

# 充填層の対流伝熱係数におよぼす 粒子近傍の空間分布の影響

西岡 浩樹\*・村山 武昭\*

Effect of Space Distribution around Particle on Convective Heat Transfer Coefficient of Packed Beds

Kouki NISHIOKA and Takeaki MURAYAMA

**Synopsis :** Convective heat transfer coefficient between a spherical particle and a liquid in packed beds were measured for the range of  $77 \leq Re \leq 2000$ . The convective heat transfer coefficients measured by this work were quite smaller than the values obtained by the empirical equations proposed previously. Therefore, flow visualization was carried out to investigate the water flow around the particle in the packed beds. Temperature distribution and velocity of water in packed beds were also investigated by the numerical simulation.

It was found that the space around the particle, especially the space at the flank of the particle causes decrease of convective heat transfer coefficient between a spherical particle and a liquid in packed beds.

**Key words :** convective heat transfer coefficient ; packed beds ; packed beds structure ; numerical simulation.

## 1. 緒言

高炉の炉芯温度は、高炉技術者にとって、高炉操業を安定させるうえで重要なパラメータであり、従来から様々な研究者により高炉炉芯部分の伝熱解析が行われてきた<sup>1)</sup>。

球形粒子-流体間の対流伝熱係数の推算式として、大気中において水、ベンゼン、アニリンの蒸発速度を測定することにより得られたRanz-Marshallの式<sup>2)</sup>(式(1))が広く用いられている。

$$Nu = \frac{hD}{k_l} = 2.0 + 0.6Re^{1/2}Pr^{1/3} \quad (0 < Re < 220) \quad \dots(1)$$

充填層内の粒子-流体間の対流伝熱係数の推定には、充填層中の開口面積を考慮し式(1)を補正したRanzの式<sup>3)</sup>が一般に用いられている。

高炉炉下部の伝熱に関する最近の研究から、炉芯内コークスとスラグあるいは溶銑との対流伝熱係数は従来の推算式から推定される対流伝熱係数の1-10%程度であることが知られている<sup>4)</sup>。牛ら<sup>5)</sup>は粒子の濡れ面積の減少が、炉芯における粒子-流体間の対流伝熱係数を低下させる要因の一つであると報告している。しかし粒子の濡れ面積の減少だけでは、高炉炉下部における粒子-流体間の対流伝熱係数がRanzの補正式の1-10%にまで低下することを完全に説明することはできない。

そこで本研究では、充填層中に置かれた粒子-流体間の対

流伝熱係数が、Ranzの補正式を含め従来報告されている推算式より非常に低い値を示す原因の解明を目的とする。

## 2. 実験

### 2・1 対流伝熱係数の測定原理

初期温度  $T_0$  の金属球(半径  $r$ ) をある流速で流れる温度  $T_\infty$  ( $T_0 > T_\infty$ ) の流体中に浸したとき、球の温度は流体の流速に応じた温度低下を示す。金属球のピオ数が十分小さい場合、冷却過程を通して金属球内部の温度は一樣とみなすことができる。

対流伝熱による球表面からの熱損失は、金属球の内部エネルギーの減少量に等しい。ある時刻における球の温度を  $T_s$  とすると、式(2)が成り立つ。

$$-\rho CV \frac{dT_s}{dt} = hA(T_s - T_\infty) \quad \dots(2)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $C$  は比熱、 $V$  は体積、 $t$  は時間、 $h$  は対流伝熱係数、 $A$  は金属球の表面積である。微小時間  $\Delta t$  に球の温度が  $\Delta T_s$  低下したとき、式(2)は次のように書き表される。

$$-\rho CV \frac{\Delta T_s}{\Delta t} = hA(T_s - T_\infty) \quad \dots(3)$$

したがって、球と流体間の  $Nu$  数及び対流伝熱係数は、

$$Nu = \frac{(2r)h}{k_L} = -\frac{2\rho Cr^2}{3k_L} \frac{\Delta T_s}{(T_s - T_\infty)\Delta t} \dots\dots\dots (4)$$

と表すことができる。また流れに対して軸が垂直な円柱と流体間のNu数は、対流伝熱による熱損失が側面でのみ生じている場合には、

$$Nu = \frac{(2r)h}{k_L} = -\frac{\rho Cr^2}{k_L} \frac{\Delta T_s}{(T_s - T_\infty)\Delta t} \dots\dots\dots (5)$$

