

## 論文

## 底吹き取鍋精錬装置における循環液の特性

© 1984 ISIJ

赫 冀 成\*・浅井 滋生\*<sup>2</sup>・鞭 巖\*<sup>2</sup>

## Characteristics of Circulating Liquid in Bottom-blown Refining Vessel

Ji-Cheng HE, Shigeo ASAI and Iwao MUCHI

## Synopsis:

The recirculating flow rate of liquid in a ladle is one of the dominating factors for the mass transfer in bottom-blown refining vessel.

A mathematical model for predicting the recirculating flow rate of liquid in bottom-blown ladle is developed on the basis of the mass and momentum balances. In order to evaluate the recirculating flow rate, the recirculating time of a tracer particle was measured in the water model experiments. The recirculating flow rate obtained in the water model experiments is well predicted by the mathematical model.

On the basis of the mathematical model and the experiments, the following results regarding the recirculating flow rate were observed: (1) it increases with increase of liquid depth under the same amount of mixing power density, (2) it decreases with increase of vessel size of geometrical similarity, (3) it decreases when gas is injected at eccentric position, (4) the product of the mixing time and the recirculating flow rate in given vessels is nearly constant over the wide range of mixing power density.

## 1. 緒 言

近年、インジェクション冶金の技術の進歩に伴い、各種取鍋精錬装置において底吹きガス攪拌が広く採用されるようになってきた。ガス吹き込み精錬装置において、気液混相上昇域に巻き込まれる循環液流量を予知し、浴内の循環特性を知ることは、物質移動速度の推算や最適操作条件の把握、あるいは、スケールアップなどにあたって、有用な基礎資料となる。

従来、土木関係の分野では、躍層<sup>†</sup>の破壊、波浪の阻止、湖水の解氷などに気泡噴流が適用されている。北野<sup>1)</sup>は SCHMIDT の理論<sup>2)</sup>を拡張して気泡噴流問題を流体力学的に解析している。HUSSAIN<sup>3)</sup>は、運動量収支に基づいた二相モデルを報告している。しかしながら、これらの研究は無限に広い静水中の気泡噴流を対象としており、精錬装置にみられるような周囲に循環流を伴う系については検討されていない。

従来、化学工学の分野においては、ガス吹き込みによる気泡塔の液循環流量について、多数の研究が報告されている。最近では、有機物を含む廃水の生物酸化処理技術として、曝気槽による活性汚泥法が採用されるように

なり、槽内における気泡群の挙動およびこれに伴う液の流動状態について多くの研究が行われている。長瀬<sup>4)</sup>は、気泡槽内の循環流量を求めるため、物質収支と運動量収支からなる数学的モデルを提出した。海野<sup>5)</sup>、大竹<sup>6)</sup>なども循環流量および循環特性と操作条件との関係を実験によつて調べている。これらの研究では、冶金プロセスにおけるガス流量に比較してかなり小さいガス流量の領域を対象に解析がなされている。

一方、冶金の分野においても、最近、数多くの研究が報告され始めている。SZEKELY<sup>7)</sup>は、Navier-Stokes 式を数値計算することより取鍋精錬装置内の循環液流動を解析し、その結果を水模型実験で測定された流動パターンや乱流運動エネルギー分布と比較している。HSIAO<sup>8)</sup>は、鋼浴内に浸漬した円盤に作用する流体の抵抗を歪みゲージを用いて測定し、数学的なモデルによつて得られる流速の検証を行つている。佐野<sup>9)</sup>は、エネルギー収支式に基づいて浴内の循環流動を理論的に解析している。SAHAI<sup>10)~12)</sup>は、液本体の乱流運動に伴う有効粘度を推算し、それを用いて近似的に流れ場を計算するモデルを提出している。

上述の冶金分野の研究は次の二種類に大別できる。すなわち、(1) Navier-Stokes 方程式を数値計算するものと、(2) 循環流をモデル化した後、物質収支とエネルギー

† 海洋の水温は水深の増加につれて低くなるのが普通であるが、その減少の割合は一様ではなく、急激に水温が変化する層がある。これを躍層または水温躍層という。

昭和 57 年 9 月本会講演大会にて発表 昭和 58 年 12 月 12 日受付 (Received Dec. 12, 1983)

\* 中国東北工学院 (現: 名古屋大学大学院) (Northeast Institute of Technology Shenyang China, Now Graduate School, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

\*<sup>2</sup> 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

一収支に基づいて解析するものである。そして、この二種類の研究とも、そこでは混相上昇域の形状が仮定されている。そのため、混相上昇域の物理的挙動および混相上昇域におけるプロセス変数の軸方向の変化、さらに、吹き込み位置が循環流動に及ぼす影響などについてはほとんど解明されていないのが現状である。

本研究では、物質収支、運動量収支およびエネルギー収支に基づいた数学的モデルを展開し、モデルを数値解析することにより、混相上昇域のプロセス変数および循環流量を推算する。次に、装置の大きさ、液深さおよび吹き込み位置などの効果について水模型実験を行い、理論計算の結果を検証する。実験では、追跡粒子法によって得られる循環時間分布関数を使って循環流量を求めた。さらに、中心から吹き込む場合と偏心させて吹き込む場合の循環特性を明らかにする。

