

直流電流と直流磁場の重畳印加による熔融金属の波動抑制

小塚 敏之*・満尾 利晴*・阿曾田 正*²

Wave Suppression of Molten Metal by Imposing Both Stationary Magnetic Field and Direct Electric Current

Toshiyuki KOZUKA, Toshiharu MITSUO and Tadashi ASODA

Synopsis : Suppression of wave motion of molten metal surface is one of the most important technology for controlling initial solidification in various casting process, e.g. continuous casting, twin roll casting, etc, where the suppression of wave motion can improve surface quality of cast metal. The wave motion is motivated by gravity force, so that the diminution of apparent gravity force by imposing vertical electromagnetic force must be successful for wave suppression.

In this paper, at first, based on this principle, frequency changes of wave motion were measured in two imposition types of both stationally magnetic field and direct electric current. In case current was parallel to the wave vector, the frequency did not change. On the other hand, in case magnetic field was parallel to the wave vector, the frequency did change according to the dispersion relation modified by apparent gravity force. Next, from the standpoint of the process control in actual applications, another experiment was conducted where the imposition area of electric current is limited to around meniscus. As the results, it was found that this technique for wave suppression is still effective for deep molten metal pool.

Key words : continuous casting ; process control ; wave motion ; wave suppression ; twin roll casting ; electromagnetic force ; electromagnetic processing of materials.

1. 緒言

近年、材料の凝固プロセスでは、製品の表面品質と凝固組織の改善には初期凝固の制御が重要であると認識されてきている¹⁾²⁾。その制御の中でも重要と考えられているものは、熔融金属のメニスカス近傍での流動制御と表面形状制御である。流動制御に関しては、特に鋼の分野で電磁ブレーキや鋳型内電磁攪拌などの多くの研究があり³⁾⁴⁾、既に技術的に確立されつつある。表面形状制御に関しては、電磁鋳造に代表されるように高周波磁場のピンチ力による形状制御の研究がある⁵⁾。しかしながら、表面の制御でもう一つの重要な側面は表面波動の抑制である。

鋼の連続鋳造においては、熔融金属の注入等によって生じる表面波動が操業の安定性やオシレーションマークの深さに影響することも報告されている⁶⁾、連続鋳造法に代替すると期待されている双ロール法やツインベルト法等の直接成形プロセスにおいても、溶湯パドルの表面に生じる波動は製品の品質を低下させ操業を不安定にすると考えられている⁷⁾⁸⁾。このように多くの凝固プロセスにおいて熔融金属の表面波動の抑制が望まれている。

著者らは、直流磁場の流動制御機能を利用した波動抑制

技術について報告しているが^{9)~11)}、そこでは、外乱による表面波動を抑制するには1~2Tという大きな磁場が必要であることがわかっている。

本研究では、一般的に問題となる表面波動が重力を中心力とするものであることに着目し、鉛直方向の電磁気力の印加により見かけの重力を制御し、波動を抑制する方法を提案する。この方法は直流磁場のみの印加による方法とは原理を異にしており、波動の原因である重力そのものを制御するので波動抑制に効果的であると期待される。

2. 理論

2.1 電流および磁場の印加方向とその分類

重力を中心力とする熔融金属表面波動の分散関係は、重力に沿う方向の電磁気力の印加により影響を受ける。直流磁場と直流電流を重畳して印加することにより生じる電磁気力は、次式により表わされる。

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 \mathbf{J} および \mathbf{B} はそれぞれ印加されている直流電流密度と直流磁束密度である。(1)式からわかるように、電磁気

平成6年1月5日受付 平成6年5月13日受理 (Received on Jan. 5, 1994; Accepted on May 13, 1994)

* 熊本大学工学部 (Faculty of Engineering, Kumamoto University, 2-39-1 Kurokami Kumamoto 860)

* 2 熊本大学大学院生 (現:三菱重工業(株)) (Graduate Student, Kumamoto University, now Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.)

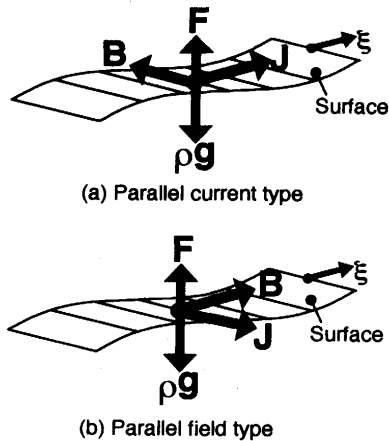


Fig. 1. Schematic drawing of two imposition types of stationary magnetic field and direct electric current.

