

수직자장하에서 원관내 자성유체의 거동에 관한 연구

박정우* · 유신오** · 서이수***
(1997년 12월 1일 접수)

A Study on the Flow Behavior of Magnetic Fluids in a Circular Pipe with a Vertical Magnetic Field

Joung-Woo Park, Shin-Oh Ryu and Lee-Soo Seo

Key Words: Magnetic fluid(자성유체), Polar Effect Parameter(극성효과 파라미터), Magnetic Effect Parameter(자성효과 파라미터), Magnetic field(자장)

Abstract

In the present paper, we theoretically analyze the flow of magnetic fluids in a circular pipe with a vertical magnetic field and investigate the magnetic response by the external magnetic field. Theoretical study through the governing equation derived by Siliomis is carried out with numerical analysis by the Gauss Elimination Method. Using polar and magnetic effect parameters, theoretical equations and distributions for the velocity, vorticity, internal angular momentum and induced magnetization as the magnetic response are shown. Especially, in the region of strong magnetic field the specific property is appeared by finding a critical magnetic effect parameter for a polar effect parameter.

기호설명

\vec{M} : 자화

\vec{B} : 자속밀도

\vec{H} : 자장

\vec{S} : 내부각운동량

\vec{v} : 속도

\vec{w} : 와도

A : 압력구배 ($-\partial P/\partial z$)

I : 단위체적당 입자의 관성모멘트의 합

H_0 : 인가 자장의 크기

M_0 : 평형자화의 강도

ρ : 밀도

τ_s : 마찰에 의한 완화시간

τ_B : 브라운 운동에 의한 완화시간

μ_0 : 진공중의 투자율

η : 전단점성계수

η_m : 와점성계수

η_0 : 용매의 전단점성계수

ζ : 내부각운동량의 확산계수

1. 서론

기술발전이 수반하여 신소재의 하나로 자석에 강한 반응을 나타내는 유체가 개발되어 그 특성을 살린 새로운 응용면에 개발연구가 각 방면으로 진행되고 있다.

자연계에서 유체 스스로가 강한 자성을 지닌 물질은 존재하지 않는다. 즉, 자석에 반응을 하지 않는 유체에 자성을 가지게 하기 위해서는 자성을 가진 고체미립자의 도움을 받아야 한다. 자성 유체란 이와 같이 강자성체와 유체의 혼합물로서 강자성의 미립자를 액체속에 분산시켜 외관상으

* 회원, 동아대학교 기계공학과 대학원

** 회원, 삼척산업대학교 기계공학과

*** 회원, 동아대학교 기계공학과

로 볼 때 유체가 자성을 띤 것처럼 인공적으로 만들어진 일종의 고액혼상유체(固液混相流体)로 균일하게 분산이 유지된 콜로이드 용액과 같다.

자성유체의 연구는 제법과 물성⁽¹⁾, 기초학문분야로서의 자성유체역학, 그리고 여러 가지 응용 측면의 개발에 있어서 착실한 진전을 보여주고 있다. 그러나 아직 학문체계로서는 미완성의 부분이 많고 또 새로운 응용측면의 개발에 있어서도 충분한 검토가 되어지고 있다고는 할 수 없다. 그 의미에서도 금후 더욱 진전이 전망되는 연구 분야라고 할 수 있다. 그러나, 기초학문분야로서의 자성유체에 관한 연구는 그 미시적 구조가 복잡하기 때문에 이론적으로도 실험적으로도 아직 충분한 성과를 얻지 못하고 있다.

종래의 연구는 Neuringer-Rosensweig(1964)⁽²⁾,³⁾와 기초식과 Shliomis(1967)⁽⁴⁾의 기초식이 해석의 중심이 되고 있다. 전자는 준정상 자성유체역학의 기초방정식으로 통상의 Navier-Stokes 방정식에 있어서 자기체적력의 항이 더해지는 경우를 검토하지만, 극성유체로서 입자의 회전효과가 고려되지 않는다. 따라서, 그의 적용범위는 입자가 가지는 열진동에너지에 대해 자기이방성의 에너지가 작은 경우에 한정된다. 그것에 비해 후자는 자기력과 입자의 회전효과의 양쪽이 고려되고, 그 적용범위는 전자에 비교해서 넓다.

