

〈論 文〉

# 막냉각되는 원봉 표면에서의 물질전달에 관한 실험적 연구

이준식\* · 이택식\* · 이상우\*

(1991년 5월 29일 접수)

## Experimental Study of Mass Transfer on a Film Cooled Circular Cylinder Surface

Joon Sik Lee, Taik Sik Lee and Sang Woo Lee

**Key Words:** Mass Transfer(물질전달), Naphthalene Sublimation Method(나프탈렌 승화법), Film Cooling Effectiveness(막냉각효율), Sherwood Number(Sherwood수), Injection Rate(분사율)

### Abstract

Measurements of local mass transfer have been conducted on a film-cooled cylinder with a row of injection holes. The effects of injection hole position and blowing rate on the Sherwood number are investigated by using a naphthalene sublimation technique. Experiments are performed for the hole positions of 0°, 15°, 30°, 45° and 60° from the stagnation point at a blowing rate of 1.0. In the case of 30°, the effect of the blowing rate is examined for blowing rates of 0.5, 1.0 and 1.5. The results show that the Sherwood number is strongly dependent upon the hole position and the blowing rate. When the injection hole is positioned at the stagnation point, the local change of the Sherwood number is relatively small. As the hole position moves downstream the local Sherwood number near the injection hole decreases significantly up to 30° case, while it decreases for the cases beyond this position. It has also been found that there exist peaks of the Sherwood number just downstream of the flow separation point where the Sherwood number is minimum, except for the case of 60° where it decreases gradually in the downstream direction. In addition, the location of the minimum Sherwood number near the separation point migrates downstream as the blowing rate increases.

### 기 호 설 명

$D$  : 사각덕트의 폭

$d$  : 원봉의 외경

$h$  : 열전달계수

$h_0$  : 막냉각이 없을 때의 열전달계수

$h_f$  : 막냉각면에서의 열전달계수

$h_m$  : 물질전달계수

$L$  : 사각덕트의 폭

$M$  : 분사율

$\dot{m}$  : 질량유속

$Nu$  : Nusselt수

$Pr$  : Prandtl수

$q_0$  : 막냉각이 없을 때의 열유속

$q_f$  : 막냉각면에서의 열유속

$Sc$  : Schmidt수

$Sh$  : 국소 Sherwood수

$Sh_0$  : 분사가 없을 때 정체점에서의 Sherwood수

$\overline{Sc}$  : 폭방향 평균 Sherwood수

$T_{aw}$  : 단열벽면온도

$T_s$  : 분사유체의 온도

$T_r$  : 주유동 회복온도

\* 정회원, 서울대학교 기계공학과

- $T_w$  : 벽면온도
- $U_\infty$  : 주유동 속도
- $x$  : 원봉 표면에서 하류방향 좌표
- $y$  : 반경방향 좌표
- $z$  : 폭방향 좌표
- $\Delta t$  : 유동장에 노출된 시간
- $\Delta y$  : 승화된 길이
- $\eta_{aw}$  : 각냉각효율
- $\theta$  : 정체점으로부터의 각도
- $\theta_j$  : 정체점에서 분사홀 중심까지의 각도
- $\Theta_j$  : 무차원 온도
- $\rho_s$  : 고체 나프탈렌 밀도
- $\rho_{v,w}$  : 나프탈렌 표면에서 나프탈렌 증기 농도
- $\rho_{v,m}$  : 주유동에서의 나프탈렌 증기 농도
- $\phi$  : 분사홀 중심으로부터의 각도

### 1. 서 론

가스터빈 엔진에 있어서 터빈블레이드의 효과적인 냉각은 엔진의 성능향상에 큰 영향을 준다. 최근의 고성능 가스터빈 엔진의 경우 터빈 입구에서의 가스의 온도가 1750K에 이르고 있다. 이와같은 입구온도의 상승은 터빈블레이드의 냉각기술 향상에 기인한다. 터빈블레이드의 각부분에 작용하는 열부하는 큰 차이가 있다. 특히 터빈블레이드의 선단에서는 중간부나 끝단에 비해서 열부하가 매우 크다. 따라서 블레이드 선단에서의 효과적인 냉각은 전체 블레이드의 냉각성능향상과 직결된다. 블레이드 선단의 내부에서는 제트충돌 냉각이 적용되고 있고, 블레이드 선단의 표면에서는 막냉각이 널리 쓰이고 있다. 막냉각은 고온의 가스유동으로부터 고체표면을 보호할 목적으로 사용되고 있는 방법으로 그 표면에서 분사된 저온의 냉각유체가 고체표면과 고온의 가스유동 사이에 단열막을 형성하여 열전달을 억제하며, 아울러 고온의 가스유동과의 혼합에 의해 고체표면의 온도를 저하시키는 역할도 한다.

