

삼척대학교 유신오*
 동아대학교 대학원 박정우
 동아대학교 서이수

Numerical analysis for natural convection of magnetic fluid in a cubic cavity

Samchok National University S. O. Ryu
 Donga University Graduate J. W. Park
 Donga University L. S. Seo

1. 序論

자성유체(magnetic fluids)는 금속특유의 강자성체와 유체특유의 유동특성을 함께 갖는 유체이다. 본 연구에서는 기본적인 이차원 유동인 정방형 Cavity내에 자성유체의 자연대류에 있어서 자장이 미치는 영향을 검토한다. 또한, 인가자장의 방향과 세기에 따라 자연대류현상의 변화 및 전열 유동 특성을 수치적으로 해석 연구하고자 한다. 수치해석의 지배방정식계로서는 유체 내부의 자유도를 고려한 극성유체이론의 志澤·棚橋의 식을 이용하며, 수치해석으로 棚橋·濟藤이 제안한 GSMAC 유한요소법을 이용한다.

2. 支配方程式 및 가정

본 연구에 사용된 가정을 정리하면 다음과 같다:

- ① Boussinesq근사
- ② 작용하는 外力은 중력만이다.
- ③ 유체의 물성치는 온도만의 함수이다.
- ④ 化學反應 등에 대한 内部發熱은 없다.
- ⑤ 體積偶力은 없고, 자장 H 는 z 와 직교한다.

앞서 기술한 가정 및 무차원화하여 방정식계를 정리하면, 운동방정식 및 磁化의 構成方程式으로부터 Q 에 관한 식이 소거되고 방정식계는 이하와 같이 된다:

$$\begin{aligned} \nabla^* \cdot v^* &= 0 \\ \frac{\partial v^*}{\partial t^*} + (v^* \cdot \nabla^*) v^* &= -\nabla^* p^* \\ &+ \frac{1}{Re} \left(\nabla^* \cdot (\eta^* \nabla^* v^*) + \nabla^* \cdot (\eta^* v^* \nabla^* v^*) \right) \\ &+ \frac{4\varepsilon\sigma}{Re Pe_r} M^* \cdot \nabla^* H^* \\ &- \frac{2\varepsilon}{Re} \nabla^* \times (\sigma H^* M^* A_1 \theta^*) \\ &+ \frac{Gr}{Re^2} \beta^* T^* e \\ \frac{dT^*}{dt^*} &= \frac{1}{C_p^* Pe} \nabla^* \cdot (\kappa^* \nabla^* T^*) \end{aligned}$$

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

3. 검토

Fig. 2를 보면 자성유체는 인가자장이 없을 경우 뉴턴 유체와 같이 유동함을 알 수 있다.

Fig. 3~4를 보면 중심 하부 쪽에서 고온영역이 발달되고 있다. 위에서 자장을 $H=-5000$, $H=-5500$ 걸어 보면, 좌측의 고온벽에서 우측의 저온벽으로 열이 전파되는 현상과 같이 고온부가 중앙부에서 발달하게 된다. 즉, 부력의 향과 자장의 향이 균형을 유지해서 자연대류는 일어나지 않게 되고, 내부유동을 외부에서 재어가 가능하게 된다. 따라서, 중력가속도 방향과 반대로 자장구배를 인가한 경우, 먼저 극성에 의한 외관상 점도의 증가에 더해서 자기력이 중력의 반대방향으로 작용하기 때문에 외관상의 중력벡터의 크기가 작게 되고 유동속도가 다시 감소되어 외관상의 Rayleigh 수가 작아짐을 알 수 있다.

Fig. 5~6을 보면 고온 영역이 상부에서 차츰 내려와 하부로 이동하는 것을 보여주고 있다. 또한, 인가자장이 $H=-5000$ 일 때, 두 개의渦가 발생하여 회전하는 것을 보여주고 있다. 아래쪽의 회전 반경이 큰 것은 고온 영역이 중심보다 약간 위에서 머물고 있기 때문이고 시간이 지날수록 이 현상은 뚜렷하다. 그러나, Fig. 5는 $H=-5500$ 일 때 유동현상을 나타낸 것을 보면, 위에 있는渦의 크기가 아래에 있는渦보다 크지만, Fig. 6에서는 그 크기가 비슷하다. 이는 초기에 찬 유체가 상부에서 활발하게 움직이다가 시간이 지남에 따라 열이 확산되면서 안정된 흐름이 유지되기 때문이며, 이에 따라 흐름은 상하 대칭으로 회전하는 모양을 나타낸다. 또한, Fig. 5의 $H=-6000$ 일 때를 보면 아래쪽에 작은渦가 위쪽에는 큰渦가 존재하고 있다. 또한, 시간이 지남에 따라 안정된 흐름으로 유지되면서 작은渦는 차츰 크게 [Fig. 6] 된다. 그러나, Fig. 5의 $H=-8000$ 일 때는 자장이 커지면서 작은渦는 사라지고 커다란渦만 존재하게 되고,渦의 중심도 셀 중심의 높이보다 위에 존재하게 된다. 이는 상

