

LBM と DEM の連成的解法による

多孔質岩中の流体流動に伴う微小粒子挙動解析

MICRO PARTICLES SIMULATION IN FLUID FLOW THROUGH THE POROUS ROCK BY COUPLING LBM AND DEM

三善孝之*・松岡俊文**・山田泰広***

Takayuki MIYOSHI, Toshifumi MATSUOKA, Yasuhiro YAMADA

Migration and sedimentation of micro particles through the porous rock strongly affect to hydraulic property. However, the behaviour of solid particles in fluid flow is not known well. To realize this issue, it is required to solve the both problem of fluid flow and dynamics behaviour of solid particles at the same time. We propose new simulation technique with coupling the lattice Boltzmann method (LBM) and the distinct element method (DEM). Using this approach, we evaluated the sedimentation process of the solid particles and flow of micro particles through the porous structure.

Key Word: lattice Boltzmann method, distinct element method, porous rock, sedimentation, grouting

1. 緒言

浸透率など水理学的特性を評価することは、土木分野、石油開発分野においても非常に重要である。多孔質岩石の浸透率評価では、連続体モデルを仮定して取り扱われることが多く、巨視的な流れの評価が中心となってきた。しかしながら、微小粒子の目詰まりや泥岩の膨潤など、微視的な構造変化が流れに影響を及ぼして浸透率が大きく変化することもある。我々はこれまで、微視的な構造変化による流体流動への影響評価に有効な格子ボルツマン法を用いて、フラクチャ内の浸透性の評価¹⁾および多孔質岩石内の浸透性評価²⁾の研究を行ってきたが、これらの研究は流体が流動している間の力学的要素が考慮されていない。また、続成作用に見られる圧密による孔隙率減少や、岩盤のせん断時に発生するダイラタンスー、または液状化現象などでは、岩石のひずみや粒子の再配列などが水理学的特性に非常に強い影響を及ぼすことが考えられるため、その詳細な検討が必要となる。さらに、多孔質岩石内を微小な粒子が流動するときには、その移動および堆積作用は、劇的に浸透率を減少させることがあるが、多孔質岩石中の粒子の微視的な挙動はいまだ解明されているとは言い難い。これらの問題を解析的に取り扱うためには、流体挙動解析と粒子移動に関する解析とを同時に行える新しいシミュレーション技術が必要である。本稿では、格子ボルツマン法と個別要素法を基礎として新しいシミュレーション手法について提案する。

2. 理論

本手法では、流体流動計算と固体移動計算を同時に行う必要があり、それぞれ、格子ボルツマン法(LBM)と個別要素法(DEM)を用いた。本節では、それぞれの基礎理論について述べる。

* 修士(工学) 京都大学大学院工学研究科

** 正会員 工学博士 京都大学大学院工学研究科

*** 工学博士 京都大学大学院工学研究科

(1) 格子ボルツマン法の理論

従来、流体流動計算には、連続体モデルに基づいた有限要素法や、有限差分法などが用いられてきた。これらの手法に対して、LBMは流体を仮想粒子の集合体であると近似して、粒子挙動を計算して流体流動を表す手法である。この粒子は密度の分布関数として表され、衝突・並進を時間ステップごとに繰り返すことにより空間的に広がっていく。また流体の巨視的変数である速度、密度、圧力は分布関数(微視的変数)から計算される。この分布関数は、流体の連続体としての性質を保持するように適切に設定される必要がある。格子形状や、衝突則としては多数のモデルが提案されているが、2次元の非圧縮性非熱流体として現在最もよく用いられるBGK近似による9速度モデルを採用した³⁾。

