



インジェクション工学における最近の研究

森 一美*・佐野 正道*・小沢 泰久*

Recent Studies in Process Science of Injection Metallurgy

Kazumi MORI, Masamichi SANO, and Yasuhisa OZAWA

1. 結 言

著者らはさきに¹⁾“インジェクション冶金の動力学”の表題で、液体中吹き込みガスジェットの挙動や液とガスの相互作用を中心とした動力学的問題を技術資料としてまとめた。その後、1982年4月イギリス Newcastle-upon-Tyne 大学において行われた金属精錬における吹き込み現象についての会議をはじめとして、インジェクション冶金の動力学の基礎について重要な研究が行われている。本稿は以下の4つの項目に焦点を絞り、この分野の研究のごく最近の事情を述べる。

2. バブリングとジェットティング

液にガスを吹き込んだ場合ガスが気泡になるか、あるいはジェットになるか、その分散状態がどうかはインジェクション冶金の基本をなす重要問題である。一般に吹き込みガスは条件によりバブリング (Bubbling) とジェットティング (Jetting) の2つの異なった現象を示し、それらの現象のおこる条件についていろいろ研究が行われている。

2.1 気泡生成の基礎式

液中ガス吹き込みにおけるオリフィスからの気泡生成は流量が極端に低く液の表面張力が大きく関係する場合を除き以下の運動方程式で表される[†]。

$$V_B(\rho_l - \rho_g)g + \rho_g \pi r_0^2 u_0^2 = \frac{d}{dt} \left(M_e \frac{ds}{dt} \right) \dots (1)$$

浮力 運動量の力 同伴液の慣性力

V_B : 気泡体積 s : 気泡中心の移動距離

r_0, u_0 : オリフィス半径, ガス流速

$M_e = (11/16)\rho_l V_B$: 仮想質量 (同伴液質量)

t : 時間

ρ_g, ρ_l : ガス, 液の密度 g : 重力加速度

(1)式を初期条件 ($t=0: s=0, ds/dt=\text{有限}$) のもとで解き、 s が気泡半径に等しくなった時点において気泡が離脱浮上するとすれば、生成気泡の容積 V_B はつぎの

† ここではガス圧縮性は考慮していない。

無次元項の式で表される²⁾。

$$\left(\frac{V_B}{r_0^3} \right)^{5/3} + 12.56 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \left(\frac{u_0^2}{r_0 g} \right) \left(\frac{V_B}{r_0^3} \right)^{2/3} = 16.84 \left(\frac{u_0^2}{r_0 g} \right) \dots (2)$$

Fig. 1 に空気/水, 空気/溶鋼, H_2 /水系について (2) 式の関係を図示した。図には、 N_2 (空気) および H_2 のガス吹き込みでオリフィス出口のガス線流速が亜音速-音速の境界の値になる無次元流速をオリフィス径 $d_0 = 2r_0 = 0.1, 1 \text{ cm}$ について点 (破) 線で示した。このオリフィス径は普通ガス吹き込みのモデル実験で選ばれる大きさである。図で、点 (破) 線の右側ではガス流速は高速領域にある。このような高流速の条件下のガス運動量による力の算出にはガス圧縮性を考慮しなければならない³⁾。

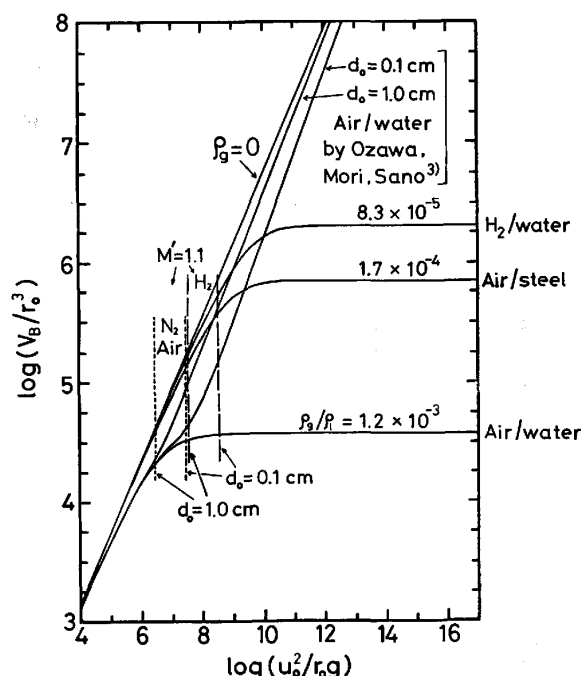


Fig. 1. Dimensionless bubble volume as a function of Froude Number for different system²⁾.

