

〈論 文〉

수직환상주형내 Al-Cu합금의 응고과정 및 냉각속도의 조대편석에 대한 영향

유 호 선*

(1994년 1월 13일 접수)

Solidification Process of an Al-Cu Alloy in a Vertical Annular Mold and Effects of Cooling Rate on Macrosegregation

Hoseon Yoo

Key Words : Solidification(응고), Al-Cu Alloy(Al-Cu합금), Transport Process(천이과정), Initial Superheating(초기과열), Cooling Rate(냉각속도), Macrosegregation(조대편석), Interdendritic Flow(수지상정사이 유동)

Abstract

Transport process during solidification of an Al-Cu alloy in a vertical annular mold of which inner wall is cooled is numerically simulated. A model which can take account of local density dependence on the solute concentration is established and incorporated in the analysis. Results show that thermally and solutally induced convections are developed in sequence, so that there is little interaction between them. Thermal convection effectively removes the initial superheat from the melt and vanishes as solidification proceeds from the cooling wall. On the other hand, solutal convection which is developed later over the mushy and the pure liquid regions leads to large-scale redistribution of the constituents. The degree of the initial superheating hardly affects overall solidification behavior except the early stage of the process, when the cooling rate is kept constant. Macrosegregation is reduced remarkably with increasing cooling rate, because not only the liquidus interface advances so quickly that time available for the solute transport is not enough, but also the interdendritic flow is strongly damped by rapid crystal growth within the mushy region.

———— 기 호 설 명 ————

B_r, B_z : 반경방향, 축방향 체적력	H : 주물의 총진높이
C : 용질의 농도	h : 엔탈피
c : 비열	K, K_0 : 투과율, 투과율계수
D : 물질확산계수	k : 열전도율
f : 질량분율	L : 용해잠열
g : 체적분율 또는 증력가속도	Le : Lewis수, $k/(\rho c D)$
	P : 압력
	Pr : Pradtl수, $\mu c/k$
	q'' : 열유속

*정회원, 숭실대학교 기계공학과

- r : 반경방향 좌표
 r_i, r_o : 충전주물의 내·외 반경
 S_{II} : 수치상정 2차 팔각격
 T, T_c : 온도, 냉각수온도
 t : 시간
 U : 열관류율
 (u, v) : (z, r) 방향 속도성분
 V : 체적
 V : 속도벡터
 z : 축방향 좌표
 β_s : 농도팽창계수
 β_T : 열팽창계수
 μ : 점도
 ρ : 밀도
 ϕ : 혼합물의 물리량
 ψ : 유동함수

상첨자

- a, b : 혼합물의 성분
 Al : 알루미늄
 Cu : 구리
 a : 각 성분을 대표

하첨자

- k : 각 상을 대표
 l : 액상
 ref : 기준상태
 s : 고상

1. 서 론

합금과 같은 혼합물의 주조시 수반되는 주물조성의 거시적인 불균일, 즉 조대편석은 재료의 기계적 성질을 열화시키며 균열 등 결함의 원인이 되기 때문에 그 생성기구, 억제방법 등에 관하여 많은 연구가 수행되고 있다. 그 결과 응고과정에 수반되는 자연대류에 의한 유체유동과 유동에 의한 성분의 이동이 조대편석의 주된 원인임이 알려져 있다.^(1,2) 자연대류는 온도차뿐만 아니라, 혼합물의 경우 용질의 용매에 대한 용해도가 고·액상에 따라 다르기 때문에, 농도차에 의해서도 발생된다. 이때 농도부력은 혼합물의 성분, 초기조성, 열적 경계조건 등에 따라 열부력과 순 또는 역방향으로 작용한다. 이와 같은 열농도대류는 순수액체영역은 물론 고액

2상이 공존하는 머시영역의 열 및 물질전달에 직접적인 영향을 미치게 된다.

실용적으로 관심이 큰 금속합금의 경우 응고가 고온에서 진행되며 액체금속이 본질적으로 불투명하기 때문에 응고과정동안의 천이현상을 실험적으로 관찰 또는 측정하기는 용이하지 않다. 이에 따라 결정구조가 합금과 유사한 수치상정형태이며 상온 부근에서 응고되는 염화암모늄수용액($\text{NH}_4\text{Cl}\cdot\text{H}_2\text{O}$), 탄산나트륨수용액($\text{Na}_2\text{CO}_3\cdot\text{H}_2\text{O}$)과 같은 반투명 합금유사혼합물을 이용하여 천이현상을 관찰하여 왔으며 이중확산유동층의 형성, 재용해현상, 불규칙적인 액상선형태, freckle의 생성 등을 규명하는 성과를 얻고 있다.⁽³⁻⁶⁾ 그러나, 합금유사혼합물은 실제 금속합금과 비교할 때, 열부력에 대한 농도부력의 비(부력비), Prandtl수, Lewis수 등에 있어 현저한 차이가 있으며, 머시영역의 액체질량분율이 상당히 큰 상태($\text{NH}_4\text{Cl}\cdot\text{H}_2\text{O}$ 계의 경우 0.8 정도)에서 바로 공정응고로 천이하는 등 응고특성이 상이하기 때문에 합금유사혼합물에 대한 실험결과를 금속합금의 응고과정에 그대로 적용하기에는 문제가 있다. 이와 같은 실험적 제약에서 탈피하여 응고와 관련된 공학적인 관심분야를 보다 용이하게 예측하기 위하여 기본현상에 대한 실험과 병행하여 수학적모델에 근거한 수치해석적 접근이 모색되어 왔다. Bennon과 Incropera⁽⁷⁾에 의해 제시된 연속체모델과 Beckermann과 Viskanta,⁽⁸⁾ Voller 등⁽⁹⁾에 의한 국소체적 평균법으로 대표되는 수치해석에서는 고체, 머시, 액체 전영역에 적용가능하도록 공식화된 질량, 운동량, 에너지 및 성분보존방정식을 고정격자계상에서 계산한다. 각각의 방법에 관해서는 Viskanta⁽⁹⁾가 개관한 내용을 참조하기 바란다. 적용대상은 2성분 혼합물로 국한되어 있지만, 이 수치해석방법을 몇몇 전형적인 합금유사혼합물의 응고과정에 적용한 결과 응고에 수반되는 천이현상이 비교적 잘 예측되고 있을 뿐 아니라 실험과도 정성적인 경향은 일치하고 있다.^(4,5,10,11) 또한 점차 그 적용대상을 실제 금속합금으로 확대하고 있다.⁽¹²⁾

주물의 응고특성은 다양한 응고조건에 의해 결정된다. 그중에서 냉각속도는 미시적인 결정입자의 구조 및 크기, 거시적인 조대편석 등에 큰 영향을 미친다는 사실이 이미 알려져 있다. 실제 금속응고(rapid solidification)를 통한 주물조직의 치밀화는 주조공정에 적용되고 있으며 freckle, channel 등

의 생성을 포함한 조대편석의 예측에 대한 공학적인 요구도 증대되고 있다. 최근 전술한 수치해석방법에 의존하여 냉각속도가 응고과정동안 천이현상 및 조대편석에 미치는 영향에 관한 연구가 수행되고 있으며 Pb-Sn합금을 대상으로 한 Prescott와 Incropera⁽¹³⁾의 연구가 그 대표적인 예이다. 다만 그들의 연구는 열 및 농도대류의 상호작용에 의한 이중확산대류에 초점을 맞추고 이에 적합한 종류의 물질과 주형을 해석대상으로 선택하였으며 혼합물의 물성치계산에서 상당히 불확실한 요소를 내포하고 있다.

본 연구는, 전술한 연구와 비교할 때, 금속합금의 응고과정에 있어서 과도적인 거동 및 냉각속도의 조대편석에 대한 영향을 규명하기 위한 목적에서 시도된 점은 유사하지만 해석대상 물질, 물성치, 주형 등의 관점에서는 구별된다. 해석대상 물질은 초기상태 Cu의 질량비가 4.5%인 Al-Cu합금으로서 상평형선도(Fig. 1)에 도시되었듯이 온도의 강하에 따라 응고가 진행되면 Al보다 무거운 성분인 Cu의 액상농도가 증가하므로 농도부력과 열부력이 같은 방향으로 작용하게 된다. 즉, 가벼운 Sn이 용질이어서 부력비가 음수가 되는 Pb고농도 Pb-Sn합금의 경우와는 특성이 상이하다. 물론 Al-Cu계는 실용적인 합금일 뿐 아니라 물성치가 비교적 잘 확립되어 있어 구체적인 수치계산이 편리하다는 점도 고려되었다. 주형은 임의성을 배제하기 위하여 기존의 실험적 연구에서 널리 사용된 바 있는 형상으로 선정하였다. 수치해석은 주로

Yoo와 Viskanta⁽¹⁴⁾가 개발하여 NH_4Cl-H_2O 계의 응고과정에 수반되는 천이현상 및 조대편석의 예측에 성공적으로 적용한 바 있는 모델에 의존하되 부분적으로 수정하였다. 특히 해석과정에 혼합물의 농도에 따른 국소적인 밀도변화가 고려될 수 있는 모델을 개발하여 적용하였다. 냉각속도는 냉각수와 주형에 접촉하는 주물면사이의 열관류율로써 정의하였으며 광범위한 열관류율에 대하여 취급하였다. 아울러 냉각속도와 연관되는 응고조건인 초기과열도의 효과도 검토하고자 한다.

