磁性流体の二次元流路内流れ挙動に関する研究*

(第2報, 濃度, 流路高さ, 印加磁場の強さの影響)

富田 幸雄^{*1}, 石橋 幸男^{*2}
成井 浩^{*3}, 稲垣 進^{*3}

Flow Behavior of Ferrofluids in a Two-Dimensional Channel

(2nd Report, Effects of Concentration, Channel Height and Intensity of Applied Magnetic Field)

Yukio TOMITA, Yukio ISHIBASHI,
Hiroshi NARUI and Susumu INAGAKI

The flow behavior of water-based ferrofluids in a two-dimensional channel is experimentally examined under the action of magnetic fields having various intensities, and using two kinds of concentrations of ferrofluids, various channel aspect ratios and channel heights. Moreover, various factors governing such flows are clarified by making use of dimensional analysis, and then an empirical formula for pipe friction coefficient is derived.

Key Words: Fluid Mechanics, Ferrofluid, Non-Newtonian Fluid, Resistance Coefficient, Magnetic Field, Two-Dimensional Channel Flow

1. 諸 言

マグネタイト, 鉄, コバルト, ニッケルなどのコロイドサイズの強磁性体微粒子を水, ケロシンなどの溶媒中に界面活性剤を用いて安定分散させたコロイド溶液を一般に磁性流体と称している。この流体は分散性にすぐれ重力や遠心力の作用下でも凝集, 沈殿などの固液分離が生じることなく, 見掛け上流体自身均質で強い磁性を持っているかのような挙動を示すため, 磁気力を流体に加えることによって流体の圧力分布や気液界面形状さらには流れのパターンを変えることができる。このような磁性流体の特性を利用した応用機器には軸封装置, 比重差分離装置, 磁性流体ダンパ, エネルギー変換装置, 磁気インクジェットなどが考えられている^{(1)~(3)}。これらの応用機器の開発に際して, 磁場の作用下における磁性流体の流れ挙動を解明することは極めて重要である。これに関連する研究としては現在までに管内流動特性^{(4)~(9)}やレオロジー特性^{(10)~(12)}についての研究が行われている。しかし磁性流体の内

部構造は複雑であり, 特に磁場の作用下では強磁性体微粒子が鎖状構造を形成することが, 管摩擦損失の実測結果などから推測されている⁽¹³⁾。前報⁽¹⁴⁾では二次元流路(縦横比10の1種類)内を重量濃度一定(17.5%)の磁性流体を流し磁場の大きさ(垂直磁場用電磁石は120×80 mmの磁極, その間隔は23 mm, 磁束密度は0~0.6 T)および方向を変化させて管摩擦損失を実験的に調べた結果を報告した。

本研究では, 磁性流体を無磁場で二次元流動をする流路内に流し, それに直角に作用する一様磁場(後述するように磁石の大きさ, 磁束密度は前報で使ったものより大きい)の下で, 磁性流体の濃度, 流路の縦横比および磁場方向の流路高さと流路幅を変化させて管摩擦損失の測定実験を行う。さらに次元解析的考察に基づいて, 圧力損失に及ぼす諸因子を明らかにするとともに微粒子の鎖状構造の形成について調べたものである。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図1に示す。圧縮機から送られた圧縮空気は減圧弁で所定圧力にされ, 磁性流体の入った上流タンクへ送られる。磁性流体は圧縮空気によって供試管内へ押し出され, 電磁石の磁極間を通り下流

* 原稿受付 平成2年4月10日。

^{*1} 正員, 東京理科大学理工学部 (〒278 野田市山崎亀山2641)。

^{*2} 正員, 東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

^{*3} 正員, 防衛大学校 (〒239 横須賀市速水1-10-20)。

タンクへと送られる。この間に磁性流体は管軸に垂直な磁場の作用を受け、磁場区間内にある流路の壁上に設けた圧力孔を通して差圧が測定される。最後に重量法によって流量が測定される。実験に使用した電磁石は200×150 mmの磁極を有し磁極間隔は50 mmである。電源には可変直流定電圧定電流電源を用い、電磁束密度は約1.25 Tまで連続的に変えることができる。磁束密度分布はホール効果を利用したガウスメータによって測定した。その結果を図2に示す。供試管は無磁場下で二次元流動を得るため縦横比を8, 10, 20と変化させたアクリル製長方形管で図3に示すように管壁に0.8 mm径の圧力孔を2個設けてある。測定には縦横比および流路の高さの影響を調べるために7種類の流路を用いた。その寸法を図3の下側の表に示してある。差圧の測定にはひずみゲージ式差圧変換器を用いたが、測定孔と差圧変換器を結ぶビニール管内の磁性流体が磁場の影響を受けるのを防ぐためにビニール管に軟鋼管をかぶせて磁気遮へいを行った。磁性流体はイオン交換水に直径が10 nm程度のFe₃O₄微粒子を分散させたもので(重量濃度 ϕ = 17.5%および40%)、分散を安定させるためにアニオン系オレイン酸ソーダが添加されている。図4, 5にこの流体の密度 ρ 、動粘度 ν (逆流式毛細管粘度計による)および磁化の強さ M の測定結果を示す。

