

## Czochralski 단결성 성장특성제어를 위한 자장형태에 관한 연구 (Part 2)

김창녕

경희대학교 공과대학 기계공학과, 용인, 449-701

### Effect of applied magnetic fields on Czochralski single crystal growth (Part II)

Chang Nyung Kim

*Department of Mechanical Engineering, College of Engineering, Kyung-Hee University,  
Yong-In, 449-701, Korea*

요 약 균일한 자장이 Czochralski 도가니에 가하여졌을 때의 유동장, 온도장 및 boron의 농도장이 수치적으로 연구되었다. 이러한 Czochralski 유동장을 지배하는 인자로는 온도차이에 의한 부력, 자유표면에서의 반경방향으로의 온도 구배로 인한 thermocapillarity, 도가니와 결정의 회전으로 인한 원심력, 외부에서 걸어준 자장에 의한 자성력, boron의 확산계수 및 segregation coefficient 등이 있다. 여기에서 boron의 농도가 매우 낮으므로 농도차이에 의한 부력의 효과가 무시되므로 boron의 농도장은 유동장 및 온도장에 영향을 미치지 못한다. 회전방향으로의 대칭성으로부터 먼저 정상 상태에 대한 자오평면(meridional plane)에서의 속도성분과 회전방향의 속도성분이 구하여졌으며 온도장도 해석되었다. 이러한 정상상태에서의 유동장 및 온도장으로부터 boron의 농도에 관한 비정상 상태에서의 농도장이 얻어졌다. Czochralski 유동장에서 자장의 세기가 클 때 유동이 더욱 억제된다. 도가니벽과 성장결정의 아래에서 회전방향의 속도성분이 크며 결정의 자장자리에서 나타나는 반경 방향으로의 온도구배가 Marangoni convection을 야기하고 있다. 또 비정상 상태의 boron의 농도장의 전달현상은 주로 대류작용에 의존하고 있다.

**Abstract** The characteristics of flows, temperatures, concentrations of the boron are numerically studied when uniform axial magnetic fields are applied in the Czochralski crucible. The governing factors to the flow regimes are buoyancy, thermocapillarity, centrifugal forces, magnetic forces, diffusion coefficient and segregation coefficient of the boron. Since the concentration of the boron is low that buoyancy effects are negligible, it cannot affect the flow and temperature fields. From the fact that the flow fields are rotationally symmetric, two velocity components in the meridional plane

and the circumferential velocity are calculated together with the temperature in the steady state. Based on the known velocity and temperature distributions the unsteady concentration distributions of the boron are calculated. As the strength of the magnetic is increased, the flow velocities are decreased. Circumferential velocities are large near the crucible side-wall and in the region below the rotating crystal. Steep temperature gradient near the edge of the rotating crystal causes the Marangoni convection. It has been found out that the convection characteristics affects the unsteady transport phenomena of the boron.

## 1. 서 론

단결정을 만들기 위한 기술들이 최근 수십년 동안 크게 발전되어 오고 있으며 전자, 기계공업분야의 첨단산업에서 고순도 단결정 제조의 필요성이 증대되고 있다. 최근에는 생산되는 단결정 물질의 많은 부분은 Czochralski 방법에 의하여 제조되고 있는데 이 방법에서는 단결정으로 만들어질 물질이 도가니에 채워지고 이 물질은 용융점보다 약간 더 높은 온도를 유지하도록 가열되어진다. Pull rod에 달려 있는 seed crystal이 melt의 표면에 닿게 되면 결정이 성장하기 시작한다. 이러한 결정성장 과정은 수시간동안 지속되며 분당 1mm 정도의 비율로 pull rod를 끌어올리게 된다. 이러한 방법으로 길이가 1m 정도이며 직경이 10cm 정도가 되는 silicon의 결정이 만들어지기도 한다. 단결정을 형성하게 되는 용융물질(dopant)과 불순물(impurity)이 녹아있는 도가니에는 대류 열전달이 강하게 나타난다. 이러한 대류는 열전달과 용융물질(dopant) 및 불순물의 거동을 지배하게 된다. 이 대류의 효과가 단결정의 질을 결정해주는 중요한 인자중의 하나이다.

부력 이외에 원심력도 Czochralski 유동장에서 나타나는 이러한 melt의 운동을 매우 복잡하게 하고 있다. Pull rod가 잡아당겨지므로 성장하는 결정은 외부로 끌어 올려짐과 동시에 회전하게 되어 melt의 깊은 곳의 유동과 성장 표면(growth interface)을 분리시켜주는 점성전

단층이 형성된다. 이러한 결정의 회전으로 성장표면의 근처에 있는 melt에 원심력이 가하여지게 된다. 또한 성장하는 결정의 회전방향과는 반대방향으로 도가니를 회전시키는 경우가 있는데 이는 도가니가 불균일하게 가열되는 경우에 열적인 비대칭 현상이 생길 가능성을 줄여주기 위함이다. 이는 또 melt에 원심작용을 일으키게 하며, 이 결과 회전유체가 갖는 특성을 가지게 된다.

