

ラージエディシミュレーションによる 鋳型内溶鋼流動の数値解析

沢田 郁夫*・岸田 豊*・岡澤 健介*・田中 宏幸*2

Numerical Analysis of Molten Steel Flow in a Continuous Casting Mold by Use of Large Eddy Simulation

Ikuo SAWADA, Yutaka KISHIDA, Kensuke OKAZAWA and Hiroyuki TANAKA

Synopsis : The authors developed a numerical simulator which can conduct transient calculations of molten steel turbulence in a continuous casting mold based on large eddy simulation model and compared the calculated values of fluid velocity with the measured ones in water and mercury models.

With respect to time-averaged velocities in the upper region of mold, a quantitative good agreement between the calculation and the measurement in a water model was obtained. The calculated turbulence energy spectrum near meniscus agreed qualitatively with the measured one in a mercury model. The turbulence fluctuation with higher frequency is generated due to the velocity fluctuation at taps of immersion nozzle which is caused by fluid instability at the inner bottom of nozzle.

Key words : computational fluid dynamics ; continuous casting mold ; turbulence ; large eddy simulation ; numerical analysis .

1. 緒言

計算流体力学とコンピュータハードの進歩に伴って、材料プロセッシングにおいても様々な数値解析が行われるようになり、一部旧来の実験的手法や理論的アプローチを補完するに至っている¹⁾。鉄鋼業においても精錬・凝固工程を中心に数値流体解析が多用されるようになってきている。鉄の連続鋳造プロセスにおける鋳型内溶鋼流動は製品中にみられる内部欠陥（アルミナ系介在物、アルゴン気泡等に起因する）や一部の表面欠陥（巻き込みパウダー等に起因する）を決定する重要な因子であり、現在までに数値解析をした例^{2)~4)}は多いがその計算精度の検討は不十分である。

一方、計算機の進歩に伴い Large Eddy Simulation（以下 L.E.S.と略す）⁵⁾⁶⁾による乱流の非定常計算が実用化になりつつある。L.E.S.では乱流の時間平均特性のみならず乱流変動速度や乱流エネルギースペクトルに関する知見を得ることが可能であり注目されている⁷⁾⁸⁾。本報では、この L.E.S.を用いて鋳型内溶鋼流動の数値解析を行いその可能性について調査したので報告する。

2. 数値解析手法

2.1 基礎式⁵⁾⁶⁾

以下の無次元化された基礎式を用いた。連続の式及び非圧縮性 Navier-Stokes 式に(1)、(2)式の空間フィルタリング（トップハットフィルター）を施して得られる(3)~(7)式を解いた。

$$\begin{aligned} f(x_1, x_2, x_3) &= \bar{f} \text{ (格子平均量)} \\ &+ f' \text{ (格子平均量よりのずれ ; Subgrid scale 量)} \\ &= \iint\limits_{-\infty}^{\infty} G(x, y) f(y_1, y_2, y_3) dy_1 dy_2 dy_3 + f' \quad \cdots (1) \\ G(x, y) &= \prod_{i=1}^3 1/\Delta_i, \quad |x_i - y_i| \leq \Delta_i/2 \\ &= 0, \quad |x_i - y_i| > \Delta_i/2 \quad \cdots (2) \end{aligned}$$

ただし、 $x = (x_1, x_2, x_3)$, $y = (y_1, y_2, y_3)$ は位置ベクトル、 $G(x, y)$ はフィルタリング関数、 Δ_i はフィルタリング幅¹⁵⁾を示す。

$$\begin{aligned} \partial \bar{u}_i / \partial x_i &= 0 \text{ (連続の式)} \quad \cdots (3) \\ \partial \bar{u}_i / \partial t + \partial (\bar{u}_i \bar{u}_j) / \partial x_j &= -\partial \bar{p} / \partial x_i + \partial / \partial x_j \{ (1/Re + 1/Re_T) \cdot \\ &(\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i) \} \quad \cdots (4) \\ 1/Re_T &= (C \cdot \Delta)^2 \cdot (2 \cdot \xi_{ij} \cdot \xi_{ij})^{1/2} \quad \cdots (5) \\ \xi_{ij} &= 1/2 \cdot (\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i) \quad \cdots (6) \\ \Delta^2 &= (\Delta_1^2 + \Delta_2^2 + \Delta_3^2) / 3 \quad \cdots (7) \end{aligned}$$

尚、(4)式では $\overline{u_i u_j - u_i' u_j'}$, $\overline{u_i' u_j'}$, $\overline{u_i' u_j'}$ 等の量を微小量として無視してある。また、(5)式中の Smagorinsky 定

