

格子ボルツマン法を用いた平行平板間内を流れる 複数個の粘弾性皮膜固体の挙動解析

LATTICE BOLTZMANN SIMULATION OF MOTION OF BODIES WITH VISCOELASTIC MEMBRANES IN POISEUILLE FLOW BETWEEN PARALLEL WALLS

地村 啓¹⁾, 吉野 正人²⁾, 村山 寿郎³⁾

Hiroshi CHIMURA, Masato YOSHINO and Toshiro MURAYAMA

- 1) 信州大学大学院 工学系研究科 (〒 380-8553 長野県長野市若里 4-17-1, E-mail: 10ta138a@shinshu-u.ac.jp)
2) 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, E-mail: masato@shinshu-u.ac.jp)
3) 信州大学大学院 総合工学系研究科 (〒 380-8553 長野県長野市若里 4-17-1, E-mail: s08t206@shinshu-u.ac.jp)

The lattice Boltzmann method (LBM) for two-phase flows containing a body with a viscoelastic membrane is improved for investigation into the behavior of multiple bodies in fluid flows. In the present LBM, the order parameter and its distribution function are independently defined for each body to prevent coalescence of the phases. In addition, the force based on the Lennard–Jones potential is taken into account for the interaction between the bodies. This method is applied to the motion of two bodies in Poiseuille flow between two parallel walls. Flow characteristics and pressure fields around the bodies are obtained at low Reynolds number ($Re = 1.0$). Also, the trajectories and relative positions of the bodies are investigated for various initial arrangements.

Key Words: Lattice Boltzmann Method (LBM), Two-Phase Flow, Viscoelastic Bodies

1. はじめに

変形する固体を含む流れ場は、赤血球などの血球を含む血管内の流れなどに見られる。赤血球は粘弾性膜が流体を包む袋状の固体である。血管内において、赤血球は血流による流体力を受け変形しながら流動する。このような現象は、医学のみならず多くの理学・工学分野で応用されており、変形する固体を含む流れ場の詳細を調べることは非常に重要である。しかしながら、血管のような複雑な形状をもち、スケールが小さな流路においては、実験・観測による解析は困難である。そのため、変形する固体を含む流れ場を解析する方法として、数値解析によるアプローチが有効であると考えられる。

近年、様々な数値計算法によって変形する固体を含む流れ場の解析が行われており、例えば、粒子法を用いて流体中の赤血球の挙動解析が報告されている⁽¹⁾⁽²⁾。また、気体分子運動論に基づく新しい手法として近年注目されている格子ボルツマン法⁽³⁾ (Lattice Boltzmann Method, 以下 LBM と呼ぶ) は、アルゴリズムが簡単で質量および運動量の保存性に優れているなどの長所をもち、変形する固体を含む流れ

場の LBM による解析も近年行われている。Zhang ら⁽⁴⁾ は、LBM に埋め込み境界法⁽⁵⁾ を導入し、赤血球を模擬した固体間に Morse-potential⁽⁶⁾ による相互作用を考慮して、複数個の固体を含む平行平板間流れの解析を行っている。しかしながら、Morse-potential は本質的に 2 つの固体間の相互作用として用いられることから、3 つ以上の固体を含む流れ場への適用に対しては、改良すべき課題が残されている。さらに、Dupin ら⁽⁷⁾ は、ラグランジュ的な粒子で構築された膜モデルによる固体を複数個含んだ平行平板間流れの解析を行っているが、固体の挙動について定性的な議論にとどまり、また固体間の相互作用力についても考慮されていない。

最近、著者ら⁽⁸⁾⁽⁹⁾ は、質点ばねモデルに基づく弾性力を既存の液液二相系 LBM⁽¹⁰⁾ に組み込んだ固液二相流のための数値計算法を提案した。しかしながら、本手法には固体間の相互作用力が考慮されておらず、赤血球のような粘弾性皮膜固体を複数個含む解析に適用するためには、モデルの改良が必要であると考えられる。そこで本研究では、既存の手法に固体間の相互作用力を導入することにより、平行平板間を流れる複数個の粘弾性皮膜固体 (以下では単に固体と呼ぶ) の挙動解析を行った。

2010 年 10 月 28 日受付, 2010 年 11 月 4 日受理

†Dedicated to the memory of Prof. Masataka TANAKA

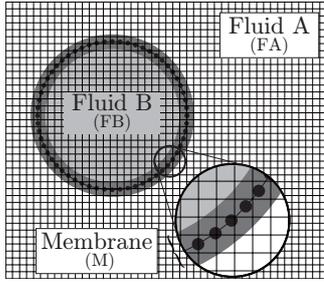


Fig. 1 Model of body with viscoelastic membrane.

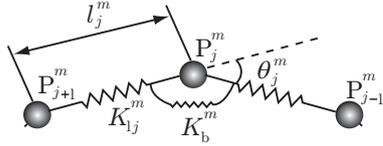


Fig. 2 Spring system with particles.

