

熱 傳 達 促 進 技 術 (IV)

Techniques of Heat Transfer Enhancement

徐 正 閔*
Jeong Yun Seo

4. 熱傳達係數分布

Fig. 17은 二重管內 空氣流에서 Naphthalene 昇華法으로 Kattchee & Machewicz¹⁴⁾ 가 測定한 promoter 表面에서의 熱傳達係數分布를 平滑面에서의 熱傳達係數 h_s 로 無次元化하여 표시한 것이다. Fig. 18은 同一한 測定值를

promoter 間의 1 pitch에 대해서 표시한 것이며, Fig. 19는 流動樣相의 概念圖를 표시한다

Fig. 17의 promoter 表面의 熱傳達係數分布에서, square rib에서는

(1) promoter root에서 上流側, 下流側에서의 熱傳達係數는 모두 平滑面에서의 h_s 보다 약간 낮은데 대해서

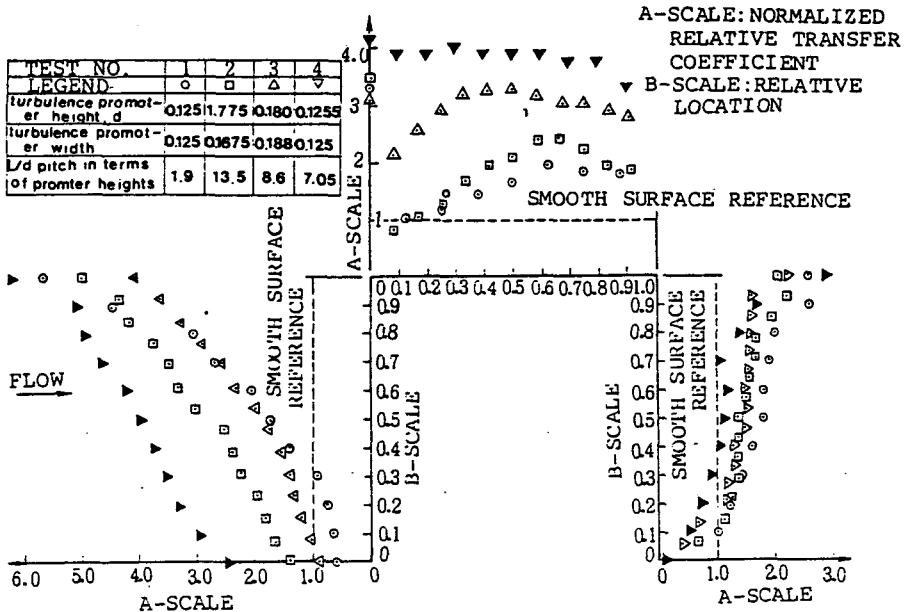


Fig. 17. Relative transfer coefficient distribution on the faces of a rectangular boundary layer turbulence promoter.

* 正會員, 仁荷大學校 工科大學 機械工學科

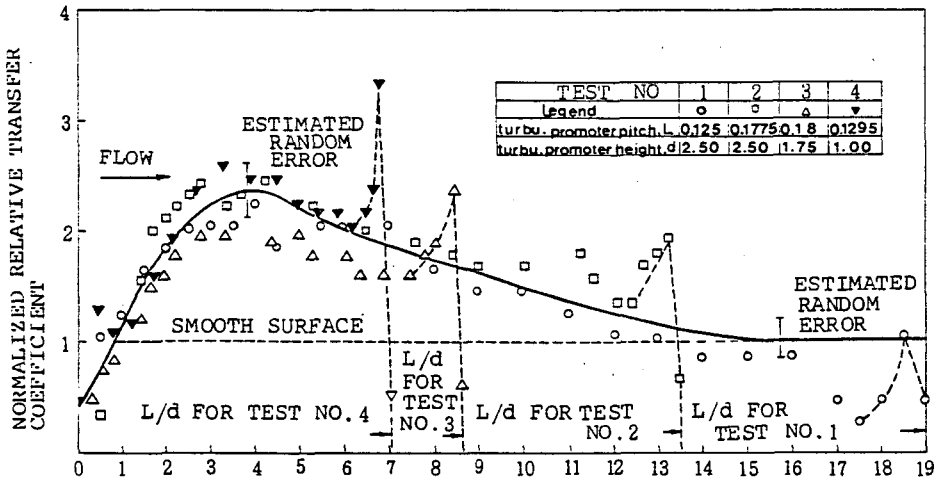


Fig. 18. Generalized distribution of the normalized relative transfer coefficient downstream from a rectangular boundary layer turbulence promoter.

