〔原著論文〕

多孔体構造の生成と流れ解析

*名古屋大学大学院工学研究科　大 堀 晋 也
*名古屋大学大学院工学研究科　山 本 和 弘†
*名古屋大学大学院工学研究科　山 下 博 史

近年，ディーゼル車から排出される微粒子が大きな環境問題となっており，その対策が急務である．ディーゼルパティキュレートフィルター(DPF)が開発されたが, セラミックのフィルターは複雑な多孔質構造を持ち，その内部で起こる現象の理解が不十分である．本研究では，格子ボルツマン法を用いて二相流の解析を行い，自発的相分離現象により多孔体の構造を決定した．内部構造が均一と不均一の構造を作成し，内部の流れや圧力変化を数値的に解析することで, 既に提案されている実験式との対応について検討した．その結果，内部構造が不均一な場合は流れ方向の圧力勾配が変化することがわかった．ただし，内部構造が均一あるいは不均一によらず摩擦係数がこれまでに提案されている実験式である Ergun の式によく一致した．

Formation of Porous Structure and Fluid Simulation

Shinya OOHORI, Kazuhiro YAMAMOTO, and Hiroshi YAMASHITA,

Faculty of Engineering, Nagoya University

(Received 18 August, 2006; in revised form 24 November, 2006)

Recently, more strict regulations for emission standards for automotive manufactures are being set in many countries including Japan. To reduce particulate matters (PM) including soot, a diesel particulate filter (DPF) of ceramic porous material has been developed. However, since the structure of DPF is very complex, it is difficult to understand the flow and phenomena in the filter. In this study, we simulate the flow in porous media by the Lattice Boltzmann method. The porous structure is formed in two-phase self-aggregative fluids to obtain uniform and non-uniform inner structure with different porosity and wetted surface. Results show that the flow pattern is largely changed when the inner porous structure is different. Resultantly, the pressure drop in the flow direction is changed at the interface of two different porous media. It is interesting to note that the friction factor in the uniform or non-uniform porous media is in good agreement with predicted value by Ergun equation.

(**KEY WORDS**): fluid simulation, Lattice Boltzmann method, porous media, Ergun equation, porosity

1　緒論

多孔体とは，その内部に大小さまざまな孔を持つ固体の総称であり，多孔質固体，多孔材料，（英語では porous media）とも呼ばれる[1]．例えば軽量骨材，耐火物，断熱材，緩衝材，吸音材などさまざまな分野に応用されており，これ以外にも自動車の触媒または触媒担体が挙げられる．近年，ディーゼル車の排気ガス中に含まれる粒子状物質（PM）の対策として[2]，フィルター（Diesel Particulate Filter, DPF）が用いられている．排気ガスをセラミックのフィルターに通し，その内部に微粒子を吸着させて除去する仕組みである．PM を効率的に捕集・除去するためには，実験に加えて数値解析によりデータを蓄積することが望ましい．しかし，フィルターの内部構造は非常に複雑であるため，N-S 方程式など各種保存式を解く従来の手法では，内部の現象を模擬することは容易ではない．そこで我々は格子ボルツマン法（LBM）に着目し，多孔体内の流れを数値的に検討してきた．これまでに，流路内に障害物を配置して多孔体内部を簡略化するモデルを提案し，流れを計

*〒464-8603　名古屋市千種区不老町
† E-mail: kazuhiro@mech.nagoya-u.ac.jp

算した[3]．また，実際の多孔体の内部構造を CT で求め，すすの燃焼解析を行うことでフィルターの再生プロセスを検討した[4]．

LBM では, 粒子の分布関数を用いて格子の状態を記述し，分布関数に対する発展方程式をもとに流れを解析する[5]．この方法では，ミクロな視点から現象をモデル化しているため境界条件の記述が容易であり，複雑な境界面を持つ多孔体内の流れに対して特に有効である．

DPF の内部構造の最適化やシステム設計を行うためには，さまざまな多孔体構造を検討する必要がある．しかし，多孔体を実際に作成して実験を繰り返し，フィルターの特性を改善していくことは重要であるが現実的ではない．また，実験では測定できるパラメータが圧力損失やフィルターの出口流速などに限られているため，実験のみでフィルターの開発を行うには限界がある．

