

電磁制動技術を利用した連鑄鑄型内の溶鋼噴流挙動

岡澤 健介*・沢田 郁夫*・原田 寛*²・藤 健彦*²・竹内 栄一*²

Characteristics of Molten Steel Jet Flow in a Continuous Casting Mold with Electromagnetic Brake Technique

Kensuke OKAZAWA, Ikuo SAWADA, Hiroshi HARADA, Takehiko TOH and Eichi TAKEUCHI

Synopsis : Numerical calculation and mercury model experiment are performed to analyze jet flow under DC magnetic field and it is found that counter flow generated around the jet flow. Both the results of calculation and theoretical analysis show that the distribution of electric current density is an important factor for generating counter flow. It is also predicted from numerical calculation that the counter flow has a great effect on the molten steel flow in the mold, therefore there is a possibility for the counter flow to have a great effect on slab quality.

Key words : DC magnetic field ; numerical analysis ; continuous casting ; jet flow.

1. 緒言

磁場中の導電性流体の流動特性については多くの興味ある現象が見出されており、種々の研究が行われている。たとえば、直流磁場中のダクト内流動では、壁の電導性が流動パターンへ大きな影響を及ぼすことが理論解析¹⁾と計算機解析²⁾の双方から解明されている。またこの系はシンプルであることから理論解析によるアプローチが行い易く、多くの定量解にも恵まれている^{1,3-5)}。

一方連続鑄造プロセスでは、鑄片の品質向上を目的として、ストランド内溶鋼プールに直流磁場を印加して溶鋼流動を制御する技術(電磁ブレーキ技術)⁶⁾が注目されている。しかし、浸漬ノズルから吐出する噴流やこの噴流とともに付与されるアルゴン気泡のために溶鋼ストランド内の流動は大変複雑である。こうした中、直流磁場中の詳細な流動を本質的に理解することは、鑄片品質の向上を企てる上で不可欠である。

本論文では、電磁ブレーキを作用しストレートノズルを用いた鑄型内溶鋼流動の計算機解析結果について述べ、直流磁場中の噴流挙動について理論解析を交え議論する。続いて、鑄型内電磁ブレーキを作用し連鑄鑄型内溶鋼流動に及ぼす鑄型内電磁ブレーキの影響に関して行った計算機解析結果および水銀モデル実験結果を述べる。

2. 数値解析手法

基礎式は以下に示す3式である。

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{u}^* \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{1}{N} \left[\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* \mathbf{u}^* + \nabla^* p^* \right] = \mathbf{j}^* \times \mathbf{B}^* + \frac{1}{M^2} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \dots (2)$$

$$\frac{\partial b^*}{\partial t^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* (b^* + B^*) = (b^* + B^*) \cdot \nabla^* \mathbf{u}^* + \frac{1}{R_m} \nabla^{*2} b^* \dots (3)$$

無次元化した変数は代表速度 u_0 、代表磁場 B_0 、代表長さ L 、密度 ρ 、導電率 σ を用いて、 $\mathbf{u}^* = \mathbf{u}/u_0$ 、 $t^* = tu_0/L$ 、 $p^* = p/\rho u_0^2$ 、 $\mathbf{j}^* = \mathbf{j}/\sigma u_0 B_0$ 、 $\mathbf{B}^* = \mathbf{B}/B_0$ 、 $b^* = b/B_0$ と表される。また、 N 、 M 、 R_m は相互作用係数、ハートマン数、磁気レイノルズ数と呼ばれる無次元数で、以下の様に定義される。

$$N = \frac{\sigma L B_0^2}{\rho u_0} \dots \dots \dots (4)$$

$$M = L B_0 \left[\frac{\sigma}{\eta} \right]^{1/2} \dots \dots \dots (5)$$

$$R_m = L u_0 \sigma \mu \dots \dots \dots (6)$$

(1)式は質量保存の式、(2)式は運動量保存の式(Navier Stokes式)である。(2)式の右辺第2項はローレンツ力を示している。(3)式はオームの法則とアンペールの法則とファラデーの法則から導出される誘導磁場に関する偏微分方程式である⁷⁾。(3)式は誘導磁場の移流拡散方程式と考えることができる。直流磁場下では流動は異方性となるので等方性を仮定している $k-\epsilon$ 法やLES(Large Eddy Simulation)などの乱流モデル⁸⁾は使用せず、直接解法(Direct Simulation)⁹⁾を用いた。本論文では、直流磁場中の噴流挙動について論じ、続いて、鑄型内電磁ブレーキ下での溶鋼

平成9年11月12日受付 平成10年4月2日受理 (Received on Nov. 12, 1997; Accepted on Apr. 2, 1998)

* 新日本製鐵(株)先端技術研究所 (Advanced Technology Research Laboratories, Nippon Steel Corp., 3-35-1 Ida Nakahara-ku Kawasaki 211-0035)

* 2 新日本製鐵(株)プロセス技術研究所 (Process Technology Research Laboratories, Nippon Steel Corp.)

