

〈論 文〉

제한면을 가지는 이차원 난류 충돌젯트의 유동 및 열전달 특성의 수치적 연구

강동진* · 오원태**

(1994년 2월 18일 접수)

A Numerical Study of the Fluid Flow and Heat Transfer Characteristics of the Two-Dimensional Turbulent Impingement Jet with a Confinement Plate

Dong-Jin Kang and Won-Tae Oh

Key Words : Confinement Plate(제한면), Impingement Jet(충돌젯트), Discrete Heat Source (이산열원), Turbulent Kinetic Energy(난류운동에너지), Nusselt Number(Nusselt 수)

Abstract

A numerical study of the fluid flow and heat transfer characteristics of the two-dimensional impingement jet with a confinement plate has been carried out. The fluid flow was calculated by solving the full Navier-Stokes equation. In doing that, the well known SIMPLER algorithm was used and the trouble making convection term was discretized according to QUICKER scheme. The energy equation was simply solved by using the SOR method. For the Reynolds number of 10000, two channel heights, say 1.5 and 3.0 times the jet exit width, and two thermal boundary conditions constant wall temperature and constant wall heat flux were considered. Discrete heat sources were flush mounted along the impingement plate at a distance of 0, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12 times the jet exit width from the stagnation point. The length of each heat source is 4 times the jet exit width long. The Nusselt number averaged over each heat source was compared with experiment. Comparison shows that both calculations and experiment have the secondary peak of Nusselt number at downstream of stagnation point, even though there is a little quantitative difference in between. The difference is believed due to obscure thermal boundary condition in experiment and also accuracy of turbulence model used. The secondary peak is shown to be caused by rigorous turbulent flow motion generated as the wall jet flow is retarded and develops into the channel flow without flow reversal.

기 호 설 명

b : 젯트 출구폭
 α : 열확산계수
 h : 채널높이

$\epsilon, \bar{\epsilon}$: 난류운동에너지 소산율
 k : 난류운동에너지
 h : 열전달계수
 L : 열원의 크기 $4b$
 α : 열전도계수
 Nu : Nussel 수

*정회원, 영남대학교 기계공학과

**LG전자(주) 생산기술센터 기술개발연구소

$$Nu = hb/\chi = \frac{-b(\frac{\partial T}{\partial y})_w}{T_w - T_\infty} \text{ 혹은 } \frac{b\dot{Q}_w}{(T_w - T_\infty)}$$

τ_w : 벽면마찰계수

Pr : Prandtl 수

Q : 열유속

v_{jet} : 제트 출구속도

Re : 레이놀즈수 $Re = bv_{jet}/\nu$

U, V : 무차원 속도성분 $(u, v)/v_{jet}$

X, Y : 무차원 좌표 $(X, Y) = (x, y)/b$

y^+ : 층류저층 y 좌표 $y^+ = yb/\sqrt{\tau_w/\rho}$

하첨자

jet : 제트

t : 난류량

i : 1, 2 ($x_1 = x, x_2 = y$), ($u_1 = u, u_2 = v$)

w : 벽면

c : 대칭선

1. 서 론

전자회로의 고집적화가 가속화됨에 따라 전자회로가 발산하는 열을 적절히 소산시켜서 전자회로의 성능저하를 방지할 수 있는 전자회로 냉각기술에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다. 특히 최근 들어서는 집적회로가 발산하는 열유속이(heat flux) 약 200 W/cm^2 에 이르고 있어서,⁽¹⁾ 종래의 냉각방식 예를 들면 자연대류에 의한 냉각이나 방열핀을 부착한 간접적인 방법에서 점차 유전액체(dielectric liquid)를 열원에 분사하는 직접 냉각방식으로 옮겨가고 있다.

지금까지 알려져 있는 여러가지 직접 냉각방식 중에서 액체 충돌제트를 이용한 전자모듈 내의 열원의 냉각기술이 여러 연구가에 의해 최근에 깊이 있게 연구되고 있다. 충돌제트를 이용한 냉각기술은 단일제트와 다중제트를 이용한 방식으로 나눌 수 있는데, 전자는 후자에 비해 구조가 간단한 장점이 있으나, 다수의 이산열원을 균일하게 냉각하는 데는 어려움이 있다는 것이 일반적인 견해이다. 그런데, 최근에 몇몇 연구가에 의해 수행된 일련의 연구⁽¹⁻³⁾에 따르면 단일 액체제트를 이용하여서도 다수의 이산열원을 성공적으로 냉각시킬 수 있을 것으로 기대된다.

