

エージェント粒子を用いた群集挙動の流体シミュレーション

NPO 科学技術社会研究所

大西 輝明

(2014 年 1 月)

集団で行動する人々の間では物理的な力に加えて社会的、心理的な力も働く。「群集の場」とはこうした力が強弱を呈しつつ連続して広がる領域であり、領域内での群集の分布、すなわち力の場の分布は流体則に従って変動するとする前提にたって、群集挙動を圧縮性乱流の運動として取り扱う方法を提案した。群衆を多数のエージェント粒子によって代表させ、群集の局所的な運動状況をこれらの粒子位置で Navier-Stokes 方程式を解くことによって算出するものとした。数値計算では、群衆密度の減少とともに、乱流方程式からしだいに通常の運動方程式に移行するような離散的方法を導入した。こうした手法の良否を検討するため、(1) 緊急時の避難行動問題、(2) 民族移動を群集運動の一形態と見なす場合、その結果として現出する民族の地理的分布パターン、及び(3) 民族や部族間での抗争を集団運動と捉える場合、運動過程でのダイナミカルな部族間抗争の様相などについてのシミュレーションを行い、「群衆の場」の広がりや時間挙動を可視化して考察した。

キーワード：社会、群衆挙動、乱流、エージェント粒子、シミュレーション、ナビヤ-ストークス方程式、緊急時避難行動、民族移動、民族間抗争

1. はじめに

多くの人々が群れを作り群衆状態となる場合、群集の運動はひとつの流れであるかの如くみえることは我々が日常観察、経験するところである。群集がひとつの共通目的を持って運動する場合、群集を構成する個々人は近傍の人々の行動を観察し、これらの人々に追従しようとするかもしれない。また、集団の規範やしがらみ、暗黙の了解などの集団固有の心理的要因が個々人の行動を制約するといった事態もありえよう。群集を構成する個々人は互いにこのような作用を相互に及ぼしあっており、こうした相互作用が大きく働く場合には個々人の自由な行動は制限され、群集の集団運動性がより高まった状態となる。集団の密度がある程度以上に大きい場合には、個々人相互には一種の物理的、心理的なまさつや粘性とでも言える特性が生ずることになる。群集内での情報交換は一般に局所的なものであるため、群集としての運動には全体的な統一性に欠ける、乱れたものとなるであろうし、人々の密集度には粗密が生ずることにもなる。したがって、数密度が大きい場合の群集の運動は、圧縮性を有する粘性流体の乱流運動に近いとでも言えよう。

群集を流体近似する限りは、個々人の特性があらわに表出することはない。しかし群集の数密度がしだいに希薄化し孤立性が強まる場合には、群集の流れは流体のそれからは遠

ざかり、個々人の異なる応答特性が離散的に表出することになる。すなわち、群集中の個々人は独立した個体として取り扱い、そうした個体の集合として群集を考慮する必要があることになる。群集挙動を流体近似した例は多くはない。それは、群集の数密度が減少してもなお、その運動を流体で近似しようとする場合に困難さが伴うからである[1]。

独立した個体の集合の運動を記述しようとする場合、成功した従来の手法の一つはエージェントモデルであろう[2]。近年、決定論的な運動方程式や推計学的な Langevin 方程式を用いて、相互作用するエージェント粒子の統計的な運動を記述しようとする試みが多くなされてき、これによって歩行者の挙動や個人の態度の変容などの、個々人の運動状況やその帰結状態が説明されてきた[3-8]。当報文でも人々の代表をエージェント化し、群集をエージェント粒子の集まりとして近似するモデルを導入する。こうした個々のエージェント粒子はその本来の離散性を保ちつつ、エージェント数密度の大きい集合は乱流挙動を示すとするモデルが構築できれば、シミュレーションとしてはより現実的な群集の様相に沿うものとなる。

当報文ではこのようなモデルのフィージビリティ・スタディとして、はじめにいわゆる緊急時における人々の避難行動(evacuation)問題を例示しよう。避難行動問題の目的は、特定の室内や通路などにおける緊急事態の発生時に、人々が出口や通路に向かってどのように移動し、いかに室外へ逃れようとするかを検討することにある。当報文ではこうした群集の動きを乱流運動としてシミュレートする。第2のフィージビリティ・スタディとして、部族や民族の集団移動を群集の流体運動として捉える例を挙げる。さらに第3の例として、文化や宗教、歴史や言語などの特性の異なる複数の群集、すなわち民族が、相互に紛争状態にある場合、どのような抗争挙動となるのかについて検討する。

次章ではモデル化の基礎方程式を、第3章では数値計算法を記述する。第4章ではこうした方法を用いた場合、緊急時の群衆の避難行動、群衆の集団移動、および民族紛争などの諸問題に適用したケーススタディを例示する。第5章をまとめとする。

2 . 乱流方程式

集団中の個人は物理的に離散した状態であっても、相互に社会的な制約を課そうとする暗黙の力や心理的な力を及ぼしあっているため、集団とはこうした力の場が広がる領域であるとも言え換えることができよう。集団中で個々人が相対的な運動をする場合には、力の場のゆがみ、すなわち粘性や乱流性が表出することになる。力は、局所的には人々の分布状況に従ってその強度を変動し、人々の運動に依存して乱れた状態ともなり得るが、その場は集団内外に連続して広がる。すなわち、こうした場の様相は人々自身の挙動に依存して決まるが、それは粘性を持つ圧縮性流体と類似のものとしてイメージすることができよう。集団の流れがすなわち場の流れに対応することから、逆に、数密度の大きい集団中のある特定の個人は場の運動則に従って運動することを意味する。群集を多数の粒子で代表させようとする場合には、局所的な場の強さ、すなわち群集密度をこれら代表粒子の

密度によって、さらに群集の移流状況を場の移流則によって算出することができよう。こうした方法論に基づいて、ここでは群集の数に比例する数のエージェント粒子を導入し、これらの粒子位置での流れ場の状況を乱流方程式によって算出するものとする。

相互に力を及ぼしあう粒子の場を流体として取り扱う例は原子核の流体モデル、原子核分裂の液滴モデル、クォークとグルーオンの場など、物理学の領域ではなじみ深い。また、間隙水を含んだ粒体 (granular material) はある限度までは流体として挙動するという事実 [9, 10]も、我々の観点からすれば示唆的である。我々の場合には力の場の挙動(場を作る人々の挙動、すなわち代表としてのエージェント粒子の挙動)は、以下の圧縮性流体の乱流方程式と連続の式とによって記述できることになる。

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = -(\bar{V} \cdot \text{grad}) \bar{V} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \bar{V} + \frac{1}{\rho} \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \text{grad} \cdot \text{div} \bar{V} - \frac{1}{\rho} \text{grad} |\bar{P}| + \frac{\bar{F}}{\rho} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\rho \bar{V}) \quad (2)$$

ここで \bar{V} は力の場の速度 (群集、すなわち代表としてのエージェント粒子の速度)、 ρ は群集がつくる場の密度 (群集密度、またはエージェント粒子密度)、 η は粘性係数、 ζ は体積粘性係数、 \bar{P} および \bar{F} は群集に働く圧力および力である。特性を異にする複数の集団 (部族や民族など) が考慮領域で競合する場合には、それぞれの集団について上式を考慮する必要がある。

力 \bar{P} および \bar{F} の具体的な表現形を与えるため、いま、いくつかの異なる集団が競合し、抗争状態にある場合を考えよう。この場合、上式 (1) 中の圧力 \bar{P} は個々人が特性の異なる外部集団から受ける直接、間接の威圧や恐ろしさなどの心理的な外圧に相当しよう。こうした圧力は一般に外部集団と自身との間の距離の関数ともなるが、ここでは距離のべき乗に反比例するとして、 \bar{P} を以下のように与えるものとする。

$$\bar{P} = \xi_0 \sum_{\phi} (\bar{X} - \bar{X}_{\phi_g}) \left/ \left| (\bar{X} - \bar{X}_{\phi_g}) \right|^{\alpha} \right. \quad (3)$$

ただし ξ_0 は定数、 \bar{X} は注目するエージェント粒子の位置ベクトル、 \bar{X}_{ϕ_g} は外部集団の重心位置ベクトルである。以下では簡単のために $\alpha = 3$ としよう。

一方、力 \bar{F} は以下のような成分からなるとする。

(i) 群れから離れて孤立することに対する抵抗力 f_1

(ii) 同族意識に基づく同一集団内での相互依存性、団結力などの凝集力、および構成要員をしばる社会規範の力 f_2

(iii) 同一集団内での人口圧などによる反発力、および同族内抗争などによる排他的な反発力 f_3

さらに上述の前提どおり、複数集団が抗争状態にある場合には

(iv) 他集団が遠方であり、各エージェント粒子が他集団の重心に向かって運動しようとする場合、他集団に対する攻撃や追撃などの好戦的な敵対力 f_4

(v) 他集団の最近接粒子が距離 r_c 以内に接近した場合、各エージェント粒子がこの最近接粒子に対して抱く好戦的な敵対力 f_5

(vi) 他集団からの逃走や攻撃からの避難を行う場合、他集団が遠方にあれば、各粒子は他集団の重心を起点として逃走しようとするとするが、この場合の逃走力 f_6

(vii) 他集団の最近接粒子が距離 r_c 以内に接近した場合、各エージェント粒子はこの最近接粒子から逃走しようとするが、この場合の逃走力 f_7

すなわち

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^7 \vec{f}_i \quad (4)$$

力 f_1 は外圧 P と同様、粒子位置と帰属集団の重心位置との距離のべき乗に依存するとし、以下のように与える。

$$\vec{f}_1 = \xi_1 (\vec{X}_g - \vec{X}) |\vec{X}_g - \vec{X}|^\beta \quad (5)$$