数は理論的に考察される値0.1⁹⁾を採用する。

2・2 境界条件

流入口: $\bar{u}=\bar{u}_{inlet}$, $\partial\bar{p}/\partial n=0$ (8)

流出口: $\partial\bar{u}_i/\partial n=0$, $\bar{p}=0$ (9)

メニスカス: $\partial(\bar{u}_i \cdot n_i)/\partial n=0$, $\bar{u}_i \cdot n_n=0$,
 $\partial\bar{p}/\partial n=0$ (10)

n_t , n_n :各々界面での接線ベクトル, 法線ベクトル

n :界面よりの法線方向座標

尚, メニスカス形状は自由界面としては扱わず, 平坦な固定面を仮定した。つまり, 本解析ではメニスカスでの重力波, 表面張力波の存在を無視している。

壁面:本来, L.E.S.を用いて壁付近で生成, 消散する乱流のミクロな構造を解析していくためには, 層流底流層の中までメッシュ分割, 集中をする⁵⁾⁶⁾のが好ましいが, 最近の研究では大規模なバルク流れの変動構造のみに着目し壁の効果は壁関数として摩擦力で評価する手法⁷⁾⁸⁾が取り入れられている。本研究もこれに準じて以下のような壁での境界条件を用いた。

$\partial\bar{p}/\partial n=0$ (11)

速度に関しては1/7乗則¹⁰⁾, 二層モデル¹¹⁾および層流境界条件($\tau_w=\mu_{lam} [\partial\bar{u}/\partial n]_{wall}$, $\bar{u}_{wall}=0$)を用いた。

2・3 解析領域及びメッシュ

Fig. 1に示すような直方体領域中に座標系とメッシュ(57×19×63=68229)を設定した。鋳型上部においては, 鋳型壁面より第一点目のメッシュポイントが乱流域($y^+ \sim 50$; ただし $y^+=u_\tau \cdot y/\nu$, $u_\tau=(\tau_w/\rho)^{1/2}$, $\tau_w=\mu [\partial\bar{u}/\partial n]_{wall}$)に十分入るように配慮されている。また, 浸せきノズルの

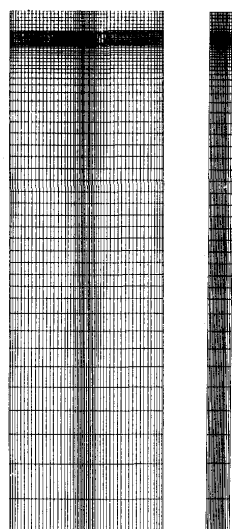


Fig.1. Mesh arrangement used in the calculation.

耐火物の部分はブロッケージで覆い, ノズル内部上流より鋳型下方に流出部を設定して解いた。

2・4 プログラム, 差分解法, 収束判定

(1)~(11)式をスタッガードメッシュ系にて離散化し, 圧力と流速の連成解法としては準陰解法 (Fractional step法)¹²⁾を用いた。対流項及び粘性項の差分には保存型二次精度の中心差分式を, また時間依存項の差分には一次精度の前進型 Euler 差分式を採用した。以上の差分式に基づく自作のプログラムを作成し解いた。収束判定条件としては, 各タイムステップにおける圧力の相対誤差の最大値が0.02 [%] 以下, また流路における流入と流出の質量流量の差が1 [%] 以下を常に満たすように配慮した。

3. 計算条件

3・1 鋳造操業条件 (実機サイズの水モデルを想定)

鋳片サイズ:200×1250 [mm]

鋳造速度:1.6 [m/min]

浸せきノズル:内径73 [mmφ]

吐出口70×80 [mm]

吐出角 (水平方向よりのずれ角度) 下向き15°

3・2 非定常計算方法

L.E.S.では, 時間的な平均化操作は行っていないため高 Re 数流れの非定常挙動を観察できる可能性を持っている。本計算では, 実機の鋳型内容鋼流動に観られるような非対称的な流れを発達させるために以下の処理を行った。

(1)速度0の初期条件より開始して完全対称的な境界条件, 流入・流出条件のもとに計算を行う。

($t=0.0 \sim 64.0$ [s])

(2)浸せきノズル内上流の流入条件として1.5[s]の間, 左右非対称な流速分布を与える。具体的には, 浸せきノズル内左半分には流路断面平均流速の5割減の流速を, また右半分には流路断面平均流速の5割増の流速を与える。その結果として Fig. 2に示すような非対称的な速度分布を発達させる。

($t=64.0 \sim 65.5$ [s])