터빈블레이드의 선단은 원봉으로 모사될 수 있으므로 블레이드 선단에서의 열전달에 대한 기초연구는 원봉에 대해서 주로 이루어졌고, 냉각이 없을 때 열부하의 측정에 대한 연구가 대부분이다. 주유동 중에 놓인 원봉 주위에서의 열전달에 관하여 지금까지 많은 연구가 수행되었다. Frössling<sup>(1)</sup>은 층류경계층 유동에 대한 이론해석을 통해서 박리점

까지의 국소열전달계수를 구하였다. Kestin과 Wood<sup>(2)</sup>는 주유동의 난류강도가 원봉주위의 열전달에 미치는 영향을 연구하기 위해 열전달과 물질전달의 상사성을 이용하였다. 그들의 결과에 의하면 난류강도의 변화가 물질전달에 있어서 매우 중요한 변수임이 확인되었다. Marziale과 Mayle<sup>(3)</sup>은 입구유동의 주기적 비정상성이 블레드선단의 열전달에 미치는 영향을 연구하기 위해 원주 방향으로 진동하는 원봉주위의 물질전달계수를 측정하였다. 이와같은 원봉주위의 열전달에 대한 연구는 Žukauskas<sup>(4)</sup>에 의해 정리된 바 있다. 이와는 달리 막냉각면에서의 열전달특성에 관한 연구는 주로 평판에 대해서 이루어졌다. Goldstein과 Taylor<sup>(5)</sup>는 나프탈렌 승화법을 이용하여 분사홀 근처에서 물질전달계수를 측정하였다. 그들은 분사홀의 변화에 따른 물질전달계수를 측정하였고, 그 결과 제트의 분사가 없는 경우에 비하여 물질전달계수가 크게 증가함을 보였다. Hay<sup>(6)</sup>도 열전달과 물질전달의 상사성을 응용하여 분사홀 하류에서의 열전달계수를 측정하여 열전달계수가 증가함을 확인하였다.

지금까지의 원봉주위의 열전달에 관한 연구는 주로 입구유동의 난류강도 및 난류스케일의 영향에 대해 이루어졌고, 막냉각면에서의 열전달계수의 측정은 주로 평판에서의 연구로 국한되어 있다. 본 연구에서는 막냉각되는 터빈블레이드에서의 열전달계수를 측정하기 위하여 열전달과 물질전달의 상사관계를 이용하였다. 터빈블레이드의 선단을 다른 연구에서와 마찬가지로 원봉으로 모사하였고, 원봉의 표면에 위치하고 있는 1열의 분사홀로부터 제트가 분사될 때 분사홀 근처 및 그 하류에서의 물질전달계수를 측정하기 위해 나프탈렌승화법을 이용하였다. 분사홀 열의 위치를 정체점에서 하류방향으로 이동시키면서, 물질전달계수의 변화를 연구하였고, 분사율( $M = \rho_j U_j / \rho_\infty U_\infty$ )의 영향도 고찰하였다.

### 2. 실험방법

일반적으로 막냉각면에서의 열전달계수  $h_f$ 는 다음과 같이 정의된다<sup>(7)</sup>.

$$q_f = h_f (T_w - T_{aw}) \quad (1)$$

여기서  $q_f$ 는 막냉각면에서의 열유속이며,  $T_w$ 와

$T_{aw}$ 는 각각 벽면의 온도와 단열벽면온도를 나타낸다. 이 단열벽면온도는 다음과 같이 무차원화되어 막냉각효율(film cooling effectiveness)로 정의된다.

