

〈논 문〉

## 주형의 회전이 Al-Cu 합금의 응고과정에 미치는 영향

유 호 선\*  
(1996년 8월 16일 접수)

### The Effect of Mold Rotation on Solidification Process of an Al-Cu Alloy

Hoseon Yoo

**Key Words:** Solidification(응고), Mold Rotation(주형회전), Macroseggregation(조대편석), Thermosolutal Convection(열농도대류)

#### Abstract

The effect of mold rotation on the transport process and resultant macroseggregation pattern during solidification of an Al-Cu alloy contained in a vertical axisymmetric annular mold cooled from the inner wall is numerically investigated. The mold initially at rest starts to rotate at a prescribed angular velocity simultaneously with the beginning of cooling. Computed results for a representative case show that the mold rotation essentially suppresses the development of both thermal and solutal convections in the melt, creating distinct characteristics such as the liquidus front, flow pattern and temperature distribution from those for the stationary mold. Thermal convection which develops at the early stages of cooling is soon extinguished by the rotating flow induced during spin-up, and thus does not effectively remove the initial superheat from the melt. On the other hand, solutal convection, though it weakens considerably and is confined within the mushy zone, still predominates over the solute redistribution process. With increasing the angular velocity, the solute transport in the axial direction is enhanced, whereas that in the radial direction is reduced. The final macroseggregation formed in the mold rotating at moderate angular velocities appears to be favorable in comparison with the stationary casting, in that not only relatively homogenized composition is achieved, but also a severely positive-segregated channel is restrained.

#### 기 호 설 명

$B_z$  : 축방향 체적력  
 $C$  : 용질의 농도  
 $c$  : 비열  
 $D$  : 물질확산계수  
 $f$  : 질량분율  
 $g$  : 치적분율 또는 중력가속도

$H$  : 주물의 총진높이  
 $h$  : 현열엔탈피  
 $K, K_0$  : 투과율, 투과율계수  
 $k$  : 열전도율  
 $L$  : 용해잠열  
 $P$  : 압력  
 $\dot{q}''$  : 냉각열유속  
 $r$  : 반경방향 좌표  
 $r_i, r_o$  : 충전주물의 내외 반경

\*회원, 숭실대학교 기계공학과

$T$	: 온도
$T_c$	: 냉각수온도
$t$	: 시간
$U$	: 열관류율
$u, v, w$	: $z, r, \theta$ -방향 속도성분
$V$	: 속도벡터
$z$	: 축방향 좌표
$\beta_T$	: 온도팽창계수
$\mu$	: 점도
$\rho$	: 밀도
$\phi$	: 고액혼합물의 물리량
$\Psi$	: 유동함수
$\theta$	: 원주방향 좌표
$\omega$	: 각속도

#### 상첨자

Al	: 알루미늄
Cu	: 구리

#### 하첨자

$k$	: 각상을 대표
$l$	: 액상
ref	: 기준상태
$t$	: 고상

## 1. 서 론

주조, 용접, 연속주조 등 합금의 응고과정에 수반되는 거시적인 조성의 불균일 즉 조대편석(또는 거시편석)은 균열, hot tearing 등 재료의 결함과 직결되기 때문에 그 생성기구와 억제방법에 관하여 다양한 연구가 수행되어 왔다. 그 결과 조대편석의 직접적인 원인은 응고과정 동안 발생하는 특성길이가 큰 유체유동에 의한 용질의 재분배임이 규명되었다.<sup>(1)</sup> 열모세관효과, 표면장력, 응고수축 등으로 인한 국소유동을 제외하면, 응고하는 주물 내에 전체적으로 발달되는 유체유동은 중력장에서 온도 및 농도구배에 의한 자연대류와 외력에 의한 강제대류로 구분될 수 있다. 응고조건, 주형의 형상, 외력의 종류와 강도 등에 따라 유동의 상호작용과 용질 재분배에 대한 효과는 상이하기 때문에 응고와 연관된 유동과 이에 따른 열 및 물질전달 현상을 타당하게 예측하는 것은 조대편석을 억제하고 원하는 재질을 얻기 위한 응고제어의 중요한 요소이다.

외력에 의한 유동장의 변화를 응용한 응고제어의 방법에는 전자기력에 의한 교반,<sup>(2)</sup> 기계적 교반,<sup>(3)</sup>

주형의 회전,<sup>(4-6)</sup> 세차운동(precession)<sup>(7)</sup> 등이 있다. 이중 주형의 회전은 다른 방법에 비하여 구현하기 용이하며 조대편석 억제와 결정미립화 효과가 부분적으로 입증되었기 때문에<sup>(4-6)</sup> 상당한 관심의 대상이 되어 왔다. 다만 이에 관한 대부분의 연구는 실험에 의존하였기 때문에 그 결과로부터 주형회전의 효과에 관한 응고종료 후의 자료는 획득할 수 있으나, 조대편석의 생성과 직결된 과도적인 응고과정 동안의 천이현상을 파악하기는 곤란하였다. 다행히 근래 수치해석의 비약적인 발전으로 이러한 실험적 제약은 상당한 수준까지 해결되고 있는 추세이다. 실제로 Neilson과 Incropera<sup>(8)</sup>는 연속체모델에 의존하여 수직원통형 주형 내에서 응고하는 과공정 염화암모늄수용액에 대하여 주형의 정상 및 비정상 회전이 열 및 물질전달과 freckle의 생성에 미치는 효과를 구체적으로 해석한 바 있다. 이 연구는 주형회전의 영향을 체계적으로 고찰한 점에서는 성공적이거나 응고조건(방향성응고)과 대상물질(합금유사혼합물)에 있어서는 극히 제한적이다. 하부에서 냉각되는 방향성응고의 경우 열부력은 억제되므로 농도대류만이 나타나며, 합금유사혼합물과 실제합금은 부력비, Prandtl 수, Lewis 수, 상평형선도 등에 있어서 현저한 차이가 있기 때문이다.<sup>(9)</sup>

본 연구는 실제합금을 대상으로 열 및 농도부력이 동시에 작용하는 응고조건에 대하여 주형의 회전이 응고과정동안의 천이과정 및 조대편석에 미치는 영향을 규명하고자 시도되었다. 주형회전의 효과를 비교하기 편리하도록 정지된 주형에서의 응고과정을 취급한 선행연구<sup>(10)</sup>와 동일한 주형, 응고조건 및 합금을 대상으로 수치해석을 수행한다. 원주방향 운동량방정식을 포함하여 축대칭 고정좌표계상에서 공식화된 지배방정식에 대하여 경계조건을 통하여 주형회전의 효과를 고려하며, 용질과 용매사이의 큰 밀도차이는 농도의존 밀도모델로써 해결하고자 한다. 대표적인 각속도에 대한 과도적인 응고특성을 정지주형의 경우와 비교고찰하고 회전속도에 따른 조대편석의 변화형태를 파악한다.

## 2. 해 석

### 2.1 해석대상 시스템

해석대상은 Fig. 1에 도시된 바와 같이 Vives와 공동연구자<sup>(11, 12)</sup>에 의하여 순수금속 및 상업적인 합금에 대하여 전자기력, 강제대류 등 외력을 이용

한 다수의 응고제어실험이 수행된 바 있는 수직환상주형으로서, 회전을 제외한 다른 제원은 정지주형의 경우<sup>(10)</sup>와 동일하다. 초기에는 내경( $r_i$ ) 21 mm, 외경( $r_o$ ) 87mm인 주형 내에 액상의 Al-Cu 합금이 높이( $H$ ) 84mm로 충전되어 있다. 내관을 통하여 온도( $T_c$ ) 20°C인 냉각수가 순환하므로써 응고가 진행되며 외관 및 상하부는 단열되어 있다. 이때 주물의 상부는 주형과 접촉하지 않고 자유표면을 이룬다.

액체상태 합금의 초기농도는 Al-4.5 mass % Cu로서 Fig. 2에 도시된 상평형선도에서 알 수 있듯

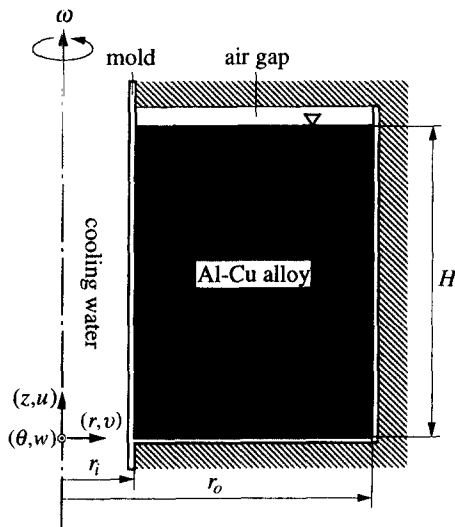


Fig. 1 Schematic of the present physical model and coordinate system.

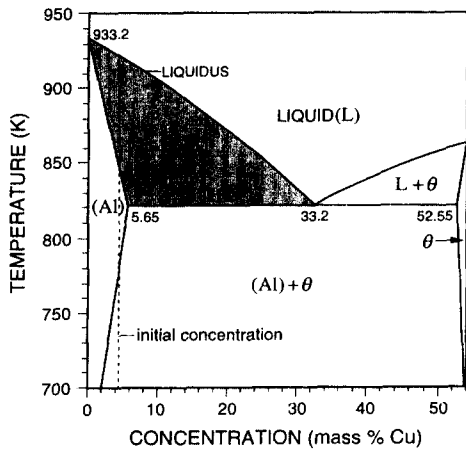


Fig. 2 Phase equilibrium diagram for Al-rich Al-Cu alloys.

