

초크랄스키법에 의한 실리콘 단결정 성장시 축방향 자기장의 영향

정형태, 한승호, 윤종규
서울대학교 금속공학과, 서울, 151-742

The Effect of an Axial Magnetic Field on Czochralski Growth of Silicon

Hyung-Tae Chung, Seung-Ho Hahn and Jong-Kyu Yoon
Department of Metallurgical Engineering, Seoul National University, Seoul, 151-742, KOREA

요 약

초크랄스키 법에 의한 실리콘 단결정 성장시 액상내의 난류 특성 억제 및 산소, 첨가제 등의 제어를 위해 보통 자기장을 걸어주고 있으며 본 연구에서는 축방향 자기장을 걸어주었을 경우 나타나는 자장의 효과를 수치적으로 계산하였다. 자기력의 증가에 따라 액상내의 유속의 크기는 상당히 억제되었다. 자장의 크기가 증가함에 따라 중심축 부근에서 상승하는 유동의 속도가 감소하기 때문에 S/L 응고계면은 점점 평탄해졌으며, $B=0.3$ Tesla에서 액상내의 온도 분포는 중심축 부근을 제외하고는 오직 전도 효과로만 계산된 결과와 거의 유사하였다. 또한 고상 및 액상 표면을 통한 열방출량 중 Ar 가스에 의한 열방출량은 3% 미만이었으며 대부분의 열량은 복사를 통해 방출되었다.

ABSTRACT

A suppression of turbulent fluid motion and a control of oxygen and dopants could be improved by application of magnetic field in Czochralski growth of silicon. The effect of an axial magnetic field on Czochralski system was numerically calculated. The fluid motions induced by temperature gradients and by crystal and crucible rotations were suppressed by magnetic force. The S/L interface was gradually flattened in proportion to the increase of magnetic field due to a reduced ascending velocity in the vicinity of center line. The temperature distributions in the melt at $B=0.3$ Tesla were similar to those analyzed by the conduction heat transfer only. The dissipated amounts of heat flux from melt and crystal surfaces by Ar gas blowing was less than 3%.

1. 서 론

초크랄스키법(이하 CZ법)에 의한 실리콘 단결정 성장시 성장하는 결정으로의 산소 및 첨

가제(dopant)의 유입은 실리콘 액상내의 유동에 의해 지배된다. 액상내에서 발생하는 유동은 크게 3종류로 나뉠수 있으며 첫째는 액상 표면 근처에서 표면 장력 차이에 의해 발생하는 thermocapillary 유동, 둘째는 결정 및 도가니의 회전에 의한 강제대류, 셋째는 액상내의 위치에 따른 밀도 차이에 의해 생기는 자연대류이다. 즉 CZ 시스템의 경우 액상내에서는 위에서 언급한 3종류의 유동이 복합적으로 작용하여 난류 특성을 나타내고 있으며(반도체 재료의 경우 Rayleigh수, Ra , 가 10^6 보다 크면 유동은 난류 특성을 나타낸다고 알려지고 있으며 본 모사 시스템의 경우 $Ra=5 \times 10^7$ 이다), 이러한 유동 및 온도의 요동(fluctuation)은 실리콘 물성치의 균일성에 큰 영향을 미치게 된다.

산소는 석영도가니의 내벽으로부터 거의 대부분이 유입되며 이 유입된 산소의 98% 이상은 액상 표면으로 전달되어 그곳에서 SiO 형태로 날아가게 된다. 이때 도가니와 결정의 회전을 적절하게 조절함으로써 석영도가니의 내벽으로부터 유입되는 산소가 곧바로 S/L 응고계면으로 전달되는 것을 방지할 수 있으며 또한 첨가제 및 산소의 균일성에 있어서도 향상을 가져올 수 있다. 그렇지만 위의 방법에 의해서는 액상내에 근본적으로 존재하는 유동 및 온도의 난류적 특성과 첨가제 및 산소 농도의 효과적인 제어는 불가능하며 따라서 최근에는 CZ 시스템에 자기장을 걸어줄 경우 나타나는 효과에 대한 연구가 많이 진행되고 있다[1-6]. 현재 사용되고 있는 자기장 형성 방식은 크게 3가지이며 축(axial)방향 자기장, cusp 자기장, 횡(transverse)방향 자기장이다. P. Sabhapathy 등에 의하면 축방향 자기장을 작게($\leq 0.1T$) 걸어 주었을 경우 유체의 유동 형태는 도가니의 회전에 크게 의존하고 크게 걸어 주었을 경우에는 결정의 회전에 크게 의존함을 보이고 있다[1]. 축방향 자기장을 걸어주면서 도가니 및 결정의 회전을 서로 반대 방향으로 하여줄 경우 결정으로 유입되는 산소의 양은 증가하였으

며[2-3] 액상내의 속도 및 온도의 요동은 크게 완화되었다[4]. 실험적 접근도 행하여졌으며[5-6] 특히 R. W. Series는 축방향 자기장을 걸어주게 되면 반경 방향으로의 산소 농도의 균일성이 나빠지는 것을 보이고 있다[5]. 그렇지만 위의 대부분의 모사 연구가 응고 계면 및 로의 밑바닥은 평탄하고 로 외벽 온도는 일정하다고 놓고 층류(laminar flow)를 가정하여 계산하였으나 실제로는 여러 조업 변수들의 변화에 따라 응고계면 및 로 외벽 온도는 변화하게 되고, 또한 실 조업에 사용되는 도가니의 밑바닥은 곡률을 이루고 있다. 이러한 변화된 응고계면은 응고계면 바로 아래부분의 경계층(boundary layer)에서의 유동 양상을 변화시키게 되고 곡률진 도가니의 밑바닥은 액상내에서의 산소의 분포에 영향을 미치게 되며 궁극적으로 성장하는 결정으로 유입되는 산소 및 첨가제의 농도 및 균일성에 변화를 가져오게 된다. 따라서 정확한 계산 결과를 얻기 위해서는 위의 문제점에 대한 해결이 우선적으로 필요하게 된다.