そこで本研究では，①二相の自発的相分離現象[6]を模擬し，二相の境界面の形状から多孔体の構造を決定，②作成した多孔体構造を用いてその内部を通過する流れを数値的に解析，の２つを検討した．相分離を計算する際，二相の初期配置やそれぞれの割合を自由に変えることができるため，任意の空隙率や濡れ面積を持つ多孔体構造を作成することができる．今回は特に，内部構造が均一と不均一の多孔体構造を作成した．①②の計算とも格子ボルツマン法を用いるが, ①の相分離現象では液液系のモデル[7,8]を用い，②の多孔体内の流れ解析には非圧縮流れのモデル[4,6]を用いた．

2　計算方法

2.1　格子ボルツマン法（LBM）

ここでは, LBM の計算方法について簡単に説明する．LBM では格子ガス法（LGA）と同様，粒子の並進と衝突の過程から流れを解析する．粒子の分布関数は，1 タイムステップで 1 格子分だけ分布が移動する並進過程と，分布が衝突により平衡分布へ緩和する衝突過程により記述される．今回は 3 次元の流れを計算するため，d3q15 モデル[9]を用いた．

空間は立方格子で離散化され，粒子の速度ベクトルはそれぞれ以下のようになる．

$$
\begin{aligned}
&[\boldsymbol{e}_1\ \boldsymbol{e}_2\ \boldsymbol{e}_3\ \boldsymbol{e}_4\ \boldsymbol{e}_5\ \boldsymbol{e}_6\ \boldsymbol{e}_7\ \boldsymbol{e}_8\ \boldsymbol{e}_9\ \boldsymbol{e}_{10}\ \boldsymbol{e}_{11}\ \boldsymbol{e}_{12}\ \boldsymbol{e}_{13}\ \boldsymbol{e}_{14}\ \boldsymbol{e}_{15}] \\
&= c\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & -1 & 1 & -1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 & 1 & 0 \end{bmatrix}
\end{aligned}
\tag{1}
$$

ここで，$c=\delta_x/\delta_t$ であり，δ_x と δ_t は格子間隔と時間間隔である．多孔体内では流速が小さいため，密度変化を考慮しない非圧縮のモデルを用いた．

この場合，圧力 p に対する分布関数をもとに流れ計算をする．圧力 p の分布関数に対する発展方程式と平衡分布はそれぞれ以下のようになる．

$$
F_p(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\delta_t, t+\delta_t) - F_p(\boldsymbol{x},t) = -\frac{1}{\tau_p}\left[F_p(\boldsymbol{x},t) - F_p^{eq}(\boldsymbol{x},t)\right] \tag{2}
$$

$$
for \quad i = 1,2,\cdots,15
$$

$$
F_p^{eq} = w_i\left\{p + p_0\left[3\frac{u_\alpha e_{i\alpha}}{c^2} + \frac{9}{2}\frac{u_\alpha u_\beta e_{i\alpha} e_{i\beta}}{c^4} - \frac{3}{2}\frac{u_\alpha u_\alpha}{c^2}\right]\right\} \tag{3}
$$

w_i ＝1/9 (i＝1～6)，1/72 (i＝7～14)，および 2/9 (i＝15) である．圧力 p と速度 $\boldsymbol{u}$ は以下の式から求められる．

$$
\boldsymbol{u} = \sum_i \boldsymbol{e}_i F_p / p_0 \tag{4}
$$

$$
p = \sum_i F_p \tag{5}
$$

また, $p_0=\rho_0 c_s^2$ であり, c_s ($=\sqrt{1/3}\,c$) は音速である．緩和時間 τ_p は, 以下の式により動粘性係数 ν に対応する値を用いる．

$$
\nu = \frac{2\tau_p - 1}{6}\frac{\delta_x^2}{\delta_t} \tag{6}
$$

2.2　多孔体構造の作成

多孔体は様々な方法[1]で製造されるが，一般に水や有機溶媒からなるバインダーを粒子と混合し，粒子の凝集体（アグリゲート構造体と呼ばれる）から多孔体の骨格構造をつくる．本研究では，二相の自発的相分離現象に着目し，一方は多孔体を構成する固体壁，もう一方は抜き取ってできた空隙と考えることにより多孔体を計算により作成した．前報[6]では，Gunstensen と Rothman の二相モデル[10,11]を用いたが，二相は空間的にほぼ一様に凝集するため，局所的に不均一な構造を持つ多孔体を作成することができない．そこで，稲室らにより提案された液液二相系モデル[7,8]を用いて二相の分離現象を模擬した．ここでは，その計算方法について簡単に説明する．流れや圧力を記述する速度分布関数 g_i に加えて，二相（ここでは仮想的な二相として赤と青）を区別する別の分布関数 f_i を導入する．すなわち，分布関数 f_i により界面を識別する index function　ϕ を求め, 速度分布関数 g_i により流体の速度 $\boldsymbol{u}$ と圧力 p を求める．分布関数 f_i と g_i の時間発展は次式で計算される．

