

© 1992 ISIJ

論文

コールド・クルーシブルにおける液体金属の
流れと伝熱に関する数学モデル

田中 努*・栗田 興一*2・黒田 篤彦*3

Mathematical Modelling on Liquid Metal Flow in a Cold Crucible
Coupled with Heat Transfer

Tsutomu TANAKA, Koichi KURITA and Atsuhiko KURODA

Synopsis:

An advanced mathematical model of a cold crucible capable of describing the fluid flow coupled with heat transfer limited by the free boundaries of free surface and a solidification front has been developed. Validity of the model was confirmed through measurements of a solidification front, surface velocity of the melt and surface temperature.

Effect of parameters during operation, such as coil current, dome height and casting velocity on the fields of velocity and temperature has been investigated.

Generally, two kinds of recirculation are expected to appear in the melt. They make a collision slightly above the contact point between the melt and the crucible wall. Appropriate geometrical relation between the dome height and the position of a coil exists to promote melting of scraps fed onto the dome.

A titanium ingot consisting of completely melted scraps was continuously cast aided by the proposed operation condition obtained through the numerical calculation.

Key words: cold crucible; electromagnetism; liquid metal; continuous casting; solidification front; fluid flow; free surface.

1. 緒 言

コールド・クルーシブルでは、誘導加熱により金属原料が溶解されるとともに、ピンチ力により溶湯とクルーシブル壁が一部非接触に保持される。そのため、クルーシブルによる鑄造インゴットの汚染が極めて少なく、かつ高融点金属の連続鑄造が可能で、Ti¹⁾、半導体 Si²⁾などの新しい製造方法としての適用が試みられている。

鑄造および設計の適正化を図るには、コールド・クルーシブルにおける溶湯の流動および伝熱挙動を実験と併せて理論的に解明することが重要である。

コールド・クルーシブルにおける溶湯の流動と伝熱に関する数学モデルの構築に関してはいくつかの困難な点が存在する。この理由として以下の点を指摘できる。

1)コールド・クルーシブルの形状は3次元である。2)電磁場、速度場および温度場は互いに相互作用しており、そのため溶湯の自由表面と凝固界面に関する2種類

の自由境界が存在する。3)電磁場には長距離相互作用が存在し、しかもそれは時間の周期関数なので支配方程式に複素形式の積分表式が現れる。4)流動は乱流状態である。

従来、この分野に関する研究は少ない。B. MAESTRALI³⁾は電磁場と溶湯形状の相互作用に対して、復帰還を考慮しない「弱い結合」を適用しており、溶湯形状を仮定により与えている点などに問題が残されている。

本研究の目的は、軸対称インゴットを連続鑄造するコールド・クルーシブルを対象に、第一に、自由表面と凝固界面により制限されたクルーシブル内の溶湯の流れと伝熱挙動が記述できる数学モデルを構築する点にある。第二に、連続鑄造する際の重要な操業パラメーターと考えられる溶湯体積、コイル電流、熱損失、鑄造速度が溶湯形状、凝固界面、速度場及び温度場に与える影響を明らかにすることより、クルーシブルにおける溶湯の流動および凝固機構の特性を深く理解する点にある。第

平成3年4月本会講演大会にて発表 平成3年6月24日受付 (Received June 24, 1991)

* 住友金属工業(株)鉄鋼技術研究所 (Iron & Steel Research Laboratories, Sumitomo Metal Industries, Ltd., 16 Oaza-Sunayama Hasakimachi Kashima-gun Ibaraki pref. 314-02)

*2 住友金属工業(株)鉄鋼技術研究所 工博 (Iron & Steel Research Laboratories, Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

*3 住友金属工業(株)未来技術研究所 (Advanced Technology Research Laboratory, Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

三に、その結果を鋳造実験に反映する点にある。

2. 数学モデルの概要

数学モデルの全体の構成を Fig. 1 に示す。モデルは、1)電磁場モデル、2)流動モデル、3)伝熱モデルから成り、しかも電磁場モデルは2種類のモデルから構成されている。これらのモデルは互いに相互作用しており、2種類の自由境界-自由表面および凝固界面-を決定する。

2.1 電磁場モデル 1

電磁場モデル1の詳細は文献4)に記述されており、以下の特徴を持つ。1)コールド・クルーシブルではスリットが存在するため、この構造は厳密には3次元である。しかし、電流の連続性およびスリットにおける電磁気相互作用の強さを表す2種類のパラメータを導入することにより、近似的に3次元のモデルは軸対称の2次元のモデルで記述できる。2)Maxwell方程式にLorentzゲージを適用することにより、磁場の浸透方向に沿う積分は解析的に記述できる。その結果、このモデルはさらにシートモデルに簡略化される。3)シート上の磁気圧力、重力および表面張力の静的な力の平衡から溶湯形状を求める。この方法はシールドパラメータ $R_\omega = \mu\sigma\omega R^2$ が10以上の場合に適用できる⁵⁾。コールド・クルーシブルでは通常この条件を満足する。

