

Eulerian Wall Film modelとLagrangian分散相モデルを用いた咳による飛沫/飛沫核生成の数値的研究

仁田, 一真

九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻機械・システム理工学メジャー

<https://hdl.handle.net/2324/7358390>

出版情報：九州大学, 2024, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



令和 6 年 度

修 士 論 文

Eulerlian Wall Film model と Lagrangian 分散相モデル

を用いた咳による飛沫/飛沫核生成の数値的研究

九州大学大学院総合理工学府
総合理工学専攻
機械・システム理工学メジャー
建築環境工学研究室

仁田 一真

指導教員 伊藤 一秀

提出年月日 令和 7 年 2 月 4 日

目次

第 1 章 序論	1
第 2 章 数値解析モデル概要	3
2.1 数値気道モデル概要	3
2.2 咳の流量プロファイル	5
2.3 微粒子の分散相モデル	5
2.3 数値気道モデルの解析条件	7
2.3 Eulerian Wall Film モデル	8
第 3 章 数値解析概要	12
3.1 流体シミュレーションの気層方程式	12
3.2 乱流モデル	14
第 4 章 結果及び考察	23
4.1 数値解析条件	23
4.2 経気道内の流れ場解析	24
4.3 飛沫拡散解析結果	30
4.4 SBES モデルの解析結果	39
第 5 章 総括	51
参考文献	52
謝辞	57

第 1 章 序論

近年の感染症呼吸器疾患の流行による感染症予防の必要性は高まっている。これらには、ペスト、麻疹、結核、インフルエンザ、重症急性呼吸器症候群コロナウイルス (SARSCoV)、中東呼吸器症候群コロナウイルス (MERS-CoV)、および最近の SARS-CoV-2 の事例が含まれる。(Churchyard et al., 2017; Piret and Boivin, 2021) 特に、経気道感染は、咳や発話に伴う呼吸器系で発生するウイルスを含んだ飛沫・飛沫核の暴露によって引き起こされ、発生する飛沫/飛沫核の総量を正確に予測することが感染制御のために不可欠である。

直近含めて過去数十年間、様々な測定方法で飛沫の発生量に関する研究が行われてきた。ただし、測定技術やサンプリング方法、または被験者間の不均一性に起因して結果には大きなばらつきが示されている。(Yang et al., 2007; Chao et al., 2009; Morawska et al., 2009; Johnson et al., 2011; Lindsley et al., 2012; and Zayas et al., 2012,) 飛沫の粒径は、室内環境中に留まる時間や飛距離などに影響を及ぼすため、感染リスクの評価においてその粒径も重要な要素である。(Jones and Brosseau, 2015; Dhand and Li, 2020; Bourouiba, 2021)

実験結果から生成された飛沫の特性を生かして、室内環境中での咳などに伴う感染リスク評価として、CFD を用いた飛沫拡散解析は多く研究がされている。(Sen, Nirvik, 2021) 実際の室内環境での飛沫の生存率や伝搬には、温度、湿度、放射、換気方式など多くの環境因子と複雑な関係があると報告されている。(Jayaweera et al., 2020; Bahramian, 2023) そのため、様々な状況を想定して解析が行われている。(Thatiparti et al., 2017) そして、咳気流に関しては、咳ピーク流量 (CPFR)、咳ピーク速度時間 (PVT)、咳呼気量 (CEV) の 3 つのパラメータで特徴付けることができ、ほとんどの研究が咳気流と呼気飛沫の関係性、室内環境での飛沫伝搬について焦点が当てられてきた。(Ren et al., 2022 ; Aljabair et al., 2023) また、呼吸器系における飛沫の発生位置と生成メカニズムについての重要性から、咳による気道内での特性や飛沫生成に関して、数値解析を用いた議論も進められている。

(Kou et al., 2018) 咳による気道内での飛沫・飛沫核発生の物理的メカニズムに関しては、喉頭領域での粘液剥離が主要な要因とされており、咳気流によって気道壁面を覆う液体層 (粘液層) との相互作用に関しても研究が近年進んでいる。(Wei et al., 2016, Hasan, Lange, and King 2010) この研究を行うにあたり、数値解析手法として採用されている一般的な方法は、オイラー液膜 (EWF) モデルである。オイラー液膜モデルにおいて、粘液粘度、

粘液の厚さ、咳の強さが粘液の輸送とクリアランスに及ぼす影響に関して単純形状から実際の気道に近い形状でのシミュレーションが進んでいる。(Paz et al., 2016; Paz et al., 2017; Ren et al., 2020; Ren et al., 2022 ; Ren et al., 2018 ; Anzai et al., 2022) また、気道内におけるウイルス増殖のホットスポットは不均一に分布することも良く知られた事実であることから、飛沫・飛沫核中のウイルス含有量は、その発生部位や発生メカニズムに強く依存する。(Li et al., 2022) 飛沫生成の発生機構は、口腔内、気管・気管支が文献的に報告されており、実際に、飛沫の発生部位や局所的な飛沫濃度に関する検討も進んでいる、(Takegawa, 2021) Khoa らが行った研究では、口腔および歯面から多量の飛沫が発生していることが報告されている。(Khoa et al., 2023)

Gupta らが行った研究では咳ピーク時には 16 人の被験者の開口面積の範囲は $1m^2$ - $7m^2$ となっており、個体差が大きいことが事実である。口腔面からの初速の違いによる室内での粒子拡散の挙動の違いについては多くの検討がこれまでされてきたが、高速カメラなどを用いた被験者実験で得られた開口部分の平均的なアスペクト比や面積を開口条件として解析では用いることが多い。(Dbouk and Drikakis, 2020 ; Oh, Wonseok, et al., 2022 ; Zhu et al., 2006) そこで、個体差を考慮した飛沫の発生位置や発生量を議論するためには様々な口腔や口腔開口面積を考慮することが有効である。飛沫の発生位置や発生量を議論するためには口腔形状の個体差を考慮することが有効である。(Gupta et al., 2009) また、Gupta らが行った被験者実験では 2 回連続して咳を行った際にはピーク風速時までの時間 (PVT) はほぼ変わらないが、2 回目の咳では咳の速度プロファイルを算出する要素であるピーク風速 (CPFR)、咳嗽量 (CEV) は 1 回目と比べて弱まっていることが明らかにされた。(Gupta et al., 2009; Hegland et al., 2013)

これらの背景から本研究では、喉頭領域における粘液剥離の物理的メカニズムに着目し、成人男性ボランティアの CT データをもとに、口腔内の歯列を正確に再現した複数の数値気道モデルにオイラー型壁膜モデルとラグランジュ型離散相モデルを結合した数値解析を行った。特に、個人差を考慮した口腔形状 (口腔開口面積とその容積) の違いや、連続咳嗽時の液滴・液滴核発生量と発生位置の変化を考慮した数値気道モデルによる予測結果の比較について報告する。加えて、近年注目されている精度が高いと報告されている RANS と LES のハイブリッド型乱流モデルである SBES モデルで行った解析結果についてもその有用性について報告する。(Salati Hana, et al. 2022; Bradshaw, Kimberley, et al., 2022; Fletcher, David F., et al. 2021)

第 2 章 数値解析モデル概要

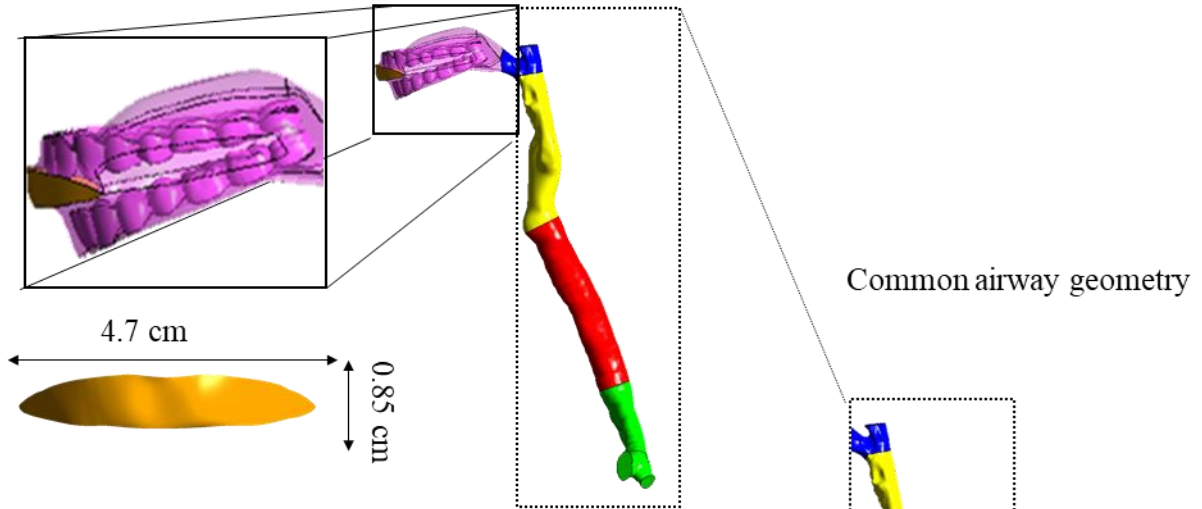
本研究では、咳による経気道内での飛沫・飛沫核の発生位置、発生量の定量予測をするために、数値気道モデル、ラグランジュ分散相モデル、Eulerian Wall Film モデルなどの物理モデルを使用した。本章では、これらの物理モデルについて概要を説明する。

2.1 数値気道モデル概要

本研究に用いた気道モデルは成人男性の CT データを用いて、図 1 に示す口腔から気管支第 2 分岐(葉気管支)までの形状再現した気管気管支モデルと、オープンソースの DAZ Studio ソフトウェア (DAZ Productions, Inc.) を用いて数値気道モデルを作成した。図 2.1.1 に本解析で用いた数値気道モデルを示す。

咳による飛沫の生成は口腔形状および口唇開口条件によって変動する口腔内気流に大きく依存すると考えられるため、歯列形状や口腔開口を本モデルでは詳細に再現した。特に、本研究では、新たに個体差を考慮して口腔形状を大きく変えたモデル B を作成した。(図 2.1.1) モデル A は、Dbouk らが行った被験者研究で行われた高速撮像による実験的測定データ (Dbouk and Drikakis, 2020) に類似するように、 $L = 4.7$ 、 $H = 0.85\text{cm}$ (図 2.1.2) の寸法で作成した。モデル B では Model A に比べて口を大きく開けているが、口腔容積は実験結果の範囲内である、 $L=3.6$ 、 $H = 1.74\text{cm}$ (図 2.1.2) の寸法で作成した。モデル A とモデル B の口腔形状の定量的な違いとして、新しいモデル B の開口面積はモデル A と比べて約 1.41 倍の 6.59 cm^2 、口腔の容積は約 1.76 倍大きい 69.1 cm^3 となっている。口腔以外の下気道部分では、モデル A、モデル B とともに、同じ気道構造となっており、口腔構造のみ変更している。そのため、本解析では主に口腔形状の差異による飛沫生成量の違いなどを検討している。モデル間の定量的な違いは表 2.1.1 に示す。

(a) Model A



(b) Model B

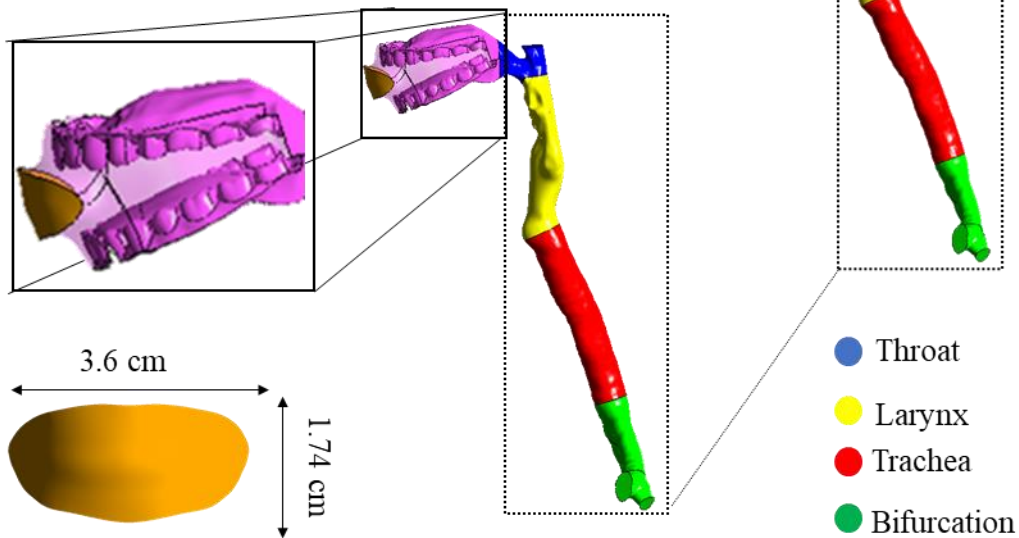


图 2.1.1 (a) Geometry of airway Models A and B,

表 2.1.1 Differences Between Model A and B

Information	Model A	Model B
Volume(cm^3)	49.1	69.1
Mouth opening area(m^2)	0.00037	0.00066
Oral area(m^2)	0.008	0.01
Teeth area(m^2)	0.0046	0.0044

2.2 咳の流量プロファイル

本解析では、咳現象を再現するために用いた咳流量プロファイルは、男性被験者に対する Gupta の実地測定から得られた経験式を気管支端部に流入境界条件として与えた。

(図 2.2.1) この流量プロファイルでは、0.08 秒付近が最大流速をとり、約 0.5 秒時点で流速は 0 になっている。経験式から、図 2(b)に示すように、Shelley ら(2014)の研究で提案され、我々の研究(Khoa ら、2023a; 2023b)で合理的に適用された肺葉ごとの流量重み付けに従って、咳流量を 4 つの流入口に割り当てた。この手順は ANSYS Fluent のユーザー定義関数 (UDF) マクロを使用して実装した。特に、本研究では実現象に近い連続した咳の飛沫生成の解析を実施した。その際に解析条件として用いた咳プロファイルも図 2.2 の 0.5 秒以降に示している。これは、Gupta らが提案した提案式に被験者実験の結果を用いて作成している。また、流量プロファイルを変更することでの影響を本解析では確かめるため、2 回目の咳で 1 回目同様の流量プロファイルを用いた場合についても解析を実施した。

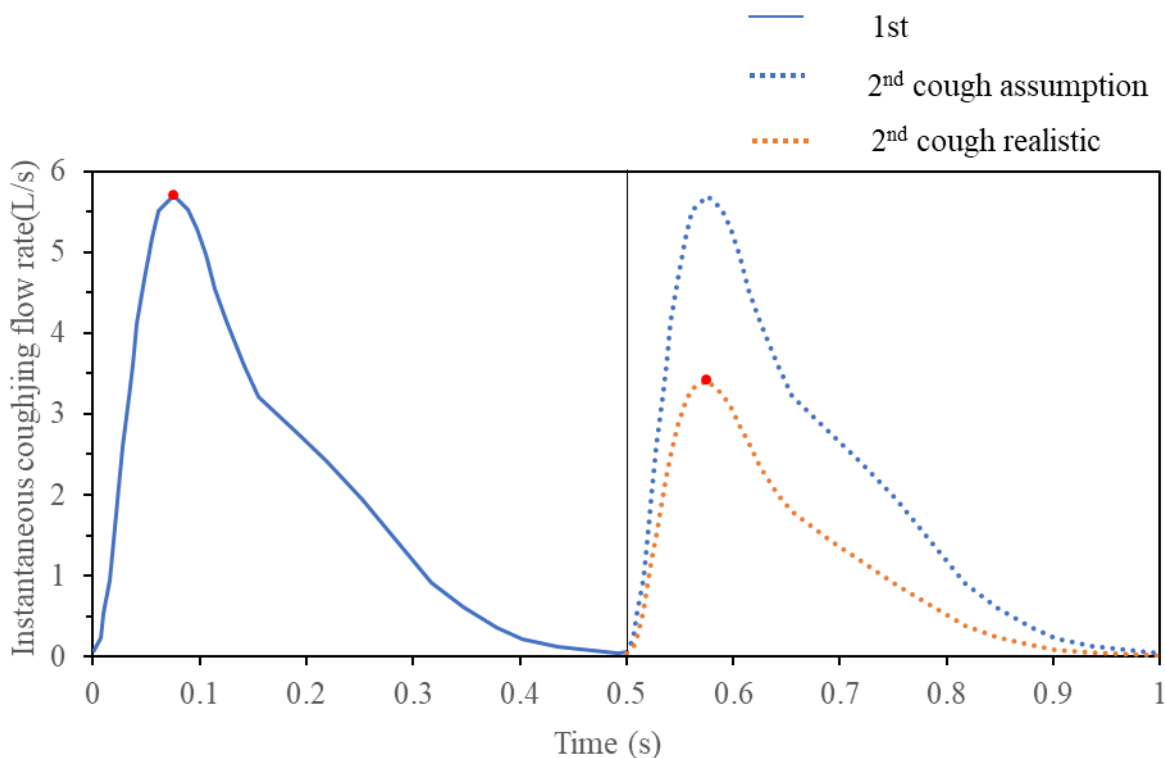


図 2.2.1 *Coughing flow rate following the research work of Gupta et al for 1st cough and 2nd cough*

2.3 微粒子の分散相輸送 (Discrete phase model) モデル

本解析では微粒子の計算モデルとして Lagrange モデルを用い、液膜から剥離した液滴の軌跡を追跡した。本研究の解析条件では、身体に作用する力を用いて、口腔気管モデルの

液滴輸送、呼吸、呼気特性を予測した。粒子気道のラグランジュ離散位相は以下の式で計算した:

$$\frac{\partial u_p}{\partial t} = \frac{1}{\tau} (u + u' - u_p) + F_g + F_s, \frac{dx_p}{dt} = u_p(t) \quad (2.1)$$

ここで, u は流体相(空気相)速度, u_p は対象とする粒子速度, u' は風速の変動成分を示す. また, τ は粒子の緩和時間(relaxation time of particles)を示し, 次式で定義される.

$$\frac{1}{\tau} = F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \cdot \frac{C_D Re_p}{24} \quad (2.2)$$

ここで, μ は流体の分子粘度, ρ は流体密度, ρ_p は粒子密度, d_p は粒子直径, C_D は抵抗係数(抗力係数)を示す. また, Re_p は式(2.3)で示される相対 Reynolds 数である.

$$Re_p = \frac{\rho |u_p - u| d_p}{\mu} \quad (2.1)$$

抗力係数 C_D は式(2.4)に示す Morsi and Alexande の方法にて, 球形・滑面を仮定した粒子を対象として算出する.

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re_p} + \frac{a_3}{Re_p} \quad (2.2)$$

また, 式(2.1)右辺第 2 項 F_g は重力項であり次式で与える.

$$F_g = \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho_p} g \quad (2.3)$$

式(2.1)右辺の第 3 項は, サフマン揚力による項である.

