9D-18 歯茎摩擦音/s/発音時の呼吸流量が /s/の音響特性に与える影響

Effects of the Expiratory Flow Rate on the Acoustic Nature of Sibilant /s/

正 ○中村 匡徳 (阪大)
学 滝本 遥 (阪大)

野崎 一徳 (阪大)
正 和田 成生 (阪大)

Masanori NAKAMURA, The Center for Advanced Medical Engineering and Informatics, Osaka University,
Machikaneyama-cho 1-3, Toyonaka, Osaka

Kazunori NOZAKI, The Center for Advanced Medical Engineering and Informatics, Osaka University

Haruka TAKIMOTO, Graduate School of Engineering Science, Osaka University

Shigeo WADA, Graduate School of Engineering Science, Osaka University

Key Words : Sibilant /s/, Large Eddy Simulation, Vortex Sound, Aeroacoustics

1. 緒言

歯茎摩擦音/s/は無声子音の一つである。この音は日本語を含む種々の言語において頻出する音であるが、歯科治療などを行うと音の特性が変化することがあり、単語の発音ならびに会話に困難を来すことが報告されている¹⁾。

無声子音は、口腔内の形状による気流の変化によって生じると考えられている²⁾。これまでに、歯茎摩擦音/s/については、主に発音時の口腔内の形状が与える影響について検討がなされてきた³⁾。しかし、歯茎摩擦音/s/が流体音であるという視点に立てば、歯茎摩擦音/s/の発音は口腔内の形状と呼気空気量(吐出空気量)の組み合わせによって特徴付けられることになる。したがって、歯茎摩擦音/s/の音響特性について理解するためには、口腔内の形状だけでなく、吐出空気量の観点からも解析を進める必要がある。

そこで、本研究では、発音時の呼吸流量が歯茎摩擦音/s/の音源特性に及ぼす影響について明らかにすることを目的とする。そのために、歯茎摩擦音/s/発音時の口腔内形状を単純化したモデル³⁾において数値流体解析を行うことにより、口腔内の流れを解析し、渦音源の分布や強度が呼吸流量によってどのように変化するかについて調べた。

2. 方法

2.1 形状モデル

数値解析および実験に用いたモデルの断面図をFig. 1に示す。これは、歯茎摩擦音/s/が発音される際の口腔内の解剖学的特徴を単純化したものである³⁾。モデルは3つの直円管を、それらの中心軸が一致するように、直列につなぎ合わせて作成されており、最下流側の直円管には半円状の障害物が設けられている。モデルは図1左側端面を入口とし、右端面が出口に該当する。空気は左側流入面より入り、直径25.4 mm、長さ120 mmの直円管(以下、BC)を通して、直径6.4 mm、長さ20 mmの狭窄部(以下、CR)に至る。狭窄部を抜けた後は、直径25.4 mm、長さ60 mmの直円管に入る。最後の直円管には、狭窄部出口部より10 mm下流側に、厚さ0.5 mm、半径12.7 mmの半円形状の障害物が設けられている。狭窄部を抜けた空気は、この障害壁を経て、流出部より出て行く。モデルの各場所を実際の口腔と対応させると、BCはsibilant grooveと呼ばれる上顎前方部(S状隆起)と舌尖で構成される狭窄部、TCは下顎前歯と狭窄との間の空間を、障害壁は下顎前歯を、そしてFCは下顎前歯前方から上下口唇で構成される空間をそれぞれ表している。

2.2 数値流体解析

流体解析を行うために、モデルを計算格子に分割した。ここでは、乱流流れを扱うため、壁面付近の粘性底層、特

Fig. 1 Model Geometry

に、障害物の周囲において計算格子が密になるように生成した。総要素数は4,374,230要素である。ここで、後の議論のために、入口中心に原点Oを取り、流れ方向にx軸を有する右手系の直交座標系(x, y, z) [mm]を定義する。

数値流体計算の乱流モデルとしてLarge Eddy Simulation (LES)を適用し、サブグリッドスケールモデルにはフィルター幅を計算格子体積の立方根とするdynamic Smagorinskyモデルを用いた。計算には、流体解析ソフトFrontFlow/Blue (version 5.3, CISS)を用いた。時間の刻み幅 Δt を 2×10^{-7} sとし、各時間において、圧力方程式、運動方程式の行列ソルバにおける残差ベクトルのノルムが 1×10^{-6} 以下となる場合を収束と判定した。

空気は非圧縮性のニュートン流体として扱い、密度 $\rho = 1.192 \text{ kg/m}^3$ 、粘度 $\mu = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ とした。初期条件として、モデル内の全てにおいて速度がゼロであるとした。境界条件として、入口断面には $(U_x(t), 0, 0)$ の一様流を、出口断面には速度に自然流入流出境界条件および圧力にゼロを、壁面上では速度ゼロの滑りなし条件を与えた。ここで $U_x(t)$ はx方向の速度成分であり、計算の発散を防ぐために $t = 0$ sから0.002 sまで $U_x(t)$ を緩やかに増加させ、その後、流入速度一定で $t = 0.003$ sまで計算を行った。本研究では発音時の呼吸流量が流れ場に与える影響について調べるため、最終的なレイノルズ数が1051~10000になるように U_x を与えた。ただし、レイノルズ数はモデル入口部での管路直径を代表長さ、入口での断面内平均流速を代表速度として定義されるものとする。

3. 結果

呼吸流量を変化させ計算を行ったところ、呼吸流量の増加に伴って、モデル内の流れは徐々に乱れていった。ただし、いずれの場合においても、空気は流入部を経て、狭窄部に入り、障害物に衝突し、衝突により、一部は狭窄部と障害物との間で循環流となる一方で、主流は障害物から上方に剥離する流れとなった。

