

気泡による溶鋼中介在物の付着分離に関する コールドモデル実験

© 1992 ISIJ

 ////////////////
 論文
 ////////////////

 潘 偉*・植村 健一郎*²・小山 伸二*³

Cold Model Experiment on Entrapment of Inclusions in Steel by Inert Gas Bubbles

Pan WEI, Ken-ichiro UEMURA and Shinji KOYAMA

Synopsis :

Cold model experiments have been done on entrapment of inclusions in steel by inert gas bubbles. A water-air system has been adopted and the teflon, polystyrene, polyethylene, polypropylene and polycarbonate particles (dia. = 100~800 μm , $\rho_p = 0.89 \sim 2.2 \text{ g/cm}^3$) were used in the experiments. The collision-trapping rates V ($n_p/\text{cm}^3 \text{ s}$) of various particles with bubbles were measured, and the effects of water-particle contact angle, ϕ , the particle diameter, d_p , the bubble diameter, d_b , the particle density, ρ_p and the frequency of bubble which passed through a unit volume of water have been investigated.

It is found that V increased with increasing ϕ , and there is a critical ϕ_c above which the V is independent of ϕ , and in this case the bubble surface resistance can be neglected in the collision-trapping process.

The particle mass transfer coefficients k (cm/s) have been measured under the condition that the surface resistance could be neglected, and an equation of the relation between k and d_b , d_p and ρ_p has been obtained.

Key words : cold model experiment; inclusion; bubble; particle; collision; trapping; surface resistance; mass transfer coefficient; steelmaking.

1. 緒 言

不活性ガス微細気泡を利用した溶鋼中介在物除去方法¹⁾²⁾あるいは気泡による介在物粒子の付着分離挙動に関する基礎研究^{3)~8)}が従来よりいくつか報告されている。たとえば、Flint³⁾らは気泡の上昇にともなって気泡の周りに発生する流線と粒子の運動をモデル化し、流れをポテンシャル流の場合とストークス流の場合とについて解くことにより、気泡と粒子の衝突効率を求めた。また、Reay⁴⁾⁵⁾は水中のガラスビーズおよびシリカ粒子の気泡による付着浮上効率と速度係数を測定し、粒子径、気泡径の影響を調査した。しかしながら、従来のコールドモデルによる研究は、気泡による粒子の付着効率に関するものがほとんどであり、液体中の粒子の物質移動速度あるいは気泡の表面抵抗に関する報告はきわめて少

ない。Hirasawa⁶⁾らはつば底にセットしたノズルを通して溶融鋼中に吹き込んだアルゴン気泡により SiO_2 介在物を除去する場合の速度論的実験をおこない、興味深い結果を報告しているが、介在物除去速度に対する介在物のるつば壁への付着及びスラグ吸収の影響が必ずしも分離されているとはいえない。そこで、本研究では水系コールドモデルを用い、気泡と粒子との衝突挙動を直接観察することにより、気泡への粒子の付着過程における気泡の表面抵抗、および気泡への液体中粒子の物質移動速度を定量的に検討した。

2. 実 験

2.1 実験装置

実験装置の概略を Fig. 1 に示した。高さ 60 cm, 幅 20 cm, 厚さ 2.5 cm のアクリル容器を用い、底部に取

平成 3 年 10 月 2 日受付 平成 4 年 4 月 10 日受理 (Received on Oct. 2, 1991; Accepted on Apr. 10, 1992)

* (株)神戸製鋼所鉄鋼技術研究所 (現:北京清華大学) 工博 (Iron & Steel Research Laboratories, Kobe Steel, Ltd., Now Qing-hua Univ., Peking)

*2 (株)神戸製鋼所鉄鋼技術研究所 (現:(社)日本鉄鋼連盟) (Iron & Steel Research Laboratories, Kobe Steel, Ltd., Now Japan Iron and Steel Federation, 8F Kudan Plaza Building 2-2-3 Kudanminami Chiyoda-ku, Tokyo 102)

*3 (株)神戸製鋼所鉄鋼技術研究所 (現:音羽電機工業(株)) 工博 (Iron & Steel Research Laboratories, Kobe Steel, Ltd., Now Otowa Electric Company, Ltd.)

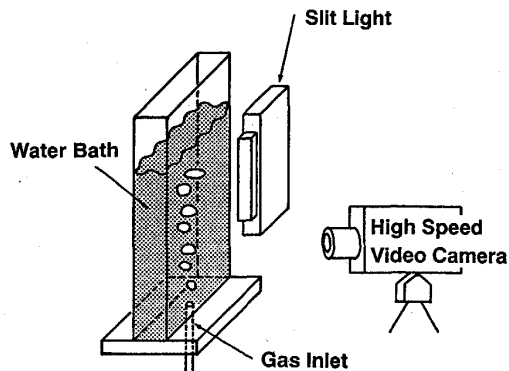


Fig. 1. Experimental apparatus.

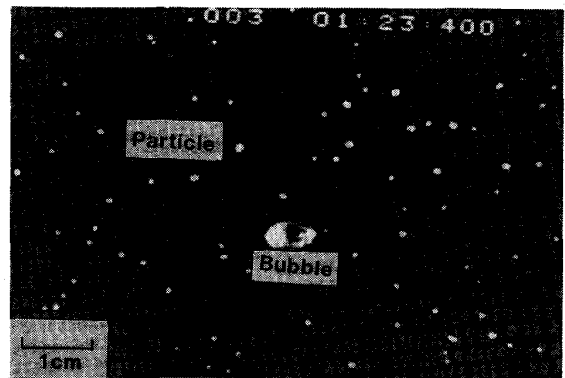


Photo. 1. Image of dispersed particles and rising bubble in water.