본 연구에서 CZ법에 의한 실리콘 단결정 성장 시스템에 축방향 자기장을 걸어주었을 경우 응고계면의 변화 및 유동, 온도 분포의 변화를 살펴보았다. 또한 응고 계면을 tri-junction 지점에 고정시키기 위해 자장의 변화에 따라 외벽 온도가 어떻게 변화하는지를 계산하였으며 자장을 증가시키는 경우 유체의 유동은 비정상상태(transient state)로 계산하였다. 실제 조업 시스템에 근접한 기하학적인 모양을 유지하기 위해 석영 도가니의 밑바닥은 경사지도록 하여 계산하였다. 수치 계산시 자기 레이놀즈수는, $Re_m \ll 1$ ($Re_m = \mu_m \sigma R^2 \Omega$) 이기 때문에 유체의 유동에 의해 유도되는 자장의 효과는 무시하였다.

2. 계산방법

2.1. 지배방정식

CZ 시스템을 원통형 좌표로 나타낼때 축대칭을 가정하였으며 이때 일반 전달방정식은 아래와 같이 표현된다[7].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u\phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v\phi) = \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma_s \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \Gamma_s \frac{\partial \phi}{\partial r} \right] + S_s \quad (1)$$

- Γ_s : 각 ϕ 에 대한 유효 확산 계수
- ρ : 밀도
- v : 반경 방향(r) 속도 성분
- u : 축방향(z) 속도 성분

ϕ 는 각각 속도 성분(u, v, w), 온도(T), 난류운동에너지(k), 난류운동에너지소산율(ϵ)을 나타내며 S_s 는 원천항을 나타낸다. 속도의 경우 원천항을 계산하기 위해서는 압력(P)값이 필요하게 되며 따라서 아래식으로 표현되는 연속방정식도 풀어야 한다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) = 0 \quad (2)$$

2.2. 자기력 계산

일반적으로 전자기력(F)과 유도전류(J) 사이에는 다음과 같은 관계가 있다[8].

$$F = J \times B \quad (3)$$

$$J = \sigma(-\nabla\phi_s + V \times B) \quad (4)$$

- B : 자기장
- σ : 전기전도도(electrical conductivity)
- ϕ_s : 스칼라 포텐셜

축방향으로 자기장을 걸어주었을 경우 유도전류(J)의 각 성분은 다음과 같다.

$$J_z = \sigma \left[-\frac{\partial \phi_s}{\partial z} \right] \quad (5)$$

$$J_r = \sigma \left[-\frac{\partial \phi_s}{\partial r} + w B_z \right] \quad (6)$$

$$J_\theta = \sigma[-v B_z] \quad (7)$$

식(5), (6)에서 스칼라 포텐셜(ϕ_s)을 포함하는 항을 소거시키기 위해 아래와 같이 정의되는 Electric current stream function Ψ_j 를 사용하였다.

$$J_z = -\frac{\sigma B}{r} \frac{\partial \Psi_j}{\partial r} \quad (8)$$

$$J_r = \frac{\sigma B}{r} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} \quad (9)$$

B 는 어느 위치(z, r)에서의 자기장이다. 즉 $B = \sqrt{B_z^2 + B_r^2}$ 이고 축방향 자기장을 걸어줄 경우 $B = B_z$ 가 된다. 식(5), (6), (8), (9)를 이용하면 아래와 같이 Ψ_j 에 대한 식을 얻는다.

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{B}{r} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{B}{r} \frac{\partial \Psi_j}{\partial r} \right] = \frac{\partial}{\partial z}(w B) \quad (10)$$

식(10)에서 Ψ_j 를 구한 다음 식(7), (8), (9)를 이용하여 각 성분의 J를 구할 수 있으며 최종적으로 아래와 같은 전자기력의 각 성분을 구하게 된다.

$$F_z = 0 \quad (11)$$

$$F_r = -\sigma v B_z^2 \quad (12)$$

$$F_\theta = -\frac{\sigma B_z^2}{r} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} \quad (13)$$

따라서 위에서 구한 각 성분의 전자기력을 식(1)의 운동량 지배방정식의 원천항(S_s)에 포함시켜 계산하면 된다.

2.3. 수학적 모델링

난류적 유동 특성을 모사하기 위해 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였으며[9] 압력 계산을 위해서는 SIMPLE 알고리즘을 사용하였다[10]. CZ시스

템의 경우 S/L 계면에서 응고 현상을 수반하며 따라서 응고 잠열 처리를 위해 반복적 열량 방출법(iterative heat evolution method)을 사용하였다[11]. 액상 표면과 고상 표면을 통한 복사 열전달 관계를 계산하기 위해서는 하나의 큰 면을 더 작은 면으로 쪼개어 각각의 미소면 사이의 형상계수(view factor)를 계산하였다[12].

