流動層中の水平加熱円管まわりの非定常流動構造と伝熱機構*

石 黒 博^{*1}, 成 合 英 樹^{*1}, 市 川 和 芳^{*2}

Unsteady Fluidization Structure and Heat Transfer Mechanism around a Horizontal Heated Circular Cylinder in a Gas-Solid Fluidized Bed

Hiroshi ISHIGURO, Hideki NARIAI and Kazuyoshi ICHIKAWA

Attention was paid to the unsteady natures in a gas-solid fluidized bed in order to clarify the fundamental mechanism of heat transfer in a fluidized bed heat exchanger. The following unsteady local properties were measured simultaneously around a heated circular cylinder in a fluidized bed: (1) heat transfer coefficient, (2) wall pressure and (3) discrimination between emulsion and void phases. Those unsteady signals were analyzed statistically. The arrival frequency of bubbles on the cylinder surface, the mean contact time of the emulsion and bubble with the cylinder surface, the rate of contribution of the emulsion and bubble to heat transfer coefficient, etc. were obtained. On the basis of these characteristics, a new model of heat transfer around a circular cylinder was developed, in which the effect of the sliding of the emulsion was considered. Finally, the dominant mechanism of heat transfer was made clear quantitatively.

Key Words: Heat Transfer, Fluidized Bed, Heat Exchanger, Horizontal Heated Circular Cylinder, Unsteady Local Fluidization Structure, Heat Transfer Model, Heat Transfer Mechanism

1. 緒 論

固気系流動層は、元来、気泡の生成、通過、気泡と粒子の混合などによる非定常的特性を有するため、流動層熱交換器の伝熱機構の究明には、伝熱面まわりの粒子群や気泡の挙動などの非定常的な流動構造に基づいた非定常伝熱特性の解明が不可欠である。

流動層内の伝熱面まわりの非定常的な流動および伝熱特性についての研究は、その計測上の困難さから数少ない。例えば、Suarez ら⁽¹⁾は、流動層内の使用に耐えるように開発された熱流束センサにより流動層中の単一水平円管まわりの瞬時熱伝達率を測定したが、瞬時熱伝達率の高低を伝熱表面上での粒子群および気泡の存在と対応させる定性的かつ推測的な解釈にとどまり、データの統計的処理が不十分であった。さらに、ごく簡単な熱伝達のモデル化を行っているが、モデルによる予測値と実験値との一致は良くない。Fitzgerald ら⁽²⁾は、熱流束センサおよび電気容量センサ、圧力センサを装着した測定用円管を製作し、流動と伝熱の独立した同時計測を行ったが、3種類の非定常波形を定

性的に対応づけているのみである。また、Kumada ら⁽³⁾は、流動層熱交換器の実用化に重点を置いた低圧力損失形の粒子(ポリスチレンの中空球)を用いた流動層内の一列水平管群について、非定常局所熱伝達率と電気容量を計測したが、同時計測ではなく、変動波形の定性的解釈にとどまっている。

以上のように、従来の研究では、流動、伝熱に関する非定常信号の統計的処理が十分でないため、非定常特性の定量的な解明には至っていない。さらに、伝熱機構を考えるうえでの現象論的なモデル化もなされてきているが^{(4)~(6)}、熱伝達モデルによる予測精度は必ずしも良くない。したがって、モデルの妥当性の検証や改良および一般性の確立のためにも、伝熱面まわりの非定常流動構造に基づいた非定常伝熱特性の解明が必要である。

このような観点から、別報⁽⁷⁾では、まず、流動層中の単一水平加熱円管まわりの非定常局所熱伝達率を測定するための熱流束センサを開発し、次いで、時系列信号として測定された熱伝達率から、種々の統計量(時間平均値、標準偏差、確率密度関数、周波数スペクトル)を求め、非定常局所伝熱特性を解明した。本報では、さらに、円管まわりの非定常局所流動構造にも直接注目して、流動および伝熱の非定常特性の関連を明