Table 1. Physical properties of particles.

	Density ρ (g/cm^3)	Particle diameter d_p (μm)	Contact angle ϕ (Deg.)
Teflon	2.20	100~800	102
Polystyrene	1.02	100~500	91
Polyethylene	0.88	100~500	95
Polypropylene	0.86	100~500	94
Polycarbonate	1.20	100~400	90

り付けたステンレス製の上向きノズルを通して空気の吹込みを行った。吹込み空気流量は高精度サーマルマスフローコントローラにより調整した。気泡発生頻度は佐野らの方法⁹⁾にならない、ノズル近傍に埋め込んだクリスタルイヤホンの圧電効果を利用して測定した。すなわち、気泡が生成し離脱するときの急激な圧力変化をイヤホンにより電圧信号として検出し、記録計上の波形数をカウントして気泡発生頻度を求めた。

2.2 実験方法

適当な粒径、比重のプラスチック粒子を水浴上面からあるいは注射器を用いて水浴中に添加し、均一に分散させた。つぎに、容器底部より空気を水浴中に吹き込んで生成させた気泡と粒子との衝突付着挙動を高速ビデオカメラにより撮影し、画像解析により水浴中粒子濃度、気泡密度および気泡への粒子の衝突、付着速度を測定した。撮影はノズルから 25 cm 上方で、気泡が一定の速度で安定に上昇する領域でおこなった。空気流量は実験により、0.005~0.2 l/min の範囲で変化させた。プラスチック粒子としては粒径 100~800 μm のテフロン、ポリスチレン、ポリプロピレン、ポリエチレン等の粒子を用いた。これらの粒子の物性を Table 1 に示した。粒子付着速度に対する粒子と水との接触角の影響を調査するため、一部の試験においては水浴中に少量の洗剤を添加した。接触角は粒子と同じ材質の板の上に水滴を乗せ、写真撮影により求めた。また、ノズル内径を 0.5~3.0 mm の範囲で変化させ、粒子付着速度に対する気泡径の

影響を調査した。

実験精度に対する容器の厚さの影響については、あらかじめ容器の厚さを 10, 5, 2.5 cm と変化させて調べた。その結果、容器厚さが 10 cm の場合には画像解析に対して厚さ方向に分布する粒子の影響が大きいが、5 cm 以下であれば実験結果にあまり影響がないことがわかった。上昇気泡に対する壁の影響を考慮して実験には厚さ 2.5 cm の容器を用いた。

2.3 画像処理によるデータ解析

高速ビデオカメラにより撮影した映像のモニタ再生画面の一例を Photo. 1 に示す。浮上中の気泡周囲にプラスチック粒子が均一に分散しているようすがわかる。これらの画像から、気泡が水浴高さ方向の一定距離 (5 cm) を通過する間に衝突する粒子数ならびに気泡に捕捉される粒子数を約 5 秒間 (気泡数にして 30~60 個) にわたって計測した。気泡の通過体積および通過時間を測定することにより、水浴の単位体積、単位時間における 1 個の気泡と分散粒子との衝突速度 V_C ($n_p/\text{cm}^3 \cdot t$) および粒子付着速度 V_T ($n_p/\text{cm}^3 \cdot t$) が求められる。また粒子濃度は、Photo. 1 に示したような静止画面をコンピュータにより画像解析し、統計的に求めた。なお、気泡が楕円形の場合には気泡径として画面上の短軸と長軸の平均長さを用いた。

3. 実験結果および考察

3.1 付着速度に対する粒子径の影響

実験結果の一例を Fig. 2 に示す。縦軸は気泡による単位体積当たりの粒子の付着速度 V ($n_p/\text{cm}^3\text{s}$) であり、横軸には粒子濃度 C_p (n_p/cm^3) と単位時間に単位体積を通過する気泡個数、すなわち気泡密度 N_b ($n_b/\text{cm}^3\text{s}$) との積を示す。ただし、本実験ではテフロン粒子の粒径を変化させ、気泡径は一定とした。付着速度は、 $C_p \cdot N_b$

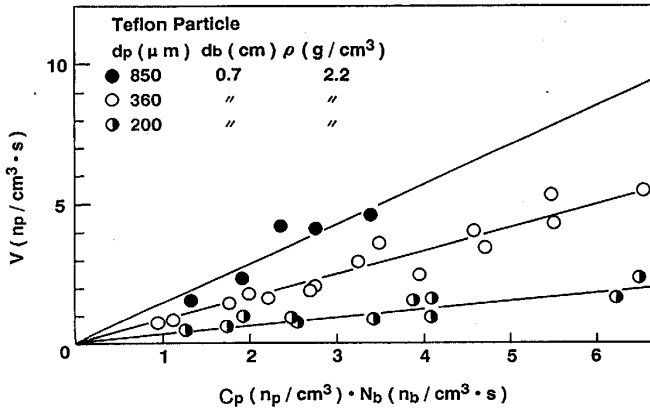


Fig. 2. Relations between trapping rate and $C_p \cdot N_b$.

