

합금응고과정에서 이중확산대류가 거시편석에 미치는 영향

이균호* · 목진호** · 이진호†

(2001년 1월 9일 접수, 2001년 8월 14일 심사완료)

The Effects of Thermosolutal Convection on Macrosegregation during Alloy Solidification

Kyunho Lee, Jinho Mok and Jinho Lee

Key Words: Alloy Solidification(합금응고), Macrosegregation(거시편석), Continuum Model(연속체 모델), SIMPLE Algorithm(SIMPLE 알고리즘), Thermosolutal Convection(이중확산대류), Gravitational Effect(중력효과)

Abstract

Numerical investigation is made to study the effects of thermosolutal convection on the formation of macrosegregation in a Pb-Sn alloy solidification process in a two dimensional confined rectangular mold. The basic equations are solved using the Continuum Model theory with the SIMPLE algorithm during the solidification process. In addition, to track the liquid-solid interface with time variations, the moving boundary condition was adopted and moving irregular interface shapes were treated with the time-dependent, boundary-fitted coordinate system. As the temperature reduces from the liquidus to the solidus, the liquid concentration of Sn, the lighter constituent, increases. Then the buoyancy-driven flow due to temperature and liquid composition gradients occurs in the mushy region and forms the complicated macrosegregation maps. Related to this phenomena, effects on the macrosegregation formation depending on the cooling condition and gravity values are examined.

기호설명

f^a : 화학종 a 의 질량분율
 g : 중력가속도 또는 체적분율
 h_f : 응고잠열
 J : Jacobian
 k_p : 평형분배계수
 K_0 : 투과율 계수
 U, V : 관변(contravariant) 속도성분

T_e : 공정(eutectic) 온도
 β_s : 용질팽창 계수
 β_T : 열팽창 계수
 ξ, η : 계산영역의 좌표계

1. 서론

용융금속의 응고과정에 대한 연구는 다른 분야에 비하여 실험적인 접근이 제한적이며 또한 잠열의 방출, 응고계면 및 고액공존역(mushy zone)의 생성 등 수학적으로 비선형적 성질이 다수 내재되어 있기 때문에 그 해석적인 연구도 매우 제한적이다. 순금속의 경우 고상과 액상간의 경계가 명확하고 각 영역에서 단상으로 존재하기 때문에 일차원 무한 혹은 반무한 문제와 같은 간단한 모델에 대한 응고현상의 해석해가 존재한다.

* 한국항공우주연구원,
 위성사업부 위성제어연구그룹 추진계
 ** 연세대학교 전산응용재료공정설계센터
 † 책임저자, 회원, 연세대학교 기전공학부
 E-mail : leejh@heat.yonsei.ac.kr
 TEL : (02)2123-2816 FAX : (02)312-2159

합금의 경우는 각 상간의 경계가 명확하지 않을 뿐만 아니라 고상과 액상이 동시에 존재하는 고액공존역이 나타나며, 이 구간에서의 거동은 최근까지도 정성적인 예측에 국한되어 있었다. 그러나 Beckermann⁽¹⁾과 Incropera⁽²⁻⁴⁾ 등이 연속체모델 이론(Continuum Model Theory)과 체적평균모델(Volume Average Model)을 이용한 고액공존역에 대한 수치해석 모델을 제시함에 따라, 이 영역에서의 열·유동현상에 대한 해석이 가능해졌다. 고액공존역에 대한 해석모델의 제시로 인하여 기존의 상용코드(commercial code)로는 해석이 어려웠던 응고(solidification)가 수반되는 상변화현상, 특히 합금의 응고에 대한 수치해석이 활발히 진행되었다. 그러나, 대부분의 연구들은 직교좌표계(cartesian coordinate)와 고정격자(structured grid)를 기반으로 응고과정에 대한 접근을 시도하였기 때문에 매우 많은 개수의 격자를 요구한다. 또한, 매 순간 변하는 고액공존역의 위치에 적절히 대응하기 위해서는 전체적으로 많은 격자를 분포시켜야 하기 때문에 합금응고과정 중에 고유하게 나타나는 이중확산대류 및 농도해석이 포함되는 경우 직교좌표·고정격자에 의한 계산은 막대한 격자수를 필요로 한다.

본 연구에서는 고액공존역과 완전 응고영역의 경계를 추적하는 방법을 제시하고 두 영역에 대하여 비고정격자(unstructured grid)를 각각 적용하는 경계맞춤좌표(Boundary-Fitted Coordinate) 해석^(6,7)과 이동경계(moving boundary) 해석⁽⁸⁾을 조합한 알고리즘을 도입함으로써 필요한 영역에만 격자를 집중시켜 해석에 요구되는 격자의 수를 줄이면서 계산의 정확도를 동시에 향상시켰다. 개발된 조합 알고리즘을 이용하여 기존의 실험결과와 비교한 후, 사각형 주형 내에서의 냉각조건의 변화에 따른 응고의 진행과 용질의 거동을 고찰하였다.