$$f_i(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\delta_t, t+\delta_t) - f_i(\boldsymbol{x},t) = -\frac{1}{\tau_f}\left[f_i(\boldsymbol{x},t) - f_i^{eq}(\boldsymbol{x},t)\right] \quad (7)$$
$$for \quad i = 1,2,\cdots,15$$

$$g_i(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\delta_t, t+\delta_t) - g_i(\boldsymbol{x},t) = -\frac{1}{\tau_g}\left[g_i(\boldsymbol{x},t) - g_i^{eq}(\boldsymbol{x},t)\right] \quad (8)$$
$$for \quad i = 1,2,\cdots,15$$

このとき，局所平衡分布関数 f_i^{eq} と g_i^{eq} は，以下のように表される．

$$f_i^{eq} = H_i\varphi + F_i\left(p_0 - \kappa_f\varphi\nabla^2\varphi - \frac{\kappa_f}{6}|\nabla\varphi|^2\right) + E_i\varphi\left(3u_\alpha e_{i\alpha} - \frac{3}{2}u_\alpha u_\alpha + \frac{9}{2}u_\alpha u_\beta e_{i\alpha}e_{i\beta}\right) + E_i\kappa_f G^{\varphi}_{\alpha\beta}e_{i\alpha}e_{i\beta} \quad (9)$$

$$g_i^{eq} = E_i\left(3p + 3u_\alpha e_{i\alpha} - \frac{3}{2}u_\alpha u_\alpha + \frac{9}{2}u_\alpha u_\beta e_{i\alpha}e_{i\beta} + A\left(\frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta}\right)e_{i\alpha}e_{i\beta}\right) + E_i\kappa_g G^{\varphi}_{\alpha\beta}e_{i\alpha}e_{i\beta} \quad (10)$$

$E_i = 1/9$ (i=1〜6)，E_i=1/72 (i=7〜14), $E_{15} = 2/9$，H_i =0 (i=1〜14)，H_{15} =1，および，$F_i = 3E_i$ (i=1〜14), F_{15} = -7/3 である．界面を識別する index function ϕ，流体の圧力 p および流速 $\boldsymbol{u}$ は，次式で求められる．

$$\phi(\boldsymbol{x},t) = \sum_{i=1}^{15} f_i(\boldsymbol{x},t) \quad (11)$$

$$p(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{15} g_i \quad (12)$$

$$\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{\phi(\boldsymbol{x},t)}\sum_{i=1}^{15}\boldsymbol{e}_i g_i \quad (13)$$

なお，

$$G^{\phi}_{\alpha\beta} = \frac{9}{2}\frac{\partial\phi}{\partial x_\alpha}\frac{\partial\phi}{\partial x_\beta} - \frac{3}{2}\frac{\partial\phi}{\partial x_\gamma}\frac{\partial\phi}{\partial x_\gamma}\delta_{\alpha\beta} \quad (14)$$

$$p_0 = \phi T\frac{1}{1-b\phi} - a\phi^2 \quad (15)$$

である．ここで，κ_f は界面の厚さを決めるパラメータであり，κ_g は界面張力の大きさを決めるパラメータである．

2.3 座標系と境界条件

図 2 に計算領域と座標系を示す．まず，自発的相分離現象を計算して，多孔体構造を決定した．その計算に用いた格子数は，x 方向 101，y 方向 41，z 方向 41 である．初期の赤と青の二相の比や時間的に変化する相分離の状況を選ぶことにより，任意の空隙率 ε や濡れ面積 S_w を決定することができる．このようにして作成された多孔体は**図 1** に示した流路の中央部（点線で囲まれた領域）に配置される．流れ解析では，図の左より空気が一様に流入し，多孔体に衝突することで流れが変化する．計算領域の大きさは，文献 12 の DPF の形状を参考に，多孔体の厚さを 0.4mm になるように設定した．流路長さはこの倍の 0.8mm とした．格子数はそれぞれ，x 方向（流れ方向）201，y 方向 41，z 方向 41 とした．これにより計算領域は，流路長さ 0.8mm×幅 0.16mm×高さ 0.16mm となる．ここで，流路の幅を L（＝0.16mm）とした．