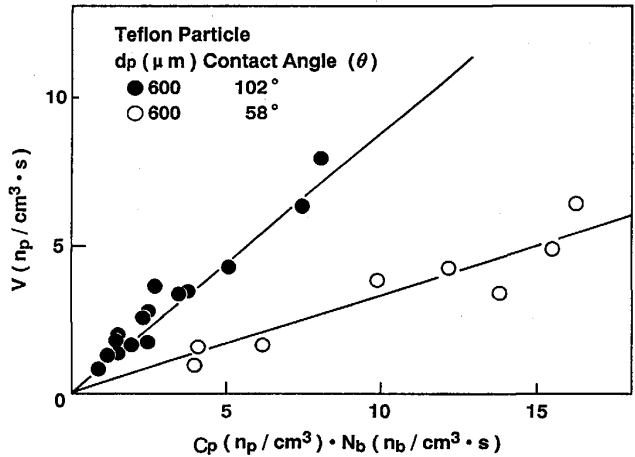


Fig. 4. Effect of contact angle on trapping rate.

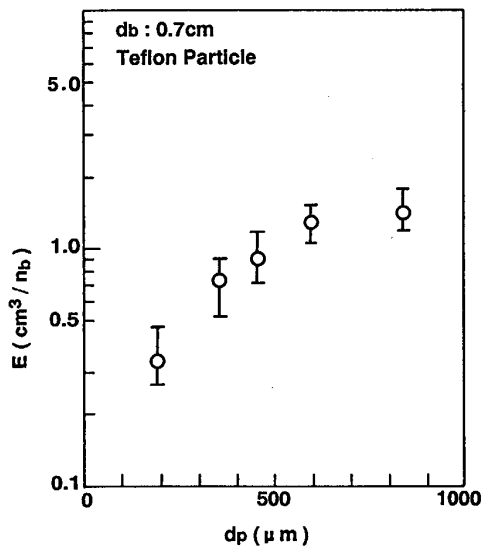


Fig. 3. Effect of d_p on trapping coefficient E .

とともに直線的に増加し、その勾配は粒子径が大きくなるほど増大することがわかる。これらの直線関係の勾配を下記の(1)式により気泡に対する粒子の付着速度係数 E (cm^3/n_b) と定義すると、 E に対する粒子径 d_p (μm) の影響は Fig. 3 に示したとおりであり、 E は d_p の増大にともなって増加することがわかる。

$$V = E \cdot C_p \cdot N_b \dots\dots\dots(1)$$

3.2 接触角の影響

付着速度におよぼす水-粒子間の接触角 ϕ の影響をテフロン粒子を用いて調査した。実験は水に洗剤を添加しない場合 ($\phi = 102^\circ$) と添加した場合 ($\phi = 58^\circ$) の2水準でおこなった。結果は Fig. 4 に示したとおりであり、接触角が大きい方が気泡への粒子の付着速度は大きいことがわかる。ここで、気泡による粒子の捕捉効率を衝突速度 V_C に対する捕捉速度 V_T の比 V_T/V_C (気泡に衝

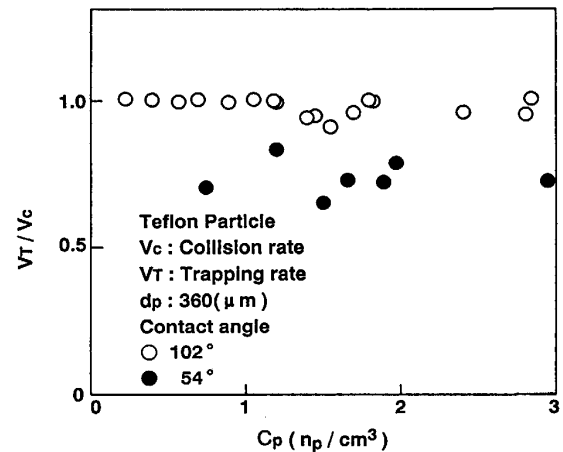


Fig. 5. Effect of contact angle on trapping efficiency.

突した粒子のうち、実際に捕捉される粒子の割合) により表すと、 V_T/V_C と C_p との関係は Fig. 5 に示したとおりである。捕捉効率は粒子濃度にかかわらず、接触角によってほぼ一定の値を示し、 $\phi = 102^\circ$ および $\phi = 58^\circ$ で V_T/V_C はそれぞれ約 1.0 と 0.75 であった。このように、接触角は捕捉効率を決定するもっとも重要な要因のひとつであることがわかる。

3.3 気泡の表面抵抗

多相間化学反応における物質移動および界面化学反応の速度式を本研究に適用すると、気泡への粒子の付着分離は粒子の気泡表面への物質移動および気泡表面での粒子の捕捉のふたつの過程に分けて考えることができ、それぞれ(2)および(3)式のように表される。

$$-\frac{dC_p}{dt} = k \cdot A \cdot (C_p - C_p^*) \cdot C_b \dots\dots\dots(2)$$

$$= k_s \cdot A \cdot C_p^* \cdot C_b \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 k (cm/s) と k_s (cm/s) はそれぞれ粒子の物質

