

〈論 文〉

## 분사구 인접영역에서의 막냉각에 관한 3차원 해석

이용덕\* · 이재현\*\*

(1993년 3월 21일 접수)

### 3-Dimensional Analysis for Film Cooling adjacent Injection Hole

Yong-Deog Lee and Jae-Heon Lee

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

#### Abstract

The present paper describes numerical predictions for the film cooling effectiveness from a row of hole at various injection ratios and injection angles. Numerical calculations were performed to investigate film cooling effectiveness and the characteristics of flow and temperature distributions in the region near the downstream of injection hole including the region of adverse pressure gradient. The elliptic 3-dimensional governing equations with variable thermal properties were solved by SIMPLE algorithm. The results showed that the presence of adverse pressure gradient in the region near the downstream of injection hole induces large temperature gradient. At injection angle of 35°, the average film cooling effectiveness was increased as increase of injection ratio up to 1.0. At injection angle of 90°, however, the average film cooling effectiveness was decreased from injection ratio larger than 0.4.

### 1. 서 론

주 유동방향으로 경사지게 분사되는 제트의 거동에 관한 관심은 열유체분야의 많은 연구자들에게 지속적인 관심의 대상이 되어 오고 있다. 이러한 유동형태는 굴뚝에서 배출된 연기의 확산, 호수나 강으로 하수나 발전소 등에서 나오는 고온유체의 배출, 연소실로의 이차공기(secondary air) 분사 그리고 가스터빈 블레이드에서의 냉각 등 여러 실제적인 문제에서 찾아볼 수 있다. 앞의 첫번째 두가지 예에서는 분사유체가 가능한 빠르게 주유동 속으로 확산 또는 배출되는 것이 바람직하다. 나머지 두가지 예에서는 제트유체가 고온의 주유동과 혼합되지

않고 냉각공기막을 형성하며 주유동방향으로 진행해 나아가는 것이 바람직하다. 본 연구에서는 상기 마지막 예인 터빈블레이드(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 허용금속온도 보다 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 유체로 블레이드 표면에 보호막을 형성하여 고온 주유동유체로부터 블레이드 표면을 보호

\*정회원, 한양대학교 기계공학과 대학원

\*\*정회원, 한양대학교 기계공학과

하려는 데 있다. 그러나 막냉각 방법의 사용은 분사구로부터 분사구 직경의 3배 정도의 인접하류 영역에까지 큰 온도구배를 유발시키므로, 이에 따른 열응력을 최소화 시키기 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<sup>(2)</sup> 등은 분사각이 35°와 90°인 일렬 분사구에 대하여 분사비와 레이놀즈수의 변화에 따른 막냉각효율을 실험적으로 연구하였다. Eriksen and Goldstein<sup>(3)</sup>은 분사각이 35°인 일렬 분사구에 대하여 분사비, 경계층의 배제두께 및 레이놀즈수 변화에 따른 열전달특성 및 막냉각효율을 실험적으로 예측하였다. Sasaki<sup>(4)</sup> 등은 분사각이 35°인 일렬 및 다중렬 분사구의 경우에 대하여 분사비에 따른 막냉각효율을 실험적으로 고찰하였다. 이외에도 많은 연구자들<sup>(5-6)</sup>에 의하여 유사한 실험연구가 행하여 왔다.

이 문제에 관한 수치해석적 연구는 제트분사 후의 타원형 3차원 유동특성으로 인한 어려움 때문에 실험연구에 비하여 상대적으로 활발치 못하였다. Herring<sup>(7)</sup>과 Schonung and Rodi<sup>(8)</sup>는 지배방정식에서 단면방향 확산항을 2차원 경계층방정식의 생성항으로 간주하여 3차원 문제를 2차원적으로 수치해석하였으며, Bergeles등<sup>(9-11)</sup>은 준 포물선형 삼차원 방정식을 이용하여 제트의 분사비, 분사각도 및 분사구의 배열에 따른 막냉각 효율을 수치적으로 계산하였다. 그러나 분사구 인접하류에서의 역압력구배로 인한 실제 유동의 타원형 3차원적인 거동을 2차원적인 방법 및 준 포물선형 3차원적인 방법에 의하여 조사하는 수치연구결과의 정밀성에는 의문의 여지가 있다.

현재까지의 대부분의 실험연구 및 수치적연구는 제트의 분사비, 분사각도 및 분사구의 배열에 따른 전체 터빈블레이드 영역에서의 유동 및 열적특성에 관하여 행하였으나 큰 역압력구배가 존재하는 분사구 인접하류 영역에서의 열 및 유동특성을 상세하

게 다룬 연구보고는 찾아 보기 힘들다. 분사구 인접하류 영역에서의 큰 역압력구배는 주위의 고온고압 개스의 유입을 유발시키고 이로인한 큰 온도구배는 분사구 인접영역에서 혼합물의 열물성치값들을 크게 변화시킨다. 또한 이것은 큰 열응력을 유발시켜 터빈날개의 수명단축을 가져오므로 분사구 인접영역에서의 상세한 연구를 필요로 한다.

따라서 본 연구에서는 분사구로부터 분사구직경의 7배 이내인 인접하류 영역에 발생하는 역압력구배를 포함하는 유동영역에서 실제온도의 열물성치가 고려된 타원형 3차원 방정식을 사용하여 제트의 분사비 및 분사각도에 따른 막냉각특성을 규명하고자 한다.

