

<論 文>

人工粗도가 있는 二重同心圓管的 亂流 熱傳達 解析

洪 鎮 官* · 李 起 萬* · 崔 英 惇**

(1983年 5月 9日 接受)

Analysis of Turbulent Heat Transfer in a Concentric Annular Pipe with Artificial Roughness

Jin Kwan Hong, Ki Man Lee and Young Don Choi

Abstract

Experimental results for the variation of the flow characteristics and heat transfer coefficients in the entrance region of concentric annular pipe with artificial roughness are compared with the theoretical results by numerical analysis.

In the experiments, velocity profiles, pressure gradients and heat transfer coefficients were measured with variation of the Reynolds number for the constant ratio of pitch to height at the hydrodynamic entry region. Wall temperature of inner heated pipe with constant heat flux was measured at thermal entry region after the hydrodynamically fully developed region of flow.

Experimental data agree well with numerical predictions. Both results show that turbulent flow of annular pipe with artificial roughness is fully developed thermally much faster than that of smooth pipe. Nusselt number of annular pipe with roughness is much higher than that of smooth pipe. However the ratios of Nusselt number of annular pipe with artificial roughness to that of smooth pipe does not vary with Reynolds number.

記 號 說 明

B : 速度分布의 粗度函數

c_p : 空氣의 定壓比熱

d : 二重同心圓管 內管의 外徑

D : Van Driest 의 減衰函數

D_e : 二重同心管의 等價直徑

G : 溫度分布의 粗度函數

H : ($=h$) 粗度の 높이

h^+ : 無次元人工粗度 높이 ($= \frac{u_\tau h}{\nu}$)

i : 電流

\bar{z}^* : 局所平均停滯엔탈피

κ : Von Karman 常數

k : 熱傳導係數

l : 混合距離

l_0 : 加熱部의 길이

P_r : 프란틀수

$P_{r,t}$: 亂流프란틀수

$P_{r,eff}$: 等價프란틀수 ($= \frac{1 + \frac{\epsilon_n}{\nu}}{\frac{1}{P_r} + \frac{\epsilon_n}{\nu} \frac{1}{P_{r,t}}}$)

\bar{p} : 氣體의 局所平均壓力

P : 人工粗度の 間隔

q_w : 壁面의 熱流動率

R_e : 二重同心圓管의 레이놀즈수 ($= \frac{U_n D_e}{\nu}$)

* 正會員, 高麗大學校 大學院

** 正會員, 高麗大學校 工科大學

- r : 內管의 中心軸으로부터의 距離
 r_1 : 內管의 外半徑
 r_2 : 外管의 內半徑
 i : 局所平均溫度
 i^+ : 無次元局所平均溫度 $\left(= \frac{\rho c_p u_r (t_w - i)}{q_w} \right)$
 t_w : 壁面의 溫度
 t_b : 空氣의 混合平均溫度
 \bar{u} : 軸方向 局所平均速度
 \bar{u}^+ : 軸方向 無次元局所平均速度 $\left(= \frac{\bar{u}}{u_r} \right)$
 u_r : 摩擦速度 $\left(= \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \right)$
 u' : 軸方向 渦動速度
 U_m : 管의 平均速度
 \bar{v} : 半徑方向 局所平均速度
 v' : 半徑方向 渦動速度
 x : 軸方向 座標
 X_m : 管人口로부터의 距離
 X_h : 加熱部 入口로부터의 距離
 y : 內管外壁으로부터 半徑方向으로의 距離
 y^+ : 無次元距離 $\left(= \frac{u_r y}{\nu} \right)$
 y_{CR} : 內管外壁部의 두께
 y_{CS} : 外管內壁部의 두께
 δ_R : 內管外壁部에서의 境界層두께
 δ_S : 外管內壁部에서의 境界層두께
 δy_0 : 人工粗度에 의해서 添加되는 混合距離
 δy_0^+ : δy_0 의 無次元數 $\left(= \frac{u_r \delta y_0}{\nu} \right)$
 δt_0^+ : 人工粗度에 의해 發生하는 停滯流體에서의 溫度 上昇에 대한 無次元數
 ϵ_m : 渦粘性係數
 ϵ_h : 亂流熱擴散係數
 μ : 粘性係數
 μ_{eff} : 等價粘性係數
 ν : 動粘性係數
 ρ : 氣體의 密度
 τ_w : 壁面의 剪斷應力
 ψ : 流動函數
 ψ_e : 外管內壁의 流動函數
 ψ_i : 內管外壁의 流動函數
 ω : 無次元流動函數

1. 緒 論

人工粗도가 있는 熱傳達面은 火力發電所의 熱交換器나 空冷式 原子爐의 燃料棒, 煙管보일러의 煙管등에서 熱傳達을 促進시켜 傳熱面積을 減小시키고, 器機의 運轉費用을 減少시키며, 傳熱面의 最高溫度를 低下시킬 수 있어서 이에 대한 研究가 要求되어 왔다.

人工의인 粗도가 應用되는 곳의 流動은 대부분 亂流 流動이어서 亂流流動에서 人工粗도가 熱傳達特性에 미치는 影響에 關한 研究가 進行되어 왔으며, 특히 實驗의 便宜상 二重同心圓管의 內管 外壁部에 人工粗도를 附着시킨 形態의 管流動의 熱傳達特性을 實驗的 方法 혹은 理論的 方法으로 구하는 研究가 많이 되어 왔다.

이에 關한 研究들에는 Dipprey and Sabersky 등이 使用한 人工粗도가 附着된 壁面위의 速度分布와 溫度分布를 對數曲線으로 假定하고 粗度函數를 實驗적으로 구하는 Correlation 方法과¹⁻³⁾, Rotta⁴⁾와 Kays and Crawford⁵⁾ 등이 使用한 混合距離모델에 의한 解析的 方法과, Wassel and Mill⁶⁾ 등이 使用한 混合距離모델을 利用하여 數值解析하는 方法과, Finson⁷⁾ 등이 使用한 2-方程式모델 혹은 레이놀즈응력方程式모델 등에 의한 高次亂流解析 方法 등이 있다.

그러나 過去의 研究들은 대부분 完全히 確立된 流動 (fully developed flow)에 대한 研究이고, 確立되지 않은 流動에서의 流動特性과 熱傳達特性에 대한 研究는 적은 편이어서 그 特性이 잘 알려져 있지 않다.

人工粗도를 應用하는 대부분 器機에서의 熱傳達에는 確立되지 않은 流動에서의 熱傳達이 포함되므로, 이와 같은 器機의 設計와 運轉을 잘 하기 위해서는 確立되지 않은 流動에서의 熱傳達特性에 대한 理解가 要求된다.

本 論文에서는 直四角形 斷面을 갖는 Ring 形態의 人工粗도를 內管에 附着시킨 二重同心圓管 (concentric annular pipe)에서 確立되어 가는 亂流流動의 速度分布와, 流動이 流體力學的으로 完全히 確立된 후 內管壁에 一定率의 熱이 加해질 때 確立되어가는 溫度分布를 混合거리모델을 使用하여 數值解析하였으며, 流動의 進行에 따르는 管摩擦係數와 壓力勾配, 熱傳達係數의 變化를 計算하여 實驗에서 測定된 값과 比較 檢討하였다. 本 解析과 實驗에서는 특히 管의 레이놀즈수의 變化가 流動特性과 熱傳達特性에 어떠한 影響을 미치는가에 關하여 考察하였다.

