

比較的浅い底面加熱を受ける上部開放矩形くぼみに 球状粒子を一段充填した場合の共存対流熱伝達*

稲葉英男*¹, 尾崎公一*¹, 野津 滋*¹

Mixed Convection Heat Transfer in a Open Shallow Cavity Heated from Below and Packed with One Step Arrangement of Spherical Particles

Hideo INABA, Koichi OZAKI and Shigeru NOZU

Heat transfer measurements were performed during forced and natural mixed convections of a rectangular open cavity which was packed with spherical particles arranged in a one step orthorhombic array. Air flowing over the cavity was heated from the bottom surface of the cavity via the particle layer. Three kinds of spherical particles having almost the same diameter of 10 mm and different thermal conductivities were used as the spherical packing material. The cavity depth was varied from 0 mm (flat plate) to 10 mm. The particles suppressed the air motion near the heating surface and decreased the heat transfer coefficient. In the case of particles having large thermal conductivity, those particles behaved as an extended heat transfer surface and turbulence promoter so that the heat transfer coefficient was enhanced. The Nusselt number ratio as a dimensionless heat transfer coefficient was expressed in terms of Reynolds number, ratio of particle diameter to depth of the cavity and modified Prandtl number.

Key Words: Spherical Particle Layer, Forced Convection Heat Transfer, Nonhomogeneous Porous Layer, Effective Thermal Conductivity, Temperature Boundary Layer

1. 緒 言

多孔性断熱材からの熱損失や土壌表面での熱伝達など、多孔質体から純流体への対流熱伝達は多数観察される現象である。また、電子素子の強制対流冷却などに見られる基盤上に取り付けられた素子群からの対流熱伝達や、果実などの顆粒状農作物の通風冷却に見られる比較的大きな物体から構成される粒子層の熱伝達に関しても、これらを多孔質の問題として取り扱った方が便利な場合が多い。この種多孔体の対流熱伝達に関する従来の扱いは、均質多孔体としての扱いが主であるが^{(1)~(3)}、上述の例では多孔体を不均質として扱う方がより現実的であると考えられる。また、著者らは、従来より下面加熱を受ける比較的深い球状粒子充填矩形くぼみに関する共存対流熱伝達の基礎研究を行い⁽³⁾、この場合においても強制対流の効果は上部数段の粒子層に限定されることを見出ししており、強制対流下に直接さらされる不均質な扱いとなる粒子列の熱

伝達挙動を明らかにする必要性に迫られている。このように、伝熱面近傍に配置された不均質な多孔質体が、その対流熱伝達に大きな影響を与えることが、本研究課題を選定した主な動機である。物理的そして熱的に不均質な多孔質体配置の最も単純な例として、伝熱面上に球状粒子を一列配置した場合の熱伝達特性を現象的に明らかにすることにより、不均質な系から多孔体充填量の多い均質系への一連の伝熱現象を明確にすることができるものと考えられる。このように、本研究は、工業的にも多くみられる不均質な扱いが出来る多孔体まわりの熱伝達を対象としており、従来よりこの種の研究はほとんど行われていないことも、本研究の重要な動機である。

多孔質体層と純流体層よりなる系の対流熱伝達に関しては、従来より多数の研究が行われている^{(1)~(4)}。Poulikakosら⁽¹⁾は、底面加熱を受ける水平多孔質層上に水平流体層の存在する密閉形の自然対流熱伝達を、Darcyの運動方程式とNavier Stokesの運動方程式をそれぞれの層に適用し、これらの境界条件にBeavers-Joseph条件⁽⁵⁾(B.J.条件)を用いて解析を行った。Kimら⁽²⁾は、積層板からの強制対流熱伝達を対象に、多孔

* 原稿受付 平成5年2月22日。

*¹ 正員、岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中3-1-1)。

質層に関する Vafai-Tien の運動方程式⁽⁶⁾を積層板層に適用し、さらに純流体層中では Vafai-Tien の運動方程式中の空隙率 ϵ を $\epsilon=1$ と設定し、解析を行った。著者ら⁽³⁾は、下面加熱を受ける水平多孔質層からの共存対流熱伝達を実験的および理論的に取扱い、B. J. 条件を用いた解析では高レイノルズ数および高レイリー数において安定な収束解が得られないことを指摘すると共に、多孔質流体界面を移動境界条件とすることにより解析を行った。Sahraoui-Kaviany⁽⁴⁾は、円柱群より構成される二次元多孔質層と純流体層からなる系を対象に、円柱群内の流れに対しても Navier-Stokes 方程式を適用し、多孔質層-純流体層界面近傍の流動挙動を詳細に検討している。しかしながら、これらの研究の大部分^{(1)・(2)・(4)}は、低速流条件を研究対象としたものであり、また、著者ら⁽³⁾の計算法においても純流体層内の熱抵抗は無視されているために、その適用範囲は主要な熱抵抗が多孔質層内にある場合に限られたものとなっている。さらに、多孔質-流体層界面近傍の熱的不均質性を扱った研究は、現在のところほとんど見あたらない現状にある。

著者らは、従来より、多孔質の境界面近傍の不均質性を対象とした研究を行っており、前報⁽⁷⁾では矩形流路内に比較的直径の大きな粒子を充填した場合の対流熱伝達に関する実験を行い、伝熱特性に及ぼす多孔質-固体壁近傍の不均質性の効果について検討を行った。

本研究は、最も基本的な多孔質モデルと考えられる一段配列の球状粒子層を対象に取り上げ、純流体との境界を有する不均質多孔質層の対流熱伝達に関して実験的な検討を試みようとするものである。具体的には、風洞底部に設置した矩形くぼみ内に球状粒子を一段充填し、くぼみ底面から等熱流束加熱を行った場合の強制・自然共存熱伝達特性に及ぼす空気流速、加熱面-主流空気温度差および充填粒子熱物性の影響についても検討するものである。なお、充填粒子の熱物性については、熱伝導率の大きな球状粒子による拡大伝熱面(熱交換器)の効果そして熱伝導率の小さな粒子による伝熱抑制(断熱材)の効果も検討してある。また、くぼみ深さを浅くして粒子層を強制対流境界層中に突出させることにより空気流を粒子層に衝突・分岐させ、くぼみ深さと粒子の相互干渉による熱伝達制御の影響についても併せて検討を行っている。さらに、上記の諸因子の効果を考慮した無次元整理式の導出をも試みてある。

