

特別講演

□学術功績賞受賞記念

溶鋼の流れと粒子の振る舞い

Fluid Flow and Particle Behaviors in Liquid Steel

谷口尚司
Shoji Taniguchi

東北大学 大学院環境科学研究科
環境科学専攻 教授



*脚注に略歴

はじめに

溶鋼中の非金属介在物の研究には長い歴史があり、多くの先人たちが研究に心血を注いできた。しかし未解明の現象が少なからず残されており、「永遠のテーマ」として現在もお若い研究者達を惹きつけ続けている。かく言う筆者も、鉄鋼プロセスにおける移動現象の研究を通じて、介在物の研究にはまりこんで行った。きっかけは1987年秋の講演大会討論会であった。上司の菊池淳教授が企画した「タンディッシュメタラジー討論会」で、大学らしい発表をするように依頼された。当時筆者は溶鋼の流れと気-液間物質移動の研究に集中していたので、初めはその延長で考えをまとめてみようと思ったが、過去の研究を調べるにつれて溶鋼中介在物挙動の魅力に取り付かれていった。結局、この討論会では、介在物の凝集、浮上、壁付着といった現象と溶鋼の流れとの関係について、総説のようなものを発表させていただいた¹⁾。このときに納得が行かなかったいくつかの事項を、1つずつ調べて来たことが、筆者にとって大切な研究歴になった。その過程でどうしても理解できないことについて、大先輩の先生方に教えを請うた結果、新しい道が目の前に開けた。DLVO (凝集) 理論の臼井進之助先生、固-液混相流の戸田昌之先生、エアロゾル工学の松本繁先生、忘れえぬ恩師たちの研究室での御姿が目に見え、また、鉄鋼メーカーの方々からいただいた温かい励ましも強力な駆動力になった。本稿では、溶鋼の流動と粒子の振る舞いについて、筆者の研究を紹介させていただくことにする。

2 溶鋼中介在物の流体力学的挙動

溶鋼中には無数の非金属介在物が浮遊しており、大型の介

在物が製品に残留すると、様々な問題を引き起こす。1600℃もある溶鋼の中を直接覗くような技術はまだ存在しないので、介在物の流体力学的挙動に関する議論は、水モデル実験などから導かれた仮説に過ぎない。試料断面の顕微鏡観察などの労力を要する地道な研究を重ねて来られた研究者から、「見てきたようなことを言う」と叱られることを承知で、Fig.1に溶鋼中介在物の流体力学的挙動を分類して示した。

2.1 凝集・肥大化

凝集には、ブラウン凝集、乱流凝集、差動凝集があり、それらの凝集頻度の式が導かれている²⁾。基本的には、1つの粒子の軌道上に他の粒子があれば、そのまま衝突し、直ちに凝集に至るという考えに立っている。エアロゾルのように粒子の密度が流体密度の1000倍もあれば衝突は容易だが、コロイド粒子のように、粒子と流体の密度が近く、流体の粘性が大きい場合には、粒子間隙の流体を排除できるような粒子間引力が継続して作用しなければ衝突は困難である。コロイ

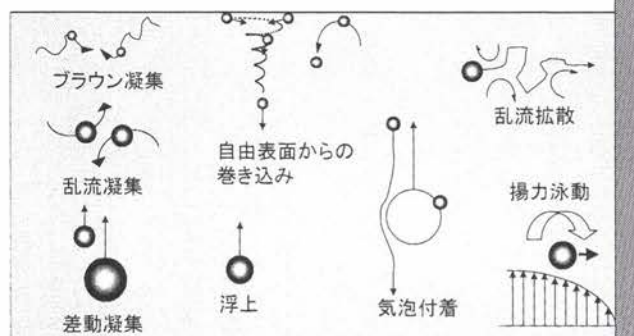


Fig.1 溶鋼中介在物の流体力学的挙動

* 昭和52年3月に東北大学大学院工学研究科博士課程を修了、同年4月に東北大工学部助手に採用され、59年3月に東北大工学部助教授に昇任、平成8年11月に東北大学大学院工学研究科教授に昇任、15年4月に環境科学研究科教授に配置換えの後、現在に至っている。