と表すことができる。ここで、 $k_L$ は流体の熱伝導度である。

2・2 実験装置

流れ場および温度測定系の概略図をFig. 1に示す。ベニア板で水槽を組立て、水槽の内側面および底面にビニルシートを敷いた後、流路の周囲と中央に厚さ1mmの塩化ビニル板を設置した。流体には水を使用した。流体の流速は攪拌機にスクリューを取付け、攪拌機の回転数を調節することにより制御した。充填層はFig. 1に斜線で示している測定領域に設置した。なお流れ場の水深は130mm、測定領域の流路幅は130~140mmとした。

実験に用いた充填層モデルをFig. 2に示す。充填層を構成する各単層は体心立方格子型、面心立方格子型およびそれら2つの組合せて構成されているとした。Model Aは体心立方格子型の単層、Model Bは面心立方格子型の単層である。Model Cは着目粒子を境として、Model AとModel Bが混在する単層である。また金属球の前方にのみ単層を設置した場合をCase 1、金属球の前方および後方に密着して単層を設置した場合をCase 2、単層を金属球の前方には密着して設置し、後方には金属球から30mmの位置に設置した場合をCase 3とした。

2・3 対流伝熱係数の測定

金属球には、ピオ数が十分に小さく粒子内の温度分布を均一とみなせるように、直径32mmのアルミニウム球を用いた。金属球に直径2mmの穴を開け、直径1mmのCu-Constantanシース熱電対の先端が金属球の中心に位置するように挿入した。充填粒子層を構成する他の粒子には、熱伝導率が室温で約25W/(mK)と十分に小さい直径32mmのアルミナ球を用いた。

まず金属球を約333Kに保持した温水に浸し、温水と金属球との温度が等しく、かつ金属球内部の温度分布が均一になるまで保持した。その後、金属球を約293Kの一定温度に保たれた水流中に設置してある充填層内の所定位置に保持した。金属球および水温の温度変化を熱電対により測定し、GP-IBインターフェースを備えたデジタルボルトメータを経由してパーソナルコンピュータで記録した。金属球の中心温度が水温と等しくなった時点を実験の終点とした。以上の手順で、全ての充填構造モデルについてバルク流速を0.002~0.056m/s(77 ≤ Re ≤ 2000)の範囲で変化させ、それぞれの流速における金属球の温度低下曲線を測定し、式(4)

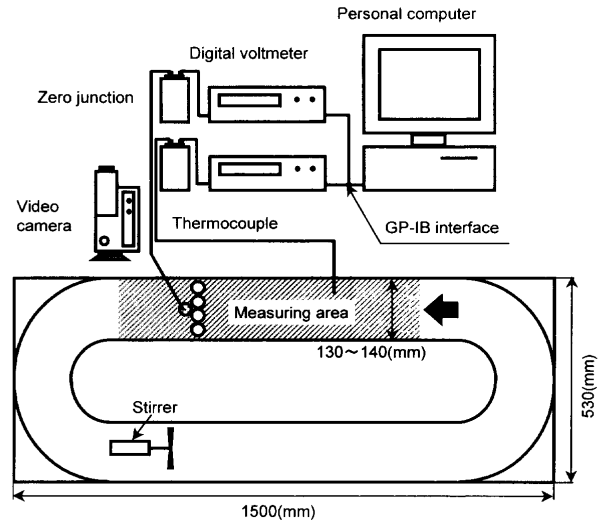


Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus.

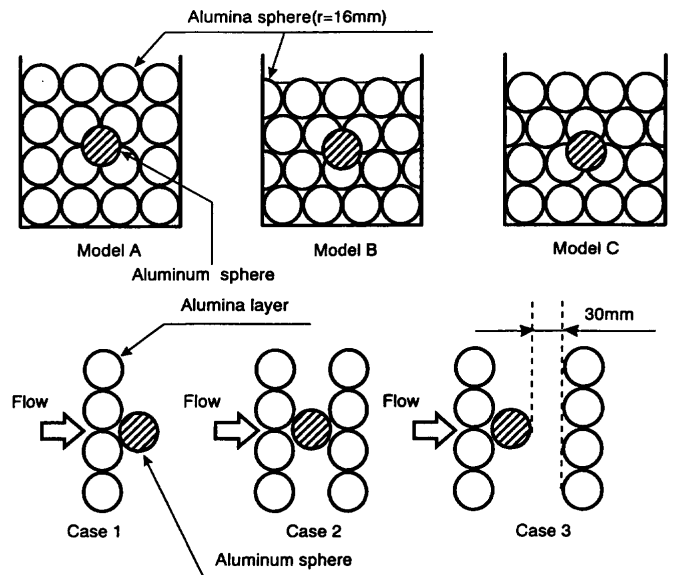


Fig. 2. Configuration of alumina single layers.

