

Title	数値流体解析を用いた無声摩擦子音発声時の気流に関する研究
Author(s)	岡崎, 昌彦
Citation	
Issue Date	2004-03
Type	Thesis or Dissertation
Text version	author
URL	http://hdl.handle.net/10119/1791
Rights	
Description	Supervisor:赤木 正人, 情報科学研究科, 修士

修 士 論 文

数値流体解析を用いた無声摩擦子音発声時の気流
に関する研究

北陸先端科学技術大学院大学
情報科学研究科情報処理学専攻

岡崎 昌彦

2004年3月

修 士 論 文

数値流体解析を用いた無声摩擦子音発声時の気流
に関する研究

指導教官 赤木正人 教授

審査委員主査 赤木正人 教授
審査委員 松澤照男 教授
審査委員 党建武 助教授

北陸先端科学技術大学院大学
情報科学研究科情報処理学専攻

210013 岡崎 昌彦

提出年月: 2004 年 2 月

概要

健常な構音を持つ日本人成人男性 1 名の無声摩擦子音 /s/、/φ/、/sh/ の持続発声時の呼気流について調査した。各子音の声道形状を MRI に基いて抽出し、有限要素モデルを構築した。これらに対して数値流体シミュレーションを行い、各子音の音源生成に関わる特徴を検討した。また、歯擦音 /s/、/sh/ の音源を歯列にかかる壁面応力として評価し、これら流れ場の特徴から推察した妥当な音源位置に点音源として与え、有限要素法による音響解析を行うことで、被験者の実音声との対比を行った。この結果、/sh/ の計算結果は実音声と類似した傾向を示した。一方、/s/ の計算結果では、いくつか異なる傾向を示した。

目次

第1章	緒論	1
1.1	研究の背景	1
1.1.1	摩擦子音の音源生成機構	1
1.1.2	流れから発生する音	1
1.2	研究の目的	2
1.3	構成	2
第2章	声道モデルの構築手法と数値流体解析手法	3
2.1	3次元声道モデル	3
2.1.1	MRI(核磁気共鳴撮像法)	3
2.1.2	撮像対象と撮像条件	3
2.1.3	声道モデル	4
2.1.4	歯列補填法による歯列の再現	5
2.1.5	声道表面形状の整形	9
2.1.6	各子音の声道形状	9
2.2	数値計算手法	13
2.2.1	計算手法	13
2.2.2	乱流モデル	14
2.2.3	格子生成法	15
第3章	声道内の気流	16
3.1	計算条件	16
3.1.1	摩擦音生成時の気流の流量と肺圧	16
3.1.2	計算条件	16
3.1.3	定常状態の判別	17
3.2	声道内の流れ	19
3.2.1	/sh/ Model	19
3.2.2	/s/ Model	24
3.2.3	/φ/	29
3.2.4	まとめ	29
3.3	構音点付近の流れ	33

3.3.1	/sh/モデル	33
3.3.2	/s/モデル	41
3.3.3	/φ/モデル	48
3.4	まとめ	56
3.4.1	/sh/	56
3.4.2	/s/	56
3.4.3	/φ/	56
第4章	歯擦音の音源	57
4.1	音源位置	57
4.2	有限要素法による音響解析	63
4.2.1	被験者の音声のスペクトル	63
4.2.2	音源スペクトル	63
4.2.3	計算条件	65
4.3	計算結果	68
4.3.1	/sh/	68
4.3.2	/s/	68
第5章	結論	70
5.1	まとめ	70
5.2	今後の課題	70

第1章 緒論

1.1 研究の背景

1.1.1 摩擦子音の音源生成機構

摩擦子音の音源は、声道内の一部に形成された狭窄部の影響で気流が変動して生成される。これは気流の乱れに起因する広帯域な音源と考えられ、乱流雑音源と呼ばれている。音源から伝搬する音波は、声道形状に起因する共振、反共振等の音響的な影響を受けて口唇から放射される。放射音圧には各子音の音響的特徴が観測できる。

摩擦子音の音源に関して、従来からいくつかの研究が行なわれている。Shadle[3]はいくつかの模型実験を行ない音源スペクトルを求めている。模型は、円管を用いた単純なものから正中矢状断面上の声道に厚みを持たせた擬似的な声道模型まで用いられている。Stevens[2]は、音源を生成する現象を以下の3つに要約している(1)拘束噴流(狭窄部からの噴出流)内の自由せん断層の持つ不安定性(K-H不安定性)に起因する変動。(2)拘束噴流が流路中の障害物に衝突する事による変動。(3)不規則(滑らかでない)な狭窄部部位の形状による変動。S.NarayananとAlwenは[1]は、これらの模型実験や、管内で発生する流体音に関する理論的知見を利用して、摩擦子音の精密化にとり組んでいる。声道内の流れに関する知見はほとんどなく、摩擦子音の理解のためにも声道内の流れとそれによって発生する音の解明が望まれている。

1.1.2 流れから発生する音

気流から発生する音の解析はLighthillの音響学類推(Acoustic Analogy)に端を発し、その後、Powell[6]の渦音源理論等、多くの研究者らによって改良されている。数値流体解析に基づく流体音の予測は数値流体音響解析(Computational Aeroacoustics:CAA)と呼ばれ、主に輸送器機の高速度に伴い顕在化する空力騒音問題において、その発展が期待されている。CAAでは遠方場の音圧予測だけではなく、数値流体解析に基づくことで、音源の発生機構に関する知見を得られるという大きな利点がある。このような背景の中、非圧縮数値流体から得られた結果からコンパクト壁面に対して適用可能なLighthill-Curl方程式やFfowcsWilliam-Hawkings[?]方程式を用いた空力騒音予測が盛んに行われている。音声生成に関しては、例えば、Zhaoら[9][9]が声帯振動を単純な二次元管でモデル化、FfowcsWilliam-Hawkingsを用いて、声帯振動で発声する音源の解明に取り組んでいる。

1.2 研究の目的

本研究では、無声摩擦子音発声時の呼気流の流れの特徴を数値流体力解析を用いて調査し、構音形態と気流によって発生する音の関連を解明することを目的とする。

1.3 構成

第1章では、本研究の背景と目的を述べる。研究対象である無声摩擦子音と従来研究と関連する研究を概説し、本研究の目的と特色を述べる。第2章では、MRI に基いた3次元声道の再現方法と数値解法を説明する。第3章では、計算結果を示し、呼気流の特徴について説明する。第4章では、第3章で得られた結果から音源の特性を導き、考察を行う。第5章では、研究成果を整理し、結論を述べる。

第2章 声道モデルの構築手法と数値流体解析手法

本章では、声道形状の構築手法と数値流体解析の解析手法を概説する。

2.1 3次元声道モデル

2.1.1 MRI(核磁気共鳴撮像法)

声道は発話に使われる器官(構音器官、音声器官)によって形成される。3次元的な複雑さをもった形状となる。無声摩擦子音では、歯列等の構音器官により狭窄が形成されており、微少なスケールの形状が重要になる。声道を忠実に再現できる構音器官の計測方法が必要である。生体内の器官の形状を画像として記録する方法として、X線撮影法、X線CT(Computed Tomography)法、超音波断層撮影法、核磁気共鳴撮像法などがある。X線撮影法は2次元的な透視図の観察にとどまっており、3次元形状を得ることができない。X線CT法は任意の角度で断層画像を得ることができる。さらに3次元X線CT法では3次元情報を得ることができる。X線CTによる撮像は解像度の点で最も優れてはいるが、X線を用いるため人体に有害である。人体への悪影響を考慮すれば、撮像時間、撮像回数を制限せざるを得ない。超音波断層法は人体に非侵襲的であるが、高い解像度を期待できない。MRIはX線CT法と同じく、人体の断面を任意の方向から記録することができる。MRIは撮像に長時間を要し、大きな騒音が発される等問題があるが、人体に非侵襲的であり、解像度も良好である。

2.1.2 撮像対象と撮像条件

撮像対象として日本語の代表的な無声摩擦子音である/s/、/sh/、/φ/の正常な構音とする。被験者は健常な日本人成人男性1名であり、被験者には無声摩擦子音/s/、/sh/、/φ/の各子音を仰臥位で持続発声させた。各子音の撮像時間は3分間である。MR撮像に使用された装置はATR脳活動イメージングセンタのShimadzu - Marconi ECLISPE 1.5Tである。撮像範囲は、 $256\text{mm} \times 256\text{mm} \times 60\text{mm}$ 、矢状面のスライス厚は 2.0mm である。解像度は $512 \times 512\text{pixel}$ 、つまり $0.5\text{mm}^2/\text{pixel}$ である。なお、撮像されたMR画像はdicomm形式で記録される。

2.1.3 声道モデル

MR 画像からの声道モデルの作成法を図 2.1 に示す。まず、MR 画像の輝度分布を調整し、8bit-TIFF の矢状面断層画像に変換する。次に、voxel に変換する。前節で述べたように矢状断面上の pixel 間隔と各断層画像間の間隔が異なる。ここで voxel 間隔を解像度の高い矢状断面上の間隔に統一するための補間を行う。次に、voxel から声道の輪郭に相当する部分のみを抽出する。声道輪郭の抽出時には画像の二値化を行う。ここで、低コントラストの画像に対して有効な平均隣接数に基づいた閾値決定法 [4] に従う。次に、CAD ソフトウェアを用いて、voxel 間隔の三角形の集合で構成される声道形状を得る。ここで使用するソフトウェアは Geomagic 社の WRAP である。最後に、流体解析用プリプロセッサ上で気流の流入面と流出面を定義する等の最終的な形状の修正を行う。流出面は声道内の流れに影響を与えない程度に十分遠方である必要であるが、この距離を全モデルで共通して口唇の開口端の中心部から 30cm とした。ここで声道形状の再現時に幾つかの問題点



図 2.1: 声道モデルの作成手順

が挙げられる。

- 硬口蓋や歯列は空気と同じ輝度であるため MRI で得られた画像情報には再現されない(図 2.3)。歯列は無声摩擦子音の構音にとって非常に重要な形状である。
- 撮像中心から離れる程、撮像画像の明瞭度が低下する。このため、撮像中心からやや遠方に位置する気道から喉頭下部の再現が困難となる。
- voxel データから表面形状を構築すると、形状の湾曲部に voxel 格子状の小刻な凹凸が現れる。これらは気流に対して不自然な抵抗を与えることが予想される。



図 2.2: 声道モデルの作成手順

この中で喉頭下部の形状については、発声時の MR 画像の低輝度分布を強調するように調整した TIFF 画像を用意し、CAD 上で結合した。輝度分布の調整は、視察によるものである。その他については、次節以下で述べる。また、図 2.4 に上記の問題を考慮した作業手順を示す。

2.1.4 歯列補填法による歯列の再現

新川らは、歯冠プレートを被験者に装着させることで、歯列の造影を行っている。しかし、歯冠プレートの装着は被験者に違和感を与えることで、正常な構音ができなくなる可能性がある。本研究では、歯列と硬口蓋のみを抽出して、発声時の画像に補填する竹本ら [5] による方法 (歯列補填法) を適用する。彼らの方法では、口腔内に造影剤を含ませて、撮像時に映り込まない形状を歯列と硬口蓋のみに限定し、輝度値を反転させる事でこれらの形状を得る。異なる構音時においても、これらの器官の形状は不変であるため、適切な変換行列を定義し、発声時の voxel に写像することで声道の正確な形状を得ることができる。この手法では変換行列を作成するために参照点を必要とする。参照点は、上歯列に対しては左右切歯 1 間の歯槽突起、左右大臼歯の歯髓の中心、鶏冠の計 4 点とし、下歯列では左右切歯 1 間の歯槽突起、左右大臼歯の歯髓中心、オトガイの計 4 点とする。図 2.4 に歯列補填法で得られる歯列形状を示し、上記の手法を適用して得た発声時の正中矢状断面を図 2.5 に示す。なお、歯列形状抽出時には声道輪郭抽出時と同じ方法を用いる。



図 2.3: MRI から得られた/sh/発声時の頭部の正中矢状断面

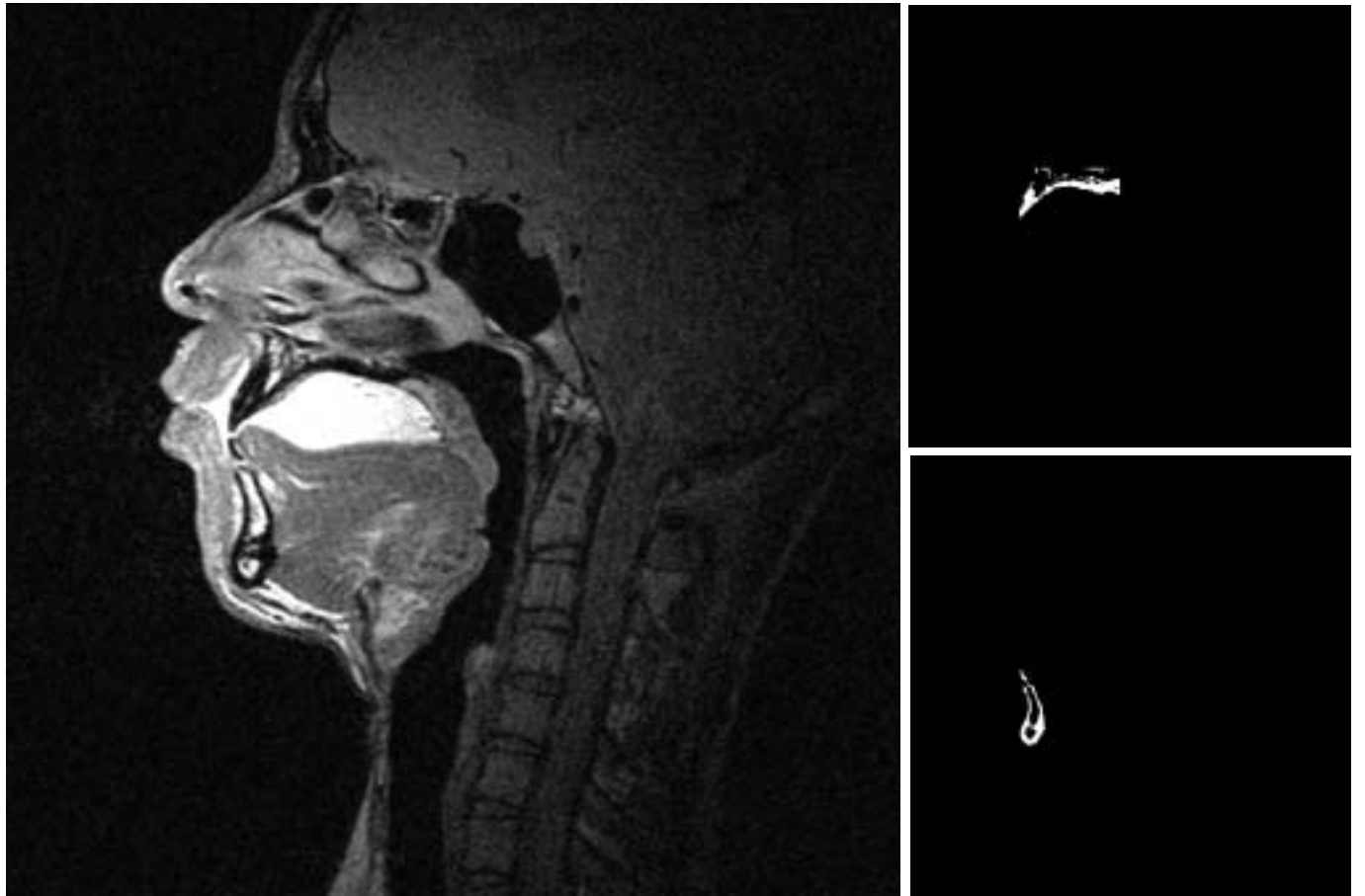


図 2.4: 口腔内に造影剤を含む頭部の正中矢状断面 (左):抽出した下歯列 (右下) と上歯列 (右上)

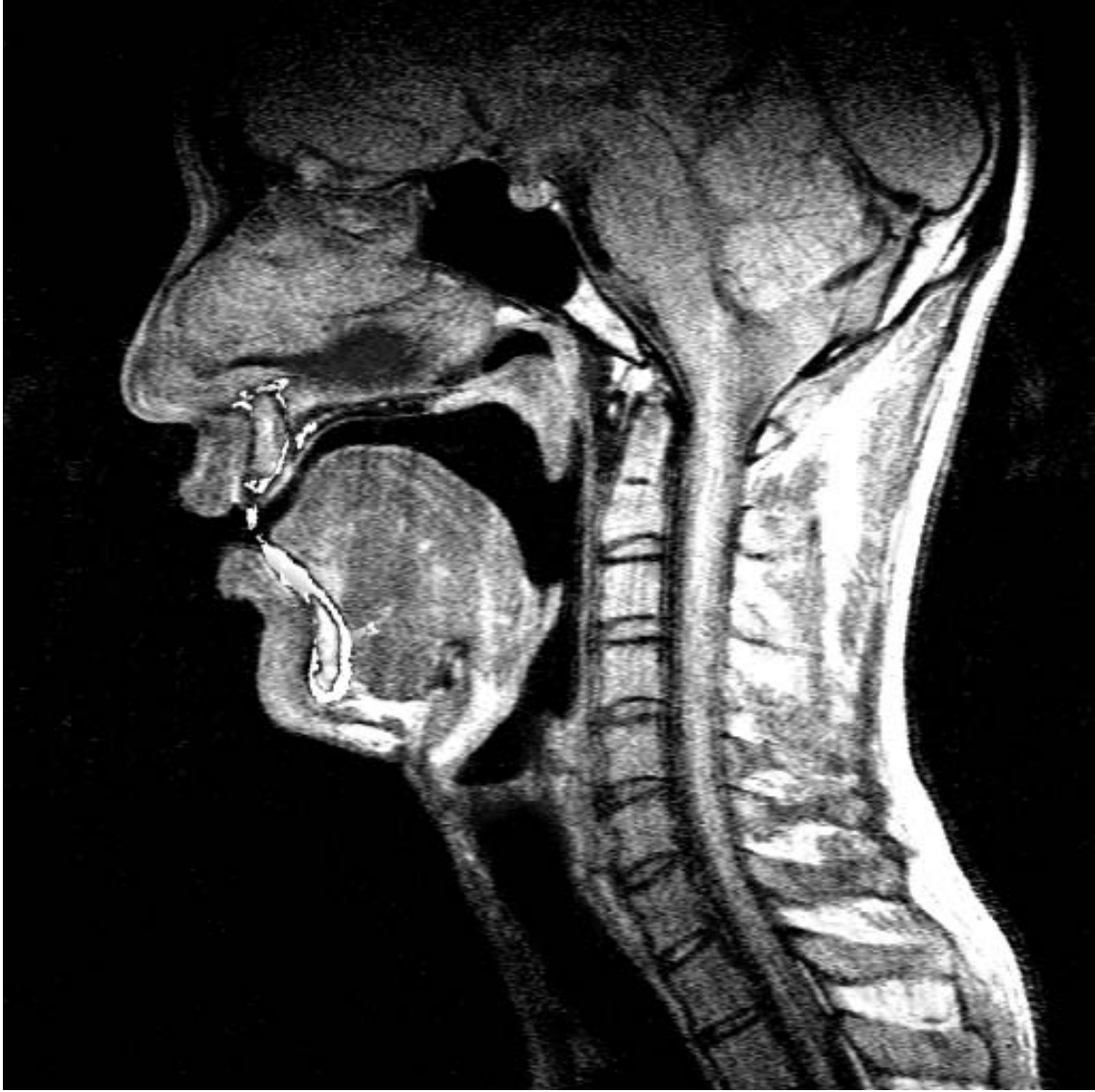


図 2.5: 歯列補填後の/sh/発話時の頭部の正中矢状断面

2.1.5 声道表面形状の整形

声道の表面形状の整形時には、画像情報に起因する微細な凹凸形状が流体中に不自然な抵抗を及ぼすことを防ぐため平滑化処理を行う。さらに、数値解析の前処理時の負荷を考慮して構成面数の削減を行った。これらの処理は、主に比較的単純な形状を持つ部位(曲率の小さい部位)、流れに与える影響の小さいと考えられる部位で集中して行った。また、狭窄部部位、喉頭蓋による分岐等の、形状変形による影響が大きい箇所での処理は極力少なくした。声道断面の視察と断面積の計測により、これらの処理が及ぼす影響を検討したところ、形状の過度な変形は無く、MRIに基づいた発声時の形状として妥当な形状を得た事を確認した。図例として、図 2.6 に変形前後の声道形状を示す。

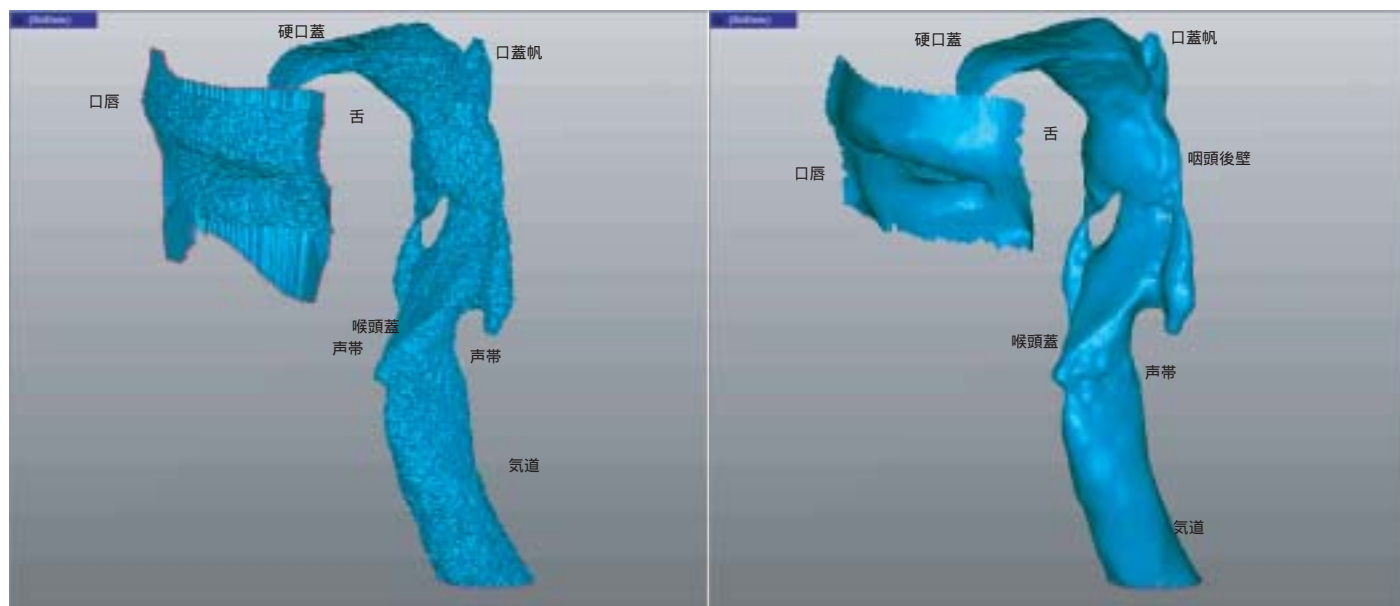


図 2.6: 変形前(左)と変形後(右)の声道形状

2.1.6 各子音の声道形状

一般的に、狭窄形状の下流側近傍では拘束噴流が生じ、狭窄前後で圧力差を生じる。また、噴流は不安定なせん断層を形成するため、下流側の流れ場に変動を与える原因となる。このために、狭窄形状について把握することは重要である。

図 2.7、2.8、2.9 に各子音の声道形状を示す。/sh/では、上部歯茎と舌尖、/s/では上下歯列間、/φ/では上下口唇間により最小の狭窄部が形成されている。また、各子音に共通して、声帯部、喉頭蓋上部と咽頭後壁の間、上下歯列間において狭窄形状が形成されている。



図 2.7: /sh/ model の声道形状



図 2.8: /s/ model の声道形状

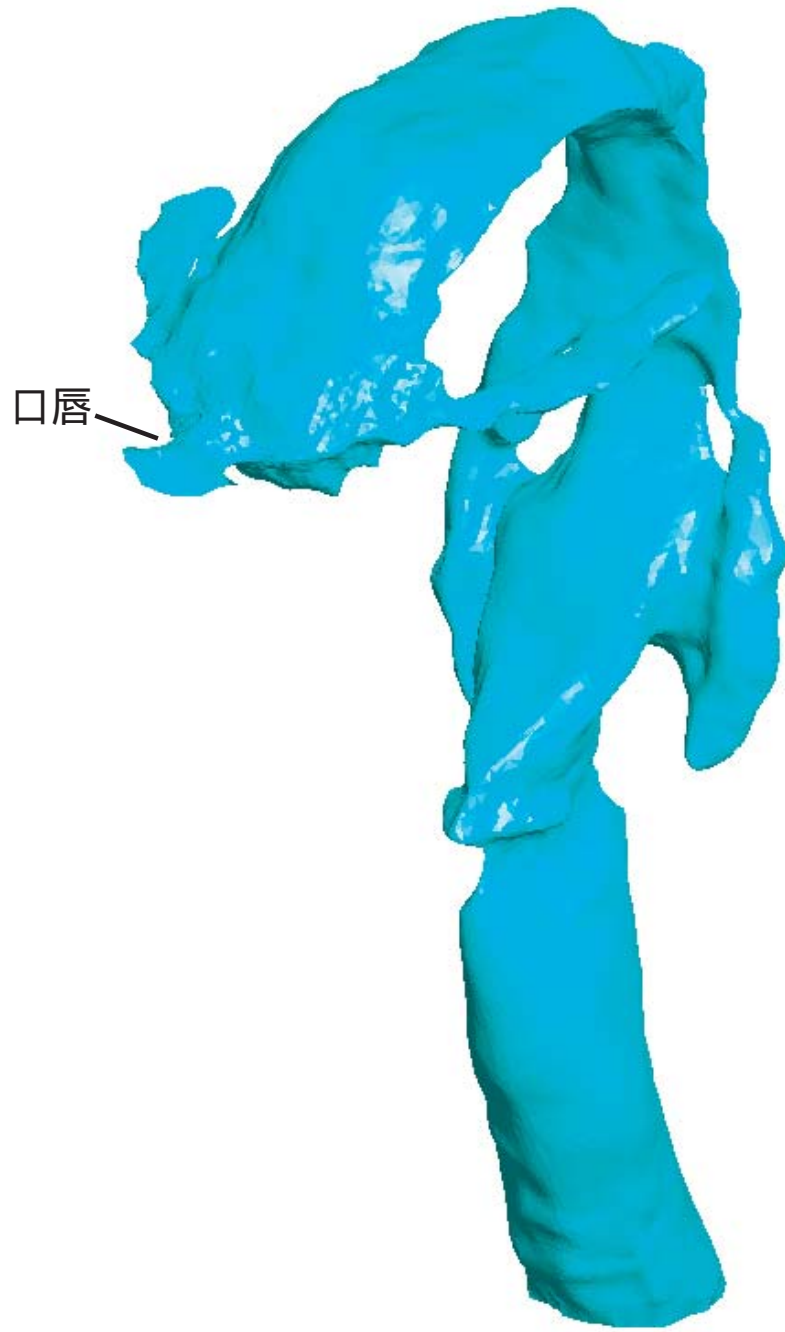


図 2.9: / ϕ / model の声道形状

u	速度
ω	渦度
p	圧力
ρ	密度
x	座標

表 2.1: symbols

2.2 数値計算手法

音波は流体の圧縮性によって生じる密度の粗密波として空気中を伝搬する圧縮性流体の現象である。流れの圧力と音波として伝搬する圧力(音圧)の大きさは桁違いに異なる。さらに、計算対象となる声道形状は複雑な形状となっている。これらのために、声道内の流れを圧縮性流体として直接解く方法は現実的ではない。また、対象とする流れ場は比較的低 Mach 数 ($\frac{u}{c_0}$) の流れ場であると推測でき、非圧縮流体と仮定できる。このような場合、音響学的アナロジーに基づいて音の伝搬の解析と音源を生成する流れの解析を分離して行う方法が有効である。([?] 等) 本節では、本研究で用いられる非圧縮流体解析手法を解説する。

