

## 液晶パターン形成と波数依存性

甲斐昌一・平川一美

薄膜のネマチック液晶に電界を印加すると弾性，粘性，誘電トルクのための兼ね合いによって電氣流体力学的不安定性 (EHD) が生じる<sup>1)</sup>。この不安定性はロール状対流構造から乱流までいわゆる等方性流体での熱対流 (Bénard-Rayleigh 対流) とよく似た対流構造を次々と引き起こすことが知られている<sup>1)</sup> 本報告ではロール構造形成における形成時間のコントロールパラメータ  $\varepsilon (= (V - V_c)/V_c$ , ここでは  $V$  は電圧,  $V_c$  は閾値電圧) 依存性について述べる。このような不安定点近傍での巨視的パターン形成の問題は一様系の場合に対して, 鈴木<sup>2)</sup> によって理論的なまた川久保, 栂島<sup>3)</sup> によって実験的な研究がなされている。しかし EHD のようなロール構造をもつ系は空間的に均一系ではなく, このような空間的不均一性の発生が形成時間にどのような影響をあたえるかという問題, およびバンド状波数分布からある特定の波数が選ばれるいわゆる mode selection の問題が存在し, 一様系とは異なった問題を含む。特に本結果によると, 後者の mode selection の問題は EHD ではいくつかの stage に分けられ, 各 stage を通って 1 つの波数構造が達成させられるように思われる。

対流の発生は EHD では液晶 director の bend 変位を伴なう。この有限の bend 角によってロール状対流構造が可視化されるが, その角度を  $\theta_0$  とすれば, それは近似的に次のような方程式で表わされる<sup>4, 5)</sup>。

$$\frac{d\theta_0}{dt} = \tau^{-1}\theta_0 - \beta\theta_0^3 \quad (1)$$

$$\tau^{-1} = \frac{|\varepsilon_a| V_c^2}{4\pi r_1 d^2} \cdot \varepsilon \quad (2)$$

$$\beta = \frac{\varepsilon_a V^2}{6\pi r_1 d^2} \quad , \quad \varepsilon = \frac{V^2 - V_c^2}{V_c^2} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} V_c^2 &= \frac{4\pi^3}{|\varepsilon_a|} (K_{11} + K_{33} q_x^2 d^2) \\ &= V_c(0)^2 + V_c^2(q_x) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで  $d$  は膜厚,  $\epsilon_a$  は誘電率の異方性,  $r_1$  は異方的粘性,  $K_{11}, K_{33}$  は各々 splay と bend の弾性定数,  $q_x$  は roll の波数である。この巨視的 director 角  $\theta_0$  の発達に伴ない, 薄膜を通過する白色光は散乱されて透過率は時間とともに減少し,  $\theta_0$  の飽和とともに一定値に近づく<sup>6)</sup>。この時に全透過光強度変化の  $\frac{1}{2}$  となる時間を  $t_f$ , 90% 変化するまでの時間を  $t_F$  として, これらを巨視構造の完全形成時間と呼ぶことにする。一方偏光したレーザー光を使用すると液晶分子の屈折率の異方性のために director 角  $\theta_0$  の変化に伴なった複屈折効果が生じ, これより直接角度の時間発達を知ることができる (図 1)。初期発達の時定数はこの複屈折効果を利用して形成時間  $\tau$  を

$$\tau = \frac{t_{N+1} - t_N}{\ln \frac{N+1}{N}} \quad (5)$$

のように求めた。ここで  $N$  は図 1 に示すような強度振幅の振動番号で,  $t_N$  は  $N$  番目の振動の生じる時間を表わしている。この  $\tau$  を初期形成時定数と呼ぶことにする。ただし本研究では常に  $N=1$  としたためにある一定の  $\theta_0$  のときの時定数を観測していることになる。したがって  $\epsilon$  が十分小さいところでは  $\theta_0$  の飽和値が小さいために,  $\tau$  を初期時定数とはみなせない場合も生じる。また図 1 で振

