

원형 제트 충돌 열전달과 유동 특성에 관한 실험적 연구 : 노즐 벽 두께와 노즐 출구 압력의 영향

윤상헌* · 양근영** · 손동기*** · 최만수****
(1999년 2월 11일 접수)

An Experimental Study on Heat Transfer and Flow Characteristics of a Circular Impinging Jet on a Flat Plate : Effects of Nozzle Wall Thickness and Nozzle Exit Pressure

Sangheon Yoon, Geunyoung Yang, Dong Kee Sohn and Mansoo Choi

Key Words: Jet Impingement Heat Transfer(제트 충돌 열전달), Impinging Jet(충돌 제트), Flow Efficiency(유동 효율)

Abstract

An experimental study on heat transfer and flow characteristics of a circular impinging jet on a flat plate has been carried out. Of particular interests are the effects of nozzle wall thickness and nozzle exit pressure. Experimental apparatus has been designed to view heating plate coated by TLC from the opposite side of the nozzle in order to measure heat transfer rates for cases of very small nozzle to plate spacings. A visualization study of jet flows has also been performed. As the nozzle wall thickness increases at small nozzle to plate spacings, the effect of mixing is inhibited due to the confinement caused by the finite nozzle wall, consequently, heat transfer rates have been decreased. At small nozzle to plate spacings, heat transfer rates and nozzle exit pressures are increased together, therefore, enhancement of heat transfer at small nozzle to plate spacings should be considered in conjunction with the need of more fan power to generate the same Reynolds numbers.

기호설명

- A : 가열판의 면적
- d : 노즐 직경
- h : 가열판 표면의 대류 열전달 계수
- I : 가열판에 흐르는 전류의 크기
- k : 공기의 전도 열전달 계수
- k_{PET} : PET의 전도 열전달 계수
- l_{PET} : Gold coated film의 PET의 두께
- Nu_d : 국소 Nusselt 수 ($Nu_d = \frac{hd}{k}$)
- Nu_{d0} : 정체점에서의 Nusselt 수
- \bar{Nu}_d : 평균 Nusselt 수
($\bar{Nu}_d = q''d/k(T_{wall} - T_{atm})$)

- p_{atm} : 대기압
- p_{nozzle_exit} : 노즐 출구 정압
- q'' : 가열판의 단위 면적당 열유속
($q'' = \frac{VI}{A}$)
- Re_d : 제트 출구 Reynolds 수 ($Re_d = \frac{Ud}{\nu}$)
- r : 노즐 중심에서의 거리 좌표축
- T_{atm} : 대기 온도
- T_{gold} : Gold coated film의 gold layer의 온도
- T_{TLC} : 가열판의 TLC layer의 온도
- T_{wall} : 가열판 표면의 온도
- t_{wall} : 노즐 벽 두께
- U : 제트 출구 평균 속도
- V : 가열판 양 끝에 가해진 전압의 크기
- x : 가열판 표면에서의 수평 좌표축
- y : 가열판 표면에서의 수직 좌표축
- z : 충돌 벽면에서의 거리 좌표축
- z_n : 노즐과 충돌 벽면의 거리

* 서울대학교 대학원 기계공학과
 ** 회원, 서울대학교 대학원 기계공학과
 *** 회원, 서울대학교 정밀기계설계공동연구소
 **** 회원, 서울대학교 기계항공공학부, 정밀기계설계 공동연구소

- ν : 공기의 동점성 계수
 ρ : 공기의 밀도

1. 서 론

제트 충돌 냉각은 냉각 위치의 조절이 용이하고 국소적으로 아주 높은 열전달 효과를 나타내며 하류에서 벽면 제트를 형성하여 추가적인 냉각 효과를 가지기 때문에 터빈 블레이드 선단의 냉각, 전자 장비의 냉각, 종이 건조, 유리 제조 등의 생산 공정에서 다른 공정에 영향을 주지 않고 국소적인 열처리가 필요한 공정에서 사용되고 있다.

충돌 제트 열전달에 영향을 주는 인자로는 제트 Reynolds 수, 제트 출구의 속도와 난류 강도 분포, 노즐과 충돌 벽면의 거리, 제트와 외부 유동의 온도, 제트의 유동 제한 벽의 유부, 노즐의 형상, 충돌 벽면의 형상 등이 있다. 이 외에도 제트의 방향, 다중 제트, 교차 유동 등 많은 인자들이 있다.

지금까지 충돌 제트 냉각에 대해 많은 연구가 이루어져 왔다. Gardon & Akfirat⁽¹⁾은 국소 열전달 계수와 난류 강도의 분포를 측정하여 국소 열전달 계수 변화의 특징을 살펴보고, 난류 강도가 열전달에 미치는 영향을 연구하여 열전달 계수의 최대 위치가 난류강도의 최대 위치와 관계함을 보였다. Hoogendoorn⁽²⁾은 TLC를 이용하여 정체점에서 열전달 효과에 대한 난류강도의 영향을 연구하였으며, Reynolds 수와 난류 강도를 이용하여 Nusselt 수의 상관 관계식을 제시하였다. Lytle & Webb⁽³⁾은 노즐과 충돌 벽면의 거리가 아주 작고 제트 출구 Reynolds 수가 아주 큰 경우 유동의 가속에 의한 난류 강도의 증가가 열전달 효과를 증가시킬 수 있다고, 노즐과 충돌 벽면의 거리의 변화와 제트 출구 Reynolds 수의 변화에 의한 국소 Nusselt 수의 두 번째 극대점의 위치의 변화 등을 관찰하였다. Baughn & Shimizu⁽⁴⁾는 충돌 제트 열전달의 수치적 해석을 위한 모델로 사용하기 위해 평판에서의 완전 발달된 원형 난류 제트에 의한 열전달 분포를 측정하였다. Obot et al.⁽⁵⁾은 제트 유동 제한 벽이 존재할 때 열전달 효과가 감소함을 파악하였다. Stevens et al.^(6,7)은 4 가지 형상의 노즐에 의해 생성되는 난류 유동의 구조와 열전달 특성을 연구하였다. Jambunathan et al.⁽⁸⁾은 평판에 분사되는 여러 가지 형상의 제트 충돌 냉각에 관한 연구를 정리하고 선단에서의 냉각에 중요한 영향을 미치는 인자로 노즐 형상, 유동의 구조, 난류 생성 구조 등을 제시하였다. Popiel & Trass⁽⁹⁾는 smoke-wire 기법을 사용하여 충돌 제트 유동을 가시화 하였으며, 제트 주위의

큰 스케일의 환형 vortex들에 의해 충돌 벽면 위에 유도되는 벽 에디들을 관찰하였다.

