

通気攪拌槽内の流体の流れ

論文

別所 永康*・谷口 尚司*²・菊池 淳*²

Fluid Flow in a Gas-stirred Vessel

Nagayasu BESSHO, Shoji TANIGUCHI and Atsushi KIKUCHI

Synopsis:

Characteristics of bubble dispersion and fluid flow in a gas-stirred vessel have been studied.

Nitrogen gas was injected into water through a 0.6 cm diameter nozzle at the center of the bottom of 0.29 m diameter acrylate vessel. Flow patterns were visualized by using insoluble salt particles dispersed in water. In order to simulate the flow patterns, the "bubble dispersion model" is proposed. This model consists of equations of flow and bubble dispersion with constant values of effective kinematic viscosity, ν_e , and effective dispersion coefficient of bubbles, D_e . The values of D_e are assumed to be equal to those of ν_e and are calculated by the ad hoc model proposed by SPALDING et al.

The computed flow patterns were roughly consistent with the observed results in the range of $q_G = 1.67 \times 10^{-5} \sim 1.67 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ and $z_1 = 0.1 \sim 0.4 \text{ m}$, where q_G is the gas flow rate and z_1 is the height of water.

1. 緒 言

ガス吹き込みによる溶鉄の攪拌は各種の精錬プロセスにおいて広く利用されている重要な操作の一つである。したがって、その攪拌特性を精錬反応との関連において明確にすることは非常に重要である。

従来、通気攪拌特性は装置内の循環流量や混合時間などの観点から巨視的に検討されているが^{1)~4)}、精錬反応特性を十分明確にするためには、装置内のガスホルダップ分布や流速分布などの微視的知識もぜひ必要である。この流速分布を求めるために、各種の乱流モデルに基づく流れの数値解析^{5)~10)}が行われており[†]、その結果が一部の精錬反応速度の解析にも用いられている⁹⁾。しかしながらガスホルダップ分布については理論的研究がほとんどなく¹¹⁾、その意味で精錬反応の解析に必要な微視的流動特性はいまだ明確ではない。

そこで本研究では通気攪拌下の精錬反応特性を考察する研究の一環として、まず流動特性に関する基礎的研究を行った。すなわち、水中にガスを吹き込む場合の液の流動状態の観察ならびに気泡分散モデルによる流れの数値解析を行った。

2. 流動状態の観察

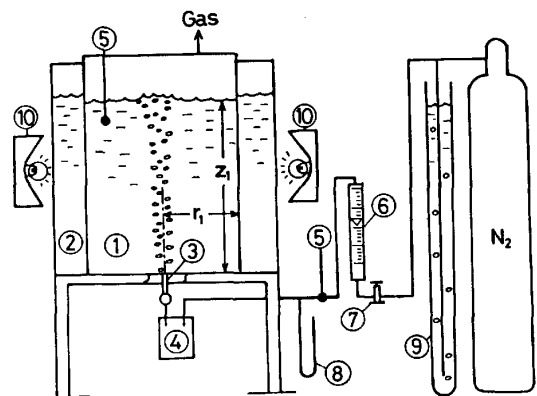
2.1 観察方法

Fig. 1 に流動状態の観察に用いた装置の概要を示し

† 既往の研究概要を Appendix に示した。

た。容器①は半径 0.145 m、高さ 0.5 m の透明アクリル円管で、同材質の角型ジャケット②内に設置されている。光源には 1 kW のハロゲンランプ⑩を用い、ジャケットの両側面よりスリットを通して投光した。液としては、水に市販の食塩を約 14 mass% 添加したものを用い、液中に懸濁する微細な未溶解粒子をトレーサーとした。ガスには窒素を用い、ポンプよりニードルバルブ⑦、流量計⑥、蓄気室(約 $0.5 \times 10^{-3} \text{ m}^3$)④およびガラス製ノズル③を経て、容器底部の中心から液中に吹き込んだ。なお、ノズル③の内径は $0.6 \times 10^{-2} \text{ m}$ である。