2. 数値計算法

2.1. 二相系 LBM

以下の物理量は、文献 (3) の代表量を用いて無次元化されたものである。本研究では、血液流れにおける赤血球と血漿の関係に見られるように、固体と流体の密度差が非常に小さい問題を対象とする。そこで、既存の液液二相系 LBM⁽¹⁰⁾ を基にした固体を含む二相流解析のための数値計算法を提案した。格子気体モデルには、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 c_i は、 $c_1 = 0$ 、 $c_i = [\cos(\pi(i-2)/2), \sin(\pi(i-2)/2)]$ ($i = 2, 3, 4, 5$)、 $c_i = \sqrt{2}[\cos(\pi(i-11)/2), \sin(\pi(i-11)/2)]$ ($i = 6, 7, 8, 9$) である。

2.2. 固体のモデル

Fig. 1 に示すように、流体が粘弾性膜によって包み込まれた環状の固体のモデルを考える（以下では、周囲の外部流体を流体相 A、固体内部の流体を流体相 B とする）。固体 m ($= 1, 2, 3, \dots, M_p$) の膜を構成する質点 P_j^m ($j = 1, 2, 3, \dots, N_p$) は、Fig. 2 に示すように隣接する質点とばねで接合されている。ここで、 M_p は固体数、 N_p は質点数をそれぞれ表す。また、隣接する2つのばねの間には曲げ方向のばねを接合した。本モデルでは膜の伸縮と曲げに対する弾性抵抗を考慮した。

各質点にはたらく力は、Tsubota らの方法⁽²⁾ を参考に下記のように求める。Fig. 2 に示すように、隣接する2つの質点 P_j^m と P_{j+1}^m を結ぶばねの長さを l_j^m 、その伸縮方向のばねの弾性係数を K_{lj}^m とし、 P_j^m と接合する伸縮方向の2つのばねが成す角度を θ_j^m 、曲げ方向のばねの弾性係数を K_b^m とすると、膜の伸縮および曲げによって固体 m に蓄えられる弾性エネルギー E^m は次式で与えられる。

$$E^m = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{N_p} K_{lj}^m \left(\frac{l_j^m - l_{j0}^m}{l_{j0}^m} \right)^2 + \frac{1}{2} K_b^m \sum_{j=1}^{N_p} \tan^2 \frac{\theta_j^m}{2} \quad (1)$$

ここで、 l_{j0}^m はばねの自然長である。また、質点は環状に並んでいることから、 $P_{N_p+1}^m = P_1^m$ および $P_{1-1}^m = P_{N_p}^m$ である。 E^m が最小になるように仮想仕事の原理を用いて質点 P_j^m の位置ベクトル r_j^m に関して解くと、質点 P_j^m に作用する弾性力 F_j^m は次式となる。

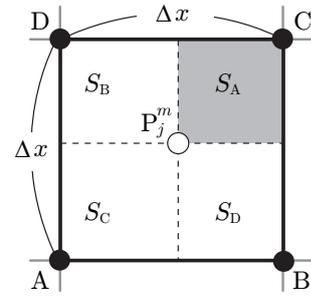


Fig. 3 Particle P_j^m and the surrounding lattice nodes, A, B, C, and D.

$$\mathbf{F}_j^m = - \frac{\partial E^m}{\partial \mathbf{r}_j^m} \quad (2)$$

2.3. 質点の運動

膜を構成する質点は、上記の弾性力とともに流れ場による流体力を受け、LBM における計算格子内をラグランジュ的に移動する。時間刻み Δt の間に移動する質点 P_j^m の位置 $r_j^m(t + \Delta t)$ は次の微分方程式

$$\frac{dr_j^m(t)}{dt} = \mathbf{u}_j^m(t) \quad (3)$$

を4次のRunge-Kutta法を用いて解くことで求めた。ここで、 $\mathbf{u}_j^m(t)$ は質点 P_j^m の速度であり、質点が含まれる正方形格子の頂点である格子点 Ψ (Fig. 3 に示す A, B, C, D) の流速を用いて線形補間で以下の式より求める。

$$\mathbf{u}_j^m(t) = \sum_{\Psi} \omega(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi}) \mathbf{u}(\mathbf{x}_{\Psi}, t) \quad \text{for } \Psi = A, B, C, D \quad (4)$$