한편, 고액공존역에서는 응고과정 중 수반되는 용질의 재분배 및 온도차로 인하여 이중확산대류가 나타나며 이는 거시편석으로 이어져 응고완료 후 균열성장의 원인을 제공하는 등 재료의 기계적 성질에 치명적인 영향을 미치게 된다. 이에 대한 해결방안으로 미세중력장 하에서 응고를 진행시키는 방법이 제시되었으며 이는 일부 합금에 대하여 무편석의 재료를 얻는데 효과적임이 밝혀졌다. 그러나 중력효과와 감소에 따른 편석 현상의 개선정도에 대한 정량적인 연구가 드물며, 수

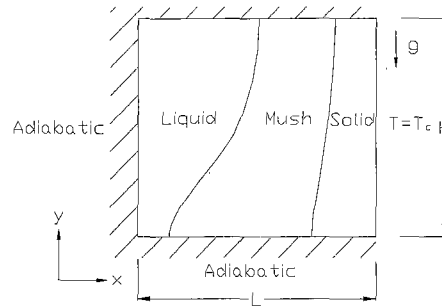


Fig. 1 The physical model of the horizontal directional solidification

많은 재료에 대한 데이터 베이스의 확보는 현실적으로 매우 어렵다. 따라서 본 연구에서는 이에 대한 정량적인 데이터의 제시방법으로서 본 연구에서 개발된 조합알고리즘을 이용하여 중력의 크기가 1g, 0.1g, 0.01g, 0.001g인 경우 납-주석 합금의 응고과정의 수치해석을 수행하고 중력변화에 따른 이중확산대류의 영향 및 각 경우의 용질농도의 최대·최소값의 차이를 비교 및 고찰하였다.

2. 이론해석

2.1 해석 모델

Fig. 1과 같은 사각 밀폐 주형에서 합금의 응고과정을 해석하였다. 주형의 상하면 및 좌측면은 단열되어 있고 우측면은 냉각벽으로 응고과정동안 T_c 로 유지된다. 조성 $f_{%0}$ 인 합금이 초기 온도 T_0 로 채워져 있으며 응고과정동안 상변화로 인한 체적수축은 고려하지 않았다.

2.2 기본 방정식

합금은 순금속과 달리 넓은 온도범위에 걸쳐 상변화가 진행된다. 이 구간을 고액공존역이라고 하는데 액상과 고상이 공존하므로 각 영역을 뚜렷하게 구분하기 어렵다. 본 연구에서는 합금의 응고현상을 다루기 위하여 연속체모델 이론(Continuum Model Theory)을 이용하였으며 다음과 같은 가정을 도입하였다.

(1) 유동은 비압축성, 층류이다.

(2) 고액공존역을 제외한 단상에서의 모든 물성치는 일정하다.

(3) 자연대류를 해석하기 위해 Boussinesq 근사를 적용하였다.

(4) 고상에서의 농도확산은 무시하였다.

(5) 고액공존역에서 고상과 액상은 국부적인 열역학적 평형을 이룬다.

이상의 가정으로부터 계산영역($\xi-\eta$ 좌표계)으로 변환된 각 전달방정식은 다음과 같다.⁽⁶⁾

$$\begin{aligned}
 J \frac{\partial}{\partial t} (\rho \Phi) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho U \Phi) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho V \Phi) \\
 = \frac{\partial}{\partial \xi} \{ \Gamma J (q_{11} \Phi_\xi + q_{12} \Phi_\eta) \} \\
 + \frac{\partial}{\partial \eta} \{ \Gamma J (q_{21} \Phi_\xi + q_{22} \Phi_\eta) \} \\
 + J \cdot S(\xi, \eta)
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
 q_{11} &= \xi_x^2 + \xi_y^2 \\
 q_{12} &= \xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y = q_{21} \\
 q_{22} &= \eta_x^2 + \eta_y^2
 \end{aligned} \tag{2}$$

각 방정식에 따른 Φ , Γ 및 S 의 정의는 Table 1에 나타내었다. Table 1에 제시된 u_s, v_s, U_s, V_s 는 고상에 적용된 외부속도경계조건으로서 본 연구의 경우 밀폐된 사각용기내 정적응고를 고려하므로 0이다.⁽²⁾ 각 물성치는 고액공존역에서 질량분율 f 와 체적분율 g 에 의존하는 성질을 가지며 다음과 같은 식으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}
 g_s + g_l = 1, \quad f_s + f_l = 1 \\
 D = f_s D_s + f_l D_l, \quad c = f_s c_s + f_l c_l \\
 \rho = g_s \rho_s + g_l \rho_l, \quad k = g_s k_s + g_l k_l \\
 K = K_0 \frac{g_l^3}{(1-g_l)^2}
 \end{aligned} \tag{3}$$

여기서 D 는 농도의 확산계수, 하첨자 s, l 은 각각 고상과 액상 상태를 나타낸다. K 는 투과율을 나타내며 본 연구에서는 Carman-Kozeny 식을 사용해 Darcian damping에 의한 유동감소 효과를 고려하였다.⁽²⁻⁴⁾

