双ロール式連続鋳造に関する研究*

(第2報, 固相および液相を考慮した二次元凝固解析)

姜 忠 吉^{*1}, 北 條 英 典^{*2}
斎 藤 武 雄^{*2}, 矢 口 仁^{*2}

A Study on Twin-roll-type Continuous Casting

(2nd Report, Two-dimensional Solidification Analysis with Heat Transfer in the Solid and Liquid Regions)

Chung-gil KANG, Hidetsune HOJO,
Takeo SAITOH, and Hitoshi YAGUCHI

A numerical algorithm for the two-dimensional solidification problem in the twin-roll-type continuous casting system was presented in this paper. Attention was focused on the elucidation of heat transfer and flow characteristics in both the liquid and solid phases. The boundary fixing method (BFM) was adopted to handle the moving boundary and the resultant transformed governing equations for the solid and liquid regions were solved separately by using the usual explicit-type finite difference scheme. The mathematical model presented covers a wide range of casting parameters since the two-dimensional transport in both phases was taken into account. Another objective was to provide design parameters for maintaining a continuous casting process, such as the roll speed, the roll spacing, the initial temperature of molten material, and the solidification profile with special attention given to the end point of solidification.

Key Words: Twin-roll, Continuous Casting, Solidification Analysis, Two-dimensional, Boundary Fixing Method, Solidification Front, Casting Parameter.

1. 緒 言

薄板の直接生産を実現するためには高温無欠陥鋳片の製造が不可欠である。これには鋳造条件による凝固殻プロファイルの制御が重要である。凝固殻プロファイルの形成は主にロール角速度, ロールのすき間, および溶湯温度によって決定されるが, なかでも完全凝固位置は鋳造可能条件の決め手になる⁽¹⁾と考えられる。このような凝固完了点の位置を明らかにすることにより鋳造システムの設計あるいは操業上の限界条件, 例えばブレークアウトおよび過大圧下力を予測して安全かつ最適な条件の設定が可能となる。

従来から双ロール式連続鋳造の凝固特性に関する研究は数多くある。例えば, Clynes-Garcia⁽²⁾, Pimpitkar⁽³⁾らは解析的方法を用いてロール出口での凝固殻厚さを解析した。Miyazawa-Szekely⁽⁴⁾は, 液相と固相の流動を考慮した凝固理論を提示し, その解析結果を示している。彼らの解析の特徴は, 全体的な質量バランスと連続式とから近似的ではあるが液相の速度分布を求めたこと, および固相での塑性変形を加味したこ

とである。その解析結果から, 安定稼働モードを与えろールすき間, ロール回転数, 溶湯の供給速度および材料物性などの鋳造パラメータの範囲を示した。小菊ら⁽⁵⁾は, 冷却ロールと溶鋼を含む準二次元の伝熱モデルを用い, ロールの回転に伴って逐次形成される凝固殻の伝熱計算を一次元で行った。笠間ら⁽⁶⁾は, 鋳型と凝固殻間に接触熱抵抗が存在する場合の Geiger-Poirier⁽⁷⁾の凝固式を用いて凝固殻厚さの時間変化を求めている。また, 西岡ら⁽⁸⁾は, ロール径方向の一次元非定常熱伝導解析による鋳造速度と凝固係数との関係について報告している。

垂直式連続鋳造におけるこれまでの移動スラブの連続鋳造の液相・固相の伝熱を考慮した本格的解析は, Kroeger-Ostrach⁽⁹⁾によりなされている。彼らは等角写像法 (Conformal mapping method) を用いて, 凝固過程に及ぼす自然対流効果を調べ, その効果が無視しうるほど小さいことを示した。等角写像法は, 写像過程が複雑で, いまのところ界面が定常である場合しか扱えないという制約があり, 汎用性のある解析方法ではない。

スラブの連続鋳造の研究は, その他, Siegel⁽¹⁰⁾, Ohnaka-Kobayashi⁽¹¹⁾によって行われている。

これまで提示された双ロール式連続鋳造に対する凝

* 昭和61年11月22日 第37回鋳造加圧講演会において講演, 原稿受付 昭和62年3月6日。

^{*1} 正員, 東北大学大学院 (〒980 仙台市荒巻字青葉)。

^{*2} 正員, 東北大学工学部。

固解析は液相の伝熱を無視した一次元解析であり、液相伝熱を考慮した本格的二次元解析手法はまだ提示されていない。双ロール式連続鋳造における表面良好の鋳造条件や表面割れなどの、鋳造不可能な条件の決め手になる凝固特性の解析が連続鋳造システムの設計および安全操業のために重要であり、数学的モデルによる凝固殻プロファイルの推算を含めた、凝固解析の妥当性について、あらかじめ検討しておく必要がある。