力の最も効率よい印加方法は、 J と B が直交する場合である。また、電磁気力を鉛直方向に最大にするには、 J と B は水平方向である必要がある。Fig. 1に本報で対象とする系を示す。(a)は波数ベクトル ξ と J が平行で、 B はそれらと直交する場合であり、以後、平行電流型と呼ぶ。(b)は ξ と B が平行し、 J がそれらと直交する場合であり、平行磁場型と呼ぶことにする。

2.2 平行電流型における分散関係

(1)式の電磁気力が重力波の分散関係に影響を及ぼすには、それが重力と同じくポテンシャル力である必要がある。(1)式の回転は次式のようにになる。

$$\text{curl}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = \mathbf{J}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{J}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{J} - (\mathbf{J} \cdot \nabla)\mathbf{B} \dots\dots\dots (2)$$

また、 J 、 B についてはそれぞれ次のキルヒホッフの式、マクスウェルの式が存在している。

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

(3)式と(4)式を(2)式に代入し次式を得る。

$$\text{curl}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{J} - (\mathbf{J} \cdot \nabla)\mathbf{B} \dots\dots\dots (5)$$

印加磁束密度 B は熔融金属の存在範囲に関わらず均一であり、平行電流型においても(5)式の右辺第2項は零となる。

$$\text{curl}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{J} \dots\dots\dots (6)$$

平行電流型における電流はFig. 2に示すように熔融金属の表面形状の影響を受け、その鉛直成分と水平成分は時間と位置の関数になる。従って、(6)式の右辺は零ではなく、電磁気力はポテンシャル力とはならず次式¹²⁾に従う波動が形成されると推察される。

$$\omega_0^2 = \xi g \tanh(\xi h_0) \dots\dots\dots (7)$$

この場合の電磁気力は熔融金属を駆動する力となっている。

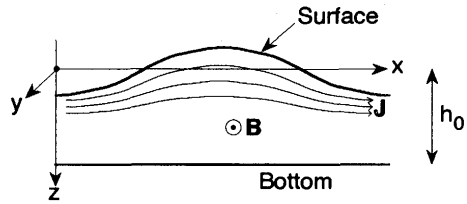


Fig. 2. Coordinate system and imposed electric current in the case of parallel current type.

2.3 平行磁場型における分散関係

平行磁場型では、電流は x - z 平面に垂直に流れ、熔融金属の波動による影響を受けずに定常かつ均一になる。従って(6)式の右辺は零となり、電磁気力はポテンシャル力となる。この電磁気力によって見かけの重力は変化する¹³⁾。

$$g' = g \pm JB/\rho \dots\dots\dots (8)$$

電磁気力の影響を受けた波動の分散関係は(7)式の g を g' で置換したものとなる。

$$\omega^2 = \xi(g \pm JB/\rho) \tanh(\xi h_0) \dots\dots\dots (9)$$

ここで、複号は電磁気力が重力を増加させる場合に正、減少させる場合に負とする。(9)式を(7)式で割ることにより次式を得る。

$$(\omega/\omega_0)^2 = 1 + R \dots\dots\dots (10)$$

$$R = \pm JB/\rho g \dots\dots\dots (11)$$

(10)式は電磁気力によって波動の周波数が変化することを示している。電磁気力が重力を増加させる場合には R は正となり周波数は増加する。また逆に重力を減少させる場合には周波数は減少する。周波数が減少し、零となれば理論上は波動は発生しないことになり波動は完全に抑制されることになる。

3. 実験

3.1 実験装置および実験方法

Fig. 3に平行磁場型の実験装置の模式図を示す。水銀の入ったアクリル製の矩形容器を直流電磁石の磁極間に固定し、側面図に示されるように容器の長辺方向に直流磁場が印加され、銅製の電極を介して短辺方向に直流電流が印加された。容器の一端に振動子が装着され、それにより容器の長辺方向に波動を発生させた。振動子は装置上方に固定されたモーターにより駆動し、容器の長さを1波長とする定常波が形成されるように振動数を調整した。すなわち、容器中央で定常波は腹となり、その波の頂点の位置は肉眼で明確に識別できた。定常波が形成されている状態で直流電流と直流磁場を印加すると(10)式で示されるように固有振動数がシフトし、波動は形成されなくなる。モーターの回転数を調節し、再び1波長の定常波が形成され、頂点の位置

