
間隙構造変化を考慮した天然ガス地層貯蔵の
貯留層特性評価に関する研究

(研究課題番号: 16360450)

平成16~17年度科学研究費補助金
(基盤研究(B))研究成果報告書



平成18年3月

研究代表者 村田澄彦

(京都大学大学院工学研究科助教授)

間隙構造変化を考慮した天然ガス地層貯蔵 の貯留層特性評価に関する研究

(研究課題番号:16360450)

平成 16 年度～17 年度科学研究費補助金
(基盤研究(B))研究成果報告書

平成18年3月

研究代表者 村田 澄彦

(京都大学大学院工学研究科助教授)

はしがき

天然ガスは、石油に比べてクリーンなエネルギー資源であり可採埋蔵量が多いことから、次世代の主たるエネルギー資源として期待されている。したがって、将来にわたってエネルギー資源を安定的に供給するうえで天然ガスの備蓄は非常に重要である。天然ガスの備蓄は、既にLPGタンクやLNGタンクを用いて進められているが、一方で生産が終了した石油・天然ガスの貯留層に圧入貯蔵する備蓄方法が考えられている。この場合、備蓄場所が限られ大消費地から離れているという欠点を有するが、貯留層が備蓄タンクに比べて非常に大きなガス貯蔵能力を有していることに加え地震などの自然災害を受け難いこと、坑井、パイプライン、その他地上設備が既に整っているなどの利点も多い。また、石油・天然ガスの貯留層は、生産段階でその全体構造や貯留層特性がかなり明らかにされているため、備蓄量評価のための貯留層モデルもかなり正確に構築されていることが期待できる。しかし、これらの貯留層では生産による間隙圧の低下に伴って圧密され間隙構造が変化しているため、貯留層の許容ガス圧入量や圧入ガスの流動拡散挙動を正しく評価するためには間隙圧の変化による間隙構造の変化を評価して、間隙率、浸透率、相対浸透率、毛細管圧力、ガス拡散係数などの貯留層特性を再評価する必要がある。

現在、これらの貯留層特性は岩石コア分析によって実験的に求められているが、マイクロレベルの間隙構造がこれらの貯留層特性にどのように影響するのかについては未だ不明な点が多い。しかし、近年、格子ボルツマン法(LBM)などの流体流動シミュレーション手法の発達により、貯留層の複雑な間隙における流体流動を正確にシミュレートできるようになってきていることから、貯留層の間隙構造と等価な間隙構造モデルを構築してLBMによる流体流動シミュレーションを行うことで、マイクロレベルの間隙構造がこれらの貯留層特性に及ぼす影響を明らかにすることが可能になるものと考えられる。また、間隙圧の変化による間隙構造の変化を考慮した間隙構造モデルを構築できれば天然ガスの貯留層備蓄の評価に資することができるものと考えられる。

そこで本研究では、貯留層の間隙構造と間隙圧変化による間隙構造の変化を実験的に調べ、間隙構造変化を考慮した間隙構造モデルの構築法について検討した。また、その方法で構築した間隙構造モデルに対してLBMによる流体流動シミュレーションを行って浸透率と残留流体飽和率に及ぼす間隙構造の影響について検討した。その結果、ベレア砂岩のような比較的均質な岩石については、二点相関法を用いて適切な間隙構造モデルを構築できること、浸透率と間隙率の間にはKozeny-Carmanの関係式が成立するが、小さい間隙の含有数は浸透率に大きく影響せず、間隙の連続性が同様であれば大きい間隙を含む割合が大きくなれば浸透率が高くなること、間隙径分布が同様であれば、間隙の連続性がよいものほど浸透率が高くなることがわかった。さらに、間隙の狭いコーナー部に流体が残留しやすく、間隙の形状が複雑になればなるほど残留量が多くなることを確認することができた。

本研究で得られた成果は、天然ガスの貯留層備蓄の評価に限らず温室効果ガスの地層隔離の評価などにも適用可能であり、エネルギー資源の確保と環境問題の解決という両面に役立つことから、継続して調査を行うことが重要である。

研究組織

研究代表者 : 村田 澄彦 (京都大学大学院 工学研究科 助教授)
研究分担者 : 齋藤 敏明 (京都大学大学院 工学研究科 教授)

交付決定額 (配分額)

(金額単位: 円)

| | 直接経費 | 間接経費 | 合計 |
|--------|------------|------|------------|
| 平成16年度 | 11,600,000 | 0 | 11,600,000 |
| 平成17年度 | 3,100,000 | 0 | 3,100,000 |
| 合計 | 14,700,000 | 0 | 14,700,000 |

研究発表

(口頭発表)

1. 村田澄彦, 藤田稔, 齋藤敏明, 岡野裕史, 大瀬戸一仁: ベレア砂岩の数値多孔質モデルを用いた浸透率評価, 平成16年度石油技術協会春季講演会シンポジウム・個人講演要旨集, p.152, 2004
2. 村田澄彦, 藤田稔, 谷健吾, 高橋俊哉, 大瀬戸一仁, 齋藤敏明: 二点相関法により構築された数値多孔質媒体の間隙構造評価, 資源・素材2004 (盛岡) 企画発表・一般発表資料 (A) / (B), pp.93-94, 2004
3. 藤田稔, 谷健吾, 村田澄彦, 齋藤敏明: 格子ボルツマン法による数値多孔質体モデルの浸透率評価, 資源・素材学会 春季大会講演集 (I) 資源編, pp.125-126, 2005
4. 内藤裕太, 谷健吾, 村田澄彦, 齋藤敏明: 貯留層岩石の間隙構造に及ぼす圧力の影響, 平成17年度石油技術協会春季講演会シンポジウム・個人講演要旨集, p.106, 2005
5. 村田澄彦, 齋藤敏明: 岩石基礎物性評価への数値多孔質体モデルの適用性, 資源・素材2005 (室蘭) 企画発表・一般発表資料 (A) / (B), pp.83-86, 2005

目次

| | |
|--------------------------------------|----|
| 第1章 緒言 | 1 |
| 第2章 間隙構造モデルの構築 | 2 |
| 2.1 Berea砂岩の間隙構造モデルの構築とその評価 | 2 |
| 2.1.1 Berea砂岩サンプルのデータ | 2 |
| 2.1.2 CT画像モデルの構築 | 3 |
| 2.1.3 2点相関法モデルの構築 | 5 |
| 2.1.4 モデルの間隙構造評価 | 12 |
| 2.2 圧力の影響を考慮したモデル構築のための基礎的評価 | 16 |
| 2.2.1 拘束圧変化実験 | 16 |
| 2.2.2 間隙圧変化実験 | 16 |
| 2.2.3 単純空隙形状モデルを用いた解析 | 18 |
| 第3章 LBM単相流シミュレーションによる浸透率評価 | 21 |
| 3.1 LBM単相流シミュレーション | 21 |
| 3.1.1 格子空間の定義 | 21 |
| 3.1.2 単相流格子ボルツマン方程式 | 23 |
| 3.1.3 境界条件 | 28 |
| 3.1.4 ハーゲン・ポワズイユ流れの再現 | 31 |
| 3.2 間隙構造モデルを用いた浸透率評価 | 35 |
| 3.2.1 格子空間から実空間への単位変換 | 35 |
| 3.2.2 浸透率評価の結果 | 36 |
| 第4章 LBM二相流シミュレーションによる残留流体飽和率評価 | 38 |
| 4.1 LBM二相流シミュレーション | 38 |
| 4.1.1 不混和性二相流格子ボルツマン方程式 | 38 |
| 4.1.2 境界条件 | 42 |
| 4.1.3 界面張力効果の再現 | 43 |
| 4.1.4 岩石の濡れ性の再現 | 45 |
| 4.2 残留流体飽和率の評価 | 48 |
| 4.2.1 単純空隙形状モデルを用いた飽和率評価 | 49 |
| 4.2.2 間隙構造モデルを用いた飽和率評価 | 55 |
| 第5章 結言 | 59 |
| 参考文献 | 61 |

発表論文

第1章 緒言

天然ガスは、石油に比べてクリーンなエネルギー資源であり可採埋蔵量が大きいことから、次世代の主たるエネルギー資源として期待されている。したがって、将来にわたってエネルギー資源を安定的に供給するうえで天然ガスの備蓄は非常に重要である。天然ガスの備蓄は、既にLPGタンクやLNGタンクを用いて進められているが、一方で生産が終了した石油・天然ガスの貯留層に圧入貯蔵する備蓄方法が考えられている。この場合、備蓄場所が限られ大消費地から離れているという欠点を有するが、貯留層が備蓄タンクに比べて非常に大きなガス貯蔵能力を有していることに加え地震などの自然災害を受け難いこと、坑井、パイプライン、その他地上設備が既に整っているなどの利点も多い。また、石油・天然ガスの貯留層は、生産段階でその全体構造や貯留層特性がかなり明らかにされているため、備蓄量評価のための貯留層モデルもかなり正確に構築されていることが期待できる。しかし、これらの貯留層では生産による間隙圧の低下に伴って圧密され間隙構造が変化しているため、貯留層の許容ガス圧入量や圧入ガスの流動拡散挙動を正しく評価するためには間隙圧の変化による間隙構造の変化を評価して、空隙率、浸透率、相対浸透率、毛細管圧力、ガス拡散係数などの貯留層特性を再評価する必要がある。

現在、これらの貯留層特性は岩石コア分析によって実験的に求められているが、マイクロレベルの間隙構造がこれらの貯留層特性にどのように影響するのかについては未だ不明な点が多い。しかし、近年、格子ボルツマン法(LBM)などの流体流動シミュレーション手法の発達により、貯留層の複雑な間隙における流体流動を正確にシミュレートできるようになってきていることから¹⁾⁻⁹⁾、貯留層の間隙構造と等価な間隙構造モデルを構築してLBMによる流体流動シミュレーションを行うことで、マイクロレベルの間隙構造がこれらの貯留層特性に及ぼす影響を明らかにすることが可能になるものと考えられる。また、間隙圧の変化による間隙構造の変化を考慮した間隙構造モデルを構築できれば天然ガスの貯留層備蓄の評価に資することができるものと考えられる。

そこで本研究では、まず、貯留層の間隙構造と間隙圧変化による間隙構造の変化を実験的に調べ、間隙構造変化を考慮した間隙構造モデルの構築法について検討した。次に、その方法で構築した間隙構造モデルに対してLBMによる単相流れのシミュレーションを行って浸透率に及ぼす間隙構造の影響について検討した。また、我が国の天然ガス田の貯留層の多くは水押し型であり、天然ガス圧入前の貯留層の間隙は残留ガスと水で飽和された状態となっている。そこに天然ガスを圧入する場合、貯留層での流体の流れは水とガスの多相流れとなる。このような多相流れでは、流体間の界面に作用する界面張力や岩石表面の濡れ性によって流体飽和率や相対浸透率などの貯留層特性が変化する。LBMを用いてガス-水系の二相流れをシミュレートするには状態方程式を導入する必要があるが、そのモデル化は簡単ではない。そこで、本研究では第一段階として簡単のため、状態方程式を必要としない油-水系の二相流れに対してLBMによる流動シミュレーションを実施し、界面張力や岩石表面の濡れ性とともなう二相流れ特有の現象を再現するとともに、間隙構造モデルに対して流動シミュレーションを実施することで、残留流体飽和率に及ぼす間隙構造の影響について検討した。

第2章 間隙構造モデルの構築

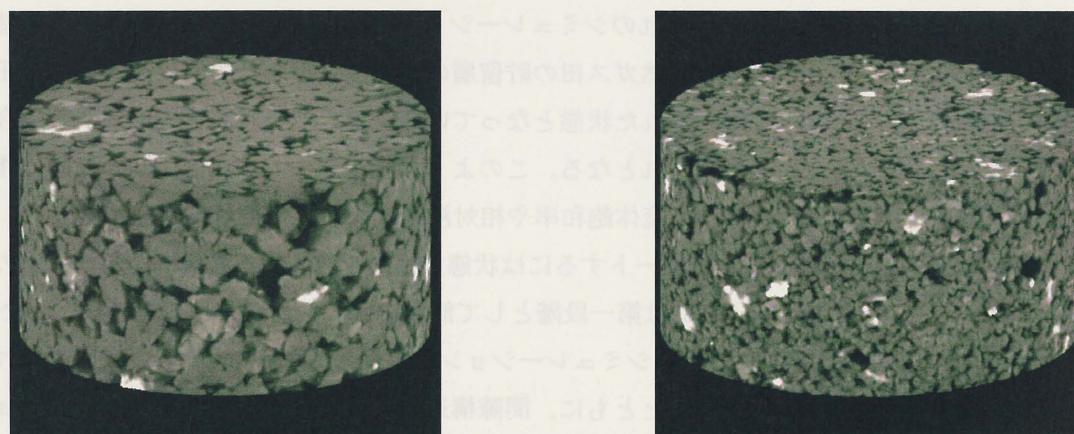
2.1 Berea 砂岩の間隙構造モデルの構築とその評価

間隙構造モデルを作成する方法としていくつかの方法が提案されている。このうち Adler ら (1990) による 2 点相関法は、多孔質媒体の 2 次元画像データから比較的簡単に 3 次元の多孔質体モデルを作成することができる点で有用である¹⁰⁾⁻¹²⁾。しかし、この方法は空隙の連続性を保証しておらず、貯留層を表現する多孔質体モデルとしては空隙の連続性及び空隙径の分布について実物と同程度であることを検証しておく必要がある。そこで、まず均質等方性と考えられる Berea 砂岩のマイクロCT画像から再構築したCT画像モデルと、マイクロCT画像から 2 点相関法により構築した 2 点相関法モデルを作成した。さらに、CT画像モデルを実岩石モデルと見なして両モデルの空隙構造を評価することで、2 点相関法モデルの妥当性について検討した。

2.1.1 Berea 砂岩サンプルのデータ

図 2.1 にマイクロCT画像から再構成された供試体を示す。(a) は解像度 $5.67\mu\text{m}/\text{pixel}$ で撮影されたものであり、 512×512 (pixel) のスライス断面画像を 256 枚重ね合わせたものとして表現されている。以降、このデータを CASE1 と呼ぶ。(b) は解像度 $9.57\mu\text{m}/\text{pixel}$ で撮影されたものであり、CASE1 と同様に、 512×512 (pixel) のスライス断面画像を 256 枚重ね合わせたものとして表現されている。以降、このデータを CASE2 と呼ぶ。CASE1, CASE2 とともに 256 階調のグレースケールで表現されており、黒い部分が空隙部 (pore) であり、白い部分が岩質部 (matrix) である。

また、表 2.1 に供試体に対して実施したコアラボ社製浸透率測定装置 UltraPerm-400 による浸透率測定結果を示す。表 2.1 にしめすとおり、ディスクサンプルの空隙率は 20.7%、浸透率は 242md である。さらに、コアラボ社製浸透率プロファイル測定装置 PDPK400 による局所浸透率測定の結果を表 2.2 に示す。表 2.2 に示すように CASE1 の浸透率は 273md、CASE2 の浸透率は 291md である。



(a) CASE1 (解像度 $5.67\mu\text{m}/\text{pixel}$)

(b) CASE2 (解像度 $9.57\mu\text{m}/\text{pixel}$)

図 2.1 マイクロCT画像から再構成された供試体

表 2.1 UltraPerm-400 による浸透率測定実験結果

| Diameter (cm) | Length (cm) | Weight (g) | Density (g/cm ³) | Bulk Vol. (cm ³) | Pore Vol. (cm ³) | Porosity | Permeability (md) |
|------------------|----------------|---------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|----------|----------------------|
| 3.78 | 1.35 | 31.83 | 2.63 | 15.21 | 3.15 | 0.20 | 242.10 |

表 2.2 浸透率評価に用いた実験値

| Model name | Permeability (md) |
|------------|-------------------|
| CASE1 | 273 |
| CASE2 | 291 |

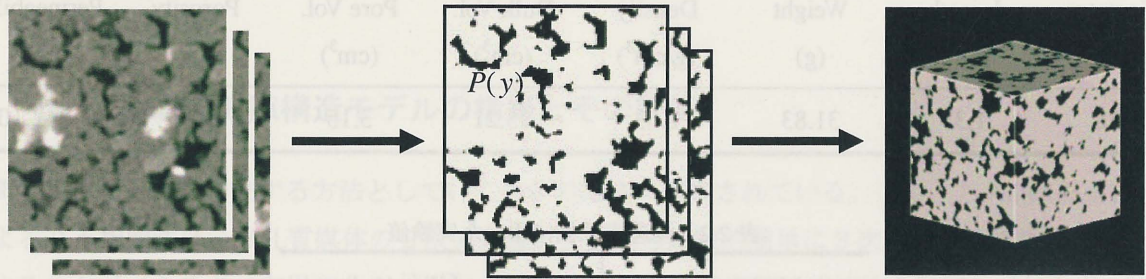
2.1.2 CT画像モデルの構築

図 2.1 に示す Berea 砂岩供試体のマイクロCT画像から正方形領域を切り取り、図 2.2 に示すように 256 階調の画像において各格子点が空隙部 (pore) にあるか岩質部 (solid) にあるかで 2 値化し、全てのスライス断面について重ね合わせて 3 次元多孔質体モデルを作成した。ただし、画像を 2 値化する際に閾値を決定する必要があるが、本研究では、モデルの空隙率が実岩石の空隙率と合うように決定した。このようにして作成したモデルを CT 画像モデルとする。ただし、本研究で行った浸透率評価シミュレーションにおいて周期境界条件を適用するために、流入面と流出面で空隙構造が一致している必要がある。そこで、まず 100×100×50 (pixel) のモデルを構築し、反転させたものを合わせて流入面と流出面の空隙構造を一致させるという処理を施している。

CASE1 と CASE2 のそれぞれのマイクロCT画像から構築した CT 画像モデルを図 2.3 に示した。モデルのサイズは CASE1, CASE2 とともに 100×100×100 (pixel) であり、CASE1 モデルでは 1 辺の長さが 567 μ m, CASE2 モデルでは 1 辺の長さが 957 μ m となっている。CASE1 モデルの空隙率は 21.4%, CASE2 モデルの空隙率は 20.9% である。

CT 画像モデルの構築にはマイクロCTスキャナのような非常に高価な装置を必要とするが、画像に適切な閾値を与えて 2 値化することにより、実岩石の空隙構造をほぼ忠実に表していると考えられるモデルを容易に作成することができた。

しかし、画像の分解能で捉えきれない空隙が存在する可能性があることから、実岩石に存在する最も小さい空隙の大きさなどについて調べる必要がある。また、画像を 2 値化する際に、閾値の決定が恣意的になされることから、画像の解像度と最小空隙径との関係を詳しく調査した上で閾値を決定する方法について検討すべきである。さらに、本研究で作成したモデルは非常に小さい領域であることから、モデルの領域における空隙構造特性がコア全体の空隙構造特性と一致しているか否かについては不明である。この問題については、代表的規模 (REV : Representative Elementary Volume) の観点から、モデルの空隙構造特性とコアの空隙構造特性を比較検討する必要がある。

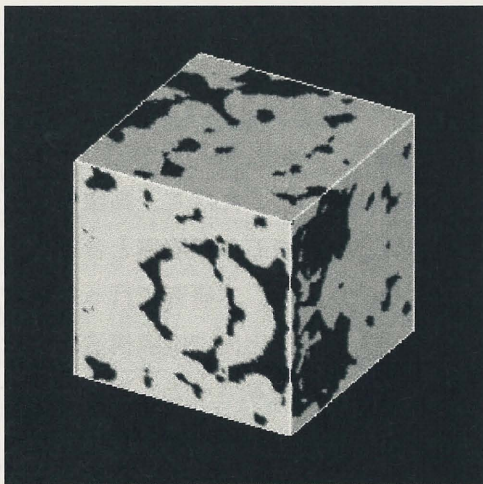


CT画像

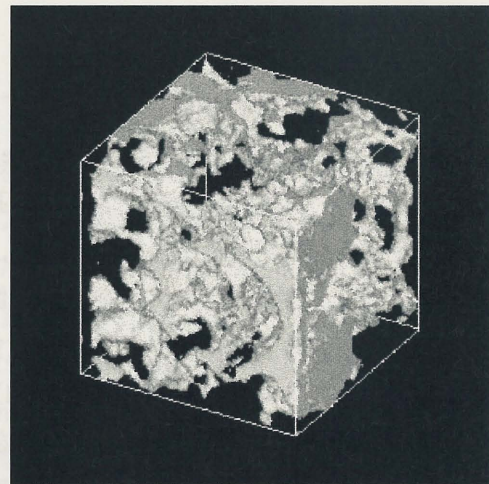
2値化

3次元モデル

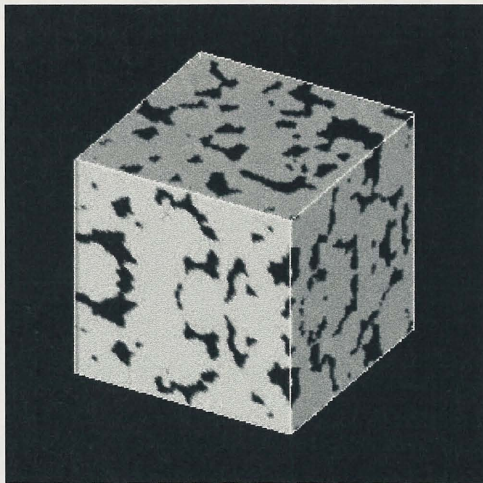
図 2.2 CT画像モデルの構築手順



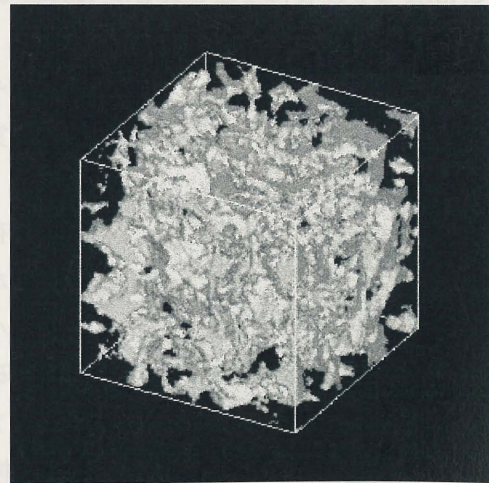
(a) CASE1 外観図



(b) CASE1 透視図



(c) CASE2 外観図



(d) CASE2 透視図

図 2.3 CT画像モデル

2.1.3 2点相関法モデルの構築

2点相関法とは、Adlerら(1990)によって提唱されている間隙構造モデルの構築方法である。2点相関法を用いれば、空隙率(Porosity)と2点相関(Correlation function)という、2つの統計パラメータを供試体と一致させたモデルを構築することができる¹⁰⁾⁻¹⁴⁾。

2点相関法では、供試体の2次元断面観察画像に画像処理を施し、各点が空隙部(pore)にあるか岩質部(solid)にあるかで2値化し相関数を決定する。次に、相関数から求めた空隙率と共分散関数に基づいたフィルター関数を求め、乱数空間にそのフィルター関数を作用させることにより、供試体と同様の空隙分布特性をもつ3次元モデルを構築する。2点相関法モデルの構築手順を図2.4に示す。以下に図2.4に示した手順について記述する。

- ① 供試体の相関数 $Z_s(\mathbf{r})$ を作成し、そこから空隙率 ϕ および2点相関 $R_z(\mathbf{u})$ を求める
- ② $R_z(\mathbf{u})$ から相関をもつ連続確率変数 $Y(\mathbf{r})$ (後に生成する) の2点相関 $R_y(\mathbf{u})$ を求める
- ③ 相関をもたない連続確率変数として正規乱数空間 $X(\mathbf{r})$ を生成する
- ④ $X(\mathbf{r})$ に対して $R_y(\mathbf{u})$ に基づく線形フィルタ (Linear filter) を作用させることにより、 $Y(\mathbf{r})$ を生成する
- ⑤ $Y(\mathbf{r})$ に対して ϕ に基づく非線形フィルタ (Non-linear filter) を作用させることにより、2点相関法モデル $Z_m(\mathbf{r})$ を構築する

以下に2点相関法モデルの作成理論を記述する。

[1] 2点相関 $R_z(\mathbf{u})$ の決定

供試体の相関数 $Z_s(\mathbf{r})$ を式(2.1)のように定義する。

$$Z_s(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \dots \text{ pore} \\ 0 & \dots \text{ matrix} \end{cases} \quad (2.1)$$

次に、相関数 $Z_s(\mathbf{r})$ を用いて供試体の空隙率 ϕ と共分散関数 $R_z(\mathbf{u})$ をそれぞれ式(2.2)、(2.3)のように表す。

$$\phi = \overline{Z_s(\mathbf{r})} = \frac{1}{N^3} \sum Z_s(\mathbf{r}) \quad (2.2)$$

$$R_z(\mathbf{u}) = \frac{\overline{\{Z_s(\mathbf{r}) - \phi\}\{Z_s(\mathbf{r} + \mathbf{u}) - \phi\}}}{\overline{\{Z_s(\mathbf{r}) - \phi\}^2}} = \frac{\overline{\{Z_s(\mathbf{r}) - \phi\}\{Z_s(\mathbf{r} + \mathbf{u}) - \phi\}}}{\phi - \phi^2} \quad (2.3)$$

ここで求めた2つの統計パラメータ(空隙率 ϕ と共分散関数 $R_z(\mathbf{u})$)を用いて、乱数空間に対してそのパラメータと一致する新しい相関数 $Z_m(\mathbf{r})$ を生成する。したがって、2点相関法モデル $Z_m(\mathbf{r})$ は、

$$\overline{Z_m(\mathbf{r})} = \frac{1}{N_c^3} \sum_{\mathbf{r} \in c} Z_m(\mathbf{r}) = \phi \quad (2.4)$$

$$\frac{\overline{\{Z_m(\mathbf{r}) - \phi\}\{Z_m(\mathbf{r} + \mathbf{u}) - \phi\}}}{\overline{\{Z_m(\mathbf{r}) - \phi\}^2}} = \frac{\overline{\{Z_m(\mathbf{r}) - \phi\}\{Z_m(\mathbf{r} + \mathbf{u}) - \phi\}}}{\phi - \phi^2} = R_z(\mathbf{u}) \quad (2.5)$$

