コレステリック液晶のフィンガーパターン

鈴木　昱雄，丹羽　幸宣，前田　雅輝
電気情報工学科
（1997年8月26日受理）

Finger Patterns of Cholesteric Liquid Crystals

Ikuo SUZUKI, Yukinobu NIWA and Masaki MAEDA
Department of Electrical and Computer Engineering
（Received August 26, 1997）

Finger patterns in Cholesteric liquid crystals under electric fields and temperature variation are very interesting phenomena. We have observed dynamical changes of finger patterns by applied electric fields by using the polarized microscope. We had a good coincidence between observed finger patterns and the three-dimensional computer simulation.

コレステリック液晶に電界や温度を印加したときに見られるフィンガーパターンは大変興味ある現象である。本研究は液晶の電界によるフィンガーパターンの動的変化を，偏光顕微鏡により観察し，画像処理した結果と，理論的な解析に基づいた3次元シミュレーションにより描いた相図との比較を行い，よい一致を得た。

1．はじめに

液晶を平行ガラス板に封入して，電場，温度などを変化させると，液晶分子の配向が変わり様々なパターンが見られる。その中でコレステリック液晶において観測される複雑なパターンをフィンガーパターン（図1）と呼ぶ。フィンガーパターンは電場，セル厚によってパターンが変化する。

フィンガーパターンの研究は1970年代から始まり，多くの研究者によって調べられてきた[1-8]。これまでの研究では静的なパターンの性質に力点がおかれてきたが，P.Ribièreらによってネマティックーコレステリック相転移に関する相図が作成された[7]。

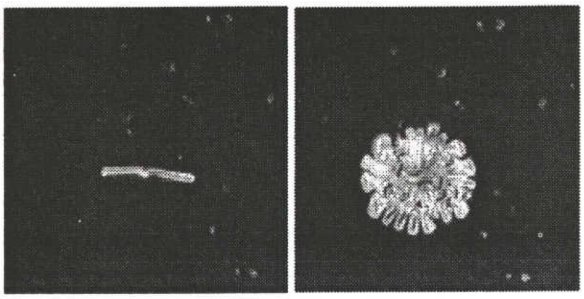


Fig. 1 Finger patterns.

彼はフィンガーパターンに関する理論的な解析から理論的な相図を作成し，実験で求めたものと定性的に一致することを示した。彼は，フィンガーパターンにおける液晶分子の配向が，F.Luquexらの配向モデルに従うと仮定し，フランクの自由エネルギー密度の式から配向モデルのエネルギーを計算して解析した。さらに，J.M. Gilliら[9,10]はフィンガーパターンの成長をシミュレーションによって再現した。彼らのシミュレーションでは，セルのガラス板に垂直な方向からの液晶分子の傾きは小さいという仮定のもとで，2次元の現象論的な自由エネルギーを導出し運動方程式をたてている。

これまでの研究では，パターンが成長する時の動的な性質は十分調べられていない。そこで本研究では，パターンの成長を定量的に解析し，パターンの動的な性質を特徴づけることを目的とした。特に今回のシミュレーション（FORTRAN）ではセルの中に3次元格子をとり，すべての格子点上での液晶分子の配向を計算し，実験とよく一致することを確かめた。

2．フィンガーパターンの配向モデル

液晶分子の配向モデルとして，(a) ホメオトロピック（homeotropic）(b) TIC（translationally invariant configuration）(c) フィンガー（finger）の3種類がF.Lequexらによって提案されている[8]。液晶分子の配向は，単位ベクトル$n=(n_x, n_y, n_z)$で表される，ディレ

クタによって主軸方向が示される。いま，ガラス板と垂直方向にz軸，平行方向にx軸，y軸をとり，またガラス板の界面を$z=0$, $z=d$とすると，F.Lequexらの配向モデルは次のように表される。

(a) ホメオトロピック（homeotropic）

$$n=(0,\ 0,\ 1) \tag{1}$$

(b) TIC

$$n_x=\sin\alpha_0\sin\theta$$
$$n_y=\sin\alpha_0\cos\alpha_0(1-\cos\theta)$$
$$n_z=\sin^2\alpha_0\cos\theta+\cos^2\alpha_0$$
$$\theta=2\pi\frac{z}{d} \tag{2}$$

(c) フィンガー（finger）

$$n_x=\sin\alpha\cos\beta\sin ky+\sin\alpha\cos\alpha\sin\beta(1-\cos ky)$$
$$n_y=-\sin\alpha\sin\beta\sin ky+\sin\alpha\cos\alpha\cos\beta(1-\cos ky)$$
$$n_z=\cos^2\alpha+\sin^2\alpha\cos ky$$
$$\alpha=\alpha_0\sin\frac{\pi z}{d}$$
$$\cos\beta=\frac{\tan(\alpha/2)}{\tan(\alpha_0/2)} \tag{3}$$

ここでα_0は，ガラス板に垂直な方向からの液晶分子の最大傾き角の半分で，kはy軸方向の波数である。

これらのパラメーターの特徴は

(a) homeotropicは，ディレクタが一様にz軸方向に配向している。

(b) TICは任意の$x-y$平面内では一様な配向で，z座標によってディレクタの向きが変化する。

(c) fingerはフィンガー軸がx軸に平行で，TICをy軸方向に波数kで周期性を持たせたような配向である。

その様子を図2（a）～（c）に示す。

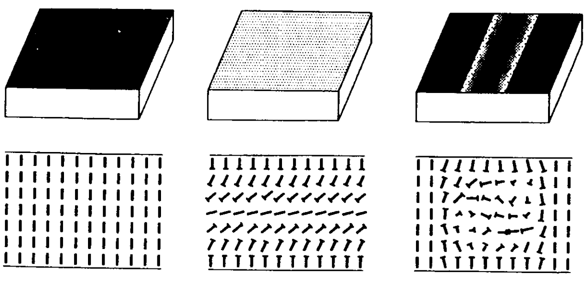


Fig. 2 Observed finger patterns.