(3)浸せきノズル内上流の流入条件を左右対称な流速分布に戻し, 再び完全対称的な境界条件のもとに計算を継続する。

($t=65.5$ [s] ~185.5 [s])

尚, 差分計算に用いた時間刻み幅は, 0.0008[s]とした。

4. 実験条件

4・1 水モデル実験条件⁴⁾

形状, 操業条件は3・1節と同様

流速測定方法:電磁流速計⁴⁾, 時間平均流速を測定

4・2 水銀モデル実験条件

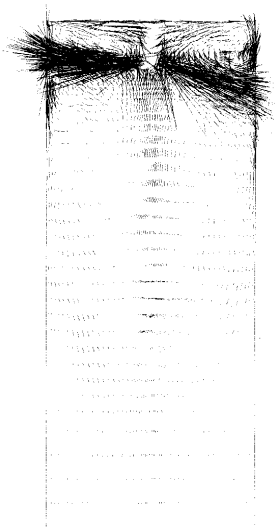


Fig.2. Asymmetric fluid flow at 1/2 thickness of mold which is developed artificially supplying asymmetric inlet velocities($t=64.0[s]$).

Table 1. Comparison of l_c/u_c , Re , Fr among three models.

	l_c/u_c	Re	Fr
Real Machine	2.1[s]	867708	2.9
Water Model	2.1[s]	743750	2.9
Mercury Model	1.9[s]	1740800	1.7

想定鋳片サイズ:100×600 [mm]

鋳造速度:0.39 [m/min]

浸せきノズル:内径33 [mmφ]

吐出口28 [mmφ]

吐出角度15°

流速測定方法:Vives センサー¹³⁾, 流速の時間変動, 乱流エネルギー Spektral を測定

4・3 相似条件

実機, 水モデル装置, 水銀モデル装置のサイズや液体の物性値にも拘らず, (12)式よりこの三者間の相似条件が比較的近いことを示す。(12)式では, 時間依存項を含む Navier-Stokes 式は長さや速度に関してのみ無次元化されている。ただし簡略的に一次元で記述した。

$$(l_c/u_c) (\partial u^*/\partial t) + u^* \partial u^*/\partial x^* = -\partial p^*/\partial x^* + (1/Re) (\partial^2 u^*/\partial x^{*2}) + (1/Fr) \quad (12)$$

l_c, u_c : 各々代表長さ, 速度

x^*, u^*, p^* : 各々無次元長さ, 速度, 圧力

Re, Fr : 各々レイノルズ数, フルード数

Table 1 は実機, 水モデル装置及び水銀モデル装置の l_c/u_c , Re , Fr を示す。三者の間ではほぼ同程度の値を取っており, 時間平均速度に関してのみならず, 実時間進行に伴う乱流の速度変動挙動に関しても相似条件に近いことがわかる。

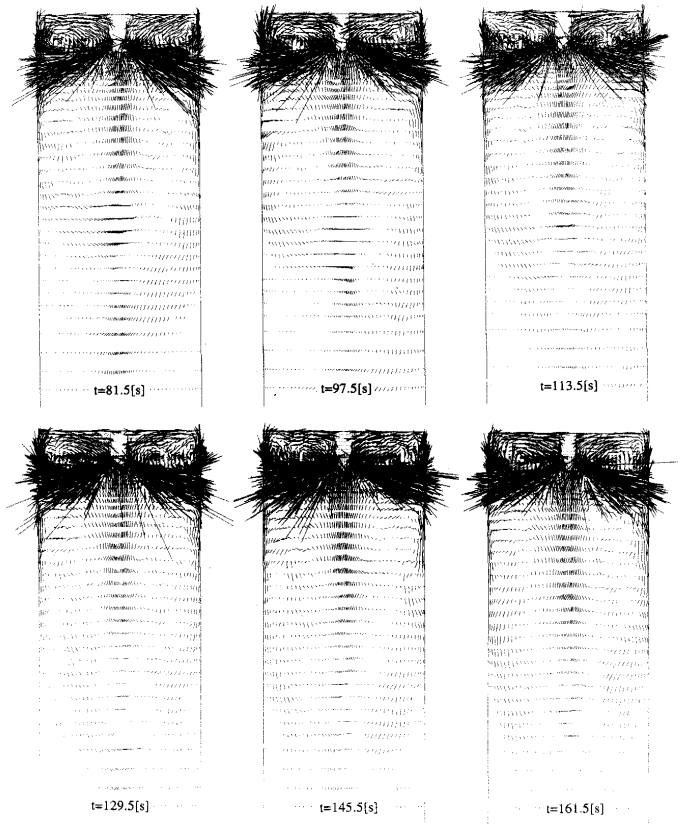


Fig.3. Calculated time evolution of fluid velocities at 1/2 thickness in a water model by use of large eddy simulation.

