

〈論 文〉

# 가스터빈블레이드에서 일렬의 제트에 의한 막냉각특성 연구

이용덕\* · 이재현\*\*

(1994년 2월 8일 접수)

## Film Cooling by a Row of Jets in a Gas Turbine Blade

Yong-Deog Lee and Jae-Heon Lee

**Key Words :** Turbine Blade(터빈블레이드), Film Cooling Method(막냉각방법), Film Cooling Effectiveness(막냉각효율), Injection Ratio(분사비)

### Abstract

The objective of the present study is to predict the film cooling effectiveness by a row of holes at various injection ratios and injection angles. Numerical calculations have been performed to investigate the characteristics of flow and temperature distributions in a region near the downstream of injection hole including the region of adverse pressure gradient. The elliptic turbulent 3-dimensional governing equations with variable thermal properties using the low-Reynolds number  $k-\bar{\epsilon}$  model was solved by SIMPLE algorithm. The results showed that the presence of adverse pressure gradient and secondary vortex in the region near the downstream of injection hole induces large temperature gradient. The 45° injection has higher averaged film cooling effectiveness than 60° injection. But nevertheless the 90° injection has greater deviation from a flat plate than 45° and 60° injection, the 90° injection has higher averaged film cooling effectiveness than 45° and 60° injection in the region near the downstream of injection hole.

### 기 호 설 명

$a$ : 분사구 내표면으로부터의 거리	$k$ : 난류 운동에너지
$C_p$ : 정압비열	$k_m$ : 열전도계수
$C_{pm}$ : 평균 정압비열	$M$ : 분사비
$C_\mu$ : 난류상수(=0.09)	$p$ : 정압
$C_{e1}$ : 난류상수(=1.44)	$P_z$ : 분사구피치(pitch)(분사구와 분사구 중심사이의 거리)
$C_{e2}$ : 난류상수(=1.92)	$r$ : 분사구의 중양을 지나는 z축으로부터 x방향으로의 거리
$D$ : 분사구 지름	$R$ : 분사구의 반지름
$f_1$ : 벽근처 난류소산율을 위한 벽감쇠함수(=1.0)	$Re_D$ : 레이놀즈수
$f_2$ : 벽근처 난류소산율을 위한 벽감쇠함수	$Re_t$ : 난류레이놀즈수
$f_\mu$ : 난류 점성계수를 위한 벽감쇠함수	$T$ : 온도
$i, j, k$ : $x, y$ 및 $z$ 방향을 나타내는 지수	$u$ : x방향 시간평균속도
$J$ : 열확산플럭스	$u_r$ : 마찰속도(= $\sqrt{\tau_w/\rho}$ )
	$U_o$ : 자유유동속도

\*한양대학교 대학원 기계공학과

\*\*정회원, 한양대학교 기계공학과

- $v$  :  $y$ 방향 시간평균속도  
 $\bar{v}_{jet}$  : 분사구 중심축과 나란한 방향 속도성분의 단면  
 평균속도  
 $w$  :  $z$ 방향 시간평균속도  
 $x$  : 주유동방향 좌표  
 $y$  : 평판에 수직인 방향의 좌표  
 $y^+$  : 층류저층 환산 무차원거리 ( $=u_{\tau}y/\nu$ )  
 $z$  : 측면방향 좌표

#### 그리스문자

- $\delta$  : 경계층두께  
 $\bar{\epsilon}$  : 난류 운동에너지 소산율  
 $\eta$  : 국소막냉각효율  
 $\bar{\eta}$  : 평균 국소막냉각효율  
 $\mu$  : 점성계수  
 $\mu_t$  : 난류 와점성계수  
 $\theta$  : 분사각  
 $\rho$  : 밀도  
 $\sigma_t$  : 에너지방정식을 위한 난류 Prandtl수 ( $=0.9$ )  
 $\sigma_h$  : 난류방정식을 위한 난류 Prandtl수 ( $=1.0$ )  
 $\sigma_e$  : 난류에너지 소산율방정식을 위한 난류  
 Prandtl수 ( $=1.3$ )  
 $\tau_w$  : 벽전단응력  
 $\tau_{ij}$  : 전단응력텐서

#### 하첨자

- $IN$  : 상류 경계면에서의 값  
 $jet$  : 분사구와 나란한 방향의 값  
 $max$  : 최대값  
 $o$  : 자유유동에서의 값  
 $ref$  : 참조값  
 $w$  : 벽에서의 값

## 1. 서 론

주 유동방향으로 경사지게 분사되는 제트의 거동에 관한 관심은 열유체 분야의 많은 연구자들에게 지속적인 관심의 대상이 되어오고 있다. 이러한 유동형태는 굴뚝에서 배출된 연기의 확산, 호수나 강으로 하수나 발전소 등에서 나오는 고온유체의 배출, 연소실로의 이차공기(secondary air) 분사 그리고 가스터빈블레이드에서의 막냉각 등 여러 실제적인 문제에서 찾아볼 수 있다. 앞의 첫번째 두가지 예에서는 분사유체가 가능한 빠르게 주유동 속

으로 확산 또는 배출되는 것이 바람직하다. 나머지 두가지 예에서는 제트유체가 고온의 주유동과 혼합되지 않고 냉각공기막을 형성하며 주유동 방향으로 진행해 나아가는 것이 바람직하다. 본 연구에서는 상기 마지막 예인 가스터빈블레이드(gas turbine blade)에서의 막냉각에 관심을 두고 있다.

현대의 가스터빈은 가스터빈을 구성하고 있는 요소들의 허용금속온도(allowable metal temperature)보다 높은 가스온도에서 작동되고 있다. 따라서 가스터빈의 많은 요소들은 열적인 차단을 필요로 하고 있다. 특히 터빈단(turbine stage)에서의 블레이드와 베인은 허용금속온도보다 수백도 이상 높은 고온에서 작동되므로 냉각은 필수적이다. 이와 같이 블레이드나 베인의 냉각을 위해 사용되는 효과적인 방법으로는 제트분사에 의한 막냉각방법(film cooling method)<sup>(1)</sup>이 많이 쓰인다. 이 방법은 저온의 분사유체로 블레이드 표면에 보호막을 형성하여 고온의 주유동유체로부터 블레이드 표면을 보호하려는 데 있다. 그러나 막냉각방법의 사용은 분사구 인접 하류영역에 발생하는 역압력구배와 분사된 제트의 단면에서 발생하는 단면방향의 와동으로 인한 복잡한 열유동특성으로 인하여 분사구 인접하류 영역에 큰 온도구배를 유발시킨다. 따라서 이에 따른 열응력을 최소화시키기 위하여 가능한한 분사구 주위의 온도를 균일하게 유지시켜야 한다.

냉각을 위하여 압축기(compressor)에 의해 압축된 공기를 뽑아내는 것 자체가 엔진효율의 손실을 가져오며, 더구나 블레이드의 냉각을 위하여 분사된 압축공기의 고온, 고속인 주유동과의 혼합은 비가역성을 유발시키므로 엔진효율의 손실을 증가시킨다. 이와 같은 이유로 인하여 많은 연구자들은 전체적인 효율에 최소의 영향을 끼치면서 터빈블레이드의 효율적인 막냉각을 얻기 위하여 많은 연구를 수행하여 왔다.

Goldstein 등<sup>(2)</sup>이 분사각이 35°와 90°인 일렬 분사구에 대하여 분사비와 레이놀즈수의 변화에 따른 막냉각효율을 실험적으로 연구한 이래로 최근까지 여러 연구자들에 의하여 실험연구가 수행되어 왔다. 최근의 실험연구는 Takeishi 등<sup>(3)</sup>이 터빈베인 흡입면(turbine vane suction surface)과 끝벽면(endwall surface)에서 터빈베인 선단(leading edge)으로부터 끝단(trailing edge)에 이르는 영역에서 막냉각을 연구하였다.

터빈블레이드에서의 막냉각에 관한 수치해석적

연구는 제트분사 후의 타원형 3차원 유동특성으로 인한 어려움 때문에 실험연구에 비하여 상대적으로 늦게 시작되었다. Bergeles 등<sup>(6)</sup>은 제트분사 후의 3차원적 열유동특성을 부분적 포물선 (partially parabolic)의 개념을 도입하여 분사구 인접하류에서 발생하는 역압력구배의 영향을 무시할 수 있는 낮은 분사비에서의 막냉각특성을 층류로 해석하였다. 이후 많은 연구자들에 의하여 주유동으로 분사된 제트의 3차원 유동특성을 보다 정확히 예측하기 위하여 여러 난류모델을 도입하여 수치연구를 수행하였다. Kulisa 등<sup>(6)</sup>은 혼합길이모델 (mixing-length model), Hassa 등<sup>(7)</sup>은 등방성  $k-\epsilon$ 모델 (isotropic  $k-\epsilon$  model), Patanker 등<sup>(8)</sup>은 완전 3차선 포물선형모델 (fully 3-D parabolic model) 그리고 Tafti 등<sup>(9)</sup>은  $\sqrt{\nu}$ 저레이놀즈수 등방성  $k-\epsilon$ 모델 (low Reynolds-number isotropic  $k-\epsilon$  model)을 사용하여 난류제트의 3차원 특성을 연구한 바 있다. 최근엔 Kim 등<sup>(10)</sup>이 다중시간 척도모델 (multiple-time-scale model)을 사용하여 제트의 유동특성을 연구하였다.

