

論文

連続 casting タンディッシュ内ガス吹込みによる
介在物浮上分離の促進

中 島 敬 治*・川 崎 守 夫*

Promotion of Inclusion Float-out in Continuous Casting Tundish
Bath by Gas Blowing

Keiji NAKAJIMA and Morio KAWASAKI

Synopsis:

The gas blowing method using a perforated plate, was studied to solve the problem of decrease of inclusion removal efficiency in a tundish bath on the high casting speed. The floating behavior of inclusions in the tundish bath during gas blowing was studied in connection with the fluid flow state of molten steel. A mathematical model which predicts the inclusion removal efficiency has been developed. It was postulated in the model that the tundish bath consists of three regions: a mixing flow region, a circulating flow region and a stagnant region. In the mixing flow region, inclusions are transferred by various sized vortices. In the circulating region produced by gas blowing, inclusions are transferred mainly by upward flow. The stagnant region is not involved in inclusion transfer.

The validity of the model was confirmed by the results of cold model experiments and actual operations. It was found by the above model that the uniform bubbling flow occurred in the low flow rate of gas was effective for promoting the floating removal of inclusions and the faster the casting velocity, the stronger this effect became.

Key words: continuous casting; tundish; inclusion; gas blowing; uniform bubbling flow.

1. 緒 言

著者らは前報¹⁾で連続 casting タンディッシュにおける介在物粒子の浮上挙動の解析モデルを作り、介在物粒子の浮上性と操作要因の関係について基本的な検討を行った。タンディッシュ浴の長さ、深さの増加など、いわゆるタンディッシュの大型化は介在物粒子の浮上性の向上に有効であるが、溶鋼流量の増加とともにその浮上性は低下する。したがって高溶鋼流量時の浮上性向上には、さらに特別のくふうが必要となるものと判断された。

そこで著者らはこのような問題点の解決を目的として、多孔板ガス分散器において低ガス空塔速度で生ずる均一気泡流²⁾³⁾による介在物粒子の浮上促進について検討した。この方法は均一気泡流を利用するため浴表面での乱れが少なく、いつたん浮上した介在物粒子の巻込みが少ないという点で優れた方法と考えられる。本方法の検討に際しては介在物粒子の浮上挙動がタンディッシュ浴内の流動状態に強く依存すると考えられることから、

タンディッシュ浴内を近似的に混合流れ領域、停滞領域、循環流れ領域の3領域に分割することにより浴内の介在物粒子の浮上挙動を考慮した組合せモデルを導き、それによつて計算した結果をコールドモデル実験、実機 casting 実験の実験値と比較検討した。その際、ガス流量、液体流量など操作要因による均一気泡流の介在物粒子浮上促進効果の変化を定量的に明らかにした。

2. 理 論

前報¹⁾で述べたように、通常条件下ではタンディッシュ浴は混合流れ領域、押出し流れ領域、停滞領域の3領域に近似的に分割できる。このうち取鍋からの注入流の影響がおよばない押出し流れ領域に着目し、その浮上効率を向上させるため、タンディッシュ底からガスを吹き込む場合について検討する。この場合、この領域には水平方向の押出し流れだけでなく、ガス吹込みによる垂直方向の循環流れが新たに生じる。そこでこの領域を循環流れ領域と呼ぶことにする。よつて取鍋注入流は混合

昭和 60 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 61 年 4 月 21 日受付 (Received Apr. 21, 1986)

* 住友金属工業(株)総合技術研究所 (Technical Research Laboratories, Sumitomo Metal Industries, Ltd., 1-3 Nishinagahondori Amagasaki 660)

流れ領域、停滞領域を生ぜしめ、またガス吹込みによって生ずる循環流れ領域がこのほかの領域にのみ生起するものと考え、このような流動状態下の介在物粒子の浮上挙動を、Fig. 1 に示す組合せモデルに基づいて近似的に解析する。なお、本モデルの解析にあたっては簡単のため、つぎの仮定を設けた。

1) タンディッシュ浴内の流動状態として混合流れ領域、停滞領域、循環流れ領域の3領域を考慮し、循環流れ領域はさらに均一気泡流の上昇流れ域、その周りの液体のみの下降流れ域に分けられる。また下降流れ域は介在物粒子の浮上に関与しない。

2) 介在物粒子の大きさはその移動過程で変化しない。

3) 考えている系は等温であり、熱対流などの影響は考慮しない。

2.1 ガス吹込み下の介在物粒子の浮上効率

Fig. 1 に示す組合せモデルに基づき、通常の直方体型タンディッシュにおける介在物粒子の浮上効率について、定常状態下で検討する。

まず取鍋注入流によって生ずる混合流れ領域、停滞領域における介在物粒子浮上性について、前報¹⁾の考えに基づいて検討する。混合流れ領域における浮上効率 $\eta_s^{[M]}$ は、単位体積あたりの介在物粒子分離速度が介在物粒子濃度に比例するとすれば、次式で表される。

$$\eta_s^{[M]} \equiv 1 - C_s^{[M]} / C_s^{[I]} = 1 - 1 / (1 + k_s^{[M]} T_s^{[M]}) \dots (1)$$

$$T_s^{[M]} = V^{[M]} / Q_L \dots (2)$$

ここで混合流れ領域における介在物粒子分離速度定数 $k_s^{[M]}$ がこの領域の均一混合時間の逆数に比例するとすれば、次元解析によりつぎのように表せる。

$$k_s^{[M]} = \alpha \cdot (\epsilon^{[M]} / \rho_L)^{1/3} \cdot (l^{[M]})^{-2/3} \dots (3)$$