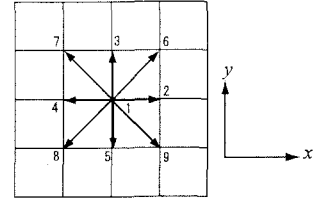


図-1 2D9V モデル。

a) 基礎方程式

2次元9速度モデルの基礎概念について述べる⁴⁾⁵⁾。まず最初に、2次元の解析領域を各方向一定の長さをもつ格子で離散化する。この格子上に仮想的な粒子が存在すると考え、存在する粒子の個数(通常粒子の個数は整数で数えるが、ここでは実数値をもつ関数で与えられる粒子密度を考える)を分布関数を用いて表現する。各格子点上の仮想粒子は、図-1に示すように、9種類の速度 $\mathbf{c}_i = \mathbf{0}$, $\mathbf{c}_i = [\cos(\pi(i-2)/2), \sin(\pi(i-2)/2)]$ ($i=2,3,4,5$) および $\mathbf{c}_i = [\cos(\pi(i-11)/2), \sin(\pi(i-11)/2)]$ ($i=6,7,8,9$) を持つ。

また、全ての粒子は計算時間ステップにおいては必ず格子点上に存在し、経路の途中にいる粒子はないものとする。これにより、ある時間 t における格子点 $\mathbf{x}$ 上で、9種類の速度各々に対する粒子密度は、分布関数 $f(\mathbf{x}, t)$ として与えられる。格子ボルツマン法ではこの分布関数の時間的な変化に注目して理論が展開される。

この手法は、4つのステージに分かれている。最初のステージは、衝突過程である。ある時刻 t に、ある格子点 $\mathbf{x}$ では、 i 方向の速度 $\mathbf{c}_i$ を持つ分布関数が、式1により定義される。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} \{f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)\} \quad (1)$$

ただし、 $\Delta \mathbf{x}$ は格子間隔、 Δt は時間間隔、 τ は単一緩和時間係数、 f^{eq} は局所平衡分布関数であり、巨視的速度 $\mathbf{u}$ および密度 ρ を用いて式2で定義される。ただし、 $E_1=4/9$, $E_i=1/9$ ($i=2, \dots, 5$), $E_i=1/36$ ($i=6, \dots, 9$) である。局所平衡分布関数とは、有限な空間内で平衡状態に達した粒子分布のことである。式1は、一回の衝突において全格子点の粒子分布が常に同じように $1/\tau$ の割合で非平衡量が減少し局所的に平衡状態に向って緩和することを表している。

$$f_i^{\text{eq}} = E_i \rho \left\{ 1 + 3(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{9}{2} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right\} \quad (2)$$

2番目のステージは並進過程である。タイムステップが1つ進むと、粒子速度 $\mathbf{c}_i$ に応じて、各粒子は、各9方向へ移動する。各方向へ移動する粒子分布は、各方向の分布関数 $f(\mathbf{x}, t)$ によって規定される。

3番目のステージは境界条件の適用であるが、次の節で詳細に述べる。最後のステージは、巨視化である。粒子の分布関数を用いて、巨視的変数である流体密度 ρ 、速度 $\mathbf{u}$ 、圧力 p が式3によって求められる。これらの4つのステージが繰り返されることにより、流体流動を求めることができる。

$$\rho = \sum_i f_i, \quad \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \sum_i f_i \mathbf{c}_i, \quad p = \frac{\rho}{3} \quad (3)$$

b) 境界条件

壁面上の格子点では、流体領域外からの並進が行われなため、9方向全ての分布関数が既知ではない。そこで、未知の分布関数を既知の分布関数から決定しなければならない。境界条件には種々あるが、今回

Inamuro らの手法を用いた⁶⁾。図-1 の下半分が壁面であるとき、 $c_y > 0$ の速度をもつ分布関数 f_3, f_6, f_7 は未知となる。この壁面上の流体速度が、壁面の移動速度と等しいとすることで、各分布関数が求められる。また、角となる格子点では、仮想的な反射面を想定し上記の境界条件を適用する。次に、計算領域への流入・流出の境界条件は周期境界条件を適用する。流入面と流出面との間の圧力差に従って、流出した粒子を流入面より流入させることでこの条件は達成される。

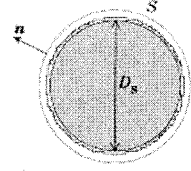


図-2 固体粒子の外側にある閉曲面 S . (Inamuro et al, 2000)

