

課題名(タイトル):

**移動境界流れの数値シミュレーションに関する研究開発**  
**Research and Development for Moving Boundary Flows**

利用者氏名:

○杉山 和靖\*  
 渡村 友昭\*  
 小山 幹\*  
 菅尾 志信\*

理研における所属研究室名:

\*情報システム本部計算工学応用開発ユニット

1. 本課題の研究の背景、目的、関係するプロジェクトとの関係

本研究では、移動境界流れとして、気液二相流や回転体駆動流れを対象として、数値シミュレーションにより現象の本質を理解することを目指している。シミュレーションの活用には、個別の現象を包括的に、正確に捉える計算手法が必要である。本課題では、(i) 界面での境界条件を精度良く記述する手法、(ii) 大量の分散体を含む大規模流れを効率よく扱う手法、(iii) 境界移動を伴う流体・磁気連成を実現する手法の開発を進めている。そして、気泡・壁面間の流体力学的相互作用、気泡を含む傾斜容器の壁での液膜形成、誘導加熱に対する攪拌効果について調査を行っている。

2. 具体的な利用内容、計算方法

本研究での HOKUSAI の利用内容は、(i) 回転体が駆動する気液二相熱流動、(ii) 平板接近気泡の界面動力学と液膜排水、(iii) 傾斜容器内における軽量粒子群が誘起する非定常流動、(iv) 回転誘導加熱に対する攪拌効果を数値計算するものである。

(i) では、一方程式の定式にならない、立方メッシュを用いて固気液の移動境界問題を扱う。Volume-Of-Fluid (VOF) 法、Boundary Data Immersion (BDI) 法を用いて、それぞれ、気・液、流体・剛体の界面を扱う。VOF 関数の移流には MTHINC 法を用いることで、界面をシャープに捕捉する。

(ii) では、固定された平板と、それに垂直に接近する単一気泡の間に形成される液膜、および、気液界面を計算対象とする。非圧縮性粘性流体の運動量輸送式、界面活性剤の移流拡散方程式、界面濃度の反応移流拡散方程式を直

交曲線座標系格子上で離散化する。

(iii) では、傾斜平板付近での粒子群・液相の成層化と、それに伴う密度流不安定を調査するため、大量の軽量粒子を含む液体を計算対象とする。個々の粒子を Lagrange 的に追跡し、固定された座標系で平均化方程式として固液混合体の保存則を扱う Euler-Lagrange 型の粒子流動モデルを用いる。

(iv) では、板を挿入した回転円筒容器内の液体金属に磁場を照射し、板の挿入による発熱促進効果を評価するため、回転を伴う磁気流体を計算対象とする。非慣性系として、質量保存式、ローレンツ力を考慮した運動方程式、磁束ポテンシャルの輸送式を、板と容器壁に境界適合するよう離散化する。

3. 結果

(i) では、円筒内において回転体が駆動する二相熱流動を対象として、数値計算を行なった。解析モデルを Fig. 1 に示す。計算領域は二次元で、静止円筒容器に回転体が配置され、容器と回転体間に流体が満たされている。静止壁を低温壁、回転体を高温壁とする。回転体は反時計回りに回転する。凹凸の山の個数  $n$ 、振幅  $A$  は可変である。静止状態での液面高さ(基準は回転体中心)を  $h$  と記す。計算は、固定直交格子上で離散化し、気液界面の捕捉には VOF 法を適用している。また、剛体・液体の運動を一方程式で記述する BDI 法を適用している。本研究で用いる熱は完全なパッシブスカラーとし、流れ場に及ぼす影響を無視する。

円形の回転体 ( $A = 0$ ) が駆動する二相熱流動における速度分布と半径方向熱流束分布を Fig. 2 に示す。図より、 $h = 0.0\text{mm}$  では気液界面近傍で半径方向流れが生じ、静止

容器近傍で時計回りの流れが生じる。それに対して、液量の多い  $h = 17.5\text{mm}$  では回転方向と同じ向きに液相が運動する。液面高さで流動構造が大きく変化することが分かる。この流動構造の変化により、Fig. 2(c)(d)に示す熱流束分布の様子も変わる。 $h = 0.0\text{mm}$  (Fig. 2(c)) では界面近傍の回転体と壁面間での流れにより熱流束が大きく発達するのに対して、 $h = 17.5\text{mm}$  (Fig. 2(d)) では液量の増加により拡散熱流束が大きくなる。

