電磁流体力学の冶金プロセスへの応用

浅井 滋 生*

1. 緒 言

溶融金属は電気の良導体であるため、電流と磁束の作用によって、融体内部に電磁気力が誘発される。電磁気力を利用すれば、機械的手段とは異なり、非接触で溶融金属の攪拌、輸送および形状制御が可能となる。

電磁気力を応用した冶金プロセスには、磁界の時間および場所の変化によって溶湯の流動を誘起させるものとして、溶鋼の連続铸造における電磁攪拌、ASEA-SKF装置、電磁ポンプなどがある。また、磁界の時間的変化だけに基づいて溶融金属を流動させるものに、誘導炉があり、溶融金属の形状制御や浮揚を目的とするものに、電磁铸造(モールドレス铸造)、レベテーションがある。一方、電流が融体に直接印加され流動が誘発されるものにESR(エレクトロスラグ再溶解)、ESW(エレクトロ

スラグ溶接)がある。最近では、電流と磁束を同時に印加して、積極的に溶融金属の攪拌を促すことが行われている。溶接の磁気攪拌、鋼の連铸の静磁場通電方式による電磁攪拌はその例である。これらをまとめて表1に示す。

電磁気力に基づく流体の流動解析は、従来、プラズマ物理の分野で取り扱われてきたが、最近、冶金の分野でも溶融金属がプラズマと同様、電磁流体であることから、電磁流体力学を適用した解析が行われるようになってきた。特に、1982年9月には、英国のCambridge大学において、はじめて、IUTAM(International Union of Theoretical Applied Mechanics)の主催による“電磁流体力学の冶金への応用(Metallurgical Applications of MHD(Magnetohydrodynamics))に関する国際会議”が開催された。

本稿では、冶金プロセスにおける電磁誘導流れの解析法について述べるとともに、最近の研究と先の国際会議の概要を簡単に紹介する。

2. 電磁誘導流れの基礎式

電磁気力によって流動する流体の運動を解析するためには、電磁場の支配方程式であるMaxwellの式およびOhmの式と流れの場の支配方程式であるNavier-Stokes式を連立して解かねばならない。

電磁流体近似(magnetohydrodynamic approximation)⁽¹⁾を施すと、Maxwellの式は次のように書ける。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (3)$$

媒体が流動している場合、Ohmの法則は次のように表わされる。

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{H}) \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{E}$: 電界の強さ、 $\mathbf{H}$: 磁界の強さ、 $\mathbf{J}$: 電流密度、 μ_0 : 透磁率、 σ : 電気伝導度、 $\mathbf{v}$: 媒体の流速である。

式(1)~(4)を解いて電流密度と磁界の強さが求まる

表1 電磁気力を用いる冶金プロセスの分類。

磁束を作用させるもの	移動交流磁界	連铸の電磁攪拌 ASEA-SKF 電磁ポンプ 電磁アトマイザー	形状制御
		高周波誘導炉 電磁铸造 レベテーション 溶融金属のハンドリング	
	固定交流磁界	電磁ブレーキ	
電流を作用させるもの	交流	ESR, ESW, アーク溶接	
	直流	ESR, ESW, アーク溶接 アルミ溶解精錬炉	
電流と磁束を併用するもの	交流・直流	磁気攪拌(溶接)	
	直流・直流	静磁場通電方式電磁攪拌	
	(直流・直流) 交流・交流	ESR 電磁攪拌	

* 名古屋大学助教授; 工学部鉄鋼工学科
Applications of Magnetohydrodynamics to Metallurgical Processes; Shigeo Asai (Faculty of Eng. Nagoya Univ. Nagoya)
Keywords: magnetic shape-control, metallurgical process, electro-magnetic stirring, application of magnetohydrodynamics, magnetic mold
1983年5月23日受理

と、それらを式(5)に代入して電磁気力に基づく体積力(ローレンツ力)が得られる。

$$\mathbf{f} = \mu_0 \mathbf{J} \times \mathbf{H} \quad (5)$$

一方、非圧縮性流体の連続の式は式(6)で表わされる。

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (6)$$

また、定常状態下におけるニュートン流体の運動方程式は次式(Navier-Stokes 式)で書かれる。

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{f} \quad (7)$$

式(7)の右辺第3項の $\mathbf{f}$ に式(5)で得られる体積力を代入して、式(6)、(7)を連立して解くと流れの場 $\mathbf{v}$ が求まる。しかしながら、式(4)の右辺()内の第2項目にも $\mathbf{v}$ が含まれているため、あらかじめ流れの場が求まっていないと、電界と磁界は定まらないことになる。すなわち、電磁流体が流動する系においては、流れの場と電磁場は相互に影響を及ぼしあっていることになる。一般に、冶金装置においては流体の速度は遅いため、電磁場は流れに影響を及ぼすが、逆に、流れが電磁場に及ぼす影響は小さいと見なし(これは磁気レイノルズ数 $=\mu_0 \sigma U L \ll 1$ を意味する。ここで、 U :代表流速、 L :代表長さである)、近似的に流動が電磁場に及ぼす効果を無視した取り扱いが行われてきた。