* 平成2年6月1日 第27回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成2年8月24日。

*¹ 正員、筑波大学構造工学系(〒305 つくば市天王台)。

*² 学生員、筑波大学大学院。

らかにする。すなわち、流動層中の単一水平加熱円管まわりの

- (1) 非定常局所熱伝達率,
- (2) 非定常局所壁面圧力, および
- (3) 円管表面上での粒子群と気泡の判別

を同時計測し、各時系列信号を統計処理することにより、円管まわりの非定常局所伝熱特性と流動構造を定量的に求める。次いで、両特性の相関性に基いて、新しい伝熱モデルを考案し、その妥当性を確かめることにより、伝熱機構を解明する。

2. 主 な 記 号

C : 比熱 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$

D : 円管直径 m

f_a : 伝熱面への気泡の到達頻度 Hz

$\bar{h}_b$: 気泡接触時の平均熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$

$\bar{h}_p$: 粒子群接触時の平均熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$

h_θ : 瞬時局所熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$

$\bar{h}_\theta$: 時間平均局所熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$

h_c : 粒子群と伝熱面の接触熱抵抗に相当する熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$

Nu_θ : 瞬時局所ヌッセルト数 $= h_\theta \cdot D / \lambda$

$\bar{Nu}_\theta$: 時間平均局所ヌッセルト数 $= \bar{h}_\theta D / \lambda$

P : 円管壁面圧力 Pa

Re : レイノルズ数 $= UD / \nu$

$\bar{T}_b$: 気泡の伝熱面との接触1回あたりの平均接触時間 s

$\bar{T}_p$: 粒子群の伝熱面との接触1回あたりの平均接触時間 s

U : 空筒速度 m/s

U_p : 円管を横切る滑り粒子群の等価的な一様速度 m/s

V : レーザビームの無次元透過光強度

v_θ : 円管壁面上での粒子群の滑り速度 m/s

θ : 円管の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

η_p : 円管まわりの平均熱伝達率に対する粒子群による熱伝達の寄与度

$$= \int_0^{180^\circ} \bar{h}_p \cdot \bar{T}_p / (\bar{T}_p + \bar{T}_b) \cdot d\theta / \int_0^{180^\circ} \bar{h}_\theta \cdot d\theta$$

$\eta_{p\theta}$: 局所熱伝達率に対する粒子群による熱伝達の寄与度 $= \bar{h}_p \cdot \bar{T}_p / [\bar{h}_\theta \cdot (\bar{T}_p + \bar{T}_b)]$

添 字

e : 粒子群の有効値

s : 流動化粒子

3. 実 験 装 置

実験装置は別報⁽⁷⁾と同一であり、その概略を図1に示す。測定部は断面 $250 \text{ mm} \times 90 \text{ mm}$ 、長さ 1 m の透明アクリル製である。分散板は上から 200 mesh 金網、フェルト布、厚さ 2 mm の多孔板(開口比 2.41%)の重ね構造で、分散板上方 100 mm の位置に直径 40 mm の測定用円管が設置されている。流動化媒体および粒子には、おのおの、常温、常圧の空気および、 32 mesh と 48 mesh の金網の間に入る公称径 $400 \mu\text{m}$ のガラスビーズ(密度 2530 kg/m^3 、比熱 $0.753 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ 、熱伝導率 $0.744 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 、流動化開始速度 0.122 m/s)を用い、静止層高さは 160

図 1 実験装置

(a)

(b)

図 2 測定用円管

mm とした。

4. 測定方法

図2(a)に、(1)非定常局所熱伝達率の測定、(2)非定常局所壁面圧力の測定、および(3)伝熱面上での粒子群と気泡の判別を同時に行うための測定用円管を示す。外径40 mm、肉厚5 mmの銅管に外径20 mmのカートリッジヒータを挿入し、その間げきは銅粉で満たされている。管壁には計7本のクロメル-アルメル熱電対(素線径0.1 mm)が埋め込まれている。この銅管には、(1)非定常局所熱伝達率測定用の熱流束センサ、(2)非定常局所壁面圧力測定用の拡散形半導体圧力変換器、および(3)粒子群と気泡判別用光ファイバが設置されている。また、図2(b)は、管内に45°の角度でミラーを有するガラス円管で、壁面近傍の流動状態の観察および壁面上での粒子群の滑り速度の測定にビデオと共に用いられた。以下に、それぞれの測定方法を説明する。

