

粘弾性皮膜をもつ固体を含む流れの二相系格子ボルツマン法

A LATTICE BOLTZMANN METHOD FOR TWO-PHASE FLUID FLOWS CONTAINING SOLID BODIES WITH VISCOELASTIC MEMBRANE SHELL

吉野 正人¹⁾, 村山 寿郎²⁾

Masato YOSHINO and Toshiro MURAYAMA

- 1) 信州大学工学部 機械システム工学科 (〒380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail: masato@shinshu-u.ac.jp)
 2) 信州大学大学院 工学系研究科 (〒380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail: t06a136@shinshu-u.ac.jp)

A lattice Boltzmann method (LBM) for two-phase fluid flows containing solid bodies with viscoelastic membrane shell is proposed. The method is based on the two-phase LBM, in which one phase is regarded as solid phase. It is assumed that the bodies have viscoelastic membrane shell and that the membrane is composed of identical imaginary particles which are connected with their neighboring particles by spring. Using this method, we first calculate behavior of a solid body under simple shear flows. It is found that the body becomes an oriented and elongated elliptic shape and then the membrane is driven into a motion around the body like a caterpillar, which is generally called tank-tread motion. We next simulate the motion of the body in plane Poiseuille flows. When a flexible circular body with viscoelastic annular membrane flows downstream in the channel, it is deformed into a concave shape on the upstream side and a convex shape on the downstream side. These results indicate the capability of the present LBM to simulate complex behavior of a solid body in fluid flows, such as red blood cell motion in blood flows.

Key Words : Lattice Boltzmann Method (LBM), Two-Phase Flow, Viscoelasticity, Kelvin Model, Membrane, Tank-Tread Motion

1. はじめに

移動する固体を含む流れ場は、例えば工学では、パイプライン内の流体物や固形燃料の流動など様々な場面で見る事ができる。また、医学では、赤血球や血小板をはじめとする血液成分を含む血管内の流れなどで見る事ができ、いずれの分野においても、固体の挙動が流れにどのような影響を及ぼすかという問題の解明が必要になる。また、多くの固体は粘性と弾性をあわせもち、流体中の固体は流れによる流体力を受け変形を伴いながら移動していくため、複雑な挙動を示すことが知られている。それゆえ、上記の血管のようなマイクロスケールの流れ場において、実験・観測を行うのは困難である。よって、粘弾性固体を含む二相流に対する数値解析法の開発が必要になる。

固体を含む流れの数値解析の研究例として、近年 Inamura ら⁽¹⁾ は、格子ボルツマン法 (Lattice Boltzmann Method, 以下 LBM と呼ぶ) によって、平行平板間流れにおける剛体円柱群の挙動を計算し、流体と密度の等しい固体を含む二相流に特有な Segre-Silberberg 効果⁽²⁾を確認しているが、弾

性力による変形は扱われていない。また、固体の変形を考慮した研究例としては、Tsubota ら⁽³⁾による粒子法⁽⁴⁾を用いた血液中での赤血球の挙動解析や、Alexeev ら⁽⁵⁾による LBM と Lattice Spring Model (LSM) を併せた数値計算法の提案などがあげられるが、これらの手法では流れと固体の挙動を練成問題として解くためアルゴリズムが複雑になり、多大な計算時間を要するという問題点がある。さらに、最近になって、LBM に弾性力を導入した研究も Ispolatov ら⁽⁶⁾や Onishi ら⁽⁷⁾によって行われているが、対象が固体ではなく粘弾性を示す流体の挙動に着目した手法のため、粘弾性固体の変形移動を扱える数値計算法は確立されていない。

そこで本研究では、既存の気液二相系 LBM を基にして、Kelvin モデルを用いた新たな粘弾性力を一方の相に加え固相とみなし、流体力を受けて変形移動する固体と流体の挙動を同時に計算する手法を提案した。また、本手法を用いて赤血球にみられるような粘弾性皮膜構造をもつ固体のモデルを作成し、クエット流れおよびポアズイユ流れの中での固体の挙動を計算した。

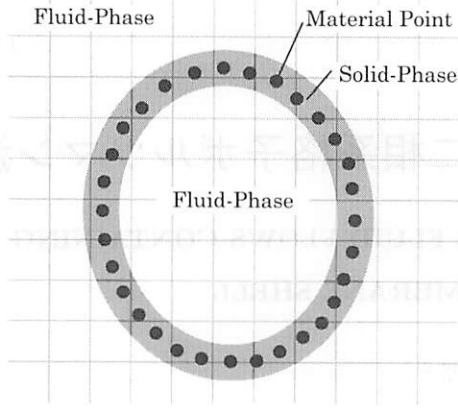


Fig. 1 Present membrane model.