主な記号

a, b, c: 定数, D: くぼみ深さ, d: 粒子直径; または定数

Gr: グラスホフ数, H: 風洞流路高さ,

H_{12} : 速度分布の形状係数, h: 熱伝達係数

L: くぼみ長さ, Nu: ヌセルト数, Pr: プラントル数

Q: 伝熱量, q: 熱流束, Re: レイノルズ数, T: 温度

ΔT : 温度差, u: 流速, W: くぼみ奥行き長さ

x: くぼみ上流端からの主流方向距離

y: くぼみ底面からの距離, z: 奥行き方向距離

ギリシャ文字

β : 体膨張係数, ϵ : 放射率, λ : 熱伝導率

添字

0: 粒子未充填; またはくぼみ深さ $D=0$ mm かつ粒子未

充填, a: 主流空気, e: 有効, f: 流体層, m: 平均

p: 粒子頂点, s: 充填粒子, w: 伝熱面

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置および方法 図1に実験装置の概略を示す。装置は全長5830mm、断面寸法 $H=100$ mm(高さ) \times $W=400$ mm(幅)(水力直径160mm)の吸い込み型風胴で、流路底面には試験部としての矩形くぼみが設けてある。試験流体としての空気は、長さ3800mm(風洞水力直径の約24倍)の助走区間を経て、試験部に到達する。試験部での熱交換を終えた空気は、試験部下流の整流部(ハニカム)を通った後、送風機により大気へと放出される。

図2に試験部の詳細を示す。試験部は長さ $L=90$ mm \times 奥行き $W=400$ mm \times 深さ D (可変) の上部開放型の矩形くぼみで、その底面には、等熱流束加熱の可能な薄膜電気ヒータ④が設置されている。ヒータ表面には厚さ $80 \mu\text{m}$ のアルミニウム箔(放射率 $\epsilon=0.1$)が張り付けられており、放射熱損失が極力小さくなるよう配慮されている。ヒータ裏面中央には熱流束センサ③が取り付けられ、ヒータ背面への熱損失が測定される。試験部周囲は断熱材にて覆われており、損失熱量の低減が図られている。

供試くぼみ内には、球状粒子が千鳥配置にて一段配列充填されている。充填粒子の諸特性を表1に示す。充填粒子には、直径 d のほぼ等しく ($d=9.90$ mm \sim 10.2 mm)、そしてそれぞれ熱伝導率 λ の異なる、アルミナ球、ガラス球およびポリプロピレン球を用いた。粒子直径 d は、総充填粒子の体積測定結果から粒子を球形とみなして算出された値である。なお、本実験に使用した充填粒子は電子天秤による質量測定に基づき選別されたもので、粒子直径の最大偏差は $\pm 1.33\%$ 以内である。

流入空気温度 T_0 の測定は、試験部上流 250 mm の位置にて行った。試験部出口 ($x=L=90$ mm) における y 方向の空気温度分布は、トラバース可能な熱電対⑥にて測定した。等熱流束薄膜ヒータ表面温度 T_w の測定は、風胴中心線上 ($z=0$ mm)、くぼみ上流端 ($x=0$ mm) より、図中 x 方向に $x=7.5, 12.5, 17.5, \dots, 82.5$ mm の 5 mm 間隔 16 個所に

3590 比較的浅い底面加熱を受ける上部開放矩形くぼみに球状粒子を一段充填した場合の共存対流熱伝達

て行った。ポリプロピレン粒子層に関しては、図2(a)に示す主流方向の5個所に配置した粒子の頂点にて粒子表面温度 T_p の測定を行った。上述の全ての温度測定は素線径0.1mmのK型熱電対にて行った。なお、これらの熱電対は最小目盛り0.01Kの標準温度計を用いて検定されており、その測定精度は±0.1K以内と推定される。赤外線映像装置⑩による粒子表面温度測定は、流路上面に設けた赤外線透過性の良いポリビニリデンフィルム(厚さ3 μ m)製の観察窓⑨を通して行った。

風洞中心(Z=0mm)におけるy方向の空気流速分布の測

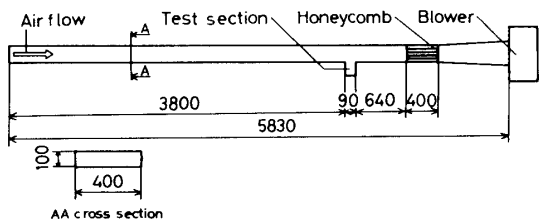
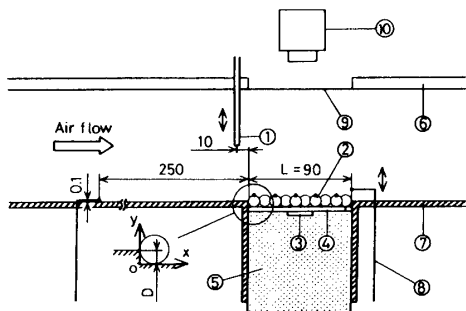
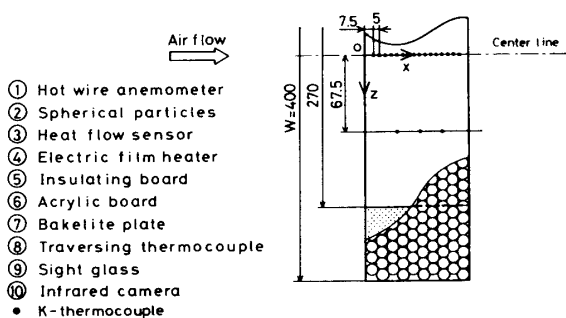


