

Thu. Jun 1, 2023

Room D

OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用

[D-06] OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用 (1)

座長:青木 尊之(東京工業大学)

9:00 AM - 10:15 AM Room D (2F Conference Room 201B)

[D-06-01] (キーノート講演)CFDとメッシュ最適化を用いた
ディフューザー風車の空力設計*渡辺 勢也¹、野間 優希¹、胡 長洪¹ (1.九州大学)

9:00 AM - 9:30 AM

[D-06-02] AMR法を導入した格子ボルツマン法による中型レンズ風車の数値シミュレーション

*吉川 雅己¹、渡辺 勢也¹、野間 優希¹、胡 長洪¹ (1.九州大学)

9:30 AM - 9:45 AM

[D-06-03] アンサンブルカルマンフィルタを用いた都市風況解析のためのパラメータ最適化

*小野寺 直幸¹、井戸村 泰宏¹、長谷川 雄太¹、朝比 祐一¹、稲垣 厚至²、下瀬 健一³、平野 洪資³ (1.日本原子力研究開発機構、2.東京工業大学、3.防災科学研究所)

9:45 AM - 10:00 AM

[D-06-04] 格子ボルツマン法と局所アンサンブル変換カルマンフィルタ (LBM-LETKF) による二次元等方乱流のデータ同化

*長谷川 雄太¹、小野寺 直幸¹、朝比 祐一¹、井戸村 泰宏¹ (1.日本原子力研究開発機構)

10:00 AM - 10:15 AM

OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用

[D-07] OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用 (2)

座長:渡辺 勢也(九州大学)

10:30 AM - 11:30 AM Room D (2F Conference Room 201B)

[D-07-01] 三次元二相系格子ボルツマン法の AMR実装とその評価

宮崎 翼也¹、*金田 昌之¹、杉本 真²、須賀 一彦¹ (1.大阪公立大学、2.東北大学)

10:30 AM - 10:45 AM

[D-07-02] 気泡上昇解析における Phase Field変数の最適化

*杉原 健太¹、小野寺 直幸¹、井戸村 泰宏¹、山下 晋¹ (1.日本原子力研究開発機構)

10:45 AM - 11:00 AM

[D-07-03] A Liquid Film Simulation Using AMR-PLIC-HF method with Surfactant Transport

*LIAN TONGDA¹、松下 真太郎¹、青木 尊之¹ (1.東京工業大学)

11:00 AM - 11:15 AM

[D-07-04] Heat Transfer Study in Foam Formation using LBM with MPF model and AMR method

*Sitompul Yos¹、Aoki Takayuki¹、Watanabe Seiya²、Sugihara Kenta⁴、Takaki Tomohiro³ (1. Tokyo Institute of Technology、2. Kyushu University、3. Kyoto Institute of Technology、4. Japan Atomic Energy Agency)

11:15 AM - 11:30 AM

OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用

[D-08] OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用 (3)

座長:小野寺 直幸(日本原子力研究開発機構)

1:15 PM - 2:15 PM Room D (2F Conference Room 201B)

[D-08-01] A High-Resolution Simulation for Driftwood Capture by Using AMR-LBM

*SHEN DAWEI¹、青木 尊之¹、渡辺 勢也²、嶋 丈示³ (1. Tokyo Institute of Technology、2. Kyushu University、3. Sabo & Landslide Technical Center)

1:15 PM - 1:30 PM

[D-08-02] ジャイロ回転する野球ボールの AMR-LBM による空力解析 Aerodynamic Study on gyro-rotating baseball by using AMR-LBM

*Yin Yuwei¹、青木 尊之¹、渡辺 勢也²、小林 宏充³、丹羽 政善 (1.東京工業大学、2.九州大学、3.慶應義塾大学)

1:30 PM - 1:45 PM

[D-08-03] スピードスケート・パシュート競技の LBMシミュレーションによる空力解析

*瀧 優太¹、Tan Hong Guan¹、渡辺 勢也²、青木 尊之¹ (1.東京工業大学、2.九州大学)

1:45 PM - 2:00 PM

[D-08-04] T-Spline AMR法による超音速パラシュートの圧縮性流体解析

*三川 翔平¹、寺原 拓哉¹、滝沢 研二¹、Tezduyar Tayfun E.^{2,1} (1.早稲田大学、2.ライス大学)

2:00 PM - 2:15 PM

OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用

[D-06] OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用 (1)

座長:青木 尊之(東京工業大学)

Thu. Jun 1, 2023 9:00 AM - 10:15 AM Room D (2F Conference Room 201B)

[D-06-01] (キーノート講演)CFDとベイズ最適化を用いたディフューザー風車の空力設計

*渡辺 勢也¹、野間 優希¹、胡 長洪¹ (1. 九州大学)

9:00 AM - 9:30 AM

[D-06-02] AMR法を導入した格子ボルツマン法による中型レンズ風車の数値シミュレーション

*吉川 雅己¹、渡辺 勢也¹、野間 優希¹、胡 長洪¹ (1. 九州大学)

9:30 AM - 9:45 AM

[D-06-03] アンサンブルカルマンフィルタを用いた都市風況解析のためのパラメータ最適化

*小野寺 直幸¹、井戸村 泰宏¹、長谷川 雄太¹、朝比 祐一¹、稲垣 厚至²、下瀬 健一³、平野 洪寛³ (1. 日本原子力研究開発機構、2. 東京工業大学、3. 防災科学研究所)

9:45 AM - 10:00 AM

[D-06-04] 格子ボルツマン法と局所アンサンブル変換カルマンフィルタ (LBM-LETKF) による二次元等方乱流のデータ同化

*長谷川 雄太¹、小野寺 直幸¹、朝比 祐一¹、井戸村 泰宏¹ (1. 日本原子力研究開発機構)

10:00 AM - 10:15 AM

9:00 AM - 9:30 AM (Thu. Jun 1, 2023 9:00 AM - 10:15 AM Room D)

[D-06-01] (キーノート講演)CFDとベイズ最適化を用いたディフューザー風車の空力設計

*渡辺 勢也¹、野間 優希¹、胡 長洪¹ (1. 九州大学)

9:30 AM - 9:45 AM (Thu. Jun 1, 2023 9:00 AM - 10:15 AM Room D)

[D-06-02] AMR法を導入した格子ボルツマン法による中型レンズ風車の数値シミュレーション

*吉川 雅己¹、渡辺 勢也¹、野間 優希¹、胡 長洪¹ (1. 九州大学)

アンサンブルカルマンフィルタを用いた 都市風況解析のためのパラメータ最適化

Parameter optimization for urban wind simulation using ensemble Kalman filter

小野寺 直幸¹⁾、井戸村 泰宏¹⁾、長谷川 雄太¹⁾、朝比 祐一¹⁾、
稲垣 厚至²⁾、下瀬 健一³⁾、平野 洪賓³⁾、
Naoyuki Onodera, Yasuhiro Idomura, Yuta Hasegawa, Yuichi Asahi,
Atsushi Inagaki, Ken-ichi Shimose, and Kohin Hirano

¹⁾日本原子力研究開発機構 (千葉県柏市若柴 178-4 柏の葉キャンパス 148 街区 4, E-mail: onodera.naoyuki@jaea.go.jp)

²⁾東京工業大学 (東京都目黒区大岡山 2-12-1)

³⁾防災科学技術研究所 (茨城県つくば市天王台 3-1)

We have developed a multi-scale wind simulation code CityLBM that can resolve from entire city blocks to detailed streets. CityLBM enables a real time ensemble simulation by applying the locally mesh-refined lattice Boltzmann method on GPU supercomputers. On the other hand, real-world wind simulations contain complex boundary conditions that cannot be modeled, so data assimilation techniques are needed to reflect observed data in the simulation. This study proposes a hyperparameter optimization of the ground surface temperature bias based on an ensemble Kalman filter to reproduce wind conditions within urban city blocks. As a validation of CityLBM, an Observing System Simulation Experiment (OSSE) is conducted for the central Tokyo area to estimate boundary conditions from observed near-surface temperature values.

Key Words : Particle filter, Ensemble calculations, Graphics-processing-unit-based computing, Lattice Boltzmann method, Urban wind simulation

1. はじめに

都市部は高層ビルが密集した複雑な形状をしているため、都市全域を含む広域の風況場から細かな路地等を捉えたマルチスケールのシミュレーション技術が有効である。これをスマートシティの設計・運用に活用するためには、現実よりも高速な高性能計算技術および確率的に突風リスク等が評価可能なアンサンブル計算技術の確立が課題となっていた。本研究では、格子ボルツマン法 (LBM) に基づく流体解析手法に対して、GPU を用いた高速計算および局所細分化 (AMR) 格子法による省資源計算の実現により、乱流の不確実性を考慮したリアルタイムのアンサンブル風況シミュレーション手法 CityLBM を開発した [1][2]。

一方、現実の風況シミュレーションにおいては、数値流体力学 (CFD) 解析だけではモデル化できない複雑な境界条件等を含むため、観測データをシミュレーション内に適切に反映するためのデータ同化技術が必要となる。本研究では、アンサンブルカルマンフィルタ (EnKF) と呼ばれるデータ同化手法を用いて、支配方程式内のハイパーパラメータを最適化することで、現実の風況を反映したシミュレーションの実現を目指す。CityLBM の検証として、東京都心部の建物・地形・植生を設定した条件において、地表面温位に対してバイアス誤差が含まれていると仮定し、地表面近傍の温位の観測値からその値を推定する、観測システムシミュレーション実験 (OSSE) を実施する。

2. CityLBM コード

(1) 格子ボルツマン法

CityLBM コードは、非圧縮流体の弱圧縮近似解法である LBM に基づいて風況解析を行う。LBM は連続体である流体を格子上を並進・衝突する仮想的な粒子の集合と仮定し、格子上の粒子の速度分布関数について時間発展方程式を解く手法である。空間は等間隔の格子上で離散化され、有限個の速度を持つ粒子は並進運動により 1 タイムステップ後に格子点上に位置するため補間に伴う離散化誤差を含まない。粒子の衝突過程は、BGK モデルを用いて、粒子分布が単一時間内で局所平衡状態へと緩和すると仮定する。ここで、時刻 t 、位置 x において、速度 c_i に対応する粒子の分布関数の時間発展は以下の式で表される。

$$f_{ijk}(\vec{x} + \vec{c}_{ijk}\Delta t, t + \Delta t) = f_{ijk}(\vec{x}, t) + \Omega_{ijk}(\vec{x}, t), \quad (1)$$

$$\vec{c}_{ijk} \in \{-1, 0, 1\} \otimes \{-1, 0, 1\} \otimes \{-1, 0, 1\}. \quad (2)$$

Δt は時間刻み、 c_{ijk} は粒子速度、 Ω は衝突演算子である。本計算では離散的粒子速度として、高レイノルズ数の複雑物体を含む流れの解析に有効な 3 次元 27 速度 (D3Q27) モデルを採用した。また、衝突緩和モデルとして、都市部の流れのような高レイノルズ数の乱流解析での、解析精度や安定性の観点から Cumulant relaxation time model[3] を採用すると共に、小林により提案されたコヒーレント構造スマゴリンスキーモデル [4] を適用した。また、都市街区内の植生分布に関しては、抵抗力に基づくモデルを採用した [5]。

(2) 温度の時間発展および地表面熱流束モデル

格子ボルツマン法による熱流動解析では、流体と熱の時間発展をLBMで解く手法や、熱の時間発展は差分法で解く手法など、様々な手法が提案されている。都市街区を対象とした風況解析では温度の陽的な時間発展が可能であるため、メモリの使用量がLBMよりも少ない差分法に基づき定式化し、移流項に対して5次精度WENO法を採用した。温位がLBMに与える影響はブジネスク近似を用いて外力項として評価した。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \theta = \left(\chi + \frac{\nu_{SGS}}{Pr_{SGS}} \right) \nabla^2 \theta. \quad (3)$$

ここで、 χ は流体の温度拡散係数、 ν_{SGS} は乱流モデルによる渦粘性係数、 Pr_{SGS} はプラントル数である。

地表面近傍の接地境界層において、温位が変化しない中立成層のときには風速分布は対数分布則に従う。一方で、温位が高さにより変化する安定成層や不安定成層のときの風速分布は、中立成層の場合とは異なる。その様な様々な大気の状態において、モニン・オブコフの相似則に基づくモデルにより、地表面近傍の風速・温位および地表面温位から地表面からの熱流束を反復計算により求めることが可能である。

$$L = -\frac{u_*^3 \theta_o}{\kappa g q_{3lw}}, \quad x = (1 - 15z/L)^{1/4}, \quad (4)$$

$$\psi_m = \begin{cases} -4.7 \frac{z}{L} & L > 0 \\ 2 \ln\left(\frac{1+x}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2 \operatorname{atan}(x) + \frac{\pi}{2} & L < 0, \end{cases} \quad (5)$$

$$\psi_h = \begin{cases} -7.8 \frac{z}{L} & L > 0 \\ 2 \ln\left[\frac{1}{2}(1+x^2)\right] & L < 0, \end{cases} \quad (6)$$

$$u_* = \frac{\kappa \tilde{u}}{\ln(z/z_{om}) - \psi_m}, \quad (7)$$

$$q_z|_w = \frac{u_* \kappa (\theta_s - \theta)}{\ln(z/z_{oh}) - \psi_h}. \quad (8)$$

ここで、 L は局所のオブコフ長さ (m)、 u_* は摩擦速度 (ms^{-1})、 θ_s および θ は地表面温位および地表面近傍の温位 (K)、 $q_z|_w$ は地表面からの温度に対する熱流束 (Kms^{-1})、 $\kappa = 0.4$ はフォン＝カルマン定数、 $z_{om,oh}$ は運動量および温位に対する粗度長 (m) となる。本研究では粗度長として、地表面を観測した論文 [6] に記載されている grassland (5cm) の値 $z_{om} = 0.00436$ および $z_{oh} = 0.00041$ を採用した。

(3) アンサンブルカルマンフィルタに基づく地表面温位バイアスの最適化

EnKF [7] は逐次型のデータ同化手法の一つであり、観測データ y^o を基に各アンサンブルの状態ベクトル $x^{(k)}$ のフィルタ分布を求める手法である。本研究では地表面温位バイアスを状態ベクトルに、観測データには地表面近傍の温位を割り当てることで、都市街区内の風況の再現を目指す。EnKFによる状態ベクトルの時間発展として、システムモデルに基づく一期先予測と観測に基づくフィルタの2つを繰り返す。一期先予測は、状

態ベクトルの支配方程式（例えば、格子ボルツマン方程式やナビエ＝ストークス方程式等）に基づいて計算するが、地表面温位バイアスには一般的な支配方程式が存在しないため、以下のモデル式を用いて時間発展した。

$$x_{t|t-1}^{(k)} = x_{t-1|t-1}^{(k)} + v_t, \quad v_t \sim \mathcal{N}(\mu_x, \sigma_x^2). \quad (9)$$

ここで、下添字 t は一期先予測およびフィルタの時間ステップ、上添字 (k) はアンサンブル番号、 v_t は平均値 μ_x と標準偏差 σ_x から与えられる正規分布に従うシステムノイズとなる。

フィルタは、観測データ y^o 、および、状態ベクトルに観測演算子を作用させた観測値相当 ($y_{t|t-1}^{(k)} = \mathcal{H}(x_{t|t-1}^{(k)})$) を基に実施する。以下にフィルタで使用するアンサンブル平均ベクトル、アンサンブル偏差、観測値と観測空間における予報値の差 (イノベーションベクトル) を示す。

$$\bar{x}_{t|t-1} = \frac{1}{N_e} \sum_{k=1}^{N_e} x_{t|t-1}^{(k)}, \quad (10)$$

$$\delta X_{t|t-1} = (x_{t|t-1}^{(1)} - \bar{x}_{t|t-1}, \dots, x_{t|t-1}^{(N_e)} - \bar{x}_{t|t-1}), \quad (11)$$

$$\bar{y}_{t|t-1} = \frac{1}{N_e} \sum_{k=1}^{N_e} y_{t|t-1}^{(k)}, \quad (12)$$

$$\delta Y_{t|t-1} = (y_{t|t-1}^{(1)} - \bar{y}_{t|t-1}, \dots, y_{t|t-1}^{(N_e)} - \bar{y}_{t|t-1}), \quad (13)$$

$$\delta y_{t|t-1}^o = y_t^o - \bar{y}_{t|t-1}. \quad (14)$$

ここで、 $\bar{x}_{t|t-1}$ は長さ N_x のベクトル、 $\bar{y}_{t|t-1}$ と $\delta y_{t|t-1}^o$ は長さ N_o のベクトル、 $\delta X_{t|t-1}$ は大きさ $N_x \times N_e$ の行列、 $\delta Y_{t|t-1}$ は大きさ $N_o \times N_e$ の行列、 N_x 、 N_o 、 N_e は、それぞれ状態ベクトル数、観測データ数、アンサンブル数を示す。

局所アンサンブル変換カルマンフィルタ (LETKF) [8] によるデータ同化は、以下で与えられる。

$$VDV^T = (N_e - 1)I + (\delta Y_{t|t-1}^T R^{-1} \delta Y_{t|t-1}), \quad (15)$$

$$\bar{w} = (VD^{-1}V^T) (\delta Y_{t|t-1}^T R^{-1} \delta y_o), \quad (16)$$

$$\delta W = \sqrt{N_e - 1} (VD^{-1/2}V^T). \quad (17)$$

ここで、 D と V は固有値と固有ベクトル、 I は大きさ $N_e \times N_e$ の単位行列、 R は観測値の誤差共分散行列となる。最終的に、各アンサンブルメンバー k に対して、以下の状態ベクトルのフィルタを計算する。

$$x_{t|t}^{(k)} = \bar{x}_{t|t-1} + \delta X_{t|t-1} (\bar{w} + \delta W^{(k)}). \quad (18)$$

3. 東京都心部の風況解析

東京都心部に対する OSSE として、地表面温位のバイアス値を +10K と設定した Nature run に対して、地表面近傍の温位 (高さ 2m、11 箇所) の 1 分間累積移動平均を観測値としたアンサンブル計算を実施した。計算条件として、6, 144m × 6, 144m × 1, 536m の計算領域に対して、4m³、8m³、16m³ 解像度の格子を高さ 0 ~ 256m、256 ~ 512m、512 ~ 1280m に配置した。実際の都市街区を模擬するために、建物・地形の高さデータを読み込むとともに、衛星画像を基に地表面に植生分布 (高さ

8m)を設定した。風況および温位の境界条件として、温位が一定の条件下にて、都市街区内の建物高さ・密度に基づいた対数則に基づく南西の流入風 [9] (高さ 500m で風速 12m/s、カットオフ高さ 500m) を計算領域の外周および上端の 256m 以内の領域にナッジングデータ同化手法にて設定した。OSSE の地表面温位の初期値として、計算領域全体に対して、流入風の温位と同じ基準値 ($\pm 0[K]$) に対するバイアス値を設定した。EnKF のパラメータとして、地表面温位の時間発展式の標準偏差は $\sigma_x = 0.5[K]$ 、温位の観測誤差は $\sigma_y = 1[K]$ と設定し、1 分ごとにデータ同化による状態ベクトルを更新した。

Nature run の都市街区内の風況シミュレーション結果を図 1 に示す。地表面近傍の風の流れが複雑な構造物により乱されていること、および、風下側 (可視化結果の奥行き側) に進むに従って地表面により加熱された温位が上空へと発達していくことが確認できる。

OSSE のアンサンブル計算により求められた観測ベクトル (地表面近傍温位) および状態ベクトル (地表面温位バイアス) を図 2、3 に示す。青の実線がアンサンブル平均値、青の点線が各アンサンブル値、および、灰色の実線が nature run の値 (真値) となる。Nature run の結果から、約 60 分で地表面近傍の温位が定常となることが確認できる。OSSE では、計算開始時では温位変化が小さいものの、約 10 分経過後から急激に観測値に追従していることが確認できる。最終的には、アンサンブル数が (a) $N_{ens} = 4$ および (b) $N_{ens} = 8$ の条件において、観測値に対して $0 \sim 0.1[K]$ へと収束した。

地表面温位バイアスにおいても同様に、計算開始時においては観測値との差も小さいためランダムウォーク的な振る舞いを行っているが、その後、地表面温位バイアスを上昇させることで、Nature run で設定した $10[K]$ と同程度の $10 \sim 15[K]$ を推定した。以上の結果より、EnKF を適用することで、観測データから境界条件のハイパーパラメータである地表面温位バイアス値を推定することが可能であることが示された。

4. まとめ

CFD 解析だけではモデル化できない都市街区内の複雑な風況を再現するために、EnKF に基づく境界条件のハイパーパラメータ最適化を実施した。地表面近傍の温位を観測することで、地表面温位のバイアス値を推定する OSSE を実施した結果、アンサンブル数が 4 および 8 の条件において、妥当なハイパーパラメータ推定が可能であることが示された。今後は、実際の観測データを基に、熱流束の計算に大きく関わる地表面粗度長等の最適化も行なっていく予定である。

謝辞: 本研究の一部は JSPS 科研費 (課題番号 22H03599、21K17755)、学際大規模情報基盤共同利用・

共同研究拠点 (課題番号 jh220030) の支援を受けた。計算には東京大学「Wisteria/BDEC-01」および日本原子力研究開発機構「HPE SGI8600」を使用した。記して謝意を示す。

参考文献

- [1] N. Onodera, Y. Idomura, Y. Ali, and T. Shimokawabe. Communication reduced multi-time-step algorithm for real-time wind simulation on gpu-based supercomputers, 2018/02/ 2018.
- [2] Naoyuki Onodera, Yasuhiro Idomura, Yuta Hasegawa, Hiromasa Nakayama, Takashi Shimokawabe, and Takayuki Aoki. Real-time tracer dispersion simulations in oklahoma city using the locally mesh-refined lattice boltzmann method. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 179, No. 2, pp. 187–208, 2021.
- [3] Martin Geier, Martin Schönherr, Andrea Pasquali, and Manfred Krafczyk. The cumulant lattice boltzmann equation in three dimensions: Theory and validation. *Computers & Mathematics with Applications*, Vol. 70, No. 4, pp. 507–547, 2015.
- [4] H. Kobayashi, F. Ham, and X. Wu. Application of a local sgs model based on coherent structures to complex geometries. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 29, No. 3, pp. 640–653, 2008.
- [5] Tsutomu Watanabe. Large-eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 112, No. 2, pp. 307–341, 2004.
- [6] Y. M. Ma, M. Menenti, R. Feddes, and J. M. Wang. Analysis of the land surface heterogeneity and its impact on atmospheric variables and the aerodynamic and thermodynamic roughness lengths. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, Vol. 113, No. D8, 2008.
- [7] Geir Evensen. The ensemble kalman filter: theoretical formulation and practical implementation. *Ocean Dynamics*, Vol. 53, No. 4, pp. 343–367, 2003.
- [8] B. R. Hunt, E. J. Kostelich, and I. Szunyogh. Efficient data assimilation for spatiotemporal chaos: A local ensemble transform kalman filter. *Physica D-Nonlinear Phenomena*, Vol. 230, No. 1-2, pp. 112–126, 2007.
- [9] Manabu Kanda, Atsushi Inagaki, Takashi Miyamoto, Micha Gryschka, and Siegfried Raasch. A new aerodynamic parametrization for real urban surfaces. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 148, No. 2, pp. 357–377, 2013.

