

豊浦砂の高解像度 X 線 CT 画像を利用した三次元多孔質体モデルの構築および SPH による透水シミュレーション

Development of Digital Toyoura Porous Model and Porous Media Flow Simulation using SPH

竿本 英貴*, 松島 亘志**, 山田 恭央**, 羽田野 祐子**

Hidetaka SAOMOTO, Takashi MATSUSHIMA, Yasuo YAMADA and Yuko HATANO

*正会員 産業技術総合研究所 活断層研究センター (〒 305-8567 つくば市東 1-1-1 中央第 7)

**正会員 筑波大学大学院 システム情報工学研究科 (〒 305-8573 つくば市天王台 1-1-1)

Recent ground pollution is a pressing problem and which has been widely studied in the field of geotechnical and geological engineering. Although a porous media flow plays an important role from the aspect of ground pollution and it is governed advection-dispersion equation(ADE), however, the solution of ADE can not describe the cardinality change observed in a field study. In order to circumstantially comprehend the essence of above fluid flow through the porous medium, a microscopic approach is employed. We constructed an accurate simulation model by means of image-based modeling technique with a series of high-resolution X-ray CT images of Toyoura sand acquired at SPring-8. Then, a series of porous media flow simulations using the SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) was performed to obtain the distribution of pore fluid velocity vectors and macroscopic permeability coefficient by averaging the velocity of SPH particles inside the model. The calculated macroscopic permeability coefficient conformed closely to the canonical value measured in a permeability test and the estimated velocity distribution was compared with some experimental result and discussed its properties.

Key Words : Porous media flow, X-ray CT, Image based modeling, SPH, Velocity distribution

1. はじめに

近年の有害物質による土壌・地下水汚染事例の増加に伴い、健康に対する懸念や、対策確立への社会的要請が強まっている。これを受けて、地盤工学や地質工学および環境工学など、様々な分野で汚染物質の長期的な濃度予測に関する研究が活発であり、実際のサイトでの大がかりな実験も行われている¹⁾。地盤中の物質拡散は通常、移流拡散方程式で記述され、拡散係数と間隙流体の流速といった物理量が重要な役割を果たしていることは言うまでもないが、実際のフィールドで観察される巨視的で長期間にわたる移流拡散過程は複雑であり、地下水の平均流速による移流とガウス拡散という組み合わせではまったく説明できない¹⁾。この巨視的かつ長期間にわたる拡散過程をうまく説明するために、Hatano & Hatano²⁾は、吸着現象のモデリングを行ったのち、カラム実験の結果からモデルパラメータを決定している。Bijeljic & Blunt³⁾は、拡散係数を定数ではなく、ペクレ数の関数であるとして吸着時間の確率密度関数に組み込み、説明を試みている。

基本的に拡散係数は、多孔質体内を間隙流体が不規則的に流れることに起因する流体力学的分散 (Mechanical dispersion) とブラウン運動に起因する分子拡散項 (Molecular diffusion) の和として考えられており⁴⁾、オーダーは流体力学的分散の方が圧倒的に大きく、地

盤中の拡散問題では分子拡散は考慮しない場合もある。

本研究では、流体力学的分散を念頭に置いて、透水問題を微視的な観点からシミュレートすることにより、透水中の間隙流体の挙動を正しく把握し、得られる知見を長期的な地盤中の拡散問題に応用することが最終的な目的である。まず本論文ではこの第一歩として、大型放射光施設 SPring-8 にて撮影した、豊浦砂の高解像度 X 線 CT 画像⁵⁾から精緻な三次元多孔質体モデルを構築する方法、およびこのモデルを用いた透水シミュレーション結果について述べる。具体的には、巨視的な透水特性としての平均流速-動水勾配関係の妥当性について検討した後、モデル内の局所的な流速の頻度分布について議論する。

2. SPH の概要と流体の支配方程式の離散化

ここでは、後の透水シミュレーションで用いる SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) についての概要と、流体の基礎方程式の SPH 表記を示す。

2.1 SPH の概要

SPH は、天体物理の分野で圧縮性流体を連続体として計算するために、Lucy⁶⁾ や Gingold と Monaghan⁷⁾ らにより考案された、粒子法の一つであり、流体を流体粒子の集合体として取り扱い、ラグランジュ的で、まっ

たく計算格子を必要としない陽的な計算法という特徴を持つ。ここでの流体粒子とは、流体の分子ではなく、ある程度の質量を持った流体素片のことである。近年、SPHは流体のみにとどまらず、粉体⁸⁾や固体^{9),10)}への応用、液化化後地盤の流動シミュレーション¹¹⁾、固体-流体-気体系¹²⁾への応用など、多くの問題に用いられている。

一方、本研究と同様に、SPHを用いて微視的な観点から透水問題を取り扱った例として、Morrisらの研究¹³⁾、Zhuらの研究¹⁴⁾、Sawleyらの研究¹⁵⁾がある。いずれの研究も二次元問題にとどまっている上に、用いられた解析モデルが幾何学的に単純であるため、実際の多孔質体中の透水問題との比較において疑問が残る。

SPHでは、個別要素法のように物理量のやりとりを、着目している粒子に接している粒子とのみ行うのではなく、もう少し広い領域内に存在する粒子との物理量のやりとりを行い、連続体としての取り扱いを実現する。従って、これまでに提案されている連続体の構成モデルを比較的容易にSPHに取りこむことが可能である。SPHでの任意の位置における物理量の表現方法は、その物理量そのものではなく、カーネル関数と呼ばれる平滑化関数 W を用いて平均化した物理量 $A(\mathbf{r})$ を用いる(図-1)。