## 2. 이론모델의 선정

Fig. 1에는 일렬의 분사구에 의해 냉각되고 있는 터빈블레이드에서의 유동형태를 간략히 보여준다. 터빈블레이드의 선단으로부터 형성된 층류경계층은 블레이드 면과 평행하며 분사구 인접영역의 열전달 현상에 관한 블레이드면 곡률의 영향은 미소하리라 생각된다. 따라서 본 연구에서는 Fig. 1과 같이 곡률이 있는 터빈블레이드면에서 제트가 분사되는 실제의 유동형태를 평판에서 일렬의 제트가 분사되는 유동형태로 단순화 하였으며 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 나아감에 따라 제트의 단면적이 확대되면서 블레이드 표면에 저온의 보호막을 형성한다. 분사된 제트는

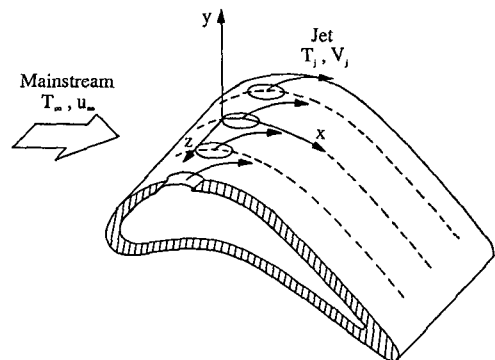


Fig. 1 Flow configuration on the the turbine blade

주유동의 큰 운동량에 의하여 주유동방향으로 편향되며, 편향된 제트의 하부에서는 역압력의 발생으로 인하여 역류가 발생된다. 이 역압력구배로 인한 역류현상은 분사구 인접하류에서 큰 온도구배를 발생하게 한다. 또한 제트의 존재로 인하여 z방향으로 편향되는 주유동은 그림에서와 같이 제트의 단면에서 한 쌍이 와동을 유발시킨다.<sup>(12)</sup> 분사구 전방에서 x방향으로 진행된 주유동은 x방향으로 편향된 제트와 혼합되며 분사구에서 떨어진 하류에서 그림에서 보는 바와 같은 하류경계층 속도분포(downstream boundary layer velocity profile)를 갖는다.

Fig. 2에 나타낸 바와 같은 평판상에서 분사된 제트의 막냉각 특성을 이론적으로 예측하기 위한 연구모델을 Fig. 3(a)와 (b)에 나타내었다. 제트는 분사구피치(pitch),  $P_z=3D$ 로 배열된 지름  $D$ 의 분사구로부터 평판과 분사구의 중심축과의 각도  $\theta$ 를 가지고 속도  $V_j$ 와 온도  $T_j$ 로 주유동을 향하여 분사된다.

### 3. 지배방정식 및 경계조건

막냉각이 응용되는 실제의 터빈블레이드에서 분사구가 블레이드의 흡입측 선단(suction side tip) 부근에 있는 경우에 분사구 부근의 유동영역은 층류로 구분된다. 일반적인 저속 층류경계층 유동에서는 층류경계층이 분사제트와 충돌하는 위치에서부터 곧 난류로 천이된다. 그러나 터빈블레이드에서와 같이 고속으로 유입되는 주유동은 난류로의 천이위치를 분사구 하류로 이동시킨다.<sup>(6)</sup> 따라서 본 연구에서는 관심영역의 유동을 층류로 간주하였다.

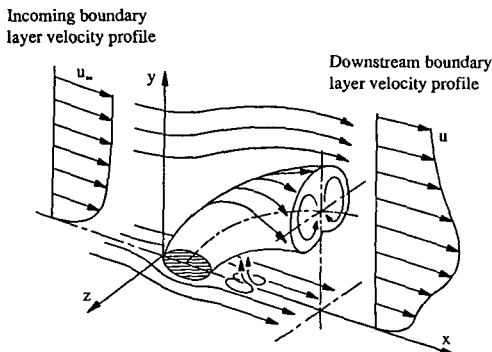


Fig. 2 Flow field in the vicinity of injection hole

Fig. 3에 나타낸 본 연구모델에서의 완전 타원형 3차원 층류유동장은 다음과 같은 연속방정식, 운동량방정식 및 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 :

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \quad (4)$$

에너지방정식 :

$$\rho u \frac{\partial}{\partial x}(c_{pm} T) + \rho v \frac{\partial}{\partial y}(c_{pm} T) + \rho w \frac{\partial}{\partial z}(c_{pm} T) = u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \Phi \quad (5)$$

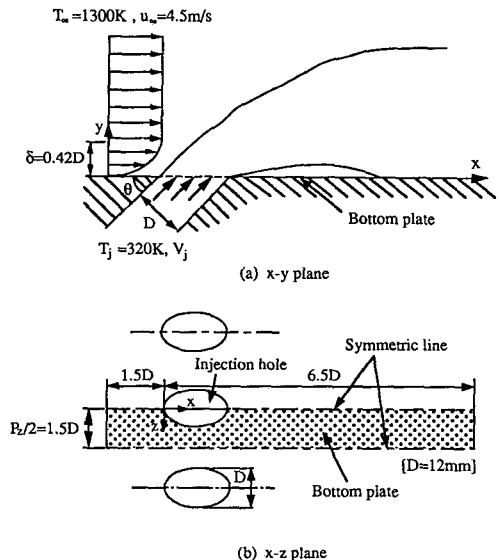


Fig. 3 Sectional view of present investigation

여기서  $\tau_{ij}$ 와  $\Phi$ 는 다음과 같다.

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \text{div} \vec{u}, \quad i, j=1, 2, 3 \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \Phi = & \mu \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right. \\ & + \left. \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right] \\ & - \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \quad (7) \end{aligned}$$

위에서  $u, v$  및  $w$ 는 각각  $x$ 방향,  $y$ 방향 및  $z$ 방향 즉 Fig. 3에 나타낸 바와 같이 주유동방향, 평판에 수직방향 및 이들 방향에 수직된 제3방향의 속도를 나타낸다. 그리고  $T$  및  $p$ 는 각각 온도 및 압력을 나타낸다. 식(6)과 식(7)의 마지막 항은 실제 터빈에서의 고온고속 주유동과 저온저속의 제트의 충돌로 인한 압축성효과를 고려하기 위하여 사용하였다.