粒子に作用する乱流分散は, 確率論的変動であるランダムウォークモデル(DRWM)を適用し, 式(2.4)~(2.6)で与える. 変動速度成分は標準偏差 σ のガウス分布確率密度関数からランダムに割り当てている.

$$u = \bar{u} + u' \quad (2.4)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{2k}{3}} \quad (2.5)$$

$$G(u') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{u'^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.6)$$

本解析では、解析対象空間となる室空間に供給される粒子密度が連続相(空気相)と比較して十分に希薄であり、粒子間の相互作用と粒子の体積分率が空気相に及ぼす影響は無視可能であると仮定した上で、SST k- ω モデルを用いた非定常 CFD 解析と微粒子拡散過程の Lagrange モデルを 1 Way- Coupling にて解析した。

2.4 数値気道モデルの解析条件

追跡される液滴の空気力学的直径と数は、EWF シミュレーションに基づいて決定された。液滴は、純水の密度 (1000kg/m^3) で定義した。生成された液滴は、口腔開口部から吐き出されるか、粘液層に再吸収されると考え、口腔開口部には "escape "境界条件を、壁面境界条件には "trap "条件を適用した。液滴の蒸発と分解は無視できるほど小さかった。液滴はシミュレーション中に連続的に生成された。粘液層から剥離された液滴の速度、サイズ、空間的および時間的情報について、各時間ステップごとに UDF マクロを用いて記録した。

η_{G-i} 、 η_{E-i} および η_{A-i} と表記される生成、呼気、および沈着の割合は、それぞれ式(2.7)～(2.9)で表すことができる、

$$\eta_{G-i} = \frac{N_{G-i}}{N_G} \times 100\%, \quad (2.7)$$

$$\eta_{E-i} = \frac{N_{E-i}}{N_E} \times 100\% \quad (2.8),$$

$$\eta_{A-i} = \frac{N_{A-i}}{N_A} \times 100\%, \quad (2.9)$$

ここで、 N_{G-i} 、 N_{A-i} and N_{E-i} は、領域 i に属する液滴の生成、沈着、呼出の数であり、 N_G 、 N_A and N_E はそれぞれ、1 回の咳（持続時間 0.5 秒）後に剥がれ落ちた飛沫、吸収された飛沫、吐き出された飛沫の合計である。咳をした液滴のサイズ分布は多峰性であったため、液滴サイズビンを特定し、生成、呼気、および吸収された液滴のサイズ分布割合 (η_{G-s} 、 η_{E-s} and η_{A-s}) をそれぞれ式 (2.10) ～ (2.12) で示した、

$$\eta_{G-s} = \frac{N_{G-s}}{N_G} \times 100\%, \quad (2.10)$$

$$\eta_{E-s} = \frac{N_{E-s}}{N_E} \times 100\%, \quad (2.11)$$

$$\eta_{A-s} = \frac{N_{A-s}}{N_A} \times 100\%, \quad (2.12)$$

ここで, N_{G-s} , N_{A-s} , and N_{E-s} は,それぞれ生成,沈着,および呼出された液滴の数である.

呼気された液滴のサイズ分布は,特定のサイズビン内の液滴数を液滴サイズクラス間隔の対数 ($dN_{E-s} / d\text{Log}D$) で割ることにより算出できる.最後に,呼気液滴サイズ分布を総咳呼気量 (1000cm³) で正規化し,濃度数を液滴サイズクラス間隔の対数で割った値 ($dC_{NE-s} / d\text{Log}D$) を得た.

2.5 Eulerian Wall Film モデル

咳の際には,急速な気流が口腔-気道内部に生じ,気流と気道内部の液膜の界面で乱流と高いせん断応力を受ける.この状況下ではケルビン・ヘルムホルツ不安定性が発生し,薄い液膜の表面に振幅が増大する波が発生する.液滴は,これらの波の頂点からマルチモーダルモードで形成され,咳気流によって運ばれる.

気道液膜の基本概念は壁面に沿って広がる二次元の液体薄膜から構成される.液体薄膜は,液滴が領域内の固体壁衝突することで形成される.衝突の結果は,付着,跳ね返り,分散,飛沫化の4通りに分かれる.

付着は,液滴がごく小さいエネルギーで衝突し,ほぼ球形を保ったまま壁面に留まることを指す.跳ね返りは,液滴が比較的無傷のまま,速度を変えて壁面から離れることを指す.飛沫化は,衝突した液滴の一部が液膜の中に留まり,残りはいくつかの小さい液滴となって壁面から離れることを指す.液膜は薄膜なので,膜厚が膜面の曲率半径と比べて小さいため,厚さ方向では物性値は変わらず,形成される膜は十分に薄いため,その形状を方形とみなすと,膜内の液体は壁と平行に流れると仮定している.

気道液膜の質量保存式は次式で表される.

$$\frac{\partial \rho_l h}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_l h \vec{V}_l) = \dot{m}_s \quad (2.13)$$

ここで, ρ_l は液体の密度, h は液膜の高さ ∇_s は表面勾配演算子, $\vec{V}_l$ は液膜の平均速度, $\dot{m}_s$ は液滴の捕集, 液膜の剥ぎ取りに伴う単位壁面あたりの質量ソースである.

さらに、粘膜の運動量保存式は次式で与えられる.

$$\frac{\partial \rho_l h \vec{V}_l}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_l h \vec{V}_l \vec{V}_l + \overline{D_V}) = -h \nabla_s P_L + \rho_l h \vec{g}_\tau + \frac{3}{2} \vec{t}_{fs} - \frac{3\mu_l}{h} \vec{V}_l + \dot{q} \quad (2.14)$$

ここで、右辺第2項は液膜と平行な方向の重力成分の効果を示し、第3および4項は粘性剪断力を示す. 第5項は液滴の捕集や剥離によるソース項である.

オイラー液膜モデルは、液膜の方程式のソース項を通して、分散相モデルと相互作用することができる. 分散相モデルとの相互作用中に、分散相粒子が捕集され、液膜となる. 分散相粒子が液膜協会と相互作用して飛沫化し、新たな粒子を生むこともある. 壁面からの液膜の剥離や、剪断応力による液膜からの巨大な粒子の剥ぎ取りによって、新たな粒子が生まれることもある. 剥離や剥ぎ取りによって膜面から失われる質量は、液膜の方程式のソース項となる.

壁境界面に衝突した分散相粒子流や分散相粒子は、液膜に吸収される. 粒子の吸収が起きた場合は、その質量と運動量を(2.15), (2.16)のソース項になる. 質量のソース項は次式で与えられる.

$$\dot{m}_s = \dot{m}_p \quad (2.15)$$

ここで、 $\dot{m}_p$ は境界面に衝突する粒子流の流量である. 運動量のソース項は次式で与えられる.

$$\dot{\vec{q}}_s = \dot{m}_p \cdot (\vec{V}_p - \vec{V}_l) \quad (2.16)$$

液膜の飛沫化は気相と気道粘膜の速度差が大きい場合に発生し、剪断速度が十分に大きいと、粘膜表面にケルビン・ヘルムホルツ波が発生し、それが成長することで液滴が膜面から剥ぎ取られる. 剪断流れの液体薄膜では、ケルビン・ヘルムホルツ不安定性によって波長が λ の表面波が生成される一方で、液膜の粘性力により減衰する. 波の成長と減衰の収支から周波数 ω の項が得られる.

$$\omega = \frac{f}{\lambda^{1/2}} - \frac{v}{\lambda^2} \quad (2.17)$$

$$\text{ここで、} f = \sqrt{\frac{\pi \beta \rho_g V_g^2}{2 \sqrt{\sigma \rho_l}}}, \quad v = \frac{8\pi^2 \mu_l}{\rho_l}$$

β は遮蔽係数であり、その値は0.3である.

表面波の成長と液膜からの飛沫化が起こるためには、 ω がゼロより大きくなければならない. このことから、波が成長するために必要な最長の波長を次式のように求められる.

$$\lambda_{min} = \left(\frac{\nu}{f}\right)^{\frac{2}{3}} = 2\pi^{\frac{2}{3}} \sqrt[3]{16} \left(\frac{\mu_l \sqrt{\sigma/\rho_l}}{\beta \rho_g V_g^2}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.18)$$

線形安定性解析により，周波数 ω は次式で与えられる．

$$\omega = 0.384 \frac{\rho_g U_g^3}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (2.19)$$

剥ぎ取られる液滴の平均粒径は次式で表される．

$$\bar{d} = F\bar{\lambda} = F \cdot \frac{9}{2} \lambda_{min} \quad (2.20)$$

また，粘膜から飛沫化する液滴の流量は次式で与えられる．

$$\dot{m} = C \cdot \frac{9}{2} \rho_l \omega \lambda_{min} \quad (2.21)$$

ここで， F ， C は気道粘膜から飛沫化する液滴の粒径分布を決定する数値係数であり，飛沫化した粒子は粘膜と等しい速度を初期速度としてラグランジュ分散相モデルに連成される．

シミュレーションは、歯の表面を含む数値領域の内面全体に適用した。一般に，粘液の厚さは気道系に沿って変化する．しかし、シミュレーションを簡略化するために、先行研究（Paz et al., 2017a ; Paz et al., 2017b ; Ren et al., 2022 ; Anzai et al., 2022）に基づいて、咽頭、喉頭、気管、および分岐部の粘液層を表すために一定の厚さ $30 \mu\text{m}$ を使用した。口腔については、唾液の厚さは $11.3 \sim 68.9 \mu\text{m}$ であった。歯の表面については、唾液の厚さは初期の実験データ（Collins and Dawes, 1987）に基づいて割り当てられ、下顎、上顎、左、右の歯の位置に従って $2.59 \sim 4.44 \mu\text{m}$ の範囲であった。唾液層と粘液層は、密度 998.2 kg/m^3 、粘度 0.001 kg/m s の水であると仮定した。

せん断誘起液滴生成は、高速度および乱流によって考慮され、粘液/唾液層の内層が不安定になり、形成された波の頂上から液滴が剥離される。ここで、この生成プロセスを再現するために用いる EWF モデルを制御するパラメータを表 2.5.1 に示す。その中でも、Critical Share Stress(CSS)は、生成された液滴の数の濃度を決定する主要な要因であり最も重要なパラメータである。（Khoa et al., 2023）

表 2.5.1 : EWF モデルの設定パラメーター

Parameter	Value
Critical shear stress – CSS (Pa)	5
Diameter coefficient	0.0003
Mass coefficient	0.25
Surface tension	0.0589

第 3 章 数値解析概要

本研究では，口腔から気管支第 2 分岐程度までを再現した数値気道モデルを使用し，咳気流による経気道内における飛沫の生成から拡散解析を行う．そのため，流れ場の正確な数値予測は本研究において重要である．本解析で用いた流体の基礎方程式，乱流モデルについて解説する．

3.1 流体シミュレーションの基礎方程式

気道内では低速気流がほとんどであることから非圧縮性流体と仮定する．そのため，流体の運動は，以下の支配方程式で表現できる．

・ Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial \rho \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} + \rho X_i \quad (3.1)$$

・ 連続の式

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.2)$$

ここで， ρ は流体の密度， u_i は速度ベクトルの x_i 方向成分， p は圧力， ν は動粘性係数， X_i は x_i 方向に作用する外力を表す．

非圧縮性流体であるため密度は一定である($\rho = \rho_0$ とおく)．(3.1)式の外力は重力を想定するため，式(3.3)のように置き換える．

$$\frac{\partial \rho_0 \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_0 \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} - \rho g \delta_{i3} \quad (3.3)$$

(3.3)式の重力項を以下のように分離し，

$$-\rho g \delta_{i3} = -\rho_0 g \delta_{i3} - (\rho - \rho_0) g \delta_{i3} \quad (3.4)$$

式(3.3)の運動方程式に代入すると式(3.5)のように表すことができる．

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} - \frac{\rho_0 g \delta_{i3}}{\rho_0} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} g \delta_{i3} \quad (3.5)$$

基準状態の静圧を考慮すると，

$$\frac{\partial \tilde{p}_s}{\partial x_1} = \frac{\partial \tilde{p}_s}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{p}_s}{\partial x_3} = -\rho_0 g \quad (3.6)$$

であるため，全圧力は以下のように分離できる．

$$\tilde{p} = \tilde{p}_s + \tilde{p}' \quad (3.7)$$

また，Charles の法則($\rho T = \rho_0 T_0$)を用いることで，式(3.8)のように書き換えられる．ここでは，流体の温度(T)と基準温度(T_0)の偏差を $\tilde{\theta}$ とおく．

$$-\frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} = \frac{T - T_0}{T_0} = \beta(T - T_0) = \beta \tilde{\theta} \quad (3.8)$$

ここで， $\beta (= 1 / T_0)$ は体積膨張率

式(3.6)～式(3.8)を用いて整理すると，

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} + g \beta \tilde{\theta} \delta_{i3} \quad (3.9)$$

この式は，ブジネスク近似に基づく運動方程式であり，非等温流体において浮力項が密度変化に起因する力で表される．

レイノルズ方程式

上記で記した支配方程式を解くことができれば，乱れ成分まで厳密に気道中の流れを表現することができる．しかし，式(3.9)に記した Navier-Stokes 方程式は，非線形構造であり，厳密な解を解くことはできない．そのため，物理現象を平均化し近似解を得る必要がある．そこで，アンサンブル平均を施した RANS(Reynolds-Averaged Numerical Simulation)を用いることで，気道中の流れ場を求める．

以下では，RANS で用いられる Reynolds 方程式の導出を解説する．先ほど記した支配方程式中の未知数をアンサンブル平均値とそこからの変動量に分ける

$$\tilde{u}_i = U_i + u_i \quad (3.10)$$

$$\tilde{\theta} = \Theta + \theta \quad (3.11)$$

U_i , Θ : 平均値, u_i , θ : 平均値からの変動量である．また，変動成分の時間平均値は 0 になるため，

$$\overline{\tilde{u}_i} = U_i \quad (3.12)$$

また，変動成分の積は

$$\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} = U_i U_j + \overline{u_i u_j} + \overline{U_i u_j} + \overline{u_i U_j} = U_i U_j + \overline{u_i u_j} \quad (3.13)$$

そこで、式(3.2)、式(3.9)をアンサンブル平均すると、式(3.15),式(3.16)となる。

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i u_j} \right\} + g\beta\theta \quad (3.15)$$

式(3.15)は Reynolds 方程式という。ここで、式(3.16)には、新たに追加された項の $-\overline{u_i u_j}$ を Reynolds 応力という。

3.2 乱流モデル

アンサンブル平均を行うことで、乱流変動間の相互作用による追加項が生じる。相関項の輸送方程式を立てても、新たな未知数が再び現れるため、方程式を閉じることができない。そこで、追加項をモデル化するために、乱流モデルを導入し、方程式を閉じる手法を採用する。ここでは、本解析で使用した乱流モデルについて解説する。

標準 k- ω モデル

標準 k- ω モデルは、乱流の運動エネルギー(k)と比散逸率(ω)の輸送方程式に基づく経験モデルである。比散逸率は、運動エネルギーの単位量当たりのエネルギー散逸率 ε を意味し、乱流スケールの時間的特徴を表す指標として解釈できる。壁近傍の流れを高精度に解析できる特性を持つため、境界層流れや壁面乱流のシミュレーションに適している。一方で自由流れの領域では、乱流の広がりや過大評価する傾向があるため、このモデル単体では自由流れの精度が低下する場合がある。それを補うモデルについては後述する。

乱流運動エネルギーk と比散逸率 ω は、次の輸送方程式から得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (3.17)$$

ここで、 G_k は平均速度勾配による乱流運動エネルギーの発生を表す。 G_ω は、 ω の発生を表す。 Γ_k と Γ_ω は、それぞれkと ω の散逸を表す。 Y_k と Y_ω はそれぞれ乱流によるkと ω の散逸を表す。 S_k と S_ω は、ソース項である。

k- ω モデルにおける有効拡散係数は次式で与えられる。

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (3.18)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (3.19)$$

ここで、 σ_k と σ_ω はそれぞれ k と ω に対する乱流プラントル数である。乱流粘性係数 μ_t は、k と ω から次のように計算される。

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (3.20)$$

係数 α^* は、乱流粘性を減衰させて、低レイノルズ数の補正を行う．これは次式によって得られる．

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left[\frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right] \quad (3.21)$$

ここで、 $Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}$ ， $R_k = 6$ ， $\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}$ ， $\beta_i = 0.072$

G_k 項は乱流運動エネルギーの生成を表している．この項は、 k の厳密な輸送方程式から次のように定義できる．

$$G_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (3.22)$$

G_k をブシネスクの仮説に従い評価すると次式となる．

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (3.23)$$

ここで、 S は平均ひずみ速度テンソルの強度である．

ω の生成は次式によって与えられる．

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (3.24)$$

ここで、 G_k は、(3.26)で与えられる．係数 α は次式によって与えられる．

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty^*}{\alpha^*} \left[\frac{\alpha_0 + Re_t/R_\omega}{1 + Re_t/R_\omega} \right] \quad (3.25)$$

ここで、 $R_\omega = 2.95$ である．

k の散逸は次式によって与えられる．

$$Y_k = \rho \beta^* f_{\beta^*} k \omega \quad (3.26)$$

ここで、

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & x_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680 x_k^2}{1 + 400 x_k^2} & x_k > 0 \end{cases} \quad (3.27)$$

ここで、

$$x_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.28)$$

かつ、

$$\beta^* = \beta_i^* [1 + \zeta^* F(M_t)] \quad (3.29)$$

$$\beta_i^* = \beta_\infty^* \left(\frac{4/15 + (Re_t/R_\beta)^4}{1 + (Re_t/R_\beta)^4} \right) \quad (3.30)$$

ここで, $\zeta^* = 1.5$, $R_\beta = 8$, $\beta_\infty^* = 0.09$

ω の散逸は次式によって与えられる.

$$Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2 \quad (3.31)$$

ここで,

$$f_\beta = \frac{1 + 70x_\omega}{1 + 80x_\omega} \quad (3.32)$$

$$x_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_\infty^*\omega)^3} \right| \quad (3.33)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.34)$$

ひずみ速度テンソル S_{ij} は, 次式で定義される.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.35)$$

標準 k - ω モデルでは, 以下の値を一般的に採用している.

$$\alpha_\infty^* = 1, \quad \alpha_\infty = 0.52, \quad \alpha_0 = \frac{1}{9}, \quad \beta_\infty^* = 1, \quad \beta_i = 0.072, \quad R_\beta = 8, \quad R_k = 6, \quad R_\omega = 2.95, \quad \zeta^* = 1.5, \\ M_{t0} = 0.25, \quad \sigma_k = 2.0, \quad \sigma_\omega = 2.0$$

BSL k - ω モデル

BSL k - ω モデルは, 壁近傍における k - ω モデルの堅牢で高精度な定式化と, 壁から遠方の領域の自由流領域での k - ε モデルの特性を効果的にブレンドした乱流モデルである. BSL k - ω モデルは, 形の上では標準 k - ω モデルに似ている.SST k - ω モデルの基礎となるモデルの一つである.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (3.37)$$

これらの方程式において, G_k 項は乱流運動エネルギーの生成を表し, 標準 k - ω モデルの場合と同じ方法で定義される. G_ω は ω の発生を表し, Y_k と Y_ω は, それぞれ k と ω の散逸, D_ω はクロス拡散項を表す. また, S_k と S_ω はソース項である.

BSL k - ω モデルにおける有効拡散係数は次式で与えられる.

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (3.38)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (3.39)$$

ここで, σ_k と σ_ω はそれぞれ k と ω に対する乱流プラントル数である. 乱流粘性係数 μ_t は, (3.24)に従って計算され,

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1 - F_1)/\sigma_{k,2}} \quad (3.40)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1 - F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad (3.41)$$

内挿関数 F_1 は次式によって与えられる.

$$F_1 = \tanh(\phi_1^4) \quad (3.42)$$

$$\phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \quad (3.43)$$

$$D_\omega^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (3.44)$$

ここで, y は表面までの距離, D_ω^+ はクロス拡散項の正の部分である.

BSL k - ω モデルは標準 k - ω モデルと標準 k - ε モデルの両方に基づいている. これら 2 つのモデルを合わせて内挿するため, 標準 k - ε モデルを k と ω に基づく方程式に変換したうえで, クロス拡散項 D_ω を組み込んでいる. D_ω は次式で定義される.

$$D_\omega = 2(1 - F_1)\rho \frac{1}{\omega \sigma_{\omega,2}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.45)$$

BSL k - ω モデルでは, 以下の値を一般的に用いている.

$$\sigma_{k,1} = 2.0, \quad \sigma_{\omega,1} = 2.0, \quad \sigma_{k,2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega,2} = 1.168, \quad \beta_{i,1} = 0.075, \quad \beta_{i,2} = 0.0828.$$

SST (剪断応力輸送) k - ω モデル

SST k - ω モデルは, BSL k - ω モデルのあらゆる改良点に加えて, 乱流粘性の定義の中で, 乱流剪断応力の輸送も考慮している. これらの特徴により, 標準および BSL k - ω モデルと比較して, 幅広い流れにおいて, 高精度で信頼性の高い予測ができる.