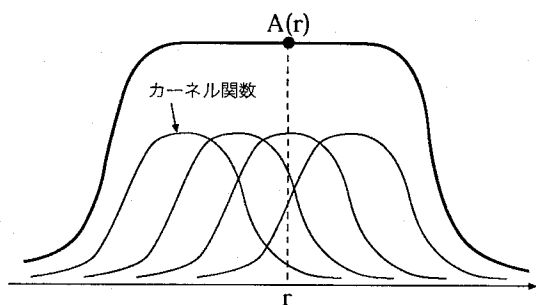


図-1 SPHにおける物理量の表現方法

すなわち、SPHでは次の式により、任意の物理量 $A(\mathbf{r})$ が表される。

$$A(\mathbf{r}) = \int A(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}' \quad (1)$$

ここで、 W はカーネル関数である。カーネル関数はガウス関数のように釣り鐘型の関数であり、パラメータは距離 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ とカーネルの特性長さ h (平滑化する領域を規定するパラメータ) である。また、カーネル関数は以下の正規化条件を満たさなければならない。

$$\int W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}' = 1 \quad (2)$$

また、カーネル関数の特性長さ h を無限小とすると、カーネル関数はデルタ関数に収束することが要求される。

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) = \delta(\mathbf{r}) \quad (3)$$

すなわち、流体を無限個の流体粒子に分割し、 $h \rightarrow 0$ とした場合の極限では、平均化した物理量は平均化操作を行わない物理量と一致する。数値計算を行う場合には、式(1)で表された物理量は以下の式により離散化される。

$$A(\mathbf{r}_a) \simeq \sum_b m_b \frac{A_b}{\rho_b} W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, h) \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{r}_a$ は流体粒子 a の位置ベクトルを表し、 $\mathbf{r}_b$ は流体粒子 a の影響範囲内(半径 $3h$ の円または球)に存在する流体粒子 b の位置ベクトルを表している(図2)。また、 m_b は流体粒子 b の質量であり、 ρ_b は流体粒子 b が存在する位置で計算される流体の密度である。

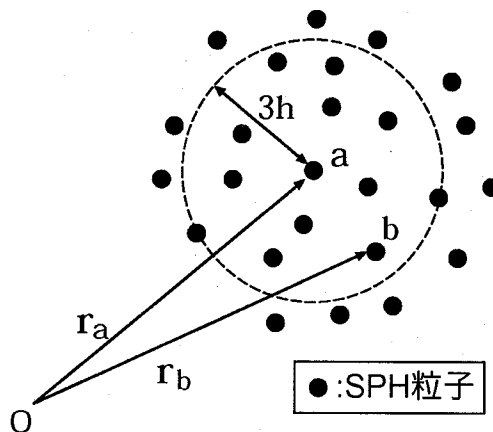


図-2 SPHにおける平滑化の概要

SPHにおいては、通常、カーネル関数はガウス関数などの解析関数であり、容易に微分可能であることから、以下の式により物理量の勾配を表すことができる。

$$\nabla A(\mathbf{r}_a) \simeq \sum_b m_b \frac{A_b}{\rho_b} \nabla W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, h) \quad (5)$$

カーネル関数には、以前はガウス関数が用いられていた。しかしながら、影響範囲が $-\infty$ から ∞ であることから、計算コストがかかる。近年では、ガウス関数に代わりこれと良く似た特性を持ち、平均化領域が有限域で定義されるスプライン関数が用いられることが多い。スプライン型のカーネルにも様々な次数のものがあるが、本研究では、5次のスプライン型カーネルを採用しており、以下の式で表される。

$$W(r, h) = \alpha_d \times \begin{cases} (3-s)^5 - 6(2-s)^5 + 15(1-s)^5 & 0 \leq s \leq 1 \\ (3-s)^5 - 6(2-s)^5 & 1 \leq s \leq 2 \\ (3-s)^5 & 2 \leq s \leq 3 \\ 0 & s \geq 3 \end{cases}$$

ここで、 r は流体粒子間の距離であり、 s は距離をカーネルの特性長さで除したパラメータ (r/h) である。また、 α_d は正規化のための係数であり、次元の数が1, 2, 3の各場合に対して、 α_d はそれぞれ $120/h$, $7/478\pi h^2$,

$3/359\pi h^3$ となる。このカーネル関数を式 (4) および式 (5) に適用することにより、任意の物理量、およびその勾配を評価することになる。なお、本研究では、カーネルの特性長さ h は定数である。

2.2 流体の支配方程式の SPH 表現

ここでは、非圧縮性ニュートン流体に関する SPH 表現を示す。まず、質量保存については、流体粒子の質量が一定、かつ次の式 (6) で計算される、流体粒子 a の位置での密度がいたるところで一定ならば、質量保存則は自動的に満たされる。

$$\rho_a = \sum_b m_b W_{ab} \quad (6)$$

式 (6) において、 $W_{ab} = W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, h)$ であり、 m_b は平滑化範囲内に存在する流体粒子の質量である。

また、流体粒子 a の運動量保存則は以下の式で表される。

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = \mathbf{F} - \sum_b m_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab} + \sum_b \frac{m_b (\mu_a + \mu_b) \mathbf{v}_{ab}}{\rho_a \rho_b} \left(\frac{1}{r_{ab}} \frac{\partial W_{ab}}{\partial r_{ab}} \right) \quad (7)$$

上式において、右辺第一項目は体積力ベクトルである。右辺第二項および第三項はそれぞれ、圧力勾配項、粘性項を表している。 $\mathbf{v}, \rho, P$ はそれぞれ、流体粒子の速度、密度、圧力を表している。添字 a は着目している粒子 a の物理量であることを示し、 b は着目粒子 a の影響範囲内にある粒子である。また、 $\nabla_a W_{ab}$ は、流体粒子 b の位置から流体粒子 a の位置にむけた相対位置ベクトルに関するカーネル関数の勾配を表している。