## 2. 理論解析

### 2.1 数学的モデル

取鍋精錬装置における浴内の液の循環パターンの模式図を Fig. 1 に示す。槽底の中心位置に設置したオリフィスから吹き込まれた気泡は膨張しながら浮力によって上昇する。それに伴って、これら気泡群はガス-液混相の上昇域を形成し、周囲から液を巻き込んで、上方に向かって膨張する。液面近傍では、ガスは大気中へ逸散し、液は上昇域から吐出されて下降流となる。したがって、浴全体は上昇域 (plume zone) と吐出域 (ejecting flow zone) および下降域 (descending flow zone) に大別されることになる。ただし、実際のプロセスにおいては、上昇域と下降域の界面は乱れており、明確に定め

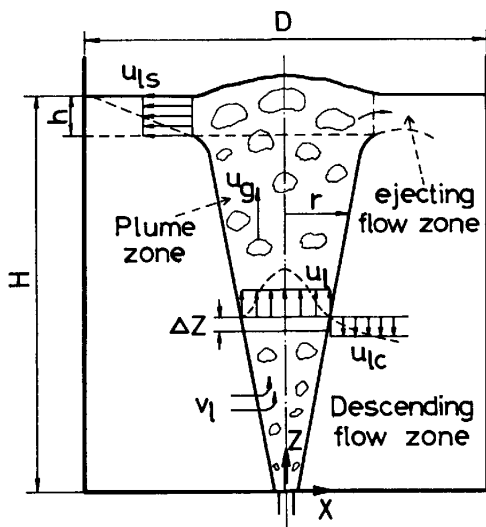


Fig. 1. Schematic view of bottom blown vessel.

ることはできないが、理論解析では垂直方向速度が零となることを両域の境界とする。また、各領域においてガスや液の速度は水平断面内で変化しているが、ここでは上昇域と下降域内での垂直方向速度、および、吐出域内での水平方向速度は一定であると仮定する。

上昇域内の高さ  $\Delta Z$  の微小部分の回りで物質収支と軸方向の運動量収支を行うと、次の(1)、(2)式、および、(3)式が得られる。

物質収支式：

$$(ガス側) M_g = \int_0^r \rho_g u_g \phi 2\pi x dx \dots\dots\dots (1)$$

$$(液側) (d/dZ) \int_0^r (1-\phi) \rho_l u_l 2\pi x dx = (2\pi x \rho_l v_l)_{x=r} \dots\dots\dots (2)$$

運動量収支式：

$$\int_0^r g \phi (\rho_l - \rho_g) 2\pi x dx = (d/dZ)$$

$$\int_0^r (1-\phi) \rho_l u_l^2 2\pi x dx \dots\dots\dots (3)$$

(2)式中の  $(2\pi x \rho_l v_l)_{x=r}$  は下降域から上昇域の側面へ巻き込まれる液の質量流量である。(3)式の左辺は気泡に働く浮力で、右辺は液の運動量変化である。なお、(3)式の右辺には気泡の運動量変化項を付加すべきであるが、ガスの密度は液のそれより十分小さいので省略した。また、厳密には、(3)式に液相側の上昇流れによって生ずる圧力変化項をも付加する必要があるが、通常、上昇域内の流れは 1 m/s 以下であり、他の項に比べて小さいとみなしうるので<sup>4)</sup>、ここでは省略した。

前述したように、オリフィスから生成した気泡群は膨張し、浮力によって上昇域周辺の液を吸引して同伴しながら上昇する。混相の上昇域において周囲の液の吸引量を見積るために、上昇域内で、液による吸引効果と気泡によるものとは別個に検討することにする。すなわち、液-液間の吸引については均一相内の噴流吸引係数  $E_0$ <sup>13)</sup> を採用することが妥当であろう。一方、ガス-液間の吸引の場合には  $(\rho_g/\rho_l)^{1/2}$  を  $E_0$  に掛けて吸引効果に及ぼす密度差の影響を考慮する取り扱いが行われている<sup>14)</sup><sup>15)</sup>が、 $\rho_g/\rho_l \ll 1$  であるので、実質的には上昇流内の気泡による吸引効果は無視できることになる。周囲の液体が静止している場合の噴流による吸引量の取り扱い<sup>14)</sup><sup>16)</sup>に倣い、吸引量は噴流と周囲の液の相対速度および噴流の界面積に比例するとして次式から求める。

$$(2\pi x \rho_l v_l)_{x=r} = E_0 \{2\pi r \rho_l (1-\phi) (u_l + u_{lc})\} \dots (4)$$

(4)式右辺に現れる下降域での液の平均速度  $u_{lc}$  は、容器全体の水平断面での物質収支式から決定される。

$$\int_0^r u_1 \rho_1 (1-\phi) 2\pi x dx = \int_r^{D/2} u_{1c} \rho_1 2\pi x dx \quad \dots (5)$$