본 연구에서는 Shliomis에 의해 유도된 기초식을 근거로 하여, 내부각운동량의 경계조건(S_n, S_0)이 없어 수치해석에 어려움을 동반하므로 1변수 속도분포 편미분방정식이 되도록 수식을 유도하고, 이 식을 근거로 수직자장하에서의 자성유체의 원관내의 자기적 응답특성, 각운동량의 변화, apparent viscosity 변화, 극성효과와 자성효과와의 변화에 대한 자성유체 유동특성을 검토하고, 원관내 자성유체의 동적특성에 영향을 미치지 않는 한계자장 즉 임계자장을 구하는 것에 그 목적을 둔다.

2. 이론해석

2.1 지배방정식

자성유체의 거동을 기술하는 이론적 지배방정식은 뉴우튼역학에서 부터 시작되고, 유체 중 작은 체적요소들 설정하여 그외 요소내의 시간적 변화와 요소표면을 통과하는 물리적량을 생각한

다면, 역학적 보존의 법칙으로부터 지배방정식을 유도할 수 있다. 일반적으로 사용한 유체와 다른 점은 외부자장에 상호작용하고, 내부각운동량을 갖는 것이다.

자성유체는 엄밀하게 말하면 고액혼상유체이나, 입자가 초미립자이고, 분산성이 좋고 강력한 자장을 작용시켜도 분리가 일어나지 않아서 자성유체의 거동을 이론적으로 기술할 경우에 단상의 유체와 같이 취급하여도 무방하다.

본 해석에서는 Shliomis(1967)가 운동량, 각운동량, 그리고 에너지보존법칙을 사용해서 유도된 것을 지배방정식으로 사용한다.

연속 방정식

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

운동량 방정식

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla [p + \frac{1}{2} \mu_0 (\vec{M} \cdot \vec{H})] + \eta \nabla^2 \vec{v} + \mu_0 (\vec{M} \cdot \nabla) \vec{H} + \frac{1}{2\tau_s} \nabla \times (\vec{S} - \frac{I}{2} \vec{\omega}) \quad (2)$$

내부각운동량방정식

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \mu_0 (\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{1}{\tau_s} (\vec{S} - \frac{I}{2} \vec{\omega}) + \zeta \nabla^2 \vec{S} \quad (3)$$

자화의 완화방정식

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{1}{I} (\vec{S} \times \vec{M}) - \frac{1}{\tau_B} (\vec{M} - M_0 \frac{\vec{H}}{H}) \quad (4)$$

전자장의 방정식

$$\nabla \times \vec{H} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (5)$$

여기서, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}$ 이다.

2.2 해석모델과 가정

본 해석에서는 Fig. 1에 표시된 모델로 원통좌표계를 사용한다.

본 이론해석에 있어서 다음과 같은 가정을 둔다:

- ① 유체는 비압축성으로 총류에서의 정상상태를 가정해서 관측방향으로 일정한 압력구배가 작용한다.
- ② 유체는 관벽에서는 미끄럼이 없다.
- ③ 회전Peclet수 Pe_r 는 1보다 매우 작다.
- ④ 자장은 원판의에서는 곡선, 원판내에서는 직선으로 한다.
- ⑤ 내부각운동량의 확산은 무시한다.

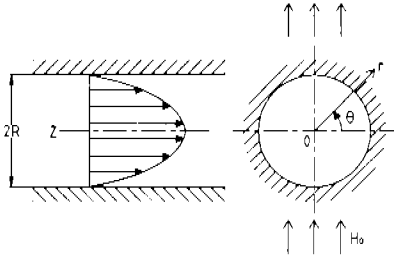


Fig. 1 Analytical Model.

2.3 경계조건

경계조건으로는 속도, 자장, 자속밀도에 관계해서 다음과 같다:

속도는 $r=R$ 에서 $\vec{v}=0$

자장은 접선성분의 연속성을 이용하여

$$H_{1t} = H_{2t}$$

자속밀도는 법선성분의 연속성을 이용하여

$$B_{1n} = B_{2n}$$

여기서, 하첨자1과 2는 판 내외쪽을 가리킨다.

3. 수치해석

3.1 속도분포방정식

이상의 가정과 경계조건을 사용해서 이론식을 도출한다.

