

電磁シールド方式による高周波誘導炉内の 溶鉄の攪拌制御

谷口 尚司*・菊池 淳*

Flow Control of Liquid Iron by Magnetic Shield in a High-frequency Induction Furnace

Shoji TANIGUCHI and Atsushi KIKUCHI

Synopsis :

Flow control of liquid iron in a high-frequency induction furnace was carried out by using the magnetic shield for the frequency range from 30 kHz to 200 kHz. Several types of graphite shield with different resistivities (ρ_{eff}) were used for the experiments. Magnetic flux densities (B_z) were measured along the axis of the induction coil (90 mm ID, 140 mm height, 15 turns), and also the Joule's heats (W) generated in the shields were measured. It was found that the degree of suppression of B_z near the shield and the value of W changed widely with ρ_{eff} and frequency (f). And then the experiment on the dissolution of graphite rod in liquid iron was made at 1673 K to obtain the local and average mass-transfer coefficients (k_{Lz} and k_L) which depend on the flow intensity. It was found that the values of k_{Lz} and k_L varied widely with ρ_{eff} as well as f .

The mutual inductance model was used for the analysis on the electromagnetic field in the furnace. Calculated values of B_z and W were in good agreement with the observed ones. The Navier-Stokes' equation and the conservation equation of carbon in liquid iron were solved numerically under laminar flow condition. Calculated values of k_{Lz} were consistent with the observed ones.

Key words : high-frequency induction furnace; flow control; liquid iron; mass transfer; electromagnetic field; Navier-Stokes' equation; magnetic shield.

1. 緒 言

高周波誘導炉は比較的多量の金属を迅速に溶解でき、また浴に激しい誘導攪拌を伴うため、各種精錬反応の速度論的研究に広く適用されている。しかしながら既存の誘導炉においては、速度論的に重要な溶鉄の温度と攪拌強度とを独立に制御することができず、このことが速度論的研究の障害となっている。そこで本研究では、溶鉄の温度を一定に保ち、攪拌のみを広範に変化させ得る電磁シールド方式をとりあげ、その攪拌制御特性について実験的、理論的に検討することを目的とした。

電磁シールド方式は誘導コイルとるつば間に導電性の円筒を挿入し、溶鉄に浸透する磁束の一部を熱に変換する方式で、BOORSTEIN と PEHLKE¹⁾ によって速度論的研究に適用された。従来はシールド円筒の厚みを変えることにより磁束の熱への変換割合を変化させ、溶鉄の攪拌を制御する方法がとられてきた。また最近シールドに

よって磁場の位相を変化させる試みもなされている²⁾。本研究で提案する方法はシールドの厚みを一定とし、その見掛けの比抵抗を調整することにより溶鉄の攪拌を制御する方式である。この方式は炉外の可変抵抗器とシールドとを接続し、抵抗の調節により攪拌を連続的に変化させ得る等の特徴を有し、攪拌制御法として有効と考えられる。

このような観点から本研究ではシールド材としてグラファイトを用い、シールドによる磁場の変化および溶鉄の流動状態の変化を検討した。流動状態の可視化は、著者らが前報³⁾⁴⁾で適用したグラファイト丸棒の溶解実験により行った。電磁界解析は、TARAPORE と EVANS⁵⁾が誘導攪拌の数値解析に利用した相互インダクタンスモデルにより、流れと物質移動の解析はナビエ・ストークスの式と流れ場の拡散方程式を層流条件下で数値的に解くことにより行った。

2. 実験装置および方法

2.1 シールド

Fig. 1 にシールド形状の概略を示した。シールドは厚さ 4 mm のグラファイト製で、その形状は図に示す 4 種を用いた。

シールド A および B は円筒の一部にスリット (幅約 2 mm) を入れ、その長さを調整することにより見掛けの比抵抗を変化させたもので、各シールドの見掛けの比抵抗は次のようにして算出した。シールド A および B は円筒部および逆 U 字型の迂回路との二つに分け、それぞれに誘導電流が一様に流れるものと仮定して全抵抗を算出する。その抵抗と迂回路をもたない円筒の抵抗との比を真の比抵抗に乘じることにより見掛けの比抵抗が算出される。その値は常温で A: $\rho_{eff} = 1.2 \times 10^{-4} \Omega m$, B: $5.8 \times 10^{-5} \Omega m$, C, D: $1.1 \times 10^{-5} \Omega m$ と算定された。なお、シールド D は電磁気量の測定のみを使用した。

2.2 電磁気量の測定

磁束密度の測定とシールドの発熱量測定とを行った。磁束密度はシールドのみを誘導コイル中央に設置した条件で、中心軸上の B_z を小型のサーチコイル⁶⁾を用いて測定した。シールドの発熱量は次のようにして測定した。シールド C および D については、ガラス製二重管 (管壁部を真空とし断熱効果を高めた) 内にシールドを設置し、管内に所定流量の水を流し、入口および出口の水温の差から発熱量を求めた。シールド A および B については、シールドの円筒部における発熱量を知るために[†]、スリットと対向する円筒内壁に熱電対を接触さ