응고계면의 이동이 종속변수에 미치는 영향을 고려하기 위해 시간의존 좌표계를 도입하여 다음

Table 1 Definitions of Φ, Γ, S in the governing equation (1)

Equation	Φ	Γ	$S(\xi, \eta)$
Continuity	1	0	0
Momentum	u v	$\frac{\mu_l \rho_l}{K}$	$-\frac{\mu_l \rho_l}{K} (u - u_s) - \left(\xi_x \frac{\partial p}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)$ $-\frac{\mu_l \rho_l}{K} (v - v_s) - \left(\xi_y \frac{\partial p}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)$ $+ \rho g [\beta_T (T - T_{ref}) + \beta_s (f^a_l - f^a_{l,ref})]$
Energy	h	$\frac{k}{c_s}$	$\frac{\partial}{\partial \xi} \{ \Gamma J (q_{11} A_\xi + q_{12} A_\eta) \}$ $+ \frac{\partial}{\partial \eta} \{ \Gamma J (q_{21} A_\xi + q_{22} A_\eta) \}$ $-\frac{\partial}{\partial \xi} \{ \rho (U - U_s) B \}$ $-\frac{\partial}{\partial \eta} \{ \rho (V - V_s) B \} + \rho h_f \frac{df_s}{dt}$ $A = h_s - h$ $B = h_l - h$
Mass	f^a	ρD	$\frac{\partial}{\partial \xi} \{ \Gamma J (q_{11} A_\xi + q_{12} A_\eta) \}$ $+ \frac{\partial}{\partial \eta} \{ \Gamma J (q_{21} A_\xi + q_{22} A_\eta) \}$ $-\frac{\partial}{\partial \xi} \{ \rho (U - U_s) A \}$ $-\frac{\partial}{\partial \eta} \{ \rho (V - V_s) A \}$ $A = f_l^a - f^a$

과 같이 물리영역상의 점 (x, y) 에서 정의된 종속변수 $\Phi(x, y, t)$ 의 시간에 대한 도함수를 계산영역으로 변환하였다.⁽⁸⁾

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{x,y} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{\xi,\eta} - \frac{1}{J} [y_\eta \Phi_\xi - y_\xi \Phi_\eta] \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\xi,\eta} \\
 - \frac{1}{J} [x_\xi \Phi_\eta - x_\eta \Phi_\xi] \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)_{\xi,\eta}
 \end{aligned} \tag{4}$$

2.3 응고계면 위치 계산 및 격자 생성

이동격자계의 경우에는 시간에 따른 영역의 변화로 매 시간간격마다 격자계를 재구성하게 된다. 본 연구의 경우도 응고의 진행에 따라 고액공존 구간이 좁아지며 응고영역이 확장되므로 응고계면의 위치를 예측하여 고액공존 구간과 완전 응고영역에 대하여 이동격자계를 적용하였다.

먼저, 응고계면에서는 응고잠열이 방출되므로 다음과 같은 에너지 평형식이 성립된다.

$$k_s \nabla T_s - k_l \nabla T_l = \rho_s h_f R \quad (5)$$

R 은 응고계면의 이동속도를 의미한다. 본 연구에서는 에너지 방정식에서 응고잠열을 생성항으로 포함시켜 에너지방정식상에서 계산하므로 우변의 응고잠열 항은 좌변의 온도 T 에 이미 포함되어 있다. 그 결과, 다음과 같은 형태의 에너지 평형식이 얻어진다.

$$k_s \nabla T_s - k_l \nabla T_l = 0 \quad (6)$$

이 때 완전응고 영역과 고액공존역의 계면에서 일어나는 공정온도에서의 잠열방출은 계면에 인접한 고액공존역 측면의 계산체적에서 발생하는 것으로 가정하였다.

응고계면의 위치와 격자재생성은 다음과 같은 과정에 의해 결정된다.

(1) Fig. 2에서처럼 응고계면의 위치는 항상 고액공존 구간과 응고영역 사이에 위치하므로 식 (6)을 x 방향에 대해 이산화하면

$$k_l \frac{T_l - T_i}{x_l - x_i} = k_s \frac{T_i - T_s}{x_i - x_s} \quad (7)$$

이 된다. 이때 k 는 열전도계수, T 는 온도, x 는 좌표를 나타내며, 하첨자 i 는 응고계면을 의미한다. 식 (7)을 x_i 에 대해 정리하면 응고계면의 위치를 구할 수 있다.

(2) 과정 (1)에서 구한 계면 위치를 이용해 액

상과 고상에 선택한 비율과 개수로 새로운 격자를 생성한다.

(3) 다음 시간단계의 온도값을 계산한 후 과정 (1)부터 반복한다.

3. 수치해석 결과 및 고찰

격자는 검증모델과 적용모델 모두 액상과 고상에서 각각 $25 \times 20(x \times y)$ 을 적용하였으며, 시간 증분은 매 단계마다 다음에 의하여 계산되었다.

$$dt = \min \left[\frac{\Delta x^2 \Delta y^2}{2\nu(\Delta x^2 + \Delta y^2)}, \frac{\Delta x}{u_{\max}}, \frac{\Delta y}{v_{\max}} \right] \quad (8)$$

또한 연속방정식에 의한 오차의 합(summation of residual)이 $1/10^6$ 이하일 때 수렴했다고 판단하였다.

