

## 원형 실린더가 존재하는 사각 밀폐계 바닥면의 고온 영역 변화가 자연대류 현상에 미치는 영향<sup>§</sup>

조현우\* · 윤현식\*\* · 이효정\* · 김민성\* · 하만영\*†

\* 부산대학교 기계공학부, \*\* 조선해양플랜트 글로벌 핵심연구센터

### Effect of Variation of Heated Bottom Wall Area on Natural Convection in Square Enclosure with Inner Circular Cylinder

Hyun Woo Jo\*, Hyun Sik Yoon\*\*, Hyo Jeong Lee\*, Minsung Kim\* and Man Yeong Ha\*\*†

\* School of Mechanical Engineering, Pusan Nat'l Univ.,

\*\* Global Core Research Center for Ships and Offshore Plants, Pusan Nat'l Univ.

(Received May 10, 2013 ; Revised July 29, 2013 ; Accepted September 12, 2013)

**Key Words:** Natural Convection(자연대류), Square Enclosure(사각 밀폐계), Inner Circular Cylinder(내부 원형실린더), Local Heating(고온의 국소 영역)

**초록:** 본 연구에서는  $Ra=10^6$  일 때, 사각 밀폐계 내부에 고온의 원형 실린더가 존재하는 자연대류에 대한 수치해석을 수행하였다. 밀폐계는 상부 벽면을 통해 냉각되고 양측 벽면과 고온의 국소 영역을 제외한 하부 벽면은 단열 조건이다. 하부 벽면에서 고온 영역이 차지하는 비를  $w$  로 정의 하였다. 반경이 밀폐계 한 변의 길이의 0.2 배인 원형 실린더를 구현하기 위해 유한체적법(FVM)에 기초한 가상 경계법(IBM)을 사용하였다. 본 연구에서는  $w$  가 고온의 원형 실린더를 갖는 밀폐계 내부의 자연대류에 미치는 영향을  $10^6$  의 Rayleigh 수에 대해 2 차원 해를 구하였다.  $10^6$  의 Rayleigh 수에서는 유동장과 온도장은 시간에 따라 변하는 특성을 보였다.

**Abstract:** A numerical study is carried out for natural convection in an enclosure with an inner hot cylinder at the center. The top wall is cold, the bottom and both side walls of the enclosure are adiabatic, and the cylinder is heated. The bottom wall is heated locally at the middle. The ratio ( $w$ ) is defined by as the width of the bottom wall to that of the heated local area. The immersed boundary method (IBM) is used to model an inner circular cylinder based on the finite volume method (FVM). This study investigates the effect of  $w$  on natural convection in an enclosure with an inner heated cylinder for Rayleigh numbers of  $10^6$ . At  $Ra=10^6$ , thermal and flow fields show time-dependent characteristics after their full development.

- 기호설명 -

$f_i$  : 강제 모멘텀

$g$  : 중력가속도

$h$  : 열 소스 및 싱크

$k$  : 열전도 계수

$L$  : 밀폐계 벽면 길이

$P$  : 무차원 압력

$q$  : 질량 소스 및 싱크

$R$  : 원형 실린더 반지름

$S$  : 표면적

$T_c$  : 유차원 밀폐계 벽면 온도

$T_h$  : 유차원 실린더 표면 온도

$t$  : 무차원 시간

$t_p$  : 주기

$u_i$  : 무차원 속도

$x_i$  : 직교 좌표계

$\alpha$  : 열확산 계수

§ 이 논문은 대한기계학회 열공학부문 2013년도 춘계학술대회 (2013. 5. 22.-24., BEXCO) 발표논문임.

† Corresponding Author, myha@pusan.ac.kr

© 2013 The Korean Society of Mechanical Engineers

- $\beta$  : 열팽창 계수
- $\theta$  : 무차원 온도
- $\nu$  : 동점성 계수
- Pr : Prandtl 수 ( $=\nu/\alpha$ )
- Ra : Rayleigh 수 ( $=g\beta(T_h - T_c)L^3/\nu\alpha$ )

### 1. 서 론

밀폐계 내부의 자연대류 현상은 열교환기, 핵 또는 화학반응, 전자 장비 냉각 그리고 성층화된 대기 경계층 문제 등 여러 가지 공학 및 환경 문제와 관련되어 있다.

Ouertatani 등<sup>(1)</sup>은 밀폐계 내의 Rayleigh-Bénard 대류 현상을 2 차원으로 수치해석 하였으며, Corcione<sup>(2)</sup>는 이뿐만 아니라 밀폐계가 가질 수 있는 다양한 경계조건에서 자연대류 현상에 대한 연구를 수행하였다.

또한 부분적인 열원과 열흡수원이 존재하는 밀폐계 내의 자연대류 현상에 대해서도 많은 연구가 수행되어 왔다.<sup>(3-10)</sup> 그러나 공학적인 관점에서 관심이 있는 많은 문제는 단순 밀폐계보다는 다소 복잡한 형상을 하고 있다.

본 연구와 유사한 기하학적 특성을 갖는 대표적인 선행 연구는 다음과 같다.

Hussain 등<sup>(11)</sup>은 수평 방향으로 온도 구배를 이루는 밀폐계 내부에 원형 실린더가 존재할 때, 원형 실린더의 위치가 자연대류에 미치는 영향을 수치적으로 연구하였다.