아르곤 가스에 의한 대류 열전달 효과를 계산하기 위해서 가스의 유동을 직접 푸는 대신 무차원 변수를 사용하여 가스 열전달 효과를 계산하였다. 보통 가스를 수반하는 시스템에서는 레이놀즈(Reynolds)수와 그라쇼프(Grashof)수의 비인 Gr/Re^2 의 범위에 따라 아래와 같이 강제대류 혹은 자연대류가 지배적인 영역으로 나눈다.

$$0 < \frac{Gr}{Re^2} < 0.3 : \text{강제대류가 지배적}$$

$$0.3 < \frac{Gr}{Re^2} < 16 : \text{강제대류+자연대류}$$

$$\frac{Gr}{Re^2} > 16 : \text{자연대류가 지배적}$$

본 계산의 모사 대상의 Gr/Re^2 의 값은 대략 50이며 따라서 가스 취입의 경우 자연대류가 지배적임을 알 수 있다. 자연대류가 지배적일 경우 액상 표면, 결정 표면, 도가니 내벽의 경우 대류 열전달 계수, h_c ,는 아래와 같이 구할 수 있다.

수직면 혹은 수직 원통형을 따라 올라가는 가스의 경우 넛셀(Nusselt)수는 식(14), (15)와 같이 주어지며 이 식을 통해 평균 대류 열전달 계수를 구할 수 있다[13].

$$Nu = \frac{h_c L}{K_f} = A \times (Gr \cdot Pr)^{1/4} \text{ for } 10 < Gr \cdot Pr < 10^9 \quad (14)$$

$$Nu = \frac{h_c L}{K_f} = B \times (Gr \cdot Pr)^{1/3} \text{ for } Gr \cdot Pr > 10^9 \quad (15)$$

k_f : 아르곤 가스의 열전도도

본 시스템의 $Gr \cdot Pr$ ($Pr = \mu C_p/k$, $Gr = \rho^2 \beta L^3 \Delta T / \mu^2$)의 값은 대략 6×10^3 이기 때문에 식(14)을 사용하였다. 그라쇼프수(Gr) 계산시 ΔT 는 결정의 표면 온도에서 평균 가스 온도를 뺀 값을 나타내고, L은 결정 옆면이나 도가니 내벽의 경우 각각 결정의 외경 및 도가니의 내경을 나타내며, 액상표면이나 결정 윗면의 경우는 각각 도가니 및 결정의 직경에 0.9를 곱한 값을 사용하였다[13]. A와 B는 상수값을 나타내며 각각 0.555, 0.13이다. 평균 가스 온도는 결정의 높이에 따라 $200^\circ\text{C} \sim 500^\circ\text{C}$ 로 변화하도록 하였다. 위의 처리에 의해 아르곤 가스에 의해 방출되는 열량은 식(16)을 통해 구할 수 있으며 온도 계산시 소스항으로 처리하였다.

$$Q = h_c \times (T_s - T_{agt}) \times \text{면적} \quad (16)$$

T_s : 결정표면, 액상표면, 도가니 내벽 표면 온도
 T_{agt} : 평균 가스 온도

2.4. 경계조건

CZ시스템의 개략도를 Fig. 1에 나타내었으며

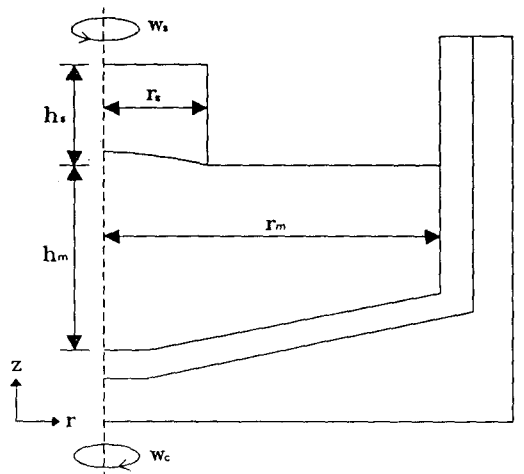


Fig. 1. Schematic diagram of CZ single crystal growth system.

계산에 사용된 데이터는 Table 1에 나타내었다. 계산시 액상 표면은 평탄하다고 가정하였으며 meniscus 효과는 무시하였다. 복사 계산을 위해 각각의 면들은 난반사회색(diffuse-gray)면으로 가정하였고 대기의 방사율(emiss-

ivity)은 1로 처리하였다[12]. 그리고 결정의 반경은 일정하다고 보았으며 결정 물성치는 방위를 갖지만 등방성이라고 가정하였다.