を満たす相関数である。

[2] 連続確率変数空間 $Y(\mathbf{r})$ から 2 点相関法モデル $Z_m(\mathbf{r})$ の生成

生成の順序とは逆行する形になるが、まず $Y(\mathbf{r})$ から $Z_m(\mathbf{r})$ を生成することを考える。 $Y(\mathbf{r}) = y$ がガウス分布に従うものであると仮定すれば、その分布関数は、

$$P(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^y \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy \quad (2.6)$$

で表される。そこで相関数 $Z_m(\mathbf{r})$ を

$$Z_m(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \dots & P(y) \leq \phi \\ 0 & \dots & P(y) > \phi \end{cases} \quad (2.7)$$

によって定義し、図 2.5 に示すように $P^{-1}(\phi)$ を閾値として $Y(\mathbf{r})$ を 2 値化する。これにより $Y(\mathbf{r})$ から $Z_m(\mathbf{r})$ が生成される。

[3] 正規乱数空間 $X(\mathbf{r})$ から連続確率変数空間 $Y(\mathbf{r})$ の生成

続いて式 (2.7) で与えられた $Z_m(\mathbf{r})$ について、その空隙率と共分散関数が供試体のものと一致するように $Y(\mathbf{r})$ を決定することを考える。

$Y(\mathbf{r})$ の共分散関数 $R_y(\mathbf{u})$ および正規乱数 $X(\mathbf{r})$ のフーリエ変換である $\hat{R}_{y,m}$ と \hat{X}_m は、

$$\hat{R}_{y,m} = \frac{1}{N^3} \sum_{\mathbf{u} \in c} R_y(\mathbf{u}) \exp(+2\pi i \mathbf{k}_m \cdot \mathbf{u}) \quad (2.8)$$

$$\hat{X}_m = \frac{1}{N^3} \sum_{\mathbf{u} \in c} X(\mathbf{u}) \exp(+2\pi i \mathbf{k}_m \cdot \mathbf{u}) \quad (2.9)$$

で与えられる。 \mathbf{k}_m はフーリエ変換における周波数であり、次式で定義される。

$$\mathbf{k}_m = \frac{1}{N} (m_1 \mathbf{e}_1 + m_2 \mathbf{e}_2 + m_3 \mathbf{e}_3) \quad (2.10)$$

$m_1 m_2 m_3$: 周波数領域における格子点間隔

$\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_3$: 周波数領域における単位ベクトル

ここで $\hat{Y}_m = \alpha(\hat{R}_{y,m})^{1/2} \hat{X}_m$ とおけば、フーリエ逆変換により $Y(\mathbf{r})$ は、

$$Y(\mathbf{r}) = \alpha \sum_{m \in c} (\hat{R}_{y,m})^{1/2} \hat{X}_m \exp(-2\pi i \mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) \quad (2.11)$$

と書ける。 $X(\mathbf{r})$ が標準正規分布に従う確率変数であることから、 $Y(\mathbf{r})$ も標準正規分布に従う確率変数となる。次に、 $Y(\mathbf{r})$ の共分散関数 $R_y(\mathbf{u})$ は、

$$R_y(\mathbf{u}) = \frac{\alpha^2}{N^3} \sum_{m \in c} (\hat{R}_{y,m} \hat{R}_{y,m}^*)^{1/2} \exp(-2\pi i \mathbf{k}_m \cdot \mathbf{u}) \quad (2.12)$$

と表される。ここで $R_y(\mathbf{u})$ は偶関数であるから、 $\hat{R}_{y,m} = \hat{R}_{y,m}^*$ が成り立ち、

$$R_y(\mathbf{u}) = \frac{\alpha^2}{N^3} \sum_{m \in c} \hat{R}_{y,m} \exp(-2\pi i \mathbf{k}_m \cdot \mathbf{u}) = \frac{\alpha^2}{N^3} R_y(\mathbf{u}) \quad (2.13)$$

の等式が得られ、これより $\alpha = N^{3/2}$ が導き出される。 α を式 (2.11) に代入すれば、

$$Y(\mathbf{r}) = N^{3/2} \sum_{m \in c} (\hat{R}_{y,m})^{1/2} \hat{X}_m \exp(-2\pi i \mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) \quad (2.14)$$

と表され、この式により $X(\mathbf{r})$ から $Y(\mathbf{r})$ が生成される。

[4] 共分散関数 $R_y(\mathbf{u})$ の決定

$Y(\mathbf{r})$ の生成にはその共分散関数 $R_y(\mathbf{u})$ が必要となるので、次に $R_y(\mathbf{u})$ を決定することを考える。

Y の決定関数 G を

$$G(y) = Z_m(\mathbf{r}) - \phi = \begin{cases} 1 - \phi & \dots P(y) \leq \phi \\ -\phi & \dots P(y) > \phi \end{cases} \quad (2.15)$$

で定義すると、式 (2.7) によって生成される $Z_m(\mathbf{r})$ の共分散関数 $R_z(\mathbf{u})$ は、

$$R_z(\mathbf{u}) = \frac{\{Z_m(\mathbf{r}) - \phi\} \{Z_m(\mathbf{r} + \mathbf{u}) - \phi\}}{\phi - \phi^2} = \frac{1}{\phi - \phi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} G(y_1) G(y_2) p_y(y_1, y_2) dy_1 dy_2 \quad (2.16)$$

と書くことができる。ここで $y_1 = Y(\mathbf{r})$ 、 $y_2 = Y(\mathbf{r} + \mathbf{u})$ である。また $p_y(y_1, y_2)$ は2次元標準正規分布の確率密度関数であり、Hermite 多項式を用いて表すと、

$$p_y(y_1, y_2) = p(y_1) p(y_2) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{R_y^k(\mathbf{u})}{k!} H_k(y_1) H_k(y_2) \quad (2.17)$$

と書ける。ここで $p(y)$ は標準正規分布の確率密度関数である。

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) \quad (2.18)$$

また、 $H_k(y)$ は k 次の Hermite 多項式であり、次式で定義される。

$$H_k(y) = (-1)^k \exp\left(\frac{y^2}{2}\right) \frac{d^k}{dy^k} \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) \quad (2.19)$$

よって式 (2.16) は、

$$R_z(\mathbf{u}) = \frac{1}{\phi - \phi^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{R_y^k(\mathbf{u})}{k!} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} G(y) p(y) H_k(y) dy \right\}^2 = \sum_{k=0}^{\infty} C_k^2 R_y^k(\mathbf{u}) \quad (2.20)$$

と書くことができる。ここで、

$$C_k = \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot k! (\phi - \phi^2)}} \int_{-\infty}^{\infty} G(y) \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) H_k(y) dy \quad (2.21)$$

である。

$R_z(\mathbf{u})$ は供試体から求めた相関数の共分散関数に等しく設定するので既知である。したがって、式 (2.21) の方程式を解くことができ、 $R_y(\mathbf{u})$ が求まる。次数は無限大にできないが、30 次程度で十分な精度を出すことができる。図 2.6 に、次数を 30 次、 ϕ を 0.25 とした時の $R_y(\mathbf{u})$ と $R_z(\mathbf{u})$ の対応を示す。1 対 1 の対応となっているのがこの図から分かる。

[5] 共分散関数 $R_y(\mathbf{u})$ の近似

本研究では、共分散関数 $R_y(\mathbf{u})$ の等方性近似式として次式を用いた。ここで、 λ を相関距離とする。

$$R_y(\mathbf{u}) = \exp\left[-\left(\frac{|\mathbf{u}|}{\lambda}\right)^2\right] \quad (2.22)$$

式 (2.22) は、共分散関数の近似式として一般に用いられるもので Gaussian 型近似式と呼ばれる。このとき、相関距離 λ は、図 2.7 で示すように、 $R_y(\mathbf{u})$ の値が $1/e$ となるときの $|\mathbf{u}|$ として表される。

CASE1 と CASE2 のそれぞれのマイクロ CT 画像から構築した 2 点相関法モデルを図 2.8 に示す。なお、CT 画像モデルと同様に $100 \times 100 \times 50$ (pixel) のモデルを反転させたものを合わせて流入面と流出面の空隙構造を一致させるという処理を施している。モデルのサイズは CASE1, CASE2 とともに $100 \times 100 \times 100$ (pixel) であり、CASE1 モデルでは 1 辺の長さが $567 \mu\text{m}$ 、CASE2 モデルでは 1 辺の長さが $957 \mu\text{m}$ となっている。また、CASE1 モデルの空隙率は 19.9%、CASE2 モデルの空隙率は 18.6% である。

本研究では、Berea 砂岩供試体のマイクロCT画像を用いてモデルを構築したが、2点相関法モデルでは任意のスライス断面から3次元モデルが構築できるため、解像度の高い画像があれば容易にモデルの構築ができる。また、2点相関法では構築されるモデルが均質化されるため、モデル内における領域間のばらつきは生じにくいと考えられる。しかし、画像の分解能の問題や閾値の決定方法についての問題はCT画像モデルと同様に考えられる。本研究で作成したような非常に小さい領域のモデルにおいて、コアと同様の空隙構造特性を持たせるためには、コアのスケールとモデルのスケールのそれぞれについて空隙の連結性や空隙径分布などの空隙構造特性を明らかにし、REVの影響について熟慮した上でスライス断面を選ぶ必要がある。

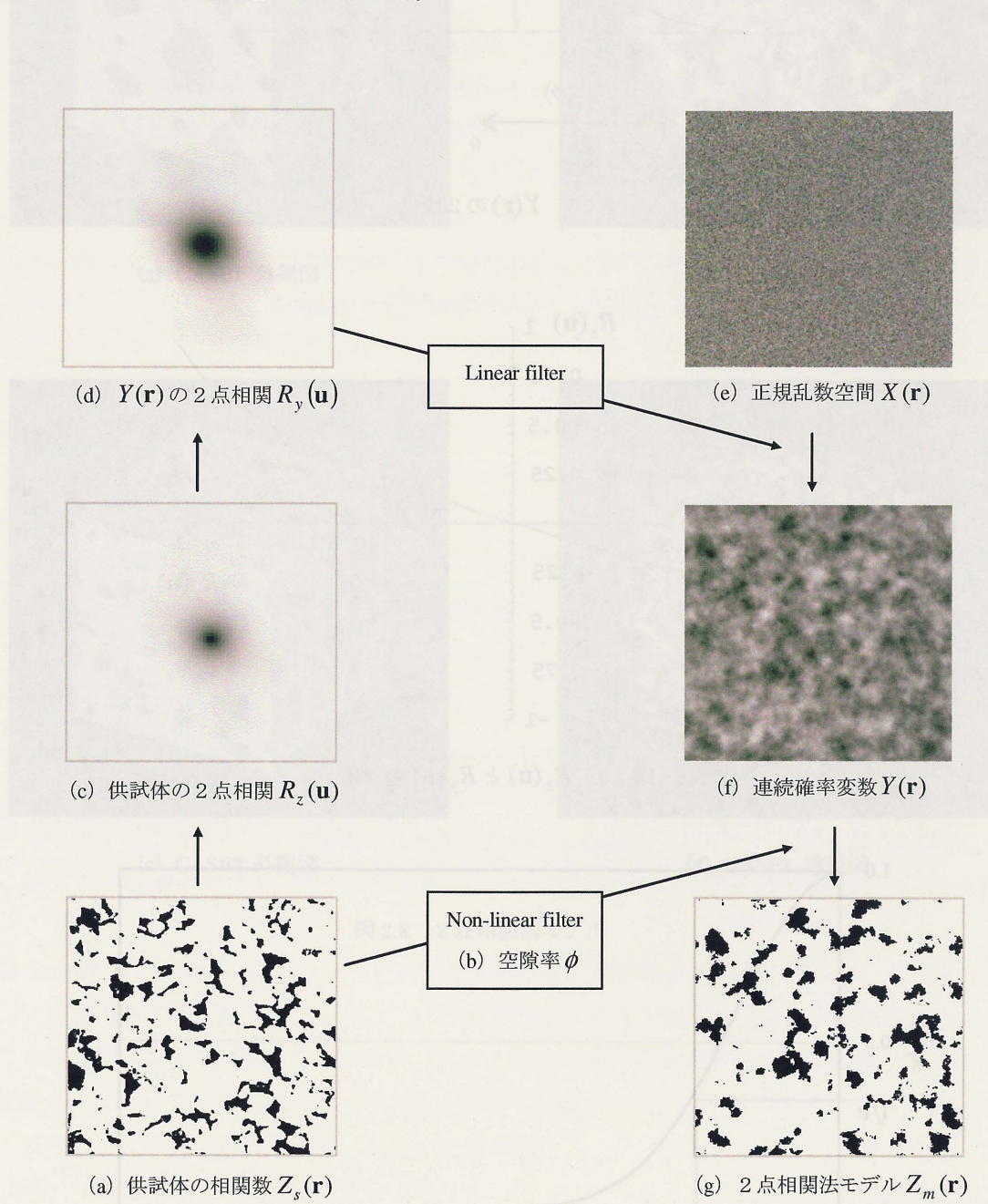


図 2.4 2点相関法モデルの構築手順

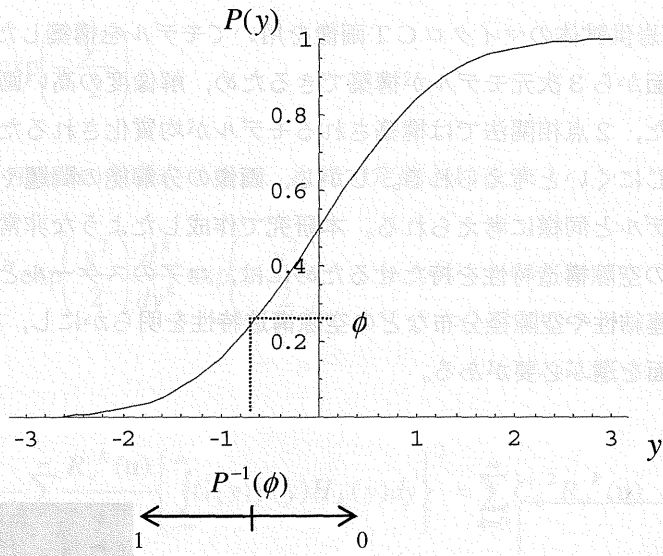


図 2.5 $Y(\mathbf{r})$ の 2 値化

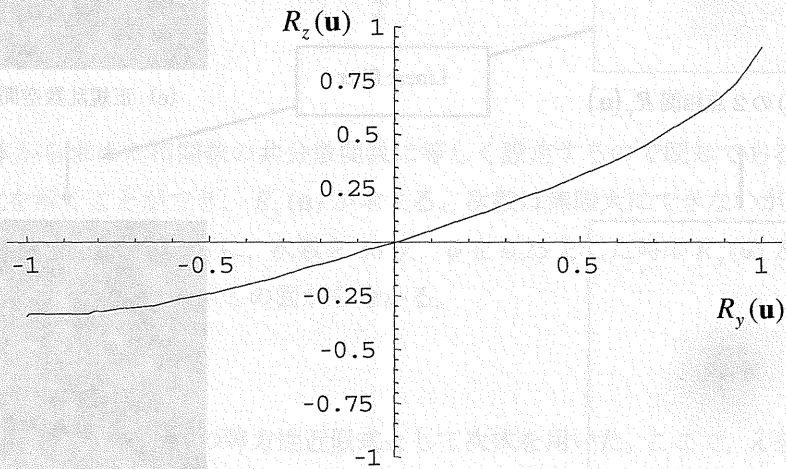


図 2.6 $R_z(\mathbf{u})$ と $R_y(\mathbf{u})$ の対応

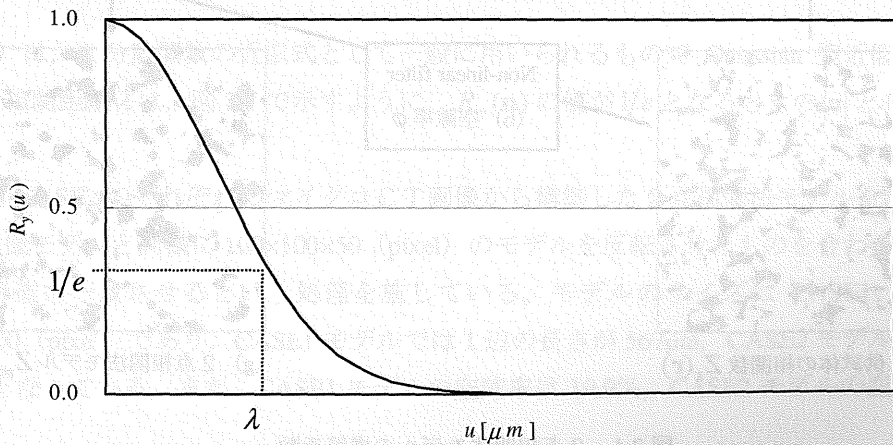
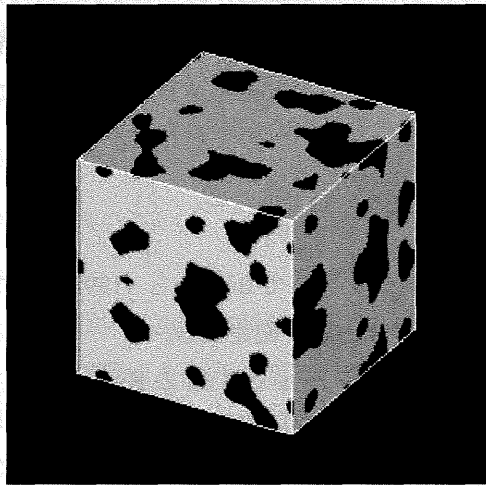
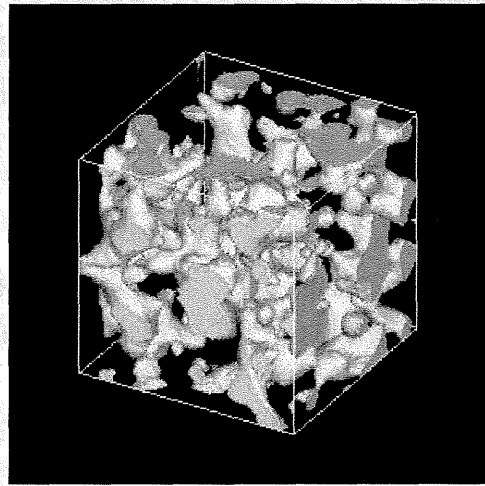


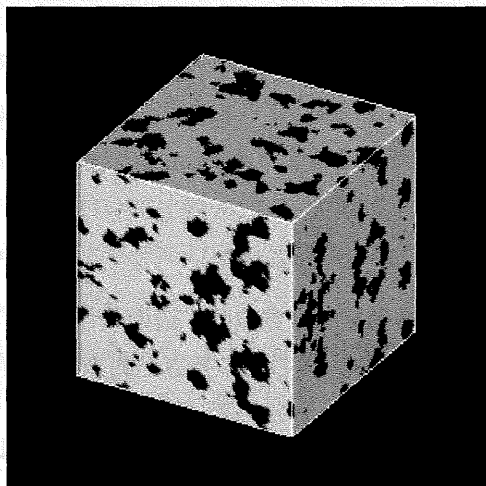
図 2.7 $R_y(\mathbf{u})$ と λ の関係



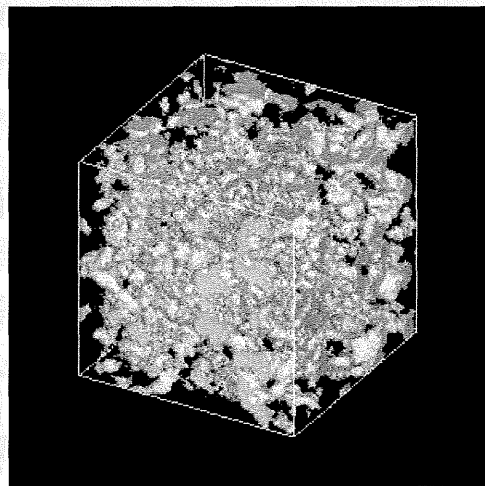
(a) CASE1 外観図



(b) CASE1 透視図



(c) CASE2 外観図



(d) CASE2 透視図

図 2.8 2点相関法モデル

2.1.4 モデルの空隙構造評価

CT画像モデルは、実岩石の空隙構造を正確に表現できているものと仮定することができる。一方、2点相関法モデルは、空隙率と2点相関というパラメータにおいては供試体との一致をみるものの、その他の空隙構造特性が供試体と一致しているか否かについては不明である。そこで、貯留層特性に大きく影響する空隙の連結状態 (Percolation Probability) と空隙径分布 (Pore Size Distribution) について両者を比較し、2点相関法モデルの妥当性の検証を行った。

[1] Percolation Probability による評価

Percolation Probability とは、空隙の連結状態を評価するパラメータとして Biswal ら (1998) により提案されている指標である¹⁵⁾。以下に、Percolation Probability の評価方法を記述する。

1 辺の長さ 100 ピクセルの立方体中に、原点の位置ベクトル \mathbf{x} と 1 辺の長さ L ピクセル ($L=1,2,\dots,100$) で決まる小立方体 $K(\mathbf{x}, L)$ を考える。1 辺の長さ L ピクセルの場合、位置ベクトル \mathbf{x} を 1 ピクセルずつ変えることにより、 $(101-L)^3$ 個の小立方体が得られる。したがってここでは、1 辺の長さが L ピクセル ($L=1,2,\dots,100$) の小立方体 $(101-L)^3$ 個のうち空隙が貫通しているものの割合 $p_\alpha(L)$ により percolation probability を定義し、空隙の連結状態を評価した。

$p_\alpha(L)$ は次のように表される。

$$p_\alpha(L) = \frac{\sum_{\mathbf{x}} \lambda_\alpha(\mathbf{x}, L)}{(101-L)^3} \quad (2.23)$$

$$\lambda_\alpha(\mathbf{x}, L) = \begin{cases} 1 & \text{if } K(\mathbf{x}, L) \text{ percolates in } \alpha\text{-direction} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.24)$$

Percolation Probability の評価結果を図 2.9 に示す。ただし、横軸を小立方体の 1 辺の長さとし、縦軸を Percolation Probability としている。(a) の CASE1 において、小立方体の辺の長さが約 200 μm から約 300 μm の間で 2 点相関法モデルの Percolation Probability が CT 画像モデルのものよりも若干低い値となっているが、それ以外ではよく一致しており、約 400 μm で 1 に達している。(b) の CASE2 においては、全体的に 2 点相関法モデルの Percolation Probability が CT 画像モデルのものよりも低い値であり、CT 画像モデルでは約 300 μm で 1 に達するのに対し、2 点相関法モデルでは約 500 μm で 1 に達している。

この結果から、2 点相関法モデルは空隙の連結が保証されていないにもかかわらず、500 μm 程度のモデルにおいては確実に空隙が貫通することが確認された。しかし、CT 画像モデルに比べて、2 点相関法モデルが貫通する割合が低くなる傾向が見られた。今回行った解析では、CASE1 のモデルと CASE2 のモデルで貫通する割合にわずかな違いが認められたが、この原因としては、モデル領域によるばらつきが影響していると考えられる。この問題については、本研究で用いたモデルのスケールにおいて、どの程度のばらつきが生じるかについて、より多くのモデルに対して解析を行い、詳しく検討する必要がある。

[2] Pore Size Distribution による評価

Pore Size Distribution とは、空隙径の分布特性を表すパラメータである。以下に、Pore Size Distribution の評価方法を記述する。

ある方向の各スライス断面中に存在する全ての空隙のそれぞれに対してその面積 S を求め、それらを円に換算したときの直径の分布を Pore Size Distribution とした¹⁶⁾。

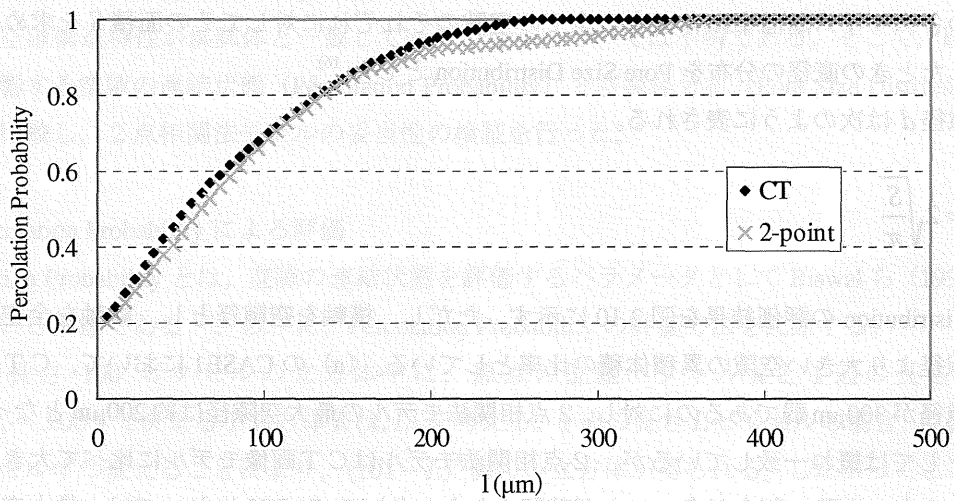
ここで空隙径 d は次のように表される。

$$d = 2\sqrt{\frac{S}{\pi}} \quad (2.25)$$

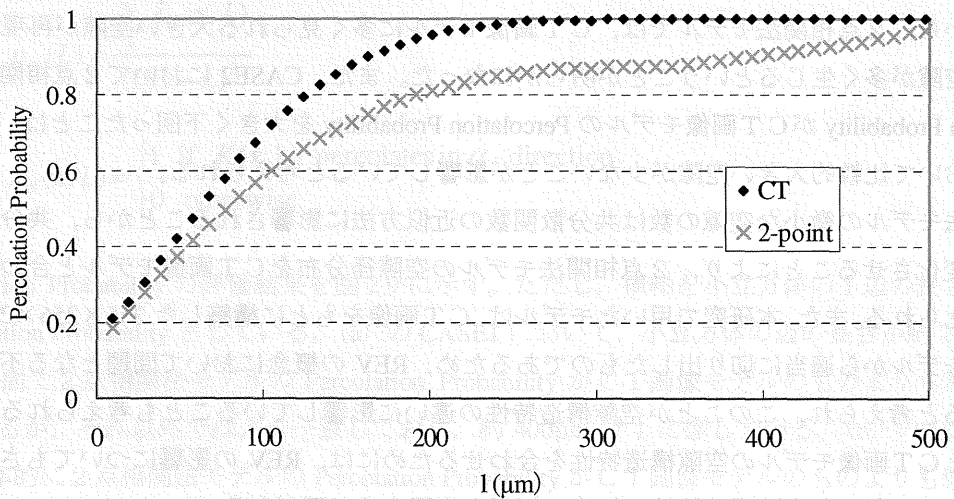
Pore Size Distribution の評価結果を図 2.10 に示す。ただし、横軸を空隙径とし、縦軸を全空隙体積に対する各空隙径より大きい空隙の累積体積の比率としている。(a) の CASE1 において、CT 画像モデルの最大空隙径が $300\mu\text{m}$ 弱であるのに対し、2点相関法モデルの最大空隙径は約 $200\mu\text{m}$ となっている。全体の傾向としては概ね一致しているが、2点相関法モデルはCT 画像モデルに比べて大きい空隙が少なく、逆に小さい空隙の割合が多いことが確認された。(b) の CASE2 においては、最大空隙径で大きな差異が生じており、CT 画像モデルが約 $400\mu\text{m}$ であるのに対し、2点相関法モデルは約 $250\mu\text{m}$ となっている。また、2点相関法モデルがCT 画像モデルに比べて大きい空隙が少ないという傾向が CASE1 よりも顕著に表れており、全体の傾向としても違いが見られる。