より金属球-流体間の対流伝熱係数を求めた。

2・4 流れの可視化

色素注入法による流れの可視化を行い、充填層内に置かれた金属球近傍の流体の流動状況を考察した。まず金属球および充填粒子層を流れ場の測定領域内に設置した後、バルク流速を所定の流速に調節した。つぎに、充填構造モデルから十分に離れた位置より注射器を用いてトレーサであるフクシン(C<sub>20</sub>-H<sub>19</sub>-N<sub>3</sub>-ClH)を注入した。その様子をビデオカメラを用いて撮影した。

3. 数値シミュレーション

3・1 充填構造モデル

充填構造が充填層内の粒子-流体間の対流伝熱係数におよぼす影響を調べるために、Fig. 3に示す3つのモデルを作成

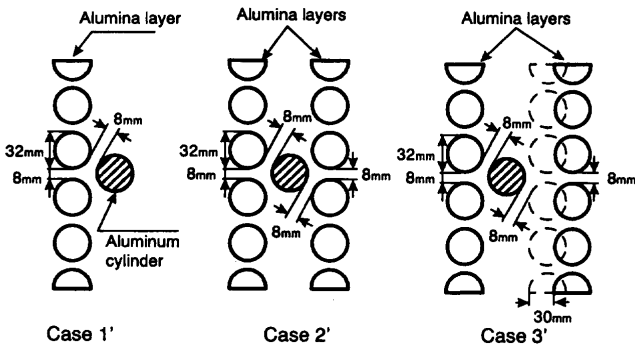


Fig. 3. Packed bed models for the numerical simulation.

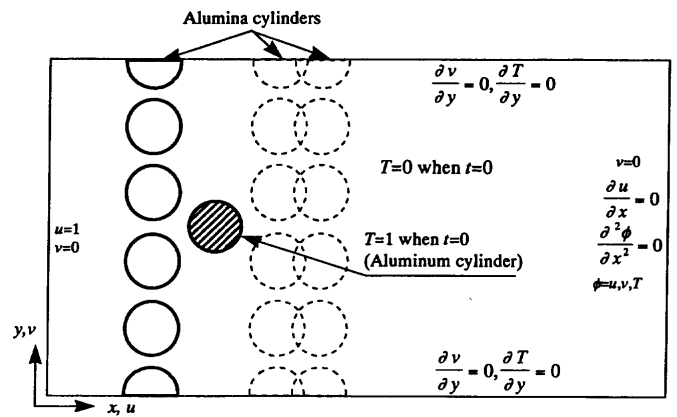


Fig. 4. Initial and boundary conditions for this simulation.

した。厳密な解析を行うには、球形粒子で構成された充填層モデルを想定し3次元レベルで数値シミュレーションを行う必要があるが、計算量が膨大になるため現状の計算機資源では現実的ではない。そこで充填粒子として円柱を選択し、2次元レベルの数値シミュレーションにより、着目粒子近傍における流体の速度分布および流れ場の温度分布を求めた。

アルミニウム円柱の前方に6つのアルミナ円柱を設置したものをCase 1'、アルミニウム円柱の前方および後方に6つのアルミナ円柱をそれぞれ設置したものをCase 2'、6つのアルミナ円柱をアルミニウム円柱の前方には密着して設置し、後方にはアルミニウム円柱から30mmの位置に設置したものをCase 3'とした。これらのモデルはそれぞれが実験装置のところで述べたCase 1～3に相当する。円柱と円柱の間隔はModel Aを想定し、バルク流速 $u_0$ とアルミニウム円柱直前の流速、すなわちアルミニウム円柱の上流に位置する2つのアルミナ円柱の間隔を流れる流速 $u$ の比が5.0となるように設定した。

### 3・2 初期条件および境界条件

支配方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \eta \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \eta \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad \dots\dots\dots (8)$$

