

자장 방향 변화에 따른 밀폐공간 내 도전성 유체의 거동

한 조 영,^{*1} 전 형 열,¹ 박 응 식²

EFFECT OF ORIENTATION OF A MAGNETIC FIELD ON MOTION OF AN ELECTRICALLY CONDUCTING FLUID IN A CONFINED ENCLOSURE

C.Y. Han,^{*1} H.Y. Jun¹ and E.S. Park²

Hydromagnetic flow in a confined enclosure under a uniform magnetic field is studied numerically. The thermally active side walls of the enclosure are kept at hot and cold temperatures specified, while the top and bottom walls are insulated. The coupled momentum and energy equations associating with the electromagnetic retarding force as well as the buoyancy force terms are solved by an iterative procedure using the SIMPLER algorithm based on control volume approach. The changes in the flow and thermal field based on the orientation of an external magnetic field, which varies from 0 to 2π radians, are investigated. Resulting heat transfer characteristics are examined too.

Key Words : 도전성 유체(Electrically Conducting Fluid), 자기장 방향(Orientation of Magnetic Field), 자연대류(Natural Convection), 열전달(Heat Transfer)

1. 서 론

도전성 유체(electrically conducting fluid)가 외부 자장의 작용하에 자력선을 가로질러 흐르면 유체 중에 전류가 야기되며, 동시에 그 주위에 새로운 자장이 야기되어 전자장을 교란한다. 한편 유체의 유동장과 온도장도 유기 전류에 의한 체적력인 로렌쯔력(Lorentz force)과 열발생(Joule heating)에 의해 교란된다. 공학적으로 흥미 있는 점은 도전성 유체와 같은 전자유체의 경우 전자장의 상호 작용에 의해 열 유체 역학적 특성을 제어할 수 있다는 것이다. 그러므로 도전성 유체의 유동장과 전자장과의 상호작용에 관한 연구는 매우 흥미 있는 연구 주제임에 틀림없다.

이 같은 도전성 유체의 전자열유동(magneto-hydrodynamic flow, MHD flow)은 다양한 산업 분야에 응용성이 있어 주목

을 받아 왔다. 그 적용 분야로서는 우주 탐사용 전기 추진, 결정 성장, 원자로 냉각과 전자 패키지 및 미소 전자 장치 등을 들 수 있다. 또 다른 유망한 적용 분야는 야금(metallurgy)으로 용융 금속의 제조와 자기-부양 캐스팅(magnetic-levitation casting)이다. 한편 우주공간과 같은 미소 중력 하에서는 중력의 영향을 보상하고자 자력(magnetic force)을 사용한다. 즉 물을 여과하기 위해 필요한 유기물의 침전시에 미소 중력을 대체해 자력을 이용하며, 이 때 중력의 영향에 의한 자연대류 현상과 자기장에 의한 저지력(retarding force) 간의 상관 관계가 중요한 논점이 된다.

전자열유체의 자연 대류에 관한 다양한 연구 중에서 밀폐 공간에 관한 연구는 상대적으로 매우 적다. Seki 등[1]은 사각 밀폐 공간에서 중력과 같은 방향으로 외부 자장이 가해질 경우 수은의 층류 자연 대류를 연구했다. 입방체 밀폐공간 내에서 저 Pr 수(Prandtl number)의 유체에 대해 수직 및 수평으로 가해진 외부 자장의 영향은 Ozue와 Okada[2]에 의해 수치적으로 연구되었다. Rudraiah 등[3]은 중력 방향으로 외부 자장이 가해질 때 도전성 유체로 채워진 2차원 밀폐공간에서의 자연 대류 현상에 관해 수치 모사를 수행했다. 그들은 Pr 수를 0.733으로 고정했으며 Gr 수(Grashof number) 및 Ha 수

접수일: 2009년 8월 5일, 수정일: 2009년 9월 2일,
게재확정일: 2009년 9월 4일.

1 경희원 한국항공우주연구원 위성연구본부 위성기술실 위성 열/추진팀

2 한국항공우주연구원 위성연구본부 통신해양기상위성사업단

* Corresponding author, E-mail: cyhan@kari.re.kr

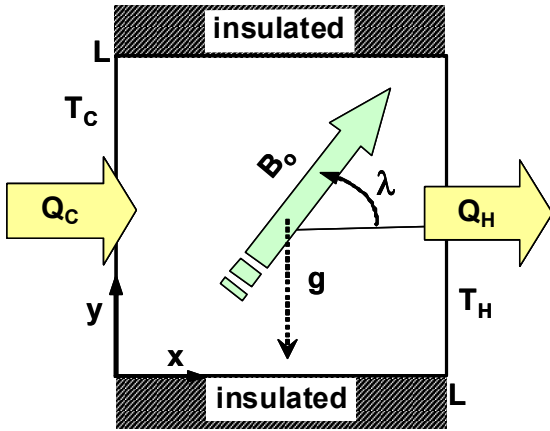


Fig. 1 Analysis model schematic

(Hartmann number)를 매개 변수로 삼아 자연 대류와 사각에 대한 자장의 효과를 분석 및 정리했다. Moessner와 Mueller[4]는 입방체 밀폐 공간에서 균일한 자장이 외부에서 가해지며 서로 마주보는 벽면 간에 온도차가 존재할 경우 액체 금속의 자연대류 현상을 수치 해석했으며, 이 때 가해진 외부 자장은 입방체 표면에 수직한 3축 방향만 고려했다. Chamkha와 Al-Naser[5]는 상하부가 단열되며 온도차가 존재하는 사각 밀폐 공간 내에서 이원가스 혼합물(binary gas mixture)의 전자열 유동적 이중-확산 대류유동(double-diffusive convective flow)을 수치 해석했으며, 이들의 모델에서는 수평 자장의 존재만을 고려했다.

