

論 文

液相中におけるセラミック短纖維の静電配向

伊藤友仁*, 増田閃一**, 五味福夫*
(1991年10月11日受理)

Electrostatic Orientation of Ceramic Fibers in Liquid

Tomohito ITOH,* Senichi MASUDA** and Fukuo GOMI*

(Received October 11, 1991)

An electrostatic method of fabricating a unidirectionally-oriented ceramic short fiber preform has developed for use in the production of Fiber-Reinforced Metals. In this process, Al_2O_3 short fibers are dispersed in insulating liquid (CFC-113) with surfactant in a small quantity, and polarized and electrostatically aligned in the field direction when dc field is applied. In this study, theoretical treatment of the electrostatic orientation of fiber under an electric field is first presented, then experimental observations of fiber motion in the field is made. The speed of fiber orientation is predicted by solving the equation of motion based on the polarization model of fiber approximating to prolate spheroid. Experimental results show that the time constant of polarization due to surface conduction is sufficiently smaller than that of mechanical orientation of fiber. Addition of the surfactant increase the liquid conductivity, and the field induced polarization of fiber depends on the ratio of surface conductivity of the fiber to the liquid conductivity. Also, the final value of polarized charge and the force acts one end of oriented fibers are estimated.

1. まえがき

電界中に置かれた纖維状物質が電界方向に配向する現象は静電配向として知られている。工業的には、大気中において静電配向したナイロン短纖維等を布地に植めつけてシートを製造する静電植毛技術に古くから応用されている。また、近年ではバイオテクノロジーの分野で液相中の生体分子の静電配向に関する研究^{1,2)}も盛んに行われている。

静電配向は、物理的には電界によって誘導される纖維状物質の分極電荷による電気双極子と電界の相互作用により、纖維状物質に回転力が働き電界方向に配向する現象であると説明される。電界中に置かれた誘電体の球あるいは橢円体の誘電分極を理論的に求めた例³⁾は多いが、現実には誘電分極以外の分極形態が存在するのでこれら

の解析を適用する場合には十分な注意が必要である。液相中の静電配向にみられるように、誘電体である物質とそれを取り巻く媒質にもわずかな導電性がある場合、分極電荷は誘電分極によるものと導電電流による真電荷の両方があり、誘電率と導電率の両者を考慮した解析が必要となる。既往の研究には、直流電界中に置かれた導電性のある誘電体球の分極を解析的に求め、球に働く誘電泳動力を計算した報告^{4,5)}がある。また、交番電界中に置かれた橢円体について、その静電配向は電界の周波数に依存することを理論的に予測した報告⁶⁾もある。

著者は高強度の纖維強化金属複合材料を製造するために用いられるアルミナ短纖維が一方向に配列したプリフォームを製造する手段として、絶縁性液体(フロンR-113)中に懸濁したアルミナ短纖維に直流電界を付与して纖維の配列を一方向化する静電配向法を開発した^{7,8)}。

この方法で作製したプリフォームを用いることで複合材料の機械的性質が著しく向上することが明らかになっている。また、アルミナ短纖維の静電配向には直流電界が有効に作用し、10 Hz を越える交番電界下では配向現象は認められず⁷⁾プリフォーム製造にあたっては直流電界が適することも明らかとなっている⁸⁾。微細なアルミナ短纖維を液体中に分散する際、分散剤として界面活性剤をわずかに添加しているが、これにより液体の導電率が

キーワード：セラミック短纖維、静電配向、分極モデル、導電率、配向の時定数

* (株)豊田自動織機製作所 研究開発部 (448 愛知県刈谷市豊田町 2-1)

R & D Department, Toyoda Automatic Loom Works, Ltd., 2-1, Toyoda-cho, Kariya-shi, Aichi-ken, 448 Japan

** 福井工業大学 (910 福井県福井市学園 3-6-1)
Fukui Institute of Technology, 3-6-1, Gakuen, Fukui-shi, Fukui-ken, 910 Japan

増すとともに、界面活性剤が纖維表面に吸着することで纖維表面の導電性が向上する。界面活性剤の濃度が纖維の配向現象に影響を及ぼすことから、誘電体であるアルミナ短纖維の分極形態は、誘電分極と言うよりは纖維の表面伝導が寄与したものと推定されている⁹。

誘電体であるアルミナ短纖維の静電配向において、直流電界によって誘導される纖維の分極およびそれと電界の相互作用により生ずる纖維の回転運動を電気力学的観点から検討することは静電配向現象の本質を知るうえで極めて重要である。加えて、このような系統的な解析がなされれば、静電配向のための必要条件が把握でき、他の種類の纖維や絶縁性液体を用いた場合の配向条件が予測可能となる。そこで本研究では、アルミナ短纖維の静電配向現象をモデル化し、実験によってこれを定性かつ定量的に検討した。まず、短纖維を形状的に細長い橍円体で近似して、その静電配向を以下のように検討した。誘電体であるアルミナ短纖維の静電配向は纖維の表面伝導が寄与すると思われるが、表面伝導を纖維のバルクの導電率で近似した橍円体の分極モデルを適用した。次に、分極した橍円体に働く回転トルクを求め、媒質液体の粘性によるカウンタトルクとのつりあいより運動方程式を導き、分極の時定数が回転のそれと比べて無視できる場合の纖維の配向運動を予測した。また、実験によって電界が与えられた際のアルミナ短纖維の配向速度を測定し、その結果から纖維の分極のメカニズムを検討した。実験結果から纖維の配向速度および配向状態に影響を及ぼす要因について検討するとともに分極電荷と配向力を求めた。

2. 直流電界中における短纖維の静電配向の理論

アルミナ短纖維の静電配向は、媒質液体に懸濁した纖維に直流外部電界が与えられたときに纖維は表面伝導が寄与した分極を起こし、その双極子と電界の相互作用によって回転力が働く物理現象であると推定されている。まず、纖維の配向運動を解析するにあたり、纖維を図1に示すような細長い橍円体に近似するが、図に示したように直交座標のx軸方向と橍円体の長軸方向が一致する

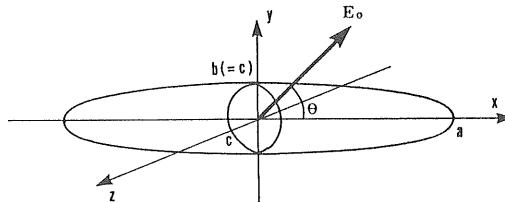


図1 橍円体、各座標軸および電界方向の概略図

Fig. 1 Diagram showing ellipsoid, coordinate axes and field direction.

