자기장이 인가된 영역에서의 층류 충돌제트의 유동특성 변화에 대한 수치적 연구

이현구[†], 하만영[*], 윤현식[**], 전호환[**]

Characteristic study of fluid flow of laminar impinging jet in an aligned magnetic field

Hyun Goo, Lee, Man Yeong Ha, Hyun Sik Yoon, Ho Hwan, Chun

Key Words : Impinging jet(충돌제트), MHD(전자기 유체역학), Fluid flow, Stuart number

Abstract

The laminar impinging jet flow fields were investigated with or without magnetic fields. The transient phenomenon from steady to unsteady flow was founded at specific Reynolds number ranges. In unsteady flow region, the magnetic fields make flow stable. So the characteristics of fluid flow at impingement wall are changed

기호설명

C_f	마찰계수(Friction coefficient)
D	제트 폭(Width)
H	상-하 벽면 거리
N	Stuart number, $N = D\sigma B^2 / \rho\nu$
P	압력
Re	Reynolds number, $\mathrm{Re} = V_{jet}D/\nu$
V_{jet}	제트 출구 속도

1. 서 론

충돌 제트는 상대적으로 적은 압력강하로 높은 열전달 효과를 얻을 수 있기 때문에 산업에 많이 응용이 되어 왔다. 최근에는 충돌제트가 전자장비 패키지의 냉각 등에 응용이 되기 시작하면서 충돌제트 표면에 작용하는 높은 압력을 감소시키기 위해서 레이놀즈 수가 낮은 제트가 응용되기 시작하였다[(1)]. 그러나, 제트 유동에 관한 이전의 연구들은 일반적으로 응용 빈도가 높은 고 레이놀즈수 영역의 원형제트의 연구에 집중되어있다. 상대적으로 저 레이놀즈수 영역의 충돌제트에 대한 연구는 그 수가 적다.

제한된 영역내에서의 슬롯충돌제트(confined slot impinging jets)의 비정상 열유동현상에 대한 최근의 연구로는 Re=300~1000 에 대해 Reynolds anology 의 불일치에 대한 연구를 수행한 Chung 등[(2)]과, H/W = 5 인 형상에 대해 층류-난류 천이영역에 대한 연구를 수행한 Chiriac 과 Ortega[(3)] 등이 있다.

그러나 충돌제트를 제어하기 위한 수단으로써의 자기장과 유동장과의 상호작용에 대한 연구는 문헌상에 찾아 보기 어렵다. 따라서 본 연구에서는 저 레이놀즈수 영역에서 충돌제트의 유동특성을 파악하고, 비정상상태의 충돌제트의 경우에 대하여 자기장의 세기에 따른 유동구조의 변화를 수치적 기법을 이용하여 연구하였다.

2. 이론적 연구

2.1 지배방정식

본 연구에서는 2 차원 형상의 슬롯충돌제트의 작동 유체를 비압축성 유체라 가정하였다. 수치해석에는 아래의 무차원화된 연속방정식과 운동

---

† LG 전자 에어컨 사업부
E-mail : floid@lge.com
TEL : (055)269-3492 FAX : (055)283-6037

* 부산대학교 기계공학부

** 부산대학교 첨단조선공학연구센터

량 방정식을 이용하였다.

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

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

위의 식에서 사용된 시간, 속도 및 압력에 대한 무차원변수는 다음과 같이 정의되었다.

$$t = \frac{V_{jet} t^*}{D},\ u = \frac{u^*}{V_{jet}},\ p = \frac{p^*}{\rho {V_{jet}}^2}$$

무차원화에 이용된 V_{jet} , D 와 ρ 는 각각 제트 출구 속도, 제트 폭(jet width) 및 유체의 밀도(density)이다. 그리고 무차원 변수에서 사용한 상첨자 *는 차원을 가지는 변수이다. 또한 Reynolds 수($\mathrm{Re} = {}^{V_{jet}D}\!/_{\nu}$)는 입구속도와 제트 폭을 기준으로 정의 하였다.