圧縮性を考慮した流体の連続の方程式は、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

また、運動量方程式

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial e_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

ここで e_{ij} は粘性応力テンソルである。媒体がストークスの仮定を満たすなら、

$$e_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.3)$$

である。

2.2.1 計算手法

本研究では、商用の汎用熱流体解析ソフトウェアである PAM-FLOW(ESI 社)を用いる。PAM-FLOW では、次の ALE(Arbitrary Lagrangean-Eulerian) 形式の非圧縮 Navier-Stokes 方程式に基づいて計算される。

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \nabla(F^\alpha - F^\nu) = -v \nabla \cdot w + s \quad (2.4)$$

$$\left(v = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho u_i \\ \rho C_p T \end{pmatrix}, F_j^\alpha = \begin{pmatrix} \rho(u_j - w_j) \\ \rho(u_j - w_j)u_i + p\delta_{ij} \\ \rho C_p(u_j - w_j)T \end{pmatrix}, F_i^V = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{ij} \\ u_i\sigma_{ij} + \kappa T_{ij} \end{pmatrix} \right)$$

ここで T, κ, C_p, w_i は、温度、熱伝導率、比熱、メッシュ速度である。2.3 式の右辺中の s は外力項 (生成項) であり、重力、コリオリ力、遠心力等を与えることができる。PAMFLOW では 2.3 式を Galerkin 重み付き残差法に基づく有限要素法で離散化する。数値積分には 2 段階 predictor-corrector 法を用いる。

$$\rho \frac{\hat{u} - u^n}{dt} + \rho u^n \cdot \nabla u^n + \nabla p^n = \nabla \mu \nabla [u^n + \theta(\hat{u} - u^n)] \quad (2.5)$$

ここで \hat{u} は予測子 (predictor) 速度であり、 θ は粘性項の陰解因子である。上式において、第 $n+1$ ステップの \hat{u} を Roe による flux-splitting スキームを用いて陽解法的に求める。移流項には 4 次の数値粘性項が付加する。

次に、 \hat{u} から流体の連続の式を満足するような第 $n+1$ ステップの速度場を求めるために、連続の式とカップリングした以下の圧力の Poisson 方程式を共役勾配法で解く。

$$\Delta \phi = \frac{\nabla \cdot \rho \hat{u}}{dt} \quad (2.6)$$

$\phi = p^{n+1} - p^n$ であり、 ϕ は圧力の時間変化に対するスカラーポテンシャルである。最後に、

$$\rho \frac{u^{n+1} - \hat{u}}{dt} + \nabla \phi = 0 \quad (2.7)$$

によって速度場を修正する。

なお、タイムステップ幅 dt は明示的に指定されない場合には、

$$dt = CFL \frac{\text{length}}{\text{Velocity}} = CFL \frac{h}{(h \cdot n)} \quad (2.8)$$

に従い決定される。

2.2.2 乱流モデル

LES (Large Eddy Simulation) は複雑な形状の流れ場、複雑な流体の乱流の数値シミュレーションにおいて、中心的な手段と位置づけられている。乱流は大小様々なスケールの渦が非線形性により相互作用を及ぼし合っている流れである。低波数の大きな渦は流れ場の形態の影響を強く受けるが、高波数の小さな渦は流れ場によらず普遍性を持つと期待できる。したがって、普遍性の成り立つ小さなスケールの渦の作用をモデル化し、大きなスケールの渦のみ直接解くことは、計算コスト、乱流場の性質を考慮して合理的であると言える。LES (Large Eddy Simulation) はこのような手法である。基礎方程式として、フィルターをかけて粗視化した Navier-Stokes 方程式 (filtered Navier-Stokes 方程式) が用いられ、格子サイズ以下 (SGS (SubGrid Scale)) の渦の作用には、例えば Smagorinsky モデル、

Dynamic Smagorinsky モデル、Bardina モデル、混合モデル等のモデルを与える。本研究では、この中でも代表的なモデルである Smagorinsky モデルを用いる。Smagorinsky モデルは、Smagorinsky 定数が妥当であれば、乱流場のエネルギー散逸に対して良いモデルとなりうる。様々な計算例から、せん断乱流に対しては 0.1 ~ 0.15 が推奨されている。

2.2.3 格子生成法

無声摩擦子音の発声では狭窄部近傍で乱流状態になると考えられている。一般的に、乱流現象の解析のためには格子毎の解像度が高い構造格子が適している。しかし、構造格子は複雑な形状への適応性が低いという欠点がある。声道形状は複雑であり、構造格子による解析は非常に困難である。複雑形状に適応性の高い非構造格子が有利である。

格子生成には、ESI 社の PAMGEN3D を使用し、Advancing Front 法によって 4 面体の非構造格子を生成する。Advancing Front 法は計算領域の境界から順次領域内の内部格子を定義し、最終的に領域全体の計算格子を定義する手法である。境界上の格子を与えるだけでよいという簡易性の利点を持つものの、得られた格子形状は、局所的な最適化によって定義されたものであるという欠点がある。PAMGEN3D では、境界だけではなく、内部格子のサイズ指定が簡易に行える。また、計算格子全体に対して平滑化を行う事で全体的にバランスの良い格子形状が得られる。

第3章 声道内の気流

2章で述べた手法によって得られた計算結果を示し、これらの結果から声道内の流れ場の特徴を解説する。初めに計算条件を述べ、次に計算結果を示し、流れ場の特徴について考察を与える。

3.1 計算条件

3.1.1 摩擦音生成時の気流の流量と肺圧

通常会話時の肺圧は $0.3 \sim 1.2kPa$ 程度の範囲であり、 $0.7kPa$ が典型的な平均値とされる。また、通常会話時とは異なるが、これまでに $6kPa$ が観測されているが、特別に大きな発声をしない限り、大きくても $3kPa$ より高まることはないとされている。一方、Stevens[2]によると、通常会話時の体積速度は $200 \sim 500m^3/s$ 程度であるとされている。従来から行なわれてきた摩擦子音の模型実験でも、この程度の体積速度を用いている。

3.1.2 計算条件

流体の物性値は表3.1[11]に示す常温 ($20C_o$) の空気を仮定した。流入境界では、 $400cm^3/s$ の一様流入を断面に垂直な方向成分のみで与え、自由空間には圧力一定 ($0Pa$) の自由流出条件を与えた。声道壁面は滑りなし (non-slip)、口唇の外側から流出境界に延びる壁面は滑りあり (slip) の壁面とした。乱流モデルには Smagorinsky SGS を用い、Smagorinsky 定数は 0.1 とした。各モデルに対して流れ場を十分に時間発展させた後、time step を固定して、さらに $30 \sim 40ms$ の計算を行った。各 time step で行う式圧力のポアソン方程式の収束条件は絶対誤差で $1.0E-06$ 、相対誤差で $1.0E-05$ とした。計算格子は、ESI 社の PAMGEN3D を使用し、Advancing front 法によって生成する。声道の管形状スケールに

密度	$\rho_0 [kg/m^3]$	1.205
音速	$c_0 [m/s]$	3.437×10^2
粘性率	$\mu [kg/m \cdot s]$	1.816×10^{-6}
動粘性率	$\nu [m^2/s]$	1.501×10^{-5}

表 3.1: material constants of air supposed under $20^\circ C$

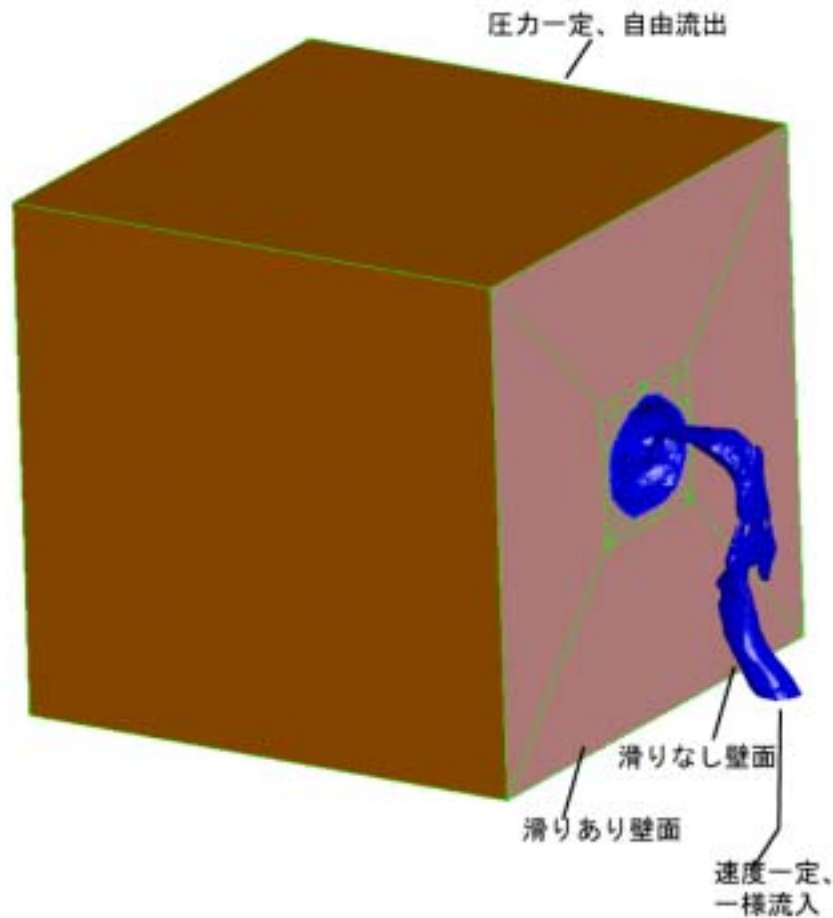


図 3.1: 境界条件の/sh/モデルを対象とした図例

着目して部分的に細かい格子を配置しつつ、計算可能範囲の格子数に抑えた。境界層格子を含む境界格子の縦横比は 20 以下であり、境界層を除いた場合は約 10 程度の格子となった。子音毎に異なる計算条件を表 3.2 にまとめる

3.1.3 定常状態の判別

非定常計算を行うため、初期条件による影響が強い初期状態から十分に流れ場が発達した状態まで気流の状態を進展させる必要がある。計算領域中の歯列に相当する壁面上の圧力の平均値の変動をみると(図 3.3)、約 5ms 後以降ではある時間平均値の上下で変動している。しかし、この時刻の流れの状態を観察すると、口唇からの噴出流が十分に発達していない。そこで、流入境界と流出境界上の流量がほぼ一定に落ち着き始める 20ms 後以降

表 3.2: 計算条件

	/s/	/sh/	/φ/
流入速度 [m/s]	1.37	0.994	1.16
格子数 ($\times 10^4$)	301	361	244
定常状態における time step [μs]	0.5	0.5	1.0

を計算領域内の流れ場が十分発達した状態とする。20ms 後の計算ステップ数は、/sh/モデルでは 50000step 程度である。

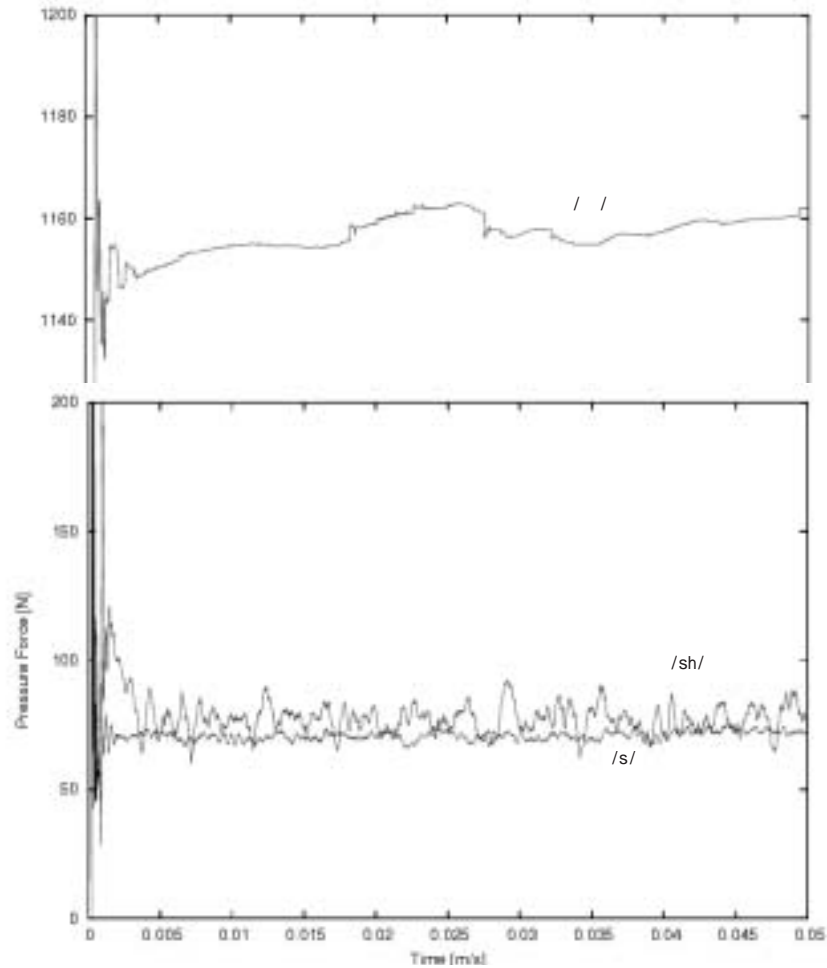


図 3.2: 歯列表面上の圧力の平均値の変動

3.2 声道内の流れ

正中矢状断面上の平均流を示し、声道内の観測点上の速度の時刻歴を示すことで、声道内における流れ場の概要を解説する。非定常流れの流れ場の様子は、以下の様に各時刻の速度を時間平均である平均流と各時刻での平均流からの差異である乱流成分に分解して考えると分かりやすい。

$$u = \bar{u} + \hat{u} \quad (3.1)$$

ここで、平均操作は以下のレイノルズ平均則を満たすことが理想的である。

$$\overline{\hat{u}} = 0, \quad \overline{\hat{u}\bar{u}} = 0, \quad \overline{\bar{u}} = \bar{u} \quad (3.2)$$

しかし、十分に長い時間、多くの timestep で平均を取ったとしても、実際には平均値もゆるやかに変動し、平均値と乱流成分の間で小さいが相関もある。時間平均は、3.3 節に従って計算する。この区間では、統計的な定常性があると考えられる。

各子音の声道形状では、声帯部、喉頭蓋上部と咽頭後壁間そして上下歯列間が狭窄形状となっている。また、各子音に異なる狭窄形状が声道の前腔において形成されている。それらは、/s/では、舌の先端部と上部歯茎から上部歯列、上下部歯列間であり、/sh/では、上部歯茎と舌尖の間と上下歯列間であり、/φ/では、上下歯列間と上下口唇間である。これらの狭窄形状の近傍では、流れ場の変化が確認できる。以下では、声帯部を C_4 、喉頭蓋上部と咽頭後壁の間を C_3 、上部歯茎と舌尖の間を C_2 、上下歯列間を C_1 、上下口唇間を C_0 とおく。また、口蓋側から口唇側を見る方向を前方、そして逆側を後方とする。また、この前方を正面の方向として左右の方向を与える。

3.2.1 /sh/ Model

歯列を基準とした正中矢状断面における等速度分布を図 3.3、等圧力分布図を図 3.4 に示す。

流入速度は、気管から上方に垂直に与えられている。気管は流入境界から上部に向かってやや湾曲しているため、この湾曲部側に気流が沿う様に流れ、 $2 \sim 2.5m/s$ 程度と比較的速度が高くなる。 C_4 では、狭窄による影響で狭窄前後の圧力差と下流側近傍で $2 \sim 3.5m/s$ 程度と比較的高速度な分布が生じる。また、 C_4 下流側では、主流が喉頭蓋に接し、流れが圧されることによって $4 \sim 5.5m/s$ 程度とさらに速度が高くなる。 C_3 では、 $8 \sim 9m/s$ 程度の比較的高い速度が分布している。圧力差は $30Pa$ 程度である。 C_3 下流側では、主流は軟口蓋、そして硬口蓋に接する様に流れる。硬口蓋と舌背間へ流れる主流速度は $3m/s$ 程度である。 C_4 、 C_3 は声道後腔の主流の振る舞いに大きく影響を及ぼしていると考えられる。

硬口蓋と舌背間から C_2 に接近するほど速度が上昇し、圧力が低下している C_2 において、約 $2000Pa$ 程度の顕著な圧力差が生じ、 $70m/s$ 程度の高速度領域が形成されている。ここで声道内の最大速度が分布する。 C_2 では、高速な噴出流の形成に伴う $-800Pa$ 程度

の大きな負圧が分布している。 C_2 下流側では、 $20 \sim 36m/s$ 程度の高速度分布が舌に沿って分布しており、通常の噴出流とは異なって見える。 C_2 の形状に起因して、下流側の主流(噴出流)の方向がこの断面より左側を通り、図 3.4 の断面は主流の端部の一部を示しているためである。 C_1 上流側近傍では $100 \sim 200Pa$ 程度のやや高い圧力が分布し、下流側近傍(上部歯列の尖端近傍)で、 $30m/s$ 程度の高速度分布がみられる。また、下部歯列背面では、この部位に衝突する流れに起因すると考えられる $500Pa$ 程度の高い圧力が局所的に分布している。 C_1 下流の流れは下側口唇に沿うように流出する。