Saha 등<sup>(12)</sup>은 하부 벽면에 부분적으로 열이 일정하게 유입되고, 측벽을 통해 냉각되는 밀폐계의 중심에 원형실린더가 존재할 때, 열원의 크기가 밀폐계 내의 자연대류에 미치는 영향을  $10^3 \sim 10^6$  범위의 Gr 수(Grashof number)에 대해 연구하였다. 그 결과 Gr 수가 증가할수록 Nu 수(Nusselt number)가 증가하며, 열원의 크기가 가장 작은 경우에 Nu 수가 최대값을 가지는 것을 확인하였다.

Ha 등<sup>(13,14)</sup>은 수직 방향으로 온도 구배를 이루는 밀폐계(Rayleigh-Bénard convection) 내에 사각 실린더가 존재할 때, 실린더의 온도 조건이 밀폐계 내부의 유동에 어떻게 영향을 미치는지를 상세히 보고하였다. 낮은 Ra 수에서 온도장과 유동장은 정상상태에 도달하며 밀폐계의 수직 중심선을 기준으로 대칭인 형태로 정상상태에 도달함을 보였고 Ra 수가 증가함에 따라 이러한 대칭성이 깨지며 비정상상태가 된다. 또한 평균 Nu 수가

사각 실린더의 온도 조건에 상당히 의존적임을 확인하였다.

하지만 사각 밀폐계 하부 벽면의 중심에 존재하는 부분적인 열원의 길이 변화할 때의 비정상 상태 자연 대류 현상에 대한 정보는 거의 없다. 밀폐계 하부 벽면에서 고온의 영역이 차지하는 길이의 비는  $w$ 로 정의 하였으며, 하부 벽면에 열원이 존재하지 않는 경우 ( $w=0$ ) 를 비롯하여 하부 벽면의 중심에 존재하는 부분적인 열원의 길이 변화가 밀폐계 내부의 열유동장에 미치는 영향을 Pr 수는 공기와 동일한 0.7 로 고정하였고, Ra 수는  $10^6$  의 값을 고려하였다. 본 연구의 주 목적은 현재의 형상에서 고온의 국소 길이에 따라 자연 대류 현상이 정상 상태에서 비정상 상태로 변화하는지를 연구하는데 있다.

### 2. 수치해석방법

본 연구에서 사용된 무차원 지배방정식은 2 차원의 비정상 상태, 비압축성으로 가정하였으며, 연속 방정식, 운동량 보존 방정식 및 에너지 방정식 순으로 정의하였다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} - q = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + Pr \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + Ra Pr \theta \delta_{i2} + f_i \tag{2}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j \partial x_j} + h \tag{3}$$

여기서  $\delta_{i2}$ 는 kronecker delta 를 나타내고,  $u_i, P, t$  및  $\theta$ 는 각각 무차원화 된 속도, 압력, 시간 그리고 온도이다. 이들의 정의는 다음과 같다. 상첨자 \*는 차원이 존재하는 변수를 의미한다.

$$t = \frac{t^* \alpha}{L^2}, \quad x_i = \frac{x_i^*}{L}, \quad u_i = \frac{u_i^* L}{\alpha} \tag{4}$$

$$P = \frac{P^* L^2}{\rho \alpha^2}, \quad \theta = \frac{T^* - T_c^*}{T_h^* - T_c^*} \tag{5}$$

사용된 무차원 수는 Pr 수 (Prandtl number) 및 Ra 수 (Rayleigh number) 이며, 다음과 같이 정의 된다.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Ra = \frac{g\beta L^3 (T_h^* - T_c^*)}{\nu \alpha} \tag{6}$$

여기서  $\nu, g$  및  $\beta$  는 각각 동점성 계수, 중력 가속도 및 열팽창 계수를 나타낸다. 위 식에서

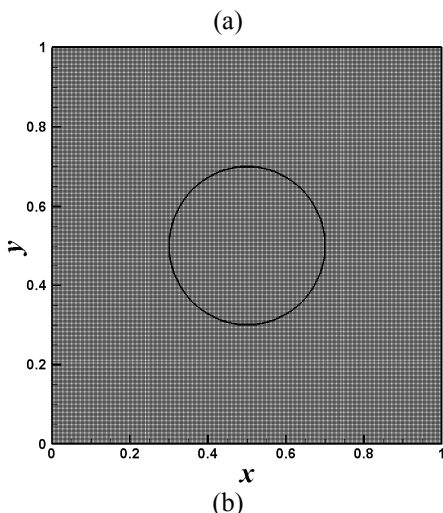
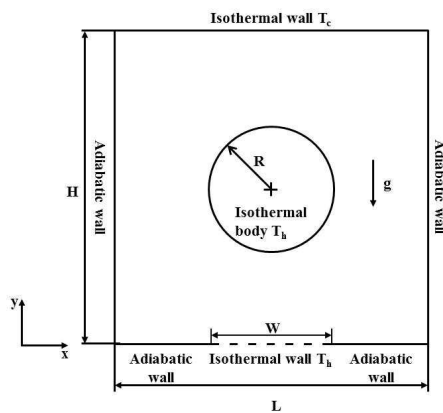
$\rho, T$  그리고  $\alpha$  는 각각 차원이 존재하는 밀도, 온도 그리고 유체의 열확산 계수이다.