本報では、双ロール式連続鋳造に対して凝固界面および境界面の双方を独立変数を用いて固定する境界固定法 (Boundary fixing method) ⁽¹²⁾ による二次元凝固解析手法を提示するとともに、その解析結果を示し、さらに、第1報⁽¹⁾で得られた熱電対による溶湯の温度分布測定結果と対比し、理論結果の妥当性を検討したものである。また、本解析手法を応用して、与えられたロール直径およびロールすき間の関係などを示した。

記 号

$B(\phi)$: ロール形状関数 ($B=1$)
 C : 比熱
 $F(\phi, t)$: 固相域での形状関数
 $G(\phi', t)$: 液相域での形状関数
 H_0 : ロールすき間/2
 h : 湯面の高さ
 k : 熱伝導率
 L : 凝固潜熱
 n : 凝固界面に垂直な単位ベクトル
 Pe : ペクレ数
 R_0 : ロール半径
 r, ϕ : 固相域での円筒座標系

r', ϕ' : 液相域での円筒座標系
 Ste : ステファン数
 T : 温度
 T_0 : 湯面の温度
 T_f : 凝固温度
 T_l : 液相の温度
 T_L : 液相線の温度
 T_s : 固相線の温度
 T_w : ロール表面温度
 t : 時間
 Δt : 時間ステップ
 $U(\phi)$: 一次元流れ速度
 U_0 : ロール出口での鋳片の速度
 U_r', U_{ϕ}' : 液相域での r', ϕ' 方向の速度
 V : 速度ベクトル
 α : 温度伝導率
 δ : 凝固殻厚さ
 η : 液相域での独立変数
 ξ : 固相域での独立変数
 ρ : 密度
 ϕ_0 : 湯面がロールに接する点からロール出口までの角度
 ϕ_c : 湯面がロールに接する点から完全凝固点までの角度
 ω : ロール角速度
 添 字
 l : 液相
 m : 固液共存相
 s : 固相
 $*$: 無次元数

2. 二 次 元 凝 固 解 析

2.1 計算モデルおよび基礎方程式 図1に数値解析モデルおよび座標系を示す。

固相域はロール中心 O を原点とした (r, ϕ) 座標系を、液相域は湯面幅方向の中央点 O' を原点とした (r', ϕ') 座標系をとる。時間 $t=0$ で温度 T_0 の溶湯を鋳込むと同時に、表面温度 $T=T_w$ のロール表面に凝固殻が成長し始め、ある時刻 t では形状関数 $F(\phi, t)$ で表される凝固殻プロファイルが形成される。これは液相部分を基準にした座標系 (r', ϕ') においては、形状関数 $G(\phi', t)$ として表される。ここで、連続鋳造が可能な場合には、凝固殻の成長に伴い、ロール表面における熱流束と凝固界面における熱流束とがバランスして、時間によって変化しない定常凝固殻プロファイルが存在する。

図1 双ロール式連続鋳造の計算モデルおよび座標系

解析にあたり、次のような仮定を導入する。

(1) 液相域での溶湯の流れは鋳造方向の一次元流れとする。

(2) 凝固過程における固液共存相の固相率と温度の関係は直線的である。

(3) 密度、熱伝導率等の物性値は一定である。

以上の仮定に基づく固相域および液相域でのエネルギー方程式および境界条件は、次のようになる。

$$\text{固相域: } \rho C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = -\omega \rho C_s \frac{\partial T_s}{\partial \phi} + k_s \nabla^2 T_s \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$r = B(\phi), \quad T_s = T_w \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$r = F(\phi, t), \quad T_s = T_f \quad \dots\dots\dots (3)$$

液相域:

$$\rho C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = -\rho C_l \left(U r' \frac{\partial T_l}{\partial r'} + \frac{U_r}{r'} \frac{\partial T_l}{\partial \phi'} \right) + k_l \nabla^2 T_l \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$r' = G(\phi', t), \quad T_l = T_f \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\phi' = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{\partial T_l}{\partial \phi'} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし、

