

## 충돌제트의 유동 및 열전달 특성에 미치는 맥동의 영향

이은현\* · 이성혁\*\* · 이준식†  
 (2001년 6월 16일 접수, 2001년 10월 8일 심사완료)

### Effect of Pulsations on Flow and Heat Transfer Characteristics of an Impinging Jet

Eun Hyun Lee, Seong Hyuk Lee and Joon Sik Lee

**Key Words :** Pulsation(맥동), Impinging Jet(충돌제트), Heat Transfer(열전달), Liquid Crystal(액정)

#### Abstract

Experiments are carried out to investigate the effect of pulsations on the flow and heat transfer characteristics of an axisymmetric impinging jet on a flat plate heated by using a gold coated film. Vortex motion in the impinging jet is visualized using a fog generator, and a thermochromatic liquid crystal (TLC) technique is used to measure the time averaged local temperature distributions on the impingement plate. In addition, the quantitative data for mean velocity and turbulence intensity are obtained employing hot-wire anemometer. Parameters such as pulsating frequency ( $f = 0, 10$  and  $20$  Hz) and the nozzle-to-plate spacing ( $H/D = 2, 10$ ) are considered at the jet Reynolds number of 20,000. Consequently, the significant changes of flow structure and local Nusselt number distribution due to pulsations are observed. In the case of  $H/D = 2$ , the enhanced heat transfer coefficient exceeding 30 % is observed at the stagnation point. At the high  $H/D$ , heat transfer rate increases with pulsation frequency.

———— 기호설명 ————	
$A$	: 열전달 면적 [ $m^2$ ]
$D$	: 노즐 직경 [m]
$E$	: 전압 [V]
$f$	: 맥동 주파수 [Hz]
$H$	: 노즐과 충돌면 사이 거리 [m]
$h$	: 대류열전달 계수 [ $W/m^2K$ ]
$I$	: 전류 [A]
$k$	: 열전도계수 [ $W/mK$ ]
$Nu$	: 누셀수
$q''$	: 열유속 [ $W/m^2$ ]
$Re$	: 제트의 레이놀즈수
$r$	: 반경 방향 [m]

$T_j$	: 제트의 출구온도 [K]
$T_w$	: 벽면온도 [K]
$\bar{U}$	: 축 방향 시간평균속도 [m/s]
$u'$	: 축 방향 난류섭동성분 [m/s]
$x$	: 축 방향 [m]
$\tau$	: 시간 [sec]

#### 하첨자

$avg$	: 평균
$c$	: 제트중심부
$r$	: 복사열전달

### 1. 서론

충돌제트는 충돌지역의 높은 열전달 및 물질전달률을 얻을 수 있기 때문에 제품의 가공, 생산공정 및 산업기기에서 요구되는 표면냉각, 가열 및 건조 등에 널리 사용되고 있다. 응용분야로는 유리의 템퍼링, 종이·섬유·필름의 건조, 전자부품의

\* 서울대학교 기계항공공학부  
 \*\* 서울대학교 터보동력기계연구센터  
 † 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부  
 Email : jslee@gong.snu.ac.kr  
 TEL : 82 2 880 7117 FAX : 82 2 883 0179

냉각 및 터빈블레이드 냉각 등이 있다. 이러한 충돌제트의 다양한 활용성으로 인해 충돌제트의 열전달 및 유동특성을 이해하기 위한 많은 연구들이 국내외적으로 수행되어 왔다. 특히 충돌제트에 가진이나 맥동을 부여함으로써 열전달 증진 효과를 얻고자 하는 연구들이 최근 들어 진행되고 있으며 맥동에 의한 난류섭동성분의 증가는 충돌영역에서의 열전달을 증진시키는 효과가 있는 것으로 알려져 있다.<sup>(1-2)</sup>

Liu 와 Sullivan<sup>(3)</sup>은 가진(excitation)된 원형충돌제트유동의 열전달 및 유동구조에 대한 특성을 고찰하고 유동가시화를 통해 국소열전달과 보텍스유동간의 상호 작용을 연구하였다. Azevedo 등<sup>(4)</sup>은 길이충분히 긴 관에서 공기제트를 사용하여 맥동이 정체점의 열전달에 미치는 효과에 관한 연구를 수행하였다. 그들은 맥동이 있는 정체점 열전달계수가 난류량이 증가함에도 불구하고 맥동이 없는 경우의 정체점 열전달계수보다 전체적으로 작은 값이 나타남을 지적하였다. 몇몇 연구자들은 물을 사용한 슬롯제트에서 맥동에 의한 열전달 및 유동변화에 대하여 실험연구를 수행하였다.<sup>(5-7)</sup> 그러나 물제트와 공기제트는 전단층에서 유동의 전파특성이 매우 다르기 때문에 두 경우를 직접 비교하는 것은 어렵다. 최근 Mladin 과 Zumbrennen<sup>(8)</sup>은 공기를 사용한 슬롯제트에 대하여 상대적으로 낮은 레이놀즈수( $Re < 11,000$ )의 영역에서 열전달 실험을 수행하였으며 정체점에서의 열전달이 정상상태와 비교하여 증가 혹은 감소하는 결과를 보인 바 있다.

충돌지역의 열전달계수를 구하기 위해서 기존의 연구자들은 주로 열전대를 사용하거나 나프탈렌산화법을 사용하여 물질전달계수를 구하였다. 열전대를 사용하는 경우 충돌지역의 온도분포를 구하기 위해서는 다량의 열전대를 충돌면에 장착해야 한다. 이로 인해 충돌지역의 열전달특성을 왜곡시킬 우려가 있다. 나프탈렌산화법<sup>(9)</sup>을 사용하는 경우 실제의 열전달 계수와 물질전달 계수와와의 상사성을 이용하여 셔우드수를 누셀수로 치환할 수 있으나 슈미트수와 프란틀수의 차이에 의해서 치환된 누셀수의 값이 원래의 누셀수의 값과 상이할 수 있는 문제가 있다. 최근의 연구에서는 액정, 칼라화상처리장치 및 컴퓨터를 사용하여 온도측정이 이루어지고 있다. 액정은 공간분해능이 뛰어나며, 정확도나 다량의 온도 데이터의 측정에 상당한 이점이 있다. 또한 온도값을 액정의 색상으로 측정하여 가시화의 역할도 수행될 수 있다. Camci 등<sup>(10)</sup>은 액정의 색상과 온도와의 상관관계와 주변의 영향 등을 파악하였고, Farina 등<sup>(11)</sup>은 액정의

교정법에 대해서 잘 설명해주고 있으며, Baughn<sup>(12)</sup>은 액정을 사용한 난류 열전달에서의 사용법을 정리한 바 있다. 충돌영역에서의 열전달 특성 변화가 심한 충돌제트의 열전달을 잘 살펴보기 위해서는 먼저 다량의 정확한 온도측정이 중요하므로 액정의 사용은 계속 증가될 것으로 판단된다.