식 (1)에 사용된 질량 원천  $q$  와 식 (2)에 사용된 운동량 부과  $f_i$  는 가상 경계면에서의 점착 경계 조건과 가상 경계면을 포함한 격자내의 질량 보존을 만족시키기 위해 사용되었으며, 식 (3)에 사용된 열원  $h$  는 가상 경계면에서의 일정 벽 온도 조건을 만족시키기 위해 사용되었다.

시간에 따른 해를 구하기 위해 속도장 계산을 압력장 계산으로부터 분리하는 four-step time-split

**Table 1** Comparison of surface-averaged Nusselt numbers from this study with those of previous numerical studies

Ra	Mean Nusselt number at hot wall		
	Present study	Kimetal. <sup>(19)</sup>	Difference (%)
10 <sup>6</sup>	14.20	14.11	0.638



**Fig. 1** Schematic diagram(a) and grid system(b)

scheme 이 사용되었다. 이 scheme 은 Kim & Zang 등<sup>(16)</sup>의 연구를 기초로 하고 있다. 가상 경계면에서의 점착 경계 조건과 일정 벽 온도 조건을 만족시키기 위해 2 차 정확도의 Linear/bilinear interpolation scheme<sup>(17,18)</sup>이 사용되었다.

Fig. 1(a)은 본 연구에서 고려한 2 차원 수평 밀폐계의 계산 영역과 좌표계를 보여준다. 두 개의 평행 평판 사이의 높이와 폭은 각각  $L=1.0$  이고, 반지름  $R=0.2L$  인 고온의 원형 실린더가 중심에 위치한다. 유체의 물성치는 일정하다고 가정하였으며, 단, 부력항을 나타내는 유체의 밀도는 Boussinesq 가정을 사용하여 정의하였다. 벽에서 점착 조건(no-slip condition)이 유동 경계 조건으로 사용되었다. 상부 벽면은 저온 ( $\theta=0$ ), 수직 좌우 벽면에서는 단열 조건을 온도 경계 조건으로 지정하였다. 사각 밀폐계 중심에 위치하는 원형 실린더는 고온 ( $\theta=1$ ) 의 일정온도를 경계 조건으로 지정하였다. 하부 벽면은 단열 조건을 기본으로, 열원의 길이( $w$ )가 0.0~1.0 의 범위이며, 열원의 길이가 1.0 이 될 때 밀폐계는 Rayleigh-Bénard convection 과 조건을 같이 한다. 이 때 하부 벽면의 폭( $L$ ) 대비 고온 영역의 길이( $W$ )를 변수  $w$ 로 정의한다.

Fig. 1(b)는 본 연구에서 사용된 격자계를 보여준다.  $x$  및  $y$  방향으로 각각 301 개의 균일한 격자를 사용하였다.

본 연구에서 사용된 수치 기법의 타당성 검증을 위하여 저온의 사각 밀폐계 내부에 고온의 원형 실린더가 존재하는 자연대류 문제를 고려한 Kim 등<sup>(19)</sup>와 같은 경우에 대한 계산을 수행하였다. 선행 연구와 비교할 때 Table 1 과 같이 원형 실린더에서의 평균  $Nu$  수가 0.6% 미만의 차이를 보이며 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 이 벽면에서의 국소, 공간 평균  $Nu$  수는 다음과 같이 정의 된다.

$$Nu = \frac{\partial \theta}{\partial n} \Big|_{wall}, \overline{Nu} = \frac{1}{S} \int_0^S Nu ds, \tag{7}$$

$$\langle Nu \rangle = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} Nu dt$$

여기서  $n$  은 벽면에 수직인 방향이고,  $S$  는 표면적,  $t_p$  는 주기를 나타낸다.

### 3. 결과 및 고찰

본 연구는 10<sup>6</sup> 의  $Ra$  수에 대해 수행되었으며, 모든  $w$  에 대해 열 유동장은 비정상 상태에 도달하였다.  $w$  가 내부 원형 실린더의 지름보다 커지는 영역

인  $w_c = 0.4$  를 임계점으로 정의하였으며, 온도장과 유동장은 시간에 따라 변하는 특성을 보였다. 이러한 임계점은 Fig. 2에 나타난 것처럼 내부 실린더 벽면의 시간에 따른 벽면 평균된  $Nu$  수( $\overline{Nu}_c$ )의 거동을 기반으로 결정 되었다.

3.1 Nusselt number 의 시계열 및 주기

$Ra = 10^6$  일 때 내부 원형 실린더 표면에서의 평균 Nusselt 값  $\overline{Nu}_c$  는 Fig. 2에서 보는 것처럼 시간에 따라 주기적으로 진동한다.  $\overline{Nu}_c$  의 시간에 따른 거동은  $w$ 의 증가에 따라 변하게 된다.

$w = 0.0 \sim 0.4$  의 범위에서  $\overline{Nu}_c$  의 시간 궤적(time history)이 사인(sine) 함수에 의해 지배 되는 것을 Fig. 2(a)~(c)를 통해 알 수 있고,  $w$ 가 더욱 증가함에 따라 진폭이 작아 지는 것을 볼 수 있다. 이것은  $w = 0.0 \sim 0.4$  일 때 온도장과 유동장이 비정상 상태로 여전히 유지됨을 보여준다. Power spectrum 의 주파수를 보면 Fig. 3(a)~(c)에 보인 것처럼 하나의 1 차 주파수(primary frequency)만 존재하는 것을 알 수 있다.