これらの配向を表すのに，ディレクタの単位球でのプロットがよく用いられる[11]。

これは単位ベクトルであるディレクタの先端を，単位球上にプロットしたものである。

(a) homeotropic（図3(a)）については，ディレクタ場の中のどこを通っても配向は変わらず，単位球上では1点で表される。

(b) TIC（図3(b)）の配向はz座標のみに依存し，ディレクタ場の中を$z=0\sim d$とトレースしていくと，単位球上での軌跡はz軸を通る円になる。

(c) finger（図3(c)）の配向はx座標には依存せず，ディレクタ場の中を$z=z_0$として，$y=y_1\sim y_2$（y_1, y_2）はフィンガーの両端のy座標）とトレースしていくと，単位球上での軌跡はz軸を通る円になる。この円の中心はz_0によって移動し，$z=0\sim d$と変化させるとその軌跡もz軸を通る円になる。

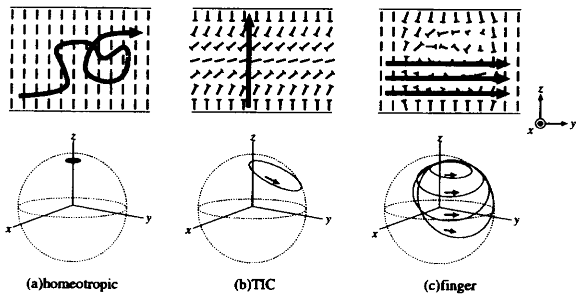


Fig. 3 Director plotted on the unit sphere.

セルを2次元平面としてみたとき，ガラス板と垂直に配向した領域（ネマティック相）と，複雑な螺旋構造をした領域（コレステリック相）との2つの相に分類できる。この2つの相の区別は，偏光顕微鏡で容易に観察することができる。偏光板をクロスニコルにすると，ネマティック相は暗く，コレステリック相は明るく観察される。外部パラメーターを変えることで2つの相の安定性は変化し，ネマティック－コレステリック相転移が起こり，パターンの成長，消滅が観察される。

(a) homeotropic (b) TIC (c) fingerの配向モデルにおいて，偏光板をクロスニコルにしたときの透過光が計算によって求められており，その結果は実験とよく一致している[12]。また，式（2），（3）において，$\alpha_0=0$とするとホメオトロピックの式になる。このことから，α_0をオーダーパラメーターとして相の安定性を議論することができる。

セルの厚さがコレステリック液晶のピッチと同程度のときには，ネマティック相とコレステリック相が共存するようになり，コレステリック相がフィンガーパターンとして観察される。配向状態のモデルとして，ネマティック相は（a）homeotropicのモデル，コレステリック相は，（c）fingerのモデルが考えられている。コレステリック液晶の螺旋構造をとろうとする力は一定であると考えられ，セルを薄くするほどガラス板に施された垂直配向剤の影響が強くなり，ネマティック相が安定になる。

本研究において用いた液晶は $\Delta\varepsilon>0$ であるから，ガラス板と垂直方向の電場を強くするほどネマティック相が安定になる性質をもっている。このことから，２つの相の安定性を決めるパラメーターとしてセル厚と電場が考えられる。P.Ribière らは，パラメーターとして C $(=d/p$，d：セル厚，p：ピッチ長）と V（電圧）によって，実験的，理論的相図を作成した[7]。理論的な相図は，フィンガーパターンの液晶分子の配向がフィンガーパターンの式に示したモデルに従うと仮定して，フランクの自由エネルギー密度の式からエネルギーを計算することによって求められている。このように，２枚の平行ガラス板の間にコレステリック液晶を封入したパターンについて，平衡状態での議論は数多くなされているが，パターンの成長に関する研究はあまり行なわれていない。J.M. Gilli らは，２枚の平行ガラス板のちょうど真中 $(z=d/2)$ の液晶分子の配向に注目し，２次元平面上での液晶分子の配向のみを議論することにより，パターンの時間発展を求めている[9,10]。彼らは，分子配向の対称性（z 軸に関する回転，x 軸に関する180°回転）のみから，現象論的な自由エネルギーを導出し運動方程式を立てた。計算結果は，観測されるまっすぐなフィンガーの成長，フィンガーが先端分岐していく円形パターンをよく再現している。しかし彼らの用いた自由エネルギーは，ガラス板に対して垂直な方向からの液晶分子の傾き角 α が0に近いという条件のもとに導出されており，その条件が現実の系に当てはまるかどうかについては議論されていない。

