JAIST Repository
https://dspace.jaist.ac.jp/

| | |
|---|---|
| Title | MPS法を用いた赤血球周りの流れに関する研究 |
| Author(s) | 足立，伸之 |
| Citation | |
| Issue Date | 2005-03 |
| Type | Thesis or Dissertation |
| Text version | author |
| URL | http://hdl.handle.net/10119/1904 |
| Rights | |
| Description | Supervisor:松澤　照男，情報科学研究科，修士 |

JAIST
JAPAN
ADVANCED INSTITUTE OF
SCIENCE AND TECHNOLOGY

Japan Advanced Institute of Science and Technology

修 士 論 文

# MPS法を用いた赤血球周りの流れに関する研究

北陸先端科学技術大学院大学
情報科学研究科情報システム学専攻

足立 伸之

2005年3月

修 士 論 文

# MPS法を用いた赤血球周りの流れに関する研究

指導教官　松澤照男 教授

審査委員主査　松澤 照男 教授
審査委員　井口 寧 助教授
審査委員　堀口 進 教授

北陸先端科学技術大学院大学
情報科学研究科情報システム学専攻

310004 足立 伸之

提出年月: 2005年2月

Copyright © 2005 by Adachi Nobuyuki

## 概 要

本研究では，大きな変形能を持つ赤血球粒子の解析を行うため，MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法を弾性体モデルに対して適用する方法を考えた．また，その手法を用いて赤血球弾性変形及び赤血球回りの流れを検証した．また，結果を坂東らによる解析結果と比較する事により，本手法の正当性を検証した．

# 目 次

**第 1 章　はじめに** **1**
1.1　本研究の背景 . . . . . 1
1.2　本研究の目的 . . . . . 2

**第 2 章　MPS(Moving Particle Semi-implicit) 法** **3**
2.1　概要 . . . . . 3
2.2　支配方程式 . . . . . 3
2.3　粒子間相互作用モデル . . . . . 4
2.3.1　重み関数 . . . . . 4
2.3.2　粒子数密度 . . . . . 5
2.3.3　勾配モデル . . . . . 6
2.3.4　拡散モデル . . . . . 8
2.3.5　外力項 . . . . . 8
2.3.6　圧力ポアソン方程式 . . . . . 10
2.4　計算アルゴリズム . . . . . 11
2.5　フローチャート . . . . . 12

**第 3 章　赤血球弾性変形** **14**
3.1　概要 . . . . . 14
3.2　先行研究 . . . . . 14
3.2.1　Goldsmith による観察 . . . . . 14
3.2.2　SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) 法 . . . . . 14
3.2.3　Immersed Boundary Method . . . . . 16

**第 4 章　数値解析** **18**
4.1　計算領域 . . . . . 18

**第 5 章　計算結果** **23**
5.1　赤血球粒子の変形 . . . . . 23
5.1.1　計算形状 1 . . . . . 23
5.1.2　計算形状 2 . . . . . 29

5.1.3　考察 . . . . . 35

**第 6 章　まとめ** **36**

6.1　赤血球回りの流れ . . . . . 36

6.2　今後の課題 . . . . . 36

**謝辞** **37**

**本研究に関する発表論文** **40**

# 第1章　はじめに

流体の運動は，質量の保存を表す連続の式，運動量保存を表すナビエ・ストークス方程式等の偏微分方程式で表される．これらの偏微分方程式に対し，従来の有限要素法等の解析手法では，支配方程式を格子を用いて離散化する事により計算を行ってきた．

一方，格子を用いない計算手法も存在する．代表的な手法が粒子法である．MPS(Moving Particle Semi-implicit)法は，1997年に東京大学の越塚誠一らにより非圧縮性流体解析手法として開発された粒子法の一つである [1][2][3]．MPS法では，空間を構成する流体を，粒子の集まりのみで表現する．格子を用いないため，従来手法の特に三次元複雑形状において問題となっていた格子生成に要する手間が不要となった．また，この利点により従来手法では格子が破綻して計算が行えなかった様な流体の界面が大変形を行う様な計算モデルにおいても計算が可能となった．その一方，支配方程式を格子で離散化する代わりに，新たな支配方程式の離散化手法を用いる必要がある．MPS法では，新たに導入する離散化手法として，粒子間相互作用モデルを導入している．

## 1.1　本研究の背景

流体解析手法をその解析の仕方により大別した場合，計算領域に対し格子を用いる手法と格子を用いない手法とに分ける事が出来る．前者の手法としては有限要素法・有限体積法等が知られており，後者の手法としては粒子法が知られている．どちらの手法でも連続の式やナビエ・ストークス方程式等の支配方程式を離散化して計算を行う必要であるが，格子を用いた手法では支配方程式を格子を用いて差分化する事により計算を行う．この手法では，複雑な格子の生成に対する計算コストが増大するという欠点がある．一方，格子を用いない粒子法では，格子を生成せず，支配方程式のそれぞれの項に対し離散化を行う新たなモデルとして粒子間相互作用モデルを導入し離散化を行う．この手法では，格子生成に対するコストが無いという利点があり，また格子を用いた場合に特有の界面が大変形し，格子が破綻する形状にも対応が可能であるという利点を持つ．

本研究で用いたMPS法は粒子法の代表的な手法であり，様々な計算対象に対し検討が行われてきた．先行研究では水柱の崩壊やジェットの潜り込み [4] といった自由液面問題の解析や薄肉構造体と流体の大変形に関する解析といった流体と構造物の相互作用に関する解析等が行われている．

## 1.2 本研究の目的

本研究では，MPS 法が界面の大変形に適した解析手法であることを用い，赤血球周りの流れの解析，特に赤血球弾性変形に関する解析及び解析のための計算手法の改良を行う事を目的とした．また，それらの計算手法を他手法における赤血球弾性変形と比較する事により，本手法の正当性の検証を行った．また，これらにより構成した微細血管内を流れる赤血球粒子の挙動を検証した．

# 第2章　MPS(Moving Particle Semi-implicit)法

## 2.1　概要

MPS 法は，構成する全ての要素を粒子の集まりとして取り扱う粒子法の一つである．流体解析においては連続の式及びナビエ・ストークス方程式などの支配方程式の離散化が必要となるが，MPS 法では，これら支配方程式と同等の粒子間相互作用モデルを新たに与え，支配方程式と置き換えて計算を行う．ここでは，支配方程式であるナビエ・ストークス方程式における各項の離散化に用いた粒子間相互作用モデル及びその計算に用いる重み関数・粒子数密度に関する解説を行う．

## 2.2　支配方程式

まず，非圧縮性流体解析における質量保存則は (2.1) 式・ナビエ・ストークス方程式をラグランジュ的記述に従うと (2.2) 式のように表される．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial \vec{u}\left(\vec{r}\right)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu \nabla^2 u + F \tag{2.2}$$

ここで，$u$ は流速，$P$ は圧力，$\rho$ は流体の密度，$\nu$ は動粘性係数，$F$ は外力である．また，ナビエ・ストークス方程式右辺第一項は圧力項，第二項は粘性項，第三項は外力項を表す．MPS 法は完全ラグランジュ手法であり，移流項の計算を粒子の移動により直接計算することが可能である．

## 2.3 粒子間相互作用モデル

MPS 法では，先のナビエ・ストークス方程式におけるそれぞれの項の離散化手法として，粒子間相互作用モデルを与える．粒子間相互作用モデルにおいては，支配方程式における圧力項については勾配モデル・粘性項についてはラプラシアンモデルで置き換える．これにより，粒子間の相互作用を陽的に計算する．また，ある粒子間の相互作用について，作用する範囲を決定するパラメータとして重み関数を用い，密度一定の非圧縮条件を満たすためのパラメータとして粒子数密度を用いる．以下で，これらのパラメータ及びモデルについて詳細を解説する．

### 2.3.1 重み関数

MPS 法では，流体を構成するものが全て粒子で表される．このため，あるステップにおける粒子間の計算を行う処理範囲を決定させるためのパラメータが必要となる．このパラメータとして，MPS 法では重み関数を導入している．重み関数は (2.3) 式のようになり，その取り得る値の範囲は図 2.1 の様になる．この図から分かる通り，特定の粒子間距離以上では重み関数は 0 となるため，計算を行わない．これにより，計算量の増大を防ぎ，計算を安定させる．

