噴流에 依한 熱傳達에 關한 硏究

洪 永 杓

A Study on the Heat Transfer Coefficients by Two Dimensional Turbulent Jet

by

Yong-Pyo Hong

目 次

Ⅰ. 序 論
Ⅱ. 局所熱傳達率의 理論的解析
Ⅲ. 實驗裝置 및 實驗方法
Ⅳ. 實驗結果에 對한 分析檢討
1) 頂角 2/3π 쐐기형 物體의 局所熱傳達率
2) 頂角 1/3π 쐐기형 物體의 局所熱傳達率
3) 圓柱의 局所熱傳達率
4) 頂角에 따른 局所熱傳達率의 比較
Ⅴ. 結 論
參考文獻

Abstract

Although the method of heating and cooling by jet has been applied in the various fields of industry, the theoretical and experimental researches have not been found by now.

Therefore, in our work, we have tried to figure out the more effective method by systematizing its theory and investigated the possibility of its application to cooling cylinders of internal combustion engine through the various experiments.

We have studied the figure of heat transfer and measured the heat transfer coefficient by injection through jetting to the wedge-shaped body of apex angle $2/3\pi$ and $1/3\pi$ and cylindrical body by variations of velocity and distance between the nozzle exit and the testing body under the condition of constant heat flux.

From the above work, it became clear that heating and cooling by jet is more effective than the unbounded uniform flow, and the heat transfer coefficient increases in proportion to the apex angle of wedged body and has the maximum value within the transition zone of flow under influence of turbulence.

These results of the above research can be available for the design of cooling and heating system in the iron and paper plants, and further study and development is necessary in oder to utilize them in the internal combustion engine.

Ⅰ. 序 論

물체표면을 가열하거나 또는 냉각하는 경우에 분류를 이용하는 방법은 옛적부터 널리 이용되고 있다. 예를 들면 초자(硝子)공업[1], 제지공업 등에서 볼 수 있는 비금속재료의 쇄둔[2], 건조 또는 비행기 창문의 제상(除霜) 등에 이용되고 있으며 이 방법은 설비가 비교적 간단하고 경비가 절약될 수 있는 이점이 있기 때문이라고 생각된다. 그러나 분류를 물체에 분사시켜 물체를 가열 또는 냉각시키는 경우는 공업상 대단히 중요함에도 불구하고 종래에는 단순히 실험보고가 있을 뿐이고 이론해석 및 계통적인 실험도 행하여져 있지 않다.

분류에 의한 열전달에 관한 이제까지의 보고에서는 전적으로 분출속도와 분출구의 두께를 대표속도와 대표길이로 취해서 정의한 레이놀즈수(Reynolds Number)와 정점(Stagnation Point)으로부터 분출구까지의 높이로, 분류가 평판에 수직으로 분출될 때의 국소 넛셀트수(局所 Nusselt 數)를 실험적으로 구하고 있는 데에 지나지 않다.

그러나 유한폭(有限幅)의 2차원 분류를 쐐기형 물체에 분사시키는 경우도 Stagnation flow이므로 일반 Stagnation flow의 경우와 마찬가지로 쐐기형 물체 표면의 국소열전달율(局所熱傳達率)을 속도경계층 외연(速度境界層外緣)의 속도와 정점으로부터 쐐기표면에 연해서 측정한 길이로 정의되는 레이놀즈 수로 표시하는 것이 가장 적합한 방법일 뿐 아니라 Stagnation flow 상호간의 비교 검토도 가능하다.

따라서 분류로서는 가장 기본적인 공기의 2차원 분류를 이용해서 이를 물체에 분사시키는 경우의 정점(Stagnation point) 근방의 열전달율을 연구했다. 여기서 정점 근방이라 함은 분류를 물체에 분사시켰을 경우에 물체표면에 연하여 압력구배가 있는 영역을 의미한다. 물체의 형상으로서는 쐐기형 물체를 택하며 그 정각(頂角)을 60°, 120°로 변경하여 분류에 의한 열전달의 특성을 명백히 하고자 했다. 난류의 강도가 열전달에 미치는 영향에 대해서도 많은 논문이 있으므로[7),8),9)10)] 분류의 경우의 난류의 강도가 열전달에 미치는 영향에 대해서도 자유분류의 난류의 강도를 측정하여 이의 영향이 열전달에 미치는 영향을 연구하였다.

Ⅱ. 局所熱達率의 理論的 解析

속도경계층 외연의 속도가 변화하는 경우 열유속(熱流束)일정의 조건으로 국소열전달율을 구한다. 이 경우 벽면의 온도는 정점에서 쐐기표면에 연해서 측정한 거리 x의 함수이다. 속도경계층 외연의 속도 u_m 또는 벽온(壁溫) t_w가 변화하는 경우에도 차원해석(次元解析)적으로는 균일한 흐름에 연해서 평판을 놓은 경우와 같다. 즉,

$$\frac{u}{u_m}=f'\left(\frac{y}{x}\sqrt{\frac{u_m x}{\nu}}\right)=f'(\eta) \quad \cdots\cdots(1)$$

$$\frac{t-t_\infty}{t_w-t_\infty}=\theta\left(\frac{y}{x}\cdot\sqrt{\frac{u_m x}{\nu}}\cdot\frac{\mu C_p}{\lambda}\right) \quad \cdots\cdots(2)$$

여기서

t; 경계층내의 온도

t_∞; 온도경계층외의 온도

dCollection

ν; 동점성계수

λ; 열전도율

C_P; 정압비열

μ; 점성계수

이 경우에 속도경계층 외연의 속도 u_m 및 벽온 t_w는 x의 함수로서 (3)식과 같이 가정해서

$$u_m = cx_n$$

$$(t_w - t^\infty) \infty x^{n'} \quad \cdots\cdots(3)$$

에너지방정식 (4)식에 대입해서 변환을 하면 (5)식과 같이 된다.

$$u\frac{\partial t}{\partial x} + v\frac{\partial t}{\partial y} = \kappa\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \quad \cdots\cdots(4)$$

단 κ: 온도전도율

$$\theta'' + \frac{P_r}{2}(1+n)f\theta'$$

$$-P_r\left[\frac{x}{t_w - t_\infty}\frac{d(t_w - t_\infty)}{dx}\right]f'\theta = 0 \quad \cdots\cdots(5)$$

여기서 P_r; Prandtl 수

(5)식이 무한폭의 균일류중에 연해서 놓은평판의 경우와 같이 상미분방정식(常微分方程式)이 되기 위해서는

$$\frac{x}{t_w - t_\infty}\frac{d(t_w - t_\infty)}{dx} = \text{상수}(n')$$

따라서

$$t_w - t^\infty = c'x^{n'} \quad \cdots\cdots(6)$$

로 되어야 한다.