2. 理論解析

本 論文에서 解析할 人工粗도가 附着된 二重同心圓管的 流動과 熱傳達에 의한 溫度分布의 變化에 대한 概略圖는 Fig. 1 과 같다.

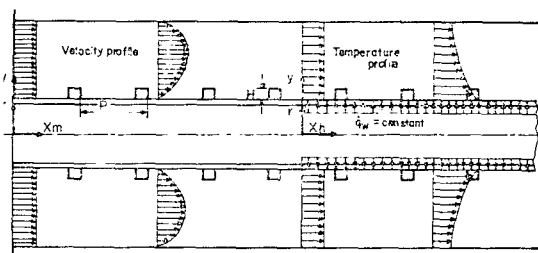


Fig. 1 Schematic diagram of fluid flow and heat transfer on the annular pipe with artificial roughness

Fig. 1 은 管的 入口에서 均一한 速度分布와 溫度分布의 空氣가 흘러와서 速度分布가 完全確立된 후, 二重同心圓管의 內管에서 一定率의 熱이 가해지고 그에 따라 溫度分布가 確立되어 가는 過程을 나타낸다. 本 解析에서는 管入口로부터 溫度分布가 完全確立되는 加熱部 出口까지의 流動과 熱傳達을 數值解析하였다.

2.1. 基本方程式

人工粗도가 있는 二重同心圓管의 確立되지 않은 流動區域에서 레이놀즈의 方法에 의해서 平均된 亂流流動의 連續方程式, 運動量方程式, 에너지方程式은 다음과 같다.

連續方程式

$$\frac{\partial(r\rho\bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(r\rho\bar{v})}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

運動量方程式

$$\rho\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x} + \rho\bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} = -\frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial y}\left(r\left(\mu\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'}\right)\right) \tag{2}$$

에너지方程式

$$\rho c_p \bar{u} \frac{\partial \bar{t}}{\partial x} + \rho c_p \bar{v} \frac{\partial \bar{t}}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r \left(k \frac{\partial \bar{t}}{\partial y} - \rho c_p \overline{v' t'} \right) \right) + \bar{u} \frac{d\bar{p}}{dx} + \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 - \overline{\rho u' v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{3}$$

式 (2)의 渦動成分 $\overline{u'v'}$ 에 Boussinesq의 亂流모델

$$\overline{u'v'} = -\epsilon_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \tag{4}$$

을 適用하고, 數值解析을 正確하고 簡便하게 하기 위하여 Von Mises 變換

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \rho \bar{u} r \tag{5}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\rho \bar{v} r \tag{6}$$

으로 變換한 후, 다시 無次元화된 流線函數를 變數로 하는 座標界로 變換하는 Patankar-Spalding 變換⁸⁾⁻¹⁰⁾

$$\omega = \frac{(\phi - \phi_i)}{(\phi_e - \phi_i)} \tag{7}$$

로 變換하면 다음과 같은 運動方程式이 얻어진다.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{r^2 \rho \bar{u} \mu_{eff}}{(\phi_e - \phi_i)^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \omega} \right) = -\frac{1}{\rho \bar{u}} \frac{d\bar{p}}{dx} \tag{8}$$

에너지方程式(3)의 渦動成分 $\overline{v't'}$ 에 역시 Boussinesq의 亂流모델

$$\overline{v't'} = -\epsilon_n \frac{\partial \bar{t}}{\partial y} \tag{9}$$

을 適用하고 式 (2)를 使用하여 停滯엔탈피方程式(stagnation enthalpy equation)으로 轉換한 후 Von Mises 變換과 Patankar Spalding 變換을 하면 다음과 같은方程式이 얻어진다.

$$\frac{\partial \bar{t}^*}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{r^2 \rho \bar{u} \mu_{eff}}{(\phi_e - \phi_i)^2 P_{reff}} \frac{\partial \bar{t}^*}{\partial \omega} \right) = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{r^2 \rho \bar{u}}{(\phi_e - \phi_i)^2} \mu_{eff} \left(1 - \frac{1}{P_{reff}} \right) \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\bar{u}^2}{2} \right) \right) \tag{10}$$

本 解析에서는 式 (8)과 式 (9)를 Crawford and Kays⁹⁾가 提示한 方法으로 有限差分方程式으로 轉換한 후 數值解析하였다.

2.2. 亂流모델

本 論文에서 解析할 二重同心圓管의 流動은 人工粗도가 附着되어 있는 內管外壁部의 流動과 매끈한 外管 內壁部의 流動, 그리고 그 中間의 中心部流動(core flow)으로 大分할 수 있다. 각 流動區域에서의 亂流모델은 다음과 같다.

(1) 人工粗도가 附着된 內管의 外壁部

Rotta⁴⁾, Kays and Crawford⁹⁾는 거치른 壁面 附近의 流動에서의 混合거리로

$$l = \kappa y + \kappa \delta y_0 \tag{11}$$

을 제안하였다. 이 式에서 κy 는 一般의 混合거리이고, $\kappa \delta y_0$ 는 거치른 壁面에 의해서 發生한 壁面으로부터의 거리에 無關한 一定混合거리를 나타낸다. 위의 提議는 人工粗도가 附着된 壁面위의 流動의 亂流構造를 가장 適切히 表現한 混合거리모델의 하나

로 생각되어서, 本 解析에서 이 모델을 使用하였다.

本 解析에서는 δy_0 를 實驗的으로 測定되는 粗度函數 (roughness function)가 포함되는 關係式으로 誘導하였다. 그 誘導過程은 다음과 같다.

人工粗度が 附着된 壁面위의 流動에는 層流低層(laminar sublayer)이 없다고 假定되므로⁵⁾

$$\tau_w = \rho \bar{u}'v' \quad (12)$$

가 된다. 式 (12)에 式 (4)을 代入하고, 渦粘性係數 ϵ_m 에 Prandtl의 混合거리모델

$$\epsilon_m = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (13)$$

을 代入하며, 混合거리 l 에 式 (11)을 代入한 후 積分하여 다시 \bar{u} 와 y 를 無次元化시키면 다음과 같은 無次元速度分布式이 얻어진다.

$$\bar{u}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y^+}{\delta y_0^+} + 1 \right) \quad (14)$$

아직 未知인 δy_0^+ 를 구하기 위해서, 人工粗度の 一部分($y > h$)의 流動에서 實驗的으로 얻어진 對數式

$$\bar{u}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y^+}{h^+} + B \quad (15)$$

과 式 (14)를 壁面에서 充分히 멀리 떨어진 곳에서 같게 놓으면

$$\begin{aligned} \bar{u}^+ &= \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y^+}{\delta y_0^+} + 1 \right) = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y^+}{h^+} + B \\ &\cong \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y^+}{\delta y_0^+} \right) \cong \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y^+}{h^+} + B \end{aligned} \quad (16)$$

이 되어

$$\delta y_0^+ = h^+ e^{-\kappa B} \quad (17)$$

이 얻어진다. 따라서

$$\delta y_0 = h e^{-\kappa B} \quad (18)$$

의 된다. 式 (15)에서 B 는 速度分布에 關한 粗度函數로 實驗에서 測定한 壓力勾配와 速度分布를 복잡한 對數的 變換過程¹¹⁻³⁾으로 變換시켜 구하는 값이다. 粗度函數는 人工粗도가 附着된 壁面위의 流動에서는 人工粗度の 높리와 攪차의 比에 따라 變하는 函數이나, 自然粗도가 附着된 壁面위의 流動에서는 自然粗度の 높리에 따라서만 變하는 函數이며, 一般的으로 人工粗도에 의한 粗度函數는 自然粗도에 의한 粗度函數보다 작은 값을 갖는다.