ものとした。また、外部電界 E_0 および纖維の配向運動が $x-y$ 面上になるように設定した。媒質液体中に存在する橍円体に外部電界が与えられた際、橍円体の分極は誘電分極と表面伝導による真電荷によるものの両者を考慮する必要がある。表面伝導が寄与する橍円体の分極に関して、表面伝導はそれと等価の体積伝導で近似できる⁹ことから、ここでは本文末尾の付録に示した導電性を有する誘電体橍円体の分極モデルを考える。

交番電界が与えられた際の橍円体の分極は、電界の周波数および橍円体と媒質のそれぞれの誘電率と導電率に依存することが既に報告されている¹⁰。外部電界が直流電界であるとき、橍円体の軸方向の電気双極子 P_i は付録の式 (A-13) に示したように次の式で表される。

$$P_i = \alpha_i V E_0 \quad (1)$$

$$V = (4/3)\pi abc \quad (\text{橍円体の体積}) \quad (2)$$

ただし、添字 i は x, y, z のうちのいずれかで、 a, b, c は図1に示した橍円体の軸である。

橍円体の分極は、式 (A-13) で与えられるように印加電界に対して一時遅れとなるが、分極の時定数に比べ十分長い時間が経過すれば飽和して式(1)の α_i は定数とみなすことができる。つまり、橍円体の感じる電界はその回転とともに変化するが、回転が分極の時定数に比べてゆっくり起こる場合には、各瞬間に分極は飽和値に達するので、式(1)の α_i は式 (A-15), (A-16) で表される定数で与えられると考えて良い。

次に、分極した橍円体が外部電界により回転運動を起こす際の回転トルクと媒質から受けるカウンタトルクから回転の運動方程式を求める。

橍円体の回転が起こる面を $x-y$ 平面としたので、外部電界が角度 θ で与えられた際、橍円体に働く回転トルク T_e は、

$$T_e = P_x E_x - P_y E_y = \alpha V E_0^2 \sin \theta \cos \theta \quad (3)$$

ただし、

$$\alpha = \alpha_x - \alpha_y \quad (4)$$

一方、橍円体が回転する際に媒質液体から受けるカウンタトルク T_v は既往の文献¹⁰によれば、

$$T_v = 8\pi a^3 \mu C_r (d\theta/dt) \quad (5)$$

$$C_r = (2/3) \frac{2-e^2}{\{(1+e^2)/(2e^3)\} \log \left(\frac{1+e}{1-e} \right) - (1/e^2)}$$

$$e = [1 - (b/a)^2]^{1/2}$$

ただし、 e は橍円の離心率、 μ は粘性係数 (Pa · s) 橍円体が回転する際の運動方程式は T_e と T_v のつりあいより、式(3), (5)から、次のようになる。

$$-\tau (d\theta/dt) = \sin \theta \cos \theta \quad (6)$$

$$\tau = 8\pi a^3 \mu C_r / (\alpha V E_0^2) \quad (7)$$

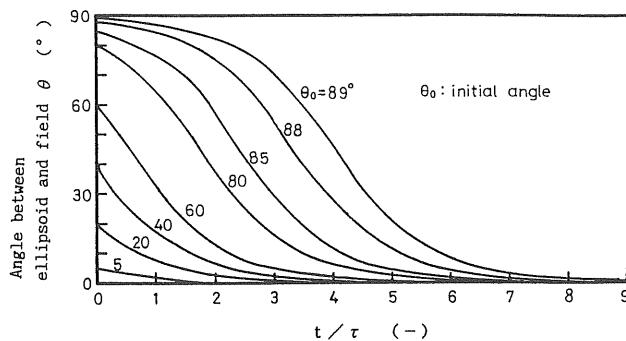


図 2 電界印加後の電界方向に対する楕円体の角度

Fig. 2 Angle between ellipsoid and field direction after field application.

ただし、 t は電界印加後の時間 (s)

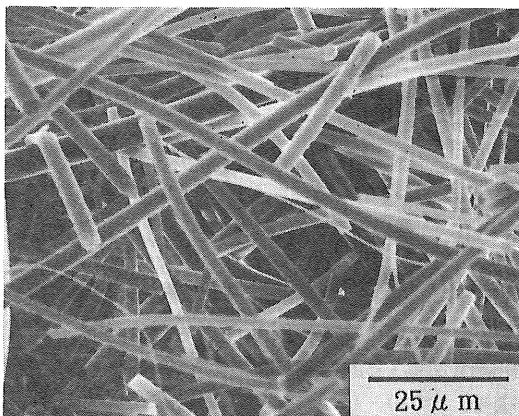
上式の τ に含まれる α は分極の大きさを表すパラメータで、楕円体の分極がその配向速度に比べ無視できるほど短時間で起こる場合を仮定すると、 α が定数となり τ は一定となる。すなわち、このとき式(6)は解析的に解くことができ、 $t=0$ での初期角を θ_0 とすれば、

$$\tan \theta = \tan \theta_0 \exp(-t/\tau) \quad (8)$$

この場合、 τ は配向の力学的な時定数である。図 2 に各初期角における θ と t/τ の関係をプロットして示す。アルミナ短纖維の静電配向において、実験で電界印加後の各時間 t における角度 θ を測定して $\log(\tan \theta)$ と t が直線関係にあれば式(8)が成立し、直線の傾きから配向の時定数 τ が求まる¹¹。このとき、式(7)より α は定数とみなすことができる。また、実験によって τ の値を求めることで図 2 から一本の纖維の配向時間が予測できる。