$$\eta_{aw} = \frac{T_{aw} - T_r}{T_j - T_r} \quad (2)$$

식(2)에서  $T_r$ 은 주유동회복온도이고  $T_j$ 는 분사유체의 온도를 나타낸다. 이와는 달리 벽면온도와 주유동회복온도의 차이를 기준온도<sup>1)</sup> 하여 열전달계수를 정의할 수 있다.

$$q_f = h(T_w - T_r) \quad (3)$$

식(3)에는 분사제트온도의 영향이 기준온도차,  $(T_w - T_r)$ 에 포함되어 있지 않으므로 열전달계수  $h$ 는 분사제트온도  $T_j$ 에 따라 변화한다. 만약 막냉각이 이루어지지 않는다고 가정하면 식(3)은 다음과 같이 된다.

$$q_0 = h_0(T_w - T_r) \quad (4)$$

여기서  $q_0$ 와  $h_0$ 는 막냉각이 없을 때 벽면에서의 열유속 및 열전달계수이다.  $q_f$ 와  $q_0$ 의 관계를 정리하면 다음과 같은 관계식이 성립된다.

$$\frac{q_f}{q_0} = \frac{h}{h_0} = \frac{h_f}{h_0} (1 - \eta_{aw} \Theta_j) \quad (5)$$

위식에서  $\Theta_j$ 는 다음과 같이 정의되는 무차원 온도이다.

$$\Theta_j = \frac{T_j - T_r}{T_w - T_r} \quad (6)$$

본 연구에서 사용한 나프탈렌 승화법은 시간에 대해 평균된 물질전달계수를 측정하는데 사용된다. 물질전달계에서 나프탈렌 표면의 온도가 전체표면에 걸쳐서 일정하다면 나프탈렌 표면에서의 나프탈렌증기의 농도  $\rho_{v,w}$ 는 일정하게 된다. 따라서 이와 같은 물질전달계와 상사한 열전달계의 경계조건은 일정온도조건이 된다. 일반적으로 물질전달계수  $h_m$ 은 다음과 같이 정의된다.

$$\dot{m} = h_m(\rho_{v,w} - \rho_{v,\infty}) \quad (7)$$

식(7)은 열전달계의 식(3)과 상사관계에 있다. 본 연구에 있어서 주유동에서의 나프탈렌 증기의 농도는 0이다. 따라서 식(7)은 다음과 같이 된다.

$$\dot{m} = h_m \rho_{v,w} \quad (8)$$

나프탈렌의 질량유속,  $\dot{m}$ 는 나프탈렌 표면에서 승화된 깊이를 측정함으로써 얻을 수 있다. 따라서  $\rho_s$ 를 고체 나프탈렌의 밀도,  $\Delta y$ 를 승화된 길이,  $\Delta t$ 를 유동장에 노출한 시간으로 나타내면 다음과 같은 관계식이 얻어진다.

$$h_m = \frac{\rho_s}{\rho_{v,w}} \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad (9)$$

이 물질전달계수  $h_m$ 은 물질전달과 열전달의 상사성에 의해 열전달계수  $h$ 로 변환될 수 있다.<sup>(8)</sup> 일반적으로 공기 중으로 확산되는 나프탈렌의 Schmidt수가 공기의 Prandtl수와 서로 다르기 때문에 원봉의 직경을 기준길이로 정의한 Sherwood수와 Nusselt수의 관계는 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{Sh}{Nu} = \left( \frac{Sc}{Pr} \right)^n \quad (10)$$

본 연구에서는 주유동유체와 분사유체가 모두 공기이므로 나프탈렌 증기농도가 0이다. 따라서 이와 상사관계에 있는 열전달계에 있어서 주유동회복온도  $T_r$ 은 분사유체의 온도  $T_j$ 와 동일하다. 그러므로 식(6)으로부터  $\Theta_j$ 는 0이고 식(6)은 다음과 같이 된다.

$$h = h_f \quad (11)$$

본 연구에서는 물질전달계수  $h_m$ 이 승화된 나프탈렌의 길이로부터 측정된다. 이  $h_m$ 을 이용하면 식(10), 식(11)로부터  $h_f$ 를 구할 수 있다.