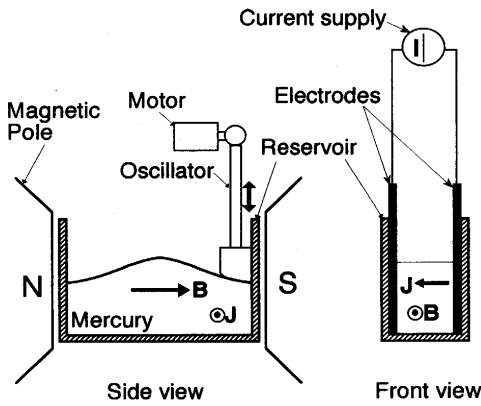


Fig. 3. Schematic view of experimental apparatus.

Table 1. Experimental conditions.

Width of reservoir, W	20 mm
Length of reservoir, L	57 mm
Liquid metal depth, h	10-30 mm
Thickness of electrode, t	1 mm
Imposed magnetic field, B	0.4 T, 0.8 T
Imposed electric current, I	10-40 A
Wave length	57 mm
Wave amplitude	0.5mm(max.)

が同じになったときの周波数を測定した。電流の向きを逆転させることにより、電磁気力の方向は重力を軽減する方向から増加する方向へ変化させることができる。ここでは、両者の実験を行っており、それぞれ軽重力および過重力として区別する。

平行電流型に対しては、容器の向きを変化させ、同様の装置と手順で実験を行った。実験条件をTable 1に示す。波の腹の位置の確認は目視と、レーザー変位計の両者により行ったが、その誤差はほとんどなかった。またレーザー変位計により測定された波の振幅は最大0.5mmであり、線形微小振幅波の理論¹²⁾が適用できた。

3・2 実験結果

(10)式は軽重力および過重力の場合に対して次のように変形される。

軽重力の場合

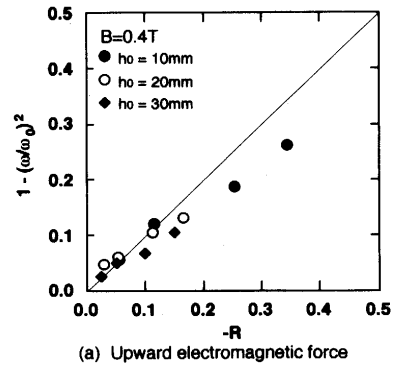
$$1 - (\omega/\omega_0)^2 = -R \quad \dots\dots\dots (12)$$

過重力の場合

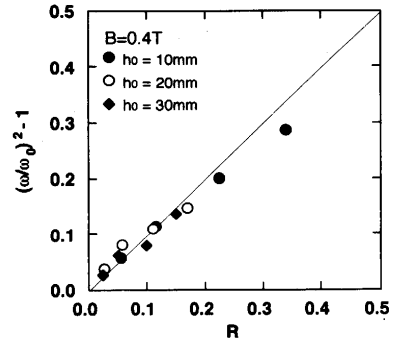
$$(\omega/\omega_0)^2 - 1 = R \quad \dots\dots\dots (13)$$

平行磁場型の測定結果をFig. 4に示す。(a)は電磁気力を鉛直上向きに印加した場合、すなわち、軽重力の場合であり(12)式に従って結果を整理した。(b)は鉛直下向きの電磁気力で過重力の場合であり、(13)式で整理した。図中には、水銀の深さが10, 20および30mmの場合の結果を併せて示した。電極は容器の底まで浸漬させた。理論式は細線で示すとおりであり、測定値は浴深に関係なく理論値によく一致している。

