

粉体中におけるスイマーの2体間相互作用について

島田尚

¹ 東京大学大学院 工学系研究科 物理工学専攻

概要

自律的変形を繰り返す物体（スイマー）を粉体層中においた場合の、スイマー間に働く実効的な相互作用について簡単なモデルスイマーを使ったシミュレーションにより調べた。進行方向に対して横並びの配置でスイマーを配置した場合、2つのスイマーの運動が同位相であるか反位相であるかに依存して推進方向の変化の大きさが明確に異なることが分かった。運動が同位相の場合は総体としての方向変化は小さい。これに対し、運動が反位相である場合には粉体を介した相互作用によって2つのスイマーの運動方向が遠ざかる方向へと大きく変化する。

On the interaction between two swimmers in Granular Media

Takashi Shimada

Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering, The University of Tokyo

Abstract

The effective interaction which acts between two *swimmers* embedded closely in a granular medium is studied. It is found that the net contribution of the effective interaction to the change in swimming direction strongly depends on the difference of the phases of swimming motion. The change in direction is small if the motions of the swimmers are in-phase. On the other hand, swimmers moving with anti-phase changes their directions so that they swim away each other.

1 粉体層中の“泳ぎ”

ある媒質中におかれた物体に繰り返しの変形運動をさせたとき、その物体はどの方向にどんな速度で進むだろうか？また、その推進運動にはどれだけのエネルギーが必要だろうか？「泳ぎ」の定義をこのように一般化すると、日常的な泳ぎにとどまらない範囲の現象へと考える対象を広げることができる。そうしてみると、例えばレイノルズ数 ~ 0 の世界に生きている細菌の“泳法”は我々のものと大きく異なる事が目につく。この一見奇妙な泳法にはそうでなくてはならない明解な物理的理由があると示されたこと [1] を契機として、簡単なスイマーモデルを用いた単純流体中の泳ぎの研究が物理の問題として盛んに行われてきた。本研究では、このような“泳ぎ

の物理”について、周囲の媒質が粉体である場合について考える。

“粉体中の泳ぎ”運動について考えることは、ブラジルナッツ効果や反ブラジルナッツ効果等に代表される「加振条件下での粉体に比べて大きな物体の偏析や運動の問題」との関連を想起させる。一方で、粉体層の擾乱が大域的でなくスイマー近辺の局所的であることから新たな発見も期待される興味深い問題と言える。さらには砂の中で泳ぐ動物が知られており¹、“粉体中の泳ぎ”は現実の生物学の対象としてもロボット工学的な問題としても重要な問題である。

この様な背景のもと、我々は次節図1に示すよう

¹砂漠に住むトカゲの一種で、俗名をそのまま sand swimmer という。手足のある種も無い種もいるが、いずれせよ泳ぎの最中には手足を積極的に使う事は無く、全身で泳いでいるという事が知られている。

な簡単なスイマーモデルを採用して研究を進めてきた。このスイマーは元々ワムシのモデルとして提案されたもので、流体中で効率良く泳ぐ事が示されている [2]。これまで提案されてきたものの中で最も簡単なモデルの一つであること、結合された球体（円盤）からなるという、周囲の媒質を粉体にした場合のシミュレーションに適した性質を持っていることが採用の理由である。これまでは主に、泳ぎの速度とエネルギー効率という定量的側面に注目した解析を行ってきた。この解析では2次元系を用いた系統的シミュレーションを行い、非自明な最適動作速度が存在する事を発見する事ができた [3, 4]。しかしながら、方向の制御等の興味深い問題は数多く残されていた。

本研究では、近接して配置された2つのスイマー間に働く実効的な相互作用について調べる。これはこのようなスイマーが集団で運動する場合の運動の理解のための礎となるものである。このような方向に関する問題に取り組むにあたっては系が3次元である事が非常に重要である。

