

열원이 있는 삼각형 풀의 높은 Ra수 자연대류

김 종 태,^{*1} 박 래 준,² 김 환 열,² 홍 성 완,² 송 진 호,² 김 상 백²

HIGH Ra NUMBER NATURAL CONVECTION IN A TRIANGULAR POOL WITH A HEAT GENERATION

Jongtae Kim,^{*1} Rae-Joon Park,² Hwan-Yeol Kim,² Seong-Wan Hong,² Jin Ho Song,² and Sang-Baik Kim²

A fluid in an enclosure can be heated by electric heating, chemical reaction, or fission heat. In order to remove the volumetric heat of the fluid, the walls surrounding the enclosure must be cooled. In this case, a natural convection occurs in the pool of the fluid, and it has a dominant role in heat transfer to the surrounding walls. It can augment the heat transfer rates tens to hundreds times larger than conductive heat transfer. The heat transfer by a natural convection in a regular shape such as a square cavity or semi-circular pool has been studied experimentally and numerically for many years. A pool of an inverted triangular shape with 10 degree inclined bottom walls has a good cooling performance because of enhanced boiling critical heat flux (CHF) compared to horizontal downward surface. The coolability of the pool is determined by comparing the thermal load from the pool and the maximum heat flux removable by cooling mechanism such as radiative or boiling heat transfer on the pool boundaries. In order to evaluate the pool coolability, it is important to correctly expect the thermal load by a natural convection heat transfer of the pool. In this study, turbulence models with modifications for buoyancy effect were validated for unsteady natural convections by volumetric heating. And natural convection in the triangular pool was evaluated by using the models.

Key Words : 자연대류(Natural Convection), 체적 열발생(Volumetric Heat Generation), 삼각형 풀(Triangular Pool), 비정상(Unsteady), 냉각성능(Coolability), Ra수(Rayleigh Number), Nu수(Nusselt Number)

1. 서 론

밀폐된 공간 내 유체의 자연대류는 열전달 측면에서 매우 중요한 역할을 한다. 자연대류는 벽면의 온도차가 있는 경우, 그리고 유체에서 발생하는 열에 의하여 형성된다. 두 수직벽에 온도차가 있는 경우에는 고온 벽을 따라 상승한 유체가 저온벽을 따라 냉각되면서 하강하는 큰 회전유동 형태의 자연대류가 발생하며 하부 벽면이 상부 벽면에 비해 온도가 높은 경우에는 버나드 셀(Bernard cell) 형태의 여러 개의 엇갈려 회전하는 유동이 발생한다. 이와 같이 벽면의 온도차에 의해

만들어지는 자연대류 현상에 대해서는 많은 실험[1, 2]과 수치해석적 연구[3, 4, 5]가 이루어져왔다. 한편, 전기장, 화학반응 혹은 핵분열에 의해 발생하는 열에 의해서 자연대류가 발생되며 Ra수(Rayleigh number)에 따라 전도 만에 의한 열전달에 비하여 수십에서 수백 배의 향상된 열전달 특성을 보인다. 온도차에 의한 자연대류 유동과 달리 모든 외벽에서 냉각되는 밀폐공간 내에서의 열원에 의한 자연대류는 측벽을 따라 하강하는 경계층 유동과 하부의 안정적으로 성층화된(stably stratified) 영역, 그리고 상부의 매우 불안정한 역전층 영역으로 나뉜다. 특히 상부의 역전층 영역은 상부 벽면에서 차가워진 유체의 높은 밀도에 의해 Rayleigh-Taylor 불안정성이 발생하며 이로 인하여 상부벽에서 아래로 제트 형태의 유동이 발생한다. 열 스파이크(thermal spike) 라고 불리는 이 제트 형태의 유동이 상부 벽면에서의 열전달의 주요한 메커니즘이 된다.

풀의 경계면에서 온도차가 있는 경우 자연대류에 의하여

접수일: 2011년 6월 28일, 수정일: 2011년 9월 6일,

게재확정일: 2011년 9월 8일.

1 정회원, 한국원자력연구원, 중대사고중수로안전연구부

2 한국원자력연구원, 중대사고중수로안전연구부

* Corresponding author, E-mail: ex-kjt@kaeri.re.kr

고온 벽에서 저온 벽으로 열을 제거하는 반면에 풀 내부의 유체가 체적당 열을 발생시키는(volumetric heating) 경우에는 풀의 모든 경계면을 통하여 열을 제거할 수 있다. 풀의 단위체적당 열발생율이 작은 경우에는 풀의 외벽에서 대류나 복사와 같은 단순한 열전달 메커니즘으로 충분히 열을 제거할 수 있지만, 열발생율이 높은 경우에는 풀의 외벽에 냉각 채널을 두어 냉각수의 비등 열전달을 이용한다. 그러나 냉각수의 비등 열전달은 임계열속(critical heat flux, CHF)에 의해 제한받으며 이 임계열속보다 큰 열속이 풀의 자연대류에 의해 외벽으로 전달되는 경우에는 풀의 냉각 채널에 심각한 위협이 될 수 있다. 임계열속에 대한 풀의 열속 차이를 열적 여유도(thermal margin)라 부르며 이 열적 여유도가 풀의 냉각성능(coolability)을 평가하는 중요한 기준이 된다.

발열이 있는 풀에서 자연대류에 의하여 전체 평균 열속 대비 하부 벽면으로 나가는 열속의 크기와 분포를 평가하기 위하여 지금까지 많은 연구가 이루어져 왔다. Steinberner 등[6]은 정사각형 풀에서 물에 금속이온을 녹여 전류를 흐르게 함으로써 열원을 모의하여 자연대류 열전달을 실험하였고, Jahn 등[7]은 같은 방법으로 반원형 풀에 대하여 실험을 하여 Ra수(Rayleigh number)에 따른 외벽에서의 열전달계수의 상관식을 개발하였다.

전산유체역학(CFD)을 이용한 자연대류 해석은 오랫동안 많은 연구가 되었으며 여러 수치기법과 난류모델이 개발되었다. 특히, 발열에 의한 높은 Rayleigh 수의 자연대류는 유동 특성이 온도차에 의한 자연대류와 달리 비정상 상태, 재층류화(re-laminarization) 등으로 인하여 기존 수치기법 및 난류모델의 개량과 검증의 노력이 요구된다. Kelkar 등[8, 9]은 Jones-Lauder 2-방정식 난류 모델에 부력의 영향을 고려하여 수정된 모델을 이용하여 Steinberner 등의 실험 및 Jahn 등의 자연대류 실험을 해석하였다. Dinh 등[10]도 열원이 있는 반원형 풀과 반구형 풀의 자연대류 및 열속 분포를 수치해석으로 평가하기 위하여 기존의 난류 모델에서 부력의 영향을 고려한 수정된 난류 모델을 사용하였다. 특히 풀의 하부와 상부에서 난류 Prandtl(Pr) 수가 다른 점을 이용하여 하부 벽면에서의 Pr수에 대한 특별한 관계식을 제시하였다.

