

論 文

UDC 669.063.8 : 538.52 : 621.746.01 : 620.184.4

凝固組織に及ぼす電磁気力の効果*

浅井 滋生**・安井 研二***・鞭 巖**

Effects of Electric and Magnetic Forces on the Solidified Structure

Shigeo ASAI, Kenzi YASUI, and Iwao MUCHI

Synopsis:

To clarify the effects of the electric and magnetic forces on the solidified structure, the solidification experiments were systematically conducted on the Sn-10%Pb alloy. A direct or an alternative electric currents, magnetic currents and the currents combined them were introduced into the molten metal. The alloy was solidified under the nine different conditions.

The effects of the electric field, the magnetic field and the combined field on each solidified structure were examined on the basis of the solidified structure and the theoretical considerations of the fluid flow caused under each experimental condition.

It is concluded that the columnar structure can be developed by preventing the fluid flow and the fine equi-axed zone can be obtained by the forced fluid flow.

1. 緒 言

電磁気力を応用した製鋼プラントには、磁界の変化に基づいて溶鋼の流動を誘起させるものとして、溶鋼プールを電磁攪拌する連铸機、ASEA-SKF 装置、芯なしの誘導炉(coreless induction furnace)がある。また、ESR 装置では、熱源として直接メタルに印加される電流によつて流動で誘起される。電磁気力が凝固組織に及ぼす効果については、従来、直流磁束を使用すると溶融金属の自然対流が抑制されて柱状晶の発達が増長されること^{1)~3)}、移動磁束による電磁誘導攪拌方式では溶融金属の流動が引き起こされて等軸晶率が增加すること^{4)~9)}、また、直流電流と直流磁束を同時に作用させると凝固組織が微細化すること^{10)~13)}、などが報告されている。しかし、直流あるいは交流の電流と直流あるいは交流の磁束を単独に、あるいは、併用して作用させる場合に、溶融金属中に誘発される電磁気力が凝固組織に及ぼす効果について定量的かつ系統的に調べた報告は見当たらない。

本研究では、凝固組織に及ぼす電磁気力の効果を定量的に解明するために、電流と磁束を単独あるいは併用する各場合について、系統的に一連の凝固実験を行ない、その際誘起される電磁気力や流速分布を理論的に解析

し、さらに、これらの結果に基づいて、工業的に有用と思われる電磁攪拌条件について検討する。

2. 実験方法

実験は Table 1 に示すように、電流については、電流を作用させない場合、直流電流を作用させる場合、交流電流を作用させる場合の 3 種類、また、磁束については、磁束を作用させない場合、直流磁束* を作用させる場合、交流磁束** を作用させる場合の 3 種類をそれぞれ組合せて得られる合計 9 種類の条件下で実験を行なった。Table 1 に記入した番号は、それぞれ、行と列によつて決められる電流と磁束の条件における実験を示すものである。

Case I は、他の Case と比較するための基準試料を作る実験である。Case II~VII と Case VII~IX では、異なる実験装置を使用したもので、Case I の実験はそれぞれの装置で別個に行なつた。前者の実験装置の平面図を Fig. 1 に示す。片側に冷却槽を設置した鋳型 (80×50×20 mm、長辺側の壁および底面は厚さ 8 mm の耐火材、

* たとえば、永久磁石の磁束のように、時間的に磁束の大きさおよびその方向が変化しないもので、直流電流をソレノイドに流した場合に発生する磁束である。

** 時間的に磁束の大きさおよび方向が変化するもので、交流電流をソレノイドに流した場合に発生する磁束である。

* 昭和51年10月本会講演大会にて発表 昭和52年3月8日受付 (Received Mar. 8, 1977)

** 名古屋大学工学部 工博 (Department of Iron & Steel Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

*** 名古屋大学工学部 (Department of Iron & Steel Engineering, Nagoya University)

Table 1. Case numbers giving the experimental conditions.

Electric current Magnetic current	$I=0$	$I=I_0$ (DC)	$I=I_0 \sin \omega t$ (AC)
$\phi=0$	I	II	III
$\phi=\phi_0$ (DC)	IV	V	VI
$\phi=\phi_0 \sin \omega t$ (AC)	VII	VIII	IX

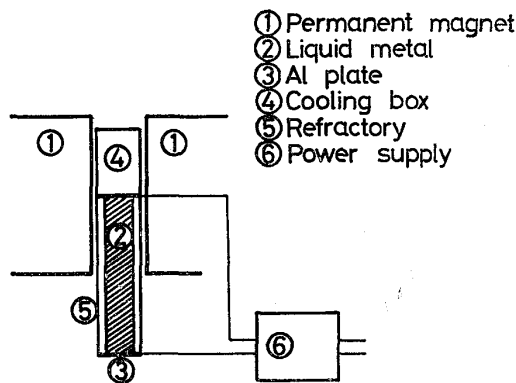


Fig. 1. Schematic experimental apparatus for solidifying under the direct magnetic field.