ただし、 ξ_1 は定数とし、 X_g は当該粒子の属する集団の重心位置ベクトルとする。以下では $\beta = 1.0$ とする。

さらに力 $f_2 \sim f_7$ に関しては全て、距離に関して指数関数的な依存性を持つものとし、注目するエージェント粒子 m の位置 X でそれぞれ以下のように与えるものとする。

$$\vec{f}_2 = \xi_2 \gamma_m \sum_{\kappa} \gamma_{\kappa} \vec{\varepsilon}_{m\kappa} \exp(-\Psi_2 r_{m\kappa}) \quad (6)$$

$$\vec{f}_3 = -\xi_3 \sum_{\kappa} \vec{\varepsilon}_{m\kappa} \exp(-\Psi_3 r_{m\kappa}) \quad (7)$$

$$\vec{f}_4 = \vec{\varepsilon}_{m\Phi} \xi_4 \exp(-\Psi_{4\Phi} r_{m\Phi}) \quad (8)$$

$$\vec{f}_5 = \vec{\varepsilon}_{m\phi} \xi_5 \exp(-\Psi_{5\phi} r_{m\phi}) \quad (9)$$

$$\vec{f}_6 = -\vec{\varepsilon}_{m\Phi} \xi_6 \exp(-\Psi_{6\Phi} r_{m\Phi}) \quad (10)$$

$$\vec{f}_7 = -\vec{\varepsilon}_{m\phi} \xi_7 \exp(-\Psi_{7\phi} r_{m\phi}) \quad (11)$$

ここで γ_m は、以下で述べるとおり、リーダーとしての粒子 m の力の強さに係る係数、添え字つきの γ_{κ} は定数、 $r_{m\kappa} = |\mathbf{r}_{m\kappa}| = |\mathbf{X}_{\kappa} - \mathbf{X}_m|$ 、 $r = r/r_a$ 、添え字 Φ は同族集団中の他の粒子、 ϕ は他集団の最近接粒子、 Φ は他集団の重心を意味するとする。式 (6) (7) 中の加算は粒子 m 周辺の同族粒子について行う。また、集団中の個々人が際限なく接近することを防ぐために、 $r < r_a$ では粒子間に強い反発力が生ずるとする。すなわち、粒子 m と κ の間に働く反発力 $(f_2)_m$ は、 $r < r_a$ では $(f_2)_m = -H$ とする。ただし r_a 、 H は定数である。

一般に集団には複数のリーダーが存在し、群集はこうしたリーダーに追随する。リーダーはアトラクターとして人々を引き付けると共に、リーダー同士は相互に独立しようとするか、または覇権や権力獲得を目指して反目しあうことが多い。こうした状況をモデル化するために第 i 集団には n_i 個のリーダー粒子(アトラクター粒子)がランダムに混在し、これらの粒子は通常のエージェント粒子に比して、上記(ii)の凝集力 f_2 では $m_i (>> 1)$ 倍の大きさをもって他の粒子を引き付けるものとする。通常の粒子は $m = 1$ とし、リーダー粒子同士では反発力 ($f_{11} - f_{12}$) となるものとしよう。

異なる集団に属する個々の粒子が接近遭遇する場合には上記の力(v)および(vii)が働くことになるが、そうした結果として2粒子間距離 r が $r < r_c$ となれば、より弱い集団の粒子には(i)消滅が確率 p_1 で、(ii)より強い相手集団と同一特性を持つようになる同化又は順化が確率 p_2 で、さらに(iii)従前どおりの安全な存続が確率 p_3 で、それぞれ生ずるものとしよう。このとき $p_1 + p_2 + p_3 = 1$ である。

このようにここでの取り扱いはエージェント粒子の運動は流体的であり、流動によって変移しつつ個々のエージェント粒子は周辺他粒子と粒子相互作用を持つとする。相互作用によって消失、変質した粒子は流体としての粒子系の運動にフィードバックし、流体挙動に影響を与えることになる。

3. 数値計算法

人々の集団運動をシミュレートする場合、その運動は人々に固有のものであることに注意する必要がある。この固有性の一つは移動速度の有限性である。我々は式(1)によって流体としての粒子の速さを得るが、人々の場合、こうした速さがある上限値 V_{max} を越えることはないとする。ここで V_{max} を定数とする。さらに、人々は孤立を恐れ、群れを形成しようとする傾向が強い。こうした場合、人々の密度には実質的な下限値が存在し、無限に小さくなることはない。それに実際、群れのリーダーとしてのアトラクター粒子を導入すれば、粒子の大部分はこのアトラクターに引き付けられて存在することになるので、密度は時間的空間的に急速に変動することはないであろう。したがって、式(1)および(2)中の密度 ρ の第1近似として、その平均値 $\langle \rho \rangle$ を採用するものとし、簡単のため $\langle \rho \rangle = 1.0$ とおく。

以下では直交平面座標系を採用する。この平面上で特別なメッシュを設定することなく、個々のエージェント粒子の動きを直接、数値的に追跡することとする。エージェント粒子 m がもつ速度の k ($= x$ or y) 方向成分 $V_{m,k}$ は、式(1)によって以下のように与えられる。

$$\frac{\partial V_{m,k}}{\partial t} = -V_{m,k} \cdot \frac{\partial V_{m,k}}{\partial k} - V_{m,\ell} \cdot \frac{\partial V_{m,k}}{\partial \ell} + \eta \left(\frac{\partial^2 V_{m,k}}{\partial k^2} + \frac{\partial^2 V_{m,k}}{\partial \ell^2} \right) + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{\partial V_{m,k}}{\partial k} + \frac{\partial V_{m,\ell}}{\partial \ell} \right) - \frac{\partial P_m}{\partial k} + F_{m,k} \quad (12)$$

ただし $\ell = y$ or x とし、 P_m 、 $F_{m,k}$ は粒子 m には働く圧力および力である。エージェント粒子は当該平面上で離散的にしか分布しないので、速度の座標に関する変分を直接、算出することは不可能である。ここでは粒子の大部分が群れをなしているとして、便宜的に以下のように取り扱う。すなわち、式(12)右辺に見る変数 V の座標 $k (=x$ または $y)$ に関する偏微分値 $V_{m,k} / k$ を

$$\frac{\partial V_{m,k}}{\partial k} \cong (\langle V_{m,k} \rangle_+ - \langle V_{m,k} \rangle_-) / (d_{k+} + d_{k-}) \quad (13)$$

によって算出する。ただし $\langle V_{m,k} \rangle_+$ 、 $\langle V_{m,k} \rangle_-$ はそれぞれエージェント粒子 m を中心とした半径 R_0 の $+k$ 側半円、および $-k$ 側半円内にある全ての同族粒子 j の重み付きの和の平均を

$$\langle V_{m,k} \rangle_{\pm} = \pm \sum_j ' V_{j,k} \exp(\theta_{mj} \vec{i}) \cdot \exp(-r_{mj} / \lambda) \quad (14)$$

である。ここで $'$ は粒子 m 自身を含まない和を表わし、 $\theta_{mj} = \arg(r_{mj})$ 、 I は虚数単位とする。さらに、 $d_{k\pm}$ はそれぞれ $+k$ 側、 $-k$ 側半円内にある全粒子 j の $\pm k$ 方向の距離の平均値

$$d_{k\pm} = \frac{1}{n_{k\pm}} \sum_j ' X_j \exp(\theta_{mj} \vec{i}) \quad (15)$$

である。ただし $n_{k\pm}$ はそれぞれの半円領域内にある全粒子数である。式(14)での重みは動径距離に関して指数関数的に減少するとしており、 λ はその減衰距離である。式(14)、(15)における和 $'$ の $\pm x$ 、 $\pm y$ 方向の実施領域 x_{\pm} 、 y_{\pm} を図1に示す。

さらに2階の偏微分 $\partial^2 V / k^2$ は

$$\frac{\partial^2 V_{m,k}}{\partial k^2} \cong \left(\left\langle \frac{\partial V_{m,k}}{\partial k} \right\rangle_+ - \left\langle \frac{\partial V_{m,k}}{\partial k} \right\rangle_- \right) / (d_{k+} + d_{k-}) \quad (16)$$

とする。ただし $\langle V_{m,k} / k \rangle_{\pm}$ は式(14)を用いて

$$\left\langle \frac{\partial V_{m,k}}{\partial k} \right\rangle_{\pm} = \pm \sum_j ' \frac{\partial V_{j,k}}{\partial k} \exp(\theta_{mj} \vec{i}) \cdot \exp(-r_{mj} / \lambda) \quad (17)$$

によって算出するものとする。同様に

$$\frac{\partial^2 V_{m,k}}{\partial k \partial \ell} \cong \left(\left\langle \frac{\partial V_{m,k}}{\partial \ell} \right\rangle_+ - \left\langle \frac{\partial V_{m,k}}{\partial \ell} \right\rangle_- \right) / (d_{k+} + d_{k-}) \quad (18)$$

とする。こうした $V_{m,k}/k$ 、 $\partial^2 V_{m,k}/k^2$ 、 $\partial^2 V_{m,k}/k$ などの速度の偏微分値は、上式によれば、粒子数密度が小さくなれば0に接近する。従ってこのとき、式(12)は通常の個体の運動方程式に移行することになる。

上式(12)を時間 t に関して差分化し、時刻 t における粒子 m の k 方向速度成分 $V_{m,k}^t$ を簡単に

$$V_{m,k}^t = \min \left(V_{m,k}^{t-\Delta t} + \left(\frac{\partial V_{m,k}}{\partial t} \right)^{t-\Delta t} \Delta t, V_{\max} V_{m,k}^{t-\Delta t} / |V_{m,k}^{t-\Delta t}| \right) \quad (19)$$

によって算出し、これを用いて時刻 t におけるエージェント粒子 m の k 方向位置 $X_{m,k}^t$ を

$$X_{m,k}^t = X_{m,k}^{t-\Delta t} + 0.5(V_{m,k}^t + V_{m,k}^{t-\Delta t})\Delta t + 0.25 \left(\frac{\partial V_{m,k}^t}{\partial t} + \frac{\partial V_{m,k}^{t-\Delta t}}{\partial t} \right) (\Delta t)^2 \quad (20)$$

によって算出する。ここで上付き添え字 t は離散的な時刻 t での値を意味する。 Δt はタイムステップであり

$$\Delta t = 0.01 \cdot \min_m \left(|\bar{V}_m^t| / |\partial \bar{V}_m^t / \partial t|, L / |\bar{V}_m^t| \right) \quad (21)$$