하부 벽이 10° 기울어진 역삼각형 형상의 풀은 반원형 풀에 비하여 풀의 표면적을 쉽게 키울 수 있어 풀의 체적 대비 풀의 표면적 비(A/V)를 높일 수 있고 따라서 풀의 외벽으로 나가는 평균 열속을 낮출 수 있으며 하부 벽면에 열제거를 위한 냉각채널을 설치하는 경우 냉각수 비등의 임계열속이 수평 채널에 비하여 매우 높기 때문에 높은 열발생율을 가진 풀에 대하여 냉각성능을 유지할 수 있어 최근에 원자로 노심 용융물의 냉각장치로 관심을 받고 있다.

본 논문에서는 오픈 소스 CFD인 OpenFOAM[11]을 이용

하여 열원이 있는 풀의 자연대류에 대하여 수치해석을 하여 벽면 열전달 계수에 대한 기존 실험 상관식과 비교하였다. 높은 Rayleigh 수의 자연대류에 있어서 보편적인 2-방정식 난류 모델은 열전달 계수를 예측하는데 한계가 있기 때문에 부력에 의한 난류 열속의 영향을 고려한 개선된 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였다. 하부 벽면이 10° 경사진 역삼각형 형상의 풀은 제작과 설치, 그리고 열원이 있는 고온의 유체를 가두어 두고 냉각시키는 데 있어 유리하기 때문에 현재 관심을 모으고 있다. 그러나, 아직 이와 같은 역삼각형 형상의 풀에 대한 실험 자료가 없기 때문에 수치해석 연구가 매우 유효한 도구로 활용될 수 있다. 본 논문에서는 역삼각형 형상의 풀 내부에서 열원을 가지는 유체의 자연대류 현상에 대하여 수치해석을 하고 정성적, 정량적 분석을 수행한 결과를 기술하였다.

2. 자연대류 열전달 해석 모델 및 검증

본 연구에서는 높은 Rayleigh수의 열원이 있는 자연대류 열전달을 해석하기 위하여 OpenFOAM의 solver 중에 하나인 buoyantBuSSinesqPimpleFoam을 개선하여 사용하였다. 여기서는 지배방정식과 사용된 모델을 정리하고 코드의 검증 결과에 대하여 기술한다.

2.1 해석 모델

풀의 자연대류 열전달 해석을 위하여 비압축성 Navier-Stokes 방정식과 온도로 표현된 에너지 방정식을 사용하였다. 온도에 따른 밀도의 변화는 Boussinesq 가정에 기반하여 부력항에만 고려하였다.

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{U}) = \rho' \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{U}) \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (T\mathbf{U}) = \nabla \cdot (\alpha \nabla T) + S_H \tag{3}$$

식 (1)과 (2)는 질량 및 운동량 방정식을 기준 밀도 ρ_0 로 나누어 표현한 것이며, 식 (3)은 상수인 밀도와 비열로 나누어 나타낸 식이다. ρ' 은 열팽창 계수 β 로 표현된 밀도 $\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$ 를 기준 밀도로 무차원화 한 것을 나타낸다. S_H 는 기준 밀도와 비열로 나눈 단위부피당 열원이다.

- 난류 모델

열원에 의하여 발생하는 높은 Ra수의 자연대류를 해석하기 위하여 본 연구에서는 Launder-Sharma의 저레이놀즈수(low-Reynolds number) $k-\epsilon$ 모델을 기반으로 하였으며, 부력

의 영향을 고려하기 위하여 기존 연구 결과를 참고하여 난류 모델을 개선하였다. Launder-Sharma의 $k-\epsilon$ 2-방정식 모델은 식 (4), (5), (6)으로 표현되며 f_2 , f_μ 는 댐핑 함수로 참고문헌 [12]의 식을 따른다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla(k\mathbf{U}) - \nabla[(\nu + \nu_t/\sigma_k)\nabla k] = G - \epsilon - 2\nu_t|\nabla\sqrt{k}|^2 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial t} + \nabla(\tilde{\epsilon}\mathbf{U}) - \nabla[(\nu + \nu_t/\sigma_\epsilon)\nabla\tilde{\epsilon}] = C_1\frac{\tilde{\epsilon}}{k}G - C_2f_2\frac{\tilde{\epsilon}^2}{k} + 2\nu_t|\nabla(\nabla\mathbf{U})|^2 \quad (5)$$

$$\epsilon = \tilde{\epsilon} + 2\nu(\nabla(\sqrt{k}))^2 \quad (6)$$

$$\nu_t = C_\mu f_\mu k^2/\tilde{\epsilon}$$

부력과 열전달을 고려하지 않은 정상 난류유동 해석을 위한 기존의 난류 모델을 자연대류 해석에 적용하면 실험값에 비하여 많은 오차가 발생하는 것으로 알려져 있다. 이를 극복하여 자연대류에서 난류 모델의 예측도를 높이기 위하여 여러 가지 방법이 제시되었는데, 대표적인 것으로 부력에 의한 난류 에너지 생성을 고려하는 것이다. 여기서는 Ince, Launder 등[13]이 제시한 수정된 Launder-Sharma 모델(여기서는 Ince-Launder 모델로 호칭)과, Hanjalic 등[14]이 제시한 AFM (Algebraic Flux Model)을 Launder-Sharma 모델에 도입하였다.

$$G_b = -\beta g \cdot \overline{\theta\mathbf{u}} \quad (7)$$

$$\overline{\theta\mathbf{u}} = -\frac{\nu_t}{Pr_t}\nabla T \quad (8)$$

$$\overline{\theta\mathbf{u}} = -C_\theta\frac{k}{\epsilon}\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}} \cdot \nabla T, \quad C_\theta = \frac{3}{2}\frac{C_\mu f_\mu}{Pr_t} \quad (9)$$

$$\overline{\theta\mathbf{u}} = -C_\theta\frac{k}{\epsilon}(\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}} \cdot \nabla T + \xi\overline{\theta\mathbf{u}} + \eta\beta g\overline{\theta^2}) \quad (10)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta^2}}{\partial t} + \nabla(\overline{\theta^2}\mathbf{U}) - \nabla[(\alpha + \nu_t/Pr_t)\nabla\overline{\theta^2}] = 2P_\theta - R\frac{\epsilon}{k}\overline{\theta^2} \quad (11)$$