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$$

凝固界面における熱バランスを表す結合条件は

$$\rho L V \cdot n = k_s \frac{\partial T_s}{\partial n} - k_l \frac{\partial T_l}{\partial n} \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。しかし、界面に対して法線方向のバランス式を用いるより、 r, r' 座標方向のバランス式を用いる方が数値解析上都合がよいので、以下に半径方向のバランス式を導いておく。

図2のように凝固界面 PQ の法線方向と固相域・液相域の座標軸 r, r' とのなす角をそれぞれ β, β' とす

図2 凝固界面の熱バランス式

れば、凝固界面 PQ に直角方向の熱バランス式(7)は次のようになる。

$$\rho L V_s \frac{\partial F}{\partial \phi} = \left[1 + \left(\frac{\partial F}{\partial \phi} \right)^2 \right] \left(k_s \frac{\partial T_s}{\partial r} - k_l \frac{1}{\cos \beta} \frac{1}{\cos \beta'} \frac{\partial T_l}{\partial r'} \right) \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、次の無次元変数

$$\begin{aligned} F^* &= \frac{F}{R_0}, \quad G^* = \frac{G}{R_0}, \quad B^* = \frac{B}{R_0}, \quad 2H_0^* = \frac{2H_0}{R_0} \\ T_l^* &= \frac{T_l - T_f}{T_0 - T_f}, \quad T_s^* = \frac{T_s - T_f}{T_0 - T_f}, \quad T_f^* = \frac{T_f - T_f}{T_0 - T_f} \\ T_0^* &= \frac{T_0 - T_f}{T_0 - T_f}, \quad U^*(\phi) = \frac{U(\phi)}{U_0}, \quad \phi'^* = \frac{\phi'}{\phi_0'} \\ r^* &= \frac{r}{R_0}, \quad \phi^* = \frac{\phi}{\phi_0}, \quad r'^* = \frac{r'}{R_0}, \quad \delta^*(\phi) = \frac{\delta(\phi)}{R_0} \\ r'^* &= \frac{\beta'}{\phi_0'}, \quad r^* = \frac{\beta}{\phi_0}, \quad t^* = \frac{at}{R_0^2}, \quad h^* = \frac{h_s}{h} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (9)$$

を使って式(1)~(6)、(8)の無次元化を行うと、固相域と液相域での基礎方程式、境界条件式および凝固界面での熱バランス式は次のようになる(便宜上、*印を省略した)。

固相域:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = -\frac{Pe_{s,s}}{\phi_0} \frac{\partial T_s}{\partial \phi} + \left[\frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_s}{\partial r} + \frac{1}{(r\phi_0)^2} \frac{\partial^2 T_s}{\partial \phi^2} \right] \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$r = B(\phi), \quad T = T_w \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$r = F(\phi, t), \quad T = T_f \quad \dots\dots\dots (12)$$

液相域:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_l}{\partial t} &= -U(\phi) Pe_{l,l} \left[\sin \phi \frac{\partial T_l}{\partial r'} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{r' \phi_0} \cos \phi \frac{\partial T_l}{\partial \phi'} \right] + \left[\frac{\partial^2 T_l}{\partial r'^2} + \frac{1}{r'} \frac{\partial T_l}{\partial r'} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(r' \phi_0)^2} \frac{\partial^2 T_l}{\partial \phi'^2} \right] \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

$$r' = G(\phi', t), \quad T_l = T_f \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\phi' = 1, \quad \frac{\partial T_l}{\partial \phi'} = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

凝固界面のバランス式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \phi} &= \frac{Ste}{Pe_{s,s}} \left(\frac{\phi_0}{R_0} \right) \left[\left\{ 1 + \left(\frac{R_0}{\phi_0} \frac{\partial F}{\partial \phi} \right)^2 \right\} \frac{\partial T_s}{\partial r} \right. \\ &\quad \left. - \sigma \frac{1}{\cos(\phi_0 \gamma) \cos(\phi_0' \gamma')} \frac{k_l}{k_s} \frac{\partial T_l}{\partial r'} \right] \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

ここで、ステファン数 Ste 、ペクレ数 $Pe, \dots$ 等の無次元数は次のように定義される。

$$\begin{aligned} Ste &= \frac{T_0 - T_f}{L} C_s \\ Pe_{s,s} &= \frac{U_0 R_0}{a_s}, \quad Pe_{l,l} = \frac{U_s R_0}{a_l} \\ R_s &= (r\phi_0)^2, \quad R_l = (r' \phi_0')^2, \quad \phi = \phi_0 \phi'^* \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (17)$$

