

〈論 文〉

제한면을 가지는 이차원 층류 충돌젯의 수치적 연구

강동진* · 오원태**

(1993년 7월 3일 접수)

A Numerical Study of Planar Laminar Impingement Jet with a Confinement Plate

Dong Jin Kang and Won Tae Oh

Key Words : Impingement Jet(충돌젯), Confinement Plate(제한면), Impingement Plate(충돌면), Vortex Flow(와류유동), Stagnation Flow(정체점유동), Wall Jet Flow(벽면젯유동)

Abstract

The planar laminar impingement jet with a confinement plate has been studied numerically. Discretizing the convection term with the QUICKER scheme, the full Navier-Stokes equations for fluid flow were solved using the well known SIMPLER algorithm. The flow characteristics with Reynolds number and jet exit velocity profile effects on it were considered for $H=2$, $Re=200 \sim 2000$. Results show that vortical flow forms in turn along the confinement and impingement plates as the Reynolds number increases and such a complicated flow pattern has never been reported prior. The jet exit velocity profile is shown to do an important role in determining the position of vortex flow and its size as well as in stagnation and wall jet flow region. Parabolic jet exit profile results in peak of skin friction 1.4~1.6 times greater than that of uniform profile. The channel height effects are also studied and shown to have an effect on flow pattern similar to that of Reynolds number. Also shown is that effects of the jet exit velocity profile becomes less significant over a certain channel height.

———— 기 호 설 명 ————

Re : 레이놀즈수 bV_{av}/ν

b : 젯폭

h : 채널높이

X, Y : 무차원 X, Y 축 $(x, y)/b$

H : 무차원 채널높이 h/b

V_{av} : 젯출구에서의 평균유속

P : 무차원 압력 $P/\rho V_{av}^2$

U, V : 무차원 속도성분

C_f : 벽면마찰계수 $2\tau_w/\rho V_{av}^2$

T : 무차원 시간 b/tV_{av}

1. 서 론

충돌젯은 다양한 산업적 응용, 예를 들면 터빈 블레이드의 냉각, 유리의 열처리, 종이나 섬유용의 건조, 제철소의 열연 냉각공정 등^(1~4)에 이르는 광범위한 응용성을 지닌 유동으로 이미 여러 연구자들의 연구대상이 되어 온 것이 사실이다. 특히 최근 들어서는 큰 열유속(heat flux)을 수반하는 전자부품의 냉각에의 응용이 각광을 받으면서 또 다

*정회원, 영남대학교 기계공학과

**영남대학교 기계공학과 대학원

시 활발한 연구대상이 되고있는 유동이다.⁽⁵⁾

그런데, 층류 충돌젯(laminar impingement jet)에 대한 연구동향을 살펴보면 대부분의 선행연구가 원형젯(circular jet)에 대한 연구로⁽⁶⁾ 평면 충돌젯(planar impingement jet)는 큰 관심을 끌지 못하였다. 또 평면 충돌젯에 대한 몇몇의 연구도 대체로 자유젯, 즉 제한면(confinement plate)이 없는 경우로⁽⁷⁾ 전자모들의 냉각에 응용하기에는 큰 거리가 있다.

제한면을 고려한 이차원 충돌젯에 대한 연구는 대단히 미흡하여 연구문헌을 찾기가 쉽지 않으나, 저자의 문헌조사로는 최근에 Law 등⁽⁸⁾과 Schafer 등⁽⁹⁾이 수치적 연구와 실험적 연구를 각각 수행한 바있다. Law 등은 포물형(parabolic) 젯를 충돌면에 분사할 경우의 유동장을 수치해석적 방법으로 연구하였다. 이들의 연구에 따르면 제한면을 가지는 이차원 충돌젯는 다음과 같은 여러형태의 유동특성을 가지는 것으로 보인다. 우선 젯출구에서 충돌면 부근까지는 자유젯의 특성이 보이고, 그 이후 충돌면까지는 정체점 유동특성이 관찰된다. 또 벽면을 따라 벽면젯의 특성이 관찰되고, 벽면젯 유동영역 이후 충돌면에 형성되는 강한 역압력구배(adverse pressure gradient)에 의해 박리기포가 형성된다. 그런데 Law 등의 연구는 레이놀즈수가 400이하인 경우로 국한되어 위의 유동특성이 제한면을 가지는 이차원 충돌젯를 전체적으로 잘 기술하고 있다고 보기는 어렵다. Schafer 등은 실험적 연구를 통해 충돌면에 장착한 이산열원(discrete heat source)의 열전달특성을 살펴본 결과 $X=3\sim 8$ 에서 열전달이 크게 향상되며, Law 등의 연구결과를 인용하여, 이를 박리기포의 영향으로 판단했지만, Schafer 등이 연구한 레이놀즈수는 500 이상이고 젯출구에서의 속도분포도 일정할 뿐만 아니라 유동구조에 대한 가시화실험 등의 검증도 없었다. 따라서 채널내의 유동특성과 열전달 향상사이의 상관관계에 대한 연구는 물론이고 제한면을 가지는 이차원 충돌젯의 유동특성에 대한 연구도 대단히 미흡한 실정이라 하겠다.

본 연구는 이러한 관점에서 제한면을 가지는 이차원 충돌젯의 유동특성을 완전 Navier-Stokes 방정식의 수치해석을 통해 살펴보고자 한다. 본 논문에서는 젯출구 속도분포와 레이놀즈수의 변화에 따른 채널내의 유동특성을 살펴보고 나아가서 채널높이비 등이 채널내의 유동특성에 미치는 영향도 살

펴보고자 한다.