자유표면에서의 melt의 반경방향으로의 온도구배도 결정성장에 매우 중요한 역할을 담당하고 있다. 굳어진 결정은 온도가 상대적으로 낮고 도가니 벽은 온도가 높기 때문에 이 온도구배가 발생한다. 이 반경 방향의 온도구배 때문에 표면장력의 구배가 생기게 된다. 이러한 힘의 불균형때문에 melt는 표면장력이 작은 곳에서 큰 곳으로 이동하게 되어 Marangoni convection(thermocapillary convection)을 야기하게 된다. 중력의 효과가 작을 때에는 부력에 의한 대류현상(buoyant convection)이 무시되어 표면장력의 효과가 아주 중요하지만, 지구 표면에서의 중력 가속도의 영향 아래에서도 반경 방향의 온도구배(즉 표면장력의 구배)에 따른 thermocapillary convection은 결정성장에 있어 영향을 미치게 된다.

결정성장에 있어서 도가니 속의 melt가 전기를 통하는 물질인 경우가 많이 있다. 결정화된 silicon은 반도체이지만 이에 해당되는 melt는 수은과 같은 도체이다. 이 때문에 자장의 효과

에 의해 발생하는 자성력(Electromotive force :  $J \times B$ )을 이용하여 도가니 안에서의 유동을 제어할 수 있다. 1980년 이래 시작된 이러한 연구들이 결정성장에 있어서 고무적인 결과[1-5]들을 제시하고 있다. 특히 어떻게 자장을 외부에서 걸어주느냐에 따라 melt의 유동특성이 좌우되는데 이에 따라 결정성장이 큰 영향을 받게 된다.

Magnetohydrodynamics(MHD)의 이론을 Czochralski 방법에 적용한 본격적인 연구가 Langlois와 Walker에 의하여 제시되었다[6]. 여기에서는 MHD 유동에서의 quasi-static 가정을 적용하여 displacement current와 charge density의 변화를 무시하였다. 또한 도가니안에서의 유동에서 전류와 자장에 관한 time scale이 유체유동의 time scale에 비해 매우 작기 때문에, 또 magnetic Reynolds number가 매우 작기 때문에 액체금속 유동의 경우와 마찬가지로 취급될 수 있다는 것이 밝혀졌다.

Melt의 유동을 대칭적으로 만들기 위해 축방향으로 균일한 자장을 걸어주는 경우가 많은데 이 때에는 melt의 유동이 회전방향 대칭의 특성을 갖게 된다. 이 경우 도가니(furnace)의 자오면(meridional plane)에서 미분방정식을 풀어 유동을 해석할 수 있다. 이러한 회전방향 대칭의 경우에는 melt의 유동을 제어하기가 쉽기 때문에 이러한 회전방향 대칭 형태를 갖는 결정성장 과정은 실제로 매우 중요하다[7]. 자장이 걸려 있지 않은 상태에서 이러한 유동을 해석할 경우 회전방향 대칭을 의미하는 경계조건을 부여할 수 있지만 실제로는 도가니가 불균일하게 가열되거나 유동에 불안정성이 생길 경우에 비대칭 현상이 종종 일어난다.

본 연구에서는 온도차에 의한 대류의 영향, 도가니와 결정의 회전으로 인한 원심력의 영향, 표면장력의 영향, 자장의 영향을 받고 있는 도가니안의 Czochralski 유동장에 확산계수가 매우 작은 boron의 전달현상을 수치해석 방법에 의존하여 연구하고자 한다.

## 2. 문제설정 및 수치해설

### 2.1. 지배방정식 및 경계조건

아래와 같이 정의되는 magnetic Reynolds number가  $Rm \ll 1$ 이므로

$$Rm = \mu_0 \sigma R^2 \Omega = 1.78 \times 10^{-2}. \quad (1)$$

자장과 전장은 거의 비회전성을 갖게 되어 아래의 식들이 성립한다.

$$\vec{B} = B_0 \parallel z, \quad \vec{E} = -\nabla \phi. \quad (2)$$

즉 melt 내부에서의 자장의 세기는 외부에서 걸어준 자장의 세기와 같으며 전장은 비회전성이어서 전장의 세기를 어떤 스칼라의 포텐셜(전위)의 구배로 나타낼 수 있다. 또한 자장은 아래에 주어지는 식을 만족하게 된다.