この結果から、2点相関法モデルでは、CT 画像モデルに多く見られる大きい空隙が再現されにくく、微小な空隙が多く生じるということが明らかになった。また、CASE2 において2点相関法モデルの Percolation Probability がCT 画像モデルの Percolation Probability を大きく下回ったことは、2点相関法モデルにおいて比較的大きい空隙が少ないことが影響していると考えられる。

2点相関法モデルの微小な空隙の数は共分散関数の近似方法に影響されることから、共分散関数の近似方法を変化させることにより、2点相関法モデルの空隙径分布をCT 画像モデルと合わせることは可能と考えられる。また、本研究で用いたモデルは、CT 画像をもとに構築した $256 \times 256 \times 256$ (pixel) の大きさのモデルから適当に切り出したものであるため、REV の概念において問題となる不均質性を内包していると考えられ、このことが空隙構造特性の違いに影響していることも考えられる。2点相関法モデルとCT 画像モデルの空隙構造特性を合わせるためには、REV の影響についてもさらに検討し、今回明らかになった空隙構造特性の相違の原因を究明する必要がある。

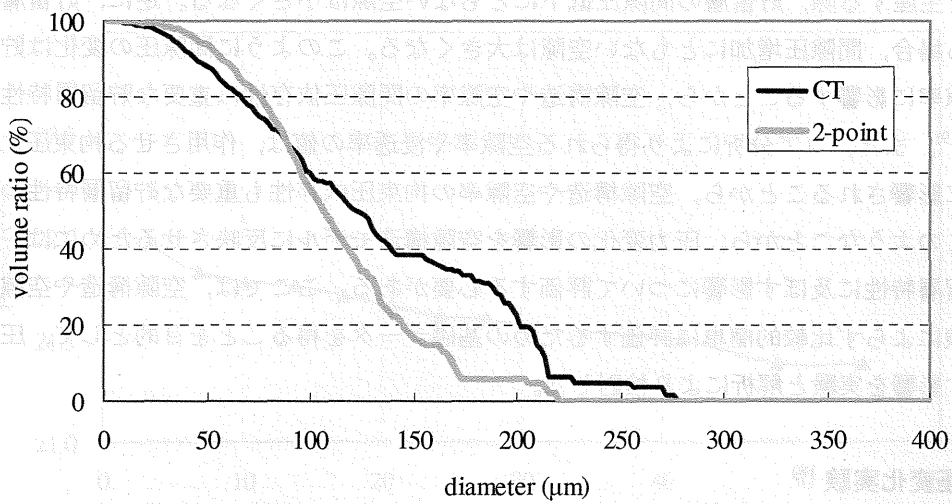


(a) CASE1

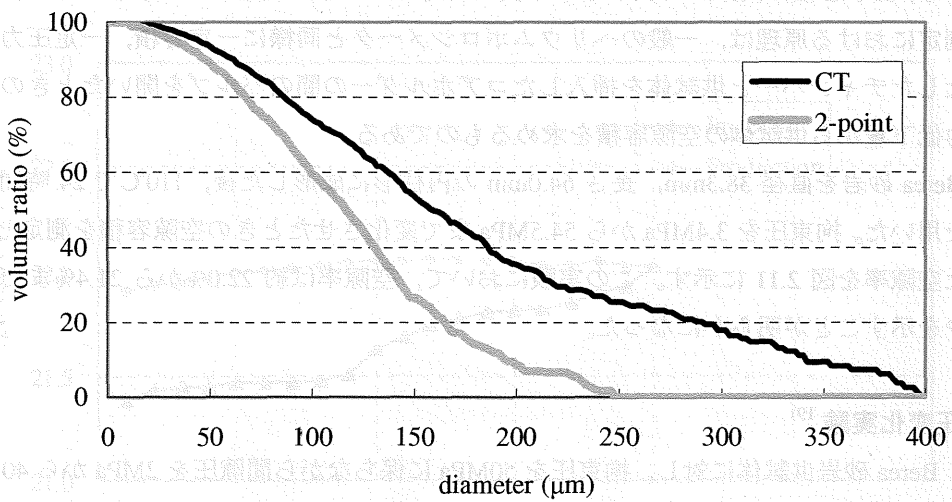


(b) CASE2

図 2.9 Percolation Probability の結果



(a) CASE1



(b) CASE2

図 2.10 Pore Size Distribution の結果

2.2 圧力の影響を考慮したモデル構築のための基礎的評価

天然ガスを生産する際、貯留層の間隙圧低下にともない空隙は小さくなる。逆に、貯留層に天然ガスを圧入する場合、間隙圧増加にともない空隙は大きくなる。このように間隙圧の変化は貯留層の空隙構造と空隙率に影響することから、空隙構造や空隙率の間隙圧依存性は重要な貯留層特性の一つと考えられる¹⁹⁾。また、コア分析により得られる空隙率や浸透率の値は、作用させる拘束圧による空隙構造の変化に影響されることから、空隙構造や空隙率の拘束圧依存性も重要な貯留層特性の一つと考えられる。このようなことから、圧力変化の影響を空隙構造モデルに反映させるためには、間隙圧や拘束圧が貯留層特性に及ぼす影響について評価する必要がある。ここでは、空隙構造や空隙率の圧力依存性を実験によらず比較的簡単に評価するための基礎データを得ることを目的として、圧力が空隙構造に及ぼす影響を実験と解析により検討した。

2.2.1 拘束圧変化実験¹⁸⁾

均質等方性と考えられる Berea 砂岩供試体に対し、コアラボ社製の空隙率測定装置 Ultraporperm-400 を用いて拘束圧を変化させる実験を行った。圧力条件は間隙圧をヘリウムガスで 0.7MPa に保ちながら拘束圧を油圧により 3.4MPa から 54.5MPa まで変化させ、この各時点において空隙容積を測定した。この測定結果から、粒子容積は拘束圧に拘わらず不変であるという仮定をした上で、空隙率を算出した。

空隙容積測定における原理は、一般のヘリウムポロシメータと同様に一定容積、一定圧力でヘリウムガスを満たしたチャンバーと供試体を挿入したコアホルダーの間のバルブを開いたときの、チャンバー内の圧力低下量から供試体の空隙容積を求めるものである。

供試体は Berea 砂岩を直径 38.3mm、長さ 64.0mm の円柱形に成形した後、110°C で 24 時間以上乾燥させたものを用いた。拘束圧を 3.4MPa から 54.5MPa まで変化させたときの空隙容積を測定し、その結果から求めた空隙率を図 2.11 に示す。この実験において、空隙率は約 22.0% から 21.4% まで約 0.6%、線形的な減少を示すことが明らかになった。

2.2.2 間隙圧変化実験¹⁹⁾

次に、同じ Berea 砂岩供試体に対し、拘束圧を 50MPa に保ちながら間隙圧を 2MPa から 40MPa まで増加させる過程 (injection 過程) で空隙体積を測定する実験を行い、空隙率を算出した。さらに、間隙圧を 40MPa から 2MPa まで減少させる過程 (production 過程) において同様に空隙率を算出した。その結果、図 2.12 に示すように空隙率は間隙圧の増加にともなって約 21.4% から 22% まで約 0.6% 増加した。一方、間隙圧を減少させていく過程では、空隙率はほとんど減少せず 0.1% の減少にとどまった。なお、図 2.12 の injection 過程の約 20MPa 付近で見られる圧力の急上昇は、実験において流体の圧入を繰り返したことによるものと考えられる。このことから、間隙圧を減少させたとき、圧入した流体の一部が空隙内に取り残されることが明らかになった。

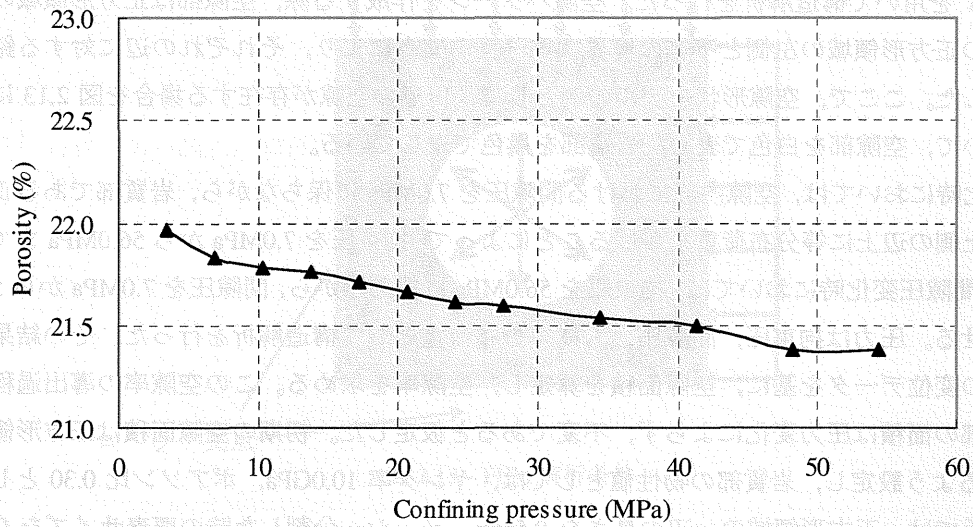


図 2.11 拘束圧変化実験の結果

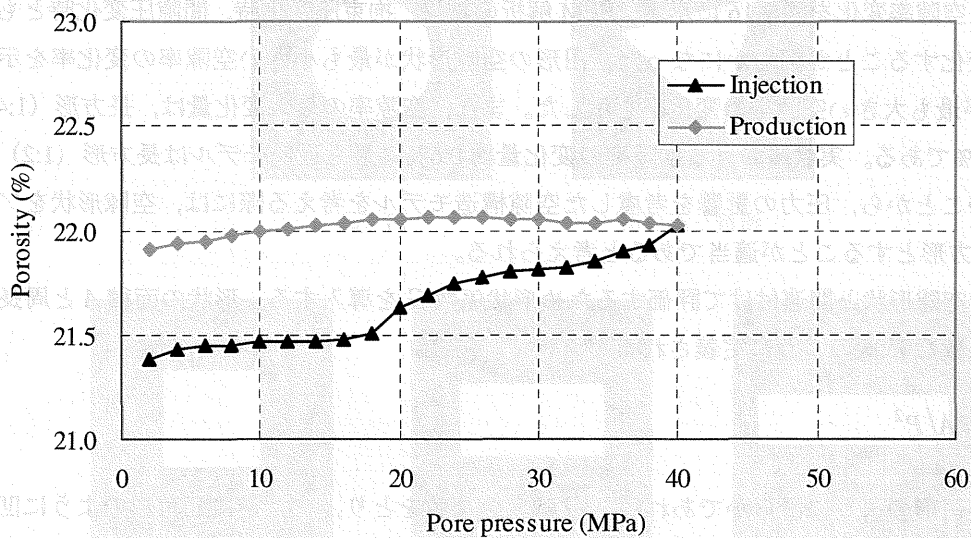


図 2.12 間隙圧変化実験の結果

2.2.3 単純空隙形状モデルを用いた解析¹⁸⁾

拘束圧・間隙圧を変化させたときの空隙形状による空隙率変化の違いを検討するため、FEM 解析ソフト ANSYS を用いて構造解析を行った。空隙パターンを作成する際、空隙部は正方形領域の内部に配置し、この正方形領域の左側と下側の境界はローラー支点により、それぞれの辺に対する鉛直方向のみを固定した。ここで、空隙形状モデルの例として、円形の空隙が存在する場合を図 2.13 に示す。この図において、空隙部を白色で表し、岩質部を黒色で表している。

拘束圧変化時においては、空隙内部における間隙圧を 7.0MPa に保ちながら、岩質部である正方形領域の右側と上側の辺上に等分布荷重をかけることによって、拘束圧を 7.0MPa から 56.0MPa まで増加させる。また、間隙圧変化時においては、拘束圧を 56.0MPa に保ちながら、間隙圧を 7.0MPa から 56.0MPa まで増加させる。圧力は拘束圧、間隙圧ともに等分布荷重として構造解析を行った。その結果として求まる節点の変位データを基に、空隙面積を算定し、空隙率を求める。この空隙率の導出過程においても、岩質部の面積は圧力変化によらず、不変であると仮定した。初期の空隙面積は正方形領域全体の 20% になるよう設定し、岩質部の物性値としては、ヤング率 10.0GPa、ポアソン比 0.30 とした。有限要素法解析では、正方形領域の一辺の長さを 0.5mm、メッシュ分割した時の要素サイズを 0.015mm に設定した。

空隙形状を図 2.14 に示した円・正三角形・正方形・長方形 (1:2)・長方形 (1:4) の 5 パターンで、拘束圧条件・間隙圧条件を変化させた。拘束圧を変化させた時の空隙率変化を図 2.15 に、間隙圧を変化させた時の空隙率変化を図 2.16 に示す。FEM 解析の結果、拘束圧変化時、間隙圧変化時とも空隙率は直線的に変化することが明らかになった。円形の空隙形状が最も小さい空隙率の変化率を示し、長方形 (1:4) が最も大きい空隙率の変化率を示した。また、空隙率の最大変化量は、長方形 (1:4) モデル時の約 1.8% である。実験における空隙率の変化量約 0.6% に最も近いモデルは長方形 (1:2) モデルである。このことから、圧力の影響を考慮した空隙構造モデルを考える際には、空隙形状をアスペクト比 1:2 の長方形とすることが適当であると考えられる。

解析結果を空隙形状と関連付けて評価するため形状係数 G を導入する。形状の面積 A と周長 P に依存する形状係数 G は次のように定義される²⁰⁾。

$$G = A/P^2 \quad (2.3)$$

空隙の形状が円形のように滑らかであれば、 G は大きな値をとり、また逆に三角形のように凹凸を持った形状であれば、 G は小さくなる。

円・三角形・長方形 3 種類 (1:1・1:2・1:4) の計 5 種類の空隙形状モデルにおける G を求め、それらと空隙率の変化率との相関を検討した結果を図 2.17 に示す。これより、本解析における圧力条件の範囲内において、 G が大きくなる程、空隙率の変化率は小さくなることが明らかになった。さらに、空隙率の変化率を形状係数 G と関連付けて解釈することができた。圧力変化の影響を反映させた空隙構造モデルを構築するためには、空隙形状と空隙構造変化の関係について評価する方法についてさらに詳しく検討することが重要である。

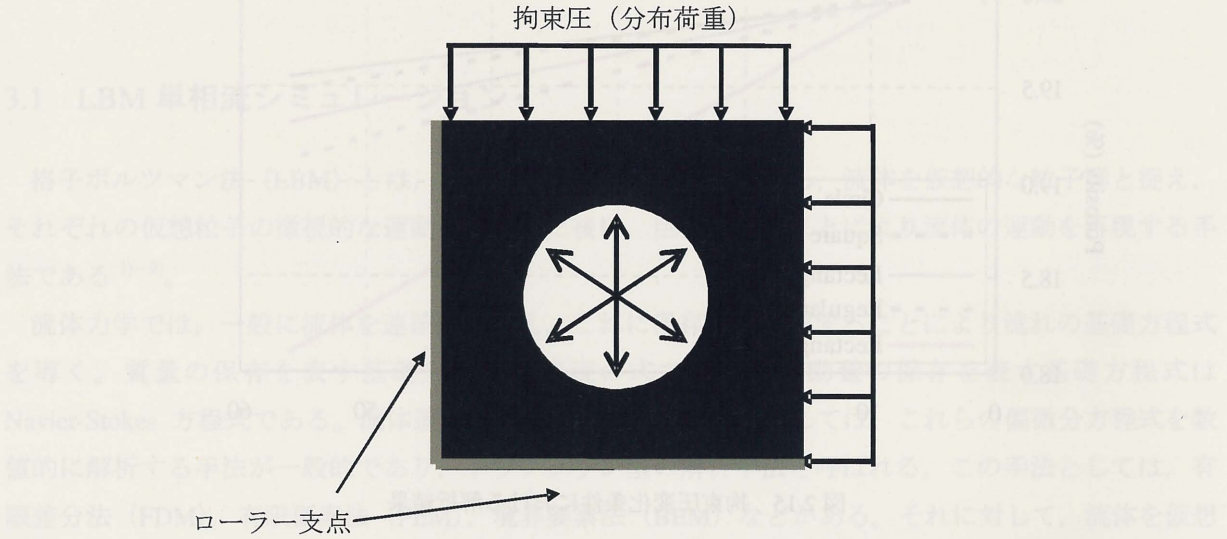


図 2.13 FEM 解析条件

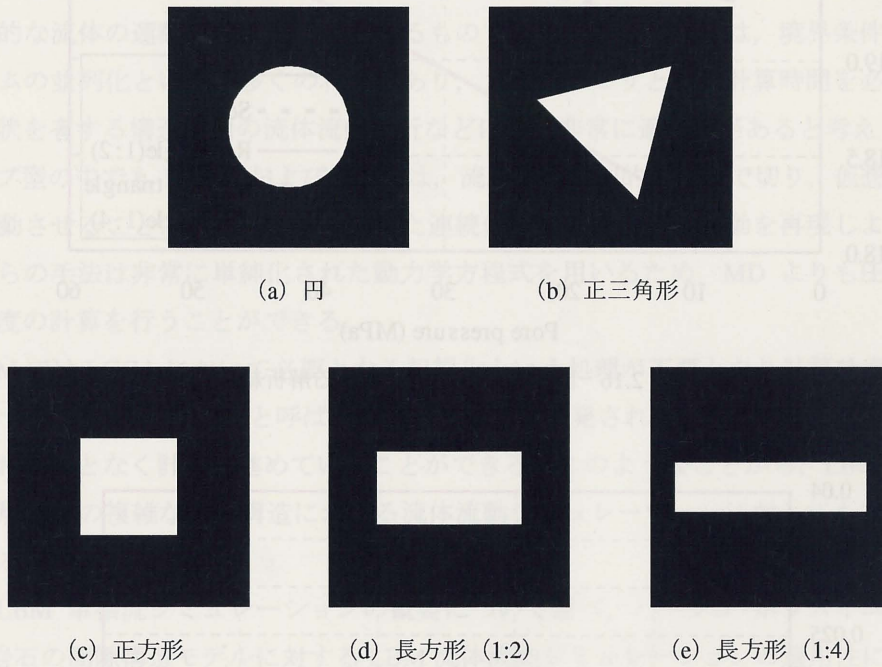


図 2.14 単純空隙形状モデル

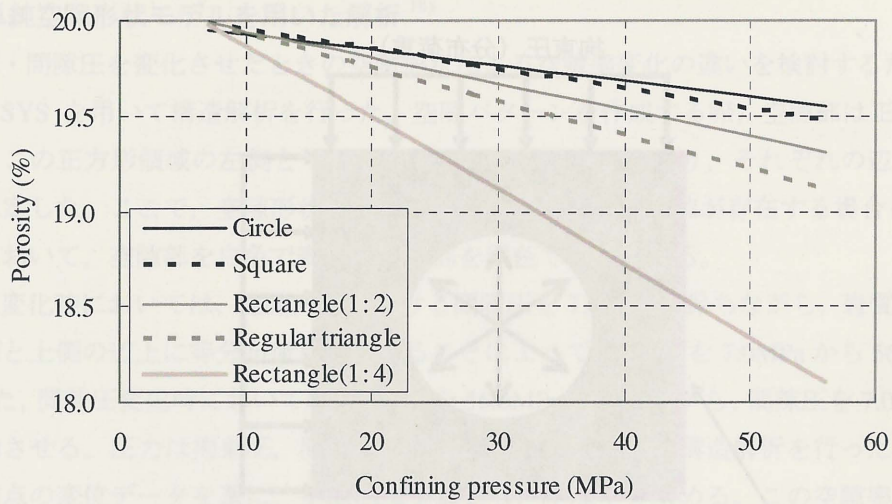


図 2.15 拘束圧変化条件における解析結果

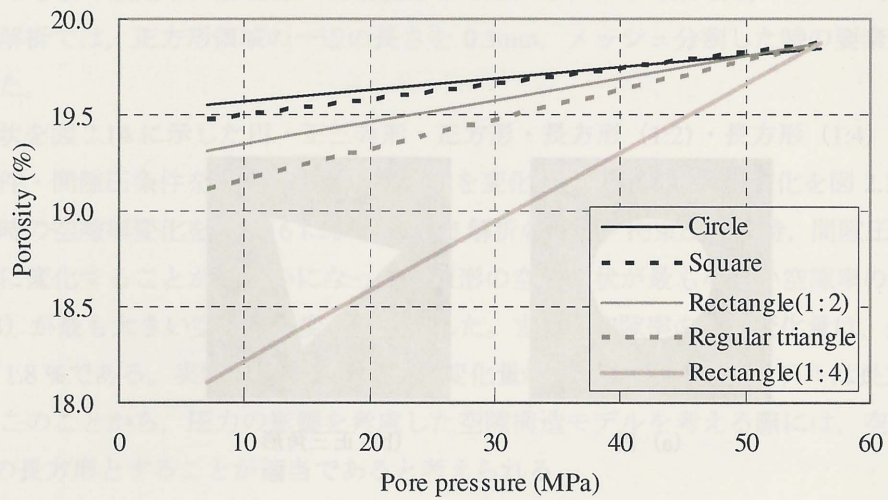


図 2.16 間隙圧変化条件における解析結果

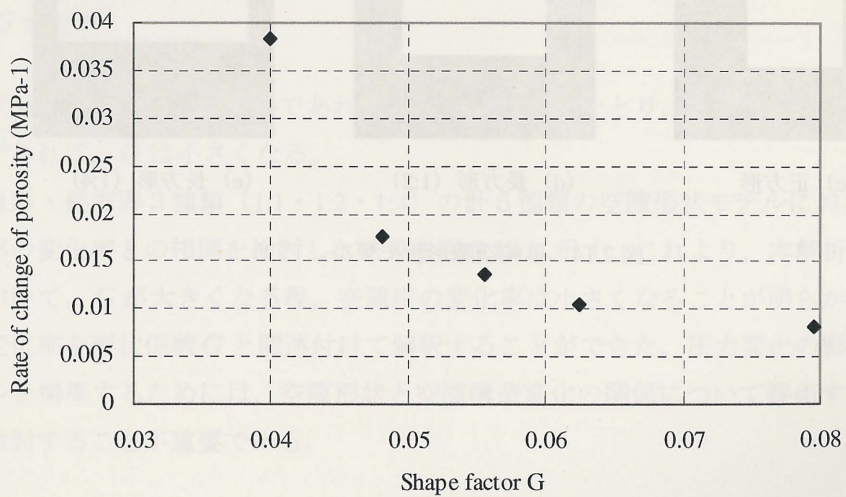


図 2.17 形状係数Gと空隙率変化の関係

第3章 LBM単相流シミュレーションによる浸透率評価

3.1 LBM 単相流シミュレーション

格子ボルツマン法 (LBM) とは、流れ場を規則的な格子に分割し、流体を仮想的な粒子群と捉え、それぞれの仮想粒子の微視的な運動を追跡した後に、巨視化することにより流体の運動を再現する手法である¹⁾⁻⁹⁾。

流体力学では、一般に流体を連続体と捉え、これに保存則を適用することにより流れの基礎方程式を導く。質量の保存を表す基礎方程式は連続の式であり、運動量の保存を表す基礎方程式は Navier-Stokes 方程式である。流体運動を数値的に解析する手法としては、これらの偏微分方程式を数値的に解析する手法が一般的であり、トップダウン型の解析手法と呼ばれる。この手法としては、有限差分法 (FDM)、有限要素法 (FEM)、境界要素法 (BEM) などがある。それに対して、流体を仮想的な粒子群と捉え、それぞれの粒子の微視的な運動を追跡した後に巨視化することで流体運動を再現しようとする手法をボトムアップ型の解析手法と呼び、分子動力学法 (MD)、格子気体セルオートマトン法 (LGCA)、そして本研究で用いる格子ボルツマン法 (LBM) などがある。

ボトムアップ型の解析手法は、流体を粒子群としてとらえ、それらの微視的な運動に基づいて巨視的にみた連続的な流体の運動を再現しようとするものである。この手法には、境界条件の単純化およびアルゴリズムの並列化といった多くの利点があり、大きなメモリと長い計算時間を必要とする解析や、複雑な形状を有する構造物内の流体流動解析などには、非常に適用性があると考えられる。

ボトムアップ型の中でも LGCA および LBM は、流れ場を規則的な格子で切り、仮想的な粒子を格子に沿って運動させることにより、マクロに見た連続体としての流体の運動を再現しようとするものである。これらの手法は非常に単純化された動力学方程式を用いるため、MD よりも圧倒的に少ない計算量で高精度の計算を行うことができる。