이 Cu의 고상 용해도한계(5.65 mass %)보다 상당히 작기 때문에 평형응고를 가정하면 응결이동이 극심하지 않는 한 공정반응은 일어나지 않는다. 그러나 머시영역이 비교적 넓은 온도범위(액상선과 고상선 사이의 온도차)에 걸쳐 형성되므로 조대편석을 고찰하기에 편리한 초기농도이다. 초기과열도는 응고시작시간의 차이를 초래할뿐 응고과정 자체에 본질적인 영향은 미치지 않으므로,<sup>(10)</sup> 초기온도는 액상선온도보다 약 35°C정도 과열된 상태인 680°C로 고정하였다. 이러한 조건하에서 내관으로부터 냉각이 시작되면 주물면의 온도  $T(z, r_i, t)$ 가 액상선온도에 도달하기 전에는 초기과열된 현열만 제거되지만, 액상선온도 이하로 되는 순간부터 냉각벽을 따라 머시영역이 형성되기 시작하여 대략 반경방향으로 응고가 진행된다. 주형은 미리 회전하고 있는 상태가 아니라 냉각과 동시에 일정한 각속도로 회전하기 시작한다. 따라서 자연대류와 주형회전에 의한 유동의 상호작용은 특히 냉각초기에 활발하리라 예상된다. 한편 선행연구<sup>(10)</sup>와 같은 조건을 유지하기 위하여 주형자체가 응고과정에 미치는 열적 효과는 해석에서 무시하였다.

냉각조건은 냉각수와 주물면 사이의 열관류율  $U$ 의 향으로 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$\dot{q}_c = U[T(z, r_i, t) - T_c] \quad (1)$$

이미 보고된 응고과정에 대한 냉각속도의 영향<sup>(9, 10)</sup>을 고려하여 본 연구에서는 열농도대류가 보다 분명하게 나타나는 서냉조건 즉  $U=100\text{W/m}^2\text{K}$ 으로 고정하였다. 회전속도는 각속도  $\omega$ 가 각각  $0.25\pi$ ,  $0.5\pi$ ,  $\pi$ ,  $2\pi$  및  $4\pi$  rad/s인 5개 경우를 취급하였으며, 정지주형인 경우는 선행연구<sup>(10)</sup>에서 해석된 결과를 인용하였다.

## 2.2 지배방정식

합금의 거시적인 응고과정을 기술하는 수학적 모델은 접근방법에 따라 구체적인 항에 있어서는 다소 차이가 있으나 공식화된 결과는 본질적으로 유사한 형태이다.<sup>(13)</sup> 즉 액상, 머시, 고상을 포괄하여 적용가능한 질량, 운동량, 에너지 및 용질보존방정식으로 구성된다.

주형이 회전하는 축대칭좌표계에서 응고과정에 대한 지배방정식은 Neilson과 Incropera<sup>(6)</sup>에 의해 연속체모델의 확장 형태로 유도된 바 있으나, 본 연구에 그대로 적용하기에는 다음과 같은 문제가

있다. 즉 주형회전의 효과를 직접적으로 비교할 대상인 선행연구<sup>(10)</sup>에서 채용된 모델과 상기 연속체 모델 사이의 공식화방법에 따른 차이로 인하여 동일한 조건에 대한 해석결과가 서로 불일치할 가능성이 있으며, 그것이 모델의 차이에 기인한 것인지 주형회전의 효과인지 명확히 구별되지 않을 수 있기 때문이다. 따라서 본 연구에서는 일관성을 유지하고자 선행연구<sup>(10)</sup>의 지배방정식을 주형회전이 고려된 형태로 재공식화하는 방법으로 접근하였다. 한편, 회전이 수반되는 축대칭유동의 수치해석에 있어서 원주방향 속도성분은 통상적인 운동량보존식 또는 각운동량(swirl)보존식의 형태로 공식화될 수 있으며, 정상상태인 경우 각각에 따른 수치계산의 효율성 등이 검토된 바 있으나<sup>(14)</sup> 비정상상태인 경우 최적의 방법이 제시된 바는 없다. 본 연구에서는 spin-up 문제의 수치해석<sup>(15)</sup>을 참조하여 고정 좌표계상에서 공식화된 운동량보존식에 의존하였으며 공식화된 지배방정식의 경계조건을 통하여 주형회전을 고려하였다.

주형의 개략도(Fig. 1)에 표시되었듯이  $(z, r, \theta)$  방향 속도성분을 각각  $(u, v, w)$ 로 표기하자. 대부분의 거시적 모델에서와 같이 고상은 변형되지 않으며<sup>(13)</sup> 주형과 같은 속도로 회전한다고<sup>(8)</sup> 가정하면 고상속도는  $V_s = (0, 0, r\omega)$ 로서 원주방향 성분만을 갖게 된다. 본 연구에 적용된 구체적인 질량 $(z, r, \theta)$ , 방향 운동량, 에너지 및 용질보존식은 아래와 같다. 여기서 운동량보존식에 포함된 머시 내의 유동은 Darcy의 법칙에 의존하여 투과율의 향으로 표시하였으며, 에너지식의 종속변수는 Yoo와 Viskanta<sup>(16)</sup>에 의해 제안된 현열엔탈피를, 용질보존식의 종속변수는 혼합물의 상평균농도를 취하였다.

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}u) &= \nabla \cdot (\mu \nabla u) - \frac{\mu}{K}(u - u_s) \\ &+ \rho_i B_z - \frac{\partial P}{\partial z} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}v) &= \nabla \cdot (\mu \nabla v) - \frac{\mu f_i v_i}{r^2} + \frac{\rho_i \omega_i^2}{r} \\ &- \frac{\mu}{K}(v - v_s) - \frac{\partial P}{\partial r} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}w) &= \nabla \cdot (\mu \nabla w) - \frac{\mu f_i w_i}{r^2} \\ &+ \frac{\rho_i \omega_i w_i}{r} - \frac{\mu}{K}(w - w_s) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}h) \\ &= \nabla \cdot \left( \frac{k}{c_i} \nabla h \right) + \frac{(c_i - c_s)}{c_i} \frac{\partial}{\partial t}(f_s \rho h) + L \frac{\partial}{\partial t}(f_s \rho) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}(\rho C) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}C) \\ &= \nabla \cdot (\rho D \nabla C) + \nabla \cdot [\rho D \nabla (C_i - C)] \\ &- \nabla \cdot [\rho \mathbf{V}(C_i - C)] \end{aligned} \quad (7)$$

식 (2)~(7)에서 고액 2상혼합물의 물리량 및 물성치는 각각 아래와 같이 정의된다.

$$\phi = f_s \phi_s + f_i \phi_i (\phi = \mathbf{V}, u, v, w, C) \quad (8)$$

$$\rho = g_s \rho_s + g_i \rho_i \quad (9)$$

$$k = g_s k_s + g_i k_i \quad (10)$$

$$\mu = \rho \mu_i / \rho_i \quad (11)$$

$$D = f_i D_i \quad (12)$$

식 (2)~(12)는 식 (5) 대신 각운동량보존식, 식 (6)의 현열엔탈피 대신 전엔탈피를 취한 점을 제외하면 문헌 (8)의 지배방정식과 궁극적으로는 유사한 형태이다.

지배방정식에 포함된 머시영역의 질량분율은 종속변수인 엔탈피 및 농도로부터 얻어진다. 구체적으로, 현열엔탈피의 정의<sup>(16)</sup>

$$h = c_i T \quad (13)$$

에 따라 국소온도를 구한다. 역확산이 무한대인 평형응고를 가정하면 고상농도는 온도만의 함수이므로, 상평형선도에서 온도에 대응하는 액상 및 고상 농도가 결정된다. 따라서 상평균농도의 정의

$$C = f_s C_s(T) + f_i C_i(T) \quad (14)$$

로부터 질량분율이 계산된다. 다만 Al-Cu 합금의 액상선은  $\text{NH}_4\text{Cl-H}_2\text{O}$  계의 경우와는 달리 비선형이므로(Fig. 2 참조) 평형응고 즉 lever rule에 의존하여도 질량분율을 평형분배계수와 온도의 현시적인 함수형태<sup>(17)</sup>로 유도할 수는 없다.

전술하였듯이 냉각시작전 온도 및 농도는 초기상태를 유지하며, 주형은 정지된 채 내부유동은 없다. 주형벽면과 자유표면은 각각 비투과성이며, 자유표면에서 표면장력은 내외벽에 접한 극히 좁은 영역에만 영향을 미치므로 무시하면<sup>(9)</sup> 반경 및 원주방향속도에 따른 전단응력이 0인 조건이 적용될 수 있다. 또한 해석영역의 변화에 따른 수치해석적인 문제를 우회하기 위하여 본 연구에서 취급된 회전속도의 범위 내에서 자유표면은 수평을 유지한다

고 간주하였다. 따라서 지배방정식에 대한 초기조건 및 경계조건은 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$u=v=w=0; T=680^{\circ}\text{C}; C=0.045 \quad \text{at } t=0 \quad (15)$$

$$u=v=0, w=r_i\omega; k\frac{\partial T}{\partial r}=U(T-T_c); \frac{\partial C}{\partial r}=0 \quad \text{at } r=r_i \quad (16)$$

$$u=v=0, w=r_o\omega; \frac{\partial T}{\partial r}=0; \frac{\partial C}{\partial r}=0 \quad \text{at } r=r_o \quad (17)$$

$$u=v=0, w=r\omega; \frac{\partial T}{\partial z}=0; \frac{\partial C}{\partial z}=0 \quad \text{at } z=0 \quad (18)$$

$$u=0, \frac{\partial v}{\partial z}=\frac{\partial w}{\partial z}=0; \frac{\partial T}{\partial z}=0; \frac{\partial C}{\partial z}=0 \quad \text{at } z=H \quad (19)$$

