

초크랄스키 공정에서의 천이예측

최정일, 성형진

한국과학기술원 기계공학과, 대전, 305-701

Prediction of transition in Czochralski process

Jung-Il Choi and Hyung Jin Sung

*Department of Mechanical Engineering, Korea Advanced Institute of Science and Technology,
Taejon 305-701, Korea*

요 약 초크랄스키 대류에서의 동적 천이과정에 대한 실험 및 수치해석 연구가 수행되었다. 결정의 회전에 의한 강제대류와 결정/용융 경계면과 도가니 외벽간의 온도차에 의한 자연대류의 상호작용에 의해서 결정되어지는 유동구조와 천이현상을 해석하기 위해 도가니 내의 온도진동 특성을 시간주기(t_p)와 진동크기($\Delta\theta$)에 의해 검토하였다. 혼합대류인자에 따른 천이현상의 체계적인 연구가 수행되었으며($0.134 \leq Ra/PrRe^2 \leq 3.804$), 천이현상에 대한 Pr 수의 영향을 조사하였다. 천이 메카니즘을 이해하기 위해, 자오면상의 온도장과 중심축에서의 축방향 속도에 대한 해석이 추가되었다.

Abstract A laboratory experiment was made of critical transition flow modes in Czochralski convection. Numerical computation was also made to delineate the dynamic transition. The period of temperature oscillation (t_p) and the interval of temperature oscillation ($\Delta\theta$) were scrutinized to capture the critical transition regime. The mixed convection parameter was varied in the range of $0.134 \leq Ra/PrRe^2 \leq 3.804$. The data from calculation were in good agreement with ones from experiment. The influence of the Prandtl number on the transition was examined for $Pr = 910, 4445$ and 8889 . To understand the transition mechanism, the detailed temperature oscillation modes, the isolines of meridional temperature and the axial velocity profiles were investigated.

1. 서 론

초크랄스키(Czochralski)방법에 의해 용융 상태에서부터 단결정을 생산하는 공정은 매우 다양한 전자소자의 기본 재료(wafer)들의 생산에 대한 적합성 때문에 산업계에서 광범위하게 많이 사용되어지고 있다. 특히, 이 방법은 주로 반도체 소자에 쓰이는 물질들에 대한 단결정 성장법으로 널리 알려져 있다. 초크랄스키 공정에서는 결정봉과 도가니의 회전, 도가니의 외벽에서는 용융상태를 유지하기 위한 가열, 결정과 용융의 경계면에서 응고현상에 따른 결정/용융 경계면의 형상 변화 등 복잡한 구성요소를 지니고 있다[1].

초크랄스키 공정에서 대류는 주로 결정의 경계면과 도가니의 외벽의 온도차에 의한 자연대류와 결정 및 도가니의 회전에 의한 강제대류로서 유도 되어진다. 이것들의 상호작용은 용융유동을 복잡한 문제로 만드는데, 주로 띠무늬 결함(striation)으로 알려진 단결정의 결함은 주로 용융유동의 온도진동에 의해 발생된다[2]. 이러한 결함은 결정의 품질에 치명적인 영향을 끼치게 되고, 결정의 결함에 따라 저항의 변화를 초래하게 된다[3]. 그러므로 본 연구에서는 용융유동의 내재적인 온도진동 특성에 대한 체계적인 연구를 통하여 유동 내의 자연대류와 강제대류에 따른 열·유동 구조와 천이현상에 대해 조사하고자 한다.

초크랄스키 유동의 동적 대류특성에 관한 많은 연구가 진행되어 왔다. Whiffin등[4]은 용융 bismuth silicon oxide의 표면에서의 회전유동 특성에 대한 연구를 수행하여 회전속도에 따른 유동구조의 천이과정을 보고하였다. Jones[5]는 초크랄스키 방법에서의 온도진동에 대해 자세하게 조사하였다. Munkata와 Tanasawa[6]는 초크랄스키 모형에

서 진동 개시 유동에 대해 실험 및 수치적 방법을 통하여 연구하였다. 특히 진동유동의 개시에 대한 프란틀 수(*Prandtl number*; $Pr = \nu/\alpha$)와 레이레이 수(*Rayleigh number*; $Ra = \beta g \Delta TH^3/\nu\alpha$)의 영향에 대해 조사하였다. 최근에 Sung등[7]은 초크랄스키 모형에서의 진동천이 유동에 대해 체계적인 연구를 수행하였다. 혼합대류인자가 $0.225 \leq Ra/PrRe^2 \leq 0.929$ 인 영역에서 온도진동들이 계산되어졌으며, 진동유동이 초크랄스키 대류유동에서의 필수적인 유동 특성임을 밝혔고, 이것이 띠무늬 결함의 근본적인 원인임을 지적하였다. 진동주기에 대한 계산결과는 Ozoe등[8]의 실험결과들과 잘 일치하였다.