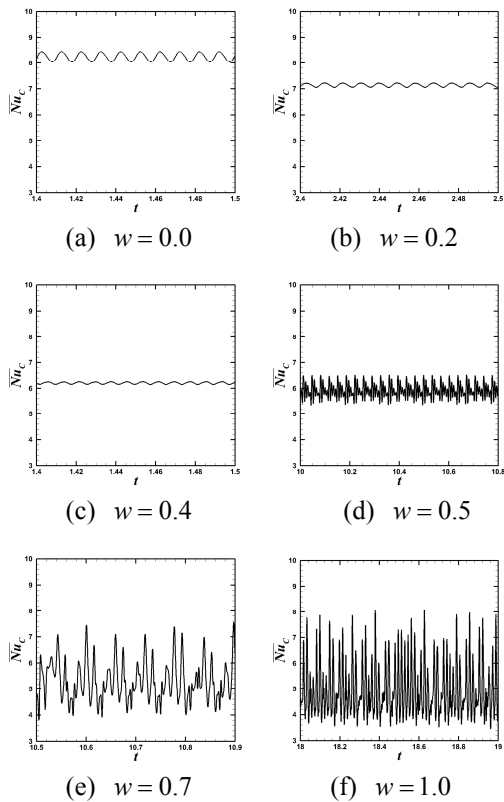


Fig. 2 Time histories of surface-averaged Nusselt number of inner-cylinder for different  $w$  s

$w$  가 임계점( $w_c = 0.4$ )보다 커지게 되면 Fig. 2(d)~(f)에 나타난 것처럼 진폭이 다시 커지는 것을 볼 수 있다.  $w$ 가 임계점보다 커지게 되면 하부에서 상승하는 유동과 내부 원형 실린더로부터 상승하는 유동이 더해져 진폭이 커지게 되고 복잡한 주기를 가지게 된다. Power spectrum 의 주파수를 보면 Fig. 3(d)~(f)에 나타난 것처럼 1 차 주파수와 2 차 낮은 주파수를 볼 수 있으며, 이로 인해  $\overline{Nu}_c$  의 시간 궤적은 Fig. 2(d)~(f)에서 보듯이 복잡한 주기를 가지는 것을 볼 수 있다.

3.2 순간 온도장과 유동장

Fig. 4 는 비정상 상태 영역에서  $w = 0.2$  (좌측 열)와  $w = 1.0$  (우측 열)에 대한 순간 온도장과 유동장의 한 주기를 보여준다.  $w = 0.2$  일 때 사각 밀폐계 내부 유동 순환은 고온의 원형실린더로부터 주기적으로 흔들리며 상승하는 플룸(plume)에 의해 야기된 밀폐계 좌우 벽면에 두 개의 1 차 와(primary vortex)와 하단 벽면에 존재하는 2 차 와(secondary vortex)로 이루어져 있다. 상승하는 플룸의 주기적인 진동은 Fig. 2(b)에 나타난 사인 곡선 형태를 가진  $\overline{Nu}_c$  의 주된 주파수를 형성하게 되

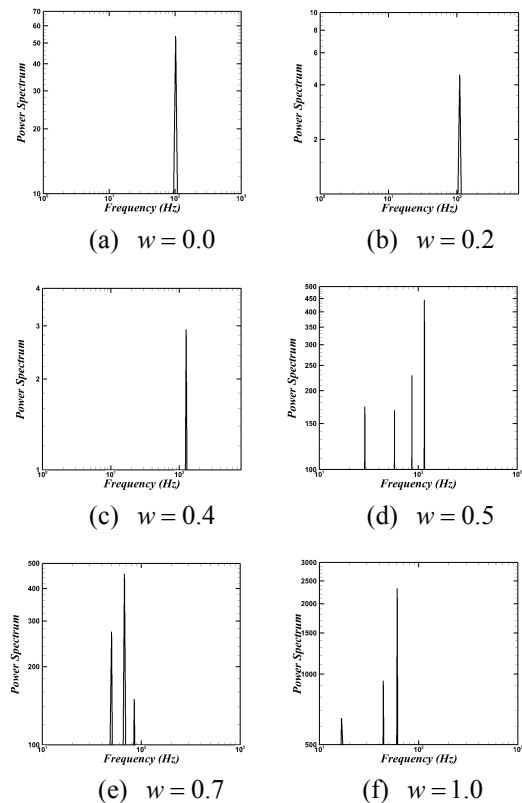


Fig. 3 Power spectrum of the surface-averaged Nusselt number of the inner-cylinder for different  $w$  s