자화는 전자장의 식, 내부각운동량 및 자화의 완화방정식을 연립하여 M_r, M_θ, M_z 를 구하면,

$$M_r = M_0 \sin \theta \tag{6}$$

$$M_\theta = M_0 \cos \theta \tag{7}$$

$$M_z = \frac{M_0 r_B}{I} (S_r \cos \theta - S_\theta \sin \theta) \tag{8}$$

이 얻어진다.

자장은 자장에 관한 방정식의 Z방향성분 및 자속밀도에 관한 방정식으로부터,

$$\frac{\partial}{\partial r} (rH_\theta) = \frac{\partial H_r}{\partial r}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (rB_r) = -\frac{\partial B_\theta}{\partial \theta}$$

를 구할 수 있다. 위의 식에 원판내외부의 경계조건을 주어서 일반해를 구하면, 다음과 같이 자장의 해를 구할 수 있다:

원판외부

$$H_r = (H_0 + \frac{M_0 R^2}{2} \frac{1}{r^2}) \sin \theta \tag{9}$$

$$H_\theta = (H_0 - \frac{M_0 R^2}{2} \frac{1}{r^2}) \cos \theta \tag{10}$$

원판내부

$$H_r = (H_0 - \frac{M_0}{2}) \sin \theta \tag{11}$$

$$H_\theta = (H_0 - \frac{M_0}{2}) \cos \theta \tag{12}$$

내부각운동량은 다음과 같이 구할 수 있다. 운동량방정식의 Z방향성분을 구하면

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial v_z}{\partial r}) + \frac{2}{I} \frac{e}{1+e} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rS_\theta) + \frac{e}{1+e} \frac{A}{\eta_m} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} + \frac{2}{I} \frac{e}{1+e} \frac{1}{r} \frac{\partial S_r}{\partial \theta} \tag{13}$$

과 같다. 여기서, e 는 극성효과를 표시하는 무차원 양이며 $e=I/4r_s\eta$ 와 같다.

다음에 $\xi=0$ 일 때의 내부각운동량의 r, θ 방향성분을 구하면 다음과 같다:

$$S_r = -\frac{I}{2} w_r - \mu_0 \tau_s H_0 M_Z$$

$$S_\theta = \frac{I}{2} w_\theta + \mu_0 \tau_s H_r M_Z$$

위의 식에 식(8), 식(11) 및 식(12)를 대입하고 연립해서 구하면

$$S_r = \frac{I}{2(1+\chi)} \left\{ (1+\chi \sin^2 \theta) \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} - \frac{\chi}{2} \sin 2\theta \frac{\partial v_x}{\partial r} \right\} \quad (14)$$

$$S_\theta = \frac{I}{2(1+\chi)} \left\{ \frac{\chi}{2} \sin 2\theta \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} - (1+\chi \cos^2 \theta) \frac{\partial v_x}{\partial r} \right\} \quad (15)$$

과 같다. 여기서, χ 은 자성효과를 표시한 무차원 양이며 $\chi = \mu_0 \tau_B \tau_s M_0 H / I$ 와 같다.

속도의 식은 식(14), (15)을 식(13)에 대입하면, 다음과 같은 속도 v_x 에 관한 편미분방정식이 얻어진다:

$$\begin{aligned} & \left\{ 1 - \frac{e(1+\chi \cos^2 \theta)}{(1+e)(1+\chi)} \right\} \frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} + \frac{ex \sin 2\theta}{(1+e)(1+\chi)} \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial^2 v_x}{\partial r \partial \theta} + \left\{ 1 - \frac{e(1+\chi \sin^2 \theta)}{(1+e)(1+\chi)} \right\} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_x}{\partial \theta^2} \\ & + \left\{ 1 - \frac{e(1+\chi \sin^2 \theta)}{(1+e)(1+\chi)} \right\} \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial r} \\ & - \frac{ex \sin 2\theta}{(1+e)(1+\chi)} \frac{1}{r^2} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} + \frac{e}{1+e} \frac{A}{\eta_m} = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

3.2 무차원화 및 차분화

먼저 속도의 식(16)을 무차원화하고 무차원 양을 *로서 표시한다. r에 대해서는 반경 R을, v_x 에 대해서는 뉴우론유체에 대한 평균유속을 사용한다. 즉,

$$r^* = \frac{r}{R}, \quad v^* = \frac{v_x}{v_N} \text{이며, } v_N = AR^2 / 4\eta \text{이다.}$$

