

〈論 文〉

固體粉末이 浮上된 二相亂流 管流動의 熱傳達에 관한 研究

金 載 雄\* · 金 倖 基\*\* · 崔 英 惇\*\*\*

(1989년 1월 24일 접수)

Study on the Two Phase Turbulent Heat Transfer of Gas-Solid Suspension Flow in Pipes

J. W. Kim, B. K., Kim and Y. D. Choi

**Key Words :** Two Phase Flow(二相亂流), Turbulent Prandtl Number(亂流 프란틀 수), Solid Suspension(固體粉末의 浮上), Heat Transfer(熱傳達)

Abstract

The objective of this paper is to investigate effects of the specific heat and the diameter of suspending particles on the heat transfer coefficient of two phase turbulent flow with suspension of solid particles in a circular tube with constant heat flux. Heat transfer coefficients of two phase turbulent flow in pipe with suspension of graphite powder were measured with variations of particle sizes and solid-gas loading ratio. Measured data were compared with predictions by numerical analysis in which the turbulence models are closed on the first order level. Results show that heat transfer coefficient increases with increasing the solid-gas loading ratio and the specific heat of suspending material, however, it decreases as the average diameter of particles decreases below  $24\mu\text{m}$ .

기 호 설 명

$C_p$  : 固體粉末의 比熱  
 $C_{p1}$  : 管入口 混合平均溫度에서의 空氣의 比熱  
 $C_{p2}$  : 管出口 混合平均溫度에서의 空氣의 比熱  
 $D_p$  : 加熱管의 內徑  
 $d_p$  : 黑鉛粒子的 平均直徑  
 $(h_o)_e$  : 固體粉末이 浮上되지 않은 完全發達된 管流動의 熱傳達係數  
 $(h_p)_e$  : 固體粉末이 浮上된 完全發達된 管流動의 熱傳達係數  
 $K_{fo}$  : 第一流體의 熱傳達係數  
 $K_{fp}$  : 固體粉末이 浮上된 二相流體의 熱傳導係數  
 $m$  : 質量流量

$N_u$  : 누셀트 수  
 $N_{uo}$  : 固體粉末이 浮上되지 않은 管流動의 누셀트 수  
 $(N_{uo})_e$  : 管出口에서 固體粉末이 浮上되지 않은 管流動의 누셀트 수  
 $N_{up}$  : 固體粉末이 浮上된 경우 管流動의 누셀트 수  
 $(N_{up})_e$  : 管出口에서 固體粉末이 浮上된 管流動의 누셀트 수  
 $P_r$  : 第一流體의 프란틀 수  
 $P_{Tf}$  : 第一流體의 亂流 프란틀 수  
 $P_{Tp}$  : 第二流體의 亂流 프란틀 수  
 $Re$  : 레이놀즈 수  
 $t^*$  : Stokesian relaxation time  
 $t^{**}$  : 氣體와 固體粒子 間的 熱傳達에 關係되는 relaxation time  
 $t_L$  : Lagrangian integral time scale

\*高麗大學校 大學院

\*\*韓國機械研究所

\*\*\*正會員, 高麗大學校 工科大學 機械工學科

- $T_1$  : 加熱管 入口에서 空氣의 混合平均溫度
- $T_2$  : 加熱管 出口에서 空氣의 混合平均溫度
- $T_{bc}$  : 固體粉末이 浮上되지 않은 流體의 混合平均溫度
- $T_{bp}$  : 固體粉末이 浮上된 流體의 混合平均溫度
- $T_{wc}$  : 固體粉末이 浮上되지 않은 경우 管壁溫度
- $T_{wp}$  : 固體粉末이 浮上된 경우 管壁溫度
- $u$  : 空氣의 軸方向 平均速度
- $x$  : 加熱管 入口로부터의 거리

그리스 文字

- $\mu_f$  : 第一流體의 粘性係數
- $\rho_f$  : 第一流體의 密度
- $\rho_p$  : 第二流體의 等價平均密度
- $\rho_s$  : 浮上된 固體粒子의 密度
- $\eta$  : Kolmogoroff microscale

1. 序 論

고체粉末이 浮上된 二相亂流 管流動은 固體粒子의 存在가 管摩擦係數 및 熱傳達係數를 크게 변화시키기 때문에 지금까지 큰 관심을 모아왔고 또한 활발히 연구되고 있다.

이 分野의 工學的 研究課題로는 固體粉末이 浮上된 流動의 速度分布의 變化, 管摩擦係數의 變化, 熱傳達係數의 變化 등을 正確히 豫測하는 것이다. 이 課題들에 대한 實驗的 研究로는 Depew와 Farbar<sup>(1)</sup>, Boothroyd<sup>(2,3)</sup>, Boothroyd와 Haque<sup>(4,5)</sup>, Wahi<sup>(6)</sup> 등에 의해서 많이 연구되었다. 그러나 이들 實驗들은 二相流動에서의 摩擦特性豫測에 관한 것이 많으며 熱傳達特性的 豫測에 관한 實驗은 적다. 더우기 이들 연구들에서는 二相流動의 熱傳達到 가장 큰 影響을 주는 因子가 무엇이며 그 因子들에 따라 熱傳達特性이 어떻게 변하는지에 대해 明確히 밝히고 있지 않다. 그 이유는 이들 여러 實驗結果들을 綜合하여 說明할 理論的 뒷받침이 부족하기 때문이다.

金과 崔<sup>(7)</sup>는 Melville와 Bray<sup>(10)</sup>의 混合距離 모델을 수정 사용하여 二相亂流 管流動의 熱傳達到 해석하고 熱傳達係數를 구하여 Boothroyd와 Haque<sup>(4,5)</sup>의 實驗結果와 비교한 結果 비교적 잘 일치하였다. 그러나 金과 崔의 연구에서는 亞鉛粉末이 浮上된 流動에 대해서만 實驗結果와 비교하였으므로 다른 粉末에 대해서는 解析의 正確度 여부가

명확하지 않다.

특히 金과 崔의 연구에 의하면 浮上物質의 比熱이 클수록 熱傳達到 잘된다고 밝히고 있으며 浮上物質 粒子의 크기가 熱傳達到 지대한 影響을 준다고 밝히고 있다. 그들은 固體粉末이 浮上된 二相亂流管流動에서 粒子流動의 亂流 프란틀 수에 대한 2가지 모델을 誘導하고 이 모델들을 사용하여 管流動의 熱傳達계수를 계산하여 比較하였다. 이 두 모델은 固體粒子의 크기가 클 때에는 같은 傾向의 熱傳達係數를 나타내나 固體粉末가 작을 때에는 正反對의 傾向을 나타낸다. 즉, 한 모델은 固體粒子가 작아짐에 따라 熱傳達係數가 작아지는 結果를 주고 다른 모델은 커지는 結果를 준다. 그러나 이를 明確히 밝혀줄 만한 實驗結果가 없으므로 어느 모델이 타당한지 밝힐 수 없었다.

