傾斜多孔質層内の自然対流熱伝達*

稲葉英男**, 福田武幸**
Hideo INABA, Takeyuki FUKUDA**Key Words:** Convective Heat Transfer, Natural Convection, Inclined Porous Layer, Experimental Study

1. 緒 言

多孔質内の自然対流熱伝達は、広い分野に観察される重要な問題である。例えば、自然界においては、地熱による地下水の昇温、地下における熱汚染の拡散および雪層内の湿り空気の移動などはいずれも自然対流が重要な役割を果たしている。一方、工業界においては、多孔質を利用した顕熱蓄熱槽、多孔質断熱材およびオイルサンドの加熱油分分離などに自然対流熱伝達現象は大いにかかわりのあるものである。従来より、この種多孔質内自然対流現象の解明の最も基本的なモデルとしては、対向面が異なった温度に保たれた密閉長方形多孔質層に関する研究が実験および解析の両方にわたって数多く行われてきた。これらの研究の大部分は、下面加熱・上面冷却の水平多孔質層^{(1)~(6)(8)}および側面加熱および冷却を伴う垂直多孔質^{(7)~(10)}に関するものである。しかしながら、多孔質層が傾斜した場合に関する研究は、非常に少ない。Vlasuk⁽¹¹⁾およびHalstら⁽¹²⁾は、解析的に傾斜角 θ （下面加熱の水平多孔質層よりの角度）の対流熱伝達に及ぼす影響を調べ、低修正レーレー数 Ra^*_s (≤ 350) にて、 $\theta=45\sim 60^\circ$ の範囲において極大の対流熱伝達率の存在を予想している。Kanekoら⁽¹³⁾は、主に砂を用いた低修正レーレー数 Ra^*_s の実験において、 $\theta\leq 30^\circ$ の範囲で、対流熱伝達量の実測を行っている。また、Bories-Combarnous⁽¹⁴⁾は、 $\theta=0\sim 90^\circ$ 、 $Ra^*_s\leq 800$ の条件にて傾斜多孔質層内の温度分布の測定結果より、層内の流動様式を解明する試みを行い、 $\theta=15\sim 70^\circ$ および $40\leq Ra^*_s\leq 250$ の範囲にて、傾斜流体層に関して、Hart⁽¹⁵⁾の述べている傾斜方向に軸中心を有する縦渦 (longitudinal coil flow)

の存在を述べている。しかし、これらの研究は、いずれも実験の複雑さおよび実験条件としての傾斜角の範囲 ($\theta\leq 90^\circ$)、修正レーレー数 ($Ra^*_s\leq 800$) の範囲および使用多孔質層の物性の範囲も制限されたものが多く、結果的に、狭い範囲の条件にて個々の結果を複雑に議論したものとなっている。したがって、下面加熱・上面冷却を受ける水平多孔質層 ($\theta=0^\circ$) より傾斜角 θ を増大させ、側面加熱および冷却を受ける垂直多孔質層 ($\theta=90^\circ$) を経て、最終的に、 $\theta=180^\circ$ の上部加熱・下部冷却の自然対流の存在しない水平多孔質層の熱輸送現象を系統的に扱った研究の報告は、ほとんどないように思われる。本研究は、このようなこの種の研究の現状を踏まえて、広範囲の実験条件にて、対向面が異なった一定温度に保たれた長方形密閉多孔質内の自然対流熱伝達に及ぼす諸因子（傾斜角、多孔質層の寸法、多孔質としての充てん粒子の寸法、多孔質の物性および修正レーレー数）の効果を流れの可視化、多孔質層内の温度分布および伝達熱量の実測により明らかにし、有用な無次元熱伝達整理式を導き出すものである。なお本実験は、等温加熱・冷却壁熱境界条件にて、傾斜角 $\theta=0\sim 180^\circ$ 、アスペクト比（多孔質層縦横比） $H/W=5\sim 32.7$ および修正レーレー数 $Ra^*_s=3.4\times 10\sim 3.8\times 10^4$ の広い範囲の実験条件により行われている。

記 号

a_m : 多孔質層の温度伝導率 $=\lambda^*/(\rho C_p)_f$
 c_p : 定圧比熱
 D : 多孔質層の奥ゆき寸法 (Z 方向)
 Da : ダルシー数 $=k/W^2$
 d : 粒子直径
 g : 重力の加速度
 H : 多孔質層の高さ (X 方向)

