

PRINT ISSN 2434-5474

ONLINE ISSN 2434-5946

第28回  
交通流と自己駆動粒子系  
シンポジウム

論文集

*The 28 th Symposium*  
*on*  
*Traffic Flow and Self-driven Particles*

— 2022 —

本シンポジウムの開催には、  
室蘭工業大学大学院 工学研究科・しくみ解明系領域  
名古屋大学情報学部大学院情報学研究科  
から支援を受けています。

**日時** : 2022年12月1日(木) 13:00 - 16:15  
          2日(金) 10:00 - 12:45  
**場所** : オンライン開催 (Zoom Meeting)  
**主催** : 交通流数理研究会  
<http://traffic.phys.cs.is.nagoya-u.ac.jp/~mstf/>

## 目次

### 招待講演論文

斥力相互作用する自己駆動粒子モデルの相分離と長距離相関.....	1
足立景亮	

### 一般講演論文

分散から凝集へのクロスオーバーでの細胞認識による集団細胞運動.....	5
松下勝義, 新垣大幸, 鎌本直也, 須藤麻希, 藤本仰一	

剛体円板を用いた自己駆動粒子系の相転移点シフト.....	9
村瀬信明, 磯部雅晴	

ニューラルネットワークを用いたスキッドステアリング 2D ロボットの自律 走行によるひも状走行.....	13
古澤昂弥, 本田泰	

歩道走行する自転車運転者の歩行者認識.....	17
川口寿裕, 世良司牙	



# 斥力相互作用する自己駆動粒子モデルの相分離と長距離相関

足立景亮<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> 理化学研究所 生命機能科学研究センター

<sup>2</sup> 理化学研究所 数理創造プログラム

## 概要

細胞集団のように自ら動く要素の集団はアクティブマターと呼ばれ、多様な協同現象を示す。本稿では、運動性誘起相分離と呼ばれるアクティブマターの凝集現象を概説した後、空間異方性をもつアクティブマターの協同現象を理論的に調べた我々の研究を紹介する。特に、空間異方性をもつ単純なアクティブマターモデルでは、運動性誘起相分離のクラスターサイズの成長則が異方的になることや、相分離していない状態でも密度の長距離相関が現れることを説明する。

## Phase separation and long-range correlation in self-propelled particles with repulsive interactions

Kyosuke Adachi<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> RIKEN Center for Biosystems Dynamics Research (BDR)

<sup>2</sup> RIKEN Interdisciplinary Theoretical and Mathematical Sciences Program (iTHEMS)

## Abstract

Active matter, a crowd of self-propelled elements like cell population, shows diverse collective phenomena. In this article, we review the aggregation of active matter called motility-induced phase separation and our theoretical work on collective phenomena of active matter with spatial anisotropy. In active matter models with anisotropy, the growth law in motility-induced phase separation is anisotropic, and long-range density correlation appears without phase separation.

## 1 はじめに

細胞のように自ら動く要素の集まりはアクティブマターと呼ばれ、その物理的性質の研究が盛んに行われている [1]。鳥や魚の群れといった生物個体の集団から、細胞やバクテリアの集団に至るまで、幅広いスケールの現象がアクティブマター研究の対象となってきた。また、自ら動く力（自己駆動力）を導入した人工粒子も開発されており、より制御された環境下での実験研究も進められている。

アクティブマターでは、動物の群れのように要素が向きをそろえて集団運動する flocking や、細長い細胞の集団のように要素形状の方向がそろったアクティブネマチック秩序など、自己駆動力の効果が

鍵となる多様な協同現象が見つかってきた。このような協同現象のメカニズムや普遍的性質を明らかにするため、単純なモデルを使った理論研究も盛んに行われている [2]。

本稿では、アクティブマターの協同現象の中でも、一部のバクテリア [3] や人工粒子 [4] で観測されている凝集現象に注目する。このような凝集は自己駆動力に起因すると考えられており、水と油の相分離のように密度の非一様性が自発的に生じる現象であるため、運動性誘起相分離と呼ばれている。以下では、単純なモデルに基づいて運動性誘起相分離を紹介し (2 節)、自己駆動力が異方的な場合の協同現象を調べた我々の研究 [5] について述べる (3 節)。

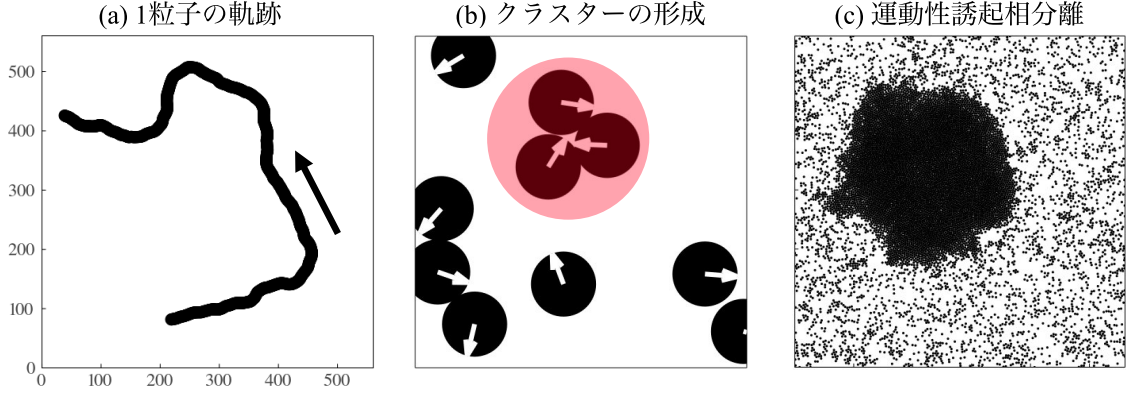


図 1: アクティブ Brown 粒子モデルにおける運動性誘起相分離。(a) 1 粒子の典型的な軌跡。(b) 10 粒子系におけるクラスター形成のスナップショット。(c) 10000 粒子系における運動性誘起相分離のスナップショット (初期状態はランダムな粒子配置、平均充填率 0.4、時刻  $t = 9500$ )。

## 2 運動性誘起相分離

運動性誘起相分離のミニマルモデルとしては、自己駆動力および複数の粒子が同じ場所を占有できない性質 (斥力相互作用) を取り入れたアクティブ Brown 粒子モデル [6] がよく調べられている。二次元系のモデルでは、粒子  $i$  ( $1 \leq i \leq N$ ) の位置  $\mathbf{r}_i(t)$  と自己駆動力の向き  $\theta_i(t)$  が次の運動方程式に従うとする。

$$\frac{d\mathbf{r}_i(t)}{dt} = \mathbf{v}_i(t) + \mu \sum_{j(\neq i)} \mathbf{F}_{ij} + \sqrt{2D} \boldsymbol{\xi}_i(t) \quad (1)$$

$$\frac{d\theta_i(t)}{dt} = \sqrt{2D_r} \xi_i^\theta(t) \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{v}_i = (v_0 \cos \theta_i, v_0 \sin \theta_i)$  は自己駆動力を表す ( $v_0$  は正の定数)。式 (1) の右辺第二項と第三項はそれぞれ粒子間の斥力相互作用と並進ノイズを表し、これらの項のため各粒子の動く速さは一般に  $v_0$  からずれる。式 (2) は回転拡散を表し、一般に回転の拡散係数  $D_r$  と並進の拡散係数  $D$  は独立とする。また、 $\boldsymbol{\xi}_i$  および  $\xi_i^\theta$  は平均ゼロの Gauss ノイズで、 $\langle \xi_i^a(t) \xi_j^b(s) \rangle = \delta_{ij} \delta_{ab} \delta(t-s)$  を満たす ( $a, b \in \{x, y, \theta\}$ )。粒子間斥力として、ここでは先行研究 [6] と同様に  $\mathbf{F}_{ij} = k(2a - r_{ij}) \hat{\mathbf{r}}_{ij} \Theta(2a - r_{ij})$  とする。ここで、 $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ 、 $\hat{\mathbf{r}}_{ij} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)/r_{ij}$ 、 $\Theta(x)$  は Heaviside のステップ関数、 $a$  は相互作用距離である。以下では周期境界条件を仮定し、先行研究 [6] と同様に並進ノイズを無視して  $D = 0$  とし、 $10/(\mu k)$  と  $a$  をそれぞれ時間と長さの単位にとる。

以下、自己駆動力が十分大きい場合 ( $v_0 = 1$ ,  $D_r = 0.005$ ) を考える。まず、1 粒子系における典型的な粒子の軌跡をプロットしたのが図 1(a) であり、粒子は

$D_r^{-1}$  程度の時間自己駆動力の向きに進み続け、回転拡散によって徐々に向きを変えることがわかる。次に、10 粒子程度の系では、図 1(b) に示すような数粒子からなるクラスターが作られたり壊れたりする。図 1(b) の白色の矢印は自己駆動力の向き ( $\cos \theta_i, \sin \theta_i$ ) を表しており、自己駆動力により粒子が直進しようとする効果と斥力相互作用により粒子同士がすり抜けられない効果が相まってクラスターが作られている。このようなクラスターは、粒子数が十分多くかつ密度が高い場合には巨視的なサイズにまで成長し、図 1(c) に示すような運動性誘起相分離が起こる。

ここで概説したように、運動性誘起相分離は自己駆動力に起因した現象であり、粒子同士を直接引き合わせる相互作用を必要としないのが特徴的である。対照的に、平衡系の気液相分離や液液相分離は基本的に粒子同士の引力相互作用に起因しており、運動性誘起相分離とは出現メカニズムが異なる。このようなメカニズムの違いにも関わらず、理論モデルのシミュレーションや平均場理論により、運動性誘起相分離の相図 [7] やクラスターサイズの成長則 [8] などには平衡系の相分離との共通点が現れることが明らかになってきている。一方、運動性誘起相分離では、密度などのパラメータによってはクラスターが巨視的なサイズにまで成長しないマイクロ相分離が起こる可能性 [9] や相分離臨界点の普遍性クラスが平衡系のそれとは異なる可能性 [10] も指摘されており、どのような条件下で平衡系との共通点が現れるのかはこれから明らかにされていくと考えられる。

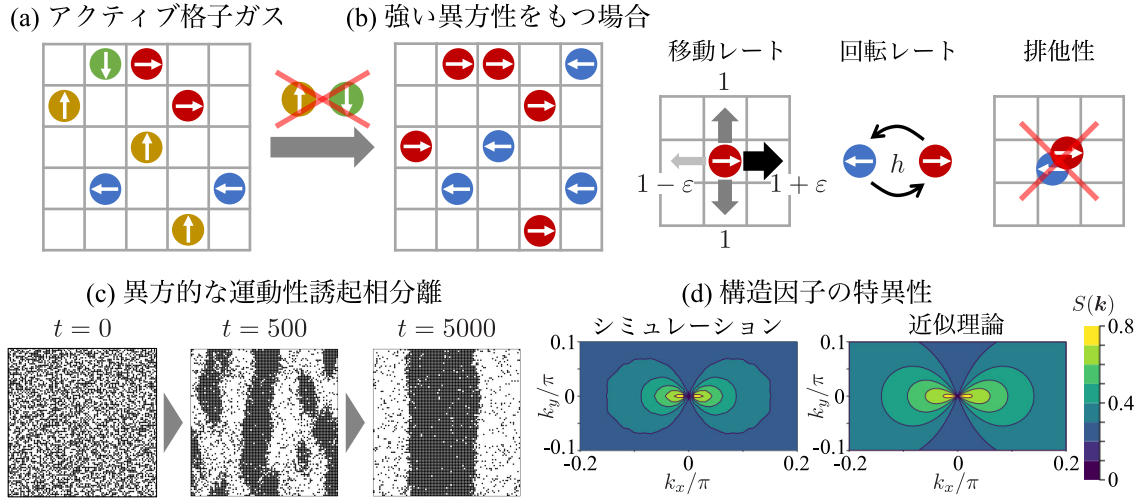


図 2: 異方的な自己駆動力をもつアクティブ格子ガスモデルにおける運動性誘起相分離と長距離相関。(a) アクティブ格子ガスモデル。(b) 強い異方性を想定し、自己駆動力の向きを左右のみに制限したモデル。(c) 自己駆動力が大きい場合 ( $\varepsilon = 0.8$ ) の異方的な運動性誘起相分離のスナップショット (初期状態はランダムな粒子配置、 $\rho_0 = 0.5$ 、システムサイズ  $100 \times 100$ 、 $t$  は Monte Carlo ステップ)。(d) 自己駆動力が小さい場合 ( $\varepsilon = 0.2$ ) にシミュレーションと近似理論で求めた構造因子の等高線プロット (定常状態、 $\rho_0 = 0.6$ 、システムサイズ  $200 \times 200$ )。  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  での特異性は密度の長距離相関を反映している。