이전의 대부분의 연구들은 초크랄스키 대류에서의 온도진동의 전체적인 특성들을 다루었으며, 용융유동에 있어서 진동특성에 대한 천이현상에 대해서는 면밀한 검토가 이루어지지 않았다. 결정봉의 회전각속도를 증가 시킴에 따라 용융유동이 부력에 의해 결정봉 아래의 회전중심 방향의 유동에 의해 지배될 때, 천이현상이 나타난다. 일반적으로 그 임계는 Kobayashi의 임계라고 알려져 있다[9]. 이 천이현상에 대해 몇몇 연구자들이 보고하고 있지만[5,7-10], 천이영역에 대한 좀 더 면밀한 검토가 필요하다.

본 연구에서는 천이현상의 존재에 초점을 맞추어, 자연대류와 강제대류가 상응되는 천이영역 부근에서의 시간주기(t_p), 온도진동 크기($\Delta\theta$)를 조사하였다. 또한 *Pr*수($Pr = 910, 4445, 8889$)의 천이에 대한 영향을 혼합대류인자($Ra/PrRe^2$)에 따라 조사하였다.

2. 실험장치 및 방법

초크랄스키 방법을 모사하기 위한 실험장

치의 개략적 모형도는 Fig. 1과 같다. 고정밀 회전장치가 제작되었으며, 그 주요 요소들은 회전기어들과 제어기들이다. 회전각속도는 0.7%의 정확도를 가지고 있다. 회전축의 편심운동과 수직방향의 진동을 제어하기 위해 회전구름 베어링(angularroll bearing) 장치가 사용되었다. 정밀 베어링 장치(JIS P4-Class)에 의한 고속회전을 억제하기 위해 강제-순환 유회방법이 사용되었다. 속도제어와 큰 토크 장치에 적합한 AC 서보 모터(Nikki Denso Co., 7.5 kW, NA 20-370F)가 파워드라이브로서 사용되었다. 회전식 인코더(rotary encoder)가 회전각속도의 정밀한 디지털 제어를 위해 장착되었다.

Fig. 1에 나타난 것처럼 도가니와 결정에 대한 환형 용기들이 위 아래의 회전장치에 각각 부착되어 있다. 도가니는 유동 및 온도를 관찰하기 위해 환형 Pyrex glass(직경 143 mm와 두께 3.5 mm)로, 결정모형은 직

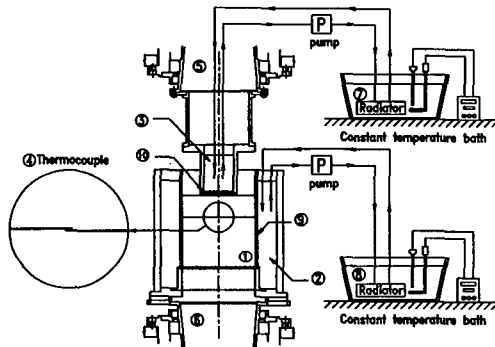


Fig. 1. Schematic diagram of apparatus for Czochralski growth : (1) silicon oil (2) heated water (3) cooled water (4) thermocouple (5) rotating frame of model crystal (6) rotating frame of crucible (7) constant temperature bath(cold) (8) constant temperature bath(hot) (9) crucible (10) aluminum disk plate.

