

ER 流体としての液晶の流動・変形特性

鳴海敬倫*

流動状態の液晶に電場を印加することにより、その粘性を変化させることができることはよく知られている。液晶の、この ER(Electro-rheological)特性は、運動制御などを目的としたメカニカルデバイスなどへの応用に有効である。これまでの研究の多くにおいて、液晶の ER 特性はニュートン粘性の増加として考えられている。しかし、実際のデバイス内では、ニュートン流体的挙動から逸脱する高せん断速度域の定常流や振動流が生じる場合も多い。このような条件下での複雑な流動特性については、十分理解されているとはいえない。本解説では、見かけ上非ニュートン性や粘弾性的な応答が生じる流動条件下での液晶の ER 特性について述べる。

キーワード：エレクトロレオロジー、非ニュートン性、粘弾性、機能性流体、振動流

1. はじめに

電場、磁場などによりそのレオロジー特性を可逆的に変化できる機能性流体は、流動・運動制御などさまざまな応用が期待でき、興味深い材料である。電場により流動制御ができる ER(Electro-rheological)流体については、これまでにその機能の発生メカニズムからデバイス応用に至るまで、種々の研究がなされてきた^{1)~4)}。液晶も均一系 ER 流体の一つであり、そのエレクトロレオロジーと応用に関しては、本誌でもすでに総説⁵⁾⁶⁾、解説⁷⁾などで紹介されている。そして、ER 効果の発現機構やクラッチ、ダンパーなどへの応用、潤滑性能の ER 制御などについて述べられている。これらの記事と一部内容が重複するが、まず、低分子液晶の ER 流体としての位置づけについて述べる。

ER 流体は MR 流体(磁場によりその流動性を制御)と比べ、発生荷重(応力)が低い点が問題とされる。しかし、電極のみで外場をかけることができ、デバイスのマイクロ化に有効である。この利点を考慮し、小型機器への応用を考えてみよう。その場合、負荷荷重および慣性の影響の少ない範囲での利用が見込まれ、発生荷重が小さくても有効に機能すると考えられる。ER 流体としては、これまで粒子分散系 ER 流体に関する研究が多くなされてきたが、実用化には粒子の沈降・分散安定性の問題が残されている。また、さらに微小な構造内のマイクロ流動への応用を考えた

場合、粒子分散系 ER 流体は、粒子の凝集などの問題に加えて、粒子径が利用できる最小寸法に影響する不利点が生じる。そのため、マイクロマシンの中で生じるような流れ場への応用は難しくなる。均一系の ER 流体である液晶は分子レベルの現象で ER 効果を生じるため、このような問題が生じない。低分子液晶は、粒子分散系よりも ER 効果による発生応力が低く、かつ降伏特性を有しないなどの不利な点も有する。しかし、制御すべき負荷荷重はさらに小さくなり、材料の均一性も考慮すれば、マイクロサイズの流路への ER 応用には液晶が最も適していると考えられる。なお、高い発生応力が得られる高分子液晶なども ER 流体として開発され、一部実用にも供されているが^{8)~10)}、粘度が高くマイクロ構造内での利用には不向きと思われる。

液晶(低分子)の ER 効果の発生メカニズムは、Miesowicz の粘度¹¹⁾として知られるせん断方向に対する分子の配向方向の違いによる粘度変化として理解されている(Fig.1)。よって、液晶の ER 効果を示す際の多くは、例えば、文献(総説)⁵⁾の中の図 8 のようにせん断速度一定で電界強度を上げる現象が取り上げられ、ニュートン粘性からニュートン粘性への変化として記述される。このため、レオロジー的な興味はあまり持たれず、実際的な現象である一定電場下のせん断速度に対する ER 特性の変化という観点からの研究はほとんどなされていない。後に実際のデータを示すが、せん断速度に対する電場下の液晶の粘度変化を模式的に表すと Fig.2 のようになる。すなわち、せん断速度の上昇とともに粘度の下がる Shear thinning 現象とみなせる領域が存在する。流路サイズの小さいマイクロデバイスへの応用などを考えた場合、せん断速度は必然的に高くなり、この領域での流動特性を解明しておくことが重要となる。一方、振動流においても高周波数域では

* Takatsune NARUMI

新潟大学工学部機械システム工学科・准教授

新潟市西区五十嵐 2 の町 8050(〒950-2181)

E-mail: narumi@eng.niigata-u.ac.jp

2008.5.26 受理

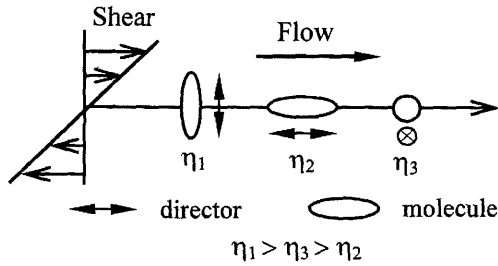


Fig.1 Miesowicz's viscosity of liquid crystal.

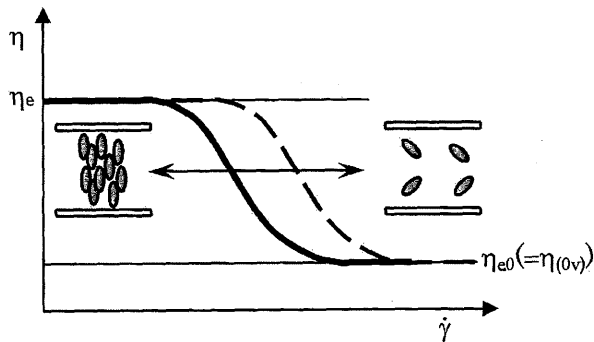


Fig.2 Schema of viscosity change of liquid crystal under electric fields.

