



# 入門講座

電磁力利用の材料プロセッシングと環境技術-2

## 電磁力を利用した凝固プロセス・組織制御

Application of the Electromagnetic Forces to Solidification Processing and Microstructure Control

安田秀幸

Hideyuki Yasuda

大阪大学 大学院工学研究科  
知能・機能創成工学専攻 教授

### 1 はじめに

電磁力は、非接触で作用させる手段の一つであり、凝固プロセスではローレンツ力を利用した流動制御だけでなく、磁化と磁場の相互作用である磁気力も利用した凝固組織制御も試みられており、広い意味で電磁力の利用が広がっている。Fig.1は、縦軸に磁場強度、横軸に周波数を取り、凝固に関連したプロセスをまとめた図である。静磁場を用いた電磁ブレーキは、鉄鋼の連続鋳造、大口径単結晶Siの引き上げなど実用プロセスとして利用されている。周波数が低い交流磁場や移動磁界では、金属融液の流動を駆動するために用いられている。さらに、周波数が高い交流磁場では、磁気圧力による形状制御が行われている。また、マイクロ波の領域では電気伝導率の低い酸化物の加熱などに応用されている<sup>1)</sup>。

磁気エネルギーの大きさは、強磁性体であっても凝固潜熱に比較して非常に小さく、凝固現象である液相から固相への変態に、磁場あるいは磁気エネルギーが直接影響することは

非常に限られている。Fig.2に示すように、凝固現象における磁気効果の多くは、流動や物質・熱輸送を通じて影響している。電磁力、輸送現象、凝固現象を結びつける形で、凝固プロセスにおける電磁気力の利用を説明する。

また、数T以上の強磁場が利用できる環境が広がり、強磁場を利用した凝固プロセスの研究も盛んに行われている。例えば、数T以上の静磁場はFig.1に示すように、結晶方位が配向した組織の形成や磁気浮上など流動制御にはない凝固組織制御の可能性を示している。そこで磁化のエネルギーを利用した組織制御についても簡単に説明する。

### 2 静磁場による凝固組織制御

#### 2.1 静磁場中で流体に作用するローレンツ力<sup>2,3)</sup>

静磁場中で金属などの導電性流体が運動すると電磁誘導に

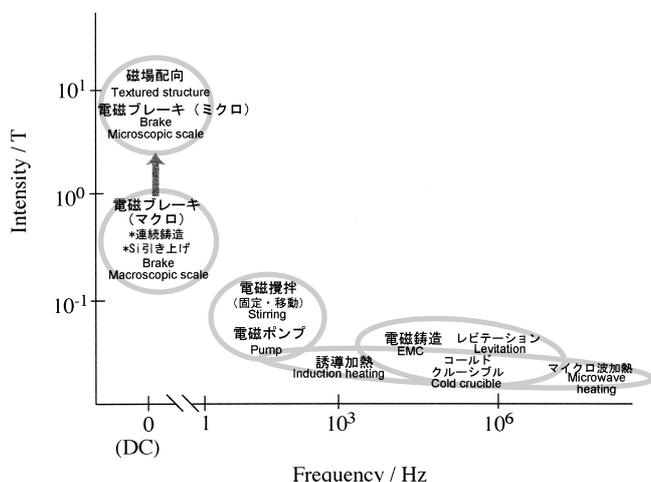


Fig.1 凝固プロセスと磁場強度、周波数の関係

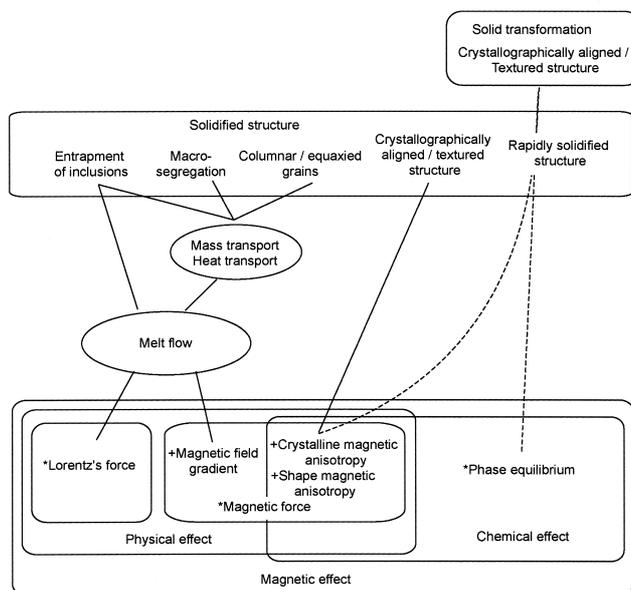


Fig.2 凝固現象と電磁力の関係

より誘導起電力が生じる。その結果、式 (1) で示される電流が流体中を流れ、ナビエ・ストークスの式には式 (2) のようにローレンツ力が外力として加わる。

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \dots\dots\dots (1)$$

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \dots (2)$$

電場ベクトル  $\mathbf{E}$  は、流体、境界条件 (壁の配置、導電性)、磁場の配置に影響される。たとえば、Fig.3 (a) のように均一な磁場中で磁場に垂直な面内で回転している流体を考える。導電性の壁面が周辺と周辺部に配置されている。ローレンツ力により移動する電荷は中心、あるいは周辺部に移動し、半径方向に電場が形成する。非常に短時間で形成される電場は、式 (1) のカッコ内第2項を相殺するように形成されるため、回転している流体中には誘導電流は流れない。したがって、磁場に垂直な断面で回転する流体には電磁力が作用しない。一方、Fig.3 (b) のように中心部と周辺部の導電性壁を電氣的に接続すると、半径方向に電流が流れ、印加した磁場により電磁ブレーキが働く。静磁場により電磁ブレーキが働くかどうかは、流体の運動が磁束を横切るかどうかではなく、流体に壁面を含めた系において誘導電流のループが形成されるかどうかにより決まる。