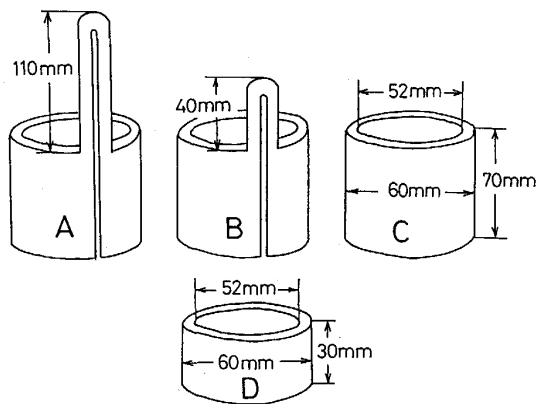


Fig. 1. Schematic view of graphite shields.

[†] シールド円筒から突出した迂回路の部分の発熱量は円筒部のそれよりも大きいと考えられるが、その熱量は溶鉄の加熱・保温に寄与しないと考えられる。そこで本測定では円筒部の発熱量を求めたことにした。

せ、加熱時・冷却時の温度履歴から、まず発熱量の概略値を求めた。次いでシールド C および D についても同様の方法で概略値を求め、既に得た水温の差による発熱量を真の値として補正係数を求めた。そしてその補正係数を上記のシールド A および B の発熱量の概略値に乘じた。

実験にはトランジスタインバーター方式の高周波誘導炉を用いた。その出力は 5 kW で、周波数は 30, 80 および 200 kHz の 3 段階に切り替えることができる。誘導コイルは直径 8 mm の銅管を高さ 140 mm, 内径 90 mm, 巻数 15 turn に巻いたものである。

2.3 グラファイト丸棒の溶解実験

Fig. 2 に実験装置の概要を示した。炭素濃度約 3% に調整した Fe-C 合金約 0.5 kg ⑦を MgO 坩堝⑧内に入れ、Ar 気流中で高周波溶解する。浴直上の予熱炉③で直径約 10 mm のグラファイト試料⑥を 1273 K に予熱し、これを溶鉄中に入る坩堝底に達するまで浸漬して溶解を開始する。所定時間後試料を引き上げて急冷し、その直径変化を測定した。その後新しい試料を浸漬し、同様の操作を 3~4 回繰り返した。また、試料の浸漬前後に溶鉄を吸引採取し、溶鉄中炭素濃度をクーロン滴定法により求めた。溶鉄の温度は光高温計①により測定した。局所物質移動係数 k_{Lz} は試料の直径変化より、また平均物質移動係数 k_L は浴中炭素濃度の経時変化より算出した³⁾。なお、浴温度は 1673 K 一定とし、実験中

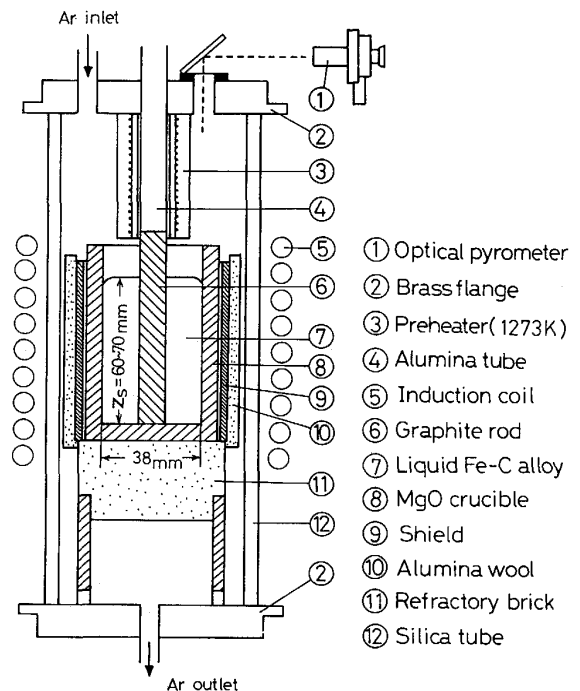


Fig. 2. Experimental apparatus used for the dissolution of graphite rod in liquid iron.

のコイル電流および周波数も合わせて測定した。

3. 実験結果および考察

3.1 磁束密度

Fig. 3 に周波数 $f = 200 \text{ kHz}$ の場合についてシールド A, B, C を設置した場合の中心軸上 B_z 分布の測定例を示した。図中の一点鎖線はビオ・サバルの式⁶⁾より計算されるシールドが無い場合の B_z 分布である。図よりシールド部で B_z は減少しており、その減少の程度は

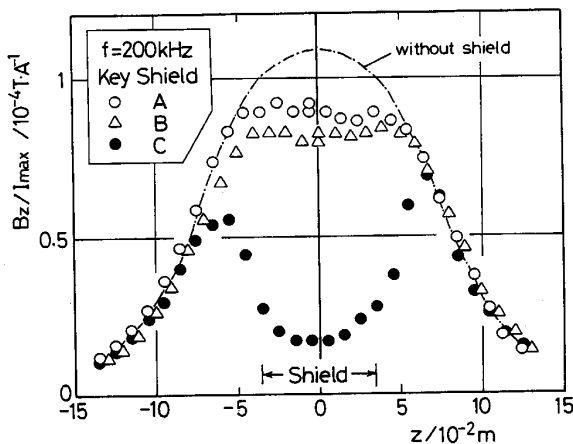


Fig. 3. Effect of shield on the axial distribution of B_z .