人工粗도가 附着된 壁面위의 流動에 層流低層이 없다고 假定하였으므로 熱流動率은

$$\dot{q}_w = \rho v' t' \quad (19)$$

으로 表示된다. 式 (19)에 式 (9), 式 (11), 式 (13)을 代入하고, 積分한 후 \bar{t} 와 y 를 無次元化시키면 다음과 같은 無次元溫度分布式이 얻어진다.

$$\bar{t}^+ = \frac{Pr_t}{\kappa} \ln \left(\frac{y^+}{\delta y_0^+} + 1 \right) + \delta t_0^+ \quad (20)$$

이 式에서 δt_0^+ 는 人工粗도에 의해서 起因된 壁面隣接部에서의 流體의 停滯現象으로 인하여 생기는 壁面溫度上昇을 無次元化한 것이다.

이 式과 人工粗度の 윗 部分의 流動에 實驗的으로 얻어진 對數式

$$\bar{t}^+ = \frac{Pr_t}{\kappa} \ln \frac{y^+}{h^+} + G \quad (21)$$

을 壁面에서 充分히 멀리 떨어진 곳에서 같게 놓으면 $\delta t_0^+ \cong G - B Pr_t$ (22)

이 얻어진다. 여기서 G 는 溫度分布에 關한 粗度函數이며 h^+ 와 프란틀수(Pr_t)에 따라 變하는 函數이다.

本 解析에서는 流動이 確立되지 않은 管의 入口로부터 溫度分布가 完全確立되는 管의 出口까지 式 (18)과 式 (22)가 成立된다고 假定하였다. 이것은 內管外壁部の 發達되고 있는 流動의 速度分布가 對數曲線으로 表示된다는 것을 意味한다. 一般的으로 人工粗도가 附着된 壁面위의 流動은 附着되지 않은 流動보다 層流에서 亂流로 빨리 遷移되며¹¹⁾ 境界層의 發達도 빠르므로 이 假定은 큰 誤差가 없으리라고 생각된다.

式 (18)과 式 (22)의 適用에 있어서 가장 重要的 것은 B 函數와 G 函數를 正確히 設定해 주는 것이다.

式 (18)과 式 (22)를 確立되지 않은 流動의 解析에 適用하려면 B 函數와 G 函數도 역시 確立되지 않은 流動에서 測定된 값이어야 한다. 그러나 現在 確立되지 않은 流動에서의 B 函數와 G 函數에 대한 關係式은 나와 있지 않으므로, 本 解析에서는 確立된 流動에서의 關係式을 確立되지 않은 流動解析에 擴張하여 適用하였다.

B 函數에 대해서는 Han, Clicksman and Rosenhauw¹²⁾가 推薦한 關係式

$$\frac{P}{H} \geq 10, h^+ \geq 35 \text{에서 } B = 0.97 \left(\frac{P}{H} \right)^{0.53} \quad (23)$$

을 使用하였다. 이 式에서 B 函數는 人工粗度の 높리에 대한 攪차의 比만의 函數이고, 流動의 確立程度를 나타내는 變數가 포함되어 있지 않으므로 이 式을 確立되지 않은 流動解析에 使用하여도 큰 誤差가 없으리라 생각된다.

G 函數에 대해서 Han, Clicksman and Rosenhauw¹²⁾는 다음과 같은 實驗式을 推薦하였다.

$$h^+ \geq 35 \text{에서 } G = 4.5(h^+)^{0.28} Pr_t^{0.57} \quad (24)$$

그러나 Dalle and Donne¹³⁾의 實驗에 의하면 G 函數는 h^+ 와 Pr_t 뿐만 아니라 二重同心圓管의 內管과 外管의 크기, 混合平均溫度와 壁面溫度의 比에 따라서도 變하

는 것으로 나타나 있다. 그러나 모든 流動條件에 대해서 正確히 適用되는 G函數의 一般式은 나와 있지 않다.

本 實驗에서 二重同心圓管的 內管에 一定率의 熱을 가할 때, 溫度分布가 完全確立된 곳에서 레이놀즈수를 變化시키며 管壁溫도와 管壁에 垂直한 方向으로의 流動의 溫度分布를 測定하고 이 값으로부터 停滯流體에 의한 溫度上昇 δt_0 를 구하고, 이 값을 本 實驗에서 測定된 \dot{q}_w 와 本 解析結果로 얻어진 u_r 를 使用하여 變換하여 無次元溫度上昇 δt_0^+ 를 구한 후, 式 (22)에 代入하여 G값을 計算하였다. 그 結果 Fig. 2와 같은 結果를 얻었다. 이와 같이 하여 얻은 G函數는 式 (24)에 의한 G函數보다 상당히 낮은 값을 알 수 있다. 이와 같은 差異는 二重同心圓管的 內外徑比와 人工粗度 形狀의 差異, 流動의 混合平均度와 管壁溫度比의 差異, 實驗結果를 變換하는 方法의 差異 등에 起因되었다고 생각된다. 本 實驗結果에 의한 G값이 상당히 分散되어 있어서 하나의 式으로 나타내기 어렵다. 따라서 本 解析에서는 式 (24)와 本 實驗結果를 折衷하여 G函數로

$$G = 6.02(h^+)^{0.2} P_r^{0.57} \quad (25)$$

를 使用하였다. 그러나 式 (25)는 正確성이 큰 式이 아니기 때문에, 人工粗도가 있는 傳熱面의 熱傳達을 더 正確히 解析하기 위해서는 G函數를 測定하기 위한 實驗을 더 正確하고 여러번 하여서 G函數에 대한 正確한 式을 얻어야 된다고 생각된다. 式 (25)에서 h^+ 는 無次元人工粗度の 높이이며 $\frac{h u_r}{\nu}$ 로 定義되고, u_r 가 管入口로부터의 거리에 따라 變하므로 h^+ 역시 管入口로부터의 거리에 따라 變한다. 本 解析에서는 h^+ 를 局所的으로 구하여 G函數에 代入하였기 때문에, 이 G函數 속에는 確立되어 가고 있는 流動의 局所의 流動特性의 影響이 포함되어 있으므로, 式 (25)를 確立되지 않은 流動의 解析에 使用하여도 큰 무리가 없으리라 생각된다.

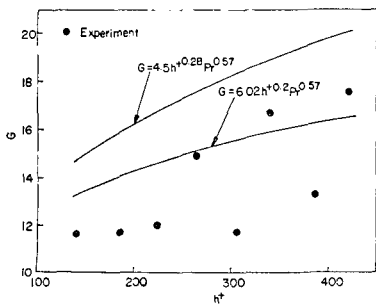


Fig. 2 G. function for artificially roughened walls vs. h^+

(2) 매끈한 外管의 內壁部와 流動의 中心部

매끈한 外管內壁部의 亂流모델로는 Van Driest의 減衰函數를 使用한 混合거리를 使用하였고, 流動의 中心部에서는 一定混合거리모델^{5),14)}을 使用 하였다.

