

〈 논문 〉

자기장이 인가된 충돌제트의 열전달 특성에 관한 수치적 연구

이현구* · 하만영† · 윤현식** · 홍승도***

(2004년 5월 27일 접수, 2005년 5월 11일 심사완료)

A Numerical Study on the Heat Transfer Characteristics of Impinging Jet Flow in the Presence of Applied Magnetic Fields

Hyun Goo Lee, Man Yeong Ha, Hyun Sik Yoon and Seung Do Hong

Key Words : Impinging Jet(충돌제트), MHD(자기유체역학), Heat Transfer(열전달), Stuart Number(스튜어트 수)

Abstract

The present study numerically investigates two-dimensional fluid flow and heat transfer in the confined jet flow in the presence of applied magnetic field. For the purpose of controlling vortex shedding and heat transfer, numerical simulations to calculate the fluid flow and heat transfer in the confined jet are performed for different Reynolds numbers in the absence and presence of magnetic fields and for different Prandtl numbers of 0.02 (liquid metal), 0.7 (air) and 7 (water) in the range of $0 \leq N \leq 0.05$, where N is the Stuart number (interaction parameter) which is the ratio of electromagnetic force to inertia force. The present study reports the detailed information of flow and thermal quantities in the channel at different Stuart numbers. As the intensity of applied magnetic fields increases, the vortex shedding formed in the channel becomes weaker and the oscillating amplitude of impinging jet decreases. The flow and thermal fields become the steady state if the Stuart number is greater than the critical value. Thus the Nusselt number at the stagnation point representing the heat transfer characteristics also vary as a function of Stuart number.

1. 서 론

충돌 제트를 이용한 냉각 기술은 상대적으로 적은 압력 강하로 높은 열전달 효과를 얻을 수 있기 때문에 산업에 많이 적용되고 있다. 이 기술의 응용 범위는 제지 또는 필름의 건조 공정, 유리 및 금속의 제조공정, 가스 터빈 냉각, 전기 및 전자 장비의 냉각 등 매우 다양하다. 최근에 충돌 제트를 이용한 기술은 전자 장비 패키지의 냉각에 응용 되고 있다. 이 경우 충돌 제트 표면에 작용하는 압력은 상대적으로 낮아야 한다. 즉 이 경우 충돌 제트는 저 레이놀즈 영역에서 작동한다. 슬롯 제트는 넓은 영역을 균일하게 냉각하므로 원형

제트 보다 슬롯 제트가 전자 장비 등의 냉각에 유용하게 더 많이 적용된다. 반면에 원형 제트는 충돌 면적은 좁으나 집중적인 냉각이 가능하므로 효율 측면에서는 원형 제트가 슬롯 제트에 비하여 더 낫다고 말할 수 있다. 제트 유동에 관한 이전의 연구들은 응용 빈도가 높은 고 레이놀즈 수 영역에서 작동하는 원형 제트에 주로 집중되었다. 그러므로 저 레이놀즈 수 영역에서 작동하는 충돌 제트에 대한 연구는 그 수가 상대적으로 적다.

Sparrow & Wong⁽¹⁾은 나프탈렌 승화법을 이용하여 저 레이놀즈 수 영역($150 < Re < 950$)에서 작동하는 슬롯 충돌 제트(confined slot impinging jet)에서 일어나는 물질 전달에 대한 연구를 수행하였으며, 물질 전달과 열전달의 유사성을 사용하여 충돌 제트의 열전달 특성을 규명하였다.

Chung 등⁽²⁾은 레이놀즈 수가 $Re=300\sim 1000$ 의 범위에서 변할 때 제한된 영역에서 발생하는 슬롯 충돌 제트의 비정상 열유동 현상에 대한 계산을 수행하고, 레이놀즈 유사성(Reynolds analogy)의 불일치에 대하여 조사하였다. Chiriac & Ortega⁽³⁾는

† 책임저자, 회원, 부산대학교 기계공학부
E-mail : myha@pusan.ac.kr
TEL : (051)510-2440 FAX : (051)512-9835
* 회원, LG전자 에어컨 연구소
** 회원, 부산대학교 첨단조선공학연구소
***부산대학교 대학원 기계공학과

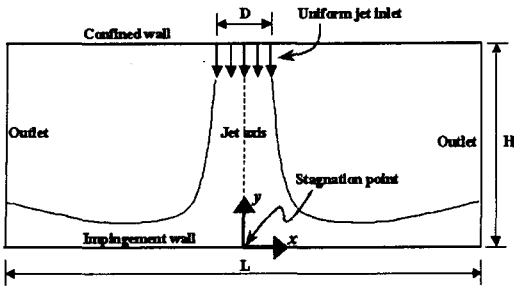


Fig. 1 Computational domain and coordinate system for a two-dimensional confined impinging jet

$H/W = 5$ 인 조건에서 슬롯 충돌 제트 유동 및 열전달 특성에 대한 연구를 수행하였다.

이러한 모든 선행 연구는 인가된 전자기장이 존재하지 않는 경우에 레이놀즈 수, 노즐 폭에 대한 채널 높이의 비, 노즐의 경사각, 노즐의 배열 등의 관련 변수들의 변화에 따른 다양한 형태의 충돌 제트의 유동 및 열전달 구조의 변화를 조사하였다. 그러나 인가된 전자기장이 존재하는 경우에 충돌 제트의 열유동 구조를 조사하는 연구는 거의 존재하지 않는다.⁽⁴⁻¹⁴⁾

그러므로 본 연구에서는 전자기장의 존재가 충돌 제트의 열유동 거동에 미치는 영향을 조사하고자 한다. 이를 위하여, 저 레이놀즈 수 조건에서 작동하는 제한된 슬롯 충돌 제트(confined slot impinging jet)에 일정 크기의 자기장을 가하였다. 유한 체적법을 사용하여 자기장이 존재하는 비정상 충돌 제트에 대한 수치해를 구하였다. 자기장이 존재하는 경우에 대한 순간 유동 및 온도장, 충돌 벽면에서의 순간 및 시간 열전달 계수를 구하였다. 자기장이 존재하는 경우의 계산 결과는 자기장이 존재하지 않는 경우와 비교하였으며, 이를 통하여 자기장의 존재가 충돌 제트의 열유동에 미치는 영향을 규명하였다.