図1 実験装置の概略



(a) Vertical-cut view



(b) Plane view

図2 試験部の詳細

表1 充填粒子の詳細

Material	Diameter d mm	Thermal conductivity λ_s W/(m·K) (300K)	Porosity ϵ
Alumina	10.2	22.0	0.417
Glass	10.2	1.03	0.417
Polypropylene	9.90	0.210	0.437

定は、くぼみ上流10mmにて熱線流速計①により行った。なお、熱線流速計は、高流速域についてはピトー管とベッツ型マノメータにて、低流速域についてはスモークワイヤ法にて検定されており、その測定精度は±1%未満と推定される。

実験は、送風機回転数の調節により空気流速を設定した後、加熱面温度が所定の値になるようにヒータ入力を調節して行った。装置内の空気流動そして熱伝達が定常状態に達したことを確認した後、実験データの採取および記録を行った。

本研究では、くぼみ長さLおよび粒子直径dを固定した条件にて(L=90mm, d=9.90~10.2mm)、熱伝達に及ぼす諸因子の効果について検討を行った。なお、本実験は、以下に示す条件の下で行われた。

主流空気流速: $u=0.15\sim 2.5$ m/s

流入空気と伝熱面平均温度の差: $\Delta T_m=10\sim 100$ K

くぼみ深さ: $D=0, 2.5, 5, 10$ mm

充填粒子熱伝導率: $\lambda_s=0.210\sim 21.0$ W/(m·K)

加熱条件(等熱流束): $q=63.3\sim 2.17\times 10^3$ W/m²

2.2 実験結果の整理法 加熱面から粒子層および流動空気への正味伝熱量 Q [W]は、ヒータ入力より、ヒータ裏面から周囲への損失熱量(熱流束計による測定値からヒータ裏面での一様な熱損失を仮定して算出、ヒータ入力の14%以内)を差し引いて求めた。なお、 Q の測定精度は2%以内と推定される。局所熱伝達係数 h および平均熱伝達係数 h_m は次式により算出した。

$$h=q/(T_w-T_s), h_m=q/\Delta T_m \dots \dots \dots (1), (2)$$

ここに、 q は熱流束、 $\Delta T_m=T_w-T_s$ 、 T_s は流入空気温度、 T_w は伝熱面温度、 T_m は平均伝熱面温度(16点の局所伝熱面温度の算術平均温度)である。なお、本研究で採用した熱伝達係数には放射伝熱の影響も含まれている(粒子未充填時には、全伝熱量に対する放射伝熱量の割合は12%以下)。

平均修正ヌセルト数 Nu_s 、レイノルズ数 Re およびグラスホフ数 Gr は次式により定義した。

$$Nu_s = h_m L / \lambda_s \dots \dots \dots (3)$$

$$Re = uL / \nu \dots \dots \dots (4)$$

$$Gr = g\beta \Delta T_m L^3 / \nu^2 \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 L は伝熱面長さである。 u は主流空気流速で、試験くぼみ上流10mm、流路断面中央($y=50$ mm)における測定値を用いた。ここで主流とは、矩形ダクト内の空気流速の一定となる領域を示し、この領域の速度を代表速度とする。また、 λ_s は粒子層の有効熱伝導率で、その詳細については後述の3.2節で述べる。なお、粒子を充填しない場合には、(3)式右辺分母の λ_s には空気の熱伝導率 λ_f を用いた。

粒子層の有効プラントル数Pr_eは次式により求めた。

$$Pr_e = c_p \rho_f \mu_f / \lambda \dots\dots\dots(6)$$

なお、体膨張係数βは流入空気温度T_iにおける値で評価し⁽⁸⁾、β以外の諸物性値は膜温度(T_{w,m}+T_i)/2における値にて評価した。

3. 実験結果および考察

3.1 実験装置の特性 粒子層に関する実験に先だって、本実験装置の流動・伝熱特性を検討するため、粒子未充填・くぼみ無し(D=0mm, 平板)の条件にて対流伝熱実験を行った。

表2に、試験部上流10mmにおける境界層の特性を示す。なお、表2中の流動状態は、速度分布の形状係数H₁₂により判定⁽⁹⁾したものである。表2より、本装置内の流れは、Re>6000においては乱流状態、Re<4000では遷移状態にあることがわかる。なお、主流の乱れ強さは1%未満であった。

図3は、伝熱測定結果をヌセルト数Nu₀とレイノルズ数Reの座標上にグラスホフ数Grをパラメータとして示したものである。図中には、比較のため、平板上の乱流熱伝達に関する次式⁽¹⁰⁾を破線にて併記してある。

$$Nu_0 = 0.037 Pr_e^{1/3} Re^{4/5} \dots\dots\dots(7)$$

図3において、境界層が乱流となるRe>6000では、Nu₀数の本測定値は式(7)と定性的に類似な傾向にあることから、本実験の精度は充分なものと思われる。一方、

表 2 境界層の流れ状態

Velocity u m/s	Displacement thickness δ ₁ mm	Shape factor H ₁₂	Reynolds number Re	Flow
0.16	9.47	2.15	0.942	x10 ³
0.29	7.12	1.97	1.67	
0.64	6.83	1.60	3.68	
1.51	5.06	1.46	8.87	
2.45	4.03	1.44	13.8	

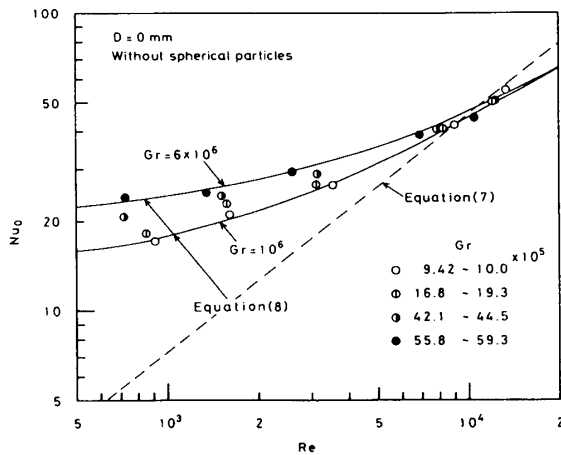


図 3 粒子未充填, D=0mmにおける測定結果

Re<4000においては、Nu₀数の測定値は式(7)よりも大きい値を示しており、さらに、これら両者の差はGr数の増加に伴い増大している。この差の原因としては、空気流速が遅い場合(Re<4000)においては、境界層の流動は遷移状態にあるため乱流熱伝達に関する式(7)の適用範囲外にあることや、自然対流の影響が考えられる。後述の粒子層に関する実験結果を評価する基準として、粒子未充填, D=0mmの結果を平均偏差±3.3%で整理する式(8)を最小自乗法により得た。

