

固液二相流における粒子群の挙動と熱伝達

大阪大学 工学研究科 機械工学専攻 梶島岳夫・竹内伸太郎

Takeo Kajishima & Shintaro Takeuchi
Department of Mechanical Engineering
Osaka University

流体に分散体を添加することにより流れや伝熱が著しく変化する場合がある。本研究では、中立密度の固液二相媒体の流動と伝熱に着目する。そのため、固定直交格子による埋め込み境界法を基盤として、移動境界には新たな熱流束モデルを適用し、多数の固体粒子の内部の温度分布も求めながら運動を追跡できる計算法を開発した。直接数値シミュレーションにより、広範な Rayleigh 数、固液の熱伝導率比、粒子径や固体体積率の条件に関してシステムの熱伝導特性を解析した。また、ある条件範囲内で、单相流における伝導や対流とは異なる挙動が見いだされ、固体内の熱伝導と固体周りの対流の時間スケール比で特徴づけられることがわかった。本稿では、これらに関する最近の結果[1, 2, 3]を要約する。

1 緒言

自然界や工業装置に見られる分散多相流のうち、ここでは特に固液二相流体の伝熱問題に焦点をあてる。混入物質と媒質流体の熱伝導率の比は $10^{\pm 3}$ のオーダーになりうるため、分散粒子の混入率、分布、運動の影響は非常に大きい。

二相流を解析するための均質流体モデルでは、物理量や物性値は両相の体積平均で与えられることが多い。密度のような単位体積あたりの物理量に関しては体積平均は適切である。しかし、媒質流体のみが連続した経路を有する分散二相流において、粘性係数や熱伝導率のように物理量の輸送に関わる物性値については、分散相の影響を単純な体積平均で近似しても実現象を表現できない。混合体の拡散係数に対しては適切な平均モデルは確立されていない。さらに、両相が相対速度をもって流動することが本質的であるため、輸送現象に対する影響因子として、媒質流体の自然対流あるいは強制対流に加え、分散粒子自身による輸送、個々の粒子の周りに誘起される乱れを考慮する必要がある。したがって、静止した非均質媒体の伝熱問題として単純化されたモデルの適用は必ずしも妥当ではない。

以上の背景から、固液二相流体の流動と伝熱に対して、単相流体との違いや様々な影響因子を理解しモデル化することが不可欠である。この課題に対してわれわれは、直接数値シミュレーションによるアプローチを試みている。流体と粒子の相互作用を全て考慮するため、粒子を質点として扱うのではなく、有限サイズの粒子の周りの流れや粒子内部の温度分布も、計算格子で扱うことのできるスケールまでは連続体の基礎方程式に基づいて直接数値計算できる方法を作成した。第一段階として、低温の上壁、高温の下壁、断熱性の側壁に囲まれた正方形キャビティ内の固液二相流に対する二次元計算を実施し、Rayleigh数、粒子径、粒子体積率、粒子と流体の熱伝導率比に対して広い範囲で解析を行った。本稿では、様々な因子の効果を系統的に示すとともに、単相では見られない流動パターンについて調べた結果を紹介する。

2 数値計算の概要

液体は非圧縮Newton流体、粒子は球形（二次元計算の場合は円形）で剛体とし、両者が密度中立にある固液二相系を扱う。速度場と温度場はデカルト座標系の固定格子で計算される。計算セルは立方体（二次元では正方形）である。固体粒子はラグランジュ的に追跡される。相対運動する多数の粒子を扱う必要があるため、個々の粒子の周りに境界適合格子を生成するのではなく、流体解析のための固定格子で計算セルごと流体・粒子の運動量交換を求める。粒子径と格子幅の比が10倍程度を目安に計算領域を格子分割すれば、流体との相対速度に基づくReynolds数100程度までの粒子運動を扱うことができる。固液界面を含む計算セルでの熱流束は、界面の方向を考慮した温度拡散係数によって求める。