이 경우 (5)식은 다음과 같이 된다.

$$\theta'' + \frac{P_r}{2}(1+n)f\theta' - n'P_r f'\theta = 0 \quad \cdots\cdots(7)$$

(7)식을 다음의 경계조건(境界條件) 으로 풀면 된다.

$\eta = 0$; $\theta = 1$

$\eta = \infty$; $\theta = 0$

벽기표면에서의 국소열전달량 (局所熱傳達量) q_w는

$$q_w = -\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial y}\right)_{y=0}$$

$$= \lambda(t_w - t_\infty)\sqrt{\frac{u_m}{\nu x}}\left(\frac{d\theta}{d\eta}\right)_{\eta=0} \quad \cdots\cdots(8)$$

고로

$$\frac{N_{ux}}{\sqrt{R_{ex}}} = -\left(\frac{d\theta}{d\eta}\right)_{\eta=0} \quad \cdots\cdots(9)$$

여기서

N_{ux}; 국소 Nusselt 수

R_{ex}; Reynolds 수

열유속(熱流束) 일정의 경우는 q_w가 일정이므로 속도경계층 외연의 속도 u_m 및 벽온과의 온도차$(t_w - t_\infty)$가 (3)식, (6)식과 같이 변화하는 것이라 하고 n, n'의 관계를 구하면 (8)식은 (10)

dCollection

식과 같다.

$$q_w = -\lambda c' x^{n'} \sqrt{\frac{c}{\nu}}\, x\, \frac{n+1}{2}\left(\frac{d\theta}{d\eta}\right)_{\eta=0} \quad \cdots\cdots(10)$$

(10)식이 x에 관계없이 일정으로 되려면 다음식이 성립한다.

$$n' + \frac{n-1}{2} = 0 \quad \cdots\cdots(11)$$

S. Levy는 속도경계층 외연의 속도 u_∞과 벽온차($t_w - t_\infty$)가 변화하는 경우에 대해서 에너지 방정식을 차분방정식(差分方程式)으로 고쳐 전자계산기를 사용해서 수치해(數値解)를 구했다. S. Levy[11]에 의한 해를 그림 1에 표시한다.

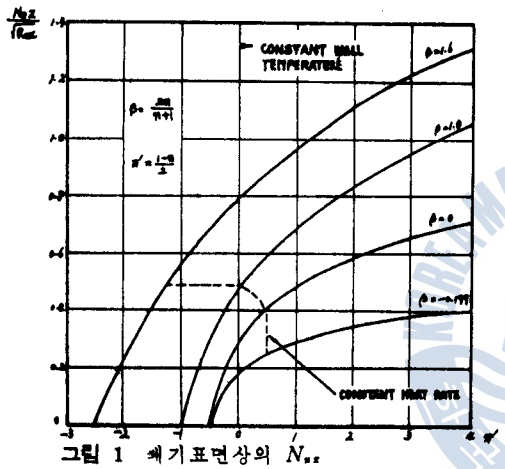

그림 1 쐐기표면상의 N_{ux}

Ⅲ. 實驗裝置 및實驗方法

2차원분류를 만드는 풍동(風洞)의 분출구는 7*mm* ×100*mm* 의 구형단면을 가지며 단면비는 12.86 이다. 송풍기와는 냉각기를 통해서 고무관으로 연결되며 실온(室溫)과 동온도의 공기가 풍동에 보내어진다. 확대부는 확대각 25°, 길이 300*mm*이며 여기에 연결되는 정류부(整流部)는 30*mm* × 300*mm* 의 구형단면이고 전류용의 철망(鐵網)은 전후에 2매를 설치하고 철망과 철망사이에는 정류용 격자(整流用格子)를 넣어서 와운동(渦運動), 난류의 변동부분(Turbulence)을 감소시키고 있다. 이 철망은 32메쉬, 직경 0.29*mm* 이며 이는 철망에 의해서 생기는 Kármán 와 (渦)가 흐르지 않도록 하려면 직경을 대표길이로 하는 레이놀즈수(Reynolds number)가 40 이하 이어야 한다는 조건에서 채용한 것이다.

또한 풍동에서 분출하는 분류에 2차원성을 부여하기 위하여 5*mm* 두께의 아크릴판으로 높이 200 *mm*, 길이 660*mm* 로 만든 측벽(側壁)을 마련하였으며, 풍동의 높이를 변경할 경우에는 중앙부를 40*mm* × 170*mm* 로 끊어서 정점에서 분출 구까지의 높이에 따라서 별도의 아크릴판으로 막도록 되어 있다.

두께 5 *mm* 의 아크릴로 정각 120°, 60° 의 쐐기형으로 만들어 그 표면에 두께 50μ, 폭 30 *mm* 의 스테인레스판을 접착시켜, 그 이면에는 온도측정용의 직경 40μ의 동—콘스탄탄(Cu-Constantan)열전대(Thermo-Couple)를 정점을 중심으로해서 양쪽으로 등간격으로 접착시키고 또 열이 빠져나가는 것을 방지하기 위하여 단열부(斷熱部)를 설치했다

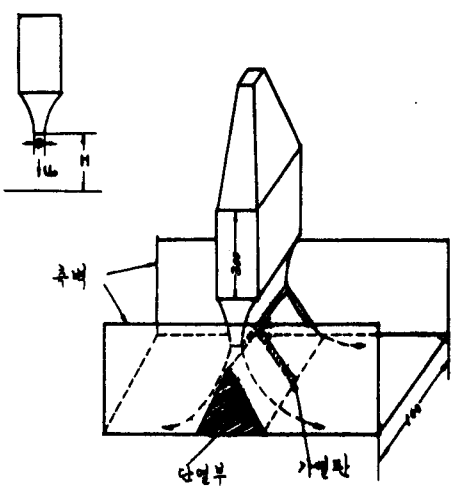

그림 2(A) 실험장치도

dCollection

그림 2(B) 쐐기형 물체

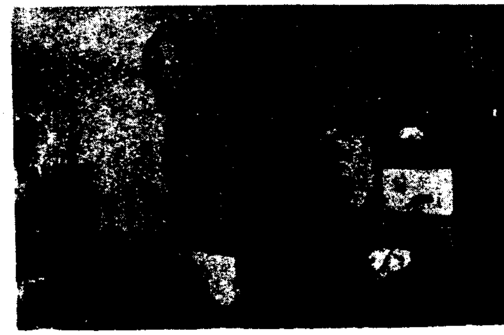

그림 3 실험장치

정압측정용으로 별도의 쐐기형 물체를 만들어 직경 0.4*mm*의 정압측정공(靜壓測定孔)을 정점과 정점에서 2*mm*, 3*mm*, 5*mm* 간격으로 각각 2공 [illegible] 약 20°의 각도를 가지는 직선상에 뚫어서 공상호간의 영향을 없애도록 했다. 그림 2, 3에 실험장치의 개요를 표시했다.