2 モデル

2.1 スイマー

図1に本研究で用いる三次元スイマーの形状と泳ぎのサイクルを示す。これは2つの剛体球を時間に依存して変化する自然長 $L(t)$ のポンドで結んだもので、この結合の自然長と前後それぞれの剛体球の半径 $D_A(t), D_P(t)$ を以下のように時間的に変化させることにより周期的な変形運動を行う：

phase 1 ($t' = 0 \rightarrow T$) 剛体球間の結合を伸ばす：

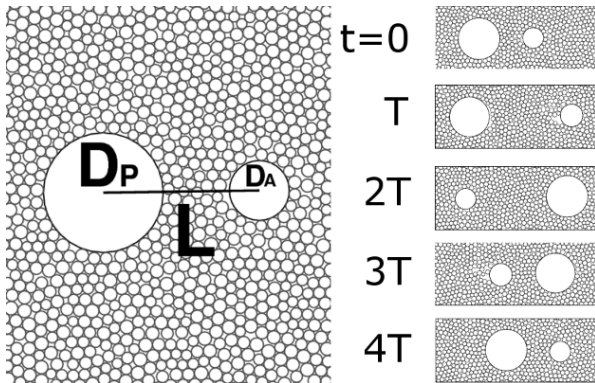


図1: スイマーモデルの各 phase での形状。変形運動の様子を示した右のパネルでは前後の球体間の結合の描画は省いてある。

$$L(t) = L_- + t''(L_+ - L_-)/T$$

phase 2 ($t' = T \rightarrow 2T$) 前方球は膨張, 後方球は収縮

$$D_A(t) = D_- + t''(D_+ - D_-)/T,$$

$$D_P(t) = D_+ - t''(D_+ - D_-)/T$$

phase 3 ($t' = 2T \rightarrow 3T$) 結合を縮める

$$L(t) = L_+ - t''(L_+ - L_-)/T$$

phase 4 ($t' = 3T \rightarrow 4T$) 前方は収縮, 後方は膨張

$$D_A(t) = D_+ - t''(D_+ - D_-)/T,$$

$$D_P(t) = D_- + t''(D_+ - D_-)/T$$

(但し t' と t'' はそれぞれ毎周期開始後、毎 phase 開始後の経過時間である： $t' \equiv t \bmod 4T$, $t'' \equiv t \bmod T$)。

スイマー形状とその変化の様子は D_+, D_-, L_+, L_- を与えれば定まる。今これらを $L_+/L_- = D_+/D_- = 2, L_- = 2.5D_-$ を満たすように与え、スイマーのプロポーションを保つこととする。そうすると、円盤の最小サイズ D_- と1周期にかかる時間 $4T$ を指定する事によって泳ぎ運動が定まることになる。このとき、動作振動数にスイマーサイズをかけた量 $F = D_+/4T$ がスイマーの変形運動の典型的速度を表す指標となる。今回はこれを $F \sim 0.1$ と選ぶ。この領域では、スイマー周囲の粉体の流動による緩和がスイマーの運動に充分追従できることが分かっている [3]。すなわち、以下では変形運動が充分に遅い場合に話を限る。

2.2 粉体層

粉体層は、粒径分散を持たせた剛体球粒子によって構成する。これまでの研究から、系内に重力を働かせることにより粉体層上端が自由表面になるようにしてシミュレーションを行った場合にはスイマーの進行方向が複雑に変化し定まらないような運動が典型的に観測されることが分かっている。そこでより簡単な粉体層深部での状況を再現するため、以下では系の上下両端に水平な圧力壁を設置し、これにより粉体層をコンパクトに保つこととした。実際、適当な圧力のもとで粉体層は図1のように密な状態（三次元の場合は体積充填率 ~ 0.67 程度）に保たれる。

2.3 スイマー2体間相互作用解析のためのセットアップ

以上のような系を用いて、近接した2つのスイマー間に働く実効的な相互作用を調べる。今回は特に、図2及び3に示すように同一の大きさ $D_- = 10$ の2つのスイマーを $L_- = 25$ の間隔だけ離して平行に