다만 지금까지 수행된 충돌제트에 대한 대부분의 선행연구가 원형제트(circular jet)에 대한 연구로 평면 충돌제트는 큰 관심을 끌지 못하였고,⁽⁴⁾ 평면제트에 대한 몇몇의 연구도 대체로 자유제트(free jet) 즉 제한면이 없는 경우⁽⁶⁾로 전자모듈의 냉각에 응용하기에는 큰 거리가 있다. 제한면을 고려한 이차원 충돌제트에 대한 연구는 대단히 미흡하여 연구문헌을 찾기가 쉽지 않으나, 저자의 문헌조사로는 Law 등⁽²⁾과 Schafer 등⁽¹⁾이 수치적 연구와 실험적 연구를 각각 최근에 수행한 바 있다. Law 등은 포물형(parabolic) 제트를 충돌면에 분사할 경우의 유동장을 수치해석적 방법으로 연구하였다. 이들의 연구에 따르면 제한면을 가지는 이차원 충돌제트는 다음과 같은 여러형태의 유동특성을 가지는 것으로 보인다. 우선 제트출구에서 충돌면 부근까지는 자유제트의 특성이 보이고, 그 이후 충돌면까지는 충돌제트의 특성이 관찰된다. 또 벽면을 따라 벽면제트의 특성이 관찰되고, 벽면제트유동 영역 이후 충돌면에 형성되는 강한 역압력구배(adverse pressure gradient)에 의해 박리기포가 형성된다. 그런데 Law 등의 연구는 레이놀즈 수가 400 이하인 층류유동에 국한되어 실제 응용에 사용되는 난류유동특성과는 거리가 멀다. Schafer 등은 실험적 연구를 통해 충돌면에 장착한 이산열원(discrete heat source)의 열전달 특성을 살펴본 결과 $3 \leq X \leq 8$ 에서 열전달이 크게 향상되며, Law 등의 연구결과를 인용하여, 이를 박리기포의 영향으로 판단했지만, Schafer 등이 얻은 열전달 향상은 난류유동영역의 데이터이다. 따라서 채널내의 유동특성과 열전달 향상사이의 상관관계에 대한 연구는 물론이고 제한면을 가지는 이차원 난류 충돌제트의 유동특성에 대한 연구도 대단히 미흡한 실정이라 하겠다.

저자는 이러한 관점에서 층류유동의 경우에 제한면을 가지는 충돌제트의 유동특성을 이미 연구하여⁽⁶⁾ 저 레이놀즈수 유동의 경우($Re \leq 400$)는 Law 등과 일치하는 와류유동이 형성되지만 레이놀즈 수가 증가함에 따라 복잡한 유동형태가 보여짐을 이미 보인 바 있다. 따라서 본 연구에서는 완전 Navier-Stokes 방정식, 연속방정식, 저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 난류모델방정식 그리고 에너지방정식을 수치해석하여 제한면을 가지는 이차원 충돌제트에 대하여 난류유동영역에서 유동과 열전달 특성사이의 상관관계를 연구하고자 한다.

2. 지배방정식 및 경계조건

2.1 지배방정식

정상상태 비압축성 난류유동에 대한 연속방정식, 시간평균 운동량방정식 그리고 에너지방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u_i u_j} \right] \quad (2)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = (\alpha + \alpha_t) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

여기서, u_i 는 평균속도, u_i' 은 요동 속도성분 (fluctuation velocity component)을 나타내며 α_t 는 와 확산계수 (eddy diffusivity)로 무차원 값인 난류 Prandtl수 Pr_t 를 본 연구에서는 0.9로 가정하였다. 레이놀즈응력은 Boussinesq 근사를 따라 평균 유동의 변형률과 와점성계수를 이용하여 다음과 같이 구한다.

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (4)$$

여기서, 와점성계수 μ_t 는 Launder와 Sharma가 제안한⁽⁷⁾ 저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델에 따라 와점성계수 $\mu_t = C_\mu f_\mu \rho k^2 / \epsilon$ 로부터 구하였으며, 다음의 식 (5)와 (6)과 같은 난류운동에너지 k 와 소산율 ϵ 에 대한 수송방정식을 사용하였다.

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right] \frac{\partial k}{\partial x_i} + \mu_t \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho \epsilon - 2\mu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial x_j} \right)^2 \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1f} f_\mu \mu_t \frac{\epsilon}{k} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - C_{2f} f_2 \frac{\rho \epsilon^2}{k} + 2 \frac{\mu \mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 \quad (6)$$

난류모델에 사용된 모델함수와 상수는 다음과 같다.

$$f_\mu = \exp \left[-\frac{3.4}{(1 + R_i/50)^2} \right]$$

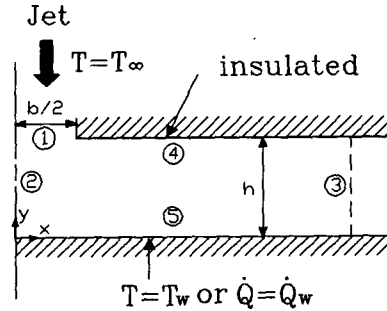


Fig. 1 Schematics of computational domain

$$f_2 = 1 - 0.3 \exp(-R_i^2), \quad R_i = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon}$$

$$C_\mu = 0.09, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92$$

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \quad f_1 = 1.0 \quad (7)$$

2.2 경계조건

본 연구에 사용된 계산영역은 Fig. 1에 도시되어 있으며, 그림에서 채널의 높이 h 는 $1.5b, 2.0b,$ 혹은 $3.0b$ 이고 하류경계는 완전히 발달된 유동을 가정하기 위해 $x=50b$ 에 두었다. 계산영역의 각 경계면을 따른 경계조건은 다음과 같다.

