

# 連続铸造用浸漬ノズル内に 旋回流を持つ吐出流れの数値解析

横谷 真一郎\*・Richardo Westhoff\*<sup>2</sup>・浅古 豊\*<sup>3</sup>・原 茂太\*<sup>4</sup>・Julian Szekeley\*<sup>2</sup>

Numerical Analysis of Immersion Nozzle Outlet Flow Pattern through  
Using Swirling Flow in Continuous Casting

Shinichiro YOKOYA, Richardo WESTHOFF, Yutaka ASAKO, Shigeta HARA and Julian SZEKELY

**Synopsis :** A new method obtaining a low and uniform velocity distribution at the immersion nozzle outlet was developed imposing a swirling flow pattern at the entrance region of a divergent nozzle in the preceding paper. Results of the water model are in good accordance with those calculated using a turbulent  $k-\epsilon$  model. In addition, the mechanism for obtaining the uniform flow pattern at the nozzle outlet was correlated with the flow pattern of the nozzle and the swirl strength. Those results show that by changing the strength of the swirl motion in the pouring tube of an immersion nozzle, it is easy to control the flow pattern and the direction of the flow at the nozzle exit. A same numerical investigation was also done for a molten steel system in which swirl is generated by a rotating magnetic field imposed on the pouring tube. Such an effect of the swirling can provide a uniform and low velocity flow of molten steel at the nozzle outlet, which is very desirable for continuous casting purpose.

**Key words :** continuous casting ; mold ; velocity distribution ; rotating magnetic field ; numerical analysis ;  $k-\epsilon$  model.

## 1. はじめに

最近のビレット、ブルーム、スラブなどの高速連続铸造時における関心はノズルから吐出する溶鋼流れの挙動とモールド内における流れの解析に関する研究に向けられている<sup>1)~5)</sup>。このプロセスにおける重要なことは介在物を表面に浮上させることと、回転攪拌による一様な品質の鋼塊の製造と溶鋼のスーパーヒートの除去にある。著者らは浸漬ノズル吐出において低速かつ一様な噴流速度を発生させる新しい方法を提案し、水モデルによりその有用性を確認した。その方法は旋回羽根を用いて注入管の流れに旋回を与えることである<sup>6)7)</sup>。出口側に対向面を持つ拡大ノズルでは一様な低い噴流速度がノズル出口で得られ、旋回を与えることにより出口の最大速度は旋回のない場合に比較して20%まで減少することを示した。本研究は水モデル実験を $k-\epsilon$ モデルに基づく数値解析で再現し、さらに実機実験の困難である溶鋼流れに適用できる可能性を計算シミュレーションにより確認するものである。

## 2. モデル

前報の水モデルによる実験結果を検証するための拡大管

型ノズルの解析モデルをFig. 1に示す。拡大管の形状は前報

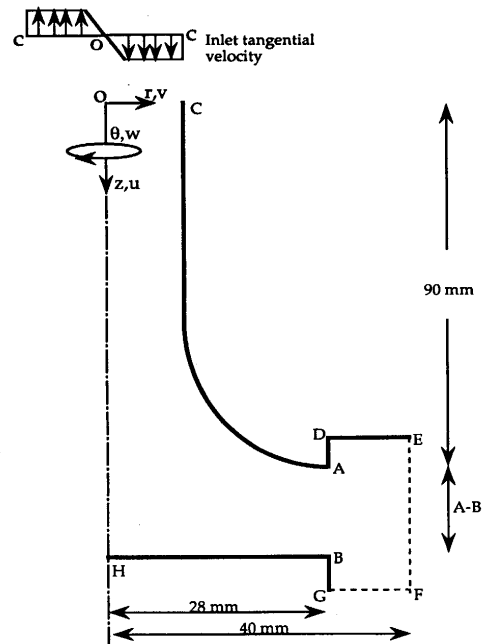


Fig. 1. Schematic of divergent nozzle having swirling flow at the entrance impinging on an "opposite face" which is placed to turn the flow radially outward at the nozzle exit. Only one side of the axial-symmetric nozzle is shown.

