

吸水性粒子の間隙における 自由液面流れの数値解析手法

永野 浩大¹・鳥生 大祐²・牛島 省³

¹非会員 工修 日鉄ソリューションズ (〒 105-0001 東京都港区虎ノ門一丁目 17 番 1 号)

²正会員 博士 (工) 京都大学 学術情報メディアセンター (〒 606-8501 京都府京都市左京区吉田本町)
E-mail: toriu.daisuke.8v@kyoto-u.ac.jp (Corresponding Author)

³正会員 工博 京都大学 学術情報メディアセンター (〒 606-8501 京都府京都市左京区吉田本町)
E-mail: ushijima.satoru.3c@kyoto-u.ac.jp

本研究では、水を吸収すると膨張する吸水性粒子の間隙に浸入する自由液面流れを有限体積法により計算する手法を提案する。吸水性粒子の膨張により、水に接する粒子の固体領域が広がり、その影響を粒子表面の流速と圧力の境界条件として考慮する。この計算手法を用いて非吸水性粒子間隙の lock-exchange 問題や単一の吸水性粒子の膨張問題を計算し、高密度流体側のフロント位置や水の体積保存性について基本的な検証を行った。さらに、複数の吸水性粒子間隙に浸入する dam-break 流れに対する数値実験を行った。その結果、粒子間隙におけるフローパターンは粒子の膨張に大きく影響を受けること、また粒子の吸水速度が大きくなりすぎると粒子間隙へのフロントの進行が阻害され、領域全体の粒子吸水量が低減する可能性があることを示した。

Key Words: *absorbent particle, porous media, free-surface flow, seepage flow, finite volume method*

1. 緒言

吸水性粒子とは、水を吸収し、それに伴い体積が膨張する粒子である。代表的な吸水性粒子の例に SAP (superabsorbent polymer) 粒子があり、例えば紙おむつの吸水材¹⁾や、土壌の保水力を高める土壌保水材²⁾として使用されている。他にも、地盤掘削時の安定液としてゲル化させた SAP 粒子の適用性が検討されている³⁾。吸水性粒子に関する数値解析的な検討としては、粒子間隙が水で満たされた飽和状態を対象として、例えば吸水性粒子層を連続体として扱う巨視的な数値計算手法⁴⁾や、粒子一つ一つを個別要素法で扱う微視的な数値計算手法⁵⁾が提案されている。

上記のように、飽和状態の吸水性粒子層を対象とした数値計算例がある一方で、粒子層中に自由液面が存在するような不飽和な状態を対象とした数値解析的検討は少ない。しかし、実用上の問題では乾燥した吸水性粒子層に水が流入するような状況も多く、水と接した粒子が膨張し、粒径や間隙率が時間的、空間的に変化する条件下で粒子層内部の流れがどのような影響を受けるかを把握することは、吸水効率の向上を図る上で重要である。そこで本研究では、計算セルを吸水性粒子よりも十分小さく設定し、複数の吸水性粒子間における自由液面流れを有限体積法に基づいて計算する手法を新たに提案する。また、提案手法を用いて数値実験を行い、手法の適用性について検討を行う。

SAP 粒子の吸水は、粒子内部のイオン濃度と粒子表面に接する液体のイオン濃度の差によって駆動される^{1),6)}。粒子の最大吸水量については、例えば SAP を構成する高分子の構造を考慮し、Flory によって理論的に定式化されている⁶⁾。また、単位時間当たりに SAP 粒子が吸収する水の質量についても研究が行われており、Sweijienらは、粒子表面に接する水が粒子内部に拡散すると仮定してモデル化している⁵⁾。しかし、本研究では、膨張による粒径の変化が流れに与える影響に着目するため、粒子の吸水に関する詳細なメカニズムは考慮に入れず、Sunitha らが SAP 粒子を使った実験結果との比較に用いた近似式⁷⁾を元にして、単位時間当たりの吸水量を推定する。また、得られた吸水量より粒子表面の吸水、膨張速度を算出し、これを粒子表面における流速の境界条件として流体計算を行う。

数値実験では、まず、吸水性がない粒子から構成される多孔質体中での lock-exchange 流れを計算し、流体のフロント位置を既往の計算結果⁸⁾と比較する。次に、提案手法を用いて、単一の吸水性粒子が水に完全に浸っている場合と、空気に接する表面が存在する場合の 2 ケースの計算を行い、得られた吸水量を理論解と比較する。最後に、複数の吸水性粒子から構成される多孔質体へ浸透する dam-break 流れを計算する。本数値実験では、粒子の吸水速度を変えた 4 ケースの計算を行い、粒子の吸水速度が粒子間隙の流況や粒子層全体での吸水量に与える影響を考察する。

2. 数値解析手法の概要

(1) 気液相の基礎方程式と固相の扱い

本研究では、**図-1**に示されるように、気体および液体の流動を空間に固定されたオイラー格子上で計算するために、各計算セルにおける液相の体積割合 C ($0 \leq C \leq 1$) を用いて相平均された気液相に対する以下の基礎方程式⁹⁾を用いる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3)$$

ここで、 t は時間、 x_i は直交座標成分、 f_i は外力の x_i 成分である。また、 ρ 、 p 、 μ はそれぞれ気液相の体積平均密度、圧力および粘性係数、 u_i は気液相の質量平均速度であり、例えば ρ および u_i は C を用いて以下のように表される。

$$\rho = (1 - C)\rho_g + C\rho_l \quad (4)$$

$$u_i = \frac{(1 - C)\rho_g u_{i,g} + C\rho_l u_{i,l}}{\rho} \quad (5)$$

ここで、下添字の g と l は気相と液相を表す。なお、式(4)を式(1)に代入して式(2)を用いることで、以下に示される C の保存形の移流方程式が得られる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(Cu_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (6)$$

本研究の流体計算では、式(1)の代わりに式(6)を基礎方程式として用いることとし、式(6)から計算された C より各流体計算セルで ρ や μ を更新する。

図-1に示されるように、本研究では計算領域内に配置された固体は複数の固体セル(矩形)により表現される。この固体セルで流体計算は行われず、固体セル境界に流速や圧力の境界条件が与えられる。なお、本

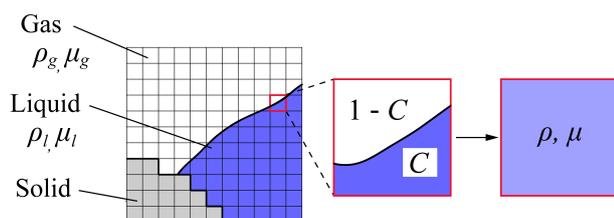


図-1 固気液多相場と計算セルの配置 (ρ 、 μ の下添字 g 、 l はそれぞれ気相、液相を表す)