그림 4 Pitot tube

쐐기표면에 접착시킨 두께 50μ, 폭 30*mm*의 [illegible] 간의 이면에 삽입한 40μ의 Cu·Con 열전대에 의해서 가열관 표면의 온도를 측정했다. 이때 스테인레스관의 두께는 50μ이므로 두께 방향의 온도차를 무시해서 표면과 동온도라고 가정했다. 단위시간의 발열량은 가열관 양단간의 전압(電壓)과 전류(電流)를 측정해서 구하였다. 슬라이닥(Slidac)에 의해서 가열판에 흐르는 전류를 조절해서 $(t_w - t_\infty)$가 5°~10℃ 정도 되도록 유지했으며, 이는 속도가 적을 경우에 벽면온도가 높아져서 자연대류(自然對流)의 영향이 나타나는 것을 방지하기 위해서이다.

또한 직경 60*mm*의 원주에 길이 184*mm*, 폭 30*mm*, 두께 50μ의 스테인레스 관을 접착시키고 그 이면에 40μ의 열전대를 접착시켜서 온도를 측정하고 원통내는 [illegible] 열의 누출을 방지하였다.

또한 무한폭 균일류중에 놓인 쐐기형 물체 표면상의 국소열전달률을 200*mm*×400*mm*의 분출구를 가지는 풍동에 의해서 측정하여 분류의 경우와 비교, 검토하는 동시에 실험정도를 확인했다.

Ⅳ. 實驗結果에 對한 分析檢討

1) 頂角 2/3π 쐐기형 物體의 局所熱傳達率

무한폭의 균일류를 정각 120°의 쐐기형 물체에 분사했을 경우에 물체표면상의 속도경계층 외

연의 속도 u_m은 $u_m \propto x^{1/2}$이 되는 것은 알려진 사실이며 그림 5에서 실험적으로 확인되었다.

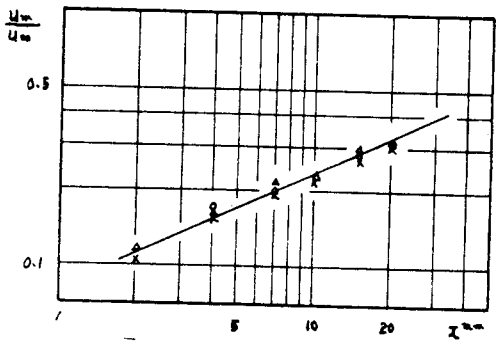

그림 5 정각120°의 쐐기표면의 속도분포

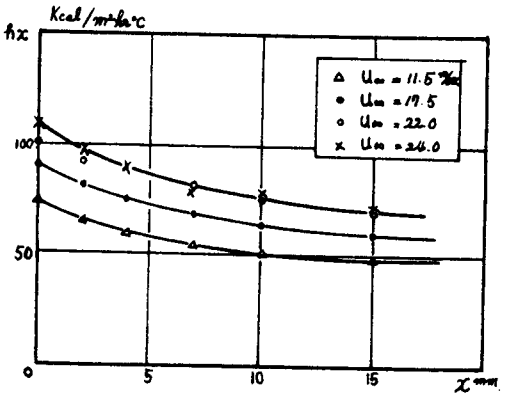

그림 6 정각120° 쐐기표면의 국소열전달율(균일류)

이때 균일류의 속도 u_∞를 $u_\infty = 11.5 m/sec \sim 24.0 m/sec$의 범위로 4 단계로 변화시켜서 국소열전달율을 측정한 결과를 그림 6에 표시한다. 정각 120°의 쐐기형 물체에 무한폭의 균일류를 분사했을 경우의 국소 Nusselt 수는 그림 1에 의해서 (12)식과 같이 표시할 수 있다.

$$N_{ux} = 0.554 R_{ex}^{1/2} P_r^{0.4} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (12)$$

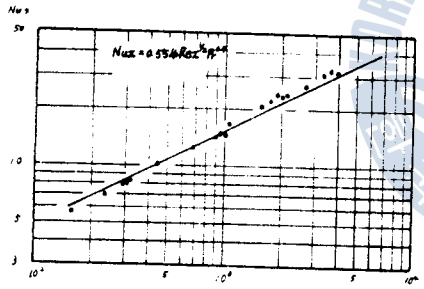

그림 7정각120° 쐐기표면의 국소 N_{ux}(균일류)

쐐기형 물체 표면상의 속도경계층 외연의 속도 u_m과 정점에서 표면에 연해서 측정한 거리로써 정의한 R_{ex} 수를 가지고 (12)식과 같이 표시한국소 Nusselt 수의 측정 결과를 그림 7에 표시하였다. 동도에서 무한폭의 균일류를 정각 120°의 쐐기형 물체에 분사했을 때는 실험결과와 이론해가 잘 일치한다는 것을 알 수 있으며 따라서 실험정도는 충분하다는 것을 알 수 있다.

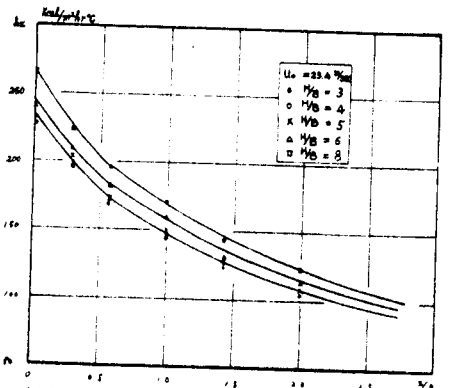

그림 8(A) 정각 120° 쐐기형 물체표면의 국소열전달율(분류) $H/B \leqq 8$

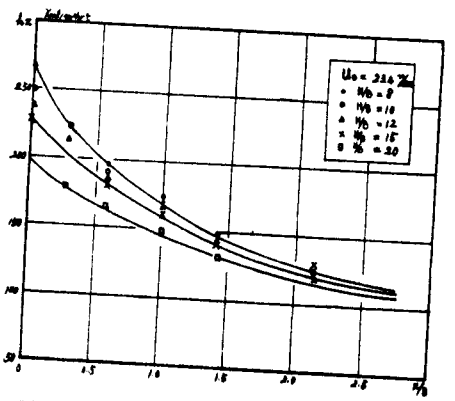

그림 8(B) 정각 120° 쐐기표면의 국소열전달율(분류) $H/B \geqq 8$

dCollection

2차원 난류분류를 정각 120°의 쐐기형 물체에 분사했을 때 분출속도 u_0는 $u_0=10\sim22.8m/sec$의 범위로 3단계로 또 정점에서 분출구까지의 상대 높이 H/B를 $H/B=3\sim20$의 9단계로 변경해서 정점근방의 국소열전달율을 측정한 결과의 1예를 그림 8에 표시한다.