충돌제트의 열전달을 지배하는 주요 변수로는 제트의 레이놀즈수, 노즐과 충돌면사이의 거리, 노즐의 기하학적 형상,<sup>(13)</sup> 제트출구의 난류특성<sup>(14)</sup> 및 전단층에서의 원환 보텍스(toroidal vortex) 혹은 링 보텍스(vortex ring) 거동<sup>(15)</sup> 등이 있으며 충돌제트에 대한 열전달 현상을 효과적으로 설명하기 위해서는 유동특성에 대한 기본적인 이해가 요구된다. 충돌영역 혹은 벽면제트영역에서 발생하는 열전달 특성은 노즐출구에서의 조건에 밀접한 영향을 받기 때문에 유동의 특성과 열전달 특성간의 상호연관성을 설명하는 것은 매우 중요하다. 특히 산업에 널리 응용되는 충돌제트는 레이놀즈수가 매우 높은 고속 유동이므로 충돌면의 얇은 경계층과 복잡한 유동형태로 인하여 충돌지역의 유동구조 및 열전달 특성을 파악하는 것은 현재도 어려운 과제이다.

본 연구의 목적은 맥동이 존재하는 축대칭 충돌제트의 유동가시화를 통해 유동구조에 대한 이해를 증진하고 충돌면에서의 열전달특성을 분석하는 것이다. 또한 평균속도 및 제트중심속도 그리고 난류강도에 대한 정량적인 데이터를 제시하고 열전달과의 상호연관성을 규명하는 데에 중점을 두었다. 충돌지역의 온도를 측정하기 위해서 정확도가 높은 액정을 사용하였으며, 축 방향의 평균 유속 및 난류량을 측정하기 위해서 단일채널 열선 풍속계를 사용하였다. 전단층 주위에서 발생하는 원환보텍스의 거동 및 충돌벽면 주위에서 발생하는 링 형태의 벽에디(wall eddy)의 거동특성을 파악하기 위해서 포그(fog)발생기를 사용하여 유동을 가시화하였고 노즐과 충돌면사이의 거리( $H/D$ ) 그리고 맥동주파수 등의 변화에 따른 유동 및 열전달 특성에 대한 정량적 자료를 제시하였다.

## 2. 실험장치 및 방법

### 2.1 실험장치

Fig. 1 은 본 연구에서 사용한 실험장치의 개략도이다. 공기를 발생시키기 위해서 5 마력 원심 송풍기를 사용하였고 송풍기의 유량은 인버터로 조

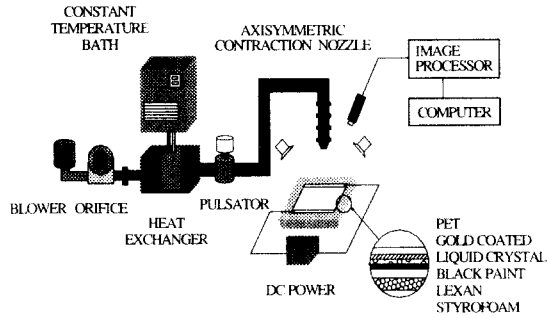


Fig. 1 Experimental apparatus

정하였다. 원심송풍기에서 발생한 공기는 내경이 52.7 mm 인 스테레스관을 통하여 열교환기로 유입된다. 열교환기는 냉동기와 히터로 구성된 항온조에서 일정한 온도로 유지된 물이 순환되어 제트의 공기 온도를  $\pm 0.1\text{ }^\circ\text{C}$  이내로 온도를 조절하여 대기의 온도와 동일하게 유지하였다.

열교환기를 통과한 공기는 180 W 의 직류서보모터와 직경 50 mm 의 회전하는 불 밸브로 구성된 맥동발생기를 지나서 내경 90 mm 의 아크릴관에 설치된 하니콤(honeycomb)과 메쉬(mesh)를 통과한 후, 수축노즐을 통하여 출구 지름이 30 mm 로 수축된다. 공기의 유량을 측정하기 위해서 스테레스관에 얇은 평판 형태의 오리피스 유량계를 장착하였으며, 열교환이 이루어진 후 제트와 대기의 온도를 측정하기 위해서 Copper-Constantan 열전대와 저항온도계를 각각 사용하였다. 온도 데이터는 GPIB 를 통하여 IBM-PC 에 연결된다.

실험에 사용한 가열판으로 가로 300 mm, 세로 300 mm 의 금도금된 필름을 사용하였다. 금도금 아래 에어브러쉬(air brush)를 사용하여 Hallcrest 사에서 제작한 변색구간이  $1\text{ }^\circ\text{C}$  인 액정(R35C1W)과 검정페인트를 차례로 일정하게 코팅한 후 양면 테이프로 50 mm 의 두께를 가진 스티로폼으로 단열된 렉산판(400 mm  $\times$  400 mm) 위에 부착하였다. 전원을 공급하기 위해 금코팅면의 양단에 은으로 만들어진 접착제를 사용하여 구리전극을 부착하였으며, 직류 전원공급기를 사용하여 금도금된 필름을 균일 열유속으로 가열하였다. 가열 후 온도에 따라서 액정의 색상이 나타나며, 모든 데이터가 안정된 후, CCD 카메라를 사용하여 화상을 촬영하였다. 액정의 색상을 온도로 환산하기 위해서 디지털 화상처리장치를 사용한다. 이 장치는 CCD 카메라, 칼러프레임그레버(DT2871)와 IBM-PC 로 구성된다. 광원은 발열이 작고 조도가 큰 150 W 의 할로겐광원(HQI)을 좌우에 각각 한 개씩 사용하며, 복사에 의한 영향을 최소화하였다.

액정의 색상변화는 정확하게 같은 온도에서 같은 색상이 재현되는 특성을 나타내지만 광원의 위치와 각도 및 카메라의 위치와 거리에 따라서 다른 특성을 보이므로 이를 온도측정에 사용하기 위해서는 매우 엄정한 교정을 행해야 한다. 액정을 교정하기 위하여 구리각주(600 mm  $\times$  50 mm  $\times$  20 mm)의 표면에 실제의 실험과 동일한 방식으로 액정과 검정페인트를 도포한 후 금도금 필름을 부착하였으며, 각주의 양단에 2 개의 항온조를 사용하여 1 차원의 온도 구배를 생성한 후, CCD 카메라와 디지털 영상처리장치를 사용하여 온도에 따른 색상 변화를 분석하였다. 교정과정에서 광원의 위치 및 각도와 카메라의 위치 및 각도는 실제의 실험과 동일하게 수행하였고 색상(Hue)과 온도와의 상관관계를 1 차식으로 구하여 사용하였다.