上昇域ではガスと液の速度は異なり、その差はスリップ速度 ( $u_s$ ) と呼ばれ、次式で表される。

$$u_s = u_g - u_l \quad \dots (6)$$

気泡群の場合には、 $u_s$  はガスのホールドアップ  $\phi$  と単一気泡の上昇速度  $u_b$  の関数となる。特に、吹き込み精錬プロセスのように、吹き込みガス流量および分散気泡径が大きい場合には、次の (7) 式<sup>17)18)</sup> が適用できる。

$$u_s = u_b / (1-\phi) \quad \dots (7)$$

(7) 式の  $u_b$  を求めるためには、オリフィスから生成する気泡径  $d_{b0}$  を知る必要がある。DAVIDSON と AMICK<sup>19)</sup> はオリフィスを用いた水-空気系の実験を行い、生成気泡径の推算式 ((8) 式) を提出している。そして、佐野ら<sup>20)</sup> はこの推算式が熔融金属系にも適用できることを水銀を用いて広い流量範囲で確認している。

$$d_{b0} = 0.0794 (Q_g d_n^{0.5})^{0.289} \quad \dots (8)$$

上昇中の気泡の体積は理想気体の法則に基づいて次のように表される。

$$V_b = V_{b0} \frac{p_s + H \rho_l g}{p_s + (H-Z) \rho_l g} \quad \dots (9)$$

ここで、 $V_{b0}$  はオリフィスから生成した気泡の初期体積、 $V_{b0} = (1/6) \pi (d_{b0})^3$  である。

分散気泡相互間の干渉がない場合には、 $u_b$  は単一気泡の上昇速度に等しくなり、次の (10) 式<sup>21)</sup> で示される。

$$u_b = \sqrt{0.5 d_{b0} g} \quad \dots (10)$$

また、ガスの密度  $\rho_g$  は、理想気体の法則に基づいて次のように表される。

$$\rho_g = \rho_{gs} \frac{p_s + (H-Z) \rho_l g}{p_s} \quad \dots (11)$$

(4) ~ (11) 式を (1) ~ (3) 式に代入して整理すると、混相上昇域内での  $u_1$ ,  $r$  および  $\phi$  に関する一階常微分方程式 ((12) ~ (14) 式) が得られる。

$$\frac{du_1}{dZ} = \frac{g \phi}{(1-\phi) u_1} - \frac{2E_0 (R^2 - \phi r^2) u_1}{r (R^2 - r^2)} \quad \dots (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dZ} = & \frac{1}{2(u_1 + u_s)} \left\{ \frac{2E_0 (R^2 - \phi r^2) u_1}{R^2 - r^2} - \frac{g \phi r}{(1-\phi) u_1} \right. \\ & \left. - \frac{u_{b0} (k_1/k_2)^{1/6} r}{(1-\phi)^2} F(u_1, r, \phi, Z) \right. \\ & \left. + \frac{g \rho_l u_{b0} (k_1/k_2)^{1/6}}{6(1-\phi) k_2} \right\} - \frac{r}{2\phi} F(u_1, r, \phi, Z) \\ & + \frac{g \rho_l \rho_{gs} r}{2\rho_g p_s} \quad \dots (13) \end{aligned}$$

$$\frac{d\phi}{dZ} = F(u_1, r, \phi, Z) \equiv \left\{ \frac{g \rho_l \rho_{gs} (1-\phi)}{p_s \rho_g} (u_1 + u_s) \right.$$

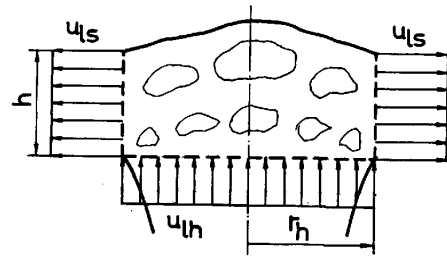


Fig. 2. Schematic view of ejecting flow zone.

$$\begin{aligned} & - \frac{2E_0 (1-\phi) (R^2 - \phi r^2)}{r (R^2 - r^2)} (u_1 + 2u_s) - \frac{g \phi u_s}{u_1^2} \\ & - \frac{g \rho_l u_{b0} (k_1/k_2)^{1/6}}{6k_2} \left\{ \phi (u_1 + u_s) \right. \\ & \left. + \frac{u_{b0} (k_1/k_2)^{1/6}}{1-\phi} \right\} \quad \dots (14) \end{aligned}$$

ここで、 $k_1 \equiv p_s + H \rho_l g$ ,  $k_2 \equiv p_s + (H-Z) \rho_l g$ ,  $u_{b0} \equiv \sqrt{0.5 d_{b0} g}$  である。

ガスが液面から逸散すると、上昇してきた液は半径方向に吐出されて下降流となり、上昇域での (12), (13), (14) 式は成立しなくなる。そこで、液面近傍での吐出領域については別途 Fig. 2 に示すようにモデル化して以下のように解析する。

吐出領域の底面から流入する液量は、側面から流出する液量に等しいので、物質収支式として (15) 式が書ける。

$$u_{1h} \pi r_h^2 \rho_l (1-\phi_h) = 2\pi r_h h u_{1s} \rho_l \quad \dots (15)$$

液とガスが吐出域に持ち込む運動エネルギーは、流出する液が持ち出す運動エネルギーと流出するまでに増加した液の位置エネルギーの和に等しいとみなすと<sup>†2</sup>、この領域でのエネルギー収支は (16) 式のように表される。

$$\begin{aligned} & \int_0^{r_h} (1-\phi_h) \rho_l \pi x u_{1h}^3 dx + \int_0^{r_h} \phi_h \rho_g \pi x u_{1h}^3 dx \\ & = \pi r_h h \rho_l u_{1s}^3 + \int_0^h u_{1s} \rho_l 2\pi r_h g Z' dZ' \quad \dots (16) \end{aligned}$$

