

粒子法における粗さパラメーターを用いた 壁面上での液滴滑落と水流のシミュレーション

Simulation of droplet sliding and water flow on wall surface
using roughness parameter in particle method

櫛谷岳志¹⁾ 越塚誠一²⁾ 小山毅³⁾ 中島慶悟⁴⁾

Takeshi Kushiya, Seiichi Koshizuka, Tsuyoshi Koyama, Keigo Nakajima

¹⁾ 東京大学大学院 工学系研究科 システム創成学専攻

(〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail: kushiya-takeshi393@g.ecc.u-tokyo.ac.jp)

²⁾ 東京大学大学院 工学系研究科 システム創成学専攻 教授

(〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail: koshizuka@sys.t.u-toko.ac.jp)

³⁾ 東京大学大学院 工学系研究科 建築学専攻 特任准教授

(〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail: koyama@arch1.t.u-tokyo.ac.jp)

⁴⁾ 鹿島建設株式会社 技術研究所 (〒182-0036 東京都調布市飛田給 2-19-1, E-mail: nakakeig@kajima.com)

A simple unified method of modeling both droplet motion and water flow is proposed and its validity is examined. The Moving Particle Semi-implicit (MPS) method is suitable for modeling the motion of the fluid. For droplet motion, this research aims to propose a method that maintains accurate sliding velocities with larger initial particle distance l_0 . For water flow, this study seeks to keep the effective radius small while achieving accurate flow rate and velocity. The motion of a droplet on an inclined surface is simulated. Two distinct modes of the roughness parameter depending on the initial particle distance are identified: "Mode F" for finer resolutions and "Mode C" for coarser ones. The optimal roughness parameter for Mode C is theoretically derived and matches well with the simulation results. Furthermore, applying the optimal roughness parameter from droplet motion to water flow allows consistent velocity reproduction across different resolutions. Validity of the roughness-parameter-based model has been demonstrated in both droplet and water flow simulations, indicating potential applications in evaluating rainwater behavior on building surfaces. However, further optimization of the roughness parameter is needed to enhance its universality.

Key Words : MPS method, Roughness Parameter, Droplet, Sliding Speed, Flow Rate

1. 序論

(1) 研究背景

物体表面上を流れ落ちる液滴の挙動と水流の挙動は、どちらも様々な工学分野で重要視されている。建築物の雨水排水性能の検討はその一つであり、シミュレーションによる予測の重要性が高まっている [1]。建物表面に降った雨水は液滴の形で水流の形で流れることがあるが、雨水について液滴の挙動を含めて検討している研究は少ない。そこで本研究では、液滴と水流の挙動を同一のモデルによってシミュレーションし、その妥当性を検討する。

本研究では粒子法の一つである Moving Particle Semi-implicit (MPS) 法 [2] を用いる。これは非圧縮性流体のモデリング手法であり、本研究に適している。

(2) 先行研究

小さな液滴の運動では、表面張力や斜面との摩擦などが支配的となる。特に、液滴が斜面を滑り落ちる際、液滴の斜面との接触角は進行方向側と逆側で異なり、表面張力が抵抗として働く。この2つの接触角を前進接触角、後退接触角と呼び、その差を接触角ヒステリシ

スと呼ぶ。液滴滑落に関しては、Hattori ら [3] が動摩擦モデルを提案した。このモデルによって、従来のモデルでは表れなかった接触角ヒステリシスを再現した。また、従来のモデルでの液滴の滑落速度が速すぎるという問題に対しても、斜面の粗さを表すパラメータを導入してフィッティングを行うことで、液滴の滑落速度を実験値と一致させた。しかし、この研究では初期粒子間隔が 1mm 未満という非常に小さな値であり、この手法を雨水が建物表面に吹き付ける問題に適用する際、粒子数が膨大になり現実的なシミュレーション時間に収まらないという問題がある。