$$Nu_0 = a Re^b Pr_e^{2/3} (1 + c Gr / Re^2)^d \dots\dots\dots(8)$$

ここに、a=0.35, b=0.55, c=5.6, d=0.19

適用範囲：7×10²<Re<1.5×10⁴, 9×10⁵<Gr<6×10⁶

3.2 一段球状粒子層の有効熱伝導率 粒子層を伝熱面上に配置した場合の対流熱伝達の効果を評価するため、一段配列球状粒子層の有効熱伝導率の測定を行った。有効熱伝導率測定装置は、水平粒子層を上部から薄膜電気ヒータ(試験部くぼみ底面に設置したものと同型)、そして下部から銅製冷却面(厚さ1mm)にて挟み込む構造で、上部加熱条件のために自然対流は発生しないものとなっている。なお、放射伝熱の影響を極力避けるため、ヒータおよび銅製冷却面の表面にはアルミニウム箔(厚さ80μm, 放射率ε=0.1)が張り付けられている。図4は測定結果をλ_e/λ_fとλ_s/λ_fの関係にて示したものである。ここに、λ_eは粒子層の有効熱伝導率、λ_fおよびλ_sはそれぞれ空気および充填粒子の熱伝導率である。図中の実線は、放射伝熱の効果を考慮しない場合の球立方体配列粒子層の有効熱伝導率に関するWakao-Katoの数値計算結果⁽¹¹⁾を示したものである。図4において、本測定結果と実線は比較的良く一致しており、本測定部での放射伝熱の影響は小さいものと考えられる。また、本測定値および計算結果共に、粒子の熱伝導率比λ_s/λ_fの増加に伴い、有効熱伝導率比λ_e/λ_fの値は単調に増加するが、その増加割合は粒子の熱伝導率比λ_s/λ_fが大きくなるに従って減少する傾向にある。この有効熱伝導率の傾向は以下のように説明される。粒子層内における熱流は、固体粒子内および流体層内を複雑に伝播しており、当然のことながら、固体粒子内を伝わる熱流は固体粒子の熱伝導率

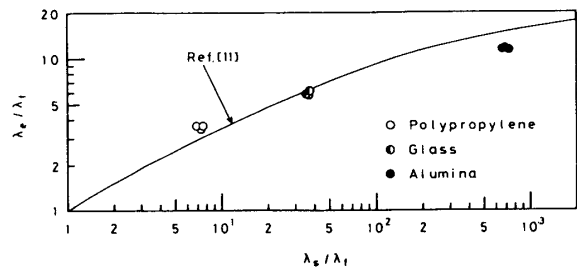


図 4 有効熱伝導率

3592 比較的浅い底面加熱を受ける上部開放矩形くぼみに球状粒子を一段充填した場合の共存対流熱伝達

の増加に伴って増加する。一方、球状粒子を充填した場合には、球状粒子と平坦な伝熱面とが点接触となるために伝熱面近傍では流体層の占める体積割合が大きくなり、この領域の熱移動は主として流体層の熱伝導率により支配される。従って、充填粒子の熱伝導率が大きい場合には、相対的に壁近傍の空気層の影響が大きくなり、結果として、充填粒子熱伝導率の増加が有効熱伝導率の増大に余り寄与しなくなるためと思われる。なお、後述の対流実験結果の整理に際しては、有効熱伝導率 λ_e の測定値を用いた。

3.3 粒子表面温度分布 粒子層における熱移動現象は、前節で述べた熱伝導においてさえも複雑なものであり、さらに、対流を伴う場合には粒子層表面温度分布も複雑なものとなることが予測され、熱電対による点での温度測定では、十分な表面温度情報が得られない可能性がある。本研究においては、赤外線映像装置を用い、粒子層表面温度の2次元的な計測を試みた。

図5は、充填粒子をアルミナ球とし、くぼみ深さ $D=0$ mm、主流空気流速 $u=0.60$ m/s、伝熱面平均温度 $T_{wm}=135.2^\circ\text{C}$ 、流入空気温度 $T_a=31.2^\circ\text{C}$ とした場合の、粒子層表面の熱画像である。図5中の色温度信号は、青～黄～赤～白の順に、温度が高いことを示している。図5において、それぞれの粒子に着目すれば、加熱面に近い下方から上

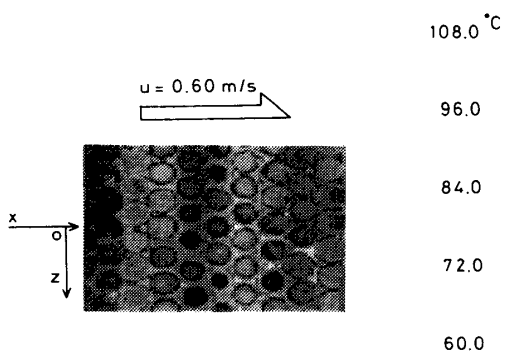


図5 粒子層表面の熱画像

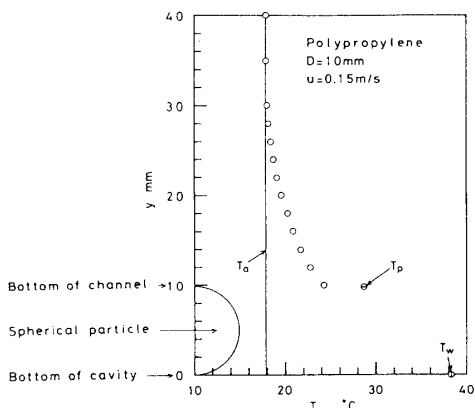


図6 y方向の温度分布

方へと温度の低下する様子が観察される。また、粒子間の間隙には赤～白色の高温の温度信号が観察され、充填粒子の下半部は上半部よりもさらに高温にあることが推測される。さらに、主流に直角方向(図5中、z方向)には、試験部中心($z=0$)に対してほぼ対称な温度分布となっている。また、主流方向(図5中、x方向)の粒子頂点の温度に着目すれば、粒子温度は試験部上流側で低く、流れに沿って上昇し、出口付近で再び低下する様子が観察される。このように、粒子のある特定の位置の温度に着目することにより、粒子表面温度分布から対流熱伝達挙動の概略が推定される。

