

## 논문

## 하나의 실린더가 회전하는 수평 환형 공간에서의 혼합 대류

유 주 식<sup>\*1</sup>, 하 대 흥<sup>\*2</sup>

## Mixed Convection in a Horizontal Annulus with a Rotating Cylinder

Joo-Sik Yoo<sup>\*1</sup>, Dae-Hong Ha<sup>\*2</sup>

Mixed convection in a horizontal annulus is considered, and the effect of a forced flow on the natural convective flow is investigated. The inner cylinder is hotter than the outer cylinder, and the outer cylinder is rotating with constant angular velocity with its axis at the center of the annulus. The unsteady streamfunction-vorticity equation is solved with a finite difference method. For the fluid with  $Pr=0.7$ , there appear flows with two eddies, one eddy, or no eddy according to the Rayleigh and Reynolds numbers. The rotation of the outer cylinder reduces the heat transfer rate at the wall of the annulus. The oscillatory multicellular flow of a low Prandtl number fluid with  $Pr=0.01$  can be effectively suppressed by the forced flow.

**Key Words** : Rotating Cylinder(회전 실린더), Natural Convection(자연 대류), Mixed Convection(혼합 대류), Eddy(소용돌이), Heat Transfer(열전달), Oscillatory Convection(진동 대류)

## 1. 서 론

고정된 상태에서 서로 다른 일정 온도를 유지하고 있는 두 개의 수평 동심 실린더 내에서의 자연 대류 현상은, 흥미로운 유동의 형태와 넓은 응용 분야로 인해 많은 관심을 받아 왔다.

일반적으로 많이 연구되어온 공기( $Pr=0.7$ )의 형태는 Grashof 수 (혹은 Rayleigh 수)와 두 실린더 사이의 상대적인 간격( $D_i/L$ =안쪽 실린실린더의 지름/실린더 사이의 간격)에 따라 다음과 같은 4가지의 기본적인 유동 형태들로 분류된다 [1, 2]: (i) 두 개의 초승달 모양의 정상 상태의 2차원 유동; (ii) 2차원적인 진동하는 대류 (oscillatory convection); (iii) 3차원적인 와선 유동 (spiral

flow); (iv) 2차원적인 다중 셀 유동(multicellular flow). 한편 액체 금속과 같은 낮은 Prandtl 수 ( $Pr\sim 0.01$ )의 유체에서는 작은 Rayleigh 수에서도 주기적으로 혹은 비주기적으로 진동하는 다중 셀 유동 (oscillatory multicellular flow)을 보인다 [3,4].

그 외의 여러 가지 형태의 문제들로서, 불균일하게 가열되는 유체층 [5], 안쪽 실린더에서의 균일한 열유속 [6], 차가운 물 [7], 열전도와 대류의 결합 문제 [8] 등에 대한 연구들도 역시 수행되었다.

본 연구에서는 하나의 실린더가 회전하고 있는 경우를 고려하여 실린더의 회전에 의해 일어나는 강제 대류가 환형 내의 자연 대류 유동과 열전달에 어떤 영향을 미치는가를 조사한다. 환형의 안쪽 실린더는 바깥쪽 실린더보다 따뜻하며, 환형의 중심을 축으로 하여 일정 속도로 회전하고 있는 바깥쪽 실린더에 의해 강제 대류가 일어난다.

\* 2001년 2월 23일

\*1 정희원, 안동대학교 사범대학 기계교육과

\*2 한서대학교 항공기계학과

혼합 대류 문제에 있어서는, 강제 유동은 부력에 의해 일어나는 흐름을 도와 줄 수도 있고 억제시킬 수도 있는데 본 문제에 있어서는 두 가지의 영향이 동시에 존재한다. 본 연구의 목적은 회전하고 있는 바깥쪽 실린더에 의해 일어나는 강제 유동이 수평 환형 내의 자연 대류 현상에 어떤 영향을 미치는가를 조사하는 것이다.

