

## 濡れ性を考慮した多孔質構造内の気液二相流シミュレーション\*

### Numerical Simulation of Gas-Liquid Two-Phase Flow in Porous Structures

with Various Wettability

吉 野 正 人<sup>\*\*,\*\*\*</sup>  
YOSHINO Masato

小 林 勇 貴<sup>†</sup>  
KOBAYASHI Yuki

田 中 義 人<sup>††</sup>  
TANAKA Yoshito

**Abstract** Gas-liquid two-phase flows in porous structures are simulated by the lattice Boltzmann method for two-phase fluids with large density differences, in which the wetting boundary condition on solid walls is incorporated. The behavior of the liquid phase penetrating the hydrophobic and hydrophilic microchannels is investigated. The curvature radius and the average height of the liquid phase in equilibrium are calculated, and found to be in good agreement with the theoretical predictions. In addition, the behavior of the liquid phase in porous structures with various porosities is simulated for hydrophilic and hydrophobic cases. From these results, it is found that the liquid phase in the porous structure is transported from the hydrophobic to hydrophilic regions, and that the liquid tends to penetrate in locally narrow spaces owing to the effect of large pressure gradient.

**Keywords:** Lattice Boltzmann method (LBM), Two-phase flow, Wettability, Porous structures, Porosity

#### 1. 緒 言

近年、マイクロスケールの多孔質構造内における気液二相流の数値シミュレーションが注目されている[1,2]。その応用分野として、固体高分子形燃料電池(Polymer Electrolyte Fuel Cell: PEFC)内における水の排出および反応ガスの供給を担うガス拡散層(Gas Diffusion Layer: GDL)が挙げられる。PEFC内の電極触媒層において生成される水がGDL内に蓄積されると、反応ガスの供給性能が低下するため、効率よく生成水を排出させる必要がある。GDLは、空隙が20~50 $\mu\text{m}$ 程度の繊維状の多孔質構造[3]をしているため、微小細孔をもつ多孔質構造内における気液二相流の挙動を理解することが重要となる。このようなマイクロ

スケールの多孔質構造内における液相挙動の特徴として、外力や重力が作用しなくても界面張力や濡れ性などが駆動力となって液相が移動する。一般的なGDLは、疎水性の多孔質構造をしているが、近年では、PEFCの性能向上のために多孔質構造の物体壁面の濡れ性を制御し、親水性および疎水性の多孔質構造を組み合わせたGDLの実験的検討が行われている[4,5]。これらの現象は時間および空間スケールが微小な現象であり、複雑な流れ場になることが予想されるため、数値計算による解析が有効である。

二相流に対する数値計算手法は様々存在するが(例えば[6-8])、本研究対象のようにマイクロスケールの多孔質構造においては、アルゴリズム

\* 2010.12.2 受付

\*\* 信州大学工学部 機械システム工学科 〒380-8553 長野県長野市若里 4-17-1

TEL: (026)269-5116 FAX: (026)269-5116 E-mail: masato@shinshu-u.ac.jp

\*\*\* CREST 科学技術振興機構

† 信州大学大学院 工学系研究科 機械システム工学専攻

†† 信州大学大学院 総合工学系研究科

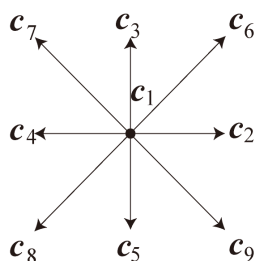


Fig. 1 Nine-velocity (2D9V) model.

の複雑化などの問題点が挙げられる。これに対し、アルゴリズムの簡潔さや界面を陽に追跡する必要がないなどの特長をもつ数値計算手法の一つに格子ボルツマン法(Lattice Boltzmann Method: LBM)がある。特に、Inamuroら[9]によって提案された二相系LBMは、二相の密度比が1000程度の系に対しても数値的に安定な計算が可能である。LBMを用いたマイクロスケールの多孔質構造内における気液二相流問題に関する研究は、Koidoら[3]やInoueら[10]などが挙げられる。しかしながら、彼らは一般的なGDL内における水の挙動を対象としているため、物体壁面の濡れ性は狭い範囲に限られており、親水性から疎水性までの広範囲な濡れ性の影響や濡れ性のみで駆動する液相の挙動については詳しく調べられていない。

そこで本研究では、高密度比の気液二相系LBMを用いて、マイクロスケールの多孔質構造内において、濡れ性によって浸透する液相の挙動解析を行い、物体壁面の濡れ性や空隙率が与える影響について調べることを目的とした。

