

<論 文>

수직원관내에서의 자연대류에 관한 연구

이 택 식* · 김 희 동**

Study on The Free Convection in a Heated Vertical Open Tube

Taik Sik Lee, Hee Dong Kim

(1977年 11月 15日 接受)

—Abstract—

The free convection in a vertical tube open at both ends and heated at the wall is studied by analytical approach and checked by experiment. The flow is assumed to be both stable and laminar.

The incompressible boundary layer equations for the system were solved by a finite difference method for conditions of constant wall temperature and constant wall heat flux.

Temperature profiles of the flow in the tube were measured by thermocouples and are compared with the calculated profiles. Agreement of the analytical and experimental results was good.

1. 서 론

원자력발전의 실용화에 따라서 원자로 내부에서의 열전달 현상에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다. 그 중에서도 원자로 운전이 정지되었을 때 핵분열 생성물의

감쇠에 의해 열이 발생하며 그리고 여러 가지 형상의 관 상유로를 가진 사용이 끝난 연료 집합체에서의 자연대류에 관한 문제에 관심이 증가되고 있다. 특히 Bodoia와 Osterle¹⁾는 이러한 관 속에서의 열전달에 있어 입구 구간에서의 새로운 연구의 필요성을 강조하고 있다.

이제까지의 연구는 Kays²⁾의 강제대류에 관한 수치

기 호

bei(x), $I_0(x\sqrt{i})$ 의 허부 = $-J_0(x\sqrt{i})$ 의 허부
ber(x), $I_0(x\sqrt{i})$ 의 실부 = $J_0(x\sqrt{i})$ 의 실부
bei'(x), $d\text{bei}(x)/dx$
ber'(x), $d\text{ber}(x)/dx$
 c_p , 유체의 비열
 d , 원관의 안지름
 f , 체적유량
 F , 무차원 체적유량
 g , 운동량 방정식에서의 체적력 (중력)
 Gr^* , 식 (9)와 (11)에 정의된 수정 Grashof 수

$I_0(x)$, 0차 제 1종 변형 Bessel 함수
 $J_0(x)$, 0차 제 1종 Bessel 함수
 k , 유체의 열전도율
 l , 관의 길이
 L , 무차원 관길이
 n , 셈하는 변수
 Nu , Nusselt 수
 p , 압력
 p_0 , 주위조건에서의 유체의 정압
 p' , 식 (5)에 의하여 정의된 압력결함
 P , 무차원 압력결함
 Pr , Prandtl 수
 q , 열 소실율
 $(q/A)_w$, 벽에서의 열유속

*서울대학교 공과대학

**서울대학교 대학원

本論文에 대한 討論은 1978年 2月 15日까지 本學 會事務室로 送付하여 주십시오.

해, Hallman⁹⁾의 내부에 열원이 있을 때의 수직원관내에서의 자연대류와 강제대류의 혼합된 대류에 관한 연구, Rosen 와 Hanratty¹⁰⁾의 수직관내의 층류유동장에 미치는 열전달의 영향에 관한 연구 등이 있다. 한편 Elenbaas⁵⁾는 정 3각형, 원형, 직 4각형 등 여러 가지 단면을 가지는 수직관내의 자연대류에 의한 열전달을 실험에 의하여 연구하였고 Hishida⁶⁾는 수직원관내의 입구 구간에서 속도 분포와 온도 분포를 실험적으로 구하였다. Bodoia 와 Osterle¹¹⁾의 차분법에 의한 계산에 따르면 가열수직평판 사이의 자연대류에 의한 유동에서는 길이가 상당히 크지 않는 한 완전히 발달된 유동이라는 가정이 적합하지 않다는 것을 보여 주고 있으며 Davis 와 Perona⁷⁾는 수직원관내의 문제에 대하여 이들의 연구를 연장하여 적용하였다.

자연대류에서와 같은 저속유동의 속도측정은 어려운 문제의 하나인데 이에 대하여 Rose⁸⁾, Martino 와 McNall⁹⁾은 열선풍속계를 이용한 방법을 연구하였고 한편 유동방향으로 일정한 거리를 두고 놓여진 2개의 프로우브를 감지할 수 있는 신호를 유체에 실려서 보내 두 프로우브가 감지하는 시간차를 측정함으로써 직접적으로 유동속도를 측정하는 방법이 Bauer¹⁰⁾에 의하여 제시되었다.

이 논문에서는 수직원관내의 자연대류에 대하여 실험에 의하여 온도의 분포를 측정하여 유한차분법으로 계산한 수치해와 비교하였다. 실험에 있어서는 온도는 열전대를 사용하여 측정하였고 수치계산은 Gauss 소거법을 이용하여 디지털 컴퓨터로 계산하였다.

2. 해 석

2-1. 지배방정식

수직원관내의 자연대류에 대한 문제를 해석하기 위하

여 다음과 같이 가정하였다.

- (i) 유체는 밀도를 제외하고 모든 성질이 일정하다.
- (ii) 유속과 온도의 분포는 축대칭이며 점성일산은 무시한다.
- (iii) 유체는 관입구에서 주위의 온도 t_0 와 균일한 속도 u_0 로서 관내로 흘러 들어간다.

