# 1　計算手法

## 1.1　Suirmer モデル

マイクロスイマーのモデルとして，Squirmer モデル [] を採用した．このモデルでは，球形の粒子表面において，粒子と流体の速度差が式 (1) で表される様な sliding 境界条件を用いる．

$$\boldsymbol{u}^{\mathrm{s}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n(n+1)} B_n P'_n(\cos\theta)\sin\theta\hat{\boldsymbol{\theta}} \tag{1}$$

ここで，$\hat{\boldsymbol{r}}$ は粒子の中心からその表面上の点に向かう単位ベクトルであり，$\theta$ は $\hat{\boldsymbol{r}}$ と粒子の方向ベクトル $\hat{\boldsymbol{e}}$ とが成す角，$\hat{\boldsymbol{\theta}}$ は単位極角ベクトルである．また，$\boldsymbol{u}^{\mathrm{s}}$ はマイクロスイマー表面の重心に対する slide 速度，$B_n$ は係数，$P'_n$ は $n$ 次 Legendre 多項式の導関数である．しかし，$n = 1$ の項は泳動速度を，$n = 2$ の項は応力を決めるが，$n \geq 3$ の項は，泳動速度，および応力に影響を与えないので，式 (1) は，式 (2) の様に簡略化できる．

$$\boldsymbol{u}^{s} = B_1 \left( \sin\theta + \frac{\alpha}{2}\sin 2\theta \right) \hat{\boldsymbol{\theta}} \tag{2}$$

ここで，$B_1$ はマイクロスイマーの進行速度の大きさ ($U = 2/3B_1$) を与え，$\alpha = B_2/B_1$ はその符号によりスイマーの種類を表す定数となる．$\alpha > 0$ を Puller 型，$\alpha = 0$ を Neutral 型，$\alpha < 0$ を Pusher 型と呼ぶ．Puller 型は，周辺流体に収縮流を生成し，Pusher 型は伸長流を生成する．

Fig. 1  Squirmer モデルにおける Pusher 型，Neutral 型，Puller 型の概略図

## 1.2　Smoothed Profile Method

固液二相シミュレーションにおいて，固体-液体の移動境界の取り扱いは非常に重要である．今回のシミュレーションでは，物理量とは異なる識別関数を導入し，仮想流体領域を考える Smoothed Profile Method(SPM)[] を用いた．SPM では，流体と粒子の界面に Fig.1.2 のような界面関数 $\phi$ を導入する．この界面関数は，流体領域で $\phi = 0$，粒子領域で $\phi = 1$ をとり，幅 $\xi$ の界面領域では滑らかに変化する連続関数である．界面関数の導入により，境界条件を解く必要がなくなり，以下で説明する Navier-Stokes 方程式，および運動方程式を直接数値計算によって解くことが可能となる．

Fig. 2  SPM の界面関数

## 1.3　支配方程式

本研究では，流体の運動を非圧縮条件の Navier-Stokes 方程式，マイクロスイマーの運動を Newton 方程式，および Euler 方程式を用いて解いた．

#### 1.3.1　Navier-Stokes 方程式

$$\rho_\mathrm{f}(\partial_t + \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{u} = \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\sigma} + \rho_\mathrm{f}(\phi\boldsymbol{f}_\mathrm{p} + \boldsymbol{f}_\mathrm{sq} + \boldsymbol{f}_\mathrm{s}) \tag{3}$$

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{u} = 0 \tag{4}$$

ここで，$t$ は時間，$\rho_\mathrm{f}$ は流体の質量密度，$\boldsymbol{\sigma}$ は流体の応力テンソル，$\phi\boldsymbol{f}_\mathrm{p}$ は粒子の剛直性を保証する体積力，$\boldsymbol{f}_\mathrm{sq}$ は流体と粒子間の速度差を生じる力，$\boldsymbol{f}_\mathrm{s}$ はジグザグ流を生じる力である．ジグザグ流とは，Fig.1.3.1 のような速度プロファイルで表される流体の流れである．

Fig. 3 ジグザグ流

ここで，$\dot{\gamma}$ はせん断速度，$y$ は $y$ 座標の値，$L_y$ は $y$ 軸方向の系の大きさである．この流れは，$L_y \to \infty$ のとき，厳密に Couette 流とみなすことができる．

#### 1.3.2　運動方程式

$$\dot{\boldsymbol{R}}_i = \boldsymbol{V}_i \tag{5}$$

$$M_\mathrm{p}\dot{\boldsymbol{V}}_i = \boldsymbol{F}_i^\mathrm{H} \tag{6}$$

$$\boldsymbol{I}_\mathrm{p}\cdot\dot{\boldsymbol{\Omega}}_i = \boldsymbol{N}_i^\mathrm{H} + \boldsymbol{N}_i^\mathrm{b.h.} \tag{7}$$

ここで，$\boldsymbol{F}_i^\mathrm{H}$ は流体から受ける力，$\boldsymbol{N}_i^\mathrm{H}$ は流体から受けるトルク，$\boldsymbol{N}_i^\mathrm{b.h.}$ は bottom heavy 性によるトルクである．$M_\mathrm{p}$ は粒子の質量，$\boldsymbol{I}_i$ は慣性モーメント，$\dot{\boldsymbol{R}}_i$ は粒子の位置，$\boldsymbol{V}_i$ は粒子の速度，$\dot{\boldsymbol{\Omega}}_i$ は粒子の角速度である．

Fig. 4 bottom heavy 性を有する squirmer

Fig.**??**のように表される squirmer について，bottom heavy 性によるトルクは式 (8) で計算される．

$$\boldsymbol{N}^\mathrm{b.h.} = \frac{4}{3}\pi a^3\rho h\boldsymbol{e}\times\boldsymbol{g} \tag{8}$$

ここで，$a$ は粒子の半径，$\rho$ は粒子の密度，$h$ は球の中心と粒子の重心との距離，$\boldsymbol{e}$ は粒子の方向ベクトル，$\boldsymbol{g}$ は重力ベクトルである．