

아이스볼내의 용해과정에 대한 해석

The Melting Process in an Ice-Ball Capsule

서 정 세*
J. S. Suh

Key words : Melting(용해), Ice-ball(아이스볼), Ascending motion(상승운동), Subcooling(과냉), Density anomaly(밀도역전)

Abstract

A numerical study is made on the melting process of an unconstrained ice inside an isothermal ice-ball capsule. The unmelted ice core is continuously ascending on account of buoyancy forces. Such a buoyancy-assisted melting is commonly characterized by the existence of a thin liquid film above the ice core. The present study is motivated to present a full-equation-based analysis of the influences of the initial subcooling and the natural convection on the fluid flow associated with the buoyancy-assisted melting. In the light of the solution strategy, the present study is substantially distinguished from the existing works in that the complete set of governing equations in both the melted and unmelted regions are resolved in one domain. Numerical results are obtained by varying the wall temperature and initial temperature. The present results reported the transition of the flow pattern in a spherical capsule, as the wall temperature was increased over the density inversion point. In addition, timewise variation of the shapes for the liquid film and the lower ice surface, the time rate of change in the melt volume fraction and the melting distance at symmetric line is analyzed and is presented.

기 호 설 명

c : 비열 [$J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$]

Fo : Fourier 수, $\alpha_i t / R^2$

h : 엔탈피 [$J \cdot kg^{-1}$]

h_f : 잠열 [$J \cdot kg^{-1}$]

k : 열전도율 [$W \cdot m^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$]

m_f : 용해율, $1 - V_i / V_0$

p : 압력 [Pa]

γ : 반경좌표 [m]

R : 구반지름 [m]

Ste : Stefan 수, $c_L (T_w - T_f) / h_f$

S_u, S_D : 상층부, 하층부 용해거리 [m]

t : 시간 [s]

T_0 : 얼음의 초기온도 [$^\circ C$]

T_f : 용해온도, $T_f = 0^\circ C$

T_w : 벽면온도 [$^\circ C$]

u, v : x, y 방향의 속도성분 [$m \cdot s^{-1}$]

* 경상대학교 기계공학과, 생산기술연구소

- v_i : 얼음의 상승속도 [$m \cdot s^{-1}$]
 V : 부피 [m^3]
 x, y : 직교 좌표계 [m]

그리스 문자

- β : 열팽창계수 [$^{\circ}C^{-1}$]
 δ : 액막두께 [m]
 δ_c : $\Theta=0$ 에서 액막의 두께 [m]
 ϵ : 이심거리 [m]
 θ : 얼음내의 무차원온도, $(T_i - T_0)/(T_w - T_0)$
 Θ, φ : 각좌표
 ξ, η : 변환좌표
 μ : 점성계수 [$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$]
 τ : 무차원 시간, $Ste \cdot Fo$.

하첨자

- 0 : 초기
 f : 융점
 L : 액상, 물
 S : 고상, 얼음
 w : 벽면

1. 서 론

심야의 잉여전력 등을 효율적으로 이용하기 위한 방안의 하나로 최근에 빙축열에 대한 관심이 고조되면서 다각적인 연구가 이루어져 오고 있다⁽¹⁾. 빙축열 조는 작동유체와 상변화물질이 분리된 경우에 작동유체가 흐르는 관주위로 용해/응고가 이루어지는 외부형과 작동유체로 둘러싸인 캡슐내에서 용해/응고가 이루어지는 내부형이 있다. 내부형에서는 원관(수평 또는 수직으로 놓임)과 구형등의 캡슐이 많이 사용되고 있으며, 본 연구에서는 빙축열조에 널리 이용되는 이이스볼(ice-ball)내의 얼음 용해에 주된 관심을 두기로 한다.

상변화문제는 비선형적 특성으로 인해 수치해석적 연구에 주로 의존하며, 초기에는 전도열전달만을 고려한 해석이 주류를 이루었으나 자연대류의 영향이 중요하다는 결과들⁽⁴⁾이 발표되기도 했다. 최근에는 밀폐용기내에서 고상이 용해와 동시에 이동

하는 경우(즉, 상승/하강형 용해)에 대한 연구^{(5), (6)}가 활발히 진행되고 있다. 상승형 용해에서는 고상이 용해와 동시에 부력에 의해 상승하게 되고, 상층부 벽면에 고상의 밀착에 의한 얇은 액막이 형성되어 접촉용해가 일어나게 되며, 하층부에서는 고상의 상승으로 넓혀진 공간에 액막에서 용해된 액상이 채워지면서 용해영역을 형성한다. 이때 액막에서는 전도에 의해 그리고 용해영역에서는 자연대류에 의해 주로 열전달이 이루어진다. 하강형 용해 과정은 고상이 중력에 의해 하강하면서 이루어지며, 액막이 용해영역이 상승형 용해의 상반된 위치에서 각각 형성된다. 이러한 상승형과 하강형 용해는 오르지 고상과 액상밀도의 상대적 차이에 의해 결정되며, 대부분의 일반 상변화 물질이 하강형 용해에 의해 이루어지지만 얼음 등의 경우에는 상승형 용해를 하게 된다.

상승/하강형 용해과정에 대한 이전의 연구들을 조사해 보면, 하강형 용해에 대해서 상당히 많은 연구가 이루어졌으며, 대표적인 것으로 용기의 형상별로 보면 사각용기⁽⁷⁾, 수평원관^{(8), (9)}, 구형용기^{(10)~(13)} 등이 있다. 반면, 상승형의 경우에는 수평원관에 대해 몇몇 연구^{(6), (14)}가 보고되고 있을 뿐 축열조 캡슐의 중요한 형상인 구형용기의 경우에 대해서는 아직까지 보고된 바 없는 것으로 여겨지며, 이것이 본 연구를 시작하게 된 기본 동기이다. 한편, 지금까지 이들 연구의 대부분이 수치해석방법상에서 액상영역을 상, 하층부로 나누어 각각 다른 방법으로 해석하여 두영역을 적절히 결합함으로써 여러가지 불필요한 가정들을 도입하고 있으며, 이로 인해 해석의 부정확함이 예상된다. 그러나, 최근 들어 보다 정확한 해석을 위해 액상영역을 단일영역으로 취급하여 해석하고자 하는 연구들^{(5), (6)}이 시도되고 있다.

