

熱的連成を考慮した多相場モデルによる 多孔質体中の自然対流現象の3次元計算

京都大学大学院工学研究科

学生員 鳥生大祐

京都大学学術情報メディアセンター

正員 牛島 省

1. 緒言

多孔質体中の自然対流現象の詳細な解明は、工学的に非常に重要である。例えば、地熱貯留層内から地熱を効率よく採取する上で、亀裂を有する岩体内部での流体や熱の移動現象の詳細な解明は欠かせない¹⁾。このような現象に対する詳細な解析方法として、数値シミュレーションが挙げられる。しかし、多孔質体は非常に複雑な内部構造を有するため、境界適合格子や非構造格子を用いる場合、座標や格子生成に膨大な労力を要し、格子配置や境界条件も複雑となるため、数値的取り扱いが困難となる。

そこで本研究では、単純な構造格子を利用し、多相間の熱的連成を考慮した多相場モデル²⁾を用いて多孔質体中の自然対流計算を行う。この手法では、多孔質体中の流体と固体間の熱的連成を高精度に評価しつつ、それぞれの領域を容易に扱えるという利点がある。

2. 数値解析手法

非圧縮性流体から成る多相場の基礎式²⁾は、以下の質量保存則、非圧縮条件、運動方程式、エネルギー方程式の4式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

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

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial(\rho e u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\lambda}_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

ここで t は時間、 x_i は3次元直交座標系の i 座標成分、 g_i は重力加速度の x_i 方向成分、 ρ , μ , p はそれぞれ計算セル内で体積平均された密度、粘性係数、圧力である。また、 u_i , e , T は計算セル内の質量平均により算出される x_i 方向の流速成分、内部エネルギー、温度である。内部エネルギーと温度の関係には $e = C_p T$ を用いる。ここで、 C_p は定圧比熱を表す。 $\bar{\lambda}_i$ は著者ら²⁾によって提案された、固体形状による熱伝導の異方性を考慮した各方向の熱伝導率を表す。この $\bar{\lambda}_i$ を用いて熱流束を計算することで、流体と固体の熱的連成を高精度に評価できる。温度変化による密度の変化は $\rho = \rho_0/[1 + \beta(T - T_0)]$ と仮定する。ここで、 β は体膨張係数、 ρ_0 , T_0 は流体の基準密度、温度である。以上の基礎式を有限体積法によりコロケート格子上で離散化し、非圧縮性流体解法である SMAC 法³⁾に基づき演算を進める²⁾。

本手法では、多孔質体を構成する固体粒子を流体計算セルとは別に四面体要素で表し、四面体サブセル法⁴⁾を用いて計算セル内に占める固体の体積割合を容易かつ高精度に推定する。四面体サブセル法では、計算セルを更に小さく分割したサブセルが固体を表す四面体要素内に含まれるかを判定し、固体領域を推定する。

3. 数値解法の適用性

提案した手法の適用性の検証として、多孔質体中の自然対流を計算した。計算領域を図-1に示す。 s_i は計算領域の x_i 方向長さで、 $s_1 = s_2 = 0.066$ [m], $s_3 = 0.33$ [m] である。また、 T_h は加熱面温度、 T_c は冷却面温度を表し、 $\Delta T = T_h - T_c = 25$ [K]、他の壁面は断熱条件とした。この領域に、図-2のように1層に6×6、すなわち36個の球を並べ、これを30層まで積み上げて計1080個の球を充填した。