従って、負荷の温度が融点以上であれば電磁場モデル1から溶湯形状を求める際に、流動および伝熱モデルとの結合を考える必要はない。

2.2 電磁場モデル 2

電磁場モデル2では、電磁場モデル1で求めた溶湯形状を前提に、負荷における流動および伝熱計算を行う際に必要な電磁気体積力およびジュール発熱量を求める。その際、以下の節で見るようにコールド・クルーシブルでは磁気レイノルズ数は、 $R_m = \sigma\mu v R \approx 5 \times 10^{-3}$ なので流速が磁場分布に与える影響を無視した。すなわち、

$$j = -\sigma \left(\text{grad}\phi + \frac{\partial A}{\partial t} - v \times B \right) \approx -\sigma \left(\text{grad}\phi + \frac{\partial A}{\partial t} \right) \quad \dots\dots\dots(1)$$

である。なお、溶湯表面流速の平均値を磁気レイノルズ数における代表流速とした。

溶湯における電磁気体積力の分布により流動が生ずるので、電磁場解析では負荷内部の電磁場分布を求める必要がある。そこで、負荷に対してはMaxwell方程式にCoulombゲージを適用した体積要素モデル、クルーシブルおよびコイルに対しては電磁場モデル1と同じLorentzゲージを適用したシートモデルを採用した。従って、この場合、磁場方程式はCoulombゲージとLorentzゲージの混合したゲージで展開することになる。一例として、ベクトルポテンシャルの表式は次のように表される。

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{j}{r} \exp\{(i-1)r/\delta\} dV \quad \dots\dots\dots\text{クルーシブル及びコイル}\dots\dots(2)$$

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{j}{r} dV \dots\dots\dots\text{負荷}\dots\dots\dots(3)$$

(1)式と(2)式、あるいは(3)式はスカラーポテンシャル ϕ が既知であれば、電流密度 j を未知数とする積分方程式を構成する。コイルにおけるスカラーポテンシャルは、コイル断面に一樣に印加したコイル電圧であり、モデルにおいては境界条件として与えられる。これ以外のスカラーポテンシャルは電流の連続性から求められる。なお、 $r=0$ における自己積分の発散を避けるため、(2)式あるいは(3)式において分割数4のGauss-Legendre積分公式を適用した。

2.3 流動モデル

流動モデルは、伝熱モデルと結合しており溶湯の速度場、温度場とともに、自由境界としての凝固界面を決定する。計算流れ図を Fig. 2 に示す。流れ図の特徴は、凍結パラメータ P_f を導入している点および凍結パラメータを用いて圧力と流速の緩和を行っている点にある。

計算フローでは、まず負荷の温度の値から凍結パラメータを評価する。次に、一次的に速度を評価するが、凍結領域 $P_f=0$ ではこの速度を鋳造速度に等しい

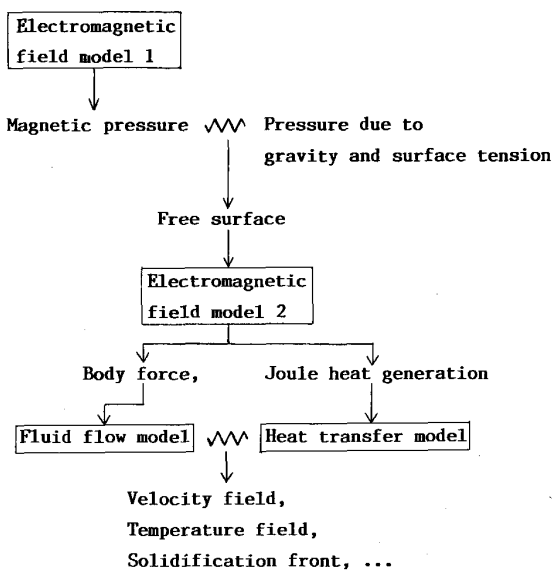


Fig. 1. Relation among mathematical models. Symbols and \rightarrow mean the existence of an interaction and the direction of data flow, respectively.

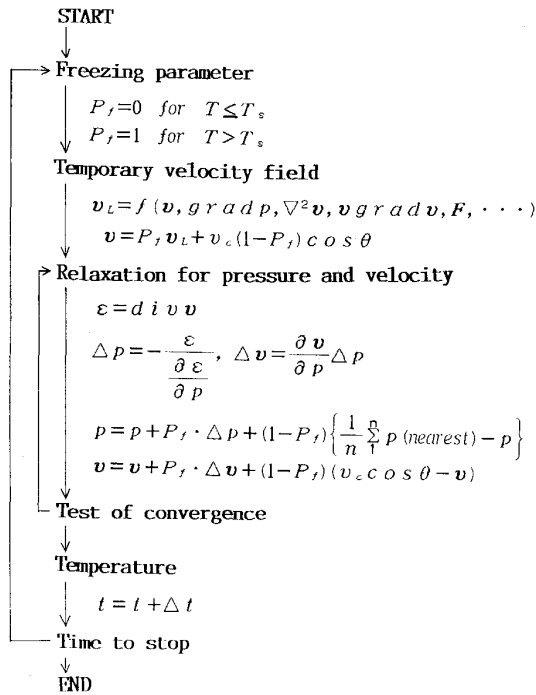


Fig. 2. Flow chart in the calculation of velocity field coupled with heat transfer during solidification.