## 2. 数値計算法

本研究では、Inamuroら[9]によって提案された高密度比の気液二相系LBMを用いた。領域内に配置された物体壁面上には濡れ性境界条件を与えた。以下で使用される物理量はすべて、代表長さ $L$ 、粒子の代表速さ $c$ 、時間スケール $t_0 = L/U$  ( $U$ : 流れの代表速さ)、基準 order parameter  $\phi_0$ 、および基準密度 $\rho_0$ を用いて無次元化したものである[9]。また、以下では、添え字  $L$  および  $G$  は液相および気相を示す。

### 2.1 高密度比の気液二相系 LBM

二相系 LBM は、流体を有限個の速度をもつ多数の仮想粒子の集合体と仮定し、粒子が繰り返す

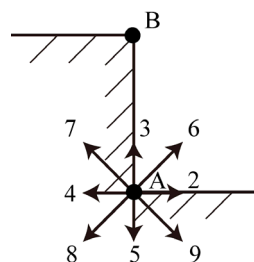


Fig. 2 Concave and convex boundaries on a body.

並進と衝突とを粒子の速度分布関数を用いて逐次計算することで、巨視的変数である流体の密度 $\rho$ 、流速 $\mathbf{u}$ 、圧力 $p$ を求める計算手法である。なお、本研究における格子気体モデルとしては、Fig. 1に示す2次元9速度モデルを用いた。この速度モデルの粒子速度 $c_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, 9$ )は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & [c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6, c_7, c_8, c_9] \\ &= \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \quad (1) \end{aligned}$$

本手法では、計算領域を正方形格子に分割し、各格子点において3つの速度分布関数 $f_i, g_i, h_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, 9$ )の時間発展式を計算する。二相を識別する order parameter  $\phi$ を $f_i$ によって計算し、密度 $\rho$ を決定する。次に、流速の予測値 $\mathbf{u}^*$ を $g_i$ によって計算する。 $\mathbf{u}^*$ は一般に連続の式を満たさないため、 $h_i$ を用いて真の流速 $\mathbf{u}$ が連続の式を満たすように補正する。このとき、圧力 $p$ はPoisson方程式を解くことにより得られる。なお、 $f_i, g_i, h_i$ の時間発展式および手法の詳細については文献[9]を参照されたい。

### 2.2 物体壁面の濡れ性境界条件

本研究では、Briantら[11]によって提案されたWetting potential  $\gamma_w$ の概念[12]を上述の二相系LBMに導入することにより、物体壁面における濡れ性を表現した。すなわち、物体壁面に対して法線方向の密度勾配は

$$\frac{\partial \rho}{\partial n} = -\frac{\gamma_w}{\kappa_f} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 $n$ は物体壁面の法線方向、 $\kappa_f$ は界面厚さを決めるパラメータである。二相系LBMにおける $\phi$ の一階微分値には式(3)を用いた。

また、二階微分値については、 $\phi_{k_n=1} = \phi_{k_n=0}$ のまわりにTaylor展開した式より導かれる式(4)を用いた[13]。

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_{k_n=0} = \frac{\phi_{\max} - \phi_{\min}}{\rho_L - \rho_G} \frac{d\rho}{dn} \quad (3)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial n^2} \right|_{k_n=0} \approx \frac{2}{(\Delta x)^2} \left( \phi_{k_n=1} - \phi_{k_n=0} - \left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_{k_n=0} \Delta x \right) \quad (4)$$

ここで、 $\Delta x$ は正方形格子の間隔、 $\phi_{\max}$ および $\phi_{\min}$ はそれぞれ $\phi$ の最大値および最小値、添え字 $k_n$ は壁面の法線方向の格子点番号を意味し、 $k_n = 0$ は壁上の格子点を表す。なお、式(4)は空間に対して一次精度であり、さらに精度を向上させるためには、高次の差分近似を導入する必要があると考えられる。しかしながら、紙面の都合上結果は示さないが、本境界条件を用いて予備解析を行ったところ、得られた静的接触角は理論解[14]と良く一致することを確認している。なお、物体壁面の接線方向 $s$ に関する $\phi$ の一階および二階微分値には、それぞれ以下の式を用いた。

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial s} \right|_{k_s=0} = \frac{\phi_{k_s=1} - \phi_{k_s=-1}}{2\Delta x} \quad (5)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} \right|_{k_s=0} = \frac{\phi_{k_s=1} - 2\phi_{k_s=0} + \phi_{k_s=-1}}{(\Delta x)^2} \quad (6)$$

ここで、添え字 $k_s$ は壁面の接線方向の格子点番号を意味する。また、 $k_s = 0$ は評価する壁上の格子点を表し、 $k_s = \pm 1$ は $k_s = 0$ の壁上の隣接点を表す。