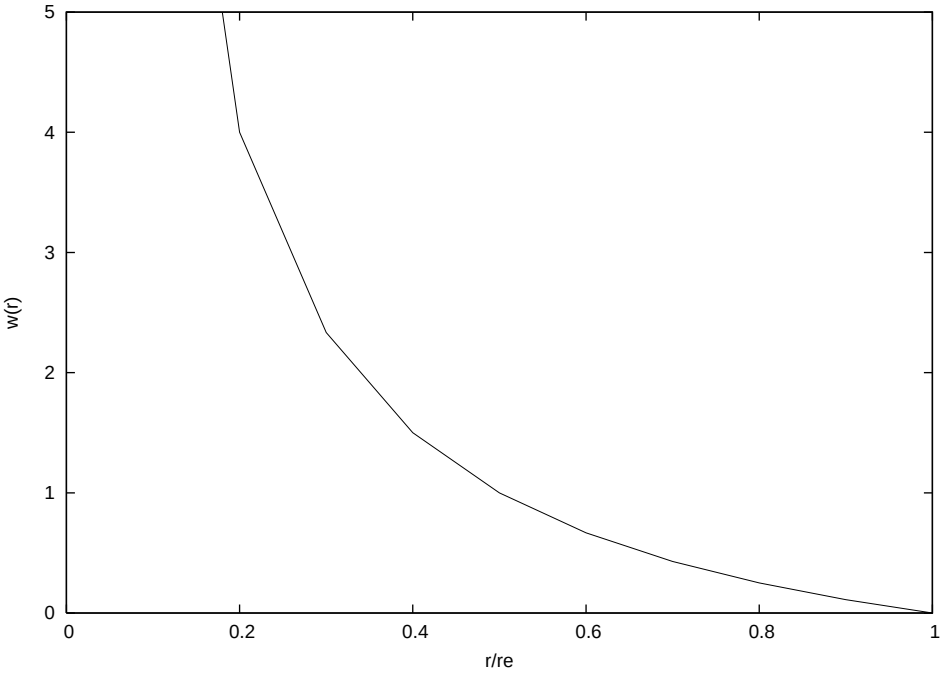


図 2.1: 重み関数の取る値

$$w(r) = \begin{cases} \dfrac{r_e}{r} - 1 & 0 \leq r < r_e \\ 0 & r_e \leq r \end{cases} \tag{2.3}$$

ここで，$r$ は 2 点の粒子間距離，$r_e$ は相互作用の及ぶ半径となる．重み関数の模式的な関係を図 2.2 に図示する．

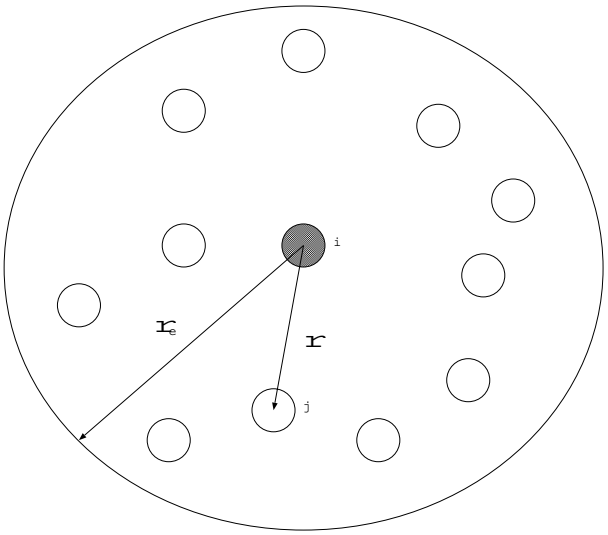


図 2.2: 重み関数と粒子間の関係

### 2.3.2 粒子数密度

本研究で用いた MPS 法は非圧縮性流れの計算を行う計算手法である．非圧縮性流れにおいては密度一定の条件で計算を行う必要があり，MPS 法では密度一定の条件を保つためのパラメータとして (2.4) 式の様に粒子数密度を定義する．

$$n_i = \sum_{j \neq i} w(|r_j - r_i|) \tag{2.4}$$

この式は，求める粒子 $i$ の近傍の粒子 $j$ について，重み関数の和を取ったものであり，$j \neq i$ は $i$ 自身の重み関数の値が無限大となるために入れた条件である．

一般的に，空間 $V$ において，質量 $m$ の粒子が $N$ 個入っていた場合，その密度 $\rho$ は，(2.5) 式のようになる．

$$\rho = \frac{mN}{V} \tag{2.5}$$

先ほど与えた粒子数密度の定義より，$N$ を粒子数密度・$V$ を重み関数の積分で近似する事が出来るので，

$$\frac{N}{V} \cong \frac{\langle n \rangle}{\int w dv} \tag{2.6}$$

と変形できる．これより，密度は，

$$\rho \equiv \frac{m\langle n \rangle}{\int w dv} \tag{2.7}$$

と表せる．重み関数の幅 $r_e$ が一定であれば，分母の積分も一定となる．従って，この式より，密度は粒子数密度に比例すると言える．非圧縮条件においては，密度一定の条件が課されるので，粒子数密度も一定である必要がある．そこで，一定の粒子数密度を $n^0$ として与える．

### 2.3.3 勾配モデル

支配方程式の右辺第 1 項である圧力項 $-\frac{1}{\rho}\nabla P(\vec{r})$ を離散化するため，MPS 法では勾配モデルを新たに定義する．勾配モデルは以下の様にして求める．

- ある粒子 $i$ とその近傍粒子 $j$ の粒子間において，勾配ベクトルを $\frac{(P_j - P_i)(\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2}$ と置く
- 勾配ベクトルを重み関数 $w$ を用いて平均化
- 平均化した勾配ベクトルの規格化のため，$\frac{1}{n^0}$ を掛ける

この計算により，勾配モデルは

$$\langle \nabla P \rangle = -\frac{d}{\rho n^0}\left[\sum_{j \neq i} \frac{P_j - P_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2}\left(\vec{r}_j - \vec{r}_i\right) w\left(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|\right)\right] \tag{2.8}$$

のようになる．ここで，$d$ は計算を行う次元数である．二次元で計算を行う場合，$P_i$ と $P_j$ からつくる勾配ベクトルには，粒子間を結んだベクトルとの垂直方向の情報が欠落しており，勾配ベクトルの大きさは $\frac{1}{2}$ の大きさになってしまう．そこで，これを補正するため，式 (2.8) に対し $d$ を掛ける必要がある．従って，本研究では $d = 2$ と置く．勾配モデルの概念図を図 2.3 に示す．

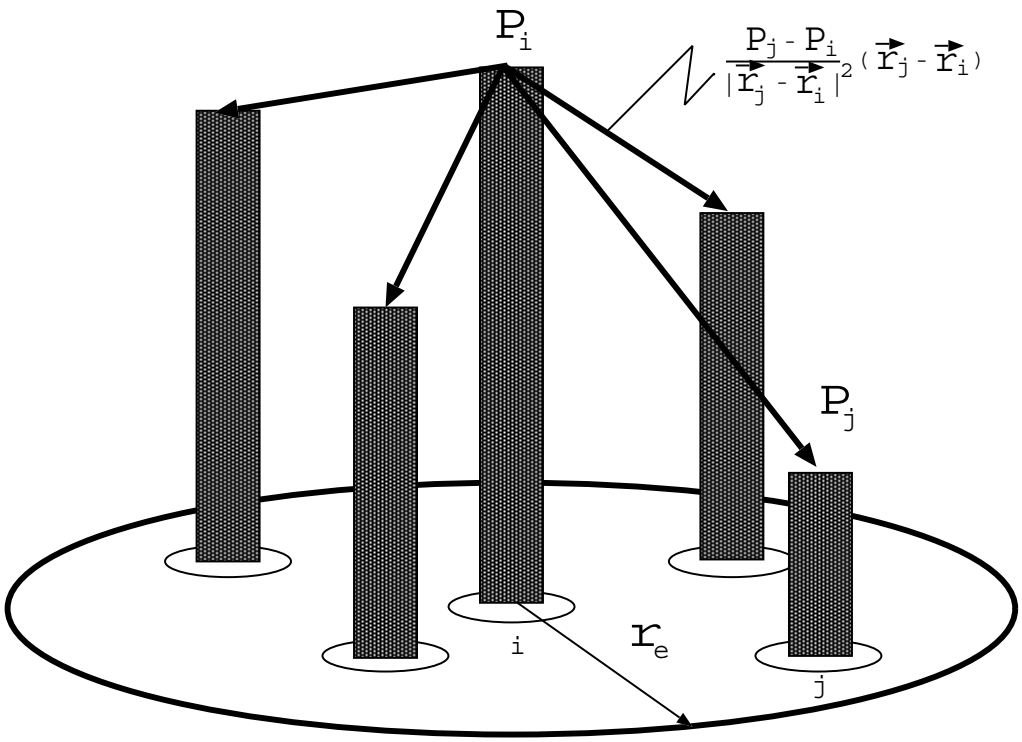


図 2.3: 勾配モデルの概念図

### 2.3.4 拡散モデル

支配方程式の右辺第 2 項である粘性項の離散化については，ラプラシアンモデルを導入する．
ラプラシアンは，物理的には拡散を表すので，非定常拡散のモデルとしては，ある粒子 $i$ が持つ変数の一部を周囲の粒子へ重み関数に従い分配すると考える．よって以下の様にして求める．

- ある粒子 $i$ と $j$ における流速 $u_i$，$u_j$ と与える
- 重み関数を用いて平均化を行う
- 規格化のため $\frac{1}{n^0}$ を掛ける
- 変数分布の分散を解析解と一致させるための係数 $\lambda$ を掛ける

ここで $\lambda$ は，

$$\lambda = \frac{\int_V w\left(r\right) r^2 dv}{\int_V w\left(r\right) dv} \tag{2.9}$$

と与える．また，これにより，ラプラシアンモデルは

$$\left\langle \nabla^2 u \right\rangle = \frac{2d}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} \left[ \left(u_j - u_i\right) w\left(\left|\vec{r}_j - \vec{r}_i\right|\right) \right] \tag{2.10}$$