ここでこの領域の平均局所エネルギー消散速度 $\epsilon^{[M]}$ の算

出には、取鍋注入流における流体の運動エネルギーに基づいた次式を用いる。

$$\epsilon^{[M]} = Q_L \rho_L v_L^2 / 2 \cdot V^{[M]} \dots (4)$$

また低液体流量下では特異現象として浴内に停滞領域が生じ、この領域に介在物粒子が入ると長時間そこに停滞してしまう。この領域の発生による介在物粒子の有効滞留時間の減少量 $T_s^{[S]}$ は、浴深さを代表長さとしたフルード数 $Fr (\equiv v_L^2 / gH)$ を用いて近似的につぎのように表せる。

$$T_s^{[S]} / (T_s^{[M]} + T_s^{[S]}) = \exp(-\beta \cdot Fr) \dots (5)$$

つぎに循環流れ領域における介在物粒子浮上性については、仮定1)よりガス吹込みが上昇流れ域のみの介在物粒子浮上を促進するものとして検討する。この領域における介在物粒子の移動過程には上昇流れ域を通過する場合、通過しない場合の2とおりの場合が起こることになるため、この上昇流れ域を通過する割合を γ とすれば、浮上効率 $\eta_s^{[C]}$ は次式で表せる。

$$\eta_s^{[C]} \equiv 1 - C_s^{[C]} / C_s^{[M]} = \gamma \cdot \{1 - \exp(-T_s^{[U]} / t_s^{[U]})\} \dots (6)$$

$$T_s^{[U]} = V^{[U]} (1 - \phi_c^{[U]}) / \gamma \cdot Q_L \dots (7)$$

$$t_s^{[U]} = H / u_L^{[U]} \dots (8)$$

ここで $T_s^{[U]}$ および $t_s^{[U]}$ はそれぞれ上昇流れ域における介在物粒子滞留時間および介在物粒子浮上時間である。

よってガス吹込み下の総括的な介在物粒子浮上効率 η_s は(1)、(6)式より、つぎのように導かれる。

$$\eta_s \equiv 1 - C_s^{[C]} / C_s^{[I]} = 1 - (1 - \eta_s^{[M]}) (1 - \eta_s^{[C]}) = 1 - \frac{1 - \gamma \cdot \{1 - \exp(-T_s^{[U]} / t_s^{[U]})\}}{1 + k_s^{[M]} T_s^{[M]}} \dots (9)$$

$$T_s = T_s^{[M]} + T_s^{[C]} + T_s^{[S]} \dots (10)$$

なお前報¹⁾で導いた通常条件下の介在物粒子浮上効率を

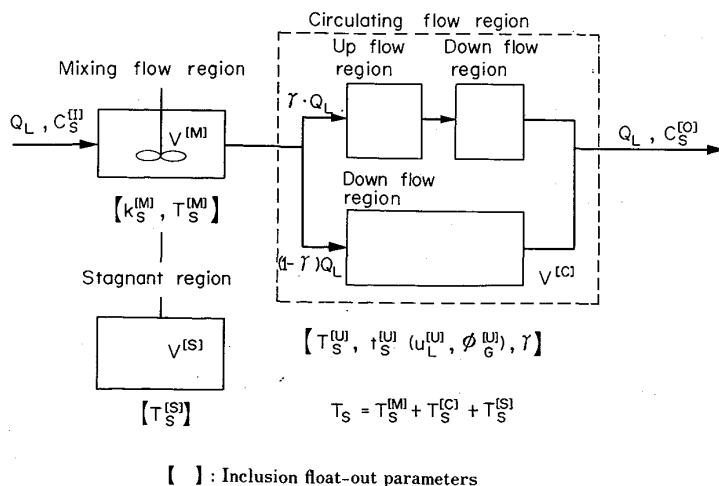


Fig. 1. Mathematical model of inclusion float-out in tundish during bubbling.

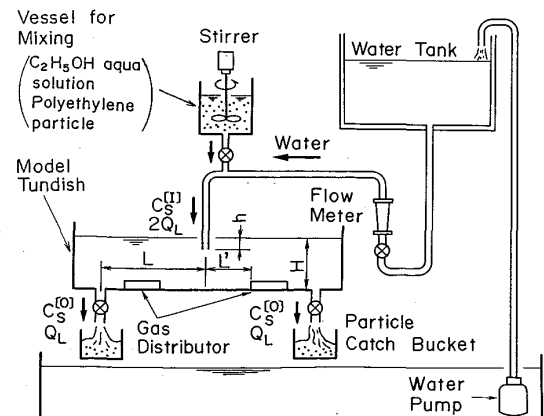


Fig. 2. Schematic diagram of apparatus for cold model experiment.

表す式を以下に示しておく。

$$\eta_s = 1 - \exp(-T_s^{[P]}/t_s^{[P]}) / (1 + k_s^{[M]} T_s^{[M]}) \cdots (11)$$

$$T_s = T_s^{[M]} + T_s^{[P]} + T_s^{[S]} \cdots (12)$$

$$T_s^{[P]} = V^{[P]} / Q_L \cdots (13)$$

$$t_s^{[P]} = H / u_s^{[P]} \cdots (14)$$

2.2 循環流れ領域の流動状態

先に述べた総括的な介在物粒子浮上効率 η_s によらず操作要因の影響について検討する場合、ガス吹込みによつて生ずる循環流れ領域の流動状態を把握しておく必要がある。そこで仮定1)で述べたように循環流れ領域は均一気泡流の上昇流れ域、その周りの液体のみの下降流れ域に分けられるものとして解析する。

液体中に吹き込まれたガスは(15)式で与えられる攪拌動力[†]で液体に対して仕事を行う⁴⁾。

$$E^{[C]} = P_{G1} Q_{G1} \cdot \ln(P_{G1} / P_{G2}) \cdots (15)$$

その結果、液体に循環流れが起こるが、この循環流れにともなう領域内でのエネルギー消散速度は定常状態においてはガスから与えられる攪拌動力に等しいはずである。そこでこの循環流れに対して BHAVARAJU ら⁵⁾、佐野ら⁶⁾の手法を基本にして巨視的なエネルギー収支をとる。領域内のエネルギー消散速度は、上昇流れ域と下降流れ域を通過する運動エネルギーの速度の差 $E_c^{[C]}$ 、ガス・液体間のスリップ(すなわち気泡すべり)によるエネルギー消散速度 $E_{sl}^{[C]}$ およびこの他の要因(摩擦、浴表面での乱れなど)によるエネルギー消散速度 $E_F^{[C]}$ の和で表されるものとすれば、エネルギー収支式は次式で与えられる。

$$E^{[C]} = E_c^{[C]} + E_{sl}^{[C]} + E_F^{[C]} \cdots (16)$$

$E_c^{[C]}$ は上述より次式で与えられる。

$$E_c^{[C]} = \frac{1}{2} \cdot \rho_L (1 - \phi_c^{[U]}) A^{[U]} (u_L^{[U]})^3 - \frac{1}{2} \cdot \rho_L (A^{[C]} - A^{[U]}) (u_L^{[D]})^3 \cdots (17)$$

$$u_L^{[D]} = \{A^{[U]} / (A^{[C]} - A^{[U]})\} (1 - \phi_c^{[U]}) u_L^{[U]} \cdots (18)$$