平成6年1月24日受付 平成6年7月8日受理 (Received on Jan. 24, 1994; Accepted on July 8, 1994)

\* 日本工業大学 (Nippon Institute of Technology, Miyashiro-cho Minamisaitama-gun Saitama-ken 345)

\* 2 Materials Science and Engineering, Massachusetts Institute of Technology

\* 3 東京都立大学工学部 (Faculty of Engineering, Tokyo Metropolitan University)

\* 4 大阪大学工学部 (Faculty of Engineering, Osaka University)

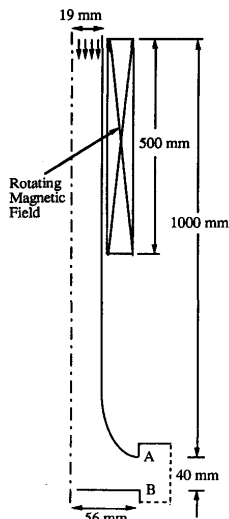


Fig. 2. Schematic of a divergent nozzle with flow stirred by a rotating electromagnetic field. Only one side of the axi-symmetric nozzle is shown.

の実験で用いたものと同じで、直管部の半径は9 mm、拡大部は半径60mmの円弧である。図中の実線は固体壁で、破線は計算上の流境界である。流れはノズル入口o-cにおいて周方向速度成分をもって流入し、ノズル吐出口より流体中に流出する。なお、本解析では流境界を図中のE,F,Gの位置としているので、浸漬深さの影響を考慮した場合と同等の有効性を持っていることを計算により確認した。Fig. 2は実際に溶鋼に旋回を与える場合を想定した拡大管型ノズルのモデルである。この場合にはノズル直管部において管外側より回転磁場を与え溶鋼に旋回を与えることを考えた。拡大管型ノズルの形状は、直管部の半径19mm、直管部長さ930mm、拡大部は半径90mmの円弧である。

2・1 支配方程式

時間平均した一般従属変数を $\phi$ とすると、軸対称円柱座標系における一般保存方程式は、非圧縮性流体に対して次式で表わすことが出来る。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r(\rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r}) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ (\rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z}) \right] = S_\phi \tag{1}$$

ここで、 $\phi$ は $u, v, w, k, \epsilon$ に対応する。連続の式、および各保存式の一般有効拡散係数 $\Gamma$ および生成項 $S_\phi$ をTable 1に示す。

境界条件は

ノズル入口： $u = 2 \text{ m/s}, v = 0,$

$$w = (r/r_o) \bar{w} \quad (r \leq r_o = 1 \text{ mm}), \quad w = \bar{w} \quad (r \geq r_o)$$

$$k = 1.5(u'^2 + w'^2), \quad \epsilon = C_\mu k^{3/2} / (0.07 r_{in})$$

ここに、 $u', w'$ は乱流速度変動でそれぞれ平均流速の10%とした。 $r_{in}$ はノズル入口半径である。

対称軸上： $\partial u / \partial r = \partial v / \partial r = \partial w / \partial r = \partial k / \partial r = \partial \epsilon / \partial r = 0$

計算領域出口： $p = \text{一定}, \partial k / \partial n = \partial \epsilon / \partial n = 0,$

Table 1. Conservation equation and turbulence model constants.

Conservation of	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Mass	1	0	0
Axial momentum	$u$	$\mu_e = \mu_l + \mu_t$	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu_e \frac{\partial v}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}) + F_z$
Radial momentum	$v$	$\mu_e$	$-\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{2\mu_e v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu_e \frac{\partial v}{\partial r}) + \frac{\rho w^2}{r} \frac{\partial}{\partial z} (\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}) + F_r$
Tangential momentum	$w$	$\mu_e$	$-\frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_e r w) + F_\theta$
Turbulent kinetic energy	$k$	$\mu_e / \sigma_k$	$G - \rho \epsilon$
Turbulent dissipation rate	$\epsilon$	$\mu_e / \sigma_\epsilon$	$\frac{\epsilon}{k} (C_1 G - C_2 \epsilon)$

Notes:

- (1)  $\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \epsilon$
- (2) Turbulence model constants are assigned the following values:  $C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3$
- (3)  $G = 2\mu_e \left\{ \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{v}{r} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right)^2 \right] \right\}$
- (4) Components of electromagnetic force<sup>9)</sup>:  $F_z = 0, F_r = -\frac{1}{8} B_0^2 \left( \omega - \frac{w}{r} \right)^2 \sigma^2 \mu_0 r^3, F_\theta = \frac{1}{2} B_0^2 \left( \omega - \frac{w}{r} \right) \sigma r$

$$\partial u / \partial n = \partial v / \partial n = \partial w / \partial n = 0$$

ここに、 $n$ はEFGに垂直な法線ベクトルである。

また壁面上の速度および $k, \epsilon$ についてはLaunder-Spalding<sup>9)</sup>が提案した壁関数の扱いを適用した。すなわち、壁に最も近接した格子点に対し、

$$\partial k / \partial n = 0, \quad \epsilon = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / xy$$

計算にはコントロール・ボリューム法による離散化と圧力補正法による速度と圧力の結合をおこなっている流動計算汎用ソフトウェア<sup>10)</sup>を用いた。計算に用いた格子数は軸方向47、半径方向32である。繰り返し計算の収束判定には $u, v, w$ の相対変化が0.1%以下を用いた。

3. 計算結果

3・1 ノズル入口において旋回のある場合

Fig. 3 ~ Fig. 6はノズル吐出口A-Bにおける半径方向速度分布の計算結果と水モデル実験結果の比較を示したものである。これらはノズル入口における軸方向の平均流速が2 m/sの結果で、Fig. 3, Fig. 5は旋回のない場合の、Fig. 4, Fig. 6は旋回のある場合の結果である。また、Fig. 3, 4はノズル出口12mm, Fig. 5, 6は22mmの結果である。図中のスワール数はDilawari<sup>11)</sup>の定義に従い、圧力項を無視した次式で定義した。

$$Sw = 2 \bar{w} / 3 \bar{u}$$

ここで、 $\bar{u}$ はノズル入口平均流速、 $\bar{w}$ はノズル入口における

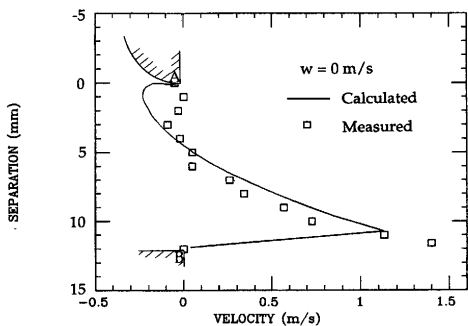


Fig. 3. Comparison between the calculated (solid line) and experimentally measured (symbols) profiles of the radial velocity at the nozzle outlet, with the swirl strengths denoted by the inlet tangential velocity,  $w=0\text{m/s}$  with an inlet mean axial velocity,  $2\text{m/s}$ . (A-B=12mm)

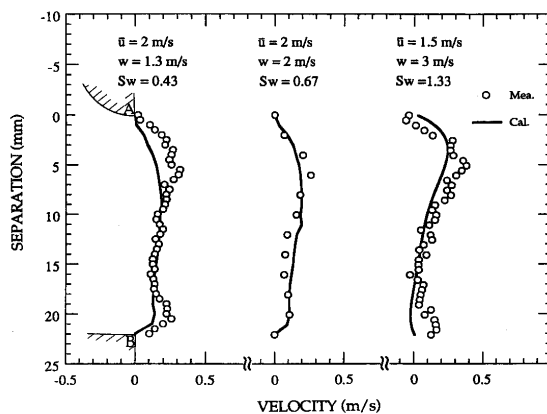


Fig. 6. Comparison between the calculated (solid line) and experimentally measured (symbols) profiles of the radial velocity at the nozzle outlet, with the swirl strengths denoted by the inlet tangential velocity,  $w$  for the case:  $\bar{u}$ , mean velocity through the tube and  $S_w$ , swirl number. (A-B=22mm)

