磁性流体の降伏応力に関する研究*

松野善之^{*1}, 古賀尚^{*2}
伊藤潤^{*3}, 花田彦太^{*3}

Yield Stress of Magnetic Fluid

Yoshiyuki MATSUNO, Hisashi KOGA,
Jun ITOH and Genta HANADA

This paper describes the yield stress of a water-based magnetic fluid having typical concentration and magnetization. Yield stress was estimated from the relationship between shear rate and shear stress in a two-dimensional channel in a low-shear-rate region. When the interaction between magnetic field and flow vorticity is the greatest, yield stress was clearly observed. On the contrary, when the interaction disappeared, yield stress was not observed. Based on these test results, yield stress due to structures of solid particles formed in a magnetic fluid is considered to be very small and the apparent yield stress mentioned above is considered to be due mainly to the interaction between magnetic field and flow vorticity. This idea was verified through a flow resistance test in a circular channel.

Key Words: Yield Stress, Magnetic Fluid, Vorticity, Magnetic Field, Interaction, Structure, Solid Particle

1. 緒言

磁性流体の一樣磁界の影響下における流動抵抗については従来多くの研究が行われており^{(1)~(10)}, 層流域で通常の流動条件下に関しては流動抵抗のメカニズムもかなり明らかになってきているといつてよい。しかしせん断速度が零に近い条件下で特にその降伏応力について検討した報告は二, 三あるものの⁽¹¹⁾, 磁界の影響下でそれを調べた研究は少なく, その特性には不明な点が多い。

しかし磁性流体の管内でのフローパターン, 槽内における自然対流, あるいはかくはん流等を検討する場合には降伏応力に関する考え方を明確にしておくことが必要である。著者の1人は, 先に Shliomis の運動方程式⁽²⁾をもとにして磁界と流れの渦度の干渉が流動抵抗へ及ぼす効果を二次元流路を用いた試験により明らかにしたが⁽¹⁰⁾, 本論文ではその考えを低せん断速度域に拡張し磁性流体の降伏応力に関する検討を行った。

2. おもな記号

D : せん断速度
 D_w : 壁面せん断速度
 d : 管径
 H : 磁界
 h : 二次元流路高さ
 I : 固体粒子の慣性モーメント
 L : 二次元流路の長さ
 M : 磁気モーメント
 p : 圧力
 Δp : 圧力損失
 S : 磁性体粒子固有スピン
 u : x 方向流速
 u_m : x 方向平均流速
 V : 流速
 v : y 方向流速
 x, y, z : 三次元座標
 α : 渦度と磁界がなす角度
 η : 粘性係数
 λ : 摩擦損失係数
 ρ : 密度
 τ_s : 流体摩擦に基づく緩和時間

* 原稿受付 平成5年3月17日。

^{*1} 正員, 熊本大学工学部 (〒860 熊本市黒髪 2-39-1)。^{*2} 学生員, 熊本大学大学院。^{*3} 熊本大学。

- τ_w : 壁面せん断応力
 τ_{w1} : 粘性抵抗に起因するせん断応力
 τ_{w2} : 磁界と渦度との干渉に起因するせん断応力
 τ_{w3} : 降伏応力に起因するせん断応力
 τ_y : 見掛けの降伏応力
 Ω : 渦度
 ω : z 方向の渦度

3. 磁界と渦度の干渉および降伏応力との関係

Shliomis は磁性流体の運動方程式として非圧縮性流体の仮定のもとに次式を導いている⁽²⁾.

$$\rho \frac{dV}{dt} = -\nabla \left[p + \frac{1}{2} (MH) + \frac{S}{I} (S - I\Omega) \right] + \eta \Delta V + (M\nabla)H + \frac{1}{2\tau_s} \text{rot}(S - I\Omega) \quad \dots (1)$$

軸方向に磁界の強さが一定である場合には式(1)において右辺の最後の項が磁性流体に特有な流動抵抗を発生させることになる。

他方二次元流路を用いると図1において流れの渦度は次式で示されるように Z 方向にのみ存在する。

$$\text{rot } V = (0, 0, \omega) \quad \dots (2)$$

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad \dots (3)$$

以上のことを考慮すると図2に示すように二次元流路と磁界の交さ角を変えることによって式(1)の右辺最後の項の大きさを変えることが可能になり両者が直交するときに式(1)の右辺最後の項ならびに流動抵抗の値は最大となる⁽¹⁰⁾。

次に磁性流体中で磁性体の凝集等によって構造体が形成されそれに起因する降伏応力が生じたとすると、

図1 二次元流路と渦度

図2 二次元流路の渦度と磁界の交さ角

その値は磁界の影響を受けるが渦度には無関係に定まると考えられる。

すなわち、磁界と渦度との干渉が最大になる両者の交さ角が 90° の場合にも、また両者の方向が平行になってその干渉が消滅する場合にも降伏応力は同等な値になると考えられる。