一定混合距離로는 人工粗도가 附着된 內管의 外壁部에서는 $l = 0.12\delta_R$ 를 使用하였고, 매끈한 外管의 內壁部에서는 $l = 0.12\delta_s$ 를 使用하였다¹⁴⁾. 여기서 δ_R 과 δ_s 는 內管測과 外管測의 境界層두께이며, 管壁으로부터 最大速度의 99%되는 點까지의 距離이다. 內管外壁部와 流動의 中心部 사이의 境界點은 式 (11)의 混合距離가 一定混合距離 $0.12\delta_R$ 과 같아지는 거리인

$$y_{CR} = \frac{0.12\delta_R}{\kappa} - \delta y_0 \quad (26)$$

로 하였고, 外管內壁部와 流動의 中心部 사이의 境界點은 Van Driest의 減衰函數(D)를 使用한 混合距離가 一定混合距離 $0.12\delta_s$ 와 같아지는 거리인

$$y_{CS} = \frac{0.12\delta_s}{\kappa D} \quad (27)$$

로 하였다.

3. 實 驗

本 解析에서 使用된 亂流모델과 數值解析方法의 適合性을 檢討하기 위해서 人工粗도가 附着된 二重同心圓管流動의 流動特性과 熱傳達特性을 測定하는 實驗을 하였다.

3.1. 實驗裝置와 實驗方法

Fig. 3은 實驗裝置의 概略圖이다. 送風機에서 加壓된 空氣는 流量測定用 오리피스와 整流箱子(settling chamber)를 거쳐서 二重同心圓管으로 流入된다. 二重同心圓管의 前半部에서 速度分布와 壓力의 變化를 測定하였고, 後半部에서는 管壁溫度分布와 加熱部 出口 空氣의 速度分布와 溫度分布를 測定하였으며, 그 結果를 利用하여 內管壁의 熱傳達係數를 計算하였다.

空氣의 流量調整은 ASME가 推薦한 $D - \frac{1}{2}D$ tap 形式 오리피스와 U字形 마노미터로 하였다. 그러나 오리피스로 測定한 流量은 피토우관으로 測定한 二重同心圓管流動의 速度分布를 積分하여 計算한 流量과 2.5%이내의 差異가 있었다. 本 解析에서 流量으로는 피토우관으로 測定한 流量을 使用하였다.

二重同心圓管의 內管은 外徑이 31.8mm, 內徑이 30.4mm인 스테인레스鋼管으로 製作하였으며, 높이 2.5mm 폭 2mm의 Ring形態의 人工粗度を 피치 27mm 간

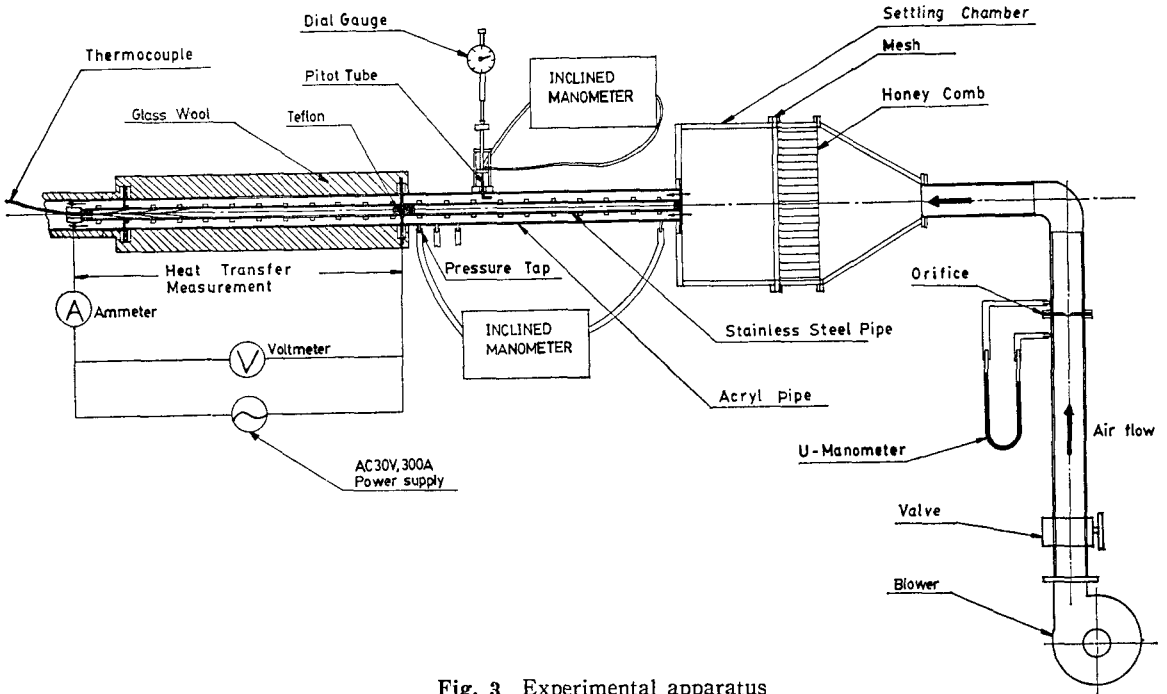


Fig. 3 Experimental apparatus

적으로 內管에 附着하였다. Fig. 4 는 人工粗度가 附着된 스테인레스鋼管의 寫眞이다. 二重同心圓管 前半部の 外管은 內徑이 81.2mm 인 아크릴管으로 製作하였고, 速度分布 測定用 구멍과 壓力 測定用 구멍이 管壁에 鑿어져 있다. 速度分布는 外徑이 1mm 인 2개의 피토우管을 設置하여 流動의 動壓과 靜壓의 差異를 10 : 1 傾斜마노미터로 測定하여 計算하였다.

二重同心圓管의 後半部는 加熱部로서 外管은 內徑이 81.2mm 인 軟鋼管으로 製作하였고, 內管에서 發生하는 熱이 밖으로 流出되는 것을 防止하기 爲해서 外管의 外壁을 石綿, 폴리스티렌폼, 글라스울로 斷熱하였다.

後半部の 內管에서 一定率의 熱을 空氣流動에 供給하기 爲해서 內管에 약 200A의 電流를 直接 흘려 보내어 5100Watt/m²의 熱을 發生시켰다.

內管壁面溫度를 測定하기 爲해서 Fig. 5와 같이 內管壁에 36番 Chromel-Alumel 熱傳對를 스테인레스鋼의 粉末이 섞인 高溫用 에폭시로 接着시켰다. 溫度的 測定은 精度 0.1°C인 data logger로 測定하였다. 熱



Fig. 4 Photograph of annular pipe with artificial roughness.

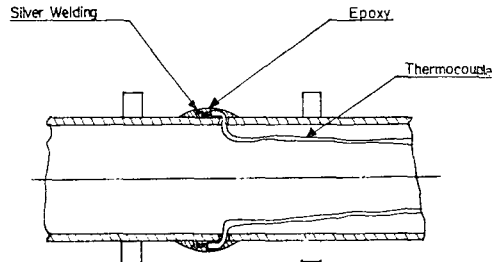


Fig. 5 Adhesion of thermocouples to pipe wall

傳對는 管入口로부터 同一距離의 位置에서 管의 上, 下 2곳에 對稱되게 設置하였으며, 兩 溫度를 平均한 값을 管壁溫度로 擇하였다.