Fig.2に矢印で示すように Shear thinning 領域も含めてせん断速度が周期的に変化することになり、単純なニュートン粘性での挙動とは異なることになる。

本解説では、このような観点から Shear thinning 領域を中心に、そのマクロ的な物性としての流動特性を、定常流¹²⁾と振動流¹³⁾において検討した結果について紹介する。なお、実験には特に配向処理を施していない金属面やガラス電極を用いており、壁面での拘束状態は不定に近い。よって、ここで示すデータは主にバルクでの現象に起因していると考えられる。また、液晶のマイクロ挙動は解析的に扱うことも可能であるが、簡便なモデルで流動特性を表すことができれば、デバイス開発などの応用には有利である。そこで、ここでは流動状態を予測するための比較的簡便なマクロ的レオロジーモデルを実験式として導いた結果についても述べる。

2. 高せん断速度域での液晶の ER 特性¹²⁾

2.1 平行二円板間の流れ

まず、一般的なレオメーターで測定した液晶の流動特性から述べる。この測定ではチッソ(株)から提供いただいた誘電異方性が正($\Delta\epsilon = 5.6$)の液晶 JC-1009 XX を用いた。本節の図中では LC only と表記している。測定装置には Fig.3 に示す平行二円板間(直径 35 mm)に電場が印加でき

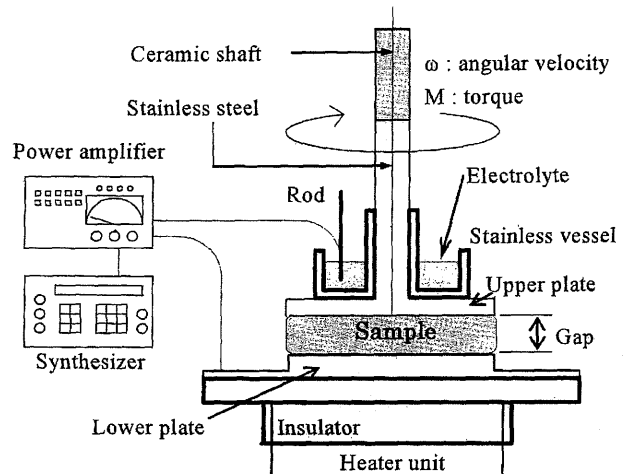


Fig.3 Schema of the main part of the "Couette Type" experimental apparatus.

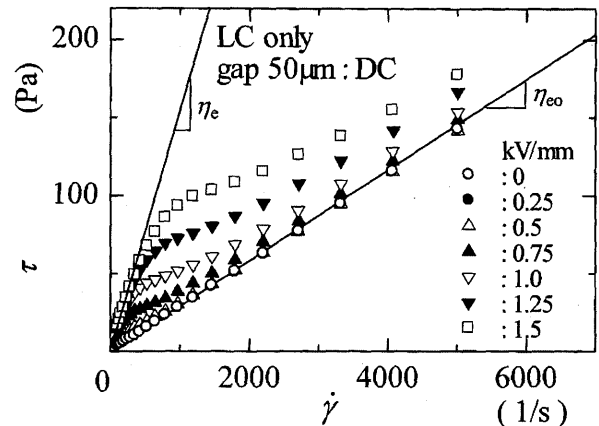


Fig.4 Typical electro-rheological properties of liquid crystal obtained with Couette Type flow.

るように改造したレオメーター (HAAKE RS 50) を用いている。二円板間のすきまは $50 \sim 100 \mu\text{m}$ の間とした。また、電場は上部円板上の容器に入れられた電解液を介して印加され、その電圧、波形などはシンセサイザーとアンプで調整される。実験では上部円板が高電圧側、下部円板が接地側となるよう電源を接続した。印加電圧が電界強度で $0 \sim 1.5 \text{ kV/mm}$ 、周波数 0 (直流) $\sim 1 \text{ kHz}$ の間で実験を行っている。なお、本節ではこのケースを "Couette Type" と称す。

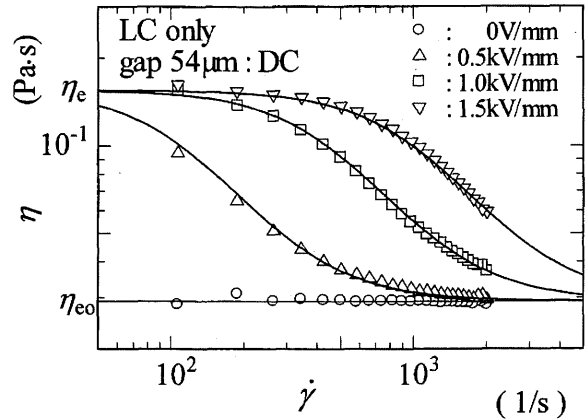
Fig.4 に一定電場下で、せん断速度を変化させた場合の液晶の流動曲線の測定例を示す。横軸がせん断速度、縦軸が発生応力である。なお、横軸のせん断速度は外周部の値を代表値として用いているが、この点の影響については後に述べる。液晶の電場による流動性の変化を表す場合、多くは図中のニュートン粘性を示す 2 本の直線のみが示され

る。すなわち、Fig.4 でいえば、無電場時のニュートン流動(その際の粘度を η_{e0} とする)と十分な電界強度が加えられた場合のやはりニュートン流動(同様に η_e)の 2 本の実線が対応する。先に述べたように、この間の粘度変化についての検討例は少なく、粘度がどのように変化するかは、明確でない。Fig.4 に示したデータからわかるように、一定の電界強度の下ではせん断速度の増加とともに η_e に対応するラインから外れ、無電場の状態に近づいていく変化を示す。そして、電界強度の強さはその直線からの逸脱位置を変化させていることがわかる。実際に可能であれば、電界強度を十分に上げて η_e の状態にしてしまえば、液晶の ER 効果について本解説におけるような議論は不要である。しかし、現実的な流れ場、電界強度の範囲内で ER 効果を予測する際には、高せん断速度域となり η_e のニュートン流動を維持できない領域での ER 効果を見積もることも必要と考えられる。

