電場による固気混相管内乱流の伝熱制御*

吉田英生^{*1}, 小室泰生^{*2}, 越後亮三^{*1}

Heat-Transfer Control in a Turbulent Pipe Flow with Gas-Solid Suspensions by Electric Field

Hideo YOSHIDA, Taisei KOMURO, and Ryoza ECHIGO

An experimental study has been conducted on the heat-transfer enhancement in a turbulent flow in which the motion of electrically charged solid particles was controlled by an electric field. The gas-solid suspensions consisting of $48.9\text{ }\mu\text{m}$ glass beads and air flowed vertically downward in a circular pipe, and a steady electric field was applied radially. Measurements on pressure drop and heat transfer were made, changing the Reynolds number from 5200 to 12000, the loading ratio from 0 to 0.6, and the applied potential 0 to 6kV. It was found that both the pressure drop and the Nusselt number increase with increasing applied potential and loading ratio. The maximum Nusselt number obtained in the experiment was about 1.8 times as large as that without an electric field. The mechanism of the heat-transfer enhancement was discussed, and its dependence of the Reynolds number was explained in terms of the interaction between particles and the gas phase.

Key Words: Convective Heat Transfer, Heat-Transfer Control, Heat-Transfer Enhancement, Gas-Solid Suspensions, Electrostatic Control, Turbulent Flow, Pipe Flow

1. 緒 言

固気混相媒体は、気体単相と比べて、単位体積当たりの熱容量が大きく、ふく射の射出・吸収能も大きいという特徴を有するため、高熱負荷や高温での系に適した熱輸送媒体として多くの関心を集めてきた^{(1)~(3)}。また、上述の熱物性の影響に加え、慣性力の大きな固体粒子が気相と激しい相互作用を生じる場合には、乱流構造の変化により熱伝達が顕著に促進されることも報告されている^{(4)~(8)}。

しかし一方では、固気混相媒体の短所として、粒子(粉体)輸送にともなう静電気の問題が指摘されてきた。すなわち、粒子が輸送される際に管壁などとの摩擦によって生じる帯電の問題が、固気混相媒体の取扱いを困難なものとしていた。著者らは今までこのような静電気の問題をネガティブにとらえてきたが、逆に考えると、静電気現象を積極的に利用することにより、粒子の挙動を制御でき、単相流には求め得ない特質を有する混相流伝熱系が生まれる可能性がある。

以上のような観点から、著者らは固気混相媒体の伝熱の電場による制御と促進に関心を抱いたが、著者らが関連研究を調べた限りでは、チャンネル流れに関するMin-Chaoの研究⁽⁹⁾があるにすぎない(流動層も含めれば若干の研究⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾がある)。Min-Chaoらは、直径 $30\text{ }\mu\text{m}$ のガラスビーズを用いて交流電場(振幅10kV、周波数0~60Hz)を印加した場合にチャンネル内の平均熱伝達率が最大で60%増加することを報告しており、その伝熱促進機構を、伝熱面と粒子との直接接触熱移動の観点から、順応係数の概念を導入して説明している。彼らが、伝熱促進機構として直接接触熱移動を重視する一方で、他の要因(例えば、粒子-気相間相互作用による乱流構造の変化)を二義的とみなす背後には、

(1) 直径 $85\text{ }\mu\text{m}$ の相対的に大きい粒子を用いた場合は伝熱にほとんど変化がなかったこと

(2) 実験したレイノルズ数範囲が1460~5840と小さかったため現象が層流的と考えられたことなどがあると推察される。しかし、論文中に示された平均ヌセルト数の結果からだけでは不明な点が多い。

そこで本研究では、電場による固気混相媒体の伝熱制御と促進に関する基礎的な知見を得ることを目的として、實際上重要となる乱流を対象に実験を行う。本

* 平成元年11月17日「熱工学講演会」において講演、原稿受付平成元年5月1日。

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

^{*2} 准員、東京工業大学大学院 (現在「旭硝子(株)」)。

研究では、まず固気混相媒体に電場を印加したときに伝熱が促進され得る要因につき検討を加えることにより、それらの伝熱促進要因が具体化された最も基本的な系として、直流電場が印加された管内乱流をとりあげた。

