流動層中の水平加熱円管まわりの* 流動および伝熱特性の基礎的研究

(第2報, 流動化粒子の違いの影響と伝熱促進法の検討)

石黒 博^{*1}, 黒崎 晏夫^{*2}, 安井 元一^{*3}

A Fundamental Study of Fluidization and Heat Transfer Characteristics around a Horizontal Heated Circular Cylinder Immersed in a Fluidized Bed (2nd Report, Effect of The Properties of The Particles and The Device for Promoting Heat Transfer)

Hiroshi ISHIGURO, Yasuo KUROSAKI, and Motokazu YASUI

The effect of the difference of the fluidization state due to the properties of particles on the heat transfer characteristics around a horizontal heated circular cylinder in a fluidized bed was studied. The pattern of fluidization of particles was observed, and the fluctuating pressure and the local heat transfer coefficient were measured around the cylinder. The correlation between the heat transfer and fluidization characteristics showed two points: (1) on the front of the cylinder, a group of particles moving actively due to the bubbling state cause a high heat transfer coefficient and (2) on the rear, a group of inactive particles cause a low one. With comparison between these results and those in the first report, it was made clear that the properties of particles influence the fluidization state and heat transfer characteristic significantly. Finally, the method of heat transfer augmentation around the cylinder in a fluidized bed was devised, and the feasibility was confirmed.

Key Words: Heat Transfer, Fluidized Bed, Heat Exchanger, Single Horizontal Circular Cylinder, Fluidization Characteristics, Particle Property, Heat Transfer Promoter

1. 緒 言

固気流動層では、気相流のみの場合に比べ、層内および層・伝熱面間の熱輸送特性が良く、気体を熱媒体とする熱交換器の高性能伝熱促進法として有効である。特に、廃熱などの低質な有効エネルギーを利用する小温度差用熱交換器に適している。さらに、流動層燃焼器では、個体粒子の流体的な取扱いが可能であるため、燃料の多様化やSO_x, NO_xなどの大気汚染物質への対応が容易であり、流動層は高温熱交換器にも適している。

一方、流動層熱交換器の基礎的研究として、流動層中の単一水平加熱円管まわりの平均伝熱特性^{(1)~(5)}、局所伝熱特性^{(6)~(11)}の研究は盛んで、流動化速度、管径、粒径、粒子物性値、系内圧力などが伝熱特性に及ぼす影響が調べられ、各種パラメータと熱伝達率を結び付ける経験的な相関式が示されているが、実験値と相関式間の一致の程度は低く⁽⁵⁾⁽¹²⁾、一般性のある伝熱特性

の研究のためには、まず、現象を正確に把握することが必要である。局所的伝熱特性が円管まわりの粒子と気相の流動特性と強い関連を持つ⁽¹⁰⁾⁽¹³⁾ことを考えると伝熱現象の解明には、流動特性に基づいた議論が重要である。さらに、伝熱機構を考えるうえで現象論的なモデル化もなされてきているが⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、モデルの一般性の確立や妥当性の検証のためにも、円管まわりの流動特性に基づいた伝熱特性の解明が必要である。

このような観点から、前報では⁽¹⁶⁾流動層熱交換器の伝熱機構に関する研究の第1段階として、ふく射の影響のない低温の流動層中の単一水平加熱円管について、その伝熱特性を円管まわりの粒子や気相の挙動、壁面圧力変動などの流動特性に基づいて解明した。本報では、流動化粒子の違いによる層内流動化の相違が円管まわりの流動および伝熱特性に与える影響を調べる。すなわち、前報と異なる粒子を用いた流動層中の単一水平加熱円管について、気相速度を固定層状態も含め、広く変化させた場合の粒子と気相の流動様式の観察および円管壁面の圧力変動を含めた流動特性ならびに局所伝熱特性を実験的に求め、両特性の関連性を調べるとともに、前報の結果と比較検討を行う。さらに、以上の結果から、粒子運動が不活発で熱伝達率が低い位置で粒子運動を活発化し熱伝達の向上をはかる

