

## 열성층유동 곡관벽에서의 과도온도분포 예측

조종철\* · 조상진\* · 김윤일\* · 박주엽\* · 김상재\* · 최석기\*\*

### Prediction of Transient Temperature Distributions in the Wall of Curved Piping System Subjected to Internally Thermal Stratification Flow

J. C. Jo, S. J. Cho, Y. I. Kim, J. Y. Park, S. J. Kim, and S. K. Choi

**Key Words :** Thermal Stratification Flow (열성층유동), Three-dimensional numerical analysis (3 차원 수치해석), Finite volume method (유한체적법), Body-fitted non-orthogonal curvilinear coordinate (경계적합 비교차곡선좌표), Unsteady conjugate heat transfer analysis (비정상 복합열전달 해석)

#### Abstract

This paper addresses a numerical method for predicting transient temperature distributions in the wall of a curved pipe subjected to internally thermal stratification flow. A simple and convenient numerical method of treating the unsteady conjugate heat transfer in the non-orthogonal coordinate systems is presented. The proposed method is implemented in a finite volume thermal-hydraulic computer code based on a cell-centered, non-staggered grid arrangement, the SIMPLEC algorithm, a higher-order bounded convection scheme, and the modified version of momentum interpolation method. Calculations are performed for the transient evolution of thermal stratification in two curved pipes, where the one has thick wall and the other has so thin wall that its presence can be negligible in the heat transfer analysis. The predicted results show that the thermally stratified flow and transient conjugate heat transfer in a curved pipe with a finite wall thickness can be satisfactorily analyzed by the present numerical method, and that the neglect of wall thickness in the prediction of pipe wall temperature distributions can provide unacceptably distorted results.

#### 1. 서론

가동원전의 원자로냉각재계에 연결되는 안전 관련 및 몇 배관계통들에는 동 배관에 열피로 손상을 유도할 수 있는 유동유발열성층 현상이 발생하는 것으로 알려져 있다. 지금까지 많은 원전들에서 가압기 밀림관 이동 및 지지대 파손과 급수노즐, 고압안전주입관 및 잔열제거관에서의 크랙 발생 등과 같은 열피로에 의한 심각한 기계적 손상을 경험한 바 있다.

열성층으로 인한 유체영역에서의 온도차는 배관에 축 및 원주 방향으로의 열응력을 일으킨다. 열성층이 발생하는 배관벽에 야기되는 열응력을 정확히 평가하기 위해서는 관벽 내외부의 온도분포를 계산하여야 한다. 지금까지 열성층 배관에서의 온도분포를 예측하기 위한 3 차원 수치해석들이 여러 연구자들<sup>(1)~(4)</sup>에 의해 시도되어 오고 있다. 그런데 그러한 해석들에서는 배관벽 두께가 무시되어 배관내벽에 접하는 유체의 온도가 벽면의 온도와 동일하다고 간주됨으로써

계산결과 적용성에 의문이 제기된다.

본 연구의 주된 목표는 열성층 배관벽에서의 과도온도분포를 예측할 수 있는 3 차원의 열유동 수치해석 방법을 개발하는 것과 배관벽 두께를 무시하는 기존의 접근방법의 타당성과 적용한계를 분석하는 것이다.

전도성 고체물질이 유체유동 및 열전달 해석영역 내에 포함되는 경우인 복합열전달 수치계산이 지금까지 다수 수행되어 왔지만 비직교좌표계에서의 비정상 복합열전달해석 방법론에 대하여 명확히 기술하여 놓은 문서를 찾아보기 어렵다.

따라서 여기서는 Patankar<sup>(5)</sup>에 의해 개발된 등가전도를 개념을 적용하여 직교 및 비직교 좌표계에서의 비정상 복합열전달을 다루는 간편한 방법을 제시한다. 복잡한 기하학적 형상의 곡관 유동에 대한 수치해석을 위하여 경계적합 비직교 곡선좌표계를 사용하고 계산결과로 주어지는 체크 보드압력의 요동방지를 위해 비정상 유동문제에 적용가능하도록 수정한 운동량보간법<sup>(6)</sup>을 적용하였다. 그리고 압력 속도 커플링을 위하여 SIMPLEC 알고리즘<sup>(7)</sup>을 이용하고 대류항은 고차유계 대류항처리방법으로 근사시켰다.

수치해석은 역 U 자형 곡관에 대하여 일정두께를 고려하

\* 한국원자력안전기술원

\*\* 한국원자력연구소

는 경우와 두께의 존재가 무시될 수 있는 경우 각각에 대하여 과도 열성층 발달의 모사와 유동장 및 벽에서의 온도분포 결정을 위하여 수행된다. 이러한 두 경우에 대한 수치계산결과들을 비교함으로써 벽두께의 고려여부가 벽에서의 온도분포 예측결과에 미치는 영향을 검토하였다.

