

深層濾過のフィルタ繊維配置が濾過性能に及ぼす影響の数値解析

Numerical Simulation on the Effect of Fiber Arrangement of the Filter on its Filtration Performance

- 藤ノ井 大地, 京工繊大院, 京都府京都市左京区松ヶ崎御所海道町, m8623025@edu.kit.ac.jp
福井 智宏, 京工繊大, 京都府京都市左京区松ヶ崎御所海道町, fukui@kit.ac.jp
森西 晃嗣, 京工繊大, 京都府京都市左京区松ヶ崎御所海道町, morinisi@kit.ac.jp
Taichi Fujinoi, Kyoto Institute of Technology, Matsugasaki Goshokaido-cho, Sakyo-ku, Kyoto
Tomohiro Fukui, Kyoto Institute of Technology, Matsugasaki Goshokaido-cho, Sakyo-ku, Kyoto
Koji Morinishi, Kyoto Institute of Technology, Matsugasaki Goshokaido-cho, Sakyo-ku, Kyoto

Air filtration is used at home, medical and industrial environments for air purification. Depth filtration is an important for air filtration because particulate matters are captured by its mechanism inside a filter. In this study, numerical simulation of air filtration was carried out by a two-way coupling model using lattice Boltzmann and virtual flux method. In addition, discrete element method was used for considering the particle-particle and particle-fiber interactions. Filtration performance among staggered, parallel and mixed fibrous filter models was investigated. For the mixed model, the fiber y -position was changed exponentially along the uniform flow direction. Consequently, the filter structure was changed spatially from parallel to staggered. As a result, the performance of the mixed model was intermediate between those of the parallel and the staggered models, and it caused a long traveling distance of the captured particles.

1. 緒言

濾過は、物質を濾材に通すことで混合物の中から選択的に必要な物質を回収・分離する操作である。近年、家庭周辺から医療、産業にいたるまで濾過技術は活用されている。例えば、家庭用の空気清浄器、医療や食品加工の作業施設のクリーンルーム化、原子力施設における放射性エアロゾルの除去などである。また、地球規模で問題となっているのが大気汚染である。その原因である大気汚染物質は自動車排出ガスや工場などから排出されるばい煙、黄砂、花粉などの粒子状物質 (PM: particulate matter) が挙げられる。特に、経済成長が著しい諸国では急速な工業化や自動車交通量の増加等により大気汚染は深刻な問題となっている。大気汚染物質が人間の体内に侵入した場合、呼吸器系や循環器系をはじめ、様々な器官へ悪影響を及ぼす⁽¹⁾ことから、症状の予防および緩和のために空気清浄化技術、即ちエアフィルタの性能向上が求められている。

周知の濾過現象は、篩のようにメッシュよりも粗大な粒子が物理的に通り抜けられないことを利用した濾過であり、これを表面濾過という。濾過現象にはこの表面濾過以外にも、フィルタ内部において繊維の吸着作用等により粒子が捕捉される深層(内部)濾過や、フィルタに堆積した被濾過物質がフィルタの役割を果たすことでより細密な粒子も濾過できるケーキ濾過が存在する。特にエアフィルタでは、繊維層の充填率が 10% 以下⁽²⁾と低いと、繊維間隙よりも細密な粒子は空気と共にフィルタ内部に入り込みやすく、深層濾過現象が顕著に現れる。さらにこの深層濾過現象の粒子捕捉メカニズムは慣性衝突、遮り、拡散、静電気等に分類されることがわかっている⁽³⁾。慣性衝突は、慣性の影響が強いため繊維近傍で変化する空気の流れに粒子が追従せず、繊維に衝突し捕捉される機構である。また、遮りは粒子が繊維まわりの流線に沿って流下する中で、流線と繊維表面間距離が粒子半径を下回ることによって繊維に衝突して捕捉される機構である。実際の濾過現象ではこれらの機構が複合して現れるため、エアフィルタ内部の濾過現象はより複雑になる。さらに、エアフィルタの研究で様々な実験が行われているが、実験中にフィルタ内部の流れ場や粒子挙動、粒子-繊維間の相互作用の観測を行うのは困難であるため、

深層濾過におけるこれらの粒子捕捉メカニズムがどのように起こっているのかを調べることは難しい。そのため、シミュレーションによってフィルタ内部情報の可視化を行うことは重要であり、さらには流れの特性や繊維の配置、粒子サイズなどのパラメータを独立的に変更して最適な濾過条件を調べるような、現実では困難なアプローチも可能となる。

深層濾過の数値解析には個々の粒子の運動を追跡するシミュレーションモデルが多いが、他にも粒径が繊維径に比べて小さい場合は粒子の体積を無視する粒子追跡法(one-way coupling model)や繊維-粒子間、粒子-粒子間の衝突や付着・離脱を無視したモデルなど様々なモデル化が存在する。数値解析では相互作用を無視するモデルを用いることで計算負荷を軽減できるなどのメリットがあるが、その一方で計算の物理モデルが制約を受けるなどのデメリットがある。本研究では、深層濾過現象において支配的となる粒子-粒子、粒子-繊維間の相互作用に着目し、DEM(Discrete Element Method)⁽⁴⁾を用いることで衝突および付着・離脱を無視しない計算モデルを構築した。特に、相互作用に転がり抵抗まで考慮したモデルは Mino ら⁽⁵⁾が粒子分散液の濾過シミュレーションで導入しているが、現状ではまだ数少ない状況である。このモデルによって計算条件の幅が広がり、粒径と繊維径に近い条件や粒子体積分率が低い条件など、より複雑な条件での計算が可能となった。

繊維フィルタの内部構造からアプローチしている先行研究として、Wang ら⁽⁶⁾はフィルタ繊維配置が流れ方向に並行に整列した parallel モデルと交互に整列した staggered モデルでの 2次元解析を行い、後者のモデルの方が高い粒子捕捉効率および圧力損失となることを報告している。また、Li ら⁽⁷⁾は staggered モデルよりも合理的なモデルを求めて、フィルタの繊維充填率や繊維径を局所的に変更してパターン解析を行い、径が細い繊維をフィルタ前方に密集させることで高効率な濾過が達成されると報告している。本報では、1つのフィルタ内で繊維配置が parallel から staggered へと空間的に変化する mixed モデルを提案し、staggered, mixed, parallel これら三つのフィルタモデルの性質を圧力損失、捕集効率、粒子の移動距離を示す traveling distance などを用いて比較した。