実験は室温で行い、容器内の液高さ z_1 およびガス流量 q_G を種々変えて流動状態を写真撮影した。



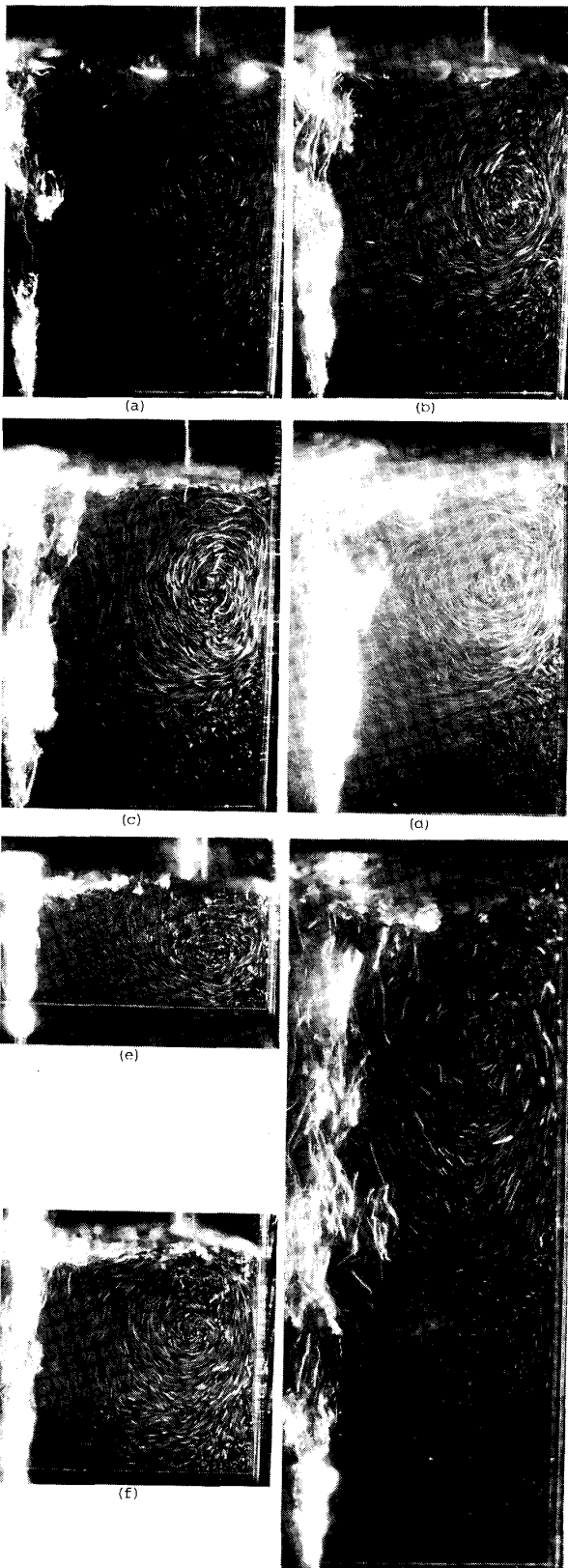
① Vessel, ② Jacket, ③ Nozzle, ④ Gas chamber, ⑤ Thermometer, ⑥ Flow meter, ⑦ Needle valve, ⑧ Manometer, ⑨ Over flow, ⑩ Halogen lamp

Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus.

昭和 57 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 59 年 10 月 18 日受付 (Received Oct. 18, 1984)

* 川崎製鉄(株)鉄鋼研究所 (Iron & Steel Research Laboratories, Kawasaki Steel Corp.)

*² 東北大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Tohoku University, Aza-Aoba Aramaki Sendai 980)



(a) $q_G = 16.7 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ $z_1 = 0.2 \text{ m}$ (b) $q_G = 50.0 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ $z_1 = 0.2 \text{ m}$
 (c) $q_G = 83.3 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ $z_1 = 0.2 \text{ m}$ (d) $q_G = 167 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ $z_1 = 0.2 \text{ m}$
 (e) $q_G = 50.0 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ $z_1 = 0.07 \text{ m}$ (f) $q_G = 50.0 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ $z_1 = 0.13 \text{ m}$
 (g) $q_G = 50.0 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ $z_1 = 0.4 \text{ m}$

Photo. 1. Visualized flow patterns.

2.2 観察結果

Photo. 1 (a)~(g) に観察結果を示した. いずれの結果も露光時間は 1/8 (s) である.

まず Photo. 1 (a)~(d) は液高さ z_1 を一定としてガス流量 q_G を種々変えた場合であるが, 系内には気泡分散領域と液本体の領域とが明確にみとめられる. 気泡分散領域の幅は系上部ほど広く, また q_G の増加とともに広がる傾向がみとめられる. 一方, 液本体の領域には循環流がみとめられ, その流れの中心が系上部の側壁に近い位置にあり, 系下部の流れはゆるやかであることがわかる. また, q_G の増加とともに流れが激しくなっていることもわかる.

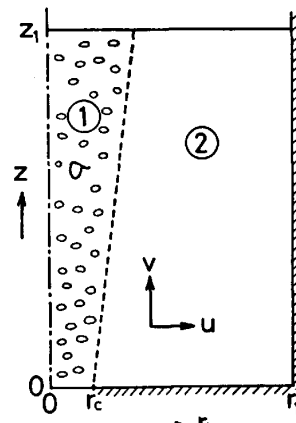
つぎに Photo. 1 (e)~(g) は q_G を一定として z_1 を変えた場合であるが, これらの場合にも循環流の中心は側壁に近い位置にある. また, z_1 が小さくなると, 循環流が系の下部にも達していることがわかる.

3. 気泡分散モデルによる解析

3.1 基礎式および境界条件

通気攪拌下の流動現象を厳密に記述することはきわめて困難である. そこで本研究では系内の流れについて以下の仮定 (i)~(vii) をおこない, その仮定下の流れの現象を理論的に考察した.

- (i) 流れは Fig. 2 に示される円柱軸対称流れである.
- (ii) 液の平均流速 u, v は時間に無関係に一定である.
- (iii) 気泡分散領域①および液本体の領域②を密度一定の流体とみなす. ただし, 運動方程式の重力項では密度変化を考慮する.
- (iv) 気泡径は一定で, 液に対する気泡の相対速度 w



① Bubble-dispersion zone
 ② Bulk of liquid phase

Fig. 2. Coordinate system.