### 2.3 端点の取り扱い

直交格子を用いるLBMでは、多孔質構造内の計算において、物体壁面上に凹凸が多数存在する。この凹凸表面における境界の取り扱いは、数値計算の安定性に対して非常に重要である。複雑形状の物体周り流れを計算する手法として、新たな境界を埋め込む埋め込み境界法 (Immersed Boundary Method: IBM) [15]などが知られているが、これらの手法では物体表面において新しく計算格子を作成する必要がある。したがって本研究では、従来の直交格子のまま、物体壁面において一般的なbounce-back境界条件を用いた。また、圧力 $p$ についてはLBMを用いて $h_i$ の計算を必要とするが[9]、例えばFig. 2に示す点Aに関しては $h_7$ と $h_9$ は未知である。本研究では、これらの値に次式の局所平

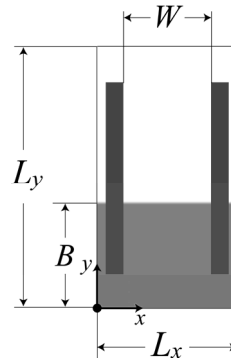


Fig. 3 Computational domain of penetrating liquid between parallel plates.

衡分布関数 $h_i^{eq}$ を与えた[16]。

$$h_i^{eq} = E_i p^m(x) - \frac{1}{3} \tau_h E_i \frac{\partial u_\alpha^*}{\partial x_\alpha} \Delta x \quad (7)$$

ここで、 $E_7 = E_9 = 1/36$ であり、 $m$ は圧力のPoisson方程式を解く際の繰り返し計算回数を示し、添え字 $\alpha = x, y$  ( $\alpha$ はデカルト座標を表し、総和規約に従う)、 $\tau_h$ は次式で表される。

$$\tau_h = \frac{1}{\rho} + \frac{1}{2} \quad (8)$$

次に、端点における空間微分値の取り扱いは、以下の方法を用いた。Fig. 2中の点Aを代表とする凹の境界において、 $\phi$ に対する空間微分値には、濡れ性境界条件 (式(3)および(4)) を適用し、それ以外の空間微分値に対しては、二次精度の片側差分近似を用いた。一方、点Bを代表とする凸の境界における空間微分値については、式(5)および(6)で示す二次精度の中心差分近似を用いた。

## 3. 数値計算結果および考察

### 3.1 平行平板間を浸透する液相の挙動

本手法の妥当性を評価するため、物体間を濡れ性の駆動のみによって浸透する液相について計算を行い、液相の平衡高さについて理論値と比較した。Fig. 3に示すような $L_x \times L_y = 160\Delta x \times 300\Delta x$ の領域において、物体を二本平行に配置し、平行平板間距離 $W = 100\Delta x$ 、液相高さ $B = 120\Delta x$ とした。初期時刻 $t = 0$ において流路内側の物体壁面における静的接触角のみ変化させ、その後の流れ場について調べた。計算条件は、流体の密度を $\rho_G = 1$

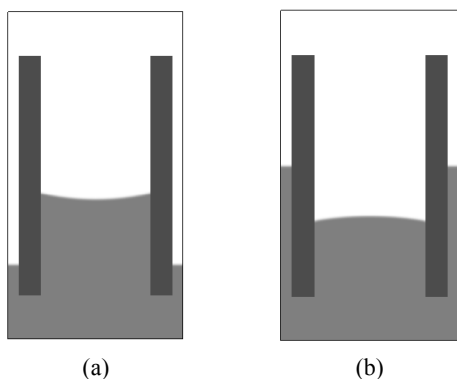


Fig. 4 Liquid shapes between parallel plates with various static contact angles in equilibrium for  $g\Delta x = 4.00 \times 10^{-9}$ : (a) hydrophilic case ( $\theta_w = 77^\circ$ ); (b) hydrophobic case ( $\theta_w = 100^\circ$ ).

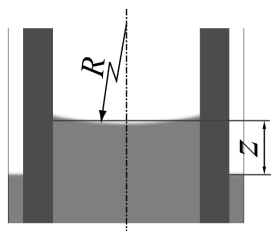


Fig. 5 Definition of curvature radius  $R$  and of average height  $z$  of liquid phase.