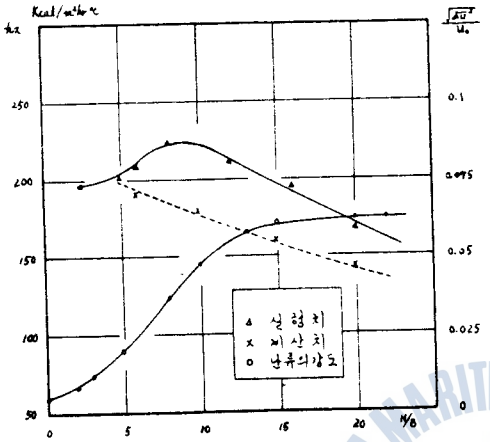

그림 9 분류의 정점 근방의 열전달율과 난류의 강도와의 비교

그림 9에 (12)식으로부터 구한 국소열전달율을 점선으로 표시하고 또 전절에서 기술한 자유분류의 중심축상의 난류의 강도를 쇄선(鎖線)으로 표시하여 $x=2mm$의 실험치와 비교했다.

앞서 기술한 바와 같이 난류의 강도는 포텐셜코어 즉 분출구에서 분출구의 폭 B의 약 4~5배까지는 서서히 증가하고, 천이영역이라 생각되는 $4<H/B<10$의 범위에서는 급격히 증가하며, 이후는 대단히 완만하게 변화하는데 열전달율도 난류의 강도의 변화와 같은 경향으로 변화하는것을 알 수 있다. (12)식에 의한 국소열전달율은 정점근방에서는 층류경계층(層流境界層)으로서 구한 것이다. 그림 9에서 천이영역이라 생각되는 $4<H/B<10$의 영역에서 가장 큰 영향을 주고, 이후는 난류의 강도의 증가가 대단히 완만하므로 국소열전달율은 대부분 속도경계층 외연의 속도에 의해서 지배된다고 생각된다. 즉

$H/B>10$에서는 자유분류의 난류의 강도는 거의 일정이므로 난류의 강도가 국소열전달율에 미치는 영향도 일정일 것이므로, (12)식으로 부터 구한 이치와 실험치와의 차도 거의 일정으로 되어야 하며 이들의 관계가 동도에서 거의 만족되고 있다 정점에서의 열전달율을 $R_{eB}\left(=\frac{u_0B}{\nu}\right)$를 파라메터로 취해서 그림 10에 표시하였으며 $H/B=8\sim10$에서 정점에서의 열전달율이 최대치로 된다는 것을 알 수 있다.

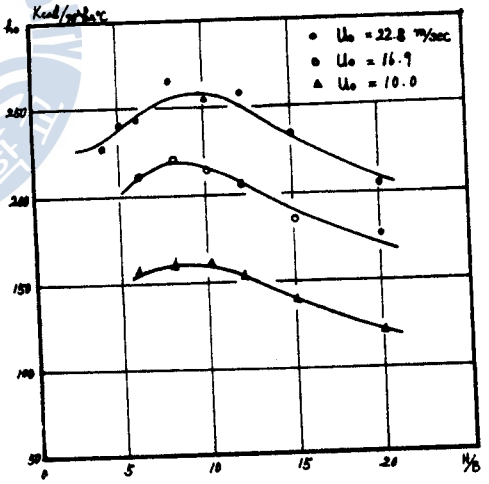

그림 10 정각 120° 쐐기의 정점열전달율(분류)

정각 120°의 쐐기형 물체에 분류를 분사시키는 경우에 정점에서의 열전달율은 무한폭의 균일류를 물체에 분사시키는 경우의 국소 Nusselt수 N_{ux}를 표시하는 (12)식에서 추정하면 무한대로 될 것이지만 그림에 표시하는 바와 같이 일정치를 나타내는 것은 정점근방에서의 속도경계층 외연의 속도분포는 $u_m\propto x$로 근사시킬 수 있는 변화를 하고 있는 것이 주 원인이라고 추정된다. 그림 11에 정점근방에서의 N_{ux}를 표시하였다.

2차원분류를 분사시키는 경우 정점근방에서의 N_{ux}는 난류의 영향이 없다고 가정하는 경우는 (12)식으로 표시할 수 있으나 $H/B<4$의 범위에서 난류의 영향 때문에 (12)식으로 표시할 수 없다.

dCollection

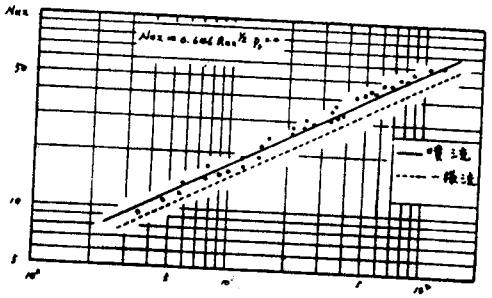

그림 11 정각 120° 쐐기표면의 $N_{ux}(H/B \geqq 10)$

2차원난류를 정각 120°의 쐐기형 물체에 분사시키는 경우 상대높이 H/B가 $H/B>10$의 범위에서 정점근방에서의 N_{ux}를 일반 Stagnation flow와 같이 (12)식의 형식 즉 $N_{ux}=C_1 R_{ecx}^{1/2} P_r^{0.4}$의 형식으로 표시하고 상수 C_1을 그림 11에서 실험적으로 구하여 표시하면 (13)식으로 할 수 있다.

$$N_{ux}=0.646 R_{ex}^{1/2} P_r^{0.4} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(13)$$

(12)식과 (13)식을 비교하면 분류의 경우는 무한폭의 균일류와 비교해서 약 17% 높다는 것을 알 수 있다.