2. 지배방정식과 경계조건

2.1 지배방정식

이차원 층류유동을 해석하기 위해 본 연구에 사용된 지배방정식은 다음의 식(1)~(3)과 같은 무차원 연속방정식과 운동량방정식이다. 방정식을 무차원하는데 사용된 기준길이와 기준속도는 각각 젯폭과 젯의 평균유속이다.

○연속방정식

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{1}$$

○운동량방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial T} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \\ = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial T} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \\ = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \end{aligned} \tag{3}$$

2.2 경계조건

본 연구에서 사용된 계산영역은 Fig. 1에 도시되어 있고 경계조건은 다음과 같다.

2.2.1 젯출구

젯출구는 Fig. 1에서 ①에 해당하며, 경계조건으로는 Y-방향 속도성분 V가 일정(uniform)하거나 완전히 발달(fully developed)된 즉 포물형 두 경우가 사용되었다.

$$\begin{aligned} V &= -1.0 && : \text{Uniform} \\ V &= (X^2 - 0.25) && : \text{Fully developed} \end{aligned}$$

2.2.2 대칭면

대칭면은 Fig. 1에서 ②를 가리키며, 대칭조건을 대입하였다.

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial P}{\partial X} = 0$$

2.2.3 채널의 출구(하류)

채널의 출구는 Fig. 1에서 ③을 가리키며, 완전히 발달된 유동으로 가정하였다.

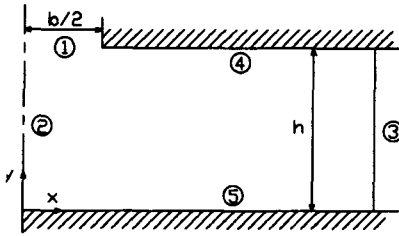


Fig. 1 Schematic of the computational domain

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial^2 P}{\partial X^2} = 0$$

2.2.4 벽면(충돌면과 제한면)

Fig. 1에서 ④와 ⑤는 각각 제한면과 충돌면으로 점착(no-slip)조건을 대입하였다.

$$U = V = 0$$

3. 수치적 해법

앞에서 서술한 지배방정식을 SIMPLER 알고리즘⁽⁹⁾을 이용하여 수치해를 얻었다. 운동량방정식에서 대류항은 이차의 정확도를 갖는 QUICKER법⁽¹⁰⁻¹²⁾으로 처리하여 수치해의 정확도 향상과 해의 안정화를 도모하였고 엇물림격자계(staggered grid system)를 사용하였다. 또 수렴성을 증가시키기 위해 약 0.2~0.3의 완화계수를 사용하였다. 대부분의 수치계산은 정상방정식을 이용하였으나 고 레이놀즈수($Re > 800$)에서는 수렴성을 향상시키기 위해 비정상방정식을 이용하여 정상해를 얻었다. 이때 사용된 시간증분은 0.1~0.2이다. 해의 수렴여부는 속도성분 U 와 V 의 반복계산간의 변화량이 10^{-4} 보다 작을 때를 기준으로 하였다.

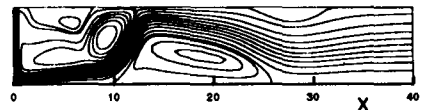
4. 결과 및 토의

본 연구에서는 벽면과 젯중심 즉, 대칭면 부근에 격자를 적절히 밀집하여 얻은 비균일 격자계를 사용하였고, 격자수는 수치해가 충분한 정확도를 가지도록 결정하였다. 예를 들어 $H=4$, $Re=200$ 인 경우는 X 방향으로 135개, Y 방향으로 81개의 격자수를 각각 사용하였다. X 방향 격자중 15개는 젯출구에 두었고, 나머지는 격자간 간격을 일정비율로 증가시키며 배열하였다. Y 방향 격자는 채널의 중심을 대칭선으로 하여 벽면에서 채널중심으로 격자

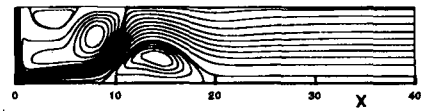
간격을 일정비율로 증가시키며 구성하였다. 또 하류경계면은 레이놀즈수가 600이하일 경우는 $X=40$ 에 그 이상에서는 60에 두었다.

본 논문의 수치계산에 틀림이 없고, 격자계에 대한 수치해의 의존성도 무시할 수 있을 정도로 충분히 작음을 보이기 위해 $H=4$, $Re=200$ 인 경우에 2가지 대류항 차분법 즉 하이브리드법과 QUICKER법으로 얻은 결과를 Law 등의 결과와 비교하였고 세가지 서로 다른 격자수에서 얻은 수치해도 서로 비교하였다. Law 등의 수치해는 정량적인 비교기준으로 삼기에는 다음에 설명하는 바와 같이 부적절하나 저자의 문헌조사로는 제한면을 가지는 이차원 층류 충돌젯에 대한 자세한 실험적 혹은 수치해석적 연구를 Law 등 이외에는 찾을 수가 없었다.