식 (7)은 부력에 의한 난류에너지 생성율로 식(4)와 (5)의 G에 첨가된다. 식 (7)에서 온도 변동량 θ 와 속도 변동량 \mathbf{u} 의 곱의 평균인 $\overline{\theta\mathbf{u}}$ 는 난류열속(turbulent heat flux)이라 불리며 여러 모델이 제안되어 있다. 식 (8)의 SGDH(Simple Gradient Diffusion Hypothesis) 모델은 매우 단순하여 난류 자연대류 해석에서 가장 많이 사용되고 있으나 난류확산이 커져 성층화 영역을 포함하는 난류 자연대류 해석에서 실험과 많은 오차

를 보이는 경우가 있다. 식 (9)는 Ince, Launder 등이 사용한 모델로 레이놀즈 응력($\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}}$)과 온도구배의 내적으로 난류열속을 모델링 하였다. 식 (10)은 Hanjalic이 사용한 난류열속 모델로 $\overline{\theta^2}$ 을 구하기 위하여 식 (11)의 온도변화를 방정식을 이용한다. 또한 $k-\epsilon$ 기반 난류 모델에서 경계층의 박리점 근처에서 난류 특성길이가 너무 과도하게 예측되고 이로 인하여 난류 열전달이 증폭되는 것을 막기 위하여 Yap[15]은 ϵ -방정식에 다음과 같은 항을 첨가하였다.

$$S_{Yap} = 0.83\left(\frac{k^{3/2}}{2.5\epsilon y} - 1\right)\left(\frac{k^{3/2}}{2.5\epsilon y}\right)^2\frac{\tilde{\epsilon}^2}{k} \quad (12)$$

식 (12)의 Yap 모델은 일반 $k-\epsilon$ 기반 난류 모델을 사용하여 자연대류를 계산하는 경우 하부 벽면으로 나가는 열속이 과도하게 증가하는 것을 막아준다.

열원에 의한 자연대류는 온도차에 의한 자연대류와 달리 상부 벽면에서 차가워진 유체의 불안정성으로 인하여 시간에 따라 상부벽에서 아래로 향하는 스파이크 형태의 유동이 불규칙적으로 발생하며 이것이 상부 벽면에서의 열전달의 중요한 메커니즘이 된다. 기존의 난류 모델들은 시간평균 개념을 기반으로 하고 있지만 매우 비정상적인 난류 유동 해석에 적용하기 위하여 앙상블(ensemble) 평균 개념으로 치환하더라도 동일한 형태의 수식을 얻게 된다. 그러나, 이런 기존의 난류 모델을 비정상 난류유동 해석에 적용하면 유동의 비정상 특성이 많이 소멸되는데 이것은 과도한 난류에너지 혹은 난류 점성계수의 예측에서 비롯된다. Ruprecht 등[16]은 난류 와(eddy)의 스펙트럼 관점에서 사용된 격자가 충분히 포획(capturing) 혹은 분해(resolving) 가능한 크기의 와(very large eddy)에 대해서는 수치적으로 직접 모의할 수 있는 adaptive 모델(일종의 VLES, Very Large Eddy Simulation)을 제안하여 비정상 난류 유동 특성을 해석하였다. 식 (13)에서 \wedge 은 필터를 적용한 값을 나타내며 이 모델에서는 난류에너지 k 에만 필터 f 를 적용한다.

$$\hat{\nu}_t = C_\mu f_\mu \hat{k}^2/\hat{\epsilon}, \quad \hat{k} = fk, \quad \hat{\epsilon} = \epsilon \quad (13)$$

$$f = \begin{cases} 1, & \Delta \geq L \\ (\Delta/L)^{2/3}, & \Delta < L \end{cases} \quad (14)$$

$$\Delta = \alpha \max\left[\frac{|\overline{\mathbf{U}}|\Delta t, h}{\sqrt{\Delta V}}\right] \quad (15)$$

$$h = \sqrt[3]{\Delta V}, \quad L = k^{2/3}/\epsilon \quad (16)$$

식 (14)는 필터 f 를 정의한 식으로 식 (16)의 난류 길이척도(length scale)와 격자의 길이척도(h)에 의해 구해진다.

본 연구에서는 부력의 영향을 고려한 Ince-Launder 모델에 adaptive 모델의 개념을 도입한 adaptive Ince-Launder 모델을

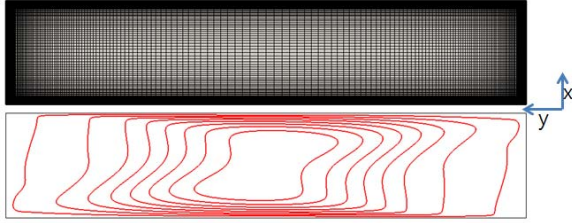


Fig. 1 Computational mesh for King's experiment and stream lines obtained by using Launder-Sharma model with AFM

개발하여 열원에 의한 자연대류 해석에 적용하여 평가하였다.

2.2 King의 실험 해석

King[17]은 높이(y)가 2.5 m, 폭(x)이 0.5 m인 직사각형 형태의 풀에서 왼쪽 벽이 오른쪽 벽에 비해 온도가 높은 경우의 난류 자연대류를 실험하였으며, Choi 등[18]은 이 실험에 대하여 two-layer-AFM, EBM-GGDH 등의 여러 난류 모델을 평가하였다. 본 연구에서는 King 실험에 대하여 본 연구에서 제안된 난류모델의 특성을 평가하였다.

Fig. 1은 King 실험 해석을 위하여 사용된 100×200의 직사각자와 Launder-Sharma-AFM 모델을 이용하여 얻은 유선으로 그림의 크기를 고려하여 왼쪽으로 90도 기울인 것이다. 자연대류의 경우 벽면 셀에서의 y+ 값을 예측하기가 힘들기 때문에 계산과 y+ 값의 평가를 반복하면서 격자를 조정하였다. Fig. 1의 유선에서 보는 바와 같이 왼쪽 고온벽(그림에서 아래 면)에서 데워진 유체가 상승하여 오른쪽의 저온벽을 따라 하강하며 큰 와동을 만들고 있다. 이와 같은 자연대류는 고온벽과 저온벽에서 유동의 방향만 다를 뿐 완전히 대칭(점대칭, point symmetry)을 이루고 있다.