となる．ラプラシアンモデルの概念図を図 2.4 に示す．

### 2.3.5 外力項

外力項 $\vec{F}$ については，次式で与えられる．

$$F = F_g + F_{sv} \tag{2.11}$$

ここで，$F_g$ は重力であり，$F_{sv}$ は表面張力である．

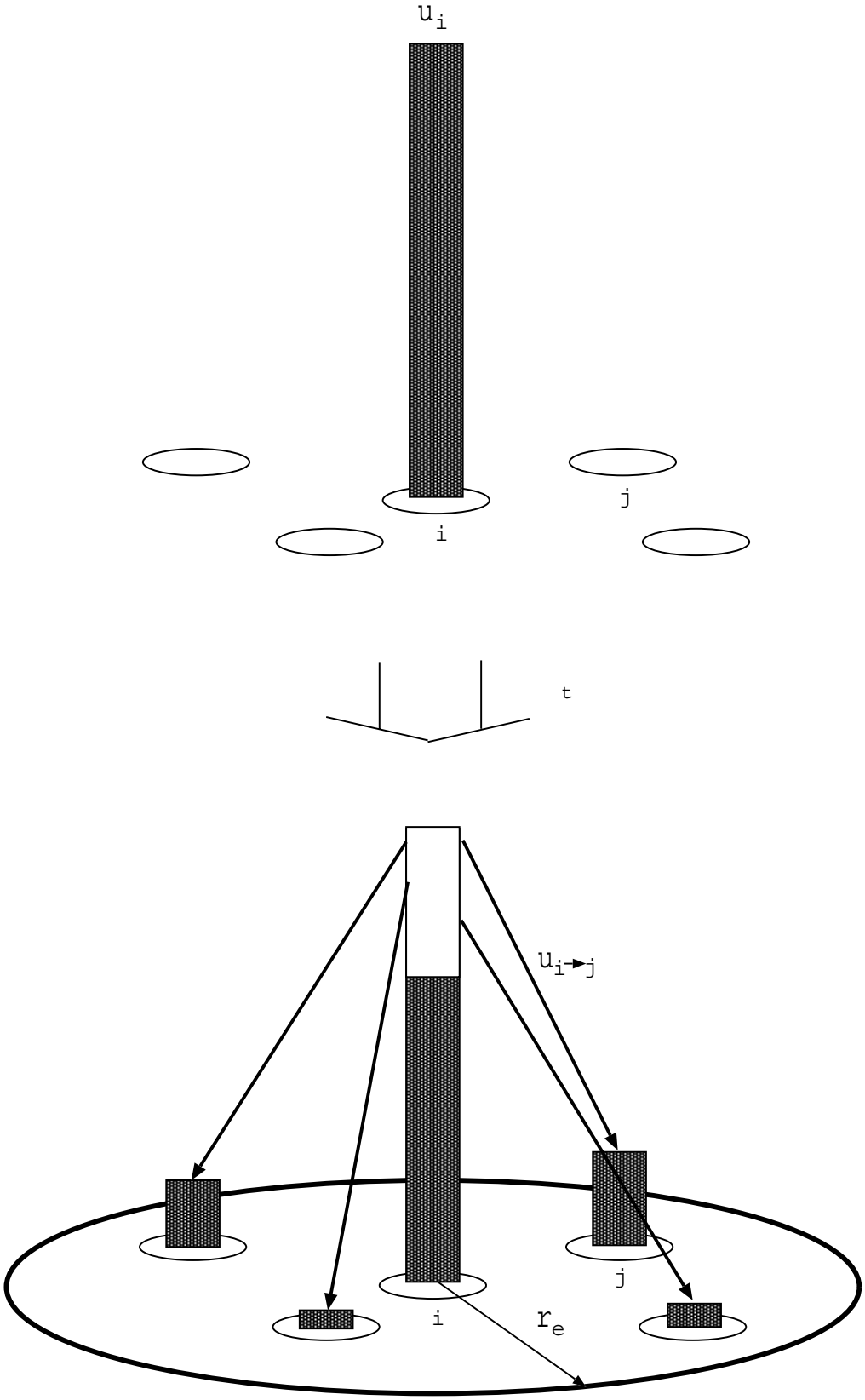


図 2.4: ラプラシアンモデルの概念図

### 2.3.6 圧力ポアソン方程式

MPS 法の非圧縮流れの計算アルゴリズムでは，各タイムステップを陽的な計算である第 1 段階と，陰的な計算である第 2 段階に分けて考える．第 1 段階では，勾配モデル・ラプラシアンモデルを用いて圧力項と粘性項を離散化し，中間流速・中間圧力・仮の粒子移動位置を得た．第 1 段階における陽的な計算は支配方程式の一部を計算したものであるため，物理法則を満たした計算になっていない．そのため，陽的な計算のみを繰り返すと，流体の振る舞いが不安定になってしまう．そこで，第 2 段階では，得られたパラメータを用いて圧力のポアソン方程式を解き，流速の修正を行う．以下では，第 2 段階における圧力ポアソン方程式の導出について解説を行う．

ある時刻 $n$ の時では，時刻 $n$ における粒子の座標を $\vec{r}_i$，粒子の速度を $\vec{u}_i$，粒子の圧力を $P_i$ とする．陽的な計算では，ナビエ・ストークス方程式の圧力項を勾配モデル (2.8) 式より，粘性項をラプラシアンモデル (2.10) 式より，計算した．また，外力項を (2.11) 式から得た．しかし，陽的な計算では物理法則を厳密に満たした結果は得られない．そこで，陰的な陰的な計算では，陽的な圧力ポアソン方程式を用いて次ステップの流速・圧力値を計算する．
陽的な計算で得た仮の流速 $\vec{u}_i^*$ を用い，この流速で粒子を移動させる．更に，仮の移動後の座標 $\vec{r}_i^*$ とする．即ち，

$$u^* = u^n + \Delta t \left[ \nu \nabla^2 u^n + f^n \right] \tag{2.12}$$

$$\vec{r}_i^* = \vec{r}_i^n + \Delta t \vec{r}_i^* \tag{2.13}$$

となる．この時点で，求めた粒子数密度 $n_i^*$ は，粒子数密度一定として与えた初期粒子数密度 $n^0$ とは異なっていると考えられるので，これを修正し初期粒子数密度と一致させる必要がある．そこで，次式により粒子数密度を修正する．

$$n_i^* + n_i' = n^0 \tag{2.14}$$

この式より，粒子数密度の修正値 $n_i'$ が得られる．速度の修正値 $u'$ に関しては，支配方程式 (2.1) より，

$$u' = -\frac{\Delta t}{\rho} \nabla P^{n+1} \tag{2.15}$$

で与えられる．また，質量保存則より，

$$\frac{n'}{n^0 \Delta t} + \nabla u' = 0 \tag{2.16}$$

が得られる．これを用いると，

$$\frac{n^0 - n^*}{n^0} \frac{1}{\delta t} + \nabla u' = 0 \tag{2.17}$$

となり，更に (2.17) 式の発散を取ると

$$\nabla u' = -\frac{\Delta t}{\rho}\nabla^2 P^{n+1} \tag{2.18}$$

となる．ここで (2.14) 式を (2.16) 式に代入すると，圧力ポアソン方程式

$$\nabla^2 P^{n+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2}\frac{n_i^* - n^0}{n^0} \tag{2.19}$$

が得られる．(2.19) 式左辺の圧力のラプラシアンは MPS 法のラプラシアンモデル (2.10) 式によって連立 1 次方程式に離散化出来る．これより得られた圧力場をナビエ・ストークス方程式の圧力項に代入すれば，修正した流速 $u'$ が得られる．

## 2.4 計算アルゴリズム

MPS 法における非圧縮性流れの計算アルゴリズムをまとめると，以下のように与えられる．

1. ある時刻 n における粒子の座標，速度，圧力の決定

2. ナビエ・ストークス方程式の粘性項及び外力項の計算

3. 粒子の移動より，移流項を計算

4. 中間流速・粒子位置・粒子数密度を計算

5. 4 より圧力ポアソン方程式を計算

6. 5 により中間流速・粒子位置・粒子数密度を修正

7. 6 より次ステップの速度・粒子位置を計算

8. n=n+1 にタイムステップを進め，(1) に戻り計算の繰り返し

圧力ポアソン方程式を解くと，次ステップ $n+1$ における流速及び粒子位置が求められ，

$$\vec{u}_i^{n+1} = \vec{u}_i^* + \vec{u}_i' \tag{2.20}$$

$$\vec{r}_i^{n+1} = \vec{r}_i^{*} + \Delta t \vec{r}_i^{\prime} \tag{2.21}$$

と得られる．この計算により，$n$ におけるタイムステップの計算が終了する．

## 2.5 フローチャート

MPS 法のフローチャートは図 2.5 の様にして与えられる．非定常計算の各タイムステップをそれぞれ陽的なステップと陰的なステップに分けられ，陽的なステップにおいて中間流速及び中間圧力を求め，陰的なステップにおける圧力のポアソン方程式により修正した次ステップの流速及び圧力を求める．

