博　士　論　文

多孔質材料を充填した流路内の流動及び伝熱特性の数値解析法に関する研究

平成８年９月

尾崎　公一

①

博　士　論　文

多孔質材料を充填した流路内の流動及び伝熱特性の数値解析法に関する研究

平成 8 年 9 月

尾崎　公一

目次

第 1 章

緒言

近年の省エネルギーの促進や未利用エネルギーの有効利用などに関連する新技術開発に関する社会的要請に加え，冷媒としてのフロンによるオゾン層の破壊や二酸化炭素による地球温暖化の環境問題等，熱工学関連の分野においては非常に多くの克服しなければならない困難な課題が挙げられている．これらの問題を解決すべく，近年では様々な視点より新しい技術の展開が活発化している．例えば，夜間の余剰電力を用いた蓄熱及び蓄冷熱技術に関しては，省エネルギーや CO_2 の削減効果が期待されている．シリカゲル粒子への水蒸気吸着現象を利用した吸着式冷凍機は，フロン系冷媒を使用しないので環境破壊の恐れが無く，さらに低温廃熱回収も可能であることより，次世代の冷凍機として脚光を浴びている．また，サーモサイフォンによる地熱抽出技術は，無公害な熱エネルギ源の確保技術として近年注目されている．

本研究で扱う多孔質材料充填層の流動及び伝熱現象は，上述の諸技術と密接に関連するものである．すなわち，粒子状蓄熱体の充填された蓄熱槽における流動及び伝熱特性，シリカゲル粒子が充填された吸着式冷凍機内の熱及び物質移動特性，そして地下水の流動する土壌中の熱移動等，これらのいずれにおいても粒子の充填された多孔質層中に流れが存在する場合の熱及び物質移動現象の把握が重要となる．また上述の例以外にも，触媒の充填された化学反応装置内の熱及び物質移動や，果実等顆粒状農作物の通風保冷，断熱材内の熱移動，電子素子の冷却等，多孔質材料充填層の対流熱伝達は非常に幅広い問題に対して適用可能なものであり，その現象の解明は工学上非常に有意義なものと考えられる．

多孔質材料充填層を伝熱学的に見た場合には，次のような利点のあることが一般に知られている．(1) 粒子の表面積すなわち伝熱面積が非常に大きい．(2) 粒子による流れの攪拌効果により熱伝達係数が大きい．(3) 上記 (1)(2) に関連して，非常に小さな温度差で大きな伝達熱量が得られる．(4) 熱伝導率の小さな流体中に熱伝導率の大きな粒子を充填することにより，平均的な熱伝導率を増加させ，伝熱促進が図られる．(5) 反対に，熱伝導率の大きな流体中に熱伝導率の小さな粒子を充填することで，伝熱量の抑制が可能となる (断熱技術)．(6) さらに，衣服などに見られるように，固体を微細なスケールにて流体中に分散させることにで対流を抑制し，伝熱量の抑制が図られる．

このように，多孔質材料充填層の対流熱伝達は，伝熱促進から断熱にわたる幅広い伝熱制御に利用可能なものであるが，その現象の複雑さのため，従来の研究においては微視的視野に立った詳細な検討は行われておらず，マクロな特性に着目した研究がほとんどである．す

なわち，多孔質材料充填層をある種の一様な物質と見なし，その平均的な流動抵抗特性及び平均的な熱移動特性を用い，種々の伝熱現象の解析が行われている．このような扱いにより基礎式の簡略化が図られ，多孔質材料充填層の理論解析が飛躍的に進歩したのも事実であり，現在でも解析的研究の大部分では均質な多孔質材料充填層としての扱いが行われている．

一方，多孔質材料充填層と固体壁や流体との境界面近傍においては，上述の平均的特性の定義が原理的に不可能となる．従って，このような境界近傍の影響が相対的に大きくなる粒子寸法の大きい系に対しては，従来の理論では実験結果を説明できないことも知られている．文頭に挙げた実例のように，工業的用途のほとんどにおいては，多孔質材料充填層は固体伝熱壁や流体層に接しているため，このような境界近傍の流動及び伝熱特性の高精度予測法の確立が現在重要な課題となっている．このような多孔質材料充填層に関する特性の高精度予測に際しては，単一充填粒子周りの熱及び流動特性の詳細な解明など，多孔質材料充填層内部のミクロな現象を定性的及び定量的に明らかにすることが有効な手段であると考えられるが，しかしその反面，あまりミクロな現象にとらわれすぎると，系全体としての特性の把握が困難となることが予想される．例えば，単一充填粒子のみを対象とした場合には，実験や解析により流動及び伝熱特性は容易に得られるであろうが，実際の多孔質材料充填層においては非常に多くの粒子が複雑に分布しており，さらに多数の粒子が互いに影響を及ぼし合うため，系全体の特性の予測には単一粒子に対する解だけでは不十分であると考えられる．一方，系全体の特性の予測に十分な多数の粒子を想定した解析は，計算機容量の制限を受けることや計算に多大な時間を要することなどのため，現実的には実行不可能なものとなる．本研究においても，このような現象の二階層性 (多孔質材料充填層としてのマクロな現象と単一充填粒子周りのミクロな現象) の扱いには多大な注意を払い，最終的には，従来の解析法と同様なマクロな特性を導入することで解析の簡便性を確保しつつ，マクロな特性中にミクロな現象の影響を取り入れることにより，高精度に流動及び伝熱特性の予測が行える新しい数値解析モデルの提案を試みている．

以下，本論文の構成とともに，本研究の概要について述べる．本論文は 7 章より構成されている．

第 3 章においては，多孔質材料充填層の熱伝達を論じる上で非常に重要となる，多孔質材料充填層の熱伝導特性について数値解析による検討を行っている．ここでは実験による測定の困難な，多孔質材料充填層内の単一充填粒子とその周囲の空隙内流体中を流れる熱流束の分布状況や温度分布を，熱伝導方程式の数値解析により求め，多孔質材料充填層内の熱移動現象の詳細な検討を行っている．特に，多孔質材料充填層内の熱移動現象に及ぼす充填粒子と空隙内流体の熱伝導率比及び粒子間間隙の影響について詳細に検討を行い，マクロな特性である有効熱伝導率に及ぼす細部のミクロな熱移動現象の影響について検討を行っ

ている．

第 4 章においては，多孔質材料充填層と固体壁の境界近傍の不均質性に着目し，比較的直径の大きな球状粒子を充填した水平球状粒子充填層の対流熱伝達に及ぼす，流路壁近傍の不均質性の効果を実験的に検討するとともに，固体境界壁近傍の不均質性を考慮した数値解析モデルの提案を行っている．この際，球状粒子充填層の境界は下面加熱，上面冷却条件とすることにより，流れのない場合の有効熱伝導率測定を行うとともに，この状態より徐々に流速を増加させた場合の伝熱量の変化を観察することにより，対流熱伝達特性の検討を行っている．第 2 節においては，流路寸法を固定した条件にて，粒子直径及び粒子の熱伝導率を種々に変化させた場合の対流熱伝達の実験的検討を行うとともに，従来の均質多孔質層モデルに基づく解析も行い，解析結果と実験結果の比較に基づいて，流路壁近傍の不均質性に及ぼす種々の因子の効果及び均質多孔質層モデルの問題点について検討を行っている．第 3 節においては，粒子直径一定の条件にて水平球状粒子充填層の厚さを変化させ，すなわち下部加熱面 – 上部冷却面間の粒子充填段数を変化させることにより，境界壁近傍の不均質領域の影響を実験的に検討し，壁面近傍の不均質領域の大きさを明らかにするとともに，この領域の流動及び伝熱特性の定量的評価を行っている．さらに，不均質多孔質層に関する従来のモデルを用いて流動及び伝熱特性の評価も行い，実験結果との比較より従来のモデルの問題点についても検討を行っている．第 4 節においては，第 2 節及び第 3 節で得た知見に基づき，壁面近傍の不均質領域の影響を考慮した解析モデルの構築を試みている．この際，提案する解析モデルによる流動及び伝熱特性の解析結果と，第 2 節及び第 3 節で得た実験データとの比較検討を行うとともに，実験条件の大きく異なる従来の実験結果との比較も行い，提案する解析モデルの妥当性の検討を行っている．

第 5 章においては，多孔質材料充填層と流体との境界における不均質性に着目し，底面に加熱面を有する上部開放型矩形くぼみに球状粒子を充填した場合の共存対流熱伝達特性を，実験的に検討を行っている．第 2 節においては，矩形くぼみ内に球状粒子を一段充填した場合の共存対流熱伝達特性に及ぼす空気流速，加熱面 – 主流空気温度差及び充填粒子熱物性の影響について検討してある．第 3 節においては，第 2 節の実験結果において観察された，くぼみ上流部における伝熱特性が流動挙動に大きく左右される事実に着目し，種々の長さの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特性の実験的検討を行っている．また，流れの可視化実験も行い，熱伝達と流動挙動の相関関係に及ぼす，くぼみ長さ及びくぼみ深さの影響について定性的に解明している．第 4 節においては，くぼみ内に球状粒子が多段に充填された場合の熱伝達に与える，表面近傍の不均質性の影響について検討するため，種々のくぼみの深さ，くぼみ長さ，充填粒子直径及び充填粒子熱伝導率について，くぼみ底面からの共存対流熱伝達特性の実験的検討を行っている．

第 6 章においては，本研究で対象とした多孔質充填層の工業的利用の一例として，自動車

の排気ガス中に含まれる有害物質の低減を目的とした自動車用の小型潜熱蓄熱槽の試作を行い，その蓄熱特性を実験的及び解析的に検討している．第 2 節においては，潜熱蓄熱体としてパラフィンを充填した球カプセル状蓄熱体を用いた，円筒状潜熱蓄熱槽の試作を行い，自動車エンジンの冷却水を模擬したエチレングリコール水溶液を熱媒体として用いた場合の蓄熱特性に及ぼす蓄熱体直径，熱媒体流入温度及び熱媒体流速の効果について実験的検討を行ってある．第 3 節においては，第 4 章にて提案した多孔質層の流動及び伝熱特性に関する数値解析モデルを用い，球カプセル充填蓄熱槽の流動及び伝熱特性の解析を試みている．この際，提案する本解析モデルが蓄熱槽に対しても有用であることを証明するとともに，蓄熱特性に及ぼす種々の因子の効果について定量的に検討を行ってある．

本研究により得られた多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性に関する知見と解析法は，工学上の種々の問題に対して適用可能なものであり，非常に有用なものと考えられる．

第2章

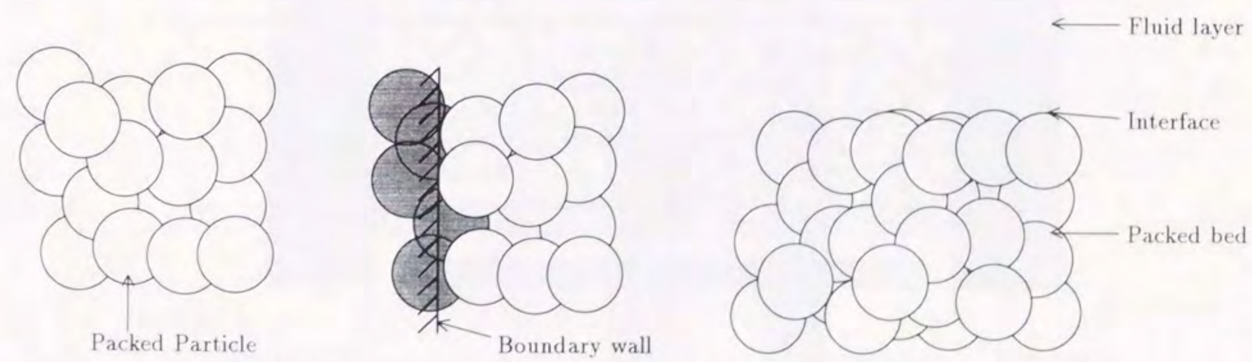
多孔質材料充填層の流動及び伝熱に関する従来の研究

多孔質層においては，図 2-1(a) の模式図に示されるように，充填粒子が複雑に入り組んだ配列をなしており，内部の流動及び伝熱現象を正確に解析することは非常に困難なものである．このため従来の研究においては，充填粒子の配置はランダムかつ一様であると仮定した扱いがなされており，多数の充填粒子からなる粒子群の平均的特性値を用いて，流動及び伝熱特性の解析が行われている[2-1]．

一方，固体境界近傍においては，図 2-1(b) に示されるように，固体境界面を越えた粒子 (図 2-1(b) 中の灰色の粒子) の存在が許されないものとなる．このため，固体境界近傍の空隙率は多孔質層内部よりも大きく (図 2-1(b) では理解の便のため，充填状態の変化を誇張して描いている)，その諸特性も多孔質層内部とは異なるため，多孔質層全体を一様として扱えないことが指摘されている[2-2]．

また，流体層との境界においても，多孔質層表面は凹凸のある複雑な形状となっているため，多孔質層を一様として扱うことはできないものと考えられる．さらにこの領域に関しては，実験データも少なく，現象的にもほとんど解明されていない現状にある．

以下本文においては，多孔質層の基本的特性である，有効熱伝導率及び流動抵抗特性に関する従来の研究について概説し，次いで，これらの諸特性を導入した多孔質層の基礎方程式に関して概説する．さらに，多孔質層と固体壁や流体との境界近傍の特性を扱った従来の研究について概説するするとともに，これらの問題点についても検討を行う．



(a) 多孔質層内部　(b) 多孔質と固体との境界　(c) 多孔質と流体との境界

図 2-1 多孔質層の粒子配列状態

第1節　有効熱伝導率

図2-2は，有効熱伝導率測定装置の一例[2-2]を示したものである．図2-2に示されるように，多孔質層の上下に加熱部及び冷却部が設けられており，加熱－冷却面間の温度差 ΔT と通過熱流束 q より有効熱伝導率 $\lambda_e(=qH/\Delta T)$ が測定される．図2-2からも容易に予測されるように，多孔質層においては充填粒子が複雑に分布しているため，多孔質層を流れる熱流束及び細かな温度分布の測定が困難なことや，後の第3節の多孔質層の基礎方程式においても述べるが，多数の充填粒子から成る塊としての有効熱伝導率が利用しやすいことなどの理由により，平均熱流束と平均温度勾配をもって有効熱伝導率の定義が行われている．また，有効熱伝導率の推算式も従来より多数提案されている．これらの内の多くは，充填粒子の配列形を簡単な形状に置き換え，簡便な解析を用いて導出されたものであるが，他方，エネルギ式(ラプラス方程式)に基づいた有効熱伝導率式の提案も試みられている．本節では，これらの内の代表的な手法を列挙するとともに，その特徴及び問題点について検討する．

並列モデル

図2-3に，並列モデルの概念を示す．多孔質層内の充填粒子(熱伝導率 λ_s)を同一体積の直方体に置き換え，流体(熱伝導率 λ_f)中に熱流方向に帯状に分布していると考える．この場合，充填粒子及び流体に相当する部分の断面積割合は，それぞれ $(1-\varepsilon)$ 及び ε で与えられることより，有効熱伝導率 λ_e は次式のように表される．

$$\lambda_e = \varepsilon\lambda_f + (1-\varepsilon)\lambda_s \tag{2-1}$$

図2-3の概念図からも明らかなように，このモデルにおいては，充填粒子間に存在する流体の熱抵抗が無視されているため，一般に，有効熱伝導率の上限値を与えることが知られている(ただし，$\lambda_s > \lambda_f$ の場合，$\lambda_s < \lambda_f$ の場合には下限値)．

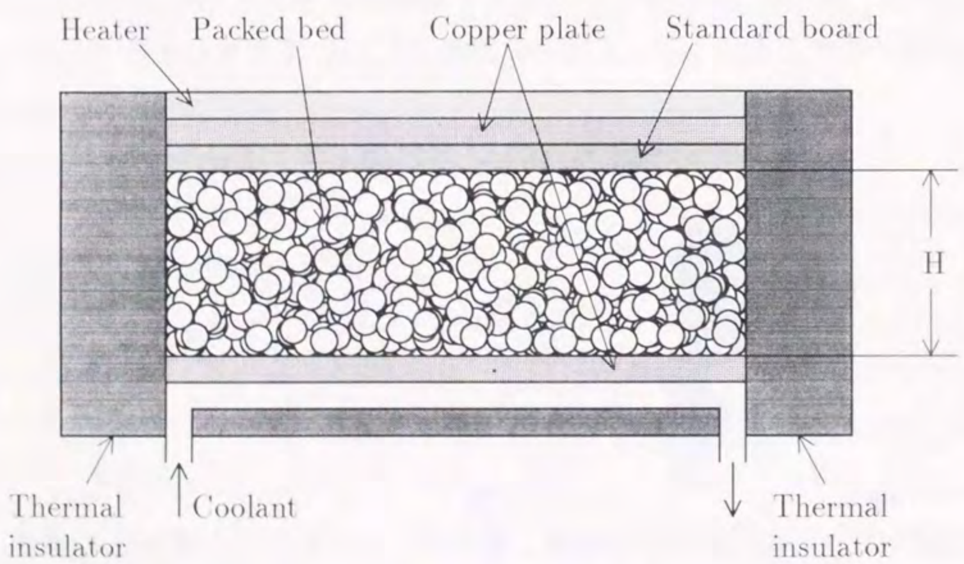


図2-2　有効熱伝導率測定装置の一例

直列モデル

図2-4に，直列モデルの概念を示す．前述の並列モデルと同様，多孔質層内の充填粒子及び流体が帯状に分布していると考えるが，その配置は熱流に直交しているものと考える．充填粒子及び流体に相当する部分の断面積割合は，それぞれ $(1-\varepsilon)$ 及び ε で与えられることより，有効熱伝導率 λ_e は次式のように表される．

$$\lambda_e = \frac{\lambda_f\lambda_s}{\varepsilon\lambda_f + (1-\varepsilon)\lambda_s} \tag{2-2}$$

図2-3の概念図からも明らかなように，このモデルにおいては，充填粒子間に一様な流体膜の存在を仮定しているため，一般に，有効熱伝導率の下限値を与えることが知られている(ただし，$\lambda_s > \lambda_f$ の場合，$\lambda_s < \lambda_f$ の場合には上限値)．

直列・並列モデル

このモデルは，現在幅広く用いられている概念であり，後述の Kunii-Smith のモデル[2-3]も基本的にはこの考えに基づいている．

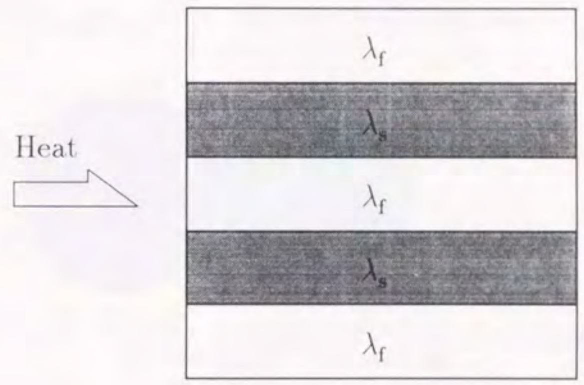


図2-3　並列モデル

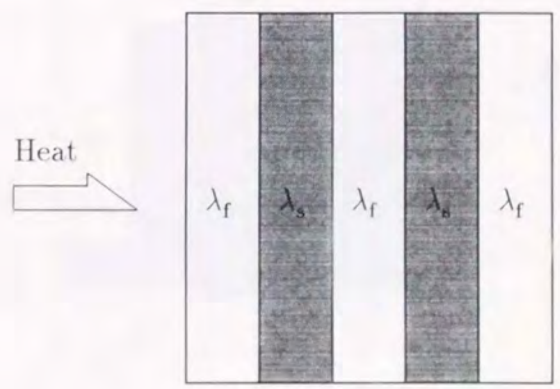


図2-4　直列モデル

図 2–5 は, 多孔質層中の隣接する 2 充填粒子とその周囲流体の状況を簡便に示したものである. 充填粒子の接触点近傍には薄い流体膜が存在しており, 充填粒子から離れた部分では流体が連続的に存在している. これをさらに簡略化したものが, 図 2–6 に示す直列・並列モデルである. このモデルにおいては, 熱の流れを次のように分類している. ① 充填粒子間の接触点を通じ充填粒子部のみを伝わる熱量, ② 充填粒子と流体を通じる熱量, ③ 流体部のみを流れる熱量. 図 2–6 中の各領域の寸法 (a, b, c, d) を用いれば, 有効熱伝導率 λ_e は次式のように表される.

$$\lambda_e = \frac{b}{\dfrac{1-d}{\lambda_s} + \dfrac{d}{\lambda_f}} + a\lambda_s + c\lambda_f \tag{2–3}$$

さらに, 幾何学的条件より次式が成立する.

$$1 = a + b + c \tag{2–4}$$

$$\varepsilon = a + bd \tag{2–5}$$

ここで, 充填粒子のみを伝わる熱量を表す定数 c に関しては, 高真空の場合の測定値 ($\lambda_f = 0$ に対応) から判断して, c $\simeq 10^{-5}$ と非常に小さいことが明らかにされている[(2-4)(2-5)].

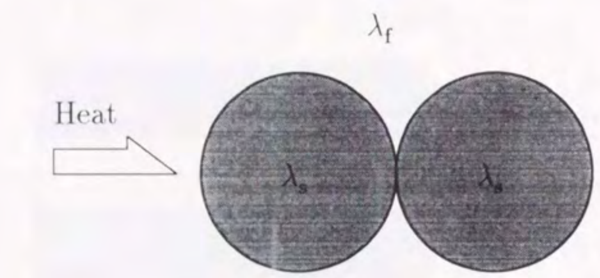


図 2–5　粒子配置モデル

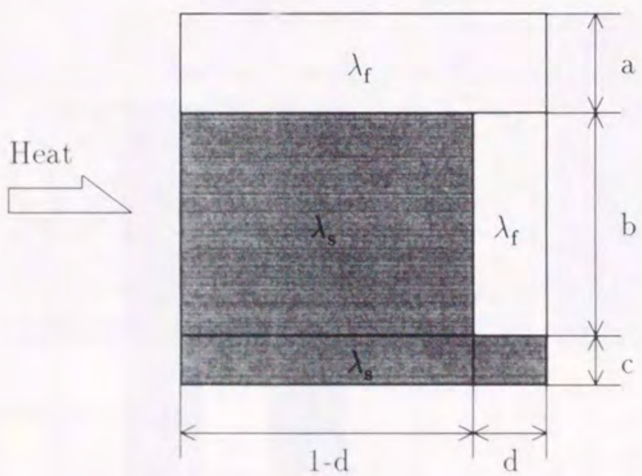


図 2–6　直列・並列モデル

従って, このモデルにおいては, 充填粒子間に存在する流体膜の厚さを表す d の値を如何に評価するかが重要となる. この d 値に関しては, 従来の研究により以下のことが明らかにされている.

Yagi–Kunii[(2-5)]は実験値から逆算して, d は空隙率と λ_f により変化することを見い出すとともに, 空隙率が $\varepsilon \simeq 0.4$ の場合の概略値として, 流体が空気では $d = 0.04 \sim 0.05$, 流体が水では $d = 0.12 \sim 0.15$ を与えている. また, 木村[(2-6)]も実験値より d が λ_f/λ_s の増加とともに大きくなること, 及び次元解析より $d \propto \varepsilon^{1.5}$ の関係を導いている. Woodside–Messmer[(2-7)]は, d を実験的に定め, 0.03 を推奨している. また, McGaw[(2-8)]は, d は ε 及び λ_f/λ_s の値により $0 \sim 0.05$ の範囲で変化することを示すとともに, その平均値である 0.03 を推奨している. このように, d の値が ε や λ_f/λ_s により変化するのは, 熱流方向に断面積の変化する充填粒子を, 単純な直方体に置き換えたことに起因するものと考えられるが, 予測式の簡便さの点に関しては, 直列・並列モデルは工学上有用なものと考えられる.

Kunii–Smith のモデル

このモデルは, 基本的には前述の直列・並列モデルと同じであるが, 充填粒子間の流体膜厚さを表す係数 d を理論的に与えていることや, 放射伝熱の影響を考慮している点が特徴である.

図 2–7 のモデル図に示されるように, 多孔質層内の熱移動が次のような機構により行われていると考える.

① 充填粒子間の接触点を通じる伝導伝熱. 接触熱抵抗 R_1 [m^2·K/W] で代表.

② 接触点付近の薄い流体膜を通じる伝導伝熱.

③ 充填粒子表面から充填粒子表面への放射伝熱. 見掛けの熱伝達係数 h_{rs} [W/(m^2·K)] で代表.

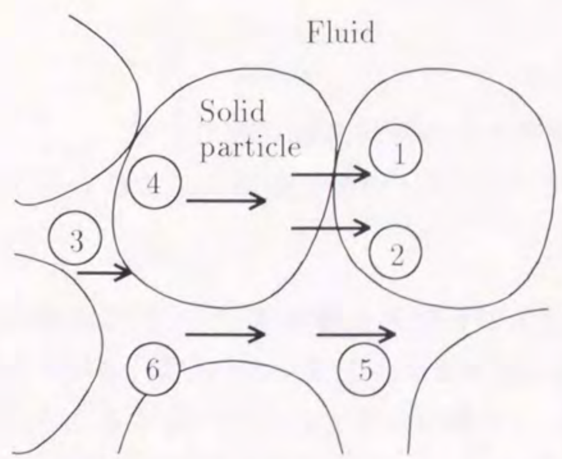


図 2–7　多孔質層の伝熱モデル

④ 充填粒子内の伝導伝熱.

⑤ 空隙にある流体を通じる伝導伝熱.

⑥ 空隙間の放射伝熱. 見掛けの熱伝達係数 h_{rp} [W/(m^2·K)] で代表.

また, このモデルにおいては以下の仮定が採用されている.

(1) 充填粒子間の流体膜は全空隙体積に比して小さい.

(2) 充填粒子は球状である.

(3) 充填粒子間距離は充填粒子直径に等しい.

(4) 充填粒子の平均厚さは, 同一体積, 同一最大断面積の円柱の高さに等しい.

(5) 充填粒子間の接触熱抵抗は非常に大きい.

(6) 2 充填粒子間の伝導伝熱量は, 2 充填粒子の中心を結ぶ直線に沿って一次元的に流れる.

(7) 多孔質層中には, 最疎充填である立方体配列と最密充填である斜方晶形配列が混在する.

上述の仮定を用いれば, 多孔質層の有効熱伝導率に関する次式が導かれる.

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_f} = \varepsilon\left(1+\frac{h_{rp}d}{\lambda_f}\right) + \frac{1-\varepsilon}{\dfrac{2}{3\kappa}+\dfrac{1}{\dfrac{1}{\phi}+\dfrac{h_{rs}d}{\lambda_f}}} \tag{2-6}$$

ここに, $\kappa = \lambda_s/\lambda_f$ である.

上式中の充填粒子間の流体膜厚さを表すパラメータ ϕ は, 以下の手順で評価する. 最疎充填である立方体配列 ($\varepsilon_1 = 0.476$, $N_1 = 1.5$) 及び最密充填である斜方晶形配列 ($\varepsilon_2 = 0.260$, $N_2 = 4\sqrt{3}$) に対する ϕ_1 及び ϕ_2 を次式により算出する.

$$\phi = \frac{\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\kappa-1}{\kappa}\right)^2 \sin^2\phi_0}{\ln\{\kappa-(\kappa-1)\cos\phi_0\} - \dfrac{\kappa-1}{\kappa}(1-\cos\phi_0)} - \frac{2}{3\kappa} \tag{2-7}$$

ここに, N は充填粒子 1 個当たりの平均接触点数である.

これらの ϕ_1, ϕ_2 を用いて, 空隙率 ε の多孔質層に関する ϕ を次式より求める.

$$\phi = \phi_2 + (\phi_1 - \phi_2)\frac{\varepsilon-\varepsilon_2}{\varepsilon_1-\varepsilon_2} \tag{2-8}$$

以上に述べた Kunii-Smith の有効熱伝導率式は, 大胆な簡略化を多数導入して作られたものであるが, 前述の直列・並列モデルで述べた, 充填粒子間の流体膜厚さが λ_f/λ_s 及び空隙率 ε により変化するという実験事実と定性的に一致すること, そして, 一般的な空隙率である $\varepsilon \simeq 0.4$ の実験結果と比較的良く一致することなどの理由により, 現在, 最も幅広く用いられているものである.

Maxwell の式

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_f} = \frac{2+\lambda_s/\lambda_f - 2(1-\varepsilon)(1-\lambda_s/\lambda_f)}{2+\lambda_s/\lambda_f + (1-\varepsilon)(1-\lambda_s/\lambda_f)} \tag{2-9}$$

上式は Maxwell の式[2-9] と呼ばれ, 分散体の体積率が小さく, 充填粒子がそれぞれ独立して存在すると仮定した場合に関して, ラプラス方程式に基づいて導かれたものである. 一般に, 高空隙率条件 ($\varepsilon > 0.7$) に対して適用可能と言われている.

Bruggeman の式

Bruggeman[2-10]は, 空隙率の小さい場合にも適用可能なよう, 充填粒子間の温度場の干渉を考慮し, 次式を導いた.

$$\frac{\lambda_e/\lambda_f - \lambda_s/\lambda_f}{1-\lambda_s/\lambda_f}\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_f}\right)^{-1/3} = \varepsilon \tag{2-10}$$

以上に述べた以外にも, 様々な推算式の提案が行われており[2-11], マクロな特性である有効熱伝導率の推算は可能となっているが, 多孔質層内部の詳細な伝熱挙動を扱った研究はほとんど行われていない. 一方, 規則的な充填粒子配置に関しては, 数値解析によりラプラス方程式を解く試みもなされている[2-12]が, 細部の温度分布や熱流束分布に関する検討は行われていない. 本研究では第 3 章において, 多孔質層の熱伝導に関する数値解析を行い, 温度分布及び熱流束分布の詳細な検討を行う.

第 2 節　流動抵抗特性

多孔質層における流動抵抗は，流体の流路となる充填粒子間の空隙を粗面円管に見立て，以下に述べる手法を用いて定式化されている(2-13)．

多孔質層中に単位体積の空間を想定し，単一充填粒子の体積を V_0 とした場合，その内部に含まれる充填粒子数 M は，

$$M = \frac{(1-\varepsilon)}{V_0} \tag{2-11}$$

で表される．ここで，単一充填粒子の表面積を S_0 とすれば，単位体積の多孔質層中の充填粒子総表面積は，

$$S = MS_0 = \frac{(1-\varepsilon)S_0}{V_0} \tag{2-12}$$

となり，空隙部の等価直径 d_e は次のように表される．

$$d_e = \frac{4\varepsilon}{S} = \frac{4\varepsilon V_0}{(1-\varepsilon)S_0} \tag{2-13}$$

充填粒子を同一体積の球状粒子に置き換え，さらに，球からの表面積の拡大率を ξ とすると，

$$V_0 = \pi d^3/6 \tag{2-14}$$

$$S_0 = \xi\pi d^2 \tag{2-15}$$

となる．この関係を用いれば，空隙部の等価直径は次のように簡略化される．

$$d_e = \frac{2\varepsilon d}{3\xi(1-\varepsilon)} \tag{2-16}$$

上述の等価直径 d_e と空隙部の平均流速 $u_p = u/\varepsilon$ に基づき，レイノルズ数 Re_d^* 及び流動抵抗係数 ζ を次のように定義する．

$$Re_d^* = \frac{u_p d_e}{\nu_f} = \frac{2ud}{3\xi(1-\varepsilon)\nu_f} \tag{2-17}$$

$$\zeta = \left(-\frac{dP}{dx}\right)\frac{2d_e}{\rho_f u_p^2} = \left(-\frac{dP}{dx}\right)\frac{4\varepsilon^3 d}{3\xi(1-\varepsilon)\rho_f u^2} \tag{2-18}$$

$Re_d^* < 6.7$ の遅い流れに対する実験式としては，次式に示す Blake–Kozeny 式(2-13)がある．

$$\zeta = \frac{133}{Re_d^*} \tag{2-19}$$

上式右辺の係数 133 は，平滑円管内層流に対する係数 64 の約 2 倍の値を示す．この原因としては，多孔質層内では流れが屈曲していることや，空隙部の断面積が流れ方向に変化することなどが考えられている．

一方，$Re_d^* > 670$ の速い流れに対する実験式としては，次式の Burke–Plummer 式(2-13)がある．

$$\zeta = 2.33 \tag{2-20}$$

このように，高流速域にて圧力損失係数が一定となるのは，粗面円管内の乱流と類似なものと考えられる．

また，全 Re_d^* 数領域に対して適用可能な式としては，上述の式 (2–19) と式 (2–20) を組み合わせた，Ergun の式(2-13)がある．

$$\zeta = \frac{133}{Re_d^*} + 2.33 \tag{2-21}$$

または，

$$-\frac{dP}{dx} = \frac{150(1-\varepsilon)^2\xi^2\mu_f u}{\varepsilon^3 d^2} + \frac{1.75\xi(1-\varepsilon)\rho_f u^2}{\varepsilon^3 d} \tag{2-22}$$

$$= \frac{\mu_f}{K}u + \frac{C}{\sqrt{K}}\rho_f u^2 \tag{2-23}$$

ここに，$K = \varepsilon^3 d^2/\{150\xi^2(1-\varepsilon)\}$ 及び $C = 1.75/\sqrt{150\varepsilon^3}$ は，それぞれ浸透性及び Forchheimer 係数と呼ばれ，多孔質層の流動抵抗特性を決定する重要な因子である．

上述の Ergun の式 (2–21) は，非常に適用範囲が広く，多孔質層のみならず，流動層における流動化開始速度の予測にも用いられている．

第 3 節　多孔質材料充填層内の流動及び伝熱に関する基礎方程式

多孔質層内の流動及び伝熱現象は, 空隙内の流体に対しては質量保存の式, 運動量の式そしてエネルギ保存の式に関する三つの式を連立し, 充填粒子に対しては熱伝導方程式を用い, 充填粒子表面での速度境界条件, 温度境界条件を適用すれば原理的には求められるものと考えられる. しかし, 多孔質層内部では充填粒子が複雑な配置となっているため, 現実的には, 上述の手法による解析は非常に困難なものと考えられる. Sahraoui–Kaviany[2-14]は, 多孔質層を二次元的な円柱群に見立て, 円柱群内の流れを NS 方程式の数値解析により求めているが, 非常に小さいレイノルズ数条件件に対してのみ解が得られており, 工業的に有用な高流速域に対する解析は行われていない現状にある. また, 従来の研究においては, 前述した多孔質層としての特性である有効熱伝導率や流動抵抗特性を利用し, 基礎方程式の簡略化が行われている[2-15]. 以下においては, 多孔質層に対する質量保存の式, 運動量の式, エネルギ保存の式について概説する.

3.1　質量保存の式

多孔質層内に $dx \times dy \times dz$ の検査体積を想定する. 検査体積における空隙部の体積は $\varepsilon dxdydz$ であるので, 検査体積内の流体質量は $\rho_f \varepsilon dxdydz$ と表される. 単位時間当たりの検査体積からの質量の発散は空塔流速ベクトル $\mathbf{u}$ を用いて, $\nabla \cdot (\rho_f \mathbf{u}) dxdydz$ と表されるので, これらの釣合を考えれば次式の質量保存の式を得る.

$$\frac{\partial(\rho_f \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{u}) = 0 \tag{2-24}$$

一般には, 空隙率の時間的変化は無く, さらに流体の密度を一定として扱う場合が多い. この場合には, 上式は次のように簡略化される.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{2-25}$$

3.2　運動量の式

多孔質層に関する研究は, 当初は地下水の移動や地熱移動などの非常に遅い流れを対象に行われていたため, 圧力, 重力そして充填粒子からの粘性力の釣合式である, Darcy の法則により流動特性の記述がなされていた[2-15].

$$-\nabla P - \frac{\mu_f}{K}\mathbf{u} + \rho_f \mathbf{g} = 0 \tag{2-26}$$

ここに, $\mathbf{u}$ は空塔流速ベクトル, $\mathbf{g}$ は重力加速度ベクトルである.

また, 高速流に対しても適用可能なよう, 式 (2–26) に速度の 2 乗に比例する流動抵抗加えた次式が用いられるようになった[2-16].

$$-\nabla P - \frac{\mu_f}{K}\mathbf{u} - \frac{\rho_f C|\mathbf{u}|}{\sqrt{K}}\mathbf{u} + \rho_f \mathbf{g} = 0 \tag{2-27}$$

なお, 上述の式 (2–26) 及び式 (2–27) を用いる場合には, 壁面での速度滑りが許されていた.

Brinkman[2-17]は, 充填粒子間空隙を介して伝達する粘性力の効果を主張し, 式 (2–26) に粘性項を加えた次式を推奨した.

$$-\nabla P - \frac{\mu_f}{K}\mathbf{u} - \frac{\rho_f C|\mathbf{u}|}{\sqrt{K}}\mathbf{u} + \rho_f \mathbf{g} + \mu_f \nabla^2 \mathbf{u} = 0 \tag{2-28}$$

なお, 当時は粘性項の考え方も確立されておらず, 単に空塔流速の勾配に粘性を乗じたものであった. また, 上式 (2–28) が用いられるようになり, 壁面での滑り無し条件が導入されるようになった.

最近では, NS 方程式を微小な空間内 (ただし, 充填粒子を多数含む必要がある) で積分して得られる, 次式[2-18]が主流となっている.

$$\frac{\rho_f}{\varepsilon}\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\rho_f}{\varepsilon^2}(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla P + \frac{\mu_f}{\varepsilon}\nabla^2 \mathbf{u} + \rho_f \mathbf{g} - \frac{\mu_f}{K}\mathbf{u} - \frac{\rho_f C|\mathbf{u}|}{\sqrt{K}}\mathbf{u} \tag{2-29}$$

上式においては, 非定常項及び流体の慣性項が考慮されていることに加え, 粘性項の扱いも確立されたものと考えられる.

3.3　エネルギ保存の式

多孔質層内に $dx \times dy \times dz$ の検査体積を想定する. さらに, 検査体積において, 空隙部の流体と充填粒子とが熱平衡状態にあると考える (これを局所熱平衡の仮定と呼ぶ[2-18]). 検査体積の温度が単位時間当たり $\partial T / \partial t$ 変化しているとすると, 検査体積におけるエンタルピの時間変化は, $[\{\varepsilon(\rho c_p)_f + (1-\varepsilon)(\rho c_p)_s\}\partial T/\partial t]dxdydz$ で表される. ここで, $(\rho c_p)_s$ は充填粒子の熱容量である. 一方, 熱伝導による発散熱量は $\{-\nabla \cdot (\lambda_{er} \mathrm{grad}\ T)\}dxdydz$, 対流による発散熱量は $[\nabla \cdot \{(\rho c_p)_f \mathbf{u}\ T\}]dxdydz$ である. これらの熱量の釣合より, 次式のエネルギ保存の式を得る.

$$\{\varepsilon(\rho c_p)_f + (1-\varepsilon)(\rho c_p)_s\}\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \{(\rho c_p)_f \mathbf{u}\ T\} = \nabla \cdot (\lambda_{er} \mathrm{grad}\ T) \tag{2-30}$$

ここで, λ_{er} は流れを伴う多孔質層の有効熱伝導率である. λ_{er} は, 多孔質層内におけるミクロなスケールでの流体運動に伴う, エンタルピ輸送の効果を表現するために導入されたもので, 平均化された基礎方程式中には現れない, 充填粒子による流れの混合及び湾曲の影響を表すものである. 一般に, λ_{er} は, 流体が静止している場合の有効熱伝導率 λ_e に流体のミクロな運動による有効熱伝導率の増加 λ^* を加算した形で表現される[2-19],[2-20].

$$\lambda_{er} = \lambda_e + \lambda^* \tag{2-31}$$

流体のミクロな運動は充填粒子直径のスケールで行われることと, その運動が流速に概ね比例するとの考えに基づき, λ^* は, 一般に, 次式の関数形にて表現されている[2-19],[2-20].

$$\lambda^* = D(\rho c_p)_f u \tag{2-32}$$

ここで, D は定数である. D の値は充填粒子の形状により変化するが, 球状粒子充填層に関しては $D = 0.09 \sim 1.2$ と言われている[2-19]. 一方, Hsu–Cheng[2-20]は, 充填粒子間の温度場の干渉の影響が無い場合について理論的に考察し, 次式を導いている.

$$D = D'\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \tag{2-33}$$

ただし, $ud/(\varepsilon\nu_f) >> 10$.