また水流の挙動に関しては、中島ら [1] が MPS 法に種々のモデルを導入して鉛直壁面上の水流速度を解析した。その結果、多数の液滴からなる水流が壁面を流れる様子を再現した。この研究の中で、表面張力モデルに用いられたポテンシャルモデル [4] の影響半径を大きくすることにより、流速の流量に対する依存性が再現された。しかし、影響半径が大きくなると計算量が増大するという問題がある。加えて、接していない液滴同士に仮想の引力が働くモデルとなるため、物理的合理性を欠くと言える。

(3) 研究目的

本研究では、雨水が建物表面に吹き付ける問題の計算を可能とする、液滴と水流の挙動の同一モデルによるシミュレーションの提案を目指す。このモデルには、計算手法に MPS 法を採用し、Hattori ら [3] の粗さパラメーターを用いる。具体的には、以下の 2 点について研究を実施する。

- 1つの液滴が斜面上を滑り落ちる過程をシミュレーションし、液滴の速度を解析する。この際、大きな初期粒子間隔でも正しい速度を得られる手法を提案する。
- 1つの液滴でのシミュレーション結果を水流に応用し、同一のモデルを用いて流量と流速の関係を解析する。この際、影響半径を小さく保ちつつ、精度の向上を目指す。

以上の液滴滑落と水流の挙動を同一のモデルで表現することについて、その妥当性を検討する。

2. 計算手法

(1) 支配方程式

流体の運動が従うナビエ・ストークス方程式と連続の式、そして流体の非圧縮性を表す式はそれぞれ以下のようになる。

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\nabla^2\mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (1)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (3)$$

ここで、 \mathbf{u} は速度ベクトル、 p は圧力、 ρ は密度、 ν は動粘性係数、 \mathbf{f} は重力を含む外力ベクトルである。式(1)の右辺の各項はそれぞれ、圧力項、粘性項、外力項と呼ばれ、すべて体積力として書かれている。

(2) MPS 法における離散化手法

本研究では MPS 法を用いて流れの数値シミュレーションを行う。詳細は越塚ら [5] を参照されたい。ここでは概要と重要なモデルについてのみ説明する。

a) MPS 法の概要

MPS 法における重み関数には次の式を用いる。

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & (r < r_e) \\ 0 & (r \geq r_e) \end{cases} \quad (4)$$

ここで、 r は粒子間距離、 r_e は影響半径である。

以下に流れの数値シミュレーションのアルゴリズムについて述べる。初期入力では物性値とともに粒子の初期配置を与え、メッシュは必要ない。この初期配置は、流体が存在する領域に、座標軸に沿って等間隔に粒子を配置することで行う。初期粒子間隔 l_0 の値が解像度を決定する。

そして、以降の計算で共通して用いる定数を計算する。同時に、次節で述べるポリゴン壁モデルで用いる、壁重み関数の対応表を作成する。

その後、タイムステップごとに粒子配置の更新を行う。この際、式(1)に基づいて数値計算を行うが、MPS

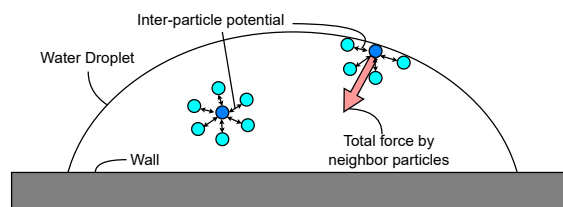


図-1 ポテンシャルモデルの概要

法では、圧力項を陰的に、他の項を陽的に扱う半陰解法を用いる。まず陽解法で仮の速度を求めて粒子を移動し、その後陰解法の計算に移る。途中の圧力計算では、自由表面上の粒子を閾値となる表面判定係数 β を用いて

$$n_i^* < \beta n^0 \quad (5)$$

によって判定し、ディリクレ境界条件としてゲージ圧力を 0 に設定したのち、ポアソン方程式

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{k+1} = -\frac{\rho^0}{(\Delta t)^2} \frac{n_i^* - n^0}{n^0} \quad (6)$$