前述の BSL モデルは, Wilcox と k - ε モデルの利点を組み合わせたものである. ただし, 滑らかな表面からの流れの剥離については, 発生と量を適切に予測できない.

そこで, 逆圧力勾配と後流領域のある流れの性能を改善するために渦粘性を制限し, よどみ領域での乱れの生成を抑制するために乱流エネルギーの生成を制限する. そのリミッターは以下のとおりである.

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (3.46)$$

ここで, S はひずみ速度の大きさであり, $\alpha^*(3.25)$ で定義される. F_2 は次式で与えられる.

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (3.47)$$

$$\Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad (3.48)$$

壁から離れた標準型 k - ε モデルと変換した壁近傍の k - ω モデルの推移を滑らかにするために、混合関数を用いる。交差拡散項を修正するために、式中に混合関数を取り入れる。

$$C = F_C C_1 + (1 - F_2) C_2 \quad (3.49)$$

混合関数 F_C は、乱れ $l_t = \sqrt{k}/\omega$ と壁への距離 y の比と乱流レイノルズ数の関数である。この方法で、数値的に安定に壁近傍の k - ω モデルの挙動と、壁から離れた k - ε モデルの安定性を組み合わせている。

SST k - ω モデルでは、修正したモデルとして以下の値を採用している。

$$\sigma_{k,1} = 1.176, \sigma_{\omega,1} = 2.0, \sigma_{k,2} = 1.0, \sigma_{\omega,2} = 1.168, a_1 = 0.31, \beta_{i,1} = 0.075, \beta_{i,2} = 0.0828.$$

DES

DES モデルは、境界層には RANS モデルを採用するが、境界層から離れた領域は LES で取り扱う。本研究で用いた SBES モデルの先駆のモデルである SST k - ω モデルによる DES モデルについて説明する。

SST k - ω モデルによる DES モデル

DES モデルにおける乱流運動エネルギーの散逸項は Menter の研究にあるように、次式に従って修正される。

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega F_{DES} \quad (3.50)$$

ここで、 F_{DES} は次のように表される。

$$F_{DES} = \max\left(\frac{L_t}{C_{DES} \Delta_{max}}, 1\right) \quad (3.51)$$

ここで、 C_{DES} は DES モデルに用いられる補正定数で、0.61 という値を有する。また、 Δ_{max} はグリッド間隔であり、直線六面体セルの場合、最長辺の長さになる。

乱流長さスケールはこの RANS モデルを定義するパラメータである。

$$L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega} \quad (3.52)$$

DES-BSL / SST モデルでは、境界層をリミッタから保護する。その実現のためにゾーン方式の BSL / SST モデルを使用している。 F_{DES} は次式によって修正される。

$$F_{DES} = \max\left(\frac{L_t}{C_{DES} \Delta_{max}} (1 - F_{SST}), 1\right) \quad (3.53)$$

$F_{SST} = 0, F_1, F_2$ で、 F_1 と F_2 は BSL / SST モデルの内挿関数である。内挿関数 F_{DES} は次式で与えられる。

$$F_{DES} = \tanh[(C_{d1} r_d)^{C_{d2}}] \quad (3.54)$$

ここで、 $C_{d1} = 20, C_{d2} = 3$ である

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\kappa^2 y^2 \sqrt{0.5 \cdot (S^2 + \Omega^2)}} \quad (3.55)$$

ここで、 S はひずみ速度テンソルの大きさ、 Ω は渦度テンソルの大きさ、 y は壁の距離、 $\kappa = 0.41$ である。

SDES

SDES はシールド関数を用いて、LES モデルの影響が及ばないように RANS 壁境界層領域を保護する。グリッド長さスケールの定義が改善され、剥離した剪断層における RANS から LES への速やかな遷移を実現する。

シールド関数

SDES シールド関数の主要目的は、付着境界層及び弱く剥離した境界層を RANS モードでモデル化し、その後剥離した剪断層に対する LES モードに切り替えることである。与えられた RANS モデルを基点とする DDES 方程式は κ 方程式の生成項の変更により、2 方程式モデルで実現される。この変更は、SST モデルの κ 方程式では、次のように新たに定式化される。

$$\varepsilon_{SDES} = -\beta^* \rho k \omega F_{SDES} \quad (3.56)$$

$$F_{SDES} = \left[\max \left(\frac{L_t}{C_{DES} \Delta_{SDES}} (1 - f_{SDES}), 1 \right) - 1 \right] \quad (3.57)$$

SBES(Stress-Blended Eddy Simulation)

SBES(Stress-Blended Eddy Simulation)は SDES 方程式と同じシールド関数を使用する RANS 方程式と LES 方程式を応力レベルで混合できる。これは、一般的には、次のように乱流応力テンソルに影響を及ぼす。

$$\tau_{ij}^{SBES} = f_{SDES} \tau_{ij}^{RANS} + (1 - f_{SDES}) \tau_{ij}^{LES} \quad (3.58)$$

ここで、 τ_{ij}^{RANS} と τ_{ij}^{LES} はそれぞれ、モデル化されている応力テンソルの RANS 部分と LES 部分である。両方のモデルが渦粘性係数の概念に基づいている場合、式は次のように簡略化される。

$$\nu_t^{SBES} = f_{SDES} \nu_t^{RANS} + (1 - f_{SDES}) \nu_t^{LES} \quad (3.59)$$

SBES モデルの主な利点として、流れの LES 部分で、DES に似たモデルの LES 機能に頼るのではなく、与えられた LES モデルを使用できることがあげられる。また、それを使用して、設定の一貫性を確認するために、RANS モデルと LES モデルが使用されている領域を可視化することもできる。

最後に、SBES モデルを使用すると、剥離した剪断層において RANS から LES に速やかに遷移できる。以上をまとめると、SBES モデルでは次のことを実行できる。

- 一般的に RANS モデル方程式と LES モデル方程式を組み合わせる。
- RANS 領域と LES 領域を f_{SDES} 関数に基づいて明確に区別する。
- LES モデルで実現する低応力レベルにより、剥離した剪断層における RANS から LES

への速やかな遷移を利用する。

LES モデル

次に、本解析で用いた LES のモデルについて説明する。LES では大規模渦は直接解析されるが、小さな渦はモデル化される。このように解像スケールの割合でみると、LES は DNS と RANS の中間に位置する。LES の理論的背景は以下のようにまとめられる：

- ・運動量，質量，エネルギー，その他の受動スカラーは，大半が大きな渦によって輸送される
- ・大きな渦程モデルへの依存性が強い。また，流れの形状と境界条件によって規定される。
- ・小さな渦は，形状にはそれほど依存せず，より等方的になる傾向がある。
- ・普遍的な乱流モデルを見つけるには，小さな渦を扱う方がはるかに可能性が高い。

LES は大規模渦だけでの解像で済むので，DNS よりはるかにメッシュが粗く，時間ステップが長い。壁近傍では，大きな渦でも相対的に小さくなり，レイノルズ数依存の解像度が必要になる。このため，壁境界流れの LES モデルはきわめて低いレイノルズ数と限られた計算領域に限定される。

サブグリッドスケールモデル

LES ではサブグリッドスケールの乱流効果をモデル化して計算する。この役割を担うのがサブグリッドスケールである。本解析で用いたサブグリッド乱流モデルは，RANS モデルと同様にブジネスクの仮設を採用し，サブグリッドスケールの乱流応力を次式から計算している。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2\mu_t\overline{S}_{ij} \quad (3.60)$$

ここで， μ_t はサブグリッドスケールの乱流粘性係数である。サブグリッドスケール応力の等方性部分 τ_{kk} はモデル化されないが，フィルタリング後の静圧項に加えられる。 $\overline{S}_{ij}$ は解像スケールにおけるひずみ速度テンソルであり，次式で定義される。

$$\overline{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial \overline{x}_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial \overline{x}_i} \right) \quad (3.61)$$

圧縮性流れの場合は，密度加重平均したフィルタリング演算子を導入する。

$$\tilde{\varphi} = \frac{\overline{\rho\varphi}}{\bar{\rho}} \quad (3.62)$$

Favre フィルタを使用したナビエ・ストークスの方程式は同じ形をとる．圧縮性流れにおけるサブグリッド応力テンソルは次式で定義される．

$$\tau_{ij} = \bar{\rho} u_i \tilde{u}_j - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (3.63)$$

この項は，等方性部分と偏差部分とに分けられる．

$$\tau_{ij} = \tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} + \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \quad (3.64)$$

サブグリッドスケール応力テンソルの偏差部分は，圧縮性流れにおける Smagorinsky モデルを使ってモデル化される．

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{ij} \delta_{ij} \right) \quad (3.65)$$

非圧縮性流れの場合， τ_{kk} を含む項はフィルタリング後の圧力に加えるか，あるいは単純に無視できる．実際，この項は $\tau_{kk} = \gamma M_{sgs}^2 \bar{p}$ と書き直すことができる．ここで， M_{sgs} はサブグリッドマッハ数である．乱流マッハ数が小さい場合は，このサブグリッドマッハ数も小さいとみなすことができる．本解析では， μ_t に対して，WALE モデルを用いている．スカラー φ のサブグリッドスケール乱流流束はサブグリッドスケール乱流プラントル数を使用して次式によりモデル化する．

$$q_j = -\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \quad (3.66)$$

ここで， q_j はサブグリッドスケールの流束である．

圧縮性サブグリッドエンタルピー流束項は，同じ方法でモデル化される．

$$\bar{\rho}(u_i \tilde{h}_s - \tilde{u}_i \tilde{h}_s) = -\frac{\mu_{sgs} C_p}{Pr_{sgs}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (3.67)$$

ここで， h_s は顕エンタルピー， μ_{sgs} はサブグリッド粘性， Pr_{sgs} は 0.85 の値を取るサブグリッドプラントル数である．

壁適合式局所渦粘性モデル（WALE）

本解析で用いたサブグリッドスケールモデルである．WALE モデルでは渦粘性係数が次式でモデル化される．

$$\mu_t = \rho L_s^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\overline{S_{ij} S_{ij}})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (3.68)$$

ここで，WALE モデルの L_s と S_{ij}^d はそれぞれ次のように定義される．

$$L_s = \min \left(\kappa d, C_w V^{\frac{1}{3}} \right) \quad (3.69)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (\overline{g_{ij}^2} + \overline{g_{ji}^2}) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{g_{kk}^2}, \overline{g_{ij}} = \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.70)$$

$C_w=0.325$ という値を採用した方が継続的に優れた結果が示されたため，この値を使用している．

第 4 章 解析結果と考察

本章では，CFD を用いて，咳により飛沫が生成される様子を再現するために，2 章で解説した数値気道モデルに Eulerian Wall Film モデルとラグランジュ分散相モデルを連成して行った非定常解析の結果について示す．

4.1 数値解析条件

この研究ではせん断応力輸送(SST) $k-\omega$ の乱流モデルを選択した．SST $k-\omega$ モデルを使用して得られたシミュレーション結果は，実験に対して信頼性が検証されて気道系における不利な圧力勾配流，強い曲率，旋回流を予測するために使用されてきた．咳流量プロファイルは，図 2.2 に示すように，男性被験者に対する Gupta の実地測定から得られたものを使用した．(Gupta et al,2009)．本解析では特に，経験則に従った連続的な咳のプロセスを検討した．2 回目の咳は 1 回目の咳と比べて咳の最大流量（CPFR）が小さくなる傾向にあるため，経験式をもとに新たな咳流量プロファイルを作成した．そして，CPFR が小さくなる影響がどの程度か把握するために追加で 1 回目同様の咳プロファイルを 2 回目に用いて解析を行った．また，本解析では追加検討として，乱流モデルにおいて RANS と LES のハイブリッド型モデルである SBES モデルを選択して解析を行った．

本解析で実施したケースを表 4.1.1 に示す．SBES に関する解析結果および考察について（Case7-Case9）は，4.4 にて解説する．また，その他の咳気流シミュレーションの数値解析条件について表 2 に示す．速度プロファイルの部分では，図 2.2 の式を用いており，(1)は 1 回目の咳流量プロファイル，(2)は 2 回目の被験者実験の結果を用いた経験式，(3)は 1 回目の咳と同様の速度プロファイルを 2 回目に適用している．その他の数値解析条件は表 4.1.2 に示す．

表 4.1.1：解析ケース

Case	Airway Model	Turbulence Model	Time step size	Cough times	Velocity
1	Model A	RANS	10^{-3}	1 st	(1)
2	Model B	RANS	10^{-3}	1 st	(1)
3	Model A	RANS	10^{-3}	2 nd	(2)
4	Model B	RANS	10^{-3}	2 nd	(2)
5	Model A	RANS	10^{-3}	2 nd	(3)
6	Model B	RANS	10^{-3}	2 nd	(3)

表 4.1.2 : 咳気流シミュレーションにおける数値解析条件

Parameter	Information
Algorithm	SIMPLE(Semi-Implicit Method for Pressured Linked Equations)
Convection scheme	Second-order upwind
Density (kg/m ³)	1.185
Viscosity (kg/m s)	1.81×10^{-5}
Averaged cough peak flow rate	5.75
Averaged cough exhaled volume	1000
Total simulation time (s)	0.5

4.2 経気道内の流れ場解析

本解析での 4 つのケースの咳開始時の 0.01 秒,咳ピーク流量 (CPFR) 0.077 秒,そして咳終了間際の 0.4 秒時点における咳流体の流れの特徴を Case1-4 の結果を図 4.2.1 にそれぞれ示している。図 4.2.1 の(a)(b)と(c)(d)の比較により,1 回目,2 回目どちらの咳の Case でも Model A と Model B における口腔形状の違いによる口腔-気道の全体における速度分布には有意な差はないことが分かった。同様に図 4.2.1 (a)と(c)の比較, (b)と (d)の比較により, 1 回目と 2 回目の異なる速度プロファイルを解析条件に用いた場合の口腔-気道全体における速度分布では,ピーク風速を示す気道内の領域は近い傾向を示したが,気道内での流速の絶対値は速度プロファイルに応じた有意な差が生じた。いずれのケースにおいても 1 回目の咳では気道内で 40 m/s 以上,2 回目の咳では気道内で 20 m/s 以上のように,短い時間感覚の中で急激な速度の上昇がみられた。

各ケースにおける口腔部分の速度分布を側部,上部からの視点で比較したものを図 4.2.2 に示す。図 4.2.2 (c)より,1 回目の咳のケースで上部から見た速度分布では口腔容積の異なるモデル A とモデル B では顕著に違いがみられた。口腔容積の小さなモデル A の方が高い速度を示す領域が多かった。噴流の衝突角度の影響で口腔の小さな Model A の方が高い速度が出ていると考えられる。図 4.2.2 (d)より,速度プロファイルの小さな 2 回目の咳のケースにおいても 1 回目と比べると穏やかな差ではあるがやはりモデル A の方が高い速度分布を示す領域が多かった。また,図 2(a),(c)の比較では,Model A において同じ速度プロファイルを用いているにも関わらず,上口蓋付近では速度に大きな違いがあり,上部の中心付近で特に高い速度を示すことが分かった。口腔形状の個人差は咳気流による飛沫生成メカニズムにおいて重要な要素であることを示した。

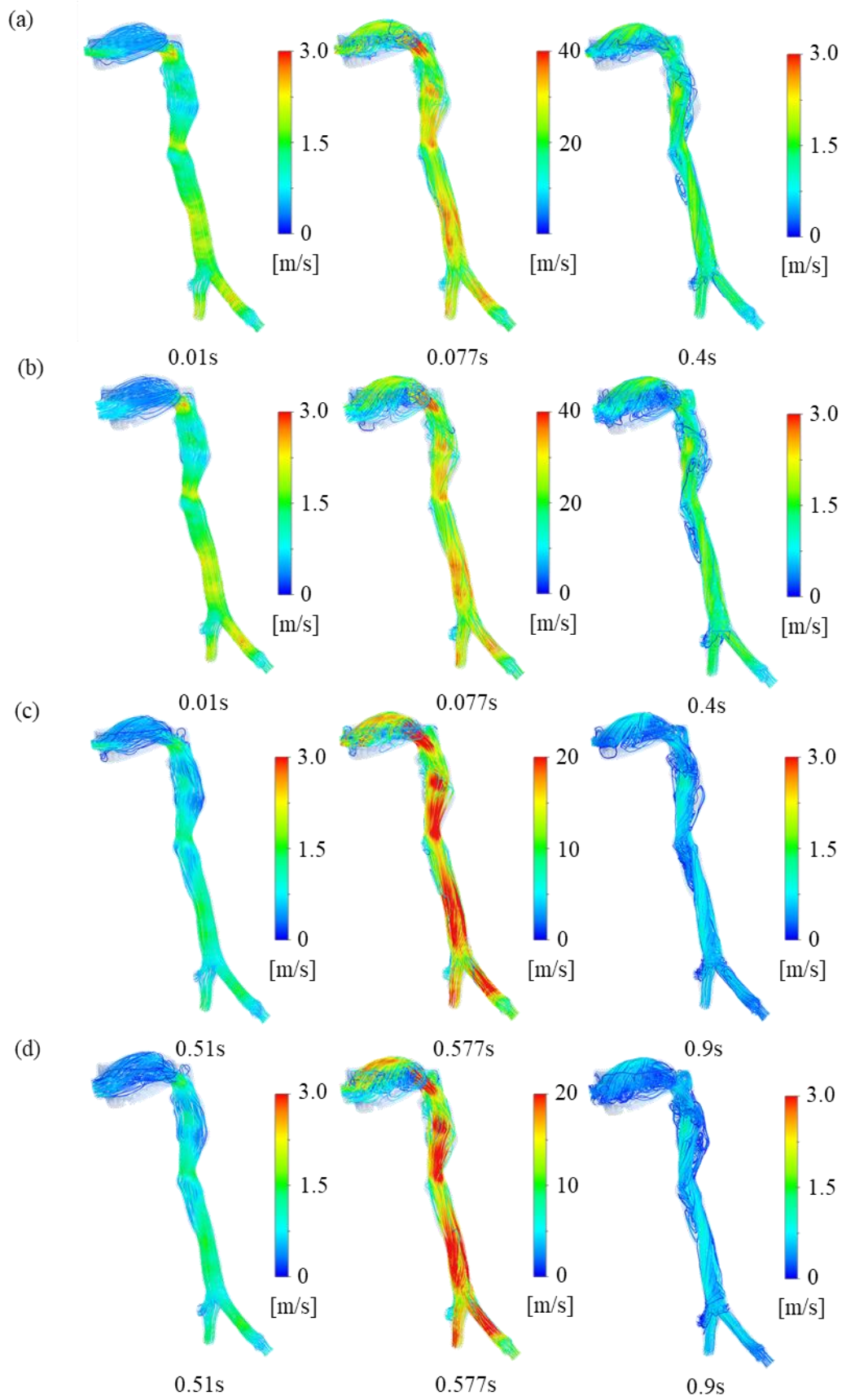


図 4.2.1: 気道全体における瞬間的な速度の分布図 (a) Model A 1st , (b) Model B 1st , (c) Model A 2nd, (d) Model B 2nd