2. 이론적 연구

2.1 지배방정식

Fig. 1 은 본 연구에서 고려하는 2 차원 형상의 제한된 슬롯 충돌 제트의 형상 및 좌표계를 보여주고 있다. 인가된 자기장이 존재하는 조건 하에서 제한된 슬롯 충돌 제트 유동을 지배하는 무차원 연속방정식, 운동량 및 에너지 보존 방정식은 다음과 같이 정의된다.

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{u} + \bar{f} \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla T = \frac{1}{Re \cdot Pr} \nabla^2 T \tag{3}$$

여기서 무차원 변수는 다음과 같이 정의된다.

$$t = \frac{V_{jet} t^*}{D}, u = \frac{u^*}{V_{jet}}, p = \frac{p^*}{\rho V_{jet}^2}, T = \frac{T^* - T_w}{T_{jet} - T_w} \tag{4}$$

여기서 V_{jet} , D , ρ , T_w 및 T_{jet} 는 각각 제트 입구 속도, 제트 폭, 유체의 밀도, 하부 벽 및 입구 제트의 온도를 나타낸다. 그리고 식 (4)에서 사용한 상첨자 *는 변수들이 차원을 가지고 있다는 것을 나타낸다. 이상의 무차원화로부터 충돌 제트 유동을 지배하는 무차원 변수로써 레이놀즈 수 (Reynolds number) Re 및 프란틀 수 (Prandtl number) Pr 이 도출된다. 여기서 $Re (=V_{jet}D/\nu)$ 및 $Pr (=v/\alpha)$ 를 정의하기 위하여 입구 속도와 제트 폭을 사용하였다. 그리고 ν 및 α 는 각각 동점성 계수 및 열확산계수를 나타낸다. 식 (2)에서 \bar{f} 는 자기장의 존재에 의하여 충돌 제트에 가해지는 로렌츠 힘 (Lorentz force)를 나타낸다. 여기서 자기장은 Fig. 1 에 보여진 평면에 수직 (z)한 방향으로 일정하게 가해진다고 가정한다. 그러므로 로렌츠 힘 \bar{f} 는 아래 식들의 해로부터 구한다.^(4,5)

$$\bar{f} = N(\bar{J} \times e_z) \tag{5}$$

$$\nabla \cdot \bar{J} = 0 \tag{6}$$

$$\bar{J} = -\nabla \phi + \bar{u} \times e_z \tag{7}$$

$$\nabla^2 \phi = \nabla \cdot (\bar{u} \times e_z) \tag{8}$$

식 (5)에 사용된 N 은 무차원 변수인 스튜어트 수 (Stuart number)를 나타낸다. 스튜어트 수는 자기력과 관성력의 비를 나타내며, 자기장의 존재 하에서 충돌 제트의 거동을 지배하는 중요한 무차원 변수이다. 스튜어트 수 N 의 정의는 다음과 같다.

$$N = \frac{\sigma B_0^2 D}{\rho V_{jet}} \tag{9}$$

여기서 σ 및 B_0 는 각각 전기 전도도와 인가된 자기장의 세기를 나타낸다.

Fig. 1의 계산 모델에 대하여 본 계산에서 사용한 경계 조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 \text{Inlet:} & \quad u = 0, v = -1, T = 1 \\
 \text{Upper wall:} & \quad u = v = \frac{\partial T}{\partial n} = 0 \\
 \text{Lower wall:} & \quad u = v = T = 0 \\
 \text{Lateral exit:} & \quad \frac{\partial u}{\partial t} + C \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial t} + C \frac{\partial T}{\partial x} = 0
 \end{aligned} \tag{10}$$

여기서 C 는 출구에서의 평균속도를 나타낸다. 계산에 사용된 격자계, 수치 해석 방법 등은 참고 문헌에 상세하게 설명되어져 있다.⁽¹⁵⁻¹⁸⁾

3. 결과 및 고찰

층돌 제트 유동에 전자기장이 가해진 경우에 대한 연구 결과가 존재하지 않는다. 그러므로 본 계산의 타당성 검토를 위하여 자기장이 존재하지 않는 경우에 대한 계산을 수행하여 선행 연구 결과와 비교하였다.

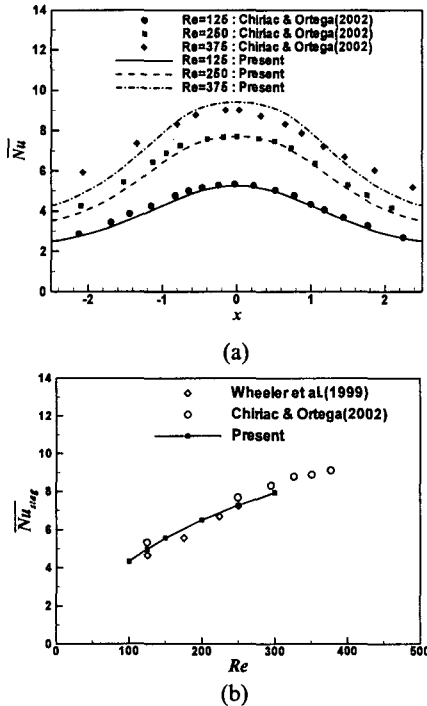


Fig. 2 Time-averaged Nusselt number along the lower wall (\overline{Nu}) and time-averaged Nusselt number at the stagnation point (\overline{Nu}_{stag}) for different Reynolds number of 125, 250 and 375 at $H/D=5$ in the absence of applied magnetic fields

Fig. 2(a)는 자기장이 존재하지 않고 $H/D=5$ 및 $Pr=0.7$ 의 조건에서 레이놀즈 수의 변화에 따른 아래 층돌 벽면에서의 시간 평균한 국소 Nusselt 수 (\overline{Nu})의 변화를 보여주고 있다. 아래 벽 정체점에서 시간 평균한 Nusselt 수 (\overline{Nu}_{stag})의 변화는 Fig. 2(b)에 나타내었다. 본 연구의 계산 결과는 전체적으로 Chiriac & Ortega⁽⁴⁾의 계산 결과를 전체적으로 잘 나타내고 있다.

