

(論文)

수평원관내에서 과냉각 및 자연대류가 용해과정에 미치는 영향

서정세* · 김찬중** · 유제인*** · 노승탁****

(1992년 11월 4일 접수)

Effects of Subcooling and Natural Convection on the Melting inside a Horizontal Tube

Jeong-Se Suh, Charn-Jung Kim, Je-In Yoo and Sung Tack Ro

Key Words : Horizontal Cylinder(수평원관), Melting(용해), Natural Convection(자연대류)
Subcooling(과냉각), Coordinate Transformation(좌표변환)

Abstract

The effects of subcooling and natural convection are studied numerically on the melting process of an initially subcooled phase-change medium filled inside a horizontal circular cylinder. It is postulated that melting continues with the tube wall kept at a constant temperature and with the unmelted solid core fixed. Primary emphasis is placed on the evolution of interface morphology, the local/overall heat transfer rate at the tube wall and at the interface, and the structure of natural convection. The numerical results are mainly presented in terms of the Rayleigh and subcooling numbers. As the degree of subcooling intensifies, the melting rate and the movement of the interface are impeded but the interfaces are of similar shape with the passage of time. The heat transfer characteristics are found to be mostly governed by the formation pattern of natural convection in the liquid phase. Good agreement with available experimental data is found.

기 호 설 명

<p>C : 비열[J/kg·°C]</p> <p>h : 열전달 계수[W/m²·°C]</p> <p>h_{st} : 상변화물질의 잠열[J/kg]</p> <p>k : 열전도율[W/m·°C]</p> <p>m_f : 용해율, $1 - V/V_0$</p> <p>Nu : Nusselt 수, hR/k_l</p> <p>p : 압력[Pa]</p> <p>Pr : Prandtl 수, ν/α_l</p>	<p>r : 반경좌표[m]</p> <p>R : 원관의 내부반경[m]</p> <p>Ra : Rayleigh 수, $g\beta R^3(T_w - T_f)/(\alpha_l\nu)$</p> <p>$Sc$: 과냉각 정도, $C_s(T_f - T_o)/h_{st}$</p> <p>Ste : Stefan 수, $C_l(T_w - T_f)/h_{st}$</p> <p>T : 온도[°C]</p> <p>V : 고상의 체적[m³]</p> <p>V_0 : 고상의 초기 체적[m³]</p> <p>x, y : 수평, 수직방향 좌표[m]</p> <p>α : 열확산 계수[m²/s]</p> <p>β : 액체의 열팽창 계수[°C⁻¹]</p> <p>φ : 각방향 좌표</p> <p>ξ, η : 변환 좌표계</p>
---	---

*정회원, 서울대학교 기계공학과 대학원

**정회원, 서울대학교 정밀기계설계공동연구소

***정회원, 생산기술연구원 냉동공조연구부

****정회원, 서울대학교 기계공학과

ν : 액체의 동점성 계수 [m^2/s]

τ : 무차원 시간, $\tau = Ste \cdot t^*$

상첨자

- : 평균 값

\wedge : 상 경계면

+ : 무차원

하첨자

0 : 초기 값

f : 용해점

i : 상 경계

l : 액체

s : 고체

w : 원관벽

1. 서 론

용해 및 응고 등의 상변화는 잠열축열, 열펌프, 구조공정과 같은 공학분야 및 기타 여러 분야에서 매우 중요한 현상으로 이에 대한 많은 연구가 이루어져 오고 있다. 최근 태양열과 심야전력 등을 이용한 축열에 대해 관심이 고조되면서 상변화를 이용한 잠열축열방식이 다각도로 연구되고 있다. 잠열축열은 축열밀도가 높고 또한 열의 저장 및 방출 과정이 적은 온도범위에서 이루어지므로 현열축열에 비해 공학적 응용성이 크다. 본 연구에서는 잠열축열조를 구성하는 수평원관내의 축열과정을 이론해석하고자 한다.

잠열축열에 대한 초기의 연구들에서는 열전달이 전도에 의해서만 이루어진다고 가정하고 해석하였다. 그러나 자연대류가 용해과정에 크게 영향을 미침이 많은 연구들을 통해 밝혀졌다.^(1~4) 최근에는 상변화에 수반되는 밀도변화의 영향이 역시 중요하다는 사실이 제기되고 있다.^(2~4)

수평원관내의 상변화물질이 용해되는 과정은 크게 침강형과 고정형으로 분류할 수 있다. 침강형은 고상물질이 액상내에서 중력방향으로 하강 또는 상승하는 경우를 말하며, 고정형은 고상이 고정된 채로 안으로 계속 용해되어 가는 경우를 일컫는다. 본 연구에서는 주된 관심을 고정형에 국한한다.

지금까지 고정형 용해과정에 대해 수행된 연구들^(5~9)은 용해의 진행에 따른 상 경계 형상의 변화

에 대해 서로 상반된 결과들을 보여주고 있다. 예를 들면, Panu 등⁽⁵⁾의 연구에서는 고상의 상층부가 오목하고, Saitoh 등⁽⁶⁾의 실험과 Saitoh 등⁽⁷⁾의 해석에서는 고상의 하층부가 오목하며, Rieger 등⁽⁸⁾의 해석에서는 높은 Rayleigh수인 경우($Ra=10^6$) 복잡한 고상하층부의 상 경계형상이 보고된 바 있다. 이러한 모순에 대해 정확한 해답은 아직까지 알려져 있지 않다.