3. 계산 결과 및 고찰

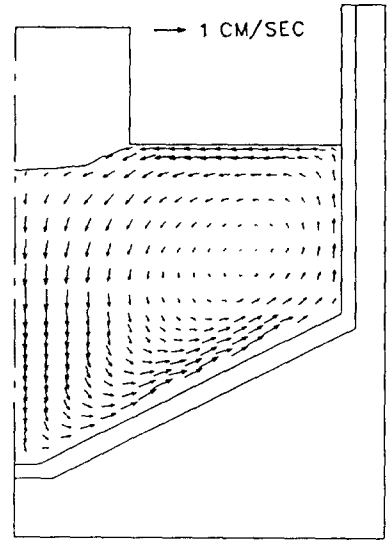
Table 1. The properties of Si for numerical calculation

Conductivity(W/m K)	
Quartz	$1.040\exp(8.423 \times 10^{-4}T)$
Graphite	$149.9 - 1.411 \times 10^{-1}T + 6.791 \times 10^{-5}T^2 - 1.077 \times 10^{-8}T^3$
Silicon(liquid)	54.
Silicon(solid)	$98.89 - 9.429 \times 10^{-2}T + 2.889 \times 10^{-5}T^2$
Heat Capacity(J/kgK)	
Quartz	900.
Graphite	$-522 + 6.22T - 7.522 \times 10^{-3}T^2 + 4.566 \times 10^{-6}T^3 - 1.04 \times 10^{-9}T^4$
Silicon(liquid)	1000.
Silicon(solid)	1000.
Density(kg/m ³)	
Quartz	2200.
Graphite	1770.
Silicon(liquid)	$2530(1. + 1.41 \times 10^{-4}(T_m - T))$
Silicon(solid)	$2339 - 2.951 \times 10^{-2}T$
Emissivity	
Quartz	0.59
Graphite	0.9
Silicon(liquid)	0.318
Silicon(solid)	$0.64(T < 1000), 0.9056 - 2.616 \times 10^{-6}T(T > 1000)$
Melting Temperature (K)	1683
Latent Heat (J/kg)	1.801×10^6
Surface Tension (J/m ²)	$0.885 - 2.8 \times 10^{-4}(T - T_m)$
Viscosity (kg/m sec)	7×10^{-4}
Magnetic field strength (Tesla), B	0-0.3
Crystal Radius (m), r _s	0.07
Crucible Inner Radius (m), r _m	0.1965
Crystal Height (m), h _s	0.07
Melt Height (m), h _m	0.1895
Crystal Rotation Rate (rpm), w _s	0, -10, -20
Crucible Rotation Rate (rpm), w _c	0, 5, 10

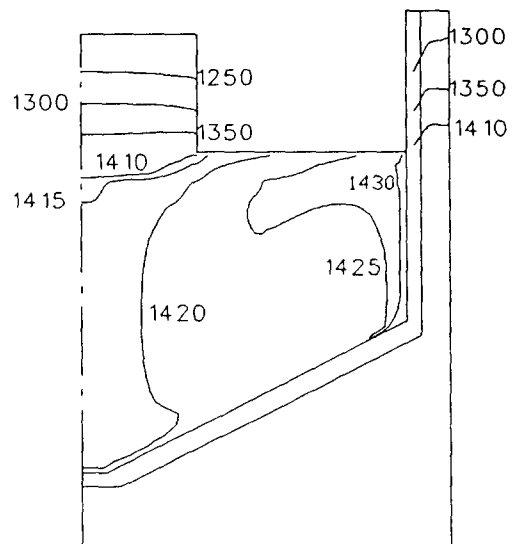
3.1. 유동 및 온도 분포

CZ 시스템에서 $B=0$ T, $w_c=w_s=0$ rpm (w_c : 도가니의 회전 속도, w_s : 결정의 회전 속도) 조건에 대한 유동 및 온도 분포를 Fig. 2에 나타내었다. 유동의 경우 밀도 차이에 의해 구동되는 자연대류가 지배적임을 알 수 있으며 최대 속도는 대략 4(cm/s)를 나타내고 있다. 특히 액상 표면에서 큰 속도가 존재함을 보여주고 있으며 전체적으로 큰 하나의 순환류를 형성하고 있다. 이러한 순환류의 형성으로 액상내의 산소는 거의 대부분이 액상 표면으로 전달되어 SiO 형태로 날아가게 되고 결과적으로 결정의 중심 부분과 가장자리 부분 사이의 산소 농도 기울기가 급격하리라는 것을 예상할 수 있다. Fig. 2(b)는 온도 분포로서 액상내의 온도 범위는 대략 20°C이며 S/L 용고 계면이 액상쪽으로 블록하고 온도 분포 양상이 유동장의 영향을 크게 받고 있음을 알 수 있다.

Fig. 3는 $w_c=10$ rpm, $w_s=-20$ rpm 일때 자장의 변화에 따른 유동장의 양상을 보여주고 있다. Fig. 3(a)는 $B=0$ T 일때의 유동장이며 결정의 회전에 의해 용고계면 아래부분에서는 용고 계면쪽으로 상승하는 속도가 존재하고 있다. 액상 표면 및 도가니 옆면 근처에서는 도가니의 회전 효과에 의해 자연대류가 상당히 억제되고 있으며 전체적으로는 3개의 순환류를 형성하고 있으며 최대 속도는 대략 2(cm/s)를 나타내고 있다. Fig. 3(b)는 $B=0.1$ T 일때의 유동장이며 액상내의 유동이 마치 강체(rigid body)운동 형태를 보여주고 있다[14]. 즉 용고계면 아래부분에서는 결정의 회전에 의한 펌핑(pumping) 효과에 의해 도가니 밑바닥으로 부터 올라와서 결정의 가장자리 부근에서 다시 하강하는 하나의 큰 순환류가 존재하게 되며 이러한 효과로서 도가니 밑바닥으로 부터 유입되는 산소가 곧바로 결정쪽으로 전달되게 된다. 이러한 이유로 성장하는 결정으로의 산소의 유입량이 증가하리라는 것을 예상할 수 있으며 실제 실험적 결과도 이를 뒷받침하고 있



(a)



(b)

Fig. 2. Velocity and temperature profiles when $w_s=w_c=0$ rpm.