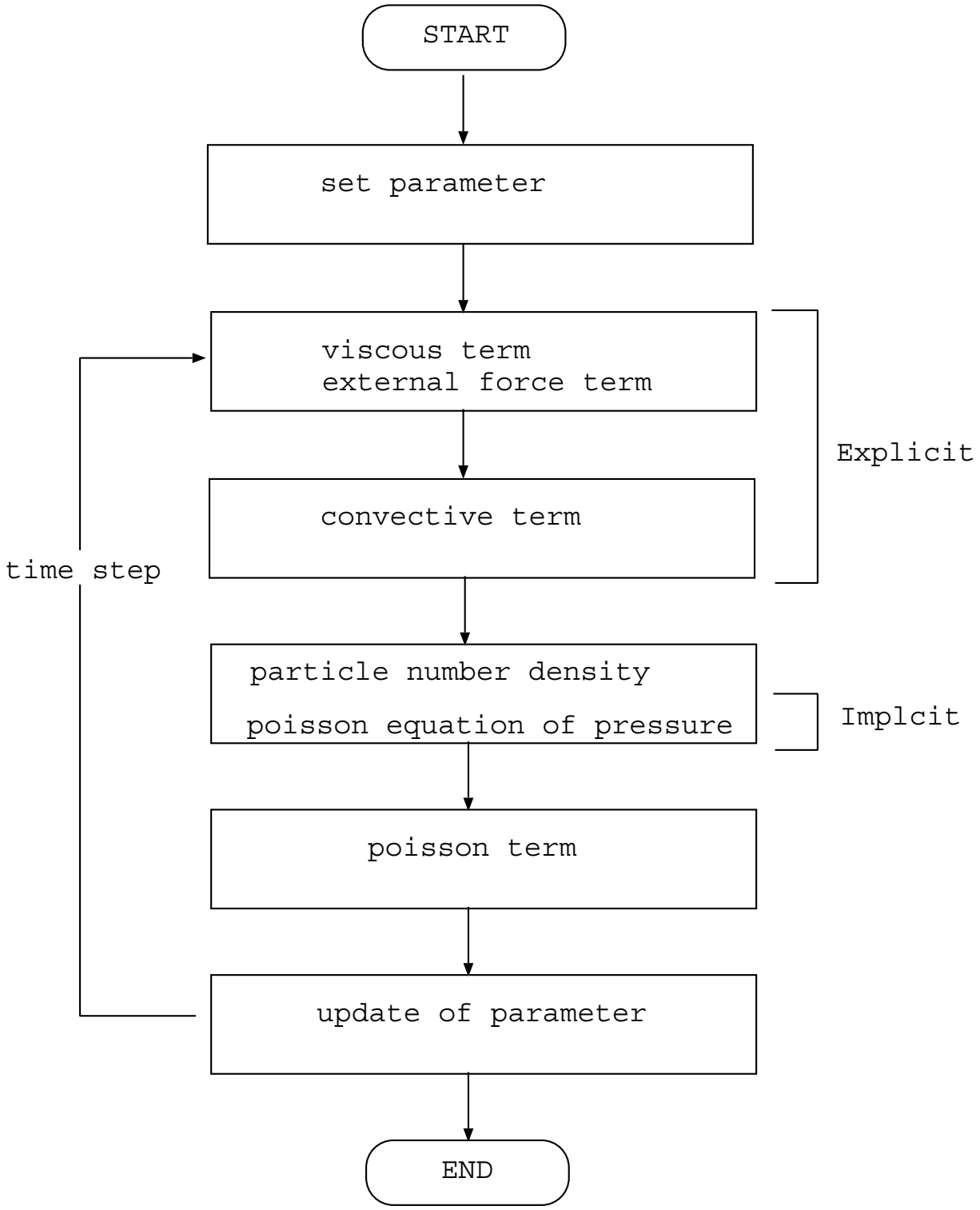


図 2.5: MPS 法のフローチャート

# 第3章　赤血球弾性変形

## 3.1　概要

赤血球は，両凹円盤形状で直径約 $8\mu m$，厚さ約 $2\mu m$ であり，非常に大きな変形能を持つ。その特徴により自身よりも小さな血管内を容易に通過する事が出来る．マクロスケールでは，これらは周囲の流動構造に影響されると考えられ，実験的な観察及び数値流体的な解析が数多く行われている．

今日，赤血球周りの変形と流動に関しては，浸透圧による変形・タンクレッド運動・微小血管内での運動などが解析及び観察されている [5][6][7][8]．特に，微小血管内における赤血球の変形については，管内を流れる赤血球の上部及び下部が折れ曲がる様に変形するパラシュート型の変形と，管内を流動抵抗が小さくなる形で変形移動を行うジッパー型の変形を行う事が知られている．主要な変形形状であるパラシュート型及びジッパー型について，図 3.1 及び図 3.2 に示す．

## 3.2　先行研究

赤血球弾性変形に関する代表的な研究としては，Harry L Goldsmith による微細流れに関する顕微鏡撮影 [9]・高野らによる SPH 法を用いた血流の解析 [10] 及び Goldsmith の観察との比較・坂東らによる Immersed Boundary Method を用いた微細血管内における赤血球の弾性変形に関する研究等が知られている．

### 3.2.1　Goldsmith による観察

Goldsmith による観察では，ポアズイユ流が与えられている円管内を流れる赤血球伸縮及び回転運動を，顕微鏡撮影により観察した．これにより，管内における赤血球が上端・下端において伸縮を行っている事が観察された．また，同時に赤血球自身が回転を行いながら中心軸方向へ移動する軸移動現象を示している事も確認された [11]．

### 3.2.2　SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) 法

SPH 法は，粒子法の一つであり，圧縮性流れの数値解析手法として用いられてきた [12]．

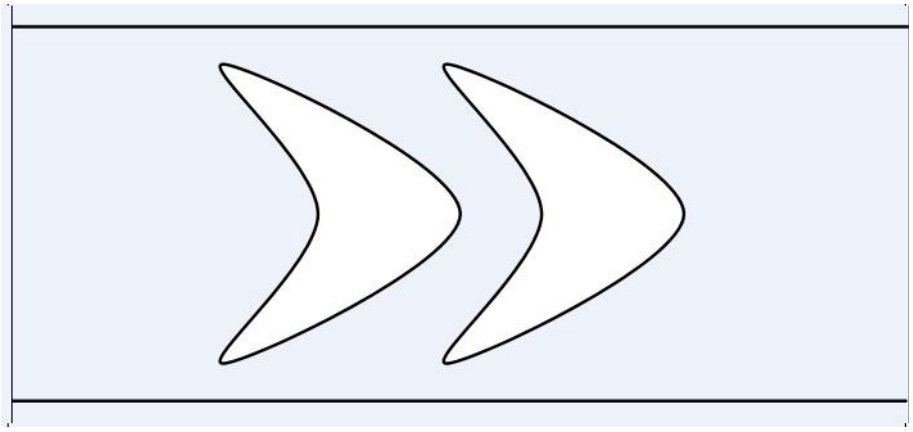

図 3.1: パラシュート型

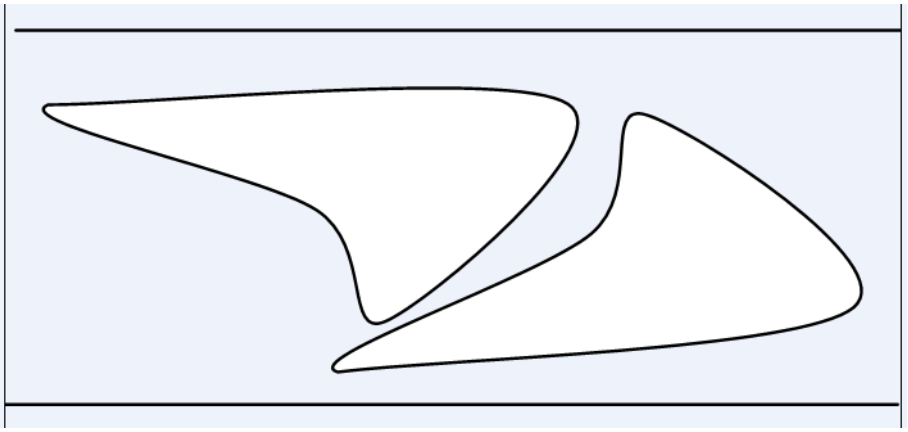

図 3.2: ジッパー型

高野らは，粒子法の一つであるSPH法を用い，血流のミクロ・モデル解析を行った．血流を，赤血球と血漿の二相流れとみなして計算し，赤血球を複数の粒子をばねで繋いだ弾性体モデルとして表すことにより解析を行った．またこの解析結果をGoldsmithによる実験結果と比較した結果，良い一致を得た．

### 3.2.3 Immersed Boundary Method

坂東らは，Peskinによって提案されたImmersed Boundary Methodを用い，微細血管内における赤血球弾性変形解析を行った．この解析では，赤血球形状を2次元の楕円形状及び両凹形状の2種類を用いて計算した．楕円形状では図3.3の様な変形を得[13]，両凹形状においては図3.4のような変形を得た[14]．また，坂東らはいずれの形状においても赤血球を軸から縦方向に移動して計算を行っており，その場合，パラシュート形状とは全く異なった複雑形状で変形するという結果を得ている．このことからも，赤血球の変形は周囲の流動構造により多様に変化すると考えられる．

