

변압기를 모델링한 두 개의 동심 원형 실린더 내에서 난류 자연대류의 수치해석

Numerical analysis of turbulent natural convection in a cylindrical transformer enclosure

오 건 제*, 하 수 석**
K. J. Oh, S. S. Ha

Key words: Transformer model(변압기 모델), Turbulent natural convection(난류자연대류), Numerical analysis (수치해석), Low-Reynolds number $k-\epsilon$ model(저레이놀즈형 $k-\epsilon$ 모델)

ABSTRACT

Numerical calculations of turbulent natural convection in an enclosure of the 20 kVA oil-immersed transformer model are presented. The transformer is modelled as two concentric cylinders with different heights and diameters. The thermal boundary layers are well represented in the temperature distributions along the wall of the transformer model. The flow stratification between the hot and cold walls can not be seen in the transformer model. The turbulence eddy viscosity has its maximum at the center of the core and its maximum values at the top of the core are larger than those at the bottom of the core.

1. 서 론

변압기(transformer)라는 것은 전자세력을 매개로 하여, 전자유도작용에 의하여 한편의 권선에 공급한 교류전기세력을 다른 편 권선에 주파수의 교류전기세력으로 변환하는 일종의 정지유도장치(static induction instrument)를 말한다.⁽¹⁾ 구조를 살펴보면, 자기회로를 만드는 철심과 전기회로를 만드는 1,2차 권선이 내부에 존재하며 그 주위를 전기적 절연과 냉각작용을 목적으로 하는

변압기유(transformer oil)가 있고 외부에는 외함으로 둘러싸여 있다. 이러한 변압기를 운전할 때 권선의 전기저항 때문에 전류를 흘려주면 주 열(Joule's heat)에 의한 열이 발생하고 또한 철심에도 교번자속이 통하기 때문에 철손에 의한 열이 발생한다. 이와 같은 열 발생에 의한 변압기 내부의 온도 상승은 변압기의 안전 운전을 위해서 일정한 한도로 억제하여야 하며, 이를 위해서 변압기의 냉각작용은 매우 중요하다. 변압기의 냉각작용은 주로 변압기유의 자연대류에 의한 열 전달로 이루어지며, 만약 냉각작용이 불충분하여, 변압기의 온도가 상승할 경우에는 변압기의 절연물이 열에 의해서 점차로 열화하고, 이상

* 정회원, 경남대학교 기계공학과

** 경남대학교 대학원

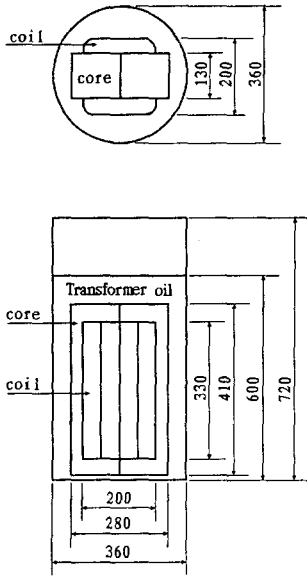


Fig. 1 A Sectional drawing of the 20 kVA oil-immersed transformer.

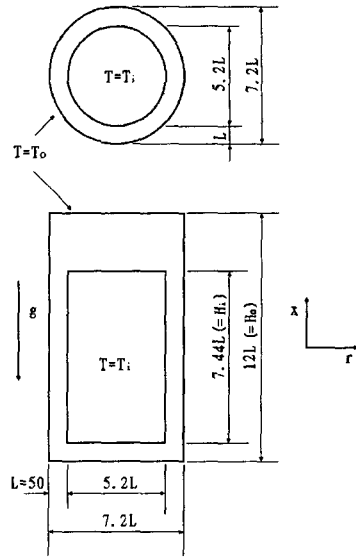


Fig. 2 A Computational model of the transformer.

전압 또는 외부 단락 등에 의한 전기적, 기계적 스트레스를 받아서 파괴되고 수명을 다하게 된다. 그러므로 변압기유의 냉각작용은 변압기의 성능에 매우 중요한 역할을 한다. 지금까지 이러한 냉각작용의 해석은 주로 실험에만 의존해 왔으며, 변압기 설계에 필요한 변압기유의 양, 변압기 내부온도의 예측이 주로 경험적으로 이루어져 왔다. 이것은 자연대류에 의한 열전달 현상이 일부 특수한 경우를 제외하고는 완전히 해석되어 있지 않고, 지금까지 응용 분야보다는 기초적인 연구에 중점이 두어졌기 때문으로 생각한다. 따라서, 본 연구에서는 변압기 내부의 냉각작용을 예측하기 위한 기초 연구로서, 변압기유의 자연대류에 의한 열전달 현상을 수치적으로 해석하고자 한다. 수치해석 모델로 현재 사용량으로 널리 쓰이고 있는 20 kVA 단상의철형 유입자냉식 변압기를 택하였으며, 변압기 내의 코일(coil)과 코어(core)부분을 원통형 실린더로 가정하여 변압기 내부 공간을 모델화하였다. 실제 변압기의 작동 Rayleigh 수는 약 10^8 전후이며 본 연구에서는 $10^8 < Ra < 10^9$ 에 대한 난류 자연대류를 수치해석 하였다. 또한 수치해석방법과 난류모델을 검증하기 위해서, 기존의 실험 자료가 있는 직사

