

# 多成分生体膜における流体力学

首都大学東京 理工学研究科 好村 滋行<sup>1</sup>

## 1 はじめに

生体膜は様々な脂質やステロール、タンパク質、糖などで構成されており、これらの物質は細胞の機能にとって不可欠な役割を果たしている。様々な実験の蓄積により、上記の構成成分は生体膜中で一様に分布しているのではなく、膜内の側方相分離によって飽和脂質やコレステロールを多く含むドメインを形成していることが明らかになりつつある。このドメインはタンパク質を選択的に取り込む機能を持つため、生物学において「ラフト」(英語で「いかだ」の意味)と呼ばれ、1990年代後半から大きな関心を集めている [1]。近年では複数の脂質とコレステロールを含むモデル膜を用いて、ドメインを可視化する試みが数多くなされている [2, 3]。さらに側方相分離のダイナミクスに関する研究も実験的に進展しつつある [4]。一般に生体膜は流動性をもつため、相分離では流体力学的相互作用が重要な役割を果たすと考えられる。講演では、混合生体膜における流体力学モデルを提案し、ドメインの拡散定数のサイズ依存性や、濃度揺らぎの減衰率などについて議論した。

## 2 モデルと結果

脂質二重膜を構成単位とする生体膜は本質的に2次元流体とみなすことができる。ところが、完全な2次元流体においてはストークス・パラドックスが存在し、ストークス近似の範囲内で粒子の拡散定数を求めることができない。一方、生体膜の両側には必ず水が存在するため、生体膜中の運動量は必ずしも保存する必要がなく、周囲の環境へ緩和することが可能である。この事実を考慮して、以下のような2次元の流体力学モデルを提案する。

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = \eta \nabla^2 \mathbf{v} - \nabla p - \lambda \mathbf{v} - \mathbf{f} \quad (1)$$

ここで  $\mathbf{v}$  は2次元の速度場で、流体は非圧縮条件  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$  を満たすとする。上式で  $p$  は圧力、 $\mathbf{f}$  は外力であり、 $\rho$  は密度、 $\eta$  は2次元の粘性率、 $\lambda$  は運動量の緩和を表わす現象論的なパラメータである。右辺の第3項が通常の流体方程式と異なる。

<sup>1</sup>E-mail: komura@tmu.ac.jp

最初に、相分離温度より低い温度で円板状のドメインが形成されている状況を考える [5]。ドメインの半径を  $R$  とすると、その拡散定数  $D$  は計算の結果、

$$D = \frac{k_B T}{4\pi\eta} \left( \frac{z^2}{4} + \frac{zK_1(z)}{K_0(z)} \right)^{-1} \quad (2)$$

と求まる。ここで  $z = \kappa R$  であり、 $\kappa^{-1} = (\eta/\lambda)^{1/2}$  は流体力学的な遮蔽長である。上の表式は二つ漸近形をもち、 $\kappa R \ll 1$  では

$$D \approx \frac{k_B T}{4\pi\eta} \left( \ln \frac{2}{\kappa R} - \gamma \right) \quad (3)$$

( $\gamma = 0.5772\dots$  はオイラー一定数)、また  $\kappa R \gg 1$  では

$$D \approx \frac{k_B T}{4\pi\eta} \left( \frac{2}{\kappa R} \right)^2 \quad (4)$$

となる。前者の結果は Saffman と Delbrück の結果 [6] と一致し、サイズ依存性が対数的であるのに対して、後者は中的なサイズ依存性を示している。このような強いサイズ依存性は、近年、ベシクル上のドメインの拡散やコンピュータ・シミュレーションなどで確認されている。