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (3)$$

Melt 내부의 유동은 자성력  $\vec{J} \times \vec{B}$ 를 포함하는 Navier-Stokes식에 의해 지배받게 되며 여기에서 열팽창은 부력항에서만 고려하기로 한다. 응고되는 결정이 윗쪽으로 끌어 올려지는 속도는 매우 작아 이에 따른 유체 유동은 무시할 만하다고 가정한다. 점성소산과 Joule heating 및 결정물질의 응고열은 도가니의 바닥과 측면에서 공급되는 열에 비하여 무시할만 하다고 가정하면 대류현상과 확산현상이 균형을 이루는 에너지 방정식이 온도장을 지배하게 된다. 또 비압축성 유동에 관한 질량 보존의 법칙을 적용하고, 전류의 흐름에 관하여 오옴의 법칙과 전하보존의 법칙을 사용한다. 여기에서 boron의 농도에 의한 부력의 효과가 유동장에 영향을 미치지 않는다고 가정한다. 유동장과 온도장은 정상상태에 도달하였더라도 boron의 확산계수가 매우 작으므로 농도장은 시간에 따라 계속 변한다고 가정한다. 또 회전방향대칭

이 성립할 경우 아래와 같이 지배방정식을 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left[ U_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right] \\ &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \nabla^2 u_r + \rho \frac{U_\theta^2}{r} - \sigma U_r B_z^2 - \mu \frac{u_r}{r^2}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \rho \left[ U_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + U_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right] \\ &= \mu \nabla^2 u_\theta - u_r u_\theta \rho - \mu u_\theta r^2 + \sigma \left[ \partial \phi \partial r B_z - u_\theta B_z^2 \right], \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \rho \left[ u_r \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial r} \right] \\ &= -\frac{\partial p}{\partial z} - \delta g \left[ 1 - \alpha \left[ T - T_0 \right] \right] + \mu \nabla^2 u_z, \quad (7) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

$$J_r = \sigma \left[ -\frac{\partial \phi}{\partial r} + u_\theta B_z \right], \quad (9)$$

$$J_\theta = -\sigma u_r B_z, \quad (10)$$

$$J_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (11)$$

$$u_r \frac{\partial T}{\partial r} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \nabla^2 T, \quad (12)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_r \frac{\partial c}{\partial r} + u_z \frac{\partial c}{\partial z} = \alpha \nabla^2 c \quad (13)$$

이 되며 여기에서  $\nabla^2$ 은 아래와 같이 나타내어진다.

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (14)$$

여기에서 식(9), (10), (11)을 식(8)에 대입하여 전위에 관한 타원형 편미분 방정식을 아래와 같이 얻을 수 있다.

$$\nabla^2 \phi - B_z \left[ \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \right] + u_\theta \frac{\partial B_z}{\partial r} = 0. \quad (15)$$

위의 과정으로부터 세 속도 성분  $u_r$ ,  $u_\theta$ ,  $u_z$ 은 식(5), (6), (7)에 의하여 온도, 압력, 전위는 식(12), (4), (15)에 의하여, 농도는 식(13)에 의하여 각각 계산되어진다.

성장하는 결정은 각속도  $\Omega$ 로 회전하고 있으며, 표면온도는 결정의 용융온도  $T_s$ 이다. z-방향 운동방정식으로부터 압력에 관한 경계조건을 얻을 수 있으며 결정 표면은 전기를 통하지 않는다고 가정한다. 또 결정이 위로 끌려올러지는 속도를 P, 성장표면에서의 boron의 농도를  $c_s$ , boron의 segregation coefficient를 k, 라 하면 결정성장표면에서의 경계조건은 다음과 같다.

$$u_r = 0,$$

$$u_\theta = \Omega r,$$

$$u_z = 0,$$

$$T = T_s,$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \left[ 1 - \alpha \left( T - T_0 \right) \right] + \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2},$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial c}{\partial z} = -(1-k_s)Pc, \quad (16)$$

자유표면에서는  $z$ 의 변화에 따른  $u_r$ 의 변화율이 반경방향의 온도구배에 비례하므로

$$\frac{\partial u_r}{\partial z} = \frac{1}{\mu} \frac{dy}{dT} \frac{dT}{dr} \quad (17)$$

이 성립한다. 여기에서 온도의 변화에 대한 표면장력의 변화율  $\frac{dy}{dT}$ 는  $-1.04 \times 10^{-4}$  N/mK로 주어진다. 도가니의 회전으로 인하여 자유표면이 완전히 평편하지는 않고 약간의 곡률을 가지고 있으나 문제를 간단히하기 위하여 자유표면이 평편하다고 가정하기로 한다. 이러한 자유표면에서는 아래와 같은 속도성분에 관한 조건이 성립한다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_\theta}{\partial z} &= 0, \\ u_r &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

자유표면에서는 주위의 온도가  $T_c$ 로 주어지는 복사열 전달이 일어난다고 가정하고 용융물질표면에서 자유표면위의 아르곤 가스로 전도 또는 대류의 작용을 통하여 전달되는 열전달이 이러한 복사열 전달에 비해 무시할 만큼 작다고 가정한다. 용융물질의 표면온도  $T$ 를

$$T = T_s + T_{ex} \quad (19)$$

로 나타내기로 하면(여기에서  $T_s$ 는 결정물질의 용융온도임) 자유표면에서의 열전달은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} -k \frac{\partial T}{\partial z} &= \epsilon \sigma_r [(T_s + T_{ex})^4 - T_c^4] \\ &\cong \epsilon \sigma_r [T_s^4 + 4T_s^3 T_{ex} - T_c^4] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \epsilon \sigma_r (T_s^4 - T_c^4) + 4\epsilon \sigma_r T_s^3 (T - T_s) \\ &= \epsilon \sigma_r (3T_s^4 + T_c^4) + 4\epsilon \sigma_r T_s^3 T, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\epsilon \sigma_r}{k} (3T_s^4 + T_c^4) - \frac{4\epsilon \sigma_r T_s^3}{k} T. \quad (21)$$