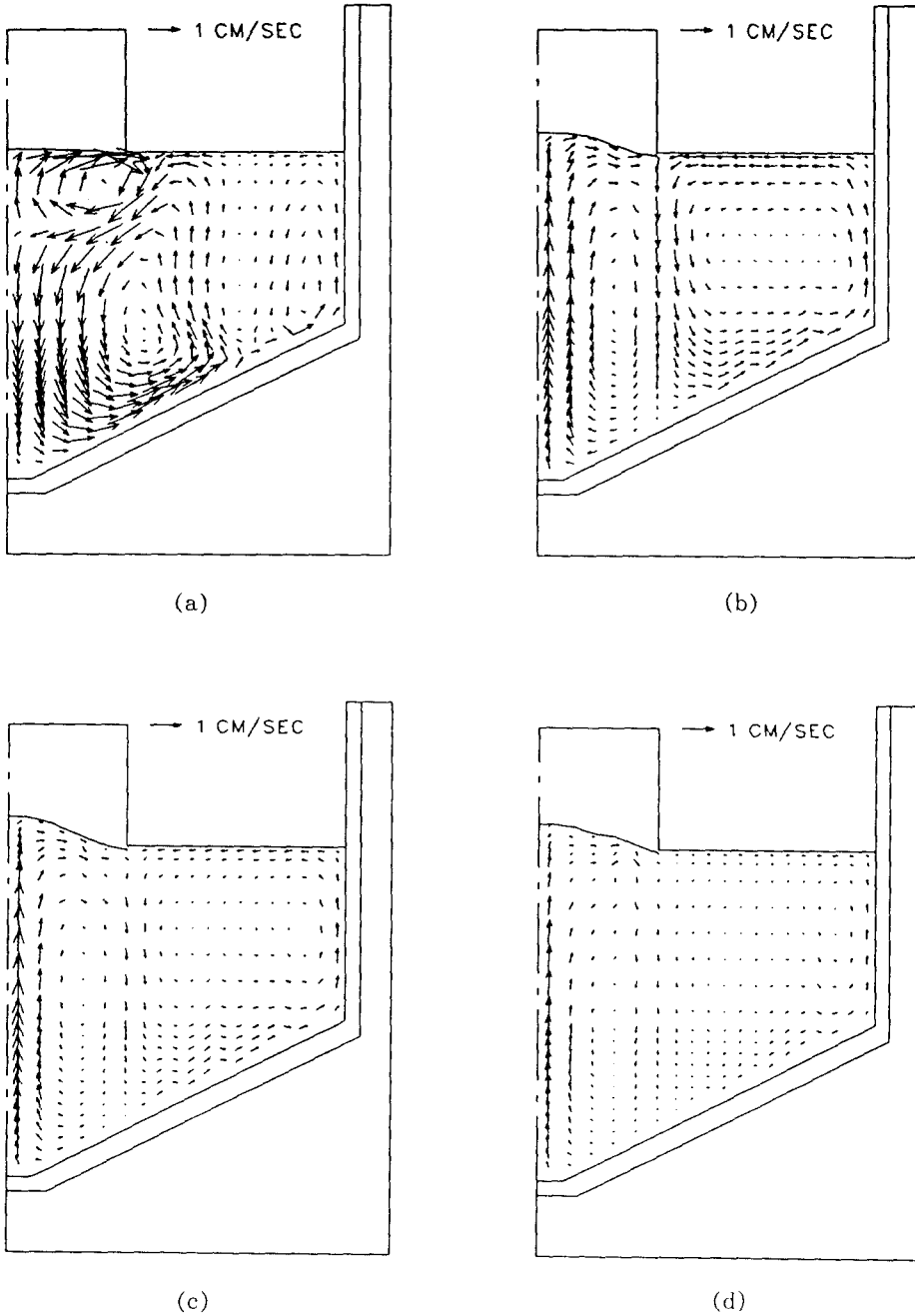


Fig. 3. Velocity profiles for various axial magnetic field strengths when $w_s = -20\text{rpm}$ and $w_c = 10\text{rpm}$:
(a) $B=0$ T, (b) $B=0.1$ T, (c) $B=0.2$ T, (d) $B=0.3$ T.