제트의 축 방향 평균속도와 난류량을 측정하기 위해서 단일채널 열선풍속계를 사용하였다. 또한 유동가시화를 위하여 송풍기의 입구에 포그발생기를 설치하였으며, 광원으로는 200 mW 의 아르곤 이온 레이저를 사용하였다. 촬영은 소량의 광량을 증폭시킬 수 있는 ICCD 카메라와 프레임 그레버를 사용하여 순간의 화상을 컴퓨터에 저장하였다. ICCD 카메라의 트리거와 노출시간은 직류 모터의 인코더신호를 디지털 시그널 딜레이에 연결하여 조정하였으며, 맥동주기에 따라서 적절히 변화시켜 사용하였다.

2.2 실험방법

축 대칭 수축노즐에서 발생한 맥동을 포함한 제트가 균일 열유속으로 가열되는 평판에 충돌할 때 열전달계수를 측정하기 위하여 맥동의 주파수와 노즐출구와 충돌면사이의 거리를 변화시키며 벽면에서의 온도( $T_w$ ), 대기의 온도와 동일하게 조정된 제트의 출구온도( $T_j$ ) 및 가열판에 가해진 열유속 ( $q'' = EI/A$ )을 측정하였고 복사에 의한 열손실  $q_r''$  을 보상하였다. 충돌면의 누셀수와 제트의 레이놀즈수는 노즐 출구에서 열선풍속계로 측정된 속도의 면적평균값( $U_{avg}$ )과 노즐 출구직경( $D$ )을 사용하여 다음과 같이 정의하였다.

$$Re = \frac{U_{avg} D}{\nu} \tag{1}$$

$$Nu = \frac{hD}{k} = \frac{q'' - q_r''}{(T_w - T_j) k} \tag{2}$$

실험조건으로 제트 레이놀즈수 20000 을 기준으

로 맥동주파수  $f$  는 0, 10, 20 Hz로 변화시켰고 노즐과 가열판 사이의 거리에 대한 영향을 살펴보기 위해 무차원된 거리의 변화( $H/D = 2, 10$ )를 고려하여 실험을 수행하였다. 열선풍속계와 고속의 자료처리장치를 사용하여 유동측정을 수행하였다. 맥동이 존재하는 유동은 직류모터의 인코더신호를 사용하여 하나의 주기를 100 등분하고 각 간격에서 얻어진 데이터들을 하나의 위상 값으로 평균하였다. 안정된 자료를 얻기 위해 500 개 이상의 주기를 획득하여 위상평균과 시간 평균된 속도를 계산하였다.

### 3. 결과 및 검토

#### 3.1 총돌제트유동에 미치는 맥동의 영향

본 연구에서 사용한 축 대칭 수축노즐은 9:1의 수축비를 가지며 Fig. 2에서 볼 수 있듯이  $x$ 와  $r$ 은 각각 축 방향과 반경방향을 나타낸다. 노즐출구로부터 총돌벽면까지의 거리는  $H$ 로 나타내며 본 연구에서는 무차원된 거리  $x/D$ 와  $r/D$ 에 대해 실험결과를 나타내었다.

Fig. 3은 노즐출구 근처 영역( $x/D = 1/15$ )에서의 난류강도를 맥동의 유·무에 따라 나타낸 것이다. 맥동이 없을 때 출구에서의 난류강도는 0.3%의 균일한 분포를 보여주는 반면 맥동주파수가 20 Hz인 경우 약 10%의 최대 난류량을 나타내고 있으며 이것은 맥동에 의해 약 33배의 난류강도의 증가효과가 있음을 보여준다. 맥동에 의해 증가된 난류강도는 정체점의 열전달 증대 효과에 크게 기여하는 것으로 알려져 있다.<sup>(1-2)</sup> 그러나 맥동주파수의 유·무에 따른 난류강도변화는 현격한 반면 맥동주파수의 증가에 따른 난류강도 크기 변화는 상대적으로 작게 나타난다.

Fig. 4는  $H/D$ 가 2인 경우 포그발생기를 사용하여 가시화한 정상상태의 유동을 나타낸다. 정상상태에서도 노즐 출구로부터의 무차원화된 거리  $x/D$ 가 1을 지나면 전단층(shear layer)영역에서 보텍스가 형성되며 포텐셜 코어(potential core)영역으로 전파된다. 그러나  $H/D$ 가 작은 경우 포텐셜 코어로의 보텍스 침투는 거의 나타나지 않는다. 또한 정체점 근처영역에서 유동가속이 발생하여  $r/D$ 가 0.6 근처영역에서 경계층 두께가 감소하는 경향이 나타나며 이러한 현상은 국소 열전달 증가의 원인이 된다. 한편 전단층에서 발생한 보텍스는 벽면 충돌로 인해 벽에디(wall eddy)를 형성시킨다. 에디와의 상호 작용을 통해 경계층은 난류로 천이되며 보다 활발한 보텍스 유동이 형성되어 반경방

향으로 이동한다. 특히  $r/D > 1$ 인 영역은 완전 발달된 보텍스 유동이 존재하여 강한 난류 특성이 나타난다.

Fig. 5는  $H/D = 2$ 이며 맥동주파수  $f$ 가 10 Hz일 때의 유동을 가시화한 결과이다. 맥동주파수가 10 Hz인 경우, 한 주기는 100 ms이며 인코더 신호를 트리거로 사용하여 10 ms 간격으로 10 등분하여

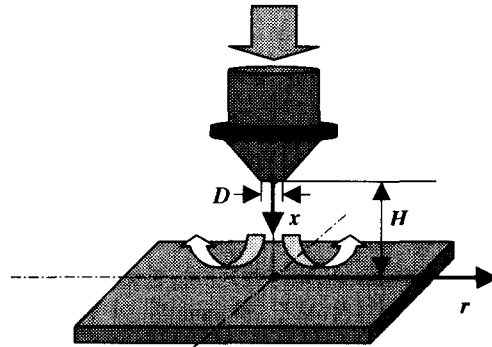


Fig. 2 Coordinate system diagram

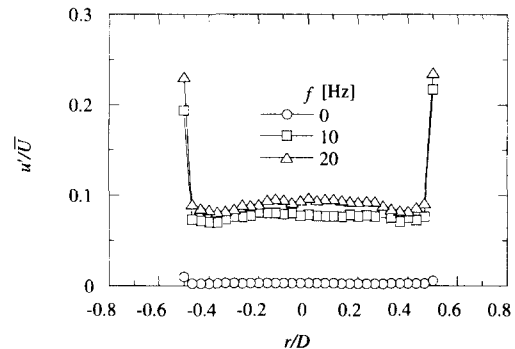


Fig. 3 Radial distribution of turbulence intensity at  $x/D = 1/15$  for  $H/D = 10$