3.1 거시편석 해석의 검증

본 연구에 적용된 프로그램의 타당성을 검증하기 위해 Hebditch⁽⁹⁾의 실험 결과와 본 수치해석 결과를 비교하였다. Hebditch 등은 Pb-48wt%Sn에 대해 10cm × 6cm 직사각형의 주형에서 실험을 통해 Sn농도의 분포를 측정하였다. 주형의 상하면 및 우측면은 단열상태이고 좌측면은 냉각수에 의해 냉각되므로 응고는 좌측에서부터 우측으로 진행된다. 본 알고리즘의 검증용을 위하여 사용된 격자수는 액상영역에서 500개, 고상영역에서 500개로서, 동일한 실험 모델에 대하여 Ahmad⁽¹⁰⁾가 연구에 사용한 격자수 2000개의 50%에 해당하는 격자수를 적용하여 실험결과와 거의 일치하는 해석결과를 보였다. 실험과 수치해석 결과를 비교하기 위해 응고 종료 후 Sn의 농도를 0.5cm 높이에서 냉각면의 거리에 대한 평균값의 편차로 Fig. 3에 제시하였다.

실험의 측정값과 본 연구의 수치결과가 모두 냉각면에 근접한 경우 평균값보다 낮아졌다가 냉각면에서 멀어질수록 농도값이 평균값에 근접하는 경향을 보여주고 있다. 냉각면과 근접할수록 수치결과가 실험의 측정값보다 최대 약 4%정도 더 낮게 나타나는데 이것은 실험과 해석 모두 동일한 냉각조건이지만 수치해석 모델의 경우 냉각 벽면 온도를 응고시작부터 순간적으로 냉각 온도

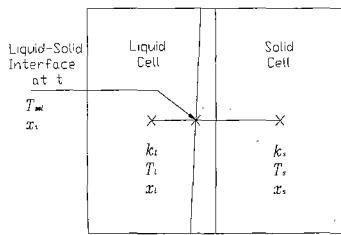


Fig. 2 Solid-liquid interface position between liquid and solid cells

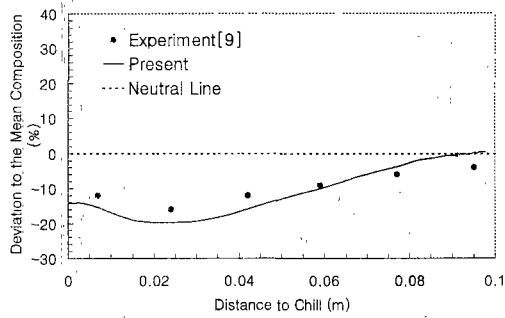


Fig. 3 Relative tin concentration variations with the distance to the chill at the height of 0.5cm

로 계속 유지한다고 가정하고 해석을 하므로 실험보다 급격한 온도구배를 형성한다. 이러한 온도구배는 자연대류의 강도를 크게 하므로 더 넓은 범위에 걸쳐 농도가 분포되고 결국 실험의 측정값보다 낮은 값이 나타난 것으로 판단된다.

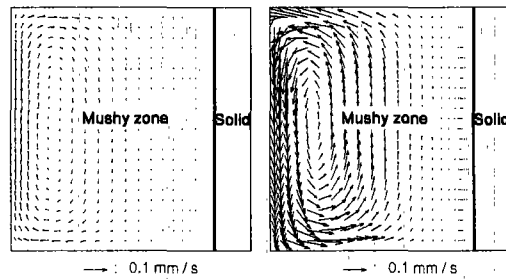
3.2 이중확산의 영향

냉각온도와 중력 조건의 변화에 따라 자연대류가 거시편석에 미치는 영향을 해석하기 위해 Fig. 1과 같은 크기 5cm × 5cm인 사각용기모델에 대해 수치해석을 수행하였다. Pb-19.2wt%Sn이 사각주형 내에 채워져 있으며 용질의 재분배는 고액공존역에서 발생하므로 계산의 편의와 다양한 조건에 따른 거시편석 분포를 비교하기 위해서 초기 용융금속의 온도를 액상선온도(liquidus temperature, 액상상태)인 522K로 하였다. 본 연구에서 사용된 용융금속의 물성치 및 해석조건은 Table 2에 제시했다.