### 3. 실험장치 및 실험과정

Fig. 1에서 주어진 바와같이 실험장치는 4각덕트 내부에 설치된 원봉으로 구성되어 있다. 4각덕트의

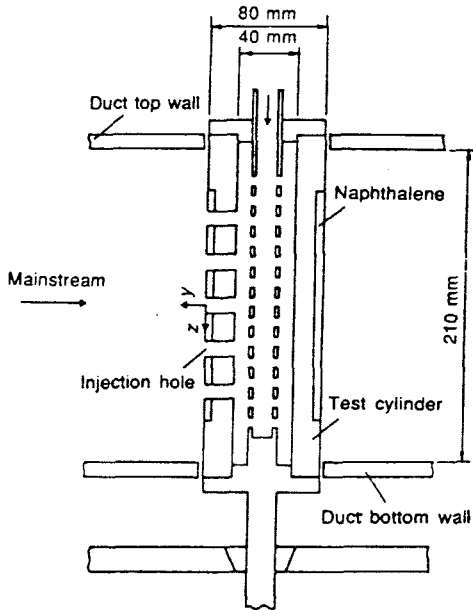


Fig. 1 Schematic diagram of test cylinder

폭( $L$ )은 0.4m이고 높이는 0.21m이며, 나프탈렌이 코팅된 원봉은 덕트의 중앙에 위치하고 있다. 실험에 사용된 풍동은 속도의 균일도편차가 평균속도의 1%이내이며 유동속도가 10m/s일 때 난류강도는 0.53%이다. 실험에 사용된 원봉은 두랄루민으로 제작되었으며, 외경( $d$ )은 80mm이고 그 내부에는 직경 40mm의 구멍이 뚫려 있다. 이 원봉의 표면에는 깊이가 5mm이고, 길이가 160mm인 홈이 나 있으며, 이곳에 주조된 나프탈렌이 위치한다. 분사홀은 원봉표면에 5개가 1열로 배치되어 있으며, 그 방향은 원봉의 표면에 대해 수직이다. 분사홀의 내경( $D$ )은 10mm이며 분사홀의 중심사이의 거리는 30mm이다. 원봉내부의 구멍에는 내경이 20mm인 분사관이 설치되어 있고, 분사공기는 분사관의 표면에 뚫려있는 작은 구멍을 통하여 분사홀로 이동한다. 주유동과 분사제트의 온도를 동일하게 유지하기 위해서, 송풍기를 통과한 공기는 온도조절이 가능한 항온조 내에 설치되어 있는 열교환기를 지나도록 하였다.

원봉의 표면에 나프탈렌을 주조하기 위해서 정밀하게 가공된 원통형 주형을 제작하였다. 이 주형은 청동으로 만들어졌고 내경은 80mm이며, 이 주형과 원봉사이의 공간에서 나프탈렌이 주조된다. 용융된 나프탈렌은 원봉의 표면 윗쪽에 설치되어 있

는 주입구를 통해 주조공간 내부로 들어가도록 하였다. 주입된 나프탈렌이 충분히 냉각되어 굳은 뒤, 원봉의 상단에 충격을 주어 주형과 원봉을 분리하였다. 실험에 사용된 나프탈렌은 순도가 99.9%인 시약용(Hagashi Pure Chemical Industries Ltd)으로 화학식은  $C_{10}H_8$ 이며, 용융점은  $79.5^{\circ}C$ 이다. 실험도중 주유동의 온도, 나프탈렌 표면의 온도, 그리고 분사공기의 온도를 일정한 시간 간격으로 측정하였다. 주유동의 온도는 에어컨으로 조절하였고, 분사공기의 온도는 열교환기가 설치되어 있는 항온조의 물의 온도를 조절하였다. 나프탈렌 표면에서의 증기농도  $\rho_{v,w}$ 는 온도에 따라 변화하므로 본 실험에서는 주유동의 온도와 분사공기의 온도를 기준온도  $20^{\circ}C$ 에 대하여 최대  $0.2^{\circ}C$  이내로 유지하였다. 나프탈렌 표면의 승화된 깊이를 측정하기 위해서 표면조도측정기(Kosaka Laboratory Ltd, SE)의 표면 형상기록기능을 이용하였다. 측정에 앞서 표준시편을 이용하여 측정장치를 교정하였고, 측정센서의 무게가 4g중에 불과하므로, 나프탈렌의 표면에 거의 영향을 주지 않았다. 주조된 나프탈렌을 유동장에 2시간 동안 노출하였다. 측정된 나프탈렌 표면의 온도를 근거로 하여 나프탈렌 표면에서의 농도를 구하고, 측정된 나프탈렌의 깊이와 측정시간을 이용하면 식(9)로부터 물질전달계수를 구할 수 있다.