(2) 그 밖의 大部分에서는 h_x 는 h_s 보다 數倍 정도의 크기가 되어 높으며

(3) 그 增大率 h_x/h_s 는 下流側表面(背面)에서는 P/e 의 변화에 의존하지 않지만 上流側表面(前面)에서는 P/e 의 감소($P/e > 7$)와 더불어 현저하게 증대한다.

한편 promoter 間의 熱傳達係數分布는 Fig. 18, 19에 의하면

(1) promoter 直後($x/e (=x/d) < 0.5$ 정도) 및 直前에서는 熱傳達係數 h_x 가 平滑面에서의 h_s 보다 낮지만

(2) 그 밖의 大部分에서는 h_x 는 h_s 보다 크며

(3) 특히 再附着點 近傍 및 promoter 前의 剝離域 近傍에서의 熱傳達은 좋다.

(4) promoter 間의 熱傳達係數分布 h_x/h_s (h_{loc}/h_{av})는 promoter 直前을 除外하고는 거의 P/e 의 영향을 받지 않는다는 것을 알 수 있다.

Berger & Hau¹⁵⁾는 円管内水流($D=110\text{mm}$)에서 電氣化學의 方法을 써서 $e/D=0.0364$, $w/e=1$, $P/e=3\sim 10$ 의 promoter 에 대해서 熱傳達係數分布를 測定하여 그 결과를 Fig. 20~22와 같이 제시하였다.

e : rib height w : rib width P : rib pitch
Fig. 20에 의하면 熱傳達係數分布는 Katt-

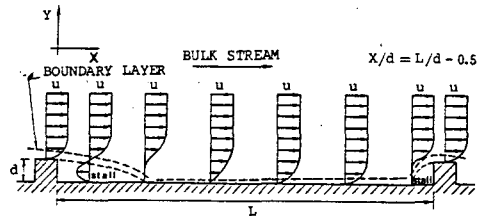


Fig. 19. Local velocity profiles in the boundary layer flow with turbulence promoters.

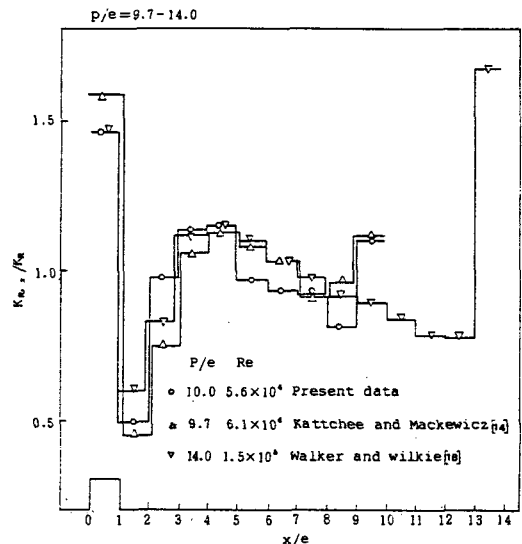


Fig. 20. Comparison of mass transfer coefficient distributions with those obtained by other investigators.

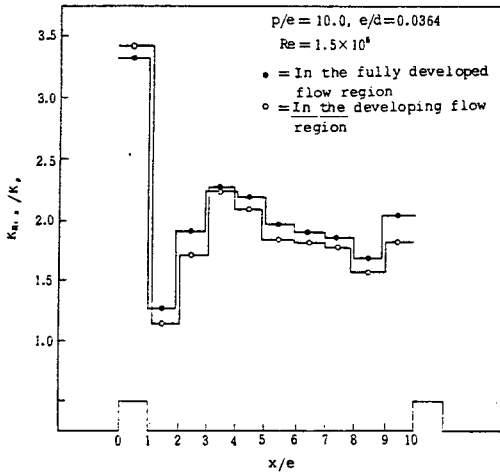


Fig. 21. comparison of mass transfer coefficients in the developing and fully developed flow regions. ($p/e = 10$, $Re = 1.5 \times 10^5$, $Sc = 1535$).