본 연구에서 다루는 물은 다른 일반상변화물질과 달리 $4^{\circ}C$ 를 전후로 해서 밀도역전(density anomaly)현상이 있으며, 이로 인해 용해영역내에 형성되는 자연대류의 유통형태가 일반 상변화물질의 경우와는 상당히 다르게 나타날 것으로 예상된다 여기에 대해서는 수평원관의 경우에 이미 실험적 연구⁽¹⁴⁾와 수치해석적 연구⁽⁶⁾를 통해 복잡한 유통구조를 밝히고자 노력한 바 있다.

본 연구에서는 아이스볼(ice-ball)내 초기에 파

냉각상태로 있는 얼음이 용해되는 과정을 액상내의 자연대류 효과와 얼음의 상승운동을 고려하여 수치 해석을 하고자 한다. 수치해석상에서 액상영역을 단일영역으로 취급함으로써 두영역을 접합하는 데 요구되는 불필요한 가정들을 없앴으며, 특히 고상의 상승속도를 힌균형식에 기초하여 완전히 암시적으로 결정하였다. 본 연구의 결과는 주로 벽면 온도를 4°C 전후로 달리한 경우 시간에 따른 유동형태, 상경계면의 진행형태, 용해율, 얼음의 상승속도, 액막두께 등의 변화와 초기과냉각이 용해에 미치는 영향에 관하여 제시된다.

2. 해 석

2.1 문제설정 및 수치모델

내부반경이 R 인 아이스볼내의 얼음의 용해과정을 Fig.1에 개략적으로 도시하였다. 초기에 전체 시스템이 용해온도 T_f 보다 낮은 균일한 온도 T_0 로 유지되다가 $t=0$ 일 때 용기벽면의 온도가 일정한 온도 $T_w (> T_f)$ 로 갑자기 상승하면서 내부의 얼음이 녹기 시작한다. 얼음은 물과의 상대적 밀도차로 발생한 부력에 의해 계속해서 상승하게 되며, 이

때 상층부에 얼음의 압착에 의한 얇은 액막이 형성된다. Fig.1(a)는 임의의 시간에서 아이스볼내 용해가 진행되는 과정을 개략적으로 나타낸 것이며, Fig.1(b)에 이해를 돕기 위해 얼음의 초기중심을 인위적으로 용기의 중심과 일치시킴으로써 대칭축에서의 상, 하층부 용해거리(즉, S_U, S_D)를 각각 나타내었다. 이러한 문제에 대한 효율적인 수치해석을 위해 용해과정을 다음과 같이 가정하였다.

- (1) 용해과정은 2차원이며, 중력방향에 대해 축대칭으로 이루어진다.
- (2) 액상은 비압축성 뉴우톤 유체이고, 유동은 2차원 층류이다.
- (3) 온도변화에 따른 물성치의 변화는 밀도변화가 Boussinesq 근사를 따른다는 것 이외에는 일정하다고 가정한다.

한편, 본 연구에서 다루는 물의 밀도역전에 대한 관계식은 기존 문헌⁽¹⁵⁾에서 제시한 자료로부터 취해졌다.

$$\rho_L = \rho_m (1 - \beta |T_L - T_m|^q) \tag{1}$$

여기서,

$$\rho_m = 999.9720 \text{ kg/m}^3, T_m = 4.029325^\circ\text{C} \tag{2}$$

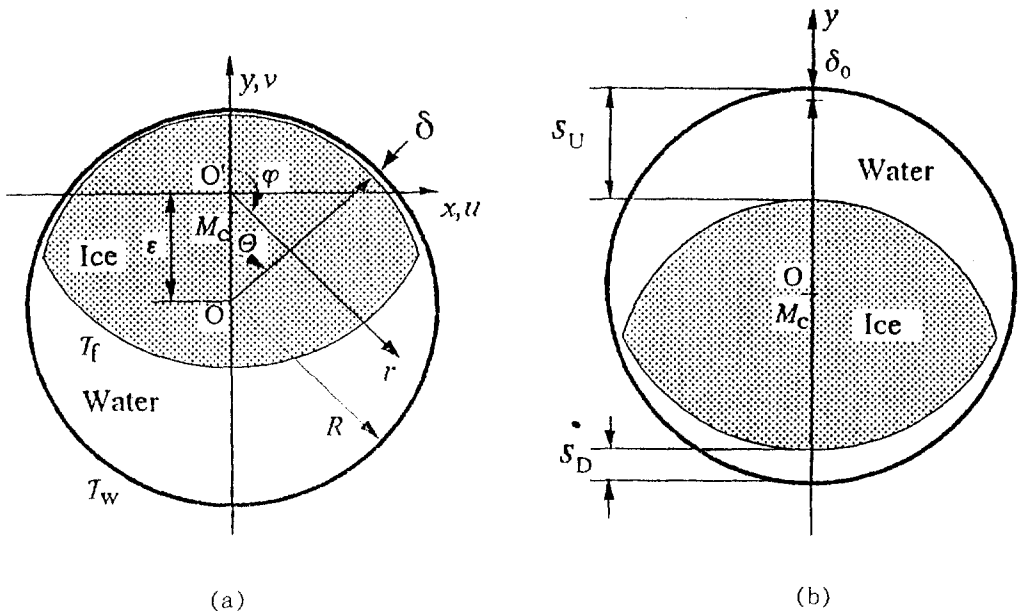


Fig.1 Schematic representation of the physical model for melting process in an ice-ball capsule.

$$\beta = 9.297173 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}, \quad q = 1.894816 \quad (3)$$

이며 물의 열물성치들은 모두 벽면과 융점의 평균 온도 $(T_s + T_m)/2$ 에서 계산되었다.

본 연구의 해석은 전도열전달이 이루어지는 고상 영역과 대류열전달이 이루어지는 액상영역내에서 각각 행해진다. 따라서, 이를 위한 일반지배방정식을 직교좌표계에 대해 보존식 형태⁽¹⁶⁾로 나타내면

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(x\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(x\rho v\phi - x\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}) \\ & + \frac{\partial}{\partial y}(x\rho v\phi - x\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}) = xS(x, y) \end{aligned} \quad (4)$$

이다. 여기서 ϕ 는 일반 종속변수이며, Γ 와 S 는 ϕ 에 따라 적절히 정의되는 계수로서 각 영역에 대해 Table 1에 정리되어 있다. 본 연구에서 해석상 궁극적인 어려움은 시간에 따라 상경계면이 이동하고 이에 따라 고상과 액상영역이 변하며, 형상이 불규칙한 데 있다. 따라서, 이러한 난점을 극복하기 위해 시간의존 경계 좌표좌표계

$$x = x(\xi, \eta, t), \quad y = y(\xi, \eta, t) \quad (5)$$

를 도입하였으며, 이를 이용해 식(4)을 변환하면

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\tilde{J}\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\rho U\phi - \frac{\alpha\epsilon\Gamma}{h_\epsilon}\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right) \\ & + \frac{\partial}{\partial\eta}\left(\rho V\phi - \frac{\alpha\eta\Gamma}{h_\eta}\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right) = \tilde{J}S(\xi, \eta) \\ & - \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\beta\epsilon\Gamma}{h_\epsilon}\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right) - \frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\beta\eta\Gamma}{h_\eta}\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right) \end{aligned} \quad (6)$$

Table 1 Variables in the governing equation for the solid and liquid regions.

