯振動の様子をサムネイルで示す。



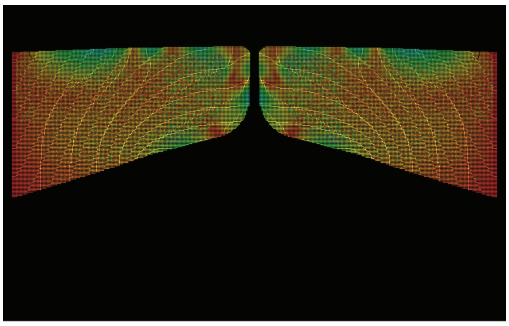
0.0 msec



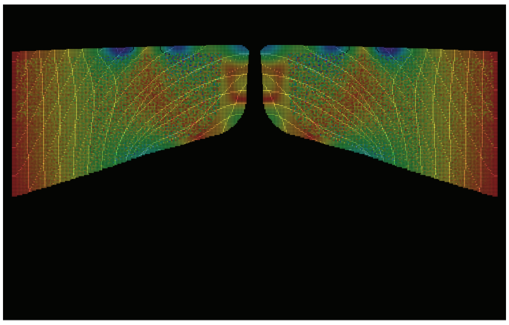
0.31 msec



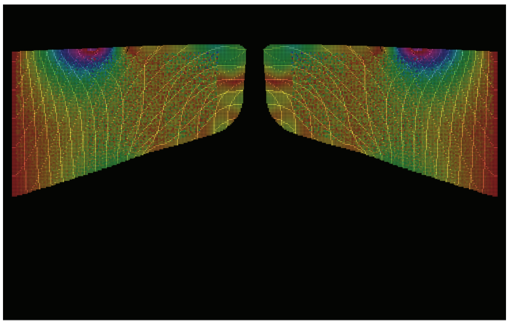
0.62 msec



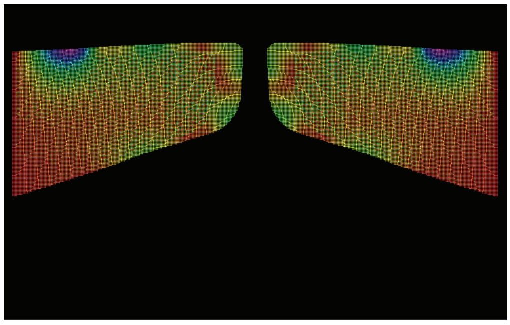
0.93 msec



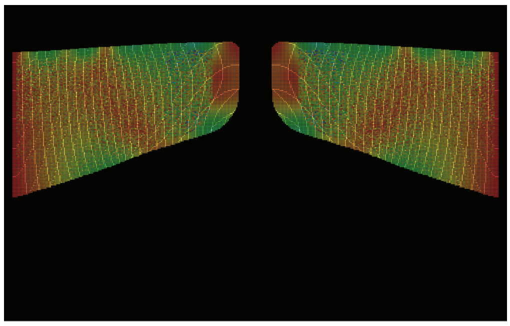
1.24 msec



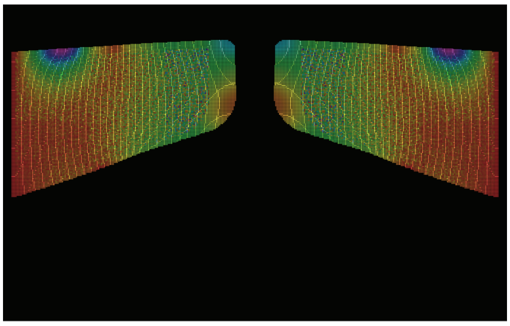
1.55 msec



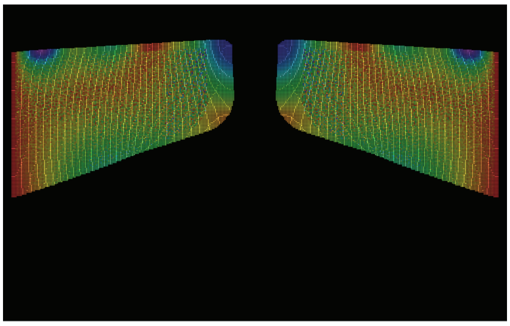
1.86 msec



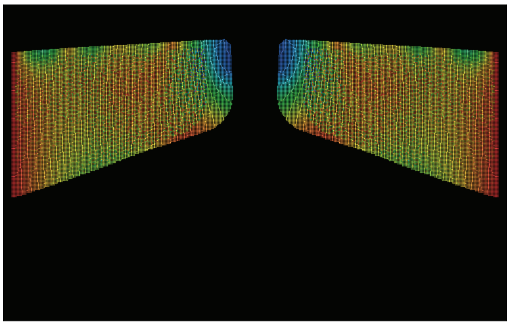
2.17 msec



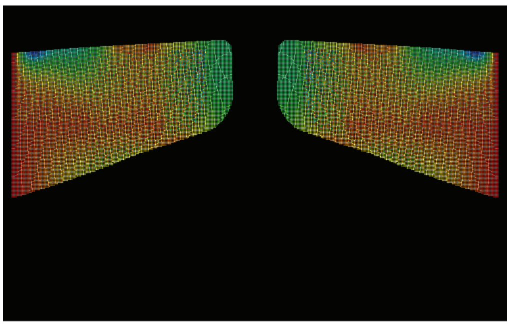
2.48 msec



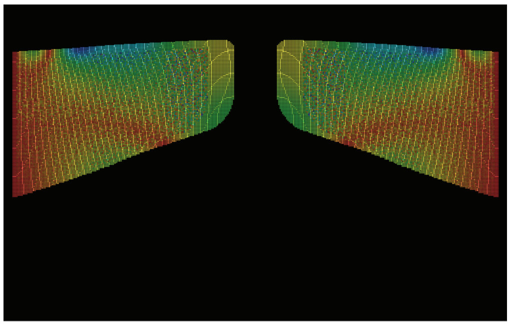
2.79 msec



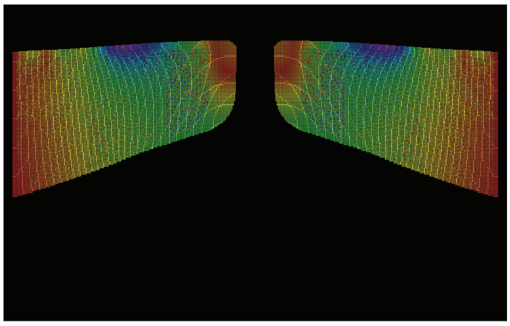
3.10 msec