配置した初期条件を選んだ。残る自由度は、二つのスイマー間の変形運動の位相差である。代表的な例として図2には同位相の場合（双方 $t' = 0$ からスタート）を、図3には逆位相の場合（一方は $t' = 0$ から、他方は $t' = 2T$ の状態からスタート）をそれぞれ示した。

3 結果

前節で挙げた代表的2条件（同位相、逆位相）でのシミュレーション結果の例を図4、5に示す。運動が同位相の場合（図3）、二つのスイマーはほぼ方向を変える事無く並進を続けることが分かる。これとは対照的に、運動が逆位相の場合には数ストロークの後にスイマー同士は遠ざかる方向へと大きくその方向を変化させる（図4）。

この方向変化の原因を探るため、両スイマーの中心線同士の成す角の時間変化を詳しく見たのが図5である。まずは同位相で運動する場合（図5, 赤実線）について見てみよう。この場合、phase 1 および phase 2 の過程（ $t = 100 \sim 140, 180 \sim 220, 260 \sim 300$ の各時間領域）では角度が増大している。phase 1 では前方の球が前へ押し出されるのであるが、この際にこの横並びで近接して動く前方球体間に周りの粉体層を介した斥力が働いているわけである。引き続いで phase 2 では膨張する前方球同士の間には斥力が、収縮する後方の球同士には引力が働いたため、この過程も中心線間の角度増大に寄与していることが自然に理解できる。しかしながらこれらに引き続く phase 3（後方の球の移動）および phase 4（前方球の収縮、後方球の膨張）では、上で述べたばかりの同様の機構により逆向きの方向変化が起こる。従って、1周期の総計では角度の変化はほぼキャンセルすることとなる。以上が、2つのスイマーの動

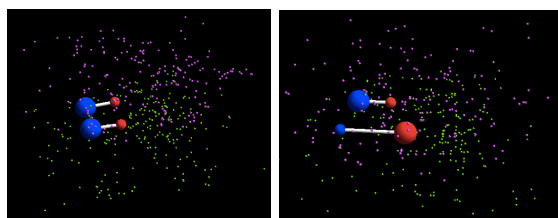


図2: スイマーの初期配置。(左) 2つのスイマーの変形運動の位相を揃えた場合。(右) 2つのスイマーの変形運動の位相を半周期分ずらした場合。周囲には粉体粒子が詰まっているが、描画の都合上極一部以外表示していない。