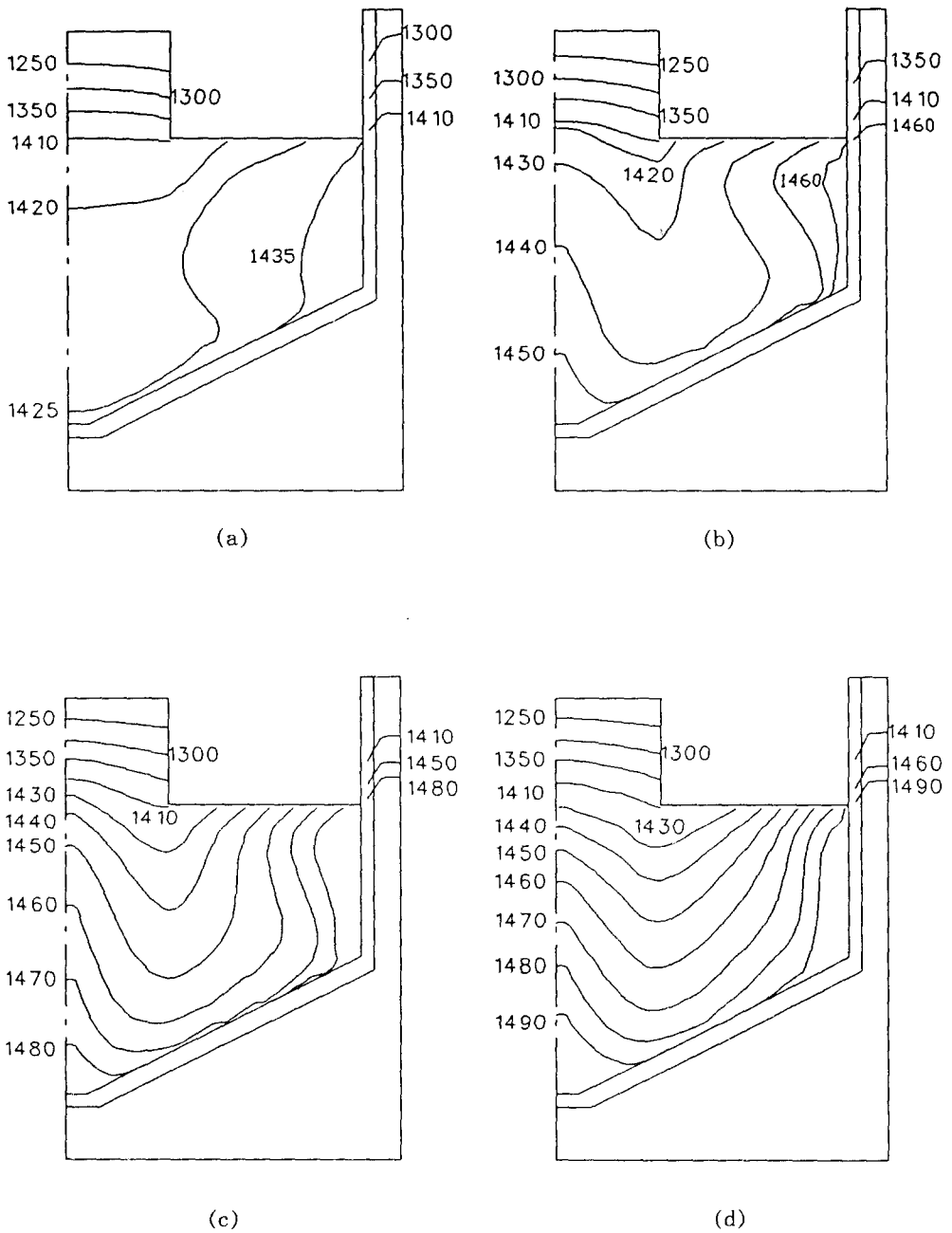


Fig. 4. Temperature profiles for various axial magnetic field strengths when $w_s = -20\text{rpm}$ and $w_c = 10\text{rpm}$: (a) $B=0\text{ T}$, (b) $B=0.1\text{ T}$, (c) $B=0.2\text{ T}$, (d) $B=0.3\text{ T}$.

다[3]. 또한 자장의 크기가 증가함에 따라(Fig. 3(c), Fig. 3(d)) 유동장의 경향은 $B=0.1$ T 일 때와 거의 유사하게 유지하면서 액상내의 속도가 상당히 줄어들고 있고 특히 응고계면쪽으로 펌핑되는 유속이 크게 줄어들고 있다. $B=0.3$ T의 경우 액상내의 최대 속도가 $1(\text{cm/s})$ 이하를 나타내고 있다.

Fig. 4은 Fig. 3의 각 조건에 대해 온도 분포를 보여주고 있다. Fig. 4(a)는 $B=0$ T 경우로서 액상내의 온도 범위가 대략 30°C 임을 알 수 있다. 자장의 크기가 증가함에 따라(Fig. 4(b), (c), (d)) 액상내의 속도의 감소에 따라 액상의 온도 범위가 크게 증가하고 있으며 특히 $B=0.3$ T인 경우의 액상의 온도 분포는 중심축 근처를 제외하고는 유동에 의해 큰 영향을 받지 않음을 보여주고 있다. Fig. 5는 액상내에서 대류 효과를 무시하고 얻은 결과이며 Fig. 4(d)와 비교하여 보면 온도 분포 양상이 거의 유사함을 알 수 있으며 이를 통해 위의 사실을 검증할 수 있다. Fig. 6는 $w_c=10\text{rpm}$, $w_s=-10\text{rpm}$ 조건에서 자장의 변화에 따른 응고계면 변화 양상을 보여주고 있다. 처음 $B=0$ T에서 액상쪽으로 블록하던 응고계면이 $B=0.1$ T에서 고상쪽으로 블록하게 되는 이유는 액상의 거동이 자장의 효과때문에 마치 강체(rigid body)처럼 작용하여 응고계면 쪽으로 펌핑(pumping)되는 유속의 영향 때문이다. 자장의 크기가 증가함에 따라 응고계면 아래 부분에서의 속도의 감소에 따라 응고계면이 점점 평탄해지는 쪽으로 변화되고 있음을 알 수 있다.