여기에서 주위의 온도  $T_c$ 를 결정물질의 용융온도인 1685K로 가정하기로 한다[8]. 자유표면에서 압력과 전위에 관한 경계조건은 결정표면에서의 경우와 같다. 자유표면에서는 boron의 기화현상이 일어나지 않으므로 자유표면의 직각방향으로 boron의 농도의 변화가 없다. 그러므로 boron에 관한 경계조건은 아래와 같다.

$$\frac{\partial c}{\partial z} = 0. \quad (22)$$

각속도  $\Omega$ 로 회전하는 도가니의 측면 벽에서는

$$\begin{aligned} u_r &= 0, \\ u_\theta &= \Omega R, \\ u_z &= 0 \end{aligned} \quad (23)$$

이 성립하며, 용융온도  $T_s$  보다  $\Delta T (=100\text{K})$  만큼 높은 온도인  $T_s + \Delta T$ 가 주어진다. 압력에 관한 경계조건은  $r$  방향의 운동방정식에서 아래와 같이 얻어진다.

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \mu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} \right]. \quad (24)$$

또 측면벽은 전기적으로 절연되어 있으므로 식(9)으로부터 아래의 식이 성립한다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = u_\theta B_z \Big|_{r=R} = \Omega R B_z. \quad (25)$$

농도에 관해서는 아래의 식이 성립한다.

$$\frac{\partial c}{\partial z} = 0. \quad (26)$$

도가니 바닥면에서는

$$\begin{aligned} u_r &= 0, \\ u_\theta &= \Omega r, \\ u_z &= 0 \end{aligned} \quad (27)$$

이 성립하며 도가니 바닥의 중심부( $T=T_s+\Delta T/2$ )에서 도가니 바닥의 가장자리( $T=T_s+\Delta T$ )까지 바닥의 온도가 선형적으로 변화한다고 가정한다. 바닥면에서의 압력에 관한 경계조건은 아래와 같이 주어지며

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g [1-\alpha(T-T_0)] + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (28)$$

전위와 농도에 대하여서는

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad (29)$$

$$\frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad (30)$$

가 성립한다.

회전축에서는 아래에 주어진 경계조건이 만족된다.

$$\begin{aligned} u_r &= 0, \quad u_\theta = 0, \\ \frac{\partial u_r}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial c}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (31)$$

## 2.2. 무차원 파라미터

Melt의 유동, 열전달 및 물질전달을 지배하는 힘들이 다양하기 때문에 이 힘들의 비율을 나타내는 무차원 수를 고려하는 것이 필요하다. 이러한 무차원 수로는 관성력에 대한 자성력의 크기를 의미하는 interaction parameter (N), 점성력에 대한 자성력의 크기를 의미하는 Hartmann number (M), 자성력에 대한 원심력의 크기를 의미하는 원심 펌프 파라미터 ( $\lambda$ ), 자성력에 대한 부력의 크기를 의미하는 buoyancy parameter ( $\beta$ ), 점성력에 대한 관성력의 크기를 의미하는 Reynolds number (Re), 온도확산에 대한 속도확산의 크기를 의미하는 Prandtl number (Pr), 확산에 의한 물질전달에 대한 속도에 의한 물질전달의 크기를 의미하는 mass transfer Prandtl number ( $Pr_m$ ) 등이다. 본 연구에서는 특성속도 U를 도가니의 각속도  $\Omega$ 와 도가니의 반지름 R의 곱으로 나타내기로 하면 이들 여러 무차원 파라미터들은 아래와 같이 서술된다.

$$N = \frac{\sigma B_0^2 R}{\rho U} = \frac{\sigma B_0^2}{\rho \Omega},$$

$$M^2 = Re \cdot N = \frac{\sigma B_0^2 R^2}{\mu},$$

$$\lambda = \frac{\rho \Omega^2 R}{\sigma U B_0^2} = \frac{\rho \Omega}{\sigma B_0^2},$$

$$\beta = \frac{\rho g \alpha (\Delta T)}{\sigma U B_0^2} = \frac{\rho g \alpha (\Delta T)}{\sigma \Omega R B_0^2},$$

$$Re = \frac{\rho \Omega R^2}{\mu},$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha},$$

$$Pr_m = \frac{\nu}{D}. \quad (32)$$

## 2.3. 수치해법

자장의 영향 아래에서의 Czochralski 유동장 및 농도장에는 온도차에 의한 대류의 효과, 도가니와 결정의 회전으로 인한 원심력의 효과, 표면장력의 효과, 자장의 효과, 결정성장표면에서의 boron의 segregation 효과 등이 나타나게 된다. 이와 같이 결정의 성장에 영향을 끼치는 인자들이 많고 Czochralski 유동장을 지배하는 식이 비선형적인 특성을 갖기 때문에 이를 해석하기 위하여 수치해법을 사용하기로 한다. 본 수치해법에서는 staggered grid를 이용한 finite volume method를 사용한다.

