1　計算手法

1.1　Suirmer モデル

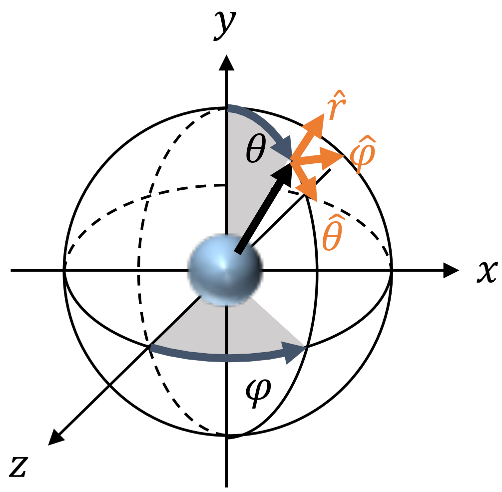

Fig. 1 本実験の座標系

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) で表されるような 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， 式中の $\theta, \hat{\boldsymbol{\theta}}$ は Fig.1 のように表される角度および単位角度ベクトルである．本研究では，xy 平面上を x 軸正の向きに流れるせん断流を考えたので，Fig.1 中の φ は $\pi/2$ で固定されているとした．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 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，第 1，2 項のみを考えることで，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．

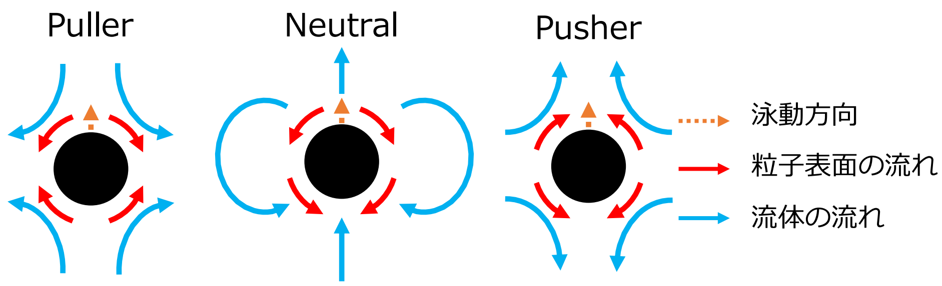

Fig. 2 Squirmer モデルにおける Pusher 型，Neutral 型，Puller 型の概略図

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.3 で表されるような界面関数 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，計算負荷を軽減され，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．

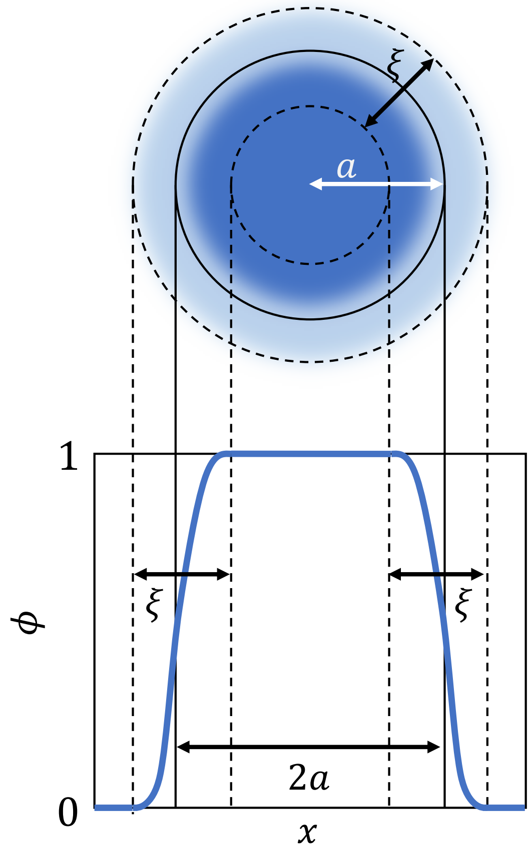

Fig. 3 SPM の界面関数

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

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

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

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，$\phi\boldsymbol{f}_{\mathrm{p}}$ 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，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．

$$v_x(y) = \begin{cases} \dot{\gamma}\left(-y - L_y/2\right) & (-L_y/2 < y \geq -L_y/4) \\ \dot{\gamma}y & (-L_y/4 < y \geq L_y/4) \\ \dot{\gamma}\left(-y + L_y/2\right) & (L_y/4 < y \geq L_y/2) \end{cases} \tag{5}$$

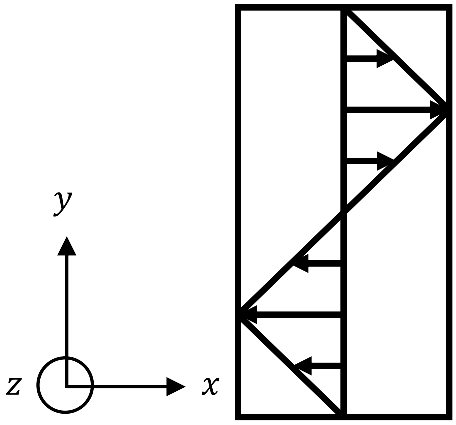

Fig. 4　ジグザグ流の速度プロファイル

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．

1.3.2　運動方程式

$$\dot{\boldsymbol{R}}_i = \boldsymbol{V}_i \tag{6}$$

$$M_{\mathrm{p}}\dot{\boldsymbol{V}}_i = \boldsymbol{F}_i^{\mathrm{H}} \tag{7}$$

$$\boldsymbol{I}_{\mathrm{p}}\cdot\dot{\boldsymbol{\Omega}}_i = \boldsymbol{N}_i^{\mathrm{H}} + \boldsymbol{N}_i^{\mathrm{b.h.}} \tag{8}$$

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_{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.5 のように，球の中心と粒子の重心がずれている，bottom heavy 性を有する squirmer について，その性質に起因するトルクは式 (9) で計算される．

$$\boldsymbol{N}^{\mathrm{b.h.}} = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho h \hat{\boldsymbol{e}} \times \boldsymbol{g} \tag{9}$$

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，$\hat{\boldsymbol{e}}$ は粒子の方向ベクトル，$\boldsymbol{g}$ は重力ベクトルである．

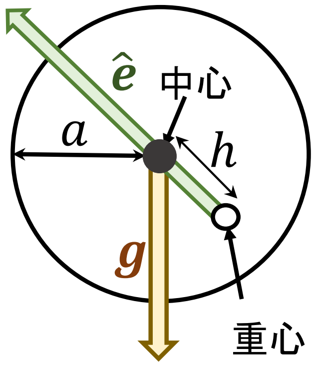

Fig. 5 bottom heavy 性を有する squirmer