(2) 固体粒子の運動

固体粒子は、そこにかかる力およびトルクに応じて移動する。その力およびトルクは、流体-粒子間相互作用力および粒子-粒子間相互作用力の二つに分けられる。また、これらの力を用いて運動方程式 4 を解くことにより、粒子の運動が求められる。

$$M \frac{d\mathbf{u}_s}{dt} = \mathbf{F}, \quad I \frac{d\Omega}{dt} = T \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{F}$ と T はそれぞれ、力とトルクである。また、 $\mathbf{u}_s$ は並進速度、 Ω は角速度である。また、質量 M は、 $\rho_s(\pi D_s^2/4)$ で与えられる。ただし、 D_s は、粒子直径、 ρ_s は粒子密度である。さらに、慣性モーメント I は円形であることから、 $M(D_s^2/8)$ となる。

a) 流体 - 粒子間相互作用力

これまでの LBM においては、しばしば改良型 bounce-back 境界条件を用いることで、力およびトルクを直接求めており、粒子にかかる応力を求めていなかった⁷⁾⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾。Inamuro(2000)¹¹⁾では、応力を求めることで力、トルクを求めるという、流体力学的観点での直接的な手法を採用している。本手法では、この方法を用いた。

最初に、図-2 で示すように、固体粒子から少し離れた所に閉曲面 S を定義し、その閉曲面を有限個に分割する。その各点における分布関数 f_i 、流体圧力 p 、流体速度 $\mathbf{u}$ から、式 5 により応力を求める。

$$\sigma_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2\tau} p \delta_{\alpha\beta} - \frac{\tau - 1/2}{\tau} \sum_{i=1}^9 f_i (c_{i\alpha} - u_\alpha)(c_{i\beta} - u_\beta) \quad (5)$$

ただし、添え字の α および β は、 x, y に対応する。また、閉曲面 S 上の各点における分布関数 f_i 、流体圧力 p 、流体速度 $\mathbf{u}$ は、その周囲の点における数値より内挿することで求められる。

次に、粒子にかかる力およびトルクは、式 6 および 7 から、閉曲面 S 上の各点にかかる応力とモーメントを積分することにより求められる。

$$\mathbf{F} = \int_S \{ \sigma \cdot \mathbf{n} - \rho \mathbf{u} [(\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) \cdot \mathbf{n}] \} dS \quad (6)$$

$$T = \int_S \mathbf{r} \times \{ \sigma \cdot \mathbf{n} - \rho \mathbf{u} [(\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) \cdot \mathbf{n}] \} dS \quad (7)$$

ただし、 $\mathbf{n}$ は、閉曲面 S 上の各点における法線ベクトルであり、 $\mathbf{r}$ は、固体粒子の中心点 (x_s, y_s) から、閉曲面 S 上の各点 (x_{sh}, y_{sh}) へ向かう方向ベクトルを表している。

また、固体粒子を移動させる他の要因として、重力および浮力が挙げられる。本手法では、重力加速度を g として、重力 $F_g = -Mg$ および浮力 $F_b = \pi \rho g D_s^2/4$ が定義される。

b) 粒子 - 粒子間相互作用力

粒子同士は互いに衝突するが、その取り扱いは、流体-粒子の相互作用とは別に扱わなければならない。粒子同士の衝突を表す最も単純なアイデアは、剛体球衝突理論である。これは、固体球が衝突する際に、その総運動量が保持されるように速度が決定される。この手法は、取り扱いが非常に簡単でかつ正確であるが、2 球の衝突においてのみしか正しく表現できず、多数の球体衝突モデルでは正しく計算できない問題がある。

複数衝突モデルを達成するために、個別要素法(DEM)を用いた¹²⁾。この手法は、岩盤力学等の分野でよく用いられる数値計算法の一つであり、ある体積のかたまりを一つの要素として捉えることで、不連続体の取り扱いが可能となる特徴がある。