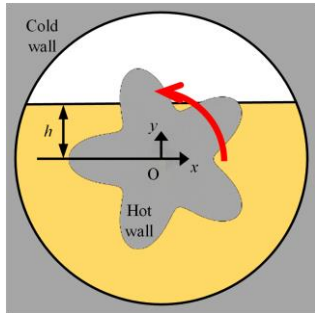


Fig. 1 回転体駆動二相熱流動の幾何形状

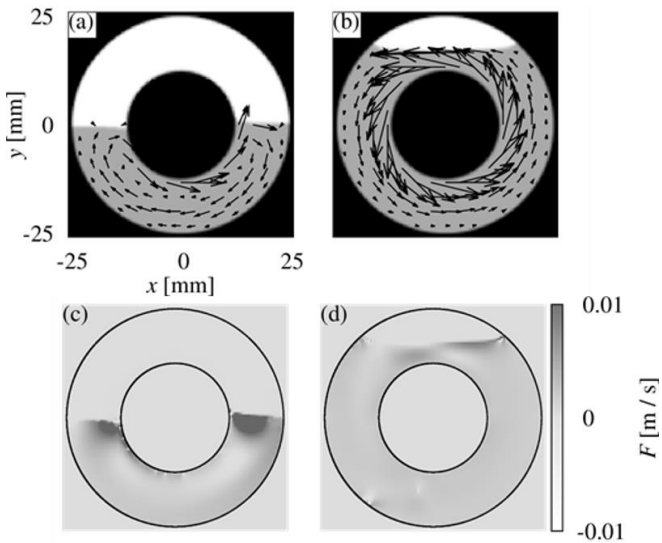


Fig. 2 (a), (b) 速度ベクトル分布. (c), (d) 半径方向熱流束分布. (a), (c)  $h = 0.0\text{mm}$ . (c), (d)  $h = 17.5\text{mm}$ .

液面高さを変化させたときの熱流束と動力損失を Fig. 3 に示す。図より、気液界面が回転体に分割される  $-12.5 < h < 12.5$  (mm) の条件では界面近傍流れによって対流熱流束が促進され、流動構造が熱輸送の効率に強い影響を与えることが確認できる。ヌッセルト数（熱伝達の無次元値） $Nu$  と動力損失  $E$  に対する山の個数  $n$  の影響を Fig. 4 に示す。ここで、 $A = 0.2$ ,  $h = 0.0\text{mm}$  で条件を固定した。 $n$  の増加に伴い、 $Nu$ ,  $E$  共に増加し、ピークを迎えて減少する。凹凸部分で半径方向流れが誘起され、半径方向熱流束が促進さ

れ、エネルギー散逸が増加する。 $Nu$  と  $E$  のピークを迎える  $n$  が異なっており、これにより熱輸送を促進しつつ、動力損失を抑制する形状の存在が示唆される。

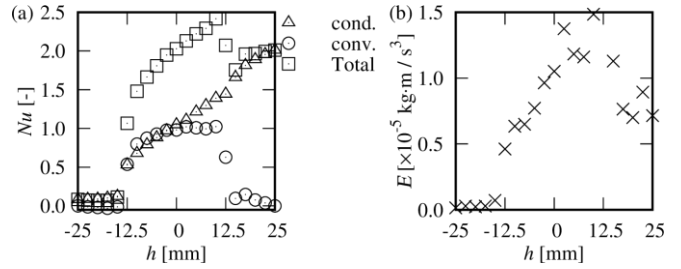


Fig. 3 (a) ヌッセルト数  $Nu$  と高さ  $h$ . (b) 動力損失と高さ  $h$ . ( $A = 0$ )

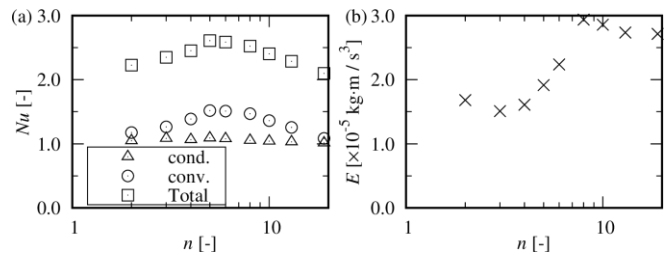


Fig. 4 (a) ヌッセルト数  $Nu$  と  $n$ . (b) 動力損失と  $n$ . ( $h = 0\text{mm}$ ,  $A = 0.3$ )