3. 実験装置およびその方法

本研究で用いたアルミナ短纖維 (ICI 社製、SAFFIL RF) は、平均長さ 200 μm、平均径 3 μm で、図 3 に示す

図 3 Al₂O₃ 短纖維Fig. 3 Al₂O₃ short fibers.

すように、その大きさにはばらつきがあり湾曲したものが多い。この纖維の静電配向を観察するため、纖維をフロン (R-113) を媒質として分散させたが、分散性を向上させるために界面活性剤 (第一工業製薬製、プライマー A212C) を加えた懸濁液を試料とした。なお、アルミナとフロンの比誘電率はそれぞれ 9.0 と 2.4 で、フロンの粘度係数は 6.8×10^{-4} Pa·s である。図 4 に示す装置を用いて纖維の静電配向現象を以下の条件下で観察した。

平行平板電極 (間隔 4 mm) が配置されたセルの中に纖維懸濁液を入れ、電極間に直流電圧を印加した際の纖維の回転運動を光学顕微鏡を通じてテレビカメラで撮影し、ビデオに収めた。セル内の纖維はゆっくり底部へ沈降するため、懸濁液をセルに注入した直後に電界を印加した。その後コマ送りでビデオを再生し、回転が終了した纖維の方向を電界方向とみなして、電界印加後の時間 t と纖維と電界方向との角度 θ の関係をビデオの再生画

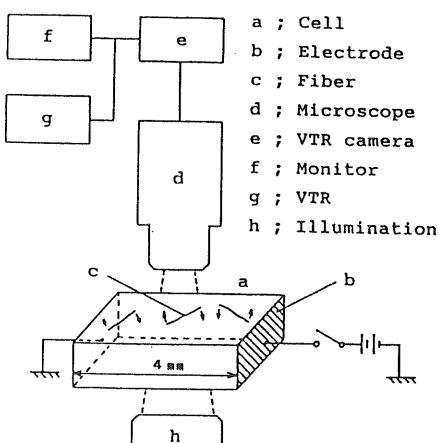


図 4 直流電界下における纖維の挙動の顕微鏡観察

Fig. 4 Microscopic observation of fiber motion in dc field.

面上で測定した。また、ほとんどの纖維は湾曲しているため纖維の両端を結んだ直線に基づき角度を測定した。このとき、纖維の回転運動が顕微鏡の焦点面で2次元運動するもののみを同一条件で6~9本選んだ。纖維の平均長さは200 μmであるが、実際の纖維にはかなりの長さのばらつきがあるため ±20 μmは許容誤差として測定の対象とした。懸濁液の纖維の濃度は3 g/lとし、纖維を分散するための界面活性剤濃度 C_s を変化させそれぞれ5, 15, 50 ppmとした。界面活性剤を添加することによって媒質液体の導電性が増すので、それぞれについて液の導電率を直流法⁷⁾で測定した。各纖維懸濁液について、電界強度 E_0 が0.5, 0.75, 1.0 kV/cmのときの纖維の配向速度を測定した。後で述べるように、回転する際に複数の纖維が接触したり媒質の対流のため最終的に配向しないものが一部認められたが、それらは測定の対象から除外した。また、回転が終了した後の纖維全体の配向状態を観察し、上記以外の界面活性剤濃度と電界強度の条件についてもそれらが配向状態に及ぼす影響を調査した。

4. 実験結果

4.1 アルミニナ短纖維の配向速度

電界印加後の時間 t における纖維の電界方向からの角度 θ を測定した結果に基づき、 t に対して $\log(\tan \theta)$ をプロットした。その結果をそれぞれ図5~7に示した。各図中でプロットしたシンボルは、同じ種類のものが一本の纖維の測定結果を示している。これらの図において、一部の結果が直線からややはずれるものが認められるがこれは主に測定方法に起因したものである。その理由として、 θ の測定の際に回転が終了した纖維の方向を電界方向とみなしたが、一部の纖維は後に述べる液の対流によってその方向がわずかながら不規則に変化したことから規準となる電界方向に誤差が生じたためである。この影響を除外することは実験上不可能であったことと纖維の形状および長さのばらつきを考慮すれば図に示した結果の一部の直線からのずれは誤差と考え、 t と $\log(\tan \theta)$ はほぼ直線関係にあると見なすことができる。従って、式(8)の関係が成立しており、纖維の分極時間は配向速度に比べ無視できるほど小さいことがわかる。直線の傾きが配向の時定数 τ で、その値が小さいほど配向速度が速いことを表している。実験を行った総ての条件でほぼ直線関係が得られたので、それぞれの条件において一本の纖維の回転運動の測定から得られた t と $\log(\tan \theta)$ の関係を直線で近似し、その傾きの平均値を τ の値として表1にまとめて示した。これより、配向の時定数 τ はほぼ0.03~0.31 sで、その値は電界強度