さらに Hsu–Cheng[2-20]は, 上式を用いた数値解析と実験結果との比較を行い, $D' = 0.04$ を得ている.

しかしながら, 前述の有効熱伝導率の項でも述べたように, 多孔質層においては充填粒子間の温度場の干渉があるため, その影響も考慮する必要があるものと考えられる. このことについては, 第 4 章にて検討を行う.

第 4 節　多孔質材料充填層と固体壁との境界近傍における流動及び伝熱特性

工業的用途の多くにおいては, 多孔質層が固体境界壁に接している場合が多いことより, 多孔質層の固体境界近傍における流動及び伝熱問題を扱った研究は従来より多数行われている[2-18]–[2-34]. 以下においては, 固体境界壁近傍の多孔質材料充填状態, 有効熱伝導率, 流動特性及び数値解析法に関する従来の研究について検討を行う.

4.1　多孔質材料充填層と固体壁の境界近傍における多孔質材料の充填状態

多孔質層中の任意の一断面に占める空隙部の断面積割合をもって局所空隙率を定義し, 壁からの距離の関数として表現することにより, 多孔質層における充填粒子分布の検討が行われている. 木村ら[2-21]は, 二重管環状部に球状粒子を充填した場合の局所空隙率を実測し, 壁面より充填粒子直径の 1/2 以上離れた領域では空隙率はほぼ一定値を示すが, 充填粒子直径の 1/2 以内の領域では, 壁面に近付くにつれ空隙率が大きくなることを示している. また, Benenati–Brosilow[2-27]は, 円筒状容器に球状粒子を充填した場合の局所空隙率分布を実測し, 図 2–8 に示す結果を得ている. 図 2–8 において, 局所空隙率 ε は, $y/d = 0$ の壁面上では $\varepsilon = 1$ となり, y/d の増加とともに複雑に振動を繰り返し, $y/d > 4$ では $\varepsilon = 0.38$ の一定値に落ち着くことが理解できる. $0 < y/d < 4$ における ε の振動周期は, 概ね充填粒子直径

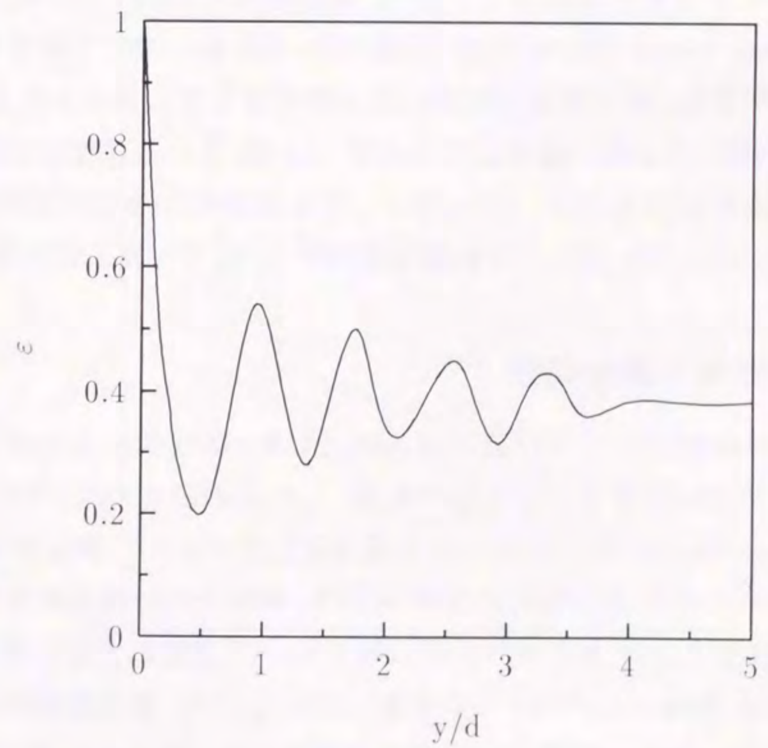


図 2–8　局所空隙率分布の実測例

に等しい ($y/d \simeq 1$) ことより，球状充填粒子は壁面上に接して整然と配置されるが，y/d の増加とともに規則的な配列が徐々に崩れ，$y/d > 4$ においてランダムな配列になることが理解できる．

4.2　固体境界壁近傍の有効熱伝導率

壁面近傍領域における有効熱伝導率に関しては，その直接測定は行われておらず，著者の知る限りにおいては，粒子を多数充填した場合の実験結果より逆算して，壁面近傍の有効熱伝導率の推算が行われているにすぎない．国井[2-29]は，球状粒子充填円管内の熱伝達特性の実験結果の整理において，前述の有効熱伝導率の推算式 (2–6) に空隙率 $\varepsilon = 0.7$ を代入して壁面から $d/2$ までの領域の有効熱伝導率を推算している．しかし，国井の行ったデータ整理においては，後述の壁面近傍での流速が多孔質層中央部と異なることが考慮されていないため，その推算値の信頼性は低いものと考えられる．また，Kamiuto ら[2-28]は，壁面近傍の局所的な空隙率 (空隙の断面積率) を有効熱伝導率の推算式 (2–10) に代入し，局所的な熱伝導率値を算出している．しかしながら，本来多数の粒子が充填された場合を対象に導かれた式を，充填粒子直径以下の微細な領域に対して適用することは，物理的に意味の無いものと考えられる．すなわち，有効熱伝導率の推算式には多孔質層内部の様々な伝熱形態が考慮されているため，本来ならば充填粒子間の接触点のない壁面から充填粒子直径以内の領域においても，充填粒子間の熱抵抗が含まれてしまうためである．上述したように，従来の研究で用いられた有効熱伝導率の推算法には問題があると考えられるが，共通点としては，壁面近傍の有効熱伝導率を小さめに見積もることで，実験結果の説明がなされていることが挙げられる．一方，Wakao–Kato[2-12]が球状粒子充填層の有効熱伝導率の数値解析を行う際に採用した充填粒子配列形は，壁面近傍の充填状態に類似なものと考えられるが，彼らの結果は多孔質層内部の実測値にほぼ一致することより，この結果からは壁面近傍での有効熱伝導率値の低下は無いものと言えよう．このように，壁面近傍の有効熱伝導率特性には不明な点が多いが，本研究においては，第 3 章では数値解析により，第 4 章では実験的に検討を行う．

4.3　固体境界近傍の流動特性

図 2–9 は，従来の研究[(2-30)–(2-35)]により得られている，球状粒子を充填した円筒容器出口における流速分布の測定値を示したものである．これらの研究の大部分[(2-31)–(2-35)]においては，多孔質充填層出口部にピトー管または熱線流速計を設置して測定がなされているため，多孔質層を出てからの速度分布変化の影響を受け，速度分布の測定値も比較的滑らかなものとなるが，定性的には，y/d が小さい壁面近傍において流速の大きくなることが理解できる．Price[2-30]は，多孔質層出口にハニカムを取付けることで，多孔質層を出てから空気流が半径方向に混合しないように配慮して流速測定を行った．図 2–9 に見られるように，Price のデータでは壁面から $y/d \leq 1/2$ において速度が大きく，$y/d > 1/2$ の領域ではほぼ一定の

流速となることが理解できる．

本研究においても，種々の流路高さを有する矩形流路に，球状粒子を充填した場合の流動抵抗特性を実験的に検討し，壁面近傍での流動特性に関する検討を行っている．なお，その詳細については第 4 章で述べる．

4.4　固体境界近傍の流動及び伝熱特性の解析法

以上に述べたように，固体境界近傍における粒子の充填状態，有効熱伝導率及び流動特性は，境界から離れた領域とは異なるため，この領域の流動及び伝熱特性の解析法に関しては，現在も種々検討がなされている．現在，この領域の熱伝達特性の予測法としては，大きく分けて次の二つの方法が提案されている．

(1) 壁面まで見掛け上一様な特性を仮定し，壁面上に特別な熱抵抗 (界面熱抵抗) を想定する方法[2-36]．

(2) 有効熱伝導率及び流動抵抗を壁からの距離の関数で表現し，第 3 節 で述べた均質な多孔質層に対する基礎方程式を用いて解析する方法．

まず，(1) で示す第一の界面熱抵抗を用いる方法について，図 2–10 を用いて説明する．この方法では，壁面近傍における充填状態の変化や流速の増加，及び有効熱伝導率の変化が無いと仮定した場合の見掛け上の壁面温度 T_{ap} を導入し，T_{ap} と実際の壁面温度 T_w との差

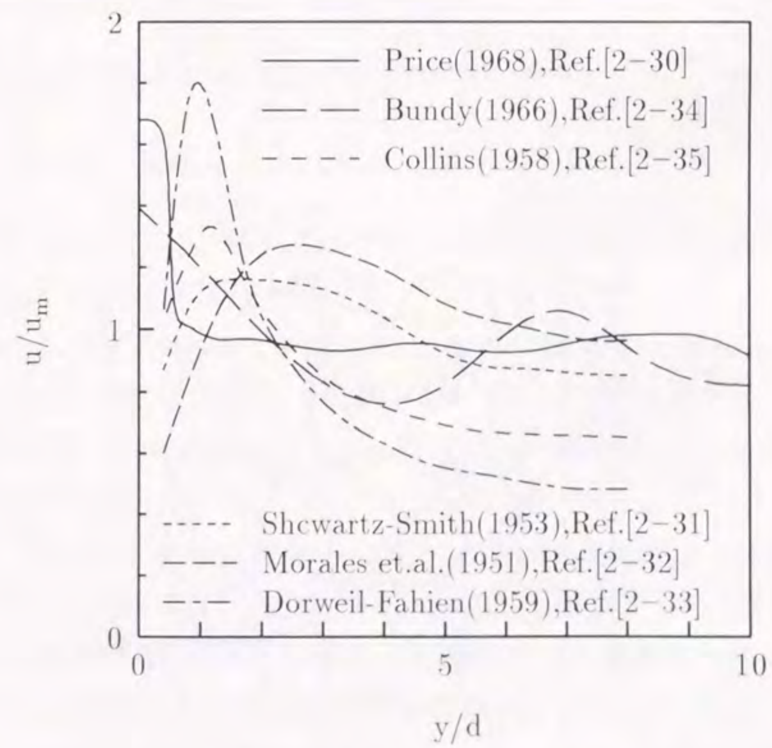


図 2–9　流速分布の実測例

$T_w - T_{ap}$ が壁面上に存在する界面熱抵抗 R_w $(=(T_w - T_{ap})/q_w)$ の影響と考える. $y=0$ の壁面から $y=d/2$ の位置までの伝熱が, (i) 壁面近傍の有効熱伝導率 (λ_{ew}), (ii) 壁面近傍を流れる流体と伝熱壁との熱伝達 (h_w^* で代表), (iii) 壁面近傍を流れる流体の混合運動に伴う熱輸送 (λ_w^* で代表) に支配されると考え, この領域の熱通過率 k_w $(=q_w/(T_w - T_b))$ を次式にて表す.

$$k_w = \frac{\lambda_{ew}}{d/2} + \frac{1}{\dfrac{d}{2\lambda_w^*} + \dfrac{1}{h_w^*}} \tag{2-34}$$

この k_w は, 界面熱抵抗 R_w と, 層中央部に対する流れを伴う多孔質層の有効熱伝導率 λ_{er} を用いて, 次のように表現される.

$$k_w = \frac{1}{R_w + \dfrac{d/2}{\lambda_{er}}} \tag{2-35}$$

従って, 界面熱抵抗 R_w は次のようになる.

$$R_w = \frac{1}{k_w} - \frac{d/2}{\lambda_{er}} \tag{2-36}$$

k_w の予測に際して必要となる, λ_{ew}, h_w^* 及び λ_w^* の評価は次のように行う. λ_{ew} は, 有効熱伝導率の予測式に空隙率 $\varepsilon = 0.7$ を代入して求める. h_w^* は, 温度境界層が充填粒子直径程度の長さで剥離されるとの考えを用い, 平板の強制対流熱伝達に類似な次式を用いて評価する.

$$\frac{h_w^* d}{\lambda_f} = c Pr_f^{1/3} \left(\frac{u_0 d}{\nu_f}\right)^{0.5} \tag{2-37}$$

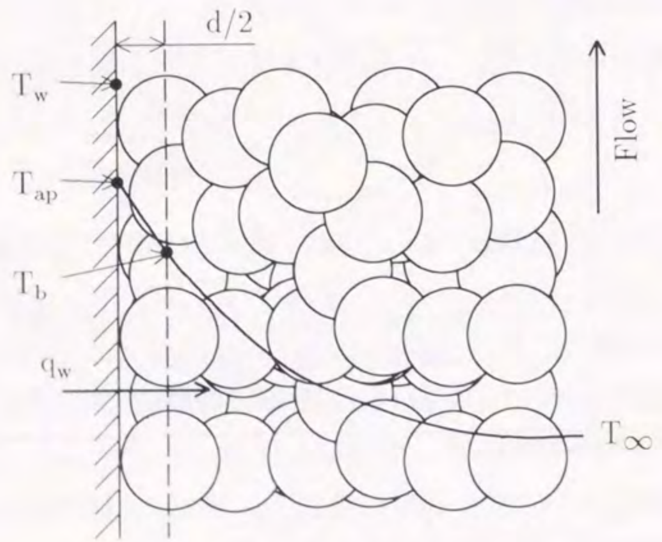


図 2–10　界面熱抵抗の概念

ここに, u_0 は平均空塔流速, c は定数で, 液体系に対しては $c=2.6$, 気体系に対しては $c=4.0$ を用いる. λ_w^* は次式により求める.

$$\lambda_w^* = D_w (\rho c_p)_f u_0 \tag{2-38}$$

ここに, $D_w = 0.02$ である.

上述したように, 界面熱抵抗のモデルにおいては, 基本的な伝熱現象を忠実に取り入れているが, 以下のような問題点がある. まず第一に, 壁面近傍の流速増加の影響が考慮されていないことであり, 第二に, 壁面近傍での熱通過を仮定しているため, 温度境界層厚さが少なくとも $d/2$ 以上ある場合のみにしか適用できないことである.

次いで, 上記の (2) で示す第二の方法について説明する. この方法では, 壁面近傍領域の流動抵抗及び有効熱伝導率の低下が, 空隙率の増加に起因すると考えられている. 具体的には, 局所空隙率 $\varepsilon(y)$ を壁からの距離 y の関数で表現し, この関数を用いて局所有効熱伝導率 $\lambda_e(y)$, 局所浸透性 $K(y)$ 及び 局所 Forchheimer 係数 $C(y)$ を評価し, これらの特性値を前述の基礎方程式 (2–25), (2–29), (2–30) に代入して解析するものである. 局所空隙率 $\varepsilon(y)$ の評価には, 以下の二つの関数が主に用いられている.

実測値に基づく厳密な空隙率分布を用いる方法[2-28].

$$\left.\begin{aligned} &0 \le y/d \le 0.6 \\ &\quad \varepsilon(y) = 1 - 3.10036(y/d) + 3.70243(y/d)^2 - 1.24612(y/d)^3 \\ &y/d \ge 0.6 \\ &\quad \varepsilon(y) = -0.1865\exp\{-0.22(y/d-0.6)^{1.5}\}\cos\{7.66(y/d-0.6)\} + 0.39 \end{aligned}\right\} \tag{2-39}$$

空隙率分布の近似関数を用いる方法[2-18),(2-20),(2-22)−(2-25].

$$\varepsilon(y) = \varepsilon_\infty\{1 + a\exp(-by/d)\} \tag{2-40}$$

ここに, ε_∞ は壁から充分離れた領域における空隙率, a 及び b は定数であり, 一般的には, $\varepsilon_\infty = 0.4$, $a=1$ 及び $b=5$ が用いられる[2-20].

図 2–11 は, 上述の空隙率分布を予測する 2 種類の関数を比較したものである. なお, 図 2–11 において, 式 (2–39) は実際の空隙率分布に等しいと考えて良い. また, 図 2–11 において, 式 (2–39) 及び式 (2–40) のいずれにおいても, $y/d=0$ の壁面近傍で空隙率 ε が大きい値となることが理解できる.

上述の関数より得られる局所空隙率を均質多孔質層の諸特性値の式に代入し, 局所有効熱伝導率 $\lambda_e(y)$, 局所浸透性 $K(y)$ 及び局所 Forchheimer 係数 $C(y)$ の評価が行われる. しかし, 均質多孔質層の諸特性値の式は, もともと多数の粒子を充填した場合の実験結果に基づいて作成されたものであり, 充填粒子直径以下の空間スケールに対しては適用不可能なものと考えられる. 具体的には, 均質多孔質層の式においては, 充填粒子間の空隙, 充填粒子内部及び充填粒子同士の接触点など, 様々な流動・伝熱機構が複合された結果を平均的尺

度で表しているため，その式を用いて充填粒子直径以下空間スケールにおける局所的な特性を評価することは，物理的にあまり意味のないものと判断される．

以上に述べたように，従来の多孔質層の壁面近傍の流動及び伝熱特性に関する解析モデルには，改良されるべき点が多数残されている．本研究においては，第 4 章にて，多孔質層の壁面近傍の流動及び伝熱特性に関する数値解析モデルの提案を行う．

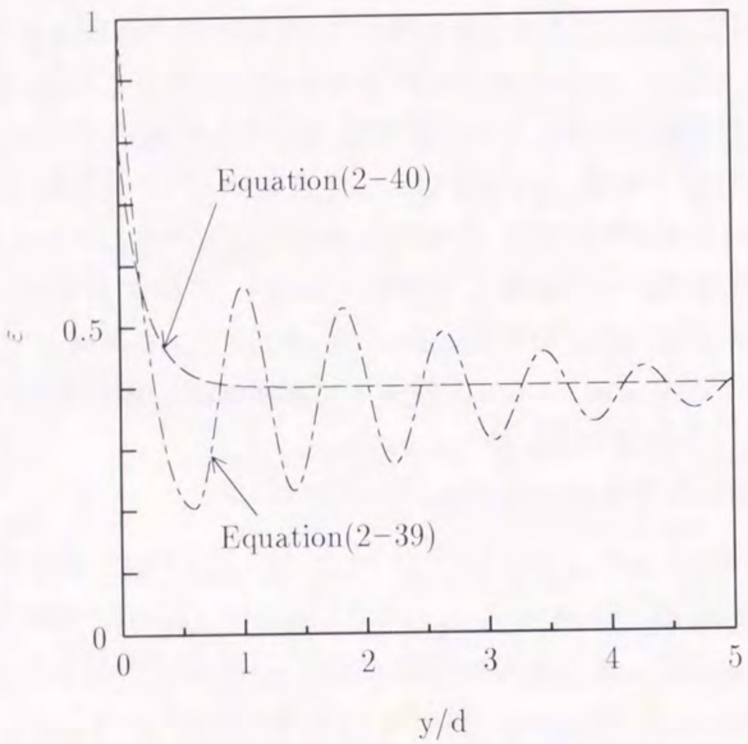


図 2–11　空隙率分布の近似関数の比較

第 5 節　多孔質材料充填層と流体との境界近傍における流動及び伝熱特性

多孔質層と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[2-37]–[2-40]が行われている．しかし，前述の均質多孔質層の基礎方程式を用いた解析がほとんどであり，現象に対する詳細な検討はほとんど行われていない現状にある．ここでは，多孔質層と流体層との境界条件に関する従来の方法について解説するとともに，これらの問題点に関して検討を行う．

図 2–12 に，多孔質層表面近傍の流速分布の模式図を示す．Beavers–Joseph は[2-41]，多孔質層表面における速度勾配を次式にて表現している (B.J. 条件)．

$$\left.\frac{du}{dy}\right|_{y=0} = \frac{\alpha}{\sqrt{K}}(u_b - u_0) \tag{2-41}$$

ここに，u_b は多孔質層表面における空塔流速，u_0 は多孔質層内部の一定速度領域における空塔流速，α は相当空隙率である．

Poulikakos ら[2-37]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対象に，多孔質層に関する Darcy の運動方程式と流体層に対する Navier–Stokes の運動方程式を用い，これらの境界条件として上述の B.J. 条件を用いて解析を行っている．しかしながら，B.J. 条件を用いた解析では，高レイノルズ数及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が指摘されている[2-39]．

稲葉ら[2-39]は，上述の解析の不安定性を回避するため，多孔質 – 流体界面を移動境界条件とすることで，下面加熱を受ける水平多孔質層からの共存対流熱伝達の解析を試みた．しかし，この計算法においては，流体層内の熱抵抗は無視されるため，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る．

一方，Kim ら[2-38]は，積層板からの強制対流熱伝達を対象に，多孔質層に関する Vafai–Tien の運動方程式[2-18]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

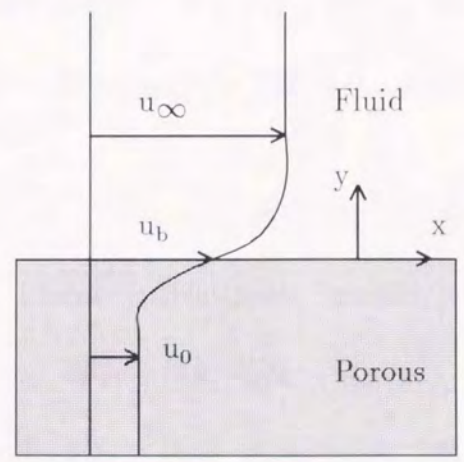


図 2–12　多孔質層表面近傍の流速分布

の空隙率 ε を $\varepsilon = 1$ と設定し，解析を行っている．この方法では，多孔質層表面における速度及びせん断力の連続条件が用いられていることになる．

しかし，上述のいずれの方法においても，多孔質層表面の凹凸や，これに伴う表面積の変化，乱れの生成効果などは考慮されていないことから，これらの解析法の適用範囲も狭いものと考えられる．

一方，Sahraoui–Kaviany(2-40)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，文献中には低流速条件に関する解のみが提示されており，高流速条件に対しては検討がなされていない．

本研究では，第 5 章において，流体層に接する多孔質層の熱伝達特性について種々の方面より検討を行う．

参考文献

(2-1) Rohsenow et al., Handbook of Heat Transfer Applications, 2 nd Ed., 1985, p. 6-4, McGraw-Hill.

(2-2) 甲藤, 増岡, 機論, 32-243, (1966), 1708.

(2-3) Kunii, D. and Smith, J. M., AIChE J., 6 (1960), 71.

(2-4) 八木, 国井, 化学工学, 18 (1954), 576.

(2-5) Yagi, S. and Kunii, D., AIChE J., 3 (1957), 373.

(2-6) 木村, 化学工学, 21 (1957), 472.

(2-7) Woodside, W. and Messmer, J. H., J. Appl. Physics, 32 (1961), 1688.

(2-8) McGaw, R, Highway Reserch Borard Special Report, 103 (1969), 114.

(2-9) Maxwell, J. C., A Treatise on Electricity and Magnetism, 3rd ed., (1904), 465, Oxford Univ. Press.

(2-10) Bruggeman, D. A. G., Annalen der Physik, 24-5 (1935), 636.

(2-11) 日本熱物性学会編, 熱物性ハンドブック, (1990), 170, 養賢堂.

(2-12) Wakao, N. and Kato, K., J. Chem. Engng. Japan, 2 (1969), 24.

(2-13) Ergun, S., Chem. Engng. Prog., 48 (1952), 89.

(2-14) Sahraoui, M. and Kaviany, M., Int. J. Heat Mass Transfer, 35 (1992), 927.

(2-15) 日本流体力学会編, 流体力学ハンドブック, (1987), 305, 丸善.

(2-16) Muskat, M., The Flow of Homogeneous Fluids through Porous Media, (1946), 1, Edwards, Michigan.

(2-17) Brinkman, H. C., Appl. Sci. Res., A1 (1947), 27.

(2-18) Vafai, K. and Tien, C. L., Int. J. Heat Mass Transfer, 24 (1981), 195.

(2-19) 国井, 熱的単位操作 (上), (1976), 145, 丸善.

(2-20) Hsu, C. T. and Cheng, P., Int. J. Heat Mass Transf., 33 (1990), 1587.

(2-21) 木村, 他 2 名, 化学工学, 19-2 (1955), 397.

(2-22) Vafai, K., 他 2 名, Trans. ASME, Ser. C, 107 (1985), 642.

(2-23) Cheng, P. and Hsu, C. T., Int. J. Heat Mass Trans., 29 (1986), 1843

(2-24) Renken, K. J. and Poulikakos, D., Int. J. Heat Mass Transf., 31 (1988), 1399.

(2-25) Hunt, M. L. and Tien, C. L., Trans. ASME, Ser.C, 110 (1988), 378.

(2-26) Chou, F. C., 他 2 名, Int. J. Heat Mass Transf., 35 (1992), 195.

(2-27) Benenati and Brosilow, AIChE J., 8-3 (1962), 359.

(2-28) Kamiuto, K., 他 2 名, Numerical Heat Transfer, Part A, 23 (1993), 433.

(2-29) 国井, 熱的単位操作 (上), (1976), 150, 丸善.

(2-30) Price, J., Mech. and Chem. Engng. Trans., (1968), 7.

(2-31) Schwartz, C. E. and Smith, J. M., Industrial and Eng. Chemistry, 45-6 (1953), 1209.

(2-32) Morales, M., Spinn, K. A. and Korchak, E. I., Chem. Eng. Science, 20-3 (1965), 237.

(2-33) Dorweiler, V. P. and Fahien, R. W., AIChE J. 5-2 (1959), 139.

(2-34) Bundy, R. D., Oak Ridge National Laboratry, No. ORNL-TM-1075 (1966), 307.

(2-35) Collins, M., Velocity Distributions in Packed Beds, Thesis (B.Ch.E.), University of Delaware, 1958.

(2-36) 国井, 熱的単位操作 (上), (1976), 147, 丸善.

(2-37) Poulikakos, D., 他 3 名, Int. J. Heat and Fluid Flow, 7-2 (1986), 109.

(2-38) Kim, S. Y., 他 2 名, Proc. The 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf., 3 (1992), 237.

(2-39) 稲葉, 他 3 名, 機論, 55-510, B (1989), 457.

(2-40) Sahraoui, M. and Kaviany, M., Int. J. Heat Mass Transfer, 35 (1992), 927.

(2-41) Beavers, G. S. and Joseph, D. D., J. Fluid Mech., 30-1 (1967), 197.

(2-42) 稲葉, 他 2 名, 機論, 59-560, B (1993), 1194.

本章で使用された記号

a	: 定数	
b	: 定数	
C	: Forchheimer 係数	
c	: 定数	
c_p	: 比熱	[J/(kg·K)]
D	: 定数	
d	: 充填粒子直径	[m]
d_e	: 等価直径	[m]
g	: 重力加速度	[m/s²]
H	: 多孔質層の厚さ	[m]
h	: 熱伝達係数	[W/(m²·K)]
K	: 浸透性	[m²]
k	: 熱通過係数	[W/(m²·K)]
M	: 充填粒子数	
N	: 充填粒子 1 個当たりの平均接触点数	
P	: 圧力	[Pa]
q	: 熱流束	[W/m²]
R	: 熱抵抗	[m²·K/W]
Re_d^*	: レイノルズ数	
S	: 表面積	[m²]
T	: 温度	[K]
t	: 時間	[s]
u	: 空塔流速	[m/s]
V	: 体積	[m³]
x	: 距離	[m]
y	: 距離	[m]
ギリシャ文字		
α	: 相当空隙率	
ε	: 空隙率	
ζ	: 流動抵抗係数	
κ	: 熱伝導率比	
λ	: 熱伝導率	[W/(m·K)]
μ	: 粘性係数	[Pa·s]
ν	: 動粘性係数	[m²/s]

ξ	: 表面積拡大率	
ρ	: 密度	[kg/m^3]
ϕ	: 充填粒子間の流体膜厚さを表すパラメータ	

添字

0	: 単一充填粒子
e	: 有効
f	: 流体
p	: 空隙部
s	: 充填粒子
w	: 壁面

第3章

多孔質材料充填層の有効熱伝導率に関する数値解析

第1節　緒言

多孔質材料充填層の対流熱伝達現象を論じる上で，多孔質材料充填層の有効熱伝導率は非常に重要な特性値となる．本章では，多孔質材料充填層のモデルとして球状粒子充填層を採用し，その熱伝導特性について詳細に検討する．

球状粒子充填層の有効熱伝導率に関しては，従来より多数の研究が行われている[3-1]–[3-5]．

Maxwell[3-1]は，充填球状粒子の体積割合が小さく (空隙率が大きく)，各充填球状粒子が独立して存在していると仮定したモデルを用い，次式を導いている．

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_f}=\frac{2+\lambda_s/\lambda_f-2(1-\varepsilon)(1-\lambda_s/\lambda_f)}{2+\lambda_s/\lambda_f+(1-\varepsilon)(1-\lambda_s/\lambda_f)} \tag{3-1}$$

ここに，λ_e は粒子充填層の有効熱伝導率，λ_s は充填球状粒子の熱伝導率，λ_f は空隙内流体の熱伝導率，ε は空隙率である．

Bruggeman[3-2]は，空隙率の小さい場合にも適用可能なよう，充填球状粒子間の干渉の影響を考慮し，次式を導いた．

$$\frac{\lambda_e/\lambda_f-\lambda_s/\lambda_f}{1-\lambda_s/\lambda_f}\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_f}\right)^{-1/3}=\varepsilon \tag{3-2}$$

また，Yagi – Kunii[3-3]は，球状粒子充填層内の熱抵抗が，充填球状粒子と空隙内流体とが直列に配置される部分の熱抵抗と，空隙内流体のみを伝わる部分の熱抵抗との並列にて表される (直列・並列モデル) とし，次式を用いた実験整理を行っている．

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_f}=\frac{(1-\varepsilon)/(1+\delta)}{(1-\delta)\lambda_f/\lambda_s+\delta}+\frac{\varepsilon+\delta}{1+\delta} \tag{3-3}$$

ここで，δ は充填球状粒子間に存在する流体層の厚さを表す定数であり，$\varepsilon\simeq 0.4$ の条件に関しては，空隙内流体が空気の場合には $\delta=0.04\sim0.05$，水の場合には $\delta=0.12\sim0.15$ となる[3-3]．

Kunii – Smith[3-4] は，上述のモデルをさらに発展させ，δ の値を理論的に与えるとともに，放射伝熱の効果も考慮したモデルの提案を行った．放射伝熱の影響が無視できる場合には，粒子充填層の熱伝導率は次式のように表される．

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_f}=\varepsilon+\frac{1-\varepsilon}{\delta+2\lambda_f/(3\lambda_s)} \tag{3-4}$$

この場合，充填球状粒子間に存在する流体層の厚さを表す δ は，空隙率 ε 及び充填球状粒子と空隙内流体の熱伝導率比 λ_s/λ_f の関数として表されるが，その詳細は第 2 章において述べてある．

Wakao – Kato[3-5]は，格子状配列 ($\varepsilon = 0.476$) 及び斜方晶配列 ($\varepsilon = 0.395$) の球状粒子充填層を対象に，数値解析により熱伝導方程式を解き，有効熱伝導率値の算出を試みている．

以上に述べたように，球状粒子充填層の有効熱伝導率に関する研究は，実験的及び解析的に多数行われているが，有効熱伝導率の値にのみ着目した研究がほとんどである．しかしながら，近年における球状粒子充填層の熱伝達現象の解明に伴い，多数の充填球状粒子を一まとめに考えたマクロな伝熱特性のみならず，各充填球状粒子周りの熱移動現象に関するより詳細な情報が必要とされている．

本章においては，球状粒子充填層内の単一充填球状粒子とその周囲の空隙内流体層に着目し，熱伝導方程式を数値的に解析することにより，球状粒子充填層内部の熱移動現象の詳細な検討を行うとともに，熱移動現象に及ぼす，充填球状粒子と空隙内流体の熱伝導率比及び充填球状粒子間間隙の影響について検討を行う．

第 2 節　解析モデル及び数値解析法

本章では，球状粒子充填層内の熱流束分布や温度分布など，基礎的現象の理解を主眼としているため，図 3–1 に示されるような，規則的に配置された球状粒子列を解析対象とした．図 3–1 に示されるように，直径 d の充填球状粒子は斜方晶系配列をなしており，上下方向の充填球状粒子間距離は $\delta_z d$ である．また，熱流は上下方向に流れているものと考える．

図 3–1 のモデルにおいて現象の周期性及び対称性を考慮すれば，図 3–2，左図に示されるような，六角柱内に一つの充填球状粒子が存在するようなモデルを考えれば良いことになる．本解析においてはこれをさらに簡略化し，図 3–2，右図に示されるような，直径 $d(1+\delta_R)$，高さ $d(1+\delta_z)$ の円柱の中心に，一つの充填球状粒子が存在する系として解析を試みた．

図 3–3 は，本解析領域の座標系及び境界条件を示したものである．空隙内流体層 (熱伝導率 $\lambda = \lambda_f$) の解析は，充填球状粒子中心を座標原点とする円筒座標 (R, z) により，また充填球状粒子 (熱伝導率 $\lambda = \lambda_s$) の解析は極座標 (r, ϕ) により行った．なお図 3–3 において，各座

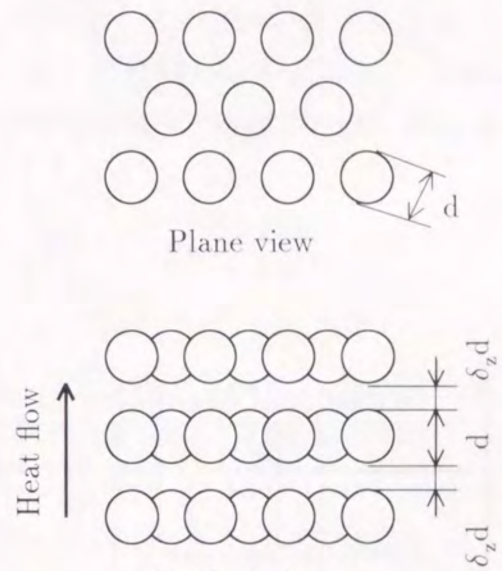


図 3–1　球状粒子の配列状態

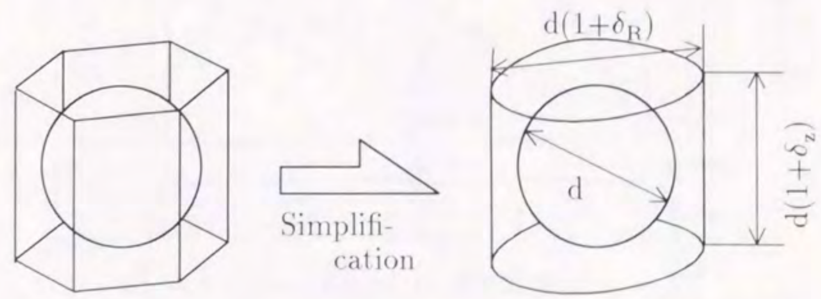


図 3–2　解析モデル

標は充填球状粒子半径 $d/2$ にて無次元化してある．本解析においては z 軸周りの対称性を用い，境界条件は次のように設定した．

$R = 0$;　対称

$R = 1 + \delta_R$;　断熱

$z = 0$;　温度 $T = T_1$

$z = 1 + \delta_z$;　温度 $T = T_2$ (ただし，$T_2 < T_1$)

さらに，領域内の温度 T を $\theta = (T - T_2)/(T_1 - T_2)$ にて無次元化すると，空隙内流体層内の無次元温度 θ_f 及び充填球状粒子内の無次元温度 θ_s に関する基礎式及び境界条件は，それぞれ次のようになる．

空隙内流体層

基礎式：

$$\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial\theta_f}{\partial R}\right) + \frac{\partial^2\theta_f}{\partial z^2} = 0 \tag{3–5}$$

境界条件：

$$\left.\begin{aligned}
&R = 0; \frac{\partial\theta_f}{\partial R} = 0\\
&R = 1 + \delta_R; \frac{\partial\theta_f}{\partial R} = 0\\
&z = 0; \theta = 1\\
&z = 1 + \delta_z; \theta_f = 0
\end{aligned}\right\} \tag{3–6}$$

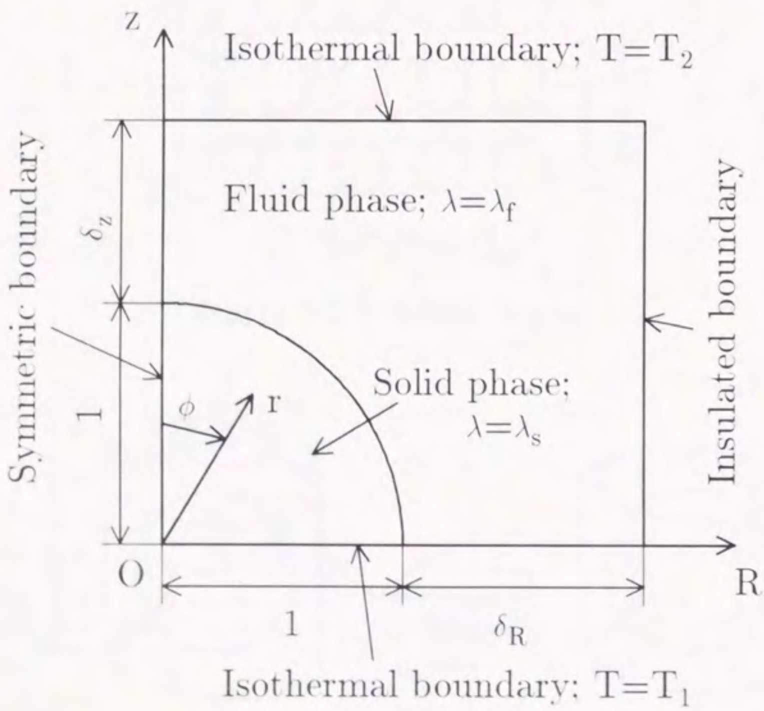


図 3–3　計算領域の座標系

充填球状粒子内

基礎式：

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\theta_s}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\phi}\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\sin\phi\frac{\partial\theta_s}{\partial\phi}\right) = 0 \tag{3–7}$$

境界条件：

$$\left.\begin{aligned}
&\phi = 0; \frac{\partial\theta_s}{\partial\phi} = 0\\
&\phi = \pi/2; \theta_s = 1
\end{aligned}\right\} \tag{3–8}$$

さらに，充填球状粒子表面における温度及び熱流束の連続条件より，次式が導かれる．

$$\theta_f(\sin\phi, \cos\phi) = \theta_s(1, \phi) \tag{3–9}$$

$$\lambda_f\left(\sin\phi\frac{\partial\theta_f(\sin\phi,\cos\phi)}{\partial R} + \cos\phi\frac{\partial\theta_f(\sin\phi,\cos\phi)}{\partial z}\right) = \lambda_s\frac{\partial\theta_s(1,\phi)}{\partial r} \tag{3–10}$$

数値解析に際しては，コントロールボリューム法により基礎式を離散化し，SOR 法により図 3–4 に示す格子点における無次元温度 θ_f 及び θ_s の値を算出した．なお，z 方向及び R 方向の格子点数は 71 点とし，r 方向及び ϕ 方向の格子点数は 51 点とした．さらに，図 3–4 に示されるように，境界近傍においては刻み幅を 1/2 とし，計算精度の向上を図った．

また，球状粒子充填層の有効熱伝導率と空隙内流体の熱伝導率の比 λ_e/λ_f は，次式により算出した．

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_f} = -\frac{2(1+\delta_z)}{(1+\delta_R)^2}\int_0^{1+\delta_R}\left.\frac{\partial\theta_f}{\partial z}\right|_{z=1+\delta_z} R\,dR \tag{3–11}$$