(ii)では、壁面への界面接近速度や活性剤の界面形状への影響を調べた。計算対象の概略図及び座標系を Fig. 5 に示す。固定された平板と、それに一定速度  $V (= 5\text{ mm/s})$  で垂直に接近する単一気泡の間に形成される液膜、及び気液界面を計算対象とする。支配方程式は、非圧縮性の連続の式、Navier-Stokes 方程式、液相および界面上の界面活性剤濃度の輸送式である。速度の境界条件として、壁面に滑りなし条件、初期の清浄な気液界面に自由滑り条件を課す。気液界面は自由変形界面とし、界面法線方向のラプラス則、界面接線方向のマランゴニ応力により界面形状が決定され、時間進行とともに速度場・圧力場・濃度場及び界面形状が変化する。気液界面と壁面に格子を寄せた境界適合格子を用いることで、界面と界面近傍との間における活性剤の吸着脱離過程、及び表面張力勾配がもたらすマランゴニ効果を高い解像度で扱う。界面活性剤の物性値は 1-Pentanol を基にした。

Fig. 6(a)に界面活性剤無添加時における気液界面形状を、Fig. 6(b)にマランゴニ数を変化させた場合の対称軸上での気液界面高さの活性剤無添加に対する差異  $H_{ws} - H_{wos}$  の時間変化を、Fig. 6(c)にマランゴニ応力  $\tau$  により界面上に作用する力  $F_{Ma}^*$  の時間変化を示す。 $H$  は  $z$  軸上の界面

位置を表す. Fig. 6(b)(c)から, マランゴニ数の増加及び時間進行に伴い, 軸上界面高さの差異及び, マランゴニ応力により界面上に作用する力は共に増加する. このことから, 気液界面形状及びマランゴニ効果は非定常に発達しており, 数値計算において非定常性を考慮することが重要であることが示唆される. また, Fig. 6(b)から  $t^* = 0.6, 0.4, 0.3$  付近から軸上界面高さの活性剤無添加に対する差異が現れ始めている. ここで, マランゴニ応力の発達に対して気液界面高さの差異が現れるまでに時間遅れが生じている. また, マランゴニ数の減少に伴い, その時間遅れがより大きくなる事が分かる. Fig. 6(a)に示すように, 本計算条件では界面活性剤の有無に関わらず  $t^* = 0.3$  付近で気液界面が dimple 形状になる. そのため, 平板接近による気泡先端圧力の上昇に起因する dimple 化を半径方向内側にかかるマランゴニ応力が助長していることが示唆される.

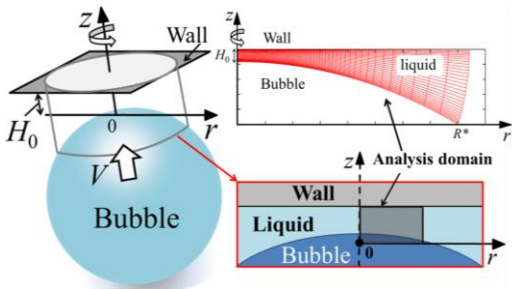


Fig. 5 計算領域と境界適合格子の初期形状

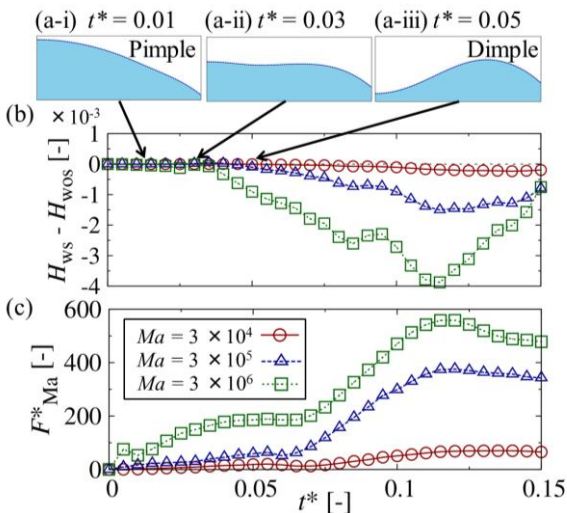


Fig. 6 (a) 気液界面形状 (i)  $t^* = 0.01$ , (ii)  $t^* = 0.03$ , (iii)  $t^* = 0.05$ . (b) 中心軸 ( $r = 0$ )での気液界面高さの差. (c) マランゴニ応力により誘起される力