そこで一様磁界中において磁界と渦度の交さ角が 90° の場合と 0° の場合の壁面せん断応力 τ_w を粘性抵抗に起因する応力 τ_{w1} 、磁界と渦度の干渉に起因する応力 τ_{w2} 、降伏応力に起因する応力 τ_{w3} を用いて次のように表す。

磁界と渦度の交さ角が 90° の場合

$$\tau_w = \tau_{w1} + \tau_{w2} + \tau_{w3} \quad \dots (4)$$

磁界と渦度の交さ角が 0° の場合

$$\tau_w = \tau_{w1} + \tau_{w3} \quad \dots (5)$$

これらの関係式中の粘性抵抗に起因する応力 τ_{w1} は流速が低下すると近似的に流速に比例して減少し、流速零では零になるから式(5)の関係をを用い、全流動抵抗を求めることにより降伏応力を推定することが可能と考えられる。

4. 試験装置および試験方法

試験装置の構成を図3に示す。本装置の詳細は既報⁽¹⁰⁾において説明しているので今回の報告に関連した事項を中心に説明を加える。試験流路⑦としては幅10 mm、高さ1 mmの二次元流路を設け、これは流路中心軸の回りに回転させることが可能となっており、電磁石⑩によって形成される磁界に対し交さ角を 0° から 90° まで変えることができるが、そのほかに流路として内径3 mmの銅管をも用いている。また差圧変換器⑧として微差圧検出可能な機器を使用した。

使用する磁性流体は水ベースで磁性体の体積濃度が

① Compressor	⑩ Electromagnet
② Pressure regulator	⑪ D.C. power supply
③ Surge tank	⑫ Ammeter
④ Pressure control valve	⑬ Stop valve
⑤ Pressure gauge	⑭ Lower reservoir
⑥ Upper reservoir	⑮ Electronic weigher
⑦ Test channel	⑯ Personal computer
⑧ Pressure transducer	⑰ Temperature regulating unit
⑨ Voltmeter	

図3 試験装置

表 1 供試磁性流体の主要物性

Solvent	Density kg/m ³	Viscosity Pa·s	Saturation Magnetization Tesla
Water	1.403×10 ³	23×10 ⁻³	0.031

Condition of Measurement · Density : At the Temperature of 25°C
Viscosity : At the Temperature of 25°C and Shear rate of 17 S⁻¹

9.8%であるがその主要物性を表 1 に示している。

試験は、二次元流路、円形流路によって磁界強さは流れ方向に様としてその強さを変化させ、せん断速度は極力低い値をとるように試験条件を定めた。二次元流路については磁界との交さ角を 0, 90° の 2 とおりに変えて試験を行っている。

5. 実験結果および考察

5.1 実験結果の整理方法 二次元流路、および円形流路の流動特性を低せん断速度域における磁性流体を近似的にビンガム流体とみなして、次に示す壁面せん断速度と壁面せん断応力の関係によって整理した⁽¹⁰⁾⁽¹²⁾。

二次元流路

$$\text{壁面せん断速度 } D_w = \frac{6u_m}{h} \quad \text{.....(6)}$$

$$\text{壁面せん断応力 } \tau_w = \frac{h\Delta p}{2L} \quad \text{.....(7)}$$

$$\text{レイノルズ数 } Re = \frac{2\rho hu_m}{\eta + \frac{1}{6} \frac{\tau_y h}{u_m}} \quad \text{.....(8)}$$

$$\text{摩擦損失係数 } \lambda = \frac{4\Delta p h}{\rho L u_m^2} \quad \text{.....(9)}$$

円形流路

$$\text{壁面せん断速度 } D_w = \frac{8u_m}{d} \quad \text{.....(10)}$$

$$\text{壁面せん断応力 } \tau_w = \frac{d\Delta p}{4L} \quad \text{.....(11)}$$

$$\text{レイノルズ数 } Re = \frac{\rho d u_m}{\eta + \frac{\tau_y d}{8u_m}} \quad \text{.....(12)}$$

$$\text{摩擦損失係数 } \lambda = \frac{2\Delta p d}{\rho L u_m^2} \quad \text{.....(13)}$$

5.2 二次元流路を用いた試験 せん断速度とせん断応力の関係を、図 4 に流路と磁界が直交する場合の結果を図 5 に両者が平行になった場合の結果をそれぞれ示す。また図 6 には前者についてレイノルズ数と摩擦損失係数との関係を示す。これらの結果より明らかになる事項をまとめると次のようになる。