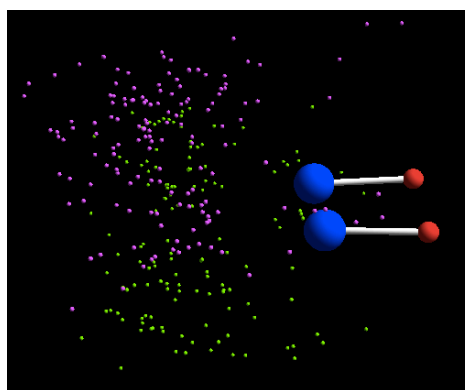


図3: 2つのスイマーの変形運動の位相が揃っている場合の、数ストローク後のスイマー配置。並進方向の位置、進行方向のどちらについても大きな変化は無い。

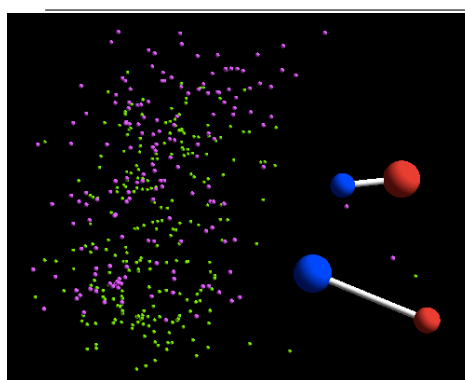


図4: 2つのスイマーの変形運動の位相が互いに半周期分ずれている場合の、数ストローク後のスイマー配置。互いに離れる方向へと推進方向が大きく変化している。

きが同位相に揃っている場合に推進方向の干渉効果が少ない理由である。

次に両スイマーの運動が逆位相である場合について考えよう（図5, 緑破線）。この場合、二つのスイマーの変形運動の phase の組は一周期のあいだに $(1, 3) \rightarrow (2, 4) \rightarrow (3, 1) \rightarrow (4, 2)$ と推移することになる。時系列から、phase 1 と phase 3 の組である時間帯には角度変化が少ないことがまず分かる。この時間帯には、二つのスイマーはどちらも結合の自然長を伸縮させている最中である。この変形に伴い主に動いている球体が前の球と後の球の組であるため、同位相での phase 1 もしくは 3 の場合に比べて動いている球体間の距離は大きく、このため働く斥力相互作用が弱いのだと考えられる。加えて、実効的斥力による角度変化への寄与も、配置の都合上より小さい。

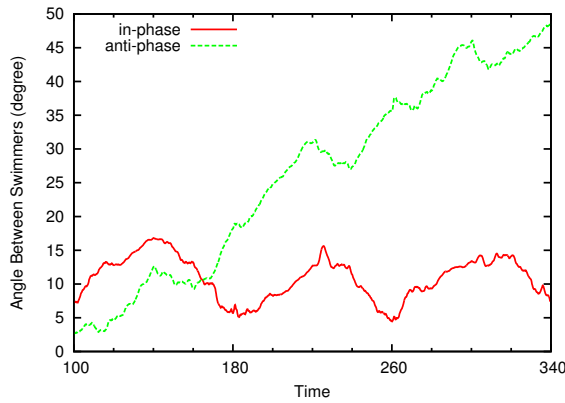


図 5: 2つのスイマーの中心線同士が成す角の、3周期の間にわたる時間発展 (角度の単位は度)。各 phase の周期は $T = 20$ であるので、小目盛りと大目盛りがそれぞれ各 phase と 1 周期とに対応している。

スイマー同士の進行方向が離れる方向の角度変化が起きているのは phase 2 と phase 4 の組である時間帯である。この過程では両スイマーは共に前後の球体を膨張収縮させている。互いに近接している前方の球同士、後方の球同士の組を考えるといずれも一方が膨張し一方が収縮しているという組になっている。球体中心座標の時系列を調べると、これら近接した球体間の距離はこの過程で減少していることがまず分かる。しかしながら、前方同士と後方同士のそれぞれの組の膨張収縮のモードが対称であることを考えると、この過程での変位が方向の変化に寄与する事は不思議に思える。さらに詳しく変位の様子を見てみると、後ろ側の球の組の方が変位の方向が各々の前後軸に直交する方向に近いことが分かる。このため、この過程において後ろの球同士の方が前方球同士より大きく接近し、これが互いの進行方向が離れて行く方向への前後軸方向の変化を生んでいる。以上から、互いに逆位相で運動するスイマー間に働く離れる方向への方向変化効果は近接する膨張球体と収縮球体の間に働く粉体を介した相互作用の非対称性にその起源があることが分かった。この前後の組についての相互作用の非対称性の起源は、粉体層の履歴に依存した応答に起因するものと考えられる。しかしながらこれまでのところこの現象についての明解な理解はできていない。

4 まとめと展望

簡単なモデルスイマー系を使って、粉体層中のスイマー 2 体間に働く実効的相互作用を調べた。進行方向に対して横並びでスイマーを配置した場合、2つのスイマーの運動が同位相であるか反位相であるかに大きく依存する結果が得られた。運動が同位相の場合は推進方向の干渉効果は小さい。一方で変形運動の周期が反位相である場合には、2つのスイマーの間に働く粉体層を介した相互作用の結果両スイマーの運動方向は遠ざかる方向へと変化する。

参考文献

- [1] E. M. Purcell, American J. of Phys. **45** (1977) 1.
- [2] J. E. Avron, O. Kenneth, and D. H. Oaknin, New J. Phys. **7** (2005) 234.
- [3] T. Shimada, D. Kadau, T. Shinbrot, and H. J. Herrmann, Phys. Rev. E **80** (2009) 020301(R).
- [4] T. Shimada N. Ito, D. Kadau, and H. J. Herrmann, 交通流数理研究会 (2009).