3. 電磁誘導流れの解析

Szekely らは乱流の速度分布を計算するために提出された乱流モデル⁽²⁾をはじめて電磁気力によって駆動される流れの問題に適用し、種々の冶金装置の電磁誘導流れの解析を行っている⁽³⁾⁻⁽¹⁵⁾。基本的に同じ手法が各国の研究者によって採用され、モデルによって計算される速度場や乱流に関連する物理量が実測値と比較・検討されている。

(1) 移動磁界による電磁誘導攪拌

電磁誘導流れの解析手法を図1の連铸の電磁攪拌を例に取って次に示す。

図1 連铸の電磁攪拌装置の模式図。

(i) 電磁体積力の導出

式(1)~(4)を用いると、磁場の輸送方程式として式(8)が得られる。

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \mu_0 \sigma \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{H}) = \mu_0 \sigma \partial \mathbf{H} / \partial t \quad (8)$$

交流磁場 $\mathbf{H}(\theta, \mathbf{x})$ は時間 θ と位置 $\mathbf{x}$ の関数であり、 $\mathbf{H}(\theta, \mathbf{x}) = \mathbf{h}(\mathbf{x}) \exp(j\omega\theta)$ と表わし、式(8)に代入すると次式が得られる。

$$\nabla^2 \mathbf{h} + \mu_0 \sigma \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{h}) = \mu_0 j \omega \mathbf{h} \quad (9)$$

式(9)は流体の速度 $\mathbf{v}$ を含むので、厳密には式(9)を流体の運動を記述する式(6)、(7)と連立して解かねばならない。しかしこの手続きには膨大な計算が必要となり、現実的とはいえない。そこで、 $\mathbf{h}$ は連铸スラブの厚み方向(x方向)に分布し、スラブ幅yの関数ではなく、z方向に伝播定数 γ で伝播するものとする。すなわち、

$$\mathbf{h}(\mathbf{x}) = \begin{cases} h_x = h_x(x) \exp(-j\gamma z) \\ h_y = 0 \\ h_z = h_z(x) \exp(-j\gamma z) \end{cases} \quad (10)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{x}) = \begin{cases} h_x = h_x(x) \exp(-j\gamma z) \\ h_y = 0 \\ h_z = h_z(x) \exp(-j\gamma z) \end{cases} \quad (11)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{x}) = \begin{cases} h_x = h_x(x) \exp(-j\gamma z) \\ h_y = 0 \\ h_z = h_z(x) \exp(-j\gamma z) \end{cases} \quad (12)$$

また、流速は一定で、連铸の鑄込方向(z方向)への平行流を仮定する(この仮定は電磁場を求める際のもので、後に流速分布を求める際には流速は変数として取り扱う)。以上の仮定により式(9)が解析的に解かれる。

式(9)のz成分の式に式(10)~(12)を代入し、整理すると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} d^2 h_z(x) / dx^2 - \beta^2 h_z(x) &= 0 \\ \beta^2 &= \gamma^2 + j \mu_0 \sigma \omega (1 - \gamma v_z / \omega) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\text{境界条件 } x = x_0 \text{ で } h_z = h_0 \quad (14)$$

$$x = 0 \text{ で } \partial h_z / \partial x = 0 \text{ (対称性)} \quad (15)$$

のもとで式(13)を解いて次式を得る。

$$H_z = h_0 \frac{\cosh \beta x}{\cosh \beta x_0} \exp\{j(\omega\theta - \gamma z)\} \quad (16)$$

式(3)より式(17)を得る。

$$\partial H_x / \partial x + \partial H_z / \partial z = 0 \quad (\because \partial H_y / \partial y = 0) \quad (17)$$

式(17)に式(16)を代入した式を式(18)のもとで解くと式(19)を得る。

$$x = 0 \text{ で } h_x = 0 \text{ (対称性)} \quad (18)$$

$$H_x = j \gamma h_0 \frac{\sinh \beta x}{\beta \cosh \beta x_0} \exp\{j(\omega\theta - \gamma z)\} \quad (19)$$