### 2.3 밀도모델 및 기타 물성치

지배방정식에 포함된 합금의 물성치 중에서 밀도는 자연대류를 일으키는 부력항과 직접적으로 연계되어 있을뿐 아니라 체적팽창 또는 수축에 의해 해석영역을 변화시킬 수도 있다. 그럼에도 불구하고 지금까지 대부분의 거시적모델에 의한 응고과정 해석에서는 Boussinesq 근사에 의존하여 부력항을 제외한 온도, 농도 및 상에 따른 밀도변화를 무시하여 왔다.<sup>(13, 17)</sup> 사실 고정격자계상에서 전체질량 보존을 유지하면서 밀도변화를 해석에 고려하기는 불가능하기 때문이다. 다행히 최근의 연구<sup>(18)</sup>에서 열농도대류와 체적변화로 인한 유동이 공존하는 응고조건하에서 응고과정 동안의 천이현상 및 조대편석은 전자에 의해 주도되며 후자의 영향은 별무함이 규명되었다. 본 연구에서는, 응고조건이 상기 연구와 유사하다는 점과 정지주형인 경우와의 비교를 고려하여, 체적변화는 없으면서 농도에 따른 밀도차이는 고려된 다음의 모델<sup>(16, 19)</sup>을 도입하였다.

$$\rho_k = \rho^{Al}\rho^{Cu} / [(1-C_k)\rho^{Cu} + C_k\rho^{Al}] \quad (k=s, l) \quad (20)$$

합금성분 즉 용질과 용매의 상변화에 따른 밀도차이가 없다는 가정에 근거한 이 밀도모델은 농도에 따른 밀도변화를 허용하기 때문에 Al-Cu 합금과 같이 성분 사이의 밀도차이가 크거나(후술될 Table 1 참조) 고액상 사이 농도차이가 큰 경우 (Fig. 2 참조) 고정격자계를 이용한 응고과정 해석 시 유용하다.

이와 같은 농도의존 밀도모델에 따라 운동량방정

식에 포함된 부력항은 다음과 같이 구체화될 수 있다. 모델에 고려되지 않은 밀도의 온도의존성은 Boussinesq 근사에, 농도의존성은 식 (20)에 의존하면 부력과 연관된 항은

$$\rho_l B_z - \frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\partial P^*}{\partial z} + \rho_l g [(\rho_{l,ret}/\rho_l - 1) + \beta_T (T - T_{ret})] \quad (21)$$

로 표시된다.<sup>(9, 10)</sup> 여기서,  $P^*$ 는 전압력  $P$ 에서 중력에 의한 유체정압  $-\rho_{l,ret}g(H-z)$ 를 뺀 나머지 압력이며, 기준상태는 초기조건으로 취하는 것이 편리하다. 식 (21)에 포함된 열팽창계수는 그 정의

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (22)$$

를 온도 및 액상농도에 따른 밀도변화를 나타낸 다음의 경험식<sup>(20)</sup>에 대입하여 계산하였다.

$$\begin{aligned} 1/\rho = & 0.3970 - 4.5322 \cdot 10^{-1} C_l + 4.0924 \cdot 10^{-5} T \\ & + 1.1078 \cdot 10^{-4} C_l T \\ & + 2.7475 \cdot 10^{-1} C_l^2 \quad [\text{m}^3/\text{kg}] \end{aligned} \quad (23)$$

해석대상인 Al-Cu 계는 다른 합금에 비하여 물성치가 비교적 잘 확립되어 있다. 그러나 가용한 자료는 주로 특정한 Cu 농도에 국한된 것이기 때문에 응고과정 동안 물성치의 농도의존성은 무시하였다. 다만 점도의 경우 다음 실험식<sup>(21)</sup>을 적용하였다.

**Table 1** Thermophysical properties of an Al-Cu alloy used in this work.

Property	Value (solid/liquid)
Specific heat, $c$ [J/kgK]	882/924
Thermal conductivity, $k$ [W/mK]	180.6/100.8
Mass diffusion coefficient, $D_l$ [m <sup>2</sup> /s]	$2.6 \times 10^{-9}$
Latent heat of fusion, $L$ [J/Kg]	$3.87 \times 10^5$
Density of aluminum, $\rho^{Al}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	2380
Density of copper, $\rho^{Cu}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	7940
Permeability coefficient, $K_0$ [m <sup>2</sup> ]	$5.556 \times 10^{-11}$

$$\mu_i = 1.1893 + 1.5452 C_i + 6.1897 C_i^2 \text{ [kg/ms} \times 10^3 \text{]} \quad (24)$$

이상에서 제시된 밀도, 점도를 포함한 모든 물성치는 비교고찰의 대상인 선행연구<sup>(10)</sup>와 같으며 Table 1에 정리되어 있다.

운동량방정식 우변의 투과율은, 머시를 구성하는 주상 수지상의 미세조직을 고려할 때, 비등방성이다.<sup>(22)</sup> 그러나 투과율의 비등방성은 정도의 차이를 초래할뿐 응고특성의 본질적인 변화를 야기시키지는 않으며<sup>(16, 18)</sup> 투과율의 방향성에 관한 신뢰성 있는 실험자료도 별무하기 때문에 투과율은 등방성으로 취급하였다. 본 연구의 투과율은 머시영역의 공극률 즉 액상분율과 투과율 사이의 관계를 기술한 다양한 모델 중에서 가장 보편적인 Carman-Kozeny의 식<sup>(23)</sup>

$$K = K_0 [g_i^3 / (1 - g_i)^2] \quad (25)$$

에 의존하였다. 여기서, 투과율상수  $K_0$ 는 이차 수지상가지 간격(secondary dendrite arm spacing)의 함수이지만,<sup>(23)</sup>  $g_i \rightarrow 1$ 에 따라 투과율에 대한 기여가 작아지기 때문에 일정한 값(Table 1 참조)을 적용하였다.

#### 2.4 수치해석

지배방정식은 검사체적근사에 의한 유한차분법으로 이산화하였으며 SIMPLER 알고리즘<sup>(24)</sup>에 의존하여 해를 구하였다. 정지주형에 대한 선행연구,<sup>(10)</sup> 금속합금의 수치해석을 취급한 기존의 연구<sup>(9, 25)</sup> 및 계산시간을 고려하여 50×50 격자계를 사용하였다. 시간간격은 냉각벽부근 온도구배의 시간경과에 따른 감소를 반영하여<sup>(8-10)</sup> 응고초기 0.1 s에서 응고후기 2 s까지 증가시켰다. 전영역이 완전히 응고할 때까지는 과도한 계산시간이 소요되므로 회전각속도에 무관하게 조대편석 형태의 변화가 극히 완만한 시점인 900 s에서 계산을 종료하였다.

### 3. 결과 및 고찰

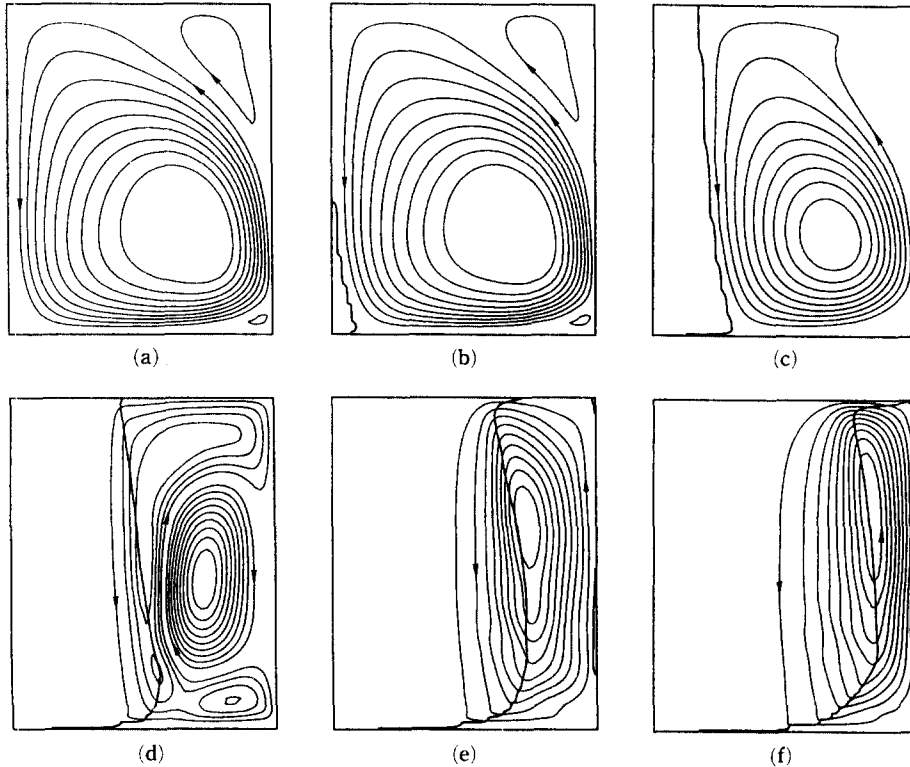
주형회전이 Al-Cu 합금의 응고과정 동안 천이현상과 그 결과로 생성되는 조대편석에 미치는 영향을 규명하기 위하여 전술하였듯이  $\omega = 0.25\pi \sim 4\pi$  rad/s의 범위에서 선정된 5개의 각속도에 대하여 수치계산을 수행하였다. 주형회전의 효과에 초점을 맞추기 위하여 냉각속도 ( $U = 100 \text{ W/m}^2\text{K}$ ), 초기과

열도(35°C) 등 응고특성에 영향을 미치는 다른 조건은 고정하였다. 축대침임을 고려하여 계산결과는 자오면(meridian plane) 즉  $r-z$ 단면에서의 유동형태, 온도분포 및 상평균 농도분포로 정리하였으며,<sup>(8-10)</sup> Fig. 3~10에서 좌우경계는 각각 주형의 내외관을 나타낸다. 과도적인 응고진행상태를 보여주는 액상선은 유선 및 등온선과 함께 굵은 실선으로 도시하였다. 유동형태는 유동함수가 음수인 시계방향 유동은  $\psi_{\min}$ 과 0 사이의 값을, 양수인 반시계방향 유동은 0과  $\psi_{\max}$  사이의 값을 각각 유동의 상대적인 강도에 따라 2, 5 또는 10등분한 유선으로써 표시하였다. 온도분포에서 등온선은 비교가 편리하도록 실제온도를 1~2°C 간격으로 도시하였기 때문에 그 수는 최저와 최고온도의 차이에 따라 달라진다.