본 실험에서는 TLC를 사용하여 표면 온도를 측정하였으며, 노즐과 충돌 벽면이 아주 가까운 경우의 열전달률을 측정하기 위하여 충돌 벽면 온도를 노즐의 반대측에서 측정할 수 있는 장치를 고안하였다. 기존의 결과와 같지 않은 결과를 얻어서 고안된 장치의 유효성을 보였다.

노즐과 충돌 벽면의 거리가 작은 경우의 열전달을 측정하는 연구(Lytle & Webb⁽³⁾)가 있으나 실험 장치나 측정 방법이 달라 비교가 필요하다. 또한 노즐이 벽면에 가까운 경우 노즐 출구에서의 압력이 상승하여 같은 유량을 보내기 위해서는 더 큰 송풍기 일이 필요하므로 열전달률 측정과 더불어 노즐 출구에서의 압력 상승 효과를 논의하여야 한다. Lytle & Webb⁽³⁾은 노즐 출구에서의 압력 상승에 대한 효과가 논의되지 않았다. 그리고 본 연구에서는 노즐 벽 두께가 충돌 제트 열전달률과 유동 특성에 어떠한 영향을 미치는가를 연구하였다. 특히 노즐과 충돌 벽면 사이의 거리가 가까운 경우, 작은 노즐 벽 두께라도 외부 유동의 유입을 막을 수 있어 sharp edged nozzle과는 다른 특성을 나타내리라고 판단한다.

또한 레이저 평면광을 이용하여 유동 가시화할 수 있었으며 열전달 결과와 비교하였다.

2. 실험 장치 및 실험 방법

2.1 열전달 실험 장치

열전달 측정에 사용된 실험 장치는 송풍기, 방온조와 열교환기, 오리피스와 차압계, settling chamber, 노즐과 이송장치, 가열판과 직류 전원, 조명, CCD camera, frame grabber가 장착된 PC로 이루어져 있다. 실험 장치의 개략도를 Fig. 1에 나타내었다.

본 실험에서는 7.5kW 용량의 송풍기를 사용하였으며, 유량은 인버터로 조절하여 원하는 제트 출구 Reynolds 수를 얻었다. 송풍기에서 나오는 공기는 약간 가열되므로 제트의 출구 온도를 일정하게 조절하기 위해서 열교환기를 설치하였다. 방온조는 열교환기와 연결되어 설정된 일정한 온도의 물을 순환시켜 줌으로써 공기의 온도를 조절한다.

공기의 유량을 구하기 위하여 오리피스 유량계를 설치하였다. 그리고 유동이 판을 지나 노즐로 가기 전에 유동을 안정화시키기 위해서 settling chamber를 두었다.

본 실험에서 사용한 노즐의 형태는 Fig. 2와 같다. 노즐의 형태는 크게 두 가지로써, 표준으로 사용한 sharp edged nozzle과 출구쪽에 벽 두께

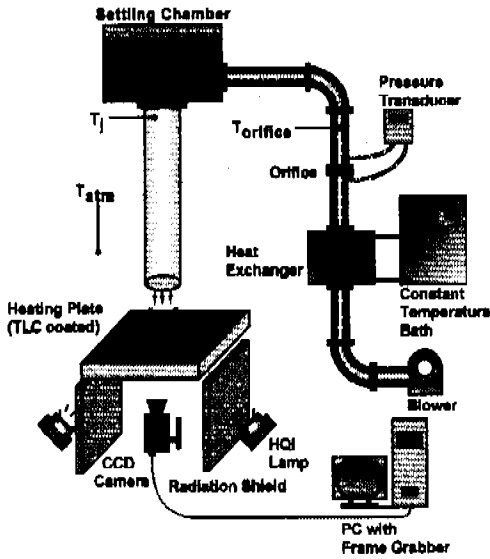


Fig. 1 Schematic of experimental apparatus.

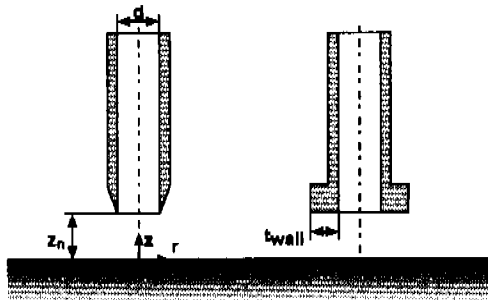


Fig. 2 Nozzle shape and coordinate system.

(l_{wall})를 가진 노즐이 있으며 l_{wall} 은 여러 가지로 변화시킬 수 있도록 설계 제작하였다. 노즐의 치수와 좌표계는 그림과 같으며, 본 실험에서 사용한 노즐의 직경은 30mm이다. 노즐 길이는 출구의 유동이 완전 발달된 속도 분포를 가지게 하기 위하여 충분히 길게 하여 노즐의 길이가 직경의 약 25배가 되도록 하였다. 노즐과 충돌판 사이의 거리를 조절할 수 있도록 노즐은 이송장치에 설치되어 있다. 이송장치는 스텝 모터에 의하여 위치를 정밀하게 제어할 수 있게 하였다.

제트가 충돌하는 가열판의 구조를 Fig. 3에 나타내었다. 가열판은 아크릴로 제작하고, 가운데에 공기층을 두어 단열 시킴으로써 전체적으로 투명하게 하였다. 이것은 제트 충돌면을 단열 시키면서도 반대쪽에서 단열벽을 통하여 제트 충돌면의 TLC를 관찰할 수 있게 하기 위한 것이다. 그림에서 보듯이 제트 충돌면 쪽의 아크릴 위에는 TLC, black paint, 양면 테이프, gold coated film의 순서

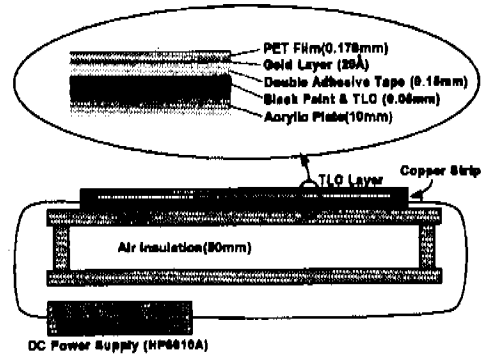


Fig. 3 Heating plate.