流動へ与える噴流の影響について述べる。しかし、直流磁場中の噴流挙動や鋳型内電磁ブレーキ下における溶鋼流動の解析では、レイノルズ数が 10^5 のオーダーに達し、直接解法の適用範囲を越えるので工夫が必要となる。そこで、動粘性係数を溶鋼の10倍にし、レイノルズ数を 10^4 のオーダーとして解析を行った。内部領域では、レイノルズ数が 10^4 、 10^5 いずれのときも乱流であり、微細な渦挙動は異なってもマクロ流動パターンはほぼ同じである。一方、境界付近では、レイノルズ数が 10^4 のときは 10^5 のときに比べて境界層が厚くなるので、境界層内に多くのメッシュを入れることができ、流れをより正確に解析できる。

微分の離散化には差分法を用い、アルゴリズムはMAC法¹⁰⁾を用いた。非線形項((2)式の左辺第2項)の差分スキームにはQUICK法¹¹⁾を適用し、その他の項には2次精度の中心差分を使用した。

速度の境界条件は、固定壁ではnon-slip、自由表面ではfree-slipとした。直流磁場中の噴流挙動や鋳型内電磁ブレーキ下における溶鋼流動の解析での解析領域の底では自由流出とした。圧力の境界条件は以下の式を使用した。

$$(\nabla P)_\perp = (j \times B)_\perp \quad \dots \dots \dots (7)$$

誘導磁場の境界条件⁹⁾は以下の式を用いた。

$$(\nabla b)_\perp = \frac{\sigma L}{\sigma_w a} (b)_\perp \quad \dots \dots \dots (8)$$

解析した系や領域などの詳細な解析条件は各解析結果のところで記載する。

3. 結果

3・1 ストレートノズルによって得られる直流磁場中の鋳型内溶鋼流動

電磁ブレーキの作用下でストレートノズルを用いた鋳型内溶鋼流動の計算機解析を行い、直流磁場中の噴流挙動について調べた。解析した系は、幅1.050m、厚さ0.25m、深さ5mの溶鋼領域で、引き抜き速度は1.6m/minである。ストレートノズルは湯面下0.2mまで浸漬している(Fig. 1)。直流磁場は厚み方向に印加している。磁場分布は幅方向および厚み方向に均一で、深さ方向のみにFig. 2に示すような分布を持つ。

解析結果として得られた厚み中心の流速ベクトルをFig. 3に示す。Fig. 3より、吐出流周りに逆向きの流れが発生していることがわかる。

3・2 2孔ノズルによって得られる直流磁場中の鋳型内溶鋼流動

下向き45°の2孔ノズルを用いた鋳型内溶鋼流動の直流磁場中の噴流挙動の影響について計算機解析を行った。解析した系をFig. 4に示した。溶鋼領域や引き抜き速度などは前

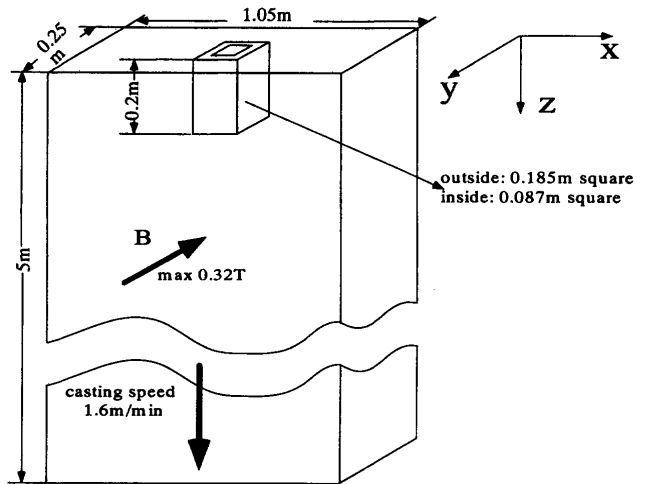


Fig. 1. Numerical conditions for the calculation of jet flow under DC magnetic field.