## 2. 문제의 수식화

### 2.1 지배방정식

곡관내를 흐르는 유체를 일정한 물성을 갖는 뉴턴유체라고 가정하면 일반좌표계에서의 지배방정식들은 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x^j}(U_j) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(J\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x^j} \left[ U_j u_i - \frac{\mu}{J} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x^m} B_m^j + b_k^j w_i^k \right\} + P b_i^j \right] \\ = \rho g_i \beta (T - T_{ref}) J \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(J\rho C_p T) + \frac{\partial}{\partial x^j} \left[ U_j C_p T - \frac{k}{J} \frac{\partial T}{\partial x^m} B_m^j \right] = 0 \quad (3)$$

$$\text{여기서 } U_i = \rho u_k b_k^i, B_m^j = b_k^j b_k^m, w_j^k = \frac{\partial u_i}{\partial x^k} b_j^k \quad (4)$$

식(1)(4)에서  $u_i$  는 변환좌표계  $y^i = y^i(x^j)$  방향으로의 세 직교속도성분을, 기하계수  $b_k^j$  는 좌표변환에 대한 Jacobian 행렬에서  $\partial y^i / \partial x^j$  의 cofactor 를 각각 나타 내고,  $J$  는 Jacobian 행렬의 determinant 이며  $y^i$  는 직교좌표계이다.

### 2.1 초기 및 경계 조건

기하학적으로나 열적으로 대칭성을 유지하면서 고온유체가 내부를 흐르고 있는 유한 벽 두께의 곡관에 어느 순간 고온유체가 흘러 들어가면서 형성되는 열성층 유동의 일반적인 상황을 고려하기로 한다. 이 경우, 대칭성을 고려하면 해석은 그 절반의 대칭영역에 대해서만 수행하면 될 것이다. 따라서 그 대칭면을 따라서 대칭경계조건을 모든 속도 성분들과 온도에 대하여 적용할 수 있다. 배관 외벽은 단열로 가정한다. 이러한 경우 초기조건과 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

$$u_i = u_{i,in}, T = T_{in} \quad \text{배관입구에서} \quad (5)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{x^2} = 0 \quad \text{배관외벽에서} \quad (6)$$

$$u_2 = 0, \frac{\partial u_1}{\partial x^3} = \frac{\partial u_3}{\partial x^3} = 0, \frac{\partial T}{\partial x^3} = 0 \quad \text{대칭평면에서} \quad (7)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x^1} \right| = 0 \quad \text{배관출구에서} \quad (8)$$

또한, 배관출구에서의 총괄질량보존이 만족 되도록 속

도 성분들이 조정되어진다.

## 3. 수치해석

### 3.1 해석영역의 이산화

상기 식(1) - (4)를 유한체적법(5)을 사용하여 수치해석하기 위하여 해석영역을 유한 갯수의 육면체제어체적 셀들로 분할하였다. 이때 비직교 곡선좌표선들은 셀 표면들과 일치하게 된다.

본 연구에서 사용된 수치격자의 모형을 Fig.1에 나타내어 놓았다. 수치격자들은 대수적인 방법을 사용하여 절반의 대칭영역에 대하여 생성시켰다.

### 3.2 지배방정식의 이산화

유한체적법에 따라서 지배방정식들을 이산화 하였으며 대류항들은 고차유계기법인 HPLPA<sup>®</sup>로써 근사시켰다.

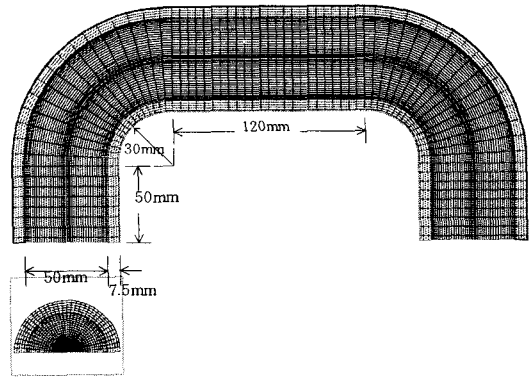


Fig. 1 Geometry and grids of the reversed U-pipe

## 4. 운동량보간법

복잡한 기하학적 구조물내의 유동해석을 위하여 최근에 몇몇 연구자들이 비직교 경계적합 격자를 사용하여 운동량 방정식을 해석하는 다양한 해석방법을 개발하였다. 그 중에서 Rhie와 Chow<sup>®</sup>가 개발한 비교차 운동량 보간법은 효율적인 방법중의 하나로서, 알고리즘이 단순한 특성 때문에 널리 사용되고 있다. 이 방법에서는 Cartesian 속도 성분을 종속변수로 사용하여 운동량방정식을 제어체적(셀) 중심 위치에서 풀며, 제어체적 표면 속도 성분은 주변 제어체적 중심 Cartesian 속도 성분에 보간법을 적용하여 구한다. 본 연구에서는 Rhie와 Chow의 해법<sup>®</sup>을 시간 간격에 무관한 비정상유동(unsteady flows) 해석에 적용될 수 있도록 수정된 방법<sup>®</sup>을 사용하였다.