2.2.1 젯트출구

젯트출구 ($y=h$)는 계산영역을 도시한 Fig. 1에서 ①에 해당하며, 경계조건으로는 젯트의 평균유속 즉 y -방향 속도성분 v 가 v_{jet} 로 일정하다고 가정하였다. 또 난류운동에너지 k 는 $0.04 v_{jet}^2$ 로 두었고, 난류운동에너지의 소산율 ϵ 은 $C_\mu k^{3/2} b / 0.01$ 로 가정하였다. 젯트출구에서의 유체온도는 $T=T_\infty$ 로 일정하다고 가정하였다.

2.2.2 대칭면

대칭면 ($x=0$)은 Fig. 1에서 ②를 가리키며, 다음과 같은 대칭조건을 대입하였다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \epsilon}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

2.2.3 채널의 출구

채널의 출구 (하류, $x=50b$)는 Fig. 1에서 ③을 가리키며, 완전히 발달된 유동으로 가정하여 다음의 조건을 사용하였다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \epsilon}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

2.2.4 벽면

제한면과 충돌면 ($y=0$ 과 $y=h$)은 각각 Fig. 1에서 ④와 ⑤에 해당하며 속도경계조건으로는 점착 (no-slip)조건을 온도에 대하여는 열유속이 (\dot{Q}_w)로 일정하다고(이하 일정 열유속이라 함) 가정하거나 벽면온도가 T_w 로 일정하다고(이하 일정 벽면온도라 함) 가정하였다. 또 난류운동에너지 k 와 소산율 ϵ 은 0으로 주었다.

3. 수치적 해석

본 연구에서 사용한 수치해석방법의 신뢰도 검증을 비롯한 여러가지 수치해석적 서술은 저자⁽⁶⁾의 선행연구에 이미 자세히 다루어져 있으므로 여기서는 간략하게 몇가지 주요사항만 서술하기로 한다.

먼저 앞에서 서술한 지배방정식, 즉 식(1)~(6)은 제트 출구폭 b 와 제트속도 v_{jet} 를 각각 기준길이와 기준속도로 하여 무차원한 후, SIMPLER 알고리즘⁽⁸⁾을 이용하여 수치해석하였다. 이 때 운동량방정식에서 대류항은 삼차의 정확도를 갖는 QUICKER법^(6,9)으로 처리하여 수치해의 정확도 향상과 해의 안정화를 도모하였다. 다만 k 와 ϵ 의 수송방정식의 대류항은 Hybrid법으로 처리하였는데 이는 k 와 ϵ 의 수송방정식의 경우는 생성항(source)이 지배적이어서 대류항의 고차 차분화가 해에 영향을 끼치지 못하면서 수렴성을 크게 해치는 것으로 알려져 있기 때문이다.⁽¹⁰⁾ 또 엇물림격자계(staggered grid system)를 이용하였고 수렴성을 증가시키기 위해 약 0.2~0.3의 완화계수를 사용하였다. 해의 수렴여부는 무차원 속도성분 $U=u/v_{jet}$ 와 $V=v/v_{jet}$ 의 반복계산간의 변화량이 10^{-3} 보다 작을 때를 기준으로 하였다.

4. 결과 및 토의

본 연구에서는 벽면과 제트중심, 즉 대칭면 부근에 격자를 적절히 밀집하여 얻은 비균일격자계를 사용하였고, 격자수는 수치해가 충분한 정확도를 가지도록 x -방향으로 135개, y -방향으로는 101개의 격자수를 사용하였다. x -방향 격자중 15개는 제트 출구에 두었고, 나머지는 격자간 간격을 일정비율로 증가시키며 배열하였다. y -방향 격자는 채널의 중심을 대칭선으로 하여 벽면에서 채널중심으로 격자간격을 일정비율로 증가시키며 구성하였으며, 특

별히 층류저층 y^+ 좌표 $y^+(=yb/\sqrt{\tau_w/\rho}) < 1.0$ 의 범위에 최소한 2,3개의 격자가 놓이도록 하여 난류 수송방정식이 충분한 정확도를 가지도록 하였다.

본 연구에 사용된 수치해석방법에 틀림이 없음을 보이기 위해 본 연구에서 다루는 문제와 기하학적 형상과 경계조건이 유사한 Agarwal 등⁽¹¹⁾의 수치해와 Kotansky 등⁽¹²⁾의 실험치를 먼저 살펴보았다. Agarwal 등과 Kotansky 등은 수직 이착륙 비행체의 동체와 지면 사이의 유동특성을 연구하기 위해 압축성 및 비압축성 등 여러가지 유동문제를 다루었는데, 본 연구에서는 Fig. 2에 도시한 평면 충돌제트의 비압축성 유동에 대한 Agarwal 등의 결과를 본 결과와 비교하여 살펴보고자 한다. 여기서 무차원 채널높이 $H(=h/b)$ 는 2이고 레이놀즈 수 $Re(bv_{jet}/\nu)$ 는 1.3×10^5 이다. 또 제트출구에서의 무차원 난류운동에너지 $k^*(=\frac{k}{v_{jet}^2})$ 는 0.04로 두었고, 무차원 난류운동에너지의 소산율 $\epsilon^*(=\frac{\epsilon}{v_{jet}^3/b})$ 은 $C_\mu k^{*3/2}/0.01$ 로 가정하였다. 여기서, 본 연구에서 계산한 기하학적 형상(Fig. 1)과 Agar-