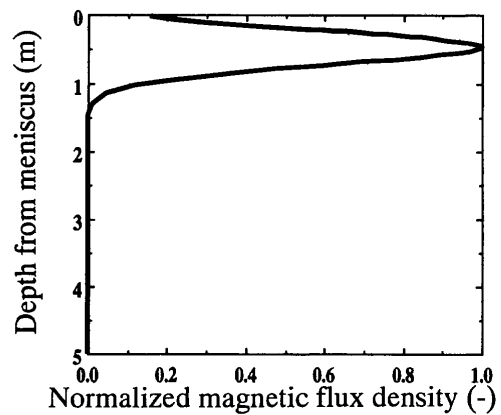


Fig. 2. Distribution of magnetic field in numerical analysis.

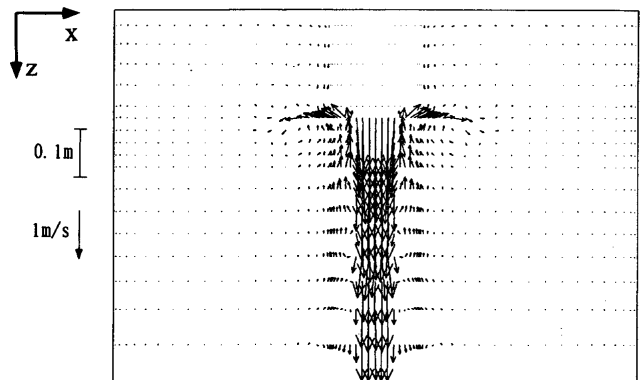


Fig. 3. Velocity field of jet flow under DC magnetic field at the center in the thickness direction.

節の直流磁場中の噴流の解析と同じである。また、直流磁場の分布も前節の解析と同じ磁場分布(Fig. 2)を用いている。Fig. 5には解析の結果得られた磁束密度0T、0.18T、0.32T、0.9Tでの流速ベクトルを示した。ただし、各磁束密度はFig. 2でのmax値(0.5mの位置での値)を示した。Fig. 5より、Fig. 3と同様に吐出流周りに逆向きの流れが存在する

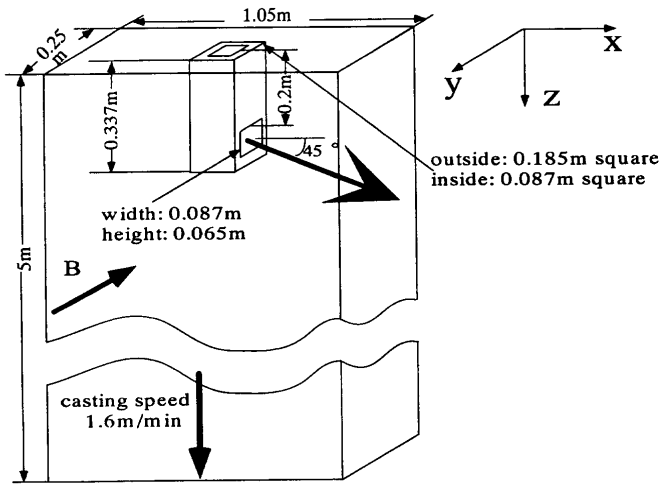


Fig. 4. Numerical conditions for the calculation of molten steel in the mold under DC magnetic field.

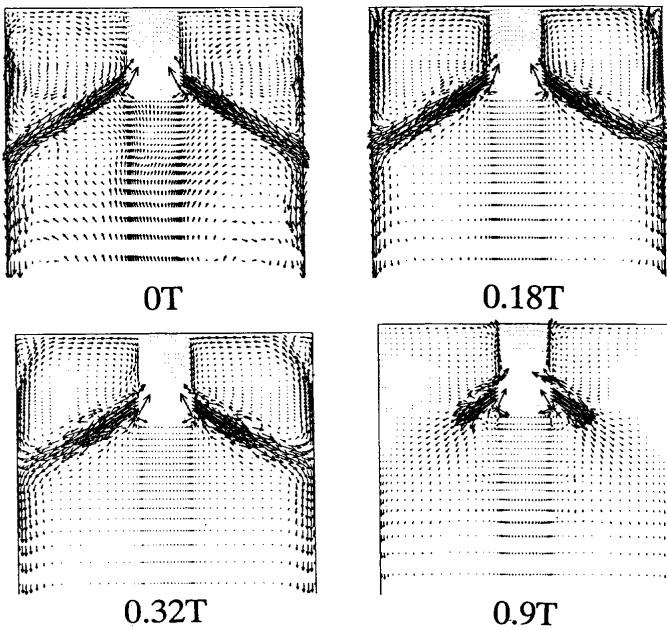


Fig. 5. Velocity field of molten steel in the mold under DC magnetic field at the center in the thickness direction.