次に、流れの乱れに及ぼす磁場の影響を考える。Fig.4 (a) は磁場と平行に流れている層流の模式図である。この流動と磁場の配置では、ローレンツ力は作用せず、磁場は流動に影響しない。一方、Fig.4 (b) のように流動が乱れた場合には、流速の一部は磁束を横切り、渦電流が発生し、ローレンツ力が作用する。つまり、磁場は乱れを抑制し、層流を安定にする効果がある。流れと磁場が直交する流路において、乱流に遷移する臨界レイノルズ数は、無次元数であるハルトマン数の関数として求められ、ハルトマン数が増加すると臨界レイノルズ数が大きくなる<sup>4)</sup>。ハルトマン数は次式で定義される。

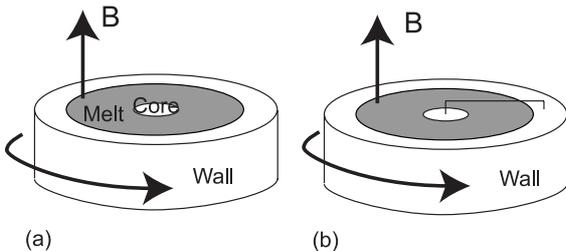


Fig.3 磁場中で回転する流体 (中心部のコアと周辺の壁に挟まれた部分) に作用するローレンツ力。(a) 半径方向に電場が形成されて誘導電流は流れないため、ローレンツ力は作用しない、(b) 内側と外側をつないだ導線により、誘導電流が流れ、ローレンツ力が作用する

$$Ha = BL \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}} \dots\dots\dots (3)$$

この静磁場による電磁ブレーキの働きは、「流速を低下させる」といった働きだけでなく、「流れの乱れを抑制する」効果がある。凝固現象では、前者だけでなく、後者も重要である。

2.2 静磁場を利用した凝固プロセス

電磁ブレーキを利用している実用プロセスの代表例として、鉄鋼の連続鋳造がある。静磁場の効果は、流速を調節するブレーキの効果だけでなく、流れの変動を抑制して定常的な流動に寄与している。連続鋳造における電磁力利用については次号にゆずる。

凝固界面での熱・物質輸送の観点から考えると、磁場による流れの層流を安定にする作用は、成長界面付近の温度場、濃度場を定常化する効果がある。ブリッジマン法など一方向凝固プロセスにおいて、静磁場を印加した場合には定常状態での成長が期待され、ドーパントのストリーション (成長方向における溶質元素の変動) の低減<sup>5,6)</sup>、安定した共晶凝固・成長組織の実現<sup>7)</sup>、凝固界面前方の核生成や双晶発生<sup>8)</sup>の抑制<sup>8)</sup>が報告されている。

また、シリコン単結晶の育成では、大口径化や精密な酸素濃度制御が求められ、引き上げ方向に垂直に静磁場を印加する横磁場、成長方向と同じ方向に静磁場を印加する縦磁場、さらに二つの縦磁場を対向させたカスプ磁場を適用したSi単結晶育成プロセスが提案されている<sup>9)</sup>。現在の社会・生活に重要な役割を果たしている鋼とSiのいずれの製造プロセスにも磁場が関わっている。

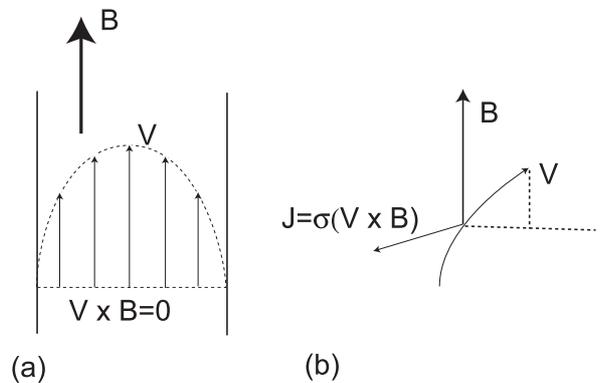


Fig.4 磁場方向に流れる流動に作用するローレンツ力。(a) 層流の場合、ローレンツ力は作用しない、(b) 磁場方向の流れに乱れが生じると、磁束を横切る速度成分が発生し、ローレンツ力が作用し、乱れを抑制する

### 2.3 強磁場を用いた流動抑制

#### (a) マクロな流動制御

数T以上の磁場では、流動に及ぼす磁場の効果が顕在化する。式(3)で示されるように磁場が強くなるほどハルトマン数が大きくなる。逆に、ハルトマン数を一定とすると、磁場の増加は代表長さを減少させる。つまり、磁場強度の増加は、より強力に流動を抑制することができるだけでなく、より小さい空間に電磁力を作用できる。

磁場の印加により流動の強度が低下してくると、液相内の熱輸送が熱伝導支配に近づき、さらに流動強度が低下すると液相内の溶質輸送が拡散で支配される。

ブリッジマン法によるInSb単結晶の育成では、3Tの磁場印加による拡散律速の成長の実現<sup>10)</sup>、半径方向のマクロ偏析の低減<sup>11,12)</sup>が報告されている。磁場中で成長したHgMnTe結晶では、成長方向の濃度プロファイルには磁場を印加した影響は観測されないが、半径方向のマクロ偏析が低減された<sup>13)</sup>。数値解析による検討<sup>12)</sup>もなされ、ハルトマン数の $-3/2$ 乗で対流の流速が低下し、半径方向の偏析は極大値をとることが示されている。多くの凝固モデルで前提とされている物質輸送は流動が無視でき、拡散が律速する条件を実現するためには、数T以上の強磁場が必要とされることも少なくない。

#### (b) ミクロな流動抑制

より強い静磁場の印加は、流動制御のスケールをダウンすることができる。介在物の凝固界面での捕捉を例として、ミクロな流動抑制効果について考える。介在物の捕捉に関する物理モデル<sup>14-17)</sup>はこれまでに提案されている。これらのモデルに比べると簡略化した図であるが、Fig.5 (a)に介在物(以下、異質粒子)が凝固界面で捕捉される現象を表している。凝固界面にプッシングされている異質粒子に作用する力は異質粒子/固相と異質粒子/液相、固相/液相の界面エネルギーに起因した力と異質粒子の周りの流動により生じる力である。異質粒子がプッシングされるためには、異質粒子と凝固界面間に液相が流入する必要があり、液相の粘性により圧力差が生じる。この異質粒子周辺の圧力分布により異質粒子と凝固界面には引力が作用する。