SPH におけるニュートン流体の粘性項の取り扱い方は、2つの方法に大別できる。粘性応力テンソルを直接 SPH 表現し、それを運動方程式に用いる方法と、粘性モデルを用いる方法である。応力テンソルを直接用いる場合には、運動方程式を解く前にテンソル成分を計算しなくてはならず、粘性モデルを用いる場合よりも多くの計算時間が必要となる。

初期の粘性モデルは、粘度を表すパラメータが導入されているものの、このパラメータと実際の粘度の関係については不透明な部分が多かった。しかしながら、近年では実際の粘度を取りこんだモデルが開発されて用いられている。本研究でも Morris により提案された粘性モデル¹³⁾を用いた。

これらの他、SPH では密度と圧力を関係づける状態方程式が必要となる。本研究では、以下に示す Morris により導入された状態方程式¹³⁾を参考にして、以下のように与えた。

$$P = c^2 \rho \quad (8)$$

ここで、 c は流体が圧縮性か非圧縮性かを特徴づけるパラメータである。非圧縮性流体を解析対象とする場合、SPH では、完全に非圧縮条件を満足させることはせず、少しの密度変化が大きな圧力変化をもたらすように、定数 c を与えて擬似非圧縮性を実現し、解析を行う。このとき、密度変化の程度は小さく留めておく必要があるため、時間刻みも小さくするなどの工夫が要る。なお、SPH の計算フローの概要は、以下のとおりである。

1. 式 (6) を用いて密度を算出する。
2. 式 (8) の状態方程式を用いて圧力を求める。
3. 式 (7) の右辺を計算する。
4. 式 (7) の時間積分を実行する (Leap-Frog 法)。
5. 上記 (1) から (4) を繰り返す。

3. 豊浦砂 X 線 CT を利用した三次元多孔質体モデルの構築

3.1 三次元構造の取得

微視的な観点からの透視解析を念頭においた場合、多孔質体内の複雑な幾何学形状を詳細にモデル化することが重要である。適当な乱数を用いて固体部分を空間内にランダムに配置し、解析モデルを構築することもできるが、本研究では可能な限り実物に近いモデルを作成することを目指した。

そこで、兵庫県にある財団法人高輝度光科学研究センターが管理する大型放射光施設 (SPring-8, BL20B2 ビームライン) において X 線撮影した豊浦砂の断層画像を積層することにより、直接モデル化することを試みた。まず、直径が 5mm のアクリル製の中空円筒容器に豊浦砂を詰め、「密づめ」、「中密」、「ゆるづめ」の三種類の試験体を作成した。次いで、X 線撮影を行い、一連の軸直交方向に沿う断層画像を得た。今回は、密づめとゆるづめの二種類についてモデル化を行っている。

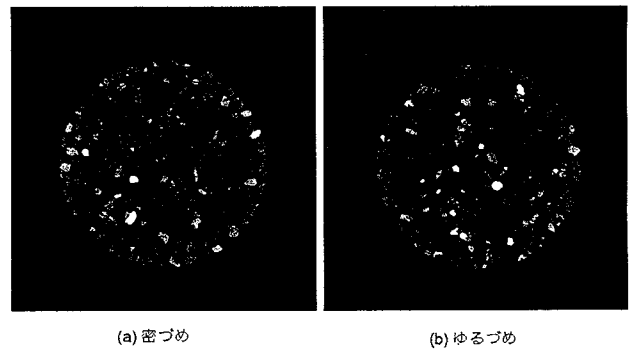


図-3 豊浦砂の X 線 CT 画像の一例

図-3 の (a) および (b) は、撮影された X 線 CT 画像の一例を示したもので、それぞれ 1000pixel 四方の画像

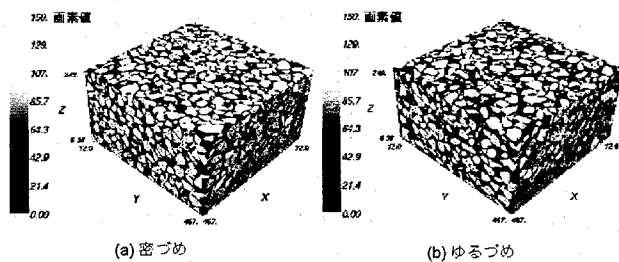


図-4 X線CT画像を積層して再構成した三次元構造

であり、白く写っている部分が豊浦砂の砂粒子、黒い部分は間隙を表している。豊浦砂の径はおおよそ100から200 μm であるが、今回の撮影条件では、1ピクセルは約5.83 μm に相当しており、豊浦砂の形状を議論する場合においても十分な解像度を有していると言える。

得られたX線CT画像の中央部付近を矩形に切り出した後、円筒軸方向に積層したものが図-4であり、総データ数は約6千万(480 $\times$ 480 $\times$ 256)となっている。

X線CTでは撮影した物質の密度に応じて輝度値が変化するが、対象となる物質が画像上で任意の輝度値となるように設定することができる。ここでは、豊浦砂の主な構成物質である石英を、画像上で輝度値が100となるように調節している。

図-3および図-4より、豊浦砂は砂粒毎に密度(輝度値)が異なっていることに加えて、粒子内部ですら密度にムラが存在していることがわかる。この結果は、砂粒子部分と間隙部分を分離するための二値化作業が単純ではないことを示している。