ここで、 $\omega(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi})$ は $\sum_{\Psi} \omega(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi}) = 1$ となる重み係数であり、 \mathbf{x}_{Ψ} は格子点 Ψ の位置ベクトルである。 $\omega(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi})$ は、Fig. 3 に示すように、質点 P_j^m を含む正方形格子（格子間隔を Δx とする）の格子点 Ψ に対し、対角反対側に位置する格子点と質点 P_j^m を頂点とする長方形の面積によって決まる（例えば、 $\Psi = A$ に対する重み係数 $\omega(r_j, \mathbf{x}_A)$ は、同図中の灰色部の面積 S_A を正方形格子の面積 $(\Delta x)^2$ で割った値に等しい）。なお、質点の位置は一般に格子点と一致しないため、速度の場合と同様に、質点 P_j^m に作用する弾性力 $\mathbf{F}_j^m(t)$ に重み係数をかけて質点 P_j^m が含まれる正方形格子の4個の格子点に分配する。よって、格子点 Ψ における弾性力 $\mathbf{F}(\mathbf{x}_{\Psi}, t)$ は、周囲の質点に作用する弾性力からの寄与の総和として次式より求める。

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}_{\Psi}, t) = \sum_{m=1}^{M_p} \sum_{j=1}^{N_p} \omega(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi}) \mathbf{F}_j^m(t) \delta(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi}) \quad (5)$$

ここで、 $\delta(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi})$ は格子点 Ψ に寄与する質点 P_j^m を識別する関数であり、本モデルでは、格子点 Ψ を頂点にもつ隣接する4個の正方形格子からなる参照領域内に含まれる質点を考える。つまり、関数 $\delta(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi})$ は次式のように定義した⁽⁷⁾。

$$\delta(r_j^m, \mathbf{x}_{\Psi}) = \begin{cases} 1 & \text{if the particle } P_j^m \text{ is in} \\ & \text{the reference domain,} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (6)$$

2.4. 固体を含む二相系 LBM

以下の物理量における添字 FA, FB, M は、それぞれ流体相 A, 流体相 B, 膜を表すものとする。本計算では複数個の固体を含む流れ場を対象としているので、固体どうしの衝突が考えられる。しかしながら、従来の二相系 LBM⁽¹⁰⁾ では同一の相で表された物体どうしが接近した場合、相の合一が生じてしまうため、Inamuro らのアイデア⁽¹¹⁾ を参考に各固体を識別するための改良を行った。よって本手法では、格子点 x および時刻 t における速度 c_i をもつ仮想粒子の速度分布関数 $f_i(x, t)$ および $g_i(x, t)$ の時間発展は、LBM を拡張させた Lattice Kinetic スキーム⁽³⁾ を用いてそれぞれ次式により計算される。

$$f_i^m(x + c_i \Delta x, t + \Delta t) = f_i^{cm}(x, t) \quad (7)$$

$$g_i(x + c_i \Delta x, t + \Delta t) = g_i^c(x, t) \quad (8)$$

ここで、上付きの添字 m は各固体を識別するためのインデックスであり、 f_i^{cm} および g_i^c は後述の巨視的変数のみで定義される関数である。各相を区別する order parameter ϕ 、圧力 p 、および流体の流速 u は、速度分布関数を用いて次のように定義される。

$$\phi^m = \sum_{i=1}^9 f_i^m, \quad p = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^9 g_i, \quad u = \sum_{i=1}^9 g_i c_i \quad (9)$$

式 (7) 中の関数 f_i^{cm} は、次式で与えられる。

$$f_i^{cm} = H_i \phi^m + F_i \left[p_0(\phi^m) - \kappa_f \phi^m \frac{\partial^2 \phi^m}{\partial x_\alpha^2} \right] + 3E_i \phi^m u_\alpha c_{i\alpha} + E_i \kappa_f G_{\alpha\beta}(\phi^m) c_{i\alpha} c_{i\beta} \quad (10)$$

ここで、 $\alpha, \beta, \gamma = x, y$ (添字 α, β, γ はデカルト座標を表し、総和規約に従う)、 κ_f は界面の厚さを決めるパラメータであり、各係数は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= 4/9, E_2 = E_3 = E_4 = E_5 = 1/9, \\ E_6 &= E_7 = E_8 = E_9 = 1/36, \\ H_1 &= 1, H_2 = H_3 = H_4 = \dots = H_9 = 0, \\ F_1 &= -5/3, F_i = 3E_i \quad (i = 2, 3, 4, \dots, 9) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

また、式 (10) 中の $p_0(\phi^m)$ および $G_{\alpha\beta}(\phi^m)$ はそれぞれ以下の式で与えられる。

$$p_0(\phi^m) = \phi^m T \frac{1}{1 - b\phi^m} - a\phi^{m2} \quad (12)$$

$$G_{\alpha\beta}(\phi^m) = \frac{9}{2} \frac{\partial \phi^m}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \phi^m}{\partial x_\beta} - \frac{9}{4} \frac{\partial \phi^m}{\partial x_\gamma} \frac{\partial \phi^m}{\partial x_\gamma} \delta_{\alpha\beta} \quad (13)$$