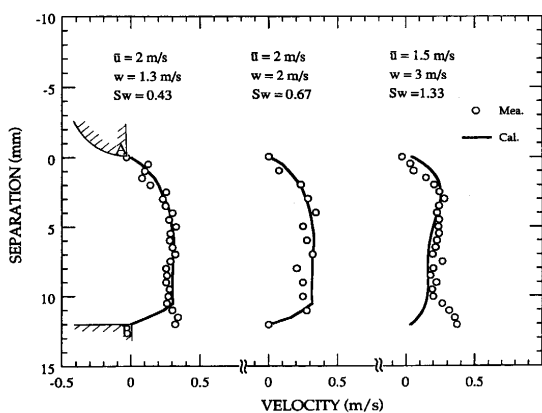


Fig. 4. Comparison between the calculated (solid line) and experimentally measured (symbols) profiles of the radial velocity at the nozzle outlet, with the swirl strength denoted by the inlet tangential velocity,  $w$  for the case:  $\bar{u}$ , mean velocity through the tube and  $S_w$ , swirl number. (A-B=12mm)

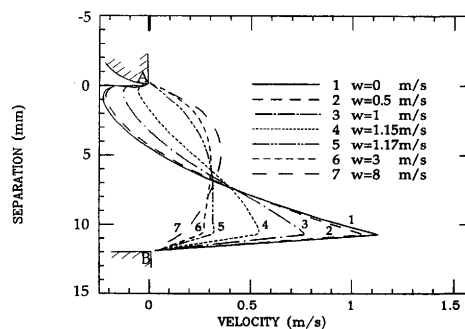


Fig. 7. Calculated profiles of the radial velocity for several different swirl strengths, denoted by the inlet tangential velocity,  $w$  with an inlet mean axial velocity,  $2\text{m/s}$ . (A-B=12mm)

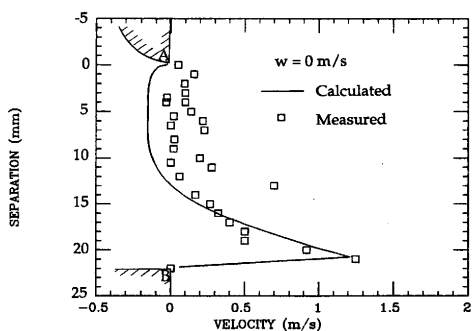


Fig. 5. Comparison between the calculated (solid line) and experimentally measured (symbols) profiles of the radial velocity at the nozzle outlet, with the swirl strengths denoted by the inlet tangential velocity,  $w=0\text{m/s}$  with an inlet mean axial velocity,  $2\text{m/s}$ . (A-B=22mm)

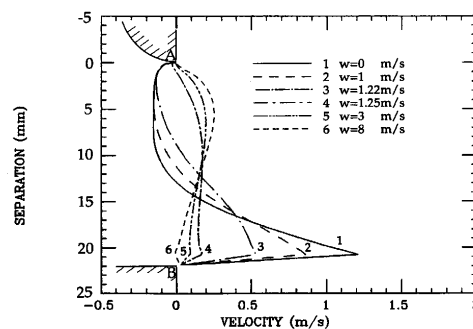


Fig. 8. Calculated profiles of the radial velocity for several different swirl strengths, denoted by the inlet tangential velocity,  $w$  with an inlet mean axial velocity,  $2\text{m/s}$ . (A-B=22mm)

平均回転速度(以下, Fig. 3-10, 12では $w$ )を示す。

旋回のない場合(Fig. 3, Fig. 5), 対向面から6mm以内に速度の速い領域が形成され, 不均一な速度分布が見られる。また, ノズル吐出口A近傍に, 逆流がみられる。これは

ノズルの拡大による流れの剥離に起因するものである。一方, 旋回のある場合(Fig. 4, Fig. 6), ノズル吐出口A-Bにおいて様な速度分布が得られている。計算の結果と実験結果は, スワール数が0~1.33の範囲では良く一致している。Fig. 7, 8はFig. 3~6の計算結果をまとめたもので, 旋回強さがノズル吐出口の半径方向速度分布におよぼす影響を示したものである。Fig. 7はノズル吐出口間隔12mm, Fig. 8は22mmの結果である。旋回強さ $w$ が1.17m/s(12mm