さらに、LBM では LGCA において必要となる粗視化という処理が不要となり計算効率が向上することや、後に述べる格子 BGK モデルと呼ばれる格子モデルが開発されていることから、わずらわしい衝突則にとらわれることなく計算を進めていくことができる。このようなことから、LBM は本研究の対象である貯留層岩石の複雑な空隙構造における流体流動シミュレーションに対しても非常に有効であると考えられる。

ここでは、LBM 単相流シミュレーションの概要について述べ、ハーゲン・ポワズイユ流れの再現を行い、貯留層岩石の間隙構造モデルに対する LBM 流体流動シミュレーションの適用性について検討した。

3.1.1 格子空間の定義

LBM では、空間は規則的な格子によって一様に離散化される。格子空間の離散化には、いくつかの方法が提案されている^{1), 3), 9)}。2次元格子モデルとして代表的なものは図 3.1 に示した 2D9Q 格子モデルと呼ばれるものであり、仮想粒子の運動方向 i に対する格子速度ベクトル \mathbf{c}_i は次のように定義される。

$$\mathbf{c}_0 = (0,0) \quad (3.1)$$

$$\mathbf{c}_{1,3}, \mathbf{c}_{2,4} = (\pm c, 0), (0, \pm c) \quad (3.2)$$

$$\mathbf{c}_{5,6,7,8} = (\pm c, \pm c) \quad (3.3)$$

ただし、 c は格子空間の格子幅を示している。

本研究で用いた3次元格子モデルは図3.2に示した3D15Q格子モデルと呼ばれるものであり、仮想粒子の運動方向*i*に対する格子速度ベクトル \mathbf{c}_i は次のように定義される。

$$\mathbf{c}_0 = (0,0,0) \quad (3.4)$$

$$\mathbf{c}_{1,4}, \mathbf{c}_{2,5}, \mathbf{c}_{3,6} = (\pm c, 0, 0), (0, \pm c, 0), (0, 0, \pm c) \quad (3.5)$$

$$\mathbf{c}_{7,8,9,10,11,12,13,14} = (\pm c, \pm c, \pm c) \quad (3.6)$$

ただし、2D9Q格子モデルと同様に c は格子空間の格子幅を示している。

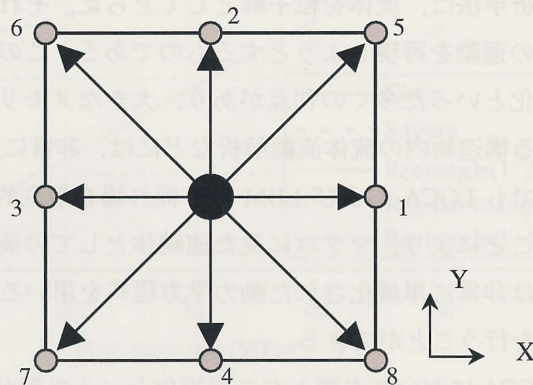


図 3.1 2D9Q 格子モデル

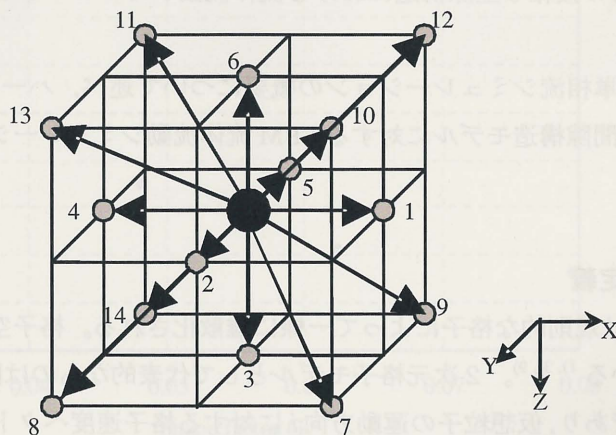


図 3.2 3D15Q 格子モデル

3.1.2 単相流格子ボルツマン方程式³⁾

格子ボルツマン方程式において、時刻 t 、位置ベクトル \mathbf{x} の格子点近傍における一連の粒子運動（すなわち衝突と並進）は次のように表される。

$$F_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - F_i(\mathbf{x}, t) = \Omega_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.7)$$

ただし、 i は仮想粒子の運動方向を示し、 $F_i(\mathbf{x}, t)$ は離散格子状で定義される流体に対する粒子分布関数である。また、 $\Omega_i(\mathbf{x}, t)$ は衝突による粒子分布の変化を表す衝突項であり、 \mathbf{c}_i は粒子の運動方向 i に対する格子速度ベクトルである。この方程式は、局所的に計算される衝突項と格子速度に基づいた1回の並進によって、粒子の運動が極めて単純に記述されることを示している。

本研究では、衝突項として格子 BGK 衝突モデルを適用し、

$$\Omega_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} (F_i(\mathbf{x}, t) - F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)) \quad (3.8)$$

とする。ただし、 τ は粒子が衝突してから平衡に達するまでにかかる時間（緩和時間）に相当し、一般的に単一緩和時間係数と呼ばれる。本研究では、数値安定性を得るために τ の値を 1 としている¹⁴⁾。また、 $F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)$ は局所平衡分布関数と呼ばれ、衝突後の粒子が平衡に達したときの分布関数である。

[1] 格子ボルツマン方程式の導出

物体の代表的な大きさが非常に小さい場合、その物体周りの流れを考察する際には、一般にボルツマン方程式が用いられる。外力項を無視したボルツマン方程式は、

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f = Q \quad (3.9)$$

と表される。ただし、 f は実数値を持つ粒子密度分布関数、 \mathbf{v} は粒子速度ベクトル、 Q は衝突項である。ここで、衝突項 Q に対して BGK 近似と呼ばれる近似を施すと、

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f = -\frac{1}{\tau} (f - f^{(eq)}) \quad (3.10)$$

が得られる。ここで、 τ は単一緩和時間係数、 $f^{(eq)}$ は局所平衡分布関数である。

続いて、式 (3.10) の離散化を考える。取り得る速度が有限であるとし、それを \mathbf{v}_i とすると、対応する分布関数は f_i となり、離散化されたボルツマン方程式は、

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v}_i \nabla f_i = -\frac{1}{\tau} (f_i - f_i^{(eq)}) \quad (3.11)$$

となる。さらに、この式を 1 格子の長さ L 、代表速度 U 、代表密度 n_r 、衝突から衝突までの時間 t_c を用いて各変数を無次元化すると、

$$\frac{\partial F_i}{\partial \hat{t}} + \mathbf{c}_i \cdot \hat{\nabla} F_i = -\frac{1}{\hat{t}\varepsilon} (F_i - F_i^{(eq)}) \quad (3.12)$$

が得られる。ただし、 $\mathbf{c}_i = \mathbf{v}_i/U$ 、 $\hat{\nabla} = L\nabla$ 、 $\hat{t} = t \cdot U/L$ 、 $\hat{\tau} = \tau/t_c$ 、 $F_i = f_i/n_r$ である。また、変数 $\varepsilon = t_c \cdot U/L$ は粒子の平均自由行程と代表長さとの比であり、Knudsen 数と呼ばれる。ここで、式 (3.12) における各微分演算子を差分化すると、

$$\begin{aligned} & \frac{F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t} + \Delta \hat{t}) - F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t})}{\Delta \hat{t}} + c_{ix} \frac{F_i(\hat{\mathbf{x}} + \Delta \hat{x}, \hat{t} + \Delta \hat{t}) - F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t} + \Delta \hat{t})}{\Delta \hat{x}} \\ & + c_{iy} \frac{F_i(\hat{\mathbf{x}} + \Delta \hat{y}, \hat{t} + \Delta \hat{t}) - F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t} + \Delta \hat{t})}{\Delta \hat{y}} \\ & + c_{iz} \frac{F_i(\hat{\mathbf{x}} + \Delta \hat{z}, \hat{t} + \Delta \hat{t}) - F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t} + \Delta \hat{t})}{\Delta \hat{z}} \\ & = -\frac{1}{\hat{t}\varepsilon} (F_i - F_i^{(eq)}) \end{aligned} \quad (3.13)$$

を得る。ただし、 $\Delta \hat{t} = \Delta t \cdot U/L$ である。このとき、格子間隔を時間間隔で割ったものを粒子速度と等しくとる ($\Delta \hat{\mathbf{x}}/\Delta \hat{t} = \mathbf{c}_i$) と、式 (3.13) は、

$$\begin{aligned} & \frac{F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t} + \Delta \hat{t}) - F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t})}{\Delta \hat{t}} + \frac{F_i(\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{c}_i \Delta t, \hat{t} + \Delta \hat{t}) - F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t} + \Delta \hat{t})}{\Delta \hat{t}} \\ & = \frac{F_i(\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{c}_i \Delta t, \hat{t} + \Delta \hat{t}) - F_i(\hat{\mathbf{x}}, \hat{t})}{\Delta \hat{t}} \\ & = -\frac{1}{\hat{t}\varepsilon} (F_i - F_i^{(eq)}) \end{aligned} \quad (3.14)$$

となる。最後に、 $\Delta t = t_c$ となるように Δt を選び、符号 \wedge を省くと、BGK格子ボルツマン方程式

$$F_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - F_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} (F_i(\mathbf{x}, t) - F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)) \quad (3.15)$$

が得られる。

[2] 流れの変数の定義

局所的な流体の密度 $\rho(\mathbf{x}, t)$ および速度 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ は、次のように定義される。

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.16)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\sum_i \mathbf{c}_i F_i(\mathbf{x}, t)}{\rho(\mathbf{x}, t)} \quad (3.17)$$

[3] 局所平衡分布関数の決定

LBM では、衝突過程において質量および運動量が保存されるという制約さえ満たされれば、局所平衡分布関数は任意の関数形を取ることが可能である。具体的には、

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) \quad (3.18)$$

$$\rho(\mathbf{x}, t)\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_i \mathbf{c}_i F_i(\mathbf{x}, t) = \sum_i \mathbf{c}_i F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) \quad (3.19)$$

なる関係を満たす必要がある。

ここで、静水状態における平衡分布関数を W_i で定義すると、静水平衡に近い平衡分布関数は、

$$F_i(\mathbf{x}, t) = W_i + f_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.20)$$

と表される。ただし、 $f_i(\mathbf{x}, t)$ は微小なゆらぎであり、 $|f_i(\mathbf{x}, t)| \ll W_i$ を満たす。このとき、 W_i に対する 4 次までの速度モーメントは Maxwell 分布に対する 4 次までの速度モーメントに等しくならなければならない。ここで、Maxwell 分布は、

$$w_B(\mathbf{v}) = \rho_0 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{D/2} \exp[-m\mathbf{v}^2/2k_B T] \quad (3.21)$$

と表される。ただし、 D は次元、 ρ_0 は密度、 m は粒子の質量、 v は粒子速度、 k_B はボルツマン定数、 T は温度である。ここで、先に述べた制約条件を記述すると、奇数次モーメントは明らかに、

$$\sum_i W_i c_{i\alpha} = 0 \quad (3.22)$$

$$\sum_i W_i c_{i\alpha} c_{i\beta} c_{i\gamma} = 0 \quad (3.23)$$

となり、偶数次モーメントは、

$$\sum_i W_i = \int d\mathbf{v} w_B(\mathbf{v}) = \rho_0 \quad (3.24)$$

$$\sum_i W_i c_{i\alpha} c_{i\beta} = \int d\mathbf{v} w_B(\mathbf{v}) v_\alpha v_\beta = \rho_0 \frac{k_B T}{m} \delta_{\alpha\beta} \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} \sum_i W_i c_{i\alpha} c_{i\beta} c_{i\gamma} c_{i\delta} &= \int d\mathbf{v} w_B(\mathbf{v}) v_\alpha v_\beta v_\gamma v_\delta \\ &= \rho_0 \left(\frac{k_B T}{m} \right)^2 (\delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} + \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} + \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma}) \end{aligned} \quad (3.26)$$

となる。格子速度の数が十分に大きければ式 (3.22) から式 (3.26) の W_i についての非負解は必ず存

在する。このとき、2D9Q 格子モデルにおける解は、

$$W_0 = \frac{4}{9} \rho_0 \quad (3.27)$$

$$W_{1,2,3,4} = \frac{1}{9} \rho_0 \quad (3.28)$$

$$W_{5,6,7,8} = \frac{1}{36} \rho_0 \quad (3.29)$$

$$\frac{k_B T}{m} = \frac{c^2}{3} \quad (3.30)$$

と求まる。

LBM は、仮想粒子の並進から局所平衡へ向かう過程と格子速度に基づいて隣接する格子点へ並進する過程の繰り返しによって展開してゆく。ここで、BGK 運動方程式を記述すると、

$$F_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - F_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{\Delta t}{\tau} (F_i(\mathbf{x}, t) - F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)) + \frac{\Delta t c_{i\alpha}}{12c^2} [K_\alpha(\mathbf{x}, t) + K_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t)] \quad (3.31)$$

もしくは、

$$F_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = (1 - \omega) F_i(\mathbf{x}, t) + \omega F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) + \frac{\Delta t c_{i\alpha}}{12c^2} [K_\alpha(\mathbf{x}, t) + K_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t)] \quad (3.32)$$

と表される。ただし、 τ は緩和時間、 $\omega = \Delta t / \tau$ は衝突回数、 K は体積力である。局所平衡分布関数 $F_i^{(eq)}$ は局所的な密度 ρ と運動量密度 \mathbf{j} の関数であり、質量と運動量の保存という制約条件のもとでエントロピー最大化の原理 (the maximum entropy principle) を適用することにより、 \mathbf{j} の 2 次のオーダーまで表すと次のようになる。

$$F_i^{(eq)}(\rho, \mathbf{j}) = \frac{W_i}{\rho_0} \left\{ \rho + \frac{m}{k_B T} \mathbf{c}_i \cdot \mathbf{j} + \frac{m}{2\rho k_B T} \left[\frac{m}{k_B T} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{j})^2 - \mathbf{j}^2 \right] \right\} \quad (3.33)$$

さらに明瞭に記述すると、

$$F_i^{(eq)} = \frac{4}{9} \rho \left\{ 1 - \frac{3}{2} \frac{\mathbf{u}^2}{c^2} \right\} \quad i = 0 \quad (3.34)$$

$$F_i^{(eq)} = \frac{1}{9} \rho \left\{ 1 + 3 \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9}{2} \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2}{c^4} - \frac{3}{2} \frac{\mathbf{u}^2}{c^2} \right\} \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (3.35)$$

$$F_i^{(eq)} = \frac{1}{36} \rho \left\{ 1 + 3 \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9}{2} \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2}{c^4} - \frac{3}{2} \frac{\mathbf{u}^2}{c^2} \right\} \quad i = 5, 6, 7, 8 \quad (3.36)$$

となる。したがって、式 (3.32) はこれらの $F_i^{(eq)}$ によって決定される。ここで、式 (3.32) に対してマルチスケール展開 (Chapman-Enskog 展開) を適用し、圧力 p および動粘性係数 ν を、

$$p = \frac{\rho k_B T}{m} = \frac{\rho c^2}{3} \quad (3.37)$$

$$\nu = \frac{k_B T}{m} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{2} \right) \Delta t = \frac{c^2}{3} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{2} \right) \Delta t = \frac{c^2}{3} \left(\tau - \frac{\Delta t}{2} \right) \quad (3.38)$$

で与えることによって、連続の式や Navier-Stokes 方程式を導くことができる。

以上より、格子ボルツマン方程式によって支配される微視的・離散的な粒子運動から巨視的・連続的な流体運動が再現されることが理論的に証明され、LBM が流れの数値計算手法として適切であると言える。

2D9Q 格子モデルにおいて、格子幅 $c=1$ として規格化した格子空間を用いると、局所平衡分布関数は次のように表される。

$$F_i^{(eq)} = \frac{4}{9} \rho \left\{ 1 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i = 0 \quad (3.39)$$

$$F_i^{(eq)} = \frac{1}{9} \rho \left\{ 1 + 3(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{9}{2} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (3.40)$$

$$F_i^{(eq)} = \frac{1}{36} \rho \left\{ 1 + 3(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{9}{2} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i = 5, 6, 7, 8 \quad (3.41)$$

同様に、3D15Q 格子モデルにおいて、格子幅 $c=1$ として規格化した格子空間を用いると、局所平衡分布関数は次のように表される。

$$F_i^{(eq)} = \frac{2}{9} \rho \left\{ 1 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i = 0 \quad (3.42)$$

$$F_i^{(eq)} = \frac{1}{9} \rho \left\{ 1 + 3(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{9}{2} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i = 1, 2, 3, 4, 5, 6 \quad (3.43)$$

$$F_i^{(eq)} = \frac{1}{72} \rho \left\{ 1 + 3(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{9}{2} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i = 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14 \quad (3.44)$$

3.1.3 境界条件^{1), 3), 5), 6)}

壁面境界上や流出入面上の点は、流体領域外からの並進が行われないので未知の分布関数が存在する。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。以下に、本研究で用いた壁面と流出入面における境界条件について記述する。

[1] 壁面境界

壁面における境界条件は、壁面に衝突した粒子をもと来た方向へ跳ね返らせる方法（バウンスバック）を用いた（図 3.3 参照）。バウンスバックでは、最も簡単に境界条件を表現でき、壁面が速度を持たない場合に壁面上での粒子速度をゼロにすることができる。

LBM 流体流動シミュレーションに用いる数値モデルでは、空隙部と岩質部の他に壁面境界を表す画素を設ける必要がある。壁面境界の設定方法としては、境界を空隙部側に与える方法と境界を岩質部側に与える方法が考えられるが、空隙部側に境界を設ける方法では小さい空隙が閉じる可能性があるため、本研究では壁面境界を岩質部側に与える方法を採用した。この方法を用いて壁面境界を設定することにより、実際の空隙部よりも見かけの空隙部が大きくなり、特に空隙径が小さい場合において流速分布の誤差が生じる可能性がある。この問題に対しては、画素に対してメッシュを数多く切ることによって緩和されるものであると考えられる。本研究では、図 3.4 (a) に示したような 1 個の 3 次元画素をそのまま 1 個の LBM 格子として用いた 1 mesh モデルと、図 3.4 (b) に示したような 1 個の 3 次元画素に対して 8 個の LBM 格子を設けた 2 mesh モデルを構築した。図 3.5 は、2 次元のシンプルな空隙構造を用いて壁面境界の設定方法を説明したものである。なお、濃い灰色の部分が岩質部、白色の部分が空隙部を示しており、薄い灰色の部分は壁面境界を表している。また、実線によって作られる正方形格子はそれぞれの画素を示している。(b) は 1 画素を 1 個の LBM 格子とした 1 mesh モデルを示しており、(c) は破線によって 1 画素を 4 個の LBM 格子に分割した 2 mesh モデルを示している。図 3.5 から、境界が岩質部側に与えた場合、シミュレーションにおける空隙領域が実際の空隙領域よりも広がるが、メッシュを多く切ることによってその影響が緩和されることが確認される。

[2] 流出入境界

流出入面における境界条件は Inamuro ら (1995)⁹⁾の方法を用いた。この方法により、シミュレーションが収束状態に達したときに時間の経過とともに流れ方が変化しないもの、すなわち定常流動が再現される。流出入境界上の点は、壁面境界と同様に未知の分布関数が存在する。そこで、流入面と流出面との間の圧力差 Δp にしたがって、流出面より流出した粒子を流入面へ、流入面より流出した粒子を流出面へ流入させることによって、未知の分布関数を決定する。なお、CT 画像モデルおよび 2 点相関法モデルにおける流出入境界の設定に関しては、前章において記述したとおり、モデルを反転させて連結させるという処理を施した。

2D9Q 格子において X 方向に対して周期境界条件を適用したとき、流入面の分布関数は f_1 , f_5 および f_8 が未知となっている。このとき、未知の分布関数は、対応する流出面の分布関数に定数 K あるいは $K/4$ を加えることによって得られる。

$$f_i|_{in} = f_i|_{out} + K \quad i=1 \quad (3.45)$$

$$f_i|_{in} = f_i|_{out} + \frac{1}{4}K \quad i=5,8 \quad (3.46)$$

同様に、流出面の分布関数は f_3 , f_6 および f_7 が未知となっている。このとき、未知の分布関数は、対応する流入面の分布関数に定数 K あるいは $K/4$ を減じることによって得られる。

$$f_i|_{out} = f_i|_{in} - K \quad i=3 \quad (3.47)$$

$$f_i|_{out} = f_i|_{in} - \frac{1}{4}K \quad i=6,7 \quad (3.48)$$

定数 K は流入面と流出面との圧力差が Δp となるように決定され、次のように表される。

$$K = \Delta p - \frac{1}{3} \left(f_0|_{in} - f_0|_{out} + f_2|_{in} - f_2|_{out} + f_4|_{in} - f_4|_{out} \right) \quad (3.49)$$

3D15Q 格子では、Z 方向に対して周期境界条件を適用する。このとき、流入面の分布関数は f_3 , f_7 , f_8 , f_9 および f_{14} が未知となっている。このとき、未知の分布関数は、対応する流出面の分布関数に定数 K あるいは $K/8$ を加えることによって得られる。

$$f_i|_{in} = f_i|_{out} + K \quad i=3 \quad (3.50)$$

$$f_i|_{in} = f_i|_{out} + \frac{1}{8}K \quad i=7,8,9,14 \quad (3.51)$$

同様に、流出面の分布関数は f_6 , f_{10} , f_{11} , f_{12} および f_{13} が未知となっている。このとき、未知の分布関数は、対応する流入面の分布関数に定数 K あるいは $K/8$ を減じることによって得られる。

$$f_i|_{out} = f_i|_{in} - K \quad i=6 \quad (3.52)$$

$$f_i|_{out} = f_i|_{in} - \frac{1}{8}K \quad i=10,11,12,13 \quad (3.53)$$

定数 K は流入面と流出面との圧力差が Δp となるように決定され、次のように表される。

$$K = \Delta p - \frac{1}{3} \left(f_0|_{in} - f_0|_{out} + f_1|_{in} - f_1|_{out} + f_2|_{in} - f_2|_{out} + f_4|_{in} - f_4|_{out} + f_5|_{in} - f_5|_{out} \right) \quad (3.54)$$

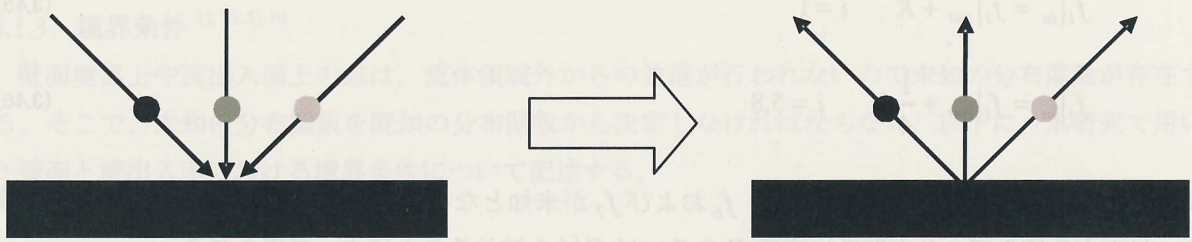


図 3.3 バウンスバックの様式図

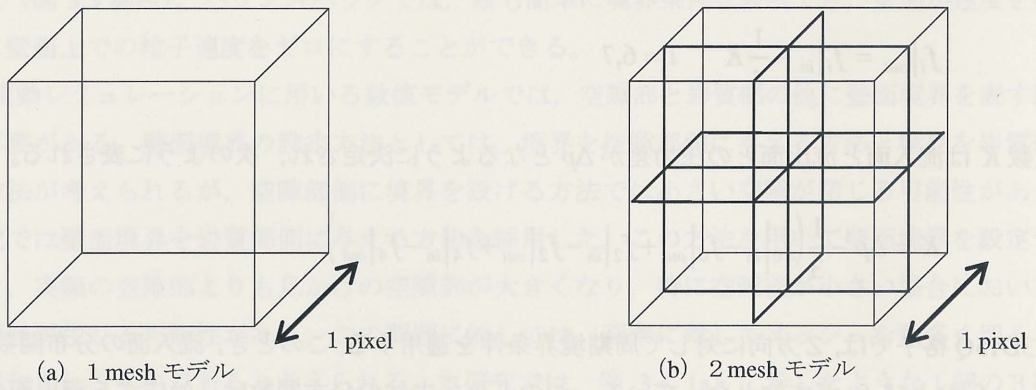


図 3.4 メッシュの切り方

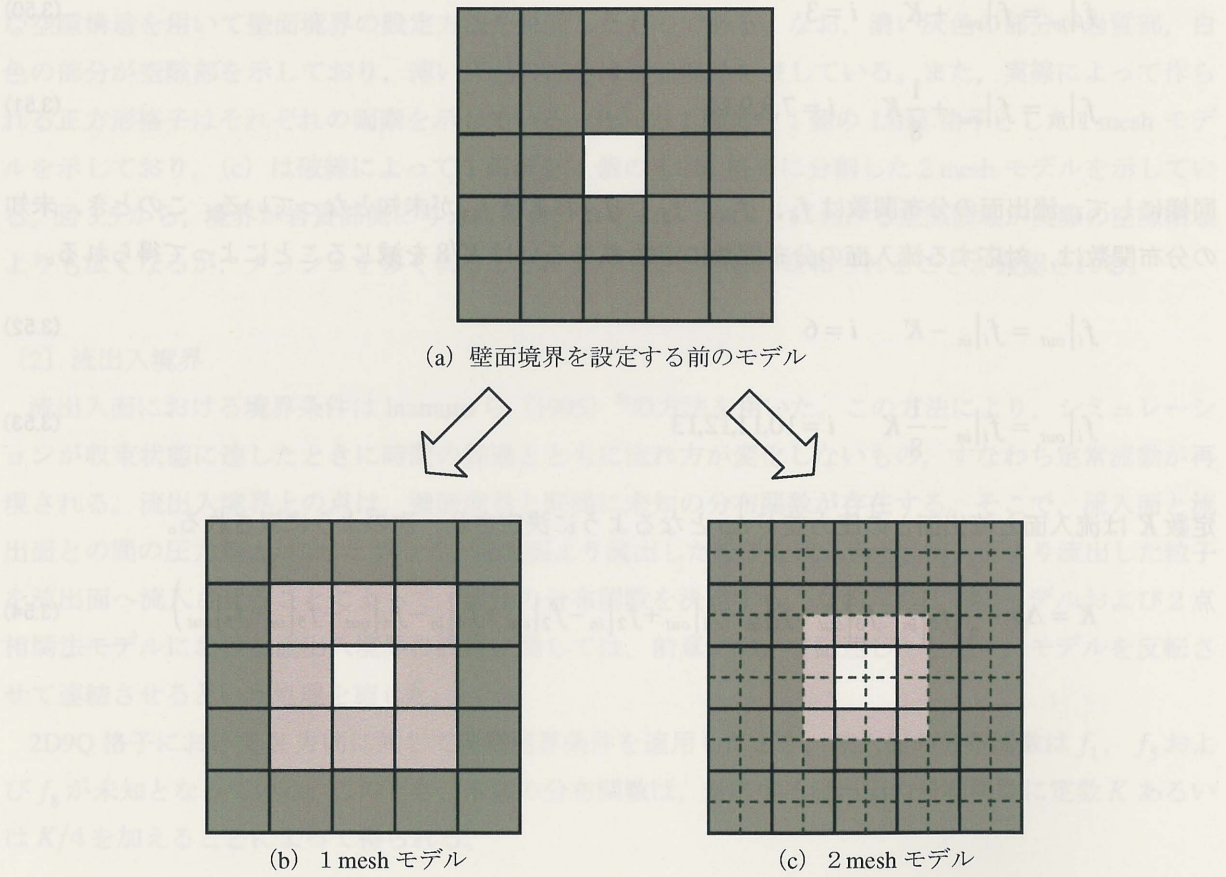


図 3.5 壁面境界の設定方法

3.1.4 ハーゲン・ポワズイユ流れの再現

円管内の層流流れをハーゲン・ポワズイユ流れと言う。流体流動シミュレーション手法としてのLBMの適用性を確認するために、図3.6に示すような単純な円管構造モデルに対してLBM流体流動シミュレーションを実施し、ハーゲン・ポワズイユ流れを再現することによりダルシー則の検証を行った。