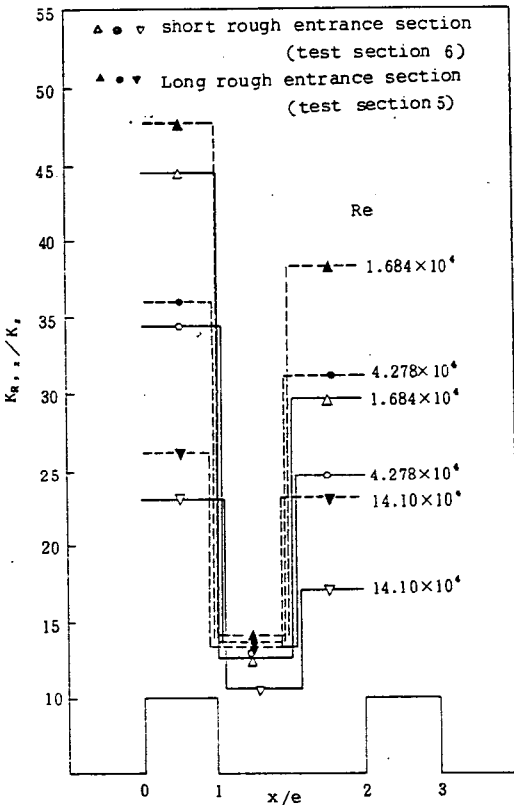


Fig. 22. Mass transfer coefficient distributions in the measuring section with the $p/e = 3$ for the two different inlet conditions $Sc = 1535$ in both cases. Schmidt number $Sc = \nu/D$.

chee의 測定値와 거의 一致하고 있다. 그리고 局部熱傳達係數 h_x 는 promoter間 平均熱傳達係數 h 로 無次元化하여 표시되어 있는데, 이것에 의하면 h_x/h 分布는 P/e 와는 관계없이 거의 相似形을 이루고 있다. 또 그들은 熱傳達係數分布에 대한(promoter 上流의)흐름의 發達정도의 영향을 조사하여

- (1) promoter間 熱傳達分布에 대한 近接흐름의 發達정도의 영향은 작지만
- (2) Fig. 21에 의하면 $P/e > 7$ 정도에서는 未發達흐름쪽이 h_x 가 낮고 Fig. 22에 의하면, $P/e < 7$ 정도에서는 未發達흐름쪽이 h_x 는 높다고 보고하고 있다.

5. 平均熱傳達係數

5.1 Reynolds數 및 Prandtl數에 대한 依存性

平均熱傳達特性은 다음의 Nusselt數(Nu)혹은 Stanton數(St)로 표시된다.

$$Nu = \frac{h \cdot De}{\lambda}, \quad St = \frac{Nu}{Re \cdot Pr} = \frac{q_w}{\rho U_m \cdot Cp (T_w - T_b)}$$

Rannie¹⁶⁾의 解析에 의하면

$$St / (f/2) = f(Pr)$$

가 된다. 이와 같은 相似性이 平滑面에서 成

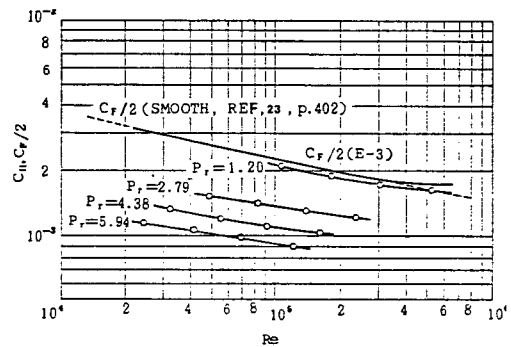


Fig. 23. Heat transfer coefficient vs. Reynolds number for tube E-3 (Smooth) at prandtl numbers of 1.20, 2.79, 4.38, and 5.94. C_F = dimensionless friction coefficient for tubes. $C_F = 2 \tau_0 / \rho U_m^2$

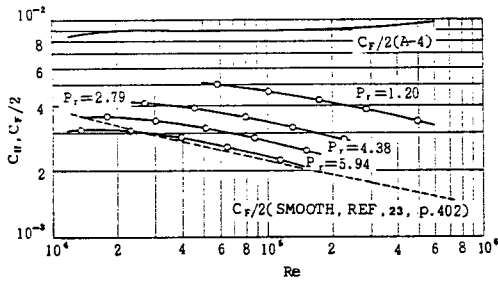


Fig. 24. Heat transfer coefficient vs. Reynolds number for tube A-4 ($e_s/D = 0.0488$) at Prandtl numbers 1.20, 2.79, 4.38, and 5.94.

立한다는 것이 Dipprey & Sabersky¹⁷⁾에 의해서 확인되었다.

Fig. 23은 平滑面에서의 Stanton數(=C_H)를 표시한다.

Fig. 24는 $e/D = 0.0488$ 인 경우의 均一粗度面에서의 St를 나타낸다.

Fig. 25는 $Pr = 6$ 의 경우의 St의 推定値를 표시한 것이다. 이 그림에서 알 수 있는바와 같이 St도 摩擦係數 f와 마찬가지로 Re에 대해서 遷移域을 가지며, 이 領域에서 St는 Re의 增大과 더불어 增大한다. 그러나 fully rough region에 가면 St는 極大가 되며 이후부터는 Re의 增大과 더불어 減少한다.