Fig. 3은 자기장이 존재하지 않는 조건에서 $H/D=10$ 및 $Pr=0.7$ 일 때, 레이놀즈 수에 따른 \overline{Nu}_{stag} 의 변화를 보여주고 있다. Fig. 3은 또한 \overline{Nu}_{stag} 의 rms 값의 변화를 보여주고 있다. $50 \leq Re \leq 150$ 일 때 유동 및 온도장은 시간의 변화에 무관한 정상 상태를 보여주며, \overline{Nu}_{stag} 의 rms 값은 영의 값을 가진다. 그러므로 $50 \leq Re \leq 150$ 의 영역에서 \overline{Nu}_{stag} 는 레이놀즈 수의 변화에 거의 선형적으로 비례하면서 증가한다. 레이놀즈 수가

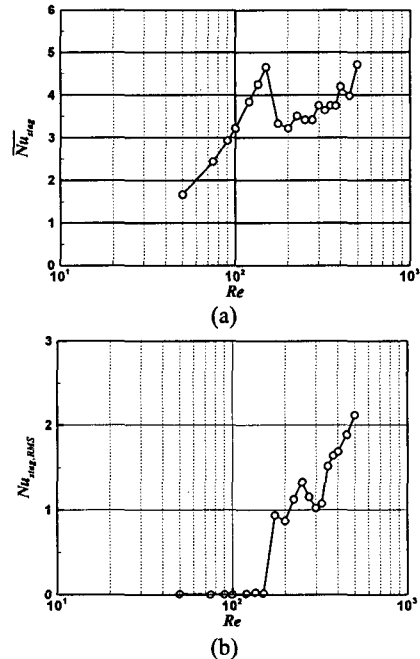


Fig. 3 Time-averaged and root-mean-square values of Nusselt number at the stagnation point (\overline{Nu}_{stag}) as a function of Reynolds number at $H/D=10$ and $Pr=0.7$ in the absence of applied magnetic fields

150 에서 175 로 증가함에 따라 유동 및 온도장은 정상 상태에서 시간에 따라 변하는 비정상 상태로 바뀐다. 이때 \overline{Nu}_{stag} 는 급격하게 감소한다.

$Re \geq 175$ 의 영역에서 레이놀즈 수가 증가하면 유동 및 온도장이 계속하여 비정상 상태를 유지하면서 비정상 상태가 증가하고 이로 인하여 \overline{Nu}_{stag} 및 \overline{Nu}_{stag} 의 rms 값이 같이 증가한다.

Fig. 4 는 자기장이 존재하는 조건에서 $Re = 250$ 이고 $H/D = 10$ 일 때 N 의 변화에 따른 순간 속도장의 변화를 보여주고 있다. Fig. 4(a)는 자기장이 존재하지 않는 경우 ($N = 0$)에 대한 순간 속도장의 분포를 보여주고 있다. 자기장이 존재하지 않는 경우 제한된 슬롯 충돌 제트 유동의 형태는 좌우 대칭성이 깨지면서 시간에 따라 아주 복잡한 형태를 보이면서 변한다. 제트의 중심은 좌우로 뒤틀리며, 제트의 중심부와 주위 유체 사이에 존재하는 속도 차이에 기인한 전단력에 의하여 1 차 와가 발생한다. 이 1 차 와는 제트 중심의 좌우에서 주기적으로 진동하면서 하부 벽을 향하여 움직인다. 제트가 하부 벽과 충돌한 후 흐름의 방향이 바뀌어 출구를 향하면서 벽 제트가 형성된다. 벽 제트가 출구를 향하는 동안 벽면에서의 마찰에 의하여 유동은 감속되고 이로 인하여 하부 벽에서 박리가 일어난다. 박리에 의하여 유동은 상부로 향하면서 부분적으로 채널 내부의 자유 제트 유동에 재 유입되면서 쌍으로 된 재순환 영역을 형성한다. 이렇게 형성된 재순환 영역은 채널 내부에서 상당한 영역에 걸쳐 분포하며, 주기적으로 진동하는 1 차 와와 상호 작용을 하면서 채널 내부에 아주 복잡한 유동을 형성한다. z -방향으로 일정한 크기의 자기장이 가해지는 경우, 충돌 제트에 작용하는 식 (11)에 나타낸 로렌츠 힘은 현재의 2 차원 문제에 대하여 아래와 같이 표현된다.

$$f_x = -N \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + u \right), \quad f_y = -N \left(-\frac{\partial \phi}{\partial x} + v \right) \quad (11)$$

식 (11)에서 알 수 있는 것처럼 인가된 자기장에 의하여 충돌 제트에 가해지는 힘은 일반적으로 유동 진행 방향과 반대 방향으로 작용하면서 저항의 역할을 한다. 한다. Fig. 4(b)는 $N = 0.0025$ 일 때 자기장이 존재하는 조건에서 충돌 제트의 순간 유동장을 보여주고 있다. $N = 0.0025$ 는 제트 유동에 상대적으로 약한 자기장이 가해진 경우에 해당한다. $N = 0.0025$ 인 경우 유동장은 $N = 0$ 인 경우와 유사하게 시간에 따라 변하며 좌우 비 대칭성을 유지하고 있다. 그러나 비정상 상태의 정도는 N