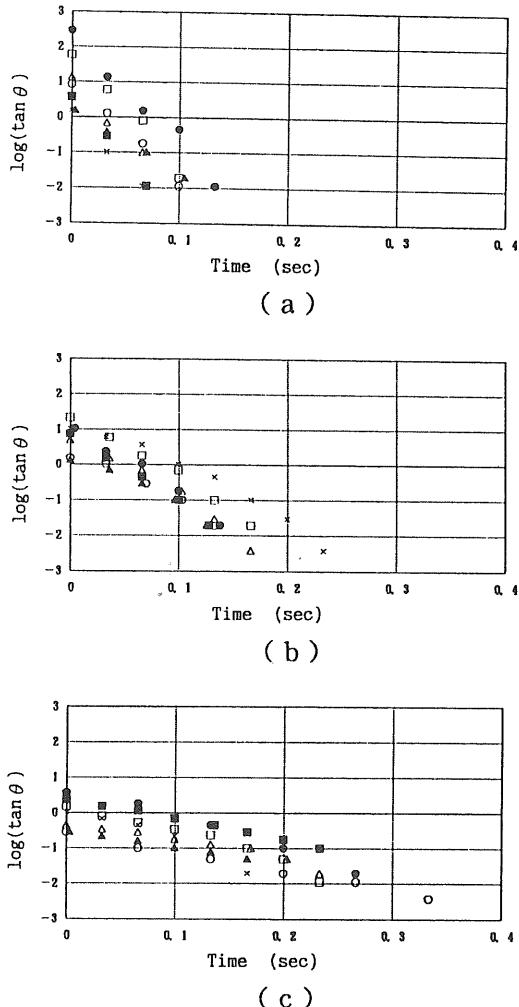


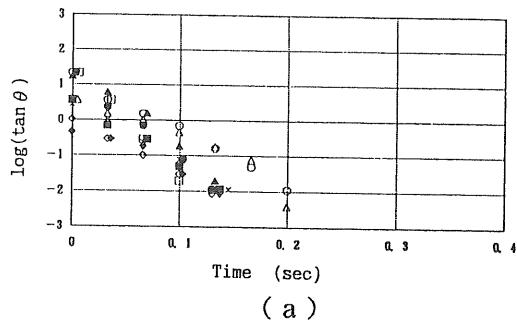
図5 $\log(\tan \theta)$ と電界印加後の時間の関係（媒質の導電率 $\sigma_1=2.04 \times 10^{-11} \text{ S/m}$ ）
(a) $E_0=1 \text{ kV/cm}$ (b) $E_0=0.75 \text{ kV/cm}$ (c) $E_0=0.5 \text{ kV/cm}$

Fig. 5 Relationship between $\log(\tan \theta)$ and time after field application (conductivity of medium $\sigma_1=2.04 \times 10^{-11} \text{ S/m}$).
(a) $E_0=1 \text{ kV/cm}$ (b) $E_0=0.75 \text{ kV/cm}$ (c) $E_0=0.5 \text{ kV/cm}$

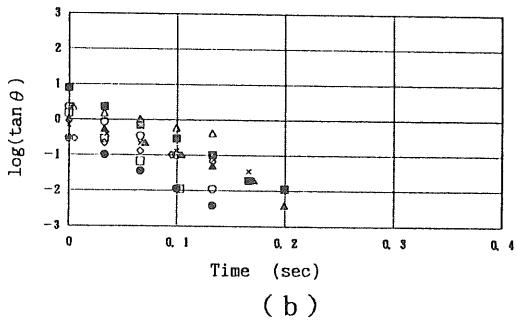
と媒質の導電率に影響を及ぼされることがわかる。纖維懸濁液に添加した界面活性剤濃度が一定、すなわち媒質液体の導電率が一定の場合、纖維の配向速度は電界強度が大きいほど速くなる。一方、電界強度が一定の場合では媒質の導電率が大きいほど纖維の配向速度は遅くなることがある。

4.2 アルミニナ短纖維の配向状態

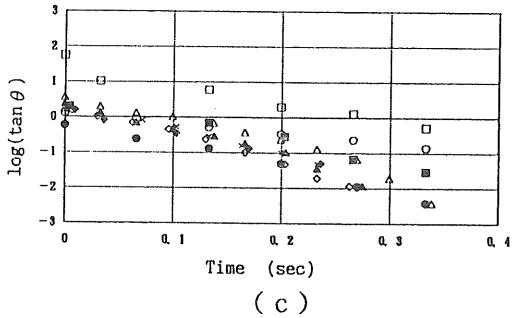
纖維の配向が終了した後でも一部の纖維は何らかの理由で最終的に配向していないものが存在した。そこで、



(a)



(b)



(c)

図 6 $\log(\tan \theta)$ と電界印加後の時間の関係 (媒質の導電率 $\sigma_1=4.42 \times 10^{-11} \text{ S/m}$)

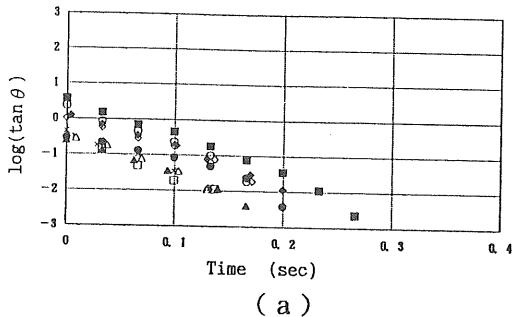
(a) $E_0=1 \text{ kV/cm}$ (b) $E_0=0.75 \text{ kV/cm}$ (c) $E_0=0.5 \text{ kV/cm}$

Fig. 6 Relationship between $\log(\tan \theta)$ and time after field application (conductivity of medium $\sigma_1=4.42 \times 10^{-11} \text{ S/m}$).