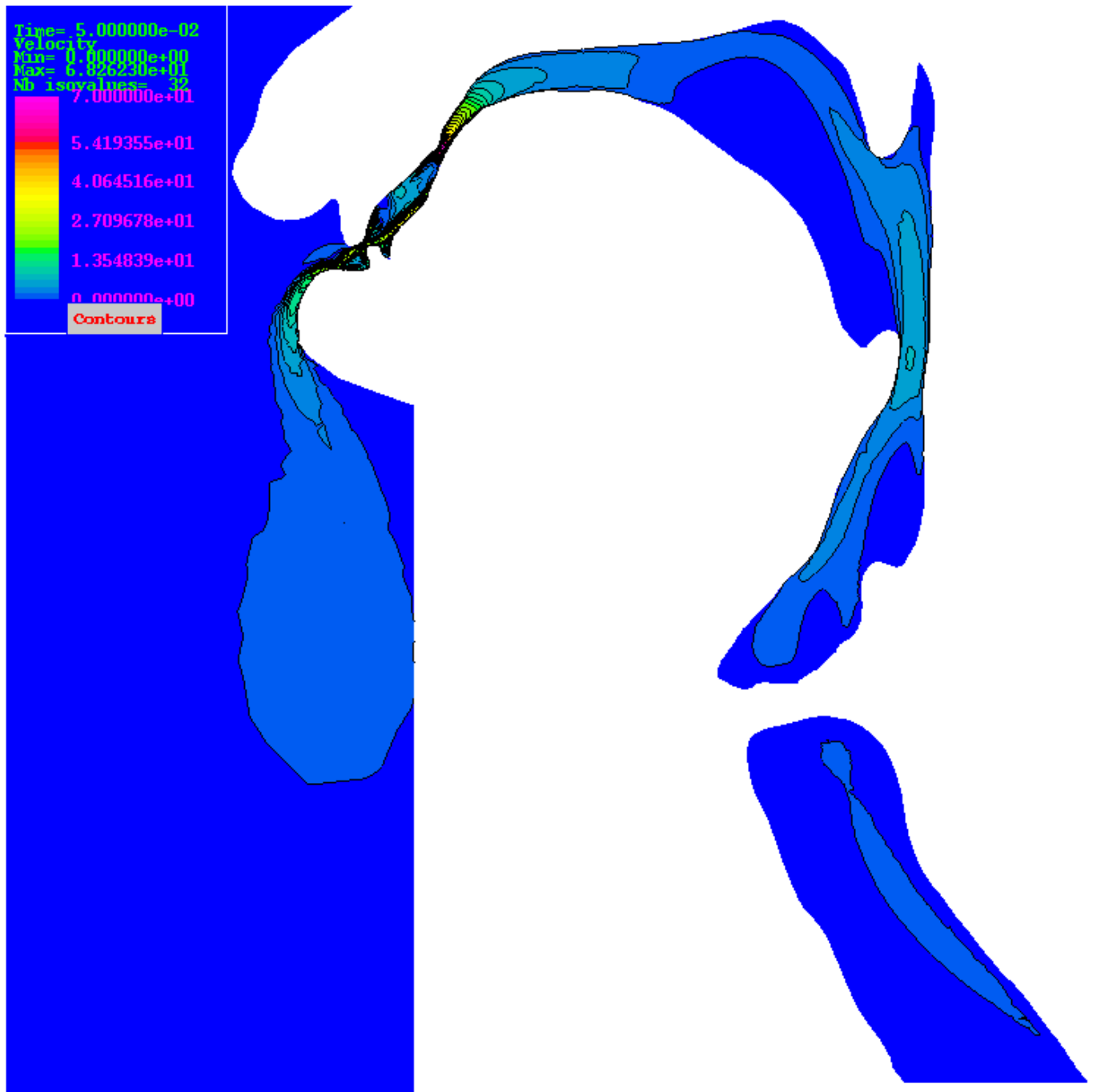


图 3.3: 等速度分布图

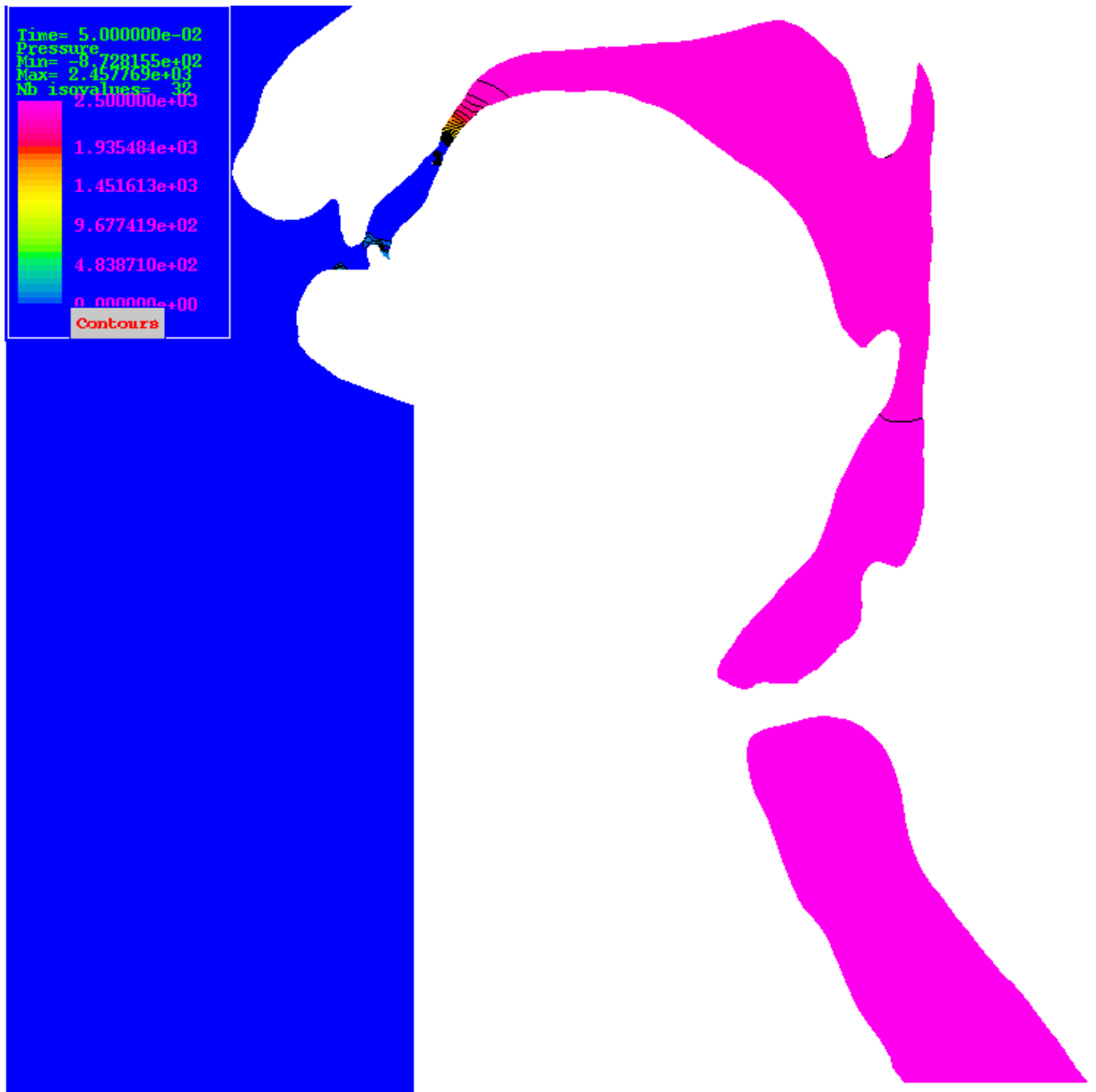


图 3.4: 等压力分布图

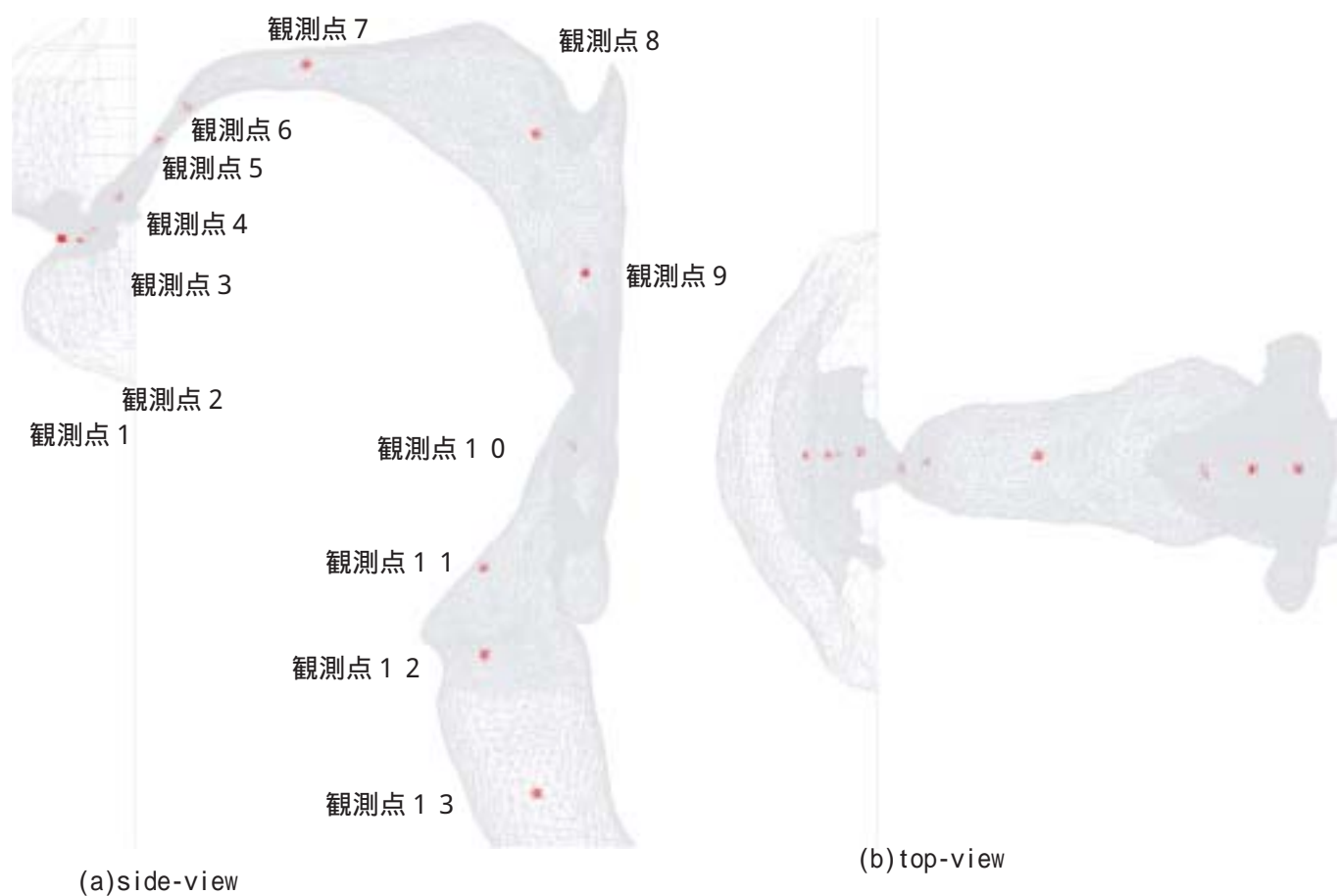


図 3.5: /sh/モデル内の観測点の定義

次に、図 3.5 に示す観測点上の速度変動を図 3.6 に示す。

各観測点は図 3.5.(a) と (b) から分かるように、管形状の中心部に定義されている。観測点 1 から 4 は C_2 より下流側であり、速度変動が大きい。一方、観測点 5 から 13 では速度変動は小さい。最小の狭窄部前後で流れ場の状態が大きく変化することが分かる。各観測点上の速度変動は矢状断面上の等速度分布図から推測できる。 C_1 下流側の主流は下口唇に沿い、観測点 1 はこれよりもやや上側にあるため、速度が小さい。観測点 2、3、4 でも C_2 下流側の主流に対する位置関係から速度が小さくなると考えられる。特に観測点 4 については、図 3.3 から明らかであり、また速度変動も比較的小さくなることが分かる。観測点 3 は C_1 内の点であり、流れが集中するここで、速度変動が比較的小さくなる。観測点 5、6、11、12、13 上の速度変動は非常に小さく、ほぼ一定である。観測点 5、12 は C_2 、 C_4 内に位置し、流れが圧されることによって速度変動が生じにくいと考えられる。観測点 6 は、 C_2 の上流側に近く、図 3.3 と 3.5 から、観測点 5 と同様の原因で、速度変動が小さくなると考えられる。観測点 13 は流入境界に近く、滑らかな形状となっている気管内の点であり、流れが非常に安定している。観測点 11 は C_4 下流側に近い点であるが、壁面近傍であるため速度の変動は小さくなる。その他の観測点 (7、8、9、10) を比較すると、こ

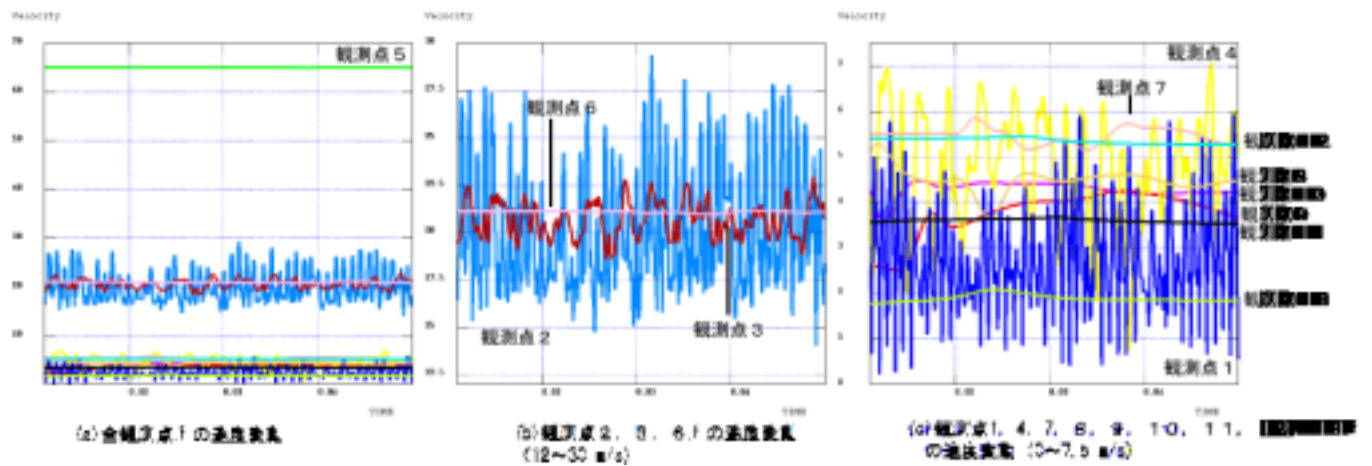


図 3.6: /sh/モデルにおける速度の時刻歴 ((b)、(c) は (a) の部分拡大図)

の順に速度と速度の変動が大きい。 C_3 の断面積が十分小さく、主流が軟口蓋や硬口蓋に接するため、下流側の方が変動を生じやすいと考えられる。速度の大きさは主流に対する位置関係によるものである。

3.2.2 /s/ Model

図 3.7 に等速度分布図、図 3.8 に 等圧度分布図を示す。後腔の流れ場の様子は/sh/と類似しているが、速度、圧力の大きさは異なる。主流が喉頭蓋に接する箇所では、 $2 \sim 7m/s$ 程度の速度が分布する。 C_3 では $10 \sim 25m/s$ 程度の速度が分布し、圧力差は $400Pa$ 程度である。 C_3 は、/sh/よりも喉頭蓋上部が咽頭後壁に接近し、断面積がより小さくなることに起因すると考えられる。

上部歯茎と舌の先端部 (C_2) から上下部歯列間 (C_1) にかける領域で、 $20 \sim 56m/s$ 程度の高速度域がみられ、速度の上昇にともなって $2000Pa$ 程度の圧力差が生じている。 C_1 前後では $1000 \sim 1300Pa$ 程度の圧力差が生じ、上部歯列先端部の背面側で最大速度が分布する。また、この部位で大きな負圧が発生している。 C_1 下流側では、口腔前庭から口唇間にかけて $4 \sim 30m/s$ 程度の比較的複雑な速度分布がみられる。口唇からの噴出流は口唇外部で直線的に形成されているが、図 3.7 の断面では速度分布が不連続になっている。

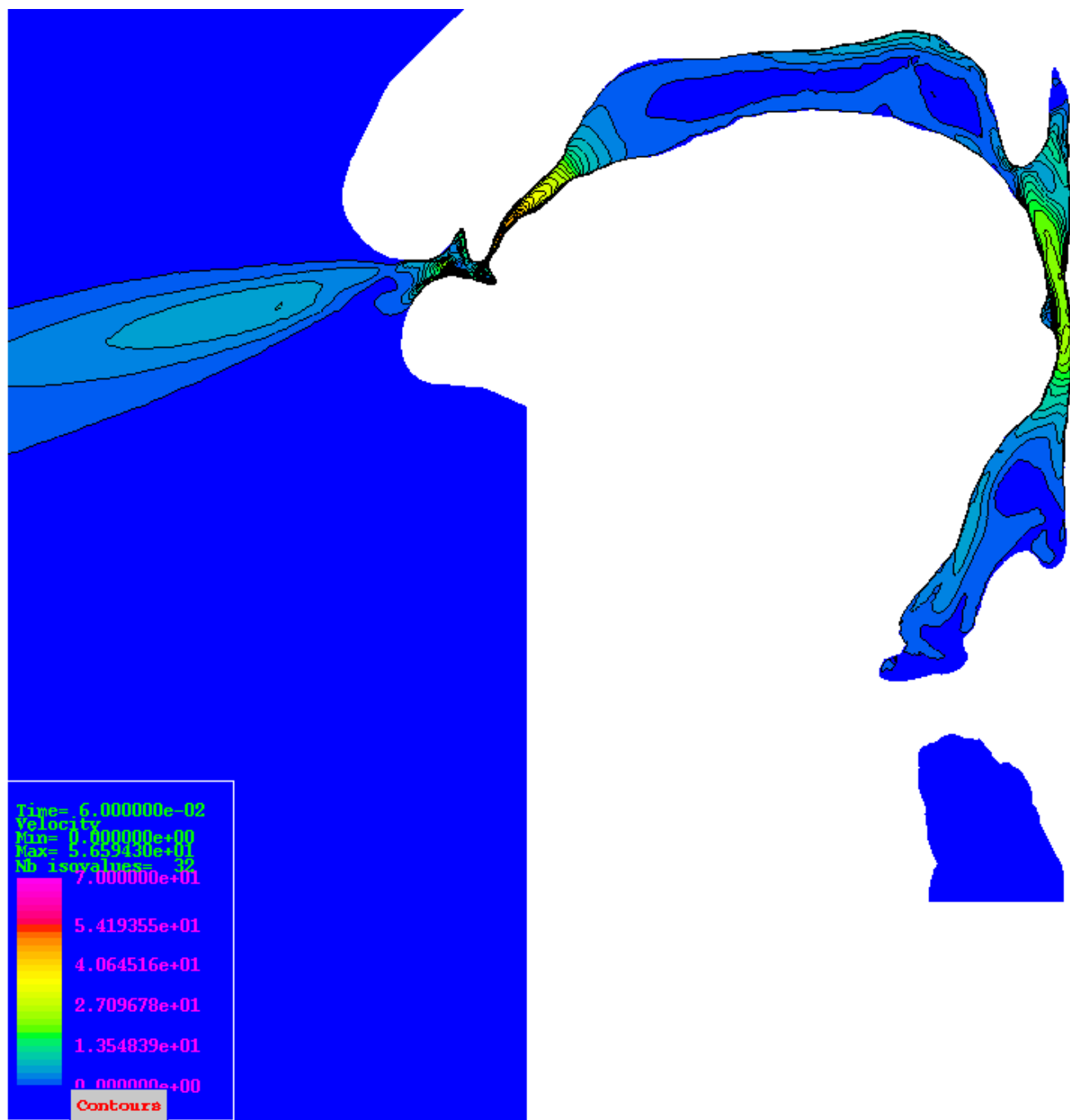


图 3.7: 等速度分布

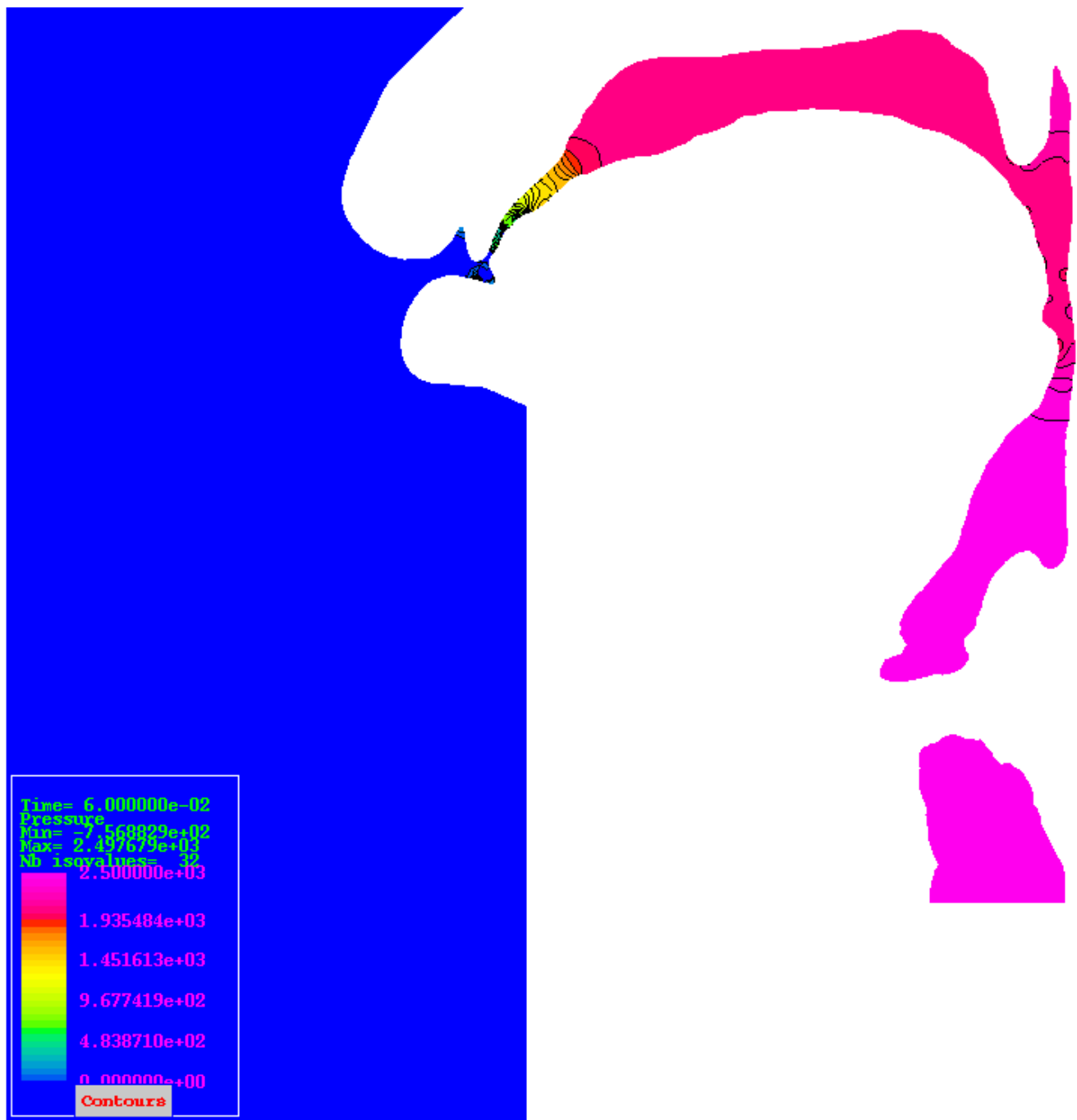


图 3.8: 等压力分布图

次に図 3.9 に示す観測点上の速度の時刻歴を図 3.10 に示す。観測点 1、2 上の速度が大きく変動し、一方、その他の点では顕著に変動していない。観測点 1、2 は C_1 下流側の点であり、/s/モデルでは、 C_1 前後で流れ場の状態が大きく異なることが分かる。なお、観測点 3 もまた C_1 の下流側に位置している。観測点 1、2 上では、 C_1 下流側の口腔前庭から口唇間にかかる比較的広い空間で流れ場が複雑化するため、速度変動が大きくなっていると考えられる。一方、観測点 3 は、 C_1 からの噴出流の擬層流内の点であるため、速度変動は小さいと考えられる。その他の観測点は C_1 の上流側の点である。これらの観測点上の速度変動に関する説明は、/sh/モデルで与えた説明と同じであるため省略する。

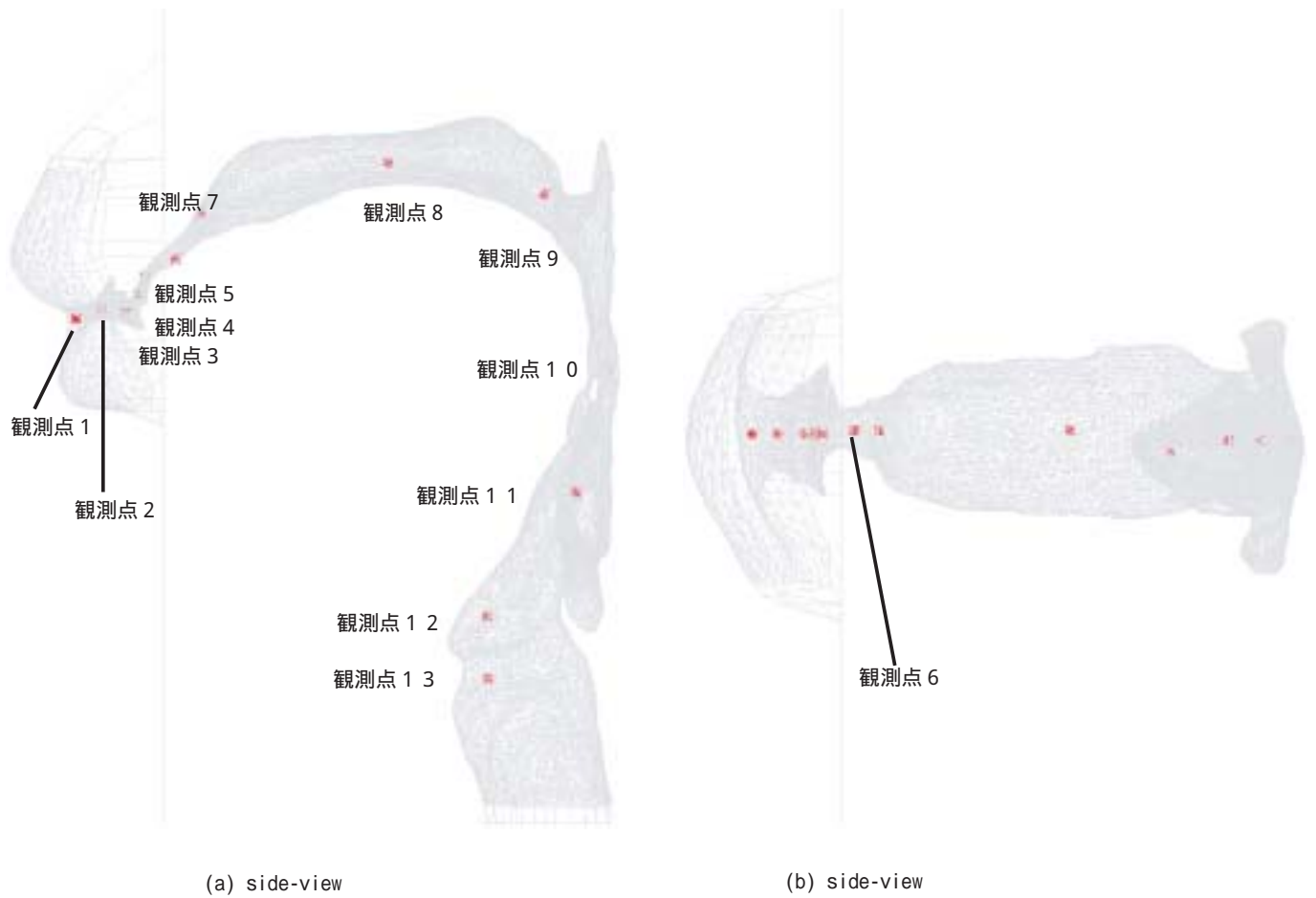


図 3.9: /s/モデル内の観測点の定義

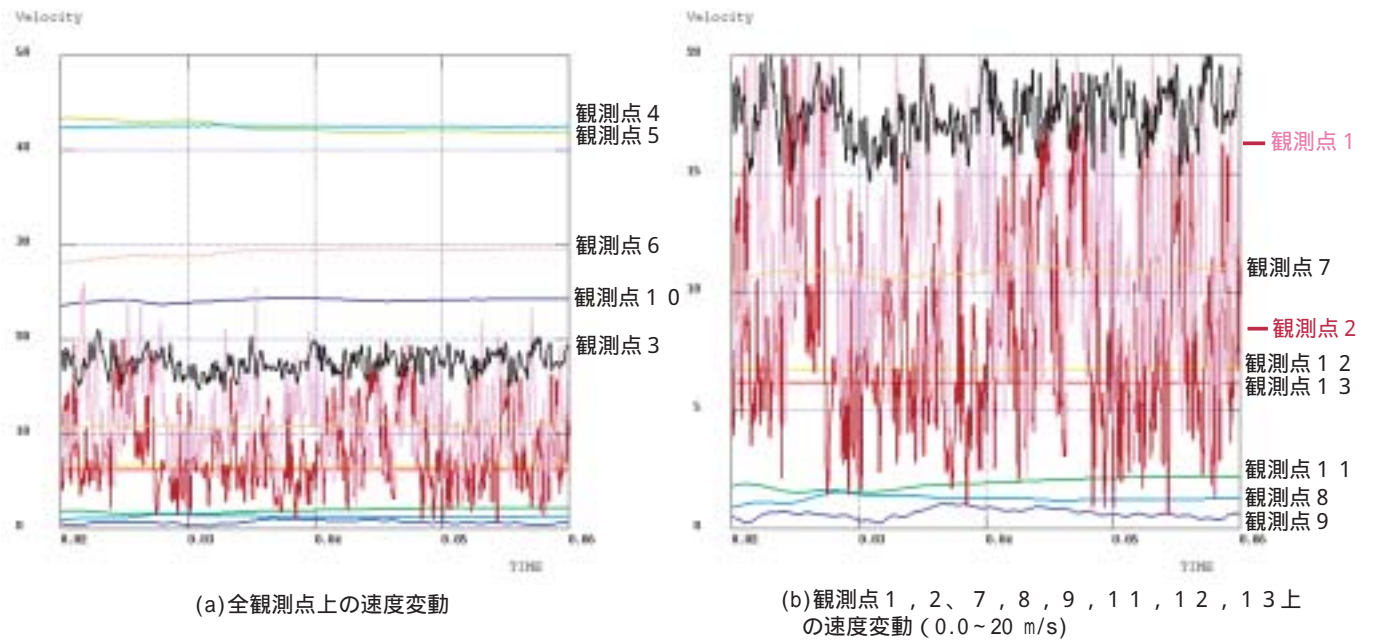


図 3.10: /s/モデルにおける速度の時刻歴 ((b) は (a) の部分拡大図)

3.2.3 / ϕ /

歯列を基準とした正中矢状断面における等速度分布を図 3.11、等圧力分布図を図 3.12 に示す。

C_4 下流側の主流が喉頭蓋に接する箇所では $8 \sim 12m/s$ 程度、喉頭蓋上部と咽頭後壁の間 (C_3) では、約 $7 \sim 9m/s$ 程度、さらに上流側の軟口蓋と舌背の間においても約 $8 \sim 10m/s$ 程度、 C_3 下流側の主流が硬口蓋に接する部位では $6 \sim 7m/s$ 程度のやや高速度の分布がみられる。これらの部位では /sh/ そして /s/ モデルとほぼ同様の流れ場となっている。これらより下流側では、 C_2 が存在しないことにより舌背と硬口蓋の間から C_1 にかけての空間の断面積が大きく、他のモデルよりも、 C_3 下流の噴流の影響が強くなる。 C_1 上流側近傍の高速度分布は $7m/s$ 程度である。

上下歯列間 (C_1) 下流側近傍から上下口唇間 (C_0) では、 $20 \sim 60m/s$ 程度の高速度域となる。 C_0 で $58m/s$ 程度の最大速度が分布している。 C_1 下流側では直線的な流れと、下唇に沿う流れが生じている。狭窄部による流れの集中と C_1 の湾曲に起因する上唇に衝突する流れに起因すると推測でき、3次元形状においてのみ再現される現象であると考えられる。

最大圧力は C_4 下部でみられ約 $1840Pa$ 程度である。 C_5 から C_4 においては約 $1720Pa$ 、 C_4 から C_3 では $1670Pa$ 、 C_3 から C_2 では程度 $1600Pa$ 、 C_2 から C_1 では $1300 \sim 0Pa$ 程度の圧力がみられ、 C_1 において大きな圧力損失が生じている。