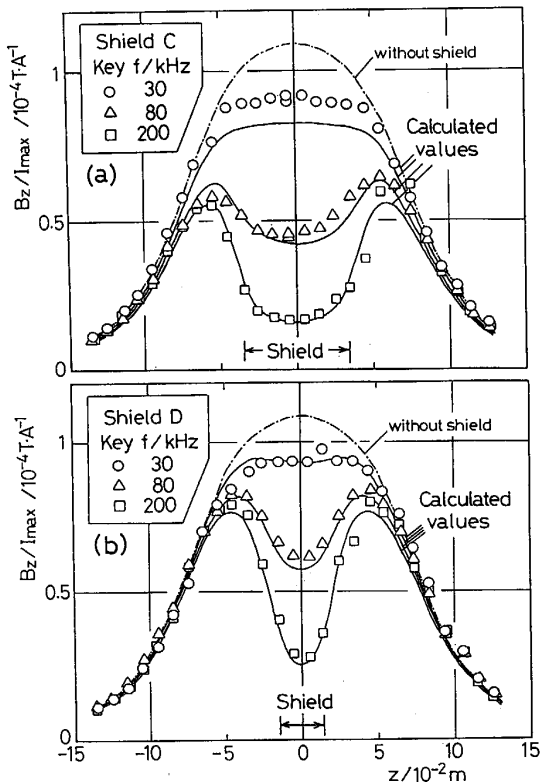


Fig. 4. Effect of shield on the axial distribution of B_z for various frequencies.

比抵抗の小さいシールドほど顕著になっている。

Fig. 4(a)および(b)にはシールド C および D のそれぞれについて B_z 分布に対する f の効果を示した。図より、シールド設置部の B_z は f が高くなるにつれ著しく減少している。また、シールド C の方が D よりも B_z の減少の程度がやや大きくなっている。なお、図中の実線は後に述べる計算値である。

3.2 シールドの発熱量

Fig. 5 にシールド A, B, C の発熱量 W をコイル電流 I_{max} の 2 乗で除した W/I_{max}^2 と $z=0$ における B_z 値を I_{max} で除した $B_z|_{z=0}/I_{max}$ とを、表皮効果に関する無次元パラメーター d/δ に対してプロットした。ここに d はシールドの厚さ、 δ は(1)式で定義される表皮の厚さである。

$$\delta = (2\rho_{eff}/\mu\omega)^{1/2} \dots\dots\dots(1)$$

$$\omega = 2\pi f, \mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$$

ここに μ は透磁率、 μ_0 は真空透磁率を表す。

図より、 d/δ が大きくなるにつれて W/I_{max}^2 は増加し、 $B_z|_{z=0}/I_{max}$ は減少しているが、 $d/\delta = 0.5$ 付近を境にして d/δ に対する依存性が変化しているのが認め

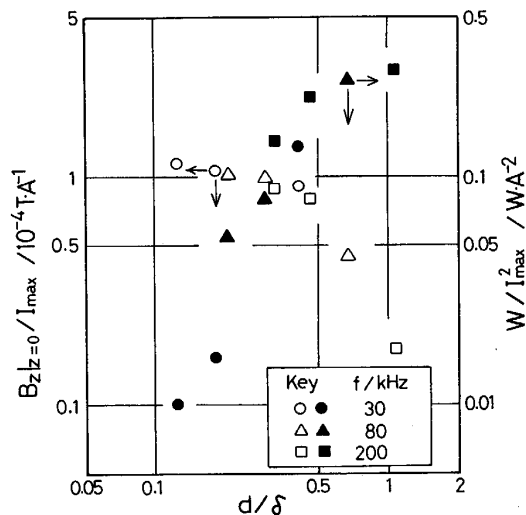


Fig. 5. Effect of d/δ on the value of $B_z|_{z=0}/I_{max}$ and W/I_{max}^2 .

Table 1. Comparison between observed and calculated Joule's heats generated in graphite shields.

