

管内を流れる氷スラリーの冷却性能に対する氷粒子の表面積の影響

EFFECT OF SURFACE AREA OF AN ICE PARTICLE ON THE COOLING PERFORMANCE OF ICE SLURRY FLOWING IN A CHANNEL

宮崎 圭介¹⁾, 吉野 正人²⁾, 鈴木 康祐³⁾

Keisuke MIYAZAKI, Masato YOSHINO and Kosuke SUZUKI

- 1) 信州大学大学院 総合理工学研究科 工学専攻 (〒380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail: 19w4060g@shinshu-u.ac.jp)
2) 信州大学学術研究院 工学系 (〒380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail: masato@shinshu-u.ac.jp)
3) 信州大学学術研究院 工学系 (〒380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail: kosuzuki@shinshu-u.ac.jp)

Ice slurry is a homogeneous mixture of small ice particles and carrier liquid, and it can transport cold thermal energy directly because of its fluidity and have a high heat exchange rate because of fine ice particles. As an existing simulation of ice slurry, Suzuki et al. [Int. J. Heat Mass Transfer, **121** (2018), pp.1099–1117] established the thermal immersed boundary–lattice Boltzmann method and simulated a two-dimensional thermal flow in a heated channel with moving cold particles as a simplified model of ice slurry flow. In their simulation, ice particles were represented as circular cylinders. However, actual ice particles are likely to take complex shapes and to have different surface areas from circular cylinders. In the present study, we change the surface area of ice particles by making their surfaces wavy while keeping their volumes constant, and we investigate the effect of surface area on the cooling performance of ice slurry flow. As a result, it is found that ice particles can absorb more heat as their surface area increases and as the distance between ice particles and the channel wall gets closer even for the same surface area.

Key Words: Thermal Immersed Boundary–Lattice Boltzmann Method, Ice Slurry, Surface Area

1. はじめに

近年、高い蓄熱能力、高い流動性、および速い熱負荷追従性等の優れた特徴をもつ氷スラリーを利用した冷蔵、冷却方法が注目されている⁽¹⁾。氷スラリーとは、微細な氷と液体の固液二相混合物と定義され、流動性を持ち、水に比べて単位質量（体積）当たりの蓄熱量が大きいため、多様な温度域において、高度な温度制御が可能となる。それゆえ、氷スラリーを利用した冷蔵・冷却は適用範囲が広く、その対象として、例えば、鮮魚、野菜、果物、生花、加工食品、発酵食品、バイオ関連商品、薬品、化学製品の製造や輸送プロセス等での利用が想定される。また、氷スラリーには冷熱を氷として蓄えることで、冷熱利用を時間的・空間的にシフトできるという特性がある。これを利用して、氷スラリーを深夜電力利用により生成し、得られた冷熱を昼間に利用することで電力負荷平準化を促進することが可能になる。しかし、氷スラリーは近年発展した蓄冷媒体であり、歴史も浅く未解明な点も多く存在する。また、氷スラリーを生成するために大規

模な施設が必要となり、実験を行うために多くのコストがかかってしまう。そこで、氷スラリーの熱流動現象を解明する際には、数値計算によるアプローチが有効であるとされている。

氷スラリーの数値計算に関する既存の研究として、Suzuki et al.⁽²⁾ は、熱を考慮した埋め込み境界–格子ボルツマン法（熱 IB-LBM）を構築し、氷スラリーを模した 2 次元管内を流動する低温円柱まわりの熱流動解析を行った。この研究では、氷粒子を円柱として再現している。しかし、実際の氷スラリーでは氷粒子は複雑な形状をしており、同じ体積であっても表面積が異なる。氷粒子の吸熱量は表面積に依存するため、その影響がどの程度であるかについて調査することは非常に重要である。そこで本研究では、氷スラリーにおける氷粒子の表面積を変化させ、その冷却性能に対する影響を定量的に評価することを目的とした。

2. 計算モデル

本研究では、氷スラリーを模した 2 次元管内を流動する低

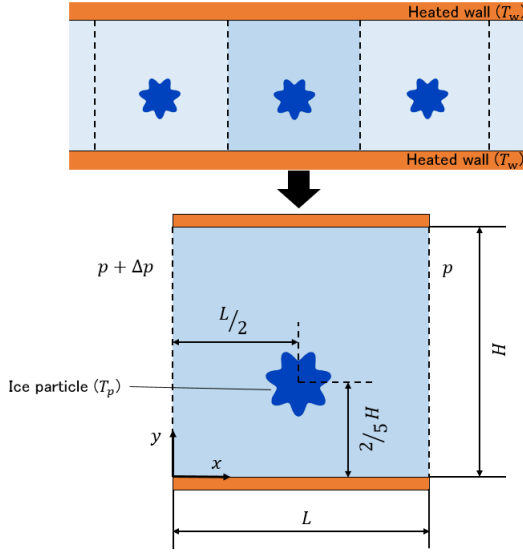


Fig. 1 Computational domain for a thermal flow in a heated channel with moving ice particles.