각형 공동 내의 난류자연대류에 대하여 계산하여 실험결과와 비교하였다. 본 연구는 변압기내의 난류 자연대류 해석에 관한 기초적인 연구로 지금까지 실험적으로 행해져 왔던 변압기 내부의 열전달 현상을 연구하는데 큰 도움이 되리라 생각한다.

2. 지배 방정식 및 경계조건

2.1 변압기의 모델화(수치해석 모델)

본 연구에서 해석 모델로 택한 20 kVA 단상의 철형 유입자냉식 변압기의 형상과 주요 치수를 Fig. 1에 나타내었다.⁽²⁾ 외형은 원통형이며 내부에 권선(coil)과 철심으로 이루어진 코어(core)부가 있다. 본 해석에서는 복잡한 형상의 코어부를 단순한 내부 원통형 실린더로 가정하였다. 내부 실린더 반경은 단면부의 수력반경(hydraulic radius)이 실제 변압기 단면부의 수력반경과 같은 값을 가지도록 정하였고, 높이는 코어부의 체적과 내부실린더의 체적이 같은 값을 갖도록 정하였다. 이렇게 가정된 변압기의 수치해석 모델을 Fig. 2에 나타내었다. Fig. 2에 나타낸 바와 같이

내부 및 외부실린더의 반경차이를 기준길이 (reference length)로 하였다. 또한 실제 변압기에서는 코어부 및 외함의 온도가 일정하게 유지되지 않지만, 외함 및 코어에서의 온도변화가 크지 않으므로 내부 및 외부의 원통형 실린더의 온도가 일정한 온도로 유지된다고 가정하였다.

2.2 지배방정식

변압기유를 뉴우톤 유체로 가정하면 지배방정식은 연속방정식, Navier-Stokes 방정식, 에너지 방정식, 난류운동에너지방정식, 난류운동에너지소산율방정식으로 나타난다. 또 유체의 밀도를 Boussinesq근사를 도입하여 가정하고, Fig. 2에 표시된 원통좌표계 (x,r)에 대한 속도 (u,v), 온도 T, 압력 P, 난류에너지 k, 난류에너지소산율 ε를 기준길이 L, 유체의 밀도 ρ, 유체의 동점성계수 ν를 이용하여 다음과 같이 무차원화하면,

$$x^* = \frac{x}{L}, \quad r^* = \frac{r}{L}, \quad u^* = \frac{uL}{\nu}, \quad v^* = \frac{vL}{\nu}$$

$$P^* = \frac{L^2 \cdot P}{\rho \cdot \nu^2}, \quad T^* = \frac{T - T_m}{T_i - T_o} \quad \left(T_m = \frac{T_i + T_o}{2} \right)$$

$$k^* = \frac{L^2 \cdot k}{\nu^2}, \quad \epsilon^* = \frac{L^4 \cdot \epsilon}{\nu^3}, \quad \nu_i^* = \frac{\nu_i}{\nu} \quad (1)$$

변압기유의 자연대류에 관한 지배방정식은 다음과 같이된다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(u^2) + \frac{\partial}{\partial r}(uv) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}[(1 + \nu_i) \frac{\partial u}{\partial x}]$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(1 + \nu_i)r \frac{\partial u}{\partial r}] + Gr \cdot T + S_u \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(uv) + \frac{\partial}{\partial r}(v^2) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}[(1 + \nu_i) \frac{\partial v}{\partial x}]$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(1 + \nu_i)r \frac{\partial v}{\partial r}] - (1 + \nu_i) \frac{v}{r^2} + S_v \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(uT) + \frac{\partial}{\partial r}(vT) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{1}{Pr} + \frac{\nu_i}{\sigma_i} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right]$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{1}{Pr} + \frac{\nu_i}{\sigma_i} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right] \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(ku) + \frac{\partial}{\partial r}(kv) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(1 + \frac{\nu_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right]$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(1 + \frac{\nu_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + S_k \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\epsilon u) + \frac{\partial}{\partial r}(\epsilon v) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(1 + \frac{\nu_i}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right]$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(1 + \frac{\nu_i}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + S_\epsilon \quad (7)$$