본 논문에서는 먼저 浮上物質의 比熱이 二相亂流管流動의 熱傳達到 어떤 影響을 주는가를 實驗적으로 밝히고 粒子流動의 亂流 프란틀 수 모델에 대하여 고찰하였다. 浮上物質의 比熱의 影響을 알아보기 위해서는 Boothroyd와 Haque의<sup>(4,5)</sup> 實驗條件과 상사한 상태에서 亞鉛 대신 比熱이 亞鉛의 약 3배인 黑鉛으로 實驗하였고 固體粒子 크기의 影響을 알아보기 위해서 黑鉛粉末의 平均直徑을 1.56 $\mu$ m, 7.1 $\mu$ m, 24 $\mu$ m로 변화시키며 實驗하였다. 뿐만 아니라, 固體粉末의 負荷度, 流動의 레이놀즈 수가 管流動의 熱傳達係數에 미치는 影響도 알아 보았다.

2. 理論解析

本 解析에서 黑鉛粒子가 부상된 二相亂流熱傳達到 解析하는 방법은 金과 崔<sup>(7)</sup>가 解析한 방법과 같다. 이 解析에서는 空氣만의 流動을 第一流體로 하고 固體粒子의 流動을 第二流體 流動으로 하여 連續方程式, 運動量方程式, 에너지方程式을 세워 이식들을 數值解析하였다.

渦粘性係數 모델은 崔와 鄭<sup>(8,9)</sup>이 제안한 모델을 사용하였다.

二相亂流管流動의 熱傳達解析에서 가장 問題가 되는 것은 第二流體의 亂流 프란틀 수에 대한 모델 設定이다. 이 問題가 어려운 것은 亂流 프란틀 수는 管壁으로부터의 거리뿐만 아니라 固體粒子의 크기, 流動의 레이놀즈 수에 따라 변할 것으로 예측되기 때문이다. 金과 崔<sup>(7)</sup>는 壁面의 影響이 없는 곳에서 2개의 第二亂流의 亂流프란틀수 모델을

Hinze<sup>(11)</sup>의 Scalar量 移動理論으로부터 誘導하여 熱傳達解析에 사용하였다. 두 모델은 다음과 같다.

(i) 固體粒子的 亂流熱擴散時間의  $t_L$ 보다 짧다고 가정할 때 (Model 1)

固體粒子的 亂流熱擴散이 주로 작은 渦流에 의해支配되어 粒子가 Lagrangian 時間尺度( $t_L$ )보다 짧은 시간에 하나의 渦流(eddy)를 交叉하여 다른 渦流로 移動할 경우 第二流體의 亂流프란틀수는 第一流體의 亂流프란틀수와 같아서

$$P_{Tp} = P_{Tf} \quad (1)$$

가 된다고 하였다.

(ii) 固體粒子的 亂流熱擴散 時間이  $t_L$ 보다 크다고 가정할 때 (Model 2)

固體粒子的 亂流熱擴散이 주로 대단히 큰 渦流에 의해 지배되어 擴散時間이  $t_L$ 보다 대단히 크다고 가정할 경우 亂流프란틀수는

$$P_{Tp} = \frac{\left(\frac{t_L}{t^{**}} + 1\right) \left(\frac{t_L}{t^{**}} + \frac{t_L}{t^*}\right)}{\left(\frac{t_L}{t^*} + \frac{t_L}{t^{**}} + 1\right)} \quad (2)$$

로 된다고 하였다. 여기서  $t^*$ 는 Stokesian relaxation time  $\left(= \frac{\rho_s d_p^2}{18\mu_f}\right)$ 이고,  $t^{**}$ 는 氣體와 固體粒子간의 熱傳達에 관한 relaxation time  $\left(= \frac{\rho_s d_p^2 C_p}{12K_{fo}}\right)$ 이다.

粒子的 크기가 일정한 상태에서 渦流가 크고 작은 것은 상대적으로 渦流의 크기가 일정한 상태에서 粒子的 크기가 작고 큰 것과 같은 효과를 갖는다. 따라서 粒子的 크기가 극히 작아지면 第二流體의 亂流프란틀수가 식 (2)에 접근해야 되고 극히 커지면 식 (1)에 접근해야 된다. 그러나 위의 이론이 맞는지 틀리는지 명확히 증명해줄 實驗結果가 나와있지 않다. 本 研究에서는 이 問題의 규명을 위한 實驗을 하였다. 그것은 같은 流動狀態에서 浮上粒子的 크기를 바꾸며 熱傳達實驗을 하여 예측된 熱傳達係數를 비교하면 알 수 있을 것이다.

固體粒子的 亂流熱擴散 時間이  $t_L$  부근에 있는 경우에 대한  $P_{Tp}$ 에 대한 관계식은 金과 崔<sup>(7)</sup>에 의해 時間  $t$ 의 函數로 誘導되었다. 그러나 平均亂流프란틀수를 계산하기 위하여  $t$ 를 얼마로 해야 할지가 밝혀져 있지 않다.

### 3. 實 驗

固體粉末이 浮上된 二相亂流管流動에서 固體粉末

의 크기, 負荷度, 流動의 레이놀즈수가 管의 平均 熱傳達係數에 미치는 영향과 熱的으로 發達되고 있는 곳에서의 熱傳達特性, 金과 崔의 亂流프란틀수 모델의 적합성 등을 규명하기 위한 熱傳達實驗을 하였다. 實驗의 상세한 내용은 다음과 같다.

#### 3.1 實驗裝置

Fig. 1은 本 實驗에 使用된 實驗裝置의 概略圖이다. 空氣는 블로우어에서 加壓되어 오리피스를 거쳐 加熱管을 지나 集塵箱子로 들어간다. 오리피스와 加熱管 사이에는 스크루우를 이용한 粉末供給裝置를 설치하여 氣流 속으로 粉末을 一定率로 供給하였다. 粉末供給裝置 스크루우의 回轉數는 변속모터로 변화시켜 粉末의 供給率을 調節하였다.