温粒子周りの熱流動解析を行った。

2.1. 研究対象の系

本研究では、Kumano et al.⁽³⁾ の実験を参考にし、直径 7.5mm の無限に長い管内を 5% のエタノール水溶液から生成された -2°C の氷スラリーが流れる系を対象とする。氷スラリーの物性値は、流体の密度 $\rho_f = 999.78 \text{ kg/m}^3$ 、動粘性係数 $\nu = 2.565 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 、温度伝導係数 $\alpha = 1.333 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ である。本研究では、氷粒子は管内をある長さ L 毎に一つ流れているものとする (Fig. 1 参照)。氷粒子の密度 ρ_p は流体の密度と等しいものとする。すなわち、粒子は重力による影響を受けず、また、熱膨張による浮力も無視する。管壁面は一定の無次元温度 $T_w = 1$ で温められており、氷粒子は無次元温度 $T_p = 0$ で一定とする。なお、氷粒子は溶融・凝固により形状は変化しないが、融解熱により一定の温度 (融点) に保たれているものとする。

2.2. 支配方程式

流体の運動は、以下に示す非圧縮性粘性流体の連続の式および Navier-Stokes 方程式で記述される。

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

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

ここで、 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ 、 $p(\mathbf{x}, t)$ はそれぞれ時刻 t における位置 $\mathbf{x}$ での流速および圧力である。また、温度場は次の移流-拡散方程式に従う。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \alpha \nabla^2 T, \quad (3)$$

ここで、 $T(\mathbf{x}, t)$ は時刻 t における位置 $\mathbf{x}$ での流体の温度である。式 (1)–(3) の支配パラメータは、レイノルズ数 Re およびプラントル数 Pr であり、以下のように定義される。

$$Re = \frac{U_{\text{ref}} H}{\nu}, \quad (4)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad (5)$$

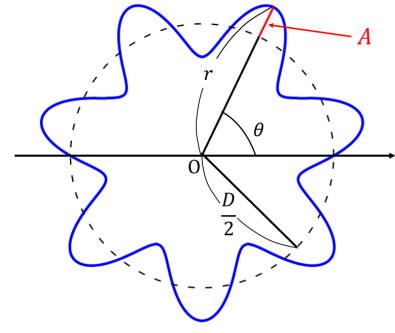


Fig. 2 Shape of a particle for $A = 0.100D$ and $B = 7$. The apparent radius of the particle is denoted by r .

ここで、 U_{ref} は氷粒子を配置しない場合におけるポアズユ流の入口断面平均流速であり、圧力勾配 dp/dx を用いて以下のように求められる。

$$U_{\text{ref}} = \frac{H^2}{12\rho_f\nu} \left(-\frac{dp}{dx} \right). \quad (6)$$

氷粒子 (質量 M 、慣性モーメント I) の重心の速度 $\mathbf{U}_p$ 、重心周りの角速度 Ω_p は、以下のニュートンの運動方程式によって与えられる。

$$M \frac{d\mathbf{U}_p(t)}{dt} = \mathbf{F}_p(t), \quad (7)$$

$$I \frac{d\Omega_p(t)}{dt} = N_p(t), \quad (8)$$

ここで、 $\mathbf{F}_p(t)$ 、 $N_p(t)$ はそれぞれ氷粒子が流体から受ける力およびトルクである。また、氷粒子の重心座標 $\mathbf{X}_p$ および傾き θ_p は、以下の式で計算される。

$$\frac{d\mathbf{X}_p(t)}{dt} = \mathbf{U}_p(t), \quad (9)$$

$$\frac{d\theta_p(t)}{dt} = \Omega_p(t). \quad (10)$$

氷粒子の表面では、すべりなし条件および等温条件が満たされるように、式 (1)–(3) と式 (7)–(10) を連成させて解くことになる。

2.3. 粒子の形状

本研究では、氷スラリーにおける氷粒子の表面積の影響を調べるため、粒子の体積を一定のまま表面積だけを変化させる。直径 D の円柱の表面に、同程度の凹凸をつけたものを粒子とし、見かけの半径 r を次式のように定義した (Fig. 2 参照)。