이와 같은 傾向은 transverse repeated-rib type roughness에서도 確認되어 있으며, Fig. 26에는 二重管内 空氣流에 관한 Wilkie¹⁸⁾의 實驗結果를 Fig. 27에는 円管内流에 관한 Webb¹⁹⁾ 등의 實驗結果를, Fig. 28에는 円管内水溶液流에 관한 Berger & Hau¹⁵⁾의 實驗結

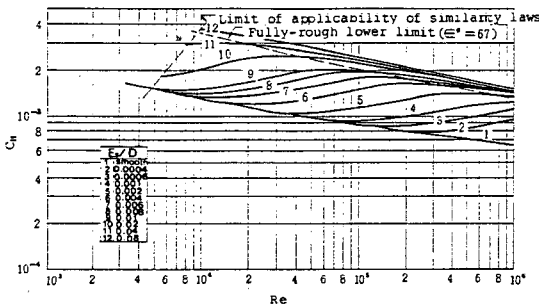


Fig. 25. Heat transfer coefficient vs. Reynolds number for $Pr = 6.0$, generated from the similarity functions, $g(\epsilon^+; Pr)$ and $A(\epsilon^+)$.

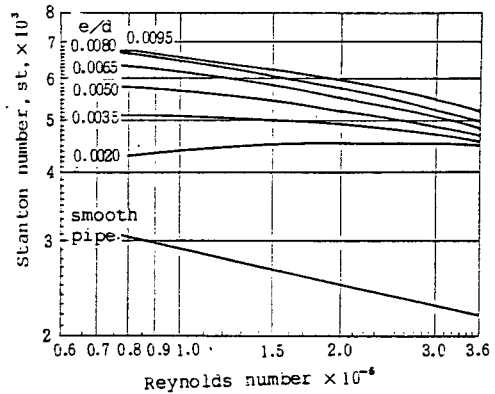


Fig. 26. Stanton number for surfaces with pitch to height ratio of 15.

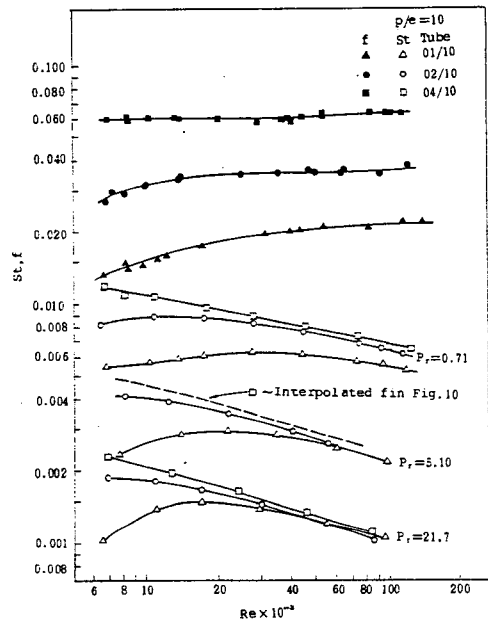


Fig. 27. Repeated-rib heat transfer and friction data for geometrically similar roughness ($P/e = 10$).

果를 각각 표시한 것이다.

以上에서 알 수 있는 事項은 다음과 같다.

(1) St는 Re에 대해서 陽(+)
勾配를 갖는 遷移域과 陰(-)
勾配를 갖는 fully rough region이 있으며

(2) St는 e/D 가 클수록 빨리 fully rough region으로 進入하며

(3) Pr에 대한 依存性은 fully rough region에서는 平滑壁에서의 依存性과 유사하다.

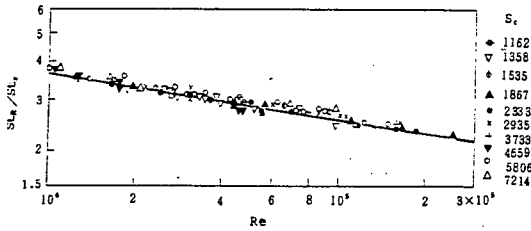


Fig. 28. Normalized mean Stanton number vs. Reynolds number for $P/e = 10$ in fully developed flow at different Schmidt number.

다만 (3)에 대해서는 議論의 餘地가 약간 있다고 생각되며 後述하기로 한다.

5.2 e/D에 대한 依存性

Fig. 26의 Wilkie의 實驗結果에 따르면

(1) St 는 e/D 의 增大와 더불어 單調롭게 增大하며

(2) fully rough region은 e/D 가 클수록 낮은 Re 에서 시작된다.

한편 Sheriff & Gumley²⁰⁾는 h/h_s 와 e^+ 의 관계를 Fig. 29와 같이 圖示하였다. 여기서

$$e^+ \equiv eu^*/\nu = (e/D) Re \sqrt{\frac{f}{2}} \text{이다.}$$

e^+ (dimensionless roughness parameter) 이 data는 $De = 106.7\text{mm}$ 인 二重管內空氣流에서 얻은 것이며 條件은 $e/De = 0.00048 \sim 0.00952$, $w/e = 1$, $P/e = 10$ 이다.