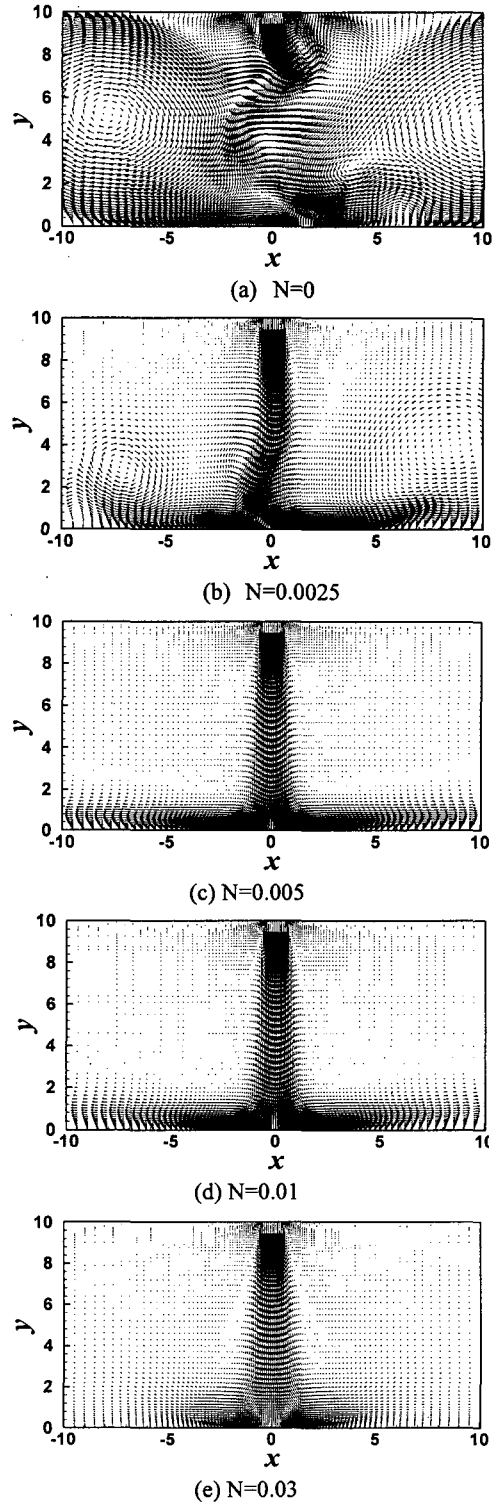
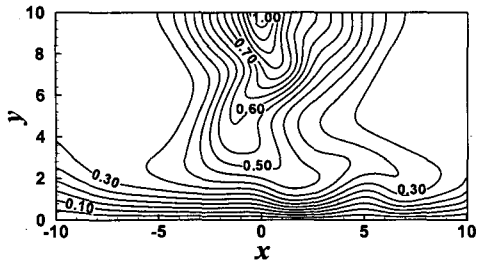
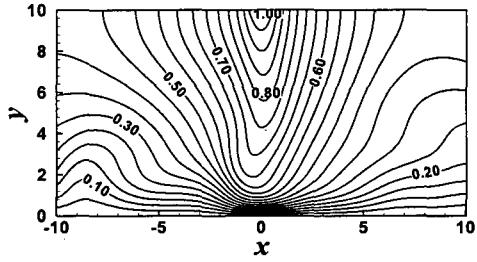


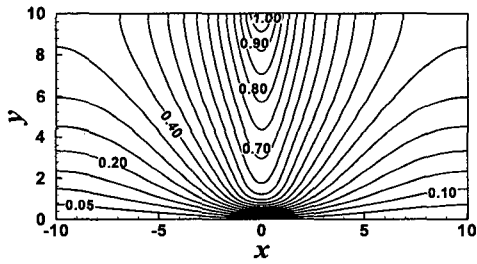
Fig. 4 Instantaneous velocity vectors at $Re = 250$ and $H/D = 10$ for different N values