본 연구에서 사용한 좌표계는 Fig. 1과 Fig. 2에 나타나 있다. 좌표계의 원점은 5개의 분사홀 중 중간에 위치하고 있는 분사홀의 중심이며, 원봉의 표면에서 하류방향을  $x$ 축, 반경방향을  $y$ 축, 분사홀의 폭방향을  $z$ 축으로 설정하였다. 그리고 원봉의 정체점에서 분사홀의 중심까지의 각도를  $\theta$ 로, 분사홀의 중심에서 임의의 위치까지의 각도를  $\phi$ 로 나타냈고, 정체점에서 임의의 위치까지의 각도를

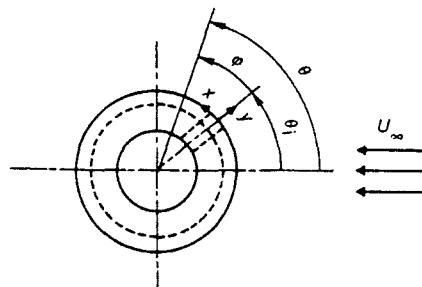


Fig. 2 Coordinate system

$\theta$ 로 표시하였다.

본 연구에서는 주유동 속도,  $U_\infty$ 를 10m/s로 일정하게 유지하였다. 이 주유동 속도와 원봉의 외경을 기준으로 한 Reynolds수는 53,000이며, 주유동의 난류강도는 0.53%이다. 분사홀의 위치를 나타내는  $\theta$ 를  $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  등으로 변화시켜 실험을 수행하였고, 이때 분사율은 1.0으로 일정하게 유지하였다. 분사율의 영향을 알아보기 위하여  $\theta$ 가  $30^\circ$ 일 때 분사율을 0.5, 1.0, 1.5로 변화시켜 실험을 수행하였다.

4. 결과 및 검토

막냉각이 이루어지는 원봉 주위에서의 열전달에 대한 실험에 앞서 켈트가 분사되지 않는 경우에 대하여 실험을 수행하였다. Fig. 3은 켈트가 분사되지 않을 때 본 연구의 국소 Sherwood수의 결과를 다른 연구의 결과와 비교한 그림이다. 여기서 Frössling<sup>(1)</sup>의 결과는 식(10)을 이용하여 Nusselt수를 Sherwood수로 변환한 것으로, 이때 상수  $n$ 은 0.38,  $Sc$ 는 0.25로 하여 계산하였다. 그리고 Kestin과 Wood<sup>(2)</sup>의 결과는 Reynolds수가 75,000일 때이다. 실험조건, 특히 주유동의 난류강도가 서로 다르기 때문에 정확한 비교는 어렵지만 세 결과가 박리점( $\theta=80^\circ$ ) 상류에서 거의 같은 경향을 보여주고 있다. 정체점에서 본 연구와 Frössling의 결과는 4%정도의 차이를 나타내고 있고, 본 연구와 Kestin과 Wood의 결과에서 박리점의 위치는  $\theta$ 가  $80^\circ$  근처로 잘 일치하고 있다. 그러나 박리점 하류에서의 두 결과는 큰 차이를 보여준다. 박리점 이후의 유동은 Reynolds수, Blockage factor( $d/L$ ), 주유동의 난류강도 등에 크게 의존하므로 이와같은

불일치가 발생할 수 있다.