短辺側の壁は厚さ 1 mm のアルミ板を使用) を作製し、鋳型内の溶融金属を一方向凝固させた。磁束密度として約 0.4 テスラの永久磁石を使用し、鋳型の長辺の半分が磁極間に入り、長辺側が磁束と直交するように設置した。電流は鋳型短辺側の各アルミ板を電極として、直流および交流の電源に接続し、溶湯中に 2~70A の通電を行なった。各実験とも、300°C に加熱した Sn-10%Pb の溶融金属試料を鋳型へ注入し、冷却槽を通る水の流速を調節して一定の冷却条件に保った。

交流磁束を作用させる場合 (Case VII~IX) の実験装置の正面図を Fig. 2 に示す。円筒状のルツボ内 (内径 7 cm, 高さ 10 cm) で 300°C に加熱した Sn-10%Pb の溶融金属試料をルツボごと冷却槽の上に設置して底面から一方向凝固させた。通電の際には、約 1.5 cm の間隙に固定された 2 本の銅棒をメタル中に浸し、直流および交流の電源に接続し、溶湯中に 10A の通電を行なった。

3. 理論解析

3.1 電磁気力の誘導

電流および磁束によって溶融金属中に誘起される体積力は、(1)~(3)式に示す Maxwell の方程式と (4)式に示す Ohm の式を適用して (5) 式から得られる。

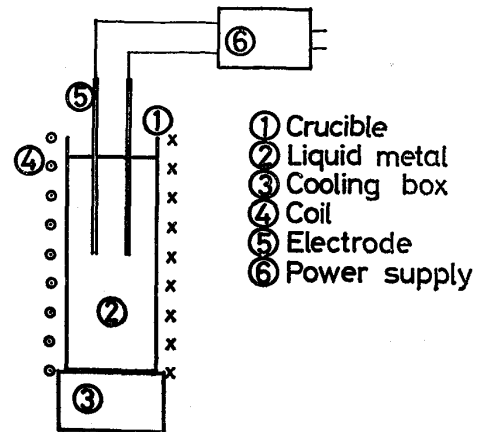


Fig. 2. Schematic experimental apparatus for solidifying under the alternating magnetic field.

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

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

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

$$\mathbf{i} = \sigma (\mathbf{E} + \mu \mathbf{V} \times \mathbf{H}) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\mathbf{F} = \mu \mathbf{i} \times \mathbf{H} = \mathbf{i} \times \mathbf{B} \quad \dots\dots\dots (5)$$

交流の電流や磁束を作用させる場合には、時間的に大きさが変化するような体積力が媒体中に誘起される。その場合には、体積力を変化の一周期にわたって平均化して (6) 式で表わす。

$$\bar{\mathbf{F}} = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{F} dt \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、周期は、 $T = 2\pi/\omega$ で表わされる。また、系内で体積力が分布している場合には、系の全空間における平均の体積力 $\mathbf{F}_m$ は、(7) 式で示される。

$$\mathbf{F}_m = \frac{1}{v} \iiint \mathbf{F} dv \quad \dots\dots\dots (7)$$

次に、Table 1 に示した Case II~IX の実験条件の各場合について、溶融金属中に誘発される体積力を求める。

Case II (直流電流だけを作用させる場合)

解析上の取扱いを簡単にするため、試料形状を半径 a の円筒形とする。電流を円筒の軸方向に流すものとする。電流密度は (8) 式で与えられる

$$i_z = (I/\pi a^2) \quad \dots\dots\dots (8)$$

誘導磁界は円周方向に生じ、その大きさはアンペアの周回路の法則を使つて (9) 式で示される。

$$H_\theta = (I/2\pi a^2) (a - X) \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 X は円筒表面から中心に向かつての半径方向距離である。(8)式と (9) 式を (5) 式に代入すると、この場合には、体積力が半径方向に生じ、および、その大きさは (10) 式で与えられることがわかる。

$$F_X = -\mu i_z H_\theta = -\frac{\mu}{2} (I/\pi a^2)^2 (a - x)$$

$$= -\frac{\mu}{2} i_z (a-X) \dots\dots\dots (10)$$

(10) 式を (7) 式に代入すると、試料全体にわたって平均化した体積力 $F_{X,m}$ が (11) 式のように得られる。

$$F_{X,m} = -\frac{\mu}{6} i_z a = -\frac{\mu}{6} I^2 / \pi^2 a^3 \dots\dots\dots (11)$$

Case III (交流電流だけを作用させる場合)

交流電流が導体中を流れる場合には、電流密度および誘導磁束密度はともに、導体の表面で高く、内部に向かって急激に減少する表皮効果 (skin effect) が生ずるために、この表皮の厚さに比べて試料が十分大きければ、一次元問題としての取扱いが可能となる。この場合、電流密度分布を求める基礎式は、(1)~(3)式と(4)式の右辺括弧内の第2項を省略* した式から導出され、(12)式で示される。

$$\partial^2 i_z / \partial X^2 = \mu \sigma (\partial i_z / \partial t) \dots\dots\dots (12)$$