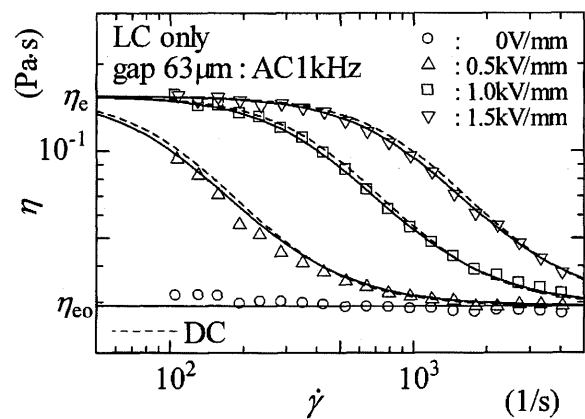
流動特性をわかりやすくするために、同様の結果を、縦軸に見かけの粘度をとり、せん断速度に対して整理した。その結果を Fig.5 に示す。3 段階の電界強度についてのみ示しており、(a) が直流電場、(b) が交流電場下で測定した結果である。Shear thinning 性を示す粘度曲線となり、電界強度の増加に伴い、そのカーブが高せん断速度側にシフトする。

これは、現象論的には以下のように解釈される。低せん断速度域では液晶分子を電場方向に配向させる電気的モーメントが、流動による配向を崩す方向のモーメントに比べ十分に優位で、液晶分子が電場方向に配向した状態である。一方、十分に高いせん断速度領域はその逆に電場の影響がほとんど現れない無電場の状態に等しい。その中間の領域では、せん断速度の増加とともに流動により生じるモーメントが優位になり、配向状態を維持できなくなる。このことにより、見かけの粘度低下が生じたと考えられる。すなわち、電場による拘束力と流動によるせん断力のバランスにより状態が決まる。よって、電界強度の増加は、より高いせん断速度まで配向状態を維持することになる。ある意味では自明な結果であり、簡単な流れ場であるので、この現象は、電極面での拘束状態なども定まれば、ダイレクターの傾きの変化として解析的に導くことも可能と思われる。本実験には、液晶分子に比すれば十分粗い金属面(粗さ約 $2\mu\text{m}$)を用いており、その表面での液晶分子の状態も明確でない。また、デバイス開発への利便性に観点を置き、ER 効果を簡便に予測できるマクロ的なモデル化を試みた。

一定電場下でのレオロジー特性は、せん断速度が零と無限大でニュートン粘性を示している点から、その間の粘度変化領域を例えば Carreau 型のモデル¹⁴⁾などで表し得る



(a) DC electric field



(b) AC electric field

Fig.5 Apparent viscosity obtained with Couette Type flow. Solid lines indicate eq. (1) estimated with parameters in Table 1. The estimations under DC electric fields (=solid line in (a)) are drawn again in (b) with broken lines.

ことが予想できる。そこで、次式(1)を仮定して実験的にモデル定数を決定した。

$$\eta = \eta_{e0} + (\eta_e - \eta_{e0})(1 + \lambda^2 \cdot \dot{\gamma}^2)^{-(n-1)/2} \quad (1)$$

ここで、 η_{e0} は無電場時の粘度(Miesowiczの粘度では分子のダイレクターが流れ方向を向く η_1 に対応)、 η_e は電場下で生じるニュートン粘度(Miesowiczの粘度ではダイレクターがせん断面と直角状態にある η_2 に相当)であり、 η_e/η_{e0} が最大の ER 効果となる。これらの値は物性値として、通常のレオメーターでも容易に測定できる値である。 λ は時定数であり、Fig.5では粘度が η_e を維持できなくなるせん断速度に関連し、電界強度に依存する。これを実験的に Fig.5 から定めることも可能であるが、ここでは液晶ディスプレイなどに関連して用いられる光学的応答時間を導入した。光学的応答時間 t_r としては実験的に導かれた¹⁵⁾

Table 1 Model constants obtained with Couette type tests. α and n were obtained in the cases of $E = 1.0$ kV/mm.

	LC only	
	DC	AC(1 kHz)
α	0.66	0.77
n	-0.9	-0.71
η_e (Pa·s)	0.155	0.155
η_{eo} (Pa·s)	0.0291	

$$t_r = \eta_i / (\epsilon_0 \cdot |\Delta \epsilon| \cdot E^2) \quad (2)$$

を用いる。ここでは、 η_i として液晶が電場方向に完全に配向した状態での粘度 η_e を用いた。 ϵ_0 は真空の誘電率(8.85×10^{-12} F/m), E は電界強度である。 λ と t_r の関係は不明であるが、便宜的に

$$\lambda = \alpha t_r \quad (3)$$

と仮定した。ここまでの議論では未定である n と α については、ある一つの電界強度(ここでは $E = 1.0$ kV/mm)のデータにフィットするように定めた。得られたモデル定数を**Table 1**に示す。なお、先にも述べたが、**Fig. 5**などのせん断速度は外周部での値である。このような平行平板間の流れでは、半径方向にせん断速度が分布する。この点の影響も検討したところ、せん断速度分布を考慮した結果と外周部でのせん断速度を代表値とする結果はほぼ一致した¹⁰⁾。これは、測定されるトルクに対し外周部の流れの影響が支配的であることによるためであり、この点からここでは外周部のせん断速度を代表値とした結果を用いている。**Fig. 5**では**Table 1**に示す定数を用いて、他の電界強度について式(1)から見積もられる粘度を実線で示している。 $E = 1.0$ kV/mmで定めた定数で異なる電界強度のデータもよく予測できることがわかる。**Fig. 5(b)**の交流電場のデータにはDCの予測値も破線で示した。直流と交流ではほぼ同じ結果が得られていることがわかる。なお、Shear thinning領域の曲線の傾きに関連する n が負の値として得られており、一般的なレオロジー方程式としては奇異な結果となっている。これは、電場という外場を与えた状態での粘度変化であり、物質の性質だけで定まる物性とは異なるものである。ところで、便宜的に定めた式(3)は、 α が定数として得られたことから結果的に有効であることがわかる。これは、光学的応答時間がディスプレイでの配向状態の変化について電気的モーメントを考慮に入れて得た結果であることと、本実験における現象も同様のモーメントに関する問題であることから、ほぼ対応した時定数となったと考えられる。