ここで、 a, b, T は order parameter ϕ の最大値および最小値を決定するパラメータ、 $\delta_{\alpha\beta}$ はクロネッカーのデルタである。一方、式 (8) 中の g_i^c は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} g_i^c &= E_i \left[3p + 3c_{i\alpha} u_\alpha - \frac{3}{2} u_\alpha u_\alpha + \frac{9}{2} c_{i\alpha} c_{i\beta} u_\alpha u_\beta \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{4} \Delta x \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) c_{i\alpha} c_{i\beta} \right] \\ &\quad + 3E_i c_{i\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial x_\beta} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) \right\} \right] \Delta x \\ &\quad + 3E_i c_{i\alpha} \delta_{\Pi M} F_\alpha + 3E_i c_{i\alpha} (1 - \delta_{\Pi FA}) \sum_{m=1}^{M_p} f_\alpha^m \quad (14) \end{aligned}$$

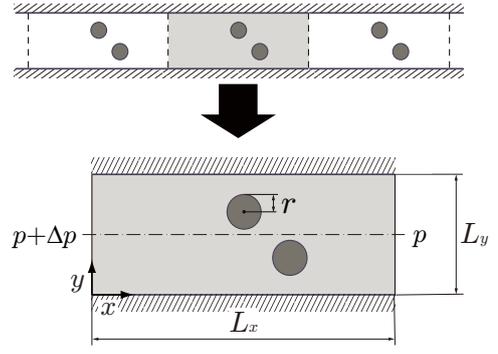


Fig. 4 Computational domain of channel flow problem.

ここで、 $\Pi = FA, FB, M$ である。上式において、 μ は粘性係数、また右辺最後の 2 つの項は、膜にはたらく弾性力 F_α および次節で述べる固体間の相互作用力 f_α^m に関する外力項である。本計算では、弾性力の効果のみを調べるため、界面張力は作用しないと仮定している。式 (10)、(13) および (14) における一階および二階微分は、テーラー級数展開を用いて導かれる以下の二次精度中心差分近似を使用した。

$$\frac{\partial \psi}{\partial x_\alpha} \approx \frac{1}{6\Delta x} \sum_{i=1}^9 c_{i\alpha} \psi(x + c_i \Delta x) \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_\alpha^2} \approx \frac{1}{3(\Delta x)^2} \left[\sum_{i=2}^9 \psi(x + c_i \Delta x) - 8\psi(x) \right] \quad (16)$$

なお、以下では特別なケースとして、流体相 A と流体相 B は同一のニュートン流体であると仮定した。

2.5. 固体間の相互作用を考慮した二相系 LBM

文献 (12) を参考に、固体間には Lennard-Jones potential⁽¹³⁾ に基づく相互作用力を導入した。 M_p 個の固体を含む流れ場において、異なる 2 つの固体 m および n ($m \neq n$) の図心間の距離を $d^{m,n}$ とすると、固体 n から固体 m に作用する力 $f^{m,n}$ は次式で与えられる。

$$f^{m,n} = 4\epsilon \left[12 \frac{\sigma^{12}}{(d^{m,n})^{13}} - 6 \frac{\sigma^6}{(d^{m,n})^7} \right] \frac{d^{m,n}}{d^{m,n}} \quad (17)$$

ここで、 ϵ および σ はフィッティングパラメータ、 $d^{m,n}$ は固体 n の図心から固体 m の図心に向かうベクトルを表す。よって、固体 m が周囲の固体 n から受ける力 f^m は

$$f^m = \sum_{\substack{n=1 \\ (n \neq m)}}^{M_p} f^{m,n} \quad (18)$$

となり、固体 m を表す格子点にこの力を与えた。

3. 計算結果および考察

3.1. 計算条件

平行平板間内を流れる複数個の固体の挙動を調べた。Fig. 4 に示すように、計算領域を $L_x = 640\Delta x$ 、 $L_y = 256\Delta x$ とし、領域内に $N_p = 60$ 個の質点で構成される初期半径 $r = 32\Delta x$ の球形固体を 2 個 ($M_p = 2$) 配置した。入口・出口 ($x = 0, L_x$) には圧力差 Δp を伴う周期境界条件を用い、上下の壁 ($y = L_y, 0$) にはすべりなし境界条件を用いた。つまり、本計算は、