2. 해 석

2.1 해석대상 시스템

해석대상 주형은 Vives와 공동연구자^(15~16)에 의하여 순수금속 및 상업적인 합금에 대하여 수차 응고관련 실험이 수행된 바 있는 수직환상형상이다. 축대칭이므로 계산영역은 Fig. 2에 도시된 단면이 된다. 최초 내경(r_i) 21 mm, 외경(r_o) 87 mm인 주형내에 액상의 Al-Cu합금이 높이(H) 84 mm로 충전되어 있다. 내관을 통하여 온도(T_c) 20°C인 냉각수가 순환하면서 열을 제거, 응고가 진행되며 외관 및 상하부는 단열되어 있다. 특히 상부는 주형과 접촉하지 않고 자유표면을 이룬다. 최초 액체상태 합금의 Cu조성(농도)은 질량비 4.5%로서 액상선과 고상선사이의 온도차이가 비교적 커서 머시 영역이 넓은 범위에 걸쳐 형성되며 조대편석을 고찰하기에 편리하다. 또한 Al-4.5 wt% Cu는 여러번 응고실험에 사용된 바 있는 전형적인 조성으로서 그 물성치도 비교적 잘 알려져 있다. 초기온도는 680°C로서 Fig. 1에서 알 수 있듯이 액상선온도보다 약 35°C정도 과열된 상태이다. 단, 초기과열도의 효과를 규명하기 위한 경우 초기온도는 650°C이다.

냉각속도는 냉각수와 주물면사이의 열관류율 U 의 향으로 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$q'' = U[T(z, r_i, t) - T_c] \quad (1)$$

열관류율 U 의 값은 냉각방법, 주형재질 등에 따라 큰 차이가 있으나 본 연구에서는 계산시간 및 비용을 고려하여 30, 100, 300, 1000 W/m²K 4경우를 취급하였다. 최소치는 대략 주물면과 주형사이의 공기층에 의한 접촉저항이 존재하는 경우에, 최대치는 대략 주형이 2 mm두께의 스텐레스강일 때 냉각수가 고속으로 순환하는 경우에 각각 대응하므로

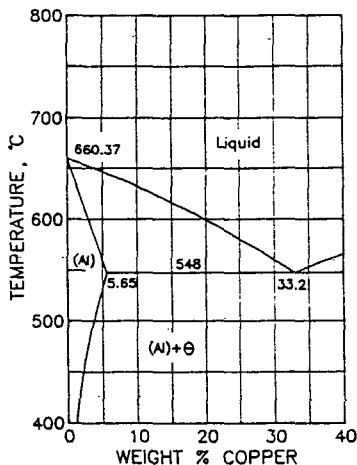


Fig. 1 The equilibrium phase diagram for Al-rich Al-Cu alloys

액적분무에 의한 증발냉각 등 급속응고를 제외한 대부분의 실제 주조공정에 적용되는 냉각조건을 포괄할 수 있다.

2.2 지배방정식

혼합물의 응고과정을 기술하는 수학적인 모델은 접근방법에 따라 구체적인 항에 있어서는 다소 차이가 있으나 공식화된 결과는 본질적으로 유사한 형태이다.⁽⁹⁾ 즉 액체, 머시, 고체 전 영역에 대하여 적용가능한 질량, 운동량, 에너지 및 성분보존 방정식으로 구성된다. 다만 운동량방정식에서 머시 영역의 유동을 기술할 때 비Darcy유동으로 취급한 모델⁽⁵⁾도 있으나, 속도가 크지 않으면 관성항의 기여는 무시될 수 있기 때문에, 본 연구에서는 Darcy의 법칙에 의존하였다. 또한 Voller 등^(6,17)이 고찰하였듯이 에너지 및 성분 보존방정식은 종속변수의 선택에 따라 그 형태가 달라진다. 그러나 일반적으로 인정된 최적형태는 없으며, 본 연구에서는 에너지방정식은 Yoo와 Vikanta⁽¹⁴⁾가 제시한 형태를, 성분보존식은 혼합물의 평균농도를 종속변수로 취한 것을 사용하기로 한다. Fig. 2를 참조하여 (z, r)방향 속도성분을 (u, v)라 할 때 축대칭좌표계에 대한 지배방정식은 다음과 같다. 연구목적이 수학적 모델의 개발에 있는 것은 아니므로 구체적인 공식화과정은 생략하였으며 문헌^(5,7,8,14,18)을 참조하기 바란다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla \cdot (\rho V u)$$

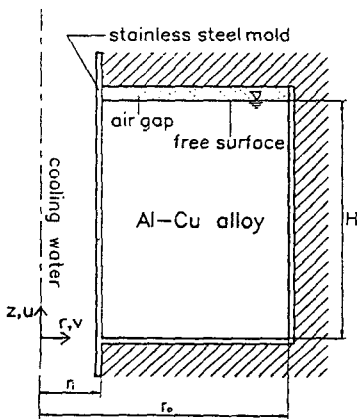


Fig. 2 Physical model of the present study

$$= \nabla \cdot (\mu \nabla u) - \frac{\mu}{K}(u - u_s) + \rho_i B_z - \frac{\partial P}{\partial z}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \nabla \cdot (\rho V v)$$

$$= \nabla \cdot (\mu \nabla v) - \frac{\mu f_i v_i}{r^2} + \frac{\rho_i v_i^2}{r} - \frac{\mu}{K}(v - v_s) + \rho_i B_r + \frac{\partial P}{\partial r}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho V h)$$

$$= \nabla \cdot \left(\frac{k}{c_i} \nabla h \right) + \frac{(c_l - c_s)}{c_i} \frac{\partial}{\partial t}(f_s \rho h) + L \frac{\partial}{\partial t}(f_s \rho), \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C) + \nabla \cdot (\rho V C)$$

$$= \nabla \cdot (\rho D \nabla C) + \nabla \cdot [\rho D \nabla (C_l - C)] - \nabla \cdot [\rho (C_l - C) V] \tag{6}$$

여기서, 혼합물의 물리량 및 물성치는 다음과 같이 정의되었다.

$$\phi = f_s \phi_s + f_l \phi_l (\phi = V, u, v, h, C) \tag{7}$$

$$\rho = g_s \rho_s + g_l \rho_l \tag{8}$$

$$k = g_s k_s + g_l k_l \tag{9}$$

$$\mu = \rho \mu_l / \rho_l \tag{10}$$

$$D = f_l D_l \tag{11}$$

지배방정식에 포함된 질량분율, 각 상의 온도 및 국소온도를 구하기 위해서는 추가적인 관계식이 필요하다. 순수액체 및 고체영역에서는 질량분율이 일정하며 엔탈피는 온도의 단조함수이므로 문제가 없다. 그러나 머시영역에 대해서는 지배방정식에서 계산된 혼합물엔탈피 h와 혼합물농도 C로부터 국소온도 T와 질량분율 f_s(또는 f_l)를 상평형관계를 적용하여 결정하여야 한다. Fig. 1에서 알 수 있듯이 고상농도 C_s와 액상농도 C_l은 온도의 함수이므로 결국 T와 f_s는 다음식으로 부터 결정된다.

$$h = (f_s c_s + f_l c_l) T + f_l L \tag{12}$$

$$C = f_s C_s(T) + f_l C_l(T) \tag{13}$$

합금유사혼합물인 NH₄Cl-H₂O계와 같이 액상선과 고상선이 직선으로 취급될 수 있는 경우 T와 f_s는 해석적으로 산출될 수 있다.⁽¹⁷⁾ 그러나 Al-Cu계를 포함한 대부분의 경우에는 직선이 아니므로(Fig. 1 참조) 식(12), (13)으로 구성된 비선형 연립방정식의 해를 구하여야 한다. 기 확립된 일반적인 해법이 없기 때문에 자체개발한 수치적인 방법에 의존하였다.