昭和 58 年 3 月 8 日受付 (Received Mar. 8, 1983) (依頼解説)

* 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

Fig. 1 に、ガス圧縮性を考慮した場合の計算結果を空気/水系について示したが、高ガス流量域においても無次元気泡体積は一定値にならず $u_0^2/(r_0 g)$ が増加するほど増加する。このことは著者らの水銀中の窒素ガス吹き込み実験においてある程度明らかにされている。

液体中ガス吹き込みで気泡生成を支配している要因として浮力と運動量の2つがあることから、バブリング-ジェティング遷移も気泡生成の浮力支配と運動量支配の遷移に対応した条件下でおこるのではないかと考える²⁾。WRAITH, CHALKLEY⁴⁾はガスジェットの挙動を端的に示すものとして、ガス運動量による力と気泡に働く浮力の比から Injection number N_I を定義した。すなわち

$$\text{ガス運動量力 } F_K = \rho_g u_0^2 A_0 \propto \rho_g \dot{V}_G^2 / r_0^2 \dots\dots\dots (3)$$

$$\text{浮力 } F_B = V_B \rho_l g \propto (\dot{V}_G^{2/5} g^{-3/5}) \rho_l g = \dot{V}_G^{2/5} g^{2/5} \rho_l \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $\dot{V}_G$ は体積ガス流量である。これから N_I は

$$\frac{F_K}{F_B} \propto \left(\frac{\dot{V}_G^2}{r_0^2 g} \right)^{2/5} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) = \left(\frac{\pi^2 u_0^2}{r_0 g} \right)^{2/5} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \equiv N_I \dots\dots\dots (5)$$

$$N_I = 3.3 Fr'^{1/5} (\rho_g / \rho_l)^{3/5} \dots\dots\dots (6)$$

$$Fr' = \frac{\rho_g u_0^2}{g(\rho_l - \rho_g) d_0} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{u_0^2}{r_0 g} \right) \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)$$

$$\text{: 修正フルード数} \dots\dots\dots (7)$$

上記の定義は N_I が大きいほど気泡生成に対するガス運動量の影響が大きくなることを示すものである。

2.2 バブリングジェティング遷移

浸漬ガスジェットが示すバブリング-ジェティング現象につき著者ら³⁾⁵⁾⁶⁾はさきに水銀、水モデル実験にもとづいた定義を与えたが、この2つの現象の間の遷移の条件については最近相ついで行われた研究において研究者による見解の差異があり混乱がみられる。ここで主な研究をあげる。

(1) WRAITH, CHALKLEY の研究⁴⁾

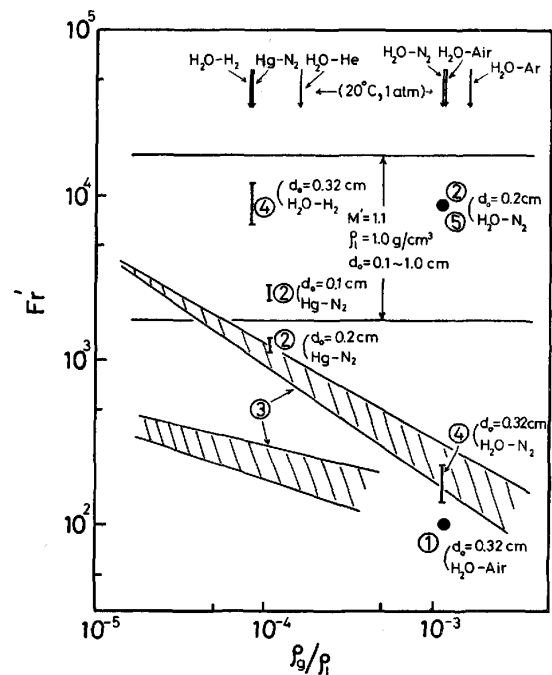
水中空気吹き込みにおいてノズル径 (直径 $d_0 = 2r_0$) を変化させた実験を行い、 $u_0 r_0 > 0.08 \text{ m}^2/\text{s}$ 、において連続的につながった気泡が生成する (stem coalescence) ようになることを明らかにした。また、 N_I が増加するほど全般的に気泡は細長くなり、とくに $N_I > 0.2$ においてその傾向が著しくなることをみだしている。

(2) 小沢, 森, 佐野の研究³⁾⁵⁾⁶⁾

水銀中 N_2 ガス吹き込みおよび水中 N_2 ガス吹き込みを行い、ガスジェットがオリフィス出口において広がる現象をバブリング、ガスジェットが広がらずジェットとして液中へはいる現象をジェティングと定義し、2つの現象の遷移は吹き込みガス流速の音速領域にあることを明らかにした。

(3) HOEFLE, BRIMACOMBE の研究⁷⁾

水銀, 水, $ZnCl_2$ 溶液中へ空気, Ar, He 吹き込み実



① WRAITH and CHALKLEY⁴⁾ ② OZAWA, MORI and SANO³⁾⁵⁾⁶⁾
③ HOEFLE and BRIMACOMBE⁷⁾ ④ FARIAS and ROBERTSON⁸⁾
⑤ McNALLAN and KING⁹⁾

Fig. 2. Critical condition for bubbling-jetting transition of submerged gas jets.

$$Fr' = u_0^2 \rho_g / (\rho_l g d_0)$$

験 (水平吹き込み)を行い、ジェットの挙動を Bubbling regime と Jetting regime に区別した。Fig. 2 に、これら2つの現象の遷移を示す条件領域について HOEFLE らが求めた修正フルード数 (Fr')と気液密度比 (ρ_g / ρ_l) の関係を示した。

(4) FARIAS, ROBERTSON の研究⁸⁾

水中への N_2 , H_2 ガス吹き込み実験を行っている。両者のガス吹き込みともインジェクション数 $N_I > 0.4 \sim 0.5$ においてノズル出口におけるノズル半径方向のガス膨張はなくなりジェティングになるとしている。