### 3 異方的な運動性誘起相分離と長距離相関

運動性誘起相分離は、これまで主に空間等方的な系を対象に実験・理論研究が進められてきた。一方、例えば培養細胞を考えると、細胞の接着基板に配向性を導入すれば、自己駆動力の向きに空間異方性が生じる。対称性の観点からは、このように異方的な自己駆動力をもつ系と外場駆動系という非平衡多粒子系には、共通の巨視的性質が現れる可能性がある。これらの系の間関係を明らかにできれば、理論的に提案されてきた外場駆動系の性質をアクティブマターの実験系を使って検証することにもつながると期待される。そこで我々の研究では、異方的な自己駆動力をもつアクティブマターの理論モデルを考え、運動性誘起相分離や密度相関の性質を調べた [5]。

できるだけ単純なモデルとして、アクティブ Brown 粒子モデル (式 (1)、(2)) と類似のメカニズムで運動性誘起相分離が起こるアクティブ格子ガスモデル [11] (図 2(a)) を採用し、自己駆動力の向きを左右のみに制限することで、強い異方性をもつ場合を考える (図 2(b))。このモデルでは、正方向格子に存在する粒子系を考え、各粒子は自己駆動力の向きに対応するスピン自由度  $s = \{\leftarrow, \rightarrow\}$  をもつとする。各粒子の位置とスピン自由度は Markov ジャンプ過程

に従って時間変化するとし、状態間の遷移レートとしては、並進拡散に対応する最近接サイトへの移動レート ( $1$  ととる)、自己駆動力に対応するスピン方向への移動レート  $\varepsilon$ 、および回転拡散に対応するスピンの回転レート  $h$  を考える。さらに、斥力相互作用に対応する排他性を仮定し、複数の粒子は同一サイトを占有できないとする。以下では、回転レートを  $h = 0.025$  と固定する。

シミュレーションで相関を調べると、自己駆動力  $\varepsilon$  が大きく、かつ平均密度 (1 サイト当りの平均粒子数)  $\rho_0$  が大きいと、相分離が起こることがわかった。図 2(c) のように、クラスターは自己駆動力の向きとは垂直の上下方向に伸びるように成長する。これは、左右方向の自己駆動力によって堆積した粒子が、上下方向へと拡散していくために起こると考えられる。また、 $\rho_0 = 0.6$ 、 $\varepsilon = 0.9$  のときの密度相関関数の解析からは、左右方向・上下方向の典型的なクラスターサイズは経過時間  $t$  に対してそれぞれ  $R_x \sim t^{\alpha_x} \cdot R_y \sim t^{\alpha_y}$  ( $\alpha_x \approx 0.29 \cdot \alpha_y \approx 0.58$ ) のようにふるまうことがわかった。 $\alpha_x < \alpha_y$  となることはクラスターサイズの成長とともにアスペクト比  $R_y/R_x$  も成長することを意味しており、クラスターが上下方向に伸びることと整合的である。成長則の指数  $\alpha_x$ 、 $\alpha_y$  の普遍性や解析的表式は今のところ明らかでないが、上下方向には正常拡散が支配的に効

くとすれば、長時間経過後の  $\alpha_y$  は 0.5 になるのが自然だと予想される。

次に、 $\varepsilon$  が小さい領域では、相分離は起こらないが、密度相関関数  $C(\mathbf{r}) = \langle \delta\rho(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r})\delta\rho(\mathbf{r}_0) \rangle$  の Fourier 変換である構造因子  $S(\mathbf{k})$  は図 2(d) 左のような特徴的なパターンを示すことがわかった。ここで、 $\rho(\mathbf{r})$  をサイト  $\mathbf{r}$  における粒子数として、 $\delta\rho(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) - \rho_0$  は局所的な密度ゆらぎ、 $\langle \dots \rangle$  は  $\mathbf{r}_0$  の選び方およびサンプルに関する単純平均を表す。図 2(d) 左より、 $S(k_x = 0, k_y \rightarrow 0) < S(k_x \rightarrow 0, k_y = 0)$  となり、構造因子  $S(\mathbf{k})$  は  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  に特異性をもつことがわかる。 $S(\mathbf{k})$  がこのような特異性をもつと、逆 Fourier 変換によって長距離での密度相関関数は  $C(x, y) \sim (-x^2 + y^2)/r^4$  のようにべき減衰を示すことがわかり、相分離していない状態でも長距離相関が現れることを意味している。

ここで得られた  $S(\mathbf{k})$  の特異性がどの程度一般的に現れるのかを調べるため、ゆらぐ流体方程式を導出し、密度ゆらぎが小さいと仮定して線形化を行うことで、近似的に構造因子の解析的な表式  $S_{\text{app}}(\mathbf{k})$  を得た。結果のみ記すと、 $\tilde{\rho}_0 = 1 - \rho_0$  とおけば、

$$S_{\text{app}}(\mathbf{k}) = \rho_0 \tilde{\rho}_0 \frac{(2h + \tilde{\rho}_0 k^2)k^2 + 4\varepsilon^2 \tilde{\rho}_0 k_x^2}{(2h + \tilde{\rho}_0 k^2)k^2 - 4\varepsilon^2 \tilde{\rho}_0 (2\rho_0 - 1)k_x^2} \quad (3)$$

となることがわかった。式 (3) をプロットしたのが図 2(d) 右で、シミュレーションの結果 (図 2(d) 左) と比べると、定量的なずれはあるものの  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  付近での特異性が再現されていることがわかる。また、 $S_{\text{app}}(\mathbf{k})$  の  $\varepsilon$  依存性から、異方的な自己駆動力  $\varepsilon$  さえあれば、回転レート  $h$  や平均密度  $\rho_0$  の詳細によらず一般的に  $S(\mathbf{k})$  の特異性が現れると期待されることがわかった。

上述の  $S(\mathbf{k})$  の特異性や対応する密度の長距離相関は、自己駆動力に異方性があれば幅広いアクティブマターモデルで現れると期待され、例えばアクティブ Brown 粒子モデルでも同様の現象が見られることを確認している。また、同じタイプの  $S(\mathbf{k})$  の特異性は、外場駆動系と呼ばれる、電場のような一様外場のもとで運動する粒子系のモデルでも現れることが知られている [12]。そのため、本研究の結果は、アクティブマターに異方性を導入することで、外場駆動系と共通の協同現象 (構造因子の特異性や密度の長距離相関) が現れることを示唆している。

## 4 まとめ

本稿では、近年研究が進められている運動性誘起相分離について概説し (2 節)、空間異方的な自己駆動力によって引き起こされる相分離や長距離相関に関する我々の研究を紹介した (3 節)。今後はより幅広くアクティブマターの協同現象と他の非平衡多粒子系の協同現象との関係を明らかにしていきたい。

## 謝辞

本稿の研究の一部は、高三和晃氏、川口喬吾氏、中野裕義氏との共同研究であり、JSPS 科研費 JP20K14435 の助成を受けたものです。

## 参考文献

- [1] G. Gompper et al., J. Phys. Condens. Matter **32**, 193001 (2020).
- [2] H. Chaté, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **11**, 189 (2020).
- [3] G. Liu et al., Phys. Rev. Lett. **122**, 248102 (2019).
- [4] I. Buttinoni et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 238301 (2013).
- [5] K. Adachi, K. Takasan, and K. Kawaguchi, Phys. Rev. Research **4**, 013194 (2022).
- [6] Y. Fily and M. C. Marchetti, Phys. Rev. Lett. **108**, 235702 (2012).
- [7] A. P. Solon et al., Phys Rev E **97**, 020602 (2018).
- [8] X.-Q. Shi et al., Phys. Rev. Lett. **125**, 168001 (2020).
- [9] E. Tjhung, C. Nardini, and M. E. Cates, Phys. Rev. X **8**, 031080 (2018).
- [10] F. Caballero, C. Nardini, and M. E. Cates, J. Stat. Mech. **2018**, 123208 (2018).
- [11] S. Whitelam, K. Klymko, and D. Mandal, J. Chem. Phys. **148**, 154902 (2018).
- [12] B. Schmittmann and R. K. P. Zia, Phys. Rep. **301**, 45 (1998).



# 分散から凝集へのクロスオーバーでの 細胞認識による集団細胞運動

松下勝義, 新垣大幸, 鎌本直也, 須藤麻希, 藤本仰一

阪大院理 生物

## 概要

我々は細胞の集団運動における分散状態と凝集状態の遷移の効果を調べた。我々は細胞間で相互に認識して運動する高濃度の細胞系を細胞 Potts 模型で考え、細胞の運動方向の秩序を計算した。そして我々は平衡系では不連続に起きる分散と凝集状態の間の遷移であっても集団運動化は連続的に起きることを示した。これは集団運動の細胞の相互誘導のみでは説明できず、何らかの別の知られていない非平衡効果の存在が予想される。

## Collective Cell Movement through Cell Sensing in Crossover from Suspended to Aggregated States

Katsuyoshi Matsushita, Taiko Arakaki, Naoya Kamamoto,  
Maki Sudo, and Koichi Fujimoto

Department of Biological Science, Graduate School of Science, Osaka University.

## Abstract

We investigate the effect of the transition between the suspended and aggregated states on collective cell movement. We consider high-density cells in the cellular Potts model with sensing cells as a trigger to move. Based on this model, we evaluate the order of the cell moving direction. We show that the crossover to the order from disorder occurs gradually even though the transition without the sensing occurs abruptly. This gradual crossover partially reflects the characteristics of cell sensing.

## 1 Introduction

Collective movements of cells are indispensable to the development of eukaryotes [1-3]. In this collective movement, cells sense each other through their mechanical contacts and use this as a trigger to move. In addition, cells aggregate depending on developmental stages, organs, and species by using intercellular adhesions. This aggregation enables cells to sense each other through their contacts easily. Therefore, the collective movement due to the sensing inevitably reflects the aggregation condition. The effect of this condition on the collective movement should be clarified to promote our understanding of this movement.

To consider the effect in the collective movement, we briefly introduce the effect for the case without the movement and then consider its application to the case with the movement. In the case without the movement, the following condition for surface tensions is known as the aggregation condition [4],

$$\gamma_E > \gamma_C/2, \quad (1)$$

where  $\gamma_C$  is the surface tension between cells, including the effect of the intercellular adhesion.  $\gamma_E$

is that between cells and medium. This condition results from the fact that two interfaces between two cells and a medium should form to separate two adhesive contacting cells. At  $\gamma_E = \gamma_C/2$ , this effect of the interface tensions drives the transition between the suspended and aggregated states. There, we can expect that the collective movement switches abruptly.

We consider the applicability of this condition to the case with the movement through the cell sensing. In this case, cells effectively reduce  $\gamma_C$  on their leading edge to move with sensing other cells. Inevitably, we should consider that the reduction directions of  $\gamma_C$  adjusted to relax in the aggregation. This adjustment makes the simple application of the aggregation condition difficult. Therefore, we should investigate the effect of the transition between the suspended (individual cell) and aggregated cells separately from the case without movement.

The transition reflects the cell density and the interface tension between cells and the medium. Because these are not easily controllable in experiments, using a theoretical model helps us understand this transition. Here, we investigate this

transition using a theoretical model. In particular, we focus on the dependence of moving direction ordering on the cell density and the interface tension.

The present work considers the cellular Potts model [4–8] with cell sensing as the theoretical model. We consider a finite periodic system and sufficiently dense cells, where the cells frequently contact and sense each other as a trigger to move. To estimate the ordering of moving direction, we evaluate the motion ordering of driving direction. We find that the motion ordering gradually occurs at the transition. This gradualness is contrast to the abruptness of the aggregation transition without movement.