이 제에 대한 도식적 그림이 Fig. 1에 표시되어 있으며 지배방정식들(운동량, 에너지, 연속)은 다음과 같다¹¹⁾.

$$u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (1)$$

$$u \frac{\partial t}{\partial z} + v \frac{\partial t}{\partial r} = \alpha \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (2)$$

$$\frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

윗식들을 자연대류유동에 대하여 적합한 식들로 나타내기 위하여 체적력을 부력으로 표시한다. 주위유체의 압력을 p_0 , 밀도를 ρ_0 이라고 하면 주위유체가 중력장에 있으면서 정지상태이므로

$$\frac{dp_0}{dz} = -\rho_0 g. \quad (4)$$

그리고 관내압력을 p 라 하여 압력결함 p' 을 다음과 같이 정의한다.

$$p' = p - p_0. \quad (5)$$

그리고 \bar{T}_0 를 주위의 절대온도라고 할 때

$$\frac{\rho_0}{\rho} = 1 + \left(\frac{t - t_0}{T_0} \right) \quad (6)$$

이므로 식들(4), (5), (6)과 완전기체를 가정하면 운동량 방정식은 다음과 같이 된다.

$$u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g(t - t_0)}{T_0}. \quad (7)$$

기 호

- Q, 무차원 열소실율
- Q', 관출구에서의 무차원 열소실율
- r, 반지름방향 좌표
- r_0 , 관의 안반지름
- R, 무차원 반지름방향 좌표
- s, 식(29)에서의 상수
- t, 관내의 임의점의 온도
- t_m , 혼합온도
- t_0 , 주위온도
- t_1 , 벽온도
- T, 관내의 임의점의 무차원온도

- T_m , 무차원 혼합온도
- u, 유동방향의 유체속도
- U, 유동방향의 무차원 유체속도
- v, 반지름 방향의 유체속도
- V, 반지름 방향의 무차원 유체속도
- w, 식(29)에서의 상수
- z, 유동방향 좌표
- Z, 유동방향 무차원 좌표
- 회랍문자:
- α , 열확산율
- ν , 동점성계수

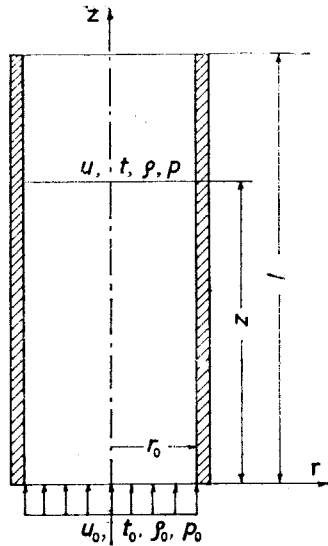


Fig. 1. Configuration of a vertical tube

이 논문에서는 원관의 길이가 일정일 때 관벽면의 온도가 일정한 경우와 관벽면에서 내부유체로의 열유속이 일정한 경우의 2가지에 대하여 다루었다.

식들(1), (3) 및 (7)을 무차원식으로 표시하기 위하여 다음과 같은 무차원변수를 정의하여 대입한다.

벽면온도 일정의 경우 :

$$\begin{aligned} V &= \frac{r_0 v}{\nu}, \\ U &= \frac{r_0^2 u}{l\nu Gr^*}, \\ Z &= \frac{z}{lGr^*}, \\ R &= \frac{r}{r_0}, \\ P &= \frac{p'r_0^4}{\rho l^2 \nu^2 Gr^{*2}}, \\ T &= \frac{t-t_0}{t_1-t_0}. \end{aligned} \tag{8}$$

여기서

$$Gr^* = \frac{g(t_1-t_0)r_0^4}{T_0 l \nu^2} \tag{10}$$

열유속 일정의 경우 :

$$\begin{aligned} T &= \frac{(t-t_0)k}{(q/A)w r_0}, \\ Gr^* &= \frac{g(q/A)w r_0^5}{T_0 l \nu^2 k}. \end{aligned} \tag{11}$$

V, U, Z, R, P 에 대한 표시들은 벽면온도 일정한 경우와 같다.

양 경우에 식들(8), (9)와 (10) 또는 식들(8)과 (11)을 식들(1), (3) 및 (7)에 대입하고 다음에 Gr^* 가 충분히 크다고 가정하여 $1/Gr^{*2}$ 의 항들이 다른 항들에 비하

여 무시할 수 있을 정도로 작으므로 이 항들을 없애면 식들(1), (7) 및 (3)은 각각 다음과 같이 된다.

$$V \frac{\partial U}{\partial R} + U \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{\partial^2 U}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} - \frac{dP}{dZ} + T, \tag{12}$$

$$V \frac{\partial T}{\partial R} + U \frac{\partial T}{\partial Z} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial R} \right), \tag{13}$$

$$\frac{V}{R} + \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{\partial U}{\partial Z} = 0. \tag{14}$$

만약 초기속도(즉 $Z=0$ 에서의 속도)를 u_0 라고 하고 이것이 반지름에 관계없이 일정하다고 하면 유량은 다음과 같다.

$$f = \pi r_0^2 u_0 = \int_0^{r_0} 2\pi r u dr. \tag{15}$$

이를 무차원화 하면 다음과 같다.

$$F = \frac{f}{\pi l \nu Gr^*} = 2 \int_0^1 U R dR. \tag{16}$$

한편 유체가 관속을 상승하면서 흡수하는 열량은

$$q = \int_0^{r_0} \rho u c_p (t-t_0) 2\pi r dr$$

이고 이를 무차원화 하면 다음과 같다.

벽면온도 일정의 경우 :

$$Q = \frac{q}{\pi \rho c_p l \nu Gr^* (t_1-t_0)} = 2 \int_0^1 U T R dR. \tag{17}$$

열유속 일정의 경우 :

$$Q = \frac{qk}{\pi \rho c_p l \nu Gr^* (q/A)w r_0} = \frac{2}{Pr Gr^*} \frac{z}{l}. \tag{18}$$

방정식들(12)–(14)에 대한 경계조건들은 다음과 같다.

벽면온도 일정의 경우 :

$$\left. \begin{aligned} Z=0, 0 \leq R < 1 \text{에서 } U=F, V=0, T=0; \\ Z \geq 0, R=0 \text{에서 } \frac{\partial U}{\partial R}=0, V=0, \frac{\partial T}{\partial R}=0; \\ Z \geq 0, R=1 \text{에서 } U=0, V=0, T=1; \\ Z=0 \text{과 } Z=L \text{에서 } P=0. \end{aligned} \right\} \tag{19}$$

열유속 일정의 경우 :

$$Z \geq 0, R=1 \text{에서 } U=0, V=0, \frac{\partial T}{\partial R}=1. \tag{20}$$

나머지의 조건은 벽면온도 일정한 경우와 같다.