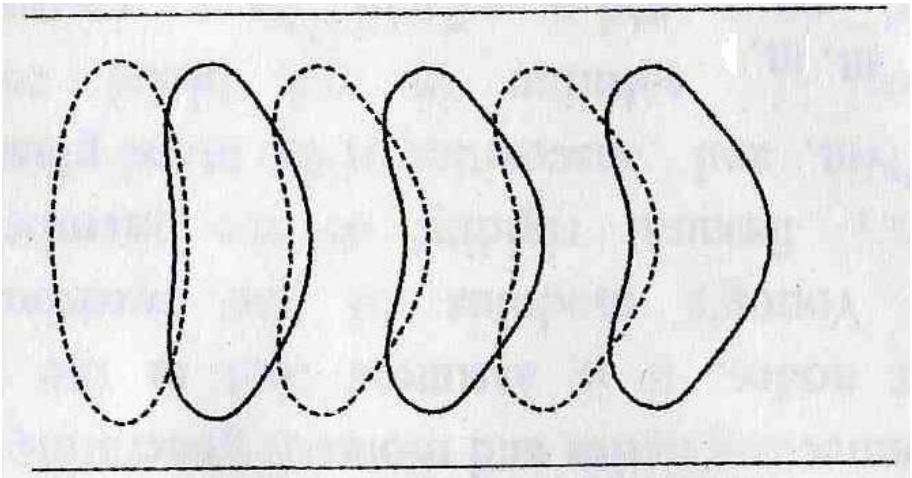

図 3.3: 楕円形状の赤血球変形 [13]

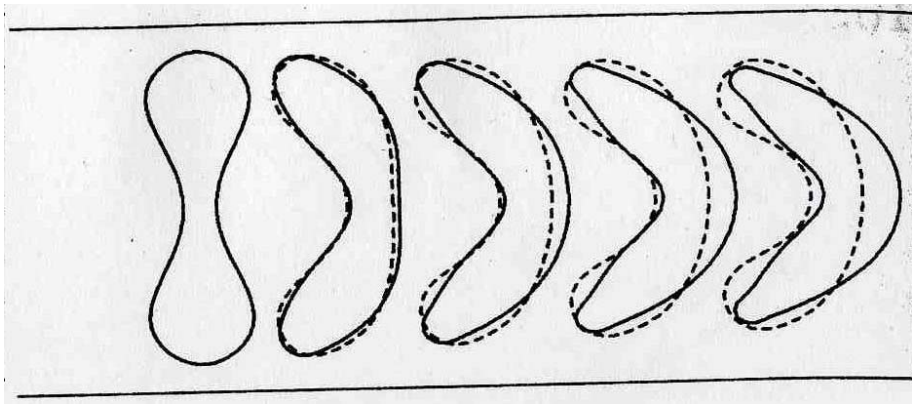

図 3.4: 両凹形状の赤血球変形 [14]

# 第4章　数値解析

本研究では，赤血球の代表的な変形であるパラシュート型及びジッパー型の変形をとらえるため，微細血管内に配置した赤血球の変形を解析する．また，坂東らの計算結果との比較を行う．

## 4.1　計算領域

以下のような計算モデルを用いて計算を行った．まず，中心に配置する赤血球の形状は，坂東らの計算結果との一致を見るため，楕円形状及び両凹形状として構成した．また，構成する粒子は赤血球粒子・管内を満たす流体粒子・壁面粒子の 3 種類の粒子で構成する．更に，壁面粒子は 2 種類で構成し，管内を満たす流体粒子と接する 1 列の壁面粒子については圧力計算を行い，その他の粒子は壁面粒子は圧力計算を行わない粒子として扱った．このように壁面粒子を分けて計算するのは，壁面付近に粒子が集まったとき，粒子数密度を一定にし，計算を安定させるためである．

配置の仕方については，赤血球粒子を座標に固定し，流速を壁面に与えることにより計算を行う．これにより，管内にポアズイユ流を与えた．また，初期粒子配置の方法としては，図 4.1 のような正方格子を用いた．このように粒子を敷き詰めて配置することにより，初期粒子配置を容易にして計算を行うことが出来る．赤血球粒子は，縦 $8\mu m$，横 $3\mu m$ で構成し，微細血管は $10\mu$ の平行流路で近似した．また，血流の平均速度は $4mm/s$ となるように与えた．これにより，パラーメータを坂東らの計算と一致させ，変形を比較した．タイムステップは，$t = 0, 1, 3, 4ms$ で変形を観察した．また，赤血球の粘度 $\mu = 1.2 \times 10^{-3} Pa \cdot s$ と置き，これにより，$Re = 0.033$ となる様にした．また、上記のパラメータを用い、赤血球と血液それぞれに対し以下のように粘性係数及び密度を設定した。

| | 管内流体 | 赤血球 |
|---|---|---|
| 密度 | $1.05g/cm^3$ | $1.09g/cm^3$ |
| 粘性係数 | $1.2 \times 10^3 Pa \cdot s$ | $7.0 \times 10^3 Pa \cdot s$ |

粒子の初期状態としては，計算形状及び配置位置についてそれぞれ 2 パターンずつ計算を行い，計 4 パターンの計算を行った．計算形状については，楕円形状を計算形状 1 とおき，両凹形状を計算形状 2 とおいた．配置位置については，管内の中央に配置し，管の上端・下端からの距離が等距離になるように配置したモデルをモデル 1，y 軸の上端方向へ

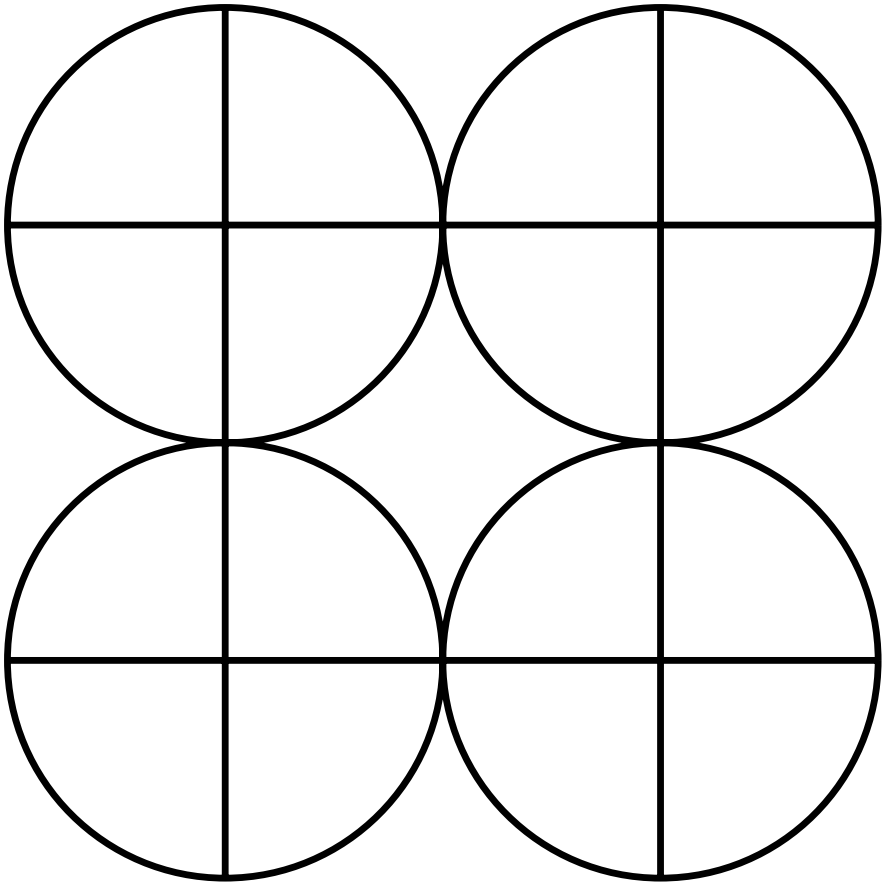

図 4.1: 正方格子

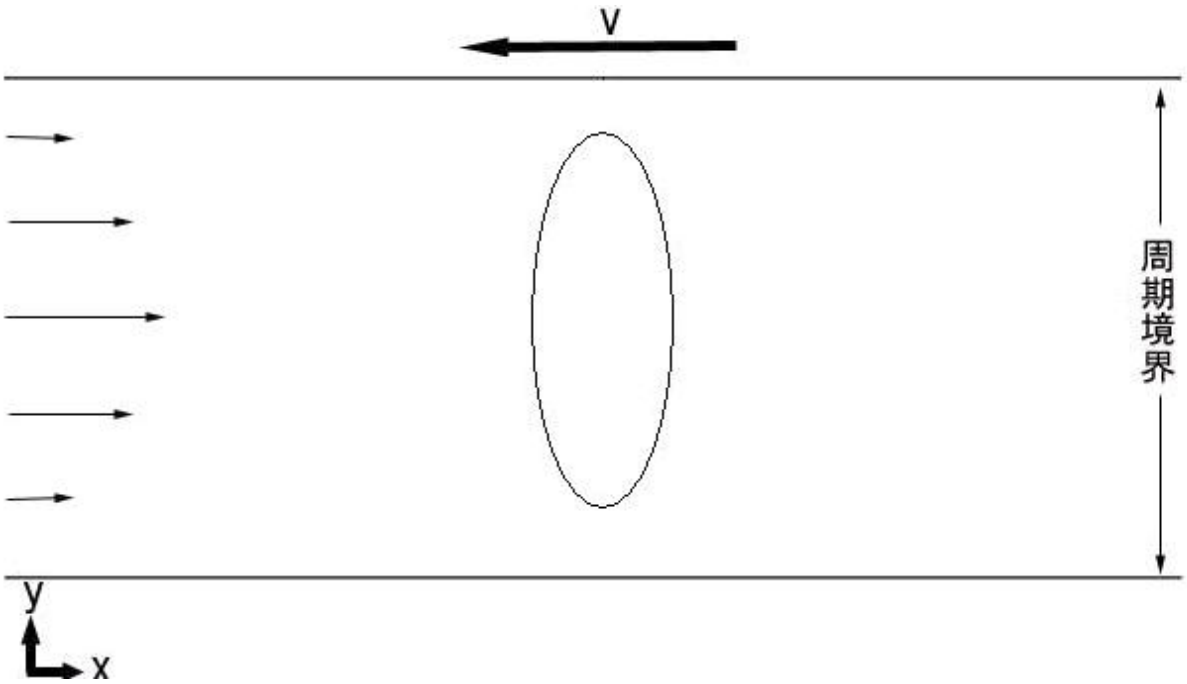


図 4.2: 計算形状 1 モデル 1

$0.3\mu m$ ずらして配置したモデルをモデル 2 として考えた．計算形状 1 について，モデル 1 を図 4.2 に，モデル 2 を図 4.3 に示した．また，計算形状 2 についても，モデル 1 を図 4.4 に，モデル 2 を図 4.5 に示した．

