

## 電場を利用した固気混相流の制御と伝熱促進\*

### (ダクト流における粒子挙動と熱伝達)

多田 幸生\*<sup>1</sup>, 滝本 昭\*<sup>1</sup>  
小村 伸次\*<sup>2</sup>, 林 勇二郎\*<sup>1</sup>

## Active Heat Transfer Enhancement in a Gas-Solid Suspensions Flow by Utilizing an Electric Field (Particle Behavior and Heat Transfer in a Channel Flow)

Yukio TADA, Akira TAKIMOTO,  
Shinji Omura and Yujiro HAYASHI

This study has been conducted to pursue heat transfer enhancement in a convective field by utilizing gas-solid suspensions controlled by a steady electric field. The gas-solid suspensions consisting of air and 40  $\mu\text{m}$  glass beads flowed vertically upward in a channel whose walls were subjected to high voltage potential. The observations of particle trajectories and the measurements on heat transfer rate were systematically undertaken. Firstly, the primary behaviors of charged particles under the action of the Coulomb force in an electrohydrodynamic (EHD) field were experimentally clarified. Secondly, the heat transfer rates from both surfaces of the channel wall were augmented with increasing applied voltage and loading ratio, and the mechanism of enhancement was found to correspond positively to the number density of the particles colliding with the wall surface. On the basis of the results, the availability of utilizing electric field was made clear in comparison with a single-phase flow under the constant rate of power consumption.

**Key Words:** Forced Convection, Heat Transfer Enhancement, Multi-phase Flow, Electric Field, Gas-Solid Suspensions, Internal Flow, Heat Transfer Control

### 1. 緒 言

熱エネルギーの有効な利用には熱交換器の性能向上が不可欠であり、それには伝熱促進と流体の搬送などに要する消費動力の軽減が前提となる。境界層で支配される单相気流による熱伝達の促進においては、(1)前縁効果、(2)境界層あるいは熱抵抗層の薄膜化、(3)局所的な流体の入換えによる界面の更新、(4)混相流の粒子効果、が基本的な考え方となる<sup>(1)</sup>。著者らはこれまで、種々の能動的な手法の中にあつて電場による電気力を利用する方法が消費動力も少なく熱伝達の制御性に優れているとの観点にたつて、上記(2)、(3)について研究を進めてきた<sup>(2)(3)</sup>。本研究は、固気混相流に代表される(4)の考え方に電場を利用することにより、対流熱伝達に対して直接的かつ間接的な効果を持つ粒子の運動を制御・向上させ、伝熱促進を図ることを目的とする。

従来、これについてはガラス粒子を供試した Min-Chao によるダクト流<sup>(4)</sup>、吉田らによる管内乱流<sup>(5)</sup>、金属粒子を供試した Bologna による管内乱流<sup>(6)</sup>での伝

熱実験が行われており、熱伝達の向上が、電場の周波数<sup>(4)</sup>、印加電圧、主流速度、ならびにローディング比などの操作条件との関係のもとで追究されている。しかしながら、各種の操作条件に対して制御される伝熱促進の機構については、粒子の壁面衝突に伴う接触熱伝導の推算<sup>(4)</sup>や促進機構についての一般的な考察<sup>(5)</sup>が一部報告されているにすぎず、電界中のクーロン力を受けて壁面衝突を繰返す帯電粒子の動的な挙動、ならびに促進機構との関連性については、必ずしも十分に明らかでないのが現状である。

本報は以上のような背景のもとで、直流電場が付与されたダクト流に均一径を持つガラス粒子を供試した実験を行い、粒子挙動の詳細と熱伝達特性を各種の操作条件と関連づけて追究したものである。特に、ダクト流は層流から乱流状態を含む範囲( $Re=1800\sim 4000$ )とし、流動損失と電力損失を考慮した伝熱性能の評価、さらには混相流熱伝達に対する電場利用の有用性についても検討した。なお、このような系を対象とした理由は、ダクト流が熱交換器における基本的な系であるうえに、二次元的で比較的安定な粒子の壁面衝突・反発挙動が実現されるためであり、またガラス粒子は、壁面衝突・接触時の電荷の放出と再荷電が比較的長い時間スケールで起こる代表的なものとして供