3．フランクの自由エネルギー密度

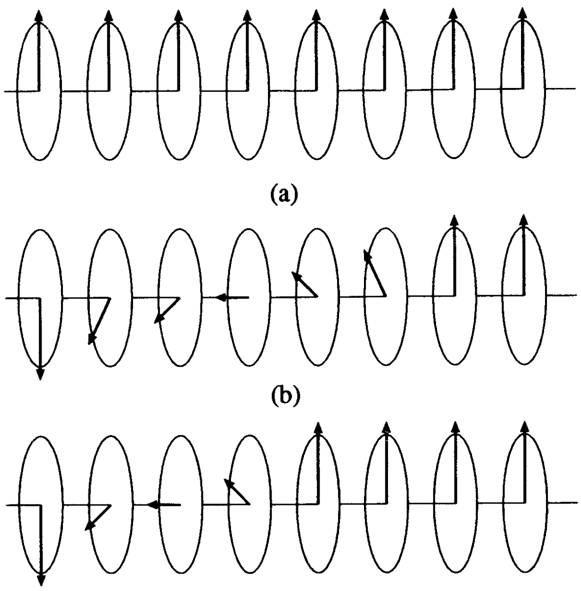
分子間に働く長距離作用のために，液晶分子は集団的にまとまって配向する。これを模式的に示すとすれば図4（a）のようになる。これをねじると図4（b），（c）のようなねじれ構造が生ずる。ねじれの及ぶ範囲は弾性的復元力の強さに依存する。この力が強い時には，図4（b）のようにねじれの範囲は広がるが，弱いときには図4（c）のように狭くなる

Frank はネマティック液晶に対するディレクタと弾性エネルギーの結び付きを現象論的に解析した[13]。自由エネルギー密度を f とすると，一般に

$$f=\sum_{i=1}^{6}k_i a_i+\frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{6}k_{ij}a_i a_j \qquad (4)$$

と表される。ここで $a_1, a_2, \cdots a_6$ は直交座標 x, y, z に対してディレクターを $n=(n_x, n_y, n_z)$ としたとき

$$\begin{aligned}&\delta n_x/\delta x=a_1,\ \delta n_y/\delta y=a_5\ (\text{splay})\\&-\delta n_y/\delta x=a_4,\ \delta n_x/\delta y=a_2\ (\text{twist})\\&\delta n_x/\delta z=a_3,\ \delta n_y/\delta z=a_6\ (\text{bend})\end{aligned} \qquad (5)$$



(a)　(b)　(c)

Fig. 4 Twist of directors in liquid crystals.

で定義され，k_i, k_{ij} はそれらを結ぶ弾性定数である。ここで，エネルギー保存則から $k_{ij}=k_{ji}$ となる。式(4)は対称性を使って計算すると，k_i, k_{ij} が消去，整理され，，ここで改めて弾性定数を K_1, K_2, K_3 とすると電場に関する項を加えて

$$f=\frac{1}{2}K_1(\nabla\cdot n)^2+\frac{1}{2}K_2(n\cdot(\nabla\times n)+q)^2+\frac{1}{2}K_3(n+(\nabla\times n))^2-\frac{1}{2}\Delta\varepsilon(E\cdot n)^2 \qquad (6)$$

となる。これがフランクの自由エネルギー密度の式である。第１項，２項，３項はそれぞれ広がり，ねじれ，弯曲に関する項であり，K_1, K_2, K_3 はそれぞれのモードに対応する弾性定数である。また，q はコレステリック液晶のピッチ長 p に関するパラメータで

$$q=2\pi/p \qquad (7)$$

で表され，p が ∞ になったときネマティック液晶に対応する。

4．実験方法

4.1　セルの作製法

セルは２枚の透明電極（ITO）つきのガラス板にスペーサを挟みその間にコレステリック液晶を封入したものを使用した（図５参照）。入念に洗浄したガラス板に，スピナーにより垂直配向剤（日産化学工業㈱）を塗付した。これによってガラスとの界面で液晶分子は垂直に配向する。スペーサは14～50 μm のものを使用し，セル厚を調整した。コレステリック液晶はピッチの長いものを得る

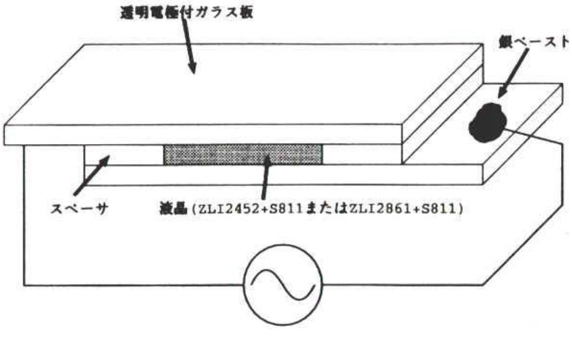


Fig. 5 Liquid crystal cell.