本手法では、固体粒子同士は、衝突している間は、垂直方向とせん断方向にそれぞれバネとダッシュポットによって連結され、粒子同士の中心間距離に応じて力が働く。ダッシュポットは、減衰力に対応し、相対速度に比例して働く。

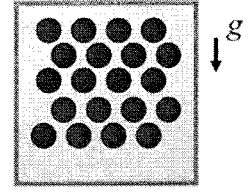


図-3 沈降・堆積モデルにおける粒子の初期設定。

(3) 流体流動と固体移動の連成的取り扱い

LBM と DEM は類似した観点に基づいて成り立っている。それは、両手法では、それぞれ流体および固体要素が連続体として取り扱われるのではなく、仮想的な粒子の集合体であると近似されることと、時間軸も有限の間隔に離散化される点である。その結果、流体または固体要素の局所的な運動は、局所的な流体または固体要素の影響によってのみ支配され、またその運動は、タイムステップの進行に伴って空間的に進展していく。

この性質を利用して、両手法の連成的な取り扱いを行う。ある時間ステップにおいて、固体粒子が $\mathbf{x}_s=(x_s, y_s)$ にあるものとする。このとき、解析領域が LBM の計算用に等間隔の格子に分割される。このとき、全ての格子点において、流体領域であるか固体領域であるかについて決定される。ついで、この領域情報を基にして LBM によって流体領域の速度、密度、圧力が計算される。ここで、固体粒子上においては、固体粒子の移動速度 $\mathbf{u}_s$ と角速度 Ω から求められる局所速度 $\mathbf{u}_{sl}$ (式 8) が、境界壁面の移動速度となり、これが流体速度と一致するように 2.(1)b) 節で述べた境界条件が適用される。このとき、境界壁面の速度の有無に関わらず流体流動計算は行われる。例えば、壁面速度が 0 の時には、流体速度も 0 となる。

$$\begin{pmatrix} u_{slx} \\ u_{sly} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{sx} - \Omega(y_{sl} - y_s) \\ u_{sy} + \Omega(x_{sl} - x_s) \end{pmatrix} \quad (8)$$

LBM 過程の後、2.(2)a) 節に従って、閉曲面 S 上を 400 個に分割し各点における応力テンソル $\sigma_{\alpha\beta}$ を求め、流体-固体間の相互作用力である力 $\mathbf{F}$ およびトルク T が求められる。ここで、仮想面上の点における流体速度および密度は、各点近傍の LBM 計算用の格子点上の値より内挿される。また、固体間が接触しているときには、固体間の相互作用力が 2.(2)b) の DEM によって求められる。この力およびトルクを先の流体-固体間相互作用力に足し合わせて合力とする。さらに、これらの合力を用いて式 4 から粒子の並進速度、角速度が求められる。この求められた速度に応じて時間ステップの増加に伴い固体粒子を移動させ、新しい時間における粒子位置は $\mathbf{x}_s + \mathbf{u}_s \Delta t$ となる。ここで、再び LBM のために格子が再構築される。これを繰り返すことで、流体流動と衝突を加味した固体移動を連成的に取り扱うことができる。なお、DEM では粒子は相対変位変化と相対速度によって粒子間作用力を求めて運動するが、LBM との連成のためには、絶対的な座標系による速度、位置として変換する必要がある。そこで、初期状態からの積算を求めることで、絶対座標系の数値として表し、LBM へと渡される。

3. 微小粒子の沈降・堆積シミュレーション

微小粒子が沈降・堆積する間の、流体挙動および微小粒子挙動に関してシミュレーションを行った。図-3 に初期モデルを示す。各方向の境界は、全て壁で囲まれている。固体粒子同士のみならず壁面との衝突に関しても DEM を適用した。流体密度よりも粒子密度の方が重たいので、重力と浮力の差から粒子は沈降する。