半径 a の一様な円管内の流れを考える。円管の中心軸を z 軸、半径方向を r 軸とすれば、中心軸方向の流速 u は、

$$u = \frac{1}{4\mu} \left(-\frac{dp}{dz} \right) (a^2 - r^2) \quad (3.55)$$

で与えられる。ただし、 $-dp/dz$ は圧力勾配、 μ は粘性係数であり、 μ と動粘性係数 ν の間には、

$$\mu = \rho\nu \quad (3.56)$$

の関係式が成り立つ。このとき、流量 Q は流速分布を全断面にわたって積分することによって、

$$Q = \left(-\frac{dp}{dz} \right) \frac{\pi a^4}{8\mu} \quad (3.57)$$

で与えられる。ここで、ダルシー則は、浸透層の断面積を A として、

$$Q = -A \frac{k}{\mu} \frac{dp}{dz} \quad (3.58)$$

と表される。なお、比例定数 k は絶対浸透率（以下、単に浸透率と言う）である。このとき、式(3.57)を式(3.58)に代入することにより、次式が得られる。

$$k = \frac{\pi a^4}{8A} \quad (3.59)$$

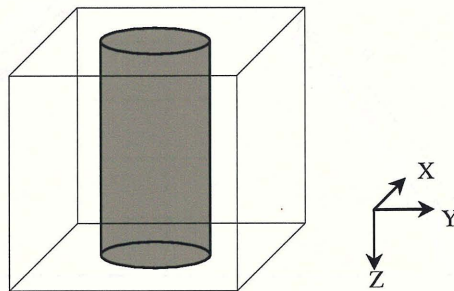


図 3.6 円管構造モデルの模式図

シミュレーションには、半径 a (pixel), 高さ $2a$ (pixel) の円管構造モデルを用いた。ただし、円管径 $a=5$, $a=10$, $a=15$ および $a=20$ (pixel) の4種類に対して、それぞれ1 mesh モデルおよび2 mesh モデルを作成し、シミュレーションを行った。なお、浸透率のシミュレーション値は、式 (3.17) が3次元格子ボルツマンモデルにもそのまま適応できることから、この式によって算出される局所的な流速 \mathbf{u} から流量 Q , 式 (3.37) から圧力 p , さらに式 (3.38) と式 (3.56) から粘性係数 μ を求め、これらを式 (3.58) に代入することによって得られる。

図 3.7, 図 3.8, 図 3.9 および図 3.10 は、それぞれの円管径に対して、流速 \mathbf{u} の z 成分 u_z をその最大値 u_{\max} で割った値について、理論値とシミュレーション値を比較したものである。円管径 $a=5$ の1 mesh モデルにおいてシミュレーション値と理論値との違いが目立ったが、それ以外ではほぼ理論値と一致した分布を示しており、円管径が大きいほど理論値とよく一致する傾向が見られた。円管径が小さいときに見られる理論値とシミュレーション値の乖離の原因は、格子数が少なく円管形状の表現が不十分であることによるものと考えられる。この他に、円管径が大きいほどシミュレーション値が理論値と一致する理由としては、格子点数が多くなったことによって見かけの衝突回数が増え、粒子の衝突による流れへの影響が正しく表現されるようになったことが考えられる。このことから、大きい空隙径における流れを考えると目立った問題は生じないものの、小さい空隙径における流れを考える際には、1画素に対してメッシュを多く切るなどの工夫が必要となることが明らかになった。

図 3.11 は、得られた流速分布から求まる浸透率 k について、理論値とシミュレーション値を比較したものである。シミュレーションにより求まる浸透率は、理論値とよく一致していることが確認される。さらに、図 3.12 はシミュレーションにより得られた浸透率 k を理論値の浸透率 k_{theory} で割った値を、各円管径の1 mesh モデルおよび2 mesh モデルについて求めたものである。この結果から、1 mesh モデルよりも2 mesh モデルの方が理論値に近い値をとることが分かる。また、理論値との誤差が最も大きい円管径 $a=5$ の1 mesh モデルにおいても、10%程度のずれにとどまっている。このことから、円管構造モデルを用いた浸透率評価では、良い精度で浸透率を予測することが可能である。

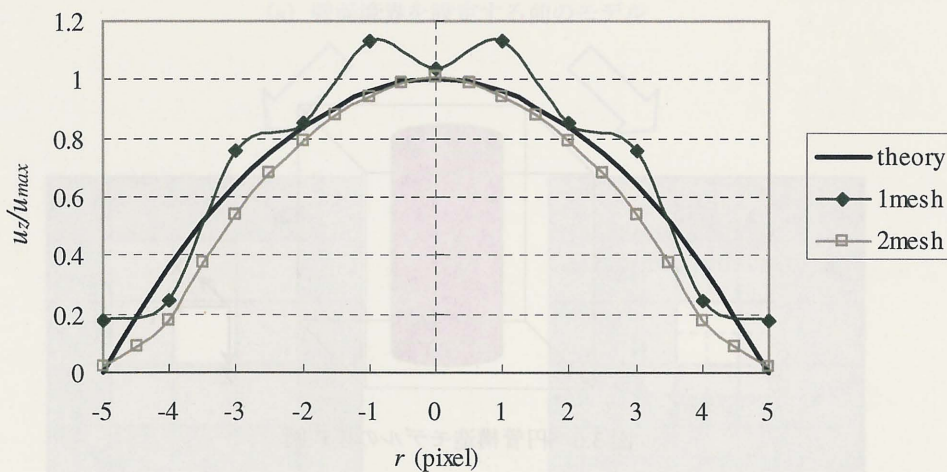


図 3.7 ハーゲン・ポワズイユ流れの流速分布 ($a=5$)

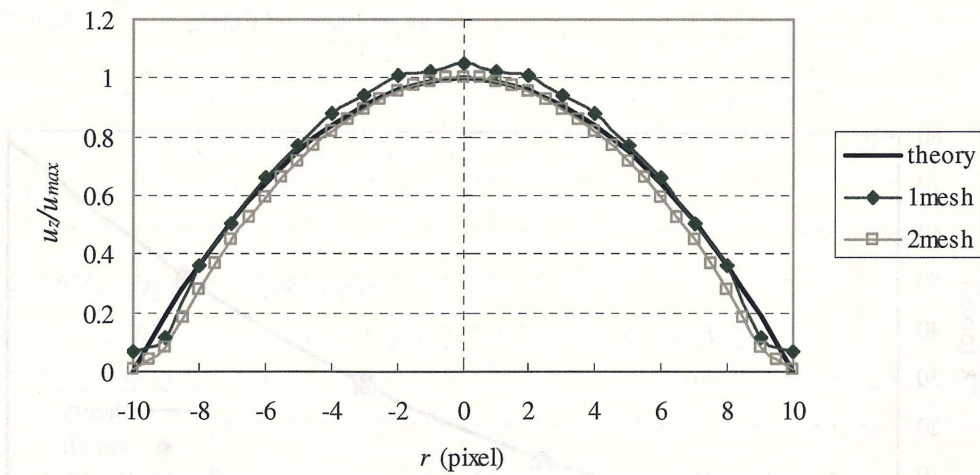


図 3.8 ハーゲン・ポワズイユ流れの流速分布 (a=10)

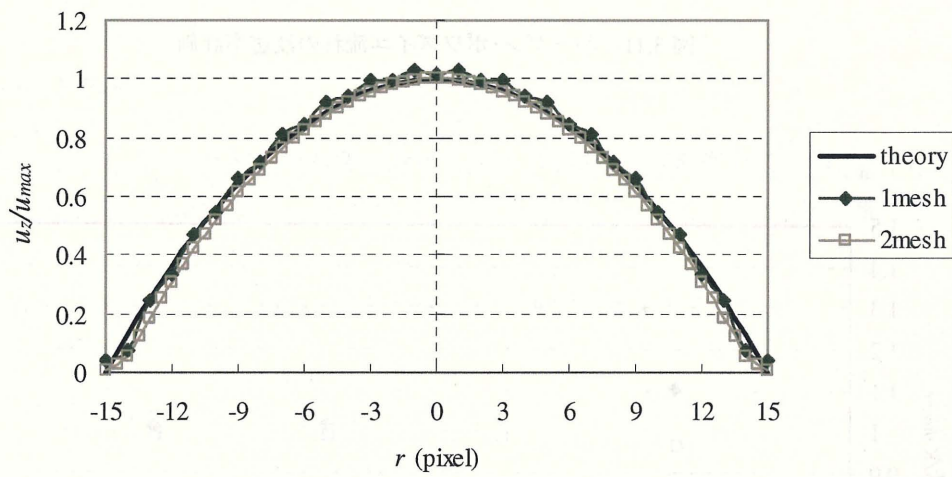


図 3.9 ハーゲン・ポワズイユ流れの流速分布 (a=15)

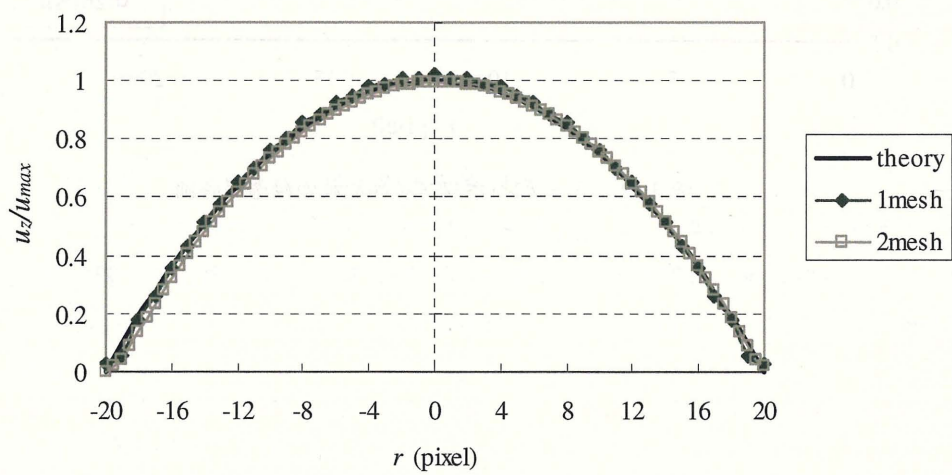


図 3.10 ハーゲン・ポワズイユ流れの流速分布 (a=20)

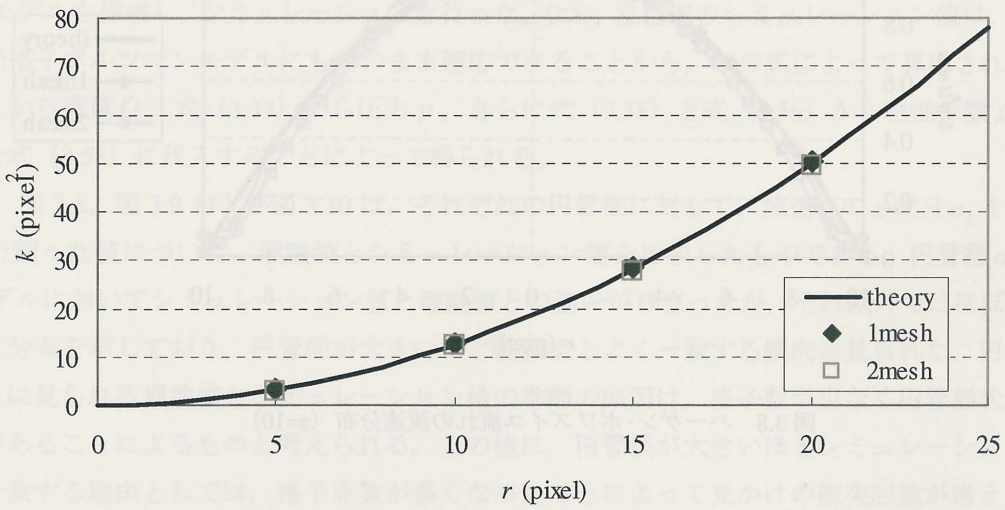


図 3.11 ハーゲン・ポワズイユ流れの浸透率評価

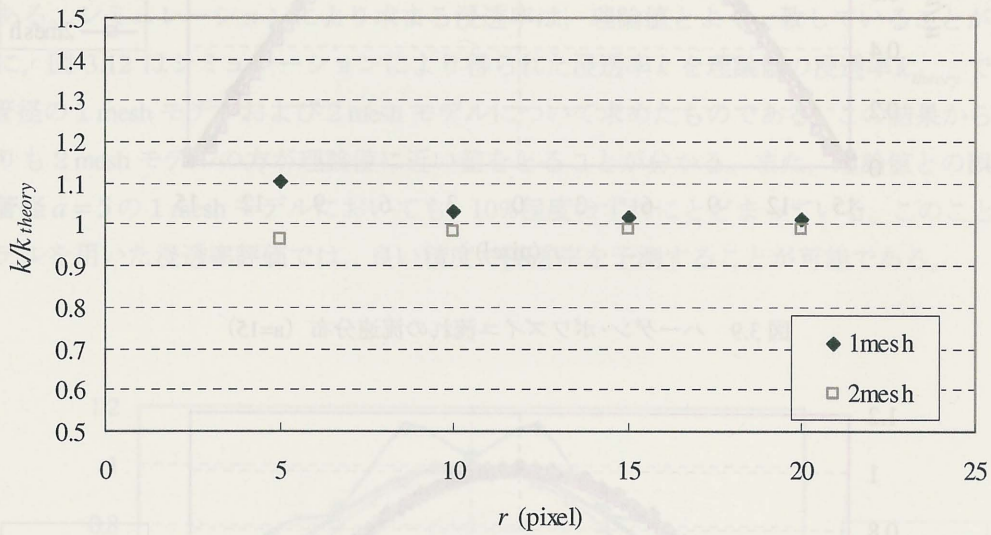


図 3.12 ハーゲン・ポワズイユ流れの浸透率評価

3.2 間隙構造モデルを用いた浸透率評価

間隙構造モデルに対して LBM 流体流動シミュレーションを実施し、浸透率を評価した。さらに、コア分析によって得られた浸透率の値との比較を行った。シミュレーションには、前章において作成した CT 画像モデルと 2 点相関法モデルを用いた。

3.2.1 格子空間から実空間への単位変換

LBM においては現象を Lattice 空間で記述するため、各物理量は無次元化されている。そのためシミュレーション結果を実現象と定量的に比較するためには、Lattice 空間から実空間への単位変換を行う必要がある。

Lattice 空間における物理量と実空間における物理量との関係を次のようにする。

$$l_{real} = L l_{lattice} \quad (3.60)$$

$$t_{real} = T t_{lattice} \quad (3.61)$$

$$\rho_{real} = D \rho_{lattice} \quad (3.62)$$

ただし、 l_{real} 、 t_{real} 、 ρ_{real} はそれぞれ実空間における長さ、時間および密度を表し、 $l_{lattice}$ 、 $t_{lattice}$ 、 $\rho_{lattice}$ はそれぞれ Lattice 空間における長さ、時間および密度を表す。 L 、 T 、 D は各物理量に関する変換係数であり、それぞれの単位は、 $[m]$ 、 $[\text{sec}]$ 、 $[\text{kg}/\text{m}^3]$ である。

次元解析により、 L および T を用いて動粘性係数 ν の単位変換を表すと、

$$\nu_{real} = \frac{L^2}{T} \nu_{lattice} \quad (3.63)$$

となる。同様に圧力 p 、浸透率 k に関する変換は以下のようになる。

$$p_{real} = \frac{DL^2}{T^2} p_{lattice} \quad (3.64)$$

$$k_{real} = L^2 k_{lattice} \quad (3.65)$$

具体的には、長さ L に関する変換係数の値を解析対象の大きさから設定する。密度に関する変換係数 D の値は、シミュレーションで設定した粒子分布関数の密度 $\rho_{lattice}$ と実空間における密度 ρ_{real} から求められる。また、時間に関する変換係数 T の値は、動粘性係数 $\nu_{lattice}$ と実空間の動粘性係数 ν_{real} を用いて、式 (3.63) より求められる。さらに、ここで求まる浸透率 k の単位は $[m^2]$ であるので、 $[md]$ に変換するために次の関係を用いた。

$$1 [md] = 9.87 \times 10^{-16} [m^2] \quad (3.66)$$

3.2.2 浸透率評価の結果

シミュレーションには、CT画像モデルと2点相関法モデルのそれぞれのCASE1モデル（解像度 $5.67\mu\text{m}/\text{pixel}$ ）およびCASE2モデル（解像度 $9.57\mu\text{m}/\text{pixel}$ ）を用いた。なお、流体を流すz方向に対しては周期境界条件を適用し、X方向およびY方向に対しては面全体を岩質部に設定し、流体の出入りを遮断した。

図3.13に1 meshモデルを用いて行ったシミュレーションの結果を示す。CASE1のCT画像モデルと2点相関法モデルを比較すると、ともに2500md前後の値をとっており、比較的近い値となった。一方、CASE2のCT画像モデルと2点相関法モデルを比較すると、CT画像モデルが約4000mdと高い値であるのに対し、2点相関法モデルは約1200mdとなり、両者の浸透率に違いが認められた。この原因としては、前章において行ったpercolation probability およびpore size distributionの評価において、CASE1ではCT画像モデルと2点相関法モデルの間に目立った違いが見られないが、CASE2では両者の間に大きな違いが見られることが影響していると考えられる。このことから、CT画像モデルと2点相関法モデルの浸透率を合わせるためには、モデルの空隙構造評価で明らかになった空隙の連結性や空隙径の分布の差異の原因について詳しく検討し、モデルにおいて空隙構造を正しく表現する必要がある。さらに、シミュレーションで得られた値は実験で得られた浸透率よりもかなり高い値となった。この原因としては、小さい円管構造モデルを用いたハーゲン・ポワズイユ流れの流速分布においてシミュレーション値が理論値よりも高い値となったように、多孔質体モデルの有する非常に複雑な空隙形状の影響が顕著に表れたことによるものと考えられる。

図3.14にCT画像モデルにおいて1 meshモデルと2 meshモデルを用いて行ったシミュレーションの結果を示す。CASE1およびCASE2ともに、1 meshモデルよりも2 meshモデルの方が低い浸透率の値となり、改善の傾向が認められるが依然として実験値よりも高い値をとっている。このことから、メッシュを多く切ることによって見かけの衝突回数が増加し、複雑な空隙形状の影響を軽減することは可能であると考えられる。しかし、メッシュを多く切ることによって計算時間が飛躍的に増大すると考えられることから、計算時間を短縮するためには、複雑な空隙形状においても流動を正しく再現できるようなモデルの表現方法あるいはシミュレーションにおける壁面境界条件について検討する必要がある。

空隙構造モデルを用いた浸透率評価では、空隙の連結性や空隙の分布状態を正しく表現することができれば、2点相関法モデルの浸透率をCT画像モデルの浸透率と合わせることは可能と考えられる。しかし、シミュレーションにより求まる浸透率を実験値と合わせるためには、画像の解像度の問題、REVの影響、モデルのメッシュの大きさや壁面の表現方法、LBM流体流動シミュレーションにおける壁面境界条件の設定など、浸透率評価に影響していると考えられる多くの要因についてさらに詳しく検討する必要がある。

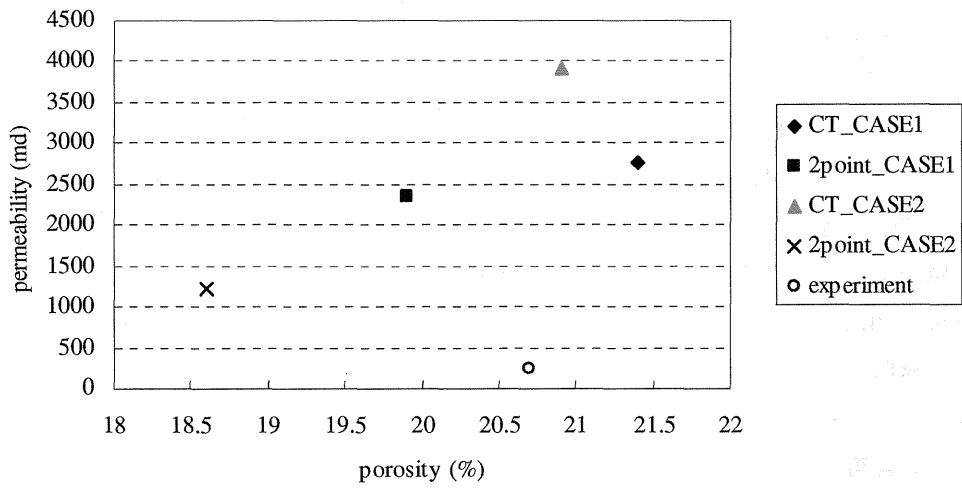


図 3.13 1 mesh モデルの浸透率評価

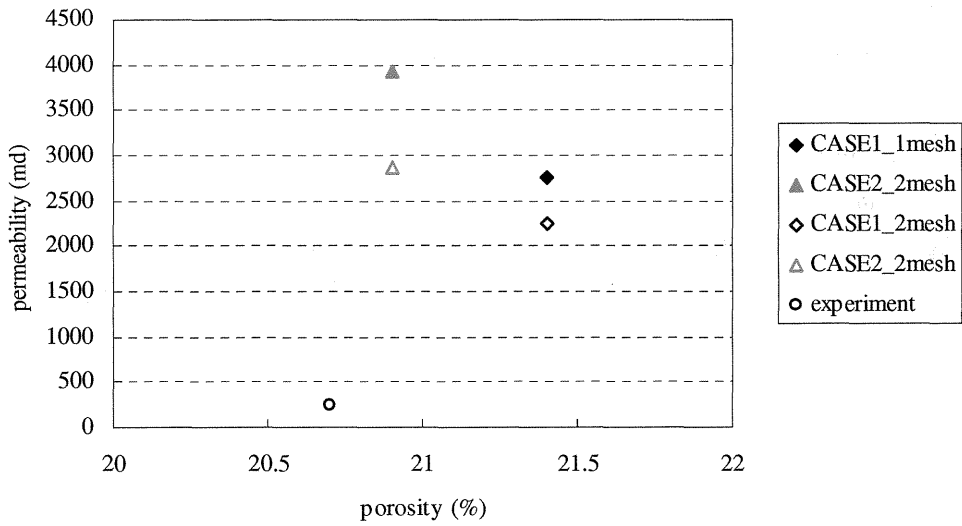


図 3.14 1 mesh モデルおよび 2 mesh モデルの浸透率評価

第4章 LBM二相流シミュレーションによる残留流体飽和率評価

4.1 LBM 二相流シミュレーション

二相流動現象が単相流動現象と異なる点として、二相界面に作用する界面張力の存在が挙げられる。油-水、水-ガスのように不混和性の二相流体を表現する方法として、赤色粒子および青色粒子という2種類の色付き粒子を導入し、それぞれの流体を区別する方法が提案されている。実際の流体において同じ種類の粒子は分子間力により互いに集まる傾向にあるので、分子間力を表現する項を加える必要がある。LBM二相流シミュレーションでは、LBM単相流シミュレーションと同様に流れ場を規則的な格子によって離散化し、衝突および並進過程を繰り返すが、粒子の衝突の際に分子間力に相当する力をそれぞれの粒子に与えることによって界面張力の効果を表現することができる。

水押し型の貯留層に天然ガスを圧入貯蔵する場合、貯留層での流体の流れは水とガスの多相流れとなる。LBMを用いてガス-水系の二相流れをシミュレートするには状態方程式を導入する必要があるが、そのモデル化は簡単ではない。そこで、ここでは簡単のため、状態方程式を必要としない油-水系の二相流れに対してLBMによる流動シミュレーションを実施し、界面張力や岩石表面の濡れ性にともなう二相流れ特有の現象を再現するとともに、間隙構造モデルに対して流動シミュレーションを実施することで、残留流体飽和率に及ぼす間隙構造の影響について検討する。

4.1.1 不混和性二相流格子ボルツマン方程式^{1), 8)}

本研究では、Grunauら(1993)⁸⁾により提案された色付き粒子を用いた不混和性二相流格子ボルツマン方程式を適用した。この方法では、時刻 t 、位置ベクトル \mathbf{x} の格子点における2種類の流体に対する粒子分布関数として、赤色粒子の分布関数 $F_i^r(\mathbf{x}, t)$ および青色粒子の分布関数 $F_i^b(\mathbf{x}, t)$ を導入する。二相流格子ボルツマン方程式は次のように表される。

$$F_i^k(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = F_i^k(\mathbf{x}, t) + \Omega_i^k(\mathbf{x}, t) \quad (4.1)$$

