

# 동심 및 편심된 두 수평원관 사이의 환상유로에서의 복사와 자연대류간의 상호작용

한 조 영\* · 백 승 욱\*\*  
(1998년 8월 6일 접수)

## Radiation - Natural Convection Interactions in Concentric and Eccentric Horizontal Annuli

Cho Young Han and Seung Wook Baek

**Key Words :** Natural Convection (자연대류), Radiation (복사), Vertical Eccentricity (수직편심율), Conduction to Radiation Parameter (전도-복사 계수), Overheat Ratio (과열비), FVM (유한체적복사해법)

### Abstract

A numerical investigation has been performed to discuss the radiation-affected steady-laminar natural convection induced by a hot inner cylinder under a large temperature difference in the annuli filled with a gray gas. To examine the effects of thermal radiation on thermo-fluid dynamic behaviors in the eccentric geometry, the generalized body-fitted coordinate system is introduced while the finite volume method (FVM) is used for solving the radiative transport equation. After validating the numerical results for the case without radiation, the detailed radiation effect has been discussed. Based on the results of this study, when there exists a large temperature difference between two cylinders, the existence of radiatively participating medium is found to incur a distinct difference in fluid dynamic as well as thermal behavior.

### 기 호 설 명

A : 총전열면적  
 $C_p$  : 정압비열 [ $J/(kg \cdot K)$ ]  
 $Fr$  : Froude 수,  $u_o/(gL)^{1/2}$   
 $Gr$  : Grashof 수,  $g\beta_o \rho_o^2 L^3 (T_H - T_C)/\mu_o^2$   
 where  $\beta = 1/T$  for ideal gas  
 $I$  : 복사강도 [ $W/(m^2 \cdot Sr)$ ]  
 $k$  : 열전도율 [ $W/(m \cdot K)$ ]  
 $N$  : 전도-복사 계수,  $k_o \beta_o / (4\sigma T_o^3)$   
 $Nu$  : Nusselt 수,  $\dot{q}_w^* L / (k_o \delta T_o)$   
 $P$  : 압력 [ $N/m^2$ ]  
 $Pr$  : Prandtl 수,  $C_{p_o} \mu_o / k_o$   
 $\vec{r}$  : 위치 벡터  
 $q$  : 국소열유속

Q : 전체 표면열유속  
 $R'$  : 내부원관 중심으로부터 외부원관까지의 거리  
 $Re$  : Reynolds 수,  $\rho_o u_o L / \mu_o$   
 $s$  : 광선 진행거리  
 $S$  : 생성항  
 $u, v$  : x, y 방향 속도성분 [m/s]  
 $x, y$  : Cartesian 좌표

### 그리스 문자

$\beta$  : 소멸계수 [1/m]  
 $\delta$  : 과열비,  $(T_H - T_C)/T_o$   
 $\theta$  : 극각 [rad]  
 $\kappa_o$  : 흡수계수 [1/m]  
 $\mu$  : 점성계수 [ $kg/(m \cdot s)$ ]  
 $\xi, \eta$  : 비직교 좌표  
 $\rho$  : 밀도 [ $kg/m^3$ ]  
 $\sigma$  : Stefan-Boltzmann 상수

\* 한국과학기술원 항공우주공학과 대학원

\*\* 회원, 한국과학기술원 항공우주공학과

$$[5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)]$$

- $\sigma_s$  : 산란계수 [1/m]
- $\tau$  : 광학두께,  $\beta L$
- $\phi$  : 방위각 [rad]
- $\Phi$  : 산란위상함수 [1/Sr]
- $\omega$  : 산란알베도
- $\Omega$  : 입체각 [Sr]

상첨자

- C : 전도
- R : 복사
- T : 총량(total quantity)
- \*
- ' : 입사방향

하첨자

- 0 : 참조값
- i : 내부
- o : 외부
- w : 벽면

1. 서론

복사에 관여하는 매질에 있어 밀폐공간 내의 자연대류 및 복사열전달 간의 상호 작용은 다양한 공학적 시스템에서의 유동 현상 및 열적 효율성에 관련된 매우 중요한 과정이다. 이러한 종류의 문제의 경우 유동 및 에너지 방정식은 기체복사강도의 전달방정식(radiative transfer equation, RTE)과 연계된다.

최근 수 십년동안 복사전달방정식의 여러가지 이론 및 수치해석적 근사해법들이 제시되어 왔다. 근래에 관심이 가중되고 있는 방법의 하나가 일종의 다유속법인 구분종좌법(discrete-ordinates method, DOM<sup>(1)</sup>)으로 Han 과 Baek<sup>(2)</sup>이 수직연료 벽면의 복사에 의한 점화현상을 해석하기 위해 이 방법을 사용했다. 그러나 기하학적으로 복잡한 형상으로 인해 일반좌표계를 도입해야 하는 경우 구분종좌법의 사용에는 극히 드물다. 근래 Chui 와 Raithby<sup>(3)</sup> 및 Chai 등<sup>(4)</sup>이 유한체적복사해법(finite-volume method, FVM)을 제시하고 직교좌표계 및 비직교좌표계의 순수복사문제에 적용하여 해의 정확도를 검증했으며, Kim 과 Baek<sup>(5)</sup>은 이 방법을 사용하여 완만히 팽창하는 채널내부의 혼합열전달을 해석하여 유동해석과의 연계성을 검증한 바 있다. 이 유한체적복사해법은 구분종좌법과 많은 유사성을 지니고 있지만 구분종좌법과는 달리 가중치(angular weight) 대신 제어각도(control angle)를 직

접 적분하여 사용하기 때문에 제어각도를 선택함에 있어 제약이 없으며, 따라서 비직교좌표계에도 쉽게 적용할 수 있는 이점이 있다. 본 연구에서는 언급한 유한체적복사해법을 실제 공학적 응용에 있어 그 적용범위가 다양하며 그 내부 유동의 유체역학적 및 열적 성질이 매우 흥미 있는 동심 및 편심된 두 수평원관 사이 환상유로(annulus channel)에서의 자연대류 열전달 문제에 적용하고자 한다. 이러한 문제의 공학적 응용으로서는 태양열 집열판, 열저장 시스템 내 가열 파이프 주위에서의 상변화 물질의 초기 용융 및 가압 가스로 밀봉된 고전압 전송케이블 그리고 원자로의 경우 원자로에 사용되는 연료봉 다발에서의 열전달 현상 및 원자로 주위의 냉각 시스템 등을 들 수 있다.