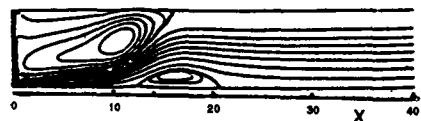
Fig. 2는 하이브리드법과 QUICKER법으로 구한 유선과 Law 등의 논문에서 인용한 유선을 비교하여 도시하고 있다. 그림을 살펴보면 3가지 결과 모두 제한면쪽에 주 와류유동과 충돌면 쪽에 박리기포가 관찰되는 등 정성적으로 유사한 결과를 보여 주고 있지만, 박리기포의 위치와 크기 등의 정량적인 비교에서는 QUICKER법의 결과에 비해 나머지 두 결과는 와류유동의 크기를 상대적으로 작게 예측하고 있는데 그 이유는 다음과 같다고 판단된다. 우선 Law 등의 결과는 그들의 논문에서 밝혔듯이 55×25 의 비교적 작은 수의 격자계에서 계산을 수행하였고, 격자수의 변화에 따른 벽면마찰계수의



(a) QUICKER



(b) HYBRID



(c) Law et al.⁽⁸⁾

Fig. 2 Comparison of streamlines calculated using different schemes

변화도 10%정도이어서 정량적으로 신뢰하기에는 미흡하다고 판단된다. 실제로 본 연구에서 얻은 하이브리드법의 수치해는 QUICKER법에 비해 격자수에 따라 상대적으로 큰 차이를 보였다. 또 Law 등은 상류차분법과 Raithby 등⁽¹³⁾의 상류가중차분법(upstream weighted differencing)의 비교에서 이들간의 결과차이는 대단히 작다고 밝혔으나 본 결과에서 알 수 있듯이 차분화법에 따라 큰 차이가 나고 있다. 그런데 박리를 수반하는 유동해석에서는 상류차분법이나 하이브리드법이 다른 고차의 상류차분법에 비해 일반적으로 훨씬 많은 격자수를 필요로 하는 것으로 알려져 있어,^(10,11) Law 등의 결과는 충분하지 않은 격자수에서 차분법을 비교하였기 때문에 생긴 오류라 사료된다. 따라서 본 연구에서는 이차의 정확성을 갖는 QUICKER법으로 격자수를 수치해가 변화하지 않을 때까지 증가시켜 얻은 후 이를 기준으로 다른 모든 계산을 수행하였다.

Fig. 3은 $H=4$, $Re=200$ 인 경우에 QUICKER법으로 얻은 수치해로 격자수의 변화에 따른 벽면압력의 변화를 도시하고 있다. 그림을 살펴보면 상대적으로 작은 격자수(115×61)에서는 박리기포가 작게 계산되고 있어 위의 설명을 뒷받침하고 있다고 하겠다. 또 $H=4$, $Re=200$ 인 경우는 135×81 격자수로 충분히 정확한 수치해를 얻을 수 있음을 알 수 있다.

4.1 젯출구 속도분포가 유동에 미치는 영향

레이놀즈 수의 증가에 따른 채널내의 유동발달특성과 그 특성에 젯출구 속도분포가 미치는 영향을 살펴보기 위해서 젯출구에서의 Y방향 속도성분 V

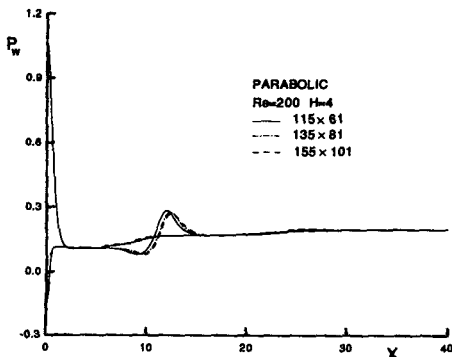


Fig. 3 Comparison of wall pressure distribution with three different grid numbers

의 분포가 일정한 경우와 포물형인 두 경우에 대하여 $H=2$ 이고 레이놀즈수는 200~2000의 범위에서 계산을 수행하였다.

Fig. 4는 레이놀즈수의 변화에 따른 채널내의 유동변화를 유선으로 도시한 그림으로, 유동발달특성을 잘 보여주고 있다. 그림에서 (a)~(g)는 젯출구 속도분포가 포물형인 경우이고 (h)~(n)은 일정한 경우이다. 그림을 살펴보면 레이놀즈수가 400 이하인 경우는 제한면쪽에 큰 주와류유동이 충돌면 쪽에는 이차의 와류유동 즉 박리기포가 형성되는 등, Law 등의 결과와 정성적으로 잘 일치하고 있다. 그러나 레이놀즈수가 증가함에 따라 제한면과 충돌면에 3차, 4차 등의 와류유동이 차례로 형성되는 등, Law 등의 선행 연구결과로부터는 예측하기 어려운 유동특성이 보여진다. 저자의 문헌조사는 이러한 고 레이놀즈수의 유동특성을 자세히 연구한 논문은 지금까지 없었다.

젯출구 속도분포가 레이놀즈수의 증가에 따른 채널내의 유동발달특성에 미치는 영향은 젯출구에서 충돌면까지의 유동영역과 하류의 와류유동에서 자세히 살펴볼 수 있다. 우선 젯출구에서 출발한 유선을 살펴보면 충돌면에 접근함에 따라 일정 속도분포의 경우는 확산이 재빨리 일어나지만, 포물형의 경우는 확산이 거의 일어나지 않는다. 또 레이놀즈수의 증가에 따라 형성되는 와류유동의 위치와 크기에서도 젯출구 속도분포에 따른 상당한 차이가 보여진다. 특히 주 와류유동과 이차 와류유동의 위치와 크기에서는 확실한 차이가 보여진다.