현재까지 대부분의 실험연구 및 수치적 연구는 제트의 분사비, 분사각도 및 분사구의 배열에 따른 전체 가스터빈블레이드 영역에서의 유동 및 열적특성에 관하여 행하였으나 역압력구배가 존재하는 분사구 인접하류 영역에서의 열 및 유동특성을 상세하게 다룬 연구보고는 찾아보기 힘들다. 분사구 인접하류 영역에서의 역압력구배는 주위의 고온고압 가스의 유입을 유발시키고 이로 인한 큰 온도구배는 분사구 인접영역에서 혼합물의 열물성치값들을 크게 변화시킨다. 또한 이것은 분사구 인접영역에 큰 열응력을 유발시켜 터빈날개의 수명단축을 가져오므로 분사구 인접영역에서의 상세한 연구를 필요로 한다.

따라서 본 연구에서는 분사구로부터 분사구직경의 11배 이내인 인접하류 영역에 발생하는 역압력구배를 포함하는 유동영역에서 실제온도의 열물성치가 고려된 타원형 난류 3차원 방정식과 저레이놀즈수  $k-\epsilon$ 모델을 사용하여 제트의 분사비 및 분사각도에 따른 막냉각특성을 규명하고자 한다.

## 2. 이론모델의 선정

Fig. 1에는 일렬의 분사구에 의해 냉각되고 있는 가스터빈블레이드에서의 유동형태를 간략히 보여준

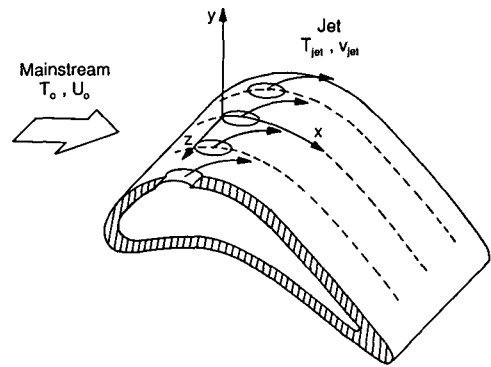


Fig. 1 Flow configuration on the turbine blade with a row of injection hole

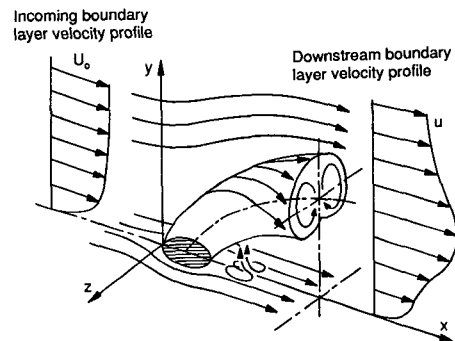


Fig. 2 Flow field in the vicinity of injection hole

다. 주유동은 터빈블레이드의 상류로부터 온도,  $T_o$ 과 속도,  $U_o$ 으로 유입되며, 이때 고온의 주유동으로부터 터빈블레이드의 표면을 보호하기 위하여 저온의 제트가 터빈블레이드의 선단으로부터 온도,  $T_{jet}$ 와 속도,  $v_{jet}$ 로 주유동의 내부로 분사된다. 이후 논의되는 좌표계의 원점은 그림에 나타낸 바와 같이 분사구의 중앙선단을 기준으로 하며,  $x$ 방향,  $y$ 방향 및  $z$ 방향은 각각 주유동방향, 블레이드 표면에 수직방향 그리고 이들 방향에 수직된 분사구의 측면방향으로 한다. 터빈블레이드의 선단으로부터 형성된 경계층은 블레이드면과 거의 평행하며 분사구 인접영역이 열전달현상에 관한 블레이드면 곡률의 영향은 미소하리라 생각된다. 따라서 본 연구에서는 Fig. 1과 같이 곡률이 있는 터빈블레이드면에서 제트가 분사되는 실제의 유동형태를 평판에서 일렬의 제트가 분사되는 유동형태로 단순화하였으며, 이를 Fig. 2에 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 유입경계층 속도분포 (incoming boundary layer velocity profile)로 유입되는 주유동의

내부로 분사된 제트는 복잡한 3차원 거동을 하며, 주유동방향으로 진행하여 나야감에 따라 제트의 단면적이 확대되면서 블레이드 표면에 저온의 보호막을 형성한다. 분사된 제트는 주유동의 큰 운동량에 의하여 주유동방향으로 편향되며, 편향된 제트의 하부에서는 역압력의 발생으로 인하여 역류가 발생된다. 또한 제트의 존재로 인하여 z방향으로 편향되는 주유동은 그림에서와 같이 제트의 단면에서 한쌍의 와동을 유발시킨다.<sup>(7)</sup> 이 역압력구배와 제트단면내의 와동은 분사된 제트의 하부로 주위 고온유체의 유입을 유발시켜 분사구 인접하류에서 큰 온도구배를 발생하게 한다. 분사구 전방에서 x방향으로 진행한 주유동은 x방향으로 편향된 제트와 혼합되며 분사구에서 떨어진 하류에서 그림에서 보는 바와 같은 하류경계층 속도분포(downstream boundary layer velocity profile)를 갖는다.

Fig. 2에 나타난 바와 같은 평판상에서 분사된 제트의 막냉각특성을 이론적으로 예측하기 위해 본 연구에서 선정한 계산영역 중 분사구 중심축위치 ( $z=0$ )의 측면계산영역과  $y=0$ 인 하부계산영역을 Fig. 3(a)와 (b)에 각각 나타내었다. Fig. 3(a)는 분사구 중심축위치의 측면계산영역인  $x-y$ 단면에서 분사구 상류로부터 유입되는 주유동 및 평판과 각,  $\theta$ 를 이루며 분사되는 제트의 유동형태 및 온도를 보여주고 있다. 주유동은 분사구 중앙선단으로부터 상류로  $1.5D$  떨어진 위치(Fig. 3(b) 참조)에서 그림에서와 같이 경계층두께,  $\delta$ 가  $0.4D$ 인 난류경계층 속도분포를 가지고 유입되며, 제트는 분사구로부터  $1/7$  벽속속도분포를 가지고 분사된다. 이에 대한 자세한 정의는 경계조건의 정의시 다루기로 한다. 이때 주유동의 자유유동속도,  $U_0$  및 온도,  $T_0$ 는 각각  $12\text{ m/s}$  및  $1300\text{ K}$ 이며, 분사제트의 온도  $T_{jet}$ 는  $320\text{ K}$ 이다. 그리고 분사되는 제트의 속도,  $v_{jet}$ 는 주유동과 제트와의 분사비 및 분사구 내부의 위치에 따라 결정된다.  $y=0$ 인 하부면은 분사구를 제외한 영역을 단열면으로 하여 고온의 주유동으로부터 저온의 제트에 의한 평판의 보호정도를 예측하고자 하였으며, 상부영역은 주유동의 유동 및 온도장이 분사된 제트에 의하여 영향을 받지 않는 평판으로부터  $5D$  떨어진 영역에 설정하였다. Fig. 3(b)는 하부계산영역인  $x-z$  평면에서 일렬의 분사구로부터 분사되는 제트의 유동을 해석하기 위하여 선정한 계산영역의 범위 및 치수를 나타내고 있다. 하부계산영역의  $x$ 방향 범위는 좌표계의 원

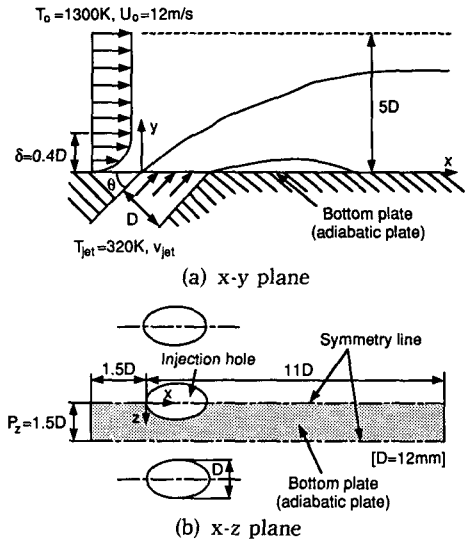


Fig. 3 Sectional view of present investigation

점인 분사구 중앙선단으로부터 상류로  $-1.5D$ , 하류로  $11D$ 에 이르는 영역이며,  $z$ 방향 범위는 분사구 중심축으로부터 분사구와 분사구의 중앙위치인  $1.5D$ 되는 위치이다. 이때 분사구의 지름,  $D$ 는  $12\text{ mm}$ 이며,  $P_2$ 는 분사구피치(pitch)로서 분사구와 분사구 중심사이의 거리이다. 본 연구에서 설정한 계산영역의 6개 경계면중 Fig. 3(a)와 (b)에 나타난 두 개의 경계면과 나머지 네개의 경계면을 요약하면 다음과 같다. 양측면경계( $z=0$ 과  $z=1.5D$ 인  $x-y$ 평면)는 대칭면으로서, 하나는 Fig. 3(a)에 나타난 바와 같이 분사구의 중심선을 따른 대칭면( $z=0$ 이  $x-y$ 평면)이며 나머지 하나는 분사구 사이의 중앙선을 따른 대칭면( $z=1.5D$ 인  $x-y$ 평면)이다. 분사구의 앞쪽에 위치한 상류경계는  $x=-1.5D$ 인  $y-z$ 평면이며, 하류경계는 역압력구배 영역을 지는  $x=11D$ 인  $y-z$ 평면이다. 하부경계는 Fig. 3(b)에 나타난 바와 같이  $y=0$ 인  $x-z$ 평면으로서 주유동으로부터의 열적인 보호를 필요로 하는 단열평면이며, 자유유동영역인 상부경계는 주유동의 유동 및 온도장이 제트의 영향을 받지 않는  $y=5D$ 인  $x-z$ 평면에 위치하고 있다. 그리고 분사구는 상류경계로부터  $1.5D$  떨어진  $y=0$ 인  $x-z$ 평면에 위치하고 있다.