5. 計算結果

水モデル内流動の時間変化挙動の計算結果を Fig. 3 に示す。3・2に記述したように浸せきノズル内上部に非対称的な速度流入条件を与え再び完全対称的な流入条件に戻した後も流れは非対称的な振動挙動を継続した。

鋳型の上部領域では短周期で複雑な乱流渦や浸せきノズルからのジェットの振動等が観察される。一方, 鋳型下部の領域には比較的長周期で非対称的な循環流の蛇行現象が観察される。

種々の壁関数による計算結果を比較したのが Fig. 4 である。鋳型壁面の壁関数として, 1/7 乗則¹⁰⁾, 二層モデル(対数則と層流境界条件の切り換え)¹¹⁾および層流境界条件の三種類を用いた。鋳型上部の流動に関して, 二層モデルの場合において噴流の鋳型短辺衝突位置近傍で速度減衰が大きくメニスカス近傍流速もやや小さな値となっている。一方, 鋳型下部の循環流の浸透深さに関しては壁関数の影響が特に顕著になってきている。水モデル装置実験での目視観察結果ではこの循環流の浸透深さが3~4 [m]であることが確認されており, 本解析では三種類の壁関数の比較では, メニスカス近傍流速値や下降流浸透深さを含めて1/7 乗則に基づく計算結果が最も近かった。以降, 壁関数として1/7 乗則を用いた計算結果について述べる。

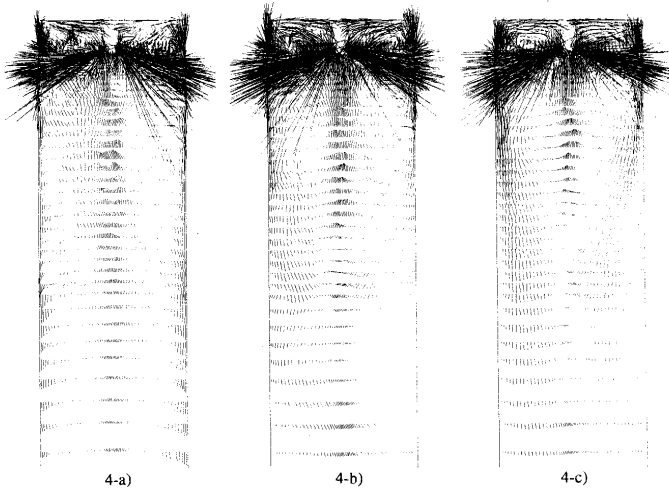


Fig.4. Effect of wall function on the calculated fluid velocities at 1/2 thickness of mold: a)laminar shear condition, b)1/7 power law, c)two region model (log law).

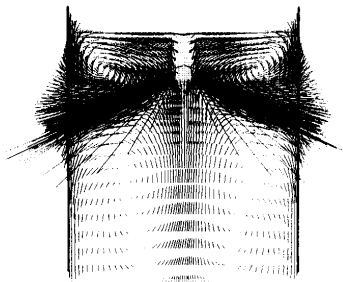


Fig.5. Calculated time-averaged velocities at 1/2 thickness in a water model.

65.5 [s] より120 [s] 間の流速の時間積分平均値を Fig. 5 に示す。鋳型上部は変動周期が短いため時間平均値は十分左右対称になっている。Fig. 6 には水モデル装置内鋳型上部での流速実験値を示す。また、Fig. 7 に示されるように実験値と計算値が定量的に良好な精度で一致することが確認された。この結果は $k-\epsilon$ モデル (対流項には一次精度上流差分を用いる場合) による計算結果⁴⁾ よりも更に改善されている。

次に、乱流変動挙動について計算結果を述べる。Fig. 8 は L.E.S. により計算されたメニスカス近傍 (鋳型短辺より 200 [mm], メニスカスより 40 [mm] 位置) 流速の x 方向成分の時間変動を示す。また、Fig. 9 は水銀モデル装置で実測されたメニスカス近傍流速の x 方向成分の時間変動を示す。類似な構造の変動挙動が観察される。Fig.10 は計算及び水銀モデル実験でのメニスカス近傍 (鋳型短辺より 100 [mm], メニスカスより 20 [mm] 位置) での流速の乱流エネルギースペクトルの比較を示すが、0.01~数 [Hz] の広い周波数領域にわたり強い乱流成分を有していること、及び数 [Hz] 以上で急激にエネルギーが減衰すること等、定性的に類似な傾向を示すことが確認された。Fig.11 に浸せきノズル吐出