앞에서 주어진 식 (5), (6), (7), (13), (4), (15)이 각각 staggered grid system의 계산 격자에 대해 적분되었다. 각각의 식을 계산할 때 TDMA의 방법을 사용하였으며 식 (16)~(31)로 주어진 경계조건은 차분식의 형태로 바꾸어 사용하였다.  $n_x \times n_y = 33 \times 33$ 의 계산격자가 사용되었으며 반경방향으로는 균일한 격자가 사용되었으나, 축방향으로는 도가니의 바닥과 자유표면(및 결정표면) 근처에 많은 격자가 배치되도록 하는 비균일 격자가 사용되었다. 또 대류항과 확산항은 hybrid 방법으로 처리되었으며 반복 계산 과정에서 계산 격자안에서의 연속의 법칙이 성립하도록 속도장을 수정하며 계산하였다.

### 3. 계산결과 및 고찰

자장이 걸려있는 Czochralski 결정성장을 위한 장치가 Fig. 1에 나타나 있으며 Table 1에는 silicon의 경우에 대한 Czochralski 결정성장에서의 여러 특성치가 제시되어 있다. 이 유동장에서 도가니 벽면의 회전속도를 기준으로 한 Re수는  $4.72 \times 10^4$ 이고, 열확산과 관계되는 Pr 수는  $1.04 \times 10^{-2}$ 이며  $Gr/(Re)^2$ 은  $5.91 \times 10^{-2}$ 이다.

축방향으로 균일한 자장이 걸린 경우에 대한 Czochralski 유동장이 수치적 방법으로 해석

되었다. Table 2에는 자장의 세기  $B=0.1, 0.2$  T에 대한 interaction parameter, Hartmann number, centrifugal pumping parameter, buoyancy parameter의 값이 나타나 있다. 앞으로 제시될 그림에서 좌표계의 원점은 도가니(crucible) 바닥의 중앙에 위치하고 있으며 횡축은 회전축 방향을, 종축은 반경방향을 각각 나타낸다.

Fig. 2에서  $B=0.1, 0.2$  T의 경우에 대한 meridional plane에서의 유동을 보이고 있다. 여기에서  $B=0.2$  T의 경우에는  $B=0.1$  T의 경우보다 평면유동이 더욱 억제되어 있음을 알 수 있다. 또 나중에 보이게 될 결정끝 부분 근처의 자유표면(및 결정표면)에서 나타나는 큰 온도구배 때문에 thermocapillary flow가 발생하며 일반적으로 유동을 억제하는 효과가 있는 자장의 세기가 약할 때에 이러한 thermoca-

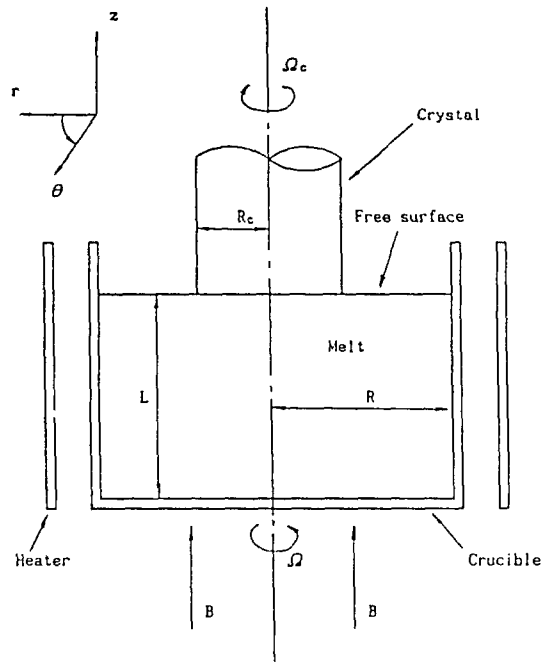


Fig. 1. Czochralski flow field an axial magnetic field and cylindrical coordinate system (the origin is the center of the bottom).

Table 1  
Numerical values in the formulation

Crucible radius	$R=0.095\text{m}$
Crystal radius	$R_c=0.038\text{m}$
crucible Depth	$L=0.095\text{m}$
Crucible angular velocity	$\Omega=1.57\text{ rad/s} (=15\text{ rev/min})$
Crystal angular velocity	$\Omega_c = -2.30\text{ rad/s}$ ( $=22\text{ rev/min}$ )
Magnetic permeability	$\mu_0=4\pi \times 10^{-7}\text{ H/m}$
Electric conductivity	$\sigma=1.0 \times 10^6\text{ S/m}$
Density	$\rho=2330\text{ kg/m}^3$
Voluimetric expansion coefficient	$\alpha=1.41 \times 10^{-5}\text{ /K}$
Characteristic temperature difference	$\Delta T=100\text{k}$
Kinematic viscosity	$\nu=3.0 \times 10^{-7}\text{ m}^2/\text{s}$
Specific heat	$c_p=1.0 \times 10^3\text{ J/kgK}$
Thermal conductivity	$k=67\text{ W/mK}$
Melting point	$T_s=1685\text{ k}$
Melt emissivity	$\epsilon=0.318$
Initial boron concentration	$c=19.575\text{ ng/cm}^3$
Pull rate of growing crystal	$P=2.117 \times 10^{-5}\text{ m/s}$
Boron diffusion coefficient	$D=3.0 \times 10^{-8}\text{ m}^2/\text{s}$
Boron segregation coefficient	$K_s=0.8$