(5) McNALLAN, KING の研究⁹⁾

水, Sn, Sn 合金中 N_2 , He, Ar ガス吹き込みの実験を行い、ノズル単位断面積当たりのガス流量が $40 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{s}$ 以上になると、ノズル出口におけるノズル半径方向のガス膨張はほとんどなくなり continuous jet flow になると述べている。それ以下の流量ではガスジェットは連続性はもつが周期的な膨張をおこすため、これを pulsating jet と呼び、本質的にバブリングに近い現象であるとしている。

以上の諸研究で述べられている臨界条件を Fig. 2 に示した。著者らは各研究者の結果を検討し、詳細は不明の点も残っているが、ほぼ以下の見解に達している。

(a) WRAITH ら⁴⁾, HOEFLE ら⁷⁾ の水中空気吹き込み, FARIAS ら⁸⁾ の水中 N_2 吹き込みの臨界条件はほぼ同じで、 $Fr' \approx 0.2$ である。これは著者ら⁶⁾が前に述べ

たようにノズル出口でのガスの膨張ではなく、ノズル前方の液中における気泡の連続性すなわちジェットの形成に注目したものである。このことは著者らも水中 N_2 吹き込みで確認している。

(b) HOEFELE ら⁷⁾の水中 He 吹き込みと FARIAS ら⁸⁾の水中 H_2 吹き込みの結果は著しく異なっている。これは HOEFELE らはガスジェットの連続性、FARIAS らはノズル出口におけるガスジェットの広がり注目し、異なつた遷移現象を観察していることによる。

(c) McNALLAN ら⁹⁾の観察の視点は著者らと本質的に同じである。ただ McNALLAN らはジェッティングが優勢に (predominantly) おこる条件をみているのに対し、著者らはジェッティングが開始する条件をみたために結論が多少異なっている。

(d) FARIAS ら⁸⁾の水中 H_2 吹き込みの結果は著者らの Hg 中 N_2 吹き込みの結果とはほぼ同じである。

(e) 各研究者による結果の相違は現象の観察の視点がどこにあるかによる。この点で著者らの与えたバブリング・ジェッティングの定義は明確なものと考えられる。FARIAS ら⁸⁾も著者らの定義を the most precise definition としている。

バブリング・ジェッティング遷移現象については今後さらに研究を進める必要がある。著者らのいままでの研究ではオリフィス出口近傍に焦点をしばつた観察が中心であり、また他の研究者もノズル出口に近いジェットに注目した観察が多かつたが、今後はさらに液内部にはいつたジェットの注意深い観察を加えた統一的な現象の究明が望まれる。

3. 粉体吹き込み

粉体吹き込みにおいて動力学の観点から興味があるのは、粉体粒子の挙動と粉体混合がガスジェットの挙動にどのような影響をおよぼすかである。これらの点について引き続き研究が行われているので紹介する。

3.1 単一粒子の臨界侵入条件

単一粒子が気液界面を突破して液中に侵入する臨界条件は、次の液体中の球体の運動方程式から導かれる。

$$\{(球体質量) + (仮想質量)\} \times (球体加速度) = 球体に働く力(F) \quad (8)$$

$$F = (流体抵抗) - (重力) + (浮力) + (界面張力による力) \quad (9)$$

小沢、鈴木、森¹⁰⁾は、仮想質量をきめる粒子の液体同伴現象と粒子の液面衝突時のくぼみの生成を考慮に入れ、臨界侵入条件を表す臨界ウェーバー数 We_c として、(8)、(9)の運動方程式からつぎの式を得た。

$$We_c = \frac{4A}{C_D} \left[\left\{ 1 - \exp\left(\frac{3C_D}{2(\rho^* + 1/4)}\right) \right\} \left\{ \frac{4(\rho^* + 1/4)}{3C_D} - 1 + \cos \theta_c + \frac{2G}{3A} \left(\rho^* - \frac{1}{2} \right) \right\} + 2 \right] \quad (10)$$

$We_c = r_p \rho_l u_{pc}^2 / \sigma$ u_{pc} : 粒子の臨界侵入速度

C_D : 流体抵抗係数 $\rho^* = \rho_p / \rho_l$: 粒子、液密度比

r_p : 粒子半径 σ : 気液界面張力

θ_c : 接触角 $G = r_p^2 \rho_l g / \sigma$

ここで G は浮力と界面張力による力の比を表す無次元数である。また粒子の液面衝突点において液表面にはくぼみができ、粒子に働く界面張力による力はいくぼみが発生しないとした場合よりかなり大きくなる。これを補正するための係数が A である。小沢ら¹⁰⁾は各種球体を静止水銀浴面上へ落下させた実験から臨界侵入条件を実験的に求め、 $A=2.5$ と求めた。Fig. 3 に実験値を(10)式による計算値と比較して示した。ここで、 $C_D=0.44$, $\theta_c=140^\circ$ を用いた。図に示されている理論と実験の一致から、粒子の気液界面突破には粒子の液体同伴現象と界面でのくぼみの生成が重要な意味をもっていることが推定された。

粒子の臨界侵入条件については、ENGH ら¹¹⁾により先駆的研究が行われている。彼らは(8)式の仮想質量およびくぼみの生成は考慮していない。ENGH らの式を We_c と ρ^* の関係で表したのが(11)式であり、計算値は Fig. 3 に示した。

$$We_c = 8 \left\{ 1 - \exp\left(\frac{3}{4\rho^*}\right) \right\} \left(\cos \theta_c - 1 + \frac{8}{3}\rho^* \right) + 16 \quad (11)$$