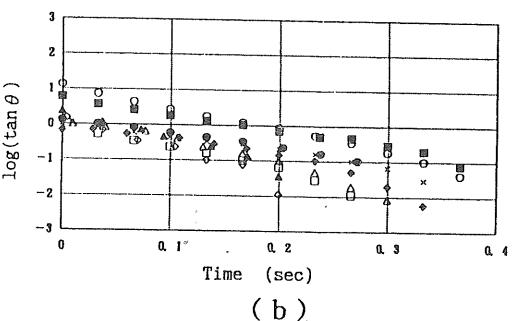
(a) $E_0=1 \text{ kV/cm}$ (b) $E_0=0.75 \text{ kV/cm}$ (c) $E_0=0.5 \text{ kV/cm}$

配向終了後に電界中に存在する纖維全体の配向状態を調査するため、電界印加後約3秒以上経過した時点での纖維を観察したところ次の結果を得た。

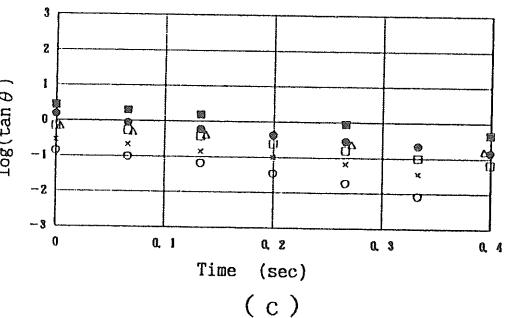
配向後の纖維はセル内を沈降しながら数珠玉形能力により徐々に電界方向にチーン状に凝集する傾向が認められたが、纖維が凝集しはじめるとほとんどがセルの底部へ沈降してしまいその詳細を観察することは不可能であった。また、界面活性剤を添加することにより媒質の導電率 σ_1 が増したが、界面活性剤濃度 C_s が増すに従



(a)



(b)



(c)

図 7 $\log(\tan \theta)$ と電界印加後の時間の関係 (媒質の導電率 $\sigma_1=7.63 \times 10^{-11} \text{ S/m}$)

(a) $E_0=1 \text{ kV/cm}$ (b) $E_0=0.75 \text{ kV/cm}$ (c) $E_0=0.5 \text{ kV/cm}$

Fig. 7 Relationship between $\log(\tan \theta)$ and time after field application (conductivity of medium $\sigma_1=7.63 \times 10^{-11} \text{ S/m}$).

(a) $E_0=1 \text{ kV/cm}$ (b) $E_0=0.75 \text{ kV/cm}$ (c) $E_0=0.5 \text{ kV/cm}$

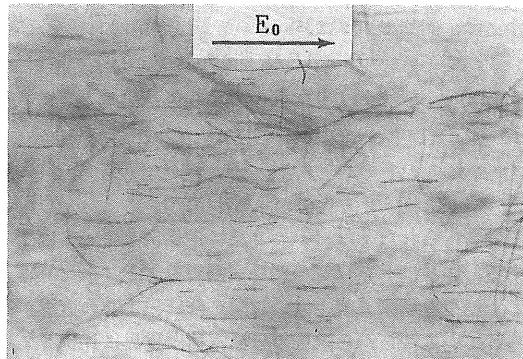
って EHD (電気流体力学的) 対流が顕著になった。纖維が沈降する際の流体抵抗により全く配向しない纖維が存在したり、EHD 対流によって配向したもののが攪乱される場合があった。

媒質液体の導電率を一定とした場合、電界強度が小さくなると配向していない纖維の数が増した。図 8 に媒質の導電率が $\sigma_1=4.42 \times 10^{-11} \text{ S/m}$ ($C_s=15 \text{ ppm}$) の場合の電界強度の違いによる纖維の配向状態の差を示したが、 $E_0=0.75 \text{ kV/cm}$ では配向している纖維が多いが、

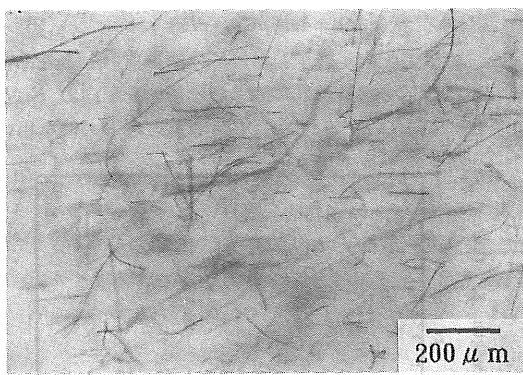
表 1 アルミナ短纖維の配向の時定数、配向した纖維の分極電荷および配向力

Table 1 Time constant of orientation, polarized charge and orienting force of oriented alumina short fiber.

Surfactant C_s [ppm]	Liquid conductivity σ_1 [S/m]	Field strength E_0 [kV/cm]	Time constant τ [s]	$\sigma_s (= \sigma_2/\sigma_1)$	Polarized charge Q_0 [C]	Orienting force F_0 [N]
5	2.04×10^{-11}	1.0	0.035	190	1.9×10^{-15}	1.9×10^{-10}
		0.75	0.063	190	1.4×10^{-15}	1.0×10^{-10}
		0.5	0.12	220	1.1×10^{-15}	5.4×10^{-11}
15	4.42×10^{-11}	1.0	0.058	110	1.1×10^{-15}	1.1×10^{-10}
		0.75	0.083	140	1.0×10^{-15}	7.8×10^{-11}
		0.5	0.16	160	8.0×10^{-16}	4.0×10^{-11}
50	7.63×10^{-11}	1.0	0.10	66	6.6×10^{-16}	6.6×10^{-11}
		0.75	0.17	71	3.9×10^{-16}	2.9×10^{-11}
		0.5	0.31	86	2.1×10^{-16}	1.0×10^{-11}



(a)



(b)

図 8 直流電界中での纖維の配向状態 ($\sigma_1=4.42 \times 10^{-11}$ S/m, 電界印加後 3秒経過)
(a) $E_0=0.75$ kV/cm (b) $E_0=0.25$ kV/cm