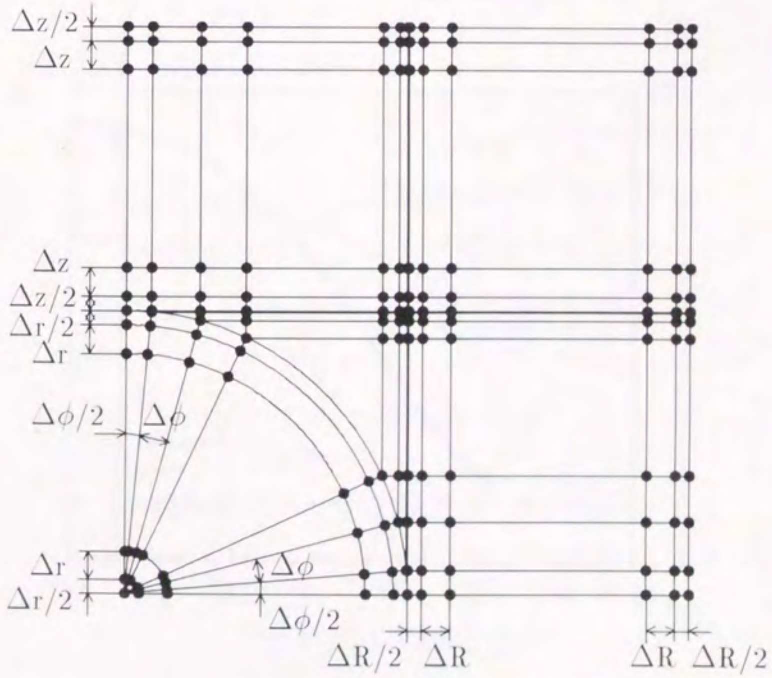


図 3–4　計算格子点

第 3 節　解析結果及び考察

3.1　計算精度の検討

図 3–5 は，$\varepsilon = 0.395$ の斜方晶系配列球状粒子充填層の有効熱伝導率 λ_e に関して，本解析結果と Wakao–Kato の解析結果[3-5]を比較したものである．なお，本項においては，後述の図 3–15 にて述べるように，熱流方向の隙間の影響が現れない $\delta_z = 10^{-6}$ の条件において，Wakao–Kato の解析と等しい空隙率 ($\varepsilon = 0.395$) となるよう $\delta_R = 0.04$ と設定して解析を行った．

図 3–5 において，充填球状粒子と空隙内流体の熱伝導率比が $\lambda_s/\lambda_f \geq 0.1$ の領域においては，本解析結果と Wakao–Kato の解析結果[3-5]は非常に良く一致していることより，本解析精度は十分なものと考えられる．一方，$\lambda_s/\lambda_f < 0.1$ の領域においては，本解析結果は Wakao–Kato の解析結果より約 20 % 低い値を示している．この差は，本解析では空隙内流体層の形状を簡略化したために生じたものと考えられ，空隙内流体層を通過する熱量割合が大きくなる λ_s/λ_f の小さい領域において，その影響が顕著に現れたものと考えられる．従って，以下本文においては，主に $\lambda_s/\lambda_f \geq 0.1$ の領域に関して議論を行うこととし，$\lambda_s/\lambda_f < 0.1$ に関しては定性的傾向を観察するに留める．

3.2　球状粒子充填層内の温度分布及び熱流束分布

図 3–6 は，$\delta_z = 10^{-6}$ 及び $\delta_R = 0.04$ ($\varepsilon = 0.395$) の条件にて，充填球状粒子と空隙内流体の熱伝導率比を $\lambda_s/\lambda_f = 0.1$ に設定した場合の，(a) 球状粒子充填層内の等 θ 線分布

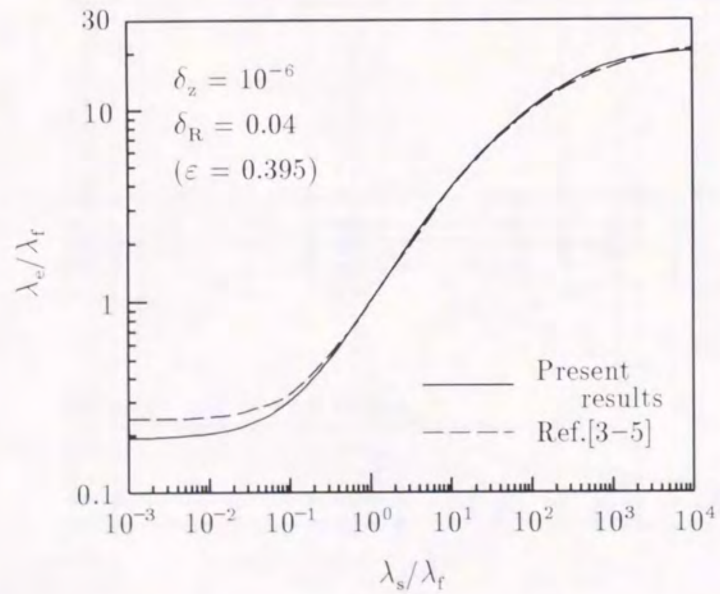
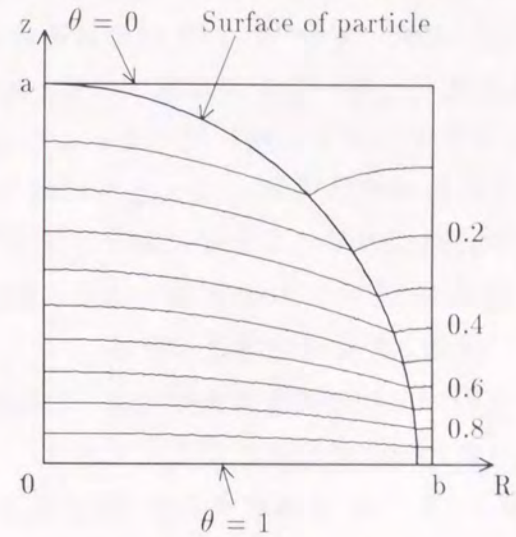


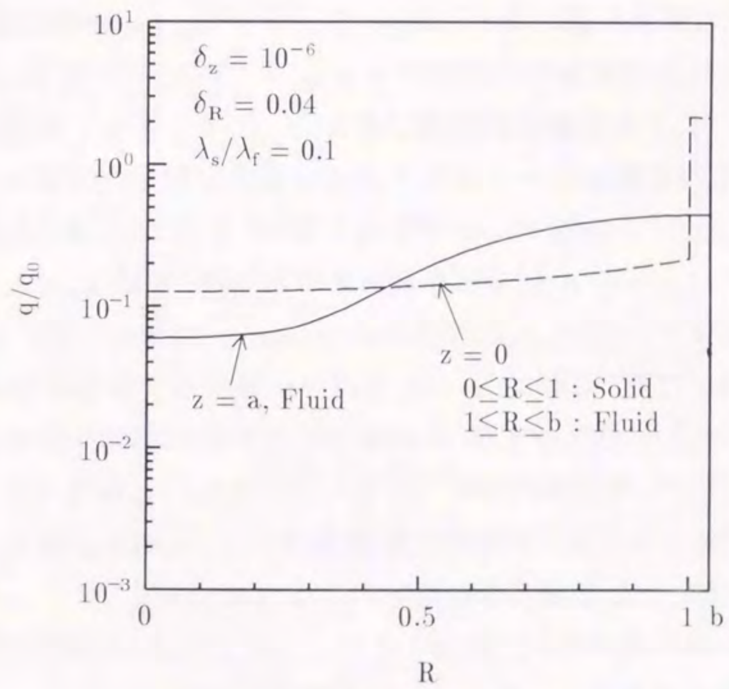
図 3–5　有効熱伝導率の本解析結果と従来の結果との比較

($\theta = 0.1 \sim 0.9$, 0.1 刻み) 及び (b) 無次元熱流束分布を示したものである．図 3–6 において，$z = 0$ は $\theta = 1$ の等温加熱面，$z = a$ ($a = 1 + \delta_z$) は $\theta = 0$ の等温冷却面，$R = 0$ は円筒中心軸，そして $R = b$ ($b = 1 + \delta_R$) は円筒外面 (断熱条件) を示している．また，図 3–6(b) の無次元熱流束 q/q_0 は，球状粒子充填時の熱流束 q を球状粒子未充填時の熱流束 q_0 で無次元化したものである．

まず，図 3–6(a) の等 θ 線分布について観察すると，等 θ 線は $z = 0$ 側で密に，$z = a$ 側で



(a) 無次元温度分布



(b) 無次元熱流束分布

図 3–6　無次元温度及び無次元熱流束の分布，$\lambda_s/\lambda_f = 0.1$

粗に分布している．これは，図 3-6(b) の無次元熱流束 q/q_0 分布に見られるように，充填球状粒子の熱伝導率が空隙内流体に比較して小さい場合には，空隙内流体層における熱流束が充填球状粒子内に比して大きいことと，空隙内流体層の断面積が $z=a$ 側で大きいことより説明される．

次いで，無次元熱流束に関する図 3-6(b) において，$z=0$ の q/q_0 分布に着目すると，充填球状粒子内 $(0 \leq R \leq 1)$ における無次元熱流束は $q/q_0 = 0.12 \sim 0.22$ であり，充填球状粒子の熱伝導率が小さい場合には充填球状粒子内部における熱伝導の抑制が定量的に理解できる．一方，$1 \leq R \leq b$ の空隙内流体層においては，$q/q_0 \simeq 2.1$ であり，空隙内流体層における熱流束は充填球状粒子内部に比較して約 10 ～ 20 倍の値を示すことや，この領域における q/q_0 値は，R 方向にほとんど変化しないことが理解できる．次いで，$z=a$ の q/q_0 分布を観察すると，q/q_0 の値は，$0 \leq R \leq 0.16$ の中心軸付近では $q/q_0 \simeq 0.06$ と小さな値にてほぼ一定値を示すが，$0.16 \leq R \leq 0.9$ の領域では R の増加とともに増大し，$R \geq 0.9$ では $q/q_0 \simeq 0.45$ となる．これは，$R \leq 0.16$ では熱伝導率の小さな充填球状粒子の影響を大きく受け，無次元熱流束 q/q_0 は小さな値となるが，$R \geq 0.16$ の領域ではその影響が徐々に小さくなり，R の増加とともに q/q_0 が徐々に増加したものと考えられる．

図 3-7(a),(b) は，図 3-6 と同一の物理的配置条件にて，充填球状粒子と空隙内流体の熱伝導率比を $\lambda_s/\lambda_f = 10$ とした場合の結果を示したものである．

まず，図 3-7(a) の等 θ 線分布について観察すると，等 θ 線は $z=0$ 側で粗に，$z=a$ 側で密に分布している．特に，充填球状粒子頂点近傍においては，等 θ 線の密集する領域が観察される．

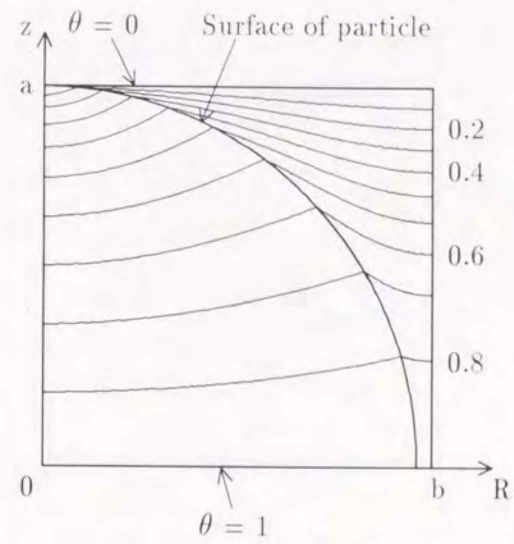
次いで，無次元熱流束に関する図 3-7(b) において，$z=0$ の q/q_0 分布に着目すると，充填球状粒子内 $(0 \leq R \leq 1)$ における無次元熱流束は $q/q_0 = 3.3 \sim 5.2$ であり，充填球状粒子内を流れる熱流束の大きいことが定量的に理解できる．一方，$1 \leq R \leq b$ の空隙内流体層では $q/q_0 \simeq 0.34$ であり，空隙内流体層における熱流束が充填球状粒子内部に比較して約 6.5 ～ 10 % 程度に低下することや，この領域における q/q_0 値は，R 方向にほとんど変化しないことが理解できる．次いで，$z=a$ の q/q_0 分布を観察すると，q/q_0 の値は，$R \simeq 0$ の中心軸付近では $q/q_0 \simeq 40$ と大きな値を示すが，R の増加とともに q/q_0 は徐々に減少し，$R \geq 0.9$ では $q/q_0 \simeq 1.9$ のほぼ一定値となる．これは，$R \simeq 0$ では熱伝導率の大きな充填球状粒子の影響を大きく受け，熱流束は大きな値を示すが，R の増加とともに充填球状粒子の影響が徐々に小さくなり，$R \geq 0.9$ において熱流束がほぼ一定値に達したものと考えられる．

図 3-8 は，図 3-6 及び図 3-7 と同一の物理的配置条件にて，充填球状粒子と空隙内流体の熱伝導率比を $\lambda_s/\lambda_f = 1000$ とした場合の結果を示したものである．

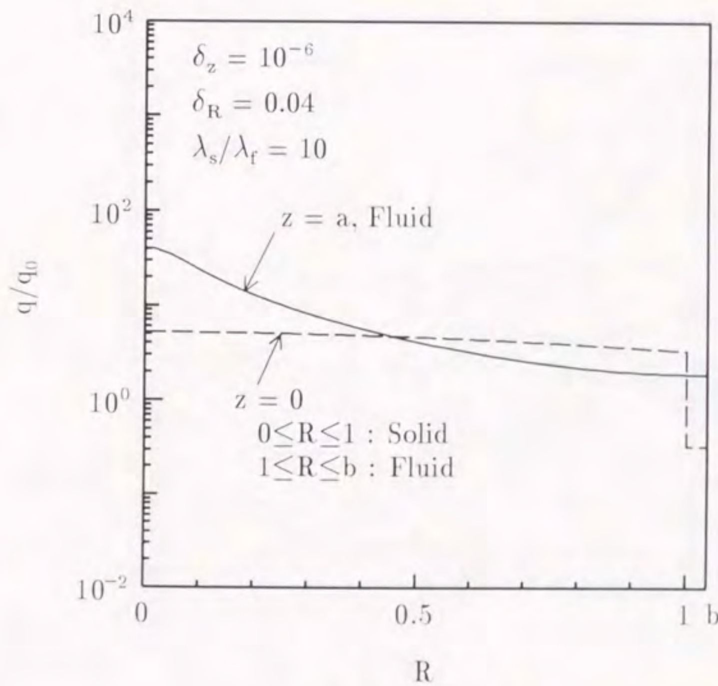
まず，図 3-8(a) の等 θ 線分布について観察すると，$z=a$ の充填球状粒子頂点近傍を除き，充填球状粒子内はほぼ等温状態となっていることが理解できる．

次いで，図 3-8(b) について観察すると，定性的な傾向は $\lambda_s/\lambda_f = 10$ に関する図 3-7(b) と同様であるが，$z=0$ の充填球状粒子内 $(0 \leq R \leq 1)$ における無次元熱流束は $q/q_0 = 14 \sim 27$

と大きな値を示すことや，$1 \leq R \leq b$ の空隙内流体層における q/q_0 が約 0.014 と非常に小さくなることが理解できる．これは，充填球状粒子の熱伝導率の増加に伴い，充填球状粒子部への熱流の集中化が顕著となったためと考えられる．また，$z=a$ においても，q/q_0 は $R \simeq 0$ の中心軸付近では約 5400 と大きな値を示すが，R の増加とともに徐々に減少し，$R=b$ では $q/q_0 \simeq 2.4$ にまで低下することより，大部分の熱流が充填球状粒子頂点付近に集中することが理解できる．



(a) 無次元温度分布

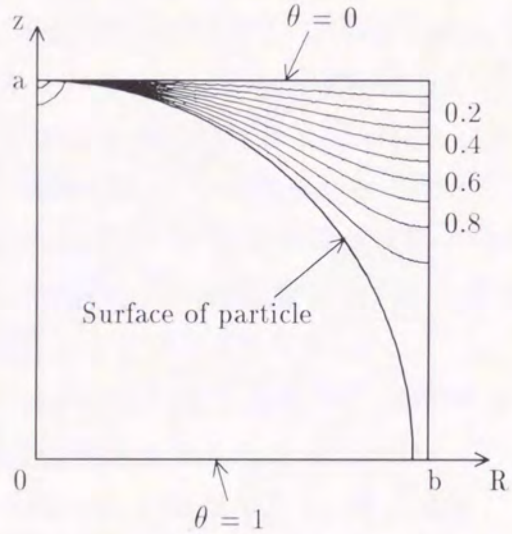


(b) 無次元熱流束

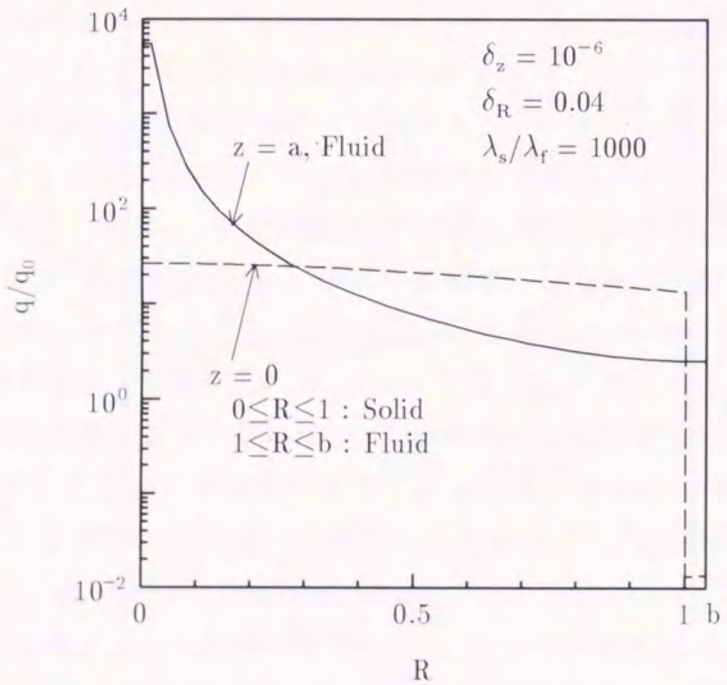
図 3-7　無次元温度及び無次元熱流束の分布，$\lambda_s/\lambda_f = 10$

図 3-9 は，$\lambda_s/\lambda_f = 10$ 及び $\delta_R = 0.04$ の条件において，無次元充填球状粒子間距離を $\delta_z = 0.1$ と設定した場合の等 θ 線分布を示したものである．図 3-7(a) の $\delta_z = 10^{-6}$ (隙間の影響がほとんど無い場合) の結果と比較すると，等 θ 線は全体的に $z = a$ 側に移動している．また，図 3-9 の $\delta_z = 0.1$ の場合には，充填球状粒子内では概ね $\theta > 0.6$ となることが理解できる．

図 3-10 は，$\lambda_s/\lambda_f = 10$ 及び $\delta_R = 0.04$ の条件において，無次元充填球状粒子間距離を



(a) 無次元温度分布



(b) 無次元熱流束分布

図 3-8　無次元温度及び無次元熱流束の分布，$\lambda_s/\lambda_f = 1000$

$\delta_z = 10^{-6}$, 0.1, 1 と変化させた場合の無次元熱流束 q/q_0 の変化を示したものである．

まず，$z = a$ の q/q_0 分布を観察すると，δ_z の増加とともに，$R = 0$ の充填球状粒子頂点付近における無次元熱流束 q/q_0 のピークが小さくなり，$\delta_z = 1$ においては R 方向にほぼ一様な分布となる．また，δ_z の増加に伴い，q/q_0 の値が全体的に減少することも理解できる．一方，$z = 0$ に関しては，q/q_0 の値は δ_z の増加に伴い減少するが，その分布形はほとんど変化しないことが理解できる．

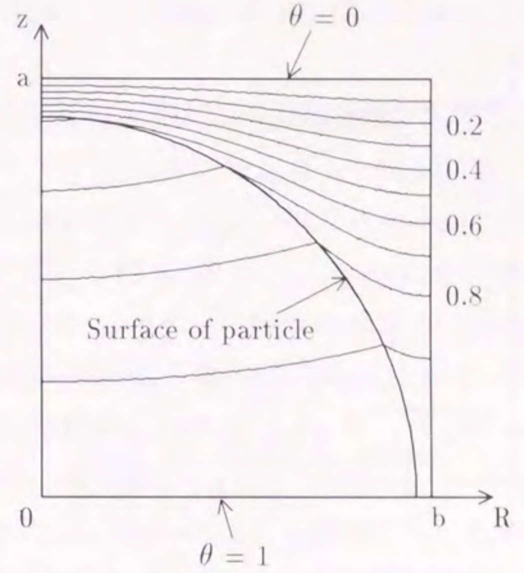


図 3-9　$\delta_z = 0.1$ に関する無次元温度分布，$\lambda_s/\lambda_f = 10$, $\delta_R = 0.04$

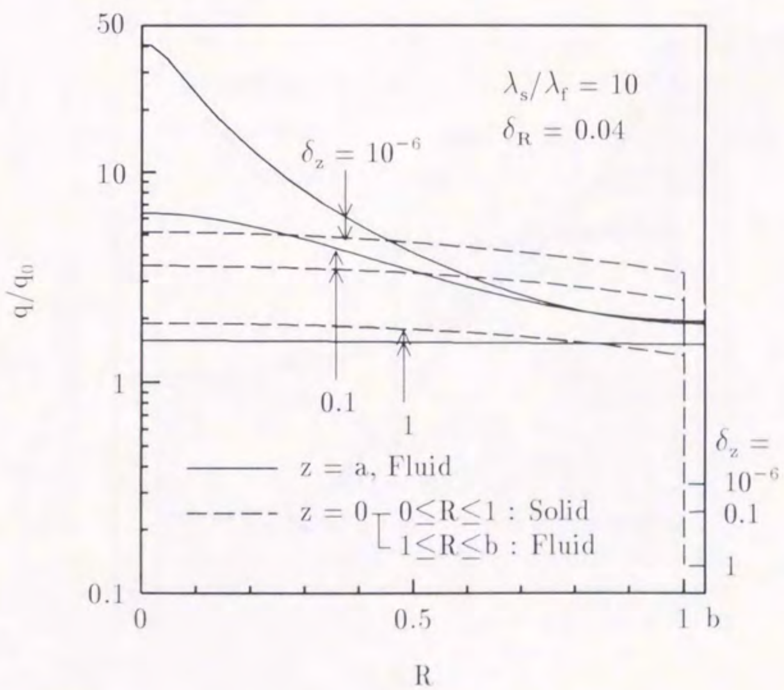


図 3-10　無次元熱流束分布に及ぼす δ_z の影響，$\lambda_s/\lambda_f = 10$, $\delta_R = 0.04$

図 3–11 は，$\lambda_s/\lambda_f = 10$ 及び $\delta_z = 10^{-6}$ の条件において，$\delta_R = 0.5$ と設定した場合の等 θ 線分布を示したものである．$\delta_R = 0.04$ に関する図 3–7(a) と比較すると，充填球状粒子内部の等 θ 線分布はほぼ一致することより，熱流に垂直な方向の充填球状粒子間距離は，充填球状粒子内部の熱移動に余り影響を及ぼさないことが理解できる．

図 3–12 は，$\lambda_s/\lambda_f = 10$ 及び $\delta_z = 10^{-6}$ の条件において，δ_R を 0.04, 0.5, 1 と変化させた場合の無次元熱流束 q/q_0 の変化を示したものである．

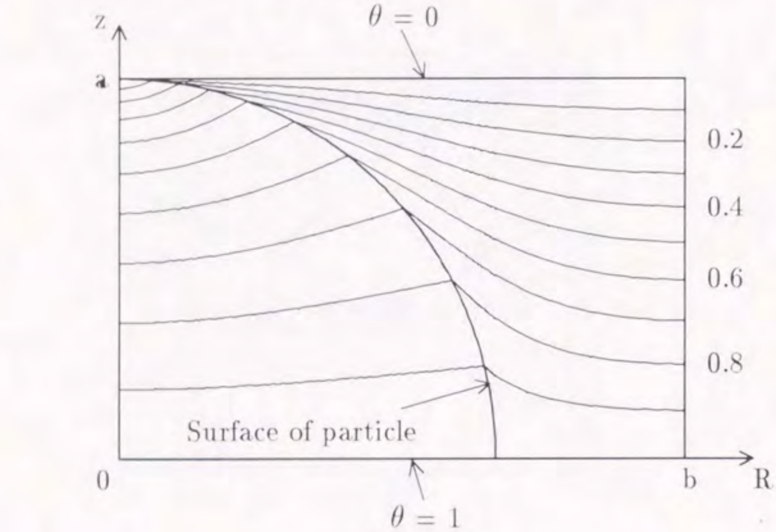


図 3–11　$\delta_R = 0.5$ に関する無次元温度分布，$\lambda_s/\lambda_f = 10$, $\delta_z = 10^{-6}$

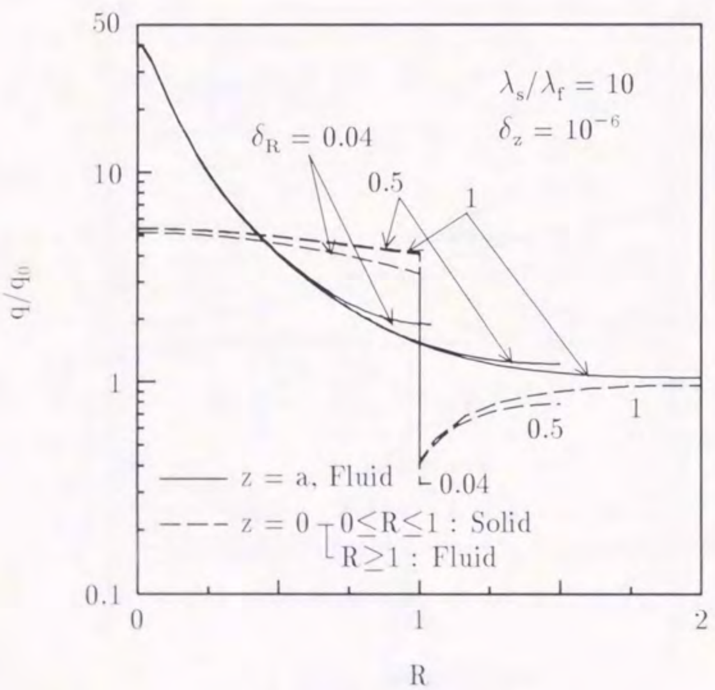


図 3–12　無次元熱流束分布に及ぼす δ_R の影響，$\lambda_s/\lambda_f = 10$, $\delta_z = 10^{-6}$

図 3–12 において，q/q_0 の分布に及ぼす δ_R の影響は小さく，δ_R の増加は，主に，充填球状粒子周囲の空隙内流体層を通過する熱流の増加に寄与することが理解できる．

3.3　有効熱伝導率特性

図 3–13 は，有効熱伝導率比 λ_e/λ_f に及ぼす充填球状粒子の熱伝導率比 λ_s/λ_f の影響を，$\delta_z = 10^{-6}$, $\delta_R = 0.04$ ($\varepsilon = 0.395$) の条件について示したものである．なお，図 3–13 中には，空隙率 $\varepsilon = 0.395$ の球状粒子充填層の有効熱伝導率に関する従来の結果も比較のために併記してある．

図 3–13 において，従来の結果及び本解析結果の定性的傾向は全て一致しており，いずれも，λ_s/λ_f の小さい領域及び λ_s/λ_f の大きい領域においては，λ_e/λ_f の値はほぼ一定値を示す．このように，λ_s/λ_f の小さい領域で λ_e/λ_f が一定となるのは，空隙内流体層を通過する熱流が大部分を占めるためと考えられる．また，λ_s/λ_f の大きい場合に λ_e/λ_f が一定となるのは，図 3–8 (b) の考察でも述べたように，大部分の熱流が充填球状粒子頂点部に集中し，球状粒子充填層の熱抵抗が充填球状粒子頂点付近の流体層により支配されるためと説明される．一方，図 3–13 において，Maxwell の式 (3–1) は $\lambda_s/\lambda_f < 10$ において，Yagi–Kunii の式 (3–3) は $1 < \lambda_s/\lambda_f < 600$, Kunii–Smith の式 (3–4) は $\lambda_s/\lambda_f > 0.2$, そして Bruggeman の式 (3–2) は $\lambda_s/\lambda_f < 2000$ において，Wakao–Kato の結果[3–5] に比較的一致しており，図 3–13 の物理的配置条件に関しては，これらの簡便な式の適用範囲が比較的広いことが理解できる．また，図 3–5 の考察でも述べたように，本解析結果も，$\lambda_s/\lambda_f > 0.1$ において Wakao–Kato

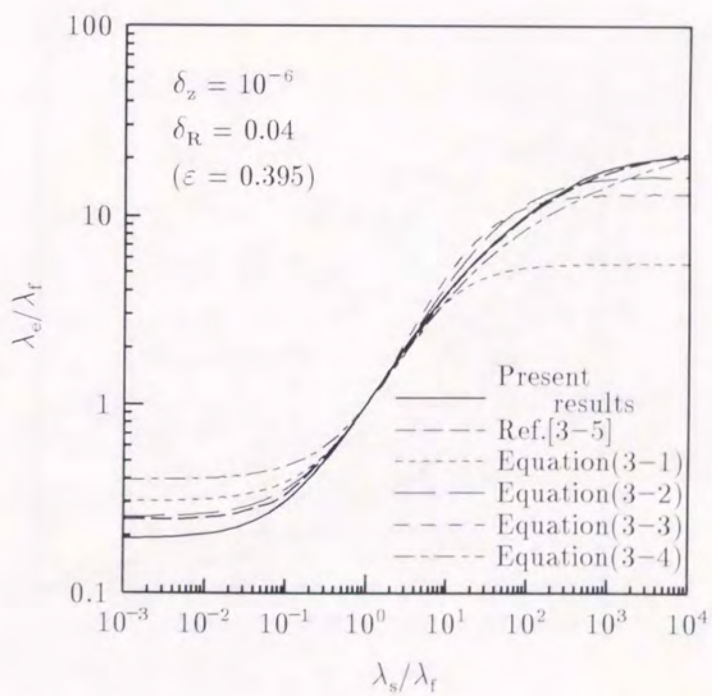


図 3–13　λ_e/λ_f と λ_s/λ_f の関係

の結果[3-5]と非常に良く一致することより，簡便な本解析法により広範な条件に対して有効熱伝導率の予測が可能なことも理解できる．

図3-14は，有効熱伝導率比 λ_e/λ_f に及ぼす空隙率 ε の影響を示したものである．なお，図3-14中には，δ_z を一定 ($\delta_z = 10^{-6}$) に保ち δ_R を変化させた場合(熱流に垂直な方向の充填球状粒子間距離を変化)と，δ_R を一定 ($\delta_R = 0.04$) に保ち δ_z を変化させた場合(熱流方向の充填球状粒子間距離を変化)の二種類の結果を示している．

図3-14において，本解析結果及び従来の結果のいずれに関しても，λ_e/λ_f は空隙率 ε の増加とともに減少することがわかる．これは，図3-14の条件においては，空隙内流体の熱伝導率 λ_f が充填球状粒子の熱伝導率 λ_s よりも小さい ($\lambda_s/\lambda_f = 10$) ためである．また，図3-14において，δ_z を一定にして ε を増加させた場合には，λ_e/λ_f の本解析結果は概ね一定の割合で減少する．これは，図3-12でも述べたように，δ_R を変化させた場合の充填球状粒子内部及び近傍の熱流束分布の変化は小さく，δ_R の増加は主に充填球状粒子周囲の空隙内流体層体積の増大にのみ寄与するためと考えられる．一方，δ_R を一定とした場合には，λ_e/λ_f の本解析結果は $0.395 < \varepsilon < 0.5$ にて ε の増加とともに急激に減少し，その後，$\varepsilon > 0.5$ の領域では比較的緩やかな減少となることが理解できる．これは，図3-10の考察でも述べたように，δ_z を増加させた場合には，充填球状粒子頂点近傍の熱流束が減少し，充填球状粒子による熱伝導促進効果が減少することが考えられ，δ_z の小さい $0.395 < \varepsilon < 0.5$ においてその影響が顕著に現れたものと考えられる．また，図3-14において，Maxwellの式(3-1)及びBruggemanの式(3-2)は，上述の二種類の本解析結果の中間的な特性を示しており，Kunii–Smithの式(3-4)は，δ_R 一定の場合の本解析結果に類似な傾向を示していることがわかる．

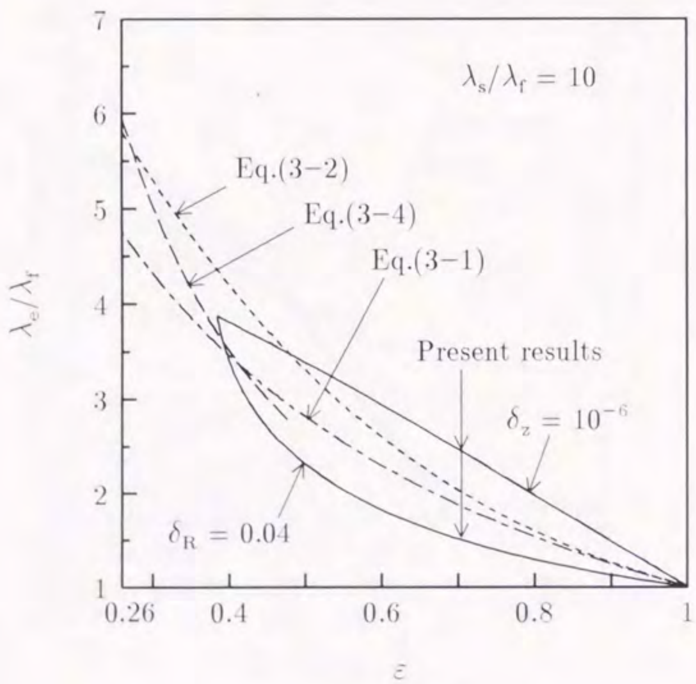


図3-14　λ_e/λ_f と ε の関係

従来のモデルにおいては，空隙率 ε により球状粒子充填層の構造が表現されているが，上述したように，熱流方向の充填球状粒子間距離を変化させた場合と，熱流に垂直方向の充填球状粒子間距離を変化させた場合とでは，同一空隙率 ε においても有効熱伝導率比 λ_e/λ_f に差が見られる結果となっている．従って，今後の研究においては，詳細な球状粒子配列情報に基づいた有効熱伝導率モデルの構築が必要と考えられる(当然のことながら，球状粒子充填層内の球状粒子配列形態の測定法も重要な今後の研究課題と考えられる)．以下本文においては，最も基本的な場合と考えられる，有効熱伝導率に及ぼす熱流方向の充填球状粒子間距離 (δ_z) 及び熱流に垂直方向の充填球状粒子間距離(ここでは，δ_R にて代表)の影響について検討を行う．

図3-15は，λ_e/λ_f と δ_z の関係を，種々の λ_s/λ_f について示したものである．図3-15において，いずれの λ_s/λ_f に関しても，δ_z が小さい領域では λ_s/λ_f が一定値となることより，ある δ_z 以下においては，充填球状粒子間の間隙 (δ_z) の影響が無視し得ることが理解できる．また，λ_s/λ_f が大きいほど，小さな δ_z 値より λ_e/λ_f の変化が見られることより，λ_s/λ_f の大きい場合ほど充填球状粒子間間隙の影響を大きく受けることが理解できる．これは，図3-8でも述べたように，λ_s/λ_f の大きい条件においては充填球状粒子頂点付近への熱流の集中が顕著となるためと考えられる．

図3-15中には，空隙内流体層の増加に伴う有効熱伝導率の変化を，直列熱流モデルにて表現した次式を破線にて併記している．

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_f} = (1 + \delta_z)\left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{e0}} + \delta_z\right)^{-1} \tag{3-12}$$

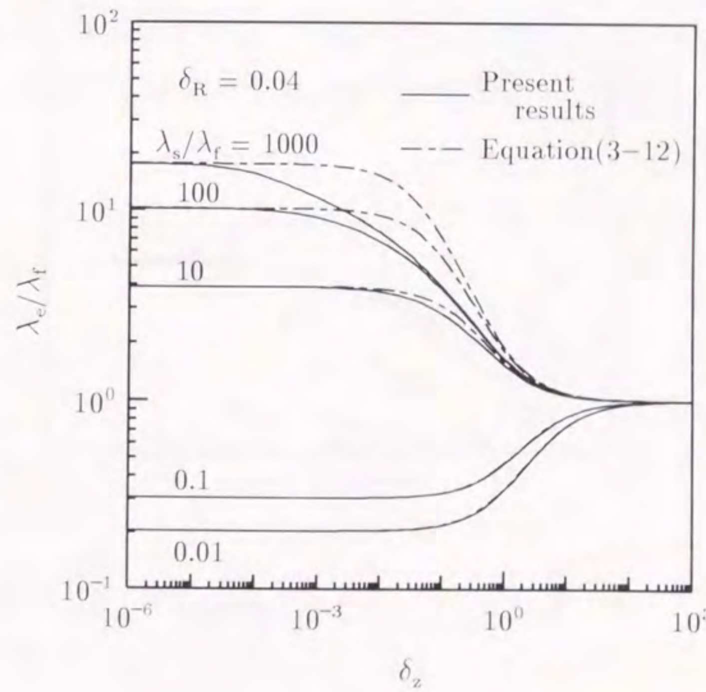


図3-15　λ_e/λ_f と δ_z の関係

ここに，λ_{e0} は δ_z の影響の見られない $\delta_z = 10^{-6}$, $\delta_R = 0.04$ における有効熱伝導率である．

図 3–15 中において，$\lambda_s/\lambda_f = 0.01$, 0.1 及び 10 に関しては，式 (3–12) は本解析結果に良く一致するが，$\lambda_s/\lambda_f = 100$ 及び 1000 については，式 (3–12) は本解析結果より大きな λ_e/λ_s を示すことが理解できる．このことより，従来のモデル[3-3]で採用されている，充填球状粒子間の熱移動量を流体膜厚さの関数にて表現する方法は，充填球状粒子の熱伝導率比があまり大きくない場合にのみ適用可能なことが理解できる．

図 3–16 は，λ_e/λ_f と δ_R の関係を，種々の λ_s/λ_f について示したものである．また図 3–16 中には，空隙内流体層の増加に伴う有効熱伝導率の変化を，平行熱流モデルにて表現した次式を破線にて併記している．

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_f} = 1 + \left(\frac{1+\delta_{R0}}{1+\delta_R}\right)^2 \left(\frac{\lambda_{e0}}{\lambda_f} - 1\right) \tag{3–13}$$

ここに，$\delta_{R0} = 0.04$ は本解析にて採用した最小の δ_R, λ_{e0} は $\delta_R = \delta_{R0}$ 及び $\delta_z = 10^{-6}$ における有効熱伝導率である．

図 3–16 において，いずれの λ_s/λ_f に関しても，式 (3–13) と本解析結果に良く一致しており，熱流に垂直な方向の空隙の影響は，簡便な式 (3–13) により予測可能なことが理解できる．これは，図 3–12 でも述べたように，充填球状粒子近傍における熱流束分布に及ぼす δ_R の影響が小さいためと考えられる．

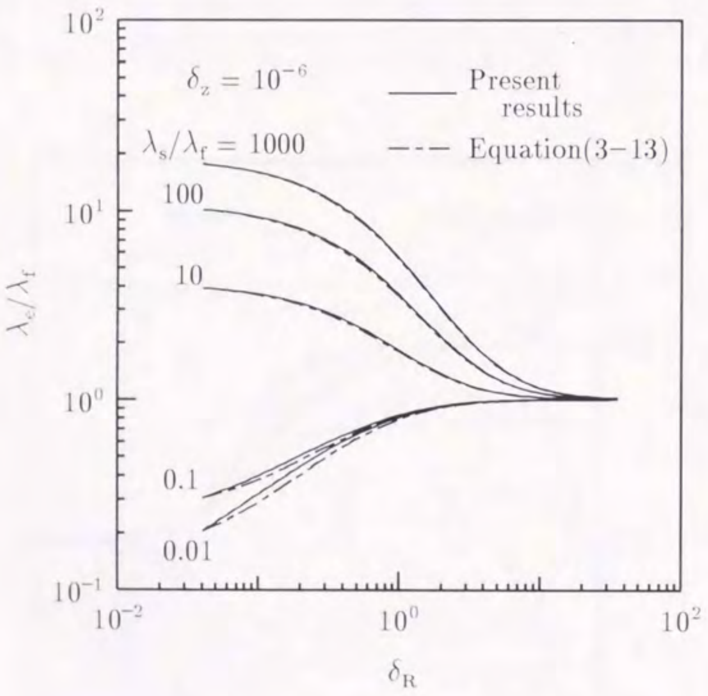


図 3–16　λ_e/λ_f と δ_R の関係

第 4 節　本章のまとめ

熱伝導方程式を用いた数値解析により，球状粒子充填層内部の熱伝導特性に関する詳細な検討を行い，以下のことが判明した．

(1) 球状粒子の配列形を一定とした場合，充填球状粒子と流体の熱伝導率比が大きい場合には充填球状粒子部への熱流の集中化が顕著となり，充填球状粒子と流体の熱伝導率比が小さい場合には流体層を通過する熱量割合が大きくなる．

(2) 充填球状粒子の熱伝導率が流体に比較して大きい場合には，充填球状粒子近傍の流体層の熱抵抗が球状粒子充填層の有効熱伝導率を支配し，充填球状粒子の熱伝導率が流体に比較して小さい場合には，空隙内流体層の熱抵抗が球状粒子充填層の有効熱伝導率を支配する．

(3) 熱流方向の充填球状粒子間間隙を変化させた場合には，充填球状粒子内及び流体層ともに温度分布は大きく変化する．このため，球状粒子充填層の有効熱伝導率に及ぼす，熱流方向の充填球状粒子間間隙の影響は大きく，特に，充填球状粒子と流体の熱伝導率比の大きい場合に顕著となる．

(4) 熱流に垂直方向の充填球状粒子間間隙を変化させた場合，流体層内の温度分布は変化するが，充填球状粒子内の温度分布はほとんど変化しない．

(5) 熱流に垂直方向の充填球状粒子間間隙の影響は，空隙内流体層の増分を考慮した平行熱流モデルにより予測可能である．一方，熱流方向の充填球状粒子間間隙については，空隙内流体層の増分のみを考慮した解析では，充填球状粒子と空隙内流体の熱伝導率比が 10 倍以下の場合にのみ有効熱伝導率の予測が可能であった．

参考文献

(3-1) Maxwell, J. C., A Treatise on Electricity and Magnetism, 3rd ed., (1904), 465, Oxford Univ. Press.

