

コールド・クルーシブルによる非接触連続鋳造のプロセス解析

牧野 泰育*・桑原 守*²・浅井 滋生*²

Process Analysis of Non-Contact Continuous Casting of Materials Using Cold Crucible

Hiroyasu MAKINO, Mamoru KUWABARA and Shigeo ASAI

Synopsis : An axi-symmetrical process model for the cold crucible continuous casting of a conductive material is developed based on analyses of electromagnetic and temperature fields coupled with force balance around the free boundary of melt. The electromagnetic field around the system is predicted by means of a wire model using the vector potential method. A characteristic temperature field in the charge which is electromagnetically repelled by the crucible is given by a finite difference solution of the heat balance equation taking transitional phase change into consideration. The validity of the proposed theoretical model has been confirmed by experimental measurements of the electromagnetic field around the cold crucible and temperature field in the charge. Numerical predictions show that keeping a molten charge without contact of a surrounding crucible is possible when the position and shape of solidification front is properly controlled by a regulated water cooling of the surface in the lower part of the charge. A laboratory experiment has been conducted to support this predicted fact. Theoretical operational criteria as to casting speed, cooling position and its rate which allow a stable and non-contacting melting of the charge are shown.

Key words : cold crucible ; container-less melting ; continuous casting ; induction melting ; process analysis ; model experiment ; electromagnetic processing of materials ; application of electromagnetic force.

1. 緒言

コールド・クルーシブルは、導体製の器壁を縦方向のスリットで区分化（セグメント化）し、各セグメントの内部を水冷した高周波誘導溶解用のつぼである。上部より装入した導電性原料をジュール発熱による高い昇温機能と、磁場と誘導電流との相互作用により発生する強いピンチ力を利用してつぼ内で非接触に溶解保持することが可能であり、つぼとの反応や、つぼ材による汚染を防止できるために、高融点材料や化学的に活性な材料の再溶解装置として期待されている。

コールド・クルーシブルには浮揚型と連鋳型つぼがある。後者を用いて完全に非接触下で鋳造したとの報告事例はないが、後述するように、非接触連鋳が可能となれば単結晶の連続的生成プロセス等、新技術の展開が期待される。金子ら¹⁾は半導体シリコンの鋳造を、出向井ら²⁾はチタン系合金の鋳造実験を報告しているが、溶湯の力学的安定性を保証しつつ、電磁場と温度場の最適設計をすることは試行実験に基づく経験だけでは困難と推察される。

最近になり、コールド・クルーシブル周りの電磁場解析、電磁場と自由界面問題との連成解析の分野については進展が見られる。一方、伝熱過程を含めたプロセスモデルにつ

いての検討は少ない。D.Delage³⁾らはチャージの液相と固相を分割し、それぞれ、総括熱収支、微分熱収支により温度場解析を、田中ら⁴⁾は電磁場、溶湯の流動、温度場を連成させた解析例を報告しているが、体系的な操業予測例は示されていないため、また、溶湯下端での接触を前提としている⁴⁾ためになお検討の余地がある。

本研究では、連鋳型のコールド・クルーシブルを対象に軸対称の電磁場と温度場を連成したプロセスモデルを作成し、解析結果の妥当性を実験で検証する。次にモデルの数値解析結果に基づいて、連鋳の引き抜き速度、強制冷却速度などの操業条件および装置条件が凝固界面の位置や形状に与える効果を明らかにし、非接触鋳造を達成するための操業設計について検討する。

2. プロセスモデル

連鋳型コールド・クルーシブルの模式図をFig. 1に示す。高周波コイル内に設置した水冷式つぼ内に上方から連続的に再溶解原料を投入し、融解後に連続的に下方に引き抜く操作を考える。なお、溶湯の非接触保持が可能な溶湯の深さの範囲内で凝固界面位置の制御が可能のようにチャージの下部を水冷する系とする。モデルは定常操作の探索が

平成6年9月6日受付 平成7年1月13日受理 (Received on Sep. 6, 1994; Accepted on Jan. 13, 1995)

* 名古屋大学大学院生 (現:新東工業(株)) (Graduate Student, Nagoya University, now Sintokogio, Ltd.)