ことがわかる。

さらに解析系とほぼ同様な条件での水銀モデル実験を行った。実験に用いた装置¹²⁾と条件をFig. 6とTable 1に示す。また、磁場分布をFig. 7に示す。水銀の流速測定にはVivèsセンサー¹³⁾を使用した。実験結果として得られた吐出流付近の流速分布をFig. 8に示す。

Fig. 8より吐出流周りには逆向きの流れが発生していることがわかる。ただし、Fig. 8では、特に下側の逆向き流れの領域が吐出流の領域より広い。この傾向はFig. 5の傾向とは異なる。流体解析では、逆向き流れを再現するのにメッシュ数が十分でない可能性があり、Fig. 8の傾向の方が現実に近いと推測される。

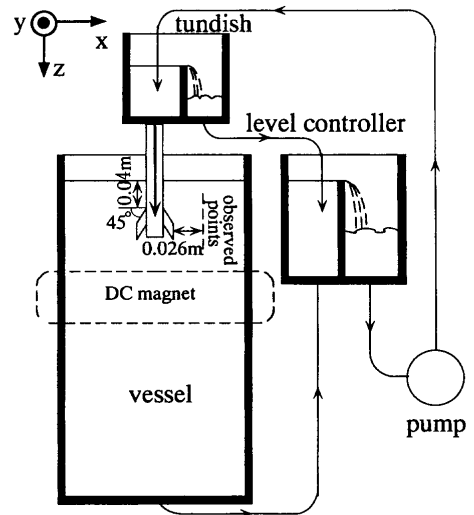


Fig. 6. Experimental apparatus for mercury model simulation.

Table 1. Experimental conditions for mercury model simulation.

flow rate	0.0005 m ³ /s
mercury pool size;	
width	0.6 m
thickness	0.1 m
height	1.5 m

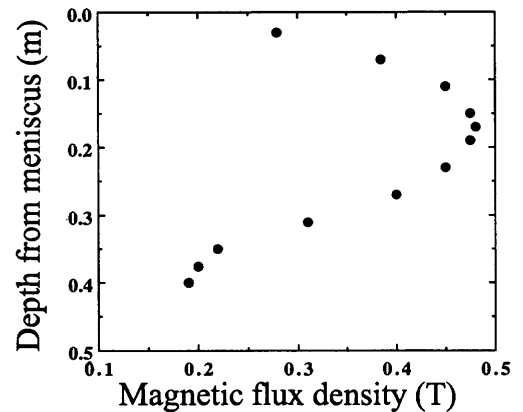


Fig. 7. Distribution of magnetic field in mercury model simulation.

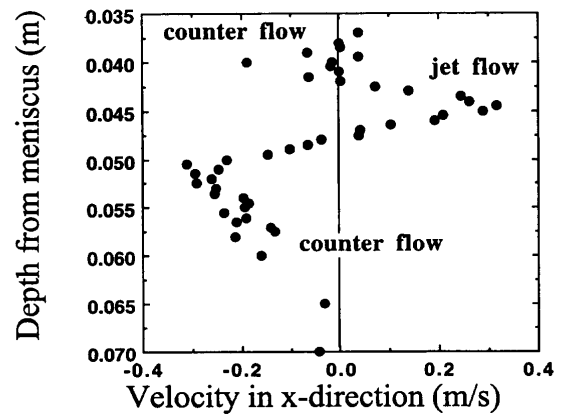


Fig. 8. Velocity profile obtained from mercury model simulation.

以上のことから、(1)直流磁場中の吐出流周囲には逆向き流れが存在し、さらに(2)典型的な鋳型内溶鋼流動に直流磁場を印加したときにもこの逆向き流れが発生することが計算機解析と水銀モデル実験の双方から示されたことになる。

4. 考察

4・1 直流磁場中の噴流および周辺流れ

4・1・1 計算機解析による考察

Fig. 9 に解析の結果得られた噴流と電流の分布を示す。Fig. 9 では直流磁場の制動効果により、0Tでの噴流に比べて0.32Tでの噴流は小さい。また、Fig. 3 やFig. 8 と同様に0.32Tでの噴流周囲に逆向きの流れが形成されている。このとき、電流は噴流領域と逆向き流れの領域を通じて同じ向きであることがわかる。このことから考えられる逆向き流れ発生メカニズムをFig.10に示す。電流と直流磁場が存在するときフレミングの左手の法則に従う向きにローレンツ