$$r = \frac{D}{2} + A \sin(B\theta), \quad (11)$$

ここで、 A は山の大きさ、 B は山の数を表す。この二つのパラメータを様々に変化させることで表面積の影響を調べる。

氷粒子の表面積 S は、数値積分によって計算される。表面積の微小要素 dS は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} dS &= \sqrt{dr^2 + (rd\theta)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 + r^2} d\theta. \end{aligned} \quad (12)$$

式 (11) を式 (12) へ代入し、台形公式を用いて区間 $0 \leq \theta \leq 2\pi$ で定積分することで表面積 S を計算する。また、表面積比 SR を元の円柱との表面積の比として、以下のように定義する。

$$SR = \frac{S}{\pi D}. \quad (13)$$

3. 数値計算手法

3.1. 熱 IB-LBM

本研究では、式 (1)–(3) を解くために、Suzuki et al. によって提案された熱 IB-LBM⁽²⁾ を用いた。この手法は、アルゴリズムが簡単であり、並列計算に適している格子ボルツマン法 (LBM)⁽⁴⁾ と、任意形状の境界を扱う問題に対して複雑なメッシュ生成がなく、アルゴリズムが単純である埋め込み境界法 (IBM)^(5, 6) を組み合わせた手法であり、氷スラリーのような移動境界を伴う熱流動問題に対して有効であると考えられる。また、反復的に物体境界上の体積力と熱量の計算を行うことで、すべりなし境界条件と等温境界条件をより強く強制できることも知られている。この手法の詳細は参考文献 (2) を参照されたい。

3.2. 氷粒子の運動

2 次精度の Adams–Bashforth 法を用いて、式 (7)–(10) を離散化すると、それぞれ次式となる。

$$\mathbf{U}_p(t + \Delta t) = \mathbf{U}_p(t) + \frac{\Delta t}{Sh} \left[\frac{3}{2} \mathbf{F}_p(t) - \frac{1}{2} \mathbf{F}_p(t - \Delta t) \right] / M, \quad (14)$$

$$\Omega_p(t + \Delta t) = \Omega_p(t) + \frac{\Delta t}{Sh} \left[\frac{3}{2} N_p(t) - \frac{1}{2} N_p(t - \Delta t) \right] / I, \quad (15)$$

$$\mathbf{X}_p(t + \Delta t) = \mathbf{X}_p(t) + \frac{\Delta t}{Sh} \left[\frac{3}{2} \mathbf{U}_p(t) - \frac{1}{2} \mathbf{U}_p(t - \Delta t) \right], \quad (16)$$

$$\theta_p(t + \Delta t) = \theta_p(t) + \frac{\Delta t}{Sh} \left[\frac{3}{2} \Omega_p(t) - \frac{1}{2} \Omega_p(t - \Delta t) \right], \quad (17)$$

ここで、 Δt , Sh はそれぞれ熱 IB-LBM における時間刻みおよびストローハル数である (詳細は参考文献 (2) を参照)。また、 $\mathbf{F}_p$ および N_p を求める際に、Suzuki and Inamuro⁽⁷⁾ によって提案された Lagrangian points approximation を使用した。この手法の詳細については参考文献 (7) を参照されたい。

熱 IB-LBM において、物体の表面は境界点を配置することによって表現される。境界点数を N とすると、次の時間ステップの物体の境界点の座標 $\mathbf{X}_k(t + \Delta t)$ および速度 $\mathbf{U}_k(t + \Delta t)$ ($k = 1, 2, \dots, N$) は、以下のように求められる。

$$\begin{aligned} \mathbf{X}_k(t + \Delta t) &= \mathbf{X}_p(t + \Delta t) \\ &+ \mathbf{R}(t + \Delta t)[\mathbf{X}_k(0) - \mathbf{X}_p(0)], \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_k(t + \Delta t) &= \mathbf{U}_p(t + \Delta t) \\ &+ Sh \frac{d\mathbf{R}}{dt}(t + \Delta t)[\mathbf{X}_k(0) - \mathbf{X}_p(0)], \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、 $\mathbf{R}$ は 2 次元の回転行列であり、

$$\mathbf{R}(t) = \begin{bmatrix} \cos \theta_p(t) & -\sin \theta_p(t) \\ \sin \theta_p(t) & \cos \theta_p(t) \end{bmatrix}, \quad (20)$$