3.4 温度境界層内の温度分布 図6は、充填粒子にポリプロピレン球を用い、くぼみ深さ $D=10$ mm、主流空気流速 $u=0.15$ m/sとした場合の、 $x=76$ mmの位置における空気温度のy方向(図2参照)分布、伝熱面温度 T_w および粒子頂点温度 T_p の測定結果を示したものである。なお、図6において、粒子頂点温度 T_p には試験部下流から2列目($x=76$ mm)に配置した充填粒子に取り付けた熱電対による測定値を、伝熱面温度 T_w には $x=77.5$ mmにおける測定値を採用してある。また、図中には、流入空気温度 T_a も参考のために実線にて併記してある。図6に見られるように、 $y<35$ mmの領域における空気温度 T は流入空気温度 T_a に等しいことより、図6の条件においては、 0 mm $<y<35$ mmの領域が温度境界層ということになる。この温度境界層内の空気温度変化は主に、伝熱面($y=0$ mm)と粒子頂点($y=9.9$ mm)の温度差 T_w-T_p に代表される粒子層における温度差と、 $y=10$ mm ~ 35 mmに見られる空気層内の温度差より構成されていると考えられる。なお、 $y=10$ mmにおける空気温度と $y=9.9$ mmの粒子頂点温度 T_p の温度差は、主に対流熱伝達に基づくもの以外に、粒子層の表面温度は、3次元的に複雑に分布していることや、空気および粒子頂点の測定位置の差などが原因と考えられる。このように、粒子層の存在によりその周辺空気層の温度そして粒子温度分布は複雑な様相を呈することが理解できる。

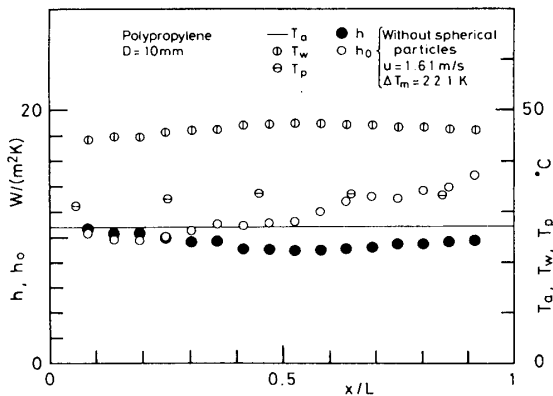
3.5 局所熱伝達係数の主流方向分布 本節では、主流空気流速 u をほぼ一定としくぼみ深さ D および充填粒子を変化させた場合の局所熱伝達係数の挙動、そして粒子未充填の結果との比較より粒子の効果について検討する。

図7(a)および(b)は、熱伝導率の小さいポリプロピレン球を一段配置した場合の粒子層に関する熱伝達係数 h の主流方向(図2中、x方向)分布を、それぞれくぼみ深さ D が、 $D=0$ mmおよび $D=10$ mmについて示したものである。図7(a),(b)には、伝熱面温度 T_w 、粒子頂点温度 T_p および主流空気温度 T_a の測定値も併記してある。また、

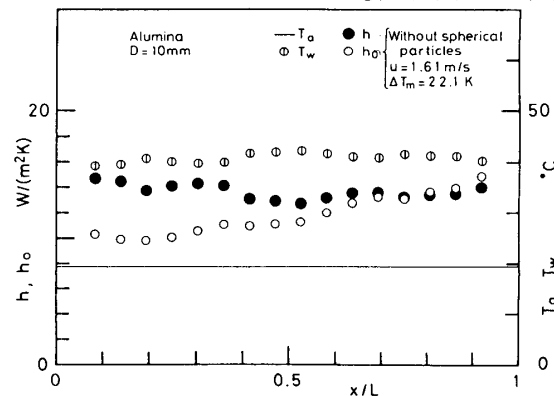
ほぼ同一の空気流速 u および平均伝熱面-流入空気温度差 ΔT_m にて得られた、粒子未充填時の熱伝達係数 h_0 も比較参考のために記入してある。まず、くぼみ深さの大きい $D=10\text{mm}$, $u=1.45\text{m/s}$ に関する図7(a)について観察すると、粒子頂点温度 T_p と流入空気温度 T_a の差 $T_p - T_a$ は試験部入口で小さく、その後徐々に大きくなっている。これは、図6で見られたように、粒子層表面上に存在する温度境界層が主流方向に発達するためと考えられる。一方、伝熱面温度 T_w と粒子頂点温度 T_p の差 $T_w - T_p$ は試験部内ではほぼ一定であり、また加熱面と主流空気の温度差 $T_w - T_a$ に占める粒子層の温度差 $T_w - T_p$ の割合は $0.67 \sim 0.76$ と比較的大きな値となる。これらの温度分布の傾向より、熱伝達係数 h は試験部入り口付近で若干大きいもののその後ほぼ一定値となる傾向を示す。粒子未充填の熱伝達係数 h_0 は、試験部上流側から下流側に向かって複雑に増加する傾向を示す。この原因としては、くぼみ上流端で剥離した空気流が後部くぼみ壁に衝突し生成した、くぼみ内での再循環渦が考えられる^(1,2)。一方、粒子充填時には、粒子未充填の場合に形成されたくぼみ内の循環渦の発生が認められず、上述のように熱伝達係数 h の変化は小さなものとなる。さらに、くぼみ内での対流の勢いの弱い粒子充填時の熱伝達係数