다음에 유한차분법으로 얻어지는 해에 관한 해석적인 검증술 하기 위하여 유동이 완전히 발달된 유동의 극한의 경우를 고려한다.

벽면온도 일정한 경우 :

$T=1, \partial U/\partial Z=0$, 그리고 $V=0$ 일 것이므로 운동량 방정식은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} = 1. \tag{21}$$

이것을 풀면 다음과 같이 등온 Poiseuille 유동의 포물선속도분포가 된다.

$$U = \frac{1-R^2}{4}. \tag{22}$$

무차원 유량은 다음과 같다.

$$F=2\int_0^1 \frac{1-R^2}{4} R dR = \frac{1}{8}. \quad (23)$$

$T=1$ 이므로 Q 도 $1/8$ 이 된다.

열유속 일정의 경우 :

유동방향으로 속도분포는 변화가 없고 온도는 선형적으로 변화할 것이므로 운동량 방정식은 다음과 같이 된다.

$$T = -\left(\frac{\partial^2 U}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R}\right) + \frac{dP}{dZ}. \quad (24)$$

에너지 방정식은

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right) = R U P r \frac{\partial T}{\partial Z} \quad (25)$$

이 되고 이를 중심선부터 벽면까지 적분하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial T}{\partial Z} = \frac{2}{F P r}. \quad (26)$$

따라서 식 (25)는 다음과 같이 된다.

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right) = \frac{2U}{F}. \quad (27)$$

식 (24)를 식 (27)에 대입하면 다음을 준다.

$$r^4 U + (2/F) U = 0. \quad (28)$$

이 방정식의 해는 다음과 같다.

$$U = s \text{ber}\{(2/F)^{1/4} R\} + w \text{bei}\{(2/F)^{1/4} R\} \quad (29)$$

여기서

$$s = (2/F)^{-3/4} \text{ber}\{(2/F)^{1/4}\} / [\text{ber}'\{(2/F)^{1/4}\}], \\ \times \text{ber}\{(2/F)^{1/4}\} + \text{bei}'\{(2/F)^{1/4}\} \text{bei}\{(2/F)^{1/4}\}, \quad (30)$$

$$w = -\frac{\text{ber}\{(2/F)^{1/4}\}}{\text{bei}\{(2/F)^{1/4}\}}. \quad (31)$$

속도에 대한 식이 얻어진 다음 식 (25)를 T 에 대하여 풀면 다음과 같다.

$$T - T_{ci} = (2/F)^{1/2} [s \text{bei}\{(2/F)^{1/4} R\} - w \text{ber}\{(2/F)^{1/4} R\} + w]. \quad (32)$$

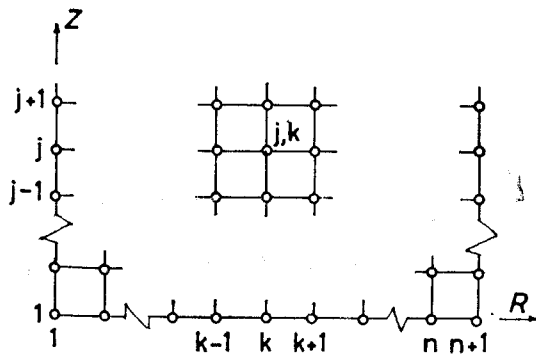


Fig. 2. Mesh network for difference representation

여기서 T_{ci} 은 중심선에서의 무차원온도인데 미리 알 수 없으나 수치해와 비교할 때에는 이 식으로 충분하다.

2-2. 유한차분법에 의한 수치계산

무차원 편미분 방정식들의 수치해를 구하기 위하여 유한차분법을 적용하여 유한차분방정식들로 만든다.

해석하고자 하는 계를 축방향으로 ΔZ , 반지름 방향으로 ΔR 로 분할하여 직 4 각형 격자들로 구성하게 한다. 격자선들의 교차점 즉 절점의 위치의 대표적인 것을 (j, k) 로 나타내게 한다(Fig. 2).

여기서 절점을 축(Z) 방향으로 j 가 커지도록 반지름(R) 방향으로 k 가 커지도록 번호를 붙인다. 점함수로서의 종속변수들은 (j, k) 를 써서 나타낸다. 이를테면 $U(Z, R)$ 는 $U(j, k)$ 와 같이 쓴다.

편도함수들을 다음과 같이 차분형으로 나타낸다.

$$\frac{\partial V}{\partial R} = \frac{V(j+1, k+1) - V(j+1, k)}{\Delta R}, \quad (33)$$

$$\frac{\partial U}{\partial Z} = [U(j+1, k+1) + U(j+1, k) - U(j, k+1) - U(j, k)] / (2\Delta Z). \quad (34)$$

대칭형이 비대칭형 보다 절두오차(truncation error)가 작으므로 식 (34)에 적용하였다. 따라서 연속방정식 (14)는 다음과 같이 된다.

$$V(j, k)/R(k) + [V(j+1, k+1) - V(j+1, k)] / \Delta R + [U(j+1, k) + U(j+1, k+1) - U(j, k+1) - U(j, k)] / (2\Delta Z) = 0. \quad (35)$$

그리고 다음과 같은 차분형을 운동량 및 에너지 방정식들에 적용한다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial R} = \frac{\phi(j+1, k+1) - \phi(j+1, k-1)}{2\Delta R}, \quad (36)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial Z} = \frac{\phi(j+1, k) - \phi(j, k)}{\Delta Z}, \quad (37)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2} = [\phi(j+1, k+1) - 2\phi(j+1, k) + \phi(j+1, k-1)] / (\Delta R)^2. \quad (38)$$

여기서 ϕ 는 U 또는 T 이다.