동심 및 편심된 두 수평원관 사이 환상유로에서의 자연대류 열전달 문제는 Kuehn 과 Goldstein<sup>(6)</sup>에 의해 광범위한 실험 및 이론적 연구가 수행되어졌다. 그 후 Cho 등<sup>(8)</sup>의 많은 연구자들에 의해 수치적 해석이 다양하게 시도되어 왔으나 이들은 온도차가 그리 크지 않은 문제를 다루었기에 내부 매질의 밀도변화를 고려하지 않고 단순히 Boussinesq 근사를 적용했으며 복사열전달 또한 고려하지 않았다. 매우 단순한 기하학적 형상인 사각공동(rectangular cavity)의 경우에는 Lauriat<sup>(9)</sup>가 내부 매질의 복사물성치를 회색기체(gray gas)로 가정해 자연대류와 복사열전달 간의 상호작용을 수치적으로 해석했으나, 그는 복사열전달의 영향이 중요해지는 큰 온도차가 존재하는 경우 반드시 고려해야 할 공동 내부매질의 밀도변화를 고려하지 않았다. 또한 Fusegi 와 Farouk<sup>(10)</sup>은 사각공동 내부 매질의 비회색(nongray) 특성을 고려하고 과열비(overheat ratio,  $\delta$ )가 1 인 조건을 가정해 내부매질의 밀도변화까지 다루었으나 비직교좌표계의 도입은 수행하지 않았다.

그러므로 본 연구에서는 두 원관간에 높은 온도차가 존재하는 환경에서 계산시간 및 효율을 고려해 내부매질의 복사물성을 회색(gray)로 가정하여 또 하나의 지배적 열전달 모드인 복사열전달을 고려함으로써 동심 및 편심된 두 수평원관 사이의 환상유로에서의 자연대류와 복사열전달간의 상호작용을 비직교좌표계를 도입하여 수치적으로 해석하고자 한다.

## 2. 이론 모델의 해석

본 연구는 회색기체로 채워져 있는 환상유로에서 가열된 내부 원관에 의해 생성되는 정상(steady), 층류 자연대류유동과 고온의 벽면 및 내부복사매질에 의한 복사열전달의 상호작용을 해석한다. 여기에 고려할 기하학적 형상이 Fig. 1에 도시되어 있다. 지름이  $D_o$ 이고  $T_c$ 의 온도로 균일하게 유지되는 외부 원관내에 지름이  $D_i$ 이고  $T_h$ 의 온도로 균일하게 가열된 내부 원관이 수직편심율(vertical eccentricity)이  $e_v$ 인 위치에 존재한다. 해석의 간편성을 위해 수직편심율만을 고려했으며, 따라서 계산은 실제 물리적 영역의 반쪽 영역만을 취해 수행했다. 또한 원관의 지름비( $D_o/D_i$ )는 2.6에 국한<sup>(7)</sup>했다.

### 2.1 지배방정식

큰 온도차가 존재하는 환경하에서 Boussinesq 근사는 적용될 수 없으므로 내부매질은 이상기체로 거동한다고 가정해 이상기체 상태방정식으로부터 밀도변화 영향을 고려한다. 모든 물리적 변수들의 무차원화는 다음의 무차원변수 및 무차원수를 도입하여 수행된다.

$$x^* = x/L, y^* = y/L, u^* = u/u_o, v^* = v/u_o \quad (1)$$

$$p^* = \frac{p - p_o}{\rho_o u_o^2}, \rho^* = \rho/\rho_o, \mu^* = \mu/\mu_o,$$

$$k^* = k/k_o, T^* = T/T_o \quad (2)$$

$$\beta_o = \kappa_{s,o} + \sigma_{s,o}, \omega_o = \sigma_{s,o}/\beta_o, \tau_o = \beta_o L, \Gamma^* = \frac{I}{\sigma T_o^4} \quad (3)$$

$$Fr = \frac{u_o}{\sqrt{gL}}, Pr = \frac{C_{p,o} \mu_o}{k_o}, Re = \frac{\rho_o u_o L}{\mu_o},$$

$$N = \frac{k_o \beta_o}{4\sigma T_o^3}, \delta = \frac{T_h - T_c}{T_o} \quad (4)$$

여기서 특성길이  $L$ 은 두 원관간의 반경차로서  $L = (D_o - D_i)/2$ 와 같이 정의된다. 또한 참조속도

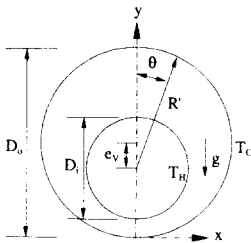


Fig. 1 An eccentric annular cross section.