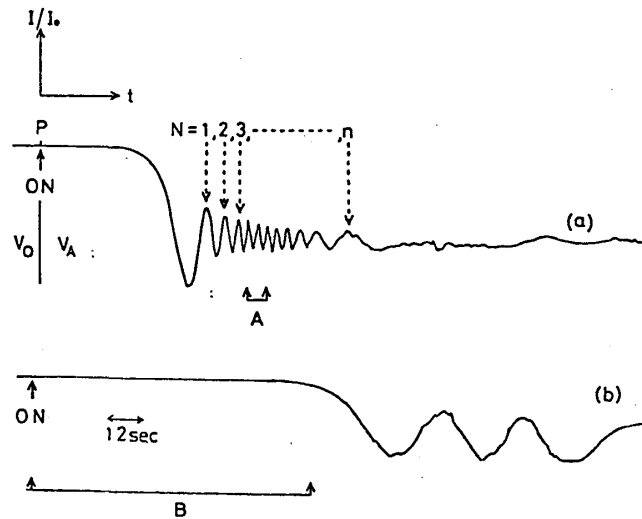


図 1. director 角の時間変化に伴なう透過光の振動 (a)  $\epsilon = 0.74$  (b)  $\epsilon = 0.12$

動が観測され始める前までの時間を初期潜在時間 (ONSET TIME)  $t_0$  と呼ぶことにする<sup>3)</sup>。図 2 は上記のような振動より  $\frac{d\phi}{d\theta_0} \equiv \frac{d\theta_0}{dt}$  の関係を使って直接得られた各  $\epsilon$  でのポテンシャルを示す。

図 3 に初期時定数  $\tau$  の電圧依存性を各波数に対して示す。ここでは波数は normalized wave number  $q_x = \pi d / \lambda_x$  である。  $\lambda_x$  は roll の 1 周期幅を表わす。図より  $\tau$  は  $V_c(q_x)$  に対して発散する傾向を示し, 同じ  $\epsilon$  の値に対して  $\epsilon > 0$  が約 10 倍ほど  $\epsilon < 0$  より大となっていることが分る。また  $\tau$  は  $q_x$  の増加とともに減少し,  $V_c$  は  $q_x$  の増加とともに増加することが分るが, これはある程度 (2), (4) 式で説明され得る。  $\epsilon < 0$  についての詳細は今回の報告では省略する。図 4 に  $q_x = 2.356$  に対する  $\frac{1}{2}$  形成時間  $t_f$  および初期潜在時間  $t_0$ , 初期巨視構造時定数  $\tau$  を示す。  $t_f, t_0$  は  $\epsilon$  に対して大体 slope -1 で単調な変化を示すが,  $\tau$  は複雑な  $\epsilon$  依存性を持

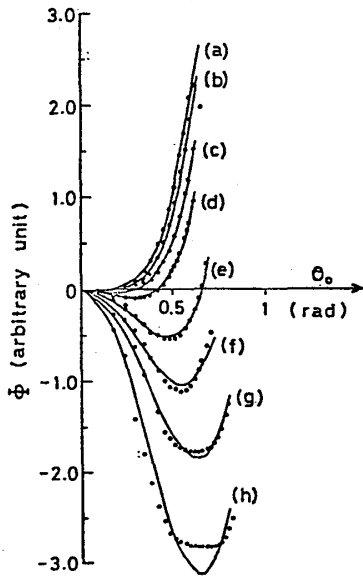


図 2. ポテンシャルプロファイル  
 (a)  $\epsilon = -0.016$  (b) 0.006  
 (c) 0.012 (d) 0.016  
 (e) 0.065 (f) 0.093  
 (g) 0.150 (h) 0.208