これら支配方程式を無次元化した後、有限体積法により離散化し、数値シミュレーションを行った。数値シミュレーションの初期条件および境界条件をFig. 4に示す。数値シミュレーションは2次元の非定常問題として取り扱った。アルミニウムおよびアルミナの熱拡散率は、測定温度域が比較的狭いため温度依存性を考慮せず、それぞれ $9.74 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ 、 $8.50 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$ とした。水の熱拡散率および動粘性係数においても温度依存性は考慮せず、それぞれ $1.45 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$ 、 $8.57 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$ とした。また水の流速は0.01m/sとした。計

算格子はCase 1'で154×157mesh、Case 2'および3'で182×157meshに設定した。時間刻みは0.1sとし、計算開始から10s後の温度分布および流体の速度分布を求めた。

## 4. 考察

### 4・1 温度低下実験

流体は着目粒子上流に位置する粒子群の間隔を流れるため、粒子直前の流速 $u$ はバルク流速 $u_0$ より速い。したがって、充填層中の着目粒子-流体間の対流伝熱係数を式(1)により予測できるとは考えられない。

Model AとModel Bの $u$ と $u_0$ の関係はそれぞれ以下の式で表すことができる。

$$u/u_0 = 1/(1 - \pi/4) = 4.66 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$u/u_0 = 1/(1 - \pi/2\sqrt{3}) = 10.73 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで流体の流速は、着目粒子の上流に存在する他の粒子間に形成される開口面積の減少に比例して増加すると仮定している。式(9)と式(10)を式(1)に代入することにより、補正後の式が得られる<sup>3)</sup>。

$$Nu = 2.0 + 1.30 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$Nu = 2.0 + 1.97 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad \dots\dots\dots (12)$$

Case 1'について、本実験により測定された $Nu$ 数と $Re$ 数の関係をFig. 5に示す。いずれのモデルの間にも $Nu$ 数と $Re$ 数の関係に明確な違いは見られない。Case 2'および3'についても同様の結果が得られた。 $Nu$ 数の測定値は、Model Aに関しては30～47%、Model Bに関しては9～31%と推算式よりもかなり小さく、また流速補正前の式(1)よりわずかに小さい値をとった。これは着目粒子の流れに対して平行な側面に空間が存在するため、粒子周りの流速が粒子前面の流速よりも遅くなり、 $Nu$ 数の測定値と推算式が一致しなかったと考えられる。

Model Aにおける、着目粒子の周囲に存在する他の粒子が着目粒子-流体間の $Nu$ 数におよぼす影響をFig. 6に示す。 $Nu$

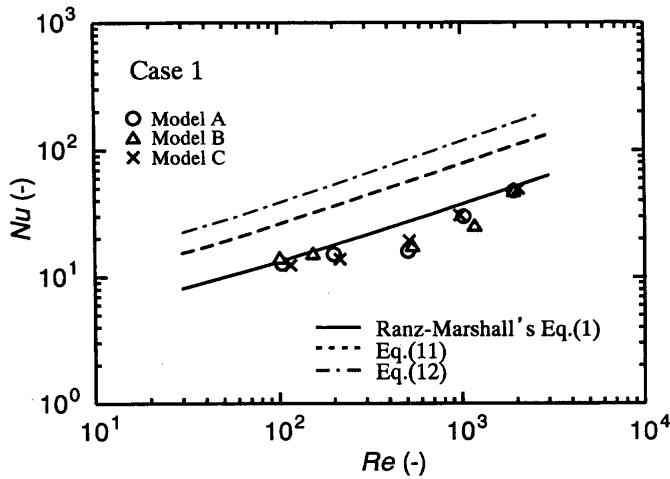


Fig. 5. Relationship between  $Nu$  number and  $Re$  number in Case 1.

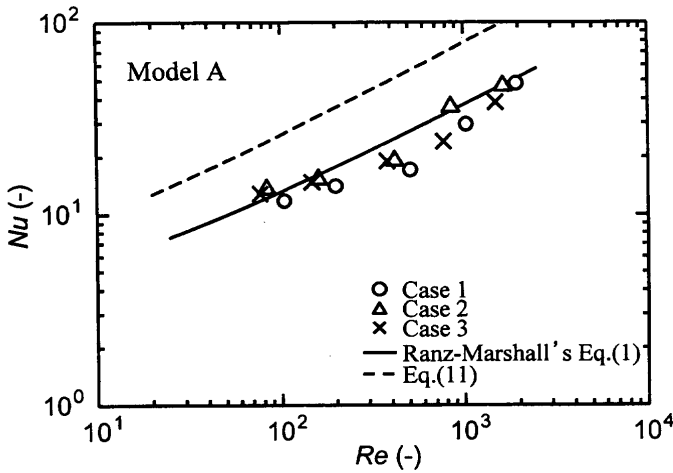


Fig. 6. Relationship between  $Nu$  number and  $Re$  number in Model A.