図1 実験装置概略図

3. 実験結果および考察

3.1 磁場が作用しないときの管摩擦係数 供試管および差圧変換器の精度を確認するために各流路に水を流して差圧を測定し、管摩擦係数 $\lambda [= (\Delta p/l)/\{(1/2)\rho v_a^2(1/4b)\} \Delta p$: 管長 l 間の圧力降下, v_a :

図2 磁束密度分布

図3 供試管の寸法と形状

図4 磁性流体の密度、動粘度

平均流速, b : 流路の半高さ] とレイノルズ数 $Re (= \rho v_a 4b/\eta, \eta$: 粘度) を求めた, その結果を図6に示す. 図中の実線は $\lambda = 96/Re$ (層流域) を表し, 実験値はこの式の結果とよく一致する. これにより供試管および差圧変換器は十分な精度があるものと考えられる. 図7は無磁場下で磁性流体を流した場合の結果の一例である. なお濃度の影響を調べるために重量濃度 $\phi = 17.5, 40\%$ を用いた. また流路の二次元性を調べる目的で縦横比を変えるとともに同一縦横比で流路の高さと幅を変えている. 実験値は測定域全体にわたってニュートン流体の管摩擦係数よりも少し大きな値を示す. これは供試磁性流体を非ニュートン流体として取扱う必要があることを示している. そこで磁性流体の流動特性をべき乗則モデル

$$\tau_w = KD^n \quad \dots\dots\dots (1)$$

を用いて表してみる. ここで, τ : せん断応力, D : ずり速度, n, K はレオロジー定数である. そして, $n < 1$ ならば擬塑性流体, $n = 1$ ならばニュートン流体, $n > 1$

ならばダイラタント流体を表す. レオロジー定数 n と流量 Q および圧力こう配 dp/dx との間には

$$n = \frac{d \ln(-dp/dx)}{d \ln(3Q/2b^3)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

の関係があるから, 流量および圧力こう配を測定すれば n を求めることができる⁽¹⁵⁾. このようにして求めた流動曲線 $\tau_w - D_w$ を図8に示す. ここで

$$\tau_w \left(= -\frac{dp}{dx} b \right) \text{ は壁面せん断応力}$$

$$D_w \left(= -\frac{2n+1}{3n} \frac{3v_a}{b} \right) \text{ は壁面ずり速度である.}$$

以下の結果から供試磁性流体の層流における流動特性は

$$\begin{aligned} \tau_w &= KD_w^n \\ &= 3.97 \times 10^{-3} D_w^{0.99} \\ &\quad (\text{濃度 } \phi = 17.5\%) \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= 1.72 \times 10^{-2} D_w^{0.97} \\ &\quad (\text{濃度 } \phi = 40\%) \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

なる式で表すことができ, 使用した磁性流体は擬塑性流体としての挙動を示す. 濃度が低くなるにつれ非ニ

図5 磁性流体の磁化曲線

($2b = 4 \text{ mm}, l = 0, \phi = 17.5\%$)

図7 磁性流体の管摩擦係数

図6 水の管摩擦係数

($\phi = 17.5\%$)

 図8 磁性流体の流動曲線 ($\tau_w - D_w$)

ユートン性が減少することになる。そこで、レイノルズ数 Re の代わりに次式で定義されるレイノルズ数

$$Re^* = \frac{96n^n}{2^{2n+3}(2n+1)^n} \frac{\rho v_a^{2-n} (4b)^n}{K} \dots\dots\dots (5)$$