ために，ネマティック液晶にカイラル（キラル）分子を混合したものを用いた。なお用いたネマティック液晶は2種類（ZLI2452，ZLI2861(Merck)）で，それぞれに0.589wt%，0.791wt%の濃度のカイラル分子（S811 (Merck)）を混合した。この液晶は，Canoのくさびセルによって，ピッチ長 $p \fallingdotseq 15\mu m$ であることがわかった。

4.2 観測方法

ガラス板には透明電極（ITO）がついており，試料にガラス板と垂直方向に電場を印加することができる。印加する電場は，対流によるウィリアムズドメインを抑えるために周波数を1kHzに固定した。電場の大きさは，ファンクションシンセサイザーをコンピューターにより制御して印加した。

まず初めに十分に大きな電場をかけ，セル全体をネマティック相にする。その後 $t=0$ で電圧をある一定の値に下げ，パターンの成長を偏光顕微鏡に取り付けたCCDカメラからコンピューターに取り込み，その画像を解析した。ここで偏光顕微鏡の偏光板はクロスニコルにしてあり，ネマティック相は暗く，コレステリック相は明るく観測される。測定装置のブロック図を図6に示す。

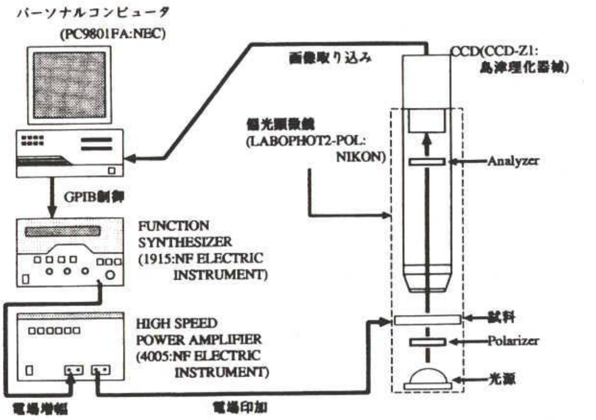


Fig. 6 Block diagram of experimental equipment.

5. 実験結果

5.1 相図の決定

フィンガーパターンは，電場一定，セル厚一定のもとで幅一定で先端が伸びることによって成長していくことが大きな特徴である。また電場を弱めるほど，成長が早くなり，その成長も大きく変化する。

まず初めにフィンガーの成長パターンを分類した。観測されるパターンは次の4種であった。今回は2種類のコレステリック液晶を用いて実験したが，パターンの種類に違いは見受けられなかった。

(1) セル全体がネマティック（図7(a)）
→ネマティック安定，コレステリック不安定。

(2) フィンガーの先端がまっすぐ伸びながら生成核の近くからうねりはじめる。電場が弱いほど成長速度が大きい（三角形パターン）。(図7(b))
→ネマティック準安定，コレステリック安定。

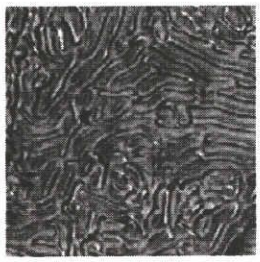
(3) フィンガーの先端が分岐しながら円形領域を形成する（円形パターン）。(図7(c))
→ネマティック準安定，コレステリック安定。

(4) セル全体が一斉にコレステリック相になり，その後しばらくして指紋状に変化していく（指紋状パターン finger pattern)。(図7(d))
→ネマティック不安定，コレステリック安定。

(a) $C=1.77$, $V=35.0$

(b) $C=1.77$, $V=12.0$

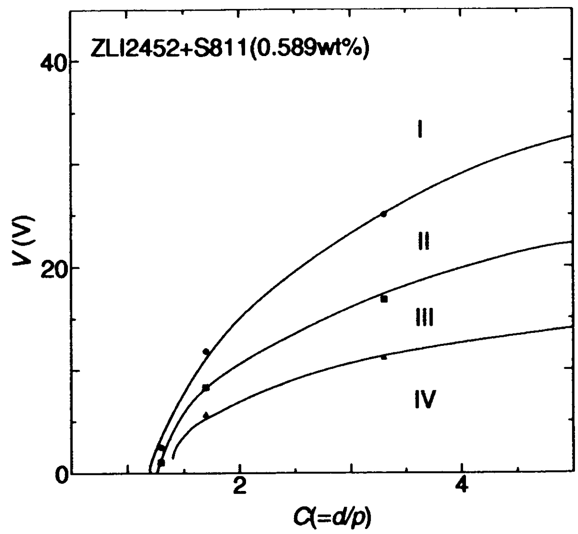
(c) $C=1.77$, $V=7.0$



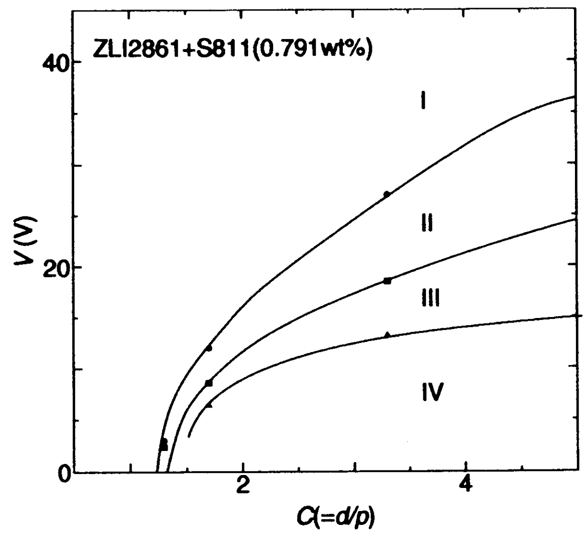
(a) $C=1.77$, $V=2.0$

Fig. 7 Finger patterns.