\* 平成3年5月30日 第28回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成4年1月9日。

<sup>1</sup> 正員、金沢大学工学部 (〒920 金沢市小立野 2-40-20)。

<sup>2</sup> 准員、松下電器産業(株) (〒571 門真市門真 1006)。

試したものである。

## 2. 記号

$H$ : 試験部の平板間隔

$I_0$ : 平板間を横切る電流値

$L_x$ : 試験部の流れ方向長さ

$L_z$ : 試験部のスパン方向長さ

$Nu$ : ヌッセルト数  $= aH/\lambda$

$Nu_0$ : 単相気流のヌッセルト数

$\dot{N}_p$ : 単位面積当たりの粒子の壁面衝突頻度

$q_w$ : 壁面熱流束

$Re$ : レイノルズ数  $= U_m H/\nu$

$T_m$ : 混合平均温度  $= T_0 + 2q_w x / (\rho C_p H U_m)$

$T_0$ : 試験部入口温度

$U_m$ : 平均主流速度

$V_0$ : 印加電圧

$W_E$ : 単位伝熱面積当たりの消費電力

$$= I_0 V_0 / (2L_x L_z)$$

$W_p$ : 単位伝熱面積当たりのポンプ動力

$$= U_m H \Delta P / (2L_x)$$

$x$ : 流れ方向距離

$\alpha$ : 熱伝達率  $= q_w / (T_w - T_m)$

$\lambda$ : 熱伝導率

$\nu$ : 動粘性係数

$\rho$ : 密度

$\Delta P$ : 試験部入口と出口における静圧差

$\Gamma$ : ローディング比

## 3. 実験装置および方法

**3.1 実験装置** 図1に実験装置の概要を示す。送風機により吸引された空気は、助走ダクト通過時にガラス粒子が添加ならびに荷電され、固気混相流となって平等電場が付与されている試験部へ流入する。その後、サイクロン集じん装置により固気混相流は分離され、空気は排気、ガラス粒子は冷却部で冷却された後フィーダに戻る。試験部は、図2の加熱平板と、加熱平板にベークライト板(厚さ5mm)と銅板(厚さ1mm)を重ね合わせた多層平板とを対向させたダクトであり、伝熱面であつ電極面となる平板表面の一方が高電位(負極)に他方が接地電位(正極)となるよう電場が付与される。加熱は、加熱平板に内蔵される加熱用ニクロムはくはくと12個の補助ヒータへの通電加熱により行い、等熱流束の条件が実現された。加熱用ニクロムはくの裏面には直径0.2mmの銅-コンスタンタン熱電対を平板中心線上に23対、また、補助ヒータの加熱量を調節するために各補助ヒータと加熱用ニクロムはくの間には挿入されたベークライト板(厚さ5mm)の表裏に12対の熱電対が埋設されている。なお、ガラス粒子は振動式フィーダを用いて供給され、粒子の荷電は試験部の上流にスパン方向に張ったニッケル線(直径0.2mm)をコロナ放電させ、イオンシャワーを浴びせる方法とした。この方法は、吉田ら<sup>(5)</sup>の指摘によれば摩擦帯電による方法と比較して再現性に優れたものである。

