

2019 年度 熱流体システム研究室
卒業論文発表会プログラム

2020 年 2 月 15 日 (土) 午前 9:30 開始 会場：世田谷キャンパス 1 号館 2 階 12C 教室

開始時間	発表番号	題目	発表者	主たる 指導教員
9:30		始まりの挨拶		-
9:35	I - 1	感染症拡大予測のためのシミュレーションモデル開発 -連続空間モデルによる咳気流の拡散効果の解析-	北島 芳基	永野秀明 准教授
9:48	I - 2	ガソリン車におけるコールドスタートを考慮した 燃費・航続距離の定量予測のための熱モデル開発	土屋 諒太	
10:01	I - 3	数値解析手法が人体-環境間伝熱と等価温度に及ぼす影響の分析	相浦 真人	
10:14	I - 4	ウィンドシールドの曇り予測のためのマルチゾーンモデルの開発	加藤 大貴	
10:27	I - 5	シート空調による温冷感改善効果の検証 -被験者実験による顕熱・潜熱移動量の推定-	江本 陸	
10:40	I - 6	レジストの膜厚ムラ回避のための 溶媒種の選定指針および実験的検証	菅澤 京介	白鳥英 講師
10:53	I - 7	レジスト膜のスピンコート時に発生する 放射状スジムラの形成機構に関する数値解析的研究	小野 航平	
11:06	I - 8	初期条件を可変とする Physics-Informed Machine Learningの構築と液膜流れへの適用	中村 耀	
11:19	I - 9	高速なデータ同化手法の構築および塗膜の物性値推定への適用	武田 唯	
11:32		休憩 (10分間)		
11:42	I - 10	ターボチャージャー内熱流動の効率的分析手法 -検証例の拡充-	金丸 裕太郎	白鳥英 講師
11:55	I - 11	軸対称円筒座標系におけるパネル法の構築	加藤 雅也	
12:08	I - 12	脳動脈瘤血流解析 -定常解析における出口境界条件の定量的評価-	池田 直樹	島野健仁郎 教授
12:21	I - 13	脳動脈瘤血流解析における流出条件の検討 -拍動流での比較-	湯地 友紀	
12:34	I - 14	低せん断応力下における内皮細胞への血小板粘着量の測定 -ADP濃度とずり速度に対する包括的なデータの取得-	北川 爽太 佐々木 雄一	
12:50	I - 15	内臓脂肪量推定法に関する研究 -前面脂肪量と前面平均温度の相関関係の検討とデータ取得システムの改善-	加藤 夏輝	
13:03		終わりの挨拶		-
13:15		昼食会 (3号館4階メモリアルホールB)		-

時間配分			
発表者	発表	質疑応答	合計
1人	9分	3分	12分
2人	11分	4分	15分
3人	13分	5分	18分

概要集の PDF データ



<https://is.gd/QkI30s>

質問・コメントフォーム



<https://is.gd/dz4vcd>

感染症拡大予測のためのシミュレーションモデル開発 - 連続空間モデルによる咳気流の拡散効果の解析 -

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師
1512036 北島 芳基

1 序論

現代では社会のグローバル化に伴い国境を超えた交流が増え、人や物が移動する頻度の増加による感染症伝播リスクが年々上昇しており、感染症流行を抑止する解決策を早急に見出すことが課題となっている。

感染症流行に関する研究は数理疫学^[1]と呼ばれる分野で為されてきたが、数理疫学モデルでは空間の形状がもたらす感染源と人間の接触方法の多様性を想定することは困難である。

そこで本研究では、人間の行動をルールとして記述し、相互に作用し合うエージェントとして扱うマルチエージェントシミュレーション (MAS) を用いることで、感染症伝播の性質を把握し、感染症の流行を抑制する効果的な施策立案に資することを目的とする。

本報では、咳気流の拡散範囲とシミュレーション空間の表現方法が感染拡大に及ぼす影響について検討を行う。

2 検討 (1) : 咳気流の拡散とシミュレーション空間

2.1 理論 : シミュレーション空間表現

MASにおける空間の表現方法を分類すると、エージェントが移動する際に通る中継地を点で表現し、それを繋ぐ直線によりエージェントの移動経路を表現する「ネットワークモデル」や、連続空間上をエージェントが移動する「連続空間モデル」などがある。ネットワークモデルでは大規模なイベントの来場者の流動や首都圏の帰宅困難者の流動といった大規模で広域の避難誘導を短時間でシミュレートすることに適しているが、空間形状の詳細な再現には適さない。一方、連続空間モデルでは、空間の形状や通路上の障害物を考慮した検討をすることができる^[2]。

上野らは空間表現方法にネットワークモデルを採用し、空気感染による感染症拡大シミュレーションを行った^[3]。このシミュレーション対象の病院を Fig. 1 に示す。上野らのモデルでは咳気流が指向性を持たず、エージェントを中心に全方位に拡散すると仮定した。

しかし、現実の咳気流は指向性を持つため、方位によって拡散距離が異なるのに対し、ネットワークモデルではエージェントは定義されたネットワーク上のみを移動するため、エージェントの位置の違いによる様々な暴露状況を再現することができない。そこでまず、咳気流の方向依存性がネットワークモデルにおいてどの程度影響するかを分析する。

2.2 計算条件: ネットワークモデルによる咳気流の影響の評価

エージェントは病院に来院後、受付→待合室→診察室の順で移動する。各地点における滞在時間は特定の範囲内でランダムとし、また複数ある待合室および診察室のどこに移動するかもランダムで決定する。エージェントは1分に一度咳をし、自身の近傍にウイルスを飛散させ、その後そこを通過する他のエージェントはウイルスを吸引する。その他の計算条件を Table 1 に示す。計算では、飛散させる総ウイルス量を上野らの検討と等しくしつつ、その飛散範囲を中心角 60° の扇型の範囲に限定する。

2.3 結果と考察

以上の条件で計算を行った結果を Table 2 に示す。また、シミュレーション終了時の病院内のウイルスの分布図を Fig. 2 に示す。Table 2 より、咳気流に指向性がある方が感染者に転じる人数が増加したことがわかる。その原因として、咳に指向性がある方がエージェントの移動経路上に飛散されるウイルス量が多くなるためと考えられる。したがって、人が移動するネットワーク以外の空間にも咳気流が拡散することによる影響を考慮するためには、連続空間モデルによる検証が必要になるといえる。

Table 1 Staying time condition at each spot

	Staying Time [minute]
Reception desk	0.25 ~ 0.5
Waiting room	2.5 ~ 5.0
Consultation room	2.5

Table 2 Result of infection rate on network model

Coughing model	Infection rate [%]
Non-directional coughing model	19.3
Directional coughing model	29.5

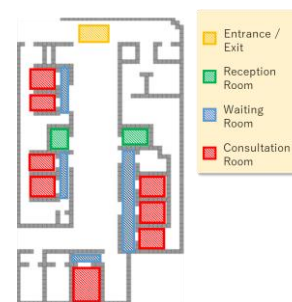


Fig.1 Plan of a target space

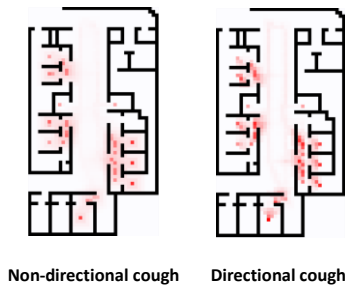


Fig.2 Virus distribution maps on network model

3 検討 (2) 空間表現が及ぼす影響の分析

3.1 理論：連続空間モデル

咳気流の拡散による影響を考慮するため、連続空間モデルによるシミュレーションを行う。連続空間ではエージェントは全方位に移動可能であるため、時々刻々の移動方向を決定する際、エージェントは以下3つの力を受けるものと仮定する。

3.1.1 ポテンシャルによる目的地へ向かう力

エージェントは次にどの部屋へ移動するかを行動モデルによって定義されているため、各部屋を目的地としたとき、目的地に近いほど小さくなるような値（ポテンシャル）を空間上に定義し、その勾配が負になる方向へ力を受ける。

3.1.2 慣性力による滑らかな移動

廊下の曲がり角などでエージェントが急激に方向転換しないよう、自身の1ステップ過去に速度ベクトルを慣性力として考慮する。

3.1.3 ソーシャルフォースによる衝突回避

他のエージェントとの衝突を回避するため、エージェント間に働く力としてソーシャルフォースを仮定する⁴⁾。これはエージェントが互いに反発する力を作用させるとすることで衝突を回避させるモデルである。今回は自身から見た他エージェントの位置ベクトルの逆方向に力を受けるものとした。

以上、3つの力のそれぞれに重み係数を設定し、その合力の方向に力を受けるものとして、連続空間上のエージェントの移動をモデリングした。

3.2 結果と考察：空間表現と咳気流拡散範囲の解析

連続空間モデルにより前節と同様の条件で計算を行った結果をTable 3に示す。また、シミュレーション終了時の病院内のウイルスの分布をFig. 3に示す。

Table 2, Table 3より、連続空間モデルはネットワークモデルと比較して咳の指向性の有無による感染率の差が小さくなった。ネットワークモデルではエージェントの移動経路が定められているため、ウイルスが移動経路上に集中的に飛散し、エージェントが多くウイルスを取り込んでしまう。それに対して連続空間モデルではエージェントの移動経路は限定されず、咳気流が空間内に分散するため、連続空間モデルはネットワークモデルより

咳の指向性の有無による感染率の差が小さくなったと考えられる。

3.3 結論と今後の課題

連続空間上のエージェントの移動をモデリングしたことにより、ネットワークモデルでは考慮できなかったエージェントの多様な移動経路を計算し、それによって咳気流に伴うウイルスの詳細な飛散分布を表現することができた。これにより、空間形状を変更した際の感染症拡大への影響の検討が可能になった。この検討を定量的に行うためには咳気流に含まれるウイルス量 V について妥当な数値が必要である。しかし V は不明なパラメータであるため、単純形状空間のMASモデルと数理疫学モデルを比較し、MASモデルに入力する V の値を変更しながら比較を行うことで、MASモデルと数理疫学モデルの結果が一致する V の値を同定し、定量的評価を可能にすることを目指す。そのうえで、咳気流による感染を防ぐための空調風の制御や待合室の最小広さなどを明らかにすることを目指す。

Table 3 Result of infection rate on continuously defined space model

Coughing model	Infection rate [%]
Non-directional coughing model	19.4
Directional coughing model	22.0

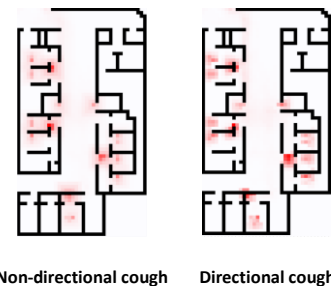


Fig.3 Virus distribution maps on continuously defined space model

4 参考文献

- [1] L. F. Olsen & W. M. Schaffer, Chaos versus noisy periodicity: alternative hypotheses for childhood epidemics, Science, 1990.
- [2] 山下倫央, 野田五十樹: マルチエージェントシミュレーション6 避難シミュレーションの実社会への応用, 情報処理, 572-578, 2014
- [3] 上野貴士, 他: マスクおよび空気清浄機による感染症伝播の抑制効果の解析, 東京都市大学卒業論文, 2019
- [4] 磯崎勝吾・中辻隆: 「Social force model」を基にした歩行者の避難シミュレーションモデルに関する研究, 土木学会北海道支部論文報告集第66号 D-3, 2009

ガソリン車におけるコールドスタートを考慮した燃費・航続距離の定量予測のための熱モデル開発

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師
1612054 土屋 諒太

1 研究の目的と概要

自動車の燃費や航続距離は車種によって異なるだけでなく、走行条件や運転方法によって変化する。そこで、国土交通省は評価のための燃費試験法を定めている。これまでの一連の研究^[1, 2]では、試作車を用いることや詳細な車両諸元の情報を得ることが難しい部品メーカーのために、一般公開されている車両諸元やカタログ値を基にした燃費・航続距離の簡易予測モデルを開発してきた。しかし、燃費試験法は 2018 年 10 月以降から、JC08 に替わり、WLTP に移行された。この変更に伴い、エンジンの冷始動の影響を考慮できる予測法が必要となった。冷始動（コールドスタート）とはエンジンが温まっていない状態からの発進を指す。

そこで本研究では、既往研究で開発した簡易燃費予測モデルを基にして、エンジンの冷始動時に対応した燃料消費率を計算するために、モデルの改良検討を行なう。本年度は、新たな予測モデルのコンセプト立案と、その一部である「エンジン特性の理論サイクルモデル」の構築を行った。

2 冷始動を考慮した燃費の算出法のコンセプト

Fig. 1 に今回提案する手法である、冷始動を考慮した燃費算出フローを示す。既往のモデルでは、完全暖気状態を前提として燃費等高線を決定しており、図中の点線内のフローに相当する。本研究では、冷始動による影響として、冷却損失の増大分を補正し、さらにシリンダ内潤滑油の抵抗変化による影響を加えるこ

とを考える。

具体的には、公開諸元(A)を基に、理論オットーサイクル(B)で模擬したエンジン特性を用いて、Woschni の式で近似した冷却損失モデルにより、冷却損失熱量を算出する (C)。この時、冷却損失は冷却水温(D)にも依存するため、水温変化モデルを加え、過渡的な水温変化を計算できるようモデル化する。同時に、(C)の計算中に得られた内壁温度を用いて、摩擦損失を算出する (E)。

3 冷却水温に依存した燃費特性の予測法

既往研究から得られた WLTP 走行時の燃費等高線の結果の例を Fig. 2 に示す。本研究では、この燃費等高線上の同じ動作点に冷却損失増加による燃料消費率の増加分を加え燃費等高線を補正することで、冷始動条件を考慮した燃費を算出する。

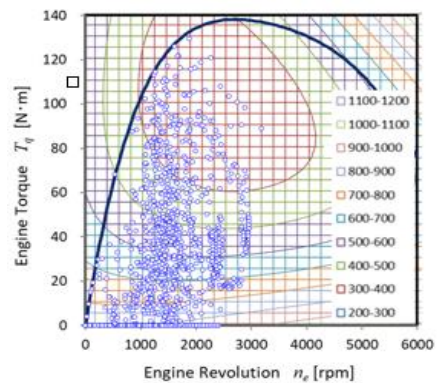


Fig.2. Fuel consumption diagram (conventional) ^[1]

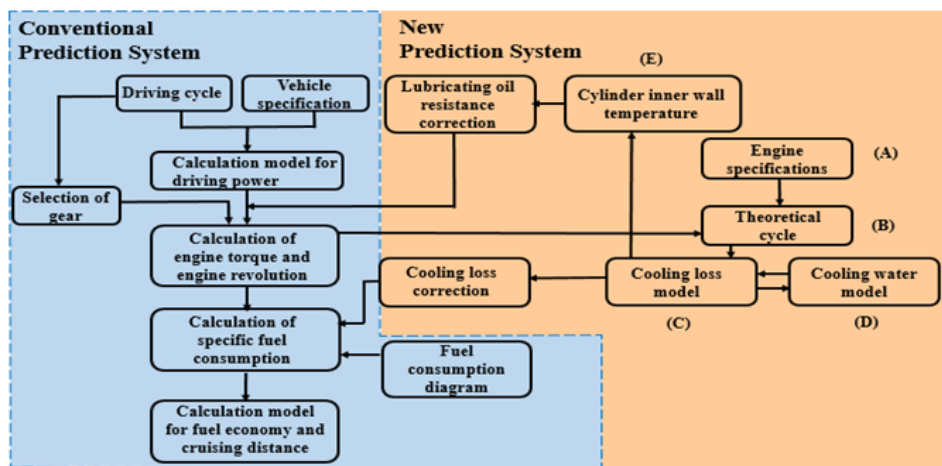


Fig.1. Calculation flow of fuel consumption for cold start condition

具体的には、冷却損失熱量を \dot{Q}_{cl} とした時、燃料の密度を ρ_f 、低位発熱量を ΔH_{lfc} とすると、冷却損失に起因した燃料体積消費率 \dot{V}_{cl} は次式で算出する。

$$\dot{V}_{cl} = \frac{\dot{Q}_{cl}}{\rho_f \cdot \Delta H_{lfc}} \quad [\text{m}^3/\text{s}] \quad (1)$$

一方、既往研究から、完全暖機状態を考えた同動作点の燃料消費率 $G_{fc,0}$ は、動作点のエンジン回転数 n_e およびトルク T_q を用いて次式で求められる。尚、式中の $f_{fc,0}(n_e, T_q)$ は Fig. 2 の燃料消費特性を表す。

$$G_{fc,0} = f_{fc,0}(n_e, T_q) \quad [\text{m}^3/(\text{kW} \cdot \text{s})] \quad (2)$$

ここで、完全暖機時の冷却損失に起因する燃料体積消費率を $\dot{V}_{cl,0}$ とすると、冷始動時・同動作点時の燃料消費率 G_{fc} は、次式で推定することができる。

$$G_{fc} = G_{fc,0} + \frac{(\dot{V}_{cl} - \dot{V}_{cl,0})}{P_e} \quad [\text{m}^3/(\text{kW} \cdot \text{s})] \quad (3)$$

すなわち、冷却損失増大に伴う燃料消費率の増大量 ΔG は次式で計算される。

$$\Delta G = G_{fc} - G_{fc,0} \quad [\text{m}^3/(\text{kW} \cdot \text{s})] \quad (4)$$

このように、時刻毎の ΔG を求めるためには、時刻の冷却水温に依存した \dot{Q}_{cl} を求める必要がある。このための計算手法は、次のステップで開発する。

4 理論オットーサイクルによる近似

Fig. 3 に、本研究で開発する、カタログに掲載された仕様のエンジン特性を模擬するために仮定した理論オットーサイクルのパラメータを同定する際のフローチャートを示す。ここでは、動作点時の出力を得るための圧力上昇比 α をパラメータとして同定する。

理論サイクルは、基本的には①断熱圧縮、②等容加熱、③断熱膨張、④等容冷却で構成するが、④の過程はさらに、④排気過程（等容）、⑤掃気過程、⑥吸気過程に分割して計算した。特に本研究では、吸気弁が開く際の筒内の残留ガスの影響も考慮できるように、⑥の吸気過程をさらに二つに分割し、開弁直後に筒内圧が瞬時に吸気圧と釣り合った後、等圧で準静的に吸気すると仮定してモデル化を行った。

5 結果・考察

圧力上昇比を 2 と仮定した場合の p - V 線図を Fig. 4 左に、最高出力が仕様と一致するよう圧力上昇比を調整した結果を Fig. 4 右に示す。これによって、理論オットーサイクルを同定できる。

クランク角を θ としたときの筒内圧変化特性 (p - θ) とガス温度変化特性 (T - θ) の計算例を示す。クランク角の変化に伴い、筒内圧力および温度が各過程に応じて変化していることを表現できていることがわかる。これを基に、Woschni の式を用いて冷却損失特性を推定できる目処を得た。具体的な手法は、今後のステップで開発する。