Fig. 5는 대칭선을 따라 젯속도를 도시한 그림으로 자유젯과 충돌젯에 의한 정체점 유동특성이 잘 보여진다. 그림에서 기호는 $Re=400$ 인 경우의 Law 등의 결과로 본 결과와 좋은 일치를 보이고, Law 등의 결과는 하류의 와류유동을 다소 작게 예측하고 있음을 감안하면, 하류의 와류유동의 영향이 무시될 수 있는 유동영역을 알 수 있다. 그림을 살펴보면 충돌면에서 멀어짐에 따라 속도가 직선적으로 증가하여 정체점 유동이 형성되고 있으며,⁽¹⁴⁾ 일정 속도분포의 경우가 포물형 경우에 비해 약 2배 정도 멀리까지 즉 거의 젯의 출구까지 벽면의 형상이 전파됨을 알 수 있다. 이러한 거동은 중심선을 따른 압력분포를 그린 Fig. 6에서도 확인할 수가 있다. 그림을 살펴보면 압력이 일정한 자유젯 유동영역과 압력이 이차 포물형으로 변하는 정체점 유동영역으로 나눌 수 있는데, 일정분포의

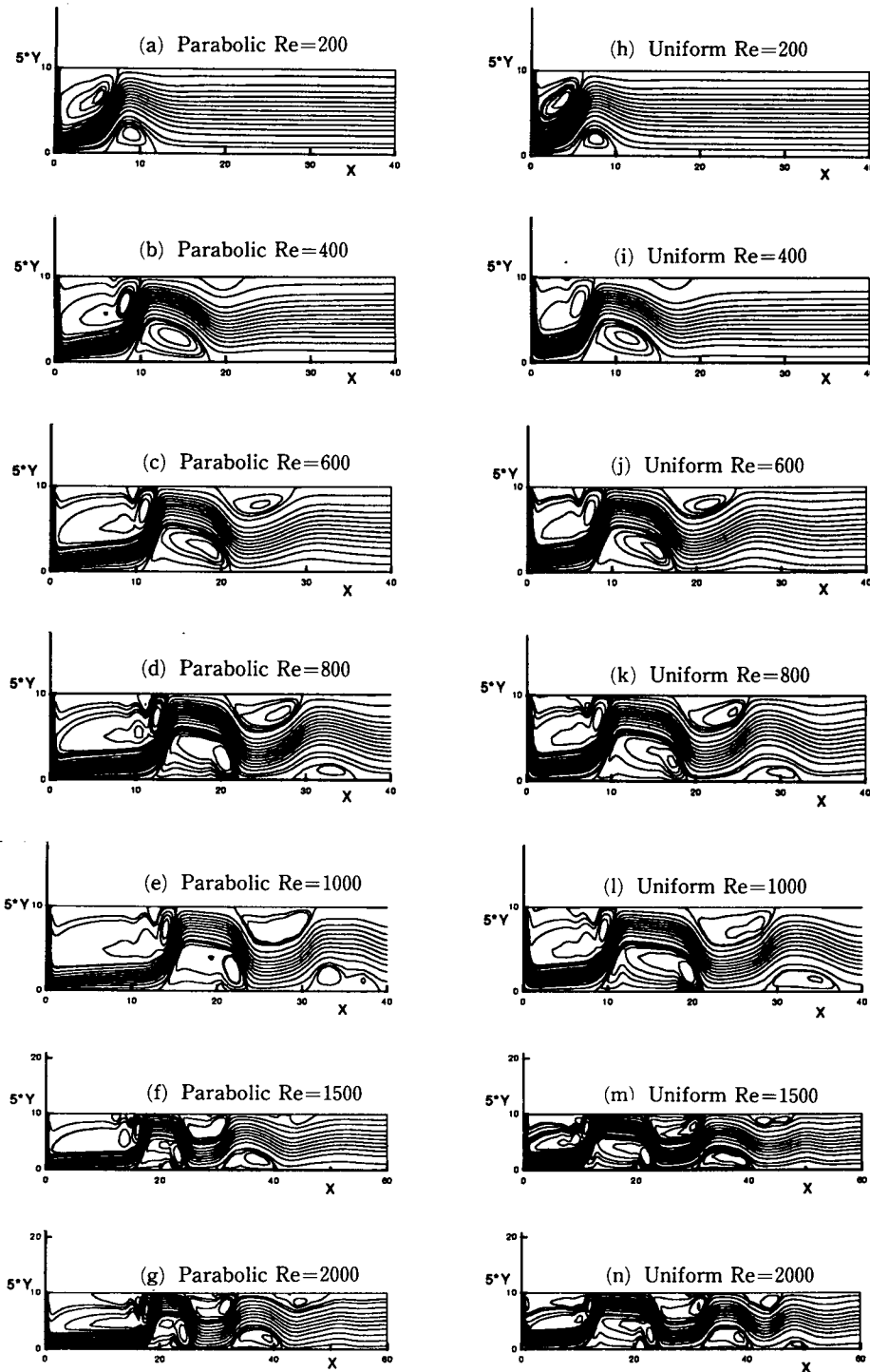


Fig. 4 Streamlines for various Reynolds numbers

경우는 자유젯 유동영역이 거의 존재하지 않음을 알 수 있다.

벽면영향의 확산정도의 차이는, 앞의 유선비교에서도 알 수 있듯이, 젯출구 속도분포가 가지는 모멘텀의 차이에 의해 생긴 것으로 사료된다. 특기할 것은 레이놀즈수의 크기에 관계없이(포물형분포의 경우는 $Re > 200$) 같은 크기의 정체점 유동이 형성되며, 정체점 유동영역에서 유속의 기울기도 일정하다는 것이다. 그러나 유속의 기울기는 젯출구 속도분포에 따라 서로 차이가 나며, 포물형의 경우가 일정 속도분포의 약 2배에 이른다.