h の値は、粒子未充填における h_0 よりも全体的に小さい値となることも理解できる。次に、加熱平板上に粒子層を配置した $D=0\text{mm}$, $u=1.54\text{m/s}$ に関する図7(b)について観察すると、伝熱面温度 T_w は、試験部入口付近より徐々に増加し、その後ほぼ一定となる。さらに入口付近の伝熱面温度は、図7(a)の $D=10\text{mm}$ よりも低くなる傾向を有する。試験部入り口付近の熱伝達係数 h は、 $D=10\text{mm}$ の図7(a)よりも約35%高い値となっている。この原因に関しては、くぼみ深さ $D=0\text{mm}$ の場合には上流からの空気流が空隙の大きい粒子層下部の伝熱面近傍に流入することが熱伝達の増大につながったものと考えられる。一方 $x/L=0.4$ では、熱伝達係数 h に及ぼすくぼみ深さの影響は小さいものとなっており、上流からの空気流が下流に向かうに従って充填粒子により減速されたため、下流側において熱伝達係数に及ぼすくぼみ深さの効果が小さくなったものと考えられる。さらに、熱伝達係数 h と粒子未充填時の h_0 とを比較すると、 h と h_0 はほぼ類似した流れ方向分布を示すが、熱伝達係数 h の値は h_0 よりも若干小さくなる傾向にある。

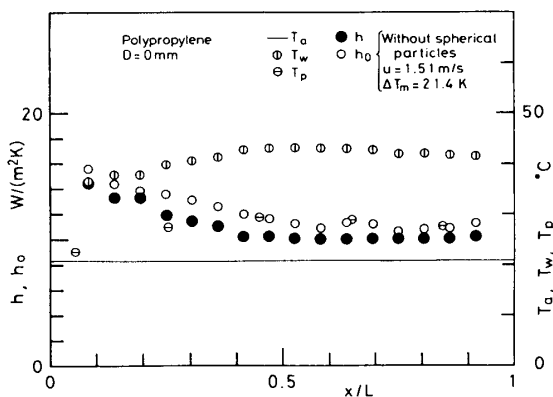
図8(a),(b)は、熱伝導率の大きいアルミナ球を充填した場合の諸測定値の主流方向分布を示したものである。いずれのくぼみ深さにおいても、ポリプロピレン



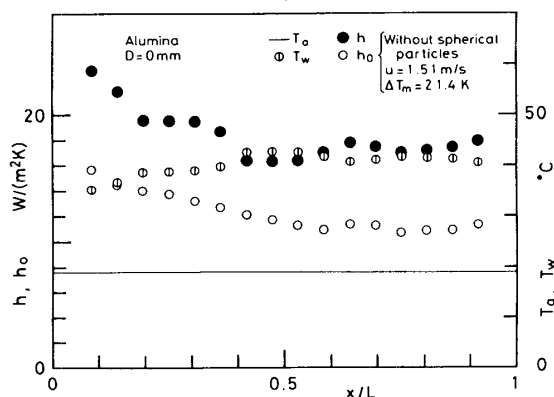
(a) $D=10\text{mm}$, $u=1.45\text{m/s}$



(a) $D=10\text{mm}$, $u=1.59\text{m/s}$



(b) $D=0\text{mm}$, $u=1.54\text{m/s}$



(b) $D=0\text{mm}$, $u=1.60\text{m/s}$

図7 諸測定値の主流方向分布, ポリプロピレン

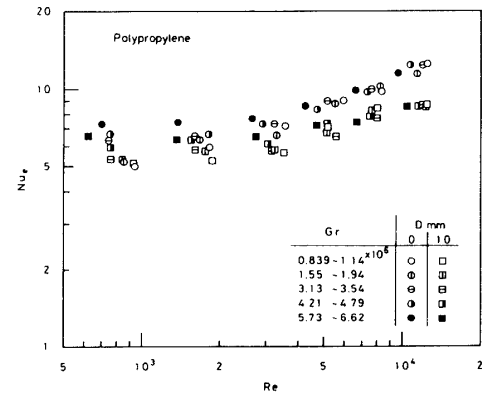
図8 諸測定値の主流方向分布, アルミナ

球の場合とは逆に、アルミナ球粒子充填時の熱伝達係数 h は粒子未充填時の h_0 よりも大きい値を示している。これは、熱伝導率の大きいアルミナ球を充填した場合には、充填粒子表面が拡大伝熱面として作用したことが主な原因として考えられる。充填粒子熱伝導率の影響に関して図7と図8を比較すると、くぼみ深さ D を一定($D=0\text{mm}, 10\text{mm}$)にした場合には、熱伝達係数 h の値は約45%~60%アルミナ球の方がポリプロピレン球より大きな値を示すが、この増加割合は、充填粒子の熱伝導率 λ の増加(表1参照、アルミナとポリプロピレンの熱伝導率比約105倍)に比較すれば非常に小さいものとなっている。このような挙動は、図4で述べたように、粒子と伝熱面の接点近傍には熱抵抗となる空気の熱伝導率が支配的な領域が存在することと、粒子層上部の空気流動状態などが原因として考えられる。このように、充填粒子の熱伝導率の大きさによって、伝熱面からの熱伝達を広範囲に制御することが可能であることが判明した。すなわち、熱伝導率の小さなポリプロピレン粒子充填の場合は、熱伝達率比 $h/h_0 < 1$ となる熱伝達抑制効果となる。一方、大きな熱伝導率を有するアルミナ球の場合には、 $h/h_0 > 1$ となる伝熱促進効果をもたらすことになる。