研究では解法の基本的な特性に着目するため、計算領域は2次元、吸水性粒子の形状は円形で等方的に膨張すると仮定し、粒子の濡れ性は考慮しない。また、粒子の重心座標は空間に固定されているとし、膨張による粒子同士の接触や流れによる粒子の移動は考慮しない。

(2) 計算手順の概要

本研究で提案する手法の計算手順を**図-2**に示す。粒子の吸水・膨張計算段階(**図-2**の青枠)では、まず、吸水性粒子の粒径から計算領域内に固体セルを配置し、Sunithaら⁷⁾の式に基づいて各粒子の吸水量を推定して、粒子の吸水速度 v_{abs} および膨張速度 v_{swell} を計算する。吸水・膨張計算後の流体計算段階(**図-2**の赤枠)において、粒子は非圧縮性の固体として扱われ、粒子の吸水や膨張が流れに与える影響は粒子表面における法線方向の流速の境界条件で表されるものとし、流体と接する固体セル境界のうち、空気に接する面には v_{swell} 、水に接する面には v_{abs} をそれぞれ法線方向の流速として設定する。なお、接線方向の流速は0とし、 v_{swell} および v_{abs} は設定される各粒子の表面上で一様と仮定する。上記、粒子の配置、粒子の吸水量の推定、粒子表面の境界条件の設定については次節で詳細を述べる。

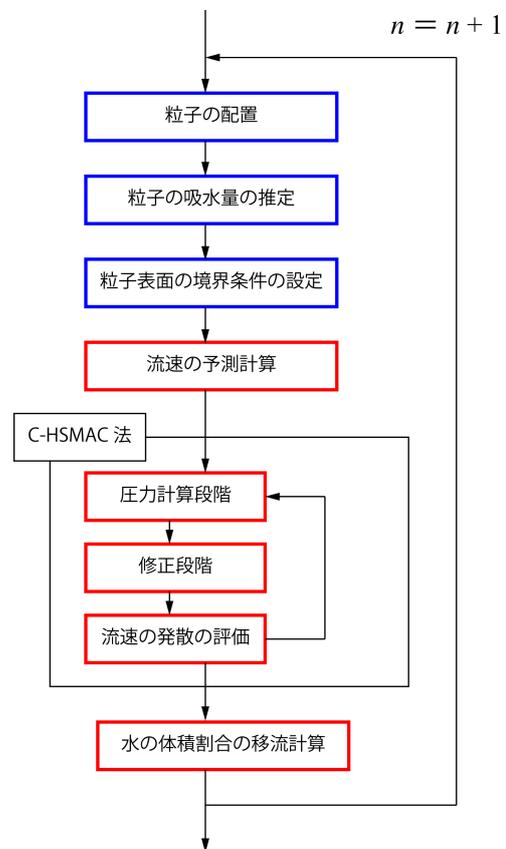


図-2 計算手順の概略図 (青枠は粒子の吸水・膨張計算段階、赤枠は流体計算段階、 n は時間ステップ数を表す)

流体計算段階では、まず、コロケート格子上で基礎方程式 (2), (3) を有限体積法に基づいて離散化し、非圧縮性流体の解法である MAC 系解法⁹⁾ を用いて流速および圧力を計算する。なお、圧力計算には、内部反復により流速の発散が制御可能な C-HSMAC 法¹⁰⁾ を用いる。次に、得られた流速を用いて水の体積割合 C の移流計算を行う。なお、3.(1) 節で示す数値実験では、式 (6) を有限体積法に基づき離散化し、3 次精度の TVD スキーム¹¹⁾ で移流項を計算した。一方、3.(2), 3.(3) 節の数値実験では、 C の移流計算に THINC/WLIC 法¹²⁾ を利用し、以下の方向分離された離散化式から次ステップの C を計算した。

$$C^* = C^n - \Delta t \left\{ \frac{\partial(C^n u_1^{n+1})}{\partial x_1} - C^n \frac{\partial u_1^{n+1}}{\partial x_1} \right\} \quad (7)$$

$$C^{n+1} = C^* - \Delta t \left\{ \frac{\partial(C^* u_2^{n+1})}{\partial x_2} - C^n \frac{\partial u_2^{n+1}}{\partial x_2} \right\} \quad (8)$$

ここで、上添字 n は時間ステップ、 Δt は計算の時間刻み幅を表す。上記の 2 式と、方向分離の順序を入れ替えた 2 式を時間ステップ毎に交互に解くことで C の移流計算を行った。

(3) 吸水・膨張の計算手法

2.(1) 節で述べたように、本研究では計算領域内に配置された固体は複数の固体セル (矩形) により表現される。具体的には、計算セルの中心座標が粒子の内部に入っている場合、その計算セルを固体セルとみなすこととした。図-3 に、設定される固体セルの概略を示す。

上記の方法で固体セルを設定した後、流体計算段階で境界条件として用いる固体セル境界上の流速を設定する。まずは、各吸水性粒子について単位時間あたりの吸水量を計算する。Sunitha ら⁷⁾ は、完全に水に浸かった SAP 粒子に対して、次の吸水量の近似式を示した。

$$\frac{m}{m_e} = 1 - e^{-kt} \quad (9)$$

$$m = \frac{M_w}{M_p} = \frac{\rho_w V_w}{M_p} \quad (10)$$

ここで、 ρ_w は水の密度、 V_w と M_w は吸収された水の

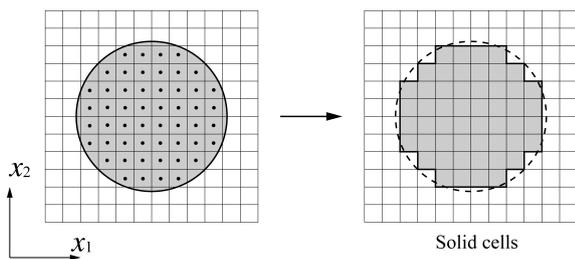


図-3 粒子と固体セルの配置

体積および質量、 M_p は吸水前の粒子の質量を表し、 m は M_w を M_p で正規化した値である。また、 m_e と k は吸水量と吸水速度に関するパラメータであり、これらの値が大きいほど粒子が吸収可能な水の総質量および粒子の吸水速度が大きくなる。なお、Sunitha ら⁷⁾ が例として示した SAP 粒子の k は、0.008 ~ 0.035 [1/min] である。式 (9) は粒子が完全に水に浸っている場合に成り立つ式であるため、本研究では粒子の表面積を S 、粒子表面のうち水に接する面積を S_w とし、 dm/dt が面積比 S_w/S を用いて以下のように表されると仮定する。