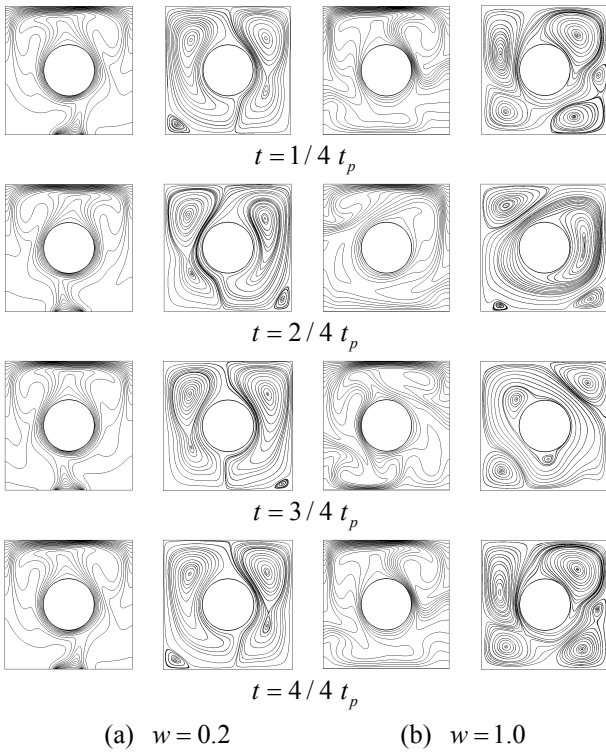


Fig. 4 Instantaneous isotherms and streamlines as a function of time for  $w=0.2, 1.0$

고, 순간 유동장에서 사각 밀폐계의 수직 중심축을 기준으로 비대칭 형상의 1 차 와를 만든다.

$w=1.0$  일 때 플룸의 큰 진동은 하부 벽면에서 경계층을 분리시키는 강한 대류 유동을 형성시킨다. Fig. 4(b)에 보인 것처럼 하부 벽면에 위치한 일련의 와들은 전체 와로부터 분리되고 이러한 와들은 내부 실린더의 열 경계층에 영향을 주기에 충분한 크기를 가진다. 그 결과, 상승하는 플룸이 주기적으로 진동하는 동안 발생하는 내부의 와의 움직임은 실린더 주변의 국소 열 경계층 두께를 변화시켜 Fig. 2(f)에 나타난 것처럼  $\overline{Nu_c}$ 의 주된 주파수 진폭의 크기를 증가시킨다.

모든  $w$ 에 대하여 순간 유동장에서는 Fig. 5(a)~(f)에 보인 것처럼 상부의 1 차 와와 하부의 2 차 와가 존재한다. 내부 원형 실린더로부터 상승하는 플룸의 주기적인 진동에 의해 1 차 와는 사각 밀폐계 수직 중심축을 기준으로 비대칭 형상을 만들고, 1 차 와의 위치를 변화시킨다.

$w < 0.7$ 의 범위에서는 Fig. 5(a)~(d)에 보인 것처럼 상부 벽면 좌우에 1 차 와와 하부 벽면에 1 개의 2 차 와가 존재한다. 이는 하부의 고온 영역에서 상승하는 유동에 의해 하부 벽면에서 약한 대류 유동을 형성한다. 그 결과 1 차 와로부터 분리가 되는 2 차 와가 밀폐계 하부 벽면에 존재하게

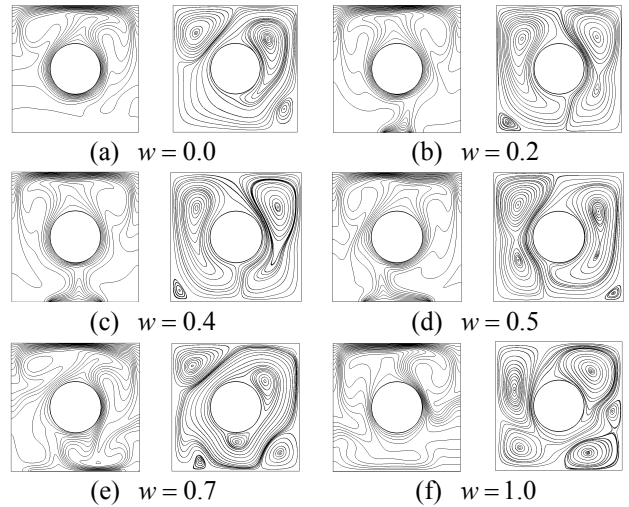


Fig. 5 Instantaneous isotherms and streamlines for different  $w$  s

된다.

$w \geq 0.7$ 의 범위에서는 Fig. 5(e)~(f)에 보인 것처럼 상부 벽면 좌우에 1 차 와와 하부 벽면에 2 개의 2 차 와가 존재한다.  $w$ 가 0.6 보다 커지게 되면 하부 벽면의 고온의 영역에서 상승하는 유동이 활발해지고, 이로 인해 하부 벽면에서 대류 유동이 강해져 하부 벽면에 1 차 와에서 분개한 2 차 와 및 다수의 와들이 존재하게 된다. 이러한 와들은 내부 실린더의 열 경계층에 영향을 주기에 충분한 크기를 가짐을 알 수 있다. 이러한 와들의 시간에 따른 발생과 내부 실린더 열 경계층에 상승하는 플룸의 큰 진동의 조합 된 영향은 Fig. 2(e)~(f)에 나타난 것처럼 시간에 따른 강한 진동을 유발한다.

### 3.3 시간 평균 온도장과 유동장

시간 평균 유동장에서  $w=0.0$  일 때 상부의 와와 하부의 와가 지배적이기 때문에 시간 평균 유동장에서 상부의 와와 하부의 와가 존재하는 것을 Fig. 6(a)를 통해 알 수 있다. 이때 2 차 와는 고온의 원형 실린더 주위의 강한 부력에 의해 좌우 벽면에서 유동이 분리되어 존재하게 된다.