고려하는 환형의 형태는  $R_i/L=1$ 이며, 일반적으로 많이 연구되는 공기 ( $Pr=0.7$ )와 진동하는 대류를 보이는 액체 금속 ( $Pr=0.01$ )에 대해 조사한다. 공기에 있어서는 Rayleigh 수와 Reynolds 수의 조합에 따라 두 개의 소용돌이(eddy), 한 개의 소용돌이 혹은 소용돌이가 없는 유동장이 형성된다. 두 개의 소용돌이가 나타나는 영역의 작은 Rayleigh 수에서의 총 열전달률은 거의 자연 대류의 것과 같다. 그러나 한 개의 소용돌이가 나타나는 영역에서는, 실린더의 회전은 벽면에서의 총열전달률을 급격히 감소시킨다. 그리고 실린더의 회전에 의해 일어나는 강제 대류는 액체 금속의 진동하는 자연 대류를 억제시키는 역할을 한다.

## 2. 해 석

고려하는 시스템의 구조와 좌표계는 Fig. 1과 같다. 유체는 서로 다른 일정한 표면 온도를 유지하고 있는 두 개의 무한히 긴 수평 실린더 사이에 있다. 안쪽 실린더의 온도는  $T_i$ 이고 바깥쪽 실린더의 온도는  $T_o$ 이며  $T_i > T_o$ 이다. 안쪽 실린더는 고정되어 있으며 바깥쪽 실린더는 환형의 축을 중심으로 하여 일정한 각속도  $\Omega$ 를 갖고 반시계 방향으로 회전하고 있다. 문제를 해석하기 위하여 실린더 좌표계  $(r, \phi)$ 를 사용한다. 여기에서  $\phi$ 는 Fig. 1과 같이 실린더의 꼭대기에서 반시계 방향으로 측정되어지는 각도이다. 방정식을 무차원화 시키기 위한 특성 길이는 두 실린더 사이의 간격  $L=R_o-R_i$ 로 한다. 질량, 운동량과 에너지에 대한 보존 방정식을 특성 길이, 시간, 속도,

압력과 온도를 각각  $L, L/V, V=R_o\Omega, \rho_0 V^2, (T_i-T_o)$ 로 하여 무차원화시킨다. 그리고  $Pr=\nu/\chi, Re=R_o\Omega L/\nu, Ra=ag(T_i-T_o)L^3/\chi\nu$ 를 각각 Prandtl 수, Reynolds 수, Rayleigh 수로 놓는다.

무차원화된 유선함수(streamfunction) - 와도(vorticity) 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = J(\Psi, \omega) + \frac{1}{Re} \nabla^2 \omega \quad (1)$$

$$- \frac{Ra}{PrRe^2} \left[ \sin(\phi) \frac{\partial \theta}{\partial r} + \cos(\phi) \frac{\partial \theta}{r \partial \phi} \right]$$

$$\omega = -\nabla^2 \Psi \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = J(\Psi, \theta) + \frac{1}{PrRe} \nabla^2 \theta \quad (3)$$

여기에서 유선함수  $\Psi$  와도  $\omega$  Jacobian  $J(f, g)$ , 및 Laplacian  $\nabla^2$ 은 각각 다음과 같이 정의된다.

$$\omega = \frac{\partial}{r \partial r} (rv) - \frac{\partial}{r \partial \phi} (u) \quad u = \frac{\partial \Psi}{r \partial \phi}, \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial r}$$

$$J(f, g) = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial g}{\partial \phi} - \frac{\partial f}{\partial \phi} \frac{\partial g}{\partial r} \right), \quad (4)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial}{r \partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{r^2 \partial \phi^2}$$

그리고 벽면에서의 경계 조건은 다음과 같다.

$$\text{at } r=r_i: \Psi = \Psi_1, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial r} = 0, \quad (5)$$

$$\omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2}, \quad \theta = 1$$

at  $r=r_o$ :  $\Psi = \Psi_2$ ,  $\frac{\partial \Psi}{\partial r} = -1$ , (6)

$$\omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r_o}, \theta = 0$$

경계조건 (5), (6)에서 유선함수  $\Psi_1$  과  $\Psi_2$  의 값은 주어지지 않고 결정해야 할 양이다. 본 연구에서, 이 양은 벽면에서의 압력의 유일 값 조건으로부터 결정된다 [9].  $u=0$  이고  $v=constant$  인 벽면에서는 원주방향의 운동 방정식으로부터 다음의 관계식이 유도된다.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \phi} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{Ra}{PrRe^2} \theta \sin \phi \quad (7)$$