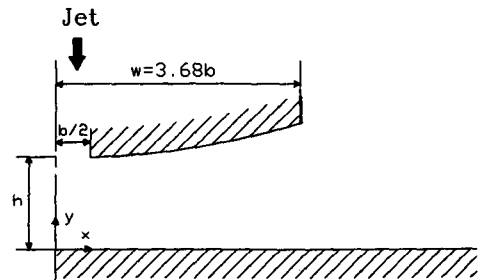


Fig. 2 Agarwal's computation domain

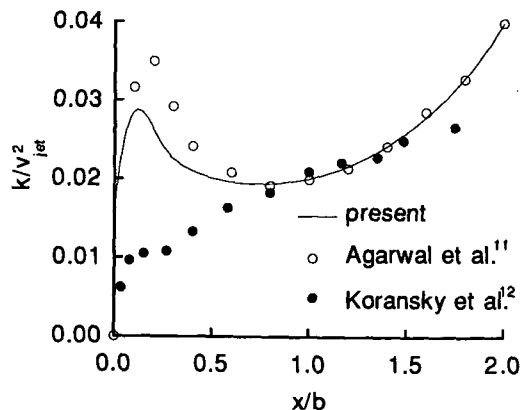


Fig. 3 Comparison of turbulent kinetic energy along the centerline.

wal 등과 Kotansky 등의 형상(Fig. 2)은 제한면의 형상에서 다소 차이가 남을 밝혀준다.

본 연구에서 얻은 계산치, Agarwal 등의 수치 계산 결과, 그리고 Kotansky 등의 실험치를 난류량과 평균유동의 측면에서 비교하였다. 먼저 Fig. 3은 대칭면을 따른 난류운동에너지의 비교로 본 계산치는 충돌면 부근에서 Kotansky 등의 실험치와 다소 차이를 보이나, Agarwal 등의 수치해와는 유사한 거동이 보이고 있음을 알 수 있다. 이러한 난류량의 다소의 불일치에도 불구하고 평균유동의 비교에서 본 계산치는 다음에서 설명하는 바와 같이 Kotansky 등의 실험치 뿐만 아니라 Agarwal 등의 수치해와도 좋은 일치를 보여주고 있다.

Fig. 4는 젯트의 대칭면을 따른 y -방향 유속분포의 비교로 본 계산치는 Kotansky 등의 실험치와 Agarwal 등의 수치해와 잘 일치하고 있다. 다만 충돌면 부근에서 실험치가 수치해와 다소 차이가 보이는데 이는 실험오차가 주된 원인으로 사료된다. 왜냐하면 충돌면에 근접할수록 정체점 유동특성이 관찰되어야 하는데 실험치는 이러한 유동특성과는 차이가 나기 때문이다. 충돌젯트가 벽면젯트로 발달해가는 과정에 대한 비교는 충돌면을 따른 압력분포를 도시한 Fig. 5를 살펴보면 알 수 있다. 그림을 살펴보면 본 계산치는 Kotansky 등의 실험치나 Agarwal 등의 수치해와 전체적으로 잘 일치하고 있다. 다만 $x/b > 1$ 이상에서는 본 계산치는 Kotansky 등의 실험치나 Agarwal 등의 수치해와 차이가 나는데, 이는 본 연구에 사용된 기하학적 형상(Fig. 1)이 Agarwal 등의 수치해나 실험치의 형상(Fig. 2)과 차이가 나기 때문으로 판단된다. 즉 실험치나 Agarwal 등의 수치해의 경우는 제한면이 본 연구에 사용된 형상과 달리 직선이 아닐 뿐만 아니라 충돌면에 비해 크기도 작기 때문이다. 이상과 같은 예제계산 결과와 Agarwal 등이 사용한 난류모델이 본 연구의 난류모델과 유사함을 고려하면 본 연구에 사용된 수치해석 프로그램에 오류가 없다고 말할 수 있겠다.

이제 제한면을 가지는 이차원 난류 충돌젯트의 유동특성과 열전달 특성을 살펴보기 위해 Schafer 등의 실험치와 본 수치해석 결과를 비교하였다. Schafer 등은 젯트폭의 4배 크기의 열원을 충돌면에 장착하여 얻은 평균 Nusselt수 \overline{Nu} 를 제시하였는데, Schafer 등이 실험한 열원의 열적경계조건이 불분명하여 본 연구에서는 일정 열유속과 일정