이 그림에 의하면 h/h_s 는 e^+ 가 100정도에 이르기까지는 增大하며, 그 이상으로 e^+ (Re 가 一定하다고 생각하면 e 의 函數)를 증대시

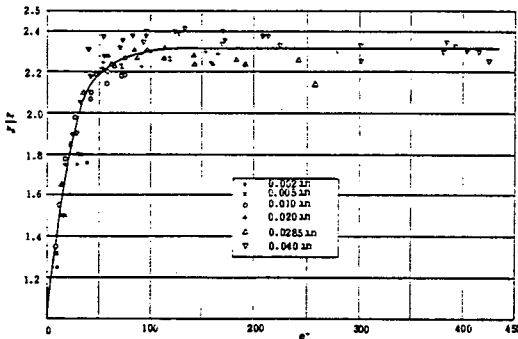


Fig. 29. h_r/h_s against e^+

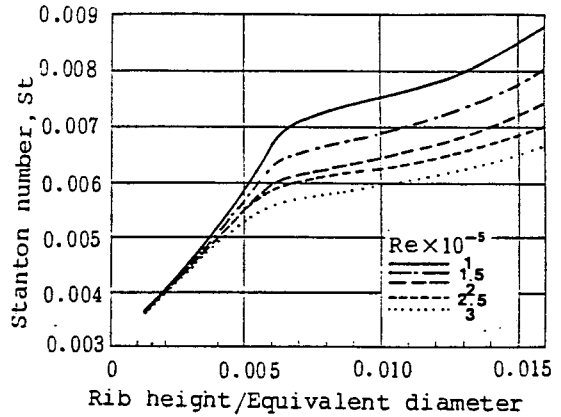


Fig. 30. Effect of relative rib height on Stanton number for of P/e of 12.

켜도 h/h_s 는 飽和되며, 增大傾向은 현저하게 둔화됨을 알 수 있다.

이와 같은 傾向은 Fig. 30의 Wilkie¹⁸⁾의 實驗에 의해서도 確認되었다.

5.3 P/e에 대한 依存性

Fig. 31(a), (b)는 St 에 대한 P/e 의 영향을 표시한다.¹⁸⁾ 이 Wilkie의 實驗結果에 의하면

(1) St_1/St_{1s} (= Stanton number inner surface rough / Stanton number inner surface smooth)의 값은 $e/D = \text{一定}$ 할 때 P/e 의 임의

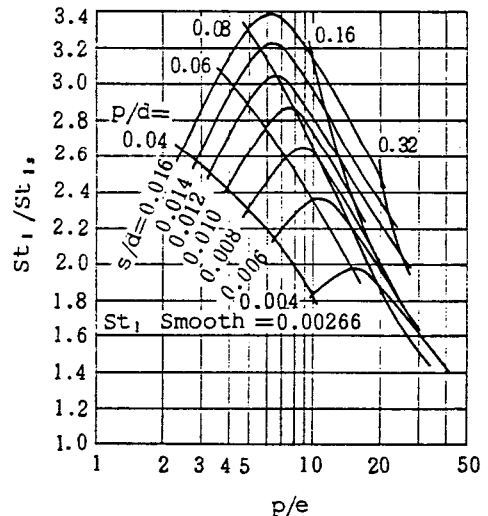


Fig. 31(a) Stanton number relative to smooth surface valve for Reynolds number 1.5×10^5 .

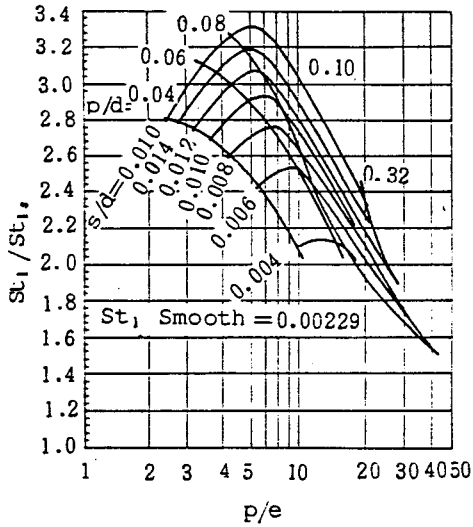


Fig.31(b) Stanton number relative to smooth surface valve for Reynolds number of 3×10^5

의 한 값에서 最大値가 되며,

(2) 最大値를 나타내는 P/e 는 e/D 의 增大와 더불어 減少하며, 결국 $P/e = 6 \sim 7$ 정도로 漸近한다. 따라서 f (Fig. 13 參照), St 의 結果에 의하면 모두 $P/e = 6 \sim 7$ 정도에서 極大 (e/D 가 큰 경우)가 되며 性能評價가 필요하게 된다.