(iii)では, 傾斜容器内における軽量粒子群が誘起する非定常流動を対象として, 数値計算を行った. 解析領域の形状および座標系を Fig. 7 に示す. 幅 40 mm, 高さ 200 mm

の二次元矩形領域の高さ方向を  $x$  軸, 幅方向を  $y$  軸とし, 重力は  $y$  軸と角度  $\beta$  をなすように設定し,  $10 \text{ deg.} < \beta < 70 \text{ deg.}$  の範囲で変化させた. 格子数はそれぞれの方向に  $252 \times 60$  とした. 粒子径は  $50 \mu\text{m}$  である. 計算領域に奥行方向の厚み  $\Delta z$  を持たせることにより, 球形粒子の体積率分布を二次元計算で扱った. 基礎方程式は連続相および粒子の体積率保存式, 液相の運動量保存式, および分散体の並進運動式である. 本研究で扱う粒子は十分小さく液相の速度への追従性が高いため, 粒子の運動は液相の速度にストークス浮上速度のみを足したものをを用いた.

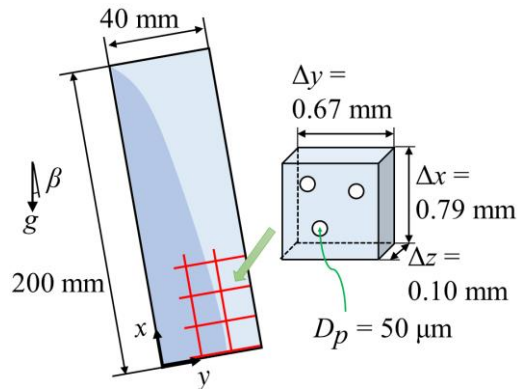


Fig. 7 計算領域と計算格子

Fig. 8 は初期粒子体積率  $\alpha = 0.125 \%$  とした際の  $t = 10 \text{ s}$  における瞬時の  $x$  方向液相速度の空間分布である. 図の各パネルの傾斜角度は (a)  $\beta = 10 \text{ deg.}$ , (b)  $\beta = 20 \text{ deg.}$ , (c)  $\beta = 45 \text{ deg.}$ , (d)  $\beta = 60 \text{ deg.}$  である. 図より傾斜角度の増加に伴い, 傾斜壁面近傍における液相速度が増加することが分かる. また, いずれの角度も容器の下側の傾斜壁面近傍では下降流が, 上側の傾斜壁面近傍では上昇流が生じており, Boycott 効果による密度対流の形成が確認できる.

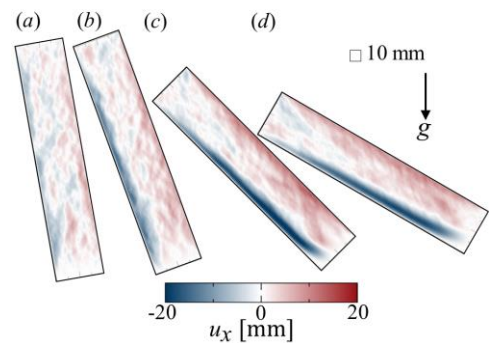


Fig. 8 壁面に沿う液相速度成分の瞬時分布 ( $\alpha = 0.125 \%$ ). (a)  $\beta = 10 \text{ deg.}$ , (b)  $\beta = 20 \text{ deg.}$ , (c)  $\beta = 45 \text{ deg.}$ , (d)  $\beta = 60 \text{ deg.}$