	ϕ	Γ	S
Solid	h_s	ks/cs	0
Liquid	1	0	0
	u	μ	$-\partial p/\partial x - \mu u/x^2$
	v	μ	$-\partial p/\partial y + \rho_m g \beta T - T_m ^q$
	h_L	k_L/c_L	0

으로 된다. 여기서, U, V 는 각각 ξ, η 방향 관변속도(contravariant velocity)성분으로

$$U = \alpha\epsilon u_\epsilon - \beta\epsilon u_\eta - \tilde{X}_t, \quad V = \alpha\eta v_\eta - \beta\eta v_\epsilon - \tilde{Y}_t \quad (7)$$

이며, 다른 계수들은 참고문헌(17)에 자세히 언급되어 있다.

Fig.1에서와 같은 기하학적 형태의 상경계면을 효율적으로 다루기 위해서 극좌표계를 보조좌표계로 도입하였으며 즉,

$$x = r\sin\varphi, \quad y = -r\cos\varphi. \quad (8)$$

여기서

$$r = \begin{cases} r\xi & (0 \leq \xi < 1) \\ r_i + (\xi - 1)(r_o - r_i) & (1 \leq \xi \leq 2) \end{cases}$$

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

이며, 상경계면은 변환된 좌표계에서 $\xi=1$ 로 고정된다.

상경계면에서는 온도의 연속성, 질량유속과 에너지유속의 보존 그리고 고상에서의 점착(no-slip) 조건 등이 성립되어야 한다. 즉,

$$T_L = T_S = T_I \quad (10)$$

$$(\rho U)_L = (\rho U)_S \quad (11)$$

$$\left(\rho U\phi - \frac{\alpha\eta\Gamma}{h_\epsilon}\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right)_L = \left(\rho U\phi - \frac{\alpha\epsilon\Gamma}{h_\epsilon}\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right)_S \quad (12)$$

$$u = 0, \quad v = v_0 \quad (13)$$

이며, 여기서 식(12)의 ϕ 는 각 상에서의 엔탈피를 나타낸다. 또한, $v_0 (> 0)$ 는 고상의 상승속도이며, 이는 후술하겠지만 고상의 힘균형식으로부터 결정된다. 속도장과 온도장에 대해서는 추가적으로

$$\text{벽면} : u = v = 0, \quad T_L = T_m \quad (14)$$

$$\text{대칭축 : } u \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (15)$$

의 경계조건들이 부여된다.

2.2 해석 방법

계산격자계는 고상영역과 액상영역에 대해 각각 ξ 방향으로 23개, η 방향으로 81개의 격자점들로 불균일하게 구성되며, 각 격자점은 식(8)~(9)을 통해 실제영역에 일대일로 사상된다. 이때 속도 및 온도의 변화가 심한 상경계면과 용기벽면 근처에는 격자점들을 좀더 조밀하게 배치하였다. 좌표의 중심은 용해가 상당히 진행된 후에도 상경계의 추적이 용이하도록 고상의 상승추에 설정하였으며, 대부분의 계산이 $\varepsilon=0.7R$ 에서 수행되었다. 속도장에서 곡률항은 국소고정좌표계⁽¹⁸⁾를 도입하여 처리하였으며, 속도와 압력은 SIMPLER 알고리즘 방식⁽¹⁶⁾으로 서로 보정되었다. 계산은 먼저 액상영역이 0.01R의 두께로 형성되었다고 가정하고, 그곳의 온도를 벽면온도와 용해온도 사이에 선형적으로 분포 시킴으로써 시작된다.

고상의 이동은 주변에 작용하는 체적력(body force), 표면력(surface force)등의 외력과 관성력이 서로 균형을 유지하도록 이루어진다. 그러나, 용해과정 동안에 고상의 이동속도가 비교적 느리게 변함으로 관성력의 효과가 거의 무시될 수 있는 준정상(quasi-steady)상태로 취급할 수 있으며, 결국 고상은 외력의 균형 하에서 이동하게 된다. 고상에 작용하는 힘들로는 중력 등의 체적력과 부력, 항력, 표면마찰력 등의 표면력이 있으며, 표면마찰력은 다른 힘들에 비해 상대적으로 매우 적으므로 이를 무시한다면 고상의 상승속도는 중력(F_G), 부력(F_B), 항력(F_p)이 힘균형을 유지하도록 이루어진다. 즉,

$$F_b = F_B - F_G \quad (16)$$

또는

$$-\int_{\varepsilon=1} p x x_\eta d\eta = g\rho_L V_s - g\rho_S V_s \quad (17)$$

이다. 따라서, 고상의 상승속도는 수치적 측면에서 식(17)이 만족되도록 암시적으로 결정되어야 한다. 그러나, 식(17)을 자세히 살펴보면 xx_η , V_s 항들이 모두 상경계의 형상에 따라 결정되며, 압력 p 는 유동장과 직접적으로 연관이 될 뿐만 아니라 고상의 형상에도 영향을 받는다. 동시에 고상의 상승속도도 상경계면과 유동장에 직접적인 영향을 미친다. 따라서, 고상의 상승속도는 상경계면, 유동장과 더불어 식(17)이 동시에 만족되도록 결정되어야 하며, 결국 강한 비선형적 특성을 가지고 있다. 점축용해과정에 대한 수치해석적 어려움이 여기에 있으며, 이를 극복하기 위한 연구⁽⁶⁾가 준암시적(semi-implicit)방법으로 이루어졌으나 완전히 해결되지 않았다. 본 연구에서는 고상의 상승속도를 완전히 암시적으로 결정하기 위해 효율적인 반복계산법을 연구하여 적용하였으며, 이를 정리하면 다음과 같다. 임의의 용해시간에서 이전 시간의 온도장으로부터 상경계를 임시로 이동시켜 V^*_s 를 계산하여 식(17)에서 순수부력 $F^*_{BG} \equiv F^*_B - F^*_G$ 를 계산하고, 동시에 이전 시간의 유동장으로부터 F^*_p 를 계산한다. 이때 이미 $F^*_p \neq F^*_{BG}$ 임에 주의해야 한다. 한편, 점축용해의 경우 압력 p 와 상승속도 v_U 가 서로 비례관계^(6, 8, 10, 11, 13)에 있다는 사실로부터 외력과 고상의 이동속도에 대한 관계식을 근사적으로 유도할 수 있다.