4・1 非定常局所熱伝達率 非定常局所熱伝達率の測定は別報⁷⁾と同様である。すなわち、管表面には、厚さ3 mmのベークライト板を土台として、別報で開発された幅2 mm、長さ10 mmの熱流束センサ(ニッコー株式会社製)が装着されている。このセンサは厚さ200 μm のセラミック(部分安定化ジルコニア)基板上にニッケル抵抗体を焼付け、その上に流動層内の粒子による摩耗防止のための厚さ30 μm のガラスコーティングが施されている。定温度形熱線風速計用の加熱電源により熱流束センサを一定温度(約40°C)に保持することにより、円管壁温一定条件とした。熱流束センサの両端の電圧と電気抵抗から非定常熱流束を求め、さらに、層内代表温度として円管直下50 mmの点の値を用いることにより、非定常局所熱伝達率を求めた。なお、熱流束センサの静的および動的特性は、別報で検定されており、本研究の使用に妥当であることを確認した。

4・2 非定常局所壁面圧力 熱流束センサの中心から管軸方向に10 mmの位置に直径2 mmの圧力孔を設け、粒子進入防止のために200メッシュ金網で覆った。壁面圧力は、内径1.4 mm、長さ約130 mmのL字形ステンレスパイプを介し、円管外の拡散形半導体圧力変換器(豊田工機PD 104 K)により測定された。

4・3 粒子群と気泡の判別 熱流束センサと圧力孔の間に壁面から2 mmの位置に2本の光ファイバ(ϕ 1.0 mm)を5 mmの間隔で設置し、He-Neレーザ光を一方の光ファイバに入射させ、他方の光ファイバで受光される透過光を光電変換器で検出することによ

り、伝熱面上での粒子群と気泡の判別を行った。すなわち、透過光強度が大きい場合は気泡の存在を示し、透過光強度=0の場合は粒子群の存在を示す。実際の信号処理では、光電変換器からの出力電圧を時系列信号としてパーソナルコンピュータに取り込み、以下の方法により、粒子群と気泡の相判別をした。(1)信号中のスパイク状の変動を滑らかにするために ± 0.02 sの単純移動平均を施し、(2)粒子群と気泡の判別のしきい値を透過光100%の状態の最大出力の10%の値と設定し、(3)しきい値以上(または、未満)の出力に対して、気泡(または、粒子群)の接触と判断した。したがって、連続的にしきい値以上(または、未満)の出力を示す時間が、1回あたりの気泡(または、粒子群)の接触時間で、単位時間あたりの気泡の接触回数が気泡の到達頻度である。なお、レーザ光の透過光による粒子群と気泡の判別法の妥当性は、あらかじめ気泡の到達頻度、粒子群および気泡の壁面との平均接触時間について、図2(b)の円管を用いたビデオによる測定結果と比較することにより確認された。

4・4 粒子の滑り速度の測定 円管後面($120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)での粒子の滑り速度は、ビデオの1コマあたりの露光時間(1/60, 1/100または1/500 s)と粒子の軌跡の長さの測定から求められた。

4・5 統計的信号処理 熱線風速計、圧力変換器、光電変換器からの3種類の出力電圧は、時系列信号として、約100秒間、同時にサンプリングされ、パーソナルコンピュータに取り込まれた。各信号から時間平均、標準偏差をはじめ、円管壁面への気泡の到達頻度(すなわち、伝熱面上での粒子群の更新頻度)、粒子群および気泡の壁面との平均接触時間、粒子群および気泡の壁面接触時の平均熱伝達率、円管まわりの熱伝達率に対する粒子群および気泡による熱伝達の寄与度などが計算された。

