

# 메쉬 스크린을 이용한 충돌제트 열전달 제어에 관한 연구

조정원\*, 이상준†

(2000년 11월 10일 접수, 2001년 3월 9일 심사완료)

## Control of Impinging Jet Heat Transfer Using Mesh Screens

Joung-Won Cho and Sang-Joon Lee

**Key Words :** Impinging Jet(충돌분류), Heat Transfer Control(열전달 제어), Solidity Ratio(차폐율), Turbulence Intensity(난류강도)

### Abstract

The local heat transfer of an axisymmetric submerged air jet impinging on a heated flat plate is investigated experimentally with the variation of mesh-screen solidity. The screen installed in front of the nozzle exit modifies the flow structure and local heat transfer characteristics. The mean velocity and turbulence intensity profiles of streamwise velocity component are measured using a hot-wire anemometry. The temperature distribution on the heated flat surface is measured with thermocouples. The smoke-wire flow visualization technique was employed to understand the near-field flow structure qualitatively for different mesh screens. Large-scale toroidal vortices and high turbulence intensity enhance the heat transfer rate in the stagnation region. For a higher solidity, turbulence intensity become higher which increases the local heat transfer at small nozzle-to-plate spacings such as  $L/D < 6$ . The local and average Nusselt numbers of impinging jet from the  $\sigma_s=0.83$  screen at  $L/D=2$  are about 5.6~7.5% and 7.1% larger than those for the case of no screen, respectively. For the nozzle-to-plate spacings larger than 6, however, the turbulence intensities for all tested screens approach to an asymptotic curve and the mean velocity along the jet centerline decreases monotonically. As the nozzle-to-plate spacing increases for high solidity screens, the heat transfer rate decreases due to the reduction in turbulence intensity and jet momentum.

### 기호설명

$A$  : 금박막의 표면적  
 $D$  : 노즐출구직경  
 $f$  : 금박막 도금의 균일성  
 $h$  : 국소 열전달계수, 식 (1)  
 $I$  : 금박막을 통과하는 전류  
 $k$  : 열전도계수  
 $L$  : 노즐과 평판 사이의 거리  
 $L/D$  : 노즐과 평판 사이의 거리비  
 $Nu$  : 국소 Nusselt 수, 식 (2)  
 $\overline{Nu}$  : 평균 Nusselt 수, 식 (4)

$q_c$  : 전도 열유속  
 $q_r$  : 복사 열유속  
 $q_v$  : 대류 열유속, 식 (3)  
 $R$  : 정체점에서 반경방향으로의 거리  
 $Re$  : 레이놀즈 수,  $UD/\nu$   
 $T_a$  : 주위 온도  
 $T_j$  : 제트 온도  
 $T_w$  : 가열된 평판의 국소 벽면 온도  
 $\overline{\Delta T}$  : 평균 온도차이, 식 (5)  
 $u'$  : 주유동 방향 속도성분의 R.M.S.,  $\overline{(u')^2}^{1/2}$   
 $U_c$  : 노즐 출구에서의 평균 속도  
 $V$  : 금박막을 통과하는 전압

\* 회원, 포항공과대학교 대학원 기계공학과  
 † 책임저자, 회원, 포항공과대학교 기계공학과  
 E-mail : sjlee@postech.ac.kr  
 TEL : (054)279-2169 FAX : (054)279-3199

$\epsilon$  : 방사율(emissivity)  
 $\sigma$  : Stefan-Boltzmann 상수  
 $\sigma_s$  : 스크린의 차폐율  
 $\nu$  : 동점성 계수

### 1. 서론

충돌분류(impinging jet) 열전달은 학문적 관심 뿐만 아니라 넓은 공업적 응용 분야를 가지고 있다. 충돌분류는 충돌면에서 높은 열 및 물질 전달률을 가지며 주로 냉각, 건조 공정 등에서 널리 사용되어 왔다. 예를 들어 제철 공정에서의 냉각, 유리의 템퍼링, 터빈 블레이드의 냉각, 종이와 필름의 건조 등에 이용되어 왔다. 본 연구에서는 메쉬 스크린(mesh screen)의 차폐율( $\sigma_s$ )을 변화시켜 충돌분류의 유동구조를 변화시킴으로써, 충돌면의 열전달 특성에 미치는 효과를 관찰하고자 한다.

Baines 와 Peterson<sup>(1)</sup>은 격자(lattices) 스크린을 지나는 유동에 대한 연구에서 차폐율이 0.5 보다 커지면 후류가 불안정해지며 차폐율 변화에 따라 속도의 변동성분이 크게 달라짐을 밝혔다. Rose<sup>(2)</sup>는 동일한 차폐율( $\sigma_s \approx 0.34$ )을 갖는 몇 가지 다른 격자메쉬 크기(1/24~2in)의 스크린에 대한 연구에서 메쉬 크기가 증가할수록 난류성분이 증가한다고 하였다. Laws 와 Livesey<sup>(3)</sup>는 스크린 주위 유동에 대한 연구에서 차폐율이  $\sigma_s = 0.3\sim 0.4$  이며 메쉬 크기가 높은 격자형 스크린이 난류를 발생시키는 가장 쉬운 방법임을 보여주었다. 또한 그들은 낮은 레이놀즈 수에서 매우 가는 메쉬 스크린을 사용하면 난류강도성분이 크게 감소하며, 이와는 반대로 높은 레이놀즈 수에서 차폐율과 메쉬 크기가 높은 스크린을 사용하면 난류강도가 증가함을 밝혔다. Groth 와 Johansson<sup>(4)</sup>은 다양한 크기의 메쉬 스크린을 사용하여 난류성분 변화를 연구를 하였다. 그들은 사각로드 격자 스크린에 바로 근접한 영역에서 비등방성(anisotropy)이 큰 난류구조를 가지며 격자에서 격자간격 크기가 20 떨어진 거리에서는 등방성 유동구조를 가짐을 밝혔다. 격자 뒤에서 발생하는 난류는 어느 정도의 후류영역까지 비등방성을 유지한다고 알려져 있다. 예를 들어, Comie-Beliot 와 Corsin<sup>(5)</sup>은 격자간격 크기가 400 이상의 거리까지  $v_{rms}/u_{rms}$  이 0.9 보다 조금 높은 값을 가지며 Grant 와 Nisbet<sup>(6)</sup> 그리고 Kistler 와 Vrebalovich<sup>(7)</sup>은 0.8 근방의 값을 가진다고 보고하였다.