次に図 3.11 に示す観測点上の速度の時刻歴を図 3.12 に示す。

速度観測点 2 ~ 7、11 ~ 13 上では、ほぼ一定であり、観測点 1、8 ~ 10 上では若干の変動が生じている。観測点 8 ~ 10 では、前述した C_3 下流の噴流等による影響で生じる変動である。 C_0 下流側の観測点である 2、3 は、 C_0 からの噴流の擬層流内の点であるため速度変動が小さい。観測点 1 の変動の様子についても C_0 下流の噴流に対する位置関係に配慮する必要がある。また、計算格子は、声道外部では十分に配置されておらず、微細な変化が無視されていることも影響していると考えられる。ここに示した観測点のみでは決定できないが、 C_0 で高速な噴流が形成されていることから、 C_0 下流側近傍から下流側が速度変動が顕著にみられる領域となると推測できる。

3.2.4 まとめ

各モデルに共通して、声道内の前方に位置する最小の狭窄部とその近傍で最大速度が速度分布し、狭窄部前後で圧力差が最大となった。そして、下流側近傍では顕著な速度変動が生じた。これらの狭窄部は各子音の構音点と対応しており、下流側の近傍空間は、従来から議論されてきた狭窄部からの噴出流による音源の存在領域であると考えられる。

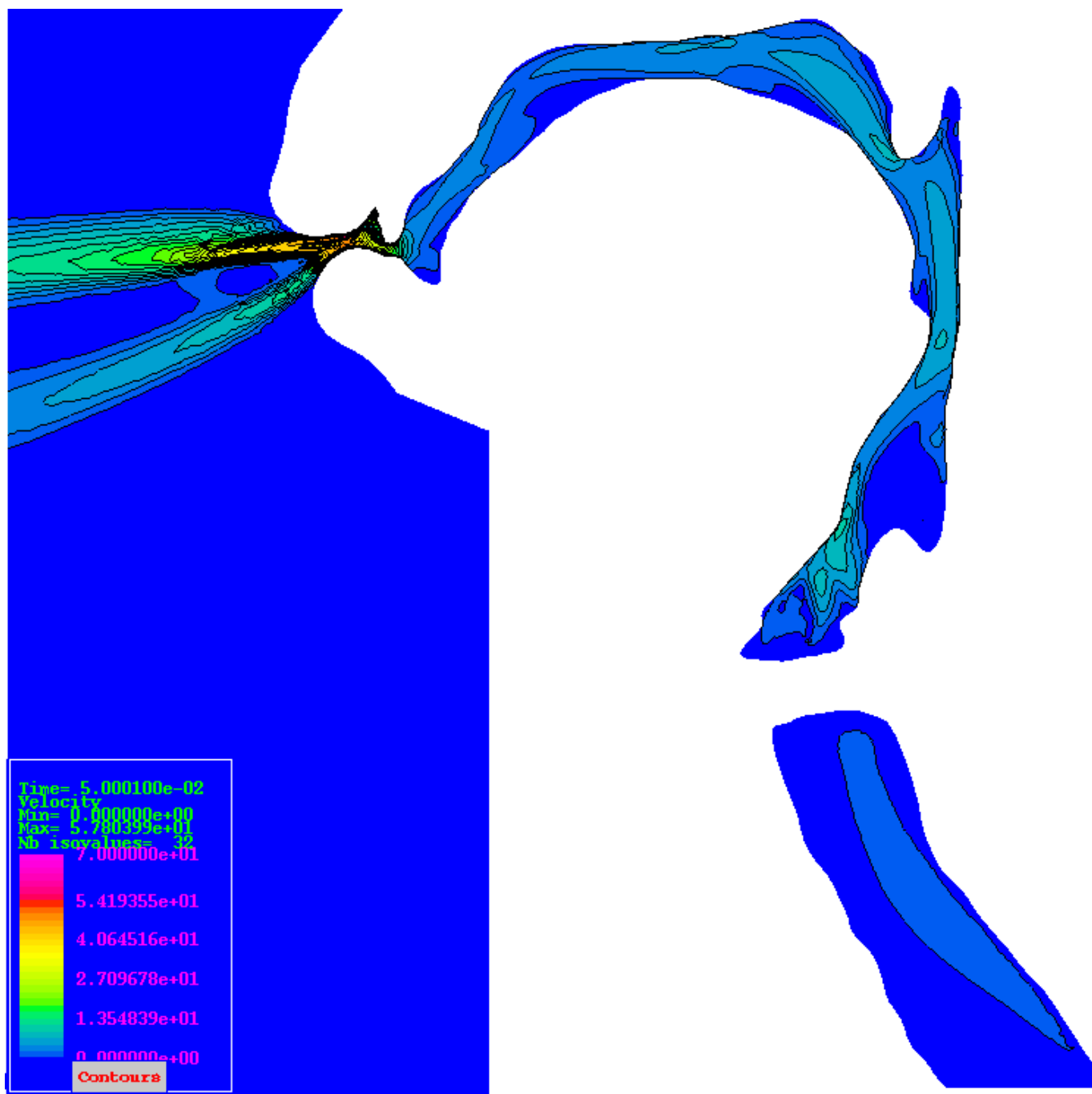


図 3.11: 平均流の等速度分布図

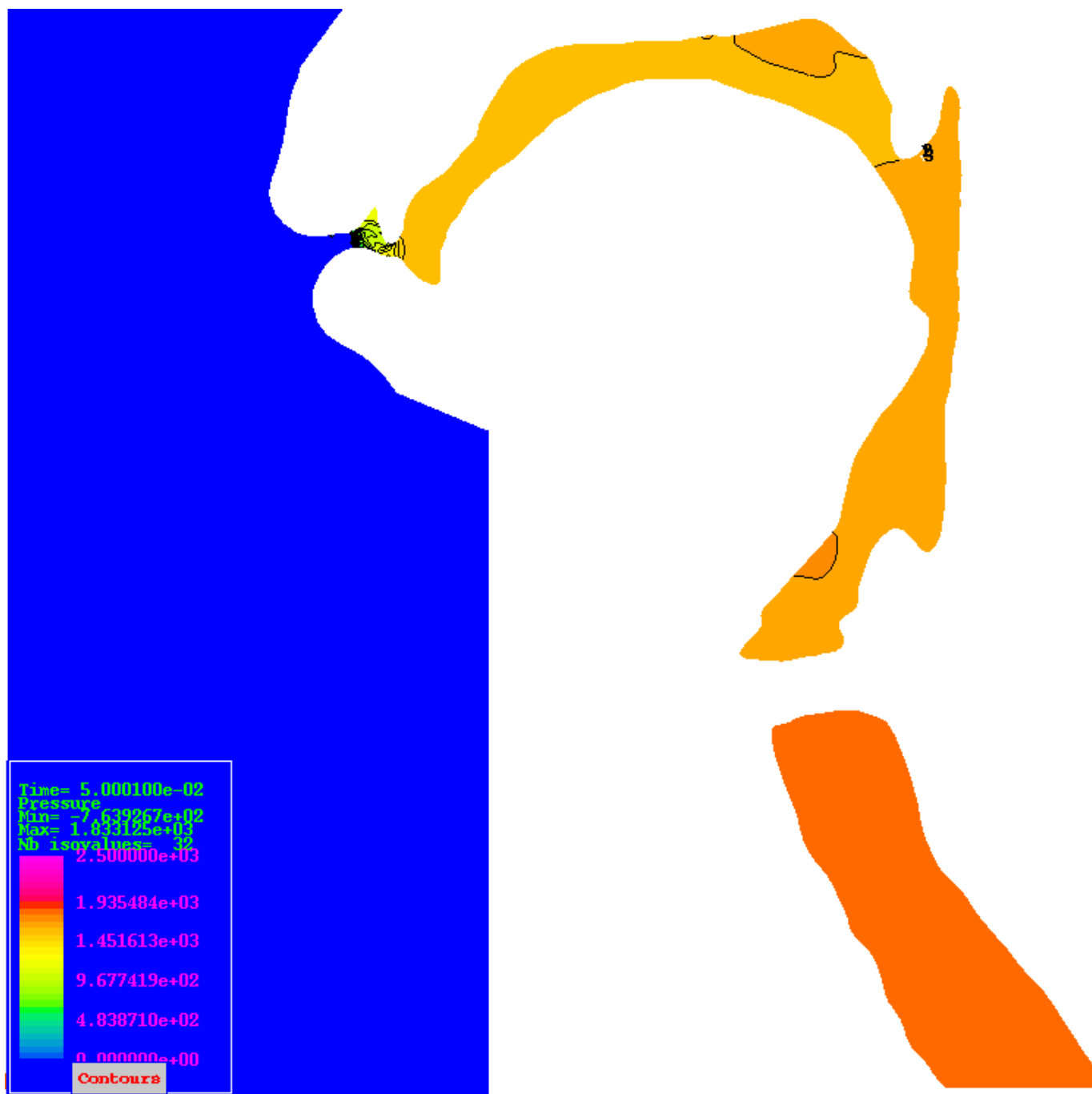


図 3.12: 平均流の等圧力分布図

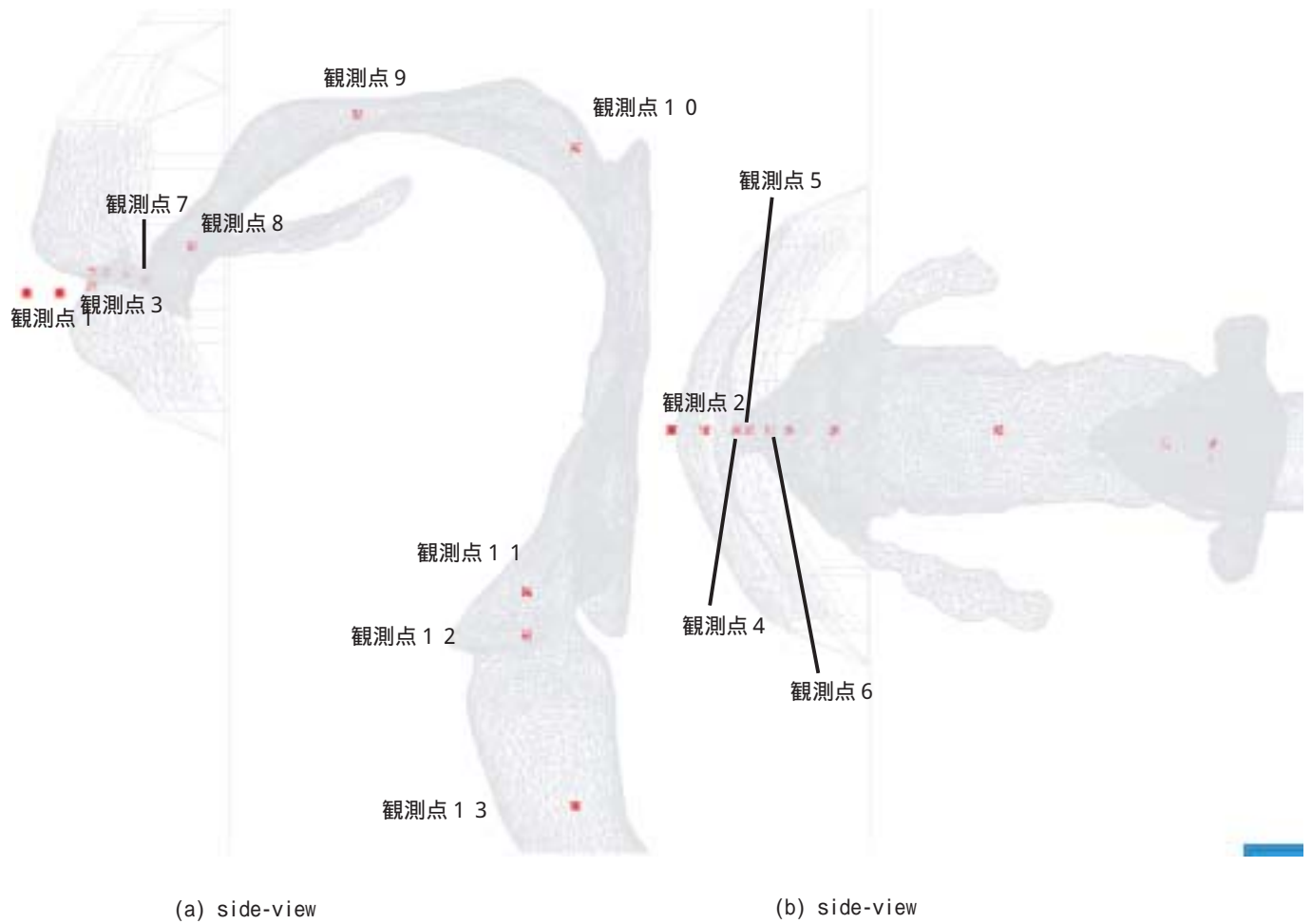


図 3.13: /s/モデル内の観測点の定義

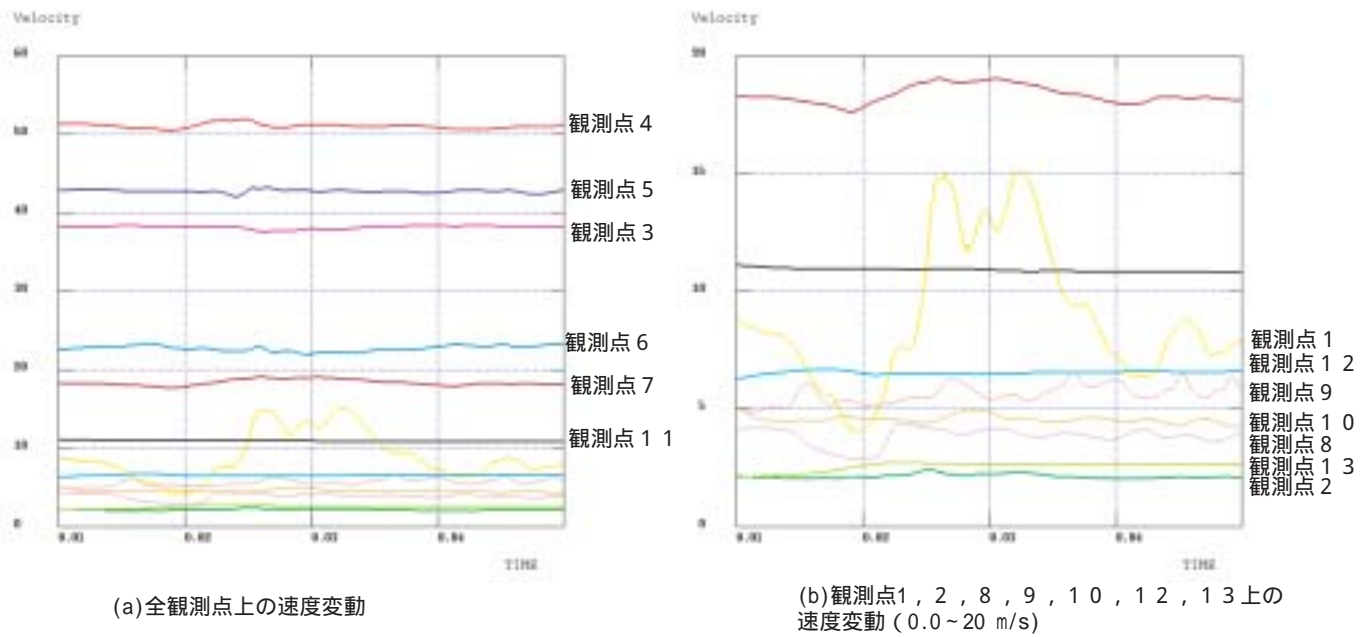


図 3.14: /s/モデルにおける速度の時刻歴 ((b) は (a) の部分拡大図)

3.3 構音点付近の流れ

本節では、各モデルの構音点から下流側近傍の流れ場を解説する。ここでは、 C_2 から C_1 周辺の拡大図を示す。はじめに、流れ場が十分発達した時刻のある瞬時の速度、圧力、渦度分布を示し、次に、平均流と同時刻における乱流成分、異なる時刻における乱流成分を示す。

3.3.1 /sh/モデル

図 3.15 に等速度分布、図 3.16 に等圧力分布、図 3.17 に等渦度分布を示す。上部歯茎の後部まで高速度域が分布し、壁面近傍で大きな負圧が発生している。 C_1 上流側近傍から流れが集中し、 C_1 の影響で上歯列(切歯) 先端部近傍で若干速度が上昇する。 C_1 の上流側近傍では比較的高い圧力が分布している。 C_1 前後の圧力差は $400 \sim 700 Pa$ 程度である。流側で高速度域が舌近傍で分布することから分かるように、 C_1 に収束する流れが、下歯列(切歯) に衝突することに起因して下歯列背面で $500 Pa$ 程度の比較的高い圧力が生じている。 C_1 下流側傍では、 C_1 からの噴出流に伴い、切歯の口唇からみた高さ程度のスケールの渦が形成されている。渦度は、 C_1 、 C_2 の高速度分布に伴って、壁面境界層で最も強く分布する。また C_2 下流側近傍、舌近傍、 C_1 と C_1 下流側近傍では、これらの部位で局所的に生じる高速度分布に伴って、やや強い渦度が発生している。次に図 3.18 に平均流と $time = 50ms$ の乱流成分を示す。

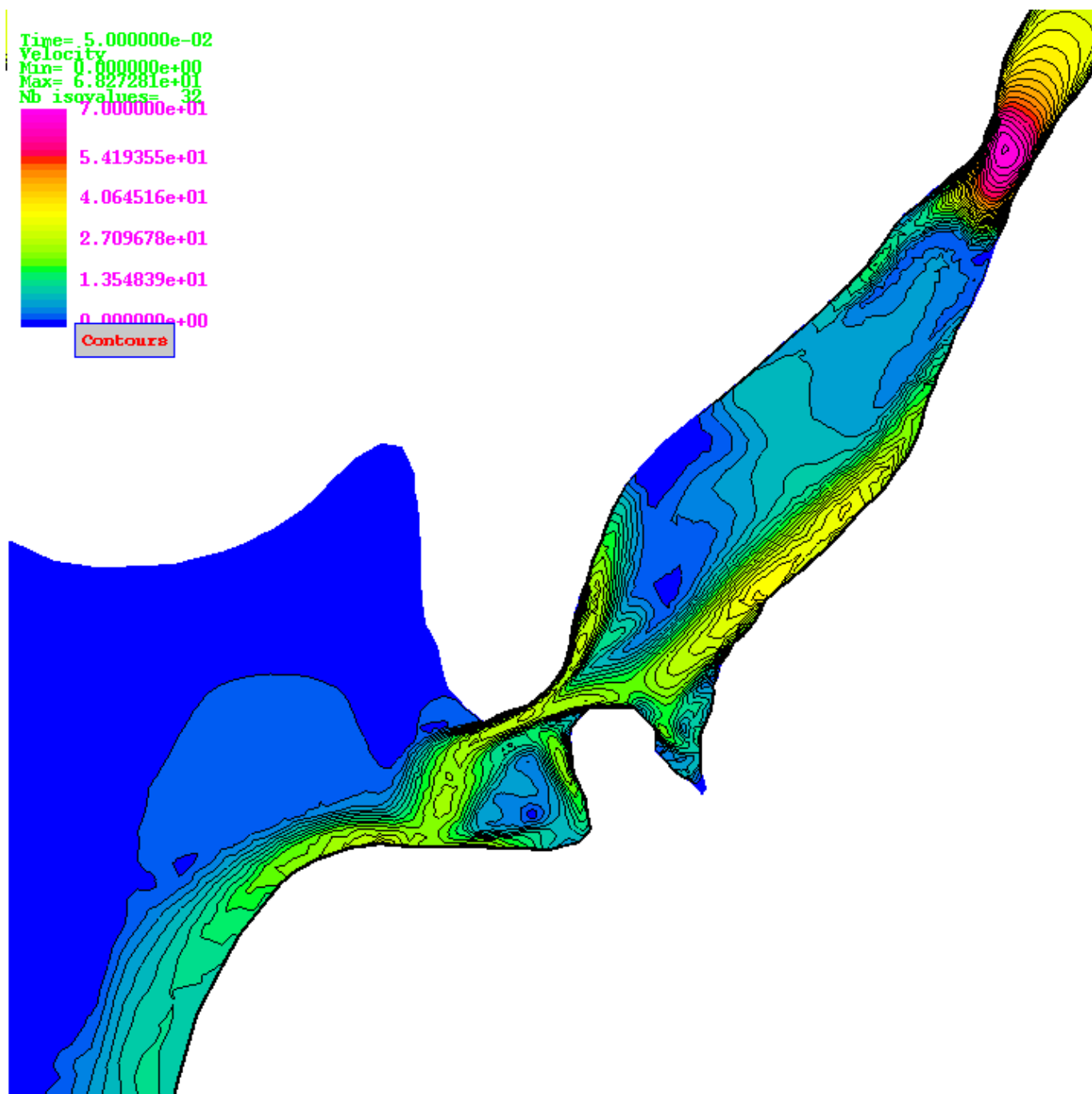


图 3.15: 等速度分布图

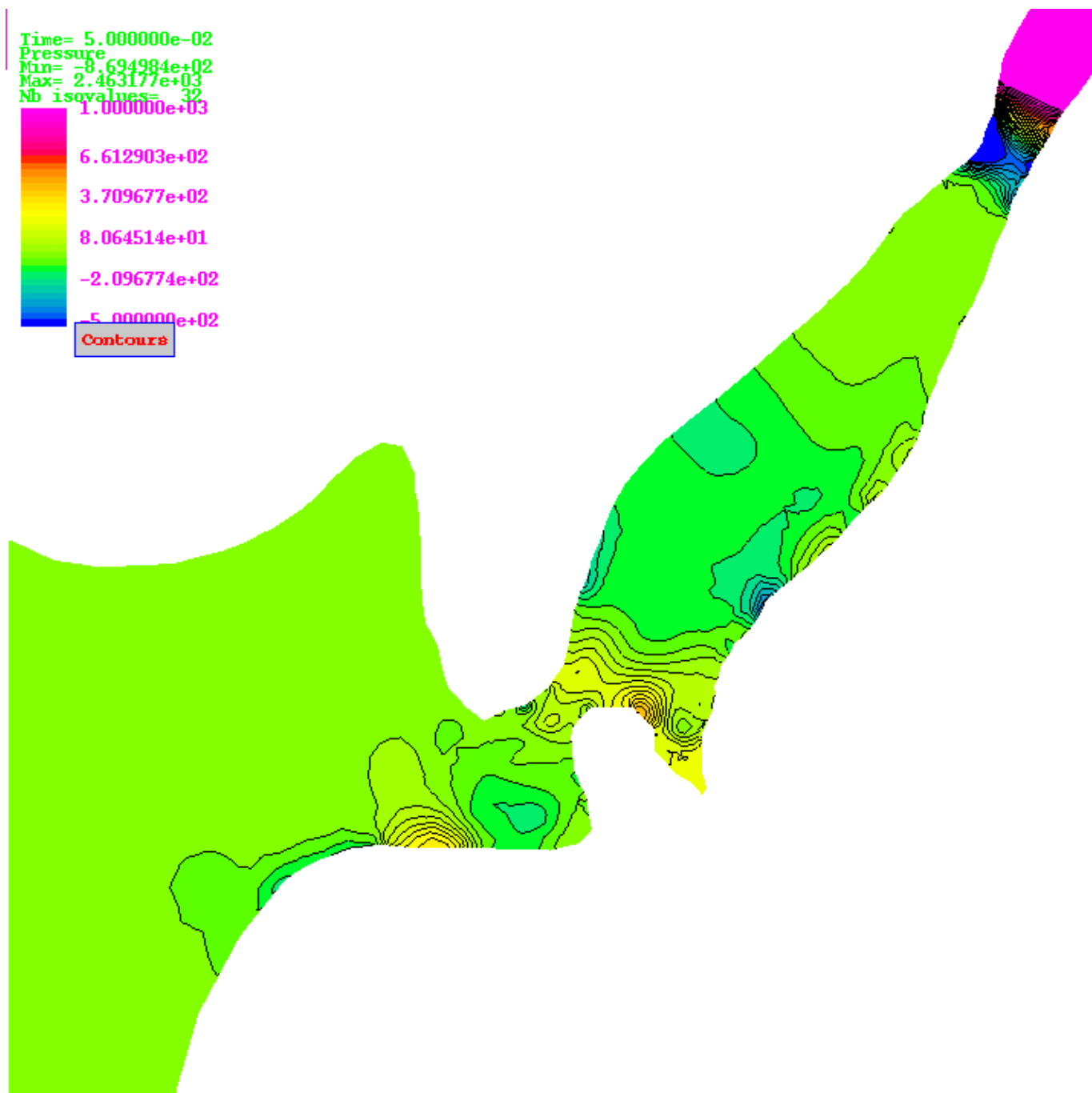


图 3.16: 等压力分布图

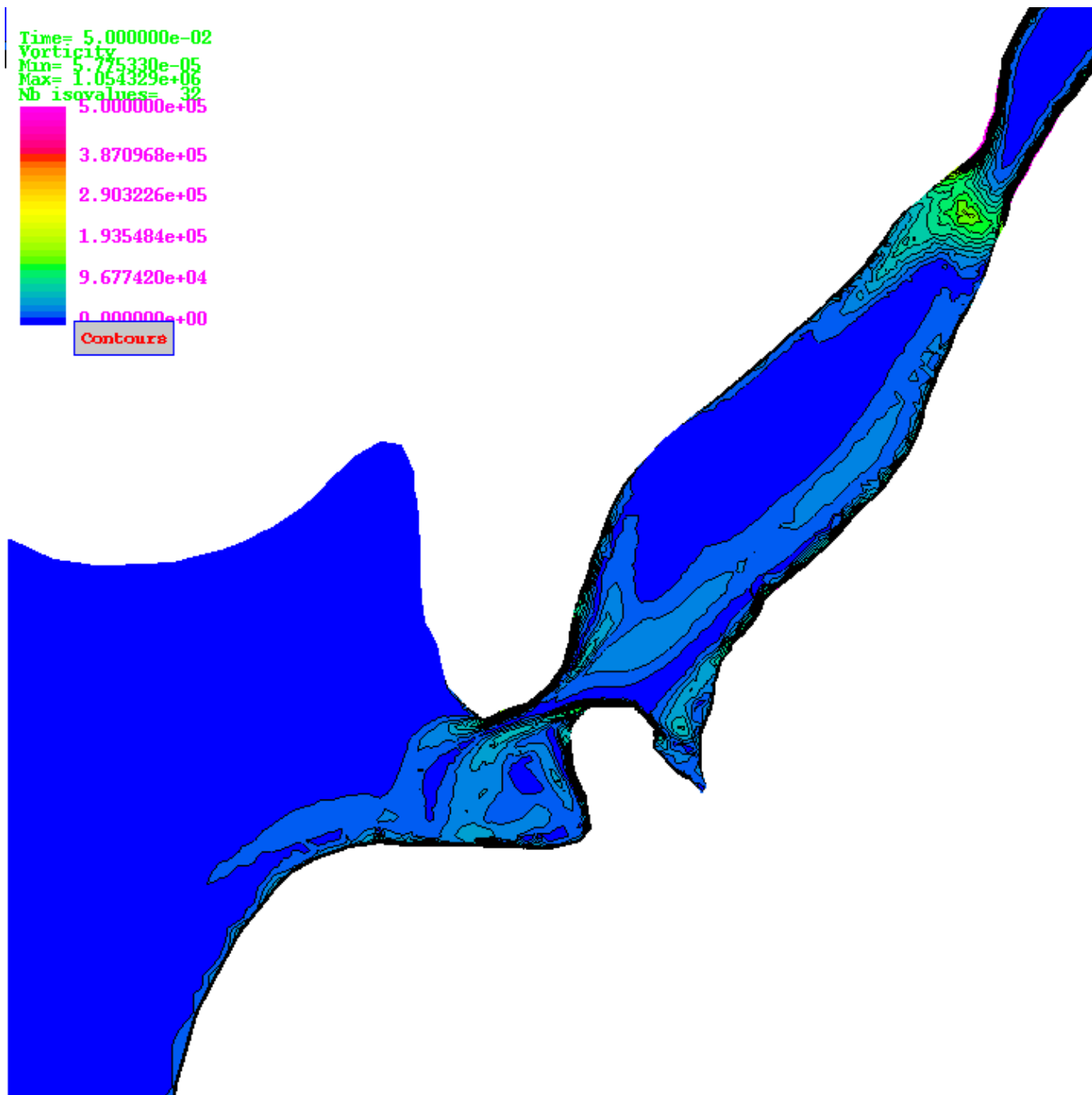


图 3.17: 等渦度分布图

平均流の速度分布は、図 3.18 の速度分布と非常に類似している。乱流成分をみると、上歯列背面から歯列間で $2 \sim 6m/s$ 程度、上下歯列間からの噴流の混合老域で $15m/s$ 程度、噴流の衝突箇所近傍で $10m/s$ 程度の変動が生じている。これらは、 C_2 からの噴出流に伴うせん断層の不安定性と C_1 に収束する流れ、 C_1 からの噴出流に伴うせん断層の不安定性、 C_1 からの噴出流の衝突と下歯列前面に形成される渦に起因する変動であると考えられる。なお、速度ベクトル図を観察することにより、これらの分布が渦状に生じていることを確認した。