本研究では、撮影に用いた試験体から間隙比を別途実測し、得られた実測値を参照しつつ合理的なモデルを構築することを試みた。なお、間隙比の実測値は、密づめ、ゆるづめの各場合についてそれぞれ0.725, 0.942である。

図-5は、再構成した三次元構造の輝度値に関する頻度分布を示しているが、密づめ、ゆるづめの各場合について、輝度値90程度で大きなピークが見て取れる。

砂粒子部分と間隙部分をそれぞれ識別することを目的として、輝度値の閾値をいろいろと変化させた場合について間隙比を計算し、グラフに描いたものが図-6である。ここでは、ボクセルの輝度値が閾値よりも大きい場合には、砂粒子の一部と見なした。実測値との比較により、純粋な石英の輝度値を100とした場合、閾値を60程度と設定して二値化することで、合理的な三次元微細構造モデルがX線CT画像から得られることがわかる。

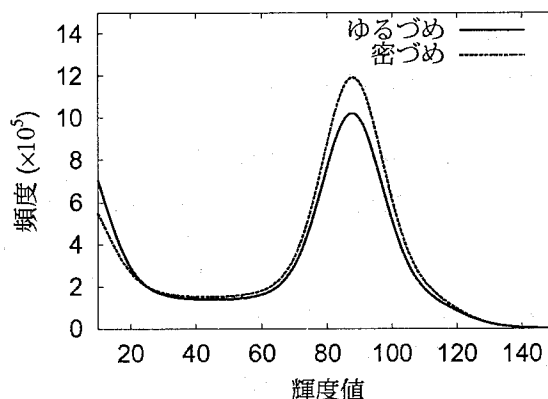


図-5 輝度値の頻度分布

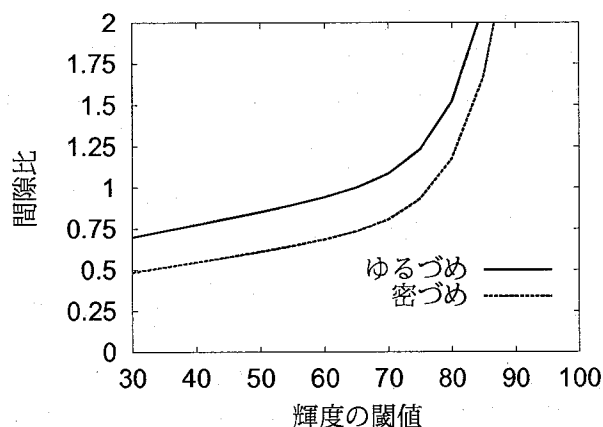


図-6 各閾値に対する間隙比の変化

4. 透水解析に用いたモデルと計算条件

図-4のモデルは、それぞれ約6千万データのボクセルから成っているが、SPHのような粒子法での数値計算を行う場合には、計算コスト等の制約により、これらのモデルを用いて透水解析を行うことは現実的ではない。本研究では、可能な限り図-4のモデルの特徴を残しつつ、計算規模を縮小した。具体的には、480 $\times$ 480 pixelの画像をバイキュービック補間を用いて60 $\times$ 60 pixelに解像度を落としてから、これらを積層(61層)し、前述の二値化処理を経て密づめモデル(閾値56)、およびゆるづめモデル(閾値53)をそれぞれ作成した(図-7および図-8)。

これらのモデルにおいて、白い箇所は砂粒子を、黒い箇所は間隙をそれぞれ示している。また、両モデルの寸法はxおよびy方向が2.80mm(60グリッド)、z方向が2.85mm(61グリッド)である。

砂粒子部分を固定したSPH流体粒子、間隙箇所を通常のSPH流体粒子とそれぞれ置き換え、鉛直方向下向き(-z方向)に一定の体積力Fを作用させることにより、透水シミュレーションを行った。つまり、両モデル

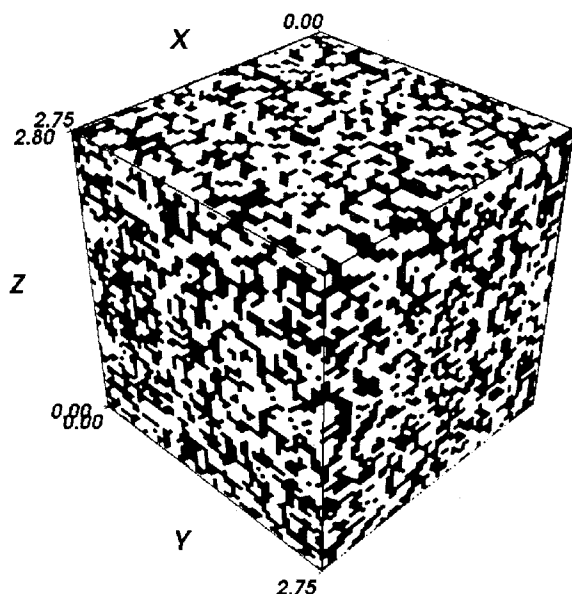


図-7 密づめモデル (間隙比:0.722, 実測値:0.725, 二値化のための輝度の閾値:56)