記 号

D : 伝熱部の管内径	m
d : 伝熱部の電極径	m
D_h : 伝熱部の水力直径	$= D - d$ m
d_p : 粒子径	m
E : 電界強度	V/m
h : 熱伝達率	W/(m ² ·K)
m_p : 単一粒子の質量	kg
Nu : ヌセルト数	$= hD_h/\lambda$
ΔP : 圧力降下	Pa
Q_p : 粒子の比電荷	C/kg
q_p : 単一粒子の帯電量	C
r : 半径方向座標	m
r_i : 伝熱部流入時の粒子の半径方向座標	m
Re : レイノルズ数	$= U_m D_h/\nu$
t : 時間	s
U_m : 気相の軸方向速度(断面平均)	m/s
V_p : 粒子の半径方向速度	m/s
V_e : 伝熱部印加電圧	V
x : 軸方向座標(原点は伝熱部開始点)	m
Γ : ローディング比	
λ : 気相の熱伝導率	W/(m·K)
μ : 気相の粘性係数	kg/(m·s)
ν : 気相の動粘性係数	m ² /s
添 字	
s : 単相流	

2. 電場による伝熱制御と促進に関する基本的検討

対流伝熱を促進するための基本的な考え方は、伝熱抵抗の大きな壁近傍において、作動流体の速度や乱れを増加させることにある。この点に関し、固気混相流では、以下のような単相流には求め得ない可能性や自由度を有している。

(1) 粒子には壁面での粘着条件がないため、壁面近傍では気相よりも大きな速度で流動し得る。この領域で、気相は粒子とのスリップによる運動量交換の結果、単相の場合よりも加速され得る。

(2) 粒子の存在により媒体の熱容量が単に増加するだけでなく、粒子の濃度分布が空間的に変わることにより、媒体の熱容量は局所的に変化し得る。

(3) 粒子-気相間の相互作用により気相の乱れは単相流と比べて変化する。この場合の乱れの増減については粒子径と乱れのスケールとの関係などに依存するため一般的にはいえないが、粒子の運動方向と気相の時間平均的な流線が異なる場合には、強い乱れが生成され得る。

(4) 粒子と伝熱面との直接接触ともなって熱が移動し得る。

ここで(1)と(2)については、もし粒子が壁近傍に集中的に存在すれば、その効果は顕著となる。すなわち、慣性および熱容量がともに大きな粒子群が集中することにより、固気混相媒体全体でエネルギー方程式を考えた場合、対流項における(熱容量＝密度×比熱)×(速度)の積が増大する。一方(3)については、通常の直管においては粒子相と気相の運動方向は一致しているため、粒子径が μm のオーダーでは粒子相はむしろ乱れを抑制することが多い⁽¹²⁾⁽¹³⁾が、粒子群に半径方向の速度を与えることができれば、乱れ促進効果が生まれる。(4)については、粒子径が小さく伝熱面との接触時間が長い場合には有効である。

このように考えると、固気混相管内乱流においては、粒子の管壁方向への運動を誘起すれば、(1)から(4)のいずれの要因が支配的であれ、伝熱を促進できる可能性がある。そこで本研究では、図1に示すように、半径方向の電場を印加することにより、帯電している粒子の管壁方向運動を誘起させることを試みる。直径 D の円管の中心部に直径 d の陽極を置き、これと周囲の伝熱面との間に V_e の高電圧を印加すると、電界強度 E はラプラスの方程式より、

$$E = -\frac{V_e}{r \ln(D/d)} \dots\dots\dots (1)$$

となる。したがって、電荷 q_p の粒子が管内を通過すると、半径方向に $q_p E$ のクーロン力を受けて管壁方向の運動が誘起され、上述の効果により伝熱が促進され