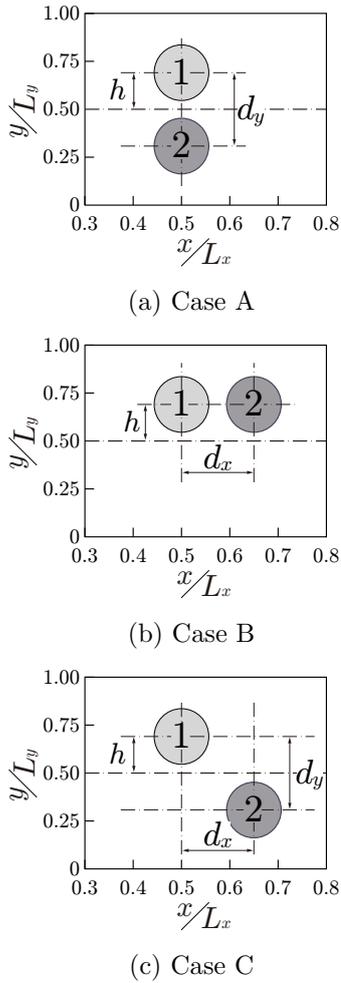


Fig. 5 Initial arrangement of two bodies for three cases. Body 1 is fixed at $(x_{c1}^0/L_x, y_{c1}^0/L_y) = (0.50, 0.69)$. The positions of Body 2 are $(x_{c2}^0/L_x, y_{c2}^0/L_y) = (0.50, 0.31), (0.65, 0.69),$ and $(0.65, 0.31)$ for cases A, B, and C, respectively ($h/L_y = 0.19, d_x/L_x = 0.15, d_y/L_y = 0.38$).

Fig. 4 に示すような平行平板間内を無限に連なる固体の一部を扱ったものに相当する．流体相 A, 流体相 B, 膜 M の粘性係数は, $\mu_{FA} = \mu_{FB} = \mu_M = 0.1\Delta x$ とした．レイノルズ数を $Re = \rho_{FA} u_{\max}^* L_y / \mu_{FA}$ と定義し, $Re = 1.0$ となるように Δp を与えた．ここで, u_{\max}^* は固体を含まないときの最大流速であり, $\rho_{FA} = 1.0$ である．ところで, 赤血球は非常に変形能が高い固体であり, そのような固体は管内を流れる際に容易に変形し軸集中を示す⁽⁹⁾⁽¹²⁾．これに対し, 今回の計算では赤血球に比べ変形能の低い固体の挙動を対象とし, 固体 m の膜のせん断変形および曲げに対する弾性係数はそれぞれ $K_1^m = 1.0 \times 10^{-3}\Delta x, K_2^m = 1.0 \times 10^{-6}/\Delta x$ とした．ここで, $K_1^m = K_{1y}^m / (l_{j0}^m)^2$ である．なお, せん断応力と膜の弾性係数の比を $G = \mu_{FA} u_{\max}^* / K_1^m$ と定義すると, 本計算では $G = 0.04$ となり, これは $Re = 1.0$ の時の血流中の赤血球に比べて約 100 倍硬いケースに相当する⁽¹²⁾．その他のパラメータは文献 (8) と同じ値を用いた．以下では, 各固体に番号 (1, 2) を振り, 固体 m ($= 1, 2$) の図心の座標を (x_{cm}, y_{cm}) とする．

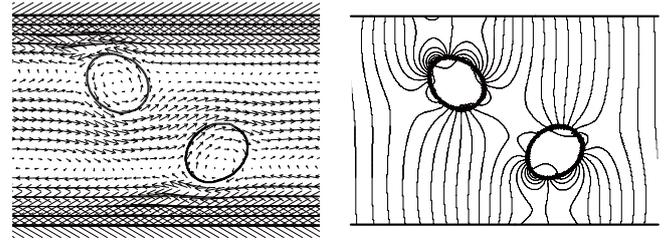


Fig. 6 Calculated velocity vectors and body shapes (left) and pressure fields (right) near the bodies for case C at $Re = 1.0$. The pressure contour interval δp is $\delta p/p_{in} = 1.42 \times 10^{-7}$.

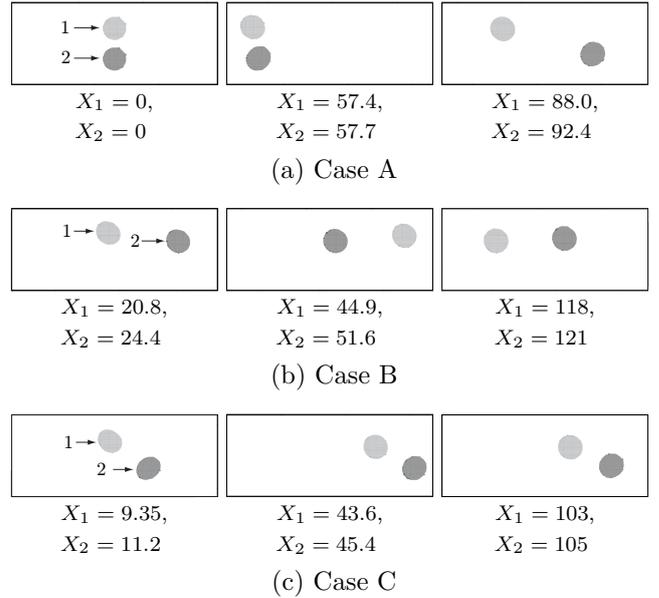


Fig. 7 Motion of two bodies for various initial positions at $Re = 1.0$. $X_1 = (x_{c1} - x_{c1}^0)/2r$ and $X_2 = (x_{c2} - x_{c1}^0)/2r$.