3.2. 實驗內容과 資料分析方法

流動의 速度分布의 測定과 壓力勾配의 測定은 레이놀즈수를 20,000, 30,000, 39,000, 49,000으로 變化시키며 行하였다. 各 경우에 대한 管平均速度는 7.19, 11.18, 14.46, 16.50m/s이다. 管壁溫度의 測定과 加熱部 入口와 出口에서의 空氣의 速度分布의 測定은 레이놀즈 수를 20,000, 25,000, 30,000, 45,000, 49,000으로 變化시키며 行하였다.

二重同心圓管 後半部の 入口와 出口에서 速度分布와 溫度分布가 測定되던 混合平均溫度는

$$t_b = \int_{r_1}^{r_2} \rho \bar{u} l (2\pi r) dr / \int_{r_1}^{r_2} \rho \bar{u} (2\pi r) dr \quad (28)$$

으로 計算하였고, 內管壁에서 一定率의 熱이 發生하므로 後半部の 入口와 出口 사이의 混合平均溫度는 線形的으로 變한다고 假定하였다. 無次元熱傳達係數 누셀트수는 스테인레스鋼管에 흐르는 電流와 管의 양 끝에 걸리는 電壓을 測定하여

$$N_u = \frac{D_i V}{k(t_w - t_b) \pi d l_0} \quad (29)$$

으로 計算하였다.

4. 解析結果와 實驗結果 및 考察

4.1. 速度分布

Fig. 6(a), (b)는 人工粗度の 높이에 대한 퍼치의 比가 10.8이고 레이놀즈수가 20,000, 30,000인 경우의 管入口로부터의 距離에 따른 速度分布를 測定한 結果와 解析結果를 나타낸다. 破線은 數值解析結果이고 實線은 實驗結果이다. 實驗結果와 解析結果는 入口에서 가장 가까운 測定位置인 $\frac{X_m}{D_e} = 0.93$ 을 除外하고는 大體的으로 잘 一致함을 알 수 있다.

速度分布가 完全確立된 곳에서 最大速度가 되는 곳의 位置는 매끈한 二重同心圓管에서는 內管쪽으로 偏心되는데¹⁴⁾ 반하여 本 解析結果나 實驗結果는 共通的으로 外管쪽으로 偏心된 것을 알 수 있다. 이것은 內

管外壁部の 流動이 人工粗度에 의해 抵抗을 받아 速度가 減小되었기 때문이다.

最大速度가 되는 곳의 內管壁으로부터의 距離는 解析結果에서는 二重同心圓管의 內管과 外管 사이 距離의 약 0.8배 되는 곳인데 반하여 實驗結果에서는 약 0.7배 되는 곳이다. 이것은 Boussinesq의 渦粘性係數 모델이 人工粗度에 의해서 偏心된 流動의 最大速度되는 곳 附近에서 레이놀즈응력을 不正確하게 豫測해 주 기 때 문으로 생각된다. Hanjalic and Launder¹⁶⁾의 實驗에 의하면 人工粗度에 의해서 偏心된 流動에서는 레이놀즈 응력이 0이 되는 位置는 最大速度가 되는 位置와 一致하지 않고 매끈한 壁쪽으로 치우치는데 반하여 Boussinesq의 渦粘性係數모델에서는 레이놀즈응력이 0이 되는 位置가 最大速度가 되는 곳과 一致하도록 豫測해 준다. 이와같이 레이놀즈응력이 0이 되는 位置와 最大速度 位置 사이의 不一致는 渦粘性係數모델의 使用 으로는 豫測할 수 없으며, 레이놀즈응력모델이나 대수 응력모델(algebraic stress model) 등의 2次亂流모델(second order turbulence model)을 使用하여야 한다. 人工粗도가 附着된 二重同心圓管에서 確立되지 않은 流動의 解析에 2次亂流모델을 適用하는데 대한 研究는 앞으로 더욱 行해져야 된다고 생각된다.

人工粗도가 附着되어 있는 內管壁面의 隣接部에서는 計算된 速度分布가 實驗値와 一致하는 곳도 있고 一致하지 않는 곳도 있음을 알 수 있다. 이것은 速度를 測

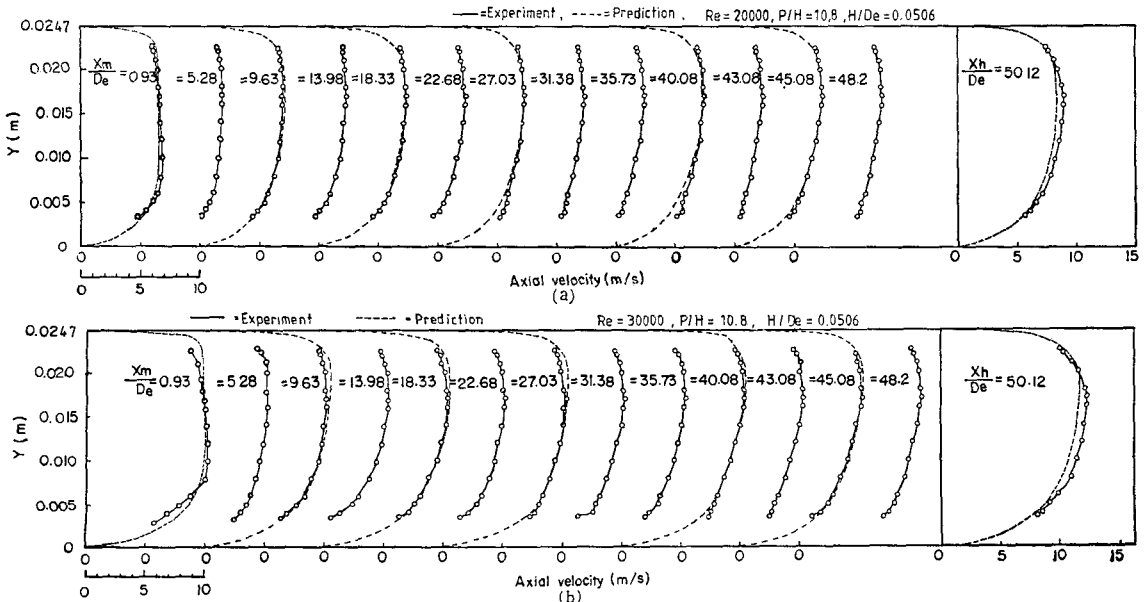


Fig. 6 Velocity profiles of the entry region for $Re=20,000$ and $Re=30,000$

定하는 피토우관 위치의 人工粗度로부터 떨어진 距離가 一定하지 않기 때문이다. 本 解析에서는 人工粗度가 流動에 미치는 影響을 $\kappa\delta y_0$ 에 의해서 混合거리에 첨가함으로써 周期的으로 變化하는 速度分布의 解析問題를 매끈한 管流動의 解析問題로 轉換하였다. 따라서 本 解析에서 얻어진 速度分布는 周期的으로 變化하는 速度分布가 아니고 그 平均값에 해당한다. 따라서 人工粗度에 隣接한 곳에서는 피토우관의 位置에 따라 實驗值가 解析值와 一致할 수도 있고, 一致하지 않을 수도 있다.

Fig. 6의 右便에 $\frac{X_b}{D_s} = 50.12$ 는 加熱部 出口의 位置이다. 이곳의 速度는 前半部의 速度보다 增加된 것을 알 수 있다. 이것은 流動의 熱을 받아 溫度가 上昇되고 密度가 낮아졌기 때문이다.