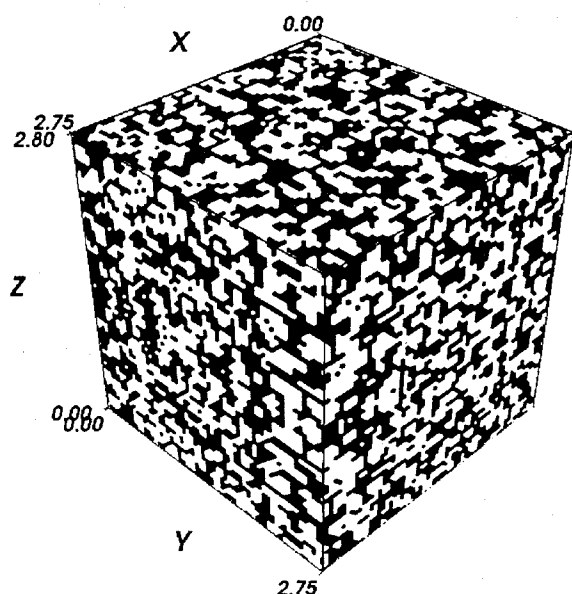


図-8 ゆるづめモデル (間隙比:0.944, 実測値:0.942, 二値化のための輝度の閾値:53)

ルは、 $60 \times 60 \times 61 = 219600$ 個の SPH 流体粒子からなっている。また、解析で用いるカーネルの影響半径 ($3h$) は、 0.135mm (2.9 グリッドに相当) の長さとしている。

ここで、体積力 F は密づめモデル、ゆるづめモデルそれぞれについて、 $1G$, $5G$, $10G$ (G は重力加速度 9.8m/s^2) と 3 種類設定し、計 6 ケースについての解析を実施した。

両モデルの境界条件は、 x, y, z の各方向について周期境界条件とした。ただし、 z 方向については中央部 (31 層目) にて鏡面反転を施し、モデルの z 方向上下端部

においてスムーズに SPH 流体粒子が流入出できるように工夫している。間隙流体には水を想定し、表-1 に示す物性値を与えた。

表-1 解析に用いたパラメータ

間隙流体の密度	1000 kg/m^3
間隙流体の粘度	$1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
カーネルの影響半径 ($3h$)	0.135 mm
状態方程式中のパラメータ c	1.50 m/s
時間刻み	$2.5 \times 10^{-5} \text{ s}$
与えた体積力	$1G, 5G, 10G$

5. 解析結果と考察

5.1 流体の非圧縮性と定常状態に関する検討

SPH では、流体に擬似非圧縮性を持たせるような工夫を状態方程式を用いて行っていることは既に述べた。まず、各々の計算条件について、流体がどの程度圧縮されているのかを、式 (6) を通じて計算途中に求められている密度の値から明かにするとともに、十分に定常透水状態となっているかどうかを検討する。

図-9 には、各ケースについての最大密度の経時変化を示している。作用させた体積力が大きくなるに伴い、圧縮性が大きくなっていることが読み取れ、 $1G$, $5G$, $10G$ の各場合について、最大値としてそれぞれ 1%, 4%, 8% 程度の誤差が生じている。しかしながら、体積力が $10G$ の場合における密度の頻度分布は図-10 に示すとおりであり、平均的に見れば 1.5% 程度の圧縮にとどまっており、実用上非圧縮性と見なすことができる。

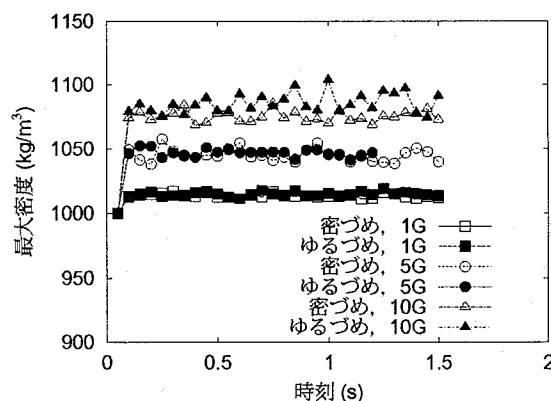


図-9 最大密度の経時変化

次いで、透水が定常状態に達したかどうかの検討を行うため、各ケースについて z 方向平均流速を求め、これの経時変化を示したものが図-11 である。ここでの平均流速は、単純な算術平均であり、 $\sum$ (粒子速度 z 方

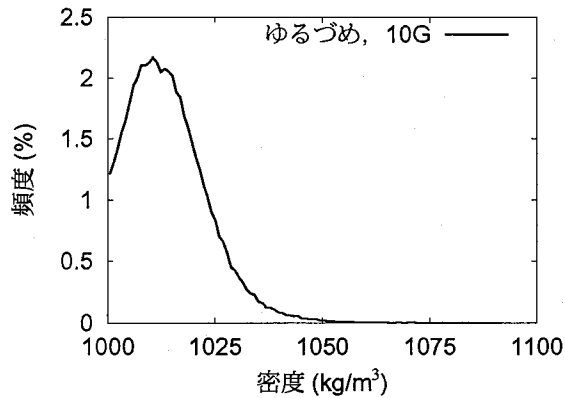


図-10 密度の頻度分布 (計算終了時), ゆるづめ, 10G

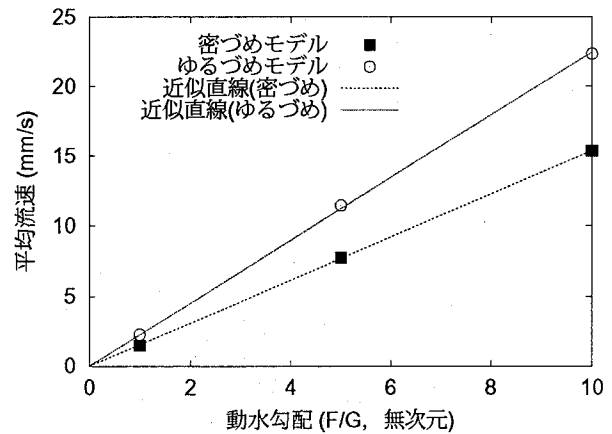


図-12 平均流速と動水勾配の関係

向成分)/全粒子数 (砂部分も含む) として求めており, Darcy 流速に相当する. ここで, z 方向 Darcy 流速は, 体積力と同じ方向を正とした.