## 2 Model

The interface tension between the cells and the medium is an essential control parameter for our analysis. Therefore, we model the interface tension using the cellular Potts model [5] because this model easily controls the tension. This model expresses the cells as a single domain of a Potts state on the lattice. Here, we denote the state by  $m(\mathbf{r})$  at site  $\mathbf{r}$  on the square lattice. We consider a square-shaped system with linear size  $L$  with the periodic boundary condition.  $m(\mathbf{r}) = 0$  represents medium and otherwise  $m(\mathbf{r})$  represents the index of a cell. We denote the number of cells by  $N$  and keep it constant. A repetition of a Monte Carlo update of this Potts state, hereafter explained, generates the cell configuration series in the motion of cells.

In the Monte Carlo update, the generated probability of a state is proportional to the Boltzmann weight  $w = \exp(-\beta\mathcal{H})$ . Here,  $\mathcal{H}$  is the free energy and  $\beta$  is the strength of the cell shape fluctuation. The Monte Carlo update gives the time unit of this simulation and consists of  $16L^2$  trials. In a trial, we randomly select the site  $\mathbf{r}$ . Then, we probabilistically change its state  $m(\mathbf{r})$  to be that of a randomly selected neighboring site. The probability of this change is the Metropolis probability  $\min[1, w'/w]$ . Here,  $w'$  is the Boltzmann weight after the update of the state.

$\mathcal{H}$  consists of three free-energy terms

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_S + \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_G. \quad (2)$$

The first term consists of the surface tension between cells and that between cell and medium

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_S = & \gamma_C \sum_{\mathbf{r}\mathbf{r}'} \eta_{m(\mathbf{r})m(\mathbf{r}')} \eta_{0m(\mathbf{r}')0} \eta_{m(\mathbf{r})0} \\ & + \gamma_E \sum_{\mathbf{r}\mathbf{r}'} \eta_{m(\mathbf{r})m(\mathbf{r}')} [\delta_{0m(\mathbf{r}')0} + \delta_{m(\mathbf{r})0}]. \end{aligned} \quad (3)$$

In the summation, we conventionally take the neighboring site pair  $\mathbf{r}\mathbf{r}'$  over the nearest and next-nearest sites [5]. The definitions of the pair are the same hereafter.  $\gamma_C$  is the surface tension between cells, and  $\gamma_E$  is that of cell and medium.  $\delta_{nm}$  is the

Kronecker's  $\delta$  and  $\eta_{nm}$  is  $1 - \delta_{nm}$ . In this study, we control  $\gamma_E$  with  $N$  and examine the dependence of the ordering on them.

The second term in Eq. (2) is the volume constraint,

$$\mathcal{H}_A = \kappa A \sum_m \left(1 - \frac{\sum_{\mathbf{r}} \delta_{mm(\mathbf{r})}}{A}\right)^2, \quad (4)$$

where  $\kappa$  is compressibility for the occupation area of cells and  $A$  is its natural value.

The third term in Eq. (2) is the driving force [9]

$$\mathcal{H}_G = -\delta \sum_{\mathbf{r}\mathbf{r}'} \eta_{m(\mathbf{r})m(\mathbf{r}')} \eta_{0m(\mathbf{r}')0} \eta_{m(\mathbf{r})0} \left[ \sum_{\mathbf{x} \in \{\mathbf{r}\mathbf{r}'\}} q_{\mathbf{x}}^m(\mathbf{x}) \right]. \quad (5)$$

Here,  $q_{\mathbf{r}}^m = 1 + \mathbf{p}_{m(\mathbf{r})} \cdot \mathbf{e}_{m(\mathbf{r})}$  is the potential gradient in the direction of a unit vector  $\mathbf{p}_m$ , which indicates the driving direction. The unit vector  $\mathbf{e}_m(\mathbf{r})$  indicates  $\mathbf{r}$  from  $\mathbf{R}_m$ , where  $\mathbf{R}_m$  is the center of the  $m$ th cell.  $\mathbf{p}_m$  and  $\mathbf{R}_m$  are updated once for each Monte Carlo step with the equation [10]

$$\frac{d\mathbf{p}_m}{dt} = \frac{1}{\tau} \left[ \frac{d\mathbf{R}_m}{dt} - \mathbf{p}_m \left( \mathbf{p}_m \cdot \frac{d\mathbf{R}_m}{dt} \right) \right], \quad (6)$$

and with the replacement of  $\mathbf{R}_m = \sum_{\mathbf{r}} \mathbf{r} \delta_{mm(\mathbf{r})} / \sum_{\mathbf{r}} \delta_{mm(\mathbf{r})}$ , respectively. Here,  $t$  is time, and  $\tau$  is the relaxation-time ratio of  $\mathbf{R}_m$  to  $\mathbf{p}_m$ . This setting differs from the self-propulsion [11, 12] and mutual guiding [9, 13] but similarly induces the self-propulsion in the direction of  $\mathbf{p}_m$  [14]. This propulsion is effectively equivalent to the reduction of the surface tension, mentioned previously.

For this simulation, we set  $A = 64$ ,  $\kappa = 64$ ,  $\tau = 5.0$ ,  $\delta = 0.2$ , and  $\beta = 0.2$  as empirically used for the collective movement. We set  $\gamma_E$  as 4.0; therefore, the abrupt transition from suspended to aggregated states in the case without movement appears at  $\gamma_C = 2.0$ . We consider  $\gamma_C$  from 0.0 to 4.0 to observe the effect of the transition. We solve Eq. (6) by the Euler method with a time difference of  $\tau^{-1} = 0.2$ , and as mentioned above, the integration is carried out once for each Monte Carlo step. We choose the number of cells  $N = 576$  to  $N = 854$ .  $N = 576$  corresponds to the expected value of area fraction  $VN/L^2 = 1.0$ , where  $L = 192$ ; therefore, the cells in this range of  $N$  is expected to cover the whole region of systems in the case without the effect of the interface tension. These numbers enable cell sensing to function effectively through sufficient cellular contacts and promote order in the moving direction.

## 3 Results and Discussions

At first, we should clarify the dependence of moving direction ordering on  $\gamma_E$  and  $N$  for our purpose. Because the moving direction correlates with the

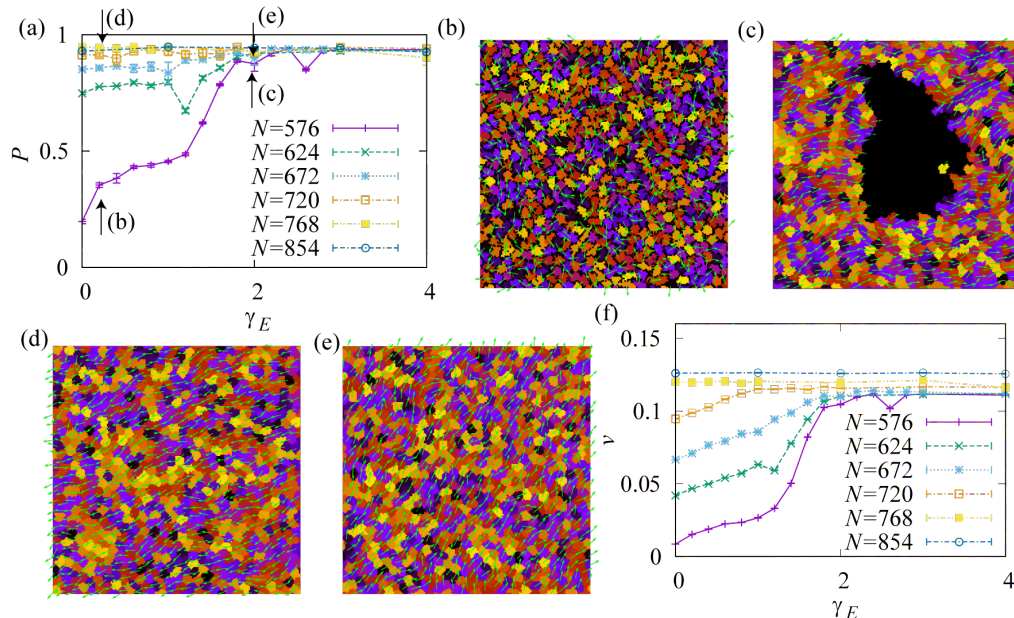


Fig. 1: (a) Order parameter  $P$  as a function of the surface tension between cells and a medium  $\gamma_E$ . The data correspond to  $N = 576, 624, 672, 720, 768$ , and  $854$ . (b), (c), (d), and (e) show snapshots of cell configuration for  $N = 576, \gamma_E = 0.2$ ;  $N = 576, \gamma_E = 2.0$ ;  $N = 768, \gamma_E = 0.2$  and  $N = 576, \gamma_E = 2.0$ , respectively. In these panels, black regions represent medium and colored regions, cells. The green arrows are the driving direction of each cell. (f) the average velocity  $v$  as a function of  $\gamma_E$ .

driving direction  $\mathbf{p}_m$ , the moving direction ordering is detectable by the ordering of  $\mathbf{p}_m$ . Therefore, we calculate the order parameter of  $\mathbf{p}_m$  [15, 16]

$$P = \left| \int_{t_i}^{t_f+t_i} dt' \frac{1}{Nt_f} \sum_m \mathbf{p}_m \right|, \quad (7)$$

to probe the ordering of moving directions. Here, we simulate the relaxation of state during  $t_i = 10^4$  updates to obtain the steady state and then calculate  $P$  in the period up to  $t_f = 10^4$  updates. To examine the ordering of moving direction, we plot  $P$  as a function of  $\gamma_E$  for  $N$  from 576 to 854 in Fig. 1(a).

We naively speculate that the moving direction orders near  $N \gtrsim 576$  because the value of  $N$  is sufficient for covering the whole system, even without aggregation. However, even at  $N = 576$ , the order parameter  $P$  takes small values for low  $\gamma_E$ . The small value implies that the cells inhibit their contacts and cannot sense themselves. As direct evidence of this inhibition, the cell configuration in Fig. 1(b) shows the retainment of the medium between cells and the separation of cells. The arrows in this figure represent the direction of  $\mathbf{p}_m$  and reflect the disorder in the moving directions, which is consistent with the low value of  $P$ . These results show that this high cell density is insufficient for perfect ordering.

As  $\gamma_E$  increases below  $\gamma_C/2 \sim 2$  from 1.5, the order parameter gradually increases. This increase indicates that the cells gradually squeeze the medium out with increasing  $\gamma_E$  and increase the size of their aggregation. Thus, in contrast

to an abrupt transition from suspended to aggregated states in our naive speculation, the aggregation gradually progresses as  $\gamma_E$  increases. The result is not expected from the naive speculation in the case without movement and may be characteristics in the non-equilibrium case.

At high values of  $\gamma_E$ , the cells entirely exclude the medium and form aggregation, as shown in Fig. 1(c). The total area of cells is sufficient for covering the whole system. However, the medium remains by forming a bubble. Therefore, the cells cannot cover the system. The medium remains because the surface tension  $\gamma_E$  between cells and medium reduces cell area. Namely, the result indicates that the cell density is insufficient for cells to cover the system perfectly under the cell movement, even when the cell density is high enough that the total natural area of cells is equal to that of the system.

In high cell densities,  $P$  is independent of  $\gamma_E$ . For example,  $N = 768$ ,  $P$  does not depend on the  $\gamma_E$ . As shown in Fig. 1(d) and 1(e), the cells in low and high  $\gamma_E$  perfectly squeeze the medium out and form a confluent state. Therefore, the cell density is sufficient for cells to cover the entire system. Furthermore, cells exhibit perfect ordering through cell sensing. This density value corresponds to the area fraction of 1.3 and is much higher than our expectation of unity.

The velocity of collective movements reflects the motion order. In Fig. 1(f), we plot the average

velocity of cells to see this,

$$v = \left| \int_{t_i}^{t_i+t_f} \frac{1}{Nt_f} \sum_m^N \mathbf{d}_m \right|, \quad (8)$$

as a function of  $\gamma_E$  for various  $N$ . Here,  $\mathbf{d}_m$  is the displacement vector of the  $m$ th cell.  $v$  behaves similarly to  $P$  and reflects the ordering of the moving directions.

## 4 Summary and Remarks

In summary, we consider the transition from the suspended to aggregated states and its effect on the ordering of moving direction due to cell sensing. To examine this effect, we consider sufficient high-density cells at the area fraction of unity, where cells sense each other through forming contacts. We show that the crossover to ordering occurs gradually as interface tension  $\gamma_E$  increases from the value of suspended cells to that of aggregated cells. This gradualness suggests that a non-equilibrium effect of the collective cell movement induces the gradual crossover of suspension to aggregation states.