も一定である。

(v) 気泡は流れと乱流拡散によつて分散する。

(vi) 有効動粘度 ν_e は一定で, Deb Roy ら⁶⁾ の ad hoc モデルで算出される。

(vii) 気泡の有効分散係数 D_e は有効動粘度 ν_e と同じ値をもつ²。

以上の仮定のもとでは流れの基礎式は (1)~(3) 式で, ガスホルダップ分布を記述する気泡分散の式^{†3} は (4) 式で与えられる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} = \nu_e \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \nu_e \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \sigma g \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$u \frac{\partial \sigma}{\partial r} + (v+w) \frac{\partial \sigma}{\partial z} = D_e \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \sigma}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial z^2} \right] \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに, ν_e は (5) 式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \nu_e &= \mu_e / \rho \\ \mu_e &= 0.012(2r_1)^{2/3}(z_1)^{-1/3}(\rho)^{2/3}(m_G u_{G0}^2)^{1/3} \end{aligned} \right\} \dots\dots (5)$$

境界条件は (6) 式で示される。

$$\left. \begin{aligned} r=0, 0 < z < z_1 : u = \frac{\partial v}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial r} = 0 \\ r=r_1, 0 < z < z_1 : u=v=0, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial r} = 0 \\ 0 < r < r_c, z=0 : u=v=0, \quad \sigma=1 \\ r_c < r < r_1, z=0 : u=v=0, \quad \sigma=0 \\ 0 < r < r_1, z=z_1 : \frac{\partial u}{\partial z} = v=0, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial z} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

ここに, $z=0$ における気泡分散領域の半径 r_c は (7) 式より算出される。

$$r_c = \sqrt{\frac{qG}{\pi w}} \quad \dots\dots\dots (7)$$

以上の諸式を (8) 式で示される無次元諸量で無次元化し, さらに (9) 式で定義される流れの関数 ϕ および (10) 式で定義される渦度 ζ を導入すると, 最終的に基礎式として (11), (12) 式が, 境界条件として (13) 式が得られ

^{†2} この仮定は, 気泡の移動と運動量の移動が同一の機構で進行することを意味する。しかしその妥当性については検討の余地が残されていると考える。

^{†3} 北野ら¹¹⁾ は無限の広がりをもつ液中の 2 次元気泡噴流を記述する式として, (4) 式と類似の拡散方程式を用いている。

る。

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{r}{r_1}, \quad Z = \frac{z}{r_1}, \quad R_c = \frac{r_c}{r_1}, \quad Z_1 = \frac{z_1}{r_1}, \\ U &= \frac{r_1 u}{\nu}, \quad V = \frac{r_1 v}{\nu}, \quad W = \frac{r_1 w}{\nu}, \quad Q_G = \frac{qG}{r_1 \nu}, \\ G &= \frac{r_1^3 g}{\nu^2}, \quad N = \frac{\nu_e}{\nu}, \quad S = \frac{D_e}{\nu} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

$$U = \frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial Z}, \quad V = -\frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial R} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\zeta = \frac{1}{R} \left(\frac{\partial U}{\partial Z} - \frac{\partial V}{\partial R} \right) = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$U \frac{\partial \zeta}{\partial R} + V \frac{\partial \zeta}{\partial Z} = N \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R^2 \zeta}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial Z^2} \right] - \frac{G}{R} \frac{\partial \sigma}{\partial R} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$U \frac{\partial \sigma}{\partial R} + (V+W) \frac{\partial \sigma}{\partial Z} = S \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \sigma}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial Z^2} \right] \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} R=0, 0 < Z < Z_1 : \frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial Z} = \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial R} \right) \\ &= 0, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial R} = 0 \\ R=1, 0 < Z < Z_1 : \frac{\partial \phi}{\partial Z} = \frac{\partial \phi}{\partial R} \\ &= 0, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial R} = 0 \\ 0 < R < R_c, Z=0 : \frac{\partial \phi}{\partial R} = \frac{\partial \phi}{\partial Z} = 0, \quad \sigma=1 \\ R_c < R < 1, Z=0 : \frac{\partial \phi}{\partial R} = \frac{\partial \phi}{\partial Z} = 0, \quad \sigma=0 \\ 0 < R < 1, Z=Z_1 : \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} = \frac{\partial \phi}{\partial R} = 0, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial Z} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

なお, ζ の境界条件は U, V の境界条件と (10) 式より与えられる。

3.2 計算方法

以上の基礎式を前報¹²⁾と同様, upwind 法で差分化し, SOR 法で解いた。軸方向および半径方向の格子間隔はつぎのとおりである。

$$\begin{aligned} \Delta Z &= Z_1/30 \\ \Delta R &= 0.05 \quad (0.25 < R < 1) \\ \Delta R_i &= 0.85 \Delta R_{i+1} \quad (0 < R < 0.25) \end{aligned}$$

計算の収束条件としては (14) 式を用いた。

$$|\zeta_{i,j}^{(k+1)} - \zeta_{i,j}^{(k)}|_{\max} / |\zeta_{i,j}^{(k+1)}| \leq 10^{-5} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに, i, j, k はそれぞれ R 方向および Z 方向の格

Table 1. Numerical values of parameters used for computation.

