

자성유체의 밀폐공간내 열전달특성에 관한 수치적 연구

유신오* · 박명호* · 박길문** · 박정우** · 서이수† · 전철호†

A Numerical Analysis on the Heat Transfer Characteristics of Magnetic Fluid in a Rectangular Enclosure

Shin-Oh Ryu*, Myung-Ho Park*, Gil-Moon Park**, Joung-Woo Park**,
Lee-Soo Seo†, Chel-Ho Chen†

Key Words: Natural convection (자연대류), magnetic fluid (자성유체), GSMAC (유한요소법 알고리즘), magnetic field (자장), Thermo-sensitive liquid crystal film (감온액정)

ABSTRACT

Natural convection of a magnetic fluid is different from that of Newtonian fluids because a magnetic body force exists in an addition to gravity and buoyancy forces. In this paper, the natural convection of a magnetic fluids (W-40) in a rectangular enclosure is investigated by numerical and experimental methods. One side wall is kept at a constant temperature (25°C), and the opposite side wall is also kept at a constant temperature (20°C). Under above conditions, the magnitude of the magnetic fields were varied and applied. GSMAC scheme is used for the numerical method, and the thermo-sensitive liquid crystal film (R20C5A) is utilized in order to visualize wall-temperature distributions as an experimental verification. This study has resulted in the following fact that the natural convection of a magnetic fluid is controlled by the direction and intensity of the magnetic fields.

1. 서 론

최근 기능성을 가진 재료의 필요성이 대두되어 그 응용에 대한 연구개발이 활발하게 진행되고 있으나 대부분 고체재료에 관한 것으로, 유체에 관한 기능성 재료는 연구개발이 미미한 실정이다⁽¹⁾.

최근에 개발된 액체금속 및 자성유체는 전자장의 작용하에 반응을 일으키는 물질로 그 기능성을 갖게

됨에 따라 학자들의 대단한 관심을 받고 있다. 그러나 물질의 응용에 대한 연구는 활발히 진행되고 있으나, 유체역학적인 측면에서 학문적인 체계와 열전달 특성에 대한 각 분야의 연구는 너무나도 미미한 실정이라, 이 부분에 대한 연구가 필요하다. 지금까지의 자성유체역학으로 연구를 살펴보면 神山⁽²⁾ 등은 원관내 관마찰계수에 관해서, 서이수⁽³⁾ 등은 진행자장하에서 자성유체의 표면파에 관한 연구를 하였고, 澤田⁽⁴⁾ 등은 자성유체의 액체 스로싱에 관한 실험을 하였고, 서이수⁽⁵⁾ 등은 수평가진에 있는 용기내 자성유체의 유동특성을, 박정우⁽⁶⁾ 등은 수직자장하에 원관내 자성유체의 유동특성을 연구한 바 있으나, 자성유체의 열역학적 성질과 열전

* 삼척대학교 기계공학과

** 조선대학교 기계공학과

† 동아대학교 기계산업시스템공학부

E-mail : lsseek@daunet.donga.ac.kr

도 및 자연대류 열전달 특성에 관한 심도 있는 연구가 되어 있지 않은 상태이다.

따라서, 본 연구에서는 자장이 자성유체의 자연대류에 미치는 영향으로, 기본적인 이차원 유동인 정방형 밀폐공간내에 있어서 실험대상의 작동유체는 자성유체로 하고, 인가자장의 방향과 세기에 따라 자연대류 현상의 변화 및 전열 유동 특성을 수치해석하고 실험을 통해 비교하였다. 수치해석의 지배방정식계로서는 유체 내부의 자유도를 고려한 극성유체이론의 志澤·棚橋의 식을 이용하며, 해법으로는 차분법과 같은 정도의 고속, 저용량 해법이고, 경계조건도 비교적 용이하게 도입할 수 있고, 또 복잡한 형상문제에도 적용할 수 있는 棚橋·濟藤이 제안한 GSMAC 유한요소법^(7,8)을 이용하였다.