Table 2  
Nondimensional parameters

	B=0.1 T	B=0.2 T
Reynolds number Re	$4.72 \times 10^4$	
Prandtl number Pr	$1.04 \times 10^{-2}$	
Prandtl number (mass transfer) $Pr_m$	$1.0 \times 10^1$	
$Gr/(Re)$	$5.91 \times 10^{-2}$	
Interaction parameter N	2.73	$1.09 \times 10^1$
Hartman number M	$3.59 \times 10^2$	$7.19 \times 10^2$
Centrifugal pumping parameter $\lambda$	$2.33 \times 10^{-1}$	$5.83 \times 10^{-3}$
buoyancy parameter $\beta$	$2.16 \times 10^{-2}$	$5.40 \times 10^{-1}$

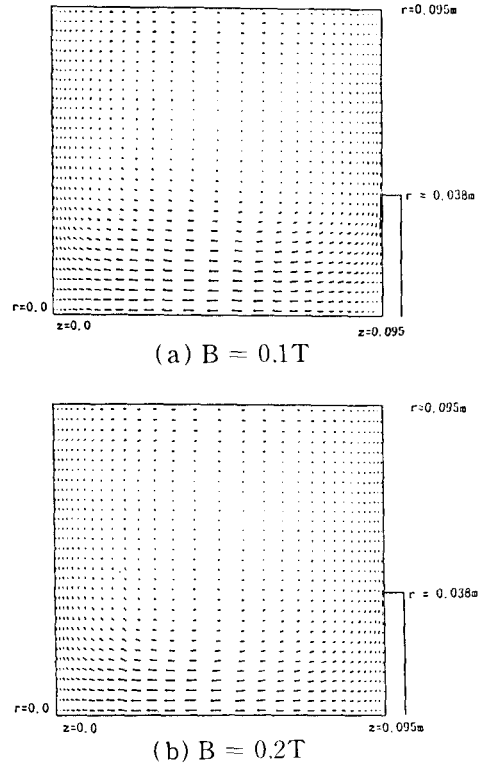


Fig. 2. Velocity vectors in a meridional plane with a uniform magnetic field [  $\rightarrow$  : 0.04m/s ].

pillarity가 크게 나타난다. 결정끝 부분의 자유표면에서 가속된 반경방향의 반대방향으로의 속도성분이 결정표면의 중앙부분으로 갈수록 점차 줄어들게 되며 결정표면의 아래쪽에 순환류를 만들어 내지는 않고 있다.

Fig. 3에는 회전방향의 속도성분이 나타나 있으며 유동장의 대부분에서 B=0.2T의 경우에 더 작은 속도분포를 보이며, 이때 crucible의 벽면에서 회전방향속도의 구배가 크게 된다. 여기에서 결정표면 아래의 일부영역에서 회전방향의 속도가 크게 나타나고 있는데 이는 도가니벽 근처의 빠른 회전방향속도가 자유표면을 통하여 transport되었기 때문이며 이러한 빠른 속도로 인하여 Fig. 6에 나타나 있는 바와 같이 결정표면 아래의 회전축 부근에서 반



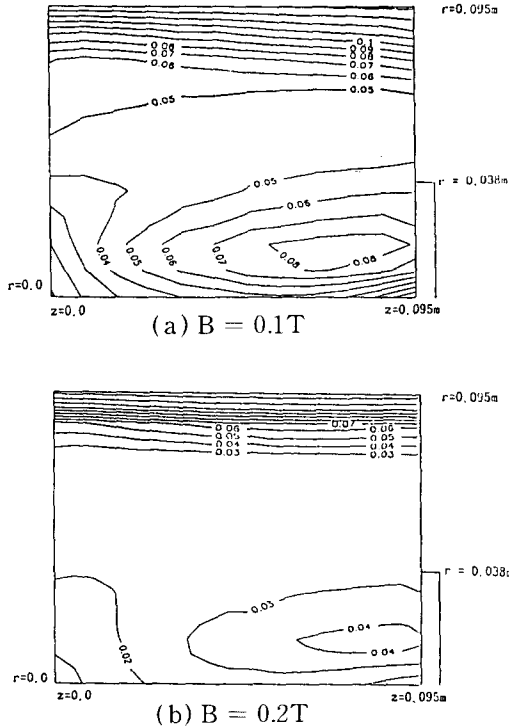


Fig. 3. Distribute of circumferential velocities with a uniform magnetic field [unit : meter/sec].