여기서

$$\nu_i = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (8)$$

$$S_u = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_i \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \nu_i \frac{\partial v}{\partial r} \right) \quad (9)$$

$$S_v = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_i \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \nu_i \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \nu_i \frac{v}{r^2} \quad (10)$$

$$S_k = P_k - \epsilon - Gr \left(\frac{\nu_i}{\sigma_i} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (11)$$

$$S_\epsilon = \frac{\epsilon}{k} \left(f_{1c} P_k - c_{3\epsilon} Gr \left(\frac{\nu_i}{\sigma_i} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - f_{2c} c_{2\epsilon} \epsilon \right) \quad (12)$$

$$P_k = \nu_i \left[2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (13)$$

$$P = P + \rho g x \quad (14)$$

$$Gr = \frac{g \beta (T_i - T_o) L^3}{\nu^2} \quad (15)$$

이고, 편의상 무차원수를 나타내는 상첨자 *를 생략하였으며, β는 유체의 체적팽창계수, Pr은

Prandtl수를 나타낸다. 또한 Gr은 Grashof수를 나타내고, 자연대류에서 중요한 변수의 하나로 취급되는 Rayleigh수는 다음과 같이 표시된다.

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g\beta(T_i - T_o)L^3}{\nu\alpha} \quad (16)$$

여기서 각 난류 상수의 값은

$$\begin{aligned} \sigma_k &= 1.0 & \sigma_\varepsilon &= 1.3 & \sigma_t &= 0.9 & c_\mu &= 0.09 \\ c_{1\varepsilon} &= 1.44 & c_{2\varepsilon} &= 1.92 & c_{3\varepsilon} &= 1.44 \end{aligned} \quad (17)$$

으로 주어진다.

본 연구와 같은 형상에서는 벽의 존재 때문에 속도구배와 점성효과가 매우 큰 층이 존재하므로 벽함수보다는 벽감쇄함수를 이용한다. 따라서 본 연구에서는 Davidson모델⁽³⁾을 사용하였다.

$$f_\mu = \exp\left[-\frac{3.4}{\left(1 + \frac{Re_t}{50}\right)^2}\right], \quad f_1 = 1 + \left(\frac{0.14}{f_\mu}\right)^3 \quad (18)$$

$$f_2 = [1 - 0.27 \exp(-Re_t^2)][1 - \exp(-Re_n)] \quad (19)$$

$$Re_t = \frac{k^2}{\nu\varepsilon}, \quad Re_n = \frac{n\sqrt{k}}{\nu} \quad (20)$$

여기서 n은 가장 가까운 벽으로부터의 수직거리이다.

2.3 경계조건

외부실린더 및 내부실린더의 온도를 각각 T_o , T_i 로 일정하게 두었으며, 속도는 벽에서 점착조건(non-slip condition, $u=v=0$)을 사용하였다. 또한 Davidson의 저 레이놀즈 모델에 대해 난류 운동에너지와 소산율의 경계 조건은 Davidson이 제시한 다음과 같은 벽면 경계조건을 사용하였다.

$$k = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0 \quad (21)$$

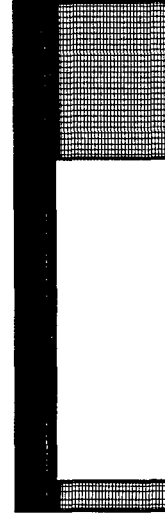


Fig. 3 Grid illustration of the present computation.

3. 수치해석방법

3.1 격자계

Fig. 2에 나타나 있는 두 개의 동심 원형실린더 사이의 계산영역에 대하여 격자계를 형성하였다. 온도와 속도가 급격히 변하는 벽면 부근에서는 조밀하게 격자를 분포시켰다. 격자수의 영향을 살펴보기 위해서 $(x, r) = (402, 270), (340, 228)$ 로 주어진 두 개의 격자계를 사용하여 계산하였다. 격자수 $(340, 228)$ 에 대한 계략적인 격자계의 형상을 Fig. 3에 나타내었다.

3.2 지배방정식의 수치해석

지배방정식을 수치해석하기 위해서 검사체적(control volume)에 기초한 유한체적법(finite volume method)을 사용하였다.⁽⁴⁾ 대류항의 처리는 hybrid수치 기법을 이용하였고,⁽⁴⁾ 압력항은 SIMPLE 방법을 사용하여 계산하였다. 이산화방정식의 해는 TDMA(Tri-Diagonal Matrix Algorithm)를 이용한 line by line 방법을 사용하였다. 수렴조건은 이산화방정식의 잔사량(residual)의 값으로 정하였으며 최대값의 1%내

에서 수렴을 판정하였다.

4. 계산결과 및 검토

4.1 형상비가 5인 밀폐공간내에서의 난류자연대류

본 연구에서 사용된 수치해석방법은 중형비가 다른 두 개의 동심 원형실린더 내부의 층류자연대류에 대하여는 이미 타당성을 검증하였다.⁽⁵⁻⁶⁾

본 연구에서는 난류자연대류 해석에 관한 타당성을 검증하기 위해서 Cheesewright 등⁽⁷⁾에 의해 실험된 사각형 형상의 밀폐공간 내에서의 난류자연대류를 해석하여 실험결과와 계산결과를 비교하였다.