Fig. 4 Flow Visualization at steady condition( $f = 0$  Hz) for  $H/D = 2$

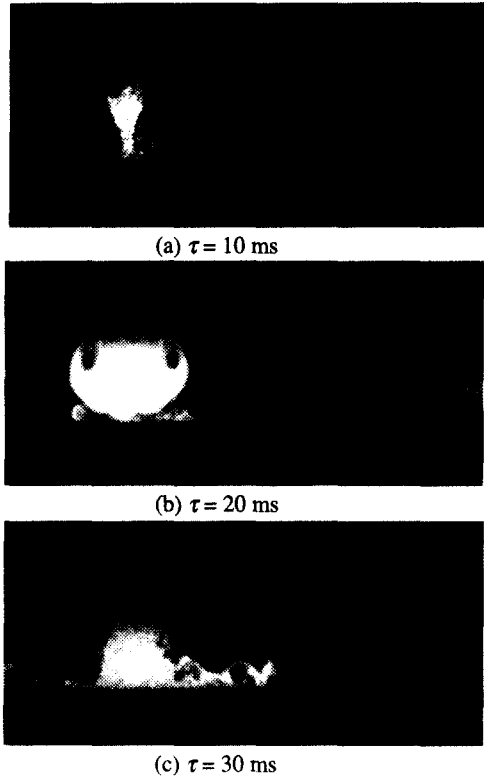


Fig. 5 Flow visualization at  $f = 10$  Hz for  $H/D = 2$

ICCD 카메라로 촬영하였다. 맥동 충돌제트는 맥동이 없는 정상 충돌제트의 경우와 비교할 때 매우 다른 특성을 보여주고 있다. 맥동을 가하면 노즐 출구에서의 유속이 시간에 따라 증감되며 Fig. 5(b)에서 볼 수 있듯이 유속이 감소하다가 다시 증가하는 시점에서 큰 스케일의 원환보텍스가 발생되고, 벽면에 충돌함으로써 링모양의 벽보텍스(wall vortex)가 형성된다. 맥동이 없는 경우와 비교할 때 전단층에서 보텍스의 생성이 크고 활발하게 일어났고 포텐셜 코어 영역의 두께가 시간에 따라서 변화됨을 볼 수 있다. 결과적으로 코어영역과 보텍스와의 상호 작용으로 인해 공기혼입(air entrainment)이 정상유동에 비해 활발하게 발생된 것으로 판단된다.

Fig. 6은  $H/D = 2$ 이며  $f = 20$  Hz 인 경우에 대한 유동가시화 결과이다. Fig. 5와 비교할 때, 맥동주파수가 증가함에 따라 맥동에 의한 원환보텍스의 발생위치가 노즐출구에 근접함을 볼 수 있다. 그러므로 유동이 진행함에 따라서 10 Hz의 경우보다 활발한 공기혼입이 발생함으로써 상대적으로 활발한 난류유동이 벽면에서 발생하게 된다. 그러나  $H/D$ 가 작은 경우에는 맥동이 존재하는 경우

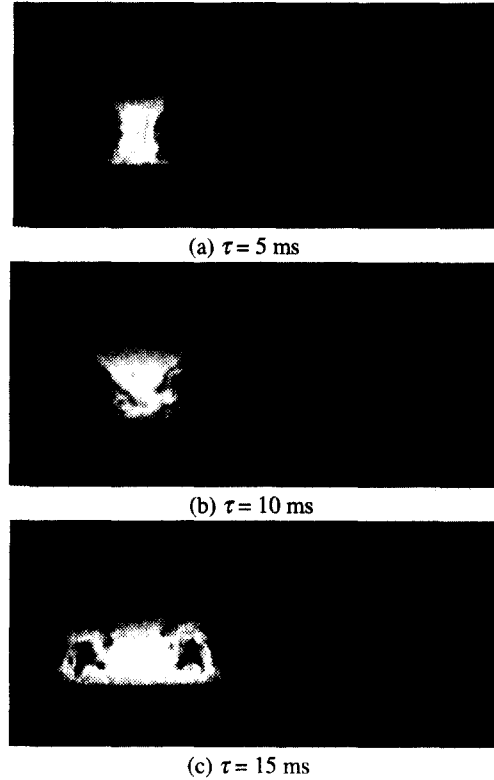


Fig. 6 Flow visualization at  $f = 20$  Hz for  $H/D = 2$

조차도 포텐셜 코어가 유지되는 상태에서 벽충돌이 발생하기 때문에 정상유동과 유사하게 정체점 근처 영역에서 난류로의 천이현상이 발생하게 된다. 또한 전단층에서 발생된 보텍스에 의한 공기혼입효과가 상대적으로 작게 나타난다. 왜냐하면 충돌거리가 작은 경우에는 보텍스에 의한 충분한 공기혼입이 이루어지기 전에 충돌현상이 발생하기 때문이다. 특히 맥동주파수가 작은 경우에는 벽면근처에서 보텍스가 형성되기 때문에 유동의 혼합정도가 상대적으로 작을 뿐만 아니라 벽면에서의 경계층에도 영향을 미치게 된다.

Fig. 7과 8은  $H/D = 10$ 이며 맥동주파수  $f = 10, 20$  Hz 인 경우 유동 가시화 결과이다. 충돌거리가 큰 경우, 앞서 언급한  $H/D = 2$ 의 경우와는 달리 보텍스에 의한 제트중심영역으로의 공기혼입이 매우 활발하게 발생함으로써 포텐셜 코어가 소멸됨을 볼 수 있다. 코어의 소멸현상은 전단층에서 유입되는 공기와 제트 중심의 유동간의 상호 작용에 의해 제트 중심속도가 감쇄하고 있음을 나타낸다. 또한  $H/D = 2$ 인 경우와 마찬가지로 맥동이 증가함에 따라 노즐 출구 가까이에서 보텍스가 형성되며 상대적으로 큰 보텍스가 벽면에 충돌하게 되어