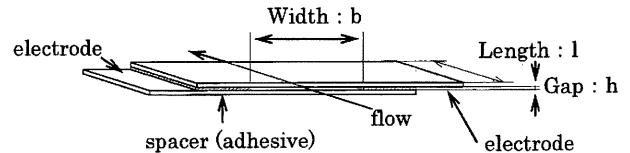


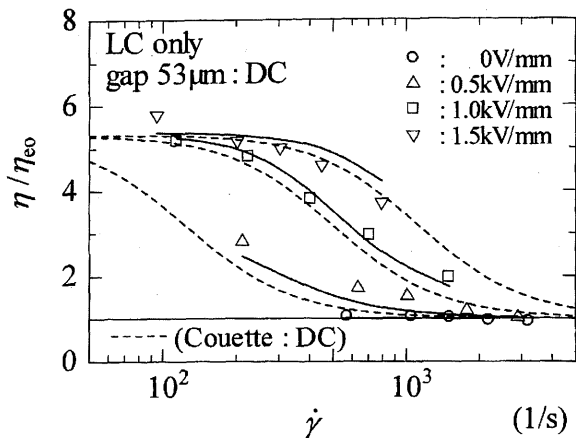
Fig. 6 Schema of test section for the 2-dimensional "Poiseuille Type" experiment.

2.2 二次元流路内の流れ

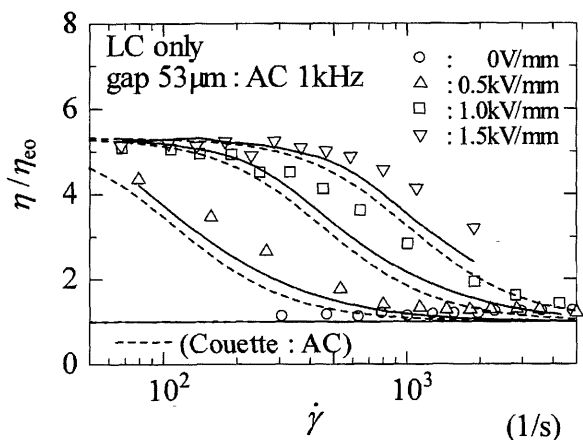
続いて、前節のモデル化が異なる流れ場でも有効かどうか、二次元流路内の圧力下の流れを用いて検証した。**Fig. 6**に実験装置の試験部を示す。2枚のITOガラス電極を微小なすきまを空けて張り合わせたものであり、電極間のすきまが約50 μ m、幅と長さはどちらも約10 mmとなっている。流路はこのガラス電極をアクリル板に接着し、周りは接着剤で整形されている。この流出側には、流量測定用の目盛り付きピペット管が取り付けられている。このケースを"Poiseuille Type"と称する。

Fig. 7に、二次元流路を用いて測定された流量と圧力差から、流路内を二次元ポアズイユ流れと仮定して壁面せん断速度と見かけの粘度を算出した結果を示す。縦軸は液晶の無電場時の粘度 η_{eo} で除したER効果を取っている。図中の実線は**Table 1**の定数を用いたCarreauモデルを、二次元流路内の流れとして数値解析して得られた結果である。数値解析には、汎用の有限要素法計算ソフトのFIDAPを用いた。実線は、実験結果に対応するせん断速度での計算結果から η/η_{eo} を算出し、それらをスプライン補間で結んだラインである。なお、図中の破線はCouette Typeの結果をそのまま重ね合わせてみた結果である。"Type"により代表せん断速度の定義が異なるが、**Fig. 7(a)**の直流電場下の結果では、いずれの結果もおおむね一致しており、Couette TypeでもPoiseuille Typeの場合でも、ER効果をほぼ一義的に扱うことができることがわかる。一方、同図(b)のACでは予測値(実線と破線)はDCの場合と同程度の一致をみるが、実験結果自体は高せん断側にややシフトしている。Poiseuille Typeの実験で何らかの要因によりCouette Typeの場合よりも配向の安定傾向が得られていることになるが、この理由は現時点では不明である。電極の材質の違い、電極表面での液晶自体の拘束状態などの違いも関係している可能性もある。

このように、液晶のER効果についてマクロ的かつ連続体的観点からShear thinning領域も含む粘度変化を調べ、電場下の液晶の粘度変化はCarreau型の簡便な粘度モデルで実験式的に表すことができることが明らかになった。



(a) DC electric field



(b) AC electric field

Fig.7 Apparent viscosity obtained with Poiseuille Type flow. Solid lines are the calculations using eq. (1) with parameters determined from Couette Type flow. Broken lines are the estimations in the cases of Couette Type flow (Fig.5).

3. 振動流れ場での液晶の ER 特性¹³⁾

液晶の ER 効果の応用例として、防振用のダンパなども考えられる。そのようなケースで生じる振動流中においては、液晶分子の周期的な運動の影響も考慮する必要がある。前節で示したように、電場下の液晶の高せん断速度域を含む流れでは、ニュートン粘性を仮定した挙動とは異なる。振動流においても、運動が遅く、電場によるダイレクターの拘束が十分であれば、応答はニュートン流体的となり、その予測は容易である。しかし、高周波数域の振動流では同様な配向の崩れが生じ、その挙動は複雑になる可能性がある。すなわち、マクロ的物性でいえば、例えば見かけ上粘弾性的な挙動を呈することも予想される。

Table 2 Physical properties of liquid crystals used.