(3-2) Bruggeman, D. A. G., Annalen der Physik, 24-5 (1935), 636.

(3-3) Yagi, S. and Kunii, D., AIChE J., 3 (1957), 373.

(3-4) Kunii, D. and Smith, J. M., AIChE J., 6 (1960), 71.

(3-5) Wakao, N. and Kato, K., J. Chem. Engng. Japan, 2 (1969), 24.

本章で使用された記号

a	：等温冷却面の z 座標 $(= 1 + \delta_z)$	
b	：円筒境界面の R 座標 $(1 + \delta_R)$	
d	：充填球状粒子直径	[m]
q	：球状粒子充填時の熱流束	[W/m^2]
q_0	：球状粒子未充填時の熱流束	[W/m^2]
R	：円筒座標半径方向無次元距離	
r	：充填球状粒子中心からの半径方向無次元距離	
T	：温度	[K]
T_1	：等温加熱面の温度	[K]
T_2	：等温冷却面の温度	[K]
z	：等温加熱面からの垂直方向距離	

ギリシャ文字

δ	：流体膜厚さを表す定数	
δ_R	：充填球状粒子表面から円筒境界面までの無次元距離	
δ_z	：充填球状粒子頂点から等温冷却面までの無次元距離	
ε	：空隙率	
θ	：無次元温度 $(= (T - T_2)/(T_1 - T_2))$	
λ	：熱伝導率	[W/(m·K)]
ϕ	：角度	

添字

e	：有効
f	：流体
s	：粒子

第 4 章
固体境界壁に接する多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性

第 1 節　緒言

本章においては，多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性に及ぼす固体境界壁の影響を詳細に検討するとともに，壁面近傍の多孔質材料充填層の不均質性を考慮した数値解析モデルの提案を行う．多孔質材料充填層のモデルとしては球状粒子充填層を採用し，壁面の影響が相対的に大きく現れるよう，比較的直径の大きな球状粒子を充填した水平矩形流路を対象に，その流動及び伝熱特性を実験的に検討し，壁面近傍における流動及び伝熱現象を定量的に解明する．また，従来の多孔質層モデルを用いた数値解析も行い，解析結果と実験結果との比較検討により，従来の多孔質層モデルの問題点についても検討を行う．最終的に，本実験にて得られた実験結果と，従来の多孔質モデルとの比較及び検討より得られた知見に基づき，壁面近傍の影響を考慮した多孔質層の流動及び伝熱モデルの提案を行う．

第 2 節　比較的大きな球状粒子を充填した水平矩形流路の対流熱伝達

本節においては，壁面近傍の球状粒子充填層の不均質性に着目し，流路寸法に対して比較的直径の大きな球状粒子を充填した水平球状粒子充填層の対流熱伝達に及ぼす不均質性の効果を実験的に検討する．なお，球状粒子充填層の水平熱境界は，下面加熱そして上面冷却条件とし，水平球状粒子充填層の一方より任意温度の強制対流を与えた場合の球状粒子充填層及び両水平境界からの対流熱伝達特性を，流れのない熱伝導状態より比較的高速な流れまで測定することにより，広範な流速域に対して一連の伝熱現象を解明することを目的とする．特に，充填球状粒子の材質及び直径，空気流速，空気温度，加熱面及び冷却面温度を種々変化させた場合の強制対流下の球状粒子充填層の伝熱挙動について検討するものである．また，均質多孔質モデルを用いた数値解析も併せて行い，実験結果との比較検討により，均質多孔質モデルの問題点についても検討を行う．

2.1　均質多孔質モデルによる数値解析

図 4-1 は球状粒子充填層の物理モデルを示したものである．下部伝熱面より等温加熱 (温度 T_h)，上部伝熱面より等温冷却 (温度 T_c) される水平球状粒子充填層に，図 4-1 の左方より空気流 (平均空塔流速 u_0 m/s，温度 T_{a1in}) が与えられる．解析に際しては，以下の仮定を

用いる. (1) 球状粒子充填層は一様な多孔質層として扱え, その流動抵抗特性及び熱物性値は一様である. (2) 空隙内流体と充填球状粒子とは局所的に熱平衡状態にある. (3) 流れ及び温度場は二次元的である. (4) 球状粒子充填層内の流れはダルシー流として扱え, 壁面での速度滑りが許される. (5) 自然対流の影響は無視し得る. (6) 流れ方向の熱伝導項は無視し得る. この場合, 球状粒子充填層内の速度は位置に無関係に u_0 一定となることより, エネルギ保存の式は次のように表される.

$$\rho_f c_{pf} u_0 \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda_{er} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{4-1}$$

ここに, λ_{er} は流れを伴う球状粒子充填層の有効熱伝導率である.

また, 境界条件は以下のように表される.

$$\left.\begin{array}{ll} x = 0; & T = T_{a1in} \\ y = 0; & T = T_h \\ y = H; & T = T_c \end{array}\right\} \tag{4-2}$$

以下に示す各種無次元量を導入し, エネルギ保存の式 (4-1) 及び境界条件式 (4-2) を無次元化する. なお, 解析が簡便となるよう, ここでは加熱面 ($y = H$) から冷却面 ($y = 0$) 方向への下向きの座標 $z\ (= H - y)$ を用いてある.

$$\left.\begin{array}{ll} \text{無次元距離} & X = x/H, \quad Z = z/H \\ \text{無次元温度} & \theta = (T - T_c)/(T_h - T_c) \\ \text{レイノルズ数} & Re_H = u_0 H/\nu_f \\ \text{有効プラントル数} & Pr_e = c_{pf}\mu_f/\lambda_e \end{array}\right\} \tag{4-3}$$

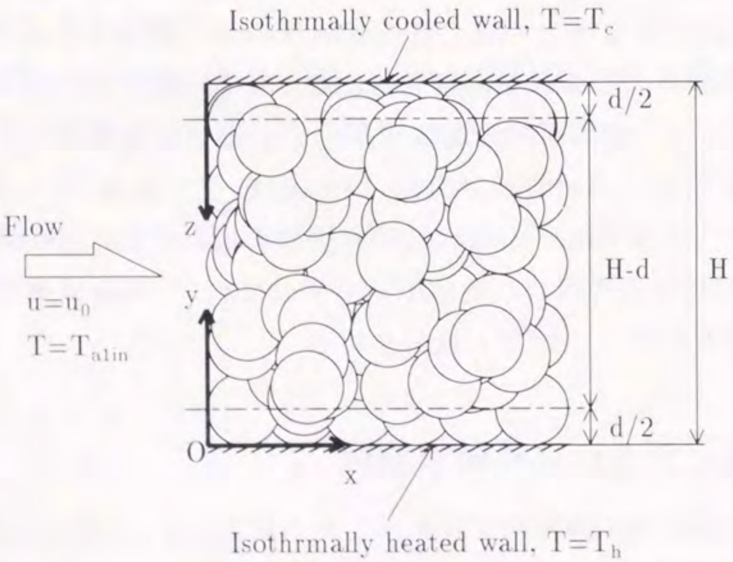


図 4-1　物理モデル

ここに, λ_e は流れの無い場合の球状粒子充填層の有効熱伝導率である.

無次元化されたエネルギ保存の式は次のようになる.

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = \frac{1}{Re_H Pr_e} \frac{\lambda_{er}}{\lambda_e} \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \tag{4-4}$$

無次元化された境界条件：

$$\left.\begin{array}{ll} X = 0; & \theta = \theta_{1in} \quad (= (T_{a1in} - T_c)/(T_h - T_c)) \\ Z = 0; & \theta = 0 \\ Z = 1; & \theta = 1 \end{array}\right\} \tag{4-5}$$

さらに, $\theta = \varphi + Z$ の変数変換を施した後に, 変数分離法を用いて式 (4-4) を式 (4-5) の境界条件で解くことにより, 球状粒子充填層内無次元温度 $\theta(X, Z)$ に関する次式を得る.

$$\theta(X, Y) = Z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \{(1 - \theta_{1in})\cos(n\pi) + \theta_{1in}\} \exp\left(-\frac{n^2\pi^2\lambda_{er}}{Re_H Pr_e \lambda_e} X\right) \sin(n\pi Z) \tag{4-6}$$

本研究では, 流れの無い場合の熱流束 $q_0\ (= \lambda_e(T_h - T_c)/H)$ を基準に, 強制対流の効果を検討することとし, 加熱面及び冷却面における局所修正ヌセルト数 Nu_h 及び Nu_c を, それぞれ次式で定義する.

$$\left.\begin{array}{l} Nu_h^* = q_h/q_0 \\ Nu_c^* = q_c/q_0 \end{array}\right\} \tag{4-7}$$

ここに, q_h 及び q_c は, それぞれ加熱面及び冷却面における対流時の熱流束である.

さらに, $Z = 1$ 及び $Z = 0$ における無次元温度 θ の勾配より, 局所修正ヌセルト数 Nu_h 及び Nu_c は次のように求まる.

$$Nu_h^* = \frac{\lambda_{er}}{\lambda_e}\left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}\{(1 - \theta_{1in})\cos(n\pi) + \theta_{1in}\}\exp\left(-\frac{n^2\pi^2\lambda_{er}}{Re_H Pr_e \lambda_e}X\right)\cos(n\pi)\right] \tag{4-8}$$

$$Nu_c^* = \frac{\lambda_{er}}{\lambda_e}\left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}\{(1 - \theta_{1in})\cos(n\pi) + \theta_{1in}\}\exp\left(-\frac{n^2\pi^2\lambda_{er}}{Re_H Pr_e \lambda_e}X\right)\right] \tag{4-9}$$

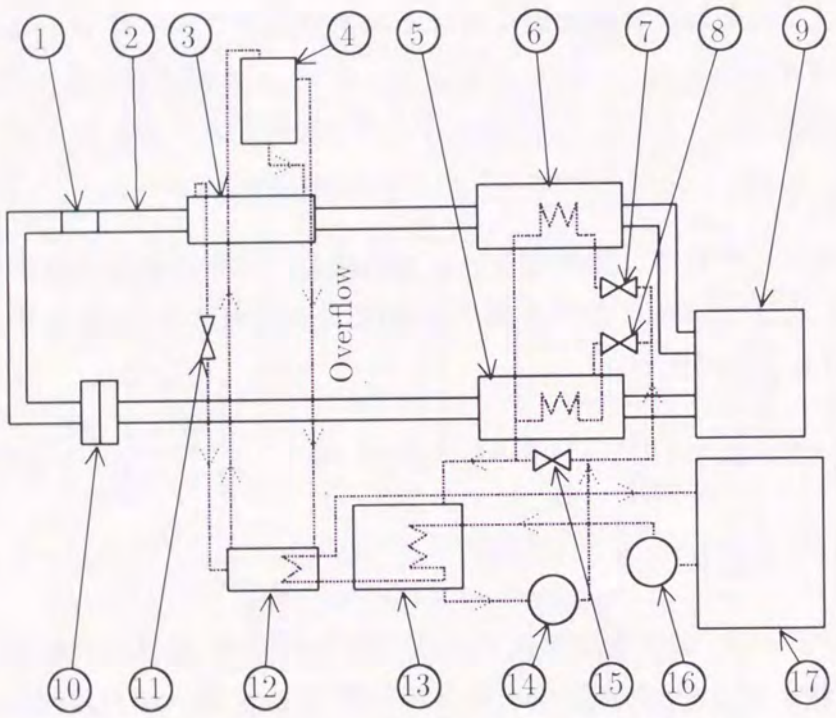
式 (4-8), 式 (4-9) には, 流入空気温度 θ_{1in} が含まれており, 後述の実験においては条件の設定が比較的困難となるが, 次式の修正ヌセルト数 Nu^* を導入すれば, 流入空気温度 T_{a1in} の影響を無視した議論が可能となる.

$$\begin{aligned} Nu^* &= \frac{Nu_h^* + Nu_c^*}{2} \\ &= \frac{\lambda_{er}}{\lambda_e}\left\{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}\exp\left(-\frac{4n^2\pi^2\lambda_{er}}{Re_H Pr_e \lambda_e}\right)\right\} \end{aligned} \tag{4-10}$$

後述の実験結果の考察においては, 不均質球状粒子充填層に関する本実験結果と均質球状粒子充填層に関する式 (4-10) との比較を用い, 壁面近傍の不均質性の効果について議論を行う.

2.2　実験装置及び方法

図 4–2 は実験装置の概略を示したものである．本実験装置は，試験流体である空気循環ループ，空気循環ループ内に水平に設置された球状粒子充填層である試験部，試験部冷却用熱源としてのエチレングリコール (100 w%) 循環系統，ループ内空気温度制御用 40 w% 塩化カルシウム循環系統，及びこれら 2 つの冷媒を冷却するための 2 次ブライン (塩化カルシウム 40 w% 水溶液) 循環系統より構成されている．空気循環ループは，送風機⑨，温度微調整用熱交換器⑤，オリフィス⑩，除湿のためのシリカゲル充填層①，助走区間② (長さ 1 m)，試験部③ 及び空気冷却用熱交換器⑥の各要素により構成されている．試験部冷却用エチレングリコールの循環系統は，恒温槽⑫，流量安定化のためのヘッドタンク④，流量調節用バルブ⑪ 及びこれらを接続する配管系から成っている．空気温度制御用ブライン循環ループは，ブラインタンク⑬，ポンプ⑭，空気冷却用熱交換器⑥，空気温度微調整用熱交換



①	Drier	⑦	Valve	⑬	Brine tank
②	Calming section	⑧	Valve	⑭	Pump
③	Test section	⑨	Blower	⑮	Valve
④	Head tank	⑩	Orifice	⑯	Pump
⑤	Heat exchanger	⑪	Valve	⑰	Brine tank
⑥	Heat exchanger	②	Constant temp. bath		

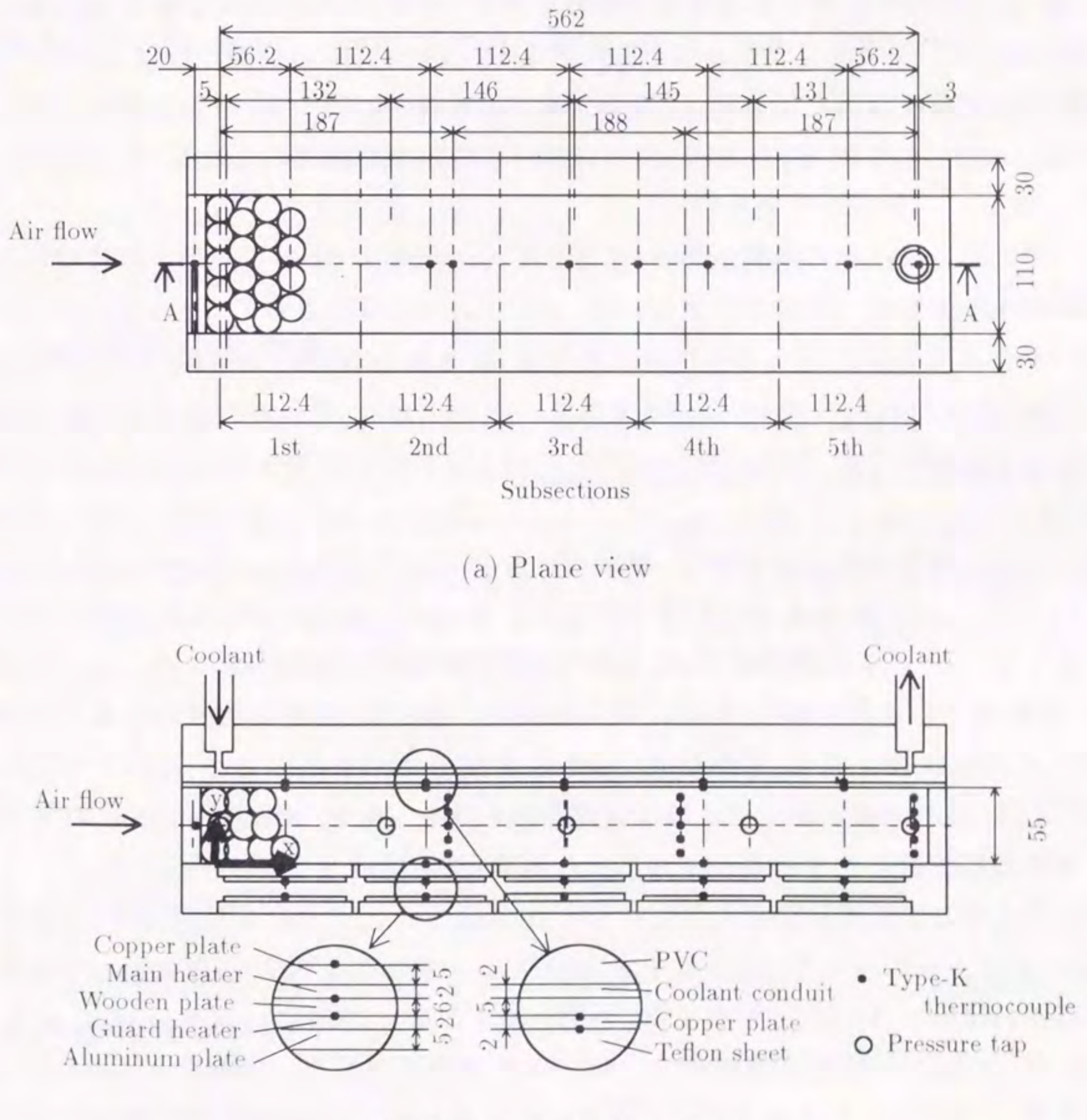
図 4–2　実験装置の概略

器⑤，流量調節のための 3 個のバルブ⑦⑧⑮より構成されている．なお，前述の 2 次ブラインは，低温槽⑰にて約 −30 ℃ の一定温度に保たれている．

図 4–3 は，試験部の詳細を示したものである．試験部は長さ $L = 562$ mm × 幅 $W = 110$ mm × 高さ $H = 55$ mm の水平矩形流路で，その内部には供試材料としての球状粒子が充填されている．

本実験で使用した球状充填粒子の諸元を表 4–1 に示す．球状粒子の充填に際しては，主流方向 (x 方向) への充填状態の不均質及び加熱面近傍と冷却面近傍との充填状態の差を避けるため，最密充填形に近い形にて球状粒子を注意深く配置した．なお充填球状粒子は試験部出入口に設けた金網 (#10 メッシュ) により保持されている．

試験部下部には加熱部が，上部には冷却部が設置されており，これらにより球状粒子充填



(a) Plane view

(b) Cut view (A–A section)

図 4–3　試験部詳細

表 4-1　充填球状粒子の諸元

Diameter d mm	Material	Thermal conductivity λ_s W/(m·K) (300 K)	Porosity ε
21.2	Alumina	22.0	0.417
10.1	Alumina	22.0	0.379
20.1	Polypropylene	0.210	0.395
9.54	Polypropylene	0.210	0.388

層及び流動空気への加熱冷却を行う構造となっている．また，試験部側壁には，断熱を兼ねて厚さ 30 mm のベークライト板が用いられている．なお，放射伝熱の影響を極力避けるため，試験部内面には，アルミニウム箔 (厚さ 0.1 mm, 放射率 0.07) が張り付けられている．

試験部下部に設置された加熱部は，等温加熱条件を得る目的から，空気流動方向に 5 ヶ所の小区間に分割されている．以下本文において，これらの小区間のことを，空気入り口から順に第 1, 第 2, $\cdots$, 第 5 小区間と呼ぶ．

各小区間は厚さ 5 mm の銅製伝熱面 (長さ 110 mm × 幅 110 mm)，その下部に取り付けられた試験部への加熱のための主電気ヒータ (最大出力 100 W)，さらにその下部に厚さ 6 mm の木製板を介して設置された補償用電気ヒータ (最大出力 50 W) から構成されている．なお，加熱部に設置された合計 10 個の各電気ヒータの出力は，それぞれ独立に制御されている．加熱面温度の測定は，各銅板製伝熱面の中央に取り付けた素線径 0.1 mm の K 型熱電対で行った．

試験部上部に設けられた冷却部は，熱流束センサとして厚さ 2 mm のテフロン製伝熱面 (長さ 562 mm × 幅 110 mm) と，その上部に厚さ 5 mm の銅板を介して設置された冷媒流路から成っている．この冷媒流路内に，所定の温度及び流速に設定したエチレングリコールを流し，試験部への冷熱供給を行った．冷却面温度の測定は，加熱面温度測定位置の真上に相当する x 方向の計 5 点で，素線径 0.1 mm の K 型熱電対を用いて行った．テフロン板両面の温度差は，冷却面温度測定点とほぼ同位置の合計 5 ヶ所で，素線径 0.1 mm の K 型熱電対を 2 本直列に接続したサーモパイルにより測定 (測定精度 ± 2 % 以内) した．

試験部流入空気温度は試験部入口より上流 20 mm, $y = 22.5$ mm の位置にて，試験部内空気温度は，主流方向の 3 ヶ所 (図 4-3 中 x 方向に，$x = 187, 375, 562$ mm) においてそれぞれ試験部高さのほぼ 6 等分点に相当する 5 ヶ所 (図 4-3 中 y 方向に，$y = 9.1, 18.3, 27.5, 36.7, 45.9$ mm) の合計 15 ヶ所にて素線径 0.1 mm の K 型熱電対を用いて測定した．これらの熱電対は外径 2 mm のステンレスパイプ製サポートを介して試験部側壁に固定されており，温接点が試験部中央に位置するように設置されている．なお，各 K 型熱電対は，0.05 ℃ 目盛りの標準温度計で検定されており，その測定誤差は ± 0.1 ℃ 以内と推定される．

試験部内圧力は，試験部側壁の軸方向の 5 ヶ所 ($x = 5, 137, 283, 428, 559$ mm, $y = 22.5$ mm) に設けた直径 4 mm の静圧孔を，一端を大気に開放した U 字型マノメータに接続し，水頭差にて測定 (測定精度 ± 2 % 以内) した．

空気流量の測定には予め流量検定したオリフィスを用い，その差圧の測定はベッツ型マノメータ (測定精度 ± 0.5 % 以内) にて行った．

実験は，送風機回転数の調節により空気流速を設定し，温度及び流量制御した冷媒の試験部冷却部への供給，各主電気ヒータ及び各補償用ヒータへの通電を開始した後，各小区間の伝熱面温度が所定の温度になるように，各主電気ヒータへの電気入力を調節することにより行った．その際，それぞれの小区間の主電気ヒータと補償用ヒータの温度が等しくなるように，補償用ヒータへの電気入力を調節し，主ヒータより背面への熱損失を無くするようにした．また，空気温度の制御は，空気温度調節用熱交換器への冷媒流量及び温度を調節することにより行った．試験部内の流動及び伝熱が定常状態に達したことを確認した後，実験データの採取及び記録が行われた．本実験の範囲は以下に示すとおりである．

空気空塔流速	$u_0 = 0.2 \sim 3$ m/s
流入空気温度	$T_{a1in} = 288 \sim 305$ K
加熱面温度	$T_{hm} = 313 \sim 353$ K
冷却面温度	$T_{cm} = 277 \sim 295$ K

2.3　実験結果の整理法

前述の第 j 小区間 ($j = 1, \cdots, 5$) における，加熱面からの正味熱流束 q_{hj} (測定精度 ± 2 % 以内) は，主電気ヒータへの電気入力から，試験部側壁を通じて冷却部に伝わる熱量及び周囲環境への損失熱量を差し引いて求めた．また，冷却面熱流束 q_{cj} (測定精度 ± 2 % 以内) は，テフロン板内での一次元定常熱伝導を仮定し，テフロン板両面の温度差の測定値より算出してある．試験部入り口から第 n 区間 ($n = 1, \cdots, 5$) 出口までの，加熱面及び冷却面平均熱流束 $(q_{hm})_n$, $(q_{cm})_n$ は次式により算定した．

$$(q_{hm})_n = \sum_{j=1}^{n}(q_{hj})/n \tag{4-11}$$

$$(q_{cm})_n = \sum_{j=1}^{n}(q_{cj})/n \tag{4-12}$$

空気混合平均温度 T_a は，次式に示す第 j 小区間における熱バランスと試験部入口温度 T_{a1in} の測定値を用いて求めた．

$$(q_{hj} - q_{cj})A = M c_{pf}(T_{ajout} - T_{ajin}) \tag{4-13}$$

ここで，A は伝熱面積，M は空気質量流量，c_{pf} は空気の比熱である．

試験部入り口から第 n 区間出口までの平均空気温度 $(T_a)_n$ は次式のように定めた．

$$(T_a)_n = \frac{(T_{a1in} + T_{anout})}{2} \tag{4-14}$$

試験部入り口から第 n 区間出口までの平均無次元空気温度 $(\theta_m)_n$ は次式のように定義された.

$$(\theta_m)_n = \frac{(T_a)_n - (T_{cm})_n}{(T_{hm})_n - (T_{cm})_n} \tag{4-15}$$

なお, 実験結果の無次元整理の際に必要な物性値には, $(T_a)_n$ における値を用いた.

2.4　実験結果及び考察

2.4.1　平均空隙率

図 4-4 は, 球状粒子充填層の平均空隙率 ε と相対充填粒子直径比 d/D_e の関係を示したものである. ここに, $D_e = 2WH/(H+W)$ は矩形流路の等価直径である. 図 4-4 において, 平均空隙率 ε の値は, d/D_e の増加に伴い増大する傾向にある. これは, d/D_e の増加に従い, 流路内部に比較して空隙率の大きい壁近傍領域[4-1]が流路断面に対して大きな割合を占めることによると考えられる. さらに, 流路縦横比 H/W にはほぼ無関係に, 平均空隙率 ε の値と相対充填粒子直径比 d/D_e の間にはほぼ一定の関係が成立していることから, 本研究では壁面近傍の空隙率増加の影響を表すパラメータとして d/D_e を採用した.

2.4.2　有効熱伝導率

球状粒子充填層の有効熱伝導率 λ_e [W/(m·K)] は, 試験部流路出入口を断熱材で密閉し, 自然対流が発生しない様, 試験部上下を逆に設置し, 上面加熱, そして下面冷却の条件で測定した. 有効熱伝導率 λ_e は次式により定義した.

$$\lambda_e = \frac{q_0 H}{T_{hm} - T_{cm}} \tag{4-16}$$

なお, q_0 は球状粒子充填層を通過する熱流束で, 冷却面における熱流束の測定値を採用した.

図 4-5 は, 種々の球状粒子充填層に関する有効熱伝導率 λ_e の本測定結果と球状粒子充填層平均温度 $T_m = (T_{hm} + T_{cm})/2$ の関係を示したものである. 図中には, 均質球状粒子充填

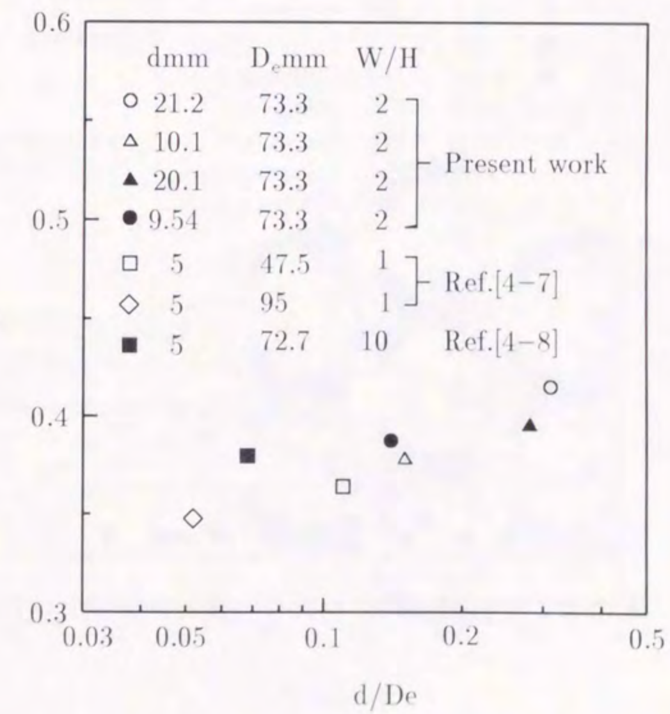


図 4-4　d/D_e による ε の変化傾向

層の有効熱伝導率に関する経験式[4-9]に，平均空隙率，充填球状粒子及び流体の熱伝導率を代入して求めた有効熱伝導率の予測値も比較のために併記してある．また，アルミナの熱伝導率 λ_{sa}，ポリプロピレンの熱伝導率 λ_{sp} 及び空気の熱伝導率 λ_f の値も参考のために記入してある．均質球状粒子充填層に関する有効熱伝導率 λ_e の予測値は平均空隙率の影響を大きく受けるため，いずれの充填球状粒子材質の場合においても充填球状粒子直径の増加に伴い減少する傾向を有する．一方，有効熱伝導率の本測定値は，充填球状粒子直径の増加に伴い増加する傾向を示しており，土壌等の有効熱伝導率の測定結果[4-10]と同様の結果を得た．これは，本実験のように球状粒子充填層厚さを固定した場合には，充填球状粒子直径の増加に伴い球状粒子充填列数が減少するため，充填球状粒子間の総接触熱抵抗が減少することなどが，その理由として考えられる．なお，本実験においては，有効熱伝導率測定に用いた球状粒子充填層を，その充填状態を変更すること無く対流実験にも使用した．また，実験結果の整理に際しては，有効熱伝導率 λ_e の測定値を用いてある．

2.4.3　流動様相

伝熱実験装置と同一内寸法のアクリル製矩形流路を製作し，試験流体に水，そして可視化トレーサには墨汁を用いて，水平壁（伝熱実験装置の伝熱壁に対応）近傍における流動様相の目視観察及び写真撮影を行った．

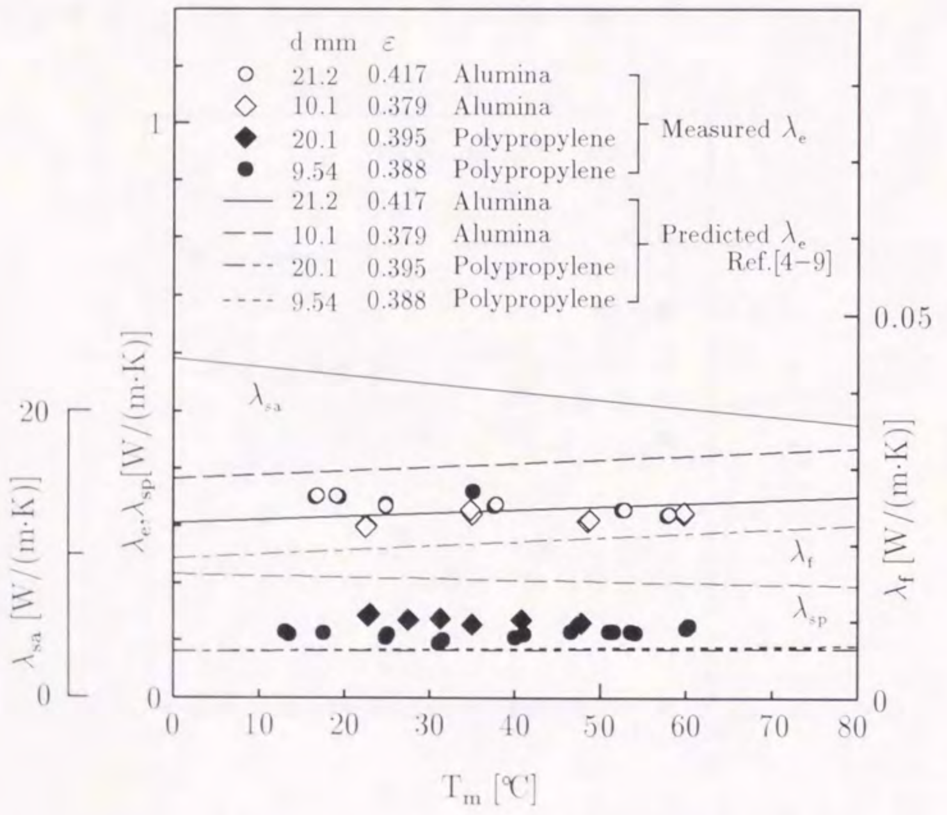
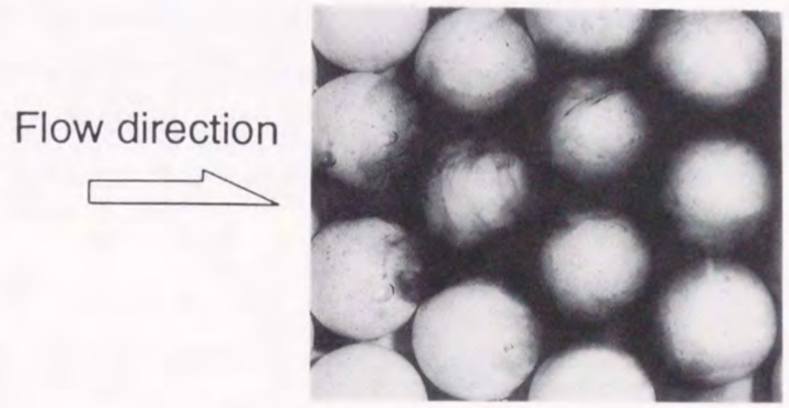
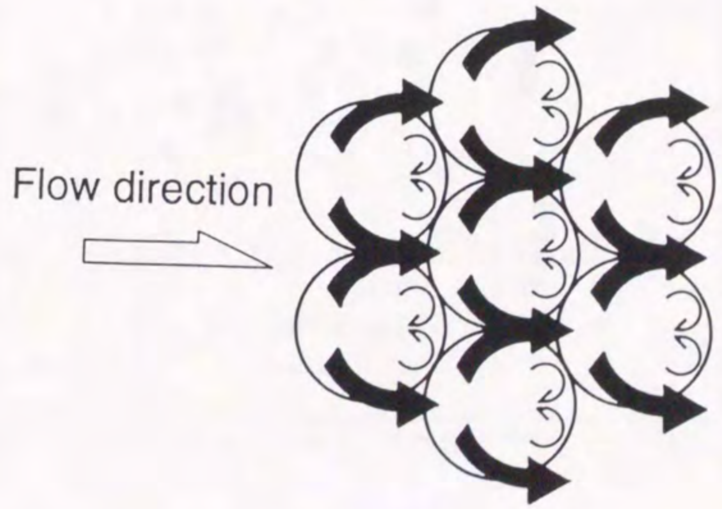


図 4-5　有効熱伝導率

図 4-6(a),(b) はレイノルズ数 $Re = 1.73 \times 10^3$（空塔流速 $u_0 = 0.0236$ m/s, $Re = u_0 D_e/\nu_f$），充填球状粒子直径 $d = 21.2$ mm に関する流れ模様の撮影結果と，そのスケッチである．図 4-6 より，水平壁近傍を流れる流体は，壁面に接する充填球状粒子により，主に壁と水平方向に分配及び合流しながら流動している様子が理解できる．この水平方向の流動挙動は，垂直壁（伝熱実験装置側壁に対応）近傍を除けばほぼ二次元的であった．一方，水平壁に垂直な方向には，壁に接する充填球状粒子表面を覆うような大きなスケールの流体混合は特に観察されず，水平壁に接する空隙内での流体混合のみが観察された．このような流動挙動は，壁面の存在により，壁面に垂直な方向の流体運動が大きく抑制されるためと考えられる．



(a) 撮影結果



(b) スケッチ

図 4-6　壁近傍の流動様相

2.4.4　圧力降下

図 4–7 は長さ L の球状粒子充填層の圧力降下 ΔP に関して，球状粒子充填層の摩擦係数 f_k とレイノルズ数 $Re_d/(1-\varepsilon)$ の関係にて示したものである．ここで，$f_k = (\Delta P/L)d\varepsilon^3/\{\rho_f u^2(1-\varepsilon)\}$, $Re_d = u_0 d/\nu_f$, $\Delta P/L$ は球状粒子充填層内の圧力勾配である．なお，図中の実線は，均質球状粒子充填層の圧力降下に関する次式[4-11]を示したものである．

$$f_k = 150(1-\varepsilon)/Re_d + 1.75 \qquad (4\text{–}17)$$

図 4–7 において，いずれの充填球状粒子においても，f_k の本実験値は式 (4–17) よりも低く，さらに，両者の差は $Re_d/(1-\varepsilon)$ の増加に伴い大きくなる傾向にあり，球状粒子充填円筒型蓄熱槽の場合[4-12]と同様な結果が得られた．この原因に関しては，壁面近傍には球状粒子充填層内部に比較して空隙率の大きい領域が形成されることや，図 4–6 の流れの可視観察結果でも述べたように，壁面近傍では壁に垂直方向な流体混合が活発に行われないことより，壁面近傍領域の流動抵抗が球状粒子充填層内部に比較して小さいことが考えられる．このため，壁面近傍における空気流速は球状粒子充填層内部よりも高速となり，これが球状粒子充填層の平均流動抵抗の低下をもたらし，結果として，f_k の本実験値が均質球状粒子充填層に関する式 (4–17) から推定される値よりも低下したものと考えられる．