5. 実験結果および考察

気相速度は、円管直径を代表長さとしたレイノルズ数 Re で示され、 $Re=320$ ($U=0.122$ m/s)で層全体が流動化を開始する。別報⁷⁾によれば、層全体の流動化状態は、気相速度の増加とともに、バブリング状態($320 < Re < 700$)、スラッグ状態($700 < Re < 1500$)、乱流状態($1500 < Re$)へと変化する。したがって、非定常局所伝熱特性と非定常局所流動構造の同時計測は、バブリング状態 $Re=450, 577$ 、スラッグ状態 $Re=992$ 、乱流状態 $Re=2071$ の4とおりの気相速度に対して、円管真下からの角度 $\theta=0 \sim 180^\circ$ において30°間隔で行われた。

5・1 熱伝達率, 壁面圧力, レーザ光の透過光強度の非定常波形 円管まわり $\theta=0, 90, 180^\circ$ におけるヌセルト数 Nu_θ , 壁面圧力 P , レーザ光の透過光の無次元強度 V の代表的な非定常波形を図3に示す。 Nu_θ と P の変動波形は, 伝熱面上での粒子群と気泡の挙動を示す V と良い対応を示す。

バブリング状態 $Re=577$ では, $\theta=0, 90^\circ$ におけるレーザ光の透過光強度には伝熱面上への気泡の到来による鋭いピークと, 粒子群の接触による透過光=0の状態が交互に, ほぼ周期的に存在する。それと対応して, 熱伝達率の挙動には, 気泡による低熱伝達率および伝熱面上での粒子群更新による高熱伝達率とそれに続く粒子群への熱拡散の緩和過程である熱伝達率の緩やかな減少が明確である。壁面圧力との対応も良く, センサ部が粒子で覆われ, 気泡がセンサ部へ接近する圧力の増加過程, および気泡のセンサ部通過時の圧力の減少過程がみられる。一方, $\theta=180^\circ$ では, レーザ光の透

過光強度の変化から, 伝熱面上への気泡の直接の到達はほとんどないが, 近辺を通過する気泡による圧力変動がある。これに対応して, $\theta=0, 90^\circ$ でのような低熱伝達率はなく, 熱伝達率の変動は小さいが, 気泡による層のかく乱により生ずる粒子群の滑り運動のため, 常時, 比較的高い熱伝達率を示す。なお, この円管後面での粒子群の滑り運動は, 別報⁽⁷⁾での観察結果として明らかにされている。

スラッキング状態 $Re=992$ においても, 伝熱面上での粒子群や気泡の挙動と熱伝達率の対応は良いが, $Re=577$ の場合に比べ, $\theta=0^\circ$ での熱伝達率の波形が約2 Hzのく形波に近く, ビデオによる円管壁面近傍の流動状態の観察から確認されるように, 気泡による粒子群更新後, 粒子群の滑りによる対流伝熱のため高熱伝達率を維持している点が特徴的である。さらに, $\theta=180^\circ$ では, 伝熱面上への気泡の直接の到来がときどきみられ, それに対応する低熱伝達率があるが, 概して, 伝熱面上をすべる粒子群のため, 熱伝達率の変動は小さく, 平均的に高い熱伝達率を示す。

乱流状態 $Re=2071$ では, 粒子と気相が激しく混合し, 粒子群と気相の区別が必ずしも明確でないため, レーザ光の透過光強度の変動波形と熱伝達率波形との対応は, バブリング状態, スラッキング状態に比べ, 明りょうさの点で多少劣るが, 3種類のいずれの非定常波形も高周波成分を伴い, 不規則である。また, $\theta=180^\circ$ では, バブリング, スラッキング状態に比べ, 伝熱面上への気泡の直接の到来が, 増加するため, 熱伝達率の変動も増大する。

5・2 気泡の到達頻度 レーザ光の透過光の有無より求めた円管まわりの気泡の到達頻度, すなわち, 気泡による粒子群更新頻度 f_a を図4に示す。バブリング状態 $Re=577$ の場合, f_a は, $\theta=0^\circ$ において約2.5