* 昭和59年9月30日 北海道支部第26回講演会において講演、原稿受付 昭和59年5月1日。

** 正員、北見工業大学 (〒090 北見市公園町165)。

H/W : アスペクト比

h : 局所熱伝達率 $= q/\Delta T$

h_m : 平均熱伝達率 $= (1/H) \int_0^H h dX$

k : 浸透性 $= (d^2/150) \{ \varepsilon^3 / (1-\varepsilon)^2 \}$

Nu : 平均ヌセルト数 $= h_m W / \lambda^*$

Pr^* : 多孔質層の修正プラントル数 $= \nu_f / a_m$

q : 局所熱流束 $= q_{cv} + q_{cd} = q_r - q_{\theta=180^\circ} + q_{cd}$

q_m : 平均熱流束 $= (1/H) \int_0^H q dX$

q_r : 総熱流束 $= q_{cv} + q_{cd} + q_e$

$q_{\theta=180^\circ}$: $\theta=180^\circ$ における熱流束 $= q_{cd} + q_e$

Ra : レーレー数 $= g\beta\Delta T W^3 / (\nu a_m)$

Ra^* : 修正レーレー数 $= Ra \cdot Da$

T : 温度

ΔT : 代表温度差 $= T_h - T_c$

W : 多孔質層の幅 (Y 方向)

X, Y, Z : 座標系

β : 流体の体膨張係数

θ : 傾斜角

ε : 空けき率

λ : 熱伝導率

λ^* : 多孔質層の熱伝導率

ν : 粘性係数

添字

c, h : 冷却壁面および加熱壁面

f : 流体

cd, cv, e : 伝導, 対流および装置よりの熱損失

m : 流体静止時の多孔質の値

2. 実験装置および実験方法

実験装置は、図1に示されるように加熱部、試験部

図1 実験装置

および冷却部の3要素より構成されている。この装置を回転台に取付けることにより、任意の傾斜角 θ を得た。試験部は、高さ $H=340$ 、奥行き $D=400$ mm 一定として、幅 $W=10.4$ mm ($H/W=32.7$), 22.5 ($H/W=15.1$), 34 mm ($H/W=10$) そして 68 mm ($H/W=5$) の4種類のアクリル製 (厚さ 15 mm) 枠組みを等温境界条件を有する加熱壁および冷却壁間にはさみ込むことにより作られている。この試験部へ球状粒子および流体を充てんすることにより密閉した多孔質層を形成することになる。加熱部は加熱壁 (5 mm 厚さの銅板)、主マイカヒータ (容量 1 kW)、補償マイカヒータ (容量 1 kW) および補償ヒータ発生熱吸収用冷却部より成り立っている。加熱部は X 方向に3分割されており、それぞれの加熱壁中央の温度を同一となるように各主ヒータ出力を制御することにより等温条件を得た。本実験において各加熱壁温度を設定温度に対して $\pm 0.3^\circ\text{C}$ 以内の精度で一致することが可能であり、十分等温条件を満足するものであった。また、主ヒータより Z 方向への熱損失を抑えるため Z 方向に対して両側に補償部を設けてある。冷却部は、等温境界条件を得るために3分割された冷却壁 (厚さ 5 mm の銅板) および冷却壁背面に設けた冷却室より構成されている。この冷却室に温度制御された冷媒 (エチレングリコール水溶液) を導くことにより、低温壁面温度の制御を行った。設定冷却壁温度に対して $\pm 0.3^\circ\text{C}$ 以内で一致させることが可能であった。多孔質層内の流体温度分布は、内径 0.8 mm のステンレス管の中に銅・コンスタンタン熱電対 (直径 0.1 mm) を通してプローブを作製し、それを $Z=D/2$, $X=85, 170$ mm および 255 mm そして $Y=11.5, 23, 34, 45$ mm および 56.5 mm の15箇所の位置に設置して測定した。

実験装置よりの熱損失を極力少なくするために、実験装置本体は厚さ 100 mm のスタイロフォーム保温材により覆われ、恒温室内に設置された。なお、恒温室室内温度は、加熱壁温度 T_h と冷却壁温度 T_c の相対平均温度 $(T_h + T_c)/2$ に設定され、極力装置本体と外部環境間の熱の出入を防止してある。また、本装置の総合検定として、 $\theta=0^\circ$ の水平流体層 (蒸留水) に関する実験結果を従来より信頼性の高いと見なされている。Schmidt ら⁽¹⁸⁾の結果と比較し、両者は $\pm 4\%$ 以内で一致したことより、本装置の精度はほぼ満足なものであった。本実験においては、流体として水、エチルアルコール、トランス油、充てん粒子として平均直径 $d=5.1, 10.2$ mm、および 22.2 mm の酸化アルミナ球、 $d=5.03$ mm、および 10.4 mm のガラス球そして $d=9.5$ mm の鉄球を用いた。測定は、実験装置の各部