One possible mechanism of this gradual crossover is the effect of the driving force of cells. The effect of the driving force in Eq. (5) is equivalent to reducing the surface tension in the leading edge of cells between them. The value of driving force  $\delta$  effectively reduces the surface tension by stabilizing the contacts of cells. The reduction of cell-cell surface tension  $\gamma_C$  is  $-2\delta \sim -0.4$  in order states. This effect reduces the transition point to  $\gamma_E = (\gamma_C - 2\delta)/2 \sim 1.8$  in the leading edge of cells. Additionally, the reduction value of surface tension depends on the relative direction of the position of the cellular contacts against the driving direction, as shown in Eq. (5). This direction dependence gives rise to the gradually increase of interface area between cells satisfying the aggregation condition with increasing  $\gamma_E$ . As a result, the reduction gradually promotes the contact formation and stabilizes the order of moving directions through the contacts. Therefore, the driving force qualitatively explains our results.

Regarding the accuracy of the crossover onset of  $\gamma_E$ , we quantitatively overestimate the value  $\gamma_E \sim 1.8$  compared to the observed value,  $\gamma_E \sim 1.5$ . This overestimation may imply the existence of another non-equilibrium effect.

As an additional remark, we note that  $VN/L^2 \sim 1$  is insufficient for the collective movement in the case of small  $\gamma_E$ 's. This insufficiency indicates that the steady state strongly depends on the existence of the medium. For example, the result changes when we choose the state without medium as the initial state. Namely,  $\lim_{VN/L^2 \rightarrow 1} P$  in the case with a medium is not equivalent to that without a medium. In the case of  $VN/L^2 \sim 1$ , the initial state without a medium seems to be one

of the appropriate states because the cells seemingly cover the whole region of the system. However, our result suggests that the appropriateness depends on the existence of a sufficient amount of the medium. Therefore, we should revisit the investigations in previous works with high-density cells concerning this appropriateness of the initial condition [12, 17, 18] because some of these works assumed the independence of initial conditions.

We thank S. Yabunaka, H. Kuwayama, H. Hashimura, M. Sawada, and K. Sawamoto for providing various relative knowledge. We also thank M. Kikuchi and H. Yoshino for their support with the research resource. This work was supported by JSPS KAKENHI (Grant Number 19K03770) and AMED (Grant Number JP19gm1210007).

## References

- [1] C. J. Weijer, *J. Cell Sci.* **122**, 3215 (2015).
  - [2] P. Friedl and D. Gilmour, *Nat. Rev. Mol. Cell Biol.* **10**, 445 (2009).
  - [3] P. Rørth, *Annu. Rev. Cell Dev. Biol.* **25**, 407 (2009).
  - [4] J. A. Glazier and F. Graner, *Phys. Rev. E* **47**, 2128 (1993).
  - [5] F. Graner and J. A. Glazier, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2013 (1992).
  - [6] F. Graner, *J. Theor. Biol.* **164**, 455 (1993).
  - [7] A. R. A. Anderson, M. A. J. Chaplain, and K. A. Rejniak, *Single-Cell-Based Models in Biology and Medicine* (Birkhauser Verlag AG, Basel, 2007).
  - [8] T. Hirashima, E. G. Rens, and R. M. H. Merks, *Dev. Growth Differ.* **59**, 329 (2017).
  - [9] K. Matsushita, *Phys. Rev. E* **97**, 042413 (2018).
  - [10] B. Szabó, G. J. Szollosi, B. Gonci, Z. Juranyi, D. Selmeczi, and T. Vicsek, *Phys. Rev. E* **74**, 061908 (2006).
  - [11] P. Szabó, M. Nagy, and T. Vicsek, *Phys. Rev. E* **79**, 021908 (2007).
  - [12] A. J. Kabla, *J. R. Soc. Interface* **9**, 3268 (2012).
  - [13] K. Matsushita, *Phys. Rev. E* **95**, 032415 (2017).
  - [14] K. Matsushita, *Phys. Rev. E* **101**, 052410 (2020).
  - [15] T. Vicsek, A. Czirók, E. Ben-Jacob, I. Cohen, and O. Shochet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1226 (1995).
  - [16] M. C. Marchetti, J. F. Joanny, S. Ramaswamy, T. B. Liverpool, J. Prost, M. Rao, and R. A. Simha, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1143 (2013).
  - [17] K. Matsushita, K. Horibe, N. Kamamoto, S. Yabunaka, and K. Fujimoto, *Proc. Sympo. Traffic Flow Self-driven Particles* **25**, 21 (2019).
  - [18] K. Matsushita, S. Yabunaka, and K. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **90**, 054801 (2020).
- E-mail: kmatsu@bio.sci.osaka-u.ac.jp

# 剛体円板を用いた自己駆動粒子系の相転移点シフト

村瀬信明<sup>1</sup>, 磯部雅晴<sup>1</sup>

<sup>1</sup>名古屋工業大学大学院工学研究科工学専攻

## 概要

本研究では、自己駆動系 (いわゆるアクティブマター系) における排除体積効果と相転移への影響を調べるため、Vicsek モデルで用いられる質点を剛体円板に変え、固液相転移近傍において Event-Driven 型分子動力学法を実行し、相図を作成した。素子間の衝突頻度と Vicsek モデルの相互作用の競合により、粒子占有率に対する相転移点に大きな影響を及ぼすことがわかった。また、アクティブマター度の増大により系が非平衡化したときの全系の大局配向秩序変数と微視的構造との関係を明らかにした。

## Anomalous phase transition in self-propelled hard disk systems

Nobuaki Murase, Masaharu Isobe

Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology

## Abstract

In this study, we investigate the phase behavior of the self-propelled hard disk systems with the Vicsek-type interaction via event-driven molecular dynamics simulation systematically. In addition to the ordinal order-disorder transition of the collective velocity field known in the original point particle of the Vicsek model, we observed the novel competition driven by the global positional order (so-called Alder transition) due to the exclusive effect of hard disk, which causes anomalous fluctuations around phase transition and transition shifts.

## 1 はじめに

生物のように自ら動く素子 (ユニット) は「自己駆動粒子 (Self-propelled Particle)」と呼ばれ、これらを素子とした多体系で生じる巨視的な協調運動は、「アクティブマター (Active Matter)」として、精力的に研究が行われている [1]。自己駆動粒子系を研究する有名なモデルに、いわゆる Vicsek モデルがある [2]。Vicsek モデルは質点を素子とし、近傍素子の速度ベクトルの総和に素子の方向を揃える相互作用のモデルである。このモデルでは、ノイズパラメータの増大により粒子 (質点) 群が 1 方向に流れる秩序相から乱雑に動く無秩序相へと相転移を起こす [3]。近年では、素子間に様々な相互作用がある系での研究も行われている [4, 5]。本研究では Vicsek モデル

の相互作用に、排除体積効果を考慮した剛体円板系において、固液相転移 (いわゆる Alder 転移) 近傍に着目し、Event-Driven 型分子動力学法 (EDMD) [6, 7] を実行した。Vicsek モデルでは存在しない素子間の衝突とその頻度は、Vicsek モデルの相互作用と競合するため、全系に及ぼす影響並びに相転移点シフトと各相の微視的構造の特徴を調べた。

## 2 シミュレーション手法

平衡系の剛体円板系に以下の Vicsek モデルの相互作用を導入し、EDMD を実行した。

$$\Theta_i^{t+\Delta t} = \arg \left( \sum_j \exp(i\Theta_j^t) \right) + \delta\Theta, \quad (1)$$

$$\mathbf{v}_i^{t+\Delta t} = v_i^t \mathbf{e}_{\Theta_i^{t+\Delta t}}. \quad (2)$$

ここで  $\mathbf{v}_i^t$  は時刻  $t$  における素子  $i$  の速度ベクトル、 $v_i^t = |\mathbf{v}_i^t|$  と  $\Theta_i^t$  はその大きさと向きである。式 (1) の第 1 項はカットオフ半径  $r_c$  内の素子  $j$  の総和の偏角 ( $\arg$  は偏角、 $i$  は虚数単位) を表し、第 2 項はゆらぎとして  $\delta\Theta = [-\eta/2, \eta/2]$  で一様分布するノイズを加えている。また、(2) 式の  $\mathbf{e}_{\Theta_i^t}$  は、 $\Theta_i^t$  方向の単位ベクトルである。系内すべての素子の速度ベクトルは、時間  $\Delta t$  毎に式 (1),(2) を用いて更新する [2]。一方、EDMD は、剛体円板間の衝突毎に時間発展させる手法である [6]。そのため、 $\Delta t$  間の衝突回数が系の動力学に影響を及ぼし、Vicsek モデルとの大きな違いとなる。本研究では、これらの競合を調べるため、剛体円板系の平均衝突時間  $\tau$  で無次元化したパラメーター  $\Delta t^* = \Delta t/\tau = 1 \sim 100$  を導入した。半径  $\sigma$  の 2 次元剛体円板系 (粒子数  $N = 4,096$ ) において  $r_c = 3.112\sigma$  とし、粒子占有率  $\nu$  を Alder 転移点  $\nu_c \sim 0.70$  [7, 8, 9] 近傍を含む  $\nu = 0.70 \sim 0.76$ 、ノイズを  $\eta = 0 \sim 2\pi$  でそれぞれ系統的に変化させた。Vicsek モデルでは、 $\eta = 2\pi$  で素子はすべての進行方向が等価に選ばれるため、ランジェバン熱浴下での平衡状態 (無秩序相) と等価になる。一方、 $\eta = 0$  では、系全体で同一方向に流れる秩序相となる [2]。全系の大局構造解析には、従来の Vicsek モデルの相を特徴づける速度秩序変数に加え、素子  $i$  毎の配向秩序変数  $\phi_6^i = 1/N_j \sum_{j=1}^{N_j} \exp(6i\theta_j^i)$  を考えた。ここで、 $j$  は最近接素子で、 $N_j$  はその総数、 $\theta_j^i$  は素子  $i$  の中心を通る基準軸からの  $j$  の角度である。 $\phi_6^i$  を用いて全系の局所および大局配向秩序変数はそれぞれ  $\Phi_6^L = 1/N \sum_{i=1}^N |\phi_6^i|$ 、 $\Phi_6^G = |1/N \sum_{i=1}^N \phi_6^i|$  と定義され、相が 6 回対称を持つかを特徴づける。また、素子の局所構造解析のため、ある配置で周辺の素子を固定し、注目した素子の中心が移動可能な領域として定義される自由体積  $v_f$ 、その自由表面積の周辺自由表面積  $s_f$ 、最近接素子が 6 以外の値をとる格子欠陥について調べた。剛体球の平衡系では自由体積、自由表面積を用いて圧力  $P^*$  が計算できる [10, 11]。そこで、各素子において (2 次元での) 局所無次元圧力  $p_i^*$  を (3) 式のように定義し、空間分布を調べた。

$$p_i^* = 1 + \frac{\sigma s_f^i}{2 v_f^i}. \quad (3)$$

### 3 シミュレーション結果

#### 3.1 配向秩序変数の変化と相図

図 1 は、 $\nu - \eta$  空間上の大局配向秩序変数  $\Phi_6^G$  の等高線図である。 $\Phi_6^G$  の値で色分けを行った。剛体円

板系では、 $\Phi_6^G \sim 0.70$  で 6 回対称で配向のそろった系が結晶状態となることが知られ、液相、結晶相の判定が可能となる [8, 9]。まず、ノイズ  $\eta$  によらず粒子占有率  $\nu$  を大きくしていくと  $\Phi_6^G$  が増加し、系全体が結晶状態となることがわかる。また、低ノイズ  $\eta$  (非平衡度 (アクティブマター度) が高い状態) では、同じ  $\nu$  において、 $\eta$  が大きいときに比べ、 $\Phi_6^G$  が減少傾向にある。そのため  $\Phi_6^G$  の等高線は、結晶状態を示す境界が高密度側にシフトする。また  $\eta \sim 1.2\pi$  付近に非自明なカスプが見られた。