자기장은 z-방향으로 전 영역에 걸쳐 일정한 크기로 가해진다. 이 때 인가된 자기장($B = B_{oz}\hat{\boldsymbol{k}}$)에 의해 유체는 로렌츠 힘을 받게 되며, 그 힘의 영향에 의해 유동구조가 변하게 된다. 전류밀도(J_x, J_y)와 로렌츠 힘(f_x, f_y)은 아래의 식(3)~(5)를 계산함으로써 구할수 있다.

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \tag{3}$$

$$\vec{J} = -\nabla \phi + \vec{u} \times e_z \tag{4}$$

$$\nabla^2 \phi = \nabla \cdot \left(\vec{u} \times e_z \right) \tag{5}$$

본 연구에서는 B_{0z} 는 단위벡터이므로, 크기는 1(unity)이다. 아래식 (6), (7)과 같이 간단하게 나타내어진다.

$$J_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + v, J_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - u\,, \tag{6}$$

$$f_x = -N\left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + u \right), f_y = -N\left(-\frac{\partial \phi}{\partial x} + v \right) \tag{7}$$

2.2 이산화

위의 식 (1), (2)를 수치해석 해석하기 위하여, Kim 과 Moin(4)등에 의해 제안된 fractional step method 를 이용하였다. 공간에 대한 이산화는 2 차 정확도를 가지는 중앙차분법(central-difference scheme)을 사용하였으며, 시간에 대해서는 대류항(convective terms)은 2 차 Adams-Bashforth 방법을, 그리고 점성항(viscous terms)은 Crank-Nicholson 방법을 사용하였다.

연속방정식으로부터 압력 프와송(poisson)방정식을 유도하여 p^{n+1} 을 구하며, n+1 시간 스텝의 속도값(v^{n+1})을 구하는데 사용된다.

2.3 경계조건

제트입구의 속도분포(profile)는 전단층(shear layer)의 발달과 밀접한 연관을 갖게 되므로 충돌제트의 특성에 영향을 미치게 된다. 본 연구에서는 제트입구의 속도는 일정하다고 가정하였다.

많은 선행연구자들은 출구에서의 유동의 물리적인 현상을 재현하고자 다양한 출구 경계조건을 사용하였다. 상하 벽면 사이의 거리(H/D)에 비하여 출구거리(L)이 충분히 길게 사용되지 않으면, 일반적으로 사용되는 NBC(Neumann boundary condition, $\partial \vec{u} / \partial n = 0$)을 사용할 경우, 정확한 해를 얻기가 어려우며, 매우 큰 계산영역(computational domain)을 사용해야 되므로, 효과적인 경계조건으로 보기 어렵다. 따라서 NBC 이 가진 제약을 극복하고, 정확한 해를 구하기 위하여, Non-reflecting boundary condition 이 많이 이용되고 있다(5) (6). 그리고 전하량 보존방정식(5)에 대해, 모든 경계에서 구배는 없다는 경계조건을 이용하였다.

계산에 사용된 이러한 경계조건들을 요약하면 다음과 같다.

- Inlet : $\boldsymbol{u} = 0,\ \boldsymbol{v} = -1$ (Uniform)

- **Upper wall** : $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{v} = 0$ (No-slip)

- **Lower wall** : $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{v} = 0$ (No-slip)

- Lateral exit : $\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{t}} + \boldsymbol{C} \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{x}} = 0$ (CBC)

여기서 convective velocity 인 $\boldsymbol{C}$ 는 출구평균속도를 사용하였다(7).