Fig. 8 Orientation of fibers in dc field ($\sigma_1=4.42 \times 10^{-11}$ S/m, 3s after field application).
(a) $E_0=0.75$ kV/cm (b) $E_0=0.25$ kV/cm

$E_0=0.25$ kV/cm ではほとんど配向しなくなることがわかる。媒質の導電率を一定とした場合、電界強度が小さくなるほど纖維が媒質中を沈降する際の流体抵抗によりその配向が乱れたり、纖維どうしが接触した際に回転が停止したりしたことから最終的に配向しないものが多く認められた。一方、電界強度を一定にして媒質の導電率を変化させた場合でも、媒質の導電率が大きくなると配向しない纖維の数が増す同様の傾向が認められたが、特に媒質の導電率に比例して発生する EHD 対流によっていったん配向した纖維が攪乱される場合が顕著になった。纖維の配向状態に関して上述のような傾向が認められたが、静電配向の最適条件としては、電界強度 $E_0=0.75 \sim 1$ kV/cm、媒質の導電率 $\sigma_1=4.4 \times 10^{-11} \sim 2.0 \times 10^{-11}$ S/m ($C_s=5 \sim 15$ ppm) の範囲でほとんどの纖維が配向する結果を得た。

5. 考察

5.1 アルミナ短纖維の分極

実験により、纖維の分極の時定数はその配向の時定数に比べて非常に小さいことが確かめられたので、この条件下では式 (A-15), (A-16) から次式が得られる。

$$\alpha = \epsilon_1 (\sigma_s - 1)^2 / (\sigma_s + 1) \quad (9)$$

ただし、

$$\sigma_s = \sigma_2 / \sigma_1 \quad (10)$$

σ_1 , σ_2 はそれぞれ媒質および構円体の導電率 (S/m), ϵ_1 は媒質の誘電率 (F/m) であるが、 σ_2 は纖維の表面伝導と等価の体積導電率である。

式(9)から、 σ_2 が媒質に比べてどれくらいの値になっているかを推定してみる。実験で得られた τ の値を用いて式(7)から α の値は求まるので、フロンの比誘電率を 2.4 として、式(9)から σ_s を求め表 1 に示した。 σ_s

の値は 66~220 の範囲にあり、纖維の等価的な導電率 σ_2 は媒質に比べてほぼ 2 倍大きく $\sigma_2 \gg \sigma_1$ と考えられる。この場合、式 (A-15), (A-16) を比較してみると、 $P_x \gg P_y$ なる関係になることから x 軸方向、すなわち纖維の長軸方向の分極が短軸方向に比べて十分大きいことになる。最終的に、アルミナ短纖維の静电配向における纖維の双極子は P_x のみで表すことができる。ゆえに、式 (A-15) を用いて、纖維に働く回転トルクは最終的に次式で表される。

$$T_e = \epsilon_1(\sigma_s - 1) E_0^2 V \cos \theta \sin \theta \quad (11)$$

ここで、媒質の誘電率 ϵ_1 はほぼ一定とみなすことができるので、外部電界強度が一定なら、回転トルクは纖維と媒質の導電率の比 σ_s のみで決定されることがわかる。

これまで纖維の表面伝導を等価的な体積伝導で近似して扱ってきたが、本質的には媒質中にわずかに存在するイオンの挙動が表面伝導に重要な働きをしていると考えられる⁷⁾。まず媒質の電気伝導に関しては、纖維懸濁液に加える界面活性剤の濃度が増すとフロンの導電率が増したが、界面活性剤に含まれる不純物あるいはそれ自身が解離してイオンとなり電荷のキャリアとなっていると考えられる。ただし、フロンのような絶縁性液体に存在するイオンは極めてわずかな量が液の導電性に影響を及ぼすが、その種類や正負イオンの量は不明である。一方、アルミナ短纖維に関しては、界面活性剤を加えることで纖維の分散性が向上することから纖維の表面に界面活性剤およびそれによって導入されたイオンが吸着し表面電気二重層が形成されていることは確かなことと思われる。外部電界が与えられた際のアルミナ短纖維の分極機構は、実際には界面活性剤の吸着面での表面伝導、そのカウンタイオンによる導電現象あるいはこれら両者が混合した電気二重層の変形に関連した複雑な現象と推定される。しかし詳細を確認することは不可能であったので、今回の分極モデルを検討するにあたっては近似的に吸着イオンによる表面伝導としても差し支えないと考えられる。

実験結果で、電界強度が一定の場合に媒質の導電率が大きいほど纖維の配向速度が遅くなった理由は次のように解釈できる。媒質中に存在するイオンと纖維表面に吸着したイオンは熱力学的に平衡状態を保っているが、このときの纖維の表面導電性の方が媒質の導電性よりも大きい⁹⁾。界面活性剤の添加量を増していくと、纖維表面に吸着したイオン密度は飽和してほぼ一定のままであるが、媒質中のイオン密度は増加する。その結果、纖維の表面導電性と媒質の導電性の差が相対的に小さくなる。表 1 に示した実験で得られた媒質と纖維の等価的な導電率の比 σ_s に注目すると、界面活性剤の濃度が高いほど

その値が小さくなることが確認できる。つまり、式(11)からわかるように、媒質中の界面活性剤の濃度が高いほど纖維の分極は小さく、回転トルクが小さくなり纖維の配向速度が遅くなつたと考えられる。