次に式(2)に式(16)、(19)を代入して電流密度 $\mathbf{J}$ を求めると次のようになる。

$$\mathbf{J} = \begin{cases} J_x = 0 \\ J_y = h_0 (\gamma^2 - \beta^2) \frac{\sinh \beta x}{\beta \cosh \beta x_0} \exp\{j(\omega\theta - \gamma z)\} \\ J_z = 0 \end{cases} \quad (20)$$

$$\mathbf{J} = \begin{cases} J_x = 0 \\ J_y = h_0 (\gamma^2 - \beta^2) \frac{\sinh \beta x}{\beta \cosh \beta x_0} \exp\{j(\omega\theta - \gamma z)\} \\ J_z = 0 \end{cases} \quad (21)$$

$$\mathbf{J} = \begin{cases} J_x = 0 \\ J_y = h_0 (\gamma^2 - \beta^2) \frac{\sinh \beta x}{\beta \cosh \beta x_0} \exp\{j(\omega\theta - \gamma z)\} \\ J_z = 0 \end{cases} \quad (22)$$

最後に式(16)、(19)と式(20)~(22)を式(5)に代入し実数部を取ることによって $\mathbf{f}$ が次のように求められる。

$$f = \begin{cases} f_x = \frac{h_0^2 \mu_0^2 \omega \sigma \{1 - (\gamma v_z / \omega)\}}{2\sqrt{\gamma^4 + [\omega \mu_0 \sigma \{1 - (\gamma v_z / \omega)\}]^2} - \beta_i \sinh 2\beta_r x + \beta_r \sin 2\beta_i x} \\ f_y = 0 \\ f_z = \frac{h_0^2 \mu_0^2 \omega \sigma \{1 - (\gamma v_z / \omega)\}}{2\sqrt{\gamma^4 + [\omega \mu_0 \sigma \{1 - (\gamma v_z / \omega)\}]^2} - \cosh 2\beta_r x - \cos 2\beta_i x} \end{cases} \quad (23)$$

$$f = \begin{cases} f_y = 0 \\ f_z = \frac{h_0^2 \mu_0^2 \omega \sigma \{1 - (\gamma v_z / \omega)\}}{2\sqrt{\gamma^4 + [\omega \mu_0 \sigma \{1 - (\gamma v_z / \omega)\}]^2} - \cosh 2\beta_r x - \cos 2\beta_i x} \end{cases} \quad (24)$$

$$f = \begin{cases} f_x = \frac{h_0^2 \mu_0^2 \omega \sigma \{1 - (\gamma v_z / \omega)\}}{2\sqrt{\gamma^4 + [\omega \mu_0 \sigma \{1 - (\gamma v_z / \omega)\}]^2} - \cosh 2\beta_r x - \cos 2\beta_i x} \end{cases} \quad (25)$$

ここで、 β_r と β_i は β の実数部と虚数部である。

(ii) 速度場の基礎式

2次元直角座標系で、連続の式(式(6))と運動方程式(式(7))は次のように書かれる。

連続の式

$$\partial v_x / \partial x + \partial v_z / \partial z = 0 \quad (26)$$

運動方程式

x 成分

$$\rho \{v_x \partial v_x / \partial x + v_z \partial v_x / \partial z\} = -\partial p / \partial x + \mu_e \{ \partial^2 v_x / \partial x^2 + \partial^2 v_x / \partial z^2 \} + f_x \quad (27)$$

z 成分

$$\rho \{v_x \partial v_z / \partial x + v_z \partial v_z / \partial z\} = -\partial p / \partial z + \mu_e \{ \partial^2 v_z / \partial x^2 + \partial^2 v_z / \partial z^2 \} + f_z \quad (28)$$

“うず度”(ξ)と流れ関数(Ψ)を次のように定義する。

$$\xi = \partial v_x / \partial z - \partial v_z / \partial x \quad (29)$$

$$v_x = -(1/\rho) \cdot (\partial \Psi / \partial z) \quad (30)$$

$$v_z = (1/\rho) \cdot (\partial \Psi / \partial x) \quad (31)$$

式(30), (31)は式(26)を自動的に満足する。式(30), (31)を式(29)に代入して次式を得る。

$$(1/\rho) \{ \partial^2 \Psi / \partial z^2 + \partial^2 \Psi / \partial x^2 \} + \xi = 0 \quad (32)$$

式(27)を z で微分して得られる式と式(28)を x で微分して得られる式を使って p を消去し、さらに式(29)～(31)を使って整理すると次式を得る。

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\xi \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\xi \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \right\} - \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\mu_e \xi) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\mu_e \xi) \right\} + \left\{ \frac{\partial f_z}{\partial x} - \frac{\partial f_x}{\partial z} \right\} = 0 \quad (33)$$