#### 3.1 정지주형 내의 응고과정

주형회전의 효과를 고찰하기 위해서는 비교대상인 정지주형 내 응고과정에 대한 이해가 필수적이다. 정지주형은 이미 선행연구<sup>(10)</sup>에서 취급된 바 있으나 비교고찰의 완결성을 위하여 본 연구와 직접적으로 연관된 내용만을 발췌하여 인용하였다. Fig. 3과 4는 각각 냉각개시 후 120, 180, 240, 300, 360 및 420 s가 경과하였을 때 유동형태와 온도분포이다.

좌벽에서 냉각이 시작되면 반경방향 온도구배에 의해 순수액상 내에는 Fig. 3(a)와 같은 반시계방향 열대류가 확립되며 온도는 단면의 위상부는 고온, 좌하부는 저온으로 분포된다(Fig. 4(a)). 이 열대류는 응고시작전 과열상태인 액체로부터 현열을 효과적으로 제거하는 역할을 한다. 냉각이 계속되면 최저온 상태인 냉각벽의 하부로부터 응고가 시작되지만 머시영역이 얇고 냉각벽의 일부에만 형성되는 응고초기에는 순수액상 내 열대류는 여전히 유지된다(Fig. 3(b)). 대응하는 Fig. 4(b)의 온도분포도 평균온도가 하강하였을뿐 응고시작전과 유사하다. 시간의 경과에 따라 머시영역이 냉각벽전체에 걸쳐 상당한 두께로 성장하면, Fig. 3(c)와 같이 순수액상영역의 축소와 현열제거에 따른 온도구배의 감소로 인하여 열대류는 급속히 약화되고 그 형태도 변화하기 시작한다. 액상선은 하부의 진행이 빠른 경사진 형상이며 Fig. 4(c)에 나타났듯이 머시영역 내부의 온도분포는 열대류와는 거의 무관하다. 이때 머시영역 내부에는 용해도차이에 의해

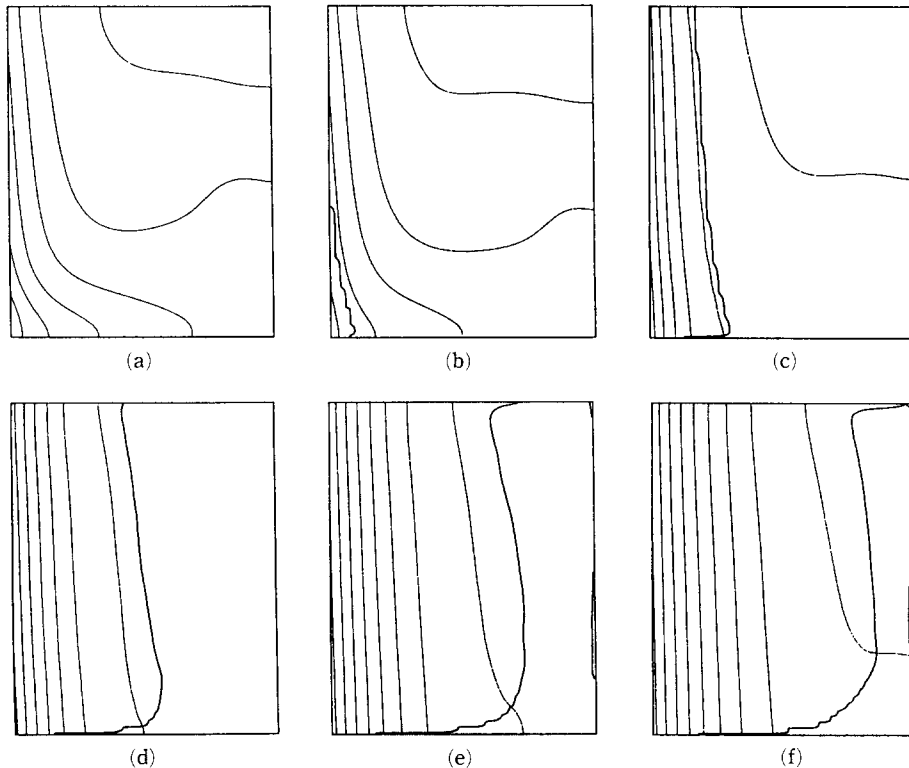


**Fig. 3** Time evolution of the flow pattern for  $\omega=0$  rad/s: (a) at  $t=120$  s;  $\Psi_{\min}=-1.46 \times 10^{-3}$  and  $\Psi_{\max}=2.02 \times 10^{-2}$ , (b) at  $t=180$  s;  $\Psi_{\min}=-1.42 \times 10^{-3}$  and  $\Psi_{\max}=2.00 \times 10^{-2}$ , (c) at  $t=240$  s;  $\Psi_{\min}=0$  and  $\Psi_{\max}=1.53 \times 10^{-2}$ , (d) at  $t=300$  s;  $\Psi_{\min}=-2.14 \times 10^{-3}$  and  $\Psi_{\max}=9.98 \times 10^{-4}$ , (e) at  $t=360$  s;  $\Psi_{\min}=0$  and  $\Psi_{\max}=1.45 \times 10^{-3}$ , (f) at  $t=420$  s;  $\Psi_{\min}=0$  and  $\Psi_{\max}=8.31 \times 10^{-4}$

생성된 고농도(고밀도) 액체의 극히 미약한 하향유동이 존재하는데 하벽을 따라 액상선의 진행이 느린 점이 그 증거이다. 응고가 계속 진행되어 머시영역이 단면의 절반정도에 도달하면, 투과율(액상분율)이 큰 액상선부근 머시영역을 중심으로 농도대류가 점차 발달하는 반면 순수액상 내의 열대류는 소멸되기 시작한다(Fig. 3(d)). 머시영역의 지속적인 확장에 따라 더욱 발달된 농도대류는 Fig. 3(e)와 같이 투과율이 큰 머시영역으로 하강하여 미응고액상을 통하여 상향하는 재순환유동으로 확립된다. 이 농도대류는 머시영역을 통과할 때의 점성감쇠(Darcian damping)로 인하여 순수액상 내의 열대류에 비하면 그 강도는 약하지만 수지상간(inter-dendritic) 저온 고농도액체를 미응고영역으로 운반하고 분포시키는 데 주도적인 역할을 한다. 금속합금의 Lewis 수는 일반적으로 대단히 커서 확산에 의한 물질전달은 거의 무시될 수 있음을 감

안할 때<sup>(9, 10, 18)</sup> 응고후기 용질의 재분배는 전적으로 농도대류에 의존한다. 응고후기에 도달하면 냉각벽에서 확장되어온 머시영역뿐 아니라 단열벽에서도 머시가 성장하여(Fig. 3(e) (f)) 미응고영역을 양방향에서 축소시키므로 농도대류는 점차 약화된다. 그러나 Fig. 4(e) (f)에서 액상선과 최고온 등온선의 불일치가 의미하듯이 미응고액상 특히 그 하부의 농도는 초기농도에 비하여 현저히 높은 상태이다. 상평형관계(Fig. 2)로부터 액상농도의 증가는 액상선온도의 강하를 초래하기 때문이다. 또한 머시영역 내부에서는 응고의 진행(고체분율 증가)에 따른 잠열방출로 인하여 시간에 따른 온도강하는 둔화되지만 온도구배는 크고 등온선은 냉각벽과 거의 평행하게 된다.

서냉조건하에서 열부력이 농도부력과 같은 방향으로 작용하는 Al-Cu 합금의 응고과정 동안 현상 특징은 다음과 같이 요약된다. 응고초기에



**Fig. 4** Time evolution of the temperature distribution for  $\omega=0$  rad/s: (a) at  $t=120$  s;  $T_{\min}=652$  and  $T_{\max}=662^{\circ}\text{C}$ , (b) at  $t=180$  s;  $T_{\min}=644$  and  $T_{\max}=652^{\circ}\text{C}$ , (c) at  $t=240$  s;  $T_{\min}=641$  and  $T_{\max}=646^{\circ}\text{C}$ , (d) at  $t=300$  s;  $T_{\min}=639$  and  $T_{\max}=645^{\circ}\text{C}$ , (e) at  $t=360$  s;  $T_{\min}=638$  and  $T_{\max}=645^{\circ}\text{C}$ , (f) at  $t=420$  s;  $T_{\min}=637$  and  $T_{\max}=645^{\circ}\text{C}$

는 열대류가 지배적인 역할을 하다가 응고진행에 따라 약화, 소멸되는 대신 농도대류가 발달하여 응고후기의 천이과정을 지배한다. 즉 열·및 농도대류는 순차적으로 발달하므로, 양부력이 서로 반대방향인 Pb-Sn 합금의 경우에서와 같은 양대류의 공존 및 상호작용에 의한 이중확산대류는 일어나지 않는다.