また NICKLIN⁷⁾によると $E_{sl}^{[C]}$ は次式で表される。

$$E_{sl}^{[C]} = A^{[U]} (\rho_L - \rho_G) g H \cdot \phi_c^{[U]} (1 - \phi_c^{[U]}) \cdot (u_c^{[U]} - u_L^{[U]}) \cdots (19)$$

ここで $u_c^{[U]}$ 、 $u_L^{[U]}$ 、 $\phi_c^{[U]}$ はそれぞれ上昇流れ域におけるガス速度(すなわち気泡群上昇速度)、液体速度、ガスホールドアップである。

さて均一気泡流の場合、ガス・液体間のスリップ速度 $u_{sl}^{[U]}$ に対しては、MARRUCI⁸⁾ がセルモデルに基づいて提案した次式が適用できる。

$$u_{sl}^{[U]} = u_c^{[U]} - u_L^{[U]} = (U_c^{[U]} / \phi_c^{[U]}) - u_L^{[U]} = u_B \cdot (1 - \phi_c^{[U]})^2 / \{1 - (\phi_c^{[U]})^{\frac{5}{3}}\} \cdots (20)$$

ここで $U_c^{[U]}$ は上昇流れ域断面積基準のガス空塔速度であり、吹込みガスの対数平均圧力 P_{GM} および温度 θ_G におけるガス体積流量 Q_{GM} を上昇流れ域断面積 $A^{[U]}$ で割ることにより求められる。

(20) 式中の単一気泡の上昇速度 u_B を求めるためには気泡径 d_B を知る必要がある。均一気泡流ではガス分散器から生成した気泡は合一・分裂せず、一様に液体中を上昇するため、ここでは近似的に生成気泡径について考えればよい。只木、前田⁹⁾ は多孔板ガス分散器(孔径 $\delta = 400 \sim 1600 \mu\text{m}$) より生成する気泡の大きさに対しては、単一オリフィスの結果¹⁰⁾ がそのまま拡張して使用できることを示している。すなわち只木ら⁹⁾¹⁰⁾ は種々の水溶液、有機液体に関する実験結果を無次元パラメーター N_c 、 N_w を用いて五つの領域に分類し、それぞれの領域で実験式を導いている。たとえば均一気泡が生成する今回のコールドモデル実験の範囲、 $N_c < 1$ 、 $2.4(N_c - 1) < N_w < 16$ では次式のとおりでである。

$$d_B = (\sigma_L \delta / \rho_L g)^{\frac{1}{3}} (6 + 2.5 N_w)^{\frac{1}{3}} \cdots (21)$$

したがって u_B は次式¹¹⁾ より求めることができる。

$$u_B = \{(2\sigma_L / \rho_L d_B) + (g d_B / 2)\}^{\frac{1}{2}}, Re_B \gg 1 \cdots (22)$$

ここで Re_B は気泡に関するレイノルズ数 ($= \rho_L d_B u_B / \mu_L$) である。

いま上昇流れ域断面積 $A^{[U]}$ (この値は γ に依存する.)、介在物粒子浮上効率 η_s が与えられれば、未知数は $E_F^{[C]}$ 、 $u_L^{[U]}$ 、 $\phi_c^{[U]}$ の三つとなる。したがって(9)、(16)、(20)式を連立させて、 $E_F^{[C]}$ 、 $u_L^{[U]}$ 、 $\phi_c^{[U]}$ すなわち $E_F^{[C]}$ 、 $t_s^{[U]}$ 、 $T_s^{[U]}$ について解くことができる。

2.3 粒子浮上パラメーターの決定方法

総括的な介在物粒子浮上効率 η_s を(9)式によつて推算する場合、 $k_s^{[M]}$ 、 $T_s^{[M]}$ 、 $T_s^{[S]}$ および $t_s^{[U]}$ 、 $T_s^{[U]}$ 、 γ (または $u_L^{[U]}$ 、 $\phi_c^{[U]}$ 、 γ) の六つの粒子浮上パラメーターがあらかじめ分かっているなければならない。本節ではその決定方法について述べる。

まず混合流れ領域、停滞領域に関する粒子浮上パラメーター $k_s^{[M]}$ 、 $T_s^{[M]}$ 、 $T_s^{[S]}$ について考える。いまこれらの領域が取鍋注入流のみによつて生じ、ガス吹込みによつて影響されないとするならば、前報¹⁾と同じ方法によりあらかじめ通常条件下で行った高液体流量での実験値を用いて T_s 対 $\ln\{1/(1 - \eta_s)\}$ の関係のプロットを描くことにより $k_s^{[M]}$ 、 $T_s^{[M]}$ を求め、さらに低液体流量での実験値も含めたすべての実験値を用いて $T_s^{[S]}$ を求めることができる。

つぎに循環流れ領域に関する粒子浮上パラメーター

† ここでは浅井ら⁴⁾の考え方にしたが、ガスの膨張は等温膨張とみなして浮力による攪拌動力を見積もった。

$u_L^{[U]}$, $\phi_c^{[U]}$, γ について考える. まず最初に γ に任意の値を与えて, 以下の手順で $u_L^{[U]}$, $\phi_c^{[U]}$ を求める. ただし γ の目安値としてガス分散器の両端の孔の距離とタンディッシュ浴の幅の比, あるいは η_s の実験値の最大値を用いる. すなわちガス吹込み条件下で行った実験値のうちでいつたん浮上した粒子の巻込みの影響がほとんど無視できる低ガス空塔速度での実験値を用いて, まず先に求めた $T_s^{[M]}$, $T_s^{[S]}$ の結果から $A^{[C]}$ を求め, つぎに (9), (16), (20) 式から $E_F^{[C]}$, $u_L^{[U]}$, $\phi_c^{[U]}$ を求め, その結果を用いて各 $A^{[C]}$ ごとに $\phi_c^{[U]}$ 対 $U_c^{[U]}$ の関係をプロットする. いま上昇流れ域が均一気泡流であるならば,

$$\phi_c^{[U]} = a \cdot U_c^{[U]} + b \dots \dots \dots (23)$$

なる関係が成り立つはずである. したがって Q_G , Q_L が与えられると, 均一気泡流の範囲 ($U_c^{[U]} \leq 0.04 \text{ m/s}$)²⁾³⁾ において (23) 式により $\phi_c^{[U]}$ が, さらに (20) 式より $u_L^{[U]}$ が求まる. 以上の手順を繰り返し行い, η_s の実験値と計算値が全ガス空塔速度範囲にわたってよく合うような一定値 γ を求めれば, 同時に $u_L^{[U]}$, $\phi_c^{[U]}$ も求まる.

