流動層内水平円管群周りの粒子挙動と熱伝達特性*

宮本政英^{*1}, 加藤泰生^{*1}, 出井安正^{*2}Heat Transfer and Particle Behavior around Horizontal Tube Bundle
in Gas Fluidized Bed

Masahide MIYAMOTO, Yasuo KATOH and Yasumasa IDEI

The unsteady characteristics of heat transfer and particle behavior around a horizontal tube bundle near the expansion surface of a gas fluidized bed were experimentally studied. The instantaneous local heat transfer coefficient and the number of particles making contact with the heat transfer surface were measured simultaneously at the same location on the tube surface. The distributions of the local average heat transfer coefficient in the period during no particle contact were qualitatively similar to those for the gas single-phase flow, but were 2~5 times larger than those for the corresponding gas single-phase flow. The relation between the local average heat transfer coefficient in the period during the particle contacts and the average number of the contacting particles were quantitatively evaluated.

Key Words: Gas Fluidized Bed, Heat Transfer, Horizontal Tube Bundle, Inverse Heat Conduction Problem, Optical Fiber Probe

1. 緒 言

流動層内の伝熱管上の熱伝達のメカニズムについては、多くの伝熱モデルが提案されているが^{(1)~(3)}、モデルには、伝熱面上の粒子の滞留時間、接触時の粒子濃度や接触熱抵抗などの、多くの場合に未知であるパラメータを含み、これらの値を知ることは簡単ではなく、十分に解明されているとは言い難い。

本報では、静止層高の相違により、伝熱管が層内に埋没する場合、平均膨張層界面近傍および界面の上方にある場合について、粒子挙動と局所熱伝達率とを同じ位置で同時に計測することによって、伝熱機構の一端を解明する。

流動層の界面近傍に伝熱管が配置されるのは、消費動力の低減を目的とする低層高流動層や、層高を変えることによって負荷追従を行う流動層に見られ、実用的にもその伝熱機構の解明は重要である⁽⁴⁾。流動層の界面近傍では粒子が最も激しくかくはんされており、粒子濃度分布は濃厚相と気泡相の二相に分割して取扱得るほどには単純ではなく、伝熱機構も複雑な要因

を含むと思われる。

流動層の伝熱機構を解明するために、伝熱面上の瞬時の局所熱伝達率を実測した例としては、薄膜熱流束計を用いた石黒ら⁽⁵⁾および同論文中の参考文献、また伝熱管表面と管内部の熱電対温度変化から、瞬時の熱伝達率を求めた George-Smalley⁽⁶⁾の研究などがある。

本研究では伝熱管に挿入した熱電対の温度変化から、Beck ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾による熱伝導逆問題解析の手法を用いて、管表面の温度と熱流束を推定した。この方法は、流動層のように粒子によるセンサの損傷が問題となる場合にも、高い周波数応答性が得られる利点を有している。また、管表面にはり付けた光ファイバ出力の測定値から、接触時の平均粒子数を求めた。これらの測定結果から、特に、粒子接触時の平均粒子数と平均局所熱伝達率との関係を定量的に評価した。

2. 実験装置と測定の方法

流動層実験装置の概略を図1に示す。400×400 mmの正方形断面の層内に、2列の水平円管（外径 $d=34$ mm）群が図示されたピッチで挿入されている。図1に示された測定用伝熱管のみが加熱されている。ガス分散板には、パンチング加工された開孔比4%の多孔板

* 原稿受付 平成4年3月23日。

^{*1} 正員, 山口大学工学部 (〒755 宇部市常盤台)。^{*2} 正員, 宇部興産(株) (〒755 宇部市小串沖の山)。

を用いた。層内温度 T_b は層断面中央、分散板上方 50 mm の位置に挿入した外径 2.2 mm のシース熱電対によって測定した。

熱伝達率測定用伝熱管の概略を図 2 に示す。ポリカーボネート管の表面に、厚さ 17 μm のステンレス鋼はくが発熱体が、厚さ 127 μm の両面接着テープではり付けられ、その表面に直径 0.5 mm の 2 本の光ファイバが瞬間接着剤ではり付けられている。光ファイバは一方が光源、他方が受光用で先端の間隔は 3 mm である。光ファイバがない場合に比較して、局所平均熱伝達率分布の値は、管頂部付近（熱伝達率分布が最大となる位置のごく近傍のみ）で約 14% 低下した。したがって、局所平均熱伝達率分布に与える光ファイバの影響は比較的小さい。受光強度の変化は、フォトダイオード、フォトセンサアンプ（浜松ホトニクス S 1190, C 2719）により電圧変化に変換された。