* 2 名古屋大学工学部 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464-01)

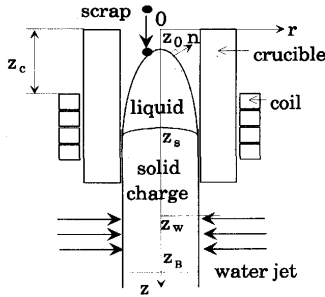


Fig. 1. Schematic illustration of the cold crucible system.

可能な軸対称2次元の動的モデルとする。

2・1 電磁場解析

磁気ベクトルポテンシャル法を用いたwire model⁵⁾⁶⁾を適用する。

電流 I_i が流れる無限小太さの i 番目の水平ループの半径を ρ_i , 高さを ξ_i とすると, そのループが任意の位置 (r_p, z_p) につくるベクトルポテンシャルは方位角方向 (θ 方向) 成分 $A_{\theta p, i}$ のみとなり次式で表せる。

$$A_{\theta p, i} = \mu I_i f_{p, i} / \pi \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし,

$$f_{p, i}(\rho_i, \xi_i, r_p, z_p) = \sqrt{\frac{\rho_i}{m_{p, i} r_p}} \left[\left(1 - \frac{m_{p, i}}{2} \right) K(\sqrt{m_{p, i}}) - E(\sqrt{m_{p, i}}) \right] \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$m_{p, i} = 4\rho_i r_p / \{ (r_p + \rho_i)^2 + (z_p - \xi_i)^2 \} \quad \dots\dots\dots (3)$$

K, E は, それぞれ, 第一種および, 第二種の完全楕円積分である。本解析では軸対称系のクルーシブルの外表面, 内表面, およびチャージ表面上に存在する電磁浸透厚み $\delta (= \sqrt{2/\omega\mu\sigma})$ の電流シート内で電流が水平ループを描くと仮定する。各シートを軸方向に n_i 個の電流ループとして離散化するとき各電流ループが任意の位置 p につくる総合的なベクトルポテンシャル $A_{\theta p}$ は次のように表せる。

$$A_{\theta p} = \sum_{i=1}^{n_{cr}} A_{\theta p, i}(\text{Crucible}) + \sum_{i=1}^{n_{ch}} A_{\theta p, i}(\text{Charge}) + \sum_{i=1}^{n_{co}} A_{\theta p, i}(\text{Coil}) \quad \dots\dots\dots (4)$$

時間依存場の電流密度とベクトルポテンシャルを複素近似すると, Faradayの電磁誘導法則およびOhmの法則から電流シート上の k 番目のループに生じる渦電流密度に関して次式を得る。

$$J_{\theta k} = -j\sigma\omega A_{\theta k} \quad \dots\dots\dots (5)$$

この式の右辺の $A_{\theta k}$ は, $J_{\theta i} (i=1 \sim n_{cr} + n_{ch} + n_{co})$ のみによって表されるので, (5)式は $J_{\theta k}$ と $n_{cr} + n_{ch}$ 個の未知数 $J_{\theta i}$ との関係式である。なお, コイル電流密度は均一であると仮定した。上式の関係性を全ての $J_{\theta i}$ について書き表せば, $(n_{cr} + n_{ch})$ 元の複素連立一次方程式が得られ, その解から各電流密度 $J_{\theta i}$ を求めることができる。そしてクルーシブル周りの空間内の全ての格子点について(4)式を用いてベクトルポテンシャル $A(0, 0, A_{\theta})$ を求め, 最後に次式で磁束密度の場

を求めることができる。

$$B = \text{rot}A \quad \dots\dots\dots (6)$$

2・2 力学的バランス

溶湯の自由表面を比較的厳密に解析する手法として, Global method^{7)~9)}, Local method⁷⁾⁸⁾と河瀬ら¹⁰⁾の手法がある。いずれの解析手法も力学的バランスと体積保存の条件を満足するように自由表面形状を微小変形させつつ磁場解析を繰り返して行うものである。しかし, この場合かなりの長時間計算を必要とする。また, 力学的バランスを満足させる過程での体積移動と表面形状の変形操作に検討の余地が残り, 得られる形状の一意性が保証されないこともある。一方, 後述するように, コールド・クルーシブル内で観測される自由表面形状は比較的単純な回転楕円体様の形状を呈することが多い。従って, 本研究では, チャージの外周部上で凝固界面位置 ($z = z_s$) における磁気圧と溶湯静圧がバランスするように次式により溶湯上端位置 ($z = z_0$) を与え, 溶湯形状は回転楕円体で近似した。