境界条件は，入口で流入境界，流路の上下左右 4 つの側面を対称境界とし，出口の圧力を一定（大気圧）としてその平衡値を与えた．また，多孔体の表面で流速がゼロとなる Non-Slip の境界条件（Bounce-back 則[13]）を用いて多孔体壁を模擬する．変数は全て無次元化し，その無次元量を実際の値に対応させた．なお，流入速度(U_{in})は 0.1〜2.0m/s まで変化させた．流入境界の設定方法については，文献 13 と同じである．

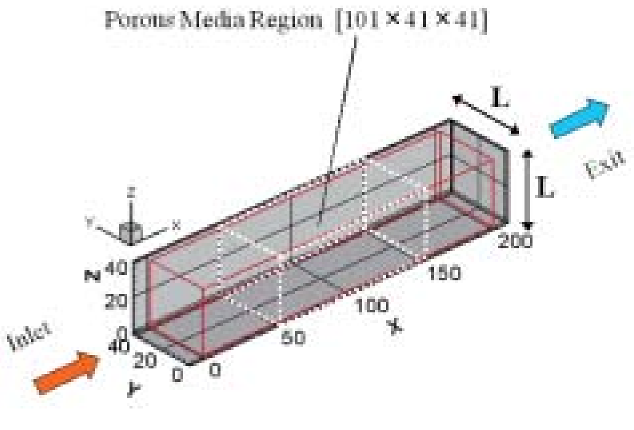

図 1 Calculation region and coordinate

2.4 多孔体内の流れに関する経験式

透過する流体の流動抵抗と系内のレイノルズ数の間には，理論的に導出された経験式が提案されており，以下の Ergun の式がよく知られている[3,14]．

$$f = 150/\mathrm{Re} + 1.75 \quad (16)$$

Ergun の式に使われている摩擦係数 f とレイノルズ数 Re は以下の式で与えられる．ここで D_p は等価直径である．

$$f = \left(-\frac{dp}{dx}\right)\frac{D_p}{\rho U_{in}^2}\frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)} \tag{17}$$

$$\mathrm{Re} = \frac{U_{in}D_p}{\nu(1-\varepsilon)} \tag{18}$$

$$D_p = \frac{6R_h}{\varepsilon}(1-\varepsilon) \tag{19}$$

ここで，等価直径の式に含まれている動水半径 R_h（hydraulic radius）は，以下に示すように系内の空隙率と濡れ面積により求めた．

$$R_h = \frac{volume\ available\ for\ \ flow}{total\ wetted\ surface} \tag{20}$$

3　計算結果および考察

3.1　均一な多孔体構造と流れ場

既に説明したように，二相の自発的相分離現象により多孔体構造を作成した．まず，赤（固体）と青（流体）の二相の比を変えることで空隙率を設定できる．二相の自発的分離現象では，時間がたつにつれ二相が互いに凝集し，二相の界面の面積が次第に減少していく[6]．多孔体構造は，二相を識別する index function ϕ の値をもとに，二相それぞれを表す ϕ の中間の値を閾値として二値化し，気相が流れる領域（青）と多孔体の領域（動かない固相である赤）に分けた．ここで，index function ϕ の値は文献 11 を参考に，青の相を 2.211，赤の相を 4.895 とした．空隙率と濡れ面積の時間変化の一例を**図 2** に示す．ここで，濡れ面積は，計算領域の入り口面積 L^2 により無次元化している．

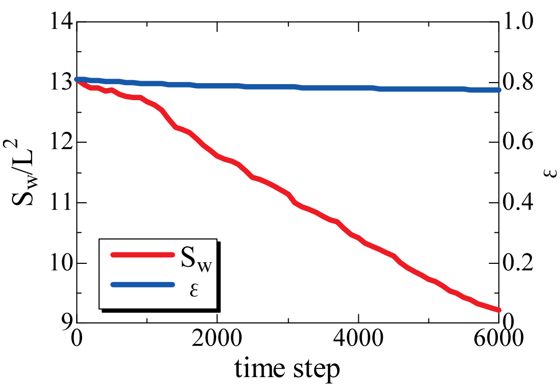

図 2　Porosity and total wetted surface

これによると，空隙率は一定のまま，濡れ面積が単調に減少していく様子が観察された．

次に，本手法により作成した多孔体を用いて流れ場を計算した．作成した多孔体構造を**図 3** に，また計算に用いた多孔体の空隙率 ε と濡れ面積 S_w を表 1 にまとめて示す．多孔体の大きさは 0.4mm×幅 0.16mm×高さ 0.16mm であり，それぞれ格子数で 101×41×41 である．この計算では，界面の厚さを決定するパラメータ κ_f と表面張力の大きさを決めるパラメータ κ_g の値を計算領域内で一定としたので，得られた多孔体構造の空隙率や濡れ面積は空間的にほぼ一様になった．**表 1** で示したこれら 3 つの多孔体をそれぞれ A，B，C とする．なお次節では，多孔体の内部で空隙率と濡れ面積が異なる多孔体構造を作成し，流れ場の検討を行っている．