観察から，パラメータとして C ($=d/p$)，V をとり，相図を決定した（図8）。それぞれのパターンの境界はセルの不均一性から厳密に決定できなかった。またP. Ribièreの相図では，パターンを5種類に分類していた

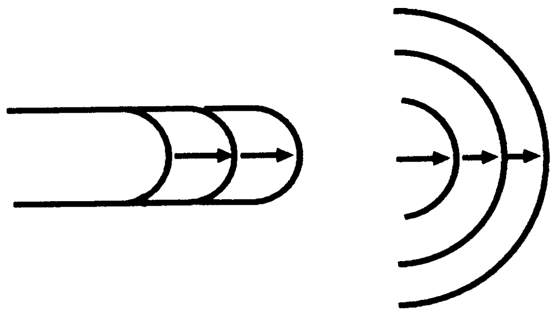


(a)



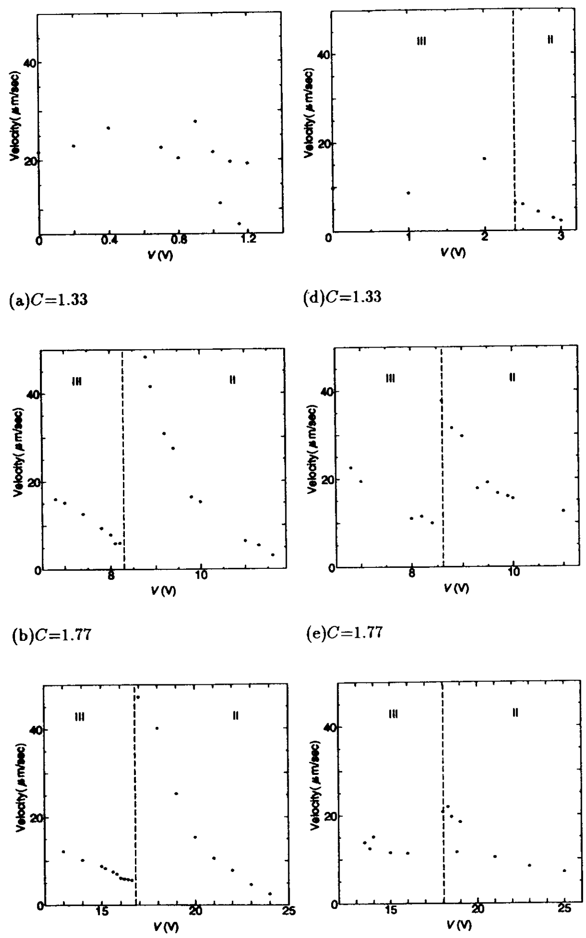
(b)

Fig. 8 Phase diagrams.



（a）三角形パターン　　（b）円形パターン

Fig. 9 Definitions of growth rate.



(a)C=1.33　(d)C=1.33

(b)C=1.77　(e)C=1.77

(c)C=3.33　(f)C=3.33

Fig. 10 Growth rate of finger patterns of (a)−(c); ZLI2452+S811 and (d)−(f); ZLI2861+S811.

が[7]，今回の実験では，4種類しか確認できなかった。

6．フィンガーパターンの成長速度

観察では，電場を弱めるほど成長速度は大きくなる。これを定量的に調べるためにパターンの成長速度を測定した。それぞれの電場で，フィンガーの幅とほぼ同じ距離だけ成長する時間間隔として画像を取り込み，画像1枚につき相図のⅡの領域（三角形パターン）では2箇所，Ⅲの領域（円形パターン）についてはこれを円形に近似し，その半径を成長速度として測定した。成長速度のとり方を図9に示す。C=1.33，1.77，3.33のセルについてこのような定義で成長速度の電圧依存性を測定した。

図10のグラフを見てわかるように，ほとんどの試料において電圧の増加とともに成長速度が減少しているのがわかる。ただしZLI2452+S811のC=1.33（図10(a)）のときは前述のようにはならなかった。

これはセルの不均一性が大きく，等方的でなかったためだと考えられる。

7．フィンガーの幅

今回フィンガーの先端の幅が電圧に依存しているように観察された。そこで先端の幅の電圧依存性を定量的に調べることにした。図11に示すように，フィンガーの先端の幅として，フィンガーの最も太い部分と定義し，これを$t=4$の画像中で何点か測定し，その平均値をフィンガーの幅として測定した。(図12)。グラフから，IIの領域では電圧の増加とともにフィンガーの幅は減少している。円形パターンは先端が潰れて平らになり，その先端が広がってある幅に達すると，中央がへこんで２本に分岐する。分岐したあと，分岐する直前より細いフィンガーとなって成長する。しばらくするとまた先端が徐々に太くなり，分岐を繰り返す。そのため，IIIの領域においてはばらつきが大きい。

この結果より三角形パターンの成長と円形パターンの成長の違いを観察結果に加え，定量的な測定によって特徴づけることができた。

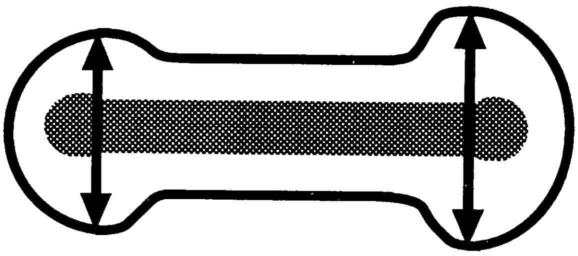


Fig. 11 Width of top front-end.