Fig. 7은 충돌면에서의 벽면 마찰계수의 분포를 보여주는 그림으로, (a)는 포물형 속도분포의 경우이고 (b)는 일정 속도분포의 경우이다. 그림에서 벽면 마찰계수가 0(정체점)에서 피크치에 이르는 유동영역은 정체점유동(stagnation flow) 영역이고, 피크치에서 벽면 마찰계수가 감소하는 박리점

이전까지의 구간은 벽면젯 유동영역이다. 또 그림에서 박리점 이전에 변곡점이 보이는데 이는 박리기포의 영향이 상류의 상당한 지점까지 전파됨을 의미한다. 그림을 살펴보면 정체점과 벽면젯 유동영역에서 벽면 마찰계수는 레이놀즈수의 0.5승에 반비례한다. 다만 포물형 속도분포의 경우는 벽면 마찰계수의 피크치 부근 즉 정체점 유동에 벽면젯 유동으로 천이되는 좁은 구간에서 레이놀즈수에 대한 의존도가 0.5승에서 벗어나고 있다. 그러나 $Re = 1000$ 이상에서는, 그림에서 확실히 구분하기는 어렵지만, 피크치의 변화가 거의 보이지 않는다.

벽면 마찰계수의 피크치 비교에서는 포물형 속도분포의 경우가 일정 속도분포에 비해 약 1.4~1.6 배 정도 큼을 알 수 있다. 특기할 것은 레이놀즈수가 200이고 포물형인 경우 박리기포의 재부착 직전에 벽면 마찰계수가 급격히 감소하였다가 증가하는 거동이 보이지 않는데, 이는 와류유동의 세기가 대

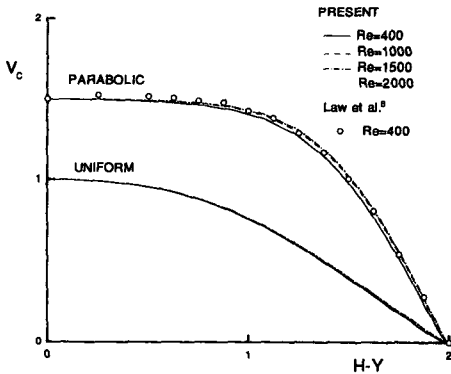
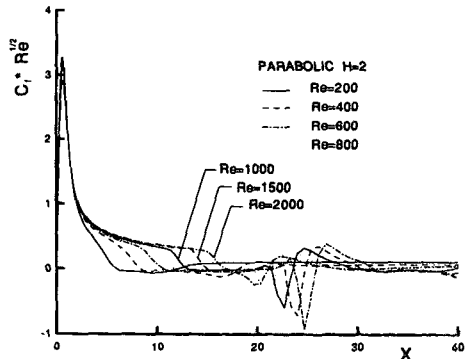


Fig. 5 Comparison of centerline velocity for various Reynolds numbers



(a) Parabolic

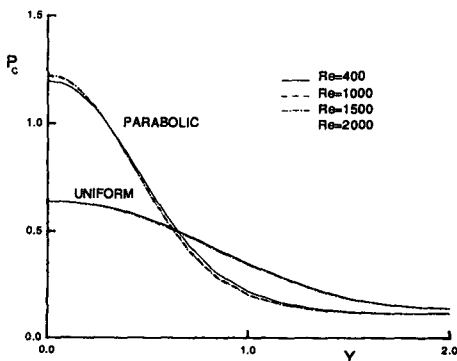
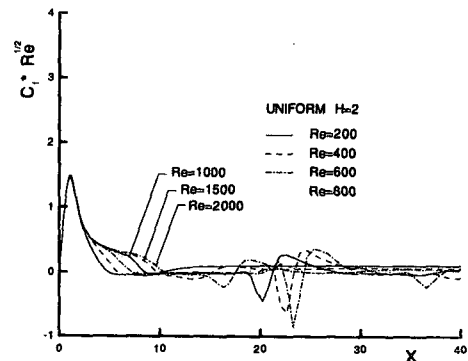


Fig. 6 Comparison of centerline pressure for various Reynolds numbers



(b) Uniform

Fig. 7 Comparison of skin friction distribution for various Reynolds numbers

단히 작기 때문에 판단된다. 이러한 이유로 Law 등은 수치해석에서 $H=2$, $Re=200$ 인 경우에 박리기포의 형성을 제대로 계산하지 못한 것으로 사료된다.

Fig. 8은 레이놀즈수의 변화에 따른 충돌면과 제한면에서의 벽면압력의 분포를 도시한 그림으로, (a)는 포물형 속도분포의 경우이고 (b)는 일정 속도분포의 경우다. 그림을 살펴보면 하류경계면에 접근함에 따라 두 벽면압력이 서로 일치할 뿐만 아니라 X 방향 기울기도 일정하여 X 방향의 확산을 무시한 하류경계조건이 적절함을 알 수 있다. 단 그림에서 $Re=800$ 이상에서는 앞서 서술한 바와 같이 하류경계면이 $X=60$ 에 있어 그림에서 도시되어 있지 않지만 유사한 거동이 관찰된다.