図 3.20.(a) は $time = 48ms$ 、図 3.20.(b) は $time = 49ms$ の乱流成分である。各時刻で乱流成分が強い箇所が若干異なっている。

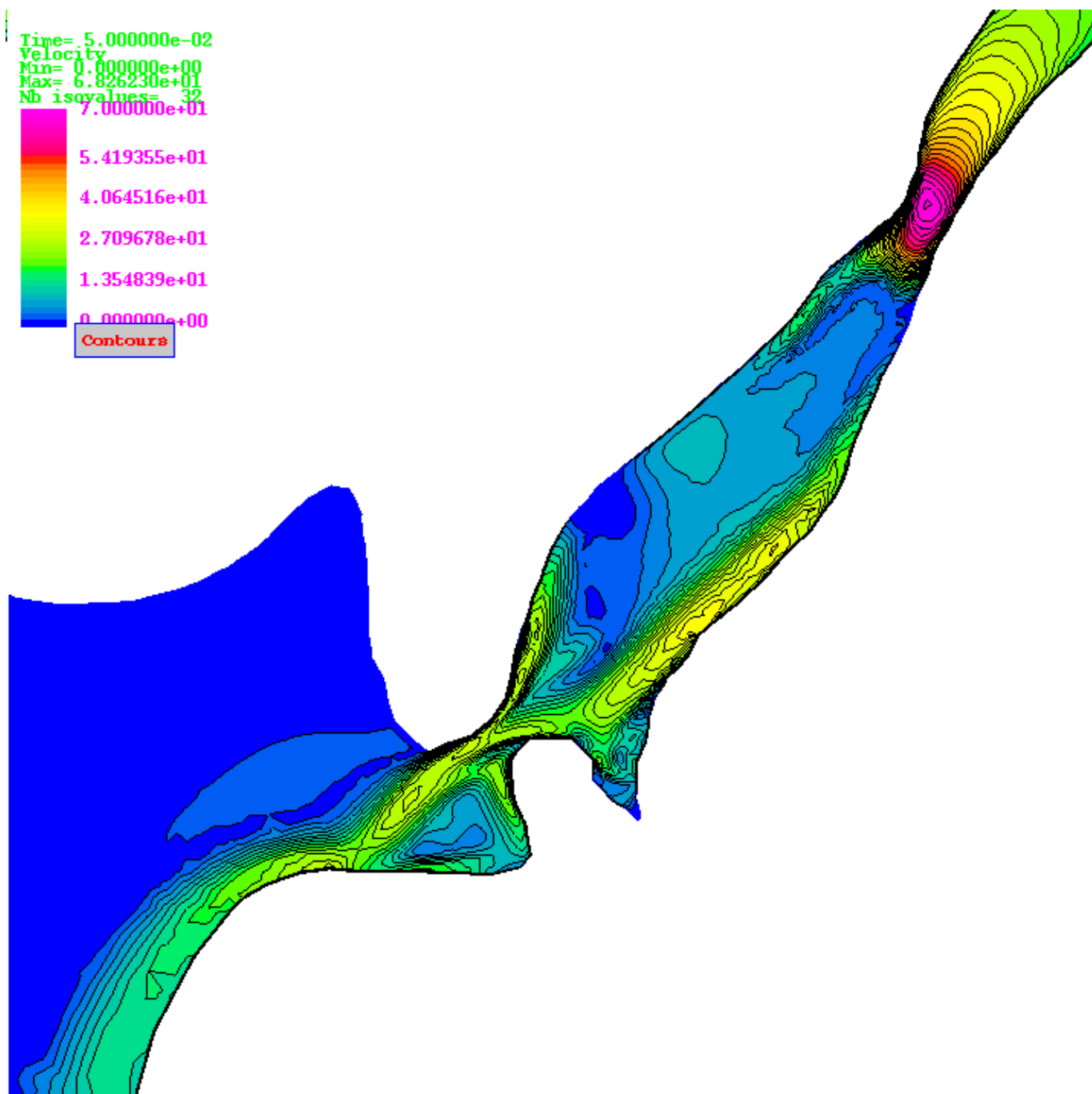


图 3.18: 平均流の等速度分布图

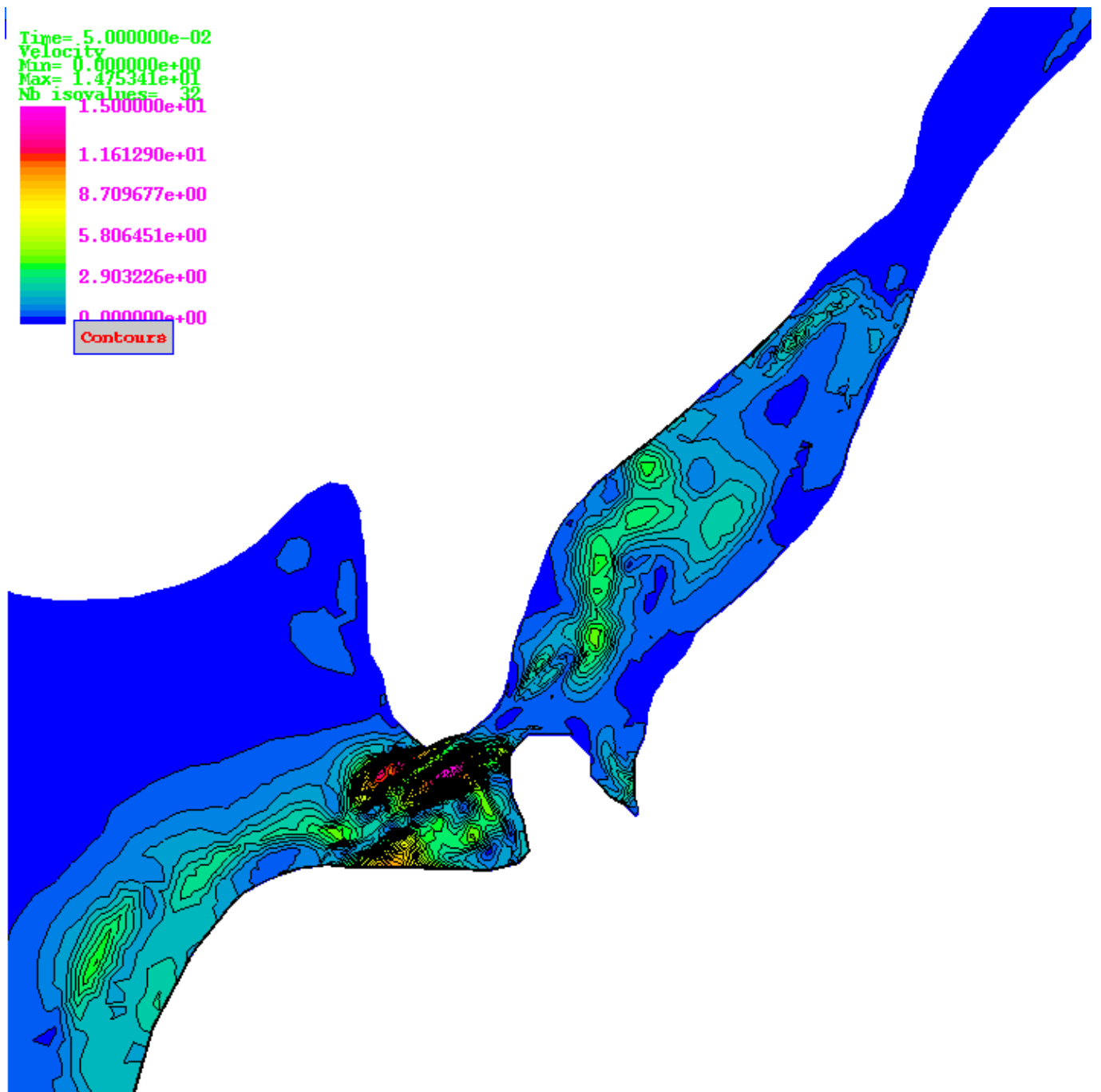


図 3.19: $time = 50ms$ の乱流成分の等速度分布図

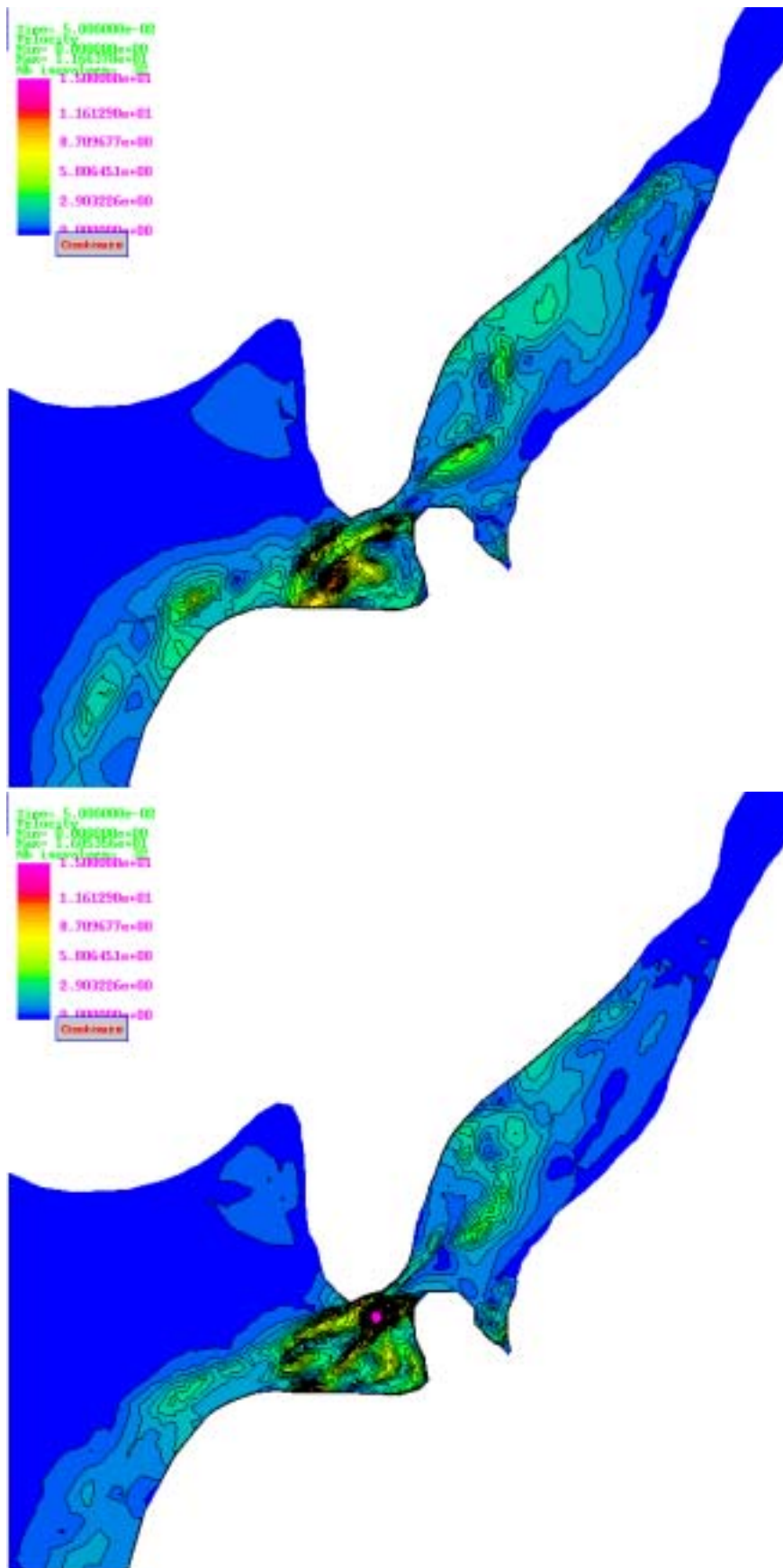


图 3.20: 乱流成分の等速度分布図。(a) $time = 48ms$ (上)、(b) $time = 49ms$ (下)

3.3.2 /s/モデル

図3.21 に等速度分布、図3.22 に等圧力分布、図3.23 に等渦度分布を示す。上部歯茎から上部歯列と舌尖による狭窄路で C_1 に向かって段階的な速度の上昇と圧力の低下がみられる。 C_2 周辺では、矢状面に対して垂直な方向の断面積が C_1 に向かって増加しており、この影響である。また、この影響と形状の曲がり等によって C_1 下流側の高速な噴出流に変動が生じる。 C_1 下流側の噴出流は下唇に衝突し、圧力が上昇する。また、これにともない衝突箇所周囲に高速度分布が生じる。下部歯列前方では、この噴出流の挙動にともなって比較的大きな渦が発生している。渦度の分布は、 C_2 から C_1 の壁面近傍と C_1 からの噴出流のせん断層で強く、 C_1 下流側の口腔前庭内等の空間内で部分的に強く分布する。なお、異なる矢状断面では、 C_1 からの噴流が上歯列に沿う等の差異が確認できた。

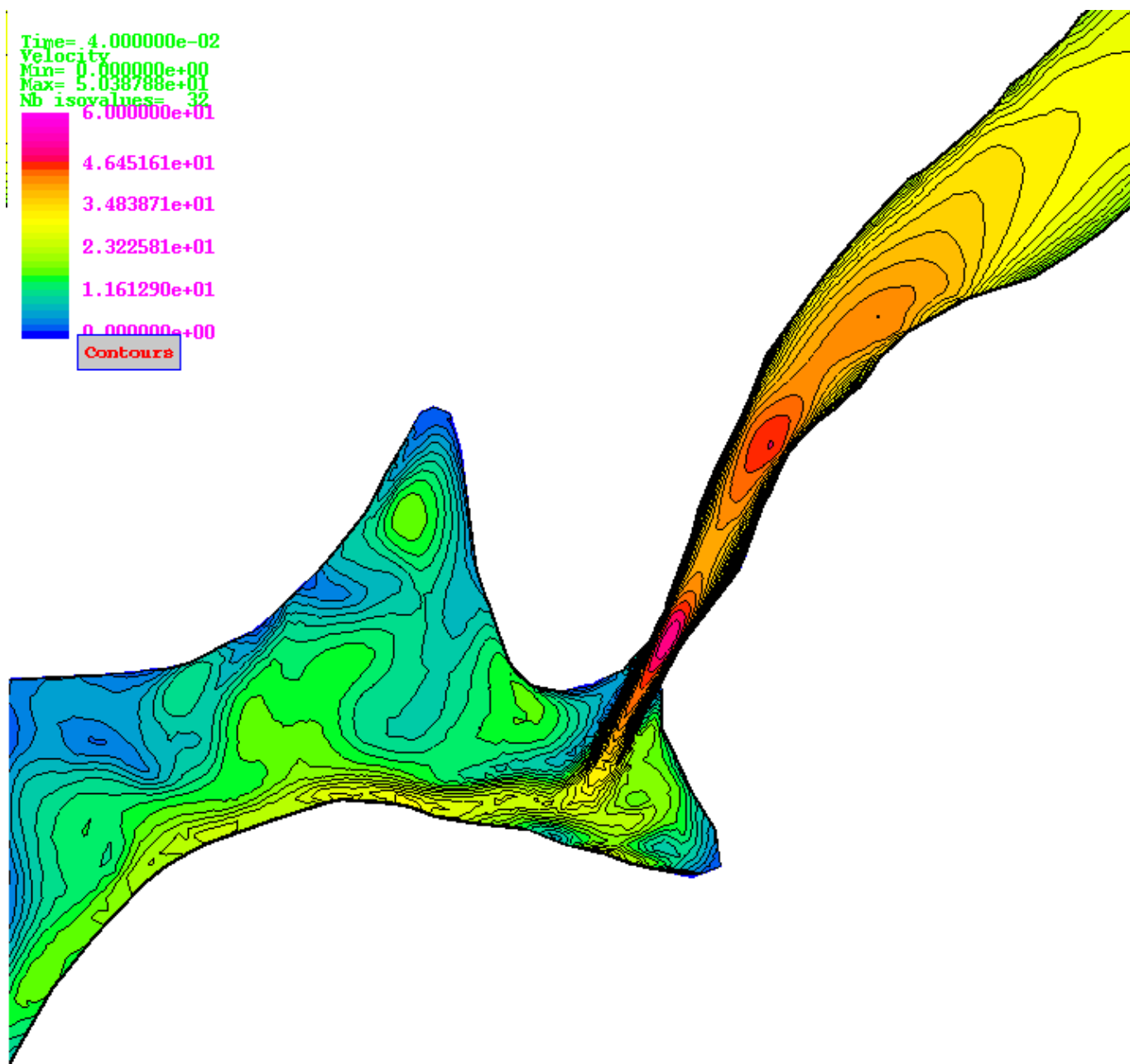


图 3.21: 等速度分布

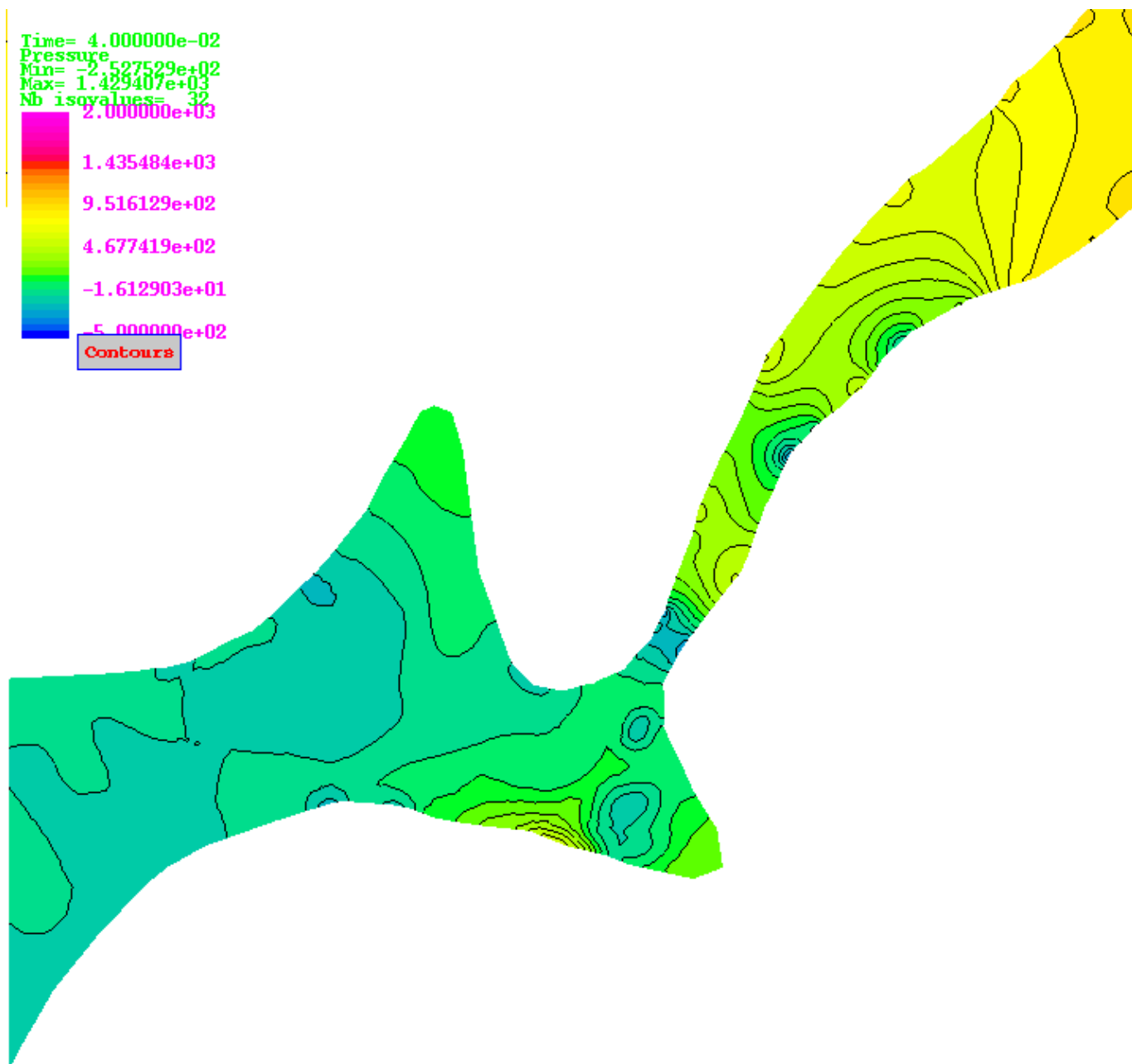


图 3.22: 等压力分布图

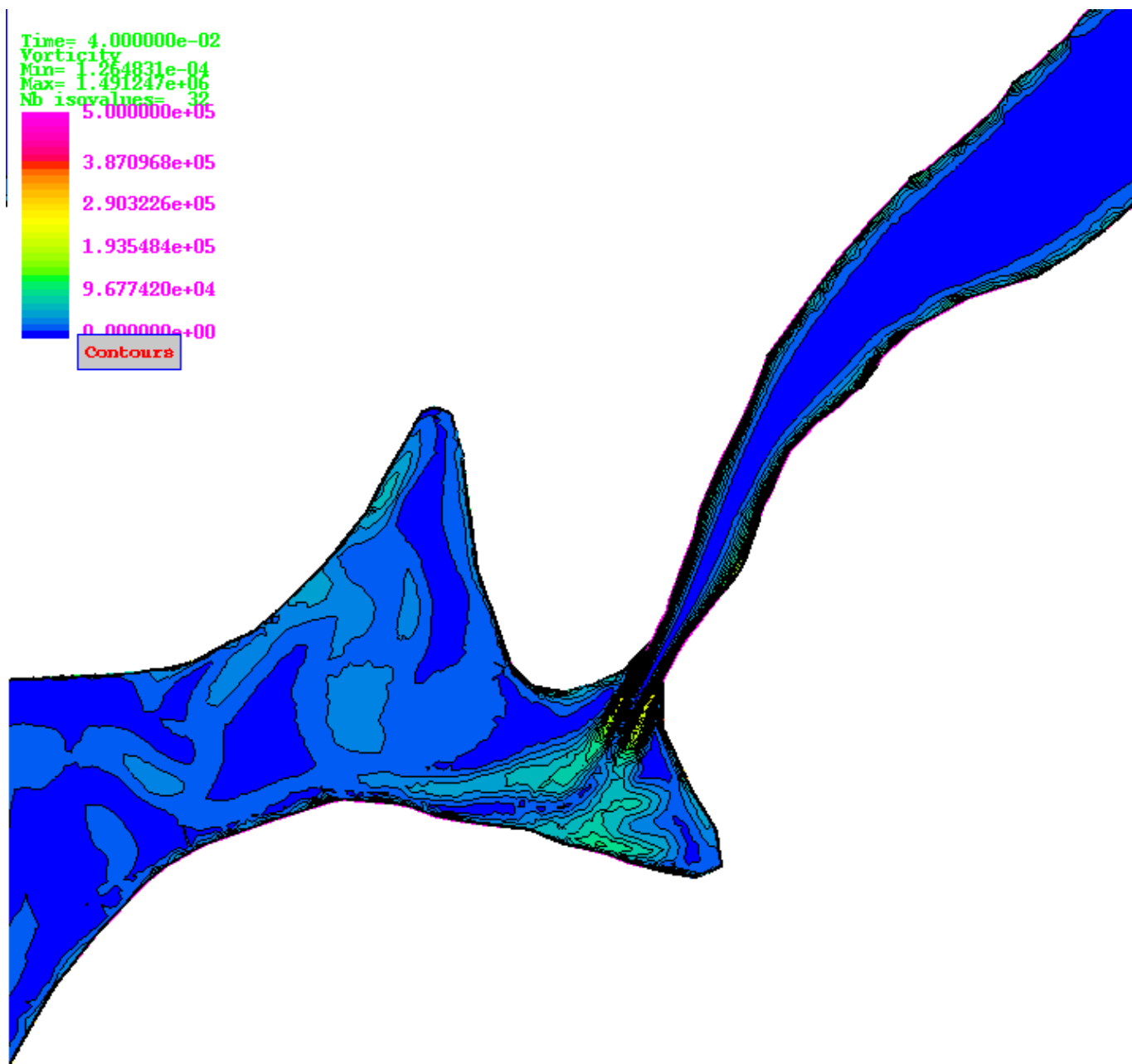


图 3.23: 等渦度分布图

C_1 下流側で広範囲に強い乱流成分が分布している。 C_1 からの噴流のせん断層、下唇との衝突部位近傍で特に強く分布している。異なる時刻の乱流成分の分布を観察したが、この矢状断面においては、 C_1 からの噴流の混合領域の下流側で特に、強い分布となる傾向が高い。この領域では、 C_1 下流側の乱流、下唇との衝突等の現象のため、特に流れ場の変動が強くなると考えられる。なお、口腔前庭や口唇間の分布は渦状の分布となっており、3次元性の高い強いことが確認できる。