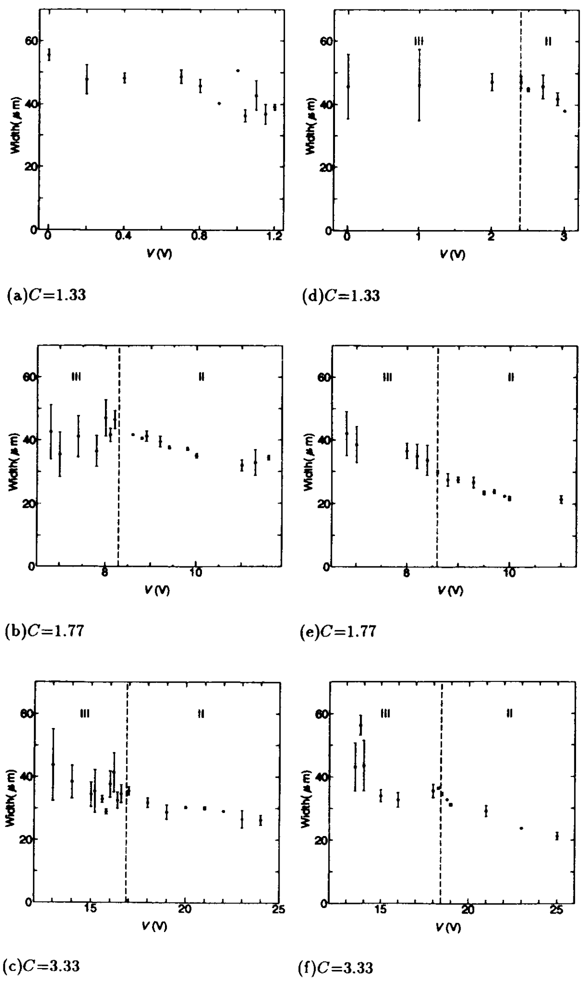


Fig. 12 Width of fingers of (a)−(c); ZLI2452+S811 and (d)−(f); ZLI2861+S811.

8．シミュレーション

8.1 計算方法

液晶分子の配向に関する自由エネルギーFは，配向をベクトル$\boldsymbol{n}$で表したとき，フランクの自由エネルギー密度f（式(6)）を用いると次のように表される。

$$F=\int f dV \tag{8}$$

この式から液晶分子の配向の変化によってエネルギーが減少するとして，運動方程式をたてることができる。

$$\gamma\frac{\partial n}{\partial t}=-\frac{\delta F}{\delta n} \tag{9}$$

この運動方程式を用いて，垂直配向セルに封入したコレステリック液晶の配向状態の変化を計算できる。また計算を簡単にするために，$\boldsymbol{n}=(n_x, n_y, n_z)$としてそれぞれの成分について別々に計算した。ここで$\boldsymbol{n}$は液晶分子の向きを表す単位ベクトルなので$|\boldsymbol{n}|=1$でなければならない。今回のシミュレーションは次の式のように，フランクの自由エネルギー密度fに$|\boldsymbol{n}|$を１に調整する項を加えて行なった。

$$f'=f+\lambda(|\boldsymbol{n}|^2-1)^2$$
$$F=\int f' dV \tag{10}$$

これを用いてn_xについて運動方程式を解くと，

$$\gamma\frac{\partial n_x}{\partial t}=-\frac{\delta F}{\delta n_x}$$
$$=-\frac{\partial f'}{\partial n_x}+\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial f'}{\partial\left(\frac{\partial n_x}{\partial x}\right)}+\frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial f'}{\partial\left(\frac{\partial n_x}{\partial y}\right)} \tag{11}$$
$$+\frac{\partial}{\partial z}\frac{\partial f'}{\partial\left(\frac{\partial n_x}{\partial z}\right)}$$

となり，n_y, n_zについても同様に解ける。式中の微分係数はすべて差分近似を行ない，$|\boldsymbol{n}|$が１に十分近い値をとるようにパラメータλ，時間間隔Δtを選んだ。実験結果と比較するために弾性定数K_1, K_2, K_3，誘電異方性$\Delta\varepsilon$は，実験で用いた液晶（ZLI2452）の値のものと，できるだけ近い値を用いた。弾性定数K_1, K_2, K_3の値は実際には決定されておらず，それぞれの比（K_3/K_1=

表1　シュミレーションで用いたパラメーター

時間間隔		弾性定数			誘電異方性	セル厚
Δt	λ	K_1	K_2	K_3	$\Delta\varepsilon$	d
0.01	14	3.2×10^{-12}N	1.8×10^{-12}N	4.3×10^{-12}N	5.39×10^{-11}F/m	10μm

1.34, $K_3/K_2=2.4$）として測定されている。そこで，この比を用いて弾性定数のオーダーが一般に10^{-12}Nであることを考慮してK_1, K_2, K_3を設定した。誘電異方性$\Delta\varepsilon$については実際に測定されているデータ5.39×10^{-11}F/mを用いた。空間格子の間隔は1 μmとした。z軸方向の境界条件は，ガラスとの界面において垂直配向として固定端にし，x, y軸方向は，セルの端で自由端とした。