Type of shield	f (kHz)	W/I_{max}^2 (W/A^2)	
		Observed	Calculated
C	30	0.137	0.107
	80	0.267	0.229
	200	0.291	0.308
D	30	0.061	0.059
	80	0.166	0.165
	200	0.245	0.244

られる。この結果より Fig. 1 に示したシールド A, B, C の形状の差異は見掛けの比抵抗の変化としてまとめ得ることが分かる。Table 1 にはシールド C および D の発熱量を後述の計算値と比較して示した。表より f が高くなるにつれ、シールド C と D との発熱量の差が小さくなっていることが分かる。これは f の増加につれて、渦電流が円筒の端面に集中するためと考えられる。

3.3 グラファイトの溶解実験結果

Fig. 6 および 7 に局所物質移動係数 k_{Lz} の z 方向分布を示した。横軸の z_s は浸漬深さで z はるつば底から高さ方向の距離である。Fig. 6 はシールドが無い場合の k_{Lz} 分布に対する f の影響をみたものであるが、い

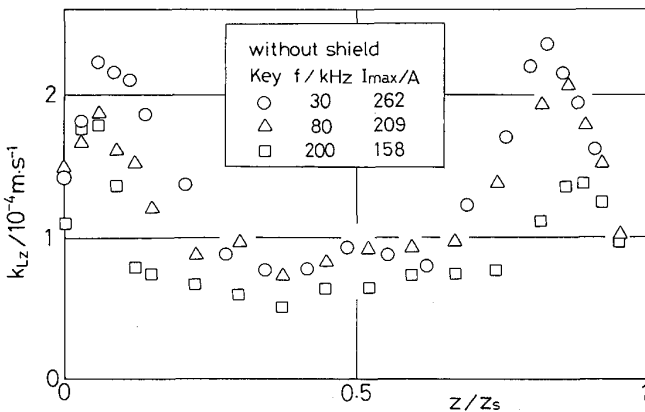


Fig. 6. Axial distributions of k_{Lz} for various frequencies.

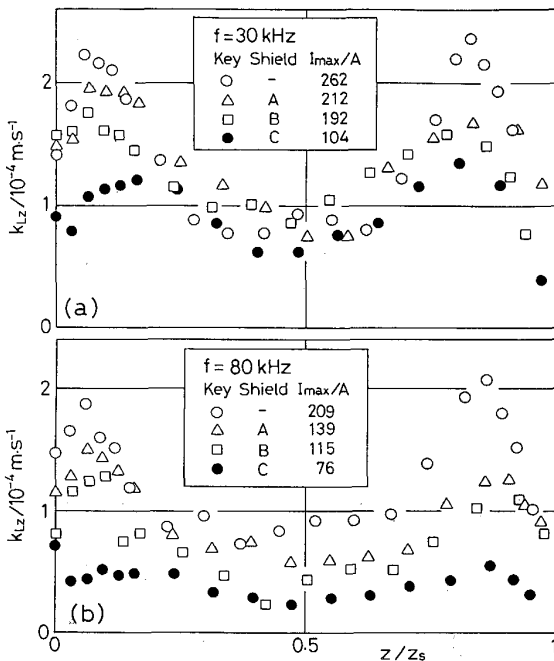


Fig. 7. Effect of shield on the axial distribution of k_{Lz} .

ずれの場合もるつば底近傍および自由表面近傍で k_{Lz} はピークを示しており、これらの位置の流れが激しいことを示している。このピーク値は f が高くなるほど低下している。

Fig. 7(a)は $f=30$ kHz の場合についてシールドが無い場合とシールド A, B, C を用いた場合とを比較したものである。シールドを用いると k_{Lz} は減少しているが、特に k_{Lz} のピーク値の減少が著しい。

Fig. 7(b)は $f=80$ kHz の場合であるが、Fig. 7(a)に比し、 k_{Lz} 分布に対するシールドの効果は増大している。 $f=30$ kHz の場合にはシールドの磁場遮蔽効果は小さく (Fig. 4), シールドの発熱による二次的加熱効果によって、溶鉄を 1673K に保つのに要するコイル電流が低下することにより k_{Lz} の減少が起きたものと考えられる。一方、 $f=80$ kHz の場合には上記の加熱効果と共に磁場遮蔽効果も合わせて発生するために、 k_{Lz} の変化が著しくなったものと考えられる。なお、 $f=200$ kHz の場合には高周波発振器のマッチングがとれず、シールドを用いた場合の実験は行えなかった。

Fig. 8(a)および(b)には平均物質移動係数 k_L の結果を示した。Fig. 8(a)はシールドが無い場合の k_L の f 依存性を示し、Fig. 8(b)はシールド A, B, C および無シールドの場合の k_L の変化をコイル電流 I_{max} に対して示したものである。図よりシールドの適用による k_L の可変範囲は f の変化によるそれと同等あるいはそれ以上であることが分かる。以上より、シールドによる攪拌制御の可能性が実験的に確認された。

4. 理論解析法および解析結果

4.1 相互インダクタンスモデル

著者らは前報⁽⁴⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾で、高周波誘導炉内の電磁気量を

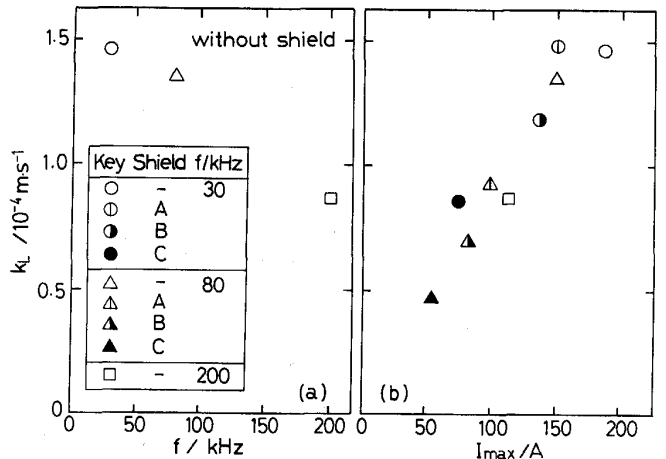


Fig. 8. Effects of frequency and shield on the values of k_L .