と表される。また、その時間微分 $d\mathbf{R}/dt$ は、

$$Sh \frac{d\mathbf{R}}{dt}(t) = \Omega_p(t) \begin{bmatrix} -\sin \theta_p(t) & -\cos \theta_p(t) \\ \cos \theta_p(t) & -\sin \theta_p(t) \end{bmatrix}, \quad (21)$$

と表される。

4. 計算条件

2.1 節で述べたように、本研究では無限に長い管を想定している。これを数値計算上で再現するために、計算領域を $L \times H = 280\Delta x \times 280\Delta x$ (Δx : 正方形格子の間隔) とし、領域の入口と出口に圧力差 Δp のある周期境界条件を用いる。よって、式 (6) における圧力勾配は $dp/dx = -\Delta p/H$ となる。同様に温度場についても領域の入口と出口に周期境界条件を用いる。また、上下の壁面には、流れ場に対してすべりなし境界条件、温度場に対して等温境界条件 ($T_w = 1$) を用いる。氷粒子の直径は $D = 40\Delta x$ とし、氷粒子表面には埋め込み境界法により、すべりなし境界条件と等温境界条件 ($T_p = 0$) を用いる。初期条件として、流体は静止平衡状態、流体温度は $T = 0$ とする。また、粒子の初期の重心位置を $(X_p, Y_p) = (0.5L, 0.4H)$ とし、粒子は静止状態から動き出すものとする。

無次元数を $Re = 208$ および $Pr = 19.2$ 、入口断面平均流速を $U_{ref} = 0.0636$ とし、格子ボルツマン法において動粘性係数および温度伝導係数を決定するパラメータ (緩和時間) をそれぞれ、 $\tau_f = 0.757$, $\tau_g = 0.513$ とする。

5. 結果と考察

5.1. 粒子の山の数の影響

粒子の山の数が流れ場や温度場へ与える影響を調べるために、式 (11) における粒子の山の大きさを $A = 0.075D$ とし、山の数を $B = 7, 11, 17$ と変化させ、それぞれ数値計算を行った。表面積比 SR は順に $SR = 1.24, 1.50, 1.97$ である。無次元時間 $t^* = tU_{ref}/H = 67.9$ における温度場の計算結果を Fig. 3 に示す。同図には、円柱の場合の計算結果も併記してある。Fig. 3 より、粒子によって下境界付近の温度場に乱れが生じていることがわかる。また、(a) と比較すると、粒子に凹凸をつけた (b)–(d) の結果では、より大きな乱れが生じていることがわかる。

まず、粒子の重心位置の比較を行った。粒子の重心位置 Y_p の時間変化を Fig. 4 に示す。Fig. 4 から、どのパラメータにおいても粒子は最終的にある位置で停留しており、粒子が流路中心と壁面の間のある平衡位置で停留する現象である Segré–Silberberg 効果⁽⁸⁾ が確認できる。この現象には現在でも未解明な部分が多く存在するが、一般に、粒子は流れのせん断方向の速度勾配による力と、壁からの反力がつりあう位置で停留すると考えられている⁽⁹⁾。また、平衡位置は山の数である B が増えるほどわずかに下壁面へ近づいているが、大きな変化は見られないことがわかる。

次に、全場の平均温度を調べた。平均温度 $\langle T \rangle(t)$ は次式で

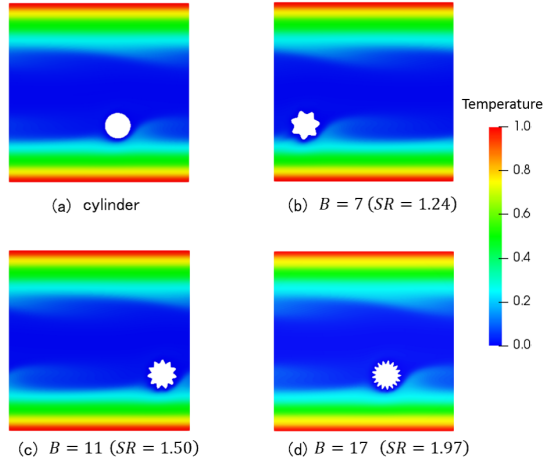


Fig. 3 Temperature fields for $A = 0.075D$ and $B = 7, 11, 17$ at $t^* = 67.9$, where the dimensionless time is defined as $t^* = tU_{\text{ref}}/H$. The result of a circular cylinder is also shown.