실제터빈의 작동시 터빈블레이드로 유입되는 연소가스의 온도는 1300K 이상이며 이로부터 터빈블레이드를 열적으로 보호하기 위하여 분사되는 제트의 온도는 320K 정도이다.<sup>(11)</sup> 이에 따라 주유동으로 분사된 제트와 주유동과의 혼합으로 인한 분사구 인접하류의 큰 온도구배로 인하여 물성치의 값들은 넓은 범위에서 변하게 된다. 따라서 본 연구에서는 주유동의 온도가 1300K이며 분사되는 제트의 온도가 320K인 공기로 선정하고 물성치의 값을 온도의 함수로 하여 유동 및 열전달특성에 관한 실제물성치 변화의 영향을 좀 더 정확히 예측하고자 하였다. 공기의 열물성치인 밀도,  $\rho$  열전도계수,  $k$  점성계수,  $\mu$  및 평균경압비열,  $C_{pm}$ 은 절대온도,  $T[K]$ 의 함수로서 다음과 같이 정의하였다.<sup>(13)</sup>

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

상기 지배방정식을 적용하여 해를 얻기 위해서는 제트를 포함한 6개 면에서 정의된 경계조건을 필요로 하며 본 연구에서는 Fig. 3을 참고로 하여 아래와 같은 영역을 선정하였다. 양 측면경계 ( $z=0$ 과  $z=1.5D$ 인  $x-y$ 평면)는 대칭면으로서, 하나는 분사구의 중심선을 따른 대칭면 ( $z=0$ 인  $x-y$ 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 지난  $x=6.5D$ 인  $y-z$ 평면이다. 하부경계는  $y=0$ 인  $x-z$ 평면으로서 주유동으로부터의 열적인 보호를 필요로 하는 평면이며 자유유동영역인 상부경계(분사각이 35°인 경우  $y=2D$ , 90°인 경우  $y=5D$ 인  $x-z$ 평면)는 주유동의 유동장 및 온도장이 제트의 영향을 받지 않는 곳에 위치하고 있다. 그리고 직경,  $D=12 \text{ mm}$ 인 분사구는 상류경계로부터 1.5D 떨어진  $y=0$ 인  $x-z$ 평면에 위치하고 있다.

본 연구에서는 위에서 설명한 6개면의 경계에 대하여 다음과 같은 유동경계조건을 사용하였다. 상류경계로부터 주유동은 아래와 같이 표현되는 이차원적인 유입경계층 속도분포를 갖는다.

$$\frac{u}{u_\infty} = \frac{3}{2} \left( \frac{y}{\delta} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{y}{\delta} \right)^3 \quad (9)$$

상기 식은 von Karman<sup>(14)</sup>의 적분형 운동량방정식을 적분하여 얻어졌으며,  $u_\infty$ 와  $\delta$ 는 각각 자유유동속도와 경계층 두께로서  $u_\infty=4.5 \text{ m/s}$ ,  $\delta=0.42D$ 의 값을 갖는다. 본 수치계산에서의 경계층두께,  $\delta=0.42D$ 는 자유유동속도,  $u_\infty$ 가 4.5 m/s일 때의 실험값<sup>(6)</sup>을 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  $u$ 로는 자유유동속도,  $u_\infty=4.5 \text{ m/s}$ 를,  $v$ 와  $w$ 로는 0을 사용하였으며 분사구를 제외한 하부경계에서의  $u, v$  및  $w$ 는 0의 값을 가진다. 또한 하부경계에 위치하고 분사구로부터 제트는 분사각,  $\theta$ 로  $V_j$ 의 속도를 가지고 주유동 내부로 분사된다.

아울러 6개 면에 적용되어지는 열경계조건은 다음과 같다. 상류경계로 주유동은 균일한 온도,  $T_\infty=1300K$ 로 유입되며 하류경계에서는 명확한 경계

조건을 구할 수 없으므로 유동경계조건에서와 같이 출구경계조건을 적용하였다. 양측면경계는 대칭경계조건을 적용하였고 상부경계는 자유유동영역이므로  $T_\infty=1300K$ 와 같이 선정하였다. 분사구를 제외한 하부경계에는 단열경계조건을 적용하였으며 제트는 하부경계의 분사구로부터 균일한 온도  $T_j=320K$ 로 분사된다. Table 1에는 앞에서 묘사한 여섯 면에 대한 경계조건을 요약하여 나타내었다.

### 4. 수치해석방법

본 연구에서는 Patanker<sup>(15)</sup>의 제어체적방법에 의하여 지배방정식을 이산화시켰으며, 해를 얻기 위하여 SIMPLE알고리즘을 사용하였다. 그리고 대류확산항의 처리를 위하여 맥스도식을 이용하였다.

격자망의 선정은 격자망수 변화에 따른 수치해의 의존성에 대한 상호비교를 통하여 이루어졌다. 상호비교는 x방향, y방향 및 z방향으로 각각  $35 \times 10 \times 12$ ,  $59 \times 20 \times 17$  및  $72 \times 20 \times 22$ 의 3가지 격자망에 대하여 이루어졌다. 각각의 격자망은 비균일 직교 격자망을 사용하였으며 물리량들의 큰 구배가 있으리라 예상되는 평면과 분사구멍 근처에서는 격자점을 좀 더 조밀하게 배치시켰다. 기준격자망을  $59 \times 20 \times 17$ 의 격자망으로하여 각각의 격자망에 대한 분사구멍의 중심선위치 ( $z=0.0$ )와 분사구 사이의 중심선위치 ( $z=1.5D$ )에서의 국소막냉각 효율을 상호 비교하였다. 상호비교한 결과  $59 \times 20 \times 17$ 의 격자망에 대한  $35 \times 10 \times 12$ 의 격자망에서의 국소막냉각효율은 평균 11%의 차이를 보였으며  $72 \times 20 \times 22$ 의 격자망의 경우에는 평균 2%의 오차를 보였다. 따라서 본 연구에서는 분사구 주위에서의 보다 정확한 열적 및 유동특성을 조사하기 위해 Fig. 4에 나타나 있는 것처럼 x방향, y방향 및 z방향으로 각각  $72 \times 20 \times 22$ 의 비균일 직교격자망을 사용하였다.

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 하향이완계수로서 속도성분  $u, v$  및  $w$ 에 대해서는 0.8을 사용하였고 압력,  $p$ 에 대해서는 0.3을 사용하였다. 그러나 온도, T에 대해서는 이완시키지 않았다. 에너지방정식에서 구하여진 온도가 밀도 등 열물성치를 변화시키므로 1회 반복계산시 새개의 속도방정식, 압력수정방정식 그리고 에너지방정식의 풀이 순서로 구성된다. 해의 수렴성을 알아보기 위하여 매 반복계산시 마다 각각의 제어체적으로 유입되는 유량과 유출되는 유량의 최대차이와 전 계산영역에서의 에너지평형을 조사하였으며, 그 유량의 최대오차가  $10^{-12}[\text{kg/s}]$ 이 하이고 에너지오차가 0.01% 이하 일 때 그 해를 수렴된 것으로 간주하였다.