ステンレス鋼はくとポリカーボネート管の間に、外径 25 μm のクロメル-コンスタンタン熱電対が挿入され、その温接点は 2 本の光ファイバのすきまの中央直下に位置している。熱電対と光ファイバの出力は、増幅し A-D 変換後パーソナルコンピュータに取り込んだ。このときのサンプリング周期は 10 ms、サンプリング時間は 50 s である。伝熱管は管軸周りに回転でき、測定点は管周上の任意の位置に設定できる。

流動媒体には平均粒径 d_p , 0.4 mm の石見けい砂を用いた。このけい砂の真密度は 2 660 kg/m^3 、かさ密度は 1 510 kg/m^3 、最小流動化速度 U_{mf} は 0.13 m/s であった。静止層高 L_c は 100, 150, 250 mm、空塔速度 U_0 は 0.63, 0.83, 1.03 m/s とし、静止層高 250 mm の場合のみ、 $U_0=0.43$ m/s でも行った。

3. 平均膨張層高と伝熱管周りの流動状態

ポリカーボネート板製の流動層外壁を透かして流動状態を観察した。実験に用いたけい砂は、ゲルダートの分類⁽²⁾による B 粒子に対応し、本実験の範囲の層高と流速 ($7.9 \geq U_0/U_{mf} \geq 3.3$) では、気泡流動化の状態を呈する。各静止層高と空塔速度に対する大略の平均

膨張層高 L_b は、表 1 のようであった。

膨張層の界面は、気泡の上昇によって局所的に平均膨張層高よりも高く盛り上がり、気泡の破裂によって粒子が上方に飛散される。界面高さは、気泡の離脱とともに平均膨張層高程度まで低下する。伝熱管周りの粒子の挙動は、管に対する界面の相対的な位置によって大きく異なる。しかし、管の頂部には常に粒子が滞留する。この滞留層の大きさは、静止層高と空塔速度が大きいほど厚く、範囲も広くなる。滞留層は上方からの落下粒子や、気泡と共に下方から盛り上がってきた粒子によって更新され、管が埋没している場合には、侵入する気泡によっても更新される。

4. 非常定局所熱伝達率の推定

固体内部の点で測定された温度変化から、固体表面の温度や熱流束を求める「熱伝導の逆問題 (IHCP)」には、いくつかの方法が発表されている。ここでは、Beck ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾による手法を用いた。

ステンレス鋼はく発熱体、両面接着テープ、ポリカーボネート管および熱電対から成る伝熱系を、一次元熱伝導モデルで近似した。ステンレス鋼はくにステッ

図 1 水平円管群を持つ流動層実験装置

図 2 熱伝達率と粒子挙動測定用加熱管

表 1 平均膨張層高

L_c mm	U_0 m/s	L_b mm	L_c mm	U_0 m/s	L_b mm
250	1.03	350	100	1.03	170~210
250	0.83	340	100	0.83	150~160
250	0.63	310	100	0.63	130~160
250	0.43	290			
150	1.03	240~250			
150	0.83	210~230			
150	0.63	200~220			

ブ状に電流を流し加熱し、発熱量と熱電対の温度変化を実測し、これを一次元熱伝導モデルで数値シミュレーションすることによって、熱電対とステンレス鋼はくの中の熱抵抗など不定のパラメータを決定した。数値シミュレーションに用いた差分近似には、コントロールボリュームとCrank-Nicolsonの方法を用い、時間刻みは2 msとした。

図3には、熱電対の温度変化の実測値 T_c が、実測された発熱量 q_w を用いて一次元熱伝導モデルにより計算した熱電対温度 T'_c と比較されている。併せて、表面温度 T_s の計算値が比較のために示されている。温度の実測値には、急激な電流の増加によって誘起された電圧変化が加熱初期に現れるため、この部分以外で実測値と計算値とが一致するように、伝熱モデルのパラメータを決めた。図3から計算値は実測値と良く一致していること、および表面温度に対する熱電対温度の応答遅れの様子がわかる。