表 1　Porosity and wetted surface of uniform porous structure

	ε	S_w/L^2
A	0.78	9.4
B	0.65	9.4
C	0.78	13.0

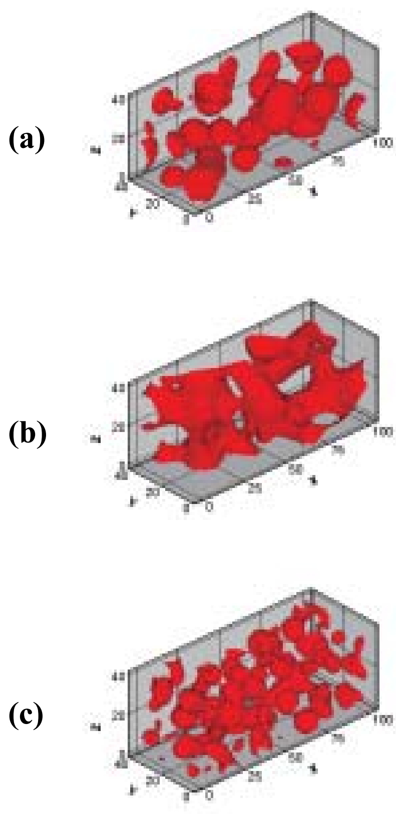

図 3　Uniform porous structures of (a) A, (b) B, and (c) C

図 4 にそれぞれ３つの多孔体構造 A から C を用いて得られた流れ場を示す. 流入速度は 0.1m/s であり，入り口の流速で無次元化した *x* 方向速度と速度ベクトルを示している．計算は３次元で行っているが，比較のため中央の xy 断面のみを示した.

まず多孔体 A と B の結果を比較する. 両者の濡れ面積は同じであるが，空隙率は B のほうが小さいため, 流れがより大きく加速されていることがわかる. 次に多孔体 A と C の結果を比較する. 空隙率は同じ 0.78 であるが，濡れ面積は多孔体 C のほうが大きいため，多孔体 C の内部の最大流速はわずかではあるが大きくなることがわかった.

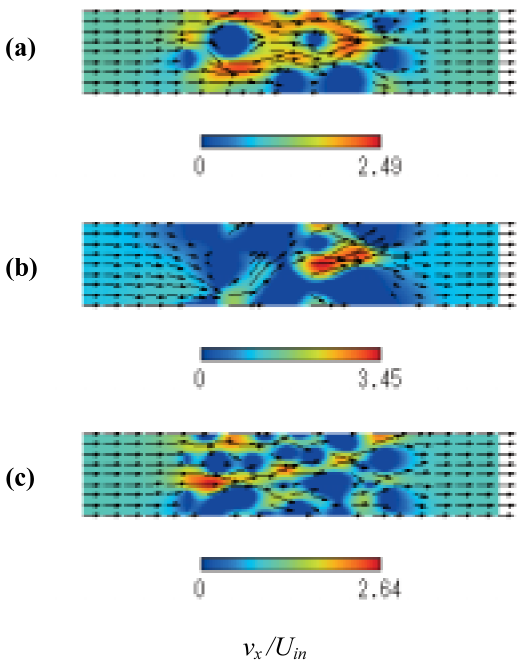

図 4　Velocity in flow direction in uniform porous structures of (a) A, (b) B, and (c) C

さらに詳しく流れ場について検討するため，これら３つの流れ場における圧力を調べた．流れ方向の変化について検討するため, 各 yz 断面で平均の圧力を求めた．この結果を**図 5** に示す．それぞれの圧力は，出口圧力で無次元化している．また点線で示した領域に多孔体が挿入されている．これによると，いずれの多孔体構造を用いても，多孔体内部の圧力はほぼ直線的に減少することがわかった．ただし，その勾配は空隙率が高く濡れ面積の小さい多孔体 A が一番緩やかであった．多孔体 A と比較すると，空隙率の小さな多孔体 B は圧力降下が大きく，入り口の圧力が高くなった．また同様に，濡れ面積の大きい多孔体 C では, 多孔体 A よりも圧力降下が大きいことがわかった.