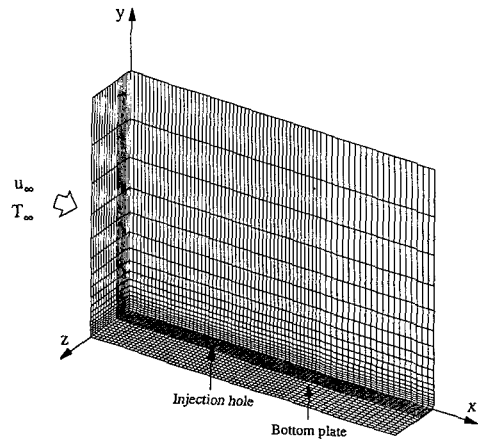


Fig. 4 Illustration of grid system for present computation

Table 1 Summary of boundary conditions

Boundary	u	v	w	T
Bottom face(plate)	0	0	0	$\partial T / \partial y = 0$
Top face(free stream)	$u_\infty$	0	0	$T_\infty$
Upstream face	$u = u(y/\delta)$	0	0	$T_\infty$
Downstream face	$\partial u / \partial x = 0$	$\partial v / \partial x = 0$	$\partial w / \partial x = 0$	$\partial T / \partial x = 0$
Side face	$\partial u / \partial z = 0$	$\partial v / \partial z = 0$	0	$\partial T / \partial z = 0$
Jet exit	$u_e = V_j \cos \theta$	$v_e = V_j \sin \theta$	0	$T_j$

### 5. 결과 및 고찰

#### 5.1 계산수행범위 및 조건

본 연구에서는 결과검토의 논의를 위하여 아래와 같이 분사비  $M$ , 국소막냉각효율,  $\eta$ , 평균막냉각효율,  $\bar{\eta}$  그리고 레이놀즈수,  $Re_D$ 를 정의한다.

$$M = \frac{\rho_j V_j}{\rho_\infty u_\infty} \tag{10}$$

$$\eta(x, z) = \frac{T_w - T_\infty}{T_j - T_\infty} \tag{11}$$

$$\bar{\eta}(x) = \frac{\int_{z=0}^{z=1.5D} \eta \cdot dz}{\int_{z=0}^{z=1.5D} dz} \tag{12}$$

$$Re_D = \frac{\rho_j u_\infty D}{\mu_j} \tag{13}$$

위에서  $\rho_j$ 와  $\mu_j$ 는 각각 제트의 밀도 및 점성계수이며,  $u_\infty$ 는 주유동의 속도,  $T_w$ 는 단열평판( $y=0$ 인  $x-z$ 단면)의 온도이다. 분사비,  $M$ 은 주유동의 질량유량에 대한 분사제트의 질량유량의 비를 나타낸다. 국소막냉각효율,  $\eta$ 는  $x$  및  $z$ 의 함수로서 고온 주유동으로부터 벽면이 열적으로 보호되는 정도를 나타내며  $\eta=1$ 의 뜻은 벽면의 온도가 분사제트의 온도,  $T_j$ 와 동일하게 유지된다는 뜻이다. 평균막냉각효율,  $\bar{\eta}$ 는  $x$ 만의 함수로서  $\eta$ 의  $z$ 방향평균치를 나타낸다. 그리고 레이놀즈수,  $Re_D$ 는 터빈냉각 경우에 일반적으로 사용되는 레이놀즈수서 특성 속도로서는 주유동의 속도, 열물성치로는 분사제트의 것을 사용하며 특성길이로는 분사구의 지름을 사용한다.

본 연구에서는 레이놀즈수,  $Re_D$ 가 3047, 분사구 피치,  $P_2$ 가  $3D$ 이며 분사각이  $35^\circ$ 와  $90^\circ$ 인 두가지 경우에 대하여 실제 열물성치를 사용하여 제트의 분사비를 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 그리고 1.0등 7가지로 변화시켜 가면서 모두 14가지 경우에 대하여 분사제트에 의한 막냉각특성을 조사하였다.

#### 5.2 기존연구와의 비교

본 수치계산의 타당성을 검증하기 위하여 본 수치해석의 결과와 Bergeles<sup>(9)</sup>의 수치해석결과를 비교하였다. 비교된 조건은 분사각,  $\theta=90^\circ$ , 분사비,  $M=0.2$ , 경계층두께,  $\delta=5.5D$ , 경계층두께환산 레이놀즈수,  $Re_\delta(\equiv \rho_\infty u_\infty \delta / \mu_\infty) = 690$ , 분사구멍

의 중심사이의 거리,  $P_j=2D$  그리고 일정물성치의 경우이다.

본 수치계산과 Bergeles의 수치해석에서 나타난 주유동방향의 분사구 대칭선을 따른 국소막냉각효율,  $\eta$ 의 분포를 Fig. 5에 나타내고 있다. 그림에 나타나 있는 바와 같이 두 경우의 국소막냉각효율은 분사구멍 인접하류에서는 약간의 차이를 보이고 있으나 주유동방향으로 진행될 수록 일치되어 가고 있다. 분사구 인접하류에서 Bergeles의 수치해석 결과에서 얻은 국소막냉각효율은 본 수치해석에서 얻은 값에 비하여 높은 값을 나타내고 있다. 이는 본 수치해석에서는 타원형 3차원 방정식을 사용한 데 비하여 Bergeles의 수치해석은 준 포물선형 3차원 방정식의 사용으로 인하여 분사구 인접하류에서의 역압력구배로 인한 막냉각특성을 정확히 예측하지 못함으로써 생긴 차이라 생각된다. 그러나 역압력구배가 소멸되는  $x/D > 4$ 인 하류영역에서는 막냉각효율이 잘 일치하는 것으로 보아 본 수치계산 방법의 타당함을 확인할 수 있다.