2. 数値計算法

本研究では、流体の支配方程式に非圧縮性の定式化を施した 2 次元格子 Boltzmann 法を用いた。粒子の運動方程式は Newton の第二法則を 2 次精度 Runge-Kutta 法で離散化した。流体中にある粒子などの物体の表現手法では、格子 Boltzmann 法で用いられる等間隔直交格子においても任意形状物体を表現可能な仮想流束法^{(11),(12)}を適用した。さらに、物体衝突計算には DEM (Discrete Element Method)⁽⁴⁾を用いた。DEM は物体の体積を考慮してすべての物体の運動を追跡する手法であるため、two-way coupling 手法と相性が良い計算手法である。これら手法を用いて粒子-粒子間、粒子-繊維間、粒子-流体間それぞれの相互作用力を全て考慮した計算を行うことができる。相互作用力を考慮しなければならぬため計算コストは高いが、繊維径と粒子径が近い条件においては粒子追跡法のような one-way coupling 手法よりも正確な固気二相の挙動を表現できるものであると考えられる。

2. 1. 正規化格子 Boltzmann 法^{(8),(9)}

正規化格子 Boltzmann 法は、格子 Boltzmann の長所であるアルゴリズムの単純さを保ちつつ、メモリ使用量を大幅に削減できる手法である。本研究では、非圧縮性流体における圧縮性の誤差低減のために、正規化格子 Boltzmann 法に非圧縮性の定式化⁽¹⁰⁾を適用する。なお、格子 Boltzmann 法の数値離散化モデルには 2 次元解析において最も一般的な 9 速度モデルを採用した。

非圧縮性の定式化を施した正規化格子 Boltzmann 法の時間発展方程式は次式で表される。

$$p_\alpha(t + \delta t, \mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta t) = p_\alpha^{eq}(t, \mathbf{x}) + \left(1 - \frac{\delta t}{\tau}\right) p_\alpha^1(t, \mathbf{x}) \quad (1)$$

ここで、 p_α は圧力分布関数、 p_α^{eq} は圧力平衡分布関数、 p_α^1 は圧力分布関数の非平衡部、 τ は緩和時間、 \mathbf{e}_α は離散速度ベクトル、 δt は時間刻み幅、 $\delta \mathbf{x}$ は空間刻み幅である。圧力平衡分布関数 p_α^{eq} は、Maxwell の平衡分布関数より次式で表される。

$$p_\alpha^{eq} = w_\alpha \left[p + \rho_0 \left\{ \mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u} + \frac{(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^2} - \frac{u^2}{2} \right\} \right] \quad (2)$$

ここで、 p は圧力、 ρ_0 は基準密度、 c_s は音速である。また、 w_α は重み係数である。圧力分布関数の非平衡部の近似値 p_α^1 は、次式で表される。

$$p_\alpha^1 = \frac{w_\alpha}{2} \left(\frac{e_{\alpha i} e_{\alpha j}}{c_s^2} - \delta_{ij} \right) \Pi_{ij}^{neq} \quad (3)$$

ここで、 Π_{ij}^{neq} は応力テンソルの非平衡部であり、 δ_{ij} は Kronecker delta である。物理量である圧力 p 、速度 \mathbf{u} 、応力テンソルの非平衡部 Π_{ij}^{neq} はそれぞれ次式で表される。

$$p = \sum_\alpha p_\alpha \quad (4)$$

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\rho_0 c_s^2} \sum_\alpha \mathbf{e}_\alpha p_\alpha \quad (5)$$

$$\Pi_{ij}^{neq} = \sum_\alpha \frac{e_{\alpha i} e_{\alpha j}}{c_s^2} p_\alpha - p \delta_{ij} - \rho_0 u_i u_j \quad (6)$$

2. 2. 仮想流束法^{(11),(12)}

仮想流束法とは、デカルト格子で任意形状物体の周囲および内部の流動現象を計算する手法である。本研究で用いるデカルト格子は格子形成が単純で効率が良い一方で、曲線などの任意形状物体周りの流動現象の計算には境界適合格子などと比べて高い格子解像度が必要となる。仮想流束法では、物体境界面に圧力、速度、応力の境界条件を与えて仮想的な分布関数を用いることで物体近傍の圧力勾配を鋭く捉えることができる。さらに、通常の流れ場の計算コードに仮想流束の計算ルーチンを加えるだけで計算が完結するため、実装が簡潔であるという利点がある。

物体境界面上の任意の点である物体境界点には次式に示すように、圧力は法線方向勾配 0、速度は滑りなしの境界条件を与える。

$$\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_{\text{wall}} = 0 \quad (7)$$

$$\mathbf{u}_{\text{wall}} = \mathbf{u}_p + \boldsymbol{\omega}_p \times \mathbf{r} \quad (8)$$

ここで、 \mathbf{u}_{wall} は物体境界点の流体速度、 \mathbf{u}_p は物体の速度、 $\boldsymbol{\omega}_p$ は物体の角速度、 \mathbf{r} は物体の重心から物体境界点までのベクトル、 \mathbf{n} は物体境界点における面法線ベクトルである。

2. 3. Discrete Element Method⁽⁴⁾

DEM とは、土や粒状体などを連続体と仮定して扱うのではなく、個々の粒子の運動方程式を解くことによって粒状体全体の挙動特性をシミュレーションする手法である。本研究の 2 次元 DEM では個々の粒子を円のような簡単なモデルとして扱うことで計算コストを削減し、より多くの粒子を用いて解析を行えるようにした。また、個々の粒子は有限な体積をもつ物体と定義されるため粒子同士が衝突する現象が起きる。この衝突運動のモデル化には、運動量交換によって瞬時的に解く hard sphere モデルと、相互作用力を与えて有限の時間刻みを用いて時間発展的に解く soft sphere モデル (Fig. 1) があるが、本研究では soft sphere モデルを用いた。soft sphere モデルでは衝突の接触点で微小な変形 (貫入量 δ_n) を許容し、この変形量によって相互作用力を求める。この相互作用力にもいくつかのモデルが提案されており、その中でも衝突によるエネルギー散逸を表現でき、単純で完全に陽的に解くことのできる線形 Kelvin モデルを用いた。線形 Kelvin モデルは Fig. 2 に示すように変位量に比例して弾性力を生み出す線形バネと、速度に比例して抵抗力を生み出す線形ダンパによる複合モデルであり、物体にはこれらの力の和が相互作用力として働く。ただし、接線方向に関しては一定以上の力が作用した時に滑ることを許す摩擦スライダを導入することによって Coulomb 摩擦を表現するモデルを用いた。