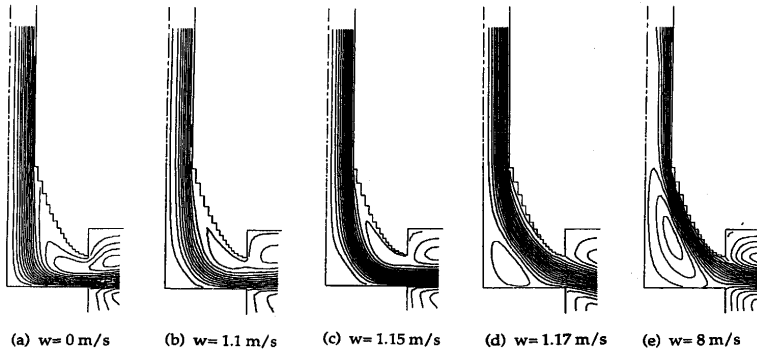


Fig. 9. Flow pattern in the nozzle illustrated by the stream lines for a range of swirl strengths, denoted by the inlet tangential velocity,  $w$  with a mean axial velocity of 2m/s.(A-B=12mm)

の場合), 1.25m/s(22mmの場合)以上になるとほぼ均一な速度分布が得られる。しかし, 旋回強さ $w$ を更に増加させても速度分布はあまり変化しない。なお, ノズル吐出口間隔が22mmの場合, 対向面から離れるに従い流速がわずかに増加する傾向が見られる。吐出口間隔12mmと22mmの結果を比べると22mmの吐出速度の最大値は12mmの場合のその約70%である。

Fig. 9はノズル内の流線の様子を示したもので, 条件はFig. 7に対応している。入口の旋回強さ $w$ が0~1.15m/sの範囲では流れのパターンはほぼ類似で, Fig. 9(a)の場合, 流れは対向面に当たって急激に曲げられ, その後対向面に沿って流れ, 吐出口より流出する。旋回強さ $w$ が小さい場合には, ノズルの壁面で流れが剥離し, ノズル吐出口から流入する逆流が生じている。これに対し, 旋回強さ1.17m/s(d)の場合は, 旋回強さは(c)の1.15m/sよりわずかに大きいだけではあるが, 流れのパターンは大きく異なり, 壁面上の剥離は消え, 流れはノズルの吐出口から一様に流出している。Fig. 9(e)に見られるように, 旋回強さ $w$ が8m/sに達すると, 対向面上に形成される渦は大きく発達する。すなわち中心線近傍の渦は旋回強さの増大とともに大きくなるので流れは壁に押しつけられるようにして吐出口より流出する。Fig. 10は吐出口間隔が22mmの場合のノズル内の流れの様子を示

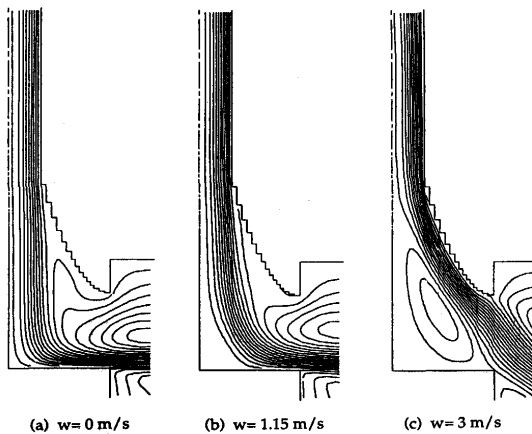


Fig. 10. Flow pattern in the nozzle illustrated by the stream lines for a range of swirl strengths, denoted by the inlet tangential velocity,  $w$  with a mean axial velocity of 2m/s.(A-B=22mm)

したものである。流線と旋回の強さとの関係はノズル吐出口間隔が12mmのものと同様の傾向を示している。Fig. 11(a)に乱れの強さの等高線プロットを(b)に散逸の等高線プロットを示す。それらはノズルが拡大した直後に最大値をとっている。Fig.12はノズル吐出口における周方向速度で, ノズル出口間隔12mm, ノズル入口旋回強さ $w$ が0~8m/s