ただし、 k は赤色粒子および青色粒子のいずれかを示し、 i は仮想粒子の運動方向を示す。 $\Omega_i^k(\mathbf{x}, t)$ は衝突による粒子分布の変化を表す衝突項であり、 \mathbf{c}_i は粒子の運動方向 i に対する格子速度ベクトルである。時刻 t 、位置ベクトル \mathbf{x} の格子点における粒子全体の分布関数 $F_i(\mathbf{x}, t)$ は赤色粒子と青色粒子の分布関数の和として表され、

$$F_i(\mathbf{x}, t) = F_i^r(\mathbf{x}, t) + F_i^b(\mathbf{x}, t) \quad (4.2)$$

となる。LBM二相流解析において、衝突項 $\Omega_i^k(\mathbf{x}, t)$ は2つの項から構成され、

$$\Omega_i^k(\mathbf{x}, t) = (\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^A + (\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B \quad (4.3)$$

と表される。ここで、右辺第1項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^A$ は単相流シミュレーションにおける衝突項で用いた局所

平衡状態への緩和過程を表現する項であり、右辺第2項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B$ は二相間の界面で作用する界面張力の効果を表現する項である。

緩和過程項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^A$ は、単相流シミュレーションと同様に格子BGKモデルを適用し、

$$(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^A = -\frac{1}{\tau_k} (F_i^k(\mathbf{x}, t) - F_i^{k(eq)}(\mathbf{x}, t)) \quad (4.4)$$

とする。ただし、 τ_k は単一緩和時間係数であり、 $F_i^{k(eq)}(\mathbf{x}, t)$ は局所平衡分布関数である。なお、本研究では、数値安定性を得るために τ_k の値を1としている。

また、界面張力項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B$ は、Grunauらにより提案されたモデルを適用し、

$$(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B = A|\mathbf{F}| \left(\frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{F})^2}{|\mathbf{c}_i|^2 |\mathbf{F}|^2} - G \right) \quad (4.5)$$

とする。ただし、 A は界面張力の大きさを制御するパラメータであり、 G は格子速度モデルに依存し、質量保存則から導かれる係数である。ここで、 $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ は局所カラー勾配と呼ばれ、

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}, t) = \sum_i \mathbf{c}_i (\rho_r(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t) - \rho_b(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t)) \quad (4.6)$$

と定義される。ただし、 $\rho_r(\mathbf{x}, t)$ および $\rho_b(\mathbf{x}, t)$ はそれぞれ局所的な赤色流体密度と青色流体密度である。 $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ は界面から離れた領域ではゼロとなるため、界面張力項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B$ は界面近傍においてのみその効果を有する。さらに、界面をシャープに保つためには、 $-(\mathbf{j}^r(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{F}(\mathbf{x}, t))$ を最大にするように粒子の再配置を行う必要がある。ここで、 $\mathbf{j}^r(\mathbf{x}, t)$ は赤色粒子の運動量であり、

$$\mathbf{j}^r(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i^r(\mathbf{x}, t) \mathbf{c}_i \quad (4.7)$$

と表される。

以上をまとめると、格子BGK衝突モデルを用いた二相流格子ボルツマン方程式は次のように表される。

$$F_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - F_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} (F_i(\mathbf{x}, t) - F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)) + A|\mathbf{F}| \left(\frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{F})^2}{|\mathbf{c}_i|^2 |\mathbf{F}|^2} - G \right) \quad (4.8)$$

[1] 流れの変数の定義

局所的な赤色流体の密度 $\rho_r(\mathbf{x}, t)$ および青色流体の密度 $\rho_b(\mathbf{x}, t)$ は、次のように定義される。

$$\rho_r(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i^r(\mathbf{x}, t) \quad (4.9)$$

$$\rho_b(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i^b(\mathbf{x}, t) \quad (4.10)$$

また、局所的な全流体の密度 $\rho(\mathbf{x}, t)$ および速度 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ は、次のように表される。

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \rho_r(\mathbf{x}, t) + \rho_b(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i(\mathbf{x}, t) \quad (4.11)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\sum_i \mathbf{c}_i F_i(\mathbf{x}, t)}{\rho(\mathbf{x}, t)} \quad (4.12)$$

[2] 局所平衡分布関数の決定

LBM 二相流シミュレーションでは、粒子全体の質量および運動量が保存されるという条件に加えて、それぞれの色粒子の質量および運動量が保存されることが条件となる。したがって、局所平衡分布関数が満たすべき関係は次のようになる。

$$\rho_r(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i^r(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i^{r(eq)}(\mathbf{x}, t) \quad (4.13)$$

$$\rho_b(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i^b(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i^{b(eq)}(\mathbf{x}, t) \quad (4.14)$$

$$\rho(\mathbf{x}, t)\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_i \mathbf{c}_i F_i(\mathbf{x}, t) = \sum_i \mathbf{c}_i F_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) \quad (4.15)$$

本研究では、静止粒子パラメータ m_k を導入し、2D9Q 格子モデルの局所平衡分布関数を次のように表す。

$$F_i^{k(eq)} = \rho_k \left\{ \frac{m_k}{5+m_k} - \frac{2}{3} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i=0 \quad (4.16)$$

$$F_i^{k(eq)} = \rho_k \left\{ \frac{1}{5+m_k} + \frac{1}{3} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{1}{2} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{1}{6} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i=1,2,3,4 \quad (4.17)$$

$$F_i^{k(eq)} = \rho_k \left\{ \frac{1}{4(5+m_k)} + \frac{1}{12} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{1}{8} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{1}{24} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i=5,6,7,8 \quad (4.18)$$

ここで、 m_k は赤色粒子と青色粒子のそれぞれに対する静止粒子の割合を制御するパラメータとなっている。さらに、界面における平衡を保つために、赤色粒子および青色粒子の移動粒子の分布は等しいと仮定している。すなわち、 $\mathbf{u} = 0$ のとき、

$$\frac{\rho_r}{5+m_r} = \frac{\rho_b}{5+m_b} \quad (4.19)$$

という関係が成り立つ。したがって、二流体の密度比 γ と m_r , m_b との関係は,

$$\gamma = \frac{\rho_r}{\rho_b} = \frac{5+m_r}{5+m_b} \quad (4.20)$$

と表される。

同様に、3D15Q 格子モデルの局所平衡分布関数は,

$$F_i^{k(eq)} = \rho_k \left\{ \frac{m_k}{7+m_k} - \frac{1}{3} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i=0 \quad (4.21)$$

$$F_i^{k(eq)} = \rho_k \left\{ \frac{1}{7+m_k} + \frac{1}{3} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{1}{2} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{1}{6} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i=1,2,3,4,5,6 \quad (4.22)$$

$$F_i^{k(eq)} = \rho_k \left\{ \frac{1}{8(7+m_k)} + \frac{1}{24} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}) + \frac{1}{16} (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{1}{48} \mathbf{u}^2 \right\} \quad i=7,8,9,10,11,12,13,14 \quad (4.23)$$

と表される。また、二流体の密度比 γ と m_r , m_b との関係は,

$$\gamma = \frac{\rho_r}{\rho_b} = \frac{7+m_r}{7+m_b} \quad (4.24)$$

と表される。

[3] 界面張力項の決定

2D9Q 格子モデルにおいて、質量保存則および運動量保存則が満たされるためには、界面張力項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B$ は次式を満たさなければならない。

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^8 (\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B \\ &= \sum_{i=1}^8 A |\mathbf{F}| \left(\frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{F})^2}{|\mathbf{c}_i|^2 |\mathbf{F}|^2} - G \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.25)$$

この式より、 $G=1/2$ と求められる。したがって、2D9Q 格子モデルにおける界面張力項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B$ は,

$$(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B = A |\mathbf{F}| \left(\frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{F})^2}{|\mathbf{c}_i|^2 |\mathbf{F}|^2} - \frac{1}{2} \right) \quad (4.26)$$

と表される。

同様に、3D15Q 格子モデルにおいて、界面張力項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B$ は次式を満たさなければならない。

$$\sum_{i=1}^{14} (\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B = 0 \quad (4.27)$$

$$= \sum_{i=1}^{14} A |\mathbf{F}| \left(\frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{F})^2}{|\mathbf{c}_i|^2 |\mathbf{F}|^2} - G \right) = 0$$

この式より、 $G=1/3$ と求められる。したがって、3D15Q 格子モデルにおける界面張力項 $(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B$ は、

$$(\Omega_i^k(\mathbf{x}, t))^B = A |\mathbf{F}| \left(\frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{F})^2}{|\mathbf{c}_i|^2 |\mathbf{F}|^2} - \frac{1}{3} \right) \quad (4.28)$$

と表される。

4.1.2 境界条件

二相流シミュレーションにおいても、単相流シミュレーションと同様に壁面境界および流出入境界上に未知の分布関数が存在する。壁面境界条件は、単相流シミュレーションでも用いた壁面に衝突した粒子をもと来た方向へ跳ね返らせる方法（バウンスバック）を適用した。

一方、単相流シミュレーションで用いた流出面から流出した粒子を流入面へ流入させ、流入面から流出した粒子を流出面へ流入させるという流出入境界条件（Inamuro らの方法^{5)・6)}で再現される流れは、収束状態において時間の経過とともに流れ方が変化しない定常流であるため、二相流シミュレーションで非定常流動を再現する際には、この方法を適用することは困難であると判断した。そこで、本研究で行った油のみで満たされている系に水のみを圧入する場合を例にとりて、二相流シミュレーションにおいて適用した流出入境界条件を図 4.1 に示した。初期状態において、流入面の外側に水で満たされたバッファ領域を仮定し、流出面の外側に油で満たされたバッファ領域を仮定している。計算過程では、流入面からは水のみを圧入するので、流入面の外側バッファ領域は常に初期状態と同じ状態を保っている。一方、流出面の外側バッファ領域には、流出面から流出した粒子が存在するが、並進過程においてバッファ領域外への並進を行うことにより時間更新される。しかしこの方法では、後に述べるが、流出入境界付近において実際の流動が再現されないと考えられることから、より適当な流出入境界条件の設定について検討する必要がある。

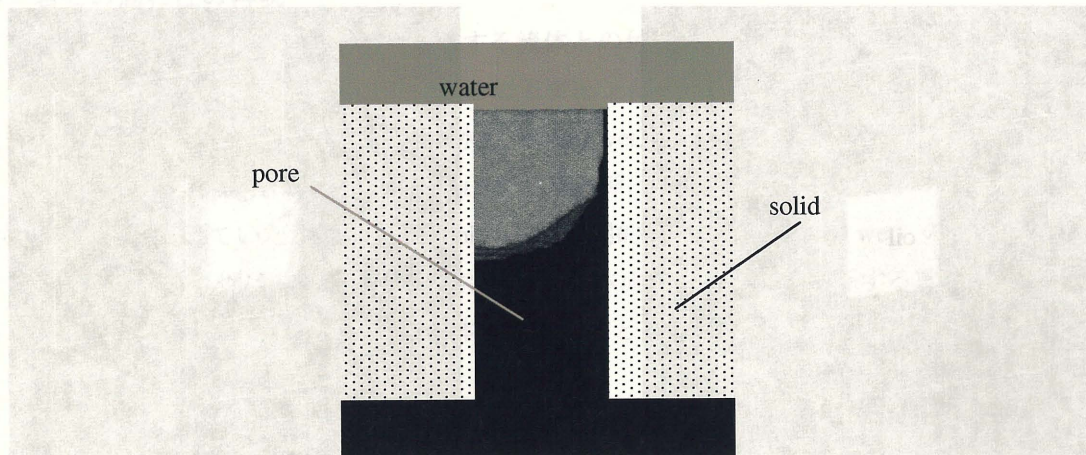


図 4.1 二相流の流出入境界条件

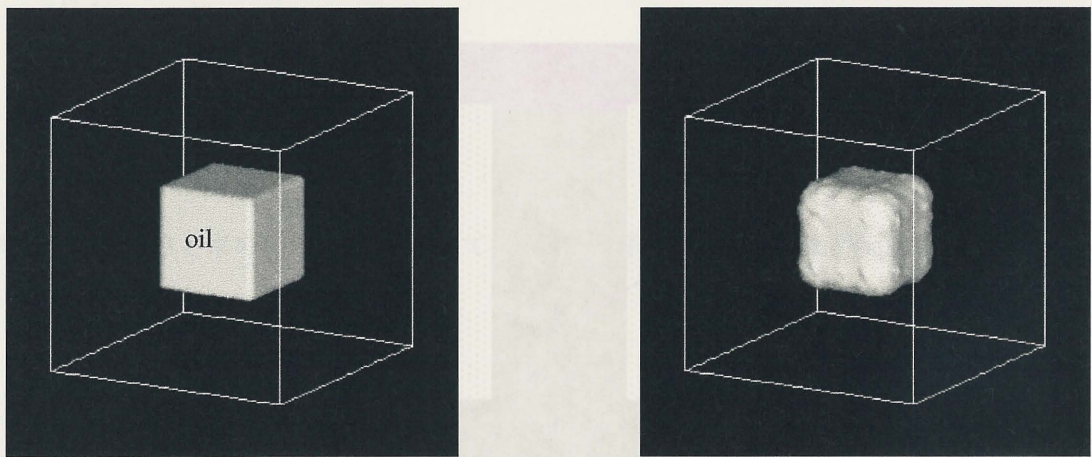
4.1.3 界面張力効果の再現

水中に存在する油滴は、界面張力により表面積を小さくするよう球状に変形する。シミュレーションにおいてこの現象を再現するために、水で満たされた $50 \times 50 \times 50$ (pixel) の立方体領域の中心に $20 \times 20 \times 20$ (pixel) の立方体状の油を配置し時間発展させた。ただし、油の密度 ρ_o を 0.9 とし、水の密度 ρ_w を 1.0 とした。図 4.2 (a) (b) (c) (d) にそれぞれ初期状態および 20step, 40step, 100step 経過後の状態を示す。油を白色で表しており、立方体状の枠の内部は水で満たされている。ただし、流体が領域外へ流出するのを遮断するため、立方体領域の境界に壁面を設定している。この図から、時間経過にともなって立方体状の油が球状に変形する様子が定性的に確認された。

次に、界面張力と界面内外の圧力差および曲率半径の関係式である Laplace 則の検証を行った。Laplace 則において、3次元の場合、界面となっている球面内外の圧力差 $P_{in} - P_{out}$ と界面張力 σ および球の半径 R の関係は、次のように表される²¹⁾。

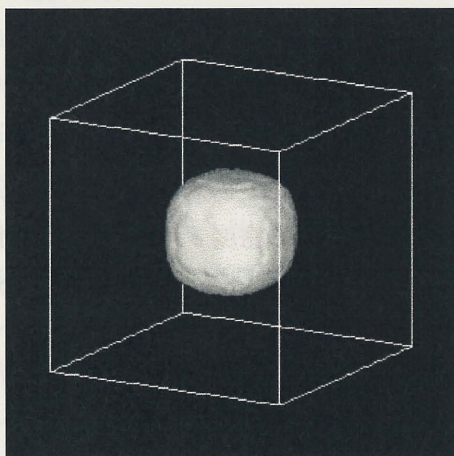
$$P_{in} - P_{out} = \frac{2\sigma}{R} \quad (4.29)$$

Laplace 則を検証するために、初期状態における油の立方体の1辺の格子数を 10, 12, 16, 20, 30 (pixel) の5段階に変えてシミュレーションを行い、油が球状と見なせる状態になったときの球の半径 R と球面内外の圧力差 $P_{in} - P_{out}$ を求めた。横軸を $2/R$ 、縦軸を $P_{in} - P_{out}$ とし、プロットした結果を図 4.3 に示す。その結果、各点は直線で近似することができた。式 (4.29) より、この直線の傾きは界面張力 σ を表していることから、シミュレーションに用いた界面張力モデルが妥当であることを確認できた。

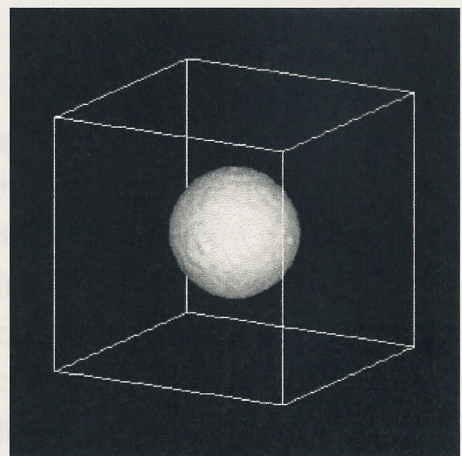


(a) 0step

(b) 20step



(c) 40step



(d) 100step

図 4.2 界面張力効果の検証結果

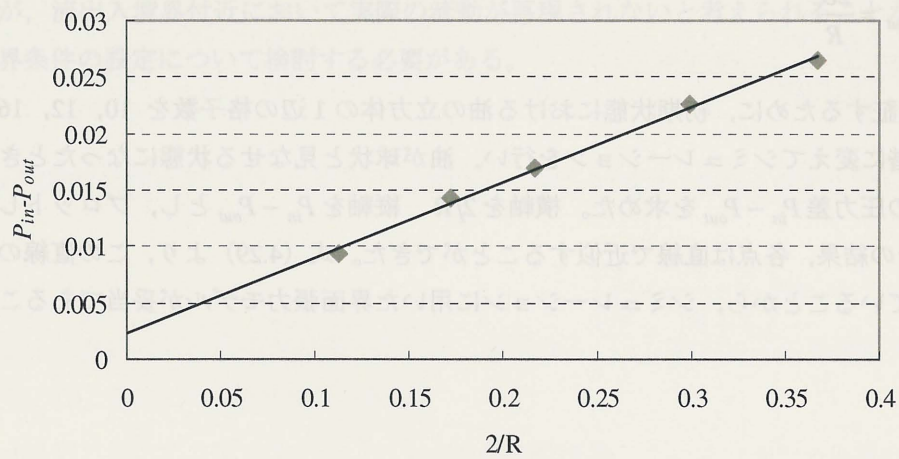


図 4.3 Laplace 則の検証結果

4.1.4 岩石の濡れ性の再現

岩石の濡れ性とは、岩石表面とそれに接する流体との付着のしやすさを表し、接触角 θ によって評価される。図 4.4 (a) (b) に濡れ性の異なる岩石表面上に存在する油滴の状態を示す。(a) のように接触角 θ が鈍角である場合にその岩石は親水性 (water wet) であると呼ばれ、(b) のように接触角 θ が鋭角である場合にその岩石は親油性 (oil wet) であると呼ばれる。従来、ほとんどの貯留層岩石は water wet であると考えられていたが、最近では oil wet や中間的な濡れ性 (neutral wet) の岩石も存在すると考えられている。濡れ性は、貯留層岩石内における流体流動挙動に直接関係する重要な特性である。

図 4.5 のように固体壁面上に 2 種類の流体が存在するとき、壁面における張力のつりあいは、ヤングの方程式によって次のように表される²¹⁾。

$$\sigma_{s-b} = \sigma_{s-r} + \sigma_{r-b} \cos \theta \quad (4.30)$$

ただし、 θ は赤流体相の壁面に対する接触角であり、 σ_{s-r} は赤色流体相と壁面間の張力、 σ_{s-b} は青色流体相と壁面間の張力、 σ_{r-b} は二相間の界面張力を表す。本研究において、濡れ性に関するパラメータ λ を導入し、

$$\sigma_{s-r} = \lambda \sigma_{r-b} \quad (4.31)$$

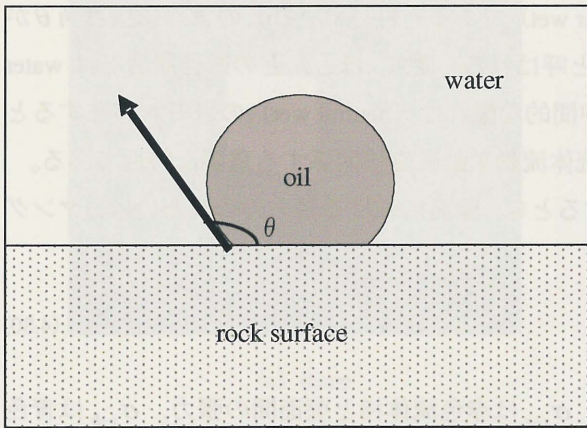
$$\sigma_{s-b} = (1 - \lambda) \sigma_{r-b} \quad (4.32)$$

とすると、(4.30) (4.31) (4.32) より、

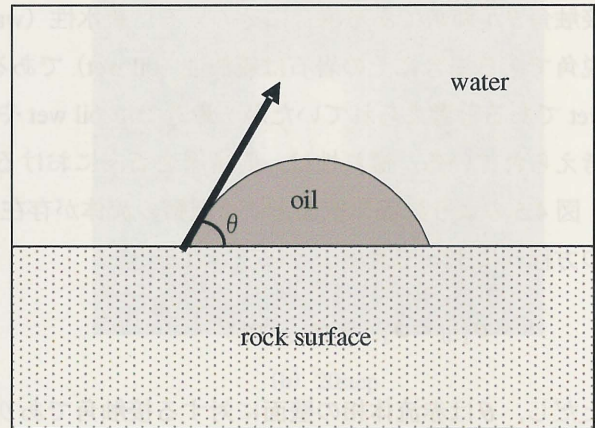
$$\cos \theta = 1 - 2\lambda \quad (4.33)$$

という関係が満たされる。したがって、パラメータ λ を変化させることにより任意の接触角が再現される。

水で満たされた $50 \times 50 \times 50$ (pixel) の立方体領域の下部壁面上に $10 \times 10 \times 10$ (pixel) の立方体状の油を配置し、接触角 θ を π (water wet)、 $\pi/2$ (neutral wet) および 0 (oil wet) の 3 通りに設定し時間発展させた。ただし、油の密度 ρ_r を 0.9 、水の密度 ρ_b を 1.0 とした。図 4.6 (a) (b) (c) (d) にそれぞれ初期状態および water wet, neutral wet, oil wet に設定したときの最終状態を示す。(b) の water wet のシミュレーションでは、界面張力の影響で油が球状に変形するとともに、壁面に接する面が極端に小さくなっている。(c) の neutral wet のシミュレーションでは、最終状態での油が半球に近い形状になった。(d) の oil wet のシミュレーションでは、油が壁面全体に広がり、より広い面で接する様子が認められた。このことから、本研究で用いた濡れ性モデルにより、岩石の濡れ性が適切に再現されることを確認できた。



(a) 親水性岩石



(b) 親油性岩石

図 4.4 岩石の濡れ性

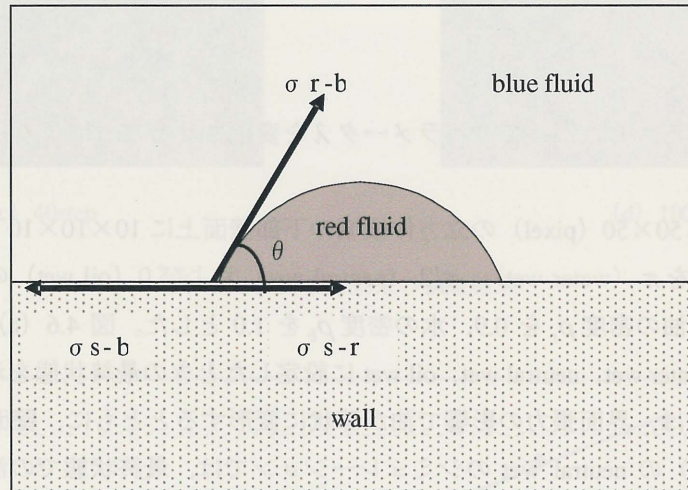
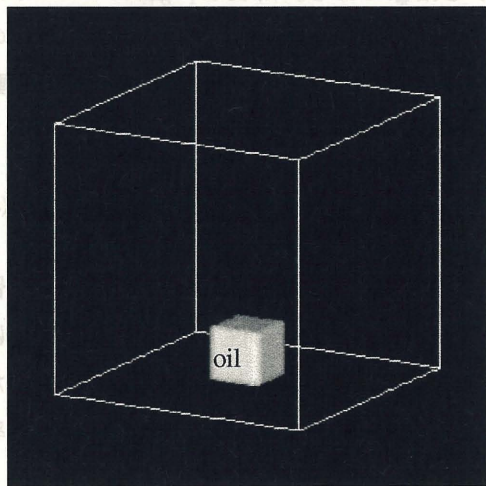
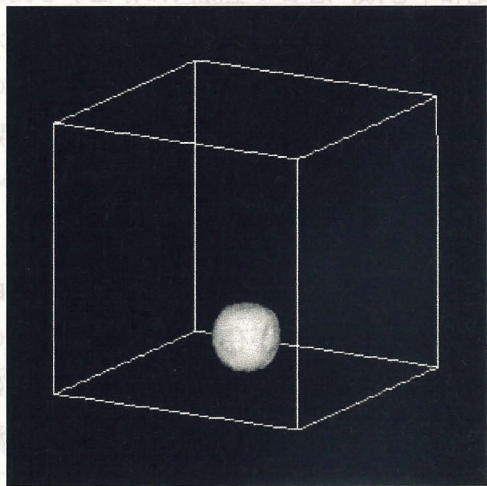