平行電流型の実験結果のうち、浴深 h_0 が10mmのものを

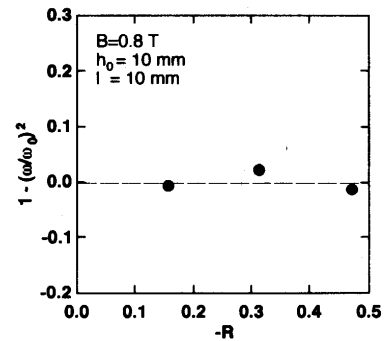


(a) Upward electromagnetic force

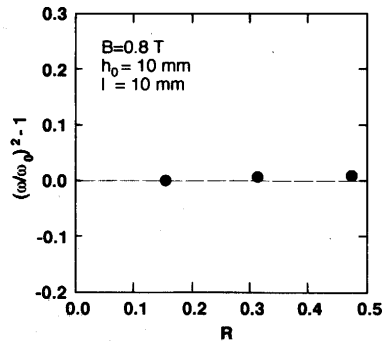


(b) Downward electromagnetic force

Fig. 4. Frequency change by imposing electromagnetic force in the case of parallel field type.



(a) Upward electromagnetic force



(b) Downward electromagnetic force

Fig. 5. Frequency change by imposing electromagnetic force in the case of parallel current type.

Fig. 5に示す。(12)式に従って結果を整理したが、(a)軽重力、(b)過重力の場合とも周波数変化はほとんどなく、この場合には波動は(7)式に従うことが確認された。浴深 $h_0 = 20, 30\text{mm}$ の場合も同様であった。

対流の影響は平行磁場型の場合にもわずかながら現われている。Fig. 4において電磁気力が大きくなるにつれて理論値より小さくなっているが、これは直流磁場や直流電流の微少な不均一性により対流が生じ(6)式の右辺が完全には零とならなかったためであると考えられる。

4. 電磁気力を溶融金属の表面近傍にのみ印加する場合

本論文で提案される波動抑制法を連続鋳造等の実プロセスに適用する際には、物理的な制約から表面部分にのみ電磁気力を印加した場合にも同様の効果があるか否かが重要な論点となる。そこで、電極の浸漬深さを10mmと一定にして、浴深を20mm~70mmまで変化させて前述と同様の実験を行った。

電極が表面付近にのみ浸漬された場合、溶融金属内部の電流の流れ方は、電極の電気伝導度 σ_e と溶融金属の電気伝導度 σ_m の比により、Fig. 6に模式的に示すように分類される。(a)は $\sigma_e/\sigma_m \gg 1$ であり電流は電極の浸漬部分のみを流れる。(b)は $\sigma_e/\sigma_m \ll 1$ であり電流は溶融金属全体に広がり、均一に流れる。(c)はその中間の場合であり、実際の挙動はこのようなことになると思われる。

電磁気力を上向きに印加した場合の測定結果をFig. 7に示す。(a)~(d)は浴深がそれぞれ20mm, 30mm, 50mm, 70mmの場合である。図中の45°の傾きの細線はFig. 6(a)に示される電流が下部に広がらない場合の電流密度を使って(8)式を計算したものであり、図中に破線で示される直線はFig. 6(b)の電流が浴全体に広がった場合の計算値である。測定値はこれら2つの直線の間位置しておりFig. 6(c)のように印加電流の一部は浴の下方に広がり、波動抑制に寄与すると思われる表面での電流密度は減少することになる。測定値を図中に太線で示すように直線で近似し、その傾きを α とする。電流が広がらない場合の理論線(細線)の傾きは1であり、 α は電流の広がりによる電磁気力の有効係数を表わしている。

これを定量的に評価するためにFig. 8に示すようなモデル

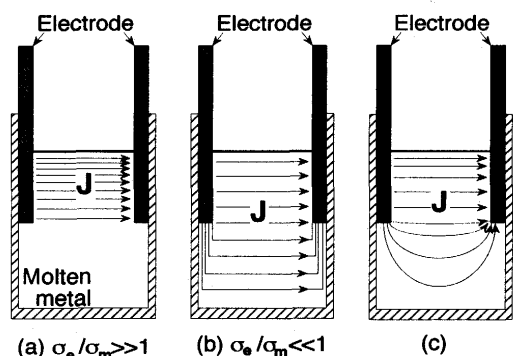


Fig. 6. Relation between electric current path and σ_e/σ_m in the case of shallow immersion of electrodes.