値に設定する。なお、 $\cos \theta$ は 鑄造方向と計算格子の間の方向余弦である。次に流れの連続性に関する誤差 ϵ から Newton-Raphson 法を用いて圧力と流速の緩和を行う。その際、凍結領域におけるセルの圧力は周囲のセルの圧力に等しく、また速度分布は鑄造速度に等しい値に設定する。この操作は、時間の進展とともに温度計算と併せて実行される。

計算領域には自由表面が存在するので、境界に適合する一般座標系を用いる必要がある。必ずしも直交していない計算格子における、非圧縮 Newton 流体に対する連続の式および運動方程式はそれぞれ (4) および (5) 式で表される⁶⁾。

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi^k} \left\{ \frac{\sqrt{g}}{\sqrt{g_{kk}}} v(k) \right\} = 0 \dots \dots \dots (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v(i)}{\partial t} + \frac{\sqrt{g_{ii}}}{\sqrt{g_{kk}}} v(k) \frac{\partial}{\partial \xi^k} \frac{v(i)}{\sqrt{g_{ii}}} \\ &= -\frac{1}{\rho} g^{ki} \sqrt{g_{ii}} \frac{\partial p}{\partial \xi^k} e(i) + \nu \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi^l} \\ & \left\{ \sqrt{g} g^{kl} \frac{\partial v(i)}{\partial \xi^k} \right\} + \frac{1}{2\rho} \{ \text{Re}(\mathbf{j} \times \mathbf{B}^*) \} (i) \dots \dots \dots (5) \end{aligned}$$

ここで、

$$g_{kl} = \frac{\partial x_i}{\partial \xi_k} \frac{\partial x_i}{\partial \xi_l}, \quad g^{kl} = \frac{\text{cofactor } g_{kl}}{g}, \quad g = \det(g_{kl})$$

であり、(5)式右辺の最後の項の時間平均された電磁気

体積力は電磁場モデル 2 により与えられる。

電磁力により形成される流れは乱流である。しかし、ここでは、乱流に対して特別なモデルを構成しないで、層流に等価な粘性係数を用いた。また、粘性係数の温度依存性は (6) 式の擬 Heaviside 関数で近似した。粘性係数は凝固界面の近傍で大きく評価される。

$$\nu = \frac{\nu_S}{\pi} \times \left\{ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left(\frac{T - T_M}{P_\nu} \right) \right\} + \nu_L \dots \dots (6)$$

2.4 伝熱モデル

一般座標系における伝熱モデルの支配方程式は (7) 式で表される。

$$\begin{aligned} & \frac{dH}{dT} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\sqrt{g_{ii}}}{\sqrt{g_{kk}}} v(k) \frac{\partial}{\partial \xi^k} \frac{T}{\sqrt{g_{ii}}} \frac{dH}{dt} \\ &= \frac{\lambda}{\rho} \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi^l} \left\{ \sqrt{g} g^{kl} \frac{\partial T}{\partial \xi^k} \right\} \\ &+ \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{1}{2\sigma} \text{Re}(\mathbf{j} \cdot \mathbf{j}^*) + Q_m + Q_l \right\} \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

エンタルピーの温度微分は擬 Delta 関数で近似した。すなわち、

$$\frac{dH}{dT} = C_p + \frac{\Delta H}{\pi} \times \frac{\epsilon_H}{(T - T_M)^2 + \epsilon_H^2} \dots \dots \dots (8)$$

である。ここで、

$$\epsilon_H = \frac{\Delta H}{\pi C_p (P_H - 1)}, \quad P_H = \frac{1}{C_p} \frac{dH}{dT} \Big|_{T=T_M}$$

である。

金属原料の投入に伴う溶湯温度の降下に相当する抜熱量は、溶湯プールにおける原料の完全混合および鑄造過程における溶湯プール温度の定常性を仮定して評価した。すなわち、

$$Q_m = \frac{\dot{m}_m}{V_p} \{ H(T_m) - H(\bar{T}_p) \} \dots \dots \dots (9)$$

であり、エンタルピーは (8) 式を温度積分して (10) 式で表される。

$$H(T) = C_p T + \frac{\Delta H}{\pi} \left(\tan^{-1} \frac{T - T_M}{\epsilon_H} + \tan^{-1} \frac{T_M}{\epsilon_H} \right) \dots \dots \dots (10)$$

流体表面からの抜熱量を温度差に比例する抜熱表式、 $q = h(T - T_o)$ 、で記述した場合、特に液体が運動しているときは対流項の存在を考慮しないと抜熱量を過大に評価することがある。計算を容易にするため、ここでは抜熱過程を表皮セルにおける体積抜熱量として (11) 式で記述し、負荷の表面においては断熱条件を適用した。

$$Q_l = \frac{q}{V_s} S_s \dots \dots \dots (11)$$

なお、抜熱過程は輻射と伝導による寄与を含む。

Table 1. Physical properties of Ti used in the calculation. Impurities of C, H, O, N and Fe contained in Ti are 0.10, 0.015, 0.40, 0.05 and 0.5 wt%, respectively.

Solidus temperature	T_S	1 630°C
Melting temperature	T_M	1 645°C
Liquidus temperature	T_L	1 660°C
Thermal conductivity	λ	21.7 W/m·°C
Specific heat at room temperature	C_p	0.807 kJ/kg·°C
Latent heat during solidification	ΔH	418 kJ/kg
Density	ρ	4 510 kg/m ³
Electric conductivity	σ	0.688 MS/m
Surface tension	α	1.51 N/m
Kinematic viscosity in liquidus	ν_L	1.6 $\mu\text{m}^2/\text{s}$

計算に用いた Ti 金属の物性値を Table 1 に示す.