## 5. 비정상 복합열전달의 수치해석

온도를 종속변수로 하는 직교좌표계에서의 에너지 방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

유체영역에서

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f C_p T) + \frac{\partial}{\partial y^i}(\rho_f C_p u_j T) = \frac{\partial}{\partial y^i}(k_f \frac{\partial T}{\partial y^i}) \quad (9)$$

고체영역에서

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s C_p T) = \frac{\partial}{\partial y^i}(k_s \frac{\partial T}{\partial y^i}) \quad (10)$$

유체-고체 경계면  $e$  에서 다음의 연속 열플럭스 조건이 만족되어야 한다.

$$-k_f \frac{\partial T}{\partial y^1} \Big|_e = -k_s \frac{\partial T}{\partial y^1} \Big|_e \quad (11)$$

다음 Fig2 에 나타낸 기호설명에 따라 위의 경계조건식 (11)을 다음과 같은 이산화 형태로 표시할 수 있다.

$$-k_f \frac{T_i - T_f}{\Delta y_f^1} = -k_s \frac{T_s - T_i}{\Delta y_s^1} \quad (12)$$

상기 식을 정리하여 유체-고체 경계면에서의 온도  $T_e$  를 구하면 다음 식으로 주어진다.

$$T_e = \frac{1}{\Delta y_s^1 k_f + \Delta y_f^1 k_s} (\Delta y_f^1 k_s T_s + \Delta y_s^1 k_f T_f) \quad (13)$$

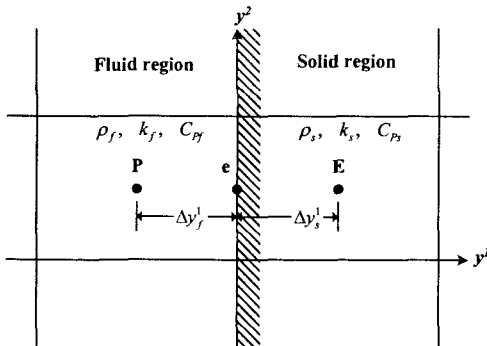


Fig. 2 Fluid-solid interface in an orthogonal grid.

복합열전달 문제를 바로 푸는 방법은 경계온도  $T_e$  를 유체-고체 경계면에서의 온도경계조건으로 사용하여 식(9)와 식(10)을 푸는 것이다. 그러나 이러한 방법을 적용하기 위해서는 에너지방정식을 고체영역과 유체영역 각각에 대하여 개별적으로 풀어야 하므로 전산 프로그램이 복잡해진다. 따라서 일반적인 용도의 전산 코드로는 동 방법을 실행시키기가 어렵다. 이러한 어려움을 피하기 위해서, Patankar<sup>9)</sup>가 에너지방정식을 유체와 고체 영역에서 동시에 푸는 것이 가능하도록 하는 등가전도율(equivalent conductivity)개념을 도입하였다.

식(13)으로 주어지는 경계온도를 사용하면 유체-고체 경계면에서의 열플럭스를 다음과 같이  $T_s$  와  $T_f$  의 항으로 나타낼 수 있다.

$$q_e = -k_e \frac{T_s - T_f}{y_s^1 - y_f^1} \quad (14)$$

$$\text{여기서 } k_e = \frac{k_s k_f}{(1-f_e)k_f + f_e k_s} \quad (15)$$

$$f_e = \frac{\Delta y_f^1}{\Delta y_s^1 + \Delta y_f^1} \quad (16)$$

식(15)로 주어지는 등가전도율  $k_e$  은 수치격자가 균일한 경우에는  $k_f$  와  $k_s$  의 조화평균이다. 식(14)는 식(11)으로부터 유도되므로,  $k_e$  을 유체-고체 경계면에서의 에너지방정식에 대한 확산계수(diffusivity)로 사용하면 연속 열플럭스 조건이 만족된다. 이러한 등가전도율의 물리적 유효성이 참고문헌<sup>9)</sup>에 잘 설명되어 있다. 등가전도율 개념을 도입함으로써, 유체 및 고체 영역들에서의 에너지방정식들을 연립으로 풀 수 있다.

그러나 대류 및 비정상 항들에서의  $C_p$  및  $C_p$  의 존재 때문에 에너지방정식을 풀기 위해서는 프로그램 작성에 세심한 주의가 요구된다. 이러한 문제점을 피하기 위해서 식(9)은  $C_p$  로 식(10)은  $C_p$  로 각각 나누어 전술된 바와 같이 경계면에서의 등가확산계수(equivalent diffusivity)를 도입하는 경우에는,  $C_p$  가  $C_p$  와 같지 않으면 경계면에서의 연속 열플럭스 조건이 만족되지 않을 것이다. 따라서 이러한 문제를 극복하기 위하여 본 연구에서는 식(9)와 식(10)을 모두  $C_p$  로 나누어 유체-고체 경계면에서의 연속 열플럭스 조건이 만족되도록 하였다.