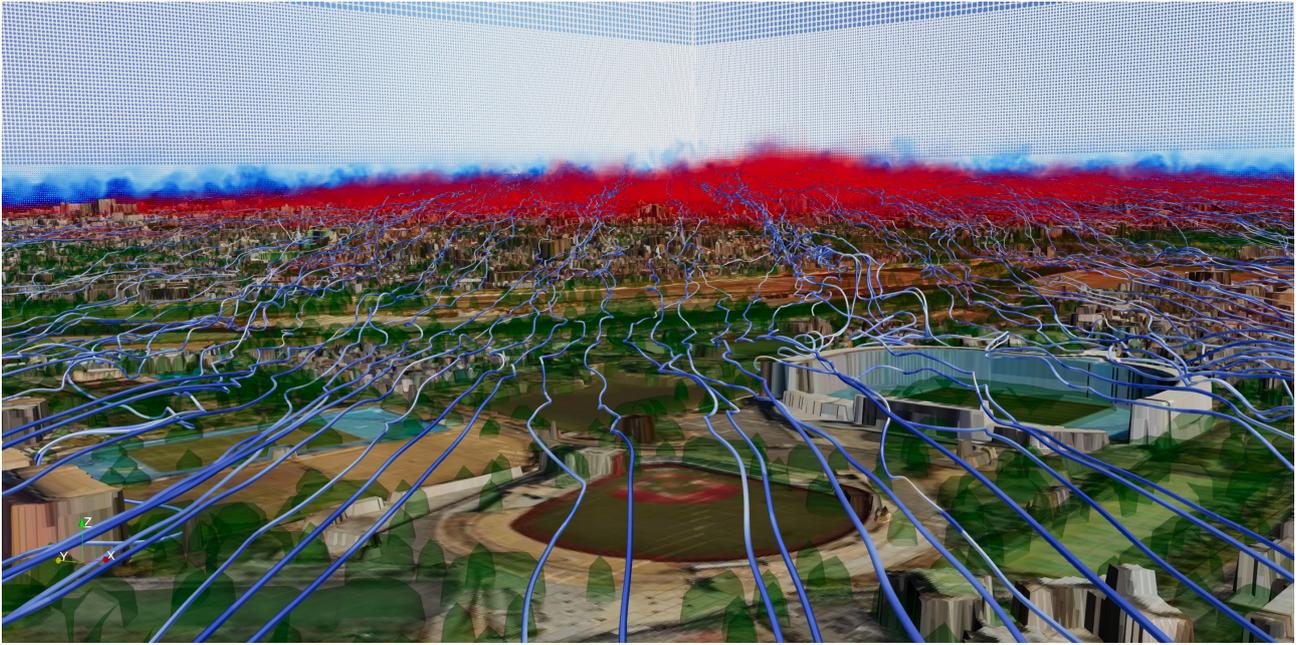
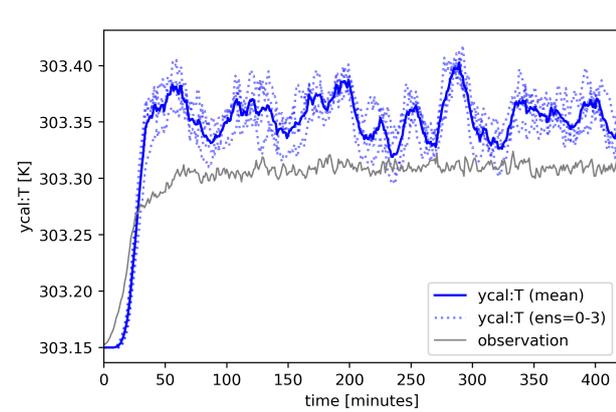
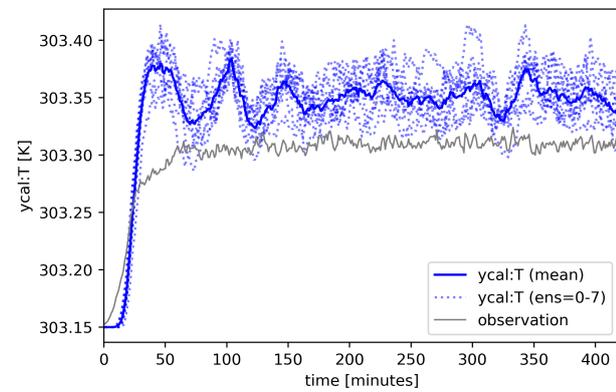


図-1 Nature run による都市街区内の風況シミュレーション。地表面近傍の流線、計算領域内の格子断面内の速度、および、地表面により加熱された温度を可視化。

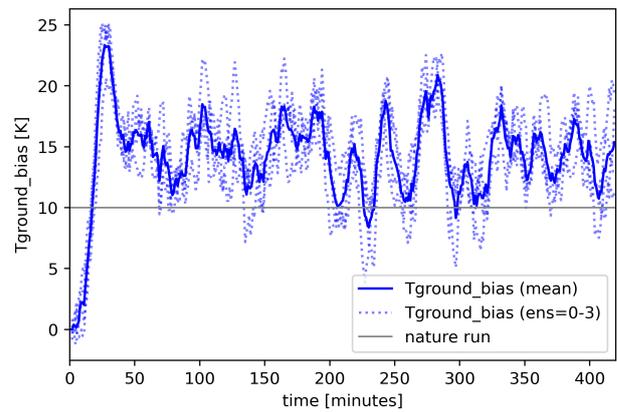


(a) $N_{ens} = 4$

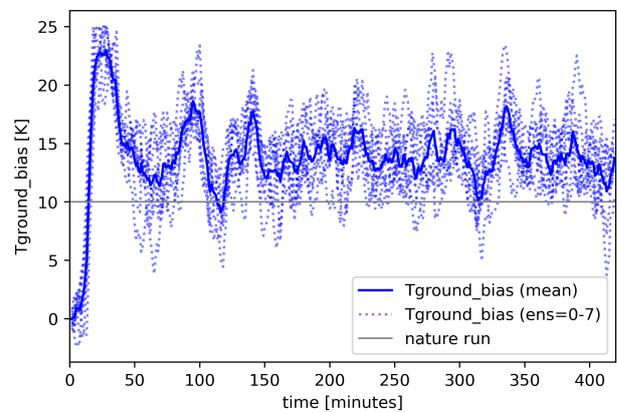


(b) $N_{ens} = 8$

図-2 地表面近傍の温位（観測ベクトル： Y 、 y_o ）の時刻暦。



(a) $N_{ens} = 4$



(b) $N_{ens} = 8$

図-3 地表面温位バイアス（状態ベクトル： X ）の時刻暦。

10:00 AM - 10:15 AM (Thu. Jun 1, 2023 9:00 AM - 10:15 AM Room D)

[D-06-04] 格子ボルツマン法と局所アンサンブル変換カルマンフィルタ (LBM-LETKF) による二次元等方乱流のデータ同化

*長谷川 雄太¹、小野寺 直幸¹、朝比 祐一¹、井戸村 泰宏¹ (1. 日本原子力研究開発機構)

OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用

[D-07] OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用 (2)

座長: 渡辺 勢也(九州大学)

Thu. Jun 1, 2023 10:30 AM - 11:30 AM Room D (2F Conference Room 201B)

[D-07-01] 三次元二相系格子ボルツマン法の AMR実装とその評価

宮崎 翼也¹、*金田 昌之¹、杉本 真²、須賀 一彦¹ (1. 大阪公立大学、2. 東北大学)

10:30 AM - 10:45 AM

[D-07-02] 気泡上昇解析における Phase Field変数の最適化

*杉原 健太¹、小野寺 直幸¹、井戸村 泰宏¹、山下 晋¹ (1. 日本原子力研究開発機構)

10:45 AM - 11:00 AM

[D-07-03] A Liquid Film Simulation Using AMR-PLIC-HF method with Surfactant Transport

*LIAN TONGDA¹、松下 真太郎¹、青木 尊之¹ (1. 東京工業大学)

11:00 AM - 11:15 AM

[D-07-04] Heat Transfer Study in Foam Formation using LBM with MPF model and AMR method

*Sitompul Yos¹、Aoki Takayuki¹、Watanabe Seiya²、Sugihara Kenta⁴、Takaki Tomohiro³ (1. Tokyo Institute of Technology、2. Kyushu University、3. Kyoto Institute of Technology、4. Japan Atomic Energy Agency)

11:15 AM - 11:30 AM

10:30 AM - 10:45 AM (Thu. Jun 1, 2023 10:30 AM - 11:30 AM Room D)

[D-07-01] 三次元二相系格子ボルツマン法の AMR実装とその評価

宮崎 巽也¹、*金田 昌之¹、杉本 真²、須賀 一彦¹ (1. 大阪公立大学、2. 東北大学)

気泡上昇解析における Phase Field 変数の最適化

Optimization of phase field variables in bubble rise analysis

杉原健太¹⁾ 小野寺直幸²⁾ 井戸村泰宏³⁾ 山下晋⁴⁾

Kenta Sugihara, Naoyuki Onodera, Yasuhiro Idomura and Susumu Yamashita

¹⁾博(工) 原子力研究開発機構 (〒 277-0871 千葉県柏市若柴 178-4-4-4F, E-mail: sugihara.kenta@jaea.go.jp)

²⁾博(工) 原子力研究開発機構 (〒 277-0871 千葉県柏市若柴 178-4-4-4F, E-mail: onodera.naoyuki@jaea.go.jp)

³⁾博(工) 原子力研究開発機構 (〒 277-0871 千葉県柏市若柴 178-4-4-4F, E-mail: idomura.yasuhiro@jaea.go.jp)

⁴⁾博(工) 原子力研究開発機構 (〒 319-1195 茨城県那珂郡東海村白方 2-4, E-mail: yamashita.susumu@jaea.go.jp)

An optimization method for conservative Allen-Cahn type phase field method for bubble rise analysis is proposed. The spatial distribution of the strength of the phase field allows for the minimum necessary interface correction. By using optimized parameters, this method has the same or better calculation accuracy as conventional CAC method.

Key Words : Phase field method, Conservative Allen-Cahn eq., Modified conservative Allen-Cahn eq., Two-phase flow

1. 諸言

多数の気泡を含むような気液二相流現象は原子力分野をはじめとする様々な工学問題で重要となっている。そのような流体現象に対し、Volume of Fluid (VOF) 法や Level Set 法、Phase Field 法などの界面捕獲手法が広く適用されてきた。近年では Phase Field 法を発展させ、多数の相を同時に計算可能な Multi-Phase Field 法の開発や応用計算が盛んに進められており [1][2]、多数の気泡が集まった泡沫のように、従来の界面モデルでは表現できなかった現象を扱える可能性が示された [3]。このように Phase Field 法は多相流体解析分野の界面捕獲手法として広く利用されているが、界面幅を一定に保つために必要な変数 γ の設定方法として、 $\gamma = 0.7|\mathbf{u}_{\max}|$ のように計算領域内の最大流速が採用されている [4]。しかし、複雑な流路内の流れや、気体が液体によって押し出されて加速するような問題では、界面の移動速度に比べて計算領域内最大速度は大きな値となり γ の過大評価に繋がる。 γ が小さすぎると界面が拡散してしまい、大きすぎると界面形状が計算格子に沿った形状に変形してしまうため、界面の移動現象に応じて適切な値を設定する必要がある。

本報告では Conservative Allen-Cahn (CAC) 方程式 [4] をベースにして、Phase Field 法による界面修正強度 γ に空間分布を仮定し、その評価方法として速度分布と変形速度テンソルの局所的な値を用いる手法を提案する。代表的な 4 種類の気泡形状パラメータにおける気泡上昇問題に提案手法を適用し、適切な Phase Field 変数 γ の設定方法を検討する。また、本研究にて得られた Phase Field 変数を 5x5 バンドル体系解析に適用する。

2. Modified conservative Allen-Cahn 方程式

本研究では界面追跡手法として流体率 (Volume of Fluid) の保存方程式を Conservative Allen-Cahn (CAC) 方程式 [4] を拡張した Modified conservative Allen-Cahn

(MCAC) を提案する。

CAC は界面補正強度を意味する定数 γ と界面幅に関する変数 ε を用いて次式のように表される。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\phi) = \gamma \left(\varepsilon \nabla \cdot (\nabla \phi) - \nabla \cdot \left(\phi(1-\phi) \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \right) \right). \quad (1)$$

ここで、 ϕ は流体率 (VOF 値)、 t は時刻、 \mathbf{u} は速度ベクトルである。

本研究では CAC の定数 γ に空間分布を仮定し、流れ場に適した値を適用できるように拡張する。また、フラックス形式の離散化によって保存性を満たすために、次式のように γ は Divergence の内側に定義する。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\phi) = \nabla \cdot \left(\gamma \varepsilon (\nabla \phi) - \gamma \left(\phi(1-\phi) \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \right) \right), \quad (2)$$

ここで、 $\varepsilon = \delta/4 \tanh^{-1}(1-2\lambda)$ であり、本研究では特に断りのない限り界面幅 $\delta = 3\Delta x$ 、 $\lambda = 0.05$ を用いる。本研究では直交等間隔格子を採用しており Δx は格子幅である。

(1) γ の空間分布

Phase Field による界面の修正強度は $\gamma(t) = M|\mathbf{u}_{\max}|$ のように計算領域内における速度の最大値に比例する値が採用されており、定数 M はテスト計算における試行錯誤によって得られた値が経験的に用いられている。

MCAC は空間分布を有する γ を想定した方程式となっており、界面補正が必要な場所に必要な大きさの値を設定できる。界面捕獲法を用いた界面移流計算において VOF 値の拡散の原因となるのは、主に以下の 2 点である。1 つ目は VOF 値の移流計算の離散化に伴う数値拡散であり、その大きさは移流速度に比例する。2 点目は圧縮、膨張、剪断などのような速度勾配を有する速度場によって界面幅を引き伸ばされる。以上のような

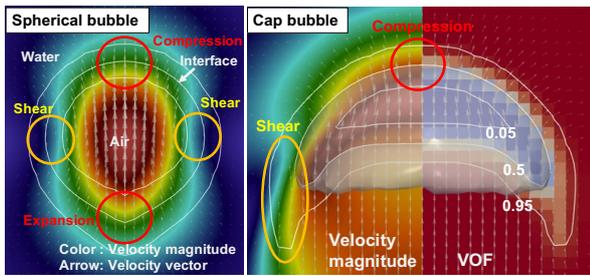
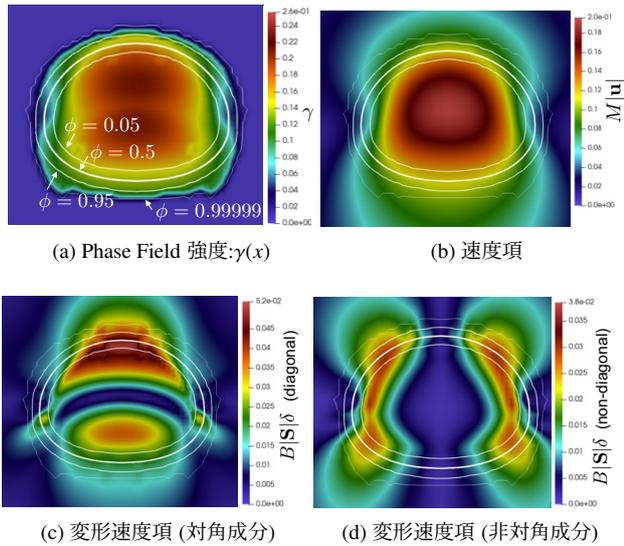


図-1: 気泡周りの速度勾配の様子

図-2: γ の空間分布の例.

な界面拡散を Phase Field 方程式によって修正するために、次式のように速度場および速度勾配の空間分布を仮定した γ を使用する。

$$\gamma(t, \mathbf{x}) = M |\mathbf{u}| + B |\mathbf{S}| \delta, \quad (3)$$

ここで、 M, B は 1 程度の大きさの定数であり、 \mathbf{S} は変形速度テンソルである。変形速度項には、速度の次元に合わせるために界面幅 δ を乗じる。定数 M は一様速度場における 3 次元界面移流計算の誤差解析にて導出された最適値 $M = 0.8$ を採用する。変形速度テンソルは、

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2u_x & u_y + v_x & u_z + w_x \\ v_x + u_y & 2v_y & v_z + w_y \\ w_x + u_z & w_y + v_z & 2w_z \end{pmatrix}, \quad (4)$$

で表される。ここで、 u, v, w は速度ベクトル \mathbf{u} の x, y, z 成分、下付き添字 x, y, z は偏微分方向成分である。 \mathbf{S} の対角成分は圧縮・膨張を、非対角成分は剪断を意味しており、そのような速度場が支配的な界面移流計算では Phase Field 法による界面補正が十分でない界面拡散の原因となる。

単一気泡上昇計算における γ の空間分布の例を図 2 に示す。(a)~(d) はそれぞれ γ の空間分布、式 (3) の速度項 $M|\mathbf{u}|$ 、変形速度項 $B|\mathbf{S}|\delta$ の対角成分と非対角成分である。気泡の解析では浮力の影響により気泡中央の速度が大きくなるため、気泡上部で圧縮、気泡下部で膨

張、気泡側面で剪断速度場が発生するが、そのような界面拡散の原因となる場所を抽出することが可能であることが確認できる。

3. 変形速度項の定数 B の最適値の調査

γ の空間分布の最適化には式 (3) の定数 M, B を導出する必要がある。速度項 $M|\mathbf{u}|$ は界面移流の離散化に伴う数値拡散を抑えるための項であり、一様速度場における界面移流の誤差解析から求めることができる。本研究では界面幅 $\delta = 3\Delta x$ における最適値は $M = 0.8$ であることを確認しており、特に断りのない限りこの値を使用している。変形速度項 $B|\mathbf{S}|\delta$ は圧縮・膨張・剪断のような形状変形によって界面が拡散してしまうを抑える項となっており、定数 B の適切な値を検証計算によって導出する必要がある。

定数 B の最適値を導出するために単一気泡上昇問題を取り扱う。気泡上昇計算における速度場は、図 1 のように圧縮・膨張・剪断が生じるような速度勾配を伴う流れとなる。特に、球形気泡の下部界面の膨張速度場や Cap bubble の側面の剪断速度場は VOF 値の拡散を引き起こす原因となるため、変形速度項によって、上記速度が発生する場所を評価して式 (3) のように Phase Field 法による界面修正強度を設定する。

(1) 単一気泡上昇計算

静止流体中における単一気泡の形状や上昇速度の実験データは、モルトン数 M_o 、エトベス数 E_o 、気泡レイノルズ数 Re の 3 つの無次元数を用いて Grace 等によってまとめられている [5]。モルトン数は主に粘性に関するパラメータである。エトベス数は気泡に働く浮力と表面張力に関する無次元数であり、気泡形状や終端速度の整理に用いられている。気泡レイノルズ数は気泡の慣性力と粘性の比となっており、数値計算結果の気泡上昇速度から算出されて実験結果との比較によく用いられているパラメータである。

Annaland らは Grace diagram から 4 つの典型的な気泡形状パターン、

(A) Spherical: $M_o = 1.26 \times 10^{-3}, E_o = 0.971$

(B) Ellipsoidal: $M_o = 0.100, E_o = 9.71$

(C) Skirted: $M_o = 0.971, E_o = 97.1$

(D) Dimpled: $M_o = 1000, E_o = 97.1$

を選んで計算を行い気泡レイノルズ数を Grace diagram の実験結果との比較を行なっている [6]。

本研究では MCAC を上記 4 ケースの気泡上昇計算に適用し、式 (3) の変形速度項の定数 B の感度調査を実施する。速度項の定数 M は界面移流計算の誤差解析から導出した最適値 $M = 0.8$ を使い、 B を 0 から 2 まで変化させて気泡レイノルズ数を Grace や Annaland、CAC の結果と比較する。図 3 のような計算領域および初期位置を設定し、気泡直径に対して 16、32 格子割り当てた。Phase Field 法の離散化には移流項に 5 次精度 WENO 法、拡散項には 4 次精度 FVM を適用し、時間積分には 3 次精度 TVD Runge-Kutta 法を使用した。Arakawa-C

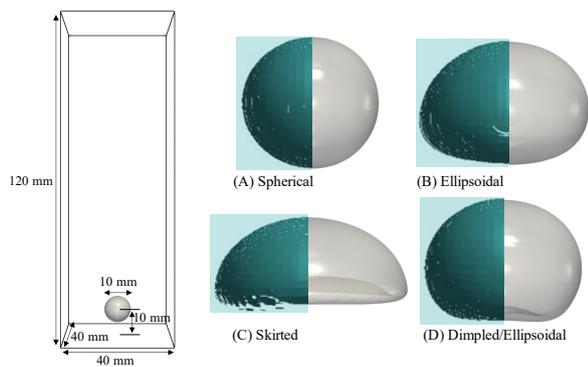


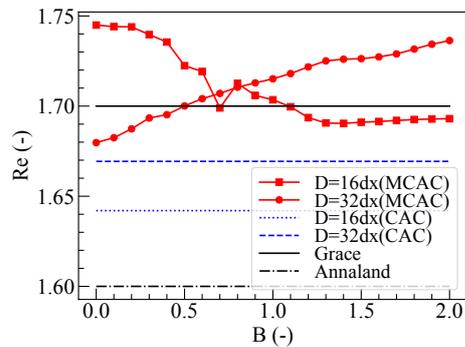
図-3: 計算領域と計算結果の気泡形状 (a, b, c, d). 気泡形状の左半分は Annaland 等の計算結果 [6]. ($M = 0.8$, $B = 1.0$, $D = 32dx$)