の温度が定常に達した後に行った。なお定常状態に達する時間は、実験条件にもよるが約8~12hを要した。各変数の決定における物性値は、加熱壁面温度と冷却壁面温度の相加平均温度により定めた。また、多孔質層の有効熱伝導率 λ^* は、Kunii-Smith⁽¹⁷⁾の実験式より算定してある。傾斜角 θ による対流挙動観察のため、 $H=110$ mm, $W=22$ mm および $D=110$ mm の可視化用実験装置を作成した。試験部および冷却部は透明アクリルで作成されており、多孔質内の流動挙動の観察が可能であり、流体として水、充てん粒子としては透明な $d=5.03$ mm のガラス球を用いた。可視化用トレーサとして粉末状の過マンガン酸カリウムを試験部に注入し、その溶解した赤色水溶液の移動を観察し、傾斜角によるおおよその流動挙動の変化を把握した。本実験における各パラメータの範囲は次のようになる。

空げき率 $\varepsilon=0.351\sim0.490$

アスペクト比 $H/W=5\sim32.7$

修正レーレー数 $R_a^*=3.4\times10\sim3.8\times10^4$

粒子径/幅, $d/W=0.074\sim1.0$

修正プラントル数 $P_r^*=3.1\sim499$

3. 実験結果および考察

3・1 多孔質層内の温度分布 図2(a)~(e)は、 $H/W=5$ ($W=68$ mm), 水・ガラス球 ($d=10.4$ mm) にて、 $\theta=0, 60, 90, 120^\circ$ および 150° の場合の $X=85, 170$ mm, および 255 mm の位置における Y 方向の典型的な流体温度分布を示したものである。図2(a)は、 $\theta=0^\circ$ の下面加熱・上面冷却の水平多孔質層の温度分布であり、両伝熱面近傍の温度こう配が大きく、中央コア領域には温度こう配の小さい典型的な対流熱伝達の温度分布を示している。水平多孔質層の流動挙動の可視観察結果よりも複数のベナードセル形の三次元循環流れが認められ、この循環流れ内の各測定 X の位置に応じて、図2(a)に示されるように、流体の温度分布に少しの差が生じている。図2(b)は、 $\theta=60^\circ$ の

場合の例であり、各 X の位置における温度分布は、 $\theta=0^\circ$ の場合に見られた整然とした差は存在せず、お互いに入り組んでいる様子が理解でき、また、各 X の位置における温度分布の差も小さいことも特徴と言える。この傾斜角においては、Bories-Combarnous⁽¹⁴⁾の述べている傾斜方向に軸心を有するコイル状の縦渦 (longitudinal coil flow) が本可視観察においても認められ、 $Z=D/2$ の一定位置における X - Y 面の温度分布に関して、各 X の位置の温度分布にあまり差が見

(a) $\theta=0^\circ$

(b) $\theta=60^\circ$

(c) $\theta=90^\circ$

(d) $\theta=120^\circ$

(e) $\theta=150^\circ$

図2 多孔質層内の温度分布

表1 多孔物質の20°Cにおける物性値

	Specific Weight (kg/m ³)	Specific Heat (kJ/kgK)	Thermal Conductivity (W/mK)	Thermal Diffusivity (m ² /s)	Kinematic Viscosity (m ² /s)
Water	998.2	4.180	0.594	1.42×10^{-7}	1.01×10^{-6}
Ethyl Alcohol	790.0	2.415	0.183	9.55×10^{-8}	1.51×10^{-6}
Oil	866.0	1.892	0.124	7.58×10^{-8}	3.65×10^{-5}
Glass Beads	2590	0.754	0.744	3.89×10^{-7}	-
Alumina Balls	3560	0.837	1.593	5.34×10^{-7}	-
Iron Balls	7830	0.461	53.45	1.47×10^{-5}	-

られない結果となるものと思われる。

$\theta=90^\circ$ の垂直多孔質層の例を示したものが図2(c)である。この場合においては、加熱壁近傍の空げきの大きい領域で流体が上昇し、冷却壁近傍の空げきの大きい領域にて流体が下降するところの典型的な境界層流れが観察され、この流動状態に応じて、両伝熱面近傍での温度こう配も $Y=0$ の加熱壁近傍では X の増大とともに小さくなり、一方、 $Y=68\text{ mm}$ の冷却壁近傍では、 X の増大とともにその温度こう配も大きくなる様子が理解できる。 $X=0$ および 340 mm の上・下壁近傍を除いた両境界層の外側の中央コア領域の温度こう配はほとんどなくなり、この領域を通じて Y 方向の熱移動は、ほとんどないと言えよう。さらに、傾斜角を増大し $\theta=120^\circ$ とした例が図2(d)である。この場合には $\theta=90^\circ$ の垂直の場合に比較し、中央コア領域の温度こう配のない領域が消滅しているのが特徴的である。図2(e)は、加熱面が上部に占める割合の大きくなる $\theta=150^\circ$ の温度分布の例であり、 $X=170\text{ mm}$ の位置における温度分布が直線的分布に近づくこととなり、さらに、 $X=85\text{ mm}$ および 255 mm の温度分布も $\theta=120^\circ$ の場合に比較して、直線的分布に近づく傾向にあることが理解できる。すなわち、 $\theta=180^\circ$ の対流の存在しない場合の直線的こう配への過渡的な様相を