Fig. 7은 速度分布가 完全히 確立된 곳인 $\frac{X_m}{D_s} = 45.08$ 에서의 無次元速度(\bar{u}^+)를 無次元距離(y^+)의 函數로 나타낸 것이다. \bar{u}^+ 와 y^+ 를 구하기 위해서 필요한 u_r 는 本數值解析에서 얻어진 값을 使用하였다. y^+ 가 큰 곳에서는 解析結果는 實驗結果와 比較의 잘 一致한다. 그러나 y^+ 가 작은 곳에서는 서로 一致하지 않는 곳이 나타나는 것은 앞에서 說明한 理由 때문이다.

一點鎖線은 人工粗度가 있는 流動에서 速度分布로 使用되고 있는 對數式이다. 레이놀즈수에 따른 變化의 傾向은 實驗值와 一致하나 그 形狀은 다르다. 따라서 人工粗度가 있는 二重同心圓管의 流動에서 速度分布를 正確히 구하려고 할 경우에는 對數式을 使用해서는 안되며 本 解析과 같은 數值解析 方法을 使用하여야 한다.

Fig. 8은 解析結果로 얻어진 매끈한 外管쪽의 無次元速度(\bar{u}^+)를 y^+ 의 函數로 圖示한 것이다. \bar{u}^+ 는 레이놀즈수에 關係없이 한 曲線으로 表示됨을 알 수 있다.

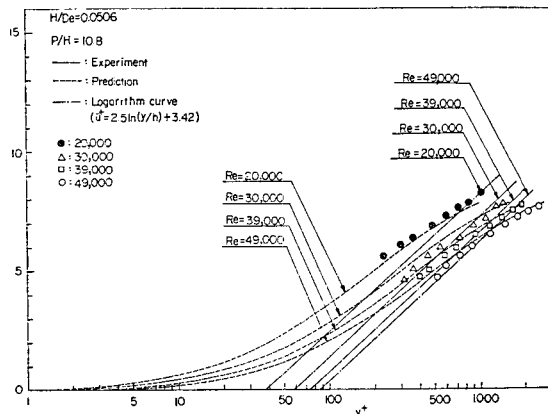


Fig. 7 Dimensionless velocities above the outer wall of inner pipe with artificial roughness

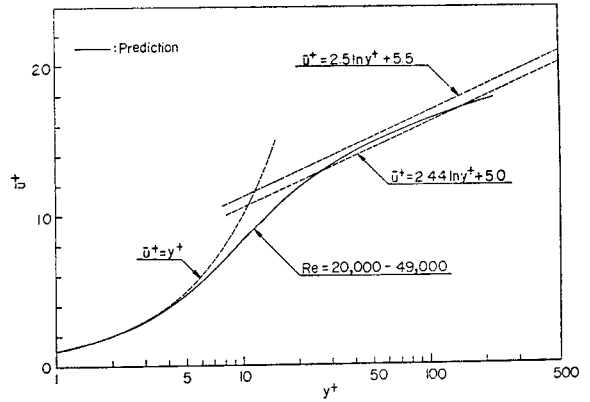


Fig. 8 Dimensionless velocities above the inner wall of outer smooth pipe

이 높지수에 關係없이 한 曲線으로 表示됨을 알 수 있다. Fig. 8에서 點線은 Kays and Crawford⁵⁾가 提示한 完全亂流區域(fully turbulent region)에서의 萬能速度(universal velocity)式을 나타낸다. Fig. 8에서 $\bar{u}^+ = 2.44 \ln y^+ + 5.0$ 은 境界層에서의 萬能速度式이고, $\bar{u}^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5$ 는 圓管에서의 萬能速度式이다.

4.2. 壓力勾配와 摩擦係數

Fig. 9는 레이놀즈수의 變化에 따른 管入口로부터의 거리에 따른 壓力勾配에 대한 解析結果와 實驗結果를 比較한 것이다. 入口 附近을 除外하고는 대체적으로 잘 一致하고 있다. 入口 附近에서 解析值와 實驗值가 一致하지 않는 것은 數值解析에서 流動모델로 택한 管入口에서의 均一速度分布가 實際와 약간 다르기 때문으로 생각된다.

實驗值는 共通的으로 $\frac{X_m}{D_s} = 46.5$ 에서 약간 減小한 것을 알 수 있는데, 이것은 이곳의 바로 앞이 加熱部 이어서, 그 影響을 받아 壁面 隣接部의 空氣溫度가 약간 上昇되어 流速이 약간 增加되었기 때문으로 생각된다. 이 現象은 Fig. 10에 나타나 있는 加熱部에서의 壓力勾配에 대한 解析結果에 의해서 明백해진다. Fig. 10에서 壓力勾配는 流動이 內管壁에서 熱을 받으면 初期에 急降下하며 뒤에는 서서히 減小함을 알 수 있다.

Fig. 11은 人工粗度가 附着되어 있는 內管壁面의 摩擦係數 f_R 과 매끈한 外管壁面의 摩擦係數 f_S 를 레이놀즈수를 變化시키며 計算하여 圖示한 것이다. 人工粗度가 附着된 壁面의 摩擦係數는 레이놀즈수에 따라 變化하지 않음을 알 수 있다. 이것은 Nikuradse¹⁷⁾가 圓管 內壁에 모래알을 붙여 實驗한 結果와 그 傾向이 一致