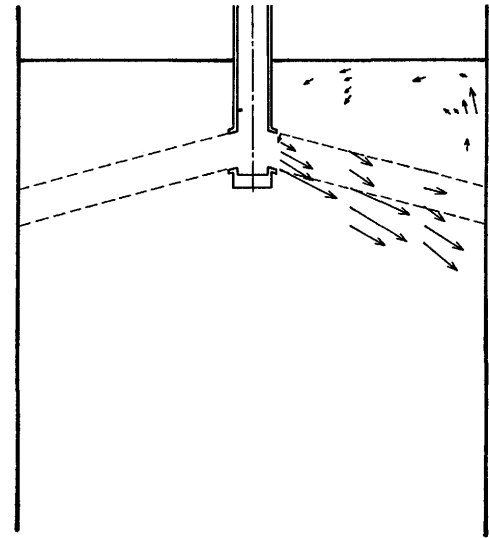


Fig.6. Measured time-averaged velocities at 1/2 thickness in a water model.

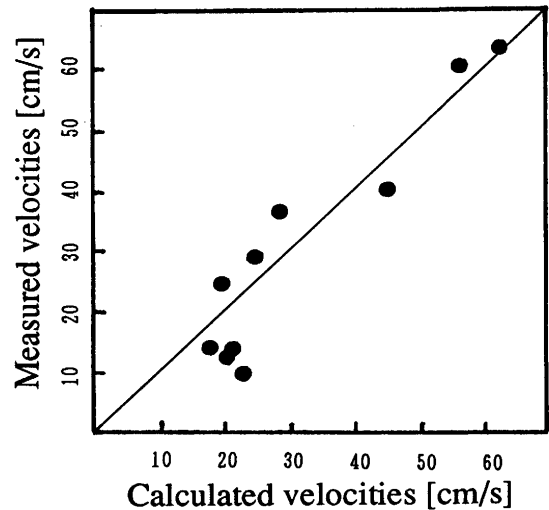


Fig.7. Comparison of time-averaged velocities in a water model between the calculation and the measurement.

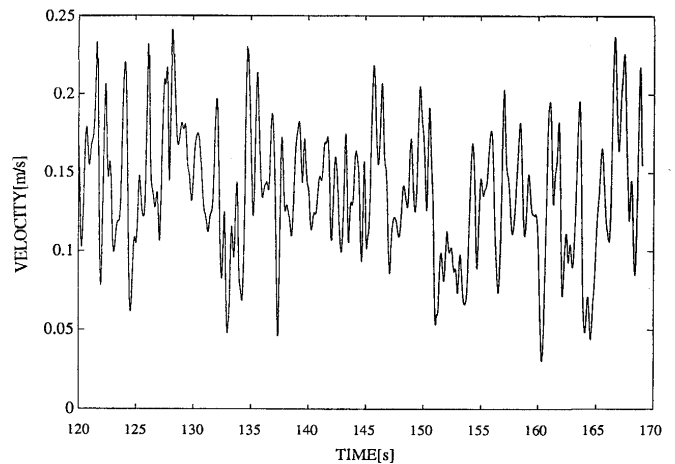


Fig.8. Calculated time evolution of velocity (x-component) near meniscus by use of large eddy simulation.

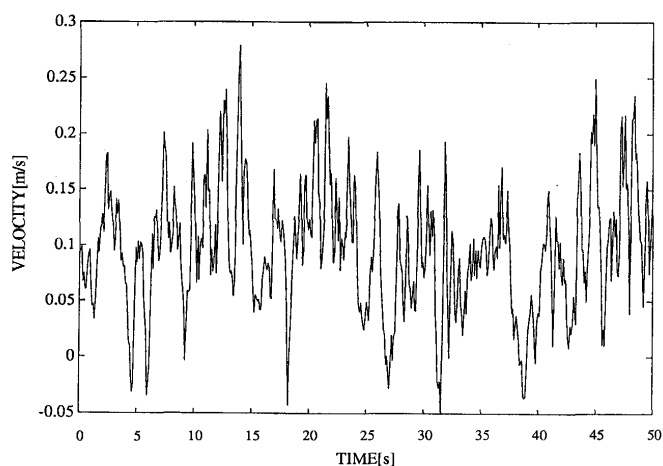


Fig.9. Measured time evolution of velocity (x-component) near meniscus in a mercury model.