記述するために Lavers の解析的モデル⁸⁾を用いた。しかしながら、このモデルではシールドが存在する場合の解析が困難であったので、本報では以下のような相互インダクタンスモデル⁵⁾を採用した¹²⁾。なお、本解析では前報⁶⁾⁷⁾と同様に電磁場は流れに無関係であるとした。

Maxwell の式とベクトルポテンシャルの定義式(2)式を用いると、導電体中を流れる電流密度 J は(3)式で与えられる。

$$B = \nabla \times A \dots\dots\dots (2)$$

$$J = -\frac{j\omega\sigma\mu}{4\pi} \int_{vol} \frac{J'}{|r'|} dv' \dots\dots\dots (3)$$

(3)式中の J' は系内のすべての位置の電流密度で、 r' は J が流れている位置と J' が流れている位置との間の直線距離である。今、導体を多数の仮想コイル(1 turn)の集合体とみなし、(3)式を離散化すれば(4)式が得られる。

$$J_{m,n} + j\omega \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N A_{i,j} J_{i,j} M_{m,n,i,j} = -j\omega I_{max} \sum_{i=1}^N M_{m,n,i} \dots\dots\dots (4)$$

ここに $A_{i,j}$ は位置 (i,j) の仮想コイルの断面積、 $M_{m,n,i,j}$ は位置 (m,n) と (i,j) との一对の仮想コイル間の相互インダクタンス、 $M_{m,n,i}$ は誘導コイルの i ターン目と位置 (m,n) 間の相互インダクタンスを表す。相互インダクタンスを記述する式は(5)式である。

$$M = \frac{\sigma\mu}{\pi} \left(\frac{r_i}{r_m k^2}\right)^{1/2} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K(k) - E(k) \right]$$

$$k^2 = \frac{4r_m r_i}{z_c^2 + (r_m + r_i)^2} \dots\dots\dots (5)$$

ここに r_m および r_i は一对の仮想コイルの半径、 z_c は仮想コイル間の垂直方向距離 $(|z_n - z_j|)$ である。また、 $K(k)$ および $E(k)$ は第1種および第2種完全楕円積分である。位置 $(m,n) = (i,j)$ のとき、 $M_{m,n,m,n}$ は自己インダクタンス $L_{m,n}$ に等しく(6)式で与えられる。

$$L = \sigma\mu \frac{2r_m - a_m}{2\pi r_m} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K(k) - E(k) \right]$$

$$k^2 = \frac{4r_m(r_m - a_m)}{(2r_m - a_m)^2} \dots\dots\dots (6)$$

ここに r_m は仮想コイルの半径、 a_m は仮想コイル断面の相当半径である。

計算では導電体としてシールド、溶鉄およびグラファイト丸棒のそれぞれを考慮し¹³⁾、シールドは半径方向分割数 $I_1 = 4$ 、 z 方向分割数 $J_1 = 7$ 、溶鉄は $I_1 = 15$ 、 $J_1 = 30$ 、グラファイト丸棒は $I_1 = 3$ 、 $J_1 = 10$ の等分割とした。(4)式で得られる電流密度 J に関する多元連立方程式は消去法によって解いた。なお、溶鉄(1673 K)の導電率には $\sigma = 6.85 \times 10^5 \Omega^{-1}m^{-1}$ を用いた。

4.2 流れおよび物質移動
溶鉄の流れが層流、軸対称かつ定常状態で、電磁場が流れに無関係であり、溶鉄自由表面は平坦と仮定すると、流れおよび物質移動の基礎式と境界条件は、Fig. 9 に示す座標系において(7)~(14)式で示される。

4.2 流れおよび物質移動

溶鉄の流れが層流、軸対称かつ定常状態で、電磁場が流れに無関係であり、溶鉄自由表面は平坦と仮定すると、流れおよび物質移動の基礎式と境界条件は、Fig. 9 に示す座標系において(7)~(14)式で示される。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} = \nu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} F_r \dots\dots\dots (8)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} F_z \dots\dots\dots (9)$$

$$F_r = \frac{1}{2} \text{Re} \{ J \cdot B_z^* \} \dots\dots\dots (10)$$

$$F_z = -\frac{1}{2} \text{Re} \{ J \cdot B_r^* \} \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial r} + v \frac{\partial C}{\partial z} = D \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right] \dots\dots\dots (12)$$

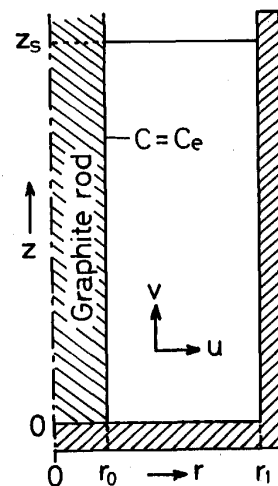


Fig. 9. Coordinate system.