$\theta = constant(0 \text{ or } 1)$  인 벽 ( $r=r_i, r_o$ ) 의 표면을 따라 적분하면 다음 관계식이 성립한다.

$$I_w \equiv p(r, 2\pi) - p(r, 0) = \int_0^{2\pi} \frac{1}{Re} \left(-\frac{\partial \omega}{\partial r}\right) r d\phi = 0 \quad (8)$$

식 (8) 은 안쪽 실린더와 바깥쪽 실린더에 모두 적용된다. 본 문제에 있어서는 일반성을 잃지 않고  $\Psi_1=0$ 로 놓을 수 있으며 바깥쪽 실린더에

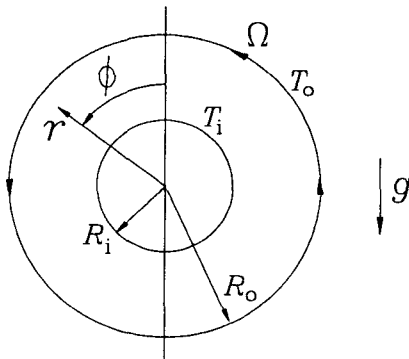


Fig. 1 Definition sketch.

서 위 식을 만족하는  $\Psi_2$  를 결정한다.

유체 유동이 없는 경우의 순수한 전도에 의한 열전달률은 다음과 같이 된다.

$$Nu_{cond} = \frac{1}{\ln(r_o/r_i)} \quad (9)$$

여기에서는 국부 Nusselt 수(local Nusselt number) 를 다음과 같이 실제적인 열플럭스(heat flux)를  $Nu_{cond}$  로 나눈 값으로 정의한다.

$$Nu_o(\phi) = -(r \frac{\partial \theta}{\partial r}) / Nu_{cond} \text{ at } r=r_o \quad (10)$$

$$Nu_i(\phi) = -(r \frac{\partial \theta}{\partial r}) / Nu_{cond} \text{ at } r=r_i \quad (11)$$

평균 Nusselt 수  $\overline{Nu}_i$ ,  $\overline{Nu}_o$  는 다음과 같이 주어진다.

$$\overline{Nu}_i = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu_i(\phi) d\phi \quad (12)$$

$$\overline{Nu}_o = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu_o(\phi) d\phi \quad (13)$$

식 (1)-(8)의 방정식을 푸는데 있어서는 Yoo and Kim [10]의 공간주기적인 시스템의 자연 대류 연구에서 사용한 것과 같은 스킴(scheme)의 유한차분법을 이용한다. 식(1)과 (3)을 차분화시키는데 있어서는 시간 미분항과 확산 항에 대해 Dufort-Frankel의 leap-frog 방법 [11]을 적용하고 Jacobian 항에 대해서는 중앙 미분(central differencing)을 사용한다. 그리고 유선함수에 대한 Poisson 방정식은 Buzbee등 [12]의 순환적인 짝홀 제거 방법을 사용하여 반복 계산을 하지 않고 바로 푼다. 원주 방향(azimuthal direction)으로는 균일 격자를 이용하고 반경 방향으로는 두 벽면에서의 얇은 경계층을 분해하기 위해 다음과 같은 좌표 확장을 이용한다.

$$r = r_i + \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\tanh\{C(2\eta-1)\}}{\tanh(C)} \right] \text{ with } C=1.5, 0 \leq \eta \leq 1 \quad (14)$$

시간에 따라 적분해 나가는 과정에서 다음과 같이 두 개의 연속되는 타임 스텝(time step) 사이의 값들의 상대적인 차이의 최대치가 주어 진 값  $\epsilon$ 보다 작을 때 해는 정상 상태로 수렴했다고 간주한다.

$$\text{Max} \left| \frac{f_{i,j}^{m+1} - f_{i,j}^m}{f_{i,j}^{m+1}} \right| < \epsilon f = \omega, \Psi \text{ and } \theta$$

$$\text{with } \epsilon < 10^{-3}$$

계산에 있어서는 대개  $\epsilon = 10^{-4}$ 을 수렴 조건으로 하였다. 사용된  $(r \times \phi)$  격자계는  $(65 \times 32)$ 이다.

### 3. 결과 및 논의

먼저 온도 차이가 없는 순수한 강제 대류 문제 ( $Ra=0$ )와 실린더의 회전이 없는 순수한 자연 대류 문제를 풀어서 수치적인 방법의 정확성을 조사한다.