밀폐 공간의 주축(principal axes) 방향으로만 자기장을 가한 앞서 열거한 연구들과 달리 Hua와 Walker[6]는 경사진 비균일 자장이 가해질 때 얇은 전도 벽면으로 구성된 3차원 사각 덕트 내 전자열유동을 수치 계산했으며 자장의 방향 변화는 중력 방향을 기본으로 하고 자장의 방향에 약간의 변동을 주며 계산을 수행했다. Sivasankaran과 Ho[7]는 외부 자장이 가해지는 사각 밀폐 공간에서 온도에 종속된 물성치의 영향을 고려하면서, 밀도가 최대점 근방에 있는 물의 자연 대류 현상을 수치 해석했다. 이들의 경우 $0 \sim \pi/2$ rad의 자장 방향 변화를 고려해 해석을 수행했다.

이상의 연구들에서 가해진 외부 자장의 방향은 대부분 주축 방향이거나, 혹은 자장 각도를 바꾸어 계산했다 하더라도 그 변화각은 $\pi/2$ rad 이내로 국한되어 있다. 본 연구에서는 도전성 유체로 충만한 2차원 밀폐 공간에서의 자연 대류 및 열전달에 대한 자장의 영향을 심도 있게 검토한다. 기존의 연구와는 달리 도전성 유체 유동에 가해지는 외부 자장의 방향을 $0 \sim 2\pi$ rad으로 변화시켜가며 이에 따른 열유체역학적 거동 및 열전달 특성을 고찰한다. 특히 도전성 유체의 유동에 의해 발생하는 로렌츠력으로 인한 생성항의 수학적 특성에 주목하여

자장의 경사각과의 상관 관계를 우선 규명하고, 다양한 매개 변수 해석을 통해 도전성 유체의 열유동 특성을 평가한다.

2. 이론 모델

본 연구에 이용된 2차원 밀폐 공간의 해석 모델은 Fig. 1에 도시되어 있다. $L \times L$ 의 정방형 밀폐 공간에 점성 및 비압축성인 도전성 유체가 충만해 있다. 공동의 수직 측벽은 T_H 의 온도로 가열되며 반대편 측벽은 T_C 의 온도로 냉각된다. 상하 수평 벽면은 열적으로 단열되어 있다. 도전성 유체에는 지표면과 λ 의 경사각을 이루고 균일 자장 B_0 가 가해져 있다. 한편 유기전류(induced electric current)는 가해진 자장을 심각하게 변형시키지는 않는다고 부연 가정한다. 점성 소산과 주울 발열(Joule heating or Ohmic dissipation)을 무시하면 정상(steady), 층류(laminar) 유동의 질량, 운동량 및 에너지 방정식은 다음과 같다. 단 밀도를 제외하고는 도전을 포함한 유체의 모든 물성치가 일정하다고 가정하고 Boussinesq 근사를 부력항에 적용해 온도에 따른 밀도 변화 효과를 고려했다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(uv) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u + \frac{\sigma B_0^2}{\rho} (-u \sin^2 \lambda + v \cos \lambda \sin \lambda) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(uv) + \frac{\partial}{\partial y}(v^2) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v + g\beta(T - T_0) + \frac{\sigma B_0^2}{\rho} (u \cos \lambda \sin \lambda - v \cos^2 \lambda) \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(uT) + \frac{\partial}{\partial y}(vT) = \alpha \nabla^2 T \quad (4)$$

위 식에서 u, v 는 각각 x, y 방향 속도 성분을 나타내며, 압력과 온도는 p 와 T 로 표현된다. 관련된 유체의 물성치는 동점성계수 ν 와 열확산계수 α 및 도전을 σ 와 체적팽창계수 β 이다. 모든 물리적 변수들의 무차원화는 다음의 무차원 변수 및 무차원수를 도입하여 수행된다.

$$x^* = x/L, y^* = y/L, u^* = u/u_0, v^* = v/u_0 \quad (5)$$

$$p^* = \frac{p}{\rho_0 u_0^2}, T^* = \frac{T - T_0}{T_H - T_C}, Pr = \nu/\alpha \quad (6)$$

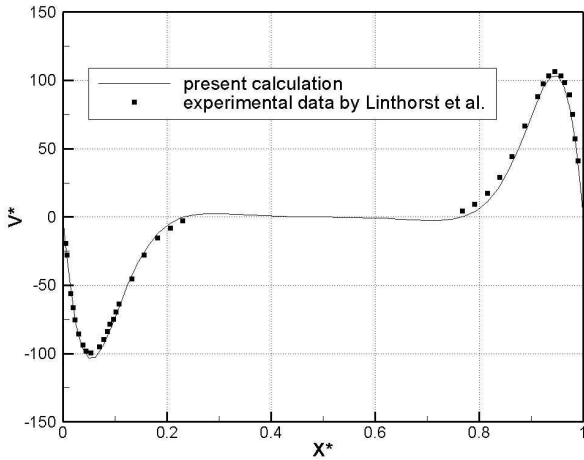


Fig. 2 Comparison of calculated velocity with experimental data

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\alpha}, Gr = Ra/Pr, Ha = B_0L\sqrt{\frac{\sigma}{\mu}} \quad (7)$$

여기에서 참조(reference) 온도는 두 등온 벽면의 평균 온도로 $T_0 = (T_H + T_C)/2$ 를 취하며, 참조 속도는 $u_0 = \alpha/L$ 로 정의된다. 본 연구의 현상을 지배하는 중요한 무차원수로는 Gr 수, Ha 수 및 Pr 수가 있다. 이상에 근거해 질량, 운동량 및 에너지전달 방정식은 다음과 같이 무차원 형태로 나타난다.