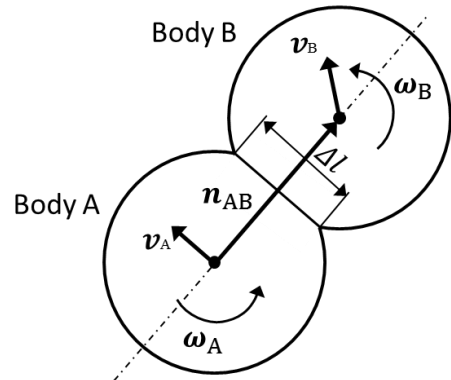


Fig. 1 Geometric layout of contact between objects on soft sphere model of DEM and physical quantity of the objects.

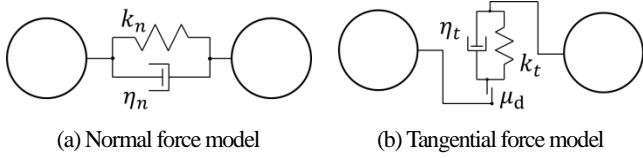


Fig. 2 Schematic of linear Kelvin model for interactive force between two objects; (a) normal force model; (b) tangential force model.

2. 4. 粒子に作用する外力

本研究では、空気中に分散する粒子は流体力と接触力が作用して受動的に運動する。また、接触力はさらに衝突力と付着力に分類される。この粒子の運動は Newton の第二法則に従い、並進運動と回転運動を考慮して次式で表される。

$$m_p \frac{d^2 \mathbf{x}_p}{dt^2} = \mathbf{F}_F + \mathbf{F}_C + \mathbf{F}_{AD} \quad (9)$$

$$I_p \frac{d^2 \theta_p}{dt^2} = N_H + N_C + N_R \quad (10)$$

ここで、左辺の m_p および I_p はそれぞれ粒子の質量と慣性モーメントであり、 \mathbf{x}_p および θ_p は粒子の位置ベクトルと回転角度を表す。右辺の \mathbf{F}_F , \mathbf{F}_C , \mathbf{F}_{AD} はそれぞれ流体力と衝突力、付着力を表し、 N_H , N_C , N_R はそれぞれ流体トルクと衝突トルク、転がり抵抗トルクを表す。なお、本研究では粒子は一様密度の剛体としているため質量および慣性モーメントは一定である。また、この運動方程式の離散化は 2 次精度 Runge-Kutta 法 (Heun 法) を用いた。

2. 4. 1. 流体力モデル

流体力 \mathbf{F}_F は、粒子表面の微小面積に働く圧力 p_W および粘性応力テンソル \mathbf{T}_W を表面全体で積分することで求められる。

$$\mathbf{F}_F = \int_{\partial\Omega} (-p_W \mathbf{I} + \mathbf{T}_W) n dA \quad (11)$$

ここで、 \mathbf{I} は単位行列、 dA は微小面積である。また、流体力によって生じるトルク N_F は、粒子表面上に働く粘性応力 $\boldsymbol{\tau}_{vis}$ と粒子重心から物体境界点までのベクトル \mathbf{r} との積を表面全体で積分することで求められる。

$$N_F = \int_{\partial\Omega} |\mathbf{r} \times \boldsymbol{\tau}_{vis}| dA \quad (12)$$

2. 4. 2. 衝突力モデル⁽⁴⁾

Fig. 1 に示すような直径 d_A , d_B , 位置座標 (x_A, y_A) , (x_B, y_B) の円モデル A と B が衝突している状態において、この衝突によって定義される貫入量 δ_n は次式で表される。

$$\delta_n = \sqrt{(x_A - x_B)^2 + (y_A - y_B)^2} - (r_A + r_B) \quad (13)$$

また、粒子 A の重心点から粒子 B の重心点へ向かう単位法線ベクトルを \mathbf{n}_{AB} とすると、法線方向に作用する力 $\mathbf{F}_{C,n}$ および接線方向に作用する力 $\mathbf{F}_{C,t}$ は以下の式で表される。

$$\mathbf{F}_{C,n} = -(k_n \delta_n + \eta_n \mathbf{u}_{AB} \cdot \mathbf{n}_{AB}) \mathbf{n}_{AB} \quad (14)$$

$$\mathbf{F}_{C,t}^* = -k_t \int_{T_0}^T \mathbf{u}_t dt - \eta_t \mathbf{u}_t \quad (13)$$

$$\mathbf{u}_t = \mathbf{n}_{AB} \times (\mathbf{u}_{AB} \times \mathbf{n}_{AB}) + \boldsymbol{\omega}_A \times (r'_A \mathbf{n}_{AB}) + \boldsymbol{\omega}_B \times (r_B \mathbf{n}_{AB}) \quad (14)$$

ここで添え字 A, B は物体を表し、添え字 n, t はそれぞれ接触面法線方向成分、接触面接線方向成分を表す。 \mathbf{n}_{AB} は物体 A, B の単位接触面法線ベクトル、 \mathbf{u}_{AB} は相対速度ベクトル、 $\boldsymbol{\omega}$ は物体の角速度ベクトル、 r' は物体の重心-接触点間距離、 k は合成ばね定数、 η は合成ダンパ定数、 T は現在時刻、 T_0 は衝突開始時刻である。そして摩擦力を考慮すれば接線方向力 $\mathbf{F}_{C,t}$ は、

$$\mathbf{F}_{C,t} = \begin{cases} \mu_d |\mathbf{F}_{C,n}| \frac{\mathbf{F}_{C,t}^*}{|\mathbf{F}_{C,t}^*|} & (|\mathbf{F}_{C,t}^*| > \mu_s |\mathbf{F}_{C,n}|) \\ \mathbf{F}_{C,t}^* & (\text{else}) \end{cases} \quad (15)$$