5.4 Promoter 形狀에 대한 依存性

Han²¹⁾ 등은 Fig. 14에 표시한 形狀의 promoter에 대해서 直四角形流路內空氣流에서의 St 를 구하고 St 에 대한 ϕ 의 영향이 적다는 것을 지적하고 있다.

5.5 傾斜度에 대한 依存性

Han²¹⁾ 등은 helix angle α 의 영향에 대해서도 實驗을 하여 그 結果를 Fig. 32와 같이 圖示하였다.

이 結果에 의하면

㉑ $\alpha > 45^\circ$ 에서는 St 에 대한 α 의 영향은 적으며

㉒ St 는 $\alpha < 45^\circ$ 에서 급격히 감소한다.

이와 같은 實驗은 Gee & Webb²²⁾에 의해서도 이루어졌으며 이 結果는 이미 Fig. 15에 표시한 바와 같다.

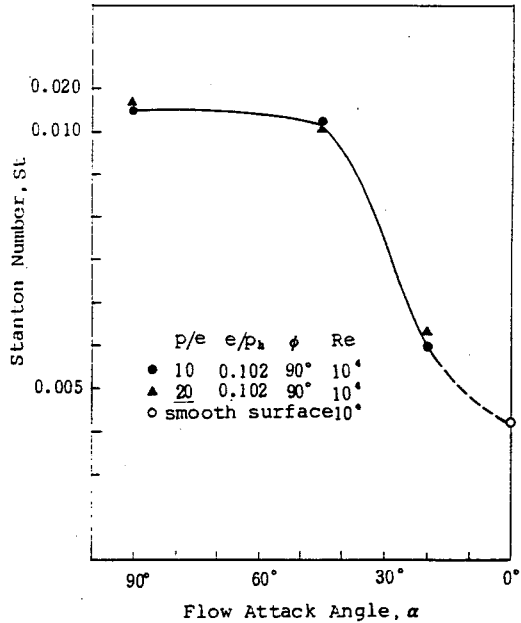


Fig.32. Stanton number vs. flow attack angles

또 Han²¹⁾ 등에 의하면 $e/De = 0.076$, $P/e = 5$ 의 條件下에서, 直四角形流路下面과 上面에 粗度を $\frac{1}{2}$ pitch 씩 물려서 粗度條件을 바꾸었을 때 이와 같은 非對稱配列의 效果는 없다는 報告가 있다.

6. 衝突噴流系에서의 傳熱促進

衝突噴流系에서 傳熱面에 人工的인 粗度を 주는 方法은 傳熱面을 波形²⁴⁾ 또는 4角 rib의^{25,26,27,28)} 2次元粗度を 갖는 面으로 한 경우로서, 여기서는 4角 rib를 설치한 경우의 實驗結果에 대해 소개하고자 한다.

徐²⁶⁾ 등의 實驗結果에서 傳熱面에 transverse-square rib (rib pitch $p = 50$ mm, rib height $e = 5$ mm, rib width $w = 5$ mm)를 설치하여 實驗한 結果를 平板傳熱面의 경우와 比較하여 나타내면 Fig. 33과 같다. 여기서 H 는 노즐-傳熱面間 距離, B 는 4角노즐의 幅이다.

局部熱傳達係數는 平板傳熱面의 경우와 달리 上·下로 크게 周期的으로 변하고 있는데 上流인 衝突領域에서는 H/B 의 영향이 크지만 下流의 壁面噴流 領域으로 갈수록 H/B 의 영향은 점차 감소하고 있다.

그리고 $H/B = 10$ 의 同一條件에서 平板의 경

우와 比較하면 停滯點($X/B=0$) 近傍에서의 熱傳達係數는 平板에 비해 크게 증가하고 있는데 이것은 噴流가 停滯點近傍의 rib와 충돌함에 따라 생기는 渦流가 停滯點까지 영향을 미치기 때문이다. 停滯點으로부터 두번째 rib以後의 下流域($X/B \geq 1.5$)에서는

(1) rib 直前·直後에서는 渦流의 生成에 의한 流體의 停滯現象때문에 熱傳達係數의 감소가 있지만 平板의 값보다는 크며

(2) rib 頂上部에서는 剝離效果 때문에 熱傳達係數의 增大가 나타나며

(3) 두 rib사이에서는 再附着에 의해서 熱傳達係數가 增大하는데 rib 中央으로부터 $X/e = 3 \sim 5$ 인 위치에 再附着點이 形成된다.