(1) 磁界と渦度が直交し両者の干渉が最大になる場合に流動抵抗は磁界の強さが増大するにしたがって

図 4 交さ角 90° における流動抵抗

図 5 交さ角 0° における流動抵抗

図 6 二次元流路における管摩擦係数とレイノルズ数の関係

増大し、また流動抵抗を示す線を流速零まで延長すると流速零において明らかに降伏応力を示す切片が生じると考えられるが、その値は磁界が強いほど大きくなる。

(2) 磁界と渦度が平行になる場合には流動抵抗は磁界の強さにほぼ無関係となり降伏応力はほとんど認められない。

以上の結果を前述の式(4)と式(5)との関係を考慮して検討すると、図 4 で切片が見掛け上生じるのは磁界と渦度の干渉による応力 τ_{w2} の影響によることがわかる。また図 5 から降伏応力に起因する応力 τ_{w3} は、

図 7 円形流路における流動抵抗

図 8 円形流路における管摩擦係数とレイノルズ数の関係

流速零における全応力 τ_w が零になることから、今回試験に用いた磁性流体に関してはほとんど存在しないと考えてよいことがわかる。したがって図 4 に示す磁界と渦度が直交した場合のせん断応力も流速零では近似的に零になると考えて特性曲線を描くのが妥当であるといつてよい。

5・3 円形流路を用いた試験 図 7 に円形流路における流動抵抗を示し、図 8 にはレイノルズ数と摩擦損失係数との関係を示す。この場合には流動抵抗は磁界の強さが増大するにつれ増大するが、せん断速度が低くなると擬塑性に近い特性を示すようになる。円形流路の場合渦度は同心円において図 9 に示すように円周方向に一回転する格好を取るから、円管に直交して磁界をかけるとそれが渦度となす交さ角は 0° から $\pi/2$ まで連続的に変化することになる。したがって両者の相互作用はちょうど二次元流路で磁界と渦度が直交している場合と平行な場合の中間の場合に相当したものになる。すなわち両者の相互作用によって流動抵抗は増大するが、二次元流路で両者が直交している場合よりも相互作用が全流動抵抗へ与える影響は小さくなる。図 6 では見掛け上の切片も図 4 の二次元流路の場合よりは小さくなって、降伏応力がほとんど存在し

図 9 円形流路における渦度と磁界の交さ角の変化

ないことを示唆しているものと考えることができる。

6. 結 言

水ベースの磁性流体を用い、一様磁界中において二次元流路ならびに円形流路内での低せん断速度域における流動抵抗ならびに降伏応力について検討を行った。得られたおもな結果は次のとおりである。

(1) 二次元流路の流れにおいて、磁界と流れの渦度とが直交し両者の相互干渉が最大になる条件下では見掛け上降伏応力が存在しその値は磁界の強さとともに増大する。

(2) 二次元流路の流れにおいて、磁界と渦度とが平行になり両者の干渉が消滅すると、降伏応力の値はほとんど認められなくなる。

(3) 磁界と渦度との干渉が上述二者の中間となる円形流路の流れでは、見掛け上降伏応力がわずかに存在するように見受けられるが、せん断速度が零の近くで流動特性は明らかに擬塑性を示す。

(4) これらの結果を総合すると、今回用いた水ベース磁性流体の降伏応力は極めて小さく近似的には零とみなして差し支えないと考えられる。この磁性流体の濃度は平均的なものと考えられるから通常の磁性流体の降伏応力は極めて小さな値であると推測される。

(5) 磁性流体の降伏応力は二次元流路において磁界と渦度の干渉を変化させた試験結果より推定することが可能と考えられる。

本研究の実施にあたりご援助いただいた三菱重工業(株)長崎研究所にお礼申し上げる。

文 献

- (1) McTague, J. P., *J. Chem. Phys.*, **51**-1(1969), 133.
- (2) Shliomis, M. I., *Sov. Phys., JETP*, **34**-6(1972), 1291.
- (3) 神山・ほか 2 名, 機論, **45**-389, B(1979), 37.
- (4) 神山・ほか 2 名, 機論, **45**-400, B(1979), 1843.
- (5) 神山・奎屋, 機論, **47**-424, B(1981), 2290.

- (6) 神山・ほか2名, 機論, 47-424, B(1981), 2299.
 - (7) 須藤・ほか4名, 機論, 49-440, B(1983), 818.
 - (8) 富田・ほか3名, 機論, 54-498, B(1988), 271.
 - (9) 富田・ほか3名, 機論, 57-533, B(1991), 59.
 - (10) 松野・ほか2名, 機論, 57-543, B(1991), 3674.
 - (11) Yih-Shen Lin, Ta-Jo Liu and Ning-Jo Chu, *J. Appl. Polym. Sci.*, 42(1991), 1767.
 - (12) 寺田, 固体混合液の管路輸送, (1973), 59, 理工図書.
-