$w$ 가 증가하게 되면 측벽에서 하강하는 유동의 속도가 증가하게 되고, 이로 인해 2 차와의 크기는 줄어들다  $w=0.2$ 가 되면 순간 유동장에서 보였던 하부의 2 차 와는 시간 평균 유동장에서는 사라지게 되고 상부의 좌우 벽면에 각각 와가 존재함을 Fig. 6(b)를 통해 알 수 있다.  $w=0.7$ 이 되면 하부의 유체 온도는 급격하게 증가하게 되고 하부 벽면의 고온의 영역에서 강한 부력으로 인해 측벽에서 하강하는 유동의 모멘텀이 감소하게 된다. 그

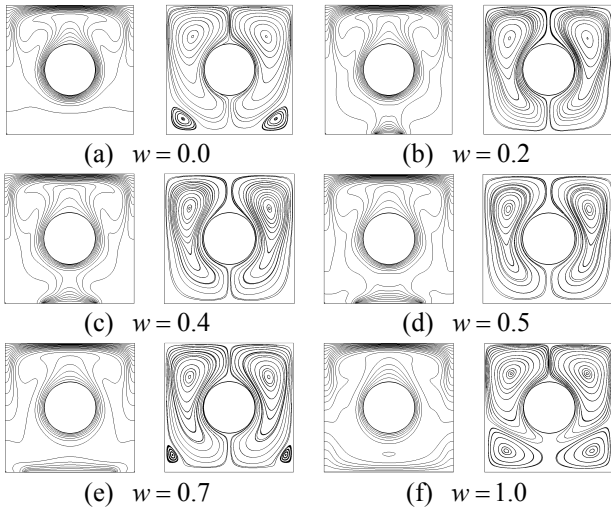


Fig. 6 Time-averaged isotherms and streamlines for different  $w$  s

결과 하강하는 유동의 분리가 일어나 Fig. 6(e)와 같이 하부 벽면 좌우 벽면에 위치한 2 차 와는 다시 존재하게 된다.  $w$  가 0.7 보다 증가하게 되면 하부의 2 차 와의 크기는 커지고 상부의 1 차 와는 하부의 2 차 와의 크기가 커짐에 따라 상부 쪽으로 올라가게 된다.

$w$  가 0.0 에서 1.0 으로 점차적으로 증가할 때, 밀폐계 내부의 평균 온도가 증가한다.  $w$  가 작을 수록, 하부 벽면과 원형 실린더의 하부 벽면에서 온도 구배가 커지게 된다.  $w$  가 증가하면 상부 벽면으로부터 하강하는 유체가 더욱 빨리 가열되므로 내부 실린더의 아래쪽 영역은 높은 온도를 유지하게 된다.

3.4 시간 평균 표면 Nusselt number

Fig. 7 은 모든  $w$  에 따른 시간 평균  $\langle Nu \rangle$  수를 밀폐계의 상부 벽면  $\langle Nu_{top} \rangle$  과 원형 실린더의 표면  $\langle Nu_c \rangle$  에서 나타내었다. 사각 밀폐계 수직 중심축 ( $\varphi=180^\circ$ )을 기준으로  $\langle Nu_{top} \rangle$  와  $\langle Nu_c \rangle$  는 대칭이므로 좌측 분포만 나타내었다.

Fig. 7(a)의 밀폐계 상부 벽면  $\langle Nu_{top} \rangle$  를 보면 전체적인 경향은 밀폐계 중앙으로 갈수록 증가하다가 중앙에서 멀어지게 되면 감소한다.  $w=0.0$ ,  $w=0.1$  에서  $\langle Nu_{top} \rangle$  는 하부의 2 차와로 인해 하나의 정점을 보여준다.  $w=0.2 \sim 0.6$  의 범위에서 하부의 2 차 와가 사라지게 되고  $\langle Nu_{top} \rangle$  는 두 개의 정점을 보여준다.  $w=0.4 \sim 0.6$  의 범위에서는 두 개의 정점 위치가 밀폐계 수직 중심선으로부터 멀

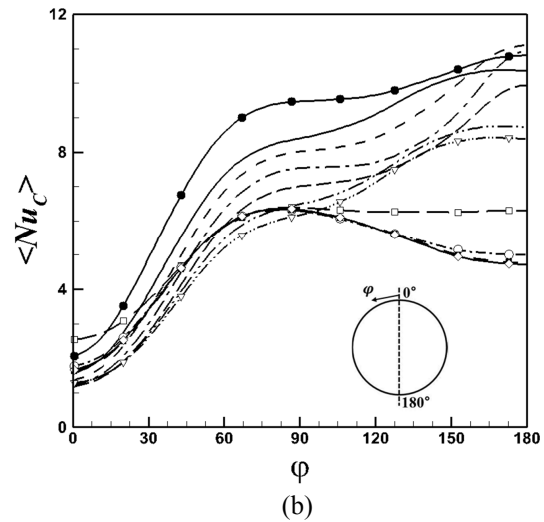
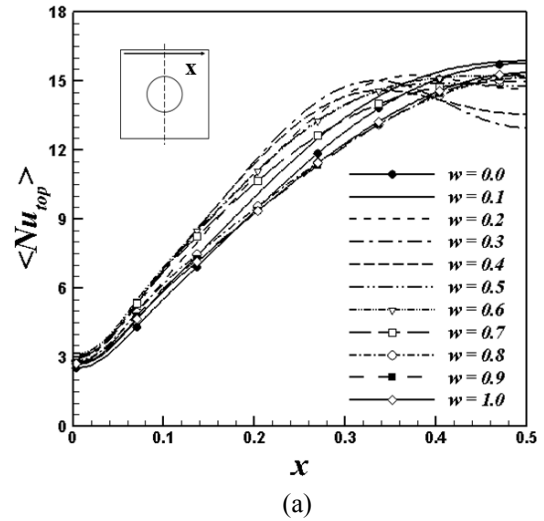