충돌분류 열전달에 관한 기존의 연구에서 유동구조 변화의 영향이 중요함에도 불구하고, 유동제어를 이용한 열전달 향상 연구는 많이 이루어지지 않았다. 최근들어 Lee 와 Lee<sup>(8,9)</sup>는 오리피스 노즐 출구 형상과 타원형 노즐의 종횡비(aspect ratio)를 변화 시키면서, 이에 따른 유동구조 변화가 충돌제트 열전달에 미치는 영향을 연구하였다. 윤순현

등<sup>(10)</sup>은 충돌제트 열전달 현상에 미치는 영향을 조사한 결과, 국소적인 영역에서는 열전달률이 급격히 증가하나 평균열전달률은 오히려 감소한다고 하였다.

충돌평판에서의 열전달은 유동특성 변화에 따라 달라지게 되므로 차폐율이 다른 스크린으로 유동구조를 변화시켜 충돌면에서의 전열특성을 향상시키고자 하는 것이 본 연구의 주된 목적이다.

### 2. 실험장치 및 방법

#### 2.1 실험장치

충돌분류 실험장치의 구성도를 Fig. 1 에 나타내었다. 축류형 송풍기로부터 공급된 공기는 허니컴, 열교환기, 스크린, 그리고 유량계를 거쳐서 내경이 52.3mm, 두께 4mm, 길이가 2500mm 인 PVC 파이프로 연결된다.

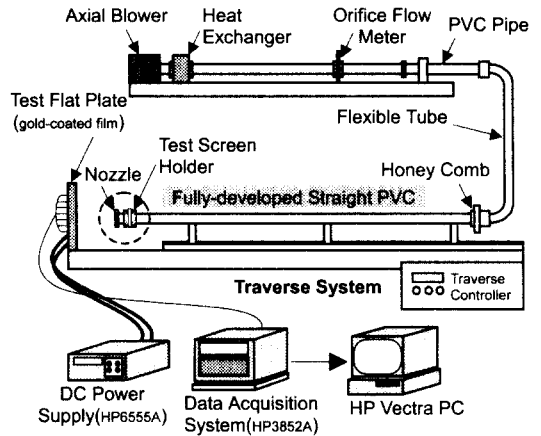
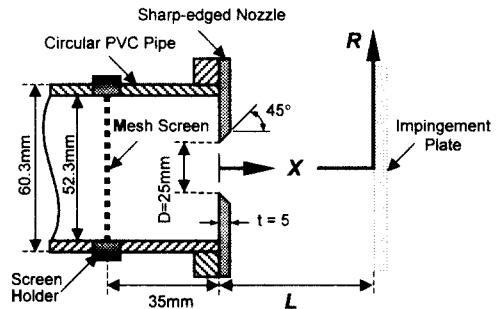


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus



	Screen A	Screen B	Screen C	Screen D
$\sigma_s$	0.25	0.60	0.71	0.83

Fig. 2 Nozzle exit configuration and coordinate system

Fig. 2는 sharp-edged 형상을 갖는 오리피스 노즐과 노즐 출구로부터 35mm 떨어진 위치에는 메쉬스크린을 삽입할 수 있는 스크린 홀더를 통해 서로 다른 네 가지의 차폐율을 갖는 스크린을 설치하였다. 여기서 차폐율  $\alpha$ 는 단위 면적당 스크린 메쉬에 의해 막힌 투영면적으로 정의된다. 공기제트의 온도를 측정하기 위해서 반경 0.25mm의 보정된 T형 열전대를 노즐 출구로부터 상류쪽으로 170mm 위치에 유동에 방해를 주지 않도록 부착하였다. 주위온도 측정에도 동일한 열전대를 사용하였다. 이들 열전대들은 HP3852A 데이터 획득장치에 연결되어 있다. 풍량은 축류형 송풍기에 연결된 DC 모터 제어를 통해 제어되고  $\pm 2\%$ 의 오차를 갖는 유량계(Omega FL1659)로 유량을 측정하였다. 전체 파이프 시스템은 0.01mm의 정확도를 가지고 노즐과 가열판 사이의 거리를 최대 100cm까지 조절할 수 있는 이송장치에 장착되어 있다. 축류형 송풍기에 의한 온도 상승을 제어하기 위한 냉각장치로서  $\pm 0.01^\circ\text{C}$ 의 정확도를 갖는 항온조(Neslab RTE221)를 이용하여 분류의 온도를 제어함으로써 분출된 제트와 주변공기와의 온도차를  $\pm 0.2^\circ\text{C}$  이내가 되도록 하였다.

