

循環流動層内粒子挙動と熱伝達に関する研究 (水平白金細線の場合)

加藤 泰生*, 堀江 正彦**, 宮本 政英*

Characteristics of Heat Transfer and Particle Behavior in a Circulating Fluidized Beds (For the Case of Thin Platinum Wire as Heat Transfer Surface)

Yasuo KATOH, Masahiko HORIE and Masahide MIYAMOTO

Abstract

This paper describes the characteristics of heat transfer around a horizontal thin wire in a solid-air mixed flow of circulating fluidized beds(CFB). This thin wire was a 200 μ m diameter of platinum wire and the containing particle was glass beads of various diameter (100, 200 and 400 μ m). It was clarified that heat transfer characteristics depended on the particle density and the fluid-dynamics of mixed flow in the turbulent fluidization region not in dilute(fast) fluidization region. In dilute(fast) fluidization region heat transfer characteristics depended on flow convection. As the results, we proposed experimental equations corresponding to each fluidization region.

緒 言

循環流動層の最適設計などにおいて、ライザー内の流動特性や伝熱機構について知ることは必要不可欠である。流動特性に関しても、従来様々な角度から研究がなされ、その成果が報告されている⁽¹⁾⁻⁽³⁾。粒子挙動と密接に関係する伝熱のメカニズムに関しては、粒子クラスターを考慮した伝熱モデル⁽⁴⁾などの提案はあるが、粒子の流動特性と伝熱メカニズムとの理解に基づき伝熱モデルの提案にはまだ情報が不足している。ところで水平細線周りの伝熱特性に関しては、気泡流動層において粒子径とほぼ同径の水平細線周りの伝熱特性に関する研究が Turton ら⁽⁵⁾や Jacob と Osberg⁽⁶⁾などによって行われているが、循環流動層においては無い。前報では⁽⁷⁾、200 μ m ガラスビーズを充填した循環流動層コールドモデルのライザー内部に水平に張られ

た白金細線を電氣的に加熱し、その周りの伝熱特性を調べ報告した。

本報では、異なる粒子径(100, 200, 400 μ m)を用い同様に層内流動粒子の挙動と伝熱特性との関係を探るとともに、それらを考慮した実験整理式を導出したのでそれに関する報告をする。

実験方法

図1 は本実験で使用した循環流動層装置の概略図である。テストセクションは透明アクリル樹脂製で一辺が33.7mmの正方形断面を有しており、その高さは1620mmである。流動媒体である粒子には平均径 $dp=100, 200, 400\mu\text{m}$ 、密度 $\rho_p=2.5\times 10^3\text{ kg/m}^3$ のガラスビーズを用いた。ダウンカマー底部に充填した粒子は、Lバルブ二次空気によりライザー部へ送り込まれ、ディストリビュータ(開口比4.4%)を通して送り込まれた一次空気によって流動化させる。空気に搬送されテストセクションより飛び出した粒子は、サイクロン装置によって固気分離され、内径38mmの下降管を通してLバル

*機械工学科

**大学院機械工学専攻(現、日立造船)

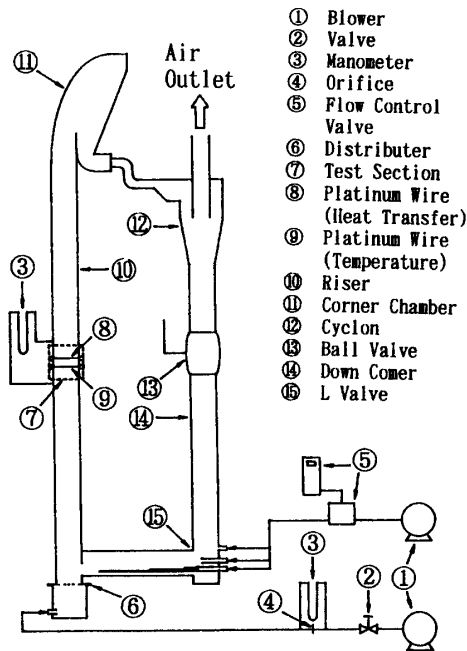


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus on CFB.