또한, 해석모델의 대칭성으로부터, 다음과 같은 좌표변환을 한다:

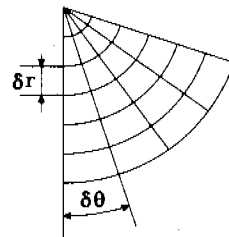
$$\theta = \theta' - \frac{\pi}{2}$$

따라서 속도에 관한 식은 다음과 같이 쓸 수 있다:

$$\begin{aligned} & \left\{ 1 - \frac{e(1+\chi \sin^2 \theta)}{(1+e)(1+\chi)} \right\} \frac{\partial^2 v^*}{\partial r^{*2}} - \frac{ex \sin 2\theta}{(1+e)(1+\chi)} \\ & \frac{1}{r^*} \frac{\partial^2 v^*}{\partial r^* \partial \theta} + \left\{ 1 - \frac{e(1+\chi \cos^2 \theta)}{(1+e)(1+\chi)} \right\} \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial^2 v^*}{\partial \theta'^2} \\ & + \left\{ 1 - \frac{e(1+\chi \cos^2 \theta)}{(1+e)(1+\chi)} \right\} \frac{1}{r^*} \frac{\partial v^*}{\partial r^*} \\ & + \frac{ex \sin 2\theta}{(1+e)(1+\chi)} \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial v^*}{\partial \theta'} + \frac{4}{1+e} = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

이후, 뉘트(')는 생략한다.

식(17)은 타원형이고 중심차분을 이용해서 차분화하며, 격자점은 $r = (i-1)\delta r$ ($i=1, 2, \dots, n$)와 $\theta = (j-1)\delta \theta$ ($j=1, 2, \dots, m$)와의 교점으로 정한다. 본 해석에서는 반원에 대해서 격자수는 25×25 로 한다.



$r \neq 0$ 일 때는 식(17)은 일반적으로 사용하는 차분법으로 다음과 같이 차분화할 수 있다:

$$\begin{aligned} & -\frac{ex}{(1+e)(1+\chi)} \frac{\sin(2j\delta\theta)}{4i\delta r^2 \delta\theta} v_{i-1,j-1} \\ & + \frac{1}{\delta r^2} \left[1 - \frac{1}{2i} - \frac{e}{(1+e)(1+\chi)} \left\{ 1 - \frac{1}{2i} \right\} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + x \left(\sin^2(j\delta\theta) - \frac{1}{2i} \cos^2(j\delta\theta) \right) \Big] v_{i-1,j} \\
 & + \frac{ex}{(1+e)(1+x)} \frac{\sin(2j\delta\theta)}{4i\delta r^2 \delta\theta} v_{i-1,j+1} \\
 & + \frac{1}{(i\delta r \delta\theta)^2} \left[1 - \frac{e}{(1+e)(1+x)} \left\{ 1 + \frac{1}{(i\delta\theta)^2} \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + x \left(\cos^2(j\delta\theta) + \frac{\delta\theta}{2} \sin(2j\delta\theta) \right) \right\} \right] v_{i,j-1} - \\
 & \frac{2}{\delta r^2} \left[1 + \frac{1}{(i\delta\theta)^2} - \frac{e}{(1+e)(1+x)} \left\{ 1 + \frac{1}{(i\delta\theta)^2} \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + x \left(\sin^2(j\delta\theta) + \frac{1}{(i\delta\theta)^2} \cos^2(j\delta\theta) \right) \right\} \right] v_{i,j} \\
 & + \frac{1}{(i\delta r \delta\theta)^2} \left[1 - \frac{e}{(1+e)(1+x)} \right. \\
 & \quad \left. \left\{ 1 + x \left(\cos^2(j\delta\theta) - \frac{\delta\theta}{2} \sin(2j\delta\theta) \right) \right\} \right] v_{i,j+1} \\
 & + \frac{ex}{(1+e)(1+x)} \frac{\sin(2j\delta\theta)}{4i\delta r^2 \delta\theta} v_{i+1,j-1} \\
 & + \frac{1}{\delta r^2} \left[1 + \frac{1}{2i} - \frac{e}{(1+e)(1+x)} \left\{ 1 + \frac{1}{2i} \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + x \left(\sin^2(j\delta\theta) + \frac{1}{2i} \cos^2(j\delta\theta) \right) \right\} \right] v_{i+1,j} \\
 & - \frac{ex}{(1+e)(1+x)} \frac{\sin(2j\delta\theta)}{4i\delta r^2 \delta\theta} v_{i+1,j+1} \\
 & + \frac{4}{1+e} = 0 \tag{18}
 \end{aligned}$$