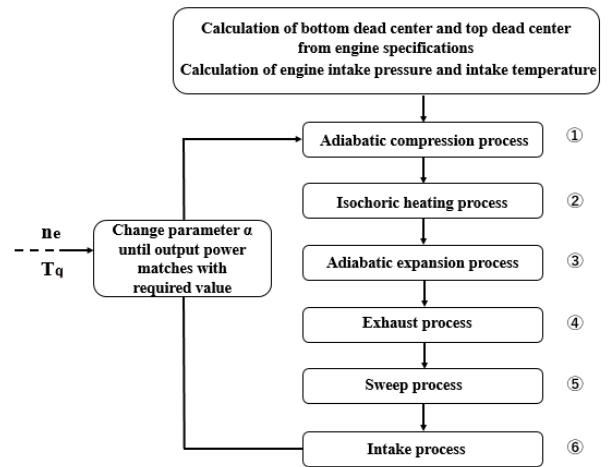


Fig.3. Flow-Chart for identification of engine parameter

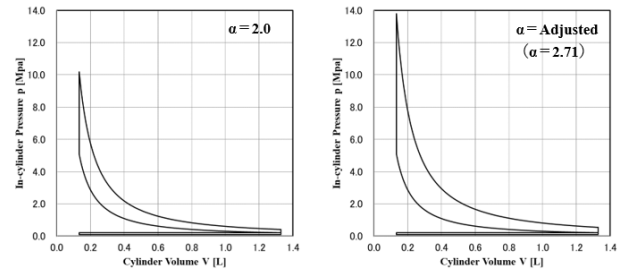


Fig.4. Theoretical Otto-cycle approximation model

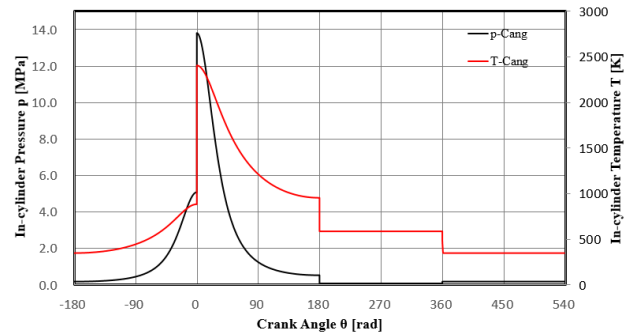


Fig.5. Calculated in-cylinder pressure and temperature

6 まとめ

本年度は、冷始動時における燃費特性を簡易的に予測するためのモデル開発のうち、第一ステップの検討として、冷却損失を計算するために用いるガソリンエンジンを、理論オットーサイクルで模擬して特性を算出する手法を開発した。

今後は、本結果を基にした冷却損失増量予測および潤滑油抵抗の補正モデルを開発し、様々な条件の冷始動時の燃費特性予測が可能なシステムを構築する。

7 参考文献

- [1] 池田 芽萌里: エネルギーマネジメントのための燃費・航続距離予測法の研究—ガソリン・ディーゼル車の予測プログラム開発—, 2017年度卒業論文, 2018. 3
- [2] Oiwake, M. et al., Simple Prediction for Fuel Consumption and Cruising Distance of Internal Combustion Engine Vehicles with RFD Method, SAE.Paper. 2019-01-0893, 2019

数値解析条件が人体-環境間伝熱と総合熱伝達率に及ぼす影響の分析

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師
1512001 相浦 真人

1 緒言

室内環境は熱的気流的に不均一であるが、それゆえに実際の環境を評価するのは困難である。温熱環境を評価する代表的な指標に標準新有効温度 (Standard new effective temperature, SET*) があるが、これは均一環境を前提とするため、不均一な環境を評価するには不適切である。そこで、人体部位ごとに定義可能な指標が等価温度であり、ISO では等価温度を用いた温熱環境評価法を定めているが¹⁾、そのためにはサーマルマネキンをを用いた実験が必要であり、その実施は容易ではない。そこで、数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) を用いて評価可能となれば、空調設計の開発段階において有用となる。そのためには、その解析手法が結果にどの程度影響するのかを検証する必要がある。

本報では、等価温度の算出の際に必要な標準環境を対象とした数値解析を行い、実験結果と比較することで、数値解析手法が人体-環境間の総合熱伝達率へ及ぼす影響の分析を行う。

2 理論

2.1 等価温度

等価温度とは、実環境下の人体の顕熱損失と同等の顕熱損失を生じる、仮想の均一環境 (=標準環境) の空気温度 (=壁面温度) である。等価温度の算出は式 (1) で定義される。 T_{eq} は等価温度 [K], T_{sk} はマネキン表面温度 [K], q_{sk} は表面からの熱流束 [W/m^2], h_{cal} は標準環境における総合熱伝達率 [$W/(m^2 \cdot K)$] である。

$$T_{eq} = T_{sk} - \frac{q_{sk}}{h_{cal}} \quad (1)$$

2.2 総合熱伝達率

総合熱伝達率は式 (2) で定義される。 T_a は環境温度であるが、標準環境では平均壁面温度と平均空気温度とが等しいため、ここでは平均空気温度 [K] を用いる。

$$h_{cal} = \frac{q_{sk}}{(T_{sk} - T_a)} \quad (2)$$

2.3 解析結果に影響を与える条件

検討対象とする標準環境は、均一かつ静穏環境 (風速 $v < 0.15$ m/s) と定義されているため²⁾、実環境よりも Re 数が低い条件となる。したがって、一般的に使用されている乱流モデルの適用が適切でない可能性がある。また、均一である室内温度の値によっては、マネキン表面温度との温度差によって自然対流が生じる可能性がある。そこで今回は、乱流モデルの有無と環境温度条件の違いによって標準環境の総合熱伝達率がどの程度の影響を受けるのかを、全身および部位ごとの値で比較する。

3 計算概要

対象とする試験室を Fig.1 に示す。マネキンは室内中央に椅座位とし、マネキン足元前方に流入口、上部後方に流出口を設けた。室外のオリフィス管に接続したブロウを換気駆動力とした。マネキンの温度制御方法は温度固定制御で表面温度は $34^\circ C$ 固定とし、試験室内が $18^\circ C$ および $24^\circ C$ になるよう流入温度を調整した。その結果、流入空気温度が $10.4^\circ C$ のときに室内平均空気温度 (15 点平均) は $18.5^\circ C$ であり、流入空気温度が $19.5^\circ C$ のときに室内平均空気温度 (15 点平均) は $24.2^\circ C$ であった。以上の条件において、マネキン放熱量および空気温度、壁面温度の値を用いて、総合熱伝達率 h_{cal} を算出した。

一方、数値解析では、実験と同様の空間形状を再現した。マネキン表面にはプリズムメッシュを形成した。差分スキームは 2 次精度風上差分、浮力項はブシネスク近似、放射計算は S2S を用いた。流入口の空気温度および風速は実験における測定値を与え、同様に壁面温度および床面温度は測定結果より測定値を与えた。Table 1 に計算条件の詳細を示す。

Table 1 Calculation cases

	Case1	Case2	Case3	Case4
Manikin	Fixed temperature			
Indoor temperature	$18^\circ C$		$24^\circ C$	
Fluid flow model	laminar	SST $k-\omega$	laminar	SST $k-\omega$
Inlet velocity	0.43 m/s		0.34 m/s	
Turbulent intensity	-	5%	-	5%
Turbulent ratio	-	10	-	10

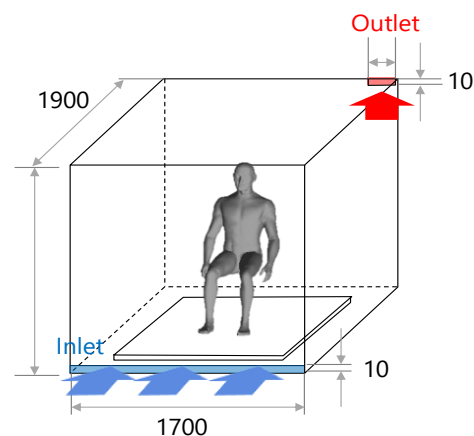


Fig.1 Chamber and Manikin Set-up

4. 結果・考察

4.1 総合熱伝達率の差異

実験と数値解析における総合熱伝達率の比較を Fig.2 (18 °C, 24 °C)に示す。18 °C条件の時、実験における総合熱伝達率が 8.1 W/(m²·K)の値であったのに対して、乱流モデルを使わない laminar 計算の値のほうが近く、その値は 8.8 W/(m²·K)となった。その差は約 8 %の誤差となった。24 °C条件の時、実験における総合熱伝達率が 7.9 W/(m²·K)値であったのに対して、同様に laminar のほうが近い値であり、9.6 W/(m²·K)であった。このことから、標準環境における流れ場は Re 数が低く、層流計算のほうが実験値に近い値を示したと考えられる。

4.2 各部位の熱伝達率の差異

前述した通り、乱流モデルよりも層流計算のほうが実験値に近い結果となったが、なお実験値との誤差は生じている。マネキン形状は複雑であるため、近傍の流れの乱れは部位ごとに異なる可能性がある。そこで、各部位ごとの総合熱伝達率を算出し、実験値との差異を比較した結果を Fig.3, Fig4 に示す。18 °C条件の時、back (背中) が約 33 %, abdomen (腰部前) が約 36 %の誤差となり、これらは部位表面積が大きいため、全身平均値における主な誤差の要因となっている。このときの各部位近傍の乱流強度を同図中に示す。Fig.3 中における青で示す部位においては、乱流強度が高いほど総合熱伝達率の誤差が大きい結果となっており、それ以外の部位とは反対の傾向を示していた。青で示した部位は手・前腕・上腕が主であり、これは人体周囲の熱上昇流の外にあると考えられる。24 °C条件の時にはほぼすべての部位において乱流強度と総合熱伝達率の誤差の傾向は一致していた。18 °C条件との違いを考えると、18 °Cの場合にはマネキン表面と周囲空気との温度差が大きく、自然対流による境界層が発達すると考えられるのに対し、24 °Cの場合には温度差が小さいため、流入口からの低い風速の気流が足や下腿に到達するのみである。各部位の乱流強度の値も、18 °Cの場合には 0.10~0.18 %であるのに対し、24 °Cの場合には 0.6~1.4 %であった。このように、空間全体としては均一かつ静穏環境を再現しても、マネキンの局所的には不均一であり、乱流強度が異なるために全身の部位すべてにおいて一定の精度を担保することは困難であるといえる。

5. 結言

本報では、静穏で均一な環境を対象としてサーマルマネキンの総合熱伝達率を評価する実験と数値解析を行い、両者を比較した。その結果、乱流モデルよりも層流を仮定した計算のほうが実験値に近い値を示した。これは静穏環境であるために風速が低いことによると考えられる。また、環境が均一であったとしても、部位ごとに熱伝達率やその予測精度は異なり、人体の熱上昇流の有無が部位ごとの予測精度を左右することがわかった。

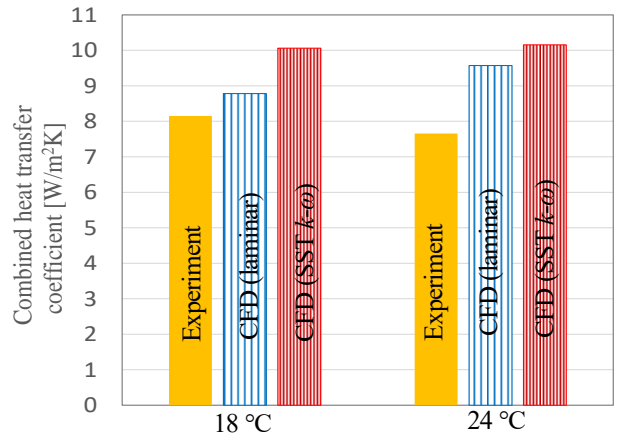


Fig.2 Comparison of h_{cal} of experiment and CFD

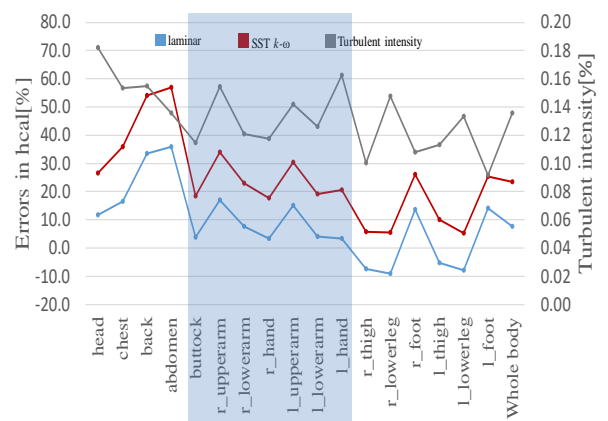


Fig.3 Error of h_{cal} on each part and turbulent intensity (18 °C)

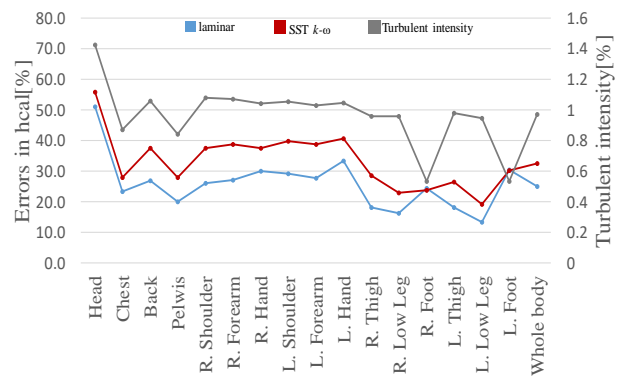


Fig.4 Error of h_{cal} on each part and turbulent intensity (24 °C)

6. 参考文献

- [1] ISO/TS14505-1: Ergonomics of the thermal environment – Evaluation of thermal environments in vehicles – Part1: Principles and methods for assessment of thermal stress, 2007 年
- [2] 日本建築学会編, サーマルマネキンを用いた室内温熱環境評価法規準・同解説—日本建築学会環境基準, 2015 年

ウィンドシールドの曇り予測のためのマルチゾーンモデルの開発

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師
1612021 加藤 大貴

1 緒言

自動車の環境性能に対する要請が増す現在において、カーエアコンの省エネルギー化が図られているが、ウィンドシールドに生じた曇りの除去および防止の性能は走行の安全性に直結するため、最大限考慮する必要がある。一般に空調開発は実験や数値流体計算(Computational Fluid Dynamics, CFD)による検討が多く行われているが、多くの条件において検討にはいずれの手法も時間を要するため、車室内の環境を簡易的に予測したい開発初期段階では有効ではない。これらの課題から本研究では、簡易的なウィンドシールドの曇り予測手法を構築することを目的とする。

CFDによる計算量を抑える手法として、久保田らは車室内を12のゾーンに分けるマルチゾーンの簡易計算モデルを構築することで、車室内温熱環境を予測する手法を提案している[1]。このモデルでは、水蒸気は車室内で均一と仮定しており、また曇り発生の有無については検討していない。曇りの発生有無を検討するためには、乗員から吐出された水蒸気がウィンドシールドまで到達する輸送を考える必要がある。そこで本研究では、加藤らにより提案された室内湿気環境形成寄与率(Contribution Ratio of Indoor climate of Humidity, CRI-H)を用いることで水蒸気の輸送を考え、CRI-Hとマルチゾーンモデルを連成することで、曇り予測が可能となる手法を開発することを目指す。本報では、まずCRI-Hを用いた水蒸気輸送と曇り予測の有効性を確認するため、通常の水蒸気輸送連成計算とCRI-Hによる計算との比較を行った。次に、CFDの代用となり得るマルチゾーンの水蒸気量推定モデルを開発し、ウィンドシールド付近の水蒸気量の予測精度を検証した。

2 CRI-Hによる曇り予測

2.1 理論

まず、CRI-Hによる水蒸気輸送と曇り予測精度を検証するため、ウィンドシールド近傍空気の露点温度の比較を行った。水蒸気量予測に用いたCRI-Hの概要及び露点温度の算出法を以下に示す。

2.1.1 CRI-Hの概要 [2]

室内湿気環境形成寄与率CRI-Hは、室内の流れ場に沿って各水蒸気発生源から水蒸気が拡散・輸送されると仮定し、任意の位置の水蒸気量に対して与える影響を評価する指標である。CRI-Hによる評価方法はCRI-H-1~CRI-H-3まで提案されているが、本検討ではCRI-H-1を用いた(以下CRI-H)。CRI-Hは下記の式で表される。

$$C(x, n) = \frac{\delta X(x, n)}{X_n} \quad X_n = \frac{q_n}{\rho \cdot Q} \quad (1)$$

$C(x, n)$ は水蒸気発生源 n の位置 x に対するCRI-H、 $\delta X(x, n)$ [kg/kg']は水蒸気発生源 n による位置 x における湿度上昇を示す。 X_n [kg/kg']は湿気発生源 n が単独で発生した場合の室内の瞬時一様拡散湿度、 q_n [kg/s]は水蒸気発生量を示す。

2.1.2 露点温度の算出

CRI-Hを用いてウィンドシールド近傍空気の絶対湿度 x [kg/kg']を求める。ウィンドシールド近傍の空気温度 T [°C]が既知であるとき、飽和水蒸気圧 P_s [hPa]は絶対湿度 x [kg/kg']、空気温度 T [°C]より算出可能である。その飽和水蒸気圧 P_s [hPa]を用いて、ウィンドシールド近傍の相対湿度 φ [%]、水蒸気圧 P_w [hPa]を求められる。露点温度 T_d [°C]は算出したウィンドシールド近傍の水蒸気圧 P_w [hPa]を用いて算出可能である。

2.2 CFDの計算概要

計算対象は自動車技術会小型自動車標準モデルとし、寸法は、幅1350 mm×全長2175 mm×高さ1050 mmである。カーエアコンの吹出風量及び吹出温度を変更し、CRI-HによるウィンドシールドA領域の露点温度分布の予測精度を検証した。カーエアコン吹出口位置及びウィンドシールドA領域をFig. 1に示す。本検討では、冬季暖房使用時を想定し、外気温度4°C、外気相対湿度100%とした。乗員者1人当たりの水蒸気発生量は文献より0.071 kg/kg'とし、4人が乗車することを仮定した[3]。計算は、連続の式、非圧縮性RANS方程式、平均伝熱方程式を支配方程式に用いた。乱流モデルはStandard $k-\epsilon$ モデル、差分スキームは二次精度風上差分、浮力項にはブシネスク近似、壁面近傍計算には標準壁関数を用いた。これらの条件でTable 1に示す6ケースについて水蒸気輸送連成計算を行った。水蒸気輸送計算では、水蒸気輸送連成計算により得られた流れ場を固定し、各ケースについて水蒸気輸送のみを計算した。

2.3 露点温度予測の比較結果・考察

Case1における絶対湿度の空間分布、また水蒸気輸送連成計算及びCRI-Hにより求めたウィンドシールド表面の露点温度分布をFig. 2に示す。Fig. 2よりCFDにより求めた露点温度分布とCRI-Hにより求めた露点温度分布はおおよそ同じ分布を示していることが分かる。また、他

の5ケースについてもCFDに対するCRI-Hの露点温度予測の誤差は1.49%以内であり、CRI-Hによる曇り予測は有効であるといえる。



Fig. 1 Inlet and Outlet positions and Area A

Table 1 Calculation Case

Inlet	Case1	Case2	Case3	Case4	Case5	Case6
Flow Rate [m ³ /h]	60	60	100	100	240	240
Temperature [°C]	30	50	30	50	30	50
Absolute humidity [kg/kg]	0.01339	0.01341	0.01198	0.01194	0.01021	0.01022

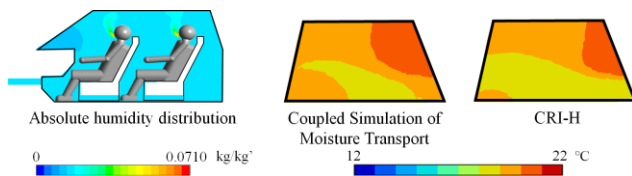


Fig. 2 Absolute humidity distribution and Dew point

3 マルチゾーンモデルによる水蒸気量の予測

3.1 マルチゾーンモデルの計算対象及び条件

短時間での予測を行うためには、計算負荷を小さくする必要があり、計算量を抑えるため、本研究ではFig. 3に示すように車室内を22分割し、左右対称の半分を考慮することで11ゾーンをマクロ的に捉えることとする。このとき、未知数は各ゾーン間の界面における法線方向の風速であり、未知数は13ある。そのため、2つの界面における風速の値を決定すれば、流れ場全体を一意に決定できる。今回は、まずゾーン⑩及びゾーン⑪の風速をCFDの結果から吹出条件に応じた値として採用した。次に、各ゾーン間で連続の式を満たすような界面流速 u [m/s]を決定することで、流入境界条件から形成される車内の流れ場を確定する。そのうえで、水蒸気輸送のためには各ゾーンが1つの代表値として水蒸気量の値を持つものとし、移流・拡散方程式により水蒸気輸送のみを解くことで、ウィンドシールド近傍であるゾーン①の水蒸気量をマルチゾーンシステムにより予測し、CFDの結果と比較を行った。