5.2 分極電荷および配向力の推定

纖維の分極時間は無視できるほど小さいことが明らかとなつたが、このときの纖維両端に現れる分極電荷の検討を行う。纖維の分極電荷は実際には纖維の両端に分布していると考えられるが、それが纖維の端にあると仮定すると分極電荷を Q とすれば双極子 P は、 $P = QL$ (L は纖維長さ、 $L = 2a$) である。回転トルク T_e は

$$T_e = QLE_0 \sin \theta \quad (12)$$

双極子 P は電界 E_0 に比例するので、分極電荷もそれに比例して現れる。いま、配向が完了した時 ($\theta = 0$) の分極電荷を Q_0 とすれば、

$$Q = Q_0 \cos \theta \quad (Q_0 = AE_0 : A \text{ は比例定数}) \quad (13)$$

ゆえに、回転トルクは、

$$T_e = AE_0^2 L \sin \theta \cos \theta \quad (14)$$

式 (12) と式 (5) より配向の時定数 τ は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \tau &= 8\pi a^3 \mu C_r / (Q_0 L E_0) \\ &= 8\pi a^3 \mu C_r / (A L E_0^2) \end{aligned} \quad (15)$$

実験で得られた τ は E_0 の 2 乗に逆比例しているはずである。図 9 に τ と E_0 の関係を両対数グラフにプロットした結果を示す。図より、勾配がほぼ $-1/2$ の直線が得られていることから纖維の分極電荷は電界に比例して現れることが確認できる。式 (15) から配向が完了したときの分極電荷 Q_0 は、

$$Q_0 = 4\pi a^2 \mu C_r / (\tau E_0) \quad (16)$$

また、纖維の配向が終了した後に分極電荷 Q_0 と外部電界 E_0 によって纖維一端に働き続ける力を配向力 F_0 とすれば、 $F_0 = Q_0 E_0$ となる。実験で求めた τ の値を用い、

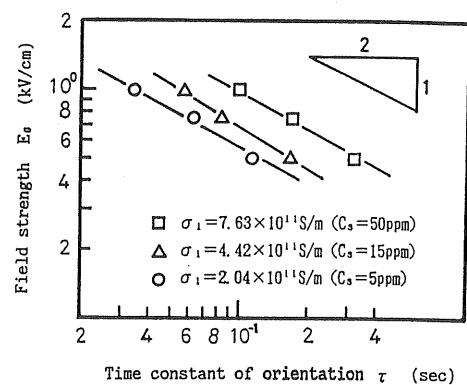


図 9 電界強度と配向の時定数の関係

Fig. 9 Relationship between field strength and time constant of orientation.

てそれぞれ Q_0 と F_0 の値を計算した結果をまとめて表 1 に示しておいたが、アルミナ短纖維の静電配向が完了した時点での纖維の分極電荷は $2.1 \times 10^{-16} \sim 1.9 \times 10^{-15} \text{ C}$ 、そのときの配向力は $1.0 \times 10^{-11} \sim 1.9 \times 10^{-10} \text{ N}$ であった。表に示した配向力 F_0 に注目すると、電界強度が小さいあるいは媒質の導電率が大きいほど配向力が小さくなり、その結果 4.2 節で述べたように、纖維の機械的なからみや媒質のわずかな乱れにより最終的に配向しない纖維が増えたと考えられる。

5.3 絶縁性液体に関する今後の課題

本研究ならびにプリフォーム製造のためのセラミック纖維の静電配向法では媒質としてフロンを用いているが、現在地球環境保護の面でフロンの使用は大幅に制限されつつある。本研究の結果から、フロン以外の絶縁性液体を用いた場合でも、界面活性剤の使用やその他の方法により誘電体纖維に表面導電性を付加し、纖維と媒質との導電性の差を大きくすることで誘電体纖維の静電配向は理論上可能であることが明らかとなった。例えば、シリコーン油のような絶縁性の高い液体であれば静電配向の可能性は大いに期待できることから、静電配向のためのフロン代替品の検討が今後の課題として残されている。

6. 結 言

液体媒質中に存在する短纖維の直流電界下における静電配向を理論的に検討し、実験においてフロンを媒質としたアルミナ短纖維の配向現象を観察することにより纖維の分極および配向力を評価した。その結果、以下の結論を得た。

- (1) アルミナ短纖維の電界下での分極を検討するにあたり、細長い橢円体とみなした纖維の表面伝導性を体積伝導で近似し、誘電体である纖維と媒質の両者に導電性を考慮した橢円体の分極モデルを適用した。このモデルに基づき纖維が電界方向に配向する際の運動方程式を得たが、纖維の分極時間が配向時間に比べて無視できる場合について運動方程式を解き、一本の纖維の配向速度を予測した。
- (2) 個々のアルミナ短纖維の配向速度を測定した結果、配向速度は界面活性剤濃度により変化する媒質の導電率および外部電界強度に依存した。このとき、分極の時定数は配向の時定数に比べて無視できるほど小さいことが判明した。配向が完了した後の纖維全体を種々の条件下で観察した結果、アルミナ短纖維の静電配向の最適条件は、電界強度 $E_0 = 0.75 \sim 1 \text{ kV/cm}$ 、媒質の導電率 $\sigma_1 = 4.4 \times 10^{-11} \sim 2.0 \times 10^{-11} \text{ S/m}$ の範囲であった。

- (3) 媒質の導電率と纖維の表面導電率に等価な導電率の比が大きいほど纖維の分極は大きくなり、纖維に働く配向力が増した。また、媒質の導電率が一定の場合、纖維の分極電荷は与えられた外部電界強度に比例して現れることを確認した。配向が完了した際の纖維の分極電荷は $2.1 \times 10^{-16} \sim 1.9 \times 10^{-15} \text{ C}$ で纖維に働く配向力は $1.0 \times 10^{-11} \sim 1.9 \times 10^{-10} \text{ N}$ であった。