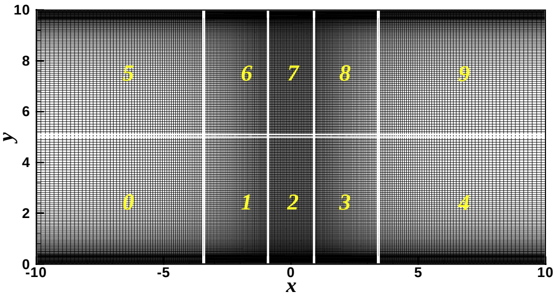


Figure 1 Grid system and multi-domain

Fig. 1 은 계산에 사용된 격자계와 계산 속도의 향상을 위해 사용한 MPI(Massage Passing Interface)을 위한 영역분할을 나타낸 그림이다. x 및 y 방향에 대해 각각 300×200 개의 격자를 이용하였으며, 계산의 안정화를 위해 CFL<0.5 이하의 조건에서 계산을 수행하였다. 그리고 리눅스 기반의 병렬처리 시스템(CPU : Pentium-4 2.66GHz, Memory : 512MB)을 사용하였으며, 10 개의 노드가 계산에 이용되었다$^{(8)}$.

3. 결과 및 고찰

Fig. 2 는 충돌제트의 전형적인 유동 구조(flow structure)를 나타낸 그림이다. 입구를 통해 유입된 제트는 점점 발달해 가며 자유제트영역(Free jet region)을 형성하고, 충돌벽(impingement wall)에 부딪힌 후 벽 제트(wall jet) 구조를 이루면서 좌우측면의 출구를 통해 빠져 나간다. 그러나 제트가 유입되는 상측벽(upper wall)과 충돌벽 사이의 거리(H/D)가 짧은 경우, 이와 같은 유동구조를 형성하지 못 하기도 한다. 본 연구는 충돌 벽의 반대편에 위치한 상측벽을 통한 유동의 입출입이 없는 막힌 구조이다. 이와 같이 상측벽이 막힌 경우에 형성되는 충돌제트를 제한된 충돌제트 유동(confined impinging jet flow)이라 부른다. 또한 상하벽면간의 거리(H/D)가 다소 먼 경우 준-제한된(semi-confined) 충돌제트라 부른다.

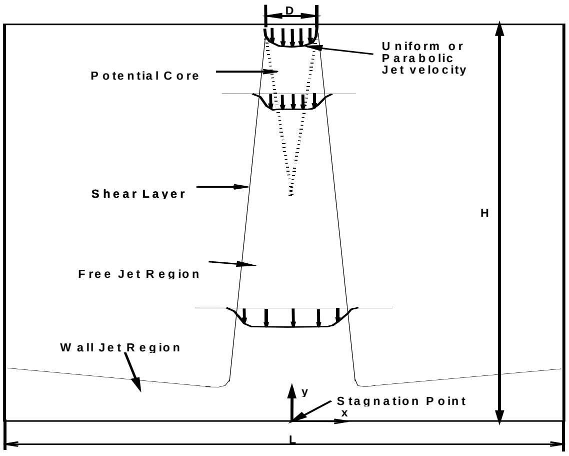
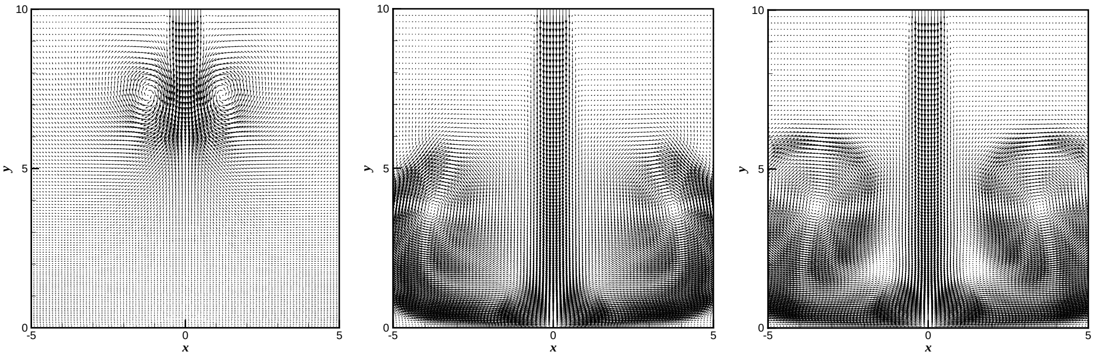


Figure 2 The geometry of a two-dimensional confined impinging jet.