$$\eta B_i^2 / (2\mu) = \rho g (z_s - z_0) \quad \dots\dots\dots (7)$$

なお, η は磁場解析と溶湯形状の近似精度に関する補正係数である。3・1節で述べる磁場分布の測定結果と計算結果との差, および, (7)式を実際の溶湯保持実験に適用した結果とから, η として0.8程度の値を得ている。

2・3 温度場の解析

丸棒状の鋳片を速度 w で引き抜く操作を対象にするとき, 軸対称系の非定常伝熱式は固相 ($i = s$) と液相 ($i = l$) について次式となる。

$$C_{pi}\rho_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda_i \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} \right) - C_{pi}\rho_i w \frac{\partial T}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ただし, $i = l (T > T_m), s (T \leq T_m)$

凝固に伴う潜熱の取り扱いには温度回復法¹¹⁾を採用した。対流の効果を加味した液相内有効熱伝導度 λ_l は, 3・4節における温度場の同定計算の結果を踏まえて静止系の熱伝導度の10倍と仮定する。また, 誘導発熱はチャージの表面近傍(例えば, 次節に示すモデル実験系での電磁浸透厚み δ は約1.1mm)に限定されるので, ジュール発熱項は外表面上の熱流束として境界条件に反映させることにする。

境界条件は, 中心軸上 ($r = 0$) では対称条件 ($\partial T / \partial r = 0$), チャージの下端部 ($z = z_b$) では断熱条件 ($\partial T / \partial z = 0$), チャージの表面上では次式を適用する。

$$-\lambda \partial T / \partial n = q_r + q_n - q_e + q_s + q_w \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし, 液相領域 ($z \leq z_s$) の表面上では $q_w = 0$, 水冷されていない固相領域 ($z_s \leq z < z_w$) の表面上では $q_s = q_w = 0$, 水冷されている固相領域 ($z < z_w$) の表面上では $q_s = q_n = 0$ である。ここで, q_s, q_n, q_r, q_e, q_w はそれぞれ, 原料の投入, 自然対流, 輻射, ジュール発熱, 強制冷却による熱流束である。 q_e はチャージ半径に比べて δ が十分薄い状態では次式

で評価できる。

$$q_e = \delta J_0^2 / (2\sigma) \dots\dots\dots (10)$$

さて、(8)式を離散化して数値計算する際、熱伝導率と熱容量の温度依存、ことに固相、液相間での階段的变化を的確に反映させる必要がある。ここでは片山ら¹²⁾と同様に次式で定義する変数 u, v を導入する。

$$u_i = \int_0^{T_i} \lambda_i dT, \quad v_i = \int_0^{T_i} C_{pi} \rho_i dT \dots\dots\dots (11)$$

(11)式を用いて(8)式を変換すると次式を得る。

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_i}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} - w \frac{\partial v_i}{\partial z} \dots\dots\dots (12)$$

(12)式を差分化(Crank-Nicolson型)し、SOR法(加速過緩和法)で数値解析した。採用した標準の格子は半径方向21点、軸方向201点の均一格子とした。

3. モデルの妥当性評価およびパラメータの同定

ここでは、前述のプロセスモデルに含まれる主要な仮定および同定すべきパラメータを実験の結果に基づいて検討する。検証実験用の電源側条件とクルーシブル形状をTable 1に示す。最大出力30kW、周波数20kHzの高周波電源に接続した4巻のコイル内に内径40mm、外径78mm、全長にわたって8本のスリットが入った長さ100mmの銅製のクルーシブルを設置し、チャージにはアルミニウム丸棒(直径38mm)を採用した。