によって解く。本研究ではポアソン方程式の解法に共役勾配法を用いる。こうして求めた圧力から、圧力勾配を用いて粒子速度を更新する。

b) ポテンシャルモデルによる表面張力の導入

本研究では表面張力モデルに近藤ら [4] のポテンシャルモデルを用いる（図 1）。

まず、すべての粒子間に働くポテンシャル $P(r)$ を仮定する。

$$P(r) = C \cdot \phi(r) \quad (7)$$

$$\phi(r) = \begin{cases} \frac{1}{3} \left(r - \frac{3}{2}l_0 + \frac{1}{2}r_e \right) (r - r_e)^2 & (r \leq r_e) \\ 0 & (r > r_e) \end{cases} \quad (8)$$

ここで r は粒子間距離、 C はポテンシャルの強さを表す負の定数である。 $P(r)$ は $r = l_0$ で極小値をとる関数となる。定数 C を物性値から導出し、粒子 i に働く表面張力 $\mathbf{F}_{\text{surface}}$ は次のように計算できる。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{surface}} &= \sum_{j \neq i} P'(r_{ij}) \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{r_{ij}} \\ &= \sum_{j \neq i} C (r_{ij} - l_0) (r_{ij} - r_e) \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{r_{ij}} \end{aligned} \quad (9)$$

続いて、ポテンシャルモデルをもとに固体壁の濡れ性の計算を行う。固体壁の濡れ性は接触角 θ で表される。接触角と表面張力は次のヤングの式を満たす。

$$\sigma_s - \sigma_{fs} - \sigma_f \cos \theta = 0 \quad (10)$$

ここで、 $\sigma_s, \sigma_{fs}, \sigma_f$ はそれぞれ固相-気相、液相-固相、液相-気相の界面における表面張力係数である。液相-固相のポテンシャルは、定数を C_{fs} として式(7)と同様に設定する。この定数 C_{fs} は、定数 C_{ff} と式(10)から求

められ、粒子に働く濡れ性による力 $F_{\text{wettability}}$ を式 (9) と同様に計算できる。

表面張力と濡れ性による力は、粒子1つの質量 $m = \rho l_0^2$ (二次元の場合) を用いて、次のようにして外力 f に加える。

$$f = g + \frac{1}{m} (F_{\text{surface}} + F_{\text{wettability}}) \quad (11)$$

ここで、 g は重力ベクトルである。この外力は陽的に計算し、計算プロセスに組み込むことができる。

(3) ポリゴン壁モデル

本研究では原田ら [6] によるポリゴン壁モデルを用いる。このモデルでは、粒子数密度、ナビエ・ストークス方程式の各項、濡れ性の計算に現れる壁粒子の寄与を、次に定義する壁重み関数 $Z(r_{iw})$ で置き換える。

$$Z(r_{iw}) = \sum_{j \neq i, j \in \Omega'_w} w(r_{ij}) \quad (12)$$

ここで、 Ω'_w は壁重み関数の定義のために設定する仮想壁粒子の集合、 r_{iw} は流体粒子とポリゴン壁との距離である。特に圧力勾配の計算では、一定の距離 h を設定し、壁面からの距離が h 未満となった流体粒子にだけ壁による寄与が及ぶと考える。この粒子が、1 タイムステップの間に壁面から h だけ離れるようにすると、

$$\langle \nabla P \rangle_{i, \Omega_w} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{r_{iw}^*}{r_{iw}^*} (h - r_{iw}^*) \quad (13)$$

となり、圧力勾配の計算が可能となる。

壁重み関数は、壁面から r_{iw} だけ離れた流体粒子と、その正面に並べた仮想壁粒子を考え、この仮想粒子配置において式 (12) に従って計算する。流れの計算の前に、あらかじめ r_{iw} の値を少しずつ変えて計算し、 r_{iw} と $Z(r_{iw})$ の対応を表として記憶させる。流れの計算の際には、表を用いて壁重み関数の値を線型近似で内挿する。