APELIAN, O' MALLEY, DREMAN¹²⁾ は、仮想質量、くぼみ生成を考慮せず、 F として界面張力による力のみを取り、高密度の粒子を低密度の液に吹き込む場合に通用できる式としてつぎの式を得ている。

$$We_c = -4 \cos \theta_c / \rho^* \quad (12)$$

GUAN, XU, HAN¹³⁾ は各種粒子の吹き込み実験を行い、発泡ポリスチレン ($r_p=0.9$ mm, $\rho_p=0.22$ g/cm³)

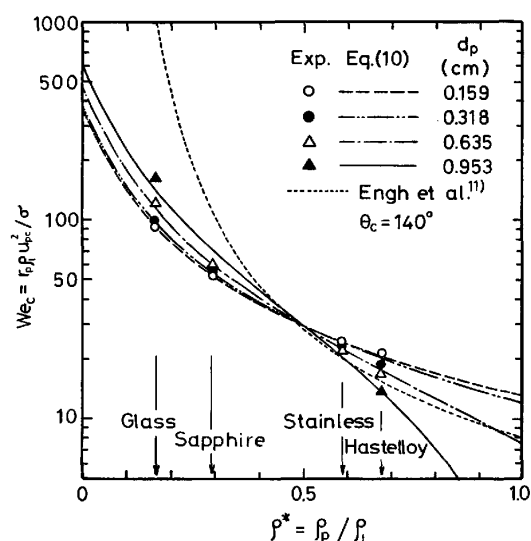


Fig. 3. Critical condition for particle penetration into liquid plotted against particle-liquid density ratio¹⁰⁾.

を水中へ吹き込む場合に、5.5%の粒子が水中へ侵入することを見いだした。この場合、気泡界面への衝突直前の粒子速度は2 m/s程度と見積もられる。ENGHらの臨界侵入条件式によれば、 $\theta_c = 120^\circ$ とした場合、臨界侵入速度 $u_{pc} = 4.3$ m/s となり、上記の吹き込みでは粒子は液体中へ侵入できないことになる。しかし、著者らの臨界条件式(10)式からは、 $u_{pc} = 2$ m/sが得られ、上記の吹き込みの場合にもある程度の粒子は液体中へ侵入できることになる。これは ENGH らの式ではくぼみの生成、球体の液体同伴現象を無視しているため、実際より過大な臨界速度を与えるためである。

3.2 多数粒子の挙動

単一粒子が気液界面を突破する場合、液面にくぼみを生ずることがわかった。したがって、多数の粒子の吹き込みにおいては気液界面は激しく乱れ、単一粒子の場合とは著しく異なつた状態を示すものと考えられる。

ここで興味あるのは、木村¹⁴⁾の見いだした粉体吹き付けにおける固気混相ジェット形成である。木村によると、つぎの式で定義される指数 $N_J > 1500$ において

$$N_J = c_p u_0 A_p (\rho_p / \rho_l) \dots \dots \dots (13)$$

c_p : 吹き込みガス単位体積あたりの粒子の個数
(cm^{-3})

u_0 : ガス線流速 (cm/s)

A_p : 粒子の投影断面積 (cm^2)

液中に深く侵入する混相ジェットが形成される。木村はこの現象を、粒子が液面でくぼみをつくつてできる微小空間のガスがその粒子と後続粒子の間にトラップされる現象がもとになつておこる固気混相へのガスのまきこみによると考えている。これは前節の小沢ら¹⁰⁾の研究で見いだされた粒子による液面のくぼみ形成の現象の延長線上の現象とみなすことができる。

FARIAS, ROBERTSON²⁾はこの木村の研究結果をもとにして多数粒子の吹き込みに適用できる無次元数を以下のように導いている。

1) ガス単位容積当たりのガスまきこみ速度

$$R_E = (CSA/V) u_{rel} = (3/8) (\dot{m}_s / \dot{m}_g) \cdot (\rho_g / \rho_l) (u_0 / r_p) \dots \dots \dots (14)$$

$(CSA/V) = c_p \pi r_p^2$: ガス単位容積当たりの粒子断面積

$u_{rel} = u_0/2$: 気液界面における固気速度差

木村の定義した N_J は次の式で表されることがわかる。

$$N_J = (3/4) (\rho_g / \rho_l) (\dot{m}_s / \dot{m}_g) (u_0 / r_p) \propto R_E (\rho_p / \rho_l) \dots \dots \dots (15)$$

2) 半径 r_0 のオリフィスから生成し十分に成長した直径 h の気泡においてのガスのまきこみ速度は $R_E (\pi r_0^2 h)$ であり、これから粉体粒子によるガスまき込みの最大速度とガス供給速度 $Q = \pi r_0^2 u_0$ の比は $R_E h / u_0$ になる。これに因子 ρ_p / ρ_l をつけ、Entrainment number