Fig. 3 은 충돌제트의 초기 발달 형태를 보여주고 있다. 입구에서의 제트는 중심부(core)에서 가속되어 속도가 증가되며, 주위 유체는 전단력의 차이에 의해 중심선(center line, x=0)을 기준으로, 좌우로 대칭 쌍의 와(eddy)를 형성한다. 형성된 와는 시간이 지나면서 규모가 커지며 확산되는 현상을 보인다. 대칭쌍의 와는 충돌벽에 부딪힌 후 출구를 향하여 움직인다. 그러나 벽면에 부딪힌 와는 충돌벽면에서 급격한 마찰 전단 저항의 증가로 인해 충돌 후 곧바로 벽 제트의 구조를 형성하지 못하고 박리가 일어나서 와의 중심이 위쪽으로 향하게 된다. 그리고 시간이 흐름에 따라 위쪽으로 향하던 와는 서서히 출구를 향해 빠져나가게 됨을 알 수 있다. 이 경우(H/D=10, Re=500)에는 전단 저항에 비해 대류(convection)의 영향이 강하게 작용하여 시간이 지남에 따라 와가 출구를 향해 빠져나가면서 벽 제트를 형성한다. 그러나 상대적으로 H/D 가 작거나, Re 수가 낮은 경우에는 저항에 의해 위쪽으로 이동한 와는 상측 벽에 부딪혀 다시 저항을 받게 되고, 결국 큰 규모의 와가 출구를 향해 빠져 나가지 못하고 지속적으로 머물게 되는 경우도 있다. 이러한 유동구조는 Fig. 5.6(a)에서 볼 수 있다.



(a) t =10 **(b) t = 40** **(c) t = 60**

Figure 3 Time sequence of instantaneous velocity vectors : Re=500, H/W=10, t =10, 40, 60

Fig. 4 와 Fig. 5 는 C_f, C_p 에 대하여 Chiriac 과 Ortega(3)의 수치해석 결과와 본 연구의 계산결과와의 비교를 보여주고 있다. Chiriac 과 Ortega(3)는 균일한 속도(uniform flow)로 유입되는 제트를 입구의 경계조건으로 사용하였으며, 상하벽면의 높이비(H/D)는 5 인 경우에 대하여 수치해석을 수행하였다. 본 연구에서는 결과 비교를 위하여 선행연구자들과 동일한 조건 하에서 계산을 수행하였다.

Fig. 4 는 Re=125 및 250 일 때 충돌벽면에서 벽면 마찰 계수(wall friction coefficients, C_f)의 분포를 보여 주고 있으며, C_f 의 정의는 식(8)과 같다. 입구로부터 발달된 두 쌍의 대칭 와가 벽면에 충돌 직후 벽제트(wall-jet) 유동 구조로 변환되기 시작하면서, 벽면전단응력(wall shear stress)이 급격히 증가한다. 그러므로 벽면마찰계수(C_f)는 정체점으로부터 증가하기 시작하여 최대값에 도달한 후 출구방향으로 진행하면서 다시 감소한다. 이러한 본 계산 결과는 Chiriac 과 Ortega(3)의 계산 결과를 전체적으로 잘 나타내고 있다.

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho V_{jet}^2} \tag{8}$$

Fig. 5 는 Re 수가 125 및 250 일 때 충돌벽에서의 압력계수(wall pressure coefficient, C_p)의 분포를 보여주고 있으며, 압력계수의 정의는 식(9)와 같다. 정체점에서 압력계수의 크기는 최대가 되며, 출구로 가면서 감소한다. 특히 Re 수가 250 인 경우 정체점에서의 압력계수의 값이 거의 1 의 값에 접근한다. 이것은 제트입구 운동량의 대부분이 압력으로 변환된다는 것을 의미한다. 현재의 계산 결과는 이러한 압력계수의 분포 및 최대값에 대하여 Chiriac 과 Ortega(3)의 결과를 잘 나타내고 있다.