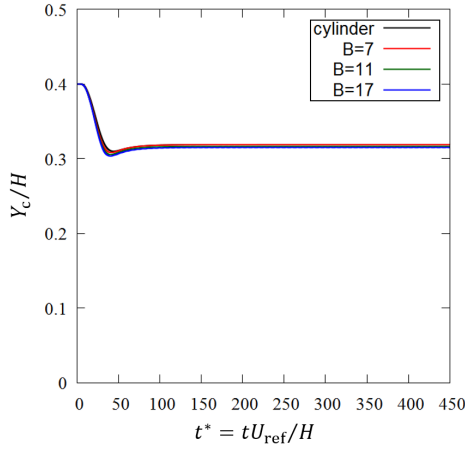


Fig. 4 Time variations of positions of the center of the particle for $A = 0.075D$ and $B = 7, 11, 17$.

求められる。

$$\langle T \rangle(t) = \frac{1}{HL} \int_{\Omega} T(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x}, \quad (22)$$

ここで、 Ω は全領域である。平均温度の時間変化を Fig. 5 に示す。Fig. 5 から、粒子がない場合 (no particle) に比べ、粒子のある方が平均温度はかなり低くなっていることがわかる。また、 B が大きくなるほど平均温度がわずかに低下しているが、大きな変化は見られない。粒子の山の数が増えても平均温度がほとんど変化しないのは、計算領域内に粒子が 1 個しかなく、吸熱量に差異がないからである。

さらに、粒子の無次元吸熱量を無次元時間 $449 \leq t^* \leq 450$ における時間平均で比較した。基準時間を $t_0 = H/U_{\text{ref}}$ とすると、無次元吸熱量の時間平均 $\bar{Q}$ は次式で求められる。

$$\bar{Q} = \frac{1}{\pi\lambda\Delta T} \frac{1}{t_0} \int_{449t_0}^{450t_0} Q(t) dt, \quad (23)$$

ここで、 $Q(t)$ は時刻 t における粒子の吸熱量であり、埋め込み境界法で分配された熱量の総量として計算される⁽²⁾。また、 λ は熱伝導係数、 $\Delta T = T_w - T_p$ は基準温度差である。各

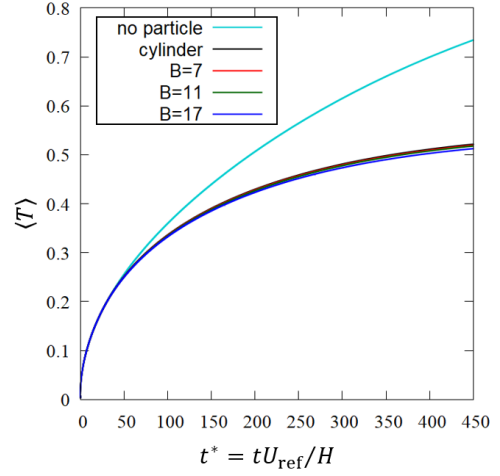


Fig. 5 Time variations of the temperature averaged over the domain for $A = 0.075D$ and $B = 7, 11, 17$.

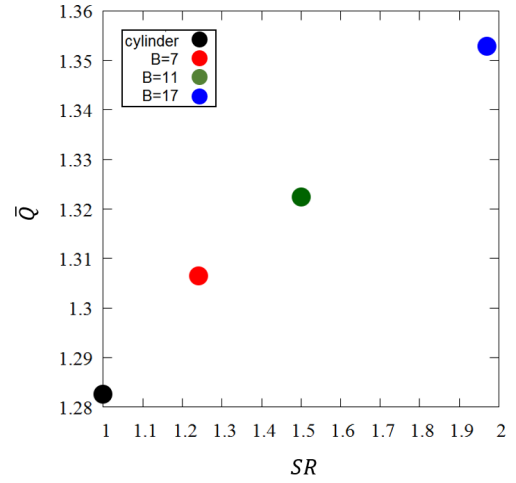


Fig. 6 Nondimensional heat absorbed by the ice particles as a function of surface area ratio SR for $A = 0.075D$ and $B = 7, 11, 17$.