3. コールドモデル実験

模擬介在物としてポリエチレン粒子を用いたコールドモデル実験を行った後, この結果を用いてつぎの手順で検討を進めた. まず2章で述べた方法を用いて六つの粒子浮上パラメーターを求め, つぎにこれらの値を用いて組合せモデルによる粒子浮上効率の推算法の妥当性を検討した. 最後にガス流量, 液体流量など操作要因による均一気泡流の粒子浮上促進効果の変化を理論的にあるいは実験的に明らかにした.

3.1 実験方法

実験装置として Fig. 2 に示すような鹿島製鉄所スラブ連続鋳造設備用タンディッシュの 1/2.63 模型を製作した. 実験は Fig. 3 に示した多孔板ガス分散器 (孔径 $\delta: 500 \mu\text{m}$, 孔数 $n: 529$, 孔ピッチ $p: 0.01 \text{ m}$) を所定の位置に設置した模型タンディッシュについて, 取鍋からタンディッシュへの注入流にたえず一定量の粒度調整したポリエチレン粒子 ($\rho_s = 0.925 \text{ g/cm}^3$) を混ぜ, 一定時間内にタンディッシュノズルから流出する粒子を捕

集, 秤量することにより行つた. 実験中, 取鍋ノズルと二つのタンディッシュノズルから出る液体流量を等しくし, タンディッシュの浴深さを一定に保つた. 実験条件を Table 1 に示す. 模擬介在物粒子として用いたポリエチレン粒子は粒子径 d_s が $210 \sim 297 \mu\text{m}$ のものであり, これは実際の介在物粒子では $105 \sim 149 \mu\text{m}$ に相当する ((24) 式参照). また, 液の種類は $0.4 \sim 2.0 \text{ wt\%}$ のエタノール水溶液である. なおの実験も介在物粒子の浮上挙動の相似条件として, 前報¹⁾ で導いた条件 (24) 式を用いた.

$$(H)_M / (H)_R = M, (V)_M / (V)_R = M^3,$$

$$(Q_L)_M / (Q_L)_R = M^{2.5}, (u_s^{[P]})_M / (u_s^{[P]})_R = M^{0.5} \dots \dots \dots (24)$$

3.2 コールドモデル実験結果に基づく検討

3.2.1 組合せモデルの妥当性

直方体型模型タンディッシュについての通常条件下, ガス吹込み条件下の実験値を用いて, 先の組合せモデルによる介在物粒子の浮上効率の推算法の妥当性を検討する.

各粒子浮上パラメーターは2章で述べた近似的な取扱いによつて求めたため, その妥当性についてまず検討しておく. 混合流れ領域, 停滞領域に関する三つの粒子浮上パラメーター $k_s^{[M]}$, $T_s^{[M]}$, $T_s^{[S]}$ については実験で使用

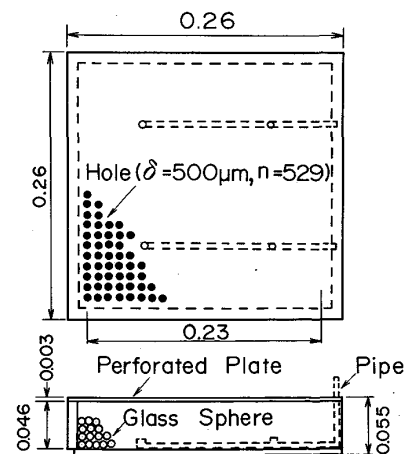


Fig. 3. Schematic diagram of perforated gas distributor.

Table 1. Experimental conditions in cold model experiments and calculated values of $A^{[C]}$, a , b .

No.	Q_L ($\times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$)	Q_{GM} ($\times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$)	N_c (-)	N_w (-)	$A^{[C]}$ (m^2)	a (-)	b (-)
①	1.92 ~ 2.49	0.82 ~ 9.13	0.560 ~ 0.563	0.44 ~ 4.90	0.219 ~ 0.236	3.87	0.000242
②	5.17 ~ 5.96	0.61 ~ 8.47	0.562 ~ 0.564	0.30 ~ 4.17	0.223 ~ 0.235	3.78	0.000202
③	8.79 ~ 9.72	0.51 ~ 8.93	0.563 ~ 0.564	0.24 ~ 4.32	0.209	3.65	0.000271
④	10.65 ~ 11.11	0.84 ~ 4.58	0.563	0.40 ~ 2.21	0.209	3.65	0.000271

Experimental conditions: $d_s = 210 \sim 297 \mu\text{m}$ $K = 0.646$ $L = 1.185 \text{ m}$ $L' = 0.490 \text{ m}$ $W = 0.260 \text{ m}$ $H = 0.350 \text{ m}$ $\gamma = 0.925$ $V_C = 1.18 \times 10^{-6} \text{ m}^3$

した模型タンディッシュの幾何学的条件が前報¹⁾と同じであるため、基本的には前報の通常条件下で行った実験結果をそのまま用いて求めることができる。すなわち $T_s^{[M]}$, $T_s^{[S]}$ の算出については、原則として $T_s^{[M]} = 63.5 \text{ s}$ ($d_s = 210 \sim 297 \mu\text{m}$ に対応する。) $\beta = 15.62$ として (5) 式を用いた。ただしガス分散器の設置位置による幾何学的制約から、いくら液体流量 Q_L が高くても、混合流れ領域の体積 $V^{[M]}$ は $L'WH$ を越えないとした。また $k_s^{[M]}$ についてはその評価式として次式を用いた。

$$k_s^{[M]} = 0.0099 \cdot (\varepsilon^{[M]} / \rho_L)^{1/3} \dots\dots\dots (25)$$