を用いて管摩擦係数 λ を整理すれば、図 9 (a), (b) のようになる。図中の実線は $\lambda = 96/Re^*$ である。

3・2 磁場が作用するときの管摩擦係数 図 10 は一様磁場の作用下における管摩擦係数 λ とレイノルズ数 Re^* の関係を励磁電流 I をパラメータとしてプロットしたものである。この図から励磁電流の増加とともに層流域における圧力損失は増大していることがわかる。図 11 は流路の高さ $2b$ を固定し縦横比をパラメータとして $\lambda-Re^*$ の関係を示したものである。この図より λ に対する縦横比の影響はほとんどないことがわかる。すなわち、このような縦横比の大きい流路では磁極板に平行方向の流路幅に対しては磁場の作用の影響がほとんどないこと、換言すれば流れの二次元性が維持されることがわかる。図 12 (a), (b) は縦横比を一定として流路の高さ(磁場方向)をパラメータとして $\lambda-Re^*$ の関係を示したもので、磁場が強くと流路の高さが大きくなるほど λ が大きくなることがわか

る。この流れの抵抗増加は磁場の作用により磁性流体粒子の回転運動が制約され周囲の流体粒子の回転運動との間に差ができるために生じると説明されているが⁽¹¹⁾、その主たる原因は磁性流体中の微粒子の磁気モーメントが磁場方向に配向し、粒子間の磁気力の作用により粒子は磁場方向に鎖状構造を形成することにあると考えられる。そして流路の高さが大きくなるほど圧力損失が大きくなるのは強磁性微粒子の回転運動に及ぼす速度と磁場の効果の割合や鎖状構造の形成が流路の高さによって異なるためと推測される。磁性流体の重量濃度 ϕ をパラメータとして $\lambda-Re^*$ の関係を図 13 (a), (b) に示す。これらの図より濃度が高いほど圧力損失が増加しているのがわかる。これは同じ体積でも濃度が高いほど強磁性粒子の数が多く、上述の回転運動の差によるものの増加に加えて主として形成される鎖状構造の強さや数が増大するために流れ抵抗が増加すると考えられる。また、印加磁場が強くなれば濃度の影響が少なくなることがわかる。これは印加

(a) 縦横比 8, $2b=2$ mm, $I=0$, $\phi=17.5\%$

(b) 縦横比 10, $2b=2$ mm, $I=0$, $\phi=40\%$

図 9 管摩擦係数とレイノルズ数 Re^* の関係

(縦横比 8, $2b=2$ mm, $\phi=17.5\%$)

図 10 管摩擦係数に及ぼす磁場の強さの影響

($I=15$ A, $2b=2$ mm, $\phi=17.5\%$)

図 11 縦横比の変化による管摩擦係数とレイノルズ数 Re^* の関係

磁場が強くなると濃度にかかわらず回転運動の差の変化が小さくなることに加えて、形成される鎖状構造の強さや数の変化が小さく、かつ磁場方向に位置するようになるためだと思われる。図14(a), (b)は縦横比10の流路で、励磁電流をパラメータとして見掛け粘度の増加分($=\tau_w/D_w - \tau_{w0}/D_{w0}$; τ_w, τ_{w0} はそれぞれ励磁電流 $I \neq 0, I=0$ における壁面せん断応力、壁面ずり速度 D_w, D_{w0} も同様) $\Delta\eta$ と壁面ずり速度 D_w の関係を示したものである。これよりずり速度が大きくなれば見掛け粘度は減少し、ずり速度を一定にすると励磁電流(磁場の強さ)が大きくなるほど見掛け粘度が大きくなっていることがわかる。このことから見掛け粘度の増加は主として強磁性微粒子が磁化に伴う鎖状構造を形成して、流れの抵抗になっているものと推測される。

3・3 次元解析的考察 実験結果を整理するにあたり、まず以下のような次元解析的考察を行う。圧力こう配 $\Delta p/l$ は流路の半高さ b 、流体の密度 ρ 、平均流速 v_a 、レオロジー定数 K, n 、磁化の強さ M 、印加磁場の強さ H 、透磁率 μ に依存すると考えられる。よって次式が成立する。

$$f(\Delta p/l, b, \rho, v_a, K, n, M, H, \mu) = 0 \quad \cdots \cdots (6)$$

ここで、Buckinghamの π 定理に従って次元解析を行えば、管摩擦係数 λ は

$$\lambda = f(Re^*, N_M, N_H, n) \quad \cdots \cdots (7)$$

と表せる。上式中の無次元量はそれぞれ以下の物理的意味を持っている。

$$Re^* = \frac{96n^n}{2^{2n+3}(2n+1)^n} \frac{\rho v_a^{2-n}(4b)^n}{K}$$

$$= \frac{\text{慣性力}}{\text{粘性力}}$$

$$N_M = \frac{\mu M H}{K D_w^n} = \frac{\text{磁気力}}{\text{粘性力}}$$

$$N_H = \frac{M}{H} \quad (\text{磁性流体の磁気的性質})$$

磁場の作用がないときの管摩擦係数 λ が $96/Re^*$ で表されることおよび供試流体の n の値があまり異ならないことを考慮して、次の形を仮定する。

$$\lambda = \frac{96}{Re^*} \{1 + A(N_M^\alpha N_H^\beta)\} \quad \cdots \cdots (8)$$