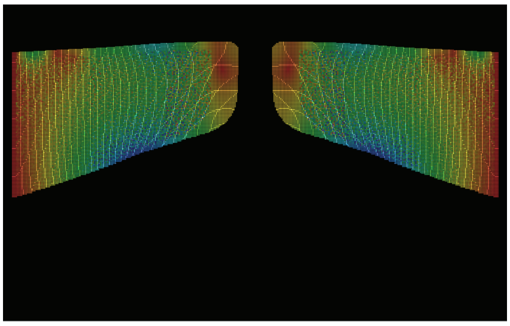
3.41 msec



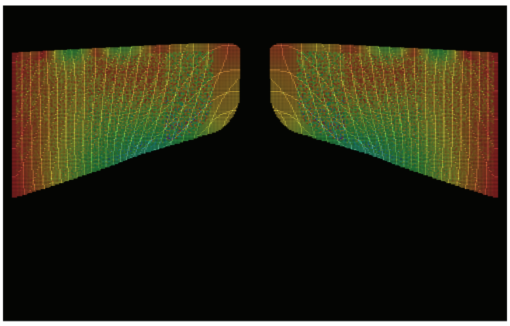
3.72 msec



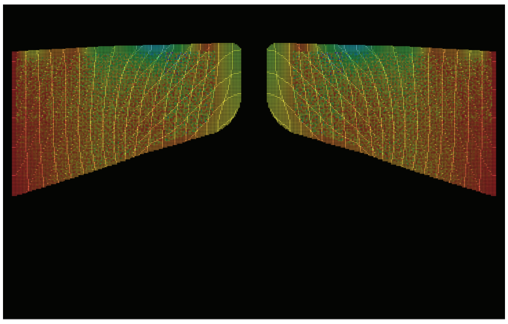
4.03 msec



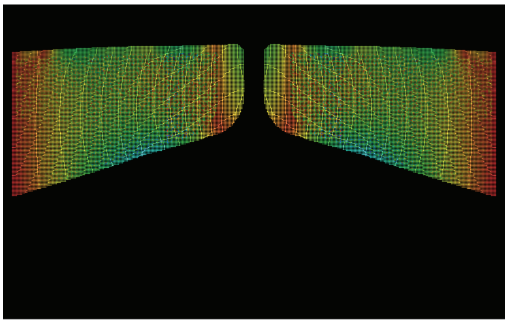
4.31msec



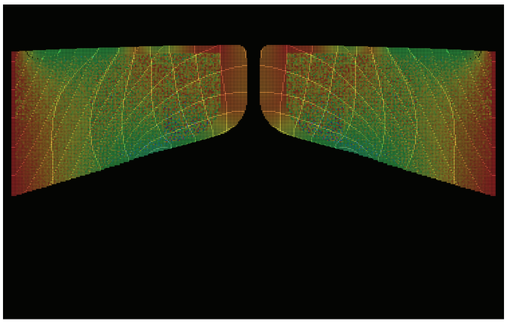
4.62 msec



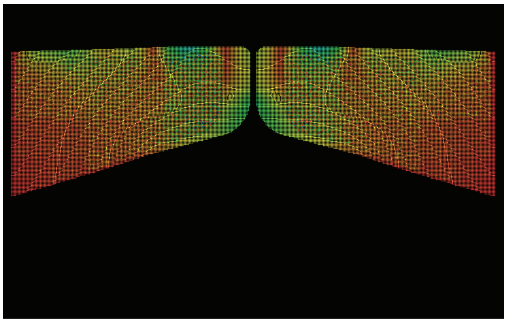
4.93 msec



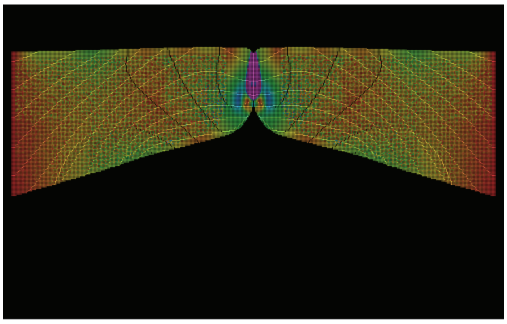
5.24 msec



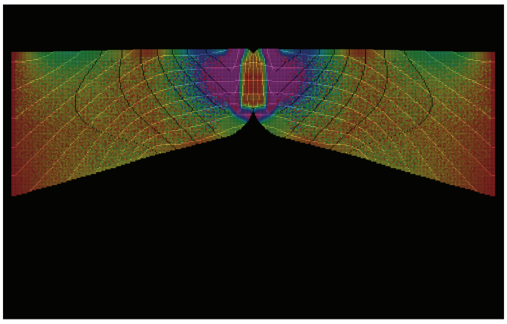
5.55 msec



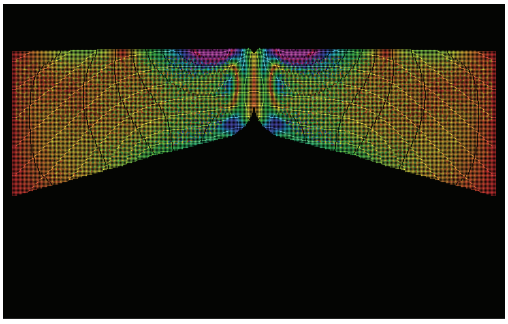
5.86 msec



6.17 msec



6.48 msec



6.79 msec

圧力の相対値

次に Case C のときの声門流量波形とそのパワースペクトル, 呼気流の剥離位置 (z 座標), 声帯上下の表面の変位 (x 軸方向は幅方向, z 軸方向は高さ方向) と断面積の変化を示す。