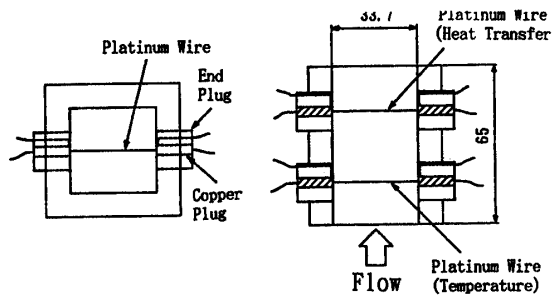


Fig. 2 Platinum wire for measuring temperature of heat surface and bulk flow

ブ前段で蓄えられ再び二次空気によりライザー内へ供給される。図2に示されるように熱伝達測定用白金線(加熱, 200 μ m)は, ディストリビュータからの高さ0.9 mの位置に水平に張られており, その長さは流路幅と同じ33.7mmで, 両端を銅の電極にハンダ付けして固定してある。また層内バルク温度は, 同様の白金線(非加熱, 200 μ m)を30mm上流に張り抵抗温度計として測定した。伝熱実験中はテストセクション全体を約50mm厚の発砲スチロール板で覆い熱の出入りを極力押えた。

測定データの整理法

空塔速度はブローからの体積流量 Q をライザー断面

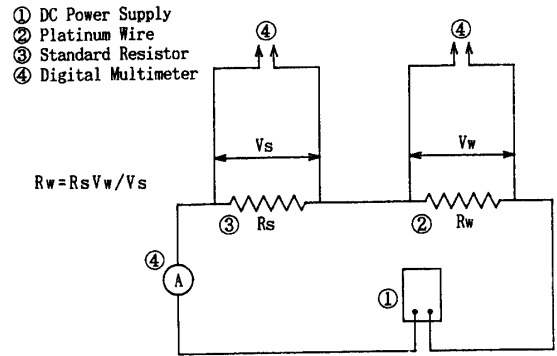


Fig. 3 Electric circuit for resistance temperature

積 A_1 で除することにより求める。

$$U_0 = Q / A_1 \tag{1}$$

粒子循環量 G_s は以下のように求める。ダウンカマ下部に取り付けられたボールバルブを閉じ, 粒子が予め設定しておいた標線間距離 L_s まで堆積する時間 t を測定する。そしてサンプル体積 ($L_s \cdot A_2$) に嵩密度 ρ_b を乗じ, 堆積時間とライザ-断面積 A_1 で除することにより粒子循環量 G_s が求まる。以下にその式を示す。

$$G_s = (A_2 \cdot L_s \cdot \rho_b) / (A_1 \cdot t) \tag{2}$$

ここで A_2 はダウンカマ-断面積, L_s は標線間距離で粒子循環量の多少に対応して選択される。

圧力損失はライザ-壁面に熱伝達測定用白金線から上流に160mm, 下流に100mmの位置に圧力タップを設けており, その圧力タップ間の差圧を傾斜U字管マンオメータで読みとり求める。そして, その圧力損失を用いて粒子層を流体が通過する場合の力のつり合いの式から, 平均粒子充填率 $(1-\epsilon)$ は次式により求められる。

$$(1-\epsilon) = L \cdot g (\rho_p - \rho_g) / \Delta P \tag{3}$$

ここに, ΔP ; 圧力損失

L ; 測定間(圧力タップ間) 距離 [m]

ρ_p, ρ_g ; 粒子及び空気の密度 [kg/m^3]

さらに, 熱伝達係数は以下のように求められる。

まず白金線の電圧降下量を V_w , 標準抵抗器(抵抗値 $R_s = 0.2\Omega$)の電圧降下量を V_s , 回路に流れる電流値を I とすれば白金線の発熱量 q と抵抗値 R_w は次の関係で表される (図3参照)。

$$q = V_w I \quad (4)$$

$$R_w = R_s V_w / V_s \quad (5)$$

白金細線の表面温度は、式(5)によって求められた白金細線の抵抗 R_w を用いて、電気抵抗の温度依存性を表した次式より逆算して求められる、

$$R_w = R_0 [1 + \alpha_0 (T_w - T_0)] \quad (6)$$

ここに、
 α_0 : 温度係数 (—)
 R_0 : 基準抵抗値 (Ω)
 T_w : 白金細線表面温度 ($^{\circ}\text{C}$)
 T_0 : 基準温度 ($^{\circ}\text{C}$)