3. 実験方法の概要

コールド・クルーシブルの系は、外径 10 mm, 内径 1 mm, 円形断面で、内部水冷構造の銅パイプを内径 82 mm で 5 巻したコイルと内径 45 mm, 高さ 150 mm の内部水冷の銅製のつばから成る。コールド・クルーシブルはその中間高さに幅 1 mm, 長さ 55 mm の縦スリットが円周に沿って周期的に 16 本配置されている。

高周波発振器の出力は最大 65 kW であり、周波数は 0.3% の誤差範囲内で 20 kHz に保持した。発振器の周波数はオシロスコープを用いて測定した。共振条件からインダクタンスを評価し、発振電圧とリアクタンスから理論的にコイル電流を求めた。

内径 44 mm の円柱形状の負荷をクルーシブル内の所定位置まで挿入した後、高周波の出力を上昇し、負荷の溶解および Ti 金属の鑄造を行った。おもな測定項目は以下のとおり。

1)凝固界面：トレーサーとして上方からタンゲステン粉末を溶湯に添加し、断面の濃淡変化から凝固界面を求めた。

2)溶湯表面流速：溶湯ドームに供給した金属原料は表面張力の影響によりしばらく溶湯表面を浮遊して、表面流とともに移動する。そこで、溶湯表面に浮遊する金属原料をトレーサーとして高速ビデオで撮影し、画像解析から溶湯の表面流速を求めた。特に原料を供給する振動フィーダーのアームに対して直交する方向に移動するトレーサーを選択するとともに、溶湯形状は電磁場モデル 1 から求めた結果を用いた。

3)溶湯表面温度：輻射温度計を用いて非接触で溶湯表面温度を測定した。

4. 数学モデルの妥当性の検討

溶湯形状に関する電磁場モデル 1 の妥当性は既報⁴⁾に

Table 2. Standard calculation condition.

Frequency of an applied AC field	f	20 kHz
Effective coil current	J	1 290 A
Melt volume above slit bottom	V_0	52 μm^3
Casting velocity	v_c	0 m/s
Heat transfer coefficient	h	0.73 kW/m ² ·°C
Emissivity	ϵ_R	0.15 [—]
Kinematic viscosity in solidus	ν_S	160 $\mu\text{m}^2/\text{s}$
Parameter in the temperature dependence of viscosity	P_V	5°C
Parameter in the temperature dependence of enthalpy	P_H	50 [—]

て検討されているので、ここでは 1)凝固界面、2)溶湯の表面流速、3)溶湯表面温度についてモデルの妥当性を検討した。基準のモデル計算条件を Table 2 に示す。なお、溶湯表面温度については基準条件を含めて、コイル電流 1 053 A~1 580 A の間においても実験との比較を行った。

4.1 電磁場モデル 1 および 2 の結果

基準計算条件において、電磁場モデル 1 から得られた導体シート上の磁気圧力分布と電磁場モデル 2 において負荷に対して用いた計算格子を Fig. 3 に示す。

磁気圧力は導体を締め付ける方向に作用しており、特にコールド・クルーシブル外壁に隣接する中央コイルの表面における磁気圧力が大きい。溶湯表面では、下方に向かうとともに磁気圧力はほぼ溶湯静圧に比例して増加し、クルーシブル内壁と接触を開始する点 C で最大値を示した後、減少する様子がわかる。なお、点 C の高さがクルーシブルにおいて磁気圧力が最大となる点 A と異なるのは、点 A の高さでは溶湯とクルーシブルが離れているためと考えられる。

電磁場モデル 2 から得られたジュール発熱量および電磁気体積力の分布を Fig. 4 に示す。ジュール発熱量は

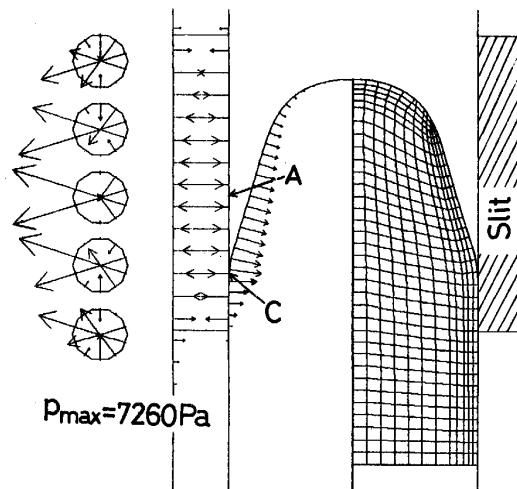


Fig. 3. Magnetic pressure working on the conductive sheet and the grid used in the calculation for the fields of velocity and temperature.

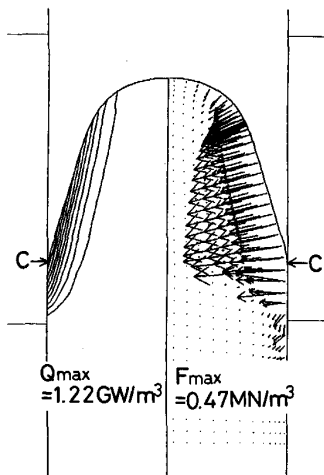


Fig. 4. Contour lines of joule heat generation and distribution of magnetic body force in a charge.