$$v_U \cong v^*_U \left(1 + K \frac{F^*_p - F^*_{BG}}{F^*_p} \right) \quad (18)$$

여기서 *는 반복과정 동안 이전 단계의 값을 나타내며, K 는 비례상수이다. 식(18)로부터 이전의 항력 F^*_p 와 순수부력 F^*_{BG} 의 차이에 따라 보정된 새로운 상승속도 v_U 를 얻는다. v_U 로부터 상경계면, 유동장, 온도장이 새롭게 계산되고, 이들값으로부터 순수부력과 항력이 다시 계산되며, 동시에 v_U 가 이전 v_U^* 로 취급되면서 식(18)로부터 새로운 상승속도 계산을 위한 준비를 하게 된다. 임의의 시간에서 이러한 일련의 과정이 일정한 수렴기준 $|F_p - F_{BG}| / |F_p| \leq 10^{-4}$ 이 성립될때까지 계속해서 반복되며, 이렇게 얻어진 v_U 는 식(17)을 만족시키게 된다. 위의 식(18)에서 K 를 적절히 조절함으로써 수렴을 가속화할 수 있으며, 따라서 반복횟수를 효율적으로 줄일 수 있을 것이다.

한편, 상경계의 이동증분이 변동시간증분을 취함으로써 조절되며, 상경계에서 명시적인 수치처리를 고려하여 이를 적절히 선택한다. 계산의 전과정에서 용기벽면을 통과하는 총에너지양과 상변화물질에 저장된 에너지의 순수변화량이 0.1%이내에서 에너지균형을 유지하고 있음을 확인하였다.

3. 계산결과 및 토의

본 연구에서 4°C를 전후로 밀도역전현상이 나타나는 물을 상변화물질로 취급하고 있기 때문에 온도를 기준으로 해서 결과를 제시하는 것이 바람직하며, 이러한 결과들은 곧바로 실질적인 응용자료로 이용될 수 있을 것이다. 본 연구의 계산결과에서 주로 $T_0 = -5^\circ\text{C}$ 인 경우에 4°C전후의 벽면온도 $T_w = 1, 5, 10, 20^\circ\text{C}$ 에 대해 자연대류 변천, 액막과 상경계면의 변화경향 등이 제시되었다. 또한, 얼음의 초기과냉각이 용해과정에 미치는 정도를 파악하기 위해 초기온도를 $T_0 = -5, -10, -15^\circ\text{C}$ 로 변화시켰을 경우의 결과들이 제시되었다.

3.1 상승속도 처리방법의 타당성

계산결과를 제시하기 이전에 본 연구에 사용된 수치해석방법의 타당성이 먼저 검증되어야 한다. 본 연구에서 고상의 상승속도는 앞에서 제시한 식(16)~(18)으로부터 반복적 계산을 통해 암시적으로 결정되었으며, 이러한 방식은 기존의 접촉용해에 대한 연구에서 시도되지 않은 것으로 수치적 검증이 요구된다. 따라서, 비교적 실험결과를 잘 제시하고 있는 수평원관내 일반상변화물질의 접촉용해과정에 대한 Bareiss와 Beer⁽⁸⁾의 실험결과를 본 연구의 수치해석방법으로 계산한 결과와 비교하고자 한다. 시간에 따른 상층부와 하층부의 용해거리의 변화를 Fig.2에 서로 비교하여 나타내었다. 그림에서 심볼은 Bareiss와 Beer⁽⁸⁾의 실험결과이며, 실선은 본 연구의 수치해석결과이다. 수치해석결과와 실험결과를 비교하였을 때 매우 잘 일치하고 있으며, 이는 접촉용해과정에서 힘균형식에 기초한 고상의 상승속도를 본 연구의 암시적 방법으로 결정할 때 매우 합리적인 계산결과를 얻을 수 있음을 의미한다. 한편, 뒤에서 아이스볼에 대한 본 연구의 일부결과들이 용해영역에서 고상의 용해

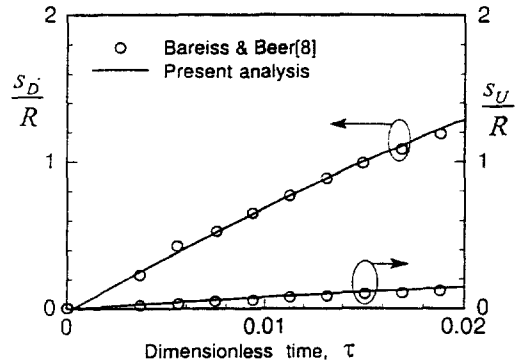


Fig.2 The melting distances along the lower (S_D) and upper (S_U) lines of symmetry vs. the dimensionless time. The present work(solid lines); experiments(circles) by Bareiss and Beer(1984).

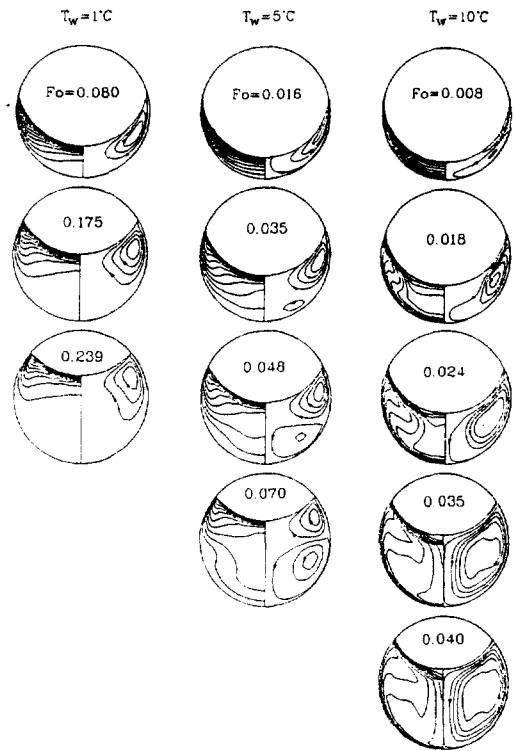


Fig.3 Contour plots for isotherms (left) and stream lines(right) at several times.