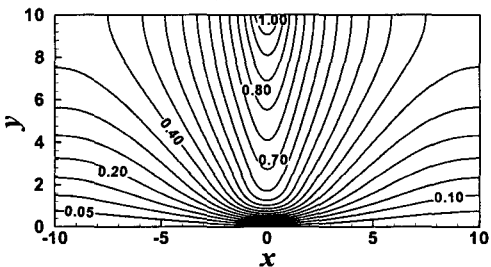
(a) $N=0$



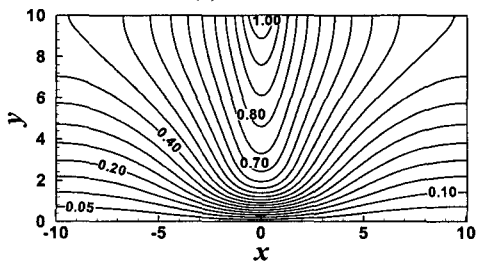
(b) $N=0.0025$



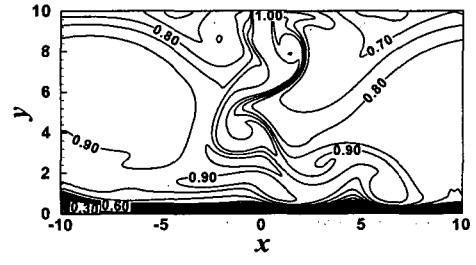
(c) $N=0.005$



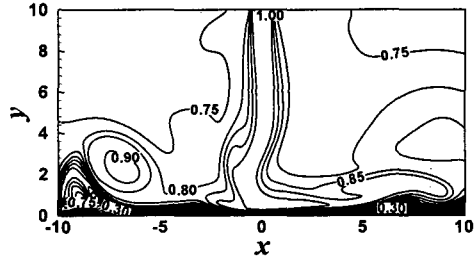
(d) $N=0.01$



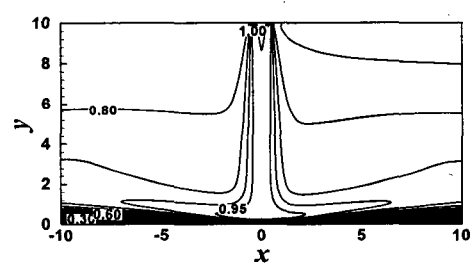
(e) $N=0.03$



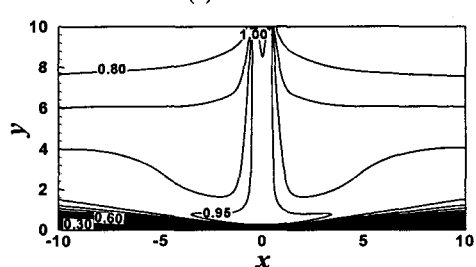
(a) $N=0$



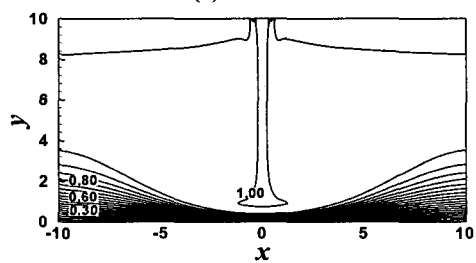
(b) $N=0.0025$



(c) $N=0.005$



(d) $N=0.01$



(e) $N=0.03$

Fig. 5 Instantaneous temperature fields at $Re = 250$, $Pr = 0.02$ and $H/D = 10$ for different N values

Fig. 6 Instantaneous temperature fields at $Re = 250$, $Pr = 0.7$ and $H/D = 10$ for different N values

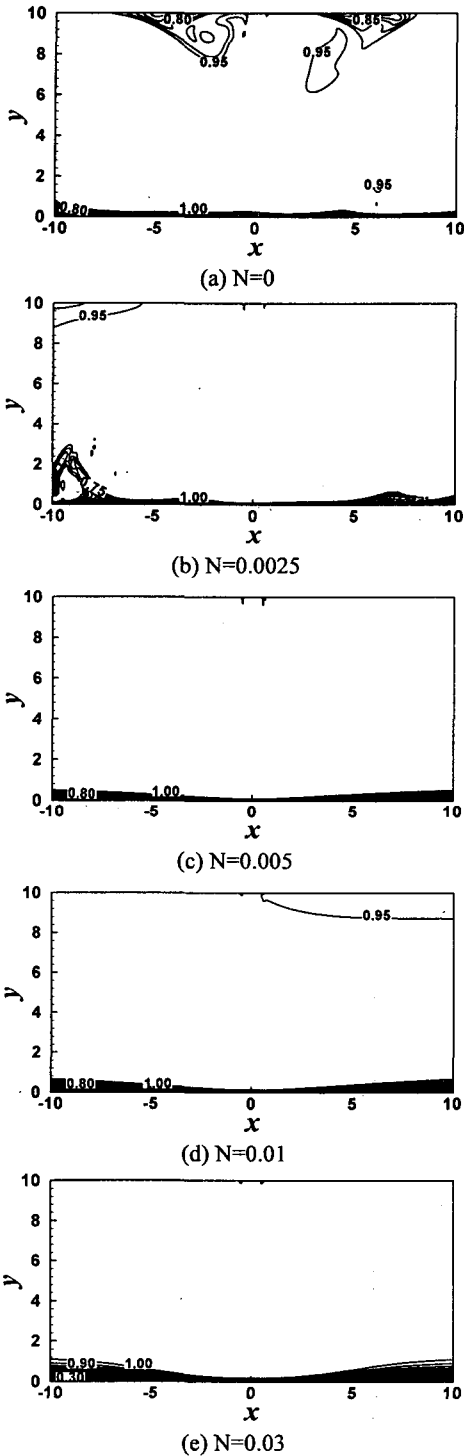


Fig. 7 Instantaneous temperature fields at $Re = 250$, $Pr = 7$ and $H/D = 10$ for different N values

이 0 으로부터 0.0025 로 증가하면서 많이 감소한다. Fig. 4(c)에서 보는 것처럼 N 이 0.005 로 증가하면 비정상 상태는 아주 약해진다. 이로 인하여 유동은 좌우 대칭 및 정상 상태로 접근한다. 자기장의 세기가 더욱 증가하여 $N = 0.02$ 및 0.05 일 때 Fig. 4(d) 및 4(e)에서 보는 것처럼 유동장은 시간의 변화에 무관한 정상 상태에 도달하고 좌우대칭성을 보인다. 이때의 유동장은 저 레이놀즈 수의 조건에서 형성되는 정상 상태의 유동장과 유사한 형태를 보인다. $N = 0.05$ 인 경우 가해진 자기장의 세기가 너무 강하여 충돌 제트가 하부 벽에 잘 도달하지 못하고, 하부 벽에 도달한 충돌 제트 속도의 크기도 상대적으로 아주 작다.