그 결과로 얻어지는 관계식들을 변형하면 에너지방정식을 다음과 같이 쓸 수 있다.

유체영역

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f T) + \frac{\partial}{\partial y^i}(\rho_f u_j T) = \frac{\partial}{\partial y^i} \left( \frac{\mu_f}{Pr_f} \frac{\partial T}{\partial y^i} \right) \quad (17)$$

고체영역

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f \rho_{fact} T) = \frac{\partial}{\partial y^i} \left( \frac{\mu_f}{Pr_f} \Gamma_{fact} \frac{\partial T}{\partial y^i} \right) \quad (18)$$

$$\text{여기서 } \rho_{fact} = \left( \frac{\alpha_f}{\alpha_s} \right) \left( \frac{k_s}{k_f} \right), \quad \Gamma_{fact} = \left( \frac{k_s}{k_f} \right) \quad (19)$$

식(17)은 전산유체역학에서 통상 사용되는 에너지 방정식의 일반형태와 동일함을 알 수 있으며 특히 SIMPLE 계의 해석방법들에서 그러하다. 상기 식들로부터 비정상 복합열전달 해석에서 필수적인 일들은  $\rho_{fact}$  와  $\Gamma_{fact}$  를 고체영역 지배방정식에서 유체의 밀도 및 확산계수에 각각 곱하는 것과 식(15)에서 이루어진 바와 같이 유체-고체 경계면에서의 등가확산계수를 도입하는 것임을 인식할 수 있다. 본 연구자들이 아는 바로는 이와 같이 비정상 복합열전달을 다루기 위한 단순 편리한 방법이 문헌에 소개된 적이 없

다. 수치격자가 비직교일 때, 유체-고체 경계에서의 연속 열 플럭스 조건은 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$-k_f \nabla T_f \cdot n = -k_s \nabla T_s \cdot n = -k_e \nabla T \cdot n \quad (20)$$

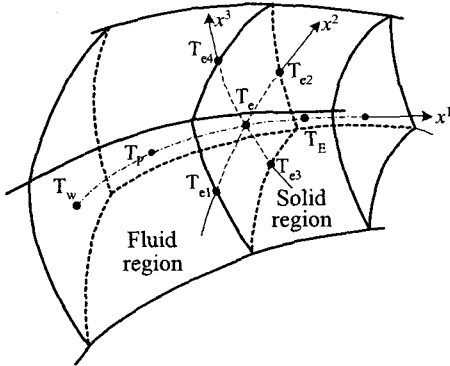


Fig. 3 Fluid-solid interface in a three-dimensional non-orthogonal grid.

Fig.3 에 나타난 기호설명에 따르면, 비직교격자 경우의 유체-고체 경계면에서의 등가전도율은 직교좌표계의 경우와 동일한 방식으로 유도될 수 있다.

$$k_{eq} = \frac{C_1 C_2 (T_s - T_f) + C_1 (C_4 + C_6) + C_2 (C_3 + C_5)}{(C_1 + C_2) [C_7 (T_s - T_f) + C_8 + C_9]} \quad (21)$$

여기서

$$\begin{aligned} C_1 &= k_f \frac{1}{\Delta x_f^1} (e^1 \cdot n)_f, & C_2 &= k_s \frac{1}{\Delta x_s^1} (e^1 \cdot n)_s \\ C_3 &= k_f \frac{(T_{e1} - T_{e2})}{\Delta x_f^2} (e^2 \cdot n)_f, & C_4 &= k_s \frac{(T_{e1} - T_{e2})}{\Delta x_s^2} (e^2 \cdot n)_s \\ C_5 &= k_f \frac{(T_{e3} - T_{e4})}{\Delta x_f^3} (e^3 \cdot n)_f, & C_6 &= k_s \frac{(T_{e3} - T_{e4})}{\Delta x_s^3} (e^3 \cdot n)_s \\ C_7 &= \frac{(e^1 \cdot n)}{\Delta x^1}, & C_8 &= \frac{(T_{e1} - T_{e2})}{\Delta x^2} (e^2 \cdot n), & C_9 &= \frac{(T_{e3} - T_{e4})}{\Delta x^3} (e^3 \cdot n) \\ e^m &= \frac{1}{J} (\beta_1^m i + \beta_2^m j + \beta_3^m k), & \Delta x^1 &= (\Delta x^1)_f + (\Delta x^1)_s \end{aligned}$$

비직교격자 경우의 등가열전도율이 수치격자의 비직교성으로 인하여 온도와 결합됨(coupled)을 알 수 있다. 그러나 에너지방정식이 각 시간단계에서 반복적으로 풀리므로 어떤 문제도 일으키지 않는다. 등가전도율이 매 반복수준에서 신규로 갱신되는 온도장을 사용하여 갱신된다.