一方、循環流れ領域に関する粒子浮上パラメーター

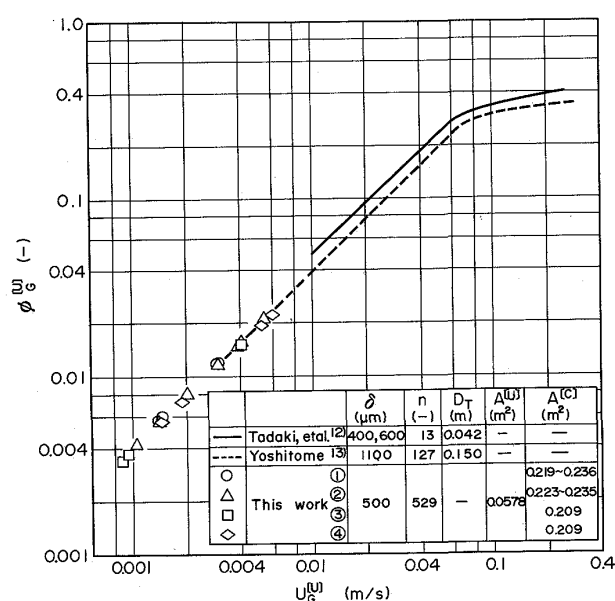


Fig. 4. Relationship between $\phi_c^{[U]}$ and $U_c^{[U]}$.

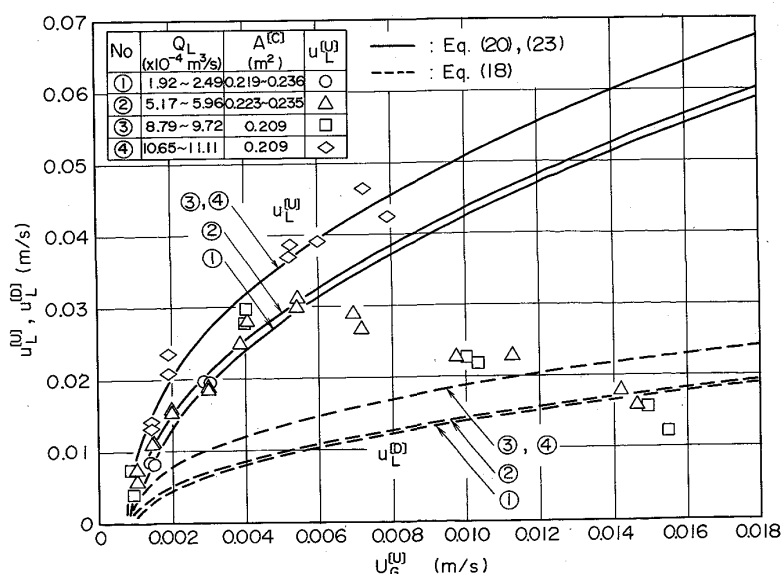
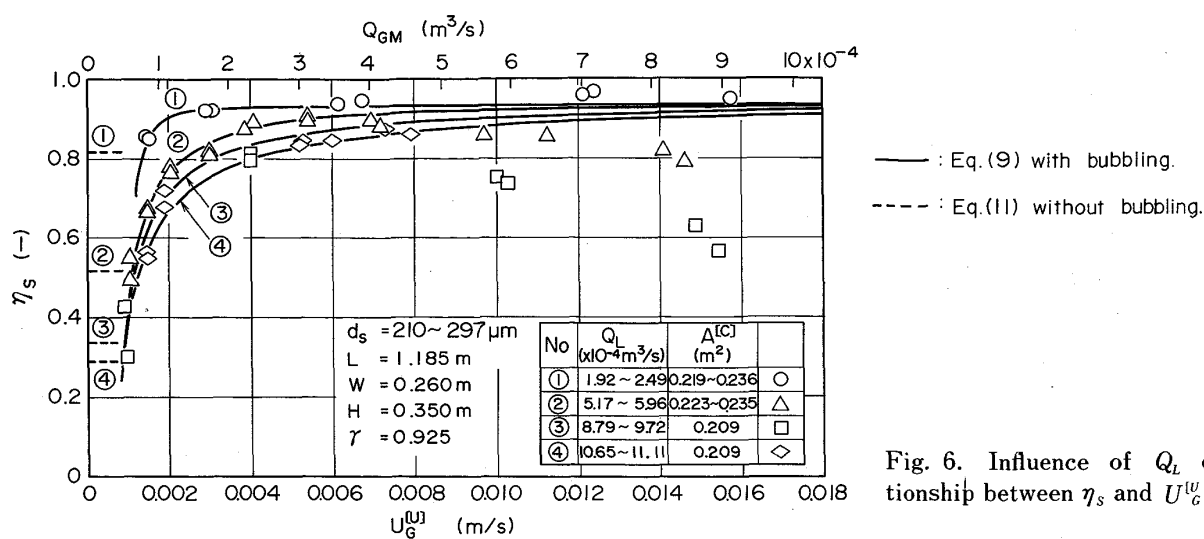
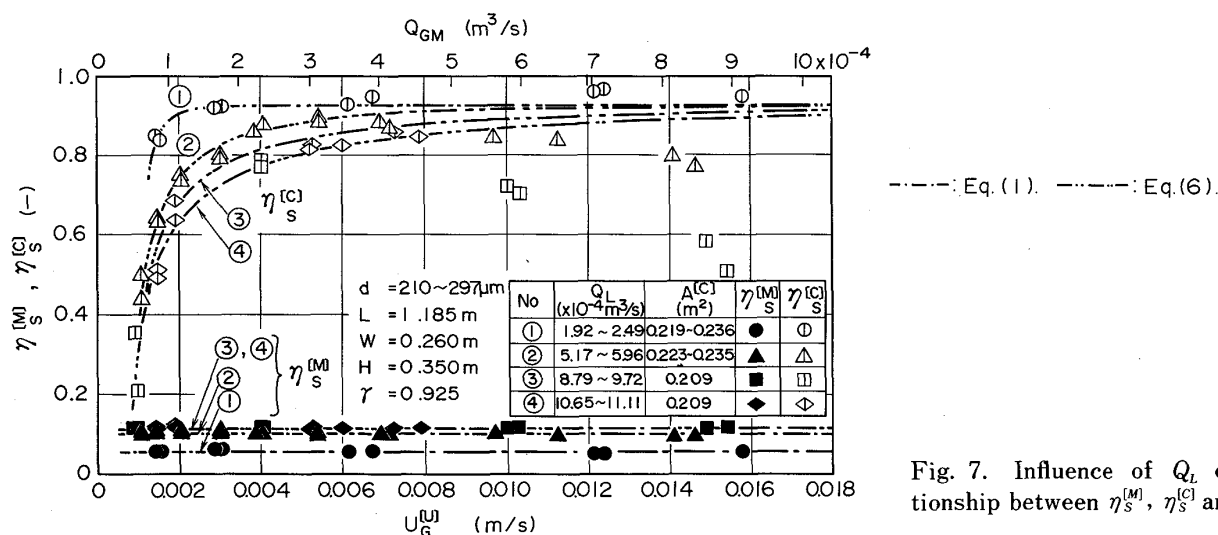