3.2 水蒸気量予測の比較結果・考察

計算条件は2章と同様にTable. 1に示す6ケースとした。CFD及びマルチゾーンモデルにより算出した各ケースのゾーン①の絶対湿度をFig. 4に示す。ケース全体でゾーン①における絶対湿度の差異は平均で3.17%、最大で5.85% (Case5)であり、おおよそ同じ絶対湿度を求めることができたといえる。一方でCFDの結果では吹出し風量、温度が上昇するにつれてゾーン①の水蒸気量が減少しているが、マルチゾーンモデルでは風量条件が同じとき、おおよそ同じ絶対湿度を示している。CFDによる

流れ場を見ると、ゾーン①②間の界面付近では渦が生じ、双方向に水蒸気の移動が生じていた。また、吹出温度50°Cの場合は周囲との温度差からより強い上昇流が生じ、vent (ゾーン⑤)からの鉛直方向成分が大きくなるため、ゾーン①②間の輸送が30°C条件のときと異なった。このように、自然対流の影響によって流れ場が変化し得るため、その影響に応じて風量配分を調整することで、予測精度を向上させることができると期待できる。

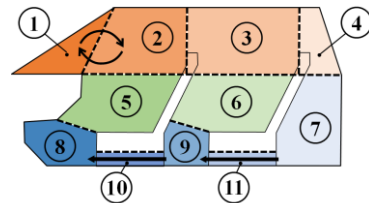


Fig. 3 Model interior division

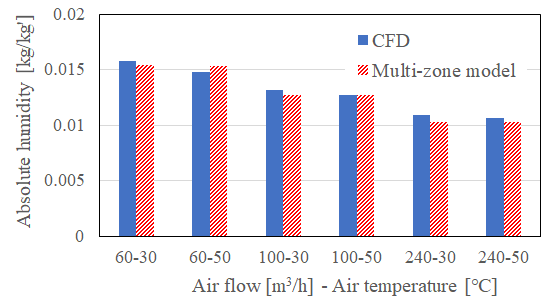


Fig. 4 Comparison of Absolute humidity

4 結言

本検討により、流れ場が既知のとき水蒸気輸送の計算にCRI-Hを用いることが有効であるといえる。また、車室内を22分割するマルチゾーンモデルを提案し、本モデルを用いることで5.85%以内の誤差でウィンドシールド近傍のゾーン①の水蒸気量をマクロに求めることが可能であることを示した。すなわち、CRI-Hによる予測は詳細に分布を評価することができ、マルチゾーンモデルではマクロに評価可能である。今後は、マルチゾーンモデルによって温度予測を行うことで、水蒸気輸送と合わせて曇り予測を可能とする必要がある。また、マルチゾーンモデルはCFDに比べ計算負荷が小さく、非定常計算についても短時間で行うことが可能である。本検討にて作成したマルチゾーンモデルによる水蒸気量の予測と組み合わせることで、時間変化に伴う曇り予測を簡易的に行うことが可能になる。

5 参考文献

- [1] 久保田 拓也 他:マルチゾーン空調システムのためのモデルベースによるエネルギー消費と快適性の最適化 2012
- [2] 胡 睿 他:室内湿気環境形成寄与率CRI_(H)の提案と定常流れ場における非定常計算例, 2007
- [3] <http://www.jaam.jp/html/dictionary/dictionary/word/0515.htm>, 2020年1月28日

シート空調による温冷感改善効果の検証 — 被験者実験による顕熱・潜熱各成分の伝熱量推定—

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師
1612008 江本 陸

1 緒言

近年、電気自動車などの次世代車の発展に伴い、車室内の温熱環境制御にはエネルギー運用の効率化と温熱快適性を両立する手法が必要とされている。その手法の一つとして、シート空調 (Seat Ventilation System, SVS) を採用した空調方式が挙げられる。乗員とシートの接触部を換気する機能を持つ SVS は、特にシート接触部位での皮膚温の上昇を抑制し、温冷感を改善できる事が報告されている^[1]。しかし、その温熱快適性を評価する温冷感の測定は被験者実験による官能評価等に留まっており、個人差による評価のばらつきや実験にかかる多大なコストなど様々な課題がある。そのため、簡易かつ定量的な温冷感評価手法の確立が求められている。被験者実験以外の温冷感評価手法としては、人体の熱収支を解く 2 Node Model^[2]等の人体熱モデルがあり、実験と比較して簡易かつ定量的な評価が可能である。しかしながら、SVS 使用時の熱移動には、人体からの顕・潜熱損失、着衣層の熱伝導、椅子内部への熱伝導に加え SVS 特有の乗員—シート間の気流による顕・潜熱移動など様々な伝熱形態が想定され、それら全てを考慮した適切な境界条件の設定は困難である。そこで本研究では、接触面での対流熱伝達や潜熱移動を考慮し、SVS による熱移動を適切に予測することができる接触面熱移動モデルの開発を目指す。本稿では、その足掛かりとして、SVS を用いた被験者実験を行い、人体の温冷感改善効果と顕・潜熱各成分の影響度を検証した。

2 被験者実験の概要

2.1 SVS 概要及び伝熱量推定法

SVS には、シート表面から空気を吹き出す方式^[3]と吸い込む方式に大別される。Fig. 1 に今回使用した SVS の概要を示す。本実験では吸気ファンにより座席背面と座面のそれぞれから空気を吸い込む方式を採用した。吸気の強度は「強 (High)」「弱 (Low)」での切り替えが可能である。Fig. 2 に SVS による伝熱形態の概念図を示す。SVS は人体からの熱伝導 q_{cond} に加え、気流による対流 q_{conv} などの顕熱移動及び汗の蒸発による潜熱移動 q_{evp} を促していることが考えられる。顕熱移動量 Q_s 及び潜熱移動量 Q_l は環境と SVS 流出空気温度 $T_{a,env}$, $T_{a,out}$ 及び絶対湿度 $x_{a,env}$, $x_{a,out}$ の変化量から以下の式(1), (2)を用いて推定した。ここで、 c_{pa} は乾燥空気の定圧比熱、 c_{pw} は水蒸気の定圧比熱、 \dot{m} は湿り空気質量流量、 r_0 は水の蒸発熱

を表す。式(1)の右辺の第一項は乾燥空気のエンタルピー上昇、第二項は水蒸気のエンタルピー上昇を表す。式(2)では、()内の項において発汗量を推定し、それに蒸発熱をかけることで、液水としての汗が温度変化をせずに水蒸気に相変化する潜熱を表している。

$$Q_s = c_{pa} \left(\frac{\dot{m}}{1 + x_{a,out}} \cdot T_{a,out} - \frac{\dot{m}}{1 + x_{a,env}} \cdot T_{a,env} \right) + c_{pw} \left(\frac{x_{a,out} \cdot \dot{m}}{1 + x_{a,out}} \cdot T_{a,out} - \frac{x_{a,env} \cdot \dot{m}}{1 + x_{a,env}} \cdot T_{w,env} \right) \quad (1)$$

$$Q_l = r_0 \left(\frac{x_{a,out} \cdot \dot{m}}{1 + x_{a,out}} - \frac{x_{a,env} \cdot \dot{m}}{1 + x_{a,env}} \right) \quad (2)$$

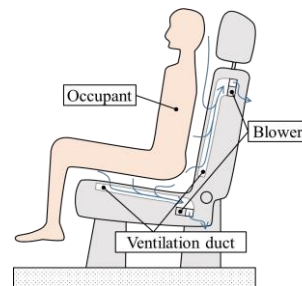


Fig. 1 Overview of SVS

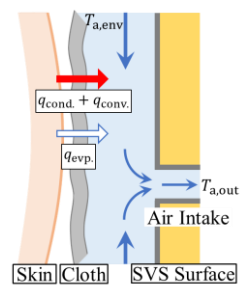


Fig. 2 Heat transfer of SVS

2.2 実験概要

人工気候室 (以下、実験室) にて、2019 年 9 月 10 日 ~ 26 日に被験者実験を行った。本実験の実施に当たっては東京都市大学倫理委員会の承認を得た。被験者は健康な成人男性 10 名とし、夏季を想定した着衣 (半袖 Y シャツ, 短パン, 下着, 靴下, 靴) を着用した。Fig. 3 に本実験の手順を示す。条件 A では、温熱性発汗が少ない環境 (前室, 25 °C) に椅座位で 30 分間待機した。その後、実験室 (25 °C) に入室し、SVS を「弱」→「オフ」→「強」として計 50 分間 SVS に着座した。条件 B では、温熱性発汗を伴う夏季屋外環境を想定した前室 (30 °C) から入室し、SVS を「強」→「オフ」→「弱」とした。また、温熱性発汗を促すため、実験室へ移動する直前の 10 分間踏み

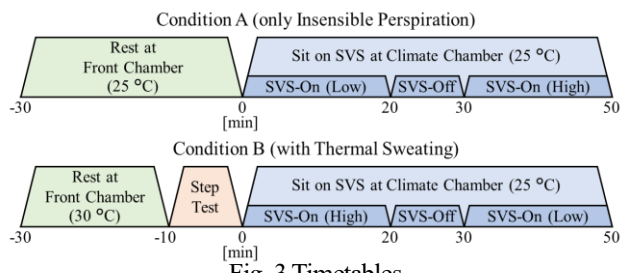


Fig. 3 Timetables

台昇降を実施した。このとき、入室直後の人体は汗の蒸発による冷却効果を得られると考えられる。

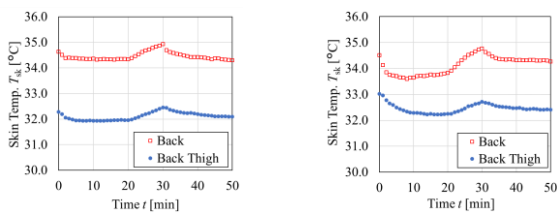
2.3 測定項目

本実験では、温熱環境として温湿度、気流速に加え、吸気ファン流出口における空気の温湿度及び風速を測定した。また、被験者の各部位の皮膚温を測定した。心理量として、被験者は全身の温冷感を7段階尺度、全身の快不快感を4段階尺度で、それぞれ5分おきに申告した。

3 結果と考察

3.1 皮膚表面温度

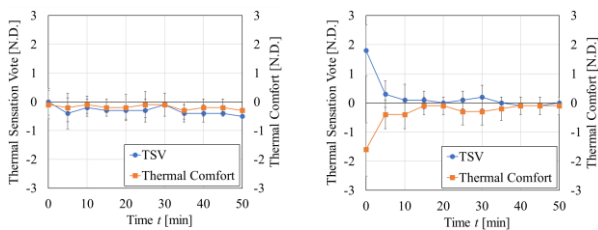
Fig. 4にSVS着座以降の背部及び大腿裏部の皮膚温の推移を示す。条件A, B共にSVS-On時に接触部位で着座時点から最大0.9°Cの皮膚温低下が確認された。



(a) Condition A (b) Condition B
Fig. 4 Skin temperature at part in contact with seat

3.2 温冷感・快不快感

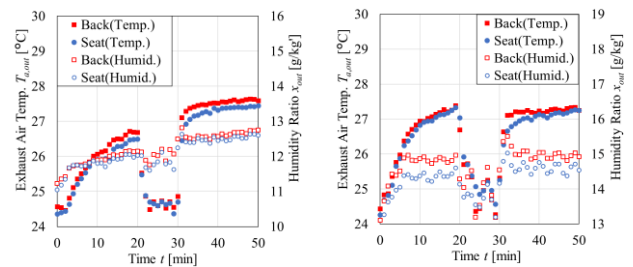
Fig. 5に着座以降の全身温冷感及び快不快感の経時変化を示す。全身温冷感は両条件においてSVS-Off時に比べSVS-On時は涼しい側の申告となった。条件Aでは着座後5分から涼しい側の申告となったが、快不快感に着目するとSVS-On時は不快側となっている。これは、SVSが乗員から熱を奪いすぎたためと考えられる。条件Bでの温冷感申告はSVS-Offとした時に暑い側へ転じ、再びSVS-Onとした30分以降に涼しい側に変化した。これはSVSの冷却効果に起因すると考えられる。



(a) Condition A (b) Condition B
Fig. 5 TSV and thermal comfort in the whole body

3.3 SVS 流出空気温度

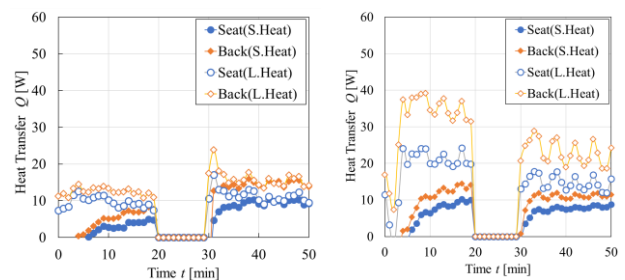
Fig. 6にSVS着座以降のSVS流出空気の温度変化及び絶対湿度変化を示す。条件AではSVS-OnとSVS-Offで環境温湿度から最大2.6°Cの温度上昇、1.5 g/kg'の湿度上昇が、条件Bでは最大2.6°Cの温度上昇、1.9 g/kg'の湿度上昇が確認された。



(a) Condition A (b) Condition B
Fig. 6 Temperature and humidity ratio of exhaust air

3.4 伝熱量推算結果

Fig. 7に式(1), (2)を用いて計算した頭・潜熱量を示す。条件AB共に、着座直後では頭熱移動が生じていないことが分かる。これは、シート内部へ熱伝導が流入空気への対流熱伝達より先に生じているためと考えられる。また、背面座面それぞれで潜熱量が常に全エンタルピー変化量中50%を以上を占めている。条件Bでは、条件Aと比較して背面座面共に潜熱量が2倍程度となり、発汗量による差が顕著に表れている。また、SVS-Onの間、潜熱は徐々に減少しており、Fig. 5の快不快感を鑑みると、この時SVSが蒸れによる不快感を抑制していると考えられる。以上より、SVSによる人体冷却効果は特に潜熱によって効果を発揮することが考えられるため、車室内の湿度が低いほど大きな効果が期待できる。



(a) Condition A (b) Condition B
Fig. 7 The amount of heat transfer from occupant to SVS

4 結言

被験者実験によって吸い込み式SVSによる接触部位の冷却効果及び乗員の温冷感改善を確認した。また、伝熱量の推定により潜熱による冷却効果の方が高いことを定量的に示した。今後は得られたデータを基にSVSによる熱移動量を推定する伝熱モデルを開発する。

5 参考文献

- [1] 田辺ら：乗員の代謝変動を考慮したベンチレーションシートの効果，自動車技術会誌「自動車技術」2018年7月号，p.63-68，2018
- [2] Gaggeら：An Effective Temperature Scale Based on a Simple Models of Human an Physiological Regularity Response，1972
- [3] 森下ら：ベンチレーションシートの温熱快適性定量評価手法に関する考察，自動車技術会秋季大会予稿集，2019

レジストの膜厚ムラ回避のための溶媒種の選定指針および実験的検証

指導 白鳥 英 講師, 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授

1412052 菅澤 京介

1 はじめに

1.1 研究背景と課題

現在の我々の生活において、半導体や MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) デバイスは不可欠な存在になっているが、これらはフォトリソグラフィ技術を用いた微細加工によって製造される。この製造過程にはシリコンウェハ等の基板に感光性樹脂 (以下樹脂と表記) と揮発性溶媒 (以下溶媒と表記) から成るレジスト材を塗布する工程がある。特に MEMS の場合はレジスト膜を流路などの最終構造物として利用する場合が多く、膜厚均一性が極めて高いレベルで要求される。一般的にレジストを塗布する方法として、基板を回転させて遠心力によって塗り拡げるスピコート法が用いられる。スピコート法により塗布されたレジスト膜には Fig. 1 のように striation と呼ばれる放射状のスジムラが発生する可能性がある。Striation の発生機構は静止場において Marangoni-Bénard 不安定性によって生じる対流セルが回転場で遠心力を受けることで半径方向に伸長したものであるとの仮説が挙げられている [1]。数値解析的な検討の例もある [4]。しかし、いずれの先行研究においても、staration の具体的な回避・抑制指針を獲得するには至っていない。

1.2 溶媒種の選定による striation 回避の可能性

自由表面上の表面張力勾配により流体の運動が引き起こされる効果をマランゴニ効果と呼び、その強さは以下の式で表されるマランゴニ数 Ma と呼ばれる無次元数で表される。

$$Ma = \frac{\sigma_s E h^2}{\mu D^2} \quad (1)$$

ここで σ_s はレジスト中の表面張力の濃度勾配、 E は蒸発速度、 h は膜厚、 μ は粘性係数、 D は拡散係数を表す。液層の厚み方向に濃度分布もしくは温度分布が形成された系において自由表面上に微小擾乱が起こると、マランゴニ効果によって対流が起こり、この対流による熱・物質輸送が微小擾乱を増幅することで不安定性が生じる。これが Marangoni-Bénard 不安定性と呼ばれるも

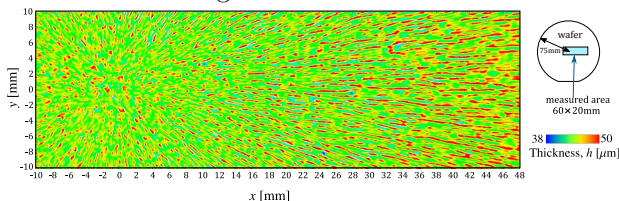


Fig. 1: Striation: spoke-like patterns of thickness unduration generated during spin-coating.

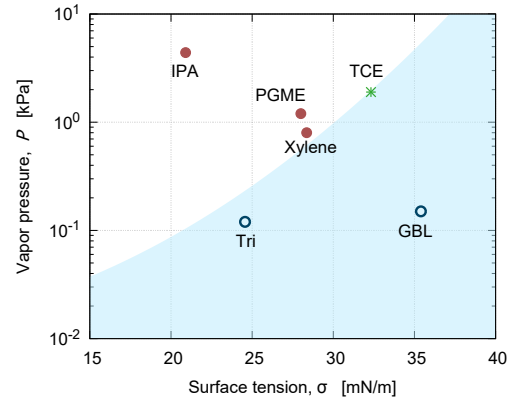


Fig. 2: Map for solvent selection based on the surface tension σ and the vapor pressure P .

のである [2]。 Ma には臨界値があり、およそ 100 を超えるとセルが発生すると予測されている [2]。式 (1) より Ma はレジストの E 、 σ_s に依存することがわかる。したがって、同一の樹脂に対して、溶媒の種類を変えることで E と σ_s が変化し、スピコート中の最大 Ma を低く抑えられる可能性がある。そこで、本研究では、 E と σ の異なる溶媒種を複数選定して塗布実験を行い、striation の発生有無をマップ化することを目的とする。

Table 1: Measurement conditions.