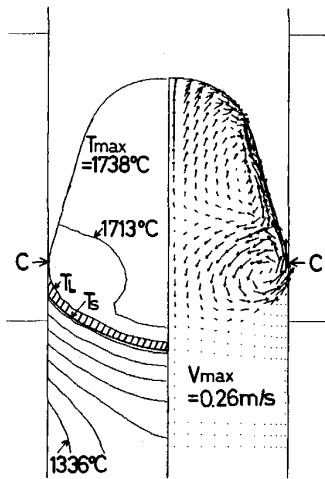


Fig. 5. Fields of temperature and velocity in a charge.

C点において最大値を示し、電磁気体積力もそこで最大値となる。また、表皮効果のためにジュール発熱量および電磁気体積力は溶湯内で顕著に減衰することがわかる。なお、このときの表皮深さは4.3 mmである。

4.2 計算と実験の比較

基準条件における温度場および速度場の計算結果を Fig. 5 に示す。また、Ti 金属の連続鋳造開始時期における凝固界面を Photo. 1 に示す。

負荷の輻射率 0.15、負荷とクルーシブル壁間の熱伝達係数 $0.73 \text{ kW/m}^2\text{C}$ において、計算から得られた凝固界面は実験から得られたそれと一致した。

溶湯プールでは温度は比較的均一になっている。また、負荷の表皮側では、負荷がクルーシブル内壁と接触を開始する C 点近傍に固・液共存相が現れることが予想される。溶湯内では2種類の循環流が現れる。第一の循環流はドーム頂点から溶湯表面に沿って下降し、溶湯内

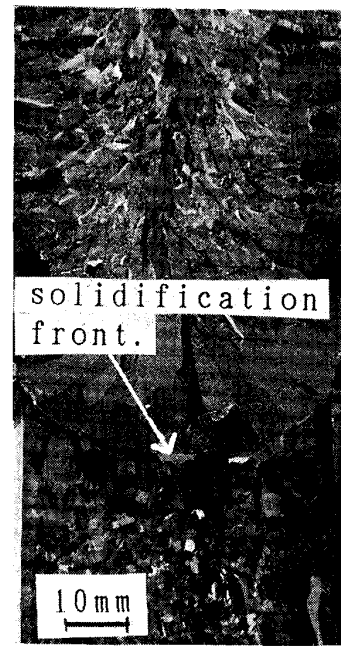


Photo. 1. Solidification front at the beginning of casting obtained by an addition of tungsten powder as a tracer.

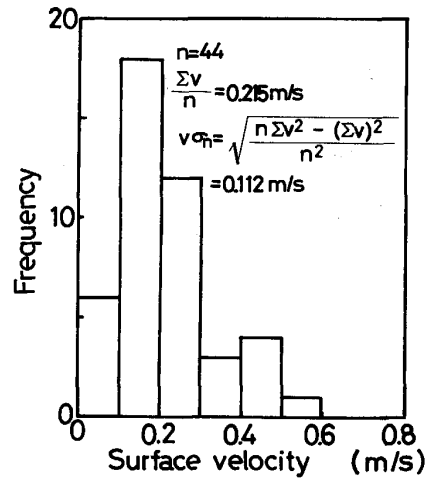


Fig. 6. Dispersion of melt surface velocity.

を上昇する流れであり、第二のそれは溶湯内から凝固界面に沿い C 点を経由して自由表面に沿って上昇する流れである。2種類の循環流は、C 点より若干上方で衝突することが予想される。また、溶湯の最大流速は 0.26 m/s であり、溶湯表面ではこの値は $0.04 \text{ m/s} \sim 0.2 \text{ m/s}$ と予測される。

溶湯表面における流速の分散を Fig. 6 に示す。平均溶湯表面流速は 0.22 m/s で、この値はモデル計算の値より若干大きい。実験では溶湯面の形状は必ずしも一定ではなく、振動など乱流に起因する不安定現象が存在する。この結果、測定した流速が若干大きな値になったものと考えられる。なお、このときの磁気レイノルズ数の

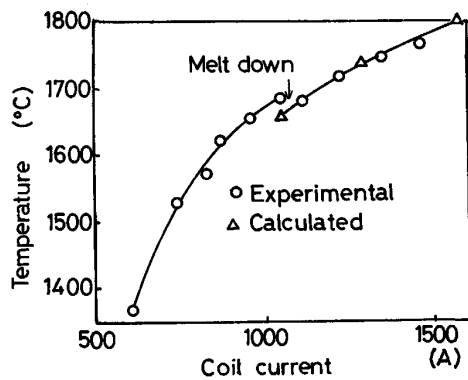


Fig. 7. Comparison of the calculated surface temperature with the experimental one in the variation of coil current.