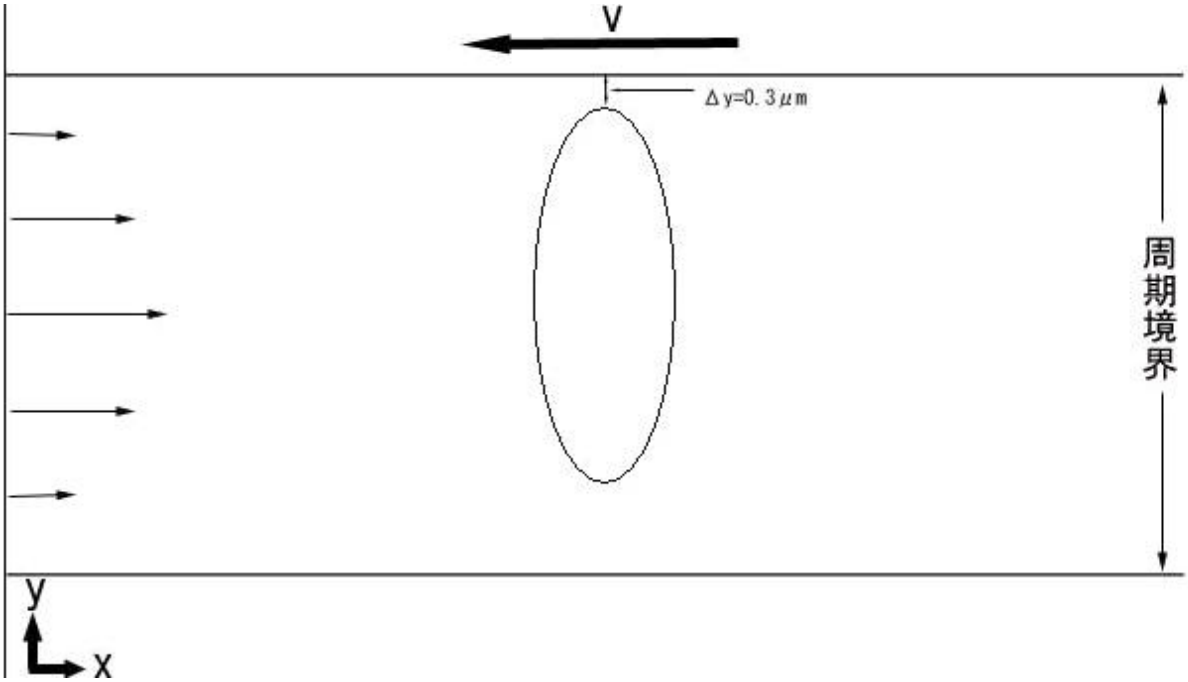


図 4.3: 計算形状 1 モデル 2

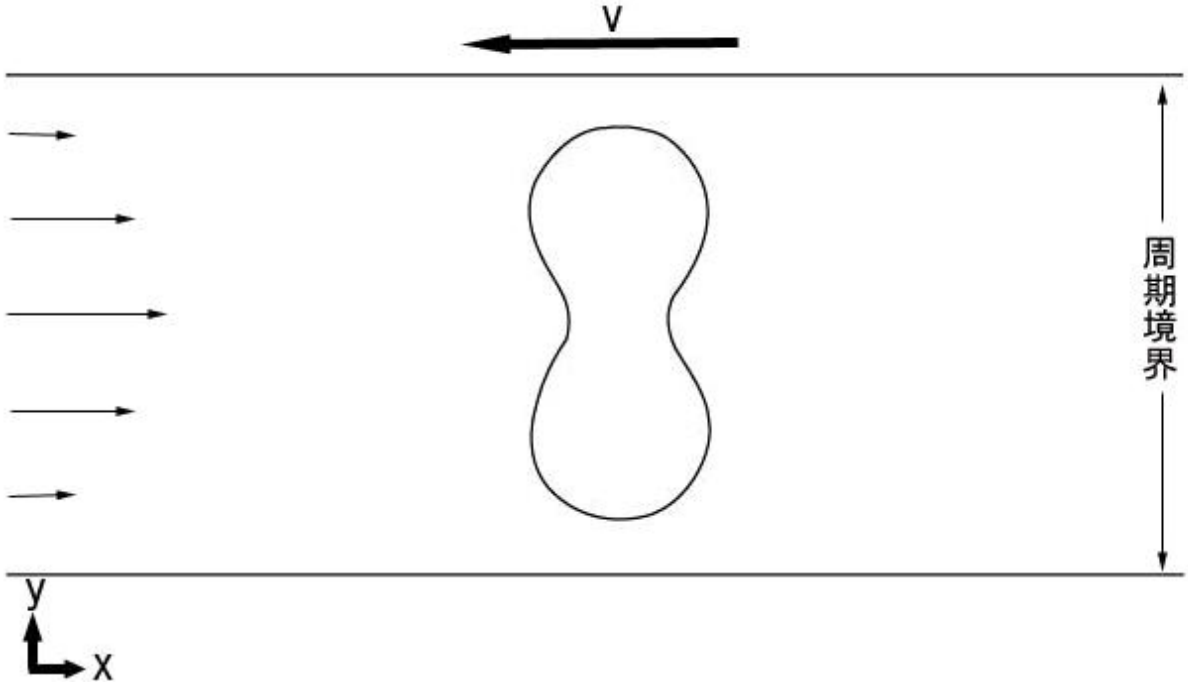


図 4.4: 計算形状 2 モデル 1

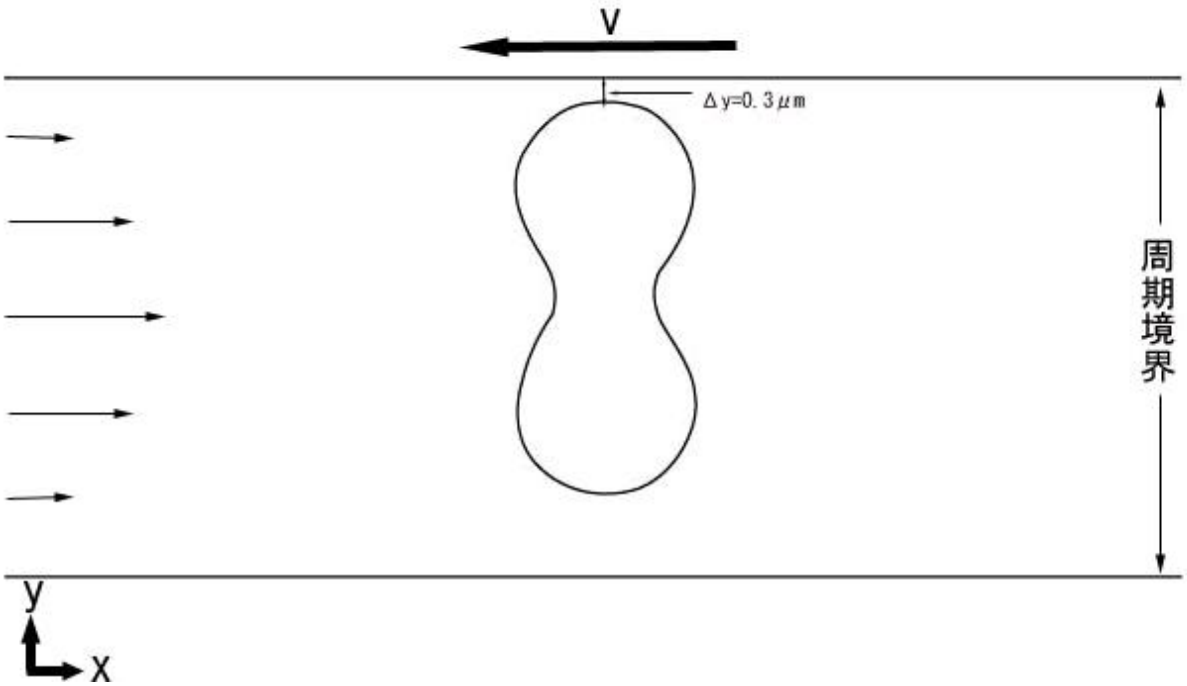


図 4.5: 計算形状 2 モデル 2

# 第5章　計算結果

前章 4.1 において設定したパラメータ及び計算形状・計算条件を用いて計算を行った．ここでは，その変形の推移を示すと共に，赤血球内部の圧力分布図を示す．

## 5.1　赤血球粒子の変形

### 5.1.1　計算形状 1

#### モデル 1

モデル 1 の計算結果より，赤血球の変形は，中央部から始まり，タイムステップ $3.0ms$ の時点で最大まで変形を行った．形状としては，中央部が最も厚くなる典型的なパラシュート形状となった．初期粒子配置図は図 6.1，0.0msec から 3.0msec まで 1msec 毎の図を図 6.2，図 6.3，図 6.4，図 6.5 に示す．