流れの基礎方程式は、浮力にBoussinesq近似を適用すると

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

$$\frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} + \mathbf{u}_f \cdot \nabla \mathbf{u}_f = -\frac{1}{\rho_f} \nabla p + \nu_f \nabla^2 \mathbf{u}_f + \beta(T - T_0) \mathbf{g}, \quad (2)$$

で表される。流体の密度 ρ_f と動粘度 ν_f はそれぞれ一定値である。固体粒子は液体に対して中立密度であり、外力や外モーメントが作用しないとする。粒子の並進および回転の方程式は、流体応力の表面積分によって

$$\frac{d(m_p \mathbf{v}_t)}{dt} = \int_{S_p} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{n} dS, \quad \frac{d(\mathbf{I}_p \cdot \boldsymbol{\omega}_p)}{dt} = \int_{S_p} \mathbf{r} \times (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (3)$$

(S_p は固体表面、 \mathbf{n} は外向き単位法線ベクトル、 \mathbf{r} は回転中心からの相対位置ベクトル)で表される。

固液の運動量交換には、体積力型の埋め込み境界法[4, 5]の発展版[6, 7]を用いる。この方法は、流体の運動方程式(2)に対して、時間発展を行った後の固液界面を含むセルの代表速度が流体と固体の代表速度の体積平均となるように強制する体積力を導入する。これにより、式(3)の表面積分は、流体計算用のセルを利用した体積積分に置き換えられる。このため、固体と流体の運動量交換の計算に関して漏れは発生しない。ただし、流体と固体の運動を時間発展させる際、相互作用を実現するための外力を評価するタイミングは計算の安定性に影響を及ぼす。固液の密度比が1に近い場合には特段の配慮が必要で、本計算では、予測修正法[7]で中立密度粒子の運動に対して安定な計算を実現している。

温度場に関しては、流体の領域も固体の内部も

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u}_f \cdot \nabla T = a \nabla^2 T \quad (4)$$

で一括して計算される。温度拡散係数 a は、流体では a_f 、固体では a_s のそれぞれ一定値とする。固液の境界を含むセルにおいては、まず、固体体積率 α を考慮した算術平均 $a_t = (1 - \alpha)a_f + \alpha a_s$ と調和平均 $a_n = [(1 - \alpha)/a_f + \alpha/a_s]^{-1}$ を求めておく。界面の接線方向には温度勾配に a_t 、法線方向には a_n をそれぞれ乗じ、これらを合成して熱流束ベクトルを求める[2, 3]。

固体粒子間および粒子と壁面との相互作用には離散要素法 (DEM) を適用する。接触する固体間の法線方向、接線方向の力はバネとダンパーを模擬したモデルで定められる。本計算では、文献[8]に示されているパラメーターを計算対象に合わせて再調整することなくそのまま用いた。