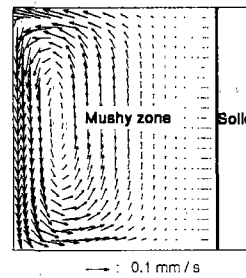
고액공존역에서는 온도구배에 의한 대류유동과 농도구배에 의한 대류유동이 존재하는데 두 유동의 방향이 일치할 수도 있으며 반대될 수도 있다. 이는 용질과 용매를 이루는 합금의 성분에 따라 결정되며 Pb-19.2wt%Sn의 경우는 두 순환유동의 방향이 서로 반대인 경우에 해당한다. Fig. 4의 (a), (b), (c)는 1g 상태에서 각각 온도구배, 농도구배, 그리고 실제적인 이들이 조합된 경우에 의해 나타나는 자연대류유동에 대한 비교로서 냉각면의 온도가 420K일 때 40초 후의 현상이다. 온도구배에 의한 순환유동을 보면 왼쪽 벽면 부근에 순환유동의 중심이 생기며 응고계면근방에서는 냉각된 용탕이 -y방향으로, 반대편의 왼쪽벽

Table 2 Properties used in the simulation

Pb - 19.2wt%Sn	
Mass fraction of tin at initial state	$f^{sn}_0 = 0.192$
Mass fraction of tin at eutectic state	$f^{sn}_e = 0.619$
Solutal expansion coefficient	$\beta_s = 0.354$
Thermal expansion coefficient	$\beta_T = 1.09 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$
Initial temperature	$T_0 = 552 \text{ K}$
Eutectic temperature	$T_e = 456 \text{ K}$
Latent heat	$h_f = 30162 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$
Dynamic viscosity	$\mu = 0.0023 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
Permeability coefficient	$K_0 = 2.8 \times 10^{-11} \text{ m}^2$
Thermal conductivity (liquid and solid)	$k_l = 22.9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ $k_s = 39.7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Specific heat capacity (liquid and solid)	$c_l = 177.9 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ $c_s = 154.7 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Density (liquid and solid)	$\rho_l = 10000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ $\rho_s = 10800 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$



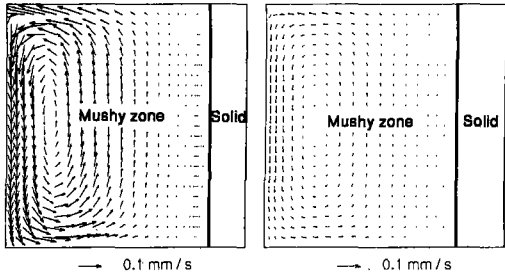
(a) Thermal buoyancy (b) Solutal buoyancy



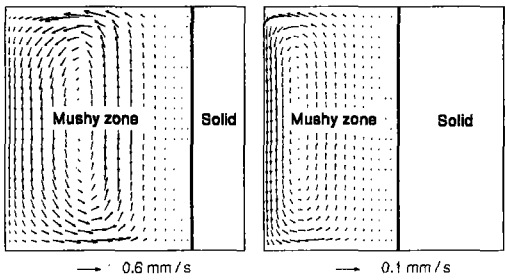
(c) Combined buoyancy

Fig. 4 Natural convection flow depending on the buoyancy types

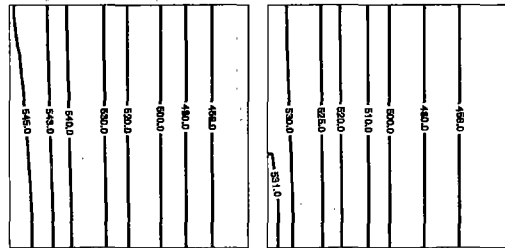
면 근방에서의 용탕은 +y방향으로 향하며 시계방향 순환유동을 보인다.



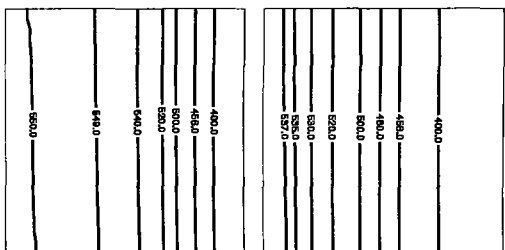
(a) After 40 sec (b) After 70 sec
Fig. 5 Velocity vector profiles for $T_c = 420K$



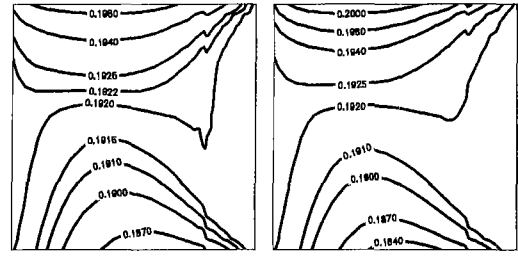
(a) After 10 sec (b) After 40 sec
Fig. 6 Velocity vector profiles for $T_c = 300K$



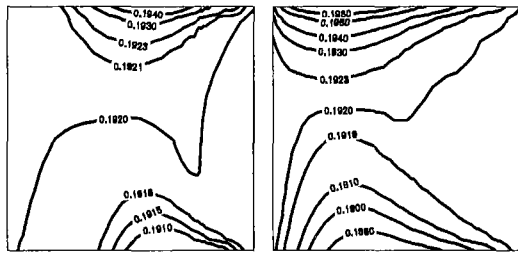
(a) After 40 sec (b) After 70 sec
Fig. 7 Temperature profiles for $T_c = 420K$