$r=0$ 일때는 식(17)에 특이점을 가진 항이 포함되기 때문에 아래와 같이 가정을 한다:

$$\frac{\partial v^*}{\partial r^*} = 0, \quad \frac{\partial^n v^*}{\partial \theta^n} = 0$$

이 가정이 성립되면, 식(17)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\left\{ 2 - \frac{e(2+x)}{(1+e)(1+x)} \right\} \frac{\partial^2 v^*}{\partial r^{*2}} + \frac{4}{1+e} = 0 \tag{19}$$

식(19)을 차분화하면,

$$\begin{aligned}
 & \left\{ 2 - \frac{e(2+x)}{(1+e)(1+x)} \right\} \frac{1}{\delta r^2} (v_{1,j} - v_{0,j}) + \frac{2}{1+e} \\
 & = 0 \tag{20}
 \end{aligned}$$

이 얻어지고, 구해진 식(18)와 (20)을 Gauss소거법에 의해 속도분포를 구한다.^(10, 11)

4. 결과 및 검토

우선, 원판 외부에서 H_0 되는 크기의 자장을 준 경우, 원판내에 있어서 자장의 크기는 외부자장의 크기와 비교하면 $M_0/2$ 만큼 작게 된다. 즉, 식(11), (12)에서 보여주는 바와 같다. 따라서 본 해석모델에 대응하는 실험을 할 경우, 판내에 H_0 의 자장을 인가하려면 외부에서 $(H_0 + M_0/2)$ 의 자장을 주는 것이 필요하다.

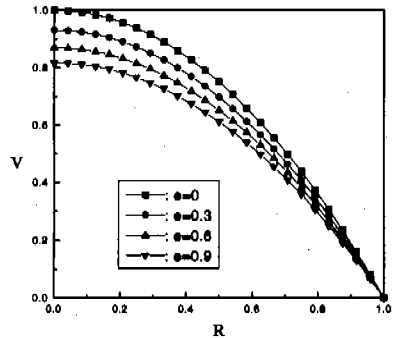


Fig. 2 Velocity Profiles ($\chi=1$).

Fig. 2는 극성효과 파라미터 e 의 변화에 대한 속도분포를 나타낸 것이다. $e=0$ 일 때는 뉴우론 유체의 Poiseuille유동에 일치했다. 또한, e 가 증가함에 따라 판 중심에서의 속도는 계속해서 줄어들고 있다. 이것은 다음과 같다. 마찰저항에 대한 입자 회전이 자장의 영향으로 억제됨에 따라 내부각운동량이 감소한다. 여기서, $e=0$ 의 경우는 입자와 용매사이의 마찰저항이 없어서 내부각운동량의 감소에 따른 영향을 받지 않지만, $e \neq 0$ 의 경우는 그렇지 않다. e 가 증가할수록 마찰저항은 커지게 된다. 원판내 속도분포는 자성

유체가 마찰 점성이 증가할 때의 점성유체의 속도분포와 같은 양상을 나타내 준다.

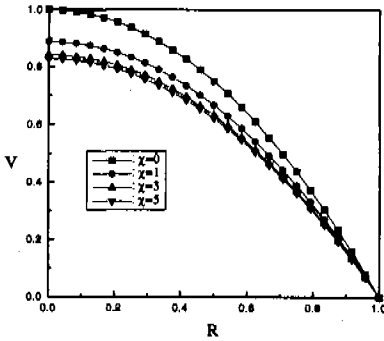


Fig. 3 Velocity Profiles ($e=0.5$).