### 3. 지배방정식 및 경계조건

Fig. 3(a)와 (b)에 나타난 본 연구모델에서의 완

전 타원형 3차원 난류유동장은 다음과 같은 연속방정식, 운동량방정식 그리고 에너지방정식의 지배를 받는다.

○ 연속방정식

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (1)$$

○ 운동량방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho uu) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vu) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho wu) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vv) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho vw) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho uw) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vw) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho ww) \\ &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \end{aligned} \quad (4)$$

○ 에너지 방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho C_{pm} u T) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho C_{pm} v T) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho C_{pm} w T) \\ &= \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} \end{aligned} \quad (5)$$

여기서,  $\tau_{ij}$ 와  $J_i$ 는 다음과 같다.

$$\tau_{ij} = (\mu + \mu_t) \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad i, j=1,2,3 \quad (6)$$

$$J_i = (k_m + \frac{C_{pm}\mu_t}{\sigma_t}) \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad i=1,2,3 \quad (7)$$

위에서  $u, v$  및  $w$ 는 각각  $x$ 방향,  $y$ 방향 및  $z$ 방향 즉 Fig. 3(a)와 (b)에 나타낸 바와 같이 주유동방향, 평판에 수직방향 및 이들 방향에 수직된 제3방향의 시간평균속도(time averaged velocity)를 나타내며  $T, p$  및  $\sigma_t$ 는 각각 온도, 압력 및 에너지 방정식을 위한 난류 Prandtl수를 나타낸다. 그리고  $\mu_t$ 는 난류 점성계수를 나타내며 다음과 같이 정의된다.

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \rho \frac{k^2}{\bar{\epsilon}} \quad (8)$$

식(8)에서  $k$ 와  $\bar{\epsilon}$ 는 각각 난류 운동에너지와 난류 운동에너지 소산율을 나타내며 이를 구하기 위하여 아래의 난류 운동에너지방정식과 난류 운동에너지 소산율방정식을 사용하였다. 이때 사용된 난류모델은 고정된 경계면을 수치적으로 해석할 때 벽면 함수를 필요로 하지 않는 저레이놀즈수(low-Reynolds number)  $k-\bar{\epsilon}$  난류모델 중 Launder와 Sharma모델<sup>(11)</sup>을 사용하였다.

○ 난류 운동에너지방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho uk) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vk) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho wk) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G - \rho \bar{\epsilon} - 2\mu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_i} \right)^2 \end{aligned} \quad (9)$$

○ 난류 운동에너지 소산율방정식

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \bar{\epsilon}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \bar{\epsilon}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w \bar{\epsilon}) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_i} \right] + \frac{\bar{\epsilon}}{k} (C_{\epsilon 1} f_1 G - C_{\epsilon 2} f_2 \rho \bar{\epsilon}) \\ & \quad + \frac{2\mu \mu_t}{\rho} \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 \end{aligned} \quad (10)$$

여기서,  $G$ 는 Reynolds 전단응력에 의한 난류에너지의 생성을 나타내며 다음과 같다.

$$G = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (11)$$

식(7)~(10)에서 사용된 계수의 정의 및 실험상수들 값 그리고 난류 Reynolds수,  $R_t$ 의 정의를 Table 1에 나타내었다.

Fig. 3(a)에 나타낸 바와 같이 실제 터빈의 작동시 가스터빈블레이드로 유입되는 연소가스의 온도는 1300 K 이상이며 이로부터 터빈블레이드를 열적으로 보호하기 위하여 분사되는 제트의 온도는 320 K 정도이다.<sup>(1)</sup> 이에 따라 주유동내부로 분사된 제트와 주유동과의 혼합으로 인한 분사구 인접하류의 큰 온도구배로 인하여 물성치의 값들은 넓은 범위에서 변하게 되므로 제트에 의한 막냉각특성 연구시 실제 물성치의 고려는 Lee 등<sup>(12)</sup>의 연구에서 밝힌 바와 같이 필수적이다. 따라서 본 연구에서는 물성치의 값을 온도의 함수로 하여 유동 및 열전달

Table 1 Coefficients and constants for the low-Reynolds number  $k-\bar{\epsilon}$  model

$f_1$	$f_2$	$f_\mu$	$R_t$	$C_\mu$	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	$\sigma_t$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$
1.0	$1 - 0.3 \exp(-R_t^2)$	$\exp\left[\frac{-3.4}{(1+R_t/50)^2}\right]$	$\frac{\rho k}{\mu \bar{\epsilon}}$	0.09	1.44	1.92	0.9	1.0	1.3

특성에 관한 실제물성치 변화의 영향을 좀더 정확히 예측하고자 하였다. 공기의 열물성치인 밀도  $\rho$ , 열전도계수  $k_m$ , 점성계수  $\mu$  및 평균 정압비열  $C_{pm}$ 은 절대온도  $T[K]$ 의 함수로서 다음과 같이 정의하였다.<sup>(13)</sup>

$$\begin{aligned} \rho(T) [\text{kg/m}^3] &= \rho_{ref} \cdot T_{ref} / T, \\ k_m(T) [\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})] \\ &= 1.3003035 \times 10^{-3} + 9.3676581 \times 10^{-5} \cdot T \\ &\quad - 4.442469 \times 10^{-8} \cdot T^2 + 2.317158 \times 10^{-11} \cdot T^3, \\ \mu(T) [\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2] \\ &= 2.287973 \times 10^{-6} + 6.25979 \times 10^{-8} \cdot T \\ &\quad - 3.1319564 \times 10^{-11} \cdot T^2 + 8.15038 \times 10^{-15} \cdot T^3, \\ C_p(T) [\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})] \\ &= 1048.361823 - 0.383701 \cdot T + 0.0009453 \cdot T^2 \\ &\quad - 5.49 \times 10^{-7} \cdot T^3 + 7.929438 \times 10^{-11} \cdot T^4, \\ C_{pm}(T) &= \left[ \int_0^T C_p(T) dT \right] / T \end{aligned} \quad (12)$$

위식에서 밀도계산시 온도기준값  $T_{ref}$ 는 분사되는 제트의 온도이며 밀도의 기준값  $\rho_{ref}$ 는  $T_{ref}$ 에서의 밀도값이다.

상기 지배방정식을 적용하여 해를 얻기 위해서는 제트를 포함한 6개 면에서 정의된 경계조건을 필요로 하며, 본 연구에서는 Fig. 3(a)와 (b)에서 설명한 6개면의 경계에 대하여 다음과 같은 유동경계조건을 사용하였다. 상류경계로부터 주유동은 아래와 같이 표현되는 Prandtl<sup>(14)</sup>에 의해 평판의 완전발달된 경계층유동에서의 속도분포로 제안된 이차원적인 1/7 역승속도분포(one-seventh power-law velocity profile)를 갖는다.

$$\frac{u_{IN}}{U_o} = \left( \frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \quad (13)$$

위에서  $U_o$ 와  $\delta$ 는 각각 자유유동속도와 경계층두께로서  $U_o=12\text{m/s}$ ,  $\delta=0.4D$ 의 값을 가지며,  $u_{IN}$ 은 평판으로부터의 수직거리인  $y$ 에 따라 결정되는 상류경계면에서의 유입속도이다. 본 수치계산에서의 경계층두께,  $\delta=0.4D$ 는 자유유동속도,  $U_o$ 가 12 m/s일 때의 Crab 등<sup>(15)</sup>의 실험값을 사용하였다. 하류경계에서는 명확한 경계조건을 구할 수 없으므로 수치계산시  $u$ ,  $v$  및  $w$ 에 대하여 출구경계조건(out-flow boundary condition)을 적용하였고, 양측면경계는 대칭면이므로  $u$ 와  $v$ 에는 대칭경계조건을,  $w$ 는 0을 사용하였다. 그리고 상부경계의  $u$ 에는 자유유동속도  $U_o=12\text{m/s}$ 를,  $v$ 에는 0 그리고

$w$ 에는 대칭경계조건을 사용하였으며, 분사구를 제외한 하부경계에서의  $u$ ,  $v$  및  $w$ 는 0의 값을 사용하였다. 또한 하부경계에 위치하고 있는 분사구로부터 제트는 분사각이 90°인 경우 아래와 같이 표현되는 1/7 역승속도분포<sup>(16)</sup>를 가지고 주유동의 내부로 분사된다.

$$v_{jet} = v_{jet,max} \left( \frac{a}{R} \right)^{1/7} \quad (14)$$

위에서  $v_{jet,max}$ 는 분사제트의 최대속도,  $R$ 은 분사구의 반지름 그리고  $a$ 는 분사구 내표면으로부터의 거리이다. 그리고 분사각이  $\theta$ 인 경우 제트는 아래와 같이 표현되는  $x$ 와  $y$ 방향의 속도성분  $u$ 와  $v$ 를 가지고 분사된다.

$$u = v_{max} \cos \theta \left( \frac{R - r \sin \theta}{R} \right)^{1/7} \quad (15)$$

$$v = v_{max} \sin \theta \left( \frac{R - r \sin \theta}{R} \right)^{1/7} \quad (16)$$

위에서  $v_{max}$ 는 분사구의 중앙으로부터  $z$ 방향으로  $r$ 만큼 떨어진 위치에서 분사각 90°일 경우의 분사구 단면에 수직속도값으로 식(14)로부터 구해진다.