8.2　3次元シミュレーション

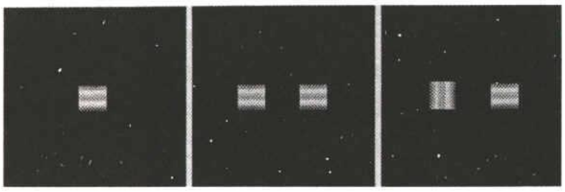
今回のシミュレーションを行なった3次元格子の大きさは100×100×10である。

ここで改めて今回用いたパラメータを表1にまとめて示す。

セル厚dは10mmに固定し，実験においてパラメータCの制御はセル厚で行なったが，シミュレーションにおいてはピッチ長pを変化させることで制御した。

初期条件は図13に示す3種類について行なった。図13(a)は式(3)で表されるモデルを用いて1本の核をはめ込んだ。図13(b),(c)も同様に式(3)のモデルを用いて，(b)は2本ともy軸方向に周期性を持つ，(c)は1本はx軸方向，もう1本はy軸方向に周期性を持つようにはめ込んだ。

このとき式(3)において$a_0=60\text{deg}=\pi/3\text{rad}$, $k=2\pi/15$とした。(a)については，実験で観測されたフィンガーが現れるか，(b)(c)については，別の生成核から成長したフィンガーが近付いたときどうなるかを計算した。



(a)　(b)　(c)

Fig. 13 Initial conditions of computer simulations.

9．シミュレーション結果

9.1　初期条件が1本の場合

まず初めに初期条件を1本（図13）のときについてシミュレーションを行なった。

その結果を図14に示す。$C=1.30$, $V=0$（図14(a)）のときは，指紋状パターンになった。

これは相図（図8）のⅣの領域に相当する。このとき，コレステリック相が一面に広がり，内側から徐々に縞状になった。実験とは多少異なったパターンを示したが，動的な性質は一致したといえる。$C=1.30$, $V=0.95$（図14(b)）のとき，初めは先端がある程度まで太くなり，2方向に伸びた。このパターンは，相図（図8）のⅡの領域に相当する。しかし，実験ではみられたうねりはなく，三角形の領域は形成しなかった。$C=1.91$, $V=1.20$（図14(c)）のとき，急激に先端が太く平になり分岐をする。その後先端分岐を繰り返し，円形領域を形成しながら成長していく。これは，相図（図8）のⅢの領域で示すパターンに相当する。

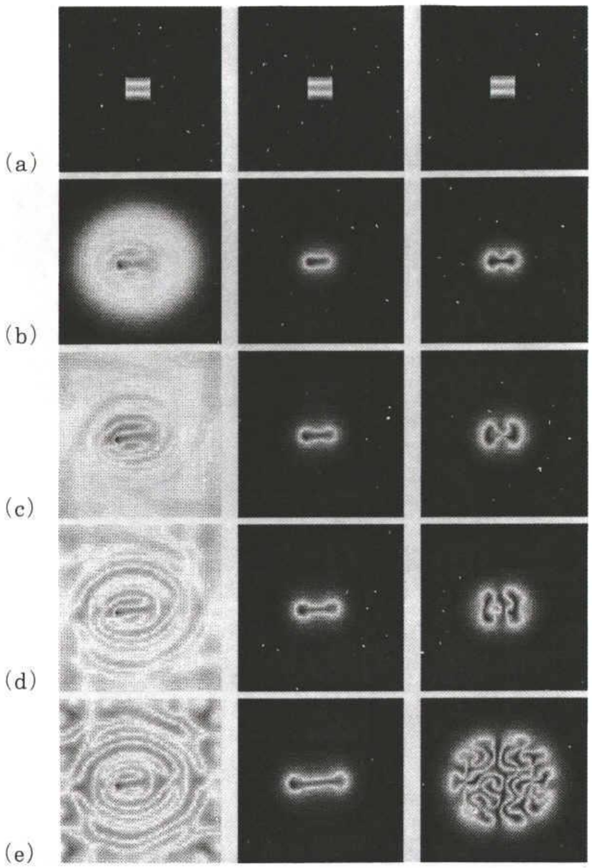


Fig. 14 Time variations of finger patterns, (a)t=0, (b)t=3000, (c)t=6000, (d)t=9000 and (e)t=12000.