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial x^*}(u^{*2}) + \frac{\partial}{\partial y^*}(u^*v^*) = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + Pr\nabla^2 u^* + Pr Ha^2(-u^*\sin^2\lambda + v^*\cos\lambda\sin\lambda) \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial x^*}(u^*v^*) + \frac{\partial}{\partial y^*}(v^{*2}) = -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + Pr\nabla^2 v^* + GrPr^2 T^* + Pr Ha^2(u^*\cos\lambda\sin\lambda - v^*\cos^2\lambda) \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial x^*}(u^*T^*) + \frac{\partial}{\partial y^*}(v^*T^*) = \nabla^2 T^* \quad (11)$$

두 등온 벽면에서의 경계 조건은 다음과 같다.

$$u^* = v^* = 0, T^* = -0.5 \text{ at } x^* = 0 \quad (12)$$

$$u^* = v^* = 0, T^* = 0.5 \text{ at } x^* = 1 \quad (13)$$

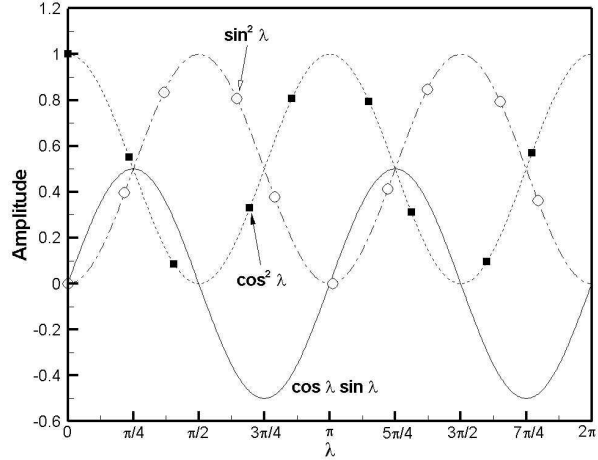


Fig. 3 Periodicity of sinusoidal functions for Lorentz force terms

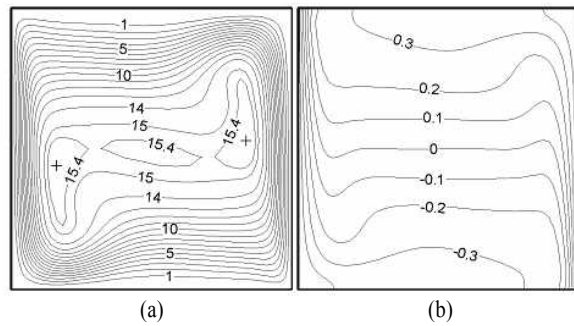


Fig. 4 Pure natural convection results: (a) isotherms (b) streamlines

상하 단열벽면에는 점착조건이 적용되었으며, 공동 내의 전체 전열량은 다음 식과 같이 좌우측 벽면에서의 평균 Nusselt 수로 표현된다.

$$\overline{Nu} = \int_0^1 q_w^* dy^* = \int_0^1 \left[-\frac{\partial T^*}{\partial x^*} \right]_w dy^* \quad (14)$$

3. 수치 해법

유동장의 수치해석은 엇물림격자(staggered grid)를 사용해 Patankar[8]의 SIMPLER 알고리즘에 입각해 수행되었다. 대류항은 고차 풍향차분법(upwind scheme)인 QUICK scheme[9]을 사용했으며 확산항에는 종속변수의 선형적 분포를 가정했다. 수치 계산의 수렴 조건은 속도와 온도의 L2-norm과 공동 내 열평형을 고려해 다음과 같이 할당했다.

$$\| velocity \|_2 \leq 5 \times 10^{-5}, \| T \|_2 \leq 5 \times 10^{-5} \quad (15)$$

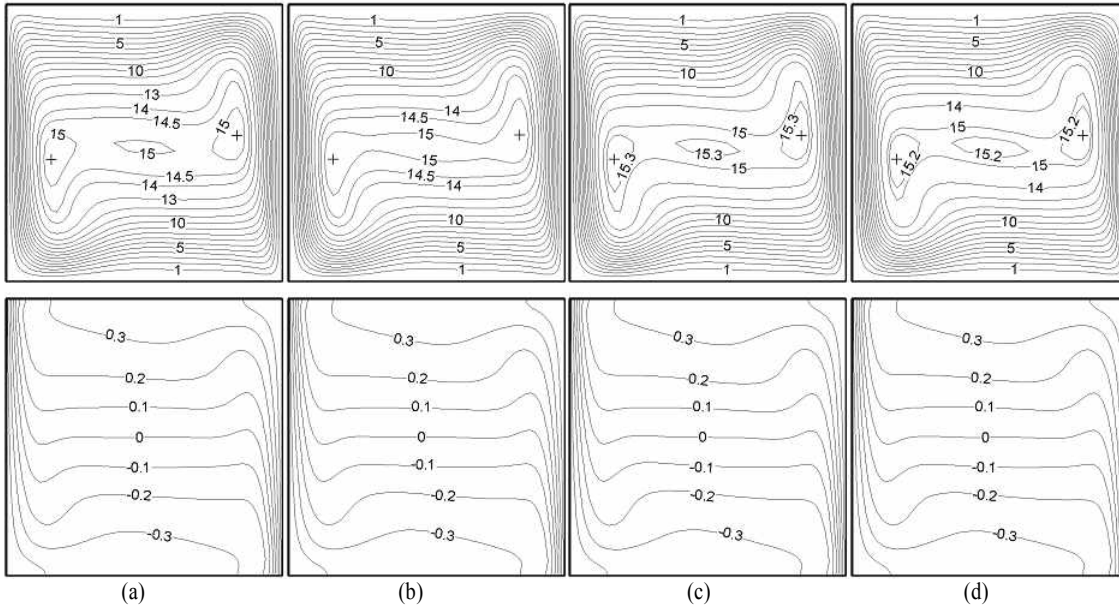


Fig. 5 Isotherms and streamlines for $Ha = 10$: (a) $\lambda = 0, \pi$ and 2π ; (b) $\lambda = \pi/4$ and $5\pi/4$; (c) $\lambda = \pi/2$ and $3\pi/2$; (d) $\lambda = 3\pi/4$ and $7\pi/4$ radians