数の測定値は式(11)の30~60%であった。Case 2の $Nu$ 数は、Case 1およびCase 3の $Nu$ 数よりわずかに大きい。これは、着目粒子の後方に他の粒子が存在するため、たとえ着目粒子の流れに対して平行な側面に空間が存在していても、粒子の背面を流体が流れるので、結果として流体が粒子に沿って流れるためだと考えられる。Model BとCに関しても、Case 2の $Nu$ 数がCase 1およびCase 3と比べて大きいというModel Aと同様の結果が得られた。

#### 4・2 充填層中の粒子周りの流れの可視化

Case 1~3について、トレーサー注入法により粒子周りの流体の流れを可視化した映像をFig. 7~9に示す。

Case 1 (Fig. 7)では、単層の間隙を通過することにより加速された流体は、まず着目粒子に衝突し、その後着目粒子から遠く離れている。これは粒子の側面および背後に他の粒子がないためであると考えられる。

これに対してCase 2 (Fig. 8)では、着目粒子に衝突した流体は、側面に他の粒子が存在しないにもかかわらず、着目粒子に沿って流れている。これは背後に存在する粒子と

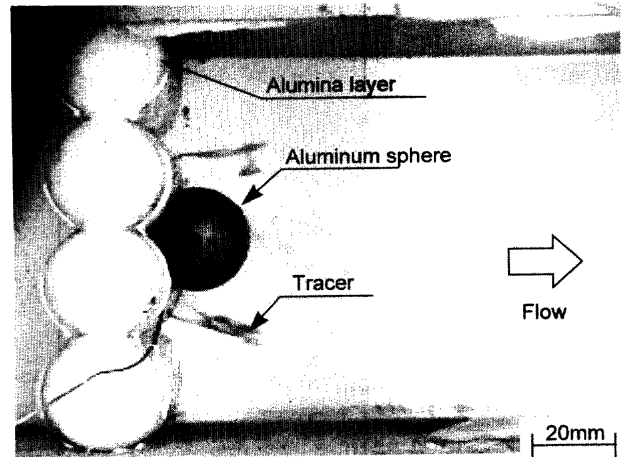


Fig. 7. Fluid flow around particle in Mode A, Case 1. Superficial velocity of fluid is 0.0105m/s ( $Re=372$ ).

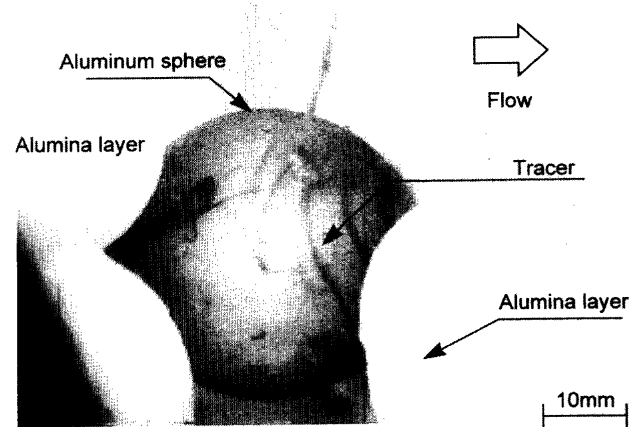


Fig. 8. Fluid flow around particle in Mode A, Case 2. Superficial velocity of fluid is 0.0110m/s ( $Re=390$ ).