Cheesewright 등은 2차원 부력 공동 유동 (buoyant cavity flow)에 대하여 공기를 사용하여 실험하였다. Fig. 4에 보인 바와 같이 가로 세로 형상비가 5이고 상하면이 단열되었으며, 높이를 기준으로한 Ra수는 5×10^{10} 이다.

Fig. 5에 높이(y)에 따른 밀폐공간 중간부 ($x=L/2$)의 온도분포를 나타내었다. 수치해석 결

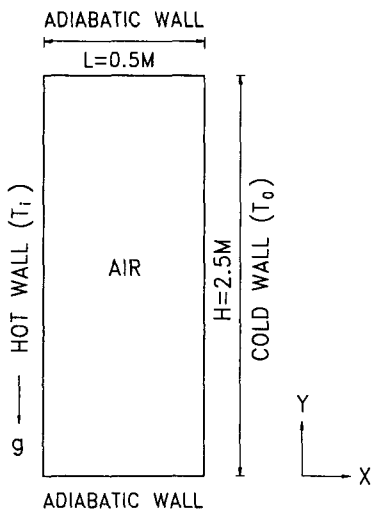


Fig. 4 A cavity model tested by Cheesewright. et al.⁽⁷⁾

과는 실험결과와 비교적 잘 일치하고 있다. 그러나 위로 올라 갈수록 실험값들이 수치계산된 값보다 작은 값을 나타내고 있다. 윗부분에서 실험결과와 계산결과가 차이가 나는 것은 Davidson의 결과⁽³⁾에서도 지적 되었듯이 단열 벽면에 의한 열손실의 영향이다. 즉 실험에서는 벽면의 단열이 완벽하지 못하기 때문에 열손실이 발생하며 이러한 열손실로 인하여 계산결과 보다 온도가 작게 나타나는 것으로 생각할 수 있다.

Fig. 6에 중간높이($y=H/2$)에서 x 방향을 따른

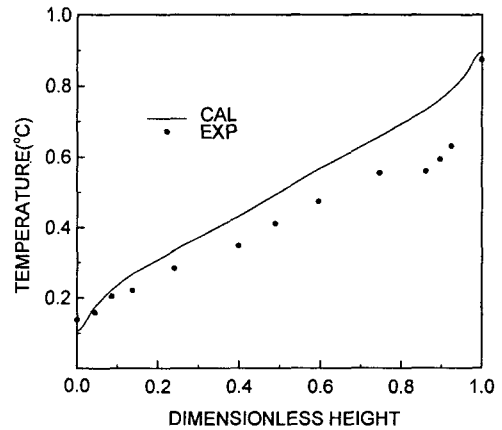


Fig. 5 Comparison of temperature profiles at the middle section of $x=25$ cm in a cavity.

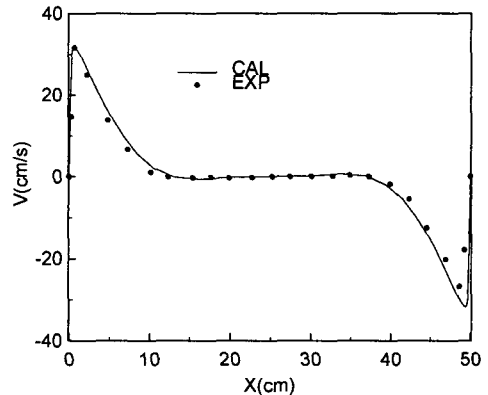


Fig. 6 Comparison of velocity profiles at the middle height of $y=1.25$ m in a cavity.

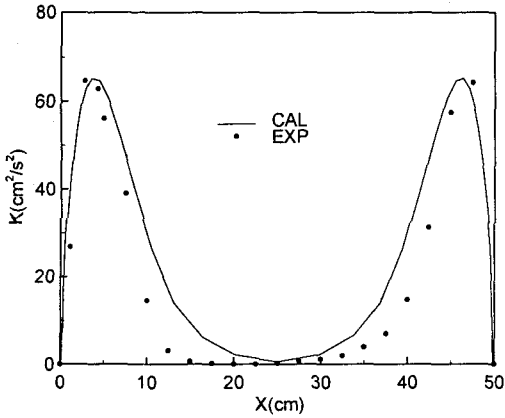


Fig. 7 Comparison of turbulence kinetic energy profiles at the middle height of $y=1.25$ m in a cavity.