온도 차이가 없고 바깥쪽 실린더의 회전에 의해 일어나는 순수한 강제 대류 문제는 다음과 같은 원형의 Couette 유동(circular Couette flow)을 일으킨다.

$$u = 0$$

$$v = Ar + \frac{B}{r}$$

$$\text{where } A = \frac{r_o}{r_o^2 - r_i^2}, \quad B = -\frac{r_o r_i^2}{r_o^2 - r_i^2}$$

이 식으로부터

$$-\Psi_2 = \int_{r_i}^{r_o} v dr = A(r_o^2 - r_i^2)/2 + B \ln(r_o/r_i)$$

를 얻는다.

수치적으로 계산된  $\Psi_2$ 의 값들을 Table 1에 나타내었다. Table 1로부터 격자점의 개수가 증가할수록 오차는 영으로 접근해 가며  $(35 \times 32)$ 의  $(r \times \phi)$  격자계로도 충분히 정확한 결과를 낳는다는 것을 알 수 있다. 본 연구에서는 특히 바깥쪽 실린더 부근의 얇은 경계층을 충분히 분해하기 위해서 거의 두 배 더 큰  $(65 \times 32)$ 의 격자계를 사용하였다. 순수한 자연 대류 문제의 경우는 Kuehn and Goldstein [13]의 결과와 비교하였는데 두 결과는 서로 잘 일치하였다. 평균 Nusselt 수에 대한 하나의 예를 Table 2에 제시하였다. 본 연구에서는  $(65 \times 32)$ 의 격자계를 사용하였는데  $(65 \times 64)$ 의 격자계도 이 격자계와 거의 같은 결과를 낳았다.

먼저 작은 Rayleigh 수에서의 해를 살펴본다. 순수한 부력에 의해 일어나는 유동장은  $\phi = 0$ 의 수직축에 대해 대칭인 두 개의 콩팥 모양의 소용돌이(kidney-shaped eddy)로 구성된다 (Fig. 2-(a)). 그

**Table. 1** Numerically determined values of  $\Psi_2$  when  $Ra=0$  with 32-grid points to the azimuthal direction. The exact value of  $\Psi_2$  is -0.5379.

Number of grid points in the radial direction	Calculated $\Psi_2$	Error
15	-0.5474	1.766%
35	-0.5396	0.316%
55	-0.5386	0.130%

**Table. 2** Computational results for a pure natural convection problem with  $D/L=1.25$  when  $Ra = 10^4$  and  $Pr=0.7$ .

Kuehn and Goldstein(1976)	Present
$(\overline{Nu}_i, \overline{Nu}_o)$	$(r \times \phi)$ mesh $(\overline{Nu}_i, \overline{Nu}_o)$
(1.850, 1.853)	(55 × 32) (1.828, 1.832)
	(55 × 64) (1.834, 1.839)

러나 바깥쪽 실린더가 회전하게 되면 그 회전 속도가 아무리 작아도  $\phi=0$  에 대한 대칭성은 깨어진다. Reynolds 수에 따른 유동 형태의 변화를  $Ra=100$ 에 대해 Fig. 2에 나타내었다. 작은 Reynolds 수에 있어서는 순수한 부력에 의해 일어나는 두 개의 대칭적인 소용돌이가 강제 대류에 의해 미소하게 변형된다(Fig. 2(b)). 바깥쪽 실린더가 반시계 방향으로 회전하고 있는 경우,  $\pi < \phi < 2\pi$ 의 영역에서는 안쪽 실린더와 바깥쪽 실린더 부근에서 회전 방향의 유체의 순환이 있고  $0 < \phi < \pi$ 의 영역에서는 바깥쪽 실린더 부근에서만 회전 방향으로의 유체의 순환이 일어난다.  $\pi < \phi < 2\pi$ 의 영역의 바깥쪽 실린더 부근은 부력에 의해 일어나는 유동과 강제 대류에 의해 일어나는 유동의 방향이 서로 반대가 된다. 그러나 강제 대류가 약할 때에는 이 영역의 소용돌이가 계속 유지된다(Fig. 2(b)). Reynolds 수가 더 커지면

이 소용돌이는 강제 대류에 의해 억제되며, 마침내 어떤 임계 Reynolds 수 이상에서는 완전히 없어진다(Fig. 2(c)). 그리고 더 큰 Reynolds 수에서는 강제 대류가 전 시스템을 휩쓸게 되어  $0 < \phi < \pi$  영역의 소용돌이도 없어지게 된다(Fig. 2(d)).