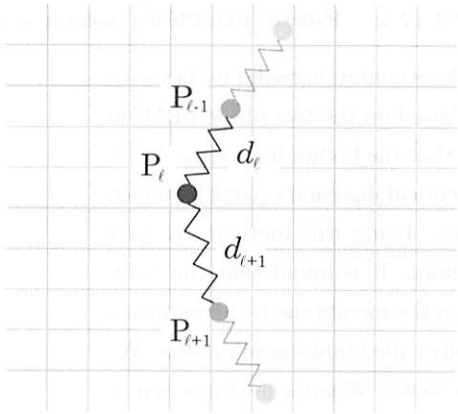


Fig. 2 Spring model.

2. 数値計算法

2.1. 気液二相系 LBM

本研究では, Inamuro らによって提案された気液二相系 LBM を基に, 新たに固体を含む二相流解析のための数値計算法を提案した. 気液二相系 LBM の詳細は文献 (8) を参照されたい. また, 使用される物理量はすべて, 代表長さ L , 粒子の代表長さ c , 時間スケール $t_0 = L/U$ (U : 流れの代表長さ), 基準 order parameter ϕ_0 , および基準密度 ρ_0 を用いて無次元化したものである (8). 格子気体モデルとして, 本研究では 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 \mathbf{c}_i は, $\mathbf{c}_1 = \mathbf{0}$, $\mathbf{c}_i = [\cos(\pi(i-2)/2), \sin(\pi(i-2)/2)]$ ($i = 2, 3, 4, 5$), および $\mathbf{c}_i = \sqrt{2}[\cos(\pi(i-11)/2), \sin(\pi(i-11)/2)]$ ($i = 6, 7, 8, 9$) である.

2.2. 弾性項の導入

本研究では, 既に考慮されている粘性力にバネをモデルとした弾性力を Kelvin モデルを用いて上記の二相系 LBM に新たに付加した. Fig. 1 に示すような皮膜構造をもつ環状の固体を考える. 膜は, 初期状態において d_0 だけ離れた固相と同等の質量を持つ M 個の仮想的な質点 (以下では単に質点と呼ぶ) で構成されていると考える. また, 膜に囲まれた内側の相は弾性力をもたない流体相とし, 膜の外側の流体と同様のものとして取り扱う. ここで, 質点は隣接する 2 つの

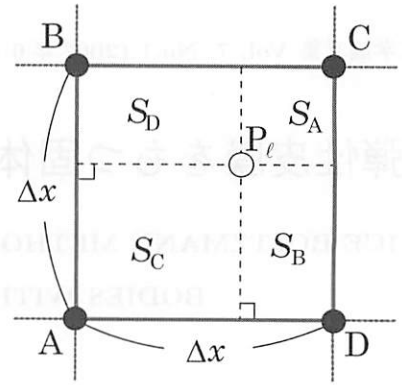


Fig. 3 Material point P_ℓ and the surrounding lattice sites, A, B, C and D.

質点との間に初期長さ d_0 , 弾性係数 K の同一のバネによって連結されていると考える. 各質点は, 流体力だけでなく隣接する質点と接合するバネによる弾性力を受けながら時間とともに移動する. 一般に, 各質点は必ずしも格子点にあるとは限らないので, 質点の速度は, 周囲 4 点の格子点における速度を線形補間することにより求める. いま時刻 t において, 注目する質点 P_ℓ ($\ell = 1, 2, \dots, M$) とそれに隣接する 2 つの質点 $P_{\ell+1}, P_{\ell-1}$ が Fig. 2 のような配置になったとき, 質点 P_ℓ が受ける弾性力 \mathbf{F}_ℓ^* は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_\ell^* &= \mathbf{F}_{\ell+}^* - \mathbf{F}_{\ell-}^* \\ &= K d_{\ell+1} \frac{\mathbf{x}_{\ell+1} - \mathbf{x}_\ell}{|\mathbf{x}_{\ell+1} - \mathbf{x}_\ell|} - K d_\ell \frac{\mathbf{x}_\ell - \mathbf{x}_{\ell-1}}{|\mathbf{x}_\ell - \mathbf{x}_{\ell-1}|}, \end{aligned} \quad (1)$$