## 6. 결과 및 토의

저자들이 이는 바로는 실제 곡관벽 두께의 영향을 고려한 열성층배관에 대한 배관벽 및 유동장에서의 과도온도분포를 측정된 실험결과가 알려져 있지 않다. 그래서 본 연구에서 사용한 전산코드의 검증은 벽두께의 영향이 무시될 수 있는 역 U 자형 덕트내 열성층유동장에서의 과도온도분

포를 측정한 Ushijima 의 실험결과<sup>9)</sup>와 동 실험모형에 대한 본 전산코드 계산결과 (배관벽 두께의 존재를 무시한 경우에 대한)를 비교함으로써 이루어졌으며, 그 비교결과 상호 잘 일치함이 밝혀진 바 있다.<sup>6)</sup>

본 연구에서 제시된 수치해법을 열성층 곡관에 적용하기 위하여 열적 및 기하학적으로 대칭인 절반의 해석영역에 적용하였다. 이를 위하여 Fig.1 에 나타낸 바와 같이 동 해석영역을 벽두께를 해석영역에 포함시키는 경우에는 74x30x36 의 격자를, 벽두께를 고려하지 않는 경우에는 74x22x36 의 격자를 대수적으로 생성시켰다. 배관의 직경 및 배관입구 유체속도에 기초한 레이놀즈 수는 약 1000 이며 Richardson 수  $Ri (= g\beta\Delta T / V_{in}^2)$  는 약 7840 로서 부력이 유동장에 강하게 영향을 미치는 열성층 층류가 형성되는 경우에 해당한다. 먼저 배관내에 고온(200°C)의 유체가 흐르는 경우에 대한 정상상태 해를 구한 후, 그 정상상태 해를 초기조건으로 하여 순간적으로 저온(100°C)의 유체가 흘러 들어오는 과도상태에 대한 해를 구하였다. 계산은 0.05 sec 의 시간단계로 120 sec 까지 진행되었으며, 각 시간 단계에서 계산의 수렴조건은 운동량 방정식, 압력수정 방정식, 및 에너지 방정식의 잉여값들에 대한 합의 절대치들의 최대치가  $10^4$  보다 작아지는 것으로 정하였다.

Fig. 4(a)와 4(b) 는 각각 벽두께를 고려하는 경우와 무시하는 경우에 대하여 배관유동장 대칭면에서의 온도장의 과도진화를 보여 주고 있다. 예측온도장은 고온 및 저온 유체의 온도를 사용하여 정규화 시켰으며 등온선의 간격은 0.1 이다. 초기단계( $t=0-20\text{sec}$ )에서는 입구로 유입되는 저온유체가 하류 방향으로 고온 유체를 밀어내면서 위로 흘러 들어간다. 저온유체가 첫째 곡관부에 도달하면 입구유동의 관성과 고온유체의 부력사이의 힘 평형으로 배관의 하부공간을 차지하면서 유입되기 시작한다. 저온유체가 더 하류로 이동하여 출구에 도달( $t=30\text{sec}$ )하더라도 배관상부를 차지하는 고온 유체의 온도는 변하지 않고 고온 및 저온 유체들 간의 접촉경계면에서 심한 온도구배가 형성된다. 그러한 접촉경계면에서의 온도구배는 시간의 경과에 따라 더욱 가파르게 변하고 출구 근방에서 강한 혼합이 존재한다( $t=40\text{sec}$ ). 그리고 나서 배관의 상부영역에 안정된 열성층이 형성되기 시작하고 ( $t=60\text{sec}$ ), 출구 근방에서 혼합이 완료되면서 안정화된 열성층은 한동안 변화하지 않은 채로 유지된다. 현재의 문제에서는 Richardson 수가 매우 높기 때문에 열성층 영역이 대부분의 배관 상부영역을 차지한다. 여기서 한가지 주목해야 할 점은 일단 열성층유동이 형성되면 저온유체와 고온유체가 잘 혼합되지 않는다는 것이다.