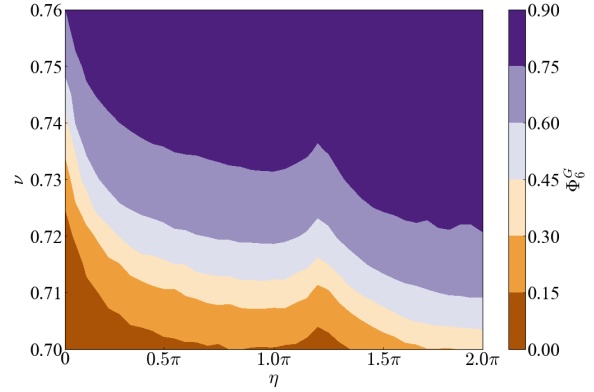


図 1:  $\nu - \eta$  空間上の  $\Phi_6^G$  の等高線図。( $(N, \Delta t^*) = (4096, 10)$  に固定)

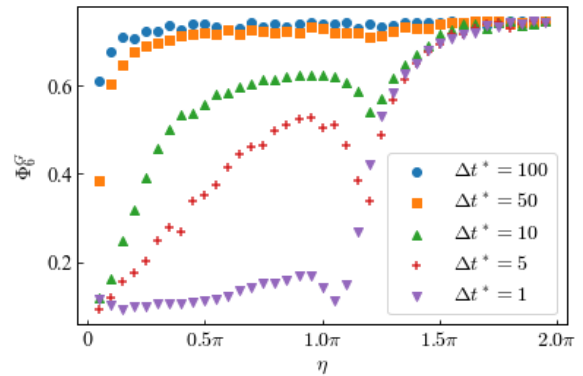


図 2: Vicsek 相互作用の更新時間  $\Delta t^*$  を変えたときの  $\Phi_6^G$  の  $\eta$  依存性。( $\nu = 0.72$  に固定)

次に、図 1 において  $\nu = 0.72$  に固定し、Vicsek 相互作用の更新時間  $\Delta t^*$  を変えたときの  $\Phi_6^G$  の  $\eta$  依存性を調べた (図 2)。平衡系  $\eta \sim 2\pi$  では  $\Phi_6^G \sim 0.71$  で系全体として結晶状態である。一方  $\eta \leq 1.5\pi$  では、配向秩序変数が減少することがわかる。平均衝突時間程度  $\Delta t^* = 1$  では、 $\eta \sim 1.0\pi$  付近で  $\Phi_6^G \sim 0.1$  の液体状態になる。また、 $\Delta t^*$  によらず  $\eta = 1.0\pi \sim 1.3\pi$

付近に  $\Phi_6^G$  が一時的に減少するカスプが見られた。Vicsek モデルでは、速度秩序変数が秩序-無秩序相転移を起こすことが知られている [2, 3]。このモデルでは  $\eta = 1.2\pi$  付近に対応している。そのためなんらかの臨界揺らぎが生じ、大局配向秩序変数の減少が生じた可能性が考えられる。

図 3 は、 $(\nu, \Delta t^*) = (0.72, 10)$  とした条件での  $\Phi_6^G$  ならびに局所配向秩序変数  $\Phi_6^L$  のノイズ  $\eta$  依存性を示す。 $\Phi_6^L$  は  $\eta$  の減少に対し減少傾向にあるが、 $\Phi_6^G$  に比べると  $\eta \sim 0$  においても  $\Phi_6^L \sim 0.7$  である。これは、素子 (剛体円板) 毎の局所的な配向秩序がほとんど変化していないことを意味する。つまり、 $\eta$  は系全体での長距離配向秩序のみ影響を与え、著しく減少させていることを示している。

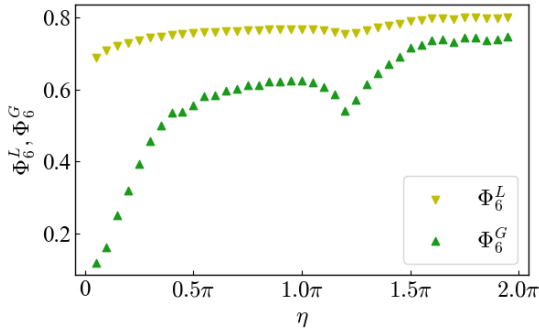


図 3:  $\Phi_6^G$  および局所配向秩序変数  $\Phi_6^L$  のノイズ  $\eta$  依存性。 $(\nu, \Delta t^*) = (0.72, 10)$  に固定

### 3.2 局所構造解析

3.1 節で得られた系全体の特徴と相図をより詳しく調べるため、個々の素子 (剛体円板) とその近傍の局所構造に着目し、配向秩序変数  $|\phi_6^i|$ 、自由体積  $v_f$ 、局所圧力  $p_i^*$ 、格子欠陥  $n_d^*$  について系統的に解析を行った。図 4~6 は  $(\nu, \Delta t^*) = (0.72, 10)$  において各剛体円板の自由体積  $v_f$  の確率密度分布、配向秩序変数  $|\phi_6^i|$  および局所圧力の空間分布  $p_i^*$  をそれぞれ示したものである。自由体積の確率密度分布 (図 4) では、 $\eta = 0.1\pi$  と  $1.0\pi$  を比較すると、 $\eta = 0.1\pi$  では自由体積が小さい素子が多いことがわかる。自由体積が小さいということは、局所的に最近接素子が密につまっていることを意味する。一方、 $\eta = 1.0\pi$  と  $1.2\pi$  を比較すると後者で自由体積が小さい素子が多い。 $\eta = 1.2\pi$  は、図 1~3 でカスプが生じる  $\eta$  に対応している。

図 5 は各素子の配向秩序変数  $|\phi_6^i|$  の空間分布であ

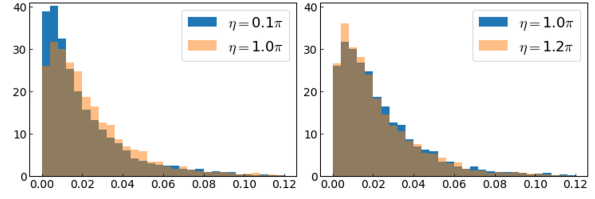


図 4: 各素子の自由体積  $v_f$  の大きさの確率密度分布。 $(\nu, \Delta t^*) = (0.72, 10)$  に固定

る。平衡系に近い  $\eta = 1.9\pi$  (図 5(右)) では、全系で配向秩序変数が高い状態になっている。一方、強い非平衡系である  $\eta = 0.1\pi$  (図 5(左)) では、配向秩序変数が高い領域と低い領域に分離しクラスターを形成している。配向秩序変数が高いクラスター領域は、クラスターごとに配向の向きが異なっている。このため、局所配向秩序変数は大きいですが、系全体の大局配向秩序変数が小さくなり、図 3 の結果と一致する。

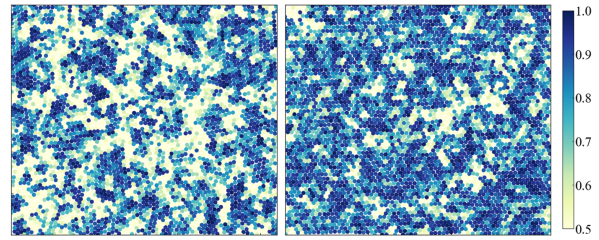


図 5: 配向秩序変数  $|\phi_6^i|$  の空間分布。 $(\text{左})\eta = 0.1\pi, (\text{右})\eta = 1.9\pi, (\nu, \Delta t^*) = (0.72, 10)$  に固定

図 6 は、各素子の局所圧力  $p_i^*$  の空間分布を示す。平衡系に近い  $\eta = 1.9\pi$  (図 6(右)) と比べ、強い非平衡系である  $\eta = 0.1\pi$  (図 6(左)) では  $p_i^*$  が高い素子が増加する。 $p_i^*$  は、個別の素子の自由体積  $v_f$  が減少もしくは自由表面積  $s_f$  が増大するときに大きくなる (式 (1) 参照)。つまり、素子の近傍が高密度に圧縮されている、もしくは自由体積が非等方的な形をしている場合にそれぞれ対応する。前者は、図 4 で得られた結果と一致する。一方、 $p_i^*$  が高く、かつ  $|\phi_6^i|$  が低い素子の存在が確認できる。

自由体積の異方性 (自由表面積の増大) を定量的に調べるため、格子欠陥率  $n_d^*$  の  $\eta$  依存性を図 7 に示した。完全な三角格子に素子があれば、 $n_d^* = 0$  となる。図 7 より、ノイズ  $\eta$  が減少すると格子欠陥率  $n_d^*$  が増加した。また  $\eta \sim 1.2\pi$  近傍で格子欠陥率の一時的な増加 (カスプ) が見られる。格子欠陥は、局所配向秩序変数減少の直接の原因となり、結晶クラ

スター間の境界付近に分布する。

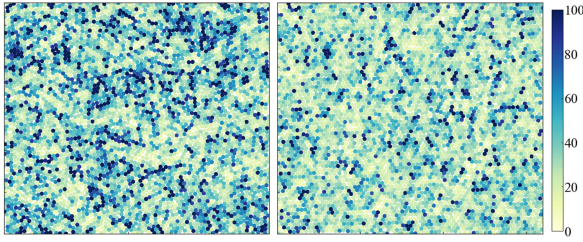


図 6: 局所圧力の空間分布。(左) $\eta = 0.1\pi$ , (右) $\eta = 1.9\pi$ ,  $(\nu, \Delta t^*) = (0.72, 10)$  に固定)

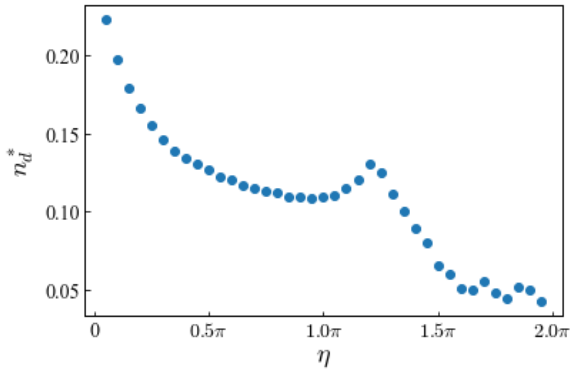


図 7: 格子欠陥率  $n_d^*$  の  $\eta$  依存性。 $(\nu, \Delta t^*) = (0.72, 10)$  に固定)

## 4 まとめ

本研究では、排除体積効果の影響を調べるため Vicsek モデルに剛体円板を導入し、系の特徴とその微視的起源を調べた。質点を用いる Vicsek モデルではノイズ  $\eta$  の減少により近傍素子間の速度ベクトルを同一方向にする働きが強くなる。その結果、系は平衡系の無秩序相から秩序相に相転移を起こす [2, 3]。一方、剛体円板系では  $\nu$  の増大により固液相転移 (Alder 転移) を起こす [7, 8, 9]。本モデルでも同様に  $\nu$  の増大により固液相転移 (Alder 転移) を確認できた。しかし、固液相転移点境界は非平衡度が高いほど高占有率側にシフトした。また、速度秩序変数の秩序無秩序相転移点近傍の  $\eta \sim 1.2\pi$  付近で一時的に高占有率側にシフトするカスプが生じた。Vicsek モデル相互作用の更新間隔  $\Delta t^*$  が短いと、非平衡度が高くなり流動化領域が増大する。また非平衡度の増大で、配向秩序が高い微結晶クラスター生じる。このため局所配向秩序変数  $\Phi_6^L$  は高いまま系全体の大局配向秩序変数  $\Phi_6^G$  は急激に減少することが確認できた。

局所構造の解析により、局所圧力  $p_i^*$  の高い素子が増大した。それらは配向のそろった結晶クラスターの内部で局所密度が高いこと、または格子欠陥により自由体積が異方的になることの 2 つの原因で生じることが示唆される。後者は、格子欠陥率  $n_d^*$  が非平衡度の増大に伴い、増大することと矛盾しない。今後の課題として、高い局所圧力の空間分布と局所構造の相関を明らかにすること。また、近接素子判定条件の影響を調べるため、幾何学的近接素子 (ポロノイ法、SANN 法) などを用いて結果の相違点を明らかにしたい。本研究は JSPS 科研費 20K03785 の助成を受けたものです。

## 参考文献

- [1] L. Pismen, “Active Matter Within and Around Us: From Self-Propelled Particles to Flocks and Living Forms”, (Springer, 2021).
- [2] T. Vicsek, A. Czirók, E. Ben-Jacob, I. Cohen, and O. Shochet, Phys. Rev. Lett., **75**, (1995) 1226.
- [3] H. Chaté, F. Ginelli, G. Grégoire and, F. Raynaud, Phys. Rev. E, **77**, (2008) 046113.
- [4] S. Ngo, A. Peshkov, I. S. Aranson, E. Bertin, F. Ginelli, and H. Chaté, Phys. Rev. Lett., **113**, (2014) 038302.
- [5] F. Ginelli, F. Peruani, M. Bär, and H. Chaté, Phys. Rev. Lett., **104**, (2010) 184502.
- [6] B. J. Alder and T. E. Wainwright, J. Chem. Phys., **31**, (1959) 459.
- [7] B. J. Alder and T. E. Wainwright, Phys. Rev., **127**, (1962) 359.
- [8] E. P. Bernard and W. Krauth, Phys. Rev. Lett., **107**, (2011) 155704.
- [9] M. Engel, J. A. Anderson, S. C. Glotzer, M. Isobe, E. P. Bernard, and W. Krauth, Phys. Rev. E, **87**, (2013) 042134.
- [10] W. G. Hoover, N. E. Hoover, and K. Hansan, J. Chem., Phys., **70**, (1979) 1837.
- [11] R. J. Speedy and H. Reiss, Mol. Phys., **72**, (1991) 999.