2. 지배방정식

자성유체는 미시적인 견지에서 자장의 영향에 따라 내부입자가 자화되어 회전을 하고 그 영향이 거시적인 열유동에 미치기 때문에, 자성유체의 열유동해석을 위한 지배방정식은 보통의 뉴턴유체에 대한 방정식계 이외에 내부각운동량방정식, 자화의 구성방정식 및 전자장의 방정식이 더 필요하게 된다. 본 연구에서 사용한 지배방정식은 棚橋에 의해 제안된 비전도성에 관한 것으로 다음과 같다:

연속방정식;

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

운동방정식;

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{b} \quad (2)$$

내부 각운동량방정식;

$$\mathbf{I} \frac{d\mathbf{Q}}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{A} + \mathbf{e} : \mathbf{T} + \rho \mathbf{l} \quad (3)$$

에너지방정식;

$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho \gamma + \mathbf{T}_0 : \mathbf{d} \quad (4)$$

자화의 구성방정식;

$$\mathbf{M} = \chi_m (\mathbf{I} - \tau \mathbf{Q} \cdot \mathbf{e}) \cdot \mathbf{H} \quad (5)$$

자장의 방정식;

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{0} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \end{aligned} \quad (6)$$

여기서, \mathbf{T} 는 응력텐서, \mathbf{b} 는 단위 질량당 외력, \mathbf{A} 는 우 응력텐서, \mathbf{e} 는 3계교대텐서, \mathbf{l} 는 단위질량당 체적우력 벡터, \mathbf{I} 는 단위체적당 관성모멘트의 합, \mathbf{I} 는 Idemfactor, \mathbf{q} 는 열유속밀도벡터, γ 는 단위 질량당 열원의 강도, χ_m 는 자화율, τ 는 유체마찰에 의한 회전운동의 완화 시간, \mathbf{Q} 는 내부미립자의 평균 각속도, \mathbf{d} 는 변형속도텐서로 다음과 같이 나타낸다:

$$\mathbf{d} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} + \mathbf{v} \nabla) \quad (7)$$

본 연구에서 가정으로 Boussinesq근사의 이론에 따라 밀도는 온도만의 함수이고, 연속방정식에서 밀도의 변화는 무시한다. 또한, 본 연구에 사용된 나머지 가정을 정리하면 다음과 같다:

- 1) 벽면에서 유체는 미끄러지지 않는다.
 - 2) 작용하는 외력은 중력만이다.
 - 3) 해석모델내 자장의 분포는 선형적이다.
 - 4) 유체의 물성치는 온도만의 함수로 한다.
 - 5) 자장과 내부 각운동량은 항상 직교한다.
 - 6) 유속이 그다지 빠르지 않으므로 에너지방정식의 압력변화의 항, 산일함수의 항은 무시한다.
- 일반적으로 응력텐서를 자장에 대해 확장하면

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_0 + \mathbf{T}_{em}$$

과 같이 쓸 수 있다. 여기서, \mathbf{T}_0 는 뉴턴유체의 응력텐서, \mathbf{T}_{em} 은 자성유체의 응력텐서이다. 뉴턴유체의 응력텐서에 대한 일반형은

$$\mathbf{T}_0 = -p_0 \mathbf{I} + \mathbf{T}^{(s)} + \mathbf{T}^{(a)}$$

이고, 각 항의 일반형은 다음과 같이 나타낼 수 있다

$$\mathbf{T}^{(s)} = 2\eta \mathbf{d}$$

$$\mathbf{T}^{(a)} = 2\eta_1 \mathbf{e} \cdot (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega}) \quad (8)$$

여기서, $\mathbf{T}^{(s)}$ 는 점성응력의 대칭부분, $\mathbf{T}^{(a)}$ 는 점성응력의 반대칭부분, η 는 점성계수, η_1 는 와점성계수, \mathbf{w} 는 유체입자의 각속도이다.

한편, 자성유체의 응력텐서는

$$\mathbf{T}_{em} = -p_{em}\mathbf{I} + \mathbf{B}\mathbf{H}$$

이다. 여기서, p_{em} 은 전자압력이고, \mathbf{B} 는 자속밀도, \mathbf{H} 는 자장이다. 따라서, 전 응력텐서 \mathbf{T} 는

$$\mathbf{T} = -p\mathbf{I} + 2\eta\mathbf{d} + 2\eta_1 \mathbf{e} \cdot (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega}) + \mathbf{B}\mathbf{H}$$

으로 된다. 여기서 $p = p_0 + p_{em}$ 이다.