キーワード: 多孔質体, 自然対流, 多相場モデル

連絡先: 〒615-8530 京都府京都市西京区京都大学桂 Tel 075-753-7467

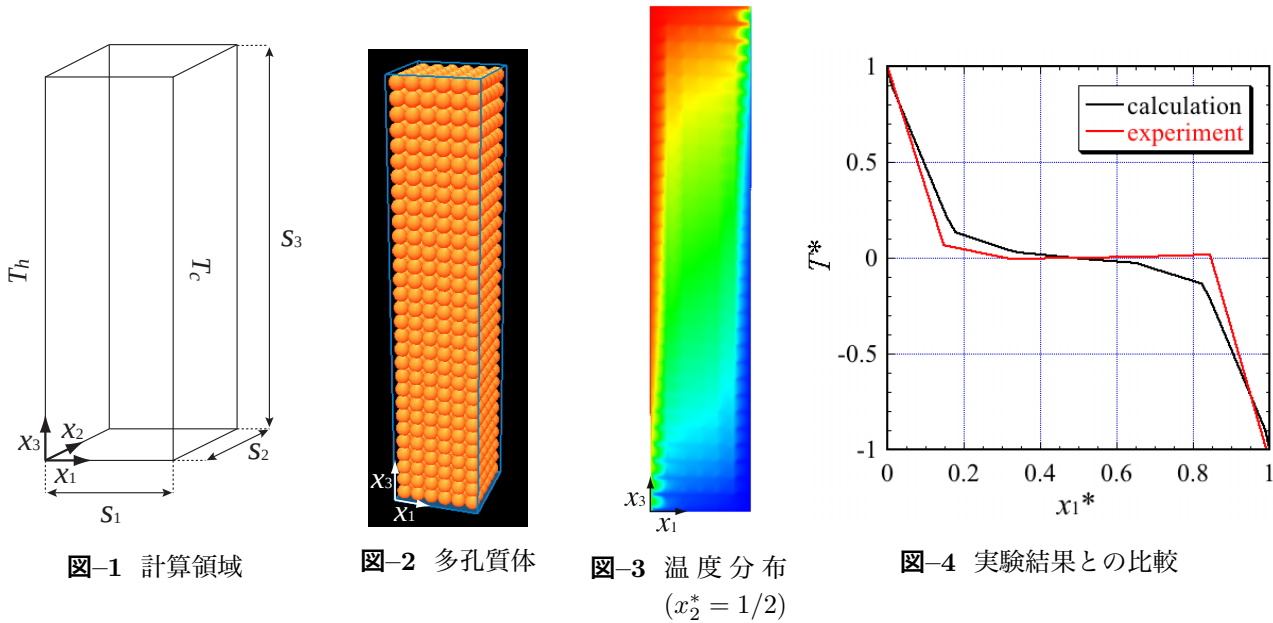


図-1 計算領域

図-2 多孔質体

図-3 温度分布
($x_2^* = 1/2$)

図-4 実験結果との比較

球はソーダガラスを想定し、密度 $\rho_s = 2.52 \times 10^3$ [kg/m³], 熱伝導率 $\lambda_s = 1.03$ [W/(m·s)], 定圧比熱 $C_{ps} = 800$ [J/(kg·K)], 直径は $d = 0.011$ [m] である. 間隙の流体は水を想定し, $\rho_w = 1.0 \times 10^3$ [kg/m³], $\lambda_w = 6.1 \times 10^{-1}$ [W/(m·s)], $C_{pw} = 4.2 \times 10^3$ [J/(kg·K)], 体膨張係数 $\beta = 2.1 \times 10^{-4}$ [1/K] である. 境界条件は, x_1 軸と直交する境界面に non-slip, 温度 T_h , T_c を与え, x_2 軸と直交する境界面に free-slip, 断熱条件, x_3 軸と直交する境界面に non-slip, 断熱条件を与えた. 計算セル数は $48 \times 48 \times 240$, サブセル分割数は $8 \times 8 \times 8$ として計算を行った.

計算によって得られた, 定常状態での $x_2^* = 1/2$ における温度分布を図-3に示す. ここで x_i^* は $x_i^* = x_i/s_i$ と定義される. なお, 図-3において, 赤領域が高温 ($T = T_h$), 青領域が低温 ($T = T_c$) を表す. $x_2^* = 1/2$ では固体よりも流体が占める割合が多く, 主に対流によって熱が移動する. そのため, 図-3では, 間隙に沿った熱の移動が見受けられる. 次に, 定常状態における水平方向の温度分布について, 計算結果と稲葉ら⁵⁾による実験結果との比較を行ったものを図-4に示す. 計算結果は $x_2^* = x_3^* = 1/2$ における値を用いた. なお, 図中の T^* は $T^* = (T - T_m)/(T_h - T_m)$ と定義される. ここで T_m は $x_2^* = x_3^* = 1/2$ での温度を表し, $T_m = 291.53$ [K] であった. 図-4から, 提案したモデルによって, 多孔質体中の温度分布を比較的良好に再現できていることがわかる. また, 定常状態において加熱面付近では上昇流, 冷却面付近では下降流の発生が確認された. これより, 領域内の流速分布からも, 多孔質体中での自然対流が再現されているといえる.

4. 結言

本研究では, 多相間の熱的連成を考慮した多相場モデルを用いて, 多孔質体中の自然対流計算を行った. その結果, 定常状態における水平方向の温度分布について, 実験結果と比較的良好に一致した. また, 流速分布についても, 領域内での自然対流の発生を確認するのに十分な結果を得た.

今後の課題としては, 間隙に自由水面や気泡が存在する, 不飽和多孔質体への適用についての検討が挙げられる.

参考文献

- 1) 木村繁雄, 米谷道夫, 池庄民夫, 白石正夫: 地熱貯留層内に埋設された超大型ヒートパイプへの集熱量評価方法, 日本地熱学会誌, 10 巻 2 号, pp.89-107, 1988.
- 2) 鳥生大祐, 牛島省: 多相場モデルを用いた多孔質体内の自然対流の 3 次元計算, 土木学会論文集 B1(水工学), Vol.69, No.4, pp.L613-L618, 2013.
- 3) 牛島省, 竹村 雅樹, 瀬津 家久: コロケート格子配置を用いた MAC 系解法の計算スキームに関する考察, 土木学会論文集, No.719/II-61, pp.11-19, 2002.
- 4) 牛島省, 牧野統師 and 瀬津家久: 四面体サブセル法を用いる市街地に流入する氾濫流の 3 次元数値計算, 水工学論文集, Vol.51, pp.787-791, 2007.
- 5) 稲葉英男, 福田武幸: 傾斜多孔質内の自然対流熱伝達, 日本機械学会論文集 (B 編), 52 巻 473 号, pp.94-101, 1986.