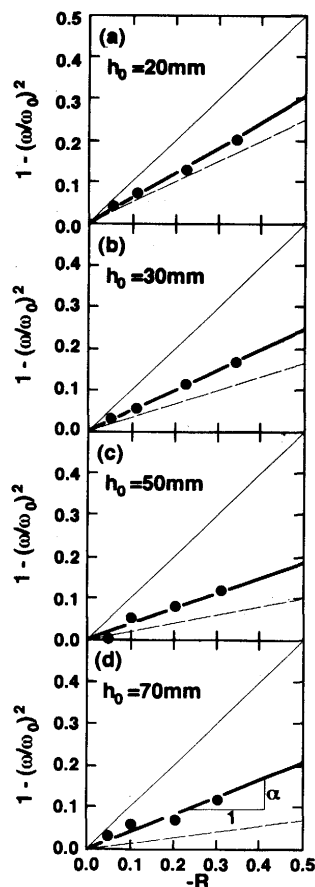


Fig. 7. Effect of mercury depth on frequency change of wave motion in the case of 10mm immersion of electrodes.

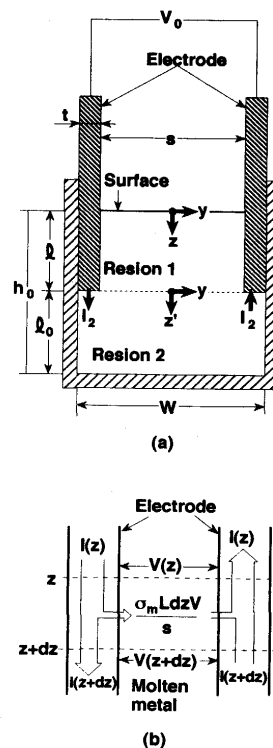


Fig. 8. Schematic view showing mathematical modelling. (a) Configuration and coordinate system (b) Controlling element for electric current and voltage

を考へる¹⁴⁾。(a)は容器断面図を表わしており、容器内の熔融金属の深さは h_0 とし、両側面には厚さ t の銅板が表面から l の距離まで浸漬されている。電流は電極の上端から印加されるとして熔融金属に触れた瞬間から電流は電極内を流れるものと熔融金属内を流れるものに分布する。そこで熔融金属を電極深さまでの領域1とそれ以下の領域2に分けて考へる。

領域1では熔融金属内を流れる電流は水平方向のみとし、(b)に示されるような微小要素内の電流の釣合いと電圧降下の関係より深さ z における電流 I と電圧 V の方程式は次式となる。

$$dV/dz = -2I/\sigma_e t L \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$dI/dz = -\sigma_m V L / s \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで L は容器の長さ、 s は熔融金属の幅である。(14)、(15)式から I を消去して整理すると次式が得られる。

$$d^2V/dz^2 = m^2 V \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$m = \sqrt{2r/ts} \quad \dots\dots\dots (17)$$

r は σ_m/σ_e であり、電極と熔融金属の電気伝導度の比である。(16)式に対する境界条件は以下のとおりである。

$$V = V_0 \text{ at } z = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$V = I\Omega_2 \text{ at } z = l \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで Ω_2 は領域2の電気抵抗であり、次式のように近似した。(導出については付録参照)

$$\Omega_2 = \frac{2}{\sigma_m L} \coth\left(\frac{\pi l_0}{W}\right) \quad \dots\dots\dots (20)$$

(20)式を用いて(16)式を(18)、(19)式の境界条件に従って解くことにより、電圧 V の式を得る。

$$V = V_0 \{ \cosh(mz) - M \sinh(mz) \} \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$M = \frac{N \sinh(m l) + \cosh(m l)}{N \cosh(m l) + \sinh(m l)} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$N = \sqrt{(2t/rs)} \coth(\pi l_0/W) \quad \dots\dots\dots (23)$$

(21)式を(14)式に代入し電極内を流れる電流 I の z 方向の分布式を得る。

$$I = V_0 L \sqrt{(\sigma_m \sigma_e t / 2s)} \cdot \{ \sinh(mz) - M \cosh(mz) \} \quad \dots\dots\dots (24)$$