図1 半径方向電場による帯電粒子の制御

と考えられる。このときの粒子運動は、印加する電場の大きさで変化し得るので、その結果もたらされる伝熱促進の程度も電場により制御できる可能性がある。

3. 実験装置と方法

実験装置の概略を図2に示す。静電気現象は湿度に強い依存性を示すので、作動流体である空気は、乾燥器によって常に8～12%の範囲にあるように調節した。本研究では実験の容易な鉛直下向き流れを対象とし、流路最上部でフィーダから供給されるガラス粒子と空気を混合した。流路は粒子を荷電するコロナ荷電部、助走部、伝熱(テスト)部、粒子帯電量測定部に大別される。

3・1 コロナ荷電部 粒子に荷電する方法として、Min-Chao ら⁽⁹⁾は摩擦による自然帯電を利用しているが、著者らの経験によるとこの方法は再現性に大きな問題がある。そこで本研究では、比較的再現性の良い図3に示すようなコロナ荷電部を製作した。これは、コロナ放電時に発生するイオンシャワーを、通過粒子に衝突させて荷電するものであり⁽¹⁴⁾、基本的構造は荷福ら⁽¹⁵⁾が使用したものと同様である。内径28 mm、長さ300 mmの亚克力パイプの内壁面上に、先端をとがらせた放電極(ステンレス製、直径1 mm)を10 mm 間隔で24対埋め込んだ。放電極と直角方向には接地極(真鍮製、直径4 mm)を取付けた。コロナ荷電には正コロナと負コロナの2種類あるが、本研究では、元来ガラス粒子が亚克力流路との摩擦により正に帯電する傾向にあるので、荷電にはこれと同方向に荷電する正コロナを用いた。

3・2 伝熱部 コロナ荷電部の下流には内径20 mm 長さ350 mmの助走部を経て、長さ900 mmの伝熱部が接続されている。伝熱実験は、長さ300 mmの亚克力円管内側に厚さ30 μm のステンレスはくを接着した加熱ユニットを3個直列に接続し、これに通電加熱することにより、熱流束一定の条件で行った。壁温測定用として、0.1 mm 径の銅-コンスタンタン熱電対をヒータ裏面に43個埋め込んだ。また、流体のバルク温度を測定するためには、流路中に混合器を設ける必要があるが、本研究の場合には混合器内での摩擦などにもなって粒子の帯電量が変化することを避けるため、単相流の場合のみ混合器を用いてバルク温度を測定して熱損失を見積もり、固気混相流の場合は単相の場合の値から熱損失を推定した。

伝熱部には半径方向の電界を印加するため、高電圧極として直径4 mmのステンレス丸棒を、管の中心

軸上に、流れになるべく影響を与えないように伝熱部上端と下端の2箇所三点支持した。この高電圧極は正の電圧を印加され、一方の伝熱面は接地されている。なお、伝熱部は直径比5:1の二重管構造となっているので、助走区間から流路形状を滑らかに変化させるため、ステンレス丸棒の上流側には流線形状をした長さ120 mmのベークライト丸棒が接続されている。

伝熱を考えるうえで重要となる壁面摩擦に関しては、圧力降下の測定を行った。加熱ユニットの接続部を利用して静圧孔(0.7 mm 径)を設け、微差圧計によって差圧を測定した。

図2 実験装置の概略

図3 コロナ荷電部

3.3 帯電量測定部 伝熱部の下流には分岐点を設け、通常はサイクロン側に固気混相媒体を導いて粒子を回収するが、粒子の流量および帯電量を測定する際には、伝熱部の鉛直下方に設けたファラデーケージに導いた。本来のファラデーケージは、相互に良く絶縁された二重の金属箱からなるが、本研究の場合は流動している粒子の帯電量を測定するため、図4に示すような吸引式ファラデーケージ⁽¹⁶⁾を用いた。流動粒子を一定時間だけこの吸引式ファラデーケージに導くことにより、セルロース製フィルタに捕そくし、その電荷量をエレクトロメータ(入力抵抗 $10^{13}\Omega$)で測定すると同時に、質量流量を電子てんびんで評量した。