3.1 クルーシブル内の磁場分布

クルーシブルとコイルのみからなる系を対象に磁場解析の結果と実測結果とを比較検討する。クルーシブル上端からコイル上端までの距離 z_c は $z_c = 15\text{mm}$ に設定した。磁場測定には、あらかじめGaussメーターで補正を行った自作のサーチコイル(巻数10, コイル径1mm, 銅線の太さ0.1mm)を用い、誘導起電力の値をオシロスコープ上で読みとり磁束密度に換算した。高周波電流が700Aの場合に中心軸に沿って測定した磁束密度の軸方向成分 B_z の分布を計算結果と比較してFig. 2に示す。両者はおおむね一致しているが、コイルの中心から上方および下方への磁場勾配については B_z

Table 1. Experimental conditions.

power supply	maximum power	30kW
	frequency	20kHz
coil	turn number	4
	clearance	1mm
	total height	43mm
	inner diameter outer diameter	80mmφ 110mmφ
crucible	material	copper
	length	100mm
	slit number	8
	slit width	1mm
	inner diameter outer diameter	40mmφ 76mmφ

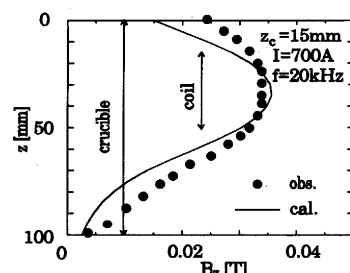


Fig. 2. Comparison between calculated and observed magnetic flux densities along the center axis of the cold crucible.

成分の若干の寄与により実測値の方が計算値よりゆるやかであり、また、磁場のピーク値については実測値は計算値の約92%、従って、磁気圧力は計算値の85%程度となっている。さらに、チャージ溶解時にアルミナ細管によって測定した溶湯深さを(7)式に適用した結果からは磁気圧力の補正係数として $\eta = 0.8$ が最適値と判断された。

3.2 非融解状態におけるチャージ内温度分布

2.3節の伝熱モデルにおける誘導発熱の解析手法の妥当性を検証するために、未知パラメータが影響を及ぼさない条件下で発熱解析とその検証実験を行った。チャージとしてアルミニウム丸棒(内径38mmφ, 長さ200mm)を用い、それが融解しないようにコイル電流は250Aとした。また、チャージ周りは全て自然対流と輻射による放冷条件とした。温度測定は、チャージの中心軸に沿って50mm間隔の4箇所の点に側面方向からK熱電対を埋め込み、定常状態における温度分布を測定した。数値解析によって得られた中心軸上の温度分布を実測値と合わせてFig. 3に示す。両者の一致は良好と見なせ、高周波加熱における誘導発熱項を熱流束として境界条件に組み込む簡便な解析手法は有効と判断できる。

3.3 強制冷却の熱伝達係数

チャージ下方に施す強制冷却は溶湯の安定な非接触保持を保証するための重要な操作と推察する。ここでは、未知パラメータを全て排除し得る簡便な基礎実験系の結果に基づいて冷却水の流量 Q_w と熱伝達係数 h_w の関係を推算する。

半径 a の棒状のチャージをクルーシブル内に設置し、融

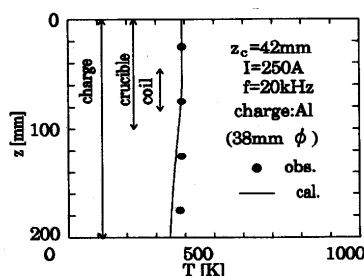


Fig. 3. Comparison between a calculated temperature profile and observed data along the center axis of an aluminum charge.

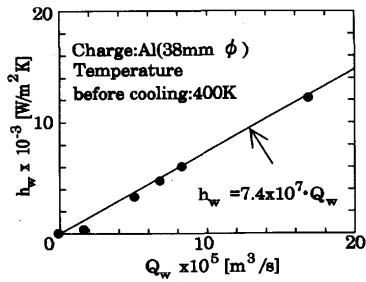


Fig. 4. Relationship between flow rate Q_w and heat transfer coefficient h_w in the case of water cooling of an aluminum charge.

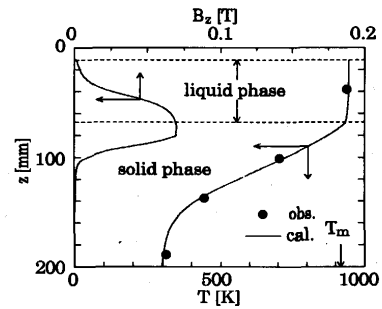


Fig. 5. Longitudinal distributions of charge temperature along center axis and magnetic flux density on charge surface.