Fig. 4의 유선과 비교해 보면, 주 와류유동의 중심에 이르는 구간에서는 압력변화가 거의 없음을 알 수 있다. 그림에서 역압력구배 직전에 레이놀즈

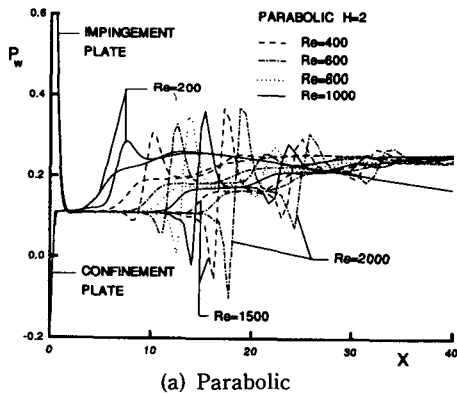
수의 증가에 따라 큰 순압력구배가 보이는 것은 주 와류유동 내부에 이차의 와류유동이 형성되기 때문으로 사료된다. 충돌면에서 보다 제한면에서 역압력구배에 의한 압력차이가 크게 나므로 제한면쪽에서 보다 강한 와류유동이 형성되고, 여러개의 와류유동이 형성되는 경우에는 하류로 갈수록 와류유동의 세기가 약해짐을 그림의 역압력구배로부터 알 수 있다. 특이한 것은 레이놀즈수가 증가함에도 불구하고 와류유동에서의 역압력구배의 크기는 변화가 없으며 젯출구 속도분포와도 거의 무관하다는 것이다. 그러나 젯출구 속도분포는 와류유동의 세기에 큰 영향을 미쳐서 포물형의 경우가 역압력구배 전후에서 훨씬 큰 압력차이를 유발하여 강한 와류유동을 형성함을 알 수 있다.

Fig. 9는 제한면과 충돌면에 형성되는 다수의 와류유동 중에서 충돌면에 첫번째로 형성되는 이차 와류유동의 박리점과 재부착점을 레이놀즈수의 함수로 도시한 그림이다. 그림을 살펴보면 포물형 속도분포의 경우가 일정 속도분포의 경우에 비해 이차 와류유동을 보다 하류에 유발시키지만, 레이놀즈수의 증가에 따른 와류유동의 크기는 일정 속도분포의 경우가 더욱 큼을 알 수 있다.

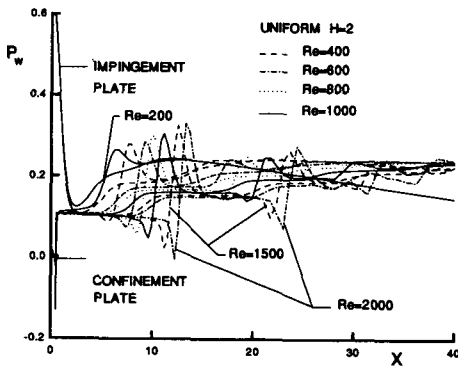
4.2 젯에 채널높이 비가 유동에 미치는 영향

젯폭에 채널높이 비가 유동특성에 미치는 영향을 살펴보기 위하여 레이놀즈수가 400인 경우에 H 를 2,3,4,5로 변화시켜 가며 계산을 수행하였다.

Fig. 10은 채널높이 H 의 변화에 따른 유선의 변화를 보여주고 있는 그림으로, 그림에서 (a)~(d)는 포물형 속도분포의 경우이고 (e)~(h)는 일정



(a) Parabolic



(b) Uniform

Fig. 8 Comparison of wall pressure distribution for various Reynolds numbers

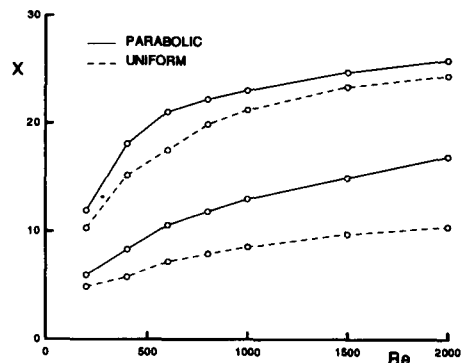


Fig. 9 Separation and reattachment points of the secondary vortex flow for various Reynolds numbers

속도분포의 경우이다. 그림을 살펴보면 H 가 증가함에 따라 하류에 3차, 4차 등의 와류유동이 제한면과 충돌면에 형성되는 등 Fig. 4에서 보는 바와 같이 레이놀즈수의 영향과 전체적으로 유사한 거동이 보이고 자세한 와류유동의 위치와 크기 등은 젯출구 속도분포에 영향을 받고 있음을 알 수 있다. 그러나 약 $H=5$ 부터는 젯출구 속도분포와는 거의

무관한 유동이 형성된다.

일정 속도분포의 경우 H 가 증가함에 따라 젯출구에서 출발한 유선이 확산하는 정도가 크게 줄어들고 있는데, 이는 H 에 관계없이 충돌면으로부터 약 젯폭의 2배 정도까지만 충돌면의 영향이 미치기 때문으로 판단된다. 이 현상은 젯의 중심선을 따른 압력분포와 속도분포를 도시한 Fig. 11에서 확인할