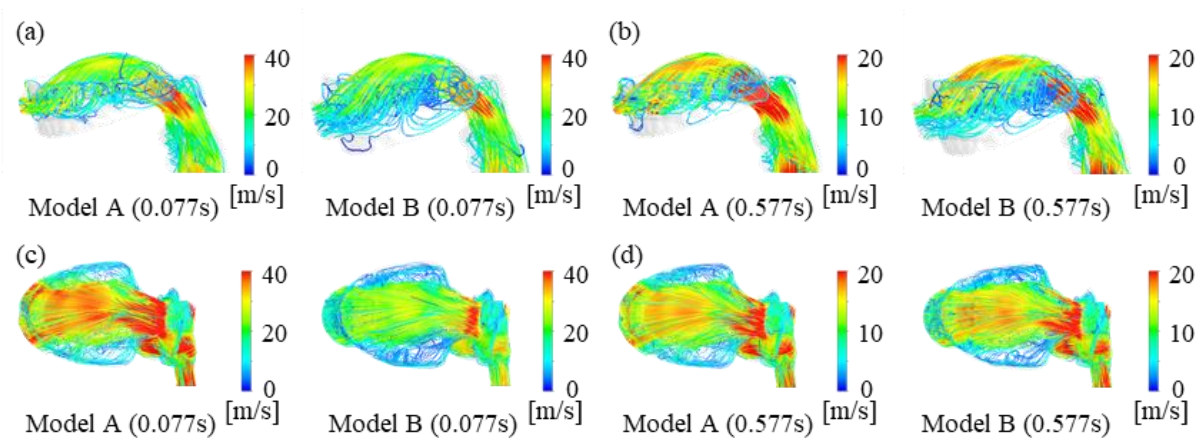


図 4.2.2: ピーク時の口腔内の速度分布(a)Model A, Model B 1st side 視点 (b) Model A, Model B 2nd side 視点(c) Model A, Model B 1st front 視点(d) Model A, Model B 2nd front 視点

Case1-4 の各ケースにおける瞬時的な口腔開口面の速度分布について図 4.2.3 に示す．気道内で生成した飛沫が室内環境中に拡散される際には，この口腔開口面の領域の速度分布が飛沫の拡散挙動に大きな影響を与えるため，感染リスクの観点からも重要な指標である．口腔形状の異なるモデル間では，同じ咳流量プロファイルを用いた場合であっても各咳のタイミングにおいて口腔開口面の速度分布の傾向には違いが生じた．Model A では口腔開口面の下部付近に高い速度領域が生じ，Model B では上部の方に高い速度領域がみられた．ピーク付近では，20-40m/s の速い速度が確認できた．概して，Model A の方が計測した咳のタイミングにおいて，比較的高い速度分布を示している．流量プロファイルが異なる 2 回目のケースでは，速度領域の最大値に変化は大きく生じるが，速度分布の傾向は一定同じであるため，口腔形状に開口面の速度分布は大きな影響を受ける結果となった．

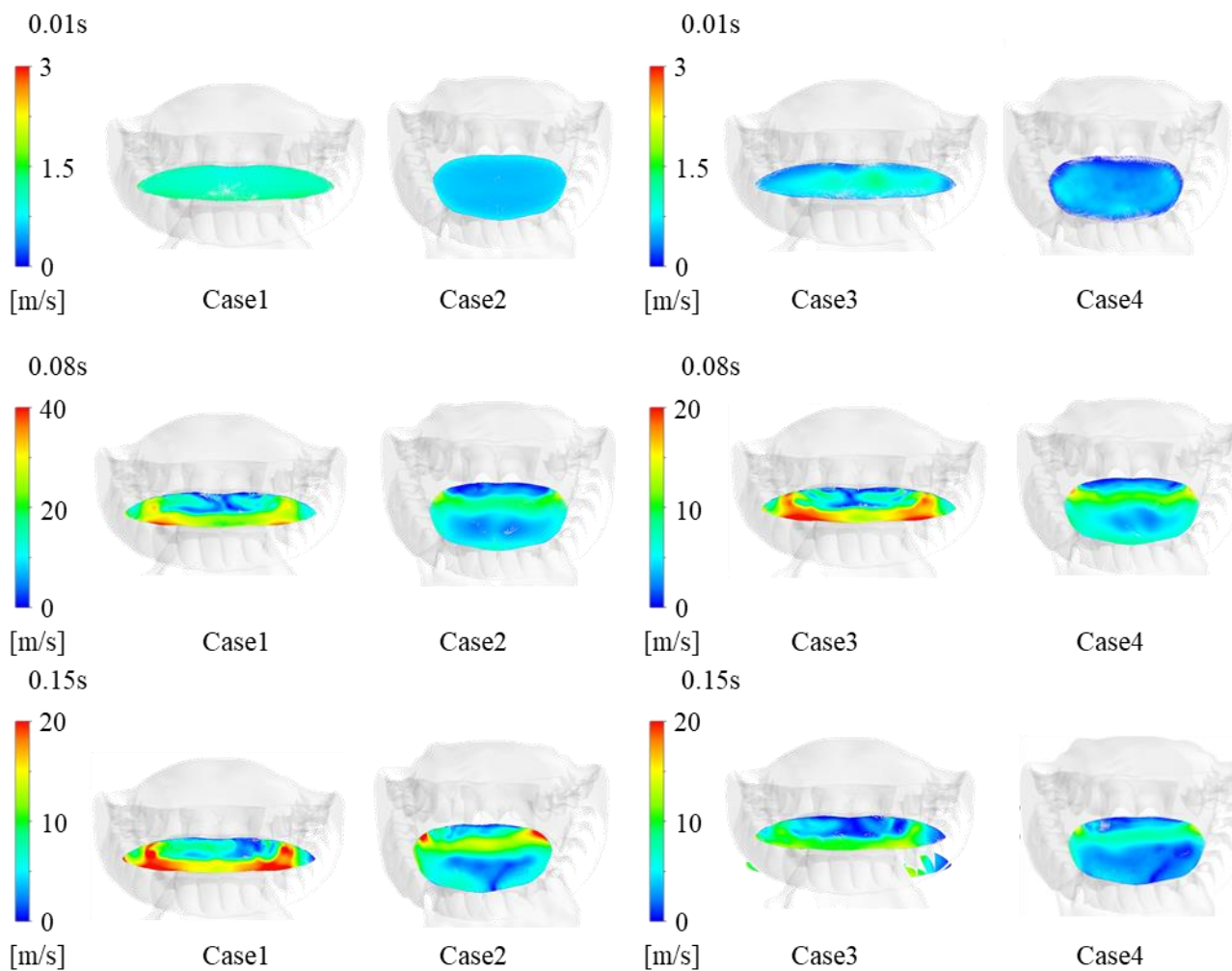


図 4.2.3 :各ケースにおける瞬時的な口腔開口面の速度分布

本解析に用いた Eulerian Wall Film モデルは壁面上におけるせん断応力が解析前に設定した臨界せん断応力 (Critical Shear Stress ,CSS) を超えた場合に飛沫が発生する。そして、本解析では事前に検討を行い、被験者結果をもとにチューニングし 5 Pa を設定した。図 4.2.4 では、各ケースの咳開始時、ピーク風速時、ピーク終了時点での気道内における瞬時的なせん断応力分布図を示す。この図では、左から 1 回目の咳のモデル A、モデル B、そして速度プロファイル进行调整した 2 回目の咳のモデル A、モデル B の結果を示す。図では、5 Pa を超える領域が気道内で赤く示されており、青色に近づくほど 0 Pa に近い値となる。1 回目、2 回目の 2 つのモデル間で比較すると、気道内の速度分布同様に口腔の違いによる全体的にせん断応力分布に大きな差はない。1 回目と 2 回目ではそれぞれのモデルで大きくせん断応力の分布傾向が異なるため、与える速度プロファイルの違いの影響が口腔形状の差と比べて優位的だった。

次に、最も口腔形状による違いが生じた口蓋領域のピーク風速時におけるせん断応力分布を図 4.2.5 で比較する。図 4.2.5(a) , (b)より,口蓋部分においていずれのケースも口腔容積の小さなモデル A のほうがせん断応力 5 Pa を超えている領域が明らかに多かった。1 回目と 2 回目の咳を比較すると 2 回目の咳ではせん断応力が 5 Pa を超えている領域が劇的に減少していることもわかるため,咳プロファイルの最大流量の違いによる影響が大きい。図 4.2.4 と比べて特に口腔部分では剪断応力が臨界せん断応力を超えている領域が多いため,口腔部分で広く飛沫が生成すると考えられる。

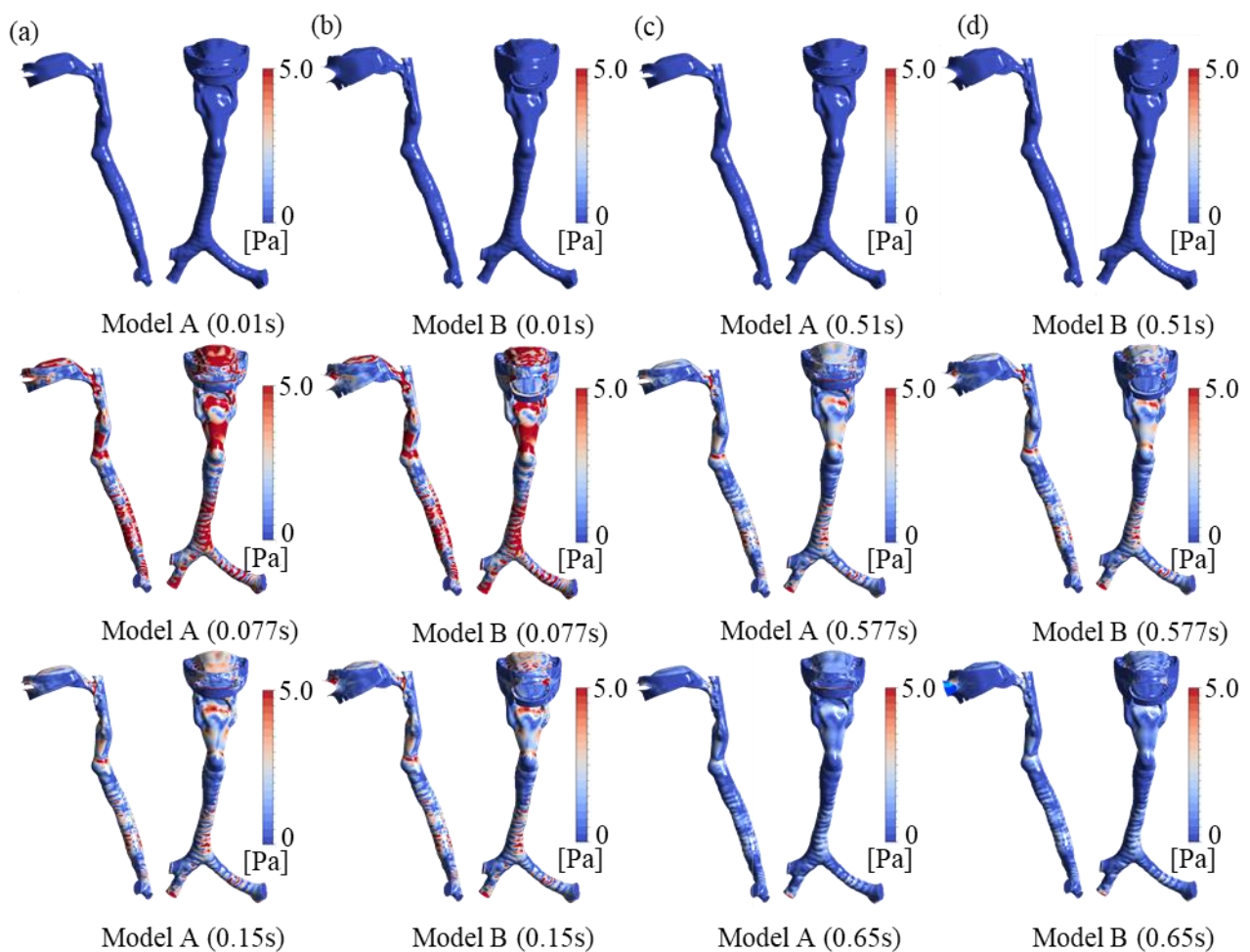


図 4.2.4: 瞬時的な気道内せん断応力分布図 (0.01s,0.077s,0.15s, 0.51s, 0.577s,0.65s)

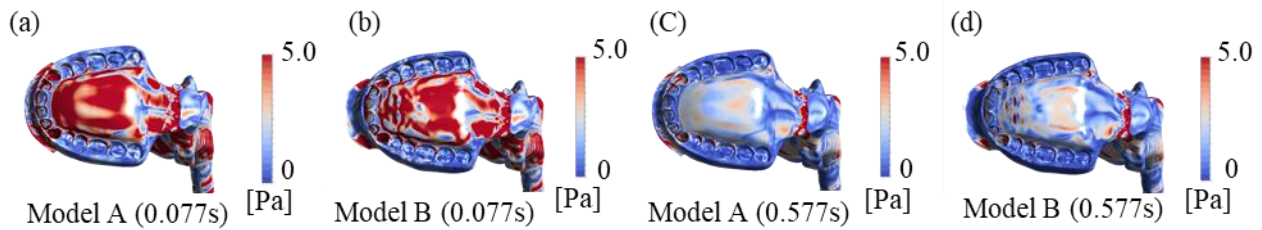


図 4.2.5：ピーク風速時におけるせん断応力分布図（口蓋部分）

次に、主要な飛沫の生成位置である歯列部分におけるピーク時点でのせん断応力の分布を図 4.2.6 に示す．図 4.2.6 より、歯列部分への剪断応力は口腔形状や速度分布の違いにより異なる値を示す．また、歯列部分においても臨界せん断応力を超えるせん断応力の領域が多く存在し、飛沫生成に影響を及ぼす結果となった．口腔形状の歯列ごとに飛沫生成しやすい領域の傾向があり、その密度が流量プロファイルで変わる結果となった．特に、**Model A** の方が、飛沫発生領域が多く存在し、歯列の幅広い領域から発生している結果となった．ただ、**Model A** にもいっても歯列の中に飛沫が全く発生しないせん断応力が低い領域も局所的に存在していた．口腔形状や流量プロファイルの影響を受けやすい領域であることが明らかになった．

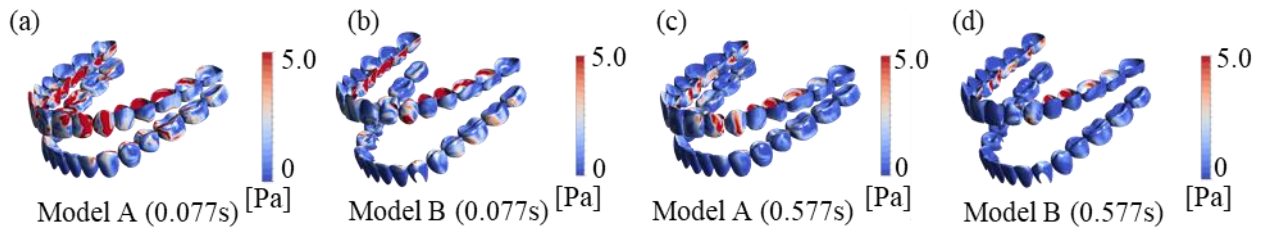


図 4.2.6：ピーク風速時におけるせん断応力分布図（歯列部分）

次に、主要な飛沫の生成位置である歯列部分におけるピーク時点でのせん断応力の分布を図 4.2.6 に示す．図 4.2.6 より、歯列部分への剪断応力は口腔形状や速度分布の違いにより異なる値を示す．また、歯列部分においても臨界せん断応力を超えるせん断応力の領域が多く存在し、飛沫生成に影響を及ぼす結果となった．口腔形状の歯列ごとに飛沫生成しやすい領域の傾向があり、その密度が流量プロファイルで変わる結果となった．特に、**Model A** の方が、飛沫発生領域が多く存在し、歯列の幅広い領域から発生している結果となった．ただ、**Model A** にもいっても歯列の中に飛沫が全く発生しないせん断応力が低い領域も局所的に存在していた．口腔形状や流量プロファイルの影響を受けやすい領域であることが明らかになった．

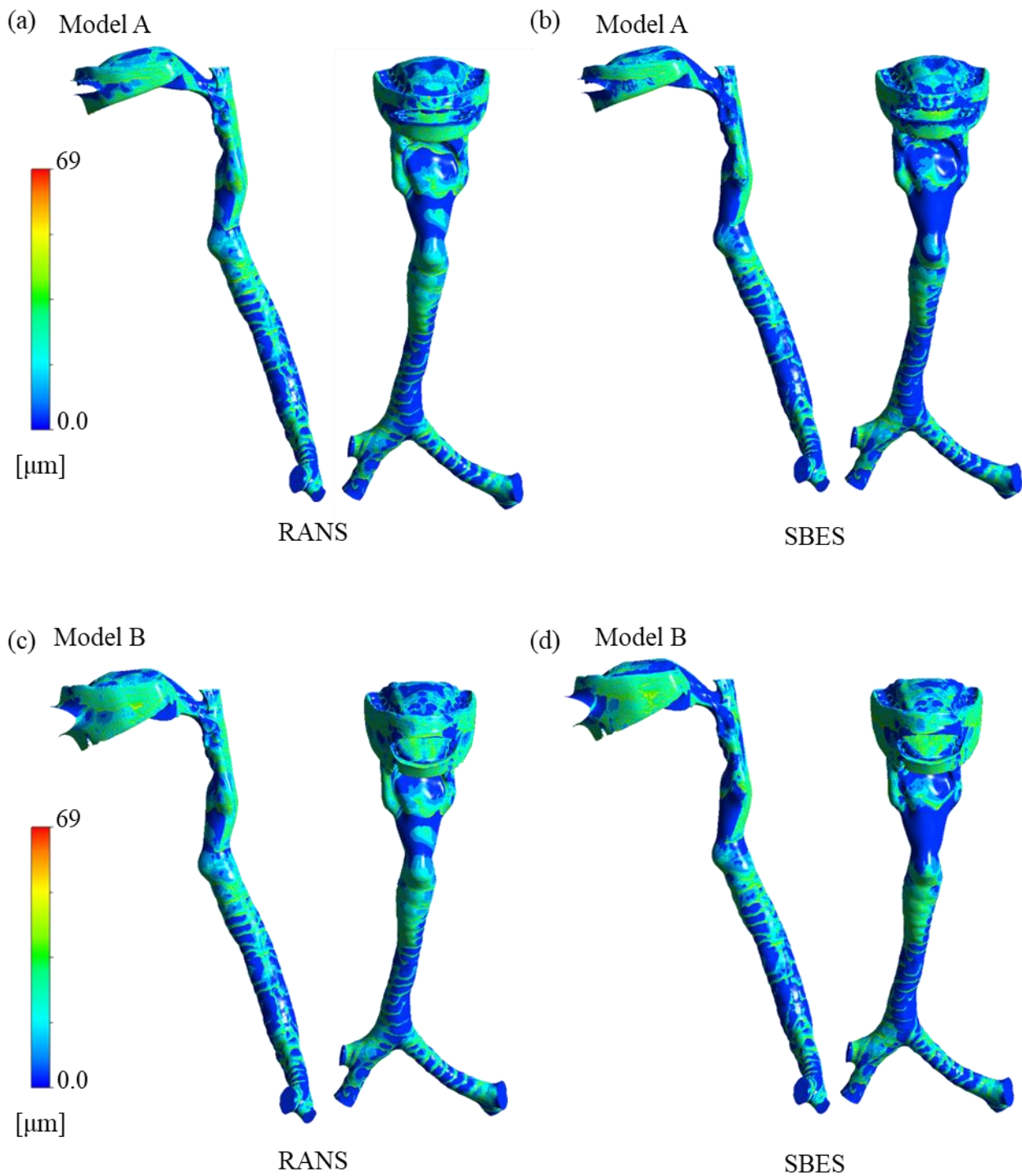


図 4.2.7 : 咳嗽シミュレーション終了時の粘液厚さ分布(a)Case1-2(b)Case3-4,(c)Case5-6

4.3 飛沫拡散解析結果

本解析により得られた飛沫拡散解析の結果を示す. , Case1-4 における飛沫発生起源の分布について図 4.3.1 で示す. この結果と図 4.2.4 を比較することにより, 飛沫発生起源と剪断応力の高い領域の分布傾向が近い結果になった. せん断応力の高い領域で飛沫が多く