상류경계에서의 난류 운동에너지와 난류 운동에너지 소산율은 Yokota<sup>(17)</sup>가 환상캐스케이드(annular cascade)의 유동해석시 사용한 값을 사용하였으며 아래와 같다.

$$\begin{aligned} k_{IN} &= 1.5(0.02u_{IN})^2 \\ \bar{\epsilon}_{IN} &= k_{IN}^3 / 0.01 \end{aligned} \quad (17)$$

하류경계, 양측면경계 및 상부경계에서는 난류 운동에너지와 난류 운동에너지 소산율의 구배를 0으로 하였으며, 하부경계에서는 분사구를 제외한 나머지 부분이 벽이므로 0을 사용하였다. 그리고 분사구에서는 주유동에 수직으로 분사되는 원형 파이프유동에서 Andreopoulos<sup>(18)</sup>에 의하여 측정된 실험값을 사용하였으며 아래와 같다.

$$\begin{aligned} k_{jet} &= 0.001 v_{jet}^2 \\ \bar{\epsilon}_{jet} &= k_{jet}^3 / (0.5D) \end{aligned} \quad (18)$$

주유동은 균일한 온도,  $T_o=1300\text{K}$ 로 상류로부터 유입되며, 하류경계에서는 명확한 열경계조건을 구할 수 없으므로 유동경계조건에서와 같이 출구경계조건을 적용하였다. 양측면경계는 대칭경계조건을 적용하였고, 상부경계는 자유유동영역이므로

$T_o=1300$  K와 같이 선정하였다. 분사구를 제외한 하부경계에는 단열경계조건을 적용하였으며, 제트는 하부경계의 분사구로부터 균일한 온도  $T_{jet}=320$  K로 분사된다. 아래에는 위에서 언급한 여섯 개 경계면에 대한 경계조건을 요약하여 나타내었다.

○ 상류 경계면

$$\begin{aligned} u &= u_{IN}, v = w = 0, k = k_{IN}, \\ \bar{\epsilon} &= \bar{\epsilon}_{IN}, T = T_o \end{aligned} \quad (19)$$

○ 하류 경계면

$$\begin{aligned} u &= u_{out}, \partial v / \partial x = 0, \partial w / \partial x = 0, \\ \partial k / \partial x &= 0, \partial \bar{\epsilon} / \partial x = 0, \partial T / \partial x = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

○ 상부 경계면

$$\begin{aligned} u &= U_o, v = 0, \partial w / \partial y = 0, \\ \partial k / \partial y &= 0, \partial \bar{\epsilon} / \partial y = 0, T = T_o \end{aligned} \quad (21)$$

○ 하부 경계면 (제트분사구위치 제외)

$$u = v = w = 0, k = \bar{\epsilon} = 0, \partial T / \partial y = 0 \quad (22)$$

○ 양측면 경계면

$$\begin{aligned} \partial u / \partial x &= 0, \partial v / \partial x = 0, w = 0, \partial k / \partial x = 0, \\ \partial \bar{\epsilon} / \partial x &= 0, \partial T / \partial x = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

○ 제트분사구위치

$$\begin{aligned} u &= v_{jet} \cos \theta, v = v_{jet} \sin \theta, w = 0, \\ k &= k_{jet}, \bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_{jet}, T = T_{jet} \end{aligned} \quad (24)$$

그리고 차후 논의를 위하여 아래와 같이 분사비  $M$ , 국소막냉각효율  $\eta$ , 평균 막냉각효율  $\bar{\eta}$  그리고 레이놀즈수  $Re_D$ 를 정의한다.

$$M = \frac{\rho_{jet} \bar{v}_{jet}}{\rho_o U_o} \quad (25)$$

$$\eta(x, z) = \frac{T_w - T_o}{T_{jet} - T_o} \quad (26)$$

$$\bar{\eta}(x) = \frac{\int_{z=0}^{z=1.5D} \eta \cdot dz}{\int_{z=0}^{z=1.5D} dz} \quad (27)$$

$$Re_D = \frac{\rho_{jet} U_o D}{\mu_{jet}} \quad (28)$$

위에서  $\bar{v}_{jet}$ 는 분사구 중심축과 나란한 방향속도성분의 단면 평균속도이다. 그리고  $\rho_{jet}$ 와  $\mu_{jet}$ 는 각각 제트의 밀도 및 점성계수이며,  $\rho_o$ 는 자유유동의 밀도,  $T_w$ 는 단열평판( $y=0$ 인  $x$ - $z$ 단면)의 온도이다. 분사비  $M$ 은 자유유동의 질량유량에 대한 분사제트의 질량유량의 비를 나타낸다. 국소막냉각효율  $\eta$ 는  $x$  및  $z$ 의 함수로서 고온인 자유유동으로부터

벽면이 열적으로 보호되는 정도를 나타내며  $\eta=1$ 의 뜻은 벽면의 온도가 분사제트의 온도  $T_{jet}$ 와 동일하게 유지된다는 뜻이다. 평균 막냉각효율  $\bar{\eta}$ 는  $x$ 만의 함수로서  $\eta$ 의  $z$ 방향 평균치를 나타낸다. 그리고 레이놀즈수  $Re_D$ 는 터빈블레이드 냉각의 경우에 일반적으로 사용되는 레이놀즈수로서 특성속도로서는 자유유동의 속도, 열물성치로는 분사제트의 것을 사용하며 특성길이라는 분사구의 지름을 사용한다.

### 4. 수치해석방법

본 연구에서는 Patanker<sup>(19)</sup>의 제어체적방법에 의하여 지배방정식을 이산화시켰으며, 해를 얻기 위하여 SIMPLE알고리즘을 사용하였다. 그리고 대류확산항의 처리를 위하여 멱승도식을 이용하였다.

본 연구에서는 Fig. 3(a)와 (b)에 나타난 계산영역에서 수치해를 얻기 위하여  $54 \times 32 \times 20$ 의 격자망을 사용하였으며 Fig. 4에 나타내었다. 그림에서와 같이 격자망은 비균일 직교격자망을 사용하여 물리량들의 큰 구배가 있으리라 예상되는 평면과 분사구멍 근처에서는 격자점을 좀더 조밀하게 배치시켰으며 경계면 근처에서도 좀더 조밀하게 배치시켰다. 벽으로부터 수직한 방향( $y$ 방향)의 최소격자의 크기는  $2.2 \times 10^{-4}$  m이며, 이 위치에서 상부경계로부터의 유입속도에 근거한  $y^+ (=u_{\tau} y / \nu)$ 는 약 9.8이다. 그러므로 이 격자크기는 제트분사구 근처에서의 벽 근처 난류특성을 해석하는 데에 충분한 격자크기라고 생각된다. 그리고 최대격자는 분사구 하류영역( $x/D=8.0$ 되는 위치)에서 약  $1.2 \times 10^{-2}$  m

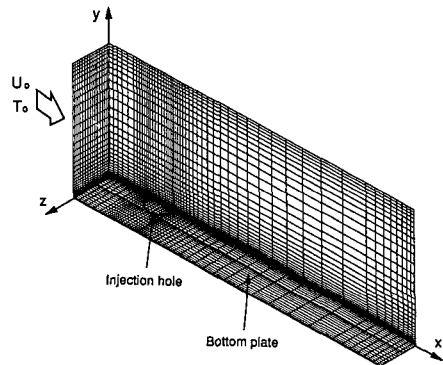


Fig. 4 Illustration of grid system for present computation

의 크기를 가진다. 직교격자망은 원형 및 타원형 모양인 분사구를 정확히 표현할 수 없으므로 본 연구에서는 분사구 단면을 계단모양으로 표현하였다.