タイプのスタaggerド格子を用い、移流項には5次精度WENO法、粘性項には4次精度FDM、表面張力計算にはBalanced-forceアルゴリズムを用いたDensity-scaled CSFモデル [7]を適用した。

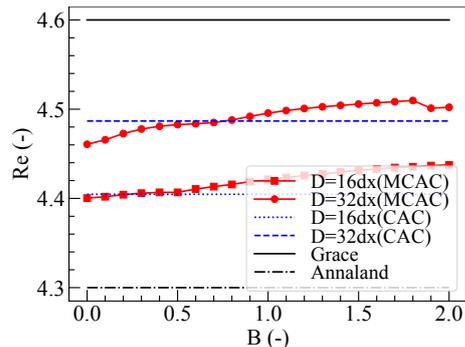
気泡形状を Annaland らの結果と比較したところ、図3のように定性的によく一致した結果が得られることを確認した。また、終端速度から気泡レイノルズ数を算出して Grace の実験や Annaland らの計算との比較を実施した。図4は変形速度項の定数 B の値を0.0から2.0まで変化させた場合の気泡レイノルズ数 Re である。Spherical、Ellipsoidal、Dimpledの3ケースについては Annaland らの結果よりも Grace の実験に近い結果を示しており Skirted は Annaland らの結果を僅かに下回るものの近い値となっている。また、MCACの結果はCACの結果と同等以上の結果が得られており、Phase Field変数 γ の値を界面近傍の局所的な速度場から導出できる点において優位性があると考えられる。図4の結果から変形速度項の定数 B には0.7から1.0程度の値を用いるのが適していると考えられる。

4. 5x5バンドル体系流路内の気泡上昇計算

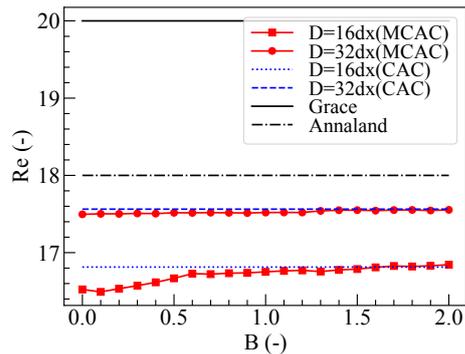
本研究にて開発したMCACを原子力工学分野の気液二相流体問題に適用し、複雑な流れ場においても界面捕獲が機能することを確認する。図5に5x5バンドル体系の計算領域概要を示す。Renらの実験 [8]の条件を参考にして、燃料棒を模擬した直径 $D = 9.5\text{mm}$ の円筒物体を12.6mm間隔で5x5個設定し、バンドル支持スペーサーを高さ方向に27.2D間隔で4個設置する。計算領域下部の流入境界とバンドルの間には気泡の流れを攪拌するためのメッシュを設定する。流入境界には11x11のオリフィスを設定し、各オリフィスからは空気と水を交互に流入させる。流入条件としてBubbly flowの条件、 $j_f = 0.10\text{m/s}$, $j_g = 0.034\text{m/s}$ で計算を実施する。ここで j_f, j_g は5x5バンドルの流路における水と空気の見かけ速度である。5x5バンドル流路断面積を $A_{channel}$ 、流入オリフィスの総断面積を $A_{orifice}$ とすると、オリフィスの流速は $v_{orifice} = (j_f + j_g)A_{channel}/A_{orifice}$ となる。オリフィス境界の流体率は、流入する気液の割合が $j_g : j_f$ となるように交互に時間変化させる。時間変化の間隔は、ひとつのオリフィスから一周期の間に流



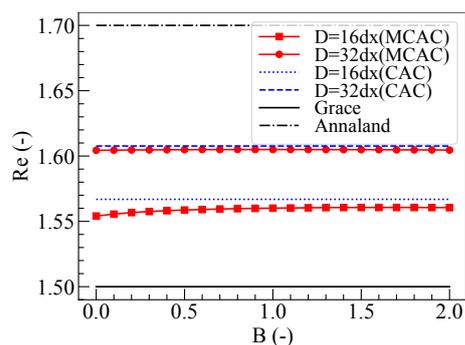
(a) Spherical



(b) Ellipsoidal



(c) Skirted



(d) Dimpled

図-4: 気泡レイノルズ数の B 依存性

入する空気が指定サイズ(直径2mm)の気泡となるように調整する。

図6は時刻 $t = 9\text{sec}$ における計算結果のスナップショットである。水の屈折率を考慮した気泡の可視化結果と、チャンネル間の断面における速度場の様子を示し

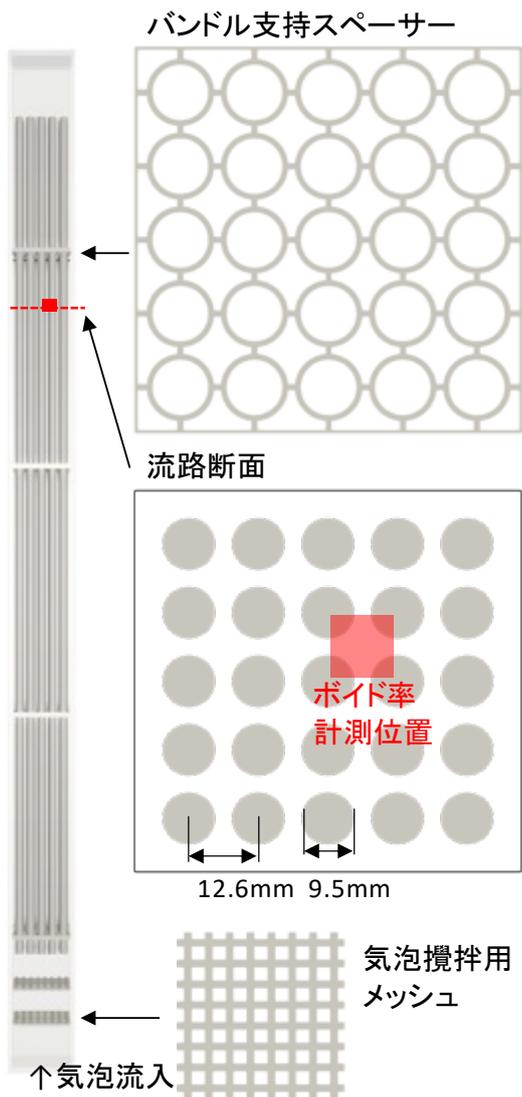


図-5: 5x5 バンドル体系流路

ている。気泡はサブチャンネル間を移動しながら上昇し、気泡の通過経路の流速が上昇していることが確認できる。また、Ren らの実験 [8] における気泡のスナップショットでは、気泡サイズはバンドル直径の 0.5 倍から 1 倍程度のサイズの楕円型気泡となっているが、本計算では接近した気泡同士が連鎖的に合体を繰り返し、バンドル直径を超えるサイズの気泡が発生している。これは界面捕獲手法による非物理的な合体が原因であると考えられる。一般的に、界面捕獲手法を用いた多相流解析では界面同士の合体・分離条件は陽的には定義されておらず、主に表面張力計算における法線ベクトルや曲率のトポロジーに左右され、界面同士が 2~3 格子程度まで接近すると数値的に合体してしまう。

図 5 に示すサブチャンネルのボイド率の時間履歴を計測し、時刻 6 秒から 25 秒までのボイド率の確率密度関数を図 7 に示す。Ren らの実験結果 [8] と比較した結果、低ボイド率の割合が多いという大まかな特徴は一致しているものの、0.1 以上のボイド率の割合が実験よりも高くなってしまっている。計算において、小さな

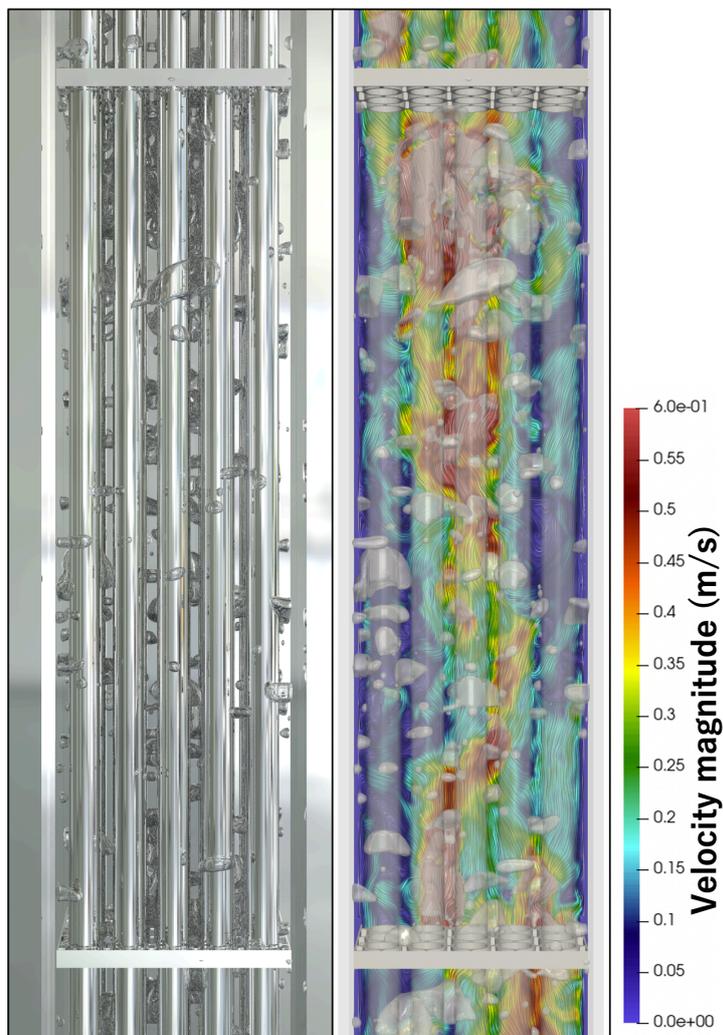


図-6: 気泡流解析結果

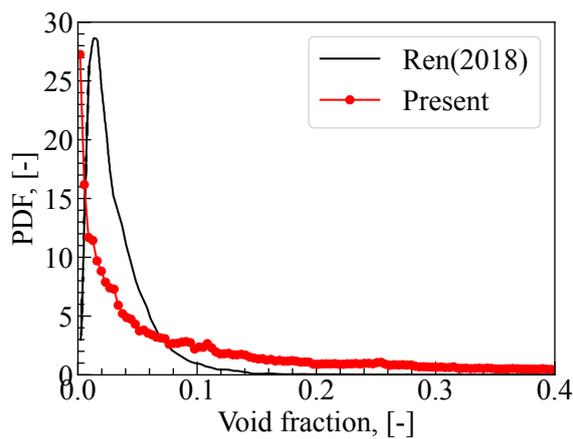


図-7: 中央サブチャンネル内ボイド率の確率密度関数

気泡が過剰に合体してしまった事が影響していると考えられる。上記課題は、通常の界面捕獲手法では根本的な解決は難しいため、Multi-Phase Field モデルを用いた気泡合体モデルの検討を進めている。

5. 結言

Phase Field 法による界面修正強度 γ に空間分布を仮定し、局所的な速度分布および速度勾配を用いて重み付ける MCAC を提案した。代表的な 4 種類の形状の気泡上昇計算に対して MCAC を適用し、Grace や Annaland らの結果と比較して妥当な結果が得られることが確認できた。また、CAC と同等以上の結果が得られることから、計算領域の一部で大きな速度差が発生するような場合でも適切な γ を使用可能である点において MCAC に優位性があると考えられることができる。最後に本手法をバンドル体系解析に適用し、複雑な流路における流れでも気液界面を捕獲可能であることを確認できた。

謝辞: 本研究の一部は JSPS 科研費（課題番号 21K11911）および学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点、革新的ハイパフォーマンス・コンピューティング・インフラの支援を通じて、東京工業大学が提供するスーパーコンピュータ TSUBAME3.0 の計算資源の提供を受け、実施した（課題番号：jh220032）。本研究の計算の一部は日本原子力研究開発機構の大型計算機「HPE SGI8600」を使用した。記して謝意を示す。

参考文献

- [1] Shintaro Aihara, Tomohiro Takaki, and Naoki Takada. Multi-phase-field modeling using a conservative Allen – Cahn equation for multiphase flow. *Computers and Fluids*, Vol. 178, pp. 141–151, 2019.
- [2] Yos Panagaman Sitompul, Takayuki Aoki, and Tomohiro Takaki. Simulation of turbulent bubbly pipe flow with high density ratio and high reynolds number by using the lattice boltzmann method and a multi-phase field model. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 134, p. 103505, 2021.
- [3] Sitompul Yos, Aoki Takayuki, Watanabe Seiya, and Takaki Tomohiro. Liquid-gas Foam Simulations using Cumulant Lattice Boltzmann Method with Adaptive Mesh Refinement. 計算工学講演会論文集, Vol. 26, pp. 728–731, 2021.
- [4] Pao Hsiung Chiu and Yan Ting Lin. A conservative phase field method for solving incompressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics*, Vol. 230, No. 1, pp. 185–204, 2011.
- [5] J.R.Grace. Shapes and Velocities of Bubbles Rising in Infinite Liquids. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, Vol. 51, pp. 116–120, 1973.
- [6] M. Van Sint Annaland, N. G. Deen, and J. A.M. Kuipers. Numerical simulation of gas bubbles behaviour using a three-dimensional volume of fluid method. *Chemical Engineering Science*, Vol. 60, No. 11, pp. 2999–3011, 2005.
- [7] Marianne M Francois, Sharen J Cummins, Edward D Dendy, Douglas B Kothe, James M Sicilian, and Matthew W Williams. A balanced-force algorithm for continuous and sharp interfacial surface tension models within a volume tracking framework. *Journal of Computational Physics*, Vol. 213, pp. 141–173, 2006.
- [8] Quan Yao Ren, Liang Ming Pan, Wen Xiong Zhou, Hang Liu, Ting Pu Ye, Bin Yu, and Zhong Chun Li. Measurement of subchannel void fraction in 5×5 rod bundles using an impedance void meter. *Measurement Science and Technology*, Vol. 29, No. 10, 2018.

A Liquid Film Simulation Using AMR-PLIC-HF method with Surfactant Transport

Tongda Lian¹⁾ Shintaro Matsushita²⁾ and Takayuki Aoki³⁾

¹⁾Doctoral student, Student of Tokyo Institute of Technology (2-12-1 Ookayama, Meguro-ku Tokyo 152-8550, E-mail: lian@sim.gsic.titech.ac.jp)

²⁾Ph.D., Assistant Professor of Tokyo Institute of Technology (2-12-1 Ookayama, Meguro-ku Tokyo 152-8550, E-mail: matsushita.s.ad@m.titech.ac.jp)

³⁾Ph.D., Professor of Global Science Information Center of Tokyo Institute of Technology (2-12-1 Ookayama, Meguro-ku Tokyo 152-8550, E-mail: taoki@gsic.titech.ac.jp)

In this study, the Piecewise Linear Interface Calculation (PLIC) method and Height Function (HF) method are implemented on adaptively refined mesh grids based on Adaptive Mesh Refinement (AMR) method. With the AMR method, the required computational resources can be greatly cut down without compromising the mass conservation or the accuracy. With the parallel computing techniques based on CUDA programming language and NVIDIA V100 GPU, the efficiency of simulation is improved. The Weakly Compressible Scheme (WCS) and pressure projection method is used in fluid analysis and improves the numerical stability. The Langmuir model is adopted in surfactant transport computations. The AMR-PLIC-HF method is verified by a time-reversed advection of a circle in a single vortex flow. The two-phase flow computation is verified by single bubble rising simulations with two sets of physical properties. The process of generation and rupture of a thin liquid film by a bubble freely rising to in liquid-gas interface is simulated with considering the surfactant transport and Marangoni Effect.

Key Words : *Liquid film, Surfactant, Langmuir model, PLIC-VOF, Height function Weakly compressible scheme, Tree-based AMR method, GPU computing*

1. INTRODUCTION

The interactions involving bubbles and droplets are ubiquitous in naturally occurring processes and in industrial processes and products. When bubbles or droplets collide or approach each other, liquid films are formed. The draining dynamics and stability of liquid films have been investigated by using theoretical models due to their importance to gas or droplet emulsion systems. With the development of numerical simulation of fluids, nowadays a wide range of fluid phenomena can be simulated. However, for the problems including liquid films, there have been only limited attempts to investigate by numerical simulations. The obstacles to application of numerical simulations to liquid film simulations are concluded into three aspects — multi-scale, interface capturing and fluid analysis.

In the thin liquid film simulation, the typical length is much larger than the thickness of thin liquid film. The typical length could be in millimeter, centimeter or even meter scales, while the thickness of thin liquid film is typically in the micrometer scale. To accurately describe the motion of the liquid film and its interfaces, the resolution of mesh grids needs to be extremely high, which makes it almost possible for limited computation resources—memory and execution time.

To overcome this obstacle, a tree-based AMR method is utilized in the present research [1]. To implement the

AMR method on GPU, an extended stencil computation is proposed based on previous research [2]. The finest mesh grids are always resigned in the area that is close to the interfaces, which ensures the high-resolution mesh grids used to capture the interfaces of liquid films. For the region far away from the interfaces, the computational cells are coarsened to save computational resources while not compromising the accuracy of the interface computations.

The thin liquid films typically consist of two interfaces between different phases that are close to each other. Thus, the high-accuracy interface capturing method is essential to simulate thin liquid films. In previous research, the coupled Phase Field–Level Set method is found capable to capture the interfaces while maintaining the mass conservation and has satisfactory accuracy in geometric computations such as normal vector of interfaces. However, as a diffuse interface model, the Phase Field method could bring numerical error to simulations when the thickness of the diffuse interface is close to the thickness of the liquid film.

Since the Piecewise Linear Interface Calculation–Volume of Fluid (PLIC-VOF) method has a sharp interface model and is capable to suppress the spurious current, the PLIC-HF method is implemented on AMR mesh grids by GPU parallel computing techniques. With the second-order Mixed Youngs-Centered method, the normal vectors

of interfaces can be accurately obtained for VOF advection computations.

For the fluid analysis, the conventional solvers with implicit pressure Poisson equation is not suitable for parallel computing and has numerical stability issues when the density ratio of the heavy and light phases is extremely high. For water and air system, the density ratio is 830 times. Thus, the Weakly Compressible Scheme (WCS) and pressure projection method is used in fluid analysis [3]. With WCS and pressure projection method, even though the time step needs to be kept small, the excellent performance of GPU parallel computing overrides the defect and greatly improves the overall efficiency.

The Marangoni effect caused by temperature difference and gradient of surfactant concentration on interfaces is considered influence the stability and draining dynamics of thin liquid films. In the present work, the isothermal condition is assumed so only the concentration-induced Marangoni effect is considered. The Langmuir model is used to compute the adsorption and desorption of surfactant on the interfaces.

The purpose of the present work is to realize the direct numerical simulation of thin liquid films with surfactant transport with high efficiency and obtain high-accuracy results by using the proposed AMR-PLIC-HF method and GPU parallel computing.

2. NUMERICAL METHODS

(1) Governing Equations

The momentum equation in weakly compressible flow can be expressed by

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \frac{1}{\rho} \mathbf{F}. \quad (1)$$

Since the present model assumes isothermal state and low Mach number condition, the evolution of pressure can be derived as

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho c_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (2)$$

In **Eq. (1)** and **Eq. (2)**, \mathbf{u} is velocity, p is pressure, ρ is density, $\boldsymbol{\tau}$ is viscous stress term and \mathbf{F} is external force term. The external force \mathbf{F} in the present work consists of gravity \mathbf{F}_g and surface tension \mathbf{F}_{sf} . The surface tension \mathbf{F}_{sf} is evaluated by a density-scaled Continuous Surface Force (CSF) model proposed by Yokoi[4].

The density is computed from the volume of fluid. The advection term in **Eq. (1)** is discretized by third order WENO scheme and other terms are discretized by second order central difference. Third order Runge-Kutta method is adopted for time integration. Staggered grid is used to avoid the decoupling of velocity and pressure and provide a better numerical stability by defining scalars on cell centers and vectors on cell faces.

(2) Interface Capturing by PLIC-VOF method

While the Phase Field method—as a diffuse interface capturing method—solves the Allen-Cahn equation or the

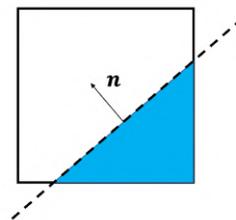


Fig. 1 Interface reconstruction in the Piecewise Linear Interface Construction (PLIC) method.

Cahn-Hilliard equation with the consideration of diffusion and negative diffusion terms and keeps a certain width of the interface, the PLIC-VOF method linearizes the interfaces in each cell and regards them as a line in 2D space and a plain surface in 3D space.

In the present study, simulations are performed in 2D space. Thus in each cell, the interface is considered as a line as shown in **Fig. 1** expressed by

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{x} = \alpha \quad (3)$$

where \mathbf{n} indicates the normal vector of this linearized interface, \mathbf{x} is the spacial coordinate and α is a constant to specify the position of the line.