静磁場中で異質粒子が凝固界面に捕捉される状態をFig.5 (b)に示す。異質粒子の上下の部分では、流速ベクトルが静磁場を横切るため、介在物を巻くように誘導電流のループが形成される。介在物の上下で電流の向きは逆向きであり、印加した磁場と誘導電流により生じるローレンツ力は、異質粒子の上下で磁束を横切る流れにブレーキを作用させる。その結果、粒子と凝固界面には引力が働くことになり、異質粒子は凝固界面に捕捉されやすくなる。

異質粒子の捕捉に及ぼす静磁場の効果について理論的に検

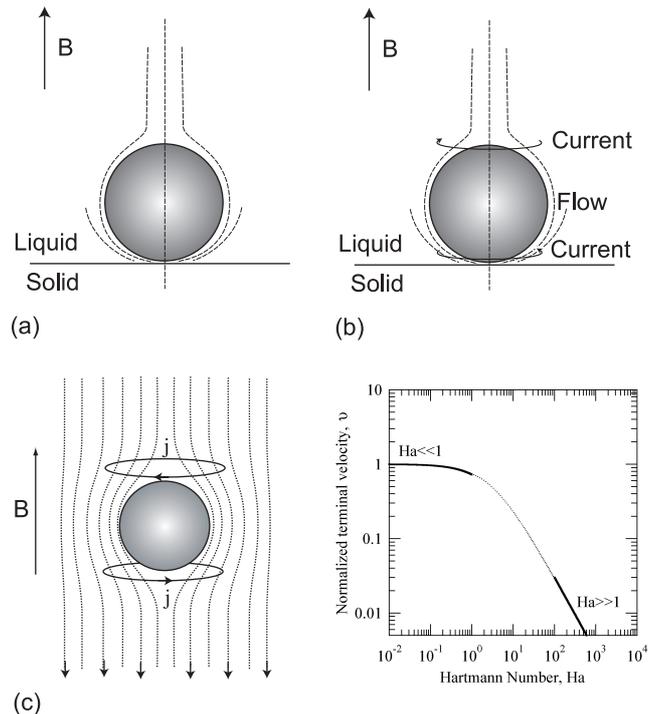


Fig.5 凝固界面(平滑界面)における介在物に作用する力の模式図。(a) 静磁場が印加されていない場合、(b) 静磁場が印加された場合、(c) 静磁場印加した時に、導電性流体中を浮上・沈降する粒子周辺の流動と誘導電流の模式図、ならびに終端速度とハルトマン数の関係

討した例はないが、Fig.5 (c)のように類似した流動がある導電性液体中の粒子の浮上・沈降に関して磁場の影響が報告されている<sup>18,19)</sup>。ハルトマン数が1より十分に大きい条件では、粒子に作用する電磁力はハルトマン数に比例し、粒子の浮上・沈降の終端速度はハルトマン数に反比例する。磁場強度を10倍にすると、終端速度は10分の1になる。ハルトマン数が1以上になる条件では、電磁力が異質粒子と凝固界面の引力として顕在化し、微細な異質粒子の均一な分散が期待される。

このような磁気効果を利用した例に偏晶合金の凝固組織がある<sup>20)</sup>。Al-In偏晶合金では液相から固相Alと液相Inが形成される。Al凝固界面におけるIn液相のプッシングと液相/液相界面により流動により過偏晶組成で、粗大なInが不均一に分布した組織が形成される。4T以上の静磁場を印加すると、In液滴のプッシングが抑制され、AlとInの成長が協調した成長が実現される。その結果、共晶凝固と同様にミクロンオーダーのロッドが規則的に配列した組織が形成される。このIn相を抜き出すことにより、高アスペクト比の規則的なポアを有した多孔体が形成されている。

### 2.5 凝固現象に影響する他の磁場効果

強磁場下では熱電現象と電磁誘導が相互作用した流動(Thermoelectrical magnetohydrodynamics)の可能性も指

摘されている<sup>21)</sup>。デンドライト成長している固液共存領域で温度勾配が存在すると、固相と液相の熱電能(単位温度差が生じる物質内に発生する起電力の大きさ)が異なるため、固液共存領域で電流が流れる。この電流は微弱であるため、通常の磁場強度ではその効果が小さいが、数T以上の磁場下では電磁誘導による流動が健在化してくることが指摘されている。デンドライト周辺の局所的な流動は、デンドライトアームの物質輸送などを通して、凝固組織形成に影響する可能性もある。しかし、マイクロオーダーの微小領域でのMHD効果であるため、どのように凝固組織形成に影響するか不明な点も残されている。

### 3 交流磁場による凝固組織制御

#### 3.1 交流磁場中で流体に作用するローレンツ力<sup>2,3)</sup>

交流磁場を印加した場合には、金属溶湯に流動がなくとも電磁力が作用するため、能動的な電磁力の利用が可能となる。電磁力の基礎は前号にまとめられており、それを基礎に、電磁力の作用を述べる。導電性物質内の磁場分布を与える式は、

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu} \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \dots\dots\dots (4)$$

となる。左辺が磁束密度の時間変化、右辺第1項が磁束密度の拡散項であり、第2項が流体運動の寄与である。前号に述べられているように、金属生産プロセスでは、流体の運動の寄与よりも磁束の拡散項が支配的であり、磁場分布は流動の影響を受けない。磁束の拡散から、導電性物質に磁場を印加すると磁束は表面から内部に侵入するにともない磁束密度が減衰する。磁束の侵入深さを表す表皮厚さ  $\delta$  は

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \dots\dots\dots (5)$$

である。交流磁場の周波数が高くなるにともない、電磁力は導電性物質の表面部分に作用する。前号で述べられているように、溶鋼ではおよそ10Hzで19 cm、100 kHzで1.9 mmとなり、電磁力が作用する領域も変化する。