* 昭和62年5月29日 第24回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成元年5月25日。

*¹ 正員、筑波大学構造工学系 (〒305 つくば市天王台1-1-1)。

*² 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

*³ 東京工業大学工学部。

伝熱促進体を考案し、その伝熱促進特性を明らかにする。

流動化粒子については、図1に示す層内流動化特性の相違に基づく Geldart の分類⁽¹⁷⁾があり、粒子径 d と粒子と気相の密度差 $\rho_p - \rho_f$ により、粒子間の付着性が大きく、流動化が困難な group C, 層内の気泡径が小さく、流動化が比較的良好な group A, 気泡径が比較的大きく、スラッシング傾向を示しやすい group B, 粒子の慣性が大きいため噴流層の形成が容易な group D の4種類に大別され、通常、流動層でよく用いられる粒子は group A および B の範囲にある。前報では、group B に属する平均径 $400\ \mu\text{m}$ のガラスビーズ (粒子 No. 1) を用いた。その粒子諸元を表1に示す。本報では、粒子 No. 1 に比べ、小粒径、低密度である group A に属する平均径 $167\ \mu\text{m}$ のアクリル・スチレン樹脂ビーズ (粒子 No. 2) を用いる。なお、 20°C 、大気圧の空気に対する粒子 No. 1, 2 のアルキメデス数 $Ar = \rho_f \cdot (\rho_p - \rho_f) \cdot g \cdot d^3 / \mu^2$ の値は、それぞれ 5.72×10^3 , 1.76×10^2 である。ここで、 g は、重力の加速度、 μ は、空気の粘性係数である。

2. 主な記号

D : 円管直径 m

表1 粒子の諸元

	No.1	No.2
Material	Glass	Acrylic styrene resin
$d\ [\mu\text{m}]$	400	167
$\rho\ [\text{Kg}/\text{m}^3]$	2530	1070
$C\ [\text{KJ}/\text{Kg}^\circ\text{K}]$	0.753	1.55
$\lambda\ [\text{W}/\text{m}^\circ\text{K}]$	0.744	0.121
$U_{mf}\ [\text{m}/\text{s}]$	0.135	0.0155

図1 流動化特性による粒子の分類 (空気の場合)

Nu : ヌッセルト数 $= \alpha D / \lambda$

p : 円管壁面の変動圧力 Pa

ΔP : 層内圧力損失 Pa

Re : レイノルズ数 $= UD / \nu$

U : 空筒速度 m/s

U_{mf} : 流動化開始の空筒速度 m/s

α : 熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

θ : 円管前方よどみ点からの角度 $^\circ$

λ : 気相の熱伝導率 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$

ν : 気相の動粘性係数 m^2/s

添字

m : 円管まわりの平均値

θ : 円管まわりの局所値

—: 時間平均値

3. 実験装置および測定方法

3.1 実験装置 実験装置は前報と同様で、その概略を図2に示す。冷却器で温度制御、バルブで流量、圧力制御された空気は整流部を通過後、上から200メッシュ金網、フェルト布、厚さ2mmのアルミニウム製多孔板 (開口比2.41%) を重ね合わせた分散板を経て、断面250mm×90mm、長さ1mの測定部に入る。測定部は透明アクリル製で、分散板上方100mmの位

図2 実験装置

図3 測定用円管

置に直径 40 mm の測定用円管が設置されている。流動化粒子には体面積平均径 $167\ \mu\text{m}$ 、標準偏差 $30\ \mu\text{m}$ のアクリル・スチレン樹脂ビーズ (粒子 No. 2) を用いた。なお、粒子の静止層高さは $160\ \text{mm}$ と一定にした。

3・2 測定方法 図 3 に円管まわりの流動、伝熱特性測定用の各種円管を示す。円管まわりの局所熱伝達率の測定には図 3 (a) に示す外径 40 mm のベークライト円筒表面に厚さ $30\ \mu\text{m}$ 、幅 10 mm、長さ 810 mm のステンレスはくをらせん状に接着した伝熱管を用いた。伝熱実験ではステンレスはくへの交流通電加熱により壁面熱流束一定条件とし、円管奥行き方向ほぼ中央に位置するはくの中心線に沿って、らせん状に円筒壁に 30° 間隔で埋め込んだ計 12 本のクロメル-アルメル熱電対 (素線径 $0.1\ \text{mm}$) により局所壁温を測定した。断熱のために円筒内部は断熱材で満たした。

壁面圧力は、図 3 (b) の拡散形半導体圧力変換器を埋め込んだ円柱を軸まわりに回転させることにより測定された。 $\phi 2\ \text{mm}$ 、深さ約 $10\ \text{mm}$ の導圧管への粒子侵入防止のために静圧孔を 200 メッシュ金網で覆った。圧力変換器からの信号は増幅後、アナログ演算器で処理された。