表面積比における粒子の無次元吸熱量を Fig. 6 に示す。Fig. 6 から、表面積比 SR が大きくなるほど、吸熱量が増加することがわかる。その傾向はほぼ線形であり、面積が 2 倍になると $\bar{Q}$ は 1.05 倍となっている。

5.2. 粒子の山の大きさの影響

山の大きさの影響を調べるために、山の数をも 5.1 節で最も吸熱量の多かった $B = 17$ に固定し、山の大きさを $A = 0.075D, 0.100D, 0.125D$ と変化させ、それぞれ数値計算を行った。表面積比 SR は順に $SR = 1.97, 2.46, 2.96$ である。無次元時間 $t^* = tU_{\text{ref}}/H = 67.9$ における温度場の計算結果を Fig. 7 に示す。同図には、円柱の場合の計算結果も併記してある。Fig. 7 より、5.1 節と同様に円柱と比べ、凹凸をつけた粒子の方が、より大きな乱れを温度場に生じさせることがわかる。

まず、粒子の重心位置の比較を行った。Fig. 8 に粒子の重心位置 Y_p の時間変化を示す。Fig. 8 から、5.1 節と同様に粒子は最終的にある位置で停留しており、Segré-Silberberg 効果⁽⁸⁾を確認できる。また、その平衡位置は山の大きさであ

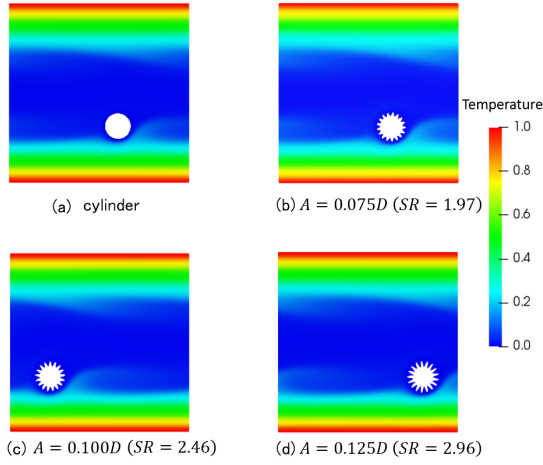


Fig. 7 Temperature fields for $A = 0.075D$, $0.100D$, $0.125D$ and $B = 17$ at $t^* = 67.9$, where the dimensionless time is defined as $t^* = tU_{\text{ref}}/H$. The result of a circular cylinder is also shown.

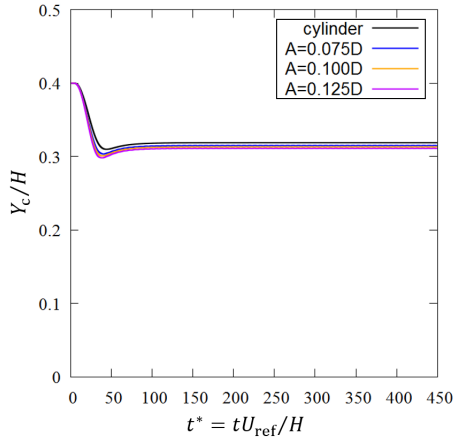


Fig. 8 Time variations of positions of the center of the particle for $A = 0.075D$, $0.100D$, $0.125D$ and $B = 17$.

る A が大きくなるほどわずかに下壁面へ近づいているが、大きな変化は見られないことがわかる。つまり、粒子の平衡位置は、粒子の山の数 B 、大きさ A に依らず、おおよそ一定であることがわかった。

次に、全場の平均温度 $\langle T \rangle(t)$ を調べた。Fig. 9 に平均温度の時間変化を示す。Fig. 9 から、粒子がない場合 (no particle) に比べ、平均温度がかなり低いことがわかる。また、 A が大きくなるほど平均温度がわずかに低下しているが、大きな変化は見られない。つまり、粒子の山の数 B や大きさ A を変化させ、表面積比 SR を増加させても、平均温度は大きな変化がないことがわかった。しかし、粒子の数を増やすと、平均温度の低下への寄与は増大すると考えられる。複数粒子の場合の計算は今後の課題とする。

さらに、無次元吸熱量を無次元時間 $449 \leq t^* \leq 450$ における時間平均 $\bar{Q}$ で比較した。各表面積比における粒子の無次元吸熱量を Fig. 10 に示す。Fig. 10 から、5.1 節の場合と同様に、表面積比 SR が大きくなるほど吸熱量が増加していることがわかる。その傾向も同様にほぼ線形であり、面積が