충돌면의 전열계수 측정에 사용되어진 평판은 Plexiglas 평판, 금박막 Intrex(Courtaulds Performane Films Co.), 그리고 33개의 열전대로 구성되어진다. 충돌면은 가로 0.305m, 세로 0.305m, 두께 127mm인 Plexiglas 평판으로 되어있다. 이 판의 표면에는 세로 40mm, 가로 120mm, 두께 0.13mm의 금박막을 분부접착제를 이용하여 접착시켰고, 이 금박막 Intrex에 직류 전류를 가해줌으로써 균일 벽면 열유속(uniform wall heat flux) 경계조건을 만들 수 있다. Intrex 표면에 전류를 흘려주기 위하여 얇은 구리 테이프를 전극으로 사용하였다. 구리전극은 50mV, 5A 용량의 차단 저항기(shunt register)와 HP6555A 직류 전원 공급기에 연결되어 있고, 두대의 전압계(Fluke 8840A)로써 Intrex 사이의 전압강하와 Intrex에 가해지는 전류를 측정하였다. 국소 열전달계수는 다음과 같은 식을 이용하여 구하였다.

$$h = \frac{q_w''}{(T_w - T_j)} \quad (1)$$

$$\text{Nu} = \frac{hD}{k} \quad (2)$$

$$q_w'' = \frac{fV}{A} - q_r'' - q_c'' = \frac{fV}{A} - \epsilon\sigma(T_w^4 - T_a^4) \quad (3)$$

여기서  $h$ 는 국소 대류 열전달계수이며,  $T_w$ 는 충돌

Table 1 Uncertainty analysis of total Nusselt number

Individual Measured Value		$\left  \frac{\partial \text{Nu}}{\partial x_i} \right  \times 100(\%)$
$x_i$	Unit	
$f$	-	2.06 ~ 2.42
$T_w$	[ $^\circ\text{C}$ ]	1.57 ~ 2.12
$V$	[V]	0.65 ~ 1.12
$I$	[A]	0.44 ~ 1.20
$\epsilon$	-	0.61
$T_a$	[ $^\circ\text{C}$ ]	0.01 ~ 0.14
$T_j$	[ $^\circ\text{C}$ ]	0.01 ~ 0.11
$A$	[ $\text{m}^2$ ]	0.08
Total Nu Uncertainty:		$\frac{\partial \text{Nu}}{\text{Nu}} = 2.77 \sim 3.66(\%)$

면 온도,  $T_j$ 는 제트온도 그리고  $T_a$ 는 주위공기온도를 나타낸다. 식 (3)에서, 대류 열유속(heat flux)  $q_w''$ 는 직류 전원공급기로 공급된 열유속에서 벽면으로의 전도 열유속  $q_c''$ 와 Stefan-Boltzmann의 식으로부터 계산되는 복사 열유속  $q_r''$ 을 빼줌으로써 구한다. 전도 열유속  $q_c''$ 는 미소 크기의 열전대로 이루어진 열유속 게이지 센서로 측정하였으며, 전도에 의한 손실은 총발열량의 약 1~2%이었다.  $f$ 는 평균 가열량에 대한 국소 가열량의 비율로 금박막의 도금 균일성을 나타낸다. Baughn<sup>(11)</sup>등은 본 실험에서 사용되어진 금박막의 경우 96% 이상 다다른 균일도를 가진다고 하였다. 따라서 전체 Nusselt 수의 불확실성에 기여하는 열유속 계산에 있어서  $f=1$ 로 가정하였다.

본 실험에서 구한 Nusselt 수에 대한 불확실성 해석결과를 Table 1에 나타내었다. 불확실도를 해석하기 위하여 Kline과 Mcklintock<sup>(12)</sup>의 방법을 사용하여 계산한 결과, Nusselt 수에 대한 불확실성은 2.77~3.66%이었으며, 금박막의 균일성( $f$ )에 기인한 불확실성이 가장 큰 것으로 나타났다.

국소 열전달계수를 다음과 같이 평균하여 평균 열전달계수를 구하였다.

$$\overline{\text{Nu}} = \frac{\overline{hD}}{k} = \frac{D}{k} \int_A \frac{(T_w - T_j)}{\Delta T} dA \quad (4)$$

$$\overline{\Delta T} = \overline{(T_w - T_j)} = \int_A \frac{(T_w - T_j)}{A} dA \quad (5)$$

충돌면에서  $(T_w - T_j)$ 는 일정하며 최대칭 분류이므로 위의 식은 다음과 같이 간단히 나타낼 수 있다.

$$\overline{\text{Nu}} = \frac{\overline{hD}}{k} = \frac{2}{R^2} \int_0^R \text{Nu}(r) r dr \quad (6)$$

본 실험에서는 제트와 주위 공기의 온도차를  $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$  이내로 유지하였다. 이 때문에 분류가 노즐 출구를 나간 이후에 주위 공기와의 온도차에 기인한 유입(entrainment) 효과는 무시할 수 있다.

스크린을 지나는 충돌분류의 유동특성을 조사하기 위하여 1형 열선 프로브(DANTEC 55P11)를 이송장치로 이동시키면서 유속을 측정하였다. 열선 프로브를 정온형 열선유속계(TSI IFA-100)에 연결하여 나온 전압신호는 먼저 저역필터를 거치도록 하였다. 열선유속계에서 나온 아날로그 속도신호를 데이터 취득장치(DT-2838)를 이용하여 초당 2000개 비율로 취득하였다. 열선유속계로 측정된 전압신호( $E$ )는 다음과 같은 King's law를 사용하여 실제 속도( $U$ )로 보정하였다.

$$E^2 = A + B \cdot U^n \quad (6)$$

여기서 지수  $n$ 은 일반적으로 통용되는 값인 0.45를 사용하였다. 이렇게 구한 순간속도 데이터를 통계 처리하여 각 지점에서의 평균속도와 난류강도를 구하였다. 실험수행 중에는 시험부 주위 온도를  $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$  이내로 일정하게 유지시켜 온도차에 기인한 속도측정 오차를 최소화 시켰다.