¹²⁾ シールドが無い場合について、二つのモデルを比較したところ、電磁場および溶鉄の流速分布の相違はわずかであることが確認された。

¹³⁾ Table 1 および Fig. 4 の計算値はシールドのみが存在する場合について求めた。

境界条件

$$\begin{aligned}
 &r = r_0, \quad z = 0 \sim z_s: \\
 &\quad u = v = 0, \quad C = C_{eq} \\
 &r = r_1, \quad z = 0 \sim z_s: \\
 &\quad u = v = 0, \quad \partial C / \partial r = 0 \dots\dots\dots(13) \\
 &z = 0, \quad r = r_0 \sim r_1: \\
 &\quad u = v = 0, \quad \partial C / \partial z = 0 \\
 &z = z_s, \quad r = r_0 \sim r_1: \\
 &\quad \partial u / \partial z = v = 0, \quad \partial C / \partial z = 0
 \end{aligned}$$

初期条件

$$t = 0: C = C_0 \dots\dots\dots(14)$$

ここに Re は複素数の実部を表し, B_r^* および B_z^* はそれぞれ B_r および B_z の共役複素数を表す.

流れに関する式は, 前報⁷⁾と同様に無次元化し, 流れ関数 ψ および過度 ξ を導入して変形後, Upwind 法により差分化し, SOR 法によって数値的に解いた. 物質移動の式は無次元化後, Upwind 法により差分化し, ADI 法で解いた. 流れの計算には r および z 方向に 16×61 点の等間隔格子を用い, 物質移動の計算には r 方向のみに不等間隔の 31×61 点の格子を用いた¹⁴. また, 流れの計算の収束条件は $(|\Delta \xi| / \xi)_{max} \leq 10^{-4}$ を採用した. 計算に用いた溶鉄 (1673 K) の物性値は以下のとおりである. 密度⁹⁾ $\rho = 6.96 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 動粘度⁹⁾¹⁰⁾ $\nu = 7.76 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, 炭素の拡散係数¹¹⁾ $D =$

$$2.2 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}.$$

局所物質移動係数 k_{Lz} は(15)式によって算出した.

$$k_{Lz} = D \left. \frac{\partial C}{\partial r} \right|_{r=r_0} / (C_{eq} - \bar{C}) \dots\dots\dots(15)$$

ここに, \bar{C} は溶鉄中炭素の平均濃度, $\partial C / \partial r|_{r=r_0}$ は 2 次内挿法によって算出した. (15)式の k_{Lz} は時間の関数であるが, 物質移動開始後短時間で定常値に漸近するので, 後述の実験値との比較には定常値を用いた.

以上の計算には東北大学大型計算機センター ACOS 2000 を用いた.

4.3 計算結果

相互インダクタンスモデルによる B_z および W の解を Fig. 4 および Table 1 に実測値と比較して示した. 計算値は実測値とほぼ一致している. Fig. 10 にはグラフアイトの溶解実験条件下における系内磁力線分布を示した. シールド C による磁場の遮蔽効果は f が高いほど著しくなっている.

Fig. 11 にはグラフアイトの溶解実験条件下の溶鉄のフローパターンを示した. 図中の曲線は流れ関数 ψ

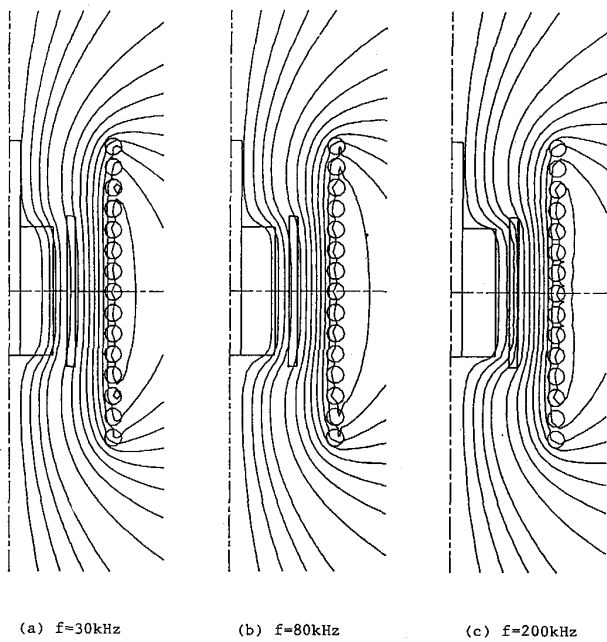


Fig. 10. Calculated magnetic fields with shield C.