部쪽에 찬 유체가 활발히 유동하고, 下部쪽에는 고온의 유체가 유동하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 7을 보면 $H=-5000$ 일 때보다 자장의 세기가 커질수록, 中心下部에서 고온부 형성이 저온벽면 쪽으로 더 더욱 강하게 이동하는 것을 볼 수 있고, 중심상부에서는 저온벽면에서 고온벽면 쪽으로 이동하게 된다. 특히, 강자장($T=-8000$)의 경우는 속도 차가 매우 크게 나타나고 있다. 그러나, $T=3200$ 일 경우를 보면, 좌우 이동속도의 차가 줄어들고 있다. 이는 시간이 지남에 따라 더운 유체가 차츰 확산되어 온도차가 줄어들기 때문이다. 이로 부터 속도의 감소율은 가한 자장의 크기, 방향, 구배 그리고 시간에 의해서도 변화하고 있는 것을 알 수 있다.

Fig. 8을 보면 $X=0.25$ 에서 $H=-5000$, $H=-5500$, $H=-6000$ 일 때는 陽의 값, 즉 상승하는 유체가 존재하다가 $X=0.25$ 이상에서는 陰의 기류가 존재한다. 그러나 $H=-8000$ 에서는 벽면근방에서 下降하는 유체가 존재하고, $X=0.4$ 이상에서는 상승하는 유체가 존재한다. 따라서 시계반대방향으로 유체가 유동함을 알 수 있다.

따라서 $(\beta g + \nu M_0 \nabla H / \rho_r)$ 의 크기 및 正負에 의한 그 차이만큼 자연대류의 속도를 제어할 수 있다.

4. 結論

- (1) 외부에서 자성유체에 자장을 가하지 않은 경우의 자성유체의 유동은 뉴턴유체의 유동과 일치한다.
- (2) 연직상향의 일정한 자장구배를 가한 경우의 자성유체의 유동은 감소되고, 외관상의 Rayleigh 수도 감소하는 온도분포의 거동이 보인다.
- (3) 외부에서 자성유체에 가하는 자장의 세기와 방향 및 구배에 따라 자성유체의 유동과 대류현상을 제어할 수 있음을 알았다.

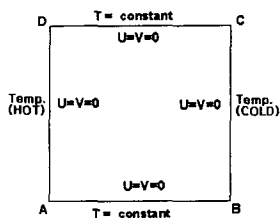


Fig. 1 Boundary condition

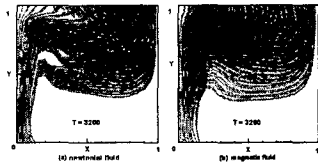


Fig. 2 Comparison of isotherms between newtonian fluid and magnetic fluid

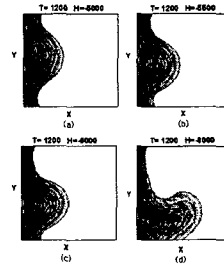


Fig. 3 Isotherms for various magnetic intensity at $T=1200$

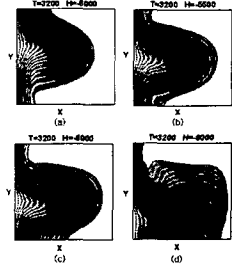


Fig. 4 Isotherms for various magnetic intensity at $T=3200$

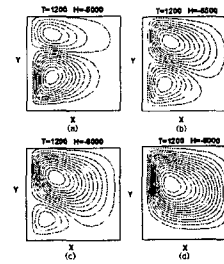


Fig. 5 Streamlines for magnetic intensity at $T=1200$

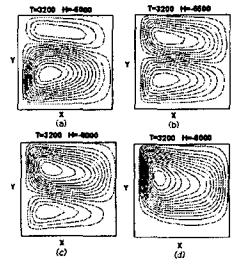


Fig. 6 Streamlines for magnetic intensity at $T=3200$

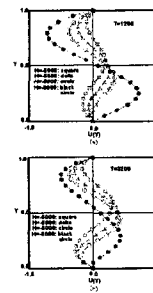


Fig. 7 Velocity distributions for various magnetic intensity

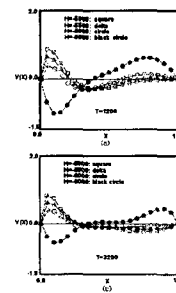


Fig. 8 Velocity distributions for various magnetic intensity