### 2.2 유동가시화 실험

노즐과 충돌면 사이의 거리가 가까운 근접영역에서 메쉬 스크린의 영향으로 인한 충돌분류의 유동구조변화를 관찰하기 위하여 연선법(smoke-wire method)으로 유동을 가시화하였다. Fig. 3은 여기에 사용된 유동가시화 실험장치를 보여준다.

150 $\mu\text{m}$ 의 직경을 갖는 가는 니크롬선(nichrome wire)을 연선으로 사용하였으며 노즐 출구로부터 1mm 떨어진 곳에 위치시켰다. 연기를 발생시키기 위하여 Safex fog fluid(DANTEC Co.) 오일을 사용하였다. 오일이 균일하게 칠해진 연선에 강한 에너지의 전류를 가해주게 되면 일정 시간이 지난 후에( $\Delta t=0.04\text{s}$ ) 오일이 연소하면서 연기를 발생시킨다. 연소되어 발생한 연기는 연기 유맥선을 형성하여 유동을 가시화하게 한다. 이때, 펄스형 레이저와 광학렌즈를 이용하여 가시화하고자 하는 영역에 레이저 빛을 조명하여 준다. 그러면 카메라 셔터가 열려진 상태에서 레이저 빛 영역에 나타난 유동의 순간 영상이 카메라에 촬영된다. 시간에 따라 변화하는 난류유동의 연기 유맥선을 관찰하기 위하여 카메라를 펄스형 Nd:YAG 레이저와 HP6555A DC 전원공급기를 동기시켰다. 그리고 선명한 영상을 기록하기 위하여 고화질의 디지털 카메라(OLYMPUS, C-3030)를 사용하여 유동가시화 결과를 저장하였다.

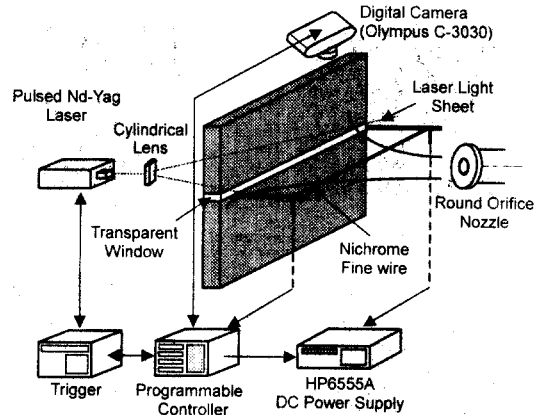


Fig. 3 Schematic diagram of flow visualization using smoke-wire technique

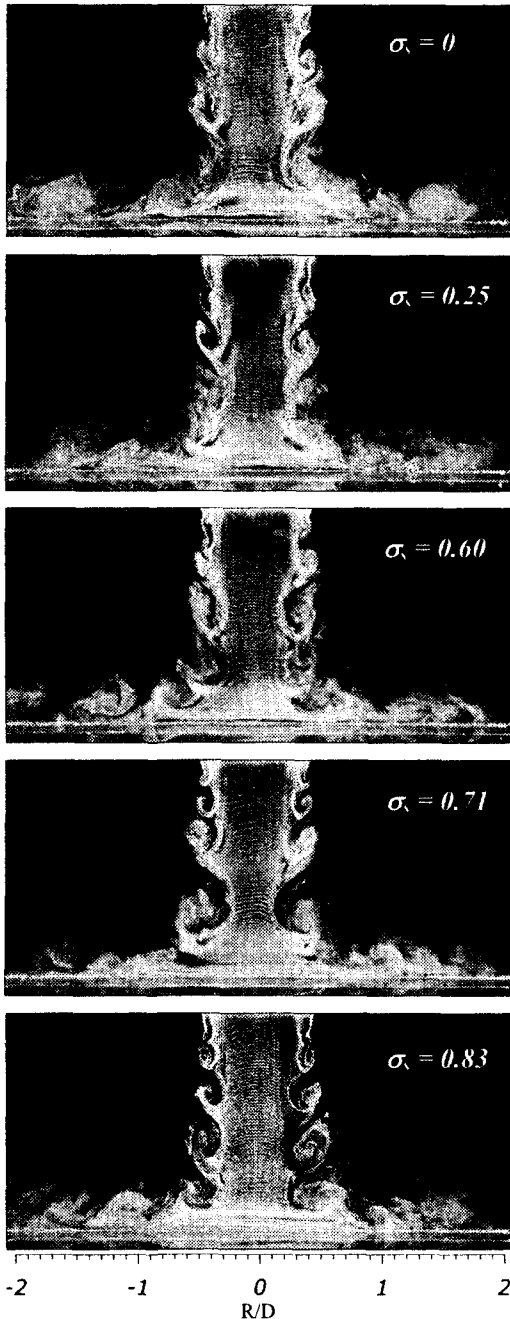
## 3. 결과 및 토의

### 3.1 유동가시화

축대칭 충돌분류의 유동구조를 관찰하기 위하여 연선법으로 유동을 가시화하였다. Fig. 4는  $L/D=2$  이고  $Re=15,000$  인 조건에서 서로 다른 차폐율을 갖는 스크린이 설치된 오리피스 분류가 충돌면에 충돌하는 유동을 가시화한 것이다.