ここで, d_ℓ は 2 つの質点 P_ℓ と $P_{\ell-1}$ の間にあるばねの伸縮量であり, \mathbf{x}_ℓ などは位置ベクトルを表す. また, 質点が環状に並んでいるので, $P_0 = P_M, P_{M+1} = P_1$ である. 前述のとおり, 質点 P_ℓ は一般に格子点と一致しないが, LBM の計算では各格子点における弾性力が必要となるため, 式 (1) で表される力を重み係数をかけて周囲の格子点に分配する. つまり, Fig. 3 のような関係にある場合, 質点 P_ℓ における弾性力が周囲の格子点 A, B, C, D に寄与する力 $\mathbf{F}_\ell(A), \mathbf{F}_\ell(B), \mathbf{F}_\ell(C), \mathbf{F}_\ell(D)$ をそれぞれ次式で与えた.

$$\mathbf{F}_\ell(\Phi) = \frac{S_\Phi}{(\Delta x)^2} \mathbf{F}_\ell^* \quad \text{for } \Phi = A, B, C, D, \quad (2)$$

ここで, $S_A \sim S_D$ は Fig. 3 に示す四角形の面積である. したがって, 格子点 Φ における弾性力は, その点を取り囲む格子 (2 次元 9 速度モデルの場合には 4 つの格子) 内に存在する質点の総和により与えられる.

$$\mathbf{F}_\ell(\Phi) = \sum_{\ell} \mathbf{F}_\ell(\Phi). \quad (3)$$

なお, 面積を体積, 四角形を直方体などと考えれば, 本手法は三次元モデルにも容易に拡張することができる.

2.3. 粘弾性を考慮した固体を含む二相系 LBM

流体相, 固相, 界面 (以下各相を表す添字をそれぞれ, F, S, I とする) の全領域において以下では, 2 つの速度分布関数 f_i および g_i を用いる. 分布関数 f_i は二相を表す order

parameter の計算に使われ、分布関数 g_i は二相流体の流速の予測値を計算するために使われる。この速度モデルを用いた LBM では、時刻 t に格子点 \mathbf{x} における速度 c_i ($i = 1, 2, \dots, 9$) をもつ各粒子の速度分布関数 f_i および g_i の時間発展を、それぞれ次式によって計算を進めて求める。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau_f} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^c(\mathbf{x}, t)], \quad (4)$$

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x, t + \Delta t) = g_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau_g} [g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^c(\mathbf{x}, t)] + 3E_i c_{i\alpha} \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x_\beta} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) \right\} \right] \Delta x, \quad (5)$$

ここで、 $\alpha, \beta = x, y$ である (添字 α, β はデカルト座標を表し、総和規約に従う)。上式において f_i^c および g_i^c は局所平衡分布関数、 τ_f および τ_g は無次元緩和時間、 Δx は正方形格子の間隔、 Δt は時間刻み (仮想粒子がちょうど隣の格子点まで移動する時間と等しくなるように選ばれる)、その他の変数 ρ, μ, \mathbf{u} ならびに定数 E_i は後で定義する。二相を区別する order parameter ϕ および二相流体の速度の予測値 \mathbf{u}^* は、分布関数を用いて次のように定義する。

$$\phi = \sum_{i=1}^9 f_i, \quad \mathbf{u}^* = \sum_{i=1}^9 g_i \mathbf{c}_i. \quad (6)$$

式 (4) 中の局所平衡分布関数 f_i^c は次式で与えられる。

$$f_i^c = H_i \phi + F_i \left(p_0 - \kappa_f \phi \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_\alpha^2} \right) + E_i \phi \left(3u_\alpha c_{i\alpha} - \frac{3}{2} u_\alpha u_\alpha + \frac{9}{2} u_\alpha u_\beta c_{i\alpha} c_{i\beta} \right) + E_i \kappa_f G_{\alpha\beta}(\phi) c_{i\alpha} c_{i\beta}. \quad (7)$$

また、式 (5) 中の局所平衡分布関数 g_i^c は、新たな弾性項を加えた次式で与えられる。

$$g_i^c = E_i \left[1 + 3c_{i\alpha} u_\alpha - \frac{3}{2} u_\alpha u_\alpha + \frac{9}{2} c_{i\alpha} c_{i\beta} u_\alpha u_\beta + \frac{3}{2} \left(\tau_g - \frac{1}{2} \right) \Delta x \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) c_{i\alpha} c_{i\beta} \right] + E_i \frac{\kappa_g}{\rho} G_{\alpha\beta}(\rho) c_{i\alpha} c_{i\beta} - \frac{1}{2} F_i \frac{\kappa_g}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x_\alpha} \right)^2 + 3E_i \frac{\delta_{\text{NS}}}{\rho} F_\alpha c_{i\alpha}. \quad (8)$$