式(33)に式(23), (25)を代入して得られる式と式(32)を連立して解くことによって流れの場が求められる。なお、式(33)中に現われる μ_e は有効粘性係数であり、式(34)で表わされる。

$$\mu_e = \mu + \mu_t \quad (34)$$

ここで、 μ は分子粘性係数、 μ_t は“うず”粘性係数である。対象とする系が層流の場合には、式(34)で $\mu_t = 0$ と置き乱流の場合には乱流モデルを用いて“うず”粘性係数を見積ることとなる。乱流モデルについては詳しい検討が Launder ら⁽¹⁷⁾の成書において行われている。これまでの解析例では乱流モデルとして two-equation モデ

ルの1つである K-W モデル⁽¹⁶⁾が採用されてきたが、最近では K- ϵ モデル⁽¹⁷⁾が多用されている。

(iii) 計算結果

図1に示すような連铸機で溶鋼を電磁搅拌する。連铸の電磁搅拌パターンには水平方向搅拌と垂直方向への搅拌があり⁽¹⁸⁾、前者が広く用いられているが、ここでは、垂直方向の搅拌の計算結果を示す。図2には、磁界が鋳込方向と逆の向上きに移動する場合の速度場の計算結果を示す。

図2 電磁搅拌による連铸溶鋼プール内速度分布。

同様の解析手法が Szekely と Nakanishi⁽⁶⁾によって ASEA-SKF の電磁誘導流れの解析に、また、Tacke と Schwerdtfeger⁽¹⁹⁾によってビレット連铸の円周方向の電磁誘導搅拌の解析に適用された。そして、これらの解析では、円柱座標系で数式の展開がなされ、K-W モデルが採用されている。

(2) 固定磁界による電磁誘導搅拌

固定磁界により熔融金属を誘導搅拌するものに誘導炉がある。

従来、精錬反応の速度論的研究には高周波誘導炉が広く用いられてきた。谷口ら⁽²⁰⁾⁽²¹⁾および Tarapore と Evans⁽²²⁾は実験室規模の高周波誘導炉の解析と実験を行っている。この場合、電磁体積力分布は移動磁界によるものとは異なってくる。その導出過程の詳細は Lavers⁽²³⁾および Szekely と Chang⁽⁶⁾によって示された。体積力から流れの場を求める手法は先の移動磁界の取り扱いと同様である。

(3) 電流印加による電磁誘導搅拌

ESR, ESW では、熱源として大電流が印加されているが、この電流は磁界を誘導する。この誘導磁界と供給

電流により、導電体である溶融スラグとメタル中に電磁気力が生じ、融体は運動する。

ESR 装置におけるスラグおよびメタルの流動はスラグ-メタル間の物質移動のみならず、スラグ-メタル間、スラグ-モールド間、モールド-メタル間の熱移動にも影響を及ぼす。ESR のスラグおよびメタルの流動解析は Szekely ら⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、Schwerdtfeger ら⁽²⁴⁾、井上ら⁽²⁵⁾によって行われた。

最近、Evans ら⁽²⁶⁾はアルミ電解炉(Hall-Hérouet cell)における電磁場の解析および電解浴とアルミメルトの流動解析を2次元の有限要素法を用いて行ない、電極、bus-bar 配置の最適化について検討を行っている。

(4) 計算結果の評価

先の IUTAM Symposium における電磁誘導流に関する研究を概説する。

誘導流の解析は Lavers と Biringer⁽²⁷⁾、Kikuchi ら⁽²⁸⁾ Koanda と Fautrelle⁽²⁹⁾によって行われた。Koanda と Fautrelle はメタル流動を Boussinesq の仮説に基づいて解析し、Hg モデル実験による結果と比較している。乱流モデルによる計算結果は定性的な説明にとどまり、境界条件等に改良が必要であると述べている。一方、Spitzen と Schwerdtfeger⁽³⁰⁾は移動磁界による連铸電磁攪拌の3次元解析を行い、Hg モデル実験の結果と比較した。その結果、K-ε モデルで流動場がかなり表現できると述べている。このように乱流モデルによる数値解析の評価はわかれるが、乱流構造等に立ち入らなければモデルはほぼ実用に耐えうるものと考えられる。

そのほか、プラズマアーク炉におけるメタル流動⁽³¹⁾、VAR⁽³²⁾、アーク溶接⁽³³⁾、TIG 溶接時のメタルプールの流動解析と Hg モデル実験⁽³⁴⁾の報告がなされた。

4. 凝固組織に及ぼす電磁気力の効果

電磁気力に基づく流動に関して興味ある問題の1つは、電磁気力が未凝固液の流動を介して凝固組織に及ぼす効果を調べることである。図3に示すように、y 方向の直流磁束 B_y の作用下にある溶融メタルに何らかの原