本研究では粒子帯電量と粒子質量流量を伝熱実験と同時に測定・監視するため、上述のような構成を採用したが、ここで問題となるのは、このように伝熱部下流で測定された粒子帯電量と、コロナ荷電部において荷電された初期帯電量との関係である。そこでコロナ荷電部の直後に帯電量測定部を接続して、粒子の初期帯電量の測定も行った。その結果、初期帯電量は伝熱部下流で測定された帯電量の82%を平均値として標準偏差5%で法則性なく分散した。したがって、粒子は助走部・伝熱部を通過する際に摩擦などによって帯電するものの、その変化は小さいと考えられ、以下では粒子帯電量を、伝熱部下流で測定した値で代表する。

3.4 実験条件 固体粒子としては、球形のガラスビーズを用い、算術平均直径 d_p は $48.9\mu\text{m}$ 、標準偏差は $8.7\mu\text{m}$ である。この粒子の空気中での落下終端速度は 0.2 m/s 程度である。

伝熱測定部は二重管となっているので、水力直径 $D_h (=D-d=16\text{ mm})$ と気相の平均速度 U_m に基づい

てレイノルズ数 $Re=D_h U_m/\nu$ を定義した。実験は、 $Re(U_m)$ を $5\,200(5.0\text{ m/s})$, $8\,000(7.8\text{ m/s})$, $12\,000(11.5\text{ m/s})$ の3とおりに、またローディング比(粒子相と気相の質量流量比) Γ を最大0.6まで変化させて行った。

ローディング比と関連して一つ注意すべき点がある。ガラスと空気の比熱は20%程度しか変わらないので、粒子添加による固気混相媒体の熱容量増加はローディング比にほぼ等しいと考えられる。すなわち、粒子を添加してゆく際に運動量と熱容量は同程度に増加し、固気混相媒体全体で運動方程式とエネルギー方程式を考えた場合、両者の対流項の間には相似的な関係が成立することを意味する。

伝熱の能動的制御を行う際に問題となる投入エネルギーについては、コロナ荷電部での消費電力は $0.08\sim 0.48\text{ W}$ (印加電圧 = 8 kV , 電流 = $10\sim 60\mu\text{A}$)、伝熱部電極では $0.1\sim 1.8\text{ mW}$ (印加電圧 = $1\sim 6\text{ kV}$, 電流 = $0.1\sim 0.3\mu\text{A}$)であった。

計測にともなう不確かさを評価すべき必要があるが、固気混相流でしかも静電気を対象とした本研究の場合に、他(例えば単相の強制対流熱伝達)と比べて非常に異なる点は、粒子の供給とそれに続く粒子の荷電にともなうばらつきが異常に大きいため、実験条件の設定すら容易に行えない場合が多いということである。そこでこの粒子荷電量の設定にともなう不確かさを95%の包括度で評価すると相対値にして約 $\pm 7\%$ となる。

4. 電場により誘起される粒子運動に関する予備計算

実験結果の議論に先だち、電場により誘起される粒子運動を定量的に把握するための手がかりとして、空気輸送されている単一粒子が電場の印加された伝熱部に進入したときの半径方向速度と軌跡を理論的に検討する。計算に際し以下のように仮定する。

- (1) 粒子に働く力は静電場によるクーロン力とストークス抵抗だけである。
 - (2) 他の帯電粒子群による空間電荷電界は考えない。
 - (3) 気相の軸方向速度は断面内で一様、半径方向速度はない。また粒子の軸方向速度は気相と等しく、粒子は伝熱部に入るまで半径方向の速度を持たない。
- 座標としては、流れ方向に x 、半径方向に r をとり、伝熱部開始点を $x=0$ とする。粒子の半径方向の運動方程式と初期条件は次のようになる。

図4 吸引式ファラデーケージ

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = q_p E - 3\pi\mu d_p V_p \dots\dots\dots (2)$$

$$t=0: r=r_i, V_p=0 \dots\dots\dots (3)$$

ここで r_i は粒子が伝熱部に進入してくる時の半径方向の位置であり、帯電量 q_p 、気相の x 方向速度 U_m (レイノルズ数 $Re=U_m D_h/\nu$)、印加電圧 V_e などを変化させて計算を行った。なお、これらの値や物性値には、すべて後述する実験の場合と同じ値を用いている。