さらに図 3 (c) のパイレックスガラス円管内の 45° に傾斜したミラーを回転させることにより、円管壁面近傍の粒子と気相の流動状態を管内部から肉眼およびビデオで観察した。

層内圧力損失は、分散板上流と測定部出口の 2 箇所の圧力差を測定し、円管挿入時の粒子層内および分散板での圧力損失と分散板のみの圧力損失の差として計算された。また、層内全体の流動化様式は測定部外部から透明アクリル壁を通して肉眼およびビデオで観察された。

3・3 伝熱促進体 円管側面で管表面から離脱する気泡を円管後面へ導き、粒子群をかく乱、混合することにより、伝熱促進を図るために図 4 に示す 2 種類の傘状の伝熱促進体を円管上方に設置した。この伝熱促進体は、厚さ $1\ \text{m}$ のアルミニウム板よりできており、促進体 1 は、加熱円管と同心の曲率半径 $40\ \text{mm}$ の円弧形で、上部から気泡が抜け出る構造である。促進体

図 4 伝熱促進体

2 は、促進体 1 に比べ、上方での円管との間隔が $10\ \text{mm}$ と狭く、より円管壁に近い粒子群のかく乱を目的としている。

4. 流動特性の実験結果と考察

4・1 層内圧力損失と流動化開始速度 図 5 に空筒速度 U に対する層内圧力損失 ΔP の変化を示す。流動化開始前に、 U の増加、減少時における ΔP のヒステリシスが存在するが、流動化開始後の流動層状態では、 ΔP は図 5 中、一点鎖線で示す層内の単位面積あたりの粒子重量にほぼ等しい一定値となる。 U の減少時の ΔP の曲線の折れ点の空筒速度として定義される流動化開始速度 U_{mf} は $0.0155\ \text{m/s}$ で、粒子 No. 1 に比べ、小粒径、低密度であるため、約 $1/9$ と小さい。また、流動化開始速度に対応するレイノルズ数は 40 である。

図 5 層内圧力損失

図 6 層全体の流動化様式

4.2 層全体の流動化様式 層全体の流動化様式の気相速度に対する変化の観察結果を図6に示す。 $Re < 40$ の固定層状態では、円管近傍も含め、層全体で粒子が静止している状態I($Re < 27$)、円管まわりで小さな気泡がときどき生成されるが、層表面まで到達する以前に消滅する状態II($27 < Re < 32$)、その気泡が層表面にまで到達する状態III($32 < Re < 40$)が存在する。固定層状態におけるこの傾向は前報と同様である。 $Re > 40$ の流動層状態では、ほぼ流動化開始とともに分散板から気泡が生成し始め、バブリング状態となるが、気泡径は比較的小さく、前報の粒子No.1のようなバブリング状態に続く、気泡がほぼ断面全体を占める程度にまで成長し、圧力、流量がかなり規則的に変動するスラッグ状態は観察されない。また、粒子No.1では、スラッグ状態に続いて乱流流動化状態があり、この遷移は、円管壁面の規則的な圧力変動波形への高周波成分の重畳、流量の規則的な減衰、気泡スラッグの消滅などにより確認された。しかしながら、粒子No.2では、気泡スラッグの発生はなく、バブリング状態と乱流流動化状態の明確な区別はできなかった。図7に示した気相速度の範囲内で、壁面圧力変動の周波数スペクトルなどに変化がないことを確認のうえ、流動化開始後はバブリング状態とし

図7 円管壁面近傍の流動様式 (粒子No.2)

図8 円管壁面近傍の流動様式 (粒子No.1)

た。

4.3 円管壁面近傍の流動様式 円管まわりの伝熱特性に強く関係する円管壁面近傍の粒子と気相の流動様式の気相速度に対する変化を粒子No.2,1に対してそれぞれ図7,8に示す。図7,8中、○印は観察に基づくそれぞれの流動様式の境界を示す。この境界は、必ずしも明確に定まるものではなく、主にビデオを用いた観察に基づいて時間的、空間的な平均として決定した。なお、層内での粒子の循環が、円管に垂直な面内において支配的であること、円管壁面近傍の粒子の流動状態が、円管軸方向に顕著な差を示さないことから、現象は時間平均として円管軸方向にほぼ一様であると考えられる。