이산화방정식의 해는 선순법을 이용한 TDMA 방법에 의하여 얻어졌다. 해의 수렴성을 증가시키기 위하여 반복계산시 관성(inertia)에 의한 이완을 사용하였으며, 하향이완계수로서 속도성분  $u, v, w, k$  및  $\epsilon$ 에 대해서는 0.2을 사용하였고 압력  $p$ 에 대해서는 0.6을 사용하였다. 그러나 온도  $T$ 에 대해서는 이완시키지 않았다. 에너지방정식에서 구하여진 온도가 밀도 등 열물성치를 변화시키므로 1회 반복계산시 세개의 속도방정식, 압력 수정방정식의 풀이 순서로 구성된다. 해의 수렴성을 알아보기 위하여 매 반복계산시 마다 각각의 제어체적으로 유입되는 유량과 유출되는 유량의 최대차이와 전 계산영역에서의 에너지평형을 조사하였으며, 그 유량의 최대오차가  $10^{-12}[\text{kg/s}]$  이하이고 에너지오차가  $10^{-5}\%$  이하일 때 그 해를 수렴된 것으로 간주하였다.

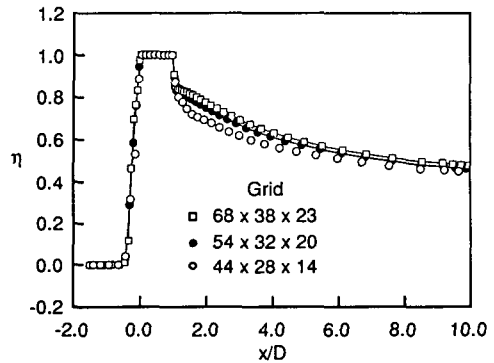
### 5. 결과 및 고찰

#### 5.1 계산수행범위

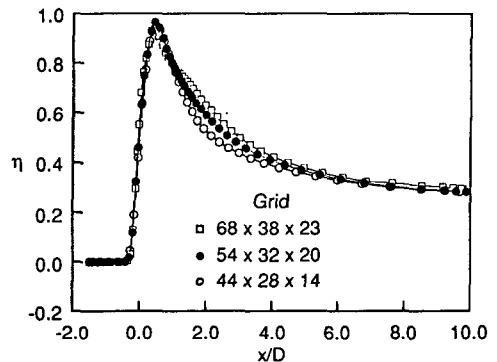
본 연구에서는 Fig. 3(a)와 (b)에 나타난 바와 같은 계산영역 및 열유동조건에서 분사각  $\theta$ 가  $90^\circ, 60^\circ$  및  $45^\circ$ 인 세가지 경우에 대하여 실제 열물성치를 사용하여 제트의 분사비  $M$ 을 0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 1.0 그리고 1.5의 6가지로 변화시켜 가면서 모두 18가지 경우에 대하여 분사제트에 의한 막냉각특성을 조사하였다. 그리고 본 연구모델에서 설정한 유동조건 및 물성치에 의하면 식(26)에 의하여 정의되는 레이놀즈수  $Re_D$ 는  $8.1 \times 10^3$ 이다.

#### 5.2 격자망 선정의 타당성 조사

격자망의 선정은 격자수 변화에 따른 수치해의 의존성에 대한 상호비교를 통하여 이루어졌다. 상호비교는 본 수치계산의 격자망인  $54 \times 32 \times 20$ 의 격자망과  $44 \times 28 \times 14$  및  $68 \times 38 \times 23$ 의 3가지 격자망에 대하여 이루어졌으며, 각각의 격자망은 Fig. 4에 나타난 바와 유사하게 구성되었다. Fig. 5(a)와 (b)에는 분사비  $M$ 이 1.0 그리고 분사각  $\theta$ 가  $90^\circ$ 인 경우에 위의 세가지 격자망에 대한 분사구멍의 중심선위치 ( $z/D=0.0$ )와  $z/D=0.5$ 에서의 국소막냉각효율  $\eta$ 을 나타내었다. Fig. 4(a)와 (b)로부터



(a) Local film cooling effectiveness along the x-direction at  $z/D=0.0$



(b) Local film cooling effectiveness along the x-direction at  $z/D=0.5$

Fig. 5 Investigations of grid dependence for  $\theta=90^\circ$   $M=1.0$

$44 \times 28 \times 14$  격자망의 경우는 나머지 두 격자망에 비하여 전체적으로 낮은 국소 막냉각효율을 보이고 있으나  $54 \times 32 \times 20$ 과  $68 \times 38 \times 23$ 의 두 격자망은 분사구 바로 인접하류인  $x/D=2.0$  부근에서 국소 막냉각효율이 약간의 차이를 보이는 것을 제외하고는 전체적으로 일치하는 경향을 볼 수 있다. 따라서 본 수치계산을 위하여 선정된  $54 \times 32 \times 20$ 의 격자망은 물리적으로 타당한 수치해를 얻기위한 최소의 격자망이라 판단된다.

#### 5.3 기존 연구와의 비교

본 수치계산 방법의 타당성을 검증하기 위하여 본 수치계산의 결과와 Crab<sup>(15)</sup>의 실험치 및 다중시간척도모델을 사용한 Kim<sup>(10)</sup>의 수치계산 결과와 비교하였다. 비교된 조건은 분사각  $\theta=90^\circ$ , 분사비  $M=2.3$ , 분사구 직경  $D=0.025$  m, 경계층두



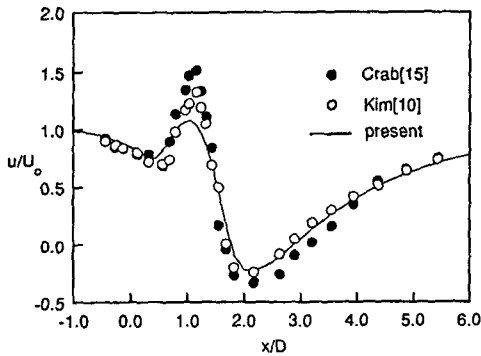
계  $\delta=0.2 D$ , 자유유동속도  $U_o=12 \text{ m/s}$ , 분사구 단면 평균속도  $\bar{v}_{jet}=27.6 \text{ m/s}$ , 분사구 피치  $P_2=3 D$  그리고 일정 물성치의 경우이다.

Fig. 6(a)와 (b)에는 분사구 중심선위치 ( $z/D=0.0$ )의 대칭면에서  $y/D=1.35$ 의 위치에서  $x$ 방향의 증가에 따른  $x$ 방향 시간평균속도  $u$ 와  $y$ 방향 시간평균속도  $v$ 의 분포를 본 수치계산 결과와 Crab의 실험치 및 Kim의 수치계산 결과를 비교하여 나타내었다. 그림에서 나타나 있는 바와 같이 본 수치계산으로부터 얻은 속도분포는 분사구의 상부위치에서 약간 낮은 값을 보이고 있으나 전체적으로 Crab의 실험치 및 Kim의 수치계산 결과와 정성적 및 정량적으로 좋은 일치를 보여주고 있다. 주유동의 내부로 분사되는 제트유동을 해석하기 위해 제

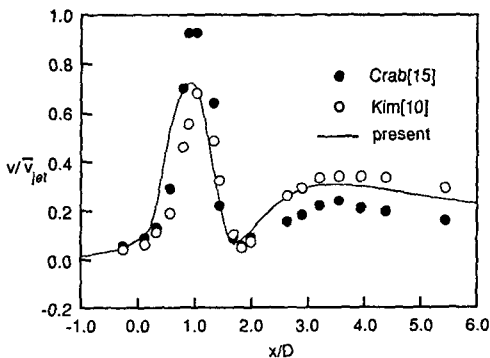
안된 많은 난류모델중 분사구 인접하류의 복잡한 유동영역에서 난류의 비평형성질(nonequilibrium nature)의 예측정도를 향상시킨 것으로 평가되는 Kim이 사용한 다중시간 척도모델은 저레이놀즈수  $k-\epsilon$ 난류모델에 비하여 두개의 방정식을 더 풀어야 하는 단점과 소와(small eddy)와 대와(large eddy)의 경우에 대한 입구경계조건 설정의 어려움이 단점으로 지적<sup>(20)</sup>되고 있다. 따라서 효율적인 계산시간과 계산방법의 이점을 고려할 때 본 수치계산에서 채택한 저레이놀즈수  $k-\epsilon$  난류모델의 사용과 그 수치계산방법은 충분한 타당성이 있다고 할 수 있다.

5.4 주유동 진행방향에 따른 유동 및 온도특성

분사된 제트의 열유동특성을 대표할 수 있는 분사각  $\theta=90^\circ$ , 분사비  $M=1.0$  ( $v_{jet,max}=3.14 \text{ m/s}$ )인 경우에 대한 열유동특성 및 막냉각효율을 검토하였다. Fig. 7(a)와 (b)에는 분사구 중심축 위치의 대칭면 ( $z/D=0.0, x-y$  평면)에서 분사구 인접영역의 속도벡터분포와 등온선분포를 나타내었다. Fig. 7(a)의 속도벡터 그림에서는 제트가 분사구로부터 분사된 직후 상류의 주유동에 의하여 분사구 하류로 편향됨을 볼 수 있다. 그리고 그 편향된 제트의 하부영역에서는 역압력 구배의 존재로 인하여 역류가 발생하며 분사구 끝단으로부터 분사구 직경만큼 떨어진 위치에서부터 역류가 점차적으로 회복됨을 볼 수 있다. 또한 분사구 바로 앞에선 분사구 하류로 진행하던 주유동이 분사된 제트와의 충돌로 인해 작은 이차유동이 발생함을 볼 수 있다. Fig.