ローレンツ力は次式で示される。

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= \mathbf{J} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \\ &= -\frac{1}{\mu} \nabla (\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

第1項の力は印加した交流磁場の周波数の2倍の周波数で変動する力であるが、回転をとると常にゼロである。つまり、金属融液が追従できる周波数では融液を振動させる力にはなるが、融液中に強制対流を生じさせない。第2項の回転はゼロになると限らず、強制対流を起こす。周波数が高くなるに

つれて、第2項に比べて第1項が支配的になる。十分に周波数が高いと、第1項は次のような磁気圧力を生じる。

$$P_m = \frac{B_e^2}{2\mu} \dots\dots\dots (7)$$

以上のローレンツ力の特徴を生かして、Fig.1にまとめたように、周波数が低い領域では攪拌の効果、周波数が高い領域では表面に作用する磁気圧力が形状制御に利用される。

また、位相を制御した交流磁場を配置して作られる移動磁界も、交流磁場の一つと考えることができる。磁束の移動にともない金属融液を移動させる力が表皮厚さ程度の領域に作用し、流動が起こる。

#### 3.2 流動による凝固組織制御

比較的低い周波数の交流磁場を印加した場合や移動磁場を印加した場合には、溶湯に強制対流が生じる。凝固時における融液の強制対流は、Fig.2に示したように凝固界面での異質粒子の捕捉、凝固界面付近の物質輸送、熱輸送に影響する。

##### (a) 介在物捕捉

凝固界面付近の融液が流動すると、介在物や気泡などの異質粒子の運動に大きな影響を与える。例えば、連続鋳造において電磁攪拌は介在物捕捉を低減することが知られている<sup>22,23)</sup>。水モデルによって介在物のウォッシング効果により介在物の捕捉が説明されている<sup>24)</sup>。流速が増すにつれて、凝固界面前方の層流底層の厚さは薄くなり、異質粒子が凝固界面に近づく頻度は増加するが、層流底層に留まる時間は短くなること、水ならびに有機物を用いた実験で明らかになっており、流速と介在物の捕捉の関係が議論されている<sup>25)</sup>。

##### (b) 偏析

流動は物質輸送や熱輸送に影響し、その結果として偏析を生じる。例えば、電磁攪拌時に見られる偏析であるホワイトバンドは流動による溶質の輸送で説明できる。分配係数が1以下の合金においてデンドライト成長時には、デンドライト先端からデンドライトアーム間には溶質が濃化した液相が存在する。攪拌により、溶質濃度の高い液相がデンドライト前方に輸送され、濃度の低い液相がデンドライトに供給されると平均溶質濃度より低い組成の固相が連続的に成長する。その結果、平均溶質濃度より低い固相の部分が負偏析帯となる。

##### (c) 等軸晶の形成

等軸晶の形成機構の一つに、デンドライトアームが溶断し、柱状晶の成長界面前方で成長する機構があるが、正の温度勾配(界面前方の温度が高い)で定常成長するデンドライトではアームの溶断はほとんど起こらない。有機物を用いた実験では、成長速度が減速した時にデンドライトの2次アームが溶断することが報告されている<sup>26,27)</sup>。また、デンドライト

アーム間の流動がデンドライトの再溶解を起こす場合には、アームの溶断だけでなく、チャネル偏析が形成される<sup>28-30)</sup>。デンドライトアーム間の流動により、濃化した液相が輸送された領域でデンドライトアームが溶断する。Sn合金においてデンドライトアームが溶断し、異結晶が形成される過程がX線により観察され、成長速度の減速とデンドライトアーム間の流動が溶断の原因と指摘している<sup>31)</sup>。

電磁攪拌による流動を起こすと、液相側から凝固シェルへの熱輸送が増加し、凝固速度が低下する。さらに、攪拌によりデンドライトアーム間の対流が起こり、デンドライトアームが溶断する機会が増える。凝固界面前方の温度勾配が十分に低い場合、離脱したデンドライトが成長し、等軸晶が形成される。電磁攪拌は、成長速度の減速とデンドライトアーム間（固液共存領域）での溶質輸送を通して、等軸晶形成に寄与している。このような等軸晶の形成は、連続铸造の2次冷却帯での電磁攪拌に対応し、中心偏析の低減に利用されている。

#### (d) 交流強磁場の利用

電磁攪拌で利用されている磁場はほとんど1T以下の磁場である。1T以上の交流磁場や移動磁界を利用すると、強攪拌が可能になるだけでなく、固液共存領域に電磁力を作用させることによりデンドライトアームの切断なども期待される。ねじれを含んだ移動磁界による攪拌が提案されており<sup>32, 33)</sup>、交流強磁場などの利用は、半溶融凝固プロセスへの応用なども考えられる。今後の研究の発展が期待される。

### 3.3 磁気圧力を形状制御に利用した凝固プロセス

#### (a) 電磁铸造

磁気圧力を利用した凝固プロセスの一つに、Al合金の連続铸造に 응용されているEMC (Electromagnetic Casting)がある<sup>3)</sup>。Fig.6に示すように、磁気圧力により融液は非接触の状態でも保持された状態で凝固する。固体壁と接触していない自由表面で凝固するため、表面にはオシレーションマークや鑄型との接触でできる傷などがなく、良好な表面性状の鑄片が製造できる。銅においても、磁気圧力により鑄型と融液を軟接触させることにより、鑄片の表面性状が向上することが明らかになっている<sup>34)</sup>。

#### (b) コールドクルーシブル

活性金属や高純度合金の溶解に用いることができるコールドクルーシブルは、Fig.7に示すように高周波コイル内に、スリットで分断された複数のセグメントからなる水冷金属鑄型内で溶解する方法である。高周波コイルにより発生した磁束により、各セグメントには誘導電流が流れ、各セグメントの誘導電流により生じる磁束が、るつぼ中の溶湯金属を加熱しながら磁気圧力を作用する。セグメントごとに磁気圧力が