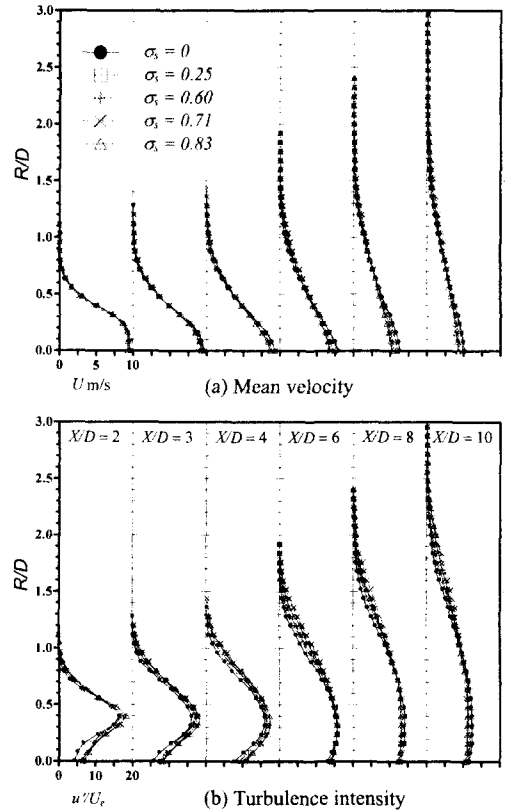
각각의 그림에서 축대칭 와류선(vortex filament)이 선명하게 관찰된다. 충돌면에 충돌하기 전까지 오리피스를 통과한 자유분류는 주위 유동을 유입하게 된다. 즉, 그림에서 보는 바와 같이 전단층 불안정성(shear instability)에 의한 파형운동(wave motion)이 자유 전단층에서 생성되어 후류로 전달되며 큰 규모의 toroidal 와류로 발전한다. Toroidal 와류는 오리피스 노즐의 끝단에 해당하는 지점과 거의 일치하는 위치인  $R/D=0.5$  부근에서, 충돌면과 주기적으로 만나게 된다. 이것은 뒤에서 설명할 국소 열전달계수의 1차 정점 위치와 일치하고 있다. 이 와류가 충돌면에 도달한 후에는 롤업(rolling-up) 과정을 통하여 점차적으로 넓게 퍼져 나간다. 반경방향으로 대류되는 큰 규모의 toroidal 와류는 충돌면과 상호작용 함으로써 벽면 와류가 발생하게 된다. 이와 같은 벽면 와류가 관찰되는  $1 \leq R/D \leq 1.5$  영역은 국소 열전달계수의 2차 정점 위치에 해당한다. 이 부분에 대하여는 뒤에서 다시 설명할 것이다. 그리고 반경방향으로 보다 멀리 나아감에 따라 벽면 와류가 길게 퍼지며 진행하게 된다.

Fig. 4를 자세히 보면, 스크린의 차폐율이 커질수록 rolling-up 과정이 활발해지고 pairing 과정이



**Fig. 4** Flow visualization of a sharp-edged orifice jet with varying solidity of mesh screen for  $Re = 15,000$  and  $L/D = 2$

보다 빨리 발생하는 것을 관찰할 수 있다. 따라서 차폐율이 커질수록 제트 전단층에서 보다 많은 주위 공기를 유입하고 혼합현상이 강화됨을 알 수 있다.



**Fig. 5** Velocity and turbulence intensity profiles measured at downstream after jet impingement

3.2 유동특성 변화

서로 다른 차폐율을 갖는 4 가지 스크린에 대하여 상온 25°C 에서 레이놀즈 수를 15,000 에 맞추어 놓고 노즐과 충돌면 사이의 거리를  $X/D = 2, 3, 4, 6, 8, 10$  으로 변화시켜 가면서 실험하였다.

서로 다른 차폐율을 갖는 메쉬 스크린의 설치에 따른 유동구조 변화를 관찰하기 위하여 I 형 열선 프로브로 제트 후류의 평균속도와 난류강도를 측정하였다. Fig. 5 는 스크린 차폐율과 노즐과 충돌면 사이의 거리에 따른 평균속도와 난류강도 변화를 나타낸 것으로 스크린이 없는 경우 ( $\sigma_s = 0$ )와 비교하였다. Fig. 5(a)를 보면  $X/D=2$  위치에서는 차폐율에 따른 평균속도의 차이가 거의 없으나 노즐 출구로부터의 거리비  $X/D$  가 증가함에 따라 차폐율이 큰 스크린일수록 제트 중심영역에서 평균속도가 많이 감소하고 있다. 난류강도의 경우(Fig. 5(b))에는 노즐 출구 가까운 영역에서 쌍봉(double peak)형태의 난류강도 분포를 가지며 하류로 나아감에 따라 최대값을 갖는 정점의 위치는 제트 중심축으로 이동하며 최대값의 크기도 점진

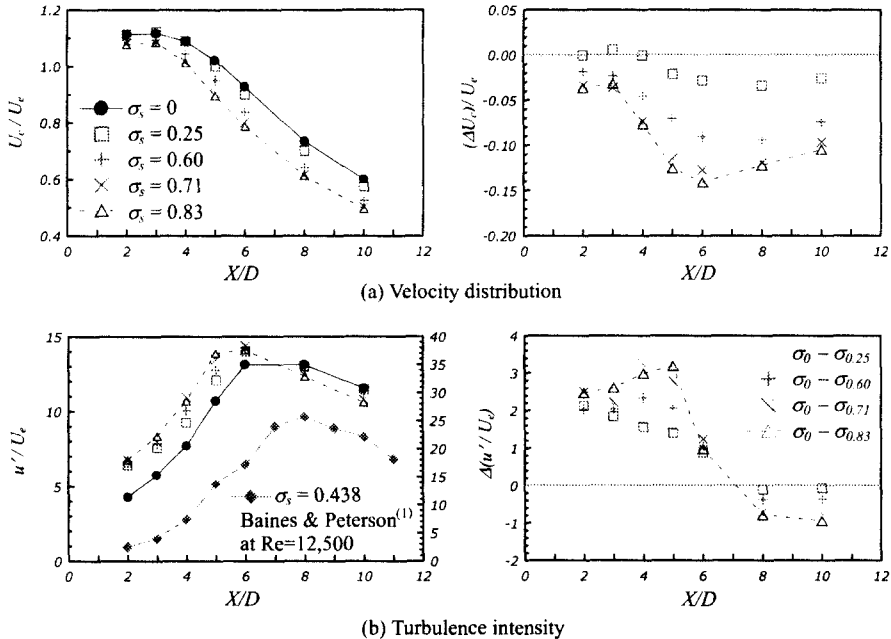


Fig. 6 Variation of mean velocity and turbulence intensity profiles along the centerline of free jet