上式において、 $\Pi = F, S, I$ であり、 δ_{NS} はクロネッカーのデルタである。各係数の値は $E_1 = 4/9, E_2 = E_3 = E_4 = E_5 = 1/9, E_6 = E_7 = E_8 = E_9 = 1/36, H_1 = 1, H_2 = H_3 = H_4 = \dots = H_9 = 0, F_1 = -5/3, F_i = 3E_i$ ($i = 2, 3, 4, \dots, 9$) であり、式中の $G_{\alpha\beta}(\phi)$ は次式で与えられる。

$$G_{\alpha\beta}(\phi) = \frac{9}{2} \frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \phi}{\partial x_\beta} - \frac{9}{4} \frac{\partial \phi}{\partial x_\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial x_\gamma} \delta_{\alpha\beta}, \quad (9)$$

ここで、 $\delta_{\alpha\beta}$ はクロネッカーのデルタ、 κ_f および κ_g は、それぞれ界面の厚さおよび界面張力の強さを決める定数パラメータである。式 (7) における p_0 は、次式で与えられる。

$$p_0 = \phi T \frac{1}{1 - b\phi} - a\phi^2, \quad (10)$$

ここで、 a, b, T は、order parameter ϕ の最大および最小値を決定するパラメータである。式 (5) および (7)~(9) における微分は、テーラー級数展開を用いて導かれる以下の中心差分近似を使用した。

$$\frac{\partial \psi}{\partial x_\alpha} \approx \frac{1}{6\Delta x} \sum_{i=2}^9 c_{i\alpha} \psi(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x), \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_\alpha^2} \approx \frac{1}{3\Delta x} \left[\sum_{i=2}^9 \psi(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x) - 8\psi(\mathbf{x}) \right]. \quad (12)$$

界面の密度 ρ は、 ϕ の閾値 ϕ_S^* および ϕ_F^* を用いて次のように計算した。

$$\rho = \begin{cases} \rho_F & \phi < \phi_F^*, \\ \frac{\Delta \rho}{2} \left[\sin \left(\frac{\phi - \bar{\phi}^*}{\Delta \phi^*} \pi \right) + 1 \right] + \rho_F & \phi_F^* \leq \phi \leq \phi_S^*, \\ \rho_S & \phi > \phi_S^*, \end{cases} \quad (13)$$

ここで、 $\Delta \rho = \rho_S - \rho_F, \Delta \phi^* = \phi_S^* - \phi_F^*, \bar{\phi}^* = (\phi_S^* + \phi_F^*)/2$ である。さらに、界面の粘性係数 μ は次式で与えられる。

$$\mu = \frac{\rho - \rho_F}{\rho_S - \rho_F} (\mu_S - \mu_F) + \mu_F. \quad (14)$$

また、界面張力 σ は次式で与えられる。

$$\sigma = \kappa_g \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \xi} \right)^2 d\xi, \quad (15)$$

ここで、 ξ は界面に垂直な座標である。

連続の式を満たす流速の修正は、文献 (8) と同様に、圧力 p に関するポアソン方程式を LBM を用いて解いた。つまり、

$$\text{Sh} \frac{\mathbf{u} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\frac{\nabla p}{\rho}, \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla p}{\rho} \right) = \text{Sh} \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t}, \quad (17)$$

を解くために、速度分布関数 h_i についての次の発展方程式を計算した。

$$h_i^{n+1}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta x) = h_i^n(\mathbf{x}) - \frac{1}{\tau_h} [h_i^n(\mathbf{x}) - E_i p^n(\mathbf{x})] - \frac{1}{3} E_i \frac{\partial u_\alpha^*}{\partial x_\alpha} \Delta x, \quad (18)$$