および  $\rho_L = 50$ 、粘性係数を  $\mu_G = 1.13 \times 10^{-2} \Delta x$  および  $\mu_L = 3.06 \times 10^{-2} \Delta x$ 、界面張力を  $\sigma = 1.87 \times 10^{-3} \Delta x$ 、重力加速度を  $g\Delta x = 4.00 \times 10^{-9}$  とした。境界条件は、領域の上下に bounce-back 境界条件を、領域の左右に周期境界条件を用いた。また、液相の粘性力とキャピラリー力の比を表すオーネズルゲ数  $Oh$  ( $= \mu_L / (\rho_L \sigma W)^{1/2}$ ) は、 $Oh = 1.00 \times 10^{-2}$  となる。なお、標準状態における実際の空気-水系において平行平板間距離  $W$  が  $100 \mu m$  のとき、 $Oh = 1.00 \times 10^{-2}$  である。

計算結果の一例として、物体壁面の静的接触角に、親水条件である  $\theta_w = 77^\circ$ 、疎水条件である  $\theta_w = 100^\circ$  としたときの平衡状態における液相形状を Fig. 4 に示す。界面は湾曲した形状となるマイクロスケール特有のメニスカスを形成し、液相は濡れ性の駆動のみで浸透した。計算結果を定量的に評価するため、Fig. 5 に示すように平衡状態にお

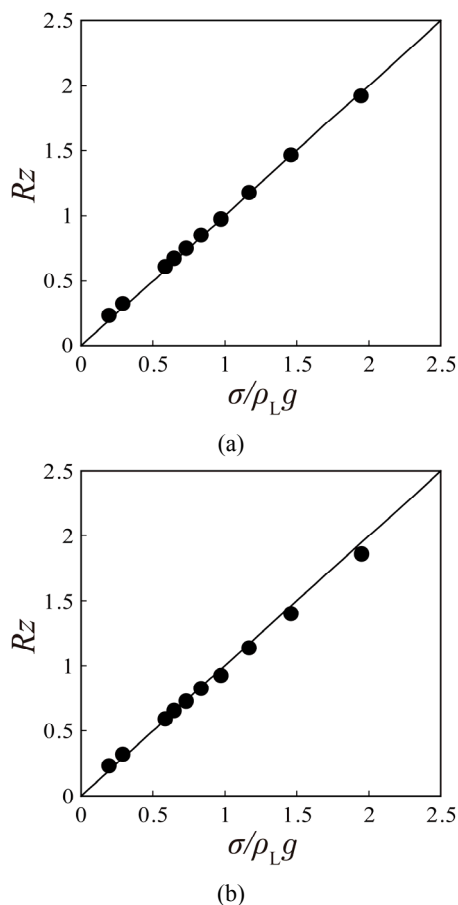


Fig. 6 Comparison of the present results with the theoretical prediction for (a) hydrophilic case ( $\theta_w = 77^\circ$ ) and (b) hydrophobic case ( $\theta_w = 100^\circ$ ): •, calculated results; —, theoretical prediction [17].

ける液相界面の曲率半径  $R$  および液相高さ  $z$  を定義し、得られた計算結果より  $R$  および  $z$  を算出した。ここで、液相高さ  $z$  はメニスカスの平均高さ（平行平板上における液相高さの中心の最も凹んだ部分における液相高さの平均値）とした。また、平衡状態における力学的なつり合いから、 $Rz = \sigma / \rho_L g$  の関係式[17]が得られる。本計算結果と理論値を比較した結果を Fig. 6 に示す。親水条件、疎水条件ともに良い一致が得られ、マイクロ流路内における気液二相流問題に対する本手法の妥当性が示された。

### 3.2 多孔質構造内における液相の挙動

PEFC における GDL 内の液相の挙動に関する

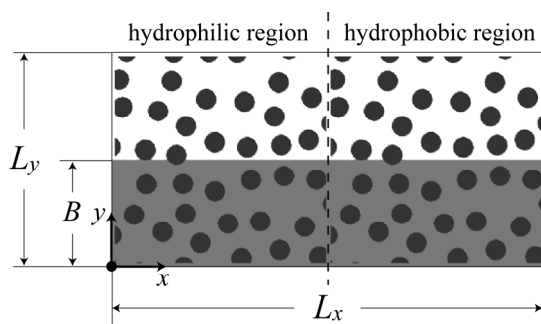


Fig. 7 Computational domain of a porous structure with porosity  $\varepsilon = 0.75$ .

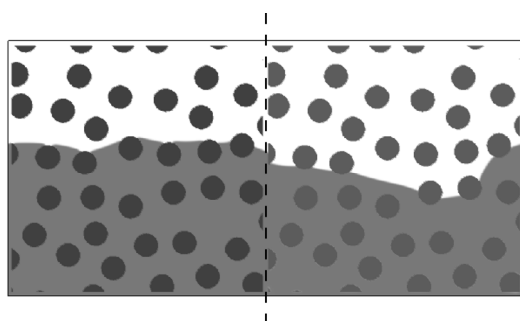


Fig. 8 Liquid shape in the porous structure at the equilibrium state.