적으로 감소하고 있다. 그리고 차폐율이 큰 스크린의 경우, 노즐 출구에 가까운 제트 중심영역에서 큰 난류강도 값을 가지며, 하류로 나아감에 따라 제트 중심영역에서의 차폐율에 따른 난류강도 차이는 감소하고 있다. 그리고 일반적인 난류전단 유동처럼 평균속도가 큰 속도구배를 가지는 위치에서 큰 난류강도 값을 가지고 있다.

충돌분류 연구에 있어서 자유분류(free jet)의 중심선을 따른 유동해석은 충돌면 주위 유동의 유동 특성과 깊은 관련이 있다. Fig. 6(a)의 상단 그림은 제트 중심선을 따라 측정된 평균속도분포를 나타낸 것이다. 중심속도(center velocity)  $U_c$  는 노즐 출구속도(exit velocity)  $U_e$  로 무차원하였으며, 가로축은 노즐직경  $D$  로 무차원화한 노즐 출구로부터의 거리( $X/D$ )를 나타내고 있다. Fig. 6(a)의 하단은 스크린 설치에 따른 속도 감소율을 나타낸 것이다. 그림에서 보는 바와 같이 노즐로부터 거리가 멀어질수록 차폐율에 따른 제트 중심영역의 속도차가 커지는 것을 알 수 있다. 그러나  $X/D=6$  을 경계로 그 이후의 영역에서는 스크린 차폐율 효과에 따른 속도 감소율이 다시 회복하는 경향을 보인다.

스크린을 설치하였을 경우, 제트 중심속도는 스크린을 설치하지 않은 경우에 비해 하류로 진행함에 따라 약 3~17.5% 감소하고 있다. 차폐율이 낮

은 스크린보다 높은 스크린이 제트 중심영역에서 속도감소가 크게 나타나는 것은 Baines 와 Peterson<sup>(1)</sup>의 결과와 잘 일치한다.

Fig. 6(b)는 중심축을 따라 측정된 난류강도분포를 나타낸 것이다. 여기서 보면 대체로 스크린이 없을 때보다 스크린을 설치하였을 경우에 난류강도가 높게 나타나는 것을 알 수 있다. 노즐 출구 근접 영역  $X/D < 6$  에서는 스크린의 차폐율이 높을수록 난류강도가 상대적으로 큰 값을 보여준다. 그리고  $X/D=6$  인 지점 부근에서 모든 스크린에 대하여 난류강도가 최대값을 가진다. 또한  $Re=12,500$  에서  $\sigma_s=0.438$  의 스크린에 대하여 실험을 수행한 Baines 와 Peterson<sup>(1)</sup>의 난류강도 결과와 비교하여 보면 유동조건 차이로 인하여 정량적인 값의 차이는 있으나 전반적인 경향은 본 연구결과와 일치하고 있음을 관찰할 수 있다.

Fig. 6(b)의 하단 그림은 스크린을 설치하지 않았을 때와 스크린을 설치하였을 경우의 난류강도 차이를 나타낸 것이다. 노즐 출구로부터 하류로 나아감에 따라 차폐율이 큰 스크린을 설치하였을 경우, 난류강도가 빠르게 감소하고 있다. 이것은 Laws 와 Livesey<sup>(3)</sup>의 결과와 일치하는 것이다.

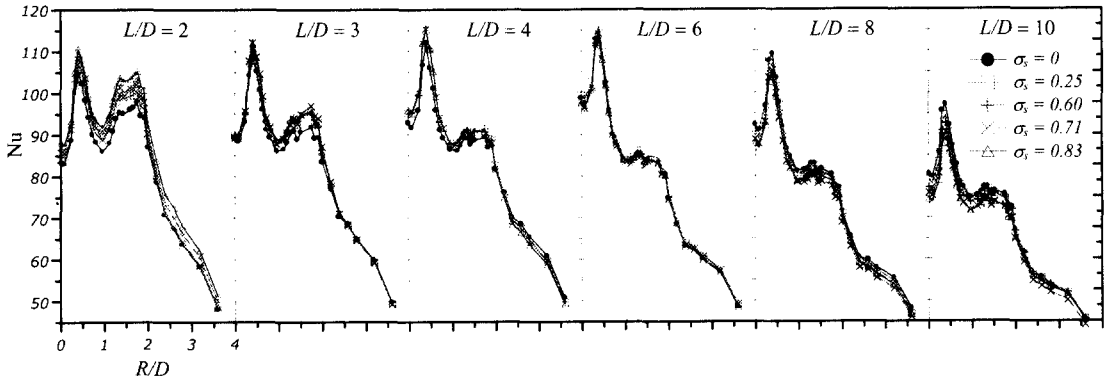


Fig. 7 Variations of Nusselt numbers for fully-developed impinging jet with screens

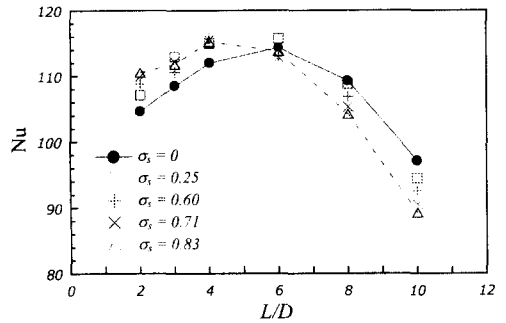
3.3 메쉬 스크린에 따른 열전달률 변화

Fig. 7 은 충돌분류의 열전달 특성을 노즐과 충돌면 사이의 거리비(L/D)를 매개변수로 나타낸 것이다. 충돌면에서의 국소열전달계수는 Nusselt 수로 표시하였다.