図4には、一次元熱伝導モデルによる本逆問題解析の妥当性を、数値シミュレーションによって吟味した結果を示す。初めに一次元熱伝導モデルを用いて、表面の熱伝達率が時間的にく形状に変化したときの熱電対の温度変化を計算する。計算された熱電対温度変化を用いて、本逆問題解析手法によって熱伝達率変化を推定する。図4には、最初に与えたく形状の熱伝達率変化 H_g と逆問題解析によって得られた熱伝達率変化 H_c とが比較されている。逆問題解析の時間刻みは、実測と同じ10 msとし、差分計算には2 msを用いた。パラメータ R は、逆問題解析において、現在の熱流束を推定するのに用いる未来の温度ステップ数 ($=R-1$) を示す⁽⁷⁾⁽⁸⁾。図4から10 Hzまでの変化については、与えられた値が正確に推定されているが、 $\tau > 1.0$ に示された約17 Hzの変化は、推定値の振幅が1/2程度に減衰している。また、急激な変化に対する応答遅れやオーバーシュートが見られ、変化の周期が速いと推定値

は減衰し平均的な値を示すことなどがわかる。 R を大きくすると周波数応答性は低下するが、オーバーシュートは小さくなる。本研究では $R=3$ を採用したが、後述の実測値について $R=5$ とした場合も計算し、粒子接触時および非接触時、それぞれの平均熱伝達率は $R=5$ と3とで、大差ないことを確認した。

5. 平均接触粒子数の推定

光ファイバの出力から、両ファイバのすきまに存在する粒子数を定量的に推定するために、両ファイバのすきまにけい砂を置いて、砂粒の数 N_s と光ファイバ出力 V の関係を求めた。光ファイバ出力は粒子の数のみでなく、粒子の大きさ、形、色、さらにすきま内の位置などによって複雑に変化するので、厳密に粒子数との関係を規定することは困難であるが、最も平均的な粒子が両ファイバのすきまにある場合の大略の平均値は推定できると思われる。本実験に用いた光ファイバプローブについては次式の関係が得られた。

$$N_s = 0.577 (V/V_{\max})^{-0.738}, 0.00523 < V/V_{\max} < 1 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$V_{\max}$ は V の最大値を示す。

後述する実測値から、管の下端の平均接触粒子数 [個数/($\text{m}^2 \cdot \text{s}$)] を求めると 10^6 程度の値を示し、この値は黒崎⁽⁹⁾ が可視化により求めた値と大差ない。ただし、光ファイバにより検出される粒子の接触面積は、近似的にすきまの間隔3 mmとファイバ外径0.5 mmの積、 1.5 mm^2 とした。

6. 実験結果の解析と考察

図5に、実測された光ファイバ無次元出力 ($V_p = V/V_{\max}$) および逆問題解析によって求めた局所熱伝達率 H_g の変化の代表的な例を、空塔速度差 $U_d (=U_0 - U_{mf})$ が0.7 m/s、静止層高が0.1, 0.15, 0.25 mの場合について、円管上の $\theta=0^\circ$ (管底), 90° , 135° およ

図3 ステップ発熱に対する温度の実測値と計算値

図4 く形状熱伝達率変化とIHCP推定値との比較

び 180° (管頂) の位置について示す。非定常局所熱伝達率は, 次のように定義された。

$$H_\theta = q_s / (T_s - T_b) \dots \dots \dots (2)$$

ここに, q_s は表面の熱流束, T_s は表面温度である。各粒子塊の平均接触時間が比較的短い, $\theta = 0, 90^\circ$ については, 粒子塊の接触に対応して熱伝達率が高い値を示し, $L_c = 0.15, 0.25 \text{ m}$ では激しく変動する。この場合, 各粒子塊の平均接触時間は, 約 0.06 s (8.3 Hz 相当), 接触周期の平均値は 5 Hz 程度である。したがって, 前述した本熱伝導逆問題解析手法の周波数応答性から, 推定された非定常局所熱伝達率は, 比較的妥

当な値を与えているものと思われる。

$\theta = 135^\circ$ および 180° では, 大部分の時間は粒子が接触しており, 気泡が通過した直後に高い熱伝達率が出現する場合がある。 $L_c = 0.1, 0.15 \text{ m}$ の場合, 180° では円周上で最も熱伝達率の変動が小さい。 $L_c = 0.25 \text{ m}$ では, 全般に変動が大きいが, 45° で最小となる。 135° では 180° より熱伝達率の変動が激しく, 値も高く, 接触時の粒子の動きが活発であることがわかる。両位置とも, 緩やかに熱伝達率が低下する熱伝導の緩和過程に類似の変化が時折観察される。