Fig. 2는 y가 1.25인 중심단면에서 y-방향 속도 성분을 실험값과 비교한 것으로 사용된 난류 모델들이 대체적으로 속도 분포를 잘 예측하고 있다. 특히 AFM에 기반한 난류 모델과 2차 모멘트 계열의 EBM 모델이 속도분포의 양쪽 변곡점(x=0.1, x=0.4 지점)을 가장 잘 예측하고 있는 것으로 보인다. Fig. 3은 왼쪽 고온벽과 오른쪽 저온벽에서의 무차원 열전달 계수인 Nusselt(Nu) 수의 분포를 보여주고 있다. 직사각형 풀 내에서 형성된 큰 회전유동에 의해 왼쪽과 오른쪽 벽면에서의 Nu수 분포는 서로 대칭을 이루나, King의 실험에서는 상부 벽면에 설치된 측정 장치로 인하여 완전한 단열을 만들지 못하여 고온벽과 저온벽에서의 Nu수 분포에 약간의 차이를 보이고 있다. 그러나 계산결과에서는 두 수직 벽면에서의 Nu수 분포가 완전히 대칭을 이루고 있음을 확인하였다.

2.3 Steinberner-Reineke의 실험 해석

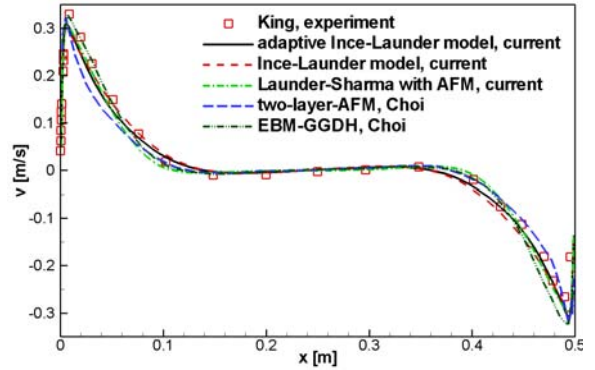


Fig. 2 Distributions of the y velocity component at mid of the square cavity along x coordinate

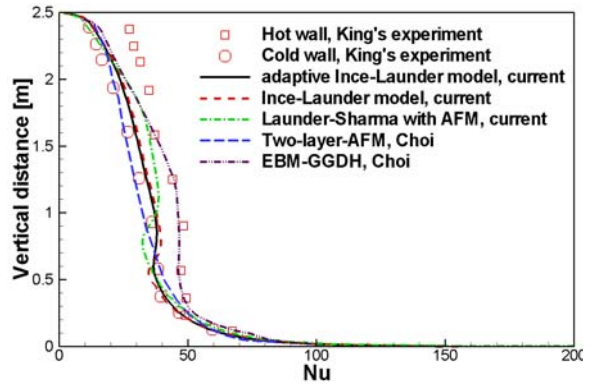


Fig. 3 Distributions of Nu numbers on the vertical wall

Steinberner 등[6]은 납작한 정사각형 수조에 물을 넣고 앞 뒤 양면에서 전기를 흘려 주을 열을 발생시킴(Joule heating)으로써 열원을 모의한 자연대류 현상을 실험하였다. 풀의 크기와 주을 열에 따른 Ra수에서의 평균 열속을 구하였으며 이를 이용하여 다음과 같은 상관식을 개발하였다.

$$N_{up} = 0.345Ra^{0.233} \tag{17}$$

$$N_{sd} = \begin{cases} 0.6Ra^{0.19} & , Ra \leq 10^{10} \\ 0.85Ra^{0.19} & , Ra > 10^{10} \end{cases} \tag{18}$$

$$N_{dn} = 1.389Ra^{0.095} \tag{19}$$

식 (17), (18), (19)는 각각 상부벽, 측벽, 하부벽 면에서 Ra 수에 따른 평균 Nu수의 상관식이다. 앞에서 언급한 바와 같이 열원에 의한 자연대류는 비정상 특성이 매우 강하기 때문에 Ra수가 10⁸이상에서는 정상상태 해를 구할 수 없다.

Steinberner 등의 열전달 상관식에 대하여 본 연구에서 사

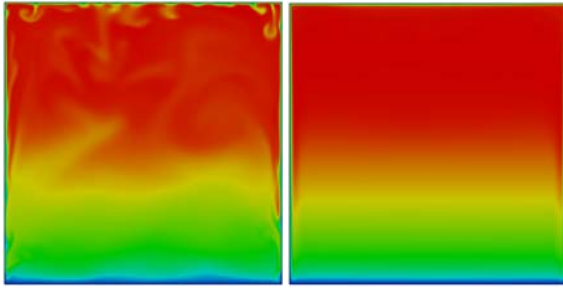


Fig. 4 Temperature distribution in the square cavity at $Ra=10^{12}$, left: temporal, right: time-averaged

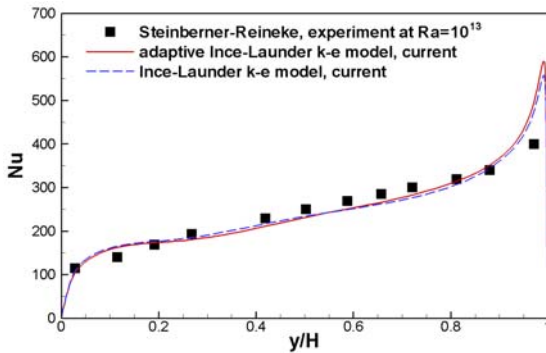


Fig. 5 Distributions of Nu numbers on the side wall

용된 수치기법의 재현성을 평가하기 위하여 비정상 계산을 수행하였으며, 층류와 난류의 천이영역인 Ra 수가 10^{11} 이하에서는 난류 모델을 사용하지 않고 계산하였으며 그 이상에서는 Ince-Launders 모델과 adaptive Ince-Launders 모델을 사용하였다. Launder-Sharma-AFM 모델은 King의 실험 해석에서와 같이 정상상태 해석은 가능했으나 열원이 있는 비정상 자연대류 계산에서는 해를 구할 수 없었다. AFM 모델은 해를 안정화시킬 수 있는 수치기법이 요구되는 것으로 판단된다. 따라서 열원에 의한 비정상 자연대류 해석에서 AFM 기반 난류모델은 제외하였다.