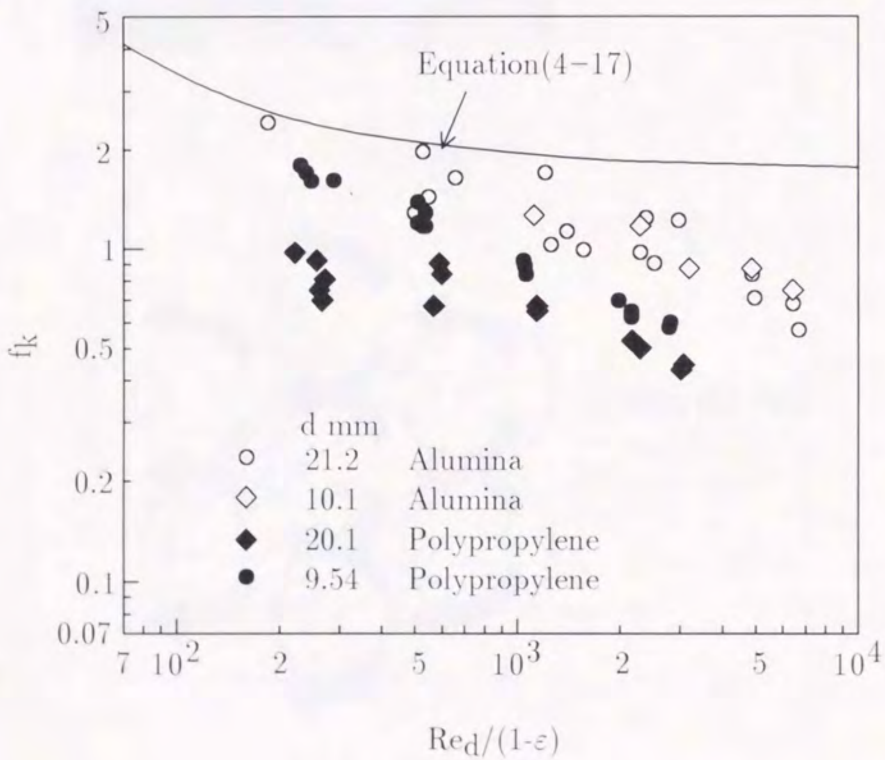


図 4–7　圧力降下

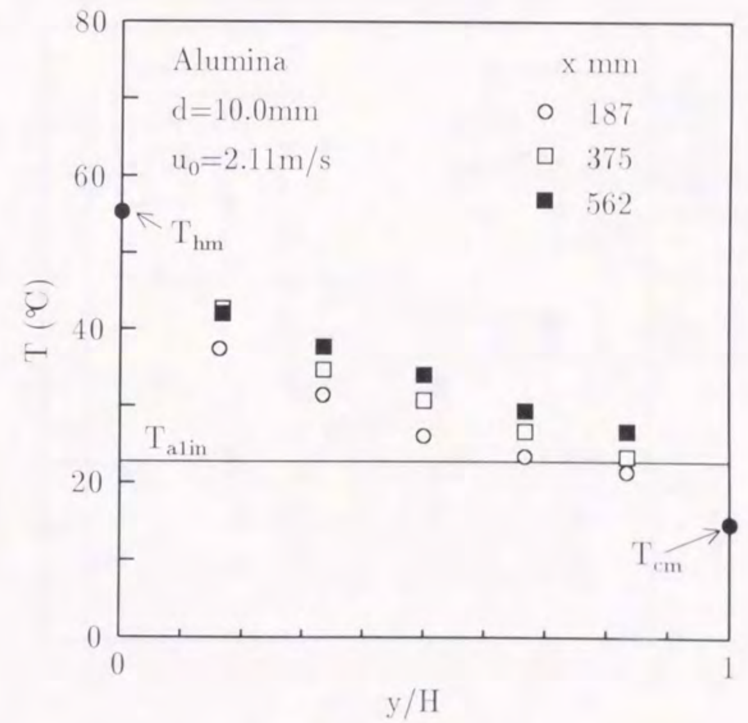
2.4.5　空気温度分布

図 4–8(a),(b) は，各充填球状粒子を用いた場合の空気温度分布を，$u_0 = 2.11 \sim 2.15$ m/s の範囲について比較したものである．なお，図中には，加熱面及び冷却面の平均温度 T_{hm}, T_{cm} を記号 ● で，流入空気温度 T_{a1in} を実線で併記してある．いずれの充填球状粒子の場合においても，下流へと進行する (x の増加) に従い，加熱面及び冷却面上に発達する温度境界層が互いに干渉することなどの影響で，空気温度分布形が徐々に変化していることがわかる．また，加熱面近傍の空気温度勾配は，冷却面近傍よりも大きくなっていることが理解できる．これは加熱面と流入空気の温度差 $(T_{hm} - T_{a1in})$ が，流入空気と冷却面の温度差 $(T_{a1in} - T_{cm})$ よりも大きいことによるものと考えられる．充填球状粒子の材質が等しく，直径の異なる図 4–8(a) と図 4–8(b) を比較すると，層中央部での温度勾配は直径の大きい図 4–8(a) の方が小さくなる傾向にある．この原因としては，充填球状粒子直径の大きい方が，流体混合による輸送熱量が大きい[4-2]ためと考えられる．

2.4.6　修正ヌセルト数の主流方向 (x 方向) 分布

加熱面及び冷却面における修正ヌセルト数 Nu_h^* 及び Nu_c^* をそれぞれ次式のように定義する．

$$Nu_h^* = q_h/q_0 \qquad (4\text{–}18)$$



(a) $d = 21.2$ mm

図 4–8　空気温度分布

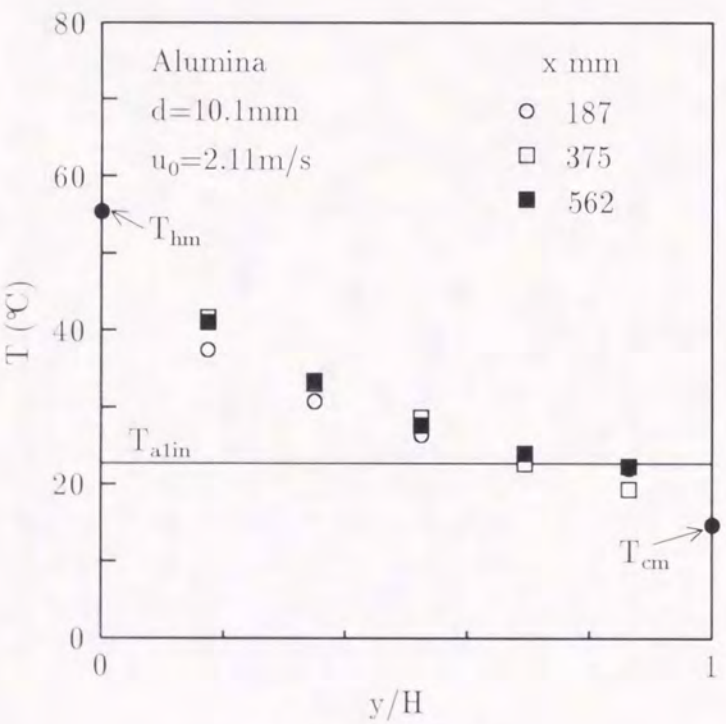
$$Nu_c^* = q_c/q_0 \tag{4-19}$$

ここに, q_h 及び q_c はそれぞれ加熱面及び冷却面における熱流束, q_0 は加熱面温度及び冷却面温度を与えた場合に対流の無い状態での前述の有効熱伝導率の測定値より求めた熱流束である.

図 4-9 は, $d = 10.1$ mm のアルミナ球を充填し, 空気流速を $u_0 = 0.30 \sim 0.31$ m/s とした場合の, 修正ヌセルト数 Nu_h^*, Nu_c^* の x 方向分布を, 冷却面及び流入空気温度をほぼ一定に固定し, 加熱面温度を 2 種類に変化させた場合について比較したものである. 修正ヌセルト数 Nu_h^*, Nu_c^* の値は, 試験部入り口で大きく, 出口に向かって徐々に低下している. これは, 断面内温度分布が, 下流に行くに従い発達した温度境界層状態に漸近するためと考えられる. さらに, 加熱面と流入空気の温度差の増加に伴い, Nu_h^* 数の増大, そして Nu_c^* 数の減少が観察され, 特に試験部入口付近における Nu_h^* 数及び Nu_c^* 数は, 伝熱面と流入空気の温度差に比例して変化することがわかる. このことは, 図 4-8 の温度分布において観察されたように, 空気と加熱面の温度差が大きくなるに伴って, 加熱面近傍の温度勾配の増大そして冷却面近傍の温度勾配の減少に対応するものと思われる.

加熱面及び冷却面上に発達する温度境界層が, 互いに干渉しない場合の各熱流束は, 加熱面及び冷却面における熱伝達率 h_h, h_c を用いて次のように定義される.

$$\left.\begin{aligned} q_h &= h_h(T_h - T_{a1in}) \\ q_c &= h_c(T_{a1in} - T_c) \end{aligned}\right\} \tag{4-20}$$



(b) $d = 10.1$ mm

図 4-8　空気温度分布

一方, 温度場が十分に発達し, x 方向に温度分布形状が変化しない領域に関しては, 流体の保有するエンタルピが流動方向に変化しないことから熱流束 $q_h = q_c$ が成立し, さらに, 流れを伴う球状粒子充填層の有効熱伝導率 λ_{er} を導入すれば次式が成立する.

$$q_h = q_c = \lambda_{er}(T_h - T_c)/H \tag{4-21}$$

ここで, 物性値の温度依存性が無視し得る (h_h, h_c 及び λ_{er} は温度の影響を受けず, かつ $h_h = h_c$) と仮定すれば, 式 (4-20), (4-21) が成立するところの, 温度境界層の干渉が見られない領域及び温度場が十分に発達した領域においては, $q_h + q_c$ は, $T_h - T_c$ に比例することになる. そこで, $(q_h + q_c)/(T_h - T_c)$ の無次元量として, 次式で定義する新しいヌセルト数を導入し, 実験結果の整理を試みた.

$$Nu^* = (q_h + q_c)/(2q_0) \tag{4-22}$$

なお, 流入空気温度が $(T_h + T_c)/2$ の場合に, $Nu^* = Nu_h^* = Nu_c^*$ となるように, 上式の右辺は 2 で除してある. 図 4-9 には, 式 (4-22) で定義される Nu^* の実験値も併記してある. いずれの温度条件に関しても, Nu^* の値は良く一致しており, 提案する Nu^* の導入により流入空気温度に無関係に実験データを良く整理することができる.

図 4-10(a),(b) は, 各種球状粒子充填層に関する Nu^* 数の主流方向 (x 方向) 分布を示したものである. 図中の実線及び破線は, 前述の第 2.1 節にて求めた, 均質多孔質層の Nu^* 数に関する式 (4-10) を示している. なお, 式 (4-10) のプロットに際しては, 流体混合による熱拡散の影響を無視し, 式 (4-10) 中の流動を伴う多孔質層の有効熱伝導率 λ_{er} を, $\lambda_{er} = \lambda_e$ と仮

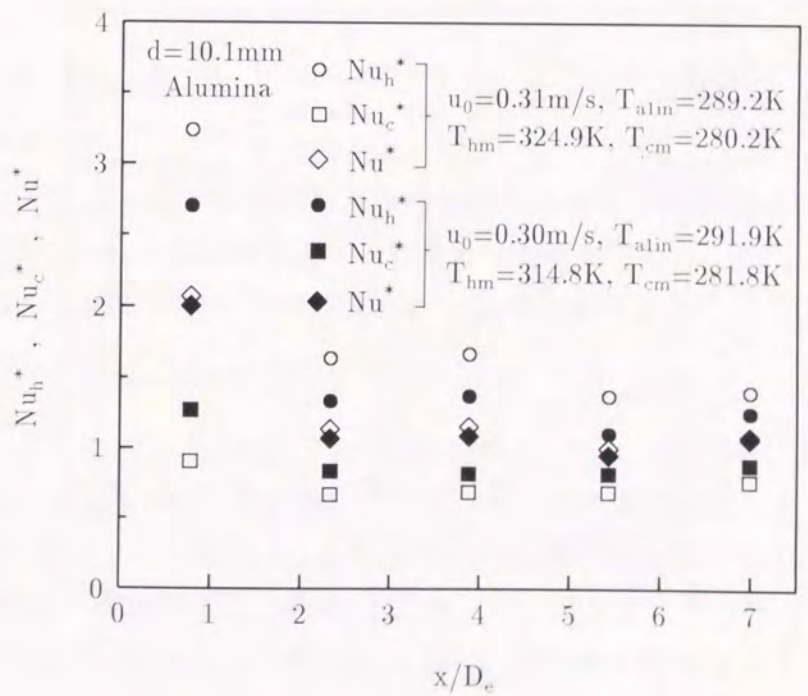
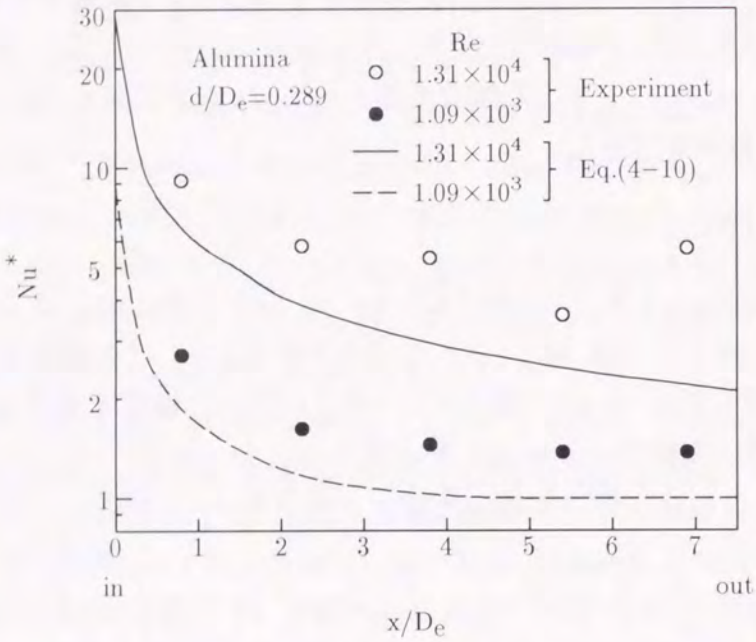
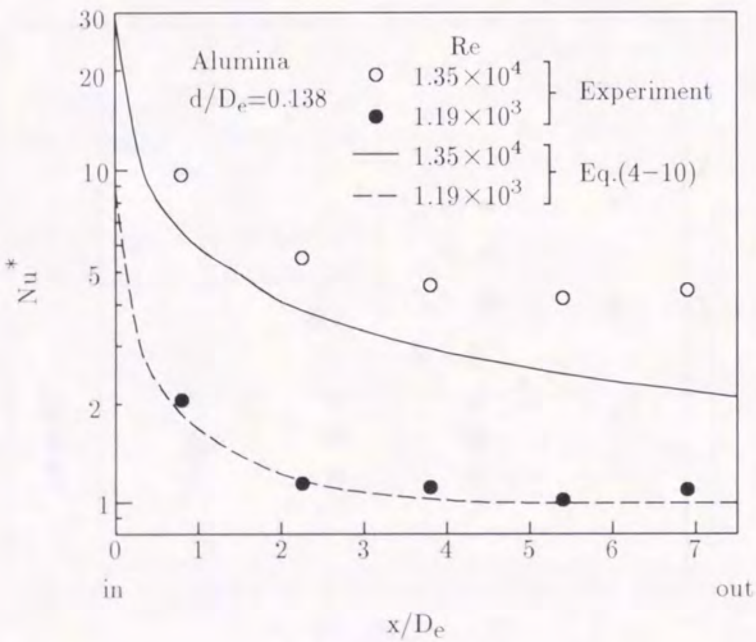


図 4-9　各種ヌセルト数の x 方向分布

定した場合の Nu^* 数の計算を行っている．まず，$d/D_e = 0.289$ のアルミナ球充填層に関する図 4–10(a) について観察すると，いずれの Re 数においても Nu^* 数は，本実験値が式 (4–10) による計算値よりも大きくなっている．これは，壁近傍の空気流速が層内部に比較して大きいこと，そして流体混合による熱拡散の影響によるものと考えられる．また，この増加割合は試験部入口に近いほど小さくなる傾向にある．この傾向は，球状粒子充填層内部に比較し



(a) $d/D_e = 0.289$



(b) $d/D_e = 0.138$

図 4–10　Nu^* の x 方向分布

表 4–2　等価伝導層厚さと充填球状粒子直径の関係

Diameter	Material	δ/d			
		$L/D_e = 7.66$		$L/D_e = 1.53$	
d [mm]		$Re = 10^3$	$Re = 10^4$	$Re = 10^3$	$Re = 10^4$
21.1	Alumina	1.6	0.50	1.1	0.33
10.1	Alumina	4.7	1.2	2.7	0.69
20.1	Polypropylene	0.87	0.16	0.52	0.097
9.54	Polypropylene	3.1	0.45	1.7	0.25

て壁近傍領域の有効熱伝導率は，その大きな空隙率のために小さく，そして流体混合の広がりも少ないため，温度境界層の薄い試験部入口付近の熱伝達が減少することによるものと思われる．次に，$d/D_e = 0.138$ のアルミナ球充填層に関する図 4–10(b) について観察を行うと，Re 数の大きい場合には図 4–10(a) の場合と同様，Nu^* 数の本実験値は式 (4–10) の計算値よりも大きい値を取るが，Re 数の小さな場合には両者の差は小さくなる傾向にある．この傾向の原因としては，充填球状粒子直径が小さく，そして空気流速が遅い場合には，主に流体混合による熱輸送量が減少することが考えられる．

2.4.7　平均修正ヌセルト数

加熱面及び冷却面における平均修正ヌセルト数 Nu^*_{hm} 及び Nu^*_{cm} をそれぞれ次式で定義する．

$$Nu^*_{hm} = q_{hm}/q_{0m} \tag{4–23}$$

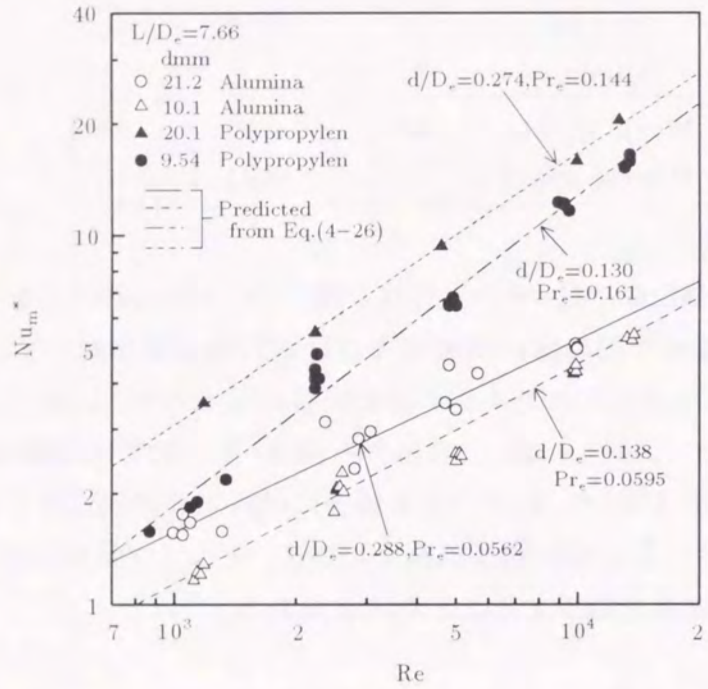
$$Nu^*_{cm} = q_{cm}/q_{0m} \tag{4–24}$$

ここに，q_{hm} 及び q_{cm} はそれぞれ加熱面及び冷却面における平均熱流束，q_{0m} は加熱面及び冷却面平均温度より定まる有効熱伝導率より求めた熱流束である．また，局所修正ヌセルト数の場合と同様に，次式により平均修正ヌセルト数を定義する．

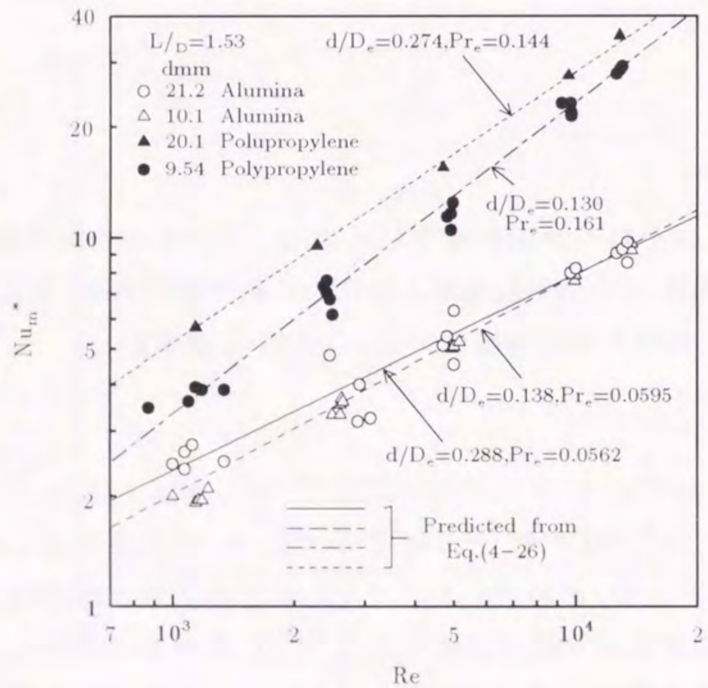
$$Nu^*_m = \frac{Nu^*_{hm} + Nu^*_{cm}}{2} \tag{4–25}$$

図 4–11(a),(b) はそれぞれ $L/D_e = 7.66$ (試験部全長) 及び $L/D_e = 1.53$ (第 1 小区間) についての平均修正ヌセルト数 Nu^*_m とレイノルズ数 Re の関係を示したものである．いずれの充填球状粒子及び L/D_e の場合においても，Nu^*_m 数の本実験値は Re 数の増加に伴い増大する．同じ種類の充填球状粒子の場合には，d/D_e の大きい方が Nu^*_m 数の値も大きくなる傾向にあるが，この増加は Re 数の増大に伴い減少する傾向を示している．この原因としては，表 4–2 に示す等価伝導層厚さ δ $(= H/Nu^*_m)$[4-13] と充填球状粒子直径 d の比の値を参考にすれば，温度境界層の厚い低 Re 数領域 (表 4–2 において δ/d の大きい領域) にお

いては，流体混合による熱拡散の影響のため d/D_e の増加に伴う Nu_m^* 数の増加が見られるが，一方，温度境界層の薄くなる高 Re 数領域 (表 4–2 において δ/d の小さい領域) では，温度境界層の大部分を壁近傍の流体混合の弱い領域により占められるため，流体混合による



(a) $L/D_e = 7.66$



(b) $L/D_e = 1.53$

図 4–11　Nu_m^* と Re の関係

伝熱促進効果が相対的に小さくなることによるものと考えられる．上述の d/D_e の増加に伴う Nu_m^* 数の増加は，有効プラントル数 $Pr_e\ (= c_{pf}\mu_f/\lambda_e)$ の大きい (有効熱伝導率の小さい) ポリプロピレン球の場合において顕著となっている．これは，有効熱伝導率の小さい高有効プラントル数の場合には，熱輸送が流体である空気流に大きく依存するためと考えられる．また，$d/D_e = 0.288$ のアルミナ球 ($Pr_e = 0.0562$) と $d/D_e = 0.274$ のポリプロピレン球 ($Pr_e = 0.144$) 及び $d/D_e = 0.138$ のアルミナ球 ($Pr_e = 0.0595$) と $d/D_e = 0.130$ のポリプロピレン球 ($Pr_e = 0.161$) の Nu_m^* 数をそれぞれ比較すると，Nu_m^* 数の Re 数に対する依存性は，有効プラントル数 Pr_e の増加 (有効熱伝導率の低下) に伴い大きくなる傾向にあることが理解できる．本実験結果を整理することにより，Nu_m^* 数の Re 数への依存性に関する次式を得た．

$$Nu_m^* \propto Re^a \tag{4–26}$$

ここに，$a = 1.2(d/D_e)^{-0.14}Pr_e^{0.35}$

図 4–12 は平均修正ヌセルト数と無次元伝熱面長さ L/D_e の関係を示したものである．いずれの実験条件の場合においても，Nu_m^* 数の値は L/D_e の増加に伴い減少している．一方，Nu_m^* 数の L/D_e に対する依存性は，本実験範囲では d/D_e 及び Pr_e の影響を余り受けない結果を得た．本実験結果より，Nu_m^* 数の L/D_e への依存性は次式のように表現できる．

$$Nu_m^* \propto (L/D_e)^{-0.31} \tag{4–27}$$

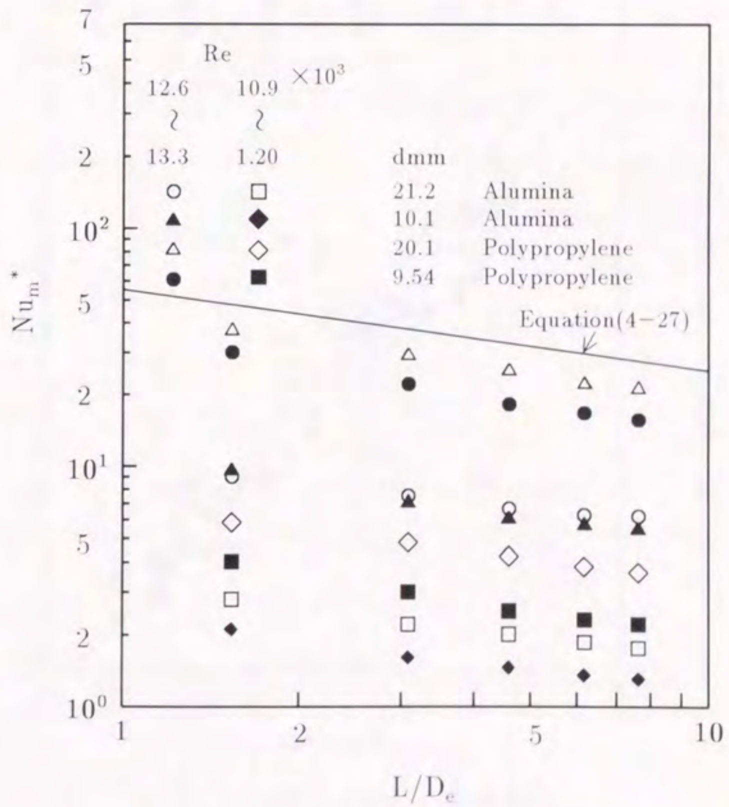


図 4–12　Nu_m^* と L/D_e の関係

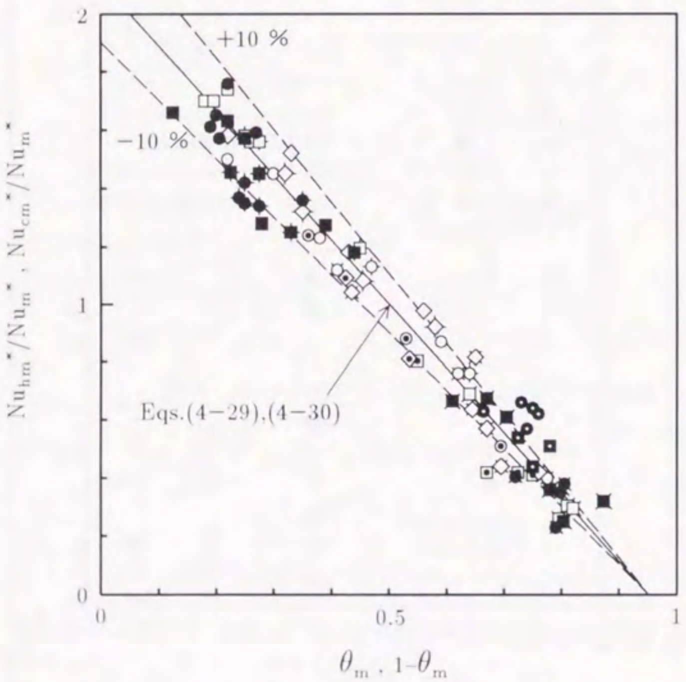
さらに，前述の式 (4–26) と上式 (4–27) の関係を用い，実験結果を整理し，次に示す Nu_m^* に関する無次元整理式を平均偏差 $\sigma = \pm 7.5$ % で得た．

$$Nu_m^* = bRe^c(L/D_e)^{-0.31} \tag{4–28}$$

ここに，$b = 0.81(d/D_e)^c Pr_e^{0.39}$，$c = 5.0Pr_e^{0.56}$

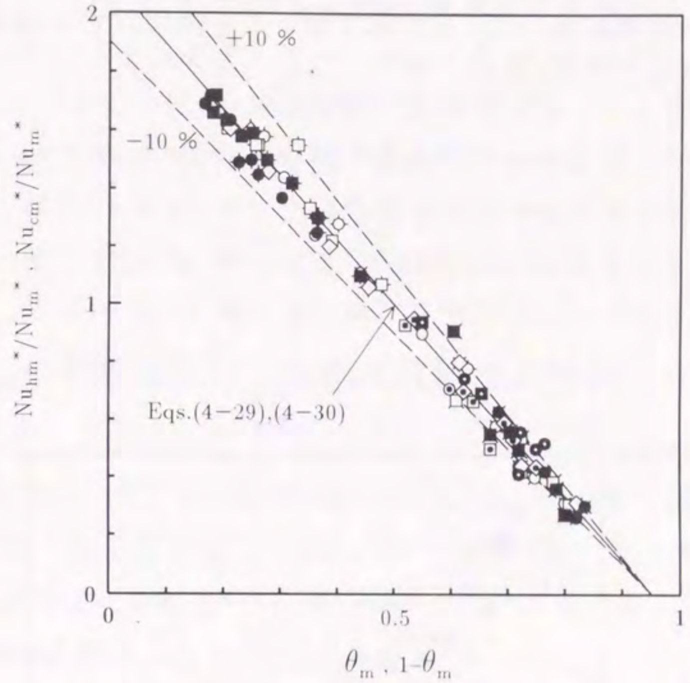
以上においては，Nu_m^* を用いることにより，空気温度の影響を間接的な扱いで実験結果の議論を行ったが，加熱面及び冷却面の各伝熱面からの伝熱量を知るためには，式 (4–28) だけでは不十分であり，空気温度と各伝熱面からの伝熱量の関係を知る必要がある．図 4–13 は，Nu_{hm}^*/Nu_m^* 及び Nu_{cm}^*/Nu_m^* と，θ_m 及び $1-\theta_m$ の関係を示したものである．ここに，$\theta_m = (T_{am} - T_{cm})/(T_{hm} - T_{cm})$ は，平均無次元空気温度である．なお，図 4–13 において，Nu_{hm}^*/Nu_m^* は，θ_m に対して，Nu_{cm}^*/Nu_m^* は $1-\theta_m$ に対してプロットされている．Nu_{hm}^*/Nu_m^* 及び Nu_{cm}^*/Nu_m^* の値は，それぞれ θ_m 及び $1-\theta_m$ の増加に伴い直線的に減少している．これは，伝熱面と空気の温度差の減少に伴い伝熱量が減少することに対応している．また，Nu_{hm}^*/Nu_m^* と θ_m 及び Nu_{cm}^*/Nu_m^* と $1-\theta_m$ の関係に及ぼす充填球状粒子，Re 数及び L/D_e

u_0 m/s	Nu_{hm}^*/Nu_m^* L/D_e 1.53	Nu_{hm}^*/Nu_m^* L/D_e 7.66	Nu_{cm}^*/Nu_m^* L/D_e 1.53	Nu_{cm}^*/Nu_m^* L/D_e 7.66
2.7 ～ 3.0	○	◇	▫	⊙
2.0 ～ 2.1	□	⌑	⌑	⊡
0.99 ～ 1.3	◇	◇	⬡	◈
0.47 ～ 0.65	■	✹	⧗	◘
0.18 ～ 0.28	●	◆	■	⊙

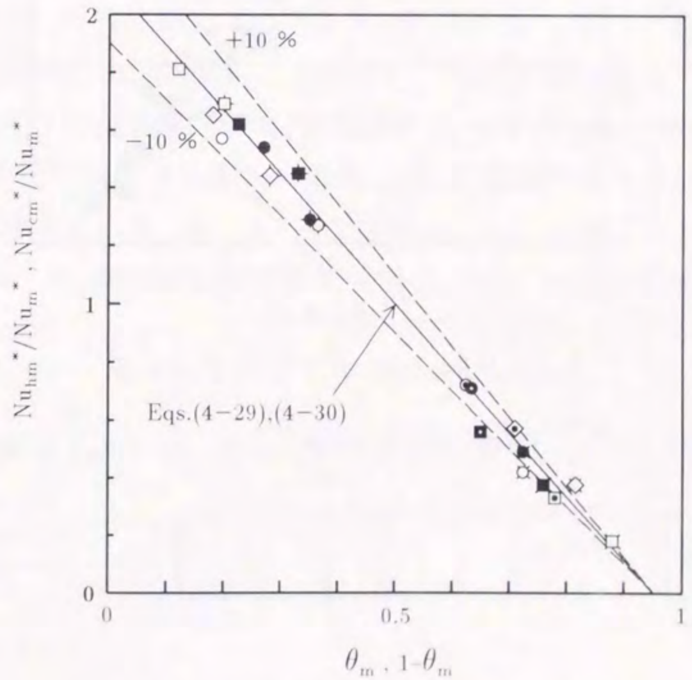


(a) $d = 21.2$ mm，アルミナ球

図 4–13　Nu_{hm}^*/Nu_m^*，Nu_{cm}^*/Nu_m^* と θ_m，$(1-\theta_m)$ の関係



(b) $d = 10.1$ mm，アルミナ球



(c) $d = 20.1$ mm，ポリプロピレン球

図 4–13　Nu_{hm}^*/Nu_m^*，Nu_{cm}^*/Nu_m^* と θ_m，$(1-\theta_m)$ の関係

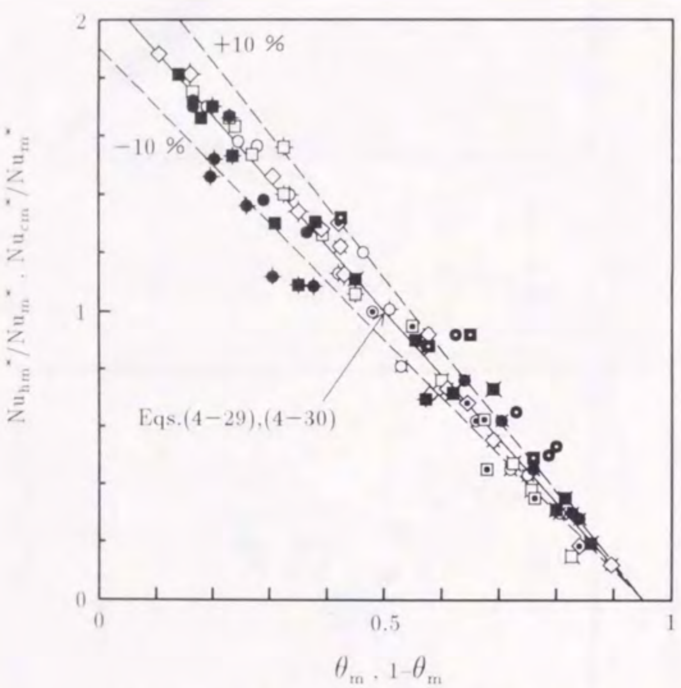
の影響は，比較的小さいものとなった．実験結果を整理することにより次式を得た．

$$Nu^*_{hm}/Nu^*_m = 2.1 - 2.2\theta_m \tag{4-29}$$

$$Nu^*_{cm}/Nu^*_m = 2.1 - 2.2(1-\theta_m) \tag{4-30}$$

なお，上式は，$d/D_e = 0.130 \sim 0.288$，$Re = 8.71 \times 10^3 \sim 1.35 \times 10^4$，$Pr_e = 0.0562 \sim 0.161$，$L/D_e = 1.53 \sim 7.66$ の範囲において，充填球状粒子ごと次に示す平均偏差 σ で実験データを整理することができる．

$d = 21.2$ mm のアルミナ球	$\sigma = \pm 13$ %
$d = 10.1$ mm のアルミナ球	$\sigma = \pm 8.3$ %
$d = 20.1$ mm のポリプロピレン球	$\sigma = \pm 12$ %
$d = 9.54$ mm のポリプロピレン球	$\sigma = \pm 13$ %



(d) $d = 9.54$ mm，ポリプロピレン球

図 4-13　Nu^*_{hm}/Nu^*_m，Nu^*_{cm}/Nu^*_m と θ_m，$(1-\theta_m)$ の関係

第 3 節　水平球状粒子充填層の対流熱伝達に与える充填層厚さの影響

第 2 節では，下面加熱及び上面冷却を受ける矩形流路に直径 $d = 9.54 \sim 21.2$ mm のアルミナ製及びポリプロピレン製球状粒子を 3 ～ 7 段充填した場合の対流熱伝達実験を行い，壁面近傍の不均質領域の大きさと温度境界層厚さの相対的な関係により，熱伝達特性が複雑に変化することを明らかにした．しかしながら，球状粒子を多段に充填した場合の実験結果より壁面近傍の特性のみを分離することは困難であり，壁面近傍の特性を正確に評価することが出来なかった．本節では，充填球状粒子直径をほぼ一定に保ち，充填段数を種々に変化させた場合の流動及び伝熱特性の変化に着目した実験を行い，境界壁近傍の流動及び伝熱特性の評価を試みる．さらに，第 2 節の結果も併せて検討することにより，広範囲な充填球状粒子直径及び流路寸法に関する無次元整理式の提案も行う．

3.1　空隙率変化モデルを用いた流動抵抗特性の解析

本項では，空隙率変化モデル[4-14),(4-15]を用いた球状粒子充填層の流動抵抗特性の予測を試みる．ここでは，球状粒子充填層内部の空隙率分布が明確な球状粒子一段充填層を対象に，実際の空隙率分布を用いる Kamiuto ら[4-14]の方法と，空隙率の近似関数を用いる Hsu–Cheng[4-15]の方法により解析を行い，実験結果との比較よりそれぞれの解析法の特徴及び問題点について議論を行う．

図 4-14 は，球状粒子一段充填層の物理モデルを示したものである．直径 d の球状粒子が，間隔 $H = d$ の水平平板間に充填されており，図 4-14 の左方より平均空塔流速 u_0 m/s の流れが与えられる．また，解析に際しては，以下の仮定を用いる．(1) 球状粒子の充填状態は一様であり，平均空隙率は ε_m である．(2) 発達した流れ状態にある．(3) 自然対流の影響は無視し得る．(4) 球状粒子充填層内の流れは，Darcy – Brinkman – Forchheimer モデルにより記述される．(5) 球状充填粒子表面からの抗力は，均質球状粒子充填層に関する Ergun の式[4-11]により評価できる．

上述の仮定を用いれば，運動量の式及び質量保存の式は次のように表される．

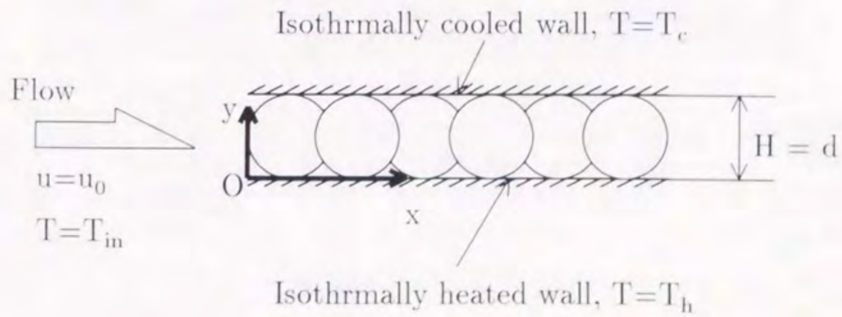


図 4-14　球状粒子一段充填層の物理モデル

- 運動量の式：

$$-\frac{dP}{dx}+\frac{\mu_f}{\varepsilon}\frac{d^2u}{dy^2}-\frac{\mu_f}{K}u-\frac{\rho_f C}{\sqrt{K}}u^2=0 \tag{4–31}$$

境界条件：$y=0$ 及び $y=H$ で $u=0$.

ここで, u は局所空塔流速, $K=\varepsilon^3d^2/\{150(1-\varepsilon)^2\}$ は浸透性, $C=1.75/\sqrt{150\varepsilon^3}$ は Forchheimer 係数, ε は局所空隙率である.

- 質量保存の式：

$$u_0=\frac{1}{H}\int_0^H u\,dy \tag{4–32}$$

上式の解析に際して必要な空隙率は, 次のように評価する. まず, Kamiuto ら[4-14]の方法に用いる厳密な局所空隙率 $\varepsilon(y)$ は, 平均空隙率 ε_m を用いて次式のように y の関数として表される.

$$\varepsilon(y)=1-6(1-\varepsilon_m)(y/d)(1-y/d) \tag{4–33}$$

一方, Hsu–Cheng[4-15]の方法に用いる空隙率の近似関数は, 次式のように表される.

$$\varepsilon=\varepsilon_\infty\left[1+C_1\exp\left\{-\frac{N_1y}{d}\right\}\right]\left[1+C_1\exp\left\{-\frac{N_1(H-y)}{d}\right\}\right] \tag{4–34}$$

ここに, $\varepsilon_\infty=0.4$, $N_1=5$, $C_1=1$ である.