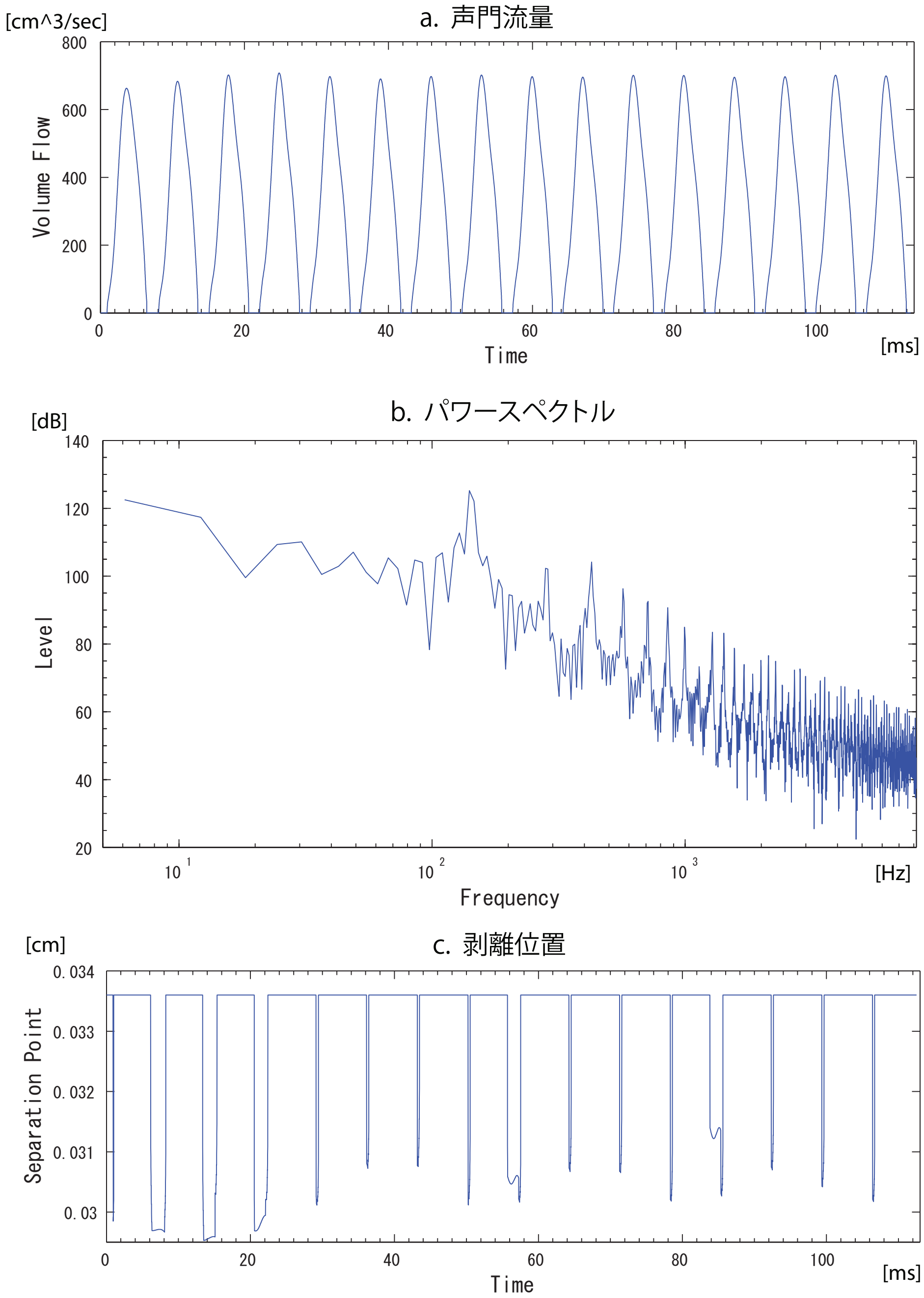


図3.11

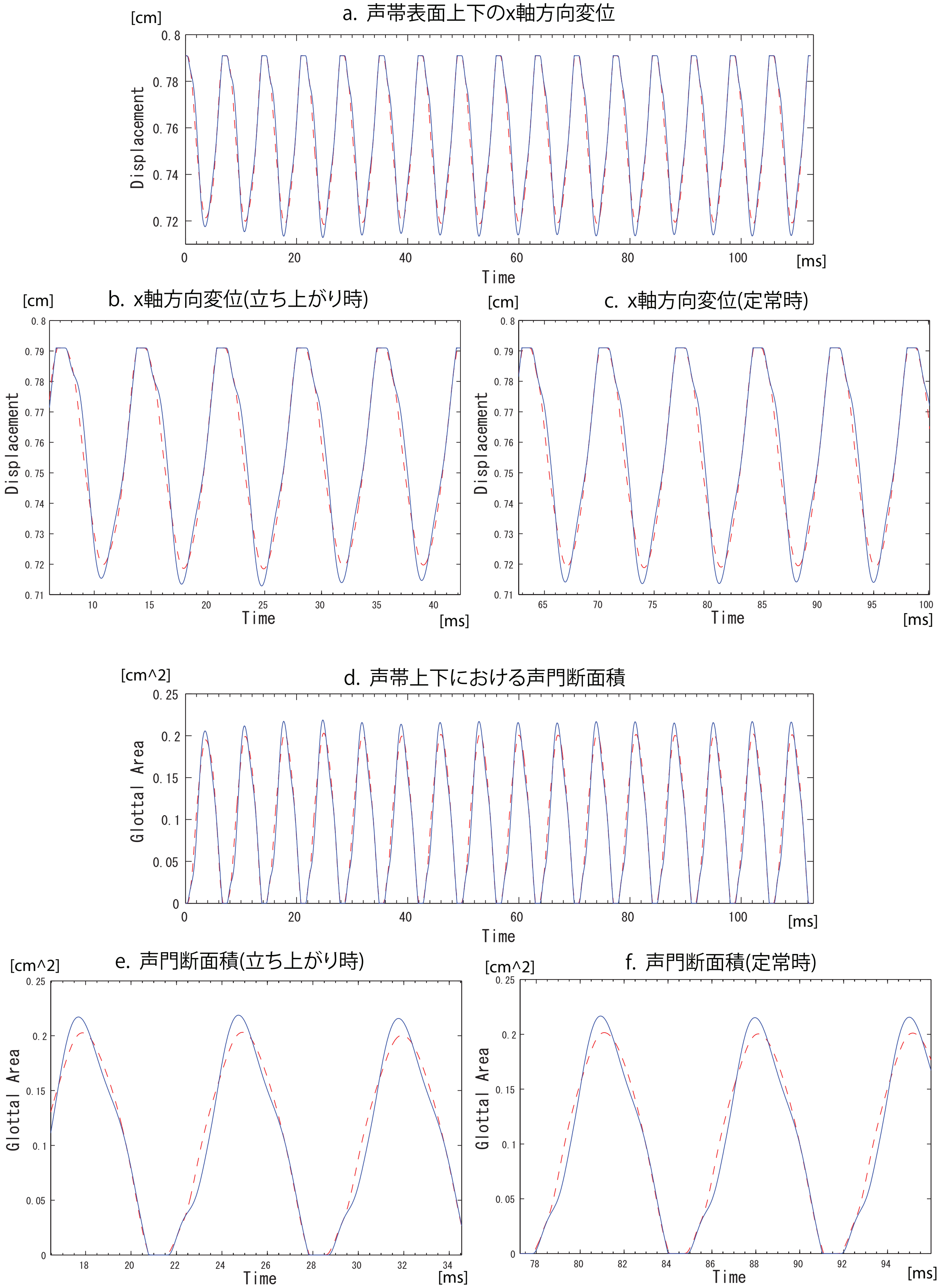

a. 声帯表面上下のx軸方向変位
[cm]
Displacement
Time
[ms]
b. x軸方向変位(立ち上がり時)
[cm]
Displacement
Time
[ms]
c. x軸方向変位(定常時)
[cm]
Displacement
Time
[ms]
d. 声帯上下における声門断面積
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]
e. 声門断面積(立ち上がり時)
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]
f. 声門断面積(定常時)
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]

図3.12

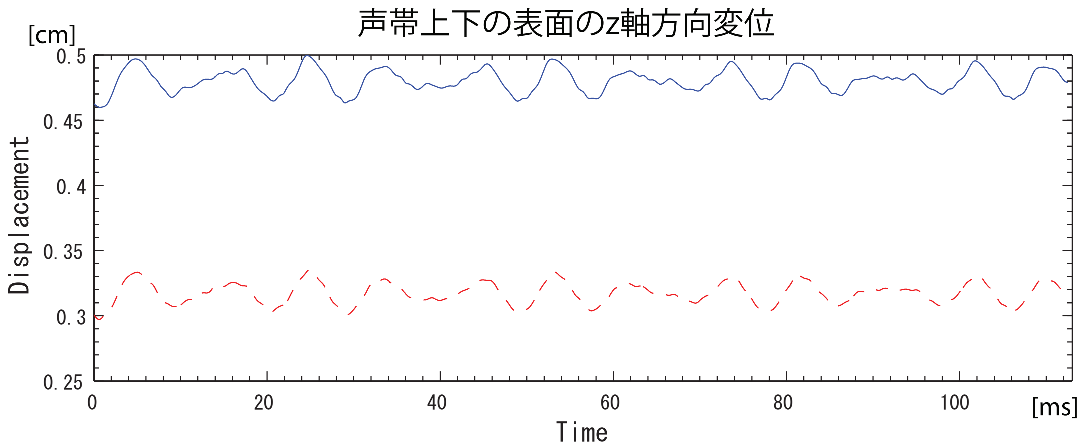


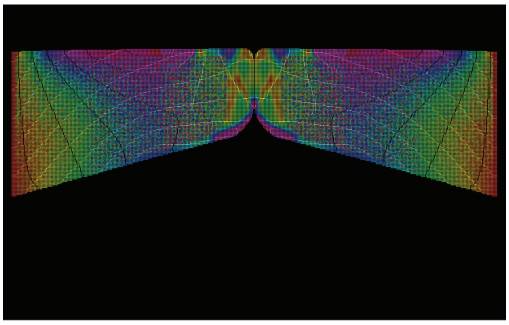
図3.13

図 3.12 の声帯表面の変位と断面積のグラフでは、青い実線が声帯上部、赤い点線が声帯下部のものを示している。

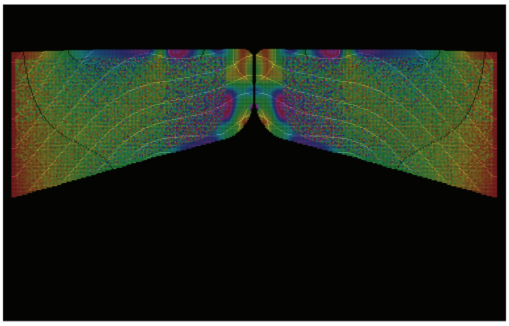