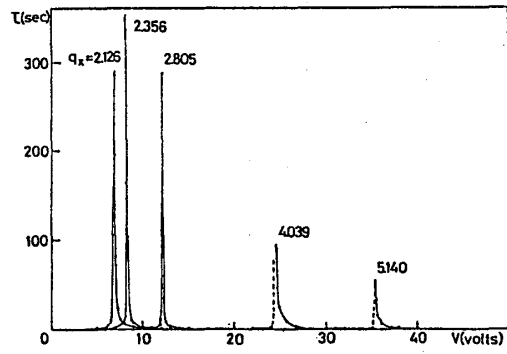


図 3. 形成時定数  $\tau$  の電圧依存性

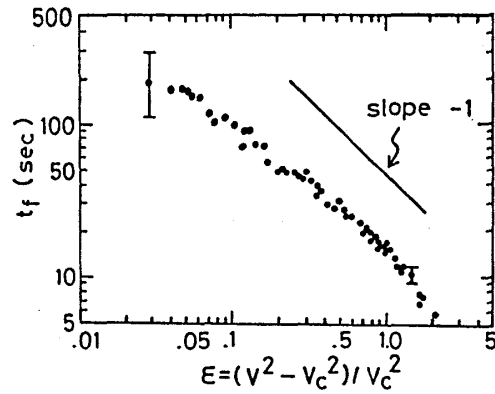


図 4. (b)  $t_f$  の  $\epsilon$  依存性

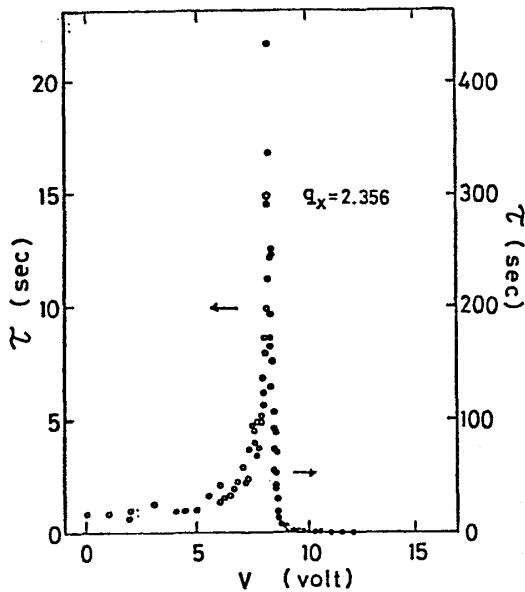


図 4. (a)  $\tau$  の電圧依存性  
 ( $q_x = 2.356$ )

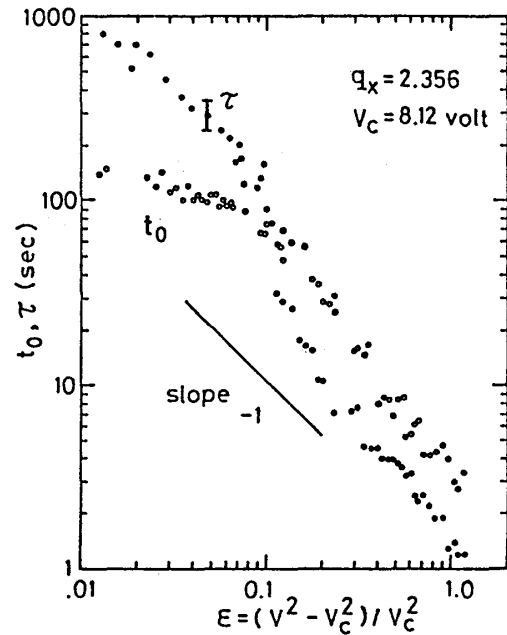


図 4. (c)  $t_0$  および  $\tau$  の依存性

つように見える。  $0 < \epsilon < 0.1$  では slope  $-1$  , また  $0.2 < \epsilon$  では slope  $-1.25$  と少し鋭くなっている。この間に非常に大きな勾配を持つ領域があり、あたかも遷移領域かもしくは相転移領域のようにみられる。この振舞いは他の波数に対しても観測され、  $q_x$  が大なるほど顕著である。また  $\tau^{-1} \propto q_x^2$  の関係がみられ、大体(2)の関係は成り立っているようである。以上のように巨視形成に関する動的挙動は初期巨視構造の発生時定数  $\tau$  の  $\epsilon \sim 0.1$  近傍の挙動を除いて一般に予期されるような結果が得られた。顕微鏡によるパターン観察によれば  $\epsilon > 0.2$  では一般に静止したロール状対流はみられず、常に多少とも揺れている<sup>7)</sup>。これは多くの波数モードが振幅は小さいけれども巨視的に成長し互いに couple しているためと考えられる。それゆえ  $\epsilon > 0.2$  での  $\tau \propto \epsilon^{-1.25}$  の関係は単に slope  $-1$  からのエラーというよりはかなり複雑な意味を持ったものと考えられる。一方で  $\epsilon < 0.1$  では、波数の分散は狭く、mode selection は微視的スケール下で行なわれ、 $\tau$  には最初からただ1つの波数の寄与があるのみと考えられ、 $\tau \propto \epsilon^{-1}$  という簡単な関係で表わされるものと思われる。これに反して  $0.1 < \epsilon < 0.2$  の急激な変化は比較的ブロードな波数分布より巨視的モードの間で mode selection を行なうために生じた異常ではないかと推測される。また  $t_0, t_f, t_F$  にはその領域でなんの異常もないことを考え合わせると、このような mode selection は微視的 noise の間に行なわれるのではなく、巨視構造発生初期から少なくとも  $1/2$  形成までの間(すなわち非線形領域に入るあたり)に行なわれるように思われる。この異常は white noise を加えるとより顕著となり(図5)、white noise は  $q_x^0$  を大きくすると同じ効果を示す。このことは大きな  $q_x^0$  は広い巨視波数分布をもち、 $q_x^0$  以外の波数が  $q_x^0$  に対して noise として働くことを示しているものと推測される。このことは EHD では  $q_x^0$  が大きくなると