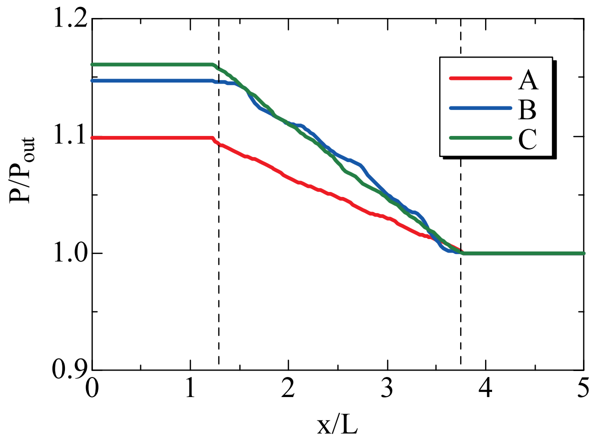

図 5　Pressure distribution in structures of (a) A, (b) B, and (c) C

3.2　不均一な多孔体構造と流れ場

次に，不均一な多孔体構造を作成した．今回は，空隙率と濡れ面積が多孔体内部で変化する２種類の多孔体を作成した．まず，濡れ面積を内部で変化させるため，自発的相分離の計算領域を２つに分け，分離のしやすさに関するパラメータ κ_g を２つの領域で別々の値を与えて，同じ空隙率であっても２つの領域では異なる濡れ面積を持つように設定した．ちなみに, パラメータ κ_g の値が大きいほど自発的相分離の速さが大きくなるため，より早く大きな相へと成長し，濡れ面積はより小さな値となっていく．自発的相分離の全計算領域は，格子数で 101×41×41 であり, x 方向にちょうど半分の位置を境にして，κ_g=0.010 と κ_g=0.001 を与えることにした．ここで，初期の赤と青の相の割合は，全体の平均の空隙率が 0.78 になるように設定した．このようにして得られた多孔体構造を**図 6**(a)に，また空隙率と２つの領域の濡れ面積をそれぞれ**表 2** に示す.

その結果，x 座標が 50（ちょうど x 方向に半分の位置）を境に，0<x<50 では分離の進み具合が遅いため赤の固相の領域が小さく分散しているが，50<x<100 の領域では分離の進み具合が早いため赤の固相が比較的まとまって存在している．したがって，この二つの領域で内部構造が異なる多孔体 D が得られた.

一方，多孔体内部で同じ濡れ面積を持つが，空隙率が異なる構造の作成も試みた．同じように，２つの領域で初期に与える青と赤の相の比を変えることにより，空隙率が異なる多孔体構造を作成すればよいが，２つの相で濡れ面積を同じにすることができない．そこで，51×41×41 の格子数で初期に与える赤と青の相の比を変えて２つの計算を別々に行い，異なる空隙率 ε でも濡れ面積が同じになるようにした２つの構造を結合させて１つの多孔体とした．こ

れにより得られた多孔体構造を E とし，**図 6**(b)に示す．また**表 2** に，多孔体構造 E の 2 つの領域の空隙率 ε と濡れ面積 S_w をまとめた．

表 2 Porosity and wetted surface of non-uniform porous structure

	ε	S_w/L^2
D	0.78	7.7 & 4.4
E	0.65 & 0.79	13.7

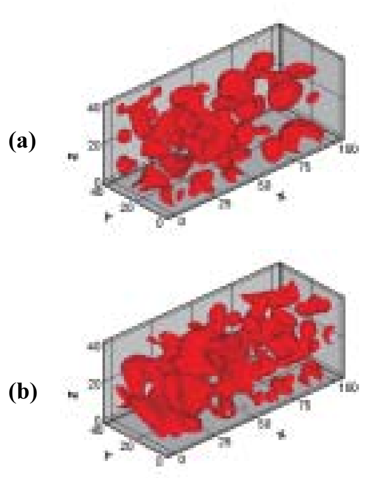

図 6 Non-uniform porous structures of (a) D and (b) E

次に，この不均一な多孔体構造を用いて流れ場を計算した．**図 7** に多孔体構造 D と E を用いて得られた流れ場を示す．流入速度は 0.1m/s であり，入り口の流速で無次元化した *x* 方向の速度分布と速度ベクトルを示している．計算は 3 次元で行っているが，比較のため中央の xy 断面で得られた結果のみを示した．