生成されていることが実際に確認できた． Case1,2 と Case3-4 を実際に比較すると大幅に飛沫発生起源の分布傾向に違いが出ており発生量が大きく減少した．

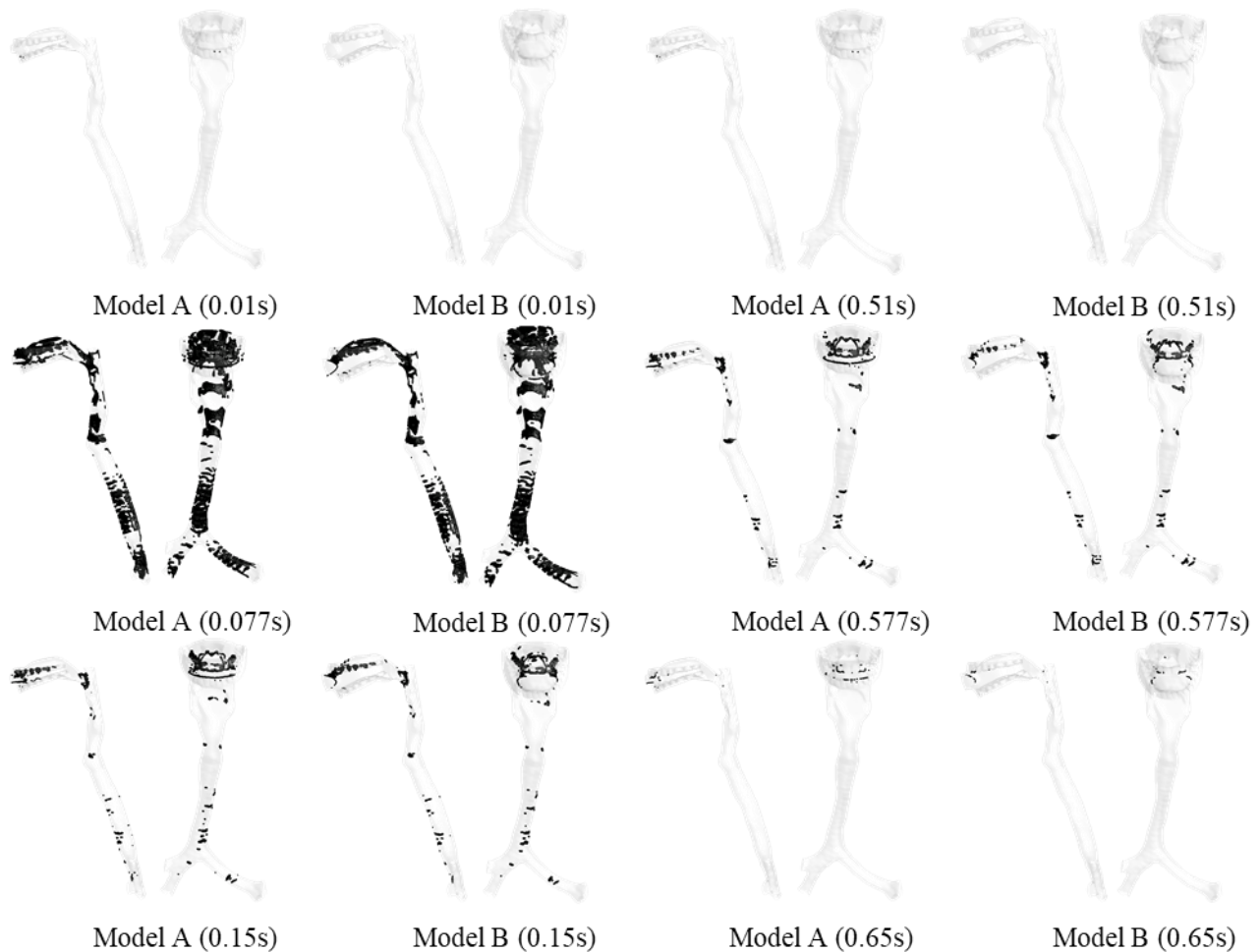


図 4.3.1 Case1-4 における飛沫発生起源の分布

一連の解析を通じて気道内で生成された飛沫の粒径分布を 1 回目，2 回目そして各口腔モデルごとに表 4.3.1 に示す．この結果より，口腔モデルの違い,1 回目 2 回目の咳の違い,咳プロファイルの違いにかかわらず,本解析ケースでは $4-8 \mu\text{m}$ の粒子が最も多く生成された．全ケースにおいて，少なくとも 8 割近くが $4-8 \mu\text{m}$ の粒子が生成されていた．また，同じ咳のタイミングでは,口腔容積の小さな Model A の方が生成された飛沫の総数は多くなっている．定量的には，Model B のように口腔を拡大することで，980 万個程度から 1130 万程度に増加した．これは，4.2 で説明した口腔内の流速やせん断応力が Model A の方が大きい傾向にあることに起因している．また，2 回目では咳プロファイルの違いにかかわらず,飛沫の発生数は 1 回目より減少した．これは，1 回目の咳で飛沫が生成されたため，気道内の粘液フィルムの総量が減少したことが原因だと考えられる．そして，2 回目

に咳の流量プロファイルの CPFR を変更した解析では、特にその発生数は同じ咳プロファイルを用いた 2 回目のケースと比べてはるかに発生量は減少した。これは、飛沫発生量が咳のタイミングよりも最大流量の違いの方が影響を与えることを示している。ただ、本ケースでは 2 回しか実施できていないため、より多くの咳を想定する場合には再度検討が必要である。

表 4.3.1 各ケースごとの飛沫の粒径分布

Diameter bin(μm)		Number of droplet				
Caase	Case1	Case2	Case3	Case4	Case5	Case6
<0.1	995	0	499	0	499	0
0.1-0.25	9062	0	2,759	0	1,497	0
0.25-0.5	15375	5,488	9,180	4,936	2,014	0
0.5-0.75	16,680	10,886	8,777	9,871	2,172	30
0.75-1	18,596	11,011	10,626	10,337	3,025	277
1-2	201,605	122,001	44,603	120,527	3,550	729
2-4	1,308,160	1,064,756	290,950	1,014,370	7,894	19,859
4-8	8,824,695	7,822,906	8,738,020	7,211,952	1,045,717	780,758
8-16	870,449	814,220	33,618	114,479	1,330	3,696
16-24	16,814	18,715	10073	919	397	0
24-32	260	371	197	1	2	0
32-40	1	12	0	0	1	0
40-50	0	0	0	0	0	0
50-75	0	0	0	0	0	0
75-100	0	0	0	0	0	0
Total	11,282,692	9,870,341	9,149,302	8,487,392	1,068,098	805,349

次に、解析を通じて生成された飛沫の発生位置ごとの個数を各ケースごと表 4.3.2 に示す。口腔形状の違いや速度プロファイル、1 回目 2 回目の咳の違いに関わらず、どのケースにおいても共通して、最も口腔部分(Oral・Teeth)での飛沫発生が多いことが明らかとなった。気道形状の違いを比較すると、口腔の容積が小さい ModelA の方が口腔部分における飛沫発生の割合が高くなっている。特に、口腔部分以外は共通の形状を用いているため、本解析において飛沫の発生位置の割合には口腔形状の影響を大きく受けることがわかった。CPFR が小さい咳プロファイルを用いた 2 回目の咳の解析では、口腔や咽頭領域での生成が比較的高い割合を示した。特に、モデル A では 60% 近くが口腔部分、咽頭部分と合わせて

80%以上が生成された。モデル B でも口腔、咽頭合わせて 80% 近く生成された。2 回目も同じ咳プロファイルを用いた場合、発生位置の割合は 1 回目の同じ咳プロファイルで解析を行った際の結果とかなり近い数値を示した。飛沫の発生位置においても速度プロファイルの違いが口腔形状の差異と比べて優位的であった。

表 4.3.2 各ケースにおける発生領域ごとの飛沫発生数

(a)

Case	Case1		Case2	
Region	Number of droplet	Percentage(%)	Number of droplet	Percentage(%)
Oral	2,711,389	24.02	2,291,311	23.22
Teeth	2,717,486	24.08	1,729,907	17.53
Throat	1,643,403	14.56	1,653,643	16.75
Larynx	1,658,625	14.7	1,644,657	16.66
Trachea	1,486,291	13.17	1,486,516	15.06
Bifurcation	1,065,498	9.44	1,064,307	10.78
Total	11,282,692	100	9,870,341	100

(b)

Case	Case3		Case4	
Region	Number of droplet	Percentage(%)	Number of droplet	Percentage(%)
Oral	241,910	22.64	107,423	13.34
Teeth	378,467	35.43	237,994	29.55
Throat	269,085	25.19	290,020	36.01
Larynx	81,838	7.66	77,809	9.66
Trachea	38,338	3.59	33,574	4.17
Bifurcation	58,460	5.47	58,529	7.27
Total	1,068,098	100	805,349	100

(c)

Case	Case5		Case6	
Region	Number of droplet	Percentage(%)	Number of droplet	Percentage(%)
Oral	2,104,457	23	1,924,164	22.67
Teeth	2,585,564	28.26	1,688,413	19.89
Throat	1,345,546	14.71	1,579,266	18.61
Larynx	1,091,624	11.93	1,217,603	14.35
Trachea	1,196,799	13.08	1,223,202	14.41
Bifurcation	825,312	9.02	854,744	10.07
Total	9,149,302	100	8,487,392	100

そして、実際に気道内で沈着されずに口腔開口面から室内環境に呼出された飛沫に関する結果を示す。図 4.3.2 の上図は、実際に Yang らが被験者実験で行った実験結果の結果と本解析で実施した解析の Case1, Case2 (1 回目の咳で口腔モデルの異なる Model A, Model B) の結果を比較した図である。この図では、それぞれ口腔開口面から呼出される飛沫の発生濃度を粒径ごとに示している。この結果より、本解析は呼出される飛沫の発生量と粒径のピーク値や傾向という観点で被験者実験と合致しており一定の精度を示した。特に、平均の口腔モデル形状を基に作成した Model A ではかなり被験者実験の結果と類似している。そのため、本解析結果は一定の精度を担保できているといえる。

次に、各ケース 1-6 のそれぞれの粒径分布について図 4.3.2 の下図で示す。口腔形状、咳の回数、咳の流量プロファイルに関わらず、気道内で生成された飛沫同様に $4-8\mu\text{m}$ の粒子が非常に多く開口面から呼出された結果になった。特に、Case3-6 においてその割合が高まっていることが分かった。発生量自体は、気道内での生成量同様に、2 回目の咳では同じ咳流量プロファイルを用いた場合でも減少した。そして、咳を 2 回目の流量プロファイルを用いた際、大幅に呼出された飛沫の発生量は減少した。口腔形状の小さい Model A の方が Model B よりも呼出された飛沫の総量は多い傾向も同様だった。

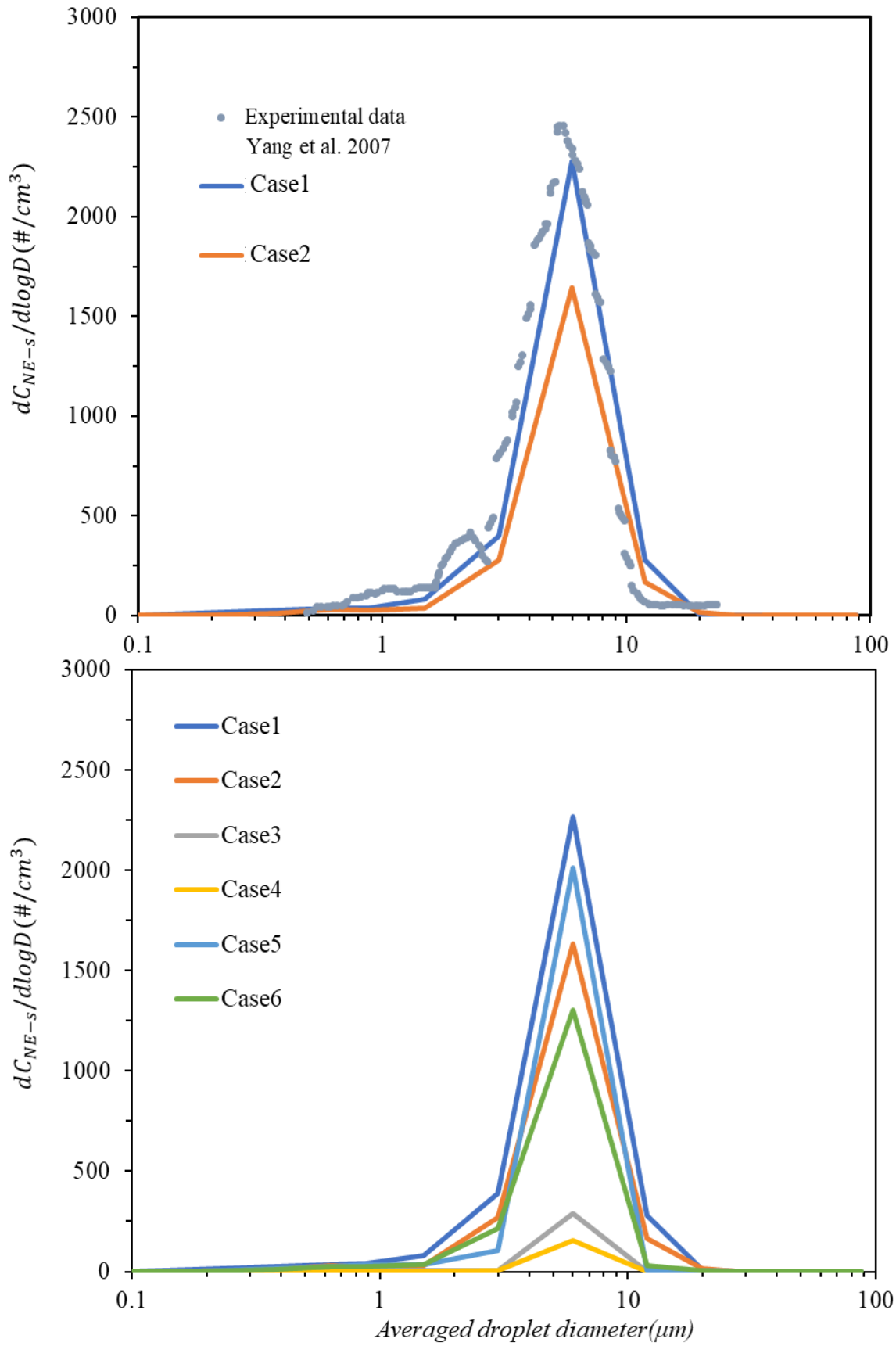


図 4.3.2 口腔開口面から呼出された粒径分布（上図：実験値との比較，下図：全ケース）

次に、各ケースにおける口腔開口面から呼出される飛沫の発生位置割合について示す。1回目,2回目（同様の咳プロファイル）,2回目（CPFRが異なる咳プロファイル）いずれのCaseにおいても口腔容積の大きなModel Aの方が口腔部分で生成される粒子の割合が高くなった。口腔形状の違いにより,容積の大きなModel Bの方が口腔部分で沈着せずに口腔以外（咽頭・喉頭・気管・気管支）で発生した飛沫がModel Aより多く呼出された。1回目の咳では,Model Aの方が約18%口腔部分で生成される粒子の割合が高かった。2回目の咳でも1回目と同様の咳プロファイルを用いた場合,同じ口腔モデルでは呼出される飛沫の発生位置の割合はかなり近い値を示した。2回目でCPFRが異なる咳プロファイルを用いた場合,Model A,Model Bどちらのケースでも咽頭部分で生成されて呼出される粒子の割合が高くなり,喉頭・気管・気管支部分で生成される飛沫の割合が低くなった。Model Bでは特に,口腔部分で生成されて呼出される飛沫の割合の減少と咽頭部分で生成して呼出される飛沫の割合の増加が顕著にみられた。

表 4.3.3 各 Case における呼出された飛沫の発生位置ごとの発生数(RANS)

(a)

Case	Case1		Case2	
Region	Number of droplet	Percentage(%)	Number of droplet	Percentage(%)
Oral	325,650	34.94	144,501	22.35
Teeth	376,892	40.43	226,275	35
Throat	115,423	12.38	140,024	21.66
Larynx	77,795	8.35	90,952	14.07
Trachea	20,894	2.24	25,773	3.99
Bifurcation	15,502	1.66	19,033	2.94
Total	932,156	100	646,558	100

(b)

Case	Case3		Case4	
Region	Number of droplet	Percentage(%)	Number of droplet	Percentage(%)
Oral	41,053	44.64	9,179	18.99
Teeth	28,513	31	10,069	20.83
Throat	17,238	18.74	23,382	48.38
Larynx	3,223	3.5	3,618	7.49
Trachea	587	0.64	649	1.34
Bifurcation	1,355	1.47	1,437	2.97
Total	91,969	100	48,334	100

(c)

Case	Case5		Case6	
Region	Number of droplet	Percentage(%)	Number of droplet	Percentage(%)
Oral	198,662	29.75	99,543	20.4
Teeth	316,968	47.47	171,782	35.2
Throat	82,841	12.41	117,927	24.16
Larynx	42,917	6.43	61,582	12.62
Trachea	17,309	2.59	23,025	4.72
Bifurcation	8,967	1.34	14,149	2.9
Total	667,664	100	488,008	100

各ケースにおける飛沫が生成された後に、呼出される割合と気道内で沈着される割合を表 4.3.6 に示す。本解析で実施した Case1-6 において、5.75%-8.61%程度の粒子が生成されて口腔開口から呼出された、そして、87.-94%程度の粒子が沈着される結果となった。

口腔体積の小さな Model A の方が咳のタイミング、流量プロファイルが等しい場合には、生成後に呼出される割合が高く、口腔・歯列内で沈着される飛沫の割合が低い結果となった。口腔開口面積の大きさ以上に、口腔で粒子が生成されている影響の方が優位だった。また、同じ咳の流量プロファイルを用いている Case1,2 と Case5, 6 はほぼ近い傾向を示した。実際の 2 回目の流量プロファイルを用いた Case3, 4 では、口腔開口から呼出される粒子の割合が小さく、沈着される粒子の割合が小さい結果となった。これは口腔領域での発生量の少なさが原因である。この結果より、口腔形状の差異や咳の強さが変わることにより、気道内で飛沫が生成したのちに、実際に口腔開口から呼出されるかどうかに影響を及ぼすことが明らかになった。

表 4.3.4 各ケースにおける呼出割合、沈着割合(RANS)

Case	呼出割合(%)	沈着割合(%)
Case1	8.26	87.06
Case2	6.55	93.41
Case3	7.30	85.69
Case4	5.75	88.87
Case5	8.61	87.69
Case6	6.00	94.23

また、各ケースにおける生成後に沈着された粒子の各部位における沈着割合を図 4.3.3 に示す。本解析で実施した Case1-6 において、少なくとも沈着された粒子のうち、45%以上の粒子は口腔内に沈着される結果となった。口腔体積の小さな Model A の方が咳のタイミング、流量プロファイルが等しい場合には、口腔・歯列内で沈着される飛沫の割合が高い結果となった。これは、口腔内で発生する粒子の多さや、口腔容積の狭さが起因していると考えられる。また、同じ咳の流量プロファイルを用いている Case1,2 と Case5, 6 はほぼ近い傾向を示している。2 回目の流量プロファイルを用いている Case3, 4 では、喉頭・気管・気管支部分に沈着する粒子の割合が小さい結果となった。これは発生量の少なさが原因である。この結果より、口腔形状の差異や咳の強さが変わることにより、気道内で飛沫が沈着する位置に大きな影響が生じることを示唆している。