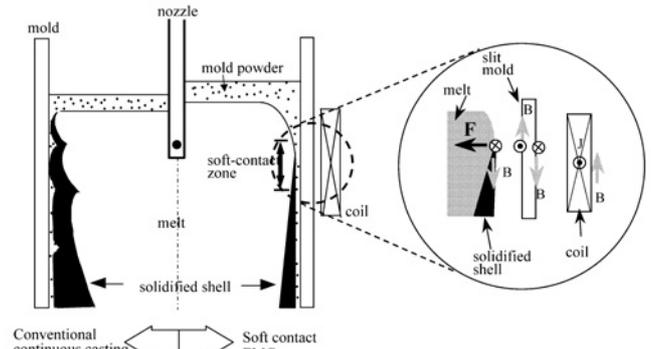


Fig.6 電磁铸造法の模式図<sup>58)</sup>

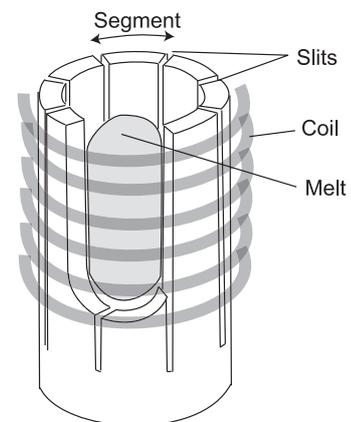


Fig.7 コールドクルーシブルの模式図

作用することにより、半浮上状態で金属溶湯を保持できる。

#### (c) 介在物除去

磁気圧力は、誘導電流と磁場との相互作用であり、非導電性の物質には作用しない。したがって、Fig.8のように磁気圧力が作用している金属溶湯中に存在する非金属介在物は相対的に溶湯表面に押し出される。この原理を利用した介在物分離について研究がされている<sup>35-42)</sup>。例えば、Al合金中のSiC粒子の分離について、実験とシミュレーションの両面から検討され、非金属粒子であるSiCの分離が可能であることが明らかになっている。また、先に述べたコールドクルーシブルと組み合わせて、介在物の定量評価が試みられている<sup>43)</sup>。

### 3.4 複合した電磁場の利用

電磁力の利用は静磁場の印加や単一周波数の交流磁場の印加に留まらず、電場も含めた複合した電磁場も利用されている。例えば、先に説明した電磁铸造においても、連続的な高周波印加の代わりに、間欠的な高周波磁場の印加が行われている<sup>44)</sup>。低い周波数で変調した高周波磁場を用いることにより、変調しない場合に比べて少ない電流量で同等の融液形状の保持が可能になっている。ここでは、複合した電磁場を利用した凝固プロセスについて簡単に紹介する。

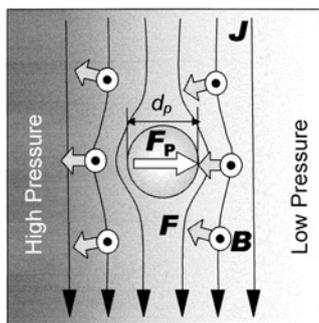
(a) 電磁振動

超音波振動は、核生成の促進、凝固殻の鋳型からの離脱、デンドライトアームの切断など凝固組織制御に利用できる可能性がある。電磁力を振動の発生に利用する試みがなされており、直流強磁場と交流電流を組み合わせた磁気音波の発生と凝固組織の微細化が報告されている。特に、数T以上の静磁場と電流を組み合わせた手法では、凝固組織の微細化に顕著な効果が見られている<sup>45,46)</sup>。

Al合金の凝固過程において、静磁場とそれに直交する方向に交流電流を流し、凝固過程において激しい攪拌を行うことにより、微細なAl初晶が分散した組織が形成される。Fig.9は電磁振動印加の方法の模式図であり、鋳片の一部に電磁振動が印加されている<sup>47)</sup>。Fig.10は静磁場中で交流電流を流したときと流していないときの凝固組織であり、電磁振動の印加が凝固組織を微細化している<sup>47)</sup>。電磁振動の周波数は、凝固組織の微細化に影響せず、一定強度以上の振動を凝固の初期に印加することが微細化に寄与する。

さらに、この実験により局所的な電磁振動により、鋳片全体の凝固組織を微細化できることが明らかになり、電磁振動の付加方法について新しい方向が示されている<sup>47)</sup>。

また、このような金属溶湯中に発生させる電磁振動は凝固組織の微細化だけでなく、反応速度の向上など材料プロセスにとって応用の可能性がある。



Principle of electromagnetic separation.

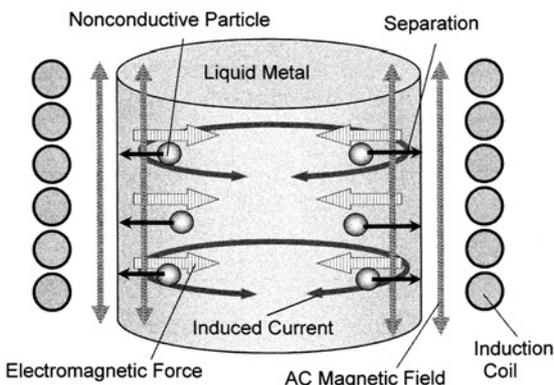


Fig.8 交流磁場により磁気圧力と非金属介在物に作用する力<sup>42)</sup>

(b) 重畳磁場電磁浮遊

無容器凝固プロセスはつぼから溶湯への汚染がないため、活性な材料でも融液を保持できる、過冷却状態が比較的容易に実現できる、熱物性値の測定に応用できるなどの利点があり、高周波磁場を利用した電磁浮遊法<sup>48)</sup>が広く用いられている。式(6)の第1項の磁気圧力に相当する力を浮揚力として作用させる。ただし、回転力を発生させる第2項も作用するため、融液には激しい流動、振動が起こる。融液の表面張力により表面形状が保持されているため、流動や振動は融液の保持を不安定にすることもある。流動が抑制された静的で安定した浮遊が可能な方法は無容器プロセスの応用を広げると期待される。