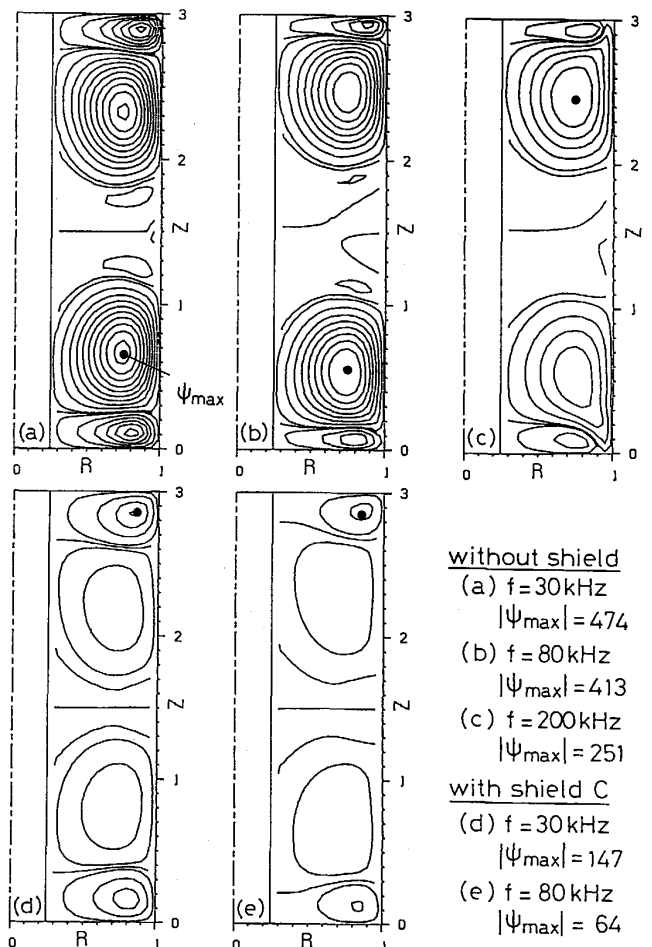


Fig. 11. Calculated flow patterns of liquid iron.

¹⁴ 電磁場, 流れおよび物質移動の各解析にはそれぞれ異なる格子を用いた. 流れおよび物質移動の解析では各格子点上の電磁力および流速成分は内挿により得た.

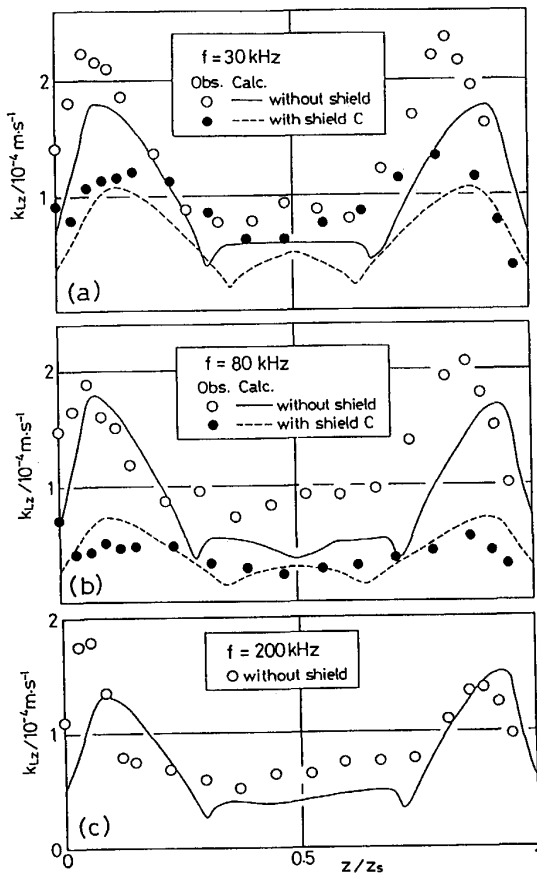


Fig 12. Comparison between calculated and observed values of k_{Lz} .

の等高線で、流線を表す。各線は $|\psi| = 0, 10, 50, 100, 150, \dots$ のような間隔で描かれている。図よりシールドの無い場合には (Fig. 11(a)~(c)), 溶鉄の上, 下部に強い四つの循環流が生成しており, 中間部の流れは非常に緩やかである。流れ関数の最大値 ψ_{max} は f の増加につれて小さくなっており, f の増加と共に流れが緩やかになることが分かる。シールド C を設置すると流れは抑制されるが, その程度は 30 kHz より 80 kHz の方が著しい。

Fig. 12(a)~(c)に $f = 30, 80$ および 200 kHz の場合の k_{Lz} 分布の計算値を実測値と比較して示した。 k_{Lz} の分布の傾向は計算値によってほぼ表されており, またシールドの効果もほぼ表現されている。

5. 結 言

以上, 本研究では実験室規模高周波誘導炉に導電性シールドを設置することによる攪拌制御特性について, 実験的・理論的に検討し, 以下の結果を得た。

(1)形状の異なる4種のグラファイト製シールドによって, 誘導コイル中心軸上の B_z を減少させ得るこ

と, その減少の程度はシールドの見掛けの比抵抗が小さく, 周波数 f が高いほど著しくなることが示された。

(2)シールドの発熱量 W およびシールド中央 ($z = 0$) の $B_z|_{z=0}$ は d/δ で良く相関された。これよりシールド形状の差異による磁場遮蔽効果の変化は, シールドの見掛けの比抵抗の変化によって表し得ることが示された。