경 71.5 mm의 알루미늄으로 만들어졌다. 모형 도가니와 결정의 온도는 그 모형과 외부의 항온조 사이에 일정 온도의 물(정확도 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$)을 순환시켜 열적 평형상태를 유지함으로써 온도를 제어하였다. 실험에 대해 3가지 silicone oil들이 작동유체로 쓰여졌으며, 25°C 에서의 그 물성치들은 Table 1에 나열되어 있다. 결정모형의 온도는 $20 \pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 의 물을 순환시킴으로서 얻어졌으며, 도가니의 경우에 대한 물의 온도는 $30 \pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 이다. 도가니 내의 온도는 0.1 mm 직경의 L형 열전대에 의해서 모형 결정으로부터 42.9 mm 아래의 위치에서 측정하였다.

3. 수치해석 방법

초크랄스키 대류문제의 기하학적 모형을 Fig. 2에 나타내었다. 도가니(crucible) 내의 열유동은 축대칭을 유지하면서 회전하고 있으며, 결정봉이 성장되는 속도는 매우 작으므로 무시하였다. 그리고 결정봉과 용융 경계면이 평면으로 유지되면서 결정이 성장하며 결정과 도가니 외벽사이의 자유표면은 열적으로 단열되어 있다고 가정하였다.

초크랄스키 모델의 비정상유동에 대한 무차원화된 지배방정식을 유선와도 방법(stream-vorticity method)[11]을 사용하여 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial(u\omega)}{\partial r} + \frac{\partial(w\omega)}{\partial z} = \frac{1}{Re} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right] + \frac{Ra}{PrRe} r \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{2\Gamma}{r^2} \frac{\Gamma}{\partial z} + \frac{u\omega}{r}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{\partial(u\Gamma)}{\partial r} + \frac{\partial(w\Gamma)}{\partial z} = \frac{1}{Re} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right) + \right]$$

$$\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial z^2} - \frac{u\Gamma}{r}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(ru\theta)}{\partial r} + \frac{\partial(\omega\theta)}{\partial z} = \frac{1}{PrRe} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = \frac{\omega}{r}, \quad (4)$$

여기에서, 자오면상의 유선함수(stream function; ψ) 그리고 와도(vorticity; ω)와 속도와의 관계를 기술하면,

$$\frac{\omega}{r} = \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z}, \quad u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (5)$$

이고, 속도 성분(u, v, w)은 원통형 좌표계(r, θ, z)에서 방사상(radial), 축대칭(azimuthal), 축방향(axial) 속도를 나타낸다. Γ 는 선회속도(swirl velocity), 즉 $\Gamma = rv$ 를 나타낸다. 무

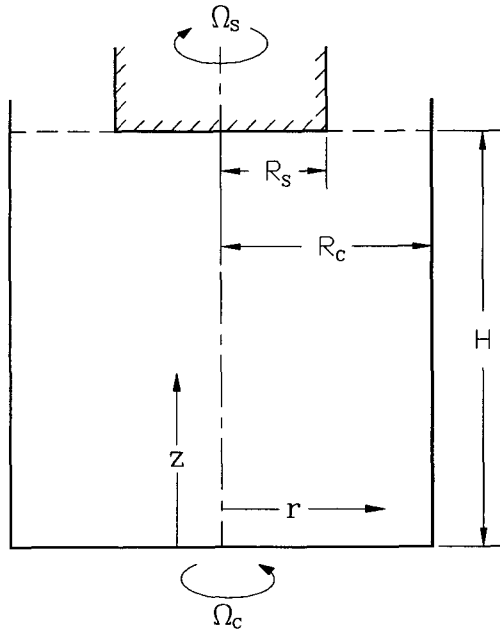


Fig. 2. Model of Czochralski growth.

차원변수는 $(r, z) = (r^*, z^*)/H, t = t^*/(\Omega s), (u, v, w) = (u^*, v^*, w^*)/\Omega sH, \theta = (T - T_c)/(T_H - T_c)$ 로서 나타내었다. 여기서 *는 차원화된 양이며, 무차원 온도(θ)에 대해서는 도가니 외벽의 온도(T_H)와 결정성장 경계면에서의 용융온도(T_c)로 무차원하였다. 위의 무차원화 변수에서 시간척도는 결정봉의 회전속도의 역수($1/\Omega s$)로서 선택되어졌으며, 길이 척도는 용융액의 높이(H)로서 정의하였다.