項目	記号	数値	単位
感光性樹脂		エポキシ樹脂	-
初期濃度 (質量分率)	0	50	%
レジスト滴下量	V_0	5	ml
基板直径	D	150	mm
膜厚サンプリングレート	f	4000	Hz
膜厚測定可能範囲 (光路長)	f	2~ 250	μm
半径方向測定位置	r	35	mm
回転数	Ω	50, 75, 100	rpm

Table 2: Selected solvents

溶媒種 (略称)	表面張力 [mN/m]	蒸気圧 [kPa]
γ ブチロラクトン (GBL)	35.4	0.15
プロピレングリコール-モノメチルエーテル (PGME)	28.0	1.2
イソプロピルアルコール (IPA)	20.9	4.4
トリグリム (Tri)	24.56	0.12
テトラクロロエチレン (TCE)	32.32	1.9

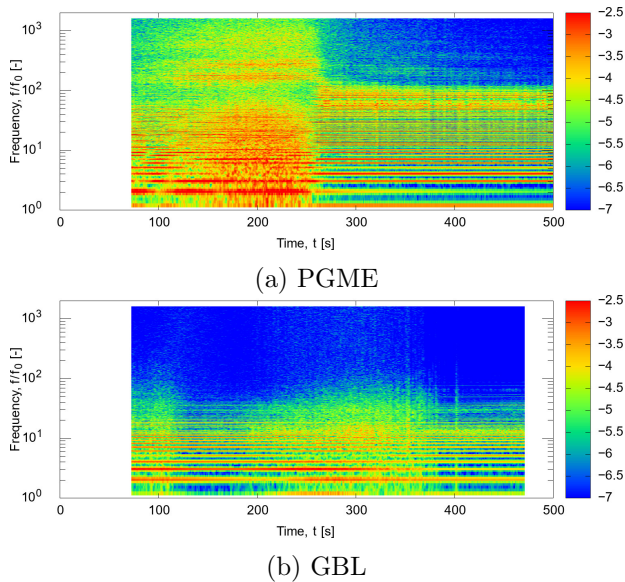


Fig. 3: Spectrogram of the spatio-temporal thickness variation for PGME (a) and GBL (b).

2 実験方法

本研究ではスピコート中のレジスト膜厚を測定する実験を行った。実験に用いる溶媒を選定するにあたり、式 (1) 中の σ_s は樹脂との混合系で初めて決まる値であり、文献値が得られにくい。また、蒸発速度 E は実験環境に依存するため、文献から直接把握することは難しい。そこで、純溶媒の物性値として、表面張力 σ と蒸気圧 P が変化すれば、これに伴って σ_s , E それぞれを間接的に制御できると考えた。Table 2 に選定した溶媒種とそれらの表面張力、蒸気圧を示す。本稿では以後、Table 2 の括弧中に示した略称で溶媒を呼称する。Fig. 2 に Table 2 の溶媒について、 σ と P をプロットしたものを示す。 Ma が大きくなるのは、樹脂との表面張力差が大きく蒸気圧が大きい場合である。また、先行研究 [5] からキシレンで striation が発生することがわかっている。膜厚測定には白色干渉計 (Precitec: CHRocodile E) を用いた。実験条件は Table 1 に示す通りである。膜厚測定のサンプリング周波数を f 、基板の回転数を Ω 、干渉計での測定位置を回転中心から r とすると、周方向の空間解像度は $\Delta s = 2r\Omega/f$ になり、本実験の設定では $\Delta s \approx 100 \mu\text{m}$ と見積もられる。文献 [4] では、striation の空間波長は $300 \sim 500 \mu\text{m}$ と予想されており、本実験で解像できると判断される。

3 膜厚の時空間変動

実験結果から striation の発生有無を判断した。まず、この判断手順を述べる。例として PGME と GBL の 2 種の溶媒について実験結果を示す。Fig. 3(a) は、回転数 75 rpm の場合の膜厚の時系列変化を短時間フーリエ変換したものを示している。縦軸は回転周波数で規格化した周波数 f/f_0 、横軸は時間 t 、色は膜厚変動のパワースペクトルを対数で示している。Fig. 3(a) を見る

と、 $t=140 \sim 280\text{s}$ の範囲で全体的にスペクトルが強く表れている。 $t=280\text{s}$ を過ぎると短波長成分のスペクトルが急減し、その後は回転終了まで緩やかに減少している。この特徴は、キシレン溶媒の場合にも確認されており [5], $t < 280\text{s}$ の範囲で Ma が第 2 臨界を超えて複雑な流動様式を呈しているものと推定される。 $t=280\text{s}$ で短波長スペクトルが急減するのは、 Ma が第 2 臨界を下回ったものと考えられる。しかし、この時刻以降も長波長成分は残っており、回転停止後も明確な striation が観察された。このような分析によって、PGME では striation が発生したと判断した。

Fig. 3(b) は溶媒を GBL とした場合の結果であり、回転数等の実験条件や、グラフの軸等は PGME の場合と同様である。GBL の場合は、Fig. 3(a) の PGME と比較して全体的にスペクトルが弱い。PGME で顕著に見られた短波長成分のスペクトルは殆ど認められず、また、プロセス中盤でのスペクトル急変も見られない。長波長側には全時間帯に渡って強いピークが現れているが、これは回転周波数の整数倍の位置に確認されることから、回転に起因したノイズ成分と判断される。また、回転中や回転停止後の目視による観察でも、スジムラは認められなかった。したがって、GBL では striation は発生しなかったと判断した。

同様の短時間周波数解析をすべての溶媒の結果に対して行い、striation の発生有無の確認した。ただし、TCE に関しては膜厚が膜厚計の測定可能範囲を超えてしまったため、目視のみで確認した。目視の結果、TCE では回転初期からスジムラが確認されたが、途中で消失した。Fig. 2 に溶媒ごとの striation 発生の有無を示す。striation が発生した溶媒を茶色のプロット、発生しなかった溶媒を青のプロットで、途中で消失した TCE を緑のプロットで示した。図中には、本研究の実験結果から推定される striation 発生有無の閾値を実線でプロットした。この実線よりグラフの右下の範囲の溶媒種であれば、striation が発生しないと期待される。

4 結論

スピコート中のレジスト膜における、放射状スジムラ (striation) の発生回避・抑制指針を獲得することを目指し、溶媒種を複数変えた塗膜について塗布実験による striation 発生有無を観察し、表面張力勾配 σ_s 及び蒸発速度 E に及ぼす影響を観察した。その結果、レジストには、striation が発生する σ_s と E の境界線があることがわかった。この境界線を基準に溶媒種を選定することで、striation の発生を回避できると考えられる。

参考文献

- [1] D.E. Haas, D.P. Birnie, *J. Mat. Sci.*, 37, p.2109, (2002).
- [2] 白鳥 英, 島野 健仁郎, 永野 秀明: ながれ, Vol. 36, p.371, (2017).
- [3] J.R.A. Pearson, *J. Fluid Mech.*, 4, p.489, (1958).
- [4] 加藤 大輝, 東京都市大学 卒業論文 (2019).

レジスト膜のスピンコート時に発生する放射状スジムラの形成機構に関する数値解析的研究

指導 白鳥 英 講師, 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授
1612016 小野 航平

1 緒論

現代社会においてスマートフォンは不可欠な存在となっている。スマートフォンは様々な部品から構成されるが、中でも半導体デバイスや MEMS(Micro Electro Mechanical Systems) デバイスは重要な役割を担っている。これらの製品は一般にフォトリソグラフィと呼ばれる微細加工プロセスにより製造され、このプロセスにはシリコンウェハ等の基板に感光性の樹脂と揮発性の溶媒の混合液(以降、レジスト)をスピンコート法によって塗布する工程が含まれる。スピンコート後の液膜には、基板端部での隆起や、Fig. 1 に示すような striation と呼ばれる放射状のスジムラが発生する場合がある。これらの膜厚ムラは製品の寸法精度に直結する。特に MEMS デバイスのようなレジストを最終構造物として利用する製品では重大な問題となっており、これを解決することは工業分野において大きな価値がある。中でも striation は、静止場における Marangoni-Bénard 不安定性(以降、MB 不安定性)の対流セルが回転場において遠心力により半径方向に伸長されることで発生するとの仮説が挙げられているが [1, 2], この仮説について十分な検証はなされていない。

純粋な MB 不安定性は液層の厚み方向に温度または濃度分布がある場合に生じる。このような液層では、微小擾乱が発生すると、自由表面上で温度または濃度の分布が生じて表面張力勾配が形成される。自由表面上の表面張力勾配によって流体内にせん断力が生じて流れが駆動される。この効果はマランゴニ効果と呼ばれ、その強さは無次元数であるマランゴニ数 Ma により評価される。東京都市大学熱流体システム研究室での striation に関する実験的研究では、スピンコート中のレジスト膜内の Ma が激しく変化し、その過程で第 2 臨界 Ma の存在が示唆されるなど [3], 複雑な流動様式になっていると考えられる。しかし、実験では膜厚に関する情報しか得られていないため、形成機構の詳細を解明するには情報が

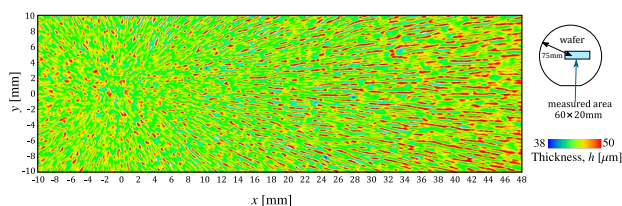


Fig. 1: Striation: spoke-like patterns of thickness unduration generated during spin-coating.

不足している。また、遠心力により濡れ広がる液膜内流れに関する線形安定性解析では、MB 不安定性で生じるセルが半径方向に伸長された不安定モードが確認され、前述の striation 形成機構の仮説が支持されている [2]。しかし、線形安定性解析では第 1 臨界近傍のみの議論しかできないため、実際の striation 形成過程で到達し得る第 2 臨界以上の Ma 範囲の流動様式を数値解析的に議論するためには、3 次元時間発展のシミュレーションが不可欠であるが、これまで 3 次元時間発展計算によって striation を再現した研究例がない。

そこで本研究では、striation の形成過程を再現できるような 3 次元時間発展シミュレーションの方法を確立することを目的とし、まずは第 1 臨界において MB 不安定性によって生じる対流セルが、遠心力による背景流の存在によって伸長するか否かを検証する。

2 数値計算法

Striation を数値解析的に再現するにあたり、以下の基本方針に基づいて物理モデルを設定した。

1. 物性値の濃度依存性は表面張力のみ考慮する。
2. 遠心力の代わりに接平面方向に重力を与える。すなわち、回転場ではなく、静止場で考える。
3. 動的な表面変形は考えない。

2 つ目の方針に関して、スピンコートを想定すると回転系で考えるべきだが、遠心力も重力もそのポテンシャルが striation 発生 of 駆動力になると考えられるため、簡単のために重力で代用する。また、3 つ目の方針に関しては、表面変形を直接考慮しなくても、濃度分布が生じれば最終的に膜厚ムラに至るため、このような方針を課した。物理モデルの概要を Fig. 2 に示す。支配方程式は連続の式、Navier-Stokes 方程式および、濃度場の発展方程式の 3 つである。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (1b)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla c = Sc^{-1} \nabla^2 c - Sc^{-1} \quad (1c)$$

ここで、 \mathbf{u} , \mathbf{g} , p , c , t はそれぞれ、速度、重力加速度、圧力、濃度、時刻を表す。ただし、太字はベクトル量であることを表す。境界条件は以下の通りである。

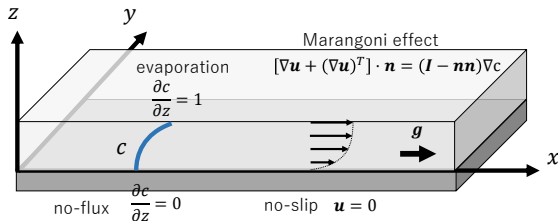


Fig. 2: Model to be considered.

Table 1: scales of nondimensionalization

長さ	速度	圧力	時間	濃度
h_0	ν/h_0	$\rho\nu^2/h_0^2$	h_0^2/ν	E_0h_0/D

自由表面 ($z = 1$) において,

$$[\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T] \cdot \mathbf{n} = \frac{\text{Ma}}{\text{Sc}} \nabla_{\parallel} c, \quad \frac{\partial c}{\partial z} = 1 \quad (2)$$

基板上 ($z = 0$) において,

$$\mathbf{u} = 0, \quad \frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

ここで, \mathbf{u} は速度, Sc , Ma は, それぞれ, Schmidt数, Marangoni数であり, 次式で定義される.

$$\text{Sc} = \frac{\nu}{D}, \quad \text{Ma} = \frac{\partial\sigma}{\partial c} \frac{Eh^2}{\mu D^2} \quad (4)$$

ただし, ν , D , σ , E , h , μ , はそれぞれ, 動粘性係数, 拡散係数, 蒸発速度, 膜厚, 粘性係数を表す. なお, 数式は Table 1 に示す規格で無次元化している. ただし, 下付き添え字 0 は代表値であることを表す.

3 数値シミュレーションによる striation の再現

3.1 純粋な Marangoni-Bénard 不安定性の再現

Fig. 3 に $\mathbf{g} = (0, 0, 0)$ を与えた場合, すなわち, 純粋な MB 不安定性を再現した結果を示す. 図は, $\text{Sc} = 1, \text{Ma} = 130$ とした時間発展計算で, 十分に定常状態に達した段階での自由表面での濃度分布を示している. 自由表面に円形のセルが確認でき, MB 不安定性の特徴を捉えられている.

3.2 背景流に重力を加えた場合の MB 不安定性

Fig. 4(a), Fig. 4(b) に, それぞれ $\mathbf{g} = (0.1, 0, 0)$, $\mathbf{g} = (100, 0, 0)$ を与えた場合の自由表面での濃度分布を示す. \mathbf{g} を与えた方向にスジが形成されていることが確認できる. Fig. 4(a) では, スジが断続的になっているが, これは, MB 不安定性のセルが隣接セルと完全に融合していない状態と理解できる. この結果は, 加える外力が弱ければ, 完全なスジにはならず, MB 不安定性のセルの形状を一部保持すると考えられる. 一方で, Fig. 4(b) のように, 外力が強ければ, 完全なスジが現れる. Fig. 4 に示すケースは, x 軸方向に重力加速度を与えたものであるが, y 軸方向および, xy 平面内の x 軸からの角度 45° の方向に \mathbf{g} を与えたケースも計算し, (図示しないが) いずれの場合も \mathbf{g} を与えた方向にスジが形

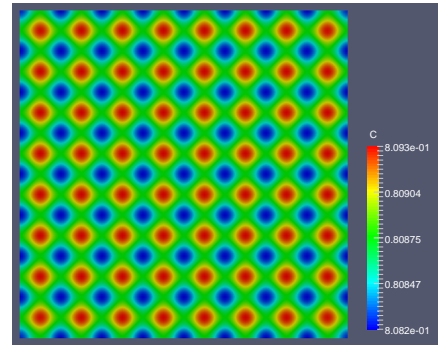
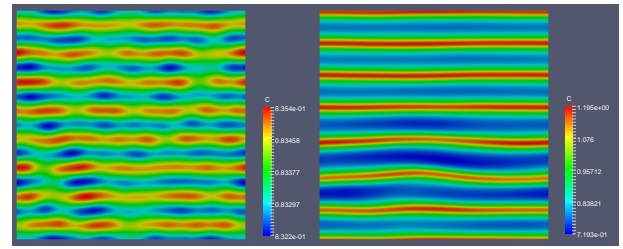


Fig. 3: Concentration distribution of top at $\mathbf{g} = (0, 0, 0)$. Cells can be seen like Marangoni-Bénard instability.



(a) In case $\mathbf{g} = (0.1, 0, 0)$ (b) In case $\mathbf{g} = (100, 0, 0)$

Fig. 4: Concentration distribution of top. (a) $\mathbf{g} = (0.1, 0, 0)$, (b) $\mathbf{g} = (100, 0, 0)$.

成される結果となった. このことから, 重力による背景流の存在によって, Fig. 3 で現れるような純粋な MB セルが伸長すると結論できる. 本研究では外力として重力を考え, 1 次元方向の背景流の場合を検討したが, 外力を遠心力とした場合にも本質的には同種の効果が生じると考えられる. したがって, 遠心力を与えた場合にはセルが半径方向に伸長すると予測される.

4 結言

レジスト膜のスピンコートで生じる striation を再現することを目指し, 重力による背景流とマランゴニ効果による境界条件を考慮した 3 次元数値シミュレーションを行った. 重力方向に濃度のスジが形成される結果が得られ, striation の重要な特徴の一部を再現した. 重力の強さを変えた計算結果から, スジの形成機構は, 純粋な MB セルが重力方向に伸長されることによると結論付けた. 本研究では, 外力として重力を与えたが, 回転系すなわち, 遠心力を考慮した場合でも同様に伸長されると考えられる. 今後の展望として, 実験で存在が示唆されている第 2 遷移の存在の有無, およびその臨界 Ma を明らかにすることが考えられる.

参考文献

- [1] D.E.Haas, D.P.Birnie: J. Mat. Sci, 37, pp.2109-2116, (2002).
- [2] 白鳥英, 島野健仁郎, 永野秀明: ながれ, Vol. 36, pp.371-375, (2017).
- [3] 加藤大輝: 東京都市大学 卒業論文, (2019).

初期条件を可変とする Physics-Informed Machine Learning の構築と液膜流れへの適用

指導 白鳥 英 講師, 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授
1612061 中村 耀

1 はじめに

1.1 研究背景

現代社会において、半導体や MEMS デバイスは不可欠なものになっている。これらのデバイスの製法では、基板に樹脂と溶媒からなるレジスト材を塗布する工程があるが、塗布後のレジスト膜に様々な膜厚ムラが発生することが知られており [?], これの回避・抑制が産業界で望まれている。このような膜厚ムラの予測に数値シミュレーションを用いる場合もあるが、支配方程式の時間発展計算に長時間を要するため、最適塗布条件の探索は困難な状況にある。このような状況に対し、機械学習を応用したアプローチが考えられる。現在機械学習が成功を取めているのは、画像認識などの大量の学習データセットを入手しやすいビックデータ分野であるが、本研究で対象とする液膜流れのような問題では、学習データセットを大量に用意することが困難な'スモールデータ'分野であり、一般的な機械学習の方法では課題がある。

このような状況に対して、最近 PIML(Physics-Informed Machine Learning)[?] という新たな機械学習手法が提案された。PIML は、物理法則である支配方程式を教師として学習することを特徴としており、入力に対する支配方程式の解をニューラルネットワーク(NN)によって直接予測する。その際、予測した解を支配方程式に代入し、その誤差を NN に学習させる。支配方程式を教師とすることで、方程式の解自体の教師データを必要とせず、少ない学習データセットで十分な予測性能を得られることが期待されている。

1.2 過去の研究の課題と本研究の目的

東京都市大学熱流体システム研究室では、液膜流れの方程式に対する PIML の適用を進めており、基本的な有効性は確認されているが [?], オリジナルの PIML では初期条件を固定して学習するという制約がある。このことは、初期条件を変えた場合には再学習が必要となることを意味する。また、PIML の応用例として、塗膜の物性値をデータ同化によって予測することが考えられるが、このデータ同化の計算では初期条件を僅かに変化させたときの解への影響評価(勾配計算)が必要になる。現状の PIML では、この勾配計算が事実上不可能である。

そこで、本研究では初期条件の違いを考慮できるように PIML を拡張することを目的とする。これが達成できれば、初期条件を変えたときの解への影響を評価でき

るようになり、PIML の応用範囲が一層拡大するものと期待される。

2 初期条件可変な PIML の提案

2.1 NN の構成

Fig. 1 に本研究で提案する Autoencoder PIML(以下 AE-PIML) のネットワークの図を示す。初期条件をそのまま PIML の入力にとるとデータ量が膨大になるため、Autoencoder を用いて次元削減し、これを PIML の入力にする。Autoencoder とは、出力で入力データを予測し NN の中間層の次元を入力よりも小さくすることで入力データの情報を小さくした特徴表現を得るために用いられる技術である。この Autoencoder を用いて初期条件の次元削減を行いそれを PIML の入力に追加することで初期条件の違いに対応できるように学習させる。PIML の学習の際は、Autoencoder の重みは固定する。PIML で初期条件の誤差を評価する際は、低次元化する前の初期形状を対象とする。

2.2 損失関数の定義

損失関数は支配方程式式(??)の2乗誤差を考慮した。境界条件については、教師データを入力セットとして与え、予測値との差の2乗誤差で評価して損失関数に加えた。初期条件については初期形状ごとに教師データを用意し予測値との差の2乗誤差で評価して損失関数に加えた。膜厚 h の正值性に関する制約を設定した。 $h < 0$ の場合に指数関数的に誤差が増大するようなペナルティ関数を考え、損失関数に加えた。最後に過学習を避けるためにすべての重みの2乗和に関する L_2 正則化を加え

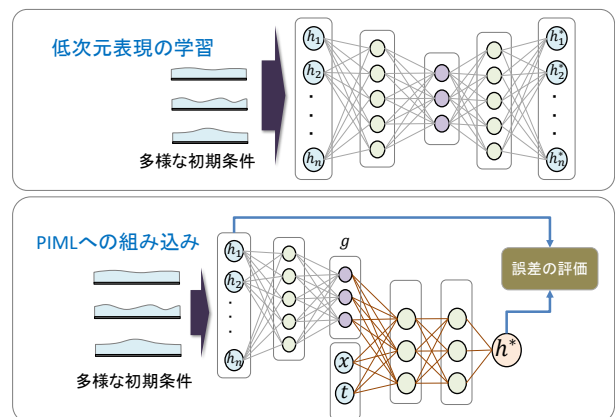


Fig. 1 Concept of PIMLAE which learns a NN with minimizing a error in governing equation.