応用として、GDL内の空隙率（0.50～0.95）に合わせた多孔質構造を考える。ここでは、物体壁面の濡れ性および空隙率を変化させ、それぞれの影響について検討した。なお、今回のように多数の物体を取り扱う場合や長時間の数値計算において、物体の辺上や端点でorder parameter  $\phi$  の空間微分値の評価が正確にできないため、辺上や端点における $\phi$ の保存性に誤差が生じる。そこで、本研究ではTomiyasuらの方法[18]を参考に、毎stepごとに $\phi$ の総量を計算し、初期時刻における $\phi$ の総量からの変化量を物体壁上に均等に補正した。

### 3.2.1 濡れ性の異なる領域における液相の挙動

Fig. 7に示すような $L_x \times L_y = 800\Delta x \times 400\Delta x$ の領域に対し、液相高さ $B = 200\Delta x$ とし、円形の物体をランダムに配置した。円形物体の直径は平均 $40\Delta x$ であり、物体間は $10\Delta x$ 以上の隙間が存在する。また、このときの空隙率は $\varepsilon = 0.75$ である。左半分および右半分の領域の物体壁上にそれぞれ親水

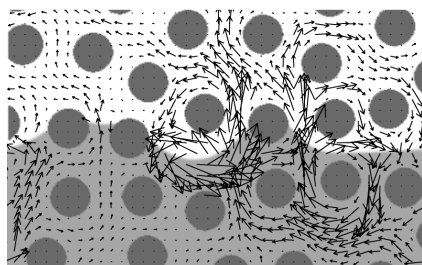


Fig. 9 Liquid shape and velocity vectors in the hydrophilic region of the porous structure at a certain time.

性、疎水性の濡れ性境界条件を与えて計算を行った。なお、計算領域に配置された物体は左右各領域ともに同一構造となっており、物体の構造が液相挙動に影響を及ぼさないようにした。計算条件は、流体の密度を $\rho_G = 1$ および $\rho_L = 50$ 、粘性係数を $\mu_G = 4.50 \times 10^{-2}\Delta x$ および $\mu_L = 1.22 \times 10^{-1}\Delta x$ 、界面張力を $\sigma = 7.46 \times 10^{-3}\Delta x$ 、重力加速度を $g\Delta x = 1.25 \times 10^{-12}$ とした。境界条件は、領域の上下にbounce-back境界条件を、領域の左右に周期境界条件を用いた。また、上記パラメータのとき、 $Oh (= \mu_L / (\rho_L \sigma L_y)^{1/2})$ は $1.00 \times 10^{-2}$ となる。親水性領域の物体壁面には $\theta_w = 68^\circ$ 、疎水性領域の物体壁面には $\theta_w = 110^\circ$ となるように濡れ性境界条件を与え、計算を行った。このときの平衡状態における液相形状をFig. 8に示す。計算開始とともに疎水性領域の液相は押し出され、親水性領域の液相は徐々に物体から物体へと浸透していく様子が観察され、最終的に親水領域に液相が集まるという結果が得られた。また、局所的な物体壁面と界面形状を観察すると、親水性領域の物体近傍では、界面は各物体上部に位置しており、反対に疎水性領域の物体近傍では、界面は各物体下部に位置していることがわかる。さらに、親水性領域において、界面が浸透しているときのある瞬間における界面形状および速度ベクトル図（拡大図）をFig. 9に示す。本図より、界面が物体に接触し浸透している場所で、液相の浸透方向（+y方向）に大きな流速が発生している。また、その周辺では物体に沿った多くの循環流が発生していることがわかる。

次に、各x座標に存在する液相および物体の量をFig. 10に示す。本図において、横軸はx座標、

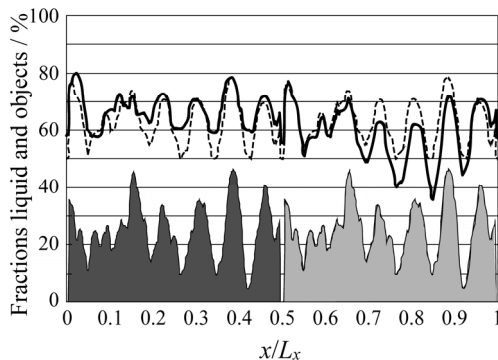


Fig. 10 Fractions of liquid and objects at the initial and equilibrium states. ; --- , Initial (Liquid + objects) ; — , Equilibrium (Liquid + objects) ; ■ , Hydrophilic objects ; ■ , Hydrophobic objects.