ここに  $Z' = Z - (H-h)$  である。

### 2.2 計算手順

モデルの計算手順を Fig. 3 に示す。計算にあたっては (12) ~ (14) 式を連立させて  $Z=0$  面より解き、吐出域での (15) 式と (16) 式を満足する  $h$  が得られるまで  $Z$  を増加させながら計算を継続し、 $Z=H-h$  における  $r_h$ ,  $u_{1h}$ ,  $\phi_h$  の値を用いて (17) 式から  $Q_l$  を計算する。

$$Q_l = \pi r_h^2 \rho_l u_{1h} (1-\phi_h) \quad \dots (17)$$

(12) ~ (14) 式の計算においては、初期条件として次の

<sup>†2</sup> (16) 式の右辺には、気-液界面を通してガスが持ち去るエネルギーを加味すべきであるが、気泡の液面離脱速度を零に近いものとみなしてここでは消去した。

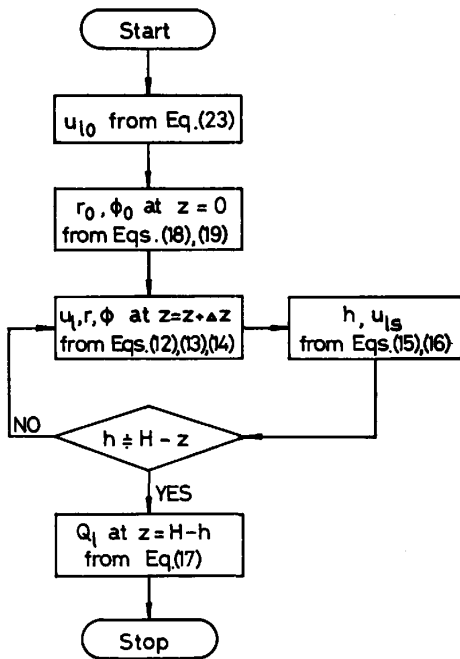


Fig. 3. Flow chart of the mathematical model for determining longitudinal distribution of process variables.

三個の変数（上昇域の初期半径  $r_0$ 、ガスの初期ホールドアップ  $\phi_0$ 、液の初期上昇速度  $u_{10}$ ）を与えなければならない。 $r_0$  は (18) 式に示すようにオリフィスから生成する気泡の半径とし、 $\phi_0$  は  $u_{10}$  が与えられると  $r_0$  を用いて (19) 式から計算することができる。

$$r_0 = d_{b0}/2 \dots \dots \dots (18)$$

$$\phi_0 = Q_g / \{ \pi r_0^2 (u_{10} + u_{b0}) \} \dots \dots \dots (19)$$

したがって、 $u_{10}$  が本モデルの唯一の未知パラメータとなるが、後述 (4.1) するように、ガスの空塔速度から  $u_{10}$  を推算する関係式を得て、未知パラメータを含まない数学的モデルとする。

円筒形の容器（直径 0.27m、水深 0.27m）の底面の中心位置に設置した直径 2mmφ のオリフィスから、流量  $Q_g = 5 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  の空気を吹き込んだ場合の計算結果を Fig. 4 に示す。上昇域の半径  $r$  は上方に向かって広がり、液の上昇速度  $u_1$  は減少し、それに伴って、ガスのホールドアップ  $\phi$  も減少する。この計算によつて得られた  $h$  と  $u_{1s}$  の値も合わせて Fig. 4 に示した。

### 3. 実験方法

循環流量の測定は追跡粒子法<sup>22)23)</sup>で行つた。水とはほぼ密度の等しいトレーサ粒子（海綿状ポリウレタン）を水槽に投入し、トレーサ粒子が下降域から上昇域に吸引される瞬間、粒子の速度と運動の方向が急に変化するのので、その瞬間を目視で捉え、検査面の通過時刻とみなし

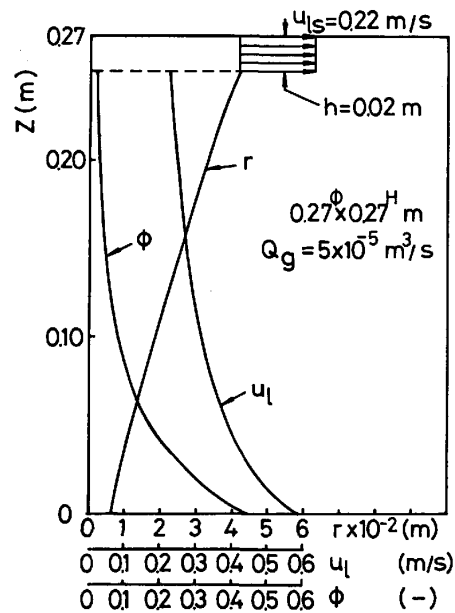
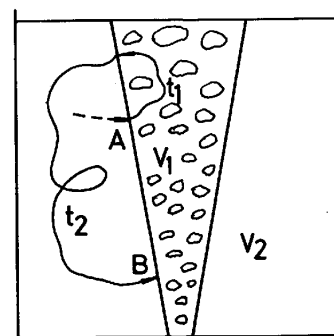


Fig. 4. Calculated results of the longitudinal distribution of process variables.



$$\bar{t} = \int_0^{t_1+t_2} t \cdot E(t) dt$$

Fig. 5. Illustration on the measuring procedure for circulation time of tracer.