#### 5.3 주유동 진행방향에 따른 유동 및 온도특성

분사된 제트의 열유동특성을 대표할 수 있는 분사각,  $\theta=90^\circ$ , 분사비,  $M=0.5$  ( $V_j=0.55$  m/s)인 경우에 대한 열유동특성 및 막냉각효율을 검토하였다. 분사구의 앞끝( $x/D=0.0$ )으로부터 주유동방향( $x$ 방향)으로 진행함에 따른 4개의  $y-z$ 단면에서의 속도벡터분포를 각각 Fig. 6(a), (b), (c) 및 (d)에 나타내었다. 4개의 그림에서 속도벡터의 크기는 상호비교 될 수 있으며, 비교기준으로서 분사제트

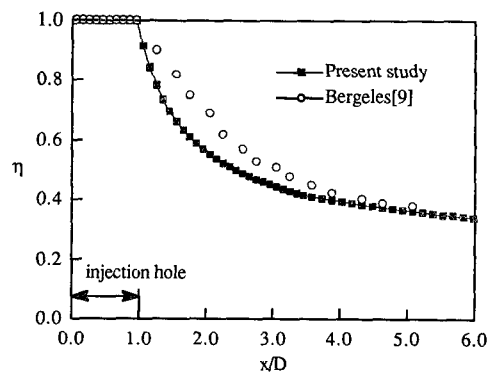


Fig. 5 Comparison of local film cooling effectiveness of present study with Bergeles<sup>(9)</sup> along  $x$ -direction at  $z=0$  for  $\theta=90^\circ$ ,  $M=0.2$ ,  $Re_s=690$ ,  $\delta=5.5D$  and  $P_2=2D$

의 속도, 0.55 m/s의 크기를 그림에 표시하였다. 분사구 앞끝의 속도벡터 분포를 나타내고 있는 그림(a)에서는 제트와의 충돌로 인하여 발생된 주유동의  $y$  및  $z$ 방향으로의 편향을 볼 수 있다. 분사구 중심( $x/D=0.5$ ) 위치에서의 속도벡터 분포를 나타내고 있는 그림(b)에서는 분사구( $y/D=0, 0 \leq z/D \leq 0.5$ )로부터 분사된 제트의  $y$ 방향 속도성분과 이 성분에 의하여 편향된 주유동의  $y$ 방향 및  $z$ 방향의 속도가 증가되었음을 볼 수 있다. 이러한 주유동의 편향은 Fig. 2에서와 같이 제트단면에서 와동(vortex)의 생성을 유발시킨다.<sup>(12)</sup> 분사구로부터 주유동 진행방향으로 떨어진 그림(c)와 (d)에서는 주유동에 대한 분사제트의 영향이 감소되고 있음을 볼 수 있으나 그림(c)와 (d)의 좌측하부( $y/D < 0.5$ 이고  $z/D > 0.75$ 인 영역)에서는 또다른 작은 반시계방향의 이차와동(secondary vortex)을 발견할 수 있다. 이 이차와동은 두 가지 이유로서 생성된 것으로 생각된다. 첫째,  $x$ 방향으로 편향되어 유동하는 제트단면 내의 와동이 그림(c)와 (d)에서 볼 수 있듯이  $z/D=0.75$  근처에서 상부유체의 하향을 유발시킨다. 둘째,  $z/D=1.5$ 인 위치에서의 주유동은 윗방향( $y$ 방향)으로의 속도성분을 가지고 있다. 결과적으로 이 두 개의 서로 상반되는 유동방향으로 인하여 소위 통과와(passage vortex)라 불리우는 이차와동이 생성된다. 반시계방향으로 회전하는 이차와동은 시계방향으로 회전

하는 1차와동과 함께 고온유체를 평판표면( $z/D=0.75$ 인 위치)으로 유입시킴과 동시에 유입된 고온의 유체와 저온인 제트유체와의 혼합유체를 우측하부로 유입시키는 역할을 한다.

Fig. 6(a), (b), (c) 및 (d)에서와 동일한 위치에서의 등온선분포를 각각 Fig. 7(a), (b), (c) 및 (d)에 나타내었다. 모든 그림에서 외곽등온선의 온도값은 1200K이며 평판쪽으로 100K 간격으로 등온선을 분포시켰다. 그림에서는  $x$ 의 증가에 따라  $y$ - $z$ 단면에서 등온선의 사이가 넓어지며 저온구역이 확장됨을 볼 수 있다. 이는 제트가 분사된 후 주유동방향으로 진행해 감에 따라  $y$ 방향과  $z$ 방향으로 확산되기 때문이다. 그림(c)와 (d)의 등온선 분포 그림에서는 앞의 Fig. 6의 (c)와 (d)에서 설명한 와동의 영향을 명확히 볼 수 있다. 즉 1차와동의 시계방향 회전으로 인한 고온유체의 평판표면으로의 유입으로 인하여 고온의 등온선이 평판하부의 분사구 대칭쪽으로 침투해 들어 갔으며(그림의 ⊕부분)또한 1차와동과 2차와동의 경계에서 고온유체가 평판하부로 유입되는  $z/D \approx 0.75$  위치(그림의 ⊗부분)에서는 등온선이 굴곡되어 있음을 볼 수 있다.

분사구의 대칭면( $z=0$ 인  $x$ - $z$ 단면)에서 유동방향에 따른 각 위치에서의 속도분포를 Fig. 8에 나타내었다. 주유동은  $x/D=-1.5$ 인 상류경계로부터

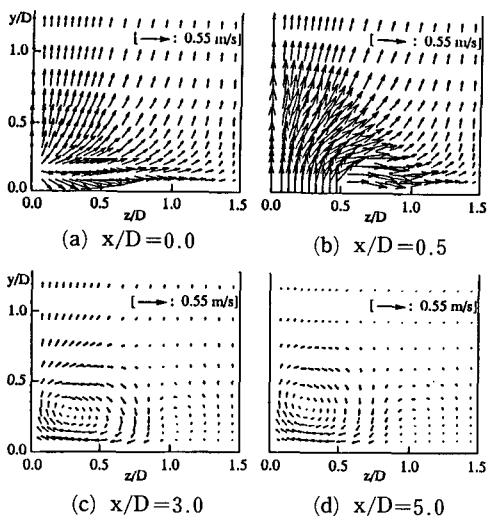


Fig. 6 Distributions of velocity vectors in  $y$ - $z$  planes,  $\theta=90^\circ, M=0.5$