金属溶湯を清浄でかつ安定に保持できる手法として、コールドクルーシブルに静磁場を印加する手法が提案されている<sup>49,50)</sup>。この手法では、高周波磁場に数T以上の静磁場を重畳させており、金属溶湯を安定して浮遊溶解させることができる。さらに、金属液滴を完全浮上させた電磁浮遊法におい

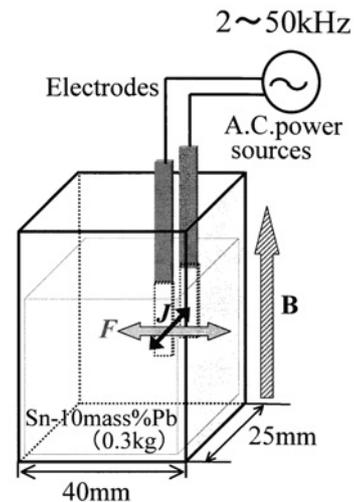


Fig.9 局所的に電磁振動を印加する手法<sup>47)</sup>

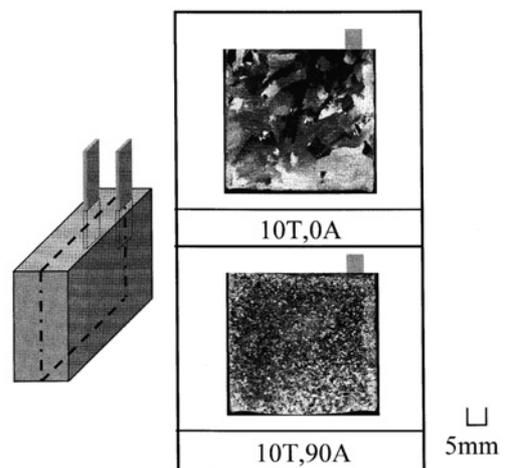


Fig.10 凝固組織におよぼす電磁振動の影響<sup>47)</sup>

でも、静磁場印加が行われている<sup>51)</sup>。Fig.11に浮遊液滴の運動に及ぼす静磁場の効果を示す。静磁場を印加することにより、静磁場中で浮上した液滴では、流動・振動が観察されおらず、静的な浮上が実現されている。

静磁場を重畳させた電磁浮遊では、流動強度を連続的に変化させることができ、過冷凝固における柱状晶／等軸晶遷移における流動の影響が調べられている。Ni-Cu系では過冷度の小さい領域で形成される等軸晶の形成には主に流動が寄与しているのに対して、過冷度の大きな領域における等軸晶形成には、流動の有無に関係しない。さらに、重力下で金属液滴をほとんど対流がない状態で、非接触保持できる特長を生かして、熱物性の測定への応用が試みられている。

## 4 磁気エネルギーを利用した組織制御

磁場が強くなるほど、物質の磁化と印加した磁場の相互作用である磁気エネルギーも顕在化し、凝固組織制御などへの応用も考えられる。磁場中に物質が置かれたときにエネルギーは、

$$U_m = - \int_0^H d\mathbf{H} \cdot \mathbf{M} \dots\dots\dots (8)$$

である。このエネルギーは、磁場が0からHまで物質を移動させるのに必要なエネルギーである。強磁性体では自発磁化が一定である、常磁性体や反磁性体では磁化は磁場の強さに比例するとして、それぞれの磁化のエネルギーは、

$$U_m = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \dots\dots\dots (9a)$$

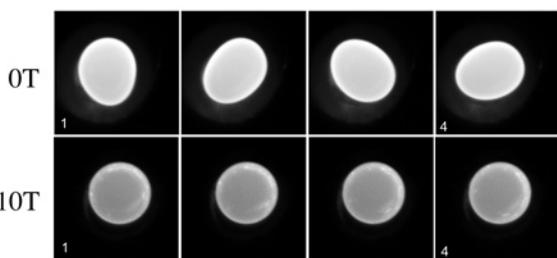
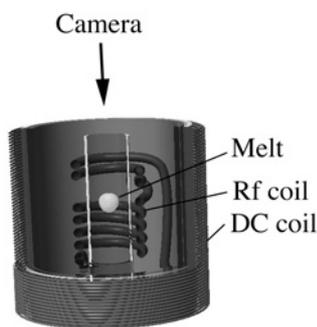


Fig.11 (a) 静磁場と交流磁場を重畳させた電磁浮遊装置図、(b) 浮遊液滴(銅)におよぼす静磁場の影響

$$U_m = -\frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} = -\frac{1}{2} \chi H^2 \dots\dots\dots (9b)$$

となる。常磁性体や反磁性体では、物質を磁化するために仕事を必要とするため、1/2の係数がついている。

磁場が不均一であれば、磁化した物質には、

$$\mathbf{F} = \text{grad} U_m \dots\dots\dots (10)$$

の力が作用する。この磁気力は体積力であり、重力と釣り合う力を作用させることができれば無容器プロセスに応用ができる。特に、磁化率が負である反磁性物質では、静磁エネルギーと位置エネルギーの和に極小点が存在するので、安定に浮遊できる。例えば、反磁性物質である水の浮遊・凝固実験が磁気浮上により行われている<sup>52-54)</sup>。多くの金属合金は、一般的に密度が大きく、高温の熔融状態では磁化率が小さいため、重力と同等の磁気力を作用させることは容易でない。そのため、生産プロセスへの応用には課題が多い。しかし、少量の浮上でよい融体の熱物性値測定などへの応用は興味を持たれ、間接的に凝固現象・プロセスの理解に寄与すると思われる。

さらに、結晶構造に起因する結晶磁気異方性や形状に起因する形状磁気異方性が存在する場合には、磁化の方向と磁場の方向は必ずしも一致しないため、磁場中の物質には、

$$\mathbf{T}_m = \mathbf{M} \times \mathbf{H} \dots\dots\dots (11)$$

のトルクが生じる。例えば、六方晶の常磁性体 (a軸方向の磁化率： $\chi_a$ 、c軸方向の磁化率： $\chi_c$ 、 $\chi_c > \chi_a > 0$ ) であれば、磁化率が最大のc軸が磁場と同じ方向になるようにトルクが働くことになる。それぞれの結晶が結晶磁気異方性のトルクにより自由に回転することができれば、c軸が配向した多結晶の作製が可能になる。