	Dielectric Anisotropy $\Delta\epsilon$	Viscosity (20°C) (mPa·s)	Average Molecular Aspect Ratio
JD-1015 XX	4.7	23.8	3
JD-1017 XX	8.6	31.5	3
JD-1018 XX	3.8	17.4	2.7
JD-1019 XX	5.1	39.6	3.3

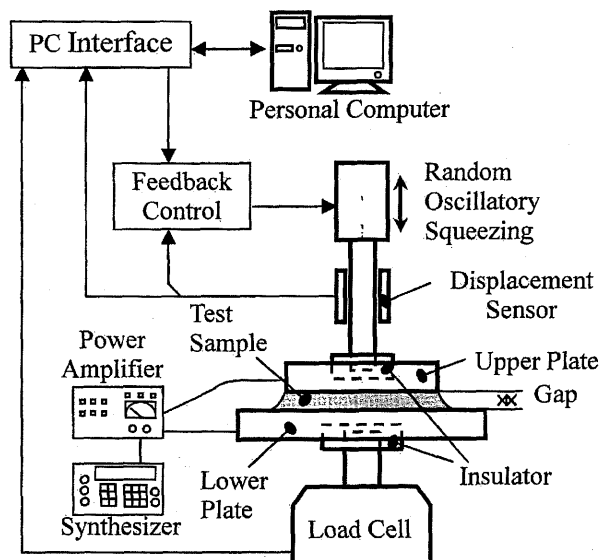
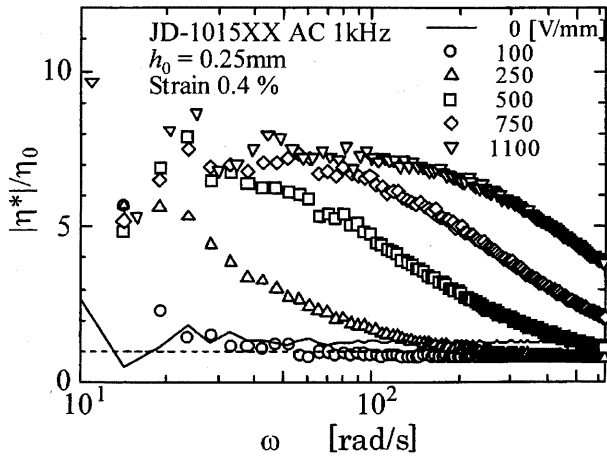


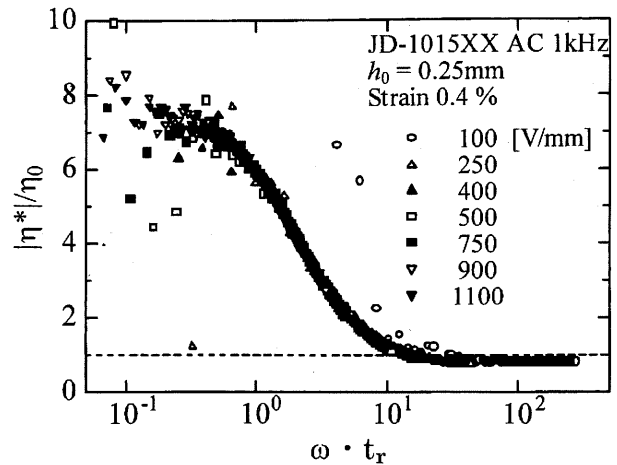
Fig.8 Schema of experimental apparatus with Micro-Fourier Rheometer (MFR 2100).

本節では、マイクロフーリエレオメータ (MFR)^{17)~20)}を利用して振動スクイズ流れでの電場下の液晶の流動特性を調べた結果を紹介する。また、物性を変えた液晶を用い、流動曲線の簡易モデル化を試み、その ER 特性の定量的検討も行った。

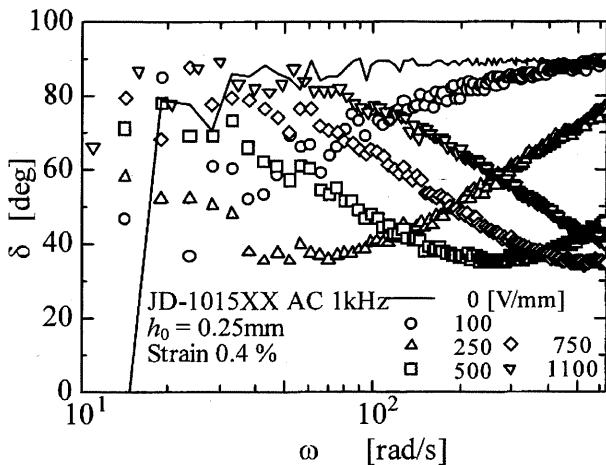
試験流体としては、チッソ (株) より提供していただいた誘電異方性が正のネマチック液晶 JD-1015 XX, JD-1017 XX, JD-1018 XX, JD-1019 XX (以下番号のみで表示) を用いた。これらの主な物性値を Table 2 に示す。また、実験にはスクイズ方式フーリエ変換粘弾性測定装置 (GBC Scientific Equipment 社 MFR 2100) を用いた。Fig.8 に、MFR の測定部の模式図を示す。2 枚の平行円板の一方にランダムなスクイズ振動 $h(t) = h_0 + \Delta h(t)$, $\Delta h = \xi \cdot h_0 \exp(i\omega t)$ を加え、流体膜で発生する伝達荷重 $F(t)$ をロードセルにより検出する。動的な場合に拡張した Stefan の式²¹⁾と荷重信号のフーリエ変換により、短時間の測定で広範囲な周波数に対する動的粘弾性を算出できる²²⁾。すなわち、