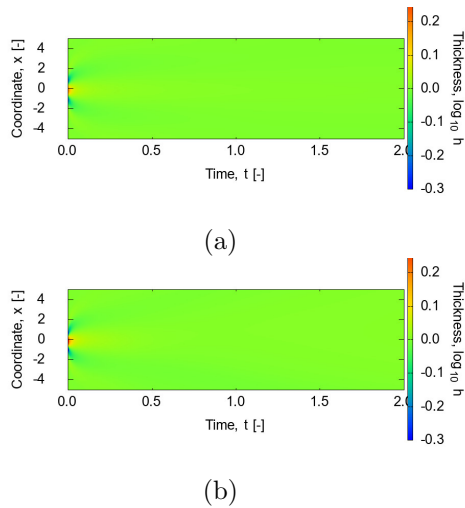


Fig. 2 Thickness $h(t, x)$ predicted by (a) Finite Differences and (b) PIML.

たものを損失関数とした。

3 液膜流れへの適用

3.1 支配方程式と境界条件

提案した AE-PIML を、下記の支配方程式に対して適用して、有効性を検証する。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} \right) \quad (1)$$

式 (1) は表面張力による膜厚分布の時間発展を記述した空間 1 次元の偏微分方程式であり、 h, t, x はそれぞれ無次元化した膜厚、時間、座標である。境界条件は下記のように設定した。

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} = 0 \quad (2)$$

式 (2) は、計算領域の端部で膜厚の勾配と曲率の勾配をゼロであることを指す。

3.2 初期条件と Autoencoder

初期条件および Autoencoder の教師データ、テストデータは Mexican hat 型式 (1) の膜厚分布をもとに作成した。

$$h = (h_1 - h_0) \left(1 - \left(\frac{x - x_0}{\lambda} \right)^2 \right) e^{-\frac{(x - x_0)^2}{2\lambda^2}} + h_0 \quad (3)$$

Autoencoder に学習させる教師データのデータセットは上記の初期条件を 1000 個、テストデータのデータセットは 100 個作成し学習に用いる損失関数は、入力と出力の差を取り 2 乗したものとした。

3.3 妥当性検証

初期条件は x 座標の離散点 100 点で生成し、これを Autoencoder を通して 20 点まで削減する。したがって、AE-PIML の入力は 22 個 ($x, t, g_1 \sim g_{20}$) となり、これに対して膜厚値 (h) を出力する。 $g_1 \sim g_{20}$ は初期形状を次元削減したものである。初期条件パラメータは

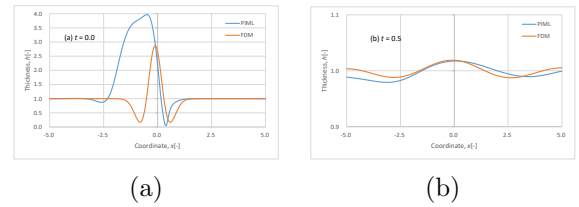


Fig. 3 Spatial distribution of h predicted by finite differences (orange line) and PIML (blue line) at the selected time (a) $t = 0$ and (b) $t = 0.5$.

h_1 は 1.5 ~ 3, x_0 は $-0.5 \sim 0.5$, λ は 0.30 ~ 0.75 の間の値をランダムにとり、 $h_0 = 1$ とした。 x 方向の値の範囲は $-5.0 \sim 5.0$ の値をとり、Autoencoder による次元削減は 100 ~ 20 まで削減した。ネットワークは全結合型とし活性化関数には tanh を用いた。AE-PIML の結果の妥当性として (1) を差分法で離散化して時間発展計算した結果 (以下 FDM) と比較することで検証した。AE-PIML では、前節の方法で学習させた後、FDM の離散化点における膜厚を予測した。(1) は横軸時間 t 、縦軸座標 x 、に対する膜厚の対数 $\log h$ をプロットしたものであり、(1)(a) は FDM, (1)(b) は PIML による予測結果である。両者を比較すると初期条件からの時間変化の傾向は再現できている。特定時刻 ($t = 0.0, 0.5$) における膜厚分布を (1) に示す。初期条件である ($t = 0.0$) は、予測性能が高くないことがわかる。この時刻での FDM に対する PIML の誤差の RSM 平均は 112% であった。時間経過後 ($t = 0.5$) では、予測性能が高いことが分かった。この時刻での FDM に対する PIML の誤差の RMS 平均は 0.78% であった。このことから時間経過後の膜厚分布の特徴は捉えられているといえる。

4 結論

従来は初期条件固定であった PIML を、初期条件を可変とするように拡張した。初期条件は Autoencoder で次元削減して PIML の入力に渡す設計とした。提案した手法 (AE-PIML) を液膜流れの方程式に適用し、初期条件が違う場合にも妥当に膜厚の時空間変動を予測できるかを差分法との比較によって検証した。

学習計算の効率化には課題が残るものの、本研究の提案手法によって、初期形状を可変とする PIML が有効に機能することが確認できた。本提案手法の応用先としては、不確かな初期条件をデータ同化によって推定するなどの活用が考えられる。

参考文献

- [1] 白鳥英, 島野健仁郎, 永野秀明: ながれ, Vol. 36, p.371, (2017)
- [2] M. Raissi, P. Perdikaris and G.E. Karniadakis, J. Comp. Phys. Vol378, p686. (2019).
- [3] 高木遼太, 東京都市大学 卒業論文 (2019)

高速なデータ同化手法の構築および塗膜の物性値推定への適用

指導 白鳥 英 講師, 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授
1612050 武田 唯

1 はじめに

1.1 研究背景

近年, 半導体や MEMS デバイスは生活の中の様々な場面において不可欠な製品となっている。これらのデバイスの製造工程に, 樹脂と溶媒からなるレジスト材を基盤に塗布する工程があるが, この工程で塗膜に膜厚ムラが発生し, これが製品の品質低下に直結する問題となっており, 均一塗布のための条件を把握できるようにすることが産業界で強く望まれている。現状, 膜厚ムラの発生有無やムラの程度の予測には液膜流れの数値シミュレーションが用いられているが, 塗膜の物性値の測定が困難なこと, 方程式の時間発展計算に長時間を要することの2点から数値シミュレーションの活用が制限されている。本研究では物性値の測定が困難であるという課題に目を向ける。液膜流れの数値シミュレーションには, 表面張力, 粘性係数, 密度, 拡散係数などの複数の物性値が必要になる。これらの物性値の測定には, 物性値の種類ごとに別々の測定装置が必要であり, 物性値測定は一般的に時間的, 金銭的コストがかかる。単一の測定装置で複数の物性値の推定が可能になれば, 膜厚ムラの研究においてより多くのレジスト材の試用, 最適条件の探索が可能になる。

このような物性値測定に関する課題を解決し得る方法として, データ同化が挙げられる。データ同化は, 気象予測などの分野で用いられており, 数値シミュレーションによって得た予測値に実際の観測値を同化させ, 誤差分散の最小化または尤度の最大化によって, より真値に近い値に予測値を更新する。数値シミュレーションと実現象の観測値の両方を使用することで, 計算のみから結果を算出する数値シミュレーションより実現象に近い予測を行うことと, 大量の観測データを用意することが困難な分野での観測値の有効利用を可能にする [1]。データ同化は, 同化の方法や誤差の時間発展の考慮の有無などから, いくつかの種類に分類されるが, 代表的なものにアジョイント法がある。前記の分類によれば, アジョイント法は誤差の時間発展を考慮し, 推定値の尤度を最大化するような手法である。この手法では, 仮のパラメータを用いた順方向の時間発展計算に加えて, 元の支配方程式に対するアジョイント方程式を時間逆方向に計算する必要がある。このアジョイント方程式の計算手順が煩雑であることが欠点となり, アジョイント法の利用範囲が制限されている。

このような状況に対して, 本研究では Physics-

Informed Machine Learning(PIML) と呼ばれる方法 [2] を用いることで, 前述のアジョイント法の課題を解決し得ることを着想した。PIML の骨格を成す技術として自動微分がある。自動微分とは偏微分方程式における導関数を, Neural Network(NN) を利用した自動微分によって高速に計算するものである。PIML では, 支配方程式に現れる偏微分を自動微分によって計算することで, 支配方程式の誤差を評価し, これを最小化するように学習する。このように学習することで PIML は任意の位置や時間に対する解 (膜厚) を得ることができ, 従来の時間発展型の数値計算を PIML に置き換えることが出来る。本研究では, この PIML の自動微分を利用して, データ同化で必要となる勾配計算を高速に実行できる点に着目した。位置と時間に加えて物性値も入力に取るように PIML を拡張すれば, 膜厚に対する物性値の影響 (勾配) を自動微分で高速に計算できる。こうすることで, 従来のデータ同化手法で課題となっていた, アジョイント方程式の作成の煩雑さや, アジョイント方程式の計算が不要になるため, 簡便かつ高速なデータ同化手法を構築できると期待される。

1.2 本研究の目的

本研究では PIML を用いたデータ同化手法を確立し, これを液膜流れの方程式に適用して有効性を検証することを目的とする。データ同化に PIML を用いること自体が全く新しい試みであることに加え, データ同化のアプローチを液膜流れの方程式に適用することも過去に例がない。そのため, 本研究では問題を空間 1 次元に単純化し, データ同化の対象とする物性値も表面張力 1 種類のみ限定して, 方法論自体の基本的な有効性を検証することを目標にする。実際の観測情報は用いずに, 双子実験と呼ばれる方法で数値計算のみで検証する。

2 研究方法

2.1 液膜流れの支配方程式

本研究では下記に示す液膜流れの支配方程式を PIML にて学習させた。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \left[h^3 \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} - Boh^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right] \quad (1)$$

この式は表面張力と重力の影響による膜厚分布の時間発展を表した偏微分方程式である。式中の h , t , x , Bo はそれぞれ膜厚, 時間, 座標, ボンド数である。Eq. (1) は代表長さを L , 厚み方向の長さを h_0 , 時間を t^* , 重力項の係数を Bo として, 無次元化した。ここで

$t^* = 3\mu L^4/\sigma h_0^3$, $Bo = \rho g L^2/\sigma$ であり, μ , ρ , g , σ はそれぞれ粘性係数, 密度, 重力加速度, 表面張力である. 本研究では, 予測対象の物性値は表面張力のみ限定しているため, 複数の物性値を含む Bo は表面張力のみ依存し, その他の物性値は定数とみなす.

2.2 PIML を用いたデータ同化手法の実装

Eq. (1) の右辺第二項を除いた方程式に対する PIML は, 東京都市大学熱流体システム研究室にて既に構築している [3]. 本研究では, この既存の PIML を拡張し, Eq. (1) の右辺第二項を加えた方程式を学習させ, NN の入力にも位置 x , 時間 t だけでなく Bo を加える形式にした. PIML で学習したデータを用いてデータ同化を行い, 物性値を予測する. データ同化では, まず学習済みの PIML に, Bo の予測値を入力し, 観測点 h_i^m と同じ位置での膜厚の予測値 h_i^* を得る. 観測値 h_i^m と予測値 h_i^* の誤差を下記のように定義し,

$$J(Bo) = \sum_i \frac{1}{2} (h_i^m - h_i^*(Bo))^2 \quad (2)$$

この誤差 J を最小化するように Bo を決定する. 誤差の最小化問題の計算においては, J の Bo に対する勾配が必要になるが, これは下記のように計算できる.

$$\frac{\partial J}{\partial Bo} = - \sum_i (h_i^m - h_i^*(Bo)) \frac{\partial h_i^*}{\partial Bo} \quad (3)$$

この式中の勾配 $\partial h_i^*/\partial Bo$ は, 学習済みの PIML の自動微分によって計算する.

3 提案手法の妥当性検証

3.1 妥当性の検証方法

物性値推定におけるデータ同化手法の妥当性の検証として, 双子実験を行った. この方法では, 実際の観測を行わず, あらかじめ設定した Bo の真値と予測値から誤差を定量的に判断できる. 設定した真値を入力した PIML で算出した膜厚値に適切な観測誤差を加えて疑似的な観測値のデータセットを作成する. 次に同じ PIML に適切な Bo の初期値を入力して膜厚の予測値を算出し, この予測値と観測値を用いて Eq. (2) を評価してデータ同化計算を行う. Eq. (2) が最小となった時の Bo の予測値を, 予め設定した真値と比較することでデータ同化手法の妥当性を検証する.

3.2 検証結果

まず, PIML の学習結果の妥当性を検証した. Fig. 1 に $t=0, 0.2, 0.5$ の時点での従来の差分法から求めた膜厚, PIML から求めた膜厚と位置の関係を示す. 本研究では $t=0$ での $x=0$ の液膜の高さを $150 \mu\text{m}$ とした. Fig. 1 からわかるように, PIML の結果は差分法と良好に一致している. 次に, 学習後の PIML を用いて双子実験を行った. 物性値の真値を $Bo = 0.5$, 予測値の初期値を $Bo^* = 1.0$ とし, データ同化の 8 回の反復後に最終的な予測値は $Bo^* \approx 0.49981$ に収束した. 真

値との相対誤差としては約 0.038% であった. 次に疑似的な観測値を作る際に, 真値から求めた膜厚分布に加えるノイズレベルの標準偏差を変えた計算を行い, その結果を Fig. 2 に示した. Fig. 2 は横軸のノイズレベルの標準偏差, 縦軸の相対誤差ともに対数軸である. 乱数系列を変えるために Trial 1, 2 の二回実行した. Fig. 2 より, ノイズレベルの増加に応じて, Bo の予測精度が悪化する様子が見取れる. したがって, ノイズレベルに応じた精度で物性値予測が可能であることが確認できた.

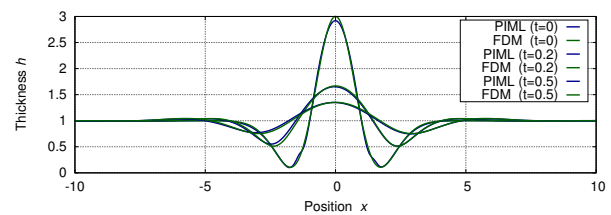


Fig. 1 Spatial distribution of h predicted by finitedifferences (blue line) and PIML (green line) at the selected time $t=0, 0.2, 0.5$.

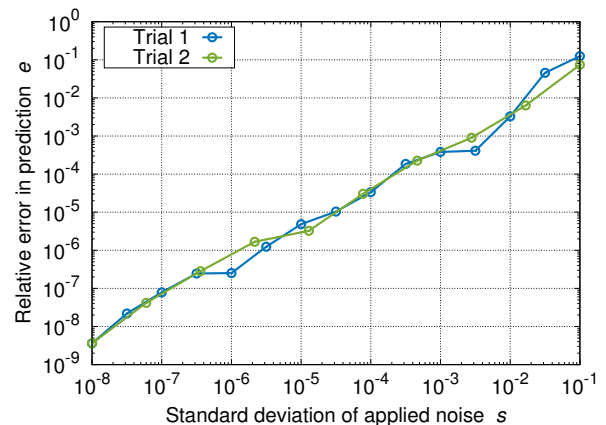


Fig. 2 Correlation between relative error and noise level.

4 結論

Physics-Informed Machine Learning (PIML) を利用した新たなデータ同化手法を提案・実装し, これを液膜流れの方程式に適用して有効性を検証した. 双子実験による検証では, 観測値に加えたノイズレベルに応じた適切な精度で物性値を予測できることが確認された. 今後は, 方程式の空間次元を拡張すること, 表面張力以外の物性値も同化対象とすることなど, より実用的な適用への課題が残されている.

参考文献

- [1] 上野玄太, 計測と制御, 第 56 巻, 第 9 号 (2017)
- [2] M. Raissi, *et al.*, J. Comp. Phys. (2019)
- [3] 高木遼太, 東京都市大学 卒業論文 (2019)

ターボチャージャー内熱流動の効率的計算手法 ～検証例の拡充～

指導 白鳥 英 講師, 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授
1612025 金丸 裕太郎

1 結論

近年の自動車開発では、排気ガス規制の強化からターボチャージャー（以下ターボ）が注目されているが、ターボはエンジンルーム内で熱源としても振舞い、ゴム部品の変形や劣化といった熱害に繋がる。このような熱害の対策を検討するために、Computational Fluid Dynamics(以下 CFD) を用いた熱流動解析がエンジンルーム内における熱環境予測に活用されている。しかし CFD の予測精度と計算コストはトレードオフの関係にあり、その両方が要求される開発現場では計算方法の選定が難しい。このような背景を鑑みて、ターボ内熱流動の効率的な計算手法として、東京都市大学熱流体システム研究室では、運動量モデル (Momentum Source Model, 以下 MSM) の研究を進めている。MSM ではブレードの回転によって流体に加える力を等価な体積力として定式化し、ブレードが本来存在するはずの計算格子以上に与えることで、流体にあたかもブレードを通過したような回転効果を与える。一般的な回転機械に対する CFD では、ブレード近傍に高解像度の格子を要するが、MSM ではブレードを直接は模擬しないため、ブレード部に高解像度の格子を必要とせず、格子数を大幅に削減することができる。これまでの研究で、運動量モデルの基本的な定式化と検証 [1], 粘性損失の考慮 [2], コンプレッサへの適用 [3] がなされ、MSM の構築と有効性検証が進められてきた。計算効率については、ブレードの詳細形状を考慮して Multiple Reference Frame(以下 MRF) 法で計算する場合に比べ、MSM では計算時間を約 1/15 に短縮できることが示されている。

しかし、先行研究では MSM の検証例が未だに不足しており、適用範囲が明確になっていない。MSM では、ブレードの存在する領域を 2 層に分けて、それぞれの層で一様な体積力を与えるという 2 層ブレード型運動量モデルを採用している。このモデルで、Fig. 1(a) に示す

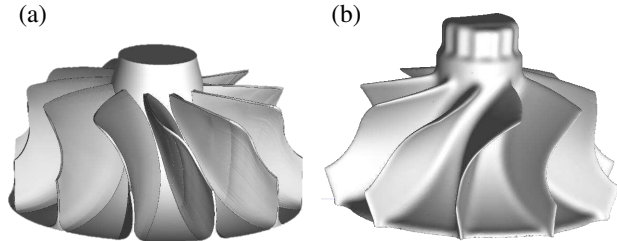


Fig. 1: Shape of the blades considered in (a) the conventional work[2], and (b) the present work.