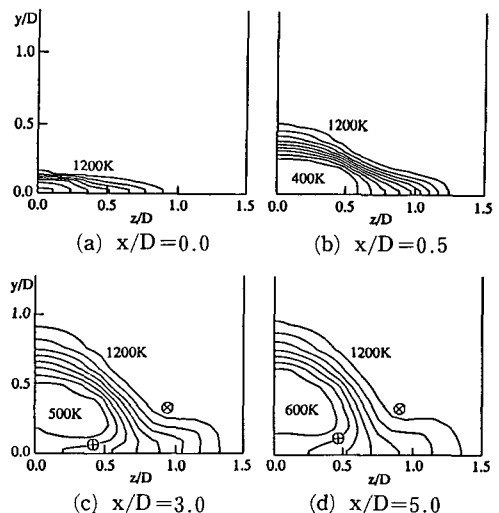


Fig. 7 Distributions of isotherms in  $y$ - $z$  planes,  $\theta=90^\circ, M=0.5$  (Temperature difference of each isotherm is 100K)

유입경계층 속도분포를 가지고 유입되며 주유동이 제트와 만나는 분사구멍 바로 앞부분( $x/D = -0.01$ )부터는 분사제트에 의한 주유동의  $y$ 방향의 편향으로 인하여 초기의 유입경계층 속도분포를 잃어가고 있음을 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( $x/D = 2.0$ )에서는 제트의 분사에 따른 역압력으로 인한 역류를 벽에 가까운 영역( $y/D < 0.5$ )에서 볼 수 있다. 그러나  $x/D = 3.0$  이후부터는 이 역류가 사라짐을 볼 수 있다. 이는 분사후 평판표면으로부터 상승한 제트가  $x/D = 3.0$  이후에 주유

동에 의하여 평판표면으로 재부착됨을 뜻한다.

5.4 분사비 및 분사각도에 따른 막냉각특성

분사각  $90^\circ$ , 분사비 0.5인 경우로서 여러가지  $z$  위치에서  $x$ 방향을 따른 국소막냉각효율,  $\eta$ 의 변화를 Fig. 9에 나타내었다.  $0.0 \leq z/D \leq 1.25$ 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  $x/D = 0.5$ 인 위치에서부터 서서히 증가되고 있음을 볼 수 있다. 이것은  $x/D < 0.5$ 인 벽면은 저온제트의 영향을 직접 받지 못하는 곳이며  $x/D > 0.5$  이후에는 분사제트의 측면방향으로의 확산영향이 미치는 곳이기 때문이다. 즉  $z/D = 1.5$ 위치에서의 국소막냉각효율은  $0.0 \leq z/D \leq 1.25$ 의 경우보다 현저히 낮으므로 평판을 고온의 주유동으로부터 충분히 보호할 수 없을 것으로 판단된다. 따라서 분사구로부터 떨어진 부분( $z/D = 1.5$ )의 효과적인 냉각을 위해서는 분사구와 분사구의 간격(본 연구에서는  $P_z = 3D$ )을 작게하거나 엇갈린 형태의 다중열 분사구에 의한 냉각이 필요함을 알 수 있다.

분사각이  $90^\circ$ 인 경우로서 분사비 변동에 따른 분사구 중심선( $z=0$ )에서의  $x$ 방향에 따른 국소막냉각효율의 변화를 Fig. 10에 나타내었다. 모든 분사비의 경우  $x$ 의 증가에 따라 국소막냉각효율은 감소하는 경향을 보이고 있다. 그러나  $M=1.0$ 인 경우,  $x/D < 3.5$ 인 영역에서  $M=0.2$ 와 0.5인 경우에

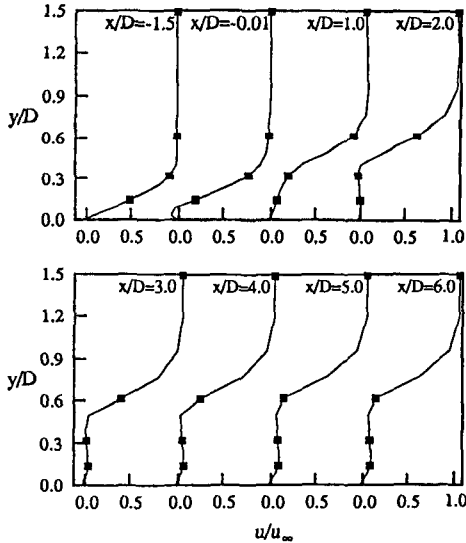


Fig. 8 Streamwise velocity profiles along x-direction at  $z=0, \theta=90^\circ, M=0.5$

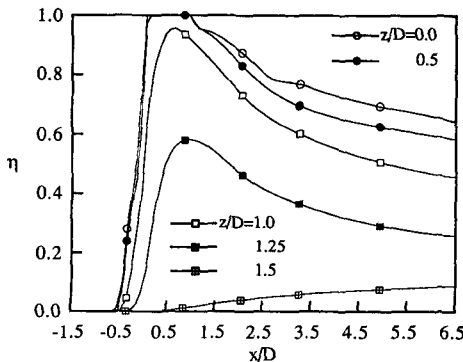


Fig. 9 Local film cooling effectiveness along x-direction,  $\theta=90^\circ, M=0.5$

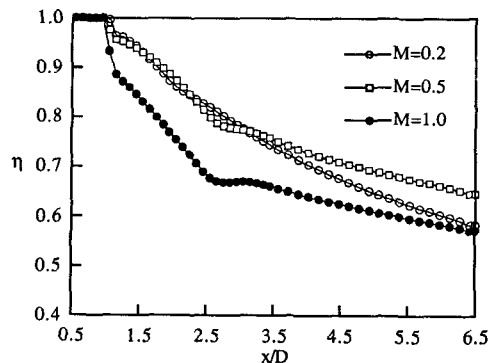


Fig. 10 Local film cooling effectiveness along x-direction at  $z=0$  for various injection ratio,  $\theta=90^\circ$