壁面近傍の流動様式は、粒子No.1,2いずれの場合も(1)粒子の静止領域、(2)粒子が粒子群のままで管壁を滑る滑り領域、(3)気泡などにより粒子がかく乱、混合され、濃厚相と希薄相が混在する混合領域の三つに大別されるが、これらの領域が気相速度の増加とともに変化する様子は粒子No.1,2で異なる。

図7(粒子No.2)で、ほぼ $Re < 24$ の範囲では円管まわり全域が静止領域であるが、気相速度の増加とともに流動化開始前でも円管側面で粒子が運動し始め、円管前面では静止領域は減少し、ほぼ流動化開始と同時に消滅する。円管後面では流動化開始前後に混合領域が多少後方 $\theta = 120^\circ$ 程度まで広がり、静止領域は減少するが、 $Re < 100$ の範囲では静止領域が支配的である。 $Re > 100$ の範囲では静止領域と滑り領域の境界は不明確なもの、静止粒子群が滑り始め、滑り領域が

図9 円管壁面圧力変動強度分布

形成され、気相速度の増加とともに滑り運動が活発化する。滑り領域は気泡が円管近くを通過する際の円管上部の粒子群のかく乱や気泡通過後の粒子流れの誘起などにより形成されると考えられるが、前報の粒子 No. 1 の場合に比べ、層内での気泡径が全般的に小さく、気泡による円管後面の粒子かく乱が弱い。そのため、流動化開始後も円管後面で静止領域が存在し、滑り領域においても粒子の運動は微弱である。さらに、気相速度の増加に対する混合領域の円管後面への広がりは約 $\theta=120^\circ$ までと狭い。

図 8 に示す粒子 No. 1 の場合の円管壁面近傍の粒子や気相の流動様式が粒子 No. 2 の場合と異なる点は、円管後面ではほぼ流動化開始とともに静止領域が消滅する点、滑り領域の粒子運動が活発である点、さらに、気相速度の増加とともに滑り領域は減少し、 $Re > 1400$ では混合領域が円管全周を覆うに至る点である。

4.4 円管まわりの壁面圧力変動強度分布 円管まわりの壁面圧力変動強度 $\sqrt{p'}$ の分布の気相速度に対する変化(粒子 No. 2)を図 9 に示す。固定層状態 III, $Re=33$ では円管前面、後面を含めたほぼ層全体で粒子が静止しているため、変動強度は小さい。流動化開始後、分散板からの気泡のために円管前面の変動強度は増大し、ほぼ $\theta=90^\circ$ の位置で最大となるが、気泡の直接の通過のない $\theta=180^\circ$ で最小となる。気相速度の増加とともに気泡発生量の激化のために円管まわり全体で変動強度は増大し、 $Re \geq 637$ では $-120^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ の範囲でほぼ平坦な分布となり、この領域では

気泡による粒子のかく乱、混合が一様であると考えられる。また、粒子 No. 2 の場合の気相速度、円周上の位置の変化に対する圧力変動強度の最大値は粒子 No. 1 の場合のそれの約 1/5 と小さい。

5. 伝熱特性の実験結果と考察

5.1 局所伝熱特性 円管まわりの局所ヌッセルト数分布の気相速度に対する変化を図 10 に示す。層内代表温度は温度分布の一般的な円管真下、分散板上方 50 mm の点の値とした。固定層では、状態 I, II, III を問わず、気相による対流伝熱効果のため Nu_θ はほぼ前方よどみ点で最大値をとる。 $Re=55$ では、円管壁面近傍の流動様式および壁面圧力変動強度分布からわかるように気泡による粒子と気相の混合作用の盛んな円管側面で最大となり、粒子が静止している $\theta=180^\circ$ で最小値をとる。また、 Nu_θ は $\theta=0^\circ$ に対して、わずかに非対称性を示すがこれは主に、円管まわりの気泡発生および円管壁面圧力変動などに見られる流動状態のわずかな非対称性によるものであると考えられる。 $Re=63, 116, 299$ と気相速度が増加するに従い、気泡による粒子の混合作用促進のために、円管前面、特に、 $\theta=0^\circ$ での Nu_θ の増加が著しい。円管側面 $\theta=90^\circ$ での Nu_θ は気相速度の増加に対してほぼ一定であり、円管後面の $\theta=180^\circ$ では微弱ながら粒子の滑り運動も加わり、 Nu_θ は気相速度の増加とともに単調に増加する。 $Re=116, 299, 620$ での Nu_θ の分布形状は $\theta=0^\circ$ で最大で、円管後方向へ向かい単調に減少する。さらに、 $Re=1110$ では、円管後面での粒子の滑り運動の活発化により Nu_θ はほぼ $\theta=180^\circ$ で二次的な極大値をとり、 $\theta=120^\circ$ で極小値をとる分布へと変化する。