次に相分離温度より高い一様状態における濃度揺らぎのダイナミクスを議論する。この場合には、脂質 2 成分間の濃度差のダイナミクスも同時に考慮する。我々は臨界組成における臨界揺らぎの減衰率  $\Gamma_q$  を計算した [7]。  $\Gamma_q = q^2 D_Q(\Lambda)$  として実効的な拡散定数  $D_Q(\Lambda)$  を定義すると (ただし  $\xi$  を相関長として、 $Q = q\xi$  および  $\Lambda = \kappa\xi$  である)、 $Q \ll 1$  の極限で  $D_Q(\Lambda)$  は  $\Lambda$  のみに依存し、

$$D_0(\Lambda) = \frac{k_B T}{4\pi\eta} \frac{\ln \Lambda}{\Lambda^2 - 1} \quad (5)$$

となり、ドメインの拡散定数  $D$  と同じ振る舞いを示す。すなわち、相関長がドメインサイズに対応する。一方、 $Q \gg 1$  では

$$D_Q(\Lambda) \approx \frac{k_B T}{4\pi\eta} \ln(Q/\Lambda) \quad (6)$$

となり、波数に対して対数的に依存する。この点は 3 次元の臨界流体と比べて異なる新しい結果である。以下のグラフは異なる  $\Lambda$  に対して  $D_Q(\Lambda)$  を  $Q$  に対してプロットしたものである。この予測が実験的に検証されることが必要である。

## 謝辞

本研究は産業技術総合研究所の関和彦氏と、お茶の水女子大学の今井正幸氏との共同研究である。

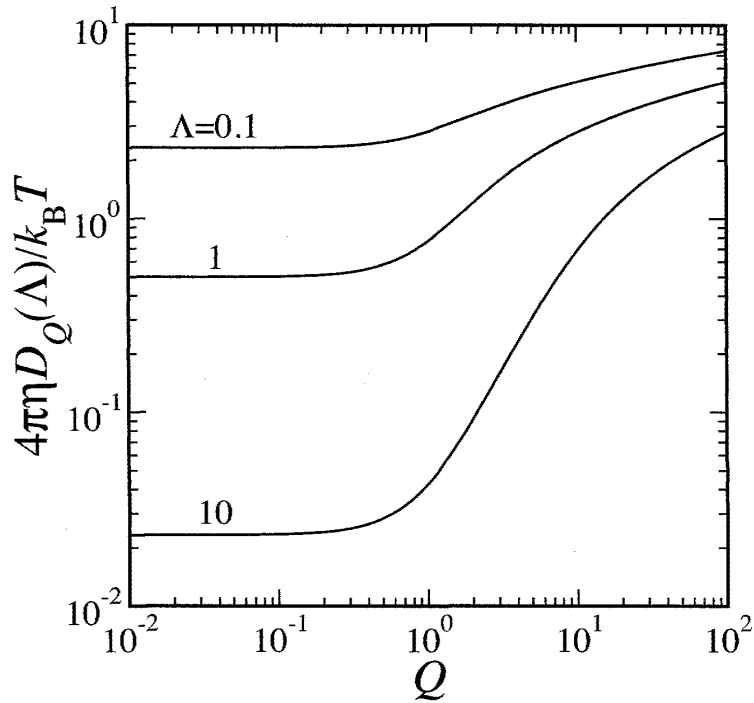


図 1: 無次元化した実効的拡散係数  $D_Q(\Lambda)$  の  $Q = q\xi$  依存性。  $\Lambda = 0.1, 1, 10$  の 3 つの場合についてプロットしている。

## 参考文献

- [1] K. Simons and E. Ikonen, *Nature* **387** (1997), 569.
- [2] S. L. Veatch and S. L. Keller, *Biophys. J.* **85** (2003) 3074.
- [3] T. Baumgart, S. T. Hess, and W. W. Webb, *Nature* **425** (2003), 821.
- [4] M. Yanagisawa, M. Imai, T. Masui, S. Komura, and T. Ohta, *Biophys. J.* **92** (2006), 115.
- [5] S. Komura and K. Seki, *J. Phys. II France* **5** (1995), 5.
- [6] P. G. Saffman and M. Delbrück, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **72** (1975), 3111.
- [7] K. Seki, S. Komura, and M. Imai, *J. Phys.: Condens. Matter* **19** (2007), 072101.