N_E を次のように定義した。

$$N_E = R_E \frac{h}{u_0} \frac{\rho_p}{\rho_l} = \frac{3}{8} \frac{\dot{m}_s}{\dot{m}_g} \frac{h}{r_0} \frac{r_0}{r_p} \frac{\rho_g}{\rho_l} \dots \dots (16)$$

$$N_E \propto N_J (h/u_0) \dots \dots \dots (17)$$

FARIAS らは、固気比 $\mu = m_s/m_g > 30$ についての H_2 を carrier gas とした水中粉体吹き込み実験において、 $N_E < 3.0$ の場合は固気混相ジェットはバブリング、 $N_E > 4.5$ の場合はジェッティングを示すという結果を得た。

小沢、鈴木、森¹⁵⁾はガラス粉体の水浴中への吹き込み実験を $\mu = 0 \sim 15$ について行い、バブリング-ジェッティング遷移の始まる臨界ガス流速はみかけ上の音速より低く、固気比が増加するほど、また粒子径が小さいほどその低下は大きくなることを明らかにした。小沢らはこの現象は粉末混入により固気混相ジェット中の音速が低下することによると推定した。この結果と前記の FARIAS らの結果との比較検討は今後の課題である。

4. 吹き込み精錬装置における鋼浴の循環流動

吹き込み精錬装置における鋼浴の循環流動は精錬反応速度に大きな影響をおよぼす。したがって、装置の最適設計、その操業、制御を行うためには、鋼浴の循環流動の解明がぜひ必要である。

ここでは、最初に吹き込みガスの有効な攪拌動力について検討し、つぎに最近のガス吹き込みによる浴内の循環流動に関する研究について述べる。

4.1 吹き込みガスの有効攪拌動力

吹き込みガス (モル流量 $\dot{n}$) の有効攪拌動力 $\dot{\epsilon}$ は次式で与えられる。

$$\dot{\epsilon} = \dot{n} R T_L \{ \ln (P_1/P_2) + \eta (1 - T_1/T_L) \} \dots \dots \dots (18)$$

ここで、 R は気体定数、 T_L 、 T_1 はおのおの溶鋼、羽口におけるガスの温度、 P_1 は羽口における静圧、 P_2 は雰囲気圧力、 η は浴内循環流動に有効に使われる割合である。

(18) 式の右辺の大括弧中の第1項と第2項 ($\eta = 1^{16)}$) はほぼ同じ大きさであるので、 η の値によつては $\dot{\epsilon}$ の評価はかなり異なる。浴内でのガス温度の上昇速度が大きい場合には η は小さいと考えられるので、溶鋼中の気泡生成時の熱移動を考えてみる。この場合、気泡内の温度変化は次式で表される。

$$\rho_g C_P V_B dT_B/dt = h_c a (T_L - T_B) \dots \dots \dots (19)$$

ここで、 C_P は定圧比熱、 V_B は気泡体積、 T_B は気泡温度、 h_c は熱伝達係数、 a は気泡界面積である。

Fig. 4 には h_c をパラメータとして気泡が離脱するときの気泡温度とガス流量の関係を示した。実際の伝熱面積は気泡体積より計算される面積よりかなり大きく、気泡内の温度はかなりはやく上昇すると考えられる¹⁷⁾。これより、 η はかなり小さいと推定される。なお、

ENGH, JOHANSEN¹⁸⁾ もガスの温度上昇による膨張の攪

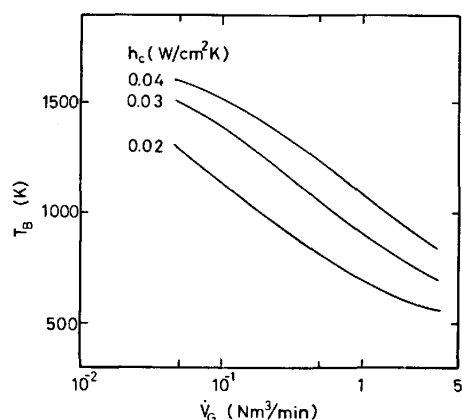


Fig. 4. Bubble temperature at detachment from nozzle (Liquid temperature: 1873K, Bubble formation time: 50ms, Bath depth: 2m)

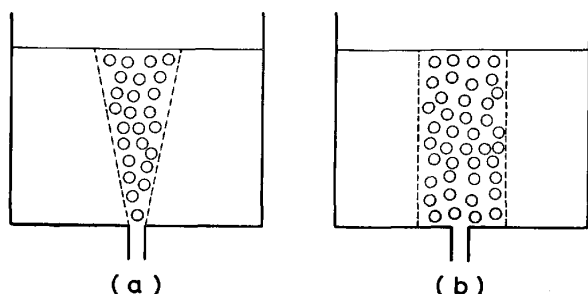


Fig. 5. Liquid circulation model.

動力への寄与は無視できると指摘している。

4.2 ガス吹き込みによる浴内循環流動

液体中へのガス吹き込みによる循環流動は Fig. 5 (a), (b) に示すモデルについて検討されている。液体中に吹き込まれたガスは気泡分散領域を形成する。この領域は Fig. 5(a) に示すようにガスの上昇とともに広がる。Fig. 5 (b) においては数学的モデルを単純化するため、気泡分散領域の大きさを垂直方向距離に無関係に一定としている。

Fig. 5 (a), (b) の流動モデルに対して巨視的な運動量収支¹⁹⁾²⁰⁾、エネルギー収支^{21)~23)}をとることによって気泡分散領域の液体速度、ガスホールドアップ、液体循環流動などを求めることができる。また、最近では乱流モデルを用いて Navier-Stokes の式を数値計算し、浴内の速度分布も求められるようになってきている²⁴⁾²⁵⁾。