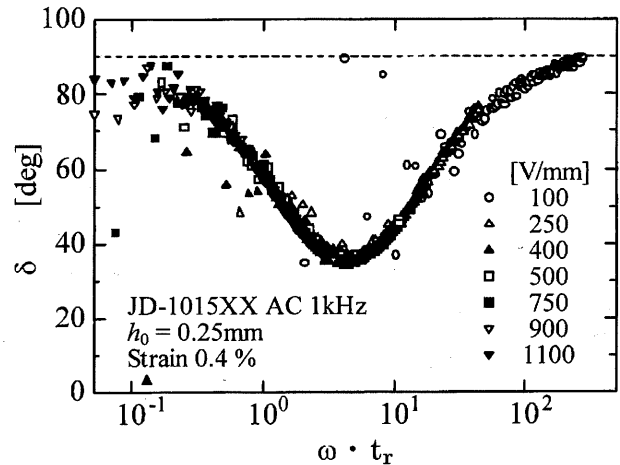
(a) Complex viscosity



(a) Complex viscosity



(b) Phase shift angle



(b) Phase shift angle

Fig.9 Complex viscosity and phase shift angle of JD-1015XX under AC electric fields measured with MFR.

Fig.10 Master viscosity curves obtained using the characteristic time.

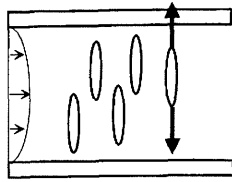
$$F(t) = \frac{3}{2} \frac{\pi a^4 \eta^*(\omega)}{h_0^3} (-\dot{h}) \quad (4)$$

から、 $\eta^*(\omega) = \eta'(\omega) - i\eta''(\omega)$ および位相差 $\delta = \tan^{-1}(\eta''/\eta')$ を求めることができる。

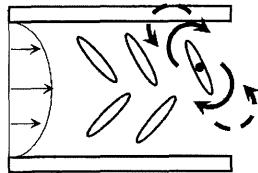
本実験ではすきまを 0.25 mm とし、直径約 20 mm の上部円板にサブ～マイクロオーダーの変位振動を加えた。また、上下の円板は他のパーツから絶縁され、リード線により電場を 2 面間にかけてられる。実験では 0～1100 V/mm の電界強度で測定を行った。

Fig.9 に、交流 (1 kHz) 電場下での、JD-1015 XX の MFR により得られた見かけの粘度増加率の周波数特性 (a) と変位と発生荷重の位相差 (b) を示す。複素粘度 $|\eta^*| = \sqrt{\eta'^2 + \eta''^2}$ は定常測定時と同様の变化を示しており、高周波(高せん断速度)域において ER 効果の低下がみられ

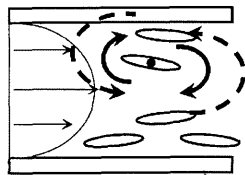
る。また、変位と荷重との位相差 δ は、90°がニュートン流体的応答となる。図(b)で、周波数の増加とともに、ニュートン流体的状態から逸脱し、位相差が弾性的応答に近づき、再びニュートン流体的挙動に戻る傾向がみられる。どちらの図も、電界強度は横軸方向のデータのシフトに対応していることがわかる。上記のような、ER 効果の低下や位相の変化は、ミクロ的には電場による液晶の配向が流動により崩されるために生じると考えられる。また、液晶分子の配向維持に関しては、前節同様に、配向維持に関連した電気力のモーメントと配向を崩す流動によるモーメントのバランスと関連があると考えられる。そこで、式(2)の液晶の光学現象の立ち上がり時間 t_r を用いて基準化を試みた。Fig.10 は MFR により得られた複素粘度の



(a) Low frequency ($\omega \cdot t_r \ll 1$)



(b) Intermediate frequency ($\omega \cdot t_r \sim 1$)



(c) High frequency ($\omega \cdot t_r \gg 1$)

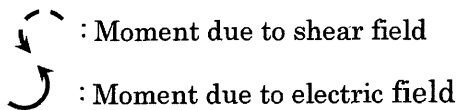


Fig.11 Schematic images of molecular motion of liquid crystal subject to oscillatory shear flow and electric field.

増倍率, 入力変位と出力荷重の位相差の変化のグラフの横軸を t_r により無次元化した結果である。このグラフから, どちらも1本の曲線に集約されることがわかる。また, 低周波数および高周波数域においては, 位相差 δ が 90° に近づき, ニュートン流体的挙動に近づくことがわかる。その中間領域の $\omega \cdot t_r \approx 5$ 近傍で最も位相差が減少し, 強い弾性的特性を示すことがわかる。この変化に対する液晶分子の挙動の概略は Fig.11 のように模式的に表される。すなわち, 同図(a)の低周波数域は電場による配向状態が保たれた, 最も高粘度を示すニュートン流体的挙動であり, (c)の高周波域は電場の影響がほとんどなく, 分子配向が流動のみに依存するニュートン流動状態である。その中間領域では, 流動によるモーメントと電場によるモーメントが同程度となり, 流動反転時にダイレクターの変化が流動のみによる変化に対して遅れが生じる状態と考えられる。

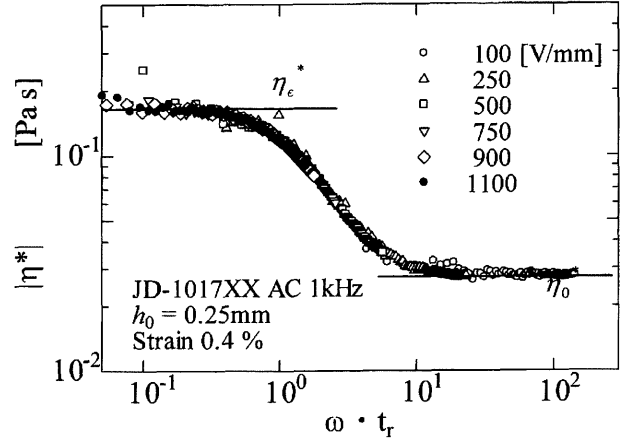


Fig.12 Definition of η_0^* and η_e^* .