경계조건에 대한 기본적인 가정은 Choi와 Sung[12]의 연구를 기초로 하였으며, 단순화된 경계조건만 나타내면 다음과 같다.

$$z=0, \quad 0 < r < R_c/H:$$

$$\psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \Gamma=0., \quad \theta=1, \quad (6)$$

$$z=1, \quad 0 < r < R_s/H:$$

$$\psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \Gamma=r^2, \quad \theta=0, \quad (7)$$

$$z=1, \quad R_s/H < r < R_c/H:$$

$$\psi=0, \quad w=0, \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

$$r=0, \quad 0 < z < 1:$$

$$\psi=0, \quad w=0, \quad \Gamma=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0, \quad (9)$$

$$r=R_c/H, \quad 0 < z < 1:$$

$$\psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \Gamma=0., \quad \theta=1. \quad (10)$$

본 연구에서는 유한차분법에 기초를 둔 수치해석 방법을 사용하였으며 모든 계산은 41×81 의 밀집 격자계에서 행해졌다. 대류항에 대한 처리는 Hybrid방법을 사용하였다. 시간에 대해서는 Crank-Nicolson 방법을 사용하였으며, 수치해는 SIP(Strongly Implicit Procedure)를 근간으로 하였다[13]. 비정상문제에 대한 초기 조건으로는 도가니와 결정의

회전이 없는 자연대류 조건의 수렴해를 사용하였다. 수렴판정으로는 $\sum \sum |\phi^{new} - \phi^{old}| / |\phi|_{max} \leq 10^{-3}$ 를 사용하였다. 여기서 ϕ^{new} 와 ϕ^{old} 는 계산되어지는 변수이며 그리고 $|\phi|_{max}$ 는 그 변수의 최대치를 나타낸다.

4. 결과 및 토론

수치예측을 시작하기 이전에 본 수치모사의 신뢰성과 정확성을 검토하는 것이 필요하다. 이에 대하여는 Sung등[7]의 결과에서 이미 검증되었듯이, 본 모사방법에 의한 수치 결과와 같은 조건에서의 Ozoe등[8]의 실험에 의한 결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 결정성장 과정시, 회전력과 부력에 의한 강제대류와 결정성장 경계면과 도가니 외벽에 따른 자연대류의 상대적 크기를 나타내는 무차원 혼합대류인자인 $Ra/PrRe^2$ 의 값에 따라 도가니 내의 온도진동 특성이 다르게 나타났다. 이러한 무차원 혼합대류의 크기에 따라 온도진동 특성을 관찰하여 유동구조의 천이현상에 대해 실험과 수치해석을 병행하여 연구하고자 한다. 각 실험조건에 쓰여진 물성치에 대해서는 Table 1에 나타내었다.

Fig. 3 (a)는 $Ra=4.83 \times 10^6$, $Pr=4445$ 인 경우에 대해 도가니 내부, $(r,z)=(0.0, 0.7)$ 에서의 온도진동에 따른 무차원 시간주기 (t_p)에 대한 실험 및 수치해석 결과들이다. 부력유동이 지배적인 경우 ($Ra/PrRe^2 > 0.51$)에 $Ra/PrRe^2$ 이 증가함에 따라 t_p 는 증가한다. $Ra/PrRe^2$ 이 온도진동이 시작되는 경우보다 큰 경우에는 온도진동이 점차적으로 감소되어 궁극적으로는 사라지게 된다 [7]. 비록 온도 진동개시에 대한 값이 실험과 수치해석의 결과가 정확히 서로 일치하지

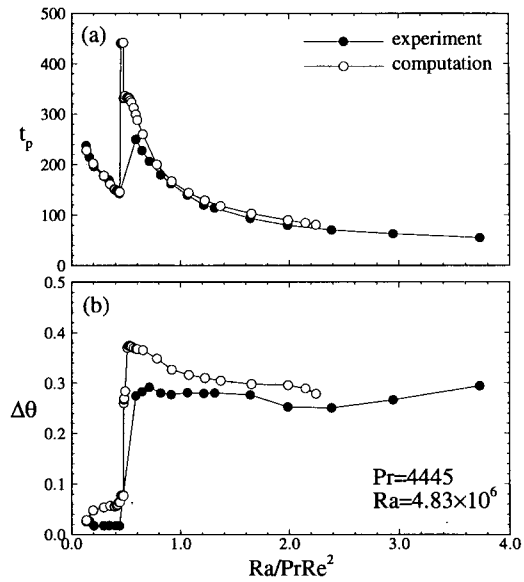


Fig. 3. The characteristics of temperature oscillation for $Pr=4445$. (a) Time period (t_p), (b) Interval ($\Delta\theta$).