Q_G	Z_1	$W \times 10^{-4}$	$N (=S)$	Calculated results	Observed results
97.6	1.38	3.13	14.0	Fig. 4 (a), 5 (a)	Photo. 1 (a)
292	1.38	2.86	41.9	Fig. 3, 4 (b), 5 (b)	Photo. 1 (b)
487	1.38	2.73	69.7	Fig. 4 (c), 5 (c)	Photo. 1 (c)
976	1.38	2.91	140	Fig. 4 (d), 5 (d)	Photo. 1 (d)
292	0.48	2.86	59.3	Fig. 4 (e), 5 (e)	Photo. 1 (e)
292	1.03	2.86	46.0	Fig. 4 (f), 5 (f)	Photo. 1 (f)
292	2.76	2.86	33.2	Fig. 4 (g), 5 (g)	Photo. 1 (g)

子点番号, および計算の反復回数である.

本報の計算条件を Table 1 に示した^{†4}.

気泡の無次元相対速度 W はつぎのようにして算出した. まず, ガス吹込条件における平均気泡相当径 d_B を只木-前田の式¹³⁾ より求めた. その式を (15)~(18) 式に示した.

$$N_c < 1, N_W < 16 : \frac{d_B^3 g \rho}{\gamma d} = 6 + 2.5 N_W \dots \dots \dots (15)$$

$$1 < N_c < 9, N_W < 2.4(N_c - 1) : \frac{d_B^3 g \rho}{\gamma d} = 6 N_c \dots \dots \dots (16)$$

$$1 < N_c < 9, 2.4(N_c - 1) < N_W < 16 : \frac{d_B^3 g \rho}{\gamma d} = 6 + 2.5 N_W \dots \dots \dots (15)$$

$$9 < N_c, N_W < 16 : \frac{d_B^3 g \rho}{\gamma d} = 55 \dots \dots \dots (17)$$

$$N_W > 16 : \frac{d_B^3 g \rho}{\gamma d} = 1730 N_W^{-1.3} \dots \dots \dots (18)$$

ここに, $N_c = 4 V_c g \rho / \pi d^2 p_n$, $N_W = We \cdot Fr^{-0.5}$ で, We はウェーバー数 ($= du_{c0}^2 \rho / \gamma$), Fr はフルード数 ($= u_{c0}^2 / gd$) である. なお, 本報の実験条件では $N_c = 1.7$, $N_W = 12 \sim 120$ である.

つぎに, 気泡の相対速度 w は静止液体中の単一気泡の終末速度に等しいと仮定し, d_B の計算値より只木-前田の式¹⁴⁾ を用いて算出した. その式を (19)~(22) 式に示した.

$$Re \cdot M^{0.23} < 8M^{0.068} : C_D = 18.5 Re^{-0.82} \dots \dots \dots (19)$$

$$8M^{0.068} < Re \cdot M^{0.23} < 6 : C_D = 0.076 (Re \cdot M^{0.23})^{1.82} \dots \dots \dots (20)$$

$$6 < Re \cdot M^{0.23} < 16.5 : C_D = 1.25 (Re \cdot M^{0.23})^{0.26} \dots \dots \dots (21)$$

$$Re \cdot M^{0.23} > 16.5 : C_D = 2.6 \dots \dots \dots (22)$$

ここに, $M = g \mu^4 / \rho \gamma^3$ で, Re は気泡のレイノルズ数 ($= d_B w \rho / \mu$), C_D は抵抗係数 ($= (4/3) d_B g / w^2$) である. なお, 本報の条件は (20) および (21) 式の成立範囲内にある.

以上の諸式における液物性値 (ρ, μ, γ) は食塩水 (20°C, 14 mass% NaCl) の値を用いた.

計算には東北大学大型計算機センター: ACOS シリーズ 77NEAC システム 1000 を使用した. なお, 計算に

^{†4} 表には計算条件と観察条件との対応もあわせて示した.

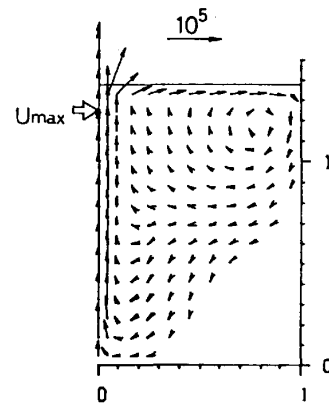


Fig. 3. Velocity distribution of liquid ($Q_G=292, Z_1=1.38$).

要した時間は約 30 s で, (14) 式で示した収束条件を満足する反復回数は計算条件で異なるがその最大数は 500 回であった.

3.3 計算結果および考察

(1) フローパターン

Fig. 3 に $Q_G=292, Z_1=1.38$ の場合の流速分布を, また Fig. 4 (a)~(g) には Table 1 の各条件における流線の計算結果を示した.