Fig. 4는 150×150 의 직각격자와 adaptive Ince-Launders 모델을 사용하여 Ra 수 10^{12} 에서 구한 온도분포를 보여주는 것으로 왼쪽은 어느 순간의 온도분포이며 오른쪽은 시간평균한 온도분포를 나타낸다. 상부 벽면 근처에서 발생한 불규칙적인 열스파이크와 측벽을 따라 흐르는 경계층 그리고 풀의 하부에서 y -축 방향으로 양의 온도 구배를 가지고 발달된 성층화 영역 등을 파악할 수 있다. Fig. 5는 Ra 수가 10^{13} 인 경우 측벽에서의 Nu수 분포를 실험값과 비교한 것으로 사용된 두 난류모델 모두 열속 분포를 잘 예측하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 6, 7, 8은 각각 하부벽, 측벽, 상부벽에서 Ra 수에 따른

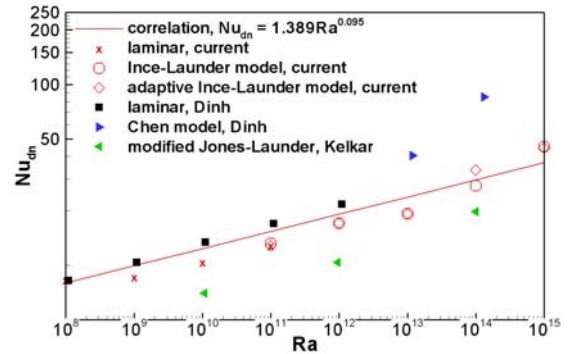


Fig. 6 Comparison of the averaged downward Nu numbers with Steinberner-Reineke correlation

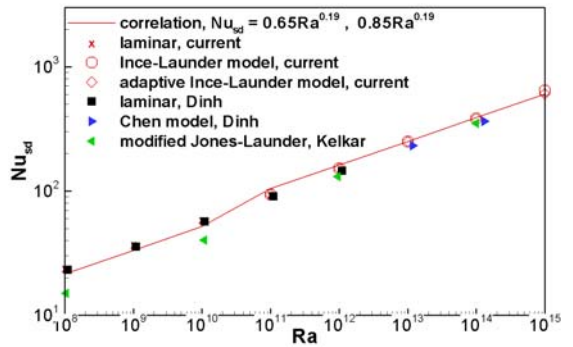


Fig. 7 Comparison of the averaged side wall Nu numbers with Steinberner-Reineke correlation

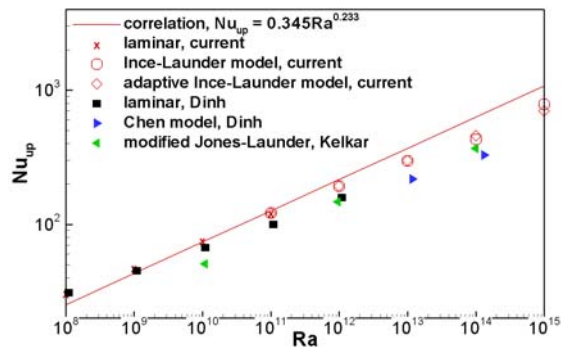


Fig. 8 Comparison of the averaged upward Nu numbers with Steinberner-Reineke correlation

평균 Nu수를 상관식 및 다른 계산 결과와 비교한 것이다. 측벽에서의 평균 열전달 계수는 Dinh[10], Kelkar[8] 등의 계산결과와 마찬가지로 본 연구에서 사용된 두 가지 난류 모델이 상관식을 잘 재현해내는 것으로 보인다. Fig. 6의 하부로 나가는 열속은 Ra 수가 증가함에 따라 해석 결과가 상관식 값에

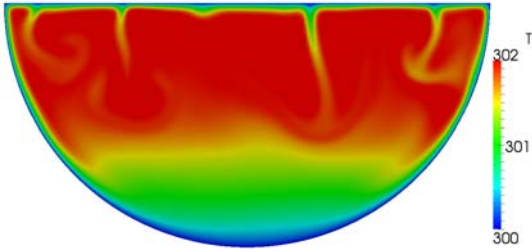


Fig. 9 Temporal view of temperature field at $Ra=10^9$ by no-model

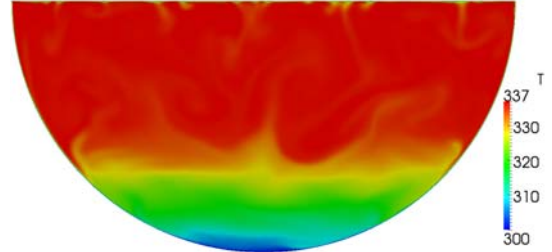


Fig. 11 Temporal view of temperature field at $Ra=10^{14}$ by adaptive Ince-Lauder turbulence model

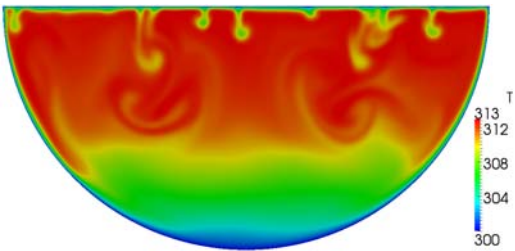


Fig. 10 Temporal view of temperature field pool at $Ra=10^{10}$ by no-model

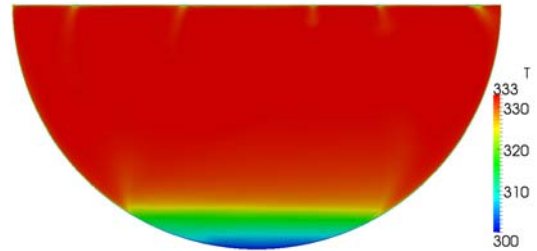


Fig. 12 Temporal view of temperature field at $Ra=10^{14}$ by Ince-Lauder turbulence model

비하여 커지는 경향을 보이는 반면, Fig. 8의 상부로 나가는 열속은 그 반대의 경향을 보이고 있다. 이것은 난류 Prandtl 수를 상수로 가정하는 난류모델의 공통적인 특징으로 파악된다.

2.4 Jahn-Reineke의 실험 해석

Janh 등[7]은 반원형(semi-circular) 풀의 주열 가열을 이용한 자연대류 실험에서 홀로그래픽 간섭기법 (holographic interferometry)을 이용하여 온도장을 측정하였다. 동온의 상부와 하부 벽면에서 평균 Nu수는 다음과 같은 상관식으로 표현된다.

$$N_{up} = 0.36Ra^{0.23} \tag{20}$$

$$N_{dn} = 0.54Ra^{0.18} \tag{21}$$

Kelkar 등[9]은 반원형 풀에서의 자연대류에 대한 수치계산을 통하여 Ra 수가 $10^{10} \sim 10^{11}$ 사이에서 층류와 난류의 천이영역이 존재한다고 하였다.