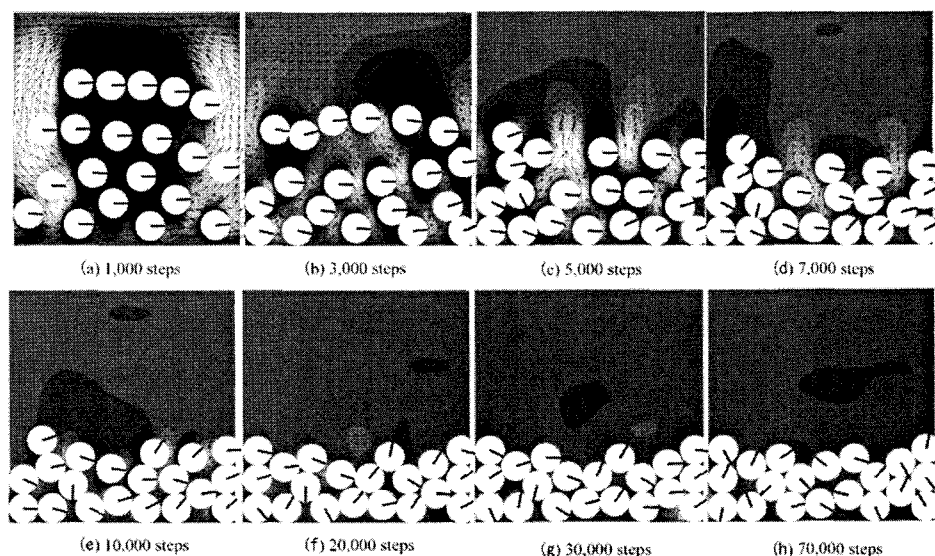


図-4 粒子沈降・堆積シミュレーションの各タイムステップにおけるスナップショット。灰色の円が微小粒子であり、背景の色の濃淡は流体の鉛直方向速度を表す。

格子サイズは 81×81 であり、70,000 ステップまでの計算が Pentium4, 3.4GHz の PC を用いると、わずか2分で計算ができた。

(1) 解析結果

図-4 に、各タイムステップのシミュレーション結果を示す。白色の円は、固体粒子を示しており、固体粒子内の直線は、回転を表示するためのものである。背景の色の濃淡は、流体速度を表しており、淡い色は正の速度(上向き)、濃い色は負の速度(下向き)に対応する。

1,000 ステップ目において、 x 方向における中心付近の粒子群はひとかたまりとなって沈降している。このとき両端では、上向きに上昇する流体が確認できる。これは、解析領域底部付近の流体が、沈降する粒子群に押し出されて行き場がなくなり、両端の壁付近を伝って流れ出しているのである。また、7,000 ステップでは、ゆっくりと沈降する粒子の間を縫うようにして流体がしみ出る様子が観察される。さらに、10,000 から 70,000 ステップの間では、タイムステップが進むにつれて大きな粒子移動はないが、孔隙率が徐々に減少している。

(2) 考察

本シミュレーションでは、両端の固定壁付近の狭い空間は、領域底部や粒子間孔隙から追い出される流体流動の流動パスとして働いている。最終ステージにおける粒子の配列形状は、中心付近が若干下がっている‘たわみ’を示している。これは、上方への流体流れがあるために、両端においてわずかに持ち上がるような構造ができているからだと考えられる。このような、絞り出される流体と沈降・堆積する構造との相互作用は、自然の堆積岩において未固結岩から流体が絞り出され、脱水する際に形成される変形構造と形態的に類似している。また本研究の結果は、沈降する粒子間を上昇する流体流れが詳細に解析できることから、液状化や流動化現象のメカニズムの解明の一端として有効な手法であることを示している。

4. 多孔質岩石中の微小粒子流れのシミュレーション

多孔質岩石中を流れる流体流動に応じて変化する微小粒子挙動のシミュレーションを行った。微小粒子の

初期設定は図-5 である。左側にある小さな円が微小粒子にあたり、右側の大きな円は、多孔質岩石の岩石マトリクスを示している。ここでは、右側の大円は固定されており、回転および並進はできない。上下の境界は固定壁であり、微小粒子との衝突においては、微小粒子間と同様にDEMが適用される。また、左右の境界は流体に関しては周期境界条件が用いられており、圧力差を両端に対して設定することにより、左側から流入し右側へ流出させるようにした。今回の計算では圧力差、 Δp を2種設定し、 Δp_2 (モデル2) = 2.5 Δp_1 (モデル1) とした。また、微小粒子の密度と流体の密度は等しく、重力の影響と浮力の影響が相殺するものとした。解析領域の大きさ 350×100 で、Pentium 4 3.4GHz PC を用いると、50,000 ステップまでの計算に、約2時間半の計算時間を要した。