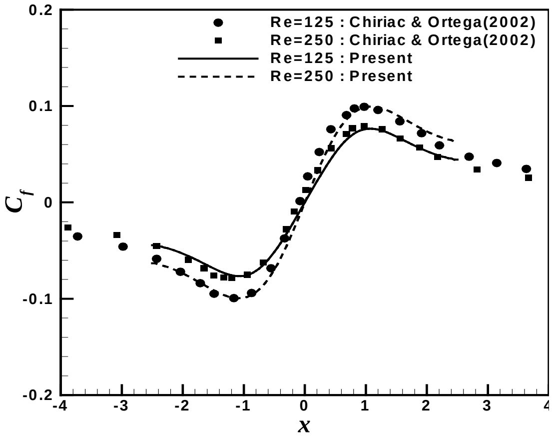


Figure 4 Time averaged wall friction coefficients in steady regime : Re=125, 250, H/W=5

$$C_p = \frac{p - p_{jet}}{\frac{1}{2}\rho V_{jet}^2} \tag{9}$$

H/D=10 이며 Re=250 인 경우에 대하여 충돌제트와 자기장의 상관관계에 대한 연구를 하였다. 먼저 자기장이 존재하지 않은 경우(N=0)에 대하여, 유동구조를 파악하기 위하여 Re 수의 증가에 따른 변화를 관찰하였다.

Re 수가 증가함에 따라 충돌제트는 Re<100 이하에서는 정상상태(steady state)를 유지하며, 100<Re<200 에서는 천이영역(transition regime)으로서 비정상상태(unsteady state)의 유동구조가 형성되며, Re>200 이상에서는 비정상상태(unsteady state) 영역을 형성하였다.

$\mathrm{Re} < 100$: Steady regime
$100 < \mathrm{Re} < 200$: Transition regime (unsteady)
$200 < \mathrm{Re}$: Unsteady regime

정상상태의 유동은 입구로부터 빠져나온 제트의 중심(core)이 정체점에 직접적으로 충돌하게 된다. 그러나 Re 수가 증가함에 따라 유동이 비정상상태로 변하게 되며, Fig. 6(a)에서 보는 바와 같이 입구로부터 빠져나온 유체는 정체점에 다다르기 전에 시간에 따라 매우 복잡한 크고 작은 와(eddy)를 형성한다.

Fig. 6 은자기장의 세기 변화에 따른 순간속도벡터의 변화를 보여 주고 있다. Fig. 6 의 결과를 얻기 위하여 먼저 자기장이 존재하지 않은 경우(N=0)에 대하여 t=0~800 까지 계산을 수행하였다. t=800 에서의 유동장을 초기 조건으로 하여 자기장의 세기(N)를 변화시키면서 계산을 수행하였다.

약한 세기의 자기장(weak magnetic field)에 해당하는 N=0.0025 인 경우, 비정상상태의 거동을 하고 있음을 알 수 있다. 이는 유동의 구조가 여전