Fig. 4 에서와 같이 두 유체간 접촉경계면에서의 온도구배는 열성층이 형성됨에 따라 커지기 시작하여, 60sec 근방에서 아주 가파르게 나타나며, 100sec 의 시간이 경과한 이후에는 두 유체간의 열전달로 인하여 접촉경계면에서의 온도구배가 점차 완화된다. 또한, 동 그림은 벽두께 고려 여부

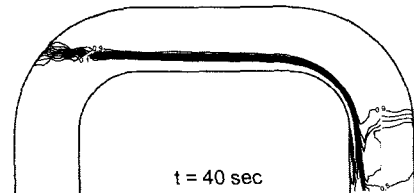
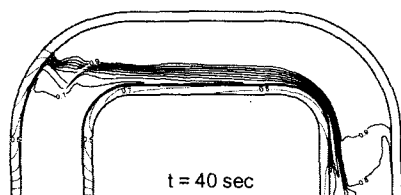
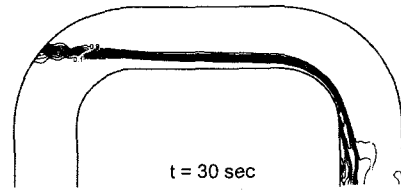
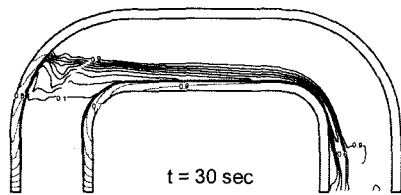
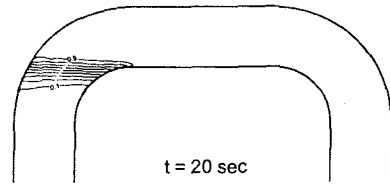
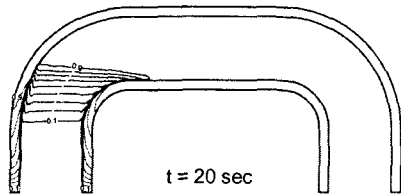
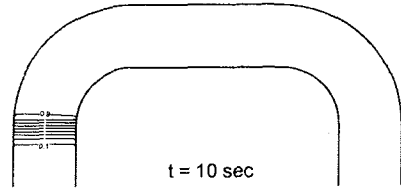
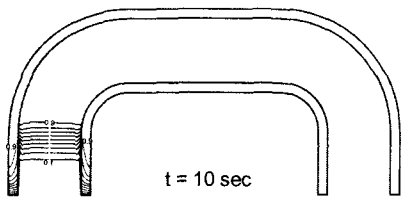


Fig. 4(a) Development of temperature field at the symmetry plane of the U-pipe with wall thickness (Con't)

Fig. 4(b) Development of temperature field at the symmetry plane of the U-pipe without wall thickness (Con't)

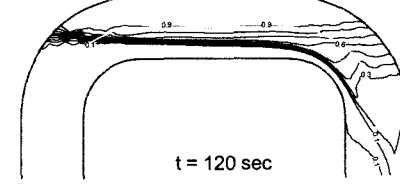
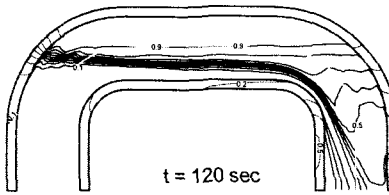
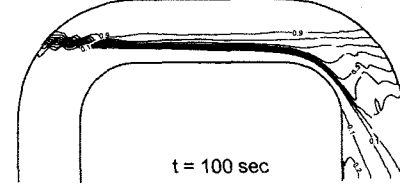
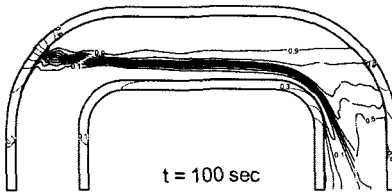
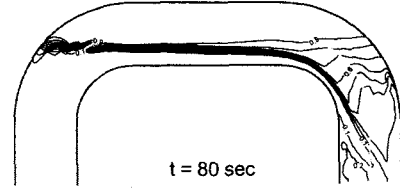
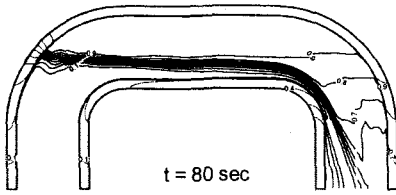
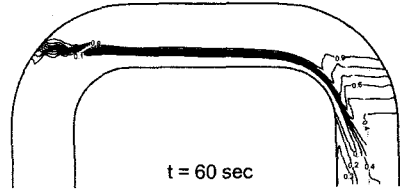
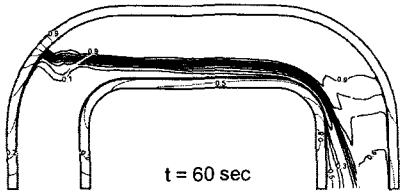


Fig. 4(a) Development of temperature field at the symmetry plane of the U-pipe with wall thickness

Fig. 4(b) Development of temperature field at the symmetry plane of the U-pipe without wall thickness

에 따라 온도장의 형상이 매우 다르다는 것을 알려 주고 있다. 동일한 시간(60sec)에 벽두께를 무시한 경우의 접촉경계면의 온도구배가 벽두께를 고려한 경우보다 훨씬 크다는 것을 보여주고 있다. 이는 고온유체와 동일한 초기온도를 갖는 벽으로부터 저온 유체로의 열전달이 저온유체의 온도 상승을 초래함으로써 두 유체간 접촉경계면의 온도구배를 악화시켰기 때문이다.