凝固プロセスにおいて、磁気異方性を利用した配向組織を形成するためには、結晶相が容易に回転できる環境を凝固過程で実現することが重要である。融液から凝固させる場合には、柱状晶が形成され、結晶相の回転は容易ではなく、融液から冷却する過程で配向組織が形成されることはほとんどない。急冷凝固により作製された非平衡組織を加熱し、配向組織形成に有利な半熔融状態を実現している例もある<sup>55)</sup>。

また、トルクなどの力学的な作用だけでなく、磁気エネルギーの熱力学的効果も利用できる。式(8)で示された磁気エネルギーは物質の内部エネルギーに含まれる。1軸の結晶磁気異方性は、

$$\Delta U_{\text{mag}} = K_u \sin^2 \theta$$

と表される。 $\theta$ は強磁性体では容易磁化方向、常磁性体で

は磁化率が最大の方向と磁場のなす角度であり、 $\theta$  がゼロを基準としている。例えば、半径 $r$ の結晶の単位体積あたりの自由エネルギーを界面エネルギーと磁気異方性エネルギーを含めて考えると、

$$G = G^0 + \frac{v_m}{\left(\frac{4}{3}\pi r^3\right)} \left\{ 4\pi r^2 \gamma + \left(\frac{4}{3}\pi r^3\right) \cdot K_u \sin^2 \theta \right\}$$

.....(12)

となる。{} 内の第1項は界面エネルギーの寄与を示しており、一般的に粗大化はこの項により説明できる。第2項は結晶磁気異方性エネルギーである。第1に比べて第2項の寄与が大きい条件であれば、磁気異方性エネルギーを駆動力として粗大化が起こり、磁気エネルギーの有利な結晶が優先的に成長する。その結果、一軸に配向した組織が形成される。

急冷凝固Bi-Mn合金を磁場中でアニールすることにより、配向組織が形成できることが示されている<sup>56)</sup>。また、急冷凝固Cu-Co合金を磁場中でアニールすると、Co結晶粒が磁場方向に伸びた形状になることも見いだされている<sup>57)</sup>。

交流強磁場利用環境・材料プロセス研究会、強磁場を利用した鉄鋼材料の組織制御研究会において議論されている内容を中心にして、凝固現象に及ぼす電磁力の影響、電磁力を利用した凝固組織制御、プロセスについて簡単に述べた。磁場強度の単位はSI単位系ではA/mであるが、磁束密度の単位T(テスラ)を用いて磁場強度を表す慣例にならない、本稿でも磁場強度の単位としてTを用いている。磁場強度は表す場合には、 $\mu_0 H$  [T]で磁場強度を表している。

参考文献

- 1) K. Morita, M. Guo, Y. Miyazaki and N. Sano : ISIJ Int., 41 (2001), 716.
- 2) 日本鉄鋼協会材料電磁プロセッシング研究グループ編, 材料電磁プロセッシング, 東北大学出版会, (1999)
- 3) 浅井滋生 : 入門材料電磁プロセッシング, 内田老鶴圃, (2000)
- 4) F.W. Frain and W.H. Heiser : J. Fluid Mech., 33 (1968), 397.
- 5) H.P. Utech and M.C. Flemings : Crystal Growth Ed. by H.S. Peiser, Pergamon, Oxford, (1967), 65, H.P. Utech and M.C. Flemings : J. Appl. Phys., 37 (1966), 2021.
- 6) D.T.J. Hurle : Crystal Growth Ed by H.S. Peiser, Pergamon, Oxford, (1967), 659.

- 7) J.L. de Carlo and R.G. Pirich : Met. Trans. A 15 (1984), 2155.
- 8) S. Sen, R.A. Leferver and R. Wilcox : J. Cryst. Growth, 43 (1978), 526.
- 9) 福田承生, 干川圭吾編著 : 現在エレクトロニクスを支える単結晶成長技術, 培風館, (1999), 63.ならびにその参考文献
- 10) V.H. Matthesen, M.J. Wargo, S. Motakef, D.J. Carlson J.S. Nakos and W.F. Witt : J. Cryst. Growth, 85 (1987), 557.
- 11) P. Becla, J-C Han and S. Motakef : J. Crst. Growth, 121 (1992), 394.
- 12) C-H. Su, S.L. Lehoczky and F.R. Szofran : J. Cryst. Growth, 109 (1991), 392.
- 13) P. Becla, J-C Han and S. Motakef : J. Crst. Growth, 121 (1992), 394.
- 14) D.R. Uhlmann, B. Chrlmers and K.A. Jackson : J.Appl. Phys., 35 (1964), 2986.
- 15) A.A. Chernov, D.E. Temkin, A.M. Mel'nikova : Sov. Phys. Crystallogr, 22 (1977), 656.
- 16) J. Pötschke and V. Rogge : J. Cryst. Growth, 94 (1989), 726.
- 17) D.M. Stefanescu, B.K. Dhindaw, A.S. Kasar and A. Moitra : Metall. Trans. A, 19A (1988), 2847.
- 18) W. Chester, J. Fluid. Mech, 10 (1961), 459.
- 19) W. Chester, D.W. Moore, J. Fluid. Mech, 10 (1961), 466.
- 20) H. Yasuda, I. Ohnaka, S. Fujimoto, A. Sugiyama, Y. Hayashi, M. Yamamoto, A. Tsuchiyama, T. Nakano, K. Uesugi and K. Kishio : Materials Letter, 58, (2004), 911.
- 21) R. Moreau, O. Laskar and M. Tanaka : Mater. Sci. and Eng. A 173 (1993), 93.
- 22) H. Yuyama, M. Suzuki, H. Misumi, H. Yamamura and Y. Ide : CAMP ISIJ, 1 (1988), 1220.
- 23) A. Kiyose, K. Miyazawa, J. Fukuda, Y. Ohtani and J. Nakajima : CAMP ISIJ, 1 (1994), 1195.
- 24) K. Okazawa, A. Kiyose, I. Sawada, T. Toh and E. Takeuchi : TETSU-TO-HAGANÉ, 82 (1996), 749.
- 25) H. Yasuda, I. Ohnaka and H. Jozuka : ISIJ Int., 44 (2003), 1366.
- 26) K.A. Jackson, J.D. Hunt and D.R. Uhlmann : T.P. Seward, Trans. Met. Soc. AIME, 236 (1966), 149.
- 27) S. Liu, S.Z. Lu and A. Hellawell : J. Cryst. Growth, 234 (2002), 740.