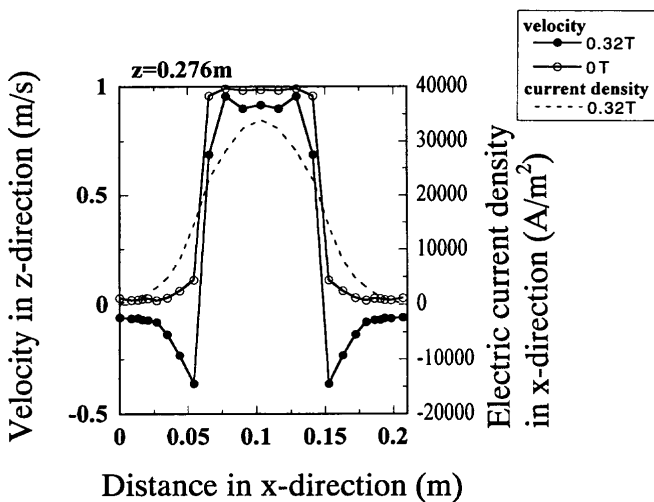


Fig. 9. Distributions of jet flow velocity and electric current density.

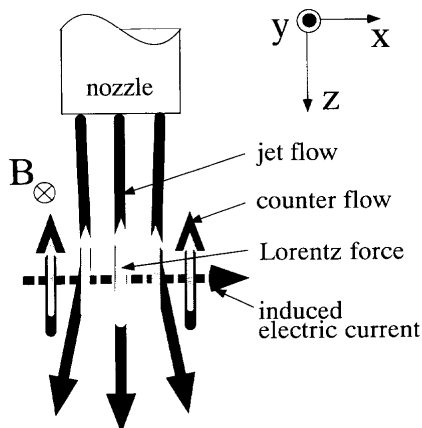


Fig. 10. Schematic illustration of jet flow and effects of magnetic field.

力が発生する。噴流領域では、噴流を制動する向きにローレンツ力(制動力)が発生する。このとき、誘導電流は噴流領域だけでなく噴流周囲まで流れるので、制動力が噴流周囲に及び逆向き流れが発生したものと考えられる。

さらにFig. 9からは、噴流の端よりも中心の方の速度が小さいことがわかるがこの理由については後述する。

Fig.11にはx-y平面上での流速分布図を示す。Fig.11より、逆向き流れは噴流周囲全域ではないことがわかる。Fig.12にはFig.11と同一箇所の電流密度分布を示す。Fig.12より、電流はx方向に噴流を貫通し、噴流周囲に二つのループを形成することがわかる。ここで、ローレンツの左手の法則を適用すると、噴流周囲において制動力が発生するのは、電流が噴流を貫通する前と後の領域であり、この領域はFig.11での逆向き流れの領域と一致する。

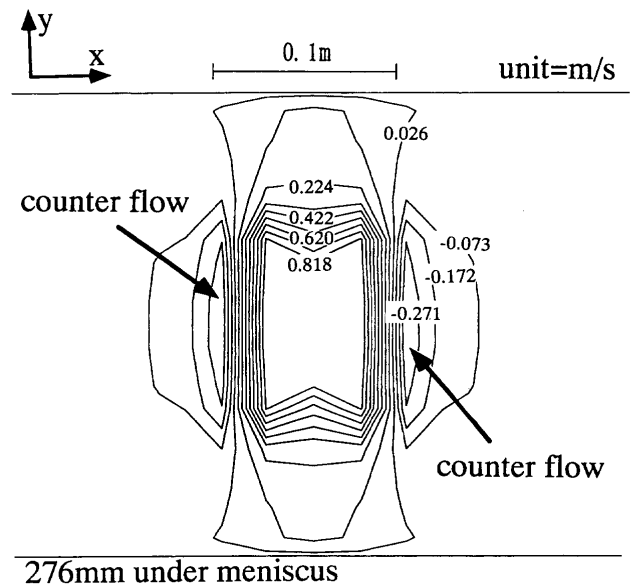


Fig. 11. Jet flow distribution on the x-y plane.