Fig. 5. Variation of $u_L^{[U]}$, $u_L^{[D]}$ with $U_c^{[U]}$.

$u_L^{[U]}$, $\phi_c^{[U]}$, γ については、2章で述べたパラメーターフィッティングを行った結果、まず $\gamma = 0.925$ を得た。つぎにこの γ の値を用いて、 $u_L^{[U]}$, $\phi_c^{[U]}$ を (9), (20) 式を用いて求めた。さらに (16) 式を用いて $E_F^{[D]}$ を求めた。

ここで最終的に求めた粒子浮上パラメーター $u_L^{[U]}$, $\phi_c^{[U]}$ の妥当性について検討する。Fig. 4 はいつたん浮上した粒子の巻込みの影響がほとんど無視できる低ガス空塔速度 ($U_c^{[U]} < 0.007 \text{ m/s}$) での実験値について、①~④の各循環流れ領域断面積 $A^{[C]}$ ごとに上昇流れ域のガスホールドアップ $\phi_c^{[U]}$ とガス空塔速度 $U_c^{[U]}$ の関係をプロットした結果を示したものである。図には従来の気泡塔での実験結果¹²⁾¹³⁾ も示しておいた。いずれの実験値も均一気泡流の考え方に基づいた (23) 式の直線関係をよく満たしている。そこでこの直線の勾配 a , 切片 b を求め Table 1 に示した。以後の理論計算では $\phi_c^{[U]}$ の評価式として (23) 式を用いることにする。

Fig. 5 には上昇流れ域における液体速度 $u_L^{[U]}$ と液体流量 Q_L , ガス空塔速度 $U_c^{[U]}$ の関係について、実験値から上述の手順で算出した値と (20), (23) 式による計算値を比較して示した。また (18) 式による $u_L^{[D]}$ の計算値も示した。 $U_c^{[U]}$ が 0.007 m/s 以下では実験値と計算値はよく一致しており、 Q_L , $U_c^{[U]}$ が増すほど $u_L^{[U]}$ は増すことがわかる。しかし Q_L の影響は非常に小さく、これはガス分散器の設置位置による幾何学的制約により、 Q_L の増加による循環流れ領域断面積 $A^{[C]}$ の変化が小さくなってしまったことによる。なお $u_L^{[D]}$ が 0.013 m/s 以上すなわち $U_c^{[U]}$ が 0.007 m/s 以上ではいつたん浮上した粒子が巻き込まれて再び浴中に戻るために η_s

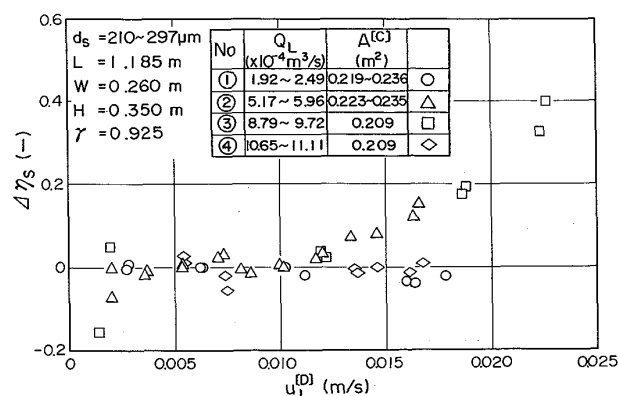
Fig. 6. Influence of Q_L on relationship between η_s and $U_G^{[U]}$.Fig. 7. Influence of Q_L on relationship between $\eta_s^{[M]}$, $\eta_s^{[C]}$ and $U_G^{[U]}$.

が低下することがあり (Fig. 6, Fig. 8 参照), それゆえ $u_L^{[U]}$ の実験値は見掛け上の値を示し, 計算値とは一致しない。

上述した六つの粒子浮上パラメーターを用いて (9) 式から求めた総括的な粒子浮上効率の計算値は Fig. 6 に示すように実験値にかなりよく一致している。以上の検証から組合せモデルは仮想的に3領域に分割するなどした近似的なモデルにもかかわらず, その妥当性が十分満足なものであることが確認された。

3・2・2 操作要因の浮上効率におよぼす影響

前節において組合せモデルの妥当性が確認されたため, このモデルに基づいて粒子浮上性に対する操作要因の影響について検討する。ここでは操作要因として液体流量 Q_L , ガス空塔速度 $U_G^{[U]}$ (あるいはガス流量 Q_{GM}) の二つを取り上げる。Fig. 6, Fig. 7 は浮上効率 η_s , $\eta_s^{[M]}$,

Fig. 8. Influence of $u_L^{[U]}$ on $\Delta\eta_s$.