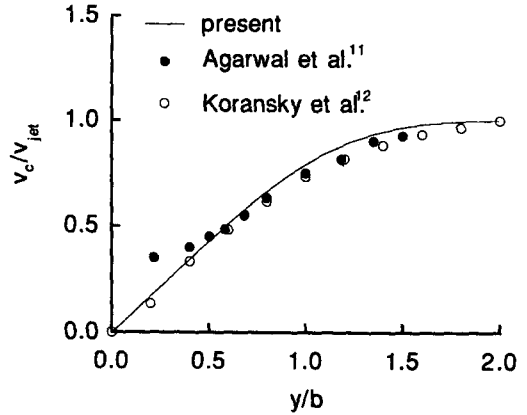


Fig. 4 Comparison of centerline velocity

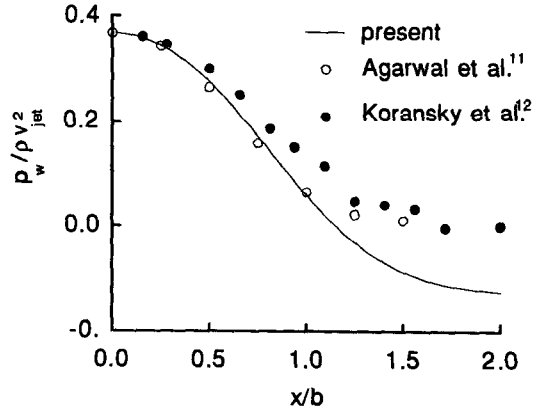


Fig. 5 Comparison of centerline pressure

벽면온도 두 경우를 계산하여 Schafer 등의 실험치와 비교하였다. 여기서, 평균 Nusselt수 \overline{Nu} 는 다음의 식(10)과 같이 각 열원의 Nusselt수 Nu 를 열원의 크기(L)에 대하여 적분하여 그 크기로 나눈 값을 가리킨다.

$$\overline{Nu} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu \, dx \tag{10}$$

또 Nusselt수 Nu 는 일정 벽면온도의 경우는 다음의 식(11a)로, 일정 열유속의 경우는 다음의 식(11b)로 정의된다.

$$Nu = hb/x = \frac{-b(\frac{\partial T}{\partial y})_w}{T_w - T_f} \tag{11a}$$

$$Nu = hb/x = \frac{b\dot{Q}_w}{x(T_w - T_f)} \tag{11b}$$

위의 식(11a)와 (11b)에서 T_f 는 유체의 혼합평균온

도 (bulk temperature)로 다음의 식(12)로 정의되며, 하첨자 w 는 벽면을 가리킨다.

$$T_r = \frac{1}{u_{ave}} \int u T dy \quad (12)$$

식(12)에서 평균유속 u_{ave} 은 다음의 식(13)과 같이 정의되며, 임의의 x -위치에서의 x -방향 평균유속을 나타낸다.

$$u_{ave} = \frac{1}{h} \int u dy \quad (13)$$

Prandtl수 $Pr (= \nu/\alpha)$ 는 Schafer 등의 실험치와 같은 조건을 사용하기 위해 7로 가정하였다. 열원은 젯트출구 폭의 4배 크기로 돌출없이 충돌면에 장착하며, 그 중심은 $X=0, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12$ 로 이동시킨다.

Fig. 6은 무차원 채널높이 H 는 1.5이고 레이놀즈수 Re 가 10^4 인 경우에 얻은 결과로 Schafer 등의 실험치와 본 수치해석에서 얻은 열원의 평균 Nusselt수를 비교하여 도시하고 있다. 그림을 살펴보면 실험치와 일정 열유속 경계조건에 대한 계산치는 약 $X=4$ 에서 일정 벽면온도 계산치는 $X=3$ 에서 각각 평균 Nusselt수가 이차의 피크(정체점 $X=0$ 을 일차 피크로 가정함)를 가지는 등 정성적으로 유사한 거동을 보이고 있다. 다만 $2 \leq X \leq 4$ 사이에서는 실험치와 일정 열유속조건을 사용한 계산치가, 또 나머지 영역에서는 일정 벽면온도 계산치와 실험치가 대체로 일치함을 알 수 있다. 이는 앞서 지적한 바와 같이 실험치의 열적 경계조건이 일정 벽면온도나 일정 열유속조건의 어느 경우도 아니기

때문으로 판단된다. 또 수치해와 실험치의 정량적인 차이는 앞서 지적한 열적 경계조건의 불일치 외에도 다음과 같은 여러가지 영향이 복합적으로 작용한 것으로 판단된다.

최근에 Chang 등⁽¹³⁾은 제한면이 없는 난류 충돌젯트의 열전달 특성을 본 연구에서 사용한 것과 동일한 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 난류모델을 이용하여 수치적으로 연구한 바 있다. Chang 등은 Yap 등⁽¹⁴⁾이 제시한 방법으로 $k-\epsilon$ 난류모델을 수정하여 다소 개선된 수치해를 얻을 수 있음을 보인 바 있으나, 본 연구에서 다루는 채널높이와 유사한 $H=2$ 인 경우에는 Yap 등의 수정 난류모델은 Nusselt수의 예측에서 전체적으로 개선된 결과를 보여주고 있지만, 본 연구에서 중요한 의미를 가지는 이차 피크를 예측하지 못하는 문제점으로 본 연구에는 적합치 않았다. 아몽톤 충돌젯트의 유동특성에 적합한 난류모델의 채택으로 실험치와 계산치의 차이는 다소 개선될 수 있을 것으로 기대되나, 수치해석을 통하여 다양한 난류모델의 예측성을 비교하는 작업은 본 논문의 연구범위를 넘어서는 것으로 향후의 연구과제라 사료된다.