수직방향 속도성분의 분포를 나타내었다. 벽면에서 속도의 급격한 변화가 일어나지만, 중앙 코아부에서는 수직방향의 속도성분이 거의 존재하지 않고 안정화된 상태를 나타내고 있다. 중앙 코아부에서 수직방향의 유동이 존재하지 않는 것은 Fig. 5에 나타난 바와 같이 온도가 위로 갈수록 증가하는 안정적인 성층화를 이루기 때문이다. 계산결과와 실험결과를 비교하면 서로 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 7에 중간높이($y=H/2$)에서 x 방향을 따른 난류운동에너지의 분포를 나타내었다. 계산결과는 실험결과와 잘 일치하고 있으며, 벽면 근처에서 최대값을 보이고 중앙 코아부에서는 거의 난류운동에너지가 생성되지 않음을 알 수 있다. 난류운동에너지의 분포는 속도변화와 관계가 있으며 속도의 변화가 급격히 일어나는 벽면근처에서 큰값을 나타내고 거의 유동이 존재하지 않는 코아부에서는 거의 생성이 되지 않음을 알 수 있다.

위에서 살펴본 바와 같이 사각형 밀폐공간 내의 난류자연대류에 대한 계산결과는 실험결과와 잘 일치하고 있으며, 난류자연대류 해석에 대한 수치해석방법의 타당성을 어느정도 확인할 수 있었다.

4.2 변압기 모델

우선 격자수의 영향을 보기 위해서 $(x,r)=$

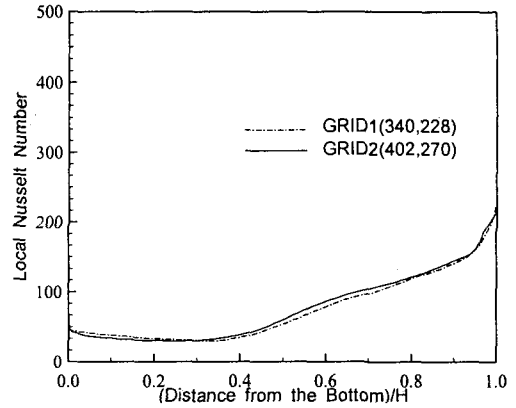


Fig. 8 Grid size effect on finite difference solution for local Nusselt number along the side wall of the inner cylinder at $Ra=10^8$.

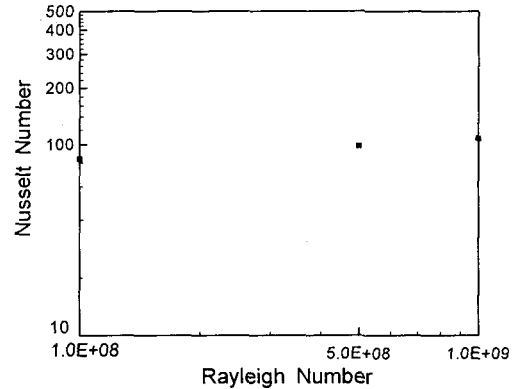
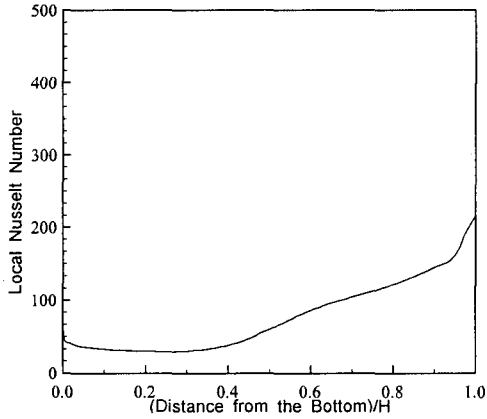
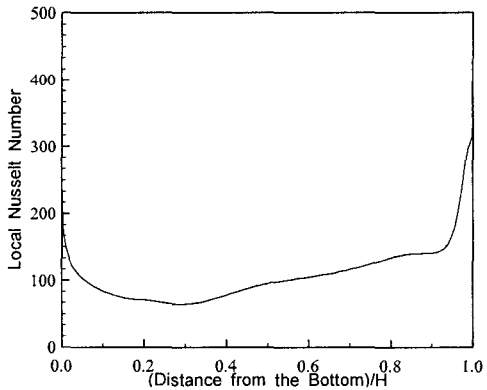


Fig. 9 Variation of the average inner cylinder Nusselt numbers for different Rayleigh numbers of the transformer model.

(402, 270), (340, 228) 로 주어진 두 개의 격자계에 의한 계산결과를 비교하였다. Fig. 8에 두 개의 격자계를 사용하여 계산한 $Ra=10^8$ 에 대한 내부실린더 벽면에서의 국소 Nusselt 수를 나타내었다. 그림에 나타난 바와 같이 두 개의 계산결과는 큰 차이를 보이지 않고 있다. 주어진 두 개의 격자계의 경우 계산결과에 대한 격자수의 영향은 크지 않으며 격자수는 충분함을 알 수 있었다. 다음의 결과는 $(x, r)=(402, 270)$ 를 사용한 계



(a) $Ra = 10^8$



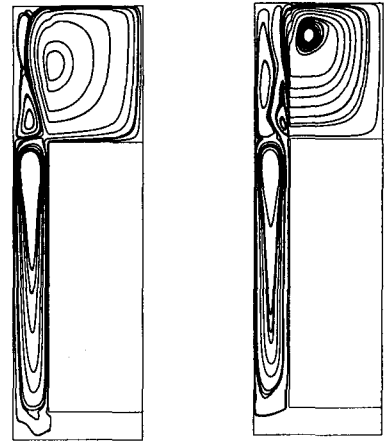
(b) $Ra = 10^9$

Fig. 10 Variation of the local Nusselt numbers along the side wall of the inner cylinder in the transformer model. (H; Cylinder height)

산결과를 나타낸 것이다.