まず多孔体 D の内部の流れであるが，**図 7**(a)ではちょうど中央部分で濡れ面積が異なるため，流れが変化しているはずであるが，xy 断面のみの結果であり，また，濡れ面積自体もそれほど大きく変えていないことから，２つの領域ではあまり大きな差は見られない．同様に，**図 7**(b)の内部で空隙率の異なる領域を持つ多孔体 E でも，明確な流れの変化はわからなかった．

そこで，**図 5** と同様，多孔体内部の圧力変化について検討した．yz 断面で平均し，x 方向（流れ方向）の圧力分布を求めた結果をそれぞれ図 8 に示す．まず多孔体 D について考察する．多孔体の内部では空隙率分布は均一で濡れ面積が中央を境に変化する構造であるため，圧力勾配が中央で変化していることとがわかった．すなわち，濡れ面積が大きい領域では，小さい領域に比べて圧力降下が大きいことがわかった．同様に多孔体 E でも，途中で空隙率が変化するため，やはり中央部分で圧力勾配が変わることがわかった．すなわち，空隙率が小さい領域の方が大きい領域に比べてその圧力降下が大きくなった．以上により，不均一な構造を持つ多孔体では，圧力降下が変化することがわかった．

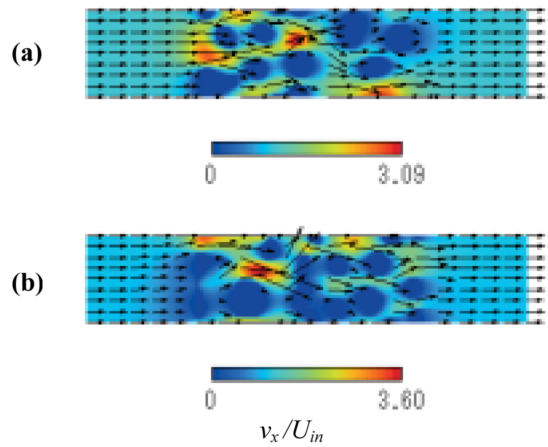

図 7 Velocity in flow direction in non-uniform porous structures of (a) D and (b) E

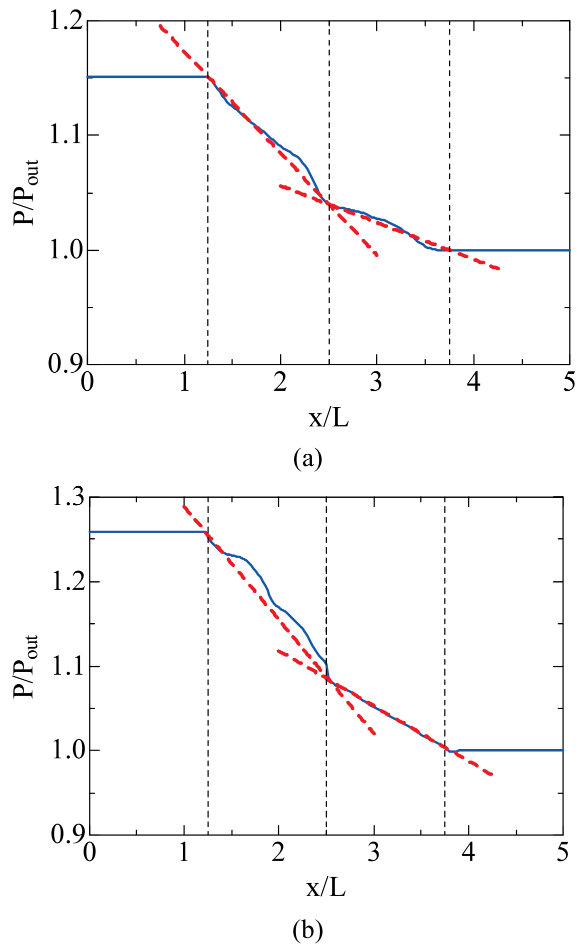

図 8 Pressure distribution; (a) porous structure D, (b) porous structure E

3.3 Ergun の式との比較

最後に多孔体の摩擦係数を予測する経験式である Ergun の式と比較することにした．既に示した流入速度 0.1m/s の結果に加え，0.6m/s，1.0m/s，2.0m/s とした計算も行い，比較を行った．その結果を**図 9** に示す．ここで，圧力勾配は多孔体内部でほぼ直線的に変化するので [3]，入り口と出口の圧力を多孔体の厚さ（0.4mm）で割ることにより求めた．ただし**図 8** に示したように，不均一な多孔体では空隙率や濡れ面積が内部で変化するため，圧力勾配が一定とはならなかったが，１つの多孔体とみなして式(20)より内部の濡れ面積の和と流体が流れる領域の全体積から等価直径を求めた．また，圧力勾配も均一の多孔体と同様，入り口と出口の圧力差を多孔体の厚さで割ることにより算出した．