Fig. 2에서 보인 바와 같이 유동장은 소용돌이의 수에 따라 세 가지의 서로 다른 유동 형태로 분류될 수 있다 : 두 개의 소용돌이(Fig. 2(b)), 한 개의 소용돌이(Fig. 2(c)) 그리고 소용돌이가 없는 유동장(Fig. 2(d)).

Fig. 3에는 Reynolds 수를  $Re=100$ 으로 고정하고 Rayleigh 수의 변화에 따른 유동장을 도시하였다. 작은 Rayleigh 수에서는 소용돌이가 없는 Couette 유동이 일어난다(Fig. 3(a)). 그러나 Rayleigh 수를 증가시키면 소용돌이가 없는 유동으로부터 하나의 소용돌이가 있는 흐름(Fig. 3(b)), 하나의 소용돌이로부터 두 개의 소용돌이

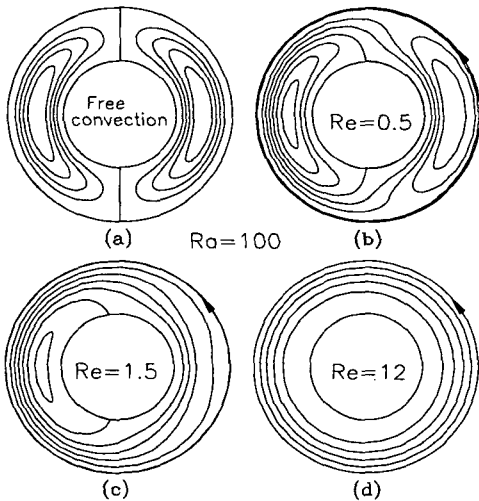


Fig. 2 Streamlines of free and mixed convections at  $Ra=100$  with  $Pr=0.7$  : (a) Free convection ; (b)  $Re=0.5$  ; (c)  $Re=1.5$  ; (d)  $Re=12$ .

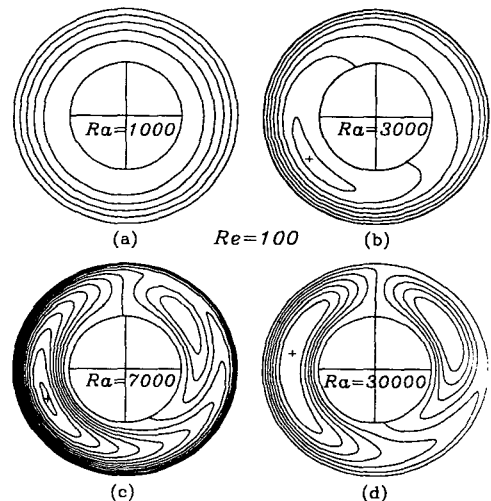


Fig. 3 Streamlines of mixed convections for several Rayleigh numbers at  $Re=100$  with  $Pr=0.7$  : (a)  $Ra=1000$  ; (b)  $Ra=3000$  ; (c)  $Ra=7000$  ; (d)  $Ra=30000$ .

가 있는 흐름으로의 천이 (Fig. 3(c))가 각각 일어난다.

본 문제에 있어서 강제 유동은 부력에 의해 일어나는 유동을 억제시키는 역할을 하고 있다. 그러나 Rayleigh 수가 증가할수록 부력에 의해 일어나는 유동이 강해지므로 두 유동 사이의 경쟁력은 점점 커지게 된다. 계산에 있어서, 큰 Rayleigh 수에서는 수렴 속도가 매우 느렸는데 이것은 이들 두 힘에 의한 유동 사이의 강한 경

쟁 때문이라고 생각된다.  $Ra=10^4$ 인 경우 순수한 자연 대류 문제의 경우는 1000 번 정도의 반복 계산(iteration)에 의해 해를 구할 수 있었지만, 강제 대류가 부과된 경우에는 약  $5 \times 10^4$  번의 반복 계산이 요구되었다.  $Ra=10^4$ 에 있어서의 등온선과 유선을  $Re=20, 100, 150, 200$ 에 대해 Fig. 4에 도시하였다. 그림에서 볼 수 있듯이 강제 유동은 온도장을 반경 방향으로 성층화시킨다. 이에 따라 Reynolds 수가 증가할수록 벽면에서의 총 열전달률이 감소하게 된다.