Fig. 5(a)와 (b)는 각각 벽두께를 고려한 경우와 무시한 경우에 대한 배관 중심단면에서의 등온선을 나타낸 것이다. 혼합과정 초기단계에서는 벽하부 근방에서 온도구배는 미미하며, 벽두께 고려 여부에 따라 반경방향의 온도분포 및 온도구배가 다르게 나타난다. 특히 벽영역에서의 온도분포는 큰 차이를 보이고 있다. Fig. 5에서 열성층으로 인한 두 유체간 온도구배가 가장 심한 시간은 벽두께가 고려된 경우는 80-100sec에서이며, 벽두께가 고려되지 않은 경우는 30-60sec로 예측할 수 있다. 이런 결과는 벽두께 고려 여부에 따라 열성층 발달시기 및 열성층 유체와 배관벽에서의 온도구배 예측결과가 달라 질 수 있음을 보여준다.

초기에 고온유체와 동일 온도로 유지되는 배관 내부를 저온 유체가 유입되기 시작하면서 열성층 유동이 발달하기 때문에 성층유체경계면에 의해 접수되는 배관내벽면 영역 근방의 온도구배는 커지며, 그러한 가파른 열성층 지속기간 동안에 축방향, 원주방향 및 반경방향의 세 방향으로 동시에 형성된다. Figs. 4-5에 나타나 있듯이, 반경방향 온도구배는 열성층 초기단계에서는 심하게 나타나다가 시간경과에 따라 완화된다. 반면에 원주방향온도구배는 초기단계에서는 그다지 심하지 않으나 열성층이 발달하면서 점차 가파르게 변하다가 배관 상부영역에서 안정된 열성층이 구축되기 시작한 후에 마침내 최대치에 도달한다.

이러한 관찰은 벽두께를 고려한 계산 결과인 Fig. 4(a) 및 5(a)로부터만 가능하며 벽두께를 무시한 계산 결과인 Fig. 4(b) 및 5(b)에서는 불가능하다. 비록 유동장의 모사는 두 경우가 서로 유사하게 나타나지만 벽영역에서의 온도분포는 큰 차이를 보이고 있다.

특히 벽두께를 고려하는 경우에는 벽내외면에서의 과도 온도분포가 큰 차이를 보이고 있으나 벽 두께를 무시한 계산에서는 벽과 접촉하는 유동유체의 외곽면에서의 온도가 벽내외면의 온도와 동일한 것으로 간주함으로써 실제 벽에서의 온도응답과 매우 다른 정보가 얻어지게 된다.

이렇게 왜곡된 정보를 사용하여 배관의 건전성을 평가하면 그 평가결과의 보수성을 확인하기 어렵기 때문에 원전 운영의 안전성과 경제성 관점에서 바람직스럽지 못한 결과가 초래될 수 있음에 유의해야 한다.

상기의 고찰로부터 본 수치해석방법이 내부열성층유동이 있는 배관에서의 비정상 유동과 복합열전달을 푸는데 효과적이라고 평가되며 동 수치해석방법에 기초하여 개발된 전산코드는 열성층배관에 대한 열영역해석에 필수적 입

력자료인 배관벽에서의 과도온도분포를 예측하는데 이용될 수 있으리라고 기대된다.

## 7. 결론

유한 벽 두께를 갖는 곡관내의 열성층유동의 발달을 모사할 수 있는 수치해석방법을 소개 하였으며, 열성층배관벽의 과도온도분포 예측시 벽 두께의 고려여부가 계산결과에 미치는 효과를 조사하였다.

동 수치해석방법으로 본 연구에서 예제로 선정된 열성층 배관 모형에 대하여 계산한 유동장 및 벽영역의 과도온도분포를 검토한 결과, 동 해석방법은 유한 두께를 갖는 곡관내의 열성층 유동장의 비정상 거동을 잘 묘사하는 것으로 평가되었다.

그리고 열성층 배관의 벽에서의 과도온도분포 예측시 벽 두께를 무시하는 경우에는 상당히 왜곡된 결과를 초래할 수 있음이 밝혀졌다.