한편, 밀도는 Boussinesq근사에 따라 $\rho = f(\mathbf{T})$ 이므로 다음과 같이 나타낼 수 있다:

$$\rho = \rho_r \beta (T - T_r) \quad (9)$$

여기서, β 는 체적팽창계수, ρ_r 은 대표밀도, T 는 온도, T_r 는 대표온도이다.

따라서, 위의 사항을 운동방정식에 대입하여 정리하면 아래와 같다:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = & -\nabla p + \eta \nabla \cdot (\nabla \mathbf{v}) + \eta \nabla \cdot (\mathbf{v} \nabla) \\ & + 2\eta_1 \nabla \times (\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\omega}) + \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} \\ & + \rho_r \beta (T - T_r) \mathbf{g} \end{aligned} \quad (10)$$

또한 각운동량 방정식에 있어서 본 연구의 가정을 적용하여 정리하면 우응력텐서, 응력텐서 및 체적우력은 아래와 같이

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{A} = & \eta_2 I \nabla^2 \boldsymbol{\Omega}, \quad \mathbf{e} : \mathbf{T}_0 = -\frac{I}{\tau} (\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{w}), \\ \mathbf{e} : \mathbf{T}_{em} = & \mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad \mathbf{1} = 0 \end{aligned}$$

으로 된다. 여기서, η_2 는 스핀점성계수이다. 따라서, 각운동량의 평형방정식은

$$I \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} = \eta_2 I \nabla^2 \boldsymbol{\Omega} - \frac{I}{\tau} (\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{w}) + \mathbf{M} \times \mathbf{H}$$

으로 된다. 이 방정식은 회전운동의 완화시간이 매우 작기 때문에, 확산의 영향이 무시할 경우에는 좌변 및 우변 제 1항을 소거하여

$$\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{w} + \frac{\mathbf{M} \times \mathbf{H}}{4\eta_1}$$

으로 근사할 수 있다. 단, $\eta_1 = I/4\tau$ 이다.

여기서, 자화의 완화방정식의 근사식을 이용하여 \mathbf{M} 을 소거하면, 입자의 평균 각속도의 근사해를 구하면

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{4\eta_1 \boldsymbol{\omega}}{4\eta_1 + M_0 \tau H}$$

이다. 여기서 M_0 는 평형자화의 세기이다.

열역학 제1법칙에서 유도되는 에너지 방정식의 일반형은

$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho\gamma + \mathbf{T}_0 : \mathbf{d}$$

으로 나타낸다. 윗식에서 우변 제3항은

$$\mathbf{T}_0 : \mathbf{d} = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \Phi_v$$

이다. 여기서, Φ_v 는 단위 체적당 유체의 점성에 기초한 에너지 소산량이다.

즉 열전도법칙($\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$)에 의해 에너지 방정식은

$$\rho \frac{du}{dt} = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + \rho\gamma + \Phi_v$$

으로 나타낼 수 있다. 여기서, κ 는 열전도율이다. 따라서 에너지 방정식은 연속방정식과 가정을 적용하여 우변 제 1항, 3항 및 제 4항은 소거하고 내부에너지에 대한 열역학 법칙($du = C_v dT$)을 대입하면

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} = \nabla \cdot (\kappa \nabla T)$$

으로 간단하게 할 수 있다. 여기서, c_v 는 정적비열이다.

따라서, Ω 의 근사해와 전자장의 방정식을 운동방정식에 대입하고, 각 대표량을 사용하여 지배방정식을 무차원화하면 무차원 지배방정식은 다음과 같다:

$$\nabla^* \cdot \mathbf{v}^* = 0 \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{v}^* \cdot \nabla^*) \mathbf{v}^* = & -\nabla^* p^* \\ & + \frac{1}{Re} \left\{ \nabla^* \cdot (\eta^* \nabla^* \mathbf{v}^*) + \nabla^* \cdot (\eta^* \mathbf{v}^* \nabla^* \cdot) \right\} \\ & + \frac{4 \varepsilon \sigma}{Re Pe_r} \mathbf{M}^* \cdot \nabla^* \mathbf{H}^* \\ & - \frac{2 \varepsilon}{Re} \nabla^* \times (\sigma H^* M_0^* A_1 \boldsymbol{\omega}^*) + \frac{Gr}{Re^2} \beta^* T^* \mathbf{g} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{dT^*}{dt^*} = \frac{1}{C_v^* Pe} \nabla^* \cdot (\chi^* \nabla^* T^*) \quad (13)$$

$$\mathbf{M}^* = \frac{M_0^*}{H^*} (\mathbf{H}^* - Pe_r A_1 \mathbf{H}^* \times \boldsymbol{\omega}^*) \quad (14)$$