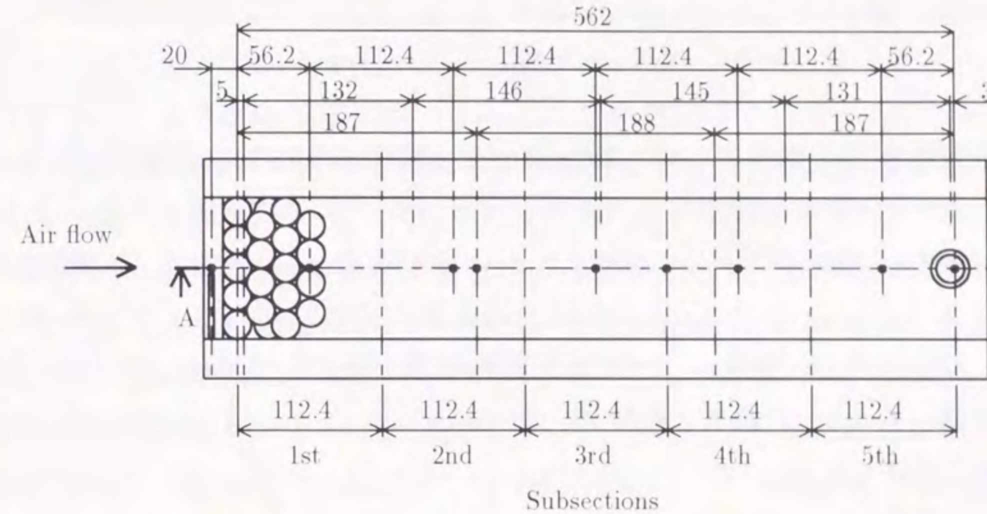
数値解析に際しては, 式 (4–31) をコントロールボリューム法により離散化し, 計算領域内を 200 等分した. 解析手順としては, まず, 適当な空塔流速 u 及び 圧力勾配 $-(dP/dx)$ の値を仮定し, これらの値を用いて運動量の式 (4–31) を解く. 得られた空塔流速 u を質量保存の式 (4–32) の右辺に代入し, 平均空塔流速を計算する. この値が, 与えた平均空塔流速 u_0 に一致するよう, u 及び $-(dP/dx)$ の値を補正し, 再び運動量式 (4–31) を解く. 上述の一連の計算を, u 及び $-(dP/dx)$ の値が一定となるまで繰り返し, 速度分布の決定を行う. この際, 連続する 2 回の反復過程における u 及び $-(dP/dx)$ の相対変化量の最大値が, 10^{-6} 以下となった時点をもって解の収束と見なした.

3.2　実験装置及び方法

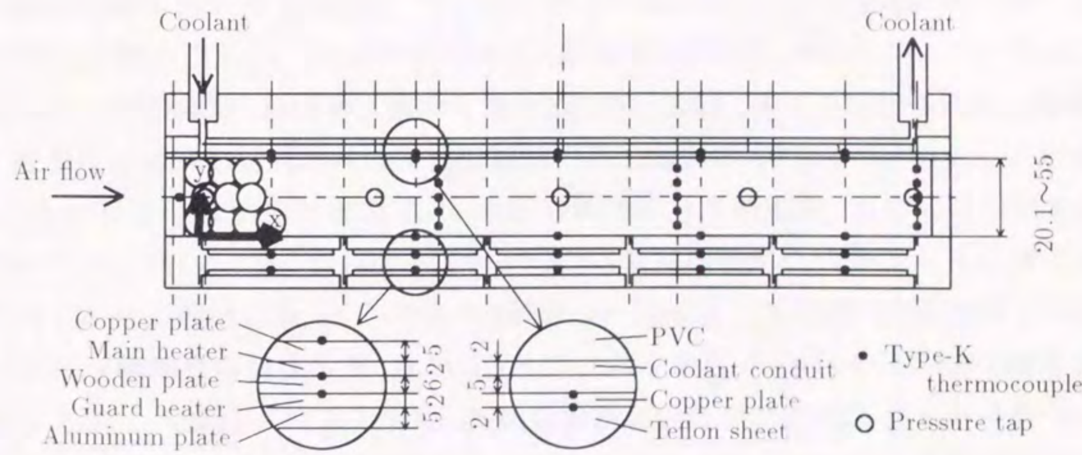
本実験装置は, 第 2 節で説明した装置の試験部を一部改造したものであるので, ここでは主要な点のみを述べる.

図 4–15(a),(b) に試験部の詳細を示す. 試験部は, 長さ $L=562$ mm × 幅 $W=110$ mm × 高さ $H=20.1\sim55$ mm (可変) の水平矩形流路であり, 試験流体である空気の強制循環ループ内に水平に設置されている.

試験部下部に設置された加熱部は, 等温加熱条件を得るために空気流動方向に 5 個の小区間に分割されており, 各小区間の電気ヒータへの入力はそれぞれ独立に制御されている. 加熱面における熱流束 q_h は, 各小区間における電気ヒータへの入力から熱損失を考慮して算出した. 本研究においては, これら各小区間における q_h を局所値と見なし, 熱伝達特性の



(a) 平面図



(b) 垂直断面図 (A–A 断面)

図 4–15　試験部の詳細

表 4-3　充填球状粒子の熱物性及び充填状態

Material	Thermal conductivity λ_s W/(m·K)	Diameter d mm	Number of stages (height of test section, mm)	Average porosity ε_m	Porosity of core region ε_c	Porosity near boundary wall ε_w
Poly-propylene	0.210	20.1	1 (20.1)	0.404	—	0.404
		20.1	3 (55.0)	0.395	0.390	0.404
		9.54	7 (55.0)	0.388	0.381	0.423
Alumina	22.0	21.2	1 (21.2)	0.427	—	0.427
		21.2	2 (38.5)	0.418	0.407	0.427
		21.2	3 (55.0)	0.417	0.411	0.427
		10.1	7 (55.0)	0.379	0.366	0.437

局所的変化傾向を観察するのに利用した．また，試験部上部の冷却部には冷媒流路が設けられており，所定の温度及び流速に設定したエチレングリコール水溶液を流すことにより，試験部の等温冷却壁条件を確保してある．冷却面における熱流束 q_c の測定は，冷却部内面に貼り付けられた厚さ 2 mm のテフロンシート両面の温度差を試験部入口より x = 55, 186, 281, 344, 507 mm の 5 ヶ所にて測定し，一次元定常熱伝導を仮定して算出した．また，放射伝熱の影響を極力避けるため，試験部矩形流路内面にはアルミニウム箔 (厚さ 0.1 mm, 放射率 0.07) が貼り付けられている．

図 4-15(a),(b) に示されるように，試験矩形流路内には球状粒子が充填されている．なお，球状粒子の充填に際しては，主流方向 (x 方向) への充填状態の不均質，さらに，加熱面近傍と冷却面近傍に充填状態の差が生じるのを避けるため，球状粒子を最密充填形に近い形に注意深く配置している．また，両側壁 (垂直壁) 近傍には半球状の粒子を充填する事により，側壁の影響の軽減を行っている．なお，充填球状粒子の固定保持は，試験部出入口に設けた金網 (♯10 メッシュ) により行う．本実験に用いた球状粒子の熱物性及び充填状態を表 4-3 に示す．本実験においては，充填球状粒子の熱伝導率 λ_s を広範に変化させる目的より，ポリプロピレン及びアルミナの 2 種類の材質について検討を行った．表 4-3 中には，平均空隙率の実測値 ε_m，壁面近傍 (壁面より $d/2$ 以内の領域) の空隙率 ε_w 及び壁面より $d/2$ 以上離れた粒子充填層中央部の空隙率 ε_c の値も示してある．なお，壁面近傍の空隙率 ε_w は，試験部に一段のみ球状粒子を充填した場合の実測値である．表 4-3 に見られるように，1 段配列を除くいずれの球状粒子充填層に関しても，ε_w は ε_c に比較して約 4 ～ 19 % 大きいことより，壁面近傍は球状粒子充填層中央部に比較して粗な充填状態となっていることが理解できる．

また，空気温度及び流速，加熱面温度及び冷却面温度の各種実験条件は以下の通りである．

空気空塔流速	$u_0 = 0.6 \sim 6.2$ m/s
試験部入口空気温度	$T_{fin} = 283 \sim 294$ K
平均加熱面温度	$T_{hm} = 295 \sim 347$ K
平均冷却面温度	$T_{cm} = 276 \sim 294$ K

3.3　実験結果及び考察

3.3.1　有効熱伝導率

対流熱伝達の実験に先立ち，球状粒子充填層の有効熱伝導率の測定を行った．有効熱伝導率の測定は，球状粒子を試験部に充填した後，試験部開口端を断熱材にて密閉し，さらに，上下逆に設置して上面加熱，下面冷却条件として行った．

図 4-16 は，有効熱伝導率 λ_e の測定結果を，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_f は流体 (空気) の熱伝導率，λ_s は充填球状粒子の熱伝導率である．図中の斜線領域は，ランダムに充填された球状粒子充填層の有効熱伝導率に関する従来の測定結果[4-16]を，実線は一段充填の場合に近い配列形である斜方晶形配列充填層に関する数値解析結果[4-17]を示している．

図 4-16 において，斜線領域及び実線で示す従来の結果や本実験結果に見られるように，λ_e/λ_f の値は λ_s/λ_f の増加に伴い増加する．しかしながら，その増加割合は λ_s/λ_f の増大と共に減少する傾向にある．この原因は，第 3 章でも述べたように，伝熱面と充填球状粒子の接触や，充填球状粒子同士の接触は点接触となり，これら接触点近傍の熱移動は主に周囲流体の熱伝導率 λ_f に支配されるため，有効熱伝導率への充填球状粒子の熱伝導率 λ_s の寄与

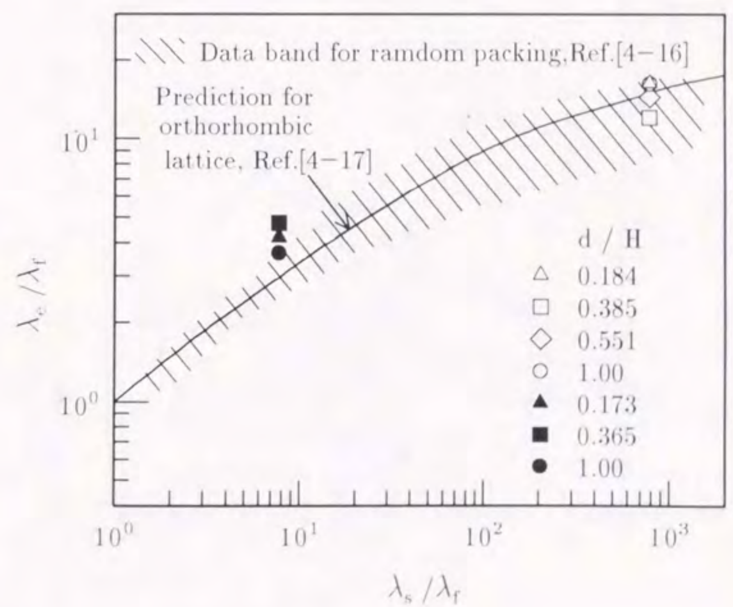


図 4-16　有効熱伝導率

が減少したものと考えられる．また，図 4-16 に見られるように，λ_s/λ_f が一定の条件では，λ_e/λ_f の本実験結果に及ぼす d/H の影響は小さく，いずれの d/H に関しても，本実験結果は斜線領域や実線で示す従来の結果にほぼ等しくなることが分かる．

なお，本実験においては，有効熱伝導率測定に用いた粒子充填層を，その充填状態を変更することと無く対流実験にも使用した．また，後述の対流熱伝達の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．

3.3.2　流動特性

図 4-17 は，圧力勾配 $(-dP/dx)$ 一定条件にて得られた，平均空塔流速 u_0 と無次元充填球状粒子直径 d/H の関係を示す．また，次式[4-11]により求めた，均質球状粒子充填層に関する u_0 の予測値も便宜上 $d/H=0$ に示してある．

$$-\frac{dP}{dx} = 1.75\frac{\rho_f(1-\varepsilon_c)u_0^2}{\varepsilon_c^3 d} + 150\frac{\mu_f(1-\varepsilon_c)^2 u_0}{\varepsilon_c^3 d^2} \tag{4-35}$$

図 4-17 において，いずれの圧力勾配 $(-dP/dx)$ においても，u_0 の実験値は d/H の減少に伴いほぼ直線的に減少する．さらに，均質球状粒子充填層に関する u_0 の予測値 $(d/H=0)$ は，本実験結果の延長線上に存在する結果となった．このことより推論すれば，球状粒子一段充填層の流動特性と均質球状粒子充填層の流動特性の組合せにより，多段球状粒子充填層の流動特性が予測できるものと考えられる．

球状粒子一段充填層 $(d/H=1)$ に関する流動特性の無次元整理を目的に，本実験結果を無次元圧力勾配 F と多孔質内空隙寸法に基づくレイノルズ数 Re^* の関係にて示したものが

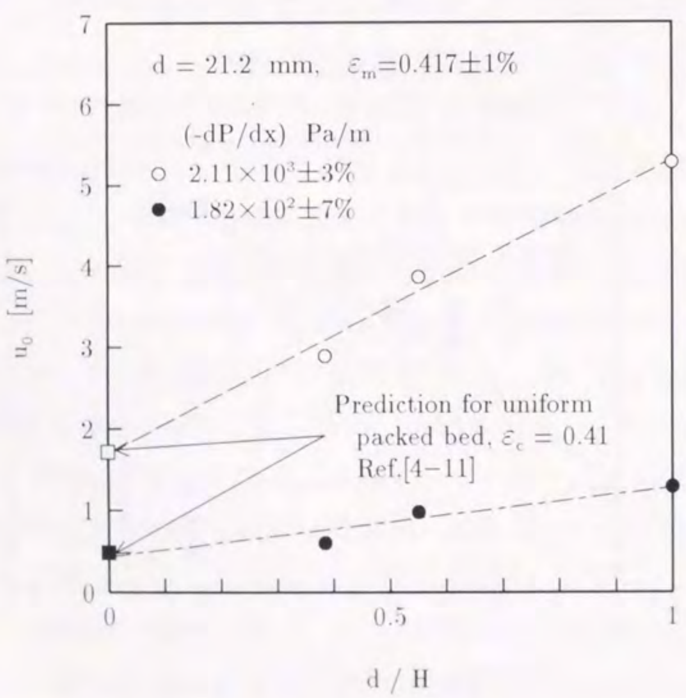


図 4-17　無次元充填球状粒子直径 d/H の変化に伴う平均空塔流速 u_0 の変化傾向

図 4-18 である．ここに，$F=(-dP/dx)d_e/(\rho_f u_p^2/2)$，$Re^*=u_p d_e/\nu_f$，$u_p=u_0/\varepsilon$ は空隙内の真の平均流速，$d_e=2\varepsilon d/\{1+3(1-\varepsilon)\}$ は空隙体積と充填球状粒子及び境界壁面の総濡れ面積より定まる等価直径である．なお，固体壁境界の影響が無視し得る均質球状粒子充填層に対しては $d_e=2\varepsilon d/\{3(1-\varepsilon)\}$ となる．図 4-18中には，前述の式 (4-35) より算出した均質球状粒子充填層に関する F の値を長い破線にて，Kamiuto ら[4-14]の手法による予測値を一点鎖線にて，そして Hsu–Cheng[4-15]の方法による予測値を短い破線にて併記してある．図 4-18 において，球状粒子一段充填層に関する F の実験値は，均質球状粒子充填層に関する予測値の約 5 ~ 17 % とかなり小さな値となる．これは，第 2 節の流動様相の観察により明らかにしたように，固体壁面上に充填球状粒子が整然と配列されるため，固体壁近傍における流れは比較的滑らかなものとなり，形状抵抗が球状粒子充填層内部に比較して小さいためと考えられる．また，実際の空隙率を用いる Kamiuto らの手法による解は，本実験値に比較してかなり大きい値を示している．また，空隙率の近似関数を用いる Hsu–Cheng の方法による解は，実験結果に比較的近い値を示すが，この方法では実際の空隙率よりも大きい空隙率を仮定して計算しているため，熱伝達の解析に際して不具合を生じるものと考えられる．以上の比較より，従来のモデルでは，球状粒子一段充填層の流動抵抗特性の予測が不可能なことや，今後，新しいモデルを構築する必要のあることが理解できる．なお，球状粒子一段充填層に関する本実験結果は，次式にてまとめられる．

$$F = 0.10 + 1.3\times10^2/Re^* \tag{4-36}$$

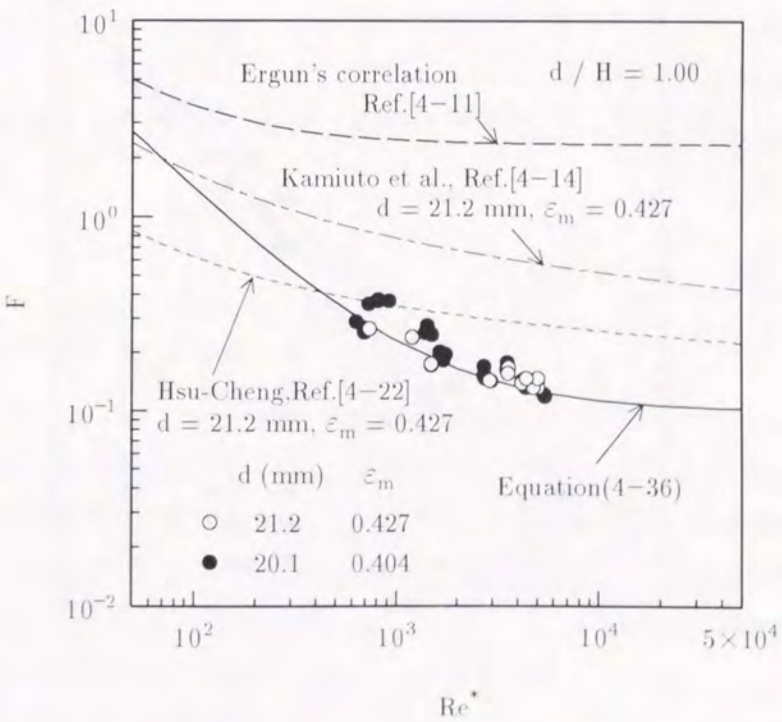


図 4-18　球状粒子一段充填層の流動特性

適用範囲：$500 \le Re^* \le 6000$

図4-17の考察で述べたように，球状粒子一段充填層の流動特性と均質球状粒子充填層の流動特性の組合せにより球状粒子多段充填層の流動特性の予測を試みる．手順としては，圧力勾配 $(-dP/dx)$ の実験値に基づき，壁面から $d/2$ までの壁近傍の空塔流速 u_{0w} を球状粒子一段充填層に関する式(4-36)にて，壁面より $d/2$ 以上離れた球状粒子充填層中央部の空塔流速 u_{0c} を均質球状粒子充填層に関する式(4-35)にて算出し，これらの値を用いて次式の関係より試験部全体の平均空塔流速 u_0 の値を求める．

$$u_0 = \{u_{0w}d + u_{0c}(H-d)\}/H \tag{4-37}$$

図4-19は，上記の手法にて算出した，平均空塔流速の計算値 $(u_0)_{cal}$ と，実験値 $(u_0)_{exp}$ の比較を示したものである．いずれの d 及び H においても，両者には良い一致がみられることより，本予測法の妥当性が理解できる．

3.3.3　局所熱伝達特性

本実験装置のように，加熱及び冷却を各上下面より同時に受ける球状粒子充填層においては，同一空気流速条件においても，加熱面温度 T_h，冷却面温度 T_c 及び流入空気温度 T_{fin} の値により，加熱面及び冷却面の熱流束 q_h，q_c は変化するものとなる．しかしながら，第2節で示したように，加熱面及び冷却面上に発達する温度境界層が互いに干渉しない場合の熱流束は次のようになる．

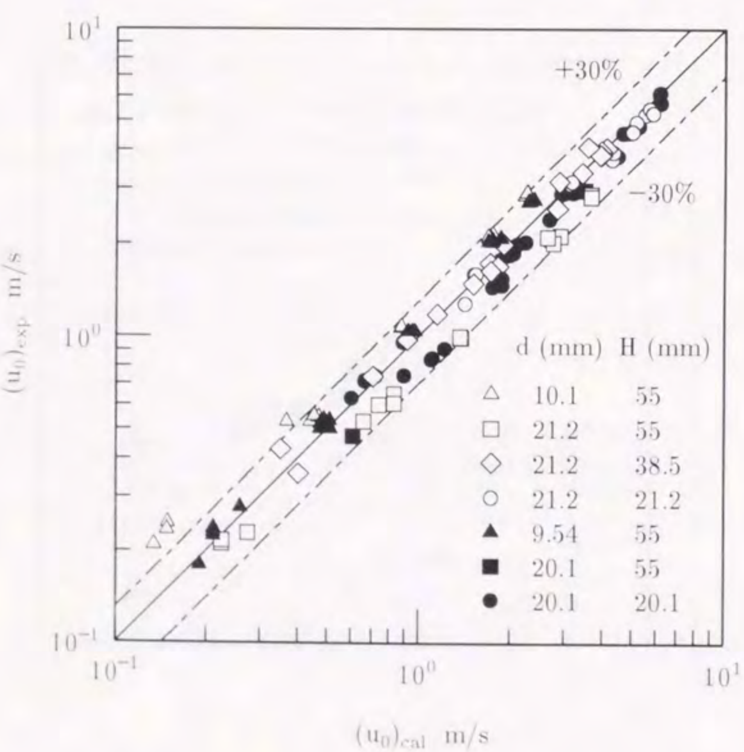


図4-19　平均空塔流速 u_0 の計算値 $(u_0)_{cal}$ と実験値 $(u_0)_{cal}$ の比較

$$\left.\begin{aligned} q_h &= h_h(T_h - T_{fin}) \\ q_c &= h_c(T_{fin} - T_c) \end{aligned}\right\} \tag{4-38}$$

h_h，h_c：加熱面及び冷却面における熱伝達係数．

また，温度場が十分に発達した場合の熱流束は次式(4-39)となる．

$$q_h = q_c = \lambda_{er}(T_h - T_c)/H \tag{4-39}$$

λ_{er}：流れを伴う球状粒子充填層の有効熱伝導率．

さらに，物性値の温度依存性の影響が無視し得る（h_h，h_c 及び λ_{er} は温度の影響を受けず，かつ $h_h = h_c$）と仮定すれば，加熱面及び冷却面における熱流束の和 $(q_h + q_c)$ は，加熱面と冷却面の温度差 $(T_h - T_c)$ に比例し，さらに，これらの比 $(q_h + q_c)/(T_h - T_c)$ は流入空気温度 T_{fin} に依存しないものとなる．

本節においてもこの特性を利用し，次式で定義される修正熱伝達係数 h^* を導入し，流入空気温度の影響を除外した考察を行う．

$$h^* = (q_h + q_c)/(T_h - T_c) \tag{4-40}$$

なお，加熱面側と冷却面側の温度境界層が干渉しないと考えられる試験部入り口付近においては，修正熱伝達係数 h^* が式(4-38)で定義される熱伝達係数 h_h，h_c に等しくなることが確認されている．

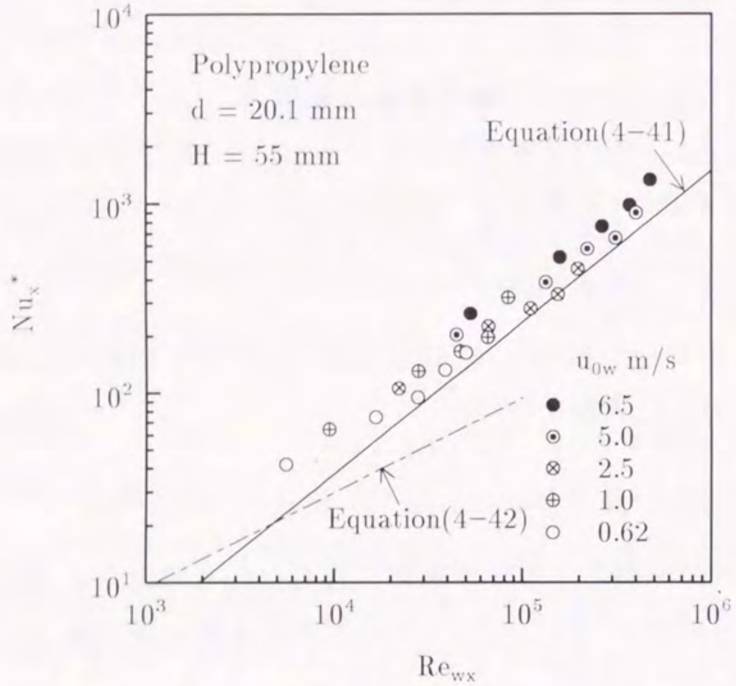
図4-20(a)～(c)は，充填球状粒子にポリプロピレン球を用いた場合について，流体の熱伝導率に基づく局所修正ヌセルト数 $Nu_x^*(= h^*x/\lambda_f)$ と壁面近傍の真の平均空気流速 u_{0w}/ε_w に基づくレイノルズ数 $Re_{wx}(= u_{0w}x/(\nu_f\varepsilon_w))$ の関係を，種々の球状粒子充填層厚さ H 及び充填球状粒子直径 d について示したものである．なお，図4-20中には，球状粒子の存在しない平板上の乱流熱伝達[4-18] 及び層流熱伝達[4-19] に関する熱伝達式(4-41),(4-42)も参考のために併記してある．

$$Nu_x^* = 0.0296 Pr_f^{2/3} Re_{wx}^{4/5} \tag{4-41}$$

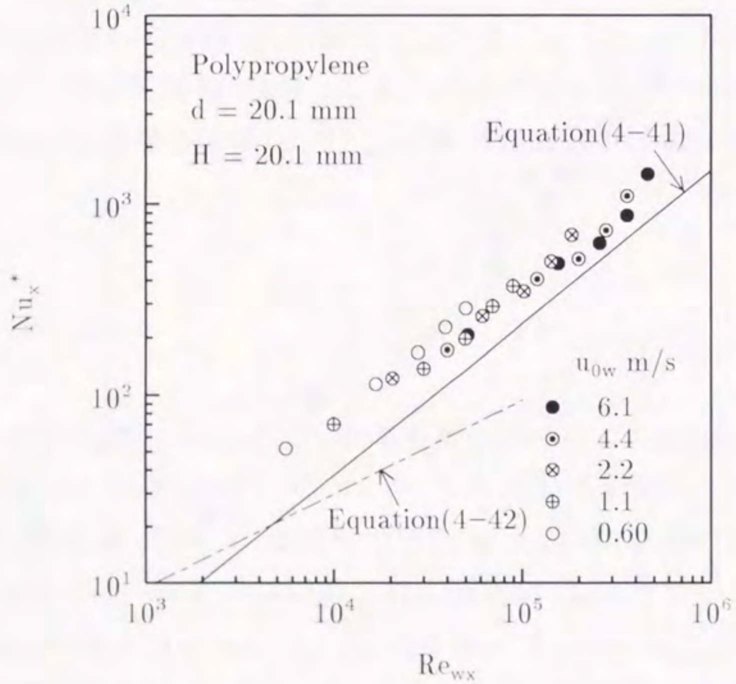
$$Nu_x^* = 0.332 Pr_f^{1/3} Re_{wx}^{1/2} \tag{4-42}$$

図4-20(a)～(c)において，Nu_x^* 数の本実験値と，式(4-41)及び式(4-42)を比較すると，平板上の境界層流れでは層流となる $Re_{wx} \le 1 \times 10^5$ においても Nu_x^* 数の本実験値は乱流境界層の式(4-41)に類似な傾向を示すことが分かる．これは，充填球状粒子により壁面近傍の流れが攪拌されるため，乱流境界層流れと類似な特性を示したものと考えられる．また，Nu_x^* 数の本実験値は式(4-41)に比較して，約10～40％程度高い値を示している．この差の原因としては，伝熱壁近傍の速度分布形が平板上乱流とは異なることや，充填球状粒子による流れの攪拌に伴う伝熱促進効果などが考えられる．また，充填球状粒子直径 $d = 20.1$ mm に関する図4-20(a)と図4-20(b)を比較すると，Nu_x^* の本実験結果に及ぼす H の影響

は小さいことより，壁面近傍の真の平均空気流速 u_{0w}/ε_w に基づいた実験結果の整理により，球状粒子充填層厚さ H の影響を考慮しなくても良いことが分かる．



(a) $d = 20.1$ mm, $H = 55$ mm

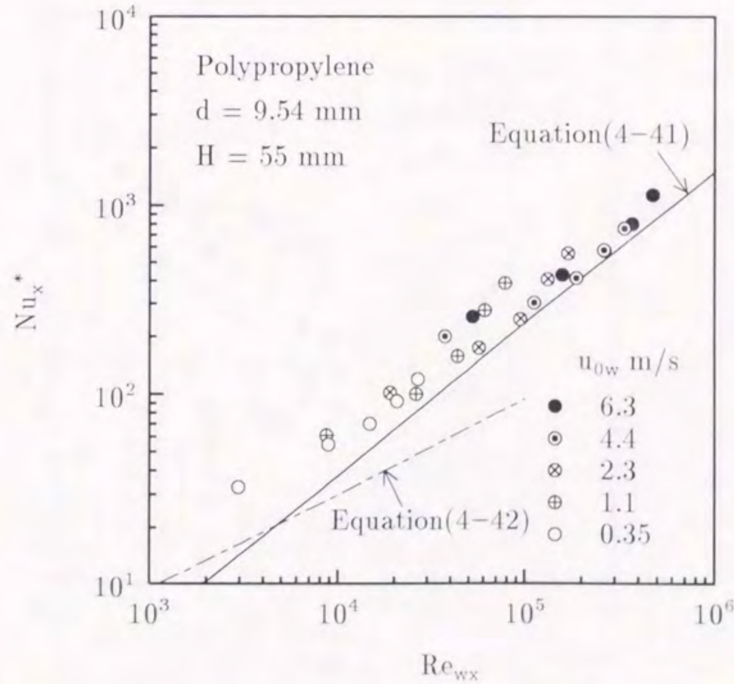


(b) $d = 20.1$ mm, $H = 20.1$ mm

図 4-20　Nu_x^* と Re_{wx} の関係 (ポリプロピレン球)

図 4-21(a) ~ (c) は，アルミナ球に関する Nu_x^* 数と Re_{wx} 数の関係を示したものである．まず，図 4-21(a) の $d = 20.1$ mm, $H = 55$ mm の場合に着目すると，$u_{0w} \geq 4.7$ m/s の高空気流速における熱伝達特性は，図 4-20のポリプロピレン球の場合とほぼ等しくなることが分かる．これは，高空気流速においては，伝熱面から直接流動空気へと伝えられる伝達熱量が，充填球状粒子を介して流動空気へと伝えられる伝達熱量を大幅に上回るためと考えられ，この様な高空気流速条件においては，充填球状粒子の熱伝導率の増加は熱伝達特性に殆ど寄与しないことが理解できる．一方，図 4-21(a) において，$u_{0w} \leq 2.5$ m/s の場合には，Re_{wx} 数一定においても，Nu_x^* 数の実験値は u_{0w} の低下と共に増加する傾向にある．この低空気流速域における Nu_x^* 数の増加傾向は，球状粒子充填層高さ H の小さい図 4-21(b) においてより顕著となる．この原因としては，熱伝導率の大きいアルミナ球を用いた場合には，球状粒子充填層の熱伝導特性が良好なものとなり，加熱面側の温度境界層と冷却面側の温度境界層とが互いに干渉しためと考えられる．なお，本実験条件の加熱面-冷却面間温度差においては，自然対流の発生条件(4-20)に達していないことや，また，同一空気流速にて加熱面，冷却面及び流入空気温度を種々に変化させた場合においても，同様な実験結果が得られたことより，自然対流の影響ではないことが確認されている．

また，$d \simeq 10$ mm に関する図 4-21(c) と図 4-20(c) の比較においても，上述の $d \simeq 20$ mm の場合と同様，高空気流速条件においては充填球状粒子の効果が小さく，空気流速の低下と共に熱伝導率の大きいアルミナ球の方が，Nu_x^* 数の大きくなることが理解できる．

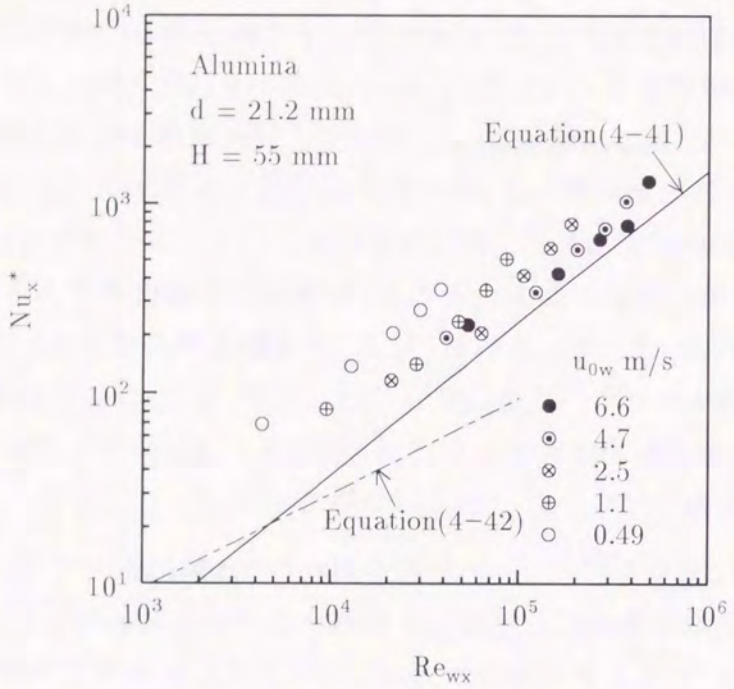


(c) $d = 9.54$ mm, $H = 55$ mm

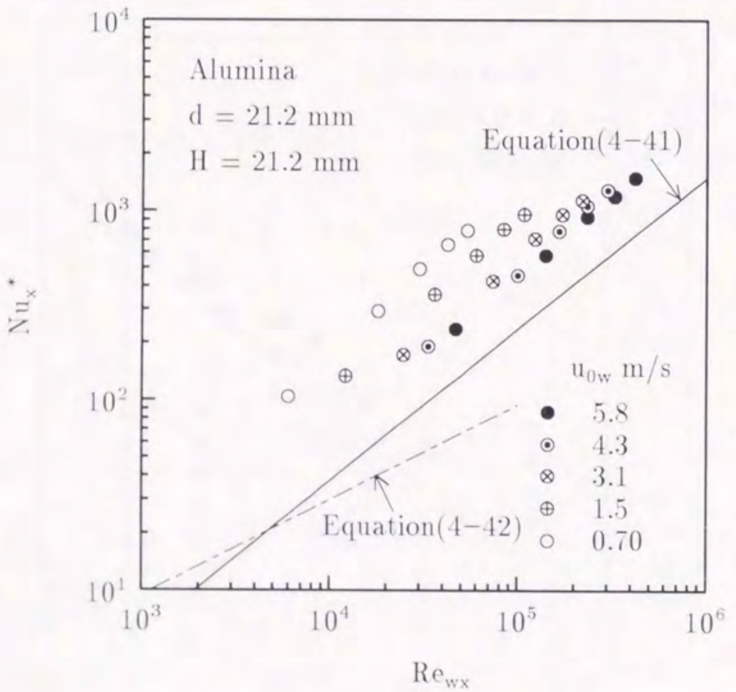
図 4-20　Nu_x^* と Re_{wx} の関係 (ポリプロピレン球)

3.3.4　平均熱伝達特性

第 2 節でも述べたように，多孔質層厚さに対して充填球状粒子直径が非常に微細である場合の熱伝達特性は，一様な速度分布と一様な有効熱伝導率及び充填球状粒子と流体の局



(a) $d = 21.2$ mm, $H = 55$ mm



(b) $d = 21.2$ mm, $H = 21.2$ mm

図 4-21　Nu_x^* と Re_{wx} の関係 (アルミナ球)

所的な熱平衡を仮定して得られる次式にて評価できる．

$$Nu_{hm}^* = \frac{q_{hm}}{q_0} = 1 + \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\theta_{fin}(-1)^j + (1-\theta_{fin})}{2f_j}\left(1 - e^{-4f_j}\right) \tag{4-43a}$$

$$Nu_{cm}^* = \frac{q_{cm}}{q_0} = 1 + \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(1-\theta_{fin})(-1)^j + \theta_{fin}}{2f_j}\left(1 - e^{-4f_j}\right) \tag{4-43b}$$

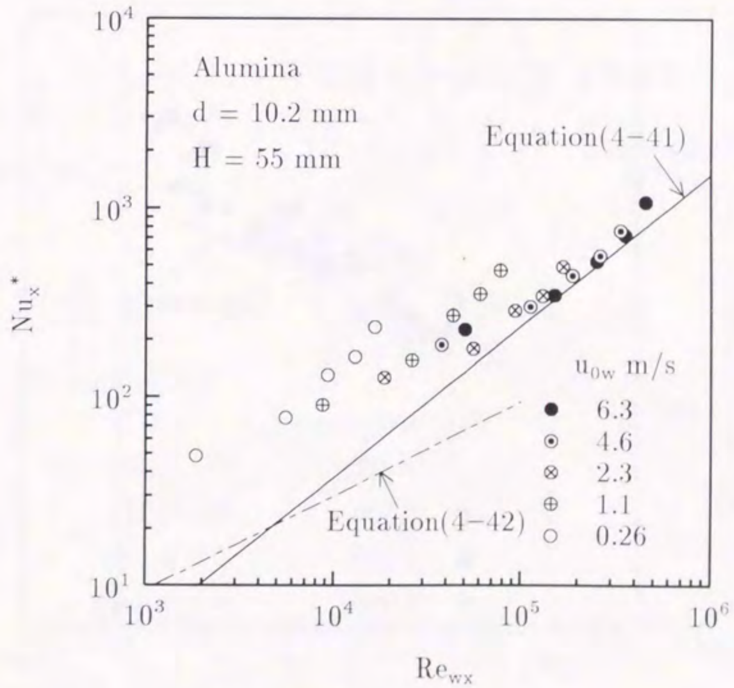
$$Nu_m^* = \frac{q_{hm} + q_{cm}}{2q_0} = 1 + \sum_{j=1}^{\infty} \left(1 - e^{-16f_j}\right)/(8f_j) \tag{4-43c}$$

$$\theta_{fin} = (T_{fin} - T_{cm})/(T_{hm} - T_{cm}) \tag{4-43d}$$

$$f_j = (L/D_e)\pi^2 j^2/Pe_e, \quad (j = 1, 2, 3, \cdots) \tag{4-43e}$$

$$Pe_e = RePr_e = \frac{u_0 D_e}{\nu_f} Pr_e \tag{4-43f}$$

ここに，Nu_{hm}^* 及び Nu_{cm}^* はそれぞれ加熱面及び冷却面における平均修正ヌセルト数，q_{hm} 及び q_{cm} はそれぞれ加熱面及び冷却面における平均熱流束，$q_0(= \lambda_e(T_{hm} - T_{cm})/H)$ は熱伝導による熱流束，$Pr_e = (c_p\mu)_f/\lambda_e$ は球状粒子充填層の有効プラントル数，$D_e = 2H$ は等価



(c) $d = 10.1$ mm, $H = 55$ mm

図 4-21　Nu_x^* と Re_{wx} の関係 (アルミナ球)

伝熱直径で，本実験においては流路垂直壁近傍に半球を充填し，試験部内の流動が二次元的となるよう配慮を行っているのでこの定義を採用した．

以下本文においては，上式 (4–43a) ~ (4–43f) の均質多孔質層の特性との比較を交えながら，壁面近傍の不均質領域の影響を含む本実験結果に関する考察を行う．また，本試験部は流れ方向の5つの小区間より構成されていることより，試験部入口より任意の小区間出口までの平均的特性を算出することにより，平均熱伝達特性に及ぼす伝熱面長さ L の影響についても検討を行う．