$$\frac{dm}{dt} = k(m_e - m) \frac{S_w}{S} \quad (11)$$

上記の式 (10) と式 (11) より、吸水による粒子の体積変化を計算できる。

次に、ある時刻における吸水性粒子の体積とそれまでに吸収した水の体積の比を α とし、以下の関係式を考える。

$$\pi(r^{n+1})^2 - \pi(r^n)^2 = \alpha(V_w^{n+1} - V_w^n) \quad (12)$$

ここで、 r は吸水性粒子の半径を表す。本研究では、 $\alpha = 1$ 、すなわち、吸水した水の体積と膨張によって増加した粒子の体積は同じと仮定し、式 (12) より r^{n+1} を計算して円形粒子の膨張速度 v_r ($\equiv dr/dt$) を求める。

先にも述べたように、本研究では粒子を矩形の固体セルで表現するため、図-4 に示すように、流体と接する固体セル境界の総面積 S_1 と実際の円形粒子の表面積 S_2 の間に差が生じる。例えば、図-4 に示した配置の場合、 S_2 は πd であるが、計算セルをどれほど細かく設定しても S_1 は $4d$ となる。そこで本研究では、先に計算された v_r に S_2 と S_1 の比 S_2/S_1 を乗じた速度 v_{swell} を計算し、この v_{swell} を空気に接する粒子表面における外向きを正とする法線方向の流速の境界条件として与える。これにより、図-5 に示すように、 r の更新によって粒子内部に取り込まれてしまう空気 (図-5 の V_a) を粒子外へ押し出すことができる。

最後に、水に接する粒子表面で境界条件として与える流速 v_{abs} を考える。流体計算段階では、粒子の膨張

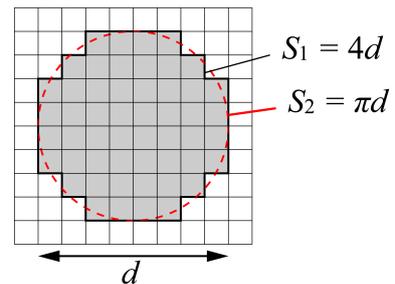


図-4 固体セルで表される粒子全体の表面積

や吸水は流速の境界条件として図-6のように考慮する。本研究では $\alpha = 1$ と仮定しているので、非圧縮条件より次の式が成り立つ。

$$v_{swell}S_a + v_{abs}S_w = 0 \quad (13)$$

ここで、空気に接する粒子表面の面積を S_a とした。式(13)に基づき、 v_{abs} は v_{swell} 、 S_a 、 S_w より計算される。

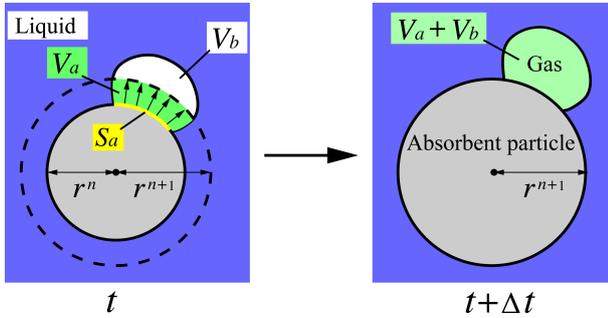


図-5 吸水性粒子周りにおける気相の取り扱い

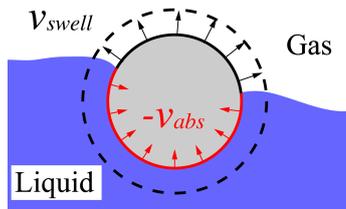


図-6 吸水性粒子表面における流速の境界条件

3. 数値実験結果と考察

(1) 非吸水性粒子間隙の lock-exchange 流れ

提案手法の適用性を検討するため、まずは計算領域内に吸水性がない ($k = 0$) 正方形固体を複数配置し、多孔質体中の lock-exchange 流れを計算して Ozan ら⁸⁾の計算結果と比較した。なお、Ozan らの計算では Dynamic Smagorinsky モデルを用いた Large Eddy Simulation を行っており、移流項には QUICK スキーム¹³⁾を用いている。また、本計算で扱う変数は全て無次元化されたものとする。計算領域の概略図を図-7に示す。計算領域の x_1 、 x_2 方向の長さはそれぞれ $12H$ 、 H で H は 1.0 とし、計算領域の境界には non-slip 条件として $u_1 = 0$ 、 $u_2 = 0$ 、 $\partial p / \partial x_1 = 0$ 、 $\partial p / \partial x_2 = -\rho g$ を与えた。ここで、 g は重力加速度を表し、 $g = 10.0$ とした。初期状態では、 $-6H \leq x_1 \leq 0$ の領域に密度が ρ_l 、粘性係数が μ_l の流体を、 $0 \leq x_1 \leq 6H$ の領域に密度が ρ_g 、粘性係数が μ_g の流体を満たし、 ρ_l 、 ρ_g 、 μ_l 、 μ_g の値は Ozan ら⁸⁾の条件と合わせて、それぞれ 1.001×10^3 、 1.000×10^3 、 0.6673×10^{-2} 、 0.6667×10^{-2} とした。

図-7に示すように、正方形固体は各方向に間隔 s で千鳥配置される。計算領域に占める固体領域の体積割合を ϕ_s とすると、正方形固体の一辺の長さを D とし、 $\phi_s = 2D^2/s^2$ となる。本計算では、Ozan ら⁸⁾の条件と同様に D を 0.032 とし、 ϕ_s を 0.0125、0.050、0.120 とした3ケースの計算を行った。また、それぞれの ϕ_s に対応する s の値は、0.4048、0.2024、0.1306である。なお、計算セル数は全てのケースで 2400×200 とした。

図-8に $t/t_0 = 5.0$ における、計算領域中央付近 ($-3.0 \leq x_1 \leq 3.0$) の計算結果を示す。ここで、 t_0 は $\sqrt{H\rho_l/g(\rho_l - \rho_g)}$ で表される基準時間である⁸⁾。図-8より、同時刻において ϕ_s の値が大きいほど、すなわち、 s の値が小さいほどフロントの速度が小さくなっていることが確認できる。これは、 ϕ_s の値が大きいほど計算領域中に正方形固体が密に配置され、流れが受ける抵抗が大きくなったためと考えられる。また、二相の界面を $C = 0.01$ と定義し⁸⁾、図-9に示すように、領域中央 ($x_1 = 0$) からフロントまでの距離を x_f で表す。乱流モデルの有無や移流スキームが異なることもあり、計算結果は完全には一致しないものの、本計算で得られたフロント位置の時間変化について、その傾向が Ozan ら⁸⁾の結果をよく再現していることを図-10より確認した。