図3 磁束 B_y 、流速 v_x 、体積力 f_x 、電流密度 J_z 間の関係。

因(自然対流や凝固収縮)でx方向の流速 v_x が存在すると、誘導電流がz方向に生ずる。その電流密度は式(4)から式(35)のように表わされる。

$$J_z = \sigma \mu_0 v_x H_y \quad (35)$$

この誘導電流と系に作用している磁束 B_y によって、体積力 f_x が誘起されるがそれは式(5)から式(36)のようになれる。

$$f_x = -\sigma \mu_0^2 v_x H_y^2 \quad (36)$$

式(36)から明らかなように、この体積力は常に流速 v_x と逆向きに作用し(式(36)の負符号のため)、その大きさは流速に比例することがわかる。z 方向に流れが存在する場合にも同様な取り扱いが可能であるから、直流磁束は溶融金属に生ずる磁束方向以外の方向の流れを抑制する作用があることがわかる。その結果、柱状晶の発達を促したり⁽³⁶⁾、単結晶の成長に有利な条件を作り出す。

なお、最近、直流磁束が溶鋼流動を抑制する働きを利用して、連铸ノズルの流れに直流磁束を作用させ、吐出流を制動する鋳型内電磁ブレーキが開発された。これによって非金属介在物の⁽¹⁴⁾集積帯の低減が図られている⁽³⁵⁾。

移動磁界による電磁誘導では、先に示したように溶融金属の流動が引き起こされ、等軸晶帯が増大する⁽³⁶⁾。

直流電流と直流磁束を直交するように溶融金属に印加する場合には、式(37)で示される体積力が式(5)から得られる。

$$f_x = -\mu_0 J_z H_y \quad (37)$$

その結果、溶融金属は攪拌され、凝固組織が微細化する。溶鋼の連铸で開発された静磁場通電方式はこの原理による⁽³⁷⁾。

交流電流と直流磁束あるいは交流磁束と直流電流を併用する場合、時間的にその方向と大きさを変える体積力が誘起される。交流の一周期が流体の機械的緩和時間($t = \rho L^2 / 2\pi\mu$, ただし、 L : 代表長さ、 μ : 流体の粘性係数である)より短い場合には、一周期の時間平均の体積力が流体に作用することになるが、この場合、時間平均の体積力は零となり、凝固組織に交流電流あるいは交流磁束の効果は現われない⁽³⁶⁾。なお、最近、直流磁界に幅広い周波数の交流電流を印加する実験が行われ、過渡的な振動と共振現象が結晶微細化につながると報告されている⁽⁵⁹⁾。

ところが、交流の一周期が流体の機械的緩和時間に比べて長い場合、流体は交流の振動に追従するようになり反転流(交番流)が生ずる。松田ら⁽³⁸⁾はアルミニウムのアーク溶接で、溶融池に磁界を作用させ、磁界の周波数を変える実験を行った。その結果、2 Hz では、磁界を作用させない場合と比較して微細化は顕著でないものが、10 Hz においてビード全体が著しく微細化し、20 Hz では

磁界を作用させない場合と同様なマクロ組織が得られたと報告している。この事実は機械的緩和時間がこの場合 $1/10 \sim 1/20$ s の間に存在していたことを物語っており、また、凝固組織の微細化には最適な反転サイクル(磁束の反転周波数)が存在することがわかる。反転流に伴う結晶微細化の機構はかならずしも明らかでないが、一方向に形成された境界層が反転流によって破られ、固-液界面にせん断力、熱および濃度の急激な変化が生ずる結果、結晶の分断が生じたものと考えられる。

上述のように、近年溶接の分野では、外部磁界によって溶融池を流動させる磁気攪拌が注目を集めている^{(39)~(41)}。また、パルス状に溶接電流を印加することによって磁界の変化を作り、ビード形状および気孔に及ぼす影響について検討している⁽⁴²⁾。また、反転磁界は溶接アークの安定化にも有効であり、その場合には比較的高い周波数(約 200 Hz)が採用されている⁽⁴³⁾。

さらに、溶鋼の連铸の電磁攪拌においても反転流の採用によってホワイトバンドの低減効果が予測⁽⁴⁴⁾され、実機で確認されている⁽⁴⁵⁾。また、溶接の磁気攪拌や連铸の反転流の周波数についても考察され、反転の周波数を決める無次元数 N_{RCR} (Number of Reverse-turn Cycle for Crystal Refinement) が提案されている⁽⁴⁶⁾。

交流電流と交流磁束を併用する場合、時間的にその大きさを変える体積力が生ずるが、この場合、電流と磁束の位相が変化しなければ誘発される体積力はその方向を変えない。その結果、一周期にわたる体積力の平均値は零とならず、直流電流と直流磁界の組合せの場合と同様、溶融金属は流動し、凝固組織は微細化する⁽³⁶⁾。