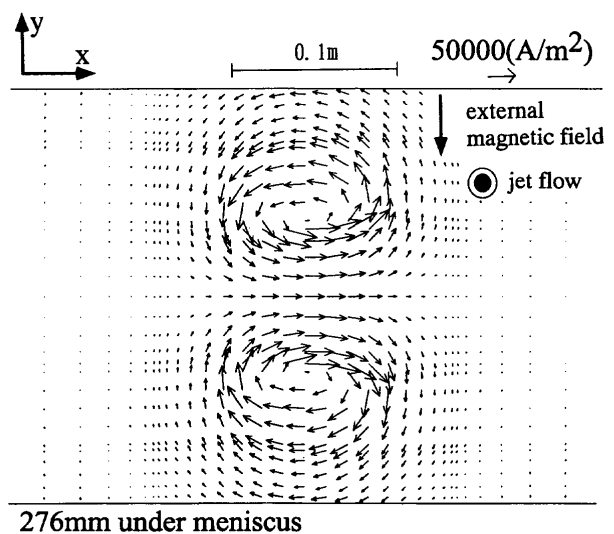


Fig. 12. Electric current density field on the x-y plane.

4.1.2 理論解析による考察

直流磁場中の噴流挙動を摂動法を用いて計算する。直流磁場が存在しないときの軸対称噴流は以下の式で表される¹⁴⁾。

$$u_z = \frac{2 \epsilon c^2}{z(1 + c^2 r^2 / 4 z^2)^2}$$

$$c = \sqrt{3 J / 16 \pi \rho \epsilon^2} \dots\dots\dots (9)$$

座標系はFig. 5 ~ 12と同一のものを使用する。直流磁場が存在する場合の噴流の一次の摂動項は以下のように表される。

$$\frac{\partial u'_z}{\partial z} = \frac{(j \times B)_z}{\rho} \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{u'_z}{\rho u_z^2} = \frac{1}{\rho u_z^2} \int (j \times B)_z dz \dots\dots\dots (11)$$

また、噴流に垂直な速度成分(x, y成分)は噴流速度に比較して小さいので無視した。x, y平面上に発生する電流は以下のように表される。

$$j_x = \sigma \left[-\frac{\partial \phi}{\partial x} + (u \times B)_x \right] \dots\dots\dots (12)$$

$$j_y = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial y} \dots\dots\dots (13)$$

電流の連続式から電位のポアソン方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\frac{\kappa}{\epsilon_0} \dots\dots\dots (14)$$

$$\kappa = \epsilon_0 B \frac{\partial u}{\partial x} \dots\dots\dots (15)$$

(15)式より、噴流速度が勾配を持つことによって電荷が発生することがわかる。(15)式に(9)式を代入し、xで偏微分すると、電荷密度は(-2z/√5c, 0, z), (2z/√5c, 0, z)で最大と最小になることがわかる。さらにこのときの電荷はz²に反比例することもわかる。この簡易モデル化として、(-2z/√5c, 0, z), (2z/√5c, 0, z)に符号が逆の電荷が存在すると仮定する。すなわち、以下のように表される。

$$\kappa = -A \delta(x + 2z/\sqrt{5}c) \delta(y) / z^2$$

$$\kappa = A \delta(x - 2z/\sqrt{5}c) \delta(y) / z^2 \dots\dots\dots (16)$$

この仮定と(12)~(15)式から電流を、さらに(11)式からは速度の摂動項を求めることができ、以下のように表される。

$$y=0, \quad x^2 < 4z^2/5c^2$$

$$j_x = \sigma \left\{ \frac{A(4z^2/5c^2 + x^2)}{2\pi z^2(4z^2/5c^2 - x^2)^2} - \frac{2\epsilon c^2 B}{z(1 + c^2 x^2/4z^2)^2} \right\} \dots\dots (17)$$

$$\frac{u'_z}{\rho u_z^2} = \frac{\sigma B}{\rho u_z^2}$$

$$\int \left\{ \frac{A(4z^2/5c^2 + x^2)}{2\pi z^2(4z^2/5c^2 - x^2)^2} - \frac{2\epsilon c^2 B}{z(1 + c^2 x^2/4z^2)^2} \right\} dz \dots\dots\dots (18)$$

$$y=0, \quad x^2 > 4z^2/5c^2$$

$$j_x = \sigma \left\{ \frac{-2Ax}{\sqrt{5}c\pi z(4z^2/5c^2 - x^2)^2} - \frac{2\epsilon c^2 B}{z(1 + c^2 x^2/4z^2)^2} \right\} \dots\dots (19)$$

$$\frac{u'_z}{\rho u_z^2} = \frac{\sigma B}{\rho u_z^2}$$

$$\int \left\{ \frac{-2Ax}{\sqrt{5}c\pi z(4z^2/5c^2 - x^2)^2} - \frac{2\epsilon c^2 B}{z(1 + c^2 x^2/4z^2)^2} \right\} dz \dots\dots (20)$$