図3 Nu_θ, P , および V の非定常波形

図4 伝熱面上への気泡の到達頻度

図5 粒子群および気泡の伝熱面との平均接触時間

Hz で、 $\theta=90^\circ$ でわずかに増加するが、 $\theta=120^\circ$ 付近で急激に減少し、 $\theta=180^\circ$ では伝熱面上への気泡の直接の到来による粒子群の更新がほとんどない。スラッシング状態 $Re=992$ では、 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ の範囲で、 $Re=577$ の場合と同程度の周波数で、円管後面で減少しているが、 $Re=577$ の場合に比べ、円管後方への気泡のまわり込みがあるため、その到達頻度は増加している。さらに、乱流状態 $Re=2071$ では、粒子群と気相が激しく混合し、熱伝達率、壁面圧力の非定常波形が、円管まわり全体で高周波成分を伴う不規則な波形となることに対応し、伝熱面上への直接の気泡の到達頻度は増加する。特に、円管後面での増加が著しい。

5.3 粒子群および気泡の伝熱面接触時間 粒子群および気泡の1回当たりの伝熱面接触時間の平均値 $\overline{T_p}$ 、 $\overline{T_b}$ の代表例を図5に示す。バブリング状態 $Re=577$ の場合の気泡の平均接触時間 $\overline{T_b}$ は、円管まわり全体で θ によらず約0.1sと一定である。一方、粒子群の平均接触時間 $\overline{T_p}$ は、 $\overline{T_b}$ に比べ長く、 $\theta=0^\circ$ で約0.3s、 $\theta=90^\circ$ でわずかに減少するが $\theta=120^\circ$ 付近で気泡の到達頻度が急激に減少するのに対応して、粒子群の接触時間は急増し、 $\theta=180^\circ$ では18.1sにまで達する。スラッシング状態 $Re=992$ の場合も定性的に同様の分布であるが、 $Re=577$ の場合に比べ気泡の接触時間 $\overline{T_b}$ が、円管前面および側面で多少長くなり、それに対応して粒子群の接触時間 $\overline{T_p}$ が短くなる。さらに、乱流状態 $Re=2071$ では、 $Re=992$ の場合に比べ、円管まわり全体で気泡の到達頻度 f_a が増加するのに対応して、 $\overline{T_p}$ 、 $\overline{T_b}$ いずれも減少傾向であり特に、円管後面での $\overline{T_p}$ の減少が著しい。

5.4 円管まわりの熱伝達に対する粒子群および気泡の寄与度 円管まわりの局所熱伝達率に対する粒子群の寄与度 $\eta_{p\theta}$ の分布を図6に示す。ここで $1-\eta_{p\theta}$ は、気泡による熱伝達の寄与度に相当する。いずれの

図6 局所熱伝達率に対する粒子群の寄与度

図7 円管まわりの平均熱伝達率に対する粒子群の寄与度

気相速度においても $\eta_{p\theta}$ の分布は $\theta=0^\circ$ から $\theta=90^\circ$ へ単調に減少し、 $\theta=90^\circ$ で極小値をとり、円管後面 $\theta=180^\circ$ へ向かって単調に増加するが、円管まわり全体で気泡による熱輸送は小さく、粒子群による熱伝達が支配的であり、円管後面では、その程度が大きい。気相速度の増加とともに、気泡による熱輸送の寄与が増加し、粒子群の寄与度が減少するため、 $\eta_{p\theta}$ は円管まわ

り全体で減少する。このことは図7に示す円管まわりの平均熱伝達率に対する粒子群による熱伝達の寄与度 η_p が気相速度の増加に対して単調に減少することからも明確である。

6. 熱伝達モデルおよび考察

6・1 熱伝達モデル 流動層中の円管まわりの非定常局所的な流動構造および伝熱特性に基づいて、円管まわりの熱伝達のモデル化を行う。流動層内には粒子群(濃厚相, Emulsion phase)と気泡(希薄相, Void phase)の二相が存在し、伝熱面上での熱輸送は、粒子群および気泡により行われると仮定すると、時間平均局所熱伝達率 $\overline{h_\theta}$ は、

$$\overline{h_\theta} = (\overline{h_p} \cdot \overline{T_p} + \overline{h_b} \cdot \overline{T_b}) / (\overline{T_p} + \overline{T_b}) \cdots \cdots (1)$$