移動速度係数および界面での付着速度係数であり、また A は気泡表面積、 C_b (n_b/cm^3) は単位体積当たりの気泡数、 C_p^* (n_p/cm^3) は気泡表面における仮定の粒子濃度である。 C_p^* に関しては、衝突した粒子の 100% が気泡に付着し、かつ気泡内への粒子の進入速度が液体バルクから気泡表面への移動に比較して充分速い場合にはゼロとなる。気泡への粒子の衝突付着過程における気泡表面抵抗 ($1/k_s$) については、電気二重層及び van der Waals 力¹⁰⁾により形成された気泡膜を破るときの粒子の運動エネルギーの消費および粒子が気泡中へ進入する際の界面エネルギーの変化等によると考えられる。本実験においては粒子と気泡との接触角が 90 度以上の場合には、気泡への粒子の衝突侵入過程は粒子の液体中の移動に比較してきわめて速く、ほとんど瞬間的に進行することが観察された。また、Fig. 4 および 5 に示したように気泡への粒子の付着速度に対する接触角の影響が非常に大きいことから、本研究で取り扱う系においては、表面抵抗 ($1/k_s$) は主に粒子が気泡中へ侵入するときの界面エネルギー変化に支配されていると考えられる。

気泡への粒子の付着速度に対する界面抵抗の影響についてさらに定量的な検討を行った。液体中の粒子のみかけの物質移動速度係数 k' を下記の(4)式により定義する。

$$-\frac{dC_p}{dt} = k' \cdot A \cdot C_p \cdot C_b \dots\dots\dots(4)$$

k' は(2)式の C_p^* をゼロにした場合の k に相当する。 k' と接触角 ϕ との関係は Fig. 6 に示したとおりであり、白丸と黒丸の記号はそれぞれ粒子径が 600 μm および 300 μm の場合の実験結果を示す。 k' は接触角 ϕ が小さい場合にはほとんど 0 であるが $\phi = 40^\circ$ 付近から増大しはじめ、ある臨界の ϕ_c 以上で、 k' は接触角に依

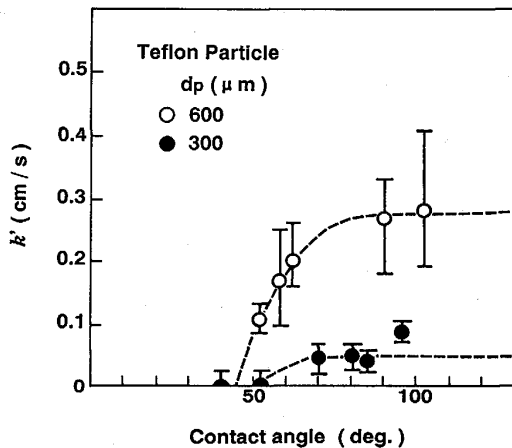


Fig. 6. Effect of contact angle on apparent mass transfer coefficient, k' (cm/s).

存せずほぼ一定の値を示す。このことから、接触角がある臨界の角度以上になると表面抵抗は非常に小さくなり、粒子の付着速度は気泡表面への粒子の物質移動により律速されると考えられる。また、 k' は粒子径によって大きく異なるが、これについては 3・4 節にて述べる。

気泡への粒子の衝突付着過程における動力学を Fig. 7 にもとづいて考察した。粒子が液体中から気泡中に移動するときの運動方程式は次のように表される。

$$\frac{4}{3} \pi r_p^3 \rho_p \frac{dU_R}{dt} = \left[\frac{4}{3} \pi r_p^3 \rho_p - \pi \rho_l \left(\frac{4}{3} r_p^3 - r_p X^2 + \frac{X^3}{3} \right) \right] g \cos \theta - \frac{2\sigma_{gl}}{R} 2\pi r_p X - \frac{d\Delta G_s}{dX} \dots\dots\dots(5)$$

(5)式の右辺第1項は重力と浮力の和、第2項は気泡の内圧による力、第3項は粒子が気泡中へ進入するときの界面エネルギー変化による力を表す。式中、 ρ_p , ρ_l はそれぞれ粒子と液体の密度、 r_p は粒子半径、 σ_{gl} は液体の表面張力、 g は重力加速度、 R は気泡半径、 U_R は粒子の気泡に対する気泡半径方向の相対速度、 ΔG_s は気泡中への粒子の侵入にともなう界面エネルギー変化、 X は気泡界面からの粒子の侵入距離、 θ は気泡浮上方向に対する粒子の衝突角度である。 ΔG_s は Engh ら¹⁰⁾と同様な方法で整理すると、次式のように表される。

$$\Delta G_s = 2 \pi r_p \sigma_{gl} \left(X \cos \phi + \frac{X^2}{2 r_p} - X \right) \dots\dots\dots(6)$$

ここで、 ϕ は液体と粒子との接触角である。(6)式を(5)式に代入し、無次元数を用いて整理すると、粒子の運動方程式は次のようになる。

$$\frac{dW_e}{dX^*} = \frac{\rho_l g r_p^2}{\rho_p^* \sigma_{gl}} \left[2 \rho^* - \left(2 - \frac{3}{2} X^{*2} + \frac{1}{2} X^{*3} \right) \right] \cos \theta - \frac{3}{\rho^*} (2X^* r^* + \cos \phi + X^* - 1) \dots\dots(7)$$

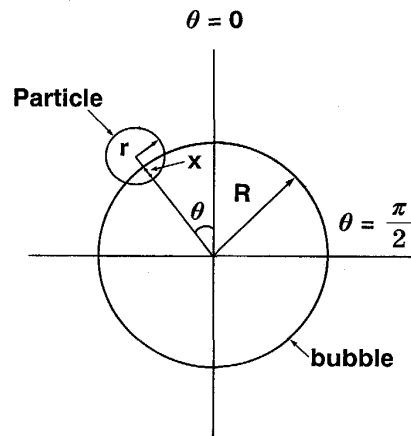


Fig. 7. Schematic illustration of the collision interface between particle and bubble in the water.