## 참고문헌

- [1] Abou-rjeily, Y. and Barois, G., 1993, "Numerical Prediction of Stratified Pipe Flows in PWRs," Nucl. Eng. and Design, vol. 147, pp. 47-51.
- [2] Baron, F., Gabillard, M. and Lacroix, C., 1989, "Experimental Study and Three-Dimensional Prediction of Recirculating and Stratified Pipe Flow in PWR," Proc. of NURETH 4, Karlsruhe, pp. 1354-1361.
- [3] Baik, S. J., Im, I. Y. and Ro, T. S., 1998, "Thermal Stratification in the Surge Line of the Korean Next Generation Reactor," Proceedings of OECD NEA/WANO Special Meeting on Experience with Thermal Fatigue in LWR Piping Caused by Mixing and Stratification, Paris, France.
- [4] Jo, J. C., Kim, Y. I., Shin, W. K. and Choi, S. K., 2000, "Three-Dimensional Numerical Analysis of Thermally Stratified Flow in a Curved Piping System," ASME PVP-Vol. 414-1, pp 31-48.
- [5] Patankar, S. V., 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York.
- [6] Doormal, J. P. Van and Raithby, G. D., 1984, "Enhancements of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows," Numer. Heat Transfer, vol. 7, pp. 147-163.
- [7] Zhu, J., 1991 "A Low-Diffusive and Oscillation-Free Convection Scheme," Comm. Appl. Numer. Methods, vol.7, pp225-232.
- [8] Rhie, C. M. and Chow, W. L., 1983, "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation," AIAA J., vol. 21, no. 11, pp. 1525-1532.
- [9] Ushijima, S., 1994, "Prediction of Thermal Stratification in a Curved Duct with 3D Body-Fitted Coordinates," Int. J. Numer. Methods Fluids, vol. 19, pp. 647-665.

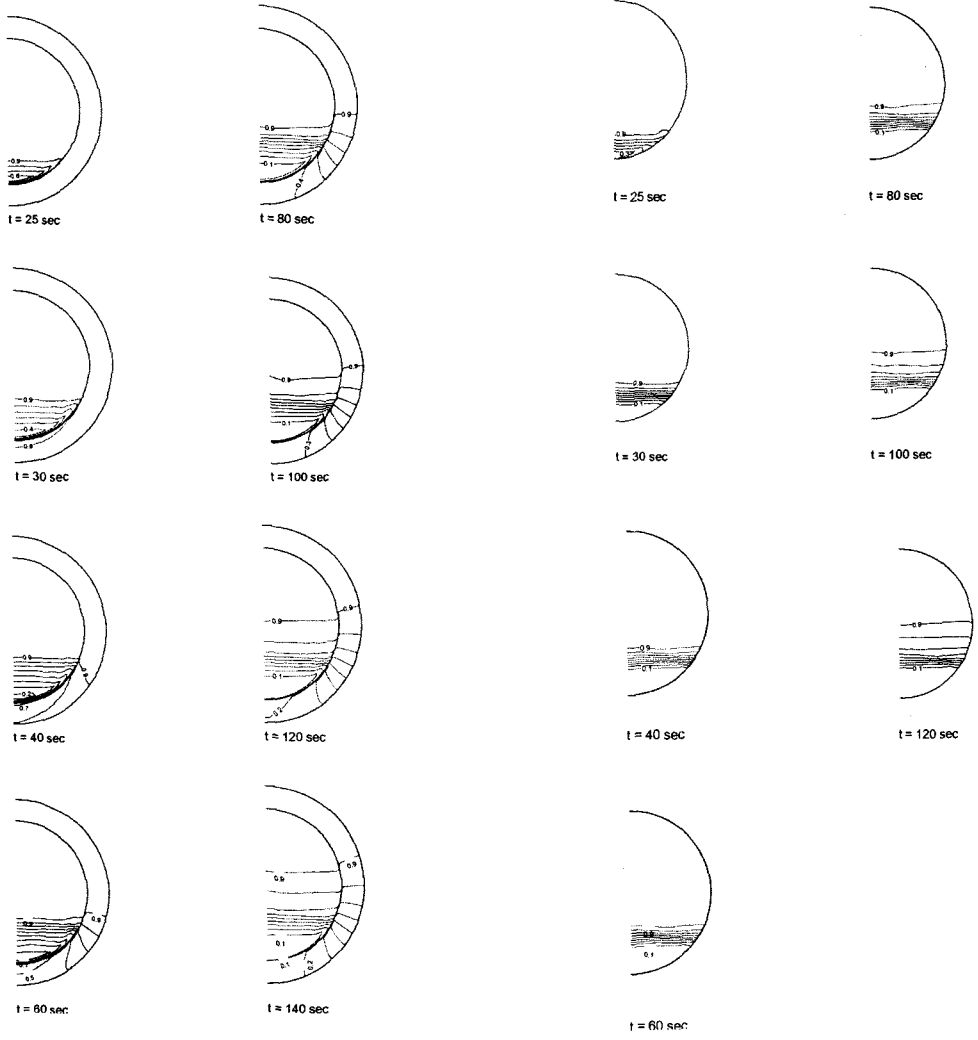


Fig. 5(a) Development of temperature field at the center cross-sectional plane of the U-pipe with wall thickness

Fig. 5(b) Development of temperature field at the center cross-sectional plane of the U-pipe without wall thickness