량을 무시한 Bahrami와 Wang⁽¹⁰⁾의 해석결과와 비교될 것이다.

3.2 용해영역에서 T_w 의 영향

물의 밀도역전이 용해영역내 유동셀의 변천과정에 미치는 영향을 알아보기 위해 4°C 와 전후의 벽면온도를 $T_w=1, 5, 10^{\circ}\text{C}$ 로 달리하였을 때 시간에 따른 유동장 및 온도장의 변화를 Fig.3에 나타내었다. 각각의 그림에서 왼쪽은 등온선을 $0.1(T_w-T)$ 의 간격으로 나타내었으며, 오른쪽은 유선을 적절한 간격으로 나타내었다. $T_w < 4^{\circ}\text{C}$ 인 $T_w=1^{\circ}\text{C}$ 의 경우를 보면 유동 및 온도분포의 변화가 기존의 연구⁹⁾에서 제시하고 있는 일반상변화물질의 용해과정을 뒤집어 놓은 것과 비슷하다. 시간이 상당히 경과한 후에도 하층부 상경계의 형태가 비슷하며, 하층부에서 열적으로 성층화되면서 등온선이 수평을 이루고 유동이 정체상태를 보이고 있다. 반면, 밀도역전온도인 4°C 보다 다소 높은 $T_w=5^{\circ}\text{C}$ 의 경우를 보면, 초기에는 액막으로부터 분출되는 주유동이 유동장 전체에 지배적으로 형성되다가 시간이 경과하면서 하층부의 벽면을 따라 거슬러 올라가는 반대방향 유동셀이 생기면서 상호작용에 의해 반대방향 유동셀이 점차 넓은 영역으로 확대되어가고 있다. 한편, 두 유동셀이 서로 인접하는 지역을 온도장과 연관지어 자세히 살펴보면 4°C 근처임(등온선이 $0.1(T_w-T)$ 의 간격임에 주의)을 알 수 있다. 밀도역전온도와 비교적 차이가 큰 $T_w=10^{\circ}\text{C}$ 의 경우를 보면 초기에 주유동셀이 존재하지만 반대방향 유동셀이 지배적으로 형성되고 있으며, 이러한 경향이 시간이 지나면서 가속화되어 용해종반에는 거의 전체영역에 걸쳐 형성되고 있다. 종합적으로 보면 용해영역에서 벽면온도가 밀도역전온도 보다 낮은 경우에는 주유동셀만이 형성되지만, 밀도역전온도 보다 비교적 높은 벽면온도에서는 반대방향 유동셀이 주류를 이룬다. 따라서, 용해영역에서 열전달이 대류에 의해 지배적으로 이루어진다는 점을 고려한다면 두 경우에 열전달 방향이 서로 다른 방향으로 형성된 오동셀로 인해 상반되게 이루어지며, 상경계면의 진행모양이 다소 달라질 것으로 기대된다. 특히, 하층부 대칭축 부근과 분출구 근처에서 이러한 경향이 뚜렷하게 나타날 것으로 예상된다. 여기에 대해서는 후술하는 상경계면의 진행

경향 부분에서 자세히 알아보도록 하겠다. 유동장과 온도장으로 둘러싸인 얼음의 상경계면이 용해의 진행과 더불어 점차 렌즈형태로 변해가면서 액상영역이 상층부 액막영역과 하층부 용해영역으로 뚜렷이 구분되고 있음을 Fig.3에서 확인할 수 있다. 이러한 얼음의 변화경향이 수평원관내 얼음의 용해과정에서 나타나는 결과^{(6), (14)}와 비슷하다.

한편, 하층부 상경계면의 변화경향을 자세히 알아보기 위해 Fig.4에 $T_w=5, 20^{\circ}\text{C}$ 의 두 경우에 대한 몇몇 시간에서의 상경계면 모양을 나타내었다. 그림에서 이해를 돕기 위해 각 시간에서의 하층부 상경계면의 대칭축점을 일치시켰으며, $R^+=1$ 가 벽

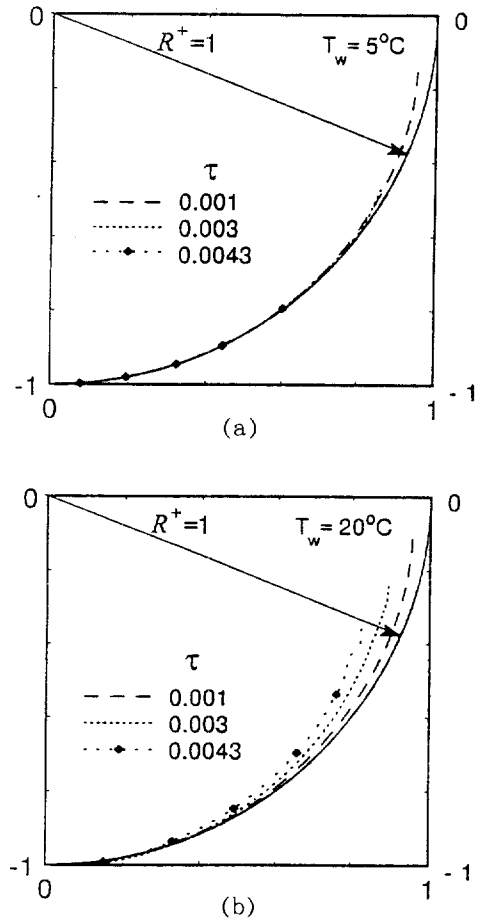


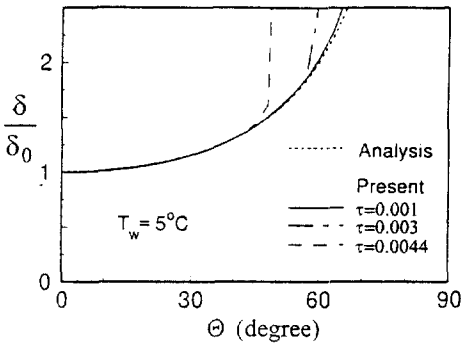
Fig.4 The shapes of ice in the lower melt region at several times. (a) $T_w=5^{\circ}\text{C}$; (b) $T_w=20^{\circ}\text{C}$.