境界条件 (13) 式のもとで (12) 式を解くと、(14)式に示すような解が得られる。

$$X=\infty \text{ で } i_z=0, X=0 \text{ で } i_z=i_{z,0} e^{j\omega t} \dots\dots\dots (13)$$

$$i_z(X) = i_{z,0} e^{-rX} e^{j\omega t} \dots\dots\dots (14)$$

ただし、 $r = \sqrt{-\mu\sigma\omega j}$ である。

(2)式と(14)式から、誘導磁界が次のように得られる。

$$H_Y = \int_X^{(b_2/2)} i_z(X) dX \\ = (-1/\gamma j) i_{z,0} (e^{-r b_2/2} - e^{-r X}) e^{j\omega t} \dots\dots\dots (15)$$

(14)式と(15)式を(5)式に代入し、さらに、(6)式と(7)式に従って、時間的および空間的に平均化した体積力を求めると(16)式が得られる

$$\overline{F}_{X,m} = (\mu i_{z,0}^2 / 4 \beta^2 b_2) \cdot (-e^{-\beta b_2} + 2 \cos(\beta b_2/2) \cdot e^{-\beta b_2/2} - 1) \dots\dots\dots (16)$$

ただし、 $\beta = \sqrt{\mu\sigma\omega/2}$ である。

なお、(16) 式中の $i_{z,0}$ は次のように求められる。すなわち、実験試料断面は矩形であり、その長辺と短辺の長さをそれぞれ b_1 , b_2 とし、表皮効果が作用することを考慮すると、 $i_{z,0}$ と供給電流 I との間には近似的に(17)式のような関係が得られる。

$$\sqrt{2} I = 2 b_1 i_{z,0} \int_0^{b_2/2} \operatorname{Re} \{ e^{-rX} \} dX \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 $\operatorname{Re} \{ \}$ は、 $\{ \}$ 内の実数部を取ることの意味する。

(17) 式の積分を実行して $i_{z,0}$ を求めると、(18) 式のようになる。

$$i_{z,0} = \sqrt{2} \beta I / [\{ 1 + e^{-\beta b_2/2} (-\cos(\beta b_2/2) + \sin(\beta b_2/2)) \} \cdot b_1] \dots\dots\dots (18)$$

* この省略は、磁気レイノルズ数 $lV\mu\sigma$ が 1 より十分に小さい場合に許されるもので、本実験系の場合にはこの条件が満たされる。

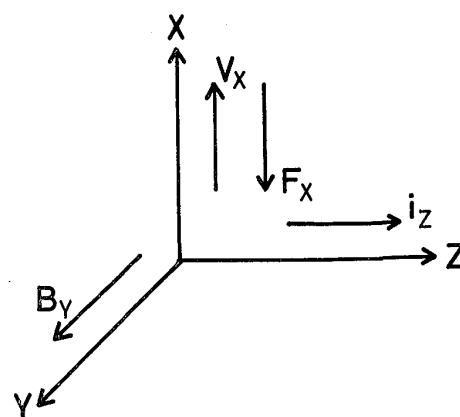


Fig. 3. Schematic representation of the relation between V_X , B_Y , i_Z and F_X .

Case IV (直流磁束だけを作用させる場合)

Fig. 3 に示すように、Y 方向の直流磁束 B_Y の作用下にある媒体に何らかの原因(自然対流や凝固収縮など)で X 方向の流速 V_X が存在すると誘導電流が生ずるが、これは(4)式から求められる。この場合には、(4)式は(19)式で表わされる。

$$i_z = \sigma \mu V_X H_Y \dots\dots\dots (19)$$

この誘導電流と系に作用している磁束 B_Y によつて、体積力 F_X が誘起されるが、それは(5)式から求められる。この場合には、(5)式は(20)式で示される。

$$F_X = -\sigma \mu^2 V_X H_Y^2 \dots\dots\dots (20)$$

(20)式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、その大きさは流速に比例することがわかる。Z 方向に流動が生ずる場合にも同様な取扱いが可能であるから、直流磁束は、溶融金属中に生ずる磁束方向以外の方向の流動を抑制するように作用することがわかる。

Case V (直流電流と直流磁束を併用する場合)

実験条件に従って、直流電流 i_z と直流磁束 B_Y を直交させる場合に生ずる体積力は、(5)式から得られるが、この場合には(21)式で示される。

$$F_X = -\mu i_z H_Y \dots\dots\dots (21)$$

Case VI (交流電流と直流磁束を併用する場合)

交流電流によつて媒体中に生ずる誘導交流磁束が、系に作用している直流磁束に比べて十分小さいと仮定(本実験条件下ではこの仮定が成り立つ)し、Case IV と同様に系内で流速 V_X が存在すると仮定すれば、電流密度 i_z は(14)式と(19)式から、(22)式のように表わされる。

$$i_z = i_{z,0} e^{-rX} e^{j\omega t} + \sigma \mu V_X H_Y \dots\dots\dots (22)$$