(2) 頂角 1/3π 쐐기형物體의 局所熱傳達率

무한폭의 균일류를 정각 60°의 쐐기형 물체에 분사시키는 경우의 표면상의 속도경계층 외연의 속도 u_m은 $u_m \propto x^{1/5}$이 된다는 것을 알고 있다[13]. 이것은 그림12에 의해서 실험적으로 확인되었으며 국소 Nusselt 수 N_{ux}는 그림 1에 표시한 이론해석의 결과로부터 (14)식과 같이 표시된다.

$$N_{ux}=0.499 R_{ex}^{1/2} P_r^{0.4} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(14)$$

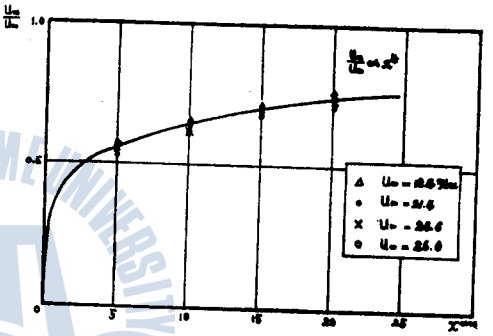

그림 12 정각 60° 쐐기표면의 속도분포(균일류)

정각 60°의 쐐기형 물체에 무한폭의 균일류의 속도 u_∞를 $9.5m/sec \sim 27m/sec$의 범위에서 5단계로 변화시켜서 분출시키는 경우의 h_x를 측정한 결과를 그림 13에 표시한다. 쐐기표면상의 속도경계층 외연의 속도와 정점에서 쐐기표면에 연해서 측정한 거리로 정의한 레이놀즈 수

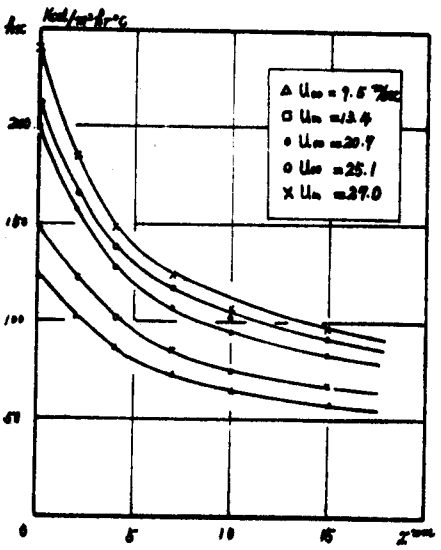

그림 13 정각 60° 쐐기표면의 국소열전달율 (균일류)

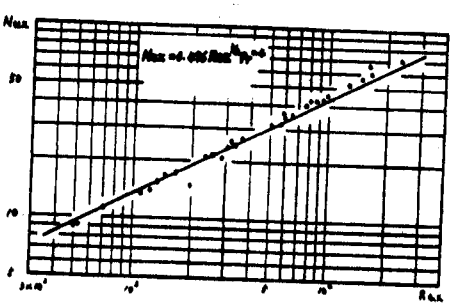

그림 14 정각 60° 쐐기표면의 N_{ux}(균일류)

dCollection

(Reynolds No.)R_{xx}로 표시한 N_{xx}를 그림 14에 표시한다. 동도에서 실험결과는 (14)식과 잘 일치한다는 것을 알 수 있다.

정각 60°의 쐐기형 물체에 분출속도 u_0를 10m/sec에서 23.4m/sec의 범위로 3단계로 변화시키고 또 정점에서 분출구까지의 높이를 상대 높이 H/B로 표시하고 H/B를 4에서 20까지 변화시켜 분류를 분사시켰을 때의 정점근방에서의 N_{xx}를 측정하여 그 1예를 그림 15에 표시한다.

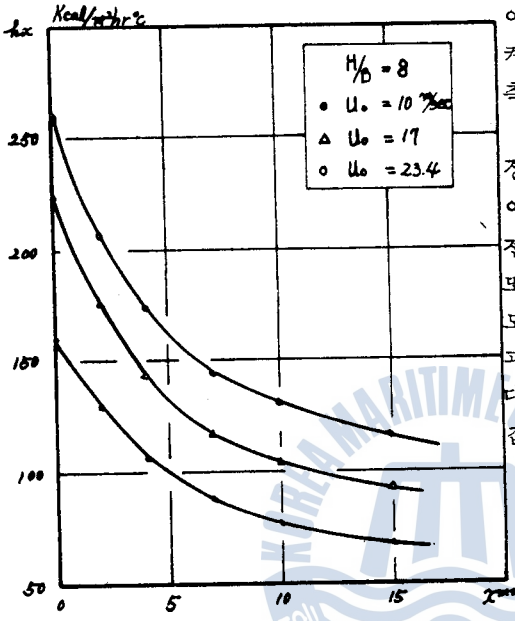

그림 15 60° 쐐기표면의 국소열전달율

정각 60°의 쐐기형 물체에 분류를 분사시키는 경우는 정각 120°의 경우에서 볼 수 있는 것과 같이 상대높이 $H/B \fallingdotseq 8 \sim 10$에서 정점에서의 국 소열전달율이 최대치로 되는 명백한 경향은 없으며, 또 흐름의 방향에 있어서의 국소열전달율의 변화도 무한폭의 균일류중에 흐름에 연해서 놓은 평판과 유사한 단조로운 변화를 하고 있음을 알 수 있다. 정점에서의 열전달율이 이와 같이 불안정한 값을 나타내는 것은 속도분포 $u_m \propto x$로 근사시킬 수 있는 영역이 좁아서 120°의 경우와 같이 정점에서 안정한 값을 주지 못하고 불안정하게 되며 흐름에 연해서 놓은 평판에서 볼 수 있는 경향이 강하게 되는 것이 큰 원인이라 생각된다.

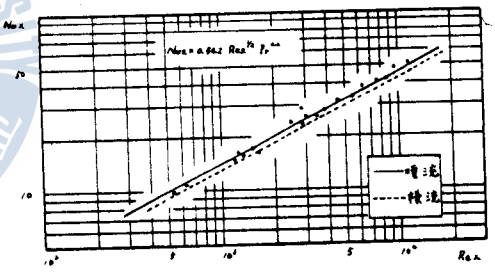

그림 16 정각 60° 쐐기표면의 N_{xx}(분류)

쐐기표면상의 속도경계층 외연의 속도와 정점에서 쐐기 표면에 연해서 측정한 길이로 정의한 R_{xx}로써 분류를 분사시킬 때의 정점근방에서의 N_{xx}를 그림 16에 표시한다.