Fig. 5에는 벽면에서의 평균 Nusselt 수 ( $\overline{Nu}$ )를  $Ra=1000, 2000, 3000, 5000$ 에 대하여 Reynolds 수의 함수로써 나타내었다. Fig. 5에서 Nusselt 수의 곡선 상의 화살표는 각각의 Rayleigh 수에서의 두 개의 소용돌이로부터 하나의 소용돌이가 있는 유동으로의 천이(transition) Reynolds 수의 위치를 나타낸다. 실린더의 회전이 없는 순수한 자연 대류의 평균 Nusselt 수는  $Ra=1000, 2000,$

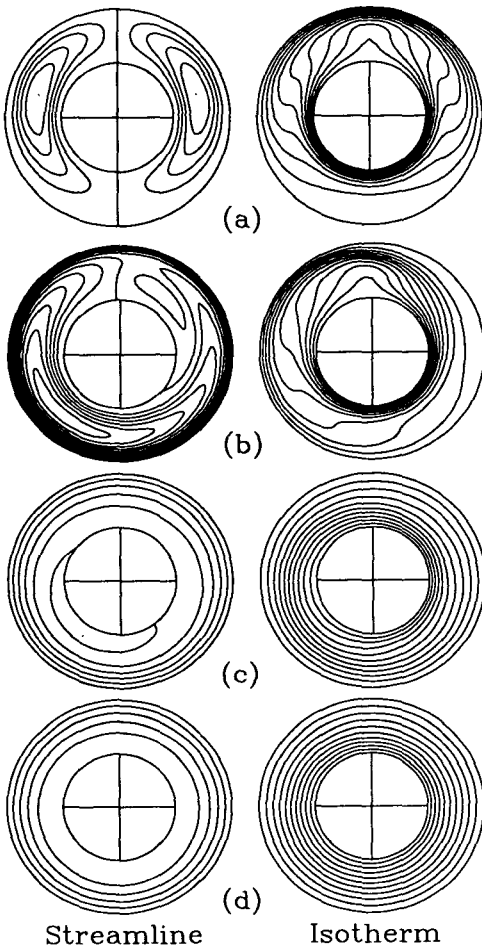


Fig. 4 Streamlines and isotherms of free and mixed convections at  $Ra=10000$  with  $Pr=0.7$ : (a) Free convection ; (b)  $Re=200$  ; (c)  $Re=300$  ; (d)  $Re=500$ .

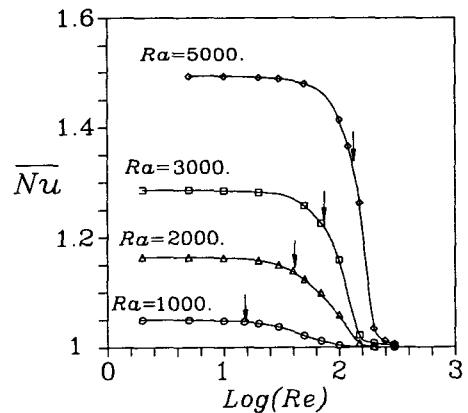


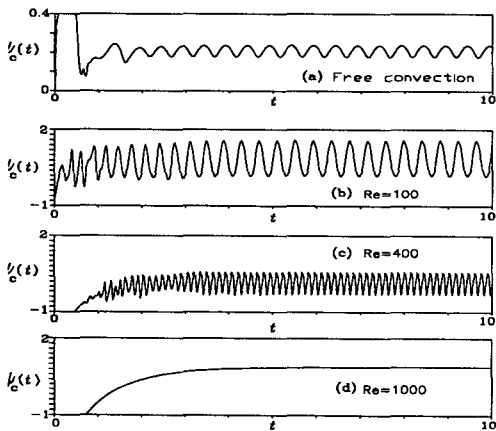
Fig. 5 Average Nusselt numbers as functions of Reynolds number for several Rayleigh numbers ( $Ra=1000, 2000, 3000$  and  $5000$ ) with  $Pr=0.7$ . Arrows on the curves indicate the transition Reynolds numbers from two-eddies to one-eddy flow pattern.