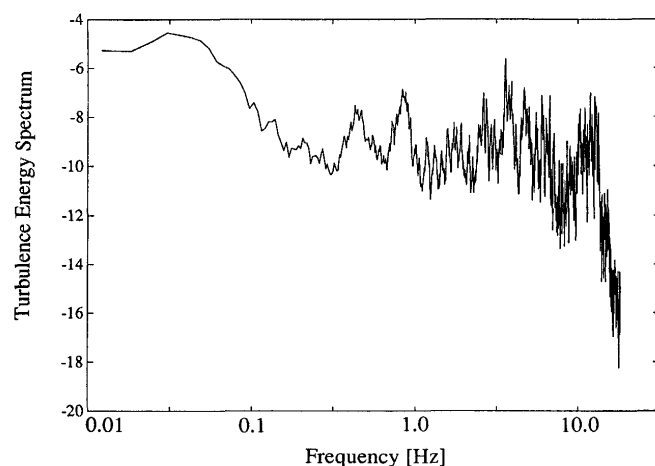


Fig.11. Calculated turbulence energy spectrum of velocity at the tap of immersion nozzle.

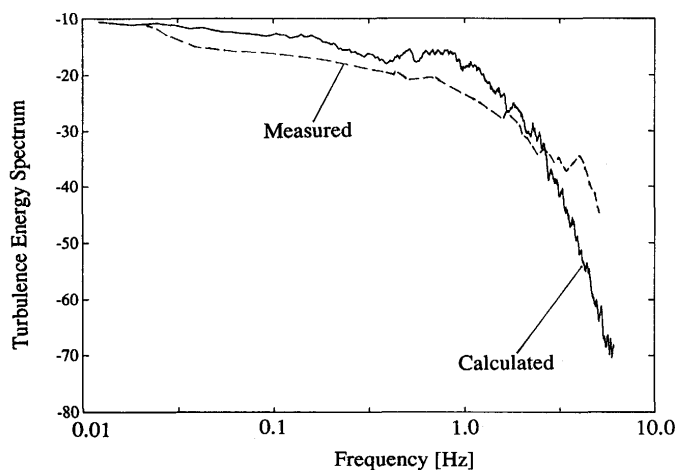


Fig.10. Comparison of turbulence energy spectrum of velocity near meniscus between the calculation and the measurement.

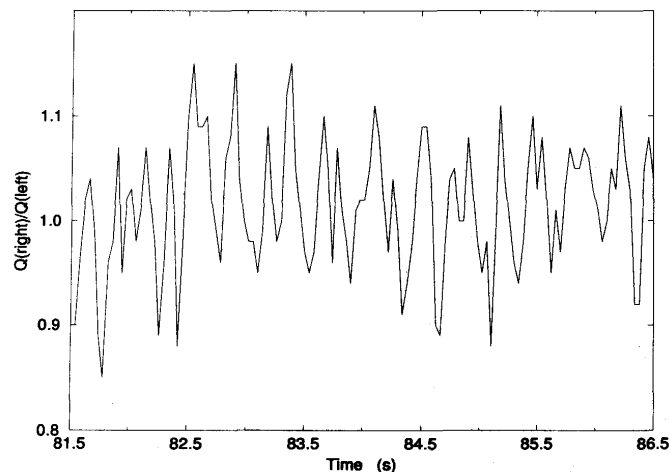


Fig.12. Time evolution of the ratio between flow rate at the right tap Q (right) and one at the left tap Q (left).

口中心位置における乱流エネルギー・スペクトルの計算結果を示す。乱流エネルギーの強度自体はメニスカス位置の強度よりも大きな値となっているとともに、 $0.4 \sim 10.0$ [Hz] に特徴的な強いエネルギーのピークが見られる。Fig.12は浸せきノズルの左右の両吐出口より吐出する流量比の時間変動の計算結果を示す。 $0.1 \sim 1$ [s] 程度の短周期の変動と、数 [s] の長周期の変動挙動が見られる。

Fig.13-a), b) に計算で求められた浸せきノズル内流速の瞬間値を長辺方向から見た模様を示す。ノズル内下部の二つの吐出口近傍で流れはノズル外部より流れを巻き込んで吐出口下部に片寄った吐出速度分布になっており、従来の報告⁴⁾や Fig. 6 と傾向が一致している。またノズル内流れは不安定になっており、非定常計算結果（詳細略）において Fig.14に略図を示すような $10^{-1} \sim$ 数 [Hz] の不安定な振動挙動が観察された。Fig.13-c), d) に計算で求められた浸せきノズル内流速の瞬間値を短辺方向から見た模様を示す。この面内にも Fig.15に略図を示すような $10^{-1} \sim$ 数 [Hz] 程度の不安定な流れの振動が観察される。