また温度係数 α_0 、基準抵抗値 R_0 は恒温浴槽中で抵抗値と温度の関係を予め検定することによって決定される。同様に、層内平均バルク温度 T_b も同じ手順で求められる。このように求められた細線の表面温度 T_w 、層内平均バルク温度 T_b をそれぞれ次式に代入することによって熱伝達率 h は算出される、

$$h = q / \pi d_w L_w (T_w - T_b) \quad (7)$$

ここに、
 q ; 白金細線の発熱量 [W]
 d_w, L_w ; 細線径及び長さ [m]
 T_w ; 細線表面温度 [K]
 T_b ; バルク温度 [K]

結果及び考察

1 流動状態分類図

まず流路内の固気混相流の流動状態を分類するための map を図4に示す。ここで U_{FF} 線図はある一定の循環量を保ちながら空塔速度を減じていった場合、空塔速度 U_{FF} を境にし、一定値に保持してきた粒子循環量を維持できなくなる最小速度に対応する境界線を示す。Takeuchi ら⁽⁸⁾は、この境界線を境にして低速側を乱流流動領域、高速側を希薄(高速)流動領域と分類しているので、本報でもライザー内の流動状態を知る目安として、この境界線を採用することとする。

2 空気単相流における熱伝達特性

空気単相流における水平細線周りの熱伝達率を予め算出しておく。図5は単相流中における無次元熱伝達

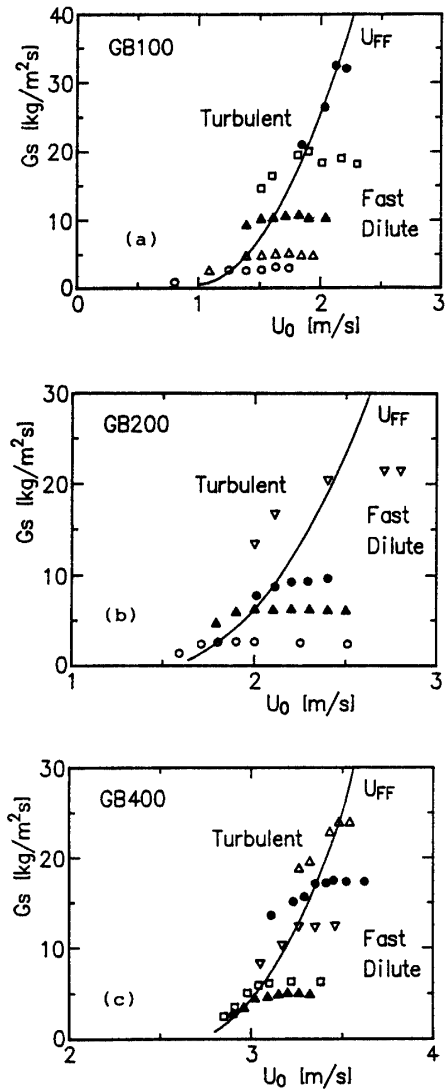


Fig. 4 (a) ~ (c) Regime maps for fluidization (a) GB100 (b) GB200 (c) GB400

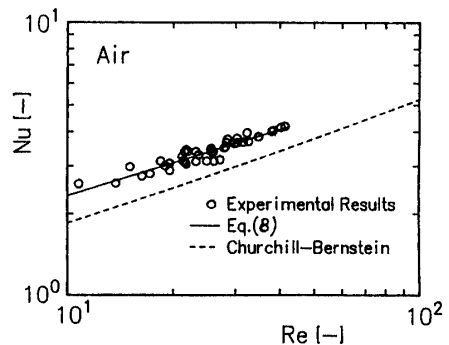


Fig. 5 Heat transfer coefficients on single phase (in the case of air)