$g_s^{[C]}$ と液体流量 Q_L , ガス空塔速度 $U_G^{[U]}$ の関係を図示したものである。一般に $U_G^{[U]}$ の増加とともに η_s はかなり増加し, その傾向は Q_L が増すほど強くなることがわか

る。これは $\eta_s^{[0]}$ の影響も無視できないが、 $\eta_s^{[0]}$ の増加が Q_L が増すほど顕著に現れることに起因している。なお前述したとおり $U_c^{[0]}$ が 0.007 m/s 以上では、 $U_c^{[0]}$ が増すほどいつたん浮上した粒子の巻き込み量が多くなるため、 η_s の実験値は計算値に比べ低い値を示す。これは Fig. 8 に示したように η_s の計算値と実験値の差 $\Delta\eta_s$ が、下降流れ域における液体速度 $u_L^{[0]}$ すなわち $U_c^{[0]}$ に依存することによって説明できる。

4. 本理論の実機鋳造への適用性

前章から介在物粒子の浮上挙動は組合せモデルでよく表せることがわかり、また各操作要因の浮上効率におよぼす影響についての知見も得られた。そこで実機鋳造実験によりそれらの検証を行った。

実機鋳造における浮上効率は、相似条件を考慮すれば (9) 式を用いて予測できるが、この場合ガス吹込みの攪拌動力の見積りが問題となる。溶鋼の場合、ガス吹込みの攪拌動力として (15) 式で見積もることのできる浮力の仕事の他に、羽口近傍でのガスの急激な温度上昇にともなう膨張の仕事も加味する必要がある⁴⁾¹⁴⁾。しかしこの温度上昇による膨張の仕事が、溶鋼の攪拌にどれだけ寄与するかは従来から検討されておらず、研究者によつてばらばらに見積もられているのが現状である。いまガス吹込みがもつとも有効に働く場合、すなわち $T_s^{[0]}/t_s^{[0]}$ が十分大きい場合について考えると、その浮上効率の推算式は (9) 式からつぎのように導かれる。

$$\eta_s = 1 - (1 - \gamma) / (1 + k_s^{[0]} T_s^{[0]}) \quad (26)$$

そこで便宜的に (26) 式を用いて計算した結果と鹿島製鉄所における円弧型スラブ連続鋳造設備の操業結果とを比較することにより、本理論の実機鋳造への適用性を検討する。250 t 転炉で溶製した 40 kgf/mm² 級鋼 (平均組成: 0.11% C, 0.11% Si, 0.50% Mn, 0.030% Sol. Al) を対象に、鋳型寸法 270×1200 mm においてつぎのような実験を行った。すなわち、取鍋注入流からタンディッシュノズルまでの距離が異なる 2 ストランド用タンディッシュにおいて多孔板ガス分散器 (孔径 δ : 200 μ m, 孔数 n : 400, 孔ピッチ p : 0.02 m) からのガス吹込みの有無の浮上効率におよぼす影響を調べた。浮上効率の実験値はつぎの手順で求めた。まず鋳込み中期の鋳片を対象に、鋳片の幅中央部の円弧内側の介在物集積帯から、70□×100 mm の角状試料を切り出し、電解スライム法で 90 μ m 以上の介在物を抽出した。これにより A, B 各ストランドの鋳片からの抽出量の比 $C_{s,A}^{[0]} / C_{s,B}^{[0]}$ を求めた。ここでガス吹込みは A ストランド側のみで行われるとすると、この比は (9), (11) 式より、つぎのように

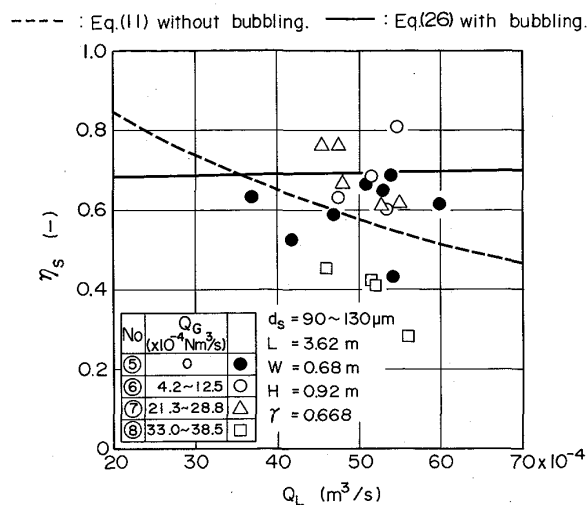


Fig. 9. Influence of Q_G , Q_L on η_s in actual operation.

導かれる。

$$C_{s,A}^{[0]} / C_{s,B}^{[0]} = [1 - \gamma \{1 - \exp(-T_{s,B}^{[0]} / t_{s,A}^{[0]})\}] / \exp(-T_{s,B}^{[0]} / t_{s,B}^{[0]}) \quad (27)$$

よつてガス吹込み側の浮上効率の実験値は、実験から求めた $C_{s,A}^{[0]} / C_{s,B}^{[0]}$ を次式に代入して求めた¹²⁾。

$$\eta_{s,A} = 1 - (C_{s,A}^{[0]} / C_{s,B}^{[0]}) \cdot \exp(-T_{s,B}^{[0]} / t_{s,B}^{[0]}) / (1 + k_s^{[0]} T_s^{[0]}) \quad (28)$$

なおこの方法による浮上効率の実験値は、スライム法の介在物分級精度、モールド内での介在物浮上無視などによる誤差を含んだ近似的な値であることを付け加えておく。

Fig. 9 に実機鋳造実験での浮上効率におよぼすガス吹込みの影響をまとめた。従来の研究では溶鋼中における多孔板ガス分散器からの均一気泡の生成が確認されていないが、ガス吹込み下の浮上効率の最大値は (26) 式による予測とだいたい一致する。またコールドモデル実験で予測されたとおり、ガス流量 Q_G を増すことにより、浮上効率 η_s は上昇するが、 Q_G が 33.0×10^{-4} Nm³/s を越えると η_s は減少することも確認された。この η_s の減少が発生する限界ガス空塔速度は、たとえば $\theta_c = 1823$ K (溶鋼温度と同じとした.), $P_{GM} = 1.30 \times 10^5$ Pa, $A^{[0]} = 0.206$ m² として換算すれば、0.083 m/s となつた。

5. 結 言

連続鋳造タンディッシュにおける多孔板ガス分散器によるガス吹込み下の介在物浮上性とそれにおよぼす操作

¹²⁾ (28) 式により浮上効率を求める際に、混合流れ領域における粒子滞留時間 $T_s^{[0]}$, 粒子の形状補正係数 K の見積りが問題となる。ここでは前報¹⁾で導いた値、すなわち 90.5s, 0.621 をそれぞれ採用した。

要因の影響に関して解析を行い、以下の結論を得た。

(1) ガス吹込み下の介在物粒子の浮上挙動をタンディッシュ浴内の流動状態とからめて考慮した組合せモデルを設定して、介在物粒子浮上効率を表す式を導き、また粒子浮上パラメーターの近似的決定方法についても示した。