스테인리스 鋼管으로 製作된 加熱管에 高電流를 直接 흘려서 管壁에서 一定率의 熱이 발생하도록 하고 管의 外部를 유리솜과 石線천으로 斷熱하여 熱이 管內部로 一定하게 供給되도록 하였다.

供給되는 空氣의 流量은 內徑이 82mm인 管에 設置된  $D-1/2D$  形式의 오리피스로 測定하였다.

加熱管 外壁에 크로멜-알루미늄 熱電對를 예폭시로 接着시켜서 溫度를 自動溫度記錄裝置로 測定하였다. 熱電對를 스테인리스 鋼管에 鎔接하지 않고 예폭시로 接着시킨 이유는 固體粉末을 氣流에 浮上시키는 경우 靜電氣가 많이 발생하는데 熱電對를 管壁에 直接 鎔接하면 그 效果가 溫度差에 의한 熱電對의 電壓보다 커져서 溫度測定이 不可能해지기 때문이다.

Fig. 2는 熱傳達實驗을 위한 加熱管을 나타낸다. 加熱管은 0.3mm 두께의 스테인리스 鋼板을 鎔接

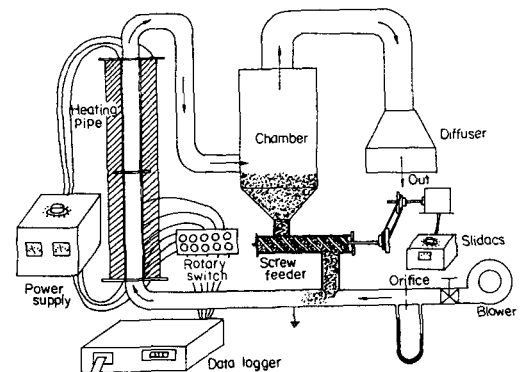


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

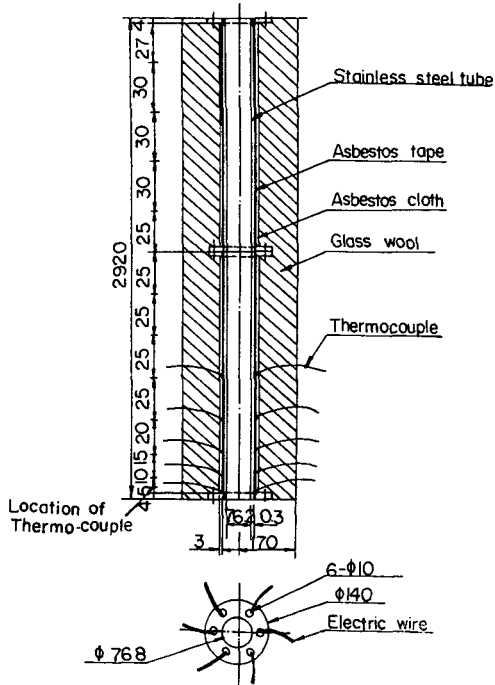


Fig. 2 Detail drawing of heating tube

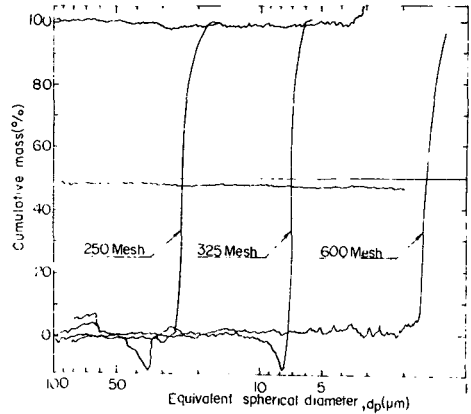


Fig. 3 Cumulative mass percent vs. equivalent spherical diameter

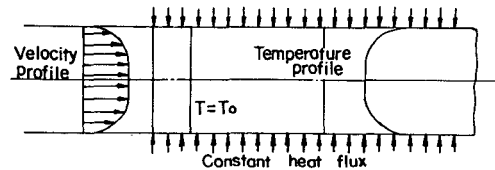


Fig. 4 Schematic diagram of flow

하여 製作하였다. 이와 같이 製作된 鋼管에 高電流을 흘려주면 管壁에서 一定率의 熱이 直接 發生하게 된다. 內徑이 76.2mm인 管에서 流動이 熱的으로 完全傳達되기 위해서는 管의 長이 3m 정도 되어야 한다. 이와 같이 긴 스테인리스 鋼管이 商品化되어 있지 않으므로 本 實驗에서는 製作된 2개의 鋼管을 플랜지를 사용하여 附着시켰다.

加熱管 外壁에는 0.3cm의 石線과 14cm의 유리섬으로 斷熱하였다.

스테인리스 鋼管의 抵抗은 0.033Ω이었으므로 여기에 4~8V의 電位差를 주어서 管에 140~200A의 電流가 흐르게 하였다. 加熱管 入口部와 出口部 플랜지에 各各 6개의 구리線을 附着하여 管壁에 가능한 電流가 均一하게 흐르게 하였다.

### 3.2 實驗用 黑鉛粉末

實驗에 사용된 浮上物質은 黑鉛粉末이며 그 크기는 250mesh, 325mesh, 600mesh 粉末이다. Fig. 3은 各 mesh 粉末에 대해 韓國工業標準試驗所에서 X-ray試驗機로 測定한 直徑에 따른 重量分布를 積分한 圖表이다. 이 그림에 의하면 各 mesh 粉末의 平均直徑은 24 $\mu$ m, 7.1 $\mu$ m, 1.56 $\mu$ m이다.

### 3.3 實驗方法과 內容

먼저 送風機로 空氣만을 供給한 狀態에서 4~8 V, 140~200A의 電流를 加熱管에 흐르게 하여 空氣를 가열시킨다. 마노미터의 눈금에 의하여 流量을 實驗에 사용할 값으로 一定하게 維持시키고 加熱管을 約 2時間 정도 계속해서 加熱하면 管壁溫度가 거의 正常狀態가 된다. 다음에 變速모터의 電壓을 調節하여 粉末供給裝置로서 固體粉末이 一定率로 氣流속으로 供給되도록 한다. 固體粉末을 浮上시킨 후 約 5~7分이 지난 후 管壁의 溫度와 管入口의 溫度를 測定하여 이 溫度로부터 管壁의 熱傳達係數를 測定하였다.