とする。ただし L は領域の代表長さである。以下では、第 n タイムステップにおける時刻を t^n と表記する。

エージェント粒子の運動領域は辺長 1.0 の正方領域であるとし、初期時刻において (i) 図 2(a) のように、正方領域全体にわたる一様なランダム分布、または (ii) 図 2(b) に示す 1, 2 and/or 3 の限られた領域内にランダムに分布のいずれかとする。図 2(b) では、各種族に属する全てのエージェント粒子は始めにひとつの領域にまとまって存在するとする。図 2(b) の配置によって種族間での抗争状況をシミュレートする場合には、便宜的に種族 3 < 種族 2 < 種族 1 の順に強い勢力を有するものとする。ここで強い勢力とは異種族間の抗争ではより攻撃的な特性を持ち (すなわち、定数 $\gamma_4 \sim \gamma_7$ 、 $\gamma_4 \sim \gamma_7$ の値をそのように設定する) エージェント粒子同志の相互作用ではより優勢な結果を得るものとする。全ての種族のエージェント粒子は $t=0$ で平均速度 0、標準偏差 σ_k ($k = x$ or y) のガウス型速度分布をもつとする。更に領域の境界では種族 1 については弾性的に跳ね返り、種族 2 及び 3 については確率 $(1-P_4)$ で弾性散乱、確率 P_4 で境界線を越え、領域外へのがれるものとする。この P_4 は現実的には居住域を武力で追われ、当該種族が逃散して難民となる確率に相当する。

次章でこの方法による群集の集団運動に係るいくつかの計算例を示し、それらの那辺に粒子性や流体性が見出されるかを見てみよう。共通のパラメータ値は以下の通りである：種

族の全粒子数 n ; $n_1 = 2000, n_2 = n_3 = 1000$ ($i = 1, 2, 3$ の粒子はそれぞれ、黒、赤、緑で図示), $r_c = 0.02, r_a = 0.001, H = 10.0, \tau_2 = \tau_3 = 0.06, \tau_{j1} = 0.1$ and $\tau_{j2} = \tau_{j3} = 0.3$ ($j=4 \sim 7$), $\tau_2 = 0.005, V_{max} = 0.141, R_0 = 0.0625, \tau = 0.0313, \tau_x = \tau_y = 0.0025$ for $i = 1$ and 2 , and $\tau_x = \tau_y = 0.00025$ for $i = 3$.

4. ケーススタディ

4.1 緊急時における群衆の避難行動

従来、緊急時における人々の集団挙動、すなわち避難行動問題に関しては、セルオートマトンモデルや粒子モデルなどによって種々のケース・スタディが行なわれている。前者のモデルでは緊急時の状況や出口の場所や数、回廊や部屋の形状の違いなどによってセル間を移動するエージェントの移動則を様々に設定し、出口へ向かう人々の挙動や脱出時間などを検討してきた [11-14]。後者の粒子モデルでは有限の大きさを持つ多数の粒子を導入し、粒子相互の社会力 (social force) を勘案しつつ、出口へ向かおうとする力が働く場合の粒子挙動をシミュレートして検討するものである [15-20]。こうした種類のモデルは緊急時の人々の避難経路やそれに備えた通路幅や形状などの、実用上の安全工学的検討のために用いられるところが大きい。一方、Hughes は多数の人々の挙動を連続的な流れとして取り扱い、街路や回廊などにおける人々の分布や移動状態を人々の密度の違いによって記述しようとした [21]。

われわれのモデルによる人々の避難行動の検討では、一辺が単位長さの正方形の部屋を考慮し、始めに n 個のエージェント粒子がここにランダムに散在しているとする (初期分布は図 2 (a))。出口は図 3 (a) に示す場所 a に位置し、その開口部は $[X_1, X_2] [0.5 - \epsilon, 0.5 + \epsilon]$ の区間にあるとする。時刻 $t=0$ で図 3 (a) の地点 b ; $X_b = (0.5, 1.0)$ に何らかの異常が発生するとする。 $t > 0$ では室内の粒子には 出口 a に向かって逃走しようとする力 F_a と、異常事発生点 b から遠ざかろうとする力 F_b との合力が働く。こうしたドライビングフォース (driving force) のために各粒子はその位置と運動方向を変え、また、出口から逃走するためもある、室内の粒子数は時間と共に減少することになる。ここで力 F_a, F_b をそれぞれ以下のように設定する。

$$\vec{F}_a = \phi_a \cdot (\vec{X}_a - \vec{X}) \cdot |\vec{X}_a - \vec{X}|^{\beta_a - 1} \quad (22)$$

$$\vec{F}_b = \phi_b \cdot (\vec{X} - \vec{X}_b) \cdot |\vec{X} - \vec{X}_b|^{\beta_b - 1} \quad (23)$$

ただし $\phi_a, \phi_b, \beta_a, \beta_b$ は定数、 $X_a = (0.5, y_a)$ は人々が目指す逃走目標地点である。以下では $y_a = -0.5, \beta_a = 2, \beta_b = -2$ とする。

ここでエージェント粒子は半径 0.005 の剛体核を有し、壁面では弾性率 0.5 で反射するとする。図 3 に $n=1000$ とした場合のこの系の時間挙動を示す。この場合のパラメータ値は $\tau = 1 \times 10^{-4}, \tau_a = 2.5, \tau_b = 0.01, \tau = 0.05$ である。

これらのパラメータ値のもとでは、第 50 タイムステップにおける時刻 ($t = t^{50}$) では群集は地点 b を回避して全体として b から遠ざかる状態にあるが、初期群集分布の非対象性が残存して強調されるために群集分布はややいびつな形状となる。ここで注意すべきは出口へ急ぐ人々によって人々の表面密度の粗密波が発生し、これが出口へ向かって伝播することである。また、 $y = 0$ に相当する壁面（各図の下端線）では自由な移動が制限されるため、人々が停留する状態 (stagnation) が発生することである。こうした圧縮性の流動状況は通常、われわれが群集の一員として集団運動する場合にはしばしば体験するところのものである。 $t = t^{150}$ ではほとんどの群集は 出口のある壁面から距離 0.2 以内へ到達するが、この時点までにほぼ 19%の群集は室外へ逃れた状態にある。これらの群集は $y = 0$ の壁面へ衝突したのちバウンドし、 $t = t^{200}$ では左右非対称な群集密度状態を示しつつ、壁面からほぼ 0.4 の位置にまで押し戻される。こうした群集密度の粗密の振動状態は y 方向のみならず x 方向（横方向）についても発生するので、人々は出口近傍で前後左右に翻弄される状態となる。このような振動状態は流体の揺れ動き状態に類似したものであることに注意したい。 $t = t^{300}$ では 41%の、 $t = t^{400}$ では 52%の人々が脱出し、 $t = t^{700}$ では脱出率は 80%を超える。この時点に至れば、人々は出口周辺で不均質ではあるがほぼ半円状に凝集することになる。

ひとびとの集団運動のこうした経時変化挙動は我々が日常観察し、また経験するところと矛盾することはなく、群衆の運動が乱流方程式で記述できるとする我々の前提が悪くはないことを示唆するものであろう。

4.2 群集の集団運動

変化する環境条件に従って人々の集団がどのように分布し、分散するかをダイナミカルに検討しようとした例は多くはない [22,23]。以下では、我々のモデルによる集団のダイナミクスを 3 例示し、現出するパターンが現実のそれによく類似するものであることを示す。はじめに、群衆がリーダーの挙動に追随する例を示し、人々の集団運動、集団移動の様相がリーダー挙動に依存していることを示す。

次に、民族分布パターンについて検討する。人々の集団移動を群衆の流体運動として捉える場合、なぜ、いかにして現在あるような民族の地理的分布が出現したかとする疑問がここでの問題意識である。当報文では (a) 紀元前 4000 頃におけるアフリカサハラ砂漠地帯での後氷期古代人の分布 [32]、(b) トルコ、イラン両国にまたがるクルディスタン地域でのクルド民族の地理的分布 [26, 27, 28]、(c) 東南アジア、主としてラオス、中国南部などにおけるモン族の地理的分布 [26, 33, 34]、および (d) ボスニア・ヘルツェゴビナにおける、例えばセルビア人の私有地分布 [29] などに注目する。これらの民族の分布パターンを図 4 に示す。当報文では始めにこれらの民族が一つの場所に集中していたとし、それが外圧や内圧をもたらす何らかの原因によって周囲に拡散し、その結果、現在観測される当該民族の地理的分布が現出したとすることを前提とする。リーダーとリーダーに追随

する一般のエージェント粒子の移流状況を見るために、我々の乱流モデルを導入するのである。

4.2.1 リーダーが集団を離れようとする例

考慮する集団に強いアトラクター性 ($m=1000$) を持つ一個のリーダー粒子が存在し、このリーダーが群れを離れようとする場合を見てみよう。初めに集団は図 2 (b) の 2 の位置にあるとし、当該リーダーは $t=0$ でその中心、 $(x, y)=(0.5, 0.5)$ r_0 の位置にあるとする。いまリーダー粒子は螺旋運動をするとし、時刻 $t(>0)$ でのリーダーの位置を

$$\vec{r} = V_r t \cdot \exp(2\pi \Omega t \vec{i}) + \vec{r}_0 \quad (24)$$

によって与えるものとする。ただし V_r および Ω は定数である。 $V_r = 0.002$, $\Omega = 0.005$, $\sigma = 2 \times 10^{-4}$, $\beta = 0.05$ とした場合の集団の挙動を図 5 に示す。 $t = t^{40}$ までにリーダーは角度 0.4 だけ回転し、動径方向に 0.08 だけ変移する。こうした螺旋回転効果は系の流体としての粘性を介して動径方向へ伝播する。このため系の外周近傍にある粒子には外向きの角運動量が付与され、それらは回転しつつ飛散する状態となる (図 5 (a))。時間の経過と共に飛散する周辺粒子はしだいに増加し、さらに運動するリーダー粒子周辺には一般のエージェント粒子が凝集し、リーダー粒子に追隨して螺旋運動を行う状態となる (同図 (b), (c))。回転を伴うこのような追隨運動では、粘性による速やかな角運動量の変化の伝播が要請される場所であるが、流体が希薄になる場合、すなわち、粒子数密度が小さい領域ではこの種の伝播が行われがたく、このため集団の後方ではしだいに集団の中心部分から取り残される状態となる (図 5 (c))。こうした傾向は時間の経過とともにしだいに顕著となり、取り残される部分が増大し、リーダー粒子に追隨する一般粒子数は減少することになる (図 5 (d)、粒子群のいびつな外形は設定領域の有限性による)。図 5 に見る粒子の分布状況はある種の昆虫の集団運動、たとえば女王蜂に追従するミツバチの飛散状況を連想させるものである。