最大値は 5×10^{-3} であった。

コイル電流と溶湯表面温度の関係を実験結果と併せて Fig. 7 に示す。同図より計算から得られた溶湯温度は、実験から得られたそれと一致していることがわかる。

以上のごとく、凝固界面の形状、溶湯表面温度および溶湯表面流速の値を実験と比較することにより数学モデルの妥当性が確認できた。

5. 計算結果および考察

以下では連続铸造における主要な操業パラメーターと負荷における伝熱および流動挙動の関係について検討する。

5.1 コイル電流

一般にコイル電流の増加とともに負荷の表面温度は増加する。しかし、Fig. 7 ではコイル電流 1050 A 近傍で溶湯温度はいったん低下している。これは、初期に円柱形状である負荷が溶解のためその形状を変えてクルーシブル内壁から離反した後、ジュール発熱量が低下して一部再び固化したためと考えられる。

コイル電流と温度場および速度場の関係を Fig. 8 に示す。再び固化した時の溶湯内における伝熱と流動挙動は、Fig. 8 における左側の図のようになっていると考えられる。すなわち、ドーム頂点では温度が低く固体になっており、C 点より若干上方の溶湯表面では温度が最も高い。溶湯流動はドームのごく限定された領域で生じており、かつ流速の値は小さい。

コイル電流の増加とともに溶湯ドームの隆起は顕著になり、溶湯温度は上昇し、凝固界面は下方に移動し、溶湯流速は増加することが予測される。コイル電流の大きい場合は、一方においては金属原料の溶解を促進するが、他方において溶湯がクルーシブル内壁と直接接触することも予想されるので、加熱効率の低下することが考

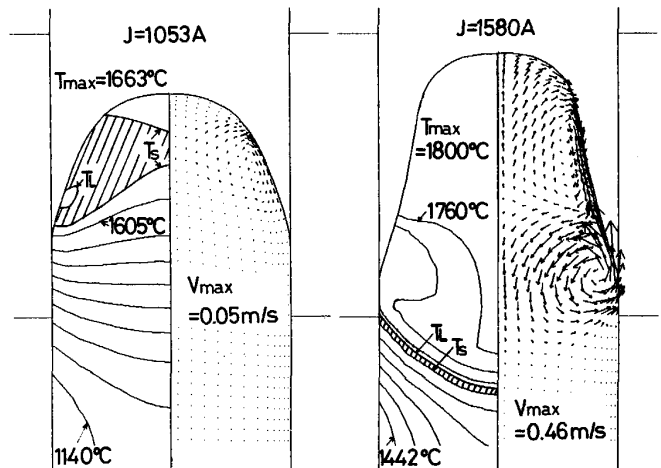


Fig. 8. Effect of coil current on the fields of temperature and velocity.

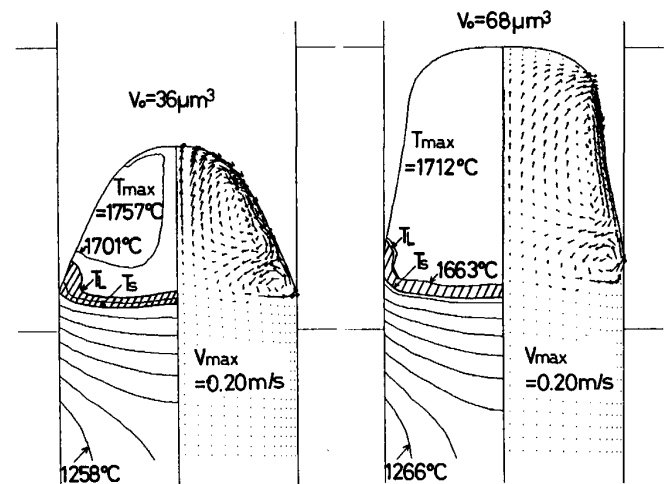


Fig. 9. Effect of charge volume above the slit bottom on the fields of temperature and velocity.

えられる。

5.2 ドーム高さ

スリット下端を基準とする負荷の体積、すなわちコイルの配置に対するドーム高さの相対位置と負荷の温度場および速度場の関係を Fig. 9 に示す。負荷の体積の増加とともに、溶湯とクルーシブル内壁の接触角は増加するとともに、溶湯形状は矩形に近い形になる。溶湯の最高温度は計算範囲内では負荷体積の小さい方が高い。このとき、スリット下端より上部の負荷に発生するジュール熱は負荷の体積の増加とともに 7.6 kW から 11.9 kW に増大し、加熱効率も向上する。しかし、同時に負荷の体積も $36 \mu\text{m}^3$ から $68 \mu\text{m}^3$ まで増加するので、単位体積あたりの発熱量は負荷の体積の増加とともに減少することになる。同時に溶湯の表面積も増加するので、結果的に負荷の体積の大きい方が溶湯の最高温度は低下するものと考えられる。

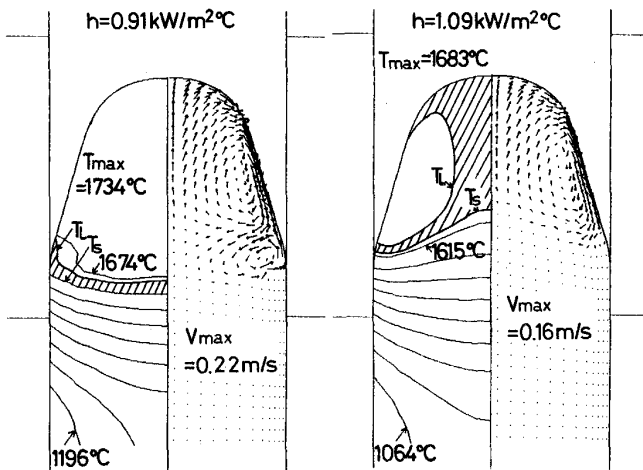


Fig. 10. Effect of heat transfer coefficient on the fields of temperature and velocity.