ここで、 $\tau_h = 1/\rho + 1/2$ であり、 n は繰り返し計算の回数である。なお、 p は次式で定義される。

$$p = \sum_{i=1}^9 h_i. \quad (19)$$

本計算では、式 (18) の時間発展式を全領域で $|p^{n+1} - p^n|/\rho < 10^{-6}$ が満たされるまで繰り返し p を求めた。

3. 数値計算例

3.1. 二次元せん断流中における単一固体の挙動

本手法における弾性力の効果を検証するために、二次元せん断流中において、粘弾性皮膜構造をもつ固体の挙動について計算した。Fig. 4 に示すような $L_x \times L_y = 256\Delta x \times 128\Delta x$ の流体相領域の中央に、 $M = 180$ 個の質点で構成される環状の粘弾性皮膜 (膜厚 $\sim 10\Delta x$) をもつ半径 $r = 16\Delta x$ の円柱状

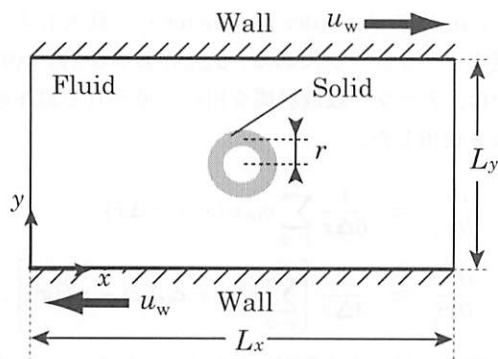


Fig. 4 Computational domain of shear flow problem.

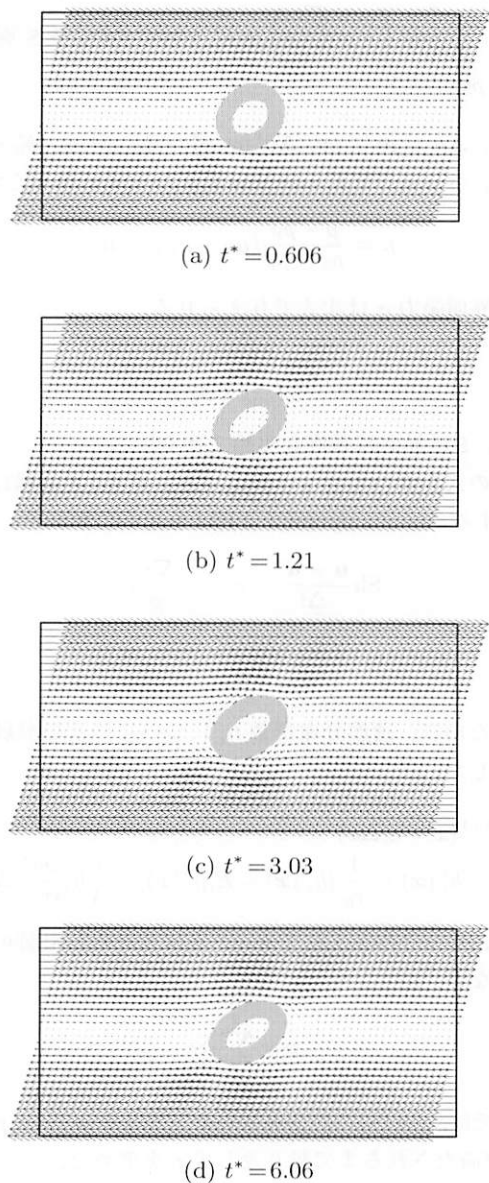


Fig. 5 Time evolution of body shape and velocity fields for $K\Delta x = 1 \times 10^{-5}$ at $Re = 0.313$, where $t^* = t\Gamma$ is the dimensionless time.

固体を置き、質点同士の距離が等間隔になり固体が十分に平衡状態に達した後、急に上下の壁を水平反対方向に u_w で動かした（動かし始めた時刻を $t = 0$ とする）。上下の壁にはす

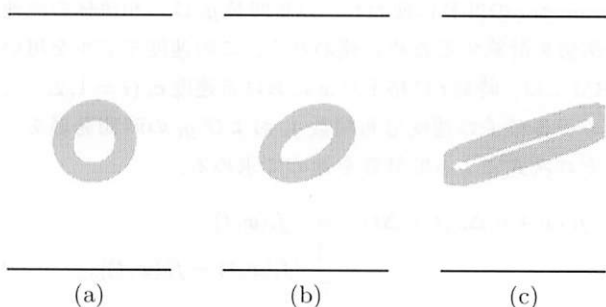


Fig. 6 Shape of body for different elasticity: (a) $K\Delta x = 1 \times 10^{-4}$; (b) $K\Delta x = 1 \times 10^{-5}$; (c) $K = 0$ at $Re = 0.313$ and $t^* = 3.03$ ($t^* = t\Gamma$).