(2) コールドモデル実験結果を用いて、上記の方法による浮上効率の推算の妥当性を確認した。そこでこのモデルに基づき、各操作要因の影響について検討した結果、高液体流量時にガス吹込みの効果が顕著となり、さらにガス流量については均一気泡流が生成する低流量が適切であることを確認した。

(3) 実機製造実験の結果も本理論により定性的に説明できた。

記 号

$A^{(i)}$: i 領域の断面積 (m^2)
 a, b : 定数 (—)
 $C_s^{(i)}$: 流入時, 流出時, i 領域における粒子濃度 (kg/m^3)
 D_T : 気泡塔の塔径 (m)
 d_B : 気泡径 (m)
 d_s : 粒子径 (m)
 $E^{(i)}$: 攪拌動力, エネルギー消散速度 (W)
 Fr : 浴深さを代表長さとしたフルード数 $\equiv v_L^2 / gH$ (—)
 g : 重力加速度 (m/s^2)
 H : タンディッシュ浴の深さ (m)
 K : 粒子の形状補正係数 (—)
 $k_s^{(i)}$: i 領域における粒子分離速度定数 ($1/s$)
 L : タンディッシュ浴の長さ, ただし取鍋注入流からタンディッシュノズルまでの距離 (m)
 L' : ガス分散器の設置位置 (m)
 $l^{(i)}$: i 領域における代表長さ (m)
 M : 縮尺 (—)
 N_c : 無次元パラメーター $\equiv 4V_c g \rho_L / \pi \delta^2 P_{G1}$ (—)
 N_w : 無次元パラメーター $\equiv (\delta u_c^2 \rho_L / \sigma_L) \cdot (u_c^2 / \delta g)^{-0.5}$ (—)
 P_G : ガスの圧力 (Pa)
 P_{GM} : ガスの対数平均圧力 $\equiv (P_{G1} - P_{G2}) / \ln(P_{G1} / P_{G2})$ (Pa)
 p : ガス分散器の孔ピッチ (m)
 Q_G : ガスの体積流量 (Nm^3/s)
 Q_{GM} : P_{GM} , θ_G におけるガスの体積流量 (m^3/s)
 Q_L : 液体の体積流量 (m^3/s)
 Re_B : 気泡に関するレイノルズ数 $\equiv \rho_L d_B u_B / \mu_L$ (—)
 $T_s, T_s^{(i)}$: タンディッシュ浴または i 領域における粒子滞留時間 $\equiv V / Q_L, V^{(i)} / Q_L$ (s)
 $t_s^{(i)}$: i 領域における粒子浮上時間 $\equiv H / u_s^{(i)}$ (s)
 $U_c^{(i)}$: 上昇流れ域断面面積基準のガス空塔速度 (m/s)

u_B : 単一気泡の上昇速度 (m/s)
 u_G : ガス通孔線速度 (m/s)
 $u_j^{(i)}$: i 領域における j の垂直方向速度 (m/s)
 V : タンディッシュ浴の体積 $\equiv L \cdot W \cdot H$ (m^3)
 $V^{(i)}$: i 領域の体積 (m^3)
 V_c : ガス分散器の蓄気室体積 (m^3)
 v_L : 取鍋注入流における液体の線速度 (m/s)
 W : タンディッシュ浴の幅 (m)
 w : 上昇流れ域の幅 (m)
 α, β : 定数 (—)
 γ : 粒子が上昇流れ域を通過する割合 $\equiv w / W$ (—)
 δ : ガス分散器の孔径 (μm)
 $\varepsilon^{(i)}$: 混合流れ領域内の平均局所エネルギー消散速度 (W/m^3)
 $\eta_s, \eta_s^{(i)}$: 総括または i 領域における粒子浮上効率 (—)
 θ_G : 吹込みガスの温度 (K)
 μ_L : 液体の粘性係数 ($Pa \cdot s$)
 ρ_G, ρ_L, ρ_s : ガス, 液体または粒子の密度 (kg/m^3)
 σ_L : 液体の表面張力 (N/m)
 $\phi_c^{(i)}$: 上昇流れ域のガスホールドアップ (—)
 上添字
 $i = C, D, I, M, P, O, S, U$: それぞれ循環流れ領域, 下降流れ域, 流入時, 混合流れ領域, 押出し流れ領域, 流出時, 停滞領域, 上昇流れ域に関する量
 下添字
 $j = G, GL, L, S$: それぞれガス, ガス・液体間のスリップ, 液体, 粒子に関する量
 A, B : ストランドの名称
 C, F, GL : それぞれ循環流れ, 摩擦・浴表面の乱れなど, ガス・液体間のスリップによるエネルギー消散速度に関する量
 M, R : それぞれ模型, 実機に関する量
 $1, 2$: それぞれ浴底面, 浴表面に関する量

文 献

- 1) 中島敬治, 川崎守夫: 鉄と鋼, **73** (1987), p. 852
- 2) 化学工学の進歩第 16 集, 気泡・液滴・分散工学—基礎と応用, (化学工学協会編) (1982), p. 1, p. 58 [横書店]
- 3) 丸山敏朗, 岡田直規, 水科篤郎: 化学工学, **46** (1982), p. 312
- 4) 浅井滋生, 岡本徹夫, 赫 翼 成, 鞭 巖: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 426
- 5) S. M. BHAVARAJU, T. W. RUSSELL and H. W. BLANCH: AIChE J., **24** (1978), p. 454
- 6) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 2451
- 7) D. J. NICKLIN: Chem. Eng. Sci., **17** (1962), p. 693
- 8) G. MARRUCCI: Ind. Eng. Chem. Fundam., **4** (1965), p. 224
- 9) 只木横力, 前田四郎: 化学工学, **27** (1963), p. 402
- 10) 只木横力, 前田四郎: 化学工学, **27** (1963), p. 147
- 11) H. D. MENDELSON: AIChE J., **13** (1967), p. 250
- 12) 只木横力, 前田四郎: 化学工学, **28** (1964), p. 270
- 13) 吉留 浩: 化学工学, **27** (1963), p. 27
- 14) 森 一美, 佐野正道: 鉄と鋼, **67** (1981), p. 672