となる。 μ_s は静止摩擦係数、 μ_d は動摩擦係数である。ただし、摩擦係数は常に一定とした。

法線方向および接線方向の合成ばね定数は、直径 D , 厚さ D の円柱同士の衝突を長さ D , 幅 $\pi D/4$, 厚さ D の角柱に近似した時の Young 率とばね定数の関係から材料力学的に導出される。

$$k_n = \frac{\pi D}{4} \frac{E_A E_B}{E_A + E_B} \quad (15)$$

$$k_t = \frac{\pi D}{2} \frac{(1 + \nu_A) E_A (1 + \nu_B) E_B}{(1 + \nu_A) E_A + (1 + \nu_B) E_B} \quad (16)$$

また、本研究で用いた線形 Kelvin モデルは接触点での塑性変形を模擬的に表すモデルであり、次式のように単純な mass-spring-damper 系の運動方程式で表される。

$$\ddot{x} + 2\zeta\omega_0 \dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (17)$$

ここで、固有角振動数 ω_0 , 減衰比 ζ はばね定数, ダンパ定数, 質量または慣性モーメントにより求められる。これを解くことで衝突後の速度を求めることができ、反発係数が次式のように求められる。

$$e = \exp\left(-\frac{\pi\zeta\omega_{0,n}}{\omega_{d,n}}\right) \quad (18)$$

反発係数は外力 (付着力や流体力) が存在しないときには粒子衝突を直観的に理解するのに役立つパラメータであり、反発係数を与えることでダンパ定数を決定することした。

2. 4. 3. 付着力モデル

物体間の付着力 \mathbf{F}_{AD} は、van der Waals 力である London 分散力に起因する付着力の平行 2 円柱に対する Derjaguin 近似モデル⁽¹⁵⁾を用いて次式で表される。

$$F_{ad} = \frac{\sqrt{H_A H_B D}}{16z_0^{2.5}} \sqrt{\frac{2r_A r_B}{r_A + r_B}} \mathbf{n}_{AB} \quad (19)$$

ここで、 H は Hamaker 定数、 z_0 は物体表面間距離、 D は代表長さ、 r は物体半径である。

2. 4. 4. 転がり抵抗モデル

物体の転がり抵抗トルク T_R は Sakaguchi ら⁽¹⁴⁾ のモデルを用いて次式のように表される。

$$N_R = -\mu_R \frac{\Delta l}{2} |F_{C,n}| \frac{\omega_A}{|\omega_A|} \quad (20)$$

$$\Delta l = 2D \sqrt{\frac{2r_A r_B \delta_n}{r_A + r_B}} \quad (21)$$

ここで、 μ_R は転がり抵抗係数、 Δl は接触面積である。

3. 濾過シミュレーション

3. 1. 単一粒子単一繊維捕捉

3. 1. 1. 計算モデルおよび計算条件

計算コードの信頼性を確認および DEM パラメータを同定するため、繊維の近傍を流下する単一の粒子の運動挙動について他者の実験結果等との比較を行う。DEM は土質力学や地盤力学の分野でよく使われていることから土に関するパラメータはよく研究されている。しかし、エアフィルトレーションの分野ではエアロゾルの DEM パラメータは未解明な部分が多い。そこで、単一繊維効率のシミュレーションを行い、他者の実験および理論による結果と本研究手法による結果を合致させることで DEM および付着力のパラメータ同定を行う。本解析の評価指標として単一繊維効率である単一繊維衝突効率 η_{IR} および単一繊維捕捉効率 η_{ad} を用いる。Fig. 3 に単一繊維効率の概念図を示す。

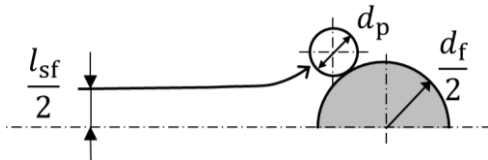


Fig. 3 Conceptual diagram of single fiber efficiency.

単一繊維効率 η_{sf} は直径 d_f の繊維に直径 d_p の粒子が衝突するとき、粒子が衝突もしくは付着する最大の y 方向位置を l_{sf}^{max} として、以下のように定義される。

$$\eta_{sf} = \frac{l_{sf}^{max}}{d_f + d_p} \quad (22)$$

単一繊維衝突効率では付着力を考慮せず、粒子が繊維に衝突したかどうかで効率が求まる。その一方で、単一繊維捕捉効率では付着力を考慮し、粒子が繊維に付着し、捕捉されたかどうかで効率が求まる。本解析ではこれら単一繊維効率を二分探索によって、 $O(10^{-2})$ までの値を算出した。比較対象として、Israel ら⁽¹⁵⁾ による単一繊維衝突効率 η_{IR} の実験式を次に示す。

$$\eta_{IR} = \left(1 + \frac{5}{4} Stk'^{-1} - \frac{14}{10^3} Stk'^{-2} + \frac{508}{10^7} Stk'^{-3} \right)^{-1} \quad (23)$$

$$Stk' = Stk - \frac{1}{8} \quad (24)$$

ただし、 Stk は Stokes 数であり、次式で表される。

$$Stk = \frac{C_c \rho_p d_p^2 U}{18 \rho_f \nu d_f} \quad (25)$$

$$C_c = 1 + 2.54 \frac{\lambda}{d_p} + 0.8 \frac{\lambda}{d_p} \exp\left(-0.55 \frac{d_p}{\lambda}\right) \quad (26)$$

ここで、 C_c は Cunningham の補正係数であり、 λ は気体分子の平均自由行程である。本研究では窒素の常温(20 °C)、常圧(1000 hPa)における平均自由行程 64 nm⁽¹⁶⁾ を用いた。また、Ptak ら⁽¹⁷⁾ による単一繊維捕捉効率 η_{ad} の理論式を次式に示す。

$$\eta_{ad} = \frac{190}{\left(\frac{18Stk^2}{R}\right)^{0.68} + 190} \eta_{IR} \quad (27)$$

ここで、 R は繊維径に対する粒径の比である。

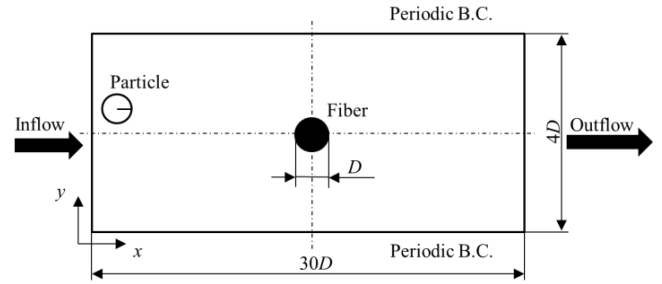


Fig. 4 Schematic of simulation model for analysis of single fiber efficiency.