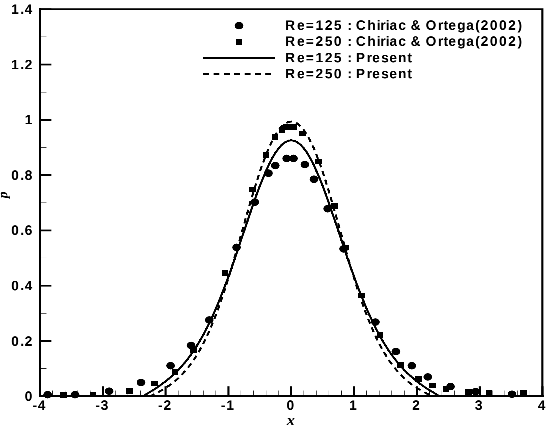
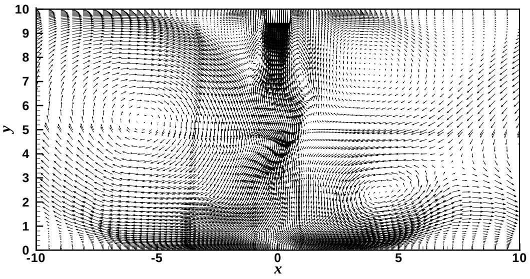
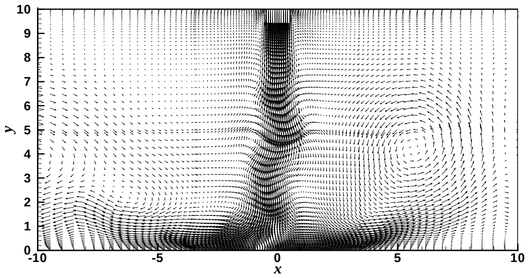


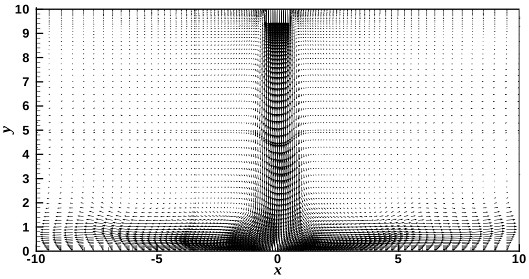
Figure 5 Wall pressure coefficients in the steady regime : Re=125, 250, H/W=5



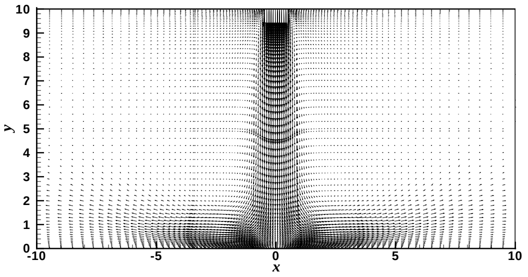
(a) N=0



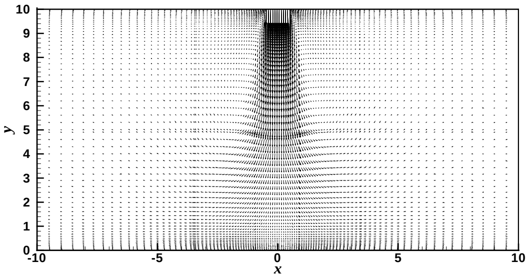
(b) N=0.0025



(c) N=0.005



(d) N=0.02



(e) N=0.05

Figure 6 Instantaneous velocity fields at Re=250 for different N values

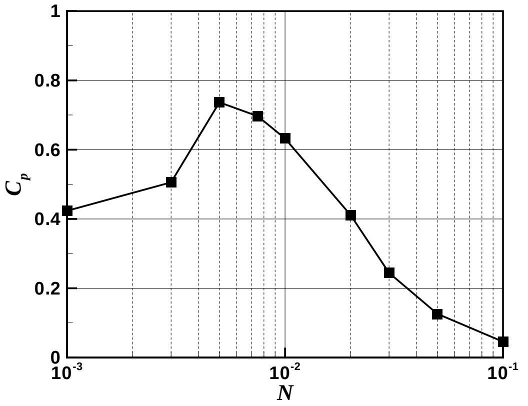


Figure 7 Pressure coefficient at stagnation point as a function of interaction parameter N : Re=250, Pr=0.7