Fig. 4는 本 實驗의 流動條件과 溫度條件을 나타낸다. 加熱管은 垂直으로 설치하였는데 加熱管 전의 유동은 긴 圓管 流入部를 통해 完全 發達시켰다. 그러나 수평관에서 수직관으로 변환하는 곳을 曲率이 큰 90° 曲管을 使用하였기 때문에 2次流動이 發生하는 것을 피할 수 없었다. 따라서 加熱管 入口部에서 流動이 完全 對稱이 되지 는 못하였을 것이다. 그러나 加熱管의 長이 3m이므로 加熱管 出口에서는 流動의 速度分布나 溫度分布가 충분히

Table 1 Solid-gas loading ratios in experiments

$d_p(\mu\text{m})$			
Reynolds No.	24	7.1	1.56
21,500	1, 1.5, 2, 3, 4		
32,300	0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4, 5	3	2, 3, 4
43,000	0.5, 1, 2, 3, 4		
57,000	0.5		

完全發達되었을 것으로 생각된다.

Table 1은 實驗을 행한 粒子의 直徑과 레이놀즈수에 따른 粉末의 負荷도를 나타낸다.

#### 4. 實驗結果 및 考察

##### 4.1 固體粉末이 浮上되지 않은 流動의 熱傳達係數의 測定

管壁에서 一定率의 熱이 供給되고 管속에 固體粉末이 부상되지 않은 氣流가 흐를 때 管壁의 熱傳達係數와 누셀트수는 다음과 같이 정의된다.

$$h = \frac{\dot{q}}{(T_{wo} - T_{bo})} \tag{3}$$

$$Nu_o = \frac{h \cdot D_p}{K_{fo}} = \frac{\dot{q} D_p}{K_{fo} (T_{wo} - T_{bo})} \tag{4}$$

스테인리스관에서 發生한 熱은 전부 氣流속으로 흐르는 것이 아니고 一部가 斷熱材를 통해서 漏出된다. 따라서 式 (3), (4)에서  $\dot{q}$ 의 값을 계산할 때 消費電力에 依해서 算出한 값을 사용해서는 안 된다. 本 實驗結果에 의하면 약 10%의 熱이 斷熱材 등을 통해서 漏出됨을 알 수 있었다. 本 研究에서는 加熱管 出口 氣流의 平均溫度를  $T_2$  入口의 平均溫度를  $T_1$ 이라 하면  $\dot{q}$ 는

$$\dot{q} = \frac{\dot{m} (C_{p2} T_2 - C_{p1} T_1)}{A_p} \tag{5}$$

로 계산하였다. 여기서  $A_p$ 는 加熱管의 傳熱面積이고  $\dot{m}$ 는 流體의 質量流量이며  $C_p$ 는 二相流體의 等價比熱이다.

加熱管 入口의 溫度는 半徑方向에 따라 均一하므로 熱電對로 管入口의 中央部 一點에서 測定하였고 管出口의 混合平均溫度는 管出口에서 管의 半徑方向으로 溫度를 測定하여 다음 式으로 계산하였다.

$$T_2 = \frac{\int_0^R \rho u C_p T 2\pi r dr}{\int_0^R \rho u C_p 2\pi r dr} \tag{6}$$

本 實驗에 앞서 實驗의 正確도를 알아보기 위해서 固體粉末이 부상되지 않은 경우 熱傳達係數를 측정하여 McAdams의 實驗式<sup>(12)</sup>

$$Nu_o = 0.023 Re_o^{0.8} Pr_o^4 \tag{7}$$

와 비교한 결과 實驗에서 測定한 누셀트수가 式 (7)에 의한 누셀트수보다 약 4% 정도 크게 나타나 그 誤差가 크지 않음을 알 수 있었다.

##### 4.2 固體粉末이 浮上된 경우의 熱傳達係數

固體粉末이 浮上되면 Fig. 5와 같이 管壁의 溫度와 氣流의 混合平均溫度가 變한다.  $\dot{q}$ 가 一定할 경우 管壁의 누셀트수는

$$Nu_{up} = \frac{\dot{q} D_p}{K_{fp} (T_{wp} - T_{bp})} \tag{8}$$

式 (8)에서  $Nu_o$ ,  $T_w$ ,  $T_b$ ,  $K_f$ 에 첨가된 하첨자  $p$ 는 固體粉末이 浮上된 流體의 特性을 나타낸다. 固體粉末이 浮上된 氣流와 浮上되지 않은 氣流의 누셀트數의 比는 다음 式으로 계산할 수 있다.

$$\frac{Nu_{up}}{Nu_o} = \frac{K_{fo} (T_{wo} - T_{bo})}{K_{fp} (T_{wp} - T_{bp})} \tag{9}$$

(1) 固體粉末의 負荷도와 레이놀즈數에 따른 熱傳達係數의 變化

Fig. 6은 固體粒子의 平均直徑이  $24\mu\text{m}$ 이고 레이놀즈數가 21,500일 때 固體粉末의 負荷도의 比를 0.5에서 5까지 變化시키며 管壁溫度와 流體混合平均溫度를 測定한 것이다. 一般의으로 固體粉末의 負荷도가 增加될수록 管壁溫度가 降下하는 것을 알 수 있다. 이것은 管壁에서 傳熱된 熱이 氣流속의 粒子를 加熱시키는데 使用되어서 氣流의 平均溫度

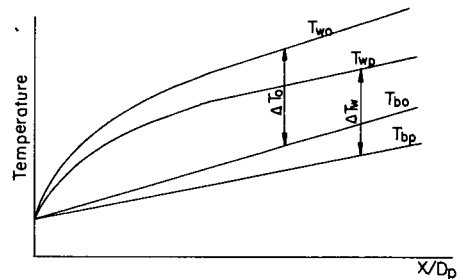


Fig. 5 Temperature variation of two phase flow with suspension of solid particles at the thermal entry region of a tube with constant heat rate

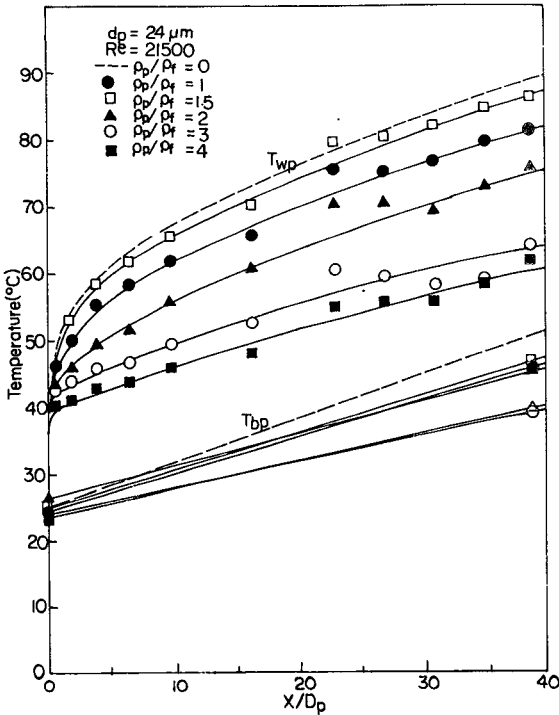


Fig. 6 Wall temperature and bulk mean temperature of suspension flow in the thermal entry region for  $Re=21,500$

가 낮아졌고 固體粉末의 浮上으로 因하여 熱傳達係數가 增加되었기 때문이다.