示していると言えよう。

3.2 傾斜角 θ のヌセルト数 N_u に及ぼす影響

図3(a), (b)は、 $H/W=5$ および水・ガラス球の組合せにおける小さな修正レーレー数 Ra^* および大きな Ra^* 数領域に対するヌセルト数 N_u と傾斜角 θ の関係を示したもので、全体的に、 $\theta=0^\circ$ の水平多孔質層より θ の増大とともにヌセルト数 N_u の増加となり、ほぼ $\theta=60^\circ$ 付近で極大のヌセルト数となり、さらに θ の増大とともにヌセルト数の減少を示し、最終的に $\theta=180^\circ$ の上面加熱の状態に対流成分の存在しない $N_u=1$ となる様子が理解できる。図3(a)中の破線は Vlasuk⁽¹¹⁾ の計算結果であり、全体的にはほぼ本実験結果と類似した傾向にあることが理解できよう。一方、大きな修正レーレー数 Ra^* に対する N_u と θ の関係を示したものが図3(b)である。この場合には、 $\theta=0^\circ$ 付近に最大のヌセルト数が存在し、 θ の増大とともに $\theta=60^\circ$ 付近までヌセルト数の減少となり、さらに $\theta=90^\circ$ に近づくに従って若干のヌセルト数の増大となり、そして θ が 90° 以上となる領域では、再びヌセルト数の減少となる。この修正レーレー数 Ra^* の大きな領域の θ によるヌセルト数 N_u の傾向は、従来の水平多孔質層⁽¹⁾⁽⁴⁾のヌセルト数が垂直多孔質層⁽⁷⁾⁽⁸⁾の場合よりもかなり大きくなることよりも推察できるが、修正レーレー数 Ra^* の大きな領域では、対流の勢いが強いいため多孔質層を伴わない傾斜流体層で述べられている⁽¹⁸⁾ヌセルト数 N_u と θ の関係と類似した結果となっている。すなわち、傾斜角の小さい領域ではベナードセル形の流動が主体を占め、さらに θ の増大に伴って Bories-Combarous⁽¹⁴⁾ および本可視化実験で認められた傾斜方向に軸心をもつ縦渦流れ (longitudinal coil flow) となり、さらに $\theta=90^\circ$ 付近では、各伝熱面近傍に発達する境界層流れが主体を占めることにより、これら多孔質層の対流熱伝達が θ により変化するものと思われる。さらに、図3(a)と図3(b)を比較して見ると、修正レーレー数 Ra^* の大きさ、すなわち対流の強さにより、特に θ の小さな領域でのヌセルト数 N_u の変化傾向に大きな差が認められる。これらのことより、 θ に対するヌセルト数 N_u の変化は、修正レーレー数 Ra^* の領域に分けて整理する必要性を示唆しているものと言えよう。

3.3 充てん粒子および多孔質層の寸法のヌセルト数 N_u に及ぼす影響 図4(a)は、水平多孔質層 ($\theta=0^\circ$) の場合におけるヌセルト数 N_u と修正レーレー数 Ra^* の関係をパラメータとして充てん粒子直径と多孔質層幅の比 d/W を用いて表したものである。この場合には、ほぼ同じ修正レーレー数にても d/W によ

(a) 低修正レーレー数 Ra^* の場合

(b) 高修正レーレー数 Ra^* の場合

図3 ヌセルト数 N_u と傾斜角 θ の関係

りヌセルト数に差が見られる。この傾向は、関ら⁽¹⁾の報告している水平多孔質層の粒子径と層厚さのヌセルト数に及ぼす結果とも一致する。これらのことより傾斜角の小さな領域においては、ヌセルト数に影響を及ぼす因子として d/W を考慮する必要があるものと思われる。図4(b)は、 $\theta=90^\circ$ の垂直多孔質層におけるヌセルト数 N_u と修正レーレー数 Ra^* の関係をパラメータとしてアスペクト比 H/W を用いて示したものである。この場合には主として、両伝熱面近傍に境界層流れが発達することより、多孔質層寸法の効果として、垂直流体層の場合に見られたのと同様なアスペクト比 H/W の効果が存在することが理解できる。この多孔質層の寸法効果としての H/W の影響については、 $\theta=90^\circ$ の場合について、Bories-Combarnous⁽¹⁴⁾および Seki ら⁽⁷⁾により述べられている。つまり、 $H/W > 1$ の領域においては H/W の増大とともに、ヌセルト数 N_u の値が減少する傾向を有するとの結論を得ており、本実験結果も図4(b)より同様の結果を示した。これらのことより、 $\theta=90^\circ$ 付近の傾斜角においては、ヌセルト数 N_u の整理式にアスペクト比 H/W の効果を考慮する必要があると言えよう。