**3.2 実験方法** 実験は算術平均径が約40 $\mu\text{m}$ のガラス粒子を供試し、コロナ荷電部の印加電圧一定

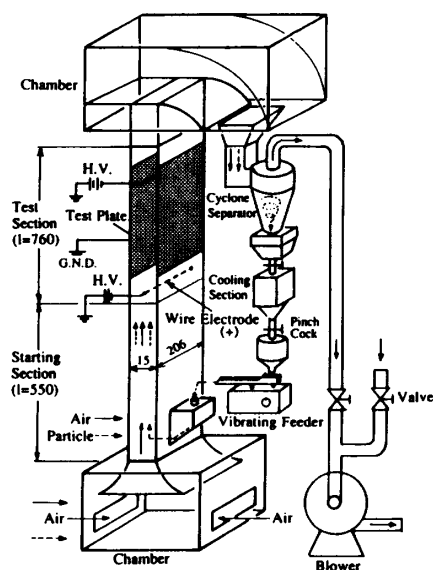


図1 実験装置

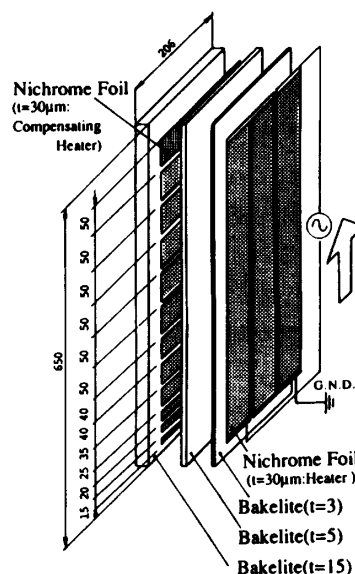


図2 加熱平板

(5.7 kV) のもとで、平均主流速度 (2~4.5 m/s) , 平板間の印加電圧 (0~10 kV) を種々変化させて行ったものであり、電場中の粒子挙動の観察に加えて、粒子の壁面衝突頻度、圧力損失、および熱伝達率が測定された。

粒子挙動の可視化観察の方法を図3に示す。試験部を銅板および透明な導電ガラス板 (酸化インジウム膜をガラス板にコーティングしたもの) からなるダクトに取り替え、フラッシュ光を導電ガラス壁からスリットを通して当て、流れ方向断面における軌跡および壁面衝突の状態が流路側面より観察・撮影された。また壁面衝突頻度の計測は、黒崎らの方法<sup>(7)</sup> に準じて行った。すなわち、流路側面より照明し、正極平板 (導電ガラス) に衝突する粒子の挙動を実体顕微鏡を通してVTRに録画した後、VTRの再生画面上の一定面積に衝突する粒子の個数を1s間計測し、単位面積・単位時間に換算することにより求められた。圧力損失は、試験部の入口と出口に直径0.5 mmの圧力測定孔を設け、静圧差を微差圧計 (分解能0.1 Pa) を用いて測定し求められた。伝熱実験は、熱流束  $q_w=300 \text{ W/m}^2$  ( $Re=1800$  の場合のみ  $200 \text{ W/m}^2$ ) の加熱条件で行われ、定常状態のもとで測定された壁面温度と簡単のため単相気流の混合平均温度とを用いて熱伝達率が算出された。

なお、以上の実験を行うに当たって、粉体粒子の付着力は湿度50~60%を超えると液架橋力によって急激に増大するので<sup>(8)</sup>、特に空気流の相対湿度は40~50%に維持された。また、ガラス粒子は助走ダクトを通過する際にアクリル壁との摩擦により正極性に

帯電するため、コロナ放電による初期荷電は正極性とした。したがって、試験部に流入した帯電粒子はまず負極壁面に衝突することになる。

4. 電場中の粒子挙動

ダクト高さ方向の2箇所の位置 ( $x/H=3.3, 19.3$ ) で、側面から粒子挙動を観察し、その結果を図4に示す。電場を付与しない場合、粒子は試験部を直線的に通過する [図4(a)]。これに対して電場を付与した場合、クーロン力の作用を受けて帯電粒子はそれと反対の極性を持つ壁面側へ移行し、そこで衝突・反発を繰返す [図4(b-1)]。やがて粒子は壁面に沿ってしばらくしゅう動した後、突然に反対側の壁面に移行する [図4(b-2)]。このように、粒子が流れ方向に交番する壁面偏り流れが観察された。図4(c)は低レイノルズ数の条件の場合であり、粒子の交き運動は激しく、その交番周期が短くなっている様子がわかる。また、粒子が交き運動して壁面と衝突する角度は図4(b), (c)の結果では位置によらずおおむね一定である。このことから、粒子が一定の再荷電量に達した段階で、壁面から再飛散し、交き運動しているものと推測される。

次に、交き運動と操作条件との関係を明らかにするため、試験部に流入し、負極壁面上で衝突・反発の後にしゅう動していた粒子が、正極壁面上に衝突し始めた位置  $x^*$  を図5に示す。印加電圧の増加ならびに  $Re$  数の減少により、 $x^*$  は短く、粒子の交き運動が活発になることがわかる。このような領域では粒子の壁面衝突により伝熱が促進されていることが予想される。ま