단, $A_1 = \tau^* \eta^* / (\eta^* + \sigma H^* M_0^* \tau^*)$ 이고, $H = Hr H^*$, $t = Lr / Ur t^*$, 하첨자 r : 대표크기, ε : 극성효과 parameter, σ : 자성효과 parameter, Pe_r : 회전 Peclet 수이고, 이 후 혼동이 없는 한 *를 생략한다.

3. 경계조건

수치해석에 있어서 크기는 $AB = AD = 1$ 로, mesh는 20×20 의 균일격자로 하였고, 경계조건은 Fig. 1에 표시하였다. 경계조건을 보면 좌측(AD 선상)은 가열벽면, 우측(BC 선상)은 냉각벽면이고, 상·하(DC와 AB 선상)벽면은 단열벽면이다.

속도의 경계조건으로서는 모든 벽면에서 no-slip조건을 도입한다. 또한, Ra가 높게 되면 Euler적 시간적 분법에서는 절단오차에 기인하는 음의 확산효과 현상이 본래 가지고 있는 확산효과를 상회하는 해를 일으키기 쉽게 됨으로 2차 정도의 계산을 했다. 자성유체의 속도 및 온도의 경계조건은 뉴턴유체의 경우와 거의 같다.

그러나 자성유체의 경우 인가자장의 방향에 따라 그 성향이 뉴턴유체의 경우와 다르게 나타나는 경우도

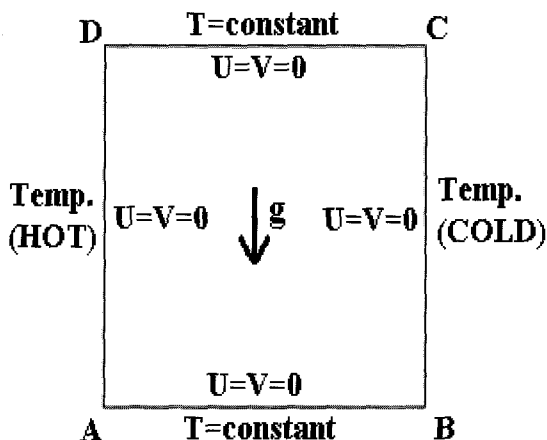


Fig. 1 Boundary condition

있다. 본 연구에서는 연직상향으로 일정한 자장구배를 인가한 경우에 대한 수치해석을 했다.

4. 결과 및 검토

Fig. 2은 정상상태인 무차원속도 $t=3200$ 일 때, 무차원자장을 $H = -5000$, $H = -5500$, $H = -6000$, $H = -8000$ 으로 각각 다르게 걸었을 때 열유동현상을 나타낸 것으로, 중심 하부 쪽에서 고온영역이 발달되고 있다.

이처럼 자장을 상부에서 인가하면 중심하부에서 고온 영역이 발달하게 된다. 이는 인가자장이 열유동현상에 영향을 주기 때문이다. 상부에서 자장을 $H = -5000$, $H = -5500$ 을 가하면, 거의 외견상 무중력 상태가 되는 것처럼, 마치 좌측의 고온벽에서 우측의 저온벽으로 열이 전도되는 현상과 같이 고온부가 중앙부에서 발달하게 된다.

즉, 부력의 향과 자장의 향이 서로 균형을 유지함으로써 자연대류는 일어나지 않게 된다. 이는 밀폐공간내에 자성유체가 자기장의 영향을 받아 초미립자인 자성체의 자기모멘트가 자장의 인가방향으로 정렬하게 되기 때문이다. 따라서 내부유동을 외부에서 제어 가능하게 된다. 따라서, 중력가속도 방향과 반대로 자장구배를 인가한 경우, 먼저 극성에 의한 외관상 점도의 증가에다가 자기력이 중력의 반대방향으로 작용하기 때문에 외관상의 중력의 크기가 작게 되게 되므로 외관상의 Rayleigh 수가 작아지는 효과를 나타낸다.