로 층을 만들었다. 아크릴과 단열 공기층을 지나 TLC의 색상을 관찰하여야 하므로 TLC를 가장 먼저 air brush로 뿌리고 뒤쪽의 색이 반사되지 않도록 black paint를 뿌렸다. 그 다음 gold coated film을 붙여 코팅된 금을 통하여 전류를 흘림으로써 일정한 열유속을 발생한다. Gold coated film과 판이 밀착하도록 그 사이에 양면 접착 테이프를 붙였다. Gold coated film의 양쪽에 copper strip을 접착제로 접착시키고 직류 전원을 공급한다. 본 실험에서는 직류 전원(HP6010A, HP)을 사용하였으며, 계기판에 나타난 전류와 전압을 이용하여 가열판에 공급하는 전력을 계산하고, 면적으로 나누어 줌으로써 가열판에서의 열유속을 계산하였다.

다른 실험에서는 스티로폼으로 가열판을 단열시키지만 이 실험은 공기로 단열시켰으므로 손실되는 열유속을 고려해야 한다. 본 실험에서는 공기층의 윗부분이 가열되므로 유동이 안정되어 대류가 일어나지 않는다. 그러므로 단순한 전도식을 이용하여 열손실을 계산할 수 있다. 아크릴판의 두께는 각각 10mm로 하였다. 계산에 의하면 공기 단열층으로 손실되는 열유속이 제트 충돌면에 의한 열유속의 1% 이하가 되기 위해서는 공기 단열층의 두께가 25mm 이상이어야 한다. 본 실험에서는 공기층 두께가 50mm가 되도록 제작하였다.

충돌 벽면을 스티로폼으로 단열시키고 노즐이 있는 위치에서 표면의 TLC를 관찰하는 방법에 비해 본 실험은 다음과 같은 몇 가지 장점을 가지고 있다. 먼저, 노즐과 충돌 벽면의 거리가 아주 가까운 경우에는 위(노즐이 있는 위치)에서 관찰할 때에는 정체점 부근이 노즐에 가려서 TLC의 색상 변화를 관찰할 수 없으나 아래(노즐 반대편)에서 관찰할 때에는 노즐의 방해받지 않는다. 그리고, 위에서 관찰할 때에는 충돌면을 비스듬히 바라보아야 하므로 충돌면 위의 좌표 계산이 복잡하지만 아래에서 관찰할 때에는 정면에서 바라볼 수 있으므로 좌표 계산이 간단하다.

Seeder는 Laskin nozzle를 사용하였으며 압축 공기를 분사하여 oil 입자를 생성시켰다. 여기서 사용한 Laskin nozzle는 Echols & Young⁽¹⁰⁾의 III-A형의 노즐과 동일하게 설계하였다.

Camera에서 입력된 영상은 미리 작성한 프로그램에 의해 영상 처리되어 snap shot으로 저장하거나 일정 시간 동안 평균하여 일반 카메라에서 노출 시간을 늘린 것과 같은 효과로 평균 유동장을 찍은 영상으로 저장하였다.

3. 실험 결과 및 고찰

Fig. 5는 서로 다른 두 열유속을 주고 실험한 결과와 Baughn & Shimizu⁽⁴⁾의 결과를 비교한 것이다. 본 실험에서는 20°C의 넓은 bandwidth를 갖는 TLC를 이용하여 여러 점의 온도를 동시에 구한 반면에 Baughn & Shimizu⁽⁴⁾는 1°C의 bandwidth를 갖는 TLC를 이용하여 가열판의 열유속을 계속 변화시키면서 여러 번의 실험을 통해 각 지점의 열전달율을 구하였다.

이 그림으로부터 가열판의 열유속이 달라지더라도 Nusselt 수의 분포에는 영향을 주지 않음을 알 수 있다. 그리고 실험 장치가 다른 Baughn & Shimizu⁽⁴⁾의 결과와도 잘 일치하는 것을 볼 수 있다.

Fig. 6에서 노즐과 층돌 벽면과의 거리가 작은 경우의 실험 자료를 Lytle & Webb⁽³⁾의 측정치와 비교하였다. Lytle & Webb⁽³⁾이 사용한 Reynolds 수는 23000이며 본 실험에서는 25300을 사용하였다. 결과에서 알 수 있듯이 경향은 비슷하나 절대값에서 많은 차이를 보이고 있다. 특히 z/d 가 작아질수록 그 오차는 커진다. 예를 들면 $z/d=0.1$ 일 경우에 Lytle & Webb⁽³⁾의 Reynolds 수가 본 실험의 경우보다 작음에도 불구하고 본 실험 결과보다 30% 정도 높은 결과를 제시하고 있다.

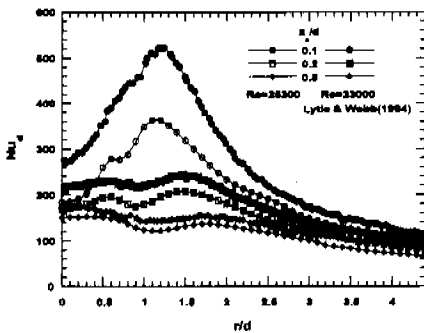


Fig. 6 Comparison of the experimental data with Lytle & Webb⁽³⁾ (sharp edged nozzle)

3.1 반경 방향의 Nusselt 수 분포

Fig. 7은 노즐과 층돌 벽면 사이의 거리가 Nusselt 수의 분포에 미치는 영향을 나타낸 그림이다. 거리가 가까울 때의 결과를 보면 Nusselt 수의 분포가 반경 방향으로 두 번의 극대점을 나타내는 것을 볼 수 있다. 이 각각의 종감은 다음과 같이 설명할 수 있다.