한편, 위에서 언급된 연구들^(5~9)에서는 초기에 고상이 용해온도로 유지되어 있다고 가정하였다. 그러나, 실제 응용의 측면에서 보면 잠열축열조의 작동온도범위가 용해온도보다 낮은 영역에 걸쳐 있으므로 초기에 고상이 과냉각되어 있는 경우가 보다 현실적인 상황이다. 고상의 초기 과냉각에 대한 영향은 Ho 등⁽⁹⁾에 의해 실험적으로 연구된 바 있으나 해석적인 연구는 거의 발표되지 않은 것으로 보인다. 그 이유는 고상이 과냉각된 상태에서 용해되는 과정을 해석하기 위해 고상내의 전도방정식을 추가로 풀어야 하는 수치적 난점에서 비롯된 것 같다.

본 연구에서는 최근에 개발된 수치이론을 적용하여 알려진 실험결과에 보다 잘 일치하는 해석결과를 제시하고, 액상내의 유동구조가 상 경계의 형상에 미치는 영향을 정성적으로 고찰하였다. 연구의 주된 과제로는 고상의 초기 과냉각이 용해과정에 미치는 영향을 상 경계의 형상, 용해율, 국소 및 평균열전달계수 등을 분석하여 봄으로써 해석적으로 밝혀보는 것이다.

2. 해 석

2.1 문제설정 및 수치모델

Fig. 1은 내부반경이 R 인 수평원관내에 채워진 순수한 상변화물질의 용해과정을 개략적으로 도시한 것이다. 초기에 전체 시스템은 균일한 온도 T_0 ($< T_f$)를 유지하고 있다가 $t=0$ 일 때 원관벽의 온도가 T_w ($> T_f$)로 갑자기 상승하면서 고체상태의 상변화물질이 용해되기 시작한다. 용해과정은 중력 방향에 대해 좌우대칭으로 일어나며, 고상 상변화물질은 중심에 고정되어 있으므로 하강 또는 상승 운동을 하지 않는다. 원관의 열전도율이 매우 크고 (예를 들면 동관) 얇은 두께를 가진 것으로 보면 Biot수가 매우 작으므로 원관의 영향을 무시하기로 한다. 상변화과정시 고액간의 밀도차를 무시하고,

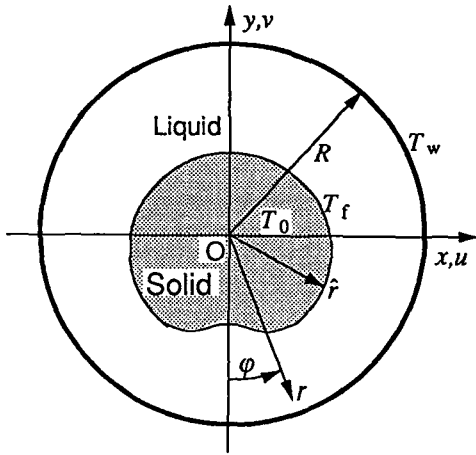


Fig. 1 Schematic representation of the physical model

액상에서는 비압축성 뉴우톤 유체의 2차원 층류 유동으로 가정하며 점성에 의한 소산의 영향을 무시한다. 물성치들은 온도변화에 따른 밀도변화가 Boussinesq 근사에 따른다는 것 이외에는 일정하다고 가정한다. 본 연구에서는 열물성치가 대체로 잘 알려진 상변화물질(n-Octadecane)을 선택하였으며, 이 경우 위의 가정들이 비교적 합리적이라고 알려져 있다.⁽⁹⁾

문제해석을 위한 각 상에서의 일반형 지배방정식은

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}) = S(x, y) \quad (1)$$

으로 나타나며, 이때 각 상에서 독립적으로 구해진다. 상 경계에서 주어지는 조건들을 만족시켜야 한다. 그러나, 상 경계위치는 시간에 따라 이동할 뿐만 아니라 형상이 불규칙하여 실제영역에 대한 직접적인 해석을 하는 데는 여러가지 어려움이 있다. 따라서, 다음의 좌표변환식

$$x = x(\xi, \eta, t), y = y(\xi, \eta, t) \quad (2)$$

를 이용하여 시간에 따라 변하는 실제영역의 (x, y)좌표계를 고정된 계산영역의 (ξ, η)좌표계로 변환시켜 해석한다. 본 연구에서는 상 경계면의 형상을 효율적으로 다루기 위해 극좌표계를 보조좌표계로 도입하여

$$r = \begin{cases} \xi \bar{r} & (0 \leq \xi < 1) \\ \bar{r} + (\xi - 1)(R - \bar{r}) & (1 \leq \xi \leq 2) \end{cases} \quad (3)$$

$$\varphi = \eta \quad (0 \leq \eta \leq \pi) \quad (4)$$

$$x = r \sin \varphi \quad (5)$$

$$y = -r \cos \varphi \quad (6)$$

의 형태로 주어진 좌표변환식을 사용하였다. 이때 상 경계는 (ξ, η) 좌표계에서 ξ=1로 고정된다. 수치해석은 변환좌표계에서 수행하며, 자세한 내용은 기타의 연구⁽¹⁰⁾를 참조하기로 하고 여기에서는 생략하였다.