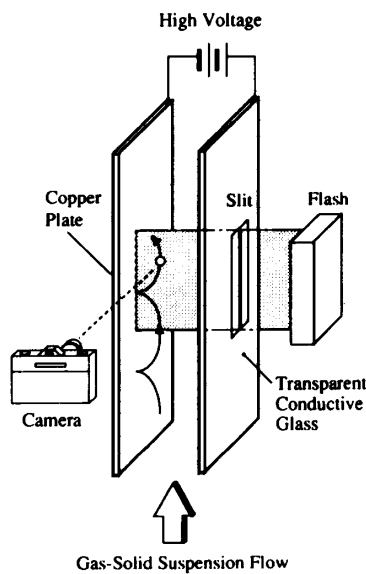


図3 粒子挙動の可視化観察

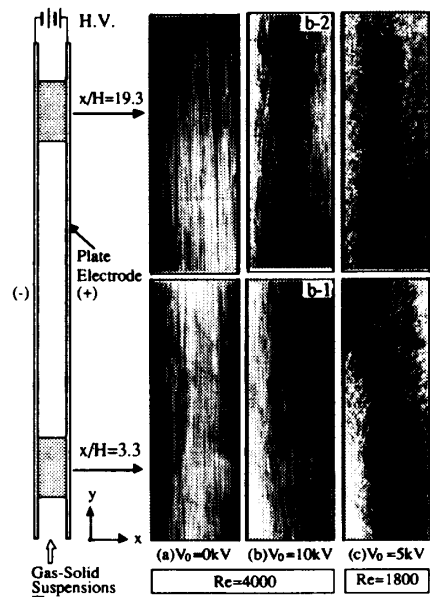


図4 電場中の粒子挙動 ( $\Gamma=0.2$ )

た、低  $Re$  数 ( $Re=1800$ ) で低印加電圧の場合、壁面に到達した粒子の一部が壁面に沿って落下するため、 $x^*$  の値は小さめの結果となる。

図6に正極壁面への粒子の平均衝突頻度を示す。VTRの再生画面の1コマ(1/30s)間に壁面衝突・反発する粒子は計数できないため、ここでの結果は実際の値よりも低いことが予想されるが、定性的には印加電圧およびローディング比の増加、ならびに  $Re$  数の減少により衝突頻度が増加する傾向が明確となる。

電場中での粒子の運動機構を論ずるには、壁面での粒子の電荷の放出や荷電、さらには摩擦帯電などの詳細にまで立ち入る必要があるが、ここでは上述した粒子の運動の観察と測定結果をもとに、図7のモデルを立て、次のように推論した。

(1) クーロン力を受ける粒子は壁面との衝突・接触により運動エネルギーの一部が消失し、電荷が放出される。このため衝突・反発の挙動は徐々に減衰し、やがて壁面に沿ってしゅう動する。

(2) しゅう動運動の過程で電荷が放出され、続いて電界の静電誘導の作用により粒子は壁面と同極性に

再荷電し、クーロン力により異極性の対向壁へ移行する。

5. 固気混相流熱伝達

5.1 熱伝達特性 図8に局所熱伝達率の流れ方向分布の一例を示す。まず、電場を付与しない場合、単相気流による熱伝達率(●印)と比較して、粒子を添加した固気混相流による熱伝達率(○印)は正極壁面で減少、負極壁面で増加する傾向が見られる。これは、本実験での粒子供給が不均一になされるため、気流よりも遅れて流れる粒子群が偏る正極壁面側で気流の減速が、疎となる負極壁面側で気流の加速が生じるためと考えられる。また、鉛直上向き流れを対象とした本実験系では、粒子の壁面衝突が少なく[図4(a)], 粒子径が比較的小さいため乱れ強さの変化が生じにくいことなどにより、平均的には伝熱促進効果が小さいと言える。次に、この状態で電場を付与すると、印加電圧の増加につれて両加熱壁面のほぼ全域にわたって熱伝達率が向上し、電場付与による促進効果が明確に現れる。このような伝熱促進の要因は、4章で明らかにされたように粒子の壁面衝突が活発化することにより[図4(b), (c)], これに伴って(1) 粒子-壁面間の接触熱伝導、(2) 粒子-気流間の相互作用による境界層のかく乱、などが効果的に作用するためと考えられる。