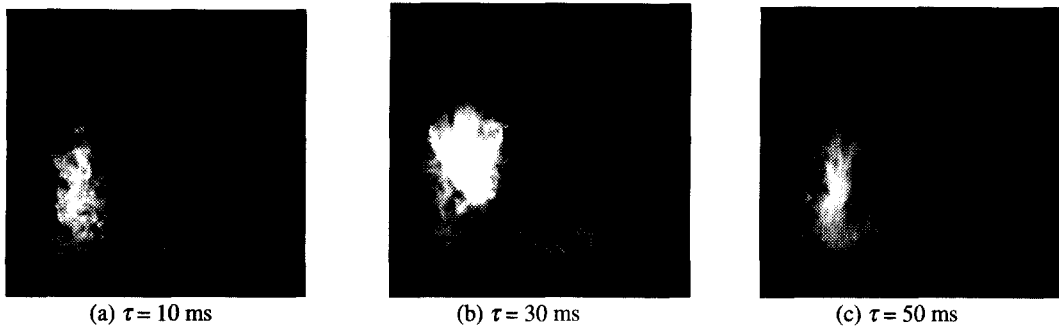


Fig. 7 Flow visualization for  $f = 10\text{Hz}$  and  $H/D = 10$

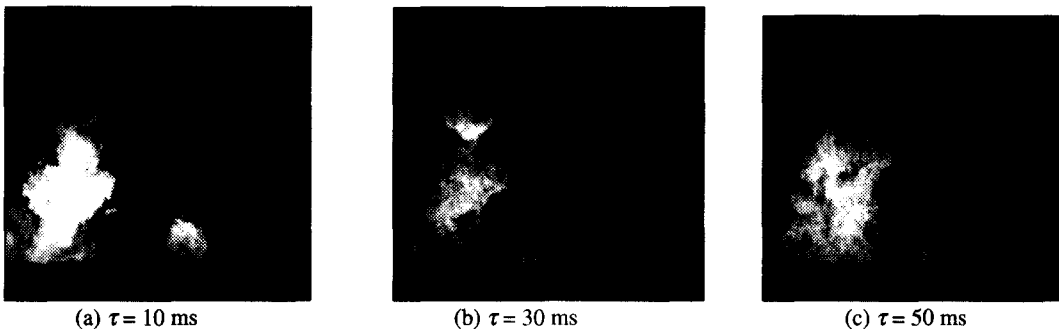


Fig. 8 Flow visualization at  $f = 20\text{ Hz}$  for  $H/D = 10$

벽면 경계층과의 상호 작용을 일으킨다. 이러한 유동 변화는 맥동주파수와 관련된 스트라울수의 증가에 기인하며 제트의 레이놀즈수와도 밀접한 상호 연관성이 있다. 일반적으로  $H/D = 2$  와는 달리 충돌거리가 큰 경우에는 포텐셜 코어영역이 소멸 되기 때문에 앞서 언급된 유동가속 및 난류천이현상 등과 같은 유동 메커니즘은 더 이상 적용될 수 없다.<sup>(16)</sup> 즉 충돌되는 벽면에서는 이미 완전한 난류경계층이 발생하게 되며 반경방향으로 갈수록 난류경계층 두께가 점차적으로 증가한다. 또한 맥동주파수가 증가할수록 경계층과 보텍스와의 상호 작용이 활발하게 일어나 보다 활발한 난류유동이 반경방향으로 전파된다.

Fig. 9 는  $H/D = 10$  인 경우 벽면 근처 영역( $x/D = 9$ )에서 맥동주파수의 유· 무에 따른 축 방향 평균 속도 분포를 나타낸다. 제트 중심영역의 평균속도는 맥동의 유· 무에 관계 없이 거의 동일한 결과를 보여주는 반면 반경방향으로 갈수록 맥동이 존재하는 경우의 평균속도가 맥동이 없는 경우보다 크게 나타남을 볼 수 있다. 실제로  $r/D = 1.5$  인 위치에서 맥동의 유· 무에 따른 축 방향의 평균속도는 약 2 배의 차이를 보이고 있다.

Fig. 10 은 축 방향 난류강도의 반경 방향 분포

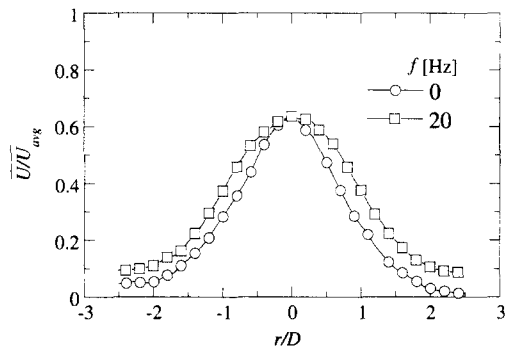


Fig. 9 Radial distribution of axial mean velocity at  $x/D = 9$  for  $H/D = 10$

를 나타낸다. 제트 중심영역에서는 맥동에 의해 난류강도가 약간 증가하였다. 맥동이 없는 경우 반경방향으로 갈수록 난류강도가 증가하는 반면  $f = 20\text{ Hz}$  인 경우에는 상대적으로 작게 나타나고 있다. 이러한 결과는 다음과 같은 원인에 의해 발생된다고 생각될 수 있다. 우선 맥동으로 인해 증가된 원환 보텍스는 축 방향으로 진행함에 따라서 점차 증가하고 전단층에서 활발한 공기혼입을 일으킨다. 따라서 제트는 반경방향으로 퍼짐(spread-

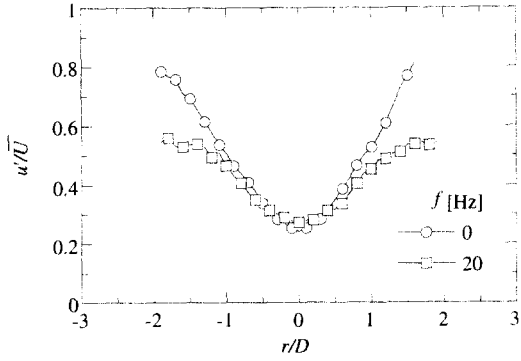


Fig. 10 Radial distribution of axial turbulence intensity at  $x/D = 9$  for  $H/D = 10$

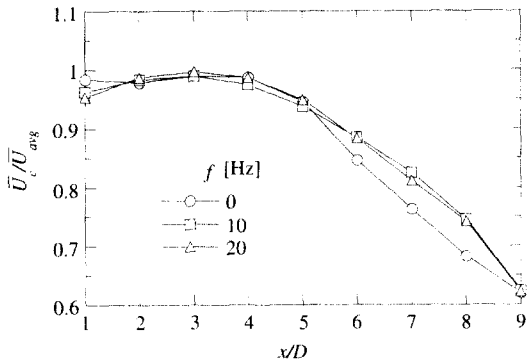


Fig. 11 Axial mean velocity along  $x$ -axis for different pulsations at  $r/D = 0$  for  $H/D = 10$