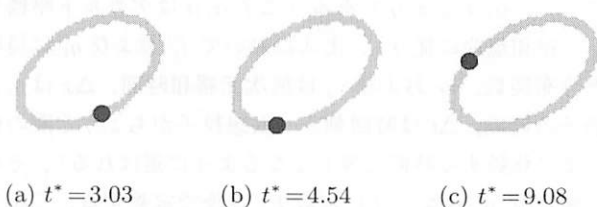


Fig. 7 Time variation of position of a particle for $K\Delta x = 1 \times 10^{-5}$ at $Re = 0.313$. The black circle indicates an imaginary particle which is assumed to be one of elements of membrane shell ($t^* = t\Gamma$).

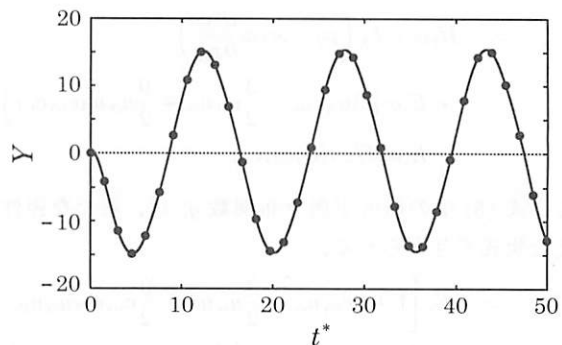


Fig. 8 Time variation of position of arbitrary particle for $K\Delta x = 1 \times 10^{-5}$ at $Re = 0.313$, where $Y = y - L_y/2$ is the relative position ($t^* = t\Gamma$).

べりなし境界条件を用い、左右の境界では周期境界条件を用いた。パラメータの値は、 $a = 1$, $b = 6.7$, $T = 3.5 \times 10^{-2}$ (このとき、 $\phi_{\max} = 9.714 \times 10^{-2}$, $\phi_{\min} = 1.134 \times 10^{-2}$ となる), $\phi_S^* = 9.20 \times 10^{-2}$, $\phi_F^* = 1.50 \times 10^{-2}$, $\tau_f = \tau_g = 1$, $p_S = 2$, $\rho_F = 1$, $\mu_S = 0.02\Delta x$, $\mu_F = 0.01\Delta x$, $\kappa_f = 0.5(\Delta x)^2$ である。本計算では弾性力の影響を調べるため、界面張力に関するパラメータ κ_g を 0 とした。また、壁の速度 u_w は、レイノルズ数 $Re = \rho_F \Gamma r^2 / \mu_F = 0.313$ (ここで、 $\Gamma = 2u_w / L_y$ はせん断強さ) となるように与えた。

まず最初に、弾性係数 $K\Delta x = 1 \times 10^{-5}$ の時の固体形状の時間変化および速度ベクトルを Fig. 5 に示す。ここで、無次元時間を $t^* = t\Gamma$ と定義した。図中の灰色部が固相を示す。

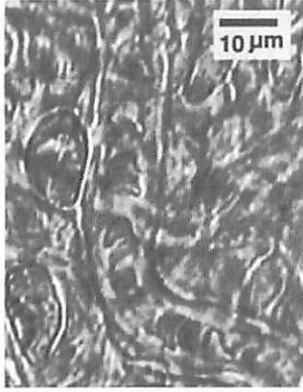


Fig. 9 Snapshot of the behavior of red blood cells in a capillary ⁽¹²⁾.

図より、固体がせん断流れの成長とともに左右に引き伸ばされ楕円状に変形していく様子が見られる。(a)~(c)より最初は変形していくが、その後(c)と(d)に変化が見られないことから定常状態になることがわかる。次に、種々の弾性係数 K に対する定常状態 ($t^* = 3.03$) における固体形状の違いを Fig. 6 に示す。なお比較のために、図(c)には弾性項を付加していない時の同様の計算結果を併記した。各ケースで定常状態における固体形状が異なり、 K が大きいほど初期の円形を保つことがわかる。特に、 $K = 0$ の時には、固体はせん断力により大きく変形しており、このまま計算を続けると $t^* \approx 6$ で膜内部の空間が消失し、非常に大きく引き伸ばされていくことが確認された。