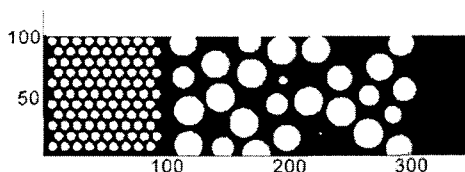


図-5 多孔質岩石モデルの初期配置。左側の小円は微小粒子、右側の大円は多孔質岩石マトリクス。

(1) 解析結果

図-6 に本シミュレーションの各タイムステップにおけるスナップショットを示す。拡大して見るために、 $80 \leq x \leq 185$ および $1 \leq y \leq 100$ の領域のみ表示している。モデル1の結果を左側2列に示し、モデル2の結果を右側2列に示す。また、それぞれ左側に各タイムステップの粒子位置および色の濃淡による流体速度を表示し、右側には同タイムステップにおける流体速度を流線で表示している。白色の円は微小粒子を表しており、内部の線は回転表示を明確にするためにつけられている。背景の色の濃淡は流体の速度であり、流体は左から右側へ流れており、淡い色は流速が速いことを示す。

微小粒子が、固定された障害物や他の微小粒子と衝突を繰り返しながら流体中を流れる様子のシミュレーションができた。あるタイムステップにおいては、流路が狭くなる箇所などで、2, 3個の粒子が詰まり流路をふさぐ現象が表現できた。

モデル1とモデル2を比べると、粒子の移動速度が大きく異なっているが、これは圧力差が2.5倍であることに起因する。また、今回の計算の範囲では、モデル1においては微小粒子の浸透距離は非常に短く、多孔質岩石粒子1個を超えたあたりまででしか浸透しなかった。それに対しモデル2では、約半分のタイムステップで、2個目の岩石粒子後方まで進んでいる。これも圧力差に起因する粒子および流体の速度によるものであり、同じモデル形状でありながら、微小粒子が浸透する形態は異なっていることを表している。

また図-6のモデル1およびモデル2の流線(右図)をそれぞれ上から下に順に見ると、タイムステップが進むにつれて、流体の流路が様々に変化している様子が観察できる。それぞれのモデルにおいて、シミュレーション序盤では、流路は粒子の配置にあまり影響を受けていない。また、多孔質岩石部への入り口が3カ所あることから、大きく分けて3つの流路を形成して流体は流れていると言える。これを上から順に、流路1, 2, 3と呼ぶ。

モデル1では、17,000stepにおいて、流路1がほぼ閉塞し流線の本数が減少している。その後、22,000stepにおいては、流路3も閉塞し流路2だけが流体流動のパスとして残されている。さらに27,000stepにおいて流路2の経路が下部へ遷移している。これは、流路2へ侵入した粒子によって流路2の途中の箇所が塞がれたためである。また、12,000stepでは、流路1より流路2へと流入する流線が見受けられるが、27,000stepにおいては、逆に流路2より流路1へと流れる形態となっている。

モデル2においてもモデル1と同様に、流路が変遷している様子がわかる。このモデルにおいても流路1および3が閉塞しがちであり、流路2が卓越した流動パスであると言える。ここでも、流路2は途中で流路3の方へ遷移していることがわかる。

(2) 考察

本シミュレーションでは、圧力差の違いによる流動パスの変化を定性的に示すことができた。粒子の浸透距離は圧力およびスロート径に大きな影響を受けることがわかっているが、モデル形状および圧力差を種々変化させてシミュレーションを行うことで定量的に評価することができる。この結果は、まさにグラウチング効果の検討や貯留層の圧力設計などに有効であると考えられる。