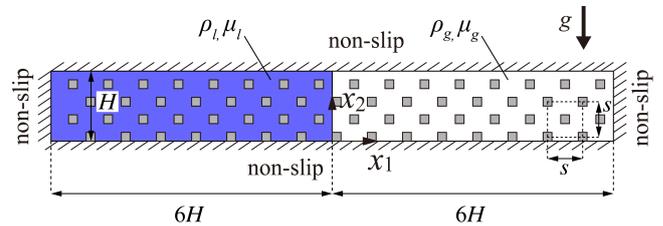


図-7 計算領域

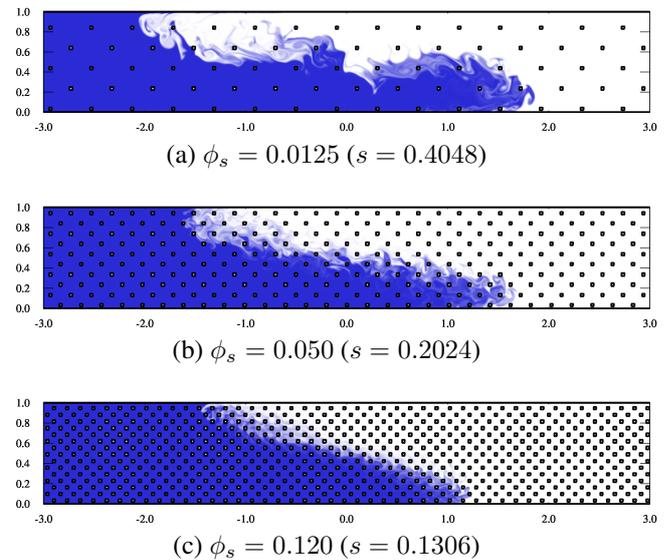


図-8 計算領域中央付近の流況 ($t/t_0 = 5.0$)

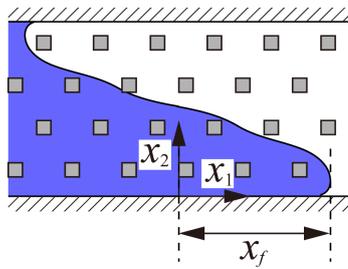


図-9 フロント位置の定義

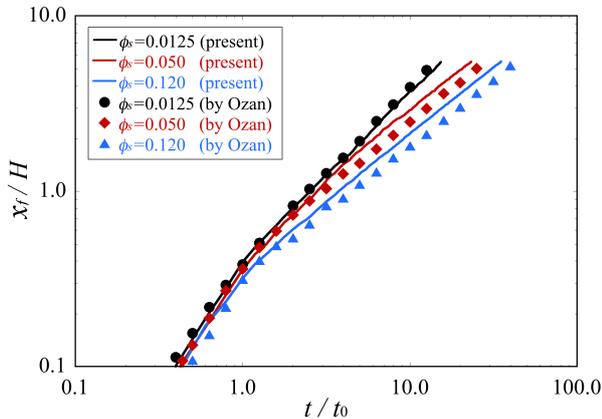


図-10 Ozan ら⁸⁾の計算結果と本計算で得られたフロントの位置の比較

(2) 単一の吸水性粒子に対する数値実験

図-11 に示すような計算領域を設定し、単一の吸水性粒子に対する数値実験を行った。計算領域は x_1 および x_2 方向の長さが $L = 0.1$ [m] の正方形領域で、各壁面には non-slip 条件として、 $u_1 = 0$, $u_2 = 0$, $\partial p / \partial x_1 = 0$, $\partial p / \partial x_2 = -\rho g$, を与える。初期状態では、領域内の高さ h までが水で満たされており、 $x_2 > h$ は空気で満たされている。本数値実験では、領域が完全に水に満たさ

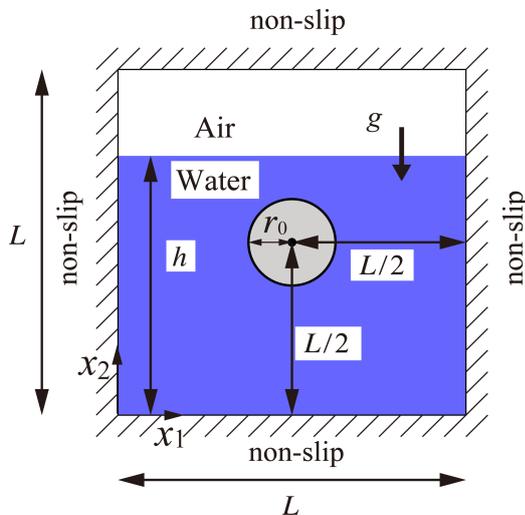


図-11 単一の吸水性粒子を含む計算領域の概略図

れた Case 1 ($h = L$) と、領域内に空気が存在する Case 2 ($h = 0.6L$) の 2 ケースについて計算を行った。なお、水の密度 ρ_w と粘性係数 μ_w の値はそれぞれ 1.00×10^3 [kg/m³], 8.54×10^{-4} [Pa · s] とし、空気の密度 ρ_a と粘性係数 μ_a の値はそれぞれ 1.18 [kg/m³], 1.86×10^{-5} [Pa · s] とした。吸水性粒子の中心座標は $x_1 = x_2 = L/2$ 、初期状態における半径は $r_0 = 5.0 \times 10^{-3}$ [m] とした。吸水前の粒子の質量 M_p は 7.83×10^{-2} [kg] とし、 m_e と k の値はそれぞれ 20.0 , 0.10 [1/s] とした。また、 x_2 方向の負の向きにかかる重力加速度 g の値は 9.81 [m/s²], 計算セル数は 100×100 とした。

図-12 と図-13 にそれぞれ Case 1 および Case 2 における $t = 0.0, 2.0, 10.0, 100.0$ [s] の計算結果を示す。図-12 では、完全に水に浸った粒子が周囲の水を吸収しながら膨張する様子が見られる。一方で、図-13 では、時間経過とともに水面の位置が下がり、 $t = 2.0$ [s] において粒子の表面が空気に接する様子が確認できる。