次に、粘弾性皮膜上の任意の質点の運動を調べた。各時刻における任意の質点の位置を Fig. 7 に示す。図中の灰色部は皮膜構造を構成する質点の集合であり、黒丸は着目した任意の質点の位置を表している。この結果から、質点が楕円状に回転するように動いていることがわかる。さらに、質点の位置の時間変化を追従した結果を Fig. 8 に示す。横軸は無次元時間を示し、縦軸は領域の中心を基準とした相対座標を表す。この図から、質点が一定の周期 ($\sim 16t^*$) で楕円運動を繰り返すことがわかる。なお、例えば文献(9)等によると、このような粘弾性皮膜は、せん断流中で tank-tread 運動⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ と呼ばれるキャタピラの動きのような楕円運動をすることが知られているが、実験で見られる特徴的な現象を本計算においても表現することができた。

3.2. 平行平板間流れにおける単一固体の挙動

Fig. 9 に示す毛細血管内の赤血球の挙動⁽¹²⁾ のように固体が流体力を受けて変形移動する実現象問題への本手法の適用を考える。ここでは、平行平板間流れにおける粘弾性皮膜構造をもつ楕円形状固体の挙動を計算した。Fig. 10 に示すような $L_x \times L_y = 384\Delta x \times 128\Delta x$ の流体相領域内に、長軸 $D_L = 96\Delta x$ 、短軸 $D_S = 32\Delta x$ の楕円形状の固体を中心座標が $(x/L_x, y/L_y) = (0.125, 0.500)$ となる位置に置いた。固体は、 $M = 216$ 個の質点で構成される環状の粘弾性皮膜 (膜厚 $\sim 10\Delta x$) を有しているとする。上下の壁には

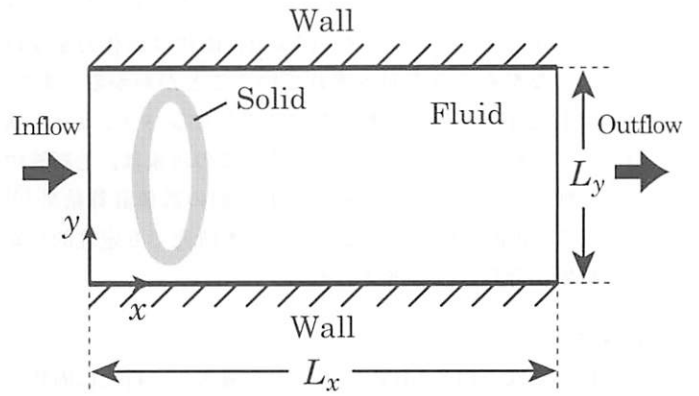


Fig. 10 Computational domain of Poiseuille flow problem.

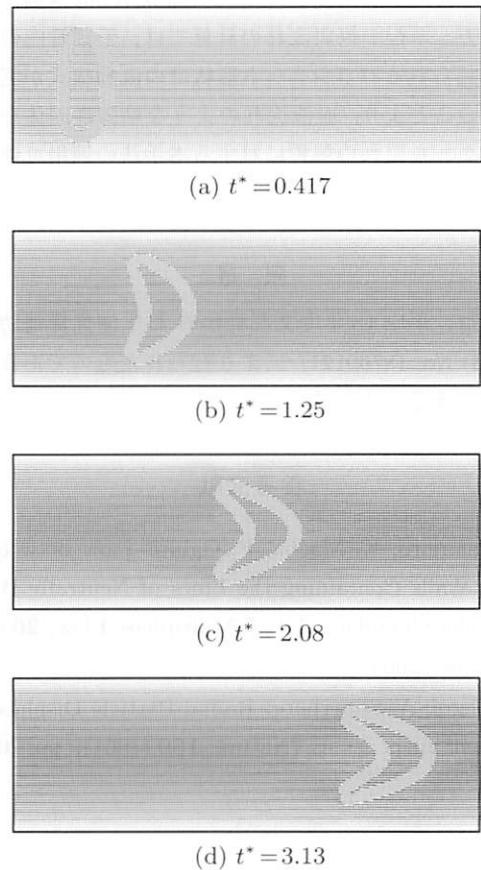


Fig. 11 Time evolution of body shape and velocity fields for $K\Delta x = 1 \times 10^{-5}$ at $Re = 6.83$. $t^* = tU_{max}/L_y$ is the dimensionless time.