The VOF function ϕ is advected by

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \Delta \Omega + F_{net} = \oint_{\Omega} c \nabla \cdot \mathbf{u} dv \quad (4)$$

where $\Delta \Omega \equiv \int_{\Omega} 1 dv$ is defined as the volume of the cell. In **Eq. (4)**, the value of the right-hand side should be zero because it is a divergence-free velocity field where $\nabla \cdot \mathbf{u}$ is zero. However, a dimensional split method [5] was used in the current research, which means that the flux calculation and time integration proceeded alternately in the X-direction and Y-direction. One-direction velocity is not divergence-free; thus, the right-hand side could not be simply ignored. To conserve the volume, a simplification was adopted:

$$\oint_{\Omega} c \nabla \cdot \mathbf{u} dv = c_c \frac{\partial u_d}{\partial x_d} \Delta \Omega \quad (5)$$

where d is the Cartesian index indicating the X-direction or Y-direction, and c_c is the value of the color function at the center of the cell and is defined explicitly as

$$c_c = \begin{cases} 1 & \text{if } \phi > 1/2 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (6)$$

The density and viscosity of liquid-gas two-phase flow is computed by using VOF function by the equations shown below. The subscript l and g indicates the properties of heavy phase and light phase respectively.

$$\rho = \phi \rho_h + (1 - \phi) \rho_l \quad (7)$$

$$\mu = \phi \mu_h + (1 - \phi) \mu_l \quad (8)$$

The interface curvature can be calculated with an improved Height Function (HF) method [6] as expressed by

$$\kappa = \frac{H_{xx} + H_{yy} + H_{xx}H_y^2 + H_{yy}H_x^2 - 2H_{xy}H_xH_y}{(1 + H_x^2 + H_y^2)^{3/2}} \quad (9)$$

where κ is the interface curvature, H is the height function calculated by volume fractions on a 3×7 or 7×3 stencil, and the subscripts x and y show the partial derivatives of the height function H . This method has a high level of accuracy even when the local grid resolution is low because a local monotonicity correction is included.

(3) Surfactant Transport Equation Considering Adsorption and Desorption of the Interface

The transportation, adsorption and desorption of surfactant are expressed by Langmuir model as:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla F = D_F \nabla^2 F + j \delta(\psi) \quad (10)$$

$$\frac{Df}{Dt} - \mathbf{u} \cdot \nabla_s f (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) (\nabla_s \cdot \mathbf{n}) = -\nabla_s \cdot (f \mathbf{u}) + D_f \nabla_f^2 f + j \quad (11)$$

$$j = k_{ad} F (f_{lim} - f) - k_{de} f \quad (12)$$

where F is bulk concentration, f is interface concentration, j is the source term that express the adsorption and desorption between the bulk surfactant and the interface surfactant. k_{ad} and k_{de} are the adsorption and desorption rate coefficient correspondingly and f_{lim} is the saturation concentration. In the equations above, $\nabla_s = (\mathbf{I} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) \nabla$ represents the gradient on the surface.

(4) Marangoni Effect Caused by Concentration Difference

The Marangoni effect is the free surface movement or flow along the interface that occurs due to the gradient in surface tension caused by the difference of temperature or surfactant concentration. In the present work, the simulations are in isothermal state. Therefore, the Marangoni effect due to the temperature difference is not considered, only the Marangoni effect due to the difference in the concentration of the surfactant is considered. The surfactant can lower the surface tension by being adsorbed to the interface. The change in surface tension coefficient depending on the concentration of the surfactant is well expressed by the following Marangoni state equation:

$$\sigma(f) = \sigma_0 \left[1 + \frac{RT f_{lim}}{\sigma_0} \ln \left(1 - \frac{f}{f_{lim}} \right) \right] \quad (13)$$

Here, R is the gas constant of the ideal gas, T is the absolute temperature, and σ_0 is the surface tension coefficient when the surfactant concentration is 0. As shown in Fig.2, since Eq. (13) is a non-linear equation including logarithms, when the interface concentration f approaches f_{lim} , the surface tension coefficient asymptotically approaches $-\infty$, resulting in a very steep gradient.

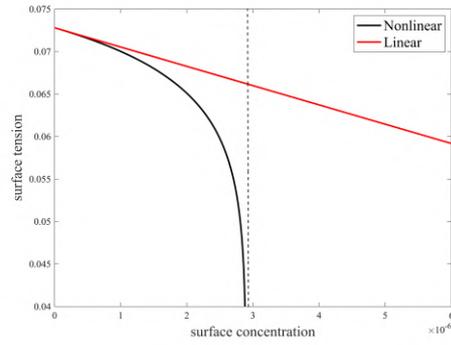


Fig. 2 Dependence of surface tension on interface concentration expressed by Langmuir model.

Linearized equation could improve the numerical stability but when the concentration f is near f_{lim} , the result has error shown in Fig.2. In present work, the following equation is used to set an upper limit for the concentration to prevent numerical instability:

$$\sigma(f) = \sigma_0 \left[1 + \frac{RT f_{lim}}{\sigma_0} \ln \left(1 - \frac{\min(f, kf)}{f_{lim}} \right) \right] \quad (14)$$

Here, k is an adjustable parameter and is set as 0.95 in the present work.

The surface tension coefficient σ in conventional methods is considered as a constant value, but in the present research, σ becomes a function of f . The Marangoni effect due to the surface tension gradient in the tangential direction of the interface is expressed by the following equation.

$$\mathbf{F}_{sf} = \sigma(f) \kappa + \nabla_s \sigma(f) \delta_\Gamma \quad (15)$$

Here, $\nabla_s = (\mathbf{I} - \mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) \nabla$ represents taking the gradient on the surface. δ_Γ is a approximated delta function that takes positive value only near the interface. δ_Γ is defined as follows:

$$\delta_\Gamma \approx \frac{2}{dx} \phi^2 (1 - \phi)^2 \quad (16)$$

where dx indicates the size of the finest computational cell.

3. TREE-BASED AMR AND IMPLEMENTATION

Simulating a multi-scale problem by using a uniform mesh grid is considered inefficient. For the region that is far away from the interface, it is not necessary to assign high-resolution mesh grids.

Thus, an improved Tree-based AMR method [7] is proposed and adopted in the present study. Fluid calculations are actually performed for the computational domain after subdivision, and in the tree structure, the terminal nodes and the block-shaped computational regions corresponding to these nodes are called leaves. To avoid complex implementation between leaves at different levels and to ensure numerical stability, the level difference between two adjacent leaves cannot be greater than one, which is called the 2:1 balance.

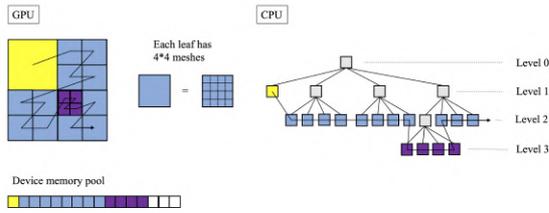


Fig. 3 Tree based AMR on GPU and CPU with space-filling curve.

As shown in **Fig. 3**, the tree data structure that manages the AMR structure is held only on the CPU side, and the leaves are arranged in a one-dimensional array on the GPU side. This information is stored as separate array data in a one-dimensional array arranged in the same order. Data that are candidates for refinement or coarsening are interpolated in parallel on the GPU.

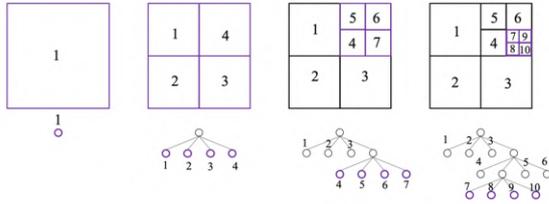


Fig. 4 The refinement procedure of tree based AMR.

As shown in **Fig. 4**, when a leaf node is subdivided by halving the grid width on each side, it is divided into four equal parts corresponding to the generation of 4 child nodes in 2D from the parent node. The refinement is performed recursively based on certain criteria

$$\min(|\psi_m|) < \sqrt{2} \times dh_{n+1} \times b. \quad (17)$$

where m represents the ID of the leaf, n represents the depth of the leaf m , and b is the number of cells in one direction in one leaf node. In the present research, the value of b was 4. According to **Eq. (17)**, simply speaking, the current leaf node will be refined if the minimum distance to the interface in a leaf node is less than the diagonal block length of its child node.

In the present research, the reconstruction of the interface with the MYC scheme requires a 3×3 stencil that includes neighbor cells in diagonal directions. The HF method requires an even larger 3×7 or 7×3 stencil. The previous 8×8 stencil without a diagonal halo region is not sufficient for such computations. Thus, we propose an extended 12×12 stencil with a diagonal halo region to satisfy the stencil requirements of the MYC scheme and the HF method, as shown in **Fig. 5**. For the halo region in each direction, a 4×4 dataset is accessed and copied from the corresponding neighbor leaf. The diagonal neighbor leaves

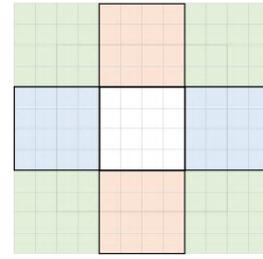


Fig. 5 The 12×12 stencil used in the present study.

shown in light green are accessed in a 'neighbor of neighbor' way. Since the MYC scheme and HF method are only used near to the interface to calculate the interface's normal vector and curvature, the 12×12 stencil is only used in these two computations. Additionally, since the AMR grid is interface-adapted, most refined meshes gather near the interface where there is no level difference. Thus, there is only access to diagonal neighbor leaves when the level difference is 0. This helps to reduce the need for computational resources, so the performance is not greatly compromised.

4. SIMULATIONS AND RESULTS

(1) Two-Dimensional Time-Reversed VOF Advection in a Single Vortex

A two-dimensional single vortex interface deformation simulation is performed, in which a vortex velocity field is designated in a fluid, and the interface between two phases is tracked as the vortex deforms the interface.

The size of the computational domain is $[0, 1] \times [0, 1]$. A circular interface with a radius of 0.2 is set at the initial position $(0.5, 0.75)$, and advection is performed according to the velocity field expressed by the following equations:

$$u(x, y, t) = 2 \sin^2(\pi x) \sin(\pi y) \cos(\pi y) \cos\left(\frac{\pi t}{T}\right) \quad (18)$$

$$v(x, y, t) = -2 \sin(\pi x) \cos(\pi x) \sin^2(\pi y) \cos\left(\frac{\pi t}{T}\right) \quad (19)$$

where, T is the period, which was set as 8.0 in the present research.

The interface is stretched by the flow field until $t = \frac{T}{2}$, and from $t = \frac{T}{2}$, the reverted velocity field is restored to its initial shape at $t = T$. In this calculation, $T = 8.0$ and the time step is set in accordance with the finest mesh size $\Delta t = 0.1\Delta x$.

An interface-adapted AMR method was used. The fine mesh was gathered near the interface according to the distance to the interface. As shown in **Fig. 6**, the initial tree node was 16×16 in size, and there were 4 cells in one direction on a leaf node. Thus, the initial resolution was 64×64 . The finest resolution can be set by the maximum AMR refinement level. Two maximum levels were set at 2 and 3 with the finest resolutions being 256×256 and 512×512 , respectively.

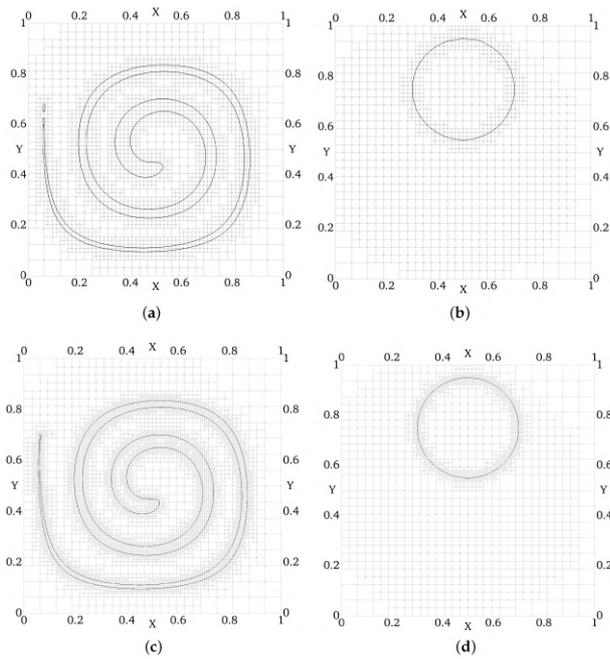


Fig. 6 Interface deformation in a 2D single vortex. (a) $t = \frac{T}{2}$, 256×256 . **(b)** $t = T$, 256×256 . **(c)** $t = \frac{T}{2}$, 512×512 . **(d)** $t = T$, 512×512 .

Two-dimensional single rising bubble simulations [8] are performed to verify the accuracy of the proposed AMR-PLIC-HF method and the ability to solve two-phase flows as a benchmark test.

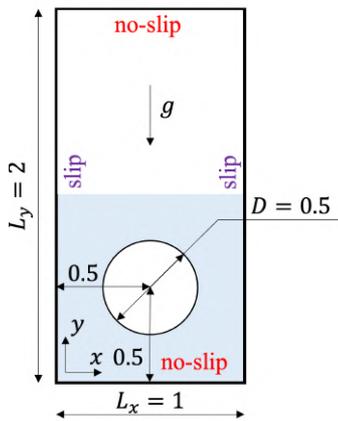


Fig. 7 A schematic diagram of liquid film generation and rupture simulation by a single bubble freely rising to an interface.

The configurations are shown in **Fig. 7**

Triton X-100[9] is used as the surfactant, the physical properties relevant to surfactant transportation is: $k_{ad} = 50.0[m^3/(mol \cdot s)]$, $k_{de} = 0.033[s^{-1}]$, $f_{lim} = 2.9 \times 10^{-6}[mol/m^3]$. The dimensionless Langmuir number to evaluate the ease of desorption of the surfactant $La = F_0 k_{ad}/k_{de} = 15$. Therefore, the initial bulk concentra-

tion is $F_0 = 1.0 \times 10^{-2}[mol/m^3]$. The bubbles start rising from a contaminated state, which assumes that the interface and bulk concentration are in an equilibrium state, where $j = k_{ad}F(f_{lim} - f) - k_{de}f = 0$. Therefore, the initial interface concentration can be calculated out as $f_0 = 2.72 \times 10^{-6}[mol/m^3]$. For density, $\rho_h = 1000.0[kg/m^3]$, $\rho_l = 100.0[kg/m^3]$. For viscosity, $\mu_h = 10.0[Pa \cdot s]$, $\mu_l = 1.0[Pa \cdot s]$. The initial surface tension without decrease caused by Marangoni effect is $\sigma_0 = 24.5[kg/s^2]$. The gravity is set as $g = -0.98[m/s^2]$ in the Y -direction.

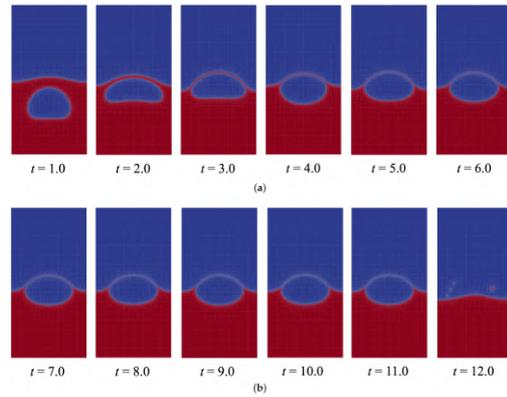


Fig. 8 Volume fraction profile for the bubble rising to an interface starting from the contaminated state and forming liquid film in surfactant solution with a Langmuir number of $La = 15$, from $t = 1.0$ to $t = 12.0$.

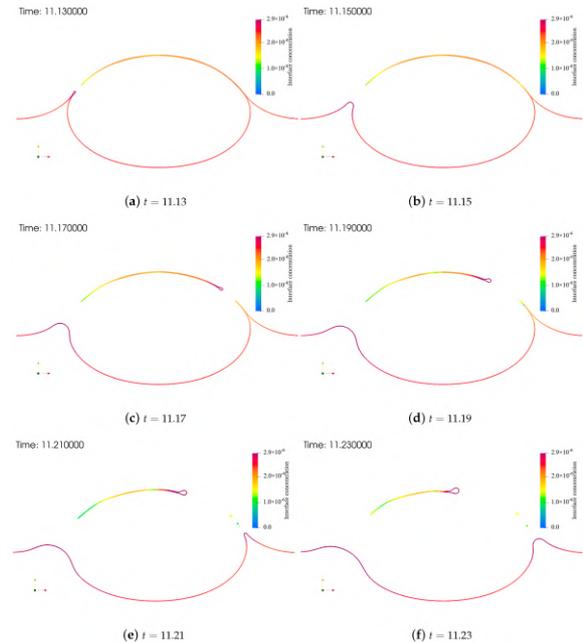


Fig. 9 Interface concentration profile focused on the liquid film area during the liquid film rupture process in surfactant solution with a Langmuir number of $La = 15$.

The volume fraction profile during the rising of the bubble and the generation of the liquid film is shown in **Fig. 8**. When the bubble started to rise, the bottom of the bubble became flat. At around $t = 2.0$, the upper part of the interface of the bubble approached the horizontal interface between the heavy fluid and light fluid. As the bubble continued to rise, the liquid layer over the bubble became thinner. After $t = 5.0$, with the drainage of the upper liquid layer, a thin liquid film was generated. The thin liquid film was kept stable until around $t = 11.0$. Since the present simulation used the PLIC-HF method, the influence of spurious current on the liquid film is greatly suppressed. Under the influence of gravity, drainage continued and the thickness of the thin liquid film gradually decreased. When the thickness of the thin liquid film reached a lower limit, rupture occurred on the liquid film at $t = 11.11$.

Fig. 9 shows the interface concentration profile during the liquid film rupture process from $t = 11.13$ to $t = 11.27$ with an interval of $\Delta t = 0.02$ when the Langmuir number was $La = 15$. It is observed that the upper rim on the left side has a later generation time. It is observed that, during the rupture process, the interface concentration is low at the point at which the rupture occurred, while the interface concentration is relatively high at the top of the interface concentration. This distribution can be explained by the motion of the liquid forming the liquid film. Due to the gradient of the interface concentration, the surface tension coefficient σ is low on the top and high on the left side.

5. CONCLUSION

In the present study, a AMR-PLIC-HF method is proposed and implemented by GPU parallel computing. The PLIC-HF method was applied to a tree-based interface-adaptive AMR mesh and used to simulate the generation and rupture of thin liquid film. It was used along with the WCS and the evolving pressure projection method as a fluid solver. The accuracy and efficiency of the solver were verified by benchmark tests including the single vortex flow. The processes of liquid film generation and rupture with surfactant transport and the Marangoni effect were directly simulated.

ACKNOWLEDGMENT :The authors would like to acknowledge the financial support received from the Grant-in-Aid for Scientific Research (S) 19H05613, Japan Society for the Promotion Science (JSPS), Joint/Research Center for Interdisciplinary Large-scale Information Infrastructures (JHPCN), jh200018 and jh210013, High Performance Computing Infrastructure (HPCI) hp210129 and hp230065 projects, and JST SPRING under grant number JPMJSP2106. The authors thank the Global Scientific Information and Computing Center, Tokyo Institute of Technology for the use of the TSUBAME 3.0 supercomputer and the Information Technology Center of Nagoya University for the use of the Flow Type II supercomputer. The authors would like to thank Kai Yang from the Tokyo Institute of Technology for his help with the programming and implementation of the PLIC-HF method.

REFERENCES

- [1] Berger, M.J. and Olinger, J.: Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations, *J. Comput. Phys.*, Vol. 53, No.3, pp.484–512, 1984.
- [2] Matsushita, S. and Aoki, T.: Gas-liquid two-phase flows simulation based on weakly compressible scheme with Interface-adapted AMR method, *J. Comput. Phys.*, Vol.445, 110605, 2021.
- [3] Yang, K. and Aoki, T.: Weakly compressible Navier-Stokes solver based on evolving pressure projection method for two-phase flow simulations, *J. Comput. Phys.*, Vol.431, 110113, 2021.
- [4] Yokoi, K.: A density-scaled continuum surface force model within a balanced forceformulation, *J. Comput. Phys.*, Vol.278, pp.221–228, 2014.
- [5] Weymouth, G. D. and Yue D.K.: Conservative Volume-of-Fluid Method for Free-surface Simulations on Cartesian-grids. *J. Comput. Phys.*, 229(8):2853–2865, 2010.
- [6] Lopez, J., Zanzi, C., Gomez, P., Zamora, R., Faura, F. and Hernandez, J.: An Improved Height Function Technique for Computing Interface Curvature from Volume Fractions. *Comput Methods Appl. Mech. Eng.*, 198(33–36):2555–2564, 2009.
- [7] Lian, T., Matsushita, S. and Aoki, T.: An AMR-Based Liquid Film Simulation with Surfactant Transport Using PLIC-HF Method, *Appl. Sci.* 2023, 13(3), 1955;
- [8] Hysing, S., Turek, S., Kuzmin, D., Parolini, N., Burman, E., Ganesan, S. and Tobiska, L.: Quantitative Benchmark Computations of Two-dimensional Bubble Dynamics. *Int. J. Numer. Methods Fluids* 2009, 60, 1259–1288.
- [9] Lin, S-Y. and Chang, H-C. and Chen, E-M.: The Effect of Bulk Concentration on Surfactant Adsorption Processes: The Shift from Diffusion-Control to Mixed Kinetic-Diffusion Control with Bulk Concentration, *J. chem. eng. Jpn*, Vol.29, pp.634–641, 1996.