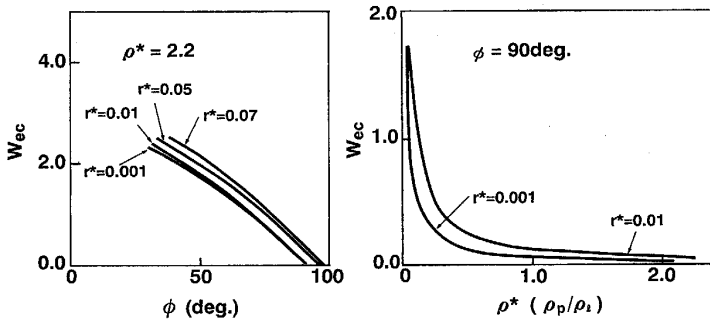


Fig. 8. The change of W_{ec} as a function of ϕ and ρ^* .

$$\rho^* = \frac{\rho_p}{\rho_l} \dots\dots(8), \quad r^* = \frac{r_p}{R} \dots\dots\dots(9)$$

$$X^* = \frac{X}{r_p} \dots\dots(10), \quad W_e = \frac{r_p \rho_l U_R^2}{\sigma_{sl}} \dots\dots(11)$$

$X^* = 2 (X = 2 r_p)$ で $W_e = 0$ であると仮定して, (7) 式を解き, $X^* = 0$ における臨界ウエーバ数 W_{ec} を求めると (12)式が得られる.

$$W_{ec} = \frac{6}{\rho^*} (2 r^* + \cos \phi) - \frac{2 g r_p^2 \rho_l}{\sigma_{sl} \rho^*} (2 \rho^* - 1) \cos \theta \dots\dots(12)$$

臨界ウエーバ数 W_{ec} が小さいほど, 上昇気泡に向かって種々の速度で衝突する粒子の付着確率は高くなり, 気泡の表面抵抗は減少する. (12)式から W_{ec} と接触角 ϕ , 無次元密度 ρ^* および無次元半径 r^* との関係を計算し, Fig. 8 に示した. ただし, $\theta = 0^\circ$ として計算した. 図より, 接触角 ϕ の増加にともなって W_{ec} は減少し, ϕ が 90° 以上になると W_{ec} はほぼ 0 に近い値となり, 界面抵抗が非常に小さくなることがわかる. これにより Fig. 4 に示す実験結果を説明できる. Fig. 8 によると, r^* が 0.05 以下の場合には W_{ec} に対する r^* の影響が無視できることがわかる. これは, r^* がある値以下になると粒子に対する気泡の毛細管圧力効果が無視できることによる. W_{ec} に対する ρ^* の影響については, Fig. 8 右図に示すように ρ^* の増加とともに W_{ec} が減少し, ρ^* がある値以上になると W_{ec} が非常に小さくなることがわかる. アルミ脱酸する時に生成する Al_2O_3 介在物を気泡により除去する場合には, $\phi = 130^\circ$, $\sigma_{sl} = 1500$ dyn/cm, $\rho^* = 0.5$, $r_p = 0.005$ mm であるので, これらの条件を (12)式に代入して計算すると, $W_{ec} < 0$ となる. すなわち, Al_2O_3 介在物を気泡により付着除去する場合は気泡の表面抵抗は無視することができ, 律速段階としては溶鋼中の物質移動のみを考えればよいことになる. しかしながら, MnO, FeO, CaO 等を含む複合介在物においては接触角 ϕ が小さく, 界面抵抗が無視できない場合もありうる.

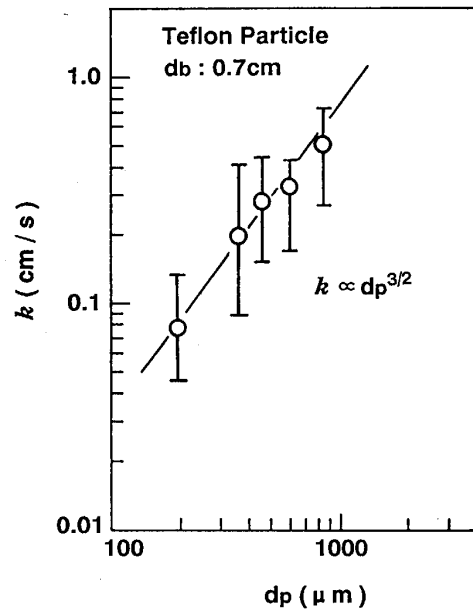


Fig. 9. Relation between mass transfer coefficient k (cm/s) and particle size.

3.4 液体中粒子の物質移動速度係数

前節において, 気泡への粒子の付着にともなう表面抵抗について検討したが, ここでは気泡の表面抵抗が無視できる条件範囲 ($\phi \geq 90^\circ$, $\rho_p = 0.89 \sim 2.2$, $d_p = 100 \sim 800 \mu m$) で実験をおこなうことにより, 粒子の気泡表面への物質移動速度係数 k (cm/s) を求め, k に対する気泡径, 粒子径, 粒子比重等の影響を調査した.