Fig. 9 は, 速度変動の最大値を時間平均した液相速度の

最小値で規格化したものと、慣性と重力の効果の比を指標するフルード数  $Fr$  の関係を整理したものを示す。図より、データは散乱しているが、 $Fr$  の増加に伴い、速度変動が増加しており、 $Fr \sim 1.5$  で急激に増加することが確認できる。流下液膜の転波不安定は  $Fr > 2$  で生じることから、気泡数密度分布の発現は粒子の分離に伴う密度流の不安定と類似していることが確認できる。

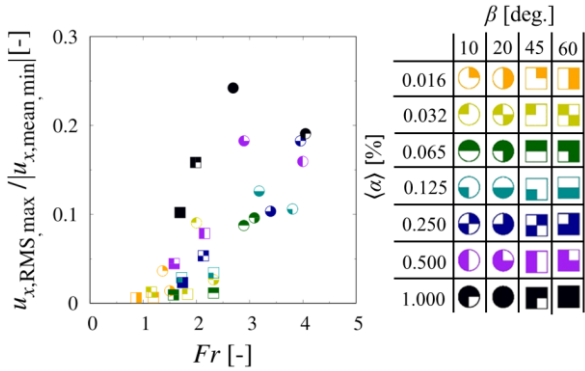


Fig. 9 規格化された最大速度変動強度とフルード数  $Fr$  の関係

(iv)では、回転誘導加熱に対する攪拌板による加熱促進効果を調べた。Fig. 10 に本計算の解析領域と座標系を示す。本研究では、一様磁場  $B$  において角速度  $\Omega$  で回転する半径  $R$  の円筒容器に金属流体を充填させた領域を計算対象とする。挿入する板の長さを円筒の半径  $R$  で無次元化した長さ  $L$ 、枚数を  $N_p$  とする。なお、図では  $L = 1$ 、 $N_p = 1$ 。レイノルズ数を  $Re = 10000$ 、磁気レイノルズ数を  $Rm = 10$  に固定した。磁場の強さを表すハルトマン数  $Ha$  と  $L$ 、 $N_p$  を変化させ、総ジュール発熱量やトルクの大きさ、流速分布を解析する。

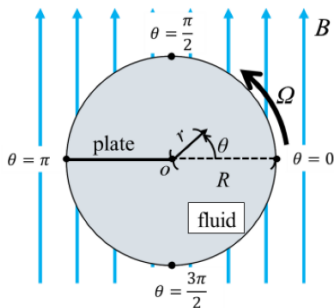


Fig. 10 回転誘導加熱シミュレーションの模式図

Fig. 11(a)に板を挿入しない場合と長さ 1 の板を 1 枚挿入した場合における  $Ha$  を変化させたときの円筒容器内の総ジュール発熱量を示す。Fig. 11(b),(c)は  $Ha = 100$  において板の有無によるジュール発熱の空間分布を示す。Fig. 11(a) より、 $Ha$  の増加に伴って板を挿入していない場合に

対する発熱量の増加量が大きく、また剛体回転の場合の発熱量に近づくことが分かる。これは内部流体は、本来板がない場合であれば  $Ha$  数の増加に伴い静止しているが、板の挿入により内部流体に速度が誘起され、それにより発熱を示すためである。また Fig. 11(b), (c) から、板の挿入により内部流体が攪拌し、大きな発熱を示していることが確認できる。

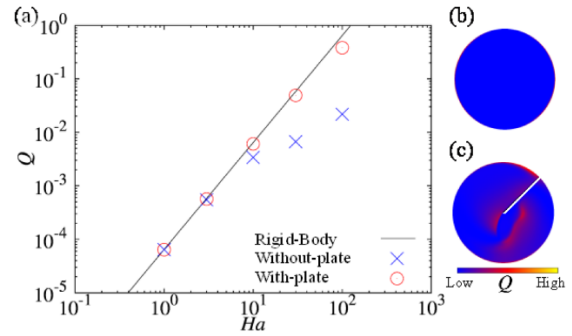


Fig. 11 (a) 総ジュール発熱量とハルトマン数  $Ha$ 。(×: 板なし, ○: 板あり, 実線: 剛体回転時の解析解). (b), (c) ジュール発熱分布 ((b) 板なし, (c) 板あり).