초기조건은 온도 680°C, 농도 0.045로서 액체는

균일하게 충전되어 있으며 유동은 없다. 벽면은 비투과성이며, 자유표면에서 표면장력의 효과는 무시하였다. 따라서 본 연구에 적용된 경계조건은 다음과 같다.

$$u=v=0:k\frac{\partial T}{\partial r}=U(T-T_c)$$

$$:\frac{\partial C}{\partial r}=0 \text{ at } r=r_i \quad (14)$$

$$u=v=0:\frac{\partial T}{\partial r}=0:\frac{\partial C}{\partial r}=0 \text{ at } r=r_o \quad (15)$$

$$u=v=0:\frac{\partial T}{\partial z}=0:\frac{\partial C}{\partial z}=0 \text{ at } z=0 \quad (16)$$

$$u=0,\frac{\partial v}{\partial z}=0:\frac{\partial T}{\partial z}=0:\frac{\partial C}{\partial z}=0 \text{ at } z=H \quad (17)$$

2.3 혼합물의 밀도모델

혼합물의 밀도는 국소온도, 용질의 농도 및 상에 따라 달라진다. 다만 응고과정의 수치해석에서 밀도변화 특히 상변화에 따른 밀도차를 고려할 경우 체적변화로 인하여 고정격자계를 사용하여 전체질량보존을 유지하면서 계산을 수행하기는 곤란하다. 순수물질의 상변화를 대상으로 이동격자계를 도입하여 밀도차를 고려한 연구도 있으나,⁽¹⁹⁾ 혼합물의 경우 순수물질과는 달리 기학적으로 단순하면서 분명한 상변화면이 존재하지 않을 뿐아니라 지배방정식이 유한한 체적에 대하여 유도되었기 때문에 이동격자계에 의존할 수는 없다. 따라서 혼합물의 응고과정을 취급한 대부분의 수치해석에서는, 상에 따른 밀도차는 물론 성분사이의 밀도차이가 크지 않은 경우 농도에 따른 밀도변화까지 무시하고 밀도를 일정하게 취급하여 왔다.^(4,5,10,11,14) 이때 각 상

의 질량분율과 체적분율은 당연히 일치하게 되며 계산도 용이하다. 그러나 Al-Cu계와 같이 혼합물을 구성하는 성분사이의 밀도차이가 큰 경우 (Table 1 참조) 농도에 따른 밀도변화를 무시하기는 곤란하다. 더우기 2상이 공존하는 머시영역에서는 용질의 용매에 대한 용해도가 용매의 상에 따라 상당히 다르기 때문에 국소적으로 고·액상사이에 농도의 차이가 존재하며 결과적으로 밀도차가 있게 된다. 즉 보다 개선된 응고과정의 예측을 위해서는, 질량보존원리를 만족시키며 고정격자계상에서 해석이 가능하도록 체적변화가 없는 조건하에서, 농도에 따른 국소적인 밀도변화가 고려될 수 있는 모델이 필요하다.

밀도의 농도에 대한 의존성을 유도하기 위하여 a, b, 2성분으로 구성된 단상의 혼합물로 채워진 검사체적을 고려하자. 체적을 V, 각 성분의 밀도를 ρ^a , 질량분율을 f^a ($a=a, b$)로 표시할 때, 혼합시 전체체적이 각 성분체적의 합이 되는 이상적인 혼합물이라 가정하면,

$$V=V^a+V^b \quad (18)$$

이다. 식(18)의 양변을 전체질량, 질량분율 및 밀도의 항으로 변환한 후 공통인자인 전체질량을 소거하면

$$1/\rho=f^a/\rho^a+f^b/\rho^b \quad (19)$$

와 같이 혼합물의 평균밀도가 결정된다. 식(19)를 각 상에 대하여 일반화하면

$$1/\rho_k=f_k^a/\rho_k^a+f_k^b/\rho_k^b \quad (k=s, l) \quad (20)$$

이 된다. 여기서, 성분 a가 용질이라면 f_k^a 는 각 상에서 a의 농도 C_k 이다. 식(20)은 각 성분의 상에 따른 밀도차를 허용하고 있다. 그러나 질량보존이 유지되면서 전체체적이 일정하기 위해서는, 즉 고정격자계상에서 해석이 가능하기 위해서는 추가적인 가정이 필요하다. 2상이 공존하는 2성분 혼합물의 검사체적에서 성분 a의 상평균밀도를 ρ^a 라 하면 질량과 체적관계식

$$\rho^a V^a=\rho_i^a V_i^a+\rho_s^a V_s^a \quad (21)$$

$$V^a=V_i^a+V_s^a \quad (22)$$

$\rho^a=\rho_i^a=\rho_s^a$ 즉, 성분의 밀도가 상에 무관하게 일정하다고 가정할 때 만족된다. 식(20)에 이 가정을 추가하여 정리하면, 농도에 따른 밀도변화는 다음 식으로 표시된다.

Table 1 Thermophysical property data used in the present study

	Properties	Solid	Liquid
c	Specific heat[J/kgK]	882	924
k	Thermal conductivity[W/mK]	180.6	100.8
D	Mass diffusion coefficient[m ² /s]	2.6×10 ⁻⁹	
L	Latent heat of fusion[J/kg]	3.87×10 ⁵	
ρ^{Al}	Density of aluminum[kg/m ³]	2380	
ρ^{Cu}	Density of copper[kg/m ³]	7940	
K_0	Permeability coefficient[m ²]	5.556×10 ⁻¹¹	

$$\rho_k = \rho^a \rho^b / [(1 - C_k) \rho^a + C_k \rho^b] \quad (23)$$

식(23) 및 지배방정식과 상평형관계식에 의해 결정된 C_k 와 f_k 로부터 각 상의 체적분율은 다음과 같이 계산된다.

$$g_i = f_i \rho_s / (f_i \rho_s + f_s \rho_i) \quad (24)$$

$$g_s = f_s \rho_i / (f_i \rho_s + f_s \rho_i) \quad (25)$$

결과적으로 이 밀도모델은, 혼합물의 밀도가 일정하다는 가정을 구성성분의 상변화에 따른 밀도차가 없다는 가정으로 대체함으로써, 농도에 따른 밀도 변화를 허용하고 있다. 특히 이 모델은 성분사이의 밀도차이가 크거나 고·액상사이 농도차이가 큰 혼합물의 응고과정을 예측하는데 유용하리라 기대된다.

이와 같은 밀도모델을 도입하면 운동량방정식에서 농도차이에 의한 부력산정도 편리하다. 농도에 따른 밀도변화가 무시된 해석에서 운동량방정식의 체적력중 농도부력항은 Boussinesq근사에 의존, $\beta_s(C_i - C_{i,ref})$ 로 계산될 수 밖에 없었으나^(5,11,14) 순수액체영역 및 머시영역에서 농도에 따른 액상밀도가 식(23)에 의해 계산될 수 있기 때문에 농도부력의 근사화는 불필요하다. 다만, 열부력은 온도에 따른 밀도변화가 모델링에 포함되지 않았기 때문에 Boussinesq근사에 의존하여야 한다. 따라서 식(3)에서 체적력과 연관된 항은

$$\rho_i B_z - \frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\partial P^*}{\partial z} + \rho_i g [(\rho_{i,ref} / \rho_i - 1) + \beta_T (T - T_{ref})] \quad (26)$$

로 변환되며 농도팽창계수 β_s 는 나타나지 않게 된다. 여기서, P^* 는 전압력 P 에서 중력에 의한 유체 정압 $-\rho_{i,ref} g$ 를 뺀 나머지 압력이며, 이때 기준상태는 초기액상 상태로 취하는 것이 편리하다.

2.4 혼합물의 물성치

실제 계산을 수행하기 위해서는 Al-Cu합금의 물성치를 알아야 한다. 그러나 관심의 대상이 되는 금속합금의 경우 대부분 조성에 따른 물성치는 잘 알려져 있지 않다. 따라서 Prescott와 Incropera⁽¹³⁾의 연구와 같이 2상이 공존하는 상태에 대한 물성치의 계산방법을 2성분 혼합물에 적용하여 혼합물을 구성하는 성분의 물성치와 조성으로부터, 예를 들어

$$k_k = g_k^a k_k^a + g_k^b k_k^b \quad (k = s, l) \quad (27)$$

와 같이 계산하기도 한다. 순수물질에 대한 물성치는 비교적 잘 알려져 있기 때문에 식(27)은 계산에 편리하게 적용될 수 있으나 혼합물의

물성치 특이 천이물성치(transport properties)는 성분비에 선형적으로 비례하지 않는 경우가 많기 때문에⁽²⁰⁾ 이에 따른 불확실성은 항상 내재되어 있다.

다행히 Al-Cu계의 경우 비교적 물성치가 잘 확립되어 있기 때문에 물성치에 관련된 문제는 별로 없다. 다만, 문헌의 자료는 주로 Al-4.5 wt% Cu 즉, 특정한 Cu농도에 대한 것이기 때문에, 가용한 실험식이 있는 경우를 제외하고는 응고과정에서 Cu농도의 변화에 따른 물성치의 차이는 무시하였다. 고·액상 및 농도에 따른 밀도계산은 전절에서 취급한 모델에, 점도는 다음식⁽²¹⁾에 의존하였다.

$$\mu_l = 1.1893 + 1.5452 C_l + 6.1897 C_l^2 \quad [\text{kg/ms} \times 10^3] \quad (28)$$

열팽창계수는 정의된 온도 및 농도에 따른 밀도변화를 나타낸 경험식⁽²²⁾에 대입하여 다음과 같이 계산하였다.