않지만, 전체적인 유동영역에 대해 무차원 시간주기는 실험과 수치해석이 잘 일치함을 볼 수 있다. 결정봉의 회전에 의한 강제대류의 영향이 부력보다 도가니 내의 유동을 지배하는 경우 ($Ra/PrRe^2 < 0.47$)인 경우에 $Ra/PrRe^2$ 이 증가함에 따라 t_p 는 여전히 증가하고 있음을 알 수 있다. 실험과 계산에 있어서 강제대류와 자연대류의 영향이 서로 상응되는 영역 ($0.47 \leq Ra/PrRe^2 \leq 0.51$) 부근에서는 t_p 의 불연속성을 명백히 볼 수 있다. 이러한 불연속성이 나타나는 현상은 유동구조의 천이를 의미하며, 결정봉 아래의 유동특성이 중심축으로 밀려오는 유동으로부터 밀려나가는 유동으로의 변화에 기인한다.

자연대류와 강제대류의 천이현상은 무차원 시간주기 특성뿐만 아니라 온도장의 온도진동 크기 ($\Delta\theta$)에서도 현저하게 나타난다 (Fig. 3(b)). 비록 수치결과가 실험적 관찰에 비해 약간 크게 예측하고 있지만, 앞서 언급한 천

Table 1
Properties of the fluid

Propeties	$Pr=910$	4445	8889
Kinematic viscosity ($\nu, m^2/s$)	1.0×10^{-4}	5.0×10^{-4}	1.0×10^{-3}
Volumetric coefficient (β, K^{-1})	9.5×10^{-4}	9.5×10^{-4}	9.4×10^{-4}
Thermal diffusivity ($\alpha, m^2/s$)	1.1×10^{-7}	1.1×10^{-7}	1.1×10^{-7}

이현상이 $0.47 \leq Ra/PrRe^2 \leq 0.51$ 부근에서 명백히 나타난다. 결정봉의 빠른 회전에 의해, 강제대류 영역에서는 $\Delta\theta$ 의 크기가 작으며, 자연대류가 지배적인 영역에서는 $\Delta\theta$ 의 크기가 매우 크다. 이는 용융액 내부에서의 온도가 결정봉의 회전에 의해 점진적으로 상승하고, 부력유동에 의해 결정봉과 도가니 사이의 자유표면에서 생성되어진 차가운 열덩어리가 회전중심 축으로부터 도가니 바닥면까지 떨어지는 현상과 연관되어 있다[7].

Fig. 4는 3가지 Pr 수 ($Pr=910, 4445, 8889$)에 대한 t_p 와 $\Delta\theta$ 의 실험결과를 나타내고

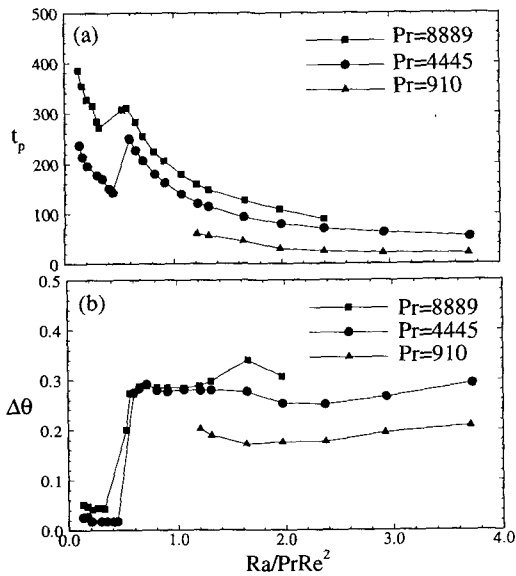


Fig. 4. The characteristics of temperature oscillation for $Pr=910, 4445$ and 8889 (a) Time period(t_p), (b) Interval($\Delta\theta$)