원점에서부터 노즐 벽면 근처인 $r/d=0.5\sim 0.6$ 까지의 구간에서는 유동 가속의 효과와 경계층 두께 증가의 효과가 함께 나타난다. 경계층이 두꺼워지면 당연히 열전달 효과는 떨어지게 된다. 이 그림에서 z/d 가 큰 경우에는 이 구간에서 반경 방향으로 Nusselt 수가 계속 감소하는 것을 볼 수 있다. 그러나 노즐과 층돌 벽면의 거리가 아주 가까워져서 원형 노즐의 경우 $z/d < 0.25$ 가 되면 노즐 출구의 단면적보다 노즐 벽과 층돌 벽면 사이의 면적이 더 작아지기 때문에 유동이 가속된다. 그러므로 경계층 외부의 유동이 빨라지므로 열전달 효과가 커지는 것이다. Fig. 7에서 볼 수 있듯이 실험 결과에서도 $z/d < 0.25$ 인 $z/d=0.1, 0.2$ 의 경우에는 Nusselt 수가 증가하는 것을 볼 수 있으며, $z/d=0.1$ 의 경우에는 가속 효과가 크기 때문에 Nusselt 수가 급격히 증가하고 있다. Lytle & Webb⁽³⁾의 결과에서도 $z/d < 0.25$ 인 경우 정체점 부근의 Nusselt 수가 반경 방향으로 증가하는 것을 볼 수 있으나 절대치에서는 큰 차이를 보이고 있다. 그러나 $z/d > 0.25$ 이면 유동이 가속되지 않으므로 이 구간에서 Nusselt 수가 증가하지 않는다. 노즐 벽면 근처를 지나서는 Nusselt 수가 감소하는데 이것은 단순히 경계층의 두께가 두꺼워지기 때문이다.

그 다음에 다시 Nusselt 수가 증가하는 구간이 있는데, 이 구간은 경계층 두께의 증가에 의한 난류 강도 증가와 제트 유동과 외부 유동의 혼합에 의한 난류 강도 증가의 효과로 설명할 수 있다. Popiel & Trass⁽⁹⁾에 의하면 제트 유동과 외부

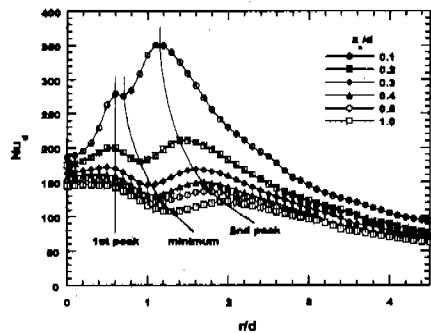


Fig. 7 Effect of nozzle to plate spacing on radial distribution of Nu_r . (sharp edged nozzle, $Re_d=25300$)

유동이 혼합되면 불안정성을 가지게 되고 제트 주위에 환형의 vortex를 형성하게 된다. 이 vortex가 vortex pairing 등으로 계속 커지다가 벽면에 충돌하면 벽면 근처의 유동을 끌어당기면서 작은 wall eddy들을 만들게 된다. 이 때부터 벽면 제트의 난류 강도가 증가하기 시작하며, 큰 환형 vortex와 eddy들이 혼합되면서 완전히 발달된 난류 유동이 된다. 이때 난류 강도 증가 시작점은 환형 vortex가 벽면과 부딪치는 위치와 큰 관련이 있을 것으로 예상할 수 있다. Gardon & Akfirat⁽¹⁾은 Nusselt수의 이차정점이 나타나는 현상을 외부 유동과 제트 유동의 혼합에 의해 생성된 난류의 벽면 제트 유동으로의 확산과 난류 경계층의 천이로 설명하고 있다.

이 구간을 지나면 완전히 발달된 난류 경계층이 두꺼워지면서 Nusselt 수는 계속 감소하게 된다. 이러한 Nusselt 수의 극대점들은 노즐과 충돌 벽면의 거리가 멀면 나타나지 않는다. 첫 번째 극대점은 가속의 효과가 없으므로 나타나지 않으며, 두 번째 극대점은 제트가 충돌 벽면에 도달하기 전에 제트 중심에도 난류 강도가 이미 충분히 증가해 있기 때문에 나타나지 않는다.

Fig. 7의 결과를 고찰해 보면 노즐이 충돌면에 가까울수록 열전달 효과가 증가하는 것을 쉽게 알 수 있다. 그러나, 열전달의 향상과 더불어 노즐 출구에서의 압력 상승이 워낙 크게 될수록 유의하여야 한다. 즉 노즐이 중둔 벽면에 가까이 접

근할 경우 같은 Reynolds 수를 유지하기 위해서는 송풍기의 일출 증가시켜야 한다. 이를 Fig. 11에서 다시 논의하겠다.

그림에서도 알 수 있듯이 첫 번째 Nusselt 수의 극대점의 위치는 노즐과 충돌 벽면의 거리에 관계 없이 항상 $r/d=0.5\sim 0.6$ 의 위치에 나타난다. 이것은 이 극대점의 위치가 노즐 벽면의 위치와 관련이 있다는 앞에서의 설명에 잘 부합한다. 그러나 노즐이 충돌 벽면에서 멀어지면 가속의 효과가 사라지므로 단순히 경계층 두께의 증가에 의해 열전달 효과가 감소한다.

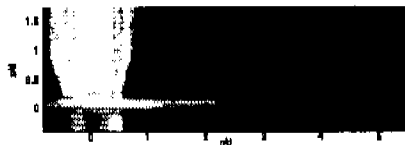
노즐과 충돌 벽면의 거리에 따라 달라지는 가장 큰 특징은 Nusselt 수의 두 번째 극대점에서 나타난다. 먼저 Nusselt 수가 다시 증가하기 시작하는 점의 위치는 노즐이 충돌 벽면에서 멀어짐에 따라 정체점으로부터 멀어진다. 그 관계는 $Re_d=25300$ 일 때 다음과 같다.

$$(r/d)_{min} = 1.34(x_n/d)^{0.265} \quad (3)$$

이것은 다음과 같이 설명할 수 있다. 자유 제트의 경우 제트의 폭은 제트 출구로부터 멀어질수록 증가하며, 제트 주위에 생기는 환형의 vortex도 그 크기가 커지면서 제트 폭을 따라 제트 중심으로부터 멀어진다. 그러므로 이 vortex가 벽면과 부딪치는 위치도 노즐과 충돌 벽면의 거리가 멀어질수록 정체점에서 멀어질 것이다. 그리고 이 vortex가 벽면에 부딪히면서 난류 강도가



(a) $Re_d=6200, z_n/d=0.2$

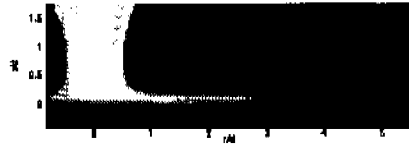


(b) $Re_d=10000, z_n/d=0.2$



(c) $Re_d=20000, z_n/d=0.2$

Fig. 8 Visualization of jets for different Reynolds numbers at $z_n/d=0.2$.