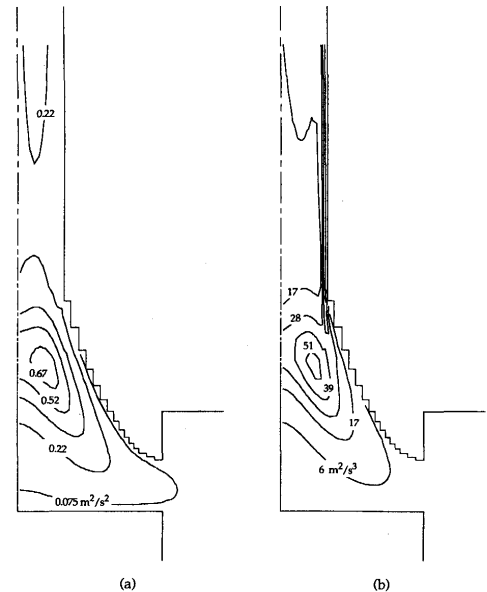


Fig. 11. Contours of the (a) turbulent kinetic energy ( $m^2/s^2$ ) and (b) turbulent energy dissipation ( $m^2/s^3$ ) in the nozzle for the case; inlet mean axial velocity, 2m/s and inlet tangential velocity, 3m/s.(A-B=12mm)

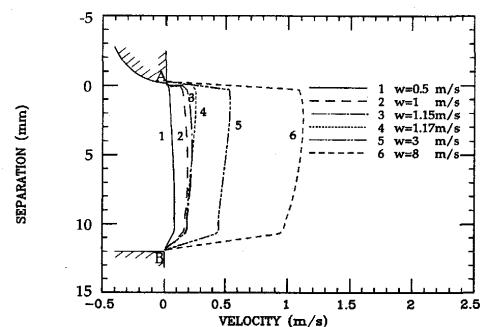


Fig. 12. Calculated profiles of the tangential velocity for several different swirl strengths, denoted by the inlet tangential velocity,  $w$  with a inlet mean axial velocity, 2m/s.(A-B=12mm).

の結果である。ノズル出口の周方向速度は高さ方向にほぼ一様で、ノズル入口において与えた旋回速度の約6分の1から10分の1である。

3・2 回転磁場を用いて旋回を与えた場合の流れの制御

ここでは水モデルをはなれ、実際の溶鋼流れに回転磁場  $B_0$  を作用させて、旋回を与えた場合の計算結果を示す。この計算に用いた溶鋼の物性値をTable 2 に示す。ここで示される溶湯はFig. 2 で示される回転磁場強さ  $B_0$  を用いて駆動される。

直管部分

Fig.13(a) は軸方向の各位置における周方向速度の半径方向分布を、(b) は軸方向速度の半径方向分布を示したものである。周方向速度は軸上で零で、半径方向におおきくなり、管壁で再び零になる。周方向速度は回転磁場が作用する領域で増大しているが、その作用しない下流域では粘性によりわずかに減少している。一方、軸方向速度は旋回強さが直管の前半部(ノズル入口から500mm以内)で強まるにつれて乱流型速度分布(偏平な速度分布)から層流型速度分布(放物線状速度分布)に変化する様子がみられ、これはHiraiらの報告<sup>12)</sup>と一致する。更に下流に行くに従って最大速度位置が遠心力によってノズル壁側に近づいている。従って、回転磁場が作用する場合には、下流に流れるにつれて、回転軸上の軸方向速度は減速し、逆にノズル壁近傍で増加した、いわゆる“凹型”の速度分布形状となる。

ノズル吐出口

Fig.14はノズル吐出口における(A-B=40mm)半径方向速度分布を示したものである。磁場の強さ  $B_0$  を0から190mT迄増大させると、吐出口速度分布はほぼ一様な分布になる。

Table 2. Fluid properties used in the calculation.