系に作用している磁束 B_Y と(22)式の i_z を(5)式に

代入して、系に誘起される体積力を求めると、(23)式のようになる。

$$F_X = -\mu i_{Z,0} H_Y e^{-\beta X} \sin(\omega t - \beta X) - \sigma \mu^2 V_X H_Y^2 \dots (23)$$

(23)式は時間的に変化する瞬間的な体積力を表わしているが、(23)式を(6)式に代入すれば、時間的に平均化した体積力が、(24)式のように表わされる。

$$\bar{F}_X = -\sigma \mu^2 V_X H_Y^2 \dots (24)$$

(23)式の右辺第1項で示されるように、熔融金属中に大きな体積力が瞬間的に誘起されているが、その方向が時間的に変化するため、時間的に平均化すると(23)式の右辺第1項が消失し(24)式はCase IVの(20)式と一致することになる。60 サイクルという速い変化を伴う場合には、流体の力学的な緩和時間 $t = \rho l^2 / 2\pi \mu_f$ に比べて、変化が十分に速いため、流体はマクロスケールではその変化に追従できなくなる。その結果、実質的に流体のマクロな運動を規定するものは、瞬間的な体積力((23)式)ではなく、時間的に平均化された体積力((24)式)となる。そのため、ほぼ同一の供給エネルギー条件のもとでCase IVとCase VIIの実験を行なうことによつて、金属の凝固現象が流体のマクロな運動の影響を受けやすいか、あるいは、ミクロな振動の影響を受けやすいかについて推察できると考えられる。

Case VII (交流磁束だけを作用させる場合)

Case IIIと同様に、この場合にも表皮効果を考慮して、問題を簡単化して次元問題として取扱う。Case IIIの(12)式の導出と同様にして、(25)式が得られる。

$$\partial^2 H_Z / \partial X^2 = \mu \sigma (\partial H_Z / \partial t) \dots (25)$$

境界条件(26)式のもとで(25)式を解くと、(27)式のように解が得られる。

$$X = \infty \text{ で } H_Z = 0, X = 0 \text{ で } H_Z = H_{Z,0} e^{j\omega t} \dots (26)$$

$$H_Z(X) = H_{Z,0} e^{-rXj} e^{j\omega t} \dots (27)$$

(27)式を(2)式に代入すると、 $i_Y(X)$ が(28)式のように表わされる。

$$i_Y(X) = -j\gamma H_{Z,0} e^{-rXj} e^{j\omega t} \dots (28)$$

(27)式と(28)式の実数部を(5)式に代入することによつて体積力 F_X が求められるが、それを(6)式に代入して整理すると、時間的に平均化した体積力 $\bar{F}_X$ が(29)式のように得られる。

$$\bar{F}_X = -\mu(\beta/2) H_{Z,0}^2 e^{-2\beta X} \dots (29)$$

(29)式をさらに(7)式に代入して、系全体にわたつて平均化した体積力 $\bar{F}_{X,m}$ を求めると、(30)式のようになる。

$$\bar{F}_{X,m} = -\mu H_{Z,0}^2 (1 - e^{-2\beta a}) / 4a \dots (30)$$

Case VIII (直流電流と交流磁束を併用する場合)

媒体中に印加した直流電流と交流磁束によつて、それ

ぞれ誘起される誘導磁束と誘導電流が、印加した磁束や電流に比べて十分小さいとして無視することができる場合には、印加した直流電流密度 i_Y とCase VIIと同様にして導出される印加した磁束密度分布 $B_Z(X) = \mu H_{Z,0} e^{-rXj} e^{j\omega t}$ をそれぞれ、(5)式に代入して体積力を求めると(31)式が得られる。

$$F_X = -\mu i_Y H_{Z,0} e^{-\beta X} \cos(\omega t - \beta X) \dots (31)$$

(31)式を(6)式に代入して、時間的平均値 $\bar{F}_X$ を求めると(32)式となる。

$$\bar{F}_X = 0 \dots (32)$$

すなわち、Case VIIの場合と同様に、瞬間的には体積力が存在するが、流体運動を引き起こす体積力は存在しないことになる。

なお、誘導磁束と誘導電流を無視しない場合については、Case IIとCase VIIに示した誘導と同様にして、近似的に、体積力の時間的および空間的な平均値が(33)式のように表わされる。

$$\bar{F}_{X,m} = -(\mu/6) I^2 / (\pi^2 a^3) - \mu H_{Z,0}^2 (1 - e^{-2\beta a}) / 4a \dots (33)$$

Case IX (交流電流と交流磁束を併用する場合)

Case VIIIと同様に、誘導電流と誘導磁束を無視し、Case VIIに示した誘導と同様にして、交流磁束密度分布を求め、次に、電極棒から印加する電流密度が $i_{Y,0} \cos \omega t$ で表わされるとして、電流密度と磁束密度を(5)式に代入すると(34)式が得られる。

$$F_X = \mu H_{Z,0} i_{Y,0} e^{-\beta X} \cos(\omega t - \beta X) \cos \omega t \dots (34)$$