ブレード形状に対して、MSM で十分な精度で効率的に熱流動を予測できることが検証されてきた。Fig. 1(a) のブレードは、流入部の速度ベクトルに軸流成分が殆どないことが特徴である。一方で、市販のタービンブレードには、Fig. 1(b) に示すような斜流タービンと呼ばれる種類のものもある。この斜流タービンでは、流入部で軸流方向速度を持っており、この点は MSM の定式化における仮定から外れる方向にあり、誤差要因となり得る。また、2 層ブレード型運動量モデルでは、流出側の軸流領域においてブレード角度 β を一様としており、実際には連続的に変化しているブレード角度の中から、代表値 1 つを選定せねばならない。この角度の値によって MSM の計算結果は大きく変わることが分かっている。Fig. 1(a) のブレードの場合には、MRF 法との相対誤差が最小となる β は、実ブレードで取り得る範囲内であったが、ブレード種が異なる場合に最適な β が合理的な範囲内に見いだせない懸念がある。

そこで本研究では、これまでの検証例とは異なるターボチャージャーとして、Fig. 1(b) に示す形状のブレードを持つターボを対象とし、2 層ブレード型運動量モデルを適用して MRF 法と比較検証した。

2 運動量モデルの概要

2 層ブレード型運動量モデルの要点を概説する。定式化の詳細は文献 [4] を参照されたい。MSM では、ブレードの回転により流体に与えられるトルクを等価な体積力に換算して、支配方程式のソース項として当該計算セルで与える。領域全体トルクは、エンジンシミュレーター等により既知とする。ブレード領域は軸方向に 2 つの層に分割し、各層で与える体積力は空間一様と仮定する。この仮定により局所的な回転方向体積力 f_θ は各層内で解析的に空間積分でき、層毎のトルクが計算できる。ハウジング流出口での速度・温度等の条件は既知であるとし、ここからブレード領域出口までの領域を等エントロピー流れと仮定して、ブレード出口での回転方向速度 u_θ を算出する。さらに、2 層の境界部分においては $u_\theta = r\Omega$ と仮定することで、角運動量保存則を用いて全体トルクに対する層毎の配分比を算出する。

3 従来とは異なるターボへの MSM の適用性検証

3.1 検証対象のターボの特徴

Fig. 2 に、従来の検証対象のターボ (A) と本研究で検証対象としたターボ (B) の筐体を含めた全体像を示

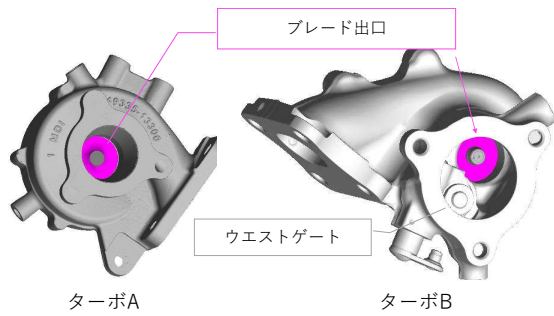


Fig. 2: Geometries of the whole housing of the turbochargers. (a): Previously validated turbo, (b) turbocharger to be analyzed in the present work.

す。ブレード形状は Fig. 1 に示す通りである。従来検証してきたターボ A では、ブレード出口からタービン出口までの流路が直線的であり、等エントロピー流れの仮定も妥当と考えられる。一方、今回対象とするターボ B は、ウエストゲートバルブと呼ばれるバイパス用の流路が併設されており、ブレード出口とウエストゲートから流出した流れが合流してタービン出口へ向かうような流路構造となっている。このような流路の場合、ブレード出口からタービン出口までを等エントロピー流れとする MSM の仮定は妥当性が懸念され、本研究ではこれを検証することも目的の一つとしている。

3.2 計算結果

まず、ターボ B の詳細形状の測定データに基づいて、MRF 用と MSM 用の CFD モデルを作成した。MRF 法では総格子数約 104 万、ブレード形状を模擬しない MSM では約 62 万と約 3/5 に削減できた。

本研究では文献 [4] で定式化した、粘性散逸によって不可逆損失を考慮できる MSM を用いた。このモデルでは、損失量を調整するパラメータとしてポリトロブ指数 n を導入している。この n の値は MRF 法の結果における不可逆損失量をポリトロブ変化における放熱量とみなすことで $n = 1.545$ と推定した。

MRF 法と MSM の計算結果について、まずブレード領域での流線を Fig. 3 に示した。MRF 法 (a) と MSM (b) 共に、ブレード入口で有していた回転方向速度がブレード回転によって回収されている様子が定性的に確認できる。次に、より定量的に MRF 法との差異を論じるために、両者の誤差を下記のように評価した。2 層ブレード型運動量モデルにおける重要なパラメータとして、軸流領域のブレード角度 β がある。この β を調整することで、MRF 法の結果とエネルギー収支をなるべく近づけることは可能である。一方、全体のエネルギー収支は整合していても、その内訳まで整合するとは限らない。この点を検証するために、運動量モデルにおける軸流領域のブレード角度を $54^\circ \leq \beta \leq 58^\circ$ の範囲で変えた計算を行い、まずは、タービン入口と出口での全エネルギーの変化の MRF 法との誤差 ϵ_E がゼロとなるようなブレード角度 β_* を探索した。Fig. 4 に示すように、 ϵ_E は $\beta_* = 55.74^\circ$ の時にゼロとなった。次に、こ

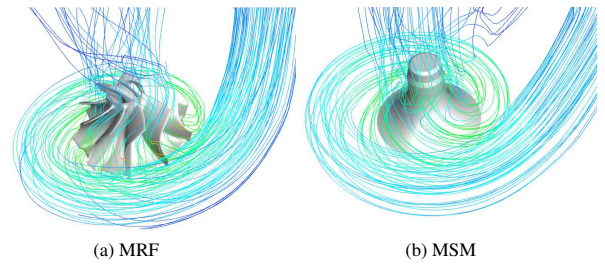


Fig. 3: pathline from turbine blade zone to exhaust pipe.

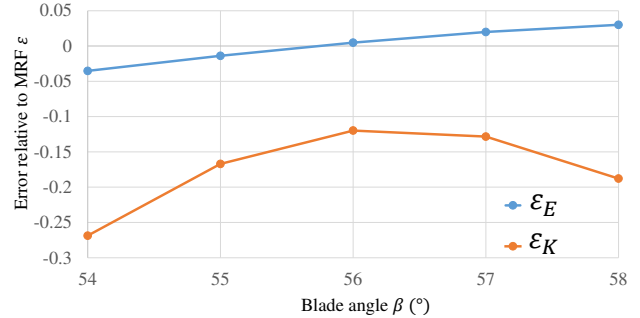


Fig. 4: Total energy relative errors ϵ_E (blue line) and kinetic energy relative errors ϵ_K (orange line) between MSM & MRF.

Table 1: Relative errors between MSM & MRF.

	Optimal angle		Reference angle		
	β_*	ϵ_K^*	β_{\dagger}	ϵ_E^{\dagger}	ϵ_K^{\dagger}
Turbo A	44.46°	8.01 %	46.5°	8.03 %	5.35 %
Turbo B	55.74°	12.77 %	57.0°	1.99 %	12.83 %

の角度 β_* において、運動エネルギー変化の MRF 法との相対誤差 ϵ_K^* を評価したところ、12.77 % であった。

従来を検証対象であるターボ A での結果も含めて、MRF 法と MSM との相対誤差を Table 1 に整理した。今回の検証対象ターボ B についても、最適角度での運動エネルギー誤差は従来を検証例と同程度であることが分かる。また、最適角度 55.74° は、実際のブレードが取り得る角度であり、合理的な範囲内であった。

4 結言

ターボチャージャー内熱流動を効率的に計算する運動量モデルについて、従来検証してこなかった種類のターボ (ウエストゲートバルブを有し、かつ斜流型のタービン) へ適用し、有効性を確かめた。この種のターボチャージャーに対しても従来を検証例と同等の精度で熱流動を予測できることが確認された。

参考文献

- [1] 松田 拓, 修士論文, 東京都市大学大学院 (2016).
- [2] 吉井 達矢, 修士論文, 東京都市大学大学院 (2019).
- [3] 木村 慧史, 卒業論文, 東京都市大学 (2019).
- [4] 白鳥 英, 吉井 達矢, 木村 慧史, 郡 逸平, 石川 皓一, 王 宗光, 永野 秀明, 島野 健仁郎, 自動車技術会論文集, Vol.50 (6), p.1665 (2019).

軸対称円筒座標系におけるパネル法の構築

指導 白鳥 英 講師, 永野 秀明 准教授, 島野 健仁郎 教授
1612023 加藤 雅也

1 緒論

1.1 新交通手段構想 Hyperloop 推進方式の検討

地上を走行する移動体に対して空気抵抗の与える影響は大きいことから、減圧されたチューブ内を走行する Hyperloop という新交通システムが提案されている。減圧環境での推進方式として、燃焼機関の使用は燃焼効率や安全面の観点から現実的ではないとされており、主にタイヤとモータによる推進方式、磁気推進方式、空力推進の3つが提案され実装の現実味を帯びてきている。空力推進方式の候補として、推進方向以外に与える流れの影響が少ない Doucted Fan(以下 DF) が挙げられるが、DF による推進の有効性を議論するには、DF のダクト形状依存性を効率よく予測することが必要になる。そこで本研究では物体周りの流れを高速に計算する方法として古くから研究されているパネル法 [1] に着目し、DF を表現しやすい軸対称円筒座標系での定式化を目指す。

1.2 パネル法の概要と課題

パネル法は物体周りの流れを一様流と物体表面を分割したパネル上の渦分布で表現し渦分布をソースに流れ場を計算する手法である。Fig. 1 に示すように流れ関数 ψ と渦度 γ によるポアソン方程式を支配方程式とし、グリーン関数を用いて境界積分方程式問題に帰着させることで数値計算が可能になる。2次元デカルト座標系でのポテンシャル流れの方程式に対してはグリーン関数の具体形が得られているが、本研究で対象としている軸対称円筒座標系のパネル法支配方程式に対するグリーン関数の形式は得られておらず、このために軸対称円筒座標系でのパネル法が構築されていない。そこで、本研究では軸対称円筒座標系におけるパネル法を構築することを目的とし、この系での支配方程式に対するグリーン関数を導出してパネル法として定式化する。

2 軸対称円筒座標系パネル法定式化

2.1 定式化概要

流れ関数は、2次元空間で質量保存則を自動的に満たすようなスカラーポテンシャルと定義され、2次元デカルト座標系では流れ関数 ψ -渦度 γ の関係は一般的なポアソン方程式になる。一方、軸対称円筒座標系の場合は下記の偏微分方程式で記述される。

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\gamma \quad (1)$$

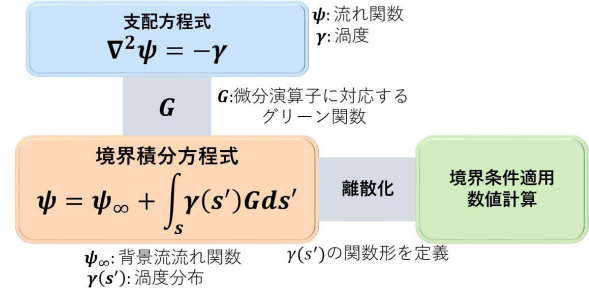


Fig. 1: Concept of Pannel method

ここで、 r, z はそれぞれ半径、軸座標である。Eq. (1) の左辺第 3 項の存在が、一般的な円筒座標系のポアソン方程式と異なる部分であり、この項を含んだ場合のグリーン関数が知られていない。Eq. (1) に対するグリーン関数 G が得られれば、空間中の任意の位置 P における流れ関数 ψ_P は、背景流の流れ関数 ψ_∞ と物体表面渦度分布 $\gamma(s')$ を用いて下記の境界積分方程式で表せる。

$$\psi = \psi_\infty + \psi_P = \psi_\infty + \int_s \gamma(s') G ds' \quad (2)$$

パネル法では、物体表面 s を有限個の線分 (パネル) に分割し、各パネルにおける渦度分布を仮定して離散渦度 γ_j で表現し、Eq. (2) における物体表面での積分項を近似表現する。物体表面は 1 つの流線であるため、物体表面位置における流れ関数は一定値になる。このことを利用して、離散渦度 γ_j の個数分だけ物体表面位置を選定して、これらの点で Eq. (2) の右辺が $\psi = \psi_s$ になるように与えることで γ_j を決定する、というのがパネル法の計算の概要である。

2.2 グリーン関数の導出

グリーン関数とは下記のように定義され、偏微分方程式の主要解を意味する。

$$\mathcal{L}G = -\delta(x - x') \quad (3)$$

$\mathcal{L}, \delta(x), x'$ はそれぞれ線形微分作用素、デルタ関数、点源の位置である。本研究の支配方程式である Eq. (1) に対応するグリーン関数の形式は既往研究で報告されてないため、本研究で導出する。導出にあたり、既にグリーン関数の形式が得られている下記の 3次元円筒座標系ポアソン方程式に着目する。

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\gamma \quad (4)$$

Eq. (4) は本研究で対象とする支配方程式 (Eq. (1)) と比較すると、互いに楕円型であり、円筒座標系での偏微

分方程式であるが、左辺第3項が異なっている。Eq. (4)のグリーン関数は、Chol & Tohline によって半整数次ルジャンドル関数 $Q_{m-\frac{1}{2}}$ を用いて、下記のように得られている [2]。

$$G_{3D} = \frac{1}{\pi\sqrt{rr'}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\theta-\theta')} Q_{m-\frac{1}{2}}(\chi) \quad (5)$$

$$\chi \equiv \frac{r^2 + r'^2 + (z - z')^2}{2rr'} \quad (6)$$

Eq. (4) をグリーン関数の定義 Eq. (3) に代入したものをフーリエ級数展開して、波数 $m = 1$ のみを取り出すと下記のようになる。

$$\frac{\partial^2 g_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial g_1}{\partial r} - \frac{g_1}{r^2} + \frac{\partial^2 g_1}{\partial z^2} = -\frac{1}{2\pi} \delta(r - r_s) \delta(z - z_s) \quad (7)$$

一方、本研究での支配方程式 Eq. (1) をグリーン関数の定義 Eq. (3) に代入すると、下記を得る。

$$\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial G}{\partial r} - \frac{G}{r^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} = -\delta(r - r_s) \delta(z - z_s) \quad (8)$$

ここで、Eq. (8) と Eq. (7) を比較すると、 $G = 2\pi g_1$ とした時に両者が一致することに気付く。したがって、本研究での支配方程式に対するグリーン関数は下記のように導出される。

$$G = 2\pi g_1 = \frac{2}{\sqrt{rr'}} Q_{\frac{1}{2}}(\chi) \quad (9)$$

2.3 軸対称円筒座標系パネル法定式化

グリーン関数が導出できたので、具体的にパネル法として定式化する。流れ場全体の流れ関数は背景流の流れ関数 ψ_∞ と物体由来の流れ関数 ψ_P との重ね合わせで表現する。背景流流れ関数は無限遠軸方向速度を W_0 とすると下記のように表せる。

$$\psi_\infty = -\frac{r}{2} W_0 \quad (10)$$

一方、物体由来の流れ関数は、物体表面上の渦度と Eq. (9) を用いて、下記のように書ける。

$$\psi_P = \int_s \gamma(s') \frac{1}{\pi\sqrt{rr'}} Q_{\frac{1}{2}}(\chi) ds' \quad (11)$$

任意の位置における流れ関数は $\psi = \psi_\infty + \psi_P$ で得られる。あとは、既往のパネル法と同様に、物体表面を有限個のパネルに分割することで、各パネル j における渦度 γ_j についての連立一次方程式に帰着する。

3 提案手法の妥当性検証

定式化した方法は C++ でプログラム実装した。妥当性の検証は、1) 真球周りの流れ、2) トーラス周りの流れの2ケースについて行った。真球周りの流れについて

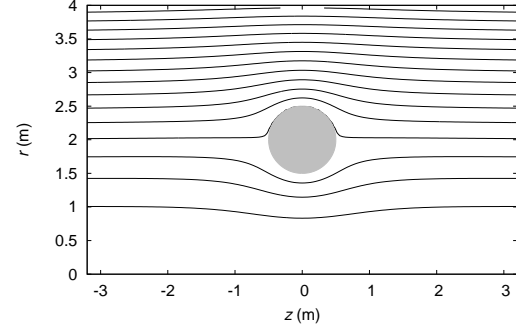


Fig. 2: Contour of stream function obtained using panel method.

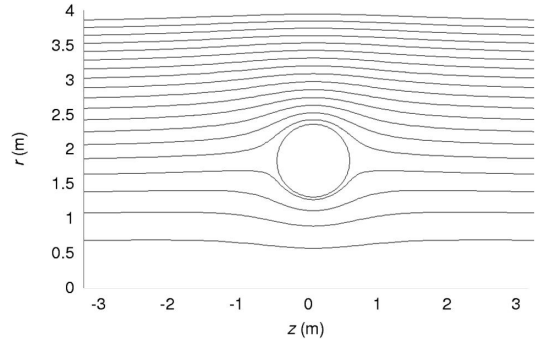


Fig. 3: Contour of stream function obtained using CFD.

は解析解と比較したところ、十分な精度での整合を確認した。トーラス周りの流れについては ANSYS Fluent を用いた有限体積法による計算結果と比較した。Fig. 2 と Fig. 3 は、トーラス周りの流れにおける流れ関数の等値線を示しており、Fig. 2 は本研究で定式化したパネル法による計算結果、Fig. 3 は Fluent による結果を示す。z 軸に対して軸対称としており、トーラスの大半径は $R_L = 2$ 、小半径は $R_S = 1/2$ とした。両者を比較すると流線の分布はよく一致していると判断される。

4 結言

これまで得られていなかった軸対称円筒座標系における流れ関数の偏微分方程式に対するグリーン関数を初めて導出し、軸対称円筒座標系でのパネル法を構築した。2通りの計算例を通じて提案手法の妥当性を検証した。本研究で構築したパネル法は、Duceted Fan 等の軸対称形状の物体周りの流れ全般に応用が期待される。

参考文献

- [1] M. Drela, Low Reynolds Number Aerodynamics, vol. 54, 1989.
- [2] Howard S. Cohl, Joel E. Tohline, The Astrophysical Journal, 527:86-101, 1999

脳動脈瘤血流解析 — 一定常解析における出口境界条件の定量的評価 —

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師
1612005 池田 直樹

1 緒言

脳血管疾患の一つであるくも膜下出血は致死率の高い疾患であり, 主な原因として脳動脈瘤の破裂が挙げられる. 現在の医療現場では医師が動脈瘤の形状や大きさなどの因子からガイドラインに沿って破裂予防の治療を行っているが, これらの指標は医師の経験に基づくものであり, 破裂の確実な予測は出来ていない.

そこで, 脳動脈瘤の破裂を定量的に予測する手法として数値流体力学(CFD)を用いた瘤内部及び周辺の血流解析が行われている. 近年の解析から瘤内部の壁面せん断応力(WSS)が低い場所において破裂の可能性が高い^{[1][2]}という仮説が立っているが, 破裂に至るメカニズムは解明されておらず, 現状では破裂の確実な予測には至っていない. また, CFDによる破裂予測には脳動脈瘤内の血行力学的状態を正確に把握することが必要不可欠であり, 解析条件における出口境界条件は瘤内の流れ場を完全に再現するための重要な要素である.

現在主に使用されている出口境界条件にはすべての出口圧力値を一律 0 Pa とする Zero Pressure (ZP), 前述した ZPに加えて出口面での速度勾配を 0 s^{-1} にすることで完全に発達した流れを流出させる Zero Pressure and Zero velocity Gradient (ZP+ZVG), 出口流量比が血管径の 3 乗に比例する Murray's Law (ML)などが存在する. しかし, 脳血管内の物理現象を完全に再現するための出口での圧力や流量比を正確に指定することができる出口境界条件が確立されていない. また, 上記の境界条件いずれを用いても血流解析結果において, 瘤内の WSS 分布の傾向は概ね変わらず, 血行動態に大きな影響はないとして研究が行われている.

そこで, 本研究では上記の ZP, ZP+ZVG, ML を用いて瘤周辺の血流解析を行うことで, 出口境界条件の違いが瘤内の血行動態に与える影響を定量化することを目的とした.