11:15 AM - 11:30 AM (Thu. Jun 1, 2023 10:30 AM - 11:30 AM Room D)

[D-07-04] Heat Transfer Study in Foam Formation using LBM with MPF model and AMR method

*Sitompul Yos¹、Aoki Takayuki¹、Watanabe Seiya²、Sugihara Kenta⁴、Takaki Tomohiro³ (1. Tokyo Institute of Technology、 2. Kyushu University、 3. Kyoto Institute of Technology、 4. Japan Atomic Energy Agency)

OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用

[D-08] OS08 AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法の進展と応用 (3)

座長:小野寺 直幸(日本原子力研究開発機構)

Thu. Jun 1, 2023 1:15 PM - 2:15 PM Room D (2F Conference Room 201B)

[D-08-01] A High-Resolution Simulation for Driftwood Capture by Using AMR-LBM

*SHEN DAWEI¹、青木 尊之¹、渡辺 勢也²、嶋 丈示³ (1. Tokyo Institute of Technology、2. Kyushu University、3. Sabo & Landslide Technical Center)

1:15 PM - 1:30 PM

[D-08-02] ジャイロ回転する野球ボールの AMR-LBM による空力解析 Aerodynamic Study on gyro-rotating baseball by using AMR-LBM

*Yin Yuwei¹、青木 尊之¹、渡辺 勢也²、小林 宏充³、丹羽 政善 (1. 東京工業大学、2. 九州大学、3. 慶應義塾大学)

1:30 PM - 1:45 PM

[D-08-03] スピードスケート・パシュート競技の LBMシミュレーションによる空力解析

*瀧 優太¹、Tan Hong Guan¹、渡辺 勢也²、青木 尊之¹ (1. 東京工業大学、2. 九州大学)

1:45 PM - 2:00 PM

[D-08-04] T-Spline AMR法による超音速パラシュートの圧縮性流体解析

*三川 翔平¹、寺原 拓哉¹、滝沢 研二¹、Tezduyar Tayfun E.^{2,1} (1. 早稲田大学、2. ライス大学)

2:00 PM - 2:15 PM

A High-Resolution Simulation for Driftwood Capture by Using AMR-LBM

Dawei Shen¹⁾, Takayuki Aoki²⁾, Seiya Watanabe³⁾ and Joji Shima⁴⁾

1) PhD student, Department of Mechanical Engineering, Tokyo Institute of Technology

(2-12-1 i7-3 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8550, Japan, E-mail: shen@sim.gsic.titech.ac.jp)

2) Dr. Sci., Professor, Global Scientific Information and Computing Center, Tokyo Institute of Technology

(2-12-1 i7-3 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8550, Japan, E-mail: taoki@gsic.titech.ac.jp)

3) Kyushu University (E-mail: swatanabe@iam.kyushu-u.ac.jp)

4) Sabo & Landslide Technical Center (E-mail: j-shima@stc.or.jp)

Flood disasters including driftwood pose a significant threat to human life and property safety. Thus, developing effective driftwood trapping devices installed on concrete dams is crucial. In this study, we conduct computational fluid dynamics (CFD) simulations of driftwood trapping experiments using the cumulant lattice Boltzmann method (LBM) for the fluid phase and the discrete element method (DEM) for the solid phase. To maintain mass conservation, we employ a conservative Allen-Cahn equation as an interface capturing method. We use CUDA programming and adaptive mesh refinement (AMR) to increase computational efficiency. Finally, we compare our simulation results with the experimental results.

Key Words : CFD, Cumulant LBM, DEM, CUDA, AMR

1. INTRODUCTION

In 2022, a severe flood in the Kyushu region of Japan caused serious casualties and property damage. The flood, which exerted a large fluid force, can cause significant structural damage when it accompanies floating objects such as driftwood [1].

To simulate this type of free surface flow, computational fluid dynamics is a useful tool, and the lattice Boltzmann method (LBM) has become an important alternative method in the field. LBM has several advantages, including its simple algorithm, suitability for massively parallel computations, and ease of implementation for complex geometries [2]. In this study, we utilize the cumulant LBM [3] to handle free surface flow with a high Reynolds number.

However, when using orthogonal grids for calculations, high resolution is rarely required for the entire computational domain. To achieve high-resolution calculations in specific areas where it is needed, we employ the adaptive mesh refinement method [4, 5], which reduces calculation costs and memory usage.

In this research, we utilize the lattice Boltzmann method with the adaptive mesh refinement method to simulate the driftwood trap devices experiment [6] carried out by Dr. Shima with high-resolution meshes, and present the results of our simulations in this paper.

2. NUMERICAL METHODS

(1) Cumulant Lattice Boltzmann Method

The lattice Boltzmann method (LBM) assumes that the fluid can be represented as a set of virtual particles that propagate and collide on lattice points. To solve for fluid flow, LBM requires solving the following equations:

$$f_{ijk}(\mathbf{x} + c_{ijk}\Delta t, t + \Delta t) = f_{ijk}(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau}[f_{ijk}(\mathbf{x}, t) - f_{ijk}^{eq}(\mathbf{x}, t)] + F_{ijk} \quad (1)$$

where f is the velocity distribution function, $\mathbf{x} = (x, y, z)$ is the position, t is the time, and ijk denotes the direction of velocity distribution function. In this paper, we use the D3Q27 lattice model, so $(i, j, k) \in [-1, 0, 1]^3$. Here, $c = \Delta x/\Delta t$ is the lattice speed, with Δx and Δt being one lattice unit in a uniform grid. τ is relaxation time, f^{eq} is the Maxwell distribution function in discrete velocity space, and F is the external force.

To improve numerical stability, we adopt the cumulant collision model in this paper. The cumulant can be derived from the distribution function using the following equations:

$$C_{\alpha\beta\gamma} = C^{-\alpha-\beta-\gamma} \frac{\partial^\alpha \partial^\beta \partial^\gamma}{\partial \Xi^\alpha \partial Y^\beta \partial Z^\gamma} \ln(F(\Xi)) \Big|_{\Xi=0} \quad (2)$$

$$F(\Xi) = \mathcal{L}[f(\xi - u)] = e^{-u \cdot \Xi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) e^{-\Xi \cdot \xi} d\xi \quad (3)$$

where C denotes the cumulants, α, β, γ are the order of cumulants, Ξ is the wave number, and \mathcal{L} is the Laplace transformation.

The collision term of the cumulant model is as follows:

$$C_{\alpha\beta\gamma}^* = w_{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma}^{eq} + (1 - w_{\alpha\beta\gamma}) C_{\alpha\beta\gamma} \quad (4)$$

where the superscript * means the post-collision state, $w_{\alpha\beta\gamma}$ is the relaxation frequency and $C_{\alpha\beta\gamma}^{eq}$ is the equilibrium cumulant.

(2) Discrete Element Method

The discrete element method is a technique for simulating the behavior of a group of particles by tracking the motion of individual particles. The contact between particles is modeled using springs, dashpots, and friction sliders. In the normal direction, the repulsive force generated by the spring is proportional to the contact depth of the particles, while the damping force generated by the dashpot is proportional to the relative velocity of the particles. In the tangential direction, in addition to these two forces, the friction force due to the relative velocity between particles must also be considered.

However, in this research, the shape of the driftwood is not spherical, so we need to use a method that can handle non-spherical objects in the discrete element method. In this paper, we adopt the approach of representing non-spherical objects as a collection of micro-spherical particles that are rigidly connected [7]. The total contact force acting on the non-spherical objects can be calculated as follows:

$$F_G = \sum^n F_i \quad (5)$$

where n is the number of micro-spherical particles.

The translational motion of the non-spherical object can be described by the following equation:

$$m_G \frac{dv_G}{dt} = F_G + m_G g \quad (6)$$

where m_G is the mass of the non-spherical object, v_G is the translational speed of the object and g is the acceleration due to gravity. By integrating Eq. (6) over time, we can calculate the translational motion of the non-spherical object.

The non-spherical object also undergoes rotational motion around its center of mass. Suppose the moment of force is M_G , the position vector of the spherical particle is x_i and the position of barycenter is x_G . Then the moment of force can be calculated as:

$$M_G = \sum^n ((x_i - x_G) F_i) \quad (7)$$

$$\frac{dL_G}{dt} = M_G \quad (8)$$

$$w_G = I_G(t)^{-1} L_G \quad (9)$$

where L_G is the angular momentum of the object, w_G is the angular velocity of the object, and $I_G(t)^{-1}$ is the inverse matrix of the moment of inertia tensor of non-spherical particles

at time t , it is calculated at each time step because the moment of inertial tensor changes with the rotation of the non-spherical object. $I_G(t)^{-1}$ can be computed by the following equation:

$$I_G(t)^{-1} = R(t) I_G(0)^{-1} R(t)^T \quad (10)$$

where $R(t)$ is the rotation matrix of time t . Using Eq. (8) and Eq. (9) we can get the angular velocity w_G and thus the rotation angle can be updated.

(3) Phase Field Method

The phase field method is a powerful tool for capturing the gas-liquid interface and tracking microstructure evolution in two or three dimensions [8]. In this research, we use a conservative phase field model [9] derived from the Allen-Cahn equation to track the interface.

The Allen-Cahn equation, which is a partial differential equation, is used to model the evolution of a phase field function that describes the interface between two phases. The conservative form of the Allen-Cahn equation is given by:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \phi) = \nabla \cdot \left(M (\nabla \phi - \frac{4\phi(1-\phi)}{W} \vec{n}) \right) \quad (11)$$

where ϕ is the phase field function, M is the mobility, W is the width of the interface and it is chosen to be $3\Delta x$ in this paper, and \vec{n} is the unit out-normal vector of the interface. The term \vec{u} represents the velocity field, which is used to advect the phase field function.

Suppose the interface located at x_0 , in the equilibrium state, the phase field function can be derived from the following equation:

$$\phi_x = \frac{1}{2} [1 + \tanh(\frac{\psi(x)}{W/2})] \quad (12)$$

where $\psi(x) = x - x_0$ is the signed distance function of the gas-liquid interface.

(4) Adaptive Mesh Refinement Method

The adaptive mesh refinement (AMR) method has the ability to allocate high-resolution grids to areas that require high accuracy and low-resolution grids to other areas, thus significantly reducing computation costs compared to uniform meshes.

In this research, we employed a tree-type [10] AMR method using block-structured grids, where the block serves as the smallest entity to assign tasks, and the computational domain is divided into blocks of varying sizes in AMR.



Fig. 1 Tree-type block-structured AMR

Fig. 1 depicts the data structure based on quadtrees (octrees in 3D). A coarse block at a lower level of the quadtree can be subdivided into four (eight in 3D) smaller blocks of equal size at a higher level during the refining process. Similarly, during the coarsening process, four (eight in 3D) child blocks at a higher level can be merged into one parent block at a lower level. It's important to note that the 2:1 balance of neighboring blocks must be maintained, meaning the maximum difference of level between neighboring blocks should not exceed one.

3. RESULTS AND DISCUSSIONS

(1) Simulation when No Driftwood is Released

We collaborated with Dr. Shima from the Sabo & Landslide Technical Center to conduct a numerical simulation in an experimental waterway, as illustrated in Fig. 2. The water flowed from the right side to the left side, passing through a dam before exiting the experiment domain. To investigate the performance of a driftwood trap device, we used the device shown in Fig. 3. The actual length of the device is 37.5m, but it was scaled down to 52.5cm during the experiments, with a distance of 3.5cm between two adjacent trapping devices. The device was placed 7cm before the dam. It is worth noting that both Fig. 2 and Fig. 3 are from Dr. Shima's paper [6].

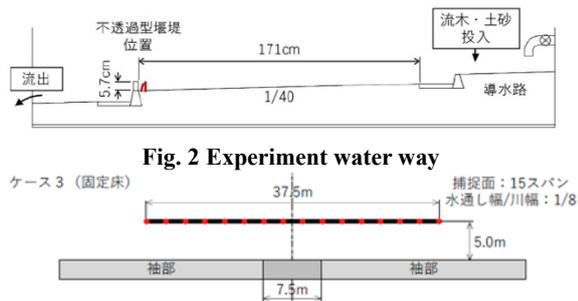


Fig. 2 Experiment water way

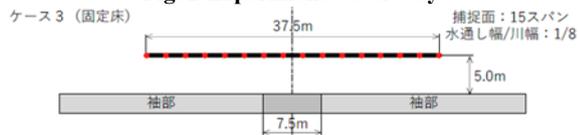


Fig. 3 Driftwood trap device in experiment

Fig. 4 illustrates the simulation conditions of the waterway when no driftwood is released, it is worth noting that the water flows from the left side to the right side in the simulation. The computation domain has a length of 2.04m and a width of 0.85m, with an outflow area length of 0.13m. The inflow velocity is set to 0.25m/s.

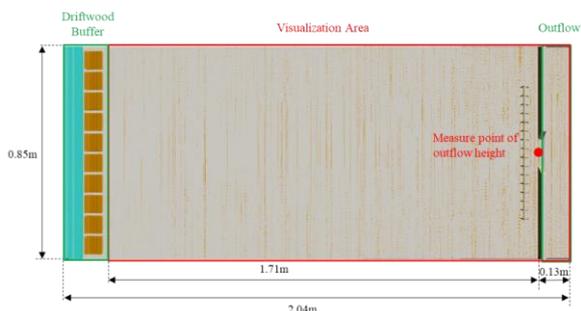


Fig. 4 Simulation condition

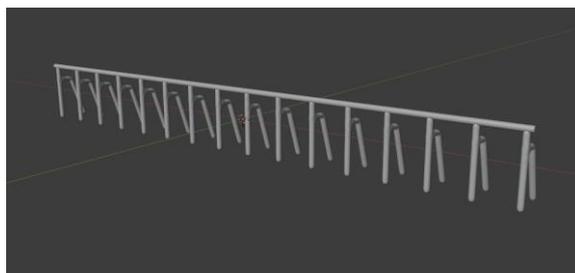


Fig. 5 Driftwood trap device model in simulation

Fig. 5 depicts the 3D model of the driftwood trap device, which was created in Blender with the same details as the physical device shown in Fig. 3. The model was exported as an STL file, converted to a level-set function, and then imported into the simulation code.

The water density used in the simulation is $1000\text{kg}/\text{m}^3$, with a kinematic viscosity of $1.004 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$. The minimum mesh size is $6.64 \times 10^{-4}\text{m}$, and the time interval is $7.968 \times 10^{-5}\text{s}$. We use the Dirichlet boundary condition for the inflow and the Neumann boundary condition for the outflow. The simulation is performed using 16 Tesla V100 GPUs on the supercomputer FLOW for a duration of 60 hours.

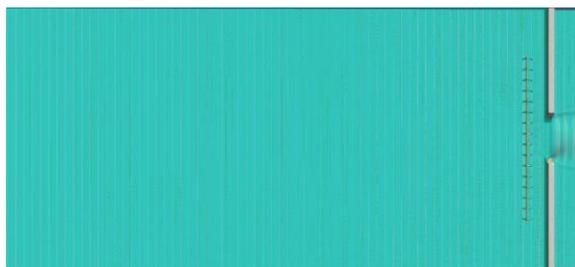


Fig. 6 Simulation snapshot

Fig. 6 shows a simulation snapshot where the water gradually fills the computational domain due to the height difference between the inflow and outflow areas. We also place a measurement point at the outflow area to record the outflow height, and the corresponding profile is shown in Fig. 6.

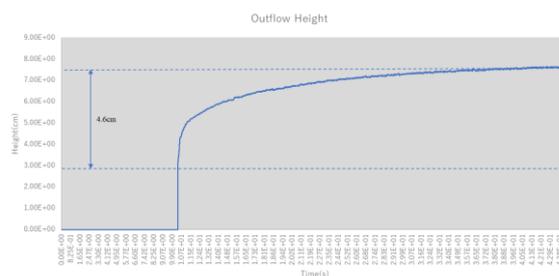


Fig. 7 Outflow height

From Fig. 7, we observe that the outflow height gradually increases initially due to the water flow. As the inflow and outflow reach equilibrium, the outflow height becomes steady. The base height of the outflow area is 4.7cm, as indicated by the lower dashed line in Fig. 6, and the steady height of the outflow area is 8cm, as indicated by the upper dashed line in Fig. 6. This

corresponds to a steady water height at the outflow area of 4.6cm, which agrees well with the results reported by Dr. Shima in [6].

(2) Simulation when 100 Pieces of Driftwood are Released

After confirming the inflow and outflow conditions, we released 100 pieces of driftwood into the computational domain. Each driftwood piece was modeled as a cylinder with a radius of 0.2cm and a length of 7cm. The density of driftwood is $850\text{kg}/\text{m}^3$. For the DEM parameters, the Poisson's ratio is 0.33, the restitution coefficient is 0.25 and the friction coefficient is 0.3. Other parameters are the same as the previous simulation.

Figure 8 displays a simulation snapshot capturing the moment when 100 pieces of driftwood reach the trap device. During the simulation, the driftwood escape rate, which indicates the number of pieces of driftwood that pass through the trap device, is found to be 12%. This result is consistent with Dr. Shima's research [6], which reported a driftwood escape rate of 20%, indicating that our simulation aligns well with the experimental findings.



Fig. 8 Enlarged simulation snapshot

The simulation is still ongoing on the FLOW supercomputer, and we are eagerly awaiting additional results to compare with Dr. Shima's findings.

4. CONCLUSIONS

We have developed a high-resolution simulation method for driftwood capture using a cumulant lattice Boltzmann method coupled with adaptive mesh refinement, discrete element, and phase field methods. Our simulation results for both scenarios, with and without driftwood, demonstrate excellent agreement with the actual situations. The significance of this simulation method lies in its ability to aid in the prediction and prevention of driftwood disasters.

ACKNOWLEDGMENT: This research was partly supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research (S) 19H05613, from the Japan Society for the Promotion Science (JSPS), and Joint/Research Center for Interdisciplinary Large-scale Information Infrastructures (JHPCN), jh200018 and jh210013, High Performance Computing Infrastructure (HPCI) hp210129 and hp230065 projects, and JST SPRING under grant number JPMJSP2106. The authors thank the Global Scientific Information and Computing Center, Tokyo Institute of Technology for use of the computing resources of the TSUBAME 3.0 supercomputer and the Information Technology Center of Nagoya University for use of the computing resources of the Flow Type II supercomputer.

REFERENCES

- [1] Matsutomi H. Method for estimating collision force of driftwood accompanying tsunami inundation flow[J]. Journal of Disaster Research, 2009, 4(6): 435-440.
- [2] Sterling J D, Chen S. Stability analysis of lattice Boltzmann methods[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 123(1): 196-206.
- [3] Geier M, Schönherr M, Pasquali A, et al. The cumulant lattice Boltzmann equation in three dimensions: Theory and validation[J]. Computers & Mathematics with Applications, 2015, 70(4): 507-547.
- [4] Berger M J, Oliger J. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations[J]. Journal of computational Physics, 1984, 53(3): 484-512.
- [5] Seiya Watanabe and Takayuki Aoki. Large-scale flow simulations using lattice Boltzmann method with AMR following free-surface on multiple GPUs[J]. Computer Physics Communications, Vol. 264, p. 107871, 2021.
- [6] 嶋丈示, 安富懸一. 不透過型砂防堰堤の上流に付設する流木捕捉工の流木捕捉機能[J]. 新砂防= Journal of the Japan Society of Erosion Control Engineering: 砂防学会誌, 2022, 75(4): 14-24.
- [7] Markauskas D, Kačianauskas R. Investigation of rice grain flow by multi-sphere particle model with rolling resistance[J]. Granular Matter, 2011, 13(2): 143-148.
- [8] Avila-Davila E O, Lopez-Hirata V M, Saucedo-Muñoz M L. Application of Phase-Field Method to the Analysis of Phase Decomposition of Alloys[J]. Modeling and Simulation in Engineering Sciences, 2016: 221.
- [9] Chiu P H, Lin Y T. A conservative phase field method for solving incompressible two-phase flows[J]. Journal of Computational Physics, 2011, 230(1): 185-204.
- [10] Tiankai T, David R O, Omar G. Scalable parallel octree meshing for terascale applications[C]. Proceedings of the 2005 ACM/IEEE Conference on Supercomputing, SC. 2005, 5: 4.

ジャイロ回転する野球ボールのAMR-LBMによる空力解析

Aerodynamic Study on gyro-rotating baseball by using AMR-LBM

尹昱炜¹⁾, 青木尊之²⁾, 渡辺勢也³⁾, 小林宏充⁴⁾, 丹羽政善⁵⁾

Yuwei Yin, Takayuki Aoki, Seiya Watanabe, Hiromichi Kobayashi and Masayoshi Niwa

1) 東京工業大学 工学院機械系 (〒152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1)

2) 東京工業大学 学術国際情報センター (〒152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1, E-mail: taoki@gsic.titech.ac.jp)

3) 九州大学 応用力学研究所 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

4) 慶應義塾大学 法学部 (〒223-8521 神奈川県横浜市港北区日吉4-1-1)

5) フリー・スポーツライター

Baseball pitchers have recently thrown a type of pitch called “Forkball” with gyro-spin, resulting in sudden drops in front of the batters. In this study, we used a simulation code based on Lattice Boltzmann Method with the cumulant collision term including an implicit LES model, to analyze the aerodynamics of high-speed and rotating balls and their effects on flight trajectories. We compute the 2- and 4-seam orientations for gyro-spin balls to compare with experiment results. It is found that both orientations have same periodic histories of lift force as the ball spin so that the time-averaged lift forces are almost zero. We also compare the results with a 2-seam back-spin ball, which shows vertical lift force due to the Magnus effect. The trajectories of gyro-spin balls are much greater drop and almost free fall. The aerodynamic forces acting on back-spin and gyro-spin balls are quite different.