図 4–22 は，無次元伝熱面長さを $L/D_e = 5.10 \sim 5.85$ とした場合の，平均修正ヌセルト数 Nu_m^* と修正ペクレ数 Pe_e の関係を，種々の充填球状粒子及び球状粒子充填層高さについて示したものである．また，図中には，均質球状粒子充填層に関する前述の式 (4–43c) も併記している．図 4–22 において Nu_m^* 数の本実験値と式 (4–43c) を比較すると，いずれの充填球状粒子材質及び球状粒子充填層高さに関しても，Pe_e 数の小さい領域において両者は比較的良く一致するが，Pe_e 数の大きい領域では本実験値の方が大きくなる傾向にある．なお，本実験値が式 (4–43c) と一致する Pe_e 数範囲は，充填球状粒子材質や無次元充填球状粒子径 d/D_e により複雑に変化するが，アルミナ球の場合には $Pe_e \leq 200$ にて，ポリプロピレン球の場合には $Pe_e \leq 400$ にて，いずれの d/D_e についても両者は概ね一致する結果となっている．また，図 4–22 において，d/D_e を一定とした場合には，Nu_m^* 数の本実験値の Pe_e 数への依存性は，有効熱伝導率 λ_e の小さいポリプロピレン球の方が大きくなる傾向にある．この原因としては，充填球状粒子による流体の攪拌に伴う熱拡散の影響が，有効熱伝導率 λ_e の

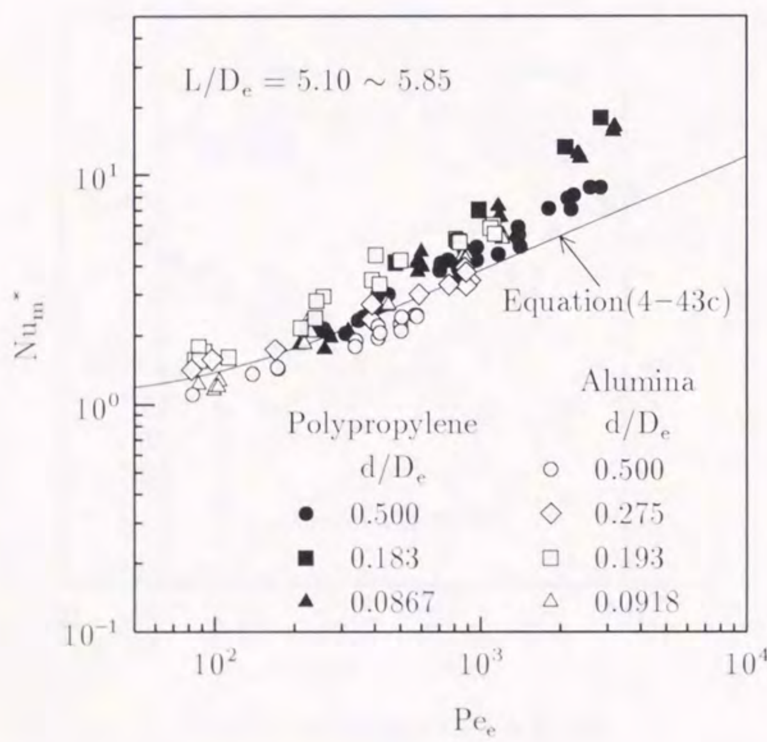


図 4–22　Nu_m^* と Pe_e の関係

小さいポリプロピレン球において顕著に現れたものと考えられる．一方，充填球状粒子の材質を固定した場合，Nu_m^* 数の本実験値の Pe_e 数への依存性は，$d/D_e \leq 0.2$ においては d/D_e の増加と共に強くなるが，$d/D_e \geq 0.2$ では d/D_e の増加につれ減少する傾向にある．なお，この Nu_m^* の d/D_e に対する変化傾向については，次の図 4–23 にて詳しく考察する．

図 4–23 は，Nu_m^* 数の本実験値と無次元充填球状粒子直径 d/D_e の関係を，$Re = 1.37\times10^4 \sim 1.59\times10^4$ について示したものである．図 4–23 に見られるように，Nu_m^* 数の実験値は $d/D_e \simeq 0.2$ に最大値を持つ分布となる．この様に，Nu_m^* 数に最大値が存在する原因は以下のように説明される．平均空塔流速 u_0 一定の条件においては，d/D_e の減少と共に壁面近傍の相対的な空気流速 u_{0w}/u_0 が増加し，熱伝達の促進に寄与する．しかしながら，d/D_e の減少と共に，流路高さに占める壁面近傍の低流動抵抗領域の割合が小さくなり，高空気流速域による伝熱促進効果の減少をもたらすことになる．これらの結果，$d/D_e \simeq 0.2$ 付近に最大の Nu_m^* 数が存在することになる．

図 4–24 は，Nu_m^* 数と無次元球状粒子充填層長さ L/D_e の関係を，$Pe_e = 450 \sim 599$ について示したものである．また，図中には，均質球状粒子充填層に関する前述の式 (4–43c) も併記している．図 4–24 において Nu_m^* 数の本実験値と式 (4–43c) を比較すると，いずれの充填球状粒子材質及び球状粒子充填層厚さに関しても，L/D_e の増加に伴う Nu_m^* の低下割合は，本実験値の方が小さくなる傾向にある．この理由としては，流体の混合運動による熱拡散促進効果により，加熱面及び冷却面間の温度境界層の干渉が，式 (4–43c) のモデルよりも

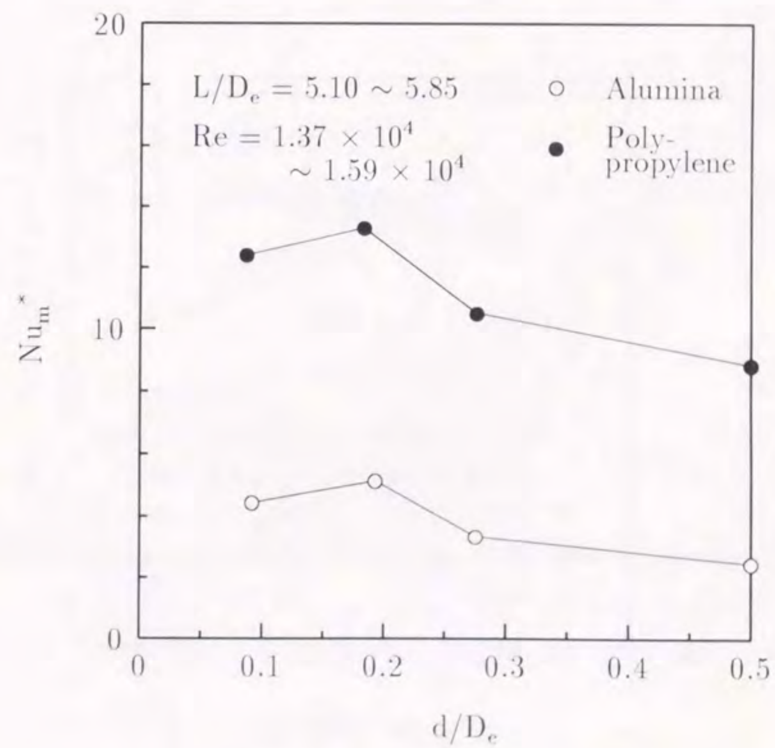


図 4–23　Nu_m^* と d/D_e の関係

顕著となるためと考えられる.

また, 本実験結果を最小二乗法にて整理したところ, 平均偏差 ± 10 % にて本実験結果を近似する次式を得た.

$$Nu_m^* = C_1 Pe_e^{C_2}(L/D_e)^{C_3} \tag{4-44}$$

ここに, $C_1 = 0.010(\lambda_e/\lambda_f)^{0.85}\{1 + 6.6(d/D_e) - 12(d/D_e)^2\}$, $C_2 = 1.1(\lambda_e/\lambda_f)^{-0.29}(d/D_e)^{-0.50}$, $C_3 = -0.28(\lambda_e/\lambda_f)^{-0.25}(d/D_e)^{-0.35}$

適用範囲： $83.0 < Pe_e < 3.10 \times 10^3$, $1.02 < L/D_e < 14.0$,

$3.75 < \lambda_e/\lambda_f < 17.1$, $0.0867 < d/D_e < 0.500$

式 (4-43a) ~ (4-43c) より明らかなように, 均質球状粒子充填層の熱伝達特性に及ぼす流入空気温度の影響は次式にて表される.

$$\left(\frac{Nu_{hm}^*}{Nu_m^*} - 1\right) \Big/ \left(\frac{1}{2} - \theta_{fin}\right) = 4\sum_{j=1}^{\infty}\frac{1 - exp\{-4(2j-1)^2\pi^2/Gz_e\}}{4(2j-1)^2\pi^2/Gz_e} \Big/ \left\{1 + 2\sum_{j=1}^{\infty}\frac{1 - exp(-16j^2\pi^2/Gz_e)}{16j^2\pi^2/Gz_e}\right\} \tag{4-45a}$$

$$Gz_e = Pe_e D_e/L \tag{4-45b}$$

図 4-25 は, 均質球状粒子充填層の特性を参考に, 本実験結果を $(Nu_{hm}^*/Nu_m^* - 1)/(1/2 - \theta_{fin})$ と $1/Gz_e$ の関係にて示したものである. なお, 本座標において, $(Nu_{hm}^*/Nu_m^* - 1)/(1/2 - \theta_{fin})$

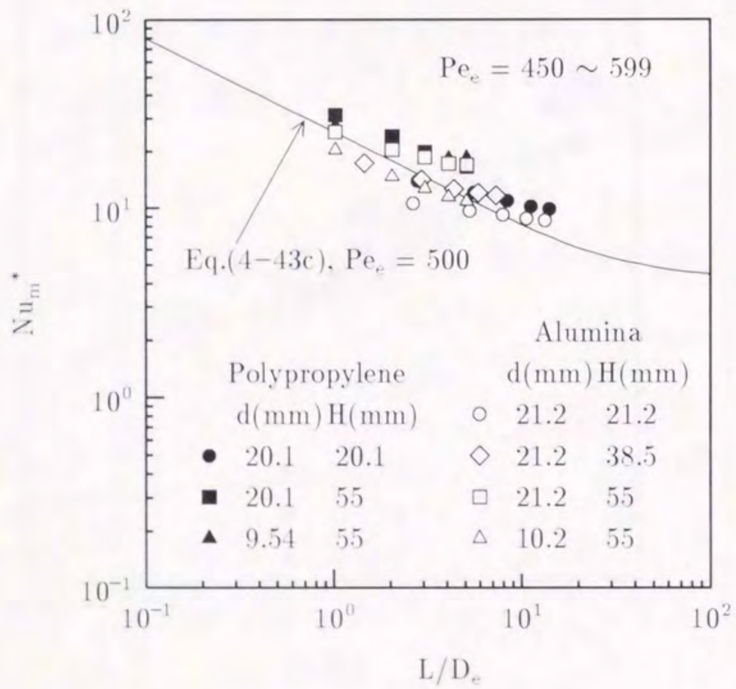
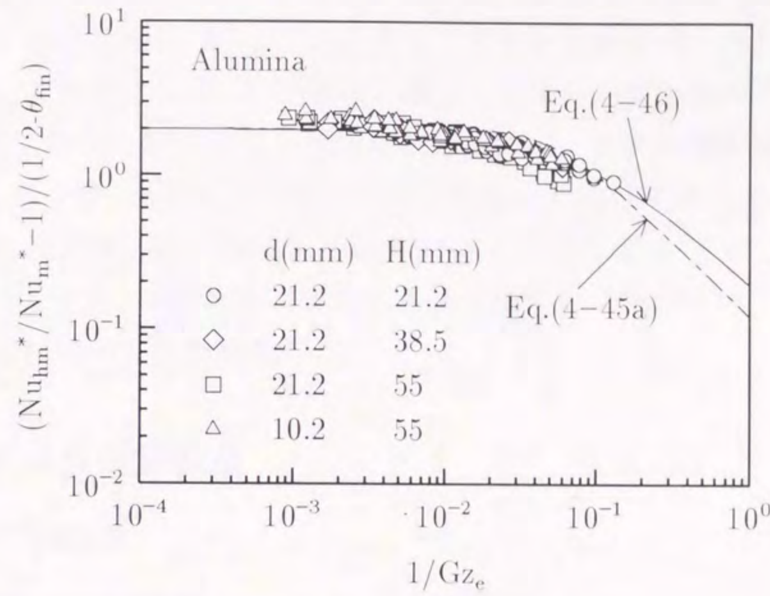


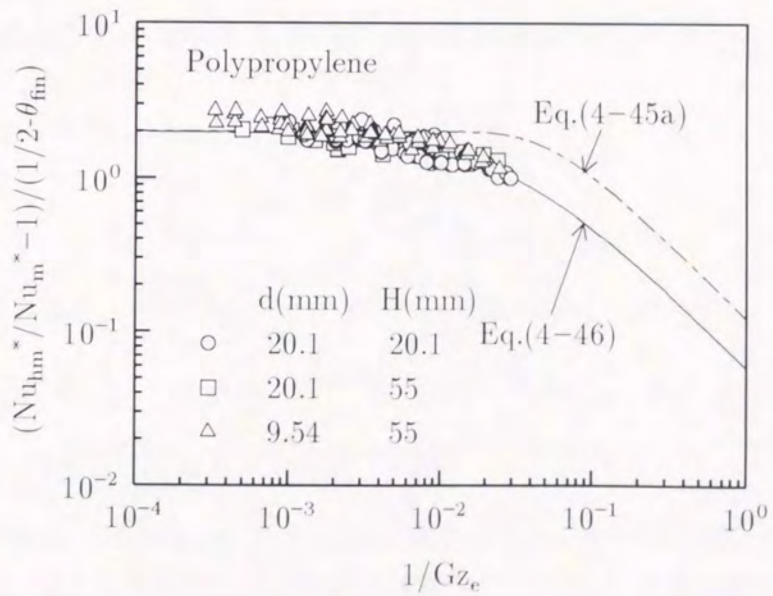
図 4-24　Nu_m^* と L/D_e の関係

の減少は, 加熱面または冷却面からの伝熱量に及ぼす流入空気温度の影響が小さくなることに対応している.

図 4-25 (a), (b) において $(Nu_{hm}^*/Nu_m^* - 1)/(1/2 - \theta_{fin})$ の本実験結果と均質球状粒子充填層に関する式 (4-45a) を比較すると, いずれの充填球状粒子材質に関しても, $1/Gz_e$ の小さい領域で両者は良く一致するが, $1/Gz_e$ の大きい領域では本実験値の方が小さくなる傾向にある. さらに, この傾向は有効熱伝導率 λ_e の小さいポリプロピレン球の場合に顕著とな



(a) アルミナ



(b) ポリプロピレン

図 4-25　$(Nu_{hm}^*/Nu_m^* - 1)/(1/2 - \theta_{fin})$ と $1/Gz_e$ の関係

る傾向にある．この原因としては，主に，球状粒子充填層内における流体の混合に伴う熱拡散の影響が考えられる．本実験結果は，次式にて平均偏差 ± 9.9 % にて整理される．

$$\left(\frac{Nu^*_{hm}}{Nu^*_{m}}-1\right)\Big/\left(\frac{1}{2}-\theta_{fin}\right)=\frac{2}{1+170(\lambda_e/\lambda_f)^{-1.1}Gz_e^{-1}} \tag{4-46}$$

適用範囲： $83.0 < Pe_e < 3.10\times10^3,\ 1.02 < L/D_e < 14.0,$
$3.75 < \lambda_e/\lambda_f < 17.1,\ 0.0867 < d/D_e < 0.500$

第 4 節　球状粒子充填層の強制対流熱伝達の数値解析モデルの提案

本節では，第 2 節及び第 3 節にて得た比較的大きな直径 ($d = 9.54 \sim 21.2$ mm) を有する球状粒子充填層に関する実験結果に基づき，壁近傍領域の影響を考慮した球状粒子充填層の流動及び伝熱モデルの提案を試みる．具体的には，粒子充填層としての物理的意味が損なわれないよう，充填粒子直径程度のスケールを用いてミクロな立場の基礎式を空間平均化を行う．得られた粒子充填層に関する基礎式中の有効熱伝導率，浸透性，Forchheimer 係数等の諸特性値は次のように評価する．第 3 節の結果より，球状粒子充填層は壁面より充填球状粒子直径の半分までの壁近傍領域と，壁面より充填球状粒子直径の半分以上離れたコア領域の二つの領域により構成される．コア領域の特性は従来の均質球状粒子充填層の特性にて評価を行い，壁近傍領域の特性は第 3 節で得た球状粒子一段充填層に関する実験結果に基づいて評価する．この際，微細なスケールでの特性値の変化は考慮せず，壁近傍領域の空隙率，有効熱伝導率，浸透性，及び Forchheimer 係数等の諸特性値は，その平均値にて一定と見なした扱いを行う．また，実験条件の大きく異なる従来の実験データ[4-23]との比較も行い，本解析法の有用性についても検討を行う．

4.1　解析モデル及び解析法

4.1.1　解析モデルの概要

従来の研究と同様に，本研究においても，粒子充填層内の空隙部に対する連続の式，NS 方程式，空隙部及び充填粒子内部に対するエネルギ保存の式を，局所空間平均化することにより導出される粒子充填層に関する基礎式を用いる．なお，基礎式の導出に際にては，局所的な空隙内流体と充填粒子の熱平衡及び定常状態を仮定している．

• 質量保存の式：

$$\nabla\cdot\mathbf{u}=0 \tag{4-47}$$

• 運動量の式：

$$\frac{\rho_f}{\varepsilon^2}(\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u}=-\nabla P+\frac{\mu_f}{\varepsilon}\nabla^2\mathbf{u}+\frac{\mu_f}{K}\mathbf{u}+\rho_f\frac{C}{\sqrt{K}}|\mathbf{u}|\mathbf{u}+\rho_f\mathbf{g} \tag{4-48}$$

• エネルギ保存の式：

$$(\rho_f c_p)_f\nabla\cdot(\mathbf{u}\,T)=\nabla\cdot\{(\lambda_e+\lambda^*)\ \mathrm{grad}\ T\} \tag{4-49}$$

ここで，$\mathbf{u}$ は空塔流速ベクトル，$\mathbf{g}$ は重力加速度ベクトル，K は浸透性，C は Forchheimer 係数，ε は空隙率，λ_e は粒子充填層の有効熱伝導率，λ^* は流体の混合運動に伴う見掛けの熱伝導率である．

粒子充填層の実験結果に基づき式 (4-48)，式 (4-49) 中の粒子充填層の諸特性値の評価を行うことを前提とした場合，少なくとも充填粒子直径程度の空間スケールを用いた局所空

間平均操作を行わなければ，これらの諸特性値の物理的意味が失われてしまう．従って，本研究においては，充填粒子直径の空間スケールを用いた局所空間平均操作を考え，諸特性値の評価は次のように行う．第 3 節で明らかにしたように，壁面より $d/2$ 以上離れたコア領域の流動特性は，従来の均質球状粒子充填層の関係式にて評価し得るが，壁面より $d/2$ 以内の壁近傍領域における流動抵抗は，コア領域に比較して小さな値となる．従って，本研究においては，粒子充填層が上述のコア領域と壁近傍領域により構成されると考え，コア領域の特性は従来の均質球状粒子充填層の関係式にて評価する．一方，壁近傍領域の特性の評価は，粒子充填層の最小単位と考えられる，第 3 節で得た球状粒子一段充填層の実験結果に基づいて行う．壁近傍領域における特性の決定に際しては，微細なスケールでの特性の変化を考慮せず，壁近傍領域の空隙率，有効熱伝導率，浸透性及び Forchheimer 係数の諸特性値は，その平均値にて一定であると見なした扱いを行う．なお，式 (4–49) 中の流体の混合運動に伴う見掛けの熱伝導率 λ^* に関しては，壁面上ではその値が零となることを考慮するため (壁面上では壁に垂直な速度成分が許されないため，流体の混合運動も起こらない)，壁からの距離の関数として与える．また，温度境界層厚さが非常に薄い場合にも熱伝達の解析が可能なよう，壁近傍領域にも多数の計算点を配置する．

4.1.2　物理モデルと計算法

図 4–26 に球状粒子充填層の物理モデルを示す．本研究においては，下部伝熱面より等温加熱 (温度 T_h ℃)，上部伝熱面より等温冷却 (温度 T_c ℃) される水平球状粒子充填層 (高さ H m，長さ L m) に，図 4–26 の左方より空気流 (平均空塔流速 u_0 m/s，温度 T_{in} ℃) が与えられる系を対象に，流動抵抗特性と平均熱伝達特性の解析を行う．

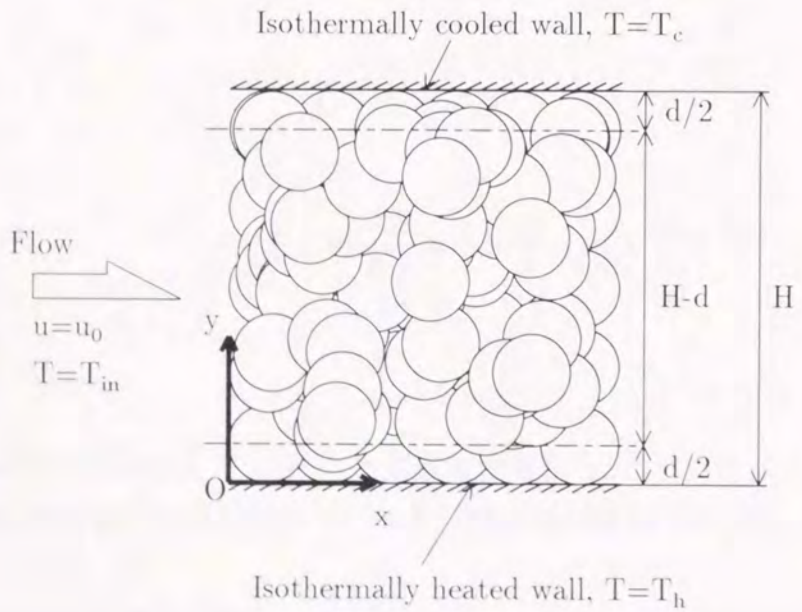


図 4–26　球状粒子充填層の物理モデル

解析に際しては，(1) 発達した流れ状態にある，(2) 自然対流の影響は無視し得る，(3) 壁面上での速度及び温度の滑りはない，(4) 流れ方向の熱伝導項は無視し得る，との仮定を用い，第 4.1.1 項で述べた質量保存の式 (4–47)，運動量の式 (4–48) 及びエネルギ保存の式 (4–49) を，それぞれ次のように簡略化した．なお，各式に対する境界条件も併記してある．

- 質量保存の式：

$$u_0 = \frac{1}{H}\int_0^H u\,dy \tag{4–50}$$

- 運動量の式：

$$-\frac{dP}{dx} + \frac{\mu_f}{\varepsilon}\frac{d^2u}{dy^2} - \frac{\mu_f}{K}u - \frac{\rho_f C}{\sqrt{K}}u^2 = 0 \tag{4–51}$$

境界条件：$y = 0$ 及び $y = H$ で $u = 0$.

- エネルギ保存の式：

$$(\rho c_p)_f u\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y}\left\{(\lambda_e + \lambda^*)\frac{\partial T}{\partial y}\right\} \tag{4–52}$$

境界条件：$x = 0$ で $T = T_{in}$, $y = 0$ で $T = T_h$, $y = H$ で $T = T_c$.

式 (4–51) 及び式 (4–52) に含まれる粒子充填層の諸特性値に関しては，従来の関数形[(4-11),(4-22)]を参考に，次の形にて表されるとする．

$$K = \varepsilon^3 d^2/\{A(1-\varepsilon)\} \tag{4–53}$$

$$C = B/\sqrt{A\varepsilon^3} \tag{4–54}$$

$$\lambda^* = Dd\ell\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}(\rho c_p)_f$$
$$\begin{cases} \ell = y/d & (0 \le y \le d/2) \\ \ell = 1 & (d/2 \le y \le H - d/2) \\ \ell = (H-y)/d & (H - d/2 \le y \le H) \end{cases} \tag{4–55}$$

なお，浸透性 K 及び Forchheimer 係数 C 中に含まれる定数 A, B は，コア領域 ($d/2 \le y \le H - d/2$) に関しては均質な粒子充填層[(4-11)]に等しい $A = 150$, $B = 1.75$ とし，壁近傍領域 ($0 \le y \le d/2$, $H - d/2 \le y \le H$) については後の第 4.2.1.1 項で述べるように，球状粒子一段充填層の実験値に基づいて決定する．また，流体の混合運動による熱伝導率 λ^* 中の定数 D に関しては，後の第 4.2.1.2 項及び第 4.2.2 項にて述べる．

数値解析に際しては，式 (4–51) 及び式 (4–52) を，y 方向についてはコントロールボリューム法により，x 方向には後退差分により離散化した．また，y 方向の計算格子点は，上下の壁近傍領域を各 100 等分，コア領域を 200 等分の合計 400 点 (後述の壁近傍の解析を行う際には 200 点) とし，x 方向には計算領域を 500 等分した．

解析手順としては，まず，質量保存の式 (4–50) 及び運動量の式 (4–51) が同時に満足されるよう，反復計算により空塔流速 u 及び圧力勾配 $-(dP/dx)$ の決定を行う．この際，連続す

表 4-4　球状粒子一段充填層の諸特性

Fluid	Material of particle	Diameter of particle	Length of particle layer	Porosity	Effective Prandtl number
		d	L	ε	Pr_e
Air	Polypropylene	20.1 mm	562 mm	0.404	0.182
Air	Alumina	21.2 mm	562 mm	0.427	0.0425

る 2 回の反復過程における u 及び $-(dP/dx)$ の相対変化量の最大値が, 10^{-6} 以下となった時点をもって解の収束と見なした. 次いで, 得られた空塔速度 u を用いて流体の混合運動による熱伝導率 λ^* の評価を行い, u 及び λ^* の値をエネルギ保存の式 (4-52) に代入し, 温度 T の計算を行った. 粒子充填層入口での一様温度境界条件より計算を開始し, 得られた温度分布を順次用いながら, 下流側へと計算を進行させた. なお, 上述の速度分布及び温度分布の計算には SOR 法を用い, 連続する 2 回の反復過程における計算結果の最大偏差が 10^{-6} 以下となった時点をもって, 解の収束と見なした.

4.2　解析結果及び考察

4.2.1　壁近傍の特性

本項では, 図 4-27 に示される球状粒子一段充填層を, 一様な連続体と見なした解析を行い, 得られた結果と実験結果の比較により, 壁近傍領域におけるモデル定数の決定を行う. 解析に用いた球状粒子一段充填層の概略を表 4-4に示す. なお, 詳細は第 3 節にて述べてある.

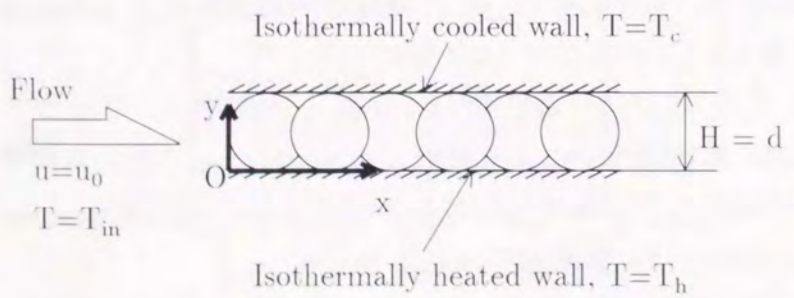


図 4-27　球状粒子一段充填層の物理モデル

4.2.1.1　固体平面壁近傍の流動特性

図 4-28 (a), (b) は, 次式にて定義される球状粒子一段充填層の無次元圧力勾配 F と修正レイノルズ数 Re^* の関係を, それぞれ $\varepsilon = 0.404$ 及び $\varepsilon = 0.427$ について示したものである.

$$F = (-dP/dx)d_e/(\rho_f u_p^2/2) \tag{4-56}$$

$$Re^* = u_p d_e/\nu_f \tag{4-57}$$

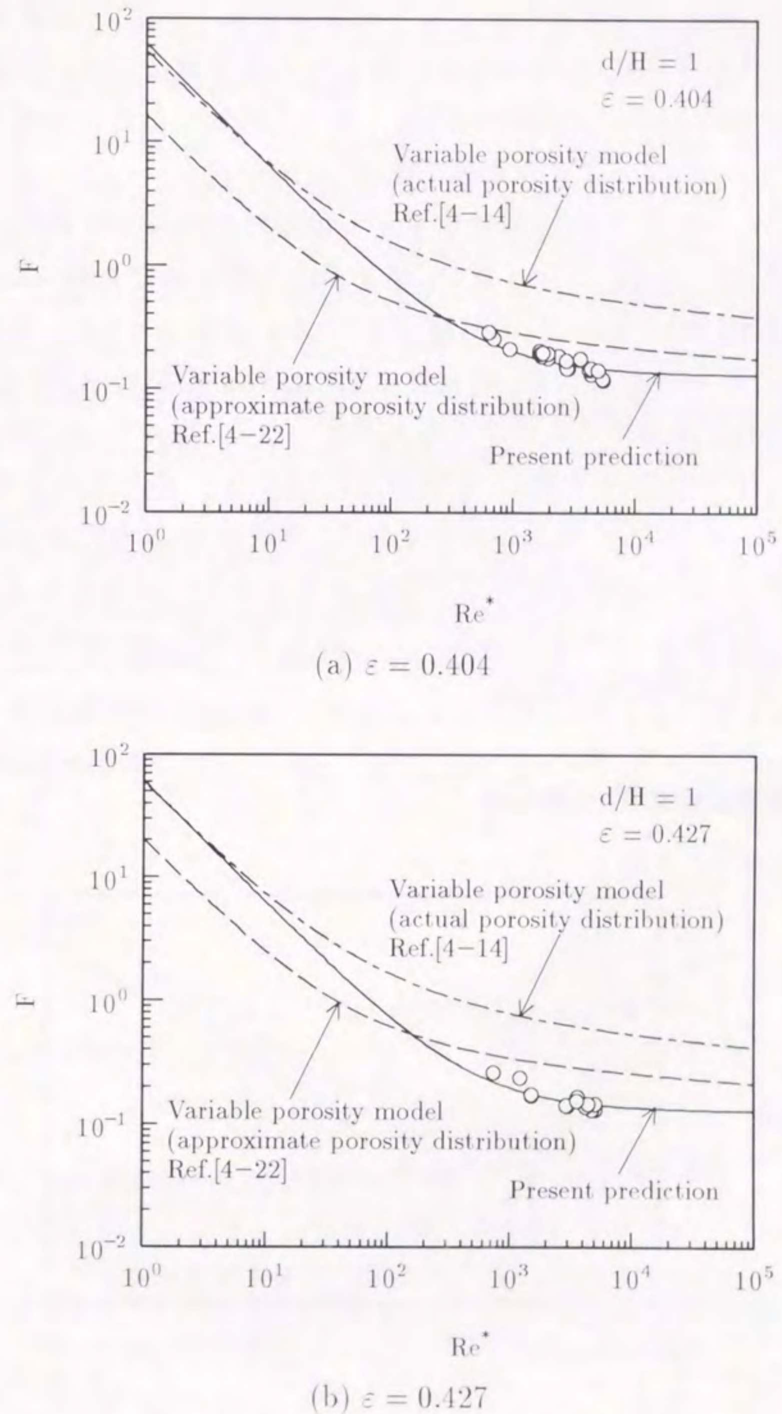


図 4-28　球状粒子一段充填層の圧力損失特性

ここに，$u_p = u_0/\varepsilon$ は空隙内の真の平均流速，$d_e = 2\varepsilon d/\{1+3(1-\varepsilon)\}$ は空隙体積と充填球状粒子及び境界壁面の総濡れ面積より定まる等価直径である．また，図 4–28 (a), (b) 中には，実際の空隙率分布を用いて評価する Kamiuto ら[4-14]の計算法による解析結果を一点鎖線で，空隙率分布の近似曲線を用いて評価する Hsu–Cheng[4-22]の方法による解析結果を破線にて示してある．まず，図 4–28 (a), (b) 中に白丸にて示す球状粒子一段充填層の実験結果と，破線で示す Hsu–Cheng の計算法による F の予測値を比較すると，両者は比較的一致している．しかし，Hsu–Cheng の計算法では壁近傍の空隙率を実際よりも大きく見積もっているため，熱伝達特性の予測に際して不具合を生じる可能性がある．一方，一点鎖線で示す Kamiuto らの計算法による F の予測値は，実験結果に比して大きな値となっている．これは，壁近傍の流動抵抗特性を均質球状粒子充填層に関する値にて評価したためと考えられる．

運動量の式 (4–51) の左辺に含まれる浸透性 $K\ (= \varepsilon^3 d^2/\{A(1-\varepsilon)^2\})$ 及び Forchheimer 係数 $C\ (= B/\sqrt{A\varepsilon^3})$ は，それぞれ充填球状粒子からの粘性抵抗及び形状抵抗を表すパラメータとして物理的解釈がなされている．また，第 2 節及び第 3 節でも明らかにしたように，球状粒子一段充填層に関する無次元圧力勾配 F が小さい値を示すのは，平板状流路壁に沿って球状粒子が整然と配列されるため，壁近傍の流れは粒子充填層内部に比較して滑らかなものとなり，形状抵抗が減少することによると考えられる．従って，本解析においては，粘性の影響を表す K の値を変化させずに，形状抵抗に関する C を均質球状粒子充填層よりも小さい値とするため，K 及び C の式中に含まれる，係数 A には均質球状粒子充填層と同様な $A = 150$ を，係数 B には均質球状粒子充填層よりも小さい値である $B = 0.15$ を用いた．図 4–28 (a), (b) 中の実線は，本解析結果を示しており，球状粒子一段充填層の実験結果の傾向を良好に再現することが理解できる．

4.2.1.2　固体平面壁近傍の熱伝達特性

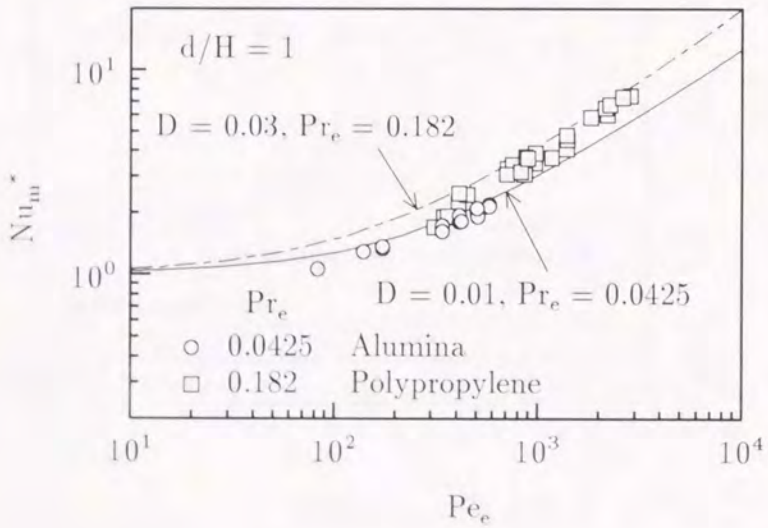


図 4–29　球状粒子一段充填層の熱伝達特性

図 4–29 は，次式にて定義される球状粒子一段充填層に関する平均修正ヌセルト数 Nu_m^* と修正ペクレ数 Pe_e の関係を示したものである．

$$Nu_m^* = (q_{hm} + q_{cm})/(2q_0) \tag{4–58}$$

$$Pe_e = Re\,Pr_e = \frac{u_0 H}{\nu_f} Pr_e \tag{4–59}$$

ここに，q_{hm} 及び q_{cm} はそれぞれ加熱面及び冷却面における平均熱流束，$q_0 = \lambda_e(T_h - T_c)/H$ は熱伝導による熱流束，$Pr_e = (\rho c_p)_f/\lambda_e$ は有効プラントル数，λ_e は有効熱伝導率である．

図 4–29 に示されるように，式 (4–55) に含まれる，流体の混合運動に伴う熱拡散の影響を表す係数 D の値を，アルミナ球粒子充填層 ($Pr_e = 0.0425$) に関しては $D = 0.01$，ポリプロピレン球粒子充填層 ($Pr_e = 0.182$) に関しては $D = 0.03$ と設定することにより，実験データの傾向を良好に再現できることが理解できる．なお，充填球状粒子の種類により係数 D の値が変化する理由に関しては，第 3 章にて明らかにした，流れのない熱伝導状態における球状粒子充填層内の熱流束分布より推測して，次のように説明される．図 4–30 は壁近傍の熱移動状況を模式図を示したものである．充填球状粒子の熱伝導率が周囲流体に近い場合 (図 4–30(a)) には，熱流束はほぼ一様に球状粒子充填層内を流れるが，充填粒子の熱伝導率が周囲流体に比して大きい場合 (図 4–30(b)) には，熱伝導率の大きい充填球状粒子内を流れる熱量割合が増加し，周囲流体中を流れる熱量割合が減少する．このため，熱伝導率の大きいアルミナ球を充填した場合には，流体の混合運動に伴う熱拡散の影響が小さくなったものと考えられる．充填球状粒子と流体の熱伝導率比の影響を表すパラメータとして，粒子充填層の有効熱伝導率と流体の熱伝導率比 λ_e/λ_f を採用し，D を λ_e/λ_f の関数にて表現すると次式のようになる．

$$D = 0.52(\lambda_e/\lambda_f)^{-0.69} \tag{4–60}$$

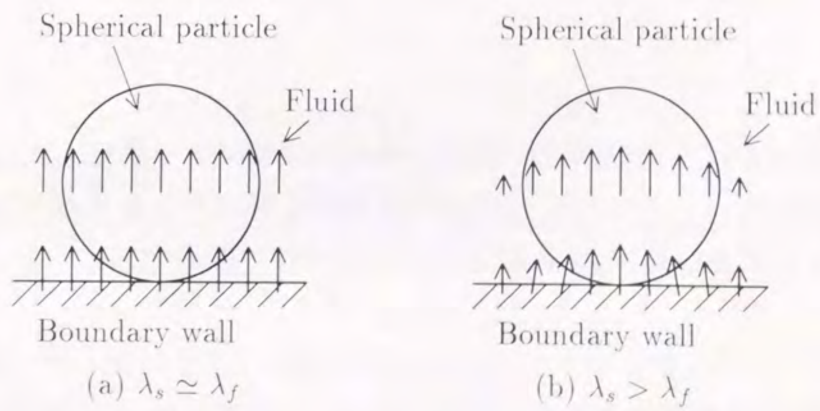


図 4–30　境界壁近傍の熱流束分布

表 4-5　球状粒子充填層の諸特性

Fluid	Material of spherical particle	Diameter of spherical particle	Length of porous layer	Thickness of porous layer	Average porosity	Porosity of core region	Porosity near boundary wall	Effective Prandtl number
		d	L	H	ε_m	ε_c	ε_w	Pr_e
Air	Poly-propylene	9.54 mm	55 mm	562 mm	0.388	0.381	0.423	0.160
Air	Poly-propylene	20.1 mm	55 mm	562 mm	0.395	0.390	0.404	0.143
Air	Alumina	10.1 mm	55 mm	562 mm	0.379	0.366	0.437	0.0582
Air	Alumina	21.2 mm	38.5 mm	562 mm	0.418	0.407	0.427	0.475
Air	Alumina	21.2 mm	55 mm	562 mm	0.417	0.411	0.427	0.558

4.2.2　球状粒子多段充填層の流動及び伝熱特性の解析

本項では，壁面より $d/2$ 以上離れたコア領域の特性を従来の相関式にて，壁面より $d/2$ 以内の壁近傍領域に対しては前項で導いたパラメータを用い，それぞれの領域にて一様な特性を仮定した場合の，球状粒子多段充填層の流動及び伝熱特性の解析を試みる．

表 4-5 は，解析に用いた球状粒子充填層の諸特性をまとめたものである (詳細は第 2 節及び第 3 節に記載)．表 4-5 中の ε_w 及び ε_c は，それぞれ壁近傍領域及びコア領域における空隙率である．なお，本解析においては，式 (4-53) ～ 式 (4-55) 中のパラメータ A, B, D は，コア領域及び壁近傍領域でそれぞれ次のように設定している．

- コア領域 ($d/2 \leq y \leq H - d/2$)

$$\begin{cases} A = 150 \\ B = 1.75 \\ D = 0.52(\lambda_e/\lambda_f)^{-0.69} \end{cases} \tag{4-61}$$

- 壁近傍領域 ($0 \leq y \leq d/2,\ H - d/2 \leq y \leq H$)

$$\begin{cases} A = 150 \\ B = 0.15 \\ D = 0.52(\lambda_e/\lambda_f)^{-0.69} \end{cases} \tag{4-62}$$