Case A と Case B のときは Body のヤング率を Cover の 10 倍に設定しているが、これは声帯がほとんど運動していないとき、つまり、筋肉がほとんど収縮していないときの値である。声帯が運動し始めるとこの倍率は上がり、100 倍程にまでなるとされている。よって、Case C では Body のヤング率を Cover の 100 倍に設定し, Cover のヤング率が $1.0 \times 10^5[dyn/cm^2]$ で、かつ Body のヤング率が $100.0 \times 10^5[dyn/cm^2]$ とした。Case C の状態が最も通常発声時に近いと言える。

その結果、図 3.11 a より、声門波の基本周波数は 150Hz となっており、Case B よりも低い値が得られていることが分かる。これは一般的な男性の通常発声時の状態にかなり近いと言える。またこのことより、声門波の基本周波数の変化に及ぼす Body 側のヤング率の影響はかなり小さく、より Cover 側のヤング率に大きく左右されることが分かる。このときも Case A と同じように声帯下部から閉じ始め、声門上部から開き始めており、divergent convergent といった声門形状の変化も現れている。図 3.11 b からみてとれるように、スペクトル傾斜は-12dB/oct. よりも急になった。また、Case A, Case B に比べ定常状態にまで立ち上がる時間も短くなったことも図 3.12 より分かる。