3.2. 2 個の固体が流れ場に与える影響

最初に, 固体間の相互作用力を考慮しない $f^m = 0$ のときの計算を行った．Fig. 5 に示すように, 初期状態において, 固体 1 を $(x_{c1}^0/L_x, y_{c1}^0/L_y) = (0.50, 0.69)$ に配置し, 固体 2 を $(x_{c2}^0/L_x, y_{c2}^0/L_y) = (0.50, 0.31), (0.65, 0.69), (0.65, 0.31)$ の位置に配置した 3 ケース (順に A, B, C とする) に対して計算を行った．ここで, 上付きの添字 0 は初期状態を表す．

計算結果の一例として, ケース C における固体 1, 2 の形状と固体まわりの速度ベクトルならびに固体まわりの圧力分布を Fig. 6 に示す．ここで, 速度ベクトルは固体 1 の図心とともに移動する座標系から見た相対速度を表す．固体 1, 2 はいずれも中心軸方向へ引き伸ばされ, 向きは異なるが同様の形状で流れる様子が見られる．また, 固体 1, 2 のそれぞれの内部には回転流が発生しており, 固体が回転していることがわかる．各固体が回転する要因は, 固体間を流れる流体の速度が壁付近の速度よりも大きくなっていることから, 中心軸付近と壁付近での速度勾配が大きくなるため回転すると考えられる．一方, 圧力分布においては, 固体 1 の上方の圧力が周囲の圧力よりも局所的に大きくなっていることがわかる．この圧力勾配の差によって, 上方から中心軸方向の向き

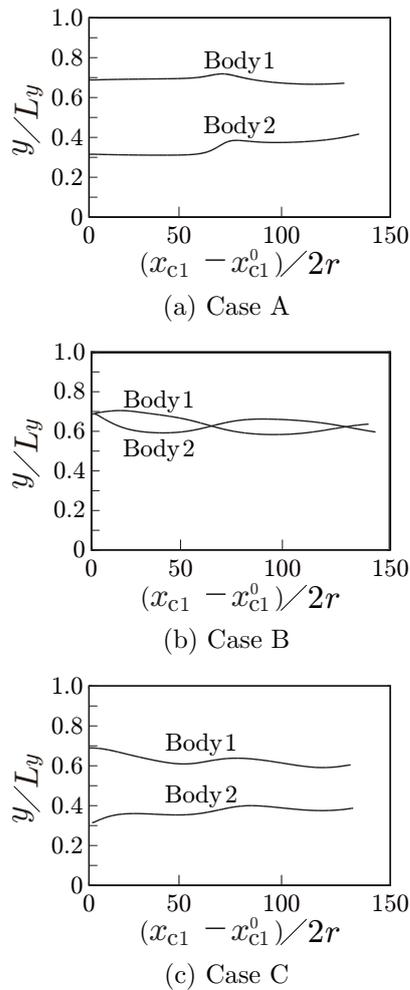


Fig. 8 Trajectories of two bodies for three cases at $Re = 1.0$.

に力がはたらき、固体1が中心軸方向へ移動すると考えられる。固体2においては、固体1とは反対に固体の下方の圧力が周囲に比べ大きくなっているため、固体1と同様に中心軸方向へ移動する。また、固体間の圧力勾配は小さく、ほぼ等圧を示している。上記の結果から、ケースCでは2つの固体は対称的な形に変形し、回転しながら中心軸方向へ移動することがわかった。

各ケースにおける固体の挙動および軌跡をそれぞれ Figs. 7, 8 に示す。ここで、Fig. 7の色を付けた部分は、固体の内部流体と膜を表すことに注意されたい。まずケースAでは、固体1, 2は対称性がくずれることで、固体2が固体1より前方へ移動する様子が見られる。また、Fig. 8(a)より、固体ははじめのうちは初期位置からほぼ平行に移動しているが、その後、固体2が急激に中心軸方向に移動する様子が見られる。さらに、固体間距離 D_c の変化の様子を Fig. 9 に示す。ケースAの結果を見ると、 D_c は初期の段階ではわずかに増加し、 $(x_{c1} - x_{c1}^0)/(2r) = 75$ 付近から急激に増加することがわかる。ここで、 D_c の増加し始めた位置は、固体2が中心軸方向へ大きく移動した位置に相当する。なお、固体2が大きく移動したのは、 D_c が増加したことにより固体1の及ぼす影響が小さくなったため、流速の大きな中心軸方向に移動したことによるものと考えられる。次にケースBでは、Fig. 8(b) から、

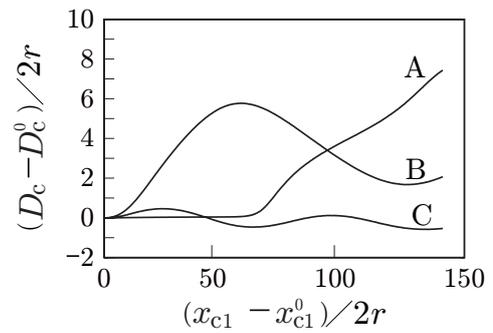


Fig. 9 Distances of two bodies for three cases at $Re = 1.0$.