た。同一条件下でトレーサが検査面を通過するごとに、手動でパルス信号を発生させ、記録紙上に連続的にパルス信号の時系列を描かせ、それから通過時刻を求めた。トレーサが上昇域に入つてから吐出されるまでの時間は上昇域の循環時間  $t_1$  であり、下降域に入つてから再び上昇域に巻き込まれるまでの時間は下降域の循環時間  $t_2$  となる。Fig. 5 に示すように、上昇域の体積を  $V_1$ 、その平均循環時間を  $\bar{t}_1$  とすると、上昇域中の液流量は  $Q_1 = V_1 / \bar{t}_1$  となり、下降域の体積を  $V_2$ 、その平均循環時間を  $\bar{t}_2$  とすれば、下降域の液流量は  $Q_2 = V_2 / \bar{t}_2$  となる。 $Q_1$  と  $Q_2$  は等しいので (20) 式の関係が得られる。

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_2 = V_1 / \bar{t}_1 = Q_2 = V_2 / \bar{t}_2 \\ &= (V_1 + V_2) / (\bar{t}_1 + \bar{t}_2) \\ &= V / \bar{t} \dots \dots \dots (20) \end{aligned}$$

循環時間  $t$  は、例えば Fig. 5 に示すように、着目して

いる流体素片が検査面（上昇域と下降域の境界，この場合は A 点）を通過して上昇域に吸引されてから再び検査面（B 点）を通過して吸引されるまでの時間であり，その平均値が平均循環時間  $\bar{t}$  となる．トレーサ添加（インク）による可視化によつて槽内に死空間（完全に周囲から隔離され，トレーサによる汚染が見られない領域）は存在しないことが確認できるので  $\bar{t}$  を測定することによつて (20) 式から  $Q_1$  が求められる．上昇域と下降域を合わせた槽全体の循環時間  $t = t_1 + t_2$  を測定することによつて，槽内の循環時間分布関数  $E(t)$  が求められる．なお， $E(t)$  は次の (21) 式を満足するように規格化される．

$$\int_0^{\infty} E(t) \cdot dt = 1 \quad \dots\dots\dots (21)$$

$E(t)$  が求まると平均循環時間  $\bar{t}$  は (22) 式で計算できる．

$$\bar{t} = \int_0^{\infty} t \cdot E(t) dt \quad \dots\dots\dots (22)$$

4. 実験結果と計算結果

4.1 パラメータの決定法

本モデルのパラメータ  $u_{10}$  の決定は次のようにして行つた．大きさの異なる三種類の容器（それぞれ，直径と水深が等しく，0.20m, 0.27m, 0.405m）の底面の中心よりガスを吹き込み，循環流量の測定値と同一条件下で計算によつて得られた値とが合致するまで， $u_{10}$  の値を変えて計算を行つた (Fig. 6 参照)．得られた  $u_{10}$  をガスの空塔速度 ( $Q_g/\pi R^2$ ) で整理した結果，(23) 式が得られた．

$$u_{10} = 258.3 (Q_g/\pi R^2)^{0.6} \quad \dots\dots\dots (23)^{\dagger 3}$$

以後の計算にあつては常に，(23) 式の関係を用いて，空塔速度より  $u_{10}$  を計算することにする．(23) 式から  $u_{10}$  が求められるので，本数学的モデルにはアジャスタブルパラメータが含まれないことになる．

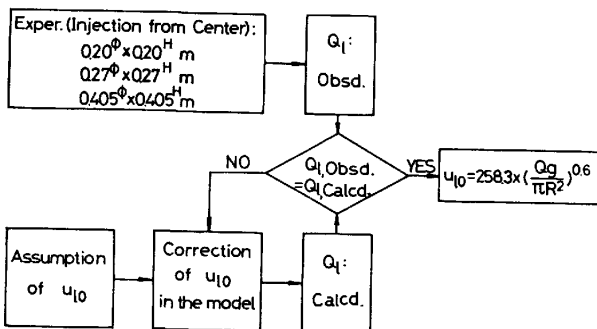


Fig. 6. Flow chart for determination of the parameter ( $u_{10}$ ).

<sup>†3</sup>  $u_{10}$  は装置サイズ ( $R$ ) とガス流量 ( $Q_g$ ) に強く依存するため， $u_{10}$  を便宜的に空塔速度で整理した．

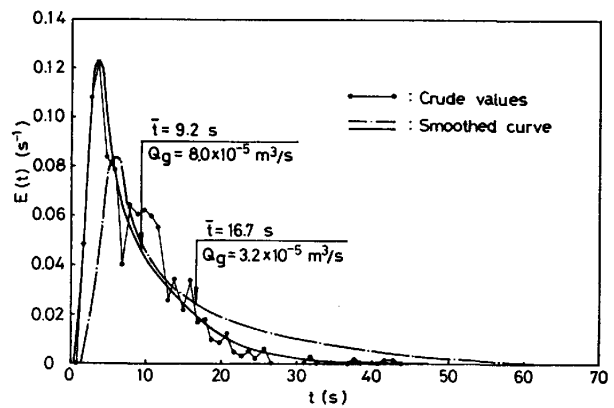


Fig. 7. Density distribution of circulation time in the central injection.

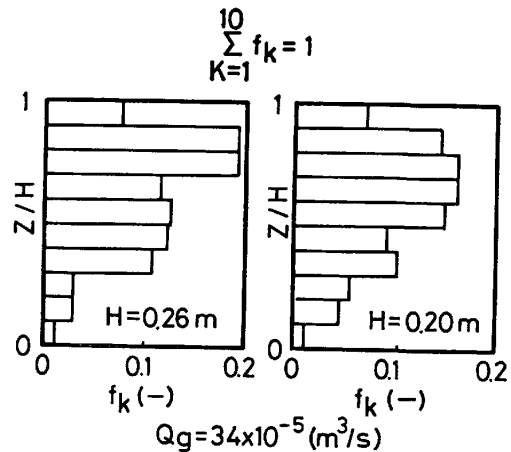


Fig. 8. Entrainment fraction ( $f_k$ ) in the different liquid height.