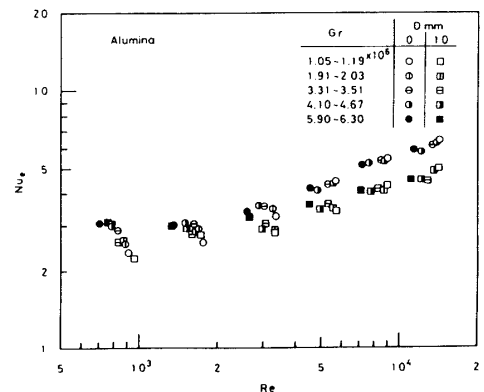
3.6 平均熱伝達特性 図9(a),(b)は、それぞれポリプロピレン球およびアルミナ球を充填した場合の平均修正ヌセルト数 Nu_0 とレイノルズ数 Re の関係を、グラスホフ数 Gr をパラメータとして示したものである。ここで、各無次元量は式(3)~(5)で定義したものをを用いている。図3で示した粒子未充填、くぼみ深さ $D=0\text{mm}$ の場合と比較すると、いずれの充填粒子およびくぼみ深さ D の場合も、同一の Re 数および Gr 数では粒子充填時の修正ヌセルト数 Nu_0 は粒子未充填における Nu_0 数よりも小さくなっている。さらに、いずれのくぼみ深さおよび充填粒子に関しても、 Nu_0 数の Re 数への依存性は粒子未充填の場合よりも小さくなっている。これらの原因に関しては、図7で述べたように、充填粒子による伝熱面近傍の空気流動の減衰作用により熱抵抗が増大するため、熱伝達に及ぼす強制対流の効果が減少することが考えられる。いずれの充填粒子においても、 Nu_0 数に及ぼすくぼみ深さ D の影響は、低 Re 数では小さく、 Re 数の増加につれ大きくなる傾向にある。この原因としては、図7で述べたように、くぼみ深さ D が小さい場合には主流低温空気の粒子層底部への流入による熱伝達係数の増加がみられ、そしてこの増加割合も Re 数と共に大きくなることに起因するものと思われる。一方、充填粒子の影響について図9(a)と図9(b)を比較すると、同一の Re 数、 Gr 数およびくぼみ深さ D の場合には、 Nu_0

数の値はポリプロピレン球の方が約2倍大きくなっており、粒子層の有効熱伝導率 λ の小さい方が熱伝達に与える強制対流の効果が大きくなる結果を得た。また、図9(a),(b)において、いずれの充填粒子およびくぼみ深さ D に関しても、 $Re < 4000$ の領域の同一 Re 数において、 Nu_0 数は Gr 数の増加に伴い増大する傾向から判断して、自然対流の影響が存在することが理解できる。なおくぼみ面からの強制・自然共存対流熱伝達に関しては、 Gr 数一定にて Re 数を増加させた場合に、 Re 数の領域によってはくぼみ内の高温の循環渦が主流の流入を阻害し、 Nu_0 数が低下するという現象が報告⁽¹³⁾されているが、粒子充填くぼみに関する本実験においてはこのような現象は観察されなかった。これは、図7の考察でも述べたように、粒子を充填した場合には熱伝達を抑止する循環渦が形成されないためと考えられる。さらに、 $D=0\text{mm}$ のみならず、 $D=10\text{mm}$ においても、 Re 数および Gr 数を変化させた場合の Nu_0 数の挙動は、図3に示す粒子未充填、 $D=0\text{mm}$ の Nu_0 数と基本的には同様な傾向を有することが図9(a),(b)より理解できる。従って本研究においては、 Nu_0 数の定量的評価の基準として粒子未充填、くぼみ深さ $D=0\text{mm}$ に関する Nu_0 数を用いることにした。