### 3.2 회전주형 내의 응고과정

주형회전이 응고과정동안 과도적인 천이현상을 미치는 영향을 고찰하기 위하여 수치실험을 통하여 대표적인 예로서  $\omega=\pi$  rad/s인 경우를 선정하였다. 응고특성은 각속도에 따라 정량적인 차이는 있으나 정성적인 차이는 크지 않기 때문이다. 비교의 편의를 위하여 회전주형의 경우도 Figs. 3 및 4와 같은 시점에서의 결과를 제시하기로 한다. 다만, 정지주형의 경우 응고시작전 현열이 제거되는 냉각

과정에는 Fig. 3(a)와 같이 전형적인 열대류가 발달될 뿐이나, 회전주형의 경우 같은 기간에 특이한 현상이 나타나기 때문에 응고시작전의 천이과정을 추가적으로 검토할 필요가 있다. 이를 위하여 냉각개시 후 30, 60 및 90s가 경과한 시점에서의 유동형태와 온도분포를 각각 Fig. 5와 6에 도시하였다. 전술하였듯이 냉각개시와 동시에 주형회전이 시작되므로 최초 정지상태에 있던 액상주물의 원주방향속도는 고체벽면을 따라 형성된 경계층 내에서 시간에 따라 증가하기 시작하며 동시에 Coriolis 효과에 의해 자오면 내에도 유동이 야기된다(식 (4)의 우변 제3항 참조). 각속도에 따라 차이는 있으나 일정시간이 경과하면 원주방향속도는 정상상태에 도달하고 액체는 강제회전(rigid body rotation)을 하게 될 것이다.<sup>(26)</sup> 즉 회전주형에서는 이와 같은 유체의 spin-up과 온도구배에 의한 열대류가 상호작용을 하기 때문에 Fig. 5와 같은 복잡한 유동



현상이 일어나게 된다.

냉각(회전)초기 주형회전의 효과는 Fig. 5(a)와 같이 주형 우하벽부근 영역에서 나타난다. 이 영역에서는 경계조건에서 알 수 있듯이 원주방향속도의 변화율이 크기 때문에 그 영향으로 열대류가 변형되고 유동강도는 약화되는 것으로 보인다. 따라서 Fig. 6(a)의 등온선도 주형좌반부는 정지주형의 경우와 유사하지만 우반부는 아래로 경사진 즉 온도성층이 완만하게 되는 형태로 변화한다. 그러나 이때까지는 열대류가 상당한 정도로 영향을 미치고 있다. 시간의 경과에 따라 회전의 효과가 더욱 심화되면 좌벽인근 영역에는 Fig. 5(b)와 같이 일련의 와류와 파생된 이차유동이 발생하고 이에 따라 Fig. 6(b)의 등온선은 파형이 된다. 이 시점에서 냉각초기에 발생한 열대류는, 우반부의 온도분포에

그 잔재가 일부 남아 있으나, 사실상 회전에 의해 야기된 유동에 흡수되고 있다. 과정이 계속 진행되어 90s가 경과하였을 때 좌벽인근의 와류는 급속히 약화되면서 하벽을 따라 Ekman 층<sup>(26)</sup>이 형성된다(Fig. 5(c)). 우상부는 아직도 국소적으로 고온이지만, 냉각벽부근의 온도분포는 열대류의 영향이 거의 배제된 형태로 접근한다(Fig. 6(c)). 냉각벽부근에서 반경방향 온도구배가 충분히 발달되었음에도 불구하고 열대류는 억제되고 있음이 분명하다. 이상의 내용을 정리하면, 과도적인 주형회전의 효과는 외벽에서 내벽방향으로 파급되며 그 과정에서 냉각초기에 발생한 열대류는 급격히 약화된다. 이와 같은 응고시작전 spin-up과 열대류의 상호작용은 냉각속도, 회전각속도, 회전방법 및 시작시기 등에 따라 상이하리라 예상되지만 응고과정과는 별

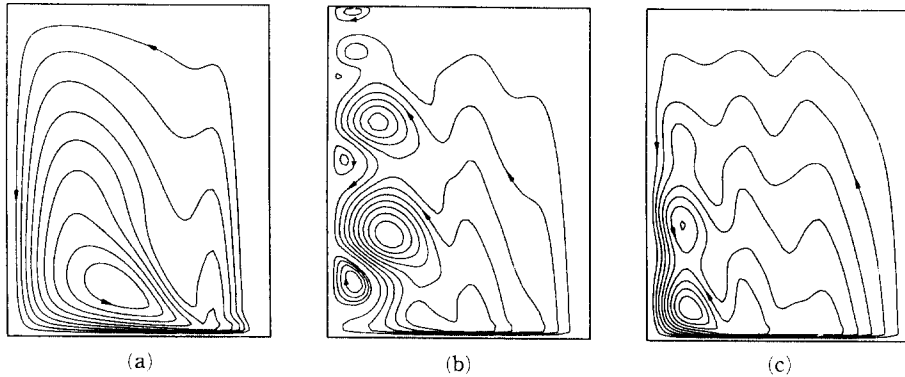


Fig. 5 Time evolution of the flow pattern at the early stages of cooling for  $\omega = \pi$  rad/s: (a) at  $t = 30$  s;  $\Psi_{\min} = 0$  and  $\Psi_{\max} = 1.15 \times 10^{-2}$ , (b) at  $t = 60$  s;  $\Psi_{\min} = -1.13 \times 10^{-3}$  and  $\Psi_{\max} = 6.66 \times 10^{-3}$ , (c) at  $t = 90$  s;  $\Psi_{\min} = 0$  and  $\Psi_{\max} = 3.41 \times 10^{-3}$

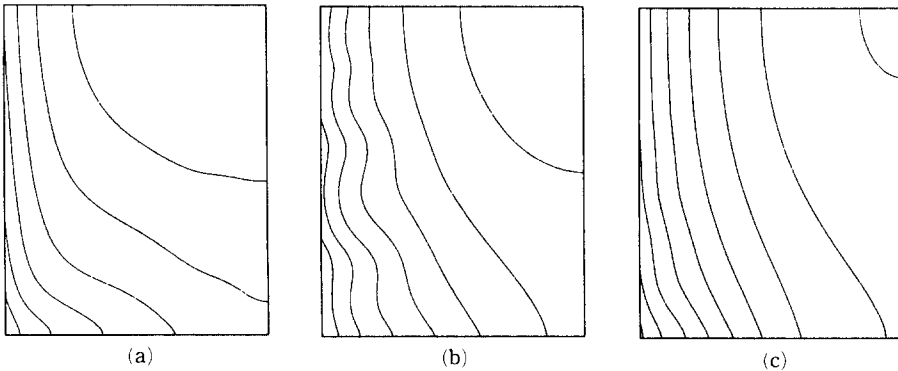
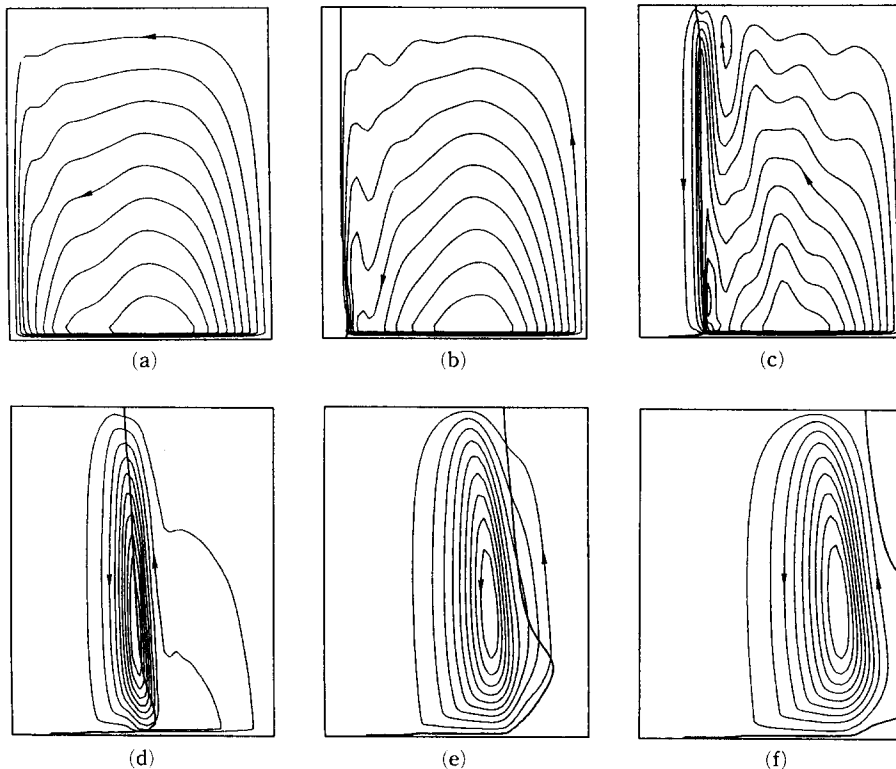


Fig. 6 Time evolution of the temperature distribution at the early stages of cooling for  $\omega = \pi$  rad/s: (a) at  $t = 30$  s;  $T_{\min} = 666$  and  $T_{\max} = 676^\circ\text{C}$ , (b) at  $t = 60$  s;  $T_{\min} = 660$  and  $T_{\max} = 672^\circ\text{C}$ , (c) at  $t = 90$  s;  $T_{\min} = 652$  and  $T_{\max} = 668^\circ\text{C}$

개의 연구대상이기 때문에 여기서는 더이상 구체적으로 취급하지는 않기로 한다. 다만 주형회전에 의한 열대류의 억제, 본 연구에서 취급된 시스템이 비정상 점성유동이기는 하지만, 회전하는 저속의 정상상태 비점성유동에 대한 Taylor-Proudman 정리<sup>(26, 27)</sup>와 정성적으로 부합된다.