이상의 壁面噴流領域에서의 結果는 Webb¹⁹⁾ 등이 實驗한 transverse repeated-rib roughness를 갖는 管内流動의 結果와 比較하면、 $P/e \approx 10$ 에서는 rib를 넘은 自由流線은 壁面に 再附着(再附着點 $X/e = 4 \sim 8$)하며 이후 다

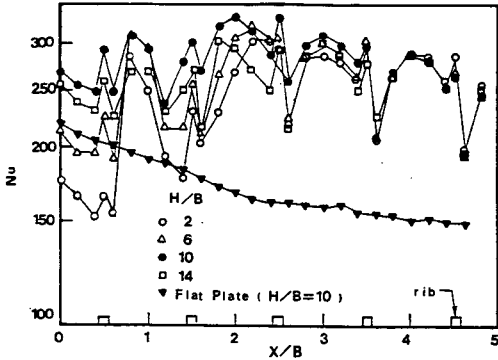


Fig. 33. Local Nusselt number distribution for ribbed plate. ($U = 18 \text{ m/s}$, $P/e = 10$).

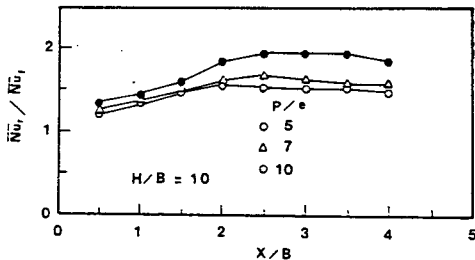


Fig. 34. Comparison with local average Nusselt number on the flat plate and ribbed plates. ($U = 18 \text{ m/s}$).

음 rib까지 境界층이 形成된다는 現象과 일치한다.

Fig. 34²⁶⁾는 rib높이와 幅($e = 5 \text{ mm}$, $w = 5 \text{ mm}$)을 고정하고 rib pitch변화에 따른 局部平均 Nusselt 數(\bar{Nu}_r)와 平板의 局部平均 Nusselt 數(\bar{Nu}_f)와의 比(\bar{Nu}_r / \bar{Nu}_f)를 나타낸 것이다.

각 P/e 에 대하여 停滯點近傍($X/B < 1.5$)에서는 熱傳達增進率의 差가 적지만 壁面噴流領域($X/B \geq 1.5$)에서는 rib의 pitch에 의한 영향때문에 增進比率의 差가 커짐을 나타낸다. 이것은 $P/e = 10$ 에서는 두 rib 사이에서 再附着에 의한 傳熱增進效果가 있지만 $P/e = 5$ 에서는 再附着이 일어나지 않기 때문이다. 平均 熱傳達係數는 $P/e = 10$ 에서 平板보다 約 1.68 배의 가장 좋은 傳熱增進效果가 나타난다.

金²⁷⁾은 rib의 pitch와 幅($P = 50 \text{ mm}$, $w = 5 \text{ mm}$)을 고정하고 rib 높이변화에 따른 \bar{Nu}_r / \bar{Nu}_f 의 比를 Fig. 35와 같이 圖示하였다.

\bar{Nu}_r 는 X/B 의 全領域에서 平板보다 높은 熱傳達效果를 얻을 수 있으며, 熱傳達增進率은 rib의 높이가 가장 작은 $P/e = 20$ 인 傳熱面으로서 平均 Nusselt 數는 約 1.8로 最大가 되지만 3種의 傳熱面에서 \bar{Nu}_r 의 增進率의 差는 거의 없다. 그리고 Fig. 34와 比較했을 때 傳熱增進에 미치는 영향은 rib의 높이보다는 pitch가 강함을 알 수 있다.

또한 徐²⁸⁾ 등은 rib의 pitch, 높이($P = 50 \text{ mm}$, $e = 2.5 \text{ mm}$)를 고정하고 rib와 幅을 變化시킨 3種의 傳熱面에서의 \bar{Nu}_r / \bar{Nu}_f 와 比를 Fig. 36과 같이 圖示하였다.

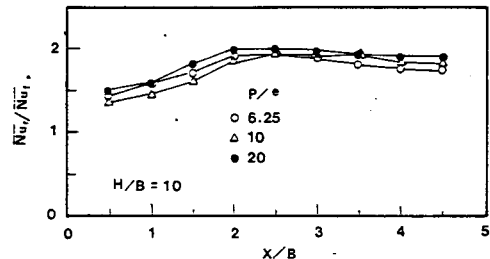


Fig. 35. Comparison with local average Nusselt number on the flat plate and ribbed plates. ($U = 18 \text{ m/s}$).