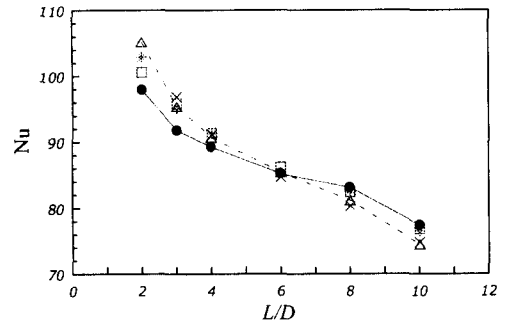
여기서 보면 국소 열전달률은 노즐반경에 해당하는 R/D=0.5 부근에서 최대값을 가진다. 이 위치는 앞의 유동가시화 결과에서 보는 바와 같이 큰 규모의 toroidal 와류가 충돌하는 위치로 이들 사이에 밀접한 관련이 있음을 알 수 있다. 그리고 반경 방향으로 나아감에 따라 점차 감소하다가 R/D=1.0 부근에서 다시 열전달률이 상승하여 2 차 정점을 가지게 된다. 이후 영역에서는 열전달계수는 단조 감소한다. 충돌면 상부의 층류경계층은 충돌 후에 형성되는 toroidal 와류의 대류운동과 충돌면의 상호작용으로 생성된 벽면 와류의 발생으로 인하여 난류경계층으로 천이되어진다. 결국, 충돌제트 열전달에서 나타나는 2 차 정점 현상은 층류경계층에서 난류경계층으로 천이되면서 난류강도의 증가로 인한 열전달의 상승효과로 설명할 수 있다.

L/D<6 구간에서는 메쉬 스크린을 설치함에 따라 전반적으로 충돌면에서의 국소 열전달률이 스크린이 없는 경우에 비해 증가하였음을 알 수 있다. 그리고, L/D=6 조건에서는 스크린의 차폐율에 상관없이 비슷한 국소 열전달분포를 보인다. 그러나 노즐과 충돌면 사이의 거리가 L/D>6 구간으로 멀어질수록 스크린을 설치한 경우가 오히려 스크린이 없는 경우보다 조금 낮은 국소 열전달계수 값을 나타내고 있다.

Fig. 8 은 차폐율이 서로 다른 스크린에 대하여 노즐과 충돌면 사이의 거리비(L/D) 변화에 따른 국소 열전달계수의 1 차 정점과 2 차 정점의 변화를 나타낸 것이다. 여기서 보면 차폐율이 높을수



(a) First peak



(a) Second peak

Fig. 8 Variations of local Nusselt numbers for a fully developed impinging jet with screen

록 L/D<6 조건에서는 높은 열전달률을 보이지만, L/D=6 을 경계로 하여 L/D>6 구간에서 열전달률이 급속하게 하강하고 있다. 노즐과 충돌면 사이의 거리가 짧은 L/D=2, 3 에서 국소 열전달계수의 1 차 정점과 2 차 정점 값은 스크린이 없는 경우에 비해 5.6~7.5% 정도 큰 값을 가진다.

스크린을 설치하지 않은 원형제트의 경우에는 Lee 등<sup>(13)</sup>의 결과와 마찬가지로 L/D=6 부근에서 난류강도가 최대값을 가지며, 이 때 국소열전달계수 역시 최대값을 가진다. 반면에 스크린을 설치한

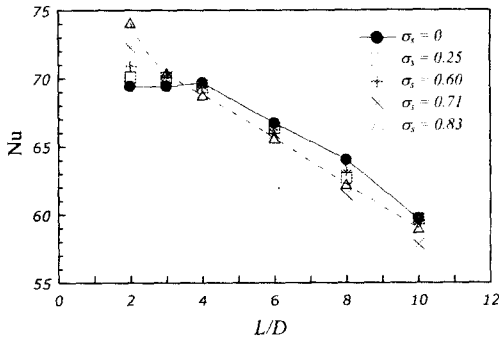


Fig. 9 Variation of average Nusselt numbers with respect to nozzle-to-plate spacing ( $L/D$ ) for various solidity  $\alpha$ .

경우에는 차폐율이 상관없이  $L/D=4$  위치에서 국소 열전달계수가 최대값을 갖는다. 이것은 스크린을 설치함으로써 발생하는 난류강도의 증가와 주위 공기의 유입으로 포텐셜 코어 영역의 길이가 다소 짧아졌기 때문인 것으로 보인다. Fig. 6 에서 언급하였듯이 제트 코어 영역에서는 스크린 효과에 의하여 속도감하보다는 난류성분의 증가가 두드러지게 나타난다. 차폐율이 높은 스크린을 설치하였을 경우, 노즐과 충돌면 사이의 거리가 가까울수록 이러한 난류강도의 증가는 국소 열전달율을 향상시켜 주는 요인으로 작용함을 알 수 있다. 반면에 노즐과 충돌면 사이의 거리가 멀어질수록 스크린 차폐율 변화에 따른 난류강도의 차이는 점차 사라지며, 상대적으로 운동량 손실에 따른 속도감하가 지배적으로 작용하기 때문에 열전달율이 급격히 떨어진다고 설명할 수 있다.