$$|\overline{Nu_H} - \overline{Nu_C}| \leq 10^{-3} \quad (16)$$

전체 계산 영역은 여러 단계의 격자 민감도 시험(grid sensitivity test)을 거쳐 최종적으로 수치 계산에 효율적인 51×51 개의 비균일 격자계로 분할했다.

본 연구에 사용된 수치 기법의 검증은 위해 자연대류 유동에서의 실험치와의 비교 계산을 수행했다. Fig. 2에 기호로 표시된 실험 결과는 Linthorst 등[10]에 의해 공기로 충전한 정방형 밀폐 공간에서 레이저 도플러 유속계로 측정된 공동 중부(midheight)에서의 y 방향 무차원 유속이다. 검증 계산시 Ra 수는 실험조건과 동일하게 2.2×10^5 이다. 계산에 사용된 격자계는 본 연구에 사용된 것과 동일하게 51×51 개의 비균일 격자계를 채택했다. 그림에 나타난 바와 같이 비록 다소의 불일치성은 존재하지만 이는 실험에서 방풍 유리(perspex)를 단열벽으로 사용해서 완벽한 단열 조건이 구현되지 않아 이에 의한 오차로 여겨진다. 그러므로 실험 결과와 본 연구의 계산 결과를 비교해 볼 때 본 연구의 계산방법은 자연대류 유동 해석시에 만족할만한 정확도를 지님을 입증할 수 있었다.

4. 결과 및 검토

본 연구에서 Gr 수는 일정한 부력 효과를 가정하기 위해 10^6 으로 고정했으며, 공동 내부 유체의 Pr 수는 0.733을 할당했다. 한편 Ha 수는 0~100의 범위에서 변화되며, 균일 자장이

가해지는 경사각은 $0 \sim 2\pi$ rad으로 변화된다.

우선 식 (9)와 (10)의 기울어진 자장에 의한 생성항, 즉 로렌쯔력에 의한 생성항을 보면 $\sin 2\lambda$ 와 $\cos \lambda \sin \lambda$ 및 $\cos 2\lambda$ 의 함수로 이루어져 있음을 알 수 있다. Fig. 3에 도시되었듯이 이 세 함수의 공통 주기는 π rad이므로, 자장 경사각에 따른 내부 열유동의 변화 정도는 π rad의 위상차를 가지게 된다. 그러므로 $0 \sim \pi$ rad의 범위 내에서 자장의 방향을 변화시키며 계산 결과를 얻으면 이로부터 π rad 이상의 각도로 경사진 자장의 영향은, 위상차에 의해 π rad을 뺀 경사각으로 기울어진 자장에 의한 효과와 동일하다고 예측할 수 있다. 따라서 본 연구에서의 실제 계산은 $0 \sim \pi$ rad의 경사각 범위 내에서 수행된다.

자장의 영향이 없는, 즉 $Ha = 0$ 인 순수 자연 대류의 경우에 대한 유동장 및 온도장을 Fig. 4에 도시했다. 이를 보면 수직 방향으로 온도의 성층화가 진행되어 있으며, 열적으로 왕성한(thermally active) 측벽 부근에 큰 속도 및 온도의 구배가 존재해 경계층이 잘 발달되어 있음을 알 수 있다. 이 같이 높은 Gr 수에서는 대류가 주된 열전달 기구이다. 따라서 공동 중심부에서는 전도에 의한 열전달이 거의 발생하지 않아 온도 구배가 0에 가까워질 정도로 되어, 이같이 대류에 의한 열전달에 의해 온도 분포가 변화한다. 우선 형상을 보면 가열 벽면 부근에서는 강한 상승류가 발생하고, 반면 냉각 벽면 부근에서는 하강류가 발생한다.