3・4 多孔質層の物性値のヌセルト数に及ぼす影響

図5は、多孔質層の物性の無次元量として修正プラントル数 Pr^* をパラメータとした場合におけるヌセルト数 N_u と修正レーレー数 Ra^* の関係を $\theta=0^\circ$ および 90° について示したものである。図5より、同じ修正レーレー数でも Pr^* 数の大きなものほど大きなヌセルト

数となることがわかる。この修正プラントル数 Pr^* のヌセルト数 N_u に及ぼす効果は、関ら⁽¹⁾⁽⁷⁾により述べられているが、Schneider⁽⁸⁾らの種々の流体および充てん粒子を用いた実験よりも、 Pr^* 数の大きなものほど N_u 数の増大となる結果となり、本実験結果と同じ傾向を有することが明らかとなった。したがって、無次元熱伝達整理式に物性の効果として修正レーレー数以外に修正プラントル数を加味する必要があるものと言えよう。

3・5 自然対流熱伝達量に関する無次元整理式

3・4節で述べたように、無次元対流熱伝達率であるヌセルト数 N_u は、傾斜角 θ 、粒子径と多孔質層の幅の比 d/W 、アスペクト比 H/W 、修正プラントル数 Pr^* および修正レーレー数 Ra^* の影響を受け、それらの各因子の効果は θ および Ra^* の領域に依存して変わることが明らかとなった。これらのことより、傾斜角 θ の領域に応じて、ヌセルト数 N_u に対する整理式は次のような関数関係にて表現することが可能である。

(1) 傾斜角の小さい領域：

$$N_u = cf(Pr^*, d/W, Ra^*, \theta) \dots\dots\dots (1)$$

(2) 傾斜角が 90° 付近の領域：

$$N_u = cf(Pr^*, H/W, Ra^*, \theta) \dots\dots\dots (2)$$

式(1)、(2)に基づいて、3・2節で述べた修正レーレー数 Ra^* の領域により、 θ のヌセルト数 N_u に及ぼす効果が変わることとを考慮して、実験整理式を最小二乗法により誘導すると、 $0.074 \leq d/W \leq 1.0$, $5 \leq H/W \leq 32.7$ および $3.1 \leq Pr^* \leq 499$ の範囲において次のような結果となる。

(3) $60 \leq Ra^* \cos(\theta - 60^\circ) \leq 4.5 \times 10^3$, $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ ：

$$N_u = 0.0539 Pr^{*0.132} (d/W)^{-0.207} [Ra^* \cos(\theta - 60^\circ)]^{0.724} \dots\dots\dots (3)$$

実測値を $N_u / [Pr^{*0.132} (d/W)^{-0.207}]$ と $Ra^* \cos(\theta - 60^\circ)$ の関係にて整理したものが図6(a)であり、Bories-Combarnous⁽¹⁴⁾および Schneider⁽⁸⁾のデータは、若干本実験式(3)より上まわる傾向にあるが、全体として式(3)により実験値を整理できることがわかる。

(a) d/W の効果 ($\theta=0^\circ$)

(b) H/W の効果 ($\theta=90^\circ$)

図4 ヌセルト数 N_u と修正レーレー数 Ra^* の関係

図5 修正プラントル数 Pr^* を変数とした場合のヌセルト数 N_u と修正レーレー数 Ra^* の関係

- (4) $60 \leq Ra^* \cos(\theta - 60^\circ) \leq 4.5 \times 10^2$, $15^\circ < \theta \leq 120^\circ$:

$$Nu = 0.246 \cdot P_r^{*0.132} (H/W)^{-0.342} [Ra^* \cos(\theta - 60^\circ)]^{0.528} \quad (4)$$

実測値を $Nu/[P_r^{*0.132}(H/W)^{-0.342}]$ と $Ra^* \cos(\theta - 60^\circ)$ の関係にて整理したものが図 6 (b) である。従来より報告されている Baries-Combarnous⁽¹⁴⁾ および Schneider⁽⁸⁾ の実測値も参考として図 6 (b) にプロットしてある。本実測値および従来のデータも式 (4) で