(4) 動摩擦モデル

本研究で用いる、Hattori ら [3] が提案した動摩擦モデルについて説明する。

前節で述べたポリゴン壁モデル [6] では、

$$u_{\text{wall}} = -u_i \quad (14)$$

とし、壁に流体粒子と同じ大きさで逆向きの速度を与えることで、壁面において流体が速度ゼロとなる no-slip と呼ばれる境界条件を表現している。しかし、小さなスケールでのシミュレーションでは壁面の粗さによる摩擦が無視できないため、この境界条件は不十分である。そこで、壁面の粗さを表すパラメータ k を導入し、式 (14) を次のように修正する。

$$u_{\text{wall}} = (1 - 2k) u_i \quad (15)$$

この粗さパラメータ k を 0 に設定すると壁と流れが同じ速度を持つ free-slip と呼ばれる境界条件を、1 に設定すると式 (14) に一致し no-slip 条件を再現し、 $k > 1$

とすることで抵抗を増大させることができる。この k を粘性項の計算に代入すると、ポリゴン壁モデルにおける粘性項の壁寄与は次のように粒子速度に比例する。

$$\langle \nabla^2 u \rangle_{i, \Omega_w} = -\frac{4dk}{\lambda^0 n^0} u_i Z(|r_{iw}|) \quad (16)$$

しかし、このモデルでは簡単のため抵抗力を流体の速度に比例させており、恣意的に決まる k が適切なパラメータだとは限らないことが指摘されている [3]。

3. 液滴滑落のシミュレーション

(1) 初期条件

本研究を通して用いる物性値および計算条件を表 1 に示す。

表-1 シミュレーションで用いる流体の物性値と計算条件

密度	ρ	1000 kg/m ²
動粘性係数	ν	1.0×10^{-6} m ² /s
表面張力係数	σ	0.07275 N/m
接触角	θ	90°
重力加速度	g	9.8 m/s ²
表面判定係数	β	0.97
時間刻み幅	Δt	5.0×10^{-5} s
影響半径 (グラディエントモデル)		$2.1 l_0$
影響半径 (粒子数密度、ラプラシアン、 表面張力モデル)		$3.1 l_0$

液滴滑落のシミュレーションは、Hattori ら [3] によるシミュレーションと同じ初期条件を用い、二次元で行う。斜面上の液滴の初期配置を図 2 に示す。液滴は直径 $d=4.8\text{mm}$ の円で、初期速度はゼロとする。なお、斜面はつねに x 軸に平行とし、傾斜角 α は重力の傾きとして与える。解析時間は 2 秒間とし、結果の可視化にはオープンソースソフトウェアの Paraview [7] を用いる。

(2) 傾斜角と粗さパラメータ k による挙動の変化の観察

傾斜角と粗さパラメータ k を変化させ、液滴の挙動の変化を観察する。このシミュレーションでは、初期粒子間隔 l_0 を 0.2mm に固定する。なお、分析に用いる液滴の速度は、液滴の重力速度の x 成分であり、これは液滴を構成する全粒子の速度 x 成分の平均値として求めている。