Fig. 9에 Rayleigh수와 계산결과로부터 예측된 내부실린더의 평균 Nusselt수의 관계를 대수적으로 나타내었다. 일반적인 자연대류의 열전달 특성과 마찬가지로 Rayleigh 수가 증가하면서 평균 Nusselt 수가 증가하고 있으며, 대수적으로 보면 거의 선형적인 변화를 보여주고 있음을 알 수 있다.

변압기 모델을 보면 내부 실린더의 외측벽면



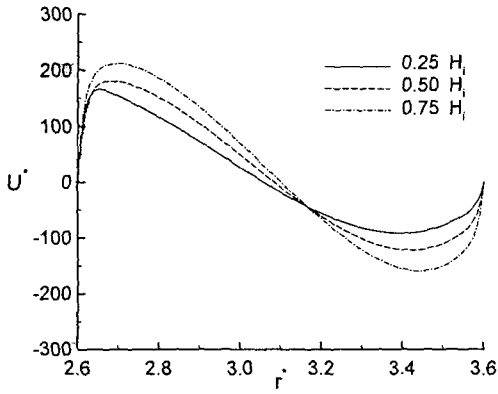
(a) $Ra = 10^8$

(b) $Ra = 10^9$

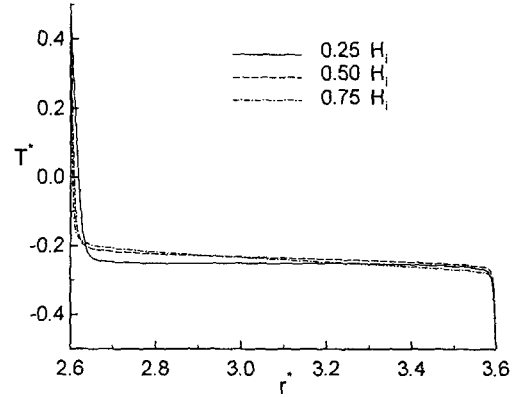
Fig. 11 Streamtraces of the flow field in the transformer model.

(side wall)의 면적이 아래, 위 벽면(top and bottom wall)의 면적에 비해서 약 10배 정도 되므로 열전달이 주로 외측 벽면을 통해서 일어난다는 것을 알 수 있다. Fig. 10에 외측 벽면의 열전달 특성을 보기 위하여 높이 방향을 따른 국소 Nusselt수의 분포를 나타내었다. 국소 Nusselt수의 변화는 $Ra=10^8, 10^9$ 에서 비슷한 변화를 나타내고 있다. 아래, 위의 모서리 부근에서 급격한 변화를 보여주면서 전체적으로 보면 윗부분으로 갈수록 약간 증가하는 경향을 나타내고 있다. Nusselt 수가 증가하는 것은 대류효과가 커지고 있음을 의미하며 따라서 위로 갈수록 대류에 의한 속도의 크기가 증가함을 알 수 있다.

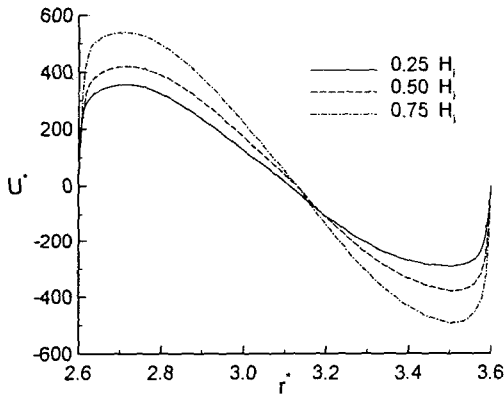
Fig. 11은 변압기 모델 내부의 유동형태를 나타내는 유선을 보여준다. 먼저 전체적으로 여러 개의 재순환유동이 존재함을 알 수 있다. $Ra=10^8$ 의 경우를 보면 내부 실린더의 벽면을 따라 올라간 유체가 내부 실린더와 외부 실린더 사이 옆부분의 공간에서 재순환 유동을 형성 하면서 외부 실린더 벽면 부분으로 내려오고 있다. 또한 윗부분의 공간에서는 아랫면과 윗면의 온도차에 의한 2개의 재순환유동이 나타나고 있다. 실린더 외측 벽면의 유동이 실린더 윗부분의 유동과 분