表 2 図 6~7 で使用した記号の説明

Symbols	Solid (d:mm)	Fluid	d/W	H/W (H=340mm)
○	Glass Beads (5.03)	Water	0.074	5
⊙	Glass Beads (10.4)	Water	0.153	
⊖	Alumina Balls (5.10)	Water	0.075	
⊗	Alumina Balls (10.2)	Water	0.150	
⊙	Alumina Balls (22.2)	Water	0.326	
●	Iron Balls (9.50)	Water	0.139	
○	Glass Beads (10.4)	Ethyl Alcohol	0.153	
⊙	Alumina Balls (10.2)	Ethyl Alcohol	0.150	
⊖	Alumina Balls (10.2)	Oil	0.150	
⊗	Alumina Balls (22.2)	Oil	0.326	
○	Glass Beads (10.4)	Water	0.306	10
⊙	Alumina Balls (10.2)	Water	0.300	
⊖	Glass Beads (5.03)	Water	0.224	15.1
⊗	Glass Beads (10.4)	Water	0.462	
⊙	Alumina Balls (10.2)	Water	0.453	
⊖	Glass Beads (10.4)	Water	1.00	32.7

(a) $Nu/[P_r^{*0.132}(d/W)^{-0.207}]$ と $Ra^* \cos(\theta - 60^\circ)$ の関係

(b) $Nu/[P_r^{*0.132}(H/W)^{-0.342}]$ と $Ra^* \cos(\theta - 60^\circ)$ の関係

図 6 低修正レーレー数における無次元整理

表される本実験式に $\pm 15\%$ 以内で一致していることが理解できよう。

一方、比較的大きな修正レーレー数に対しては、対流の勢いが強く、3・2 節の傾斜角 θ のヌセルト数 Nu の影響において述べたように、比較的純流体層に類似したヌセルト数 Nu と θ の関係にあることが判明したことより、 θ の小さな領域に対して傾斜角の効果として $\cos \theta$ 、一方 $\theta = 90^\circ$ 付近に対しては $\sin \theta$ を用いて実験整理式を誘導すると次のようになる。

- (5) $4.5 \times 10^2 \leq Ra^* \cos \theta \leq 3 \times 10^4$, $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$:

$$Nu = 0.0678 P_r^{*0.132} (d/W)^{-0.655} (Ra^* \cos \theta)^{0.524} \quad (5)$$

実測値を $Nu/[P_r^{*0.132}(d/W)^{-0.655}]$ と $Ra^* \cos \theta$ の関係したものが図 7 (a) である。Schneider⁽⁸⁾ の水平多孔質層のデータは、本実測値より少し上まわる傾向を示すが、関ら⁽¹¹⁾ の実験式と本実験式は、ほぼ $Ra^* = 10^4$ 付近まで非常に類似した傾向を示し、 $Ra^* > 10^4$ にて関らの結果は、そのヌセルト数 Nu の $Ra^* \cos \theta$ に対する増加割合は本実測値より小さくなる傾向にある。さらに、 $Ra^* \cos \theta$ の大きな領域では、式 (3) の場合に比較し、 d/W のヌセルト数 Nu に対する効果が大きいことも特徴的と言えよう。

- (6) $4.5 \times 10^2 \leq Ra^* \sin \theta \leq 3 \times 10^4$, $60^\circ < \theta \leq 120^\circ$:

$$Nu = 0.627 P_r^{*0.132} (H/W)^{-0.527} (Ra^* \sin \theta)^{0.463} \quad (6)$$

図 7 (b) は、 $Nu/[P_r^{*0.132}(H/W)^{-0.527}]$ と $Ra^* \sin \theta$ の関係にて実測値を整理したものである。Schneider⁽⁸⁾ の

(a) $Nu/[P_r^{*0.132}(d/W)^{-0.655}]$ と $Ra^* \cos \theta$ の関係

(b) $Nu/[P_r^{*0.132}(H/W)^{-0.527}]$ と $Ra^* \sin \theta$ の関係

図 7 高修正レーレー数における無次元整理

データを含め、本実測値は式(6)により比較的良く整理できることがわかる。式(6)は、垂直多孔質層に関する Seki ら⁽⁷⁾の実験式に傾斜角 θ の効果として、 $\sin \theta$ を加味したものである。特に傾斜角の大きな領域においては、アスペクト比 H/W がヌセルト数 N_u に大きな影響を及ぼし、さらにヌセルト数 N_u に及ぼす H/W の効果は修正レーレー数 R_a^* が大きな領域ほど大きくなることが式(4)と式(6)を比較することによりわかる。

4. 結 論

対向面が異なる一定温度に保たれた長方形密閉粒子充てん多孔質層内の自然対流熱伝達に及ぼす傾斜角 ($\theta=0^\circ\sim 180^\circ$)、粒子径と多孔質層幅 W の比 ($d/W=0.074\sim 1.0$)、アスペクト比 ($H/W=5\sim 32.7$) および加熱壁面と冷却壁面温度差の効果が、多孔質層内の温度分布、流動挙動の可視化および伝達熱量の測定より明らかにされた。実験範囲内で得られたものは次のようである。