生物の関与しない移流現象で図 5 のようなパターンを人工的に現出させるひとつの手段は、いわゆるマーブリングであろう。マーブリングに類する自然現象としては、例えば海洋中の青潮の流動が考えられよう [24]。青潮は海水中の有機物に起因して発生した低酸素領域が海洋の乱流によって海表面に広がったものである。観測される青潮の流動パターンや濃淡の分布が図 5 のそれに類似しているとも見えるのは、両者が類似の乱流現象であることによる。

4.2.2 集団社会で内圧が増大する例

集団構成員による消費量が当該集団領域内での生産量を上回る場合や集団内で抗争がある場合、または領域内での人口密度の上昇によって人々の心理的負荷が増大する場合などでは人々が相互に忌避し合う結果、集団内では内圧、すなわち f_s (: 式 (7)) が上昇す

ることになる。こうした内圧上昇の帰結例を図 6 (a) ~ (c) に示す。一般に集団内での凝集力が内圧に比して高い場合には、早い時刻に集団の外形が変形することはない。図 6 (a) は集団内に強さ $\mu = 300$ の不動アトラクターが一個、中心に存在し、周囲の粒子はすべて同等である状況で内圧が上昇した ($\rho = 0.1$) とする場合、時刻 $t = t^{50}$ での粒子の分布状態を表わすものである。アトラクターに近い粒子は中心近傍にとどまるが周辺領域の粒子は動径方向に飛散し拡散するので、当該社会の領域はしだいに外方向へ拡大することとなる。中心に何等かのアトラクターが存在し、その周辺領域は外方向へ拡大しようとする形態は惑星状星雲などの天体現象に多く見られる [25]。こうした天体での中心アトラクターは白色矮星であり、周辺の星間物質や外殻を中心からの輻射圧によって吹き飛ばすなどの機構で図 6 (a) と類似の形態を形成している。この場合、輻射圧が内圧となり、飛散する星間物質や星の外殻の運動は乱流として取り扱い得るので、これら天体の形成機構は当該シミュレーション例に一致することになる。

図 6 (b) は一個の強い ($\mu = 1500$) 不動のリーダー粒子が中心に、さらに弱い ($\mu = 300$) 可動なアトラクター粒子が複数個 (9 個) だけ存在する集団社会で内圧が高まった場合の状況を示している。初めに当該集団の周辺域にあった通常のエージェント粒子は弱いアトラクターとともに動径方向に押し出され、集団の占有域を拡大することになる。この場合、一般のエージェント粒子は弱いアトラクター周辺へ引き付けられるので、拡大した占有域では複数個の小規模な準集団が形成されることになる。クルド人居住地の分布 [26, 27, 28] があるいはこのような機構に起源するかも知れないことは、両者の形態的な類似性からも示唆される。

さらに、このような周辺への侵出が、異なる種族 (部族) の間で同時に生ずる場合には (図 6 (c))、従来は空き領域であった領域を各部族が競合して占有することとなる。異なる種族が互いに異なる文化や宗教、異なる歴史や言語を有する場合にはこうした競合侵出領域は紛争地帯ともなり、相互に排斥しあう結果となる可能性も大きい。この種の例を旧ユーゴスラビア、特にボスニア・ヘルツェゴビナに見ることができよう。図 6 (c) のエージェント粒子の分布パターンはボスニア・ヘルツェゴビナにおける同国北西部に人口集中地を持つセルビア人、同北東部および南西部に人口集中地を持つクロアチア人、および同南東部に集中地を持つモスLEM人の各民族の、同国中心部へむけての侵出時の不統一な分布状況 [29] と形態的にはよく類似している。ボスニア・ヘルツェゴビナでの民族紛争はよく知られるところであるが、民族間紛争が民族の地理的分布状況に負っているところは大きい [30]。

図 7 は等しい強さ ($\mu = 1000$) のアトラクターが 15 個だけ存在する系に集団内圧が高まったとする場合の時間進化を表わす。時間経過と共に当該社会は相次いで分裂し、分裂片は周辺に四散する状況となる。内部に類似の強さを持った多数の競合勢力が存在する場合には集団の内部圧力は高まるが、当該社会が分裂する定めを持つのは歴史の教えるところでもある [31]。1980 ~ 1990 年におけるユーゴスラビア内での抗争と分裂はこの好例であ

るとも言え、当図はこうした状況をよく表していると言えよう。このような状況はまた、ある種の政治団体や政党の分裂にも見られるところでもある。本シミュレーション例は、この種の社会現象が一般に社会進化の「乱流」状態とも言える現象であることを意味するものである。

4.2.3 集団社会に外圧が働く例

集団外に起源する何らかの脅威がある場合、それが集団の移動を誘起する要因ともなる。ここでは式(3)での外圧要因の位置を $X_g = (2.0, 10.0)$ 、式(5)における外圧パラメータを $\beta_1 = 0.001$ とする。いま、複数個のアトラクター粒子を持ち ($n = 5$, $m = 900$)、かつ内圧 ($\beta_3 = 0.04$) のある集団の進化状況を見てみよう。ここに例示した集団の凝集力は大きい ($\beta_2 = 0.005$)。従って集団形状の変形には時間を要する (図8(a)) とともに、内圧による集団の分裂にも、図7の場合に比して長時間を要することになる。しかし分裂片の形状は総体的にコンパクトである。図8の図示領域は制限されたものであり、こうした分裂片が境界線で弾性散乱するとしているが、実際の状況下では外圧要因から逃避する運動となる。従って、集団の分裂は外圧要因から遠ざかりつつ発生することとなるので、分裂片は集団移動の軌跡にほぼ沿って散在することになる。

当シミュレーションによるこのような集団の分布状況は、北アフリカでの古代人の居住地の分布 [32] やモン族の分布 [26, 33, 34] に形態的に類似しているかに見える。これらの部族集団は何らかの外圧によって駆逐され、集団は移動しつつ分裂し、定着してきたとも想像できる。

4.3 異集団間での抗争

人々が集団で移動する場合を考えてみよう。民族や群集の移動では、一般に侵入する部族は既に先住する部族の地に移動することとなるので、部族間の抗争が必然的に発生し、いずれかの部族の消滅や他部族への同化、または領域外への駆逐や逃散などが現出することとなる。現在、古代の少数部族同士でのこの種の事項に関するエージェントモデルシミュレーション [23] や、中世ヨーロッパでの国家間抗争に係る流体モデル [35] などが検討されている。オペレーションリサーチ分野では現代人の間での抗争をアームドコンフリクト (Armed Conflict) モデルによってシミュレートする [36] が、これらのいずれとも我々のモデルは異なり、また対象とする群集の規模や状況も異なる。以下では前述の通り、図2(b)に初期条件を示す種族1が最も攻撃的であり、ついで種族2、種族3の順に攻撃性を減じ、逃散性を増大させるものとしよう。当節で採用するこの種の特性に関するパラメータ値を以下のとおりとする：

$$\begin{aligned} n_{v1} &= 10, n_{v2} = n_{v3} = 5, \alpha_{v1} = \alpha_{v2} = \alpha_{v3} = 600, \xi_{41} = 0.2, \xi_{42} = \xi_{43} = -0.5, \xi_{51} = 0.2, \\ \xi_{52} &= \xi_{53} = -0.2, \xi_{61} = -0.001, \xi_{62} = \xi_{63} = 0.5, \xi_{71} = -0.1, \xi_{72} = \xi_{73} = 0.2, \\ \eta_1 &= \zeta_1 = \eta_2 = \zeta_2 = 2 \times 10^{-4}, \eta_3 = \zeta_3 = 5 \times 10^{-5}. \end{aligned}$$

図9に1及び3の種族間での抗争状況を示した。当図は種族1のエージェントが種族3のそれに対して距離 $r_c (=0.02)$ 以内に接近する場合、種族3のエージェントは常に種族1に同質化してしまうとする場合である。種族1は好戦的であるため、種族3に近い位置にあるエージェントは種族3方向に移動することとなる(図9(a))。種族3はこのような動きから逃れるような変形と移動を行うこととなる。種族3エージェントの同質化直後の位置と速度は直前のそれらと同一であるが、他のパラメータ値は種族1の値を持つものに変化するとしている。種族1に同質化した種族3のエージェント粒子は、隣接する種族3のエージェント粒子を次々に同質化するので同質化は急速に進行し、 $t = t^{80}$ ではほぼ全てのエージェント粒子が種族1に変化することとなる。このとき種族の外形は大きく膨らみ、さらに外部へ拡張しようとする(図9(c))。

図10に前図と同一パラメータであるが、種族1エージェントの接近に際し種族3は確率0.1で消滅(すなわち種族1による殺戮など)、0.4で同質化、0.5で安全に存在(逃避や避難などを)するとしている。種族3は攻撃から逃げ、種族1は大きく変形して種族3を追う形態となる(図10(b))。続いて種族1はアトラクター(リーダー)毎に分裂し、空間的に広がった種族3を覆う形(翼状)に伸長し、これを追跡する形態となる(c)。こうした翼状の形態は種族1のアトラクターごとに発達し、追い詰められた種族3は最終的には完全に消滅するに至る(図10(d))。当図の(a)、(b)、および(c)の時刻において残存する種族3の割合は各々99、75、および21%である。