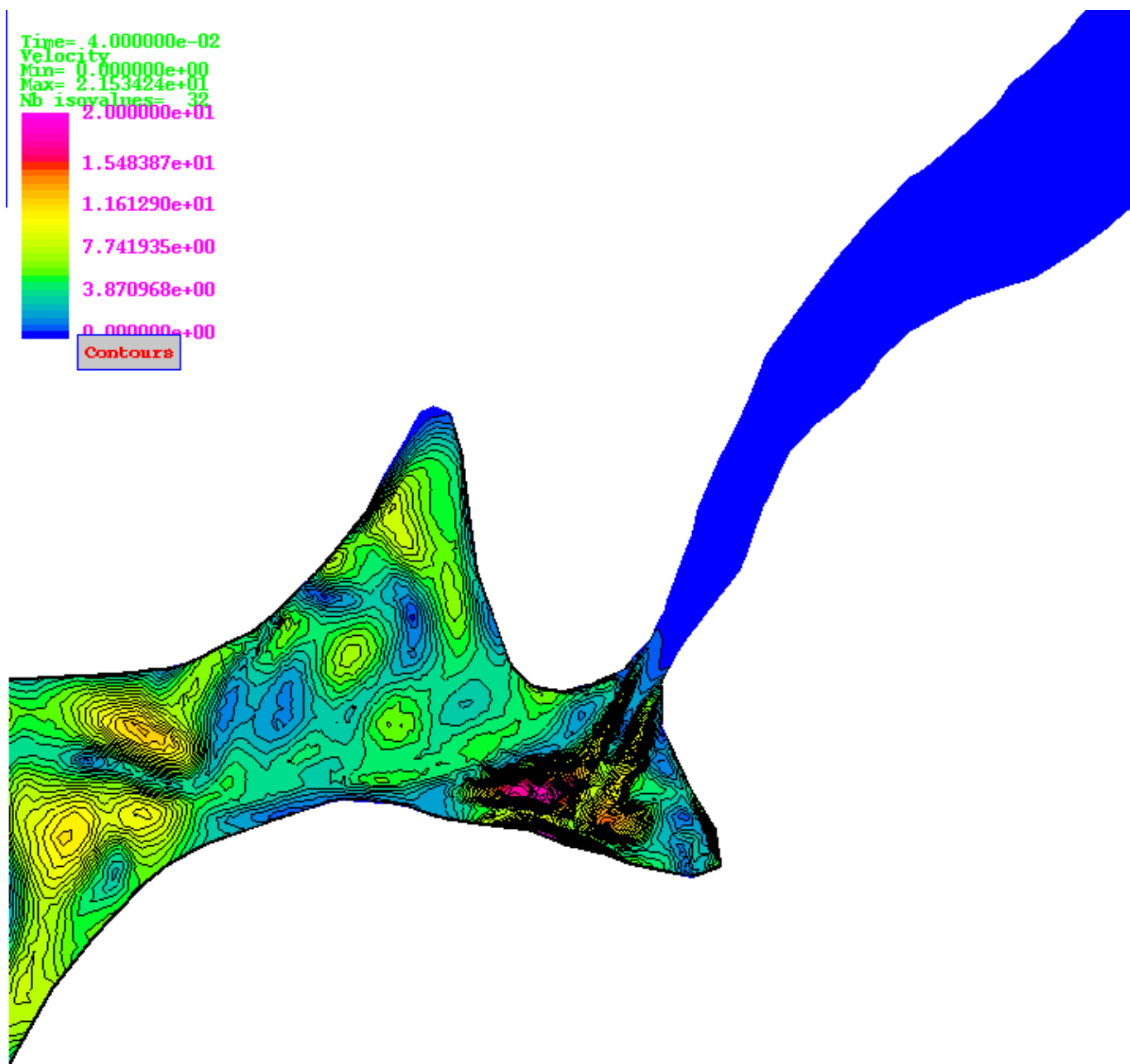


図 3.24: 乱流成分の等速度分布

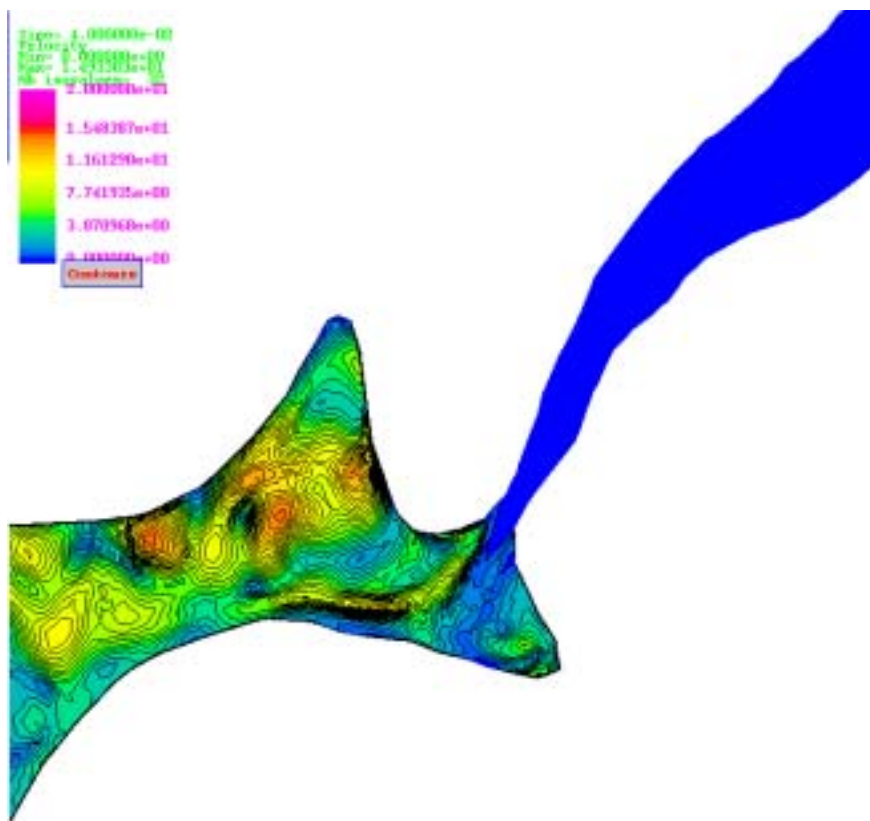
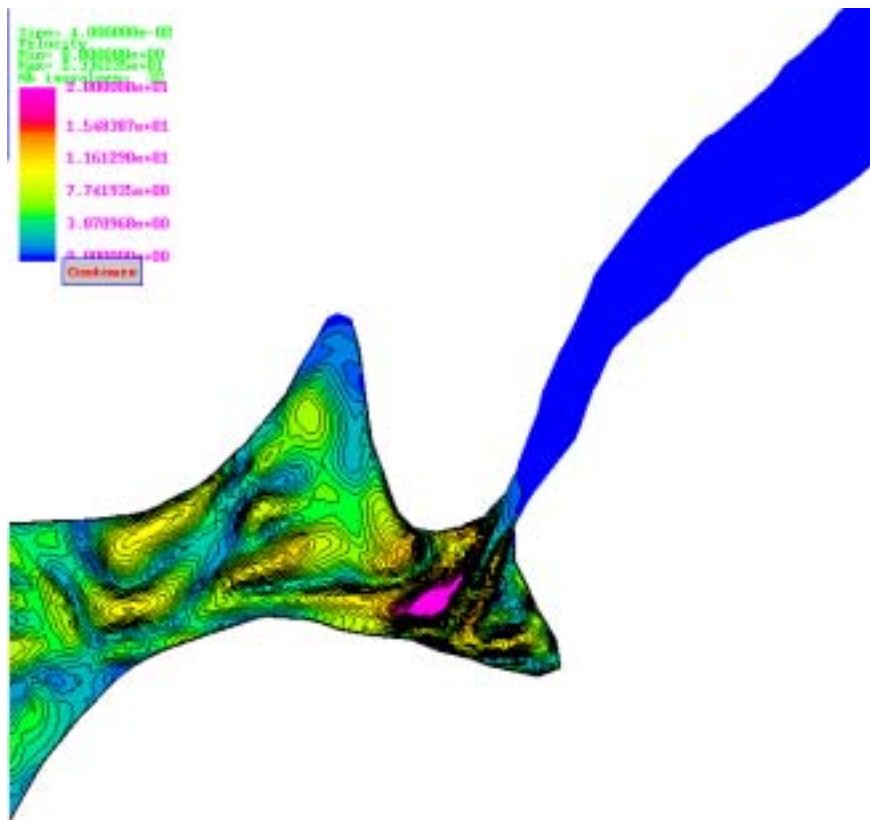


図 3.25: 乱流成分の等速度分布。(a) $time = 36ms$ (上図)。 (b) $time = 39ms$ (下図)

3.3.3 / ϕ /モデル

図 3.26 に等速度分布、図 3.27 に等圧力分布、図 3.28 に等渦度分布を示す。歯列から口唇間の狭窄部の影響で、口唇間では高速度域が壁面沿いでみられる。歯列上流側の近傍から歯列、両唇における形状に起因して旋回する流れが生じ、口唇の下流側近傍では噴流が分岐する流れ場となる。渦度はこの分岐箇所と噴流のせん断層で強く分布している。

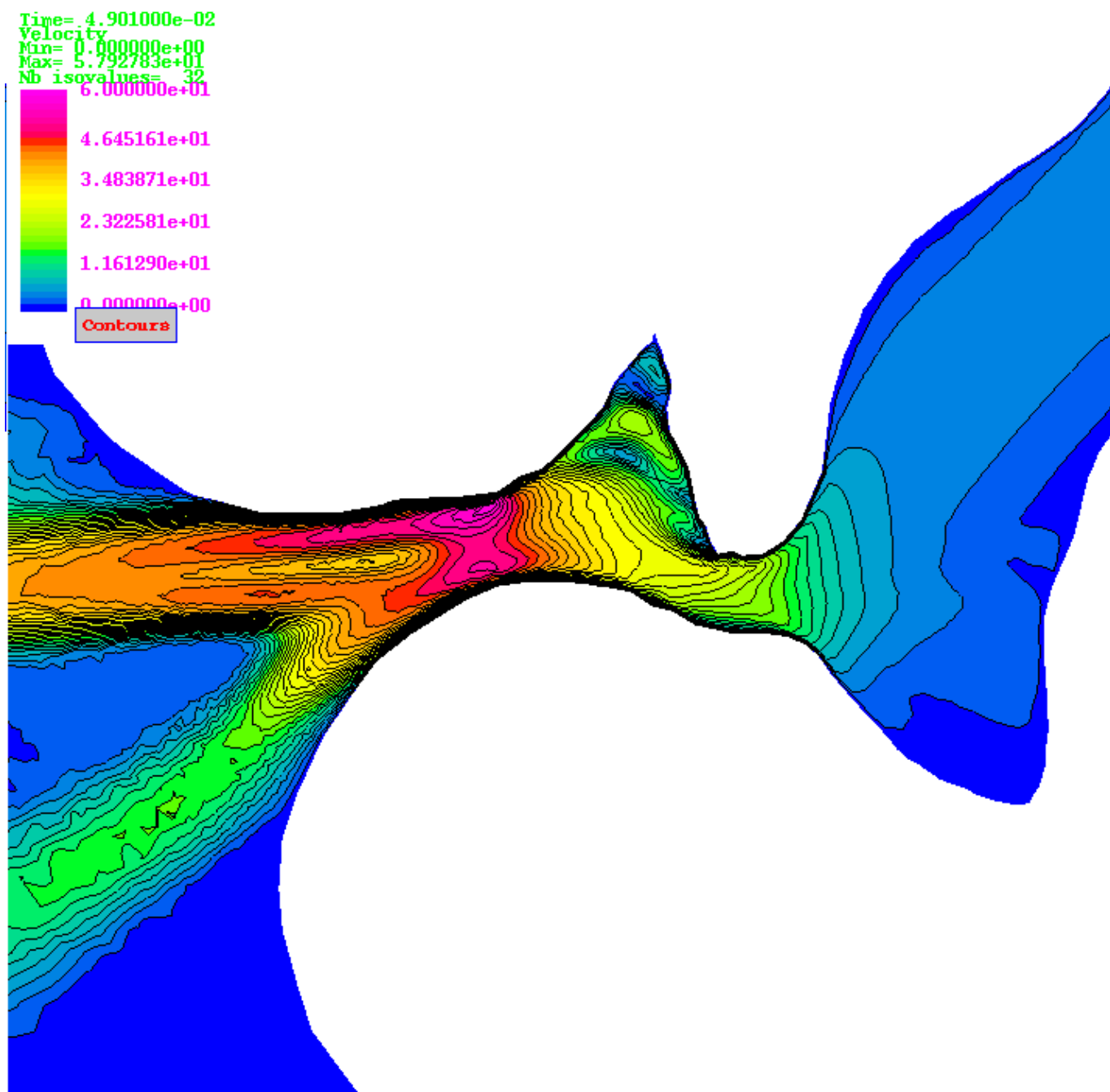


図 3.26: $time = 50ms$ の等速度分布図

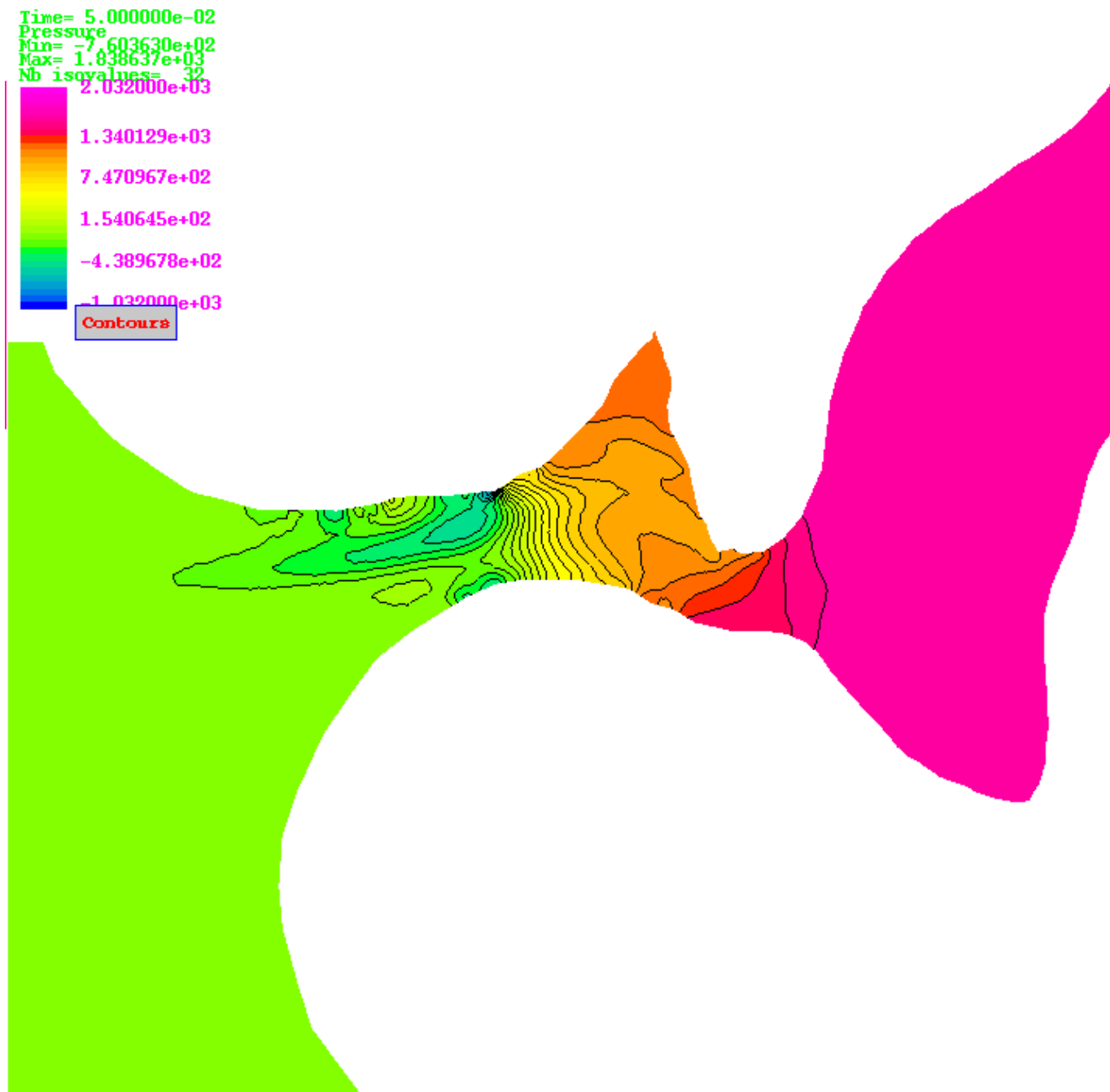


图 3.27: 等压力分布图

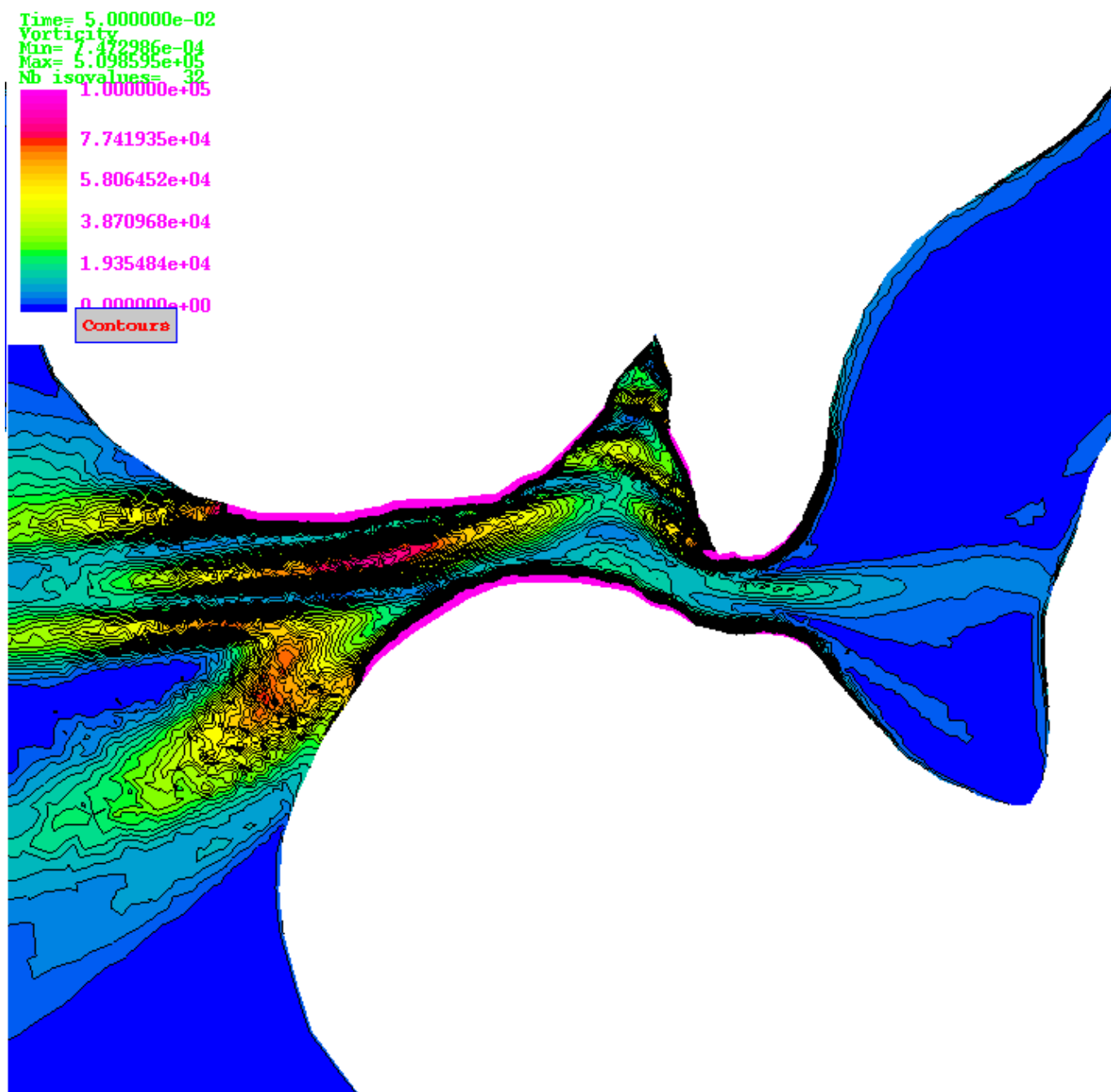


图 3.28: 等渦度分布图

次に C_1 から C_0 付近の平均流と乱流成分を示す。但し、図 3.26 等よりも表示範囲を広くしている。 C_1 と口唇間の開口部で乱流成分の分布が強い。 C_1 では、速度の時刻歴で示したように上流側の形状により若干変動の強い流れがこの部位に集中することに起因すると考えられる。異なる時刻においてもこの傾向は変わらない。