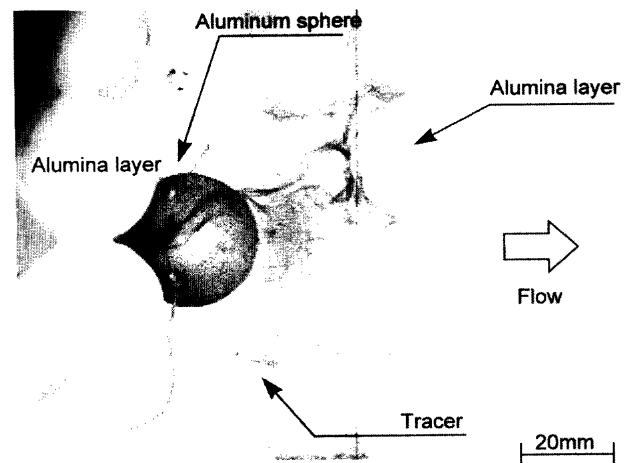


Fig. 9. Fluid flow around particle in Mode A, Case 3. Superficial velocity of fluid is 0.00945m/s ( $Re=335$ ).

着目粒子との間を流体が流れていることから、背後に他の粒子が存在するためであると考えられる。

Case 3 (Fig. 9)ではアルミニウム球を通り過ぎた流体は背後の単層との間に滞留している。これは単層とアルミニ

ウム球との空間が大きく、背後の単層の影響がアルミニウム球周辺の流れに影響をおよぼさないためである。したがってCase 1 および 3 では、流体は着目粒子の前面のみを叩いており、粒子-流体間の対流伝熱はその大部分が粒子の前面で生じ、側面および背面の対流伝熱への寄与はほとんどないと考えられる。これに対してCase 2 では、着目粒子の前面と背面の両方が粒子-流体間の対流伝熱に大きく寄与していると考えられる。

4.3 数値シミュレーション

数値シミュレーションから得られた、各充填層モデルの温度分布および流速分布をFig.10~Fig.12に示す。Case 1' (Fig.10)では、加速された流体が着目粒子に衝突した後、着目粒子に沿うことなく、着目粒子から遠ざかるように流れている。また剥離点もかなり粒子の前方に位置している。これは先にFig. 7 に示したCase 1 の流体の可視化による観察結果と非常に良く一致している。また着目粒子の前方付近は着目粒子の存在に伴う抵抗があるため、流体は粒子が存在しない場所を優先して流れており、これも対流伝熱係数低下の一因である。着目粒子近傍の温度分布に着目すると、着目粒子前半分の温度勾配は緩やかであるが、後ろ半分の温度勾配は急である。したがってCase 1'では、粒子-流体間の対流伝熱への寄与は粒子の前半分が大きく、側面および後ろ半分の寄与は小さいことがわかる。粒子の中心温度から式(5)を用いて求めたNu数は39であった。

Case 2 (Fig.11)では、着目粒子に衝突した流体は、一部は着目粒子から遠ざかっているが、多くはそのまま着目粒子に沿って流れている。これはFig. 8 に示したCase 2 の可視化による観察結果と良く一致している。Fig.10とFig.11の温度分布には明らかな違いが見られる。着目粒子の側面お

よび下流に他の粒子が存在しない場合、粒子の後ろ半分の温度勾配は大きい。ところが着目粒子の後方に他の粒子が存在する場合、後方の粒子と最も近い部分の温度勾配が小さくなる。これは着目粒子の後方に他の粒子が存在する場合には、流体が両者の隙間を流れるため、結果として流体が着目粒子に沿って流れることになり、着目粒子の温度低下を促すためである。粒子の中心温度から式(5)により求めたNu数は53であった。

Case 3' (Fig.12)の数値シミュレーションの結果も、Fig. 9 に示した流れの可視化による観察結果と良く一致している。

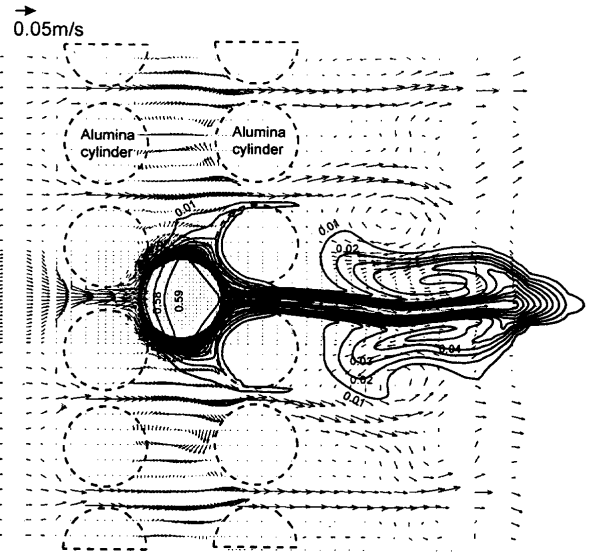


Fig. 11. Temperature distribution and velocity of fluid around cylinder in Case 2' after 10s obtained by numerical simulation. Superficial velocity of fluid is 0.01m/s ( $Re=373$ ). Figures represent dimensionless temperature.