さらに図9と同一パラメータであるが、種族2も同時に存在する場合の様相を図11に示す。種族2が種族1によって消滅される確率は、種族3と同様に1.0とし、種族3は種族1及び2の両者によって消滅される最弱者であるとしている。種族3は種族2と3の両者からの攻撃をさけるために長く変形して逃散する((a))が、種族1はアトラクター毎に分裂して攻撃し(b)、さらに種族2も変形して防護の形態となる(b)、(c)。しかし種族1による攻撃は継続するので、最終的には種族2、3ともに消滅に至る(d)。当図の(b)、(c)、および(d)において種族2の残存割合は100、100、0%であり、種族3はそれぞれ99、49、16%である。

エージェント粒子に攻撃性や逃散性を持たせる場合、ここでの計算例に見るように部族間での抗争状態や領地占有競争などを模擬することが可能となる。攻撃側の部族のみならず、逃散側の部族についても行動中にはその外形を多様に変形し、興味あるパターンを現出することがわかる。しかし、現実にかような群集の挙動が実現されるかどうかについては不明である。

6. おわりに

意志や主体性などの個性を有した人間を、たとえそうした人間が群れを作ったとしても、それを連続する無個性の流体としてモデル化するには論理的に飛躍が大きい。しかし、大きい群集や間隙水を含んだ粒状物質はその極限としては連続する流体的振る舞いをし、一

方、他の希薄な極限としては、個々の人間や粒体は単独個体として離散的な運動をなす。しかし、これらの「連続」と「離散」の両極端の間でなんらかの相変化が存在すると言うことはない。すなわち、人間や粒子の数密度の変化とともに、群れや物質の挙動は連続して変化することになる。当報文では、いわゆる社会的力 (social force) を付与されたエージェント粒子を導入し、こうした粒子がつくる力の場合は流体則に従って変動するとするモデルを構築した。ここにおける数値的取り扱い、粒子数密度が小さい場合は通常の運動方程式に、数密度が大きい場合には乱流方程式にスムーズに移行するものとなっている。従って、当方法は互いに相互作用する粒子群が時間的空間的に連続してスムーズに変化する場合のモデル化のひとつの方法論ともなる。

流体の表面形状が時間変動する場合、通常の数値シミュレーションでは時間変化する表面に即して変形する座標系を採用したり[37, 38]、無個性の粒子モデルを採用してきた[39]。しかし、変形が複雑で時間変動が大きい場合にはこの種の方法は困難を伴う。エージェント粒子を用いる当論文の方法では、特定の時刻における粒子群の外周線が当該時刻での群集の自由表面ともなるので、厳密さや正確さには欠けるとはいえ、取り扱いはきわめて簡単なものとなることも方法論上の利点である。

相異なる特性を持つ個々の要素が多数集合し、同一目的を持って運動するとする状況は民族や難民の移動、部族間抗争や戦争、示威運動など、社会科学分野では極めて多い。当論文の方法論は、こうした群集が各々の群れに特徴的な内圧や外圧によって時間的空間的にいかに広がり、拡散するか、異なる特性を持つ他の群集に遭遇する場合、それらの広がりや勢力はどのように変容するのかなどに対する答えを示すことができ、社会科学と自然科学をつなぐものとして位置づけることができよう。今後は、実際の群集挙動の観察や観測から得られる情報をもとに、当方法論の詳細化や精密化を図ることも興味あるところである。

参考文献

- [1] R.L. Hughes, The flow of human crowds, *Ann.Rev.Fluid Mech.* 35 (2003) 169-182.
- [2] J.M. Epstein, R. Axtell, *Growing artificial societies: Social science from the bottom up*, The Brookings Institution/MIT Press, Cambridge, MA, 1996.
- [3] D. Helbing, F. Schweitzer, P. Molnar, Active walker model for the formation of human and animal trail system, *Phys.Rev.* E56(#2) (1997) 2527-2539.
- [4] S.A.H. AlGadhi, H.S. Mahmassani, Simulation of crowd behavior and movement: fundamental relation and application, *Transp Res. Record No.1320* (1991) 260-268.
- [5] D. Helbing, P. Molnar, Social force model for pedestrian dynamics, *Phys.Rev.* E51(1995) 4282-4286.
- [6] F. Piazza, Simple Monte Carlo model for crowd dynamics, *Phys.Rev.* E82 (2010) 026111.
- [7] F. Schweitzer, J.A. Holyst, Modelling collective opinion formation by means of active Brownian particles, *Europ Phys.J.* B15 (2000) 723-732.
- [8] T. Ohnishi, A. Viquez, To what extent does persuadability of the public depend on their culture – A simulation by the multi-particle model, <http://www.sts.or.jp/EngFile/TOAV.pdf>, 2009.
- [9] J.O. Marston, M.M. Mansoor, S.T. Thoroddsen, Impact of granular drops, *Physical Review* E88(2013),010201.
- [10] J.O. Marston, E.Q. Li. S.T. Thoroddsen, Evolution of fluid-like granular ejecta generated by sphere impact, *J.Fluid Mech.* 704 (2012) 5-36.
- [11] Z. Xiaoping, L. Wei, G. Chao, Simulation of evacuation processes in a square with a partition wall using a cellular automaton model for pedestrian dynamics, *Physica* A389(2010) 2177-2188.
- [12] C. Saloma, G.J. Perez, G. Tapang, M. Lin, C. P-Saloma, Self-organized queuing and scale-free behavior in real escape panic, *Proc.Nat.Acad.Science USA* 100(#21) (2003) 11947-11952.
- [13] P. Zhang, X-X. Jian, S.C. Wang, K. Choi, Potential field cellular automaton model for pedestrian flow, *Phys.Rev.* E85(2012) 021119.
- [14] Y. Weifeng, T.K. Hai, A model for simulation of crowd behavior in the evacuation from a smoke-filled compartment, *Physica* A390(2011) 4210-4218.
- [15] J.P. Bagrow, D. Wang. A-L. Barabasi, Collective response of human populations to large-scale emergencies, *Plos ONE* 6(3) (2011) e17680.
- [16] P. Romanczuk, I.D. Couzin, L. S.-Geier, Collective motion due to individual escape and pursuit response, *Phys.Rev.Lett.* 102 (2009) 010602.
- [17] D. Helbing, I.J. Farkas, T. Vicsek, Freezing and heating in a driven mesoscopic

- system, *Phys.Rev.Lett.* 84(2000) 1240-1243.
- [18] D. Helbing, L. Farkas, T. Vicsek, Simulating dynamical features of escape panic, *Nature* 407 (2000) 487-490.
- [19] J. Izquierdo, I. Montalvo, R. Perez, V.S. Fuertes, Forecasting pedestrian evacuation times by using swarm intelligence, *Physica A*388(2009) 1213-1220.
- [20] I. Benenson, Modeling population dynamics in the city: from a regional to a multi-agent approach, *Discrete Dynamics in Nature and Society* 3 (1999) 149-170.
- [21] R.L. Hughes, A continuous theory for the flow of pedestrians, *Transp.Res. B*36 (2002) 507-535.
- [22] G.J. Gumerman, A.C. Swedlund, J.S. Dean, J.M. Epstein, The evolution of social behavior in the prehistoric American Southwest, *Artificial Life* 9(4) (2003) 435-444.
- [23] R. Axelrod, The dissemination of culture, *J.Conflict Resolution* 41(#2) (1997) 203-226.
- [24] http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cwall99_lg.jpg?uselang=ja
- [25] D. DeVorkin, R.W. Smith, *Hubble: Imaging space and time*, National Geophysical Society, Boulder, 2008.
- [26] 世界情勢を読む会(編)、世界の紛争地図, 日本文芸社、東京、2007.
- [27] M.R. Izady, *A Concise Handbook: The Kurds*, Crane Russak, 1992.
- [28] D. McDowall, *The Kurds: a nation denied*, Minority Right Publications, London 1992.
- [29] A. Zulfikarpasic, *Okovana Bosna*, Bosnjacki Institute, Sarajevo, 1995.
- [30] M. Lim, R. Metzler, Y. Bar-Yam, Global pattern formation and ethnic/cultural violence, *Science* 317(2007) 1540-44.
- [31] A.J. Toynbee, *A study of History*, Oxford Univ.Press, London, 1934-54.
- [32] C. Scarre (ed), *Past Worlds: Atlas of Archaeology*, Times Books, HarperCollins Pub., London, 1988.
- [33] 苗族簡史編写組、苗族簡史、貴州民族出版社、1985.
- [34] 田畑久夫、金丸良子、中国雲貴高原の少数民族、白帝社、東京、1989.
- [35] R.R. Clements, R.L. Hughes, Mathematical modeling of a mediaeval battle: the Battle of Agincourt, 1415, *Mathematics and Computers in Simulation* 64 (2004) 259-269.
- [36] M. Kress, Modeling armed conflicts, *Science* 336(2012) 865-869.
- [37] Y. Pan, S. Banerjee, A numerical study of free-surface turbulence in channel flow, *Phys.Fluids* 7 (1995) 1647-1664.
- [38] I. Nezu, H. Nakazawa, *Turbulence in open-channel flows*, IAHR-Monograph, Balkema publishers, Rotterdam, 1993.

[39] J.W. Swegle, S.A. Attaway, M.W. Heinstein, F.J. Mello, D.L. Hicks, An analysis of smoothed particle hydrodynamics, SAND93-2513(1994).