있다. Pr 수가 커짐에 따라 t_p 의 크기는 증가하는데, 이는 점성계수가 커짐에 따라 열·유동장의 형태가 더욱 확산적인 경향성을 나타내게 되므로, 진동 특성에 따른 시간척도가 결정봉의 회전각속도에 의한 시간척도보다 큰 시간척도를 나타내는 확산 시간척도에 의해 더욱 지배되기 때문이다. 비록 $Pr=910$ 인 경우에 천이영역이 명백히 나타나지 않았지만, 천이영역에 해당하는 $Ra/PrRe^2$ 은 Pr 수의 변화에 따라서 거의 차이가 없는 것으로 관측되었다. 진동개시에 해당하는 혼합대류 인자를 살펴보면, Pr 수가 클수록 작은 혼합대류 인자에서 온도진동이 사라지는 것을 알 수 있는데, 이는 Munakata와 Tanasawa [6]에서의 결과와 유사함을 알 수 있다. Pr 수가 4445, 8889에서의 $Ra/PrRe^2$ 에 따른 $\Delta\theta$ 는 유사하며, $Pr=910$ 의 경우에서 약간 작게 나타났다. 이는 낮아진 점성계수의 영향으로 인해 유동구조가 더욱 대류항에 의해 지배되고 낮은 회전각속도에서도 열유동이 밀집하여, 중앙으로 내려가는 차가운 열덩어리가 도가니의 바닥으로 충분히 떨어지기 전에 재가열되어지는 효과에 의해 설명되어질 수 있다.

천이영역에서의 유동구조에 대해 자세히 조사하기 위해, $Ra/PrRe^2=0.195, 0.469, 0.488, 0.508, 1.223$ 인 경우에 대한 온도진동이 Fig. 5에 예시되었다. $Pr=4445$ 의 경우가 선택되었다. 이 경우의 천이영역은 $0.47 \sim Ra/PrRe^2 \sim 0.51$ 에서 존재한다고 전술한 바 있

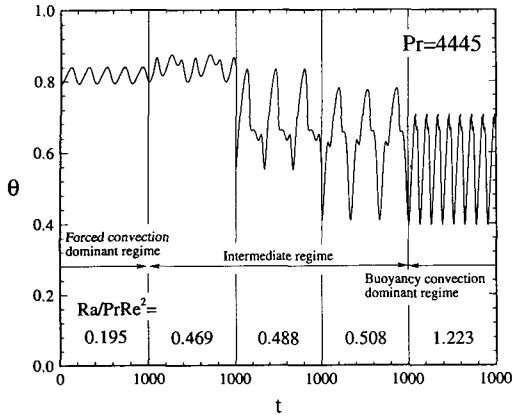


Fig. 5. Features of temperature oscillation for several $Ra/PrRe^2$.

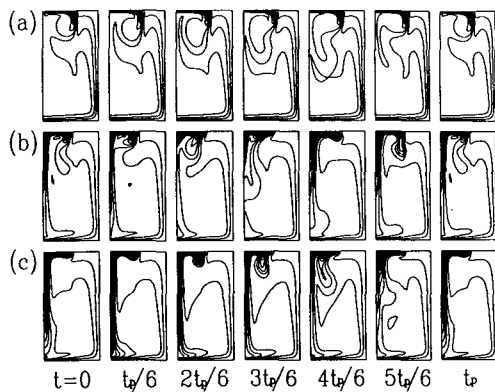


Fig. 6. Contour plots of isotherms (θ) in the meridional plane for $Pr=4445$ (a) $Ra/PrRe^2=0.195$, (b) $Ra/PrRe^2=0.488$, (c) $Ra/PrRe^2=1.223$.

다. 초크랄스키 모형에 대한 이전의 연구를 살펴보면 Sung등[7], Ozoe등[8]에서 제시한 것처럼 온도진동 특성은 혼합대류 인자에 따라 상이한 형상을 지니고 있다. 자연대류가 지배적인 영역($Ra/PrRe^2=1.223$)에서는 온도진동의 크기($\Delta\theta$)가 크지만, 강제대류가 지배적인 영역($Ra/PrRe^2=0.195$)에서는 $\Delta\theta$ 가 작다. 그러나 $Ra/PrRe^2=0.195$ 경우의 시간평균 온도(θ_{avg})는 $Ra/PrRe^2=1.223$ 의 온