3.4.1 粒子径および気泡径の影響

Fig. 2 および 3 において粒子付着速度に対する粒子径の影響が大きいことを示した. Fig. 9 は, 気泡径を一定とした場合の粒子 (テフロン) の物質移動速度係数 k と粒子径 d_p との関係を示したものであるが, k は粒子径の $3/2$ 乗に比例して増加する. Reay ら⁵⁾は気泡による水中ガラスビーズの付着浮上速度係数 (1/s) を測定し, 粒子径の $1.47 \sim 1.57$ 乗に比例して増加することを報告している. 彼らの実験の場合には粒子径が $0.007 \sim 0.019$ mm で, 本実験に用いた粒子径よりかなり小さい

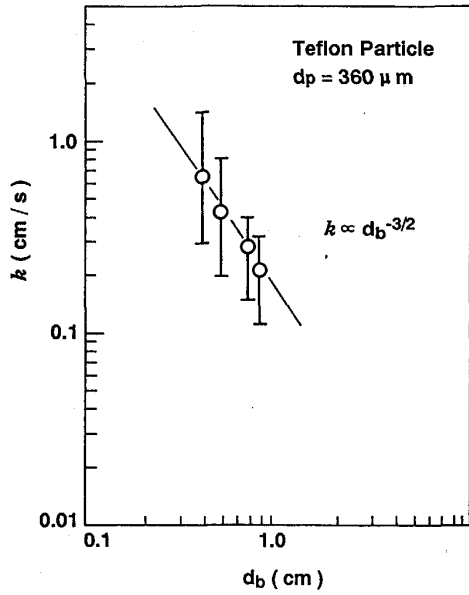


Fig. 10. Effect of gas bubble size on mass transfer coefficient k (cm/s).

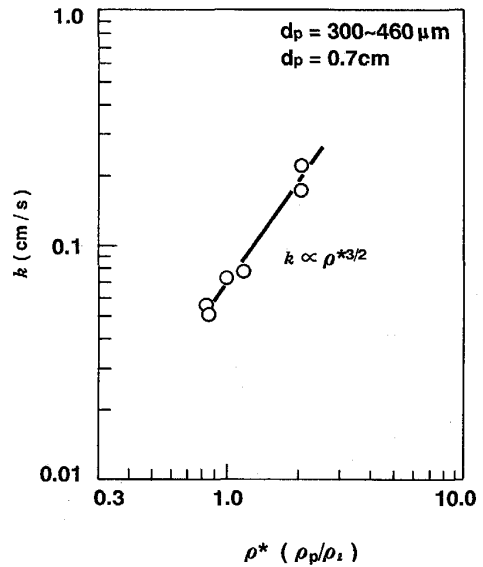


Fig. 12. Relation between mass transfer coefficient k (cm/s) and dimensionless particle density.

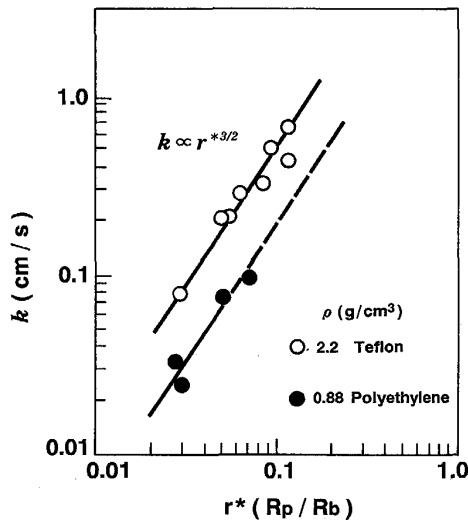


Fig. 11. Effect of dimensionless particle size on mass transfer coefficient, k (cm/s).

にもかかわらず同じ傾向を示していることから、Fig. 9の関係は粒径の広い範囲で成立するものと考えられる。

一方、粒子の物質移動速度係数 k に対する気泡径の影響は Fig. 10 に示したとおりであり、気泡径の 3/2 乗に比例して減少することがわかる。したがって粒子径を気泡径により無次元化 ($r^* = R_p/R$) すると、Fig. 11 に示したように、 k は無次元粒子径の 3/2 乗に比例して増加することになる。図中の黒丸印はポリエチレン粒子を用いた場合の実験データである。Table 1 よりポリエチレン粒子の比重はテフロン粒子より小さいにもかかわらず k と r^* との関係は同じ傾向を示していることか