ド凝集理論ではこの引力としてLondon-van der Waals力(以後分散力と呼ぶ)が考えられている。筆者らはコロイド凝集理論を溶鋼中介在物凝集に取り入れた研究を行っている^{3,4)}。

2.2 浮上

一般に溶鋼中介在物の密度は溶鋼より小さいので、放っておけば終末速度で浮上分離する。この分離法は、現在の製鋼プロセスにおいて最も基本的なものであるが、それにしても重要な情報が欠落している。その1つは、乱流中で粒子が示す相対速度である。粒子の終末速度が乱流変動速度より十分小さければ、粒子はいつまでも液中に懸濁し続けるだろう。すなわち乱流中の粒子の相対速度は乱流の程度で変化する。こんな当たり前な予測を裏付ける基礎的データが得られていない。

2.3 気泡付着⁵⁾

溶鋼中介在物が気泡に付着することはよく知られており、これを利用した介在物除去法の開発が期待されている。この現象は浮遊選鉱法における基本的な現象で、古くから多くの研究が行われている。しかしながら、これらの研究結果を溶鋼中介在物除去に役立てようとすると、途端に困ってしまうことがある。これまでの研究の大半は、気泡が真っ直ぐ上昇し、気泡の前方の特定の流線に乗った粒子が気泡に付着するという前提で議論している。乱流の寄与は分かっていない。また、水溶液系とは表面張力や濡れ性が非常に異なる溶鋼系に、既存の式が適用できるかも分からない。

2.4 壁付着

介在物の壁付着は、連続鋳造におけるノズル詰まりや介在物の凝固層への捕捉などに関連する重要な現象である。その機構の1つに、壁への衝突流に乗った粒子の慣性衝突があるが、既往の理論は流体よりも密度の大きな粒子が対象で、介在物にそのまま利用できるか疑問がある。乱流拡散については、壁近傍の境界層を粒子が越えていくための条件について、慣性衝突と同じ問題がある。揚力について筆者らは層流におけるSaffmanの揚力理論⁶⁾を鉄鋼分野に紹介し⁷⁾、自らも水モデル実験によって揚力の存在を確認した⁸⁾。しかし、より重要な乱流場での揚力については分からないことが多い。

2.5 液面からの巻き込み⁹⁾

液面に浮上した介在物粒子が激しい攪拌場で溶鋼中に再び巻き込まれる現象がある。巻き込みは、液面に到達した乱流渦によると考えられるが、その基本的特性は十分明らかにされているわけではない。

本稿では、以上のトピックの中からいくつかを選んで、筆者の最近の研究内容を解説させていただくことにする。

3 液中懸濁粒子の乱流凝集に関する研究

SaffmanとTurner¹⁰⁾は、雲の中での雨滴の初期生成を説明するために乱流凝集理論を提案した。彼らは、流体単位体積の中の1対の粒子*i*, *j*が衝突する頻度 N_{ij} を次式のように導いた。

$$N_{ij}=1.3(a_i+a_j)^3(\varepsilon/\nu)^{1/2}n_in_j \dots\dots\dots(1)$$

ここに、*a*は粒子の半径、 ε は乱流エネルギー消散速度、 ν は流体の動粘度、*n*は粒子濃度である。この式をSmoluchowskiのポピュレーションバランス式と組み合わせれば、任意の時間における粒子の粒径分布が計算できる。この計算結果は、エアロゾルの凝集現象をよく再現するが、電気二重層による凝集抑制効果のない水中粒子の急凝集に当てはめると、凝集速度の計算値は実測値よりもずっと速くなってしまふ。これは、2粒子が接近したときに作用する粘性抗力が計算の中に入っていないためで、実際には反発力としての粘性抗力と、引力としての分散力の釣り合いで凝集速度が決まると考えられている。Higashitaniら¹¹⁾は、次式の凝集係数 α を(1)式に乗じて、その効果を考慮に入れた。

$$\alpha=0.727\left[\frac{\mu a_1^3(\varepsilon/\nu)^{1/2}}{A_{131}}\right]^{-0.242} \dots\dots\dots(2)$$