図 6 には, 図 5 と同じ要領で求めた結果から, $V_p <$

図 5 非定常局所熱伝達率 H_θ および無次元光ファイバプローブ出力 V_p^* の変化

0.95 を粒子接触とみなし計算した、粒子が接触している時間の割合 R_s 、各粒子塊の平均接触時間 ΔS および接触時の平均粒子数 N_s 、また粒子接触時の平均局所熱伝達率 H_s 、粒子非接触時の平均局所熱伝達率 H_a および全平均局所熱伝達率 H_m の分布が、空塔速度差 $U_d=0.7$ m/s、静止層高 $L_c=0.1, 0.15, 0.25$ m の場合について示されている。 $U_d=0.7$ m/s のとき、 $L_c=0.1, 0.15, 0.25$ m では、それぞれの平均膨張層高は、伝熱管の下、管頂と同じ程度、管の上方となる（以後、本文中の「平均」は、すべて時間平均を意味する）。

全般に、粒子接触時と非接触時の熱伝達率の相違が明確に示され、 R_s の分布と対比すれば、局所平均熱伝達率に及ぼす粒子接触の寄与も明白である。また、界面に対する管の位置の相違による熱伝達特性の差が良くわかる。本逆問題解析の周波数応答の限界により、それぞれ粒子接触時および非接触時について求められた平均熱伝達率には誤差が含まれる。この誤差の定量的な吟味は難しいが、参考のため、図4の計算結果を用いて評価すると、次のようになる。実測された各粒子塊の平均接触時間の最小値は約 0.06 s (8.3 Hz 相当)、平均接触周期の最大値は約 5 Hz であり、このとき誤差も最大となる。したがって、図4における対応する周波数に対する計算結果から、振幅 1000 W/(m²·K) を基準に、接触時の平均熱伝達率は大きく見積もって 18% 低く、非接触時には、約 11% 高く予測されたことが推定される。

管底部の ΔS の値は、0.06~0.1 s を示しているが、この値は黒崎⁽⁹⁾の実測値約 0.1 s に近く、石黒ら⁽¹⁾の 0.3 s より小さい。石黒らの実測例（粒子は、 $d_p=0.4$

mm のガラスビーズ、 $U_{mf}=0.122$ m/s) では、同じ程度の空塔速度比 ($U_0/U_{mf}=6.47$) で乱流流動化の状態になると述べられているが、本実測では気泡の存在が認められた。全般に石黒らの実測結果は、本結果より粒子の接触頻度が高く気泡接触が少ない。このことは、単管と管群の差、また管の位置、分散板や装置の寸法（石黒らは 250×90 mm）などの相違に起因すると思われる。

粒子非接触時の局所平均熱伝達率 H_a の分布は、同じ装置と空塔速度を用いて、粒子なしの状態で得られた空気単相の局所平均熱伝達率分布 [$\theta=0, 90, 180^\circ$ で、それぞれ熱伝達率は約 46, 30, 29 W/(m²·K)] と定性的には類似しているが、 L_c が大きいほどより高く、より一様な分布となり、大略 2~5 倍大きい。この H_a の増加は、粒子の存在による空気流速の増加と乱れの増加によると思われる。

$L_c=0.15$ m と 0.25 m とを比較すると、 $\theta=0\sim30^\circ$ では、 N_s , ΔS および H_s の分布にほとんど差はないが、 $\theta=30\sim105^\circ$ では、これらの分布はすべて $L_c=0.25$ m のほうが高い値を示し、この部分の H_s の差は粒子濃度の差に起因することが推定される。

$L_c=0.1$ m の場合は、 $\theta\leq 60^\circ$ における ΔS を除くすべての分布が、他の層高の分布より低い値を示し、 H_s が、 $\theta=105^\circ$ 付近で最大となる特異な分布を示す（この部分で、顕著ではないが N_s が多少高い）。 $\theta<105^\circ$ では、 R_s も小さく全平均局所熱伝達率 H_m は、非接触時の平均局所熱伝達率 H_a に大略等しい。この層高の管頂部付近では、管頂付近から管に沿って 135° 付近まで転がり落ちる粒子が多い。

図6 粒子塊の接触時間割合 R_s 、平均接触粒子数 N_s 、平均接触時間 ΔS と局所平均熱伝達率分布

図7には、接触時の平均粒子数 N_s を横軸に、接触時の局所平均熱伝達率がプロットされている。同じ U_d に対応する値は、 $\theta=0^\circ$ から 180° まで順に直線で結んである。また、円周上の位置を示すため、 $\theta=0, 60, 90, 135^\circ$ と 180° の点の値は、黒塗りの記号で示されている。