Fig. 7 Distributions of the time-averaged local Nusselt number along (a) the top wall of the enclosure and (b) the cylinder surface for  $w$  s

어지게 되는 위치에 존재하는데 이것은 Fig. 6 에서 볼 수 있듯이 원형 실린더 상부에 존재하는 플룸의 크기가 변하기 때문이다.

$w=0.7 \sim 1.0$  의 범위에서는 2 차 와가 다시 존재하게 되고,  $\langle Nu_{top} \rangle$  는 하나의 정점을 보여준다.

Fig. 7(b)의 원형 실린더의 표면  $\langle Nu_c \rangle$  를 보면  $\varphi=0^\circ$  에서 최소 값을 가지고  $\varphi=0^\circ \sim 90^\circ$  까지 상승하는 플룸에 의해  $\langle Nu_c \rangle$  는 급격하게 증가를 한다.  $w=0.0 \sim 0.6$  의 범위에서  $\langle Nu_c \rangle$  는  $\varphi=60^\circ$  근처에서  $w$  가 증가함에 따라 감소한다. 이는 상부의 좌우에 각각 존재하는 1 차 와가 사각 밀폐계 바닥면까지 뻗게 되고 이로 인해 하부 쪽의 수평속도가 감소하게 되고 그 결과 열 경계층 두께가 감

소하기 때문이다.  $w=0.7\sim 1.0$ 의 범위에서는  $\langle Nu_c \rangle$ 는 비슷한 값을 가진다.  $w=0.0\sim 0.6$ 의 범위일 때  $\varphi=90^\circ\sim 180^\circ$ 의 범위에서  $\langle Nu_c \rangle$ 는 사각 밀폐계 하부의 온도의 증가가 지배적인 영향을 주기 때문에  $w$ 가 증가함에 따라  $\langle Nu_c \rangle$ 는 증가하게 된다.  $w=0.7\sim 1.0$ 의 범위에서는 하부의 2차 와의 크기가  $\langle Nu_c \rangle$ 에 지배적인 영향을 준다.  $w=0.7$ 일 때  $\varphi=90^\circ\sim 180^\circ$ 의 범위에서  $\langle Nu_c \rangle$ 는 변화가 거의 없으며,  $w$ 가 증가하면 2차 와의 크기가 커지게 되며, 그 결과  $\langle Nu_c \rangle$ 는 감소하게 된다.

#### 4. 결론

본 연구에서는  $Ra=10^6$ 일 때, 사각 밀폐계 내부에 고온의 원형 실린더가 존재하고, 하부 벽면에 고온의 영역이 국소적으로 존재할 때, 그 길이가 밀폐계 내부의 자연대류 현상에 어떤 영향을 미치는 지에 대한 수치해석을 수행하였다.

$Ra$  수가  $10^6$ 이 되면 유동장과 온도장은 시간에 따라 변하는 특성을 보였다. 본 연구에서 무차원화된 고온의 국소 영역의 임계점을  $w_c=0.4$ 로 정의하였다.  $w=0.0\sim 0.4$ 의 범위에서는  $w$ 가 증가함에 따라  $\overline{Nu_c}$ 의 진폭이 줄어들었고,  $w$ 가 임계점을 지나게 되면 내부 원형 실린더에서 상승하는 플룸과 하부 벽면에서 상승하는 유동이 활발해져  $\overline{Nu_c}$ 의 진폭이 증가하면서 복잡한 주기를 보였다.

시간 평균 유동장에서는 측벽에서 하강하는 유동의 분리로 인해 하부 벽면에서 2차 와가 존재한다.  $w$ 가 증가함에 따라 하부 벽면의 2차 와의 크기는 작아지다 사라진다.  $w=0.7$ 이 되면 하부의 유체 온도는 급격하게 증가하게 되고 하부 벽면의 고온의 영역에서 강한 부력으로 인해 측벽에서 하강하는 유동의 모멘텀이 감소하여 유동의 분리가 일어나 하부 벽면에 2차 와가 존재한다. 와의 발생과 소멸은 국소 고온 영역의 크기가 지배적인 영향을 미친다.

대류가 밀폐계 내부의 열유동에 있어 지배적인 역할을 하기 때문에 열전달과 유동이 밀폐계 전 영역에서 활발해진다. 특히, 내부 원형 실린더 표면의  $\overline{Nu_c}$ 는 하부 벽면의 온도 조건에 의한 영향이 크게 나타났다.