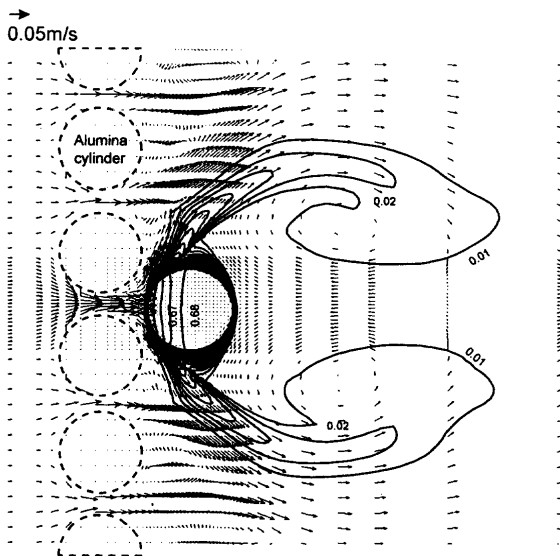


Fig. 10. Temperature distribution and velocity of fluid around cylinder in Case 1' after 10s obtained by numerical simulation. Superficial velocity of fluid is 0.01m/s ( $Re=373$ ). Figures represent dimensionless temperature.

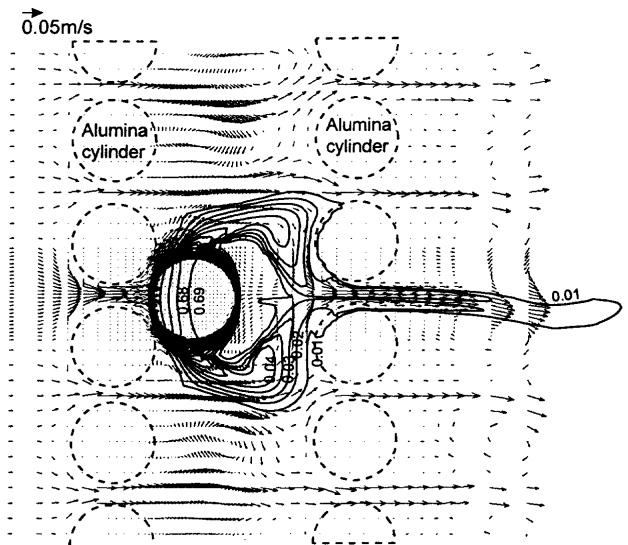


Fig. 12. Temperature distribution and velocity of fluid around cylinder in Case 3' after 10s obtained by numerical simulation. Superficial velocity of fluid is 0.01m/s ( $Re=373$ ). Figures represent dimensionless temperature.

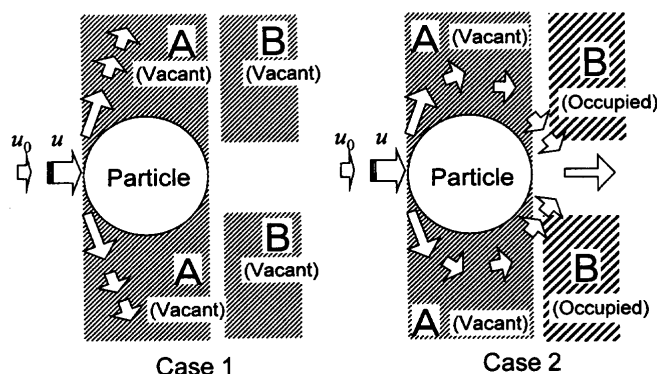


Fig. 13. Schematic diagram of fluid flow around particle.