5. 結言

流体流動解析手法である格子ボルツマン法に固体移動のスキームを統合することで流体流動中の固体粒子挙動のシミュレーションを行った。流体中で発生する固体間衝突には、個別要素法を利用した。それによって、重力によって粒子が沈降・堆積していき、その粒子間から流体が絞り出される様子を再現することができた。また、多孔質岩石内の微小粒子流れシミュレーションでは、流体流動に応じて変化する粒子挙動が流動形態に大きく影響を及ぼすことを示した。

固体粒子と流体流動の相互作用による影響を検討するに際し、LBM と DEM のカップリング手法は非常に大きなポテンシャルを持っていると言える。これは、圧密等の物理的作用の影響を受けて、浸透率などの水理学的特性がいかに変化していくのかを、連続的に解析することが可能となることを示している。例えば、貯留層からの流体排出時には、しばしば微小粒子による閉塞問題が発生するが、本シミュレーションは流体中の微小粒子の挙動を詳細に解明できるため、流体排出時の適切な圧力の設計や、流路閉塞のメカニズムの同定等に有効である。また堆積岩における続成作用の再現や、グラウチング等で見られるような、フラクチャを充填する微小粒子挙動の解析的研究にも、非常に強力なツールとなりうる。さらに、せん断変形とともに変化する浸透性の検討などにも適用できると考えられる。

参考文献

- 1) Miyoshi, T., Matsuoka, T., Murata, S., Ashida, Y.: 3D lattice Boltzmann simulation of fluid flow in fractured rock, In: Kono, I., Nishigaki, M., Komatsu, M. (Eds.). *Groundwater Engineering - Recent Advances*, Balkema, Lisse, pp.619-624, 2003.
- 2) Miyoshi, T., Murata, S., Matsuoka, T.: Fluid flow simulation in porous media by lattice Boltzmann method, In: Saito, T., Murata, S. (Eds.). *Environmental Rock Engineering*, Balkema, Lisse, pp.399-404, 2003.
- 3) Bhatnagar, P. L., Gross, E. P. & Krook, M.: A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems, *Phys. Rev.*, 94, pp.511-525, 1954.
- 4) Qian, Y. H., d'Humieres, D. & Lallemand, P.: Lattice BGK models for Navier-Stokes equation, *Europhys. Lett.*, 17, 479, 1992.
- 5) Wolf-Gladrow: *Lattice-gas cellular automata and lattice Boltzmann models.*, Berlin, Springer, 2000.
- 6) Inamuro, T., Yoshino, M. & Ogino, F. 1995: A non-slip boundary condition for lattice boltzmann simulations, *Phys. Fluids*, 7: pp.2928-2930, 1995; Erratum: 8, p.1124, 1996.
- 7) Aidun, C.K., Lu, Y.: Lattice Boltzmann simulation of solid particles suspended in fluid, *J. Stat. Phys.*, 81, 49-61, 1995.
- 8) Aidun, C.K., Lu, Y., Ding, E.: Direct analysis of particulate suspensions with inertia using the discrete Boltzmann equation, *J. Fluid Mech.*, 373, pp.287-311, 1998.
- 9) Ladd, A.J.C.: Numerical simulations of particulate suspensions via a discretized Boltzmann equation, *J. Fluid Mech.*, 271, pp.285-309, pp.311-339, 1994.
- 10) Inamuro, T., Maeba, K., Ogino, F.: Flow between parallel walls containing the lines of neutrally buoyant circular cylinders, *Int. J. Multiphase Flow*, 26, pp.1981-2004, 2000.
- 11) Qi, D.: Non-spheric colloidal suspensions in three-dimensional space, *Int. J. Mod. Phys.*, C 8, pp.985-997, 1997.
- 12) Cundall, P.A. and Strack, O.D.L.: A Discrete numerical model for Granular Assemblies, *Geotechnique*, 29(1), pp.47-65, 1997.