속도장과 온도장의 경계조건은 원관내벽과 대칭면에서

$$\text{원관내벽: } T = T_w, u = v = 0 \quad (7)$$

$$\text{대칭면: } \frac{\partial T}{\partial x} = 0, u = 0, \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

으로 주어진다. 고상영역과 상 경계면에서는 u=v=0의 조건이 성립하며, 상 경계온도는 Tf로 일정하다. 또한 상 경계를 통과하는 질량유속(F)과 에너지유속(J)은 보존되어야 하므로

$$\hat{F}_s = \hat{F}_l \quad (9)$$

$$\hat{J}_s = \hat{J}_l \quad (10)$$

의 형태로 상 경계조건을 나타내어 수치해석하는 것이 가장 합리적이라고 알려져 있다.⁽¹⁰⁾ 또한, 해석의 편의를 위해 아래와 같은 무차원 변수들을 도입하였다.

$$t^+ = \frac{\alpha t}{R^2}, x^+ = \frac{x}{R}, y^+ = \frac{y}{R} \quad (11a)$$

$$u^+ = \frac{uR}{\alpha}, v^+ = \frac{vR}{\alpha}, \theta_s = C^* \frac{(T - T_f)}{(T_w - T_f)},$$

$$\theta_l = \frac{T - T_f}{T_w - T_f}, p^+ = \frac{\rho R^2}{\rho_i \alpha^2} \quad (11b)$$

Table 1 Variables in the dimensionless governing equation

	ϕ^+	Γ^+	S^+
Solid	1	0	0
	θ_s	k^*/C^*	0
Liquid	1	0	0
	u^+	Pr	$-\partial p^+ / \partial x^+$
	v^+	Pr	$-\partial p^+ / \partial y^+ - Ra \cdot Pr \cdot \theta_l$
	θ_l	1	0

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha_i}, Ra = \frac{g\beta R^3(T_w - T_i)}{\alpha_i \nu}, C^* = \frac{C_s}{C_i}, k^* = \frac{k_s}{k_i} \quad (11c)$$

위의 무차원 변수를 이용하여 지배방정식(1)을 각 영역에서 다시 표현하면 Table 1에 나타낸 바와 같다.

2.2 해석방법

계산격자계는 고상영역과 해상영역에 대해 각각 반경방향으로 23개, 각방향으로 41개의 격자점들로 구성되어 있으며, 속도 및 온도의 변화가 심한 상 경계면, 원관면 근처 그리고 액상의 하층부에 격자점들을 좀더 조밀하게 분포시켰다. 변환된 지배방정식(10)을 고상과 액상영역의 격자계에 대해 유한체적법을 이용하여 이산화시켰고, 운동량 방정식은 텐서해석이 불필요한 국소고정좌표계(10)를 사용하여 풀었으며, 특히 실제 좌표계에서 검사체적의 이동에 따른 격자속도들은 Kim 등(10)이 제시한 면적법칙을 이용하여 계산함으로써 기하학적 보존법칙이 정확하게 만족되도록 하였다. 압력 및 속도의 보정은 SIMPLER 알고리즘으로 처리하였다.(12)

계산의 시작은 먼저 순수전도해를 $\hat{r}/R=0.995$ 까지 구하고, 이후부터 대류의 영향을 고려하였다. 상 경계의 위치는 식(9)와 (10)으로 주어지는 상 경계조건들로부터 명시적으로 결정하였다. 이에 대한 수치이론은 기타의 연구들(13,14)에서 자세히 설명되어 있으므로 생략하기로 한다.

수치계산을 위한 시간증분 Δt 는 반경방향두께의 최대변화가 0.5%를 넘지않도록 조절하였다. 이러한 시간증분의 선택은 계산오차를 줄이기 위해 아래의 사실을 고려하여 결정한 것이다. 즉, 전체에너지의 보존 측면에서 보면 원관을 통하여 전달된 총에너지량은 상변화물질에 저장된 에너지의 총변화량과 같아야 한다. 그러나, 수치해석상 상 경계면의 이동을 명시적으로 처리할 경우 약간의 오차가 발생하며, 위에서 설명한 바와 같이 시간증분을 조절한 경우에 전체에너지 보존이 0.5% 이내로 만족되는 것을 확인하였다.

3. 계산결과 및 토의

수평원관내 용해과정에서 고상의 초기 과냉각이 열전달 특성에 미치는 영향을 고찰하기 전에 본 연

구에서 사용된 수치이론을 검증하기 위해 기존의 실험결과와 비교연구를 수행하였다. 그러나, 이미 언급한 바와 같이 기존의 연구결과들(3-9)에서 제시된 수치 및 실험결과들이 정량적으로나 정성적으로 서로 상이하여 비교의 대상을 선정하는 데는 여러 가지 어려움이 있으나, 비교적 실험결과를 상세히 기술한 Ho 등(9)의 연구를 선택하여 검증하였다. 비교양으로는 용해과정에 대한 정보를 가장 효과적으로 밝혀주는 용해율과 상 경계면의 형상을 택하였다.