レイノルズ数(Re)が1051, 5000, 10000の時の口腔モデル内RMS分布をFig. 2に示す。図は、 $t = 0.003$ sの時のx

Fig. 2 Contour plots of RMS normalized with an inlet velocity

Fig. 3 Comparison of the power spectral density function of the velocity $|u|$ at (180, 0, 10.4) in a flow separation region

z 断面 ($y=0$) ものである。ここで、RMS とは、モデル内の各位置において、時間平均流速を算出し、それと瞬時流速との差をとり、更に、その絶対値を時間平均することにより得られる値である。これが大きいほど、流れが乱れていることを示す。ただし、図において RMS は流入速度にて正規化してある。Re = 1051 の場合、RMS は、ほぼすべての領域において小さく、流れに顕著な乱れは認められなかった。Re = 5000 の場合では、障害壁の上面と出口近傍において RMS が高い場所があった。レイノルズ数が 10,000 の場合では、障害壁からの剥離部において RMS が高くなっており、ここにおいて速度の乱れが大きいことがわかる。

Fig. 2 に示したように、障害壁下流側に乱れが激しくなっていた。そこで、障害壁下流側の渦剥離領域中の点 (180, 0, 10.4) に速度の絶対値 $|u|$ の時系列データ ($t = 0.002 \sim 0.003$ s) を取得し、ハミング窓をかけた後フーリエ変換を行うことにより、 $|u|$ のパワースペクトル密度 (PSD) を求めた。なお、測定点は、Fig. 2 中の白丸の位置である。その結果を Fig. 3 に示す。まず、レイノルズ数が 1051 の場合、周波数 2000 Hz 以降 PSD が急激に小さくなり、周波数 4,000 Hz 以上の周波数帯において PSD は 10^{-1} 以下であった。レイノルズ数 5000 の場合においても、周波数が大きくなると、PSD が急激に減少し、6,000 Hz 以上では横ばいとなるような傾向が認められた。しかしながら、レイノ

ルズ数 1051 の場合と比較して PSD は大きくなっていた。レイノルズ数 10,000 の場合では、上記 2 つのレイノルズ数の場合と比較して、PSD が全ての周波数において著しく大きくなる結果となった。このような結果は、障害壁直上に測定点を置いた場合でも同様であった⁴⁾。

4. 考察

呼吸流量の増加に対して、口腔内の速度変動は徐々に大きくなっていった。これは、モデル内で流体の乱流性が強くなっていったことを示している。その結果として、呼吸流量が大きくなるにつれて、流速のパワースペクトルの高周波成分が上昇していた。過去の研究より、 $/s/$ は 16,000 Hz までに渡る広帯域の白色雑音の音源であることが報告されている⁵⁾。本研究の結果によれば、呼吸流量を大きくすることで、流れの乱流性が強くなり、より高周波数の音がでることが推察される。以上から、 $/s/$ が発生するためには、流れが乱流になることが必要であることが示唆された。

我々は同形状のモデルを用いた実験を進めている⁶⁾。この実験では、狭窄部分の直径および流量をパラメータとして、音への影響を調べている。それにおいて、狭窄部分の直径とそこでの断面内平均流速から定められるレイノルズ数に着目すると、このモデルにおいては、レイノルズ数が同じでも発生する音が変化することがわかっている。この要因として、レイノルズ数が同じでも、内部の気流構造が変化している可能性と、障害壁に衝突するジェットの運動量に変化することで障害壁の振動が変化して異なる渦構造を誘引している 2 つの可能性がある。更に、後者においては、障害壁の振動自体が空気を励振している可能性と、障害壁の上端面から生じる流れの剥離点が前後に移動することで流れが変化する可能性の 2 つに分けられる。現状、実験より、狭窄部断面積と断面平均流速の積で定められる運動量が大きいほど、障害壁が大きく振動し、また、発生する流体音も増加することがわかっている。障害壁の振動を数値流体計算に含めることは困難であるので、今後は、まず、障害壁の振動を含まない前者の可能性について、数値流体解析により検討を進める方針である。

本研究では、速度の振動を評価することによって、発生する流体音について予測・検討を行った。しかしながら、実際にモデルから聞こえる音については、モデル内形状による共鳴、発生する音振幅の正負による相殺や増強などを考慮する必要がある。現在、音響伝播計算を進めており、今後、計算と実験とを補完的に用いることにより、実際に聞こえてくる歯茎摩擦音 $/s/$ の特性について検討を進める。

5. まとめ

本研究では、 $/s/$ 発音時の口腔形状を単純化したモデルを用いて、 $/s/$ の音源特性について検討した。結果として、 $/s/$ の発生のためには乱流強度の増強が必要であり、発音時の呼吸流量は、歯先端周囲における乱流の発生を介して、歯茎摩擦音 $/s/$ の音響特性に影響を与えることが分かった。

参考文献

- 1) Hamlet et al, J. Speech Hear. Res. 19: 639-650, 1976.
- 2) Howe & McGowan Proc. R. Soc. A. 461: 1005-1028, 2005
- 3) Shadle, MIT Tech. Rep. Cambridge, MA, 1985.
- 4) 野崎ら, 生体医工学, 2010, (in print)
- 5) Jongman et al. J. Acoust. Soc. Am. 108: 1252-1263, 2000
- 6) 滝本ら, 第21回バイオフィロントニア講演会講演論文集, pp. 17-18, 2010