まず Fig. 3 の流速分布をみると, $R=0$ の近傍に Z 軸にほぼ平行な速度の大きい上昇流が形成されており, この流れは $Z=Z_1$ の近傍で R 方向に向きを変え, R 軸にほぼ平行な比較的速度の大きい表面流となっている. これらの流れに伴って, 系内には大きな循環流が形成されているが, 系下部の側壁近傍には循環流が到達していないきわめて流速の小さい領域がある^{†5}. なお, 流速の最大値 $U_{max} = (U^2 + V^2)^{1/2}_{max} = 1.56 \times 10^5$ は系上部の $R=0$ の位置にある. この値は実際の系では 1.27 m/s に相当する.

Fig. 3 と同一条件のフローパターンをみると (Fig. 4 (b)), 系内には時計まわりの大きな循環流 A と, 反時計まわりの小さな循環流 B の二つの流れの領域^{†6} がある. B の循環流の位置は Fig. 3 における流速の小さい領域に対応している. また A の循環流の中心は系上部の側壁の近くにあることがわかる.

Fig. 4 (a)~(d) を比較すると, Q_G の増加につれて A の循環流の ϕ は大きくなり, 流れの領域も広がっている. これに対し, B の循環流の領域は Q_G の増加とともに狭くなっている.

つぎに Q_G を一定として Z_1 を種々変えた場合 (Fig. 4 (b), (e)~(g)) をみると, Z_1 が大きいほど A, B

^{†5} Fig. 3 には $(U^2 + V^2)^{1/2} < 0.005 U_{max}$ の速度は示されていない.
^{†6} 流れに関する既往の計算結果^{5)~10)} には B の循環流は示されていない.

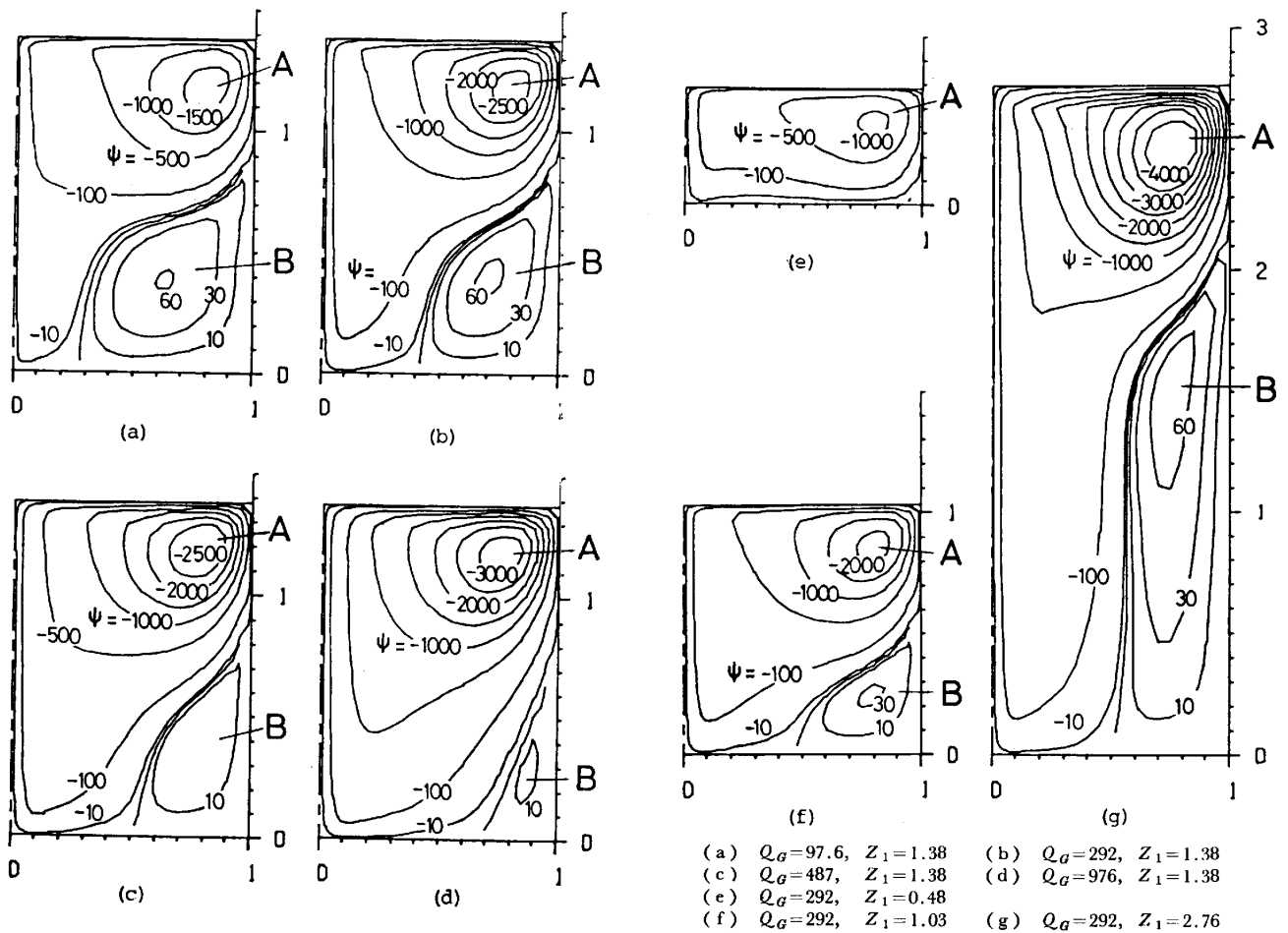


Fig. 4. Flow patterns obtained for various values of Q_G and Z_1 .