ここに A_{131} は媒質3をはさんだ粒子1の間に働く分散力の強さを表すHamaker定数であり、物質1と3のそれぞれに固有のHamaker定数から、次式で導出できる。

$$A_{131}=(\sqrt{A_{11}}-\sqrt{A_{33}})^2 \dots\dots\dots(3)$$

Fig.2に炭化珪素(SiC)粒子を用いて攪拌槽内で測定した

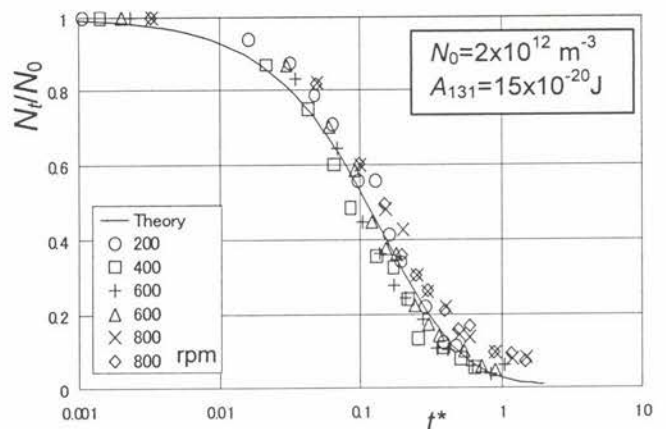


Fig.2 SiC粒子の水中における凝集曲線

凝集曲線(総粒子濃度の経時変化)を、 $A_{11}=15 \times 10^{-20} \text{J}$ の値を仮定して求めた計算値と比較して示した¹²⁾。攪拌数を大きく変化させたにもかかわらず、全ての凝集曲線が計算曲線と一致しているのが分かる。上記のHamaker定数は、理論値である $13 \times 10^{-20} \text{J}$ と一致している。

さて、水の A_{33} 値である $4 \times 10^{-20} \text{J}$ を用いて(3)式から A_{11} を求め、これを800℃に温度換算し、同じく常温の A_{33} 値を温度換算して800℃のAlの A_{33} を求め、これらを組み合わせて A_{131} を算出すると、 $0.61 \times 10^{-20} \text{J}$ となった。これを用いて得た凝集曲線の推算値を、溶融Al中でのSiC粒子の凝集実験から得た実験値と比較したのがFig.3である¹³⁾。両者がほぼ一致していることから、溶融金属中の凝集においても分散力を考慮するべきであることが分かった。以上の手法は溶鋼に対しても適用することができ、これによって各種介在物の凝集性を評価することができると考えられる。

4 粒子の浮上速度 (乱流中での粒子相対速度)

実験は乱流特性が把握しやすい機械攪拌槽を用いて行った¹⁴⁾。液には水を、粒子には中空シリカ粒子(580 kg/m^3)を用いた。水に浮遊した粒子濃度を検出するために、装置の側面からスリット光を照射し、散乱光を前方からSiフォトダイオードで測定した。散乱光と粒子濃度との関係はあらかじめ検量しておく。粒子を槽内に入れて種々の攪拌数で攪拌し、粒子濃度の高さ方向分布を調べると、低密度粒子では上に行くほど、高密度粒子では下に行くほど濃度が高くなり、攪拌数が大きくなるほど濃度の高さ方向変化が小さくなった。このような濃度分布は、浮力による粒子の浮上流束と、濃度勾配による乱流拡散流束の釣り合いで決まると考えられる。すなわち次式が成り立つ。