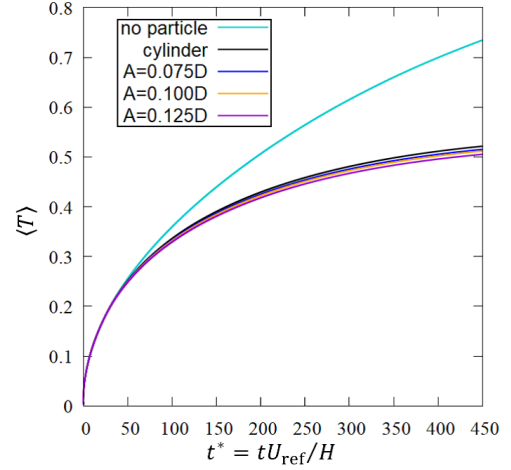


Fig. 9 Time variations of the temperature averaged over the domain for $A = 0.075D$, $0.100D$, $0.125D$ and $B = 17$.

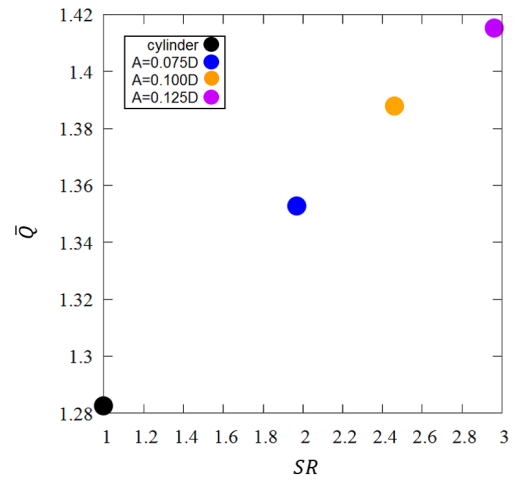


Fig. 10 Nondimensional heat absorbed by the ice particles as a function of surface area ratio SR for $A = 0.075D$, $0.100D$, $0.125D$ and $B = 17$.

3 倍になると $\bar{Q}$ は 1.11 倍となっている。よって、粒子の山の数 B または大きさ A を変化させ、表面積比 SR を増加させると、吸熱量は増加することがわかった。

5.3. 粒子の山の大きさと数を組み合わせた影響

5.1 節および 5.2 節において、粒子の山の数と大きさをそれぞれ変化させても、粒子の平衡位置と全場の平均温度には大きな変化は見られなかった。しかし、吸熱量は表面積比が大きくなるほど増加するという比較的大きな変化が見られた。そこで表面積と吸熱量の関係をより詳しく調べるため、 A , B を様々に組み合わせ、無次元吸熱量の時間平均 $\bar{Q}$ を比較した。具体的には、山の大きさを $A = 0.075D$, $0.100D$, $0.125D$ 、山の数 $B = 7, 11, 17$ としてそれぞれ組み合わせ、計 9 通りの比較を行った。各表面積比における粒子の無次元吸熱量を Fig. 11 に示す。Fig. 11 から、表面積比 SR が等しい粒子でも、山の大きさである A が大きい方が吸熱量が多くなることがわかる。

この原因について調べるため、Fig. 11 の丸印で囲まれた SR がほぼ等しい $(A, B) = (0.075D, 11)$ の粒子および

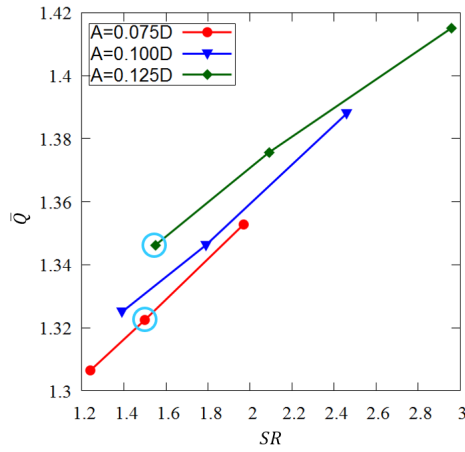


Fig. 11 Nondimensional heat absorbed by the ice particles as a function of surface area ratio SR for various combinations of A and B .