ここでは、巨視的エネルギー収支法による浴内循環流動の解析をとりあげる。液体中に吹き込まれたガスは、(18)式で与えられる仕事率（攪拌動力）で液体に対して仕事を行い、その結果液体の循環流動が起こる。この循環流動に伴う浴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。エネルギー消散速度は、気泡分散領域における気泡すべりによるエネルギー消散速度と単位時間あたりに分散領域の液体に対して与えられる運動エネルギー（あるいはそれよ

り単位時間あたりに下降流域から分散領域に与えられる運動エネルギーを差し引いたもの）の和として与えられる²¹⁾²²⁾。吹き込みガスの攪拌動力のうち気泡すべりによって消散される割合は、LAMONT²⁶⁾ のモデルによると 0.2~0.3²³⁾、ENGH ら¹⁸⁾によると 0.7 である。管壁における摩擦損失その他が存在してもエアリフトポンプの効率は最高 0.6 に達することから²⁷⁾、ENGH らが与えたエネルギー消散割合の値は大きすぎると考えられるが、この点に関しては今後さらに検討が必要である。

佐野、森²³⁾は、Fig. 5 (b) に示した循環流動モデルについてエネルギー収支法により解析を行い、溶鋼、水の気泡分散領域における液体速度 u_L および循環流量 $\dot{V}_L$ が次式で与えられることを示した。

$$u_L = 1.17 (\dot{V}_{GM} g H_0 / A_p)^{0.346}, \phi < \sim 0.3, \\ K^2 < \sim 0.3 \dots \dots \dots (20)$$

$$\dot{V}_L = 1.17 (\dot{V}_{GM} g H_0 A_p^2)^{0.339}, \phi < \sim 0.15, \\ K^2 < \sim 0.3 \dots \dots \dots (21)$$

ここで、 $\dot{V}_{GM}$ は P_1 と P_2 の対数平均圧力および浴温度におけるガス流量、 g は重力加速度、 H_0 は浴深さ、 A_p は気泡分散領域の断面積、 ϕ はガスホールドアップ、 K は気泡分散領域と容器直径の比で、各変数の単位にはメートル、秒を用いる。

巨視的な運動量収支法あるいはエネルギー収支法では浴内における速度分布を求めることはできない。これを求めるためには液体の循環流動に関する運動方程式を解く必要がある。GREVET, SZEKELY, EL-KADDAH²⁴⁾、SAHAI, GUTHRIE²⁵⁾ は、乱流モデルにより乱流粘性係数を与え、運動方程式の数値計算を行い、浴内循環流動の速度分布、乱流エネルギー分布などを得ている。Table 1 では気泡分散領域の液体速度 u_L について SAHAI らの計算値と (20) 式による計算値を比較した。気泡分散領域のとり方などが異なるため、両者の厳密な比較はできないが、Table 1 より両者はかなり近いことがわかる。これより、エネルギー収支法におけるエネルギー消散速度の見積りが妥当であることが示される。

5. ガス、粉体吹き込みによる精錬反応速度

一般的に、吹き込み精錬プロセスにおける反応速度はつぎのように表される。

$$-V_m dC_L/dt = \sum k_j A_j (C_L - C_j) \dots \dots \dots (22)$$

Table 1. Liquid velocity in the plume zone.

Depth of water (m)	Vessel diameter (m)	Gas-flow rate $\dot{V}_{GM}$ (m ³ /s)	SAHAI et al. ²⁵⁾ (m/s)	Eq. (20) (m/s)
1.0	1.1	5×10^{-3}	0.84	0.89
1.0	1.1	3.33×10^{-3}	0.76	0.77
1.0	1.1	1.66×10^{-3}	0.62	0.61
1.0	1.1	8.33×10^{-4}	0.48	0.48
0.45	0.5	5.1×10^{-4}	0.44	0.53
0.45	0.5	7.0×10^{-4}	0.48	0.60
0.45	0.61	7.0×10^{-4}	0.50	0.60

ここで、 V_m はメタル体積、 C は濃度、 t は時間、 $k_j A_j$ は界面 j についての物質移動の容量係数、添字 L は液本体、 j は界面 j を示す。

最初に、Mg 蒸気吹き込みによる溶銑の脱硫反応に関する IRONS, GUTHRIE²⁸⁾ の研究を取り上げる。IRONS らは、Mg 蒸気を 1250°C の溶銑中（質量 60 kg、るつぼ径 20 cm）に外径 25.4 mm、内径 3.18 mm の黒鉛製ノズルより 200 cm³/s 以上の流量で吹き込み、脱硫速度を測定した。溶銑中の S 濃度を 0.2~0.0002% の範囲で変化させて実験を行っているが、Fig. 6 には実験結果の一例を示した。図より、溶銑の脱硫反応と同時に Mg の溶解が起こり、Mg 吹き込み停止後は Mg 濃度は急速に減少することがわかる。

炭素飽和鉄への Mg の溶解度および Mg と S の溶解度積は次式で与えられる。

$$[\%Mg]/P_{Mg} = 0.56(1533K)^{29}), 0.7(1523K)^{28)}$$

$$[\%Mg][\%S] = 1.8 \times 10^{-6}(1533K)^{29}) \dots\dots\dots (23)$$

したがって、Fig. 6 に示した Mg と S の濃度積は上式の値より大きいことがわかる。

以上より、脱硫反応に関する反応界面として①気泡界面の他に、②浴中に分散した MgS 界面、③るつぼ壁、また Mg に関しては①気泡界面、②MgS 界面、③るつぼ壁、④自由表面における反応または蒸発を考える必要がある。