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (29)$$

$$1/\rho = 0.3970 - 4.5322 \cdot 10^{-1} C_l + 4.0924 \cdot 10^{-5} T + 1.1078 \cdot 10^{-4} C_l T + 2.7475 \cdot 10^{-1} C_l^2 \quad [\text{m}^3/\text{kg}] \quad (30)$$

계산에 사용된 다른 물성치는 여러 문헌^(23~26)에서 인용하였으며 Table 1에 정리하였다.

2.5 투과율

운동량방정식 우변의 머시에 의한 감쇄항은 Darcy의 법칙에 따라 투과율의 함수로 표시된다. 투과율은 비등방성이며 비등방성투과율은 응고과정에서 상당한 영향을 미친다.⁽¹⁴⁾ 그러나, 비등방성은 응고특성에 정도의 차이는 초래하지만 본질적인 변화를 야기시키지는 않기 때문에 투과율은 등방성으로 취급하기로 한다. 본 연구에서는 머시영역의 공극율과 투과율사이의 관계를 규정한 다양한 모델중에서⁽²⁷⁾ 넓은 범위의 액체체적분율에 대하여 적용가능하며 가장 보편적으로 사용되고 있는 Blake-Kozeny의 식⁽³⁾

$$K = K_0 \cdot g_l^2 / (1 - g_l)^2 \quad (31)$$

에 의존하였다. 여기서, 투과율상수 K_0 는 수지상 정 이차 팔간격(secondary dendrite arm spacing) S_{II} 의 함수로서 S_{II} 는 응고속도, 농도 등에 따라 변화한다. 그러나, 식(31)에서 K_0 는 g_i 이 큰 값일 때는 K 의 변화에 대한 기여가 g_i 에 비하면 극히 작기 때문에 일정하다고 가정하고 전형적인 실험조건에서 측정된 Al-Cu합금의 S_{II} (100 μm)로부터⁽²⁴⁾ 계산하여 냉각속도에 무관하게 적용하였다. (Table 1)

2.6 수치계산

지배방정식은 점사체적근사에 의한 유한차분법으로 이산화하였으며 SIMPLER 알고리즘에 의존하여 해를 구하였다. 금속합금의 수치해석을 취급한 타 연구^(12,13) 및 계산시간을 고려하여 50×50 격자계를 사용하였다. 시간간격은, 열관류율 U 의 값에 따라 냉각벽부근의 온도구배가 달라지기 때문에 이를 고려하여, 응고초기에는 $\Delta t = 0.05 \sim 0.25$ 초로 시작하여 점차 증가시켰다. 전영역이 완전히 응고할 때까지는 과도한 시간이 소요되므로 조대편석의 형태변화가 극히 완만한 시점에서 계산을 종료하였다. 냉각속도에 따른 계산종료시간은 $U = 30, 100, 300, 1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ 에 대하여 각각 2400, 900, 420, 180초이다. 또한 초기과열의 영향을 고찰하기 위하여 계산을 수행한 $U = 100 \text{ W/m}^2\text{K}$ 초기온도 650°C (5°C 과열)인 경우 600초에서 종료하였다.

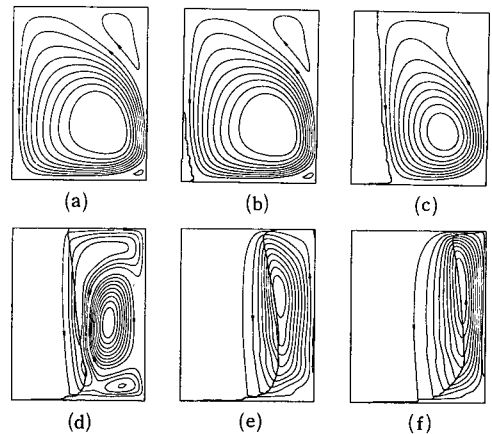
3. 계산결과에 대한 고찰

총 5개 경우에 대한 천이현상 및 조대편석을 고찰하기 편리하도록 r - z 단면 (Fig. 2 참조)에서 유동형태, 온도분포, 평균농도분포 등으로 정리하였으며 액상선(굵은 실선)도 유선 및 등온선과 함께 도시하였다. 2.6절에서 기술한 계산종료시간까지 냉각벽의 온도는 고상선 온도보다 높기 때문에 그림에서 고상선은 나타나지 않음에 유의하기 바란다. 유동함수의 경우, 양수는 반시계방향유동으로서 0과 ψ_{\max} 사이의 값을 유동강도에 따라 5~10등분하여, 음수는 시계방향유동으로서 ψ_{\min} 과 0사이의 값을 적절히 등분하여 표시하였다. 여기서 유동함수의 최대 및 최소값은 시간에 따라 변화하기 때문에 유선의 수가 절대적인 유동강도를 나타내지는 않는다. 온도분포는 최저와 최고 온도사이를 1~2°C 간격으로 나눈 등온선으로써 도시하였다.

3.1 Al-Cu합금의 응고특성

특정한 냉각속도에 대한 응고특성을 보이기 위하여 냉각속도의 변화에 따른 응고과정중 천이현상을 비교한 결과 현상의 발생, 지속시간, 정도 등에는 상당한 차이가 있으나 기본적인 형태 및 추이는 정성적으로 유사함을 확인할 수 있었다. 이에 근거하여, 비교적 서냉에 해당하며 전형적인 천이현상이 잘 나타나는 $U = 100 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우를 Al-Cu합금의 응고특성 고찰을 위한 대표적인 예로서 선정하였다. 열부력과 농도부력에 의한 대류현상의 과도적인 거동을 이해하기 위하여 Fig. 3에 시간에 따른 유동형태의 변화를, Fig. 4에 대응하는 온도분포의 변화를 도시하였다.

주형단면의 좌벽(냉각벽)에서 냉각이 시작되면 반경방향 온도구배에 의해 Fig. 3(a)와 같이 반시계방향의 열대류가 발달하여 Fig. 4(a)와 같이 단면 위상부는 고온, 좌하부는 저온이 된다. 이러한 온도분포는, 응고시작 이전 과열상태의 액체에서 현열이 제거되는 과정동안에는, 냉각시작과 함께 발달되어온 열대류가 지배적인 열전달기구임을 보여준다. 다만 Al-Cu합금은 열전도율이 크고 Prandtl 수가 매우 작기 때문에 (Al-4.5wt% Cu의 경우 $Pr = 0.011$) 냉각벽을 따른 축방향 온도차이는 크지 않으며 등온선의 곡률변화도 심하지 않다. 응고시



(a) $t = 120 \text{ s}$, $\psi_{\min} = -1.46 \cdot 10^{-3}$ and $\psi_{\max} = 2.02 \cdot 10^{-2}$
 (b) $t = 180 \text{ s}$, $\psi_{\min} = -1.42 \cdot 10^{-3}$ and $\psi_{\max} = 2.0 \cdot 10^{-2}$
 (c) $t = 240 \text{ s}$, $\psi_{\min} = 0$ and $\psi_{\max} = 1.53 \cdot 10^{-3}$
 (d) $t = 300 \text{ s}$, $\psi_{\min} = -2.14 \cdot 10^{-3}$ and $\psi_{\max} = 9.98 \cdot 10^{-4}$
 (e) $t = 360 \text{ s}$, $\psi_{\min} = 0$ and $\psi_{\max} = 1.45 \cdot 10^{-3}$
 (f) $t = 420 \text{ s}$, $\psi_{\min} = 0$ and $\psi_{\max} = 8.33 \cdot 10^{-4}$

Fig. 3 Time evolution of the flow pattern for $U = 100 \text{ W/m}^2\text{K}$

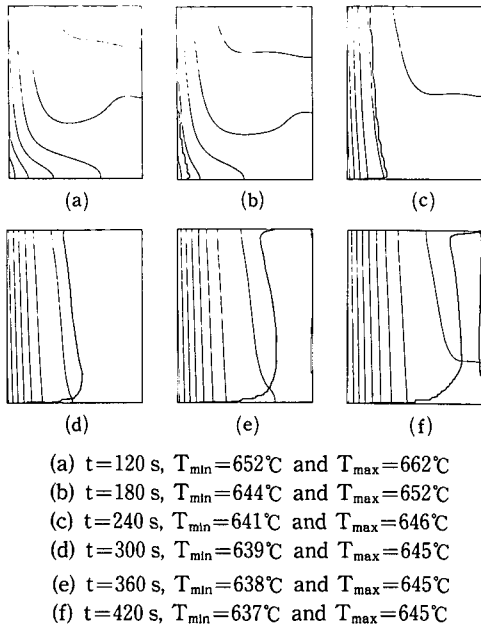


Fig. 4 Time evolution of the temperature distribution for $U=100$ W/m²K

작 이전까지는 초기농도가 그대로 유지되므로 계속 냉각되면 온도가 가장 낮은 냉각벽의 하부부터 머시가 형성되기 시작한다. 이때에도 순수액체영역은 Fig. 3(b)와 같이 여전히 열대류에 의해 지배되며, 전체적인 온도는 낮아졌으나 온도분포는 응고시작 이전과 유사한 형태이다. (Fig. 4(b)) 시간이 경과함에 따라 머시는 냉각벽을 따라 등온선과 나란하게 불균일한 두께로 성장하며 순수액체영역의 열대류는 급격히 약화되면서 (Fig. 3(b)와 (c)의 ψ_{\max} 비교) 유동형태도 변화하기 시작한다. 열대류의 약화는 구동력인 온도구배의 감소에 기인하지만 (Fig. 4(c)) 유동영역의 축소와도 무관하지는 않은 것으로 보인다. 머시영역내부에는 열대류의 영향이 거의 미치지 않으므로 이 영역의 온도는 전도에 의해 지배되며 온도분포에서 쉽게 확인된다. 머시의 성장에 따라 머시영역내에는 미약하지만 용해도차이에 의해 생성된 고밀도 Cu고농도액체의 하향유동이 있으며 고농도로 인한 액상선온도의 강하로 Fig. 4(c)와 같이 머시영역의 하부가 저온임에도 미응고 상태인 것이 그 증거이다. 머시가 더욱 성장하면 Fig. 3(d)와 같이 액상선부근의 머시영역에서는 고체결정(수지상정)사이로 고농도(고밀도)액체의 유동 즉 농도대류가 발생한다. 그러나 순수액체영역이 아직 상