着目粒子の前面に衝突した流体はCase 1'と同様に着目粒子から遠ざかるが、その広がり程度はCase 1'と比較すると小さい。着目粒子の温度分布はCase 1'の場合と同様の結果を示している。式(5)により求めた $Nu$ 数は39であり、この値はCase 1'の $Nu$ 数と一致した。これらの事実から、着目粒子と後方に位置するその他の粒子がある程度離れている場合に、粒子-流体間の対流伝熱係数は低下することがわかる。

Case 2'の $Nu$ 数はCase 1'およびCase 3'の $Nu$ 数より大きな値を示している。これはアルミニウム球の温度低下実験の結果と一致する。アルミニウム球を用いた温度低下実験と比較して、数値シミュレーションで着目粒子の後方に位置する粒子の影響がより顕著に現れたのは、充填層が球で構成されている場合には球同士の接点で流れがもはや連続流れではないこと、最密充填された場合であっても流体が球の全表面に沿って均一に流れるわけではないためである。これに対して数値シミュレーションの場合は構成粒子として円柱を仮定しているため、最密充填された場合には全表面を均一に流体が流れる。これが着目粒子後方の他の粒子の影響がより顕著に表れた理由である。

以上の結果から、充填層中の粒子-流体間の対流伝熱係数は、着目粒子直前の流体の流速だけに支配されるわけではなく、Fig.13に示すように、着目粒子近傍における空間の存在に伴う流れの変化に大きな影響を受けることがわかる。特に実験において着目粒子と着目粒子後方の単層との距離の影響、すなわちFig.13中の空間Bの影響が小さいこと、隙間なく充填された対心立方構造中に置かれた粒子-流体間の対流伝熱係数の測定値が式(11)と良く一致すること<sup>5)</sup>を考えると、着目粒子の流れに対して平行な側面に存在する空間(Fig.13中の空間A)が粒子-流体間の対流伝熱係数を低下させる原因である。

## 5. 結言

充填層内に置かれた粒子-流体間の対流伝熱係数の測定をバルク流速が $0.002\sim 0.056\text{m/s}$  ( $77\leq Re\leq 2000$ )の範囲で行った。また着目粒子周りの流体の挙動を流れの可視化により観察した。そして数値シミュレーションにより粒子周りの温度分布、速度分布を求めることにより以下の結果を得た。

(1) 充填層内に存在する空間、特に個々の粒子の流れに対して平行な側面に存在する空間が、充填層内における粒子-流体間の対流伝熱係数が推算式より低い値を示す原因である。したがって充填層中の粒子-流体間の対流伝熱係数は、粒子直前の流体の流速だけで決定されるわけではない。

(2) 充填層内において、流体が粒子の存在しない空間を優先して流れることも、対流伝熱係数低下の一因である。

(3) 本研究の条件下で温度低下実験により求めた対流伝熱係数は、Ranzの補正式から推定した値と比較して9%~60%程度と小さな値を示した。

## 記号

$A$	: 球の表面積 [ $\text{m}^2$ ]
$C$	: 比熱 [ $\text{J/kgK}$ ]
$D$	: 球の直径 [ $\text{m}$ ]
$h$	: 対流伝熱係数 [ $\text{W/m}^2$ ]
$Nu$	: Nusselt数 [-]
$k_f$	: 流体の熱伝導度 [ $\text{W/mK}$ ]
$p$	: 流体の圧力 [ $\text{Pa}$ ]
$Re$	: Reynolds数 $= u \times 2r / \eta$ [-]
$r$	: 半径 [ $\text{m}$ ]
$t$	: 時間 [ $\text{s}$ ]
$T$	: 流体の温度 [ $\text{K}$ ]
$T_0$	: 流体の初期温度 [ $\text{K}$ ]
$T_s$	: 球の温度 [ $\text{K}$ ]
$T_\infty$	: バルクの温度 [ $\text{K}$ ]
$u, v$	: 流体の速度 (それぞれ $x, y$ 方向) [ $\text{m/s}$ ]
$V$	: 球の体積 [ $\text{m}^3$ ]
$\eta$	: 動粘性係数 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]
$\rho$	: 密度 [ $\text{kg/m}^3$ ]

## 文献

- 1) 村山武昭, 小野陽一: 高炉下部における移動現象, 日本鉄鋼協会充填層中の気・固・液移動現象部会編, 東京, (1992), 174.
- 2) W.E.Ranz and W.R.Marshall, Jr.: Chem. Eng. Prog., 48 (1952), 141.
- 3) W.E.Ranz: Chem. Eng. Prog., 48 (1952), 247.
- 4) 羽田野道春, 栗田興一: 鉄と鋼, 66 (1980), 1898.
- 5) 牛 明愷, 秋山友宏, 高橋礼二郎, 八木順一郎: 鉄と鋼, 82 (1996), 647.
- 6) T.Imai, T.Murayama and Y.Ono: ISIJ Int., 34 (1994), 777.