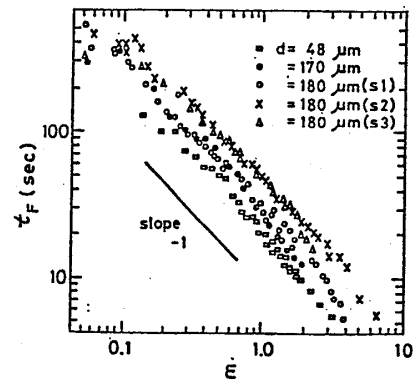


図4 (d)  $t_F$  の  $\epsilon$  依存性

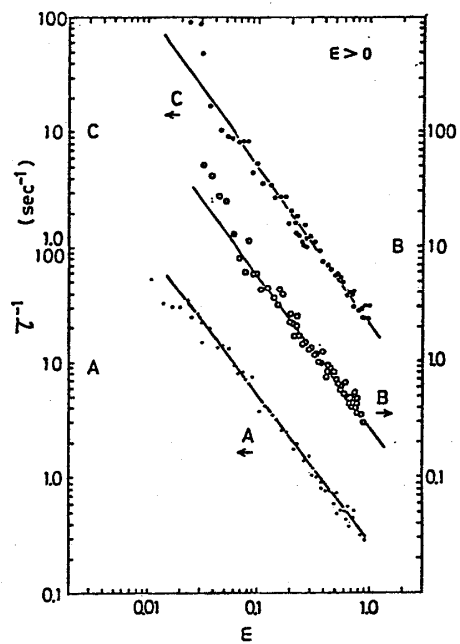


図5. white noise ( $\Delta V$ ) を印加した場合の  $\tau$  v.s.  $\epsilon$ .  
 A : 0 volt<sup>2</sup> ,  
 B :  $\Delta V^2 = 1$  volts<sup>2</sup>  
 C :  $\Delta V^2 = 8$  volts<sup>2</sup>

鈴木増雄

$V_c$ のまわりの波数の分散関係は概念的に図6に示すようにゆるやかになっているものと考えられる。

以上のように空間的に一様でない巨視構造が形成される場合には、形成時間の定義もより複雑になるように思われる。より詳細な研究は現在進行中である。

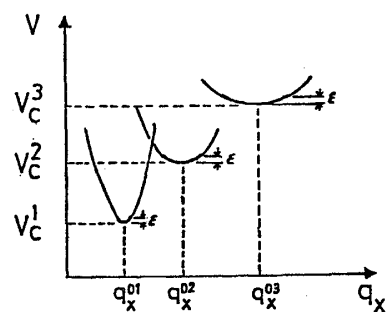


図6. 巨視波数の分散曲線  
(概念図)

## 文 献

- 1) S. Kai and K. Hirakawa, Prog. Theor. Phys. sup. **64** (1978) 212.
- 2) M. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **56** (1976) 77, ibid, 477.
- 3) S. Kabashima, M. Itsumi, T. Kawakubo and T. Nagashima, J. Phys. Soc. Jpn. **39** (1975) 1183.
- 4) S. Kai, T. Kai, M. Takata and K. Hirakawa, J. Phys. Soc. Jpn. **47** (1979) 1379.
- 5) 脇谷・甲斐・平川, 九大工集 第50巻 (1977) 197.
- 6) S. Kai, N. Yoshitsune and k. Hirakawa, J. Phys. Soc. Jpn. **40** (1976) 267.
- 7) S. Kai, K. Hirakawa, Mem. Fac. Engin. Kyushu Univ. **36** (1977) 269, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **40** (1977) 975.

## 非一様な系における秩序化のスケーリング理論

東大・理 鈴木増雄

初めに、日本における散逸構造の研究の草分けと思われる寺田寅彦の文章<sup>1,2)</sup>を一部紹介した。50年も前にその重要性を強調しているのを読み、大変感銘を受けた。

次に、著者がここ数年研究してきた不安定点近傍の過渡現象、特に巨視的秩序形成のスケーリング理論<sup>3~5)</sup>の基本的な考えを紹介し、その波数に依存した秩序ができる場合への拡張の試みを簡単に説明した<sup>6)</sup>。

## 文 献

- 1) 寺田寅彦, 「自然の縞模様」科学, 昭和8年2月.
- 2) 久保亮五, 「物性物理学の動向」(調査報告書第一部, 昭和58年3月)
- 3) M. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **56** (1976) 77, 477.