率 Nu_0 (ヌッセルト数) とレイノルズ数の関係を示したものである。これら実験値は、おおよそ以下の式で近似される。なお、破線は、一様流中の円管回りの熱伝達率に関する Churchill and Bernstein⁽⁹⁾による値を示す。

$$Nu_0 = 1.0 \cdot Re^{0.37} \quad (Re \leq 42) \quad (8)$$

ここに、 Nu_0 ; ヌッセルト数 ($=h_0 \cdot d_w / K_g$)
 K_g ; 空気の熱伝導率 [$W/(m \cdot K)$],
 h_0 ; 単相熱伝達率 [$W/(m^2 \cdot K)$]
 Re ; レイノルズ数 ($=d_w \cdot U_0 / \nu$)
 ν ; 動粘性係数

矩形流路内の熱伝達率は一様流中のそれよりおおよそ15~30%高い値を示していることがわかる。現在のところ考えられるのは、ブローアあるいはストレーナー部分での初期乱れ、管路での乱れ、テストリビューターでの乱れ、あるいは伝熱面からの熱の伝導ロスによる伝熱面温度の低下などが考えられる。

3 混相流中における熱伝達特性

混相流中における熱伝達特性について以下述べる。図6 (a)~(c)は空塔速度 U_0 が一定の場合、粒子循環量 G_s に対する熱伝達率 Nu の変化を示したものである。図中ヌッセルト数 Nu は、次式のように定義する。

$$Nu = h \cdot d_w / K_g \quad (9)$$

ここに、 K_g ; 空気の熱伝導率 [$W/(m \cdot K)$],
 h ; 混相熱伝達率 [$W/(m^2 \cdot K)$]
 d_w ; 細線径

粒子循環量が増していくと熱伝達率は緩やかに増加していくが、ほぼ U_{FF} を境としてその増加の割合は大きく変化する。それはこの領域ではテストセクション内でホールドアップできない粒子の降下現象、或いは降下クラスターの形成などが見られることから、それらと主流の上昇粒子層との界面せん断層に於ける両者の激しい攪拌効果によりその影響を強く受けたものと思われる。全般に、流速が速く粒子の降下現象が少ない領域(希薄流動領域)の熱伝達の増加は、流速の遅い粒子の降下現象が多い領域(乱流流動領域)に比較して緩やかである。言換えれば、流速の速い場合の粒子循環量に対する粒子充填率の変化が流速の遅い場合のそれよりもかなり小さくなり、従来言われている粒子の

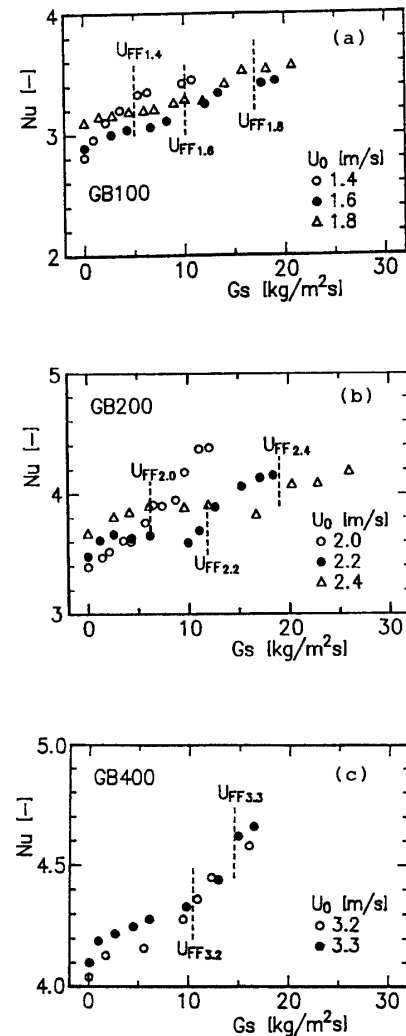


Fig. 6(a) ~ (C) Relationship between circulating particle flow rate G_s and Nusselt number Nu
 (a) GB100 (b) GB200 (c) GB400