끝으로 실험데이터의 모호성에 따른 오차도 존재하는 것으로 보인다. 우선 평균 Nusselt수를 계산하기 위해서는 열원의 표면온도 측정이 필요한데, 실험치는 3~6개의 비교적 작은 수의 열전대 온도계(thermocouple)를 장착하여 평균온도를 얻었고, 유체의 온도측정에서도 그 측정위치에 모호한 점이 있다. 또한 실험의 경우 3차원 유동효과를 배제하기 위해 3열의 열원을 충돌면에 장착한 후 평균치

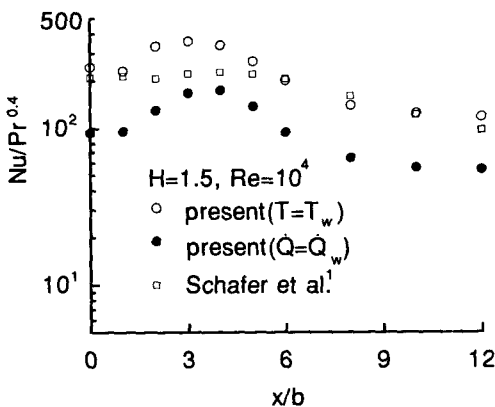


Fig. 6 Comparison of Nusselt number distribution with experiment

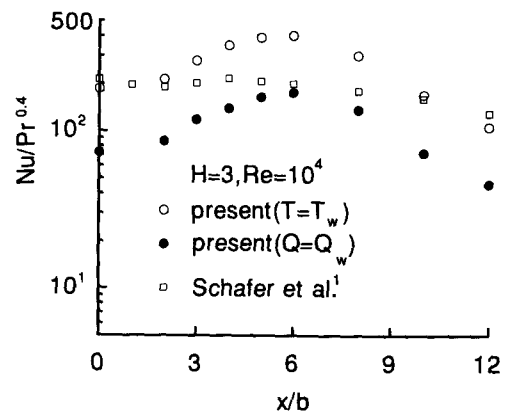


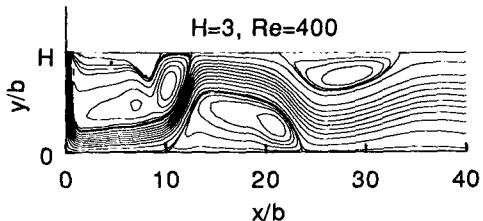
Fig. 7 Comparison of Nusselt number distribution with experiment

를 사용하였는데 Schafer 등의 논문⁽⁶⁾에 기술되어 있듯이 각 열사이의 평균 Nusselt수의 차이는 정체점 영역에서 약 5%이고, 최대로 약 15%의 차이를 보이고 있다. 또한 냉각유체의 Pr수의 근사와 젯트출구에서의 난류량의 근사등도 수치해와 실험치의 차이의 원인이 될 수 있을 것이다.

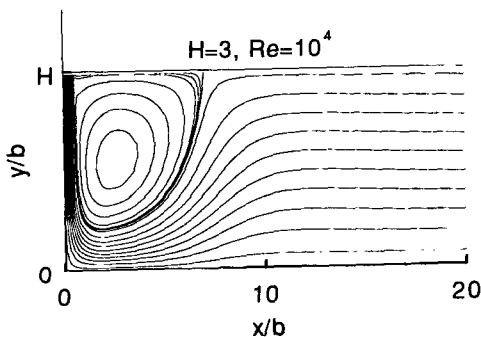
Fig. 7은 무차원 채널높이 H가 3.0이고 레이놀즈수 Re는 10^4 인 경우에 얻은 결과로 평균 Nusselt수의 분포거동은 앞의 H=1.5의 계산결과와 유사하며, 실험치와 수치해의 차이 정도도 유사함을 알 수 있다. 다만 두 그림을 비교해 보면 H의 증가에 따라 평균 Nusselt수의 이차피크가 다소 하류로 이동함을 알 수 있다.

이상의 비교에서 살펴본 바와 같이, 실험치와 수치해의 다소의 정량적인 불일치에도 불구하고 제한면을 가지는 이차원 난류 충돌젯트의 충돌면을 따른 평균 Nusselt수는 정체점 하류에서 이차의 피크를 가지는 중요한 현상을 살펴볼 수 있었다.

Schafer 등은 이러한 열전달향상, 즉 평균 Nusselt수의 이차피크를 Law 등⁽²⁾의 층류유동 결과를 인용하여 충돌면에 형성되는 박리기포의 영향으로 추정하였는데, 이는 다음에 설명하는 바와 같이 본 수치결과와는 상치된다.