일반 Stagnation flow와 같이 N_{xx}를 $N_{xx}=C_1 R_{xx}^{1/2} P_r^{0.4}$의 형식으로 표시하고 그림 16에서 상수 C_1를 실험적으로 구하면 다음 (15)식과 같이 표시할 수 있다

$$N_{xx}=0.542 R_{xx}^{1/2} P_r^{0.4} \quad \cdots\cdots(15)$$

무한폭의 균일류의 경우인 (14)식과 비교하면 분류의 경우가 무한폭의 균일류의 경우보다 약 6% 정도 더 높다.

3) 圓柱의 局所熱傳達率

실린더(Cylinder)의 냉각에 응용하기 위한 일종의 기초실험으로서 직경 60mm의 원주에 대한 실험을 한 결과를 그림 17에 표시한다. 무한폭의 균일류의 경우는 정점 근방의 열전달율은 잘 알려져 있는 (16)식으로[2] 표시되며 본 실험도 잘 일치하고 있음을 알 수 있으며 실험정도도 충분하다.

dCollection

$$N_{ud} = 1.14 R_{ed}^{1/2} P_r^{0.4} \quad \cdots\cdots (16)$$

여기서

$$N_{ud} = \frac{h_x d}{\lambda}$$

$$R_{ed} = \frac{u_\infty d}{\nu}$$

d: 직경

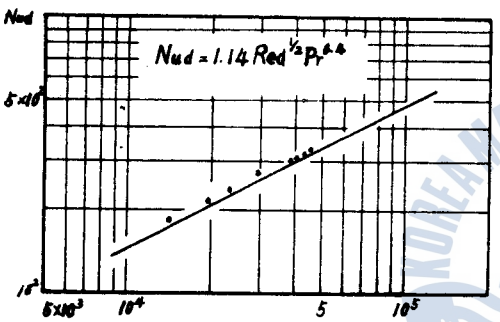

그림 17 원주표면의 Nud(균일류)

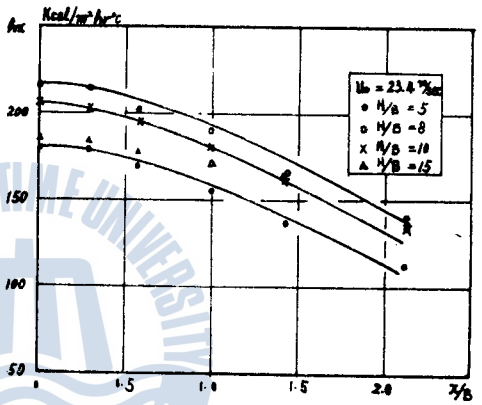

그림 18 원주정점 근방의 h_x(분류)

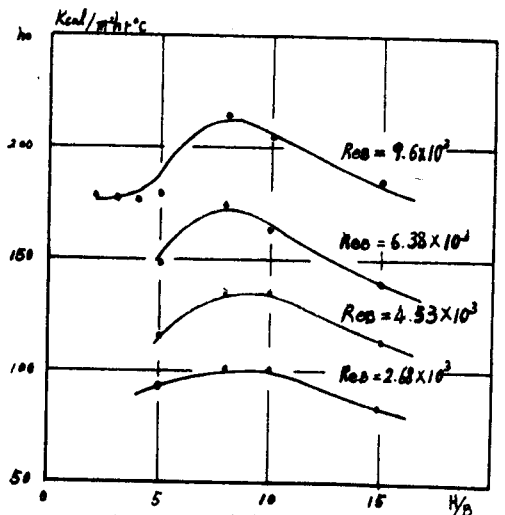

그림 19 원주정점 열전달율 (분류)

또 분류를 원주에 분사했을 때의 정점근방에 서의 국소열전달의 실험을 분출속도 u_0 를 $u_0 = 6.5 m/sec \sim 23.4 m/sec$, 상대높이 H/B를 $H/B = 3 \sim 15$의 범위로 행하고 그 결과를 H/B를 파라메터로 해서 그림 18에 표시한다. 동도에서 아는 바와 같이 국소열전달율 h_x는 거의 일정이므로 정점근방의 열전달율을 정점에서의 값으로 대표해서 그림 19에 $R_{eB}\left(=\frac{u_0 B}{\nu}\right)$를 파라메터로 취해서 표시했다.

$H/B = 8 \sim 9$ 부근에서 정점에서의 h_x가 최대치를 취하는 것은 120°정각의 쐐기형 물체의 경우와 같다.

$H/B > 8$에서는 h_x는 H/B의 증가와 함께 단조롭게 감소하고 있으므로 (16)식의 균일류의 속도 u_∞ 대신에 원주의 정점에서의 자유분류의 중심속도 u_H를 사용함으로써 h_x를 표시할 수 있으나, 분류의 난류의 강도가 h_x에 미치는 영향이 있으므로 (16)식으로서는 표시할 수 없다.

dCollection

그림 (20)에 표시한 바와 같이 원주에 분류를 분사했을 때에 $H/B>10$의 경우에 정점근방에서의 국소 Nusselt수 N_{ud}는 다음 (17)식으로 표시할 수 있다.

$$N_{ud}=2.17R_{ud}^{*1/2}P_r^{0.4} \quad \cdots\cdots(17)$$

여기에서

$$R_{ud}^{*}=\frac{u_H}{\nu}$$

(16)식과 (17)식을 비교하면 정점근방에서의 N_{ud}는 분류의경우가 무한폭의 균일류보다 약 90%정도 높다.

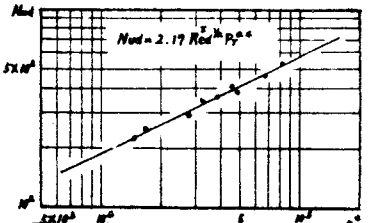

그림 20 원주정점근방의 N_{ud}(분류)

4) 頂角에 따른 局所熱傳率의 比較

정각이 60°, 120°의 쐐기형 물체와 원주에 2차 원분류와 무한폭의 균일류를 분사했을 경우의 정점근방의 국소열전달율을 비교해서 그림 21에 표시한다.

