

# 樟脳型の自己駆動粒子系の集団運動

大澤智興<sup>1</sup>

<sup>1</sup>九州工業大学 情報工学部 物理情報工学科

## 概要

自己駆動粒子系は、それらの相互作用により複雑な時空構造を示すことが知られている。水に浮かべた樟脳粒集団は、斥力相互作用下にある自己駆動粒子系として考えられる。ここでは、動的フロアフィールドモデルを用いた樟脳型の自己駆動モデルを用いて、一次元空間内に複数のモデル粒子や拡散と粒子移動を制限する壁や配置し、モデル粒子の集団運動の計算を行った。モデル粒子は、空間内を前後方向に移動可能なため、他の粒子とや壁に接近すると、移動方向を反転した。円環内に複数のモデル粒子を配置した場合は、粒子数や配置に依存して、多様な振動モードが出現した。壁に近接して複数のモデル粒子を並べ、拡散と移動方向に異方性を与えた場合は、モデル粒子集団の移動方向に異方性を生じさせることができた。

## Collective motion in camphor-inspired self-driven particles

Chikoo Oosawa<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics and Information Technology, Kyushu Institute of Technology

## Abstract

Self-driven particles are known to exhibit complex spacetime structures due to their interactions. A collection of camphor particles floating on water can be considered a self-driven particle system under repulsive interactions. In this study, we employed a dynamic floor field model to simulate camphor-inspired self-driven particles in one-dimensional space, incorporating multiple particles along with walls that restrict diffusion and particle movement. The particles were capable of moving back and forth in space; when they approached other particles or walls, they reversed their direction of movement. When multiple particles were arranged within a circular ring, diverse oscillatory modes emerged, depending on the number and arrangement of the particles. Additionally, by aligning multiple particles close to a wall and introducing anisotropy in diffusion and movement direction, we were able to induce anisotropic collective motion within the particles.

## 1 序論

樟脳粒を水面に浮かべると、自己駆動粒子として振る舞うことが知られている [1]。運動の原因となるのは、粒から溶解する樟脳分子が水の表面へ等方的に拡散することに依存するが、高濃度の樟脳で表面張力が小さく、逆に低濃度の樟脳粒は表面張力の大きいくなる。そのため樟脳粒近傍の樟脳の濃度が

生じれば、樟脳粒は、樟脳濃度が低い方向へ移動する。このようなメカニズムを本報告では、動的フロアフィールドモデル [2, 3] を用いて、複数の粒子が一次元空間に存在する場合の集団運動について報告する。

## 2 モデル

動的フロアフィールドモデルでは、粒子の運動を離散化された時間と空間を考え、時間ステップごとに、粒子位置近傍の樟脳の強度  $I(t)$  (=フロアフィールドの状態) に依存して確率的に決定される。1次元下では、1ステップで左 ( $x-1$ ) 右 ( $x+1$ ) いずれか1に方向に移動可能であり、その確率は、

$$p_{x+1}(t) = \frac{\exp[k \cdot I_{x+1}(t)]}{\exp[k \cdot I_{x-1}(t)] + \exp[k \cdot I_{x+1}(t)]} \quad (1)$$

$$p_{x-1}(t) = \frac{\exp[k \cdot I_{x-1}(t)]}{\exp[k \cdot I_{x-1}(t)] + \exp[k \cdot I_{x+1}(t)]} \quad (2)$$

となる。 $k$  は、モデル粒子の  $I$  に対する選好性を示し、 $I$  に対して正で引力、負では斥力の効果となる。物質の強度 ( $I \geq 0$ ) は、式 (3) で表現され、時空間的に変化する。

$$\begin{aligned} I_x(t+1) &= I_x(t)(1-\alpha)(1-\delta) \\ &+ \frac{\alpha(1-\delta)}{2}[I_{x-1}(t) + I_{x+1}(t)] \\ &+ (1-\delta)f_p\Delta(x-x_p) \end{aligned} \quad (3)$$

ただし、

$$\Delta(x) = \begin{cases} 1 & \text{if } x = 0 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

である。ここで、 $\alpha, \delta$  は、それぞれ足跡物質の拡散および分解または昇華の程度を意味し、 $f_p > 0$  は、粒子からの足跡物質の放出量、座標 ( $x_p$ ) は、粒子位置を示す。このように、動的フロアフィールドモデルにおける  $I$  は、粒子の履歴 (位置と時間経過) をある程度保存し、モデル粒子の移動確率に影響し、結果的に非マルコフ的な運動の原因となる。樟脳粒モデルの場合は、 $k < 0$  であり、モデル粒子近傍の  $I$  が小さい方へ移動する確率が大きくなる [3, 4]。複数モデル粒子の場合は、全てのモデル粒子からの  $I$  の和によって移動確率が決まる。さらに排除体積効果も考慮した。粒子と物質を透過できない壁では、ゼロ流速条件を適用した。

## 3 計算条件、指標

モデル粒子の初期配置は有限長や円環状の一次元上にランダム、等距離、近接に複数粒子を配置した。モデル粒子の集団的な運動の指標として全ての粒子から速度から平均速度  $\bar{v} \in [-1.0, 1.0]$  を用いた (時計回り方向、右側を正とした, 図1参照)。粒子の移動は、式 (1)~(4) のように確率的に決まるため、同

一条件下で  $10^4$  回  $\bar{v}$  を求め、それらから頻度分布を求め、分布の形状や統計量を求め比較した。

## 4 結果と考察

本モデルにおけるモデル粒子の移動は、等方的に拡散する  $I$  の影響を受け、時刻  $t = 0$  では、双方向に移動可能であり、さらに粒子間には、斥力相互作用が生じる。図1のように等間隔やランダムにモデル粒子を配置した場合には、 $\bar{v}$  の平均は、ほぼ0になった。図2のような壁を導入すると、 $\bar{v} > 0$  と

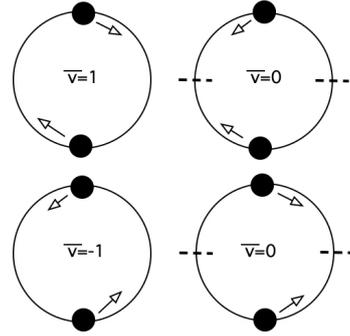


図1: 円環内に2個のモデル粒子を等間隔に配置した例:4種の移動モードが出現する。図中の●、白抜き矢印、点線は、それぞれモデル粒子、移動方向、粒子の衝突位置を示す。



図2: 壁による異方性の導入: ●は、図中の記号は図1と同じ。

なった。さらに、より小さい  $\alpha$ , より小さい  $\delta$ , より大きい  $f_p$ , より少ないモデル粒子数で、 $\bar{v}$  の平均は、より大きくなった。

## 参考文献

- [1] Y.Matsuda, K.Ikeda, Y.Ikura, H.Nishimori, N.J.Suematsu, J. Phys. Soc. Jpn. 88,093002 (2019)
- [2] A. Kirchner, K. Nishinari, A. Schadschneider, Phys. Rev. E 67,056122 (2003)
- [3] C. Oosawa, Proceedings of the 26th Symposium on Traffic Flow and Self-driven Particles, pp.55-58 (2020)
- [4] C. Oosawa, J. Robot. Mechatron., Vol.35 No.4, pp. 918-921 (2023)