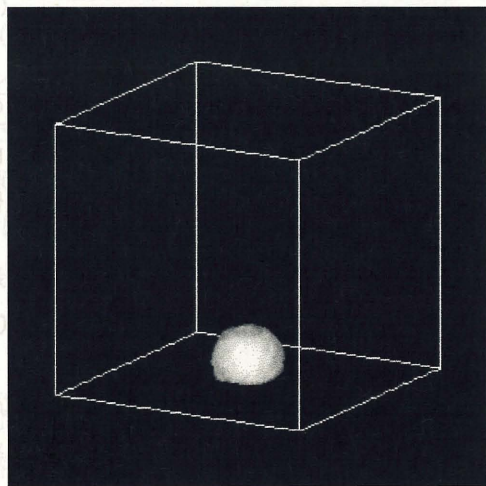
図 4.5 壁面上の流体間に働く力



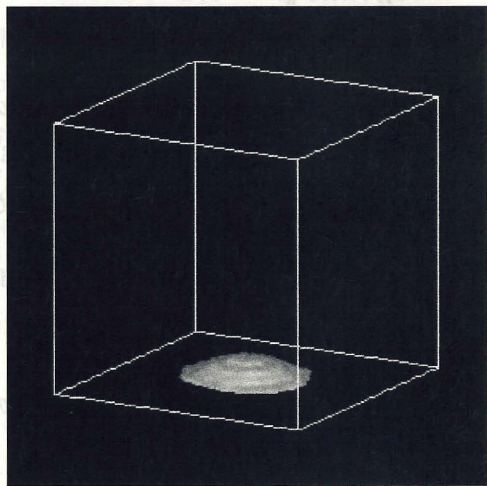
(a) 初期状態



(b) water wet



(c) neutral wet



(d) oil wet

図 4.6 岩石の濡れ性の再現結果

4.2 残留流体飽和率の評価

飽和率とは、岩石の空隙内に存在する流体の量を表現する指標である。貯留岩の空隙内では原油、ガスが常に地層水と共存状態にあり、地層水以外の流体が空隙内を単独で満たすことはない。この空隙内に含まれる各流体の体積と空隙容積との比をその流体の飽和率という。油と水の二流体の流動を考えると、油飽和率 S_o と水飽和率 S_w の関係は次のように表される。

$$S_o + S_w = 1 \quad (4.34)$$

油層シミュレーションでは、相対浸透率曲線が重要な入力データとなる。相対浸透率とは、貯留岩中に二相以上の流体が存在するとき、特定の流体の流れやすさを表す岩石特性である。多相状態における特定の流体の浸透率は有効浸透率と呼ばれ、相対浸透率は有効浸透率を基準の浸透率で割った値として表される。基準の浸透率としては、絶対浸透率または残留水飽和率における油の有効浸透率が用いられる。後者の方法を用いて油と水の二相流における相対浸透率を表すと次のようになる。

$$K_{ro} = \frac{K_o}{K} \quad (4.35)$$

$$K_{rw} = \frac{K_w}{K} \quad (4.36)$$

ただし、 K_{ro} と K_{rw} はそれぞれ油および水の相対浸透率であり、 K_o と K_w はそれぞれ油および水の有効浸透率である。また、 K は残留水飽和率における油の有効浸透率を表す。図 4.7 に相対浸透率曲線の例を示す。ここで、油の相対浸透率 K_{ro} が 0 となる時の油飽和率を残留油飽和率と呼び、残留油飽和率 S_{or} と水飽和率 S_w の関係は次のようになる。

$$S_{or} + S_w = 1 \quad (4.37)$$

原油や天然ガスの生産過程では、それぞれの残留飽和率が小さいほど空隙に取り残される量が少なく、回収率が良いことになる。一方、天然ガスを貯留層に圧入貯蔵するような場合には、残留水飽和率が小さいほど多くのガスが貯留層に圧入できることになる。また、相対浸透率の大小により各相の流動のしやすさが決定される。このようなことから、残留流体飽和率と相対浸透率曲線を正しく評価することが、原油や天然ガスの生産、天然ガスの圧入を評価する上で重要である。

ここでは、単純空隙形状モデルを用いて油-水系の例として水攻法を想定したシミュレーションを行うことにより、濡れ性の違いによる流動挙動への影響や、増進回収法の一つである界面活性剤攻法を適用した場合に重要となる界面張力の違いによる流動挙動への影響について検討した。また、残留流体飽和率を変化させる要因として、貯留層岩石の空隙構造の違いによる影響も考えられる^{20), 22)}。そこで、断面形状の異なる単純空隙形状モデルを用いてシミュレーションを行うことにより、空隙構造の違いによる残留流体飽和率への影響について検討した。

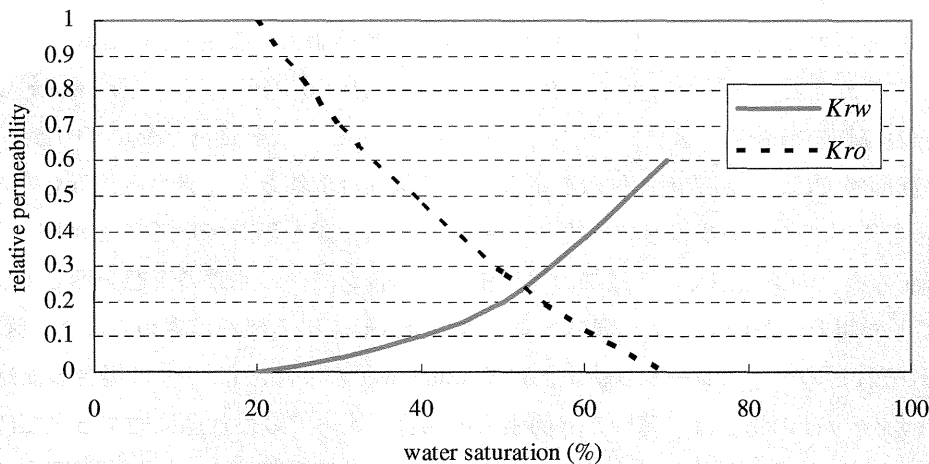


図 4.7 相対浸透率曲線の例

4.2.1 単純空隙形状モデルを用いた飽和率評価

50×50×50 (pixel) の立方体領域内に 3 辺の長さの比が 1:2:√3 である直角三角形の断面形状を有する三角柱空隙形状モデルを用いて、水攻法を想定したシミュレーションを行った。初期状態において油（赤流体：密度 $\rho_r = 0.9$ ）で満たされている空隙に水（青流体：密度 $\rho_b = 1.0$ ）を圧入し、濡れ性を変化させた場合と界面張力の大きさを変化させた場合について油飽和率の変化を求めた。なお、本研究では、界面張力パラメータ A の値を 1.0×10^{-3} とした場合を基準の界面張力とした。さらに、異なる空隙形状モデルを用いてシミュレーションを行い、それぞれの残留油飽和率を比較した。濡れ性を oil wet に設定し、界面張力を基準の大きさとした場合のそれぞれ初期状態、1000step 経過後、3000step 経過後および 5000step 経過後の油の存在状態を図 4.8 (a) (b) (c) (d) に示す。ただし、油を白色で表している。この結果から、時間経過とともに水が浸入し油が排出される様子が確認できた。

[1] 濡れ性を変化させたシミュレーション

濡れ性を water wet とした場合と oil wet とした場合についてシミュレーションを行った。なお、このときの界面張力は基準の大きさに設定した。図 4.9 (a) (b) にそれぞれ water wet の場合と oil wet の場合の流れの断面図を示す。ただし、油を灰色で表し、水を白色で表している。この図から、両方の場合において、より角度の小さい隅の部分に油が多く残る様子が認められる。また、water wet の場合には油の接触角が鈍角であるのに対し、oil wet の場合には油の接触角が鋭角になる様子が確認できる。このことから、濡れ性の違いが壁面に対する流体の接触の仕方に影響を及ぼすことが明らかになった。図 4.10 にこのシミュレーションにおける油飽和率の時間変化を示す。water wet の場合は、約 2000step で最終状態に達し、残留油飽和率 S_{or} は約 23% となった。一方、oil wet の場合は、約 5000step で最終状態に達し、残留油飽和率 S_{or} は約 32% となり、water wet の場合よりも油回収率が低いことが確認された。water wet の場合と oil wet の場合における残留油飽和率の違いは、oil wet の場合の方が壁面付近により多くの油が残されることによるものと考えられる。

[2] 界面張力を 1/100 に変化させたシミュレーション

基準とする界面張力の大きさに対して 1/100 の大きさに界面張力を設定し、water wet の場合と oil wet の場合についてそれぞれシミュレーションを行った。図 4.11 (a) (b) にそれぞれ water wet の場合と oil wet の場合の流れの断面図を示す。ただし、油を灰色で表し、水を白色で表している。(a) の water wet の場合の断面図では、水が壁面に付着しようとする傾向は依然として認められるものの、基準の界面張力の場合と比べてその傾向は小さくなり、異なる流動挙動を示していることが明らかになった。

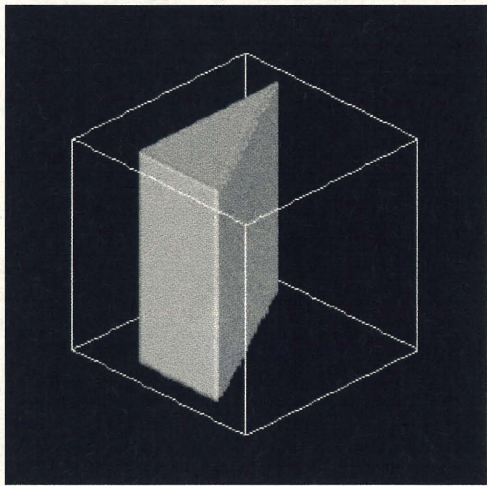
(b) の oil wet の場合の断面図では、基準の界面張力の場合と同様の流動の形態を示しているが、界面張力を小さくした場合において、より隅の方まで水が浸入している様子が認められた。図 4.12 および図 4.13 にそれぞれこのシミュレーションにおける water wet の場合と oil wet の場合の油飽和率の時間変化を示す。water wet の場合は、基準の界面張力の場合と比べて最終状態に達するまでに多くの時間を要し、約 5000step で最終状態に達する。このときの残留油飽和率 S_{or} は約 23% で基準の界面張力の場合とほぼ同じ値となり、不混和性二相流シミュレーションにおいて water wet の場合には界面張力の低下が油回収率に対して大きな効果を示さないことが分かった。一方、oil wet の場合は、解析開始直後に油飽和率が急激に減少し、約 5000step で最終状態に達する。このときの残留油飽和率 S_{or} は約 24% で基準の界面張力の場合よりも約 8% 低い値となり、oil wet の場合において界面張力を小さくすることによって油回収率が增加することが分かった。

[3] 空隙形状を変化させたシミュレーション

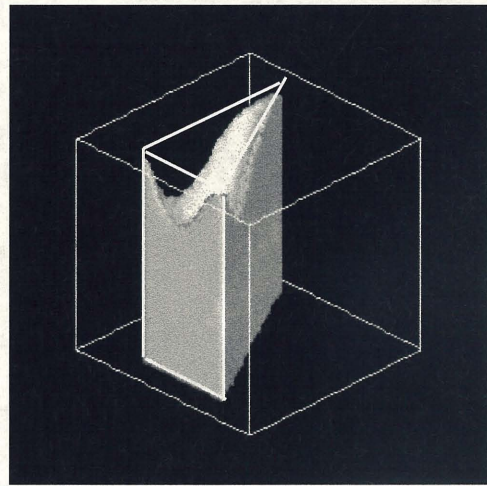
直角三角形空隙形状モデルの他に、図 4.14 に示した四隅に 1/4 円構造物を配置した空隙形状モデルと正方形空隙形状モデルを用いて water wet の場合と oil wet の場合についてそれぞれ残留油飽和率を求め、shape factor G との関係について検討した。shape factor G は、面積 A と周長 P を用いて $G = A/P^2$ と表される。(a) の四隅に 1/4 円構造物を配置した空隙形状の shape factor は 0.0217、(b) の直角三角形空隙形状の shape factor は 0.0387、(c) の正方形空隙形状の shape factor は 0.0625 である。shape factor による残留油飽和率 S_{or} の評価の結果を図 4.15 に示す。どの形状においても water wet の場合よりも oil wet の場合の方が S_{or} の値が高くなっている。また、 G の値が小さく複雑な空隙形状モデルほど S_{or} の値が高く、1/4 円構造物を配置した空隙形状モデルの oil wet の場合では約 40% となっている。さらに、 G の値が小さいものほど water wet の場合と oil wet の場合との S_{or} の差が大きく、油回収率により大きい差が生じることが確認された。今回シミュレーションを行った空隙形状の shape factor の範囲においては、shape factor と残留油飽和率の関係はほぼ直接的に近似されることが明らかになった。

[4] 流出入境界条件の問題点

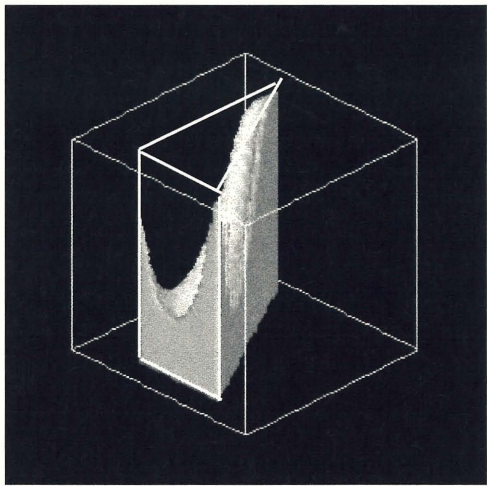
このシミュレーションにおいて飽和率が安定した状態では、水または油が流動せず止まっている状態が起こっていると考えられる。すなわち、水と油が界面において力学的につりあっているような状態になっていると思われる。この問題による飽和率評価への影響は少ないと判断し残留流体飽和率などを求めたが、相対浸透率を求める際にはこの問題が影響すると考えられることから、実際の流動を再現できるような新たな流出入境界条件の設定について検討する必要がある。



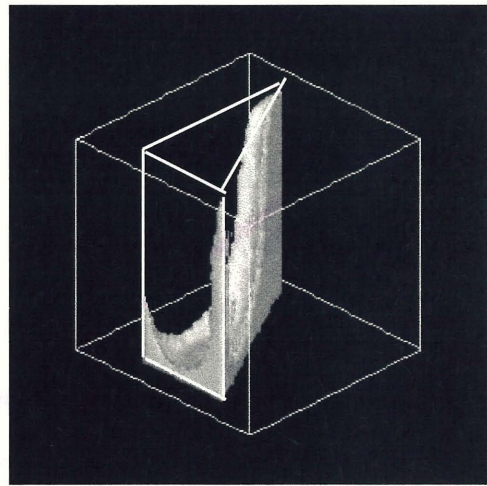
(a) 初期状態



(b) 1000step 経過後

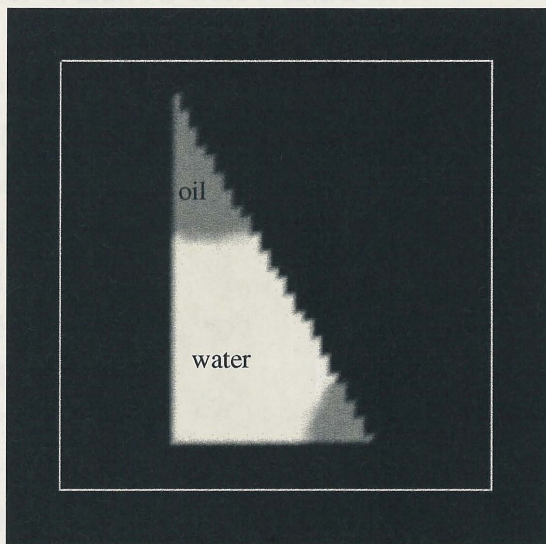


(c) 3000step 経過後

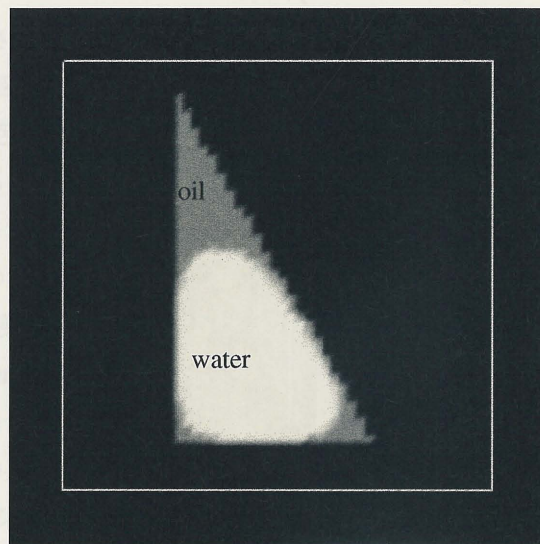


(d) 5000step 経過後

図 4.8 oil wet, 基準の界面張力での油の存在状態



(a) water wet



(b) oil wet

図 4.9 濡れ性を変化させたシミュレーションにおける流れの断面図

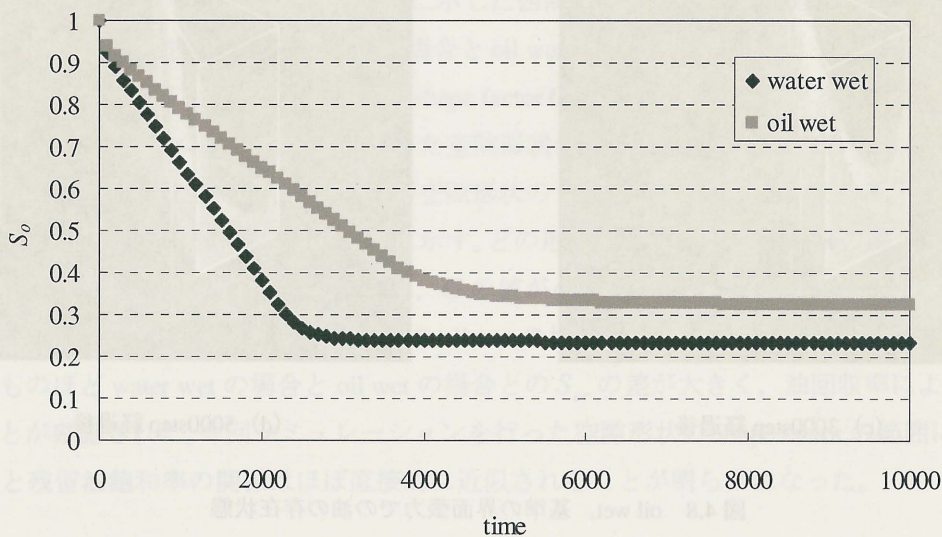
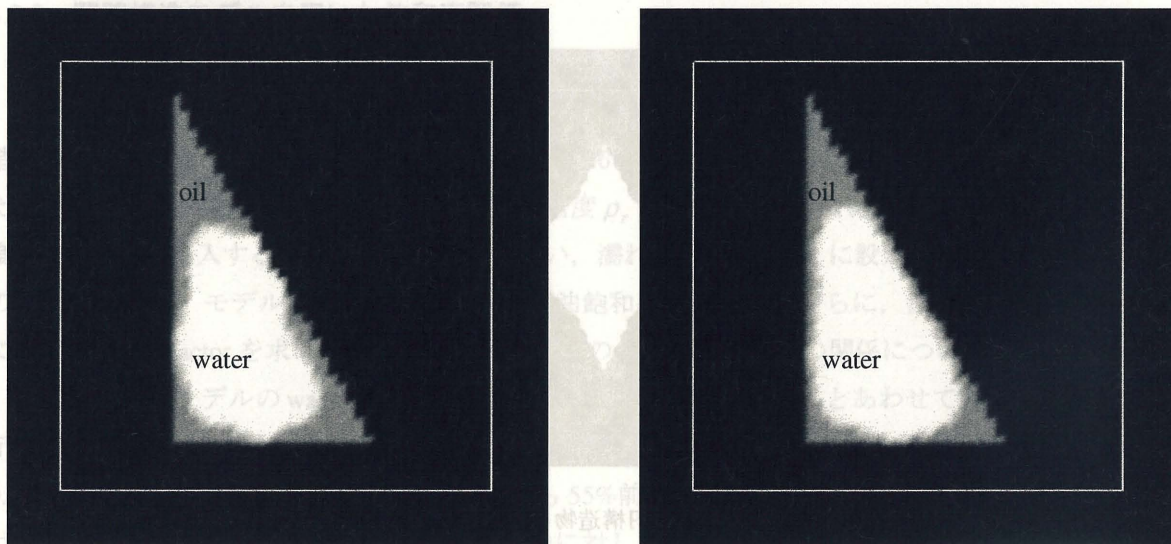


図 4.10 濡れ性を変化させたシミュレーションにおける飽和率の時間変化



(a) water wet

(b) oil wet

図 4.11 界面張力を 1/100 に変化させたシミュレーションにおける流れの断面図

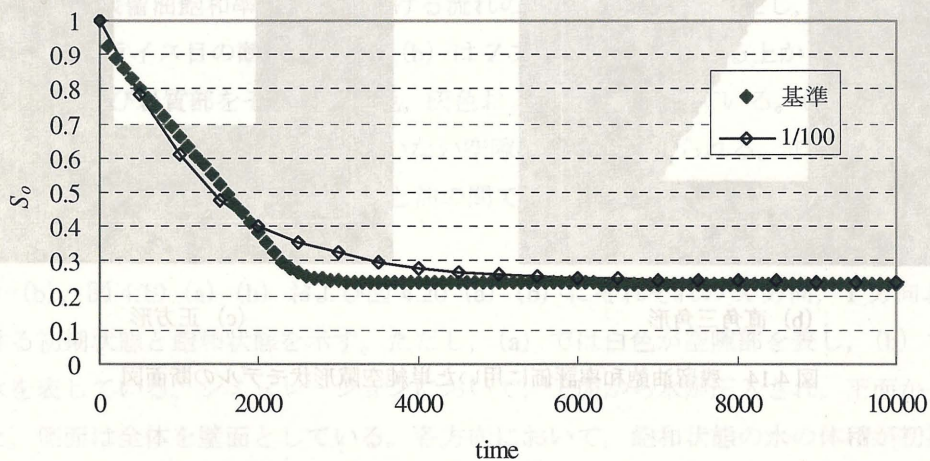


図 4.12 界面張力を 1/100 に変化させたシミュレーションにおける飽和率の時間変化 (water wet の場合)

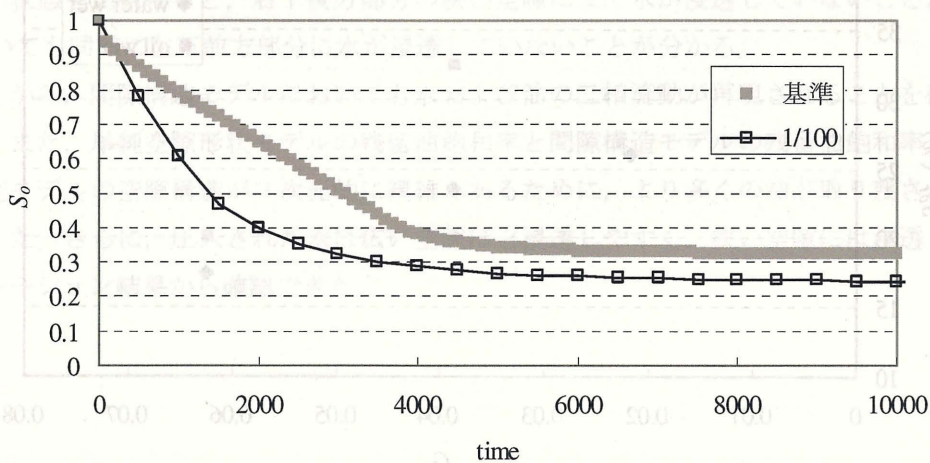


図 4.13 界面張力を 1/100 に変化させたシミュレーションにおける飽和率の時間変化 (oil wet の場合)

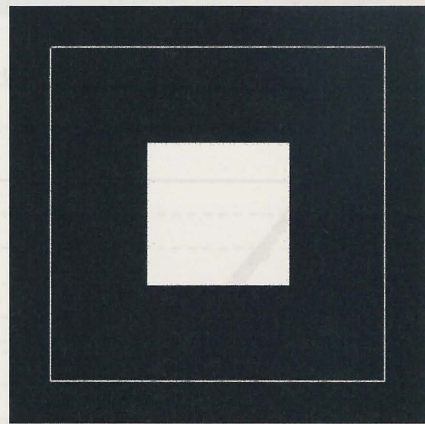
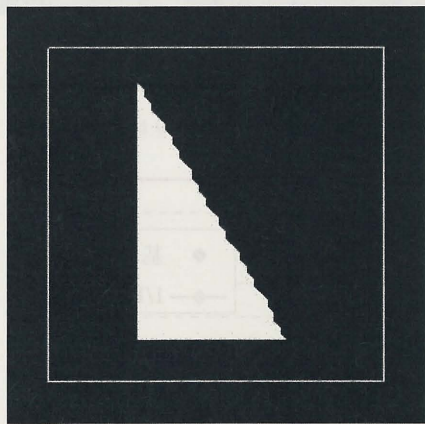
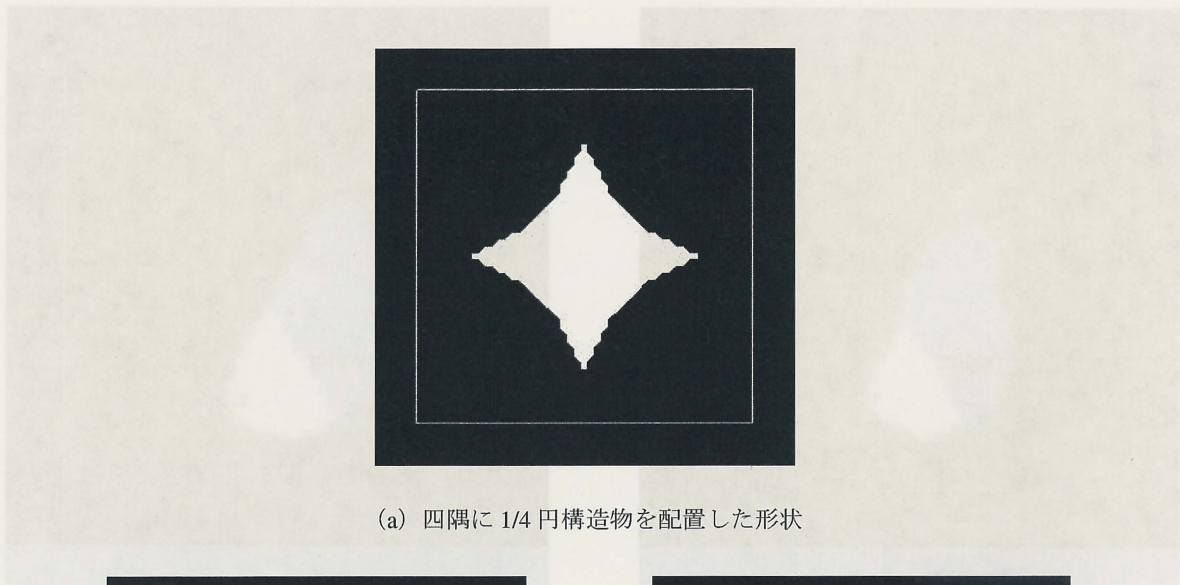