도보다 크게 예측되었다. 자연대류와 강제대류가 상응되는 영역($Ra/PrRe^2=0.469, 0.488, 0.508$)에서 온도진동 특성은 명백하게 천이현상을 나타내고 있다. $Ra/PrRe^2=0.469$ 에서의 온도진동은 결정봉의 빠른 회전각속도에 의해 약간 불규칙한 형상을 나타내고 있다. $Ra/PrRe^2$ 을 조금 증가하면, 즉 $Ra/PrRe^2=0.488$ 인 경우에 있어서, 진동유동은 재순환 영역의 생성과 더불어 회전중심축 방향에서 도가니 외벽 방향으로 갑작스런 방향 전환이 일어난다. 그러나 자연대류가 지배적인 영역인 경우($Ra/PrRe^2=1.223$)에 가까워질수록 온도진동이 더욱 정형화된 형태를 갖게 된다.

자오면상의 온도장이 각 유동특성 영역에 따라 Fig. 6에 제시되었다;(a) $Ra/PrRe^2=0.195$ (b) $Ra/PrRe^2=0.488$ 그리고 (c) $Ra/PrRe^2=1.223$. $Ra/PrRe^2=0.195$ 의 경우에 $t_p=202$ 이고, 시간이 지남에 따라 결정봉과 도가니 외벽 사이의 자유표면 근처에서 생성되어진 차가운 열덩어리가 도가니 바닥면 아래로 떨어지지만, 회전중심축 아래로의 움직임은 발견되지 않으며 결정/용융 경계면 아래에서 열유동이 빠른 회전에 따른 에크만(Ekman)경계층이 얇아지므로서 과다하게 밀집되어 나타남을 볼 수 있다. 이 영역의 유동형태는 결정봉의 회전에 기인한 강제대류의 영향이 지배적임을 알 수 있다. 고유진동 주기가 $t_p=130$ 인 $Ra/PrRe^2=1.223$ 에서의 온도장은 결정봉의 가장자리에서 차가운 열덩어리가 생성되어 회전중심축의 바닥면으로 하강하는 형태를 가진다. 이러한 거대한 열덩어리의 움직임은 용탕 내의 부력에 의한 유동에 의해 지배되며, 중심축 부근에서의 온도진동의 크기를 증가시키고 있다. 자연대류와 강제대류의 천이영역인 $Ra/PrRe^2=0.488$ 에서의 온도장은 앞서 언급한 두 영역

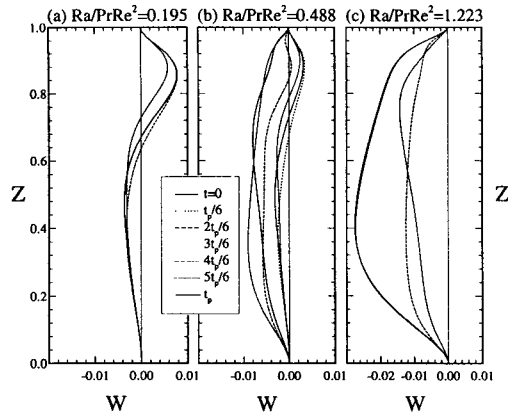


Fig. 7. Axial velocity profiles at $r=0$ for $Pr = 4445$ (a) $Ra/PrRe^2=0.195$, (b) $Ra/PrRe^2=0.488$ and (c) $Ra/PrRe^2=1.223$.

의 특성이 동시에 존재함을 알 수 있다. 즉, 차가운 열덩어리의 결정봉의 가장자리로부터 중심축으로의 떨어짐과 결정봉의 회전에 의한 중심축으로부터 도가니 외벽으로의 움직임이 상충되고 있다. 이 경우의 무차원 주기는 $t_b=336$ 이다.