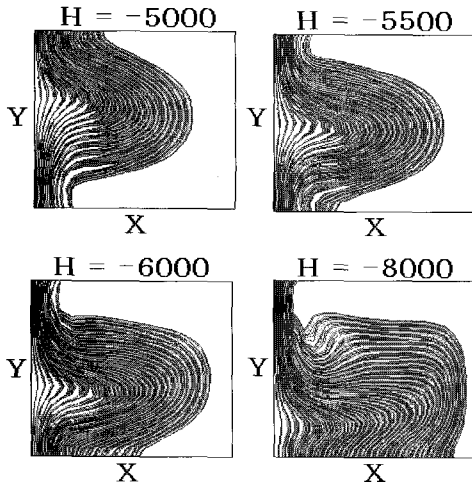


Fig. 2 Isotherms for various magnetic intensities at $t = 3200$

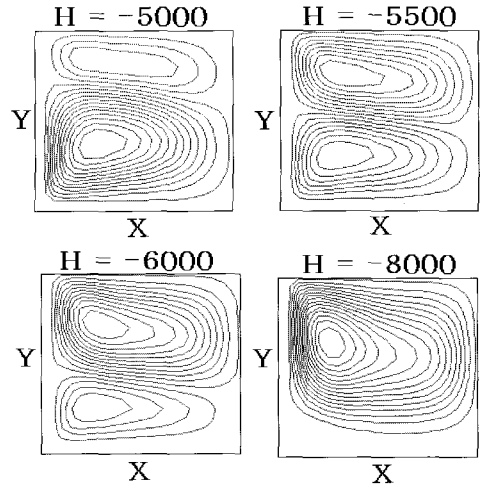


Fig. 3 Streamlines for various magnetic intensities at $t = 3200$

Fig. 3은 자장을 해석모델의 상부에서 각각 $H = -5000$, $H = -5500$, $H = -6000$, $H = -8000$ 으로 인가할 때 무차원시간 $t=3200$ 인 정상상태의 유선분포를 나타낸 것이다. 이는 고온 영역이 가열벽면 상부에서 차츰 내려와 하부로 이동하는 것을 보여주고 있다. 인가자장이 $H = -5000$ 일 때, 두 개의 셀이 발생하여 회전하는 것을 보여주고 있다. 위쪽의 셀은 시계 반대방향으로 회전하고, 아래 셀은 시계방향으로 회전한다. 아래쪽의 셀이 큰 것은 고온 영역이 중심보다 약간 위에서 머물고 있기 때문이고 시간이 지날수록 이 현상은 뚜렷하다.

그러나, $H = -5500$ 일 때 유동현상을 나타낸 것을 보면, 위에 있는 셀의 크기가 아래에 있는 셀보다 크다가, 정상상태가 되면서 흐름은 상하 비슷한 크기로 대칭적으로 회전하는 모양을 나타낸다. 이것은 초기에 찬 유체가 상부에서 활발하게 움직이다가 시간이 지남에 따라 열이 확산되면서 안정된 흐름이 유지되기 때문이다. 이는 자기장의 영향으로 부력의 영향이 억제되어 상하 고온과 저온영역이 균등하게 분포하고 있음을 나타내주는 것이다.

또한, Fig. 3의 $H = -6000$ 일 때를 보면 아래쪽에 큰 셀이 자기장의 영향으로 축소되고, 위쪽의 셀이 차츰 차츰 커지게 된다. 이는 더운 기류가 하강하기 때문이다.

Fig. 3의 $H = -8000$ 일 때는 자장이 커지면서 아래의 셀은 사라지고 위쪽의 셀이 커져 커다란 셀만 존재하게 되고, 셀의 중심도 실험부 중심보다 약간 위에 존재하게 된다.