- 28) S.D. Felicelli, D.R. Poirier and J.C. Heinrich : J. Cryst. Growth, 177 (1997), 145.
- 29) C. Frueh, D.R. Poirier and S.D. Felicelli : Mater. Sci. Eng. A, 329 (2002), 245.
- 30) C. Frueh, D.R. Poirier, R.G. Erdmann and S.D. Felicelli : Mater. Sci. Eng. A, 345 (2003), 72.
- 31) H. Yasuda, I. Ohnaka, K. Kawasaki, A. Sugiyama, T. Ohmichi, J. Iwane and K. Umetan : J. Cryst. Growth, 262 (2004), 645.
- 32) T. Ando, K. Ueno, S. Taniguchi and T. Takagi : ISIJ Int., 43 (2003), 849.
- 33) S. Taniguchi, K. Maitake, M. Okubo, T. Ando and K. Ueno : Proc. EPM2003, Lyon, France, (2003), 339.
- 34) 浅井滋生 : 第130回西山記念技術講座, 日本鉄鋼協会, (1989), 51.
- 35) S. Taniguchi and J.K. Brimacombe : ISIJ Int., 34 (1994), 722.
- 36) N. El-Kaddah, A.D. Patel and T.T. Natarajan : JOM, 47 (1995), 46.
- 37) F. Yamao, K. Sassa, K. Iwai and S. Asai : Tetsu-to-Hagané, 83 (1997), 30.
- 38) D. Shu, B. Sun, K. Li, T. Li, Z. Xu and Y. Zhou : Mater. Lett., 55 (2002), 322.
- 39) K. Li, J. Wang, D. Shu, T.X. Li, B.D. Sun and Y.H. Zhou : Mater. Lett., 56 (2002), 215.
- 40) Y. Tanaka, K. Sassa, K. Iwai and S. Asai : Tetsu-to-Hagané, 81 (1995), 1120.
- 41) D. Shu, B.D. Sun, J. Wang, T.X. Li and Y.H. Zhou : Metall. Mater. Trans., 30A (1999), 2979.
- 42) K. Takahashi and S. Taniguchi : ISIJ Int., 43 (2003), 820.
- 43) T. Toh, H. Yamamura, M. Wakoh and E. Takeuchi : Proc. 4th Int. Conf. EPM2003, (2003), Lyon, France, 226.
- 44) 李延拳, 佐々健介, 浅井滋生 : 鉄と鋼, 82 (1996), 197.
- 45) A. Radjai and K. Miwa : Metall. Trans. A, 29A (2000), 755.
- 46) T. Takagi, K. Iwai and S. Asai : ISIJ Int., 43 (2003), 842.
- 47) K. Sugiura and K. Iwai : ISIJ Int., 44 (2004), 1410.
- 48) I. Egry : J. Non-Cryst. Solid, 250-252 (1999), 63.
- 49) M. Bonvalot, P. Courtois, P. Gillon and R. Tournier : J. Magn. Magn. Mater. 151 (1995), 283.
- 50) P. Gillon : Mater. Sci. Eng. A287 (2000), 146-162.
- 51) H. Yasuda, I. Ohnaka, Y. Ninomiya, R. Ishii, S. Fujita and K. Kishio : J. Crystal Growth, 260, (2004), 475.
- 52) E. Beaunon and R. Tournier : Nature, 349 (1991), 470.
- 53) E. Beaunon, D. Fabregue, D. Billy, J. Nappa and R. Tournier : Physica B, 294-295 (2001), 715.
- 54) M. Motokawa, M. Hamai, T. Sato, I. Mogi, S. Awaji, K. Watanabe, N. Kitamura and M. Makihara : Physica B, 294-295 (2001), 279.
- 55) H. Yasuda, I. Ohnaka, Y. Yamamoto, K. Tokieda and K. Kishio : Mater. Trans., 44 (2003), 2207.
- 56) H. Yasuda, Atsushi Nakahira, I. Ohnaka, Y. Yamamoto and K. Kishio : Mater. Trans., 43, (2003), 2555.
- 57) H. Yasuda, Y. Yamamoto, I. Ohnaka and K. Kishio : ISIJ Int., 43 (2003), 869.
- 58) J. Park, H. Kim, H. Jeong, G. Kim, M. Jong, J-S Chung, M. Yoon, K.R. Kim and J. Choi : ISIJ Int., 42 (2003), 813.

## 記号

**B** : 磁束密度ベクトル $B_e$  : 交流磁場の実効磁場強度**E** : 電場ベクトル**f** : ローレンツ力**G** : 自由エネルギー**H<sub>e</sub>** : 外部から印加した磁場**H<sub>a</sub>** : ハルトマン数 (無次元数)**J** : 電流密度ベクトル $K_u$  : 一軸の結晶磁気異方性エネルギー**L** : 代表長さ**M** : 磁化 $r$  : 結晶粒の半径 $T_m$  : トルク $U_m$  : 磁気エネルギー**V** : 体積**v** : 流速ベクトル $\gamma$  : 界面エネルギー $\rho$  : 密度 $\sigma$  : 電気伝導率 $\eta$  : 粘性 $\delta$  : 表皮厚さ $\mu$  : 透磁率 $\mu_0$  : 真空の透磁率

(2004年8月30日受付)