代表例として $Re=8000$ における計算結果を図5、6に示す。図5は粒子の初期位置 r_i を4 mmに固定し、印加電圧 V_e を変化させたときの粒子の半径方向速度 V_p [図5(a)]と、粒子軌跡 [図5(b)]である。まず、粒子軌跡を見ると、計算した V_e の範囲内では $x=100$ mm 前後で伝熱面 ($r=10$ mm) に到達(衝突)している。半径方向速度 V_p の図では、粒子が伝熱面に到達するまでの時間変化が示されており、 $V_e=6$ kV の場合には、最終的に U_m の10%以上の値にまで加速されている。一方、印加電圧が $V_e=6$ kV の場合には、粒子初期位置 r_i を変化させたときの粒子運動の

変化を図6に示す。図6(b)では粒子軌跡の交差が見られ、伝熱面に近い位置から出発した粒子のほうが、先に伝熱面に到達するとは限らないことがわかる。これは、電界強度 E が半径 r に逆比例するため、粒子の初期位置 r_i が小さいほど、最初に大きなクーロンで加速されることによる。以上の計算は極めて単純化されているものの、実際の粒子群が伝熱面に衝突するまでのアンサンブル平均的な特性はおおむね表していると考えられ、本実験の場合、伝熱部の大部分の領域で、期待したような粒子の伝熱面方向運動が実現されると推定される。

5. 実験結果と考察

5.1 粒子帯電量 図7にレイノルズ数 Re およびローディング比 Γ を変化させた場合の粒子比電荷(単位質量当たりの帯電量) Q_p を示す。当初の計画では、粒子比電荷を一定に保ったうえで、他のパラメータを系統的に変化させる予定であったが、結果は図7のように Re と Γ に対して強い依存性を示したため、以下のデータでは Re と Γ を固定して、伝熱部印加

(a) 半径方向速度

(a) 半径方向速度

(b) 軌跡

(b) 軌跡

図5 電場中における単一粒子の運動 ($r_i=4$ mm)

図6 電場中における単一粒子の運動 ($V_e=6$ kV)

電圧 V_e を変化させた場合だけが、パラメータの独立性を満たしている。

5.2 圧力降下 テスト部の圧力降下 ΔP は、 $x/D_h=16.7 \sim 35.6$ と $x/D_h=35.6 \sim 54.6$ の2区間について測定した。双方の結果は大差なかったため、ここでは $x/D_h=35.6 \sim 54.6$ の場合についてのみ図8に示す。なお図8の縦軸は单相流の場合の値 $\Delta P_s(\Gamma=0, V_e=0)$ に対する比として表されている。

ここで以下の議論に先立ち、本研究と Min-Chao らの研究⁽⁹⁾での実験条件の相違を考慮する必要がある。本研究における粒径は $d_p=48.9 \mu\text{m}$ で、Min-Chao らが伝熱促進結果を得た $30 \mu\text{m}$ と、伝熱促進結果を得られなかった $85 \mu\text{m}$ の間にある。また Re 範囲については、本研究における下限が5200であるのに対し、彼らの場合は上限が5840である。したがって本研究の場合には、粒径の点からは直接接触熱移動の寄与が減少し、レイノルズ数の点からは元来の気相乱れが(層流状態に比べて)増強するため、これら二重の意味で粒子-気相間相互作用による乱流構造の変化〔2章の項目(3)〕が重要性を持つと判断し、以下の考察を行う。

まず、電場を印加しない場合 ($V_e=0$) に注目する。レイノルズ数 $Re=5200$ の場合は Γ の増大にともなって ΔP は減少しているが、 $Re=8000$ の場合はほとんど変化が見られず、 $Re=12000$ の場合は逆に増加しており、このようなレイノルズ数依存性は後述のヌセルト数の結果ともほぼ対応している。これらのレイノルズ数依存性は、粒子添加による運動量増加および熱容量増加の観点からだけでは説明し得ないので、粒子-気相間相互作用による乱流構造の変化が強い影響を及ぼしていると考えられる。