ら、本実験より得られた k と r^* の関係に対する比重の影響はさほど大きくないものと推定される。

また、この関係から鋼中介在物除去に対する気泡の微細化は、単に界面積を増大させるだけでなく、物質移動速度係数を増大させる点でも効果が大きいことがわかる。

3.4.2 粒子密度の影響

物質移動係数 k と粒子の無次元密度との関係を Fig. 12 に示した。 k は粒子の無次元密度の 3/2 乗に比例して増加する。 k に対する ρ^* の影響については、次のように解釈される。いま、液体中粒子レイノルズ数 $Re_p = d_p V_{pl}/\nu$ が 1 より小さければ、固体粒子の終末速度 V_{pl} は次式により表される。

$$V_{pl} = \frac{d_p^2 \rho_l (\rho^* - 1) g}{18 \mu} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 μ は液体の粘度である。(13)式によると ρ^* が大きいほど、 V_{pl} は大きくなり、粒子と気泡との相対速度が大きくなる。したがって、気泡浮上経路において気泡と衝突する粒子の数が増加し、 k が増大するものと考えられる。Flint ら³⁾は気泡周辺流れをポテンシャル流あるいはストークス流と仮定した場合の気泡による粒子の付着効率を計算し、付着効率が V_{pl} の増加とともに増大することを明らかにした。しかし、著者らは Flint ら³⁾のモデルによる解析を試みた結果、定性的な傾向は一致するものの定量的には本実験結果を説明することができなかった。これは、本実験のように液体中の気泡径が $d_p > 0.1\text{cm}$ の場合には気泡は球状でなく、楕円状と

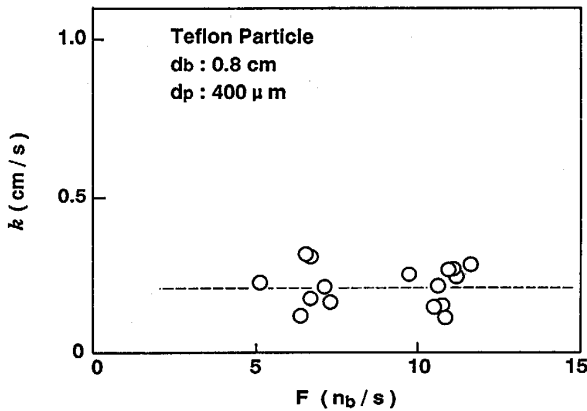


Fig. 13. Relation between mass transfer coefficient k and bubble passing frequency, $F(n_b/s)$.

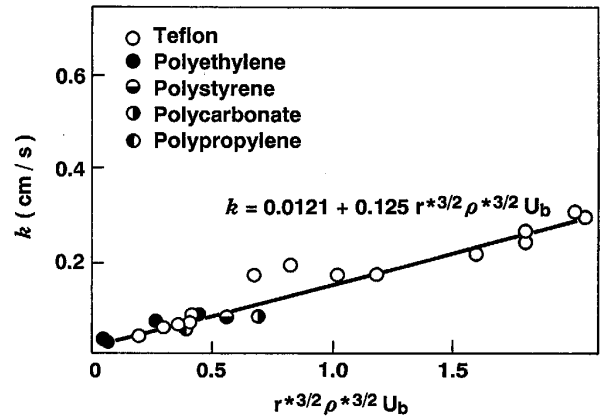


Fig. 14. Relation between $k(\text{cm/s})$ and $r^{*3/2} \rho^{*3/2} U_b$.

なり、上昇中周辺の流れが不安定状態であることによるものと推定される。

3.4.3 気泡発生頻度の影響

粒子の物質移動速度係数 k と気泡通過頻度 F との関係を Fig. 13 に示す。本実験においては気泡径を一定 (0.8 cm) とし、空気流量を 0.08~0.2 l/min の範囲で変化させたが、図から明らかなようにこの条件範囲においては k は F に影響されないことがわかる。Hirasawa ら⁸⁾ は Ar 気泡による溶融銅中 SiO_2 介在物の付着除去実験を行い、溶融金属中における介在物の物質移動速度係数を求めているが、その結果、本実験より広いガス流量範囲において物質移動速度係数が変化しないことを認めている。

以上述べた要因のほかに、気泡浮上速度の影響についても考慮する必要がある。すなわち、単一気泡と粒子との衝突頻度は気泡が単位時間に通過した体積に比例するものと考えられる。

以上の実験結果を整理すると、気泡による粒子の捕捉除去過程において界面抵抗が無視でき、付着速度が物質移動により律速される場合には、物質移動速度係数 k は(14)式に示したように、粒子の無次元半径、無次元密度ならびに気泡の浮上速度の関数として表すことができる。

$$k = F(r^*, \rho^*, U_b) \dots\dots\dots(14)$$

実験結果を最小二乗法により整理すると k は(15)式の形になる。

$$k = 0.0121 + 0.125 r^{*3/2} \cdot \rho^{*3/2} \cdot U_b \dots\dots\dots(15)$$

k の実験値と(15)式から計算される $r^{*3/2} \cdot \rho^{*3/2} \cdot U_b$ との相関関係を Fig. 14 に示す。(15)式中の定数項は実験結果を粒子無次元密度および無次元半径をゼロへ外挿して得られる値である。

3.4.4 乱流拡散の影響

Levich¹¹⁾ によると粒子径が非常に小さく、かつ衝突速度に対する粒子密度の影響が無視できる場合には、液体中半径 R の球体に向かって乱流拡散によって移動する粒子の拡散方程式は次式で表される(拡散が定常状態で進行する場合)。

$$\text{div} [D_{\text{turb}} \text{grad} (C_p)] = 0 \dots\dots\dots(16)$$

ここで、 C_p は液体中粒子濃度、 D_{turb} は乱流拡散係数であり(17)、(18)式で表される¹¹⁾¹²⁾。

$$D_{\text{turb}} = \alpha (\epsilon \lambda)^{1/3} \lambda \quad \lambda \geq \lambda_0 \dots\dots\dots(17)$$

$$D_{\text{turb}} = \beta \sqrt{\frac{\epsilon}{\nu}} \lambda^2 \quad \lambda < \lambda_0 \dots\dots\dots(18)$$