3000, 5000 일 때 각각  $\overline{Nu}=1.051, 1.166, 1.288, 1.495$ 이다. 그림에서 볼 수 있듯이 두 개의 소용돌이가 있는 영역의 작은 Reynolds 수에서의 Nusselt 수는 자연 대류의 것과 거의 같다. 그러나 하나의 소용돌이가 있는 영역에서는 Nusselt 수가 급격히 감소하며 전도 상태의 값인 1로 접근해 간다.

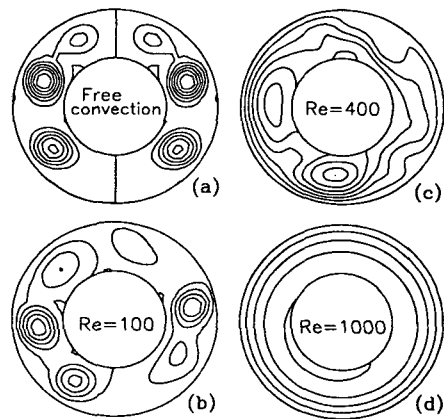
환형 공간의 순수한 자연 대류에 있어서 Prandtl 수가 작을 때에는 작은 Rayleigh 수에서도 진동하는 대류가 일어난다 [4, 14]. 이때의 실린더의 회전의 영향을 조사하기 위하여  $Pr=0.01$ 인 유체에 대해  $Ra=1000$ 에서의 Reynolds 수의 변화에 따른 유동의 변화를 조사하여 Fig. 6에 나타내었다. Fig. 6에서  $\Psi_c(t)$ 는 환형 공간의 원

쪽 중심인  $r=(r_i+r_o)/2, \phi=\pi/2$ 에서의 유선함수의 값을 나타낸다.  $Ra=1000$ 일 때  $Pr=0.01$ 인 유체의 자연 대류는 진동하는 유동을 보인다(Fig. 6(a)). 그리고 Fig. 6 (b), (c)는  $Re=100, 400$ 에서의 혼합 대류의 진동하는 거동을 나타낸다. 혼합 대류의 진동하는 유동에 있어서 Reynolds 수가 증가할수록 진동 주기가 짧아진다. 그리고  $Re=1000$ 에서는 정상 상태의 유동이 확립된다.

Fig. 6에서 나타내고 있는 진동하는 유동에 대한 하나의 순간적인 유선의 모습을 Fig. 7에 나타내었다. 자연 대류의 유동장은 환형의 중심을 지나는 수직 축에 대해 대칭인 모양을 이룬다(Fig. 7 (a)). Reynolds 수가 증가할수록 열 대류는 강제 대류에 의해 더욱 더 강하게 억제된다(Fig. 7 (b), (c)). 그리고 마침내 정상 상태의 유동이 확립된다(Fig. 7(d)).



**Fig. 6** Time variations of  $\Psi_c(t)$  for free and mixed convections when  $Ra=1000$  and  $Pr=0.01$  : (a) Free convection ; (b)  $Re=100$  ; (c)  $Re=400$  ; (d)  $Re=1000$ . The dimensionless time( $t$ ) and streamfunction( $\Psi$ ) are scaled as  $t=t^*/(L^2/\chi)$  and  $\Psi=\Psi^*/\chi$ , respectively, where  $t^*$  and  $\Psi^*$  are dimensional variables. And  $\Psi_c(t)$  is the value of transient streamfunction at  $r=(r_i+r_o)/2$  and  $\phi=\pi/2$ .



**Fig. 7** Instantaneous streamline patterns for  $Pr=0.01$  and  $Ra=1000$ : (a) Free convection; (b)-(d) mixed convections with  $Re=100$ (b),  $400$ (c), and  $1000$ (d). The convection at  $Re=1000$  is steady.

이상의 결과로부터 바깥쪽 실린더를 회전시킴으로써 작은 Prandtl 수 유체의 진동하는 자연 대류 유동을 효과적으로 억제시킬 수 있음을 알 수 있다.