도가니 내의 천이 현상을 논하기 위해 $r=0$ 에서의 축방향 속도(w)를 Fig. 7에 예시하였다. 3가지 유동조건이 앞서 논의된 유동영역에 대해 선택되어졌다. 즉 $Ra/PrRe^2=0.195$, 0.488 그리고 1.223 . 강제대류 영역($Ra/PrRe^2=0.195$)을 나타내는 Fig. 7(a)를 살펴보면, 시간이 지남에 따라 결정봉의 아래부근($z>0.6$)에서 시계방향으로의 재순환 영역이 존재함을 알 수 있다. 이 경우 축방향속도는 대체적으로 $-0.01 \leq w \leq 0.01$ 정도이다. 그러나, 자연대류 영역($Ra/PrRe^2=1.223$)에서는 축방향 속도가 $-0.03 \leq w \leq 0.0$ 인데, 한 주기동안 단 하나의 반시계방향 재순환 셀이 존재함을 알 수 있다. 자연대류와 강제대류가 상충하는 영역($Ra/PrRe^2=0.488$)에서의 유동은 시간이 지남에 따라 결

정봉 아래에서 시계방향의 재순환 유동이 생성되고 사라지는 앞에서 본 두가지 영역의 특성을 모두 가지고 있다. 결정봉 아래에서의 시계방향 재순환 유동의 존재는 결정/용융 경계면의 변화(interface inversion)와 밀접한 관련이 있다고 알려져 있다[9]. 따라서 자연대류가 지배적인 $Ra/PrRe^2=1.223$ 에서는 성장경계면의 형상이 아래로 볼록해지고(convex), 강제대류가 지배적인 $Ra/PrRe^2=0.195$ 에서는 위로 볼록해지는 양상을 지닌다(concave). 이러한 경계면의 변화들은 천이 영역($Ra/PrRe^2=0.488$)에서 존재함을 알 수 있다.

5. 결 론

초크랄스키 대류에서의 천이유동에 대한 두드러진 특징들에 대한 실험 및 수치해석 결과들이 제시되었다. 온도진동의 진동주기(t_b)와 진동크기($\Delta\theta$)가 $Ra/PrRe^2$ 의 함수 형태로서 천이영역을 얻기 위해 검토되었다. 본 연구에서 쓰여진 수치모형에 의한 결과와 실험은 잘 일치하고 있다. 강제대류와 자연대류의 영향이 서로 상충하는 영역에서 천이현상이 일어난다. 천이현상은 Pr 수에 대해 그다지 영향을 받지 않음을 알 수 있었으며, 비교적 낮은 Pr 수($Pr=910$)에서는 천이현상이 뚜렷하게 나타나지는 않았다. 유동구조에 따른 온도진동의 특성과 자오면상의 온도장의 분포를 살펴보면, 천이영역에서는 자연대류와 강제대류의 두 가지 특징들이 서로 공존함을 알 수 있다. 즉, 결정봉의 가장자리로부터의 차가운 열덩어리의 회전중심축 방향 이동과 결정봉의 회전에 의해 도가니 외벽으로 밀어내는 움직임이 존재한다. 회전중심축 아래의 축방향 속도는 천이메카니즘을

이해하기 위해 사용되어졌는데, 그 결과 결정봉 아래의 재순환 영역의 존재가 천이현상에 중요한 역할을 한다는 것을 알 수 있다.

감사의 글

본 연구는 96년도 교육부 반도체분야 학술연구조성비(ISRC 96-E-1066)에 의하여 연구되었기에 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

- [1] W.E. Langlois, A. Rev. Fluid Mech. 17 (1985) 191.
- [2] E. Kuroda, H. Kozuka and Y. Takano, J. Crystal Growth 68 (1978) 613.
- [3] H.P. Utech and M.C. Flemings, J. Appl. Phys. 37 (1966) 2021.
- [4] P.A.C. Whiffin, T.M. Burton and J.C. Brice, J. Crystal Growth 32 (1976) 205.
- [5] A.D.W. Jones, J. Crystal Growth 94 (1989) 421.
- [6] T. Munakata and I. Tanasawa, J. Crystal Growth 106 (1990) 566.
- [7] H.J. Sung, Y.J. Jung and H. Ozoe, Int. J. Heat Mass Transfer 38 (1995) 1627.
- [8] H. Ozoe, K. Toh and T. Inoue, J. Crystal Growth 110 (1991) 472.
- [9] N. Kobayashi, J. Crystal Growth 52 (1981) 425.
- [10] N. Kobayashi, J. Crystal Growth 147 (1995) 382.
- [11] W.E. Langlois, Comp. Meths. Appl. Mech. Eng. 25 (1991) 315.
- [12] J.-1. Choi and H.J. Sung, KSME J. 20 (1996) 2397.
- [13] H.L. Stone, SIAM. J. Numerical Analysis 5 (1968) 530.