次に、図-14 に Case 1 および Case 2 で計算された m の時間変化と、完全に水に浸っている場合の理論解として式 (9) で計算された m の時間変化を示す。Case 1 については、式 (9) で与えられる曲線と一致する結果が得られた。一方で、Case 2 については、吸水過程で粒子の表面に空気が接する状態となるため、式 (9) で与えられる曲線よりも m の値が小さくなるが、十分時間が経過すると m は Case 1 と同じ m_e の値に収束することが確認された。

初期状態で計算領域内に存在した水の体積が粒子の吸水、膨張計算過程で保存されるかを確認するために、

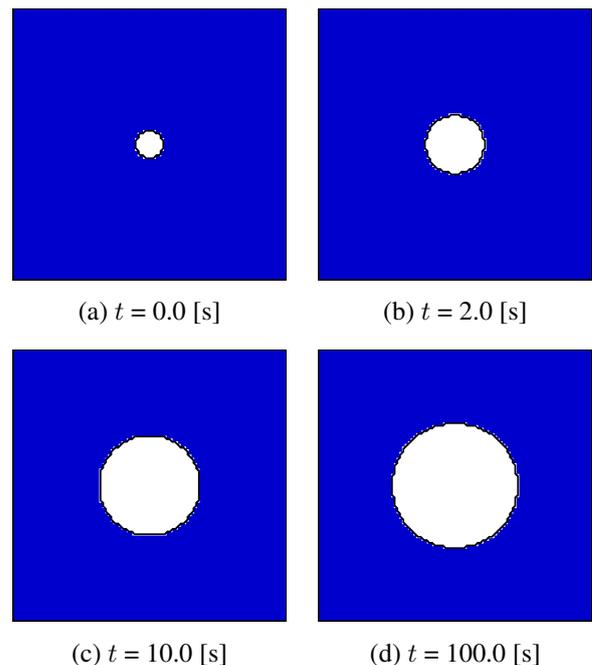


図-12 粒子が膨張する様子 (Case 1)

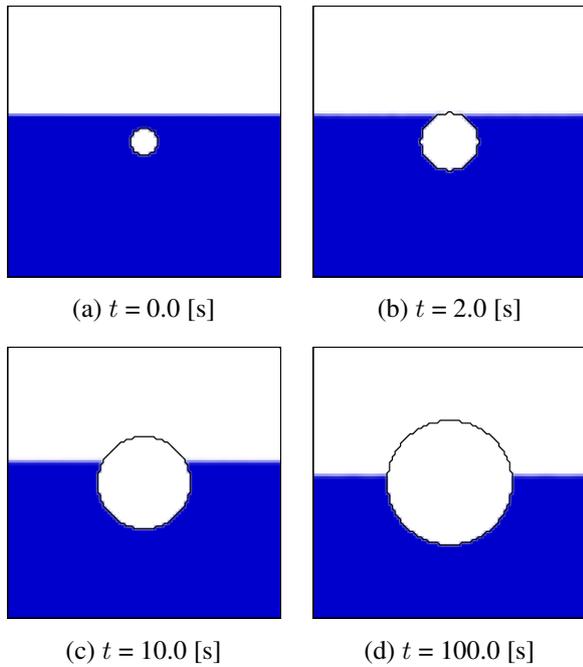


図-13 粒子が膨張する様子 (Case 2)

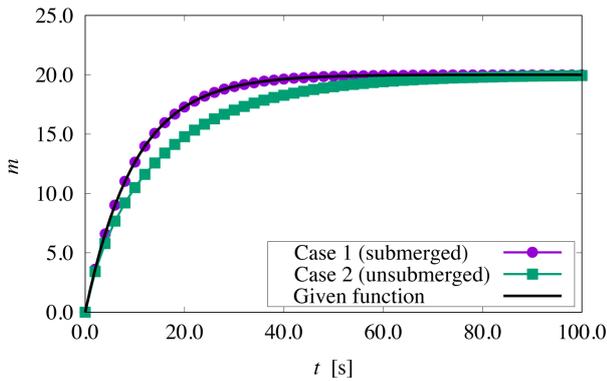


図-14 m の時間変化の比較

C_{err} を次の式で定義した.

$$C_{err} = \frac{(V_{out} + V_{in}) - (V_{out}^0 + V_{in}^0)}{V_{out}^0 + V_{in}^0} \quad (14)$$

ここで、 V_{out} はある時刻に計算領域中の固体以外の領域に存在する水の体積、 V_{in} はそれまでに粒子に吸収された水の体積を表す。なお、 V_{out} は、計算セルの体積 ΔV を用いて各流体セルで $C\Delta V$ を計算し、それを領域全体で足し合わせることで得られる。また、 V_{out}^0 、 V_{in}^0 はそれぞれ V_{out} 、 V_{in} の初期値であり、本数値実験において V_{in}^0 は 0 とした。図-15 に C_{err} の時間変化を示す。Case 1 については、 C_{err} の値は時刻によらずほぼ 0 となり、水の体積が保存されていることが確認された。一方で、Case 2 については C_{err} が負の値をとっており、最終的には約 -4.18×10^{-3} に収束していることから、 V_{out} と V_{in} の和がわずかに減少していることがわかる。

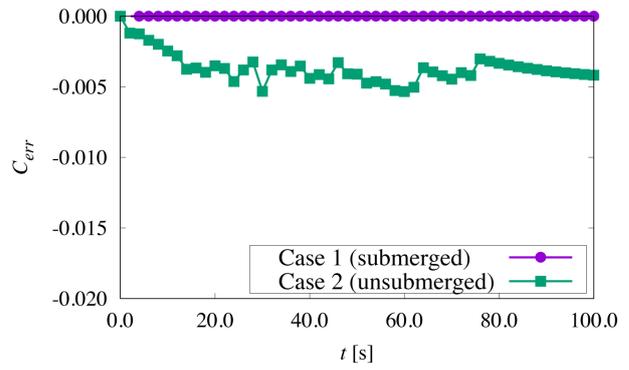


図-15 C_{err} の時間変化

これは、粒子を直交格子上で表現する際に矩形の固体セルを設定するため、粒子の膨張に伴い、粒子半径が計算セル幅に応じて階段状に増加していくことが原因の 1 つであると考えられる。なお、粒子が完全に水に浸かっている場合は r の更新によって粒子内部に取り込まれてしまう空気を押し出す操作 (v_{swell} の設定) が必要なく、粒子が膨張した分の水を吸収するだけの単純な操作のため、粒子の表現方法に関わらず Case 1 で示したように C_{err} は 0 となる。