これによると，まず均一な多孔体ではどの流速においても計算した摩擦係数は Ergun の式とよい一致を示した．また非常に興味深いことであるが，内部構造が不均一な多孔体 D と E の場合も，Ergun の式とほぼ一致することがわかった．したがって，内部構造が不均一な多孔体であっても均一な多孔体と同様に，入り口と出口の圧力差から単純に求まる圧力勾配を用いて，濡れ面積や空隙率などの多孔体の特性を議論できることがわかった．

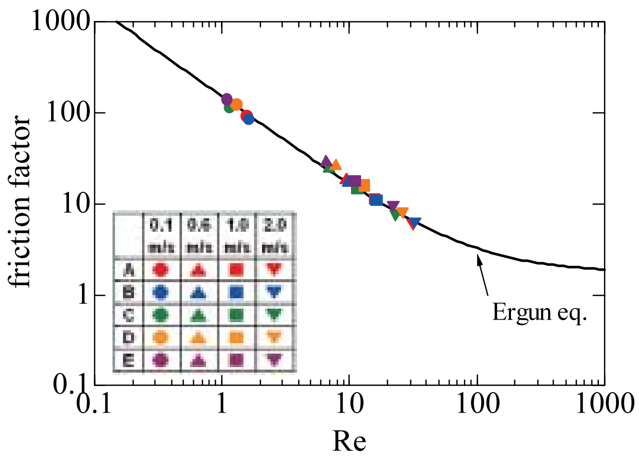

図 9 Variations of friction factor with Reynolds number compared with Ergun equation

4 結論

本研究では，二相の分離現象から空隙率と濡れ面積を任意に設定して多孔体を作成した．特に，内部で空隙率や濡れ面積の異なる不均一な構造を持つ多孔体を作成することができた．このようにして作成した多孔体の内部流れを格子ボルツマン法により解析したところ，空隙率や濡れ面積が異なる不均一な多孔体では，流れ方向の圧力勾配が変化することがわかった．ただし，均一な多孔体と同様，内部の平均的な空隙率や濡れ面積を求め，入り口と出口の圧力差から算出した圧力勾配を用いることにより，不均一な多孔体の場合でも得られた摩擦係数が Ergun の式に一致することを確認した．

謝 辞

本研究の一部は，(独）新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）平成 17 年度産業技術研究助成事業助成 (05A18020d) により行われたものである．ここに記して感謝の意を表す．

参 考 文 献

1) 竹内雍他，多孔質体の性質とその応用技術，フジ・テクノシステム，1-20 (1999).
2) 自動車 NOx・PM 法（自動車から排出される窒素酸化物および粒子状物質の特定地域における総量の削減等に関する特別措置法)，(2002).
3) 山本和弘，日本流体力学会誌ながれ 23, 295-302, (2004)．
4) K. Yamamoto, N. Takada, and M. Misawa, *Proc. Combust. Inst.* **30**, 1509-1515 (2005).
5) S. Chen and G. D. Doolen, *Annual Rev.Fluid Mech*, **30**, 329-364 (1998).
6) K. Yamamoto and N. Takada, *Physica* A 362, 111-117 (2006).
7) 稲室 隆二，格子ボルツマン法―新しい流体シミュレーション―「物性研究者のための計算手法入門」，物性研究 77-2 (2001).
8) T. Inamuro, R. Tomita, and F. Ogino, *Int. J. Modern Physics* B, Vol. 17, Nos.1&2 1-26, (2003).
9) Y. H. Qian, D. d'Humie`res and P. Lallemand, *Europhys*. *Lett*. 17, 479–484 (1992).
10) D. H. Rothmann and J. M. Keller, *J. Statistical Physics*, Vol. 52, Nos.1/2, 367-383 (1988).
11) A. K. Gunstensen, D. H. Rothman, S. Zaleski, and G. Zanetti, Phys. Rev. A 43, 4320-4327 (1991).
12) Proc Instn Mech Engr Vol 216 Part D:J Automobile Engineering P773 (2002).
13) Q. Zou and X. He, Phys. *Fluids* 9 (6),1591-1598 (1997).
14) R. B. Bird, W. E. Stewart, E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena* (1960).