Fig. 4는 분사홀의 위치에 따른 국소 Sherwood수의 분포를 보여준다. 여기서  $Sh_0$ 는 켈트가 분사

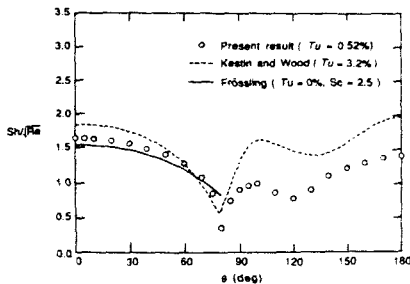
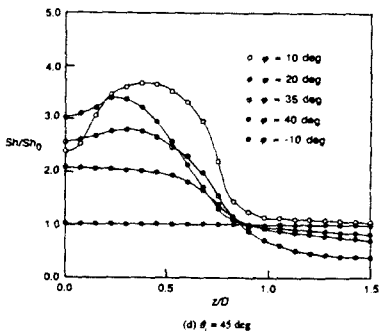
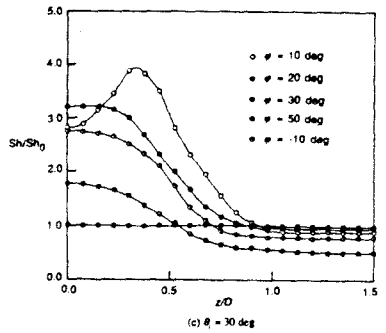
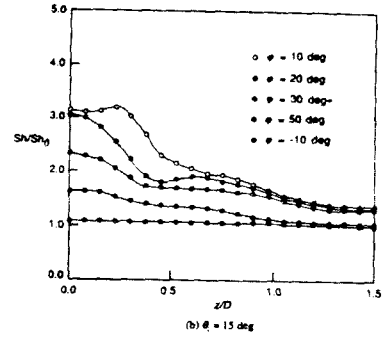
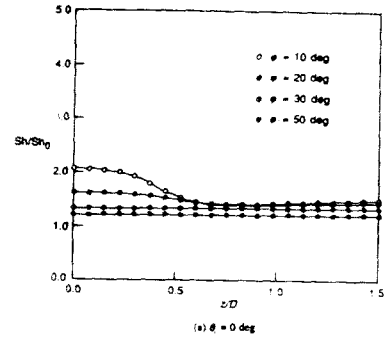


Fig. 3 Comparison of present result with others in the case of no injection

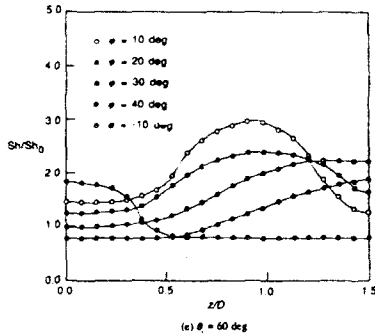


Fig. 4 Distribution of local Sherwood number for blowing rate 1.0.

되지 않을 때 정체점에서 Sherwood수를 나타낸다. 일반적으로 분사홀에 가까운 하류위치에서는  $Sh/Sh_0$ 가 큰 값을 가지며, 폭방향이나 하류방향으로 분사홀로부터 멀어질수록  $Sh/Sh_0$ 는 감소한다. 이와같은 경향은 Goldstein과 Taylor<sup>(5)</sup>의 결과와 잘 일치하고 있다. 그리고 분사홀의 위치가 정체점에서 멀어짐에 따라  $Sh/Sh_0$ 의 값은 분사홀 근처에서 큰폭으로 증가하며,  $\theta_j$ 가 30°일 때  $Sh/Sh_0$ 의 최대값이 가장 크며 이곳에서 하류로 이동하면 그 최대값이 다시 감소한다. 특히 분사홀이 정체점에 있을 때  $Sh/Sh_0$ 의 변화량이 가장 작으며 그 최대값도 2.0정도의 값에 불과하다. 따라서 분사홀이 이 위치에 있을 경우 열부하의 분산이라는 측면에서 가장 유리함을 알 수 있다. 그러나 분사홀이 정체점에서 멀어지면 분사홀 하류에서  $Sh/Sh_0$ 가 급격히 증가하여  $\theta_j$ 가 30°가 되면  $Sh/Sh_0$ 의 최대값이 4.0에 이르며 따라서 이 경우 열부하의 집중을 초래한다. 이 위치( $\theta_j=30^\circ$ )에서 더 하류로 이동하면  $Sh/Sh_0$ 의 최대값은 감소하는 경향을 보이지만,  $Sh/Sh_0$ 가 큰 값을 갖는 범위가 폭방향으로 확장되어 간다.  $\theta_j$ 가 60°에 이르면  $Sh/Sh_0$ 의 변화 경향은 앞의 경우와 판이하게 달라진다.  $\phi$ 가 -10°일 경우 즉 분사홀 보다 더 상류 위치에서  $Sh/Sh_0$ 가 1.8에 접근할 정도로 증가한다. 이와같은 현상은 분사홀이 15°, 30°, 45°일 때는 전혀 발생하지 않는 특이한 현상이다. 또한  $\phi$ 가 10°일 경우를 보면  $Sh/Sh_0$ 의 최대값은  $z/D$ 가 1.0 근처에서 존재하며 분사홀의 대칭면( $z/D=0$ )에서  $Sh/Sh_0$ 가 가장 작다. 분사홀에서 하류방향으로 멀어질수록  $Sh/Sh_0$ 가 큰 범위가 폭방향으로 이동하여,  $\phi$ 가 30°로 되면 분사홀 사이의 중간위치( $z/D=1.5$ )에서  $\phi$ 가 최대가