2.2 境界固定法による解析 上記の基礎式に用いられている座標系では移動境界問題を解析する場合、凝固界面の位置をたえず追跡するような特別な格子分割が必要であって、その適用は物体の形状が円などの単純な場合に限られ、ここで考えるモデルのように形状が複雑な問題では凝固界面の追跡が困難である。そこで、移動境界および物体境界の双方を固定し、固定境界問題として解析する境界固定法⁽¹²⁾を用いる。凝固界面を固定するため、次の独立変数 ξ, η

$$\left. \begin{aligned} \text{固相域: } \xi &= \frac{r-B(\phi)}{F(\phi, t)-B(\phi)} \\ \text{液相域: } \eta &= \frac{r'}{G(\phi', t)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

を導入し、図1の固相域 PQR と液相域 PO'Q を図3のように変換する。固相域での式(9)~(10)は、 ξ を用いて次のように変換される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_s}{\partial t} &= -\frac{Pe_s}{\phi_0} \left(\frac{\partial T_s}{\partial \phi} + \frac{\partial T_s}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \phi} \right) + \left[\frac{1}{(F-1)^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{R_s} \left(\frac{\partial \xi}{\partial \phi} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 T_s}{\partial \xi^2} + \left[\frac{1}{r} \frac{1}{F-1} + \frac{1}{R_s} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \phi^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right] \frac{\partial T_s}{\partial \xi} + \frac{1}{R_s} \frac{\partial^2 T_s}{\partial \phi^2} + \frac{2}{R_s} \frac{\partial \xi}{\partial \phi} \frac{\partial^2 T_s}{\partial \xi \partial \phi} \end{aligned} \dots\dots\dots (19)$$

$$\xi=0, \quad T=T_w \dots\dots\dots (20)$$

$$\xi=1, \quad T=T_f \dots\dots\dots (21)$$

ここに、

$$\frac{\partial \xi}{\partial \phi} = -\xi \frac{1}{F-1} \frac{\partial F}{\partial \phi} \dots\dots\dots (22)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial \phi^2} = -\frac{1}{F-1} \left[2 \frac{\partial F}{\partial \phi} \frac{\partial \xi}{\partial \phi} + \xi \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} \right] \dots\dots\dots (23)$$

さらに、液相域での式(13)~(15)は同様にして次のように変換される。

図3 物理面と変換面との対応

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_l}{\partial t} &= \left[\frac{1}{G(\phi', t)^2} + \frac{1}{R_l} \left(\frac{\partial \eta}{\partial \phi'} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 T_l}{\partial \eta^2} \\ &\quad + \left[\frac{1}{r' G(\phi', t)} + \frac{1}{R_l} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \phi'^2} - \frac{U(\phi') Pe_{l,t}}{G(\phi', t)} \sin \phi \right. \\ &\quad \left. - U(\phi') Pe_{l,t} \frac{1}{\sqrt{R_l}} \cos \phi \frac{\partial \eta}{\partial \phi'} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \right] \frac{\partial T_l}{\partial \eta} \\ &\quad - U(\phi) Pe_{l,t} \frac{1}{\sqrt{R_l}} \cos \phi \frac{\partial T_l}{\partial \phi'} + \frac{1}{R_l} \frac{\partial^2 T_l}{\partial \phi'^2} \\ &\quad + \frac{2}{R_l} \frac{\partial \eta}{\partial \phi'} \frac{\partial^2 T_l}{\partial \eta \partial \phi'} \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

$$\eta=1, \quad T=T_f \dots\dots\dots (25)$$

$$\phi'=1, \quad \frac{\partial T_l}{\partial \eta} = 0 \dots\dots\dots (26)$$

ここに、

$$\frac{\partial \eta}{\partial \phi'} = -\eta \frac{1}{G(\phi', t)} \frac{\partial G}{\partial \phi'} \dots\dots\dots (27)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \phi'} = -\eta \frac{1}{G(\phi', t)} \frac{\partial G}{\partial \phi'} \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \phi'^2} = -\frac{1}{G(\phi', t)} \left[2 \frac{\partial G}{\partial \phi'} \frac{\partial \eta}{\partial \phi'} + \eta \frac{\partial^2 G}{\partial \phi'^2} \right] \dots\dots\dots (29)$$