(1) 傾斜角 θ の範囲により、多孔質層内の流動様式が Bories-Combarnous ら⁽¹⁴⁾も述べているように基本的には変化し、そして対流の流動様式の変化が熱伝達に影響を及ぼすことが定量的に明らかにすることができた。すなわち、 θ の小さな領域では、多孔質層内にベナードセル形の三次元循環流れ、さらに傾斜角の増大に伴って、傾斜方向に軸心を有するスクリュ状の縦渦流れ、そして $\theta=90^\circ$ 付近の両伝熱面近傍に発達する境界層流れが観察され、それらの流れ状態により、対流熱伝達量が左右されることが判明した。特に、修正レーレー数の小さな領域においては $\theta=60^\circ$ 付近にて極大のヌセルト数 N_u を有し、修正レーレー数 R_a^* の大きな領域では、 $\theta=0^\circ$ 付近に極大のヌセルト数 N_u が存在することが確かめられた。

(2) 多孔質層の寸法の効果として、傾斜角の小さな領域では、粒子径と多孔質層の幅の比 d/W さらに、 $\theta=90^\circ$ 付近では、アスペクト比 H/W が対流熱伝達に影響を及ぼし、これらパラメータのヌセルト数 N_u に及ぼす影響は、修正レーレー数 R_a^* に左右されることが

が定量的に明らかとなった。

(3) 広範囲な物性を有する多孔質層の実験にて、修正レーレー数 R_a^* に含まれる修正プラントル数 P_r^* 以外に $P_r^{*0.132}$ を補正項として用いることが、熱伝達の無次元整理式誘導にあたり有効であることが判明した。

(4) 傾斜角 θ および修正レーレー数 R_a^* の範囲に応じて、ヌセルト数 N_u と $R_a^* \cos(\theta-60^\circ)$ 、 $R_a^* \cos \theta$ または $R_a^* \sin \theta$ の関係にて実験データをまとめることが可能で、これらのパラメータを用いた有用な対流熱伝達量を表す無次元実験整理式を得ることができた。

終わりに本研究の遂行に対して、有益な助言を賜りました北海道大学関信弘教授および本実験データの採取・整理に協力された当時北見工業大学学生 片岡敏明君に感謝致します。

文 献

- (1) 関・ほか2名, 機論, 45-393, B (昭54), 705.
- (2) 増岡, 機論, 37-293 (昭46), 90.
- (3) Elder, J. W., *J. Fluid Mech.*, 27-1 (1967-1), 29.
- (4) Combarnous, M. A. and Bories, S. A., *Adv. Hydrosci.*, 10 (1975), 231.
- (5) Rubin, H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 18 (1973), 1483.
- (6) Robinson, J. L. and O'sullivan, M. J., *J. Fluid Mech.*, 75-3 (1976), 459.
- (7) Seki, N., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 21 (1978), 985.
- (8) Schneider, K. J., *Proc. 11th Int. Cong. Refrig.*, Munich, Paper II-4 (1963), 247.
- (9) Chan, B. K. C., ほか2名, *Trans. ASME, Ser. C*, 92 (1970), 21.
- (10) Weber, J. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 18 (1975), 569.
- (11) Vlasuk, M. P., *Proc. 4th All-Union Heat Mass Transf. Conf.*, Minsk II-4 (1972).
- (12) Holst, P. H. and Aziz, K., *Con. J. Chem. Eng.*, 50 (1972), 232.
- (13) Kaneko, T., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 17 (1974), 485.
- (14) Bories, S. A. and Combarnous, M. A., *J. Fluid Mech.*, 57-1 (1973), 63.
- (15) Hart, J., *J. Fluid Mech.*, 47-3 (1971), 547.
- (16) Schmidt, E. and Silveston, P. L., *Chem. Eng. Symp. Ser.*, 55-29 (1959), 163.
- (17) Kunii, D. and Smith, J. M., *AlchE J.*, 6-1 (1960), 71.
- (18) 稲葉・金山, 機論, 49-448, B (昭58), 2838.

討 論

〔質問〕 尾 添 紘 之〔岡山大学工学部〕

粒子層のない場合に対して行った質問者らの一連の実験と数値計算の報告(付1)~(付3)によれば、図3(b)に相当する R_a^* 域での N_u 対 θ の関係のグラフはアス

ペクト比 H/W に依存し、極小ヌセルト数の生じる角度(そこで縦渦から境界層の流れへ遷移する)や、極大ヌセルト数の生じる角度も変化することが知られている。貴実験においては $H/W=5, 10, 15, 32.7$ の各場合