Figs. 5-7에 Ha 수의 증가시 가해진 외부 자장 경사도에 따른 다른 공동 내부 열유동장의 변화를 도시했다. 각 그림의

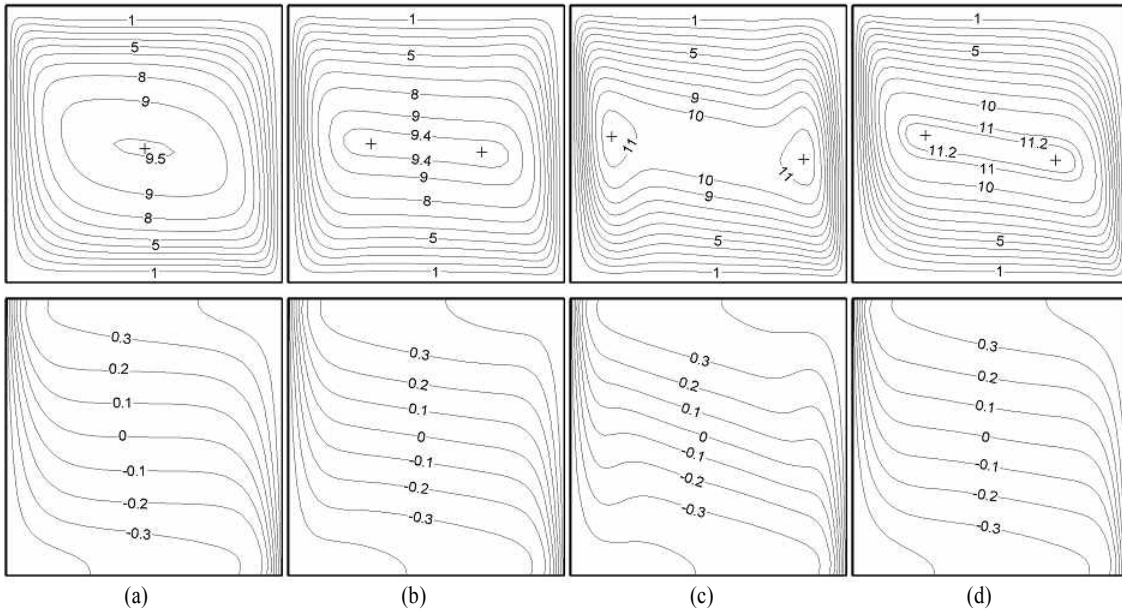


Fig. 6 Isotherms and streamlines for $Ha = 50$: (a) $\lambda = 0, \pi$ and 2π ; (b) $\lambda = \pi/4$ and $5\pi/4$; (c) $\lambda = \pi/2$ and $3\pi/2$; (d) $\lambda = 3\pi/4$ and $7\pi/4$ radians

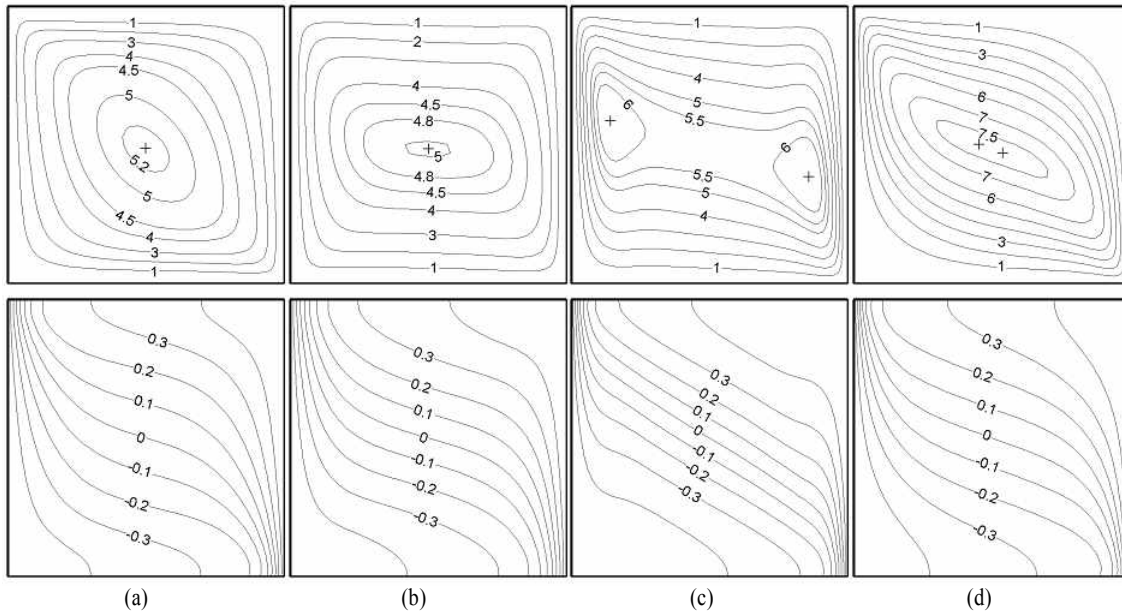


Fig. 7 Isotherms and streamlines for $Ha = 100$: (a) $\lambda = 0, \pi$ and 2π ; (b) $\lambda = \pi/4$ and $5\pi/4$; (c) $\lambda = \pi/2$ and $3\pi/2$; (d) $\lambda = 3\pi/4$ and $7\pi/4$ radians

상부는 유선에 의해 도시된 유동 형상이며, 하부는 등온선에 의해 도시된 온도 분포를 나타낸다.

Fig. 5에 도시된, 가해지는 외부 자장의 세기가 매우 약한 $Ha = 10$ 의 경우 공동 내 전도성유체의 열유동장은 Fig. 4의 순수 자연대류의 경우와 별반 다르지 않으며, 자장의 방향과 무관하게 약간의 유동 세기 감소만을 보인다.

한편 Fig. 6에는 $Ha = 50$ 일 경우에 가해진 외부 자장의 경사도에 따른 내부 열유동장의 변화를 도시했다. Ha 수가 50으로 증가함에 따라 자장의 경사각이 수평을 벗어나면 공동 중심부의 온도 성층화는 파괴되며 양쪽 수직 벽면에서의 열 경계층은 약화된다. 유동의 강도 역시 자장의 경사각과 무관하게 전반적인 감소를 나타내며, 순수 자연대류의 경우와 비