(3) 吸水性粒子から構成される多孔質体中の dam-break 流れ

図-16 に示すような計算領域を設定し、吸水性粒子から構成される多孔質体に浸透する dam-break 流れを計算した。計算領域は x_1 方向の長さが $4l$ 、 x_2 方向の長さが l の矩形領域とし、 $l = 2.4 \times 10^{-3}$ [m] とした。なお、各壁面には non-slip 条件として、 $u_1 = 0$ 、 $u_2 = 0$ 、 $\partial p / \partial x_1 = 0$ 、 $\partial p / \partial x_2 = -\rho g$ を与えた。

初期状態では、図-16 に示すように、 $0 \leq x_1 \leq 2l$ かつ $0 \leq x_2 \leq 5l/6$ の領域で水が静止しており、それ以外の領域は空気で満たされている。なお、水の密度 ρ_w と粘性係数 μ_w の値はそれぞれ 1.00×10^3 [kg/m³]、 8.54×10^{-4} [Pa·s] とし、空気の密度 ρ_a と粘性係数 μ_a の値はそれぞれ 1.18 [kg/m³]、 1.86×10^{-5} [Pa·s] とした。また、 x_2 方向の負の向きに加わる重力加速度 g の値は 9.81 [m/s²] とした。吸水性粒子は $2l < x_1$ の領域

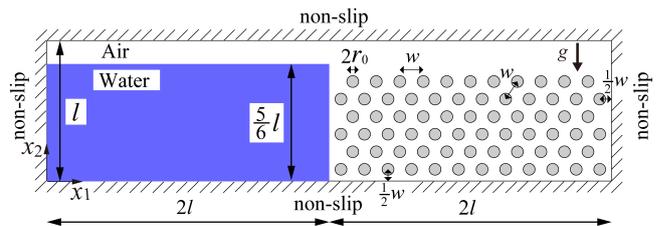


図-16 吸水性粒子層を含む計算領域の概略図

に図-16のように配置され、 w は 2.0×10^{-4} [m]である。初期状態における粒子の半径は $r_0 = 6.0 \times 10^{-5}$ [m]とし、吸水前の粒子の質量 M_p は 1.13×10^{-5} [kg]とした。なお、 m_e の値は7.0とし、吸水が十分に進行して粒径が最大となった場合でも粒子同士が接触しない条件とした。上記のような条件のもと、吸水速度に関するパラメータ k の値を10.0, 20.0, 40.0, 80.0 [1/s]と変化させて、4ケースの数値実験を行った。なお、計算セル数は全てのケースで 600×150 とした。

図-17から図-20に、計算領域の $2l \leq x_1 \leq 4l$ における C の分布と各粒子の吸水量として m/m_e の分布を示す。各図の C の分布を比較すると、 k の値が小さいほど、すぐに水が浸透し、同時刻での領域右端における水面の位置が高くなっていることが確認できる。これは、 k の値が大きいほど粒子の膨張速度が大きくなり、 $x_1 = 2l$ 付近で粒子間隙が急激に狭まることで水の流入が阻害された結果であると推察される。図-17と、図-20を比較すると、 $k = 10.0$ [1/s]の場合には水がある程度浸透するまで $x_1 = 2l$ 付近で粒子の吸水が継続しているのに対し、 $k = 80.0$ [1/s]の場合には水が粒子間隙に浸透し始めた直後に $x_1 = 2l$ 付近の粒子が十分量の水を吸収し、膨張を終えていることがわかる。

次に、 k を変化させた各ケースにおいて、吸水性粒子層全体で吸収された水の質量 m_{total} を比較した。なお、 m_{total} は全ての粒子の吸水量 m を足し合わせたものとして定義される。完全に水に浸っている場合の単一粒子

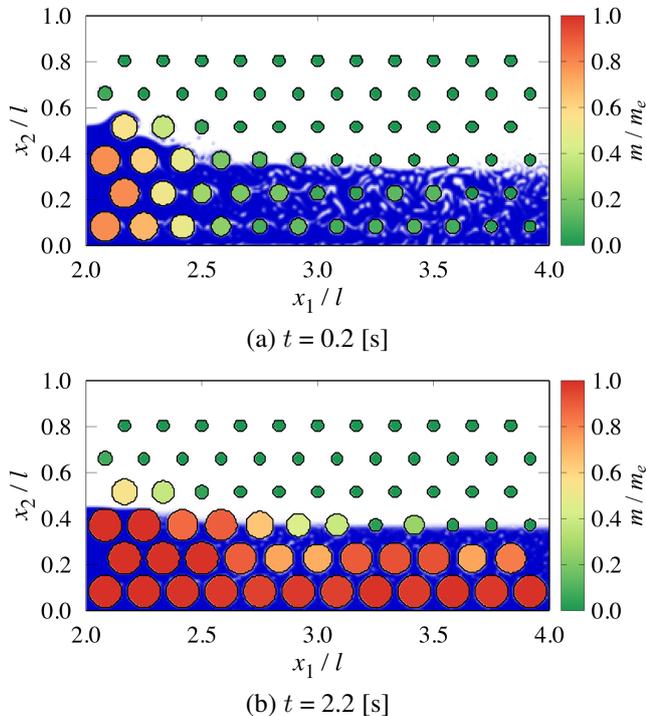


図-17 計算領域 ($2.0 \leq x_1/l \leq 4.0$) における C および m/m_e ($k = 10.0$ [1/s])

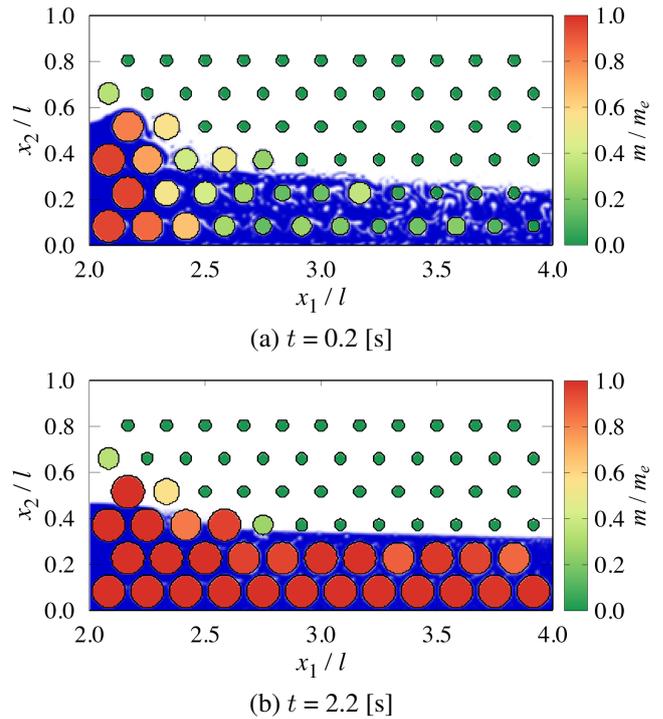


図-18 計算領域 ($2.0 \leq x_1/l \leq 4.0$) における C および m/m_e ($k = 20.0$ [1/s])