すべりなし境界条件を用い、左右の境界には圧力差 Δp を伴う周期境界条件を用いた。質点同士の距離が等間隔になり固体が十分に平衡状態に達した後、左右の境界に圧力差を与え始めた (圧力差を与え始めた時刻を $t = 0$ とする)。本計算では、 $\Delta p = 1 \times 10^{-6}$ とした。その他の計算のパラメータは 3.1 節と同じ値を用いた。なお、レイノルズ数は $Re = \rho_F L_y U_{max} / \mu_F = 6.83$ (U_{max} : 固体が存在しないときの中心速度) である。

ここでは、 $K\Delta x = 1 \times 10^{-5}$ のときの計算結果を示す。各

無次元時間 t^* ($= tU_{\max}/L_y$) における固体の形状および速度ベクトルを Fig. 11 に示す。図より、固体は流体力を受けて変形しながら下流方向へ流れていくことがわかる。また、固体は上流方向に凸で、下流方向に凹となるパラシュート状の形状に変形していることがわかる。この現象は、毛細管中の赤血球の流動においても確認され、他の数値計算結果⁽³⁾によっても報告されていることから、本研究でも定性的に妥当な結果が得られたと考えられる。

4. おわりに

既存の気液二相系 LBM に弾性力を導入し、新たに固体を含む二相系 LBM を提案した。本手法を用いて、二次元単純せん断流れおよび平行平板間流れにおける粘弾性皮膜構造をもつ固体の挙動を調べた。その結果、せん断流れの計算では、他の研究例でも報告されている tank-tread 運動が確認された。一方、平行平板間流れの計算では、毛細管内の赤血球の挙動で見られるパラシュート形状での流動様式が実現された。以上のことより、血液流れのような粘弾性固体を含むマイクロスケール流れの解析に対する本手法の適用可能性が示唆された。

謝 辞

本研究は、平成 18 年度文部科学省 科学研究費補助金（若手研究 (B) No. 18760121）により行われたものである。ここに銘記して謝意を表します。

参考文献

- (1) T. Inamuro, K. Maeba, F. Ogino: Flow between Parallel Walls Containing the Lines of Neutrally Buoyant Circular Cylinders, *Int. J. Multiphase Flow*, **26** (2000), pp. 1981–2004.
- (2) G. Segré, A. Silberberg: Radial Particle Displacements Flow of Suspensions, *Nature*, **189** (1961), pp. 209–210.
- (3) K. Tsubota, S. Wada, T. Yamaguchi: Particle Method for Computer Simulation of Red Blood Cell Motion in Blood Flow, *Comput. Methods Programs Biomed.*, **83** (2006), pp. 139–146.
- (4) S. Koshizuka, Y. Oka: A Particle Method for Incompressible Viscous Flow with Fragmentation, *Comput. Fluid Dyn. J.*, **4** (1995), pp. 29–46.
- (5) A. Alexeev, R. Verberg, A. Balazs : Motion of Compliant Capsules on Corrugated Surfaces: A Means of Sorting by Mechanical Properties, *J. Polym. Sci., Part B: Polym. Phys.*, **44** (2006), pp. 2667–2678.
- (6) I. Ispolatov, M. Grant: Lattice Boltzmann Method for Viscoelastic Fluids, *Phys. Rev. E*, **65** (2002), 065704.
- (7) J. Onishi, Y. Chen, H. Ohashi: Dynamic Simulation of Multi-Component Viscoelastic Fluids Using the Lattice Boltzmann Method, *Physica A*, **362** (2006), pp. 84–92.
- (8) T. Inamuro, T. Ogata, S. Tajima, N. Konishi: A Lattice Boltzmann Method for Incompressible Two-Phase Flows with Large Density Differences, *J. Comput. Phys.*, **198** (2004), pp. 628–644.
- (9) T.M. Fischer: On the Energy Dissipation in a Tank-Treading Human Red Blood Cell, *Biophys. J.*, **32** (1980), pp. 863–868.
- (10) T.M. Fischer, M. Stöhr-Liesen, H. Schmid-Schönbein: The Red Cell as a Fluid Droplet: Tank Tread-like Motion of Human Erythrocyte Membrane in Shear Flow, *Science*, **202** (1978), pp. 894–896.
- (11) R.M. Hochmuth, R.N. Marple, S.P. Suter: Capillary Blood Flow I. Erythrocyte Deformation in Glass Capillaries, *Microvasc. Res.*, **2** (1970), pp. 409–419.
- (12) 国立循環器病センター研究所ホームページ: <http://www.ncvc.go.jp/res-old/Microcir.html> .