Figure Captions

図 1 . 和の実施領域

図 2 . 辺長 1.0 の正方形領域におけるエージェント粒子の初期分布。(a) 一様ランダム分布、(b) 種族 1、2 及び 3 の分布 (それぞれ黒、赤、緑で表現)

図 3 . 図 2 (a) を初期条件とする避難行動問題での群集の時間挙動

図 4 . 民族の地理的分布。(a) サハラ砂漠における後氷期古代人の痕跡分布、(b) 現在のクルド民族分布、(c) 現在のモン族分布、(d) ボスニア・ヘルツェゴビナにおける現在のセルビア人私有地分布

図 5 . リーダーが螺旋運動をしつつ集団を離れようとする場合の群衆の時間挙動

図 6 . 集団内圧が上昇する場合の例。(a) 中心に不動のリーダーが存在する場合 ($t = t^{50}$)、(b) 1 個の強いリーダーと 9 個の弱いリーダーが存在する社会で内圧が上昇した場合 ($t = t^{150}$)、(c) 競合する種族 1 及び 2 が存在し、両者の内圧が上昇する場合 ($t = t^{150}$)

図 7 . 15 個の強い ($m=1000$) リーダーが存在する集団で内圧が上昇する場合の群集分布の時間変化。上段: 内圧が小さい ($\beta_3 = 0.08$) 場合、下段: 内圧が大きい ($\beta_3 = 0.12$) 場合

図 8 . 内圧 ($\beta_3 = 0.04$) と外圧 ($\beta_1 = 0.001$) とが同時に存在する場合の群集分布の時間変化。(a): $t = t^{100}$, (b): $t = t^{300}$, (c): $t = t^{400}$, (d): $t = t^{450}$, (e): $t = t^{500}$, (f): $t = t^{550}$

図 9 . 異種族間での battle 状況の時間変化。種族 3 (緑) が種族 1 (黒) に同質化する場合

図 10 . 図 9 と同一、ただし種族 3 は種族 1 との遭遇によって確率 0.1 で消滅、0.4 で同質化、0.5 で安全に存続する場合

図 11 . 種族 1、2 及び 3 間での battle 状況の時間変化。種族 2 および 3 は種族 1 との、種族 3 は種族 2 との遭遇によっていずれも確率 1.0 の確率で消滅する場合