Key Words : Baseball, Aerodynamics, Gyro-spin, Numerical Simulation, Flight trajectory, Boundary layer separation, Wake

1. 諸言

野球では、投手の投げたボールにかかる空力が重要な役割を果たしている。プロ野球選手は、投球において約130km/h~160km/hの高速球を投げる。このような高速のボールを投げると、ボールは必ず回転してしまう。投手の投げるボールは、「球速(初速)」に加えて、「回転速度」、「回転軸」、「縫い目の向き」がパラメータとなり、ボールは様々な軌道を描く。主に2種類の回転：進行方向と垂直な軸周りに回転する「バックスピン/トップスピン」と、進行方向と同じ軸周りに回転する「ジャイロスピン」が存在する。バックスピンの2-seam(回転速度が比較的遅く縦回転だとフォークボールまたはスプリット、回転速度が速くなり回転が少し横に傾くとツーシームやシンカー)と4-seam(縦回転だとストレート、横回転だとスライダー)が良く知られる。バックスピンの2-seamと4-seamの変化球については研究が盛んに行われてきた。Bin Lyuら^[1]は実験で高速カメラを使い、回転する野球ボールの軌道を撮影し、時間平均した抗力や揚力を測定している。大橋他^[2]は数値シミュレーションを行い、2-seamフォークボールに働く負のマグナス効果を見出し、フォークボールが落ちる理由を解明し、4-seamストレートに働く正のマグナス効果による揚力の回転速度依存性も示した。

一方で、近年では、図2に示すような進行方向と同じ軸周りに回転する変化球が注目されている。主に2-seamと4-seam、2種類のジャイロボールが存在する。4-seamの方は「ジャイロ・フォークボール」と呼ばれることが多い。この球種についての研究が少なく、横山他^[3]は高速カメラを使い、ジャイロボールのドラッグクライシスの発生を

を示し、縫い目の違いによりレイノルズ(Re)数依存性が明確に異なることを示した。Kunjal Shah^[4]らは風洞実験で非回転の野球ボールを計測し、縫い目の向き(初期姿勢)によって抗力係数が大きく異なることを示した。しかし、実験では時間平均した抗力や揚力についての議論しかできず、ボール飛翔中の非定常な空力特性やそのメカニズムは十分に解明できない。

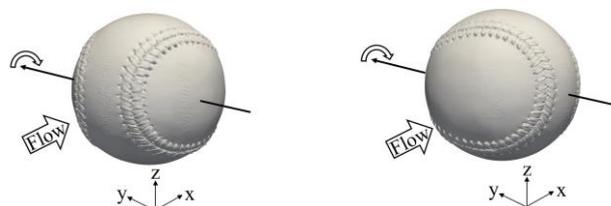


図1 バックスピンの初期姿勢(左:2-seam, 右:4-seam)

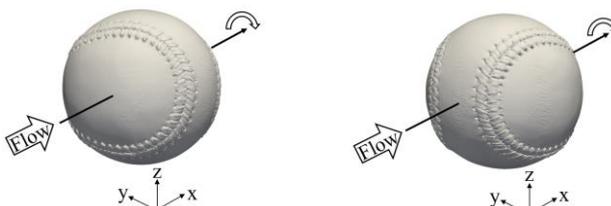


図2 ジャイロスピンの初期姿勢(左:2-seam, 右:4-seam)

本研究では数値シミュレーションを用いて野球ボール周りの流れを解析し、ジャイロボールの飛翔中の空力特性を明らかにする。さらに、数値シミュレーションの結果

に基づいてボールの飛行軌道を再現し、メジャーリーグの試合中に測定された軌道との比較を行う。

2. 数値計算手法

(1) Cumulant-LBM

空力解析には先行研究で開発したコード^[2]を用いる。乱流計算に対して十分な研究実績^[2,5]のある格子ボルツマン法^[6]に基づいており、流体を仮想的な粒子群と見なし、その速度分布関数 f_i の時間発展方程式を解いている。高レイノルズ数の流れを計算するため、数値安定性と計算精度の高いD3Q27型のCumulant衝突モデルを使用している。十分な格子解像度がある場合には数値粘性が小さくなり非常に高精度な計算が可能であるが、格子解像度が不足するとCumulant 衝突項が陰的LESモデルの役割を果たし、安定性と精度を両立したLES 計算が可能である。

(2) AMR(Adaptive Mesh Refinement)法

野球ボール表面の境界層を解像するためには高解像度格子が必要である。均一格子を用いて計算領域全域に高解像度格子を用いると膨大な格子点数になり、非現実的な計算資源が必要になる。そこで、野球ボール表面近傍の高解像度計算が必要な領域にのみ細かい格子を割当て、遠方では解像度を粗くすることのできるAMR法を導入し、計算の効率化と高精度化を実現している。^[7,8]

(3) Interpolated bounce-back法

一般的な格子ボルツマン法は直交格子上での計算に基づいている。野球ボールの表面のような格子の方向に沿わない物体形状に対して境界条件を設定するために、2次精度のInterpolated bounce-back 法を導入している^[9,10]。物体形状を階段状に表現するのではなく、D3Q27 型の格子ボルツマン法を用いているため、物体表面が格子の間にくる場合も補間により壁の位置を26方向で高精度に表現することができる。

(4) 野球ボール周りの流れの計算条件

図3に示したように、 $2\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$ の計算領域を取り、位置 $(0.5\text{m}, 0.5\text{m}, 0.5\text{m})$ に野球ボールを設置した。ボールの重心を通る固定軸周りにボールを回転させる。また、AMR法によって $\Delta x = D/2048$ の最細格子をボール表面近傍(表面から約30メッシュ程度)に集中的に配置する。ボールの後流領域にも $\Delta x = D/256$ の格子を設置する。総格子点数は1,921,792,000である。ボール後方の計算境界に流出境界条件を課し、それ以外の計算境界には流入境界条件を設定する。ボールの移動と逆方向の風速を流入条件とし、x軸方向の一様流を与えている。理化学研究所スーパーコンピュータ「富岳」の384ノードを利用し、物理時間0.1secの計算に約212時間を要す。

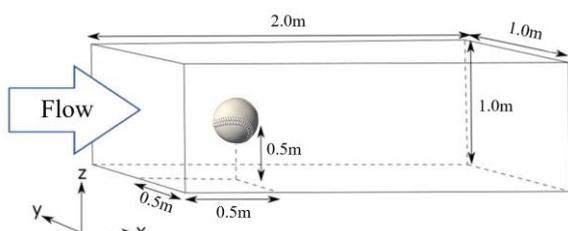


図3 計算領域及びボールの配置

(5) 野球ボールモデルと球種の定義

本研究では、3D スキャナを使い、メジャーリーグ(MLB)の2022年の公式試合球を3D スキャンして得られた3D

モデルを用いた。3D スキャナはキーエンス製 VL-500 三次元測定機を用いた。3D スキャンで得られた3D データの最細解像度が0.038mmである。

生データの穴埋めをし、ノイズ除去した後の表面形状と縫い目の様子が図4となる。MLBボールの縫い目を除く直径は $73.5\text{mm} \pm 0.3\text{mm}$ 、縫い目高さは $0.7\text{mm} \pm 0.1\text{mm}$ 、縫い目幅は $8.7\text{mm} \pm 0.4\text{mm}$ 、縫い目数は108個であり、メジャーリーグの公式規格^[11]を満たし、標準的なMLB野球ボールの寸法である。

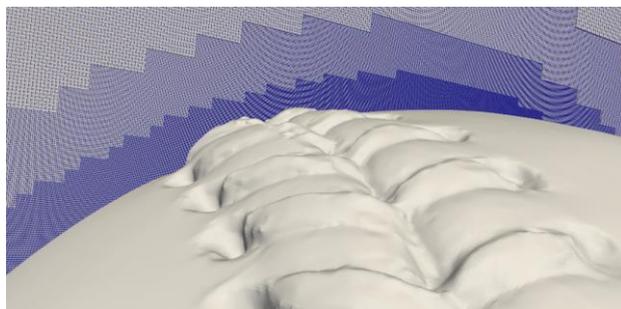


図4 修復後のMLB野球ボールの表面形状と表面近傍の最細格子

3. 野球ボールの非回転球の計算による検証

(1) 野球ボールのドラッグクライシスの再現

図2に示した2種類の縫い目の初期姿勢をそれぞれ2-seam, 4-seamと定義する。Kunjal Shah^[4]らの実験結果によれば、2-seam初期姿勢の場合、 $1.0 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^5$ の領域において抗力係数が急激に減少するが、4-seam初期姿勢の場合、明確な臨界レイノルズ数が存在せず、レイノルズ数の増加に応じて緩やかに抗力係数が減少する。このような境界層が層流から乱流への遷移を精度よく計算するために、高解像度の最細格子が必要である。 $\Delta x = D/2048$ の場合、式(1)に示した上流よみ点から90度下流における球の層流境界層厚さ δ の理論式^[12]によれば、

$$\delta = 3d \sqrt{\frac{1}{2Re}} \quad (1)$$

$Re = 1.0 \times 10^5$ では層流境界層に対して13.7メッシュ、 $Re = 2.0 \times 10^5$ では9.7メッシュの最細格子が割り当てられる。図5に本計算で得られた野球ボールの非回転球の抗力係数をプロットした。いずれも物理時間0.08秒まで計算し、流れが安定した時点から計算が終了した時点までの時間平均値を取得した。

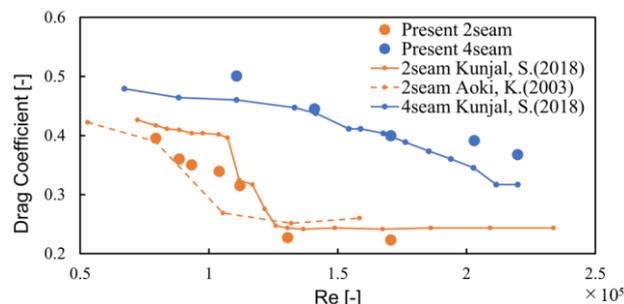


図5 静止した野球ボールの抗力係数のレイノルズ数依存性。青丸とオレンジ丸は本研究の計算結果で、実線^[4]、破線^[13]はそれぞれ実験結果

2-seam 初期姿勢の場合、亜臨界レイノルズ数 ($Re=0.8 \times 10^5$) と超臨界レイノルズ数 ($Re=1.3 \times 10^5$ 以降) の抗力係数は既往研究の結果と非常によく一致している。臨界レイノルズ数 ($Re=0.89 \times 10^5 \sim Re=1.12 \times 10^5$) の抗力係数は Kunjal, S.^[4]らの結果と Aoki, K.^[13]らの結果の間に来ている。レイノルズ数の増加による抗力係数の急激な減少が再現されている。4-seam 初期姿勢の場合、レイノルズ数の増加に伴い、抗力係数が緩やかに減少する傾向が再現されている。特に $Re=1.4 \times 10^5$ と $Re=1.7 \times 10^5$ の結果は Kunjal, S.^[4]らの結果と非常によく一致している。メジャーリーグの公式試合球は一つ一つのばらつきが大きく、また年度により縫い目高さが変わり、均一ではない。実験は、それぞれ 2018 年と 2003 年の結果で、ボール直径や縫い目高さの違いにより抗力係数が大きく変わる可能性がある。

図 6 に $Re=0.8 \times 10^5$ と $Re=1.7 \times 10^5$ における 2-seam の速度勾配テンソルの第二不変量の等値面の瞬時値を示す。 $Re=0.8 \times 10^5$ ではよどみ点から約 90 度下流の位置で層流境界層が剥離することが分かる。 $Re=1.7 \times 10^5$ では乱流境界層の特徴である剥離位置の下流への後退、及び後流領域の縮小が確認できる。ドラッグクライシスをよく再現できている。以上のことから、本研究で扱うメジャーリーグ (MLB) の公式試合球の 3D モデルで解析の検証ができたと考えられる。

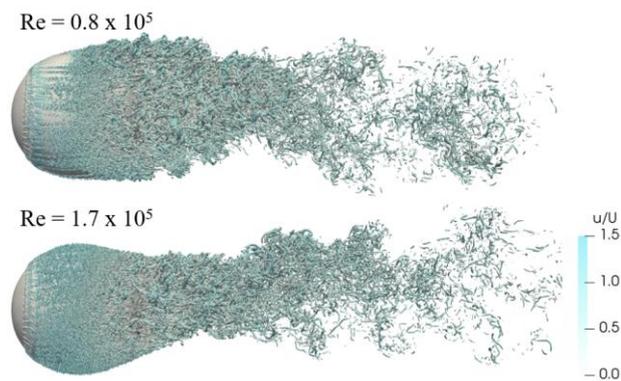


図 6 非回転の 2-seam ボール周りの流れの速度勾配テンソルの第二不変量の等値面

4. ジャイロ回転する野球ボールの空力解析

ジャイロ回転する野球ボール周りの流れの詳細な数値シミュレーションを実施する。同じ初期速度、同じ回転数で縫い目だけが異なる 2-seam ジャイロボールと 4-seam ジャイロボールの 2 球種を計算して解析する。

(1) 計算条件

Lyu, B.^[1]らの実験を参照し、同じ条件で空力計算を行った。ジャイロ回転する 2-seam と 4-seam の 2 球種を扱い、回転軸は両方ともにボールの重心を通り x 軸に平行で、回転方向は x 軸正方向である。流入流速は 129km/h ($Re=1.7 \times 10^5$) とし、回転数は 1500rpm に対して計算を行った。物理時間は 1500rpm の時に 3 回転に要する時間として 0.12sec まで計算した。

(2) 空力係数の時間変化

4-seam ジャイロボールの空力係数の時間変化を図 7 に示す。抗力係数は 2-3 回転目の平均値が約 0.334 である。同じ球速で非回転の 4-seam のボールの抗力係数より小さく、既存の実験結果^[1]とよく一致している。揚力係数の時間変

化は縦方向と横方向共に、1 回転ごとに正の値と負の値をとる領域が 1 度ずつ現れる。

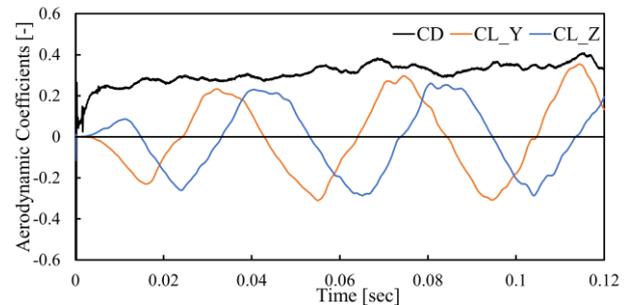


図 7 流速 129km/h の流れに対して 1500rpm で回転する 4-seam ジャイロボールの空力係数の時間変化。黒い線が抗力係数、オレンジ色が y 方向の揚力係数、青色が z 方向の揚力係数

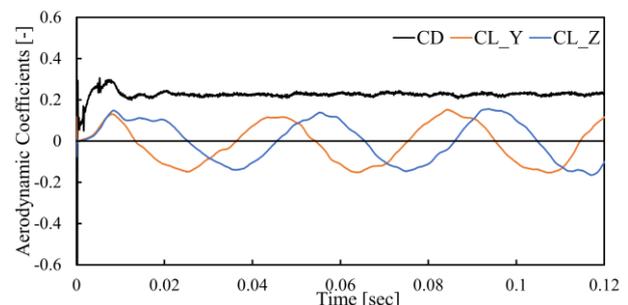


図 8 2-seam ジャイロボールの場合の図 7 と同じグラフ

2-seam ジャイロボールの空力係数の時間変化を図 8 に示す。抗力係数の時間変動は 4-seam ジャイロボールに比べて小さく、平均値が約 0.227 となり、同じ球速で非回転の 2-seam と余り変わらない。4-seam ジャイロボールと同様に、縦方向と横方向共に、1 回転ごとに正の値と負の値をとる領域が 1 度ずつ現れる。

図 9 に 2 種類のジャイロボールの静止座標系における揚力係数の相図を示す。静止座標系の配置は図 2 と同じである。両方とも回転周期と一致する明確な周期的な揚力特性が確認できる。グラフから分かるように、4-seam ジャイロボールの場合、揚力係数は 2-seam ジャイロボールの場合と比べて時間変動幅が大きい。

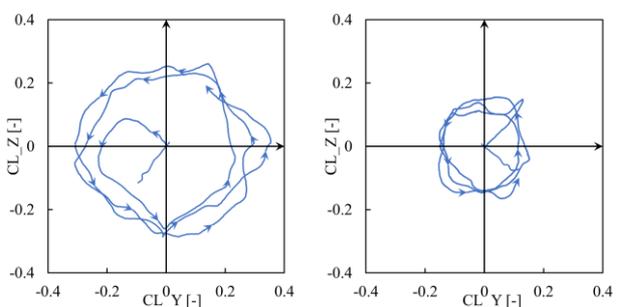


図 9 静止座標系における揚力係数の相図 (左: 4-seam, 右: 2-seam)

(3) 4-seam ジャイロボールにおける回転角と揚力係数の関係

4-seam ジャイロボールの揚力係数の時間変化は図 7 の

通り周期性があるため、一回転分を解析すれば十分である。図7の0.04sec~0.08secの1回転を取り出し、縫い目の回転角 ϕ と揚力係数の関係を図10に示す。この一回転の間に縫い目は図11のように回転する。図11には速度勾配テンソルの第2不変量の等値面を付加している。ボール表面の剝離状態及び境界層の乱流遷移が確認できる。回転角を ϕ で表すこととする。z軸の正の向きをボールの上面、負の向きをボールの下面と定義する。

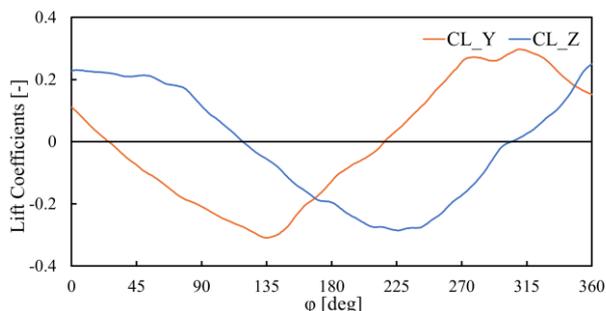


図10 4-seam ジャイロボールの縫い目の回転角 ϕ に対する揚力係数

図10に示したように、1回転の中で縫い目の角度が $\phi=0\sim 45^\circ$ の範囲で縦方向の揚力係数が最大となり、角度 $\phi=135^\circ$ と 315° 付近で0となることが確認できる。最も代表的な $\phi=45^\circ$ におけるボール表面の圧力係数と接線方向の流速分布を図12に示す。上段が上記で定義したボールの上面、中段がボールの側面、下段がボールの下面である。速度勾配テンソルの第二不変量の断面の可視化も示している。また、 $\phi=135^\circ$ における同様な可視化の図を図13に示す。

(4) 4-seam ジャイロボールの剝離状態及び後流変化

4-seam ジャイロボールの境界層剝離点は、回転角によらず、ほぼ一定の位置に固定されている。図12に示したように、上下の縫い目付近の剝離点は、非対称である。下面と比べて上面の剝離点が後方に来ているため後流領域が斜め下に下がり、回転角 $\phi=45^\circ$ では縦方向の正の揚力が生じる。一方、回転角 $\phi=135^\circ$ では図13に示すように2本の縫い目付近の剝離点がほぼ同じ角度で剝離しており、上下の非対称性が弱いため縦方向の揚力が作用しなくなる。このとき非対称な剝離点を持つ2本の縫い目が側面にあるため横方向の剝離点非対称性が現れ、回転角 $\phi=135^\circ$ では横方向の負の揚力が生じる。図14に $\phi=45^\circ$ と $\phi=135^\circ$ におけるボール上面と下面の圧力係数分布を示す。 $\phi=45^\circ$ における上下剝離点の非対称、 $\phi=135^\circ$ における上下剝離点の対称性が確認できる。また、縫い目付近の剝離点の非対称性、及びジャイロ回転により、後流領域が図15のようにらせん状に変化し、揚力が周期的に変化する。

5. ジャイロ回転する野球ボールの飛翔軌道再現

MLBの試合での球速と回転数を用い、飛翔軌道を再現する。

(1) 飛翔軌道の再現手法及び投球条件

プロ野球選手の投手がボールをリリースしてからホームプレートに到達するまでの飛翔時間は概ね0.45~0.55secである。この間にボールの回転速度が1500rpm前

後であれば11~14回転する。飛翔時間中にボールの受ける力を全て積分することにより飛翔軌道を再現することができるが、計算コストがかなりかかる。ボールの1回転で平均した空力係数は飛翔時間中に殆ど変化しないことが分かっている。そこで、初期値の影響の残る最初の1回転を除き、2~3回転目の時間平均した空力係数を用いて軌道計算を行う。飛翔時間中を全積分した場合と比較すると縦横変位量の誤差が約5%以下であることを確認している。本研究では、ボールがかなり大きい慣性モーメントを持っているため、ボールの回転数、回転軸、流入流速の方向は変化しないとしている。ボール軌道の運動方程式をAdams-Bashforth法とAdams-Moulton法を用いた予測子修正子法で解く。投手は一般的にリリース時に投手板から1.5m~2.2mほど前方に腕を伸ばした状態でボールを投げるため、投手板とホームプレートの距離である18.5mから2.0mを差し引き、16.5mを軌道計算の対象の距離とする。

大谷翔平選手の2021年の実投球^[14]を参照にし、4-seam ジャイロボールの3投球を計算する。また、2-seam バックスピン(フォークボール)で回転しているとしたらどう違うのかを明らかにするために、同じ初速度、同じ回転数の2-seam バックスピンも計算する。計算条件及び各投球の時間平均した各種空力係数の値は表1に示している。また、参照した投球が2021年のデータのため、メジャーリーグ(MLB)の2021年に使われた公式試合球の実物を3Dスキャンし、得られた3Dモデルを用いる。

(2) 飛翔軌道の計算結果

表1に示したように、ジャイロボールでは、回転速度が増加すると、抗力係数は減少する傾向がある。また、周期的に変化する揚力が相殺され、横方向と縦方向の揚力係数がほぼ0となる。一方、バックスピンで回転する場合、回転速度の増加により、縦方向の浮き上がる揚力係数は増加する傾向がある。これは既存の研究結果と定性的に一致している。^[2]

表1 実投球を参照して設定した空力計算条件、及び時間平均した各種空力係数

球種	初期速度	CD	CL_Y	CL_Z
1693rpm Gyro	143.7 km/h	0.231	0.006	0.018
1693rpm Backspin	143.7 km/h	0.294	-0.028	0.236
1432rpm Gyro	140.8 km/h	0.259	0.027	0.008
1432rpm Backspin	140.8 km/h	0.279	-0.020	0.219
1322rpm Gyro	138.6 km/h	0.272	0.007	0.003
1322rpm Backspin	138.6 km/h	0.279	0.023	0.196

図16に投手方向から見たボールの変化量を示す。フォークボールのホップ成分が約40~50cmであるのに対し、ジャイロボールのホップ成分が0付近を推移しており、自由落下に非常に近い軌道となる。投球ごとに僅かに横方向の変化量が異なるが、これはボール後流領域流れの不安定性と推測する。図中の三角形はBaseball Savant^[14]が公開しているデータである。本研究の計算によるジャイロボールの飛翔軌道は、Baseball Savantの結果とかなり一致していて、大谷投手のスプリットと言われている投球はジャイロ回転しているボールと言える。