凝固界面における熱バランス式(16)は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \phi} &= \frac{Ste}{Pe_{s,t}} \left(\frac{\phi_0}{R_0} \right) \left[\frac{1}{F(\phi, t)-1} \left\{ 1 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{R_0}{\phi_0} \frac{\partial F}{\partial \phi} \right)^2 \right\} \frac{\partial T_s}{\partial \xi} - \frac{\sigma}{G(\phi', t)} \right. \\ &\quad \left. \times \frac{1}{\cos(\phi_0 \gamma) \cos(\phi_0' \gamma')} \frac{k_l}{k_s} \frac{\partial T_l}{\partial \eta} \right] \end{aligned} \dots\dots\dots (30)$$

2.3 数値解析法 液相域での温度場の解析では、溶湯の温度 T_l が液相線温度 T_L を越えると失われる熱量に相当する潜熱を放出するとする。そのときに固液共存相内の温度 $T=T_L$ は等価比熱法⁽¹³⁾によって修正する。仮定(2)によって固液共存相の比熱は次式のように示される。

$$C_m^* = C_l^* + \frac{L^*}{T_L^* - T_s^*} \dots\dots\dots (31)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} C_m^* &= \frac{C_m}{C_s}, \quad C_l^* = \frac{C_l}{C_s} \\ L^* &= \frac{L}{C_s(T_0 - T_f)}, \quad T_L^* = \frac{T_L}{T_0 - T_f} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (32)$$

以上の計算は、3点の前進差分法を用いて擬非定常(false transient)問題の解として求めた。すなわち初期状態($t=0$)では、凝固界面を仮定し、形状関数 $F(\phi, t)$ および $G(\phi, t)$ を定め、両相の初期温度分布を直線近似で与える。これを初期条件として非定常計算を行い、定常分布の達成を持って解とする。

鋳造材料として Sn-15% Pb を選んで、以下に数値解析を行った。用いた主な計算条件および物性値⁽¹⁴⁾を、

各々表1および表2に示す。

3. 数値解析結果および考察

3.1 溶湯内の温度分布の理論値と実験値の比較

図4(a), (b)は、液相の伝熱を無視した場合($\sigma=0$)と考慮した場合($\sigma=1$)の凝固殻プロフィール、等温線および実験値を示す。 σ が零および1における完全凝固位置Qの h_o^* はロール出口Q'から測って、それぞれ0.2および0.14である。実験値の完全凝固位置Qはロール出口の下流側にある。一方、溶湯の温度 $T_o^*=6.93$ の液相線を比較すると、理論値と実験値は相当な開きがある。これは、実験ではノズル開口部が湯面幅

表1 計算条件

ロール直径	$2R_o$	89 mm
ロール表面温度	T_s	17 °C
湯面の温度	T_o	209, 213 °C
ロール角速度	ω	0.5 ~ 10.5 rad/s
ロール隙間	$2H_o$	0.25 ~ 5.0 mm
湯面からロール出口までの角度	ϕ_o	43 °
湯面の高さ	h_o	30 mm

表2 Sn-15% Pbの物性値⁽¹⁴⁾

熱伝導率(固相域)	k_s	(W/m K)	50.2
"(液相域)	k_l	(W/m K)	21.0
比熱(液相)	C_l	(kJ/kg K)	0.23
密度(固相)	ρ	(kg/m ³)	7200
潜熱	L	(kJ/kg)	38.0
液相線温度	T_l	(°C)	208
固相線温度	T_s	(°C)	183

図4 凝固殻プロフィールおよび液相内の等温線
($2H_o^*=0.073$, $Pe_{s,47.2}$, $T_o^*=7.1$)

に比べて小さいため、注湯時に湯が表面中心からロール方向へ流れ湯面方向の温度分布が形成されるのに対し、計算では、湯面の温度を一様としたことに起因する。

図5は、図4(b)と同じ条件下における、溶湯内部の垂直面O'Q上の温度分布を示す。理論値は実験値もよく一致するが、固液共存相の温度範囲 $T^*=6.1\sim 6.9$ では少し差がみられる。

図6は、図4(b)と同じ条件下における、凝固殻の厚さ $\delta(\phi)$ の理論値および実験値を示す。 ϕ^* が小さいときには実験値は理論値とよい一致を示しているが、 ϕ^* が大きくなると ϕ 方向熱伝導を無視した一次元解⁽¹⁵⁾より二次元解のほうが実験値に近くなる。これに対し、液相の伝熱を考慮した解の場合は、ロール出口付近を除いて実験値とほぼ一致する。鋳造可能条件に影響を与える完全凝固位置の解析では液相の伝熱を考