傾斜角を大きくするほど液滴の終端速度は速くなり、粗さパラメータ k を大きくするほど終端速度は小さく

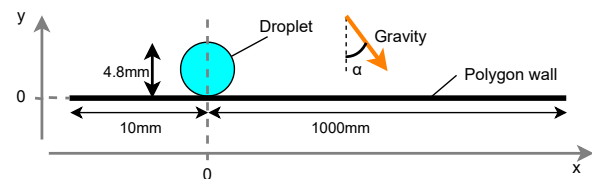


図-2 液滴滑落のシミュレーションの液滴の初期配置

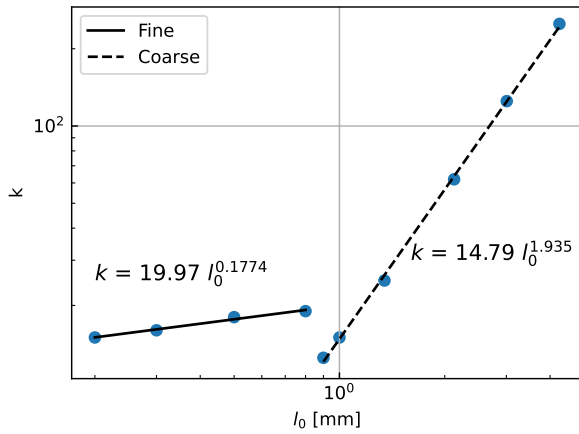


図-3 初期粒子間隔に対する最適な粗さパラメーター k の両対数散布図

なった。また、前進接触角と後退接触角も観察できた。

(3) 初期粒子間隔による最適な粗さパラメーター k の変化

傾斜角を 50° に固定し、表 2 に示すように初期粒子間隔を変化させて、液滴の終端速度を解析する。なお、表 2 の $l_0 = 0.200\text{mm}$ の行に示すケースを参照ケースとして、各ケースで多数の k を試行し、参照ケースと終端速度が一致するような最適な k を探索した。こうして

表-2 各ケースの初期粒子間隔と、それに対する液滴の粒子数と計算体積。

初期粒子間隔 $l_0[\text{mm}]$	液滴を構成する 粒子数 N	液滴の計算体積 $N \cdot l_0^3 [\text{mm}^3]$
0.200	452	18.08
0.300	201	18.09
0.500	72	18.00
0.800	28	17.92
0.900	22	17.82
1.000	18	18.00
1.345	10	18.09
2.127	4	18.10
3.008	2	18.10
4.254	1	18.10

得られた初期粒子間隔と最適な k の関係を図 3 に示す。初期粒子間隔によってグループ分けできることが見て取れたため、それぞれのグループに対して最小二乗法による直線フィッティングを行い、この結果も併せて図 3 に示している。これらのフィッティングで決定係数 R^2 を計算すると、どちらも 0.98 より大きな値となり、このグループ分けは初期粒子間隔に対する最適な k の変化をよく説明できることがわかった。以下、初期粒子間隔が小さい 4 ケースを **Mode F**、初期粒子間隔が大きい 6 ケースを **Mode C** と呼ぶこととする。

2 つのモードでの液滴形状の違いを図 4 に示す。Mode

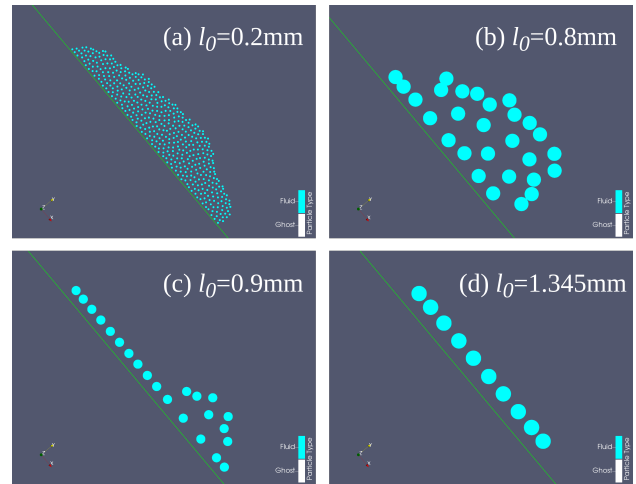


図-4 様々な初期粒子間隔における $t=1.0\text{s}$ での液滴形状の違い。(a), (b) は Mode F、(c), (d) は Mode C。

F では、液滴が半球状に形成されている一方、Mode C では、液滴を構成する粒子のほとんどが壁に接触し、液滴が斜面に沿って伸びていることがわかる。

(4) 考察

本シミュレーションでは、初期粒子間隔による最適な粗さパラメーター k の変化を調べ、Mode F、C の 2 つのモードを発見した。Mode F は初期粒子間隔が小さい場合、Mode C は初期粒子間隔が大きい場合に見られた。Mode F では k が初期粒子間隔にほぼ依存しないといえる一方、Mode C では k が初期粒子間隔の概ね 2 乗に比例することがわかり、これによって、より大きな初期粒子間隔でも最適な k を事前に知ることが可能となった。