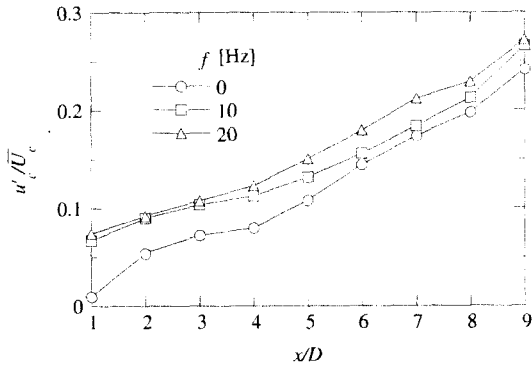


Fig. 12 Axial turbulence intensity along  $x$ -axis for different pulsations at  $r/D = 0$  for  $H/D = 10$

ing)이 발생하여 축 방향의 난류강도가 점차 반경 방향으로 전환되게 된다. 또한 벽면근처영역에서 발생하는 큰 스케일의 에디유동은 벽근접효과 (wall proximity effect)로 인해 축 방향의 난류 섭동 성분이 감소하고 반경방향의 난류섭동성분으로 재분배되는 현상이 발생한다. 이러한 축 방향 섭동

성분의 감소현상은 주로 정체점 영역보다는 유동 혼입으로 인한 에디 유동변화가 활발한 정체점 주위 영역에서 주로 발생하게 된다. 이러한 현상은 유동가시화결과에서도 유추가 가능하며 공기혼입 효과는 충돌면 근처영역에서의 난류강도에 중요한 영향을 미치고 있음을 알 수 있다.

Fig. 11 은 맥동주파수 변화에 따른 노즐의 중심 ( $r/D = 0$ )에서 측정된 평균속도를 축 방향 무차원 거리  $x/D$  에 따라서 나타낸 것이다. 그림에서 볼 수 있듯이  $x/D < 4$  영역에서 포텐셜 코어가 관찰되며  $x/D = 4$  이후, 맥동의 유 무와 관계없이 전반적으로 속도가 감쇄한다. 정상유동과 비교할 때  $x/D > 4$  영역에서는 맥동에 의해 평균속도가 증가하고 있다. 그러나 벽 근처영역에서는 거의 동일한 평균속도를 나타내고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 12 는 제트의 중심에서 측정된 난류강도를 나타낸다. 노즐 출구 근처 영역에서는 맥동에 의해서 난류강도가 크게 증가하고 있음을 알 수 있다. 또한 난류강도는 축 방향 거리에 따라 점진적으로 증가하는 경향을 보인다. 특히 포텐셜 코어 영역인  $x/D < 4$  의 영역에 비해 주위의 보텍스와 상호작용에 의해 코어영역이 소멸되는  $x/D > 4$  영역에서 난류강도의 증가율이 높게 나타난다. 이것은 Hoogendoorn<sup>(17)</sup> 이 지적한 바와 같이 평균속도 감소에 의해 난류량이 증가하기 때문이며 진단층에서 발생하는 보텍스에 의한 공기혼입효과가 주된 요인이라 판단된다. 또한  $x/D$  가 증가함에 따라서 맥동이 존재하는 경우에 비해 정상 상태의 제트유동은 초기에는 비록 작지만 진단층에서 확산이 빨리 일어나  $x/D$  가 6 을 넘어서면 맥동이 존재하는 경우와 거의 비슷한 결과를 보이고 있다. 전반적으로 맥동이 존재하는 경우가 정상상태의 유동과 비교하여 높은 난류특성을 보여주었다.

### 3.2 열전달 특성

Fig. 13 은  $H/D$  가 2 와 10 인 경우, 맥동주파수 변화에 따른 누셀수의 분포를 나타낸다. 일반적으로 충돌제트유동에서  $H/D$  가 작은 경우 반경방향으로의 누셀수 분포에서 2 개의 정점이 발생한다. 정상제트유동의 경우( $f = 0$  Hz),  $r/D = 0.6$  에서 첫 번째 정점이 나타나고  $r/D = 1.8$  영역에서 두 번째 정점이 발생한다. 첫번째 정점 위치는 기존의 연구결과<sup>(18,19)</sup> 와 매우 유사함을 알 수 있으며 수축 노즐에서 물질전달을 사용하여 측정한 Popiel 과 Boguslawski 의 결과<sup>(20)</sup> 와도 잘 일치하였다.

Lytle 과 Webb<sup>(19)</sup>가 지적한 바와 같이 첫 번째의 정점은 경계층 두께의 감소에 기인하며  $H/D$  가 감

소함에 따라 주로 나타나는 현상이다.  $H/D$ 가 작은 경우 연속성에 의해 충돌면과 노즐사이의 유동이 가속되며 정체점 근처영역에서 매우 작은 두께의 경계층을 형성한다. 따라서 유체가 가속되고 경계층 두께가 감소할수록 열전달은 증가하게 된다. 제트가 벽면을 따라 퍼져감에 따라 속도는 감소하고 경계층 두께는 증가하므로 반경방향으로 갈수록 점차 열전달은 감소한다. 한편 두 번째 정체점은 층류에서 난류로의 천이에 의해서 발생된다고 알려져 있다.<sup>(13)</sup> Fig. 4에서 볼 수 있듯이, 제트의 전단층에서 발생한 보텍스는 벽면에 접근함에 따라 점차적으로 발달하며 벽면과 충돌하여 보다 큰 보텍스를 생성한다. 앞서 언급한 바와 같이 발달된 보텍스의 위치는  $r/D$ 가 0.6인 지역에서 존재하며 벽면의 경계층과 상호 작용을 일으킨다.

Fig. 13(a)에서 볼 수 있듯이  $H/D$ 가 작은 경우, 두 가지의 특징이 나타남을 알 수 있다. 우선 맥동주파수가 증가함에 따라 정체점( $r/D = 0$ )에서 열전달계수가 증가하고 있음을 볼 수 있다. 맥동주파수가 20 Hz로 증가함에 따라 정체점 근처에서의 열전달은 정상상태의 누셀수보다 30% 높게 얻어져 매우 큰 폭으로 증가하였다. 이러한 현상은 Fig. 3과 12에서 볼 수 있듯이 맥동이 없는 경우에 비해 맥동이 존재하는 경우 노즐 출구 영역( $x/D = 2$ )에서의 난류강도가 현격히 증가하기 때문이며, Hoogendoorn<sup>(17)</sup>이 지적한 바와 같이 충돌거리가 작은 경우, 열전달에 미치는 난류강도의 영향이 매우 중요함을 알 수 있다. 한편 맥동이 존재하는 경우, 주파수의 증가에 따라 반경방향으로의 열전달계수가 전반적으로 증가하고 있다. 이것은 스트라울수의 증가에 따라 출구에 보다 가까운 영역에서 보텍스가 발생하고 유동혼입을 증가시킴으로써 벽면 열전달에 기여하기 때문으로 사료된다. 그러나 정체점에서의 열전달이 맥동에 의해 증가한 반면 반경방향으로의 열전달은 오히려 정상상태의 경우가 가장 크게 나타나고 있다. 이러한 열전달계수의 역전현상은 충돌거리가 작은 경우 발생하며 제트 레이놀즈수에 대한 스트라울수의 영향과도 연관성이 있을 것으로 생각된다. 실제로 충돌거리가 작은 경우, 맥동의 증가로 인해 발생된 큰 스케일의 보텍스 유동에 의한 유동혼입이 충분히 이루어지기 전에 충돌이 발생한다. 또한 본 연구에서는 레이놀즈수에 비해 스트라울수의 영향이 상대적으로 작기 때문에 충돌거리가 작은 경우 중심영역에서 포텐셜 코어 영역이 존재하며 맥동의 영향으로 코어영역의 두께가 증감하게 된다. 또한 상대적으로 정체점 영역 근처에서 발