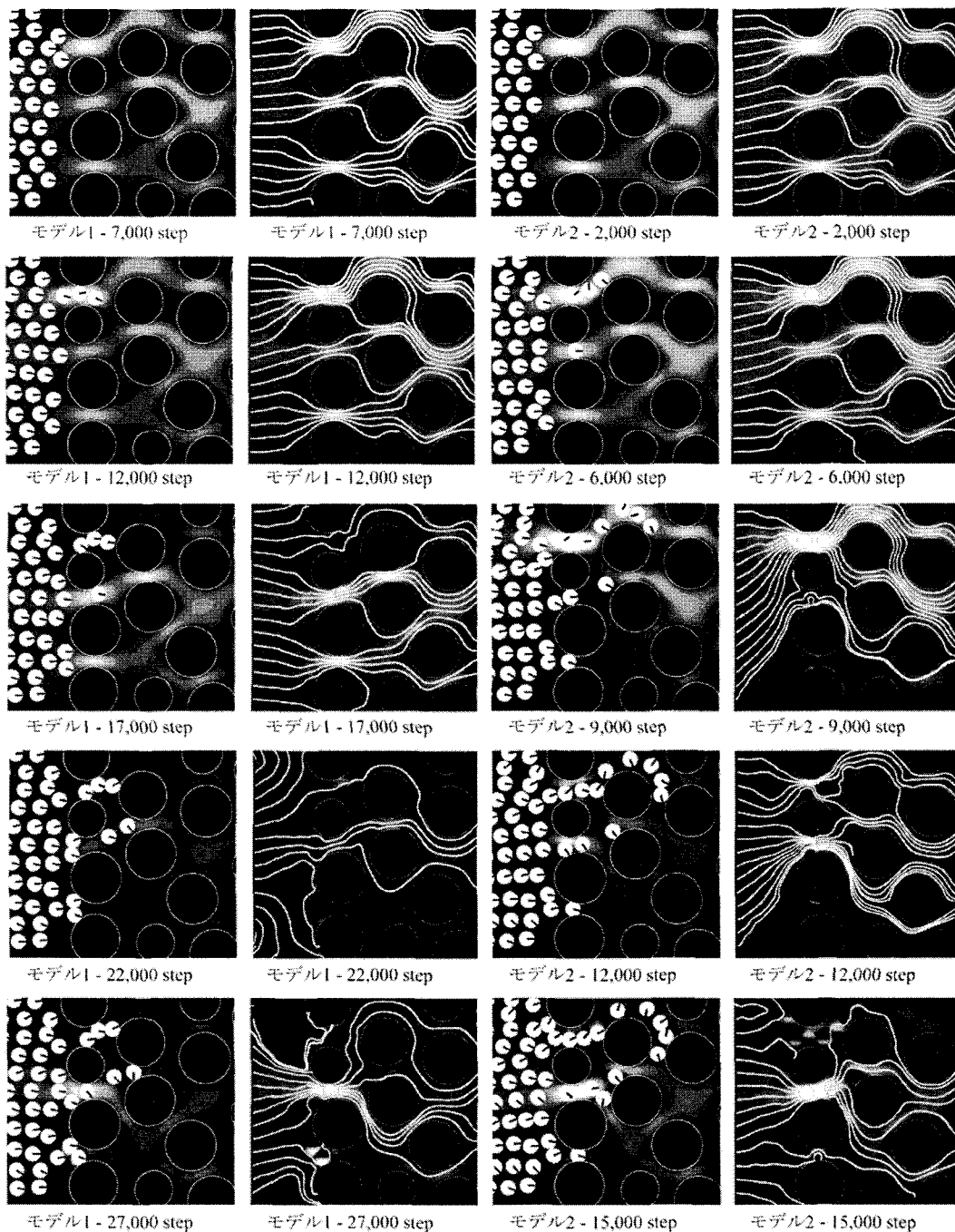


図-6 多孔質媒質中の微小粒子挙動. 1列目:モデル1の粒子位置. 2列目:モデル1の流線. 3列目:モデル2の粒子位置. 4列目:モデル2の流線.