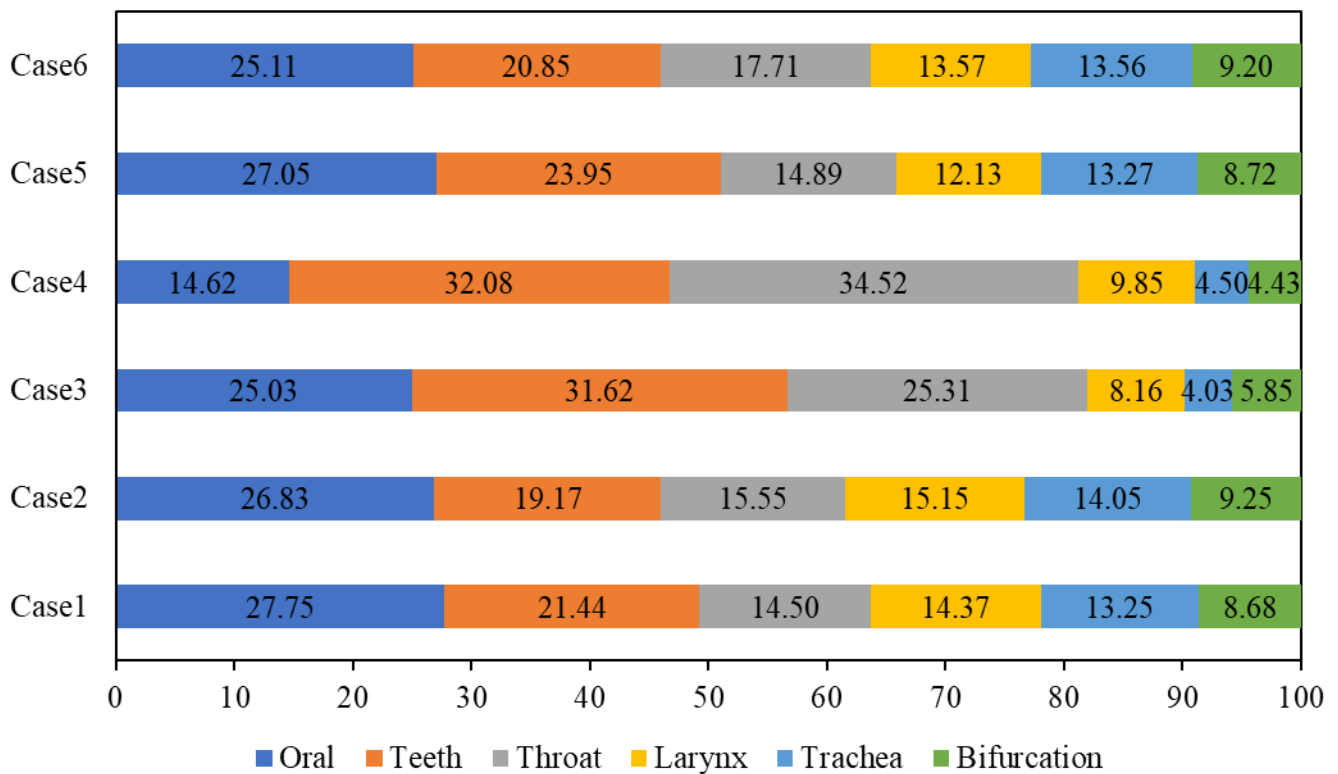


図 4.3.3 各ケースの各領域における沈着割合

4.4 SBES モデルの解析結果

本研究では新たに RANS と LES のハイブリッド型乱流モデルである 3.2 で説明した SBES (Stress-Blended-Eddy Simulation) モデルでも同様の解析を試みた。特に、1 回目の咳のケースで 2 つの口腔形状の異なるモデルを用いて解析を行った。新たに実施した解析ケースの解析条件を表 4.1.1 に示す。Time step size を 10 倍細かいものと従来の細かさのものを使用して、解析を行った。本解析では、RANS では SST $k-\omega$ モデル、LES では WALE モデルを用いている。そして咳気流シミュレーションにおける数値境界条件について、表 4.4.2 に示す。新たな変更点は、数値安定性の向上と計算効率の改善面から、解析のアルゴリズムが Simple から Coupled に変更になった点である。そして、図 4.4.1 では RANS と SBES での乱流モデルの違いによる速度分布の違いについて示す。図 4.4.1(a)(b)と(c)(d)の類似性より、気道全体における速度分布は RANS と SBES ではそれぞれの乱流モデルに応じて結果の傾向が特に似ていることが分かった。ただ、局所的に違いはあるものの、同じ速度プロファイルを用いた場合、RANS と SBES とともに分布傾向は近い結果になった。主流領域において LES を適用している SBES の方が乱れの再現性は高いと考えられるため、RANS でも一定の精度を保証できるといえる。そして、RANS と SBES の気道・口腔内の各断面におけるピーク時点での気道内速度分布について、図 4.4.2 に示す。(b)(c)より、下気道の領域では RANS の場合モデル間にほぼ差がない結果だった。ただ、RANS と SBES では下気道領域の速度分布に違いが出ており、SBES ではモデル A とモデル B の間にも差が生じた。より乱れの影響が精緻に SBES の方が反映された結果になった。特に、気管(c)と比べ、喉頭領域(c)の口腔に近い方に RANS と比べて違いが生じた。口腔領域の(a)では、モデル間で口腔形状が異なるため、乱流モデルが同じものを用いた場合においても気道モデル間で差が生じた。下気道部分同様に RANS と LES で差が生じているが、特に高い速度分布を示すモデル A の違いの方が顕著だった。

表 4.4.1 : 解析ケース

Case	Airway Model	Turbulence Model	Time step size	Cough times	Velocity
7	Model A	SBES	10^{-3}	1 st	(1)
8	Model B	SBES	10^{-3}	1 st	(1)
9	Model A	SBES	10^{-4}	1 st	(1)

表 4.4.2 : 咳気流シミュレーションにおける数値境界条件

Parameter	Information
Algorithm	Coupled
Convection scheme	Second-order upwind
Density (kg/m ³)	1.185
Viscosity (kg/m s)	1.81×10^{-5}
Averaged cough peak flow rate	5.75
Averaged cough exhaled volume	1000
Total simulation time (s)	0.5

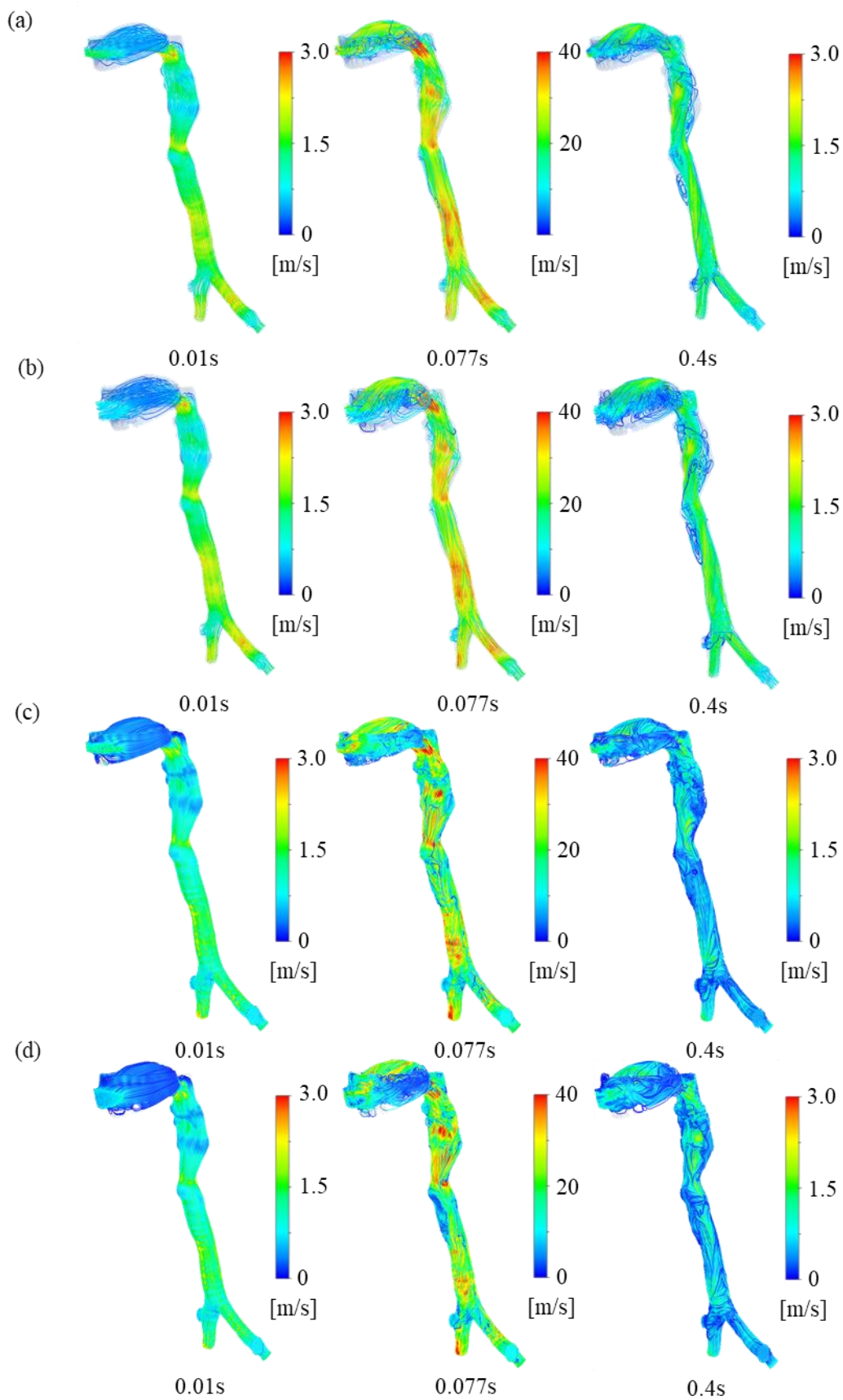


図 4.4.1 各ケースにおける瞬時的な気道内速度分布 (a:RANS Model A; b:RANS Model B; c:SBES Model A ; d:SBES Model B)

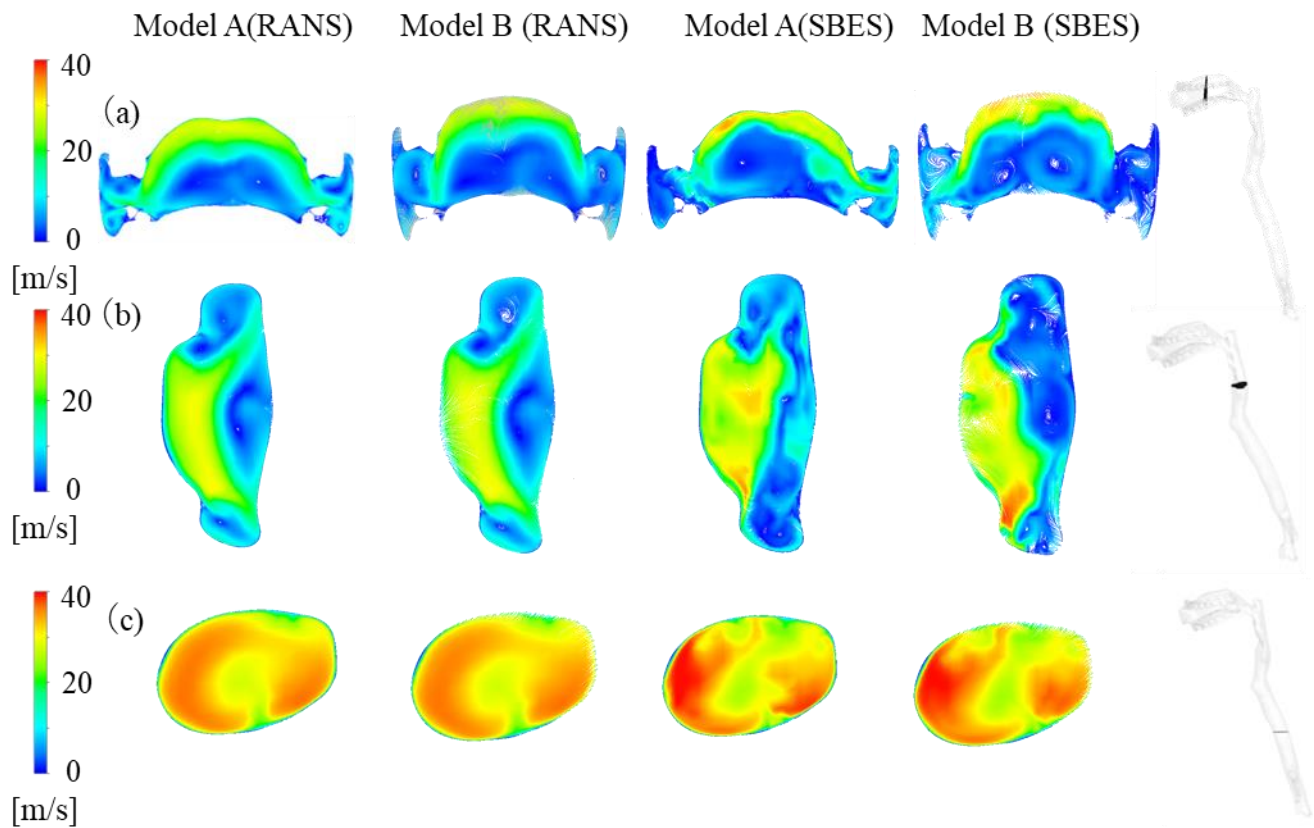


図 4.4.2 各断面におけるピーク時点での気道内速度分布(a)Oral(b)Larynx(c)Trachea

各ケースにおける瞬時的な口腔開口面の速度分布について図 4.2.3 に示す。乱流モデルによって、室内環境中に飛沫が拡散される挙動にどのような影響を与えるのかを示す重要な結果である。咳開始付近の 0.01s 時点では乱流モデルによる速度分布の違いはあまり確認できず、口腔形状の違いの影響で RANS, LES とともに速度分布の違いが生じた。咳のピーク時点や 0.15s 時点での速度分布では、異なる乱流モデル間では口腔開口面の速度分布に一定の近い傾向がみられたが、局所的に値が高くなる違いが生じた。特に SBES の Model A (CASE7) では RANS(Case1)と異なり開口面の上部に高い速度分布の領域が存在した。Model B でも SBES の方が乱れの影響による速度分布の違いが生じた。RANS 同様に、SBES においても Model A の狭い口腔開口面の方が Model B と比べて高い速度分布を示した。

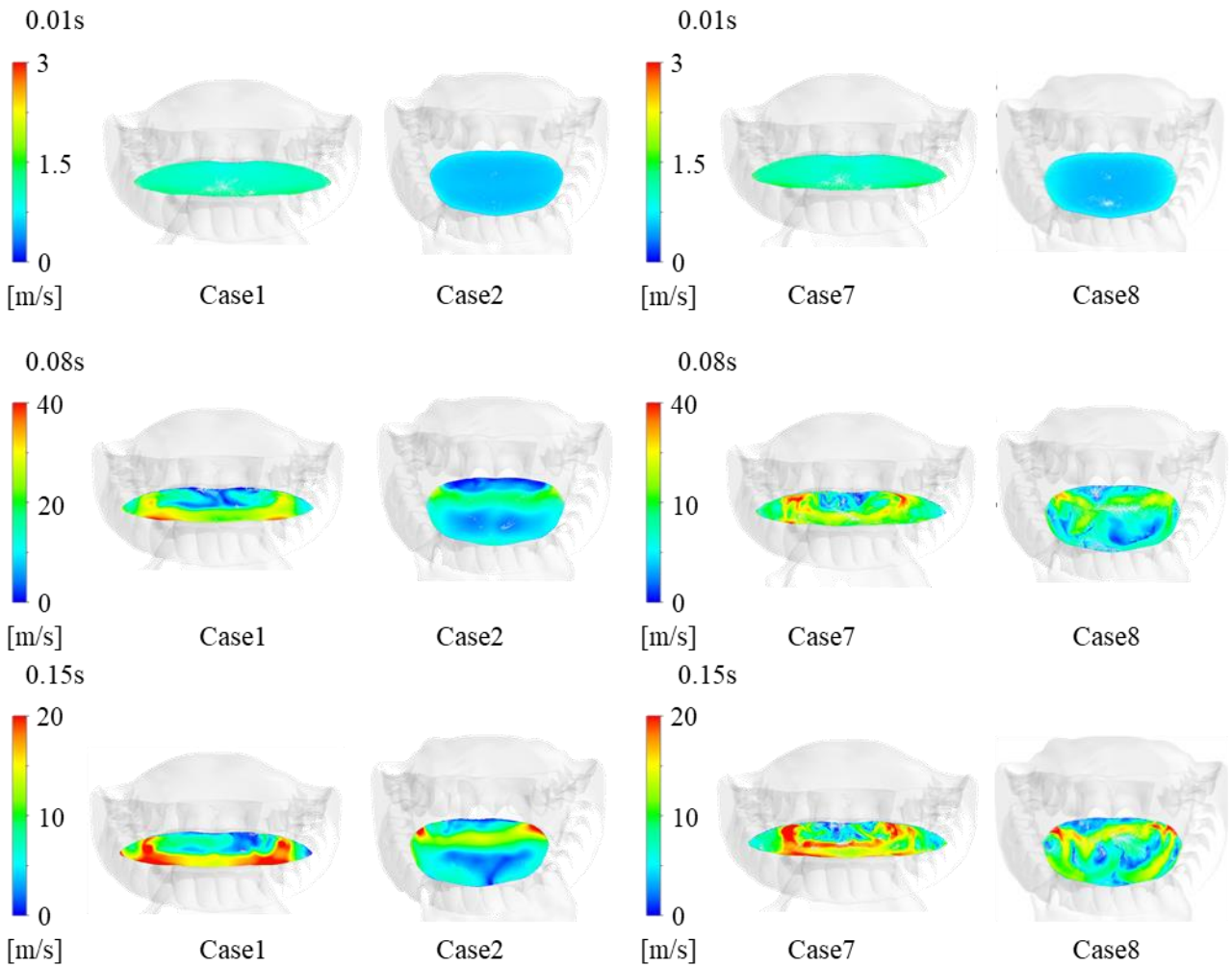


図 4.4.3 各ケースにおける瞬時的な口腔開口面の速度分布

また、RANS と SBES において各ケースにおける瞬時的な気道壁面剪断応力分布について図 4.4.4 に示す．せん断応力分布に局所的な違いはあるものの、おおよその傾向は一致した．下気道部分では RANS ではほぼ違いが生じなかったが、SBES ではモデル間で違いが生じた．SBES の方がせん断応力の高い領域が比較的多い傾向で、上気道の方に違いが主に生じた．SBES の方が全体的にせん断応力の高い領域が多い結果となった．特に乱流モデル間の違いが顕著な口蓋部分のせん断応力を比較した結果を図 4.4.5 に示す．この結果では、RANS と SBES の乱流モデル間の違いは生じ、SBES の方が全体的に赤い部分の領域が多かった．ただ、この結果では口腔形状の差異の方が乱流モデルの違いに比べて優位な影響を及ぼした．飛沫生成において非常に重要な歯列部分の SBES モデルと RANS モデルにおける瞬時的な剪断応力分布について、図 4.4.6 に示す．RANS と LES 間で共通のモデルでは近い傾向を示したが、SBES の方がせん断応力の高い領域が多く歯列部分にみら