Fig 2는 시간경과에 따른 상 경계의 위치변화에 대해 Ho 등(9)의 실험결과와 같은 조건하에서 수행된 본 연구의 예측결과를 서로 비교한 것이다. 상 경계면의 진행과정에 대한 본 연구의 예측결과는 실험결과와 상당한 오차를 보이고 있는 Ho 등(9)의 예측결과에 비해 용해의 전 과정에 걸쳐 매우 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 그러나, 전반적으로 우수한 일치성에도 불구하고 용해가 진행되면서 상 경계면의 형상이 특히 하층부에서 차이가 벌어지는 점이 주목된다. 즉, Ho 등의 실험결과에서는 볼록한 형상을 보이는 반면, 본 연구의 결과에서는 오목한 형상을 보이면서 더욱 빠르게 진행하고 있다. Ho 등의 실험결과에서 하층부 상 경계면이 볼록한

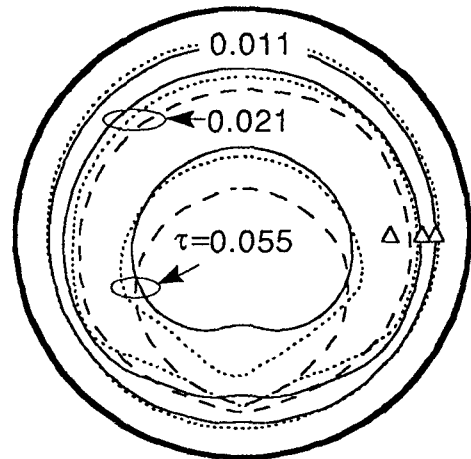


Fig. 2 The migration pattern of the melting front for the case of $Ste=0.133$ and $Ra=1.2 \times 10^6$. The present work (solid lines); experiments (dotted lines) and simulation (dashed lines) by Ho and Viskanta(1984). The value of S_c is 0.004 inferring from their work. Pure conduction solution is denoted by open triangles.

형상을 지닌 것과는 달리, 비록 고려한 온도차 및 물성치들의 실험조건들이 조금 다르지만 Saitoh 등⁽⁶⁾이 제시한 실험결과에서는 하층부 상 경계면의 형상이 오목하며, 이러한 상반되는 실험결과들은 실험에 사용된 원관의 크기에 기인한 것으로 생각된다. 즉, 원관의 크기가 Ho 등의 경우 $R=16$ mm이고, Saitoh 등⁽⁶⁾의 경우 $R=22.4$ mm로서 서로 상당한 차이가 난다. Ho 등의 경우 원관의 직경이 작기 때문에 하층부 대칭면 근처에서 형성된 복잡한 3차원 대류유동이 2차원 순환유동의 형성과 발달에 크게 영향을 줌으로써 볼록한 형상을 복잡한 3차원 대류유동이 2차원 순환유동의 형성과 발달에 크게 영향을 줌으로써 볼록한 형상을 보이는 것으로 생각되며, 실제 Rieger 등⁽⁸⁾과 Ho 등은 그들의 실험에서 3차원 Benard 대류유동과 비슷한 복잡한 유동을 관찰하였다고 하였다. Saitoh 등⁽⁶⁾의 경우 원관의 크기가 비교적 커서 Ho 등의 경우에 비해 2차원 순환유동이 안정되게 발달하여 상 경계면의 형상이 오목하게 나타나는 것으로 생각된다. 본 연구의 예측결과와 Ho 등의 실험결과에서 보이는 차이는 유동의 변화가 심한 하층부에서 자연대류를 2차원 층류유동으로 가정한 수치모사와 3차원 대류유동이 보다 복잡하게 나타나는 실제 실험과의 괴리에서 비롯된다고 생각할 수 있다.

용해율은 상변화물질의 전체질량에 대한 용해질량의 비로 정의하였으며, 고액간의 밀도차를 무시한 본 연구에서는 부피 비와 같다(즉 $m_f=1-V/V_0$). Fig 3에서 $Ra=3.6 \times 10^6$, 1.2×10^6 의 두 경우에 대해 각각 시간 변화에 따른 용해질량비를 Ho 등⁽⁹⁾의 실험결과와 비교하였다. 자연대류강도의 영향을 보다 명확히 파악하기 위해 순수전도해(즉 $Ra=0$)를 구하여 함께 도시하였다. 순수전도해는 이론상으로 어느 시간에서나 용해질량비의 하한치를 제공하지만, Fig. 3에서 보듯이 Ho 등의 실험 결과는 용해초기에 오히려 순수전도해보다 낮으며, 이는 실험 과정의 초기에 원관 자체의 현열증가를 위한 에너지의 소모로 인한 것으로 생각된다. Fig. 3에 나타난 수치결과를 보면 $m_f < 0.3$ 범위까지는 대류의 영향이 거의 나타나지 않으며, 어느정도 용해가 진행된 후에는 Ra 수가 클수록 용해가 촉진됨을 알 수 있다. 이와 같은 용해특성은 지금까지 알려진 결과와 일치한다. 실험결과와 비교해 보면, Ra 수가 낮을 때는 잘 일치하고 있으나, 높을 때는 다소 차이가 나고 있다. 이는 Fig. 2에서 살펴 본

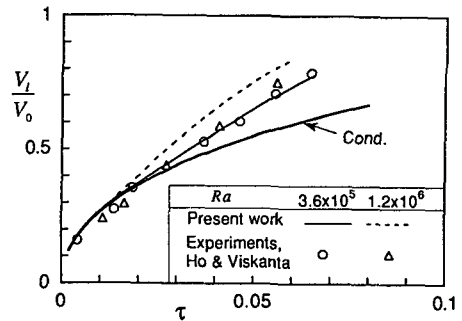


Fig. 3 The molten volume fraction as a function of dimensionless time for $Ra=3.6 \times 10^6$ and $Ste=0.045$; $Ra=1.2 \times 10^6$ and $Ste=0.133$. The value of S_c is presumed to be 0.004 for both the cases. Note that this value was not explicitly specified in Ho and Viskanta(1984)

바와 같이 실험 및 예측된 상 경계면의 형상이 하층부에서 서로 요철이 뒤바뀌는 현상이 Ra 수가 증가할 수록 두드러지기 때문으로 예상된다.