2 解析条件

2.1 解析モデル

本研究で使用した脳血管 3D モデルを Fig.1 に示す. ここで, 脳血管 3D モデルは CT 画像を重ね, CT 値の等値面をマーチングキューブ法でポリゴンデータに変換し作成した. 脳血管 3D モデルの血管は中大脳動脈(MCA)が中心溝動脈(ACS)に分岐する部位であり, Fig.1 中の①は近位側の流入境界, ②および③は遠位側の流出境界であ

る. また, 3D モデルの基となった CT 画像は 70 歳の女性のものを用いた.

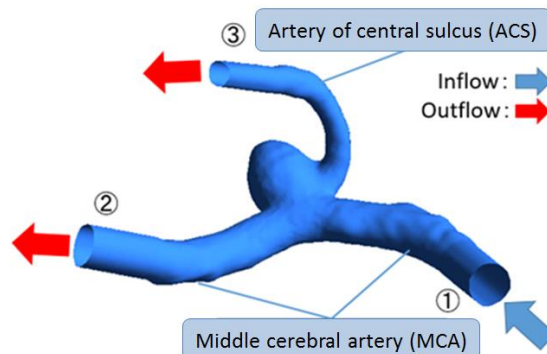


Fig.1 Analysis model

2.2 計算格子

計算格子は, 壁面近傍はプリズムメッシュ, それ以外の場所はテトラメッシュの非構造格子とした. 総格子数は約 65 万とした.

2.3 血流解析条件

解析には ANSYS Fluent19.0 を使用した. 解析は出口境界条件に ZP, ZP+ZVG, ML を用いた計 3 ケース行い, ZP と ML は圧力ベースソルバーで計算を行ったのに対し, ZP+ZVG では出口面の速度勾配と圧力をともに 0 にするために密度ベースソルバーを用いて計算を行った. 圧力ベースソルバーでの速度-圧力の連成手法は SIMPLE 法を用いた. 空間の離散化は有限体積法を用い, 対流項は 2 次精度の風上差分で近似し計算を行った. 流入境界条件は層流のハーゲン・ポアズイユ流れを与えた. ここで, 流入流量 Q_m は以下の式(1)から求まる流速 U_{max} から得られる平均流速 U_{ave} に出口面の断面積 A_{outlet} を乗算し算出された 62.9 ml/min とした.

$$U_{max} = \frac{\tau_{wall} r_0}{2\mu} \quad (1)$$

ここで, μ は粘性係数, r_0 は流入境界部分の血管等価半径, τ_{wall} は瘤内の壁面せん断応力を示し, 1.5 Pa と仮定した.

ML における出口流量比は血管の等価直径の 3 乗則に従い②:③ = 0.806:0.194 とした. 血液の密度は 1050 kg/m^3 , 粘性係数は $0.0035 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ とし, ニュートン流体と仮定した. また, 解析において血管壁は剛体と仮定して定常計算を行った.

3 結果及び考察

Fig.2 に ZP, ZP+ZVG, ML を出口境界条件に用いて解析した際の瘤内の WSS 分布及び WSS の最小点を示す。

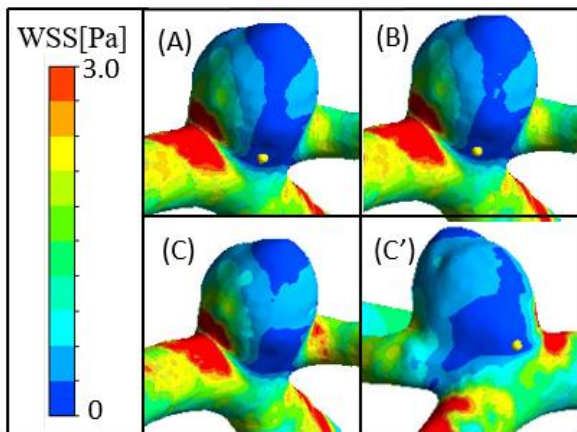


Fig.2 WSS distributions: (A) ZG, (B) ZP+ZVG, (C) and (C') ML. The view angles of (C') and (C) are opposite to each other. Locations of the minimum WSS are shown with yellow balls

次に、各境界条件における瘤内の WSS の平均値、最小値及び最大値を以下の Table 1 に、出口圧力と出口流量比を以下の Table 2 に示す。ここで、table 2 中の MCA は Fig.1 中の②、ACS は③を示している。

Table 1 Average, minimum and maximum value of WSS

	ZP	ZP+ZVG	ML
Average WSS [Pa]	0.569	0.564	0.650
Minimum WSS [Pa]	0.017	0.022	0.009
Maximum WSS [Pa]	5.222	5.197	5.272

Table 2 Pressure and flow rate splitting at the outlets

	ZP		ZP+ZVG		ML	
	MCA	ACS	MCA	ACS	MCA	ACS
Pressure [Pa]	0	0	0	0	-61.3	-77.4
Flow splitting	0.844	0.156	0.845	0.155	0.806	0.194

まず、ZP と ZP+ZVG について比較する。Fig.2 を見ると ZP と ZP+ZVG では WSS の分布に大きな差異は見られず、WSS の最小点についてもほぼ一致した。また、Table 1 から WSS の平均値では 0.005 Pa、最小値は 0.005 Pa、最大値は 0.025 Pa の差が生じており、ZP と ML における差異と比較するといずれも小さい値である。また、Table 2 から、ZP と ZP+ZVG では流出口における圧力差は 0 Pa であり、流量比の差異は、0.1% とほぼ一致していること

がわかる。以上のことより、速度勾配の条件が加わることで出口境界近傍の流れ場が若干変化したものの、瘤が出口境界と離れているため、脳動脈瘤内の流れ場には影響が少なかったと考えられる。

次に ZP と ML について比較する。Fig.2 を見ると WSS 分布に若干の差異が認められるものの分布の傾向はほぼ一致していることがわかる。しかし、WSS の最小点は全く別の位置に現れている。また、Table 1 から WSS の平均値では 0.081 Pa、最小値は 0.008 Pa、最大値は 0.050 Pa の差が生じており、前述した ZP と ZP+ZVG 間に生じた差異に比べて大きな値である。また、Table 2 を見ると流出口での圧力差は 16.1 Pa であり、流量比には 3.8% の差異が認められた。ZP と ZP+ZVG において流量比がほぼ一致していたことを加えて考慮すると、流量比は出口における圧力差に依存すると考えられる。また、その流量比が異なることで瘤内への血液流入量や流れ場が変化し、WSS の分布や最小点に比較的大きな差異が生じたと考えられる。

また、低 WSS により血栓が形成され破裂に至るという仮説があり、血栓形成の過程である血小板粘着について、小川らは低 WSS においてより血小板が内皮細胞に粘着し、血小板粘着が生じる速度の上限は 16.8 s^{-1} よりわずかに高いことを報告した^[3]。これは粘性係数を用いて WSS に変換すると 0.059 Pa にあたる。血栓形成プロセスのための数学的モデルは開発段階であるが、WSS に閾値が存在すると考えられている。本研究では、出口境界条件によって WSS の最小値が約 0.004 ~ 0.008 Pa ずれており血栓形成の予測に大きく影響を及ぼすと考えられる。

4 結言

本研究では、脳動脈瘤の血流解析において出口境界条件が瘤内の血行動態にもたらす影響についてシミュレーションによる定量的評価を行った。ZP, ZP+ZVG, ML の 3 種類の境界条件を用いて解析した結果、出口境界条件が異なっても瘤内の WSS 分布の傾向は概ね一致したが、WSS の平均値、最小値、最大値には差異が生じた。これらの値は ML で比較的大きく変化しており平均 WSS では最大で 0.081 Pa の差異が生じた。また、WSS の最小点についても ML のみ顕著に違いが認められた。

以上のことより、出口での速度勾配は出口近傍の流れ場にのみ影響を与えるため瘤内の血行動態に大きな変化をもたらさず、圧力差に起因される流量比によって瘤内への血液流入量や流れ場が変化することを示唆しており、瘤の形状や血管径に依存しないため、他の脳血管でも同じ見解が得られると考えられる。

5 参考文献

- [1] Omodaka S, et al. Cerebrovasc Dis. 2012;34:121-129.
- [2] H.Meng, et al. AJNR Am J Neuroradiol 2014;35:1254-1262.
- [3] Ogawa Y, et al. Biorheology 2017;54:51-65

脳動脈瘤血流解析における流出条件の検討 —拍動流での比較—

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師
1612088 湯地 友紀

1 緒言

日本の三大疾患である脳血管障害の一つにはくも膜下出血が含まれている。くも膜下出血は致死率の高い疾患であり、その主な原因は脳動脈瘤の破裂によるものである。現在の医療現場では、脳動脈瘤のサイズや形状などから破裂予防の治療が行われているが、これらの指標では破裂の確実な予測ができていないのが現状である。

近年の脳動脈瘤の破裂研究では、血栓形成のメカニズムに着目し、壁面せん断応力 (WSS) が低い場所において脳動脈瘤の破裂可能性が高いという仮説が立てられている [1]。脳動脈瘤破裂予測の指標となりうる WSS に着目するにあたって、数値流体力学 (CFD) による血流解析が着目されているが、CFD による血流解析も課題点がある。解析するにあたり、生理学的に正しい解析条件が分かっておらず、計算格子の品質・境界条件などの解析条件が研究者ごとに異なっていることが現状である。また、境界条件の中でも流出条件を決める手法は様々あるが、中でも出口流量比を血管径の三乗比にする Murray' Law (ML), 出口圧力を 0 Pa とする Zero Pressure (ZP) は多くの研究者が用いている。しかし、流出条件に関する検討が少なく、どのような条件が適切なのかという知見が存在しないというのが現状である。

そこで本研究は、拍動流において ML, ZP が脳動脈瘤内の流れ場にどのような影響を与えるのかを調べるために、流出条件の違いによってどのような差が生じるのかを比較することを目的とした。

2 解析条件

2.1 解析モデル

本研究で使用した脳血管 3D モデルを Fig.1 に示す。

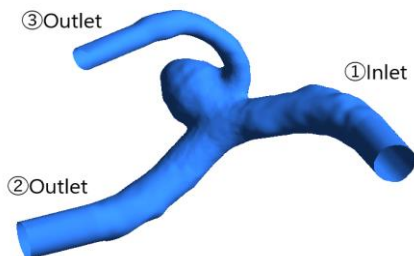


Fig. 1 Analysis model

3D モデルは CT 画像を重ね、CT 値の等値面をマーチングキューブ法でポリゴンデータに変換し作成した。

Fig.1 において①は近位側の流入境界、②及び③は遠位側の流出境界である。3D モデルの血管は①右中大脳動脈島部から②右中大脳動脈 M1 と③中心溝動脈に分岐する部位であり、3D モデルの基となった CT 画像は 70 歳の女性患者のものを用いた。

2.2 計算格子

計算格子は、壁面近傍にプリズムメッシュ、その他はテトラメッシュとした。総格子数は約 65 万とした。

2.3 血流解析条件

本検討で用いた支配方程式は N-S 方程式と連続の式である。

流入条件は心臓の拍動を考慮し、非定常の Womersley 流れを与えた。流入最大速度を Fig.2 に示す。横軸は時間 t [s], 縦軸は流速 v [m/s] である。

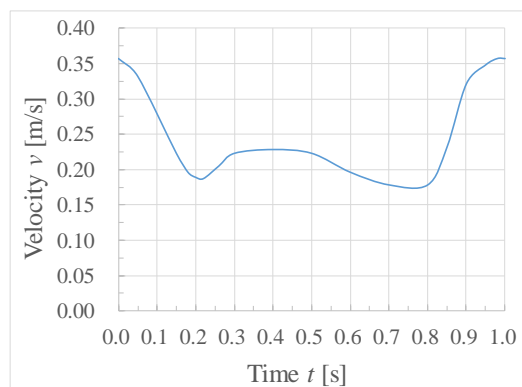


Fig. 2 Waveform of inlet velocity

非定常解析を行うにあたり $t = 0.0$ s すなわち、流入条件 $v = 0.3574$ m/s のときの定常解析を行った後に、定常解を初期値として Fig.2 で示した流入条件を用いた非定常解析を行った。流出条件については、ML は出口流量比を ②:③=0.806:0.194 とした。ZP は出口圧力を 0 Pa とした。血液の物性値は密度 1050 kg/m³, 粘性係数 0.0035 Pa·s としニュートン流体と仮定した。解析には ANSYS Fluent19.0 を使用した。速度-圧力の連成手法は SIMPLE 法を用い、対流項は 2 次精度の風上差分で近似し計算を行った。

3 結果及び考察

Fig.3 に脳動脈瘤内の WSS 分布および WSS の最小点位置を示す。

拡張期における(A)と(C), 収縮期における(B)と(D)でそ

それぞれ比較すると WSS 分布に大きな差は生じていないことが分かる。また、最小点の位置について、収縮期は概ね一致しているが、拡張期は若干の差異が出ている。

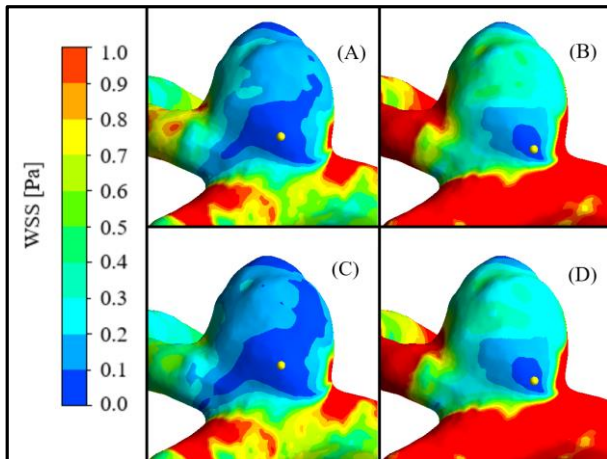


Fig. 3 WSS distributions. (A)ML in diastole, (B)ML in systole, (C)ZP in diastole, (D)ZP in systole. Minimum WSS is yellow point.

次に、Table 1 に各流出条件における、拡張期および収縮期の瘤内の WSS の平均値、最小値および最大値を示す。

また、Table 2 に各流出条件における出口流量比を示す。

Table 1 Average, minimum and maximum value of WSS

		Murray's Law	Zero Pressure
Diastole WSS [Pa]	Average	0.256	0.205
	Minimum	0.006	0.005
	Maximum	2.125	1.970
Systole WSS [Pa]	Average	0.628	0.552
	Minimum	0.042	0.044
	Maximum	5.228	5.209

Table 2 Flow rate at the outlet

	Diastole		Systole	
	Outlet②	Outlet③	Outlet②	Outlet③
Murray's Law	0.806	0.194	0.806	0.194
Zero Pressure	0.871	0.129	0.843	0.157

Table 1 において ZP を基準の値とした時、WSS の平均値では拡張期で-0.052 Pa、収縮期で-0.077 Pa の差が生じる。また、WSS の最小値では拡張期で-0.001 Pa、収縮期で 0.002 Pa の差が生じ、WSS の最大値では拡張期で-0.155 Pa、収縮期で-0.018 Pa の差が生じている。

Table 2 において ML については流出条件として出口流量比を与えているので一定値となっている。ZP は拡張期から収縮期に移行するにあたって 2.80% の変化が生じている。ML と ZP で比較すると拡張期で 6.50%、収縮期で 3.70% の差異が生じている。

本研究は流出条件のみを変更し解析を行っている。異なる流出条件を用いているのにも関わらず、Fig.3 において瘤内の WSS 分布は収縮期、拡張期ともに概ね一致し、

WSS の最小点位置では、拡張期は若干の差異が出ているが、収縮期は概ね一致した。WSS の定量的比較 (Table 1) においても拡張期、収縮期ともに解析結果は概ね一致した。

Table 2 より出口流量比が ML, ZP で差異があるが WSS 分布や解析結果が概ね一致していることから、流れを再現することのみに関しては出口流量比の差異 6.5% 程度は許容範囲となると考えられる。しかし、破裂予測に重要な WSS 最小点位置が収縮期の時に概ね一致したのに対し、拡張期の時に若干差異が出たのは、ML と ZP で拡張期の方が出口流量比の差異が大きくなったことから若干の差異が生じたと考えられる。

流出条件を決めるということは、分岐部からどのように流量が分配されるかを決定することと同じ意味を持つ。またこのことから瘤内の流れを再現するにあたって重要なことは出口流量比であると考えられる。

また、小川らは、WSS を粘性係数で割ったずり速度と呼ばれるものが 16.8 s^{-1} 以下のときに血栓形成の過程である血小板粘着が生じると報告している[2]。このずり速度 16.8 s^{-1} から、血小板粘着の閾値となる WSS_{lim} は 0.059 Pa に相当する。

Fig.3, Table.1 から WSS_{lim} 以下の値の分布は概ね一致しているが、最小 WSS の位置、値ともに若干の差異があることから、脳動脈瘤破裂過程にある血栓形成の予測をするに流出条件の違いが影響を及ぼすと考えられる。

4 結言

本研究では、脳動脈瘤内の血流解析において、流出条件が血行動態に与える影響を調べるため、流出条件による結果の差を比較した。

ML, ZP の 2 種類の流出条件における解析結果を比較した結果、拡張期・収縮期ともに WSS 分布の傾向は概ね一致した。血小板粘着の閾値となる WSS_{lim} を考慮するために最小 WSS の位置・値について、慎重に検討を行わなければならないが、流出条件の違いにより若干の差異が生じたため、脳動脈瘤破裂予測に影響を及ぼすと考えられる。

拡張期・収縮期における顕著な差異は見られなかったため、流入速度に流れ場の影響は少ないと考えられる。

また、瘤内の流れを正確に再現するに当たり重要なことは出口流量比であると考えられる。よって出口流量比を適切に定めるために慎重に流出条件を決めなければならない。

5 参考文献

- [1] Omodaka S, et al. Local Hemodynamics at the Rupture Point of Cerebral Aneurysms Determined by Computational Fluid Dynamics Analysis. *Cerebrovasc Dis.* 2012; 34:121-129.
- [2] Ogawa Y, et al. In vitro measurement of platelet adhesion to intact endothelial cells under low shear condition. *Biorheology* 2017;54:51-65.