(34)式を(6)式に代入して、時間平均の体積力を求めると(35)式が得られる。

$$\bar{F}_X = \mu H_{Z,0} i_{Y,0} e^{-\beta X} \cos \beta X / 2 \dots (35)$$

(35)式を(7)式に代入して、空間的な平均値を求めると(36)式が得られる。

$$\bar{F}_{X,m} = \mu H_{Z,0} i_{Y,0} \times \{e^{-\beta a} (-\cos \beta a + \sin \beta a) + 1\} / 4a \beta \dots (36)$$

ここで、電流密度 $i_{Y,0}$ は、供給電流を電極棒浸積面積で割つて求められる。

3.2 供給エネルギー

系に加えられた電気エネルギー W は、(37)式で表わされる。

$$W = RI^2 t = VI t \dots (37)$$

ここで、 R は電気抵抗であり、電気伝導度 σ との間には(38)式の関係がある。

$$R = (1/\sigma) \cdot (l/s) \dots (38)$$

また、磁界が存在している場における磁気エネルギーは、(39)式で示される。

$$W = (1/2) LI^2 \dots (39)$$

Table 2. Supplied electric current density and supplied magnetic current density.

(T)	(A/m^2)	$i=0$	$i=i_0$	$i=i_0 \sin \omega t$
$B=0$		0 0	8.75×10^4 0	6.75×10^4 0
$B=B_0$		0 0.4	2.5×10^3 0.4	1.17×10^4 0.4
$B=B_0 \sin \omega t$		0 0.016	1.25×10^4 0.016	1.25×10^4 0.016

Table 3. Mean values of body force and supplied electric and magnetic energy.

	$i=0$	$i=i_0$	$i=i_0 \sin \omega t$
$B=0$	0 0	$25.4(N/m^3)$ $14(J)$	29.0 8.33
$B=B_0$	3.360 2.55	1.000 2.57	3.360 3.04
$B=B_0 \sin \omega t$	3.75 0.378	4.02 0.663	50.0 0.663

ここで、 L はインダクタンスであり、(40)式で表わされる。

$$L = \lambda \mu \pi a^2 N^2 / l \quad [H] \quad \dots\dots\dots (40)$$

なお、磁界の場における単位体積当たりの磁気エネルギーは、(41)式でも表わされる。

$$w = (1/2)HB = (1/2)\mu H^2 \quad [J/m^3] \quad \dots\dots\dots (41)$$

(41)式を系全体にわたって積分すると、系を磁界の場に置くために必要となる磁気エネルギーが求められる。

Table 2 に、各実験で使用した電流密度と磁束密度の数値を示す。Table 3 には、Case I から Case III の各場合について、系内に誘起される体積力の時間的・空間的平均値の絶対値、実験で系に供給した電気的および磁気的なエネルギーの数値を、Table 2 の実験条件に基づいて計算して示した。なお、試料を円筒形と近似して解析した Case については、実験系と同じ断面を持つ円筒としてその半径を見積もり、Case IV と VI では解析で求めた体積力表現に流速が入るが、ここでは流速を約 1 cm/sec として計算した。また、Case VII~IX の場合には、大部分の磁束は試料とコイルの間を通り、試料に作用しないことが考えられるが、Table 3 の数値は、試料を通る有効磁束をソレノイド断面平均磁束の 1/20* として求めたものである。

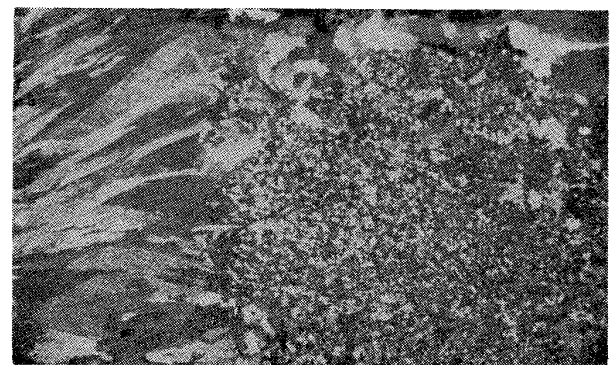
* ソレノイド端の直流磁束の測定値から概算した値である。



Case I



Case II

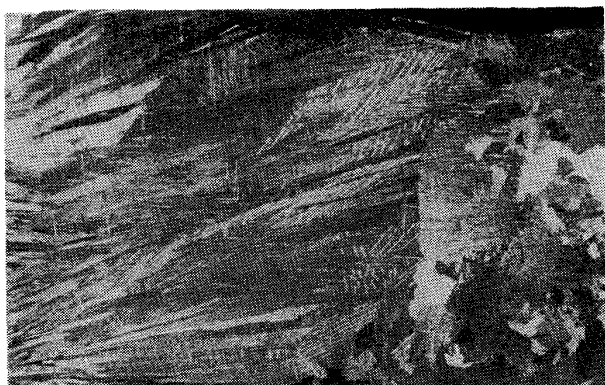


Case III

Photo. 1. Macrostructure of case I, II and III. Magnification 0.8 times.