もつ伝熱促進効果が流速の増加とともに相対的に小さくなることを示す。

図7 (a)~(c)は粒子循環量 G_s をパラメータとしたときの無次元空塔速度 U_0/U_t と、空気単相ヌッセルト数 Nu_0 で基準化した熱伝達率 Nu/Nu_0 との関係を示したものである。ここで、 U_t はターミナル速度(粒子飛びだし速度)を表している。図より、状態変化の境界線 U_{FF}/U_t より上側(乱流流動領域状態)では、 Nu/Nu_0 はかなり高い。これが空塔速度 U_0 を増すと急激に減少し、さらに希薄流動状態まで達すると緩やかに減少する。この傾向は、程度の差はあるが、粒径が変わっても変わらない。すなわちこれからわかるように、熱伝達の変

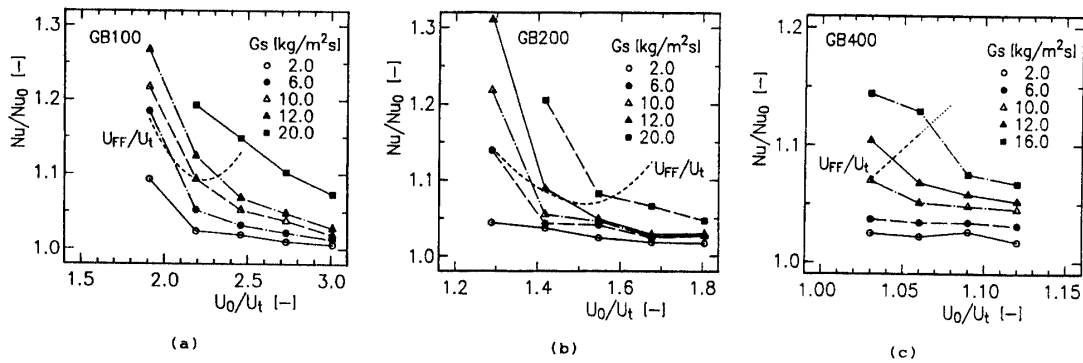


Fig. 7(a) ~ (c) Relationship between the dimensionless velocity U_o/U_t and normalized heat transfer Nu/Nu_o
 (a) GB100 (b) GB200 (c) GB400

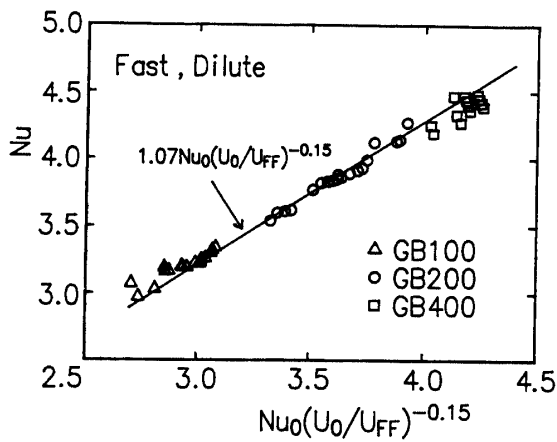


Fig. 8 Experimental approximate equation
 (Fast/Dilute fluidization region)

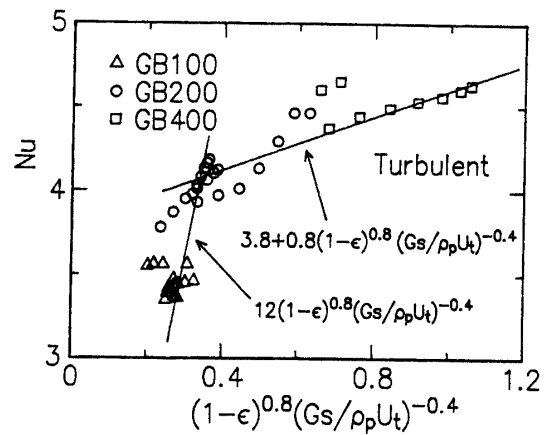


Fig. 9 Experimental approximate equation
 (Turbulent fluidization region)