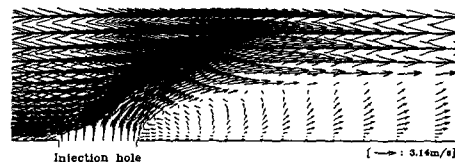


(a) x-directional mean velocity profiles along the x-direction

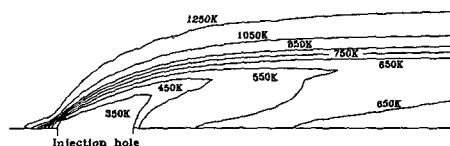


(b) y-directional mean velocity profiles along the x-direction

Fig. 6 Comparison of present study with measurements of Crab<sup>(15)</sup> and numerical results of Kim<sup>(10)</sup> at  $y/D=1.35$  on the  $z/D=0.0$  plane for  $\theta=90^\circ$ ,  $M=2.3$ ,  $D=0.025 \text{ m}$ ,  $\delta=0.2 D$ ,  $U_o=12 \text{ m/s}$ ,  $\bar{v}_{jet}=27.6 \text{ m/s}$  and  $P_2=3 D$



(a) Velocity vectors



(b) Isotherms

Fig. 7 Velocity vectors and isotherms in the vicinity of injection hole at  $z/D=0.0$  plane for  $\theta=90^\circ$ ,  $M=1.0$

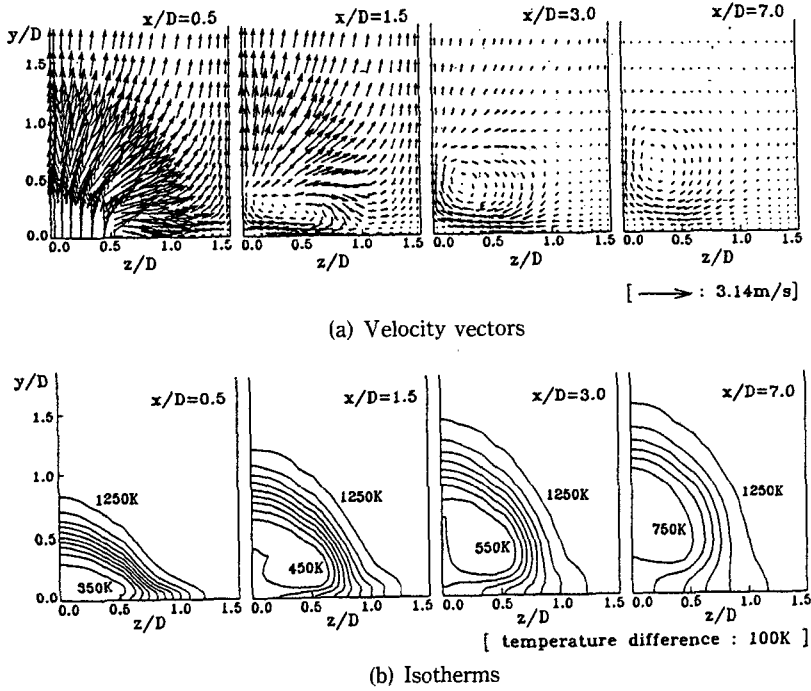


Fig. 8 Distributions of velocity vectors and isotherms in  $y-z$  planes for  $\theta=90^\circ$ ,  $M=1.0$

7(b)의 등온선분포 그림에서는 Fig. 7(a)의 속도벡터 그림에서 볼 수 있는 바와 같은 분사된 제트의 분사구 하류로의 편향으로 인하여 고온의 주유동으로부터 평판이 열적으로 보호되고 있음을 볼 수 있다. Fig. 8(a)와 (b)에는 주유동방향( $x$ 방향)으로 진행함에 따른  $x/D=0.5, 1.5, 3.0$  및  $7.0$ 의 위치에서  $y-z$ 단면에서의 속도벡터분포와 등온선의 분포를 나타내었다. 속도벡터분포를 나타내고 있는 Fig. 8(a)의 4개의 그림에서 속도벡터의 크기는 상호비교될 수 있으며, 비교기준으로서 분사구 중심에서의 속도  $3.14 \text{ m/s}$ 의 크기를 그림에 표시하였다. 분사구 중앙위치에서의 속도벡터분포를 나타내고 있는  $x/D=0.5$  위치에서는, 분사구 ( $y/D=0, 0 \leq z/D \leq 0.5$ )로부터 분사된 제트와 주유동의 충돌로 인하여 분사된 제트와 주유동이  $y$ 방향 및  $z$ 방향으로 편향되고 있음을 볼 수 있다. 이러한 분사된 제트와 주유동의 편향은 Fig. 2에서와 같이 제트단면에서 와동의 생성을 유발시킨다.<sup>(7)</sup> 분사구로부터 주유동 진행방향으로 떨어진  $x/D=1.5, 3.0$  및  $7.0$ 에서는 분사구 하류로 진행할수록 주유동에 대한 분사제트의 영향이 감소되고 있음을 볼 수 있다. 그러나 분사구 인접하류인  $x/D=1.5$  위치에서

생성되기 시작한 제트단면내 시계방향의 이차와동이  $x/D=3.0$  위치에서는 점차 평판으로부터 상승하면서 아주 발달하였다가  $x/D=7.0$  위치에서는 그 세기가 감소하였음을 볼 수 있다. 이 분사구 하류에서 제트단면내의 이차와동의 존재는 분사된 제트의 측면방향( $z$ 방향)으로의 확산을 저해하는 역할을 하며, 특히 분사구 끝단( $x/D=1.0$ )으로부터  $x/D=3.0$  위치 부근까지의 이차와동 세기의 증가는 분사구 인접 하류에서의 분사된 제트하부로의 고온유체 유입을 유발하는 역압력구배 존재와 더불어  $x-z$ 단면에서 분사된 제트의 유동단면이 마치 절구의 모양같이 축소되는 현상(pinching)<sup>(21)</sup>을 일으키는 원인이 된다. 그리고 제트단면내 시계방향의 이차와동은 그림에서 보는 바와 같이 평판의 상부와  $1.0 < z/D < 1.5$ 인 영역의 평판표면에 가까운 고온의 유체를 제트단면의 하부로 유입시키는 역할을 한다.

등온선의 분포를 나타내고 있는 Fig. 8(b)에서의 과등온선의 온도값은  $1250 \text{ K}$ 이며 평판쪽으로  $100 \text{ K}$  간격으로 등온선을 분포시켰다. 그림에서는  $x$ 의 증가에 따라  $y-z$ 단면에서 등온선의 사이가 넓어지며 분사된 제트와 주유동의 혼합으로 인하여

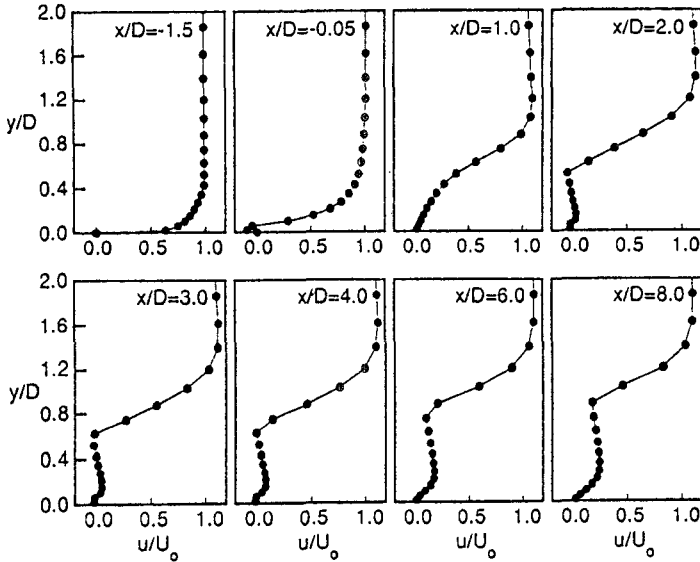


Fig. 9 Streamwise velocity profiles along x-direction at  $z/D=0.0$  for  $\theta=90^\circ$ ,  $M=1.0$

제트단면 내에서의 온도가 상승됨을 볼 수 있다. Fig. 8(a)에서 볼 수 있는 제트단면 내에서 발생하는 시계방향의 이차와동으로 인한 주의 고온유체의 제트단면 하부로의 유입으로 인하여 고온의 등온선이 평판하부의 분사구 대칭쪽으로 침투해 들어갔음을 볼 수 있다.