당히 넓기 때문에 강도가 크지 않은 농도대류는 순수액체영역에 국부적인 영향만을 미친다. 이때 Fig. 4(d)에서 알 수 있듯이 순수액체영역의 온도는 균일하므로 열부력은 완전히 소멸된 상태이다. 따라서 순수액체영역의 중앙부를 재순환하는 시계방향 2차유동은 액상선부근 순수액체영역을 상향유동하는 농도대류의 전단력에 의해 발생하는 것으로 보인다. 주형하부의 액체가 상향유동하다가 상대적으로 저밀도인 액체는 상층까지 도달하지만 고밀도 액체는 도중에서 외벽을 따라 하향유동하게 된다. 이와같은 유동형태는 열대류에서 농도대류로 천이하는 과정에서 나타나는 것으로 분석된다. 시간의 경과에 따라 농도대류는 강화되는 반면 (Fig. 3(d)와 (e)의 ψ_{\max} 비교) 순수액체영역은 축소되기 때문에 농도대류가 전영역에 걸쳐 천이현상을 지배하게 된다. 농도대류는 냉각초기 순수액체 영역에 발달되는 열대류에 비하면 다공성 머시영역을 통과할 때의 점성감식(darcian damping)때문에 그 강도는 약하지만 Fig. 4(e), (f)와 같이 국소적인 온도분포의 변화에 기여하기도 한다. 그러나 농도대류의 가장 중요한 기능은 머시영역의 고농도액체를 미응고 영역으로 운반하고 분포시키는 것이다. 구체적으로 Fig. 4(f)에서 주형단면 우하부 순수액체영역이 저온임에도 미응고상태인 것은 고농도로 인한 액상선온도의 강하에 기인하며 이점으로부터 농도대류의 기능을 확인할 수 있다. 여기서 Fig. 3(e)와 같이 액상선의 진행방향이 아닌 단열벽을 따라 국소적으로 머시가 먼저 형성되는 이유는 벽면부근에 형성되는 얇은 경계층내의 농도가 유동의 영향을 받는 미응고액체에 비하여 상대적으로 낮기 때문으로 보인다. 즉 농도가 불균일하면 국소적으로 머시형성 온도가 다르기 때문에 액상선과 등온선은 일치하지 않는다. 한편, 머시영역내부에서 응고가 진행(고체분율이 증가)됨에 따라 잠열을 방출하기 때문에, Fig. 4(c), (d) 및 (e)를 비교할 때, 시간에 따른 온도의 강하(현 열감소)는 크게 둔화된 반면 머시영역내의 온도구배는 크다. 순수액체영역이 축소될수록 농도대류는 약화되지만 여전히 지배적인 역할을 한다. (Fig. 3(f) 및 Fig. 4(f)) 이때까지 미응고된 외벽(단열벽)과 나란한 순수액체영역은 머시영역내를 하향유동한 고농도액체의 상향유동 통로가 되기 때문에 응고후기로 갈수록 이 영역의 농도가 초기농도에 비하여 훨씬 높아질 것은 자명하다.

열부력이 농도부력과 같은 방향으로 작용하는

Al고농도 Al-Cu합금의 응고과정동안 천이현상은, 양부력이 서로 반대방향인 Pb고농도 Pb-Sn합금의 경우와 비교할 때, 현저한 차이가 있다. 요약하여 비교하면, 앞에서 고찰한 Al-Cu합금의 경우 응고 초기에는 열대류가 지배적인 역할을 하다가 응고의 진행에 따라 열대류가 약화, 소멸되는 대신 농도대류가 발달하여 응고후기에는 농도대류만이 존재한다. 즉 열 및 농도대류는 순차적으로 발달하며 양자의 공존 및 상호작용에 의한 이중확산대류는 일어나지 않는다. 이에 비하여 Pb-Sn합금의 경우, 냉각속도가 크지 않을 때, 응고초기부터 머시영역에서는 농도대류가 순수액체영역에서는 열대류가 동시에 발달하여 상호작용함으로써 재용해, channel형성 등 복잡한 현상을 초래한다. 후자에 관한 구체적인 내용은 문헌⁽¹³⁾을 참조하기 바란다.

조대편석은 응고의 결과 발생하는 조성의 거시적인 불균일로서 재료결합의 원인이 된다. 이러한 조대편석은 응고과정중의 천이현상과 직접적으로 연관되어 있으며 그 생성기구를 이해하여야만 억제방법을 모색할 수 있을 것이다. 조성(농도)의 불균일이 발생하는 과도적인 과정을 보이기 위하여 Fig. 5에 응고(머시영역) 시작후 시간에 따른 고·액혼합물의 상평균농도를 도시하였다.

머시형성 초기에는, 서로 대응하는 Fig. 4(c)와 Fig. 5(a)를 비교할 때, 초기농도보다 저농도인 음편석영역과 머시영역은 거의 일치한다. 즉 머시영

역의 고체결정(수지상정)은 낮은 용해도로 인하여 저농도인 상태에서, 수지상정사이 고농도액체에 함유된 용질(Cu)의 일부가 열대류의 영향 및 확산에 의해 액상선을 통과하여 상대적으로 저농도인 순수액체영역으로 전달되며 다른 일부는 밀도차에 의해 하향이동하여 농도가 낮아지기 때문에 머시영역의 평균농도는 초기농도보다 낮아진다. 하향이동한 용질은 순수액체영역을 재순환하는 열대류의 영향이 거의 미치지 않는 머시영역 하부에(Fig. 3(c) 참조) 얇은 고농도층을 형성한다. 머시가 성장하면 초기농도선($C=0.045$)은 액상선과 일치하지 않고 냉각벽쪽으로 치우쳐 위치한다. (Fig. 4(d)와 Fig. 5(b) 비교) 이때는, Fig. 3(d)에서 알 수 있듯이 머시영역내부까지 농도대류에 의한 유동이 있으나, 지속적으로 유입된 고농도 수지상정사이 액체로 인하여 이미 초기농도보다 높아진 상태의 액체가 응고하기 때문에 저농도인 고체결정의 질량분율이 비교적 작은 액상선부근 머시영역의 평균농도는 일시적으로 초기농도를 상회하게 된다. 한편 머시영역의 좌상부는 농도(밀도)차에 의해 하향이동한 수지상정사이 액체대신 상대적으로 저농도인 액체가 유입되기 때문에 농도는 더욱 낮아지며, 시간의 경과에 따라 머시영역의 반경방향 확장과 더불어 머시영역내부의 고체분율이 증가하므로 이 음편석영역의 폭과 깊이는 확대된다. 농도대류가 잘 발달되면서 액상선부근 머시영역의 중하부는 고농도액체의 하향유동 유로가 되며(Fig. 3(e) 참조) 시간에 따라 유로의 위치가 이동하므로 이 부분의 초기농도선은 Fig. 5(c)와 같이 극부적으로 불규칙한 형태가 된다. 다만 Fig. 5에서 평균농도선의 증분($\Delta C=0.002$)은 크지 않기 때문에 불규칙한 형태로 도시되었으나 초기농도선을 경계로 한 국소농도차는 대단히 작다는 점을 주지하기 바란다. 응고가 계속 진행됨에 따라 머시영역의 고체분율증가로 인한 음편석영역의 확대, 주형단면 좌상부의 저농도층 확장, 하부의 고농도 성층화 가속, 머시영역 중하부 초기농도선의 불규칙화 등의 특성은 그대로 유지된다. (Fig. 5(d)와 (e)) 특히 하부의 고농도액체는 재순환유동의 영향을 거의 받지 않는 경계층부분에서 성층화되다가 점차 미응고영역이 축소되고 대류가 약화되면 최종 미응고영역인 우하부로 집중되며 성층화도 가속화된다. 최종적으로 응고되는 주형의 우하부 및 이와 연결된 외벽과 나란한 영역(축대칭이므로 실제로는 원통형임)은 응고전 농도가 이미