(a) Laminar jet

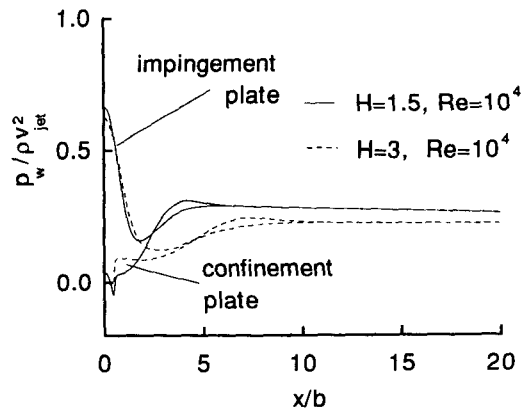


(b) Turbulent jet

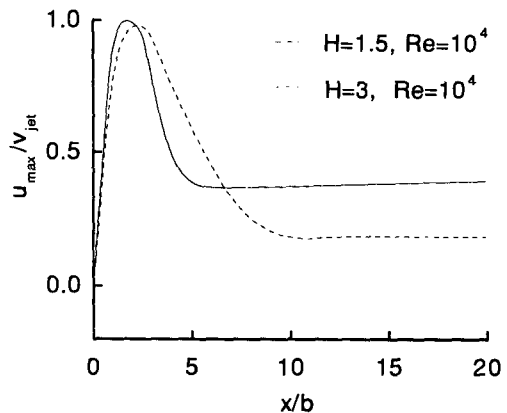
Fig. 8 Streamline pattern

Fig. 8은 저자의 선행연구⁽⁶⁾에서 얻은 층류유동 (Fig. 8(a))과 본 연구에서 얻은 난류유동 (Fig. 8(b))의 유선을 비교하여 도시한 그림으로 서로 크게 다른 유동특성을 가지고 있음을 보여주고 있다. 먼저 Fig. 8(a)의 층류유동을 살펴보면, 젯트는 충돌면에 충돌한 후 약 $X=10$ 부근에서 박리를 일으키지만 제한면의 영향으로 재부착하여 박리기포를 형성함을 알 수 있다. 이에 비해 Fig. 8(b)의 난류유동의 경우는 충돌면 부근에 박리기포의 징후가 보이지 않는다. 따라서 Schafer 등의 예측과는 달리 제한면을 가지는 난류 충돌젯트에서의 평균 Nusselt수의 이차피크를 박리기포의 영향으로 보기는 어렵다.

이를 보다 자세히 살펴보기 위해 평균 Nusselt수의 이차피크 부근에서의 벽면압력과 벽면젯트의 최



(a) Wall pressure



(b) Maximum wall jet velocity

Fig. 9 Distributions of wall pressure and maximum jet velocity along the impingement wall

대유속의 분포 그리고 난류운동에너지의 분포를 살펴보았다. 먼저 Fig. 9는 평균 Nusselt수의 이차피크 부근에서의 벽면압력과 벽면젯트의 최대유속의 분포를 보여주고 있다. Fig. 9(a)의 충돌면과 제한면을 따른 벽면압력분포를 살펴보면, 평균 Nusselt수의 이차피크 부근에서 역압력구배가 형성되며, 이는 벽면젯트를 이차원 채널유동(벽면압력이 선형적으로 감소)으로 급격히 천이시키고 있음을 알 수 있다. 이러한 벽면젯트유동의 채널유동으로의 급격한 천이는 벽면젯트의 최대유속의 분포를 도시한 Fig. 9(b)에서도 확인할 수가 있다. 그림을 살펴보면 정체점($X=0$)에서부터 정체점유동(최대유속이 선형적으로 증가)이 형성되고 그 이후 벽면젯트유동이 형성되는 등 정체점에 인접한 영역에서의 유동특성은 층류의 경우와 유사하나 역압력구배 영역에서는 최대유속이 급격히 감소함에도 불구하고 유동의 박리없이 채널유동으로 발달해 가고 있음을 알 수 있다. 이러한 유동특성은 박리기포를 형성하는 층류유동과는 완전히 구별되어 지는 점이다.

이제 Fig. 10에 도시한 난류운동에너지의 분포와 Fig. 9(a)의 벽면압력분포를 비교해보면 역압력구배의 중심부근에서 난류운동에너지가 극대치를 가짐을 알 수 있다. 결국 난류유동의 경우는 저자가 선행연구에서 보인 층류유동과는 크게 다른 다음과 같은 유동특성을 가짐을 알 수 있다. 난류유동에서는 젯트출구에서 분사된 난류젯트는 충돌면에 충돌 후 정체점 유동이 형성되고 정체점유동은 역압력구배에 의해 벽면젯트유동으로 천이되나 층류유동과 달리 벽면젯트유동은 박리없이 채널유동으로 급격히 발달해 가며 이 때 난류운동에너지도 활발히 생

성된다. 따라서 난류유동에서의 평균 Nusselt수의 이차피크는 층류유동과 달리 벽면젯트 유동이 지지되면서 채널유동으로 급격히 천이되고, 이 때 난류운동에너지가 활발히 생성되면서 충돌면에서 유입되는 열이 난류유동에 의해 y -방향으로 대류 및 확산되어 얻어지는 것으로 판단된다.