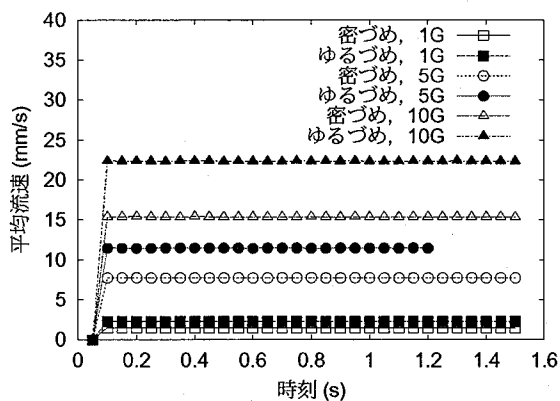


図-11 z 方向 Darcy 流速の経時変化

図-11 より, いずれのケースについても, 0.1 秒時以降において z 方向 Darcy 流速の経時変化はほとんどなく, 巨視的に透水は定常状態であることが確認できた.

5.2 平均流速と動水勾配の関係

図-11 の 0.2 秒以降の平均流速について時間平均を取った値と, 動水勾配の関係を示したものが, 図-12 である. これらの間には, あきらかな線形関係 (Darcy 則) が成り立っており, 最大で 8% 程度の圧縮性が検出された体積力 10G の場合においても, 線形関係が当てはまる.

Darcy 則より, 近似直線の傾きが透水係数であり, 密づめモデル, ゆるづめモデルについてそれぞれ $1.54 \times 10^{-1} \text{ cm/s}$, $2.25 \times 10^{-1} \text{ cm/s}$ となる.

本解析から得られた透水係数は, 実測値^{16),17)} ($10^{-3} \sim 10^{-1} \text{ cm/s}$) と比較して, 想定可能な範囲内にあり, 今回の SPH シミュレーションは, 従来の透水実験で得られ

ている巨視的な透水特性を再現していると考えられる.

5.3 モデル内部における流速の頻度分布

従来の透水実験で得られている巨視的な透水特性と並んで, 局所的な間隙流体の挙動も長期的な地下水汚染問題を取り扱う場合には基本的な情報となる. そこで本研究では, モデル内部にて間隙流体がどのような頻度分布となっているのかを調べた. 体積力の作用方向 (z 方向) に直交する二つの方向 (x, y 方向) に関する最大流速値は, z 方向平均流速の 1% 程度以下であり, 十分無視できる. ここでは, 体積力の作用方向に関する流速成分に焦点をあてる.

図-13 と図-14 は, 密づめモデルとゆるづめモデルについて, 体積力を変化させた各場合における z 方向間隙流体速度の頻度分布 (計算終了時) をそれぞれ示している. このとき, 計算終了時に限らず 0.2 秒時以降の定常状態であれば, 同一計算条件において頻度分布はほとんど変わらないことを確認している.

これら二つの図において, z 方向流速成分の平均流速は, 体積力の増加に伴って右側に遷移しており, 体積力の影響を受けていることがわかる. また, 作用している体積力が同じである場合, ゆるづめモデルの z 方向平均流速は, 密づめモデルの z 方向平均流速の約 1.5 倍程度となっており, 間隙比にも依存していることがわかる.

図-13 と図-14 の横軸を, それぞれの分布における z 方向平均流速で除した無次元流速により整理し, 全ての場合について描いたものが, 図-15 である. 一般に, 透水実験によって, 図-15 にあるような流速の頻度分布や無次元流速の範囲に関する情報を得ることは困難であるが, 特殊な可視化手法を用いることにより, 試験体内部の流速分布を計測した研究^{18),19)}がある.