위의 근사차분형을 식들(12), (13)에 넣으면 각각 다음과 같이 얻어진다.

$$f_1(j, k) U(j+1, k-1) + f_2(j, k) U(j+1, k) + f_3(j, k) U(j+1, k+1) + P(j+1, k) / \Delta Z = f_4(j, k) + T(j+1, k), \quad (39)$$

$$f_5(j, k) T(j+1, k-1) + f_6(j, k) T(j+1, k) + f_7(j, k) T(j+1, k+1) = f_8(j, k). \quad (40)$$

여기서

$$f_1(j, k) = -\frac{V(j, k)}{2\Delta R} + \frac{1}{(\Delta R)^2} + \frac{1}{2R(k)\Delta R},$$

$$f_2(j, k) = \frac{U(j, k)}{\Delta Z} + \frac{2}{(\Delta R)^2},$$

$$\begin{aligned}
 f_3(j, k) &= \frac{V(j, k)}{2 \Delta R} - \frac{1}{(\Delta R)^2} - \frac{1}{2R(k) \Delta R}, \\
 f_4(j, k) &= \frac{\{U(j, k)\}^2 + P(j, k)}{\Delta Z}, \\
 f_5(j, k) &= -\frac{1}{2 \Delta R} - \frac{1}{Pr} \left(\frac{1}{\Delta R}\right)^2 + \frac{1}{Pr} \frac{1}{2R(k) \Delta R}, \\
 f_6(j, k) &= \frac{U(j, k)}{\Delta Z} + \frac{1}{Pr} \frac{1}{(\Delta R)^2}, \\
 f_7(j, k) &= \frac{V(j, k)}{2 \Delta R} - \frac{1}{Pr} \left(\frac{1}{\Delta R}\right)^2 - \frac{1}{Pr} \frac{1}{2R(k) \Delta R}, \\
 f_8(j, k) &= \frac{U(j, k)}{\Delta Z} T(j, k).
 \end{aligned}$$

연속방정식에서 계속적인 대입에 의하여 $V(j+1, k)$ 를 소거하여 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \sum_{k=2}^{n+1} \frac{V(j, k)}{R} + \frac{1}{2 \Delta Z} [U(j+1, 1) \\
 - U(j, 1) + 2 \sum_{k=2}^{n+1} \{U(j+1, k) - (j, k)\}] = 0. \quad (41)
 \end{aligned}$$

여기서 원판내의 유동이 축대칭이므로 원판의 반만을 생각하고 반지름 방향의 증분을 n 개로 하며 중심축을 $k=1$ 로 한다.

처음에 식(40)을 $j=1, k=1, 2, 3, \dots, n$ 에 대하여 쓰면 n 개의 방정식이 되고 $T(j+1, 1), \dots, T(j+1, n)$ 의 n 개의 미지수에 대하여 풀 수 있다. $T(j+1, k)$ 를 알면 식들(39)와 (41)은 $n+1$ 개의 미지수들 $U(j+1, 1), U(j+1, 2), \dots, U(j+1, n)$ 와 $P(j+1)$ 에 대한 $n+1$ 개의 방정식이 되어 위의 미지수들을 얻을 수 있다. 이때 $V(j+1, k+1)$ 의 값을 결정하기 위하여 식(35)를 사용한다. 이리하여 $Z=1. \Delta Z$ 에서의 속도분포와 온도분포를 구하고 원판의 다음 높이 $Z=2. \Delta Z$ 에 대하여 계산을 반복한다. 이 계산은 무차원압력이 영이 될 때까지 유동방향으로 올라가면서 반복한다.

이 연립유한차분방정식들은 Gauss 소거법에 의하여 풀었다. 이 계산은 반지름 방향은 20개의 구간으로 나누고 유동방향에 대하여는 계산을 정확히 하기 위하여 입구부분은 하류부분보다 구간의 크기를 작게 취하여 계산하였다¹²⁾.

$U(j, k)$ 와 $T(j, k)$ 의 값을 알게 되면 식들(16)과 (17)을 수치적분하여 판의 각각의 높이에서의 F 와 Q 를 정할 수 있다¹²⁾.

국소 Nusselt 수 Nu_x 와 평균 Nusselt 수 Nu_m 을 다음과 같이 계산하였다¹²⁾.

$$Nu_x = \frac{h_x d}{k} = \frac{k(\partial t / \partial r)_{r=r_0}}{t_{1,x} - t_m} \frac{d}{k} = \frac{2(\partial T / \partial R)_{R=1}}{1 - T_m} \quad (42)$$

$$Nu_m = \frac{QGr^* Pr}{2} \quad (43)$$

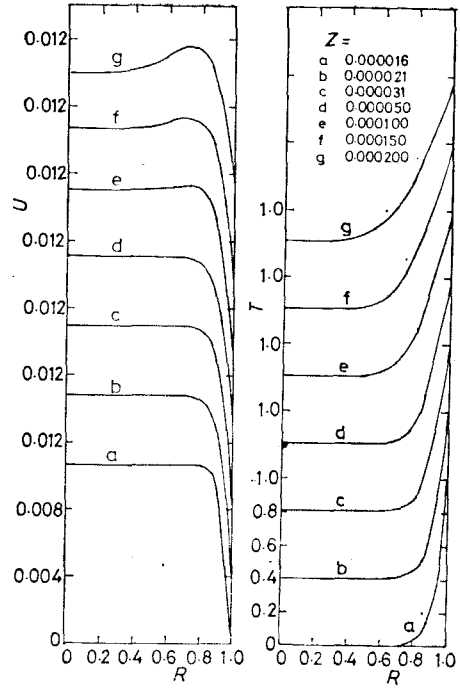


Fig. 3. Velocity and temperature profiles for $F=0.01$. Constant wall temperature