동도에서 정각이 크게 됨에 따라 분류에 의한 정점근방의 국소열전달류과 무한폭의 균일류에 의한 값의 차가 크다는 것을 알 수 있으나 전절까지의 실험결과를 토대로 고찰하면 다음 원인에 의한 것이라고 생각된다. 즉

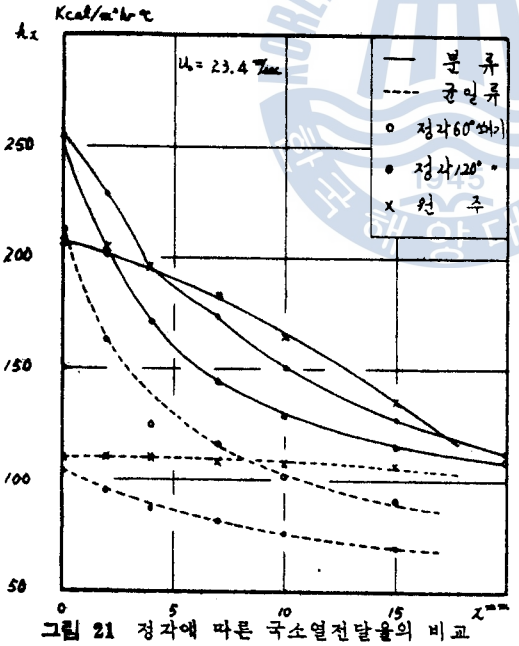

그림 21 정각에 따른 국소열전달율의 비교

가) 2차원분류가 쐐기형물체에 분사될 경우의 쐐기표면상의 속도경계층 외연의 속도가 무한폭의 균일류를 쐐기형 물체에 분사했을 경우보다도 대단히 크다는 것은 1절에서의 실험결과로서 명백하다. 따라서 2차원분류를 쐐기형 물체에 분사시키는 경우의 정점근방에서의 국소열전달율은 물체가 없는 경우에 정점에서의 자유분류의 중심속도와 동일한 무한폭의 균일류의 경우 보다도 클 것이다.

나) 2차원난류분류를 쐐기형 물체에 분사하는 경우에 정점에서 분출구까지의 높이가 분류의 포텐셜영역에 속하면, 정점근방에서의 국소열 전달율은 난류부분이 없다고 가정한 경우의 이론해석에 의해서 충분히 잘 표시될 수 있으나, 정점에서 분출구까지의 높이가 분류의 포텐셜영역 이상으로 되면 자유분류의 난류의 강도가 열전달율에 미치는 영향이 크게 되며, 전절까지의 고찰의 결과에 의하면 정점근방에서의 국소넷셀트 수 N_{ud}는 이론해석에 의해서 구한 값보다 크게 되고 정각에 비례해서 증대함을 확인할 수 있다. 즉 정각이 크게됨에 따라 속도경계층 외연의 속도변화는 정각이 작은 경우보다도 작게 되고 난류가 열전달율에 미치는 영향은 속도경계층 외연의 속도에 의한 영향과 비교해서 무시할 수 없게 되어, 결과적으로는 정각이 120°, 60°, 원주의 경우 이론해석에 의한 값보다도 각각 17%, 6%, 90% 정도 증가한다.

따라서 2차원난류분류와 무한폭의 균일류가 동일속도로 쐐기형 물체에 분사되는 경우에 2차

dCollection

원 분류를 분사하는 경우가 무한폭의 균일류의 경우보다도 큰 열전달율을 나타내고 그 차는 정각이 클수록 증대한다.

다음에 2차원난류분류를 정각 120°, 60°의 쐐기형 물체와 원주에 분사하는 경우의 정점에서의 열전달율을 그림 22에 표시한다. 정점에서 분출구까지의 높이를 상대높이 H/B로 표시하면 정각이 큰 때에는 H/B가 $H/B=8\sim10$에서 정점에서의 열전달율이 최대치를 나타내는 것이 동 그

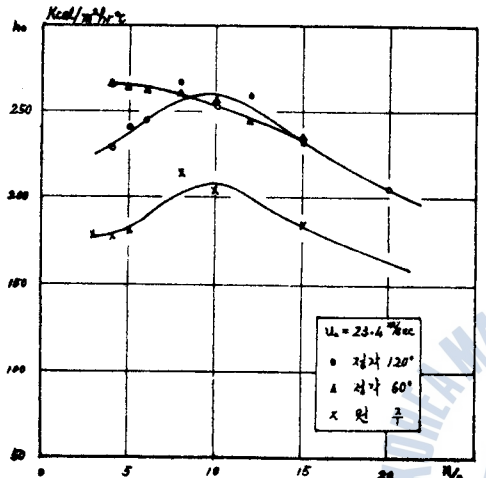

그림 22 정각에 따른정점열전달율의 비교

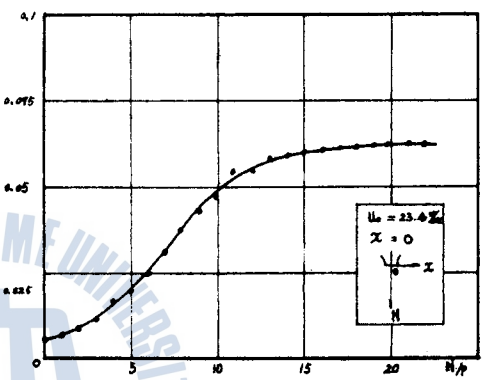

그림 23 자유분류 중심축상의 난류 외강도

림에서 실험적으로 명백해졌다. 이는 주로 자유분류의 난류의 강도의 영향으로 인한 것이라 생각된다. 자유분류의 난류의 강도는 분류의 포텐셜영역, 천이영역, 자유분류영역에서 각각 상이한 변화를 나타낸다. 즉 그림 23에서 명백한바와 같이 분류의 포텐셜영역내에서는 난류의 강도는 대단히 미소하므로 열전달율에는 거의 영향을 미치지 못하며, 따라서 H/B가 이 영역에 속하면 난류가 아닌 경우의 이론해석으로 열전달율을 충분히 잘 표시할 수 있는 것은 위에서 기술한 바이다. 분류의 천이영역에서는 난류의 강도는 급격히 증가하고 자유분류영역에 달하면 거의 일정치에 가까운 값으로 완만히 변화하는 것이 실험적으로 확인되었으나, 일방 정각이 큰 쐐기형 물체의 정점에서의 열전달율도 자유분류의 난류의 강도의 변화와 같은 경향으로 변화하고 있음을 그림 22에서 알 수 있다. 즉 정점에서 분출구까지의 높이가 분류의 천이영역인 $H/B=4\sim10$의 범위에서는 $H/B=10$의 경우의속도 경계층 외연의 속도변화가 $H/B=4$의 경우보다도 적음에도 불구하고 정점에서의 열전달율이 $H/B=10$의 경우가 큰 것은, 정각이 커짐에 따라 속도경계층 외연의 속도는 적으므로 난류의 강도가 열전달에 미치는 영향이 속도에 의한 영향보다도 크기 때문이다. 또 분류의 자유분류영역인 $H/B>10$의 경우는 난류의 강도가 거의 일정하므로 $H/B>10$의 범위에서는 난류부분이 열전달율에 미치는 영향도 거의 일정이나, 속도 경계층 외연의 속도변화는 정점에서 분출구까지의 높이가 커짐에 따라 감소하므로 정점에서의 열전달율은 이 속도변화의 감소에 지배되어 $H/B>10$ 이상에서는 서서히 감소한다고 생각된다.