これは、従来の気泡による粒子更新モデル⁽⁴⁾と同様である。図6, 7より円管まわりの熱伝達において粒子群による熱輸送が支配的であるので、本研究では、 $\overline{h_p}$ のみをモデルにより予測する。 $\overline{h_p}$ を見積もるために円管まわりの領域を二つに分け、おのおのの領域に異なる熱伝達モデルを適用する。

(1) 円管前面($0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$) および側面($60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$)における粒子群の非定常熱伝導モデル 円管前面および側面での熱輸送は、粒子群の伝熱面接触時の非定常熱伝導によるとする。すなわち、粒子群が伝熱面に接触した後の任意の時刻 t における非定常熱伝達率 h_p は、壁温一定条件で、粒子群と伝熱面の接触熱抵抗 $1/h_c$ を考慮した場合の粒子群への非定常熱伝導⁽⁸⁾により決定されるとすると

$$h_p = h_c \cdot \exp(x^2) \cdot \operatorname{erfc}(x) \cdots \cdots (2)$$

ここで、 $x = h_c \cdot \sqrt{t / (\rho c \lambda)_e}$, $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$, $\operatorname{erf}(x)$ は x の誤差関数であり、 $(\rho c \lambda)_e$ は粒子群の等価的な密度 ρ , 比熱 c , 熱伝導率 λ の積を表す。粒子群の1回当たりの平均接触時間 $\overline{T_p}$ における式(2)の時間平均を求めると

$$\overline{h_p} = h_c \cdot [\exp(\xi^2) \cdot \operatorname{erfc}(\xi) - 1 + 2 \cdot \xi / \sqrt{\pi}] / \xi^2 \quad (3)$$

ここで、 $\xi = h_c \cdot \sqrt{\overline{T_p} / (\rho c \lambda)_e}$ である。

(2) 円管後面($120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$)における滑り粒子群の対流熱伝達モデル 円管後面での粒子群による熱輸送は、移動層のような粒子群の滑り流れによる対流熱伝達であるとする。この仮定の下に、熱伝達率を予測するには、まず、滑り粒子群の流れの特性を知ることが必要である。そこで、円管壁面上($\theta = 180, 150, 120^\circ$)での粒子群の滑り速度の測定結果を図8に示す。滑り速度は、絶対値が測定されるので、約50個のデータの絶対値の平均値 $|v_\theta|$ として示されており、円

管後方よどみ点から前方へ向かうほど、大きく、また、気相速度が大きいほど、大きい。図8中、曲線は $\theta = 150^\circ$ の点の値を通る正弦曲線 $A \cdot \sin(180^\circ - \theta)$ 、(A は定数)であり、 $\theta = 120^\circ$ で実験値は正弦曲線の値に比べ、約30~40%程度小さい。また、粒子群の滑り流れの等価的なよどみ点が必ずしも $\theta = 180^\circ$ の点と一致しないことや滑り流れが左右に振動的であることのために、 $\theta = 180^\circ$ での滑り速度の絶対値の平均値は零とはならない。しかしながら、ごく簡単化のために円管後面上の粒子群の滑り速度が、この正弦曲線で近似できるものと仮定する。すなわち、図9に示すように、円管後方から前方へ向かう粒子群の等価的な一様流を考え、その円管壁面近傍の流れは、円管を横切るようなポテンシャル流れのそれで近似できると仮定する。なお、粒子群の滑り流れ中への温度境界層の広がりかたかだか、粒子径の数倍程度と見積もられることから、円管壁面から離れたところの粒子群の滑り流れの詳細については考慮する必要がないと考えられる。

ポテンシャル流れでは、上流の一様流速 W と流れの前方よどみ点からの角度 β における円管壁面上での速度 v_β の関係は⁽⁹⁾

$$v_\beta = 2 \cdot W \cdot \sin \beta \cdots \cdots (4)$$

図8 粒子群の滑り速度分布

図9 円管後面における粒子群の滑り流れのモデル

これに、 $\beta=180^\circ-\theta, v_\theta=-v_\theta, W=U_p$ を代入すると

$$v_\theta=-2\cdot U_p\cdot\sin\theta\cdots\cdots(5)$$
 となる。

一方、一様なポテンシャル流れ中の円管まわりの熱伝達率は、液体金属のような極端に小さいプラントル数を有する流体の対流熱伝達に相当し、壁温一定条件の場合の局所熱伝達率 h_θ は次のようになる⁽¹⁰⁾。

$$h_\theta=2\cdot\sqrt{(\rho c\lambda)_e\cdot W\cdot(1+\cos\beta)/(\pi D)}\cdots\cdots(6)$$