Fig. 12 に(a) 板を挿入しない場合と (b) 長さ 1 の板を 1 枚挿入した場合におけるエネルギー輸送収支を示す。図に記されているように、ジュール発熱、運動エネルギー、粘性散逸、トルク(を介した動力)の時間変化を表示している。板がない場合は一定時間経つと系は定常状態になる。それに対して、板を挿入した場合は、粘性散逸は他と比べ小さい値を示し、それ以外のエネルギーが振動していることから、非定常な流動へと変化する。

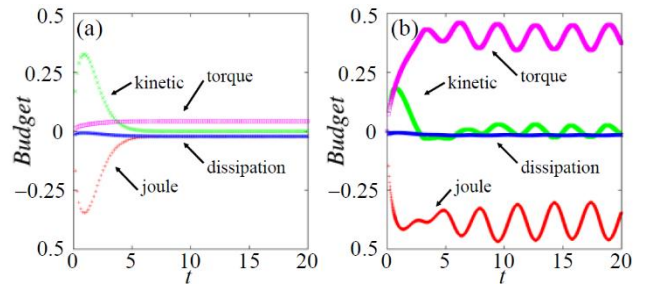


Fig. 12 エネルギー輸送収支. (a) 板なし. (b) 板あり

Fig. 13 に(a) 板の枚数  $N_p$  を固定した場合、(b) 長さ  $L$  を固定した場合、(c) 板の総長  $L \times N_p$  を固定し  $N_p$  と  $L$  を変えた場合の発熱量を比較したものを示す。ここで、それぞれの板は円筒外周から半径方向に長さを持ち、周方向に等間隔に配置した。Fig. 13(a),(b)より、板の長さが長いほど、板の枚数が多いほど発熱量が大きくなる。また Fig. 13(c)より、 $Ha = 100$  においては、 $L = 0.25$ 、 $N_p = 4$  の場合に最も



大きな発熱を示す. このことから, 板の総長を固定すると, 発熱量を最大にする最適な分割法が存在することが示唆される.

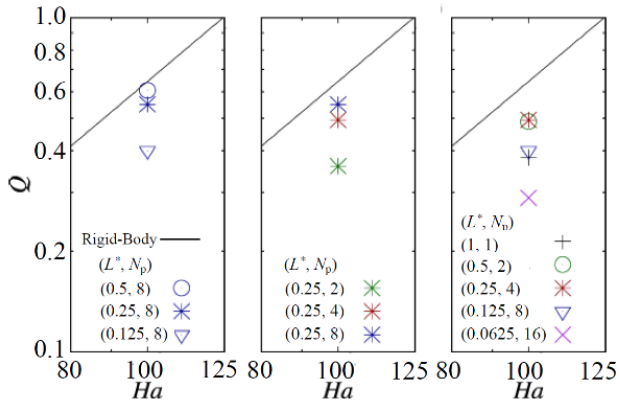


Fig. 13  $Ha=100$  における発熱量. 実線は剛体回転時の解析解. (a) 板の枚数  $N_p$  を固定. (b) 長さ  $L$  を固定. (c) 板の総長  $L \times N_p$  を固定

#### 4. 今後の計画・展望

来年度も, 空気潤滑法による摩擦抵抗低減, 二相流の熱移動, 回転誘導加熱を対象として, 移動境界流れの数値シミュレーションを実施していく予定である.

平成 30 年度 利用研究成果リスト

**【会議の予稿集】**

渡村 友昭, 杉山 和靖, ギネスビールの泡が作る非定常流動の数値計算, 混相流シンポジウム 2018 講演論文集, (2018.8) B121.

渡村 友昭, 杉山 和靖, 傾斜壁面近傍に生じる分散体濃度界面と重力波について, 日本流体力学会年会 2018 講演論文集, (2018.9) No. 166.

吉岡 亮, 渡村 友昭, 杉山 和靖, 傾斜容器内における軽量粒子群が誘起する非定常流動, 第 32 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2018.12) A09-2.

小山 幹, 杉山 和靖, 渡村 友昭, 高木 周, 液膜排水に伴う気液界面上の濃度マランゴニ効果に関する数値計算, 第 32 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2018.12) A09-4.

佐々木 悠汰, 渡村 友昭, 杉山 和靖, 古瀬 充穂, 竹村 文男, 回転流体誘導加熱に対する攪拌効果, 第 32 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2018.12) B03-4.