경방향으로의 전위의 변화가 다른 곳에 비하여 급격하게 된다[식(6) 참조].

Fig. 4에는 Czochralski 유동장의 온도분포가 나타나 있다. 여기에서 melt 내부에서의 온도분포는 대류작용의 영향을 많이 받고 있다는 것이 확인하여 결정의 끝부분(즉 자유표면과 결정표면이 맞닿는 곳)에서 반경방향으로의 온도구배가 크기 때문에 이에 따른 축방향으로의 반경방향 속도구배가 크게 되며 이는 Fig. 2에 나타난 바와 같이 자유표면(및 결정표면)을 따라서 빠른 반경방향의 반대방향이 속도성분을 만들어 준다.

Fig. 5와 6에는 결정성장이 시작된 후 각각 50초, 100초일 때의 boron의 농도장이 나타나 있다. 여기에서 boron의 전달현상 중에서 확산

효과가 대류효과에 비하여 크게 억제되며, 성장표면에서 일어나는 boron의 segregation에 의하여 성장표면의 농도 증가 현상이 대류의 작용에 의해 유동장 전체로 파급되는 모습을 보여주고 있다.

Fig. 7과 8에는 결정성장이 시작된 후 100초일 때 성장표면의 아래 0.00142m와 0.00246m인 곳에서의 반경방향으로의 boron의 농도분포를 나타내고 있다. 여기에서 성장하는 결정의 반경이 0.038m인데, 성장표면에서 나타나는 segregation에 의한 boron의 농도증가가 결정의 자장자리에서는 외부로부터의 대류작용에 의하여 완화되고 있음을 보여주고 있다.

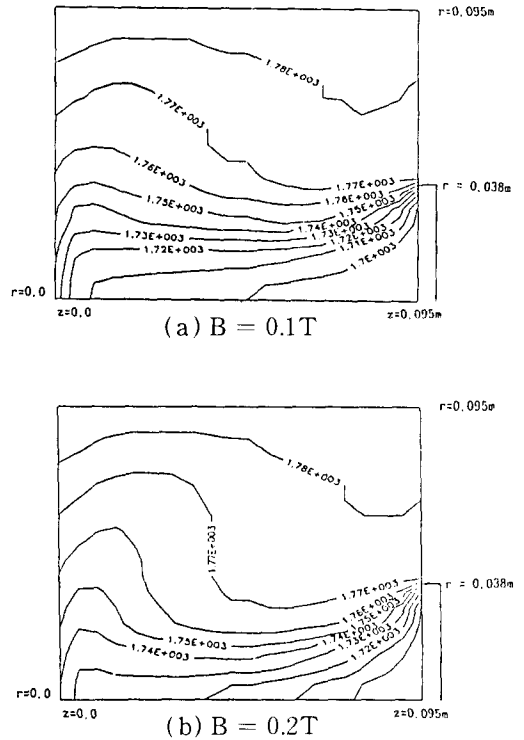


Fig. 4. Temperature distribution with a uniform magnetic field [unit : Kelvin].

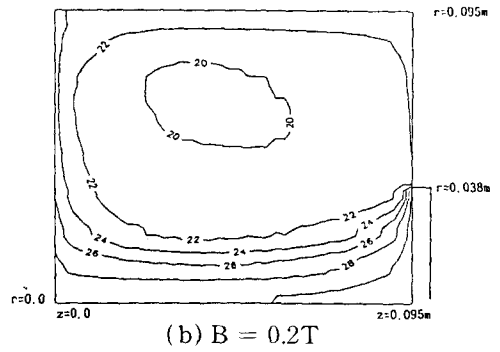
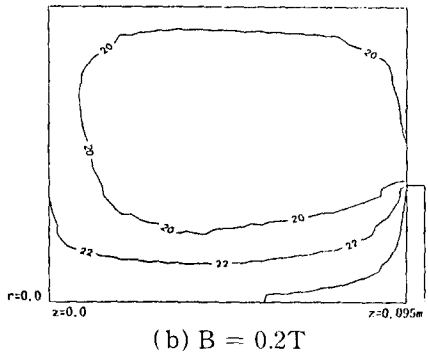
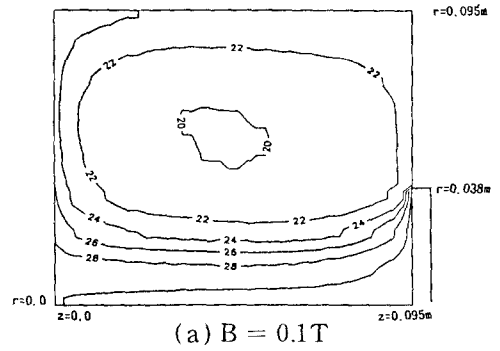
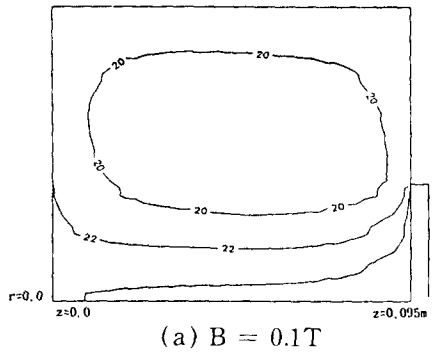


Fig. 5. Boron concentration field at 50 seconds after the starting of the growth.