주형회전의 응고과정에 대한 효과를 비교고찰하기 위하여 Fig. 5와 6에 이어서 Fig. 3과 4에 일대일로 대응하는 유동형태와 온도분포를 각각 Fig. 7과 8에 도시하였다. Fig. 5(c)의 연장선상에서 Fig. 7(a)의 유동형태는 원주방향속도가 전술한 정상상태에 거의 접근한 것처럼 보인다. 하벽을 따라 형성된 얇은 Ekman 층을 통하여 외벽방향으로 강력하게 유동한 액체는 주형단면전체에 걸친 미약한 반시계방향의 유동에 의해 연속방정식을 만족하고 있다. 온도분포는 Fig. 8(a)와 같이 냉각초기 열대류의 영향을 제외하면 열전도에 의해 지배되는 형

태에 가깝다. 회전에 따른 열대류의 억제로 인하여 액상의 초기과열이 효과적으로 제거되지 못하기 때문에 Fig. 8(a)는 Fig. 4(a)보다 평균온도는 높고 냉각벽부근은 오히려 저온이다. 응고가 시작되면 유동강도는 더욱 약화되면서 Fig. 7(b)와 같이 액상선부근에서 국소적으로 유동의 변형이 일어난다. 이 현상은 머시의 반경방향 성장에 따른 유동영역의 변화와 주형과 같은 각속도로 회전하는 수직상정에 의한 유동장의 교란에 기인하는 것으로 보인다. 이때 온도분포(Fig. 8(b))는 열대류와는 거의 무관한 형태이며 머시영역도 거의 균일한 두께이다. 위에서 언급하였듯이 냉각벽부근이 저온이므로 머시영역의 성장속도는 정지주형의 경우(Fig. 4(b))보다 빠르다. 머시영역이 더욱 확장되면 유동장의 변화는 점차 반경방향으로 과급된다(Fig. 7(c)). 이와 동시에 유동강도는 미약하지만 액상선부근 머시영역 내부에 고농도액체에 의한 하향유동



**Fig. 7** Time evolution of the flow pattern corresponding to Fig. 3 for  $\omega = \pi$  rad/s: (a) at  $t = 120$  s;  $\Psi_{\min} = 0$  and  $\Psi_{\max} = 1.30 \times 10^{-3}$ , (b) at  $t = 180$  s;  $\Psi_{\min} = 0$  and  $\Psi_{\max} = 5.96 \times 10^{-4}$ , (c) at  $t = 240$  s;  $\Psi_{\min} = -1.65 \times 10^{-5}$  and  $\Psi_{\max} = 2.83 \times 10^{-4}$ , (d) at  $t = 300$  s;  $\Psi_{\min} = 0$  and  $\Psi_{\max} = 4.99 \times 10^{-4}$ , (e) at  $t = 360$  s;  $\Psi_{\min} = 0$  and  $\Psi_{\max} = 3.97 \times 10^{-3}$ , (f) at  $t = 420$  s;  $\Psi_{\min} = 0$  and  $\Psi_{\max} = 4.53 \times 10^{-4}$

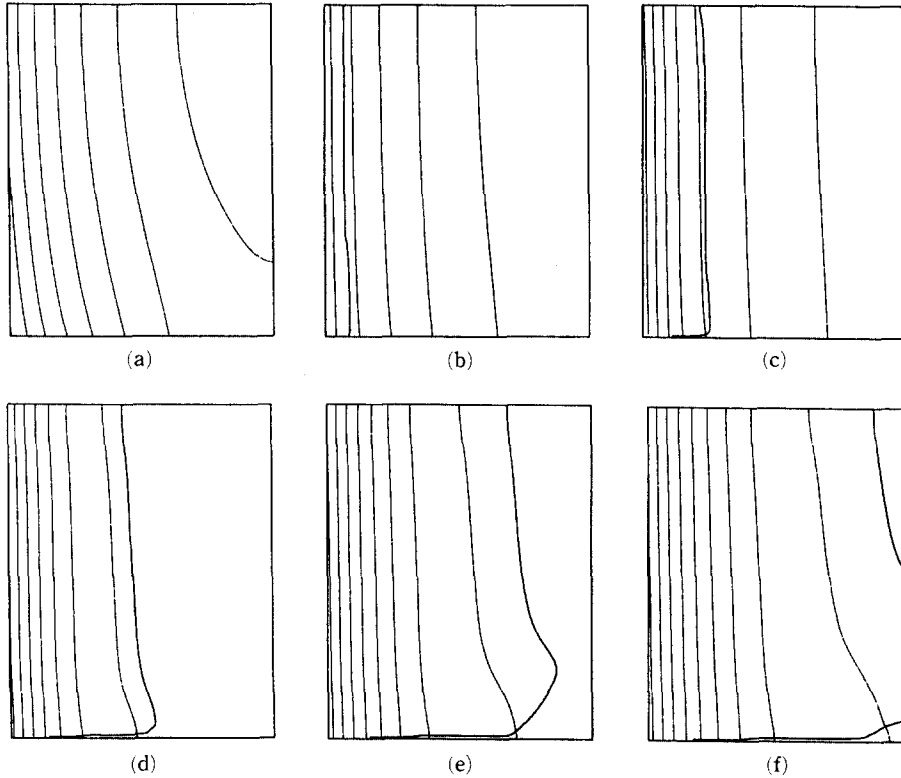


Fig. 8 Time evolution of the temperature distribution corresponding to Fig. 3 for  $\omega = \pi$  rad/s: (a) at  $t = 120$  s;  $T_{min} = 650$  and  $T_{max} = 662^\circ\text{C}$ , (b) at  $t = 180$  s;  $T_{min} = 644$  and  $T_{max} = 652^\circ\text{C}$ , (c) at  $t = 240$  s;  $T_{min} = 641$  and  $T_{max} = 647^\circ\text{C}$ , (d) at  $t = 300$  s;  $T_{min} = 639$  and  $T_{max} = 645^\circ\text{C}$ , (e) at  $t = 360$  s;  $T_{min} = 638$  and  $T_{max} = 645^\circ\text{C}$ , (f) at  $t = 420$  s;  $T_{min} = 637$  and  $T_{max} = 645^\circ\text{C}$

이 가시화되기 시작한다. 정지주형의 경우(Fig. 3(c))와 비교하여 상대적으로 조기에 발달되는 이 농도대류는 합금의 용질재분배에 큰 영향을 미친다. 이때 온도분포 Fig. 8(c)는 Fig. 8(b)와 유사하며, 액상선온도의 강하가 큰 머시영역의 최하부를 제외하면 등온선은 액상선과 거의 평행하다.

머시영역이 주형단면의 절반정도로 성장한 시점에서(Fig. 7(d)) 순수액상의 유동은 거의 소멸되면서 동시에 액상선부근의 농도대류는 보다 강화된다. 액상선부근을 국부적으로 재순환하는 농도대류에 의해 고농도 수지상간 액체는 머시영역의 하부로만 이동할뿐 정지주형의 경우와는 달리 미응고영역으로 분포되지는 않는다. 그러나 저온인 수지상간 액체의 반시계방향 농도대류로 인하여 Fig. 8(d)의 액상선부근 등온선은 Fig. 8(c)에 비하여 외벽방향으로 경사지게 된다. 응고가 계속 진행되면 Fig. 7(e)와 같이 농도대류는 점차 머시영역의

내부로 치우치는 경향을 보인다. 이와 같은 현상은, Fig. 3(e)에서 농도대류가 머시영역과 미응고액상에 걸쳐 발달되는 점과 비교할 때, 이미 정상상태에 도달한 원주방향속도에 의해 순수액상내의 축방향유동이 억제됨으로써(Taylor-Proudman 정리)<sup>(27)</sup> 초래된 결과로 보인다. 미약하지만 지속적인 농도대류의 영향으로 온도는 Fig. 8(e)와 같이 주형우하부가 상대적으로 저온인 상태로서 액상선의 진행은 하벽에 인접한 고농도부분에서 지연되고 저온부에서는 촉진된다. 냉각개시 후 420 s가 경과하였을 때 농도대류는 외벽에서 상당히 이격된 머시영역 내부에 위치하여 미응고영역에는 거의 영향을 미치지 못한다(Fig. 7(f)). 또한 액상선의 진행이 가장 빠른 부분은 이미 우벽에 도달하고 있다. 응고후기의 온도분포(Fig. 8(e)(f))는 정지주형의 경우(Fig. 4(e)(f))와 유사하지만 액상선의 형태가 판이한 것은 액상농도분포의 차이에 기인한다. 전

술하였듯이 정지주형의 경우 머시영역과 순수액상에 걸쳐 발달된 농도대류에 의해 수지상간 고농도 액체가 미응고영역으로 운반, 분포되어 액상농도가 초기농도에 비하여 현저히 높아진 상태이기 때문에 액상선온도의 강하로 인하여 저온임에도 응고는 지연된다. 반면 회전주형의 경우 농도대류는 머시영역내부에서 미약하게 발달되기 때문에 하벽부근의 얇은 액체층을 제외하면 미응고영역의 농도는 초기농도보다 별로 높지 않으며 따라서 액상선의 진행이 촉진된다.

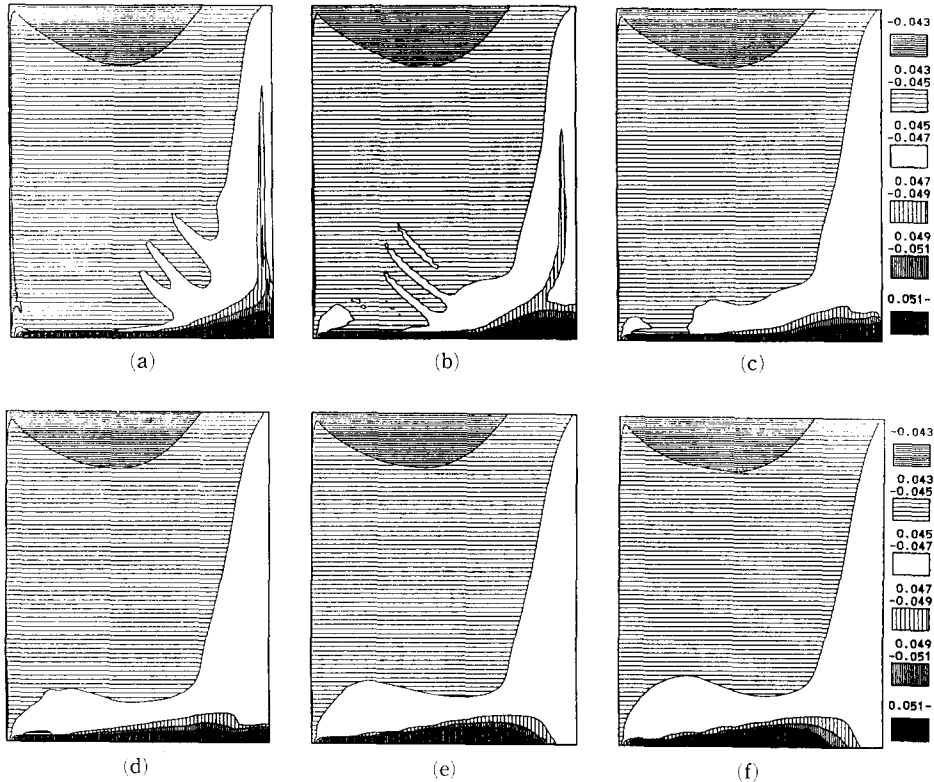
주형회전의 응고과정에 대한 영향은 냉각초기 열대류의 억제와 머시형성 후 농도대류의 약화 및 유동범위의 축소로 요약될 수 있다. 열대류의 억제는 냉각속도가 증대되면 spin-up에 의한 과도적인 천이과정과 머시의 성장이 동시에 일어나므로 대단히 복합적인 현상이 수반되리라 예상되며 추가적인 연구가 필요한 분야이다. 농도대류의 변화는 이미 고찰하였듯이 액상선의 진행형태에 상당한 차이를 초