このうち Mode C について、すべての粒子が壁に接触しながら運動して終端速度に達したと仮定した場合、全粒子に働く体積力の斜面方向成分の釣り合いより、次の式が成り立つ。

$$-\frac{4dv}{n^0 \lambda^0} k \left(\sum_{i \in \Omega_f} u_i \right) Z(r_w) + N \cdot g \sin \alpha = 0 \quad (17)$$

ここで、 u_i は各粒子の速さ、 N は液滴を構成する粒子数である。各粒子の速度の平均は、液滴全体の速度と等しく、それは終端速度 u_f である。よって、 k の理論解は次のように求められる。

$$k = \frac{g \sin \alpha}{4dv u_f Z(r_w)} n^0 \lambda^0 \quad (18)$$

さらに物性値と終端速度 $u_f = 0.47\text{m/s}$ を代入することで、式 (18) より k の理論解が求められる。

$$k = 13.63 l_0^2 \quad (19)$$

これを結果に重ねて表示すると (図 5)、Mode C のデータは理論解に一致し、特に初期粒子間隔が大きい場合において非常によく一致することがわかった。以上によって、2 つのモードを液滴形状の違いによって説明することの妥当性を示すことができたと言える。

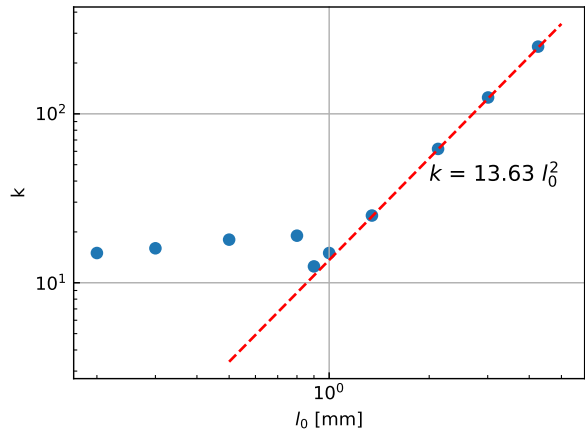


図-5 初期粒子間隔に対する最適な粗さパラメーター k の両対数散布図と理論解

本研究では初期粒子間隔に対する最適な k について 2 つのモードを発見したが、これは特定のサイズの液滴に対してのみ成り立つものであり、普遍的な k の導出にはさらなる検討が必要である。また、Hattori ら [3] が指摘している通り、実際には k は一定値ではなく、粒子の速度や液滴内部における粒子位置、計算の時間刻み幅に依存することが考えられるという問題があり、依然として今後の課題である。

4. 粒子発生による水流シミュレーション

(1) 初期条件

前章で用いた物性値と計算条件 (表 1) を引き続き用いる。また、傾斜角は 50° に固定し、シミュレーションは二次元で行う。

中島ら [1] によるシミュレーションを参考に、斜面上部から粒子を流入させ、流入量や初期粒子間隔を変えながら水流の挙動を観察する。水流のシミュレーションの初期設定を図6に示す。斜面上部に粒子の流入入口を複数設定し、一定時間ごとにランダムに粒子を発生させる。そして、斜面を 500mm だけ流れ落ちた地点に計測線を設定し、流れる粒子の速度を計測する。解析時間は前章と同じく 2 秒間とし、前章の結果より、計測線の位置では粒子の速度が終端速度に達していると思われる。なお、条件の流入量から粒子の発生個数を算出し、試行ごとにあらかじめランダムな流入入口と発生時刻を設定しておく。

表3に示すように、初期粒子間隔と流入量を変化させ、

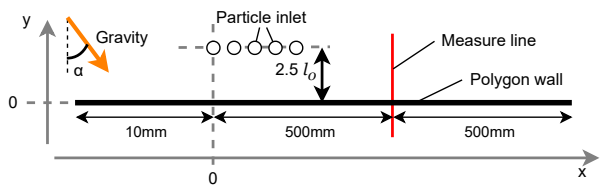


図-6 水流シミュレーションの初期設定

表-3 各ケースにおける初期粒子間隔、粗さパラメーター k と流入量

ケース	初期粒子間隔 l_0 [mm]	粗さパラメーター k	流入量 [mm ² /s]
1	0.500	19	83.3
2	1.000	15	83.3
3	1.000	15	167
4	1.000	15	250
5	1.000	15	333
6	4.254	250	83.3
7	4.254	250	167
8	4.254	250	250
9	4.254	250	333