縦軸は液相と物体の占有量を表している。ここで、占有量は、各  $x$  座標における計算領域 ( $0 \leq y \leq L_y$ ) 中に対象物が占める割合として定義する。図中における黒および灰色の部分は、それぞれ親水性物体および疎水性物体の占有量を示している。また、破線および実線は、それぞれ初期状態および平衡状態における液相の占有量を、上記で示す物体の占有量に加えた値を示している。初期状態における液相形状は、左右の領域ともに同じ形状になっているのに対し、平衡状態における液相形状は、親水性領域の液相が増加し、疎水性領域の液相が減少していることがわかる。また、液相が増加している  $x$  座標は、物体の占有量が小さい場所と一致しており、液相が物体間を浸透していることがわかる。次に、同様の計算として、物体がランダムに配置された別の 4 ケースの構造に対し、数値シミュレーションを行った。なお、いずれのケースにおいても、空隙率および物体直径は前述の問題とほぼ同値である。全 5 ケースに対する液相の移動量の計算結果を平均したところ、計算領域全体の液相に対して 3.9% (最も少ないケースで 2.6%、最も多いケースで 5.1%) の液相が疎水性領域から親水性領域に移動していることがわかった。液相の移動量のばらつきは、多孔質構造の違いにより局所的な液相の浸透過程が異なるため生じたと考えられるが、液相が領域内を移動する様子については、いずれのケースでも同様の傾向が見られた。

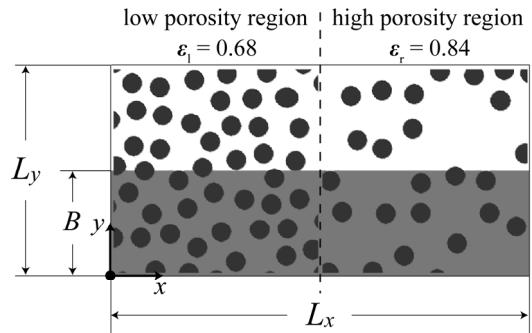


Fig. 11 Computational domain of a porous structure with porosities  $\epsilon_l = 0.68$  (left half) and  $\epsilon_r = 0.84$  (right half). The porosity of the whole domain is  $\epsilon = 0.76$ .

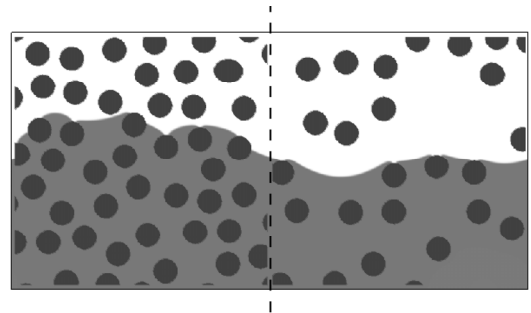


Fig. 12 Liquid shape in the porous structure at the equilibrium state for hydrophilic case ( $\theta_w = 68^\circ$ ).

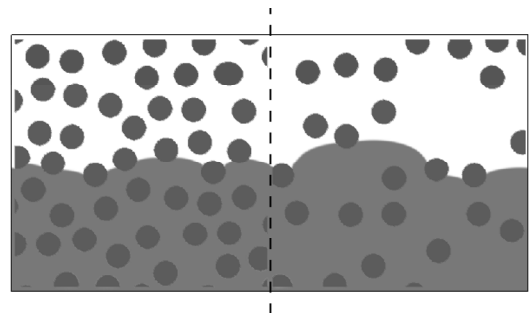


Fig. 13 Liquid shape in the porous structure at the equilibrium state for hydrophobic case ( $\theta_w = 110^\circ$ ).

### 3.2.2 空隙率の異なる領域における液相の挙動

全領域内で局所的に空隙率が大きい領域と小さい領域を考え、前節と同様の計算を行った。Fig.