この反応系の各容量係数はつぎのように求められる。最初に、浴中の Mg と S の濃度変化より、Mg の全溶解速度が求まり、実測した気泡径を用いて気泡の液側の

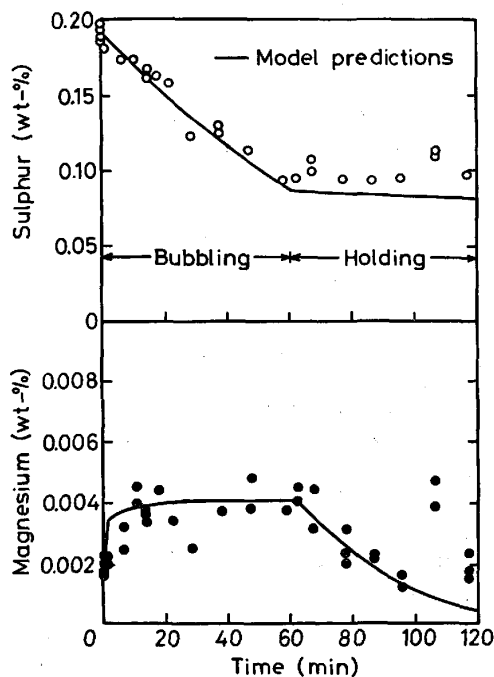


Fig. 6. Magnesium and sulphur contents as a function of time. The curves represent the results of the computer model²⁸⁾.

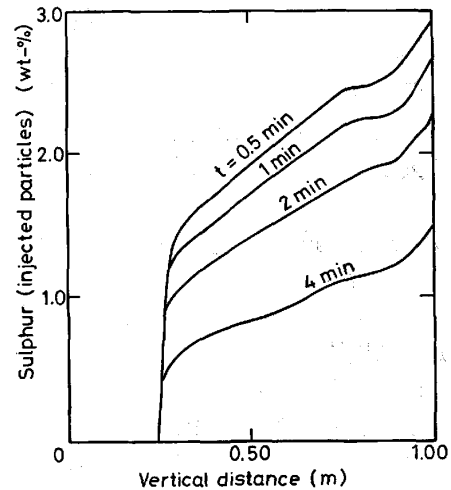


Fig. 7. Sulphur content of injected particles, during ascent in 6t ladle with reaction time³⁰⁾.

物質移動係数がわかる ($k_B = 0.046 \pm 0.034$ mm/s). さらに、Fig. 6 に示した Mg 濃度一定のところでは MgS 界面、るつぼ壁における脱硫と自由表面からの蒸発による Mg の消費速度と Mg の溶解速度が釣り合っていることより、MgS 界面に関する容量係数 $k_i A_i$ は次式で与えられる。

$$k_i A_i = \frac{k_B A_B H P_{Mg}}{[\%Mg]} - k_w A_w - k_e A_e \dots\dots\dots (24)$$

ここで、 H はヘンリー定数、 $k_w A_w$ 、 $k_e A_e$ はおのおのるつぼ壁、浴表面に関する容量係数である。 $k_w A_w$ および $k_e A_e$ を推算することにより、(24)式より $k_i A_i$ が求められる。

IRONS らは、 $k_i A_i$ が $k_B A_B$ より約 2 桁のオーダーも大きいことを示し、Mg 吹き込みによる溶銑の脱硫反応は MgS 界面で主として起こることを明らかにした^{†2)}。

EL-KADDAH, SZEKELY³⁰⁾ は前章で示した浴内の循環流動の解析を適用し、取鍋への酸化物系の粉体吹き込みによる脱硫速度を理論的に計算し、実測値との比較を試みている。彼らは脱硫反応の進行場所として、①気泡分散領域中に分散した粉体界面 および ②浴表面のスラグ-メタル界面を考えている。①の界面積は気泡分散領域の液体速度を用いて求めた粉体の分散量より計算している。また、粉体界面への S の物質移動係数は乱流エネルギーの消散速度を用いて計算し、さらにスラグ-メタル界面への S の移動速度は拡散方程式を解くことにより求められる。

EL-KADDAH らは 6, 40 t 取鍋への 80%CaO-20%CaF₂ 粉体吹き込みによる脱硫実験の結果と計算結果を比較し、よく一致することを示している。Fig. 7 には Al 脱酸した溶鋼へ吹き込んだ粒子中の S 濃度と垂直方向距離との関係を示した。吹き込み直後における S 濃度

^{†2)} なお、Fig. 6 に計算値を実線で示したが、実験値とはほぼ一致していることがわかる。

の増加速度があまりにも急激であり、脱硫反応速度が液側の物質移動によつて律速されるという仮定が成り立っているか疑問は残るが、浴中を浮上する粒子中のS濃度がかなり高くなっていることが図よりわかる。これより、Al 脱酸した溶鋼の場合、脱硫反応の大部分は粒子が浮上する途中で起こると結論している。