# ニューラルネットワークを用いたスキッドステアリング2D ロボットの自律走行によるひも状走行

古澤 昂弥<sup>1</sup>, 本田 泰<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 室蘭工業大学大学院 工学研究科 情報電子工学系

<sup>2</sup> 室蘭工業大学大学院 しくみ解明系領域

## 概要

2次元最適速度アルゴリズムを用いて、ひも状走行を行うためには理想環境でパラメータの調整が必要である [1]。ニューラルネットワーク [2] によってひも状走行が学習できれば、パラメータの調整が不要になることに加え、汎化性能の向上も期待できる。本研究の目的はニューラルネットワークを用いた走行ロボットのひも状走行の可能性を確認すること、及び2次元最適速度巡回アルゴリズムによる走行と比較することである。結果として、ニューラルネットワークを用いた走行ロボットによるひも状走行は観測されたが、2次元最適速度巡回アルゴリズムを用いる方が3倍程度の速度域においてひも状走行が観測された。これは2次元最適速度巡回アルゴリズムがニューラルネットワークよりも3倍の流量をもたらす可能性を示唆している。

## String-like traveling in an autonomous running by skid-steering 2D robots using a neural network

Takaya Furusawa<sup>1</sup>, Yasushi Honda<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Division of Information and Electronic Engineering, Graduate school of Engineering, Muroran Institute of Technology, Japan

<sup>2</sup> College of Information and System, Muroran Institute of Technology, Japan

## Abstract

For the 2D optimal-velocity (2DOV) algorithm an ideal environment and tuning of parameters are needed in order to the string-like traveling of robots [1]. We have developed autonomous running algorithm using a neural network (NN) by using one-dimensional image data obtained by a camera [2]. If the NN would be able to make string-like traveling of robots, the tuning of parameters is expected be unnecessary.

The purpose of this study is to check if the string-like motion can be observed by autonomous traveling using NN and to compare it with that of 2DOV algorithm. We observed emergence of string-like motion using the NN for 2D skid-steering robots. However the speed by the NN is one third of speed by the 2DOV algorithm.

---

## 1 はじめに

交通流は日常的に観測できる馴染み深い現象である。対面歩行や交通渋滞といった集団行動は各個体

の相互作用によって自己組織的に形成される動きである。しかし、自己組織化のメカニズムは完全には解明されていない。我々は集団行動の一つのひも状

走行に注目した。人間も複雑な交通流の中でひも状歩行利用し移動していることが確認されている。

先行研究 [1] では交通流モデルの一つである一次元最適速度モデルを 2 次元に拡張した 2 次元最適速度モデルを 4 輪のスキッドステアリングロボットに落とし込んだ 2 次元最適速度旋回アルゴリズムを導出した。これを用いた実験によりひも状走行が創発されることを確認した。また先行研究 [2] ではカメラからの二次元画像データによるニューラルネットワークを用いた自律走行アルゴリズムを開発した。これ以降、2 次元最適速度旋回アルゴリズムは 2DOVT、ニューラルネットワークは NN と表記する。

本研究ではスキッドステアリング 2D ロボットを使用する。スキッドステアリングとはスキッド (滑る) とステアリング (操舵) という旋回方法であり、左右のタイヤを滑らせながら旋回する。

2DOVT ではひも状走行を観測するためにパラメータの調整、理想環境の用意が必要だった。そこで NN を用いることでパラメータの調整が不要になるのではないかと予測した。NN は自律走行に必要なものが教師データのみであるためである。

本研究では NN を用いた自律走行により先行研究 [1] で観測されたひも状走行を観測できるか確かめること、2DOVT の走行と比較することを目的とする。

## 2 2次元最適速度旋回アルゴリズム

二次元最適速度モデルは以下の運動方程式 (1) で表される。

$$\dot{\vec{v}} = a(\vec{V} - \vec{v}) \quad (1)$$

最適速度  $\vec{V}$  とロボット速度  $\vec{v}$  の差によって、速度の変化率 (加速度)  $\dot{\vec{v}}$  を求めるモデルである。最適速度ベクトル  $\vec{V}$  はロボット自身の進行方向と自分以外のロボットとの方向との相対角度  $\theta$  を用いて求める (図 1 参照)。

$$\vec{V} = V \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2)$$

ここで  $x$  軸はロボットの進行方向と直角右側方向、 $y$  軸はロボットの進行方向である。すなわち、絶対座標ではなくロボット座標を用いる。

最適速度関数 (式 3) は、ロボット間の距離  $x$  によって求められる。

$$V = \alpha(\tanh \beta(x - b) + c)(1 + \cos \theta) \quad (3)$$

各種パラメータは先行研究 [1, 3] と経験を元に

$a = 1.0[1/s]$ ,  $\alpha = 0.32[m/s]$ ,  $\beta = 16.0[1/m]$ ,  $b = 0.30[m]$ ,  $c = 0.9$  とした。

先行研究 [1] では最適速度関数 (式 3) の値の更新に絶対座標を用いていたが、本研究ではロボット自身の速度ベクトルの大きさ  $v$  と旋回角速度  $\omega$  で更新を行う。

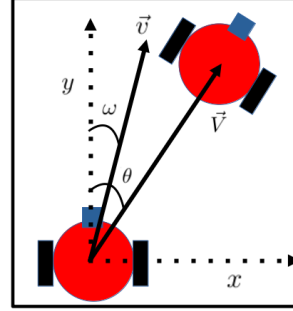


図 1: ロボット座標表記イメージ図

ロボット速度 (4) を時間微分し、式 (1) に代入し変形すると  $v \neq 0$  のとき、式 (5) となる。以上によりロボットは自身の速度の大きさと旋回角速度のみで値の更新をすることが可能であり、自身の絶対座標を必要としない。

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} v \sin \omega \\ v \cos \omega \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} \dot{v} \\ \dot{\omega} \end{pmatrix} = a \begin{pmatrix} V \cos(\theta - \omega) - v \\ (V/v) \sin(\theta - \omega) \end{pmatrix} \quad (5)$$

$\theta \sim \omega, V \sim v$  のとき、左右のモーター出力  $v_L, v_R$  を求めるアルゴリズムをまとめると、最適速度関数 (式 3) と、式 (6 - 9) より  $v_L, v_R$  を更新する。  $r$  はロボットの有効半径である。また  $g$  はホイールのスリップを考慮したゲインである。

$$v' = v + a(V - v)\Delta t \quad (6)$$

$$\omega' = \omega + a(\theta - \omega)\Delta t \quad (7)$$

$$v_L = v' + rg\omega' \quad (8)$$

$$v_R = v' - rg\omega' \quad (9)$$

$\Delta t = 1/30$  すなわち更新レートは 30[Hz] である。

## 3 ニューラルネットワーク

### 3.1 教師データの収集

教師データとしてカメラからの二次元画像データを利用する。データはそのまま利用するのではなく 2 つの初期処理を行う。1 つ目は画像の上下をトリミングすることである (図 2)。本研究で用いるカメラは解像度が  $320 \times 240[\text{px}]$  であり、 $320 \times 30[\text{px}]$  に

なるようにトリミングを行う。これは実験コース上以外のデータを減らすことが目的である。



図 2: トリミングをしたカメラからの画像

2つ目はトリミングした二次元画像データ (RGB) を一次元画像データへと圧縮することである。320 × 30[px] ある二次元画像行列 ( $\hat{R}, \hat{G}, \hat{B}$ ) をピクセル値の縦方向 ( $y$  方向) でそれぞれすべて足し合わせ  $960 \times 1$  のベクトル  $\vec{u} = (\vec{r}, \vec{g}, \vec{b})$  に変換する。

$$r_x = \sum_{y=1}^{30} R_{xy} \quad (10)$$

$$g_x = \sum_{y=1}^{30} G_{xy} \quad (11)$$

$$b_x = \sum_{y=1}^{30} B_{xy} \quad (12)$$

この  $\vec{u}$  とその瞬間のロボットのモータの出力をペアとして教師データとして利用する。教師データの収集はロボットを人間が遠隔操縦することで行う。

### 3.2 データの学習

先行研究 [2] をもとにニューラルネットワークを使用した。入力層のニューロン数は 960 (一次元画像データの要素数)。中間層は 1 層でニューロン数は 1000。出力層のニューロン数は 2 (左右のモータの出力) とした。活性化関数は relu 関数を用いた。最適化アルゴリズムを Adam とし、バッチ学習を行った。

## 4 走行実験

本研究では、半径 2[m] の円形コース (図 3)、走行ロボット 4 台で走行実験を行う。ロボットにはカメラ 1 つ、距離センサ 3 つ、モータを 2 つ搭載している (図 4)。走行実験では、2 種類のアルゴリズムで走行させ相対角度、ロボット間の距離、速度の大きさを比較する。

1 つ目は 2DOVT を用いた走行である。他機体を発見した場合は 2DOVT アルゴリズムで走行し、それ以外の場合は進行方向正面に進む。tof 距離センサで障害物を認識すると弾性散乱を行う。そのため先頭車は進行方向正面に進み、障害物を認識すると弾性散乱を行う。すなわち、先頭車は直進と壁と

の弾性散乱によってのみ走行する。

2 つ目は NN を用いた自律走行である。マウスによる遠隔操作で教師データの収集を行う。この際、ロボットは 2 台使用し人間が操縦するロボットを追従するように走行することで教師データの収集を行った。収集したデータを NN を用いて学習し、自律走行を行う。先頭車も含めて 4 台のロボットで同じ NN を用いた自律走行実験を行った。本研究では約 5000 個程度の教師データを用いた。

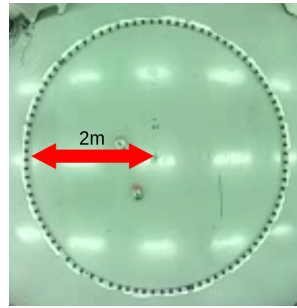


図 3: 実験コース

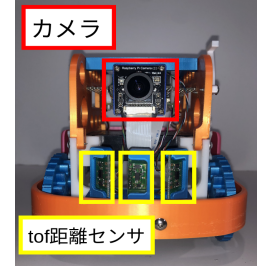


図 4: 走行ロボットを正面から見た写真

## 5 実験結果

2DOVT を用いた走行と NN を用いた自律走行を行った。ひも状走行の観測として、先行、追従するロボットの相対角度  $\cos \theta$ 、先行、追従するロボット間の距離、速度の大きさを時間変化で表現したグラフを図 5、図 6、図 7 に示す。図 5、図 6 は赤色の線が走行ロボットの相対角度  $\cos \theta$ 、青色の線がロボット間の距離。横軸は時間 [秒]、縦軸は  $\cos \theta$ , [m], [m/s] である。図 7 は緑色の線が 2DOVT の速度の大きさ、黒色の線が NN の速度の大きさである。

図 5 は 2 次元最適速度旋回アルゴリズムを用いた走行のグラフである。実験開始から約 40 秒以降、 $\cos \theta$  が 1 に近い状態が続いている。これはカメラが先行しているロボットを中心に近い位置で捉えているということである。同時にロボット間の距離も 1.0 m 近くで安定している。この 2 点からひも状走行を行っていると言える。また  $\cos \theta$ 、速度の大きさ、ロボット間の距離のすべてが約 10 秒周期で波になっている。これは先頭のロボットが弾性散乱を行っているためである。先頭が壁に近づくと速度を落とし旋回を行う。合わせて追従するロボットも速度を落とし旋回するため周期的な波を生成している。