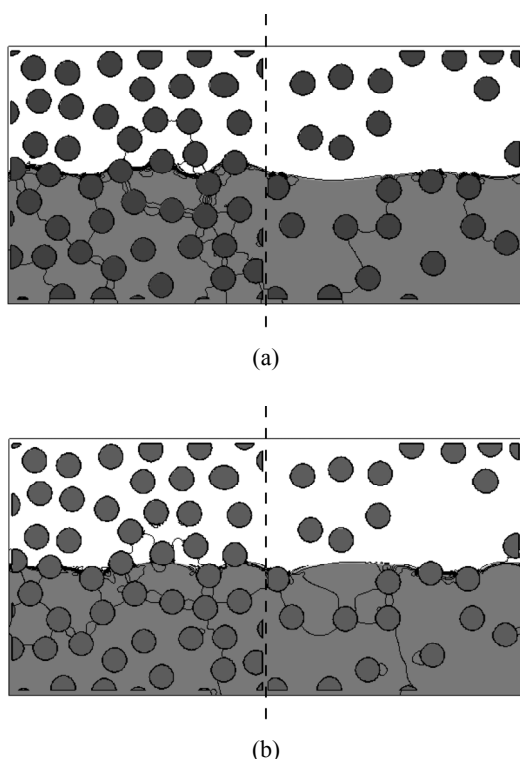


Fig. 14 Pressure distribution in the porous structure at a certain time ; (a) hydrophilic case ( $\theta_w = 68^\circ$ ) ; (b) hydrophobic case ( $\theta_w = 110^\circ$ ) . The pressure contour interval is  $2.5 \times 10^{-5}$ .

11 に示すような  $L_x \times L_y = 800\Delta x \times 400\Delta x$  の領域に対し、計算領域の左半分が空隙率  $\varepsilon_l = 0.68$ 、右半分が  $\varepsilon_r = 0.84$  となるように物体を配置した。このときの全領域の空隙率は  $\varepsilon = 0.76$  である。その他の計算条件は前問題と同様とした。全物体壁面の濡れ性は、親水条件である  $\theta_w = 68^\circ$  および疎水条件である  $\theta_w = 110^\circ$  の 2 ケースについて計算を行った。親水条件および疎水条件における平衡状態の液相形状をそれぞれ Fig. 12 および Fig. 13 に示す。親水条件では、空隙率が小さい領域（左側）に液相が時間とともに徐々に浸透し、それに伴い空隙率が大きい領域（右側）における気液界面は下に凸となる形状を示した。一方、疎水条件では、空隙率が小さい領域（左側）における液相は押し出され、空隙率が大きい領域（右側）では物体間が広いところを中心に浸透していくことがわかった。これは、空隙率が小さい領域は物体間の流路が狭く、曲率半径  $R$  が小さくなり、 $\Delta p = \sigma/R$  で

表されるラプラス圧  $\Delta p$  が大きくなることに起因する。よって結果的には、空隙率が小さい領域の液相が親水条件のときは浸透、疎水条件のときは排出しやすいと考えられる。実際に、Fig. 14 は計算過程における(a)親水条件および(b)疎水条件の等圧力分布を表しているが、いずれの濡れ性においても、物体間の狭い流路に等圧線が密集し、圧力勾配が大きくなっている様子が確認できた。

#### 4. 結 言

二相系LBMを用いて、微小流路内を浸透する液相の挙動について調べた。平行平板間を浸透する液相挙動において、平衡状態における曲率半径および液相高さの関係を調べたところ、本計算結果と理論値が定量的に良く一致し、本手法の妥当性が示された。また、本手法を用いて多孔質構造内の気液二相流シミュレーションを実施し、大域的に液相が疎水性領域から親水性領域へ移動する様子や、液相が領域内の局所的に狭い場所を移動する様子について解析を行った。

なお、実際のPEFC内における液相挙動の解析を行うためには、本手法の三次元への拡張、高密度比の二相流解析、および大規模計算が必要であり、これらは今後の課題である。

#### Nomenclature

$B$	: height of liquid phase	[-]
$c$	: characteristic particle speed	[m/s]
$c_i$	: particle velocity	[-]
$E_i$	: constants in equilibrium distribution functions	[-]
$f_i$	: particle velocity distribution function for an order parameter	[-]
$g_i$	: particle velocity distribution function for a multicomponent fluid	[-]
$g$	: gravitational acceleration	[-]
$h_i$	: particle velocity distribution function for pressure	[-]
$h_i^{\text{eq}}$	: equilibrium distribution function for $h_i$	[-]
$L$	: characteristic length	[m]
$L_x, L_y$	: domain size	[-]
$n$	: direction normal to body	[-]
$\text{Oh}$	: Ohnesorge number	[-]
$p$	: pressure	[-]
$R$	: curvature radius of liquid phase	[-]
$s$	: direction tangential to body	[-]
$t$	: time	[-]
$t_0$	: characteristic time scale, $L/U$	[s]
$u$	: current velocity of a multicomponent fluid	[-]

$u^*$  : predicted velocity of a multicomponent fluid [-]  
 $U$  : characteristic flow speed [m/s]  
 $W$  : distance between parallel plates [-]  
 $x, y$  : Cartesian coordinates [-]  
 $z$  : average height of liquid phase [-]