는  $u_o = (gL\delta)^{1/2}$ 로서 Reynolds 수와 Grashof 수를  $Re^2 = Gr$ 의 관계가 성립<sup>(10)</sup>되도록 했다. 참조온도는 두 등온벽면의 평균온도, 즉  $T_o = (T_h + T_c)/2$ 를 취한다. 참조온도에서의 내부매질 물성치는 그 온도에서의 공기의 물성치를 참조해 Table 1에 나타냈다. 밀도를 제외한 모든 내부매질의 물성치는 해석의 편의를 위해 일정하다고 가정한다. 이에 근거해 무차원된 지배방정식들은 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{\partial}{\partial x^*}(\rho^* u^*) + \frac{\partial}{\partial y^*}(\rho^* v^*) = 0 \quad (5)$$

운동량 보존방정식

$$\frac{\partial}{\partial x^*}(\rho^* u^{*2}) + \frac{\partial}{\partial y^*}(\rho^* u^* v^*) = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \mu^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \mu^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) \right] + S'_x$$

where

$$S'_x = \frac{1}{Re} \left[ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \mu^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \mu^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \mu^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right) \right] \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x^*}(\rho^* u^* v^*) + \frac{\partial}{\partial y^*}(\rho^* v^{*2}) = -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} - \frac{1}{Fr^2}(\rho^* - 1) + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \mu^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \mu^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) \right] + S'_y$$

where

$$S'_y = \frac{1}{Re} \left[ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \mu^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \mu^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \mu^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) \right] \quad (7)$$

에너지 보존방정식

$$\frac{\partial}{\partial x^*}(\rho^* u^* T^*) + \frac{\partial}{\partial y^*}(\rho^* v^* T^*) = \frac{1}{Re \cdot Pr} \left[ \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \frac{k^*}{C_p} \frac{\partial T^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \frac{k^*}{C_p} \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) \right] - \frac{1}{Re \cdot Pr \cdot N} \tau_o^2 (1 - \omega_o) \frac{1}{C_p} \left( T^{*4} - \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I^* d\Omega \right) \quad (8)$$

상태방정식

$$\rho^* = \frac{\rho_o u_o^2}{p_o} \frac{p^*}{T^*} + \frac{1}{T^*} \quad (9)$$

복사전달방정식

$$\frac{1}{\tau_o} \frac{dI^*(\vec{r}, \hat{s})}{ds^*} = \frac{(1-\omega_o)}{\pi} T^{*4}(\vec{r}) - I^*(\vec{r}, \hat{s}) + \frac{\omega_o}{4\pi} \int_{4\pi} I^*(\vec{r}, \hat{s}') \Phi(\hat{s}', \hat{s}) d\Omega' \quad (10)$$

윗식에서  $\Phi(\hat{s}', \hat{s})$ 는 입사방향과 산란방향간의 산란위상함수를 나타낸다. 이후 표기의 편의를 위해 상점자 \*를 생략한다.

2.2 경계조건

복사에 대해 확산적으로 방사 및 반사하는 각 등온벽면에서의 경계조건은 다음과 같다.

$$u = v = 0, T = 1 + \delta/2 \quad \text{at inner wall} \quad (11)$$

$$u = v = 0, T = 1 - \delta/2 \quad \text{at outer wall} \quad (12)$$

$$I(\vec{r}_w, \hat{s}) = \frac{\epsilon_w(\vec{r}_w) T^4(\vec{r}_w)}{\pi} + \frac{1-\epsilon_w(\vec{r}_w)}{\pi} \int_{\hat{s}' \cdot \hat{n}_w < 0} I(\vec{r}_w, \hat{s}') |\hat{s}' \cdot \hat{n}_w| d\Omega' \quad (13)$$

at isothermal walls

여기서  $\epsilon_w(\vec{r}_w)$ 는 벽면방사율이고,  $\hat{n}_w$ 은 벽면에 수직한 단위벡터이다. 계산의 편의를 위해 취한 대칭면에서의 대칭조건<sup>(5)</sup>은 다음과 같다.

$$u = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

$$I(\vec{r}_{sym}, \hat{s}) = I(\vec{r}_{sym}, \hat{s}') \quad \text{for} \quad |\hat{s} \cdot \hat{n}_{sym}| = |\hat{s}' \cdot \hat{n}_{sym}| \quad (15)$$

여기서  $\hat{s}$ 과  $\hat{s}'$ 은 각각 방사 및 입사방향을 의미하고,  $\hat{n}_{sym}$ 은 대칭면에 수직한 단위벡터를 나타낸다.

2.3 열전달율

등온벽면으로의 열전달율을 산정하기 위해 다음의 국소 Nusselt 수들을 정의한다.

$$Nu_i^c = \frac{D_i}{\delta L} \left( -k \frac{\partial T}{\partial n} \right), Nu_o^c = \frac{D_o}{\delta L} \left( -k \frac{\partial T}{\partial n} \right) \quad (16)$$

$$Nu_i^r = \frac{\tau_o D_i}{4N \delta L} \left( \int_{4\pi} I(\hat{s}, \hat{n}_w) d\Omega \right),$$

$$Nu_o^r = \frac{\tau_o D_o}{4N \delta L} \left( \int_{4\pi} I(\hat{s}, \hat{n}_w) d\Omega \right) \quad (17)$$

Table 1 Physical properties used in study.

