

MPH-I法を用いた気液二相流シミュレーション

Gas-liquid Two-phase Flow Simulation with MPH-I method

近藤雅裕¹⁾, 松本純一¹⁾, 松本久也^{1,2)}, 柴田和也²⁾

Masahiro Kondo, Junichi Matsumoto, Kyuya Matsumoto, Kazuya Shibata

1) 博(工) 産業技術総合研究所 (〒305-8568 茨城県つくば市梅園1-1-1 中央事業所, E-mail: kondo.masahiro@aist.go.jp)

2) 東京大学大学院工学系研究科 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)

11

Gas-liquid two-phase flow simulations were tested using Moving Particle Hydrodynamics method for incompressible flows (MPH-I method). Since the MPH method is based on the analytical mechanics, the mechanical energy of the discrete system monotonically decreases with following the second law of thermodynamics. This feature ensures the mechanical stability of the particle system, and it is also the case even when the large density ratio is to be calculated as in the gas liquid two phase flow. In this study, some two-phase flow calculations with high density ratio were conducted. In specific, bubble rising motion and bubble stretching in shear flow were calculated.

Key Words : Gas-liquid two-phase flow, Moving Particle Hydrodynamics (MPH) method, Large density ratio, Analytical mechanics, Dynamical stability.

1. はじめに

気液二相流は、気相と液相の大きな密度比ならびに粘性比に起因して数値不安定を生じやすく、気液二相流の計算では数値安定性が課題となることが多い。実際、粒子法で気液二相流計算を行う場合にも、数値安定性は大きな課題である。粒子法の1つであるMPS (Moving Particle Semi-implicit) 法^[1]では、気液の密度比に起因する不安定性を回避する観点から、液相と気相の圧力ポアソン方程式を別々に計算して時間発展させるアルゴリズムが提案されている^[2]。また、近年では、大きな密度比に起因する不安定性を緩和する圧力ポアソン方程式および圧力勾配の定式化も提案されている^[3]。しかし、上記の方法は、経験に基づいた定式化の修正であるため、数値不安定性を十分に抑制できる計算条件範囲を明らかにすることは難しい。一方、解析力学的な枠組みを背後にもつMPH-I (Moving Particle Hydrodynamic for Incompressible)法^[4]の場合には、速度のクーラン条件が満たされている限りにおいて、熱力学第二法則に従って力学的エネルギーの上界が与えられるため、粒子の運動エネルギーが急激に増大する粒子の飛び散りなどは生じえないことが保証される。加えて、MPH法では、離散的な粒子システムにおいて物理量(質量、運動量、角運動量)が保存することも保証されている。これらの物理的健全性は、気液二相流などの高密度比問題を計算する場合にも有効であり、高密度比に伴う不安定性を抑止する効果が期待できる。

そこで本研究では、物理的健全性を有するMPH-I法をそのまま用いて、気液二相流の計算を行う。具体的には、気泡上昇およびせん断流中の気泡の変形の計算を行う。

2. MPH-I法

MPH法では、これまでの粒子法(MPS法^[1]など)と同

様に、影響半径および重み関数を用いて、流体の支配方程式であるナビエ・ストークス方程式

$$\rho_0 \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla\Psi + \mu\nabla^2\mathbf{u} + \rho\mathbf{g} \quad (1)$$

および圧力に関する式

$$\Psi = -\lambda\nabla\cdot\mathbf{u} + \kappa\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0} \quad (2)$$

を離散化する。変数の意味などの詳細な説明は、既出文献^[4]に譲るが、ここでは、ナビエ・ストークス方程式および圧力に関する式を離散化した式を、それぞれ、

$$\rho_0 \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = \sum_j (\Psi_j + \Psi_i)\mathbf{e}_{ij}w_{ij}^{p'} - 2\mu(d+2)\sum_j (\mathbf{u}_{ij}\cdot\mathbf{e}_{ij})\mathbf{e}_{ij}\frac{w_{ij}^{p'}}{|\mathbf{r}_{ij}|} + \rho_0\mathbf{g} \quad (3)$$

および

$$\Psi_i = \lambda\sum_j (\mathbf{u}_{ij}\cdot\mathbf{e}_{ij})w_{ij}^{p'} + \kappa(n_i - n_0) \quad (4)$$

とし、ここでは、式(4)を式(3)に代入した式を解く圧力代入型陰解法^[4]を用いて時間増分計算を行なうMPH-I法のアルゴリズムを採用した。また、表面張力モデルには、密度勾配ポテンシャルを利用した方法^[5]を採用した。なお、式(3)および式(4)は、ラグランジアンおよび散逸関数を

$$\mathcal{L} = \sum_i \left(\frac{1}{2}m|\mathbf{u}_i|^2 - \frac{\kappa}{2}(n_i - n_0)^2\Delta V + m\mathbf{g}\cdot\mathbf{x}_i \right) \quad (5)$$

および

$$\mathcal{D} = \sum_i \left(\frac{\lambda}{2} \left(\sum_j (\mathbf{u}_{ij}\cdot\mathbf{e}_{ij})w_{ij}^{p'} \right)^2 \Delta V - \sum_j \frac{\mu}{2}(d+2)(\mathbf{u}_{ij}\cdot\mathbf{e}_{ij})^2 \frac{w_{ij}^{p'}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \Delta V \right) \quad (6)$$