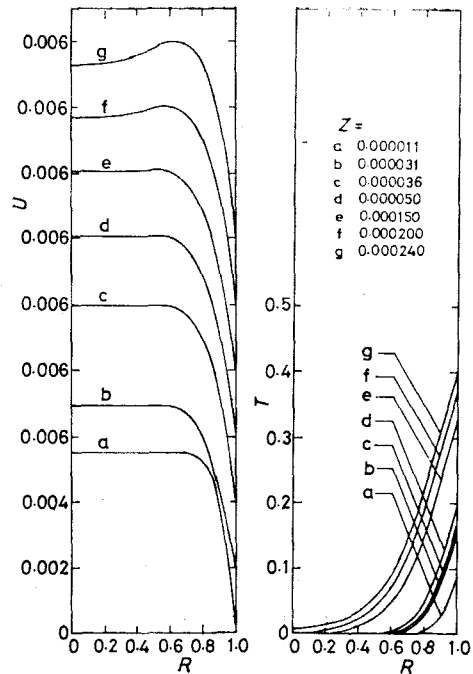


Fig. 4. Velocity and temperature profiles for $F=0.005$. Constant wall heat flux

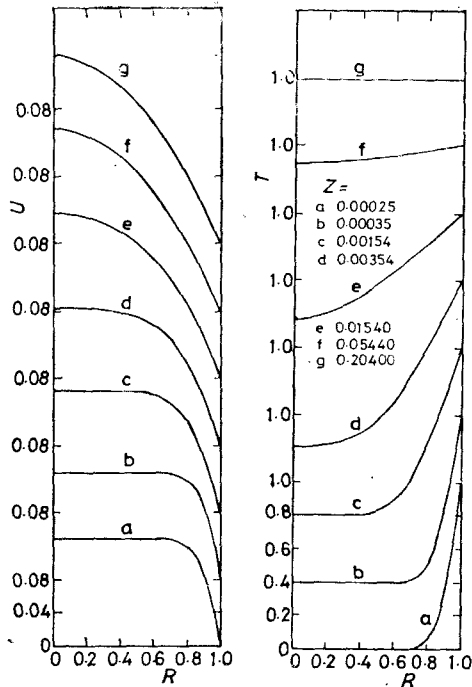


Fig. 5. Velocity and temperature profiles for $F=0.1125$. Constant wall temperature

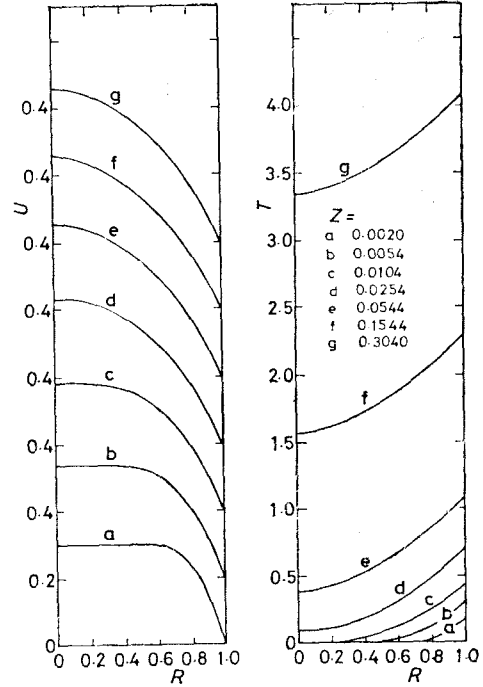


Fig. 6. Velocity and temperature profiles for $F=0.24$. Constant wall heat flux

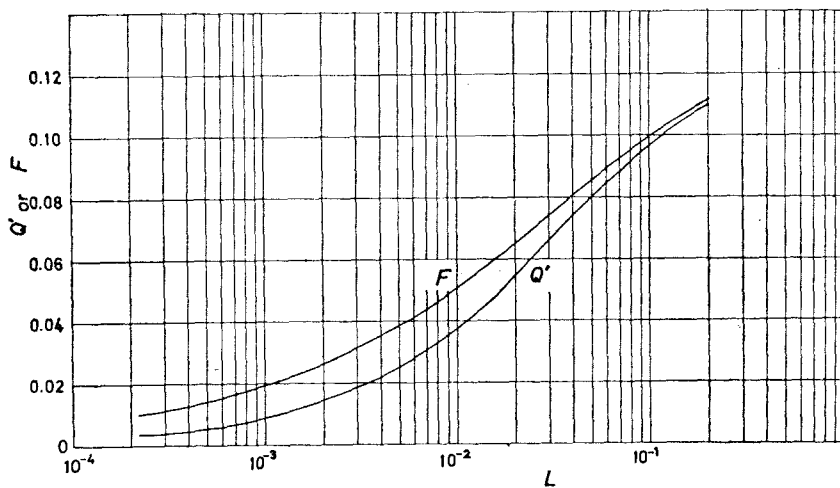


Fig. 7. Variation of dimensionless flowrate F and heat absorbed Q' with dimensionless tube length L . Constant wall temperature

여기서 T_m 은 혼합평균온도 (bulk mean temperature)로서 다음과 같다.