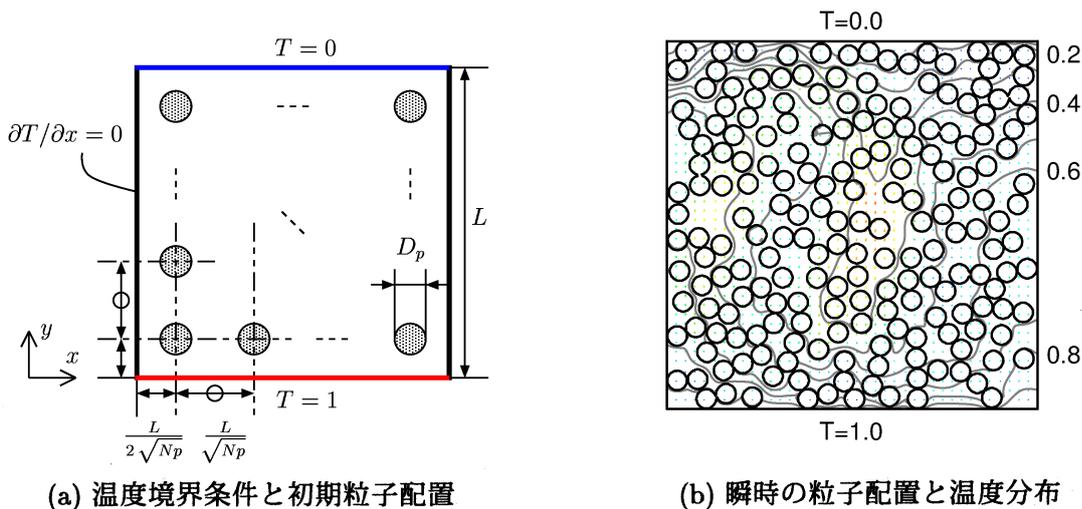


図 1: 二次元計算の概要と計算結果の例 (粒子数 $N_p = 196$, 熱伝導率比 $\lambda_s/\lambda_f = 1000$)

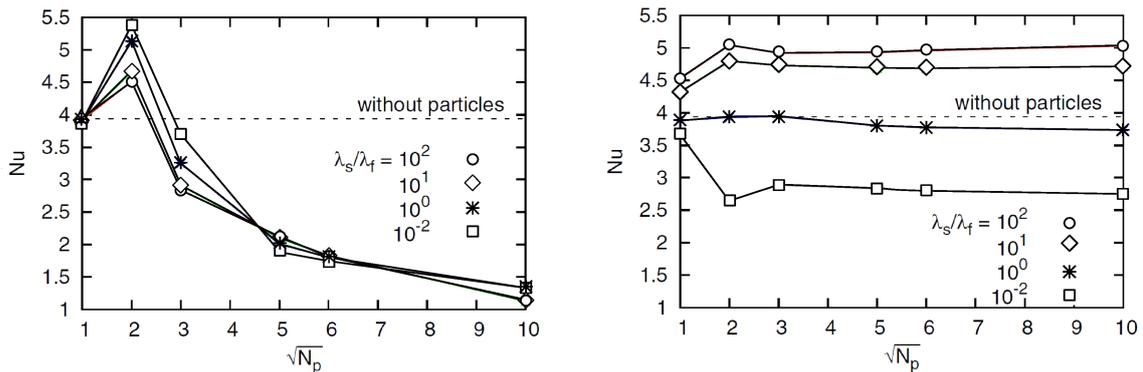
図1に計算領域の概要と固液二相流の計算例を示す。固体壁に囲まれた正方形領域で、上下の壁は温度一定（下壁は高温，上壁は低温），側壁は断熱とし，流体に対してはノンスリップ条件を課す。初期条件として，同一サイズの N_p 個の円形粒子を図1(a)のように $\sqrt{N_p} \times \sqrt{N_p}$ で規則的に配置する。格子分割は 200×200 を基本とするが，小さい粒子を扱う際には，粒子径と格子幅の比が10倍となるようさらに細かくする。

初期条件として，粒子・流体とも静止，温度は一様に上壁温度とする。単相であれば層流の自然対流が発生するRayleigh数に設定する。粒子の位置の固定を解除すれば，十分に時間が経過すると図1(b)のような状態になる。システムの熱伝達は，下壁面での温度勾配 $(\partial T/\partial y)$ により算出されるNusselt数によって評価される。非定常状態となる場合には統計的に定常に達してから十分な間隔で時間平均を求める。

3 計算結果

3.1 粒子の流動性と数の影響 [3]

粒子の熱伝導率と数を変化させてシステムの熱伝達の変化を調べた。その際，粒子を初期配置のまま固定する場合と自由に流動させる場合についての比較も行った。加える粒子の数 N_p に対して，粒子径を $D_p = 0.3L/\sqrt{N_p}$ とし，固体体積率を7.1%で一定にした。温度場のRayleighは $Ra = 1.25 \times 10^6$ とした。粒子と流体の熱伝導率の比は，例えば水に対して断熱性の高い物質から金属に相当する範囲の様々な素材を考慮して $\lambda_s/\lambda_f = 10^{-2}, 10^0, 10^1$ および 10^2 の4段階を扱った。ただし密度や比熱については固液は共通の値とした。結果を図2に要約する。