		Water	Steel
Viscosity	$\mu$ (kg/m-s)	0.001	0.006
Density	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1000	7200
Electrical conductivity	$\sigma$ (ohm-m)		$7.14 \times 10^5$

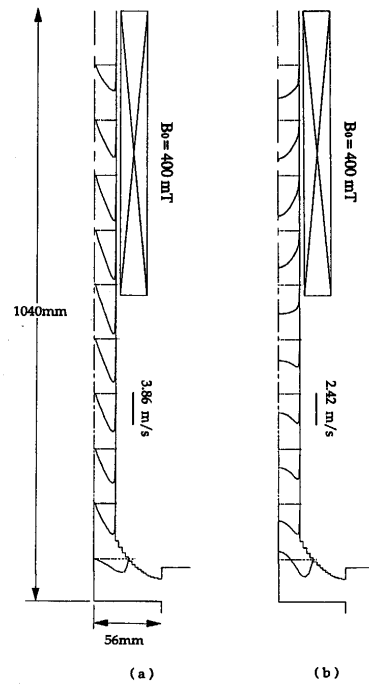
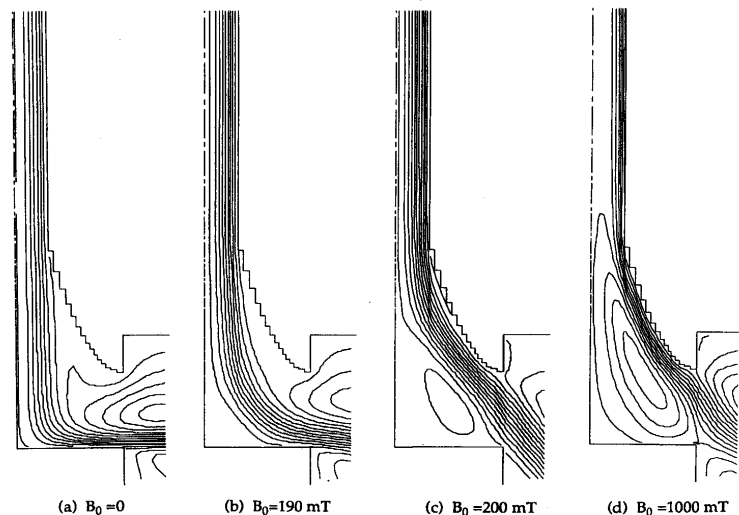


Fig. 13. Radial profiles of the (a) tangential velocity and (b) axial velocity at several axial positions, illustrating flow development due to the magnetic field with a inlet mean axial velocity, 2m/s.

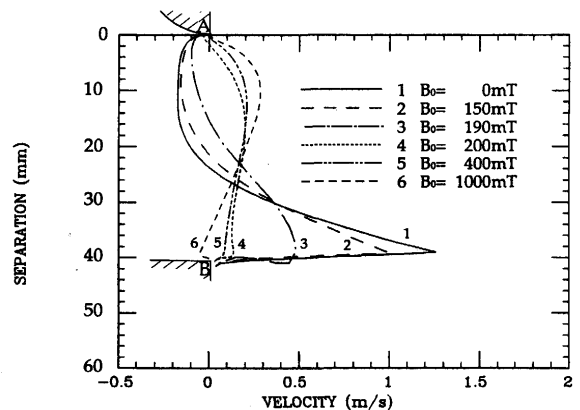


Fig. 14. Calculated profiles of the radial velocity for several different magnetic field strengths, denoted by  $B_0$  with an inlet mean axial velocity, 2m/s.(A-B=40mm).

Fig. 15. Flow pattern in the nozzle with a mean axial velocity of 2m/s, illustrated by the stream lines for a range of electromagnetic field strengths, denoted by  $B_0$ .(A-B=40mm)

しかしながら、200mT以上では磁場を増加させても速度分布はほとんど変化しない。

Fig.15はFig.14に対応した流線分布で、その傾向は水モデルの結果に類似している。すなわち、弱い磁場の場合の流れはノズル壁から剥離し、対向面に衝突後方向を変え、対向面に沿って流出する。磁場を強くし、200mTにすると、流れは大きく変化する。200mT以上になると、流れはノズル壁に沿って流れるようになり、対向面上に大きな渦が形成される。この渦の循環量は磁場の増大とともに増えている。以上の結果より旋回磁場を増加させると、流れはノズル壁に沿って流れ、ノズル吐出口よりほぼ様な速度分布をもって流出する。そのため、半径方向速度の最大値はかなり低下する。回転磁場によって流れに旋回を与えたときも、水モデルのように旋回羽根のようなもので旋回を与えた場合も、同じメカニズムによりノズル吐出口における速度は一樣になり、吐出最大速度は低下する。