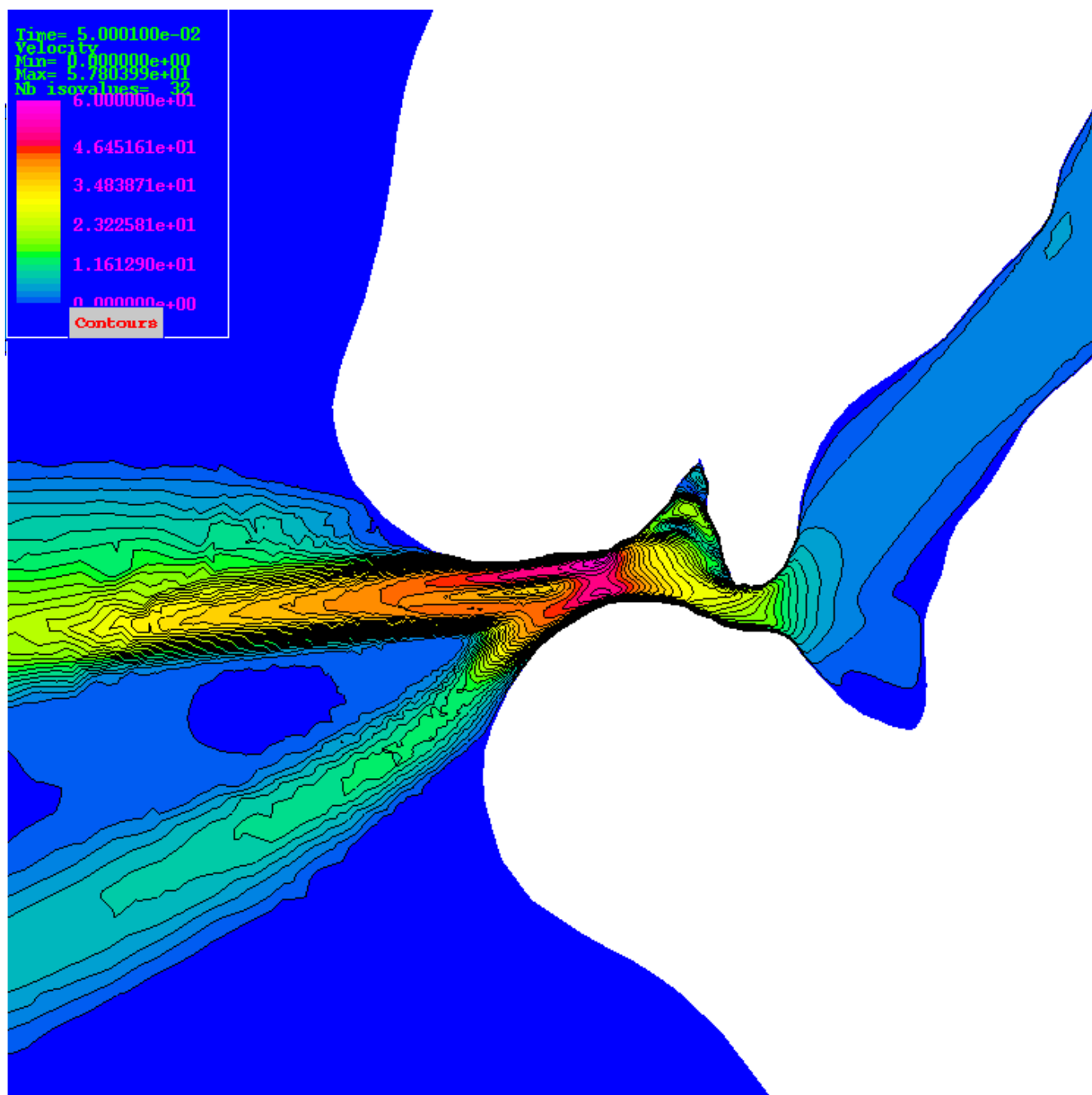


图 3.29: 平均流の等速度分布図

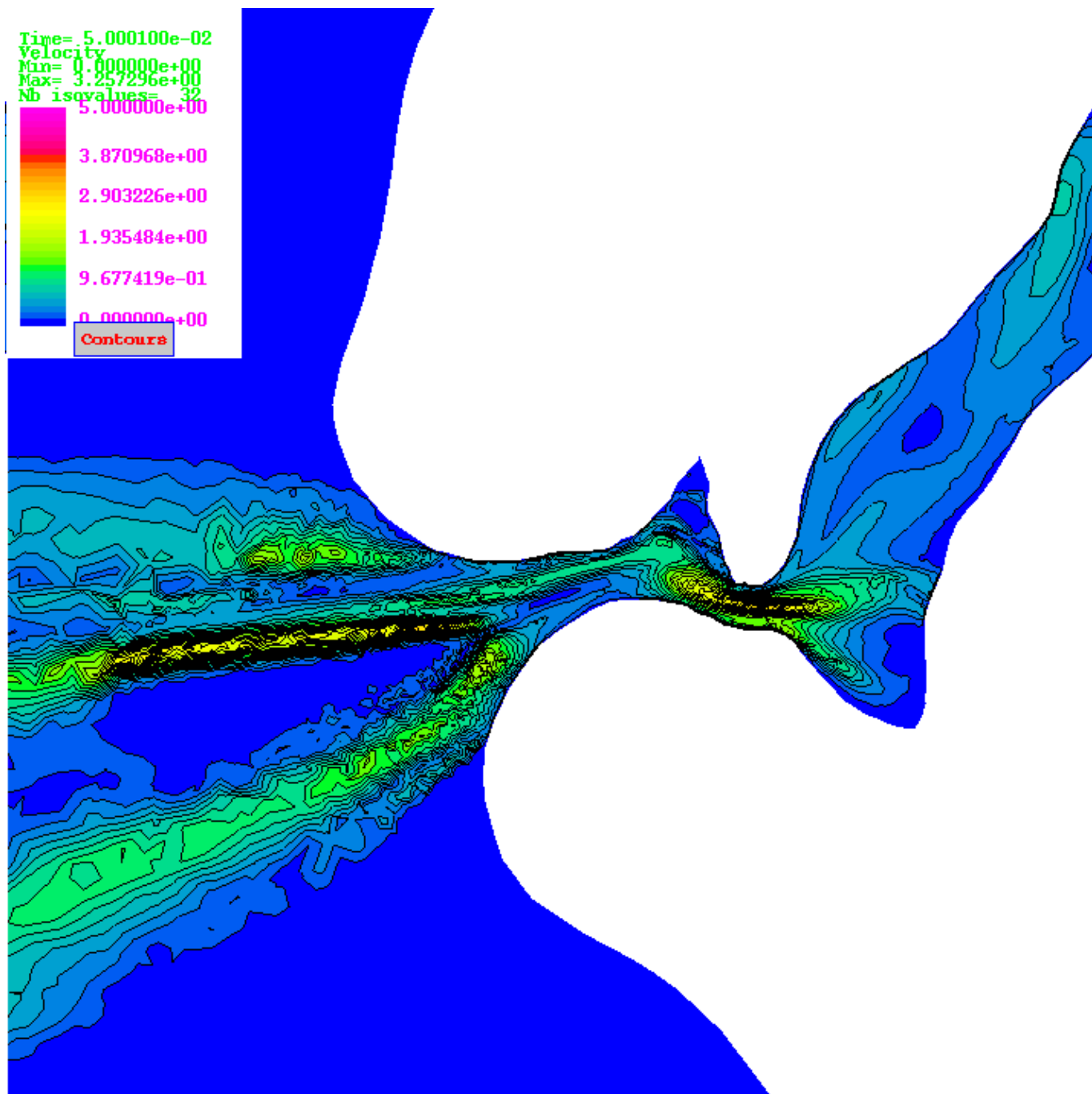


図 3.30: $time = 50ms$ の乱流成分の等速度分布図

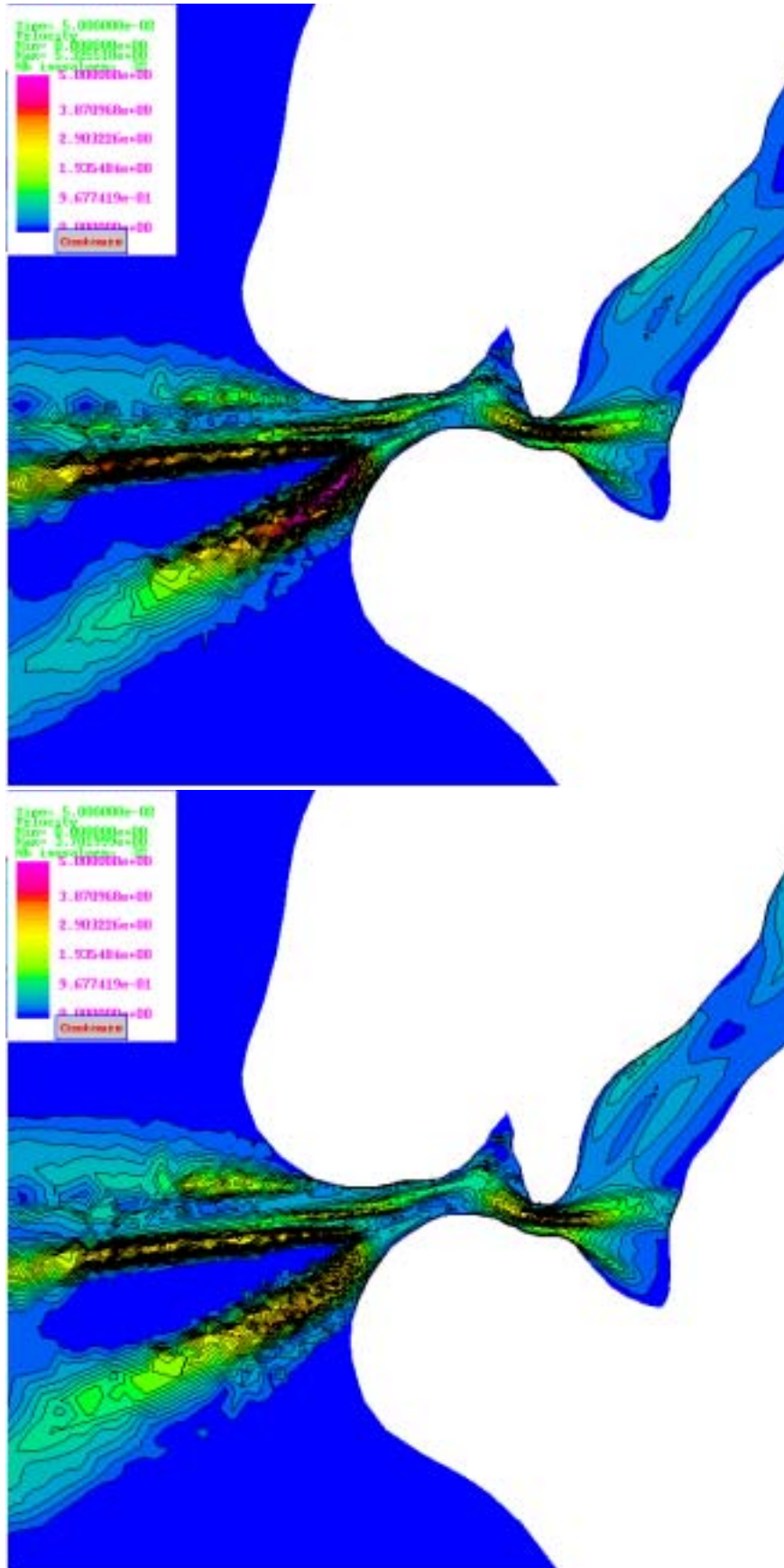


图 3.31: 乱流成分の等速度分布図。(a) $time = 48ms$ 。(b) $time = 49ms$

3.4 まとめ

各モデルとも各子音の構音点付近、特に下流側の近傍空間で非定常で、複雑な流れが観察できた。ここで各子音毎の特徴を要約する。

3.4.1 /sh/

上部歯茎と舌尖による狭窄部で生じた噴流と噴流に伴う流れにより、歯列間の狭窄部近傍で非定常性の高い流れ場となる。歯列上流側では、歯列背面に衝突する流れ、歯列下流側では噴出流等の特徴的な流れが生じている。

3.4.2 /s/

/sh/では舌と上歯茎による狭窄と上下歯列間の狭窄が特徴的な流れ場を与えている。舌と上部歯茎による狭窄からの噴出流は、口腔前庭から口唇間に及ぶ領域で乱流となる。周辺壁面との衝突、渦等の二次流れ等の影響により非定常性が最も高いと考えられる部位は、歯列下流側近傍で、噴出流のせん断に沿うように分布する。

3.4.3 /φ/

口唇間の狭窄部の影響で、口唇外部に高速な噴出流が形成される。歯列上流側の近傍から歯列、両唇における形状の影響により口唇の下流側近傍では噴流が分岐した流れ場となる等の特徴がみられる。また、他の子音とは異なり、歯列間の狭窄部で変動が強くなる等の後腔内の流れの影響が強い。

第4章 歯擦音の音源

前章では、声道内の気流の数値計算結果を示した。本章では、歯擦音である/s/、/sh/の、音源位置について考察し、検証を行う。

4.1 音源位置

前章で乱流成分の分布等から考察した流れ場の特徴に渦運動に着目して音源位置を推測する。渦運動を表現する量として $(\omega \times u)$ とHelicity密度 $(\omega \cdot u)$ に着目する。この分布と変動に着目することで、流れ場の音源生成に関連する特徴を考察する。渦度で表現される一次音源を音源項とするPowellの波動方程式は、

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho' = \rho_0 \operatorname{div}(\omega \times u) \quad (4.1)$$

である。右辺のPowellの渦音源を与える $(\omega \times u)$ は、以下の渦度方程式

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \nabla \times (u \times \omega) + \nu \Delta \omega + \nabla \times f \quad (4.2)$$

ここで f は外力を表す。

の非線形項であり、渦間の非線形相互作用を表現する。Helicity密度は流線の捻じれ構造の指標になる。正(または負)のHelicity密度は右ねじ(または左ねじ)の方向に捻じれる流線である。

/sh/モデル

上部切歯1を通る矢状断面図における等ヘリシティ密度分布図を図4.1 $(\omega \times u)$ の強度分布図を図4.2に示す。

$(\omega \times u)$ の強度分布は等渦度分布と類似しており、上下歯列前後、舌尖端部の壁面近傍、上部歯茎と舌による狭窄部において高い値を示している。上部歯茎と舌による狭窄部では最も高い値をしめすが、時間変動は小さい。Helicity密度は上下歯列の上側近傍から歯列間で正負の値が交互する様な分布となっており、上下歯列間の狭窄部に収束する流れが捻じれた構造を持っている事を示している。これらの特徴と前章で与えた考察を考慮して、上下歯列間から上歯列尖端部等の下流側近傍が主要な音源位置と考えられる。

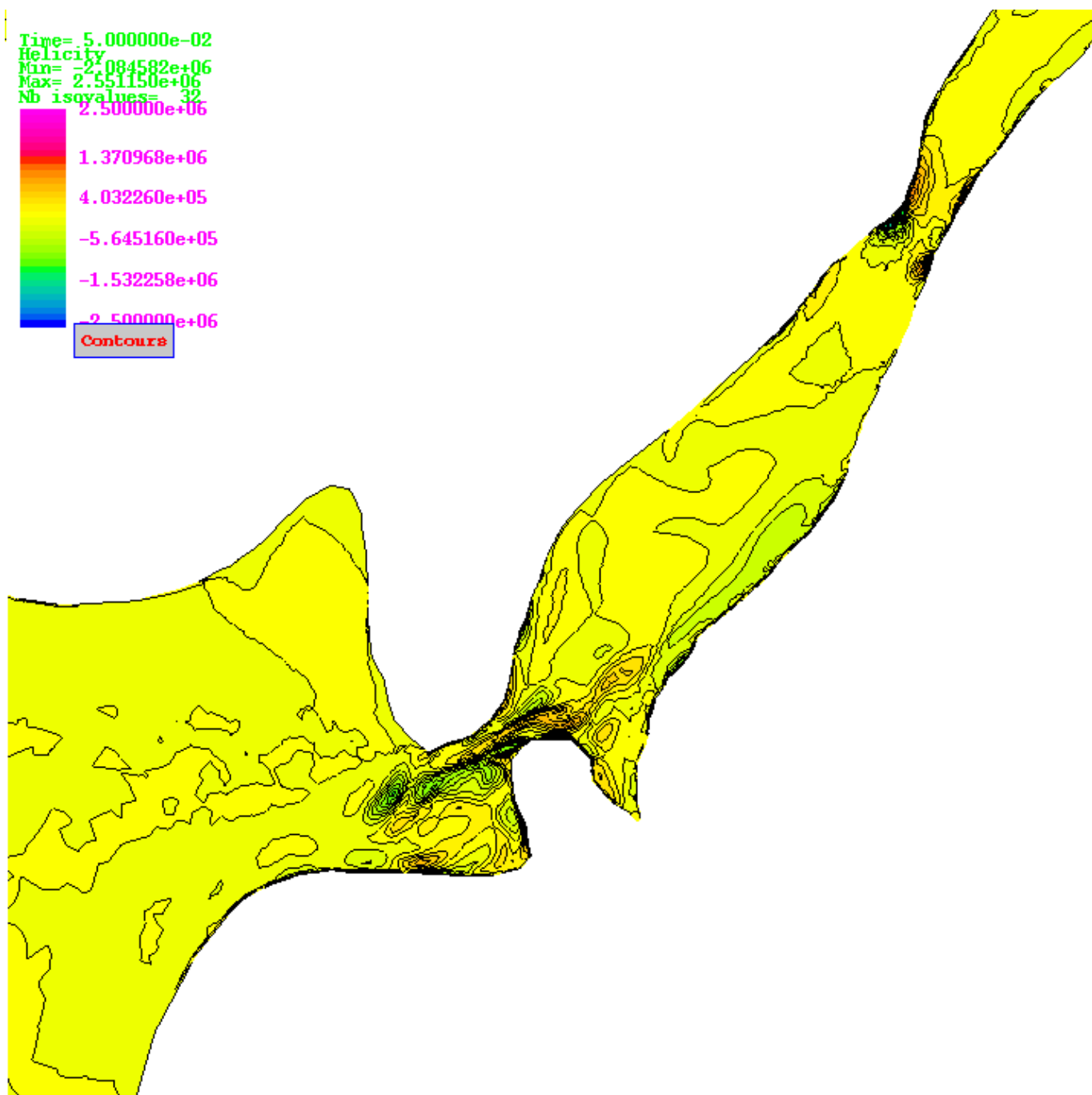


図 4.1: 等ヘリシティ密度分布図

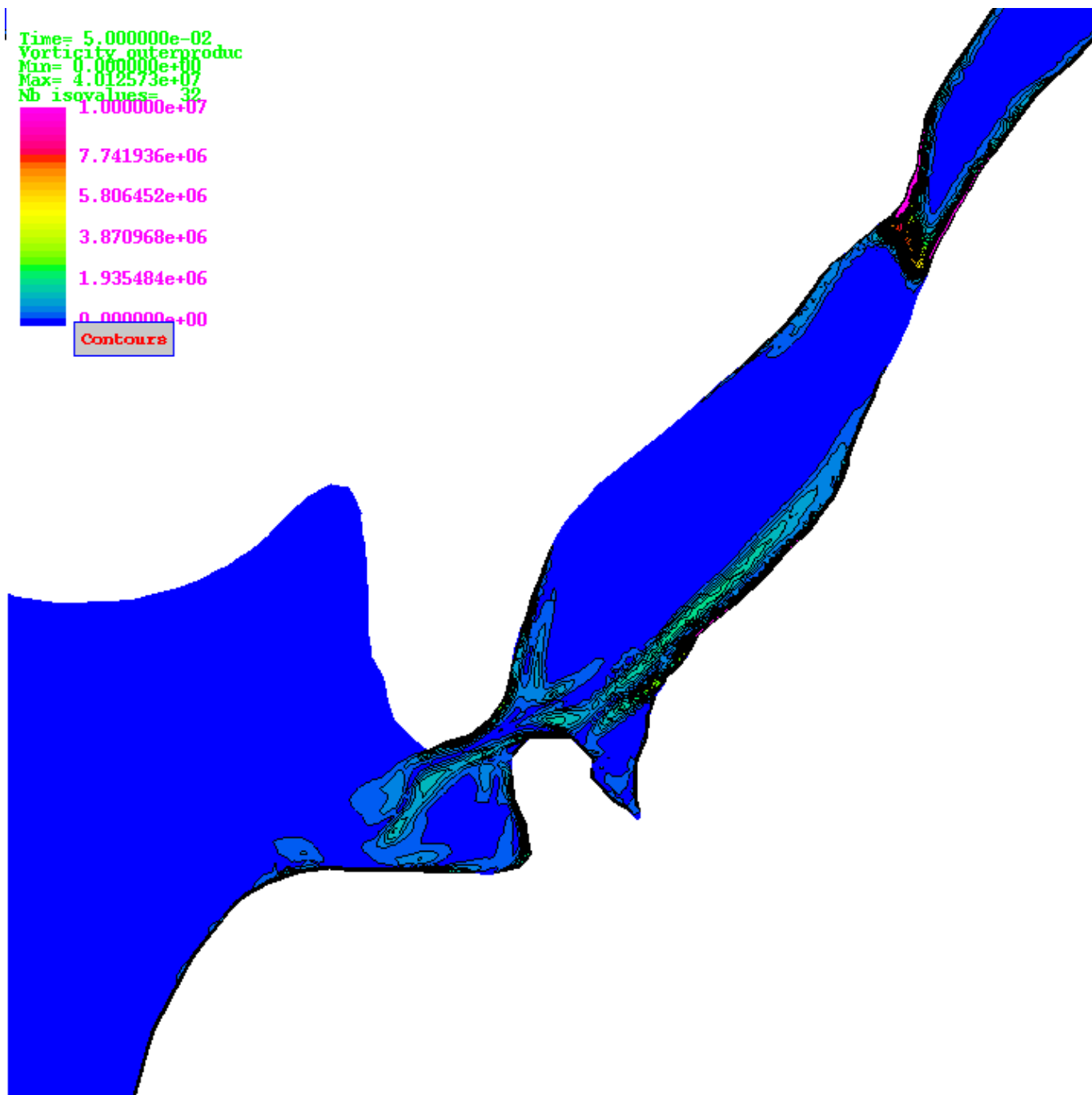


図 4.2: $(\omega \times u)$ の強度分布図

/s/モデル

等ヘリシティ密度分布図を図4.1 ($\omega \times u$) の強度分布図を図4.2に示す。/sh/モデルと同じく ($\omega \times u$) の強度分布は等渦度分布と類似しており、上下歯列間からの高速な噴出流によって形成されるせん断層に沿って強い。この部位での Helicity 密度の分布は、歯列下流側から口唇までの広い領域で正負の値が変化する分布となり、前章で示した乱流成分の分布と対応している。前章で示したように乱流成分の分布は/sh/と比較して広範囲に及んで強く分布しているが、($\omega \times u$) の強度分布に共通する噴流の混合領域、特に下流側の複雑な流れと干渉する部位が主要な音源位置であると考えられる。

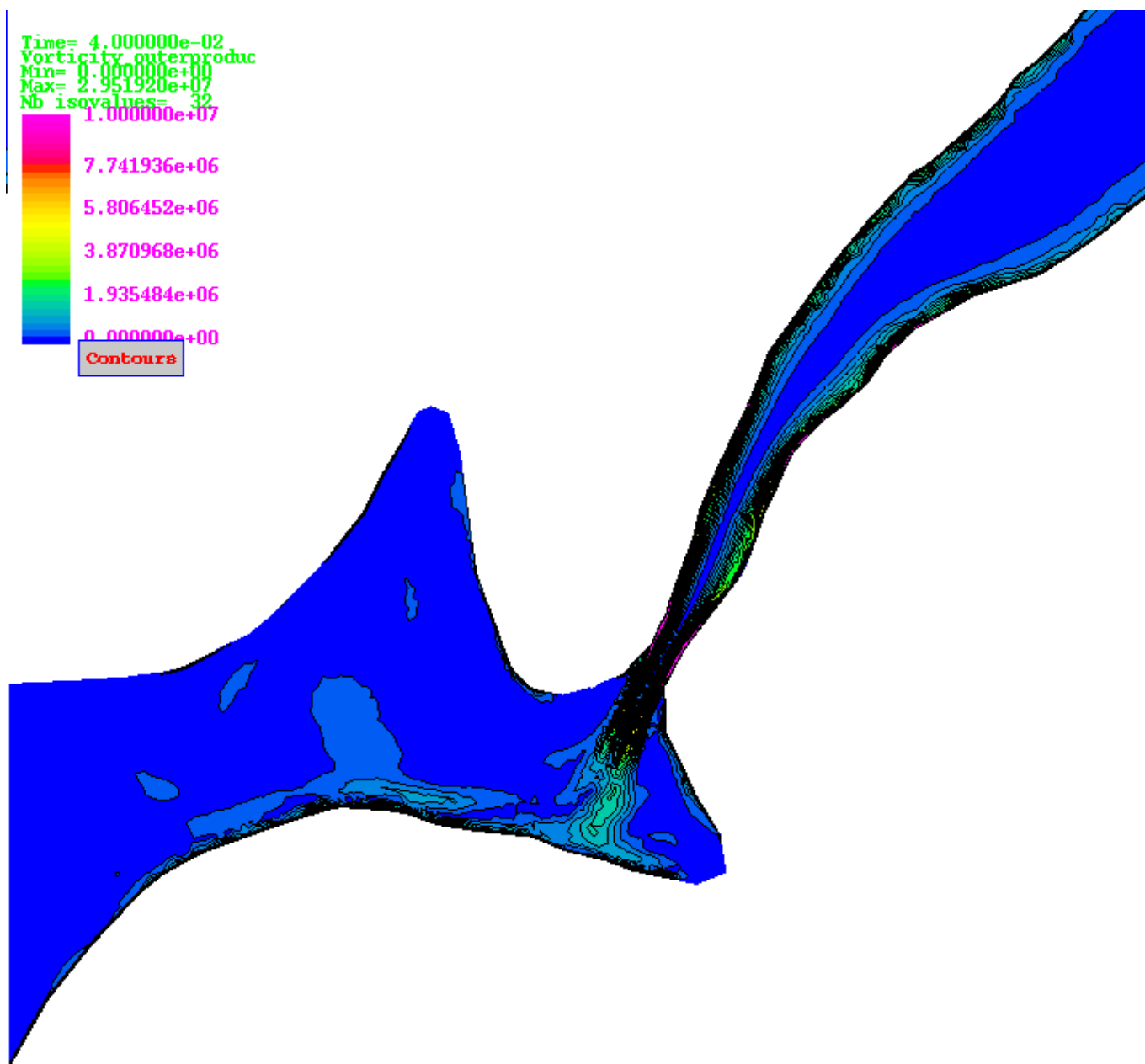


図 4.3: $(\omega \times u)$ の強度分布図

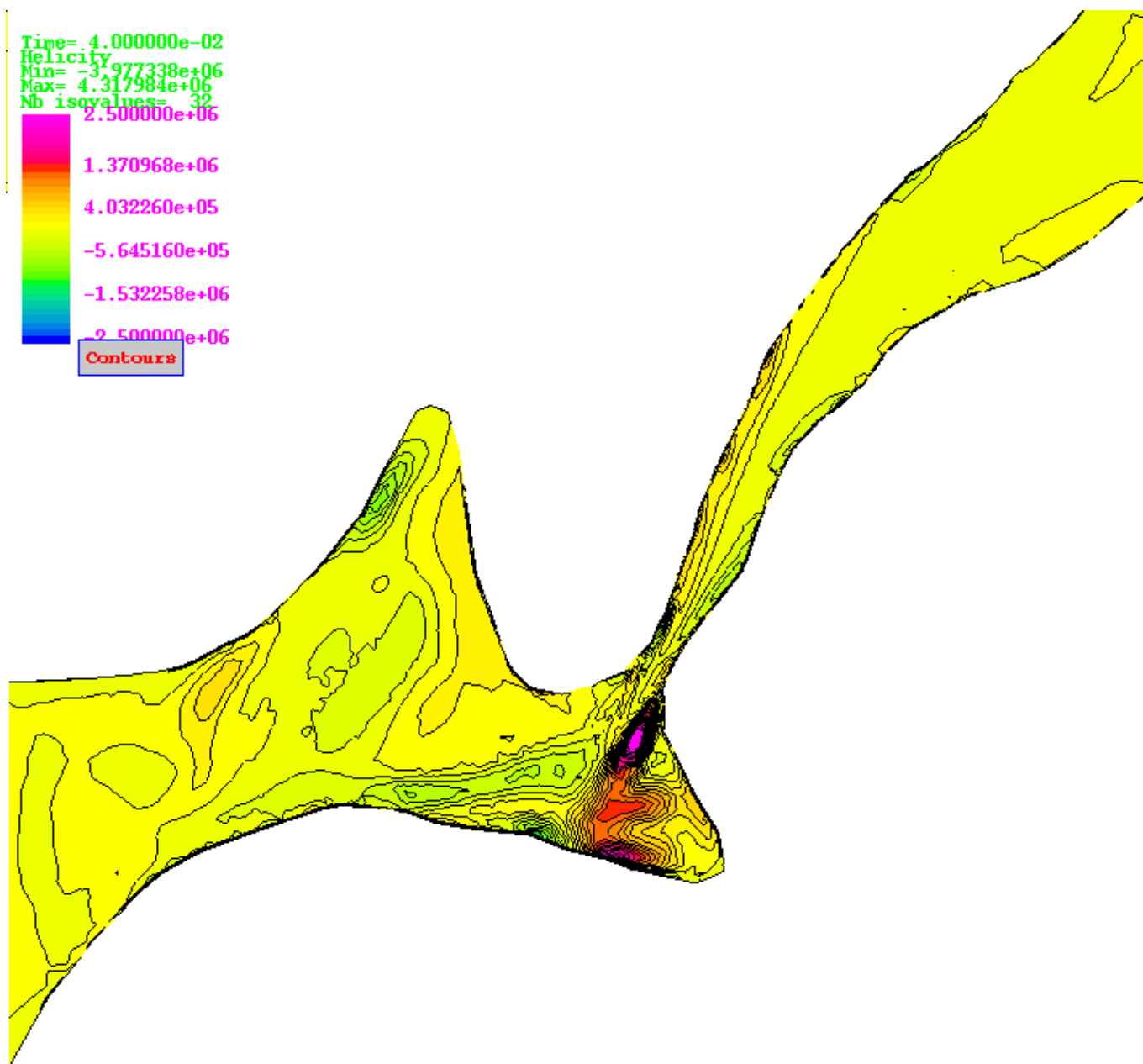


図 4.4: $(\omega \times u)$ の強度分布図

4.2 有限要素法による音響解析

4.2.1 被験者の音声のスペクトル

声道形状抽出のために行った MR 撮像の被験者の /sh/、 /s/ を無響室内で録音し、ピリオドグラムによって音声スペクトルを推定した。被験者には仰臥位で約 3 ~ 4s 間、各子音を発声させた。マイクロフォンは口唇から垂直に約 30cm 程の位置に設置した。図 4.5.(a) に /sh/、(b) に /s/ の音声スペクトルを示す。一般的に、/sh/ は 2000Hz から 3000Hz 以上の高域、/s/ は 4000 から 5000Hz 以上の高域に広帯域のピークを持つ事が各音声の音響的特徴とされている。実音声のスペクトルにこれらの特徴だけでなく、/sh/ では、6 ~ 7kHz あたりからゆるやかにピークの高さが減少し、/s/ では、高域のピークの高さが変動するといった特徴が観察できる。