$$T_m = \frac{\int_0^1 R U T dR}{\int_0^1 R U dR} \quad (44)$$

열유속 일정한 경우 :

$$Nu_s = \frac{2}{T_{1,s} - T_m} \quad (45)$$

$$Nu_m = \frac{2}{T_{1,s}} \quad (46)$$

2-3. 결과 및 검토

속도분포와 온도분포에 대한 수치해를 모두 공기 (Pr

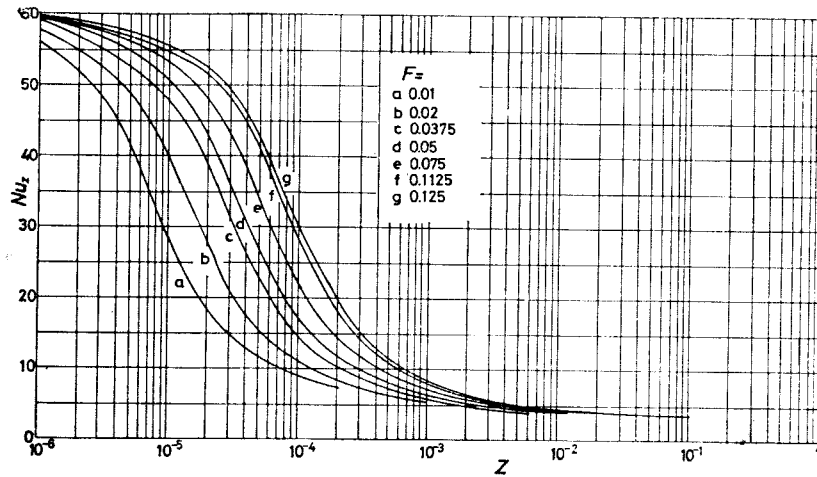


Fig. 8. Variation of local Nusselt number with dimensionless flow direction coordinate Z . Constant wall temperature

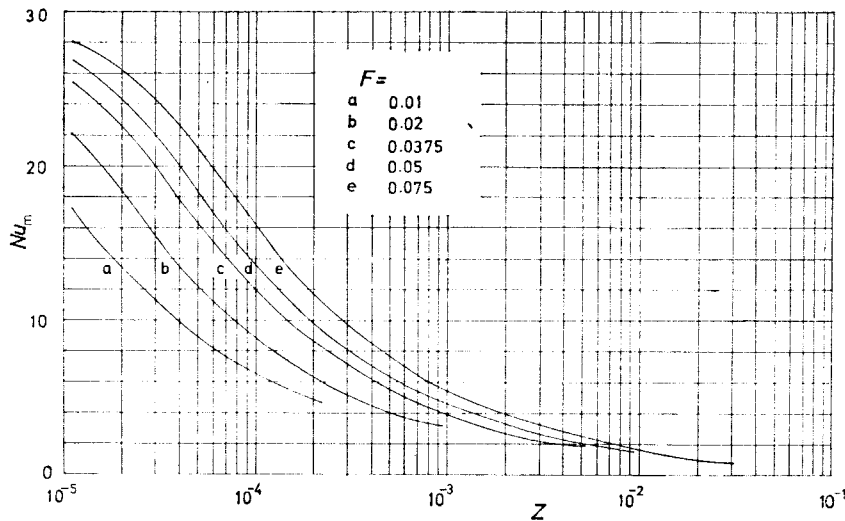


Fig. 9. Variation of mean Nusselt number with dimensionless tube length Z . Constant wall temperature

≈ 0.7)에 대하여 행하였으며 벽면온도 일정의 경우는 F' 를 0.01-0.125, 열유속 일정의 경우는 F' 를 0.05-0.304에 대하여 계산하였으며 그 중의 일부가 Fig. 3-6에 표시되어 있다.

벽면온도 일정의 경우 :

계산결과에 의하면 속도분포는 F 가 작을 때 즉 지름이 크고 벽면온도가 상당히 높을 때는 반무한 수직평판에서의 자연대류 때와 같은 분포가 나타남을 알 수 있고 F 가 한계치 0.125에 가까이 가면 완전히 발달되어 포물선분포가 된다는 것을 알 수 있다. F 가 0.1125인 경우 즉 완전히 발달된 경우의 값 1/8의 90%일 때 L

의 값은 0.214이다.

평행반무한수직평판의 경우의 값은 1이다¹¹⁾. 따라서 원관의 경우의 입구구역의 길이는 평행평판 사이의 간격의 1/2이 원관의 반지름과 같다고 등치할 때에 평행평판 보다 대략 1/4 정도로 짧아진다.

무차원 유량 F 와 무차원 흡열량 Q' 의 무차원 길이 L 에 따르는 변화가 Fig. 7에 표시되어 있다.

국소 Nusselt 수와 평균 Nusselt 수의 무차원 관길이에 따른 변화가 각각 Fig. 8과 Fig. 9에 표시되어 있다. 국소 Nusselt 수는 관 길이가 길어짐에 따라서 유량 F 에 따라 큰 차이를 나타내다가 다시 더 길어짐에

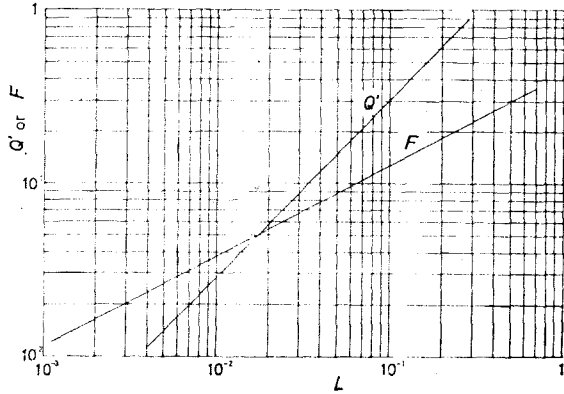


Fig. 10. Variation of dimensionless flowrate F and heat absorbed Q' with dimensionless tube length L . Constant wall heat flux

따라서 유량에 관계없이 일정한 값 3.67에 가까워짐을 나타내고 있다.

열유속 일정한 경우 :

속도분포와 온도분포의 F 의 증가에 따르는 관계는 벽면온도 일정한 경우와 같은 경향을 나타내고 있다. 무차원 유량 F 와 무차원 흡열량 Q' 의 무차원 관길이 L 에 대한 변화가 Fig. 10에 표시되어 있다.