정각이 작을 경우에 정점에서의 열전달율이 $H/B=8\sim10$에서 최대치가 명백히 나타나지 않는 것은 쐐기표면상의 속도경계층 외연의 속도변화가 대단히 크므로, 정점에서의 열전달율은 분류의 난류의 강도에 의한 영향보다도 속도에 의한 영향을 강하게 받고 있기 때문이라고 추리된다.

dCollection

이상의 고찰에 의해서 2차원난류분류를 쐐기형 물체에 분사시키는 경우에 무한폭의 균일류의 경우보다도 정점근방에서의 국소열전달율이 큰 값을 나타내는 것은, 속도 경계 층외연의 속도가 무한폭의 균일류의 경우보다 분류의 경우가 큰 것과 자유분류의 난류의 강도에 의한 영향이고, 정각이 클수록 난류에 의한 영향이 강하게 나타난다. 또한 정각이 큰 경우에 상대높이 H/B가 $H/B=8\sim10$에서 정점에서의 열전달율이 최대치를 나타내는 것은 자유분류의 난류의 강도에 의한 영향임이 명백하다.

V. 結 論

이상 기술한 연구결과에 대해서 고찰한 점을 총괄해보면 다음과 같다.

정점근방에서 난류가 아닌 층류로서 계산한 열전달율은 정각이 작은 경우는 비교적 잘일치하고 있으나 정각이 큰 경우는 적용할 수 없다. 이는 자유분류의 난류의 강도에 의한 영향이 속도 경계층외연의 속도가 작은 경우에 현저하게 나타난다고 생각된다. 정각에 의한 국소넛셀트수 N_{us}를 실험결과로부터 구한 값은 다음과 같다.

$$N_{us}=C_1 R_{us}^{1/2} P_r^{0.4}$$

$C_1=0,646$ (정각120°)

$=0,542$ (정각60°) $(H/B>10)$

$$N_{us}=C_1 R_{ss}^{1/2} P_r^{0.4}$$

$C_1=2.17$ (원주의경우) $(H/B>10)$

정점에서의 열전달율은 정각이 큰 경우에는 정점에서 분출구까지의 높이를 상대높이 H/B로 표시한 경우 H/B가 분류의 포텐셜코어의 종당($H/B\fallingdotseq4$) 즉 분류의2천이영역의 시점(始點)부근에서 급격히 증가하기 시작하여, 천이영역의 종단부근인 $H/B\fallingdotseq8\sim10$에서 최대치에 달하고, 이후는 H/B가 크게 되어도 열전달율은 서서히 감소한다는 것이 실험적으로 확인된다. 또 자유분류의 중심축상의 난류의 강도도 정점에서의 열전달율과 동일한 경향으로 변화하는 것이 확인된다. 이들 점을 함께 생각하면 정각이 큰 경우의 속도경계층 외연의 속도는 대단히 작으므로 이 속도의 영향보다도 난류의 강도에 의한 영향을 강하게 받고 있다고 생각된다. 이 현상은 정각이 클수록 강하게 나타난다.

정점에서 물체가 없는 경우에 나타내는 자유분류의 중심속도와 동일속도의 무한폭의 균일류가 쐐기형 물체에 분사되는 경우의 겉보기의 열전달율은 2차원난류분류의 경우가 대단히 큰 값을 나타내는 것은, 쐐기표면의 속도경계 층외연의 속도가 무한폭의 균일류의 경우보다도 2차원 난류분류를 분사시키는 경우가 크다는 것과, dp/dx가 크게 될수록 즉정각이 클 때는 난류의 강도가 지배적인 영향을 미치는 것이 명백하다. (p는압력).

이상 기술한 결론에 의해서 2차원 난류분류를 쐐기형 물체에 분사하는 경우의 정점근방에서의 열전달율은 $H/B>4$의 범위에서는 층류라고 가정해서 구한 이론해석이 근사적으로 적용될 수 있으나 $H/B>4$의 범위에서는 그대로는 적용할 수 없다.

dCollection

參考文獻

(1) R. A. Daane and S. T Han, "An analysis of air impingement drying" ' Tappi, vol. 44, No. 1, 1961, pp. 73-80.

(2) K. P. Perry, "Heat transfer by convection from a hot-gas jet to a plane surface", proc. Inst. Mech. Engrs, London, England, vol. 168, N. o 30, 1954, pp. 775-784.

(3) G. G. Huang, "Investigations of heat-transfer coefficients for air flow through round jets impinging normal to a heat-trasfer surface". Trans. ASME, 1963, pp. 287-245.

(4) R. Gardon and J. C. Akfirat, "Heat transfer characteristics of impinging two-dimensional air jets", Journ. Heat Transfer. Trans, ASME, Series C. vol. 88, 1966, pp. 101-108.

(5) V. A. Smirnov, G. E. Verevochkin and P. M. Brdlick, "Heat transfer between a jet and a held plate normal to flow", Int. Journ. Heat Mass Transfer, vol. 2, 1961, pp. 1-7.

(6) D. C. McMurray, P. S. Myers and O. A. Uyehara, "Influence of impinging jet variables on local heat transfer coefficients along a flat surface with constant heat flux", Proc. 3rd Intern. Heat Transfer Conference, vol. II, 1966, pp. 292-299.

(7) J. Kestin and P. F. Maeder, "Influence of turbulence on transfer of heat from cylinders," NACA, TN, 4018.

(8) W. W. Short, R. A. S. Brown and B. H. Sage, "Thermal in turbulent gas streams: Effect of turbulence on local tranport from spheres", Journ. Appl. Mech. 1960.

(9) 西脇仁一, 平田 賢, 鳥居 薫, "噴流を 受ける 平板の 熱傳達", 第5回 日本傳熱シンポジウム講演論文集, 1968.

(10) J. O. Hinze, "Turbulence", McGraw-Hill. 1959.

(11) S. Levy "Heat transfer to constant-property laminar boundary layer flows with power-function free-stream velocity and wall-temperature variation", Journ. Aero. Sci. vol. 19, 1952, pp. 341-348.

(12) 甲藤好郎, "傳熱概論", 養賢堂, 昭 39.

(13) 洪永杓, 「噴流의 速度分布에 關한 硏究」, 韓國海洋大學論文集 第8輯, 1973.

dCollection