비하여 상당히 낮은 막냉각효율을 보이며  $x/D > 3.5$ 인 영역에서는  $M=0.2$ 와  $0.5$ 의 경우와 비슷해 지고 있다. 이와 같이  $x/D < 3.5$ 인 영역에서의 낮은 국소막냉각효율은 분사비가 증가될 수록 분사구 하류의 역압력구배 증가로 인한 주위 고온유체의 유입과 하류유체의 역류로 인한 것이다. 이와같이 상당히 큰 분사비에서는 분사구 인접하류( $x/D < 3.5$ )에서 큰 온도변화를 유발시키고 이로 인해 발생하는 큰 열응력은 분사구명 인접부근의 피로현상을 유발하여 결과적으로 터빈블레이드의 수명을 단축시키는 원인이 된다. 따라서 분사구명 인접하류에서의 큰 역압력구배에 의한 막냉각효율의 감소 및 급격한 온도변화를 줄이기 위해서는 분사각도를 줄이거나 혹은 큰 역압력구배를 유발하지 않는 최적의 분사비의 선택을 필요로 함을 알 수 있다.

분사각이  $35^\circ$ 와  $90^\circ$ 인 각각의 경우에 대한 분사비 증가에 따른  $x/D=2.5$ 와  $5.5$ 의 위치에서의 평균막냉각효율의 변화를 Fig. 11에 나타내었다.  $\theta=35^\circ$ 인 경우는 분사비가 증가할 수록 평균막냉각효율은 증가경향을 볼 수 있는데 비하여  $\theta=90^\circ$ 인 경우는  $M \geq 0.6$ 에서 평균막냉각효율이 감소하는 특성을 보이고 있다. 이것은  $\theta=90^\circ$ 인 경우, 분사비 증가에 따른 제트의  $+y$ 방향 운동량( $\equiv \rho_j V_j^2$ ) 증가가 평판표면으로부터 제트의 상승정도를 크게하여 고온유체가 제트의 하부로 유입되기 때문이다. 이로부터  $\theta=90^\circ$ 인 경우에는  $0.6$ 이상으로 분사비를 증가시키는 것은 효율적이지 못하며 오히려 압축기에 의하여 압축된 공기의 과대사용과 유체혼합으로 인한 비가역성의 증가로 인하여 전체적인 터빈엔진의 효율을 저하시키리라 생각된다.

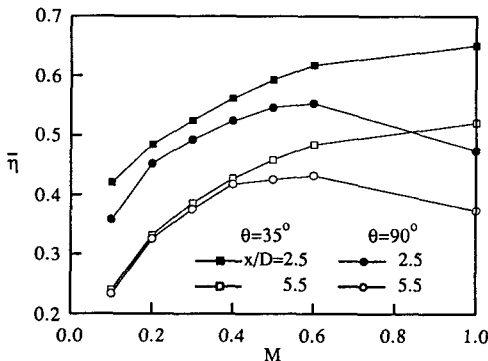


Fig. 11 Comparison of average film cooling effectiveness along the increase of injection ratio for  $\theta = 35^\circ$  and  $90^\circ$

### 5.5 일정물성치 가정 결과와의 비교

대부분의 기존수치연구<sup>(7~11)</sup>에서는 주유동과 분사 제트의 온도차이를 작게함으로써 열물성치로의 변화를 심각하게 고려하지 않았다. 그러나 실제 터빈 블레이드에서의 막냉각시 주유동과 제트의 혼합으로 인한 큰 온도변화로 인해 열물성치의 값은 넓은 범위에서 변하게 된다. 본 연구에서는  $\theta=35^\circ$ 인 경우에 분사비를  $0.1$ 에서  $0.6$ 으로 증가시켜 가면서 모두 6가지의 경우에 대하여 일정 열물성치 가정하의 수치해석 결과와 실제 열물성치를 사용한 수치 계산 결과를 비교함으로써 본 연구에서 채택한 실제 열물성치 사용의 필요성을 입증하고자 하였다.

분사각이  $35^\circ$ 일 때, 실제 물성치를 사용한 경우와 일정 열물성치를 사용한 경우에 대하여 분사비 증가에 따른 주유동방향의 각 위치에서 평균막냉각효율의 변화를 Fig. 12에 나타내었다. 그림에서 실제 열물성치를 사용한 경우는 평균막냉각효율이 분사비가 증가함에 따라 증가경향을 보이고 있는데 비하여 일정 열물성치를 사용한 경우는  $M \leq 0.4$ 까지는 완만한 증가경향을 보이다가  $M > 0.4$ 에서는 점차적으로 감소하는 경향을 보이고 있다. 이와 같이 일정 열물성치를 사용한 경우의  $M > 0.4$ 에서 평균막냉각효율의 감소는 실제 열물성치를 사용한 경우 보다 분사제트의 운동량( $\equiv \rho_j V_j^2$ )이 과대평가되어 제트가 평판으로부터 상승하는 정도가 실제 이상으로 커지기 때문에 나타나는 현상이다. 즉 일정 열물성치로 가정하는 경우에는, 주유동과 제트의 밀도비( $\equiv \rho_j / \rho_\infty$ )가 1이거나 1에 가까운 밀도비를 사용함으로써 분사비는 실제적으로 속도비( $\equiv V_j / u_\infty$ )를 의미하고 있으므로 분사비의 증가는 제

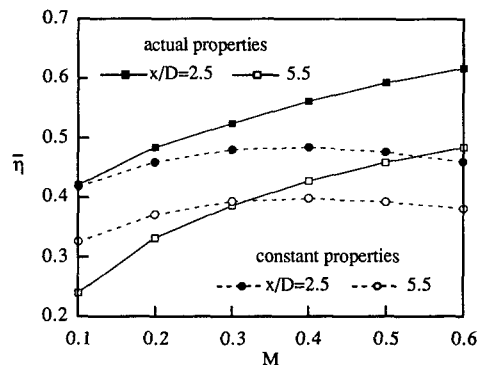


Fig. 12 Comparison of average film cooling effectiveness along the increase of injection ratio for actual and constant properties,  $\theta=35^\circ$

트운동량의 과도한 증가를 뜻하며 이에 따라 분사비의 증가에도 불구하고 오히려 평균막냉각효율이 저하되는 것으로 나타났다. 그러나 실제 열물성치를 사용한 본 연구에서, 분사유체에 대한 유입유체의 밀도비가 0.25 정도로서 속도비는 일정 열물성치 가정의 경우와 비교할 때 1/4.1 정도로 줄게 되어 동일한 분사비에서 분사제트가 작은 운동량을 갖게 된다. 그러므로 실제 열물성치를 사용한 경우의 작은 운동량의 제트는 일정 열물성치 가정의 경우와 비교할 때 주유동에 의한 +x방향 편향정도가 커서 막냉각효율을 높이게 된다. 이로부터 실제 터빈블레이드에서의 막냉각특성을 정확하게 예측하기 위해서는 본 연구에서와 같이 실제 열물성치를 사용하는 방법이 필요함을 알 수 있다.