$$v_i C = D_i dC/dz \dots\dots\dots (4)$$

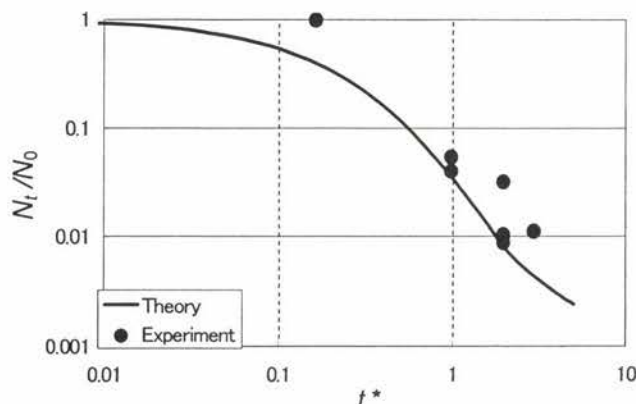


Fig.3 SiC粒子の溶融Al中における凝集曲線

ここに v_i は粒子の相対速度、 C は粒子濃度、 D_i は乱流拡散係数、 z は高さ方向距離である。(4)式を z について積分すると次式が得られる。

$$C = C_0 \exp\left(\frac{v_i}{D_i} \cdot z\right)$$

$$\text{または } \ln(C/C_0) = \frac{v_i}{D_i} z \dots\dots\dots (5)$$

Fig.4から分かるように、粒子濃度分布は(5)式によくしたがっている。(5)式の係数 v_i/D_i は粒子濃度分布から得られるので、目的の終末浮上速度 v_i を求めるためには D_i を求めればよい。そこで、 D_i を得るために攪拌槽の均一混合時間を求めた。本研究が前提としている槽内乱流の均一性が保証されれば、均一混合時間は次式の拡散方程式を、トレーサの添加を考慮した初期条件で解くことによって求めることができる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_i \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right] \dots\dots\dots (6)$$

結局、測定個所の濃度が最終濃度の95%に達する均一混合時間は、 $t_{mix} = 1.5R^2/D_i$ (R は攪拌槽の半径)で与えられることが分かった。そこで、ミルクをトレーサとして求めた均一混合時間から D_i を求めた。この D_i を用いて算出した終末速度は次の実験式でよく整理することができた。なお、この式は中空シリカ粒子のみでなく密度 2410 kg/m^3 の沈降性ガラス粒子にも適用できることが分かっている。

$$\frac{C_D - C_{D0}}{C_{D0}} = 0.619 Re^{-1.38} \left(\frac{d_p}{\lambda} \right)^{3.47} \dots\dots\dots (7)$$

ここに C_D は粒子の抵抗係数($=4d_p \Delta \rho g / 3 \rho v_i^2$)、 C_{D0} は静止液中の抵抗係数、 Re は粒子レイノルズ数($=d_p v_i \rho / \mu$)、 λ はKolmogoroffの最小渦径($=(\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$)である。なお、(7)式は水にグリセリンを加えて粘性を大きく変化させた場合の

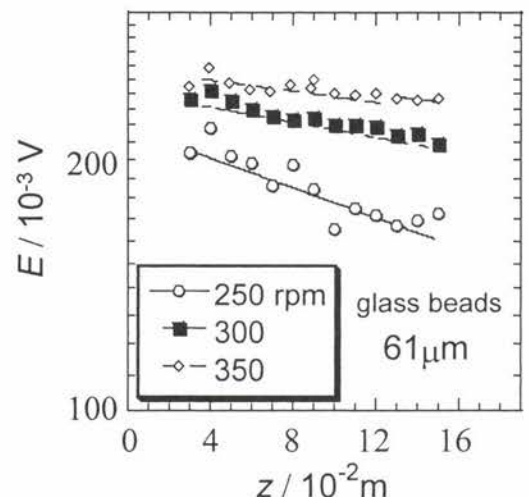


Fig.4 攪拌槽内の粒子のz方向濃度分布 (ガラス粒子)