T <sub>o</sub>	p <sub>o</sub> (×10 <sup>5</sup> )	C <sub>po</sub>	k <sub>o</sub> (×10 <sup>3</sup> )	μ <sub>o</sub> (×10 <sup>7</sup> )	ρ <sub>o</sub>
300	1.013	1007	26.3	184.6	1.1614
600	1.013	1051	46.9	305.8	0.5804

$$Nu_i^T = Nu_i^c + Nu_i^r, Nu_o^T = Nu_o^c + Nu_o^r \quad (18)$$

여기서 n은 벽면으로부터의 수직거리를 의미하며 Nu<sup>c</sup>는 벽면으로의 전도전열량에 의한 국소 Nusselt 수이며, Nu<sup>r</sup>은 벽면으로의 복사전열량에 의한 국소 Nusselt 수이다. 이 둘을 합산한 Nu<sup>T</sup>는 벽면으로의 국소 총전열량을 의미한다. 한편 벽면으로의 평균(average) 전열량을 나타내는 평균 Nusselt 수는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\overline{Nu}_i^c = \frac{D_i}{\delta L} \left( \frac{Q^c}{A} \right), \overline{Nu}_o^c = \frac{D_o}{\delta L} \left( \frac{Q^c}{A} \right) \quad (19)$$

$$\overline{Nu}_i^r = \frac{\tau_o D_i}{4N \delta L} \left( \frac{Q^r}{A} \right), \overline{Nu}_o^r = \frac{\tau_o D_o}{4N \delta L} \left( \frac{Q^r}{A} \right) \quad (20)$$

$$\overline{Nu}^T = \overline{Nu}_i^c + \overline{Nu}_i^r = \overline{Nu}_o^c + \overline{Nu}_o^r \quad (21)$$

정상상태에서는 평균 Nusselt 수  $\overline{Nu}^T$ 가 내부 및 외부원관 각각에 대해 동일하기 때문에 본 연구에서는  $\overline{Nu}_i^T$ 와  $\overline{Nu}_o^T$ 의 구분이 무의미하다.

3. 수치해석

3.1 수치해석 방법

본 연구에서 유동장의 수치해석은, 비직교좌표계 상에서 해석시 압력수정 방정식의 대각우세성이 종속변수가 공변속도(covariant velocity)성분일 때 유지됨에 착안되어 개발된 Karki<sup>(11)</sup>의 압축성 SIMPLER 알고리즘에 입각해 수행되었다. 대류항은 고차의 풍향차분법(upwind scheme)인 QUICK scheme<sup>(12)</sup>을 사용했으며 확산항들에는 종속변수의 선형적 분포를 가정했다. 에너지 방정식의 복사생성항을 계산하기 위해서 수치적으로 Chai 등<sup>(4)</sup>이 제안한 선형화된 복사전달방정식(linearized RTE)을 사용했으며 격자점의 복사강도와 경계면의 복사강도를 연계시키기 위해 계단차분법(step scheme)<sup>(4)</sup>을 사용했다. 일반적인 형상의 계산영역의 경우 제어각도의 경계면이 벽면에 일치하도록 하기가 어려울 뿐만 아니라 때로는 불가능하기도 하다. 이러한 문제의 해결책으로써 본 연구에서는 Chai 등<sup>(4)</sup>이 제안한 방법을 채택하여 내부 제어각도와 같은 방법으로 복사강도의 벽면처리를 한다. 즉 방향가중치의 부호에 따라 벽면으로 들어오는 복사강도와 벽면을 떠나는 복사강도를 구분하여 복사강도의 벽면처리를 한다.

전체 계산영역은 여러단계의 검증을 거쳐 공간적으로는 (N<sub>ξ</sub> × N<sub>η</sub>) = (41×63)개의 비균일 격자계를 채택했고, 전체 입체각 4π는 (N<sub>θ</sub> × N<sub>φ</sub>) = (2×24)개의 균일 격자계를 채택했다. 대표적인 공간 및 각도

제어체적을 Fig. 2 에 도시했다. 한편 유동장 및 복사 전달방정식의 수렴조건은 다음의  $L_2$ -norm 을 사용해 결정했다.

$$\|velocity\|_2 < 10^{-3}, \|T\|_2 < 10^{-4},$$

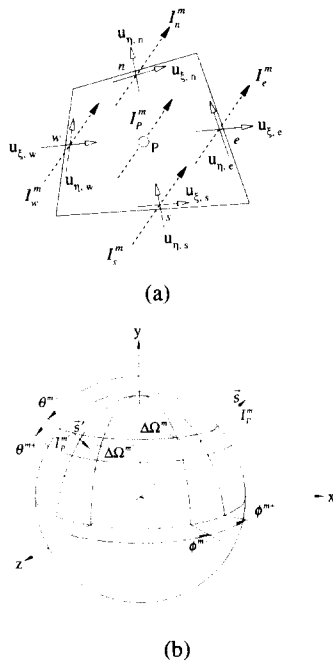


Fig. 2 Representation of the spatial control volume and control angle : (a) staggered grid layout and example of typical radiation direction, (b) angular discretization used in study.

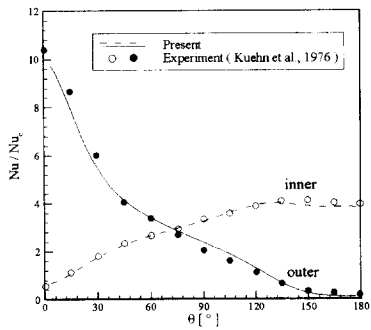


Fig. 3 Normalized local Nusselt number validation around the cylinder for  $e_v / L = 0$  and  $\delta = 0.3$  at  $Ra = 4.8 \times 10^4$ .

$$\text{Max} \left[ \left| \frac{I_p^m - I_p^{m,old}}{I_p^m} \right| \right] < 10^{-6} \quad (22)$$

3.2 수치해의 검증

유동장 수치해의 검증을 위해 우선 동심원관 사이의 환상유로에서 과열비가 0.3 이고 Rayleigh 수가  $4.8 \times 10^4$ 인 경우 Kuehn 과 Goldstein<sup>(6)</sup>의 실험 결과와 비교했다. 이 경우 과열비가 작으므로 복사열전달은 고려되지 않았다. Rayleigh 수가 0 일 경우, 즉 전도만이 존재하는 동심원관에서의 Nusselt 수( $Nu_c$ )로 정규화(normalize) 된 국소 Nusselt 수,  $Nu/Nu_c$  의 분포가 Fig. 3 에 도시되어 있다. 계산된 결과는 그림에서도 알 수 있듯 실험결과와 매우 잘 일치한다. 다음으로 내부원관의 수직위치에 따라  $e_v/L = 0$  과  $-0.623$  및  $0.652$  의 세 경우에 대해 Kuehn 과 Goldstein<sup>(7)</sup>의 측정결과와 계산된 등온선 및 유선 분포와의 비교를 Fig. 4 에 제시했다. 앞에서와 마찬가지로 과열비가 0.3 이므로 복사열전달은 고려하지 않았으며 이를 비교해본 바 본 연구에 사용된 유동장 수치해석기법은 그 타당성이 검증되었다고 사료된다.