위에서 상 경계면의 진행과 용해율에 대해 Ho 등의 실험결과와 비교하여 본 결과, 본 연구에서 채택한 수치이론에 의한 예측결과가 지금까지 보고된 연구결과들에 비하여 실험결과에 더욱 잘 일치되고 있음이 입증되었다.

이제 우리는 누차 강조해온 하층부 상 경계면의 요철을 결정하는 근본적인 메카니즘에 대해 추정하여 보면, 기존의 실험 및 수치해석의 결과에서 나타난 볼록 또는 오목한 형상은 액상내의 유동구조와 깊은 관련이 있음을 알았으며, 이를 보다 명확히 설명하기 위해 Fig. 4에서 요철면의 형상과 유동구조를 도시하였다. 그림에서 보는 바와 같이 액상내의 유동형태는 크게 두가지 경우—작수 개의 유동셀 구조와 홀수개의 유동셀 구조—로 구분할 수 있으며, 각 경우는 필연적으로 액상 하층부의 계면형상과 짝을 이루게 된다. Fig. 4(a)에서 보듯이 작수개의 유동셀이 존재하는 경우 하부 대칭선을 따라 열전달방향과 유동방향은 서로 일치하게 된다. 따라서, 원관벽으로부터 가열된 액체가 상승하면서 신속히 상 경계로 열을 공급함으로써 국소적으로 움푹 패이는 형상을 나타내며, 이때 오목한 부분은 이러한 유동셀의 크기와 비슷하게 형성된다. 이와는 반대로 Fig. 4(b)의 경우처럼 홀수개의 유동셀(단일 유동셀도 포함)이 발달하면 하부 대칭선에서 열전달방향과 유동방향은 서로 반대가

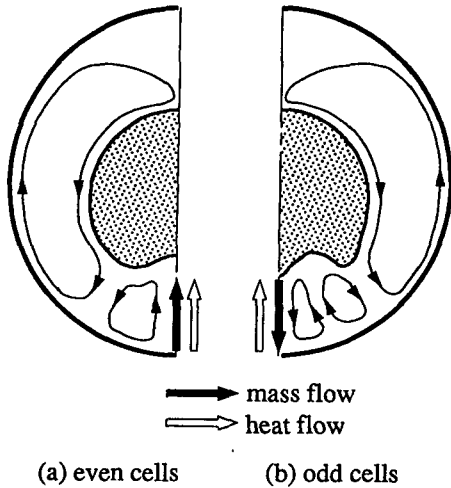


Fig. 4 Interaction of the flow structure with the interface morphology

되어 원관벽으로부터 상경계로의 열전달이 저해되며, 결국 하부 대칭면에서 상 경계의 형상이 블록해지는 결과를 낳는다. 이러한 유동셀의 구조가 짝수개 또는 홀수개로 형성되느냐에 대해서 최근에 용해형태의 분기현상에 대한 수치적 연구⁽¹⁵⁾가 있었으며, 이에 대한 깊은 연구가 진행 중에 있다. 본 연구의 결과에서 고려한 과냉각 정도와 Ra 수의 범위에 대해 모두 짝수개의 유동셀 구조를 얻었으며, 이러한 유동구조가 시간에 따라 변화하는 본 연구의 계산 일례를 특정한 S_c 와 Ra 에 대해 Fig. 5에 제시하였다.

Fig. 5에서 각 경우의 바깥선은 원관벽을 나타내며, 왼쪽부분은 유동형태를, 그리고 오른쪽부분은 등온선형태를 나타낸 것이다. 상 경계는 유동셀들을 둘러싸는 안쪽선으로 나타나 있으며, 등온선의

간격이 액상에서는 $0.1(T_w - T_i)$ 이고, 고상에서는 그 간격을 적절히 나누었다.

먼저, 고상내의 등온선 분포를 보면 각방향을 따라 상 경계의 반경으로 표준화된 경우 대체로 등간격임을 알 수 있다. 이는 변환좌표계에서 온도분포가 η 방향 변화가 거의 없음을 암시하며, 이러한 경향은 고상내의 전도식에서 비직교함에 의한 영향을 무시한 경우 $\partial T / \partial \xi \gg \partial T / \partial \eta$ 로 되어 일차원 특성을 갖기 때문이다. 물론 시간이 경과하면서 고상에서의 평균온도는 상승하게 되며 이에 대해서는 뒤에서 다루기로 한다.

한편, 유동의 형태를 살펴보면 4개의 유동셀이 발달하다가 시간이 지나면서 2개로 통합되어 발전하며, 이미 토의한 바와 같이 이러한 유동구조는 액상 하층부에서 오목한 상 경계의 형상을 유도함을 알 수 있다. 용해초기($\tau=0.021$)에는 고상의 측면과 상부를 감싸는 주유동셀과 비교적 작은 3개의 유동셀이 하층부에 발달한다. 이와 같은 유동구조는 두개의 수평 평판내에서 아래로부터 가열되는 경우 여러 개의 유동셀이 형성되는 결과⁽¹⁶⁾와 매우 흡사하며, 여기서는 상 경계 곡률의 영향으로 약 $30^\circ \sim 40^\circ$ 이상에서는 주순환유동으로 발전한다. 주유동셀과 대칭선 근처의 유동셀(부유동셀) 사이에 놓인 2개의 작은 유동셀들은, 비록 그 강도가 미약하지만, 지역적인 열전달 향상을 야기하며, 그 결과 Fig. 2에서 보듯이 하층부 측면의 상 경계면이 초기에 완만한 오목면으로 형성된다. 시간이 경과함에 ($\tau=0.055$) 따라 주유동셀과 부유동셀은 그들의 사이에 놓인 2개의 유동셀을 잠식하여 2개의 커다란 셀로 발전해 간다. 이는 초기에 부유동셀에 의해 어느 정도 형성된 오목한 하부 상 경계면이 계속적으로 순환유동을 안정시키면서 서로를 가속