結果も含んだ実験式であり、溶鋼系にも適用することができる。以上の結果から、粒子の終末浮上速度には乱流が大きく影響し、乱流が強いほど終末速度が小さくなることが分かった。溶鋼の流動シミュレーション結果に粒子の静止液中の終末速度を重ねて、介在物の浮上挙動が調べられているが、今後は終末速度への乱流の効果を考慮した(7)式の適用を推奨したい。

5 揚力泳動

筆者は過去に、垂直円管中を上昇または下降する水およびグリセリン水溶液中の中空ガラス粒子および中空シリカ粒子の揚力泳動について調査した⁸⁾。その結果、低密度粒子は、上昇流中では壁に向かって泳動し、下降流中では壁から離れる向きに泳動することを見出した。この現象は揚力泳動と呼ばれ、Saffmanを初め、多くの流体力学者によって研究されてきた。Eq. (8) にSaffmanの揚力の式を示した。

$$F_L^S = 1.61 \mu d_p (v_p - v) Re_G^{1/2}, \quad Re_G = \frac{d_p^2}{\nu} \frac{dv}{dx} \quad \dots\dots (8)$$

ここに、 v_p は粒子速度、 v は流体の速度で、どちらも壁に沿う方向の速度である。この式は、揚力が速度勾配によって発生すること、粒子の速度が流体よりも速いときには壁向きに、遅いときには壁から離れる向きに揚力が働くことなどを示している。連続鋳造における凝固層前面の介在物粒子の挙動解析にこの式が適用され、溶鋼流れによる介在物付着防止機構が説明されているが、(8)式は層流下の式であり、乱流に適用できるか否かは詳しく検討されなければならない。

そこで、筆者のグループでは、一対の駆動輪によって水中で鉛直方向に走行するベルトを用い、ベルトと平行に置いた平板との間にせん断流れを形成し、そこに粒子を投入して揚力泳動を測定した¹⁵⁾。乱流条件では粒子は分散し、その中に揚力による泳動が隠されてしまう。そこで粒子投入位置から離れた場所にスリット光を照射して、そこを通るときの粒子の位置を次々に記録する方法によって粒子の分散と揚力泳動を同時に測定した。得られた粒子分布の例をFig.5に示した。この結果は、密度 2410 kg/m^3 、粒径 $166 \mu\text{m}$ の粒子について、上昇流の下流側で測定された分布であるが、ベルト走行速度の増加とともに、分布は広がりピーク位置はベルト側に変位することが分かる。このピーク位置の変化と分布の広がり方を、以下に述べる計算値と比較することによって、粒子の泳動速度と乱流拡散係数を求めることにした。

粒子の輸送方程式には次式を用いた。

$$\vec{v}_p \cdot \vec{\nabla} C = D_t \vec{\nabla}^2 C \quad \dots\dots (9)$$

ここに、 $\vec{v}_p$ は時間平均した粒子の速度、 C は粒子濃度である。

z 方向(ベルト移動方向)の粒子速度は、前述の乱流中における粒子の相対速度を、流体解析ソフトウェアFLUENTによって算出した流体の時間平均速度に加算した。 x 方向(壁からベルトに向かう方向)の粒子速度は、揚力と抗力の釣り合いから求めた。揚力には(8)式のSaffmanの式の適用範囲を拡張したMeiの式¹⁶⁾を用い、乱流拡散係数 D_t には、FLUENTで計算される値($D_f = 0.09 k^2 / \epsilon$)を用いた。ただし、それぞれに補正係数を乗じ、実験結果にフィッティングさせた。

$$F_L = \beta F_{Mei}, \quad D_t = \gamma D_f \quad \dots\dots (10)$$

(9)式を風上差分法で数値的に解いて粒子濃度分布を求め、それを実測した粒子分布と比較したものをFig.6に示した。図に示した条件では、 $\beta = 0.48$ 、 $\gamma = 0.1$ の場合に計算値が実験値に最もよく一致した。このようにして求めた β と γ を、レイノルズ数($Re = Lv_{belt}/\nu$, L は壁とベルトの間隔)に対し