点以下の温度 T_h まで内部がほぼ均一になるまで誘導加熱する。その後、表面全体をコールド・クルーシブル用の軸対称の水流ジェット (水温 T_w) で冷却し、測定したチャージ内温度の経時変化を次式で示す半径方向一次元の非定常冷却の理論解と比較することで、強制冷却の熱伝達係数を推算した。

$$\frac{T - T_w}{T_h - T_w} = 2Nu \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\beta_n r/a)}{(Nu^2 + \beta_n^2) J_0(\beta_n)} \exp(-\beta_n^2 \tau) \dots (13)$$

ここで、 β_n ($\beta_1 < \beta_2 < \dots$) は次式を満足する数値列である。

$$\beta_n J_1(\beta_n) = Nu J_0(\beta_n) \dots (14)$$

また、 J_0 、 J_1 は、それぞれ、第一種の 0 次、および、1 次の Bessel 関数であり、ヌセルト数 Nu 、フーリエ数 τ 、熱拡散係数 α_s は、それぞれ、 $Nu = ah_w/\lambda_s$ 、 $\tau = \alpha_s t/a^2$ 、 $\alpha_s = \lambda_s/C_{ps}\rho_s$ である。

(13) 式中の指数部分に $-\beta_n^2 \tau$ があることを考慮すると、ある程度の時間経過後には無限級数の第一項 ($n=1$) だけで十分に解を表現し得ると考えられる。その際、水冷部の横断面内の任意の半径方向位置 (ここでは中心軸上) で測定した温度の対数値と無次元時間 τ との間の直線関係から求まる β_1 を (14) 式に代入すれば Nu に含まれる h_w を求めることができる。この一連の操作を冷却流量を変えて行い、本実験装置において得られた h_w と流量 Q_w の関係を Fig. 4 に示す。 h_w は Q_w の増加とともに線形的に上昇し、次式で近似できる。

$$h_w = 7.4 \times 10^7 \cdot Q_w [\text{W/m}^2 \cdot \text{K}] \dots (15)$$

3・4 融解状態におけるチャージ内温度分布

解析から得られたチャージの中心軸での温度分布とチャージ表面上の磁束密度分布を中心軸上での温度の測定値と合わせて Fig. 5 に示す。コイルとクルーシブルの位置関係は Fig. 3 の場合と同じである。温度分布の計算値は実験値とよく一致しており、2・3 節で採用した液相内有効熱伝導度の評価およびプロセスモデルの解析手法は有効と判断できる。なお、液相中での温度変化は少なく、融点 $T_m = 933.5\text{K}$ に対する過熱度は 6.5K 程度となっている。このように、コールド・クルーシブルによる非接触連铸で過剰なエネルギー投入と除去を前提としない場合には、投入される固体原料の再溶解、および、固液界面と接する液相内での激しい誘導

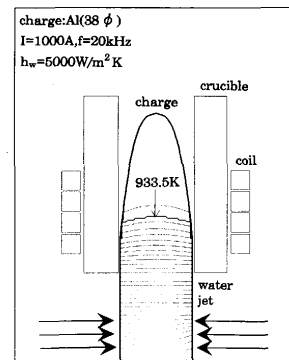


Fig. 6. Calculated isotherms in an aluminum charge with water cooling.