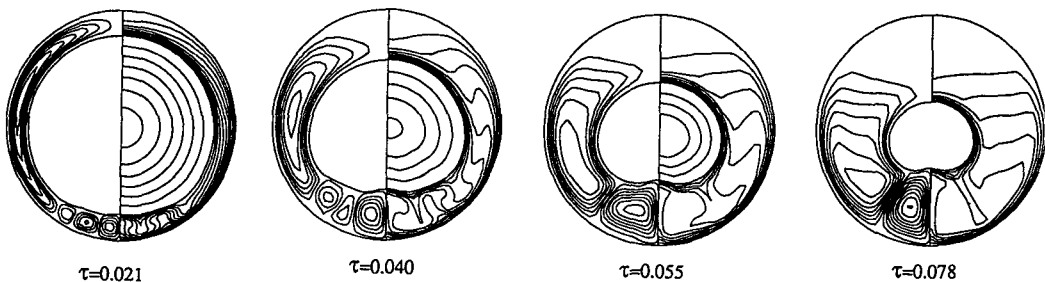


Fig. 5 Contour plots for isotherms (right) and stream (left) at several times for $Ste=0.133$, $S_c=0.13$ and $Ra=1.2 \times 10^6$

시키기 때문이다.

액상내의 등온선은 유동구조와 매우 밀접하게 분포되어 있으며, 특히 유동셀들이 서로 인접하는 영역에서는 유동방향으로 버섯모양의 봉우리를 만든다. 따라서, 유동셀이 4개인 경우 등온선의 분포는 매우 복잡한 양상을 띠게 되며, 액상의 두께가 매우 큰 경우($\tau=0.078$)에는 보다 길다란 봉우리 형태의 등온선굴곡이 나타난다. 비록 조건은 다소 다르지만 Rieger 등⁽⁶⁾은 $Ra=10^6$ 경우에 $\tau=0.05035\sim 0.05065$ 범위내에서 유동이 급격하게 변한다고 주장하였으나(참고문헌(6)의 Fig. 11 참조), 본 연구의 결과에서는 그들의 결과와 달리 유동장이 안정된 주, 부유동 셀구조를 이루면서 발달되어가고 있음을 보이고 있다. 따라서, Rieger 등이 주장한 짧은 시간동안 유동의 급격한 변화는 물리적인 현상이라기 보다는 수치계산의 불안정에서 오는 결과라고 짐작된다. 그 이유로는 그들이 설명하고 있는 3차원 유동의 불안정성이 그들의 2차원 모델에 포함되어 있지 않으므로 적절한 이유가 될 수 없기 때문이다.

아래에서는 먼저 고정된 Ra 수에 대해 과냉각 정도를 달리한 경우와 과냉각 정도가 고정되고 Ra 수가 변하는 경우에 대해 용해율, 전열특성, 상 경계 위치 등을 살펴보기로 한다.

Fig. 6은 과냉각 정도가 용해율에 미치는 영향을 나타낸 것이다. 그림에서 심볼들은 순수 전도해를 지시하며, 마찬가지로 임의의 시간에서 용해율의 하한치를 의미한다. 그림에서 고상의 초기 과냉각이 클수록 용해율이 낮게 나타난다. 이것은 과냉각이 심할수록 고상의 현열증가를 위한 에너지가 필

요하게 되며, 이로 인해 상경계가 느리게 진행되는 데서 비롯한 결과이다. 과냉각 정도에 따른 용해율의 변화를 보면 용해초기에 용해율이 다소 차이를 보이며, 이러한 차이가 이후의 용해진행에서 거의 일정하다. 이러한 결과는 과냉각효과가 초기에는 용해 과정에 상당한 영향을 미치다가 용해가 진행되면서 고상의 온도가 T_i 로 접근하면서 소멸되는 데서 기인한다. 그러나 전반적으로 과냉각이 용해율에 미치는 영향이 비교적 적음을 알 수 있다.

Fig. 7에서 평균열전달계수의 시간에 따른 변화를 원관벽 상 경계면에 대해 각각 왼쪽 세로축과 오른쪽 세로축에 나타내었다. 상 경계와 원관에서

$$\overline{Nu}_i = \frac{1}{\ell_i(\tau)} \int \frac{\partial \theta}{\partial n} dl_i \quad (12)$$

$$\overline{Nu}_w = \frac{1}{\ell} \int \frac{\partial \theta}{\partial n} dl \quad (13)$$