図 6 はニューラルネットワークを用いた自律走行のグラフである。実験開始から約 100 秒以降、 $\cos \theta$

が1に近い状態が続き、ロボット間の距離が1.0m以下で安定している。そのため、ひも状走行を行っていると言える。2DOVTに対し、ひも状走行後周期的な波は見られない。

図7は2DOVT, NNの速度の大きさのグラフである。2DOVTは速度の大きさのほとんどが0.25[m/s]以上であるのに対し、NNはほとんどが0.25[m/s]以下であり速度に差がある。

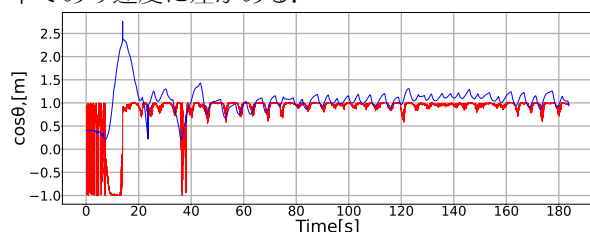


図5: 2DOVT アルゴリズムによる走行状態の時間変化。赤線が  $\cos \theta$ , 青線が車間距離を表す。

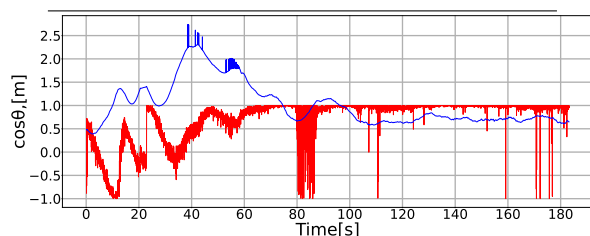


図6: NN アルゴリズムによる走行状態の時間変化。

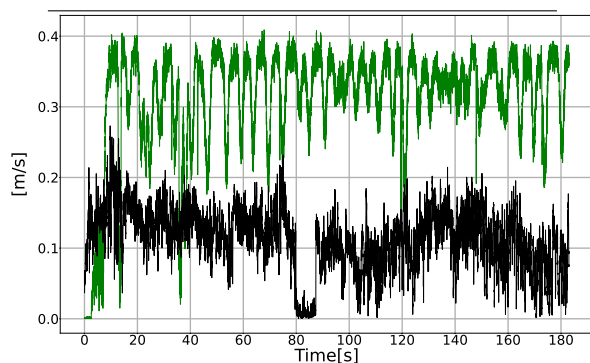


図7: 速度の大きさの時間変化。緑線が2DOVTの速度の大きさ  $|\dot{r}|$ , 黒線がNNの速度の大きさ  $|\dot{r}|$ を表す。

## 6 まとめ

本研究ではスキッドステアリング2Dロボットを2種類のアルゴリズム(2DOVT, NN)を用いて自律走行させた。走行ロボットの相対角度を観測した。結果として、NNを用いた自律走行アルゴリズムでも、2DOVTと同様にひも状走行が創発された。

しかし、それぞれ4台の速度の大きさの平均はNNが約0.11[m/s], 2DOVTは約0.32[m/s]と大きく差があった。これは2DOVTを用いることによってNNを用いるよりも大きな流量を得られる可能性を示唆している。

2DOVTと比較したNNの特長として、壁付近など障害物に対してなめらかな走行を行っていた。2DOVTは先頭ロボットで走る際、弾性散乱を行うことに対し、NNは人間の操作を学習した走行を行うためであると考えられる。一方、NNは教師データへの依存度が大きく操縦者にある程度経験が必要である。それに加え個人によって教師データを収集する際の走行が違うため再現性が低いという問題点もある。

またNNを用いることでパラメータの調整が不要になり、容易にひも状走行が創発すると予測していたが、結果として教師データの作成に時間を要し、2DOVTの場合よりも容易になったとは言い難い。

今後の展望として行いたいことは3つある。1つ目はロボット密度を高めての実験である。人や車の高密度状態による振る舞いと比較することが興味深い。2つ目はより複雑な環境における自律走行の創発を観測することである。例えば8の字コースでの実験を行えば、より現実世界に近い状況での振る舞いを観測できる。3つ目は一度の走行実験で複数のアルゴリズムによる走行を組み合わせた実験である。例えば、ひも状走行の先頭がNNで自律走行するロボットの場合、後続車を2DOVTで自律走行させることによってよりなめらかなひも状走行が期待できる。

## 参考文献

- [1] 山田将司, 李方正, 本田泰, 最適速度アルゴリズムによるスキッドステアリング2Dロボットのひも状走行, 第27回交通流と自己駆動粒子系のシンポジウム論文集, p47-p50, (2021)
- [2] 李方正, 山田将司, 本田泰, 画像認識ニューラルネットワークによる複数ロボットの対面走行, 第34回自律分散システム・シンポジウム, (2021)
- [3] 山田将司, 大園章宏, 本田泰, 2次元最適速度ロボットの多様な集団ひも状走行, 第25回交通流と自己駆動粒子系のシンポジウム論文集, p53-56, (2019)

# 歩道走行する自転車運転者の歩行者認識

川口寿裕<sup>1</sup>, 世良司冴<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 関西大学 社会安全学部 安全マネジメント学科

## 概要

近年、自転車の危険運転が社会問題となっている。コロナ禍でデリバリーサービスの需要が高まり、宅配業者の自転車による無謀運転も話題になった。自転車は車道を走行するのが原則であるが、歩道を走行することによる歩行者との接触事故も多い。本研究では、実地調査ならびにアイトラッカーを用いた実験を行うことにより、歩道走行する自転車運転者の歩行者認識と回避行動について定量的な把握を試みた。また、得られたデータをもとに、仮想バネモデルを組み込んだ力学ベースモデルを用いて、自転車と歩行者が混在する流れに対して数値シミュレーションを行った。

## Pedestrian Recognition of Cyclists on Sidewalk

Toshihiro Kawaguchi<sup>1</sup>, Tsukasa Sera<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Safety Management, Faculty of Societal Safety Sciences, Kansai University

## Abstract

In recent years, dangerous bicycle driving becomes a social problem. The number of delivery services using bicycles increases under COVID-19, and the reckless driving of delivery bicycle was focused. Though cyclists in principle should drive their bicycles on the roadway, they often drive on the sidewalk, which causes collision accidents with pedestrians. In this study, a field work and an experiment using an eye-tracker on pedestrian recognition and avoidance of cyclists are conducted. A dynamics-based numerical simulation with a virtual spring model was also applied to a coexistent flow of a bicycle and pedestrians.

## 1 はじめに

近年、自動車の安全性能の向上により、自動車関連の交通事故件数は継続的に減少している。一方、自転車関連の交通事故件数は横ばい状態であり、交通事故全体に占める自転車関与率は高くなっている[1]。

自転車は車道を走行することが原則である(道路交通法第17条1項)。特別な場合に限って歩道走行が認められる(道路交通法第63条4項)が、これに当てはまらない場合も歩道を走行している自転車は多い。このため、歩道における自転車と歩行者の接触事故が少なくない。実際、au 損害保険株式会社の調査において、自転車関連事故の発生場所としては歩道が最も多いことが示されている[2]。

山中ら[3]は危険と感ずる距離に対する認識について、歩行者と自転車運転者の間でずれが生じていることを示した。長谷部ら[4]は歩道上における歩行者と自転車

運転者がそれぞれ危険と感ずる距離に関して実験および実地調査を行った。さらに歩行者に対して行ったアンケートの結果と合わせて、自転車運転者は歩行者と6 m以下に接近すれば回避行動を開始するべきであると提案した。鈴木ら[5]は自転車運転者の車道走行意識に関して分析した。その結果、車道を走行する自転車の台数や自転車の運転頻度、歩道幅などが車道走行するかどうかを決定する要因であることを示した。

本研究では、歩道上の自転車運転者が歩行者を回避し始める距離に関する実地調査を行った。また、歩道上を走行する自転車運転者の歩行者認識について、アイトラッカーを用いた実験を行った。さらに、歩道上において自転車と歩行者が混在する流れを再現する数値シミュレーションを試みた。力学ベース・モデルの1つである離散要素法[6]を用いて自転車および歩行者の個々の軌跡を追跡した。心理的な作用を表現するために仮想バネ[7]を適用した。

## 2 歩行者回避の実地調査

### 2.1 調査方法

歩道走行する自転車運転者が歩行者を回避する挙動について実地調査を行った。アル・プラザ高槻(大阪府高槻市芥川町)の2階から幅4mの歩道の様子を撮影した動画をPCで再生し、回避行動を調べた。その際、歩道に敷かれている一辺30cmのタイルを目安として用いた。自転車が隣のタイルに移った位置を経路変更開始地点とし、そのときの自転車と回避対象歩行者との距離(回避開始距離)をタイルの枚数から求めた。

また、自転車が自由走行しているときの走行速度を求めた。タイル20枚分すなわち6mを走行するのに要する時間を動画のフレーム数より求め、その間の平均走行速度を計算した。

### 2.2 調査結果

自転車速度と回避開始距離の関係を図1に示す。ばらつきは大きいものの、自転車速度が速くなるにつれて回避開始距離が長くなる傾向を読み取ることができる。このことは直感的に妥当な結果であるとともに、長谷部ら[4]の計測結果とも定性的に一致している。

回避開始距離を歩行者の歩行方向別に整理したものを図2に示す。図2(a)は自転車と対向する歩行者とすれ違う際のものであり、図2(b)は自転車と同方向の歩行者を背後から追い越す際のものである。すれ違い時には6m以上の距離から回避行動を開始している。また、この場合の回避開始距離は自転車速度とはほぼ無関係であることがわかる。一方、追い越し時には6m未満の近い距離まで回避行動を開始しないケースもあり、自転車速度が速いほど回避開始距離が長くなっている。

長谷部ら[4]も追い越し時よりもすれ違い時の方が回避開始距離が長くなることを指摘している。長谷部ら[4]は歩行者が対向する自転車に対して安全と感じる距離についての調査も行っており、90%以上の歩行者が安全と感じる距離の平均値が5.4mであったことから、自

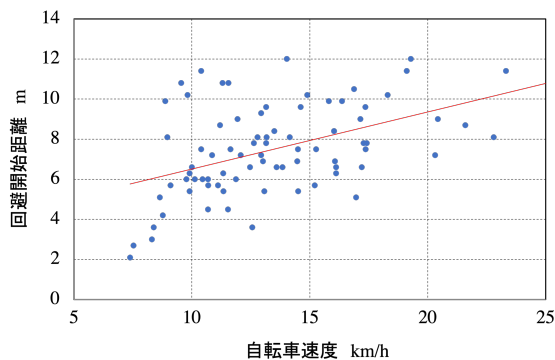
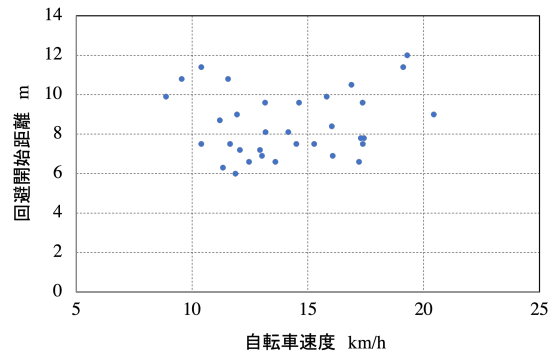
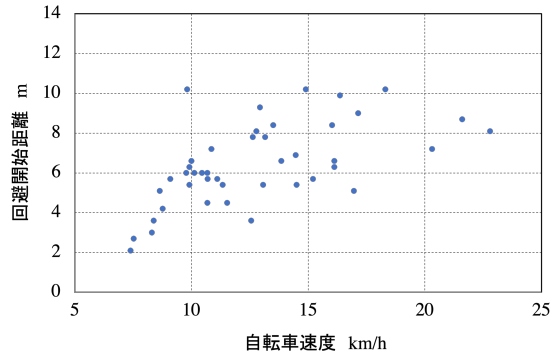