Fig. 3은 자성효과 파라미터에 따른 속도분포를 나타낸 것이다. $\chi=0$ 일 때는 즉, 외부에서 자장의 인가가 없을 때의 경우로 자성유체는 뉴우톤유체의 유동특성과 일치한다. 그러나, χ 의 증가에 따라 관 중심에서 속도는 감소하는 것을 볼 수 있다. 이와 같은 현상은 자성유체 입자가 $\chi=0$ 의 경우에 입자는 자유롭게 회전운동을 하지만, $\chi \neq 0$ 의 경우에는 마찰저항을 받는다. 자성유체에 자장이 인가되면, 입자의 마찰저항에 대한 회전운동이 억제되고, 입자들은 회전모멘트를 받아 자장의 방향으로 배열하게 된다. 따라서 χ 이 증가함에 따라 내부각운동량은 감소하고, 마찰저항의 영향으로 속도는 감소하게 된다. 그러나, Fig. 2와 달리 Fig.3에서는 더 이상 속도가 감소되지 않는 어느 한계의 자성효과가 존재하게 된다. 즉 $e=0.5$ 일 경우, Fig.3에서 $\chi=5$ 이상은 나타낼수 없지만 수치적으로는 계산이 가능하므로 계산하여 볼 때, $\chi=12$ 정도에서 속도외 차이가 거의 없는 $\Delta = 10^{-8}$ 정도가 되었다.

Fig. 4는 극성효과 파라미터와 임계 자성효과 파라미터의 관계를 나타낸 것이다. 여기서 극성효과(e)의 증가에 따라 임계자성효과(χ)는 3차 곡선(cubical parabola)의 양상으로 증가한다. 이것은 극성효과 파라미터가 증가하면 입자의 회전운동이 더욱 활발하여 내부각운동량이 커지기 때문으로 생각되며, 즉, 극성효과의 증가는 입자의 활발한 회전운동을 촉진시켜 입자의 내부각운동량이 증대되므로 자성유체에 자장이 미치는 범위

가 커지게 된다. 자성유체의 임계자장은 극성효과와 함수적 관계가 존재하게 된다. 특정 자성유체 Ferricolloid W-35를 수치적으로 계산하여 볼 때 극성효과는 $e=0.21$ 값을 갖게 되고, 포화자화가 되는 임계자장 값은 $\chi=8.5$ 이 된다. 따라서 Fig.4를 통하여 일반 자성유체의 임계자장 값을 구할 수 있다.

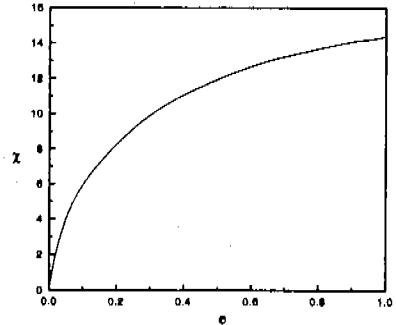


Fig. 4 Relation between critical values of magnetic effect and polar effect parameters.

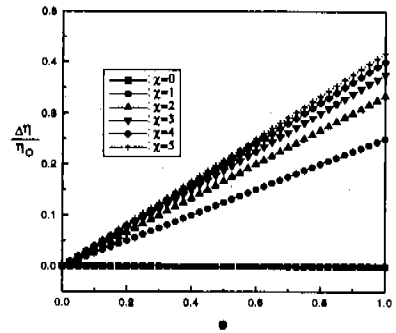


Fig. 5 Increase of apparent viscosity.

Fig.5는 극성효과와 자성효과가 전단점성계수에 미치는 영향을 나타낸 것이다. 여기서 보면, $e=0$ 에서는 점도증가가 없다. 이와 같은 현상은 유체와 미립자간의 마찰저항이 없기 때문으로 생각되며, 뉴우톤유체와 비슷한 경향으로 내부각운동량이 존재하지 않기 때문이라 생각된다. 또한, $e \neq 0$ 일 경우를 보면, 자성효과 $\chi=0$ 일 때 점도의 증가가 없는 것은 인가자장이 없기 때문에 입자의 회전 모멘트에 가 존재하지 않아 내부각운동량에 영향을 미치지 못하여 자성유체가 보통의

점성유체로 거동하기 때문으로 생각된다. 그러나, $\chi=0$ 아닐 때, 극성효과(e)의 증가는 전단점성계수를 선형적으로 증가시키나 자성효과 $\chi=3$ 이상에서부터 그 변화폭이 점차 감소하는 구배를 나타내다가 $\chi=4, 5$ 에서 거의 일정한 기울기를 나타내고 있음을 볼 때, 자성효과가 전단점성계수에 미치는 영향에 대해서 한계점이 존재함을 알 수 있다. 즉, 자장의 영향하에서는 자성유체 입자의 회전은 억제되기 때문에 e 가 증가할수록 유체와 미립자간의 마찰저항의 크기가 증가하고 $\Delta\eta$ 도 커지게 된다. 특히, χ 이 증가할수록 그 구배가 증가하다가 차츰 일정해진다. 즉, 자장을 더욱더 증가시킨다 하더라도 어느 한계를 지나서는 점도증가를 볼 수 없게 되는데, 이와 같이 더 이상 변하지 않는 이유는 임계자장점(critical magnetic field point)이 존재하기 때문이다.