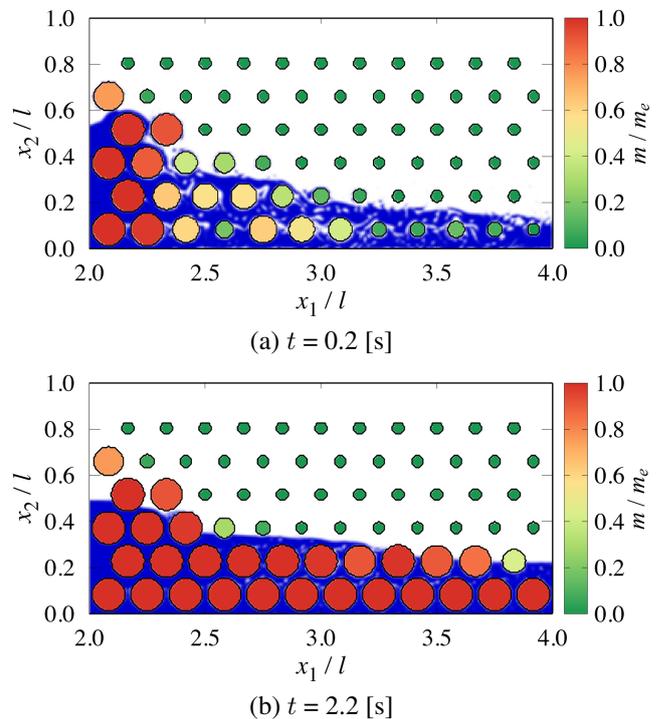


図-19 計算領域 ($2.0 \leq x_1/l \leq 4.0$) における C および m/m_e ($k = 40.0$ [1/s])

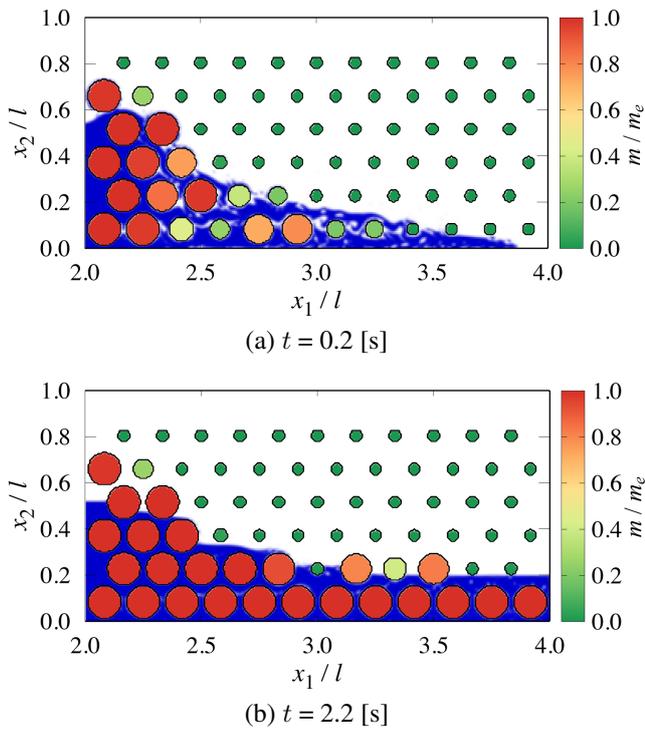


図-20 計算領域 ($2.0 \leq x_1/l \leq 4.0$) における C および m/m_e ($k = 80.0$ [1/s])

の m の時間変化の理論解を図-21 に、本数値実験で得られた m_{total} の時間変化を図-22 に示す。図-21 で示される単一粒子の結果については、 k の値が大きくなるにつれて同時刻における m の値も同様に大きくなることを確認できる。一方で、図-22 で示される粒子層全体での吸水量について、 t が 1.2 から 3.0 [s] では、 $k = 80.0$ [1/s] における m_{total} の値が $k = 10.0, 20.0, 40.0$ [1/s] における m_{total} の値を下回ることが確認された。なお、 $t = 3.0$ [s] 以降の計算を行えば、 $k = 80.0$ の m_{total} が他のケースを上回る可能性もあるが、時間が十分に経過した後の総吸水量よりも限られた時間内での吸水量の評価が重要な場合もあり、少なくとも本計算条件における 1.0 から 3.0 秒程度の時間スケールでは、吸水性粒子層全体としての吸水性能が $k = 80.0$ とした場合に最も低くなる結果となった。

先にも述べたように、 $k = 80$ [1/s] のケースでは粒子の膨張によって流入部付近で急激に流路が狭まり、他のケースに比べて粒子間隙へ水が浸入しづらくなる傾向がある。したがって、 $k = 80$ [1/s] のケースでは図-20 のように流入部付近で水が堰き止められて水と接する粒子の数が他のケースに比べて少なくなり、結果として 1.2 から 3.0 [s] では粒子層全体としての吸水量が減少したと考えられる。以上のように、本数値実験より、吸水性粒子層全体の吸水量は、粒子の吸水速度の違いによる、粒子間のフローパターンの変化に影響を受けることを確認した。

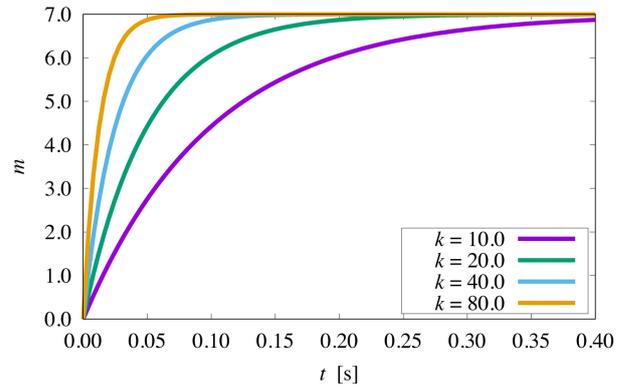


図-21 単一粒子が完全に水に浸っている場合の m の時間変化

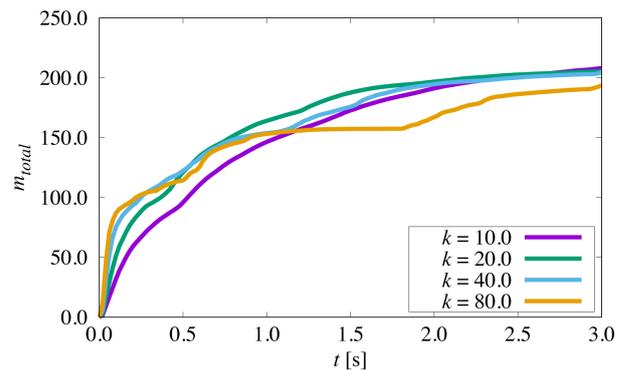


図-22 m_{total} の時間変化

4. 結言

本研究では、計算セルを吸水性粒子よりも十分小さく設定し、複数の吸水性粒子間における自由液面流れを有限体積法に基づいて計算する手法を新たに提案した。また、提案手法の適用性を検討するために3種類の数値実験を行い、計算結果に対する考察を行った。