복사해석 수치해의 검증을 위해 반무한 동심원관사이의 환상유로의 경우에 대해서 본 연구의 순수 복사검증계산 결과와 기존의 결과를 비교 및 검토했다. 검증계산으로 균질의 순수 흡수-방사매질을 고려했으며 기하학적 대칭면에 대칭조건을 부여해 계산은 실제 물리적 영역의 반쪽 영역만 수행되었다. 각 원통 벽면들은 흑체이며 온도는 0 K(cold)이다. 또한 내부매질은  $T_g$  의 온도로 균일하게 유지되어 있다.  $\kappa = 0.1 \text{ m}^{-1}, 1 \text{ m}^{-1}$  및  $5 \text{ m}^{-1}$  의 세 경우의 흡수계수를 고려했으며 공간 및 각도 격자계는 각각  $\xi$ 와  $\eta$ 방향으로  $15 \times 23$  개의 균일 제어체적과  $\theta$ 와  $\phi$ 방향으로  $2 \times 24$  개의 균일 각도로 나누었다. 반면 DOM<sup>(13)</sup>은 같은 공간 격자계에 대해  $S_0$  종좌와 가중치를 도입했다. 반경방향으로 무차원된 복사열유속을 Dua 와 Cheng<sup>(14)</sup>의 기준해(benchmark solution)와 비교한 것을 Fig. 5 에 도시했다. 본 연구의 계산치와 비교시 FVM 과 DOM 의 두 경우 모두 기준해와 매우 잘 일치한다. 이로써 본 연구에 사용된 복사해석 수치해석기법의 타당성을 검증할 수 있었다.

4. 결과 및 검토

이하 제시된 모든 계산결과에서 유체의 참조 Pr 수는 참조온도 600 K 에서의 유체 물성치로부터 도출된 0.685 로 고정하고 과열비( $\delta$ )는 1 인 경우를 고려하여 Rayleigh 수는  $1.5 \times 10^4$  를 유지한다. 이 경우 각 등온벽면의 실제온도는 저온벽면인 외부

원관의 경우 상온인 300 K ( $T_c$ )이고 고온벽면인 내부원관의 경우 900 K ( $T_H$ )이다. 또한 내부 원관의

수직위치에 따른 영향을 고려하기 위해 수직편심율이 0 인 동심의 경우와 정(正,  $e_v/L = 0.652$ ) 및 부(負,  $e_v/L = -0.623$ )의 편심율의 경우 등 3 가지 기하학적 배치만을 고려한다.

각기 다른 내부원관의 수직 위치에 대하여 환상유로내 전도-복사 계수  $N$ 의 변화에 따른 등온선과 유선의 분포가 Fig. 6에서 Fig. 8에 도시되어 있다. 이 경우 내부매질은 비산란매질( $\omega_0 = 0$ )이며 단지 흡수와 방사만 하는 일정 광학두께( $\tau_0 = 0.3$ )의 순수 흡수-방사 매질이다. 또한 내부 및 외부원관 벽면은 흑체방사를 한다. 차원해석적으로 도입된 계수  $N$ 의 특성에 의해 이 값의 감소는 복사 영향의 증가를 의미하며 이는 수치적으로는 에너지 방정식에서 복사생성항의 증가를 의미한다. 그러므로  $N$ 이 감소함에 따라 복사매질인 내부유체는 더 많은 복사에너지를 흡수하게 되며 이는 매질의 전반적인 온도증가로 나타난다. 일반적으로 내부매질이 복사열의 흡수 및 방사에 관여한다면 매질내의 온도분포는 균일해지려는 경향을 나타내며 내부매질의 존재로 인한 복사에너지의 감쇠효과(attenuation effect)에 의해 고온벽면과 저온벽면간의 복사전열량은 감소되는 현상을 나타낸다. 이러한 현상들은 Fig. 6의 동심원관내 환상유로의 경우 무차원 평균온도 1인 등온선이  $N$ 이 감소할수록 내부원관 하부쪽으로 이동함으로써 검증된다. 이러한 현상에 수반되어 내부 순환유동의 중심역시 하부쪽으로 이동함을 볼 수 있다.

비슷한 현상이 Fig. 7의 정(正)의 편심율의 경우에 나타난다. 원관의 기하학적 배치가 대류운동을 방해하는 정(正)의 편심율의 경우 상대적으로 미약한 대류유동이 원관 하부영역에 존재한다. 이로 인해 Table 2에 제시되었듯이 일정한  $N$ 에 대해 내부원관이 위쪽으로 이동할 때  $\overline{Nu}^T$ 가 감소한다. 또한 Table 2에서 원관의 기하학적 배치와는 관계없이 일정한 편심율에 대해  $N$ 이 감소할수록  $\overline{Nu}^T$ 는 증가한다. 이는 복사효과에 의한 유동강도의 증가로 대류에 의한 열이송이 증가하기 때문이며 특히 정(正)의 편심율의 경우에 그 현상이 현저하게 나타난다. 그러므로 Fig. 7 (e)에 보이듯 내부 순환유동의 중심은 하부로 급격히 이동하고 유동의 크기와 강도 또한 비약적으로 증가하게 된다.