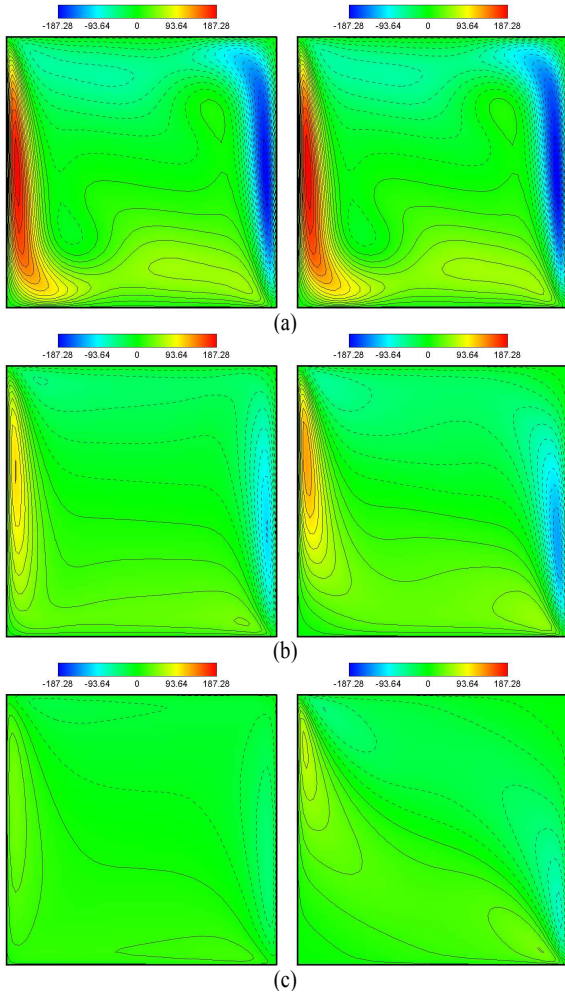


Fig. 8 Evaluation of Lorentz force terms while $\lambda = \pi/4$ and $3\pi/4$ radians: (a) $Ha = 10$; (b) $Ha = 50$; (c) $Ha = 100$

교해 볼 때 자장의 영향을 심각히 받고 있음을 입증하고 있다. 이는 로렌즈력에 의한 유동 저지 효과(retarding effect) 때문이며, 유동의 강도가 약해짐에 따라 대류열전달 효과가 감소함을 예측할 수 있다.

자장의 경사각 λ 의 변화에 따른 열유동장의 변화는 다음과 같다. 우선 자장이 가해지는 방향이 수평에서 수직($0 \sim \pi/2$ rad)으로 변화시 유동이 다소 감소되었다가 가속되고 있음을 관찰할 수 있다. 한편 자장의 방향이 수직에서 수평($\pi/2 \sim \pi$ rad)으로 변화시에는 지속적인 유동의 가속이 발생(Fig. 6(d)) 후 자장의 경사각이 π rad이 되면(Fig. 6(a)) 다시 유동의 감속이 발생하고 있음을 알 수 있다. 이 때 유동 강도는 자장의 경사각이 $3\pi/4$ rad이 될 경우에 가장 강하다. 이 같은 현상은 외부 자장이 그에 수직인 속도 성분과 직접적으로 상호작용

하므로, 자장의 방향과 상응하는 속도 성분이 심각히 저지(retarding)되기 때문으로 설명할 수 있다. 이에 대해서는 후에 Fig. 8에서 부연 설명한다.

유선의 경우 외부 자장의 방향이 수평에서 수직으로 변하면서 유선이 횡방향으로 늘어나며 유선축의 기울어짐이 심화된다. 이후 자장의 방향이 수직에서 수평으로 변하면 유선의 신장은 점차 줄어들게 된다. 특이할 점은 자장이 수평으로 작용할 경우 내부 중심 유동(inner core)이 한 개의 대류 세포 유동(convective cell)으로 구성되었으나, 이후 자장의 방향이 바뀌기 시작하면 중심 유동의 신장과 함께 두 개의 대류 세포 유동으로 분리되어 구성되며, 이 두 개의 세포 유동 중심은 자장이 수평에서 수직으로 변하면서 좌우 벽면 쪽으로 점차 분리되어 존재한다. 이후 자장이 수직으로 작용할 경우 유동의 분리가 최고조에 이르렀다가 다시 자장의 방향이 수평으로 변화하여 경사각이 π rad가 되면 다시 한 개의 대류 세포 유동으로 합쳐진다. 온도장의 경우 등온선 기울어짐의 변화 과정은 유선보다 뚜렷하지는 않다. 그러나 자장의 방향이 수직이 될 경우 등온선의 기울어짐이 가장 심함을 확인할 수 있다.

Fig. 7에 매우 강한 외부 자장이 가해지는 경우($Ha = 100$) 가해진 외부 자장의 경사각에 따른 내부 열유동장의 변화를 도시했다. Ha 수의 증가에 따라 전반적인 유동 강도가 순수 자연대류의 경우에 비해 상당히 약해져 대류열전달 효과가 급격히 감소함을 유추할 수 있다. 또한 자장 세기의 증가에 따라 공동 중심부의 온도 성층화는 파괴되며, 양쪽 수직 벽면에서의 열경계층은 거의 사라진다.

자장의 경사각 λ 의 변화에 따른 열유동장의 변화는 Fig. 6의 $Ha = 50$ 의 경우와 경향은 유사하다. 우선 자장이 가해지는 방향이 $0 \sim \pi$ rad으로 변화시 유동의 감속 및 재감속이 발생하고 있음을 관찰할 수 있다. 역시 유동 강도는 자장의 경사각이 $3\pi/4$ rad이 될 경우에 가장 강하다. 유선의 경우 외부 자장의 방향이 $0 \sim \pi$ rad으로 변하면서 횡방향으로 늘어나며 유선의 신장이 발생하여 단일-세포 중심 유동(uni-cellular inner core)이 다중-세포 중심유동(multi-cellular inner core)으로 전환된다. 그리고 자장이 수직으로 작용할 때 대류 세포 유동의 분리가 가장 현저했다가 다시 유선이 수축되면서 단일-세포 중심유동으로 회복하고 있다. 한편 자장의 방향 변화시 내부 중심 유동에서 두 개의 대류 세포 유동으로 분리되는 시점은 $Ha = 50$ 의 경우에 비해 늦게 시작되고, 한 개의 대류 세포 유동으로 합쳐지는 시점은 더 빨리 시작된다. 즉 자장의 강도 증가는 수평에서 수직으로 자장 방향 변화시 내부 중심 유동의 구조 변화를 늦추는 역할을 하고 있다. 온도장의 경우 등온선 기울어짐의 정도는 Fig. 5와 6에 비해 뚜렷하며, 자장이 수직으로 가해질 경우 등온선의 기울어짐이 가장 심하며

공동 중앙부에서의 온도 구배가 가장 심함을 등온선간의 간격으로 확인할 수 있다.