ここで A, α, β は実験結果より決定すべき定数であ

(a) $I = 2 \text{ A}$, 縦横比 10, $\phi = 17.5\%$

(a) $I = 2 \text{ A}$, 縦横比 10, $2b = 2 \text{ mm}$

(b) $I = 15 \text{ A}$, 縦横比 10, $\phi = 17.5\%$

図12 管摩擦係数に及ぼす磁場方向の流路高さの影響

(b) $I = 15 \text{ A}$, 縦横比 10, $2b = 2 \text{ mm}$

図13 管摩擦係数に及ぼす磁性流体の濃度の影響

る。いま、 $A=0.28$, $\alpha=0.8$, $\beta=0.23$ と選び、したがって上式は

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{96}{Re^*} \{1 + 0.28(N_M^{0.23}, N_H^{0.8})\} \\ &= \frac{96}{Re^*} (1 + F), \\ F &= 0.28(N_M^{0.23} N_H^{0.8}) \dots\dots\dots (9)\end{aligned}$$

と表せる。図 15(a)～(c)は測定値と比較した結果を示したものである。

4. 結 論

磁性流体の流れ挙動を明らかにするために重量濃度

(a) 縦横比 10, $2b=2$ mm, $\phi=17.5\%$

(b) 縦横比 10, $2b=4$ mm, $\phi=17.5\%$

図 14 見掛け粘度の増加に及ぼす磁場の強さの影響

(a) 縦横比 8, $2b=2$ mm, $\phi=17.5\%$

(b) $I=2$ A

(c) $I=6$ A, $\phi=17.5\%$

図 15 管摩擦係数と $Re^*/1+F$ の関係

の異なった水ベース磁性流体を一樣垂直磁場の作用下で、高さ・幅の異なる縦横比 8, 10, 20 の流路内に流して層流域における管摩擦損失の測定実験を行い、次のような結論を得た。

(1) 磁場の作用しない場合、本実験の濃度程度以上では非ニュートン粘性挙動、すなわち擬塑性流体としての挙動を示す。

(2) 磁場が作用するとその方向の流路の高さが高いほど流れの非ニュートン性は増大する。

(3) 磁場方向の流路高さ一定の流路では流路幅、すなわち縦横比の影響はほとんどない。換言すれば磁場の作用の有無にかかわらずこの程度の縦横比を持つ流路では少なくとも管摩擦損失に関して流れの二次元性が維持される。

(4) 磁性流体の濃度が大きいほど圧力損失は大きくなるが、印加磁場を強くすると濃度の影響は小さくなる。

(5) 管摩擦係数 λ は Re^* , N_M , N_H に依存する実験式で表される。

文 献

- (1) 下飯坂, 日本レオロジー学会誌, **5**(1977), 449.
- (2) 金子, 潤滑, **22-8**(1977), 449.
- (3) Rosensweig, R. E., *Int. Sci. Technol.*, **55**(1966), 48.
- (4) Moiorov, M. M., ほか 2 名, *Magnetohydro-dynamics*, **11-4**(1976), 529.
- (5) 神山・ほか 2 名, 機論, **45-389**, B(1979), 37.
- (6) 神山・ほか 2 名, 機論, **45-400**, B(1979), 1843.
- (7) 神山・李屋, 機論, **47-424**, B(1981), 2290.
- (8) 神山・ほか 2 名, 機論, **47-424**, B(1981), 2299.
- (9) 須藤・ほか 4 名, 機論, **49-440**, B(1983), 818.
- (10) Rosensweig, R. E., ほか 2 名, *J. Coll. Interface. Sci.*, **29-4**(1969), 680.
- (11) McTagus, J. P., *J. Chem. Phys.*, **51-1**(1969), 133.
- (12) 神山・ほか 2 名, 機論, **52-484**, B(1986), 3947.
- (13) Chantrell, R. W., ほか 3 名, *J. Appl. Phys.*, **53-3**(1982), 2742.
- (14) 富田・ほか 3 名, 機論, **54-498**, B(1986), 133.
- (15) 富田, レオロジー, (1975), コロナ社.