以上、電磁気力が流動を介して、凝固組織に及ぼす効果について述べたが、今後、電流や磁束が直接凝固中の金属に及ぼす影響⁽⁴⁷⁾について研究を行う必要がある。

5. 高周波磁界による溶融金属の形状制御

図 4 に示すように、溶融金属の表面上に x - z 平面を取り、表面から垂直外向きに y 軸の正の方向を取る。金属の外側に置かれたコイルを通して、金属の表面に沿って x 方向に電流を流すと金属内に z 方向の磁束 $\pm B_z$ ($=\mu_0 H_z$) が生ずる。 $\pm B_z$ が金属中に誘導する電流密度は式(2)に基づいて次のように与えられる。

$$J_x = (1/\mu_0) \partial(\pm B_z)/\partial y \quad (38)$$

$$J_y = -(1/\mu_0) \partial(\pm B_z)/\partial x = 0 \quad (39)$$

したがって、金属中に誘導される電磁体積力は式(5)によって次のように得られる。

$$\begin{aligned} f_y &= -J_x \cdot (\pm B_z) = -(1/\mu_0) \cdot \partial(\pm B_z)/\partial y \cdot (\pm B_z) \\ &= -(1/\mu_0) (\partial B_z/\partial y) \cdot B_z \end{aligned} \quad (40)$$

$B_z > 0$ では $(\partial B_z/\partial y) > 0$ 、 $B_z < 0$ では $(\partial B_z/\partial y) < 0$ となるので、 f_y は常に負値となる。すなわち、コイル電流によって溶融金属は圧縮力を受けることがわかる。この原理に

図 4 コイル電流による形状制御の原理図。

基づいて、コイル電流を使って溶融金属の形状制御が可能となる。

工業的に成功した例に、アルミニウム連铸における電磁鋳造がある。これは、電磁気力によって溶融プール形状を制御し、モールドを使用せず、非接触で鋳造するもので、モールドレス鋳造とよばれている。電磁鋳造の採用により優れた表面性状、均一な成分分布が得られるようになった。現在までのところ、 625×1500 mm スラブ、 $\phi 800$ mm ビレットの鋳造が可能で、電力は $10 \sim 30$ kWh/t ($10 \sim 30$ Wh/kg) と報告されている⁽⁴⁸⁾。また、電磁鋳造の理論解析も行われている⁽⁴⁹⁾。なお、日本での成功例については現在までのところ聞かれていない。

鋼の連铸へ適用した場合、オシレーションマーク、モールドパウダーの巻き込み等表面欠陥につながる難問が一挙に解決されることになる。しかし、アルミニウムに比較して鋼は密度が大きく、熱伝導率が小さいという不利な条件を備えており、アルミニウムの電磁鋳造を直ちに鋼に適用することは難しいと考えられる。

形状制御の問題で金属技術者に馴染み深いものに、レビ

図 5 高周波磁界によるメタルジェットの变形。

図6 交流磁界による溶融金属のハンドリング。

図7 高周波磁界によるメタルジェットのガイド。
(a) 磁界が印加されていない場合。
(b) 磁界が印加された場合。

テーションメルティングがある。IUTAM の Symposium においてもレビテーションの問題が3件取り上げられた。その中に、平行に配置された導線上に溶融金属を平面状に浮揚させる meander form levitation の理論解析があり注目された⁽⁵⁰⁾。

そのほか、高周波磁界の利用には溶融金属のハンドリングの問題がある⁽⁵¹⁾⁽⁵²⁾。図5は円管から流出する溶融金属を磁界によって偏平状に変形させたもので、この原理を片ロール法によるアモルファス合金作成時のノズル流に適用し、均一幅のリボンが得られたと報告されている。図6は上の円管から下の円管へ溶融金属が漏れることなく連続して流れる様子を示している。図7は、落下する溶融金属が磁界によってその方向を変える様子を示しており、スラグ-メタルの分離技術としての適用が考えられよう。

6. “電磁流体力学の冶金への応用”に関する IUTAM Symposium の概要

出席者は電磁流体力学、金属関係の研究者、技術者で総数 64 名で、内訳は大学関係者 30 名、企業関係者 34 名であり、日本からは 4 名が参加した。本会議の目的

は、近年 MHD が冶金プロセスに応用される事例が多くなっているため、これに関係する理論的、実験的、工業的成果の発表の場を提供しようとするもので、IUTAM が企画し、Shercliff (Cambridge) が主催したものである。