5. 결 론

제한면을 가지는 이차원 난류 충돌젯트의 유동과 열전달 특성을 수치적으로 연구하기 위해 레이놀즈 수가 10000인 경우에 채널높이가 젯트폭의 1.5와 3배인 두경우에 대하여 계산을 수행하여 살펴본 결과 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) 제한면을 가지는 충돌면에 이산열원을 장착하고 난류젯트를 분사할 경우 충돌면을 따른 평균 Nusselt수는 일정 열유속 벽면의 경우 $x/b=4$ 에서, 일정 벽면온도의 경우 $x/b=3$ 에서 각각 이차피크를 가졌다.

(2) 젯트출구에서 분사된 난류 충돌젯트는 충돌면에 충돌한 후 벽면젯트로 발전하며, 벽면젯트는 강한 역압력구배에도 불구하고 박리없이 채널유동으로 급격히 발전하였다. 또한 이러한 유동의 급격한 발전영역에서 난류운동에너지의 생성이 활발하였다.

(3) 충돌면을 따른 평균 Nusselt수가 정체점 하류에서 이차피크를 가지는 것은 Schafer등의 추정과는 달리 평균유동이 벽면젯트유동에서 채널유동으로 급격히 발전함에 따라 난류운동에너지가 활발히 생성되고, 난류유동에 의한 y -방향으로의 강한 대류와 확산이 그 원인으로 판단된다.

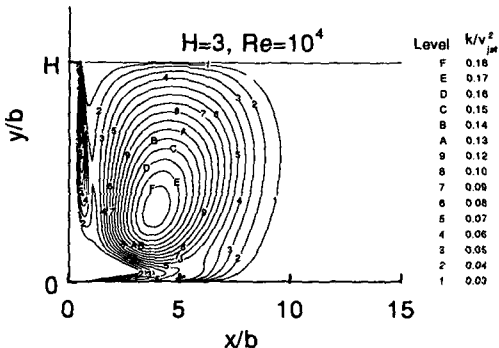


Fig. 10 Distribution of turbulent kinetic energy around the secondary peak in the Nusselt number

참고문헌

- (1) Schafer, D., Incropera, F. P. and Ramadhyani, S., 1991, "Planar Liquid Jet Impingement Cooling of Multiple Discrete Heat Sources," *J. Electronic Packaging*, Vol 113, pp. 359~366.
- (2) Law, H. S., and Masilyah, J. H., 1984, "Numerical Prediction of the Flow Field Due to a Confined Laminar Two-Dimensional Submerged Jet," *Computers and Fluids*, Vol. 12, No. 3, pp. 199~215.
- (3) van Heiningen, A. R. P., and Mujumdar, A. S.,

- and Douglas, W. J. M., 1976, "Numerical Prediction of the Flow and Impingement Heat Transfer Caused by a Laminar Slot Jet," *J. Heat Transfer*, Vol. 98, pp. 654~658.
- (4) Wang, X. S., Dagan, Z., and Jiji, L. M., 1989, "Conjugate Heat Transfer between a Laminar Impinging Liquid Jet and a Solid Disk," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, No. 11, pp. 2189~2197.
- (5) Sparrow, E. M., and Wang, T. C., 1975, "Impingement Heat Transfer Coefficients due to Initially Laminar Slot Jets," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 577~605.
- (6) 강동진, 오원태, 1994, "제한면을 가지는 이차원 난류 충돌젯트의 수치적 연구," 대한기계학회 논문집, 제18권, 제2호, pp. 414~423.
- (7) Launder, B. E. and Sharma, B. I., 1974, "Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disk," *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 1, pp. 11~31.
- (8) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Pub. Co.
- (9) Hayase, T, Humphery, J. A. C, and Greif, R., 1992, "A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence Using Finite Volume Iterative Calculation Procedures," *J. Comp. Physics*, Vol. 98, pp. 108~118.
- (10) Leschziner, M. A., and Rodi, W., 1981, "Calculation of Annular and Twin Parallel Jets Using Various Discretization Schemes and Turbulence Model Variations," *J. Fluids Eng.*, Vol. 103, No. 2, pp. 352~360.
- (11) Agarwal, R. K., and Bower, W. W., 1982, "Navier-Stokes Computations of Turbulent Compressible Two-Dimensional Impinging Jet Flow Fields," *AIAA J.*, Vol. 20, No. 5, pp. 577~584.
- (12) Kotansky, D. R., and Bower, W. W., 1978, "A Basic Study of the VTOL Ground Effect Problem for Planar Flow," *J. Aircraft*, Vol. 15, No. 4, pp. 214~221.
- (13) Chang, B. H, and Mills, A. F, 1993, "Computation of Heat Transfer From Impinging Turbulent Jets," *6th Int. Symp. Transport Phenomena in Thermal Engineering*, Seoul, Korea, pp. 245~250
- (14) Yap, C., 1987, "Turbulent Heat and Momentum Transfer in Recirculating and Impinging Flows," Ph.D Thesis, Univ. Manchest, United Kingdom.