れた。上部の歯列の方がよりせん断応力が高い傾向で、より飛沫生成される結果になった。

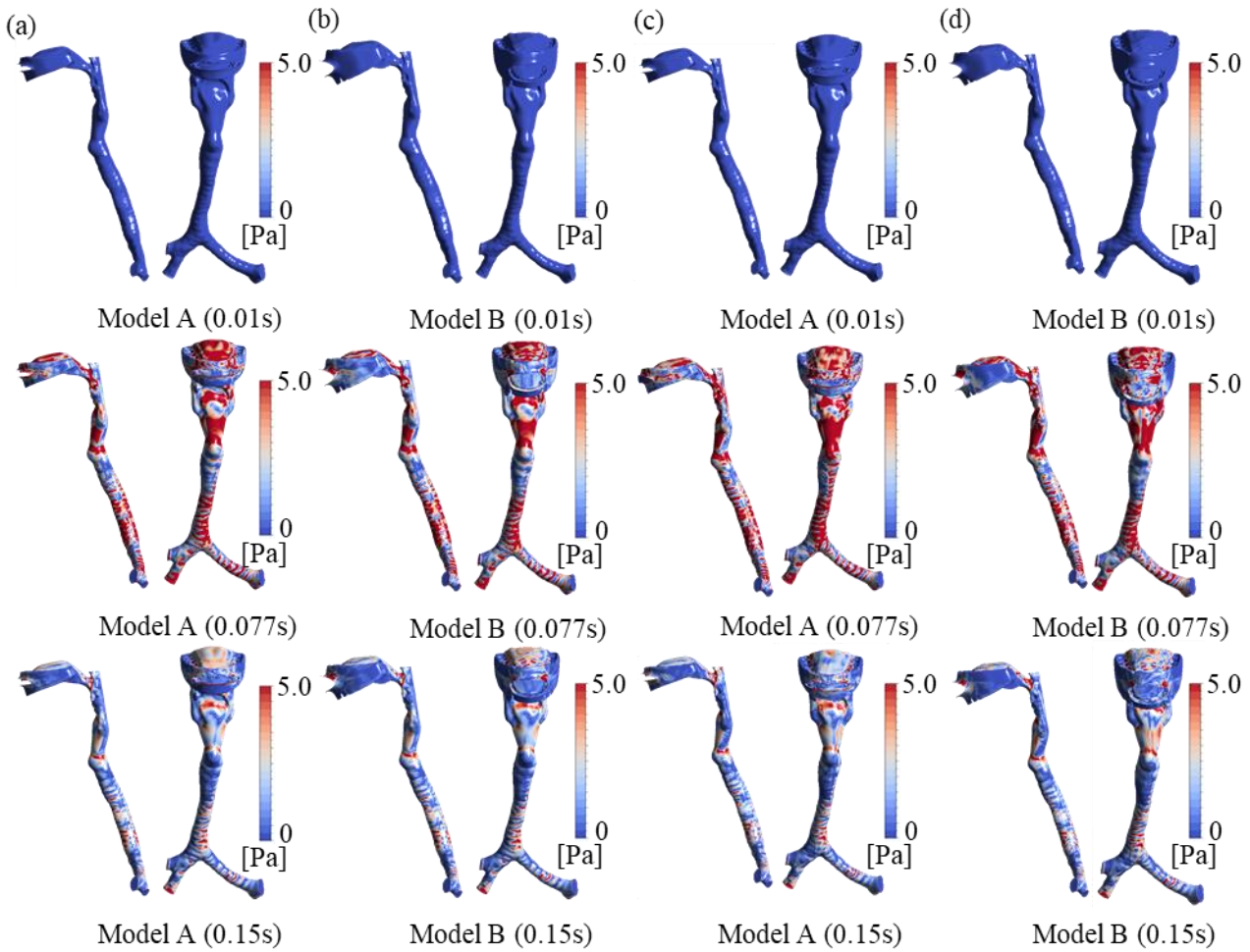


図 4.4.4 各瞬時的な気道壁面剪断応力分布 (a,b:RANS; c,d:SBES)

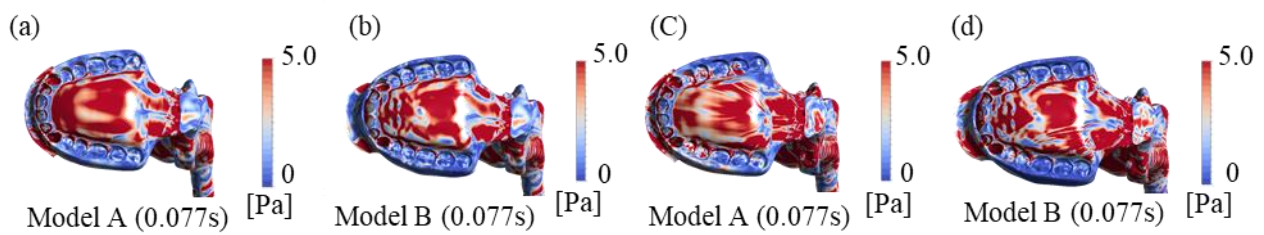


図 4.4.5 各ケースにおける瞬時的な口蓋部分の剪断応力分布 (a,b:RANS; c,d:SBES)

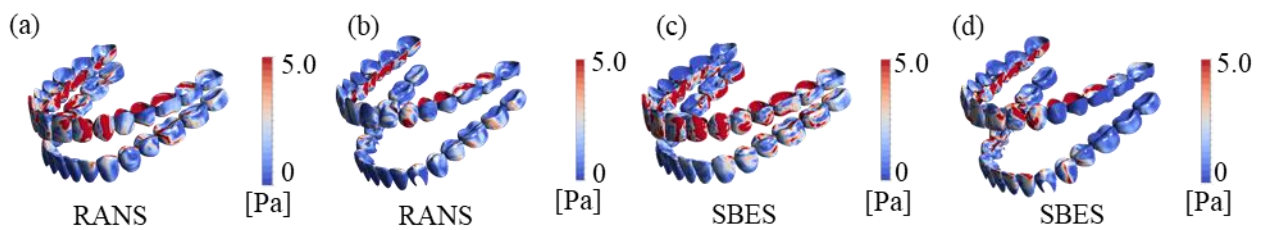


図 4.4.6 各ケースにおける瞬時的な歯列部分の剪断応力分布 (a,b:RANS; c,d:SBES)

RANS と SBES における咳嗽シミュレーション終了時の粘液厚さ分布について、図 4.4.7 に示す。RANS と SBES 間では終了後の粘液フィルムはせん断応力同様に近い傾向を示したが、局所的には SBES の方が減少量が多くみられた。フィルムの違いに関しては、下気道部分では特に、形状の差異より乱流モデルの違いが優位だった。口腔部分においては、せん断応力同様に、乱流モデルの差より口腔形状の差異の方が違いに影響を及ぼした。

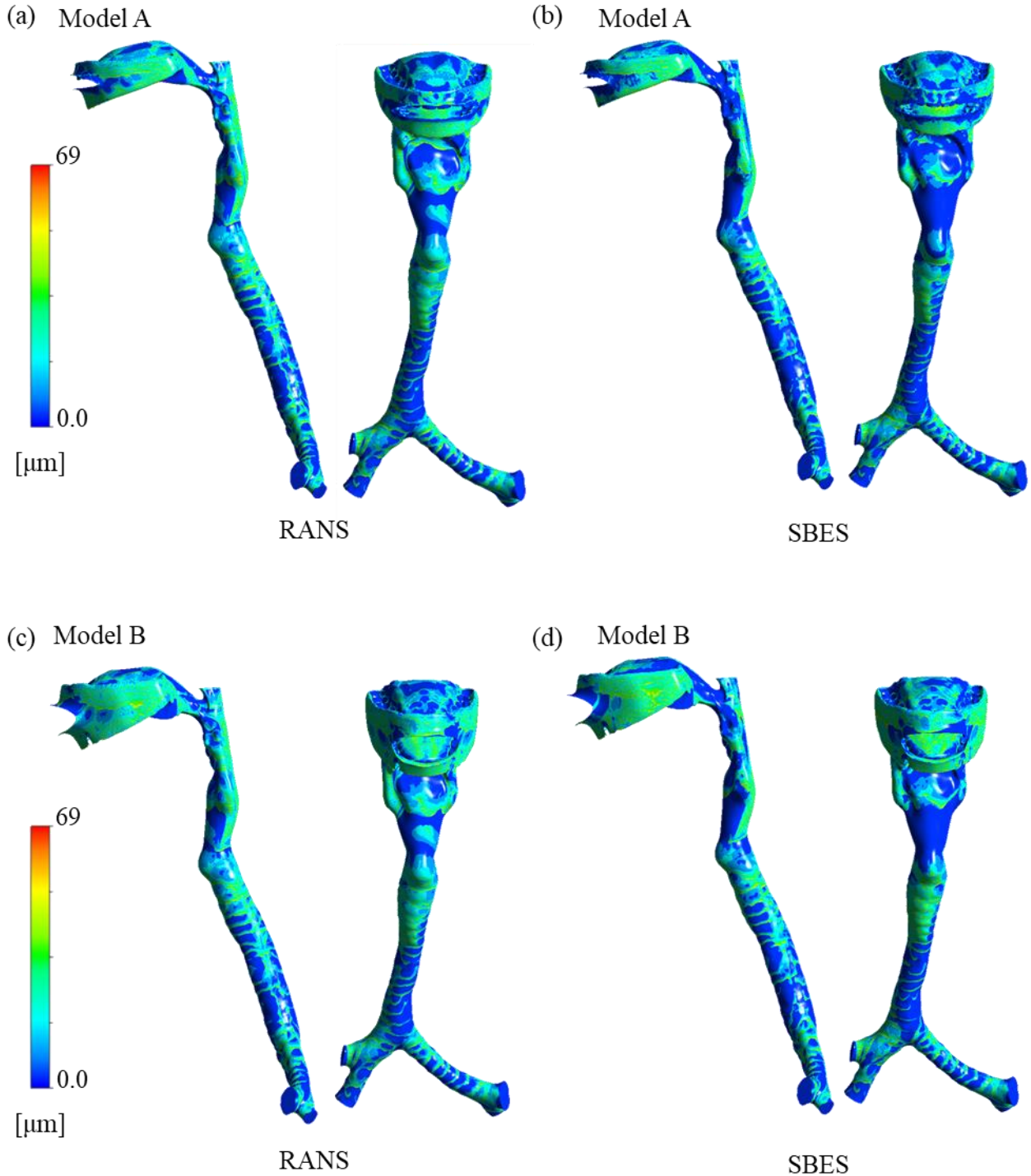


図 4.4.7 : 咳シミュレーション終了時の粘液厚さ分布(a)Case1-2(b)Case3-4,(c)Case5-6

RANS で行った 1 回目の咳 (Case1, Case2), SBES で行った咳 (Case 7, Case8, Case9) での気道内で生成された全飛沫の粒径分布を表 4.4.3 で示す. 本結果より, 乱流モデル, timestep の違い, 口腔形状の差異に関わらず, 全ケースにおいて $4\text{--}8\mu\text{m}$ が最も多く生成される結果になった. Case9 の結果より, timestep size を 10 倍細かくすると, 飛沫の発生数も約 10 倍多くなることがわかった. これは, 本解析で用いたせん断応力による粘液フィルムが剥離し飛沫生成される現象を再現した Eulerian wall film モデル自体が time step size に依存するモデルであり, 従来より 10 倍飛沫発生タイミングが生じたことを示した. そして, timestep が等しい SBES モデルの Case7,8 と RANS の Case1,2 を比較すると, Case7,8 の方がより幅広い粒径で飛沫が発生しており, 全体的な発生数が RANS と比べて増加傾向だった. このような違いはあるがピーク値を含めた各粒径による粒子の割合など, 概ね近い結果であることを示した. 全体として, SBES の Model A では発生量が RANS と比べて 1.15 倍程度, Model B では発生量が 1.25 倍程度であった. この発生量の違いは, 乱流モデルによる気道内での速度分布やせん断応力分布による違いだと考えられる.

各ケースにおける気道内領域後ごとの飛沫発生数を表 4.4.4 で示す. Case7,8 の結果より, RANS 同様に SBES でも口腔領域の狭い Model A では口腔部分での生成量が Model B と比べて発生割合が高い結果となった. 共通形状である下気道部分では RANS 同様に Model A, Model B とともに同等の飛沫が生成された. ただ, SBES では共通領域である Larynx において Model A と Model B で若干 Model B の方が生じた結果になった. 違いの要因としては, 実際に速度やせん断応力分布にモデル間の違いが生じており, 上気道部分での速度差や乱流場の影響が下気道まで影響を及ぼしていることだと考えられる. Larynx 以外では RANS と LES の結果ではほぼ近い傾向であったため, 発生量と発生位置から双方の結果に一定の信頼性があると考えられる.

表 4.4.3 各ケースごとの飛沫の粒径分布(Case1,2:RANS; Case7,8,9:SBES)

Diameter bin(μm)	Number of droplet				
Caase	Case1	Case2	Case7	Case8	Case9
<0.1	995	0	12314	500	84529
0.1-0.25	9062	0	17,659	803	98873
0.25-0.5	15375	5,488	27,450	14,425	175005
0.5-0.75	16,680	10,886	26,830	20,773	162527
0.75-1	18,596	11,011	28,272	15,925	159405
1-2	201,605	122,001	110,361	216,114	843675
2-4	1,308,160	1,064,756	504,998	1,482,097	4210306
4-8	8,824,695	7,822,906	11,258,972	9,113,983	75875326
8-16	870,449	814,220	624,367	1,385,988	4722300
16-24	16,814	18,715	276868	78989	3534348
24-32	260	371	44373	3678	632706
32-40	1	12	9146	461	175484
40-50	0	0	1164	107	23604
50-75	0	0	148	16	3245
75-100	0	0	0	0	0
Total	11,282,692	9,870,341	12,942,935	12,333,859	90701333

表 4.4.4 各ケースにおける領域ごとの飛沫割合(Case1,2:RANS; Case7,8,9:SBES)

	Percentage(%)				
Region	Case1	Case2	Case7	Case8	Case9
Oral	24.02	23.22	22.27	21.49	25.2
Teeth	24.08	17.53	24.11	17.35	30.35
Throat	14.56	16.75	13.46	15.62	13.65
Larynx	14.7	16.66	16.44	20.24	14.13
Trachea	13.17	15.06	12.51	13.38	10.16
Bifurcation	9.44	10.78	11.21	11.92	6.52
Total	100	100	100	100	100

図 4.4.8 では、RANS で行った 1 回目の咳 (Case1,Case2), SBES で行った咳

(Case 7, Case8) での気道内で生成されて口腔開口面から呼出された飛沫の粒径分布である。生成量同様に、Case9 の結果より timestep size を 10 倍細かくすると、飛沫の発生数も約 10 倍多くなることがわかった。Case7,8 と Case1,2 を比較すると、生成時と同様に、

Case7,8の方がより幅広い粒径で飛沫が多く発生している, 具体的には, Model A では約 1.3 倍, Model B では約 1.53 倍程度呼出された飛沫の総数が増加した. ピーク値の傾向は SBES, RANS とともに $5\mu\text{m}$ 付近であり, 被験者結果と合致している. RANS で行った 1 回目の咳 (Case1,Case2), SBES で行った咳 (Case7,Case8) での気道内で生成されて口腔開口面から呼出された飛沫の発生位置ごとの個数を表 4.4.5 に示す. 発生割合の傾向としては RANS と同様に, 口腔形状の小さな Model A の方がより口腔由来の飛沫が呼出されており, Model B では下気道由来の飛沫の呼出される割合が Model A より高い傾向だった. 全体的な総数が増加していることに加え, SBES では両方のモデルにおいて口腔・歯列で生成する飛沫の呼出される割合がさらに高くなった.

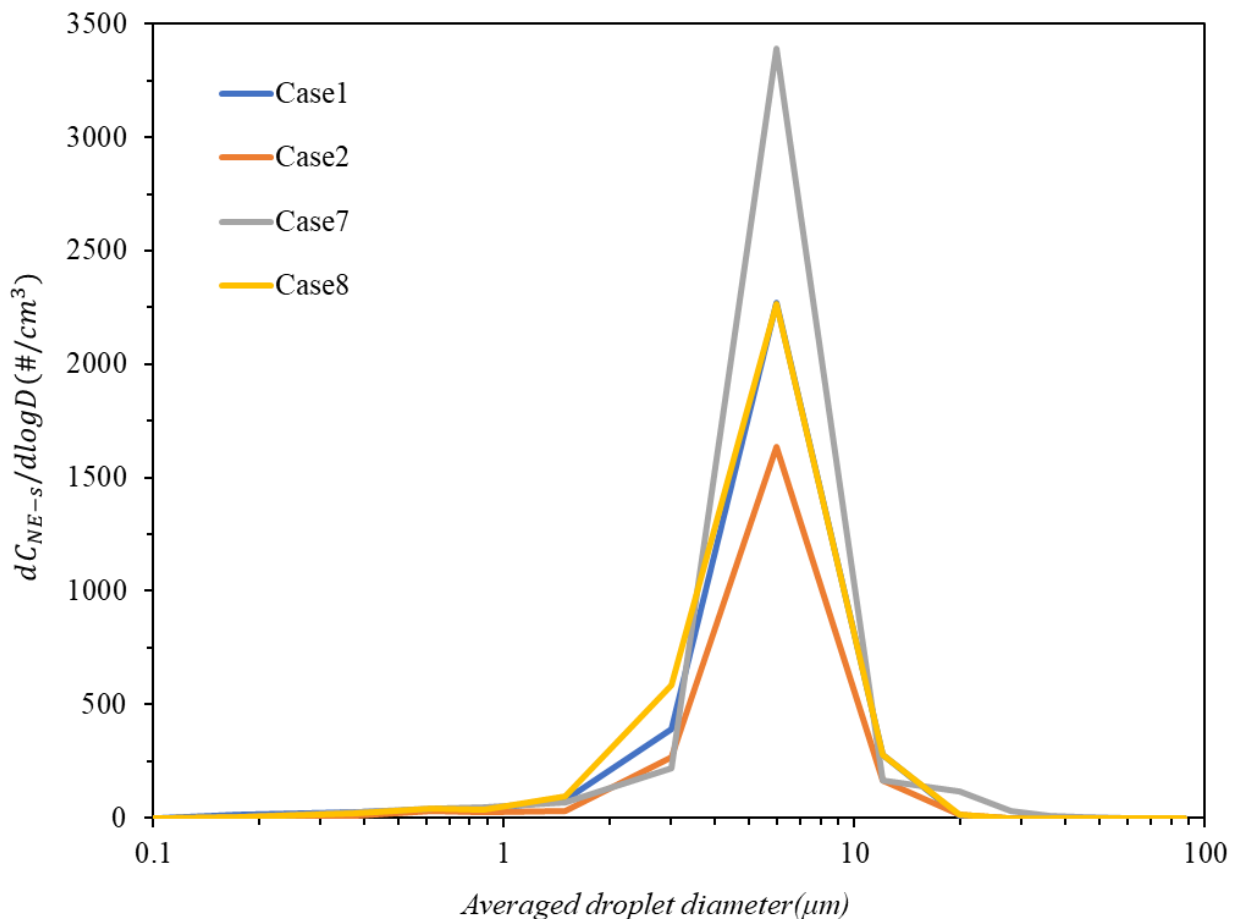


図 4.4.8 各ケースごとの飛沫の粒径分布(Case1,2:RANS; Case7,8,9:SBES)

表 4.4.5 各ケースにおける領域ごとの飛沫発生数(Case1,2:RANS; Case7,8:SBES)

(a)