4. 実験結果と考察

Photo. 1 は Case I, II, III の各実験で得られたマクロ組織である。電流も磁束も作用させない場合の Case I を標準試料として、Case II と Case III を比較すると、それぞれ、微細化した組織になっていることがわかる。Table 2 に示すように、Case II と Case III では、ともに印加した電流の密度が大きいために、印加電流と誘導磁束との作用によつて、(11)式および(16)式に示したような体積力が溶融金属試料中に誘起され、この体積力によつて溶融金属が流動した結果、その組織が微細化したものと考えられる。しかし、この体積力は、印加電



Case IV



Case V

Photo. 2. Macrostructure of case IV and V.
Magnification 0.8 times.

流とそれによる誘導磁束との作用によつて間接的に誘起されたものであり、Table 3 に示したように、体積力の値はあまり大きくないので、大きな印加電流の割には、微細化の程度は顕著ではない。

Photo. 2 は、Case IV と V の各実験で得られたマクロ組織である。理論解析で示したように、Case IV と V の場合には、(20) 式あるいは (24) 式に基づいて流動を抑制する力が働くために、系内で起こる自然対流が抑制され、その結果、Photo. 1 に示した Case I の凝固組織と比較して、両者とも柱状品の占める割合が増加したものと考えられる。

Case V の場合には、理論解析で示した結果から推察すると、熔融金属試料中に 60 サイクルの微小振動が生じていると考えられるが、その凝固組織が Case IV のそれとほとんど変わらないことから、本実験条件下では金属の凝固現象は流体運動とそれに伴つて生ずる温度分布によつて支配されたと推察される。

Case V の場合には、Photo. 1 に示した Case I の凝固組織と比較して、明らかに組織が微細化していることがわかる。この場合、流速分布と凝固組織の関係を見るために 2 A と 10 A の電流（電流密度はそれぞれ、 $2.5 \times 10^3 \text{ A/m}^2$, $12.5 \times 10^3 \text{ A/m}^2$ ）を印加した場合の凝固組

織と流速分布を Photo. 3 に示した。Case V の場合、Table 2 に示したように印加した電流と磁束によつて直接的に大きな体積力が系に誘起されるために、激しい流動が引き起こされて、組織が大幅に微細化したものと考えられる。なお、この場合の流速分布は、(21) 式に基づく体積力を Navier-Stokes 式の外力項に代入して、数値計算* によつて求めたものである¹⁴⁾。流速分布は凝固の進行に伴つて変化するが、上段の流速分布は、凝固開始前の状態であり、鋳型内の溶湯全体が流動している場合である。下段のそれは、溶湯の半分が凝固した時点における速度分布である。10 A の場合には大きな流動によつて微細な組織となつてゐるが、2 A の場合には流速はあまり大きくない。その結果、柱状品の占める割合が増大して、比較的粗い組織となつてゐる。

Photo. 4 は、Case I, V, VIII, IX の各実験によつて得られたマクロ組織である。Case V と VIII は、標準試料とほとんど変わらない組織を示しているが、Case IX では明らかに組織の微細化が認められる。Case V では、(30) 式のような体積力が作用しているが、これは大きな体積力でないため、ほとんど流動が引き起こされなかつたものと推察される。また、Case VIII では、Case V と同様に、理論解析から推察すると、熔融金属中に 60 サイクルの微小な振動が生じていることが考えられるが、この場合にも、採用した実験条件のもとでは流体の微小振動は凝固組織に影響しなかつたものと推察される。

一方、Case IX の場合には、印加した磁束と電流の方向および大きさは、いずれも時間的に変化するが、その変化には位相差がないため、誘起される体積力は常に同じ方向に作用することとなり、Case V の場合と同様に、比較的大きな体積力が生ずることになる。その結果、系内に流動が生じ、組織が微細化したものと考えられる。

以上、Case V~IX の結果からも、金属の凝固現象は、供給エネルギーや瞬間的な体積力ではなく、流体運動とそれに伴う温度分布によつて支配されるものと推察される。