攪拌のために十分な過熱度がとれないと推察される。解析から得られたチャージ内の等温線を Fig. 6 に示す。凝固界面形状は融点の等温線に一致するので、解析上からはジュール発熱の表皮効果に起因して上に凸となると推察される。そこで、溶湯の非接触保持下での結晶成長状態を確認する基礎実験を行った。ただし、実際の連铸における引き抜き速度 (= 原料投入速度) は非常に遅いことを考慮して、原料を供給せず、 0.05mm/s 程度の速度でゆるやかに丸棒状のアルミニウム鑄片を引き抜き実験を行った。その際、クルーシブル下方 30mm の位置で水量 $6.0 \times 10^{-5}\text{m}^3/\text{s}$ 程度の強制冷却を施した。1 cm 程度の引き抜き実験後に供給電力を漸減させて得られた鑄片断面のマクロ組織写真を Fig. 7 に示す。但し、鑄片を $w = 0.05\text{mm/s}$ の速度で 1 cm の長さだけ引き抜く際の所要時間は 200s 程度であるのに対して、メナスと水冷位置の間の代表長さ $L = 0.1\text{m}$ の鑄片に対する系の時定数に相当する時間¹³⁾ $(w^2/4\alpha_s + \alpha_s \pi^2/L^2)^{-1}$ は約 10s であり、上記の操作は熱的に定常状態であったと見なせる。実験時の溶湯表面形状は回転楕円体の外形に類似している。なお、凝固組織が左右対称でないのはらせん形状をしたコイルによる磁場の周方向の不均一性に起因すると考えられる。凝固組織の違いから判断して実験の開始直後と終了直前における固液界面の位置をそれぞれ実線と破線で図中に示したが、固液界面は上、すなわち、液相側に凸な形状で上方に推移し、結晶は界面から主に外側に向かって成長している

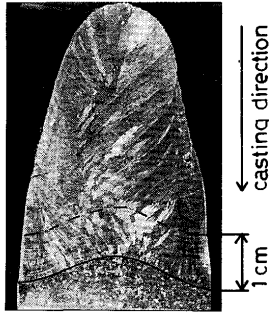


Fig. 7. The macrostructure of an aluminum charge produced by the cold crucible remelting without contact of the crucible.

ことが確認できる。このことは、凸形の固液界面形状を確保しつつ完全に非接触下で操作を行うことによって、中心軸近傍の結晶で成長方向が熱流方向と一致するものだけを優先成長させて単結晶を連続的に製造するプロセスの可能性を示唆している。

4. 操業解析

ここでは、前節で検証したプロセスモデルに基づいて、非接触連鋳を達成するための強制冷却条件と引き抜き速度について検討する。

4・1 強制冷却が凝固界面位置に及ぼす効果

非接触保持が可能な最大の溶湯深さは磁場が最大となるコイル高さの中心部から(7)式に基づいて上方へ測った距離と見なせる。ここでは、その際の溶湯の盛り上がりの上端位置 z_0 は10mmに維持するとして、その面より下方に設置した固体のアルミニウム試料の融解後の凝固界面位置の移動に及ぼす冷却条件の影響を一次元の伝熱計算に基づいて検討した。ただし、実験との対応から、クルーシブル下端と冷却開始位置の距離を30mm ($z_w=130\text{mm}$) と設定し、コイル電流は1000A、チャージは静止状態とした。

冷却水量 Q_w を変化させた際の凝固界面位置 z_s を、3・3節で求めた熱伝達係数 h_w の流量依存性の関係と対応させて Fig. 8 に示す。熱伝達係数 h_w が $6000\text{W/m}^2\cdot\text{K}$ 以上では初期に固体であったチャージは融解しない。 h_w の低下に伴い、コイル高さの中心周りに融解領域が発生する。その上端および下端位置をそれぞれ z_{su} 、 z_{sd} とする。 $5000\text{W/m}^2\cdot\text{K}$ まで h_w が低下すると急に融解領域が拡大し、 z_{su} はチャージ上端の z_0 にまで達する。 z_{sd} は h_w が大きい領域ではコイル中心の直上にはほぼ固定されているが、 h_w を $4000\text{W/m}^2\cdot\text{K}$ より低下させるとコイル中心より下方に推移し、力学的バランスが崩壊してチャージはクルーシブルに接触すると推察される。つまり、 h_w は $4000\sim 5000\text{W/m}^2\cdot\text{K}$ の範囲において、チャージの非接触融解保持が可能と考えられる。この時、本実験系における冷却水の流量は約 $(5.0\sim 6.7)\times 10^{-5}\text{m}^3/\text{s}$ となり、狭い流量範囲に限定される。3・4節に示した実験で

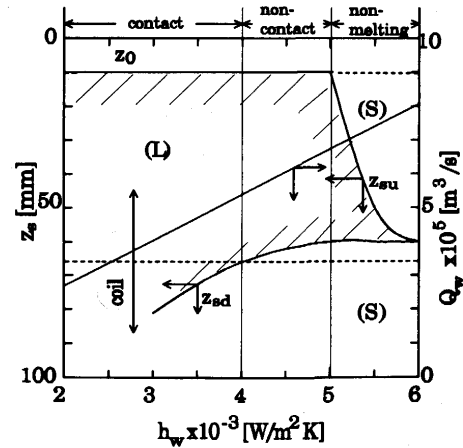


Fig. 8. Relationship among solidification front position z_s , heat transfer coefficient h_w and flow rate of cooling water Q_w ($z_w=130\text{mm}$).