ここで、 ϵ は乱流消散エネルギー、 ν は動粘度、 λ は渦の空間的スケール、 λ_0 は乱流場の空間的マイクロスケール、 α と β は比例係数であり、また、 λ_0 、 ϵ は次式で与えられる。

$$\lambda_0 = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \dots\dots\dots(19)$$

$$\epsilon = \rho_l \frac{(\Delta U)^3}{L} \dots\dots\dots(20)$$

ここで、 L は渦の移動スケール、 ΔU は L における平均速度変動である。(17)、(18)式を(16)式に代入し境界条件として、 $C_p = 0$ ($\lambda = R$)、 $C_p = C_{p0}$ ($\lambda \rightarrow \infty$) さらに $\lambda = \lambda_0$ における C_p の連続性の条件を利用して(16)式を解くと、気泡と粒子との乱流衝突による粒子の減少速度はそれぞれ(21)、(22)式で表される。

$$-\frac{dC_p}{dt} = \frac{24\pi\epsilon^{1/3}}{\lambda_0^{2/3}(R_b^{-3} + \frac{2}{7}\lambda_0^{-3})} C_p \quad R_b \geq \lambda_0 \dots\dots(21)$$

$$-\frac{dC_p}{dt} = \frac{24\pi\sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}}{R_b^{-3} + \frac{2}{7}\lambda_0^{-3}} C_p \quad R_b < \lambda_0 \quad \dots\dots(22)$$

したがって、気泡と粒子との衝突速度係数は次式により表すことができる。

$$k_{turb} = \frac{6\varepsilon^{1/3}}{R_b^2\lambda_0^{2/3}(R_b^{-3} + \frac{2}{7}\lambda_0^{-3})} \quad R_b \geq \lambda_0 \quad \dots\dots(23)$$

$$k_{turb} = \frac{6\sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}}{R_b^2(R_b^{-3} + \frac{2}{7}\lambda_0^{-3})} \quad R_b < \lambda_0 \quad \dots\dots(24)$$

(19), (20)式から本実験における λ_0 を計算すると、 $\lambda_0 \approx 10^{-3}$ となり、 $R_b \gg \lambda_0$ の条件にあることがわかった。計算においては、気泡周辺の水の流速が粒子移動速度にほぼ近似できると仮定し、 ΔU として気泡上昇速度と周辺粒子の速度の差 ($\Delta U = U_b - U_p$) をとり、また L としては気泡径を代表長さとして用いた。このようにして (23)式から乱流衝突速度係数を求めると 0.012-0.017 の値が得られた。(15)式右辺の定数値はこれらの値とほぼ一致しており、また右辺第 2 項をゼロに外挿して求められた値であることから、(15)式の定数項は Levich による乱流衝突速度係数に相当するものと考えられる。したがって(15)式の物質移動速度係数はさらに普遍的な式としてつぎのように表すことができる。

$$k = k_{turb} + 0.125 r^{*3/2} \cdot \rho^{*3/2} \cdot U_b \quad \dots\dots(25)$$

すなわち、(25)式右辺第二項は粒子と気泡との慣性衝突項で、粒子が気泡径に比較して非常に小さい場合には、 k は第一項の乱流衝突に支配されるものと考えられる。

4. 結 言

分散気泡による鋼中介在物除去機構の解明を目的として、水モデル実験をおこない、気泡への粒子の付着過程を直接観察することにより、気泡の表面抵抗および液体中粒子の物質移動速度に及ぼす諸要因の影響を明らかにした。さらに、物質移動速度係数を粒子径、気泡径および粒子密度の関数として表した。今後、本実験から得られた知見をもとに溶鋼での最適な介在物条件について検討してゆく予定である。

文 献

- 1) V. P. Nemchenko and S. I. Popel: *Steel in the USSR* 2 (1972) Oct., p. 798
- 2) 大河平和男, 鉄取英宏, 草野昭彦, 今村 晃, 矢内雅造, 池崎英二: *材料とプロセス*, 1 (1988), p. 1611
- 3) L. R. Flint and W. J. Howarth: *Chem. Eng. Sci.*, 26 (1971), p. 1155
- 4) David Reay and G. A. Ratcliff: *Can. J. Chem. Eng.*, 51 (1973), p. 178
- 5) David Reay and G. A. Ratcliff: *Can. J. Chem. Eng.*, 53 (1975), p. 481
- 6) J. F. Anfruns and J. A. Kitchener: *Trans. I. M. M.*, 86 (1977), p. C9
- 7) Abrahamson J.: *Chem. Eng. Sci.*, 30 (1975), p. 1371
- 8) M. Hirasawa, K. Okumura, M. Sano and K. Mori: *Proc. Sixth Int. Iron & Steel Con., Nagoya, Vol. 3* (1990), p. 568
- 9) 佐野正道, 森 一美: *鉄と鋼*, 60 (1974), p. 348
- 10) T. A. Engh, H. Sandberg, A. Hultkvist and L. G. Norberg: *Scand. J. Metall.*, 1 (1972), p. 103
- 11) V. G. Levich: *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1962), p. 207
- 12) G. K. Batchelor: *Cambridge Philosophical Soc.*, 43 (1949), p. 533