4.2 循環特性

Fig. 7 に示すように，底面の中心位置からガスを吹き込む場合，循環時間分布関数にはピークが一つだけ存在することになる．そのピークの位置は，ガス流量が増加するとともに短時間側へ移行し，循環時間の長いものは消失する．このことは，ガス流量の増加に伴つて上部にできる循環時間の短い渦流が助長されることを示している．同じ現象が液深の増加によつても得られる．直径 0.20m で，液の深さを，それぞれ，0.20m および 0.26 m にした場合に観測された高さ方向でのトレーサ巻き込み頻度分布を Fig. 8 に示す．そこでは，高さ方向に上昇域を 10 等分し，追跡粒子が通過する検査面の位置（これは上昇流に同伴される位置である．）を，次の (24) 式で規格化される通過回数頻度分布で示してある．

$$\sum_{k=1}^{10} f_k = 1 \quad \dots\dots\dots (24)$$

Fig. 8 から液深  $H$  が増加すると，上部の循環流量が増加することがわかる．

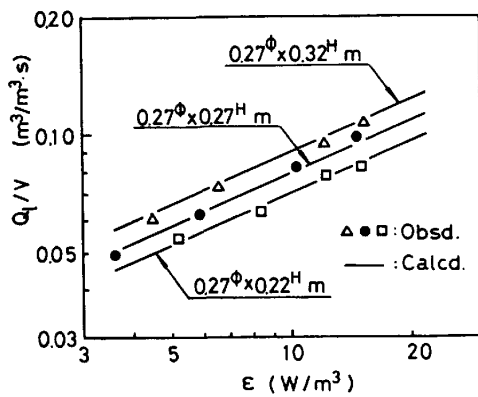


Fig. 9. Effects of liquid height on the relation between circulation flow rate and applied power density.

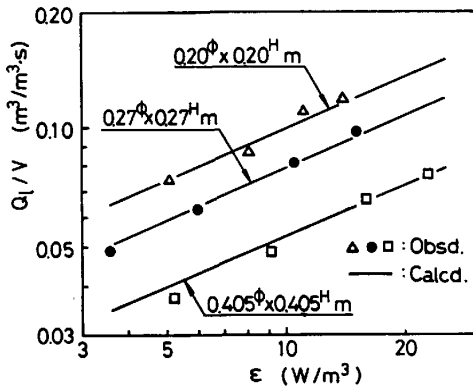


Fig. 10. Effects of vessel size on the relation between circulation flow rate and applied power density.

4.3 液深の効果

Fig. 9 には、直径 0.27 m の円筒の容器を用いて液深をそれぞれ 0.22m, 0.27m, 0.32m と変え、底面の中心位置からガスを吹き込んだ場合に実測された平均循環流量とその計算値の比較を示す。横軸に攪拌動力密度  $\epsilon$  をとり、縦軸には液の単位体積あたりの循環液流量をとって整理した。計算結果と実測結果はよい一致を示しており、同じ攪拌動力下では液深の増加に伴って循環液流量が増加することがわかる。Fig. 9 に示した結果は次式で表される。

$$Q_l/V = 7.1 \times 10^{-2} \epsilon^{0.44} H^{0.68} \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 $H$  は液深である。

4.4 装置スケールの効果

循環液流量に及ぼす装置の規模の効果を図 10 に示す。水深と直径の比を同じにして、幾何学的相似条件を保っておき、直径を 0.20m, 0.27m, および 0.405m に変えて、計算と実験を行った。装置の規模を拡大すると、単位体積あたりの循環液流量は減少することがわかる。Fig. 10 に示したこの結果は次式でまとめられる。

$$Q_l/V = 9.7 \times 10^{-2} \epsilon^{0.44} D^{-0.83} \dots\dots\dots (26)$$

4.5 吹き込み位置の効果

上述の結果は、すべて容器の底面の中心位置からガスを吹き込んだ場合であつたが、ここではガス吹き込み位置を偏心させた場合の結果について述べる。吹き込み位置が半径方向に偏心すると、循環時間分布関数の曲線のピークの形状が変化し、二つのピークが現れるようになる。そして、ガス流量の増加に伴って、これらのピークはともに短時間側に移行するとともに、長時間側のピークの値が高くなる (Fig. 11)。吹き込み位置をさらに壁に近づけると、循環時間分布曲線は再び一個だけのピークを示すようになる。すなわち、一定の偏心の範囲内では、吹き込み点に立てた垂直軸の左右でそれぞれ大きさの異なる循環流が存在することになる。

中心から吹き込み位置までの距離を  $r$  として、 $r/R$  で定義した偏心度を、それぞれ、0, 1/2, 3/4 と変化させた場合の実測結果を図 12 に示す。偏心度の増加に伴って循環液流量が減少する結果となつた。このことは、オリフィスが偏心することによつて、上昇流の吸引効果が壁の影響を受けて減少するためと考えられる。そ

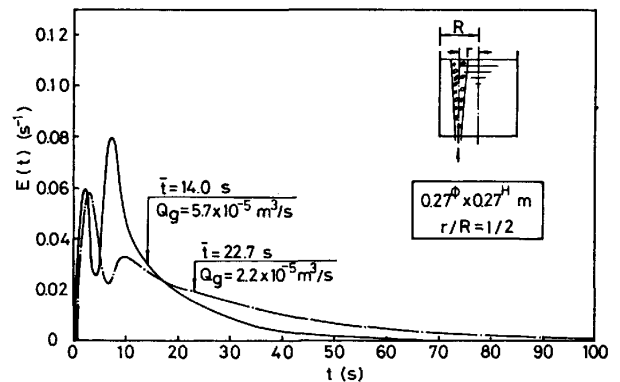


Fig. 11. Density distribution of circulation time for the eccentric position of orifice.