大部分の原料が流動で搬送される程度の細かい金属原料を溶湯ドームの頂点近傍に供給することを考える。このとき、大部分の原料は表面張力が存在するために直ちに沈降せず、溶湯表面流とともに搬送され循環流の衝突点から溶湯内に浸入し、溶解と乱流拡散を経験するものと考えられる。一部の粒度の大きい原料は沈降により第一、第二の循環流を経由して凝固界面で未溶融となることも起こり得る。このような未溶融の原料が析出する過程を避けるためには、第一に溶湯流速が大きく、第二に溶湯プールが深く、第三に溶湯温度の高いことが必要であると考えられる。

Fig. 5 と Fig. 9 を比較すると、溶湯ドームの設定高さが低い場合は、溶湯温度は高いものの溶湯流速は遅く、プールも浅いことがわかる。 $V_0=36 \mu\text{m}^3$ よりさらに溶湯ドームが低い場合は、負荷における磁束密度が弱まるので溶湯温度は低下するものと考えられる。また、溶湯ドームの設定高さが高い場合は、溶湯流速が低下し、溶湯プールも若干浅くなり溶湯温度も低下する。

従って、溶解を促進するためのコイルに対する適正な溶湯ドームの高さが存在することが計算結果から推察される。

5.3 抜熱量

負荷・クルーシブル壁間の熱伝達係数と負荷における温度場および速度場の関係を Fig. 10 に示す。抜熱量の増加とともに溶湯温度は低下し、かつ凝固界面は上方に移動することが予測される。同時に溶湯流速は低下し、流動領域も狭くなり、場合によっては循環流の数が減少する。

輻射伝熱の影響を考慮しても、基準計算条件における総括熱伝達係数は高々 $0.74 \text{ kW/m}^2\text{°C}$ であり、この値

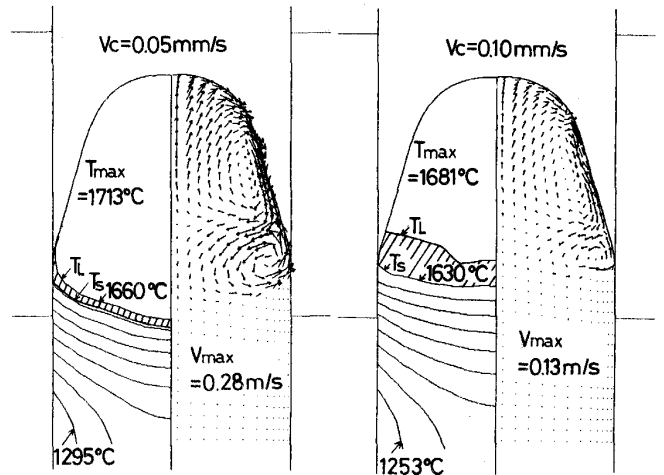


Fig. 11. Effect of casting velocity on the fields of temperature and velocity.

は溶鋼の初期凝固過程における熱伝達係数の値⁷⁾のおよそ 0.08 倍である。このことから、コールド・クルーシブルでは磁気圧力が存在するため負荷とクルーシブル間の接触が不完全で熱伝達係数が緩和されているものと考えられる。

5.4 鑄造速度

鑄造速度と負荷における温度場および速度場の関係を Fig. 11 に示す。鑄造速度の増加とともに溶湯の最高温度は低下し、凝固界面は上昇することが予測される。溶湯流速は、鑄造速度 $0 \sim 0.05 \text{ mm/s}$ ではほとんど変化しない。

しかし、さらに鑄造速度が増加すると溶湯流速は低下するとともに、第二の循環流の領域が狭くなる。これは、金属原料の溶解に対して不利であり、未溶融部が多く析出すると考えられる。このように、溶湯プールの円滑な攪拌を維持するための鑄造速度の上限値が存在することが数学モデルから予測できる。

この知見に基づいて、鑄造速度 0.05 mm/s を除いて Table 2 に示した値に等しい条件、すなわち Fig. 11 の左側の図で予想される温度および速度場において Ti 金属の連続鑄造を行った。その結果、原料の未溶融部が析出しない Photo. 1 に示す Ti インゴットが得られた。

B. MAESTRALI ら³⁾ は、鑄造速度の増加とともにインゴット軸上における凝固界面は下降し、表皮近くのそれは上昇すると予測している。この結果は今回の著者らの計算結果と若干異なるものである。今後、実験と併せてこの点を解明する必要がある。

6. 結 言

軸対称インゴットを連続鑄造するコールド・クルーシ

ブルを対象に自由表面と凝固界面により制限されたクルーシブル内の溶湯の流れと伝熱挙動が記述できる数学モデルを構築した。凝固界面、溶湯表面流速および溶湯表面温度に関する計測からモデルの妥当性を確認した。