Fig. 6. Boron concentration field at 100 seconds after the starting of the growth.

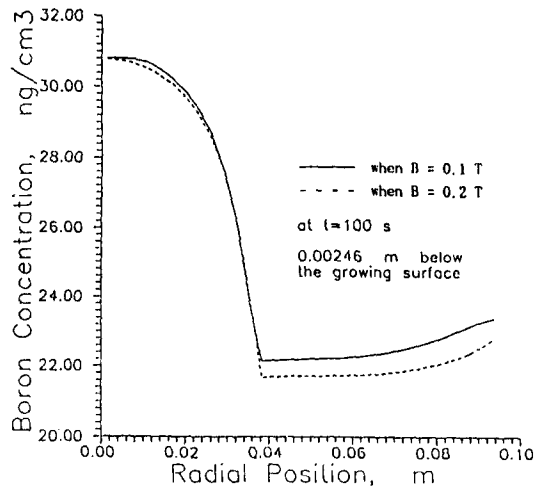
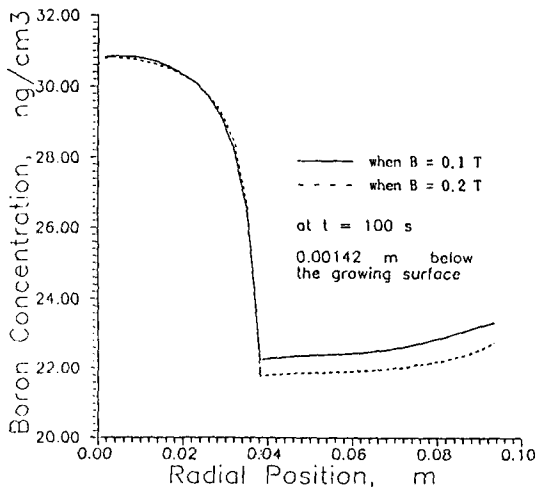


Fig. 7. Distributions of boron concentration at  $t=100$  s at 0.00142 m below the growing surface.

Fig. 8. Distributions of boron concentration at  $t=100$  s at 0.00246 m below the growing surface.

#### 4. 결 론

B=0.1, 0.2T의 균일한 자장이 도가니에 가하여졌을 때에 정상상태의 Czochralski 유동장과 비정상상태에서의 boron의 농도장이 수치적으로 해석되었다.

여기에서 온도차이에 의한 부력의 효과, 자유표면에서의 반경방향으로의 온도구배로 인한 thermocapillarity 효과, 도가니와 결정의 회전으로 인한 원심력의 효과, 외부에서 걸어준 자장의 효과 및 boron의 segregation 효과 등이 Czochralski 유동장과 농도장을 지배하고 있다. 자오면(meridional plane)에서의 속도성분과 회전방향의 속도성분이 구하여졌으며, 온도, 농도 등이 해석되었다.

Czochralski 유동장에서 자장의 세기가 클 때 유동이 더욱 억제되고 있다. 도가니벽과 성장결정의 아래에서 회전방향의 속도성분이 크며 결정의 가장자리에서 나타나는 반경방향으로의 온도구배가 Marangoni convection을 야기하고 있다. 또 비정상상태의 boron의 농도장의 전달현상은 주로 대류작용에 의존하고 있다.

#### 감사의 글

본 연구는 '92년도 교육부 신소재분야 연구지원(Ministry of Education Research Fund for Advanced Material in 1992)에 의하여 이루어졌으며 이에 감사드립니다.

#### 참고문헌

- [ 1 ] K. Hoshigawa, et al., Japanese Journal of Applied Physics 19 (1980) L33.
- [ 2 ] K. Hoshigawa, et al., Proc. 4th International Symposium on Silicon Materials, Science, and Technology, Minneapolis, Volume on Semiconductor Silicon (1981) 101.
- [ 3 ] K.M. Kim, Journal of the Electrochemical Society 129 (1982) 427.
- [ 4 ] K.M. Kim, et al., IBM Technical Disclosure Bulletin 24 (1981) 3376.
- [ 5 ] T. Suzuki, et al., Proc. 4th International Symposium on Silicon Materials, Science, and Technology, Minneapolis, Volume on Semiconductor Silicon (1981) 90.
- [ 6 ] W.E. Langlois and J.S. Walker, Proc. 2nd Int. Conf. on Computational and Asymptotic Methods for Boundary and Internal Layers (1982) 209.
- [ 7 ] N. Kobayashi, and T. Arizumi, Japanese of Applied Physics 9 (1970) 361.
- [ 8 ] L.N. Hjellming, and J.S. Walker, Journal of Fluid Mechanics 182 (1987) 335.
- [ 9 ] C.N. Kim, et al., Journal of Korean Association of Crystal Growth 3 (1993) 18.