と記述すると、拡張ラグランジュ力学の枠組み

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{u}_i}\right) - \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{x}_i}\right) + \left(\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mathbf{u}_i}\right) = \mathbf{0}$$

(7)

を使って導出することができ、この解析力学的枠組みとの対応関係により粒子の飛び散りなど、保存則を中心とした物理の基本法則に抵触する不安定性が生じないことが保証される。

3. 計算例

(1) 気泡上昇

表1の計算条件を用い、気泡上昇の計算を行った。計算体系および計算結果を図1に示す。なお、この計算体系は、文献[6]に示された重力や表面張力を比較的計算しやすくなるように調整した体系である。粒子の飛び散りなどの動力学的不安定を生じることなく計算が実行できた。しかし、気泡分裂の様相に関しては、文献[6]の結果とは差異がみられた。具体的に、MPH-I法の計算では対称性の崩れがみられ、分裂に際して気泡が細長く伸びる様子は計算されなかった。

(2) せん断流中の気泡

表1に示した計算条件（重力なし）を用いて、せん断流中の気泡変形の計算を実施した。計算体系および計算結果を図2に示す。せん断流によって、気泡が長く引き伸ばされる様子が安定に計算できた。

表1 計算条件（気泡上昇 / せん断流中の気泡）

パラメータ	値	
密度（液相/気相）	1000 kg/m ³	1 kg/m ³
気相密度	1 kg/m ³	
重力	1 m/s ² (せん断流：0 m/s ²)	
液相粘性	1.0 x 10 ⁻³ Pas	
気相粘性	1.28 x 10 ⁻⁴ Pas	
表面張力（液相のみ）	5 N/m	
体積弾性率（液相/気相）	1 x 10 ⁹ Pa	1 x 10 ⁶ Pa
体積粘性率（液相/気相）	1 x 10 ⁶ Pas	1 x 10 ³ Pas
時間刻み幅	0.0001 s	

4. おわりに

そこで本研究では、物理的健全性を有するMPH-I法をそのまま用いて、気液二相流の計算を行なった。MPH-I法が持つ動力学的安定性によって、大きな密度比および粘性比に起因する不安定を生じることなく気液二相計算ができることが示された。ただし、気泡上昇における様相については、これまでに行われたベンチマーク計算との差異が観察され、滑らかな流動を計算するという観点では今後の発展に向けた課題があることが明らかになった。なお、MPH-I法の詳細については、GPLv3公開プログラムMphImplicit[7]の中に文献リンクがあるので、そちらを参照されたい。

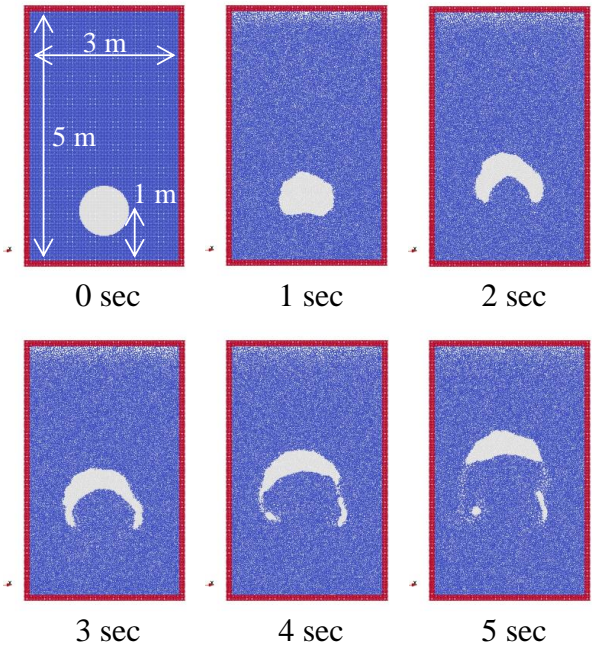


図1 気泡上昇計算

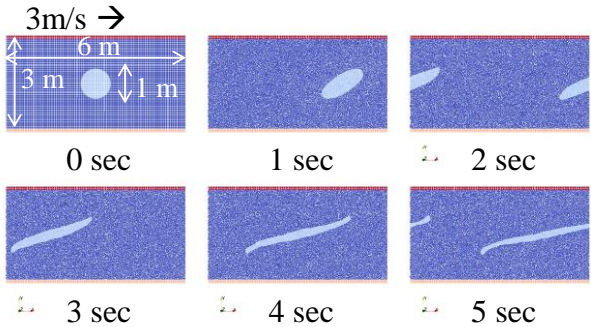


図2 せん断流中の気泡変形

参考文献

[1] S. Koshizuka, Y. Oka, Nuclear Science and Engineering 123 (1996) 421-434.

[2] 五十里洋行, 後藤仁志, 酒井哲郎海岸工学論文集,第51巻(2004) 土木学会,111-115

[3] G. Duan, B. Chena, S. Koshizukab, H. Xianga, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 318 (2017) 636–666

[4] M. Kondo, J. Matsumoto, T. Sawada, Computational Particle Mechanics (2023).
<https://doi.org/10.1007/s40571-023-00636-4>

[5] M. Kondo, J. Matsumoto, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 385 (2021) 114072

[6] N. Grenier, M. Antuono, A. Colagrossi, D. Le Touzé, B. Journal of Computational Physics 228 (2009) 8380–8393

[7] <https://github.com/Masahiro-Kondo-AIST/MphImplicit>