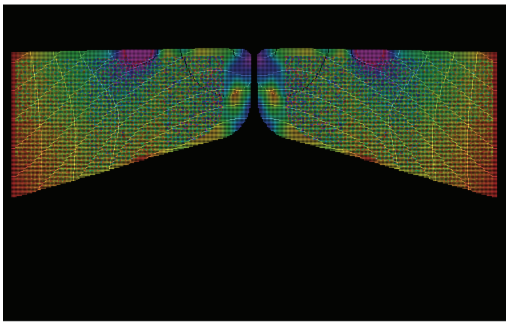
Case D の時の結果を示す。得られた声帯振動の様子をサムネイルで示す。



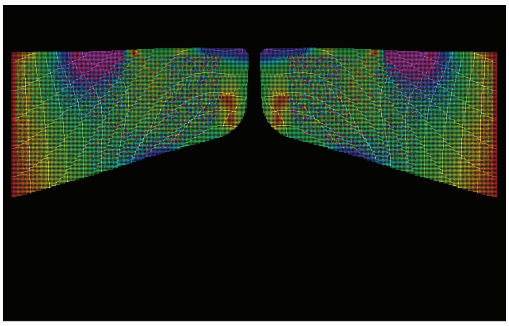
0.0 msec



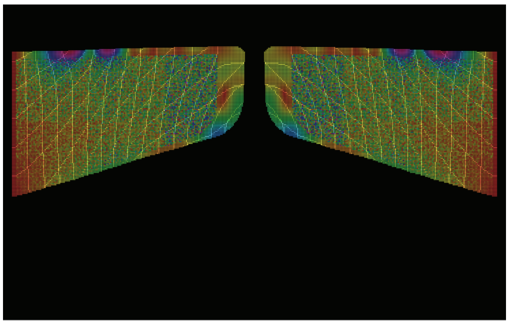
0.31 msec



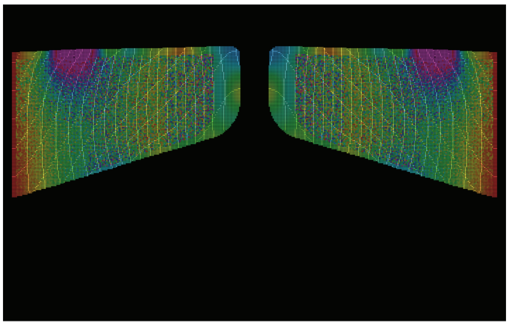
0.62 msec



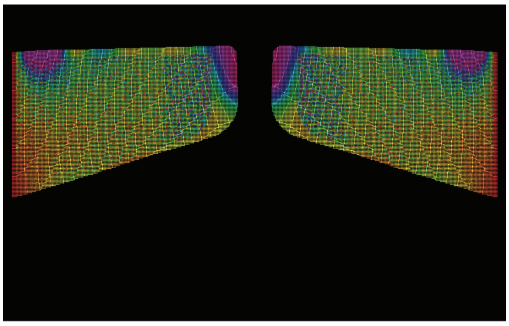
0.93 msec



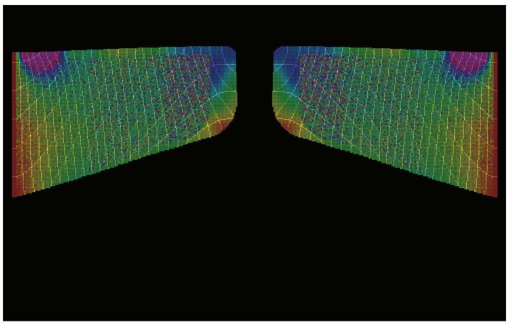
1.24 msec



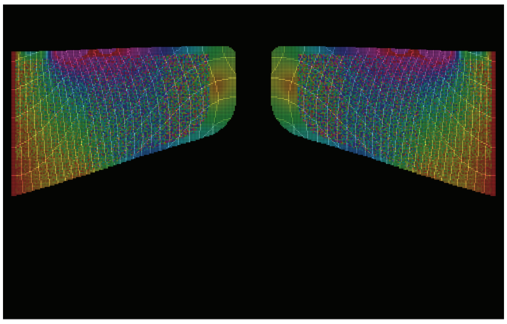
1.55 msec



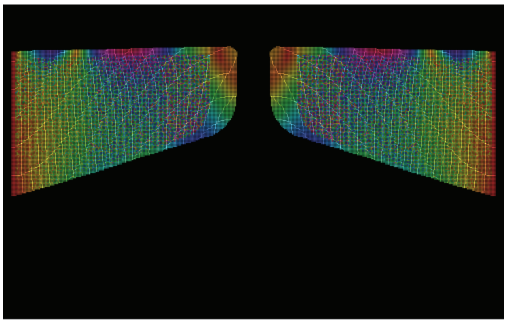
1.86 msec



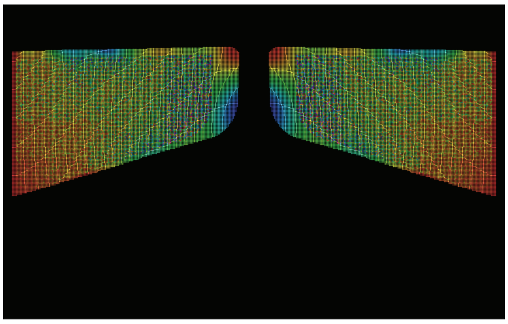
2.17 msec



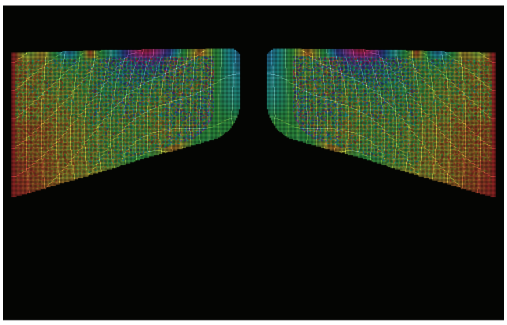
2.48 msec



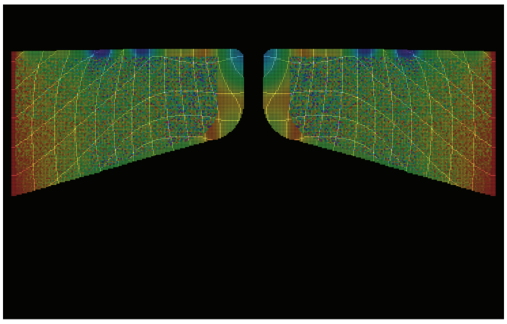
2.79 msec



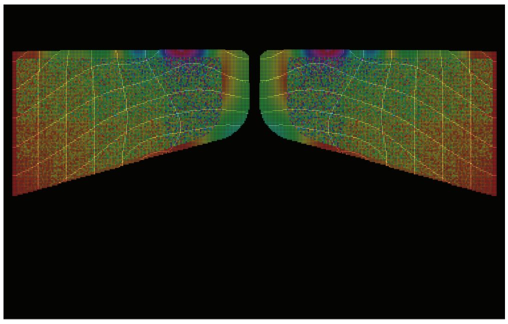
3.10 msec



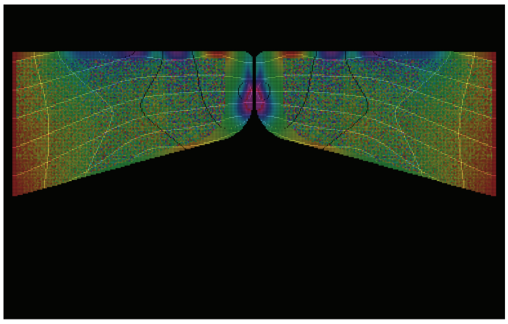
3.41 msec



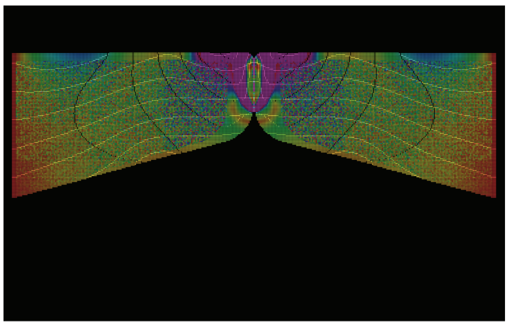
3.72 msec



4.03 msec



4.31msec



4.62 msec

圧力の相対値

次に Case D のときの声門流量波形とそのパワースペクトル, 呼気流の剥離位置 (z 座標), 声帯上下の表面の変位 (x 軸方向は幅方向, z 軸方向は高さ方向) と断面積の変化を示す。