Fig. 6을 살펴보면 實驗에서 測定된 壁面溫度는  $X/D_p=17\sim 30$  사이에서 많이 흩어져 있는 것을 알 수 있다. 이것은 固體粉末의 浮上에 따른 靜電氣의 發生과 2개의 스테인리스管을 후랜지로 연결함에 따라서 후랜지 부근에서 열발생율과 단열재를 통한 열손실율이 균일하지 못한데 기인된 것으로 생각된다. 測定資料들을 커브피팅(curve fitting)하여 얻은 곡선과 測定資料 사이의 最高溫度差는 약  $5^{\circ}\text{C}$  정도이고 이에 따른 局部熱傳達係數의 最高偏差는 약 15%이다. 그러나 이러한 偏差는 局部的으로 發生된 것이고 管의 出口部 부근에서는 壁面溫度의 흩어짐이 다시 감소되고 있어서 커브 피팅 방법에 의해 구한 完全發達된 流動의 熱傳達係數에 대한 誤差는 10% 이내가 될 것으로 생각된다.

Fig. 7~Fig. 9는 레이놀즈수가 21,500, 32,300, 43,000일 때 固體粉末이 浮上되지 않은 管出口의 누셀트수 $(N_{uo})_e$ 에 대한 固體粉末이 浮上된 경우의 누셀트수 $(N_{up})$ 의 比를 管入口로부터의 距離에

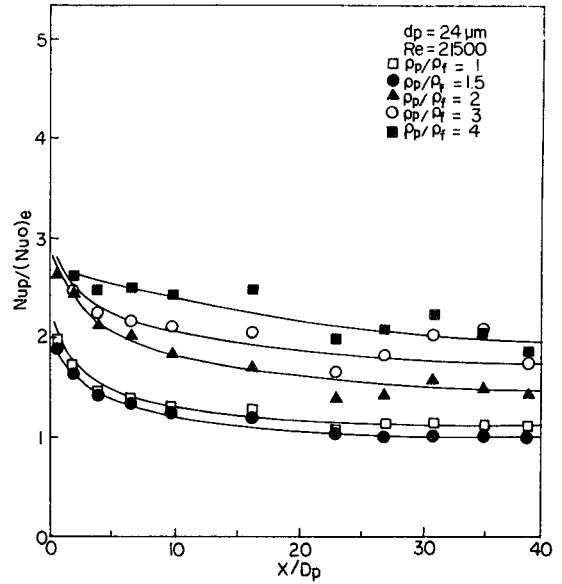


Fig. 7 Nusselt number with respect to various gas-solid loading ratios in thermal entry region for  $Re=21,500$

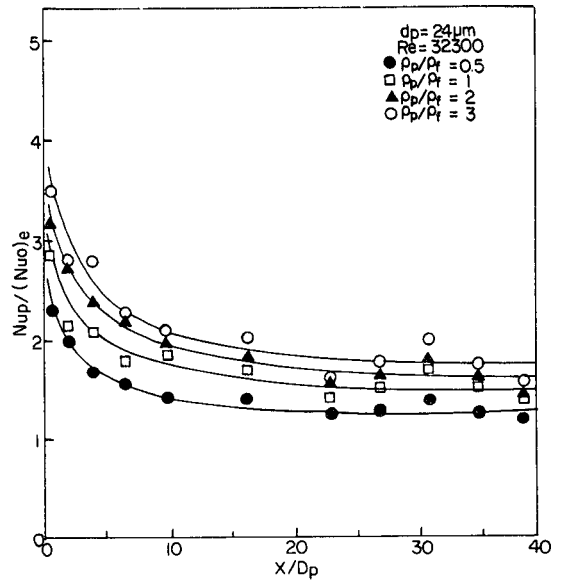


Fig. 8 Nusselt number with respect to various gas-solid loading ratios in thermal entry region for  $Re=32,300$

따라서 測定한 값을 圖示한 것이다. 그 變化의 傾向은 金과 崔<sup>(7)</sup>의 論文에 豫示된 바와 같다. 그러나 黑鉛粉末을 氣流에 浮上시켰을 때 누셀트수의 比는 亞鉛粉末을 浮上시킨 경우의 누셀트수의 比보

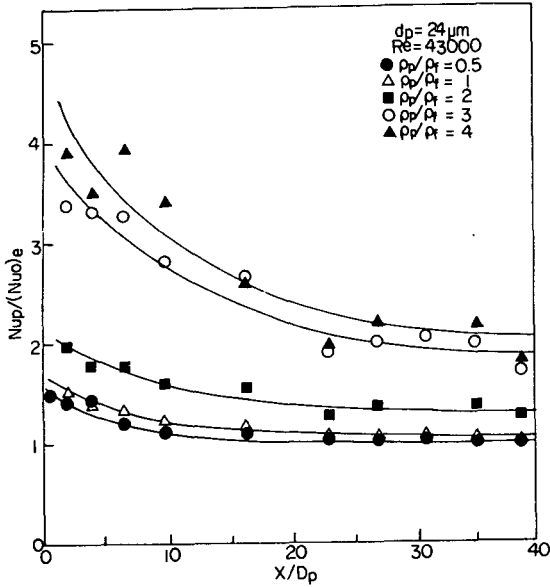


Fig. 9 Nusselt number with respect to various gas-solid loading ratios in thermal entry region for  $Re = 43,000$

다 2~3배 큼을 알 수 있다. 이것은 앞에서 설명한 바와 같이 黑鉛의 比熱이 亞鉛의 比熱보다 3.28배 크기 때문이다.