Fig. 9, 10은 각각 Ra 수 10^9 , 10^{10} 에서 난류모델을 사용하지 않고 대류형의 고차 bounded 수치기법을 이용(no-model)하여 구한 온도분포를 보여주고 있다. 상부의 편편한 벽면에서 냉각되어 무거워진 유체가 아래로 내려가면서 앞쪽이 서서히 뭉뚱해지는 형상을 파악할 수 있다. 이것은 2상유동의 밀도차

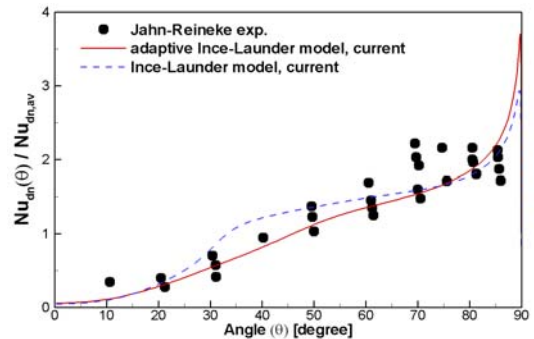


Fig. 13 Angular distributions of the normalized Nu numbers on the curved bottom wall at $Ra=10^{14}$

에 의해 발생하는 Rayleigh-Taylor 불안정성과 흡사하지만 여기서는 열확산에 의하여 아래로 계속 내려가지 못하고 소멸된다. Fig. 10의 Ra 수 10^{10} 에서는 fig. 9의 Ra 수 10^9 의 경우에 비하여 열 스파이크의 수는 증가하고 생성과 소멸의 주기가 더 짧아지는 것으로 파악된다.

Fig. 11과 12는 각각 Ra 수 10^{14} 에서 adaptive Ince-Lauder 모델과 Ince-Lauder 모델을 사용하여 구한 온도분포를 보여주고 있다. Ince-Lauder 모델의 경우 adaptive Ince-Lauder 모델에 비하여 상부 벽면에서 생성되는 열 스파이크의 크기와 수가 매우 줄어들었으며 풀의 하부에서 형성되는 성층화 영역

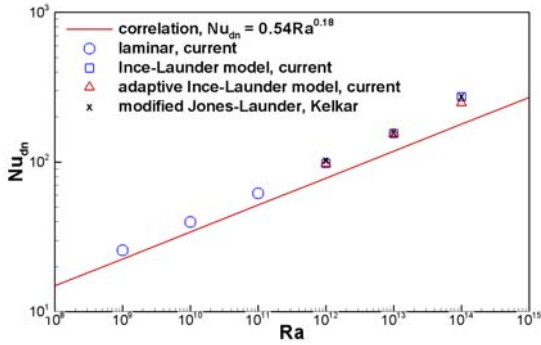


Fig. 14 Comparison of the averaged downward Nu numbers with Jahn-Reineke correlation

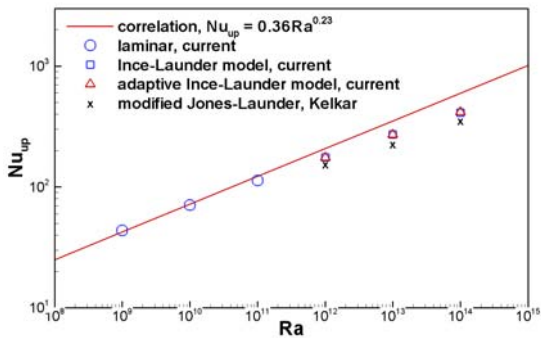


Fig. 15 Comparison of the averaged upward Nu numbers with Jahn-Reineke correlation

의 범위도 매우 줄어든 것을 알 수 있다. 온도장 전체적으로 보면 Ince-Launders 모델의 결과가 온도확산이 크며 이로 인하여 최대 온도의 값도 작아진 것을 알 수 있다.

Fig. 13은 반원형 하부 벽면의 정점에서부터 각도에 따른 Nu수 분포를 실험결과와 비교한 것이다. 해석에 사용된 두 가지 모델 모두 실험과 유사한 값을 보여주고 있으나 Ince-Launders 모델의 경우 30°에서 80°까지 Nu수가 adaptive Ince-Launders 모델에 비하여 매우 완만하게 변하고 있는데 이것은 Fig. 12의 온도분포에서 하부의 성층화 영역이 줄어든 것과 관련 있음을 짐작할 수 있다. Fig. 14, 15는 Ra수에 따라 하부와 상부로 나가는 평균 열속의 무차원 값인 평균 Nu수를 실험 상관식의 값과 비교한 것이다. Ra수가 높아짐에 따라 계산된 평균 Nu수와 실험 상관식의 값에 다소 차이가 보이지만 대체적으로 비슷한 값을 보이고 있으며 Kelkar 등의 계산결과와도 유사함을 보이고 있다.

3. 삼각형 형상의 풀에 대한 자연대류 해석

앞의 2절에서는 본 연구에서 사용한 난류 모델에 대하여

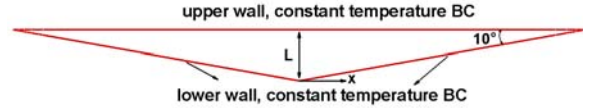


Fig. 16 Triangular pool geometry and its boundary conditions

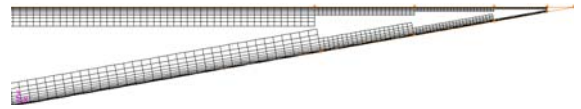


Fig. 17 Mesh generation for boundary layers

기준에 실험이 이루어진 형상의 풀에 대한 자연대류 열전달을 해석하고 그 결과를 실험값과 비교함으로써 난류모델의 적절성을 평가하였다. 여기서는, 바닥면이 10° 기울어진 역삼각형 형상의 풀 내에서 열원에 의해 발생하는 자연대류에 대하여 수치해석을 수행하였다.