### 6. 결 론

본 연구에서는 분사구로부터 분사구 직경의 7배 이내인 인접하류 영역에서 발생하는 역압력구배를 포함하는 유동영역에서 실제 온도의 열물성치가 고려된 타원형 3차원 방정식을 사용하여 제트의 분사비 및 분사각도에 따른 막냉각특성을 규명하고자 하였다. 레이놀즈수,  $Re_D$ 가 3047, 분사구 피치,  $P_2$ 가 3D이며 분사각이 35°와 90°인 두 가지 경우에 대하여 실제 열물성치를 사용하여 제트의 분사비를 7가지로 변화시킨 모두 14가지 경우가 조사되었으며 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 분사구 인접하류( $x/D=2.0$ )에서는 제트의 분사에 따른 역압력으로 인하여 벽에 가까운( $y/D < 0.5$ ) 인접하류에서 역류가 발생하였으며, 이 역류는  $x/D=3.0$  이후부터 소멸되며 제트의 평판표면에 재부착된다.

(2) 분사구 피치가 분사구 직경의 3배인 일렬배열 분사구로부터의 제트분사에 의한 막냉각시  $z/D=1.5$  위치에서의 국소막냉각효율은  $0.0 \leq z/D \leq 1.25$ 의 경우 보다 현저히 낮으므로 평판을 고온의 주유동으로부터 충분히 보호할 수 없을 것으로 판단된다.

(3)  $x/D < 3.5$ 인 영역에서의 국소막냉각효율은 분사비가 증가될 수록 급격히 낮아지는 경향을 보이고 있으므로 이를 방지하기 위하여 분사각을 줄이거나 또는 큰 역압력구배를 유발하지 않는 분사비의 선택이 필요하다.

(4) 분사각이 35°인 경우  $0.1 \leq M \leq 1.0$ 의 범위에서

서 분사비의 증가에 따라 평균막냉각효율은 점진적인 증가경향을 보였으나, 분사각이 90°인 경우 0.4 이상의 분사비에서는 평균막냉각효율이 감소하는 것으로 나타났다.

(5) 일정 열물성치 가정하의 경우에는 제트의 운동량이 과대평가 되어 분사비의 증가에도 불구하고 평균막냉각효율이 저하되는 것으로 오해될 수 있으므로 터빈블레이드의 막냉각특성을 예측하기 위해서는 실제 열물성치의 사용이 필수적이다.

### 후 기

이 연구는 한국과학기술원 지정 터보·동력기계연구센터의 지원으로 수행된 연구의 일부이며 관계자 여러분께 감사를 드립니다.

### 참고문헌

- (1) Cohen, H., Rogers, G.F.C. and Saravanamuttoc, 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. 384~394.
- (3) Eriksen, V.L. and Goldstein, R.J., 1974, "Heat Transfer and Film Cooling Following Injection through Inclined Circular Tubes," ASME J. of Heat Transfer, Vol. pp. 239~245.
- (4) Sasaki, M., Takahara, K., Kumagai, T. and Hamano, H., 1979, "Film Cooling Effectiveness for Injection form Multirow Holes," ASME J. of Engineering for Power, Vol. 101, pp. 101~108.
- (5) Pedersen, D.R., Eckert, E.R.G. and Goldstein, R.J., 1977, "Film Cooling with Large Density Differences between the Mainstream and the Secondary Coolant Measured by the Heat, Mass Transfer Analogy," ASME J. of Heat Transfer, Vol. 99, pp. 625.
- (6) Gosman, A.D. and Yoshida, T., 1982, "The Influence of a Laminar Boundary Layer and Laminar Injection on Film Cooling Performance," ASME J. of Heat Transfer, Vol. 104,

- pp. 355~362.
- (7) Herring, H.J., 1975, "A Method of Predicting the Behavior of a Turbulent Boundary Layer with Discrete Transpiration Jets," ASME J. of Engineering for Power, Vol. 97, pp. 214~224.
- (8) Schönung, B. and Rodi, W., 1987, "Prediction of Film Cooling by a Row of Holes with a Two-Dimensional Boundary-Layer Procedure," ASME J. of Turbomachinery, Vol. 109, pp. 579~587.
- (9) Bergeles, G., Gosman, A.D. and Launder, B.E., 1976, "The Prediction of Three Dimensional Discrete-Hole Cooling Processes : Part 1 : Laminar Flow," ASME J. of Heat Transfer, Vol. 98, No. 3, pp. 379~386.
- (10) Bergeles, G., Gosman, A.D. and Launder, B. E., 1981, "The Prediction of Three Dimensional Discrete-Hole Cooling Processes : Part 2 : Turbulent Flow," ASME J. of Heat Transfer, Vol. 103, pp. 141~145.
- (11) Bergeles, G., Gosman, A.D. and Launder, B. E., 1980, "Double-Row Discrete-Hole Cooling : an Experimental and Numerical Study," ASME J. of Heat Transfer, Vol. 102, pp. 498~503.
- (12) Hass, W., Rodi, W. and Schönung, B., 1991, "The Influence of Density Difference Hot and Coolant Gas on Film Cooling by a Row of Holes : Predictions and Experiments," 91-GT-225 of ASME.
- (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," 7th Ed., McGraw-Hill, New York, pp. 222.
- (15) Patanker, S.V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow," McGraw-Hill, New York.