このように, 振動流中における液晶の ER 特性は加える変位の周波数により変化を示すことがわかる。そのため, 液晶を ER ダンパなどに応用する場合, このような位相や粘度の変化を考慮する必要がある。また, 振動流中の ER 特性は, 電場応答時間 t_r により1本のマスターカーブに集約できたが, その変化をモデルで表すことができれば, 振動流中における液晶の ER 効果をより定量的に扱うことができ, 制御を行ううえで重要な情報になりうると考えられる。

そこで, 入力変位 (Δh) と出力荷重 (F) の伝達関数に注目し, 振動流中における液晶の ER 特性の定式化を試みた。式(4)を変形して

$$\frac{F(t)}{\Delta h(t)} = -\frac{3}{2} \frac{\pi a^4}{h_0^3} G^*(\omega) = -A \cdot G^*(\omega) \quad (5)$$

となる。ここで, G^* は複素弾性率であり, $G^*(\omega) = i\omega\eta^*(\omega)$, また, $\dot{h} = i\omega\xi \cdot h_0 \exp(i\omega t) = i\omega\Delta h$ である。また, Fig.10 の無次元化された位相差変化のグラフから Δh と F の位相差 δ の変化は, 位相遅れ要素と微分要素を組み合わせた形を示すことから, 複素弾性率 G^* を, 伝達関数を用いて, 次式で表してみた。

$$G^*(i\omega) = k \frac{i\omega T + 1}{i\omega T\alpha + 1} \cdot i\omega \quad (6)$$

ここで k , T , α は伝達関数のパラメーターである。 $G^*(\omega) = i\omega\eta^*(\omega)$ であることを用い, 複素粘度とその大きさを求めると, 以下のとおりとなる。

$$\begin{aligned} \dot{\eta} &= k \frac{i\omega T + 1}{i\omega T\alpha + 1} \\ |\eta^*| &= k \left| \frac{i\omega T + 1}{i\omega T\alpha + 1} \right| \end{aligned} \quad (7)$$

Fig.12 に示すように, モデル定数は測定される物理量と容易に関連づけられる。

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} |\eta^*| = k = \eta_e^* \quad (8)$$

Table 3 Characteristic times and model constants
(AC1kHz^a, 500 V/mm).

	JD-1015 XX	JD-1017 XX	JD-1018 XX	JD-1019 XX
t_r (s) ^{a)}	1.74 E-02	0.91 E-02	1.08 E-02	3.40 E-02
T (s) ^{a)}	1.22 E-03	0.968 E-03	1.18 E-02	1.91 E-03
$k(\eta_e^*)$ (Pa · s)	0.175	0.167	0.088	0.37
$\alpha(\eta_e^*/\eta_0^*)$	9.99	6.50	6.78	12.4

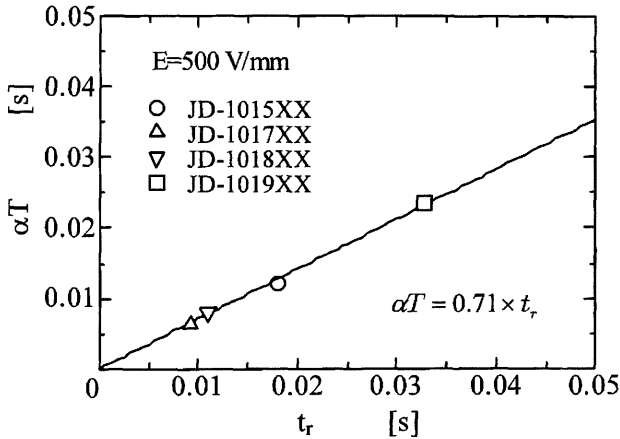


Fig.13 Correlation between the two characteristic times, T and t_r .

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} |\eta^*| = \frac{k}{\alpha} = \eta_0^* \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{\eta_e^*}{\eta_0^*} \quad (10)$$

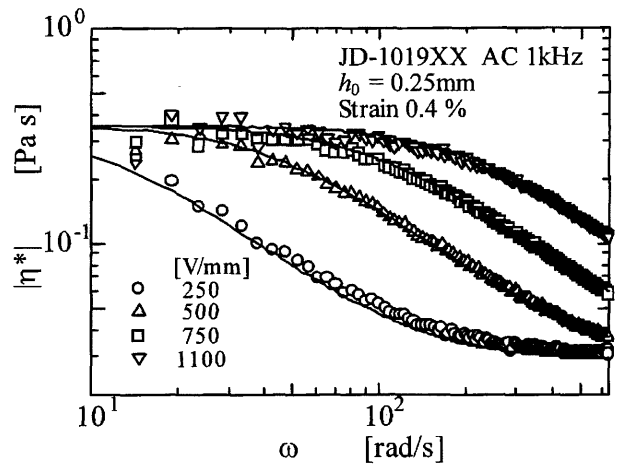
すなわち、モデル定数 α が ER 効果の大きさを表すことになる。これらの定数は電界強度 E にはよらず、一定となる。式(6)の T はモデルの特性時間を表すので、 t_r との相関を調べてみた。Fig.13 に示すように、測定結果と式(7)から求めた αT は t_r と直線的な関係が成り立ち、 $\alpha T = ct_r$ とおくことが可能である。Fig.13 では $c = 0.71$ となるが、この値は $E = 500$ V/mm における値となる。しかし、他の条件も検討した結果、この値も電界強度には独立であることがわかった。最終的に求められたモデル定数(500 V/mm)を Table 3 に示す。また、モデル定数を物理量に置き換えた複素粘度は次のようになる。

$$\eta^* = \frac{i\omega\eta_0^* \cdot ct_r + \eta_e^*}{i\omega \cdot ct_r + 1} \quad (11)$$