Fig. 8의 경우처럼 내부원관이 부(負)의 방향으로 이동할 때는 동심의 경우와 마찬가지로 전체매질의 온도는 증가하나 내부 순환유동의 중심위치는 별 변화가 없다. 이를 설명하기 위해 일정한  $N$ 에 대해 내부원관의 수직위치에 따른 영향을 살펴보면 내부원관의 위치가 부(負)의 방향으로 이동할 때에

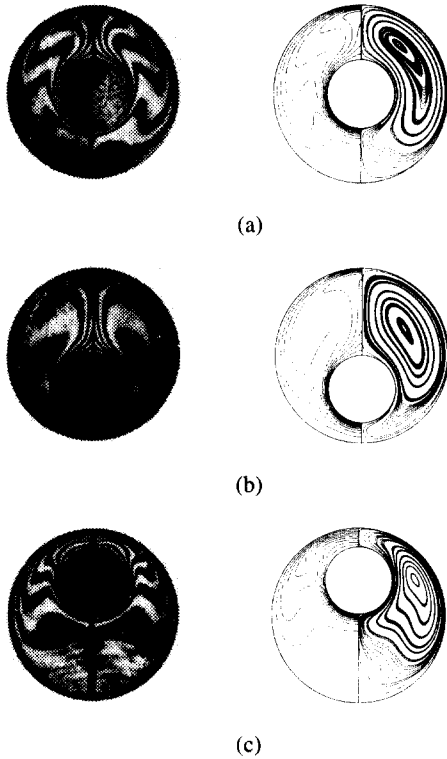


Fig. 4 Comparison of experimental isotherms (Kuehn et al. (1978)) with present calculated isotherms and streamlines for  $\delta = 0.3$  and  $Ra = 4.8 \times 10^4$ : (a)  $e_v/L = 0$ , (b)  $e_v/L = -0.623$  and (c)  $e_v/L = 0.652$ .

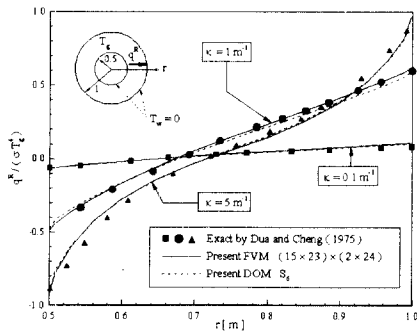
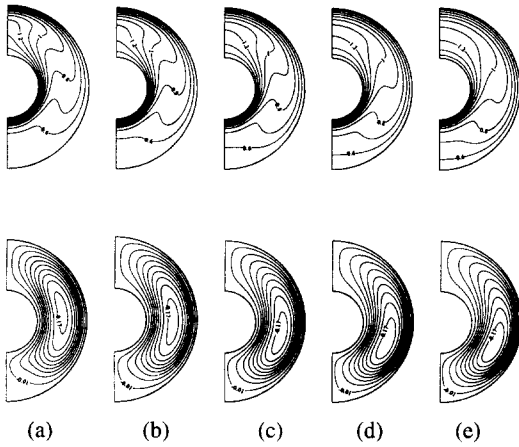


Fig. 5 Validation of dimensionless radial heat flux along radial direction for the isothermal absorbing-emitting medium.



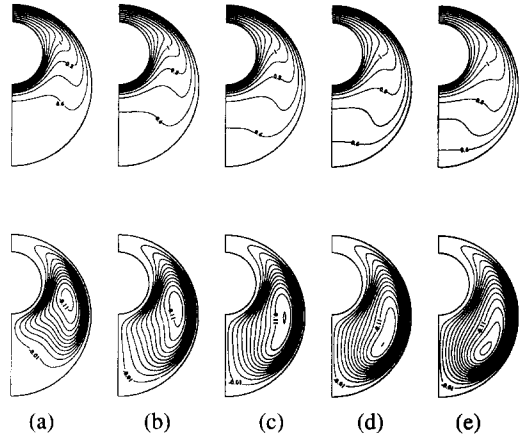
**Fig. 6** Isotherms ( upper,  $\Delta T = 0.1$  ) and streamlines ( lower,  $\Delta \Psi = 0.02$  ) in a concentric annulus ( $e_v / L = 0$  ) for various conduction to radiation parameter  $N$  with  $Ra = 1.5 \times 10^4$ ,  $\delta = 1$ ,  $\tau_0 = 0.3$ ,  $\omega_0 = 0$  and black boundaries : (a) without radiation, (b)  $N = 0.1$ , (c)  $N = 0.05$ , (d)  $N = 0.03$  and (e)  $N = 0.02$ .

부력에 의한 내부 순환유동이 그 크기와 강도가 증가함을 볼 수 있으며 이는 대류에 의한 열이송이 증가함을 의미한다. 대류강도의 증가는 등온선의 역전현상으로도 관측될 수 있으며 일정한  $N$ 에 대해 내부원관이 아래쪽으로 이동할 때 온도의 역전현상은 심화된다. 결론적으로 동심원관내 환상유로에 비해 대류강도가 상대적으로 강한 부의 편심율의 경우 강한 대류열이송의 영향이 존재하고 있고 또한 원통의 기하학적 배치가 내부 순환유동의 중심이 아래쪽으로 이동하는 것을 방해하기 때문에  $N$ 에 따른 내부 순환유동의 중심위치는 별 변화가 없는 것으로 사료된다.