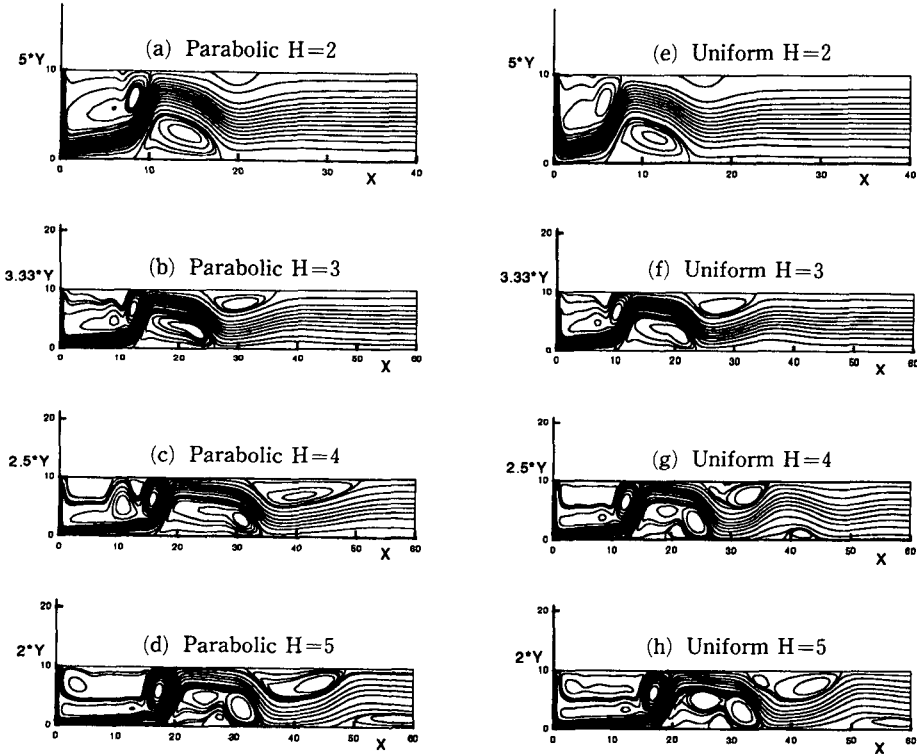


Fig. 10 Streamlines for various H s.

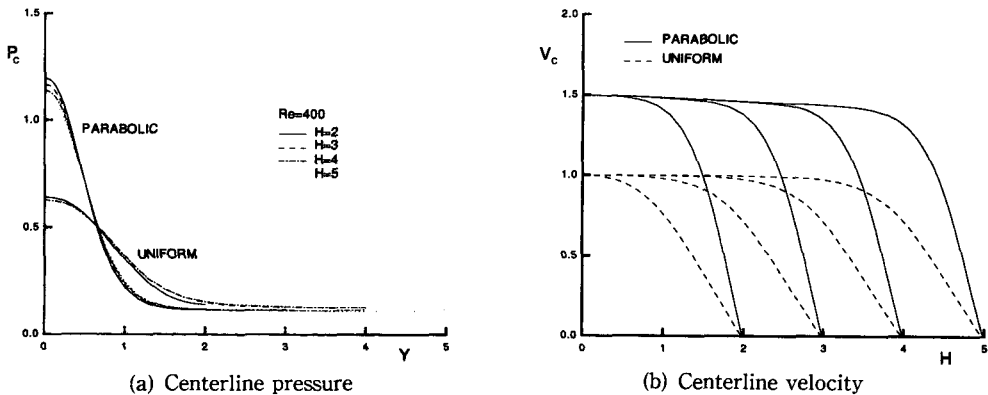
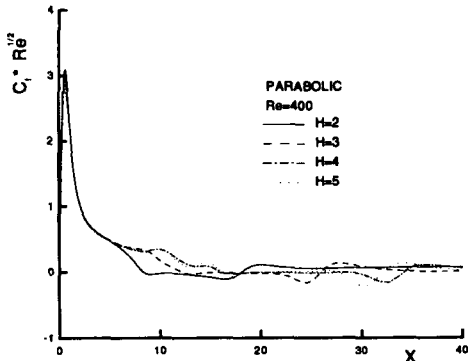


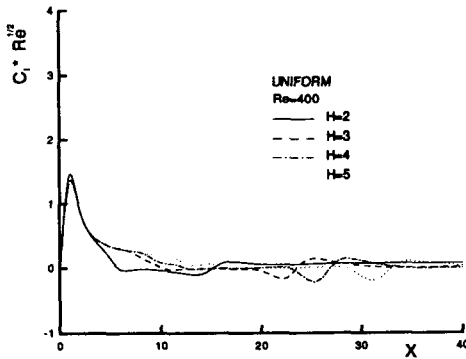
Fig. 11 Centerline velocity and pressure for various H s

수 있다. 그림에서 (a)와 (b)는 각각 압력분포와 속도분포를 보여주고 있으며, 포물형분포의 경우 충돌면으로부터 약 젓폭까지 일정 속도분포의 경우는 약 젓폭의 2배까지 벽면의 영향이 보이고 있다.