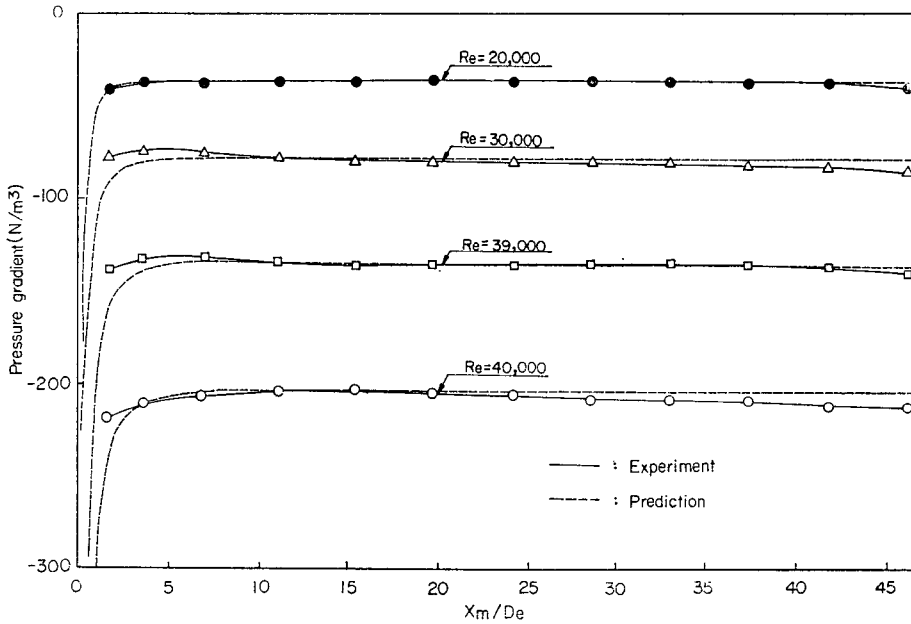


Fig. 9 Variation of pressure gradients in the entry region

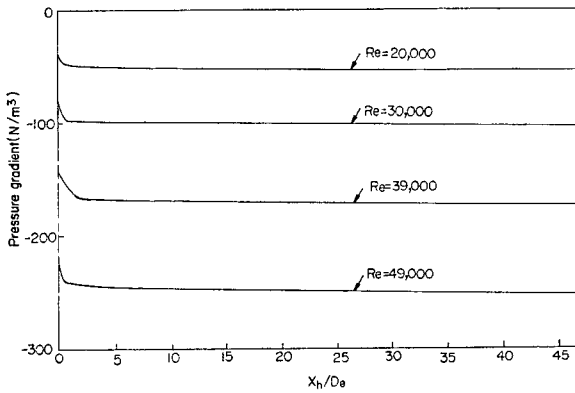


Fig. 10 Prediction of pressure gradients in the entry region

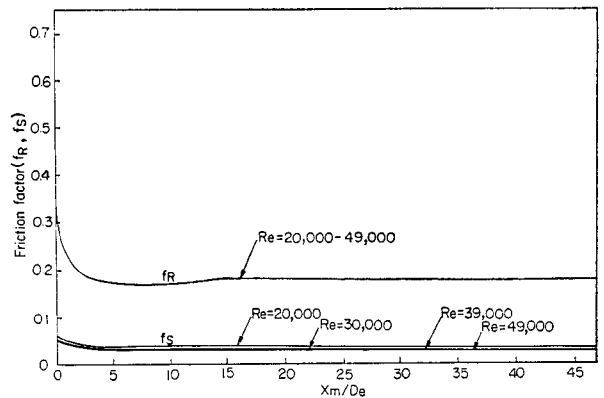


Fig. 11 Prediction of friction factors in the entry region

한다. 그러나 매끈한 外管壁에서는 레이놀즈수가 增加할수록 摩擦係數가 약간 減少함을 알 수 있다. 이것도 역시 Nikuradse가 매끈한 管에서 測定한 結果와 그 傾向이 一致한다.

4.3. 加熱部 出口의 空氣溫度分布

Fig. 12는 레이놀즈수를 20,000에서 49,000까지 變化시키면서 加熱部 出口의 空氣溫度를 測定한 것이다. 一定率의 熱이 加해질 때 레이놀즈수가 增加할수록 空氣의 溫度는 減少하는 것을 알 수 있다.

Fig. 12에서 特記할만한 點은 管內部에서는 空氣溫度가 線形的으로 變化하다가 人工粗度의 上端 下部에서부터 溫度勾配가 커지기 始作하여 內管壁 隣接部에서 갑자기 커지는 것이다. 이것은 人工粗度에 의해서 內管壁 隣接部에 停滯된 空氣層이 發生하여, 이곳에서의 熱傳達抵抗이 대단히 크기 때문이다. 式 (22)의 δt_0^+ 는 이 停滯된 流體에서의 溫度變化를 나타낸 것이다.

그러나 이 層의 두께는 대단히 얇고 이 層 이외의 流動에서는 人工粗度에 의해서 發生한 큰 亂流強度 때문에 熱傳達이 크게 促進되므로 全體적으로 매끈한 管보

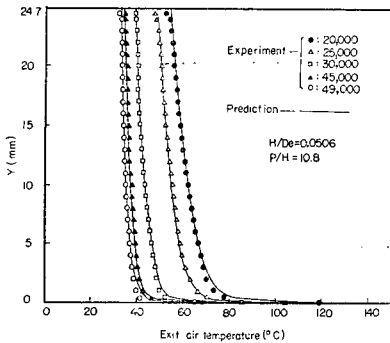


Fig. 12 Temperature profiles of air at the outlet of heated region

다 熱傳達係數는 크게 增加하게 된다.

人工粗度가 있는 流動의 熱傳達에서 대부분의 熱抵抗은 주로 이 停滯流體에 의해서 發生하므로 熱傳達을 더욱 促進시키기 위해서는 이 停滯된 流體層을 破壞시켜야 한다. 이에 대해서는 앞으로 研究가 要求된다.

4.4. 管壁溫도와 空氣의 混合平均溫度

管壁의 熱傳達係數를 計算하기 위해서는 空氣의 混合平均溫도와 管壁溫도를 알아야 한다. 管壁에서 一定率의 熱이 加해질 때 流動方向에 따른 空氣의 混合平均溫度는 直線의으로 增加하게 된다. 따라서 加熱部 入口와 出口의 混合平均溫도를 測定하여 直線으로 이으면 그 中間區域의 混合平均溫도를 구할 수 있다.

Fig. 13은 Fig. 6과 Fig. 12와 같이 測定된 空氣의 速度分布를 式 (28)에 代入하여 구한 加熱部의 入口와 入口의 混合平均도를 直線으로 이어서 얻은 混合平均

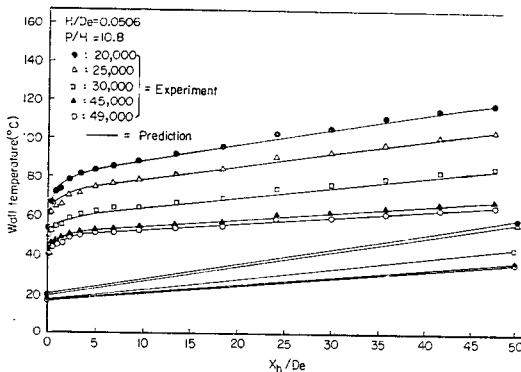


Fig. 13 Variation of wall temperatures and mixed mean temperatures of air in the thermal entry region

溫도와 實驗에서 測定된 管壁溫도를 圖示한 것이다. 管壁溫度는 加熱部入口部에서 急激히 上昇하다가 漸次로 直線의으로 上昇하여 入口에서부터 10D_e以上 되는 곳에서는 混合平均溫도와 平行으로 上昇한다. 이것은 流動이 熱的으로 完全確立된 것을 意味한다. 이와 같이 두 溫度가 平行이 되면 式(29)에서 누셀트수는 一定해진다.

本 實驗에서 流動이 熱的으로 完全確立되는데 所要되는 距離는 Leung, Kays and Reynolds¹⁸⁾가 배근한 二重同心圓管의 實驗에서 測定한 거리의 약 1/2에 해당한다. 따라서 人工粗度는 二重同心圓管流動의 熱的入口部 長이를 짧게 해줌을 알 수 있다.

4.5. 누셀트수

Fig. 14는 레이놀즈수를 變化시키며 計算한 누셀트수를 圖示한 것이다. Re=30,000, Re=45,000을 除外하고는 解析結果는 實驗結果와 잘 一致함을 알 수 있다. Re=30,000, Re=45,000에서 實驗值가 解析值보다 낮게 豫測된 原因은 아직 確實하지 않다.