됨을 알 수 있다. 이 위치( $\phi=30^\circ$ )는  $\theta$ 가 90°일 경우이므로 박리점( $\theta=80^\circ$ )의 하류이다. 이와같은 현상은 분사홀의 대칭면( $z/D=0$ ) 근처에서 제트의 분사로 인해 박리점이 하류방향으로 이동하기 때문에 발생한다. 즉 경계층 내부로 분사된 제트는 경계층 내의 운동량을 증가시킨다. 이와같은 운동량의 증가는 유동의 박리를 억제하여 박리점으로부터 하류로 이동시킨다. 반면에 분사홀 사이의 중간위치( $z/D=1.5$ )에서는 분사제트의 영향이 상대적으로 작으므로 박리점은 분사가 없는 경우와 비슷할 것이다. 따라서 박리점을 연결한 궤적은 파동형태를 갖게 된다.  $\phi$ 가 30° 또는 40°일 때  $\theta$ 는 90° 또는 100°이므로, 분사홀의 대칭면( $z/D=0$ )은 박리점 근처에 위치하고 분사홀 사이의 중간위치( $z/D=1.5$ )는 박리점보다 더 하류에 위치하게 될 것이다. 따라서  $z/D$ 가 0인 위치에서는  $Sh/Sh_0$ 가 작은 값을 갖게 되고,  $z/D$ 가 1.5인 위치에서는 박리점 하류의 후류의 영향으로  $Sh/Sh_0$ 가 크게 증가한다.

Fig. 5는 폭방향으로 평균한 Sherwood수,  $\overline{Sh}$ 의 분포를 보여준다. 분사홀이 정체점에 있을 경우  $\overline{Sh}/Sh_0$ 는 다른 경우에 비해 가장 작으며, 하류방향으로 이동함에 따라 완만하게 감소한다. 그리고 제트의 분사가 없을 때 유동의 박리점인  $\theta$ 가 80° 근처에서  $\overline{Sh}/Sh_0$ 는 최소가 되며, 더 하류로 이동하면  $\overline{Sh}/Sh_0$ 는 급격히 증가하여  $\theta$ 가 115°를 전후하여 최대값을 갖는다. 분사홀의 위치가 30°로 이동하여도 이와같은 경향은 그대로 지속되며 그 최대값들은  $\theta_j$ 가 0인 경우에 비해 더 큰 값을 갖는다. 그러나  $\theta_j$ 가 45°가 되면 분사제트가 박리점에 영향을 미치기 시작하므로 박리점 근처의  $\overline{Sh}/Sh_0$ 의 변화경향이 앞의 경우와 달라지기 시작하며,  $\theta_j$ 가

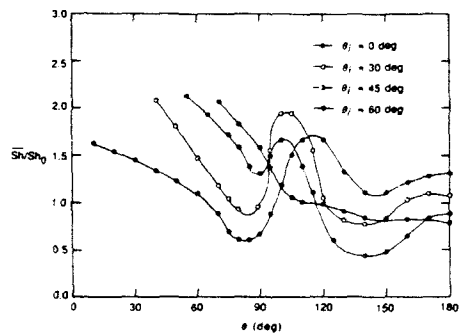


Fig. 5 Distribution of average Sherwood number for blowing rate 1.0.