로 정의되고, 이때 $\ell_i(\tau)$ 는 상 경계 둘레의 길이를, $\ell(=\pi R)$ 은 원관둘레의 길이를 나타내고, n 은 적분경로에 수직한 방향을 나타낸다. 그림에서 심볼들은 순수전도해를 가리키며, 앞서의 경우처럼 임의의 시간에서 평균열전달계수의 하한치를 의미한다. 자연대류를 고려한 경우의 평균Nusselt수가 순수전도해와 갈라지는 시간을 자연대류의 효과가 나타나는 시점으로 간주하면 과냉각이 클수록 자연대류효과가 나타나는 시점이 늦다는 것을 알 수 있다. \overline{Nu}_w 는 초기에 급격히 감소하다가 시간이 경과하면서 다소 증가하며, 이후에 다시 감소하는 경향을 보이고 있다. \overline{Nu}_i 는 자연대류의 효과가 나타난 이후 \overline{Nu}_w 과는 달리 계속 증가한다. 자연대류효과

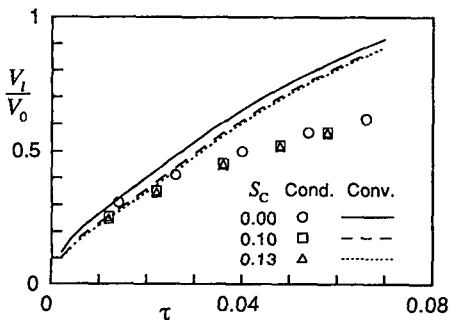


Fig. 6 The molten volume fraction as a function of dimensionless time for $Ste=0.133$, $Ra=1.2 \times 10^6$ and for several subcooling numbers

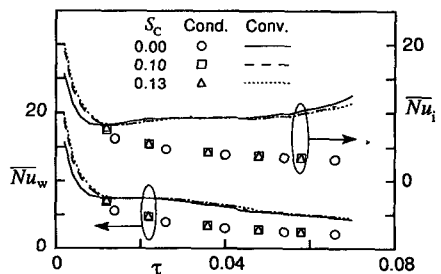


Fig. 7 Timewise variation of the overall heat transfer coefficients at the tube wall (\overline{Nu}_w) and the solid-liquid interface (\overline{Nu}_i) for $Ste=0.133$ and $Ra=1.2 \times 10^6$

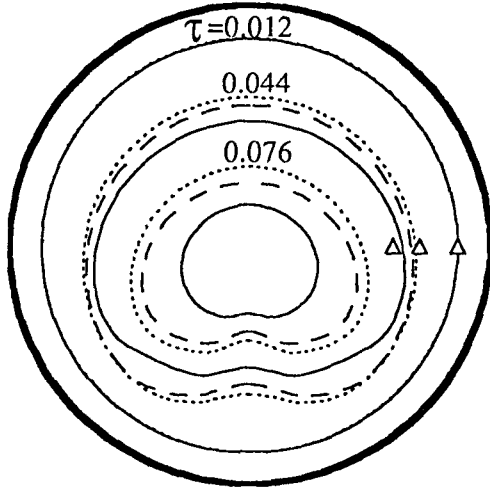


Fig. 8 The history of the melting front for $Ste=0.133$ and $Sc=0.13$. $Ra=3.6 \times 10^5$ (dotted lines); $Ra=5.6 \times 10^5$ (dashed lines) and $Ra=1.2 \times 10^6$ (solid lines)

가 나타난 이후, 과냉각이 증가할 수록 $\overline{Nu_w}$ 는 커지고 반대로 $\overline{Nu_i}$ 는 작아지는 경향을 보이고 있다. 이는 그림에서 나타난 바와 같이 과냉각에 따른 $\overline{Nu_i}$ 곡선이 교차하는 사실에서 알 수 있다.

다음으로는 과냉각정도가 고정된 경우 ($Sc=0.13$) Ra 수의 변화에 따른 용해과정의 변화를 관찰하기로 한다. Fig. 8에서 Rayleigh수가 큰 경우 상 경계가 빠르게 진행하며, 이러한 경향은 시간이 경과하면서 더욱 두드러진다는 것을 알 수 있다. 특히, 용해 중반 ($\tau=0.044$)에 상경계가 $30^\circ \sim 60^\circ$ 사이에서 오목하게 되는 경향이 Ra 수가 높을 수록 현저하게 나타나며, 이러한 현상은 Fig. 5의 유동구조에서 보듯이 주유동셀과 부유동셀 사이에 놓인 2개의 작은 유동셀들이 Ra 수가 낮은 경우에는 잘 발달하지 못하기 때문에 일어난다. 마찬가지로 용해율은 Fig. 8로부터 예상할 수 있는 바와 같이 Ra 수가 클수록 높게 나타날 것이다. 이에 대한 결과는 지면상 생략하였다.

Ra 수를 달리할 때 평균 Nusselt수의 변화를 Fig. 9에 나타내었다. $\overline{Nu_w}$ 와 $\overline{Nu_i}$ 는 Ra 수가 증가함에 따라 커지며, 이는 기존의 결과와 일치한다. Fig. 7의 경우와 유사하게 순수전도해와 갈라지는 시간이 Ra 수가 높을 수록 빨라진다. 또한, 자연대류가 충분히 발달한 이후 ($\tau > 0.04$)에는 $\overline{Nu_w}$ 의 경우 Ra 수에 따라 크게 변하지 않으나 $\overline{Nu_i}$ 의 경우

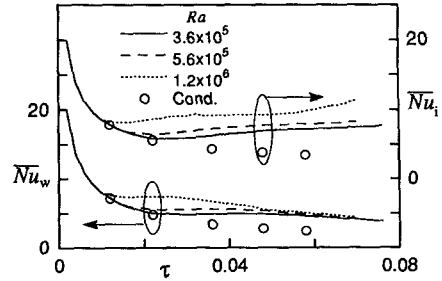


Fig. 9 The temporal variation of the overall heat transfer coefficients at the tube wall ($\overline{Nu_w}$) and the solid-liquid interface ($\overline{Nu_i}$) for $Ste=0.133$ and $Sc=0.13$

상당한 차이를 유지하고 있다. 이것은 자연대류강도의 증가가 원관에서 보다 상 경계면에서 열전달 과정에 상대적으로 많은 영향을 미침을 의미한다.