Table 1 Computational condition for analysis of single fiber efficiency.

| | |
|---|---|
| Fiber diameter d_f [μm] (Characteristic Length D) | 50 |
| Inlet velocity U_{in} [m s^{-1}] (Characteristic Speed U) | 0.3 |
| Fluid density ρ_f [kg m^{-3}] (Characteristic density ρ) | 1.2 |
| Kinematic viscosity ν_f [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$] | 1.5×10^{-5} |
| Reynolds number Re [-] | 1 |
| Particle density ρ_p [kg m^{-3}] | 400, 600, 800, 1600 |
| Particle diameter d_p [μm] | 50 |
| Poisson ratio ν [-] | 0.3 |
| Young's modulus E [GPa] | 0.1 |
| Hamaker coefficient H [J] | (Fiber) 6.7×10^{-20} (Particle) 1.0×10^{-20} |
| Closest distance between objects z_0 [\AA] | 45 |
| Static friction coefficient μ_s [-] | 0.5 |
| Dynamic friction coefficient μ_d [-] | 0.5 |
| Coefficient of restitution e [-] | 0.04, 0.1, 0.15 |
| Rolling resistance coefficient μ_R [-] | 0.05 |

本解析に用いた計算モデルを Fig. 4 に、計算条件を Table 1 に示す。エアロゾルは花粉や砂塵、ばい煙など様々でその形状も様々であるため、本報では簡単のため円形状で近似する。Fig. 4 で粒子は白塗りの円で中心から円周へ線分があり、繊維は黒塗りの円で表現されている。繊維の直径 d_f を代表長さ D 、inflow からの一様流速 U_{in} を代表速度 U とする。繊維は流れ場に固定されており、流体力や衝突などによって変位は生じない。

本解析では主に反発係数 e をパラメータとして同定を行った。また、式(23), (27)より単一繊維付着効率は Stokes 数の関数となるため、粒子密度 ρ_p を 400, 800, 1600 kg/m³ ($Stk=18.6, 37.3, 74.6$) と変えることで Stokes 数の変化による単一繊維効率の変化も観察しながらパラメータ同定を行った。

3. 1. 2. 計算結果および考察

Fig. 5 に Stokes 数に対する単一繊維効率の結果を示す。単一繊維衝突効率は Stokes 数が小さいほど低くなる傾向が見られ、この傾向は Israel ら⁽¹⁵⁾の実験式と一致している。また格子解像度の影響を調べるため、代表長さあたりに 10 格子($D/\delta x = 10$)と 20 格子($D/\delta x = 20$)を比較すると変化率は 0.8% と小さかった。次にパラメータ同定の結果について考察する。反発係数は 0.045, 0.1, 0.15 の 3 通りで行っており、反発係数が小さいほど捕捉効率は高くなる傾向にあった。反発係数が小さいほど衝突時に失うエネルギーは大きく、そこに付着力が作用することで運動エネルギーが 0 の状態、つまり捕捉された状態になりやすいと考えられる。また、反発係数が 0.1, 0.15 のときは $\rho_p = 1600 \text{ kg/m}^3$ ($Stk = 74.6$) で捕捉効率が 0 に近づいているが、反発係数を 0.045 まで下げることで捕捉効率は向上し、 Stk 数の変化に対しても Ptak ら⁽¹⁷⁾の式の傾向と一致するようになった。そこで、本報では反発係数 $e = 0.045$ を採用した。

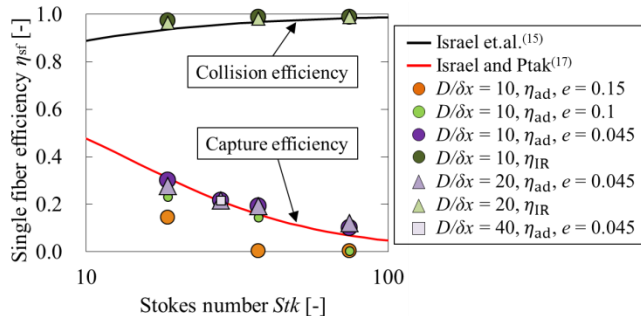


Fig. 5 Single fiber collision efficiency and single fiber capture efficiency as a function of stokes number for parameter identification and grid independence study.

また、Ptak ら⁽¹⁷⁾の式との一致から粒子密度は 400~1600 kg/m³ の範囲で適用可能と考え、 $\rho_p = 600 \text{ kg/m}^3$ とした。さらにこの $\rho_p = 600 \text{ kg/m}^3$ で格子解像度を $D/\delta x = 10, 20, 40$ と変えて単一繊維捕捉効率を調べたところ、二分探索の刻み幅 $O(10^{-2})$ の範囲を超える変化は見られなかったため、 $D/\delta x = 10$ を採用した。

3. 2. 多粒子多繊維流れ解析 (フィルタモデル解析)

3. 2. 1. 計算モデルおよび計算条件

前節によって求めた DEM パラメータおよび付着パラメータを用いて、フィルタモデルの解析を行う。フィルタモデルは Fig. 6 に示す 3 種類のモデルを用いた。すべてのフィルタモデルで x 方向、 y 方向の繊維間隔は等しく、厚さ方向に 8 列の繊維を配置した。ここで mixed モデルは繊維の y 方向位置を指数関数で与えることによってフィルタ入口付近では parallel モデル、出口付近では

staggered モデルへと連続的に変化するように工夫したものである。この指数関数の形状はフィルタ入口と出口のそれぞれの傾きによって与えるものとし、本解析では入口で 18°, 出口で 60° とした。また、計算条件を Table 2 に示す。