이는 가열부 상부쪽에 찬 기류가 활발히 유동하고, 하부쪽에는 고온의 영역이 형성되면서 하부 좌측쪽은 유체가 정체되면서 하부 오른쪽으로 서서히 유동하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 4는 인가자장이 $H = -5000$, $H = -5500$, $H = -6000$, $H = -8000$ 에 대해서 $X=0.5$ 인 지점에 대해서 실험부의 높이에 따른 X방향의 속도성분 $U(Y)$ 를 나타낸 것이다. 여기서 보면, $H = -8000$ 일 때를 보면, 중심하부에서의 고온부 형성은 저온벽면쪽으로 더욱 강하게 이동하는 것을 볼 수 있고, 중심상부에서는 차가운 기류가 저온벽면에서 고온벽면쪽으로 이동하게 된다. 따라서 전체적인 유동은 시계의 반대방향으로 회전하는 유동이 된다. 그러나 $H = -5500$ 표시를 관찰하여 보면 $Y = 0.5$ 이상의 상부에서는 반시계방향으로 회전함을 알 수 있고, $Y = 0.5$ 이하에서는 시계방향으로 회전함을 알 수 있다. 인가자장이 $H = -5000$, -5500 , -6000 인 경우에는 중심부에서 양의 방향으로의 속도성분을 갖고, 하단과 상단에서는 음의 속도 성분을 나타냄으로 위의 고찰 ($H = -8000$)과 비교하여 보건대 인가자장의 세기가 속도분포에 지대한 영향을 미치게 된다.

Fig. 5은 인가자장이 $H = -5000$, $H = -5500$, $H = -6000$, $H = -8000$ 에 대해서 $Y=0.5$ 인 지점에 대해서 횡방향으로 Y방향의 속도성분 $V(X)$ 를 나타낸 것이다.

여기서 보면, 벽면근방 ($X=0.07$)에서 $H = -5000$, $H = -5500$, $H = -6000$ 일 때는 양의 값, 즉 유체는 상승하고, $X=0.07$ 에서 차츰 하강하다 $X=0.35$ 에서 정체되고, 저온 벽면쪽으로 가면서 음의 성분을 나타내고, 우측 저온

벽면에서는 영의 성분을 나타낸다. 그러나 $H = -8000$ 를 고찰하여 보면, 좌측 고열벽면에서부터 속도는 음의 방향으로 출발하여 $X=1.0$ 근방에서 최소가 되다가 차츰 상승하면서 $X=0.35$ 근방에서 영의 성분을 갖고 우측벽면쪽으로 이동하면서 완만하게 양의 속도 성분을 나타내면서 증가하다가 좌측벽면 가까이($X=0.9$)에서 최대의 속도 성분을 나타내 주면서 좌측저온 벽면에서 급격히 하강하여 영에 도달하게 된다.

따라서 $H = -8000$ 에서 총괄적으로 보면좌측벽면 근방에서는 하강하는 기류가 우측벽면쪽에서는 상승하는 기류로 이동함으로 반시계방향으로 유체가 유동함을 알 수 있다