図 4.14 残留油飽和率評価に用いた単純空隙形状モデルの断面図

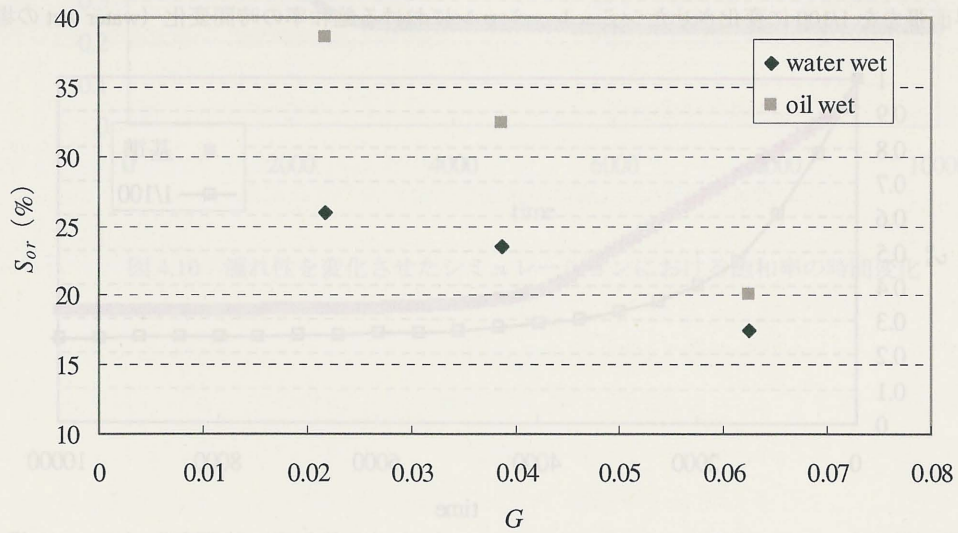


図 4.15 shape factor による残留油飽和率の評価

4.2.2 間隙構造モデルを用いた飽和率評価

[1] CT画像モデルを用いたシミュレーション

50×50×50 (pixel)の間隙構造モデルを用いて残留油飽和率の評価を行った。ここで用いた間隙構造モデルは、第2章で作成したCASE1 (解像度 5.67 $\mu\text{m}/\text{pixel}$)のCT画像モデルから一部を切り出したものである。初期状態において油 (赤流体: 密度 $\rho_o = 0.9$) で満たされている空隙に水 (青流体: 密度 $\rho_w = 1.0$) を圧入するシミュレーションを行い、濡れ性を water wet に設定した系で基準の界面張力の場合について、モデルの3方向に対して残留油飽和率を求めた。さらに、流れの方向の全ての断面に対して shape factor を求め、その平均をとったものと残留油飽和率の関係について評価した。

単純空隙形状モデルの water wet の場合における残留油飽和率の結果とあわせて図4.16にその結果を示す。間隙構造モデルのX方向、Y方向およびZ方向の shape factor の平均値はそれぞれ0.0089, 0.0102, 0.0100であり、残留油飽和率 S_{or} の値はいずれも55%前後と算出された。3種類の単純空隙形状モデルは流れの方向において一定の断面形状であるのに対し、間隙構造モデルは3次的に複雑な空隙構造を有するために、単純空隙形状モデルよりもかなり高い値となっている。このことから、間隙構造モデルの残留油飽和率と空隙構造の関係を評価するためには、流れ方向に直交する断面の形状だけでなく3次的な空隙構造の形状特性を定量的に表す方法を考える必要がある。

図4.17 (a) (b) に残留油飽和率の状態における流れの断面図を示す。ただし、(a) はZ方向の流れにおける上から10スライス目の断面であり、(b) はZ方向の流れにおける上から15スライス目の断面である。水、油および岩質部をそれぞれ白色、灰色および黒色で表している。(a)の左上部分では、比較的大きい空隙であっても流れに関係していない空隙の存在が認められる。また(b)の左上部分では、比較的大きい連結した空隙であっても水と油の間で界面が生じることにより、油が取り残される状態が再現されている。

図4.18 (a) (b), 図4.19 (a) (b) および図4.20 (a) (b) にそれぞれのX方向、Y方向およびZ方向流れにおける初期状態と飽和状態を示す。ただし、(a) では白色が空隙部を表し、(b) では白色が圧入された水を表している。シミュレーションにおいて、上面から水が圧入され、下面から油が排出される。また、側面は全体を壁面としている。各方向において、飽和状態の水の体積が初期状態の全体の空隙の体積より小さく、全体の空隙にまで水が浸透していないことが分かる。図4.18において初期状態と飽和状態を比較すると、右下後方部分の狭い空隙にまで水が浸透していないことが分かる。図4.19においても同様に左下前方部分に水が浸透していないことが分かる。

以上のことから、間隙構造モデルにおいても水および油の二相流動が再現されることを確認することができた。また、単純空隙形状モデルの残留油飽和率と間隙構造モデルの残留油飽和率との比較では、間隙構造モデルの空隙構造が3次的に複雑であるために、より多くの油が取り残されることが明らかになった。さらに、圧入された水は広い空隙ほど浸透しやすく、狭い空隙には浸透しにくいことがシミュレーション結果から確認できた。

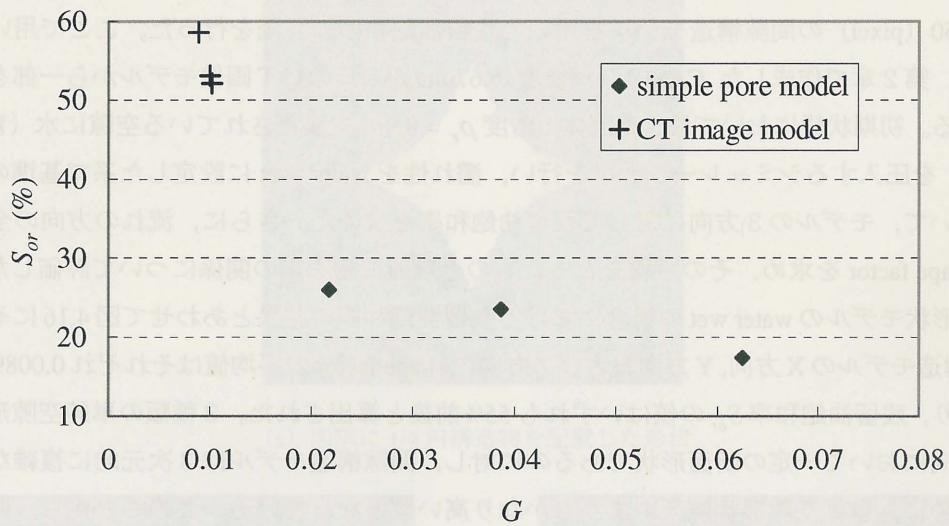
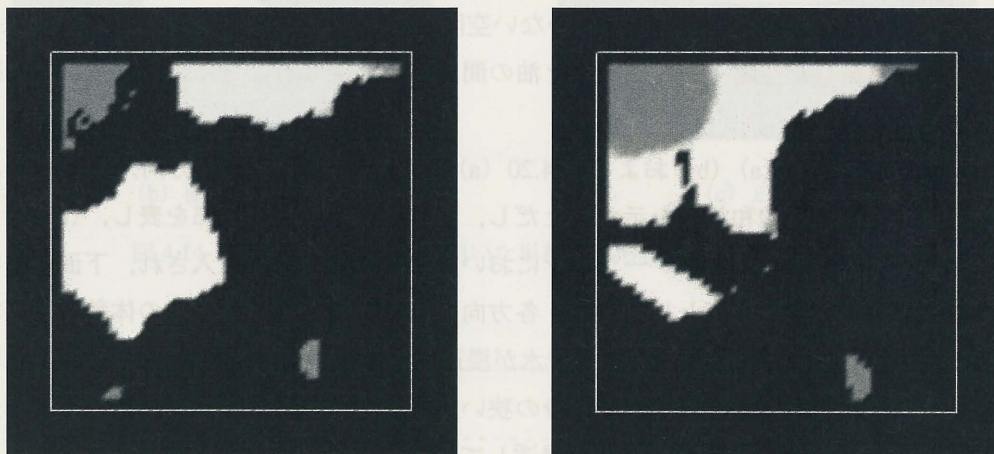


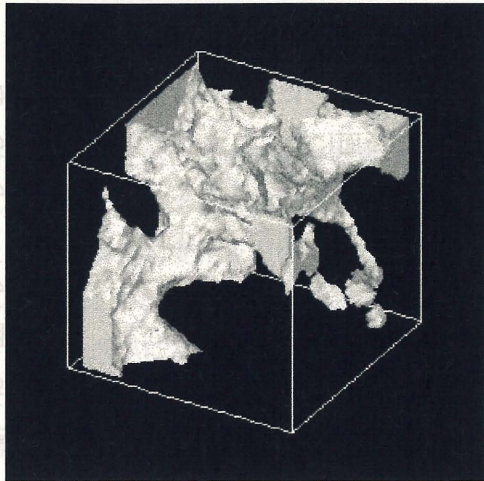
図 4.16 間隙構造モデルの残留油飽和率評価



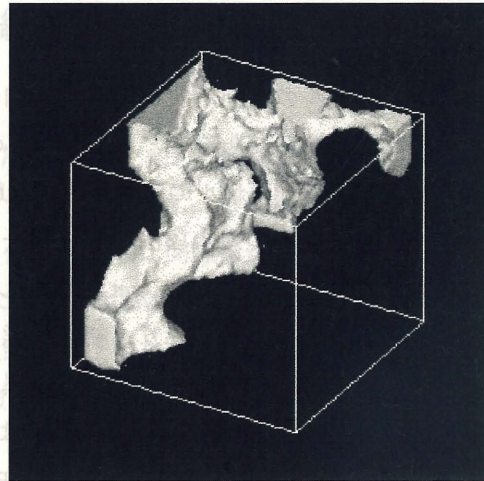
(a) Z方向 10 スライス目

(b) Z方向 15 スライス目

図 4.17 残留油飽和率の状態における水と油の存在状態 (断面図)

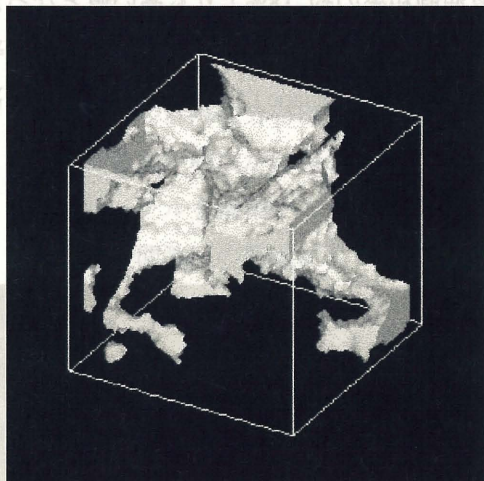


(a) 初期状態

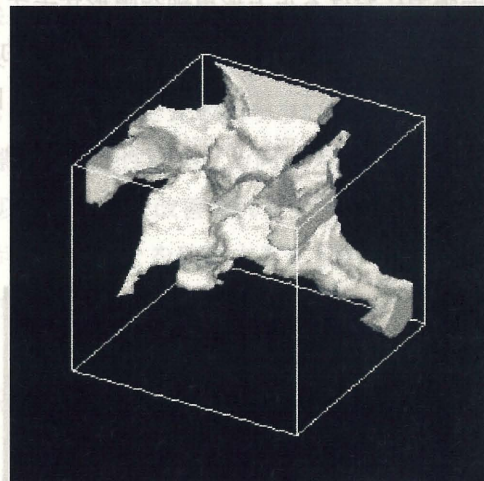


(b) 飽和状態

図 4.18 残留油飽和率の状態における水の存在状態 (X 方向流れ)

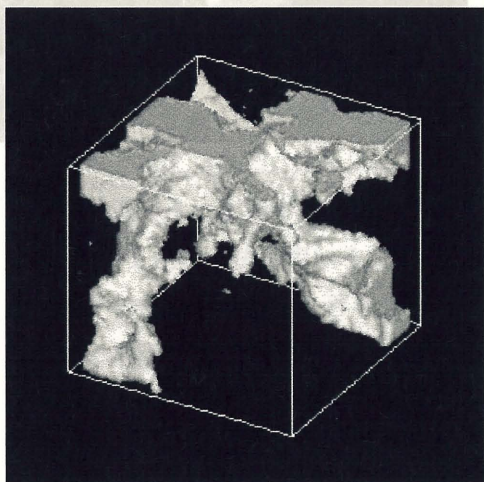


(a) 初期状態

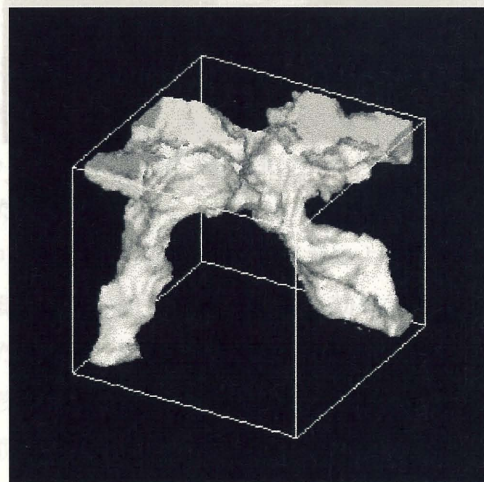


(b) 飽和状態

図 4.19 残留油飽和率の状態における水の存在状態 (Y 方向流れ)



(a) 初期状態



(b) 飽和状態

図 4.20 残留油飽和率の状態における水の存在状態 (Z 方向流れ)

[2] 形状評価指標に関する考察

単純空隙形状モデルの断面形状が流れの方向において一定であるのに対し、CT画像モデルは3次的に不規則な空隙構造であることから、流れの方向の全ての断面に対して求めた *shape factor* の平均値を用いて単純空隙形状モデルの空隙構造と比較することは難しいと考えられる。そこで、図 4.21 に示す空隙構造モデルを用いて水攻法シミュレーションを行い、残留油飽和率を求めた。このシミュレーションにおいて、濡れ性を *water wet* に設定し、界面張力を基準の大きさとした。ただし、図 4.21 において、白色で空隙部を表しており、初期状態では空隙部全体が油で満たされている。この空隙構造モデルの流れの方向の断面形状は、大きさの異なる2つの正方形で構成されているため、流れの方向の各断面に対して求めた *shape factor* の平均値は、正方形の単純空隙形状モデルと同じく 0.0625 となる。図 4.22 に飽和状態における圧入された水の存在状態を示す。ただし、白色で圧入された水を表している。この図から、大きい正方形空隙の四隅に水が浸透しない領域があることが顕著に認められ、その領域に油が取り残されていることが分かる。このときの残留油飽和率は約 35% であり、*water wet*、基準の界面張力における正方形単純空隙形状モデルの残留油飽和率の約 18% よりも高い値となった。このことから、CT画像モデルのように3次的に複雑な空隙構造を有するモデルの残留油飽和率について検討するためには、流れの方向に直交する断面形状から求めた *shape factor* だけでなく、3次的な空隙構造を評価する形状評価指標が必要であると考えられる。

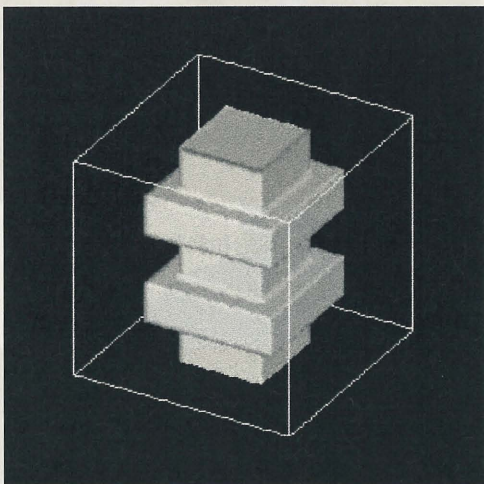


図 4.21 形状評価指標の考察に用いたモデル

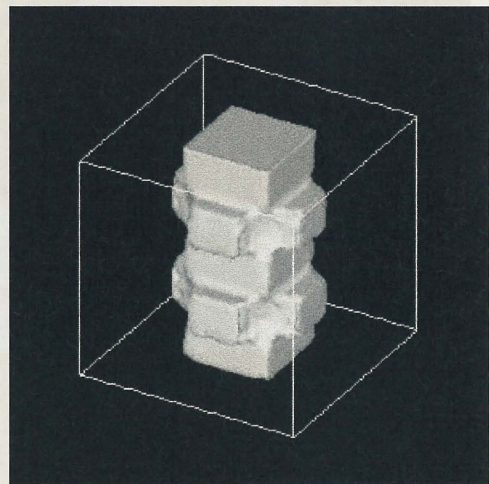


図 4.22 飽和状態における水の存在状態

第5章 結言

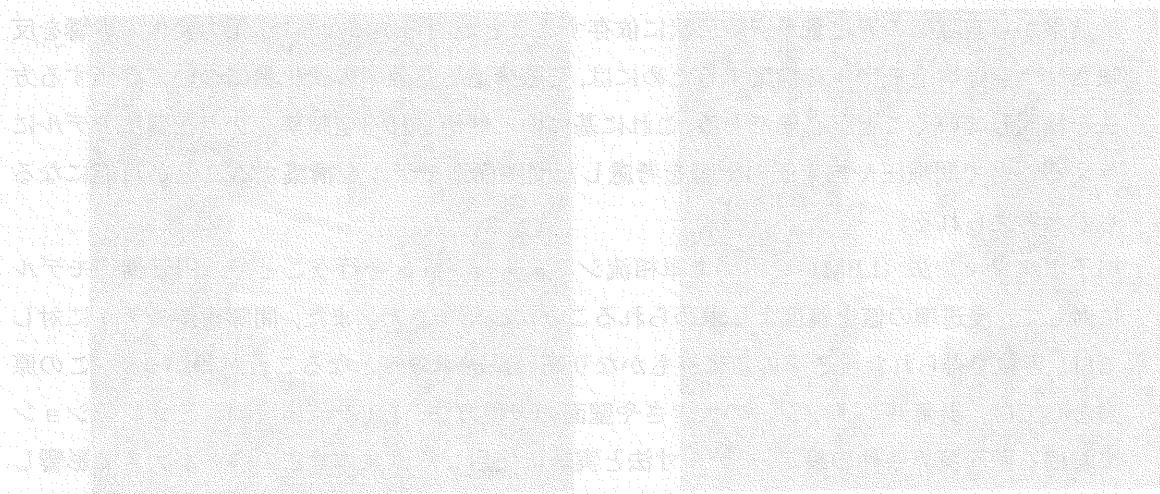
本研究では、天然ガスの貯留層貯蔵において、貯留層の許容ガス圧入量や圧入ガスの流動拡散挙動を正しく評価するために必要な貯留層特性の評価に資するため、まず、貯留層の間隙構造と間隙圧変化による間隙構造の変化を実験的に調べ、間隙構造変化を考慮した間隙構造モデルの構築法について検討した。次に、その方法で構築した間隙構造モデルに対してLBMによる单相流れのシミュレーションを行って浸透率に及ぼす間隙構造の影響について検討した。また、簡単のため、状態方程式を必要としない油-水系の二相流れに対してLBMによる流動シミュレーションを実施し、界面張力や岩石表面の濡れ性とともなう二相流れ特有の現象を再現するとともに、間隙構造モデルに対して流動シミュレーションを実施することで、残留流体飽和率に及ぼす間隙構造の影響について検討した。その結果、以下のことがわかった。

1. 2点相関法により任意のスライス断面から3次元モデル(2点相関法モデル)を作成することができることがわかった。しかし、2点相関法モデルでは空隙が貫通する割合がCT画像から再構築されたモデル(CT画像モデル)に比べて小さくなる傾向が見られた。また、2点相関法モデルの空隙径分布は、CT画像モデルのものと比べると比較的小さい空隙が多く存在するということが明らかになった。このような空隙径分布特性における両モデル間の相違は、2点相関法モデルを構築する際の共分散関数の近似方法により改善されると考えられる。
2. 拘束圧や間隙圧の変化により、空隙率に変化が生じることを確認することができた。また、解析結果から空隙率の変化量が空隙形状に依存することが明らかになった。圧力変化の影響を反映させた空隙構造モデルを構築するためには、空隙構造と空隙率の変化量について評価する方法を検討していくことが必要である。これに基づいて評価される空隙率を2点相関法モデルに与えることで間隙圧や拘束圧の影響を考慮した空隙構造モデルを構築することが可能になるものと考えられる。
3. 格子ボルツマン法(LBM)を用いた单相流シミュレーションを行うことで、円管構造モデルに対して、浸透率の値を精度よく求められることが確認できた。また、空隙構造モデルに対しては、実験で得られた浸透率の値よりもかなり高い浸透率の値となることがわかった。この原因としては、計算時のメッシュの大きさや壁面の表現方法、LBM流体流動シミュレーションにおける壁面境界条件の設定、モデル寸法と実験に使用した供試体寸法の違いが大きく影響していると考えられる。さらに、モデルにおける空隙の連結性や空隙径分布といった空隙構造特性が、浸透率に影響することが明らかになった。
4. LBMの2色粒子法を用いることにより、水中に存在する油滴が界面張力により球状に変形する様子と任意の接触角を再現できることを確認し、水-油系の界面張力の効果および岩石の濡れ性の効果をうまく表現できることがわかった。また、濡れ性や界面張力の違いが流体の流動挙動に影響を及ぼし、残留流体飽和率は空隙形状によって異なり、複雑な空隙形状ほど残留流体飽和率の値は大きくなり、より多くの油が取り残されることが確認できた。さらに、空隙構造モデルに対して水-油系の二相流動をシミュレートすることができ、それにより残留流体飽

和率を求めることができた。

今後の課題とし、CT画像モデルと2点相関法モデルの空隙構造特性の不一致を解消するとともに、LBMシミュレーションにおいて実験値に近い浸透率を得られるよう、上に記した現時点で考えられる原因を取り除くことが挙げられる。また、LBMに状態方程式を導入し、ガス-水系の二相流れをシミュレートできるよう工夫するとともに、流出入境界条件を改良し、毛細管圧力曲線および相対浸透率曲線を求めることなどが挙げられる。

本研究の展開によって得られる成果は、天然ガス地層貯蔵の評価だけでなく、原油や天然ガスの二次回収技術の評価、温室効果ガス地層隔離の評価などにも適用することが可能であり、エネルギー資源の確保と環境問題の解決という両面に役立つ意義深いものであると考える。



参考文献

- 1) D.H.Rothman and S.Zaleski : Lattice-gas cellular automata, Cambridge University Press (1997)
- 2) S.Chen and G.D.Doolen : Lattice Boltzmann method for fluid flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30, 329-364, (1998)
- 3) Wolf-Gladrow : Lattice-gas cellular automata and lattice Boltzmann models, LNM 1725, Springer (2000)
- 4) Y.Keehm : Computational rock physics : Transport properties in porous media and applications, Thesis for the degree of doctor of philosophy, Stanford University (2003)
- 5) T.Inamuro, M.Yoshino and F.Ogino : A non-slip boundary condition for lattice Boltzmann simulations, *Phys.Fluids*, 7, 2928-2930 (1995)
- 6) T.Inamuro, M.Yoshino, and F.Ogino : Lattice Boltzmann simulation of flows in a three-dimensional porous structure, *Int. J. Numer. Mech. Fluids*, 29, 737-748 (1999)
- 7) A.K.Gunstensen, D.H.Rothman, S.Zaleski and G. Zanetti : Lattice Boltzmann model of immiscible fluids, *Physical Review A*, Vol.43, No.8, 4320-4327 (1991)
- 8) D.Grunau, S.Chen and K.Eggert : A lattice Boltzmann model for multiphase fluid flows, *Phys. Fluids A*, 5, 2557-2562 (1993)
- 9) 葛原道久, 高田尚樹, 片岡武 : 格子気体法・格子ボルツマン法, コロナ社 (1999)
- 10) P.M.Adler, C.G.Jacquin and J.A.Quiblier : Flow in simulated porous media, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.16, No.4, 691-712 (1990)
- 11) P.M.Adler, C.G. Jacquin and J.F.Thovert : The formation factor of reconstructed porous media, *Water Resources Reserch*, Vol.28, No.6, 1571-1576 (1992)
- 12) P.M.Adler and J.F.Thovert : Fracture and fracture network, Kluwer Academic Press, Chapter 2 (1999)
- 13) 藤田 稔 : 間隙構造モデルの作成とその応用について, 京都大学卒業論文 (2003)
- 14) 藤田 稔 : 間隙構造モデルを用いた貯留層岩の浸透率評価に関する研究, 京都大学大学院修士論文 (2005)
- 15) B.Biswal, C.Manwart and R.Hilfer : Three-dimensional local porosity analysis of porous media, *Physica A*, 255, 221-241 (1998)
- 16) 谷 健吾 : 2点相関法による間隙構造モデルの評価, 京都大学卒業論文 (2004)
- 17) Herbert F.Wang. : Theory of linear poroelasticity with applications to geomechanics and hydrogeology, Princeton University Press, 1-95 (2000)
- 18) 内藤裕太 : 岩石の空隙構造特性に及ぼす圧力の影響, 京都大学卒業論文 (2005)
- 19) 谷 健吾 : 格子ボルツマン法を用いた貯留層岩石の残留流体飽和率評価に関する研究, 京都大学修士論文 (2006)
- 20) P.H.Valvatne and M.J.Blunt : Predictive pore-scale network modeling, SPE 84550 (2003)
- 21) 小野 周 : 物理学 One Point—9 表面張力, 共立出版 (1980)
- 22) M.J.Blunt : Flow in porous media —Pore-network models and multiphase flow, *Current Opinion in Colloid & Interface Science* 6, 197-207 (2001)