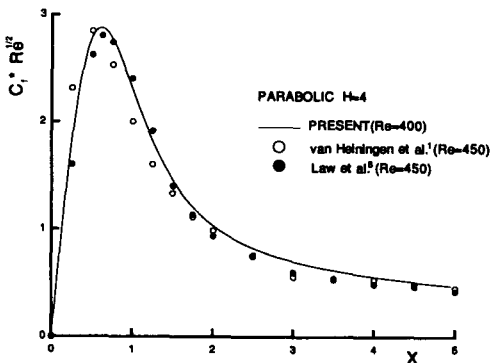
Fig. 12는 H 의 변화에 따른 충돌면의 벽면마찰



(a) Parabolic



(b) Uniform



(c) Comparison with previous calculations

Fig. 12 Comparison of skin friction distribution for various H s

계수의 분포를 도시한 그림이다. (a)와 (b)는 각각 포물형분포와 일정분포의 경우이고, (c)는 선형 연구결과와의 비교를 위한 것으로 포물형 분포이고 $H=4$ 인 경우에 해당한다. 그림에서 기호는 Law 등과 Van Henigen 등의 선형연구결과로 본 결과와 잘 일치하고 있어 본 연구결과를 간접적으로 뒷받치고 있다 하겠다. 그림을 살펴보면 정체점과 벽면젓 유동영역에서 벽면 마찰계수와 레이놀즈수의 상관관계는 H 의 크기에 거의 무관함을 알 수 있다. 또 H 의 변화에도 불고하고 포물형의 경우가 일정분포에 비해 약 1.4~1.6배 정도 큰 벽면마찰계수의 피크치를 가진다. 다만 정체점 유동에서 벽면 젓유동으로 천이하는 벽면 마찰계수의 피크치 부근에서 H 의 증가에 따라 포물형 속도분포의 경우는 피크치가 다소 감소하고, 일정 속도분포의 경우는 $H=3$ 이상에서 거의 변화가 없다. 따라서 H 가 특정 값 이상이 되면 젓출구 속도분포가 와류유동에 미치는 영향은 무시할 수 있지만 정체점과 벽면젓 유동영역에서 그 영향이 여전히 중요하다고 말할 수 있겠다.

5. 결 론

Navier-Stokes방정식을 수치해석하여 제한면을 가지는 이차원 층류 충돌젓의 유동특성을 살펴본 결과 다음과 같은 결론을 얻을 수가 있었다.

(1) 젓출구 속도분포는 충돌면 부근에 형성되는 정체점과 벽면젓 유동뿐만 아니라 채널내의 와류유동에 큰 영향을 미쳐서 와류유동의 위치와 크기를 결정한다. 포물형 분포의 경우 충돌면의 영향을 벽면으로부터 약 젓폭이내로 제한시키지만 일정분포의 경우는 약 젓폭의 2배 정도 멀리까지 벽면영향이 보여진다. 또 이러한 현상은 본 논문에서 계산한 레이놀즈수와 채널높이 범위내에서는 항상 보여진다.

(2) 레이놀즈수와 채널높이의 증가가 채널내의 와류유동에 미치는 영향은 대체로 유사하며, 이들의 증가에 따라 제한면과 충돌면에 와류유동이 차례로 형성되고 와류유동의 자세한 위치나 크기 등은 젓출구 속도분포에 따라 달라진다. 다만, 특정 채널높이 이상에서는 젓출구 속도분포의 영향이 와류유동에 미치는 영향을 무시할 수 있어 전체적으로 거의 같은 유동형태가 보여진다. 본 논문에서 예제로 택한 $Re=400$ 인 경우는 약 $H=5$ 이상에서 젓출

구 속도분포가 와류유동에 미치는 영향을 무시할 수 있다.

(3) 정체점과 벽면 젯유동에서 벽면 마찰계수는 젯출구 속도분포에 관계없이 레이놀즈수의 0.5승에 반비례하며, 정체점유동에서 벽면 젯유동으로 천이 되면서 생기는 피크치는 포물형의 경우가 일정분포에 비해 약 1.4~1.6배 정도 크다. 또 이 현상은 채널높이와 레이놀즈수의 크기에 관계없이 항상 보여진다.

참고문헌

- (1) Van Heiningen, A. R. P., 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.
- (2) Keeble, T. S., 1969, "Impingement Cooling," *Aero. Res. Council, Department Defence, Australia*, ARL/ME308.
- (3) Hardisty, H., 1973, *Industrial Drying using Impinging Air Jets*, Rep. No. 226 and 227, University of Bath, School of Engineering.
- (4) 오승목, 이상준, 1992, "원형 수직 충돌수분류에 의한 고온강판의 냉각특성 연구," 대한기계학회논문집, 제16권 제6호, pp. 1150~1155.
- (5) Schafer, D., Incropera, F. P. and Ramadhyani, S., 1991, "Planar Liquid Jet Impingement Cooling of Multiple Discrete Heat sources," *J. Electronic of Packaging*, Vol. 113, pp. 359~366.
- (6) Wang, X. S., Dagna, 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.
- (7) Sparrow, E. M. and Wang, T. C., 1975, "Impingement Transfer Coefficients Due to Initially Laminar Slot Jets," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 577~605.
- (8) Law H. S., and Masilyah, J. H., 1984, "Numerical Prediction of the Flow Field due to an Confined Laminar Two-Dimensional Submerged Jet," *Computers and Fluids*, Vol. 12, No. 3, pp. 199~215.
- (9) Patankr, S. V. 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Pub. Co.
- (10) 조성호, 강인준, 박승오, 1993, "Hybrid기법과 QUICKER기법 : 공동유동의 계산 특성비교," 대한기계학회논문집, 제17권 제6호, pp. 1640~1647.
- (11) 신종호, 최영돈, 1992, "수치해의 정확성과 안정성이 보장되는 대류항 미분법 개선에 관한 연구," 대한기계학회논문집, 제16권 제6호, pp. 1178~1194.
- (12) Koo, H. M. and Park, S. O., 1992, "Prediction of Turbulent Offset Jet Flows with an Assessment of QUICKER Scheme," *Int. J. Num. Fluids*, Vol. 15, pp. 355~372.
- (13) Raithby, G. D. and Torrance, K. E., 1974, "Upstream-weighted Differencing Schemes and Their Application to Elliptic Problems Involving Fluid Flow," *Computers and Fluids*, Vol. 2, pp. 191~206.
- (14) Currie, I. G., 1974, *Fundamental Mechanics of Fluids*, McGraw-Hill Inc.