表面張力に駆動される液滴の自発回転運動

お茶の水女子大学 お茶大･アカデミックプロダクション　永井 健[1]
東京大学大学院 工学研究科　住野 豊
千葉大学大学院 理学研究科, JST さきがけ　北畑 裕之
京都大学 福井謙一記念センター　義永 那津人

生物の運動など非線形非平衡系では物体の自発運動が生じ得る．生物・無生物問わずこのような自発運動が起こる系はアクティブマターと呼ばれ近年盛んに研究されている [1]．無生物系の自発運動の一例として界面張力に駆動された自発運動系があげられる [2]．[2] の実験系は等方的であるものの，液滴周りの表面張力の対称性が自発的に破れ液滴が運動する．このような等方的な液滴系の並進運動に対してはこれまでにいくつか数理モデルが提唱されている [3].

大きさのある物体の 2 次元平面の運動を考えると，並進以外に回転の自由度がある．これまでに中田等によって水面上樟脳粒の自発的な回転運動が報告されている [4]．また理論的にも Squires 等によって回転運動する系が提唱されている [5]．これらの系では粒子の非対称な形状により回転運動が生じるため，時計回りか反時計回りのどちらかの運動しか起こさない．今回私たちは流体方程式を用いて液滴の界面に界面活性剤の微粒子を付けた系における回転運動を考察する．この系は回転方向の正負に対して対称であるものの，下記の様に自発的に回転運動が生じる．

図 1(a) に示す様な 2 次元の 2 相流体系を考える．以下の方程式は全て微粒子静止系とする．液滴に付着した微粒子から化学物質が供給され，供給された物質は界面のみに分布する．物質濃度に応じて作られる界面張力不均一性のため，液滴内外に流れが生じる．$c(\theta)$ を角度 θ における界面の物質濃度とすると以下の時間発展方程式に従う．

$$\frac{\partial c}{\partial t}+\frac{v_\theta|_{r=R}}{R}\frac{\partial c}{\partial \theta}=\frac{D}{R^2}\frac{\partial^2 c}{\partial \theta^2}\quad \alpha c+\beta\delta(\theta). \tag{1}$$

ここで R を液滴の半径，$v_\theta|_{r=R}$ を界面上の流速，αc を物質の分解速度，β を物質の供給率，D を拡散係数とする．流速場は下の非圧縮性ストークス方程式の定常解を用いる．

$$\eta\nabla^2\boldsymbol{v}\quad \nabla p=0, \tag{2}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{v}=0. \tag{3}$$

ここで η は粘性係数，p は圧力である．境界条件として界面での半径方向の速度成分が 0，接線方向の速度が連続であり，接線方向に界面張力勾配のためのストレスジャンプを与える．さらに微粒子は固体なので粒部分で流速が $\mathbf{0}$，液滴にかかる合力は $\mathbf{0}$ とする．界面張力 γ の c 依存性を

[1] E-mail: nagai.ken@ocha.ac.jp

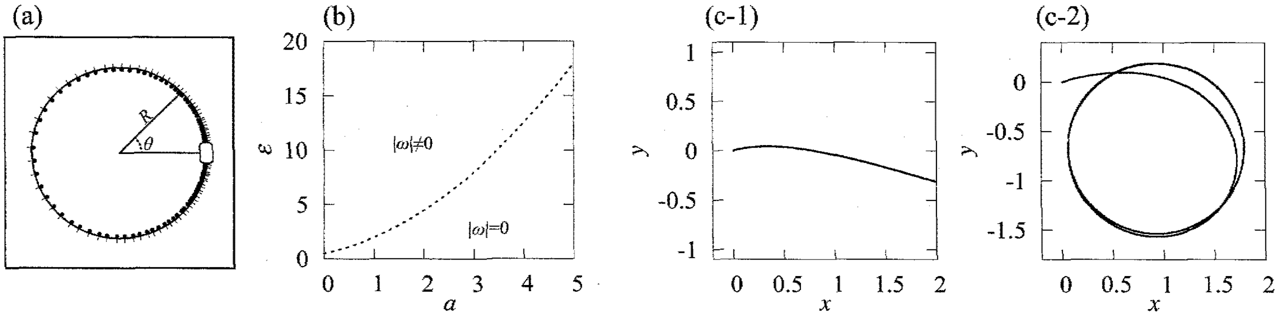

図 1: 今回考えるモデルの概要図と結果．(a) モデルの概要図．半径 R の液滴の界面に微粒子を付着させる．この粒から化学物質が供給され，その物質は界面のみに分布する．液滴中心から測った角度を θ と定義し，微粒子静止系における粒の位置を $\theta = 0$ とする．(b) 液滴運動の相図．(c) 実験室系から見た時の液滴重心の軌跡．(c-1) $\epsilon = 1$, $a = 1$ の時．液滴は直進運動する．(c-2) $\epsilon = 3$, $a = 1$ の時. 液滴は回転運動する．

$\gamma = \Gamma_0 \quad \gamma_0 c$ としてこれらの条件から速度場を計算すると，液滴の重心を中心に一様に回転する流れ場の回転角速度 ω は下のように求まる．

$$\omega = \gamma_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\mathrm{i}(c_m \quad c_{-m})}{2R(\eta_\mathrm{o} + \eta_\mathrm{i})}. \tag{4}$$

ただし $c = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \exp(im\theta)$, η_o, η_i はそれぞれ液滴の外と中の粘性係数とする．これから粒に対して左右非対称な濃度場があるとき実験室系から見ると液滴の回転が生じることがわかる．この方程式系について空間波数が 1 モードより大きい濃度場の緩和が速くて無視できる時，定常状態の ω が分岐を起こし，図 1(b) のように相図が解析的に描ける．ただし ϵ と a は $\epsilon = \frac{\gamma_0 \beta}{4\pi(\eta_\mathrm{i}+\eta_\mathrm{o})} \frac{R^3}{D^2}$, $a = \frac{R^2 \alpha}{D}$ の無次元数とする．それぞれの領域で液滴は図 1(c) の様に直進運動および回転運動を示す．

参考文献

[1] S. Ramaswamy, *Annu. Rev. Condens. Matter. Phys.*, **1**, 323 (2010).

[2] S. Bekki *et al.*, *J. Colloid Interface Sci.*, **140**, 492 (1990); K. Nagai *et al.*, *Colloids Surf. B Biointerfaces*, **56**, 197 (2007).

[3] A. S. Mikhailov and V. Calenbuhr, *From Cells to Societies* (Springer, Berlin, 2002); M. Nagayama *et al.*, *Physica D*, **194**, 151 (2004).

[4] S. Nakata *et al.*, *Langmuir*, **13**, 4454 (1997).

[5] T. M. Squires and M. Z. Bazant, *J. Fluid Mech.*, **560**, 65 (2006).