このモデルから以下の結論が得られた。

1) 一般に溶湯内には2種類の循環流が存在し、溶湯とクルーシブルの接点より若干上方で両者は衝突する。このため、溶湯温度は比較的均一になっている。

2) 負荷・クルーシブルの熱伝達係数は、溶鋼の初期凝固過程におけるそれより1桁ほど小さく、負荷・クルーシブル間の接触が不完全になっていると考えられる。

3) スリット下端より上部の負荷体積が一定の場合、抜熱量の増加、鑄造速度の増加、コイル電流の低下など、コイル投入電力に対する溶解負荷の増加とともに溶湯温度と溶湯流速は低下し、凝固界面は上昇する。

4) 金属原料の溶解を促進するためのコイルに対する適正な溶湯ドーム高さ、鑄造速度などが存在する。

5) 数学モデルから適正と予測される鑄造条件でTi金属の連続鑄造を行い、原料未溶部の認められないインゴットが得られた。

記号

- A: ベクトルポテンシャル [Tm]
- B: 磁束密度 [T]
- C_p : 常温における比熱 [kJ/kg°C]
- $e(i)$: 基底ベクトル [—]
- f: 変動電磁場の周波数 [1/s]
- F: 電磁気体積力 [N/m³]
- g_{ij} : 計量テンソル [—]
- H: エンタルピー [kJ/kg]
- h: 負荷・クルーシブル間の熱伝達係数 [kW/m²°C]
- i: 虚数単位, $i^2 = -1$ [—]
- J: コイル電流 [A]
- j: 電流密度 [A/m²]
- \dot{m}_m : 金属原料の質量投入速度 [kg/s]
- P_f : 凍結パラメーター [—]
- P_H : エンタルピーの温度変化を表すパラメーター [—]
- P_v : 粘性係数の温度依存性を表すパラメーター [°C]
- p: 圧力 [Pa]
- Q: ジュール発熱量 [kW/m³]
- Q_t : 表皮セルにおける体積抜熱量 [kW/m³]
- Q_m : 金属原料の投入に伴う温度降下に相当する体積抜熱量 [kW/m³]
- q: 負荷表面における熱流束 [kW/m²]
- R: クルーシブルの半径 [m]
- r: 観測点と積分点の距離 [m]
- S_s : 表皮セルの面積 [m²]
- T: 温度 [°C]

- T_L : 液相線温度 [°C]
- T_m : 金属原料の投入温度 [°C]
- T_M : 溶解温度 = $\frac{1}{2}(T_L + T_S)$ [°C]
- \bar{T}_p : 溶湯プールの平均温度 [°C]
- T_S : 固相線温度 [°C]
- t: 時間 [s]
- V: 体積 [m³]
- V_p : 溶湯プールの体積 [m³]
- V_o : スリット下端より上部の負荷体積 [m³]
- V_s : 表皮セルの体積 [m³]
- $v = v(i)$: 速度ベクトル [m/s]
- v_c : 鑄造速度 [m/s]
- v_L : 液体金属の速度ベクトル [m/s]
- x_i : 座標 [m]
- ΔH : 凝固潜熱 [kJ/kg]
- δ : 表皮深さ [m]
- ϵ : 速度ベクトルの発散 [1/s]
- $\epsilon_H = \frac{\Delta H}{\pi C_p (P_H - 1)}$: エンタルピーの温度変化を表すパラメーター [°C]
- ϵ_R : 輻射率 [—]
- θ : 計算格子と鑄造方向の成す角 [rad]
- λ : 熱伝導係数 [kW/m°C]
- μ : 透磁率 [H/m]
- ν : 動粘性係数 [m²/s]
- ν_L : 液相における動粘性係数 [m²/s]
- ν_S : 固相における動粘性係数 [m²/s]
- ξ^i : 基準座標 [m]
- ρ : 密度 [kg/m³]
- σ : 電気伝導度 [S/m]
- ϕ : スカラーポテンシャル [V]
- ω : 変動電磁場の角周波数 [rad/s]

文 献

- 1) P. PAILLÈRE, J.-F. WADIER, Y. BOUSSANT-ROUX and M. GARNIER: Sixth World Conf. on Titanium, Cannes (1988), p. 583
- 2) K. KANEKO, T. MISAWA and K. TABATA: Proc. the Sixth IISC, Nagoya (1990), p. 254
- 3) B. MAESTRALI, Ph. MASSE and A. GAGNOUD: Workshop on Control of Free Surface of Liquid Metals by a Magnetic Field, Modelling, Analysis and Applications, Nancy (1990)[Institute National Polytechnique de Lorraine, Université de NANCY, INRIA Lorraine-C. N. R. S.]
- 4) 田中 努, 栗田興一, 黒田篤彦: 鉄と鋼, 77 (1991), p. 345
- 5) N. EL-KADDAH and F. A. ACOSTA-GONZALEZ: Proc. an Int. Symp. on Casting of Near Net Shape Products, Hawaii (1988), p. 423
- 6) I. S. SOKOLNIKOFF: Tensor Analysis (1964), p. 351 [John Wiley & Sons, Inc.]
- 7) H. ICHIHASHI, M. YOSHIHARA, Y. SHIRAI, Y. SUGITANI and N. YOSHIDA: Proc. Japan-U. S. Joint Seminar on Solidification Processing of Advanced Materials (1989), p. 263