Fig.13, Fig.14にはx軸上での速度プロファイル、電流分布を示す。特にFig.14では電荷分布により発生する電流(以後電荷電流と記す)と誘導電流を分けて載せた。電荷電流は(12)式の右辺の第1項, 誘導電流は(12)式の右辺の第2項である。

本理論解析では、Fig.13, Fig.14に見られるように、速度プロファイルや電荷電流分布は不連続となっており、不連続部分では絶対値は大きく無限大になってしまう。このような非現実的な分布は、不連続部分に局所的な仮想電荷の仮定をしたためである。しかしこれらの計算結果は速度プロファイルや電荷電流分布が不連続であることを除けば直流磁場中の噴流挙動の特徴を定性的ではあるがよく表している。例えばFig.13に示すように噴流中心よりも噴流の端の

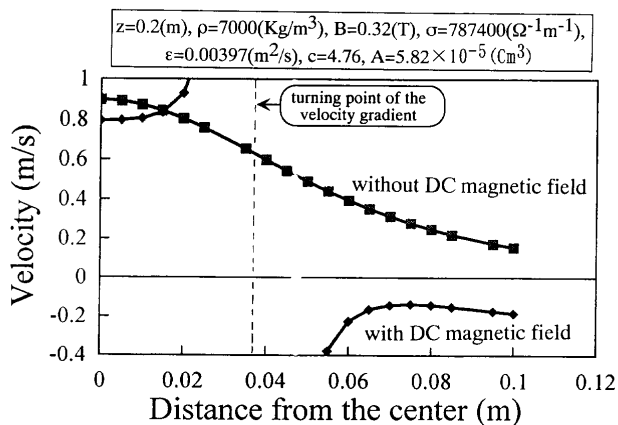


Fig. 13. Velocity profiles of z-component on the x-axis obtained from theoretical analysis.

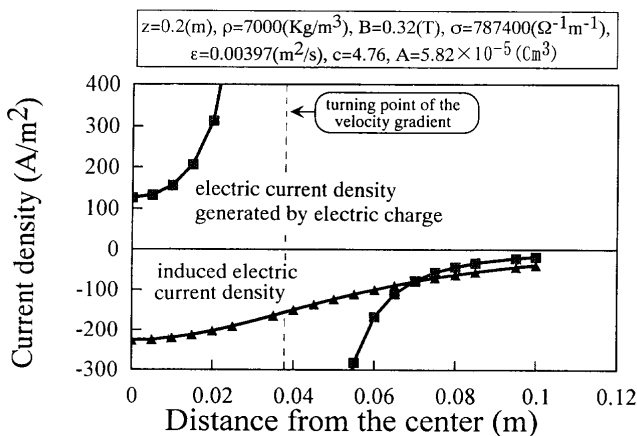


Fig. 14. Electric current densities of x-component on the x-axis obtained from theoretical analysis.

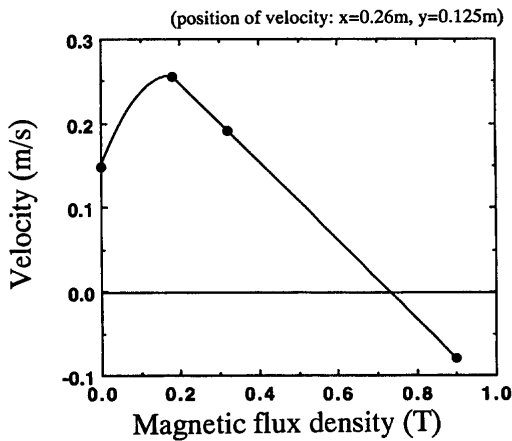


Fig. 15. Change in meniscus velocity with DC magnetic field

方が流速が大きく、その外側に逆向き流れが発生しているという特徴もよく表現されている。さらにこの理論により、電荷電流、誘導電流のそれぞれの電流分布が噴流の速度プロファイルに与える影響を説明することが可能で、Fig.14より噴流中心よりも噴流の端の方の流速が大きいのは電荷電流の分布に起因すること、逆向き流れが発生するのは電荷電流と誘導電流双方の分布に起因することがわかる。

4・2 電磁ブレーキを作用した鋳型内容鋼流れ

直流磁場を作用した鋳型内容鋼では溶鋼流動に関する幾つかの特徴が知られているが^{15,16)}、今回の計算機解析の結果、新たに噴流周囲に逆向き流れが発生することがわかった(Fig. 5, Fig. 8)。