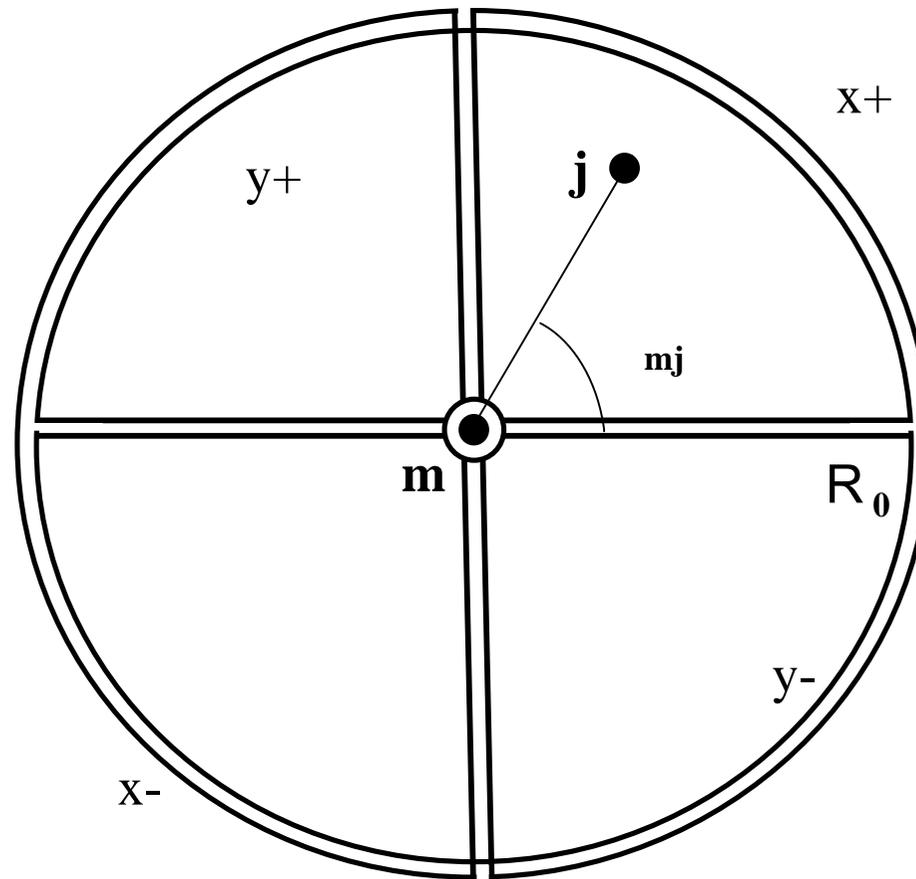


图 1 / Figure 1

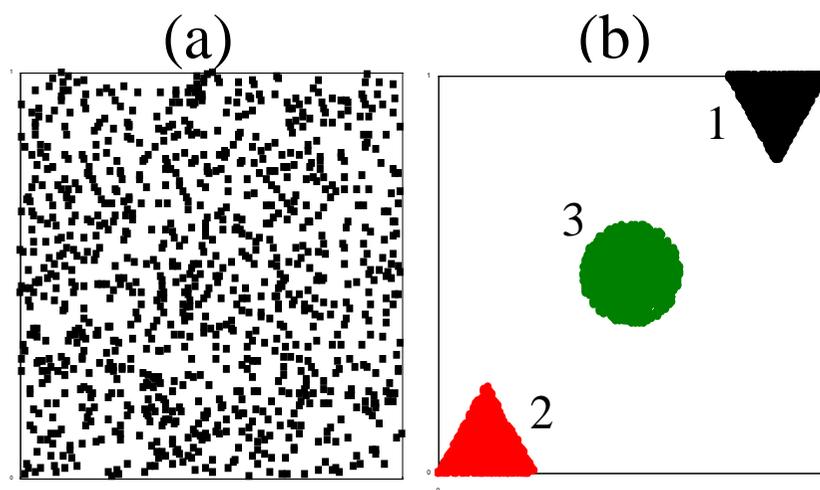


图 2 / Figure 2

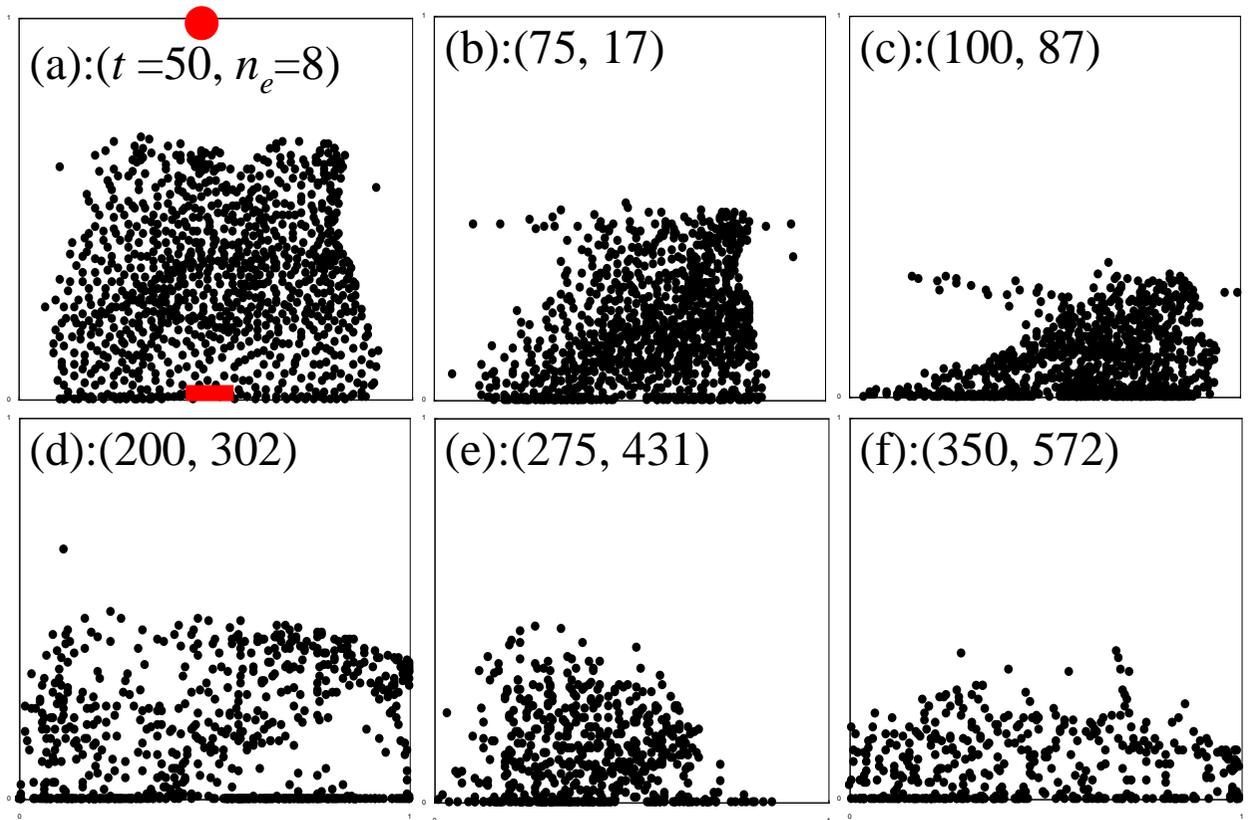


图 3 / Figure 3

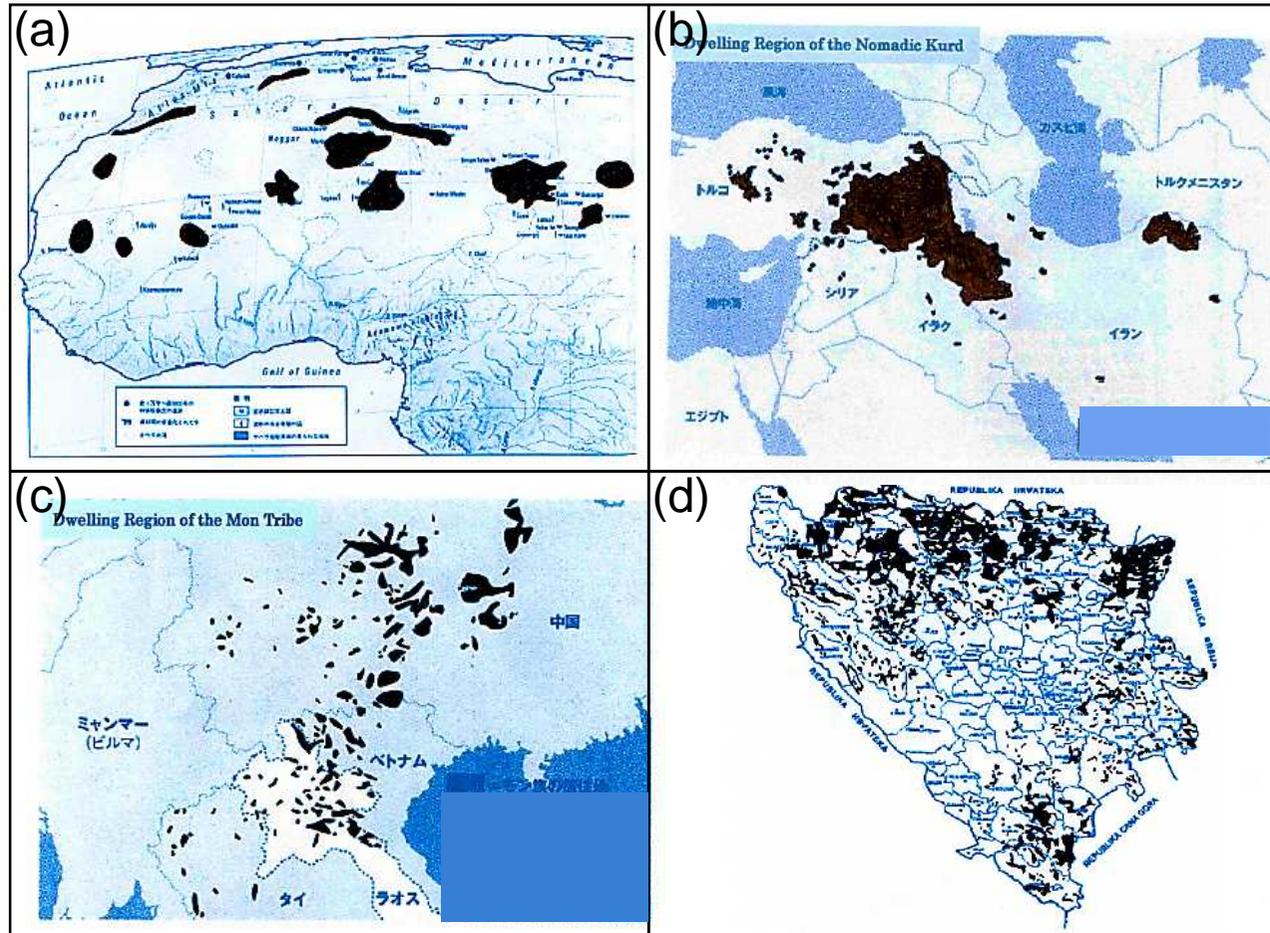


図 4 / Figure 4

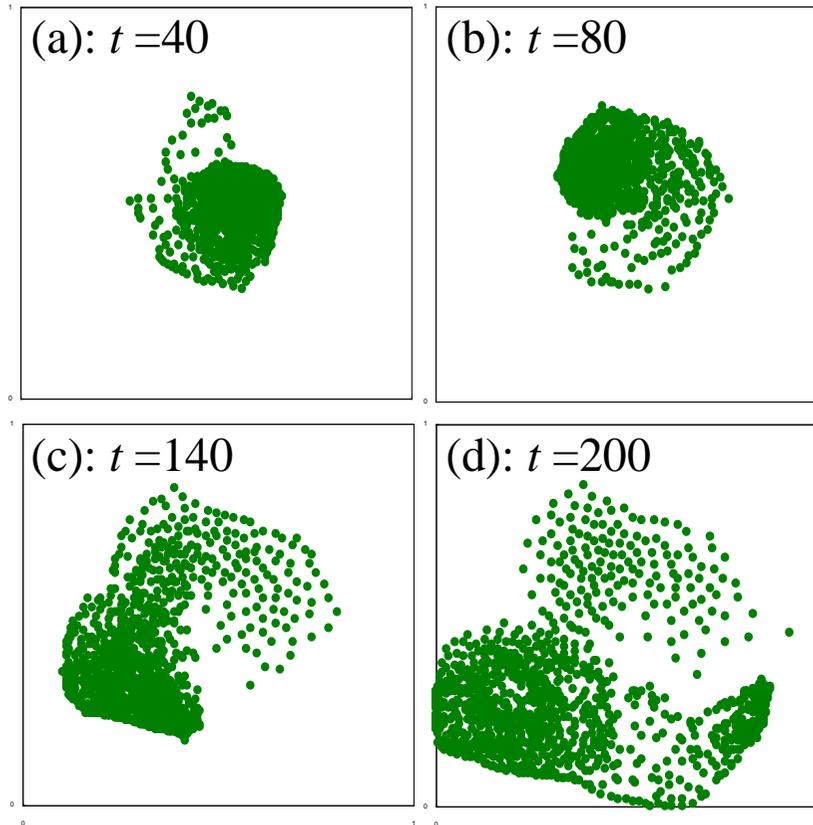


图 5 / Figure 5

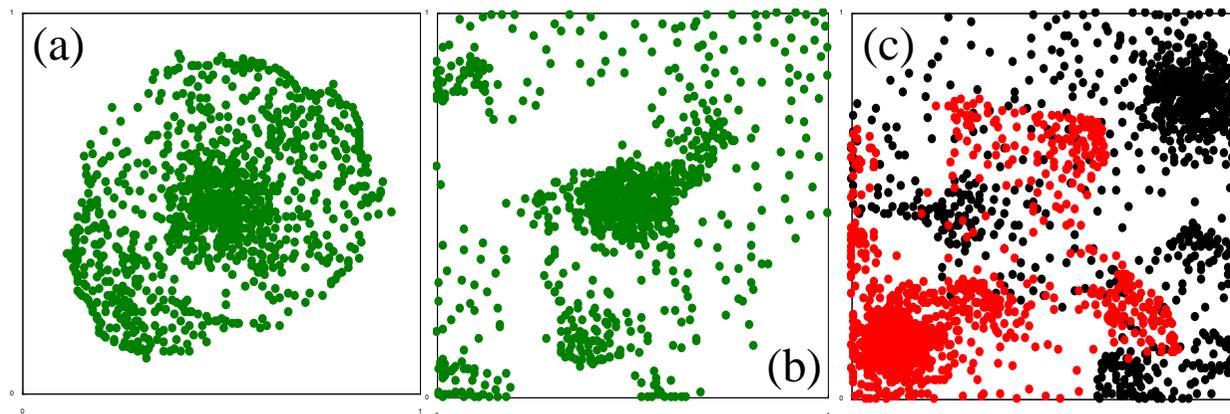