化は低いガス速度(乱流流動領域状態)で層密度(粒子濃度)の影響が支配的となり,高いガス速度(希薄流動領域状態)でガスによる対流の影響が支配的となるものと思われる.特に粒子循環量の比較的小さい場合には,充填粒子の伝熱促進効果の影響も受けず空塔速度の低いときでも乱流流動領域に入っておらず Nu/Nu_o はほぼ一定値, すなわち対流支配の伝熱傾向を取ることが分る.

4 実験整理式

図 8, 9 は, 希薄領域と, 乱流領域それぞれに対応した熱伝達率の実験値と整理式との比較を示す. 上述したように希薄流動領域で Nu 数は, 空気単相での Nu 数とほぼ並行に減少しており, ガス対流に依存する傾向にあるが, U_{FF} の線を境に乱流領域に属した途端, 粒子充填率が急激に変化増加しており, 粒子濃度依存の

傾向となる. この事を勘案して実験整理式を以下の様に提案する.

希薄流動領域では,

$$Nu = 1.07Nu_o (U_o/U_{FF})^{-0.15} \tag{10}$$

また, 乱流流動領域では,

$$Nu = 12(1-\epsilon)^{0.8} (G_s / \rho_p \cdot U_t)^{-0.4} \tag{11}$$

(for $4.84 < Re_p < 20.52$, GB100)

$$Nu = 3.8 + 0.8(1-\epsilon)^{0.8} (G_s / \rho_p \cdot U_t)^{-0.4} \tag{12}$$

(for $20.52 < Re_p < 82.06$, GB200, GB400)

これらの実験値との対応は良好で, 乱流領域で±35%, 希薄領域で±5%のバラツキの程度で近似される。

(for $20.52 < Re_p < 82.06$, GB200, GB400)

結 論

- (1) 乱流流動層領域においては, 粒子による攪拌が激しいため熱伝達率は著しく増加する。明らかに $100\mu\text{m}$ 粒子は他の2種の径とは異なる伝熱機構を有すると考えられる。
- (2) 希薄流動層領域では粒子径が異なっても, また粒子循環量を少々増しても熱伝達率の増加は見込めない。つまり粒子濃度による影響は少なくガスの対流による影響を大きく受ける。
- (3) (1)(2)の特性を勘案して各流動領域における精度よい混相流中の白金細線回りの熱伝達率の整理式を提案する。希薄流動層領域では,

$$Nu = 1.07Nu_0 (U_0/U_{FF})^{-0.15}$$

また, 乱流流動層領域では,

$$Nu = 12(1-\epsilon)^{0.8} (Gs / \rho_p \cdot U_t)^{-0.4}$$

(for $4.84 < Re_p < 20.52$, GB100)

$$Nu = 3.8 + 0.8(1-\epsilon)^{0.8} (Gs / \rho_p \cdot U_t)^{-0.4}$$

参考文献

- 1) Katoh Y. et al., 2nd KSME-JSME Joint Conf. Vol.1 (1990), pp7-11
- 2) 加藤・他 2 名, 機 講 論 No.918-3(1991), pp114-116
- 3) Glicksman L.R., CFB Technology II (1988), Basu P. and Large J.F., eds., Pergamon Press, pp13-29
- 4) Basu P. and Nag P.K., Int. J. H-M-T, Vol.11, (1987), pp227-239
- 5) Turton R. et al., Powder Techn., Vol.66(1987), pp195-203
- 6) Jacob A. and Osberg G.L., Can. J. Chem. Eng., 35 (1957), pp5-9
- 7) 加藤・他 2 名, 機 構 論 No.945-1(1994), pp111-113
- 8) Takeuchi H. et al., 1986, Powder Technology, Vol.47, pp195-199
- 9) Churchill S.W. and Bernstein M., 1977, Transaction of the ASME, Vol.99, pp300-306

(平成 6 年10月15日受理)