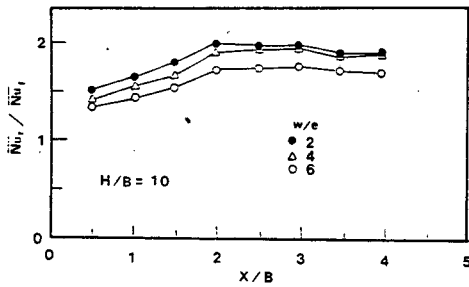


Fig.36. Comparison with local average Nusselt number on the flat plate and ribbed plates. ($U = 18 \text{ m/s}$).

3 種의 傳熱面 모두 壁面噴流領域에서 剝離・再附着의 效果로 熱傳達增進效果를 얻을 수 있으며 X/B의 全領域에서 $w/e = 2$ 가 가장 높은 \bar{Nu}_x 分布를 갖는다. $w/e = 6$ 인 傳熱面은 $w/e = 2, 4$ 인 傳熱面보다 상대적으로 낮은 增進率을 갖는데 이것으로부터 rib 幅의 限界値가 存在함을 알 수 있다.

以上的 衝突噴流系에서는 다음과 같이 要約할 수 있다.

- (1) $P/e = 10$ 인 경우 壁面噴流領域에서 剝離・再附着의 效果로 傳熱增進效果를 얻었다.
- (2) 傳熱增進效果는 rib의 높이보다는 pitch에 의한 效果가 더 크다.
- (3) P/e 가 일정한 경우 傳熱增進效果가 감소하는 rib 幅의 限界値가 存在한다.

參 考 文 獻

4. 植田・原田, 日本機械學會論文集, 30 (1964. 2), pp. 278~287.
5. R.L. Webb et al., Intern. J. Heat Mass Transfer, 14 (1971), pp.601-617.
6. D.W. Savage and J.E. Myers, AIChE J., 9 (1963.9), pp.694-702.
7. D.F. Dipprey and R.H. Sabersky, Intern. J. Heat Mass Transfer, 6 (1963), pp.329-353.
8. D. Wilkie, Proc. 3rd. Intern. Heat Transfer Conf., (1966), pp.1-19.
9. N. Sheriff and P. Gumley, Intern. J.

- Heat Mass Transfer, 9 (1966), pp.1297-1320.
10. J. Nikuradze, VDI-Forschungsheft 391, Ser.B, 4 (1933).
11. J.C. Han et al., Intern. J. Heat Mass Transfer, 21 (1978), pp.1143-1156.
12. M. Dalle Donne and L. Meyers, Intern. J. Heat Mass Transfer, 20 (1977), pp.583-620.
13. D.L. Gee and R.L. Webb, Intern. J. Heat Mass Transfer, 23 (1980), pp.1127-1136.
14. N. Kattchee and W.V. Mackewicz, Nucl. Sci and Des., 16 (1963), pp.31-38.
15. F.P. Berger and K.-F., F.-L. Hau, Int. J. Heat Mass Transfer, 22 (1979), pp.1645-1656.
16. W.D. Rannie, J. Aero Sci., 23 (1956), pp.485-489.
17. D.F. Dipprey and R.H. Sabersky, Int. J. Heat Mass Transfer, 6 (1963), pp.329-353.
18. D. Wilkie, Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., (1966), pp.1-19.
19. R.L. Webb et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 14 (1971), pp.601-617.
20. N. Scheriff and P. Gumley, Int. J. Heat Mass Transfer, 9 (1966), pp.1297-1320.
21. J.C. Han et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 21 (1978), 1143-1156.
22. D.L. Gee and R.L. Webb. Int. J. Heat Mass Transfer, 23 (1980), pp.1127-1136.
23. H. Schlichting, Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, New York (1955).
24. 車指永, 笠木伸英, 平田賢, 牧野雅樹, “波形面に衝突する二次元噴流の熱傳達”, 第21回 日本 傳熱シンポジウム講演論文集, B213. pp. 94~96. 1984.
25. 車指永, 笠木伸英, 平田賢, “大規模粗さを有する平板に衝突する二次元噴流の構造”, 流れの可視化, Vol. 4, No.14. pp. 77 ~ 82. 1984.
26. 金相弼, 徐正閔, “四角리브를 갖는 傳熱面에 衝突하는 2次元噴流의 熱傳達에 관

- 한 研究”, 大韓機械學會論文集, 第11卷 第2號, pp. 214~221, 1987.
27. 金相弼, “衝突空氣噴流의 熱傳達增進에 관한 實驗的 研究”, 仁荷大學校 博士學位 論文, 1987.
28. 李龍和, 李寬錫, 徐正閔, “2次元 衝突噴 流의 熱傳達增進에 관한 研究(四角 Rib幅 의 效果)”, 空氣調和·冷凍工學學會誌, 第 17卷第4號, pp. 350~356. 1988.

* 參考文獻 4~13은 지난호에서 누락된 부분임.
[다음 號에 계속]