図10(a)~(d)は、種々のくぼみ深さおよび充填粒子



(a) ポリプロピレン



(b) アルミナ

図9 Nu_0 と Re の関係

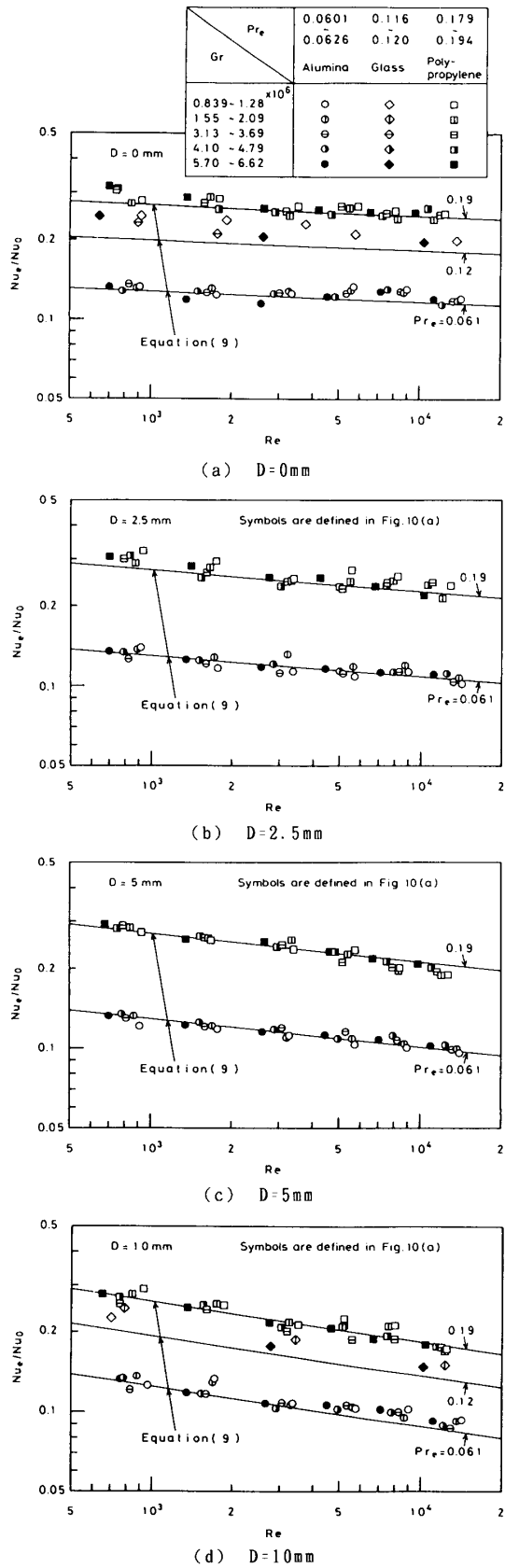


図 10 Nu_e/Nu₀とReの関係

に関して、ヌセルト数比Nu_e/Nu₀とRe数の関係を示したものである。ここに、Nu₀はくぼみ深さD=0mm、粒子未充填時のヌセルト数で、式(8)に粒子充填時のRe数およびGr数を代入することにより計算した。まず、D=0mmの図10(a)に着目すると、いずれの充填粒子においても、ヌセルト数比Nu_e/Nu₀の値は1より小さく、さらにRe数の増加に伴い低下していることから、伝熱面上への充填粒子の配置により伝熱面近傍の空気流動が抑制されることや、その抑制効果がRe数の増加と共に大きくなることが定量的に把握できる。さらに、ヌセルト数比Nu_e/Nu₀のRe数への依存性は充填粒子の種類に余り影響されない結果となった。次に、くぼみ深さDの影響について図10(a)~(d)を比較すると、くぼみ深さDが大きくなるに従って、Re数の増加に伴うヌセルト数比Nu_e/Nu₀の減少割合は大きくなる傾向を得た。

図11は、ヌセルト数比Nu_e/Nu₀と式(6)で定義される有効プラントル数Pr_eの関係を、種々のくぼみ深さDおよびレイノルズ数Reについて示した。くぼみ深さDおよびレイノルズ数Reを一定とした場合には、ヌセルト数比Nu_e/Nu₀の値は有効プラントル数Pr_eのほぼ0.67乗に比例して増加することが判明した。本実験結果は平均偏差±5.1%で最小自乗法により次式で整理することができる。

$$Nu_e/Nu_0 = aRe^b Pr_e^c \dots\dots\dots(9)$$

$$\text{ここで、 } a = 1.1 \{1 + 1.1(D/d)^{0.81}\}$$

$$b = -0.04 \{1 + 2.8(D/d)^{0.7}\}, \quad c = 0.67$$

$$\text{適用範囲： } 6.2 \times 10^2 < Re < 1.5 \times 10^4,$$

$$8.4 \times 10^5 < Gr < 6.6 \times 10^6, \quad 0 < D/d < 1.0$$

なお、上式(9)は前述の図10(a)~(d)中にも実線で記入してある。得られた実験整理式(9)は、粒子未充填の平板に関する熱伝達に対して、様々なくぼみ深さと熱物性の異なる球状粒子の対流熱伝達に及ぼす効果を定量的に表現したもので、球状粒子とくぼみ深さを利用した熱伝達制御(抑制)に活用できるものと思われる。

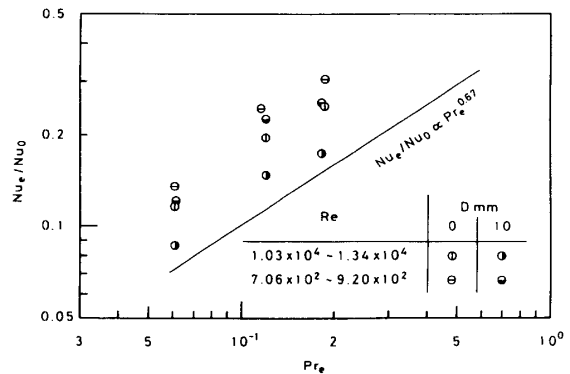


図 11 Nu_e/Nu₀とPr_eの関係

4. 結言

球状粒子を一段充填した上部開放型矩形くぼみ底面からの共存対流熱伝達に関する実験を行い、以下の結論を得た。

- (1) 充填粒子には上部開放型くぼみ底部の空気流動を抑制する効果がある。このため、くぼみ内には粒子未充填でみられた循環渦が形成されなくなる。
- (2) 従って、空気流速および加熱面-主流空気温度差を変化させた場合の熱伝達係数の挙動は、粒子未充填の平板と類似した傾向を示す。すなわち、熱伝達係数は空気流速の増加に伴い単調に増加する傾向となる。
- (3) 一方、充填粒子は伝熱面積拡大効果や乱流促進体としての効果を有しており、前者は充填粒子の熱伝導率が大きい場合において顕著に現れる。このため、粒子充填時には、粒子未充填に比較して熱伝達係数の増加する現象も観察された。
- (4) 粒子充填層の熱伝達係数は充填粒子の熱伝導率の増加に伴い増加する。しかし、この増加量は粒子の熱伝導率の増加に比して小さいものとなる。
- (5) 空気流速が大きい場合には、熱伝達係数はくぼみ深さの減少に伴い増加する。特に、この増加はくぼみ上流において顕著に現れる。
- (6) 粒子充填層の対流熱伝達に関する無次元数であるヌセルト数比(粒子充填層のヌセルト数 Nu_p /粒子未充填時のヌセルト数 Nu_0)は、レイノルズ数、有効プラントル数およびくぼみ深さと粒子径の寸法比の関数にて

表すことが出来た。

なお、くぼみ長さおよび粒子直径の効果については、今後報告する予定である。

文 献

- (1) Poulikakos, D., 他3名, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 7 2(1986), 109.
- (2) Kim, S. Y., 他2名, *Proc. The 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, 3(1992), 237.
- (3) 稲葉, 他3名, *機論*, 55-510, B(1989), 457.
- (4) Sahraoui, M. and Kaviany, M., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35(1992), 927.
- (5) Beavers, G. S. and Joseph, D. D., *J. Fluid Mech.*, 30 1(1967), 197.
- (6) Vafai, K. and Tien, C. L., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 24(1981), 195.
- (7) 稲葉, 他2名, *機論*, 59-560, B(1993), 1194.
- (8) 日本機械学会編, *伝熱工学資料改訂第4版*, (1986), 68, 日本機械学会.
- (9) 山本, 他2名, *機論*, 50-450, B(1984), 452.
- (10) Johnson, H. A. and Rubesin, M. W., *Trans. ASME*, 71-5(1949), 447.
- (11) Wakao, N. and Kato, K., *J. Chem. Eng. Japan*, 2 1(1969), 24.
- (12) 例えば, Yamamoto, H., 他2名, *Trans. ASME Ser. C*, 101(1979), 475.
- (13) 稲葉, 他2名, *機論*, 51-467, B(1985), 2414.