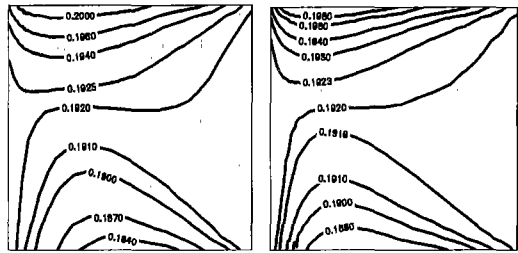
(a) After 10 sec (b) After 40 sec
Fig. 8 Temperature profiles for $T_c = 300K$



(a) After 40 sec (b) After 70 sec
Fig. 9 Macrosegregation profiles for $T_c = 420K$



(a) After 10 sec (b) After 40 sec
Fig. 10 Macrosegregation profiles for $T_c = 300K$



(a) $T_c = 420K$ (b) $T_c = 300K$
Fig. 11 Final macrosegregation profiles after solidification

반면, 농도구배에 의한 순환유동을 보면 순환 유동의 중심은 온도구배에 의한 유동과 같게 나타나지만 응고계면 근방에서 용질의 농도구배의 역방향으로 용탕이 이동하며 온도구배에 의한 순환유동과는 반대방향으로 순환유동이 형성된다. 이는 Sn이 Pb보다 상대적으로 밀도가 작으므로 냉각면에서 Sn의 농도가 커지면 상대적으로 가벼워지는 성질을 띠기 때문이다.

순환유동의 강도는 온도구배에 의한 유동보다

농도구배에 의한 유동의 경우가 훨씬 크게 나타나며, 두 가지 순환유동의 영향을 모두 고려한 이중확산 유동해석 결과인 Fig. 4(c)에서는 반시계방향으로 회전하는 큰 순환유동만이 나타난다.

3.3 냉각조건이 거시편석에 미치는 영향

Fig. 5부터 Fig. 10까지는 속도벡터, 등온선, 편석의 경향을 냉각벽면의 온도 T_c 가 420K일 때 40초, 70초 후에서, 냉각벽면의 온도 T_c 가 300K일 때 10초, 40초에서 각각 보여주고 있다.

속도장을 나타내는 Fig. 5와 Fig. 6에서 두껍고 어두운 선은 응고계면을 표시하며 시간의 경과에 따라 왼쪽으로 이동한다. 초기온도 T_0 가 액상선 온도 T_l 와 같기 때문에, 용질의 재분배가 응고의 시작과 동시에 발생한다.

작은 냉각률($T_c=420K$)은 약한 순환유동을 유발하고, 큰 냉각률($T_c=300K$)은 강한 순환유동을 유발하는데 이러한 현상은 Fig. 5와 Fig. 6에 나타난 기준벡터의 크기 및 고액공존역에서의 속도벡터의 분포로부터 알 수 있다. 그러나, 대류유동만이 편석에 영향을 주는 것이 아니라, 대류의 영향 하에 노출되는 시간 역시 편석에 큰 영향을 미치게 된다. $T_c=420K$ 일 때 응고 완료까지 약 260초가 소요되었고, $T_c=300K$ 일 때 약 100초가 소요되었으며 최종응고 완료 후의 편석에 대한 논의는 뒤편에서 다루어진다.

Fig. 7과 Fig. 8은 각각 $T_c=420K$ 와 $T_c=300K$ 일 때의 등온선 분포를 나타낸다. 고액공존역내 고상율이 낮은 왼쪽 경계부근에서 반시계방향 회전 유동의 영향으로 등온선이 약간 휘어져 나타나고 있으나 고상율이 높은 대부분의 고액공존역에서는 등온선이 수직벽면에 평행하게 배열되어 있다. 이는 고상율이 높은 고액공존역에서의 유동이 열전달 및 응고계면의 기울기에 영향을 줄 정도로 크지 않으며 열전달은 금속의 높은 열전도율로 인하여, 대류보다는 확산의 영향이 지배적임을 나타낸다. Fig. 5(b)와 Fig. 6(a)의 비교에서 $T_c=420K$ 인 경우 70초 경과후의 응고율이 $T_c=300K$ 인 경우 10초 후의 응고율과 비슷하게 나타나고 있다. 그러나 고액공존역내의 유동은 후자의 경우가 훨씬 크게 반시계방향으로 나타나고 있다. 이는 Fig. 8(a)에서와 같이 후자의 경우가 고액공존역내 시계방향의 유동을 야기시키는 온도구배가 훨씬 큼에도 불구하고 농도차에 의한

대류유동이 훨씬 지배적이기 때문이다.

Fig. 9와 Fig. 10은 각 냉각벽면 온도조건에서의 용질의 분포를 보여준다. 용질의 재분배는 대류의 영향에 의해 지배적으로 나타나며 반시계방향 유동의 영향으로 위쪽 경계에 V형의 정편석이 아랫쪽 경계에 A형의 부편석이 나타나고 있다. 그림에서 낮은 냉각온도조건에서 즉 응고율이 빠른 경우가 편석의 정도가 훨씬 약하게 나타남을 알 수 있다.