次に、熱伝達特性を各種の操作条件と関連づけて図9に示す。ここで、図8に見られたように熱伝達率の局所性は正および負極の加熱壁面において異なるた

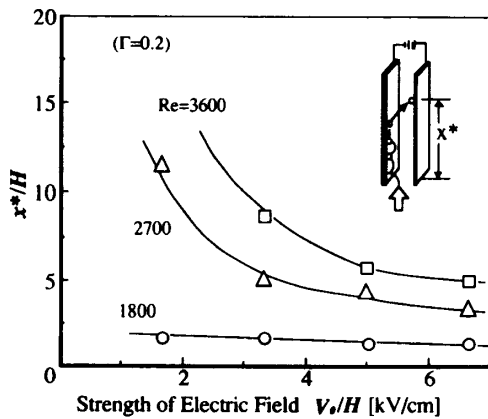


図5 交差運動の開始条件

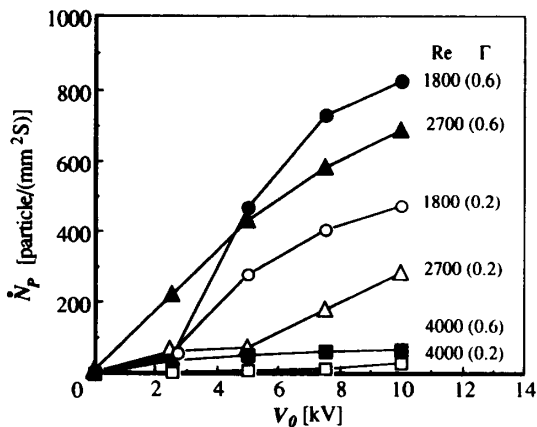


図6 粒子の壁面衝突頻度

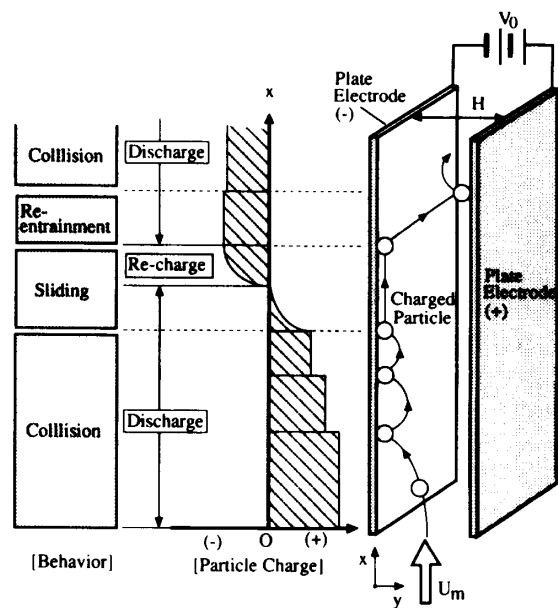


図7 EHD場における粒子の運動

め、各加熱壁面における流れ方向の平均ヌッセルト数を求め[式(1)], それらの平均値として  $\overline{Nu}$  を定義している [式(2)].

$$Nu = \int_0^{L_x} Nu_x dx / L_x \dots\dots\dots (1)$$

$$\overline{Nu} = (Nu_{positive} + Nu_{negative}) / 2 \dots\dots\dots (2)$$

図9から、 $Re$  数の増加につれて促進効果が減衰する傾向が特に低ローディング比 [図9(a)] の場合に顕著となることがわかる。また図9(a), (b)の比較から、ローディング比が大きいくほど活動する粒子数が増加するため、それによる促進効果が大きくなる。図10は電場の効果をより明確にするため、単相気流に対する平均の伝熱促進率を示したものである。伝熱促進率は印加電圧に対して単調増加する傾向が一般的であるが、比較的高  $Re$  数・高ローディング比の条件 ( $Re=4000, \Gamma=0.6$ ) では、ある程度以上の強さの電場を付与してはじめて単相気流を上回る効果が現れる。このような印加電圧の増加に対する促進効果の遅れは、電場による粒子運動の活発化が十分でない場合においては、添加粒子はむしろ乱れの抑制など負の効果をもたらすためと考えられる。また、ローディング比の増加に伴う熱伝達率の向上は、粒子の壁面衝突が活発となる印加電圧の高い場合に顕著に現れる。

次に、熱伝達率と粒子の壁面衝突頻度の関係を、いずれも正極壁面における平均値として図11に示す。衝

突頻度の増加につれて熱伝達率は増加し、両者の相関性が認められる。また、増加の割合は  $Re$  数が高いほど大きくなるが、これは主として、 $Re$  数の増加とともに同一衝突頻度における乱れ生成の効果が強まるためと推察される。