Fig. 10은 加熱管 出口에서 固體粉末의 負荷도와 레이놀즈수의 變化에 따른 固體粉末이 浮上된 경우와 浮上되지 않은 경우의 누셀트數의 比를 測定하여 數值解析으로 豫測한 값과 比較한 것이다. 負荷도가 1以下에서는 熱傳達係數의 比는 1에 가까우며 그 變化는 작으나 負荷도가 增加할수록 熱傳達係數의 比가 커짐을 알 수 있다. 이 그림에서 실제 測定한 實驗值가 두 모델에 의한 豫測值 사이에 있음을 알 수 있다. 이와 같이 實驗結果가 모델 1과 모델 2의 亂流프란틀수를 사용한 數值解析 結果의 中間에 위치하는 것은 모델 1과 모델 2를 設定할 때 固體粒子的 亂流擴散時間을 0 혹은 ∞로 가정하여 兩端을 택하였기 때문이다. 실제 한 固體粒子가 한 渦流속에서 머무는 시간은 有限하므로 平均亂流프란틀수를 계산할 때 소요되는 亂流擴散時間은 有限한 값을 주는 것이 타당하며 이 경우 亂流프란틀수는 모델 1과 모델 2 사이의 값을 갖을 것으로 豫測되며 熱傳達係數도 두 모델을 사용하여 豫測한 값 사이에 存在할 것이다.

Fig. 10의 解析結果에서 누셀트수는 레이놀즈수가 증가함에 따라 모델 2를 사용할 때는 약간 증가

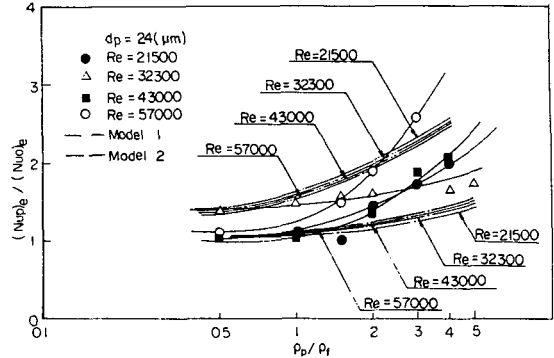


Fig. 10 Comparison of predicted Nusselt numbers with those measured in experiments for various Reynolds number

하고 모델 1을 사용할 때는 약간 감소하고 있으나 큰 變化를 나타내지 않는다. 本 實驗에서 測定된 누셀트수는 解析結果보다 약간 더 홀어져 있으나 레이놀즈수의 變化에 따라 뚜렷한 變化의 傾向을 보여 주고 있지 않다. Boothroyd와 Haque<sup>(4)</sup>, Haque와 Boothroyd<sup>(13)</sup>가 亞연분말을 부상시킨 管流動에서 行한 熱傳達實驗에 의하면 固體粉末이 浮上된 경우와 浮上되지 않은 경우의 누셀트수의 比는 平均粒子直徑의 管直徑에 대한 상대적 크기에 큰 影響을 받으며, 固體粉末의 負荷도가 5以下에서는 레이놀즈수의 變化에 따라 뚜렷한 傾向을 보이지 않으며 負荷도가 5以上에서는 레이놀즈수가 작을수록 누셀트수의 比가 약간 증가하는 傾向을 보이고 있다. 本 實驗은 固體粉末의 負荷도가 5以下에서 行해졌기 때문에 레이놀즈수의 變化에 따라 누셀트수의 比에 뚜렷한 傾向을 나타내지 않는 것은 Boothroyd와 Haque<sup>(4)</sup>, Haque와 Boothroyd<sup>(13)</sup>의 實驗에서 나타난 것과 같다.

Fig. 11, Fig. 12는 粒子的 平均直徑이 24μm이고 레이놀즈수가 21,500인 경우 管壁溫度와 누셀트수의 實驗值와 豫測值를 比較하여 圖示한 것이다. 이 그림에서도 알 수 있는 바와 같이 實驗值가 두 모델에 依한 豫測值 사이에 있음을 알 수 있다.

(2) 固體粒子的 크기에 따른 熱傳達係數의 變化

Fig. 13은 固體粒子的 크기를 變化시키며 管出口에서 豫測한 누셀트수의 比와 모델 1과 모델 2를 사용하여 豫測한 누셀트수의 比를 比較한 것이다. 實驗結果는 粒子的 크기가 작을수록 누셀트수의 比가 減少하는 것으로 나타났는데 이것은 모델 2의 亂流프란틀수 모델에 의한 豫測值와 비슷하다. 이

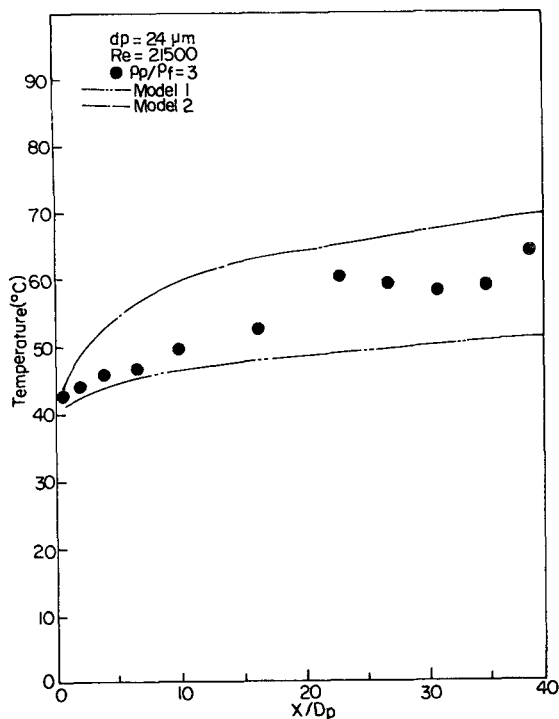


Fig. 11 Comparison of predicted wall temperature with that of experiment for  $Re=21,500$

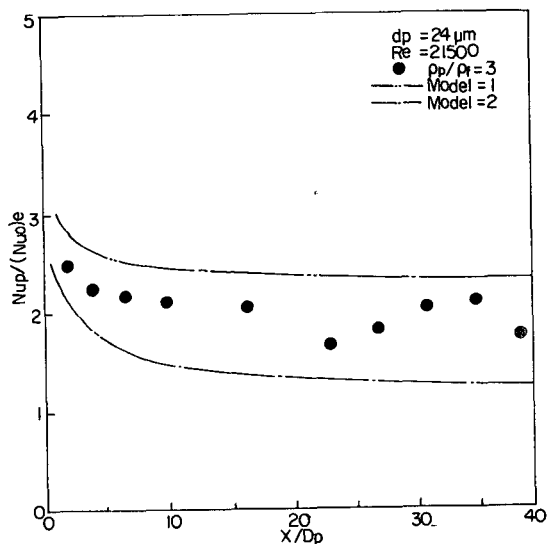


Fig. 12 Comparison of predicted Nusselt number with that of experiment for  $Re=21,500$