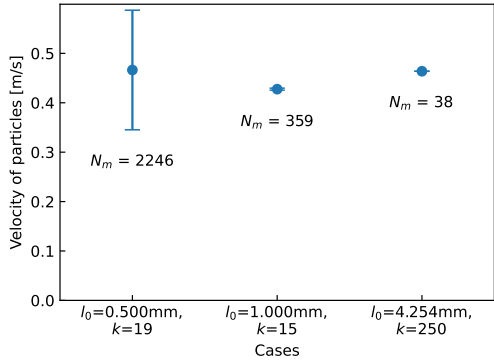


図-7 初期粒子間隔を変化させたときの水流の速度の結果

水流の挙動を観察する。なお、粗さパラメーター k は初期粒子間隔ごとに前章で求めた最適な値を用いる。流入に関して乱数を用いるため、各ケースで 10 回試行する。

(2) 初期粒子間隔による水流の挙動の変化

ケース 1, 2, 6 では、流入量 $83.3\text{mm}^2/\text{s}$ のもとで初期粒子間隔を変化させている。計測した粒子速度を図7に示す。粒子の速度は計測線を通じた際に記録される。この粒子速度のデータは、計測線における水流速度の分布を表していると考えられる。ここで、10 回の試行で計測線を通じたすべての粒子の速度 x 成分のデータを用いて、平均値と標準偏差を計算している。平均値はプロットで、標準偏差はバーで表しており、 N_m として全試行での合計計測粒子数を示している。図7より、初期粒子間隔に関わらず、近い速度が得られていることがわかる。ケース 2, 6 では速度の標準偏差が極めて小さく、すべての粒子がほぼ同じ速度で流れていることがわかる。

(3) 流入量による水流の挙動の変化

ケース 2, 3, 4, 5 では初期粒子間隔を 1.000mm に、ケース 6, 7, 8, 9 では初期粒子間隔を 4.254mm にそれぞれ固定したうえで流入量を変化させている。なお、ここでは $l_0 = 0.500\text{mm}$ のケースは検討していない。これ

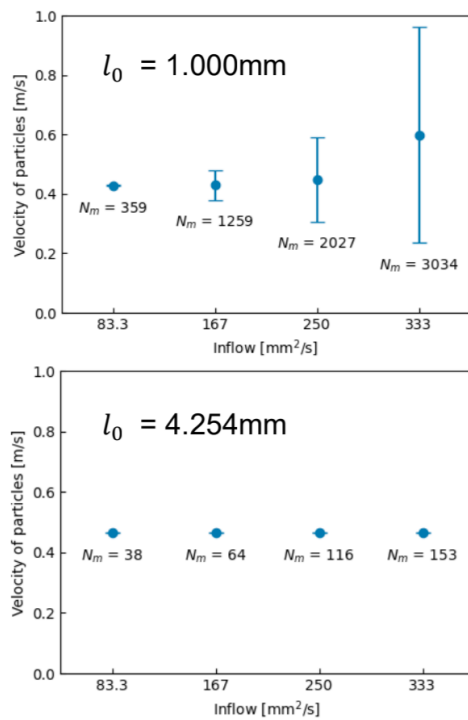


図-8 流入量を変化させたときの水流の速度の結果

は、 $l_0 = 0.500\text{mm}$ で流入量を増加させたケースでは、流入口付近で粒子が密集することで、粒子が高速ではじき出される現象が多発したためである。