まず、非吸水性粒子から構成される多孔質中での lock-exchange 流れを計算し、Ozan ら⁸⁾ の計算結果と比較した。その結果、高密度流体のフロント位置の時間変化について、本手法で得られた結果は Ozan らの計算結果とその傾向が概ね一致することを確認した。

次に、単一の吸水性粒子が吸水によって膨張する様子を数値計算により確認した。吸水性粒子が完全に水に浸っている場合には、吸収した水の質量の時間変化は理論解とよく一致し、水の体積も高精度に保存されることを確認した。また、吸水中に空気と接する表面が現れる吸水性粒子の計算では、水の体積保存に約 0.4% 程度の誤差が生じるものの、時間経過とともに水面が低下していく様子や、粒子が水面から露出することで、完全に水に浸かっている場合と比べて単位時間あたりの吸水量が減少するといった傾向が再現され、定性的にはあるが手法の適用性を確認した。

最後に、吸水性粒子層に浸透する dam-break 流れの計算を行なった。本計算では、粒子の吸水速度を変えて4ケースの計算を行い、それぞれの計算結果を比較した。計算結果の比較により、吸水性粒子層全体による吸水量は、粒子の吸水速度の違いによる、粒子間のフローパターンの変化に影響を受けること、また、粒子の吸水速度が大きくなりすぎると粒子間隙へのフロントの進行が阻害され、領域全体の粒子吸水量が低減する可能性があることを示した。

参考文献

- 1) 温品謙二：スーパーアブゾーベント, 有機合成化学協会誌, Vol. 38, pp. 546–554, 1980.
- 2) 高橋正通, 柴崎一樹, 仲摩栄一郎, 石塚森吉, 太田誠一：林業・緑化分野における高吸水性高分子樹脂の利用, 日本森林学会誌, Vol. 100, No. 6, pp. 229–236, 2018.
- 3) 浅野均, 下坂賢二, 赤木寛一, 近藤義正：高吸水性ポリマー材を利用した地盤掘削安定液の基本性状と場所打ち杭工法への適用, 土木学会論文集 F1(トンネル工学), Vol. 73, No. 2, pp. 71–87, 2017.
- 4) Diersch, H.-J. G., Clausnitzer, V., Myrnyy, V., Rosati, R., Schmidt, M., Beruda, H., Ehrnsperger, B. J. and Virgilio, R.: Modeling unsaturated flow in absorbent swelling porous media: part 2. numerical simulation, *Transport in Porous Media*, Vol. 86, No. 3, pp. 753–776, 2011.
- 5) Sweijien, T., Chareyre, B., Hassanizadeh, S. M. and Karadimitriou, N. K.: Grain-scale modelling of swelling granular materials; application to super absorbent polymers, *Powder Technology*, Vol. 318, pp. 411–422, 2017.
- 6) Flory, P. J.: *Principle of polymer chemistry*, Cornell University Press, 1953.
- 7) Sunitha, K., Sadhana, R., Mathew, D. and Nair, C. P. R.: Novel superabsorbent copolymers of partially neutralized methacrylic acid and acrylonitrile: synthesis, characterization and swelling characteristics, *Designed Monomers and Polymers*, Vol. 18, No. 6, pp. 512–523, 2015.
- 8) Ozan, A. Y., Constantinescu, G. and Hogg, A. J.: Lock-exchange gravity currents propagating in a channel containing an array of obstacles, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 765, pp. 544–575, 2015.
- 9) 牛島省, 山田修三, 藤岡奨, 禰津家久：3次元自由水面流れによる物体輸送の数値解法(3D MICS)の提案と適用性の検討, 土木学会論文集 B, Vol. 62, No. 1, pp. 100–110, 2006.
- 10) Ushijima, S., Nezu, I. and Sanjou, M.: Computational method for Navier-Stokes equations accompanied by free-surface deformation, *International Offshore and Polar Engineers*, pp. 233–239, 2002.
- 11) Harten, A.: On a class of high resolution total-variation-stable finite-difference schemes, *SIAM Journal*, Vol. 21, No. 1, pp. 1–12, 1984.
- 12) Yokoi, K.: Efficient implementation of THINC scheme: A simple and practical smoothed VOF algorithm, *Journal of Computational Physics*, Vol. 226, p. 1985–2002, 2007.
- 13) Leonard, B. P.: A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 19, pp. 59–98, 1979.

(Received June 24, 2020)
(Accepted November 19, 2020)

COMPUTATIONAL METHOD FOR FREE-SURFACE FLOWS BETWEEN MULTIPLE ABSORBENT PARTICLES

Kodai NAGANO, Daisuke TORIU and Satoru USHIJIMA

A computational method was proposed for the free-surface flows intruding between multiple absorbent particles on the basis of the finite volume method. In the proposed method, the solid area of the particle, which is in contact with water, expands due to the swelling of the absorbent particle. The influences of particle swelling and water absorption on flows are considered with velocity and pressure boundary conditions on the particle surfaces. The proposed method was first applied to the lock-exchange problem in porous media, which consist of multiple non-absorbent particles. Second, the swelling of a single absorbent particle was calculated with the present method in saturated and unsaturated conditions. The basic applicability of the proposed method was confirmed through the discussions about the front position of the heavy current in the first calculations as well as the volume conservation of water in the second investigations. In addition, the proposed method was applied to the dam-break flows in the porous media, which consist of multiple absorbent particles. As a result of the numerical experiments, it was demonstrated that the flow patterns intruding the porous media are largely affected by the swelling particles. In particular, it was found there is a possibility that the total amount of water absorption decreases due to the blocking of the flows by the swelling particles even in case the water absorption speed of the particles is sufficiently high.