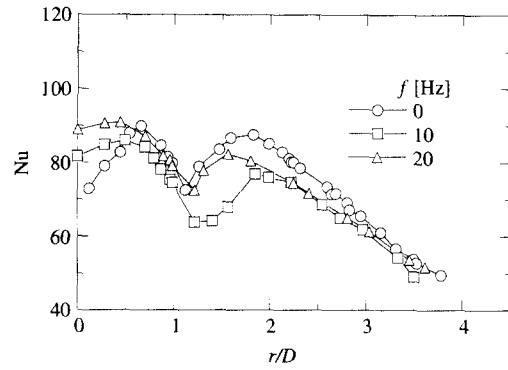
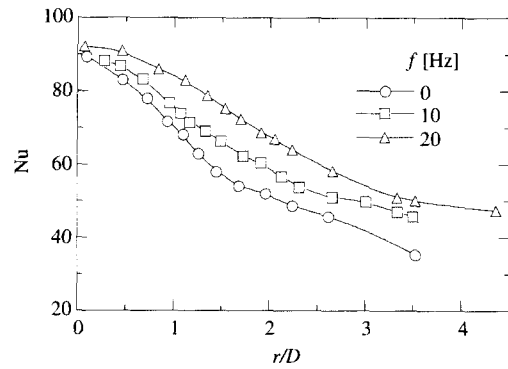
(a)  $H/D = 2$ (b)  $H/D = 10$ 

Fig. 13 Radial distribution of Nusselt number for  $H/D = 2$  and 10

생되는 유동가속효과가 감소하고 오히려 불완전하게 발달된 큰 스케일의 보텍스 영향이 맥동이 없는 경우에 비해 경계층 두께를 증가시키게 된다. 따라서 충돌거리가 상대적으로 작은  $H/D = 2$ 인 경우, 정상유동에 비해 맥동유동의 열전달이 작게 나타나는 것으로 사료된다. 이와는 달리 비맥동유동의 경우( $f = 0$  Hz)에서는 Jambunathan 등<sup>(16)</sup>이 지적한 바와 같이 전향영역(deflection region)에서의 유동가속에 의한 열전달 증가효과로 인해 1차 정체점현상이 명확하게 나타나고 있으며 이 때 전단층에서 발생된 보텍스와 경계층과의 상호 작용에 의해 난류로의 천이가 가속된다.

한편 맥동이 존재하는 경우 정체점 근처 영역( $r/D < 0.5$ )에서 거의 편평한 형태의 열전달 계수 분포를 나타내고 있다. 이러한 결과는 전향영역에서 발생하는 유동가속이 상대적으로 작기 때문이다. 따라서 충돌거리가 작은 경우는 주어진 맥동의 주파수의 변화를 통해 보다 효과적인 열전달을 일으킬 수 있으며 맥동은 정체점 주위의 열전달을



증대시킬 뿐만 아니라 실제 산업에서 사용 시 중요한 문제가 되는 균일 열전달 제어 등과 같은 부분에 응용될 수 있을 것으로 기대된다.

Fig. 13(b)는  $H/D$  가 10 에서 맥동주파수에 따른 누셀수의 분포를 나타내었다.  $H/D = 2$  의 경우와 달리 두 개의 정점이 나타나지 않으며 반경방향에 따라 점진적으로 감소하는 경향을 보이고 있다. 또한 맥동주파수가 증가함에 따라 충돌면에서의 열전달이 크게 증가됨을 볼 수 있다. 실제로 충돌 거리가 큰 경우 충돌제트유동은 앞서 언급한 유동 가속효과 및 난류천이현상과 같은 메커니즘이 적용되지 않는다. Jambunathan 등<sup>(16)</sup>이 지적한 바와 같이 충돌거리가 큰 경우에는 포텐셜 코어가 소멸하여 주위공기와 충분히 혼합이 이루어지며 정체점에는 이미 난류경계층이 존재하여 반경방향으로 발달하게 된다. 반경방향으로 발달되는 열경계층은 점차 두꺼워지며 이로 인해 열전달이 감소하게 된다. Kataoka 등<sup>(21)</sup>은 충돌제트의 열전달 증가는 큰 에디들이 정체점의 열경계층에 충돌함으로써 발생하는 표면재생(surface renewal)효과에 기인한다고 설명하였고 레이놀즈수와 스트라울수의 합수로 구성된 표면재생인자가 증가할수록 열전달이 증가함을 보인 바 있다. 따라서 맥동이 증가함에 따라 활발한 공기혼입에 의해 형성된 큰 에디유동과 경계층과의 상호 작용에 의해 열전달이 증가하게 된다. 전반적으로 맥동이 증가함에 따라 열전달계수는 약 30% 이상 증가하였다.

정체점에서의 열전달은  $H/D = 2$  와 달리 거의 동일한 특성을 보여주고 있다. Figs. 9~12 에서 볼 수 있듯이 정체점 영역에서는 평균속도 및 난류강도가 맥동주파수 유무에 관계없이 거의 동일한 결과를 보이고 있는데  $H/D = 10$  인 경우에서 열전달 계수가 거의 동일하게 나타나는 현상과 부합되는 결과이다. 이 결과를 통해 Gardon 과 Akfirat<sup>(22)</sup>이 지적한 바와 같이 열전달에 미치는 노즐출구의 난류효과는 충돌거리가 증가함에 따라 작아짐을 알 수 있으며 노즐출구의 난류강도에 의한 영향 보다는 전단층에서 형성되는 보텍스에 의한 난류생성이 보다 더 지배적이기 때문으로 사료된다.

#### 4. 결론

본 연구에서는 맥동이 존재하는 축 대칭 충돌제트에서 열선풍속계 및 TLC 기법을 사용하여 유동가시화, 유속측정 및 열전달 실험을 수행하였고 다음과 같은 결과를 얻었다.