いずれの循環流の ψ も大きくなっていることがわかる。なお、 Z_1 が最も小さい場合 (Fig. 4 (e)) には、B の循環流はほとんど消失している。

以上のフローパタン (Fig. 4(a)~(g)) を Photo. 1 (a)~(g) と対比すると、A の循環流の中心が観察結果より上方にあるが、フローパタンの傾向は観察結果と類似している。

(2) ガスホルダップ

Fig. 5 (a)~(d) に Fig. 4 (a)~(d) と同一条件下のガスホルダップ σ の分布を示した。

いま仮に $\sigma \geq 0.001$ の領域を気泡分散領域と定義すると、いずれの Q_G の場合もこの領域の半径は $Z=0 \sim 1.2$ では Z とともにゆるやかに増加し、 $Z > 1.2$ では Z とともに急激に広がっている。これは Fig. 4 (a)~(d) より、 $Z \geq 1.2$ で気泡分散領域の流れの方向が Z 方向から R 方向に急激に変化しているためである。また図より Q_G が増加すると気泡分散領域の半径が大きくなっていることがわかるが、このことは Photo. 1 (a)~(d) の観察結果と一致している。

以上、フローパタンとガスホルダップ分布の計算結果

は観察結果の傾向を定性的によく説明しており、その意味で本報の計算手法は通気攪拌現象の解析に適用しうると考えられた。

(3) 気泡分散領域内の流動機構

気泡分散領域内の流れは各種精錬反応、とくに気-液系精錬反応の特性と密接に関係すると考えられる。したがって、この領域の流動機構を詳細に検討することは非常に重要である。

Fig. 6 に $R=0$ における σ および V の Z 方向分布を Q_G をパラメータとして示した。図より σ は Z とともに単調に減少しているが、これは気泡が浮上しながら半径方向に分散するためである。一方、 V は初め Z とともに急激に増加し、その後増加の割合が小さくなり、 $Z=Z_1$ の近傍で最大となった後、急激に 0 に近づく分布を示している。 V が Z とともに増加するのは、気泡分散領域内に作用する浮力により液の流れが加速されるためである。この加速の割合が Z とともに小さくなるのは、気泡分散領域が Z とともに広がって σ が小となり単位体積当たりの浮力が減少するためである。

Fig. 7 (a), (b) に $Z=Z_1/2$ における σ および V

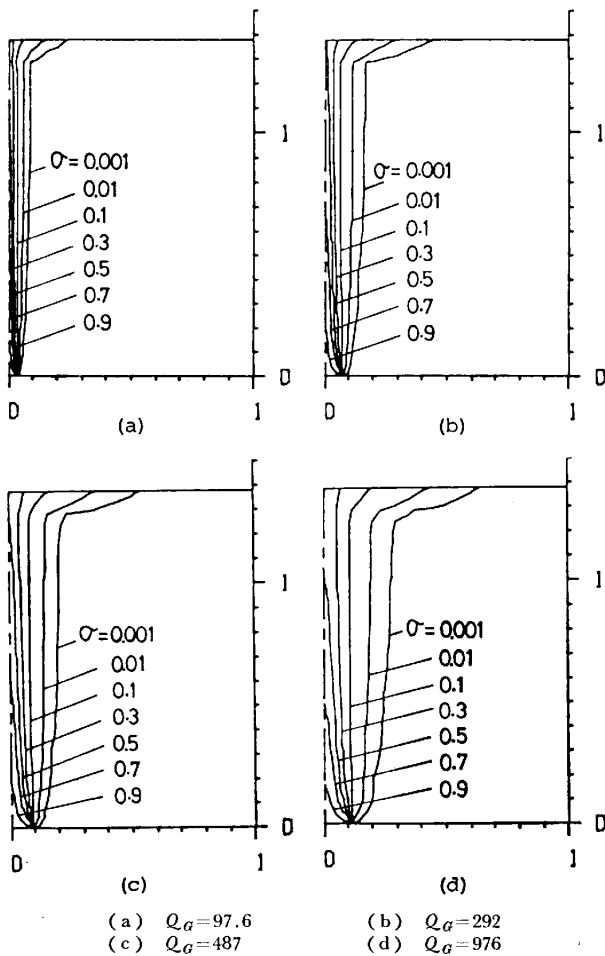


Fig. 5. Gas-holdup distributions obtained for various values of Q_G ($Z_1 = 1.38$).

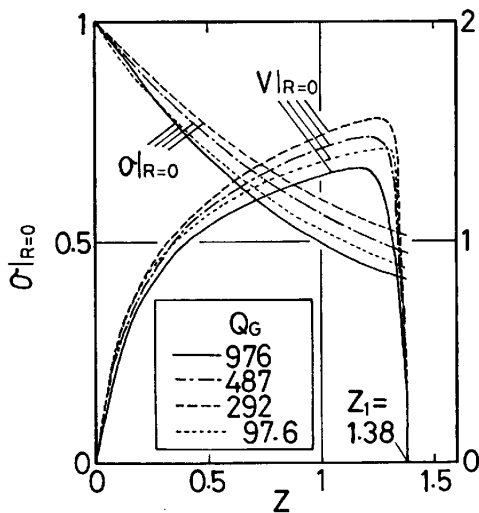


Fig. 6. Axial distributions of σ and V for various values of Q_G .