(a) $Re_d=6200, z_n/d=1.0$



(b) $Re_d=10000, z_n/d=1.0$



(c) $Re_d=20000, z_n/d=1.0$

Fig. 9 Visualization of jets for different Reynolds numbers at $z_n/d=1.0$.

급격히 증가되어 열전달 계수가 증가하게 되므로 열전달 계수가 다시 증가하기 시작하는 위치가 노즐이 충돌 벽면에서 멀어짐에 따라 정체점으로부터 멀어지게 되는 것이다. 따라서, 본 실험에서 두 번째 극대점은 제트 유동의 전단층에서 발생하는 vortex가 벽면에서 충돌하면서 발생하는 것으로 사려된다. 만약 노즐 출구에서 층류 유동으로 제트가 시작되는 경우는 제트가 벽면에 충돌하면서 층류 벽 제트가 발생하며 경계층이 두꺼워지면서 난류 경계층으로 천이하는 것도 영향을 미칠 수 있을 것이다.

또 다른 특징으로, Nusselt 수가 증가하기 시작하여 두 번째 극대점에 이르기까지의 구간의 길이는 노즐 거리에 관계없이 일정하다. 제트 출구 Reynolds 수가 일정하면 노즐과 충돌 벽면 사이의 거리에 관계없이 이 구간의 길이가 일정하며, 뒤에서 설명하겠지만 이 구간의 길이는 제트 출구 Reynolds 수의 영향을 받는다.

Lytle & Webb⁽³⁾의 결과에서 Nusselt 수의 두 번째 극대점의 위치가 노즐과 충돌 벽면의 거리가 멀어짐에 따라 정체점에서 멀어짐을 보이고 있다. 이들의 실험 결과에서는 첫 번째 극대점이 확실히 나타나지 않기 때문에 본 실험에서처럼 Nusselt 수가 다시 증가하기 시작하는 위치를 파악할 수 없었다. 그러나 다시 증가하기 시작하는 위치가 노즐과 충돌 벽면의 거리에 따라 정체점에서 멀어지고 증가하는 구간과 길이는 일정하여 두 번째 극대점의 위치도 정체점에서 멀어지므로 Lytle & Webb⁽³⁾에서의 경향과 일치한다.

두 번째 극대점의 위치는 $Re_d=25300$ 일 때 다음 식과 같다.

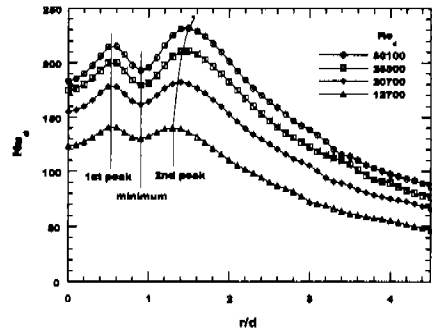
$$(r/d)_{2nd_max} = 2.11(z_n/d)^{0.252} \quad (4)$$

식 (3)과 (4)를 비교해 보면 z_n/d 의 지수의 크기가 비슷하여 Nusselt 수가 증가하는 구간과 길이가 거의 일정함을 알 수 있다. 그리고 Lytle & Webb⁽³⁾에 의하면 두 번째 극대점의 위치는 $(z_n/d)^{0.224}$ 에 비례하는데 이 역시 본 실험의 결과와 비슷하다.

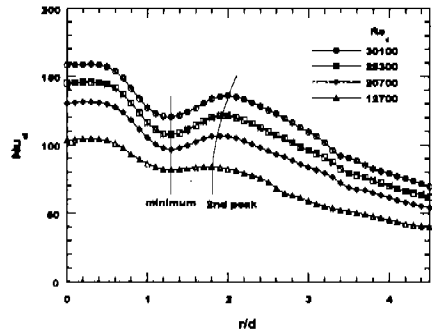
Fig. 8과 Fig. 9는 제트 유동을 가시화한 결과이다. Fig. 8(a)와 Fig. 9(a)를 비교하면 $z_n/d=0.2$ 일 때는 $r/d=1.3$ 근처에서, $z_n/d=1.0$ 일 때는 $r/d=1.7$ 근처에서 벽면 제트의 두께가 갑자기 두꺼워지는 것을 볼 수 있다. 벽면 제트의 두께가 갑자기 두꺼워지는 것은 난류 강도의 증가와 밀접한 관련이 있을 것이다. 그러므로 벽면 제트가 갑자기 두꺼워지는 위치가 노즐이 충돌 벽면에서 멀어질수록 정체점에서 멀어지는 것은 앞에서 설명하였듯이 노즐과 충돌 벽면 사이의 거리가 멀수록 제트로 인하여 발생한 vortex가 충돌 벽면에 부딪히는 위치가 정체점으로부터 멀어질 것이라는 설명과 잘

일치한다. 그리고 벽면 제트가 갑자기 두꺼워지기 전의 두께를 비교하면 가까운 거리일 때의 벽면 제트의 두께가 얇은 것을 알 수 있다. 이것은 거리가 가까울수록 전체적인 열전달 효과가 큰 결과와 잘 일치한다.

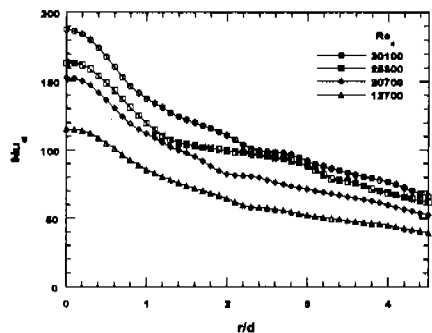
Fig. 10은 제트 출구 Reynolds 수가 Nusselt 수의 분포에 미치는 영향을 나타낸 그림이다. 당연한 결과로서 제트 출구 Reynolds 수가 클수록 전체적인 열전달 효과가 증가하는 것을 알 수 있다. 이것은 Fig. 8과 Fig. 9의 제트 유동 가시화 결과를 보면 쉽게 이해가 된다. Fig. 8 (a), (b),



(a) $z_n/d=0.2$



(b) $z_n/d=1.0$



(c) $z_n/d=6.0$

Fig. 10 Effect of Re_d on the radial distribution of Nu_x (sharp edged nozzle)

(c) 또는 Fig. 9 (a), (b), (c)를 비교하면 제트 출구 Reynolds 수가 커질수록 벽면 제트의 두께가 얇아지는 것을 확인할 수 있다. 벽면 제트의 두께가 얇으면 벽면 경계층의 두께도 얇아지므로 열전달 효과는 당연히 증가한다.