接触熱抵抗 $1/h_c$ を直列に考慮し、式(6)で $\beta=180^\circ-\theta, W=U_p$ とおくと、粒子群の滑り流れによる局所熱伝達率は、次式で表される。

$$1/\bar{h}_p=1/h_c+\sqrt{\pi D/[(\rho c\lambda)_e\cdot U_p\cdot(1-\cos\theta)]}/2\cdots\cdots(7)$$

本モデルの式(1)、(3)、(7)中に含まれるパラメータは、以下のように決定される。

式(1)中の $\bar{h}_b, \bar{T}_p, \bar{T}_b$ の値は、実験結果から直接与えられる。式(3)、(7)中の接触熱抵抗に対応する熱伝達率 h_c に関しては、粒子群が伝熱面接触時の非定常局所熱伝達率のピーク値の平均値として与える。式(3)、(7)に現れる $(\rho c\lambda)_e$ に関しては、流動化開始直前の空げき率 ($\epsilon=0.415$) を有する充てん層のそれと等しいとする。すなわち、粒子群の空げき率 ϵ に対して、粒子群の等価的な熱容量 $(\rho c)_e$ は、 $(\rho c)_e=(1-\epsilon)\cdot\rho_s c_s=1.11\times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$ 。また、粒子群の等価的な熱伝達率 λ_e については、Chandran⁽⁴⁾らによって用いられた Bauer らの式⁽¹¹⁾に基づいて、計算され、 $\lambda_e=0.144 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 。したがって、 $(\rho c\lambda)_e=(\rho c)_e\cdot\lambda_e=1.60\times 10^5 \text{ J}^2/(\text{m}^4\cdot\text{s}\cdot\text{K}^2)$ 。

式(7)中の U_p に関しては、図8の $\theta=150^\circ$ の点の値を通る正弦曲線に対応する U_p が計算され、その値は、 $Re=577$ で $U_p=0.15 \text{ m/s}$ 、 $Re=992$ で $U_p=$

0.20 m/s 、 $Re=2071$ で $U_p=0.36 \text{ m/s}$ である。なお、図8で $\theta=120^\circ$ の点の値を通る正弦曲線からも U_p を求めることができるが、その値は、 $\theta=150^\circ$ の点を通る正弦曲線から求めた U_p に比べ、約30%程度低い。この U_p の違いによる時間平均熱伝達率 $\bar{h}_\theta$ の予測値の違いは、約5%程度とわずかであった。

6.2 モデルによる予測値と実験値の比較 時間平均局所熱伝達率に関して、本モデルによる予測値と実験値の代表的な比較を図10に示す。

$Re=577$ の場合、円管前面および側面で、式(3)の非定常熱伝導モデルによる計算値(Δ)は実験値($\circ$)とかなり良い一致を示す。 $\theta=90^\circ$ で計算値が実験値に比べ、わずかに大きいのは、実験での粒子群の空げき率が計算で用いた値(流動化開始直前の空げき率 $\epsilon=0.415$)より大きいためと考えられる。一方、円管後面では、式(3)による計算値(Δ)は実験値($\circ$)に比べ、かなり小さい値を示すのに対し、式(7)の対流熱伝達モデルによる計算値($\blacktriangle$)は、かなり実験値に近い値を示す。実験値と式(7)による計算値の間のわずかなずれの主な原因は、円管壁面上の粒子群の滑り流れが厳密にはポテンシャル流れの値からずれていることであると考えられる。