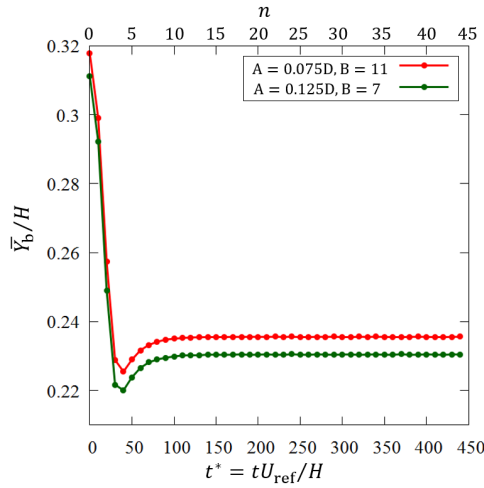


Fig. 12 Time variations of the distance between the bottom of the particle and the channel wall. The upper and lower horizontal axes indicate the number n and the dimensionless time t^* ($= tU_{\text{ref}}/H$), respectively.

$(A, B) = (0.125D, 7)$ の粒子について、粒子と壁面の最接近距離 Y_b を求めた。また、 Y_b の無次元時間 10 ごとの時間平均である $\overline{Y_b}$ を以下の式で求め、比較を行った。

$$\overline{Y_b}(n) = \frac{1}{10t_0} \int_{10(n-1)t_0}^{10nt_0} Y_b dt, \quad (24)$$

ここで、 n は自然数である。 $\overline{Y_b}$ の時間変化を Fig. 12 に示す。Fig. 12 から、 A が大きい粒子の方が、より壁面へ近づいていることがわかる。これは A が大きい方が実質的な粒子径が大きくなったため、重心位置は同じでも、粒子最下部が加熱面へ近づいたと考えられる。よって、表面積比が等しくても、山の大きさが大きいほど粒子最下部が加熱面に近づき、壁面からの熱が粒子に伝わりやすくなったため吸熱量が増加したと考えられる。

6. おわりに

本研究では、管内を流れる氷スラリーにおける氷粒子の表面積を様々な値に変化させた数値計算を行った。

まず、氷粒子の山の数と大きさをそれぞれ変化させた結果、どちらを変化させた場合でも、表面積比が大きくなるほど、重心位置が下壁面へわずかに近づいたが、大きな変化は見られなかった。平均温度についても、表面積比が大きくなるほどわずかに下がったが、大きな変化は見られなかった。また、氷粒子の吸熱量は、氷粒子の山の数と大きさのどちらを変化させた場合でも、表面積比が大きくなるほど増加した。

次に、氷粒子の山の数と大きさを組み合わせて変化させた結果、表面積比がほぼ等しい粒子でも、山の大きな粒子の方が吸熱量が増加した。これは、粒子の重心位置に大きな差が無くても、山の大きな粒子は実質的な粒子径が大きくなり、粒子最下部が加熱面へ近づいたことが要因と考えられる。

今後の課題としては、複数粒子の場合の計算や、3次元問題への拡張などが挙げられる。

参考文献

- (1) J. Wang, F. Battaglia, S. Wang, T. Zhang and Z. Ma: Flow and heat transfer characteristics of ice slurry in typical components of cooling systems: A review, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **141** (2019), pp. 922–939.
- (2) K. Suzuki, T. Kawasaki, N. Furumachi, Y. Tai and M. Yoshino: A thermal immersed boundary–lattice Boltzmann method for moving-boundary flows with Dirichlet and Neumann conditions, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **121** (2018), pp. 1099–1117.
- (3) H. Kumano, T. Asaoka and S. Sawada: Effect of initial aqueous solution concentration and heating conditions on heat transfer characteristics of ice slurry, *Int. J. Refrig.*, **41** (2014), pp. 72–81.
- (4) M. Yoshino and T. Inamuro: Lattice Boltzmann simulations for flow and heat/mass transfer problems in a three-dimensional porous structure, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, **43** (2003), pp. 183–198.
- (5) Z. L. Wang, J. R. Fan and K. Luo: Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles, *Int. J. Multiphase Flow*, **34** (2008), pp. 283–302.
- (6) Z. L. Wang, J. R. Fan, K. Luo and K. Cen: Immersed boundary method for the simulation of flows with heat transfer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **52** (2009), pp. 4510–4518.
- (7) K. Suzuki and T. Inamuro: Effect of internal mass in the simulation of a moving body by the immersed boundary method, *Comput. Fluids*, **49** (2011), pp. 173–187.
- (8) G. Segré and A. Silberberg: Radial particle displacements in Poiseuille flow of suspensions, *Nature*, **189** (1961), pp. 209–210.
- (9) J. Zhang, S. Yan, D. Yuan, G. Alici, N.-T. Nguyen, M. E. Warkiani and W. Li: Fundamentals and applications of inertial microfluidics: a review, *Lab on a Chip*, **16** (2016), pp. 10–34.