그 다음 특징으로는 $r/d=0.5\sim 0.6$ 근처의 Nusselt 수의 첫 번째 극대점의 위치가 같은 노즐 거리에서는 제트 출구 Reynolds 수의 영향을 받지 않는다는 것이다. $r/d=0.5\sim 0.6$ 근처의 극대점은 앞서 말한 바와 같이 노즐 벽면의 위치와 관련이 있으므로 노즐과 충돌 벽면 사이의 거리는 다른 Reynolds 수의 영향도 받지 않는다. 그리고 Nusselt 수가 다시 증가하기 시작하는 위치는 같은 노즐 거리에서는 제트 출구 Reynolds 수의 영향을 받지 않음을 알 수 있다. $z_n/d=0.2$ 일 때는 $r/d=0.9$ 근처, $z_n/d=1.0$ 일 때는 $r/d=1.3$ 근처로 노즐과 충돌 벽면 사이의 거리가 같으면 제트 출구 Reynolds 수에 관계없이 위치가 일정하다. 노즐과 충돌 벽면의 거리가 멀어질수록 이 위치가 정체점으로부터 멀어지는 것은 앞에서 설명한 바와 같은데 이 위치가 제트 출구 Reynolds 수에 영향을 받지 않는 것은 제트에 의해서 생긴 환형의 vortex가 벽면에 부딪히는 위치가 노즐과 충돌 벽면 사이의 거리와 같은 기하학적인 형상에 지배적으로 의존하며, 제트 출구 속도의 영향은 작다는 것을 말해주고 있다.

마지막으로, Nusselt 수가 증가하기 시작하여 두 번째 극대점에 이르기까지의 구간의 길이는 제트 출구 Reynolds 수가 커짐에 따라 길어짐을 알 수 있다. 이것은 다음과 같이 설명할 수 있다. 벽면 제트의 경우 높이에 따라 속도 분포를 가지게 되는데, 벽면($z=0$)에서는 no slip condition에 의하여 속도가 영이고, 벽면에서 먼 곳($z=\infty$)도 속도가 0이 된다. 어떤 특정한 높이에서 최대 속도를 가지게 되는데, 제트 출구 Reynolds 수가 클수록 그 최대 속도는 당연히 커질 것이다. 이런 속도 분포에서는 전단력이 존재하므로 혼합이 활발하게 일어나 난류강도가 계속 커지는데, 최대 속도가 클수록 혼합도 더욱 활발해질 것이다. 그리고 이 최대 속도가 큰 경우, 속도 차이가 줄어들어 더 이상 혼합이 일어나지 않게 될 때까지의 거리가 길어질 것이며, 이 때까지는 계속 난류 강도가 증가하므로 Nusselt 수가 증가하는 구간도 길어질 것이다. Lytle & Webb⁽³⁾의 결과에서도 두 번째 극대점의 위치가 Reynolds 수에 따라 정체점에서 멀어짐을 보이고 있는데 이 역시 본 실험의 결과와 경향이 일치한다.

그 뒤의 구간에서는 난류 경계층 두께의 증가로 Nusselt 수가 단순히 감소하게 된다.

노즐과 충돌 벽면 사이의 거리와 제트 출구 Reynolds 수가 정체점 Nusselt 수를 결정하는 관

계식을 구해 보았으며, 그 결과는 다음 식과 같다.

$$Nu_{d,0} = 1.24Re_d^{0.468} (z_n/d)^{-0.103} \quad (5)$$

$$(z_n/d \leq 1.0)$$

위 식은 Lytle & Webb⁽³⁾이 제시한 식과는 차이를 나타내고 있다. 정체점 Nusselt 수는 제트 출구 Reynolds 수의 0.468승에 비례함을 알 수 있다.

3.2 노즐 출구 압력

일정 열유속일 때의 평균 Nusselt 수는 평균 온도 차이로부터 다음과 같이 정의된다.

$$\overline{T_{wall} - T_{atm}} = \frac{2}{r^2} \int_0^r (T_{wall} - T_{atm}) r' dr' \quad (6)$$

$$\overline{Nu}_d = q'' d / k (\overline{T_{wall} - T_{atm}}) \quad (7)$$

$z_n/d=0.1$ 인 경우 국소 Nusselt 수는 두 번의 극대점을 가지는데 비해 평균 Nusselt 수는 한 번의 극대점을 가지며, 그 위치는 $r/d=1.5$ 근처이다. 평균 Nusselt 수가 극대점을 가지는 위치는 노즐과 충돌 벽면의 거리에 크게 영향을 받지 않으며 노즐이 충돌 벽면에서 멀어지면 $z_n/d=1.0$ 인 경우와 같이 극대점을 가지지 않고 정체점에서 최대값을 가진다. 여기서는 $r/d=1.5$ 까지의 평균 Nusselt 수를 열전달 효과를 대표하는 값으로 사용하였다.

그리고 노즐과 충돌 벽면의 거리가 변할 때 같은 Reynolds 수를 얻기 위해 필요한 동력의 변화를 알아보기 위해 노즐 출구에서의 압력을 측정하여 보았다. 그 결과를 Fig. 11에 평균 Nusselt 수와 함께 나타내었다.

노즐과 충돌 벽면의 거리가 가까워지면 정체점 Nusselt 수와 평균 Nusselt 수는 증가하며, 노즐 출구에서의 압력도 급격히 증가한다. 그러나 $z_n/d \geq 1.0$ 이면 세 값 모두 큰 변화 없이 일정한 값을 가지며, 특히 노즐 출구 압력은 대기압과 거의

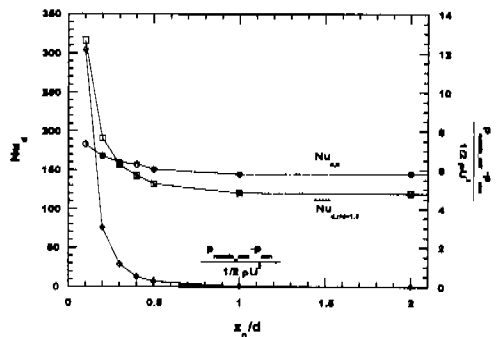


Fig. 11 Effect of nozzle to plate spacing on heat transfers and nozzle exit pressure. (sharp edged nozzle, $Re_d=25300$)

같다. 이것은 $z/d \geq 1.0$ 인 경우의 제트의 출구 조건은 거의 자유 제트와 같으며, $z/d \leq 1.0$ 일 때에 충돌벽의 영향이 나타나기 시작한다고 할 수 있다. 노즐 벽의 거리가 가까워지면 정체점 Nusselt 수와 평균 Nusselt 수가 급격히 증가하는 것은 앞에서 이미 설명한 바와 같다.