히 비정상상태임을 의미한다. 그러나, N 이 0.005 이상 증가하면 자기장이 강해질수록 빠르게 안정화된다. 이것은 자기장이 인가됨으로 인해 유동장이 안정화되어 비정상상태로부터 정상상태로 변화됨을 의미한다. Fig. 6 (a)는 자기장이 가해지지 않은 경우이다. 입구에서의 제트는 좌우로 비대칭이며 서로 크기가 다른 크고 작은 와들을 형성하면서 충돌면을 향한다. 충돌면에서는 마찰 전단력으로 인해 박리현상이 나타난다. 박리현상으로 채널내부에는 큰 규모의 와가 생성되며, 시간에 따라 작은 규모의 와로 쪼개어 지고 다시 생성되는 현상을 반복하게 되므로 매우 불규칙하고 복잡한 유동형태를 갖게 된다. (b)는 N=0.0025 일때의 속도벡터 분포를 보여주고 있다. 이 경우는 자기장이 가해지지 않은 경우(N=0)에 비하여 안정화가 이루어지긴 하나 여전히 비대칭, 비정상상태의 유동패턴을 유지하고 있다. 그러나 N=0.005 가 인가된 (c)를 보면, 유동의 안정화가 상당히 진행되어 거의 정상상태의 대칭 구조가 보인다. 자기장이 점점 강하게 인가되면 (d), (e)의 그림들이 보여주는 것처럼, 입구에서 분출된 제트는 자기장에 의한 로렌츠 힘으로 인해 충돌면까지 도달하지 못하고, 좌우의 출구쪽으로 유동방향이 바뀌게 되어, 정체점에서는 압력 증가가 오히려 줄어들게 된다.

Fig. 7 은 자기장의 변화에 따른 정체점에서의 시간평균된 $\overline{C_p}$ 의 변화를 보여 주고 있다. 정체점에서의 압력계수는 입구에서 분출된 제트의 운동량이 충돌면에서 정압(static pressure)으로 변환되는 비(ratio)를 의미한다. 정체점에서의 평균압력은 자기장의 세기가 증가함에 따라 가파르게 증가하며, N 이 특정값 보다 커지면 오히려 감소하는 것을 알 수 있다.

4. 결 론

저 레이놀즈 수 영역에서 충돌제트에서의 비정상(unsteady)상태의 유동장과 자기장과의 상호관계에 대하여 연구하였다.

자기장이 인가되지 않을 때(H/D=10, N=0), Re 수

가 100 이하에서는 정상상태(steady state)의 유동영역(flow regime)이 형성된다. 그리고 Re 수가 100~200 인 구간에서는 정상상태에서 비정상상태로의 천이 구간(transition regime)이 형성된다. 이 영역에서는 유동이 정상상태에서 비정상상태로 변함에 따라 유동은 진동(oscillation)을 시작하게 된다. 그리고 Re 수가 200 이상의 영역에서는 완전한 비정상상태 유동이 된다.

비정상상태 유동(Re=250)에 자기장을 인가하면 유동은 안정화가 이루어지며 정상상태로 변하게 된다. 그리고 자기장이 강해지면 유동 패턴의 변화로 인해 정체점에서의 압력증가가 감소함을 알 수 있다.

후 기

본 연구는 BK21 그리고 NRL 지원사업에 의해서 수행되었다.

참고문헌

(1) 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 21, 156-163

(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 23, 592-600.

(3) Chiriac, V. A. 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 45, 1237-1248.

(4) Kim, J. and Moin, P., 1985, Application of a fractional-step method to incompressible navier-stokes equations, J. of Comp. Phys. 59, 308-323

(5) Thomson, K. W., 1987, Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems, J. Comput. Phys, 68, 1-24.

(6) Hu, F. Q., 1995, On absorbing boundary conditions for linear euler equations by perfectly matched layer, ICASE Report, 95-70

(7) Chattaopadhyay, H. and Saha, S.K., 2003, Turbulent flow and heat transfer from a slot jet impinging on a moving plate, Int. J. of Heat Fluid Flow 24, 685-697

(8) Pacheco, P. S., Parallel Programming with MPI.