3.2. 열전달 관계

Fig. 7은 자장의 증가에 따라 외벽 온도의 증가를 보여주고 있으며 $B=0$ T를 기준으로 하여 증가된 온도를 자장의 함수로 나타내었다. $B=0$ T에서 $B=0.3$ T로 자장이 변화하는 동안 액상내에서 대류에 의한 열전달 효과는 크게 줄어들게 되며 따라서 응고계면을 tri-

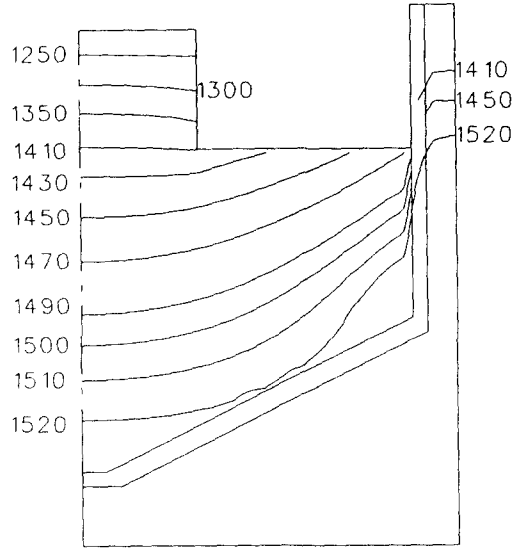


Fig. 5. Isotherms for conduction heat transfer analysis ($^\circ\text{C}$).

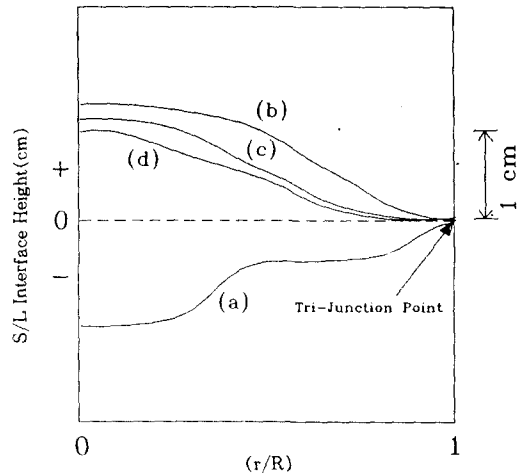


Fig. 6. The calculated S/L interface shape when $w_s=-10\text{rpm}$ and $w_c=10\text{rpm}$: (a) $B=0$ T, (b) $B=0.1$ T, (c) $B=0.2$ T, (d) $B=0.3$ T.

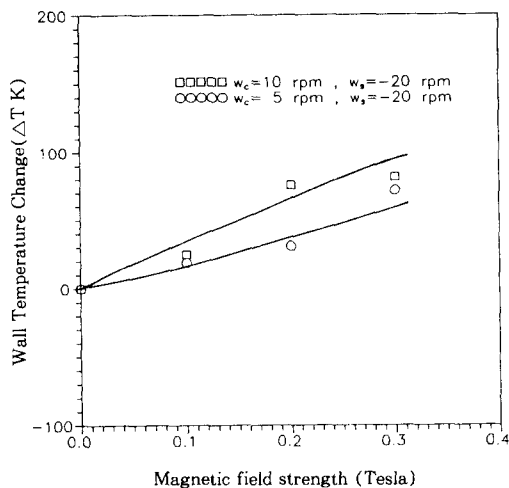


Fig. 7. Wall temperature increase for various axial magnetic field strengths.

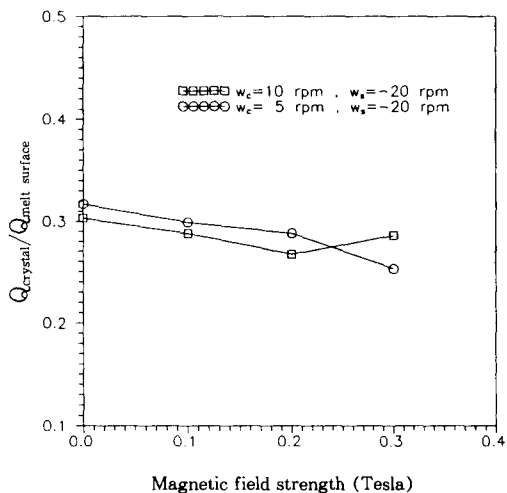


Fig. 9. The ratio of radiative heat flux of crystal to melt surface for various axial magnetic field strengths.