5.2 伝熱促進に対する性能評価

電場の付与により固気混相流熱伝達が促進される際には、気流と粒子の搬送に要するポンプ動力  $W_p$ 、および電極間を流れる電流による電力損失  $W_e$  の増大を伴い、したがって、これらを考慮に入れた伝熱性能の向上が追求されなければならない。本実験における単位伝熱面積当たりの  $W_p$  は  $0.1 \sim 1.1 \text{ W/m}^2$ 、 $W_e$  は  $0 \sim 0.26 \text{ W/m}^2$  で

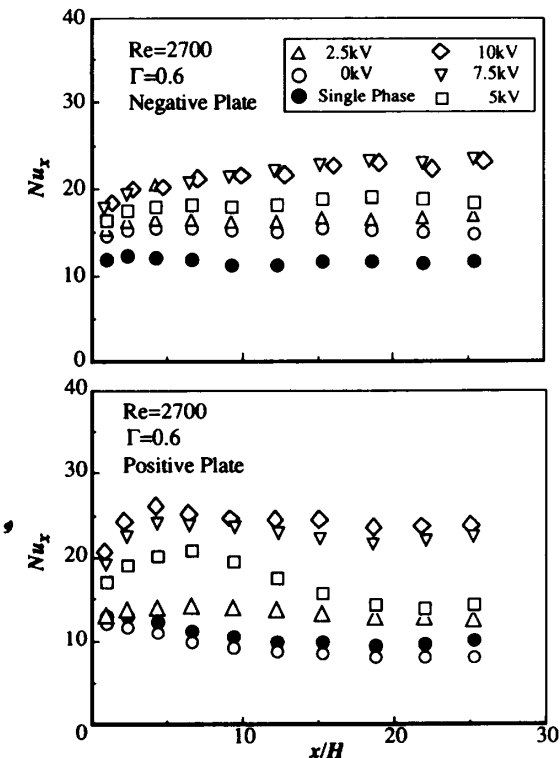


図8 局所熱伝達率の流れ方向分布

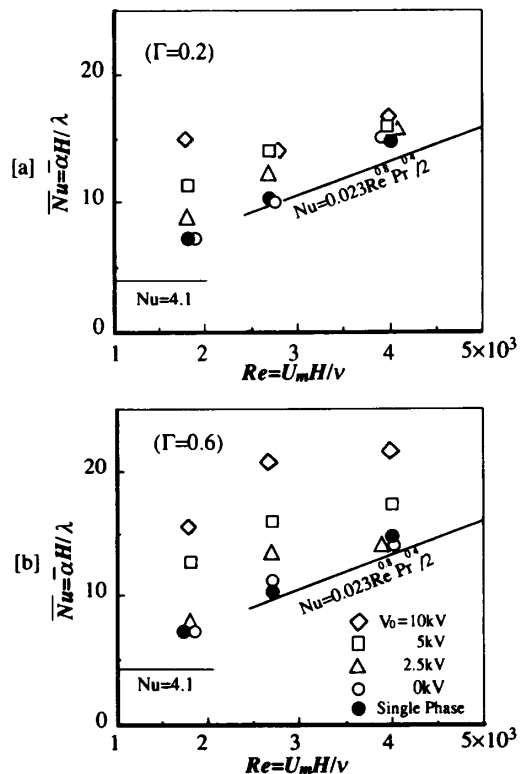


図9 平均熱伝達率

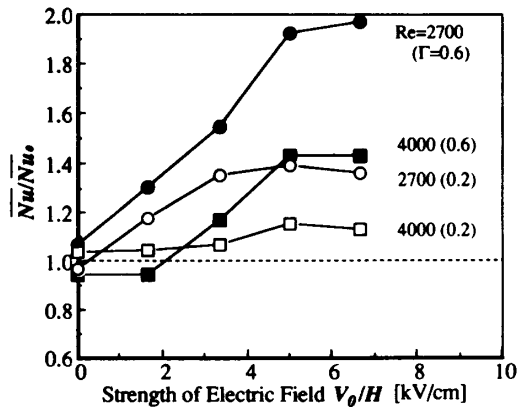


図10 単相気流に対する伝熱促進率

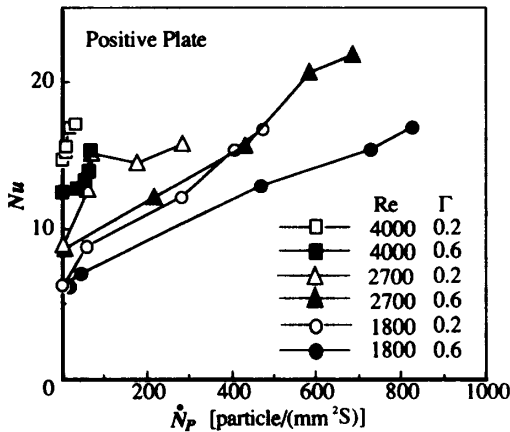


図 11 熱伝達率と粒子の壁面衝突頻度の相関

ある。また両者の比較から、 $Re=1800$  程度の低流速域では  $W_e$  は  $W_p$  に対して同程度の値であり、 $Re=4000$  程度の乱流域では  $W_e$  は 1 けた小さな値となる。以上の結果をもとに、総合的な伝熱性能として平均熱伝達率  $\overline{Nu}$  と消費動力 ( $W_p + W_e$ ) の関係を図 12 に提示する。図 12 中、太線は  $Re$  数とローディング比を一定とし印加電圧を変化させた結果であり、細線はすべてをポンプ動力に投入した場合、すなわち単相ダクト流熱伝達の実験結果を表す。同一消費電力のもとで比較すれば、いずれの  $Re$  数の場合においても、印加電圧が低い場合には单相流の熱伝達率をやや下回るものの、約  $3.3 \text{ kV/cm}$  程度の強さを持つ電場を付与することにより、それを上回る促進効果が得られていることがわかる。すなわち、このような操作条件のもとで、固気混相流熱伝達に対する電場利用の有用性が認められる。