Fig. 11은 응고가 완료된 후 편석의 분포를 보여주며, 이 그림에서 최종적으로 급냉의 조건인 $T_c=300K$ 에서 나타나는 용질의 농도분포 폭이 상대적으로 서냉의 조건인 $T_c=420K$ 에서 나타나는 농도분포의 폭보다 좁게 나타남을 알 수 있다. 이는 자연대류 유동이 용질의 재분배에 계속 영향을 주게 되므로 앞서 언급한 바와 같이 응고에 소요되는 시간이 길수록 자연대류의 영향 하에 노출되는 시간이 길어지므로 용질농도의 분포폭도 커진다. 따라서, 상대적으로 응고에 소요되는 시간이 긴 $T_c=420K$ 의 조건에서 용질농도의 분포의 폭이 $T_c=300K$ 의 조건에서보다 크게 나타나는 것이다.

3.4 중력이 거시편석에 미치는 영향

Fig. 12는 냉각벽면의 온도가 420K이고 중력가속도의 값이 각각 1g, 0.1g, 0.01g 및 0.001g 일 때 시간의 경과에 따른 용질의 편차를 %로 환산한 값을 비교해서 보여준다. x축이 시간경과를 나타내고 y축은 $\frac{\text{최대용질농도} - \text{최소용질농도}}{\text{기준농도}}$ 을 나타낸다.

0.1g에서는 용질이 1g에 비해 상당히 균일하게 분포됨을 알 수 있으며, 이후 0.01g, 0.001g로 중력을 줄여감에 따라 무편석에 가까운 재료를 얻을 수 있다. 그러나 이 경향은 농도편차가 0.01g까지는 크게 개선되지만 그 이후에는 개선되는 양이 작게 나타난다.

Fig. 13은 1g와 0.001g에서의 시간에 따른 응고율의 변화를 나타내는 그림으로 두 경우에 따른 응고율의 차이는 거의 나타나지 않고 있다. 이는 단결정의 성장에서 미세중력장에서의 응고율이 자연대류유동의 약화로 중력장에서의 경우보다 훨씬 낮은 경우와 매우 대조적이다. 일반적으로 대류에 의하여 열전달이 촉진되면 일시적으로 응

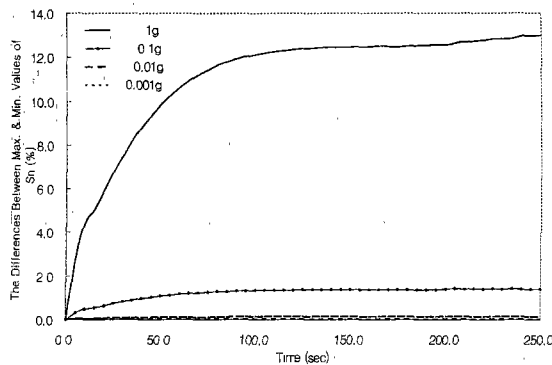
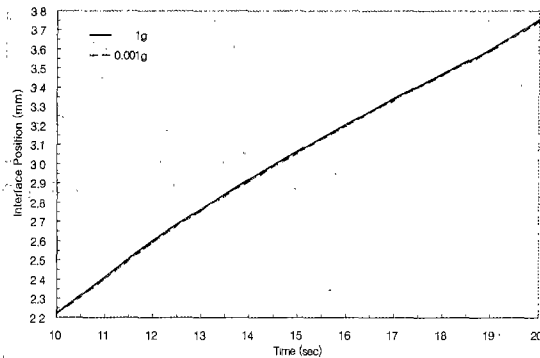
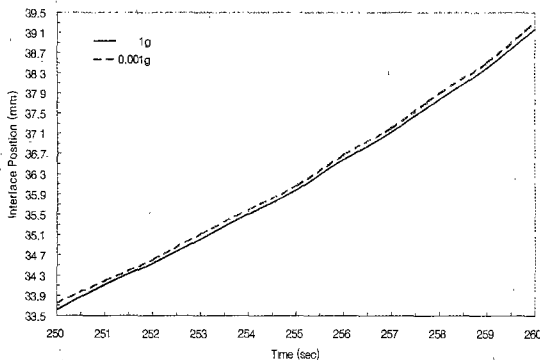


Fig. 12 Comparison of the macrosegregation rates with time under various gravitational accelerations



(a) Interface positions from 10 sec to 20 sec



(b) Interface positions from 250 sec to 260 sec

Fig. 13 Comparison of liquid-solid interface positions between 1g and 0.001g

고의 진행이 지연되는 효과가 나타난다. 그러나, 합금응고의 경우 고액공존역에서의 자연대류의

세기는 용질의 재분배에는 매우 지배적인 영향을 주지만 열전달의 경우는 액상과 고액공존역 경계면 근처의 확산(전도)의 영향이 더 크게 나타나며, 결과적으로 Fig. 13에서와 같이 1g와 0.001g와의 시간의 진행에 따른 응고계면은 거의 같은 속도로 이동한다. 응고후기에 나타나는 미세한 차이는 응고를 지연시키는 미약한 자연대류유동의 영향이 누적되어 나타난 결과이다.