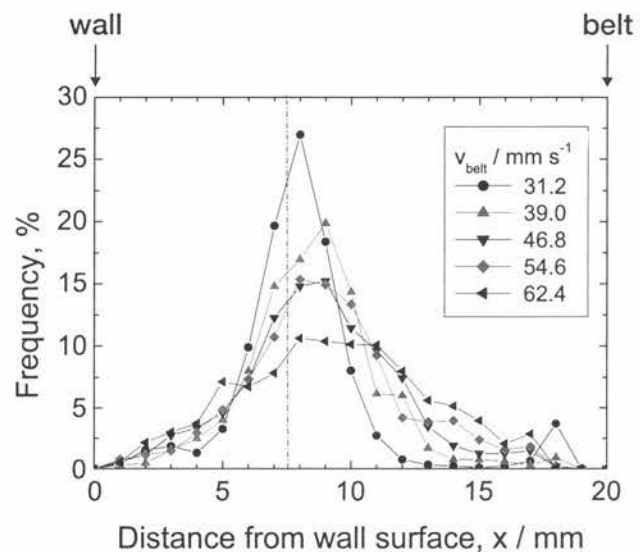


Fig.5 せん断流中における粒子の揚力泳動と乱流拡散 (上昇流、ガラス粒子 $d_p = 166 \mu\text{m}$)

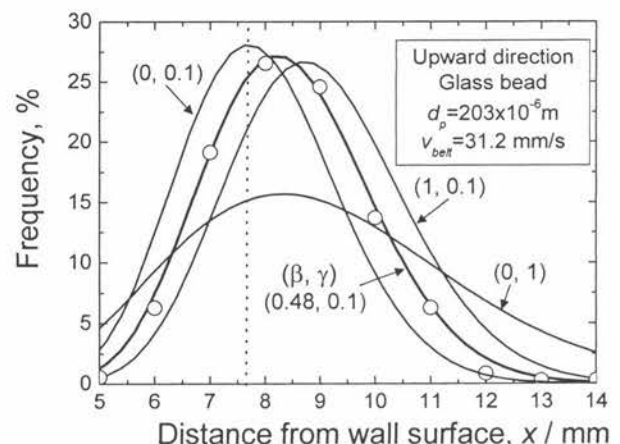


Fig.6 粒子頻度分布の実測値と計算値との比較

てプロットするとFig.7が得られた。図より、 β は0.5以下の値をとり、 Re の増加とともに小さくなっている。クエット流れの遷移レイノルズ数は 360 ± 10 と言われており、実験範囲では流れは乱流である。これより、乱流域でも揚力は作用するが層流の揚力よりも小さくなる。一方 γ の値は、中空シリカ粒子の方がガラス粒子よりも大きな値を示している。これは、低密度粒子の方が流体の変動によく追随するためと思われる*。

6 おわりに

以上、流れ場の粒子の振る舞いに注目して、最近の筆者の研究を紹介させていただいた。粒子はその周囲の微視の流れから強い影響を受け、個別の装置に特有な巨視の流れからは直接的な影響を受けない。加えて、浮上・沈降、凝集、壁付着、揚力泳動などの現象は、様々な工業分野で共通に見られる現象である。すなわち、流体中の粒子挙動には普遍性がある。現象を普遍化して研究する大学の基礎研究が珍しく役に立つのはこのためである。また、溶鋼中介在物挙動という特定の研究対象について見れば、筆者が取り組むことができたのはほんの一部だった。その上この研究対象は、流体力学の

分野のみでなく、化学平衡論、反応速度論、界面科学、材料力学、破壊力学など、様々な学問分野に大きく広がっており、それぞれの分野における研究の進展を待っている。やるべきことはまだ沢山残されている。