図7 粒子比電荷

電場を印加した場合は、いずれの Re においても、 V_e が増加するほど、また Γ が増加するほど、 ΔP も増加する。電場の影響が最も顕著に現れているのは、 $Re=5200, \Gamma=0.6$ の場合で、 $V_e=6 \text{ kV}$ の値は、 $V_e=0 \text{ kV}$ の値の2.3倍にも達している。同一レイノルズ数で Γ を増加させた場合に粒子の比電荷が減少している(図7)ことを考慮すると、比電荷一定の状態では Γ を増加した場合は、より顕著な変化となることが予想される。

5.3 ヌセルト数 図9, 10に $x/D_h=28.5$ と 47.5 におけるヌセルト数 Nu を单相流のヌセルト数 Nu_s に対する比として表す。これらの座標は、圧力降下測定を行った2区間におけるそれぞれの中央点におおむね対応している。

図9, 10から、定性的には圧力降下の結果と同様な傾向が見られ、ヌセルト数の最も顕著な増加は、やはり $Re=5200 (x/D_h=28.5)$ の場合となっている。しかし、電場がないときの値に対する増加率は約1.8倍であり、定量的には両者は大きく異なる。また、伝熱促進の程度は下流よりも上流のほうが大きく、この点についても、軸方向に大差が見られなかった圧力降下の結果とは異なる。この軸方向の依存性については、流れ場は電場が印加される前に発達しているのに対し、温度場のほうは発達してゆく過程で電場が印加されたことが考えられる。

ここで、粒子の比電荷が Re が小さい場合ほど小さい(図7)ことを考えれば、現象のレイノルズ数への依存性は図8~10に示されている以上に強いことに注意する必要がある。このようなレイノルズ数依存性は、粒子-気相間の相互作用に原因を求めるとすれば、4章で考えた粒子運動から説明することができる。図5, 6で $Re=8000$ の場合の結果を示したが、これは正確にはそれぞれの図(b)における横軸を $x=U_m t$ と換算するとき $Re=8000$ の U_m を用いたという程度の意味であり、図(a)のほうは単に粒子の帯電量 q_p と印加電圧 V_e の関数である。したがって、このモデルで考える限り Re が変化しても q_p と V_e さえ一定であれば粒子が伝熱面に衝突する際の速度 V_p は変化しない。このとき生じる粒子-気相間の相互作用の程度は、粒子の半径方向速度と軸方向速度の比で見積もられるとすると

$$V_p/U_m \propto Re^{-1} \quad \dots\dots\dots (4)$$

となり、レイノルズ数が小さくなると、運動量および熱の輸送が促進されるものと考えられる。

本章では、粒子が運動量と熱の輸送に及ぼす影響の中でも、乱流的なもの〔2章でのべた項目(3)〕に主眼

図 8 圧力降下 ($x/D_h=35.6 \sim 54.6$)図 9 ヌセルト数 ($x/D_h=28.5$)図 10 ヌセルト数 ($x/D_h=47.5$)

において現象を考察してきたが、層流的なもの〔2章で述べた項目(1)と(2)〕の影響も当然のことながら無視できる理由はない。両者の実質的な寄与を明らかにするために、今後、流れ場と温度場に関する詳細な測定を行うことが不可欠である。

6. 結 言

本研究では、電場による固気混相媒体の伝熱制御と促進に関する基礎的な知見を得ることを目的として、その最も基本的な系と考えられる直流電場が印加された管内乱流をとりあげ、レイノルズ数、ローディング比、印加電圧を変化させて実験を行った。圧力降下とヌセルト数は、これらのパラメータに対してほぼ同様な依存性を有しており、本実験範囲内で、圧力降下は最大2.3倍、ヌセルト数は最大1.8倍増加した。この伝熱促進の理由としては、粒径およびレイノルズ数範囲から判断して、直接接点伝熱よりも粒子-気相間の相互作用による乱流構造の変化が重要であると考えられる。