래하고 있으며, 물질전달과 직결되기 때문에 주물의 거시적인 조성분포 즉 조대편석에 큰 영향을 미치리라 분석된다. 본질의 서두에서 언급한 내용과 관련하여 본 연구에서 취급한 각속도의 범위 내에서 각속도에 따라 응고시작전 유동 및 열전달의 변화과정에는 상당한 정도의 차이가 있었으나 일단 응고가 시작된 이후의 거동에서는 그 차이가 완화되는 경향을 보였음을 부기한다.

### 3.3 회전속도의 조대편석에 대한 영향

정지 및 회전주형 내에서의 응고과정에 대한 이해를 바탕으로 주형의 회전속도가 조대편석에 미치는 영향을 고찰하기로 하자. 냉각개시 후 900 s가 경과된 시간에서  $\omega=0, 0.25\pi, 0.5\pi, \pi, 2\pi$  및  $4\pi$  rad/s인 경우에 대한 상평균농도를 Fig. 9에서 비교하였다.

주형의 회전속도를 제외하면 동일한 조건하에서 응고되었기 때문에 Fig. 9(a)~(f)에 도시된 조대편



**Fig. 9** Comparison of the macrosegregation pattern at  $t=900$  s for different angular velocities: (a)  $\omega=0$  rad/s, (b)  $\omega=0.25\pi$  rad/s, (c)  $\omega=0.5\pi$  rad/s, (d)  $\omega=\pi$  rad/s, (e)  $\omega=2\pi$  rad/s, (f)  $\omega=4\pi$  rad/s

석의 형태는 많은 공통점을 갖고 있다. 대략적으로 주형단면의 위상과 좌하귀를 연결하는 대각선의 상부는 상평균농도가 초기농도보다 낮은 음편석, 하부는 양편석 영역인 것이 특징이다. 초기에 형성될수록 머시영역 내의 수지상간 고농도액체는 대류에 의해 미응고영역으로 재분배될 수 있는 시간이 길기 때문에 냉각벽 쪽 즉 좌측의 평균농도가 우측보다 낮게 된다. 또한 Al-Cu 합금은 용매(Al)에 비하여 용질(Cu)의 밀도가 크기 때문에 밀도차에 의해 하부가 고농도로 되며 특히 하벽을 따른 강한 양편석층은 이러한 밀도성층이 심화된 결과이다. 자유표면을 따라 생성된 반달형 저농도층은 머시영역 내의 수지상간 고농도액체가 하향이동한 공간으로서 주형 상부에 위치하므로 반시계방향 농도대류에 의해 상대적으로 저밀도인 미응고영역의 액체가 유입할 결과로 보인다. 이 저농도층을 포함한 자유표면부근은 주형 내에서 회전의 효과가 가장 약한 영역이기 때문에 그 조대편석 형태도 회전속도에 거의 무관하게 나타난다. 용질의 밀도가 용매보다 작은 아공정  $\text{NH}_4\text{Cl}-\text{H}_2\text{O}$  계의 경우 유사한 저농도층이 하벽을 따라 생성된다는 사실이 보고된 바 있다.<sup>(28)</sup>

각속도에 따른 조대편석의 변화는 주형하부 영역을 중심으로 나타난다. 평균농도 0.047 이상인 고농도층은, 정지주형의 경우 Fig.9(a)와 같이 그 두께가 하벽을 따라 반경방향으로 주형폭( $r_o-r_i$ )의 60% 정도까지는 거의 일정하다가 점차 증가하며 우벽부근에서는 폭이 좁고 높이가 큰 침상(축대칭)이므로 실제로는 얇은 원통형상)이 된다. 저회전

시(Fig.9(b)) 이 고농도층은 정지주형의 경우와 전반적인 형태는 유사하지만 침상부분이 우벽에서 좀더 이격되어 있고 높이는 감소된다. 회전속도가 좀더 증가하면, Fig.9(c)(d)에서 알 수 있듯이, 침상부분은 사라지고 하벽 고농도층의 두께는 냉각벽부터 반경방향으로 증가하다가 우벽인근에서 감소하는 형태로 된다. 각속도가  $2\pi$  rad/s 이상이 되면(Fig.9(e)(f)) 그 두께 및 증가율은 보다 커지지만 우벽인근에는 생성되지 않는다. 한편 초기농도선( $C=0.045$ )을 기준으로 고찰할 때 각속도가 증가하면 양(음)편석영역은 약간 확대(축소)된다. 즉 각속도의 증가에 따른 농도대류의 약화로 인하여 주형하부의 농도분포는 상대적으로 균일하게 되므로 용질보존을 만족하기 위해서 양편석 영역이 확대된 결과로 보인다. 주형단면 중하부 초기농도선의 형태는 Fig.9(a)(b)에서는 불규칙적인 늑골형상이었으나 Fig.9(c)(d)를 거쳐 Fig.9(e)(f)에 이르면 매끈하게 변화되고 있다. 이와 같은 변화는 응고과정 중의 천이현상의 차이에 기인한다. 앞에서 고찰하였듯이 주형회전은 결과적으로 자연대류를 약화시키는데 특히 농도대류의 약화 및 그 유동영역의 축소는 조대편석과 직결되어 있다. 정지주형의 경우 상대적으로 강력한 농도대류가 머시영역과 순수액상에 걸쳐 발달하기 때문에 수지상간 고농도액체는 효과적으로 미응고영역으로 운반되고 분포된다. 따라서 응고초기 형성된 머시영역의 평균농도는 농도대류에 의한 용질의 결손으로 인하여 낮아지며, 하벽을 따라 성장화된 고농도층의 두께도 용질의 대부분이 우측의 미응고영역으로 이동하

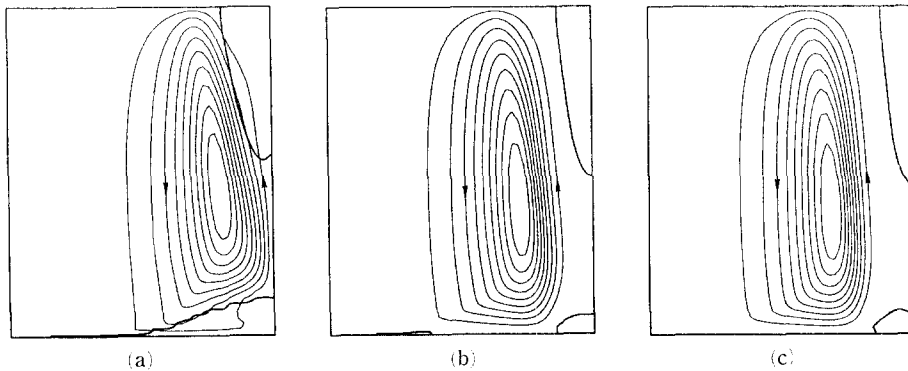


Fig. 10 Comparison of the flow pattern at for different angular velocities : (a)  $\omega=0.25\pi$  rad/s;  $\Psi_{\min}=0$  and  $\Psi_{\max}=6.70 \times 10^{-4}$ , (b)  $\omega=2\pi$  rad/s;  $\Psi_{\min}=0$  and  $\Psi_{\max}=3.54 \times 10^{-4}$ , (c)  $\omega=4\pi$  rad/s;  $\Psi_{\min}=0$  and  $\Psi_{\max}=2.75 \times 10^{-4}$

기 때문에 계속 성장하지는 못한다. 또한 응고후기 미응고영역의 액상농도는 초기농도에 비하여 상당히 높은 상태에서 응고되기 때문에 전술한 침상의 고농도부분이 생성된다. 주형단면 중하부 초기농도선의 불규칙한 형상은 강력한 농도대류의 유로가 시간에 따라 변화하는 과정에서 나타나게 된다. 이에 비하여 회전주형의 경우 농도대류는 상대적으로 조기에 발달하기 시작하지만 그 강도가 약하며 유동범위도 머시영역내부로 국한되기 때문에 수지상간 고농도액체는 반경방향보다는 주로 축방향으로 이동하게 된다. 그러므로 회전속도가 증가할수록 평균적인 의미에서 주형하부의 고농도층은 두꺼워지지만 후기에 응고되는 영역의 농도는 상대적으로 낮아지게 된다.