低せん断応力下での内皮細胞への血小板粘着量の測定 —ADP 濃度とずり速度に対する定量的なデータの取得

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師, 小林 千尋 講師
1612028 北川 爽太 1612041 佐々木 雄一

1 緒言

脳動脈瘤治療法の 1 つにコイル塞栓術がある。これは脳動脈瘤にコイルを留置することにより低せん断応力場を人為的に作り、血栓形成を促す治療法である。コイル塞栓術の有用性は、治療された脳動脈瘤内の血栓形成の程度に依存するため、血栓形成の事前予測を行うモデルの作成は非常に重要である。

血液凝固の速度は、血小板が内皮細胞へ粘着する量に依存することが明らかになっている。しかし、予測に必要な内皮細胞への粘着血小板数データが十分とは言えない。そこで、2016 年から 2018 年度に血小板を活性化させる効果を持つアデノシン二リン酸(以下 ADP)の濃度とせん断応力の値を変えて内皮細胞への活性化粘着血小板数の測定を行い、血小板粘着の境界線を予想したが、ADP 濃度 0.25 μM 未未満でのデータが不足している。

本研究では、従来と同様の方法でブタの全血を使用し、ADP 濃度 0.1 μM の条件を含めた実験を行うことにより、包括的、定量的な粘着血小板数のデータを取得した。さらに低 ADP 濃度の実験ほど人為的に添加した ADP 以外による血小板の活性化はより大きな誤差につながるため、時間経過によって遠心ポンプの刺激が引き起こす粘着血小板数の増加の影響についてデータ取得を試みた。

これらの取得データは、血栓形成モデルの精度向上に用いることができると期待される。

2 実験方法、概要

Fig.1 に実験で用いた実験装置の模式図を示す。実験装置は主流部と灌流部の二つに分かれている。主流部では血液凝固を抑制するために遠心ポンプを用いて血液を循環させており、灌流部のうち $\mu\text{-Slide}$ で血小板の粘着を観察する。

実験装置は血液量が一定量なければ主流部で循環させることができない。また、低 ADP 濃度での実験にあたり灌流での血液の損失を最小限に抑えるため、昨年度の装置から灌流部を 1 系統外し、2 系統とした。

本年度はブタの心臓から直接血液の採取を行い 422 ml の全血を得た。脳動脈瘤内は内皮細胞に覆われていることから、観察部となる $\mu\text{-Slide}$ にブタ大動脈内皮細胞を播種し、confluent にしたうえで実験を行った。また、血液凝固防止のために ACD-A 液を添加した。今回の実験では、 $\mu\text{-Slide}$ 内のずり速度が 0, 1, 3, 5 s^{-1} となるように調節した。本年度の各実験条件を Table1 に示す。実験条

件④ではブタから採取した直後の血液を直接 $\mu\text{-Slide}$ に充填し、⑤は 30 分間循環させてから血液を $\mu\text{-Slide}$ に充填した。⑥は ADP 濃度 0.1 μM に変えた直後の血液を $\mu\text{-Slide}$ に充填し、⑦, ⑧, ⑨は①, ②, ③の灌流直後に血液を $\mu\text{-Slide}$ に充填した。

血液の非ニュートン性を考慮し Carreau-Yasuda model よりずり速度とせん断応力の関係を用いて、ずり速度を再現できる流量を導出した。実験中は電子天秤で廃血槽の質量変化を測定し、クランプバンドを用いて流量を調節した。ADP 濃度の調整には、各実験条件の濃度となるようアデノシン二リン酸二ナトリウム水和物を血液に溶解させる手法を用いた。

ずり速度調節後 30 分間灌流を行い、灌流終了後に $\mu\text{-Slide}$ を生理食塩水で洗浄し細胞及び血小板を固定した。その後、 $\mu\text{-Slide}$ 内で内皮細胞に粘着した血小板を電子顕微鏡で観察した。撮影枚数は流入口付近 25 枚、流出口付近 25 枚、流路の中央付近 25 枚とし、 $\mu\text{-Slide}$ 1 枚あたり 75 枚の写真を撮影した。その後撮影した画像から粘着血小板数をカウントした。

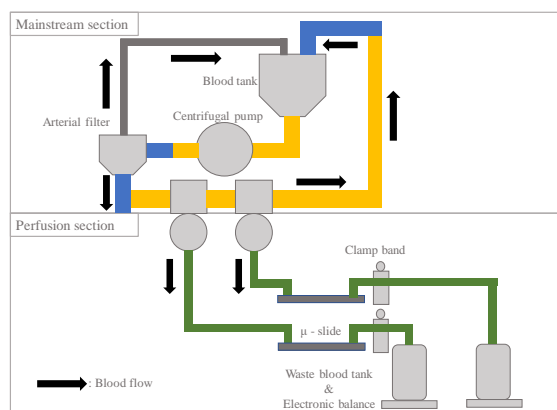


Fig.1 Experiental apparatus

Table1 Experiental conditions and results

Exp.	ADP conc. [μM]	Shear rate[1/s]		Shear stress[Pa]		Mean number of adhering platelets [per 900 μm^2]	
		Target value	Exp. value	Target value	Exp. value		
①	0.1	1	0.46	0.03	0.02	2.51	\pm 0.37
②	0.1	3	2.61	0.04	0.04	0.58	\pm 0.18
③	0.1	5	2.43	0.06	0.04	0.85	\pm 0.21
④	0	0	0	0	0	0.24	\pm 0.27
⑤	0	0	0	0	0	0.33	\pm 0.13
⑥	0.1	0	0	0	0	0.49	\pm 0.16
⑦	0.1	0	0	0	0	0.44	\pm 0.15
⑧	0.1	0	0	0	0	0.43	\pm 0.15
⑨	0.1	0	0	0	0	0.47	\pm 0.16

3 結果及び考察

3.1 結果

1条件あたり75枚撮影し、内皮細胞に粘着した血小板をカウントした。各データを従来のデータと揃えるために画像面積を900 μm^2 相当に換算し、統計処理により粘着数の平均値と信頼度95%区間を算出した。

Fig.2にADP濃度0 μM 、ずり速度0 s^{-1} 時の時間に対する粘着血小板数を表したグラフを示す。同図には従来の実験データ^[1]とTable1のグレーで塗られているデータを含めたものを示す。

ADP濃度とずり速度に対する粘着血小板数が得られた条件の点をプロットした図をFig.3に示す。横軸はADP濃度、縦軸はずり速度である。年度毎のデータを黒枠内に各条件での粘着血小板数を示す。また、それぞれの条件での粘着血小板数より3, 5, 10, 20個の粘着血小板数を内挿及び外挿し等値線を描いた。ただし、ADP濃度0 \sim 0.1 μM では実験データが不十分であり、等値線が不明確なため破線で描いた。さらに、データの傾向より1.5 μM 以上では等値線は横ばいになるとみなし、1.5 μM から2 μM に破線で水平線を引いた。等値線を描いた上で類推できるADP濃度2 μM におけるそれぞれの粘着数でのずり速度を等値線の横に黒字で示す。

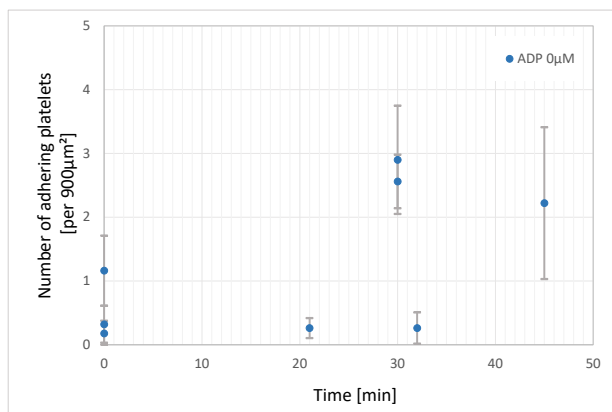


Fig.2 The number of adhering platelets versus time

3.2 考察

今年度行ったTable1の赤色で塗られている条件③に関しては灌流中に血液が足りなくなり、ずり速度の調整が安定しなかった。よって、条件③の値は参考値として取り扱うこととする。

Fig.3において昨年までの等値線は、0.25 μM 未満の低ADP濃度部分がデータ不足により予想線となっていた。しかし、今年度のデータによって、Fig.3のように0.1 μM までの低ADP濃度部分の等値線を明確に引くことが可能となり、0.1 μM から1.5 μM の範囲の各等値線が明確になった。また、ADP濃度が0 μM の時、血小板は活性化されないため粘着血小板数は0個であると考えられる。

Fig.3の0個の等値線は、ある値のずり速度でADP濃度0 μM である縦軸に交わると予想されている。今年度のデータより0個の等値線は0 μM から0.1 μM の間では

ADP濃度0 μM の線に漸近するような曲線になると予想することができる。

Fig.2はずり速度0 s^{-1} 時の時間変化における粘着血小板数を表しているため、遠心ポンプが血液に与える刺激によって溶血することを考えると時間が経過するに連れ、粘着血小板数は増える予想していた。しかし、Fig.2を見ると時間が30分と45分の時、粘着血小板数は2個以上であるがそれ以外の時は最大で1.2個のみであった。このことから、ずり速度0 s^{-1} 時の粘着血小板数には時間経過に関わらずばらつきがあることが確認できる。このばらつきは血液が流れていないためだと考えられる。血液が流れないと血液中の赤血球や白血球などの細胞成分が沈殿し、活性化された血小板が粘着するのを妨げてしまう。つまり流れがない場合、血小板が粘着を起こすのは確率的になりFig.2のように粘着血小板数にばらつきが出る。

今年度は過去の不足している部分のデータ取得に加えて、遠心ポンプの刺激による影響を確認するため、条件⑥、⑦、⑧、⑨を行った。しかし、この4条件はずり速度0 s^{-1} で実験を行っているため遠心ポンプの影響を把握できなかった。この4条件から、ADP濃度を変化させてもずり速度0 s^{-1} であると粘着血小板数は確率的になると考えられる。また、過去に行った遠心ポンプの影響を把握する実験もずり速度0 s^{-1} で行っているため、粘着血小板数を補正するデータとして扱えないことが分かった。したがって、遠心ポンプの影響を把握するための実験手法を変える必要がある。

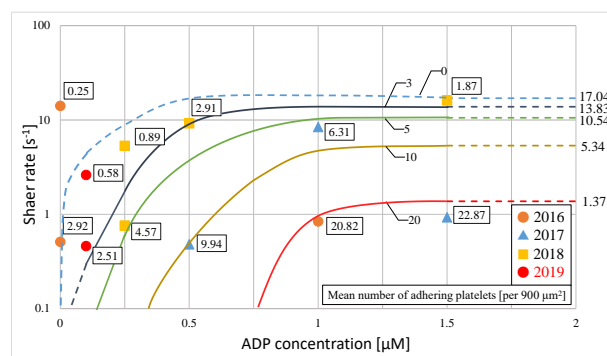


Fig.3 Shear rate versus ADP concentration and contours of adhering platelets

4 結言

本研究では、低せん断応力下における粘着血小板数の測定を行い、粘着血小板数が0個の等値線の傾向が予想できた。さらに、実験結果からずり速度0 s^{-1} における粘着血小板数はばらつきがあることが確認できたため、粘着血小板数は確率的であることが示唆された。

5 参考文献

[1]Y.Ogawa et al., Biorheology. 2018;54:51-65.

内臓脂肪量推定のための機器設計 — データ取得システムの改善と相関関係の検討 —

指導 島野 健仁郎 教授, 永野 秀明 准教授, 白鳥 英 講師
1612022 加藤 夏輝

1 緒言

内臓脂肪型の肥満は、脳疾患、心疾患、糖尿病などの原因となる。内臓脂肪型肥満の改善には、定期的の内臓脂肪量を測定し、患者の減量に対するモチベーション維持が重要である。現在、内臓脂肪量を測定する方法は臍位断面 CT 画像を用いた脂肪面積による評価法が一般的である。しかし、CT による検査法は高精度ではある一方、費用が高く放射線被曝の危険性がある。その為、内臓脂肪量を低コストで高精度かつ人体への侵襲性が低く安全に測定できる方法の確立が求められる。

本研究は人体の体深部温度が一定であり、脂肪の熱伝導率が低いことに着目し、皮膚表面温度分布から臍位における体内の温度分布を解析し、内臓脂肪量を推定する手法の確立を最終目標とする。この手法を用いて内臓脂肪量を推定する為には、断面 CT 画像から体組成を抽出した二次元形状モデル、腹囲形状と皮膚表面温度分布などのデータベースが必要である。現在、腹囲形状と皮膚表面温度分布を取得する為にレーザー距離計と放射温度計を搭載した測定機と熱電対を使用している。被験者の腹囲の周りに円形レールを設置し、測定機が一定速度でレール上を一周することで腹囲形状と皮膚表面温度分布を取得する。また、熱電対より臍位、右脇腹、左脇腹、背中の4点の皮膚表面温度を測定し、非接触型の温度計である放射温度計が測定した皮膚表面温度分布の補正を行う。

しかし、測定機のレール上を走るための車輪の設置寸法が不適切な為、車輪の劣化を早め、測定機が一定速度で走行しない問題があった。また、良質なデータ取得の為には放射温度計の精度問題もあった。

以上に挙げた問題点を解決しない限り、良質なデータベースを構築することは不可能である。その為、今年度は測定機の手車輪の取り付け寸法を見直し、測定機が一定速度で走行するように改善し、放射温度計の精度確認を行うことで、データベース構築の為のデータ取得システムの改善を試みた。また、皮膚表面温度分布から内臓脂肪量を推定する為、現在、取得できている被験者16人分のサンプルデータ（以下サンプルとする）を用いて、皮膚表面温度分布と内臓脂肪量の相関関係の検討を行った。

2 データ取得システムの改善

2.1 測定機の改善について

測定機は円形レール上に90°ごとに貼付した4点の黒点をフォトトリフレクタにより記録する。各黒点の間ご

とに測定した測定回数を記録し、90°を測定回数で割ることで測定点の角度を算出している。その為、測定機が一定速度でレール上を走行しない場合、実際の測定角度と算出した角度に誤差が生まれる。しかし、測定機のレール上を走行する為の車輪が円形レールの接線方向を向いていない為、車輪に作用する摩擦が不必要に大きくなっている。そのため車輪の劣化が早く、また測定機が一定速度で走行できていなかった。そこで円形レールの寸法と測定機の寸法から車輪が円形レールの接線方向を向くように再設計を行った。

測定機が一定速度で走行できているか確認の為、円形レールの90°の区間に10°づつ、計10点に黒点を貼付し、各黒点間の9区間のフォトトリフレクタの測定時間を計測した。Fig.1に測定機の改善前と改善後の各区間の測定時間を示す。

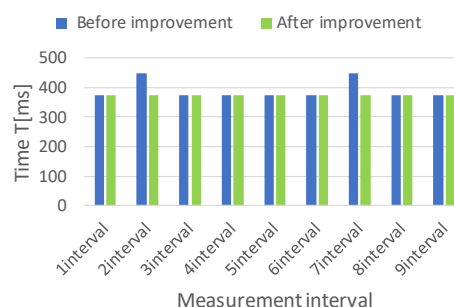


Fig.1 Measurement time of each section

改善前と改善後の測定時間の最大値と最小値の差は改善前が75.03msとなり、改善後の差は0.02msとなった。測定時間の差を0.02msまで縮めることができ、安定した走行が実現できている。これにより、より正確な腹囲形状と皮膚表面温度分布を測定できるようになった。

2.2 放射温度計について

現在、皮膚表面温度分布は測定機に搭載した放射温度計と熱電対で測定している。放射温度計は測定対象の温度差を測定するには適しているが、絶対温度を正確に測定するには適していない。その為、放射温度計の測定値は測定対象の真の温度値と誤差が生じるが、その誤差の幅は測定箇所によって変わらず、放射温度計の測定値と真値には一定のシフトがあると考えられる。そこで、熱電対を使用し、臍位、右脇腹、左脇腹、背中の4点の皮膚表面温度を測定し、放射温度計の測定値と真値との誤差の補正に使用している。しかし、放射温度計の測定

値と真値とのシフトがノイズなどの影響により常に一定ではない場合、良質なデータが測定できないため、測定機に使用している放射温度計の測定値が最頻値からどれだけの頻度でずれているか確認を行った。

確認の方法は同一の測定対象を放射温度計と高精度浸漬芯温プローブを使用した高精度温度計で110回測定し、放射温度計の測定値から高精度温度計の測定値を引いた温度差の最頻値を基準値とし、基準値から±0.4℃の範囲外の頻度は全体の何%になるか調べた。測定対象は放射温度計の測定誤差の原因になり得る表面の光沢が出ないように切断した羊羹の断面を使用した。

測定の結果、温度差の最頻値は1.32℃となった。Fig.2に1.32℃を基準とし、そこから0.4℃区切りで分類した測定値の温度差の頻度を示す。

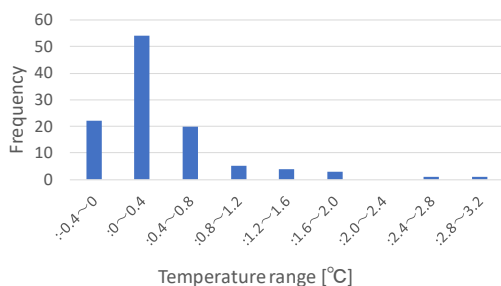


Fig.2 Frequency of temperature difference

基準値 1.32℃から±0.4℃の範囲外の頻度は全体の30.9%となった。この結果は1回の測定で30.9%の確率で正しく測定出来ない事を示しており、良質なデータ測定の為には測定精度を改善する必要がある。

この放射温度計では3回連続で測定し、3回とも正しく測定出来ない確率は2.9%となるので、3回測定し、少なくとも1回は正しく測定出来る確率は97.1%となる。そこで測定機をレール上で3周させ3回連続で腹囲を測定し、その3回の測定値から最も確からしい値を測定値とする方法を提案した。この改善案によって放射温度計の測定精度は改善できると考えられる。

また、放射温度計の最頻値からどれだけの頻度でずれているかの検討に用いた範囲±0.4℃の妥当性を検討した。サンプルから皮下脂肪の影響が皮膚表面温度分布に強く出ていると考えられる皮下脂肪量300cm²以上の被験者と皮膚表面温度分布にノイズと思われる不自然な温度変化がある被験者を除外した。残りの被験者から内臓脂肪量が150cm²以上の内臓脂肪量が多い被験者3人と内臓脂肪量が100cm²未満の内臓脂肪量が少ない被験者4人に分類し、前面皮膚表面平均温度の平均値の差と内臓脂肪量が多い被験者と少ない被験者の温度差の最小値を調べた。平均値の差は1.26℃となり、温度差の最小値は0.93℃となった。この2つの値は範囲±0.4℃より大きいため、±0.4℃の範囲で最頻値からどれだけの頻度でずれているのか検討するのは妥当であると考えられる。

3 内臓脂肪量と皮膚表面温度分布の相関関係の検討

サンプルから内臓脂肪量と皮下脂肪量を足し合わせた全脂肪量と腹囲長には相関関係があることがわかっている。全脂肪量から皮下脂肪の影響を取り除くことで内臓脂肪量が推定出来ると考える。そこでまず、皮下脂肪を前面と背面の2つに分割し、分割した背面皮下脂肪の影響を取り除くために脂肪量と皮膚表面温度分布に相関関係が無いか検討した。

内臓脂肪はCT画像の前半分に分布している。そのためCT画像の前半分の皮膚表面温度に内臓脂肪の影響が強くと考えられる。CT画像より算出した皮下脂肪量を前面と背面に分割し、分割した前面皮下脂肪量と内臓脂肪量を足し合わせた前面脂肪量と前面の皮膚表面温度分布の平均値で相関関係を調べた。前面脂肪量と前面皮膚平均温度の間に相関関係があれば全脂肪量から背面皮下脂肪の影響を取り除くことが出来ると考えられる。

Fig.3に前面脂肪量と前面皮膚表面平均温度の関係を示す。

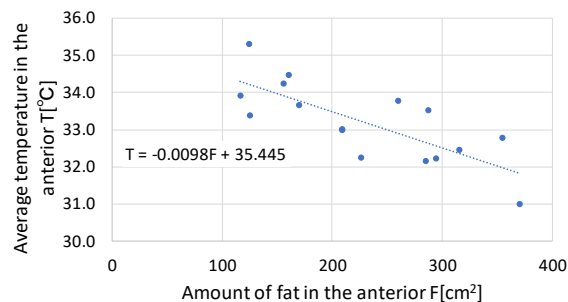


Fig.3 Correlation between amount of anterior fat and anterior average temperature

Fig.3より前面脂肪量と前面皮膚表面平均温度には相関関係が見られた。得られた相関関係の近似式から求まる脂肪量の範囲が160cm²と大きいため、温度が0.4℃違うと求まる脂肪量は40cm²ずれてしまう。その為、この相関関係は高精度な内臓脂肪量の推定には適していない。しかし、この相関関係より全脂肪量から背面皮下脂肪量の影響を取り除くことが出来た。今後はこの相関関係から前面皮下脂肪量の影響を無くし、横軸を改良し高精度で脂肪量を求められる様にするなど皮膚表面温度分布から内臓脂肪量を推定する為の検討を重ねていく。

4 結言

測定機の改善により、腹囲形状と皮膚表面温度分布のより正確なデータが測定できるようになった。また、前面皮下脂肪量と内臓脂肪量を合わせた前面脂肪量と前面皮膚表面平均温度には相関関係があることがわかった。

今後は改善した測定機を活用してデータを取得し、内臓脂肪量と皮膚表面温度分布の相関関係を求めて、皮膚表面温度分布から内臓脂肪量を推定する為の検討を重ねていく。