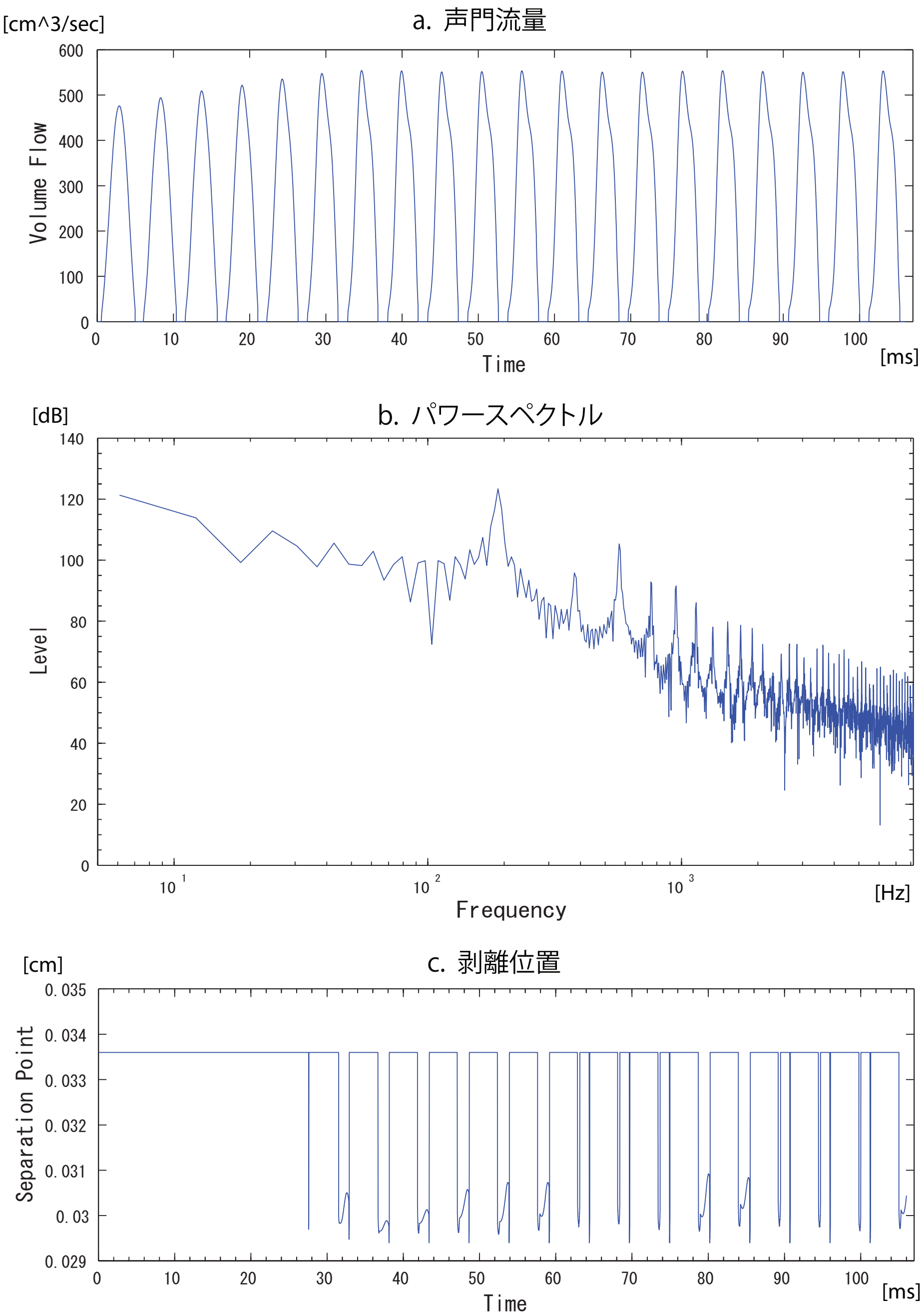
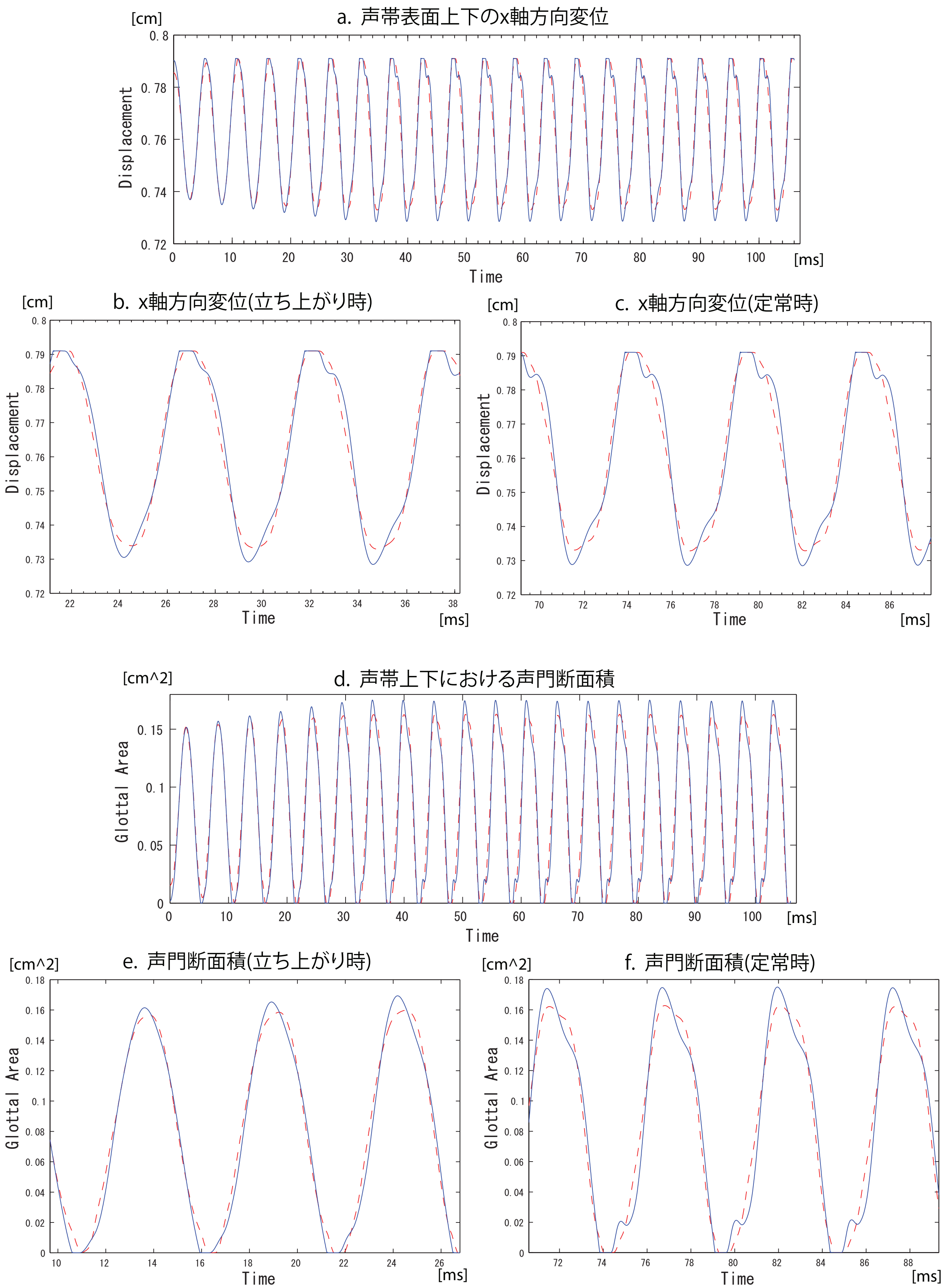


図3.14



a. 声帯表面上下のx軸方向変位
[cm]
Displacement
Time
[ms]
b. x軸方向変位(立ち上がり時)
[cm]
Displacement
Time
[ms]
c. x軸方向変位(定常時)
[cm]
Displacement
Time
[ms]
d. 声帯上下における声門断面積
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]
e. 声門断面積(立ち上がり時)
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]
f. 声門断面積(定常時)
[cm^2]
Glottal Area
Time
[ms]

図3.15

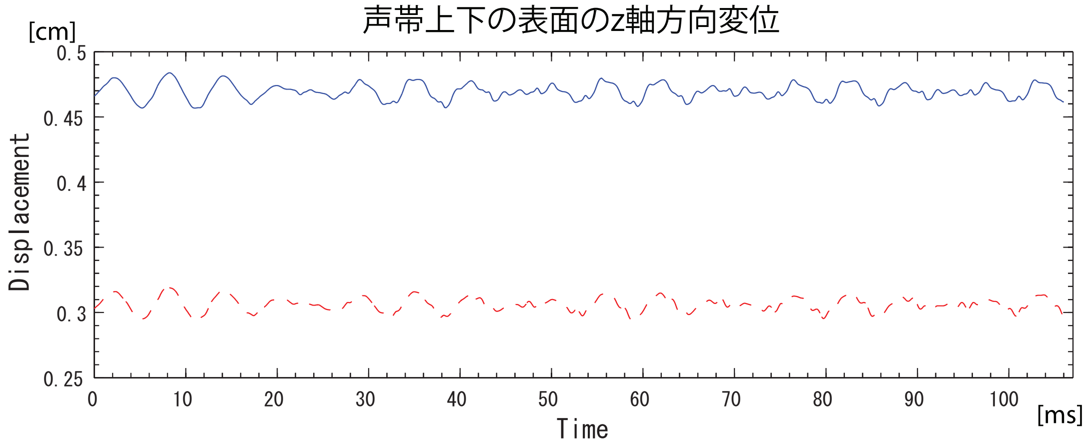


図3.16

図 3.15 の声帯表面の変位と断面積のグラフでは、青い実線が声帯上部、赤い点線が声帯下部のものを示している。

Case D の場合は筋肉収縮時の状態である Case C の声帯構造において声帯全体のヤング率が２倍になるまで高くした場合を示しており、Cover のヤング率が $2.0 \times 10^5[dyn/cm^2]$ で、かつ Body のヤング率が Cover の十倍で $200.0 \times 10^5[dyn/cm^2]$ としている。このとき、図 3.14 a より, 声門波の基本周波数が約 200Hz となり、最も高い値になっていることが分かる。スペクトル傾斜は図 3.14 b からみてとれるように、Case C のときと同様に-12dB/oct. より急になっている。Case B より声帯全体のヤング率が高いが、このときは声門形状に divergent, convergent といった変化が観測され、それに伴って剥離位置も移動していることが図 3.14 c より分かる。また図 3.15 の結果から、定常状態になるまでの時間も最も短かったことも分かる。