회전속도에 따른 농도대류의 변화 및 Fig. 9(e) (f)에서 하벽을 따른 고농도층이 우벽까지 도달하지 못하는 원인을 보이기 위하여 Fig. 10에 냉각시작후 420s가 경과한 시점에서  $\omega=0.25\pi$ ,  $2\pi$  및  $4\pi$  rad/s에 대한 유동형태를 비교하였다. 같은 시간에서 0 및  $\pi$  rad/s에 대한 결과인 Fig. 3(f) 및 7(f)와 함께 비교하면, 회전속도의 증가에 따라 농도대류는 현저히 약화되며(각각의  $\Psi_{\max}$  비교) 유동이 일어나는 위치가 변화됨을 분명히 확인할 수 있다. 특히 Fig. 10(b)(c)는 농도대류가 우벽에서 상당히 이격된 위치에서 발달함으로써 각각 Fig. 9(e)(f)와 같은 결과가 초래됨을 분명히 보여주고 있다.

정성적인 관점에서 주형회전이 조대편석에 미치는 영향은 용질의 수평이동은 억제되는 대신 수직이동은 촉진되는 것으로 요약된다. 정량적으로는 정지주형에 비하여 전반적으로 양편석영역은 확대되고 음편석영역은 축소되어 음양편석영역이 균형을 이루며, 국소적으로는 침상부분과 같은 강한 양편석 부분의 생성이 억제되었다. 재료공정의 관점에서 Fig. 9(a)의 침상부분과 같이 응고과정 동안 주물의 내부에 생성되는 조성의 심한 불균일은 재료결함의 원인이 되므로 결코 바람직하지 못하다. 응고과정에서 조대편석을 완전히 억제할 수는 없으나 Fig. 9(c)~(f)의 경우 하벽을 따른 고농도부분을 적절히 절삭함으로써 적어도 Fig. 9(a)보다는 개선된 재료를 얻을 수 있을 것이다. 즉 주형의 회전은 거시적인 응고제어의 한 방법으로서 유용하며 다양한 경우에 대하여 그 거동을 예측할 수 있다면 편리하게 응용될 수 있을 것이다.

## 4. 결 론

주형회전이 금속합금의 응고특성에 미치는 영향을 규명하기 위하여 다양한 각속도로 회전하는 수직환상주형 내에서 응고하는 Al-Cu 합금을 대상으로 열 및 농도대류에 의한 천이과정과 그 결과인 조대편석을 수치해석하였다. 특히 해석과정에서 용질과 용매 사이의 밀도차이가 큰 점을 고려하여 농도에 따른 합금의 밀도변화가 허용될 수 있는 모델을 적용하였다. 같은 조건하에서 계산된 정지 및 회전주형 내의 과도적인 응고거동을 비교고찰하고, 회전속도가 조대편석에 미치는 영향을 분석하여 얻은 결론은 다음과 같다.

대표적으로  $\omega=\pi$  rad/s로 회전하는 경우를 정지주형의 경우와 비교할 때 주형회전의 효과는 응고과정동안 열 및 농도대류의 발달을 억제하는 형태로 나타났다. 냉각시작과 함께 발달한 열대류는 주형회전에 따른 과도적인 spin-up의 영향으로 급속히 변형, 약화되며 응고시작전 액상의 현열을 제거하는데 크게 기여하지 못한다. 이때 열전달은 전도에 의해 주도되므로 응고초기에 냉각벽을 따라 형성되는 머시영역의 두께는 균일하며, 정지주형의 경우에 비하여 평균온도는 높았지만 국소적인 머시의 성장속도는 오히려 크다. 응고의 진행에 따라 농도대류는 상대적으로 조기에 발달하기 시작하였으나 강도가 약하고 머시영역 내부에 국한되어 재순환하기 때문에 수지상간 고농도액체를 순수액상영역으로 운반하고 분포시키는 역할을 충분히 하지 못하였다. 따라서 미응고영역의 농도증가 즉 액상선온도의 강하는 억제되었으며 그 결과 액상선의 진행형태는 정지주형의 경우와는 상당한 차이를 보였다. 이와같은 주형회전의 천이과정에 대한 영향은 각속도에 따라 정량적인 차이는 있으나 정성적으로는 유사함을 확인하였다.

조대편석은 응고과정 중의 천이현상 특히 열대류가 응고초기에만 영향을 미치는 Al-Cu 합금의 경우 전적으로 농도대류에 의해 초래되었다. 각속도가 0~ $4\pi$  rad/s 범위에서 6개 경우에 대한 조대편석의 형태를 비교한 결과, 회전속도의 증가에 따른 농도대류의 약화 및 유동범위의 변화로 인하여 용질의 수평이동은 억제되는 대신 수직이동은 촉진된 사실을 확인할 수 있었다. 즉 회전속도가 증가할수록 전반적으로 초기와 후기에 응고된 영역 사이의

상평균농도차이는 감소한다. 특히 정지주형의 경우 강력한 농도대류에 의해 이동한 용질이 누적되어 최종응고영역에 수직으로 나타나는 국소적인 양편석이 각속도가 일정이상인 경우에는 생성되지 않았다. 응고과정중에 유동이 수반되지 않으면 거시적인 조성의 불균일은 발생하지 않는다는 점을 고려할 때 주형회전에 의한 자연대류의 억제는 응고제어의 한 방법이 될 수 있다. 이와 관련하여 본 연구는 외력에 의한 응고제어의 예측방법 확립에 기여하리라 기대된다.

### 참고문헌

- (1) Flemings, M. C., 1974, *Solidification Processing*, McGraw-Hill, New York.
- (2) Spitzer, K. -H., Dubke, M. and Schwerdtfeger, K., 1986, "Rotational Electromagnetic Stirring in Continuous Casting of Round Strands," *Metall. Trans.*, Vol. 17B, pp. 119~131.
- (3) Gabathuler, J. P. and Weinberg, F., 1983, "Fluid Flow into a Dendritic Array Under Forced Convection," *Metall. Trans.*, Vol. 14B, pp. 733~741.
- (4) Stewart, M. J., MacAulay, L. C. and Weinberg, F., 1971, "Macroseggregation in Castings Rotated and Oscillated During Solidification," *Metall. Trans.*, Vol. 2, pp. 169~173.
- (5) Kou, S., Poirior, D. R. and Flemings, C., 1978, "Macroseggregation in Rotated Remelted Ingots," *Metall. Trans.*, Vol. 9B, pp. 711~719.
- (6) Wanqi, J., 1992, "Unidirectional Solidification of Al-Si Eutectic with the Accelerated Crucible Rotation Technique," *Metall. Trans.*, Vol. 23A, pp. 1363~1370.
- (7) Sample, A. and Hellawell, A., 1982, "The Effect of Mold Precession on Channel Formation and Macro-Segregation in Ammonium Chloride-Water Analog Castings," *Metall. Trans.*, Vol. 13 B, pp. 495~501.
- (8) Neilson, D. G. and Incropera, 1993, "Effect of Rotation on Fluid Motion and Channel Formation During Unidirectional Solidification of a Binary Alloy," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 489~505.
- (9) Prescott, P. J. and Incropera, F. P., 1991, "Numerical Simulation of a Solidifying Pb-Sn Alloy: The Effects of Cooling Rate on Thermosolutal Convection and Macroseggregation," *Metall. Trans.*, Vol. 22B, pp. 529~540.
- (10) 유호선, 1994, "수직환상주형 내 Al-Cu 합금의 응고과정 및 냉각속도의 조대편석에 대한 영향," 대한기계학회논문집, 제18권 제7호, pp. 1818~1832.
- (11) 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.
- (12) 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.
- (13) Viskanta, R., 1990, "Mathematical Modeling of Transport Processes During Solidification of Binary Systems," *JSME Int. J.*, Series II, Vol. 33, pp. 409~423.
- (14) Kim, C. -J. and Ro, S. T., 1995, "On the Selection of Prognostic Equations for the Rotating Motion in Simulating the Czochralski Flow," *Numer. Heat Transfer*, Part B, Vol. 28, pp. 385~399.
- (15) Wedermeyer, E. H., 1964, "The Unsteady Flow Within a Spinning Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 20 (part 3), pp. 383~399.
- (16) 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.
- (17) 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.
- (18) Schneider, M. C. and Beckermann, C., 1995, "A Numerical Study of the Combined Effects of Microseggregation, Mushy Zone Permeability and Flow, Caused by Volume Contraction and Thermosolutal Convection, on Macroseggregation and

- Eutectic Formation in Binary Alloy Solidification," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, pp. 3455~3473.
- (19) Sundarraj, S. and Voller, V. R., 1993, "The Binary Alloy Problem in an Expanding Domain: the Microsegregation Problem," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 713~723.
- (20) Ganesan, S. and Poirier, D. R., 1987, "Densities of Aluminum-Rich Aluminum-Copper Alloys During Solidification," *Metall. Trans.*, Vol. 18A, pp. 721~723.
- (21) Ganesan, S., Speiser, R. and Poirier, D. R., 1987, "Viscosities of Aluminum-Rich Al-Cu Alloys," *Metall. Trans.*, Vol. 18B, pp. 421~424.
- (22) Poirier, D. R., 1987, "Permeability for Flow of Interdendritic Liquid in Columnar-Dendritic Alloys," *Metall. Trans.*, Vol. 18B, pp. 245~255.
- (23) Asai, S. and Muchi, I., 1978, "Theoretical Analysis and Model Experiments on the Formulation Mechanism of Channel-type Segregation," *Trans. ISIJ*, Vol. 18, pp. 90~98.
- (24) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corp., New York.
- (25) Amberg, G., 1991, "Computation of Macro-segregation in an Iron-Carbon Cast," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 217~227.
- (26) Greenspan, H. P., 1968, *The Theory of Rotating Fluids*, Cambridge University Press, London.
- (27) Oztekin, A. and Pearlstein, A. J., 1992, "Coriolis Effects on the Stability of Plane-Front Solidification of Dilute Pb-Sn Binary Alloys," *Metall. Trans.*, Vol. 23B, pp. 73~80.
- (28) 유호선, 1993, "머시영역의 비등방성을 고려한 2성분혼합물의 응고과정," 대한기계학회논문집, 제17권 제1호, pp. 162~171.