最後に、筆者を学生時代からご指導下さった東北大学名誉教授の菊池淳先生に厚く感謝いたします。また、苦勞しながら研究を共に行ってくれた学生諸君、同僚の吉川昇助教授、松本克才助手、和泉莊輔技術職員に心から謝意を表します。

参考文献

- 1) 谷口尚司, 菊池淳: 鉄と鋼, 73 (1987), A211.
- 2) 谷口尚司, 菊池淳: 鉄と鋼, 78 (1992), 527.
- 3) S. Taniguchi, A. Kikuchi, T. Ise and N. Shoji: ISIJ Int., 36 (1996), S117.
- 4) T. Nakaoka, S. Taniguchi, K. Matsumoto and S.T. Johansen: ISIJ Int., 41 (2001), 1103.
- 5) L. Zhang, S. Taniguchi and K. Matsumoto: Iron-making & Steelmaking, 29 (2002), 326.
- 6) P.G. Saffman: J. Fluid Mech., 22 (1965), 385, ibid., 31 (1968), 624.
- 7) 谷口尚司: 鉄と鋼, 75 (1989), 187.
- 8) 谷口尚司, 菊池淳: 鉄と鋼, 78 (1992), 423.
- 9) 嶋崎真一, 和田敏之, 谷口尚司: 鉄と鋼, 89 (2003), 637.
- 10) P.G. Saffman and J.S. Turner: J. Fluid Mech., 1 (1956), 16.
- 11) K. Higashitani, R. Ogawa, G. Hosokawa and Y. Matsuno: J. Chem. Eng. Jpn., 15 (1982), 293.
- 12) T. Nakaoka, S. Sugawara, K. Matsumoto, S. Taniguchi and S.T. Johansen: Proc. 2nd Int. Congress on the Science & Technology of Steelmaking, ICS2001, Apr. 2001, Swansea, UK, (2001), 67.
- 13) S. Taniguchi, T. Nakaoka and K. Matsumoto: Proc. Japan-Korea Workshop on Science and Technology in Iron making and Steelmaking, Mar., 2003, Ciba, Japan, (2003), 61.
- 14) 嶋崎真一, 和田敏之, 谷口尚司: 鉄と鋼, 90 (2004), 538.
- 15) 小池健志: 平成15年度東北大学修士論文
- 16) R. Mei: Int. J. Multiphase Flow, 1 (1992), 145.

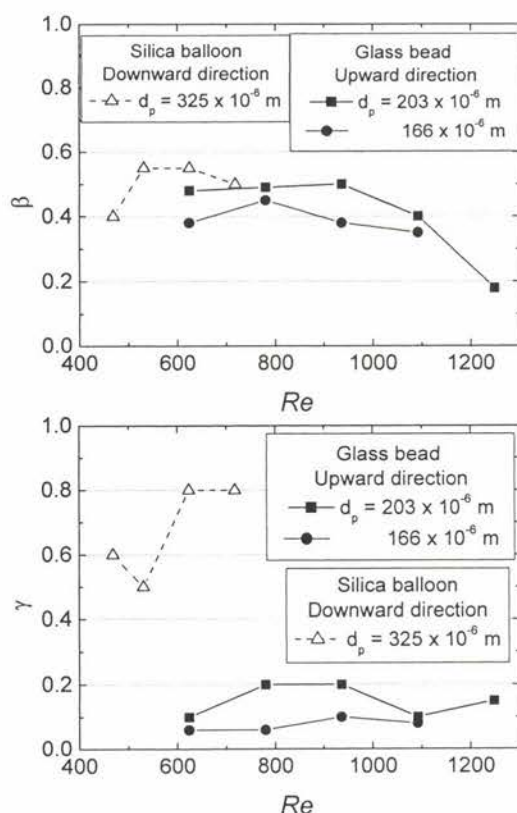


Fig.7 揚力泳動および乱流拡散の補正係数とレイノルズ数との関係

(2005年5月13日受付)

* (4) 式中の D_i には槽内の巨視の流れの影響が含まれており、(9) 式の D_i とは性質が異なることに注意。