Fig. 15는 熱的으로 完全히 確立된 곳에서 人工粗度가 있는 二重同心圓管과 人工粗度가 없는 二重同心圓管의 레이놀즈수의 變化에 따른 누셀트수의 變化를 比較한 것이다. Fig. 15에서 點線은 數值解析結果이고 아래 實線은 二重同心圓管의 누셀트수로 Chapman¹⁹⁾이 推薦한 MaAdams 式이다. McAdams의 式은

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \tag{30}$$

로 表示된다. Fig. 15에 의하면 人工粗度가 있는 二重同心圓管의 누셀트가 배근한 管의 누셀트수보다 약 2.5배 큼을 알 수 있다. 그런데 이 比率는 레이놀즈수에 關係없이 거의 一定하다. 따라서 人工粗度가 있는 二

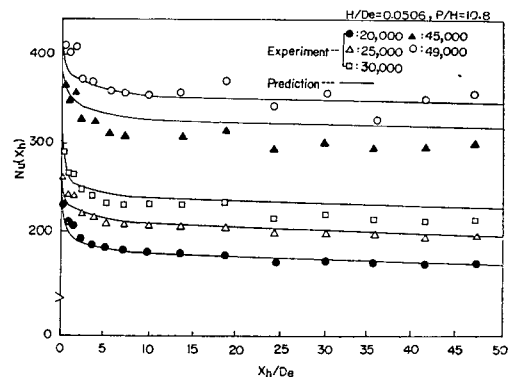


Fig. 14 Variation of Nusselt numbers in the thermal entry region

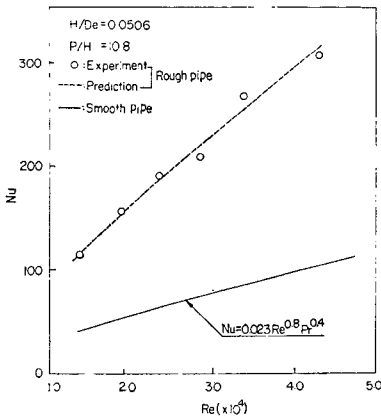


Fig. 15 Comparison of Nusselt number of rough annular pipe with that of smooth annular pipe

重同心圓管에서의 누셀트 수에 대한 關係式으로

$$Nu = CR_e^{0.8} P^{0.4} \tag{31}$$

을 사용할 수 있다고 생각된다. 그러나 이 式의 係數 C는 人工粗度の 높이, 피치, 폭 등에 따라 變하는 값으로 생각된다.

以上에서 實驗結果와 解析結果의 比較에 의하면 混合距離모델은 대체적으로 平均的인 流動特性과 熱傳達特性을 잘 豫測해 주고 있으나, 最大速度의 位置를 不正確하게 豫測해 주며 最大速度를 實驗值보다 약간 크게 豫測해 준다.

本 解析의 亂流모델에서 問題點의 하나는 實驗의으로 測定된 粗度函數를 使用해야 하는 것이다. 그러나 理論的으로 粗度函數를 구하여 使用하면 粗度函數를 구하기 위한 實驗을 하지 않아도 되며 實驗值의 變換過程에서 생기는 誤差를 없앨 수 있다. 理論的으로 粗度函數를 구하기 위해서는 한 피치의 人工粗度사이의 再循環流動이 포함된 二重同心管流動을 數值解析해야 한다. 이에 關한 研究는 아직 되어 있지 않으므로 앞으로 研究가 要求되는 部分이다.

5. 結 論

人工粗도가 附着된 二重同心圓管에서 亂流流動特性과 熱傳達特性을 數值解析하고 實驗結果와 比較해본 結果 다음과 같은 結論을 얻었다.

1. 人工粗도가 附着된 二重同心圓管流動에서 熱的으로 確立되는 入口部 길이는 매끈한 管의 入口部の 길이보다 짧다.

2. 內管壁 위의 流動의 溫度는 人工粗도에 의해서 發生한 流體의 停滯現象 때문에 急降下하며 이 停滯流體層은 人工粗도가 있는 流動의 熱傳達에서 大部分의 熱低抗을 發生시킨다.
3. 人工粗도가 附着된 二重同心圓管의 內管壁의 熱傳達係數는 매끈한 二重同心圓管의 熱傳達係數보다 대단히 增加되나 그 增加比率는 레이놀즈수의 變化에 따라 變하지 않고 거의 一定하다.
4. 人工粗도가 있는 內壁面의 摩擦係數는 레이놀즈수에 따라 變하지 않으나 매끈한 外壁面의 摩擦係數는 레이놀즈수가 增加하면 약간 減少한다.
5. 混合距離모델은 人工粗도가 附着된 二重同心圓管流動의 平均的인 流動特性과 熱傳達特性을 잘 豫測해 주나 最大速度의 位置를 不正確하게 豫測해 준다.

後 記

本 研究는 1981年度 韓國科學財團의 研究費 支援으로 遂行된 것이며, 이에 대해 深甚한 感謝의 뜻을 표합니다.

參 考 文 獻

- 1) D.F. Dipprey and R.H. Saversky, "Heat and Momentum Transfer in Smooth and Rough Tubes at Various Prandtl Numbers.," Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.6, pp.329-352, 1962
- 2) K. Maubach, "Rough Anunlus Pressure Drop Interpretation of Experiments and Recalculation for Square Ribs"., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp.2489-2498, 1972
- 3) M. Dalle Donne and L. Meyer, "Turbulent Convective Heat Transfer from Rough Surface with Two Dimensional Rectangular Ribs"., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 20, pp.583-620, 1976
- 4) J. Rotta, Ingr. Arch., Vol. 18, p.277, 1960
- 5) W.M. Kays and M.E. Crawford, "Convective Heat and Mass Transfer"., McGraw-Hill, pp. 161-232, 1980
- 6) A.T. Wassel and A.F. Mills, "Calculation of Variable Property Turbulent Friction and Heat Transfer in Rough Pipes"., J. Heat Transfer, Vol. 101, pp.469-474, August, 1979

- 7) M.L. Finson, "A Reynolds stress Model for Boundary Layer Transition with Application to Rough Surfaces", AFOSR-TR0322, August, 1975
- 8) S.V. Patankar and D.B. Spalding, "Heat and Mass Transfer in Boundary Layers", Inter text books, 2nd, 1970
- 9) M.E. Crawford and W.M. Kays, Report HMT-23, Stanford University, 1975
- 10) D.B. Spalding, "A General Computer Program for Two Dimensional Parabolic Phenomena", Pergamon Press, 1977
- 11) A.J. Reynolds, "Turbulent Flows in Engineering", John Wiley and Sons, p. 418, 1974
- 12) J.C. Han, L.R. Clicksman and W.M. Rohsenow, "An Investigation of Heat Transfer and Friction for Rib Roughened Surface", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 21, pp. 1143-1156, 1978
- 13) M. Dalle Donne, "Convective Heat Transfer from Rough Surfaces", Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles, Kakac and Spalding Edited, McGraw-Hill, pp. 911-937, 1979
- 14) R.H. Pletcher and M.R. Malik, "Prediction of Turbulent Flow Heat Transfer in Annular Geometries", Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles, Kakac and Spalding Edited, McGraw-Hill, pp. 185-205, 1979
- 15) H.S. Bean, Fluid Meters, 6th. ed., Report of ASME Research Committee on Fluid Meters, pp. 47-80, 1971
- 16) K. Hanjalic and B.E. Launder, "Fully Developed Asymmetric Flow in a Plane Channel, J. Fluid Mech", Vol. 51, Part 2, pp. 301-335, 1972
- 17) J. Nikuradese, "Stromungsgesetze in Rauchen Rohren", Forschg. Arb. Ing. Wes., No. 361, 1933
- 18) E.Y. Leung, W.M. Kays and W.C. Reynolds, Report AHT-4 Thermoscience Division, Dept. Mech. Engr", Stanford University, 1962
- 19) A.J. Chapman, "Heat Transfer, 3rd. ed., Macmillian, p. 344, 1974