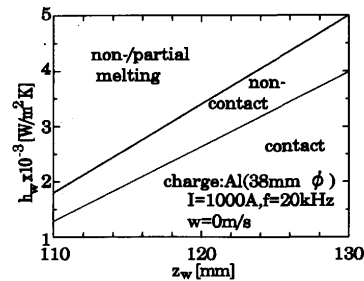


Fig. 9. Effect of flow rate and position of water cooling on a map of the non-melting, non-contact and contact zones under the experimental conditions.

の溶湯の非接触保持のための冷却流量 $6.0\times 10^{-5}\text{m}^3/\text{s}$ はこの範囲にあり、また、実際にも溶湯の力学的バランスの維持に及ぼす冷却水量の感度は大であった。Fig. 8 の上部には、以上の考察から得られた非融解または部分的融解、非接触融解、および、接触融解となる各領域の範囲を示す。Fig. 9 にはこれらの3領域を冷却位置 z_w と伝熱係数 h_w の平面上に分類化して示す。溶湯を安定に保持するためには、強制冷却位置をクルーシブル下端 ($z=100\text{mm}$) に近づけるに伴って、冷却速度をほぼ線形的に減少させる必要があること、および、それが可能となる冷却水量の範囲はより狭くなり、精密な流量制御が要求されることが示唆されている。なお、Fig. 8 と Fig. 9 の計算ではチャージは静止していると仮定したが、実際の連鋳の引き抜き速度は遅く鋳片内の伝熱は熱伝導支配のために結果に大差は無いと推察される。ちなみに、実験系での熱拡散係数 $\alpha_s = \lambda / C_p \rho = 7.43 \times 10^{-5}\text{m}^2/\text{s}$ 、鋳造速度 $w = 0.05\text{mm/s}$ 、代表長さ $L = 0.1\text{m}$ について計算されるペクレ数 $Pe = wL / \alpha_s$ は0.07程度と小さく、移流項の影響は小さいと言える。

4・2 引き抜き速度と冷却速度の関係

凝固界面を磁束密度が最大となるコイルの中心付近に保持する定常操作において、必要とされる引き抜き速度 (=

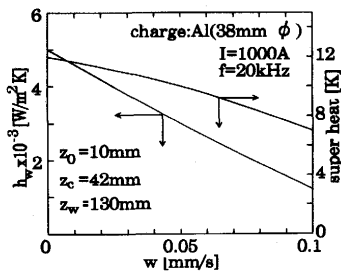


Fig. 10. Dependencies of heat transfer coefficient h_w and super heat on withdrawal speed w at a condition to fix the solidification front.

原料の投入速度)と冷却速度との関係をFig.10に示す。引き抜き速度の増加に伴い、ほぼ線形的に熱伝達係数を減少させることで所望の位置に凝固界面を維持できると考えられる。一方、同図中の過熱度に関する曲線から、引き抜き速度を上昇させた場合には溶湯の過熱度は2次関数的に低下するため、わずかな外乱で凝固が進行して操業の安定性が損なわれることが懸念される。このように、コールド・クルーシブルで非接触連鑄を達成するためには冷却水量ばかりでなく、毎分mm以下の引き抜き速度についても精密な制御が必要である。

5. 結言

コールド・クルーシブルを用いた導電性材料の非接触連鑄の操作を対象に電磁場、温度場、および、力学的バランスを連成させた軸対称二次元のプロセスモデルを構築した。あわせて、モデルの確認のための基礎実験を行い、以下の知見を得た。

(1) チャージ下方において適度な強制冷却を行うことで、凝固界面位置をコイル中心部の直上に位置させ、チャージをるつぼと非接触に保持できることを示した。

(2) 高周波磁場によってチャージを完全に非接触に保持し、かつ、誘導加熱を表皮部に集中させることで凝固界面形状は上に凸となり、下方に引き抜くことにより結晶成長の方位を単結晶生成に有利な外向きにできることを確認した。