이제까지 논의한 자장의 경사각에 따른 도전성유체의 열유체역학적 거동을 로렌츠력에 의한 생성항의 영향에 대한 것으로 관점을 전환하기 위해, Fig. 8의 좌측에는 $\lambda = \pi/4$ rad 일 때 (u^*-v^*)의 분포를 도시하고 우측에는 $\lambda = 3\pi/4$ rad 일 때 (u^*+v^*)의 분포를 도시했다. 이는 앞서의 운동량 지배방정식 (9)와 (10)의 로렌츠력에 의한 생성항에서 그 근거를 유도할 수 있다.

우선 x- 및 y-방향 운동량 방정식의 로렌츠력에 의한 생성항들은 각각 다음의 식 (17) 및 (18)과 같다.

$$S_L^u = \text{Pr} Ha^2 (-u^* \sin^2 \lambda + v^* \cos \lambda \sin \lambda) \quad (17)$$

$$S_L^v = \text{Pr} Ha^2 (u^* \cos \lambda \sin \lambda - v^* \cos^2 \lambda) \quad (18)$$

이 생성항들은 $\lambda = \pi/4$ rad의 경우

$$S_L^u = \text{Pr} Ha^2 \frac{1}{2} (-u^* + v^*) \propto (u^* - v^*) \quad (19)$$

$$S_L^v = \text{Pr} Ha^2 \frac{1}{2} (u^* - v^*) \propto (u^* - v^*) \quad (20)$$

와 같고, $\lambda = 3\pi/4$ rad의 경우

$$S_L^u = \text{Pr} Ha^2 \frac{1}{2} (-u^* - v^*) \propto (u^* + v^*) \quad (21)$$

$$S_L^v = \text{Pr} Ha^2 \frac{1}{2} (-u^* - v^*) \propto (u^* + v^*) \quad (22)$$

과 같이 된다. 이에 의거하여 Fig. 8에 무차원 속도간의 가감 분포, (u^*-v^*) 및 즉 (u^*+v^*)의 분포가 도시되었으며, 이를 통해 전술한 Fig. 5-7에서의 유체역학적 거동을 보조적으로 설명할 수 있다. Fig. 8의 Ha 수에 따른 생성항 분포를 보면 $Ha = 10$ 일 경우 자장 경사각에 따른 생성항 분포에 별 차이가 없다. 그러나 $Ha = 50$ 의 경우 $\lambda = 3\pi/4$ rad이 될 때 생성항의 분포가 더 강하게 나타나며, Ha가 100이 되는 경우 더욱 심화되어 나타난다. 이로써 앞서 설명한 자장 경사각 변화에 따른 유동 강도의 변화 및 유동 감속 경향이 부연 설명 가능하다.

Fig. 9에 수평(mid-height) 중앙 단면에서의 수직 방향 무차원 속도 분포 v^* 를 도시했다. $Ha = 10$ 의 경우 자장 경사각에

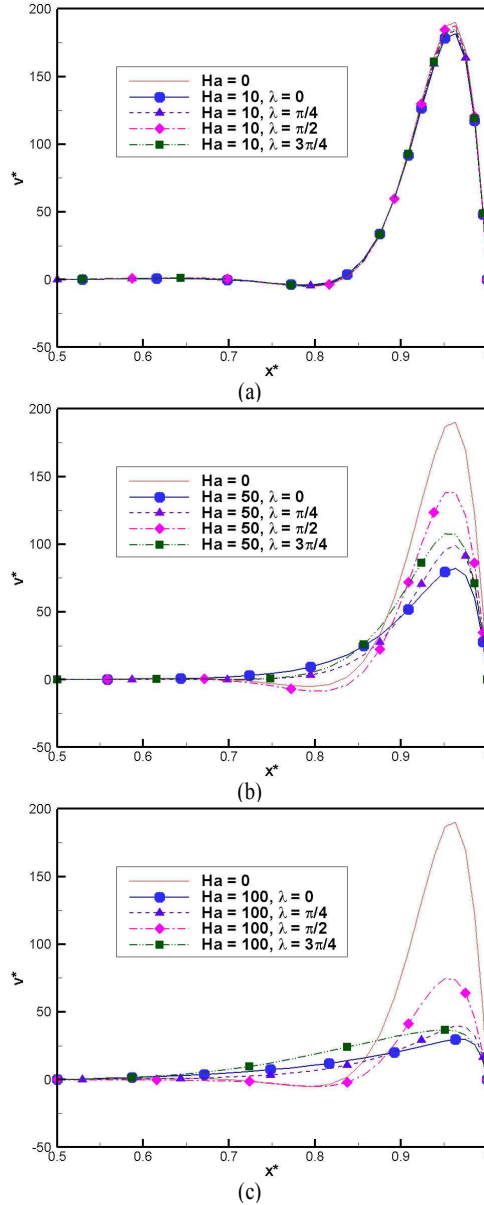


Fig. 9 Vertical velocities at midplane of the cavity: (a) $Ha = 10$; (b) $Ha = 50$; (c) $Ha = 100$