に対して図3(b)のグラフを描いた時、そのような特性はみられなかったのかお伺いしたい。

〔回答〕 著者らの傾斜流体層に関する研究⁽¹⁸⁾においても、ご指摘のように、ヌセルト数 N_u は θ に応じてその流動挙動の変化のために複雑に変化することを確認しているが、傾斜多孔質層の場合には、多孔質の存在のためその流動挙動が明確に θ に応じて変化しないことが原因となって $H/W=5$ の図3(a), (b)にみられるような傾向が他の H/W においても観察され、ご質問にある流体層のみの場合に現れた特性はみられなかった。

〔質問〕 増岡 隆士〔九州工業大学〕

(1) P_r , d/W は、壁面近傍の空げき率が層中央部と異なることに伴う壁面熱抵抗および速度の二乗に比例する流動抵抗などの影響を反映するものと考えられるが、この壁面熱抵抗の影響は傾斜角が 90° 付近の領域についてもあらわれ(付4)(付5)、したがってこの領域で d/W の影響を省く理由はないと思える。すなわち境界層の発達程度と関連するパラメータ H/W とは独立に (H/W を固定して d/W を変化させるときも) 壁面熱抵抗の影響はあらわれ得るように思えるが、式(2)の形の整理ではその一般性に問題を生じる点はないか。

(2) 上記壁面熱抵抗の影響に関しては、文献(付4)(付5)のそれぞれ図4にみられるように、その影響は式(3)などの係数に関与するのみでなく、 R_a^* の指数にも影響があらわれ、パラメータの値によっては(充てん固体と層内流体の熱伝導率の違いが大きく、 d/W , R_a^* が大きいとき) その指数は大きく低下する場合があると考えられる。基本的に R_a^* の指数を一定とした本整理法が、本文中に記述の個々のパラメータ範囲のいかなる組合せにも適用できる見通しがあるかどうかお伺いしたい。

〔回答〕 (1) 傾斜角 θ が 90° 付近においては、図2(c)の温度分布にみられるように、対流境界層が伝熱面近傍に限られ、熱輸送の大部分はこの領域を介

して行われ、層中央のコア領域を通じての熱輸送は非常に少なくなる。このような場合には、その熱輸送を支配するパラメータとして粒子未充てんの流体層の場合に採用されている H/W および P_r がたいせつな因子となることが、文献(7)などにおいて報告されている。本研究においても、図4(b)に示されるように本実測値および Schneider⁽⁹⁾ の実測値を整理することにより、寸法の効果として本研究で扱った d/W の範囲では H/W をパラメータとして採用し、さらに物性の効果として P_r^* を加味することにより、十分にデータを整理し得ることを本結果は示しているものと言える。しかしながら、若干のデータ整理上のばらつきが生じているのは、 d/W の効果が存在しているものと考えられるが、本実験式上に表現するオーダのものでないと判断して式(2)の形の整理方法を採用したしだいである。

(2) ご指摘のように厳密に言えば種々の条件に応じて、 R_a^* の指数は変化するものと考えられるが、本研究の対象とする実験条件においては、ある誤差の範囲で、一般に利用しやすい形で、修正レーレー数 R_a^* の指数を一定とする立場を採用している。また本実験の範囲では、修正レーレー数 R_a^* の指数が大きく低下する様子はみられなかった。

〔質問〕 関 信 弘〔北海道大学工学部〕

(1) 任意の傾斜角 θ における対流熱伝達成分 q_{cv} はどのようにして算出したか。

(2) 主ヒータ補償部より Z 方向への熱損失の程度、および実験式(3), (4)に対する測定値ばらつきの程度について述べられたい。

〔回答〕 (1) 任意の傾斜角 θ における対流成分 q_{cv} は、任意の傾斜角における総熱流束 $q_T (= q_{cv} + q_{cd} + q_e)$ より対流の伴わない $\theta = 180^\circ$ の上面加熱における熱流束 $q_{\theta=180} (= q_{cd} + q_e)$ を引くことにより算出している。

(2) 主ヒータの部分と Z 方向の補償部の温度を本実験において 0.2°C 以内に制御することが可能であり、その Z 方向への損失熱量は、全伝達熱量の 2~3% 以下と推定される。提案する実験式の適用範囲に対して、その実測値は相対誤差 ε 以内で一致する。式(3)に対して、 $\varepsilon = \pm 12.9\%$ および式(4)に対して $\varepsilon = \pm 12.1\%$ 、さらに参考までに、式(5)に対して $\varepsilon = \pm 14.2\%$ および式(6)に対して $\varepsilon = \pm 13.1\%$ となる。

(付1) Ozoe, H., ほか3名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 17 (1974), 1209.

(付2) Ozoe, H., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 18 (1975), 1425.

(付3) Ozoe, H., ほか3名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 26 (1983), 1427.

(付4) 増岡, 機論, 34-259 (昭43), 49.

(付5) 増岡・ほか2名, 機論, 46-410, B (昭55), 1993.