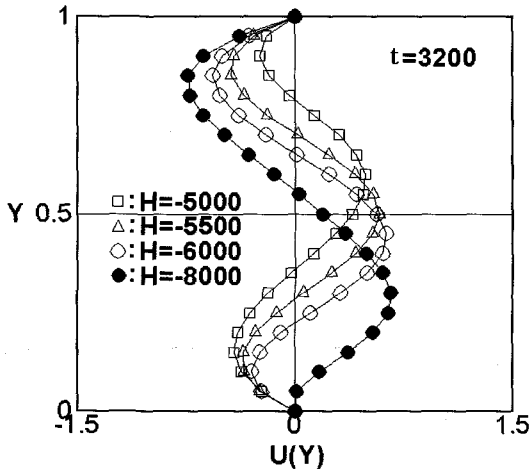


Fig. 4 U(Y) velocity distributions for various magnetic intensities

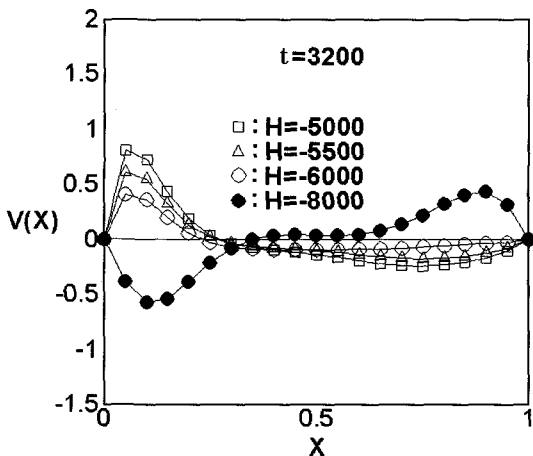


Fig. 5 V(X) velocity distributions for various magnetic intensities

time	Condition 1	Condition 2
5 min		
15 min		
25 min		

Fig. 6 Variation of temperature distributions with times

Fig. 6은 실험결과를 나타낸 것이다. 실험에 사용된 유체는 W-40을 이용하였다. Fig. 1의 경계조건에 부합 되도록하여 한변을 50mm의 입방체를 이용하였다. 마주보는 2벽면을 고온벽면과 저온벽면으로 하고, 고온 및 저온벽면은 항온수 순환장치에 의해 각각 균일하게 하였다.

조건 1은 인가자장의 방향이 중력과 역방향으로 20 mT(Tesla)가 인가된 경우이다. 특히 고온영역의 발달이 가열벽면 중앙 부분에서 시작되어 발달해 가는 것을 볼 수 있다. 이것은 자장의 영향으로 인해 외관상 중력의 방향이 실험부 하부에서 상부로 향하게 되고 부력의 항과 자장의 항이 균형을 유지한 것이라 볼 수 있다. 조건 2의 경우는 인가자장의 세기가 40 mT인 경우로 외관상 중력이 중력과 반대방향으로 더 커짐에 따라서 저온영역이 실험부 상부에서 더욱 발달하고 고온영역은 가열벽면 하부에서 발달하는 것을 볼 수 있다.

여기서 보면 조건 1과 조건 2는 수치해석에서 (Fig. 3) $H=-5500$ 과 $H=-8000$ 의 경우와 거의 유사한 경향을 나타내고 있다. 그러나, 수치해석에서 인가한 무차원자장의 세기를 계산해 보면 다소 차이는 있다. 이것은 실험에 사용한 영구자석의 자장분포가 균일하지 못한 점 때문이라 생각된다.

6. 결 론

(1) 감온액정을 이용한 실험에서 벽면의 온도분포를 가시화하여, 인가자장이 자성유체의 전열특성에 미치는 영향을 파악하였고, 수치해석결과와 정성적으로 일치함을 할 수 있었다.

(2) 부력의 향과 자장의 향이 균형을 유지할 때에는 실험부의 중심에서 먼저 고온부의 발달이 형성되었다.

(3) 연직상향으로 인가자장을 증가시키면, 상부가 활발히 열교환이 이루어져 자성유체의 유동은 외관상의 Rayleigh수가 감소하는 온도분포를 보였다.

(4) 외부에서 인가자장의 자장의 세기와 방향에 따라 자성유체의 유동과 열의 전달을 임의 방향으로 이동할 수 있음을 알았다.

후 기

이논문은 2002학년도 동아대학교 학술연구비(생산기술연구소) 지원에 의하여 연구되었음

참 고 문 헌

- (1) 日本機械學會, 2000, *기능성유체*, 코로나社, 日本, pp 1~10.
- (2) 神山新一, 1989, *磁性流体入門*, 産業圖書, 日本, pp. 5~16.
- (3) 서이수, 1990, "Propagation of surface waves of magnetic fluids in traveling magnetic fields," MMM, pp. 167-170.
- (4) 澤田, 1991, *자성유체의 액체 스톱싱에 관한 실험적 연구*, 일본자성유체연구회.
- (5) 서이수, 1991, *수평가진이 있는 용기내 자성유체의 유동특성에 관한 연구*, 고려대학교 박사학위논문.
- (6) Park, J. W. and Seo, L. S. 1999, "A study on the flow behavior of magnetic fluids in a circular pipe with a vertical magnetic field," 대한기계학회논문집(B), Vol. 23, No. 1, 23-1, pp. 25~32.
- (7) 棚橋隆彦, 1997, *電算流体力學*, 아이피シー, 日本, pp. 125~142 .
- (8) 棚橋隆彦, 1997, *CFD數値流体力學 II*, 아이피シー, 日本, pp. 520~535 .