4. 결 론

수평원관내에 채워진 고상 상변화물질이 고정된 채 용해되는 과정에서 고상의 초기과냉각과 자연대류강도가 용해에 미치는 영향을 연구하였다. 이에 대한 연구결과들을 요약하면 아래와 같이 정리할 수 있다.

(1) 본 연구에서 고려한 과냉각정도와 Ra 수의 범위에 대해 해석한 결과 하층부에서 유동셀의 개수가 짝수개로 형성되었으며, 상 경계의 형상이 오목하게 나타났다. 그러나 기타의 연구에서 홀수개의 유동셀 구조가 보고된 것에 비추어 보면 유동구조가 분기하는 현상이 예상된다. 여기에 대한 보다 구체적인 연구는 현재 수행 중에 있다.

(2) 고상의 초기 과냉각이 클수록 용해의 진행이 느려지며, 과냉각 효과가 초기에는 용해율에 상당한 영향을 미치다가 용해가 진행되면서 소멸되는 경향을 보인다.

(3) Ra 수가 증가할수록 용해의 진행이 상당히 빠르게 이루어지며, 이러한 경향이 시간이 경과하면서 더욱 두드러짐을 알았다.

한편, 액상 하층부의 상경계 형상과 유동구조와의 관계를 밝혔으며, Rayleigh 수가 비교적 높은 10^6 이상의 경우에 대해서도 기존의 연구에서 보고된 것처럼 액상 하층부의 유동이 짧은 시간내에 급격하게 변하지 않음을 알았다. 또한, 본 연구에서

는 기존의 계산결과에 비하여 실험 결과와 더욱 잘 일치하는 상경계면의 예측결과를 제시하였다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 지원하에 이루어졌으며 이에 대해 관계자에게 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Bathelt, A. G., Viskanta, R. and Leidenfrost, W., 1979, "An Experimental Investigation of Natural Convection in the Melted Region around a Heated Horizontal Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 90, pp. 227~239.
- (2) 유호선, 노승탁, 1986, "좌표변환에 의한 상변화과정의 수치해석," *대한기계학회논문집*, 제10권, 제14호, pp. 585~592.
- (3) Yoo, H. and Ro, S. T., 1991, "Melting Process with Solid-Liquid Density Change and Natural Convection in a Rectangular Cavity," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 12, pp. 365~374.
- (4) 김무근, 노승탁, 1992, "수직원관 주위에서 밀도차와 자연대류를 고려한 응고과정 해석," *대한기계학회논문집*, 제16권, 제1호, pp. 142~155.
- (5) Pannu, J., Joglekar, G. and Rice, P. A., 1980, "Natural Convection to Cylinders of Phase Change Material used for Thermal Storage," *AIChE Symp. Ser.*, Vol. 76, pp. 47~55.
- (6) Saitoh, T. and Hirose, K., 1981, "Latent Heat Thermal Energy Storage of Solar Energy," *Proceedings of the 18th National Heat Transfer Symposium, Japan*, pp. 67~69.
- (7) Saitoh, T. and Hirose, K., 1982, "High Rayleigh Number Solutions to Problems of Latent Heat Thermal Energy Storage in a Horizontal Cylinder Capsule," *J. Heat Transfer*, Vol. 104, pp. 545~553.
- (8) Rieger, H., Projahn, U., Bareiss, M. and Beer, H., 1983, "Heat Transfer during Melting inside a Horizontal Tube," *J. Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 226~234.
- (9) Ho, C. J. and Viskanta, R., 1984, "Heat Transfer during Inward Melting in a Horizontal Tube," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, pp. 705~716.
- (10) Kim, C.-J. and Kaviany, M., 1992, "A Numerical Method for Phase-Change Problems with Convection and Diffusion," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 1143~1154.
- (11) Karki, K. C. and Patankar, S. V., 1988, "Calculation Procedure for Viscous Incompressible Flows in Complex Geometries," *Numer. Heat Transfer*, Vol. 14, pp. 295~307.
- (12) Patankar, S. V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow," Hemisphere, Washington, DC.
- (13) 김찬중, 노승탁, 이준식, 1993, "축대칭 이동경계문제 해석을 위한 효과적인 알고리즘," *대한기계학회 논문집*, 제17권, 제3호, pp. 670~679.
- (14) Kim, C.-J., Ro, S. T., Lee, J. S. and Kim, M. G., 1993, "Two-Dimensional Freezing of Water Filled Between Vertical Concentric Tubes Involving Density Anomaly and Volume Expansion," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 2647~2656.
- (15) Park, C. E. and Chang, K.-S., 1991, "Bifurcating Solutions of Inward Melting in a Horizontal Tube," *ISTP-4, Sydney*, Vol. 2, pp. 708~717.
- (16) Lam, S. W., Gani, R. and Symons, J. G., 1989, "Experimental and Numerical Studies of Natural Convection in Trapezoidal Cavities," *J. Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 372~377.