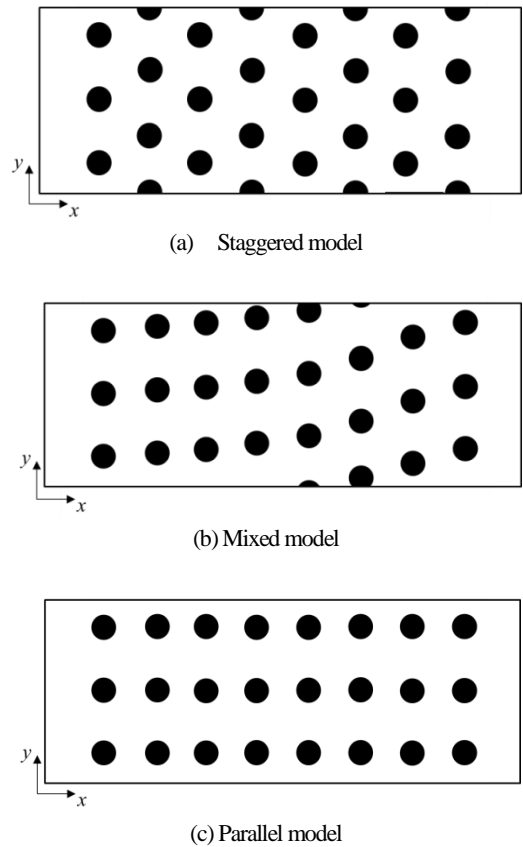


Fig. 6 Schematic of the filter models used in this study; (a) staggered model; (b) mixed model; (c) parallel model.

Table 2 Computational condition for analysis of filter model.

| | |
|--|----------------------|
| Fiber diameter d_f [μm] | 50 |
| (Characteristic Length D) | |
| Inlet velocity U_{in} [m s^{-1}] | 0.3 |
| (Characteristic Speed U) | |
| Fluid density ρ_f [kg m^{-3}] | 1.2 |
| (Characteristic density ρ) | |
| Kinematic viscosity ν_f [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$] | 1.5×10^{-5} |
| Reynolds number Re [-] | 1 |
| Particle density ρ_p [kg m^{-3}] | 200 |
| Particle diameter d_p [μm] | 50 |
| Packing fraction α [-] | 0.057 |
| Filter thickness [mm] | 1.39 |
| Number of particle [-] | 50 |

なお、このフィルタモデル解析では粒子を流下させる前にフィルタの流れ場のみを解き、定常状態に収束させてから粒子を流下させて濾過解析を行った。また、付着していないすべての粒子が流下し、流れ場が定常状態になったところで計算を終了させた。さらに、本解析では粒子初期位置を乱数を用いて定めているため、計算結果には粒子初期配置依存性がある。そのため、各フィルタモデルに対して粒子初期配置のみを変更した計算を 8 回行って平均をとることで依存性による影響を抑えた。

3. 2. 2. 計算結果および考察

各フィルタモデルの圧力損失、捕集効率を Fig. 7, 8 に示す。ここで初期圧力損失はフィルタに粒子を流下させる以前の圧力損失で、最終圧力損失は粒子がすべて流下し定常状態になったときの圧力損失である。Fig. 7 から staggered, mixed, parallel モデルの順で初期圧力損失および最終圧力損失が高くなっており、初期圧力損失では parallel モデルに対して staggered モデルは 13%, mixed モデルでは 5% 高く、最終圧力損失では staggered モデルは 30%, mixed モデルは 8% 高かった。parallel モデルでは先頭の繊維の風下側に繊維が並ぶことから、先頭の繊維が防風効果を発揮することでフィルタ全体に作用する抗力を低減させていると考えられる。その一方で staggered モデルは、先頭繊維同士の間際に次の繊維列が酒置されるため、繊維を何度も避けるような流れができる。そのため繊維近傍の速度勾配が大きくなることで抗力が増大し、圧力損失が高くなると考えられる。また、Fig. 8 に示すように捕集効率も staggered モデルが最も高くなっている。parallel モデルでは先頭の繊維間を通り抜けると、フィルタ出口まで直進して進めば繊維に衝突せず通り抜けられるが、staggered モデルでは粒子も流れと同様に繊維を避けようとするが避けきれずに衝突するため、捕集される機会が多くなり捕集効率が増大したものと考えられる。このような圧力損失と捕集効率の比例関係は Wang ら⁶⁾が示した結果と一致している。しかし、中間的なモデルである mixed モデルは parallel モデルと同程度の捕集効率しか得られなかった。mixed モデルではフィルタ繊維の y 方向位置を指数関数に従って徐々に変化させているため、粒子が指数関数の変化に追従して運動できれば、この mixed モデルは staggered モデルに比べて parallel モデルの性質が強く表れると考えられる。その結果、捕集効率が低くなったと考察される。

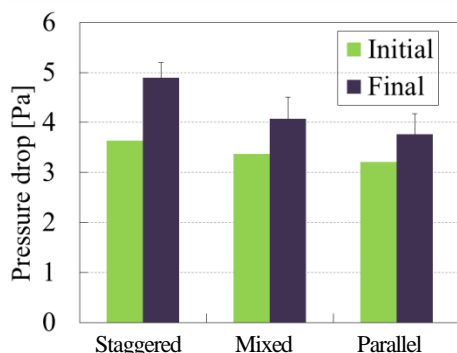


Fig. 7 Comparison of initial pressure drop and averaged final pressure drop among the three filter models.

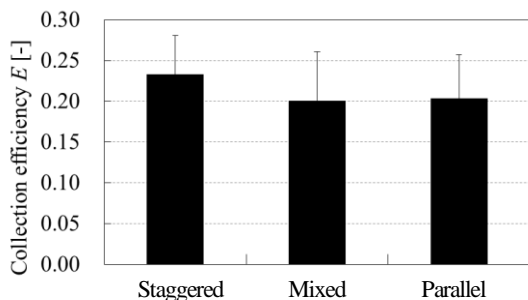


Fig. 8 Comparison of the averaged collection efficiency among the three filter models.