以上より、本論の手法では声帯の基本的な挙動は妥当に表現できていることが分かる。Case A から Case D のどの場合においても、呼気流によって押し広げられた左右の声帯はその弾性によってその上部から元の形状に戻り始めるが、しだいに声帯下部の運動が優勢になり、左右の声帯の衝突は声帯下部から起こっている。また、閉じられた声帯は声門下圧の上昇によって声帯下部から開き始めていることが分かる。これは声帯表面に生じる表面波の影響であると考えられる。声帯全体としてはほぼ楕円形の軌跡を描いて運動し、ばねのような単純に伸び縮みする振動ではなく、剪断運動が支配的であることも観測された。これは過去の研究例と比較しても妥当な結果であり、安定したシミュレーターが構築できたと言える。ただし、現実より明らかに大きな振幅で振動が生じている。これは前述したように声帯長さ方向からの力の寄与を無視しているからであると考えられる。また、声帯上下間の位相差は実際の声帯においては約 60 から 90 度程生じる言われており、過去の研究結果と比べてかなり小さい値となっていることもこのことが原因の可能性がある。これは今後モデルを 3 次元化していくことによって改善されていくはずである。また、声帯の初期形状に関しても今後さらなる検討が必要である。

第 4 章

総括

4.1　まとめ

本研究では、声帯を異方性弾性体の運動方程式を用いて連続体として物理的にモデル化し、粒子法の一種である MPS 法で離散化してシミュレーションを行った。呼気による流体力は境界層の仮定をおいた一次元流れモデルを用いて解析的に計算し、流れの剥離位置の変化を考慮に入れた。この結果、呼気流と声帯の流体ー弾性体連成運動を効率的に表現することができ、剪断運動やそれによって生じる楕円形の軌道、声帯表面に生じる表面波、ヤング率と声門波の基本周波数との直接的な関係など、実際の声帯振動の形態によく対応する安定したシミュレーターが構築できた。また、GPU と CPU 両方で効果的に並列実行できるように実装し、アルゴリズムの改良を行った結果、極僅かなコストで約 417.2 倍という著しい高速化が実現され、パラメータを操作しながらのシミュレーションが可能になった。

しかし、本研究では声帯組織の構造を Body-Cover 構造を基にした 2 層構造で表現したが、実際の声帯はもっと多くの層構造を持っており、より現実的な声帯の生理学的構造の表現は今後に残された課題と言える。また、シミュレーションをより現実のものに近づけていくには 3 次元化は必須であり、声帯の 3 次元的な初期形状の検討も必要である。ただし、このまま 3 次元化した場合には計算量がさらに増え、インタラクティブ性が再び失われる可能性がある。現在の計算速度をほぼ保ったまま 3 次元のシミュレーションを行っていく工夫も検討が必要である。今後はこれらの課題の他、呼気流の数値計算化、可視化等も視野に入れた検討を行っていく。

謝辞

1 年間熱心に研究指導等をして頂いた鏑木時彦准教授に深く感謝致します。また、本研究で使用した”CPU のみでの非並列実行コード”をお忙しい中、本研究のためだけに改変し、譲ってくださった福富隆朗さんに深く感謝致します。お世話になった若宮幸平助教授, 及び研究室の方々に深く感謝致します。最後に、4 年間お世話になった 4 年生のみなさん、及びそれに準ずるみなさん、ありがとうございました。

参考文献

[1] K.Ishikawa and J.L.Flanagan, ”Synthesis of voiced sounds from a two-mass model of the vocal cords”, Bell Syst. tech. J., 51, 1233-1268, 1972.

[2] B.R.Story and I.R.Titze ”Voice Simulation with a body-cover model of the vocal folds”, J. Acoust. Soc. Am., 97, 1249-1260, 1995.

[3] 曲渕健太郎, 田部洋介, 鏑木時彦, ”声門流における流れの剥離の影響に関する検討”, 音響学会誌, **63**(3), pp.130-138(2007)

[4] Fariborz Alipour, David A. Berry, and Ingo R. Titze ”A finite-element model of vocal-fold vibration”, J. Acoust. Soc. Am., December 2000, pp3003-3012.

[5] 越塚誠一, ”粒子法”, 丸善株式会社, 2005

[6] 福富隆朗, 仲田昌史, ”粒子法による声帯の連続モデル”, 電気情報通信学会, 2007-10, pp7-12

[7] NVIDIA Corporation, ”GPU Gems”, Addison-Wesley, 2004

[8] NVIDIA Corporation, ”GPU Gems 2”, Addison-Wesley, 2005

[9] NVIDIA Corporation, ”GPU Gems 3”, Addison-Wesley, 2007

[10] D.A.Berry and I.R.Titze, ”Normal Modes in a Continuum Model of Vocal Fold Tissues”, J.Acoust.soc.Am., 100(5), p.3345-3354(1996)

[11] 宋武燮, 越塚誠一, 岡芳明, ”MPS 法による弾性構造体の動的解析”, 日本機械学会論文集 (A 編), **71**(701), pp.16-22(2005)

[12] NVIDIA Corpolation, ”CUDA Programming Guide Version 1.0”, NVIDIA Technical Document, 2007

[13] Randi J. Rost, ”OpenGL Shading Language Second Edition”, Addison-Wesley, 2006