와 같이 粒子의 크기가 아주 작아졌을 때 누셀트수의 비가 감소하는 것은 固體粉末을 浮上시킨 亂流管流動에서 摩擦特性과 熱傳達特性의 差異로 생각

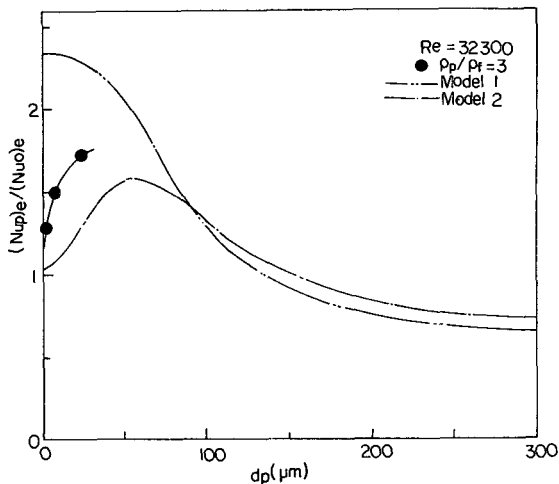


Fig. 13 Comparison of predicted Nusselt number with those measured in experiment vs. particle diameter

된다. 왜냐하면 崔와 鄭<sup>(8,9)</sup>은 管摩擦係數는 固體粒子의 크기가 작을수록 增加된다고 豫測하고 있기 때문이다.

이와 같이 固體粒子가 極微化될 때 熱傳達到 촉진되지 않는 것은 固體粒子의 直徑이 작아질수록 固體粒子와 주위 氣體 사이의 熱傳達係數가 증가하기 때문에 固體粒子가 亂流擴散에 의해 移動할 때 항상 주위 氣體와의 熱的 적응이 빨리되어 熱平衡을 유지하게 되므로 熱傳達媒體로서 作用되지 않기 때문으로 생각된다<sup>(14~16)</sup>.

實驗에서 測定된 누셀트수의 비는 모델 2를 사용한 豫測值보다는 크고 모델 1을 사용한 豫測值보다는 작다. 따라서 精確한 亂流프란틀수 모델은 모델 1과 모델 2 사이의 값을 갖으리라고 豫測된다.

本 實驗에서는  $24\mu\text{m}$ 보다 큰 固體粒子에 대해서는 實驗을 하지 않았으므로 이보다 더 큰 粒子의 크기에 대한 熱傳達係數의 變化에 대해서는 確言하기 어려우나 대략 粒子의 直徑이  $50\mu\text{m}$  이상이 되면 누셀트수의 비가 다시 감소될 것으로 豫測된다. 왜냐하면 과거의 여러 實驗들에 의하면<sup>(17~22)</sup>  $100\mu\text{m}$  이상되는 固體粉末이 浮上된 管流動에서의 熱傳達係數는 固體粒子의 直徑이 커질수록 熱傳達係數의 비가 감소하는 結果를 보여주고 있으며 本 解析에서도 역시 固體粒子의 크기가  $50\mu\text{m}$  이상에서는 모델 1, 모델 2에서 똑같이 固體粒子의 크기가 커질수록 熱傳達係數의 비가 감소되는 것을 나타내고 있다 때문이다.



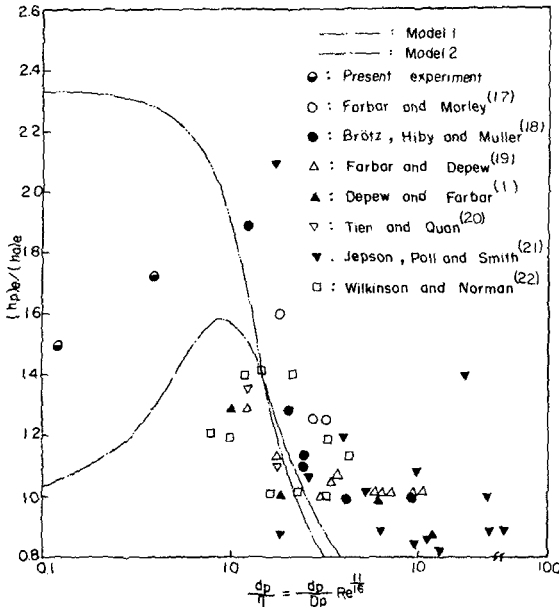


Fig. 14 Effect of relative particle size on the heat transfer coefficient of gas-solid suspension flow

Fig. 14는 固體粒子的 相對的 크기가 管流動의 熱傳達係數에 미치는 영향을 측정 한 과거의 實驗結果들과 本 研究에서의 理論式 그리고 實驗結果와 비교한 것이다. 이 그림에서  $\eta$ 는 Kolmogoroff microscale로  $R_e^{1/16}/D_p$ 로 근사된다. 과거의 實驗結果들을 살펴보면 Kolmogoroff microscale에 대한 粒子的 相對的 크기가 증가함에 따라 熱傳達係數 比가 감소하는 것을 알 수 있다. 이 경향은 金과 崔<sup>(7)</sup>의 理論式과 일치하나 理論式的 감소구배가 더 크다. 과거의 實驗結果에서는 固體粉末이 浮上된 管流動의 熱傳達係數는  $d_p/\eta$ 가 1 부근에서 極大值를 갖는 것이 나타나 있는데 이보다 더 작은 粒子가 浮上된 流動의 熱傳達係數에 대한 實驗結果는 나와 있지 않다. 本 研究는 粒子的 相對的 크기가 극히 작은 구역에서 固體粉末이 浮上된 二相流動의 熱傳達特性을 밝히고 있다는데 그 研究의 의의가 있다.

위의 理論적, 實驗的 研究들에 의하면 熱傳達을 가장 크게 하는 管直徑에 대한 固體粒子的 相對的 크기가 存在할 것으로 예측된다. 이런 현상은 Brandon<sup>(13,14)</sup>에 의해서 제안된 바 있다. 그는 많은 實驗結果를 통합하여 熱傳達 促進에 最적인 固體粒子的 크기가 있다고 하였다.