#### Greek letters

$\gamma_w$  : wetting potential [-]  
 $\Delta p$  : Laplace pressure [-]  
 $\Delta x$  : lattice spacing [-]  
 $\varepsilon$  : porosity [-]  
 $\theta_W$  : static contact angle [ $^\circ$ ]  
 $\kappa_f$  : constant parameter determining the width of interface [-]  
 $\mu$  : viscosity [-]  
 $\rho$  : density [-]  
 $\rho_0$  : reference density [kg/m<sup>3</sup>]  
 $\sigma$  : interfacial tension [-]  
 $\tau_h$  : relaxation time for  $h_i$  [-]  
 $\phi$  : order parameter representing an interface [-]  
 $\phi_0$  : reference order parameter [-]

#### Subscripts

G : gas phase  
 $k_n$  : number of grid point normal to body  
 $k_s$  : number of grid point tangential to body  
 $l$  : left region  
 $L$  : liquid phase  
 $\max$  : maximum value  
 $\min$  : minimum value  
 $r$  : right region  
 $\alpha$  : Cartesian coordinates,  $(x, y)$

#### Superscripts

$m$  : number of iteration  
 $*$  : predicted

#### 参考文献

- [1] Maruyama, S. ed., Handbook of Micro- Nano Thermal Fluid (in Japanese), NTS Inc., Tokyo (2007).
- [2] Munekata, T., Inamuro, T. and Hyodo, S., On the Applicability of the Leverett Function to Capillary Pressure (A Lattice Boltzmann Study), Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., Ser. B, Vol. 75 (756), 8-15 (2009).
- [3] Koido, T., Furusawa, T. and Moriyama, K., An Approach to Modeling Two-Phase Transport in the Gas Diffusion Layer of a Proton Exchange Membrane Fuel Cell, J. Power Sourc., Vol. 175 (1), 127-136 (2008).
- [4] Utaka, Y. and Hirose, I., Moisture Control in Gas Diffusion Layer of Polymer Electrolyte Fuel Cell, Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., Ser. B, Vol. 76 (762), 326-333 (2010).
- [5] Kitahara, T., Konomi, T., Nakajima, H. and Shiraishi, J., Hydrophilic and Hydrophobic Double MPL Coated Gas Diffusion Layer for Enhanced PEFC Performance under No-Humidification at the Cathode, Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., Ser. B, Vol. 76 (772), 2218-2226 (2010).
- [6] Hirt, C. W. and Nichols, B. D., Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, J. Comput. Phys., Vol. 39 (1), 201-225 (1981).
- [7] Unverdi, S. O. and Tryggvason, G., A Front-Tracking Method For Viscous, Incompressible, Multi-fluid flows, J. Comput. Phys., Vol. 100 (1), 25- 37 (1992).
- [8] Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S., A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow, J. Comput. Phys., Vol. 114 (1), 146- 159 (1994).
- [9] Inamuro, T., Ogata, T., Tajima, S. and Konishi, N., A Lattice Boltzmann Method for Incompressible Two-Phase Flows with Large Density Differences, J. Comput. Phys., Vol. 198 (2), 628-644 (2004).
- [10] Inoue, G., Yoshimoto, T., Matsukuma, Y. and Minemoto, M., Development of Simulated Gas Diffusion Layer of Polymer Electrolyte Fuel Cells and Evaluation of its Structure, J. Power Sourc., Vol. 175 (1), 145-158 (2008).
- [11] Briant, A. J., Papatzacos, P. and Yeomans, J. M., Lattice Boltzmann Simulations of Contact Line Motion in a Liquid-Gas System, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, Vol. 360 (1792), 485-495 (2002).
- [12] Cahn, J. W., Critical Point Wetting, J. Chem. Phys., Vol. 66 (8), 3667-3672 (1977).
- [13] Matsukuma, Y., Koga, Y., Inoue, G. and Minemoto, M., Numerical Simulations of Droplet Upwelling into Gas Channel of PEFC, Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., Ser. B, Vol. 76 (763), 420-422 (2010).
- [14] Young, T., An Essay on the Cohesion of Fluids, Phil. Trans. R. Soc. Lond., Vol. 95, 65-87 (1805).
- [15] Peskin, C. S., The Fluid Dynamics of Heart Valves : Experimental, Theoretical, and Computational Methods, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 14, 235-259 (1982).
- [16] Peng, Y., Shu, C. and Chew, Y. T., Simplified Thermal Lattice Boltzmann Model for Incompressible Thermal Flows, Phys. Rev. E, Vol. 68 (2), 026701 (2003).
- [17] Nakajima, A., Control of Wettability on Solid Surface (in Japanese), Uchida Rokakuho Publishing Co., Ltd., Tokyo (2007).
- [18] Tomiyasu, J. and Inamuro, T., Numerical Simulations of Gas-Liquid Two-Phase Flows in a Micro Porous Structure, Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., Ser. B, Vol. 73 (735), 2213-2219 (2007).