論文の発表件数は全部で 32 件あり、電磁場および流速計測技術、誘導溶解炉、電磁攪拌、形状制御、アーク炉など 5 テーマが中心であった。

講演発表の中で印象的であったものにフランスの Grenoble グループ (通称 GIS MADYLAM : Groupement d'Intérêt Scientifique Magnétodynamique des Liquides Applications à la Métallurgie) の報告がある。René Moreau をリーダーとするグループで、先に述べた研究⁽²⁹⁾⁽⁵¹⁾⁽⁵²⁾のほか、移動磁界によって溶融金属に回転運動を与え、遠心力によってアトマイズする電磁アトマイザーや溶融金属に直流電流と直流磁束を印加して介在物を電磁気力によって分離するモデル実験と理論解析の研究等がある⁽⁵³⁾。

そのほか注目された発表に、溶融金属の流速測定用センサーの開発⁽⁵⁴⁾⁻⁽⁵⁷⁾、連铸の凝固厚みの検出⁽⁵⁸⁾があった。

7. 結 言

電磁流体力学の基本的解析手法を示し、その冶金への応用について、最近の研究の紹介を行うとともに、IUTAM Symposium の概要について述べた (IUTAM Symposium の Proceedings は The Metals Society から出版予定である)。

これまで冶金プロセスには電気エネルギーが熱源として供給され、凝固組織の制御の目的で電磁攪拌が行われてきた。電磁気を冶金へ適用する分野には、熱エネルギー源や攪拌の問題にとどまらず、形状制御、メタルハンドリングなどの利用からアーク、プラズマの適用など様々な問題がある。印加する電流や磁束も直流、交流があり、さらに周波数の変化まで考えると多彩な組み合わせがある。溶融金属は電気の良い導体であり、理想的な電磁流体である。したがってこれまで電磁流体力学の分野に蓄積された知見が広く冶金の分野へ適用可能と考えられる。そして、この分野は研究の緒についたばかりである。IUTAM の Symposium に参加して、西欧では、この分野の研究がかなり組織的になされようとしていることが感じられた。今後、Moreau (Grenoble)、Shercliff (Cambridge)、Block (Aachen)、Szekely (MIT)、Kirko (Perm, ソ連)らにより、この分野の研究が長足の発展を遂げるものと期待される。

なお、著者は先の IUTAM の Symposium へ参加した経緯から、電磁流体力学の十分な知識もないまま、本稿の執筆をお引き受けすることとなった。そのため、内容が散漫なものとなってしまったことは否めない。しかし、本稿をお読み下さった方々の中から、この新しい分野に興味を持ち、これを育てて下さる方が一人でもみえるならば幸いである。

最後に、著者を電磁流体力学の冶金への応用に関する研究に導き、暖かい支援を与えて下さいました名古屋大学工学部 鞭 巖教授、MIT の Szekely 教授に感謝申し上げますとともに、IUTAM の Symposium への出席にご配慮下さいました川崎製鉄技術研究所 江見俊彦氏に謝辞を捧げます。