$Re=992, 2071$ の場合、式(3)および式(7)による計算値と実験値の一致の傾向は、 $Re=577$ の場合と同様で、一致の程度も比較的良い。 $\theta=90^\circ$ の位置では、計算値は実験値より少し大きく、これは、 $Re=577$ の場合と同様の傾向である。また、 $Re=992$ の場合、円管前面で計算値は実験値に比べ、10~20%程度小さいが、これは、円管前面においても粒子群の滑り効果が無視できないためと考えられる。

以上の熱伝達モデルによる計算値と実験値の比較から、円管前面および側面では、粒子群による非定常熱

図10 局所熱伝達率分布

伝導が支配的な効果を持ち、後面では、粒子群の滑り流れによる対流熱伝達が支配的であることが明らかとなった。

7. 結 論

流動層熱交換器の伝熱機構究明の基礎的研究として流動層自体の非定常性に注目し、流動層中の単一水平加熱円管まわりの(1)非定常局所熱伝達率、(2)非定常局所壁面圧力および(3)伝熱面上での非定常局所的な粒子群と気泡の判別の同時計測を行い、各時系列信号を統計的处理することにより、非定常局所流動構造に基づいて伝熱特性を定量的に解明した。さらに、両特性の相関性に基づいて、新しい伝熱モデルを展開し、その妥当性を検証することにより、伝熱機構を明らかにした。結論は、以下のようである。

(1) 同時計測された熱伝達率、壁面圧力およびレーザ光の透過光強度の時間変化の対応は良い。特に、円管前面および側面では、気泡による低熱伝達率および伝熱面上での粒子更新による高熱伝達率が明瞭である。円管後面では、気泡の直接の到達頻度は少なく、熱伝達率の変動が小さいにもかかわらず、常時、比較的高い熱伝達率を示す。

(2) バブリング状態、スラッシング状態では、伝熱面上への気泡の到達頻度は、円管前面および側面で2.5~3 Hz程度であり、円管後面では、急激に減少する。気相速度の増加とともに、円管後面では気泡のまわり込みのため、到達頻度は増加傾向を示す。

(3) 伝熱面上での気泡1回当たりの平均接触時間は、円管まわり全体でほぼ0.1s程度と一定であるのに対し、粒子群の平均接触時間は、円管前面および側

面では気泡のそれに比べ、2~3倍長い。特に、後面では、気泡の到達頻度が急減するのに対応して粒子群の接触時間は急増する。

(4) 円管まわりの局所熱伝達率に対する粒子群による熱伝達の寄与は、円管まわり全体で支配的である。その寄与度は、円管前面および側面で約0.8で、後面では、さらに、増加する。気相速度の増加とともに気泡による寄与度が少し増加するが、粒子群による熱伝達が支配的である。

(5) 流動層中の水平加熱円管まわりの伝熱機構として、(i)円管前面および側面では、気泡により更新される粒子群の非定常熱伝導が、(ii)後面では、粒子群の滑り流れによる対流熱伝達が、支配的である。

文 献

- (1) Fitzgerald, T. J., ほか2名, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **20**-1(1981), 82.
- (2) Suarez, E., ほか2名, *ASME Paper*, 83-TH-93(1981), 1.
- (3) Kumada, M., ほか4名, *Proc. 1st World Conf. Exp. Heat Transf. Fluid Mech. Thermodyn.*, Yugoslavia, (1988), 1302.
- (4) Chandran, R. and Chen, J. C., *AIChE J.*, **31**-2(1985), 244.
- (5) Kubie, J., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-7(1985), 1345.
- (6) Chen, P. and Pei, D. C. T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-3(1985), 675.
- (7) 石黒・ほか2名, 機論**57**-537, B (1991), 1765.
- (8) Carslaw, H. S. and Jaeger, J. C., *Conduction of Heat in Solids*, 2nd ed., (1959), 72, Oxford University Press.
- (9) Lamb, H., *Hydro Dynamics*, 6th ed., (1932), 77, Cambridge University Press.
- (10) Grosh, R. J. and Cess, R. D., *Trans. ASME*, **80**(1958), 667.
- (11) Bauer, R. and Schlunder, E. U., *Int. Chem. Eng.*, **18**-2(1978), 189.