Fig. 5~7 은 자기장이 존재하는 조건에서 $Re = 250$ 이고 $H/D = 10$ 일 때 N 및 Pr 의 변화에 따른 순간 온도장의 변화를 보여주고 있다. 하부 벽에서의 온도 구배 및 이에 따른 열전달율은 자기장이 존재 및 존재하지 않는 경우 모두 Pr 수가 증가함에 따라서 증가한다. $N < 0.005$ 인 경우 Fig. 4 에 보여준 것처럼 유동장은 아주 복잡하고 비정상 상태의 정도는 아주 강하다. 그러므로 온도장 분포도 시간의 함수로써 변하며, 수직 중앙선 좌우로 비대칭 형상을 보이면서 진동을 한다. $Pr = 0.02$ 일 때 온도 경계층은 속도 경계층에 비하여 아주 두꺼우므로 속도장이 온도장의 분포에 미치는 영향은 작다. 그러므로 온도장은 전 영역에 넓게 퍼져 분포하며, 유동장에 비하여 온도장의 비정상 상태 정도는 많이 약하다. 이로 인하여 $Pr = 0.02$ 인 경우 하부 벽에 형성되는 온도 경계층의 두께는 상대적으로 상당히 크고, 열전달율은 상대적으로 작다. $N < 0.005$ 인 조건에서 $Pr = 0.7$ 인 경우 온도 경계층 및 속도 경계층의 두께는 거의 같은 크기를 가지므로 온도장은 유동장의 분포를 잘 따라간다. 이로 인하여 $Pr = 0.7$ 인 경우 $Pr = 0.02$ 인 경우에 비하여 온도장의 분포는 유동장처럼 비정상 상태의 복잡한 패턴을 보여준다. $Pr = 0.7$ 인 경우 하부 벽에서의 온도 경계층의 두께는 $Pr = 0.02$ 인 경우에 비하여 얇으므로 하부 벽에서의 열전달율은 $Pr = 0.7$ 인 경우가 $Pr = 0.02$ 인 경우에 비하여 크다. $N < 0.005$ 의 조건에서 Pr 수가 7 로 증가하면, 온도 경계층의 두께는 속도 경계층의 두께에 비하여 상당히 얇아진다. 이로 인하여 $Pr = 7$ 인 경우의 온도장은 $Pr = 0.7$ 인 경우와 달리 속도장을 따라 가지 않으며, $Pr = 7$ 인 경우 온도장과 유동장은 아주 다른

분포를 보여준다. $N < 0.005$ 의 조건에서 $Pr = 7$ 인 경우 온도는 채널의 거의 전 영역에서 1에 가까운 값을 가지며, 하부 벽에서의 온도 구배 및 열전달율은 $Pr = 0.02$ 및 $Pr = 0.7$ 인 경우계 비하여 아주 큰 값을 가진다. $N \geq 0.005$ 인 경우 Fig. 4에 보여준 것처럼 유동장이 정상 상태를 유지하므로, 온도장은 모든 Pr 수에 대하여 좌우 대칭 및 정상 상태를 유지한다.

$N \geq 0.005$ 의 조건에서 N 의 크기가 증가하면 유동에 대한 저항의 증가로 인하여 하부 벽에서의 온도 구배 및 열전달율은 감소한다.

Fig. 8은 자기장이 존재하지 않는 조건에서 $H/D = 10$ 및 $Pr = 0.7$ 일 때 하부 벽 정체점에서 Nusselt 수 (Nu_{stag})의 시간 및 Re 수에 따른 변화를 보여주고 있다. Re 수가 50 및 100일 때 Nu_{stag} 는 시간에 따라 변하지 않으며 일정한 값을 가진다. 그러나 Re 수가 175 및 250으로 증가하면 제트 유동이 시간의 함수로써 변하므로 Nu_{stag} 도 비정상 상태를 보인다. Re 수가 175에서 250으로 증가하면 비정상 상태의 정도가 증가하므로 $Re = 250$ 일 때 진동하는 Nu_{stag} 의 진폭은 $Re = 175$ 에 비하여 상대적으로 크다.

Fig. 9는 $H/D = 10$ 이고 $Re = 250$ 일 때 N 및 Pr 수의 변화에 따른 Nu_{stag} 의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. $1400 \leq t \leq 1500$ 의 시간 동안 Nu_{stag} 의 변화는 인가된 자기장이 존재하지 않는 경우 ($N = 0$)에 해당한다. 자기장이 존재하지 않는 조건에서 $t = 1500$ 일 때의 온도장은 자기장이

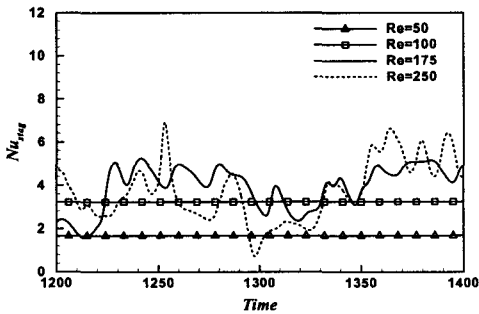
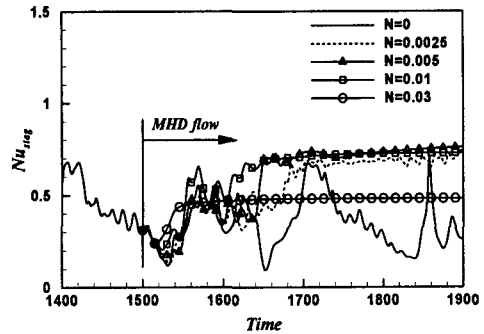
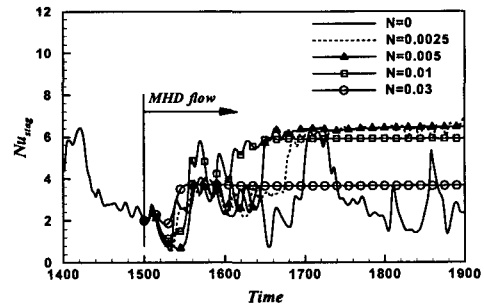


Fig. 8 Instantaneous local Nusselt number at the stagnation point (Nu_{stag}) as a function of time for different Reynolds numbers at $H/D = 10$ and $Pr = 0.7$ in the absence of applied magnetic fields