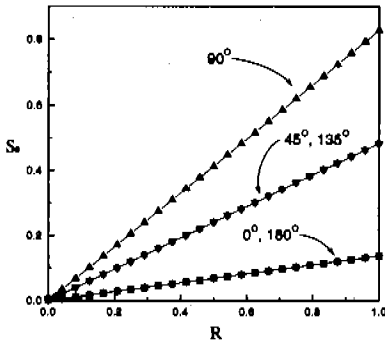


Fig. 6 Distributions of circumferential internal angular momentum ($e=0.5, \chi=5$).

Fig. 6에는 θ 방향에 따른 원주방향 내부각운동량을 나타냈다. 여기서 보면, 판중심에서 판변으로 갈수록 원주방향 내부각운동량은 선형적으로 증가한다. 또한, 판변에서 보면 인가자장의 방향에 대해서 90° 일 때 원주방향 내부각운동량은 최대이고, 0° 일 때 최소임을 알 수 있다. 이것은 식(15)를 통해 알 수 있다. 즉, 식(15)는 본 해석모델의 대칭성에 따른 좌표변환($\theta = \theta' - \pi/2$)에 의해

$$S_\theta = \frac{I}{2(1+\chi)} \left\{ -\frac{\chi}{2} \sin 2\theta' \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} \right.$$

$$\left. - (1 + \chi \sin^2 \theta') \frac{\partial v_x}{\partial r} \right\}$$

이 되고, 첫 번째 항은 $\partial v_x / \partial \theta \approx 0$ 이기 때문에 무시할 수 있다. 따라서 원주방향 내부각운동량은 원주방향 와도만의 함수가 되고, 임의의 θ 에 대해서 선형적으로 변한다. 또한, 두 번째 항을 볼 때 S_θ 의 각도에 따른 최대 최소를 알 수 있다.

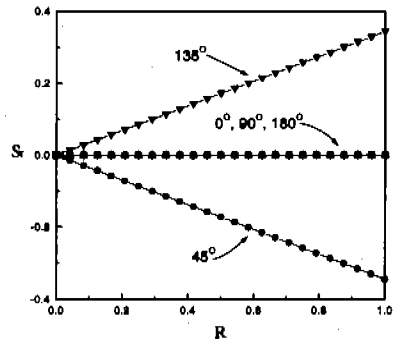


Fig. 7 Distributions of radial internal angular momentum ($e=0.5, \chi=5$).

Fig. 7에는 θ 방향에 따른 반지름방향의 내부각운동량을 나타냈다. 여기서 보면, 자장의 인가 방향에 대해서 135° 일 때 반지름방향 내부각운동량은 양의 값을, $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ 에서 거의 영의 값을, 45° 에서 음의 값을 나타낸다. 이것은 식(14)를 통해 알 수 있다. 즉, 식(14)는 본 해석모델의 대칭성에 따른 좌표변환($\theta = \theta' - \pi/2$)에 의해

$$S_r = \frac{I}{2(1+\chi)} \left\{ (1 + \chi \cos^2 \theta') \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} + \frac{\chi}{2} \sin 2\theta' \frac{\partial v_x}{\partial r} \right\}$$

이 되고, 여기서 두 번째 항을 볼 때 S_r 의 각도에 따른 최대 최소를 알 수 있다. 특히, Fig. 6과 비교해볼 때 내부각운동량의 방향은 자장의 방향으로 향하려는 것을 알 수 있다. 즉, 자성유체의 입자들이 자장의 방향으로 배열되는 것은

의미한다. 또한, 내부각운동량의 크기는 90° 에서 최대이고, 0° 와 180° 에서 최소인 것을 알 수 있다. 그것은 90° 일때는 입자의 운동방향과 자기모멘트의 방향이 수직이고, 0° 와 180° 일때는 입자의 운동방향과 자기모멘트의 방향이 평행하기 때문이라고 생각된다.