따라 별 변화가 없으나, Ha 수의 증가에 따라서는 자장 경사각에 관계없이 v^* 가 감소한다. 자장에 의한 유동의 억제 (suppression) 현상은 이전의 이차원 유동 형상에서 예측했듯이 유동장 전체의 속도를 심각히 저하시키며, 벽면 부근에서의 속도 최고치(velocity peak)를 감소시키고 있다. 한편 자장 경사각에 대해서는 자장이 수직으로 작용하는 경우, 내부 중심 유동에서 대류 세포유동의 분리가 가장 심각하기에 이에

Table 1 Average Nusselt numbers vs. λ

λ [rad]	\overline{Nu}			
	Ha = 10	Ha = 50	Ha = 100	Ha = 0
0	7.9946	5.5792	3.2821	8.1391
$\pi/6$	8.0122	5.6628	3.2050	
$\pi/4$	8.0337	5.8965	3.3250	
$\pi/3$	8.0566	6.2374	3.5760	
$\pi/2$	8.0830	6.7973	4.3262	
$2\pi/3$	8.0648	6.5084	4.2231	
$3\pi/4$	8.0434	6.1848	3.9445	
$5\pi/6$	8.0208	5.8936	3.6528	
π	7.9946	5.5792	3.2821	

따라 벽면 부근에서의 속도 구배가 가장 크게 나타남을 볼 수 있다.

Table 1에 자장 경사각에 대한 전열량, 즉 평균 Nusselt 수를 Ha 수를 매개변수로 하여 제시했다. 우선 Ha 수의 증가에 따라 자장 경사각과 무관하게 전열량은 감소한다. 유동 강도는 이전의 이차원 유선 분포에서 자장각이 수직 이상일 경우가 좀 더 강했지만, 전열량의 크기는 Ha 수에 상관없이 자장이 수직으로 작용할 경우가 가장 크다. 이는 내부 중심 유동에서 대류 세포유동의 분리로 인해 벽면 근처에 속도 구배가 증가함으로써 대류에 의한 열이송이 증진됨에 기인한 것으로 사료된다.

5. 결 론

도전성 유체로 충만한 밀폐 공간에서의 자장의 방향 변화에 따른 자연 대류 및 열전달 특성을 심도 있게 검토했다. 도전성 유체의 유동에 의해 발생하는 로렌즈력으로 인한 생성항은 π rad의 위상차를 가지며, 따라서 실제 $0 \sim 2\pi$ rad의 자장 경사각 변화에서 π rad의 대칭성을 고려해 수치 해석시에는 자장의 변화각을 $0 \sim \pi$ rad로 고려했다.

외부에서 균일한 자장이 가해지는 경우 공동 내 전자열유체의 열유동은 자장의 경사각에 따라 상당한 영향을 받는다. 유선의 경우 외부 자장의 방향이 수평에서 수직으로 변화시 유선이 횡방향으로 늘어나며 유선축이 기울어짐이 심화되고 공동 중심의 유동은 두 개의 대류 세포유동으로 분리된다. 이후 자장의 방향이 수직에서 수평으로 변하면 유선의 신장은 점차 줄어들게 되며 공동 중심의 유동도 한 개의 대류 세포유동으로 복원된다. 등온선의 기울기는 자장이 수직으로 작용

할 경우 가장 심하게 나타난다.

벽면 부근에서의 속도 구배는 자장의 세기와 무관하게 자장이 수직으로 작용하는 경우에 가장 컸으며, 이로 인한 대류 열이송 증가로 전열량 역시 같은 경우에 가장 크게 나타난다.

참고문헌

- [1] 1979, Seki, M., Kawamura, H. and Sanokawa, K., "Natural convection of mercury in a magnetic field parallel to the gravity," *J. Heat Transfer*, Vol.101, p.227.
- [2] 1989, Ozoe, H. and Okada, K., "The effect of the direction of the external magnetic field on the three-dimensional natural convection in a cubical enclosure," *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol.32, p.1939.
- [3] 1995, Rudraiah, N., Barron, R.M., Venkatachalappa, M. and Subbaraya, C.K., "Effect of a magnetic field on free convection in a rectangular enclosure," *Int. J. Engng. Sci.*, Vol.33, p.1075.
- [4] 1999, Moessner, R. and Mueller, U., "A numerical investigation of three-dimensional magnetoconvection in rectangular cavities," *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol.42, p.1111.
- [5] 2002, Chamkha, A.J. and Al-Naser, H., "Hydromagnetic double-diffusive convection in a rectangular enclosure with uniform side heat and mass fluxes and opposing temperature and concentration gradients," *Int. J. Therm. Sci.*, Vol.41, p.936.
- [6] 1995, Hua, T.Q. and Walker, J.S., "MHD flow in rectangular ducts with inclined non-uniform transverse magnetic field," *Fusion Engineering and Design*, Vol.27, p.703.
- [7] 2008, Sivasankaran, S. and Ho, C.J., "Effect of temperature dependent properties on MHD convection of water near its density maximum in a square cavity," *Int. J. Therm. Sci.*, Vol.47, p.1184.
- [8] 1980, Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, McGraw-Hill, Washington, D.C.
- [9] 1993, Thakur, S. and Shyy, W., "Some implementational issues of convection schemes for finite-volume formulations," *Numer. Heat Transfer B*, Vol.24, p.31.
- [10] 1981, Linthorst, S.J.M., Schinkel, W.M.M. and Hoogendoorn, C.J., "Flow structure with natural convection in inclined air-filled enclosures," *J. Heat Transfer*, Vol.103, p.535.