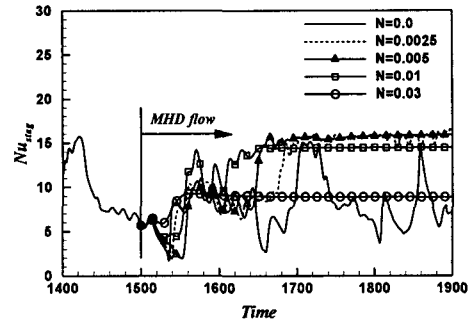
존재하는 경우에 대한 계산을 수행하기 위한 초기 조건으로 사용되었다. 자기장이 존재 및 존재하지 않는 경우 모두 Pr 수가 증가하면 하부 벽에서의 열경계층의 두께는 얇아지고, 온도 구배 및 열전달율은 증가한다. 그러므로 주어진 N 에 대하여 Pr 수가 큰 경우의 Nu_{stag} 는 Pr 수가 작은 경우에 비하여 큰 값을 가진다. 그러나 자기장이 존재



(a)



(b)



(c)

Fig. 9 Instantaneous local Nusselt number at the stagnation point (Nu_{stag}) as a function of time for different N values at $H/D = 10$ and $Re = 250$: (a) $Pr = 0.02$, (b) $Pr = 0.7$, (c) $Pr = 7$

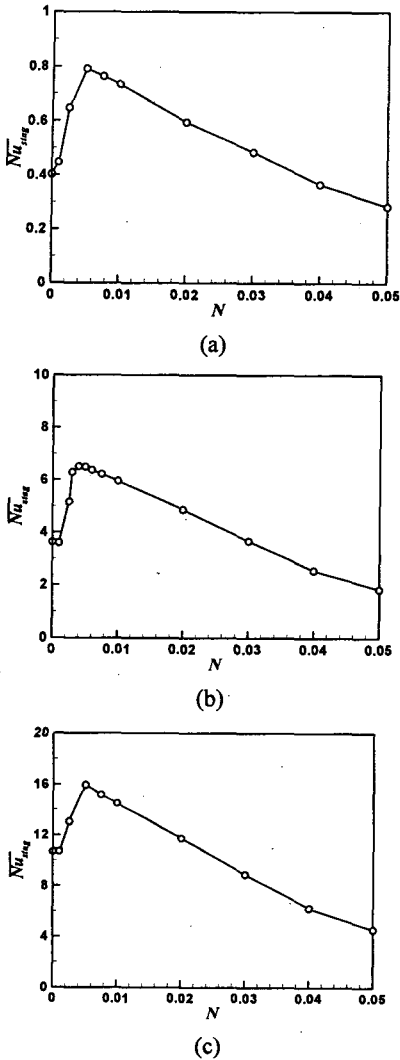


Fig. 10 Time-averaged local Nusselt number at the stagnation point (\overline{Nu}_{stag}) as a function of N number at $H/D=10$ and $Re=250$: (a) $Pr=0.02$, (b) $Pr=0.7$, (c) $Pr=7$

하는 조건에서 N 이 증가할 때 Nu_{stag} 가 비정상 상태에서부터 정상 상태로 변하는 패턴은 Pr 수의 크기에 무관하게 유사한 패턴을 보여주고 있다. $N=0.0025$ 의 상대적으로 약한 자기장이 충돌 제트에 가해지면 앞에서 설명한 것처럼 유동 및 온도는 여전히 비정상 상태를 유지한다. 그러나 비정상 상태의 정도는 자기장이 존재하지 않는 경우 ($N=0$)에 비하여 많이 약해진다. 이로 인하여 $N=0.0025$ 일 때 Nu_{stag} 의 진폭은 급격하게 감소

한다. N 의 값이 0.005보다 큰 자기장이 충돌 제트에 가해지면 유동장은 거의 정상 상태에 도달한다. 이로 인하여 $N \geq 0.005$ 일 때 $Pr=0.02, 0.7, 7$ 의 3 경우 모두 Nu_{stag} 의 값은 정상 상태의 일정한 값을 가진다.

Fig. 10은 $H/D=10$ 이고 $Re=250$ 일 때 N 및 Pr 수의 변화에 따른 Nusselt 수의 시간 평균 값 (\overline{Nu}_{stag})의 변화를 보여주고 있다. $N < 0.005$ 의 조건에서 N 의 값을 증가시키면, 앞에서 설명한 것처럼 유동의 비정상 상태의 정도가 감소한다. 이로 인하여 제트가 중심선 ($x=0$) 좌우로 진동하는 정도가 감소하며, 제트가 하부 벽 정체점과 충돌할 확률이 증가한다. 그러므로 $N < 0.005$ 의 조건에서 N 이 증가하면, \overline{Nu}_{stag} 의 값은 계속 증가하고 $N=0.004$ 일 때 최대값을 가진다. $N > 0.005$ 의 조건에서 인가된 자기장의 세기가 계속하여 증가하면 유동은 정상 상태가 되고 제트는 중심선 좌우로 진동하지 않고 좌우 대칭을 보인다. 그러나 자기장의 세기가 증가함에 따라서 제트에 유동의 진행 방향과 반대 방향으로 가해지는 저항력의 크기가 점점 증가하여, 하부 벽의 정체점에 도달하는 제트의 속도가 점점 감소한다. 그러므로 $N > 0.005$ 의 조건에서 N 이 증가하면, \overline{Nu}_{stag} 의 값은 계속하여 감소한다. Pr 수가 증가함에 따라서 열경계층의 두께는 감소하고 이로 인하여 \overline{Nu}_{stag} 값은 증가한다.

4. 결론

현재의 연구는 제한된 2차원 슬롯 충돌 제트에 자기장을 인가할 때 형성되는 열유동장을 규명하였다. 유한체적법을 사용하여 수치 계산을 수행하였으며, 레이놀즈 및 스톨러트 수의 변화에 따른 영향을 조사하였다. 인가된 자기장의 존재가 충돌 제트의 거동에 미치는 영향을 조사하기 위하여 자기장이 존재 및 존재하지 않은 경우의 계산 결과를 비교하였다.