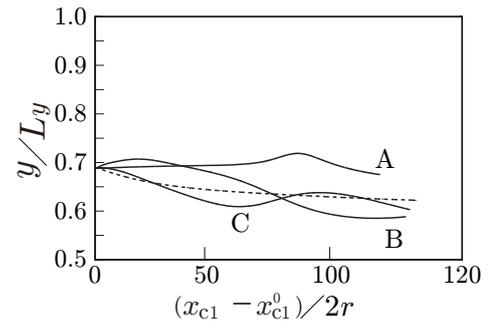


Fig. 10 Trajectories of Body 1 for three cases at $Re = 1.0$. The dashed line indicates trajectory of a single body in the same Poiseuille flow problem.

固体1は初期位置より上昇しながら流動し、しばらくすると徐々に中心軸方向へ移動する様子が見られる。一方、固体2は大きく初期位置から下降しながら移動し、その後固体1, 2は互いに上昇と下降を繰り返すことがわかる。また Fig. 9を見ると、初期の早い段階において、固体2は前方の固体との距離が大きいためその後流の影響を受けにくく、固体1に比べて移動速度が大きくなり、 D_c は大きく増加していることがわかる。これらの結果から、固体は、流れ方向前方に他の別の固体がある場合、その別の固体が障害となることで固体の存在しない中心軸方向へ移動しやすくなり、そのため移動速度が大きくなることから、物体間に速度差が生じる。これが要因で、2つの物体は追いついたり離れたりする現象を繰り返すのではないかと考えられる。最後にケースCでは、Fig. 7(c)より、固体1, 2は対称的な形に変形しながら中心軸方向へ徐々に流動している様子が見られる。また、Fig. 8(c)において、固体1, 2は上下に振動しながら流動する様子が見られた。特にケースCの D_c は、Fig. 9から、他のケースに比べて短い周期で変動していることがわかる。 D_c が小さくなると、固体どうしは流れ場を介して影響を及ぼしあい、その結果 D_c が大きくなる挙動を示す。逆に D_c がある程度大きくなると、もう一方の固体による影響が小さくなるため固体は中心軸方向へ移動し移動速度が大きくなることから、 D_c は小さくなると考えられる。

ケースA, B, Cにおける固体1の挙動を Fig. 10 に示す。図には比較のために、単一固体 ($M_p = 1$) の軌跡も併記する。ケースAでは初期位置とほぼ同じ高さで固体1が移動して

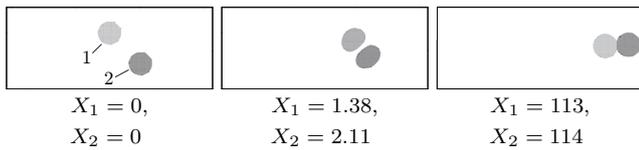


Fig. 11 Motion of two bodies with interaction between them at $Re = 1.0$. The parameters for the Lennard-Jones potential are $\varepsilon = 1 \times 10^{-4}$ and $\sigma = 64\Delta x$.

いるのに対し、ケース C と単一固体のケースでは、初期位置から中心軸方向に移動する様子が見られる。ケース B の場合、他のケースとは異なり初期位置から中心軸方向とは反対に上昇する結果が得られた。これらの違いは、 D_c と固体 2 の位置が影響していると考えられる。 D_c が小さく、中心軸を挟んで 2 個の固体が配置されたケース A のような場合、固体近傍の速度勾配が小さくなることで固体は変形しにくくなり、剛体のように中心軸から遠ざかる挙動を示した。一方、ケース C のように D_c が大きい場合、固体の上下に速度勾配が発生することで、固体は中心軸方向へ変形を伴いながら移動する。また、2 個の固体が流れ方向に並んで配置されたケース B のような場合も同様に、固体は変形を伴いながら中心軸方向へ移動する挙動を示した。

3.3. 相互作用を考慮した 2 個の固体の挙動

次に、3.2 節におけるケース C に対し、固体間の相互作用を導入した場合（これをケース D とする）の計算を実行し、比較・検討を行った。相互作用として導入した Lennard-Jones potential のフィッティングパラメータは、一例として $\varepsilon = 1 \times 10^{-4}$ 、 $\sigma = 64\Delta x$ とした。ケース D における固体 1、2 の挙動ならびに両ケース C、D の軌跡をそれぞれ Figs. 11, 12 に示す。ケース C はゆるやかに中心軸へ流れるのに対し、相互作用がはたらくケース D は、最初に大きな引力を受けて 2 個の固体が急接近し、その後は固体どうしが接した状態で流動する様子が見られる。なお、接した状態での固体間の距離は $D_c = 71.8\Delta x$ であり、この距離は $\sigma = 64\Delta x$ における相互作用力が最も小さくなる固体間の距離 ($\sim 71.84\Delta x$) とほぼ等しい。したがって、本計算結果から、固体どうしは離れることも凝集しすぎることなく、最も相互作用力が小さくなる距離を維持したまま流動することがわかった。以上の結果から、相互作用力を考慮しないケースに比べ、相互作用力を考慮することで固体の挙動は、特に計算初期において大きく変化することがわかった。なお、フィッティングパラメータ ε および σ の値が固体の挙動に与える影響については、今後検討が必要である。