4.2.2 音源スペクトル

音源のスペクトル分布を評価する方法を解説する。Lighthill の波動方程式の解の中でも、音源領域を囲む固体壁面 (流体を通さない壁面) を考慮した解は、一般化したグリーン関数の公式を適用することによって求まる。(導出は [?] 等を参照)

$$\rho = \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_{\nu(\tau)} T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dy d\tau + \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T d\tau \int_{S(\tau)} \frac{\partial G}{\partial y_i} f_i dS(y) d\tau + \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T d\tau \int_{S(\tau)} \rho_0 V_n \frac{\partial G}{\partial \tau} dS(y) d\tau \quad (4.3)$$

これは、固体面が存在する場合の音の発生を支配する基礎方程式であり、過渡状態が考慮されていないことを除いて、Lighthill の波動方程式の厳密解である。音源分布である T_{ij} と f_i 、 V_n にかかる積分が収束する (つまり分布が局所的である) ならば、任意の運動をする固体壁面 $S(\tau)$ で囲まれた領域 $\nu(\tau)$ に対して成り立つ。従って、音源分布である T_{ij} 、 f_i 、 V_n の詳細が得られ、また、適切な Green 関数を与えれば、これらの音源分布から発生する音場が計算できることになる。音源が固体壁面に囲まれた領域に存在する場合、Green 関数は、境界上で

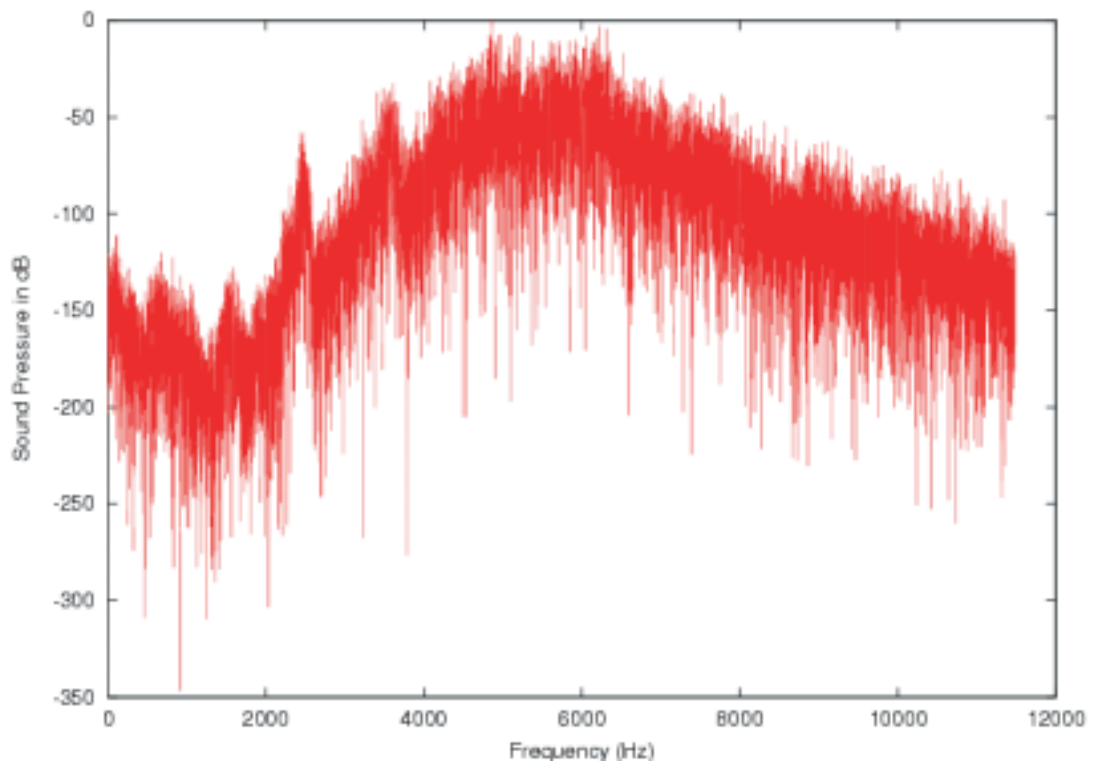
$$\frac{\partial G}{\partial n} = n_j \frac{\partial G}{\partial y_j} \quad (4.4)$$

を満たす。

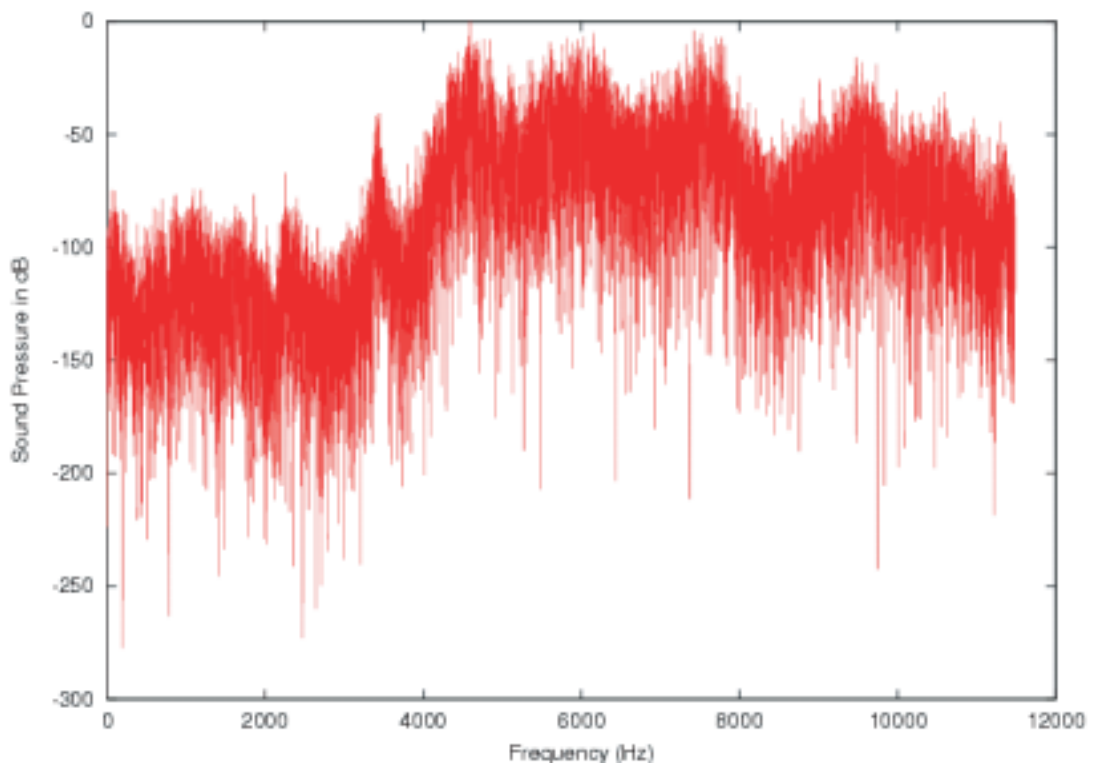
摩擦子音の持続発声時の声道形状は壁面が静止したものとして扱っている。この時、考慮すべき音源分布は T_{ij} 、 f_i である。これらは、各々 4 重極子音源、2 重極子音源分布を与える。前節で考察した主要な音源位置は壁面近傍でみられたため、壁面上の応力変動と音源の変動は相関が高いと期待できる。そこで、主要な音源位置に対して、近傍の壁面応力を与え、2 重極音源が分布するものと仮定する。

単一の 2 重極音源によって発生する音場は、

$$p(x) = D_i \frac{\partial G(x, y)}{\partial y_i} \quad (4.5)$$



(a) /sh/



(b) /s/

図 4.5: (a)/sh/、(b)/s/の音声スペクトル

に基づいて求められる。ここで、 D_i は壁面応力の周波数成分である。

4.2.3 計算条件

NIT社のSYSNOISEを用いて、式4.5を入力として音響解析を行う。計算対象は2章で示した3次元声道モデルを使用する。自由空間の大きさは口唇の開口端の中心から5～7cm程度とした。境界条件として、自由空間の境界面と気流の流入境界面には、空气中を伝搬する平面波の固有音響インピーダンス $\rho c (= 414.12235)$ を与える。声道壁面と口唇から自由空間の境界に繋がる壁面は剛体壁面の条件を与える。入力の前節にて考察を与えた主要な音源位置に、近傍の壁面応力変動を与え、2重極音源として扱う。/sh/では、上部切歯の先端部と下部切歯先端部近傍を音源位置とした。/s/では、下部切歯の下流側近傍で、噴流の混合領域にあたる部位とした。上下歯列の壁面応力の各成分の積分値を与えた。これらの周波数成分をそれぞれ図4.6、図4.7に示す。

計算格子は、Altair社のHyperMeshを使用して作成する。ここでは、前出のPAMGEN3Dによって表面格子(境界格子)を生成し、これをSTLに変換する。次にHyperMeshによって領域全体の計算格子を得る。計算格子数は、PAMGEN3Dが生成する境界格子の配置状態に依存する。この境界格子は、声道形状の構成面の状態(構成の仕方と面数)に依存する。計算格子数は、/sh/モデルでは312537、/s/モデルでは212010である。

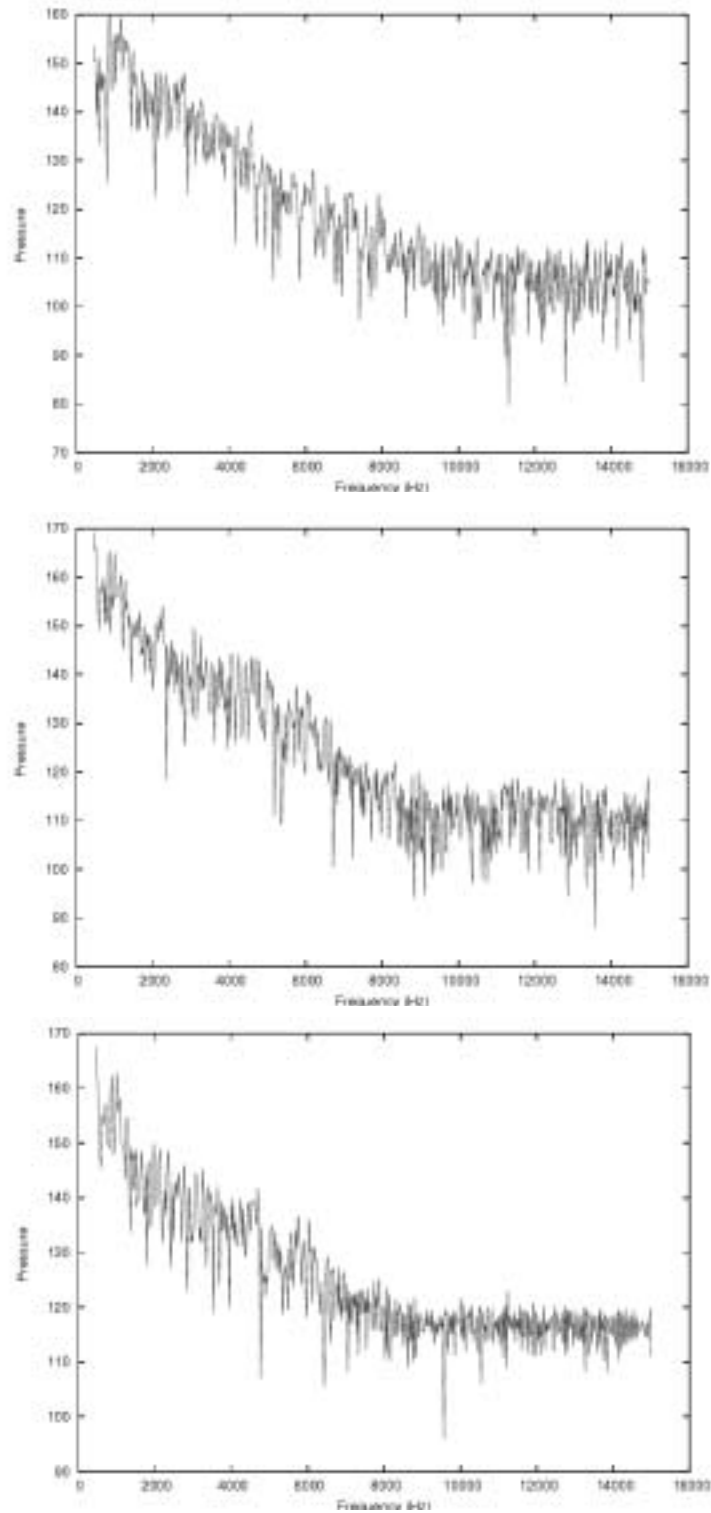


図 4.6: /sh/モデルの:歯列壁面応力の x 方向成分(上)、y 方向(中)、z 方向成分(下)

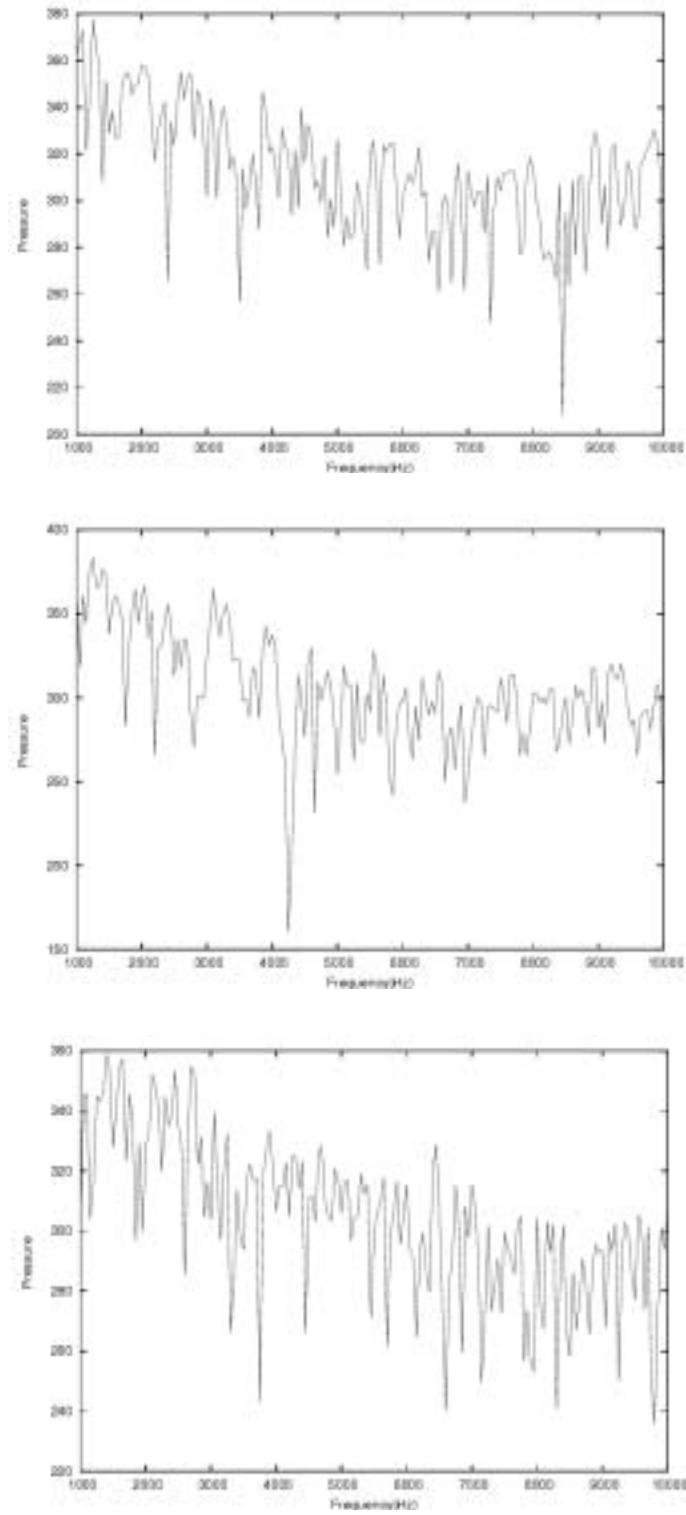


図 4.7: /s/モデルの:歯列壁面応力の x 方向成分 (上)、y 方向 (中)、z 方向成分 (下)

4.3 計算結果

図 4.8 に /sh/モデル、図 4.9 に /s/モデルの境界面の中心において計測した音圧のスペクトルをしめす。

4.3.1 /sh/

上下歯列間の上流側近傍の一点に音源を与えた場合、上部歯列尖端部近傍に与えた場合も同様な傾向を示しており、これらは実音声の持つ特徴と非常に類似している。

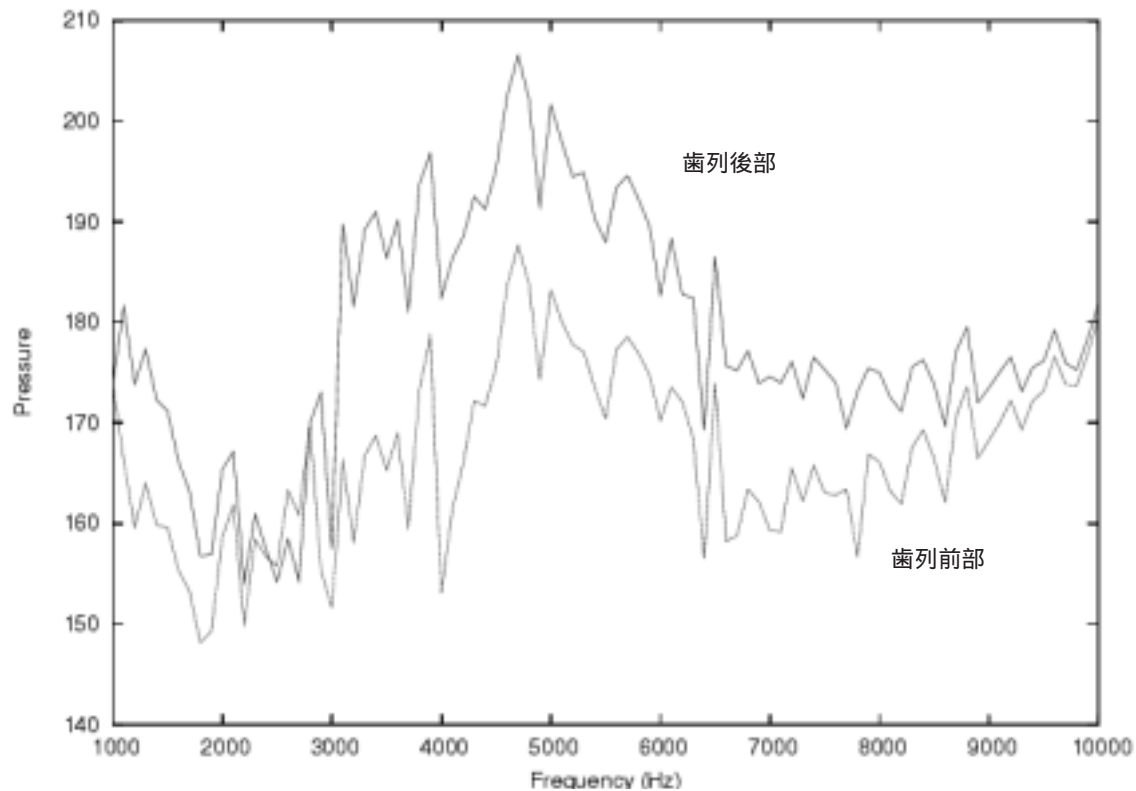


図 4.8: /sh/モデルの放射境界面中心上の音圧

4.3.2 /s/

計算結果では、低域のエネルギーが高くなっており、大きく異なる。しかし、低域を除けば実音声の持つ特徴と類似している。

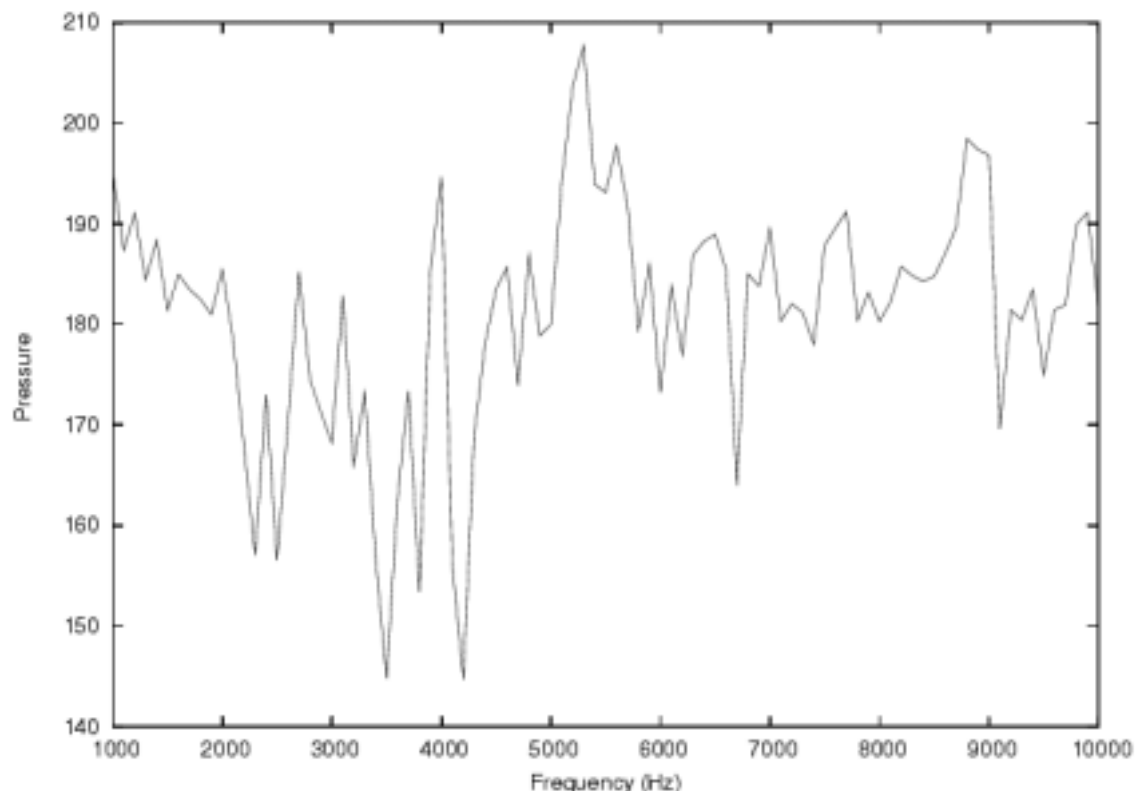


図 4.9: /s/モデルにおけるの放射境界面中心上の音圧

第5章 結論

5.1 まとめ

無声摩擦子音 /s/、/sh/、/ϕ/ 発声時の気流の数値流体解析を行った。計算対象として MR 画像から各子音の 3 次元声道形状を構築した。歯列補填法を適用することで、MR 画像には映り込まない歯列と硬口蓋が再現し、無声摩擦子音の発声時において重要な役割を果たす形状を忠実に再現した。構築した形状に対して、気流の非定常流体解析を行った。計算結果から各子音発声時の流れ場を主に非定常性に着目して検討し、音源生成に関する特徴について考察を与えた。また、歯擦音である /sh/、/s/ の音源について渦運動に着目して検討を行い、/sh/ では歯列間近傍、/s/ では歯列間からの噴出流の混合領域が主音源の存在領域であると推測した。この検証として、主音源位置に 2 重極音源を与え、音響解析を行った。その結果、/sh/ モデルでは、実際の音声の音響的特徴と類似していた。/s/ モデルでは、低域では顕著な違いがあったが、4kHz 以上では類似した傾向がみられた。

5.2 今後の課題

音源の分布に関して、今回の検討では Powell 音源項に相関がある量に着目したが、より正確な音源分布を考察するために、Powell 音源項の分布調査する必要がある。今回の行った音源の検証では、壁面近傍の変動であることに着目して、音源が存在すると考えられる部位に、近傍の壁面応力を与えた。しかし、正確な多重極構造の理解のためには式 4.3 に基づいた詳細なシミュレーションが必要である。

謝辞

本研究を行うにあたり、御指導を賜った赤木 正人教授に深くお礼申し上げます。赤木研究室、党研究室の皆様には大変お世話になりました。心から深く感謝致します。また、松澤研究室の皆様からは、日々を通して数々のご助言、ご協力を頂きました。厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] S. Narayanan, A. Alwen, “Noise source models for fricative consonants,” IEEE Trans. Speech Audio Processing, 8, pp.328-344, 2000.
- [2] K. N. Stevens, “Acoustic Phonetics,” MIT press, Cambridge, p100, MA., 1998.
- [3] C. H. Shadle, “The geometry of the fricative consonants,” J. Phonetics, 1991.
- [4] 笹川, 黒田, 池端, “平均隣接数に着目した閾値決定法,” 信学論 (D-II), J73-D-II, 3, pp.360-366(1990-03).
- [5] 竹本 浩典, 北村 達也, 西本 博則, 本多 清志, “声道形状のMRI計測における歯列補填法,” 日本音響学会講演論文集, no.2-3-9, pp.293-294, 2003年3月。
- [6] A. Powell, “Theory of Vortex Sound,” J. Acoust. Soc, 1964.
- [7] J. E. Ffowcs Williams, D. L. Hawkings, “SOUND GENERATION BY TUBULENCE AND SURFACES IN ARBITRARY MOTION,” Philosophical Transactions of the Royal Society in London, Series A, Vol. A264, pp321-342, 1969.
- [8] M. E. Goldstein, 辻本 良信, 今市 憲作 訳, “流体音響学,” 共立出版, 1991.
- [9] W. Zhao et al, “Aeroacoustics of phonation I:Methods and validation,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 112, No. 5, Pt. 1, pp2134-2146. Nov. 2002.
- [10] W. Zhao et al, “Aeroacoustics of phonation II:Methods and validation,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 112, No. 5, Pt. 1, pp2147-2154. Nov. 2002.
- [11] 巽 友正, “流体力学” 培風館, 新物理学シリーズ 21, 1982.