5. 結 言

凝固組織の実験結果と理論解析結果に基づいて検討した結果、次のことがわかつた。

- (1) 金属の凝固組織は、直流電流あるいは交流電流のいずれによつても、電流密度が高い場合に、熔融金属内部に流動が引き起こされて微細化する。

* 境界条件や数値計算法は文献 14) と同じ。

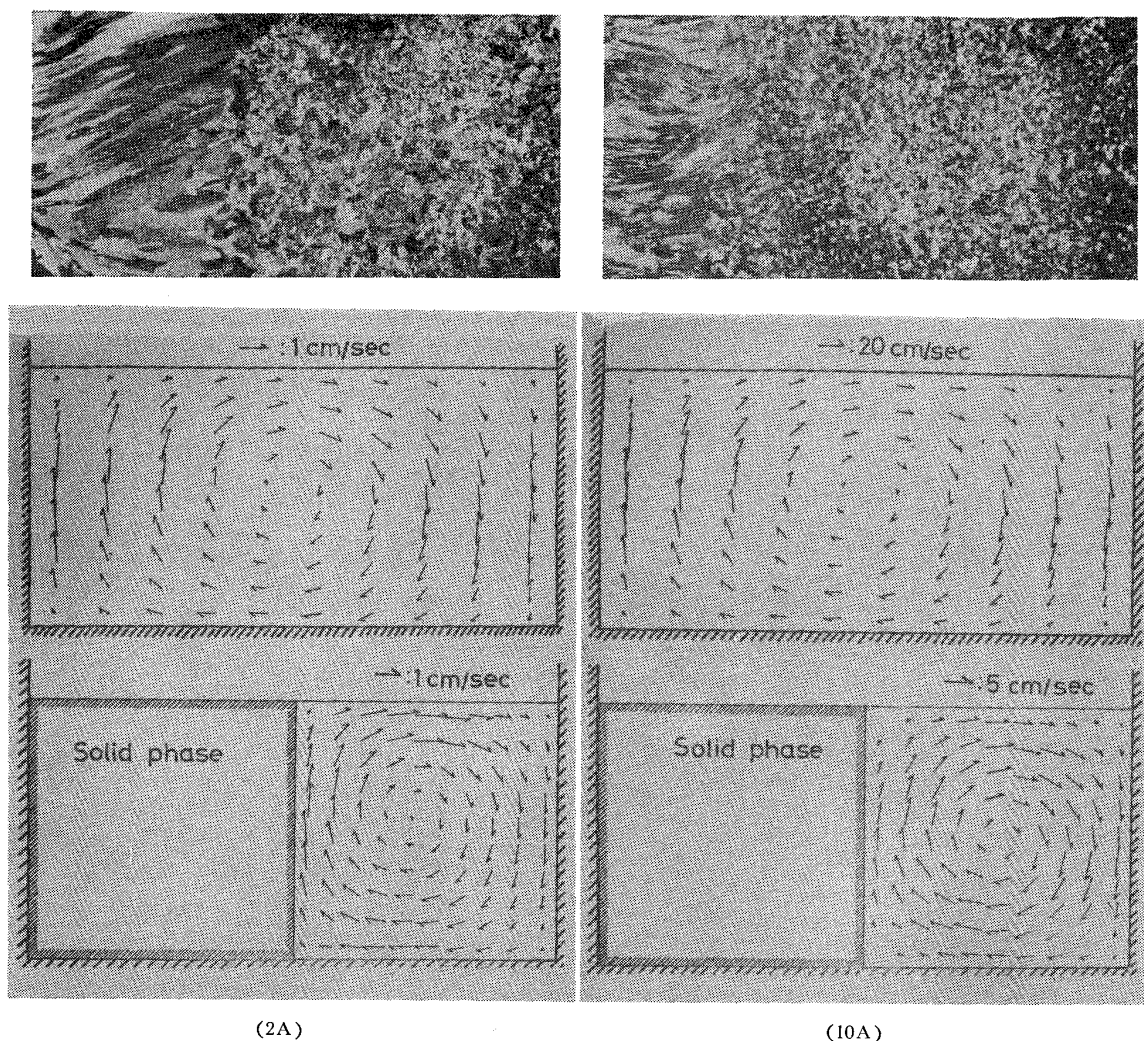


Photo. 3. Macrostructure and computed velocity profiles of case V. Magnification 0.7 times.
(Solid phase means solid fraction=1)

- (2) 直流磁束だけ、あるいは、直流磁束と交流電流を併用する場合には、熔融金属内部に生ずる流動を抑制する電磁気力が働くため、柱状晶がよく発達する。
- (3) 直流磁束と交流電流あるいは交流磁束と直流電流を併用する場合には、理論的には熔融金属内部に微小振動が生ずるものと考えられるが、凝固組織にその振動の効果が現われないことから、ここに採用した実験条件下では金属の凝固組織は、流体のマクロな運動とそれに伴って生ずる温度分布によつて支配されるものと考えられる。
- (4) 直流磁束と直流電流、あるいは、交流磁束と交流電流を併用する場合には、大きな電磁気力が熔融金属内部に誘起されて、熔融金属が激しく流動するために、組織は大幅に微細化する。
- (5) 従来、熔融金属の攪拌法として、移動磁界が用

いられてきたが、新たに凝固組織の微細化および冶金反応に有効な攪拌法としては、直流磁束と直流電流、あるいは、交流磁束と交流電流を併用する方法が考えられる。

記 号

a	: 試料を円筒形とした場合の相当半径,	
	: 試料厚み	(m)
b_1, b_2	: 矩形試料の長辺と短辺の長さ	(m)
B. B	: 磁束密度	(T)
E	: 電界の強さ	(V·m ⁻¹)
F. F	: 体積力	(N·m ⁻³)
H. H	: 磁界の強さ	(Tm/H)
I	: 電流	(A)
i. i	: 電流密度	(A·m ⁻²)
j	: 虚数	(-)
l	: 試料長さ, ソレノイドの長さ, 代表長さ	(m)
L	: インダクタンス	(H)