計測した粒子速度を図8に示す。 $l_0 = 1.000\text{mm}$ では、流入量 $83.3\text{mm}^2/\text{s}$ と $167\text{mm}^2/\text{s}$ では速度の平均値の差はほとんどないが、 $250\text{mm}^2/\text{s}$ 以上になると流入量にしたがって平均値が大きくなっている。また、速度の標準偏差は流入量が増加するにつれて大きくなっている。対して $l_0 = 4.254\text{mm}$ では、流入量による速度の平均値、標準偏差の変化はほとんど見られず、対照的な結果となった。

(4) 考察

初期粒子間隔による水流の挙動の変化を調べた。粗さパラメーター k を前章の結果に基づいて設定することで、初期粒子間隔によらず、一定の水流速度が得られた。

また、流入量による水流の挙動の変化を調べた。シミュレーションの結果、初期粒子間隔が 1.000mm のケースにおいて、流量が大きいほど水流速度が大きくなる現象を表すことができた。影響半径について、中島ら [1] は影響半径を初期粒子間隔の 4.6 倍以上とすることで精度を向上させているが、本研究では影響半径を $3.1l_0$ に維持したまま実現象をある程度再現できた。

しかし、初期粒子間隔が 4.254mm のケースでは、流量による水流速度の変化が見られず、この結果が妥当だとは言えない。この解像度でも正確な結果を得るためのさらなる研究が必要である。また、粗さパラメーター k は、前章の結果に基づいて設定している。すなわち、水流のシミュレーションで発生した液滴のサイズで最適化された値ではない。この k の設定方法は、ある

程度水流の様子を表現できたと言えるが、シミュレーションをさらに正確に行うにはより良い手法を講じる必要がある。

5. 結論

本研究では、MPS 法における粗さパラメーターを用いて、壁面上での液滴滑落のシミュレーションと水流のシミュレーションを行った。

液滴滑落のシミュレーションでは、粗さパラメーター k の 2 つのモードの発見によって、大きな初期粒子間隔でも液滴滑落の正しい速度を得ることが可能となった。水流のシミュレーションにおいては、液滴滑落のシミュレーションで検討した k を用いることで、初期粒子間隔に依存せず同じ流速を再現できた。さらに、影響半径を $3.1l_0$ に維持したまま、一定条件下では流量が大きいほど水流速度が大きくなる現象も再現できた。しかし、低解像度のシミュレーションについては、さらなる改良が必要である。

本研究で用いたモデルは、液滴滑落と水流の両シミュレーションで一定の妥当性を示しており、雨水が建物表面に吹き付ける問題において有用なモデルとなる可能性を示すことができた。しかし、 k は粒子の速度や液滴内部の位置に依存しない一定値だと仮定しており、水流での最適化もできていないことから、 k の普遍性については今後の課題となる。また、本研究では二次元のシミュレーションを行ったが、三次元への拡張を行うことで、より実用的な知見を得ることができると考えられる。

参考文献

- [1] 中島慶悟, 小山毅, 越塚誠一. MPS 法の表面張力モデルが鉛直壁面水流速度の解析精度に与える影響. 日本流体力学会年会 2024, 1M907-11-05, 仙台, 9 2024.
- [2] S. Koshizuka and Y. Oka. Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid. Nuclear Science and Engineering, Vol. 123, No. 3, pp. 421-434, 1996.
- [3] T. Hattori, M. Sakai, S. Akaike and S. Koshizuka. Numerical simulation of droplet sliding on an inclined surface using moving particle semi-implicit method. Computational Particle Mechanics, Vol. 5, pp. 477-491, 2018.
- [4] 近藤雅裕, 越塚誠一, 滝本正人. MPS 法における粒子間ポテンシャル力を用いた表面張力モデル. 日本計算工学会論文集, Vol. 2007, No. 20070021, 2007.
- [5] 越塚誠一, 柴田和也, 室谷浩平. 粒子法入門. 丸善出版, 2014.
- [6] 原田隆宏, 越塚誠一, 島崎克教. MPS 法における壁境界計算モデルの改良. 日本計算工学会論文集, Vol. 2008, No. 20080006, 2008.
- [7] U. Ayachit. The paraview guide (full color version). Kitware, Jan 2015.