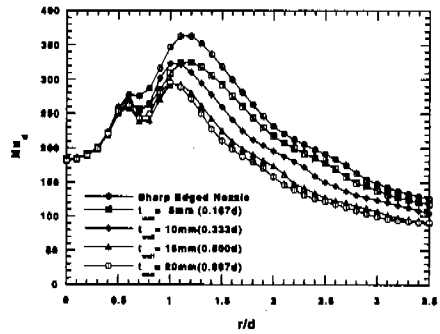
이 그림을 보면 Nusselt 수와 노즐 출구 압력이 증가하는 경향이 유사하다는 것을 알 수 있다. 즉, 노즐과 충돌 벽면의 거리를 가깝게 하여 열전달 효과를 증가시키면 더 큰 송풍기 일이 필요함을 알 수 있다.

3.3 노즐 벽 두께가 열전달 분포에 미치는 영향

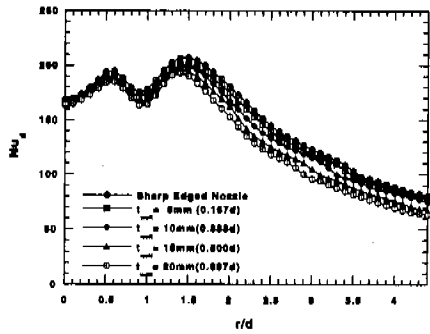
노즐의 벽 두께가 제트 충돌 열전달에 미치는 영향을 살펴보았는데, 여기서 사용한 노즐의 형상은 앞의 Fig. 2에 나타난 것과 같다. Sharp edged nozzle은 벽 두께가 영인 경우이며, 벽 두께를 5mm, 10mm, 15mm, 20mm로 변화시키며 실험하였다. 그 결과를 Fig. 12에 나타내었다. 이 그림으로부터 벽 두께가 두꺼워질수록 열전달 효과는 감소하는 것을 알 수 있다. 그러나 노즐과 충돌 벽면의 거리가 멀어지면 벽 두께의 영향은 작아진다.

노즐 벽 두께의 영향이 가장 확실히 나타나는 $z/d=0.1$ 인 경우를 살펴보면 노즐 벽이 두꺼워질수록 Nusselt 수의 두 번째 극대점의 크기는 작아지고 그 위치는 정체점에 가까워지며, $0.5 \leq r/d \leq 0.7$ 구간에서 Nusselt 수가 더 급격하게 감소한다. 이 구간에서 Nusselt 수가 감소하는 것은 앞에서 설명한 바와 같이 경계층의 두께가 두꺼워지기 때문이다. 노즐 벽 두께가 20mm일 때는 노즐 벽 때문에 외부 유동이 유입되는 것(entrainment)이 방해되기 때문에 단순히 경계층의 두께가 두꺼워져서 Nusselt 수가 감소한다. 그러나 벽 두께가 영일 때(sharp edged nozzle)는 외부 유동의 유입이 방해되지 않으므로 제트 유동과의 혼합이 일어나 노즐 벽 근처에서 난류 강도가 증가하게 된다. 이것은 이 부근의 Nusselt 수를 증가시키는 역할을 하므로 노즐 벽 두께가 두꺼울 때보다 Nusselt 수가 덜 감소하는 것이다. 즉 이 구간은 경계층 두께 증가의 효과와 외부 유동의 유입의 효과를 함께 설명하여야 한다.

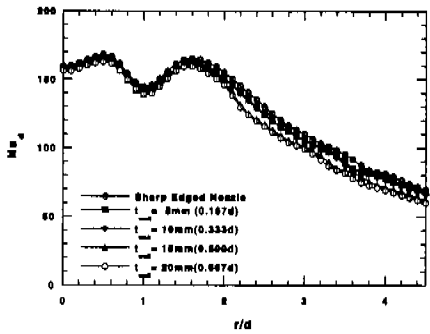
Nusselt 수가 다시 증가하기 시작하는 극소값의 위치가 $r/d=0.7$ 로 일정한 것은 이미 설명한 바와 같이 노즐과 충돌 벽면의 거리가 같기 때문이다. 노즐과 충돌 벽면의 거리가 같으므로 제트 주위의 원형 vortex가 충돌 벽면에 충돌하여 난류 강도가 증가하기 시작하는 위치가 일정하기 때문이다. 그 다음 Nusselt 수가 증가하여 극대점에 이르기까지의 구간의 길이는 노즐 벽이 두꺼워질수록



(a) $z/d = 0.1$



(b) $z/d = 0.2$



(c) $z/d = 0.3$

Fig. 12 Effect of nozzle wall thickness on the radial distribution of Nu_d ($Re_d = 25300$)

줄어가는 경향이 있다. 이 구간과 길이는 앞에서 제트 출구 Reynolds 수와 관계 있는 것을 보였는데, 노즐 벽의 두께와 영향도 있다는 것을 알 수 있다. 이것 역시 외부 유동의 유입 정도와 관련지어 설명할 수 있다. 노즐 벽이 두꺼워질수록 외부 유동의 유입이 방해되므로 벽면 제트와 외부 유동의 혼합이 약해지며 이에 의한 난류강도 증가 구간이 짧아지는 것이다.