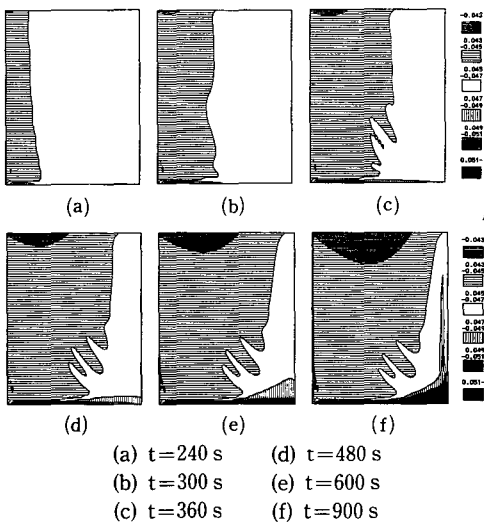


Fig. 5 Time evolution of the macrosegregation pattern for $U=100 \text{ W/m}^2\text{K}$

초기농도보다 현저히 높은 상태이므로 Fig. 5(f)와 같이 강한 양편석이 생성된다. 이 시점은 주형단면 전체에 걸쳐 머시가 형성된 상태로서 극히 미약한 유동은 있으나 물질전달에 기여하지는 못하므로 이후 완전응고까지 농도변화는 거의 없다.

3.2 초기과열도의 효과

응고전 액체의 초기온도에 따라 냉각에 의해 제거되어야 할 현열량이 달라지므로 초기과열도는 냉각속도와 밀접히 연관되는 응고조건중의 하나이다. 초기과열도의 효과를 검토하기 위하여, 냉각속도 ($U=100 \text{ W/m}^2\text{K}$)를 포함한 모든 조건을 고정시키고 초기온도만을 650°C 즉 5°C 과열된 상태로 낮추어 계산한 결과를 과열도 35°C 인 3.1절의 경우와 대비시켰다. 구체적인 결과의 게재 중복을 피하기 위하여 생략하며 계산결과의 관찰에 근거하여 개략적인 응고과정에 관하여 설명하고자 한다.

과열도가 낮기 때문에 미처 충분히 열대류가 발달되기 이전인 냉각시작 직후부터 냉각벽에 거의 균일한 두께의 머시가 형성되기 시작한다. 약 20초가 경과하였을 때 비로소 열대류가 완전히 발달하며, 이미 형성된 머시영역을 제외하면 온도분포는 Fig. 4(a)와 유사한 형태가 된다. 이에 따라 초기에 균일하던 머시영역은 점차 하부가 두꺼운 현상으로 변화된다. 냉각시작후 60초일 때 머시영역의 크기 및 형상, 유동형태, 온도분포 등은 과열도 35°C 인 경우 240초가 경과한 시점의 현상과(Fig. 3(c) 및 Fig. 4(c)) 거의 일치한다. 유동강도에 있어 다소 차이는 있으나 마치 양자의 응고과정은 시간에 대하여 평행이동된 것과 같은 형태이다. 이후의 진행은 양자의 시차(약 200초)를 그대로 유지한 채 계속하여 일치한다. 결과적으로는 마치 초기과열을 제거하는데 소요되는 시간과 그동안의 응고과정에 차이가 있을 뿐 일정한 시간이 경과하여 전체적인 에너지균형이 대략 일치하면 그 상태부터는 동일한 조건하에서 양자의 응고가 진행되는 것처럼 보인다.

초기온도의 차이가 30°C 로서 작지않으며 응고초기의 천이현상이 상이함에도 불구하고 일정한 시간이 경과한 이후부터 시차를 두고 응고특성이 일치하는 사실은, 응고의 결과인 조대편석의 예측시 초기과열의 효과가 별도로 고려될 필요가 없기 때문에, 대단히 유용하다. 실제 과열도 5°C 인 경우 600초가 경과하였을 때 조대편석의 형태를 보인 Fig.

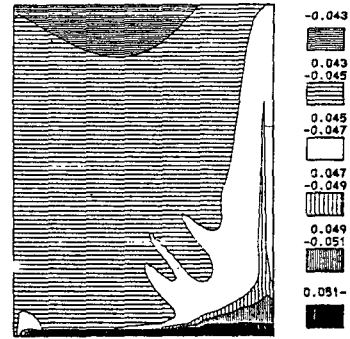
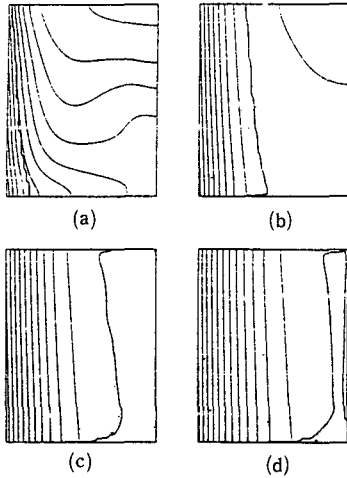


Fig. 6 Macrosegregation after 600 s for initial superheating of 5°C and $U=100 \text{ W/m}^2\text{K}$

6과 Fig. 5(f)(과열도 35°C , 900초)를 비교하면 주형단면 우하부에 생성된 양편석 정도의 차이를 제외하면 양자는 거의 일치함을 확인할 수 있다. 이 결과는 물론 냉각속도가 같은 점이 중요한 원인이지만, 3.1절에서 고찰한 바와 같이 열대류와 농도대류가 같은 방향으로 작용하는 Al-Cu합금의 응고에서 양대류가 상호작용없이 순차적으로 발달하기 때문에 나타날 수 있는 것으로 판단된다. 양부력이 반대방향으로 작용하고 양대류가 상호작용을 하는 Pb고농도 Pb-Sn합금과 같은 경우, 초기과열도의 영향에 관한 구체적인 연구결과가 발표된 바는 없으나, 초기과열도에 따라 양대류의 상대적인 강도가 현저히 달라지며 따라서 응고과정 및 결과도 상이할 것으로 유추된다. 다만 제한된 경우에 대한 결과 및 물리적인 직관만으로써 이러한 사실을 일반화하기는 곤란하므로 구체적인 확인을 위한 지속적인 연구가 필요하다.

3.3 냉각속도의 영향

응고과정동안 천이현상의 정성적인 형태 즉 초기에는 순수액체영역에 발달된 열대류에 의해 과열이 제거되며 머시의 성장에 따라 열대류는 소멸되지만 투과율이 큰 액상선부근 머시영역에서 농도대류가 발달하는 과도적인 거동은 냉각속도가 달라져도 그대로 유지된다. 그러나 대류의 발생 및 지속시간, 유동강도, 유동의 영향범위, 머시의 성장속도 등 정량적인 특성은 냉각속도에 따라 상당한 차이가 있으며 이 차이는 공학적으로 중요한 조대편석과 밀접히 연관된다. 여기서는 3.1절에서 취급된 내용을 참조하면서 냉각속도가 응고특성에 미치는 영향을 고찰하고자 한다.



(a) $t=60$ s, $T_{\min}=638^{\circ}\text{C}$ and $T_{\max}=658^{\circ}\text{C}$
 (b) $t=120$ s, $T_{\min}=630^{\circ}\text{C}$ and $T_{\max}=646^{\circ}\text{C}$
 (c) $t=180$ s, $T_{\min}=626^{\circ}\text{C}$ and $T_{\max}=644^{\circ}\text{C}$
 (d) $t=240$ s, $T_{\min}=622^{\circ}\text{C}$ and $T_{\max}=644^{\circ}\text{C}$

Fig. 7 Time evolution of the temperature distribution for $U=300$ W/m²K :

비교적 급냉에 해당하는 $U=300$ W/m²K인 경우에 대하여 Fig. 7에 그 응고과정을 요약하였다. 전반적인 관점에서 시간의 차이는 있지만 과도적인 액상선의 형태는 $U=100$ W/m²K인 Fig. 4와 유사함을 확인할 수 있다. 그러나 냉각속도가 크기 때문에 응고초기 순수액체영역의 반경방향 온도구배가 대단히 크며 따라서 강력한 열대류가 발달하여 초기과열은 신속히 제거된다. (Fig. 4(a)와 Fig. 7(a)의 시간 및 온도 비교) 또한 냉각벽을 따른 온도차가 커지며 Fig. 7(a)와 같이 형성되는 머시의 축방향 두께의 변화도 크게 된다. Prandtl수가 작기 때문에, 머시가 빠른 속도로 성장하여 순수액체영역이 축소됨에 따라, 이 영역내의 온도는 단시간내에 균일하게 되지만(Fig. 7(b)) 열대류는 상당기간동안 존재하게 된다. 시간이 경과되면 Fig. 7(c)와 (d)가 보여주듯이 새로 형성된 머시 및 미응고영역의 온도는 거의 불변이지만 냉각벽의 온도는 계속 낮아진다. 즉 머시영역의 반경방향 온도구배는 Fig. 4와 비교할 때 월등하게 크다. 이 점은 머시영역내부의 응고(고체결정의 성장)에 따라 방출되는 잠열이 냉각벽에서 통하여 충분히 제거되고 있음을 의미한다. 또는 냉각속도가 충분히 커서 머시영역내부의 응고가 급속히 진행된다고 간주될 수 있다. 머시영역의 고체분율이 증가하면 식(31)로 표시되