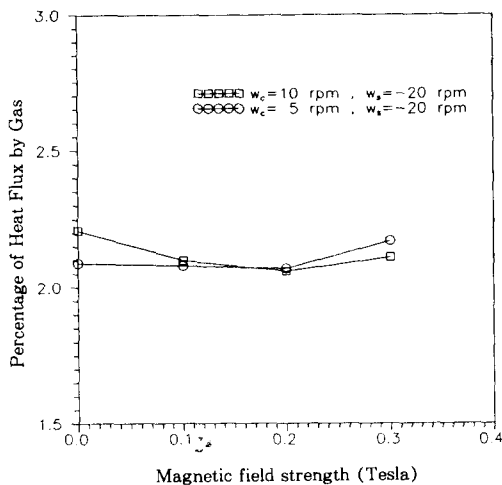


Fig. 8. The heat flux due to gas convection for various axial magnetic field strengths.

junction 지점에 유지하기 위해서는 대략 80~90°C 정도 외벽 온도가 증가하였다. Fig. 8은 액상 및 고상 표면을 통해 빠져나가는 열량 증로내로 취입되는 아르곤 가스의 대류에 의한 열방출량과 복사에 의한 열방출량 사이의 관계를 자장의 변화에 따라 보여주고 있다. 아르곤 가스에 의한 열방출량이 자장의 변화에 따라 거의 변화하지 않고 대략 2.0~2.5(%) 정도 차지하고 있으며 따라서 실리콘 성장시 대부분의 열량은(대략 97%이상) 복사에 의해 방출됨을 알 수 있다. Fig. 9은 복사에 의한 열방출량 중 액상 표면을 통한 열방출량과 고상 표면을 통한 열방출량 사이의 비를 자장의 변화에 따라 보여주고 있으며 거의 변화가 없이 대략 0.3을 유지함을 알 수 있다. 즉 CZ 시스템에 자장을 걸어 주더라도 액상 표면을 통한 열방출량이 고상에 비해 대략 3배임을 보여주고 있다.

4. 결 론

초크랄스키법에 의한 실리콘 단결정 성장에서 축방향 자기장을 걸어주었을 때에 나타나는 효과를 수치적 계산을 통하여 살펴보았다. 자장의 크기가 증가함에 따라 액상내의 유속의 크기는 크게 감소하였고 강체(rigid body) 유동 형태를 보여주었다. 또한 자장을 크게 걸어 준 경우에는(0.3T) 액상내의 온도 분포는 중심축 부근을 제외하고는 오직 전도 효과로만 계산된 결과와 거의 유사하였으며 로 외벽 온도는 $w_s = 10\text{rpm}$, $w_b = -20\text{rpm}$ 조건에서 자장을 걸어 주지 않았을 때에 비해 대략 85°C 상승하였다. 결정 표면 및 액상 표면을 통해 빠져나가는 총 열량중 로 내로 취입되는 Ar 가스의 대류에 의한 열방출은 3%미만이었으며 대부분의 열량은 복사에 의해 방출되었다. S/L 응고계면은 자장을 작게(0.1T) 걸어 주었을 경우에는 중심축 부근에서 응고계면 쪽으로 펌핑(pumping) 되는 유체의 큰 속도 효과 때문에 크게 고상쪽으로 블록하지만 자장의 크기가 증가함에 따라 유체의 상승 속도는 감소하게 되고 결과적으로 응고계면이 점점 평탄해짐을 보여주고 있다. 즉 이와같은 응고계면 형상의 변화는 응고계면 바로 아래의 운동 경계층을 변화시키게 되고 결과적으로 용질 분포에도 그 영향이 있을 것이다. 따라서 기존의 연구자들이 수치적 계산에 적용한 응고계면이 평탄하다는 가정하에서는 결정으로 유입되는 산소 및 첨가제의 양을 정확히 예측하기는 어려우며 이를 위해서는 본 연구와 같이 계면 형상 변화에 대한 예측이 우선 이루어져야 할 것이다.

감사의 글

본 연구는 92~93년도 교육부 신소재 연구비 지원에 의해 수행되었으며, 이에 심심한 사의를 표하는 바입니다.

참 고 문 헌

- [1] P. Sabhapathy and M. E. Salcudean, J. Crystal Growth, 113(1991), 164
- [2] A. E. Organ and N. Riley, J. Crystal Growth, 82(1987), 465
- [3] N. Kobayashi, J. Crystal Growth, 108 (1991), 240
- [4] T. Munakana and I. Tanasana, J. Crystal Growth, 106(1990), 566
- [5] R. W. Series, J. Crystal Growth, 97 (1989), 85
- [6] P. S. Ravishankar, T. T. Braggins and R. N. Thomas, J. Crystal Growth, 104(1990), 617
- [7] R. B. Bird, W. E. Stewart and E. N. Lightfoot, Transport Phenomena, (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1960)
- [8] J. Szekely, Fluid Flow Phenomena in Metals Processing, (Academic Press, New York, 1979)
- [9] D. A. Anderson, J. C. Tannehill and R. H. Pletcher, Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, (McGraw-Hill, New York, 1974)
- [10] S. V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, (McGraw-Hill, New York, 1980)
- [11] K. W. Yi, H. T. Chung, H. W. Lee and J. K. Yoon, J. Crystal Growth, 1992, accepted.
- [12] 정형태, 이경우, 정상익, 윤종규, 한국결정성장학회지, Vol.2, No. 1(1992), 1
- [13] W. H. McAdams, Heat Transmission, (McGraw-Hill, New York, 1954)
- [14] L. N. Hjellming and J. S. Walker, J. Fluid Mech., 164(1986), 237