위의 結果들을 종합해 볼 때 金과 崔<sup>(7)</sup>가 제안한 氣二流體의 亂流프란틀수에 대한 理論은 全體의으로 타당하다고 할 수 있고 단지 平均亂流擴散時間을 얼마로 設定하는가 하는 問題가 남아 있다.

식 (2)에 의하면  $P_{TP}$ 는  $t_L/t^*$ ,  $t_L/t^{**}$ 의 함수임을 알 수 있는데  $P_{TP}$ 를 최저로 하는  $t_L/t^*$ ,  $t_L/t^{**}$ 에서 管의 熱傳達係數가 最大로 될 것으로 생각된다.  $t^*$ 는 粒子的 密度, 直徑의 함수이고  $t^{**}$ 는 粒子的 密度, 直徑, 比熱의 함수이며  $t_L$ 은 流動亂流特性으로 레이놀즈수와 管直徑에 큰 영향을 받는다. 따라서 熱傳達을 가장 크게 促進하는 粒子的 크기에 관련된 주요 변수로는 粒子的 密度, 比熱, 管의 直徑과 레이놀즈수라고 할 수 있다.

### 5. 結 論

黑鉛粉末이 浮上된 二相亂流管流動에서 一定率의 熱을 供給하며 熱傳達係數를 測定하여 數值解析 結果와 비교해 본 結果 다음과 같은 結論을 얻었다.

(1) 固體粉末이 浮上된 管流動의 熱傳達係數는 負荷度가 증가하면 증가한다.

(2) 比熱이 큰 黑鉛粉末의 浮上은 比熱이 작은 亞鉛粉末을 浮上시킨 경우보다 熱傳達係數가 크게 증가한다.

(3) 固體粉末이 浮上된 경우와 浮上되지 않은 경우의 누셀트수의 比는 레이놀즈수의 變化에 따라서 一定한 變化의 傾向을 나타내지 않는다.

(4) 固體粒子的 크기가 어느 값 以下로 작아지면 固體粒子的 크기가 작아질수록 管流動의 熱傳達係數가 감소되어 二相亂流管流動의 熱傳達을 最大로 하는 固體粒子的 크기가 存在할 것으로 생각되며 이 크기는 管의 直徑, 레이놀즈 수, 固體粉末의 종류에 따라 변할 것으로 생각된다.

### 참 고 문 헌

- (1) Depew, C.A. and Farbar, L., 1963, "Heat Transfer to Pneumatically Conveyed Glass Particles of Fixed Size", J. of Heat Transfer, Trans. of ASME, pp. 164 ~172.
- (2) Boothroyd, R.G., 1966, "Pressure Drop in Duct Flow Gaseous Suspensions of Fine Particles", Trans. Instu. Chem. Engrs., Vol. 44, pp. 306~313.
- (3) Boothroyd, R.G., 1967, "Turbulence Characteristics of the Gaseous Phase in Duct Flow of a Suspen-

- sion of Fine Particles", Trans. Instu. Chem. Engrs., Vol. 45, pp. 297~310.
- (4) Boothroyd, R.G. and Haque, H., 1970, "Fully Developed Heat Transfer to a Gaseous Suspension of Particles Flowing Turbulently in Ducts of Different Size", J. of Mech. Engrs. Sci, Vol. 12, No. 3, pp. 191~120.
- (5) Boothroyd, R.G. and Haque, H., 1970, "Experimental Investigation of Heat Transfer in the Entrance Region of a Heated Duct Conveying Fine Particles", Trans. Instu. Chem. Engrs., Vol. 48, pp. 109~120.
- (6) Wahi, M.K., 1977, "Heat Transfer to Flowing Gas Solid Mixtures", Trans. of ASME, J. of Heat Transfer, Feb., pp. 145~148.
- (7) 金載雄, 崔英惇, 1982 "固體粉末이 浮上된 二相亂流管流動의 熱傳達 解析", 大韓機械學會論文集, 第6卷, 第4號, pp. 331~340.
- (8) 崔英惇, 鄭明均, 1981, "固體粉末이 浮上된 二相亂流管流動의 解析", 大韓機械學會論文集, 第5卷, 第3號, pp. 159~169.
- (9) Choi, Y.D. and Chung, M.K., 1983, "Analysis of Turbulent Gas-Solid Suspension Flow in a Pipe", Trans. of J. Fluids Eng., ASME, Vol. 105, Sept., pp. 329~334.
- (10) Melville, W.K. and Bray, K.N.C., 1979, "A Model of the Two Phase Turbulent Jet", J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 22, pp. 656~674.
- (11) Hinze, J.O., 1975, "Turbulence", McGraw-Hill, New York, Chap. 5.
- (12) Chapman, A.J., 1974, "Heat Transfer", Collier Macmillan, London, Ch. 8.
- (13) Haque, H. and Boothroyd, R.G., 1968, "Heat and Momentum Transfer Analogy in Dense Aerosols Flowing Turbulently in Ducts", Powder Technol. Vol. 2, pp. 305~307.
- (14) Brandon, C.A., 1968, "An Investigation of the Interaction of Solid Particles with Fluids in Turbulent Flow", Ph. D. Thesis, Univ. of Tennessee, Knoxville, Tennessee.
- (15) Brandon, C.A. and Grizzle, T.A., 1971, Proc. Int. Symp. Two-Phase Syst., Technion City, Haifa, Paper No. 4~8.
- (16) Launder, B.E. 1978, "Heat and Mass Transport", Turbulence, Topics in Applied Physics, Vol. 12, pp. 231~287.
- (17) Farbar, L. and Morley, M., 1957, Ind. Eng., Chem., Vol. 49, p. 1143.
- (18) Brötz, W., Hiby, J.W. and Müller, K.G., 1958, Chem. Ing. Tech. Vol. 30, p. 138.
- (19) Farbar, L. and Depew, C.A., 1963, Ind. Eng. Chem., Fundam, Vol. 2, p. 130.
- (20) Tien, C.L. and Quan, V., 1962, Amer. Soc. Mech. Eng. ASME Paper No. 62-HT-15.
- (21) Jepson, G., Poll. A. and Smith, W., 1963, Trans. Inst. Chem. Eng. Vol. 41, p. 203.
- (22) Wilkinson, G.T. and Norman, J.R. 1967, Trnas. Inst. Chem. Eng. Vol. 45, p. 314.