면의 위치이다. 벽면온도가 낮은 $T_w=5^\circ\text{C}$ 의 경우에는 시간이 경과함에 따라 곡률반경이 벽면에 비해 점차 작아지고 있으나 그 정도가 비교적 적다. 그러나, 벽면온도가 높아진 $T_w=20^\circ\text{C}$ 인 경우에는 곡률반경이 뚜렷하게 작아지고 있으며, 용해 후반에는 벽면과 상당한 차이를 보인다. 결국, 이러한 결과는 지금까지 구형용기내 접촉용해에 대한 대부분의 연구에서 용해영역내 상경계면이 용해과정 동안 일정하게 벽면의 곡률을 갖는다고 가정한 것과는 상당한 차이를 보인다. 따라서, 기존의 연구방법 및 결과들의 적용이 벽면온도가 낮은 즉, 자연

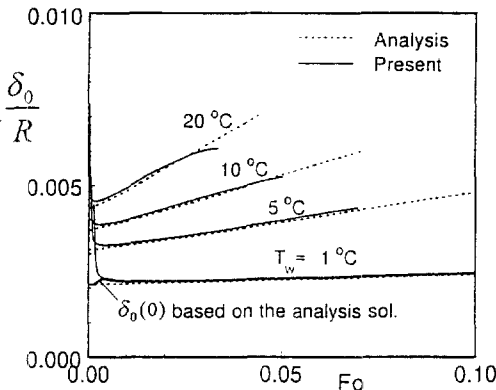
대류의 강도가 낮은 경우에 국한되며, 벽면온도가 높은 경우에는 매우 부정확한 결과를 가져올 수 있을 것이되며, 벽면온도가 높은 경우에는 매우 부정확한 결과를 가져올 수 있을 것이다. 한편, $T_w=1^\circ\text{C}$ 인 경우는 $T_w=5^\circ\text{C}$ 의 경우보다 자연대류의 강도가 더욱 낮으며, $T_w=5^\circ\text{C}$ 와 $T_w=20^\circ\text{C}$ 의 경향으로 보아 하층부 상경계가 거의 벽면곡률을 가질 것은 자명하다. 이러한 결과가 전술한 액상내 자연대류의 열전달에서 상반된 유동셀의 형성과 무관하지 않음을 말해주고 있다.

3.3 액막에서 T_w 의 영향

상층부 액막의 상경계면의 변화경향을 Fig.5에 나타내었다. 먼저, 상층부 액막의 변화경향에 대해 알아보면 몇몇 시간에서 액막의 원주방향 두께변화를 대표적인 $T_w=5^\circ\text{C}$ 의 경우에 대해 Fig.5(a)에 나타내었다. 그림을 보면 대칭축 근처에서는 Bahrami와 Wang⁽¹⁰⁾이 제시한 해석해(즉, $\delta = \delta_0 / \cos \Theta$)와 잘 일치하고 있으나 분출구 근처에서는 시간이 지남에 따라 상당한 차이를 보이고 있다. 이를 Fig.3과 연관시켜 살펴보면 얼음이 렌즈모양으로 변해 가면서 서로 차이가 남을 알 수 있다. 한편, 시간에 따른 액막두께의 변화를 알아보기 위해 Fig.5(b)에 상층부 대칭축 액막두께 δ_0 의 변화를 나타내었다. 그림에서 점선은 Bahrami와 Wang⁽¹⁰⁾이 제시한 해석해로부터 구한 결과이다. 벽면온도가 높을수록 액막이 두껍게 형성되고 있으며, 시간이 지남에 따라 액막의 두께가 점차 빠르게 증가하고 있다. 수치해석결과에서 용해초반의 짧은 시간 동안 액막두께가 급격하게 감소하는 것은 해석방법에서도 언급하였듯이 초기에 적절히 가정한 액막두께 0.01R로부터 힘균형이 이루어지도록 고상이 급격히 상승하는 데서 비롯된 것이며, 후술하는 고상의 상승속도에서도 이를 확인할 수 있다. 한편, 벽면온도 1°C 에 대해 초기 액막두께를 Bahrami와 Wang⁽¹⁰⁾이 제시한 해석해로부터 설정하여 계산한 결과를 보면 액막두께를 0.01R로 한 경우에 비해 초기에 액막의 변화가 적게 나타나고 있다. 그러나, 여전히 평형상태로 되는 데 걸리는 초기 경과시간이 거의 비슷하다. 이는 초기에 액상 영역의 온도장과 유동장을 임의로 가정한데서 비롯된 것으로 생각한다. 이러한 액막변화의 초기 기간



(a)



(b)

Fig.5 Timewise variation of the liquid film layer thickness.

(a) The film layer thickness profiles along the wall at several times.

(b) Timewise variation of the film layer thickness at the symmetric line for several wall temperatures.

이 전체 용해과정에 거의 영향을 미치지 못함을 후술하는 Fig.8에서 간접적으로 알 수 있다. 수치해석결과가 전반적으로 벽면온도가 낮은 경우에는 해석해와 잘 일치하고 있으나 높은 경우 즉, $T_w=20^\circ\text{C}$ 에서는 용해 중반에 해석해에서 벗어나 다소 낮은 예측을 하고 있다. 이러한 액막두께의 변화는 후술하는 고상의 상승속도와 밀접한 관련이 있으며, 이는 여러가지 가정을 도입한 해석해가 적용될 수 있는 범위를 가시적으로 나타낸다.

3.4 고상의 상승속도 고찰

본 연구에서 다루는 접촉용해과정에서는 얼음이

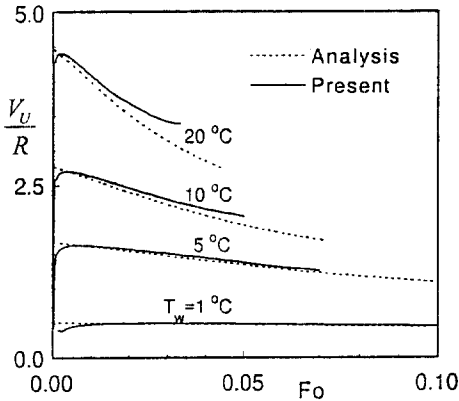


Fig.6 Timewise variation of the ascending velocity of ice at several wall temperatures.