삼각형 형상의 풀에 대하여 Ra수의 정의에 필요한 대표길이로 삼각형의 중심에서 높이(L)를 사용하였다. 본 연구에서 사용한 소스 공개형 CFD 코드인 OpenFOAM은 차원이 있는 변수를 사용하므로 유체의 물성치는 Pr수가 7인 물을 사용하였으며, Ra수가 증가함에 따라 풀의 최대온도가 상승하여 밀도 변화에 대한 Boussinesq의 가정이 위배되지 않도록 하기 위하여 단위체적당 발열을 대신 풀의 크기 L을 증가시켰다. 삼각형 풀의 형상과 그 경계조건을 Fig. 16에 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이 풀의 상부와 하부의 벽면에는 등온 경계조건을 사용하였다.

본 연구의 대상인 삼각형 형상의 풀은 상부와 하부의 벽이 좌우의 끝에서 10°의 예각을 가지며 만나기 때문에 일반적인 정렬격자로는 격자의 생성이 불가능하였다. 그리고 높은 Ra수에서 자연대류에 의해 형성되는 벽면에서의 난류 경계층을 잘 예측하는 것이 벽면 열속의 평가에 매우 중요하므로 Fig. 17에서 보는 바와 같이 벽면을 따라 경계층 격자를 생성하였다. 삼각형의 좌우로 갈수록 위쪽과 아래쪽 면 사이의 간격이 좁아지기 때문에 계단형의 경계층 격자를 생성함으로써 격자의 중첩을 피하였다. 경계층을 제외한 내부는 비정렬격자로 채워서 총 40001개의 셀을 생성하였다.

Fig. 18은 Ra수에 따라 삼각형 풀 내부의 순간 온도분포를 보여준다. Ra수가 10¹⁰, 10¹¹인 경우에 대해서는 앞에서 기술한 no-model 기법을 사용하였으며, Ra수가 10¹² 이상의 경우에는 adaptive Ince-Launders 모델을 사용하여 계산하였다. Ra수에 따라 상부 벽면에서 생성되는 열 스파이크가 풀 내부로 침투하는 깊이가 점점 얕아지고 그 수는 다소 증가하는 것으로 보인다. Fig. 19는 Ra수 10¹⁴에서 속도장을 보여주는 것으로 위쪽은 순간 속도 분포이고 아래쪽 그림은 시간 평균한 속

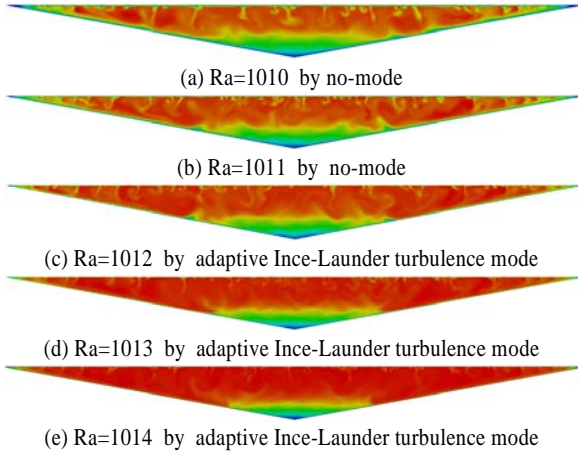


Fig. 18 Temporal view of temperature field in a triangular pool

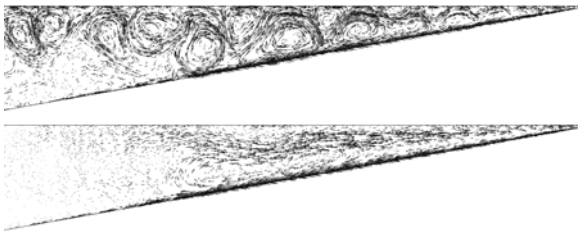


Fig. 19 Velocity field in the triangular pool at $Ra=10^{14}$, upper: temporal, lower: time-averaged

도장이다. 순간 속도장을 보면 중심부 근처에서는 위쪽 벽면 근처에서만 와동이 형성되어 있는 반면에 풀의 중심에서 오른쪽으로 가면서 풀의 위아래 간격이 좁아지면서 와동이 두 벽면 사이의 전 영역에 걸쳐져 있는 것을 볼 수 있다. 삼각형 풀의 가운데에서 수평 길이의 약 1/3지점까지는 반원형 풀과 같이 상부의 불안정한 영역과 하부의 안정한 성층화 영역이 같이 존재하는 반면에, 약 1/3지점에서 풀의 양 끝까지의 영역에서는 안정적으로 성층화된 영역이 존재하지 않는다. Fig. 19의 시간 평균된 속도장을 보면 10° 기울어진 바닥면을 따라 약 1/3지점까지 아래로 흘렀다가 다시 순환하는 유동형태를 보이고 있다. 즉 이 영역에서는 경사면을 따라 아래로 흐르는 경계층이 하부 벽면에서의 열전달에 직접적으로 영향을 미치는 것으로 판단된다.

Fig. 20은 10° 기울어진 하부 벽면을 따라 Nu수의 분포를 보여주고 있다. Ra수에 관계없이 바닥면을 따라 Nu수가 서서히 증가하다는 모습을 보이고 있으나, 끝 부근에서는 Ra수가 커짐에 따라 Nu수가 감소하는 기울기는 더욱 증가한다. 특히 x/x_{max} 가 0.3을 전후하여 Nu수가 국소적으로 증가하는 모습을 보이고 있으며 Ra수가 증가하면서 그 지점이 아래로 이동

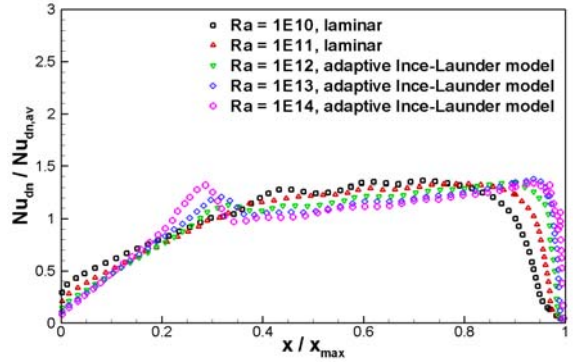


Fig. 20 Distributions of the normalized Nu numbers on the inclined bottom wall

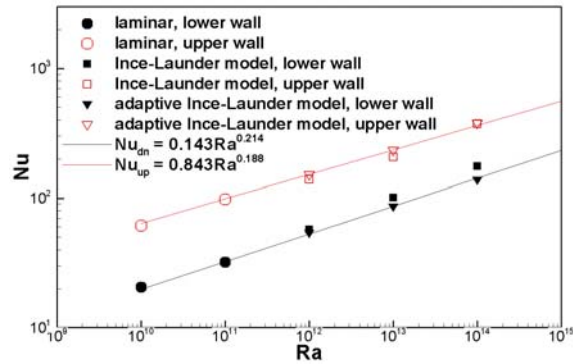


Fig. 21 Variation of the averaged Nu numbers with Ra

하고 있다. 이 Nu수가 국소적으로 증가하는 위치는 fig. 19의 속도 분포와 관련이 있는 것으로 보인다. 즉 10° 기울어진 바닥면을 따라 흐르는 경계층이 이 지점에서 박리하는 것이 열전달에 영향을 미치는 것으로 판단된다. 시간평균한 온도장에서 상부와 하부의 벽면으로 나가는 열속을 구하여 풀의 체적 평균한 온도(bulk temperature)로 무차원한 Nu수를 Ra수에 따라 fig. 21에 나타내었다. 그리고 adaptive Ince-Launder 모델을 이용하여 얻은 평균 Nu수를 Ra수의 함수로 표현하면 다음과 같다.