従来、吹き込み精錬反応速度は浴に与えられる攪拌動力との関係で検討されている。しかし、上述のように反応の進行場所は種々あり、以下に例としてあげるように反応速度定数は攪拌動力のみによつて表すことはできないと考えられる。すなわち、

① Mg 吹き込みによる溶銑の脱硫では、Ar 吹き込みによつて Mg が脱ガスされ、浴中の Mg 濃度が低下するため、Ar 流量したがって攪拌動力を大きくすると逆に脱硫速度が減少する。

② 浴内を浮上する粉体との反応の寄与が大きい場合、攪拌動力を大きくするとメタルの循環速度が大きくなり、粉体の浴内滞留時間が短くなるため、精錬反応速度が減少することも考えられる。

③ 浴表面のスラグ-メタル界面を通しての物質移動速度は界面近傍におけるメタル、スラグの流動状態、したがって炉形状、ガス吹き込み位置などの影響を強く受けるため、攪拌動力のみでは表されない。

④ 吹き込みガスのメタル中への吸収においては、ガス流量が増加すると、②と同様にガスの浴内滞留時間が短くなるため吸収効率が減少する。

以上のように、吹き込み精錬反応の進行場所は反応系によつて異なるため、反応系の実態を捉え、その反応系に適合した反応モデルに基づいて反応速度を検討する必要があると考えられる。

6. 結 言

製鋼におけるガスおよび粉体吹き込みは実際技術的にはかなりの程度確立されてきている。しかし技術の裏付けとなる工学的基礎については未解明の問題が多い。技術の改善さらには新しい技術の開発のシーズを生むためにも基礎現象の究明をさらにおし進める必要がある。本稿がこの方面の研究に何らかの参考になるところがあれば幸いである。

文 献

- 1) 森 一美, 佐野正道: 鉄と鋼, 67 (1981), p. 672
- 2) L. FARIAS and D. G. C. ROBERTSON: 3rd Process Technology Conference, Iron and Steel Society of AIME (Mar., 1982), Pittsburgh, p. 206
- 3) 小沢泰久, 森 一美, 佐野正道: 鉄と鋼, 67 (1981), p. 2655
- 4) A. E. WRAITH and M. E. CHALKLEY: Advances

- in Extractive Metallurgy ed. by M. J. JONES (1977), p. 27 [IMM, London]
- 5) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 90
- 6) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 98
- 7) E. O. HOEFLE and J. K. BRIMACOMBE: Metall. Trans., 10B (1979), p. 631
- 8) L. FARIAS and D. G. C. ROBERTSON: Injection Phenomena in Extraction and Refining, compiled by A. E. WRAITH (1982) E1-25
- 9) M. J. McNALLAN and T. B. KING: Metall. Trans. 13B (1982), p. 165
- 10) 小沢泰久, 鈴木克紀, 森 一美: 鉄と鋼, 69 (1983), p. 753
- 11) T. A. ENGH, H. SANDBERG, A. HULTKVIST, and L. G. NORBERG: Scand. J. Metall., 1 (1972), p. 103
- 12) D. APELIAN, R. O'MALLEY, and C. DREMAN: Scaninject II Conference Lulea, (1980), p. 8.1
- 13) G. YULONG, Xu CHENGXIN, and H. YETAO: Proceedings of Shanghai Symp. on Injection Metallurgy, (1982), p. 60
- 14) 木村悦治: 学振 140 委員会主催シンポジウム “高温物性と Injection Metallurgy” 1979年10月
- 15) 小沢泰久, 鈴木克紀, 森 一美: 鉄と鋼, 69 (1983), p. 564
- 16) Y. SUNDBERG: Scand. J. Metall., 7 (1978), p. 81
- 17) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 69 (1983), A29
- 18) T. A. ENGH and S. T. JOHANSEN: Shanghai Symp. on Injection Metallurgy, Shanghai (1982), p. 32
- 19) 長瀬洋一, 河村祐治, 吉迫敬史: 化学工学論文集, 6 (1980), p. 862
- 20) 赫 冀成, 浅井滋生, 鞭 巖: 鉄と鋼, 68 (1982), S887
- 21) P. B. WHALLEY and J. F. DAVIDSON: Proc. Symp. on Multiphase Flow System (Symp. Series No. 38) (1974) J5 [Inst. Chem. Eng., London]
- 22) S. M. BHAVARAJU, T. W. F. RUSSELL, and H. W. BLANCH: AIChE J., 24 (1978), p. 454
- 23) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 2451
- 24) J. H. GREVET, J. SZEKELY, and N. EL-KADDAH: Int. J. Heat Mass Transfer, 25 (1982), p. 487
- 25) Y. SAHAI and R. I. L. GUTHRIE: Metall. Trans., 13B (1982), p. 203
- 26) A. G. W. LAMONT: Can J. Chem. Eng., 36 (1958), p. 153
- 27) A. J. ステパノフ: (今市憲作, 靄崎 展, 辻本良信訳) ポンプとブロワ (1979), p. 253 [産業図書]
- 28) G. A. IRONS and R. I. L. GUTHRIE: Metall. Trans., 12B (1981), p. 755
- 29) T. A. ENGH, H. MIDTGAARD, and T. ROSENQVIST: Scand. J. Metall., 8 (1979), p. 195
- 30) N. EL-KADDAH and J. SZEKELY: Ironmaking Steelmaking, 8 (1981), p. 269