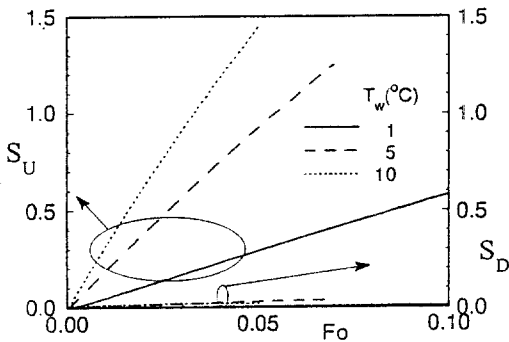


Fig.7 The melting distances along the upper(S_U) and lower(S_D) lines of symmetry vs. the dimensionless time for several wall temperatures.

용해와 더불어 상승한다. 따라서, 얼음의 상승운동 과정을 알아보기 위해 몇몇 벽면온도에서 시간에 따른 상승속도의 변화를 Fig.6에 나타내었다. 그림에서 점선은 Bahrami와 Wang⁽¹⁰⁾이 제시한 식으로부터 구한 해석결과이다. 수치해석결과가 낮은 벽면온도에서는 해석해와 용해전반에 걸쳐 잘 일치하고 있다. 그러나, 벽면온도가 증가할수록 점차 해석결과보다 점차 높게 나타나고 있으며, $T_w=20^\circ\text{C}$ 인 경우에는 용해후반에 상당한 차이를 보인다. 벽면온도에 대한 이러한 경향은 전술한 Fig.4(b)의 액막두께변화에서 나타나는 결과와 서로 부합된다. 결국, 벽면온도가 높은 경우에는 정확한 예측 결과를 얻는 데 있어 해석해의 결과가 다소 문제점을 가지고 있음을 알 수 있다.

3.5 시간에 따른 용해량의 변화

상층부의 액막과 하층부의 용해영역에서 이루어지는 얼음의 용해량을 상대적으로 비교하기 위해 Fig.7에 시간에 따른 대칭축에서의 용해거리 즉, S_U , S_D 를 각각 나타내었다. 그림에서 보이듯이 대부분의 용해가 액막에서 일어나고 있다. 그러나, 비록 하층부 대칭축에서의 용해거리를 나타내는 S_D 의 값이 매우 적을 지라도 Fig.4의 상경계면 곡률변화를 고려한다면 하층부 전체에서 용해가 다소 이루어짐을 간접적으로 예상할 수 있다. 이를 확인하기

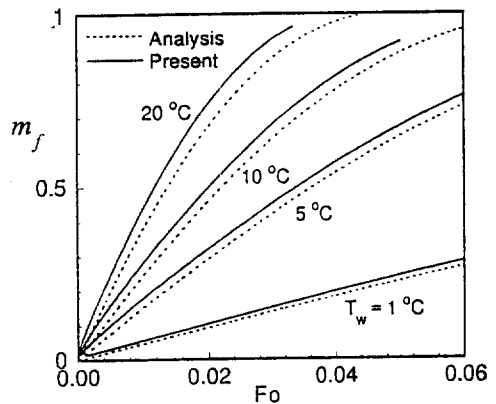


Fig.8 The molten volume fraction as a function of dimensionless time for several wall temperatures.

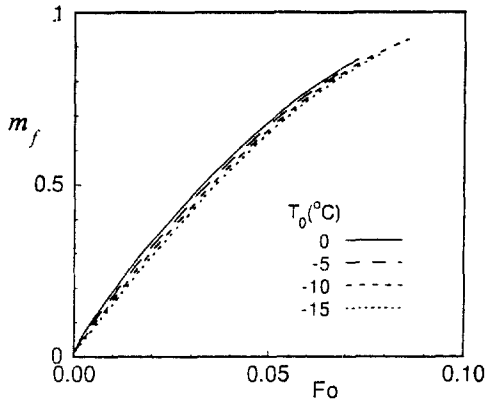


Fig.9 The molten volume fraction as a function of dimensionless time for the several initial temperatures of ice.

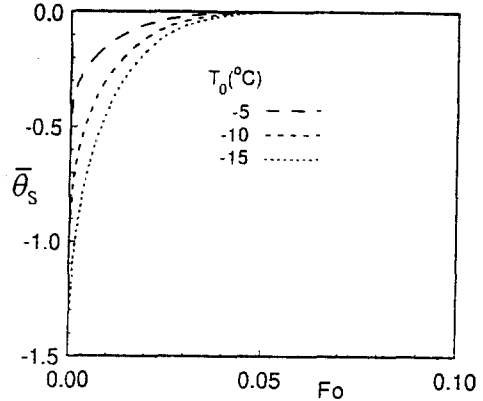


Fig.10 Timewise variation of the mean dimensionless temperature of ice at several initial temperatures.

위해 몇몇 벽면온도에 대해 시간에 따른 용해율의 변화를 Fig.8에 나타내었다. 그림에서 점선은 하층부 상경계면에서의 용해를 무시한 Bahrami와 Wang⁽¹⁰⁾의 해석결과이다. 하층부의 용해를 고려한 본 연구의 결과가 다소 높게 나타나는 것은 당연한 결과이다. 그러나, 자세히 살펴보면 해석해에 비해 높은 정도의 차이가 벽면온도가 증가할수록 크고, 높은 벽면온도에서는 시간이 증가함에 따라 커진다. 이는 앞에서 이미 제시한 Fig.4와 Fig.7의 결과에서도 언급하였듯이 비록 하층부 대칭축에서의 용해거리는 작지만 벽면의 온도가 높을수록 시간경과에 따른 하층부 상경계의 곡률반경이 작아지는 데서 비롯됨을 확인할 수 있다.

3.6 과냉각 효과

지금까지 결과가 모두 과냉각 상태인 $T_0 = -5^\circ\text{C}$ 에 대해 제시되었다. 과냉각 상태의 정도가 아이스볼내의 얼음용해에 미치는 영향을 알아보기 위해 먼저 시간에 따른 용해율의 변화를 $T_0 = 0, -5, -15^\circ\text{C}$ 에 대해 Fig.9에 나타내었다. 그림에서 초기 과냉각이 클수록 용해의 진행이 느리게 진행하고 있으며, 이는 벽면을 통해 유입된 열전달량의 일부가 고상의 온도를 높이는 데 쓰이는 것에서 비롯된 것임은 이미 잘 알려진 사실이다. 그러나, 그림에서 보듯이 초기 과냉각에 따라 용해율의 변화

가 크지 않다. 이런 이유를 살펴보기 위해 얼음의 체적평균온도 $\bar{\theta}_s$ 의 시간에 따른 변화를 Fig.10에 나타내었다. 초기 과냉각이 용해의 초반에는 다소 영향을 미칠 수 있으나 $\bar{\theta}_s$ 가 빠르게 상승하면서 용해중반 이후에서는 과냉각이 거의 사라지고 있다. 이를 Fig.9에서도 자세히 살펴보면 확인할 수 있다. 즉, 과냉각에 따른 용해율의 차이가 초기에 거의 이루어지며 용해중반 이후에서 그라도 유지된다.