(a) 粒子は初期配置で固定

(b) 粒子は自由に流動可能

図 2: 平均Nusselt数と粒子数の関係[3] (粒子体積率7.1%)

図2(a)は流れ場の中に粒子が固定された場合の結果である。大きな粒子が1つだけ領域の中心にある場合、粒子の熱伝導率にかかわらず、システムの熱伝達は単相流体の場合と変わらない。これは、領域内に1つの対流セルが発生し、これが熱伝達を担うからである。4個(2×2)の粒子を固定する場合、単相よりも高い熱伝達を示す。これは、いわば整流作用により別の対流パターンが発生したためである。その傾向が熱伝導率が高い粒子ほど弱いのは、粒子内の熱流束が高いために周囲の対流が弱まるからである。多数の小さな粒子を場の中に固定する場合には粒子は対流に対する抵抗となり、粒子を細かくするほどその傾向は強くなる。

図2(b)は粒子は流体とともに流動できる場合の結果である。流体と同じ熱伝導率の粒子を混入した結果は、単相流体の結果と大差ない。粒子が対流に乗って移動する場合は、熱伝導率の高い粒子ほどシステムの熱伝達を活発にする。ただし、大きな粒子を少数だけ加える場合は流動性が低下し、小さな粒子を多数加える場合は粒子内の連続した通路が短くなる。そのため、体積平均した温度拡散係数 $a_t = (1 - \alpha)a_f + \alpha a_s$ をもつ均質流体として期待されるほど粒子の影響は大きくない。

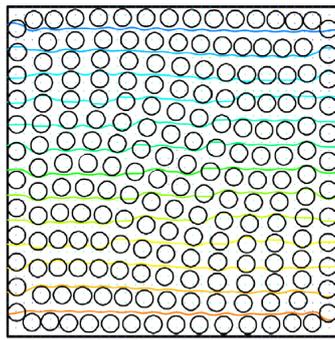
以上より、固液二相流における熱伝達は、単純に固体の体積率と熱伝導率から推定できるわけではなく、粒子自身の流動性、粒子内の熱伝達と粒子周りの対流強度など、複雑に絡まった多くの要因に影響されることがわかる。

3.2 高濃度粒子系に見られる振動モード [2]

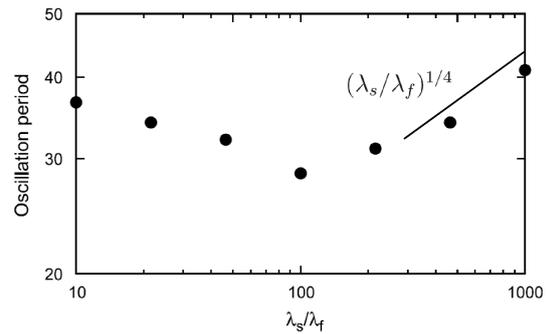
単相流体の場合には、Rayleigh数が高くなるにつれて次第に静止流体中の伝導から大規模な渦による対流が支配的になり、やがて乱流状態となる。これに対して、熱伝導性の高い粒子を混ぜると、局所的な熱伝導が高くなること、そのため周囲の温度分布を平滑化されることなどの要因により、熱対流による変位に対して復元作用が生じる場合がある。高濃度粒子系で、熱伝導率比とRayleigh数の限られた範囲では、単相流体には見られない熱流動様式が発現しうる。ここではその例を示す。

粒子数 $N_p = 14^2$ 、粒子系 $D_p = 0.05L$ (体積率38.5%)の比較的高濃度の固液二相系に対して、格子分割数 200^2 で計算を行った。温度場のRayleigh数を $Ra = 1.0 \times 10^4$ に固定し、固液の熱伝導率の比を $\lambda_s/\lambda_f = 10^{-3}$ から 10^3 まで広範囲に変化させた。結果を図3に要約する。 λ_s/λ_f が概ね10以上において、静止媒体の熱伝導でも一方向循環による対流でもなく、図3(a)のような振動するモードが見いだされた。