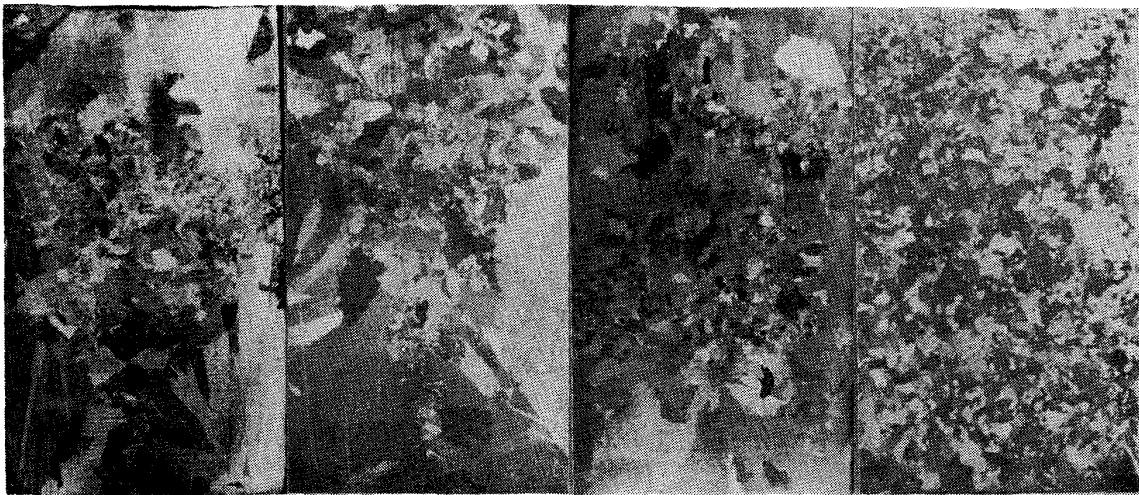


Photo. 4. Macrostructure of case I, VII, VIII and IX. Magnification 0.75 times.

N	: コイルの巻数	(—)
R	: 電気抵抗	(Ω)
S	: 試料断面積	(m^2)
t	: 時間	(s)
T	: 周期	(s)
v	: 試料体積	(m^3)
V	: 流速	($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
w	: 単位体積当りのエネルギー	($\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$)
W	: エネルギー	(J)
X	: X方向の距離	(m)
Y	: Y方向の距離	(m)
Z	: Z方向の距離	(m)
∇	: ナブラ	(m^{-1})
λ	: 長岡係数	(—)
μ	: 透磁率	($\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$)
μ_f	: 流体の粘性	($\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
ρ	: 密度	($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)
σ	: 電気伝導度	($\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$)
ω	: 角速度	($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$)
	添字	
m	: 体積平均 (空間平均)	
X, Y, Z	: X, Y, Z のそれぞれの方向	
O	: 表面	
$-$	: 時間平均	

文 献

- 1) R. MORANDO, H. BILONI, G. S. COLE, and G. F. BOLLING: Met. Trans. 1 (1970), p. 1407
- 2) D. R. UHLMANN, T. P. SEWARD, III, and B. CHALMERS: Trans. Met. Soc. AIME, 236 (1966), p. 527

- 3) 梅田高照: 第11回凝固部会提出資料, 凝 11-II-3 (1975年8月)
- 4) W. C. JOHNSTON, G. R. KOTLER, S. O'HARA, H. V. ASHCOM, and W. A. TILLER: Trans. Met. Soc. AIME, 233 (1965), p. 1856
- 5) W. C. JOHNSTON, G. R. KOTLER, and W. A. TILLER: Trans. Met. Soc. AIME, 227 (1963), p. 890
- 6) F. C. LANGENBERG, G. PESTEL, and C. R. HONEYCUTT: Trans. Met. Soc. AIME, 221 (1961), p. 993
- 7) A. A. TRAVARAS: Proceeding of the Continuous Casting Symposium of the 102nd AIME Annual Meeting, Chicago, Ill. (1973), p. 197
- 8) 佐々木寛太郎, 杉谷泰夫, 小林純夫, 石村 進: シンポジウム予稿“伝熱と対流と偏析”東京. (1977), p. 9 [日本金属学会第IV総合分科]
- 9) 田代 清, 伊藤幸良, 前出弘文, 岡島忠治: シンポジウム予稿“伝熱と対流と偏析”東京. (1977), p. 17 [日本金属学会第IV総合分科]
- 10) F. A. CROSSLEY, R. D. FISHER, and A. G. METCALFE: Trans. Met. Soc. AIME, 221 (1961), p. 419
- 11) G. S. COLE and G. F. BOLLING: Trans. Met. Soc. AIME, 236 (1966), p. 1366
- 12) F. A. CROSSLEY: The Iron Age, 186 (1960) Sep., p. 102
- 13) 桃野 正, 玉田真幸, 井川克也: 鋳物, 47 (1975), p. 477
- 14) J. SZEKELY, 浅井滋生: 鉄と鋼, 61 (1975), p. 2012