4. 결 론

아이스볼내의 얼음이 부력에 의해 상승하면서 용해되는 과정을 수치적으로 해석하였다. 액상내의 자연대류와 고상내의 초기과냉각 효과가 고려되었다. 수치해법상 액상영역을 단일영역으로 취급하여 지배방정식을 적용하였으며, 특히 얼음의 상승속도가 평균형식에 기초하여 암시적으로 결정되었다. 연구결과를 기존 연구의 실험결과와 비교하였을 때 매우 잘 일치하였으며, 수치해석결과와 일부가 하층부 용해량이 무시된 해석해와 서로 비교되었다. 연구결과에서 일반상변화물질에 비해 얼음의 용해 과정이 상반되게 나타나고 있으며, 물에서의 유동 및 온도분포 역시 상당히 다른 즉, 벽면온도가 밀도역전점 이하인 경우에는 용해영역내 유동장이 일

반상변화물질의 용해과정에서 나타나는 것의 뒤집힌 형태로 나타나며, 밀도역전점 이상에서는 주유동셀과 반대방향 유동셀의 상호경쟁으로 인해 유동장이 복잡한 양상을 띠었다. 이러한 경향은 벽면온도가 높을수록 더욱 가속화되었다. 수치해석결과에서 액막의 원주방향 두께가 얼음이 렌즈모양으로 변해 갈수록 분출구 근처에서 해석결과와 상당한 차이를 보이며, 동시에 벽면온도가 높은 경우일수록 시간에 따른 대칭축 액막두께의 변화가 해석해보다 얇게 예측된다. 하층부 상경계면의 곡률반경이 기존의 대부분의 연구에서 용해의 전과정에 걸쳐 벽면곡률반경과 같다고 가정 한 것과 달리 벽면온도가 높을수록 그리고 시간이 경과할수록 벽면의 것보다 작아졌다. 얼음의 상승속도는 벽면온도가 높을수록 해석결과보다 빠르게 이루어졌다. 상층부의 용해량이 상당히 크게 나타나고 있는 반면, 하층부의 용해량은 상대적으로 매우 적게 이루어졌다. 용해율은 하층부 용해를 무시한 해석결과에 비해 다소 높게 나타났다. 한편, 본 연구에서 조사한 온도범위내에서 고상의 초기 과냉각이 클수록 용해가 느리게 진행됐으나, 그 정도가 비교적 적게 나타났다.

참 고 문 헌

1. Viskanta, R., 1983, "Phase-Change Heat Transfer", in : Solar Heat and Storage : Latent Heat Material, G. A. Lane et al., eds., CRC Press, Boca Raton, FL, pp. 845~877.
2. Sparrow, E. M., Patankar, S. V., and Ramadhyani, S., 1977, "Analysis of Melting in the Presence of Natural Convection in the Melt Region", J. Heat Transfer, Vol. 99, pp. 520~526.
3. Viskanta, R., 1985, "Natural Convection in Melting and solidification", in : Natural convection : Fundamentals and Applications, S. Kakac et al., eds., Hemisphere, Washington, DC, pp. 845~877.
4. Yoo, H., and Ro, S. T., 1991, "Melting Process with Solid-Liquid Density Change and Natural Convection in a Rectangular Cavi-

- ty", Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 12, pp. 365~374.
5. Suh, J.-S., Kim, C.-J., Lee, J. S. and Ro, S. T., 1993, "A full-equation-based analysis of gravity-assisted melting of subcooled phase-change medium inside a spherical capsule", in Phase Change Heat Transfer, ASME HTD, Vol. 262, 85~91.
6. 서정세, 노승탁, 1995, 수평원관내 얼음의 접촉용해과정, 대한기계학회논문집, 제19권, 제10호, pp. 2595~2606.
7. Yoo, H., and Ro, S. T., 1990, "Melting Process with the Solid Bulk Motion in a Rectangular Cavity", Heat Transfer 1990, Vol. 4, pp. 283~288.
8. Bareiss, M., and Beer, H., 1984, "An Analytical Solution of the Heat Transfer Process During Melting of an Unfixed Solid Phase Change Material inside a Horizontal Enclosure", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27, pp. 739~746.
9. Prasad, A., and Sengupta, S., 1987, "Numerical Investigation of Melting inside a Horizontal Cylinder including the Effects of Natural Convection", J. Heat Transfer, Vol. 109, pp. 803~806.
10. Bahrami, P. A., and Wang, T. G., 1987, "Analysis of Gravity and Conduction-Driven Melting in a Sphere", J. Heat Transfer, Vol. 109, pp. 806~809.
11. Roy, S. K., and Sengupta, S., 1990, "A Generalized Model for Gravity-Assisted Melting in a Enclosures", J. Heat Transfer, Vol. 112, pp. 804~808.
12. Ro, S. T., Lee, J. S., and Suh, J.-S., 1990, "Experimental Study on the Melting Process in a Spherical Enclosure", ICHMT-22, Dubrovnik.
13. Roy, S. K., and Sengupta, S., 1990, "Gravity-Assisted Melting in a Spherical Enclosure : Effects of Natural Convection", Int. J. Heat mass Transfer, Vol. 33, pp. 1135~

- 1147.
14. Webb, B. W., Moallemi, M. K., and Viskanta, R., 1987, "Experiments on Melting of Unfixed Ice in a Horizontal Cylindrical Capsule", *J. Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 454~459.
 15. Gebhart, B. and Mollendorf, J. C., 1977, "A New Density Relation for Pure and Saline Water", *Deep Sea Res.*, Vol. 24, pp. 831~848.
 16. Patankar, S. V., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, Washington, DC.
 17. 서정세, 1994, 수평원통형용기 및 구형용기내에서 상변화물질의 용해과정, 서울대학교 박사학위 논문.
 18. 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.