以上のようにパターンの形成に関して実験とは多少の違いはみられたが，ほぼ定性的に一致したといえる。

9.2 初期条件が2本の場合

実験においてフィンガーが接近したとき2つの現象が観測された。ひとつは，接近したとき結合することはなく反発するように成長するもの，もうひとつは先端が他のフィンガーに結合するものである。これらの現象がシミュレーションでみられるか，初期条件にはめ込むフィンガーを2本にして行なった。

まずはじめに y 軸に周期性を持つ2本のフィンガーをはめ込んで，Ⅱのパターンを示す条件（$C=1.35$，$V=0.95$）においてシミュレーションを行なった（図15）。両方のフィンガーとも接近するまで図14と同じようにまっすぐ双方向に成長した。しかし，両端が接近すると互いに反発するように向きを変え，結合せずそれぞれ成長した。

次に先のシミュレーションでは初期条件を両方とも y 軸に周期性を持つフィンガーであったが，一方を x 軸方向に周期性を持つようにはめ込み，条件は先の場合と同じ条件で行なった。(図15(b))。この場合，接近したとき，先の場合と同様に結合することはなく，左側のフィンガーが右側のフィンガーの先端に押されて弓なりに成長した。

最後に初期条件は最初のときと同じでⅢのパターンを示す条件（$C=1.91$，$V=1.20$）で行なった。(図15(c))。このとき，二つのフィンガーはちょうど中央で領域を分けるように成長した。これは実験結果と非常によく一致している。しかし，3つの場合とも結合することはなく，実験でみられた結合する場合は再現できなかった。

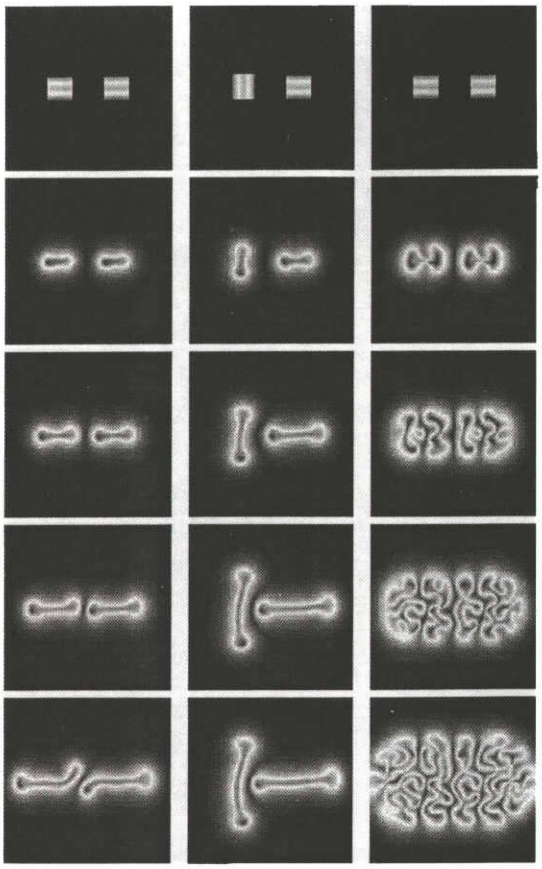


Fig. 15 Time variations of two fingers, (a) t=0, (b) t=3000, (c) t=6000, (d) t=9000 and (e) t=12000.

10. まとめ

最初，ネマティック相が安定，コレステリック相が不安定の状態から，電場をある値に弱めるとネマティック相が準安定，コレステリック相が安定の状態になり，一様なネマティック相中のセルの欠陥などから核生成が起こり，そこからコレステリック相が成長してくる。実験結果から，電場を弱めると成長速度が速くなることがわかった。疋田ら[14]は，セル厚，電場一定のもとではフィンガーは幅一定で成長していくと報告している。今回の実験では電場を弱めると，フィンガーの幅は太くなっていくことがわかった。フィンガーの幅がある程度太くなると，先端の分岐が起きパターンが形成される。成長速度が速くなるとともに，成長パターンを変化させることによって，できるだけ速くコレステリック相の領域を広げようとしていると考えられる。

本研究の実験では，フィンガーの成長速度と電場，フィンガーの幅と電場の関係が定量的に確認できた。また，シミュレーションによる結果は，フィンガーパターンの時間発展の動的特性をよく再現することができた。

11. 謝　辞

本研究において岡山大学教育学部の長屋智之助教授，名古屋大学工学部石橋研究室のかたがたに，計算機シミュレーションについて，多大のご援助，ご助言をいただいたことに感謝いたします。また画像処理についてご助言いただいた，名古屋工業大学佐藤幸男研究室，平野晋健氏に感謝いたします。

10. 文　献

(1) J.Kertesz and T.J.Vicsek: J. Phys., A19 (1986) L257.
(2) 折原　宏，石橋善弘，フィジックス，7 (1986) 626.
(3) P.Oswald, J.Malthete and P.Pelce: J. Phys. (France), 50 (1989) 2121.

(4) A.Buka and T.Toth Katona: Phys. Rev. E, 51 (1995) 571.

(5) M.Kawachi, O.Kogure and Y.Kato: Jpn. J. Appl. Phys., 13 (1974) 1457.

(6) 甲斐昌一：日本物理学会誌，51（1996）645.

(7) P.Ribière and P.Oswald: J. Phys. (France), 51 (1990) 1703.

(8) F.Lequeux and P.Oswald: Phys. Rev. A, 40 (1989) 3974.

(9) T.Frisch, L.Gil and J.M.Gilli: Phys. Rev. E, 48 (1993) R4199.

(10) J.M.Gilli and L.Gil: Liq. Cryst., 17 (1994) I.

(11) F.Lequeux: J. Phys. (France), 49 (1989) 967.

(12) P.Ribière, S.Pirkl and P.Oswald: Liq. Cryst, 16 (1994) 203.

(13) F.C.Frank: Discuss. Faraday Soc., 25 (1958) 19.

(14) 疋田康弘：修士論文（名古屋大学）（1996）