図1: 自転車速度と回避開始距離の関係



(a) すれ違い時



(b) 追い越し時

図2: 方向別回避開始距離

転車運転者の回避開始距離として6mを提案している。図2(a)はこの提案と一致した結果になっており、すれ違い時の回避開始距離に関しては、歩行者と自転車運転者の感覚が一致していることを表している。

## 3 アイトラッカーによる実験

### 3.1 実験方法

アイトラッカー(トビー・テクノロジー製 Tobii Pro Glasses 2)を用いて、自転車運転者の歩行者認識に関する実験を行った。アイトラッカーを装着して歩道を自転車で実際に走行するのは安全上の問題がある。そこで、あらかじめ自転車のハンドル部にアタッチメントを介してGoPro Hero 9を運転者の目の高さの位置に設置し、歩道走行する自転車運転者の視線の動画を撮影した。室内でアイトラッカーを装着し、固定された自転車にまたがった被験者にその動画を見せることで視線計測を行った。被験者の頭の位置がぶれると、アイトラッカーによる計測精度が落ちるため、被験者には自転車を漕がずにまたがってもらった。映像は歩道幅1m, 2m, 3m, 4m, 5m, 10mの6種類の歩道に対して、それぞれ12km/h, 18km/hの2種類の自転車速度で走行する映像を用意した。どの映像においても100mの距離を走行する間に10名程度の歩行者が存在する。なお、自転車に搭載されているデジタル速度計の表示



図 3: アイトラッカーによる視線解析例

を参考に、ほぼ一定速度を保つようにした。

関西大学社会安全学部の学部生 20 名の被験者を対象に実験を行った。アイトラッカーによる映像は専用ソフトウェア(トビー・テクノロジー製 Tobii Pro ラボ)を用いて解析した。解析例を図 3 に示す。画面中央付近の赤い円の中心が現在の視点を示し、円の大きさでその場所の注視時間の長さを表す。また、視線がどこから移ってきたかを示す線も表示される。つまり、図 3 では右側から現在の視点に移ってきたことを意味する。

各歩道に対して、自転車運転者が歩行者を最初に認識したときの自転車と歩行者の距離(認識開始距離  $L_R$ )を求めた。認識開始距離は、対象の歩行者に初めて図 3 の赤い円が表示されてから自転車の横を通過するまでにかかる時間(通過時間  $t_P$ )から計算した。歩行者の歩行速度  $v_W$  を 1.3 m/s と仮定し、上記の通過時間と自転車速度  $v_B$  および歩行者の歩行速度から、以下の式で認識開始距離を求めた。

$$L_R = (v_B \pm v_W) \times t_P$$

自転車と同方向に歩いている歩行者(追い越し時)に対しては負号、逆方向の歩行者(すれ違い時)に対しては正号を用いる。

### 3.2 実験結果

図 4 に歩道幅と認識開始距離の関係を示す。歩道幅が広くなるにつれて認識開始距離が長くなる、すなわち遠くから歩行者を認識できるようになることがわかる。歩道幅が広くなることで見通しが良くなり、遠くの歩行者を認識できるようになることは自然な結果であると言える。一方、自転車速度が違っても認識開始距離にはほとんど差がないことがわかる。自転車がより速い速度で走行する場合には差が出る可能性はあるが、本研究で実施した 12 km/h と 18 km/h では 1.5 倍の違いがあるが、認識開始距離に明確な差は見られなかった。

2 節の実地調査で用いた歩道幅は 4 m であったことから、図 4 よりこの歩道では自転車運転者は 10 m 程度の距離から歩行者を認識すると考えられる。一方、図 1 より 12 km/h, 18 km/h の速度では回避開始距離がそれぞれ 7 m, 9 m 程度である。つまり、歩行者を認識してから自転車運転者が回避行動を取るまでにそれぞれ 3 m,

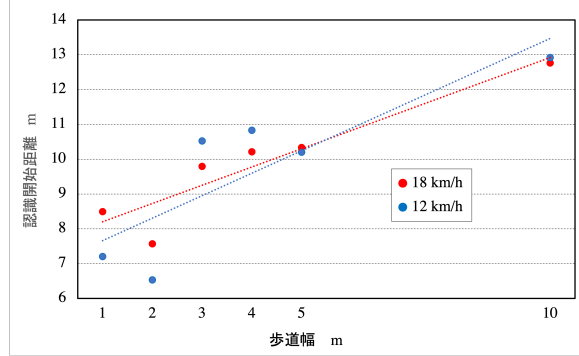


図 4: 歩道幅と歩行者認識距離の関係

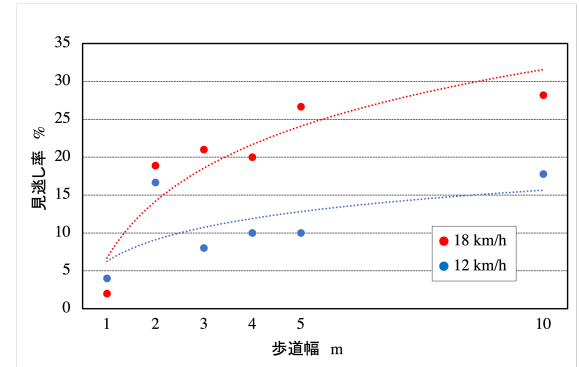


図 5: 自転車速度と見逃し率の関係

1 m の余裕しかない。自転車速度から時間を求めると、それぞれ 0.9 秒, 0.2 秒であり、進路変更の際に十分な安全確認を行えない可能性があると考えられる。

次に歩道走行する自転車運転者が見逃した歩行者の数を数え、全歩行者における割合(見逃し率)を求めた。結果を図 5 に示す。歩道幅が広いほど見逃し率が高くなっている。特に歩道幅が 1 m から 2 m に広がったときに見逃し率が大きく変化していることがわかる。また、自転車速度が 12 km/h のときに比べて 18 km/h のときの方が見逃し率が高くなっている。ここでは、アイトラッカーにおいて注視されなかった歩行者を「見逃し」と判断しているが、実際には注視されなかった歩行者も周辺視野で捉えられている可能性は高い。自転車運転者はあまり大きく顔や視線を動かさずに運転しようとする傾向があり、このために歩道幅が広いときに見逃し率が高くなると考えられる。自転車速度が速いときには、その傾向がより顕著に現れるものと思われる。

## 4 数値シミュレーション

### 4.1 モデル

実地調査とアイトラッカーの実験で得られた結果をもとに、自転車と歩行者が混在する流れに対する数値シミュレーションを行った。力学ベースモデルの 1 つである離散要素法 (DEM) [6] を用いた。DEM では図 6 に示すように、物理的に接触した際に粒子間に作用する力

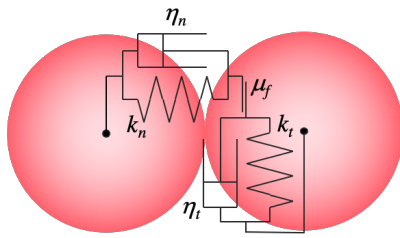


図 6: DEM 接触力モデル

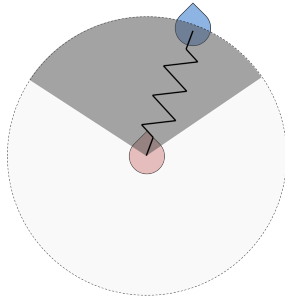


図 7: 仮想バネモデル

をバネ、ダッシュポット、スライダで表現する。バネは弾性反発力を表し、ダッシュポットは非弾性衝突によるエネルギー減衰を表現するための粘性減衰力を与える。スライダはすべり摩擦(動摩擦)を表す。

自転車運転者の回避行動を表現するために、仮想バネモデル[7]を導入した。図 7 に示すように扇形の影響範囲に他の歩行者が入ると、法線方向に仮想バネによる力を作用させる。これは心理的な作用を表す。なお、図 5 の物理的な力は作用・反作用の法則が成り立つが、図 6 の心理的な力は作用・反作用の法則は成り立たず、一方的な力である。つまり、図 7 において、中央の赤色の粒子は青色の粒子の影響により、仮想バネによる心理的な力を受けるが、青色の粒子は背後にいる赤色の粒子からの力を受けない。

物理的および心理的な力の合力を粒子質量で割ることにより、加速度が得られる。これを数値的に時間で積分することにより粒子の速度が得られ、さらに時間で積分することで粒子位置が計算される。これを繰り返すことで粒子の軌跡を求める。

本モデルを用いて自転車と歩行者が混在する流れに対する数値シミュレーションを行った。計算領域は幅 4 m、長さ 100 m の歩道を想定した。領域内に 1 台の自転車(赤色粒子)と 10 人の歩行者(青色粒子)を配置した。自転車速度を 12 km/h とし、歩行者には  $\pm 0.5 \sim 1.0$  m/s のランダムな速度を与えた。長さ方向には周期境界条件を適用した。



図 8: 計算結果例

自転車と歩行者の初期配置を図 8 に示す。自転車の仮想バネの適用範囲はすれ違い時、追い越し時とも 6 m、 $120^\circ$  (片側  $60^\circ$ ) とした。また、仮想バネのバネ定数は 2000 N/m とした。緑色の点は自転車の軌跡を表す。歩行者を避けながら歩道上を走行している様子が表現されている。高速で自転車を運転する実験を実施することは安全性の観点から難しいが、本モデルによる数値シミュレーションを活用することで詳細な検討が可能になるものと期待される。

## 5 まとめ

歩道上の自転車運転者の歩行者回避開始距離を実地調査したところ、対向者とのすれ違い時には自転車速度に関わらず 6 m 以上の距離を保つことがわかった。一方、追い越し時に自転車速度が速くなるほど回避開始距離は長くなった。

また、アイトラッカーによる実験を行った結果、歩道幅が広いほど自転車運転者は遠くから歩行者を認識することがわかった。しかし、本実験の範囲では自転車速度の影響は確認できなかった。

離散要素法に仮想バネを組み込んだモデルによる数値シミュレーションを行ったところ、自転車と歩行者が混在する流れをおおむね再現することができた。

なお、本研究は関西大学社会安全学部研究倫理委員会の審査を受けたものである。

## 参考文献

- [1] 警視庁ホームページ,  
[https://www.keishicho.metro.tokyo.lg.jp/about\\_mpd/jokyo\\_tokei/tokei\\_jokyo/bicycle.html](https://www.keishicho.metro.tokyo.lg.jp/about_mpd/jokyo_tokei/tokei_jokyo/bicycle.html) (2022 年 12 月 3 日確認).
- [2] PR TIMES 2020 年 3 月 26 日,  
<https://prtimes.jp/main/html/rd/p/000000075.000005870.html> (2022 年 12 月 3 日確認).
- [3] 山中英生ら, 第 19 回交通工学研究発表会論文報告集 (1999) 193.
- [4] 長谷部知行ら, 土木計画学研究論文集 **26-4** (2009) 791.
- [5] 鈴木雄ら, 交通工学論文集 **1-2** (2015) A\_40.
- [6] P.A.Cundall, O.D.L.Strack, Geotechnique **29-1** (1979) 47.
- [7] 川口寿裕, 第 20 回交通流のシミュレーションシンポジウム論文集 (2014) 83.





## Contents

“Phase separation and long-range correlation in self-propelled particles with repulsive interactions”.....	1
Kyosuke Adachi	
“Collective Cell Movement through Cell Sensing in Crossover from Suspended to Aggregated States” .....	5
Katsuyoshi Matsushita, Taiko Arakaki, Naoya Kamamoto, Maki Sudo, Koichi Fujimoto	
“Anomalous phase transition in self-propelled hard disk systems” .....	9
Nobuaki Murase, Masaharu Isobe	
“String-like traveling in an autonomous running by skid-steering 2D robots using a neural network” .....	13
Takaya Furusawa, Yasushi Honda	
“Pedestrian Recognition of Cyclists on Sidewalk” .....	17
Toshihiro Kawaguchi, Tsukasa Sera	

シンポジウムについてのお問い合わせは、下記までお願いします。

## 交通流数理研究会

世話人： 杉山雄規

〒464-8601 名古屋市千種区不老町  
名古屋大学 大学院情報学研究科 複雑系科学専攻  
多自由度システム講座 内

Email: [sugiyama@phys.cs.is.nagoya-u.ac.jp](mailto:sugiyama@phys.cs.is.nagoya-u.ac.jp)

Web: <http://traffic.phys.cs.is.nagoya-u.ac.jp/~mstf/>