Fig. 9 는 충돌면에서의 평균 열전달계수를 노즐과 충돌면 사이의 거리비의 함수로 나타낸 것이다. 그림에서 볼 수 있듯이, 평균 열전달계수도 메쉬 스크린의 차폐율의 영향을 크게 받으며 거리비  $L/D$  에 따라 특성이 변화하는 것을 알 수 있다. 특히  $L/D=2$  인 조건에서는 스크린의 차폐율이 클수록 평균 열전달계수는 증가하며 차폐율  $\alpha=0.83$  의 경우는 스크린이 없는 경우에 비해 약 7.2% 큰 값을 가진다.

거리비  $L/D$  가 증가함에 따라 스크린 차폐율 변화에 따른 평균 열전달계수의 차이는 점차 줄어들며,  $L/D=4$  에서  $L/D=6$  사이 영역에서는 그 차이는 거의 관찰되지 않는다. 그러나 노즐과 충돌면 사이의 거리가  $L/D=6$  보다 커지게 되면 스크린을 설치한 경우의 평균 열전달계수 값은 스크린을 설치하지 않은 경우에 비해 상대적으로 낮은 값을 가진다. 이것은 Fig. 7 과 Fig. 8 에서 언급하였던  $L/D>6$  영역에서의 국소 열전달계수 분포에서도

알 수 있다.

#### 4. 결론

차폐율이 서로 다른 메쉬 스크린을 이용한 충돌분류의 유동구조 변화가 충돌면에서의 열전달 특성에 미치는 효과에 대해 실험적으로 연구하였다. 본 연구의 결과를 정리하면 다음과 같다.

- (1) 스크린의 차폐율이 커질수록 제트 중심 속도는 노즐과 충돌면 사이의 거리( $L/D$ )가 증가함에 따라 크게 감소한다. 또한  $L/D<6$ 인 영역에서는 난류강도도 상대적으로 큰 값을 가진다.
- (2) 노즐과 충돌면 사이 거리가 짧고 차폐율이 큰 스크린의 경우, 난류강도의 증가로 인하여 열전달계수가 증가한다. 차폐율  $\alpha=0.83$ 의 스크린은  $L/D=2$  조건에서 스크린이 없는 경우에 비해 국소 열전달계수는 약 5.6 ~ 7.5%, 평균 열전달계수는 약 7.2% 증가하였다.
- (3) 차폐율이 높은 스크린을 설치한 경우, 거리비가  $L/D=6$  이상으로 증가할수록 운동량 및 난류강도의 감소로 인하여 열전달 효과가 크게 감소하여 낮은 차폐율의 스크린보다 낮은 열전달계수 값을 가진다.
- (4) 스크린을 설치하지 않은 경우에는  $L/D=6$  부근에서 최대 열전달계수 값을 가지나 스크린을 설치함에 따라 차폐율에 상관없이  $L/D=4$  부근에서 최대값을 가진다.

#### 후 기

본 연구는 BK21 사업과 국가지정연구실 과제지원을 통해 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

#### 참고문헌

- (1) Baines, W. D. and Peterson, E. G., 1951, "An Investigation of Flow Through Screens," *Trans. ASME*, Vol. 73, pp.467~480.
- (2) Rose, W. G., 1970, "Interaction of Grid Turbulence with a Uniform Mean Shear," *J. Fluid Mech.*, Vol. 44, pp.767~779.
- (3) Laws, E. M. and Livesey, J. L., 1985, "Flow Through Screens," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, pp.247~266.
- (4) Johan Groth and Arne V. Johansson, 1988, "Turbulence Reduction by Screens," *J. Fluid Mech.*, Vol. 197, pp.139~155.
- (5) Comte-Bellot, G. and Corrsin, S., 1966, "The Use of a Contraction to Improve The Isotropy of Grid Generated Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 25, pp.657~682.
- (6) Grant, H. L. and Nisbet, I. C. T., 1957, "The Inhomogeneity of Grid Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 2, pp.263~272.
- (7) Kistler, A. L. and Vrebalovich, T., 1966, "Grid



- Turbulence at Large Reynolds," *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, pp.37~47.
- (8) Lee, J. and Lee, S. J., 1998, "Stagnation Region Heat Transfer of a Turbulent Axisymmetric Jet Impingement," *Experimental Heat Transfer*, pp.137~155.
- (9) Lee, J. and Lee, S. J., 2000, "The Effect of Nozzle Aspect Ratio on Stagnation Region Heat Transfer Characteristics of Elliptic Impinging Jet," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp.555~575.
- (10) 윤순현, 김동건, 김문경, 1999, "2 차원 채널 충돌제트에서 난류강도의 변화에 대한 유동 및 열 전달 특성," 대한기계학회논문집 B 권, 제 23 권 제 6 호, pp.753~760.
- (11) Baughn, J. W. and Shimizu, S., 1989, "Heat Transfer Measurement From a Surface With Uniform Heat Flux and an Impinging Jet," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 111, pp.1096~1098.
- (12) Kline, S. J. and Mcklintock, F. A., 1953, "Describing Uncertainties in Single Sample Experiments," *Mech. Eng.* Vol. 5, pp. 5~8.
- (13) Lee, D., Greif, R., Lee, S. J. and Lee, J., 1995, "Heat Transfer from a Flat Plate to a Fully Developed Axisymmetric Impinging Jet," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 117, pp.772~776.
- (14) Gardon, R. and Akfirat, J. C., 1965, "The Role of Turbulence in Determining the Heat Transfer Characteristics of Impinging Jets," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 8, pp.1261~1272.
- (15) Gardon, R. and Akfirat, J. C., 1966, "Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-dimensional Air Jets," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 88, pp.101~108.