$$Nu_{up} = 0.843Ra^{0.188} \tag{22}$$

$$Nu_{dn} = 0.143Ra^{0.214} \tag{23}$$

4. 결 론

본 연구에서는 바닥면이 10° 경사진 역삼각형 형상의 풀 내에서 단위체적당 발생하는 열에 의한 자연대류를 CFD를

이용하여 수치해석 하였으며, 하부 벽면에서의 열속 분포를 평가하였다.

높은 Ra수에서의 열원에 의한 자연대류는 열적으로 상부의 매우 불안정한 영역과 하부의 안정적으로 성층화된 영역이 공존하기 때문에 일반적인 난류 모델을 사용하는 경우 매우 큰 와점성계수로 인해 난류확산이 심하여 벽면에서의 열속분포를 많이 왜곡시킬 수 있다. 이를 극복하기 위하여 Launder-Sharma 2-방정식 난류모델에 기반한 adaptive Ince-Launder 모델을 제안하였으며 정사각형 및 반원형 풀에서의 자연대류 열전달을 계산하여 실험 및 다른 계산결과와 비교하였다.

역삼각형 형상의 풀 내에서의 열원에 의한 자연대류는 중심부에서는 풀의 하부에 열적으로 안정적인 성층화 영역이 존재하였으나 가장자리로 가면서 하부의 성층화 영역은 존재하지 않고 와동이 위아래 벽 사이에 넓게 걸쳐 있었으며 위쪽 벽에서 만들어진 열 스파이크에 의하여 와동이 케스케이프 형태를 보였다. Ra수에 따른 삼각형 풀의 상부와 하부 벽면으로 나가는 열속의 상관식을 개발하였으며 이것은 삼각형 형상의 풀에 대한 열적 여유도를 평가하는데 활용될 수 있을 것으로 사료된다.

참고문헌

- [1] 1999, Leong, W.H., Hollands, K.G.T. and Brunger, A.P., "Experimental Nusselt numbers for a cubical-cavity benchmark problem in natural convection," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.42, No.11, pp.1979 - 1989.
- [2] 1983, Sparrow, E.M and Charmchi, M, "Natural Convection Experiments in Enclosure Between Eccentric or Concentric Vertical Cylinders of Different Height and Diameter," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.25, No.1, pp.133 - 143.
- [3] 2005, 명현국, 진태현, "열전도 물체가 존재하는 캐비티내 자연대류 열전달에 대한 수치적 연구," *한국전산유체공학회지*, 제10권, 3호, pp.36-42.
- [4] 2000, 허남건, 김욱, 김영규, 강병하, "사각 공동구의 하부 벽면 가스의 진폭 변화에 따른 자연대류 유동의 공진 현상에 관한 연구," *한국전산유체공학회 추계학술대회 논문집*, pp.66-71
- [5] 2002, Ha, M.Y., Kim, I.-K., Yoon, H.S., Yoon, K.S., Lee, J.R., Balachandar, S. and Chun, H.H., "Two-Dimensional and Unsteady Natural Convection in a Horizontal Enclosure with a Square Body," *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol.41, No.2, pp.183-210.
- [6] 1978, Stenbrenner, U. and Reineke, H., "Turbulence Buoyancy Convection Heat Transfer with Internal Heat Source," *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conference*.
- [7] 1974, Jahn, M. and Reineke, H., "Free Convection Heat Transfer with Internal Heat Sources: Calculations and measurements," *Proceedings of the 5th Int. Heat Transfer Conference*, Tokyo, Japan, Vol.3, Paper NC-2.8.
- [8] 1993, Kelkar, K.M., Khankari, K. and Patankar, S.V., "Computational Modeling of Turbulence Natural Convection in Flows Simulating Reactor Core Melt," *Innovative Research Inc. Report* NM87115.
- [9] 1993, Kelkar, K.M. and Patankar, S.V., "Turbulence Modeling for Melt Pool Natural Heat Transfer," *ANS Reactor Safety Meeting*.
- [10] 1997, Dinh, T.N. and Nourgaliev, R.R., "Turbulence Modelling for large Volumetric Heated Liquid Pools," *Nuclear Eng. and Design*, Vol.169, pp.131-150
- [11] 2010, Weller, H. et al., "OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox User Guide," <http://www.openfoam.com>
- [12] 1974, Launder, B.E. and Sharma, B.I., "Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disk," *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol.1, pp.131-138.
- [13] 1989, Ince, N.Z. and Launder, B.E., "On the Computation of Buoyancy-Driven Turbulent Flow in Rectangular Enclosures," *Int. J. Heat and Fluid flow*, Vol.10, No.2, pp. 131-138.
- [14] 1993, Hanjalic, K. and Vasic, S., "Computation of Turbulent Natural Convection in Rectangular Enclosures with an Algebraic Flux Model," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.36, No.14, pp.3603-3624.
- [15] 1987, Yap, C. Turbulent heat and momentum transfer in recirculating and impinging flows, PhD Thesis, Faculty of Technology, University of Manchester.
- [16] 2003, Ruprecht, A., Helmrich, T. and Buntic, I., "Very Large Eddy Simulation for Prediction of Unsteady Vortex Motion," *12th Int. Conf. on Fluid flow Tech.*, Budapest, Hungary.
- [17] 1989, King, K.V., "Turbulent natural convection in rectangular air cavities," PhD Thesis, Queen Mary College, University of London, UK.
- [18] 2006, Seok-Ki Choi and Seong-O Kim, "Computation of a turbulent natural convection in a rectangular cavity with the elliptic-blending second-moment closure," *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer*, Vol.33, pp.1217-1224.