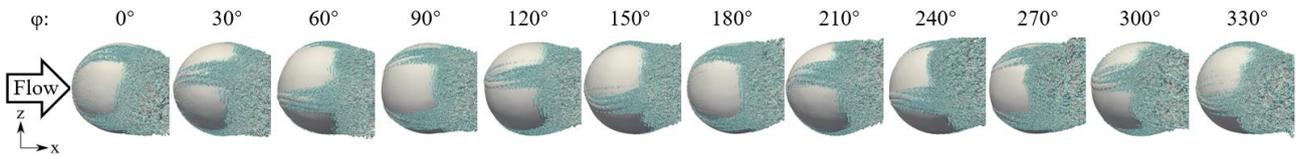


図 11 4-seam ジャイロボールの回転角 ϕ とその角度での速度勾配テンソルの第二不変量の等値面

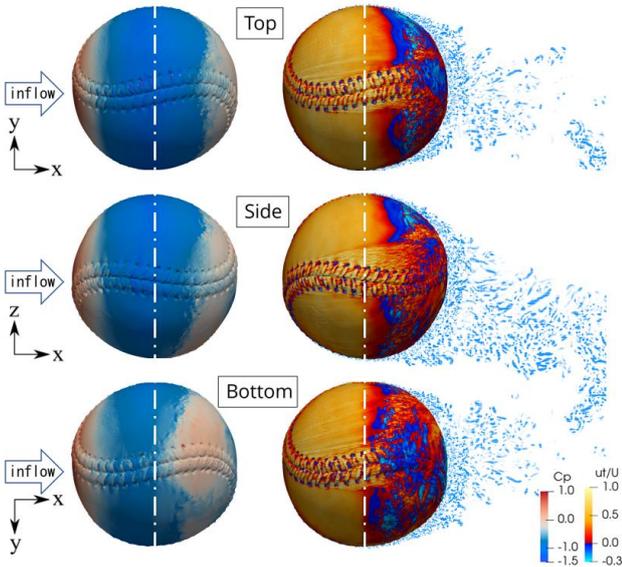


図 12 4-seam ジャイロボールの $\phi=45^\circ$ における圧力係数と接線方向の流速分布の可視化

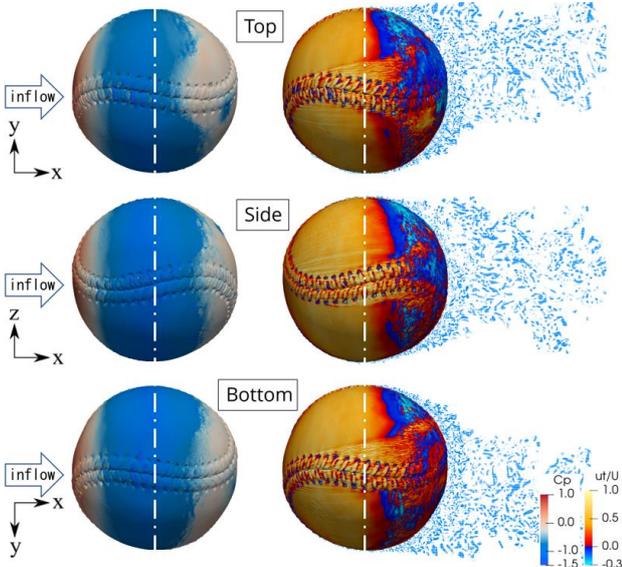


図 13 4-seam ジャイロボールの $\phi=135^\circ$ における圧力係数と接線方向の流速分布の可視化

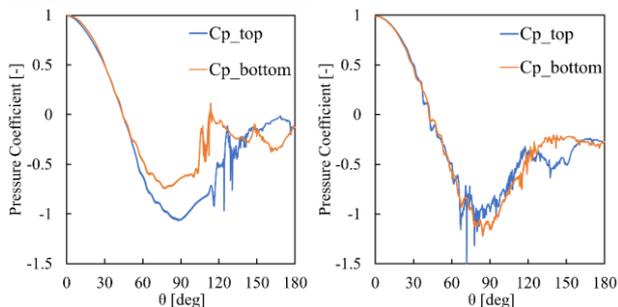


図 14 4-seam ジャイロボールの $\phi=45^\circ$ と $\phi=135^\circ$ におけるボール上面と下面の圧力係数分布

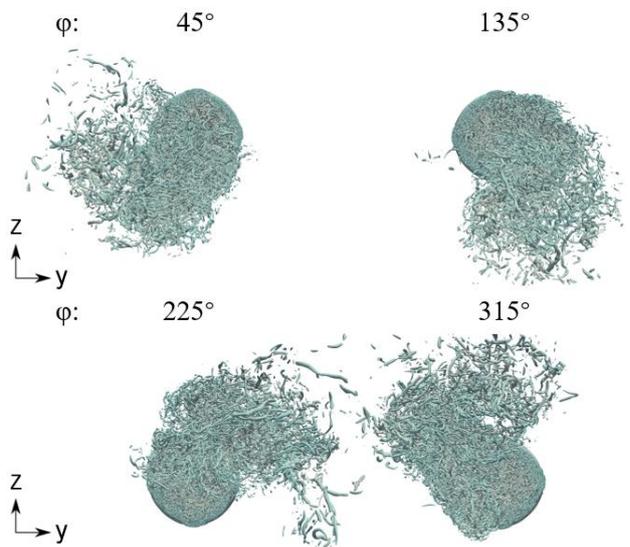


図 15 後方から見た4-seam ジャイロボールの速度勾配テンソルの第二不変量の等値面

(3) 飛翔軌道の可視化及び軌道評価

図 17 に飛翔軌道の可視化を示す。フォークボールと比べ、ジャイロボールは打者の位置では縦方向によく落ちている。近年の統計的研究から報告された打者が打ちづらいと感じる要因の中、最上位に分類される要素は縦方向の変位である。^[15] ジャイロボールはフォークボールよりも更に 40~50cm の落差がある。打者は短い時間の中で瞬時に軌道の違いを判断する必要がある。ジャイロボールのこの落差は打者にとって正に魔球のように見えると考えられる。

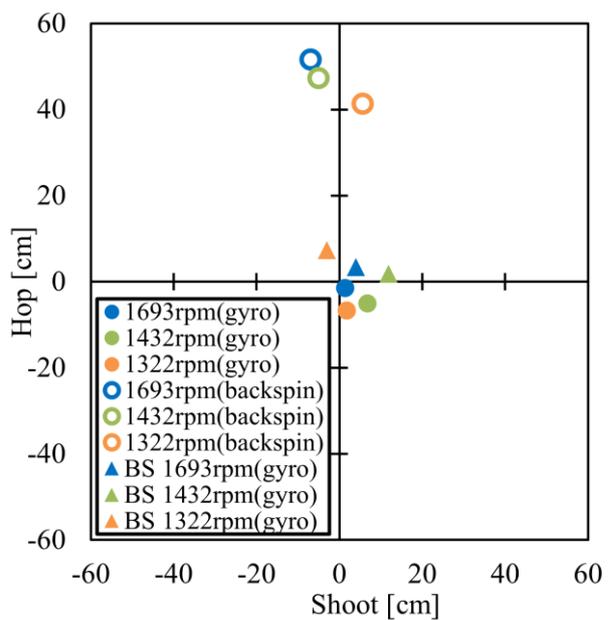


図 16 投手方向から見たボールの変化量。丸は本研究の軌道計算結果で、三角形は Baseball Savant の結果

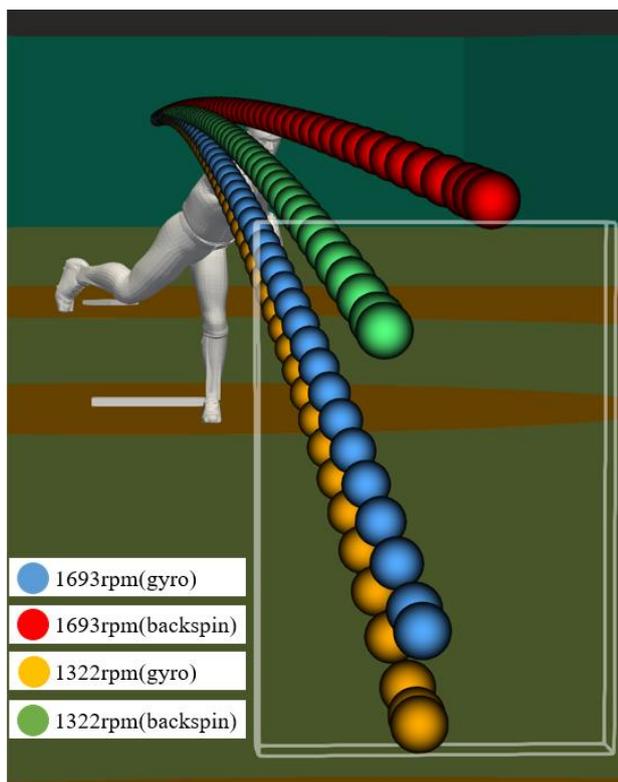


図 17 打者視点でのボール飛翔軌道の可視化

6. 結言

これまでのジャイロボールの空力特性は実験による測定しか行われていなく、飛翔時間全体を平均した各種空力係数でしか評価されていなかった。^[1,3]本研究では、メジャーリーグ (MLB) の公式試合球の実物を 3D スキャンして得られた 3D モデルを用い、格子ボルツマン法による数値シミュレーションで野球ボール周りの流れの空力解析を行い、ジャイロボールの非定常の空力特性を明らかにした。2-seam ジャイロボールと 4-seam ジャイロボールはいずれも回転周期と一致する周期的な揚力特性を示す。表面の境界層剥離点の非対称性及びジャイロ回転により、らせん状に変化する後流領域が存在する。「ジャイロ・フォークボール」とも呼ばれる 4-seam ジャイロボールが落ちるのは、周期的に変化する揚力が相殺され、重力だけが作用することを明らかにした。これにより、ボールの軌道はバックスピンのフォークボールと比較して打者の地点で 40~50cm も落差があることが分かった。

謝辞

本研究は NHK の安土直輝氏と(有)三浦ニュールームの三浦大輝氏に協力していただき、深く感謝する。本研究は革新的ハイパフォーマンス・コンピューティング・インフラ(HPCI)の一般課題 hp220063「ジャイロ回転する野球ボールの空力解析」として進めた研究である。また、科学研究費補助金・基盤研究(S) 課題番号 19H05613 から一部支援を頂いた。計算には理化学研究所「富岳」を利用させて頂いた。記して謝意を表す。

参考文献

- [1] Lyu, B., Kensrud, J., Smith, L.: Investigation of the Aerodynamic Drag of Baseball with Gyro Spin, MDPI Proceedings 2020, 49 (162) (2020) 1-7.
- [2] 大橋遼河, 青木尊之, 渡辺勢也, 小林宏充: 低ス

ピンレートで回転する野球ボールの空力解析〜フォークボールの縦の変化の解明〜, ながれ40 (2021) pp. 343-355

- [3] 横山佳之, 宮寄武, 姫野龍太郎: ジャイロボールのドラッグクライシス, ながれ27 (2008) pp. 403-409
- [4] Kunjal Shah, Ravi Shakya and Sanjay Mittal: Aerodynamic forces on projectiles used in various sports, *Physics of Fluids* 31, 015106 (2019) pp. 1-20
- [5] 長谷川雄太, 青木尊之, 小林宏充, 白崎啓太: 格子ボルツマン法による自転車競技の集団走行の大規模 LES 空力解析, 日本機械学会論文集, 85(870) (2019) 18-00441.
- [6] Geier, M., Schönherr, M., Pasquali, A., Krafczyk, M.: The cumulant lattice Boltzmann equation in three dimensions: Theory and validation, *Computers & Mathematics with Applications*, 70(4) (2015) 507-547.
- [7] Wahib, M., Maruyama, N., Aoki, T.: Daino. A High-level Framework for Parallel and Efficient AMR on GPUs, *SC'16: Proceedings of the International Conference for High Performance Computing, Networking, Storage and Analysis*. IEEE (2016).
- [8] Watanabe, S., Aoki, T.: Large-scale flow simulations using lattice Boltzmann method with AMR following free-surface on multiple GPUs, *Computer Physics Communications*, 264 (2021) 107871.
- [9] Bouzidi, M. H., Firdaouss, M., Lallemand, P.: Momentum transfer of a Boltzmann-lattice fluid with boundaries, *Physics of Fluids*, 13(11) (2001) 3452-3459.
- [10] Gao, H., Li, H., Wang, L. P.: Lattice Boltzmann simulation of turbulent flow laden with finite-size particles, *Computers & Mathematics with Applications*, 65(2) (2013) 194-210.
- [11] Alex Anthopoulos, Jerry Dipoto, Michael Hill, Chair, Chris Antonetti, Joe Finley, John Mozeliak, Jon Daniels, Brian Gorman, David Stearns.: *Official Baseball Rules*, (2021) pp.5
- [12] Schlichting, H.: *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, (1955)
- [13] Aoki, K., Kinoshita, Y., Nagase, J., and Nakayama, Y., "Dependence of aerodynamic characteristics and flow pattern on surface structure of a baseball," *J. Visualization* 6, 185(2003).
- [14] Baseball Savant: <https://baseballsavant.mlb.com/>
- [15] Eric P. Martin, "Predicting Major League Baseball Strikeout Rates from Differences in Velocity and Movement Among Player Pitch Types", MIT SLOAN SPORTS ANALYTICS CONFERENCE, (2019), pp1-12

スピードスケート・パシュート競技の LBMシミュレーションによる空力解析

Aerodynamic Analysis of Speed Skating Pursuit Competition by LBM Simulation

瀧優太¹⁾, Tan Hong Guan²⁾, 渡辺勢也³⁾, 青木尊之⁴⁾

Yuta Taki, Tan Hong Guan, Seiya Watanabe and Takayuki Aoki

1) 東京工業大学大学院 (〒152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1, E-mail: taki@sim.gsic.titech.ac.jp)

2) 東京工業大学大学院 (E-mail: hgtan@sim.gsic.titech.ac.jp)

3) 九州大学 応用力学研究所 (E-mail: swatanabe@riam.kyushu-u.ac.jp)

4) 東京工業大学 学術国際情報センター (E-mail: taoki@gsic.titech.ac.jp)

The aerodynamics of moving 3D skater models is numerically studied by the cumulant-collision LBM using Adaptive Mesh Refinement method. We focus on the team pursuit of speed skating with 3 skaters. The second and third skaters are subject to the wake of the forward skaters. It is found that the drag force of the second skater is 40% smaller than that of the first, and there is not large difference between the second and third. It is confirmed that the distance between skaters is important.

Key Words : Lattice Boltzman method, Immersed-boundary method, Karman vortex, Pressure coefficient, Drag force, Speed skating

1. 緒言

決められた距離をどれだけ速く移動できるかを競うスポーツ(陸上競技, 自転車, スピードスケートなど)では, 人が高速で移動するため, 前方からの空気による抵抗力に打ち勝つために多くの力を必要とする. それらのようなスポーツでは, 高速で動く人や物体の真後ろに張り付き, 受ける抗力を小さくするという作戦が多用される. この現象は, 高速で移動する物体の前方で空気を押し分けられた分, 物体の後流領域で気圧が下がり空気抵抗が下がるため, スリップストリームと呼ばれる^[1]. スリップストリームはスポーツだけでなく, より高速なモータースポーツなどでも特に効果を発揮し, 競技成績を左右することもある. このような, 前後に連なり高速で移動する物体と流れのシミュレーションが可能になれば, 現象の解明および工学的な利用に繋がり, スポーツの記録向上や性能の良い周辺製品の開発に役立つ.

高速での移動を必要とするスポーツ, 特にスピードスケートでは強い関心を持って取り組まれ, 抗力の解析や実験が数多く行われている^[2,3]. しかしこれらの解析は静止モデルを対象に行われ, また殆どが単独滑走での実験に限られていた. 複数のスケーターの時系列モデルを用いた流体構造シミュレーションは, 数値安定性の問題や微小な渦を解像するための高い格子解像度の要求など, その計算の複雑さなどの理由でこれまで多くは行われてこなかった.

本研究ではDirect-forcing埋め込み境界法型格子ボルツマン法を用いて, 複数人が前後に並んで滑走するスピードスケートに対し, スケーターの態勢が時々刻々と変化

する時系列形状モデルを基に空力特性を解析し, スケーターの動きと周囲の流体との相互作用を明らかにすることを目的とする. 流体計算にはLBMソルバーを使用する. 物体や渦近傍には細かい格子を割当て, 遠方では解像度を粗くするAdaptive Mesh Refinement (AMR) 法が導入されている^[4]. これにより, 高解像度計算が必要な領域に高解像度(細かい)格子を集めることができ, 省メモリかつ高効率に計算を行うことができる.

2. 計算手法

(1) Adaptive Mesh Refinement法

高い格子解像度が必要な領域は物体や渦近傍であり, 全計算領域に対して高解像度の格子を割り当てる計算は非効率的である. AMR法を採用することにより, 計算メモリが有効的に活用され, 計算効率が上がる.

本稿では, 図1に示すような木構造アルゴリズムに従うAMR法を使用する. 格子間隔を1/2, 1/4, 1/8, ...と再帰的に分割することにより, 任意の局所空間に任意の格子解像度を割り当てる. 流体計算が行われるのは末端のリーフと呼ばれる部分で, 3次元の場合には1つのリーフに対応する領域が細分化されると8つのリーフが生成される八分木のデータ構造になる. また, 複数台のGPUで効率よく計算を行うため, 空間充填曲線を用いて計算領域を1次元空間にマッピングし, 各GPUで計算するリーフ数が同程度になるよう曲線を切断することで, 3次元的に計算領域を動的に分割している.

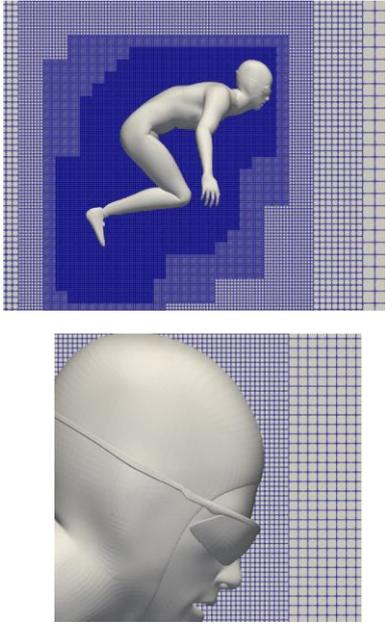


Fig. 1 Computational domain with implementation of tree-based AMR method.

(2) 格子ボルツマン法

格子ボルツマン法は流体を各格子点上で衝突、並進する仮想的な粒子の集合とみなし、その速度分布関数の時間発展方程式を解く手法である。本稿では、SGSモデルを用いない陰的なLESとして作用し、高レイノルズ数でも数値安定性の高いCumulantモデルを使用した。

(3) Direct-forcing埋め込み境界法

Direct-forcing埋め込み境界法は直交座標系で複雑形状物体を扱う際に有効な手法であり、物体を構成するラグランジュ的なマーカーに対し、non-slip条件を満たすような体積力を計算し、周囲の流体に分散させて、物体と流体の相互作用を表現する。本稿では体積力の計算を反復的に行うことでnon-slip条件を精度良く満たすことのできるMulti direct-forcing method (MDFM)を採用した。

b 番目のマーカー \mathbf{X}_b に対し、マーカー上での流速 $U^{(m)}(\mathbf{X}_b, t)$ は式(2.2)のように表される。

$$\mathbf{u}^{(m)}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \frac{\Delta t}{2\rho} \mathbf{f}^{(m-1)}(\mathbf{x}, t) \quad (2.1)$$

$$U^{(m)}(\mathbf{X}_b, t) = \sum_{\mathbf{x}} \mathbf{u}^{(m)}(\mathbf{x}, t) D(\mathbf{x} - \mathbf{X}_b) \Delta x^3 \quad (2.2)$$

ここで、 m を反復計算のステップ数、 ρ と $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ を格子ボルツマン法で計算される密度および流速、 $\mathbf{f}^{(m-1)}(\mathbf{x}, t)$ を前ステップの格子点での体積力とする。 $D(\mathbf{x} - \mathbf{X}_b)$ は重み関数で、離散化されたディラックのデルタ関数 $\delta(r)$ が用いられる。

マーカー \mathbf{X}_b 上での体積力 $\mathbf{F}_b^{(m)}$ は式(2.3)のように計算されて、式(2.4)のように重み関数を用いてマーカーから流体へ体積力の分散を行う。

$$\mathbf{F}_b^{(m)} = 2\rho_0 \frac{U^d - U^{(m)}(\mathbf{X}_b, t)}{\Delta t} \quad (2.3)$$

$$\mathbf{f}^{(m)}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{f}^{(m-1)}(\mathbf{x}, t) + \sum_b \mathbf{F}_b^{(m)} D(\mathbf{x} - \mathbf{X}_b) \Delta V_b \quad (2.4)$$

ここで、 U^d を境界の速度、 ρ_0 を初期状態の流体の密度、 ΔV_b は b 番目のマーカーの検査体積とする。

3. 計算条件

(1) 無次元数の定義

本研究では、レイノルズ数 Re 、圧力係数 C_p 、抗力係数 C_d の3つの無次元数を定義し、計算結果の解析に使用する。

ここで、 $U_0 = 14.0$ m/sを代表速度とし、本研究ではスケーターの前進速度とする。また、 $L = 1.0$ mを代表長さとし、代表面積を本研究ではスケーターに働く抗力と前後方向の投影面積とする。

また、1.29 sから2.57 s (第2周期目)のスケーター全身が受ける抗力を時間平均したものを $\overline{C_d}$ とする。

(2) スケーターの条件設定

計算に用いるスケーターは、人型の3Dモデルを使用する。このモデルはスケーターが2歩前進することを1周期とし、32枚のスケーターモデルで1周期分の姿勢を生成する。また、3 mm × 3 mmに1つの間隔でマーカーを設置する。諸物理量は表1の通りとする。

Table 1 Physical quantities of a speed skater.