Case	Case1		Case2	
Region	Number of droplet	Percentage(%)	Number of droplet	Percentage(%)
Oral	325,650	34.94	144,501	22.35
Teeth	376,892	40.43	226,275	35
Throat	115,423	12.38	140,024	21.66
Larynx	77,795	8.35	90,952	14.07
Trachea	20,894	2.24	25,773	3.99
Bifurcation	15,502	1.66	19,033	2.94
Total	932,156	100	646,558	100

(b)

Case	Case7		Case8	
Region	Number of droplet	Percentage(%)	Number of droplet	Percentage(%)
Oral	422,018	35.00	266,559	26.88
Teeth	520,227	43.15	356,005	35.90
Throat	140,491	11.65	199,334	20.10
Larynx	81,933	6.80	116,553	11.75
Trachea	25,540	2.12	34,867	3.52
Bifurcation	15,428	1.28	18,207	1.84
Total	1205637	100	991525	100

次に、RANS と SBES の各ケースにおける呼出割合、沈着割合について図 4.4.6 に示す。発生量に対する呼出される割合は、SBES, RANS とともにほぼ 8 %前後の結果になった。これは、乱流モデルによる流れ場の違いはあるが、同じ咳流量プロファイルと下気道の形状を用いているため近い結果となったと考えられる。SBES,RANS とともに、Model A の方が口腔部分で生成される粒子が多い分、Model B よりも口腔から呼出される割合が 1.27-1.71%程度高かった。気道内で沈着される割合も SBES, RANS とともに 90%近くとほぼ同等の結果を示した。そのため、RANS での気道内での飛沫生成から拡散の結果も一定の信頼があるといえる。また、RANS と SBES それぞれで飛沫が生成された後に気道内で沈着される粒子の各領域ごとの割合を図 4.4.9 に示す。RANS, SBES とともに各領域ごとに沈着される割合はほぼ近い傾向を示した。Model A では SBES の方が歯列部分、喉頭領域での沈着される割合が増加した。また、Model B では SBES の方が喉頭領域での沈着割合の増加、歯列・口腔部分での沈着割合の減少が確認できた。これは、より乱れの影響を SBES

で再現しているため、気道内での飛沫拡散挙動の変化の影響により違いが生じたと考えられる。

表 4.4.6 各ケースにおける呼出割合，沈着割合(Case1,2:RANS; Case7,8:SBES)

Case	呼出割合(%)	沈着割合(%)
Case1	8.26	87.06
Case2	6.55	93.41
Case7	8.78	91.18
Case8	8.01	91.93

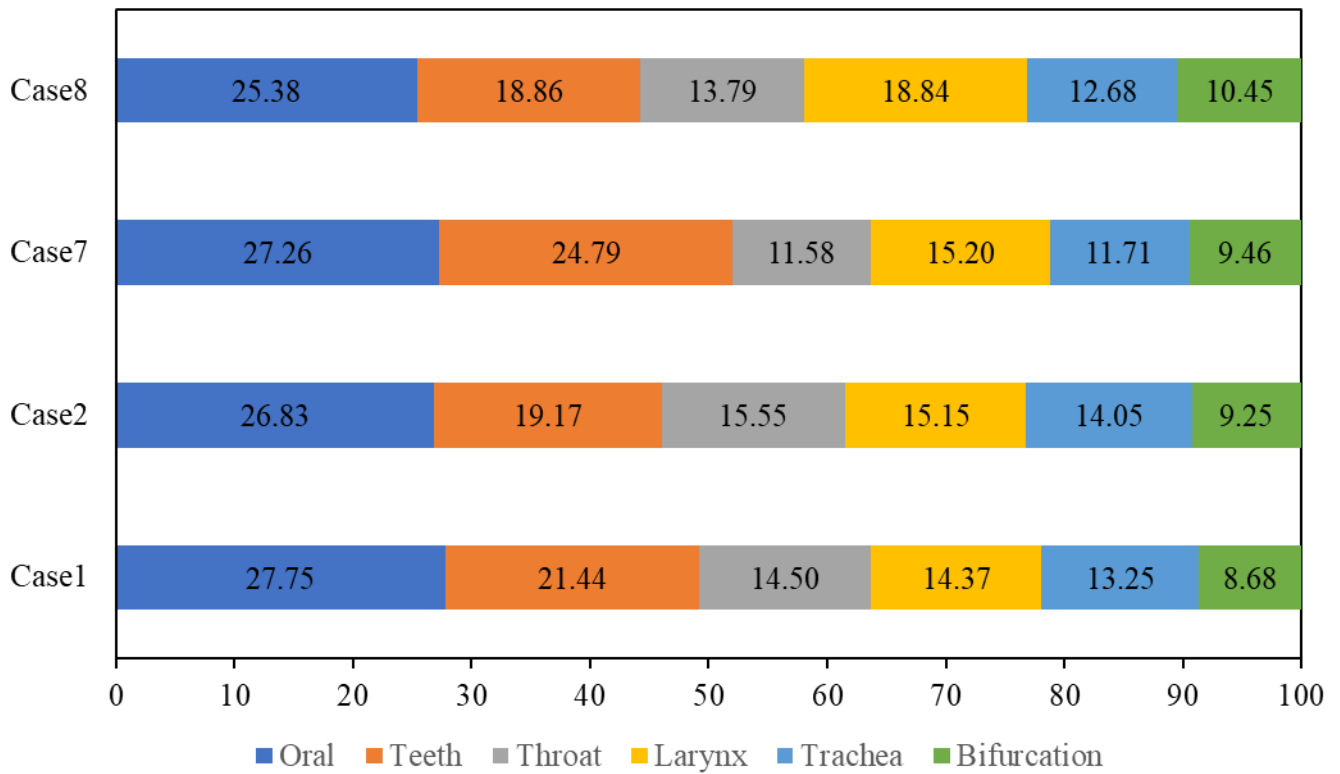


図 4.4.9 各ケースの沈着された粒子の各領域における沈着割合(Case1,2:RANS; Case7,8:SBES)

第 5 章 総括

本研究では、数値気道モデルに Eulerian Wall Film モデルとラグランジュ分散相モデルを連成した経気道内における飛沫拡散の数値解析を 2 つの口腔形状、連続する席を想定したケース、乱流モデルで新しい SBES モデルを用いて解析を行った。本章では、各章の結論について述べる。

各章の総括

第 1 章では、研究背景として、新型コロナウイルスなどに代表される経気道感染問題に着目し、感染リスクの評価手法として数値解析が用いられることを説明した。その中で、既往研究における関連事例をいくつか紹介した。さらに、本研究の目的である Eulerian Wall Film Model と Lagrangian 分散相モデルを用いた咳による飛沫および飛沫核の生成に関する数値解析の必要性について述べ、本解析で実施した口腔形状の違い、連続した咳現象、RANS と LES のハイブリッド型乱流モデルの SBES モデルについて概要と解析の必要性について解説した。

第 2 章では、本解析で用いた成人男性の CT データを基に再現した 2 つの数値気道モデルとその定量的な違いについて説明した。次に、咳を再現するために使用した Gupta らの提案する咳のプロファイルについて、1 回目と 2 回目の咳の違いとともに解説した。さらに飛沫拡散解析に用いた分散相輸送モデル、気道壁面の粘液フィルムから飛沫が生成される現象を再現するための Eulerian Wall Film モデル、粒子拡散解析の概要について解説した。

第 3 章では本解析で用いた数値流体の支配方程式、解析で使用した乱流モデルについて主に解説した。特に、使用した乱流モデルである RANS の SST $k-\omega$ モデル、RANS と LES のハイブリッド型の SBES モデルについて数式から説明した。特に、背景となるレイノルズ方程式、標準 $k-\omega$ モデル、SDES モデルなども併せて解説した。

第 4 章では、本研究の数値解析結果と考察について解説した。まず RANS を用いた解析において、口腔モデルや咳のプロファイルの違いによる気道内の流束分布や剪断応力の違いを確認した。口腔の小さい Model A の方が、飛沫生成のきっかけとなる臨界剪断応力 5 Pa を超える領域が多く、口蓋由来の飛沫生成割合が高くなった。さらに、Model B では開口面積の広がりにより、口腔以外で生成された粒子の呼出割合の増加や、口腔内で生成さ

れた飛沫の沈着割合の上昇が確認された。このことから、,口腔形状の違いは、飛沫の発生量、発生位置,沈着位置の割合に相互に関連することが示された。

また、2回連続咳して咳を行う状況を想定し、連続的な解析を実施した。速度プロファイル进行调整することで、気道内の咳気流に違いが生じた。1回目の咳気流による気道内のピーク速度は40m/s付近だったが,このケースでは20m/s付近となった。その結果、飛沫の発生量、発生位置,沈着位置の割合などで大幅に違いが生じた。特に,口腔モデルの違い以上に、咳流量プロファイルの違いの影響が顕著であった。

本解析結果は,飛沫生成に関する個体差や、連続的な咳を考慮した応用的な研究の基礎となり得る。また,今後,個体差や連続的な咳などの実現象を考慮した感染リスクの評価に寄与する。

さらに、SBESモデルについても解析を行い、その結果を示した。SBESモデルとRANSによる気道全体での速度分布、せん断応力分布、および局所的な領域での速度分布の違いを比較し、両者のモデル間での違いについて言及した。実際にSBESモデルでは主流の乱れをLESによって再現しているため、局所的にRANSより速度、せん断応力が高くなる傾向があった。そのため、本章後半で述べた飛沫の生成、沈着、呼出において、RANSとの差が確認できた。これらの結果に共通した一定の傾向が確認できたが、今後の研究では乱流モデルについてもさらなる検討が必要だと考えらえる。

参考文献

1. Churchyard, G., Kim, P., Shah, N. S., Rustomjee, R., Gandhi, N., Mathema, B., ... & Cardenas, V. (2017). What we know about tuberculosis transmission: an overview. *The Journal of infectious diseases*, 216(suppl_6), S629-S635. <https://doi.org/10.1093/infdis/jix362>
2. Yang, S., Lee, G. W. M., Chen, C.-M., Wu, C.-C., and Yu, K.-P., “The size and concentration of droplets generated by coughing in human subjects,” *J. Aerosol Med.* 20(4), 484–494 (2007)
3. Chao, C. Y. H., Wan, M. P., Morawska, L., Johnson, G. R., Ristovski, Z. D., Hargreaves, M., Mengersen, K., Corbett, S., Li, Y., Xie, X., and Katoshevski, D., “Characterization of expiration air jets and droplet size distributions immediately at the mouth opening,” *J. Aerosol Sci.* 40(2), 122–133 (2009).

4. Morawska, L., Johnson, G. R., Ristovski, Z. D., Hargreaves, M., Mengersen, K., Corbett, S., Chao, C. Y. H., Li, Y., and Katoshevski, D., "Size distribution and sites of origin of droplets expelled from the human respiratory tract during expiratory activities," *J. Aerosol Sci.* 40(3), 256–269 (2009).
5. Johnson, G. R., Morawska, L., Ristovski, Z. D., Hargreaves, M., Mengersen, K., Chao, C. Y. H., Wan, M. P., Li, Y., Xie, X., Katoshevski, D., and Corbett, S., "Modality of human expired aerosol size distributions," *J. Aerosol Sci.* 42(12), 839–851 (2011).
6. Lindsley, W. G., Pearce, T. A., Hudnall, J. B., Davis, K. A., Davis, S. M., Fisher, M. A., Khakoo, R., Palmer, J. E., Clark, K. E., Celik, I., Coffey, C. C., Blachere, F. M., and Beezhold, D. H., "Quantity and size distribution of cough-generated aerosol particles produced by influenza patients during and after illness," *J. Occup. Environ. Hyg.* 9(7), 443–449 (2012).
7. Zayas, G., Chiang, M. C., Wong, E., MacDonald, F., Lange, C. F., Senthilselvan, A., and King, M., "Cough aerosol in healthy participants: Fundamental knowledge to optimize droplet-spread infectious respiratory disease management," *BMC Pulm. Med.* 12(1), 11 (2012).
8. Jones, Rachael M., and Lisa M. Brosseau. "Aerosol transmission of infectious disease." *Journal of occupational and environmental medicine* 57.5 (2015): 501-508
9. Dhand, Rajiv, and Jie Li. "Coughs and sneezes: their role in transmission of respiratory viral infections, including SARS-CoV-2." *American journal of respiratory and critical care medicine* 202.5 (2020): 651-659.
10. Bourouiba, Lydia. "The fluid dynamics of disease transmission." *Annual Review of Fluid Mechanics* 53.1 (2021): 473-508.
11. Jayaweera, Mahesh, et al. "Transmission of COVID-19 virus by droplets and aerosols: A critical review on the unresolved dichotomy." *Environmental research* 188 (2020): 109819.
12. Bahramian, Alireza. "Influence of indoor environmental conditions on airborne transmission and lifetime of sneeze droplets in a confined space: a way to reduce COVID-19 spread." *Environmental Science and Pollution Research* 30.15 (2023): 44067-44085.
13. Thatiparti, Deepthi Sharan, Urmila Ghia, and Kenneth R. Mead. "Computational fluid dynamics study on the influence of an alternate ventilation configuration on the possible

- flow path of infectious cough aerosols in a mock airborne infection isolation room." *Science and technology for the built environment* 23.2 (2017): 355-366.
14. Sen, Nirvik. "Transmission and evaporation of cough droplets in an elevator: Numerical simulations of some possible scenarios." *Physics of Fluids* 33.3 (2021).
 15. Ren, S., Cai, M., Shi, Y., Luo, Z., & Wang, T. (2022). Influence of cough airflow characteristics on respiratory mucus clearance. *Physics of Fluids*, 34(4).
 16. Aljabair, Sattar, Israa Alesbe, and Ali Alkhalaf. "CFD modeling of influenza virus diffusion during coughing and breathing in a ventilated room." *Journal of Thermal Engineering* 9.1 (2023): 127-137.
 17. Kou, Guiyue, et al. "CFD simulation of airflow dynamics during cough based on CT-scanned respiratory airway geometries." *Symmetry* 10.11 (2018): 595.
 18. Wei, Jianjian, and Yuguo Li. "Airborne spread of infectious agents in the indoor environment." *American journal of infection control* 44.9 (2016): S102-S108.
 19. Hasan, MD Anwarul, Carlos F. Lange, and Malcolm L. King. "Effect of artificial mucus properties on the characteristics of airborne bioaerosol droplets generated during simulated coughing." *Journal of non-newtonian fluid mechanics* 165.21-22 (2010): 1431-1441.
 20. Paz, C., Suárez, E., & Vence, J. (2016). CFD transient simulation of the cough clearance process using an Eulerian wall film model. *Computer methods in biomechanics and biomedical engineering*, 20(2), 142-152. <https://doi.org/10.1080/10255842.2016.1206532>
 21. Paz, C., Suárez, E., Parga, O., & Vence, J. (2017). Glottis effects on the cough clearance process simulated with a CFD dynamic mesh and Eulerian wall film model. *Computer Methods in Biomechanics and Biomedical Engineering*, 20(12), 1326-1338. <https://doi.org/10.1080/10255842.2017.1360872>
 22. Ren, S., Li, W., Wang, L., Shi, Y., Cai, M., Hao, L., ... & Luo, Z. (2020). Numerical analysis of airway mucus clearance effectiveness using assisted coughing techniques. *Scientific reports*, 10(1), 2030. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-58922-7>
 23. Ren, S., Shi, Y., Cai, M., Zhao, H., Zhang, Z., & Zhang, X. D. (2018). ANSYS-MATLAB co-simulation of mucus flow distribution and clearance effectiveness of a new simulated cough device. *International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering*, 34(6), e2978

24. Anzai, Hitomi, et al. "Coupled discrete phase model and Eulerian wall film model for numerical simulation of respiratory droplet generation during coughing." *Scientific Reports* 12.1 (2022): 14849.
25. Li, Hanyu, Kazuki Kuga, and Kazuhide Ito. "SARS-CoV-2 dynamics in the mucus layer of the human upper respiratory tract based on host–cell dynamics." *Sustainability* 14.7 (2022): 3896.
26. Nobuyuki Takegawa. "Aerosol, Droplet Transmission, and Airborne Transmission" *Eerozoru Kenkyu* 36.1 (2021): 65-74.
27. Khoa, N. D., Kuga, K., Inthavong, K., & Ito, K. (2023). Coupled Eulerian Wall Film–Discrete Phase model for predicting respiratory droplet generation during a coughing event. *Physics of Fluids*, 35(11).
28. Gupta, J. K., Lin, C.-H., and Chen, Q., “Flow dynamics and characterization of a cough: Flow dynamics and characterization of a cough,” *Indoor Air* 19(6), 517–525 (2009).
29. Hegland, K. W., Troche, M. S., and Davenport, P. W., “Cough expired volume and airflow rates during sequential induced cough,” *Front. Physiol.* 4, 167 (2013).
30. Dbouk, T., & Drikakis, D. (2020). On coughing and airborne droplet transmission to humans. *Physics of Fluids*, 32(5).
31. Salati, Hana, et al. "Exhaled jet and viral-laden aerosol transport from nasal sneezing." *Aerosol and Air Quality Research* 22.4 (2022)
32. Bradshaw, Kimberley, et al. "New insights into the breathing physiology from transient respiratory nasal simulation." *Physics of Fluids* 34.11 (2022).
33. Fletcher, David F., et al. "On the use of computational fluid dynamics (CFD) modelling to design improved dry powder inhalers." *Pharmaceutical research* 38 (2021): 277-288.
34. Yi, H., Wang, Q., & Feng, Y. (2021). Computational analysis of obstructive disease and cough intensity effects on the mucus transport and clearance in an idealized upper airway model using the volume of fluid method. *Physics of Fluids*, 33(2).
35. Pairetti, C., Villiers, R., & Zaleski, S. (2021). On shear layer atomization within closed channels: Numerical simulations of a cough-replicating experiment. *Computers & Fluids*, 231, 105125.
36. Rajendran, R. R., & Banerjee, A. (2019). Mucus transport and distribution by steady

expiration in an idealized airway geometry. *Medical Engineering & Physics*, 66, 26-39.

37. Paz, C., Suárez, E., Vence, J., & Cabarcos, A. (2019). Analysis of the volume of fluid (VOF) method for the simulation of the mucus clearance process with CFD. *Computer Methods in Biomechanics and Biomedical Engineering*, 22(5), 547-566.
38. Oh, Wonseok, et al. "Numerical modeling of cough airflow: Establishment of spatial-temporal experimental dataset and CFD simulation method." *Building and Environment* 207 (2022): 108531.
39. Zhu, Shengwei, Shinsuke Kato, and Jeong-Hoon Yang. "Study on transport characteristics of saliva droplets produced by coughing in a calm indoor environment." *Building and environment* 41.12 (2006): 1691-1702.

謝辞

本論文を作成するにあたり，多くの方々にお世話になりました．

九州大学大学院・総合理工学府総合理工学専攻，建築環境工学研究室の伊藤一秀教授，久我一喜助教，Nguyrn Dang Khoa 助教，博士学生の糸数立さん には，学部生の頃から 3 年間，研究全般にわたって多大なるご指導・ご鞭撻を賜りました．Nguyrn Dang Khoa 助教には，特に研究面において，私の拙い英語にもかかわらず密接にサポートしていただき，心より感謝申し上げます．研究室秘書である山崎延美子さんには，研究室全般の生活において幅広く支えていただきました．また，研究室 OB・OG の皆様にも，研究生活や内容におけるアドバイスや激励，ご指導していただきました．

学部・修士課程の 3 年間をともに過ごした平山君には，研究活動を行う中で互いに励ましあいながら切磋琢磨することができ，充実した学生生活にさせていただきました．

研究室で共に過ごした学生の皆様には，研究活動のみならず学生生活の様々な場面で力を貸していただきました．

最後に，力不足な自分ではありましたが，学生生活を支えてくれた家族や友人のおかげで本論文に至る一連の研究を遂行することができました．このことを深く銘記し，謝辞といたします．

令和 6 年 2 月

仁田 一真