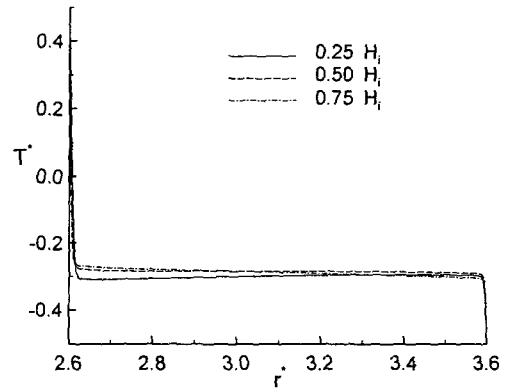
(a) $Ra = 10^8$



(a) $Ra = 10^8$



(b) $Ra = 10^9$



(b) $Ra = 10^9$

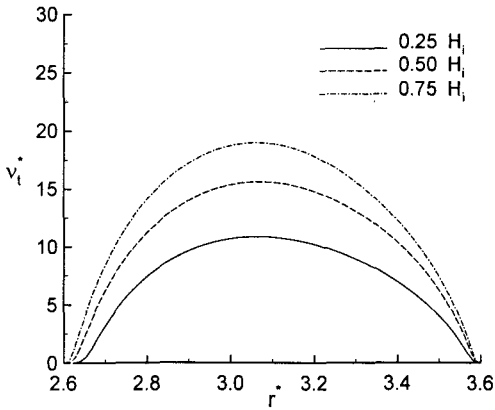
Fig. 12 Velocity distributions across the vertical gap between the outer and inner cylinders in the transformer model.

Fig. 13 Temperature distributions across the vertical gap between the outer and inner cylinders in the transformer model.

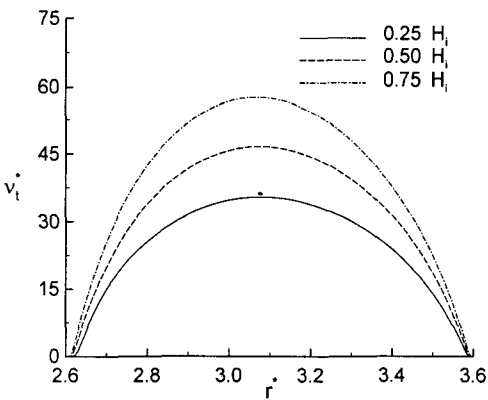
리되어서 독립적인 재순환유동을 형성하므로 실린더 윗부분의 유동이 외측 벽면 주위의 유동에 큰 영향을 미치지 않음을 알 수 있다. $Ra=10^9$ 의 경우 옆부분의 공간에서는 $Ra=10^8$ 와 큰 차이를 보이지 않지만 윗쪽 공간 외측 벽면에 형성되는 재순환유동이 2개의 재순환유동으로 분리되고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 12에 내부 실린더와 외부 실린더 사이에서 수직방향 속도성분의 분포를 나타내었다.

수직방향 속도성분을 보면 사각 밀폐공간 내의 난류 자연대류에서 흔히 볼 수 있는 유동특성과 다른 특성을 나타내고 있다. 즉 중앙에서 보면 수직 속도성분의 값이 거의 영이 되고 수직방향의 유동이 안정화되는 코어영역이 나타나지 않고 큰 속도구배를 가지고 있다. 이러한 현상은 양쪽 벽면에서 생기는 속도경계층이 중간부분에서 합쳐지기 때문이며 중형비가 큰 사각 밀폐공간 내의 난류 자연대류에서도 볼 수 있다. 즉 일반적인



(a) $Ra = 10^8$



(b) $Ra = 10^9$

Fig. 14 Turbulence eddy viscosity distributions across the vertical gap between the outer and inner cylinders in the transformer model.

경우 속도경계층이 양쪽 벽면에서 발달하고 중간에서는 성층화된 코아 영역이 존재하지만 종횡비가 매우 커지고 Rayleigh 수가 크게 증가하는 경우 양쪽 벽면의 경계층이 중간에서 합쳐지면서 코아영역이 없어지게 된다⁽⁸⁾. 따라서 내부 실린더와 외부 실린더 사이 공간의 유동특성은 종횡비가 매우 큰 사각 밀폐공간 내의 유동형태와 비슷함을 알 수 있다. 한편 수직방향 속도의 크기를

보면 윗부분으로 갈수록 증가하는 데 이는 공간 윗부분에 존재하는 재순환유동의 중심으로 가면서 속도가 증가하기 때문이다.

Fig. 13에 내부 실린더와 외부 실린더사이에서의 온도변화를 나타내었다. 대류작용에 의해서 등온선이 벽면을 따라 붙으면서 벽면 근처에서 열경계층이 형성되고 있음을 볼 수 있다. 내부 실린더의 높이에 따른 온도분포의 특성은 거의 일정하며 벽면 부근의 열 경계층 내에서 급격한 온도변화가 일어난다. 또한 열경계층을 벗어난 영역에서는 높이 방향을 따른 온도의 변화가 거의 존재하지 않고 비슷한 분포를 나타내고 있다. 이는 중앙부에서 성층화된 코아 영역이 존재하지 않기 때문이다.