の R 方向分布を Q_G をパラメータとして示した。図より σ および V のいずれも $R=0$ で最も大きく、 R の増加につれて滑らかに減少する分布を呈している。この分布の広がり Q_G が大きくなるとともに大きくなって

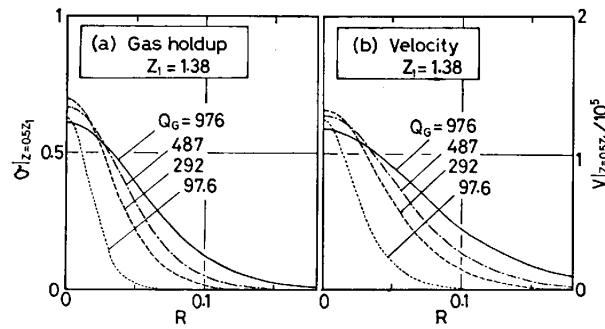


Fig. 7. Radial distributions of σ and V for various values of Q_G .

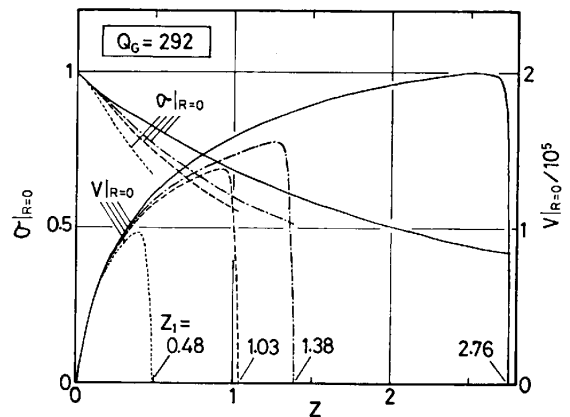


Fig. 8. Axial distributions of σ and V for various values of Z_1 .

いる。また、 σ と V の分布を比較すると、 σ の分布の方が V のそれより狭いことがみとめられる。これは気泡が液に対して相対速度をもつためである。

ところで Fig. 6 および 7 より、 $R=0$ における σ と V の値が $Q_G > 292$ の領域で Q_G の増加につれて小さくなっていることがみとめられる。これは v_e および D_e の Q_G 依存性に寄因すると考えられる。(5) 式によれば $v_e (=D_e)$ は Q_G に比例するが、この依存性が大きいため、 Q_G の増加につれて分布の広がりが過度に増し、このため σ および V の最大値が減じたものと考えられる。このような現象が実際に起こるとは考えにくく、今後 σ および V の分布を実測するとともに、その実測値に適合する v_e および D_e を求める必要があると考える¹⁵⁾。

最後に Fig. 8 に $R=0$ における σ および V の Z 方向分布を Z_1 をパラメータとして示した。分布の傾向は Fig. 6 のそれと同様であるが、同一の Z における σ および V の値は Z_1 が大きいほど大きくなっている。これは(5)式より $v_e (=D_e)$ が Z_1 の大なるほど小さくなるためである。

Table A1. Theoretical studies on the fluid flow in the gas-stirred tank.

Investigator	Turbulent model	Bubble-dispersion zone		Condition of computation			
		Form	Gas holdup	Liquid	r_1/m	z_1/m	q_G/m^3s^{-1}
(A) J. SZEKELY et al. ⁹⁾	$k-W$	cylinder	—	water	0.3	0.6	2.05×10^{-4}
(B) T. Deb ROY et al. ⁶⁾	$k-\epsilon$ ad hoc laminar	cylinder	—				
(C) T. Deb ROY et al. ⁷⁾	ad hoc	cylinder	function of z				
(D) J. SZEKELY et al. ⁸⁾	$k-W$	cylinder	—	liquid iron	0.6 1.1	1.0 1.5	8.33×10^{-4} 9.17×10^{-4}
(E) N. EL-KADDAH et al. ⁹⁾	$k-\epsilon$	corn	function of z	liquid iron	0.55 0.95	1.0 2.1	— —
(F) Y. SAHAI et al. ¹⁰⁾	$k-\epsilon$	corn	constant	water	0.55	1.0	$8.33 \times 10^{-4} \sim 5 \times 10^{-3}$
				liquid	1.79	3.57	4.17×10^{-3}
				iron	2.25	4.5	8.33×10^{-3}

4. 結 言

以上、通気攪拌下の流体の流れに関する基礎的研究を行い、以下の結果を得た。

(1) 窒素-水系の実験により系内の流動状態を観察し、気泡分散領域の挙動および液本体の循環流の形態を種々の条件下で示した。

(2) 系内の流れに関する数値計算を気泡分散モデルにもとづいて行い、フローパタンおよびガスホルダップ分布の数値解を得た。数値解の傾向は観察結果と大略一致した。

(3) 気泡分散領域内の流動機構を数値解にもとづいて考察した。

本研究の一部は文部省科学研究費（一般研究（C）、昭和56年度）の補助により行われたものである。記して謝意を表す。また本研究に対し、和泉荘輔技官の協力を得た。併せて謝意を表す。