흡수된 열량은 예상되는 바와 같이 직선적으로 변화하고 있다. 그리고 속도분포와 온도분포로 보아 F 가 0.16 미만일 때는 계산된 범위의 관 길이에서는 아직 완

전히 발달된 유동에 도달치 못하고 있다. 그리고 완전히 발달된 경우에는 속도분포는 포물선이 아닌 곡선으로 나타나고 있다. Fig. 11에는 유동방향에 따르는 국소 Nusselt 수의 변화가 표시되어 있는데 관입구 가까이에서 벽면온도 일정한 경우에 비하여 무차원 유량 F 에 따른 변화가 크다. 그러나 모든 F 에 관계없이 더 빨리 국소 Nusselt 수가 일정치 4.3에 가까워지고 있다. 그리고 평균 Nusselt 수의 관 길이에 따른 변화가 Fig. 12에 표시되어 있다.

3. 실험 및 실험결과

3-1. 실험장치

실험장치의 개략도가 Fig. 13에 표시되어 있고 실험에 사용한 원관은 안지름 5 cm, 길이 100 cm, 관벽 살두께 2 mm의 알루미늄관이고 그 바깥 둘레에 폭 2.5 mm의 평 니켈크롬선을 7 mm 간격으로 균일하게 감고 석면 테이프로 고정된 후 관외부로의 방열을 막기 위하여 글라스 울을 2 cm 두께로 관에 감고 그 위를 두께 2 cm의 스티로폼(styroform)으로 둘러쌌다. 이리하여 이 관을 입구가 지면에서 33.5 cm 떨어지게 하고 수직으로 세우고 그 바깥을 베니어합판으로 둘러싸서 유입공기의 교란을 막았다. 그리고 관벽을 가열하기 위하여 교류전원을 베리액(variac)을 경유하여 가변직류동력공급기(D. C. power supplier)에 연결하여 일정전력을 얻어서 니켈크롬선의 양단을 직류동력공급기부터의 도선에

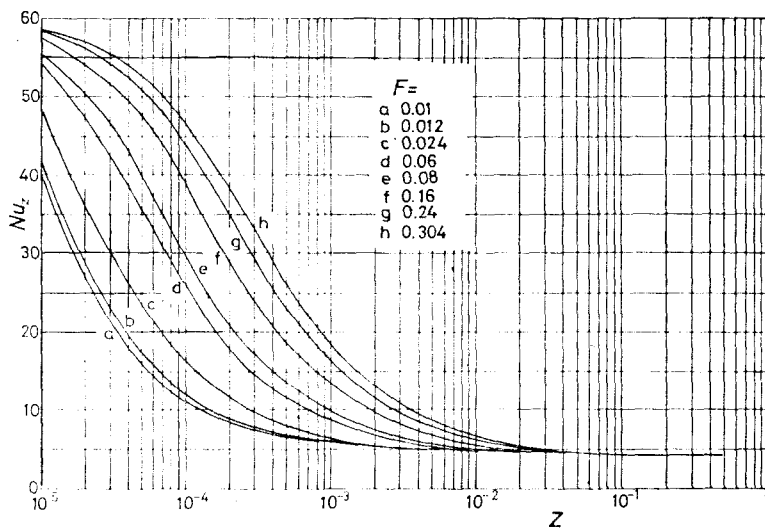


Fig. 11. Variation of local Nusselt number with dimensionless flow direction coordinate Z . Constant wall heat flux

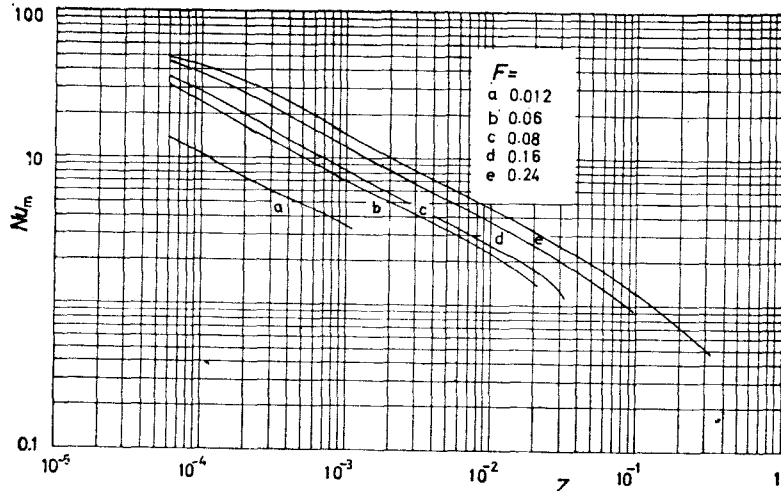


Fig. 12. Variation of mean Nusslet number with dimensionless tube length Z . Constant wall heat flux

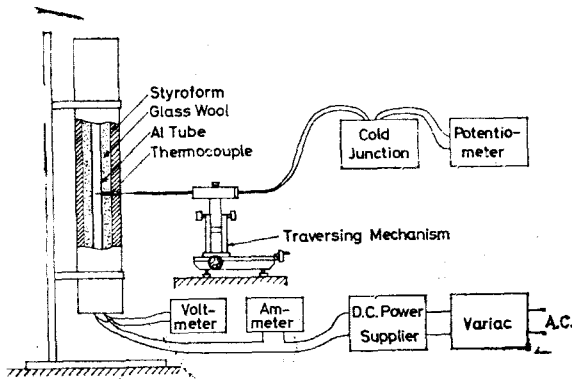


Fig. 13. Experiment setup

연결하였다. 원관에 공급된 전력은 회로에 연결된 전압계와 전류계를 읽어서 계산하였다.

벽면온도는 유동방향으로 관입구부터 10 cm 인 곳에서부터 20 cm 간격으로 동-콘스탄탄 열전대의 접합점을 벽면에 묻고 열전대에 전위차계를 연결하여서 기전력을 읽도록 하였다. 유체의 온도는 역시 동-콘스탄탄 열전대를 써서 측정하였다. 측정하고자 하는 유동방향의 위치에서 관벽에 구멍을 뚫어서 열전대를 삽입하였고 반지름 방향의 위치변화는 열전대를 고정한 정밀이송기로서 얻었다.