일정한 세기의 자기장이 유동장에 수직한 방향으로 작용할 때 제트 유동에 가해지는 로렌츠 힘은 노즐로부터 분사되어 하부 벽으로 향하는 제트 유동의 진행 방향과 반대 방향으로 작용하며, 제트 유동에 저항의 역할을 한다. $Re=250$ 이고 $H/D=10$ 일 때 자기장이 존재하지 않는 경우, 제한된 2차원 슬롯 충돌 제트 유동 및 온도장은 중심선 좌우로 비대칭 구조를 가지는 시간에 따라

변하는 아주 복잡한 유동 패턴을 보인다. 그러나 인가된 자기장의 크기 즉 N 이 증가하면 비정상 상태의 정도가 점점 감소하여 제트 열유동은 정상 상태가 되며 중심선 좌우로 좌우 대칭이 되는 구조를 보인다.

인가된 자기장의 세기가 상대적으로 작은 경우, 충돌 제트의 비정상 상태 정도는 자기장의 세기가 증가함에 따라 감소한다. 이 경우 자기장의 세기가 증가함에 따라 충돌 제트가 하부 벽 정체점과 충돌할 확률 및 정체점에서의 Nusselt 수는 증가한다. 그러나 인가된 자기장의 세기가 계속하여 증가하여 그 세기가 상대적으로 크면, 자기장에 의하여 제트 열유동장에 가해지는 저항력의 크기도 더 증가한다. 이 경우에 자기장의 세기가 증가함에 따라 하부 벽 정체점에 도달하는 유동의 속도 및 하부 정체점에서의 Nusselt 수는 감소한다.

후 기

이 논문은 부산대학교 자유과제 학술연구비(2년)에 의하여 연구되었음.

참고문헌

(1) Sparrow, E.M. and Wong, T.C., 1975, "Impingement Transfer Coefficients due to Initially Laminar Slot Jets," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 597~605.
 (2) Chung, Y.M., Luo, K.H. and Sandham, N.D., 2002, "Numerical Study of Momentum and Heat Transfer in Unsteady Impinging Jets," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 23, pp. 592~600.
 (3) Chiriac, V.C. and Ortega, A., 2002, "A Numerical Study of the Unsteady Flow and Heat Transfer in a Transitional Confined Slot Jet Impinging on an Isothermal Surface," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 1237~1248.
 (4) Bouainouche, M., Bourabaa, N. and Desmet, B., 1997, "Numerical Study of the Wall Shear Stress Produced by the Impingement of a Plane Turbulent Jet on a Plate," *Int. J. Numerical Method for Heat & Fluid Flow*, Vol. 7, pp. 548~564.
 (5) Chen, M., Chalupa, R., West, A.C. and Modi, V., 2000, "High Schmidt Mass Transfer in a Laminar Impinging Slot Jet Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 3907~3915.
 (6) Beitelmal, A.H., Saad, M.A. and Patel, C.D., 2000, "The Effect of Inclination on the Heat Transfer Between a Flat Surface and an Impinging Two-dimensional Air Jet," *Int. J. Heat & Fluid Flow*, Vol.

21, pp. 156~163.
 (7) Phares, D.J., Smedley, G.T. and Flagan, R.C., 2000, "The Wall Shear Stress Produced by the Normal Impingement of a Jet on a Flat Surface," *J. Fluid Mech.* Vol. 418, pp. 351~375.
 (8) Chattopadhyay, H. and Saha, S.K., 2001, "Numerical Investigation of Heat Transfer over a Moving Surface due to Impinging Knife-jets," *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 39, pp. 531~549.
 (9) Hwang, S.D., Lee, C.H. and Cho, H.H., 2001, "Heat Transfer and Flow Structure in Axisymmetric Impinging Jet Controlled by Vortex Paring," *Int. J. Heat & Fluid Flow*, Vol. 22, pp. 293~300.
 (10) Choo, Y. and Kang, B., 2002, "The Velocity Distribution of the Liquid Sheet Formed by Two Low-speed Impinging Jets," *Phys. Fluids*, Vol. 14, No. 2, pp. 622~627.
 (11) Aldabbagh, L.B.Y. and Sezai, I., 2002, "Numerical Simulation of Three-dimensional Laminar Multiple Impinging Square Jets," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 23, pp. 509~518.
 (12) Beaubert, F. and Viazzo, S., 2003, "Large Eddy Simulation of Plane Turbulent Impinging Jets at Moderate Reynolds Numbers," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 24, pp. 512~519.
 (13) Chattopadhyay, H. and Saha, S.K., 2003, "Turbulent Flow and Heat Transfer from a Slot Jet Impinging on a Moving Plate," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 24, pp. 685~697.
 (14) Ha, M.Y., Lee, H.G. and Seong, S.H., 2003, "Numerical Simulation of Three-dimensional Flow, Heat Transfer, and Solidification of Steel in Continuous Casting Mold with Electromagnetic Brake," *J. Material Processing Tech.* Vol. 133, pp. 322~339.
 (15) Yoon, H.S., Chun, H.H., Ha, M.Y. and Lee, H.G., 2004, "A Numerical Study on the Fluid Flow and Heat Transfer Around a Circular Cylinder in an Aligned Magnetic Fields," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 47, pp. 4075~4087.
 (16) Kim, J. and Moin, P., 1985, "Application of a Fractional-step Method to Incompressible Navier-stokes Equations," *J. of Comp. Phys.* Vol. 59, pp. 308~323.
 (17) Lee, H.G., Ha, M.Y., Yoon, H.S. and Hong S.D., 2005, "A Numerical Study on the Impinging Jet Flow Characteristics in the Presence of Applied Magnetic Fields," *Trans. of the KSME (B)*, Vol. 29, No. 5, pp. 537~544.
 (18) Pacheco, P.S., 1997, *Parallel programming with MPI*, Morgan kaufmann Publishers Inc.