図5 溶湯内部の垂直断面の温度分布

図6 凝固殻厚さの実験値と理論値との比較

慮する必要があると考えられる。また、液相の対流効果の検討は、攪拌による鋳造製品の品質向上にも密接に関連するとみられ、その解明が重要である。

3.2 鋳造条件による凝固殻厚さと完全凝固位置

図7は、ロールすき間 $2H_0^* = 0.068$ 、初期温度 $T_0^* = 7.1$ の場合におけるロール表面に直角方向の凝固殻厚さ分布を示す。図で完全凝固位置がロール上流側に存在するペクレ数 $Pe_{e,s}$ の範囲は、33.9~101.7である。ロール回転数の増加とともに完全凝固位置はロール下流側に移行することがわかる。

図8は、溶湯の初期温度 $T_0^* = 7.1$ 、ペクレ数 $Pe_{e,s} = 67.7$ におけるロールすき間の変化による凝固殻プロファイルを示す。ロールすき間の増加は凝固殻厚さの成長に大きな影響を及ぼさないことがわかる。また、完全凝固位置はロールすき間の増加とともに下流側へ移動

図7 ロール角速度変化による凝固殻厚さ

図8 ロールすき間変化による凝固殻厚さ

する。

図9は、溶湯の温度 $T_0^* = 8.04$ 、 $\sigma = 1$ のときの完全凝固位置 Q がロール出口 Q' に存在する $Pe_{e,s}$ とロールすき間の関係を示す。これから次の関係式

$$Pe_{e,s} = -4.114 \ln(2H_0^*) + 5.263 \quad \dots\dots\dots (33)$$

が得られた。あるロール直径 $2R_0$ において、求める厚さの板を直接成形するためのロール角速度（すなわち、ペクレ数）は、図9の関係を満足するロール角速度に等しいか、それより低速にする必要がある。すなわち、図9は、連続鋳造の設計上重要である。

本研究の数値計算には、東北大学大型計算機センター ACOS 1000 TSS を利用したものであることを付記し、謝意を表する。

4. 結 言

双ロール式連続鋳造に対して、固・液両相の伝熱を考慮した本格的二次元伝熱解析を行って、凝固特性に及ぼす各鋳造パラメータの影響を明らかにした。得られた主な結果は、次のとおりである。

- (1) 熱電対を用いた温度分布測定法による実験結果は固・液両相部分の伝熱を考慮した二次元解とほぼ一致し、本研究で導入したモデルによる双ロール式連続鋳造の凝固解析法の妥当性が示された。
- (2) 完全凝固位置の正確な計算には、液相側の熱伝達の影響を考慮しなければならない。
- (3) 凝固殻プロファイルはロール回転数によって大きく変化するが、ロールすき間による変化は小さい。
- (4) 与えられたロール直径、および板厚に対する鋳造可能なロール角速度とロールすき間の関係を与える線図を示した。

図9 ペクレ数とロールすき間との関係

終わりに、本研究に対し絶大なる助力をいただいた
本学・玉川規一助手ならびに大学院生・杉崎誠一郎の
両氏に謝意を表する。

文 献

- (1) 北條・ほか4名, 機論, 投稿中.
- (2) Clyne T. W. and Gracia A., *J. Mater. Sci.*, **16**-6 (1981), 1643.
- (3) Pimpitkar S. M. ほか4名, *Proc. 5th. Int. Rapidly Quenched Metals Conf.*, (1984), 95.
- (4) Miyazawa K. and Szekely J., *Metall. Trans., A*, **12**-6 (1981), 1047.
- (5) 小菊・ほか4名, 鉄と鋼, **71**-10 (昭60), A 229.
- (6) 笠間・ほか4名, 文献(5)のA 235 ページ.
- (7) Geiger G. H. and Poirier D. R., *Transport Phenomena in Metallurgy*, (1980), 329, Addison-Wesley Pub., Comp.