등온벽면으로의 열전달율에 대한 내부원관 위치변화의 영향을 검토하기 위해 Fig. 9에  $N$ 이 0.05인 경우 각 원관 벽면에서의 국소 Nusselt 수 분포를 도시했다. Fig. 9 (a)에 도시된 전도전열량에 의한 국소 Nusselt 수,  $Nu^c$ 의 분포를 보면 내부원관이 위쪽으로 이동할 때 원관 상부에서 중심의 경우의  $Nu^c$  분포로부터 벗어남을 볼 수 있다. 마찬가지로 내부원관을 아래쪽으로 이동시에도 원관 하부에서 비슷한 효과가 나타난다. 이는 순수 자연대류만을 고려한 Kuehn 과 Goldstein<sup>(7)</sup>의 결과와도 정성적으로 잘 부합된다. 그러나 Fig. 9 (b)에 도시된 복사전열량에 의한 국소 Nusselt 수,  $Nu^R$ 의 분

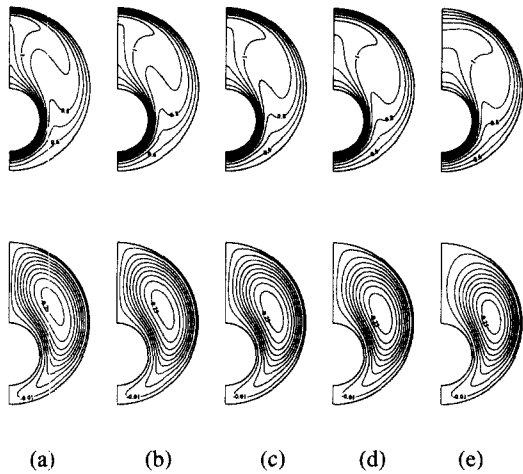
**Table 2** Average total Nusselt number ( $\overline{Nu}^T$ ) values

N	$e_v/L$		
	0.652	0	-0.623
0.1	30.481	30.954	32.197
0.05	30.73	31.094	32.329
0.03	31.06	31.249	32.454
0.02	31.458	31.458	32.508



**Fig. 7** Isotherms ( upper,  $\Delta T = 0.1$  ) and streamlines ( lower,  $\Delta \Psi = 0.01$  ) in an eccentric annulus ( $e_v / L = 0.652$  ) for various conduction to radiation parameter  $N$  with  $Ra = 1.5 \times 10^4$ ,  $\delta = 1$ ,  $\tau_0 = 0.3$ ,  $\omega_0 = 0$  and black boundaries : (a) without radiation, (b)  $N = 0.1$ , (c)  $N = 0.05$ , (d)  $N = 0.03$  and (e)  $N = 0.02$ .

포를 보면 내부원관 벽면에서의  $Nu^R$  분포는 내부원관의 위치에 별 영향을 받지 않으나 외부원관 벽면에서는  $Nu^R$  분포가 내부원관의 위치에 매우 큰 영향을 받고 있다. 이는 내부원관이 위쪽으로 이동시에는 원관 상부의 형상계수(configuration factor) 증가에 기인해 원관 상부에서의  $Nu^R$  값이 표면복사에 의해 동심원관의 경우보다 매우 크게 증가하기 때문이다. 동시에 그와 반대의 현상이 원관 하부에 나타난다. 반면 내부원관이 아래쪽으로 이동시에는 앞서 언급한 현상과는 정반대의 모습을 보인다. 벽면으로의 국소 총전열량,  $Nu^T$ 를 도시한 Fig. 9 (c)에서는 양쪽벽면에서의 국소 총전열량이 대부분 복사 열전달에 의해 지배됨을 나타내고 있으며 외부원관 벽면에서의  $Nu^T$  분포 형상을 볼때 전열량의 대부분이 표면복사에 의해 이루어짐을 알 수 있다. 이러한 경향은 동심원관의 경우에 비해 상대적으로 대류강도가 약한 정의 편심율



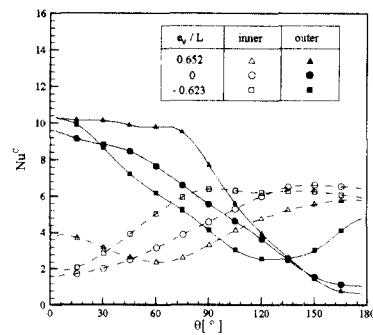
**Fig. 8** Isotherms ( upper,  $\Delta T = 0.1$  ) and streamlines ( lower,  $\Delta \Psi = 0.03$  ) in an eccentric annulus ( $e_v / L = -0.623$ ) for various conduction to radiation parameter  $N$  with  $Ra = 1.5 \times 10^4$ ,  $\delta = 1$ ,  $\tau_o = 0.3$ ,  $\omega_o = 0$  and black boundaries : (a) without radiation, (b)  $N = 0.1$ , (c)  $N = 0.05$ , (d)  $N = 0.03$  and (e)  $N = 0.02$ .

의 경우에 더 현저히 나타난다. 따라서 본 연구와 같이 큰 온도차와 복사매질이 존재하는 시스템의 경우 대류에 의한 열이송만을 고려하고 복사열전달을 무시한다면 총전열량에 의한 벽면열유속 예측은 필연적으로 매우 큰 오차를 내포하게 된다. 그러므로 그와 같은 오차를 저감시키기 위해서는 복사효과의 해석이 필수적으로 요구된다.

