

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^[1]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．

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

ここで， $\hat{\mathbf{r}}$ 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， θ は $\hat{\mathbf{r}}$ と粒子の方向ベクトル $\hat{\mathbf{e}}$ とが成す角， $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ は単位極角ベクトルである．また， \mathbf{u}^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 squirmer の泳動速度を， $n = 2$ の項は squirmer の存在によって生じる応力を決めるが， $n \geq 3$ 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．

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

ここで， B_1 はマイクロスイマーの進行速度の大きさ ($U = 2/3 B_1$) 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．

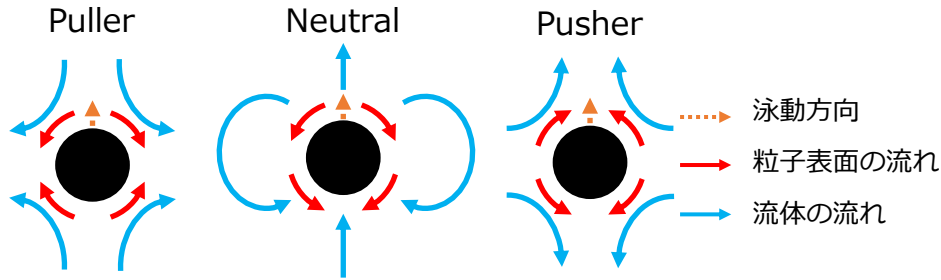


Fig. 1 Squirmer モデルにおける Pusher 型，Neutral 型，Puller 型の概略図

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)^[2]を用いた．SPM では，流体と粒子の界面に Fig.2 のような界面関数 ϕ を導入する．ここで， a は粒子の半径， ξ は界面の幅を表す．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 ξ 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，計算付加を軽減することが可能となることで，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できるようになる．

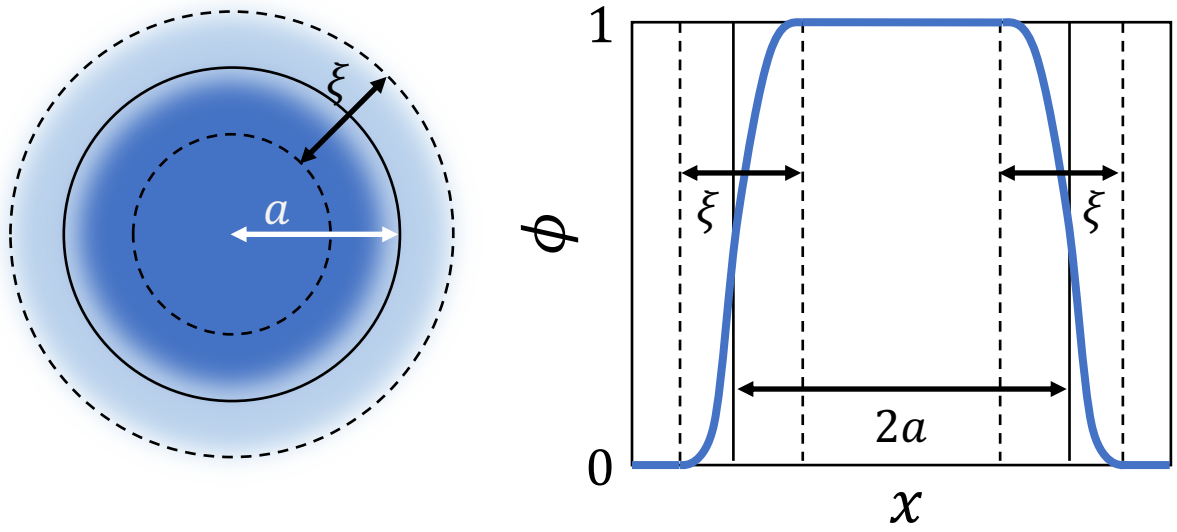


Fig. 2 SPM の界面関数

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

$$\rho_f(\partial_t + \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho_f(\phi \mathbf{f}_p + \mathbf{f}_{sq} + \mathbf{f}_s) \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4)$$

ここで、 t は時間、 ρ_f は流体の質量密度、 $\boldsymbol{\sigma}$ は流体の応力テンソル、 $\phi \mathbf{f}_p$ は粒子の剛直性を保証する体積力、 \mathbf{f}_{sq} は流体と粒子間の速度差を生じる力、 \mathbf{f}_s はジグザグ流を生じる力である。ジグザグ流とは、式 (5) 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。

$$v_x(y) = \begin{cases} \dot{\gamma}(-y - L_y/2) & (-L_y/2 < y \leq -L_y/4) \\ \dot{\gamma}y & (-L_y/4 < y \leq L_y/4) \\ \dot{\gamma}(-y + L_y/2) & (L_y/4 < y \leq L_y/2) \end{cases} \quad (5)$$

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。本研究では、せん断流を表現するためにジグザグ流を用いた。

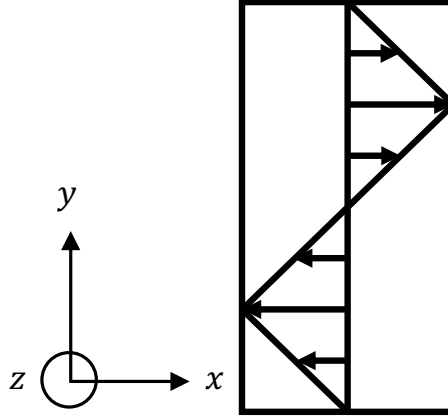


Fig. 3 ジグザグ流の速度プロファイル

1.3.2 運動方程式

$$\dot{\mathbf{R}}_i = \mathbf{V}_i \quad (6)$$

$$M_p \dot{\mathbf{V}}_i = \mathbf{F}_i^H \quad (7)$$

$$\mathbf{I}_p \cdot \dot{\boldsymbol{\Omega}}_i = \mathbf{N}_i^H + \mathbf{N}_i^{\text{b.h.}} \quad (8)$$

ここで、 \mathbf{F}_i^H は流体から受ける力、 \mathbf{N}_i^H は流体から受けるトルク、 $\mathbf{N}_i^{\text{b.h.}}$ は bottom heavy 性によるトルクである。 M_p は粒子の質量、 \mathbf{I}_p は慣性モーメント、 $\dot{\mathbf{R}}_i$ は粒子の位置、 \mathbf{V}_i は粒子の速度、 $\dot{\boldsymbol{\Omega}}_i$ は粒子の角速度である。 Fig.4 のように、球の中心と粒子の重心がずれている squirmer について、bottom heavy 性によるトルクは式 (9) で計算される。

$$\mathbf{N}^{\text{b.h.}} = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho h \mathbf{e} \times \mathbf{g} \quad (9)$$

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

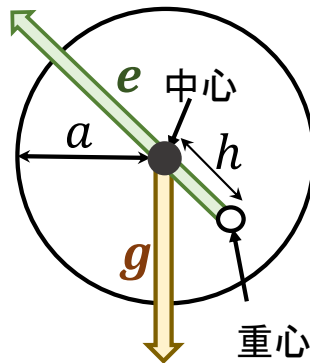


Fig. 4 bottom heavy 性を有する squirmer