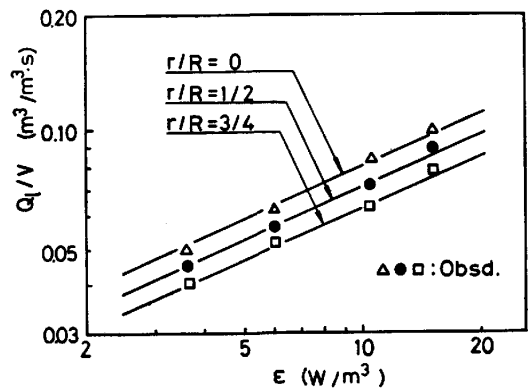


Fig. 12. Effects of radial position for gas injection on the relation between circulation flow rate and applied power density.

Table 1. Values of  $E_0$  for various eccentric position of orifice.

$r/R$	0	1/2	3/4
$E_0$	0.116	0.104	0.090

ここで、偏心させた場合の計算にあたっては吸引係数  $E_0$  の補正を行った。各偏心度について計算結果と実験結果が合致するように決定した  $E_0$  の値を Table 1 に示す。

4.6 液循環流量と混合時間の関係

前報<sup>24)</sup>では、ガス吹き込み攪拌槽における混合時間  $\tau$  は粘性支配域では  $\tau \propto \varepsilon^{-1/2}$ 、慣性支配域あるいは乱流粘性支配域では  $\tau \propto \varepsilon^{-1/3}$  であるという結果を示した。一方、本研究では、粘性域あるいは乱流域を問わず、実験および計算結果から  $(Q_l/V) \propto \varepsilon^{0.44}$  という関係が得られた。これらの結果から  $\tau$  と  $(Q_l/V)$  の積の  $\varepsilon$  への依存性は次式で表されることになる。

$$\tau (Q_l/V) \propto \varepsilon^{-0.06-0.11} \dots \dots \dots (27)$$

(27)式において、 $\varepsilon$  にかかるべき数が  $-0.06 \sim 0.11$  のように小さいことから、 $\tau(Q_l/V)$  は  $\varepsilon$  にほとんど依存しないとみなすことができる。一方、KOEN<sup>25)</sup>は機械攪拌装置における経験式として次式を提出している。

$$\tau = (V/Q_l) \ln(100/i) \dots \dots \dots (28)$$

ここで、 $i$  は完全混合後のトレーサ濃度を 100 としたとき、トレーサ投入  $\tau$  時間後に測定される濃度変動の値である。(28)式は混合時間と単位体積当たりの循環流量  $(Q_l/V)$  の積が攪拌羽根の回転数によらず一定であることを示しており、(27)式の内容と類似するものとなっている。

5. 結 言

本研究では、ガス吹き込み取鍋精錬装置における浴内循環流について、各変数の軸方向の変化を考慮した数学的モデルを展開した。さらに、追跡粒子法による実験で、浴内循環液の流量とその特性を調べた。本モデルの数値計算結果と実験結果から次のことが明らかとなった。

- (1) 液深の増加に伴って、同一の攪拌動力密度  $\varepsilon$  のもとでは浴の単位体積当たりの循環液流量は増加する。
- (2) 幾何学的相似のもとで、装置の規模を拡大すると、同一の  $\varepsilon$  に対して単位体積当たりの循環流量は減少する。
- (3) ガス吹き込み位置を偏心させた場合には、上昇流の吸引効果が壁の影響を受ける結果、循環液流量は減少する。

(4) 底面の中心位置から吹き込む場合には、循環時間分布曲線にはピークが一つだけ現れ、主循環流は一つだけ存在することがわかる。一方、偏心させた場合には、二つのピークが現れ、吹き込み点に立てた垂直軸の左右に大きさの異なる二つの主循環流が存在することが推察される。なお、いずれの場合でも、主循環流はガス流量の増加に伴って短時間側へ移行する。