Fig. 7で示された有効係数 α は理論的には次のように定義されるものである。

$$\alpha = \frac{\text{(実際に領域1に流れる電流密度)}}{\text{(領域1のみに電流が集中したときの電流密度)}}$$

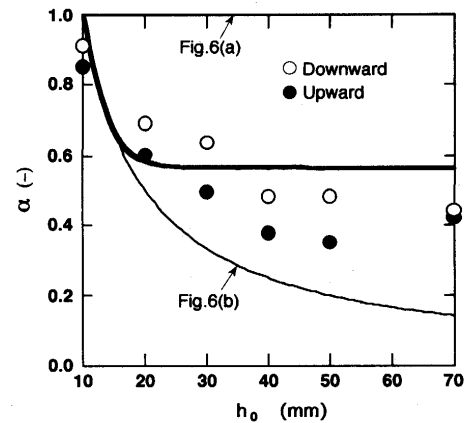


Fig. 9. Relation between molten metal depth and electric current dispersion in the case of shallow immersion of electrodes.

領域1の電流密度を平均し、 α を電流を用いて表現すれば次のようになる。

$$\alpha = \{I(0) - I(l)\} / I(0) \quad \dots\dots\dots (25)$$

(24)式より(25)式は次式となる。

$$\alpha = 1 - \frac{1}{N \sinh(m l) + \cosh(m l)} \quad \dots\dots\dots (26)$$

(26)式により表面にのみ電流を印加したときに、電流が浴深方向に広がり表面における電流密度が低下する現象が定量的に示されたことになる。Fig. 9は浴深と α の関係を示したものである。銅、水銀ともに純金属の電気伝導度の値、 $\sigma_m = 1.0 \times 10^6 \Omega^{-1} m^{-1}$ 、 $\sigma_e = 5.9 \times 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$ を用いた¹⁵⁾。太線で示す曲線は(26)式から計算される値であり、電流が浴全体に広がるとした場合(Fig. 6(b))の計算値を細線で示した。また、Fig. 7の実測結果から算出した α の値を●、○で示した。●は軽重力の場合、○は過重力の場合である。(26)式はFig. 6(a)の場合とFig. 6(b)の場合の計算値の中間であり、実測値とよく一致している。浴深が深くなるにつれて実測値が理論値よりも小さくなっているが、これは磁場および電流の均一性が確保できなくなり、対流の影響が現われたためであると考えられる。過重力の場合は容器との摩擦が大きくなり対流が抑制されるため、軽重力の場合よりも有効係数が大きくなる傾向がある。

5. 結言

熔融金属の表面波動を抑制する手段として直流電流と直流磁場を重畳印加する方法を提案し、理論解析と水銀を用いた実験を行った結果以下の知見が得られた。

- 1) 波数ベクトルと電流が平行し、磁場がそれと直交する場合には波動の周波数の変化に電流と磁場は影響を及ぼさない。
- 2) 波動の進行方向と磁場が平行であり、電流がそれと

直交する場合には、波動の周波数の変化は、波動の分散関係の重力を電磁気力によって補正される見かけの重力に置き換えた分散関係に従う。ただし、電磁気力が大きくなると対流のために理論値より周波数の変化は少なくなる傾向にある。

3) 電極を溶融金属表面にのみ浸漬した場合には、電極を浴深すべてに浸漬させた場合に比べて同じ電流と磁場を印加した場合でも抑制効果大きい。これは電極間を優先して電流が流れるため、表面部分に集中的に電磁気力が働くためである。

記号

- B, B: 磁束密度 (T)
- F: 電磁体積力 (N/m³)
- g: 重力加速度 (m/s²)
- I: 印加電流 (A)
- h₀: 静止状態での浴深 (m)
- J, J: 誘導電流密度 (A/m²)
- ℓ: 領域1の深さ (m)
- ℓ₀: 領域2の深さ (m)
- R: 電磁気力と重力の比 (-)
- s: 領域1の幅 (m)
- t: 電極の厚さ (m)
- V: 電極間の電圧 (V)
- W: 容器の幅 (m)
- λ: 波の波長 (m)
- ξ, ξ: 波の波数ベクトルおよび波数 (1/m)
- ρ: 溶融金属の密度 (kg/m³)
- Ω₂: 領域2の抵抗 (Ω)
- φ: 電位ポテンシャル (V)
- ω: 波の角周波数 (1/s)
- ω₀: 電磁気力の影響を受けない波の角周波数 (1/s)
- σ_m: 溶融金属の電気伝導度 (1/Ωm)
- σ_e: 電極の電気伝導度 (1/Ωm)