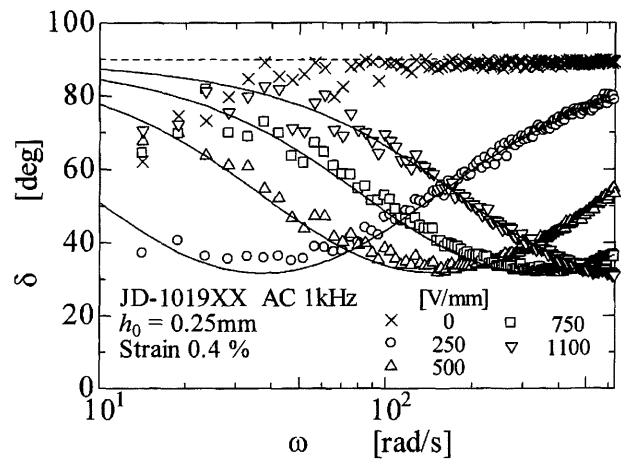
また、位相差 δ は式(6)、(11)より

$$\delta = \angle G^*(i\omega) \quad (12)$$

として、求められる。Fig.14 に式(11)、(12)の計算結果と実験結果との比較例を示す。粘度変化ならびに位相差の変化、どちらも良好に予測できていることがわかる。この



(a) Complex viscosity



(b) Phase shift angle

Fig.14 Comparison between experimental data and the rheological model derived.

ように、両式は電場下の液晶の見かけの粘弾性特性を表すばかりでなく、流動や運動の ER 制御に対しても発生荷重の大きさとその遅れの予測に有効であると考えられる。

4. おわりに

液晶のディスプレイ以外への応用, 特に機械的なデバイスでの利用については, いくつかの方面から研究が行われている。ER 流体としての利用もその一つである。液晶も含めて, ER 流体はそれぞれ長所短所があり, その応用には制限も生じる。液晶(低分子)の場合, 本文中でも述べたが微小構造内の流れ場に適すと考えられるが, 現在まで, 実用化に至るまでの具体的な応用例は少ない。今後のマイクロファブリケーション技術の発展とともに, その応用が発展することを期待するものである。

謝 辞

ここで紹介させていただいた研究を行うにあたり, 実験用液晶を調整・ご提供くださいましたチッソ石油化学(株)の宮澤和利氏はじめ関係各位に謝意を表します。また, MFR の使用に便宜を図ってくださいました(株)日立ハイテクトレーディングの藤田幸一氏に感謝申し上げます。また, 有益なご助言をいただいた新潟大学 長谷川富市教授ならびに研究の一部を担っていただいた学生諸氏に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) T. Jordan and M. Shaw : *IEEE Trans Elect. Insul.*, **24**, 849 (1989)
- 2) M. Parthasarthy and D.J. Klingenberg : *Mat. Sci. Eng.*, **R 17**, 57 (1996)
- 3) H. See : *Korea Australia Rheology Journal*, **11**, 169 (1999)
- 4) 小山清人 : 電気粘性 (ER) 流体の開発, シーエムシー, (1999)
- 5) 小山清人, 木村 浩 : 液晶, **3**(3), 4 (1999)
- 6) 中野 健 : 液晶, **6**(2), 3 (2002)
- 7) 森 誠之, 七尾英孝, 南 一郎 : 液晶, **11**(1), 29 (2007)
- 8) N. Takesue, J. Furusho and A. Inoue : *J. Appl. Phys.*, **91**, 1618 (2002)
- 9) N. Takesue, J. Furusho and A. Inoue : *J. Appl. Phys.*, **94**, 5367 (2003)
- 10) A. Inoue, U. Ryu and S. Nishimura : *Proc. 8th Int. Conf. on Electrorheological Fluids and Magnetorheological Suspensions*, **23** (2001)
- 11) M. Miesowicz : *Nature*, **158**, 27 (1946)
- 12) 鳴海敬倫, 前田浩芳, 吉沢博之, 長谷川富市 : 日本レオロジー学会誌, **35**(2), 79 (2007)
- 13) T. Narumi, H. See, Y. Yamaguchi and T. Hasegawa : *JSME International Journal*, **B, 48** (3), 524 (2005)
- 14) R.B. Bird, R.C. Armstrong and O. Hassager : *Dynamics of Polymeric Liquids 2nd Edition Vol. 1*, 171, Wiley, (1987)
- 15) E. Jakeman and E.P. Raynes : *Phys Lett*, **39A**, 69 (1972)
- 16) 佐々木直喜 : 修士論文, 新潟大学, **31**(2005)
- 17) H. See, J. Field and B. Pfister : *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **84**, 149 (1999)
- 18) J. Field, M. Swain and N. Phan-Thien : *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **65**, 177 (1996)
- 19) H. See, P. Jiang and N. Phan-Thien : *Rheol. Acta*, **39**, 131 (2000)
- 20) P. Jiang, H. See, M. Swain and N. Phan-Thien : *Rheol. Acta*, **42**, 118 (2003)
- 21) J. Stefan : *Akad. Wiss. Math. Wien Sitzungsber*, **69**, 713 (1874)
- 22) N. Phan-Thien : *J. Aust. Math. Soc. (Ser. B)*, **32**, 22 (1980)