(1) 맥동이 존재하는 경우, 노즐출구에서의 난류강도가 크게 증가하였다. 맥동주파수의 증대는 노

즐 출구에서의 공기 혼입을 조기에 생성시켰으며 맥동에 의한 보텍스 생성은 유속이 증가하는 구간에서 크게 발생하였다. 맥동이 없는 경우와 비교할 때 전단층에서 보텍스의 생성이 크고 활발하게 일어났다. 특히  $H/D = 10$  에서는 맥동이 증가할수록 활발한 공기혼입으로 인해 반경방향의 보텍스 유동이 증대된다.

(2) 노즐과 충돌면 사이의 거리가 작은 경우에는 맥동주파수의 증가에 따라 난류량의 증대와 보텍스 유동에 의해 정체점의 열전달률이 최대 30% 까지 증가하였다. 또한  $H/D = 2$  인 경우 반경방향에서 발생하는 정점은 유동가속효과 및 난류로의 천이효과에 의해 발생하며 맥동이 주어지는 경우 정체점 근처 영역( $r/D < 0.5$ )에서 거의 편평한 형태의 열전달 계수 분포를 나타내고 있다.

(3)  $H/D = 10$  의 경우  $H/D = 2$  의 경우와 달리 두 개의 정점이 나타나지 않으며 반경방향에 따라 점진적으로 감소하는 경향을 보이고 있다. 또한 맥동주파수가 증가함에 따라 충돌면에서의 열전달이 크게 증가됨을 볼 수 있다. 전반적으로 맥동이 증가함에 따라 열전달계수는 약 30% 이상 증가하였다.

(4)  $H/D = 10$  의 경우 정체점에서의 열전달은  $H/D = 2$  와 달리 거의 동일한 특성을 보여주고 있다. 또한 열전달에 미치는 노즐출구의 난류효과는 충돌거리가 증가함에 따라 작아진다. 이러한 현상은 열전달 특성에 있어서 노즐출구의 난류보다는 전단층에서 형성되는 보텍스에 의한 난류생성이 보다 더 지배적이기 때문으로 사료된다.

#### 후기

본 연구는 한국과학재단 특정기초연구비(97-0200-06-01-3)의 지원으로 이루어졌습니다.

#### 참고문헌

- (1) Hoogendorn, C.J., 1977, "The Effect of Turbulence on Heat Transfer at a Stagnation Point," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 20, pp.1333~1338.
- (2) Kataoka, K., Suguro, M., Degawa, H., Maruo, K. and Mihata, I., 1987, "The Effect of Surface Renewal Due to Large-Scale Eddies on Jet Impingement Heat Transfer," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 30, pp.559~567.
- (3) Liu, T. and Sullivan, J.P., 1996, "Heat Transfer and Flow Structures in an Excited Circular Impinging jet," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, No. 17, pp. 3695~3706.

- (4) Azevedo, L.F.A., Webb, B.W. and Queiroz, M., 1994, "Pulsed Air Jet Impingement Heat Transfer," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 8, pp. 206~213.
- (5) Mladin, E.C. and Zumbrennen, D.A., 1995, "Dependence of Heat Transfer to a Pulsating Stagnation Flow on Pulse Characteristics," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 9, No.1, pp. 181~192.
- (6) Sheriff, H. S. and Zumbrennen, D. A., 1974, "Effect of Flow Pulsations on the Cooling Effectiveness of an Impinging Jet," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 889~896.
- (7) Zumbrennen, D. A. and Aziz, M., 1993, "Convective Heat Transfer Enhancement Due to Intermittency in an Impinging Jet," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 115, pp. 91~98.
- (8) Mladin, E.C. and Zumbrennen, D.A., 1997, "Local Convective Heat Transfer to Submerged Pulsating Jets," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, No. 14, pp. 3305~3321.
- (9) Goldstein, R. J. and Cho, H. H., 1995, "A Review of Mass Transfer Measurements Using Naphthalene Sublimation," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 10, pp. 416~434.
- (10) Camci, C., Kim K. and Hippensteele, S.A, 1992, "A New Hue Capturing Technique for the Quantitative Interpretation of Liquid Crystal Images Used in Convective Heat Transfer Studies," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 114, pp. 765~775.
- (11) Farina, D.J., Hacker, J.M., Moffat, R.J. and Eaton, J.K., 1994, "Illuminant Invariant Calibration of Thermochromic Liquid Crystals," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 9, pp. 1~12.
- (12) Baughn, J.W., 1995, "Liquid Crystal Methods for Studying Turbulent Heat Transfer," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 16, Issue 5, pp. 365~375.
- (13) Colucci, D.W. and Viskanta, R., 1996, "Effect of Nozzle Geometry on Local Convective Heat Transfer to a Confined Impinging Air Jet," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 13, pp. 71~80.
- (14) Gardon, R. and Akfirat, J. C., 1965, "The Role of Turbulence in Determining the Heat Transfer Characteristics of Impinging Jets," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 8, pp. 1261~1272.
- (15) Kunio Kataoka, 1990, "Impingement Heat Transfer Augmentation Due to Large Scales Eddies," *Heat Transfer 1990*, pp. 255~273.
- (16) Jambunathan K., Lai, E., Moss, M.A. and Button, B.L., 1992, "A Review of Heat Transfer Data for Single Circular Jet Impingement," *International Journal of Heat and Fluid Flows*, Vol. 13, No. 2, pp. 106~115.
- (17) Hoogendoorn, C.J., 1977, "The Effect of Turbulence on Heat Transfer at a Stagnation Point," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 20, pp. 1333~1338.
- (18) Huber, A.M. and Viskanta, R., 1994, "Heat transfer to a Confined Impinging Array of Air Jets with Spent Air Exits," *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 116, pp. 570~576.
- (19) Lytle, D. and Webb, B.W., 1991, "Secondary Heat Transfer Maxima for Air Jet Impingement at Low Nozzle-to-Plate Spacings," in *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics*, J.F. Keffer, R.K. Shah and E.N. Ganic, Eds., pp. 776~783, Elsevier, New York.
- (20) Popiel, C.O. and Boguslawski, L., 1988, "Effect of Flow Structure on the heat or mass transfer on a Flat plate in Impinging Round jet," 2nd UK National Conf. on Heat Transfer, University of Strathclyde, UK, September 14-16, Vol. 1 pp. 663~685.
- (21) Kataoka, K. Suguro, M., Degawa, H., Maruo, K. and Mihata, I., 1987, "The Effect of Surface Renewal Due to Large-Scale Eddies on Jet Impingement Heat Transfer," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 30, No. 43, pp. 559~567.
- (22) Gardon, R. and Akfirat, J.C., 1965, "The Role of Turbulence in Determining the Heat Transfer Characteristics of Impinging Jets," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 8, pp. 1261~1272.