Fig.15に直流磁場によるメニスカス流速の変化を示した。メニスカス流速は、磁場を印加していないときに比べて、0.4Tまでは大きくなり、それ以上の磁場では小さくなる。この傾向は、以前にも著者等によって指摘されている¹⁵⁾。磁束密度が0.9T付近になると、メニスカス流れは向きを変える。この現象は、磁束密度が大きくなると吐出流周りの逆向き流れも大きくなり、ノズルに衝突し、ノズル近傍からメニスカスへ流れ出るために発生する(Fig. 6)、まさしく逆向き流れの影響である。このように、鋳型内においては逆向き流れは流動パターンを変える程に大きな影響力を持つことがわかる。さらにこのことは、逆向き流れが鋳片品質にまでも大きな影響を及ぼす可能性のあることを示唆している。

5. 結言

直流磁場中の噴流について計算機解析と水銀モデル実験を行い、噴流周囲に逆向き流れが発生することを見出した。この逆向き流れの発生するメカニズムについては、計算機と理論、双方の解析から考察を加え、電流分布が重要なフ

クターであることを示した。さらに、この逆向き流れは電磁ブレーキを使用した鋳型内の2孔ノズルからの溶鋼吐出噴流の周囲にも発生することが計算機解析の結果判明した。逆向き流れは、鋳型内の溶鋼流動パターンを変えるほどに大きな影響力を持ち、鋳片品質へも大きな影響を与えるものである。

記号

u	: 流速
t	: 時間
p	: 圧力
j	: 電流密度
	4・10 ⁻² では(A/m ²)の単位を用いる
B	: 磁束密度
	4・10 ⁻² では(T)の単位を用いる
b	: 誘導磁束密度
u ₀	: 代表速度
B ₀	: 代表磁場
L	: 代表長さ
ρ	: 密度
	4・10 ⁻² では(Kg/m ³)の単位を用いる
σ	: 流体の電気伝導度
	4・10 ⁻² では(Ω ⁻¹ m ⁻¹)の単位を用いる
N	: 相互作用係数
M	: ハートマン数
R _m	: 磁気レイノルズ数
σ _w	: 壁の電気伝導度
a	: 壁厚み
u _z	: 速度のz方向成分(m)
ε	: 渦粘性係数(m ² /s)
J	: x-y平面上での運動量
u'	: 流速の1次摂動項(m/s)
φ	: 電位(V)
κ	: 電荷密度(C/m ³)
ε ₀	: 誘電率
A	: 比例定数(Cm ³)
δ(y)	: デルタ関数
	添え字の *は無次元を、⊥は界面に垂直であることを表す。

文 献

- 1) R.J.Holroyd, J.S.Walker: J.Fluid.Mech., 84 (1978), 471.
- 2) A Sterl: J.Fluid.Mech., 216 (1990), 161.
- 3) J.C.R.Hunt; J.Fluid.Mech., 21 (1965), 577.
- 4) J.S.Walker: J.Mec., 20 (1981), 79.
- 5) J.A.Shercliff: Proc.Camd.Phil.Soc., 49 (1953), 136.
- 6) A.F.Lehman, G.R.Tallback, S.G.Kollberg and H.R.Hackl: Int.Symp.Electro.Proc.Mat, ISIJ, Tokyo, (1994), 372.
- 7) R.Moreau: Magneto-hydrodynamics, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, (1990), 12.
- 8) 小林敏雄: 乱流解析(初版), 東京大学出版会, 東京, (1995).
- 9) T.Kawamura and K.Kuwahara: AIAA Paper, No.84-0340, (1984).
- 10) F.H.Harlow and J.E.Welch: Phys.Fluids, 8 (1965), 2182.
- 11) B.P.Leonard: Comp.Meth.Appl.Mech.Eng., 19 (1979), 59.
- 12) 原田 寛, 竹内栄一, 藤 健彦, 溝口庄三, 金子克志, 岡澤健介, 沢田郁夫: 材料とプロセス, 4 (1991), 960.
- 13) Ch.Vivès, R.Ricou: Metall.Trans B, 16B (1985), 377.
- 14) 藤本武助: 流体力学(6版), 養賢堂, 東京, (1980), 250.
- 15) 岡澤健介, 藤 健彦, 竹内栄一: 材料とプロセス, 6 (1993), 1129.
- 16) 石井孝宣, 原田 寛, 瀬々昌文, 竹内栄一: 材料とプロセス, 5 (1992), 34.