#### 4. 結論

連続鋳造用ノズル入口に旋回のある流れを与えた場合のノズル内の流れを $k$ - $\epsilon$ モデルを用いて数値解析し、評価した。計算結果は水モデルの実験結果を良く再現している。流れに旋回を与えるとノズル吐出口において様な吐出流れが得られ、その最大速度は著しく低下した。ついで、この方法を注入管内部の溶鋼流れに適用した。すなわち、管の外部より注入管内の溶湯に回転磁場を掛け、その磁場の強さをコントロールすることで、ノズル吐出口における速度分布を制御出来ることを明らかにした。

その機構は次の通りである。旋回強さの増大とともに、流れの曲率半径および流れの幅が大きくなって、ある旋回強さを越えるとフローパターンが急変する。すなわち、曲壁における剥離が消え、ノズル曲壁に沿う、ノズル吐出口一杯になって流出する様な吐出流れとなる。つまり、その半径方向速度はかなり均一となり、その最大値は旋回を掛けない場合に比較して著しく低下している。すなわち、注入管流れの旋回強さを変化させることで、ノズルの吐出フローパターンを定量的に制御出来ることを明らかにした。

#### 記号

- $\rho$  : 密度  
 $p$  : 静圧  
 $z, r, \theta$  : 軸, 半径, 周(接線)方向座標  
 $u, v, w$  : 軸, 半径, 周(接線)方向時間平均速度  
 $u', v', w'$  : 軸, 半径, 周(接線)方向変動速度  
 $\bar{w}$  : ノズル入口平均旋回(周方向)速度  
 $\dot{G}$  : 乱流エネルギー生成項  
 $k$  : 乱流エネルギー  
 $\epsilon$  : 乱流エネルギー逸散率  
 $\mu_t, \mu_t$  : 層流, 乱流粘性  
 $B_0$  : 磁場の振幅  
 $F_z, F_r, F_\theta$  :  $z, r, \theta$ 方向電磁力  
 $\omega$  : 電流の角速度(100 $\pi$ /s)  
 $\mu_0$  : 透磁率(1.256 $\cdot 10^{-6}$ H/m)

#### 文 献

- 1) 斎藤健志, 山崎久生, 野崎 努, 日和佐章一, 小口征男: 材料とプロセス, 2 (1989), p.299
- 2) I. Hoshikawa, M. Kimura, Y. Kaihara, K. Tanikawa, H. Fukumoto and K. Ayata: Pro. of 6th Int. Iron and Steel Cong., ISIJ, Nagoya, (1990), p.309
- 3) N. Bessho, R. Yoda, H. Yamasaki, T. Fujii, T. Nozaki and S. Takatori: Pro. of 6th Int. Iron and Steel Cong., ISIJ, Nagoya, (1990), p.340
- 4) K. Takatani, K. Nakai, N. Kasai, T. Watanabe and H. Nakajima: Pro. of 6th Int. Iron and Steel Cong., ISIJ, Nagoya, (1990), p.430
- 5) H. Tozawa, S. Takeuchi, T. Sakuraya and T. Fujii: Flow Control of Molten Steel in Continuous Casting Mold by Static Magnetic Field, Ed. by J. Szekely, J. W. Evans, K. Blazek and N. Elkaddah, The Minerals, Metals & Materials Society, (1991), p.215
- 6) S. Yokoya, Y. Asako, S. Hara and J. Szekely: ISIJ Int., 34 (1994) No.11掲載予定
- 7) 横谷真一郎, 浅古 豊, 原 茂太, 松木正勝: 材料とプロセス, 6 (1993), p.1158
- 8) K.-H. Spitzer, M. Dubke and K. Schwerdt feger: Metall. Trans., 17B (1986), p.119
- 9) B. E. Launder and D. B. Spalding: Computer methods Appl. Mech. Eng., 13 (1974), p.269
- 10) Fluent Inc.: FLUENT user's manual version 3.0 March 6, (1990)
- 11) A. H. Dilawari and J. Szekely: Int. J. Heat Mass Transfer, 30 (1987), p.2357
- 12) S. Hirai, T. Takagi and M. Matsumoto: ASME J. of Fluid Engin., 110 (1988), p.424