Fig. 9 に粒子透過率の x 方向分布を示す。x 座標の原点はフィルタの流入面とし、繊維列ごとに透過量を調べているため、データ点の x 方向位置は 8 列ある繊維列の x 方向中心位置を表している。また、Fig. 9 中の実線は対数透過則¹⁸⁾による透過率を表している。これは単一繊維捕捉効率がフィルタ繊維すべてにおいて発揮されるという理想的な条件の下、フィルタ全体の捕集効率を予測する手法である。対数透過則における粒子透過率は次式で表される。

$$1 - E = \exp\left(-\frac{4}{\pi} \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{x}{d_f} \eta_{ad}\right) \quad (28)$$

ここで、E は捕集効率、 η_{ad} は 3.1. 単一粒子単一繊維捕捉で求めた単一繊維捕捉効率を用いている。Fig. 9 からすべてのモデルの透過率が対数透過式を上回っていることが認められる。本報の数値解析手法では粒子間や粒子-繊維間の相互作用が考慮されているため、粒子の挙動は複雑になり、対数透過式の条件を満たさなかったと考えられる。また、その相互作用によって粒子は捕捉された後も、別の粒子との衝突などによって離脱することなどもあるため、透過率が増加したものと考えられる。また、フィルタモデル間の比較では staggered モデルの $x = 1.0 \sim 1.3$ mm の範囲で他のモデルよりも 6% ほど透過率が低くフィルタの深い部分での捕集量が多いことが認められた。

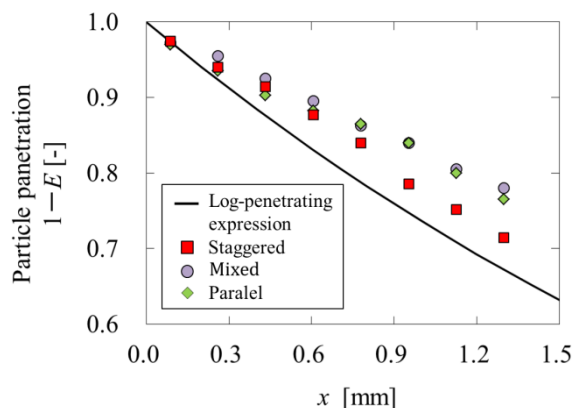


Fig. 9 Comparison of x-distribution of averaged particle penetration among log-penetrating expression solid line and the three filter models.

Fig. 10 に traveling distance を示す。Traveling distance とは粒子がフィルタ入口から出口に到達するまでに移動した距離を表している。ここでは捕捉された粒子、透過した粒子それぞれの粒子で平均をとり、フィルタの厚さを用いて正規化している。この結果、透過粒子では parallel モデルに対して staggered モデルが 10%, mixed モデルが 7% だけ高い値を示した。staggered モデルでは parallel モデルに比べて、粒子が繊維を何度も避ける必要があるため、traveling distance が長くなったと考えられる。その一方で、捕集された粒子に関しては parallel モデルに対して staggered モデルが 5%, mixed モデルが 8% だけ高い値を示し、mixed モデルが最も高い結果となった。この結果と Fig. 9 の結果から mixed モデルでは他のフィルタモデルより深い位置で粒子を捕集している割合が高いと考えられる。フィルタの浅い位置で捕集数が多いフィルタは目詰まりしやすいが、フィルタの深い位置で捕集数が多いフィルタは目詰まりしてもフィルタ全体で粒子を捕集することが可能なため、フィルタの寿命が長く、効率のよいフィルタであるといえる。

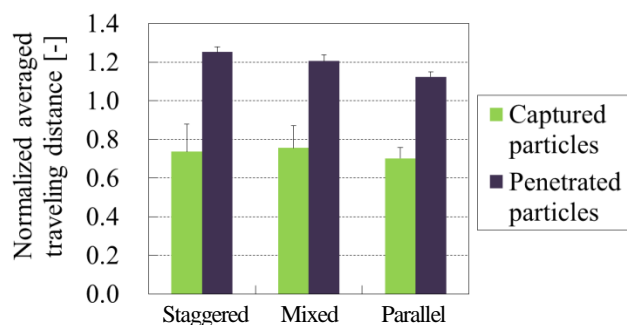


Fig. 10 Comparison of the normalized averaged traveling distance among the three filter models.

Fig. 11 に捕集された粒子 1 つあたりによる圧力損失の増加量を示す。staggered, mixed モデルは parallel モデルに対してそれぞれ 2 倍, 1.3 倍となった。このことから, parallel モデルは粒子をより負荷の少ない方法で捕集できるフィルタ構造であると認められる。これは, staggered モデルでは Fig. 12 のように捕集された粒子によって x 方向に並ぶ繊維間の空気が流れる面積が狭まることで流体抵抗が増大するが, parallel モデルでは Fig. 13 のように x 方向に並ぶ繊維の間に粒子が捕えられても空気の流れをそれほど阻害しないため流体抵抗は staggered に比べて低減されたと考えられる。

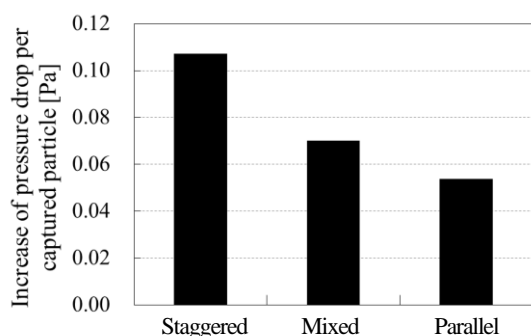


Fig. 11 Comparison of averaged increase of pressure drop per captured particle among the three filter models.

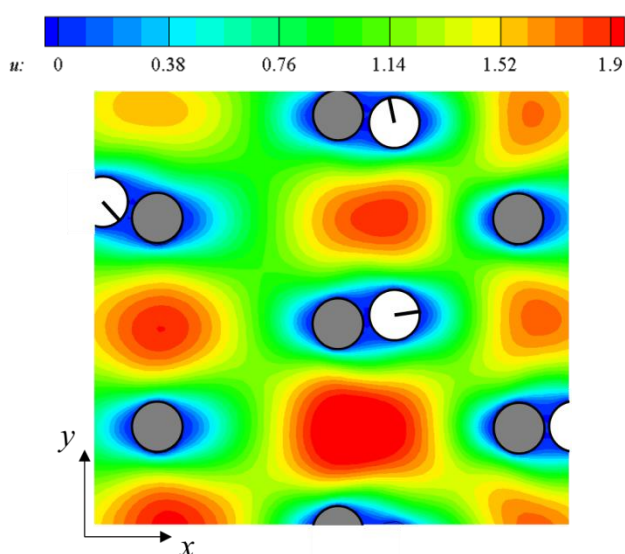


Fig. 12 Nondimensional x -direction velocity contour of the staggered model. Black circles represent fibers and white circles represent particles.