図 10 局所熱伝達率分布

図 11 局所熱伝達率分布の比較

前報の局所熱伝達率分布との比較のために代表的な分布として無次元空筒速度 $U_N = (U - U_{mf}) / (U_t - U_{mf})$ が約 0.05, (U_t は終末速度) となる気相速度の場合の粒子 No. 1, 2 の Nu_θ を図 11 に示す。また、粒子 No. 2, 1, それぞれの場合の最大局所熱伝達率点の気相速度に対する変化の様子を図 7, 8 中に▲印で示す。流動化開始前後では、いずれの場合も $\theta = 90^\circ$ 付近で Nu_θ が最大となる分布であるが、気相速度の増加とともに Nu_θ の分布形状は異なった変化を示す。すなわち、粒子 No. 2 の場合には、層内の気泡径が比較的小さく、流動化も良好であるため、分散板からの気泡による伝熱面上での粒子更新が盛んであると考えられる円管前面での Nu_θ の増加が著しく、図 7 より Nu_θ が最大となる位置は、気相速度の増加とともに、円管側面から円管前面 $\theta = 0^\circ$ に移る。 Nu_θ の分布形状は、図 11 に示すように $\theta = 0^\circ$ で最大値をとり、気泡による粒子かく乱が微弱な円管後面で熱伝達率が小さい。一方、前報の層内気泡径が大きく、スラッシング傾向を示す粒子 No. 1 の場合には、円管前面よりむしろ粒子密度が高く、ある程度、粒子運動の活発な円管後面で熱伝達率が大きく、特に、滑り領域と混合領域の境界付近で熱伝達率が大きい。したがって、最大熱伝達率点は、図 8 に示すように気相速度の増加とともに円管後方に移動し、 $\theta = 180^\circ$ にまで至る。 Nu_θ の分布形状は、図 11 に示すように円管後面で大きく、 $\theta = 0^\circ$ で極小値をとる。以上の粒子の違いによる局所熱伝達率分布の相違は、Chandran ら⁽⁹⁾の粒子径の変化に対する傾向と一致する。

なお、粒子 No. 1 と 2 では、流動化状態に影響を及ぼす因子である粒子径と密度以外に、熱的物性値である比熱、熱伝導率も異なる。したがって、局所伝熱特性の相違には、円管まわりの粒子や気相の流動特性の相違および熱的な物性値の相違の影響が含まれる。熱的

物性値の影響は、熱容量 (= 密度 × 比熱) と熱伝導率として効くと考えられるが、熱容量は粒子 No. 1, 2 ではほぼ等しい。熱伝導率については、層内粒子が粒子群として運動することを考えると、粒子自体よりも、むしろ粒子群の有効熱伝導率が影響を持つと考えられる。そこで、充てん層の有効熱伝導率の計算式⁽¹⁸⁾により、粒子群の有効熱伝導率を評価すると、粒子 No. 2 に対する No. 1 の比は約 2 となり、粒子自体の値の比、約 6 よりかなり小さく、伝熱面との接触抵抗などを考慮すると粒子自体の熱伝導率の違いの影響は小さいと考えられる。さらに、流動層中の水平加熱円管について粒子の諸物性を広く変化させた福迫ら⁽⁴⁾の実験結果によれば、粒子自体の熱伝導率の効果は無視できる傾向にある。したがって、粒子 No. 1, 2 における局所伝熱特性の違いの主な原因は、粒子の違いによる層内流動化状態の相違であり、その効果は大きいと言える。