Fig. 14에 내부실린더와 외부실린더 사이에서 난류점성계수의 분포를 나타내었다. $Ra=10^9$ 의 경우 $Ra=10^8$ 에 비하여 큰 값을 나타내고 있다. 또한 공간 내의 난류점성계수의 변화를 보면 중앙부분에서 최대값을 나타내고 위로 갈수록 증가하고 있다. 중앙부분에서 최대값을 나타내는 것은 벽면 근처에서 최대값을 가지는 일반적인 밀폐공간 내의 특성과 다르며 이는 공간내의 속도분포와 관계가 있다. 유동의 코아영역이 존재하는 경우 벽면 근처에서 속도의 급격한 변화가 일어나고 중앙에서는 유동이 안정화 되기 때문에 난류점성계수가 벽면근처에서 많이 생성되지만 Fig. 12에서와 같이 양쪽 벽면에서 발달한 경계층이 합쳐지면서 코아부분이 없어지면 중앙부분에도 속도의 변화가 존재하게 되고 난류점성계수는 중앙에서 최대값을 가진다. 이러한 특성은 앞에서 언급 하였듯이 종횡비가 매우 큰 밀폐공간 내의 난류 자연대류에서 볼 수 있다⁽⁸⁾. 한편 윗부분으로 가면서 난류점성계수가 증가하는 것은 대류에 의한 속도의 크기가 증가하기 때문으로 생각된다.

5. 결론

본 연구에서는 변압기 형상을 모델링한 두 개의 동심원형사이에 존재하는 밀폐공간내의 난류 자연대류를 해석하였으며 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) 수치해석방법의 검증은 위해서 가로 세로 형상비가 5이고 상하면이 단열되었으며 왼쪽 수직

벽이 고온, 오른쪽 수직벽은 저온인 경우에 대하여 계산하였다. 계산결과 속도분포, 온도분포, 난류에너지 분포등의 실험값과 잘 일치하였으며 난류 자연대류에 관한 수치해석의 타당성을 확인할 수 있었다.

(2) 변압기 모델 내부의 유동형태를 보면 내부 실린더 외측 벽면의 유동이 실린더 윗부분의 유동과 분리 되어서 독립적인 재순환유동을 형성하므로 실린더 윗부분의 유동이 외측 벽면 주위의 유동에 큰 영향을 미치지 않음을 알 수 있었다.

(3) 변압기 모델 내부 실린더와 외부 실린더 사이에서 유동특성을 보면 유동이 안정화되고 성층화되는 코아영역이 존재하지 않음을 알 수 있었다. 이러한 특성은 종횡비가 매우 큰 사각형 밀폐공간에서 나타나는 현상으로 양쪽 벽면의 경계층이 중간에서 합쳐지기 때문으로 생각된다. 성층화된 코아영역이 없기 때문에 난류점성계수는 중앙부분에서 최대값을 가지며, 벽면 부근의 열경계층을 벗어난 영역에서 높이 방향을 따르는 온도의 변화가 거의 없이 일정한 분포를 나타내었다.

후 기

이 논문은 1997년 한국학술진흥재단의 공모과제 연구비에 의하여 연구되었음.

참고문헌

1. 박민호, 1990, 유도기기, 동명사, pp. 201-214.
2. 오무송, 정수복, 1985, 전기기기설계, 형설출판사 pp. 44-53.
3. Davidson, L, 1990, Calculation of the turbulent buoyancy-driven flow in a rectangular cavity using an efficient solver and two different low Reynolds number $k-\epsilon$ turbulence models, Numerical Heat transfer, Vol. 18, part A, pp. 129-147.
4. Patankar, S.V, 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York, pp. 79-138.
5. Sparrow, E.M., and Charmchi, M., 1983, Natural convection experiments in an enclosure between eccentric or concentric vertical cylinders of different heights and diameters, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 26, No. 1, pp. 133-143.
6. 오건제, 하수석, 1997, 크기가 다른 두 개의 중심 원형 실린더 내에서 층류 자연대류의 수치해석, 경남대학교 공업기술연구소 연구논문집, 제14집, 제2호, pp. 67-75.
7. Cheesewright, R., King, K.J., and Ziai, S. 1986, Experimental data of the validation of computer codes for the prediction of two dimensional buoyant cavity flow, Significant Questions in Buoyancy Affected Enclosure or Cavity Flows, ed: Humphrey, J.A.C., et al., New York, ASME pp. 75-81.
8. Henkes, R.A.W.M., Van Der Vlugt, F.F., and Hoogendoorn, C.J., 1991, Natural convection flow in a square cavity calculated with low-Reynolds-number turbulence models, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 34, No. 2, pp. 377-388.