4. 결론

본 연구에서는 SIMPLE 알고리즘과 연속체모델 이론을 조합한 알고리즘에 경계미분좌표계(Boundary-Fitted Coordinate)와 시간의존좌표계(Time-Dependent Coordinate)를 도입하여 합금의 응고시 응고계면의 위치 및 형상에 대하여 고찰하고 이중확산대류가 편석에 미치는 영향을 중력의 크기와 함께 고찰하였다. 그 결과를 요약하면 다음과 같다.

(1) Pb-19.2wt%Sn에 대한 5cm × 5cm의 주형내 자연대류 유동은 농도구배의 영향이 지배적으로 나타났다. 즉, 주형내에서 온도구배에 의한 시계방향 회전유동은 나타나지 않고 농도구배에 의한 반시계방향 회전 유동만이 나타났다.

(2) $T_c=300K$ 의 조건에서 응고가 진행된 경우 훨씬 강한 자연대류유동이 나타났지만 $T_c=420K$ 의 조건에 비해 응고율이 빠르므로 자연대류의 영향에 노출되는 시간이 상대적으로 짧아 최종주물에서 나타나는 용질분포는 전자의 조건에서 상대적으로 훨씬 균일하게 나타났다.

(3) 중력의 크기가 작아짐에 따라 용질분포는 훨씬 균일하게 나타났다. 1g에서 용질농도(19.2 wt%Sn)의 편차(12.9%)를 1C로 두었을 때 미세중력장에서 나타나는 용질편차는 각각 0.1g에서 0.1C, 0.01g에서 0.01C, 0.001g에서 0.003C로 나타나며 0.01g 보다 작은 미세중력장에서는 개선효과가 크게 줄어든다. 단결정성장의 경우와는 달리 중력이 크기가 달라짐에 따른 응고진행율에는 거의 변화가 나타나지 않았다.

후 기

이 논문은 1999 연세대학교 학술연구비의 부분적인 지원에 의하여 이루어졌으며 이에 감사 드

됩니다.

참고문헌

- (1) Beckermann, C. and Viskanta, R., 1993, "Mathematical Modeling of Transport Phenomena during Alloy Solidification," *Appl. Mech. Rev.*, Vol. 46, pp. 1~25.
- (2) Bennon, W. D. and Incropera, F. P., 1988, "Numerical Analysis of Binary Solid-liquid Phase Change Using a Continuum Model," *Numerical Heat Transfer*, Vol. 13, pp. 277~296.
- (3) Bennon, W. D. and Incropera, F. P., 1987, "A Continuum Model for Momentum, Heat and Species Transport in Binary Solid-liquid Phase Change Systems - I. Model Formulation," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, pp. 2161~2170.
- (4) Bennon, W. D. and Incropera, F. P., 1987, "A Continuum Model for Momentum, Heat and Species Transport in Binary Solid-liquid Phase Change Systems - II. Application to Solidification in a Rectangular Cavity," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, pp. 2171~2187.
- (5) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, Washington.
- (6) Thomson, J. F., Warsi, Z. U. A. and Mastin, C. W., 1982, "Boundary-Fitted Coordinates Systems for Numerical Solution of Partial Differential Equations - A Review," *J. Comput. Phys.*, Vol. 48, pp. 1~108.
- (7) 유호선, 노승탁, 1986, "좌표변환에 의한 상 변화과정의 수치해석," 대한기계학회논문집, 제 10권, 제 4호, pp. 323~329.
- (8) 이진호, 황기영, 1995, "수직응고시스템에서의 밀도차와 냉각률이 열전달 및 열응력에 미치는 영향," 대한기계학회논문집, 제 19권, 제 4호, pp. 1095~1101.
- (9) D. J. Hebditch and J. D. Hunt, 1974, "Observation of Ingot Macrosegregation on Model System," *Met. Trans.*, Vol. 5, pp. 1557~64.
- (10) N. Ahmad, H. Combeau, L. J. Desbiolles, T. Jalanti, G. Lesoult, J. Rappaz, M. Rappaz and C. Stomp, 1997, "Numerical Simulation of Macrosegregation : A Comparison of FVM and FEM Prediction with Experiments," *Proceedings of the 4th Decennial International Conference on Solidification Processing*, pp. 341~345.
- (11) 이진호, 이균호, 목진호, 2000, "합금의 응고 과정에서 자연대류가 거시편석에 미치는 영향," 대한기계학회 2000년도 춘계학술대회 논문집 B, pp. 37~44.
- (12) 이진호, 목진호, 2000, "충진과정이 포함된 합금의 응고과정에서 주형두께의 영향," 대한기계학회 2000년도 열공학부문 춘계학술대회 논문집, pp. 100~105.
- (13) Jinho Lee, Kyunho Lee, and Jinho Mok, 2000, "The Effect of Natural Convection on Macrosegregation during Alloy Solidification," *Proceedings of the 4th JSME-KSME Thermal Engineering Conference*, pp. 403~408.