5.2 平均熱伝達率 粒子 No. 2 の場合の平均壁温と層内代表温度に基づく平均ヌセルト数 Nu_m の気相レイノルズ数 Re に対する変化を図 12 に示す。○印で示す粒子を含まない気相のみの場合の Nu_m は、破線の McAdams の結果 (壁面温度一定条件)⁽¹⁹⁾より約 50 % 程度大きく、これは分散板での乱れの生成、自然対流などのためであると考えられる。●印で示す粒子を含む場合の Nu_m は、ほぼ流動化とともに急激に増加しはじめ、 $Re > 200$ でほぼ $Nu_m = 400$ の一定値となり、 $Re > 1000$ で減少傾向となるが、流動層状態の Nu_m は粒子のない場合に比べ 15~30 倍大きな値をとる。この気相速度に対する Nu_m の変化の定性的特徴は、従来の研究や前報の結果と同様の傾向であるが、粒子 No. 1 の場合、流動層状態でほぼ一定となる Nu_m は粒子 No. 2 のそれと同程度であるものの、流動化開始の気相速度が粒子 No. 2 より大きく、気相のみの場合の Nu_m が気相速度に対して単調に増加するため、気相のみの場合の Nu_m に対する増加割合 (粒子 No. 1) は約 10~20 倍である。

図 12 平均熱伝達率

図 13 円管壁面近傍の流動様式 (促進体 2)

図 14 局所熱伝達率分布に対する伝熱促進体の効果

6. 流動, 伝熱特性に及ぼす伝熱促進体の効果

流動層中の水平加熱円管まわりの局所伝熱特性は, 円周方向の粒子や気泡の局所的な流動特性の違いに基づく分布を有する。粒子 No. 2 の場合, 円管後面では, 運動の不活発な粒子群が存在するため, 熱伝達率が小さい。そこで, 粒子運動の不活発で熱伝達率の低い位置で粒子運動を活発化することにより伝熱促進の可能性があると考えられる。すなわち, 本研究では, 粒子 No. 2 の場合に円管側面で管表面から離脱する気泡を粒子運動の不活発で熱伝達率の低い円管後面へ導き, 粒子群をかく乱, 混合するために, 図 4 に示す 2 種類の伝熱促進体を層内, 円管上方に設置し, その流動, 伝熱促進特性を調べた。

6.1 流動特性 図 13 に伝熱促進体 2 を設置した場合の円管壁面近傍の流動様式を示す。促進体がない場合の図 7 に比べ, 円管前面での変化はないが, 後面では静止領域の消滅, 滑り領域の出現が, 低気相速度で起こり, 混合領域の円管後方への広がりも $Re=1000$ で $\theta=170^\circ$ と大きく, 後面での粒子運動が活発化している。促進体 1 については, 滑り領域の出現, 混合領域の円管後方への広がりなど, 促進体 2 と促進体がない場合の中間的挙動を示す。また, 層内圧力損失は, 粒子層による圧力損失が支配的であるため, 促進体の有無による差はない。

6.2 伝熱促進特性 伝熱促進体による局所伝熱

図 15 平均熱伝達率の増加割合

特性の変化の測定結果を 4 とおりの気相速度に対して図 14 に示す。円管前面での局所熱伝達率には促進体の有無による変化はほとんどないが, $Re=55$ の場合, 後面で粒子のかく乱, 混合効果のために伝熱は大きく促進され, 促進体 2 の場合, $\theta=150^\circ$ の Nu_θ の促進体がない場合に比べ, 3~4 倍に増加する。 $Re=250$, 620 の Nu_θ の分布形状は円管後面 $\theta=120\sim150^\circ$ の範囲で二次的なピークを持つが, $Re=620$ の促進体 1 の場合 $\theta=180^\circ$ の Nu_θ は促進体がない場合に比べ低下しており, これは促進体の存在により円管後面の粒子のかく乱, 混合は促進されるものの, 逆に円管上方からの低温粒子の供給が妨げられるためであると考えられる。この傾向は $Re=1110$ の場合, さらに顕著で, Nu_θ は円管後方へ向かい単調に減少する分布となる。

図 15 に伝熱促進体による平均熱伝達率の増加割合 Nu_m/Nu_{m0} (Nu_{m0} , Nu_m はそれぞれ促進体がない場合, ある場合の平均ヌッセルト数)を示す。○, △印は円管まわりの平均壁温に基づく平均伝熱特性を, ●, ▲印は Nu_θ の円管まわりの単純平均値を示す。壁温分布に大きな差があるため両者は異なった値をとるが, いずれの場合も促進体 2 の増加率は 1 のそれに比べ大きく, 気相速度の増加とともに熱伝達率の増加割合は減少傾向にあり $Re=1000$ 程度では伝熱促進効果は見られず, 流動化直後の低気相速度程, 促進効果が大きい。