4. おわりに

格子ボルツマン法を用いて、平行平板間内における複数個の固体を含む流れ場の数値シミュレーションを行った。固体間の相互作用力を考慮しないケースでも、固体の後流や速度勾配などによる流れの影響を大きく受け、単一固体の挙動とは異なる結果が得られた。一方、固体間の相互作用力を考慮したケースでは、引力によって固体どうしが接近し、各固体

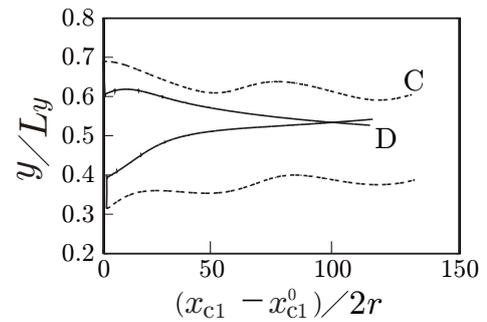


Fig. 12 Trajectories of two bodies for cases C and D at $Re = 1.0$.

は相互作用力が最小となる固体間距離を維持しながら一体となったままの状態では、中心軸方向に移動して流れる結果が得られた。なお、固体の変形能の違いによる挙動の差異ならびに本手法の 3 次元への拡張については、今後の課題である。

謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金（若手研究 (B) 課題番号 21760123）、および信州大学サテライト・ベンチャー・ビジネス・ラボラトリー（信州大学 SVBL）の支援を受けて実施したものである。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- (1) 和田成生, 小林亮: 膨潤赤血球の体積減少に伴う形状変化の数値シミュレーション, 日本機械学会論文集 A 編, **69** (2003), pp. 14–21.
- (2) K. Tsubota, S. Wada and T. Yamaguchi: Particle Method for Computer Simulation of Red Blood Cell Motion in Blood Flow, *Comput. Methods Programs Biomed.*, **83** (2006), pp. 139–146.
- (3) T. Inamuro: Lattice Boltzmann Methods for Viscous Fluid Flows and for Two-Phase Fluid Flows, *Fluid Dyn. Res.*, **38** (2006), pp. 641–659.
- (4) J. Zhang, P.C. Johnson and A.S. Popel: Red Blood Cell Aggregation and Dissociation in Shear Flows Simulated by Lattice Boltzmann Method, *J. Biomech.*, **41** (2008), pp. 47–55.
- (5) C.S. Peskin: Flow Patterns around Heart Valves: A Numerical Method, *J. Comput. Phys.*, **10** (1972), pp. 252–271.
- (6) Y. Liu, L. Zhang, X. Wang and W.K. Liu: Coupling of Navier-Stokes Equations with Protein Molecular Dynamics and Its Application to Hemodynamics, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, **46** (2004), pp. 1237–1252.
- (7) M.M. Dupin, I. Halliday, C.M. Care and L.L. Munn: Lattice Boltzmann Modelling of Blood Cell Dynamics, *Int. J. Comput. Fluid Dyn.*, **22** (2008), pp. 481–492.
- (8) 村山寿郎, 吉野正人, 平田哲夫: 格子ボルツマン法による単一粘弾性皮膜固体のせん断流れ場における挙動解析, *混相流研究の進展*, **4** (2009), pp. 9–17.
- (9) M. Yoshino and T. Murayama: A Lattice Boltzmann Method for a Two-Phase Flow Containing Solid Bodies with Viscoelastic Membranes, *Eur. Phys. J. Special Topics*, **171** (2009), pp. 151–157.
- (10) T. Inamuro, R. Tomita and F. Ogino: Lattice Boltzmann Simulations of Drop Deformation and Breakup in Shear Flows, *Int. J. Mod. Phys. B*, **17** (2003), pp. 21–26.
- (11) T. Inamuro and T. Ii: Lattice Boltzmann Simulation of the Dispersion of Aggregated Particles under Shear Flows, *Math. Comput. Simul.*, **72** (2006), pp. 141–146.
- (12) 菅原基晃, 前田信治: 血液のレオロジーと血流, (2004), コロナ社, 東京.
- (13) C. Kittel: Introduction to Solid State Physics 8th ed, (2005), John Wiley & Sons, Inc., New York.