분사구의 대칭면( $z=0$ 인  $x$ - $y$ 단면)에서 유동방향에 따른 각 위치에서의 속도분포를 Fig. 9에 나타내었다. 주유동은  $x/D=-1.5$ 인 상류경계로부터 유입경계층 속도분포를 가지고 유입되며, 주유동이 제트와 만나는 분사구명 바로 앞부분( $x/D=-0.05$ )에서는 분사제트에 의한 주유동의  $y$ 방향의 편향으로 인하여 초기의 유입경계층 속도분포를 잃어버렸음을 볼 수 있다. 아울러 이 앞부분의  $y/D < 0.1$  영역에서 미약한 역류가 보이며, 이는 분사제트와 주유동이 최초로 만나는 위치에서의 구석효과(corner effect) 때문에 발생하는 것이다. 인접하류 영역( $x/D=2.0\sim 4.0$ )에서는 제트의 분사에 따른 역압력으로 인한 역류를 벽에 가까운 영역( $y/D < 0.5$ )에서 볼 수 있다. 그러나  $x/D=4.0$  이후부터는 이 역류가 사라짐을 볼 수 있다. 이는 Fig. 7(a)의 속도벡터 그림에서 볼 수 있듯이  $x/D > 4.0$ 인 영역에서는 분사구 인접 하류에서 발생하는 역압력구배의 영향이 사라지고 주유동과 분사제트의 혼합정도가 증가하여 평판으로부터의 경계층이 성장하기 때문이다.

### 5.5 분사비 및 분사각도에 따른 막냉각특성

분사각  $90^\circ$ , 분사비 1.0인 경우로서 여러가지  $z$  위치에서  $x$ 방향을 따른 국소막냉각효율  $\eta$ 의 변화를 Fig. 10에 나타내었다.  $0.0 \leq z/D \leq 1.0$ 의 위치에서의 국소막냉각효율은 제트의 영향으로 분사구 앞부분( $x/D=-0.5$ )에서부터 급격히 증가하며 분사구 이후에서는 제트가 주유동과의 혼합으로 인하여 점차적으로 감소하는 경향을 보이고 있다. 그러나 측면대칭선인  $z/D=1.5$ 의 경우,  $x/D < 0.5$ 에서 0이었다가 국소막냉각효율이  $x/D=1.0$ 인 위치에서부터 서서히 증가되고 있음을 볼 수 있다. 이것은  $x/D < 1.0$ 인 벽면은 저온제트의 영향을 직접 받지 못하는 것이며  $x/D > 1.0$  이후에는 분사제트의 측

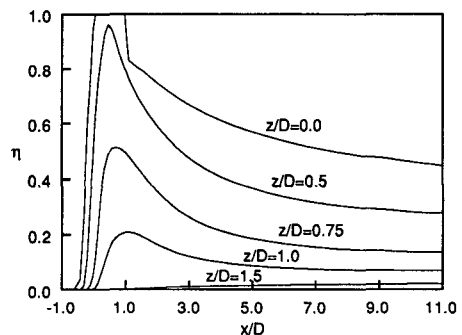


Fig. 10 Local film cooling effectiveness along  $x$ -direction for  $\theta=90^\circ$ ,  $M=1.0$

면방향으로의 확산영향이 미치는 곳이기 때문이다. 즉  $z/D=1.5$  위치에서의 국소막냉각효율은  $0.0 \leq z/D \leq 1.0$ 의 경우보다 현저히 낮으므로 평판을 고온의 주유동으로부터 충분히 보호할 수 없을 것으로 판단된다. 따라서 분사구와 분사구 중앙영역인  $z/D=1.5$  위치에서의 효과적인 냉각을 위해서는 분사구 피치(본 연구에서는  $P_z=3D$ )를 작게하거나 엇갈린 형태의 다중열 분사구에 의한 냉각방법이 필요함을 알 수 있다.

분사각이  $90^\circ$ 인 경우로서 분사비 변동에 따른 분사구 중심선( $z/D=0$ )에서의  $x$ 방향에 따른 국소막냉각효율의 변화를 Fig. 11에 나타내었다. 모든 분사비의 경우  $x$ 의 증가에 따라 국소막냉각효율은 감소하는 경향을 보이고 있다. 분사비가 0.3에서 0.5로 증가하였을 때 국소막냉각효율은 전체적으로 증가되었으나 분사비가 1.0 이상이 되었을 때에는 분사비의 증가에도 불구하고 오히려 감소하였음을 볼 수 있다. 이는 1.0 이상이 분사비에서는 분사된 제트이  $+y$ 방향 운동량( $\equiv \rho_{jet}W_{jet}^2$ )의 큰 증가로 인해 주유동으로의 침투정도가 커져 제트의 분사직후 평판으로부터의 이탈정도가 커지기 때문이다. 특히  $M=1.5$ 인 경우  $M \leq 1.0$ 인 경우에 비하여 분사구 인접영역에서 국소막냉각효율의 큰 차이를 보이다가 그 차이가 분사구 하류로 진행해감에 따라 줄어들고 있는데 이는 분사비가 증가될수록 분사구 인접 하류의 역압력구배와 제트단면내에 발생하는 이차와동 세기의 증가로 인한 주위 고온유체의 유입과 하류유체의 역류로 인한 것이다. 이와같이 분수치계산의 결과에 따르면 1.0 이상의 분사비의 증가는 분사구 인접하류에서 역압력구배와 제트단면내에 발생하는 이차와동 세기의 증가로 인해 큰 온도변화를 유발시키고 이로 인해 발생하는 큰 열응력은 분사구멍 인접부근의 피로현상을 유발하여 결과적으로 터빈블레이드의 수명을 단축시키는 원인이 된다. 따라서 분사구 인접하류에서의 역압력구배와 제트단면 내에 발생하는 이차와동으로 인한 막냉각효율의 급격한 감소 및 온도변화를 줄이기 위해서는 분사각도를 줄이거나 혹은 역압력구배와 이차유동의 발생을 최소로 하는 분사구의 형태 및 최적의 분사비의 선택을 필요로 함을 알 수 있다.

분사각이  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  및  $90^\circ$ 인 각각의 경우에 분사구 중심선( $z/D=0.0$ ) 위치에서의  $x$ 의 증가에 따른 국소막냉각효율의 변화를 Fig. 12에 나타내었다. 세가지의 분사각 모두  $x$ 방향으로 진행함에 따

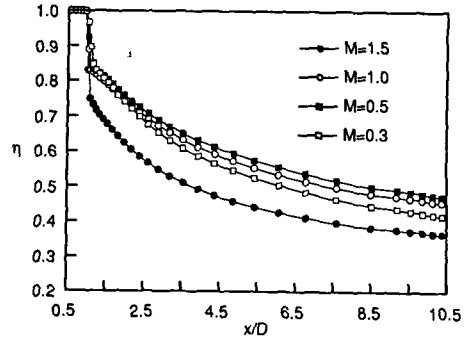


Fig. 11 Local film cooling effectiveness along  $x$ -direction at  $z/D=0.0$  for various injection ratio,  $\theta=90^\circ$

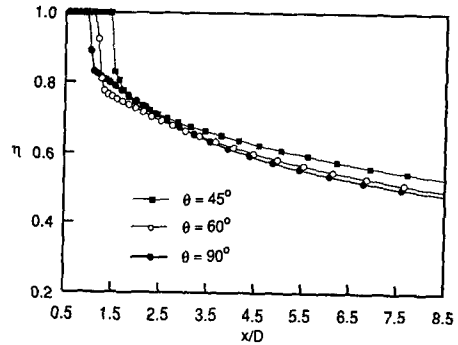


Fig. 12 Comparison of local film cooling effectiveness along the  $x$ -direction at  $z/D=0.0$  for  $M=1.0$ ,  $\theta=45^\circ$ ,  $60^\circ$  and  $90^\circ$

라 국소막냉각효율이 감소하는 경향을 보이고 있으며 분사각이 증가할수록 분사구하류로 진행하여 감에 따라 상대적으로 낮은 국소막냉각효율을 보이고 있다. 이것은 분사각이 증가할수록 분사된 제트의 수직방향 운동량의 크기가 수평방향 운동량의 크기에 비하여 상대적으로 증가함으로 인한 평판으로부터의 이탈정도의 증가와 이로 인한 분사구 하류에서의 역압력구배의 증가 때문이다.