図-16 に, ガラス粒子とシリコンオイルから成る系についての可視化実験¹⁸⁾を通じて求められた, 間隙流

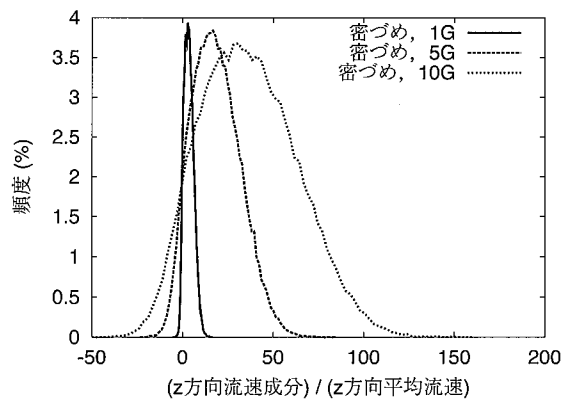


図-13 z 方向流速の頻度分布，密づめ

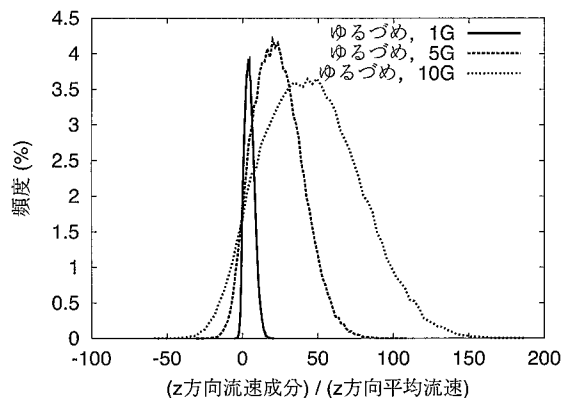


図-14 z 方向流速の頻度分布，ゆるづめ

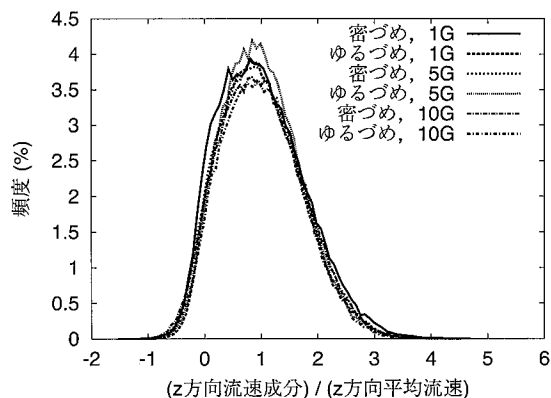


図-15 無次元速度で整理した z 方向流速の頻度分布

体の流速頻度分布を示す。図-16 と同様の傾向は，異なるシリコンオイルではない流体を用いた Ogawa らの実験結果¹⁹⁾ (CuSO₄ 水溶液とガラス粒子から成る系) にも見られる。

図-16 においても，負の流速は計測されており，図-15 に示す本解析結果と同様に，平均流速の-1 倍程度まで分布している。ところが，実験結果 (異なる材料を用いた Ogawa らの実験も含む) から得られる無次元流速の最大値は 8 程度であるのに対して，本解析結

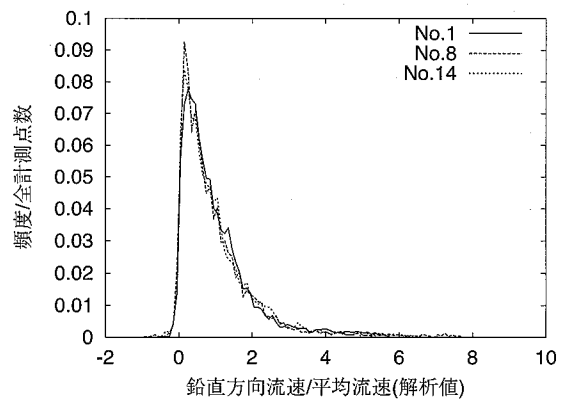


図-16 可視化実験から得られた透水時の流速分布¹⁸⁾ (線種の違いは動水勾配の違いを示す)

果は 5 程度と小さい。この差については，実験で用いられている粒子径および間隙流体の特性がシミュレーションと異なっているため，直接的な比較はできないが，480pixel から 60pixel に X 線 CT 画像を縮小したことの影響などもあるものと考えられ，今後の検討課題の一つである。

また，実験結果では横軸に無次元流速をとった場合，動水勾配の違いによらず流速の頻度分布の傾向がほぼ同じとなるが，この事は，図-15 に示す解析結果にも同様の傾向が確認できる。

まとめると，平均流速は，間隙比や体積力の増加するに連れてその値が大きくなる。しかしながら，取り得る流速の範囲が平均流速の何倍程度になるかということは，ボイリングのように粒子間の接触が透水力によって切られ，固相部分が破壊されるという場合を除いて，動水勾配や間隙比の影響を強くは受けていないと考えられる。

図-17 は，1G の体積力を作用させた場合において，密づめモデル内の流速ベクトルの分布 (計算終了時) を示したものである。ただし，表示している領域はモデル中央付近 ($1.3\text{mm} \leq x \leq 1.5\text{mm}$) での y - z 平面である。モデル内の全領域にわたって，複雑な流路が形成されている様子がわかる。この複雑な流路は，流体が砂粒子部分避けて間隙構造内を流れることによるものである。図-18 は，図-17 中にある黒線枠の領域を拡大表示したものであり，流体が砂粒子を避けて流れている様子が定量的にとらえられている。

このように本手法では，巨視的な透水特性のみならず，局所的な透水特性に関する情報も同時に得ることができる。

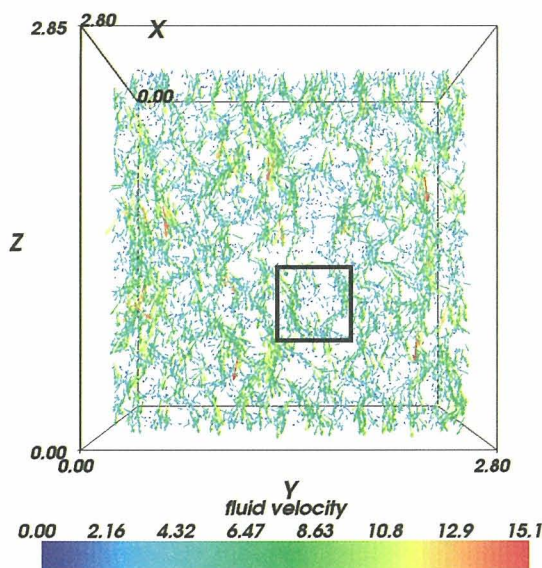


図-17 モデル内流速分布の一例 (密づめモデル, 1G)