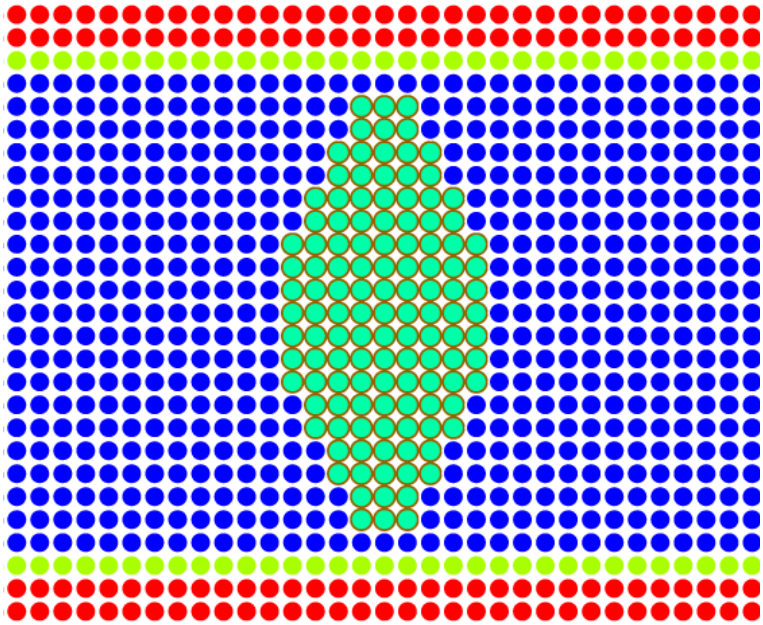

図 5.1: 形状 1 モデル 1 初期粒子配置図

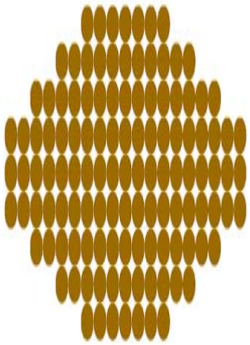

図 5.2: 形状 1 モデル 1 0.0msec

図 5.3: 形状 1 モデル 1 1.0msec

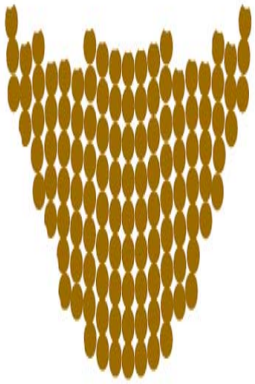

図 5.4: 形状 1 モデル 1 2.0msec

図 5.5: 形状 1 モデル 1 3.0msec

### モデル 2

モデル 2 では，赤血球配置における軸を $0.3\mu$ だけ $y$ 軸方向へ移動させ，その影響と変化を見た．その結果，中央に配置したモデル 1 のケースとは全く異なり，下方から変化を行っていき，最終的には流れに沿う形の変形を行ったことがわかった．初期粒子配置図は図 6.6，0.0msec から 3.0msec まで 1msec 毎の図を図 6.7，図 6.8，図 6.9，図 6.10 に示す．

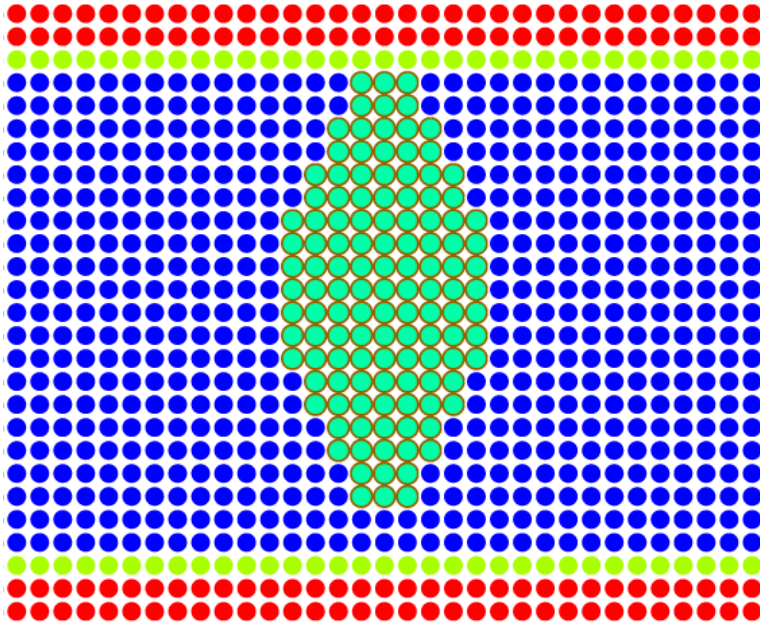

図 5.6: 形状 1 モデル 2 初期粒子配置図

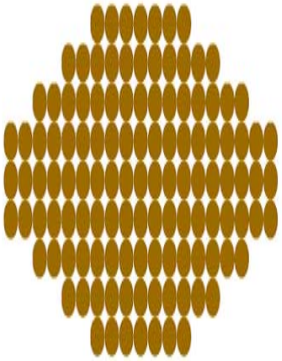

図 5.7: 形状 1 モデル 2 0.0msec

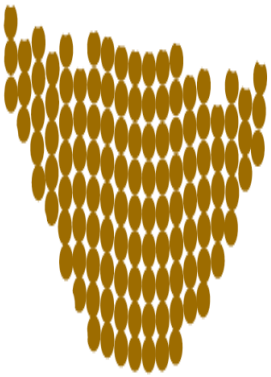

図 5.8: 形状 1 モデル 2 1.0msec

図 5.9: 形状 1 モデル 2 2.0msec

図 5.10: 形状 1 モデル 2 3.0msec

### 5.1.2　計算形状 2

#### モデル 1

モデル 1 の計算結果より，赤血球の変形は凹部の圧力が最も高くなり，両端部から折れ曲がるようにして変形した．この事から，赤血球は表面長が一定のまま細管内を流れていく事が分かった．初期粒子配置図は図 6.11，0.0msec から 3.0msec まで 1msec 毎の図を図 6.12，図 6.13，図 6.14，図 6.15 に示す．

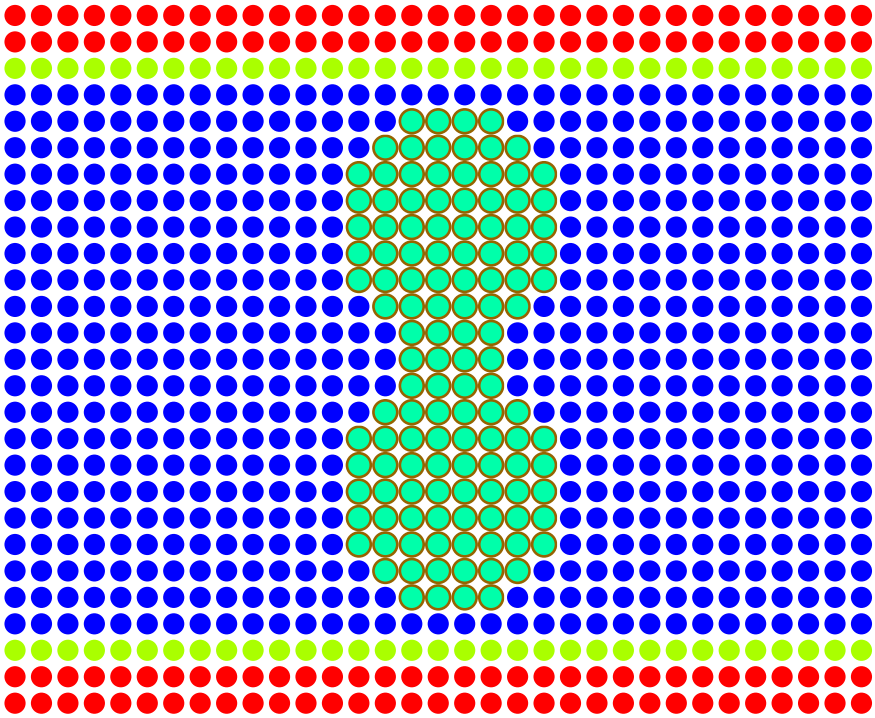

図 5.11: 形状 2 モデル 1 初期粒子配置図

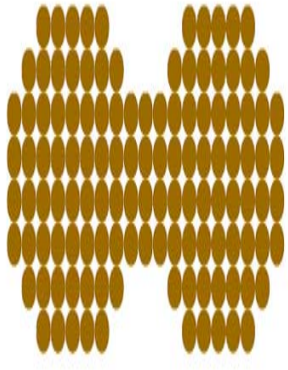

図 5.12: 形状 2 モデル 1 0.0msec

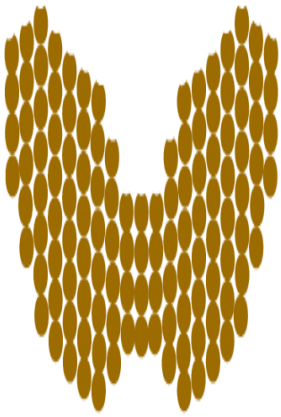

図 5.13: 形状 2 モデル 1 1.0msec

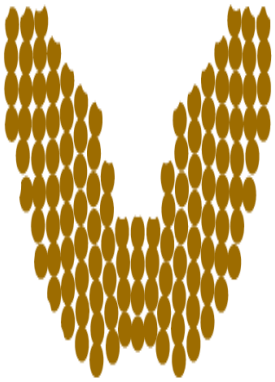

図 5.14: 形状 2 モデル 1 2.0msec

図 5.15: 形状 2 モデル 1 3.0msec

**モデル 2**

モデル 2 では，赤血球上部の流速が高くなっており，その近辺が最も大きく変形した．一方，赤血球下部は上部と比較してあまり変形が起こっておらず，最終的に赤血球は管内の流れに沿う形で流れていた．初期粒子配置図は図 6.16，0.0msec から 3.0msec まで 1msec 毎の図を図 6.17，図 6.18，図 6.19，図 6.20 に示す．