분사각이  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  및  $90^\circ$ 인 각각의 경우에 분사비 증가에 따른  $x/D=3.0$ 과  $6.0$ 의 위치에서의 평균 막냉각효율 변화를 Fig. 13에 나타내었다. 세가지 분사각 모두 분사비의 증가에 따라 평균 막냉각효율이 증가하는 경향을 보이다가  $\theta=45^\circ$ ,  $x/D=3.0$ 인 경우는  $M=0.5$ , 나머지 경우는  $M=0.7$  이상의 분사비에서 평균 막냉각효율이 감소하는 경향을 보이고 있다. 이것은 분사비 증가에 따라 크게 증가된 제트의  $+y$ 방향 운동량이 평판표면으로부

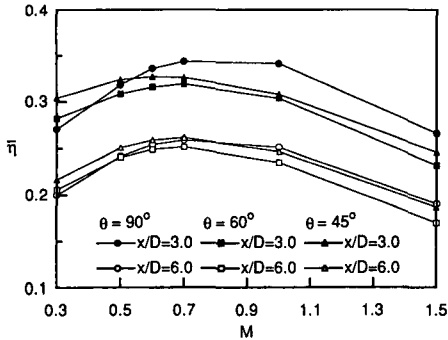


Fig. 13 Comparison of average film cooling effectiveness along the increase of injection ratio for  $\theta = 45^\circ, 60^\circ$  and  $90^\circ$

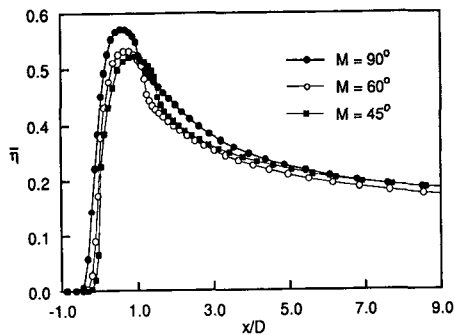


Fig. 14 Comparison of average film cooling effectiveness along the  $x$ -direction for  $M=1.0, \theta = 45^\circ, 60^\circ$  and  $90^\circ$

터 제트의 상승정도를 크게하여 고온유체가 제트의 하부로 유입되기 때문이다.  $\theta = 90^\circ$ 인 경우 0.3의 분사비에서는 분사각이  $45^\circ$ 와  $60^\circ$ 인 경우보다 낮은 효율을 보이다가 분사비가 증가할수록 높은 효율을 보이고 있다. 이것은 분사각이  $90^\circ$ 인 경우, 분사된 제트가 주유동과의 충돌 후 측면방향( $z$ 방향)으로의 확산정도가 분사각이  $45^\circ$ 와  $60^\circ$ 인 경우 보다 크기 때문이다.

분사각이  $45^\circ, 60^\circ$  및  $90^\circ$ 이고 분사비가 1.0인 경우에  $x$ 의 증가에 따른 평균막냉각효율 Fig.14에 나타났었다. 분사각이  $45^\circ$ 와  $60^\circ$ 의 경우 분사각이  $45^\circ$ 인 경우가 분사각이  $60^\circ$ 인 경우 보다 전체적으로 높은 평균막냉각효율을 보이고 있다. 이것은 분사각이 작을 수록 분사된 제트의 평판으로부터의 이탈정도가 상대적으로 작아 분사된 제트하부로 고온의 주유체 유입이 감소되기 때문이다. 그러나 분사각이  $90^\circ$ 인 경우는 분사각이  $45^\circ$ 와  $60^\circ$ 인 경우

보다 상대적으로 분사된 제트의 평판으로부터의 이탈정도가 큰데도 불구하고 오히려 분사구 인접하류 영역( $x/D < 5.0$ )에서 높은 평균 막냉각효율 보이고 있다. 이것은 Fig. 13에서 설명한 바와같이 분사구중심이  $90^\circ$ 인 경우, 분사된 제트가 주유동과의 충돌 후 측면방향( $z$ 방향)으로의 확산정도가 분사각이  $45^\circ$ 와  $60^\circ$ 인 경우보다 크기 때문이다.

## 6. 결론

본 연구에서는 분사구로부터 분사구 직경의 11배 이내인 인접하류 영역에서 발생하는 역압력구배를 포함하는 유동역역에서 실제 온도의 열물성치가 고려된 타원형 3차원 난류방정식을 사용하여 제트의 분사비 및 분사각도에 따른 막냉각특성을 규명하고자 하였다. 분사각이  $90^\circ, 60^\circ$  및  $45^\circ$ 인 세가지 경우에 대하여 실제 열물성치를 사용하여 제트의 분사비를 0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 1.0 그리고 1.5의 6가지로 변화시켜 가면서 모두 18가지 경우에 대하여 분사제트에 의한 막냉각특성을 조사하였으며 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 분사구 피치가 분사구 직경의 3배인 일렬 배열 분사구로부터의 제트분사에 의한 막냉각시 분사구와 분사구 사이인  $z/D = 1.5$  위치에서의 국소막냉각효율은  $0.0 \leq z/D \leq 1.0$ 의 경우보다 현저히 낮으므로 평판을 고온의 주유동으로부터 충분히 보호할 수 없을 것으로 판단된다.

(2) 분사비가 1.0 이상으로 증가될 경우 발생하는 분사구 인접하류에서의 역압력구배와 제트단면 내에 발생하는 이차와동으로 인한 막냉각효율의 급격한 감소 및 온도변화를 줄이기 위해서는 분사각도를 줄이거나 혹은 역압력구배와 이차유동의 발생을 최소로 하는 분사구의 형태 및 최적의 분사비의 선택을 필요로함을 알 수 있다.

(3) 분사각이  $45^\circ$ 와  $60^\circ$ 의 경우 분사각이  $45^\circ$ 인 경우가 분사각이  $60^\circ$ 인 경우보다 전체적으로 높은 평균 막냉각효율을 보였으며, 분사각이  $90^\circ$ 인 경우는 분사각  $45^\circ$ 와  $60^\circ$ 의 경우보다 상대적으로 분사된 제트의 평판으로부터의 이탈정도가 큼에도 불구하고 분사된 제트가 주유동과의 충돌 후 측면방향( $z$ 방향)으로의 확산정도가 분사각이  $45^\circ$ 와  $60^\circ$ 인 경우보다 큼으로 인해 오히려 분사구 인접하류 영역( $x/D < 5.0$ )에서 높은 평균 막냉각효율을 보였다.

## 후 기

이 연구는 한국과학재단 지정 터보·동력기계 연구센터의 지원으로 수행된 연구의 일부이며 관계자 여러분께 감사함을 드립니다.

## 참고문헌

- (1) Cohen, H., Rogers, G. F. C. and Saravanamuttoo, H. I. H., 1979, *Gas Turbine Theory*, Longman Group, 2nd Edition, pp. 232~240.
- (2) Goldstein, R. J., Eckert, E. R. G. and Ramsey, J. W., 1968, "Film Cooling with Injection through Holes: Adiabatic Wall Temperatures Downstream of a Circular Hole," *ASME J. of Engineering for Power*, Vol. 90, pp. 384~395.
- (3) Takeishi, K., Matsuura, M., Aoki, S. and Sato, T., 1990, "An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles," *Journal of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 488~496.
- (4) Nirmalan, N. V. and Hylton, L. D., 1990, "An Experimental Study of Turbine Vane Heat Transfer with Leading Edge and Downstream Film Cooling," *Journal of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 477~487.
- (5) Bergeles, G., Gosman, A. D. and Launder, B. E., 1976, "The Prediction of Three-Dimensional Discrete-Hole Cooling Process, Part 1: Laminar Flow," *Trans. of the ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 98, No. 3, pp. 379~386.
- (6) Kulisa, P., Leboeuf, F. and Perrin, G., 1991, "Computations of a Wall Boundary Layer with Discrete Jet Injections," *ASME Paper*. 91-GT-143.
- (7) Hass, W., Rodi, W. and Schonung, B., 1991, "The Influence of Density Difference Hot and Coolant Gas on Film Cooling by a Row of Holes: Predictions and Experiments," *ASME Paper*. 91-GT-225.
- (8) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., 1972, "A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 1787~1806.
- (9) Tafti, D. K. and Yavuzkurt, S., 1988, "Prediction of the Heat Transfer Characteristics for Discrete Hole Film Cooling-One Row Injection into a Turbulent Boundary Layer," *ASME HTD*, Vol. 103, *ASME Winter Annual Meeting*, Chicago, IL, pp. 45~52.
- (10) Kim, S. W. and Benson, T. J., 1992, "Calculation of a Circular Jet in Crossflow with a Multiple-Time-Scale Turbulence Model," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, No. 10, pp. 2357~2365.
- (11) 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. 131~138.
- (12) 이용덕, 이재현, 1993, "분사구 인접영역에서의 막냉각에 관한 3차원 해석," 대한기계학회논문집, 제17권, 제10호, pp. 2590~2600.
- (13) Moran, M. J. and Shapiro, H. N., 1988, *Fundamentals of Engineering Thermodynamics*, John Wiley & sons Inc., pp. 95~104.
- (14) White, F. M., 1991, *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York, pp. 430.
- (15) Crab, D., Durao, D. F. G. and Whitelaw, J. H., 1981, "A Round Jet Normal to a Crossflow," *Trans. of the ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 103, pp. 142~153.
- (16) Schlichting, H., 1985, *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, New York, pp. 599.
- (17) Yokota, J. W., 1990, "Diagonally Inverted Lower-Upper Factored Implicit Multigrid Scheme for the Three-Dimensional Navier-Stokes Equations," *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 9, pp. 1642~1649.
- (18) Andreopoulos, J., 1983, "Measurements in a Pipe Flow Issuing Perpendicular into a Cross Stream," *Trans. ASME J. Fluids Engineering*, Vol. 104, pp. 493~499.
- (19) Patanker, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York.
- (20) Robert, J. S. and Frederick, F. S., 1993, "Prog-

ress towards Understanding and Predicting Heat Transfer in the Turbine Gas Path," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 14, No. 2, pp. 106~128.

(21) Bergeles, G., Gosman, A. D. and Launder, B.

E., 1976, "The Near-Field Character of a Jet Discharged Normal to a Main Stream," *Trans. of the ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 97, pp. 373~378.