Height (when skating)	1.2 m
Speed	14.0 m/s
Pitch	1.5556 steps/s
Stride	9.0 m

また、複数のスケーターが存在する条件では、1人目、2人目、3人目のスケーターは、それぞれ前から1人目、2人目、3人目のスケーターを指示することと定義する。

(3) 流体の条件設定

計算領域は98.304 m × 32.768 m × 32.768 m、格子幅は物体近傍で4.0 mm、遠方で512 mmとする。壁での境界条件は、静止境界条件を適用した。流体は常温の空気を想定し、初期状態での密度 ρ_f を1.205 kg/m³、動粘度 ν を1.512 × 10⁻⁵ m²/sとする。

4. 計算結果

(1) 単独滑走での計算結果

本節では、1人のスケーターが14.0 m/sで前進する場合の計算を行った。レイノルズ数は9.26 × 10⁵である。計算には8台のGPU (NVIDIA Tesla V100)を使用した。この計算では、物理時間を3.29 s進めるのに、13.8時間ほどの

計算時間を要した。いくつかの時刻でのスケーター周囲の渦を図2に示す。また、スケーターの抗力係数の変化を図3に示す。

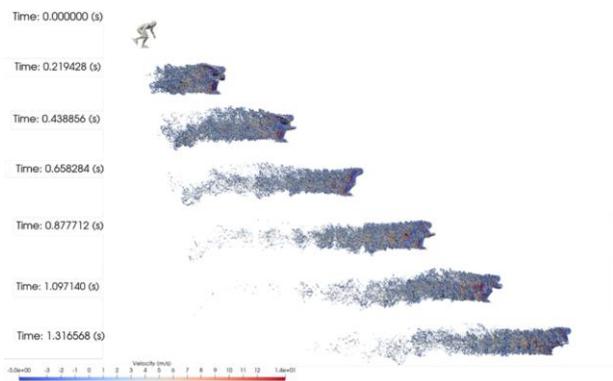


Fig. 2 Time series of the vortex structure when the skater moves at 14.0 m/s.

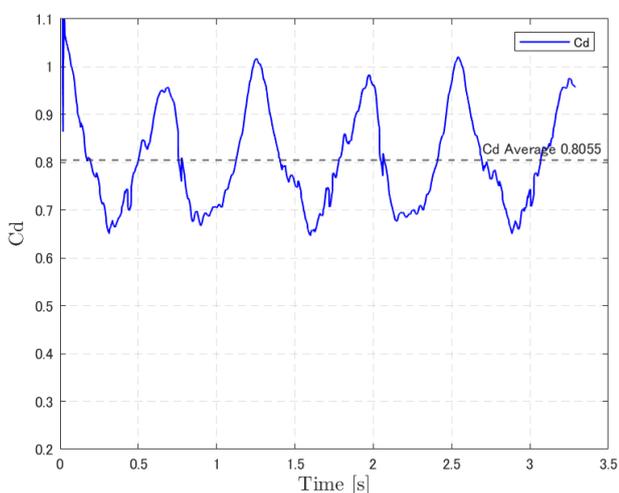


Fig. 3 Time history of the drag coefficient (C_d) for single skater.

図2より、スケーターが前進することで後方に渦が生成されることが確認でき、速度分布を確認すると後方内側の速度が高いことが分かる。このことからスケーター後方にカルマン渦が生じ、圧力が低下すると考えられる。また抗力係数の値より、スケーターの動きとともに周期的に抗力係数に変化することが確認でき、スケーターの両腕が体の左右に位置しているときにその値が高く、両腕を振り体の前後に動かしているときに値が低くなることが分かる。これは両腕が左右に位置しているときは前後方向の投影面積が大きくなることでより大きな抗力を受けるためであり、その一方で両腕が前後に位置しているときは前後方向の投影面積が小さくなり、受ける抗力が小さくなるためであると考えられる。

また、過去の実験により、身長、体重などが異なるスケーターに12 m/sの風を当てた場合、抗力係数が0.79~0.99であった^[5]。第3・1節で定義した $\overline{C_d}$ を用いると、図3より

単独滑走の $\overline{C_d}$ が0.81であったため、この計算結果も妥当であると考えられる。

(2) 2人滑走での計算結果

本節では、スケーターを2人前後に並べた状態で計算を行った。2人の動きの周期に位相の差はない状態で、スケーター同士の間隔を1.3 m, 5 mでそれぞれ計算をし、そして、間隔が1.3 mの場合には前から2人目の動きを1/4周期遅れた状態でも計算を行い、それぞれの結果を比較した。レイノルズ数は前節同様 9.26×10^5 であり、計算には16台のGPU (NVIDIA Tesla V100)を使用した。間隔が1.3 mで動きが同位相の場合、物理時間を3.29 s進めるのに15.7時間ほどの計算時間を要し、間隔が5 mの場合、物理時間を3.29 s進めるのに15.5時間ほどの計算時間を要した。また、間隔が1.3 mで2人目の動きが1/4周期遅れた状態の場合、物理時間を3.29 s進めるのに15.6時間ほどの計算時間を要した。いくつかの時刻での1人目と2人目の C_p (間隔1.3 mの場合)のスナップショットを図4と図5に示す。また、2人のスケーターの抗力係数の時系列変化を図6に示す。

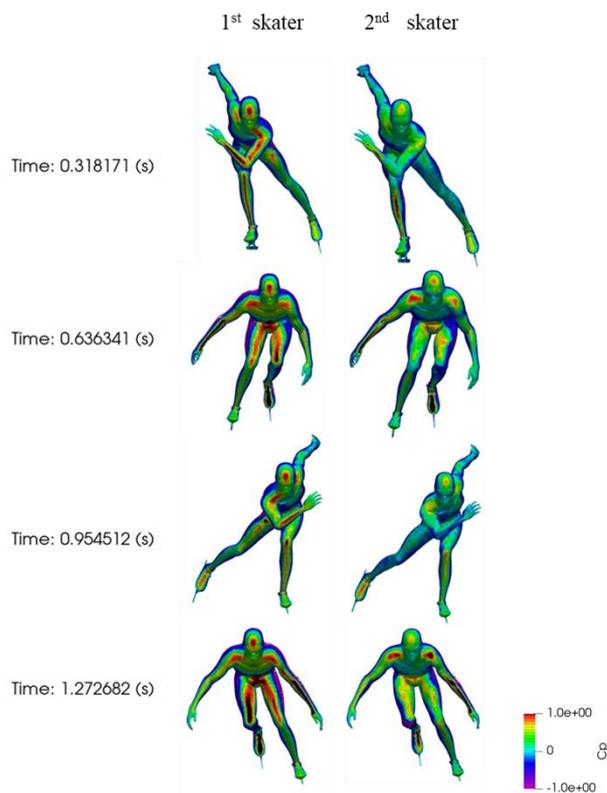


Fig. 4 Time series of the pressure distribution on the front surfaces of the first and second person.

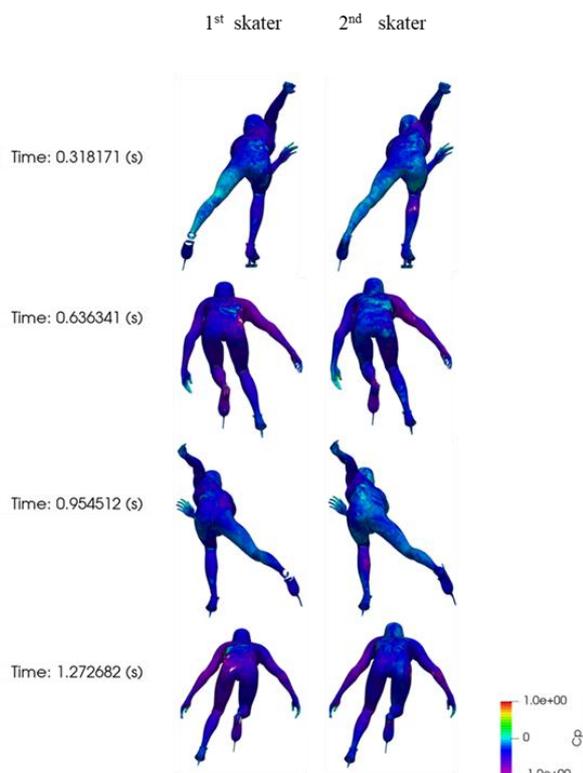


Fig. 5 Time series of the pressure distribution on the rear surfaces of the first and second person.

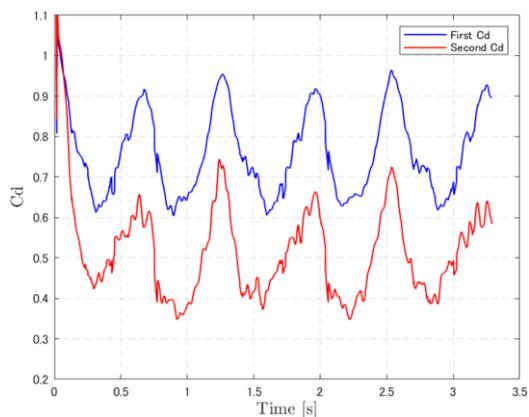


Fig. 6 Time history of the drag coefficient (C_d) for two skaters.

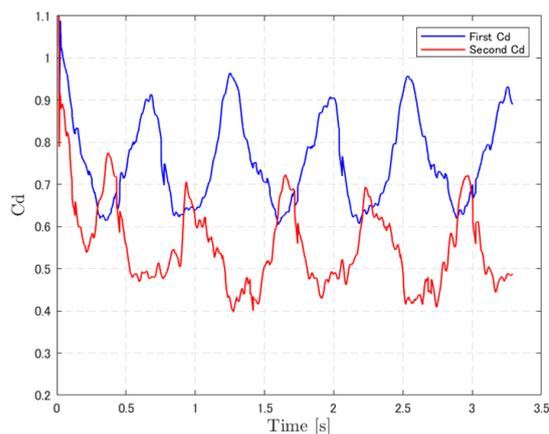
図4より、スケーター表面の圧力は、上腕、大腿、額など前方に位置している部分に高い圧力がかかることが確認でき、また2人目にかかる圧力は1人目よりも小さくなっていることが分かる。

滑走中の物体の真後ろ付近では前方で空気を押し出した分気圧が下がっており、その場所で空気の渦が発生し、周りの空気や物体などを吸引する効果を生む^[6]。よって、2人目の滑走者は1人目の滑走者の真後ろにいるため、1人目後方の後流の影響を受けて圧力が低くなっていると考えられる。

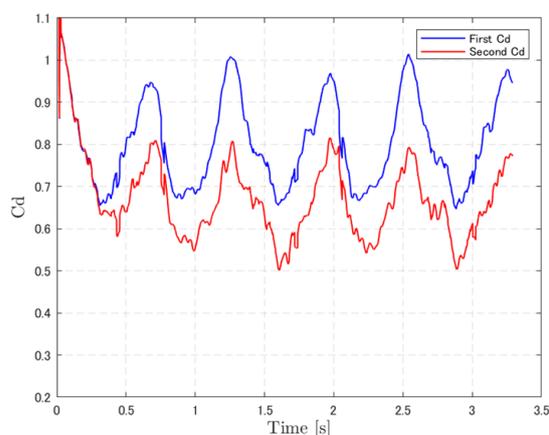
そして、図6より抗力係数を見ると、2人目の抗力係数は1人目の抗力係数より低くなっていることが分かる。1人

目、2人目の $\overline{C_d}$ はそれぞれ0.756、0.501であり2/3ほど小さくなっていることが分かり、また、2人のスケーターの位相は同じであるため、抗力係数のピークの時間もほぼ同じとなっている。

2人により、第二滑走者の受ける抗力が小さくなることが分かった。次に、スケーターの間隔や位相を変化させることで、計算結果にどのような変化が生じるか比較する。位相とスケーター間隔を変化させたときの抗力係数の違いをそれぞれ図7に示す。



(a) The phase of the second person is 1/4 cycle behind the first, and the distance between the two is 1.3 m.



(b) The first and second person are in the same phase, spacing 5.0 m.

Fig. 7 Comparison of drag coefficients for varying skater phase and spacing.

$\overline{C_d}$ を見ると、2人目の位相が1/4周期遅れた場合は、1人目が0.751、2人目が0.535であり、スケーターの間隔が5.0 mの場合は、1人目が0.800、2人目が0.651であった。そのため、図6と図7を比較すると、位相の変化により2人目が受ける抗力はあまり変化しないが、一方で、スケーターの間隔の変化による2人目が受ける抗力への影響は大きいと考えられる。

(3) 3人滑走での計算結果

本節では、スケーターを3人前後に並べた状態で計算を行った。3人の動きの周期に位相の差はない状態で、スケーター同士の間隔を1.3 m, 2.5 m でそれぞれ計算を行った。レイノルズ数は前節同様 9.26×10^5 であり、計算には16台のGPU (NVIDIA Tesla V100) を使用した。間隔が1.3 m の場合、物理時間を3.29 s 進めるのに21.1 時間ほどの計算時間を要し、間隔が2.5 m の場合、物理時間を3.29 s 進めるのに21.3 時間ほどの計算時間を要した。ある時刻でのスケーター周囲の渦、スケーター前面の圧力係数を図8, 図9に示す。

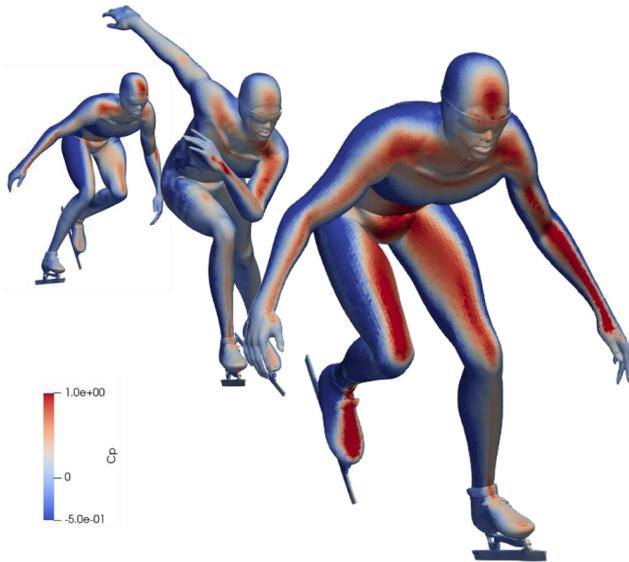
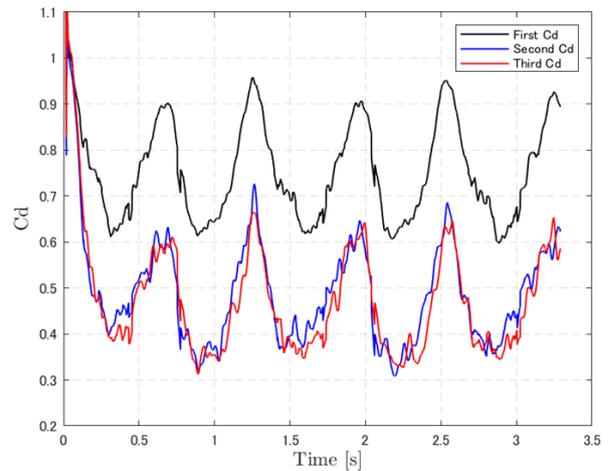


Fig. 9 Pressure coefficient in front of skater when skater spacing is 1.3 m.

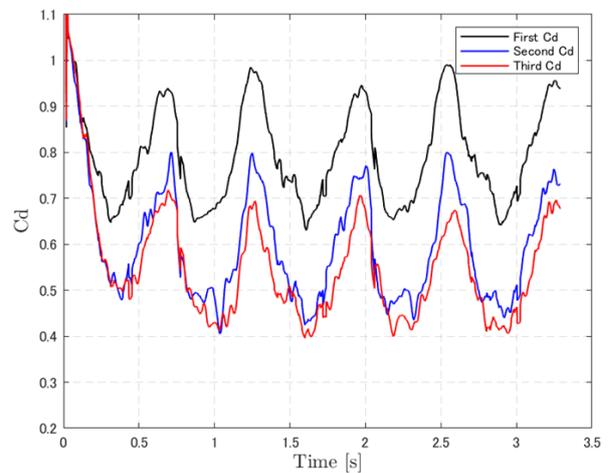
図8より、渦は後方まで大きく伸び、2人目、3人目のスケーターが前の人によって作られる渦に包まれていることが見られる。また速度分布を確認すると、スケーター真後ろの部分が赤くなっており、図2同様、外側から内側へカルマン渦が発生していることが分かる。図9より圧力分布を確認すると、2人目、3人目が受ける圧力は1人目よりも小さいことが分かる。4.2節と同様に、後方にあるスケーターは後流の影響を受けていると考えられる。

また、スケーター間隔が1.3 m の場合と、2.5 m の場合の抗力係数の時系列変化を図10に示す。 $\overline{C_d}$ は、間隔が1.3

m の場合1人目が0.758, 2人目が0.469, 3人目が0.452であり、間隔が2.5 m の場合1人目が0.789, 2人目が0.578, 3人目が0.517であった。



(a) 1.3 m spacing between skaters



(b) 2.5 m spacing between skaters

Fig. 10 Comparison of drag coefficients for varying skater distance.

図10より、スケーター間隔が1.3 m の場合の抗力係数を確認すると、2人目と3人目の抗力係数が近い数値であることが分かる。また、図6と比較して、3人滑走における2人目の抗力係数は、2人滑走の場合よりも低くなっている。このことから、3人目が、2人目の抗力に影響を及

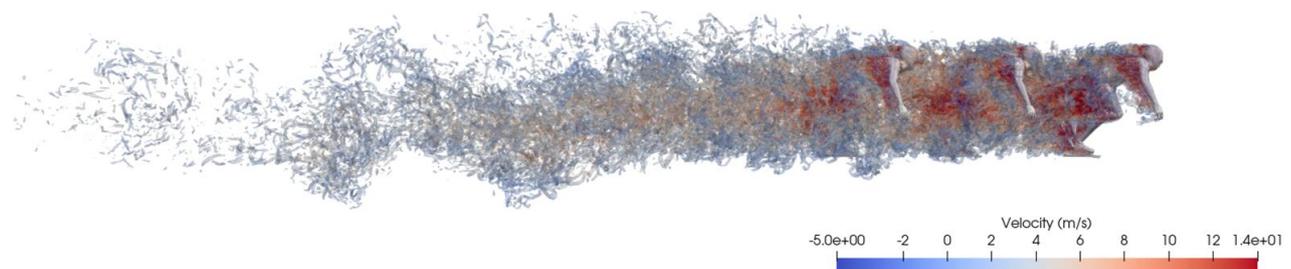


Fig.8 The vortex structure when three skaters are skating at 14.0 m/s.

ばしていると考えられる。その一方で、スケーター間隔が 2.5 m の場合は、間隔が 1.3 m の場合と比べて 2 人目と 3 人目の抗力係数が高く見られ、特に 2 人目の抗力係数が他の人に比べて大きく上がっている。このことから、間隔が 2.5 m になると前方の人によってできる後流の影響を最大限受けられなくなると考えられる。また、3 人目は前方に 2 人いることで 2 人の後流の影響を受けるため、2 人目よりも受ける抗力がやや小さくなると考えられる。

5. 結言

埋め込み境界法型格子ボルツマン法を用いて、スケーターモデルの流体構造シミュレーションを行った。

複数人での滑走の場合、前から 2 人目、3 人目のスケーターは、前方を滑走するスケーターによってできる後流の影響を受け、抗力が小さくなることが明らかになった。また、スケーター同士の間隔が短いほど後ろを滑走するスケーターが受ける抗力が小さくなることが確認でき、スケーター同士の動きの位相のずれにより抗力がやや増加することが分かった。

複数人でのスケート滑走時の 2 人目、3 人目の抗力が小さくなることを示したが、スケーター間隔を大きくすると高解像度格子が必要な領域が増え、より多くの計算資源が必要になることが分かった。今後の課題として、実際のパシュート種目で用いられるプッシュ・ポーズでのスケートでの空力解析を進める必要がある。

謝辞

本研究は革新的ハイパフォーマンス・コンピューティング・インフラ(HPCI)の一般課題 hp230065「革新的スポーツ空力解析」として進めた研究である。また、科学研究費補助金・基盤研究(S) 課題番号 19H05613 および学際大

規模情報基盤共同利用・共同研究拠点(JHPCN)の共同研究課題 jh22042「人と衣服と気流の連成相互作用シミュレーション・フレームワークの構築」から一部支援を頂いた。本研究の計算には、名古屋大学・情報基盤センター「不老」Type-II サブシステムを利用させて頂いた。また、国立スポーツ科学センターの山辺 芳氏、木村 裕也氏、鈴木 功士氏には、実際のスケート競技での空力の影響について多くのアドバイスを頂いた。記して謝意を記す。

参考文献

- [1] Dora, C. L., Murugan, T., De, S., and Das, D.: Role of slipstream instability in formation of counter-rotating vortex rings ahead of a compressible vortex ring, *Journal of fluid mechanics*, Vol.753, pp.29-48, 2014.
- [2] D'auteuil, A., Larose, G. L. and Zan, S.J.: Wind turbulence in speed skating: measurement, simulation and its effect on aerodynamic drag, *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, Vol.104, pp.585-593, 2012.
- [3] Oggiano, L., and Sætran, L. R.: Experimental analysis on parameters affecting drag force on speed skaters, *Sports technology*, Vol.3, No.4, pp.223-234, 2010.
- [4] 渡辺勢也, 青木尊之, 長谷川雄太: 動的 AMR 法を導入した格子ボルツマン法の複数 GPU による大規模計算, *計算力学講演会講演論文集*, Vol 31, pp. 214, 2018.
- [5] van Ingen Schenau, G. J.: The influence of air friction in speed skating, *Journal of Biomechanics*, Vol.15, No.6, pp.449-458, 1982.
- [6] Ueda, S., and Monji, H., Karin, P. and Hanamura, K.: Experiment on drag force of car models arranged in a line, *Advanced Experimental Mechanics*, Vol.3, pp.59-64, 2018.

2:00 PM - 2:15 PM (Thu. Jun 1, 2023 1:15 PM - 2:15 PM Room D)

[D-08-04] T-Spline AMR法による超音速パラシュートの圧縮性流体解析

*三川 翔平¹、寺原 拓哉¹、滝沢 研二¹、Tezduyar Tayfun E.^{2,1} (1. 早稲田大学、2. ライス大学)