液体単相であれば循環的な対流が発生するが、粒子が密に含まれると流動がかなり制約される。ここで、粒子径 D_p に対して輸送現象によって定まる時間スケールを考える。まず、粒子内部の熱伝導に対しては、 $T_{sd} = (\rho c/\lambda)_s D_p^2$ と表される。これに対して、



(a) 振動モードにおける粒子配置



(b) 固液の熱伝導率比と振動周期

図 3: 高濃度固液二相系における粒子群の振動[2] ($Ra = 1.0 \times 10^4$, 粒子体積率38.5%)

粒子周りの対流速度を $U_p = \sqrt{g\beta(\Delta T/L)D_p^2}$ と見積もると、対流による時間スケールは $T_{fc} = D_p/U_p$ となる。第一近似として、粒子群の回転変位（系の中心からの回転角）に対する単振動の方程式を与え、 T_{fc}/T_{sd} で特徴づけられる復元力を考えると、系の振動周期は $(\lambda_s/\lambda_f)^{1/4}$ に比例する結果となる[2]。図3(b)は、概ね $\lambda_s/\lambda_f > 100$ でこれに近い傾向を示しており、固液の熱伝導率比が高い領域では固体内の熱伝導が支配的な時間スケールの一つとなることを示唆している。

4 結言

本稿では、液体単相であれば自然対流が生じる条件下で、固液二相流における伝熱問題に直接数値シミュレーションを適用して得られた知見[1, 2, 3]を紹介した。その後、三次元計算に加え、高濃度粒子系を扱うために固体間の狭隙部の流れや接触熱伝達を考慮したシミュレーション（例えば 堤貴昭, 大阪大学修士論文, 2014）を進めている。多相媒体では単相に比べて影響因子が格段に増えるため、さらに多くの物理現象を採り入れた解析が必要である。直接数値シミュレーションの手法は、実験素材の物性に縛られることなく、設定パラメータの任意性が高いため、未解明の現象の分析や新たな現象を見いだす手段としては適している。一方、自然界や工業装置にそのまま適用することは不可能である。今後は、大規模流動系に適用可能な実用的な解析方法、すなわち混相や乱流に対する粗視化モデルの開発も不可欠である。

参考文献

- [1] T. Tsutsumi, S. Takeuchi & T. Kajishima: Effect of solid and liquid heat conductivities on two-phase heat and fluid flows, *Discrete Element Modelling of Particulate Media* (ed. Wu,C.Y.), *Royal Society of Chemistry* (2012) pp.21-29
- [2] S. Takeuchi, T. Tsutsumi & T. Kajishima: Effect of temperature gradient within a solid particle on the rotation and oscillation modes in solid dispersed two-phase flows, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.43 (2013) pp.15-25.
- [3] T. Tsutsumi, S. Takeuchi & T. Kajishima: Heat transfer and particle behaviours in dispersed two-phase flow with different heat conductivities for liquid and solid, *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 92, Issue 1-2 (2014) pp.103-119.
- [4] T. Kajishima, S. Takiguchi, H. Hamasaki & Y. Miyake: Turbulence structure of particle-laden flow in a vertical plane channel due to vortex shedding, *JSME Int. J.*, Ser.B, Vol.44, No.4 (2001) pp.526-535.
- [5] T. Kajishima & S. Takiguchi: Interaction between particle clusters and fluid turbulence, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.23, Issue 5 (2002) pp.639-646.
- [6] Y. Yuki, S. Takeuchi & T. Kajishima: Efficient immersed boundary method for strong interaction problem of arbitrary shape object with the self-induced flow, *J. Fluid Science and Technology*, Vol.2, No.1 (2007) pp.1-11.
- [7] A. Ueyama, S. Moriya, M. Nakamura & T. Kajishima: Immersed boundary method for liquid-solid two-phase flow with heat transfer, *Trans. JSME, Ser.B*, Vol.77, No.775 (2011) pp.803-814.
- [8] Y. Tsuji, T. Kawaguchi & T. Tanaka: Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed, *Powder Tech.*, Vol.77 Issue 1, (1993) pp.79-87.