本研究で行った静電気測定に関し、工業技術院公害資源研究所の荷福正治氏、三協電業株式会社の斎藤俊

行氏から貴重なご助言をいただいた。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Boothroyd, R. G., *Flowing Gas-Solids Suspensions*, (1971), 166, Chapman and Hall.
- (2) Bergles, A. E., *Handbook of Heat Transfer Applications*, 2nd ed., (1985), 3-1, McGraw-Hill.
- (3) Hasegawa, S., Echigo, R. and Shimizu, A., *Handbook of Heat and Mass Transfer*, 1(1986), 523, Gulf.
- (4) 前田・三枝・猪飼, 機論, 42-355(1976), 866.
- (5) 菱田・和南城・前田, 機論, 51-467, B(1985), 2176.
- (6) 清水・越後・長谷川, 機論, 46-409, B(1980), 1760.
- (7) 清水・深道・長谷川, 機論, 51-464, B(1985), 1349.
- (8) Yoshida, H., Suenaga, K. and Echigo, R., *Proc. 1988 Natl. Heat Transf. Conf. HTD-96-2*(1988), 461.
- (9) Min, K. and Chao, B. T., *Nucl. Sci. Eng.*, 26-4(1966), 534.
- (10) Elsdon, R. and Shearer, C. J., *Chem. Eng. Sci.*, 32-10(1977), 1147.
- (11) Dietz, P. W., *J. Electrostat.*, 5(1978), 297.
- (12) 前田・菱田・古谷, 機論, 46-412, B(1980), 2313.
- (13) 辻・森川・潮海, 機論, 50-452, B(1984), 1000.
- (14) 静電気学会編, 静電気ハンドブック, (1981), 96, オーム社.
- (15) 荷福・増田, 静電気学会誌, 11-3(1987), 178.
- (16) 文献(14)の419ページ.

討 論

〔質問〕 矢 部 彰

〔工業技術院機械技術研究所〕

電場を混相流の伝熱制御に使用しようとする興味深いアイデアに敬意を表する。

今回用いた50 μm 程度のガラス粒子の場合には、その運動はクーロン力に支配され、一端壁に達し、電荷を放出した後は、電場による運動のコントロールはあまり効かないと予想される。

(1) 半径方向の運動を期待するならば、導電体の球にして電極間を行き来させるほうが有効ではなからうか。

(2) 実際の粒子の運動がどうなっているかが重要であるが、壁に到達した粒子は、壁に沿って落下するのか、あるいは電気集じん機にときおり見られるように放電により再飛散するのか。観察の結果でもご教示いただきたい。

〔回答〕 ガラス粒子が壁に達すると電荷を放出することがご質問の前提となっているが、実験事実はむしろ逆の傾向になっている。本文3・3節でも述べたように、コロナ荷電部直後で測定した粒子帯電量は、伝

熱部下流で測定した値の平均82%となっており、伝熱部では摩擦帯電などにより電荷量がむしろ増加している。このことは、伝熱面であるステンレスはくとグラランドの間にエレクトロメータを挿入して行った電流測定からも間接的に確かめられた。

したがって、電場による制御は粒子が壁に到達した後も有効であると予想され、実際、伝熱部の中では比較的下流に相当する図10の結果でも、その点は確認できる。上流(図9)との量的な相違は、主に温度境界層の発達の数値合いによると考えており、その理由として(流れ場が発達した後に電場が印加された)圧力降下については流れ方向の変化がほとんど見られなかったことが挙げられる。

著者らが直流電場でも効果的な伝熱制御ができると考える他の理由としては、粒子には、壁での反発や渦の混合作用などによって、管中心に向かう運動も生じるので、これに対抗して粒子を壁方向へ押しやるためにクーロン力を常に一定方向に作用させておくことが望ましいということがある。このような考えの背景には、粒子が管の中央部分を行き来しても伝熱への寄与

は小さいので、熱抵抗の大きい壁近傍部分でのみ粒子
を行き来させたいという意図がある。

以上のことから、ご提案の内容は興味深く有意義と

思われるが、本研究の方法にも長所はあると考える。
なお、質問(2)の実際の粒子の挙動に関しては、本装
置の構造上、観察が困難であったので行っていない。