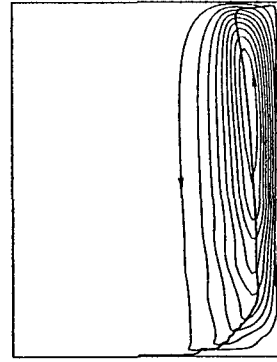


Fig. 8 Flow pattern corresponding to Fig. 7(d): $t=240$ s, $\psi_{\min}=0^{\circ}\text{C}$ and $\psi_{\max}=8.29 \cdot 10^{-4}$

는 투과율의 급격한 감소로 수치상정사이 유동의 점성감쇠는 급증하기 때문에 머시영역내에서 발달하는 농도대류는 억제되거나 비교적 고체분율이 작은 새로 형성된 머시영역으로 국한된다. 구체적으로 Fig. 7(d)에 대응하는 유동형태를 보인 Fig. 8을 Fig. 3(f)와 비교하면, 농도대류의 강도는 거의 같지만 머시영역내 유동의 범위는 냉각속도가 큰 Fig. 8의 경우가 액상성부근으로 치우쳐 보다 좁게 제한되어 있음을 알 수 있다. 일반적으로 금속합금의 Lewis수는 대단히 커서(Al-4.5 wt% Cu의 경우 $Le=17000$) 확산에 의한 물질전달은 거의 무시될 수 있음을 고려하면, 응고후기의 물질전달은 주로 농도대류에 의해 지배된다. 따라서 머시영역내부의 응고속도는 거시적인 물질전달의 결과인 조대편석에 결정적인 영향을 미치게 된다. 한편, 머시의 빠른 성장은 대류에 의해 열 및 물질전달이 일어날 수 있는 시간여유를 단축시킨다. 또한 열대류에서 농도대류로의 천이도 서냉할 때보다 머시영역이 더욱 확대된 상태에서 일어난다. 결과적으로 냉각속도가 증가할 때, 보다 강력한 열대류와 벽면에서의 높은 열방출능력에 의해 액상선의 이동(머시형성)이 가속화되는 사실은 머시영역내부의 응고가 급속히 진행되는 사실과 더불어 조대편석에 정도에 직접적인 영향을 미치게 됨을 알 수 있다.

냉각속도가 조대편석에 미치는 영향을 구체적으로 보이기 위하여 $U=30, 100, 300, 1000$ W/m²K 일 때 각각 냉각시작 후 2400, 900, 420, 180초 경과된 시점에서 평균농도분포를 Fig. 9에서 비교하였다. 지금까지 고찰한 바와 같이 냉각속도가 증가하면 조대편석은 현저히 감소함을 가시적으로 확인

할 수 있다. 서냉시에는 머시영역의 형성속도 및 고체분율의 증가속도가 느리기 때문에 수직상정사이 고농도액체가 유동할 수 있는 시간 및 통로가 충분히 확보된다. 따라서 Fig. 9(a), (b)에서는 공통적으로 주형단면 좌상부의 저농도층이 넓은 범위에 걸쳐 분포되며 우하부의 성층화된 고농도층이 두텁게 되는 등 편석이 심화된 상태이다. 양자를 비교하면 냉각속도의 차이에 따라 편석의 정도가 달라짐을 알 수 있다. 다만 주형단면 중하부 초기 농도선의 불규칙성에도 다소 차이가 있는데, 이것은 $U=30 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우 응고후기의 농도대류에 의한 물질이동이 상대적으로 넓은 머시영역에 걸쳐 완만하게 일어나기 때문으로 보인다. 비교적 급냉하면 (Fig. 9(c)) 전체적으로 음편석영역이 축소되며 상부의 저농도층과 우하부의 고농도층은 현저히 축소된다. 특히 주형단면 중하부의 농도분포는 $U=100 \text{ W/m}^2\text{K}$ 인 경우보다 더욱 복잡한 형태로 된다. 이러한 현상은 Fig. 9(a), (b)사이의 비교에서도 언급하였듯이 농도대류가 머시영역의 보다 제한된 범위에서 단시간동안 국소적으로 불규칙하게 발달하는데 기인한 것으로 보인다. 냉각속도하부의 저농도 부분은 국소적으로 저농도인 고체결정의 성장속도가 빠르기 때문이다. 냉각속도가 $U=1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ 이 되면 조대편석의 형태는 Fig. 9(d)와 같이 완전히 달라진다. 즉, 음편석영역이 대폭 축소되고 상부의 저농도층이 없을 뿐 아니라 하부의 고농도층은 냉각벽에서 이겨되어 형성된다. 대단히 강력한 냉각에 의해 농도대류가 미처 발달되기 이전에 머시영역은 급속히 확장되므로 수직상정사이 고농도액체가 미응고영역 또는 주형하부로 이동할 수 있는 수단과 시간이 확보되기 어려우며 결과적으로 전반적인 평균농도의 변화는 억제된다. 여기서, 점성감쇠가 큰 머시영역이 급성장하여 영역내부에 유동이 거의 없을 때, 물질이동은 극히 미약하지만 냉각작용은 열전도에 의해 가능하므로 응고는 계속 진행될 수 있다. 주형단면 좌측영역은 순수액체영역에 열대류가 존재하는 동안 액상선을 통한 물질이동이 일부 가능하며 미약하지만 늦게 발달된 농도대류가 있었기 때문에 음편석이 된다. Fig. 9(d)에서 냉각벽부근 상부에 위치한 국부적인 저농도 부분은 응고의 진행에 따라 생성되어진 것이 아니라 응고초기부터 존재하여 왔다. 생성원인은 분명하지 않지만, 이들은 하부의 고농도층이 냉각벽에서 이겨된 위치부터 형성되는 점과 함께 냉각속도가 극

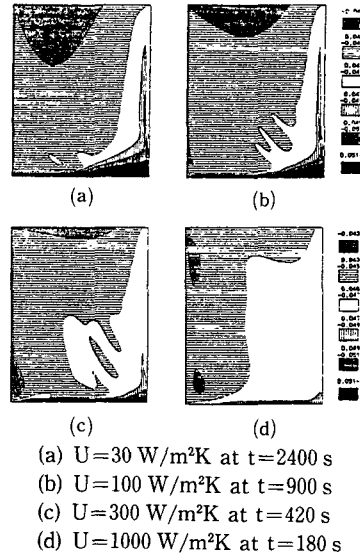


Fig. 9 Comparison of macrosegregation pattern for different cooling rates :

히 클 때 고체분율이 급속히 증가하는 냉각벽인점 머시영역에는 수직상정사이 유동과 이에 수반된 물질이동이 거의 없음을 보여주는 증거가 된다.

4. 결 론

내관이 냉각되고 다른 경계는 단열된 축대칭 수직환상주형내에서 Al-Cu합금이 응고할 때, 열 및 농도대류에 의한 과도적인 거동과 냉각속도가 조대편석에 미치는 영향을 수치적으로 연구하였다. 해석과정에서 고정격자제를 유지하면서 농도에 따른 혼합물의 밀도변화가 고려될 수 있는 모델을 개발하여 수치계산에 적용하였다. 냉각속도 및 초기과열도에 따라 선정된 5개의 경우에 대하여 그 응고과정을 시뮬레이션하여 얻은 결과를 분석하여 얻은 결론은 아래와 같다.

냉각속도가 변화할 때 과도적인 액상선의 진행, 열 및 농도대류의 발달과정, 온도분포 등 응고특성에 있어서 정량적인 정도의 차이는 있으나 정성적인 형태는 유사하였다. 냉각속도가 크지 않은 특정한 경우, 열부력과 농도부력이 같은 방향으로 작용하는 Al-4.5 wt% Cu의 응고과정동안 천이현상은, 응고초기에는 열대류에 의해 후기에는 농도대류에 의해 지배되었으며 양대류는 순차적으로 발달하고 상호작용은 없는 비교적 단순한 형태로 진행되었

다. 이러한 거동은 양부력의 순차방향이 반대로서 열 및 농도대류가 공존하며 상호작용에 의해 복잡한 천이현상을 수반하는, Pb고농도 Pb-Sn합금의 응고과정과는 분명히 구별된다. 열대류는 순수액체 영역에 발달되며 주로 액상의 초기과열을 제거하는 역할을 한다. 농도대류는, 머시영역내부에서 발달되기 때문에 열대류에 비해 상대적으로 강도는 약하지만, 수지상정사이 고농도액체를 미응고영역으로 운반하고 분포시키는 기능을 갖는다. Lewis수가 대단히 큰 Al-Cu합금의 특성 때문에 머시영역내부에서의 열전달은 주로 전도에, 물질이동은 전적으로 농도대류에 의존한다.