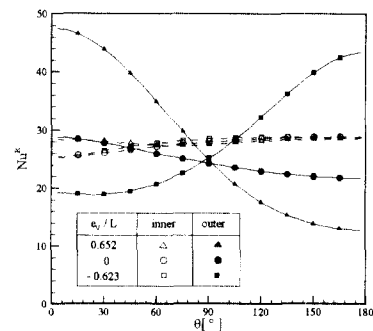
### 5. 결론

회색기체로 채워져 있는 동심 및 편심된 두 수평원판 사이의 환상유로에서 가열된 내부원판에 의해 생성되는 정상(steady), 층류 자연대류유동과 고온의 벽면 및 내부 복사매질에 의한 복사열전달의 상호작용을 고찰하기 위해 관련 매개변수들을 도입해 수치적 계산을 수행한 바 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

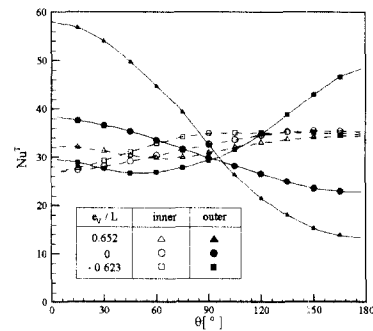
- (1) 동심원판내 환상유로의 경우 전도-복사 계수  $N$ 의 감소에 따라 내부 복사매질은 더 많은 복사에너지를 흡수하게 되어 무차원 평균온도 1의 등온선이 내부원판 하부로 이동한다. 이러한 현상에 수반되어 내부 순환유동의 중심 역시 하부쪽으로 이동한다.
- (2) 복사효과에 의한 유동의 변화는 특히 정의 편



(a)



(b)



(c)

**Fig. 9** The effect of eccentricity on various Nusselt numbers for  $N = 0.05$ ,  $Ra = 1.5 \times 10^4$ ,  $\delta = 1$ ,  $\tau_o = 0.3$ ,  $\omega_o = 0$  and black boundaries : ( a )  $Nu^C$ , ( b )  $Nu^R$  and ( c )  $Nu^T$ .

심율의 경우에 그 현상이 현저하게 나타난다. 이 경우  $N$ 의 감소에 따라 내부 순환유동 중심이 하부로 급격히 이동하며 유동의 크기 및 강도의 증가가 수반된다.

- (3) 내부원판이 부의 방향으로 이동할 때는 동심의 경우와 마찬가지로 전체매질의 온도는 증가



- 하나 강한 대류열이송의 영향과 원통의 기하학적 배치에 따른 내부 순환유동 중심의 이동역제 효과에 의해 내부 순환유동의 중심위치에는 별 변화가 없다.
- (4) 벽면으로의 국소 총전열량  $Nu^T$ 의 분포를 볼 때 전열량의 대부분이 표면복사에 의해 이루어짐을 알 수 있으며 이러한 경향은 정의 편심율의 경우에 더 현저히 나타난다.
- (5) 일정한 편심율에 대해  $N$ 이 감소할수록 총전열량의 평균 Nusselt 수,  $\overline{Nu^T}$ 는 증가하고, 일정한  $N$ 에 대해서는 내부원관이 위쪽으로 이동할 때  $\overline{Nu^T}$ 가 감소한다.

### 참고문헌

- (1) Kim, T. Y. and Baek, S. W., 1991, "Analysis of Combined Conductive and Radiative Heat Transfer in a Two-Dimensional Rectangular Enclosure Using the Discrete Ordinates Method," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 2265~2273
- (2) Han, C. Y. and Baek, S. W., 1995, "Radiative Ignition of Volatile Gases on a Vertical Fuel Plate," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 109, pp. 309~325
- (3) Chui, E. H. and Raithby, G. D., 1993, "Computation of Radiant Heat Transfer on a Nonorthogonal Mesh Using Finite-Volume Method," *Numer. Heat Transfer*, Part B, Vol. 23, pp. 269~288
- (4) Chai, J. C., Lee, H. S. and Patankar, S. V., 1994, "Finite-Volume Method for Radiation Heat Transfer," *J. Thermophysics*, Vol. 8, pp. 419~425
- (5) Kim, M. Y. and Baek, S. W., 1996, "Numerical Analysis of Conduction, Convection and Radiation in a Gradually Expanding Channel," *Numer. Heat Transfer*, Part A, Vol. 29, pp. 725~740
- (6) Kuehn, T. H. and Goldstein, R. J., 1976, "An Experimental and Theoretical Study of Natural Convection in the Annulus Between Horizontal Concentric Cylinders," *J. Fluid Mech.*, Vol. 74, Part 4, pp. 695~719
- (7) Kuehn, T. H. and Goldstein, R. J., 1978, "An Experimental Study of Natural Convection Heat Transfer in Concentric and Eccentric Horizontal Cylindrical Annuli," *J. Heat Transfer*, Vol. 100, pp. 635~640
- (8) Cho, C. H., Chang, K. S. and Park, K. H., 1982, "Numerical Simulation of Natural Convection in Concentric and Eccentric Horizontal Cylindrical Annuli," *J. Heat Transfer*, Vol. 104, pp. 624~630
- (9) Lauriat, G., 1982, "Combined Radiation-Convection in Gray Fluids Enclosed in Vertical Cavities," *J. Heat Transfer*, Vol. 104, pp. 609~615
- (10) Fusegi, T. and Farouk, B., 1989, "Laminar and Turbulent Natural Convection-Radiation Interactions in a Square Enclosure Filled with a Nongray Gas," *Numer. Heat Transfer*, Part A, Vol. 15, pp. 303~322
- (11) Karki, K. C. and Patankar, S. V., 1989, "Pressure Based Calculation Procedure for Viscous Flows at All Speeds in Arbitrary Configurations," *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 9, pp. 1167~1174
- (12) Thakur, S. and Shyy, W., 1993, "Some Implementational Issues of Convection Schemes for Finite-Volume Formulations," *Numer. Heat Transfer*, Part B, Vol. 24, pp. 31~55
- (13) Liu, J., Shang, H. M., Chen, Y. S. and Wang, T. S., 1997, "Prediction of Radiative Transfer in General Body-Fitted Coordinates," *Numer. Heat Transfer*, Part B, Vol. 31, pp. 423~439
- (14) Dua, S. S. and Cheng, P., 1975, "Multi-Dimensional Radiative Transfer in Non-isothermal Cylindrical Media with Non-isothermal Bounding Walls," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 245~259