3-2. 실험방법

원형관을 충분한 시간 즉 4-5시간 가열하여 정상상태로 만든 다음에 온도의 측정을 하였다.

온도의 측정은 동-콘스탄탄 열전대를 냉접점을 회로중에 두어서 전위차계에 연결하여 시간에 따르는 기전

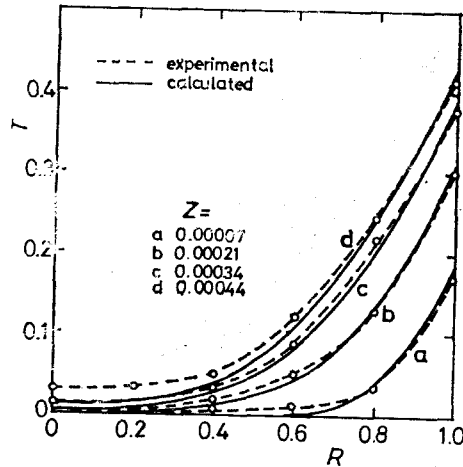


Fig. 14. Comparison of experimental results with calculated results

력의 변화가 없는 것을 확인한 다음에 이송장치에 의하여 열전대의 접점의 위치를 반지름 방향으로 2 mm 간격마다 옮기면서 옮긴 다음 기간을 두어서 기전력을 전위차계로 읽어서 환산표에 의하여 온도를 얻었다. 그리고 유동방향으로는 관입구부터 10 cm, 30 cm, 50 cm, 70 cm의 위치에 대하여 위의 측정을 반복하였다.

원관벽에 공급되는 열량은 이에 공급되는 전력을 니켈크롬선에 연결된 직류전력공급기를 조절하여 이루어지고 이에 따라 유량을 변화시켜 실험을 하였다.

3-3. 실험결과

열전대에 의하여 온도를 측정하고 이를 수치계산에서 얻은 결과와 비교하기 위하여 무차원화 온도분포를 그

린 것 중의 대표적인 것이 Fig. 14에 표시되어 있다. 이것은 벽열유속이 일정인 경우이고 $Gr^*=1475$, $F=0.009$ 인 경우이고 관입구부터 10, 30, 50, 70 cm의 유동방향의 4단면에서의 온도분포가 나타나 있다.

중심부에서는 실험치가 계산치 보다 무차원온도가 약간 크나 벽면에 가까운 곳에서는 계산치가 실험치 보다 근소하게 크다. 그러나 대체로 실험치와 계산치는 잘 일치하고 있다고 간주된다.

4. 결 론

양단면이 개방되어 있는 가열된 수직원관속의 공기의 순수한 자연대류장에 대한 수치해에 의하면 완전히 발달된 유동에 이르기까지의 입구 높이는 벽면온도 일정한 경우는 무차원 길이 L 이 클 때 다시 말하여 수정 Grashof 수 Gr^* 가 작을 때 일어나고 있다. 그러나 벽열유속 일정한 경우는 부력작용이 유지되기 때문에 벽면온도 일정한 경우처럼 완전히 발달되지 않는다.

벽면온도 일정한 경우는 유동방향으로 무한대로 감에 따라 속도분포는 포물선에, 그리고 무차원 온도분포는 1.0에 수렴한다. 그러나 벽열유속 일정한 경우는 유동방향으로 윗쪽으로감에 따라서 속도와 온도의 분포들은 어떠한 분포로 수렴하나 관 길이에 따라서 다르다.

국소 Nusselt 수는 유동방향으로 벽면온도 일정한 경우는 3.69에 그리고 벽열유속 일정한 경우는 4.3에 수렴한다. 그리고 양경우에 대하여 무차원 길이에 대한 무차원 유량과 관출구에서의 열소산율의 관계가 얻어졌다. 온도분포에 대한 실험결과 수치해와 잘 일치하였다.

부기 이 연구는 현충문화재단의 연구보조금의 재정적 도움을 받아서 수행되었으며 동 재단에 감사한다.

참 고 문 헌

1. J.R. Bodoia and J.F. Osterle, The development of free convection between heated vertical plates, *J. Heat Transfer*, vol. 84, p. 40 (1962)
2. W.M. Kays, Numerical solutions for laminar

- flow heat transfer in circular tubes, *Trans. ASME*, vol. 77, p. 1265 (1955)
3. T.M. Hallman, Combined forced and free laminar heat transfer in vertical tubes with uniform internal heat generation, *Trans. ASME*, vol. 78, p. 1831 (1956)
4. E.M. Rosen and T.J. Hanratty, Use of boundary layer theory to predict the effect of heat transfer on the laminar flow field in a vertical tube with a constant temperature wall, *A.I. Ch. E. J.* vol. 7, pp. 112-123 (1961)
5. W. Elenbaas, The dissipation of heat free convection. The inner surface of vertical tubes of different shapes of cross section, *Physica*, vol. 9, pp. 865-874 (1942)
6. M. Hishida, *Bulletin of J.S.M.E.*, vol. 8, no. 32, p. 619 (1965)
7. Leonard P. Davis and Joseph J. Perona, The development of free convection flow of a gas in a heated vertical open tube, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 14, no. 7 (1971)
8. W.G. Rose, Some corrections to the linearized response of a constant temperature hot wire anemometer operated in a low speed flow, *Trans. ASME*, vol. 84, p. 554 (1962)
9. Francisco S. Martino and Preston E. McNall, A thermister anemometer for the measurement of a very low air velocities, *The Review of Scientific Instruments*, vol. 42, no. 5 (1971)
10. Andrew B. Bauer, Direct measurement of velocity by hot wire anemometry, *AIAA J.* vol. 3, no. 6, p. 1189
11. H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*, 6th edition, McGraw-Hill, New York (1966)
12. H.D. Kim, Study on the free convection in a heated vertical tube, *M.S. Thesis*, Seoul National University (1977)