조대편석의 생성과정은 과도적인 천이현상과 직접적으로 연관되어 있는 것으로 나타났다. 응고초기에는 수지상정사이 고농도액체의 일부는 밀도차에 의해 하향이동하여 주형하부에 고농도층을 형성하고 일부는 열대류의 영향과 확산에 의해 순수액체영역으로 유출되므로 머시영역과 음편석 영역은 일치한다. 농도대류가 시작되면서 순수액체영역의 농도는 초기농도보다 상당히 높아지기 때문에 고체분율이 크지 않은 머시영역은 일시적으로 양편석이 된다. 그러나 머시영역내부에서 저농도 고체분율이 증가하고 수지상정사이 액체의 이동이 계속되면 이 영역의 평균농도는 점차 낮아진다. 결국 응고가 완만히 진행되는 경우 고체결정의 성장에 따라 생성된 고농도(고밀도)액체는 밀도차 및 농도대류에 의해 주형하부 및 미응고영역으로 이동함으로써 조대편석이 발생된다. 최종적인 조대편석의 형태는 수지상정사이 고농도액체의 결손에 의하여 주형단면 좌상부에 형성되는 저농도층, 주형하부에 누적된 고밀도액체의 성층화, 최종적으로 응고되는 외벽과 평행한 좁고 긴 고농도영역 등으로 특성화될 수 있다.

냉각속도가 불변일 때 초기과열도가 달라지면 응고초기의 특성은 상이하지만 일정한 시간이 경과한 이후의 거동은 시차를 유지한 채 거의 일치하며 결과적으로 조대편석의 형태에도 차이가 없었다. 초기과열도가 낮으면 열대류가 발달되기 이전에 머시가 형성되며 이때 방출되는 잠열 때문에 순수액체영역의 현열변화는 별로 없음에 비하여, 초기과열도가 높으면 냉각시작 이후 응고온도에 도달하기까지 장시간이 소요되므로 그동안 잘 발달된 열대류에 의해 현열이 충분히 제거되며 응고가 시작된 시점에서 과열도는 크지 않다. 즉 일단 전체적인 에

너지균형이 비슷해진 이후의 진행은 냉각속도가 같기 때문에 유사하다. 다만 이 시점에 도달하는데 소요되는 시간은 초기과열도에 따라 차이가 있을 수 밖에 없으며 이 시차는 계속 유지되었다.

냉각속도는 머시의 성장속도 및 머시영역내부의 응고진행(고체분율증가)속도를 변화시킨다. 냉각속도가 증가하여 머시성장이 가속되면, 머시영역내의 큰 온도구배와 높은 열전도율 때문에 열전달은 큰 영향을 받지 않으나, 농도대류에 의해 물질이동이 가능한 시간은 현저히 단축된다. 머시 영역의 투과율은 고체분율의 증가에 따라 급격히 감소하기 때문에 머시영역내부의 빠른 응고진행은 농도대류의 유동영역을 대폭 축소시키게 된다. 즉 냉각속도가 증가할수록 수지상정사이 고농도액체가 이동할 수 있는 시간과 통로가 더욱 제한되므로 조대편석은 억제된다.

후 기

본 논문은 1992년도 한국과학재단 핵심전문연구과제(921-0900-001-2) 결과의 일부로서 연구비 지원에 대하여 감사의 뜻을 표합니다.

참고문헌

- (1) Mehrabian, R., Keane, M. and Flemings, M. C., 1970, "Interdendritic Fluid Flow and Macrosegregation; Influence of Gravity," *Metall. Trans.*, Vol. 1, pp. 1209~1220.
- (2) Maples, A. L. and Poirier, D. R., 1984, "Convection in the Two-Phase Zone of Solidifying Alloys," *Metall. Trans.*, Vol. 15B, pp. 163~172.
- (3) Asai, S. and Muchi, I., 1978, "Theoretical Analysis and Model Experiments on the Formation Mechanism of Channel-Type Segregation," *Trans. Iron Steel Inst. Japan*, Vol. 18, pp. 90~98.
- (4) Thompson, M. E. and Szekeley, J., 1988, "Mathematical and Physical Modelling of Double-Diffusive Convection of Aqueous Solutions Crystallizing at a Vertical Wall," *J. Fluid Mech.*, Vol. 187, pp. 409~433.
- (5) Beckermann, C. and Viskanta, R., 1988, "Double-Diffusive Convection During Dendritic

- Solidification of a Binary Mixture," *Phys. Chem. Hydrodyn.*, Vol. 10, pp. 195~312.
- (6) Christenson, M. S. and Incropera, F. P., 1989, "Solidification of an Aqueous Ammonium Chloride Solution in a Rectangular Cavity-I. Experimental Study," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 47~68.
- (7) 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.
- (8) Voller, V. R., Brent, A. D. and Prakash, C., 1989, "The Modelling of Heat, Mass and Solute Transport in Solidification Systems," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 1719~1731.
- (9) Viskanta, R., 1990, "Mathematical Modeling of Transport Processes During Solidification of Binary Systems," *JSME Int. J.*, Series II, Vol. 33, pp. 409~423.
- (10) Christenson, M. S. and Incropera, F. P., 1989, "Solidification of an Aqueous Ammonium Chloride Solution in a Rectangular cavity-II. Comparison of Predicted and Measured Results," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 69~79.
- (11) Neilson, D. G., Incropera, F. P. and Bennon, W. D., 1990, "Numerical Simulation of Solidification in a Horizontal Cylindrical Annulus Charged with an Aqueous Salt Solution," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 367~380.
- (12) Amberg, G., 1991, "Computation of Macro-segregation in an Iron-Carbon Cast," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 217~227.
- (13) Pesocctt, P. J. and Incropera, F.P., 1991 "Numerical Simulation of a Solidifying Pb-Sn Alloy: The Effects of Cooling Rate on Thermosolutal convection and Macgregation," *Metall. Trans.*, Vol. 22B, pp. 529~540.
- (14) Yoo, H. and Viskanta, R., 1992, "Effect of Anisotropic Permeability on the Transport Process During Solidification of a Binary Mixture," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 2335~2346.
- (15) Vives, Ch. and Perry. C., 1987, "Effects of Magnetically Damped Convection During the Controlled Solidification of Metal and Alloys," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, pp. 479~496.
- (16) Vives, Ch. 1990, "Hydrodynamic, Thermal and Crystallographical Effects of an Electromagnetically Driven Rotating Flow in Solidifying Aluminium Alloy Melts," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 2585~2598.
- (17) Prakash, C. and Voller, V. R., 1989, "On the Numerical Solution of Continuum Mixture Model Equations Describing Binary Solid-Liquid Phase Change," *Numer. Heat Transfer*, Vol. 15, p. 171~189.
- (18) Ganesan, S. and Poirier, D. R., 1990, "Conservation of Mass and Momentum for the Flow of Interdendritic Liquid During Solidification," *Metal. Trans.*, Vol. 21B, pp. 173~181.
- (19) Yoo, H. and Ro, S. T., 1991, "Melting Process with Solid-Liquid Density Change and Natural Convection in a Rectangular Cavity," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 12, p. 365~373.
- (20) Reid, R. C., Prausnitz, J. M. and Poling, B. E., 1988, *The Properties of Gases and Liquids*, 4th ed., McGraw-Hill Int'l Editions, pp. 473~483.
- (21) Ganesan, S. and Poirier, D. R., 1987, "Viscosities of Aluminum-Rich Al-Cu Alloys," *Metall. Trans.*, Vol. 18B, pp. 421~424.
- (22) Ganesan, S. and Poirier, D. R., 1987, "Densities of Aluminum-Rich Aluminum-Copper Alloys During Solidification," *Metall. Trans.*, Vol. 18A, pp. 721~723.
- (23) Sugiyama, M., Umeda, T. and Kato, H., 1974, "Morphology of Solid-Liquid Interfaces of Al-Cu Alloy and Solute Distributions at the Interface," *J. Japan Inst. Metals*, Vol. 38, pp. 1~8(in Japanese).
- (24) Caldwell, T. W., Campagna, A. J., Flemings, M. C. and Mehrabian, R., 1977, "Refinement of Dendrite Arm Spacings in Aluminum Ingots Through Heat Flow Control," *Metall. Trnas.*, Vol. 8B, pp. 261~270.
- (25) Sekhar, J. A., Kou, S. and Mehrabian, R., 1983, "Heat Flow Model for Surface Melting and Solidification of an Alloy," *Metall. Trans.*, Vol.

- 14B, pp. 1169~1177.
- (26) Basu, B. and Sekhar, J. A., 1989, "Modeling of Multidimensional Solidification of an Alloy," *Metall. Trans.*, Vol. 20A, pp. 1833~1845.
- (27) Hopkins, J. A., McCay, T. D. and McCay, M. H., 1993, "Two-Phase Considerations for the Linear Analysis of Convective Stability During Vertical Directional Dendritic Solidification," 240, *Heat Transfer in Porous Media, ASME, HTD-Vol.* pp. 67~76.