노즐 벽 두께가 평균 Nusselt 수와 노즐 출구

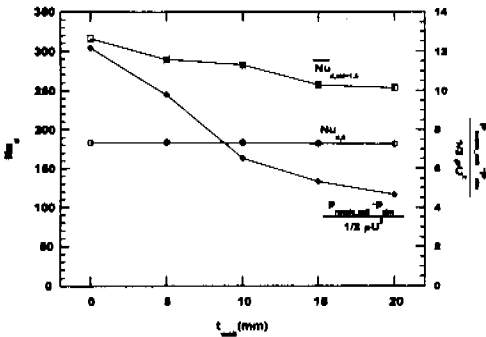


Fig. 13 Effect of nozzle wall thickness on heat transfer and nozzle exit pressure. ($Re_d=25300$, $z_0/d=0.1$)

압력에 미치는 영향을 Fig. 13에 나타내었다. 이 그림은 노즐 벽 두께가 두꺼워질수록 평균 Nusselt 수와 노즐 출구 압력이 함께 감소하는 것을 보여준다. 열전달 효과가 증가할수록 더 큰 송풍기 일이 필요한 것은 앞에서의 결과와 일치한다. 노즐 벽이 두꺼워질수록 노즐 벽이 제트의 유동을 방해하여 노즐 출구 압력이 증가할 것으로 예상했지만 오히려 감소하는 것은, 노즐 벽 두께가 두꺼울수록 외부 유동의 유입이 적어져 벽 제트의 유동을 방해하지 않는 것 때문으로 생각된다. 그리고 정체점 Nusselt 수는 벽 두께의 영향을 받지 않는데 이것은 노즐 벽 두께는 외부 유동의 유입에만 영향을 주기 때문이다.

4. 결 론

(1) 제트 충돌 냉각에서 반경 방향으로의 Nusselt 수의 분포는 4개의 구간으로 나눌 수 있다. 정체점에서 노즐 벽 근처까지의 구간, 그 다음의 Nusselt 수 감소 구간, 다시 두 번째 극대점까지 증가하는 구간, 그 다음의 계속 감소하는 구간으로 나눌 수 있다. 첫 번째 구간은 제트 유동의 가속과 경계층 두께 증가의 영향을 받고 두 번째 구간은 경계층 두께의 증가와 외부 유동 유입의 영향을 받는다. 세 번째 구간은 환형 vortex의 충돌과 제트 유동과 외부 유동의 혼합에 의한 난류 강도 증가의 영향을 받으며, 네 번째 구간에서는 난류 경계층 두께 증가의 영향을 받는다. 두 번째 구간의 길이는 노즐과 충돌 벽면의 거리에 따라 변하고 세 번째 구간의 길이는 제트의 출구 Reynolds 수와 노즐 벽 두께의 영향을 받는다.

(2) 노즐과 충돌 벽면의 거리가 가까우면 전체적인 열전달 효과가 증가한다. 노즐과 충돌 벽면의 거리가 멀어지면 제트에 의해 생긴 환형의

vortex가 충돌 벽면과 부딪치는 위치가 정체점에서 멀어져서 난류 강도 증가 시작 위치도 멀어지며, 이 위치는 노즐 거리에만 영향을 받는다. 노즐 거리가 멀어지면 Nusselt 수의 첫 번째 극대점은 제트 유동 가속의 효과가 없어지므로 사라지고, 두 번째 극대점은 충돌 벽면에 도달하기 전에 제트 중심에서도 난류 강도가 증가하여 없어지므로 Nusselt 수는 정체점에서 최대값을 가지게 된다. 제트 출구 조건은 노즐과 충돌 벽면의 거리가 노즐 직경보다 멀면 자유 제트에 가까우며, 노즐 직경보다 가까울 때에는 충돌 벽면의 영향이 나타난다.

(3) 제트 출구 Reynolds 수가 증가하면 전체적인 열전달 효과가 증가하며, 외부 유동과의 혼합 증가에 의해 Nusselt 수가 두 번째 극대점까지 다시 증가하는 구간이 길어진다.

(4) 노즐 벽의 두께가 두꺼워지면 열전달 효과는 감소하고, 외부 유동 유입의 효과가 작아진다. 그리고 Nusselt 수가 두 번째 극대점까지 증가하는 구간이 짧아진다.

(5) 노즐과 벽면의 거리, 제트 Reynolds 수, 노즐 벽 두께 등을 바꾸면 열전달 효과를 변화시킬 수 있다. 이중 어떤 경우라도 열전달 효과가 증가하면 노즐 출구 압력이 증가하여 더 많은 송풍기 일이 필요해진다.

참고문헌

- (1) Gardon, R. and Akfirat, J. C., 1965, "The Role of Turbulence in Determining the Heat-Transfer Characteristics of Impinging Jets," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 8, pp. 1261~1272.
- (2) Hoogendoorn, C. J., 1977, "The Effect of Turbulence on Heat Transfer at a Stagnation Point," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 20, pp. 1333~1338.
- (3) Lytle, D. and Webb, B. W., 1994, "Air Jet Impingement Heat Transfer at Low Nozzle-Plate Spacings," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No. 12, pp. 1687~1697.
- (4) Baughn, J. W. and Shimizu, S., 1989, "Heat Transfer Measurements from a Surface with Uniform Heat Flux and an Impinging Jet," *J. Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 1096~1098.
- (5) Obot, N. T., Douglas, W. J. M. and Mujumdar, A. S., 1982, "Effect of Semi-Confinement on Impingement Heat Transfer," *7th International*

Heat Transfer Conference, Vol. 3, pp. 395~400.

- (6) Stevens, J., Pan, Y. and Webb, B. W., 1992, "Effect of Nozzle Configuration on Transport in the Stagnation Zone of Axisymmetric, Impinging Free-Surface Liquid Jets: Part 1-Turbulent Flow Structure," *J. Heat Transfer*, Vol. 114, pp. 874~879.
- (7) Pan, Y., Stevens, J. and Webb, B. W., 1992, "Effect of Nozzle Configuration on Transport in the Stagnation Zone of Axisymmetric, Impinging Free-Surface Liquid Jets: Part 2-Local Heat Transfer," *J. Heat Transfer*, Vol. 114, pp. 880~886.
- (8) Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M. A. and Button, B. L., 1992, "A Review of Heat Transfer Data for Single Circular Jet Impingement," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, No. 2, pp. 106~115.
- (9) Popiel, C. O. and Trass, O., 1991, "Visualization of a Free and Impinging Round Jet," *Exp. Thermal Fluid Sci.*, Vol. 4, pp. 253~264.
- (10) Echols, W. H. and Young, J. A., 1963,

"Studies of Portable Air-Operated Aerosol Generators," *U. S. Naval Research Lab.*

- (11) 윤상현, 1999, "평판에서의 원형 제트 층돌 열전달과 유동 특성에 관한 실험적 연구," 공학 석사학위논문, 서울대학교

부 록

Table 1 Uncertainty analysis.

x	$\frac{\Delta x}{x} \times 100(\%)$
V	0.122
I	0.400
q''	0.418
T_{jet}	0.710
T_{TLC}	0.639
k	0.0379
Nu_d	4.99