(3)グラファイトの溶解実験より得た局所物質移動係数 k_{Lz} は, りつば底近傍および自由表面近傍で極大値を示した。その極大値はシールドを用いると減少し, その減少の程度はシールドの比抵抗が小さいほど, また f が高いほど著しいことが示された。

(4)シールドによる平均物質移動係数 k_L の可変範囲は, シールドを用いずに f のみによって変化させ得る k_L の範囲より大きかった。

(5)相互インダクタンスモデルによってシールドによる炉内電磁場の変化が理論的に示された。また本モデルにより計算した B_z および W の計算値は実測値と良く一致した。

(6)ナビエ・ストークスの式を層流条件下で数値的に解き, 溶鉄のフローパターンの解を得た。さらに流れ場の拡散方程式を数値的に解き, k_{Lz} の計算値を求めた。その値は実測値と大略一致し, シールドによる溶鉄の攪拌制御の可能性が理論的にも確認された。

最後に, 本研究の遂行に御協力いただいた当時4年次学生の青山和史氏 (現:クラリオン(株)) ならびに藤久健氏 (現:セイコー・エプソン(株)) に謝意を表す。また有益な御助言をいただいた富士電波エンジニアリング(株), 清水博文氏に謝意を表す。本研究の一部は文部省科学研究費 (試験研究 (B), 平成 1, 2 年度) の補助により行われたものであることを記して謝意を表す。

記 号

- B_r, B_z : r および z 方向の磁束密度 (T)
- C : 溶鉄中炭素濃度 (mol/m^3)
- C_0 : 溶鉄中炭素濃度の初期値 (mol/m^3)
- C_{eq} : 溶鉄中飽和炭素濃度 (mol/m^3)
- D : 溶鉄中炭素の拡散係数 (m^2/s)
- d : シールドの厚さ (m)
- E : 第2種完全楕円積分
- F_r, F_z : r および z 方向の電磁力 (N/m^3)
- f : 周波数 (Hz)
- I_1 : r 方向の分割数
- I_{max} : コイル電流 (A)
- J : 渦電流密度 (A/m^2)
- J_1 : z 方向の分割数
- j : 虚数単位

K : 第 1 種完全楕円積分
 k_L : 平均物質移動係数 (m/s)
 k_{Lz} : 局所物質移動係数 (m/s)
 L : 自己インダクタンス (H)
 M : 相互インダクタンス (H)
 N : 誘導コイルの巻数 (turn)
 p : 圧力 (Pa)
 Re : 複素数の実部
 r : 半径方向距離または仮想コイルの半径 (m)
 r_0 : グラファイト丸棒の半径 (m)
 r_1 : 溶鉄の半径 (m)
 t : 時間 (s)
 u : r 方向の流速 (m/s)
 v : z 方向の流速 (m/s)
 W : シールドの発熱量 (W)
 z : 垂直方向の距離 (m)
 z_s : 溶鉄の高さ (m)
 $A \cdot B$ のベクトルポテンシャル (Wb/m)
 B : 磁束密度 (T)
 J : 渦電流密度 (A/m^2)
 δ : 表皮の厚さ (m)
 ζ : 渦度
 μ, μ_0 : 透磁率および真空透磁率 (H/m)
 ν : 動粘度 (m^2/s)
 ρ : 密度 (kg/m^3)

ρ_{eff} : 見掛けの比抵抗 ($\Omega \cdot m$)
 σ : 導電率 ($\Omega^{-1} m^{-1}$)
 ψ : 流れ関数
 ω : 角周波数 (rad/s)

文 献

- 1) W. M. BOORSTEIN and R. D. PEHLKE: Trans. Met. Soc. AIME, **245** (1969), p. 1743
- 2) Ch. VIVES and R. RICOU: Metall. Trans. B, **16** (1985), p. 227
- 3) 谷口尚司, 菊池 淳, 前田四郎: 鉄と鋼, **65** (1979), p. 1455
- 4) A. KIKUCHI, S. TANIGUCHI, T. TADAKI and S. MAEDA: Proc. Sympo. the International Union of Theoretical and Applied Mechanics, Cambridge, UK in 1982 (1984), p. 79 [The Metals Society, London]
- 5) E. D. TARAPORE and J. W. EVANS: Metall. Trans. B, **7** (1976), p. 343
- 6) 谷口尚司, 渡辺 実, 菊池 淳, 只木禎力: 鉄と鋼, **66** (1980), p. 363
- 7) 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, **70** (1984), p. 846
- 8) J. D. LAVERS: Diss. Thesis, Univ. Toronto (1970)
- 9) L. D. LUCAS: Mem. Sci. Rev. Met., **61** (1964), p. 97
- 10) L. D. LUCAS: Compt. Rend., **259** (1964), p. 3760
- 11) F. HEISTERKAMP and K. LÖHBERG: Arch. Eisenhüttenwes., **37** (1966), p. 813