(3) 溶湯を非接触保持するために必要な引き抜き速度、および、冷却の位置と速度の条件を明らかとし、安定な連鑄操作のためには、これらの条件の的確な設定と精密な制御が必要であることを示した。

最後に、本研究の実験遂行にあたり御助言を頂いた名古屋大学工学部・佐々健介氏に深謝致します。

記号

A : ベクトルポテンシャル ($T \cdot m$)
 a : チャージ半径 (m)
 B : 磁束密度 (T)

B_t : 導体表面における B の接線方向成分 (T)

C_p : 比熱 ($J/kg \cdot K$)

$f_{p,i}$: (2) 式で定義される無次元関数

g : 重力加速度 (m/s^2)

h_w : 強制冷却の熱伝達係数 ($W/m^2 \cdot K$)

I : コイル電流 (A)

I_i : i 番目ループの電流値 (A)

J : 電流密度 (A/m^2)

J_{θ} : 導体表面上での J_{θ} (A/m^2)

j : 虚数単位 ($=\sqrt{-1}$) (-)

n : 法線方向距離 (m)

Q_w : 冷却水量 (m^3/s)

q_e, q_s, q_n, q_r, q_w : それぞれ、ジュール発熱、原料投入、自然対流、輻射、強制冷却による熱流束 (W/m^2)

r : 半径方向距離 (m)

T_m : 融点 (K)

w : 連鑄速度 (m/s)

z : 軸方向距離 (m)

z_0 : 溶湯上端位置 (m)

z_B : 解析領域の下限 (m)

z_c : コイル上端位置 (m)

z_s : 凝固界面位置 (m)

z_w : 冷却開始位置 (m)

α_s : 熱拡散係数 (m^2/s)

δ : 電磁浸透厚み (m)

η : 磁気圧力の補正係数 (-)

λ : 熱伝導度 ($W/m \cdot K$)

μ : 透磁率 (H/m)

ξ_i : 電流ループの高さ (m)

ρ : 密度 (kg/m^3)

ρ_i : i 番目の電流ループの半径 (m)

σ : 電気伝導度 (S/m)

ω : 角周波数 (rad/s)

添え字

ch: チャージ

co: コイル

cr: クルーシブル

i: 電流ループの番号

l: 液相

s: 固相

w: 冷却水

θ : 方位角方向

文 献

- 金子恭二郎: 電磁気力による新しいプロセシングの可能性を求めて, 材料電磁プロセシング部会編, (1993), p.42 [日本鉄鋼協会]
- 出向井登, 一柳信吾, 芝田智樹: 同上, p.95
- D.Delage, R.Ernst and J.Driole: Proc. of the IUTAM Sympo., (1982), p.108
- 田中 努, 栗田興一, 黒田篤彦: 鉄と鋼, 78 (1992), p.572
- A.Gagnoud, D.Delage and M.Garnier: Paper at the 4th Beer-Sheva Seminar on MHD Flows and Turbulence, 2 (1984), p.634
- M.Kuwabara, H.Nakata, K.Sassa and S.Asai: Proc. of the 6th Int. Iron and Steel Congress, 4 (1990), p.246
- R.Moreau: Magnetohydrodynamics, (1990), [Kluwer Academic Publishers]
- A.Gagnoud, J.Etay and M.Garnier: Trans. ISIJ, 28 (1988), p.36
- 竹内栄一, 藤 健彦, M.Garnier: 電磁気力による新しいプロセシングの可能性を求めて, 材料電磁プロセシング部会編, (1993), p.334 [日本鉄鋼協会]
- 河瀬順洋, 村井由宏, 林 典史: 電子情報通信学会論文誌, J72-D-1 (1989), p.271
- 大中逸雄: コンピューター伝熱・凝固解析入門, (1985), [丸善]
- 片山功蔵, 斎藤彬夫, 岡部 賢: 伝熱工学の進展, 3 (1974), p.176 [養賢堂]
- H.S.Carlslaw and J.C.Jaeger: Conduction of Heat in Solids, 2nd ed., (1959), p.391 [Oxford Univ. Press]