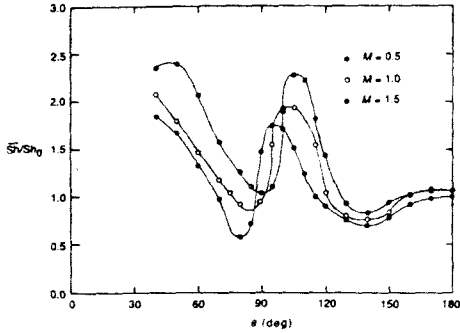


Fig. 6 Distribution of average Sherwood number for  $\theta_i = 30\text{deg}$

60°가 되면 분사제트가 박리점에 직접적인 영향을 미치므로  $\overline{Sh}/Sh_0$ 는 단조감소하는 현상을 보여준다. 이와같은 변화는 박리점의 하류방향 이동으로 설명이 가능하다.

Fig. 6은  $\theta_i$ 가 30°일 때 분사율이  $\overline{Sh}/Sh_0$ 에 미치는 영향을 보여준다. 일반적으로 분사율이 증가하면 분사홀 근처의  $\overline{Sh}/Sh_0$ 가 증가하며, 박리점 근처 및 하류의  $\overline{Sh}/Sh_0$ 도 동시에 증가할 뿐만 아니라 이와 더불어 박리점 근처에서  $\overline{Sh}/Sh_0$ 가 최소인 위치를 하류로 이동시킨다.

## 5. 결 론

본 연구에서는 막냉각이 이루어지는 원봉주위에서의 열전달 특성을 연구하기 위해 나프탈렌 승화법을 이용하였다. 분사홀의 위치와 분사율의 변화가 물질전달에 미치는 영향을 연구하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 분사홀의 위치와 분사율에 관계없이 제트의 분사는 원봉 주위에서의 물질전달을 촉진하였고, 분사율이 증가할수록 물질전달의 정도가 심화되었다.

(2) 분사홀이 정체점에 있을 때, 물질전달이 가장 균일하게 이루어졌으며 그 최대값이 가장 작았고, 분사홀의 위치가 정체점에서 30° 떨어져 있을 때 국소물질전달의 최대값이 가장 크게 나타났다. 따라서 열전달 측면에서 분사홀이 정체점에 있을

때가 열부하의 분산이라는 점에서 가장 바람직하였다.

(3) 분사홀의 위치가 정체점으로부터 멀어짐에 따라 제트의 영향이 폭방향으로 확대되었으며, 분사홀의 위치가 정체점으로부터 60°정도 떨어지면 분사제트가 정체점을 하류방향으로 이동시켜 물질전달 특성이 크게 달라졌다.

## 참 고 문 헌

- (1) Frössling, N., 1940, "Verdunstung, Wärmeübertragung und Geschwindigkeitsverteilung bei Zweidimensionaler und Rotationssymmetrischer Grenzschichtströmung," Lunds Univ. Arssk. N.F. Avd. 2, Vol.36, pp. 25~35.
- (2) Kestin, J. and Wood, R., 1971, "The Influence of Turbulence on the Mass Transfer from Cylinders," ASME, Journal of Heat Transfer, Vol.93, pp. 321~327.
- (3) Marziale, M.L. and Mayle, R.E., 1984, "Effect of an Oscillating Flow Direction on Leading Edge Heat Transfer," ASME, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 106, pp. 222~228.
- (4) Žukauskas, A., 1972, "Heat Transfer from Tubes in Crossflow," in Advances in Heat Transfer, ed. by T. Irvine and J.P. Hartnett, Academic Press, New York, Vol. 7, pp. 93~160.
- (5) Goldstein, R.J. and Taylor, J.R., 1982, "Mass Transfer in the Neighborhood of Jets Entering a Crossflow," ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 104, pp. 715~721.
- (6) Hay, N., Lampard, D. and Saluja, C.L., 1985, "Effects of Cooling Film on the Heat Transfer Coefficient on a Flat Plate with Zero Mainstream Pressure Gradient," ASME, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 107, pp. 105~110.
- (7) Goldstein, R.J., 1971, "Film Cooling," in Advances in Heat Transfer, ed. by T. Irvine and J.P. Hartnett, Academic Press, New York, Vol. 7, pp. 321~329.
- (8) Eckert, E.R.G., 1976, "Analogies to Heat Transfer Processes," in Measurements in Heat Transfer, ed. by E.R.G. Eckert and R.J. Goldstein, Hemisphere Publishing, New York, pp. 991~997.