## 6. 結 論

気流中に均一径を持つガラス粒子が懸濁した固気混相流を対象に、平等電場が付与された鉛直ダクト流路における粒子運動の機構と壁面熱伝達の特徴が  $Re=1800 \sim 4000$  の範囲において実験的に追究され、以下の結論を得た。

(1) 電場の付与により、クーロン力を受ける帯電粒子は流れ方向に交番する壁面偏り流れを繰返す。すなわち、粒子はそれと反対の極性を持つ壁面側へと移

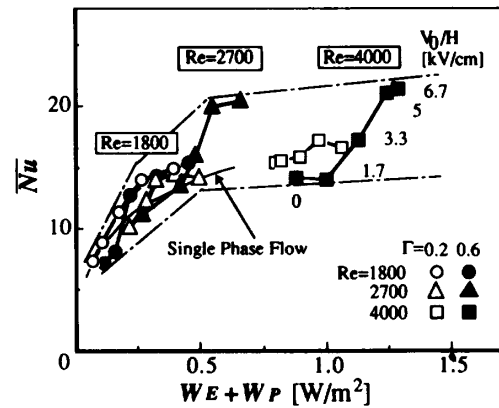


図 12 伝熱促進に対する性能評価

行し、そこで衝突・反発を繰返す。やがて粒子は壁面に沿ってしばらくしゅう動した後、突然に反対側の壁面に移行する。また、低  $Re$  数あるいは高印加電圧のもとでは交番周期は短くなり、粒子が流路内で頻りに交差運動する。

(2) 電場の付与に伴って粒子の壁面衝突が活発となり、これにより流路の両加熱壁面のほぼ全域にわたって熱伝達の向上が実現される。また、粒子の壁面衝突頻度と熱伝達率の相関性が明らかにされた。

(3) 混相流の搬送に要するポンプ動力、および壁面間をよぎる電流による消費電力を考慮して伝熱性能を総合的に評価した結果、目安として  $3.3 \text{ kV/cm}$  以上の強さを持つ電場を付与することにより、单相流を上回る効率で伝熱促進が実現される。

本研究の遂行にあたって、平成 2 年度機械工業振興助成財団の助成を得た。ここに、謝意を表する。

## 文 献

- (1) 林, 機誌, 93-864(1990), 16.
- (2) 滝本・多田・林・ほか 1 名, 機論, 54-499, B(1988), 695.
- (3) 多田・滝本・林・ほか 1 名, 機論, 57-533, B(1991), 223.
- (4) Min, K. and Chao, B. T., Nucl. Sci. Eng., 26 (1966), 534.
- (5) 吉田・ほか 2 名, 機論, 56-525, B(1990), 226.
- (6) Bologna, M. K.,ほか 2 名, Int. J. Heat Mass Transf., 28-7 (1985), 1245.
- (7) 黒崎・ほか 2 名, 機論, 57-541, B(1991), 268.
- (8) 江見, 化論, 3(1977), 580.