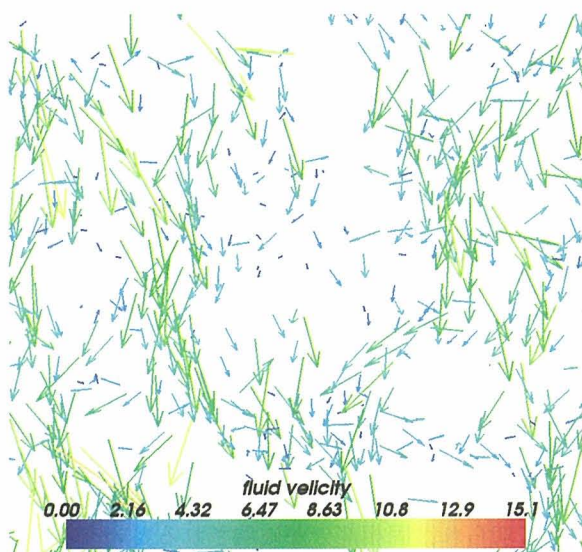


図-18 図-17 中の黒線枠箇所の拡大表示

6. 結論と今後の展望

SPRing-8にて撮影した豊浦砂のX線CT画像群について、合理的な閾値処理を施し、精密な多孔質体モデルの構築を行った。さらに、構築したモデルを用いて、SPH透水シミュレーションを実行した。本研究から得られた知見は以下のとおりである。

1. 豊浦砂のX線CT画像において、純粋な石英の輝度を100となるように設定した場合、60程度の輝度を閾値して二値化することによって合理的に砂粒子部分と間隙部分を分離することができる。
2. SPH透水シミュレーションを通じて得られた平均流速-動水勾配関係および透水係数は、実測されて

いるものと比較して、想定できる範囲内にあり、巨視的な透水特性を再現していると言える。

3. モデル内部における流速の頻度分布は、無次元流速を用いて整理すると、頻度分布の形態は密づめ、ゆるづめの違いによらず、ほぼ同じとなる。また、体積力が異なる場合 (動水勾配では10程度までの範囲内) においても、この分布形態は大きく変化しない。

今後は、無次元流速の最大値が実験結果に比べて少し小さく出ている原因を探るため、まずは並列計算などにより解析モデルの規模を拡大して透水解析を行って解像度を変化させたことの影響を検討したい。

並行して、可能な限り実験と同じ条件を計算機上で作り、実験結果を再現できているかどうかを検証していきたい。

参考文献

- 1) Adams, E. E., and L. W. Gelhar: Field study of dispersion in a heterogeneous aquifer. 2. Spatial moment analysis, Water Resources Research 28(12), pp.3293-3308, 1992.
- 2) Hatano, Y., and N. Hatano: Dispersive transport of ions in column experiments: An explanation of long-tailed profiles. Water Resour. Res., Vol.34, No.5, pp.1027-1033, 1998.
- 3) Bijeljic, B. and Blunt, M. J.: Pore-scale modeling and continuous time random walk analysis of dispersion in porous media Water Resour. Res., Vol.42, No.1, W0120210.1029/2005WR004578.
- 4) C.W. Fetter: Applied Hydrogeology, Prentice Hall, ISBN: 0131226878, p.402, 2001.
- 5) T.Matsushima, H.Saomoto, K.Uesugi, A.Tsuyayama and T.Nakano: Detection of 3-D irregular grain shape of Toyoura sand at Spring-8, International Workshop on X-ray CT for Geomaterials -GeoX2003-, pp.107-112,2003.
- 6) L.B. Lucy: A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, Astronomical Journal, Vol.82, pp.1013-1024, 1977.
- 7) R.A. Gingold and J.J. Monaghan: Smoothed particle hydrodynamics:theory and application to non-spherical stars, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 181, 375-389, 1977.
- 8) 城野祐生, 湯 晋一: SMOOTHED PARTICLE 法を用いた気泡流動層の数値解析と実験結果との比較検討, 機械学会論文集 (B 編), 68 巻, 647 号, pp.33-41, 2002.
- 9) Gray, J. P., Monaghan, J. J. and Swift, R. P.: SPH elastic dynamics, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol.190, pp.6641-6662, 2001.
- 10) 宋 武 燮, 酒井 譲, 山下 彰彦: SPH 法による弾塑性解析手法の検討 (第 1 報, 2 次元小変形問題), 機械学会論文集 (A 編), 68 巻, 669 号, pp.80-86, 2002.
- 11) Mounir NAILI et al.: A 2D SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS METHOD FOR LIQUEFACTION INDUCED LATERAL SPREADING ANALYSIS, Journal of Applied Mechanics, JSCE, Vol.8, pp.591-599,2005.
- 12) 前田健一, 坂井守: Smoothed Particle Hydrodynamics 法による粒状地盤の浸透破壊解析手法の開発, 土木学会応用力学論文集, Vol.7, pp.775-786, 2004.

- 13) Morris, J.P., Fox P.J. and Zhu Y.: Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH, *Journal of Computational Physics*, 136, pp.214-226, 1997.
- 14) Zhu Y, Fox,P.J.,Morris,J.P.: A Pore-scale numerical model for flow through porous media, *Int.J. Numer.Anal.Mech.Geomech.*,23,pp.881-904,1999.
- 15) M.L. Sawley, P.W. Cleary and J. Ha: Modelling of flow in porous media and resin transfer moulding using smoothed particle hydrodynamics, *Proc. 2nd International Conference on CFD in the Minerals and Processing Industries*, Melbourne, pp.473-478,1999.
- 16) 岡 二三生: 土質力学, p.78, 朝倉書店, 2003.
- 17) 地盤工学会: 土質試験 基本と手引, p.91, 丸善, 2001.
- 18) 竿本英貴, 松島亘志, 山田恭央: LAT - PIV 可視化実験手法の開発と粒子一流体系への応用, *土木学会応用力学論文集*, Vol.8, pp.601-608, 2005.
- 19) Kuniyasu Ogawa,Takeshi Matsuka,Shunichiro Hirai and Ken Okazaki: Three-dimensional velocity measurement of complex interstitial flows through water-saturated porous media by the tagging method in the MRI technique,*Meas.Sci. Technol*,12,pp.172-180,2001.

(2006 年 4 月 13 日 受付)