文 献

- (1) W.F.Hughes and F.J.Young : *The Electromagnetodynamics of Fluids*, John Wiley & Sons, Inc., (1966) .
- (2) A.D.Gosman, W.M.Pun, A.K.Runchal, D.B.Spalding and M.Wolfshtein : *Heat and Mass Transfer in Recirculating Flow*, Academic Press, London and New York, (1969) .
- (3) J.Szekely and S.Asai : Trans. ISIJ, **15** (1975), 271.
- (4) J.Szekely and S.Asai : Trans. ISIJ, **15** (1975), 276.
- (5) J.Szekely and K.Nakanishi : Met. Trans., **6B** (1976), 245.
- (6) J.Szekely and C.W.Chang : Ironmaking and Steelmaking, **4** (1977), 190, 196.
- (7) A.H.Dilawari and J.Szekely : Met. Trans., **8B** (1977), 227.
- (8) J.Szekely, C.W.Chang and R.E.Ryan : Met. Trans., **8B** (1977), 333.
- (9) J.Szekely, A.H.Dilawari and R.Metz : Met. Trans., **9B** (1978), 33.
- (10) M.Choudhary and J.Szekely : Met. Trans., **12B** (1981), 418.
- (11) M.Choudhary and J.Szekely : Ironmaking and Steelmaking, **8** (1981), 225.
- (12) N.El-Kaddah and J.Szekely : Ironmaking and Steelmaking, **8** (1981), 269.
- (13) M.Ushio, J.Szekely and C.W.Chang : Ironmaking and Steelmaking, **8** (1981), 279.
- (14) M.Choudhary, J.Szekely, B.I.Medovar and Yu.G.Emelyanenko : Met. Trans., **13B** (1982), 1982.
- (15) M.Choudhary, J.Szekely, B.I.Medovar and Yu.G.Emelyanenko : Met. Trans., **13B** (1982), 35.
- (16) D.B.Spalding : VDI-Forsch, **38** (1972), 5.
- (17) B.E.Laundier and D.B.Spalding : *Mathematical model of Turbulence*, Academic Press, London and New York, (1972) .
- (18) A.A.Travaras : *Proc. of the Continuous Casting Symposium of the 102nd AIME Annual Meeting*, Chicago, Ill., (1973), p.197.
- (19) K.H.Tacke and K.Schwerdtfeger : Stahl Eisen, **99** (1979), p.7.
- (20) 谷口尚司, 菊池 淳, 前田四郎 : 鉄と鋼, **62** (1976), S569.
- (21) 渡辺 実, 谷口尚司, 菊池 淳, 只木禎力 : 鉄と鋼, **64** (1978), S123.
- (22) E.D.Tarapore and J.W.Evans : Met. Trans., **7B** (1976), 343.
- (23) J.D.Lavers : Diss. Thesis Univ. Toronto, (1970) .
- (24) K.Schwerdtfeger : Stahl Eisen, **97** (1977), 44.
- (25) 井上道雄, 岩崎哲夫 : 特殊精錬部会第1分科会提出資料, 1-9-4, (1978.6月) .
- (26) S.D.Lympany, J.W.Evans and R.Moreau : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), A1.
- (27) J.D.Lavers and P.P.Biringer : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), B3.
- (28) A.Kikuchi, S.Taniguchi, T.Tadaki and S.Maeda : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), B4.
- (29) S.Koanda and Y.R.Fautrelle : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), B7.
- (30) K.H.Spitzgen and K.Schwerdtfeger : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), C5.
- (31) J.Szekely : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), E1.
- (32) L.A.Bertram and F.J.Zanner : IUTAM Symposium, (1982.9月), E3.
- (33) R.E.Craign and J.G.Andrews : IUTAM Symposium, (1982.9月), E4.
- (34) M.C.Cook and J.E.Allen : IUTAM Symposium, (1982.9月), E6.
- (35) 永井 潤, 児玉正範, 宮崎容治, 日和佐章一, 小島信司, 村田賢二 : 鉄と鋼, **68** (1982), S270.
- (36) 浅井滋生, 安井研二, 鞭 巖 : 鉄と鋼, **64** (1978), 34.
- (37) 中谷元彦, 足立隆彦, 杉谷泰夫, 小林純夫, 吉原正裕, 石村 進 : 鉄と鋼, **67** (1981), 1287.
- (38) 松田福久, 中川博二, 中田一博, 綾仁 立 : 軽金属溶接, **16** (1978), 8.
- (39) J.G.Garland : Research Report, The Welding Institute, Cambridge, (1972.5月) .
- (40) V.P.Chernysh : *Welding and Metal Fabrication*, Butterworth & Co. (Publishers), (1982.3月), p.93.
- (41) 大前 堯, 流田正純, 若元郁夫, 田村 屯 : 溶接学会全国大会講演概要, 第30集, (1982.4月), 10, 12.
- (42) 岡田明之, 山本英幸, 原田章二, 西川和一 : 溶接学会全国大会講演概要, 第30集 (1982.4月), 118.
- (43) 小倉 慧, 二瓶正恭, 芦田栄次, 田口文夫, 妹島五彦 : 溶接学会全国大会講演概要, 第30集, (1982.4月), 130, 132.
- (44) 浅井滋生, 西尾信幸, 鞭 巖 : 鉄と鋼, **67** (1981), 333.
- (45) 中戸 参, 垣生泰弘, 江見俊彦, 浜上和久, 上田典弘, 那 文彬 : 鉄と鋼, **67** (1981), S841.
- (46) S.Asai, K.Miyazawa, T.Fukaya and I.Muchi : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), D6.
- (47) O.Lielausis, A.Mikelsons, E.Shcherbinin and Yu.Gelfgat : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), D7.
- (48) T.R.Pritchett : Light Metal Age, (1981), Oct., 12.
- (49) J.D.Lavers : IEEE, Conf. Rec. IEEE IAS Annu. Meet. (Ind. Appl. Soc.) 15th [Vol 1/2], (1980), 949.
- (50) A.D.Sneyd : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), B9.
- (51) J.Etay and M.Garier : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), D1.
- (52) M.Garnier and R.Moreau : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), D3.
- (53) PH.Marty and A.Alemanly : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), D8.
- (54) C.Vives : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), A3.
- (55) D.G.Malcolm : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), A5.
- (56) C.Trakas, P.Tabeling and J.P.Chabrierie : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), B2.
- (57) D.J.Moore and J.C.R.Hunt : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), B5.
- (58) F.R.Block : IUTAM Symposium, Cambridge, (1982.9月), A6.
- (59) 西村 章, 川野 豊 : 軽金属, **32** (1983), 82.