图 6 / Figure 6

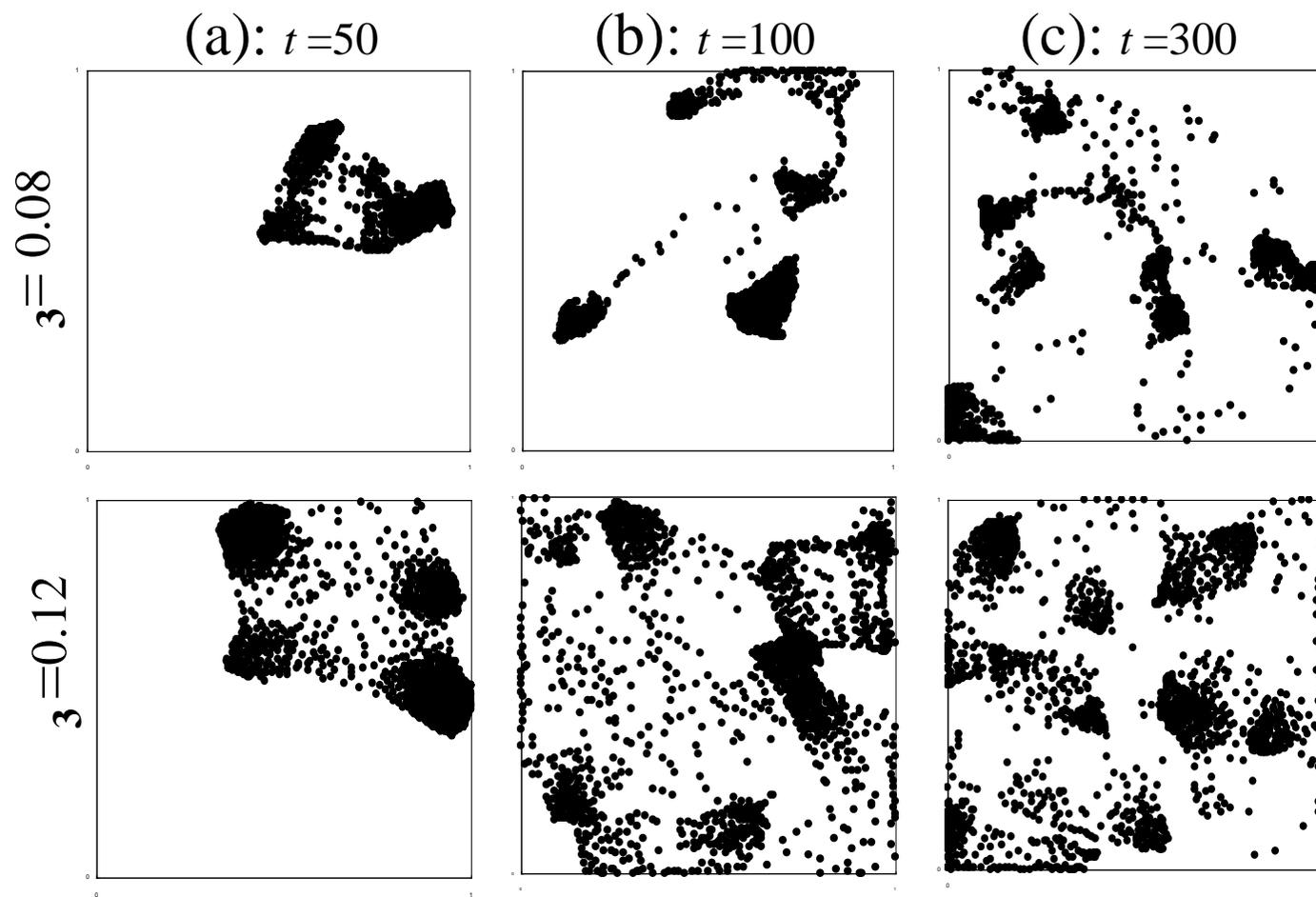


图 7 / Figure 7

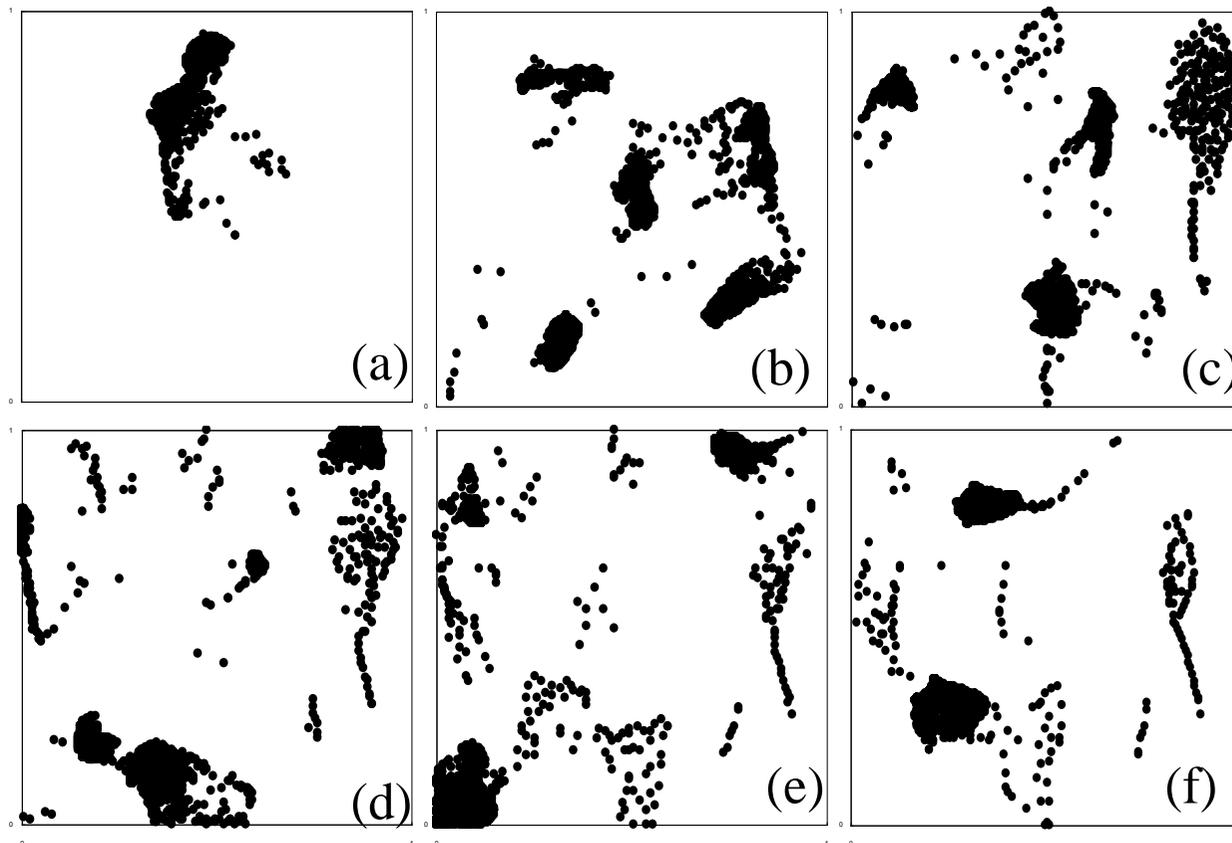


图 8 / Figure 8

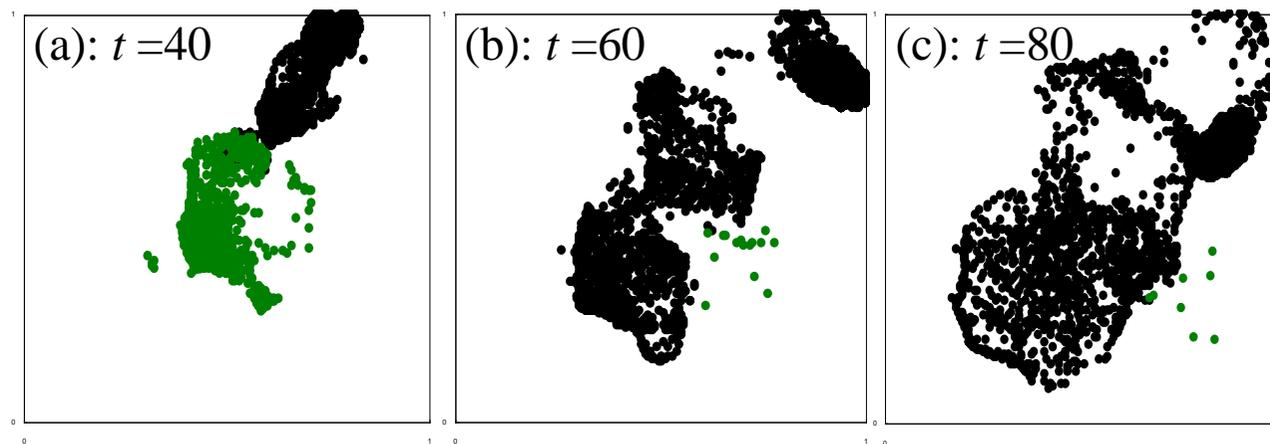


图 9 / Figure 9

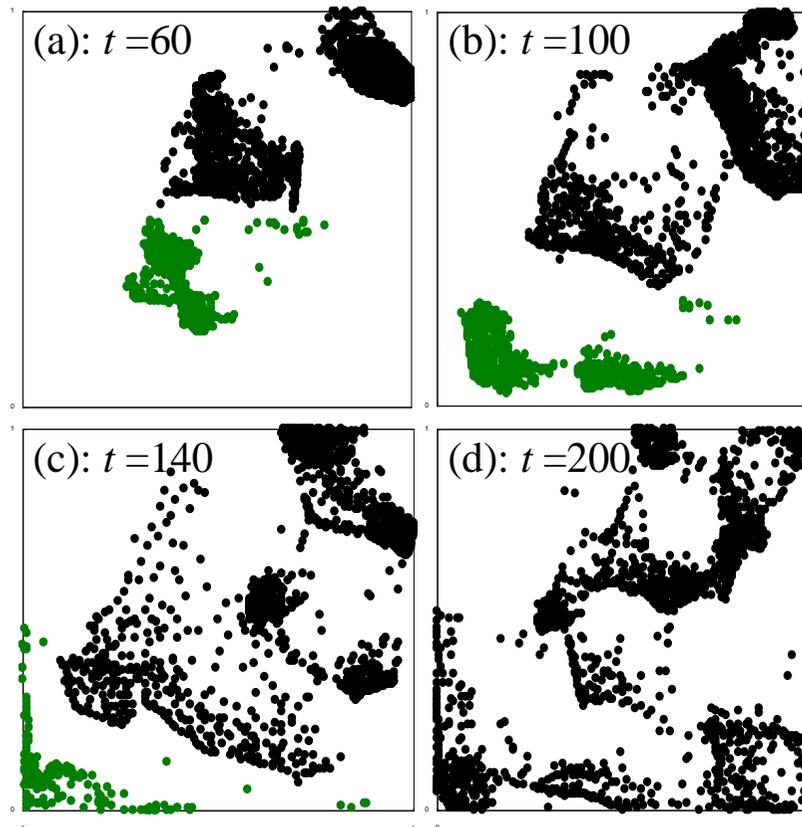


图 10 / Figure 10

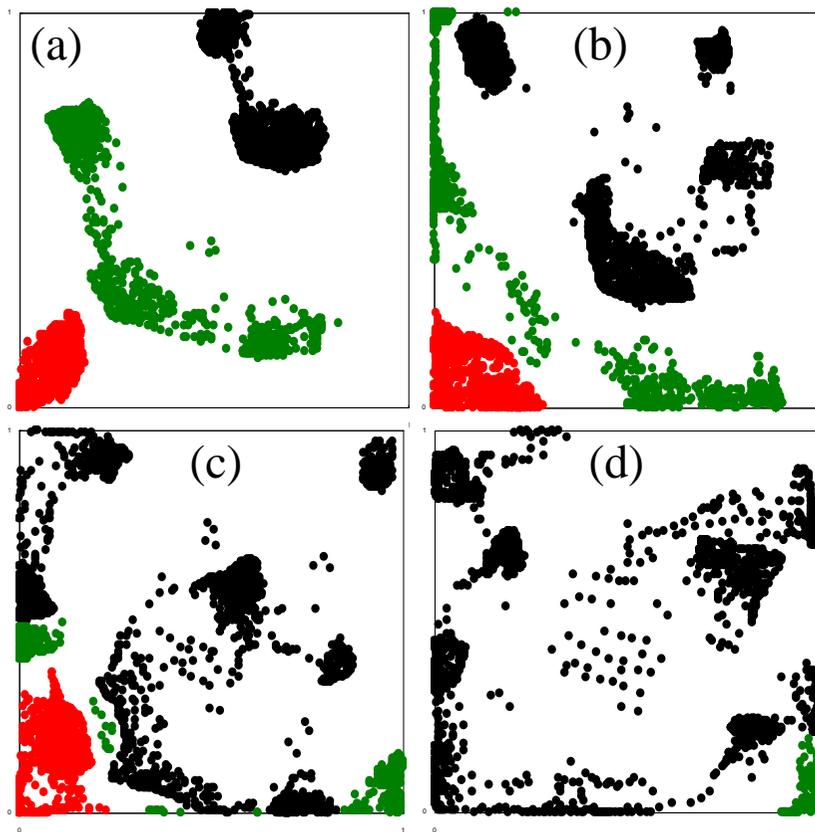


图 11 / Figure 11