#### 후 기

이 논문은 2012년도 정부(교육과학기술부)의 재

원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 해외 우수연구기관유치사업 연구임(No.K20701002274-12E0100-05710)

이 논문은 한국과학기술정보연구원 국가 슈퍼컴퓨팅 공동활용체제 구축 자원 지원에 의해 연구되었음

#### 참고문헌

- (1) Ouertatani, N., Cheikh, N.B., Beya, B.B. and Lili, T., 2008, "Numerical Simulation of Two-Dimensional Rayleigh-Bénard Convection in an Enclosure," *C. R. Mecanique*, Vol. 336, pp. 464~470.
- (2) Corcione, M., 2003, "Effects of the Thermal Boundary Conditions at the Sidewalls upon Natural Convection in Rectangular Enclosures Heated from Below and Cooled from Above," *Int. J. Thermal Sciences*, Vol. 42, pp. 199~208.
- (3) Radhwan, A. M. and Zaki, G. M., 2000, "Laminar Natural Convection in a Square Enclosure with Discrete Heating of Vertical Walls," *JKAU: Eng. Sci.*, Vol. 12, No. 2, pp. 83~99.
- (4) Nithyadevi, N. and Yang, R.-J., 2009, "Double Diffusive Natural Convection in a Partially Heated Enclosure with Soret and Dufour Effects," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 30, pp. 902~910.
- (5) Alvaro, V. and Ramo'n, L. F., 1989, "Heat Transfer in Square Cavities with Partially Active Vertical Walls," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, No. 8, pp. 1567~1574.
- (6) Rahman, M. M., Manum, M. A. H., Billah, M. M., and Saidur, R., 2010, "Natural Convection Flow in a Square Cavity with Internal Heat Generation and a Flush Mounted Heater on a Side Wall," *J. Naval Architecture and Marine Engineering*, Vol. 7, pp. 37~50.
- (7) Oztop, H. F. and Abu-Nada, E., 2008, "Numerical Study of Natural Convection in Partially Heated Rectangular Enclosures Filled with Nanofluids," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 29, pp. 1326~1336.
- (8) Che, N. A. and Sidik, 2009, "Prediction of Natural Convection in a Square Cavity with Partially Heated from Below and Symmetrical Cooling from Sides by the Finite Difference Lattice Boltzmann Method.," *European Journal of Scientific Research*, Vol. 35, pp. 347~354.
- (9) Aydin, O. and Yang, W.-J., 2000, "Natural Convection in Enclosures with Localized Heating from Below and Symmetrical Cooling from Sides.," *Int. J. Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, Vol. 10, No. 5, pp. 518~529.
- (10) Saravanan, S. and Sivaraj, C., 2011, "Natural

- Convection in an Enclosure with a Localized Nonuniform Heat Source on the Bottom Wall,” *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 54, pp. 2820~2828.
- (11) Hussain, S.H. and Hussein, A.K., 2011, “Natural Convection Heat Transfer in a Differentially Heated Square Enclosure with a Heat Generating-Conducting Circular Cylinder at Different Diagonal Locations,” *6th International Advanced Technologies Symposium*, 16-18 May 2011, Elazığ, Turkey.
- (12) Sumon, S., Goutam, S. and Islam, Q., Md., 2008, “Natural Convection in Square Enclosure with Adiabatic Cylinder at Center and Discrete Bottom Heating,” *Daffodil International University Journal of Science and Technology*, Vol. 3, pp. 29~36.
- (13) Ha, M.Y., Kim, I.K., Yoon, H.S. and Lee, S.S., 2002, “Unsteady Fluid Flow and Temperature Fields in a Horizontal Enclosure with an Adiabatic Body,” *Phys. Fluids*, Vol. 14, pp. 3189~3202.
- (14) Ha, M.Y., Kim, I.K., Yoon, H.S., Lee, J.R., Balachandar, S. and Chun, H.H., 2002, “Two-Dimensional and Unsteady Natural Convection in a Horizontal Enclosure with a Square Body,” *Numer. Heat Transfer Part A*, Vol. 41, pp. 183~210.
- (15) Kim, J. and Moin, P., 1985, “Application of a Fractional Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations,” *J. Comp. Physics*, Vol. 59, pp. 308~323.
- (16) Zang, Y., Street, R.L. and Koseff, J.R., 1994, “A Non-Staggered Grid, Fractional Step Method for Time-Dependent Incompressible Navier-Stokes Equations in Curvilinear Coordinates,” *J. Comp. Physics*, Vol. 114, pp. 18~33.
- (17) Kim, J.W., Kim, D.J. and Choi, H.C., 2001, “An Immersed-Boundary Finite-Volume Method for Simulations of Flow in Complex Geometries,” *J. Comp. Physics*, Vol. 171, pp. 132~150.
- (18) Kim, J., Kim, D. and Choi, H., 2001, “An Immersed-Boundary Finite Volume Method for Simulations of Flow in Complex Geometries,” *J. Comp. Physics*, Vol. 171, pp. 132~150.
- (19) Kim, B.S., Lee, D.S., Ha, M.Y. and Yoon, H.S., 2008, “A Numerical Study of Natural Convection in a Square Enclosure with a Circular Cylinder at Different Vertical Locations,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 51, pp. 1888~1906.