なお, この伝熱促進体は, 粒子 No. 2 のように円管後面での粒子運動が不活発で熱伝達率が低い場合には, 有効であるが, 粒子 No. 1 のような後面で粒子運動が活発で高い熱伝達率を示す場合には, 逆に促進体が粒子の運動を抑制し, 伝熱促進効果は得られないと考えられる。

7. 結 言

流動層内の単一水平加熱円管について、粒子 No. 2 を用いた場合の層内流動化状態、円管まわりの粒子と気相の流動様式、円管壁面圧力変動を含めた流動特性ならびに局所伝熱特性を解明し、前報の粒子 No. 1 の場合の結果と比較、検討することにより、流動化粒子の違いの影響を明らかにした。さらに、粒子 No. 2 の結果に基づいて伝熱促進体を考案し、その流動、伝熱特性に対する効果を調べ、以下の結論を得た。

(1) 粒子 No. 2 を用いた場合の層全体の流動化状態は、気相速度の増加とともに、固定層、バブリング状態へと変化するが、粒子 No. 1 の場合に比べ層内気泡径は小さく、粒子 No. 1 でのようなバブリング状態に続くスラギング状態は、観察されない。また、固定層状態では、粒子 No. 1 と同様、円管壁面近傍で気泡の発生、粒子の運動を伴う状態が存在する。

(2) 水平円管壁面近傍の流動様式は、粒子 No. 1, 2 いずれの場合も粒子の静止領域、粒子群が管壁を滑る滑り領域、粒子と気相が混合する混合領域の三つに大別されるが、これらの領域が気相速度の増加とともに変化する様子は、粒子により異なる。

(3) 粒子 No. 2 の場合、流動層状態における水平円管壁面圧力の変動強度は、円管前面で流動化が良好なことに対応して比較的平坦な分布をとる。

(4) 粒子 No. 2 について、局所熱伝達率分布の気相速度に対する変化を明らかにした。特に、円管前面での高熱伝達率は、粒子の良好な流動化によるものであり、円管後面での低熱伝達率は、粒子群の不活発な運動によるものである。さらに、粒子の違いによる局

所熱伝達率分布の相違を壁面近傍の流動特性に基づいて明らかにした。

(5) 粒子 No. 2 の場合に、円管まわりの局所的な流動、伝熱特性に基づいて伝熱促進体を考案し、その有効性を明らかにした。

文 献

- (1) Vreedenberg, H. A., *Chem. Eng. Sci.*, **9**(1958), 52.
- (2) Gel'perin, N. I., ほか2名, *Int. Chem. Eng.*, **3**-1(1963), 185.
- (3) 永橋・平山, 機論, **49**-446, B(1983), 2163.
- (4) 福迫・ほか3名, 機論, **51**-463, B(1985), 989.
- (5) Grewal, N. S. and Saxena S. C., *Int. J. Heat Mass Heat Transf.*, **23**-11(1980), 1505.
- (6) Noack, R., *Chem. Ing. Tech.*, **42**-6(1970), 371.
- (7) Berg, B. V. and Baskakov, A. P., *Int. Chem. Eng.*, **14**-3(1974), 440.
- (8) Gel'perin, N. I., ほか2名, *J. Eng. Phys.*, **10**-6(1966), 473.
- (9) Chandran, R., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **102**-1(1980), 152.
- (10) Iwashko, M., ほか3名, *Proc. 23rd Natl. Heat Transf. Conf.*, HTD-46(1985), 61.
- (11) 関・ほか3名, 機論, **48**-434, B(1982), 1985.
- (12) Chen, X. J., *Two-phase Flow and Heat Transfer*, (1984), 505, China-U. S. Progress HTC.
- (13) Glass, D. H. and Harrison, D., *Chem. Eng. Sci.*, **19**(1964), 1001.
- (14) KUBIE, J., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-7(1985), 1345.
- (15) Chen, P. and Pei D. C. T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-3(1985), 675.
- (16) 黒崎・ほか2名, 機論, **53**-488, B(1987), 1284.
- (17) Geldart, D., *Powder Technol.*, **7**(1973), 285.
- (18) Abrahamsen, A. R. and Geldart, D., *Powder Technol.*, **26**(1980), 57.
- (19) McAdams, W. H., *Heat Transmission*, 3rd. ed., (1954), 259.