謝 辞

本研究を進めるにあたり多大なるご支援をいただいた成蹊大学助教授鷲津正夫博士に心から謝意を表します。また、本論文作成に際し貴重なご意見をいただいた東京大学教授小田哲治博士に深甚なる謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 鷲津正夫：静電気学会誌，14 (1990) 518
- 2) 鷲津正夫、式田光宏、相沢慎一、宝谷紘一：静電気学会講演論文集 '90, pp. 299-302 (1990)
- 3) J.A. Stratton : *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, New York (1941)
- 4) T.B. Jones : J. Electrostat., 6 (1979) 69
- 5) T.B. Jones and G.A. Kallio : J. Electrostat., 6 (1979) 207
- 6) R.D. Miller and T.B. Jones : Conference Record IEEE/EMBS 9th Annual Meeting, pp. 710-711 (1987)
- 7) S. Masuda and T. Itoh : IEEE Trans. IA, 25 (1989) 552
- 8) 伊藤友仁、磯村廉一、平井秀敏：軽金属，38 (1988) 620
- 9) C.T. O'Konski : J. Phys. Chem., 64 (1960) 605
- 10) J. Happel and H. Brenner : *Low Reynolds Number Hydrodynamics*, Nordhoff International Publishing, Leyden (1973)
- 11) M. Washizu, M. Shikida, S. Aizawa and H. Hotani : Conference Record IEEE/IAS Annual Meeting, pp. 734-741 (1990)

付 錄

第2章の図1に示したように、アルミナ短纖維を細長い橢円体で近似したとき、その分極が誘電分極および導電電流による分極の両者によって起こる場合、外部交番電界 E_0 により誘導される双極子 P は文献⁴⁻⁶⁾によれば、

$$P_i = \epsilon_1 K_i V E_{0i} \quad (\text{A-1})$$

ここで、

$$V = (4/3)\pi abc \quad (\text{橢円体の体積}) \quad (\text{A-2})$$

$$K_i = (\epsilon_2^* - \epsilon_1^*) / \{\epsilon_1^* + L_i(\epsilon_2^* - \epsilon_1^*)\} \quad (\text{A-3})$$

$$\epsilon_1^* = \epsilon_1 + \sigma_1/s \quad (\text{A-4})$$

$$\epsilon_2^* = \epsilon_2 + \sigma_2/s \quad (\text{A-5})$$

(ϵ は誘電率、 σ は導電率、 s はラプラス変換の変数、添字 1, 2 はそれぞれ媒質と橢円体を表す)

$$L_i = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{du}{(u+r_i)R_i} \quad (r_i \text{ は } a, b, c \text{ のいずれか}) \quad (\text{A-6})$$

$$R_i = \{(u+a^2)(u+b^2)(u+c^2)\}^{1/2} \quad (\text{A-7})$$

ただし、 i は x, y, z のうちいずれかで、橢円体の軸 a, b, c の方向に対応しているものとする。

式(A-3)に式(A-4), (A-5)を代入すると、

$$K_i = \frac{A_is + B_i}{1 + \tau_{ei}s} \quad (\text{A-8})$$

$$\tau_{ei} = \frac{\varepsilon_1 + L_i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\sigma_1 + L_i(\sigma_2 - \sigma_1)} \quad (\text{A-9})$$

$$A_i = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\sigma_1 + L_i(\sigma_2 - \sigma_1)} \quad (\text{A-10})$$

$$B_i = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 + L_i(\sigma_2 - \sigma_1)} \quad (\text{A-11})$$

式(A-8)を用いて式(A-1)の双極子 P をラプラス変換した形で表すと、

$$\mathcal{L}\{P_i(t)\} = \left(\frac{A_is + B_i}{1 + \tau_{ei}s} \right) \varepsilon_1 V \mathcal{L}\{E_{0i}\} \quad (\text{A-12})$$

アルミナ短纖維の静電配向のように外部電界が直流電界の場合、 $\mathcal{L}\{E_{0i}\} = E_{0i}/s$ であるから、式(A-12)を逆変換し、 P_i を時間の関数で表すと、

$$P_i(t) = \left[\left\{ \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 + L_i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \right\} \exp(-t/\tau_{ei}) + \left\{ \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 + L_i(\sigma_2 - \sigma_1)} \right\} (1 - \exp(-t/\tau_{ei})) \right] \varepsilon_1 V E_{0i} \quad (\text{A-13})$$

$$\alpha_i = \left[\left\{ \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 + L_i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \exp(-t/\tau_{ei}) + \left\{ \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 + L_i(\sigma_2 - \sigma_1)} \right\} (1 - \exp(-t/\tau_{ei})) \right\} \right] \varepsilon_1 \quad (\text{A-13})$$

ここでの τ_{ei} は分極の時定数で、纖維の配向現象のように、対象となる現象に比べて分極時間が無視できるほど小さい ($t \gg \tau_{ei}$) 場合 α_i は定数となり、

$$P_i(t \gg \tau_{ei}) = \left\{ \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 + L_i(\sigma_2 - \sigma_1)} \right\} \varepsilon_1 V E_{0i} \quad (\text{A-14})$$

$$\alpha_i = \left\{ \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 + L_i(\sigma_2 - \sigma_1)} \right\} \varepsilon_1$$

また、 L_i は橢円体の形状定数で、非常に細長い橢円体 ($a \gg b=c$) では、 $L_x=0, L_y=1/2$ となる。よって、式(A-14)から、

$$P_x(t \gg \tau_{ex}) = \left\{ \frac{\varepsilon_1(\sigma_2 - \sigma_1)}{\sigma_1} \right\} V E_{0x} \quad (\text{A-15})$$

$$P_y(t \gg \tau_{ey}) = \left\{ \frac{2\varepsilon_1(\sigma_2 - \sigma_1)}{\sigma_2 + \sigma_1} \right\} V E_{0y} \quad (\text{A-16})$$