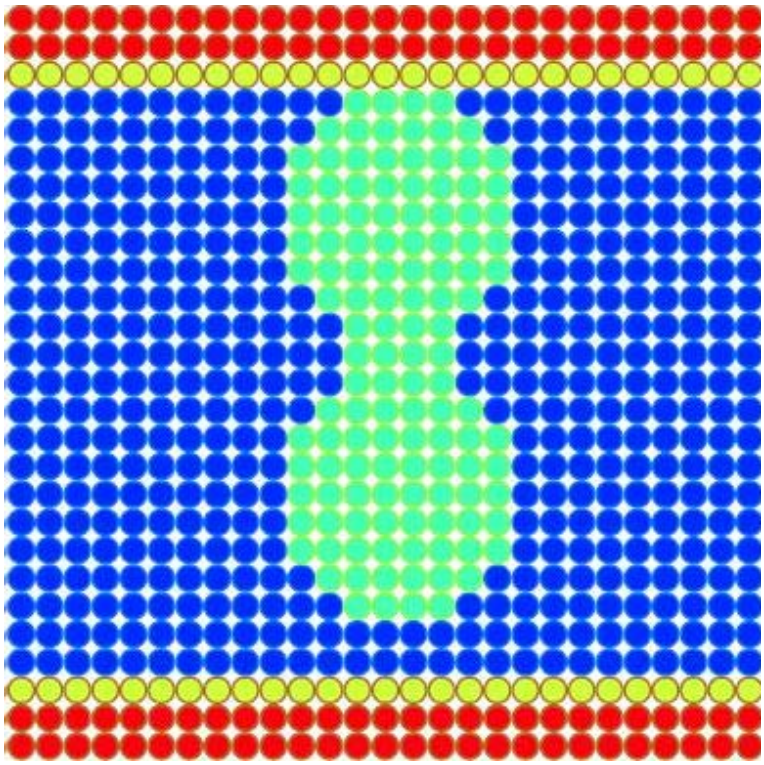

図 5.16: 形状 2 モデル 2 初期粒子配置図

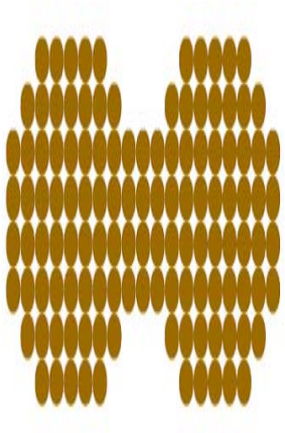

図 5.17: 形状 2 モデル 2 0.0msec

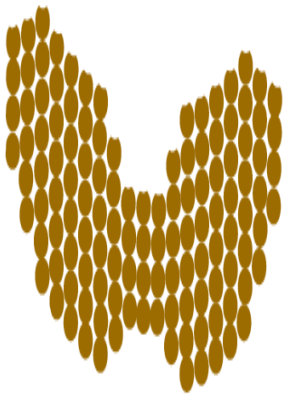

図 5.18: 形状 2 モデル 2 1.0msec

図 5.19: 形状 2 モデル 2 2.0msec

図 5.20: 形状 2 モデル 2 3.0msec

### 5.1.3　考察

赤血球粒子を中央に配置した場合，赤血球粒子は対称に変形を行い，どちらもパラシュート形状を示した．またその形状は坂東らの形状とほぼ一致した．赤血球粒子を y 軸方向上部へとずらした場合，中央に配置した場合と全く異なった形状を示した．しかしながら，赤血球上部にはほとんど変化が見られなかった．赤血球下部は流れに沿うように変形を行ったと考えられる．

# 第6章　まとめ

## 6.1　赤血球回りの流れ

本研究では，MPS 法を赤血球弾性変形の計算に適用した．粘性の大きな流体に対しては，ナビエ・ストークス方程式における粘性項を離散化して置き換えたラプラシアンモデルを適切に設定する事により対応する事が出来る事がわかった．変形に関しては，上部下部が対称な場合と非対称な場合を比較すると，対称な場合は典型的なパラシュート形状を示した．また，非対称な場合は複雑な形状で変化したが，対称の場合と比較しても，先端の曲率半径は殆んど変化していなかった．

坂東らによる Immersed Boundary Method を用いた赤血球弾性変形の形状比較から，パラシュート形状及びジッパー形状に変化する様子を，MPS 法によって比較的精度良く計算する事が確認出来たと考えられる．

## 6.2　今後の課題

- 本研究では，初期粒子配置を正方格子を用いて構成した．しかし，この配置方法では圧力計算が不安定になる可能性がある．そこで，千鳥型の格子で配置を行った場合について検討する必要がある．
- 本手法において計算精度を向上させるために最も重要な要素は粒子数を増加させることである．しかし，粒子数を増大させると相互作用の計算量が増大するため，全体の計算時間が増大してしまう．このような問題を解消するために，並列化について検討を行う必要がある．
- 3 次元の赤血球弾性に関して検討を行う必要がある．
- 坂東らは，曲げ剛性を考慮し，硬化した赤血球の変形を見た計算を行った．この点を考慮し，赤血球の硬化が変形に与える影響を考慮し検討する．

# 謝辞

本研究を行うにあたり，サンプルコードの提供を頂きました東京大学の越塚誠一教授に深く感謝致します．また，貴重なご助言，ご指導賜りました松澤照男教授，本学研究員の渡邊 正宏様に深く感謝致します．そして，ご鞭撻を頂いた研究室の皆様に心より厚く御礼申し上げます.

# 参考文献


[1] 越塚 誠一, インテリジェントエンジニアリングシリーズ, 数値流体力学, 培風館, 1997.

[2] Hirokazu Ikeda, Seiichi Koshizuka, Yoshiaki Oka, Introduction of the Moving Particle Semi-implicit Method.

[3] 越塚誠一, 粒子法による流れの数値解析, ながれ 21, 230-239, 2002.

[4] 柴田 和也, 越塚 誠一, 岡 芳明, 粒子法によるジェット分散挙動の数値解析, Transactions of JSCES, No.20040013, 2004.

[5] 南谷 晴之, 川村 友美, 塚田 考祐, 飯島 淳彦, 関塚 永一, 大塩 力, 原始間顕微鏡による赤血球弾性の計測, 電気学会論文, 第 122 巻, 第 9 号, 2002.

[6] 岩田 賢, 高野 龍雄, 田中 伸厚, 増澤 徹, 差分法と個別要素法を用いた血流の数値解析, ライフサポート学会 生活支援工学連合大会講演予稿集, 36, 2003.

[7] 雨森 大治, 赤血球の動的配向挙動の数値解析, 高知工科大学大学院 修士論文, 平成 14 年度.

[8] 白井 敦, 肺の毛細血管における血漿流動と好中球変形の連成問題 日本数値流体力学会, 第 9 巻, 第 4 号, 2001.

[9] Harry L. Goldsmith., Microscopic flow properties of red cells, Federation Proceedings, Vol.26, No.6, November-December, 1967.

[10] Harry L. Goldsmith, Fiona A. Mclntosh, Giles R.Cokelet, Macroscopic and Microscopic Flow Properties of Blood, The Microcirculatory Society, Inc., 1954-2004.

[11] J. J. Monaghan, Simulating free surface flows with SPH, Journal of Computational Physics,Vol.110, Issue 2, 399-406, 1994.

[12] 高野龍雄, 岩田賢, 田中伸厚, 増澤徹, SPH 法を用いた血流のミクロ・モデル解析, ライフサポート学会, 2003.

[13] Kiyoshi Bando, Kenkichi Ohba., Numerical Simulation of Deformation of a Red Blood Cell in Small Blood Vessel, AFI/TFI-2004, November 11-12, 2004.

[14] 坂東潔, 大場謙吉, Immersed Boundary Method による赤血球の変形の数値シミュレーション, 日本機械学会第 17 回計算力学講演会, 193-194, 2004.

# 本研究に関する発表論文

[15] 足立伸之, 渡邊正宏, 松澤照男, MPS 法による赤血球と流体の二相流れ解析 第 18 回数値流体力学シンポジウム, C2-3, 2004.