Appendix

通気攪拌下の流速分布を理論的に解析した研究を一括して Table A1 に示した。

(A), (B) および (D) の研究では気泡分散領域の外側の液本体の領域内における流速分布を求めている。

(C), (E) および (F) の研究では気泡分散領域を連続流体とみなし、槽内全域の流速分布を求めている。この場合、気泡分散領域のガスホルダップは半径方向に一定と仮定されている。

乱流モデルとしては種々のモデルが適用されているが、Deb Roy ら⁶⁾によれば複雑な $k-\epsilon$ モデルによる流れの解が、より単純な ad hoc モデルによる解と大略一

致することが示されている。

記 号

- $C_D = (4/3)d_{BG}/w^2$: 気泡の抵抗係数 (—)
- D_e = 気泡の有効分散係数 ($m^2 \cdot s^{-1}$)
- d = ノズルの内径 (m)
- d_B = 気泡の相当直径 (m)
- $Fr = u_{G0}^2/gd$: フルード数 (—)
- $G = r_1^2 g/\nu^2$ (—)
- g = 重力加速度 ($m \cdot s^{-2}$)
- $M = g\mu^4/\rho\gamma^3$ (—)
- m_G = ガスの質量速度 ($kg \cdot s^{-1}$)
- $N = \nu_c/\nu$ (—)
- $N_c = 4V_c g \rho / \pi d^2 p_n$ (—)
- $N_W = We \cdot Fr^{-0.5}$ (—)
- p = 圧力 (Pa)
- p_n = ノズル出口における圧力 (Pa)
- $Q_G = q_G/r_1\nu$ (—)
- q_G = ガス流量 ($m^3 \cdot s^{-1}$)
- $R = r/r_1$ (—)
- $R_c = r_c/r_1$ (—)
- $Re = d_B w \rho / \mu$: 気泡のレイノルズ数 (—)
- r = 槽の中心軸より半径方向の距離 (m)
- r_1 = 槽の半径 (m)
- r_c = 気泡分散領域下部の半径 (m)
- $S = D_e/\nu$ (—)
- $U = r_1 u/\nu$ (—)
- u = 半径方向の流速 ($m \cdot s^{-1}$)
- U_{G0} = ノズル内平均ガス流速 ($m \cdot s^{-1}$)
- $V = r_1 v/\nu$ (—)
- V_c = 蓄気室の体積 (m^3)
- v = 軸方向の流速 ($m \cdot s^{-1}$)
- $W = r_1 w/\nu$ (—)
- $We = du_{G0}^2 \rho / \gamma$: ウェーバー数 (—)
- w = 液に対する気泡の相対速度 ($m \cdot s^{-1}$)
- $Z = z/r_1$ (—)
- $Z_1 = z_1/r_1$ (—)
- z = 槽底面から軸方向の距離 (m)
- z_1 = 液の高さ (m)

ギリシャ文字	
γ = 表面張力	($\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$)
ζ = 渦度 ((10)式)	(-)
μ = 液の分子粘性係数	($\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)
μ_e = 有効粘性係数	($\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)
ν = 液の動粘度	($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
ν_e = 有効動粘度	($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
ρ = 液の密度	($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)
σ = ガスホルダップ	(-)
ϕ = 流れの関数 ((9)式)	(-)

文 献

- 1) K. NAKANISHI, T. FUJII and J. SZEKELY: *Ironmaking Steelmaking*, 2 (1975), p. 193
- 2) 浅井滋生, 岡本徹夫, 赫 冀 成, 鞭 巖: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 426
- 3) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 2451
- 4) 赫 冀 成, 浅井滋生, 鞭 巖: 鉄と鋼, 70 (1984), p. 1590
- 5) J. SZEKELY, H. WANG and K. M. KISER: *Metall. Trans.*, 7B (1976), p. 287
- 6) T. Deb ROY, A. K. MAJUMDAR: Unpubl. Rep., Imperial College, London (1977)
- 7) T. Deb Roy, A. K. MAJUMDAR and D. B. SPALDING: *Appl. Math. Modelling*, 2 (1978), p. 146
- 8) J. SZEKELY, T. LEHNER and C. W. CHANG: *Ironmaking Steelmaking*, 6 (1979), p. 285
- 9) N. EL-KADDAH and J. SZEKELY: *Ironmaking Steelmaking*, 8 (1981), p. 269
- 10) Y. SAHAI and R. I. L. GUTHRIE: *Metall. Trans.*, 13B (1982), p. 203
- 11) 北野義明, 田中綏彦, 栗谷陽一: 土木学会論文報告集 (1976) 253, p. 37
- 12) 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, 70 (1984), p. 846
- 13) 只木楨力, 前田四郎: 化学工学, 27 (1963), p. 147
- 14) 只木楨力, 前田四郎: 化学工学, 25 (1961), p. 254
- 15) 別所永康, 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, 70 (1984), S163