(5) 幾何学的相似の条件下では、混合時間と単位体積当たりの循環流量の積は攪拌動力密度によらずほぼ一定値を取る。

記 号

- $D$ : 装置の直径 (m)
- $d_b$ : 気泡の直径 (m)
- $d_{b0}$ : 初期気泡径 (m)
- $d_n$ : オリフィスの内径 (m)
- $E_0$ : 噴流吸引係数 (-)
- $E(t)$ : 循環時間分布関数 (-)
- $f_k$ : トレーサ粒子の通過回数頻度 (-)
- $H$ : 液深 (m)
- $h$ : 吐出域の深さ (m)
- $g$ : 重力加速度 (m/s<sup>2</sup>)
- $M_g$ : ガスの質量流量 (kg/s)
- $p_s$ : 液面における圧力 (Pa)
- $Q_g$ : ガスの体積流量 (m<sup>3</sup>/s)
- $Q_l$ : 循環液流量 (m<sup>3</sup>/s)
- $Q_1$ : 上昇域中の液流量 (m<sup>3</sup>/s)
- $Q_2$ : 下降域中の液流量 (m<sup>3</sup>/s)
- $R$ : 装置の半径 (m)
- $r$ : 混相上昇域の半径 (m)
- $r_0$ : 混相上昇域の初期半径 (m)
- $r_h$ : 吐出が開始される位置の上昇域の半径 (m)
- $t$ : 循環時間 (s)
- $\bar{t}$ : 平均循環時間 (s)
- $\bar{t}_1$ : 上昇域における平均循環時間 (s)
- $\bar{t}_2$ : 下降域における平均循環時間 (s)
- $u_b$ : 単一気泡の上昇速度 (m/s)
- $u_{b0}$ : 気泡の初期上昇速度 (m/s)
- $u_g$ : ガスの上昇速度 (m/s)
- $u_{gh}$ : 吐出が開始される位置でのガスの上昇速度 (m/s)
- $u_l$ : 液の上昇速度 (m/s)
- $u_{l0}$ : 液の初期上昇速度 (m/s)
- $u_{lc}$ : 下降域での液の平均下降速度 (m/s)
- $u_{lh}$ : 吐出が開始される位置での液の上昇速度 (m/s)
- $u_{ls}$ : 吐出流の断面平均流速 (m/s)
- $u_s$ : 気泡のスリップ速度 (m/s)
- $V$ : 浴の体積 (m<sup>3</sup>)
- $V_1$ : 上昇域の体積 (m<sup>3</sup>)
- $V_2$ : 下降域の体積 (m<sup>3</sup>)
- $V_b$ : 気泡の体積 (m<sup>3</sup>)
- $V_{b0}$ : 気泡の初期体積 (m<sup>3</sup>)
- $v_l$ : 上昇域の側面から入る液の半径方向の流速 (m/s)
- $x$ : ノズル中心からの半径方向距離 (m)
- $Z$ : 底面から上方向への距離 (m)
- $\rho_g$ : ガスの密度 (kg/m<sup>3</sup>)
- $\rho_{gs}$ : 液表面におけるガスの密度 (kg/m<sup>3</sup>)
- $\rho_l$ : 液の密度 (kg/m<sup>3</sup>)

- $\phi$  : 混相上昇域でのガスのホールドアップ (—)  
 $\phi_h$  : 吐出が開始される位置でのガスのホールドアップ (—)  
 $\phi_0$  : 混相上昇域でのガスの初期ホールドアップ (—)  
 $\varepsilon$  : 攪拌動力密度 ( $W/m^3$ )  
 $\tau$  : 混合時間 (s)

## 文 献

- 1) 北野義則, 田中綏彦, 栗谷陽一: 土木学会論文報告集 (1976) 253, p. 37
- 2) W. SCHMIDT: Turbulente Ausbreitung eines Stromes erhitzter Luft, Z. A. M. M., 21 (1941) 265 & 351
- 3) N. A. HUSSAIN and R. SIEGEL: Trans. ASM, I, 98 (1976), p. 49
- 4) 長瀬洋一, 河村佑治, 吉迫教史: 化学工学論文集, 6 (1980), p. 662
- 5) 海野 肇, 菊地文男, 松浦明德, 明島高司: 化学工学論文集, 7 (1981), p. 1
- 6) 大竹研至, 松浦明德, 海野 肇, 明島高司: 化学工学論文集, 7 (1981), p. 196
- 7) J. SZEKELY, H. J. WARG and K. M. KISER: Metall. Trans., 7B (1976), p. 287
- 8) T. C. HSIAO, T. LEHNER and K. BJÖRN: Scand. J. of Metallurgy, 9 (1980), p. 105
- 9) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 2451
- 10) Y. SAHAI and R. I. L. GUTHRIE: Metall. Trans., 13B (1982), p. 125
- 11) Y. SAHAI and R. I. L. GUTHRIE: Metall. Trans., 13B (1982), p. 193
- 12) Y. SAHAI and R. I. L. GUTHRIE: Metall. Trans., 13B (1982), p. 203
- 13) B. R. MORTON: J. Fluid Mechanics, 5(1959), p. 151
- 14) B. R. MORTON: Proceedings of the 10th Internl. Symposium on Combustion, University of Cambridge (1965), p. 973
- 15) F. P. RICOU and D. B. SPALDING: J. Fluid Mechanics, 11 (1961), p. 21
- 16) N. RAJARATNAM(野村安正訳): 噴流 (1981) [森北出版]
- 17) J. F. DAVIDSON and D. HARRISON: Chem. Eng. Sci., 21 (1966), p. 731
- 18) P. GRIFFITH and G. B. WELLIS: Trans. ASM (Journal of Heat Transfer), 83 (1961), p. 307
- 19) L. DAVIDSON and E. H. AMICK, Jr.: AIChE Journal, C2 (1956), p. 337
- 20) 佐野正道, 森 一美, 藤田康久: 鉄と鋼, 65 (1979), p. 1140
- 21) D. W. Van KREVELEN and P. J. HOFTIJZER: Chem. Eng. progr., 46 (1950), p. 29
- 22) 佐藤一省: 化学工学, 32 (1968), p. 588
- 23) 井上一郎, 佐藤一省: 化学工学, 30 (1966), p. 922
- 24) 浅井滋生, 岡本徹夫, 赫 冀 成, 鞭 巖: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 426
- 25) C. KOEN: Chem. Eng., 2 (1975), p. 91