$L_c=0.1\text{ m}$ の場合は、粒子の接触時間割合 R_s が低く (U_d が小さいほど低い)、管の頂部付近を除けば、ばらつきが大きく明りょうな規則性は認め難いが、管頂部に粒子が滞留し粒子数が飽和していること、管頂から $\theta=135\sim 90^\circ$ において、 H_s が N_s と空塔速度差 U_d の増加とともに高くなる領域がある。

$L_c=0.15\text{ m}$ の場合、全般に R_s が高く明りょうな規則性が見られる。すなわち、 U_d にかかわらず、 $\theta=0^\circ$ から 60° までと 90° 付近から 135° 付近までの二つの領域では、 H_s が N_s の増加とともに高くなる。 60° から 90° 付近までには、 H_s が N_s に依存せず、 U_d の増

加とともに高くなる部分がある。 135° 付近で粒子数は飽和し、これより管頂にかけては粒子が滞留し、停滞した粒子層が管頂付近ほど厚くなり熱抵抗となるため H_s が低下している。

$L_c=0.25\text{ m}$ の場合は、管頂部付近を除き、 $L_c=0.15\text{ m}$ の場合の分布を上下から押し縮めた形を示し、熱伝達率の変化の幅が小さく、特に U_d に対する規則的な依存性が認め難い。

図8には、本実験のすべての L_c と U_d について、 $\theta=0^\circ$ から 60° までの範囲の H_s が N_s を横軸にプロットされている。ただし、DENSE PHASE として示された値は、光ファイバの無次元出力 V_p が 0.05 以下となる場合の平均局所熱伝達率と平均局所粒子数を、それぞれ縦軸と横軸にして示す。図8から、管の底面側では、粒子接触時の平均局所熱伝達率と平均局所接触粒子数との間には、層高、空塔速度および管周上の位置とは無関係に、一定の相関関係があることが明りょうに認められる。

管下部には、本実験の範囲では、いずれの層高や空塔速度においても粒子の存在しない空間が形成される時間が長く、気泡が上昇してきたときに盛り上がる (平均膨張層高が低いときには、気泡の破裂によって飛散された) 粒子が管下部に接触する。いずれの層高や空塔速度においても、このように粒子接触の状況が類似しており、接触する粒子の濃度が熱伝達率を決定する最も重要な因子になるものと思われる。粒子塊の平均接触時間 ΔS と H_s との間には、このように明確な相関関係は認められなかった。

7. 結 言

(1) 流動層の平均膨張層界面の上・下および界面近傍にある伝熱管周りの非定常熱伝達率と接触粒子挙動を、熱伝導逆問題の解析手法と光ファイバを用いて、同じ位置で同時に測定した。

図7 粒子接触時の局所平均熱伝達率 H_s と平均接触粒子数 N_s との関係

図8 粒子接触時の局所平均熱伝達率と平均接触粒子数との関係 ($0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$)

(2) 管周りの局所平均熱伝達率分布を、粒子接触時および非接触時のそれぞれに分離して求め、粒子接触による熱伝達率の増進を定量的に明らかにした。また、非接触時の平均熱伝達率分布は、同じ空塔速度で空気単相の場合の2~5倍となることを示した。

(3) 光ファイバの受光強度の出力から、接触時の平均粒子数を求める手法を示し、管周りの平均接触粒子数分布を定量的に求めた。また、管周りの平均局所接触粒子数と接触時平均局所熱伝達率の関係を定量的に示した。

(4) 界面に対する相対的な管の位置や空塔速度の相違にかかわらず、本実験の範囲では、管底部($0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$)においては、比較的粒子接触頻度が低く、粒子接触時の平均局所熱伝達率は、接触時の平均粒子濃度

によって決まることを明らかにした。

終わりに、本研究にご協力いただいた山口大学機械工学科4年生 高橋克征君に感謝の意を表す。

文 献

- (1) 石黒・ほか2名, 機論, **57**-537, B (1991), 1772.
- (2) 鞭・ほか2名, 流動層の反応工学, (1984), 189, 培風館.
- (3) 堀尾 (化学工学協会編), 燃焼・熱工学, (1987), 206, 槇書店.
- (4) 宮本・ほか3名, 機論, **55**-518, B (1989), 3151.
- (5) 石黒・ほか2名, 機論, **57**-537, B (1991), 1765.
- (6) George, A. H. and Smalley, J. L., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **34**-12 (1991), 3025.
- (7) Beck, J. V., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **13** (1970), 703.
- (8) Beck, J. V., Blackwell, B. and Clair, C. R. S., *Inverse Heat Conduction*, (1985), Wiley.
- (9) 黒崎, 機講論, No. 910-62, B (1991), 604.