#### 4. 결 론

바깥쪽 지름과 안쪽 지름이  $D_i/(D_o - D_i) = 1$ 의 비를 가지는 두 개의 수평 동심 실린더 사이에서 일어나는 혼합 대류 문제를 수치적으로 조사하였다. 안쪽 실린더와 바깥쪽 실린더의 온도 차이에 의해 자연 대류가 일어나며, 강제 대류는 환형의 중심을 축으로 하여 일정한 각속도로 회전하는 바깥 쪽 실린더에 의해 일어난다. 고려하는 Rayleigh 수와 Reynolds 수의 범위는 각각  $Ra \leq 5 \times 10^4$ ,  $Re \leq 1000$  이다.  $Pr=0.7$ 인 공기에 있어서는 Rayleigh 수와 Reynolds 수의 조합에 따라 두 개의 소용돌이, 한 개의 소용돌이 혹은 소용돌이가 없는 유동장이 형성된다. 두 개의 소용돌이가 나타나는 영역의 작은 Reynolds 수에서의 총 열전달률은 거의 자연 대류의 것과 같다. 그러나 한 개의 소용돌이가 나타나는 영역에서의 Nusselt 수는 실린더의 회전에 의해 급격하게 감소된다.  $Pr=0.01$ 인 작은 Prandtl 수의 유체에서는 작은 Rayleigh 수에서도 진동하는 대류가 일어난다. 그러나 실린더를 회전시킴으로써 진동하는 대류를 효과적으로 억제시킬 수 있음을 보였다.

#### 참고문헌

- [1] Powe, R. E., Carley, C. T. and Bishop, E. H. "Free convective flow patterns in cylindrical annuli," J. Heat Transfer, Vol. 91 (1969), pp. 310-314.
- [2] Rao, Y. F., Miki, Y., Fukuda, K., Takata, Y. and Hasegawa, S. "Flow patterns of natural convection in horizontal cylindrical annuli, Int. J. Heat Mass Transfer," Vol. 28 (1985), pp. 705-714.
- [3] Fant, D. B., Prusa, J. and Rothmayer, A. P. "Unsteady multicellular natural convection in a narrow horizontal cylindrical annulus," J. Heat Transfer, Vol. 112 (1990), pp. 379-387.
- [4] Yoo, J.-S., Choi, J. Y. and Kim, M.-U. "Multicellular natural convection of a low Prandtl number fluid between horizontal concentric cylinders," Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 25 (1994), pp. 103-115.
- [5] Prud'homme, M., Robillard, L. and Vasseur, P. "A study of laminar natural convection in a nonuniformly heated annular fluid layer," Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 30 (1987), pp. 1209-1222.
- [6] Kumar, P. "Study of natural convection in horizontal annuli," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 31 (1988), pp. 1137-1148.
- [7] Ho, C. J. and Lin, Y. H. "Laminar natural convection of cold water enclosed in a horizontal annulus with mixed boundary conditions," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 31 (1988), pp. 2113-2121.
- [8] Kolesnikov, P. M. and Bubnovich, V. I. "Non-stationary conjugate free-convective heat transfer in horizontal cylindrical coaxial channels," Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 31 (1988), pp. 1149-1156.
- [9] Adlam, J. H. "Computation of two-dimensional time-dependent natural convection in a cavity where there are internal bodies," Computers and Fluids, Vol. 14 (1986), pp. 141-157.
- [10] Yoo, J.-S. and Kim, M.-U., "Two-dimensional convection in a



horizontal fluid layer with spatially periodic boundary temperatures," Fluid Dyn. Res., Vol. 7 (1991), pp. 181-200.

- [11] Roache, P. J. Computational fluid dynamics, Hermosa, (1972), pp. 53-64.
- [12] Buzbee, B. L., Golub, G. H. and Nielson, C. W. "On direct methods for solving Poisson's equations," SIAM J. Numer. Anal. Vol. 7 (1970), pp. 627-656.
- [13] Kuhen, T. H. and Goldstein, R. J. "An experimental and theoretical study of natural convection in the annulus between horizontal concentric cylinders," J. Fluid Mech. Vol. 74 (1976), pp. 695-719.
- [14] Yoo, J.-S., "Natural Convection in a Narrow Horizontal Cylindrical Annulus:  $Pr \leq 0.3$ " Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 41 (1998), pp. 3055-3073.