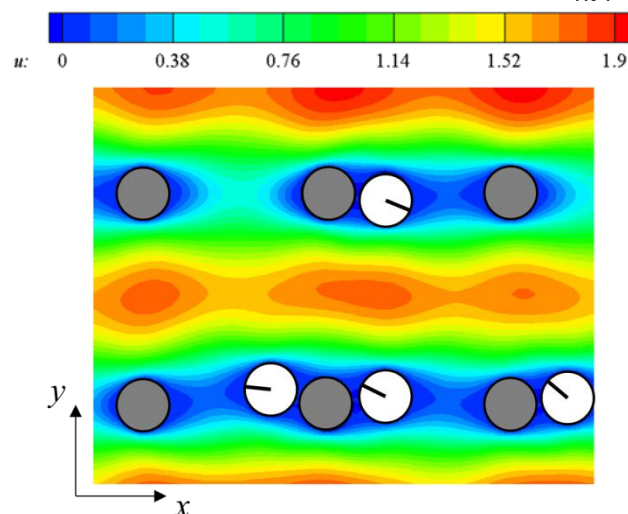


Fig. 13 Nondimensional x -direction velocity contour of the parallel model. Black circles represent fibers and white circles represent particles.

4. 結言

LB-DEM カップリングの数値計算手法を用いて単一粒子単一繊維解析および staggered, mixed, parallel モデルの 3 種類のフィルタモデルによる濾過解析を行った。本報の結果による結論を以下に示す。

- (1) 3 種のフィルタモデルの圧力損失および捕集効率の比較により, 捕集効率の高いフィルタモデルは初期圧力損失も高くなるトレードオフの傾向が確認された。
- (2) Traveling distance の比較により, mixed モデルはフィルタ前方で捕集する粒子が少なく, フィルタの寿命が長いモデルである可能性を示した。
- (3) Parallel モデルの粒子捕集効率は staggered モデルに比べて劣るが, 捕集された粒子 1 つあたりによる圧力損失の増加量では staggered モデルに比べて 0.5 倍と低く, 効率的な捕集形態をとることが確認された。

今後の研究として, mixed モデルのパラメータである流入角度と流出角度を変化させることで, mixed モデルの性質が Parallel モデルと staggered モデルの性質をどのように受け継ぐか調査を行う予定である。

参考文献

- (1) Pope, C.A., Dockery, D.W., “Health effects of fine particulate air pollution: lines that connect”, J. Air Waste Manage Association, 56 (2006), pp. 709-742.
- (2) 木村, 井伊谷, “ガラス繊維充填層フィルタにおける単一繊維の捕集効率について”, 化学工学論文集, 29 (1965), pp. 538-546.
- (3) Yanagi, U., “Evaluation of the filtration efficiency to airborne microbes by an air filter”, Indoor Environment, 10 (2007), pp. 23-32.
- (4) Sullivan, C., (鈴木 訳), “Particulate discrete element modelling a geomechanics perspective”, 森北出版株式会社, (2014), pp. 1-10, 56-76.
- (5) Mino, Y., Sakai, S. and Matsuyama, H., “Numerical simulation of filtration process of particle suspension using lattice Boltzmann method and discrete element method”, The Membrane Society of Japan, 43 (2018), pp. 286-291.

- (6) Wang, H., Zhao, H., Wang, K., He, Y. and Zheng, C., “Simulation of filtration process for multi-fiber filter using the lattice Boltzmann two phase flow model”, *Journal of Aerosol Science*, 66 (2013), pp. 164–178.
- (7) Li, W., Shen, S. and Li, H., “Study and optimization of the filtration performance of multi-fiber filter”, *Advanced Powder Technology*, 27 (2006), pp. 638–645.
- (8) Izuhama M., Fukui T., Morinishi K., “Application of regularized lattice Boltzmann method for incompressible flow simulation at high Reynolds number and flow with curved boundary”, *Journal of Fluid Science and Technology*, 6 (2011), pp. 812–822.
- (9) Morinishi K., Fukui T., “Parallel computation of turbulent flows using moment base lattice Boltzmann method”, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 30 (2016), pp. 363–369.
- (10) He, X., Luo, L.S., “Lattice Boltzmann model for the incompressible Navier-Stokes equation” , *Journal of Statistical Physics*, 88 (1997), pp. 927–944.
- (11) Tanno I., Morinishi K., Matsuno K. and Nishida H., “Validation of virtual flux method for forced convection flow”, *The Japan Society of Mechanics Engineers International Journal, Series B, Fluids and Thermal Engineering*, 49 (2006), pp. 1141–1148.
- (12) Morinishi K., Fukui T., “An eulerian approach for fluid-structure interaction problems”, *Computers & Fluids*, 65 (2012), pp. 92–98.
- (13) Israelachvili, J.N., (大倉広行 訳), “Intermolecular and Surface Forces 3rd edition”, 朝倉書店, (2013), p 212.
- (14) Sakaguchi, H., Ozaki, E. and Igarashi, I., “Plugging of the flow of granular materials during the discharge from a silo”, *International Journal of Modern Physics, B7* (1993), pp. 1949–1963 .
- (15) Israel, R., Rosner, D.E., “Use of a generalized Stokes number to determine the aerodynamic capture efficiency of non-Stokesian particle from a compressible gas flow”, *Aerosol Science and Technology*, 2 (1982), pp. 45–51.
- (16) Chang, R., (岩澤, 北川, 濱口 訳), “化学・生命科学系のための物理化学”, 東京化学同人, (2003), pp.31-33.
- (17) Ptak, T., Jaroszczyk T., “Theoretical-experimental aerosol filtration model for fibrous filters at intermediate Reynolds Numbers”, In *Proceedings 5th World Filtration Congress*, (1990), pp. 566–572.
- (18) Otani, Y., Bao, L., Nmaiki, N., Hosaka, M. and Emi, H., “Influence of internal structure of fibrous filter on collection performance at low Peclet number”, *化学工学論文集*, 25 (1998), pp. 775–778.