6. 考察

Fig.14に示すように壁関数の選択は流速分布を予測するうえで重要である。本検討では、 $1/7$ 乗則に基づく壁関数が実験値に近い結果を与えた。

対数則に基づく二層モデルでは、下降流が比較的浅い位置で壁から剥離して大規模な循環流の浸透深さが小さくなっている。このモデルを用いた場合、鋳型上部（メニスカスより 1.2 [m] 近傍まで）では噴流の短辺衝突位置も含めて対数則が適用され、見積もられる鋳型壁での摩擦力は $1/7$ 乗則の場合より大きくなり、下降流の剥離を早める結果となる。このように衝突噴流位置での摩擦応力の見積りは鋳型下部循環流の計算に大きな影響を及ぼす。従って、衝突噴流に関して信頼できる壁関数が必要であるが、現段階ではそのような研究報告はほとんど無い。本来、 $1/7$ 乗則も対数則も剥離や遷移が生じない良く発達した壁乱流に関して作成されたものであり、その意味で本モデルはやや

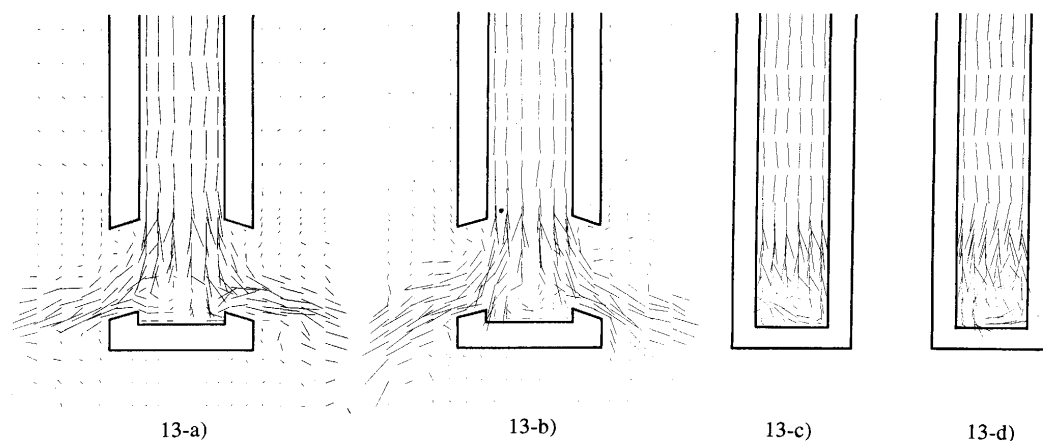


Fig.13. Calculated snapshots of fluid velocities inside the immersion nozzle: a), b)View from wide face, c), d)View from narrow face.

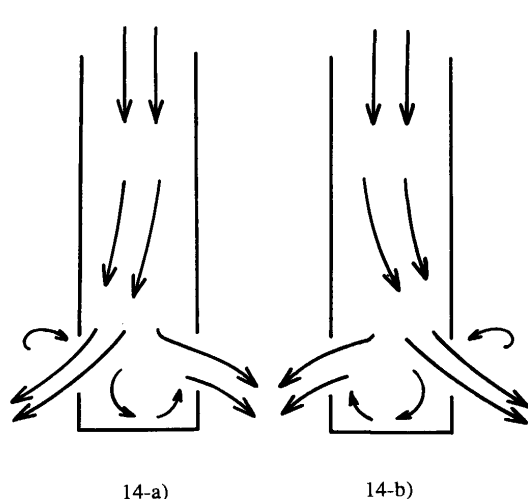


Fig.14. Schematic illustration of oscillatory flow inside the immersion nozzle (View from wide face).

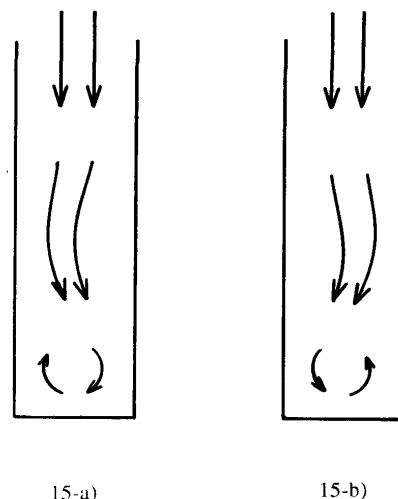


Fig.15. Schematic illustration of oscillatory flow inside the immersion nozzle (View from narrow face).