- Inc.
- (8) 西岡・ほか5名, 文献(5)のA 241 ページ.
- (9) Kroeger P. G. and Ostrach S., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **17**-10 (1974), 1191.
- (10) Siegel R., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **21**-11 (1978), 1421.
- (11) Ohnaka I. and Kobayashi K., *Trans. of the Iron & Steel Inst. of Japan*, **26**-9 (1986), 781.
- (12) Saitoh T., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **100**-2 (1978), 294.
- (13) Stanek V. and Szekely J., *Metall. Trans., B*, **14**-3 (1983), 487.
- (14) United States Government Print Office 編, *Liquid Metal Handbook (2nd ed.)*, (1952), 187.
- (15) 姜, 東北大学博士学位論文, (昭62-3) .

討 論

〔質問〕 竹内 栄一

〔新日本製鐵(株)製鋼研究センター〕

(1) 一般に連铸鋳型の銅板表面温度はメニスカス近傍で鋳造方向および銅板厚み方向に強い分布を持っており、その値は鋳造速度や鋳型銅板材質等によって大きく変化する。双ロール法においては一般の連铸鋳型とは条件が大きく異なっているのは当然であるが、凝固区間において銅板表面温度を一定とした根拠はなにか。

(2) 凝固シュルと銅板表面間の熱的抵抗を無視した理由はなにか。

(3) 双ロール熱解析に境界固定法を用いるメリットはなにか。

(4) $u(\phi)$ はどのようにして決めるのか、またその妥当性についての見解をお聞きたい。

〔回答〕 (1) ご指摘のとおり、一般に、ロール表面温度 T_w は、鋳造方向に沿って変化し、また鋳造速度や冷却側の熱伝達率によって変わると考えられるが、ここでは第1近似として一定とおいた、 T_w = 一定の場合、簡単な解析から鋳造初期における凝固厚さ F は次式で表される。

$$F = \frac{2k_R T_w}{\sqrt{\pi a \rho L}} \sqrt{t} \quad \text{..... (i)}$$

ここに、 a は温度伝導率、 k_R は、ロール材の熱伝導率、 L は凝固潜熱、 t は時間である。図6に示すように本実験結果は、おおよそ、式(i)の関係に近く、初期段階で温度一定の条件を満たすと考えられる。

なお、 $T_w = Kt$ (K : 定数) の場合の結果は、

$$F = \frac{4}{3} \frac{k_R K}{\sqrt{\pi a}} t^{3/2} \quad \text{..... (ii)}$$

で表され、下に凸の曲線となり図6の結果とほど遠い結果を与える。

また、準定常近似が成立するとしたとき表面温度 T_s は

$$T_s = \frac{T_f + \frac{k_R F}{k_s \delta} T_w}{1 + \frac{k_R F}{k_s \delta}} \quad \text{..... (iii)}$$

で与えられる。これから、 $F = 1.62 \text{ mm}$, $\delta = 4 \text{ mm}$ の場合、 $T_s \cong 56^\circ\text{C}$ となり表面温度は 56°C を越えないと推定される (ただし、これはあくまでも近似値である

Comparison between calculated and experimented values for solidified shell thickness.

付図1 連続式を考慮した場合の結果(実線)と解析結果(2点鎖線)との比較

が…。ただし、上式中、 T_f は固相線温度、 T_w は冷却面温度、 δ はロール材厚さ、 k_s は、固相の熱伝導率である。

今後、ロールの熱伝達を含む解析を行う予定である。

(2) ご指摘のとおり、凝固殻とロール表面間の熱抵抗が存在すると考えられるが、ご承知のとおり、現在のところ、その理論は未確定であって、本解析では割愛せざるを得なかった。熱抵抗の問題は、両者間の接触圧力や材質、熱流の方向などが関与しその解析は極めて複雑である。

(3) 境界固定法(BFM)は、比較的単純な幾何学系を有する二次元凝固・溶融の問題に対して提示され

た方法でこれまで内外でよく用いられている。本研究の凝固問題は、凝固界面形状が比較的単純で、本手法が効果的に適用できる典型例であることからBFMを採用した。BFMは、液相の流れを伴う問題にも適用できるほか、精度もよく、また滑らかな界面形状が得られる利点も合わせ持っている。

(4) 速度 $U(\phi)$ は、厳密には浮力項を加味した運動方程式と連続式を解いて求める必要があるが、ここでは第1近似として質量流量一定の近似のもとに算出した。付図1には、著者らが最近別に行った連続式を考慮した解析の結果との比較を示すが、その差違は小さい。通常の連続鋳造でも対流効果が小さいことがKroeger-Ostrach⁽⁹⁾により指摘されている。