文献

- 1) 安田秀幸, 高橋正訓, 大中逸雄: 材料とプロセス, 5 (1992), p.1197
- 2) 鈴木幹雄, 山口隆二, 村上勝彦, 村上 洋: 材料とプロセス, 5 (1992), p.1217
- 3) 田中宏幸, 竹内栄一, 原田 寛, 梶岡博幸: 材料とプロセス, 5 (1992), p.194
- 4) 久保田淳, 小澤宏一, 田中 久, 陶山恒夫, 鈴木幹雄: 材料とプロセス, 5 (1992), p.189
- 5) 李 延挙, 佐々健介, 浅井滋生: 鉄と鋼, 79 (1993), p.1260
- 6) 松下 昭, 磯上勝行, 二宮健嘉, 天満雅美, 林田道弥, 堤 一彦: 鉄と鋼, 73 (1987), S200
- 7) T.Kozuka, T.Yuhara, I.Muchi and S.Asai: ISIJ Intern., 29 (1989), p.1022
- 8) 行本正雄, 山根浩志, 野崎 努: 材料とプロセス, 6 (1993), p.1142

- 9) 小塚敏之, 浅井滋生, 鞭 巖: 鉄と鋼, 74 (1988), p.2278
- 10) 小塚敏之, 浅井滋生, 鞭 巖: 鉄と鋼, 75 (1989), p.470
- 11) 小塚敏之, 木下 誠, 鞭 巖, 浅井滋生: 鉄と鋼, 76 (1990), p.1696
- 12) バーナード・ル・メオーテ, 堀川清司訳: 応用流体力学入門, (1979), p.212[東京大学出版会]
- 13) 浅井滋生: 鉄と鋼, 75 (1989), p.32
- 14) M.Zahn: Electromagnetic Field Theory, (1987), p.189 [ROBERT E. KRIEGER PUBLISHING COMPANY, INC.]
- 15) 金属データブック(改訂2版)(日本金属学会編), (1984), p.13

付 録

溶融金属内部には電荷が蓄積されないとし、電位ポテンシャルφを導入することによりラプラスの式を得る。y, zの2次元で展開し次式とする。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z'^2} = 0 \dots\dots\dots (A-1)$$

z'は領域1と2の境界をz'=0とするもので本文中のzと区別した。φ = η(y)ξ(z)と変数分離し、次のように常微分化する。

$$d^2\eta/dy^2 = -k^2\eta \dots\dots\dots (A-2)$$

$$d^2\xi/dz'^2 = k^2\xi \dots\dots\dots (A-3)$$

Fig. 6に示したように電流は領域2を流れるが、容器の壁を通過する電流を零とし、また、x-y平面に対して対称であることから次の境界条件が設定される。

$$\phi = 0 (z' = \ell_0, -W/2 < y < W/2) \dots\dots\dots (A-4)$$

$$\phi = 0 (0 < z' < \ell_0, y = 0) \dots\dots\dots (A-5)$$

$$\partial\phi/\partial y = 0 (y = -W/2, W/2) \dots\dots\dots (A-6)$$

これらの条件で(A-2), (A-3)式を解くことにより、φを次式のように表わせる。

$$\phi = C \frac{\cosh\{\pi(z' - \ell_0)/W\}}{\cosh(\pi\ell_0/W)} \sin(\pi y/W) \dots\dots\dots (A-7)$$

Cは積分定数でありz'=0での電圧V₂により与えられる。すなわちy = -W/2とy = W/2での電位の差がV₂となることからC = V₂/2となる。さらに、y = 0では電流はy方向のみでありこの位置での電流は領域2を流れる電流(-I₂)に等しい。すなわち、y方向の電流(-σ_m(∂φ/∂y)_{y=0})をz方向に積分すれば(-I₂)となる。

$$\frac{\pi\sigma_m V_2 L}{2W} \int_0^{\ell_0} \frac{\cosh\{\pi(z' - \ell_0)/W\}}{\cosh(\pi\ell_0/W)} dz' = I_2 \dots\dots\dots (A-8)$$

(A-8)式からオームの法則により抵抗Ω₂は(20)式として求められる。