普遍性に欠けるが、鋳型内溶鋼流動のような衝突噴流、壁面噴流、剥離等の共存する系においてメニスカス流速値や下降流浸透深さに関して $1/7$ 乗則に基づく壁関数が最も良くフィッティングできることを示せた。

次に、乱流変動挙動について述べる。Fig.10でメニスカス部において、 0.01 から数 $[\text{Hz}]$ にわたる乱流エネルギーの存在を観察した。この広い周波数にわたる乱流エネルギーの主な起因について考察する。

Fig.11, 12で観られる浸せきノズル吐出口部での乱流変動や Fig.13-a) ~ d) で観られる浸せきノズル下部での乱流変動がいずれも 10^{-1} ~ 数 $[\text{Hz}]$ の振動成分よりなることから、メニスカス部に存在する乱流変動のうち高周波成分 (10^{-1} ~ 数 $[\text{Hz}]$) の生成要因は浸せきノズル下部での流れの不安定性と推察される。実際には、Fig.14, 15に模式化される振動であり、この振動の周波数は代表流速 (吐出口流路平均流速) をノズル内部の代表長さ (ノズル内径) で割ったオーダーと考えられる。具体的に、水モデルの場合には、 $59.5 [\text{cm/s}] / 7.3 [\text{cm}] \sim 8 [\text{Hz}]$

また、水銀モデルの場合には、

$$44.0 [\text{cm/s}] / 3.3 [\text{cm}] \sim 13 [\text{Hz}]$$

となり、観察される周波数とオーダーが一致する。浸せきノズル内部にこのような不安定な渦構造が存在するために、左右のノズル吐出口部で交互に強く流れ出す噴流を形成し、鋳型上部の循環流に乗ってメニスカス部に到達する構造となっている。

最後に、メニスカス部において観察される $0.1 [\text{Hz}]$ 以下の周波数成分について述べる。これは鋳型下部の蛇行流の周期に対応しており、この蛇行流の影響が鋳型上部にも及んでいるものと考えられる。今回の $120 [\text{s}]$ 間にわたる計算結果から推察すると、この蛇行流の周波数は $0.01 \sim 0.1 [\text{Hz}]$ であり、メニスカス部で観察される低周波数成分に対応している。

7. 結言

1) L.E.S.乱流モデルを用いて鋳型内溶鋼乱流の非定常解

析を行う数値シミュレータを作成した。

2) 鑄型上部の時間平均流速値に関して, 計算値と実測値は定量的な一致を示した。

3) 乱流エネルギースペクトルの計算値と実測値は定性的な傾向の一致を示す。鑄型上部には0.01~数 [Hz] にわたる広いエネルギーの分布変動がみられる。そのうち, 0.1 [Hz] 以上の短周期成分の主たる生成起因は浸せきノズル内下部に存在する流れの不安定性による。

4) 鑄型下部で数十 [s] ~ 数 [min] の長周期の蛇行流の存在が計算において確認された。

文 献

- 1) 沢田郁夫, 谷雅弘, J. Szekely, J. Illegbusi: 鉄と鋼, **77**(1991), p.1234
- 2) 川崎製鉄㈱ (私信) (1987年10月)

- 3) K. Takatani, K. Nakai, N. Kasai, T. Watanabe and H. Nakajima: Proceedings of 6th IISC, Nagoya, (1990), p.430
- 4) 田中宏幸, 大河平和男, 滝川家光, 池崎英二: 材料とプロセス, **3**(1990), p.252
- 5) J.W. Deardorff: J. of Fluid Mechanics, **41** (1970)
- 6) P. Moin and J. Kim: NASA Report No. TM-81309(A-8659), (1981)
- 7) 村上周三, 持田灯, 林吉彦: 生産研究, **43**(1992)1, p.28
- 8) 森西洋平, 小林敏雄: 生産研究, **43**(1992)1, p.4
- 9) A. Yoshizawa: Encyclopedia of Fluid Dynamics, Vol.4, Sec. 5, Chap.38, Houston, (1984), [Gulf Publishing Company]
- 10) 村上周三, 加藤信介, 近藤靖史: 生産研究, **43**(1992)1, p.37
- 11) B.E. Launder and D.B. Spalding: The numerical computation of turbulent flows, Computer methods in applied mechanics and engineering **3**, (1974)
- 12) 棚橋隆彦: 機械の研究, **37**(1985), p.383
- 13) C.H. Vives and R. Ricou: Met. Trans., **16B** (1985), p.377
- 14) 木村秀明, 上原彰夫, 田中誠, 岩崎正樹, 堤直人: 材料とプロセス, **3**(1990), p.1106
- 15) 小林敏夫, 森西洋平: 生産研究, **40**(1988)1, p.75