5. 결론

수직자장하에 있어서 자성유체의 원관내에서 흐름을 해석한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 원관에 대해서 수직한 내부자장 H_0 를 유지하고자 할 때, 외부에서 인가하는 자장의 크기는 $H_0 + M_0/2$ 를 주는 것이 필요하다.
- (2) 속도분포의 비대칭성은 무시할 수 있을 정도이고, 대체로 축대칭흐름이다.
- (3) 극성효과 파라미터를 중대시키면, 입자와 유체사이의 마찰저항이 증가한다.
- (4) 자성효과 파라미터를 중대시키면, 입자의 회전이 억제된다.
- (5) 자성효과와 극성효과 파라미터가 증가할수록 전단점성계수는 증가하고, 임계자장에 이르면 전단점성계수는 변하지 않는다.
- (6) 임의의 극성효과에 대한 자성효과와 임계값을 구했다.

참고문헌

- (1) 강신우, 1996, "고성능 자성유체의 제조 및 기공 밀봉 응용성에 관한 연구", 동아대학교 박사학위논문.
- (2) Neuringer J.P., Rosensweig R.E., 1964, "Phys. Fluids", 7-12, p. 1927.
- (3) Rosensweig R.E., 1979, "Advances in Electronics and Electron Physics", Academic Press, p. 103.
- (4) M. I. Shliomis, 1968, "Equations of Motion of A Fluid with Hydromagnetic Properties", Sov. Phys. JETP, Vol. 26, No 3, pp. 665~669.
- (5) Eringen, A. C., 1964, Int. J. Eng. Sci., 2-2, p. 189.
- (6) 神山新一, "磁性流體入門", 不成元年, 産業圖書
- (7) 神山新一 外2名, 1979, "磁性流體の圓管内の流

- れに関する研究", 日本機械學會論文集, 45卷, 389号, pp. 37~45.
- (8) 志澤一之, 棚橋隆彦, 1985, "内部回轉を考慮した磁性流體の新しい基礎方程式", 日本機械學會論文集, 51卷, 461号, pp. 95~105.
- (9) 棚橋隆彦, 澤田達男, 安藤常世, 伊賀元一, 鳥居 廣之, 1983, "磁性流體の解析方法に對する一検討", 日本機械學會論文集, 49卷, 437号, pp. 53~61.
- (10) 서이수, 1991, "水平加振이 있는 容器內 磁性流體의 流動特性에 관한 研究", 고려대학교 박사학위논문.
- (11) R.W.Chantrell, J.Popplewell and S.W. Charles, 1978, MAG, 14, p. 975.
- (12) Richard L. Burden, J. Douglas Faires, 1989, "Numerical Analysis", PWS-KENT, pp. 204~217.
- (13) M. I. Shliomis, 1974, "Magnetic fluids", Sov. Phys. Usp, Vol. 17, No 2, pp. 153~169.
- (14) 차동득, 1989, "강의 산세페수를 이용한 Magnetite 자성잉크 제조에 관한 연구", 동아대학교 석사학위논문.
- (15) 李行男, 1992, "磁性流體 PLUG의 振動特性에 관한 研究", 국민대학교 박사학위논문.
- (16) 趙在天, 1993, "자성유체 잉크 제트 프린터의 노즐분사에 관한 기초 연구", 국민대학교 석사학위논문.
- (17) 具度延, 1994, "同軸 球 사이의 磁性流體의 Couette流動에 관한 實驗", 국민대학교 석사학위논문.
- (18) 車東遠, 1995, "同心 二重 圓筒내에서의 磁性流體의 流動特性 研究", 국민대학교 석사학위논문.
- (19) 羅潤煥, 1996, "자성유체 시일의 성능특성에 관한 실험", 홍익대학교 석사학위논문.
- (20) 김정훈, 1996, "자성유체를 이용한 반응동 마운트의 설계, 제작 및 모델링", 한국과학기술원 석사학위논문.
- (21) L. S. Seo, Kikura and Tanahashi, 1990, "Propagation of surface waves of magnetic fluids in traveling magnetic fields", Journal of M. M. M, pp. 167~170.