ここで，コア領域における定数 D は，実験結果との比較により決定したものである．また，第 3 節にて示したように，球状粒子充填層の有効熱伝導率に与える粒子充填段数の影響は小さいことより，有効熱伝導率 λ_e は壁近傍領域及びコア領域で等しいとして解析を行っている．

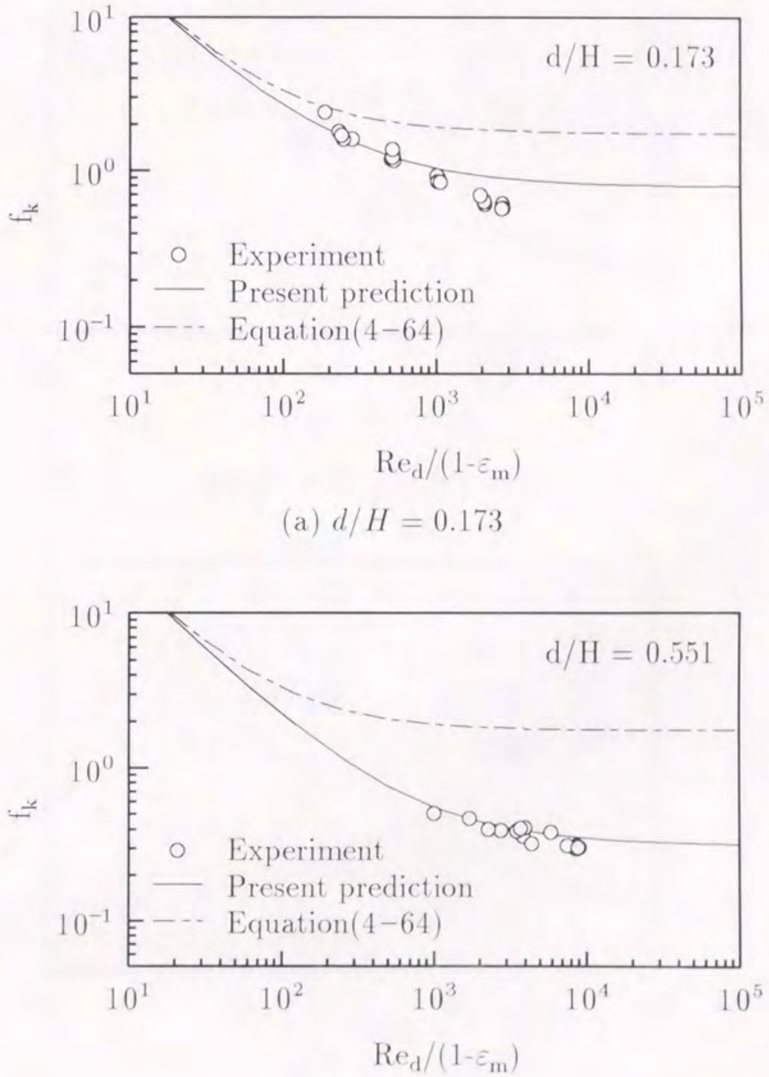
図 4-31(a), (b) は，それぞれ $d/H = 0.173$ 及び $d/H = 0.551$ に関して，球状粒子多段充填層の圧力損失特性の実験値と本解析結果の比較を，均質球状粒子充填層の圧力損失特性に関するパラメータ(4-11)である，f_k と $Re_d/(1-\varepsilon_m)$ の関係にて示したものである．ここに，

$$\left.\begin{aligned} f_k &= (-dP/dx)\varepsilon_m^3 d/\{\rho_f u_0^3(1-\varepsilon_m)\} \\ Re_d &= u_0 d/\nu_f \\ \varepsilon_m &= \{\varepsilon_w d + \varepsilon_c(H-d)\}/H \end{aligned}\right\} \tag{4-63}$$

である．また，図 4-31 中には，均質球状粒子充填層の圧力損失に関する次式(4-11)も参考のために併記してある．

$$f_k = \frac{150}{Re_d/(1-\varepsilon_m)} + 1.75 \tag{4-64}$$

図 4-31 (a), (b) のいずれの d/H に関しても，本解析結果は実験結果に良く一致しており，本モデルにより球状粒子充填層のチャンネリング効果 (固体壁近傍への流れの偏り) を良好に再現できることが理解できる．



(a) $d/H = 0.173$

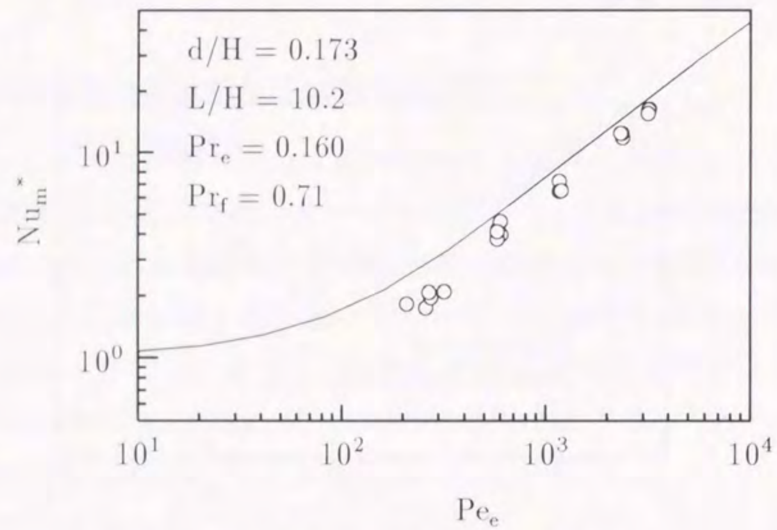
(b) $d/H = 0.551$

図 4-31　球状粒子充填層の圧力損失特性

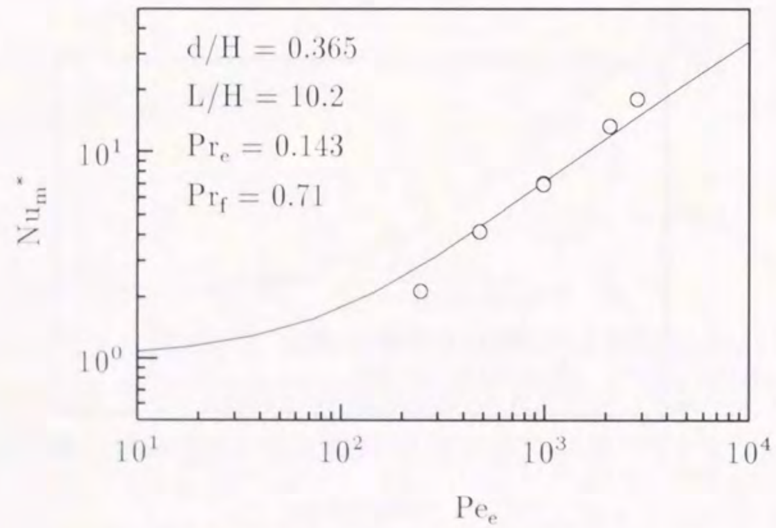
図 4–32 (a), (b) 及び図 4–33 (a), (b) は種々の d/H 及び Pr_e に関して, 熱伝達特性に関する本解析結果と実験結果の比較を行ったものである. なお, 図の縦軸及び横軸の平均修正ヌセルト数 Nu_m^* 及び修正ペクレ数 Pe_e は, 前述の球状粒子一段充填層と同様に式 (4–58) 及び式 (4–59) にて定義されている.

図 4–32, 図 4–33 において, いずれの d/H 及び Pr_e に関しても, 実線にて示す本解析結果は実験結果と良く一致していることが理解できる.

以上においては, 種々の材質及び直径の球状粒子からなる球状粒子充填層に, 空気流を与えた場合の実験結果と本解析結果との比較を行ったが, 以下本文においては, Schroeder ら[4-23]の実験結果との比較を行い, 本解析法がガラス球充填粒子層に水流を与えた場合に



(a) $d/H = 0.173$, $Pr_e = 0.160$



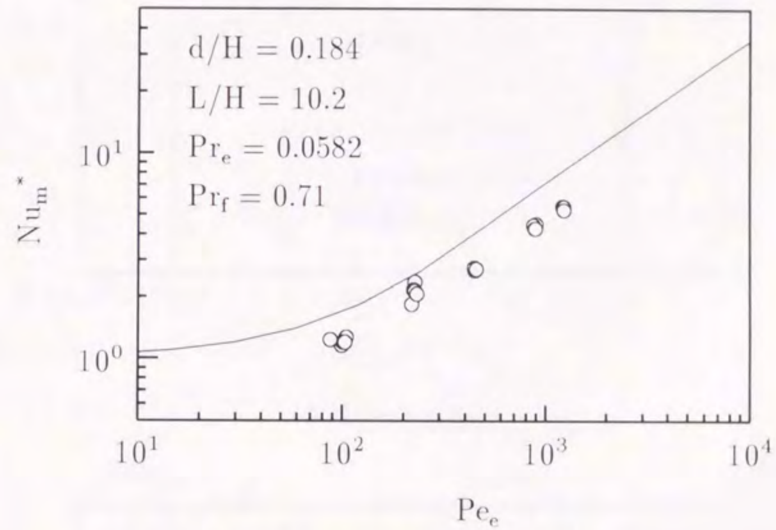
(b) $d/H = 0.365$, $Pr_e = 0.143$

図 4–32　球状粒子充填層の熱伝達特性, ポリプロピレン

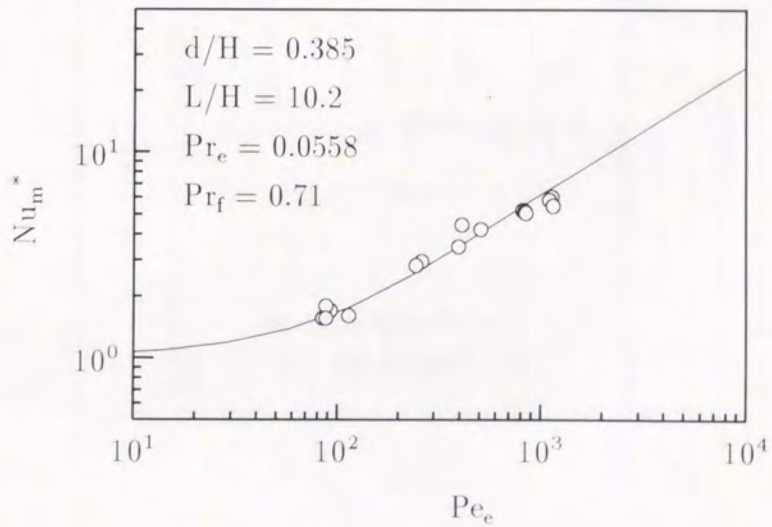
対しても適用可能かどうかの検討を行う. なお, 解析に際しては, 水とガラスの熱伝導率がほぼ等しいことより, $\lambda_e = \lambda_f$ $(Pr_e = Pr_f = 5.0)$ とした. また, 壁近傍領域の空隙率 ε_w 及びコア領域の空隙率 ε_c は, Benenati–Brosilow[4-21]の空隙率分布の実測値を参考に, それぞれ $\varepsilon_w = 0.5$ 及び $\varepsilon_c = 0.4$ とした.

図 4–34 及び図 4–35 は, それぞれ直径 $d = 9.3$ mm 及び 1.9 mm のガラス球充填層に, 水流を与えた場合の温度分布の実測値[4-23] (図 4–34, 図 4–35 中の記号 ○) と本解析結果を比較したものである. 参考のため, 図 4–34 (a), 図 4–35(b) には, Hsu–Cheng[4-22] らの解析結果も破線にて併記してある.

図 4–34, 図 4–35において, いずれの d/H 及び Re 数に関しても, 実線にて示される本解析



(a) $d/H = 0.184$, $Pr_e = 0.0582$

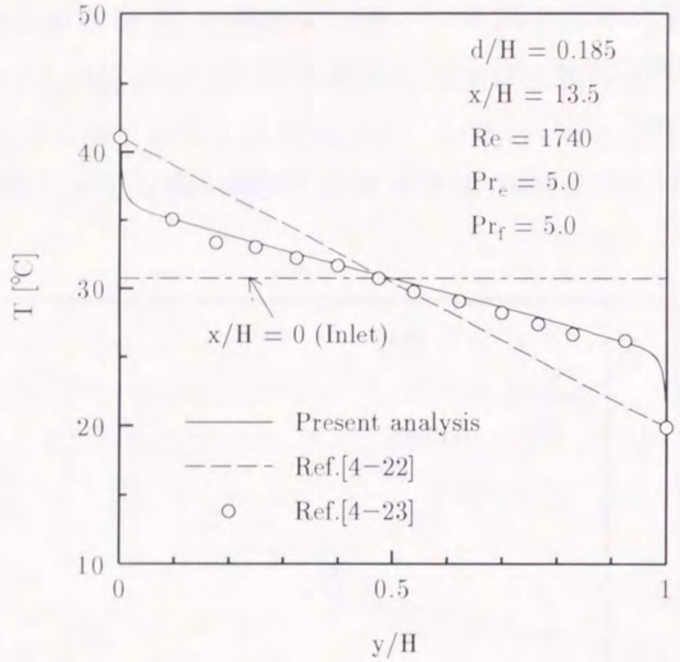


(b) $d/H = 0.385$, $Pr_e = 0.0558$

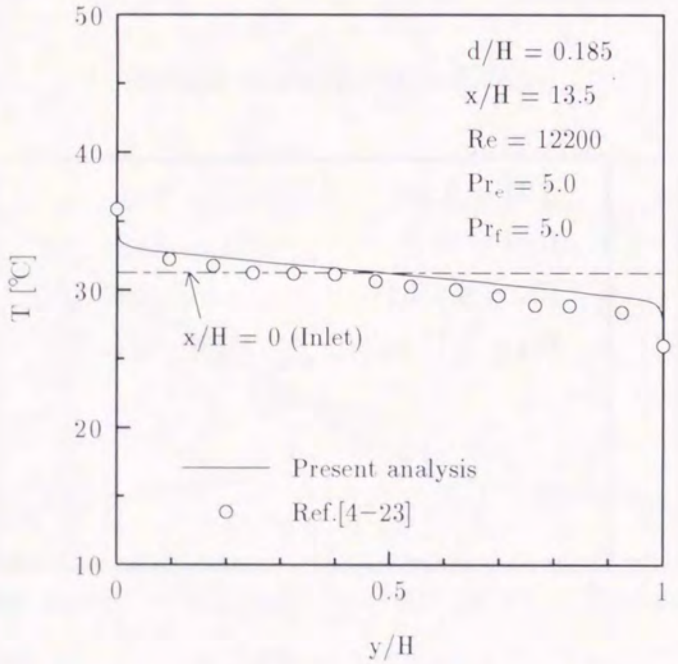
図 4–33　球状粒子充填層の熱伝達特性, アルミナ

結果は実験結果に非常に良く一致していることより，水–ガラス系の球状粒子充填層に関しても本解析法が有効であると言えよう．また，本解析結果は，Hsu–Cheng の解[4-22]に比較して，実験値の壁近傍での急激な温度変化傾向を良好に予測できることが理解できる．

以上に述べた実験結果と解析結果の比較より，本モデルは以下の範囲において適用可能



(a) $Re = 1740$

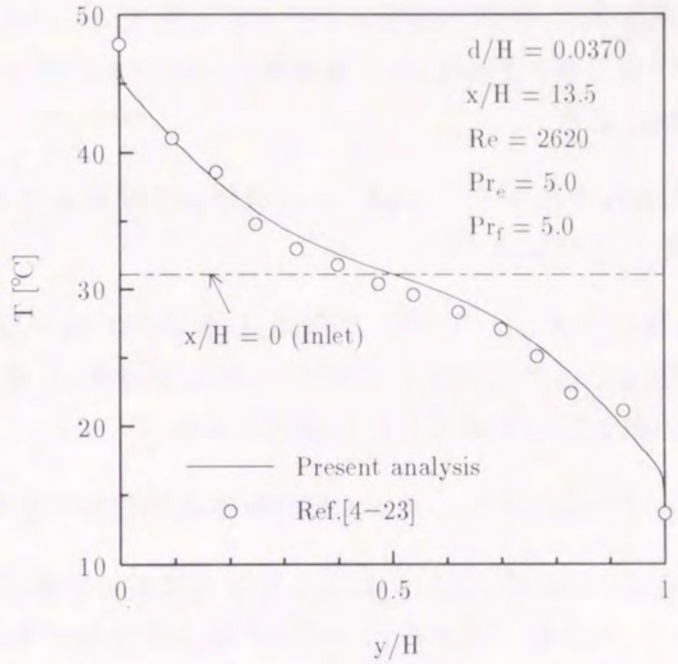


(b) $Re = 12200$

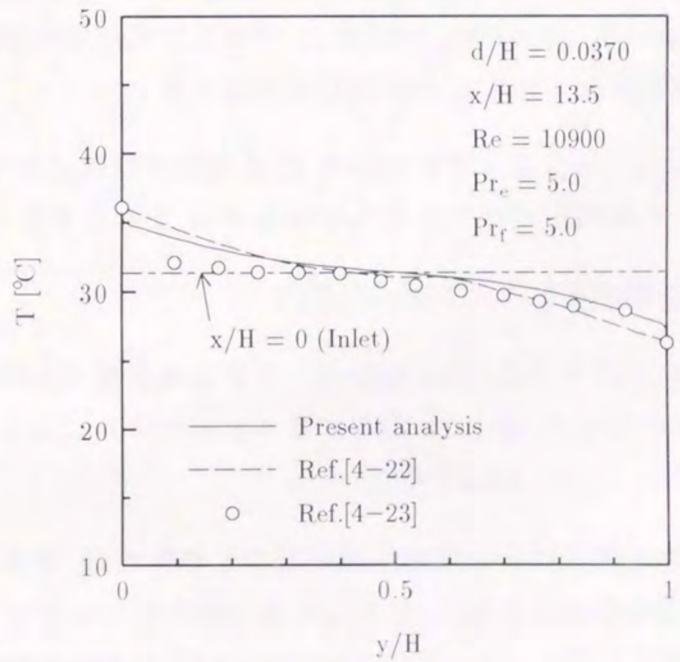
図 4–34　ガラス球充填層内の温度分布，$d/H = 0.185$ ($d = 9.3$ mm)

と考えられる．

$$\begin{cases} d = 1.9 \sim 21.2 \text{ mm}, & Pr_e = 0.0425 \sim 5.0 \\ Pr_f = 0.71 \sim 5.0, & Pe_e = 83 \sim 6.1 \times 10^4 \end{cases}$$



(a) $Re = 2620$



(b) $Re = 10900$

図 4–35　ガラス球充填層内の温度分布，$d/H = 0.370$ ($d = 1.9$ mm)

第5節　本章のまとめ

矩形流路寸法に比較して相対的に直径の大きな球状粒子を充填した水平球状粒子充填層の対流熱伝達に関する実験を，種々の充填球状粒子直径，流路高さ及び充填球状粒子熱伝導率について行い，以下の結論を得た．

(1) 伝熱面からの伝達熱量は，充填球状粒子の存在により生じる流体混合による熱拡散の影響を大きく受けるため，全体的には，流体混合の影響を無視して求めた解析解よりも大きくなる傾向にある．

(2) 一方，壁近傍の大きな空隙率をもつ領域では流体混合が減衰するため，伝熱面よりの熱伝達を抑止することが判明した．

(3) 上記 (1),(2) の影響が干渉し合うため，空気流速，充填球状粒子及び伝熱面長さを変化させた場合には複雑な伝熱挙動を呈するが，この伝熱挙動は，壁近傍の不均質領域と温度境界層厚さの相対的な大きさにより説明できる．

(4) 球状粒子充填層の有効熱伝導率に及ぼす球状粒子充填段数の影響は小さい．

(5) 球状粒子一段充填層の流動抵抗は，均質球状粒子充填層の流動抵抗に比して著しく小さな値となる．また，球状粒子を多段に充填した場合の流動特性は，球状粒子一段充填層の流動特性と均質球状粒子充填層の流動特性との組合せにより評価できる．

(6) 高空気流速条件においては充填球状粒子の熱伝導率の影響が減少する．また，この様な条件における伝熱壁近傍の熱伝達特性は，平板上の乱流境界層に比較して良好となるが，両者は類似な挙動を示すことが明らかとなった．

(7) 空塔流速を一定にし，球状粒子充填層厚さ H と充填球状粒子直径 d の比 d/H を種々変化させた場合，平均熱伝達特性が最大となる d/H が存在する．

(8) 平均熱伝達特性に関する無次元整理式を得た．

さらに，上述の実験結果に基づき，固体境界壁に接する球状粒子充填層の流動及び伝熱特性の数値解析法の提案を行った．そして，提案する本解析モデルによる予測値と種々の実験結果との比較検討を行い，以下の結論を得た．

(9) 固体境界壁に接する球状粒子充填層の流動及び伝熱特性は，壁面より充填球状粒子直径の2分の1までの壁近傍領域と，壁面より充填球状粒子直径の2分の1以上離れたコア領域の二領域に分割し，それぞれの領域における各種特性値を一定とした解析により予測可能である．

(10) 壁近傍領域の流動特性に関する球状粒子充填層モデルのパラメータの評価を行った．

(11) 流体の混合運動に伴う熱拡散の影響は，充填球状粒子と流体の熱伝導率比が小さくなるにつれ顕著となる．また，流体の混合運動に伴う熱拡散の影響に関する定式化も行った．

(12) 多数の実験結果との比較より，本解析法が種々の球状粒子充填層について適用可能であることが明らかとなった．

参考文献

(4-1) 木村, 他 2 名, 化学工学, 19-2 (昭 30), 397.

(4-2) 国井, 熱的単位操作 (上), (1976), 148, 丸善.

(4-3) Vafai, K., 他 2 名, Trans. ASME, Ser. C, 107 (1985), 642.

(4-4) Cheng, P. and Hsu, C. T., Int. J. Heat Mass Transf., 29 (1986), 1843.

(4-5) Renken, K. J. and Poulikakos, D., Int. J. Heat Mass Transf., 31 (1988), 1399.

(4-6) Hunt, M. L. and Tien, C. L., Trans. ASME, Ser.C, 110 (1988), 378.

(4-7) Chou, F. C., 他 2 名, Int. J. Heat Mass Transf., 35 (1992), 195.

(4-8) Inaba, H. and Seki, N., Warme- und Stoffubertragung, 16 (1982), 209.

(4-9) Kunii, D. and Smith, J. M., AIChE J., 6 (1960), 71.

(4-10) 粕渕, 農業気象, 29 (1973), 201.

(4-11) Ergun, S., Chem. Engng. Prog., 48 (1952), 89.

(4-12) 稲葉, 福田, 機論, 51-470, (昭 60), 3183.

(4-13) 西川, 藤田, 伝熱学, (1985), 86, 理工学社.

(4-14) Kamiuto, K., 他 2 名, Numerical Heat Transfer, Part A, 23 (1993), 433.

(4-15) Hsu, C. T. and Cheng, P., Int. J. Heat Mass Transf., 33 (1990), 1587.

(4-16) Rohsenow, W. M., et al., Handbook of Heat Transfer Applications, 2 nd Ed., (1985), 6–14, McGraw-Hill.

(4-17) Wakao, N. and Kato, K., J. Chem. Engng. Japan, 2-1 (1969), 24.

(4-18) Johnson, H. A. and Rubesin, M. W., Trans. ASME, 71-5 (1949), 447.

(4-19) 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.

(4-20) 甲藤, 増岡, 機論, 32-243 (1966), 1708.

(4-21) Benenati and Brosilow, A.I.Ch.E. J., 8-3 (1962), 359.

(4-22) Hsu, C. T. and Cheng, P., Int. J. Heat Mass Transf., 33 (1990), 1587.

(4-23) Schroeder, K. J., Renz, U. and Elegeta, K., Forschungsberichte des Landes Nodrhein-Westfalen No. 3037 (1981).

本章で使用された記号

A	: 定数	
B	: 定数	
c_{pf}	: 流体の比熱	[J/(kg·K)]
C	: Forchheimer 係数	
d	: 充填球状粒子直径	[m]
d_e	: 多孔質空隙寸法に基づく等価直径	[m]
D	: 係数	
D_e	: 等価直径	[m]
f_k	: 均質球状粒子充填層に関する無次元圧力勾配	
F	: 無次元圧力勾配	[Pa/m]
h	: 熱伝達係数	[W/(m²·K)]
H	: 矩形流路高さ	[m]
K	: 浸透性	[m²]
L	: 矩形流路長さ; または第 n 小区間出口までの距離	[m]
Nu	: ヌセルト数	
Nu^*	: 修正ヌセルト数	
Nu^*_m	: 平均修正ヌセルト数	
M	: 空気質量流量	[kg/s]
P	: 圧力	[Pa]
Pe	: ペクレ数	
Pe_e	: 修正ペクレ数	
Pr	: プラントル数	
q	: 熱流束	[W/m²]
Re	: レイノルズ数	
Re^*	: レイノルズ数 (式 (4–57))	
Re_d	: レイノルズ数	
Re_H	: レイノルズ数	
T	: 温度	[K]
u	: 局所空塔流速	[m/s]
u_0	: 平均空塔流速	[m/s]
W	: 矩形流路幅	[m]
x	: 試験部入り口からの主流方向距離	[m]

y	: 加熱面から冷却面方向への法線方向距離	[m]

ギリシャ文字

ε	: 空隙率	
θ	: 無次元温度	
λ	: 熱伝導率	
μ	: 粘性係数	[Pa·s]
ν	: 動粘性係数	[m^2/s]
ρ	: 密度	[kg/m^3]

添字

0	: 対流の無い場合
a	: 空気
b	: 冷媒
c	: 冷却面または球状粒子充填層中央部
d	: 充填球状粒子直径基準
e	: 有効
f	: 流体
h	: 加熱面
in	: 試験部入口
j	: 第 j 小区間 ($j = 1, \cdots, 5$)
jin	: 第 j 区間入り口
$jout$	: 第 j 区間出口
m	: 平均
n	: 試験部入り口から第 n 小区間 ($n = 1, \cdots, 5$) 出口までの平均
s	: 充填球状粒子
w	: 壁面近傍
$*$	: 修正無次元数または見掛け

第 5 章

流体層に接する多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性

第 1 節　緒言

本章においては, 流体層に接する多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性の解明を目的に, 球状粒子を充填した上部開放矩形くぼみ底面から, くぼみ上部を流動する空気流への熱伝達現象を実験的に検討する. 実験に際しては, くぼみ長さ, くぼみ深さ, 充填球状粒子直径, 充填球状粒子の熱伝導率及び加熱面と主流空気の温度差を種々に変化させ, これらの因子が熱伝達に及ぼす効果を定量的に評価するとともに, 流れの可視化実験も行い, 流れ挙動と熱伝達の相関についても明らかにする. 特に, 最も基本的な多孔質モデルと考えられる, 球状粒子一段充填層を対象とした実験を詳細に行うことにより, 流体と多孔質層との界面で生じる種々の現象とその定量的評価を行う.

第 2 節　球状粒子を一段充填した上部開放矩形くぼみの共存対流熱伝達

本節では, 最も基本的な多孔質モデルと考えられる球状粒子一段充填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及び自然共存熱伝達特性に及ぼす空気流速, 加熱面 - 主流空気温度差及び充填球状粒子熱物性の影響について検討を行う. なお, 充填球状粒子の熱物性に関しては, 熱伝導率の大きな球状粒子による拡大伝熱面 (熱交換性能) の効果そして熱伝導率の小さな球状粒子による伝熱抑制 (断熱性能) の効果も検討する. さらに, くぼみ深さを浅くして粒子充填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充填層に衝突及び分岐させ, くぼみ深さと充填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い, 最終的には, 上記の諸因子の効果を考慮した無次元整理式の導出を試みる. また, 均質多孔質モデルを用いた数値解析も行い, その解析結果と本実験結果の比較より, 従来のモデルの問題点に関しても検討を行う.

2.1　均質多孔質モデルによる数値解析

図 5-1 に, 本数値解析にて対象とした物理モデルを示す. 後述の第 2.2 項で述べるように, 本実験ではくぼみ内に充填された球状粒子充填層の対流熱伝達を扱うが, ここでは解析

の簡単のため，図5-1に示されるように，間隔 $H+D$ に保たれた二水平平板間流路の下部に，厚さ δ の多孔質層が設置されており，流路下面の $x=0\sim L$ の区間が等熱流束加熱されていると考える．ここで，H は後述の実験装置における空気流路高さ，D はくぼみ深さである．さらに，解析の簡略化のため，以下の仮定を採用する．(1) 流れ及び温度場は二次元的である．(2) 流れは十分に発達した状態にある．(3) 物性値の温度依存性は無視し得る．(4) 多孔質層は均質である．(5) 空気流は層流である．

速度場及び温度場の解析には，次式の運動量の式及びエネルギ保存の式を用いた．また，Kim ら(5-1)手法を参考に，各基礎式中の特性値の評価は，流体中では空気の特性値により，多孔質中では多孔質層の値により行うことで，境界条件を用いることなく各基礎式の解析を行った．なおこの手法は，流体層と多孔質層の境界における各種物理量の連続条件を用いることと等価である．

- 運動量の式：

$$-\frac{dP}{dx}+\frac{\mu_f}{\varepsilon}\frac{d^2u}{dy^2}-\frac{\mu_f}{K}u-\frac{\rho_f C}{\sqrt{K}}u^2=0 \tag{5-1}$$

境界条件：$y=0$ 及び $y=H+D$ で $u=0$.

- エネルギ保存の式：

$$(\rho c_p)_f u\frac{\partial T}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_e\frac{\partial T}{\partial y}\right) \tag{5-2}$$

境界条件：$x=0$ で $T=T_a$, $y=0$ で $\partial T/\partial y=-q/\lambda_e$, $y=H$ で $\partial T/\partial y=0$.

数値解析に際しては，式(5-1)及び式(5-2)を，y 方向についてはコントロールボリューム法により，x 方向には後退差分により離散化した．また，y 方向には100の計算格子点(内20点は多孔質層)を設定し，x 方向には計算領域を100等分した．

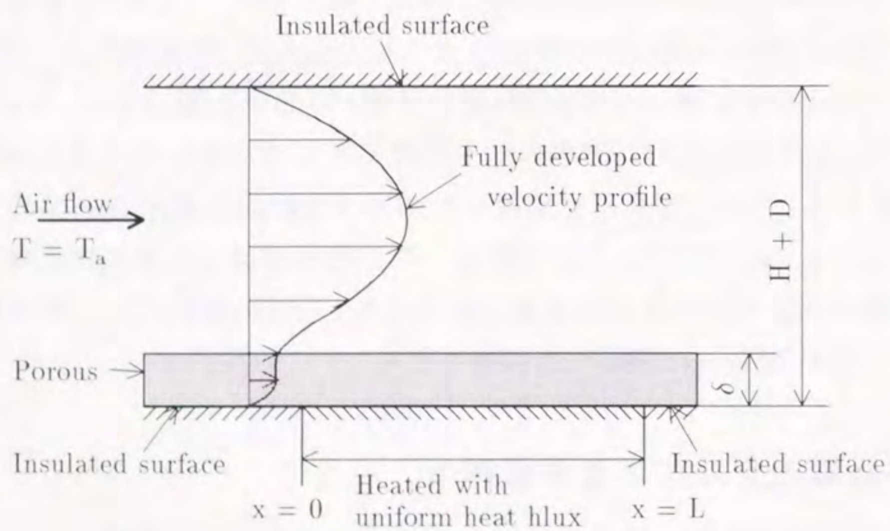


図5-1 物理モデル

解析手順としては，まず，圧力勾配 dP/dx を計算条件として設定し，運動量の式(4-51)が満足されるよう，反復計算により速度分布の決定を行う．この際，連続する2回の反復過程における u の相対変化量の最大値が，10^{-6} 以下となった時点をもって解の収束と見なした．次いで，得られた速度分布を用いてエネルギ保存の式(4-52)を用いた温度場の解析を開始する．入口での一様温度境界条件より計算を開始し，得られた温度分布を順次用いながら，下流側へと計算を進行させた．なお，上述の速度分布及び温度分布の計算にはSOR法を用い，連続する2回の反復過程における計算結果の最大偏差が 10^{-6} 以下となった時点をもって解の収束と見なした．

2.2 実験装置及び方法

2.2.1 実験装置及び方法

図5-2に実験装置の概略を示す．装置は全長5830 mm，断面寸法 $H=100$ mm (高さ) × $W=400$ mm (幅) (等価直径160 mm) 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3800 mm (風洞等価直径の約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5-3に試験部の詳細を示す．試験部は長さ $L=90$ mm × 奥行き $W=400$ mm × 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80μmのアルミニウム箔(放射率 $\xi=0.1$)が貼り付けられており，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のみ充填されている．充填球状粒子の諸特性を表5-1に示す．充填球状粒子には，直径 d のほぼ等しく ($d=9.90$ mm ~ 10.2 mm)，そ

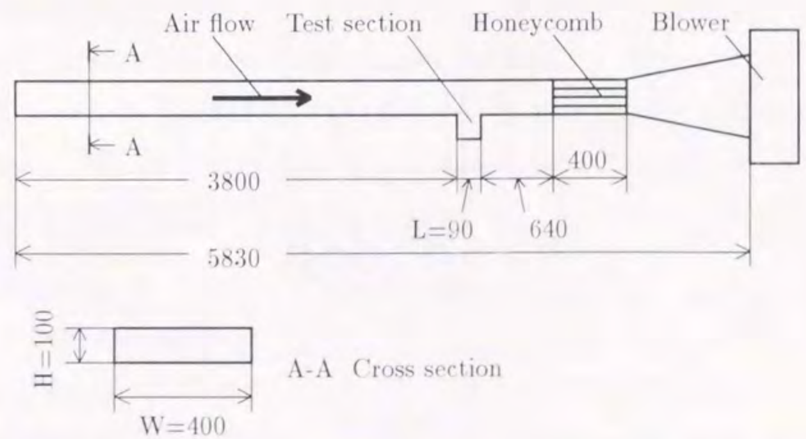
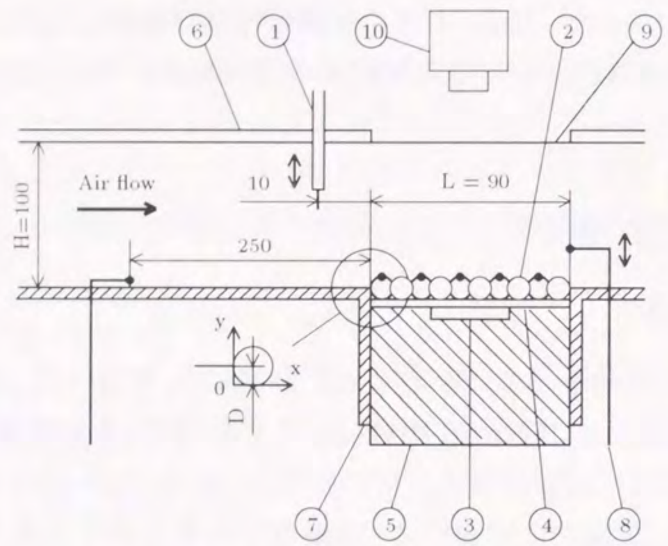


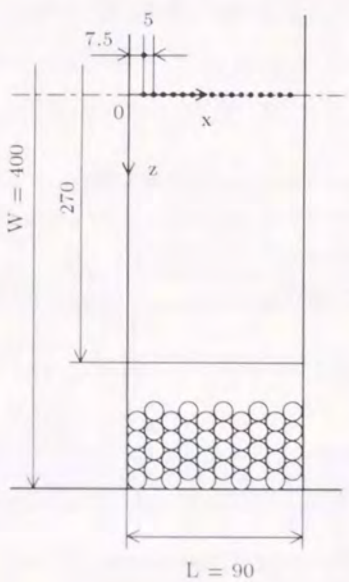
図5-2 実験装置の概略

してそれぞれ熱伝導率 λ_s の異なる，アルミナ球，ガラス球及びポリプロピレン球を用いた．充填球状粒子直径 d は，総充填球状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，本実験に使用した球状粒子は電子天秤による質量測定に基づき選別さ



① Hot wire anemometer　⑦ Bakelite plate
② Spherical particles　⑧ Traversing thermocouple
③ Heat flow sensor　⑨ Sight glass
④ Electric film heater　⑩ Infrared camera
⑤ Insulating material　• Thermocouple
⑥ Acrylic plate

(a) 垂直断面図



(b) 平面図

図 5-3 試験部の詳細

表 5-1 充填球状粒子の詳細

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

れたもので，球状粒子直径の最大偏差は ± 1.33 % 以内である．

流入空気温度 T_a 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⑧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 $x = 7.5, 12.5, 17.5, \cdots, 82.5$ mm の 5 mm 間隔 16 ヶ所にて行った．ポリプロピレン球状粒子充填層に関しては，図 5-3(a) に示す主流方向の 5 ヶ所に配置した充填球状粒子の頂点にて充填球状粒子表面温度 T_p の測定を行った．上述の全ての温度測定は素線径 0.1 mm 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 0.01 K の標準温度計を用いて検定されており，その測定精度は ± 0.1 K 以内と推定される．赤外線映像装置⑩による粒子充填層表面温度測定は，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 μm) 製の観察窓⑨を通して行った．

風洞中心 ($Z = 0$ mm) における y 方向の空気流速分布の測定は，くぼみ上流 10 mm 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，実験データの採取及び記録を行った．

本研究では，くぼみ長さ L 及び充填球状粒子直径 d を固定した条件にて ($L = 90$ mm, $d = 9.90 \sim 10.2$ mm)，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
充填球状粒子熱伝導率	: $\lambda_s = 0.210 \sim 21.0$ W/(m·K)
加熱条件 (等熱流束)	: $q = 63.3 \sim 2.17 \times 10^3$ W/m^2

2.2.2 実験結果の整理法

加熱面から球状粒子充填層及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 及び平均熱伝達係数 h_m は次式により算出した．

$$h = q/(T_w - T_a) \tag{5-3}$$

$$h_m = q/\Delta T_m \tag{5-4}$$

ここに，q は熱流束，$\Delta T_m = T_{wm} - T_a$，$T_a$ は流入空気温度，T_w は伝熱面温度，T_{wm} 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 (球状粒子未充填時には，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_e，レイノルズ数 Re 及びグラスホフ数 Gr は次式により定義した．

$$Nu_e = h_m L/\lambda_e \tag{5-5}$$

$$Re = uL/\nu \tag{5-6}$$

$$Gr = g\beta \Delta T_m L^3/\nu^2 \tag{5-7}$$

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 10 mm，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_e は球状粒子充填層の有効熱伝導率で，その詳細については後述の 2.3.2 節で述べる．なお，球状粒子を充填しない場合には，式 (5-5) 右辺分母の λ_e には空気の熱伝導率 λ_f を用いた．

球状粒子充填層の有効プラントル数 Pr_e は次式により求めた．

$$Pr_e = c_{pf}\mu_f/\lambda_e \tag{5-8}$$

なお，体膨張係数 β は流入空気温度 T_a における値で評価し(5-2)，β 以外の諸物性値は膜温度 $(T_{wm} + T_a)/2$ における値にて評価した．

2.3 実験結果及び考察

2.3.1 実験装置の特性

球状粒子充填層に関する実験に先だって，本実験装置の流動及び伝熱特性を検討するため，球状粒子未充填，くぼみ無し (くぼみ深さ $D = 0mm$，平板状態) の条件にて対流伝熱実験を行った．

表 5-2 境界層の流れ状態

Velocity u [m/s]	Displacement thickness δ_1 [mm]	Shape factor H_{12}	Re	Flow
0.16	9.47	2.15	9.42×10^2	Transient
0.29	7.12	1.97	1.67×10^3	Transient
0.64	6.83	1.60	3.68×10^3	Transient
1.51	5.06	1.46	8.87×10^3	Turbulent
2.45	4.03	1.44	1.38×10^4	Turbulent

表 5-2 に，試験部上流 10 mm における境界層の特性を示す．なお，表 5-2 中の流動状態は，速度分布の形状係数 H_{12} により判定(5-3)したものである．表 5-2 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 5-4 は，伝熱測定結果をヌセルト数 Nu_0 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(5-4)を破線にて併記してある．

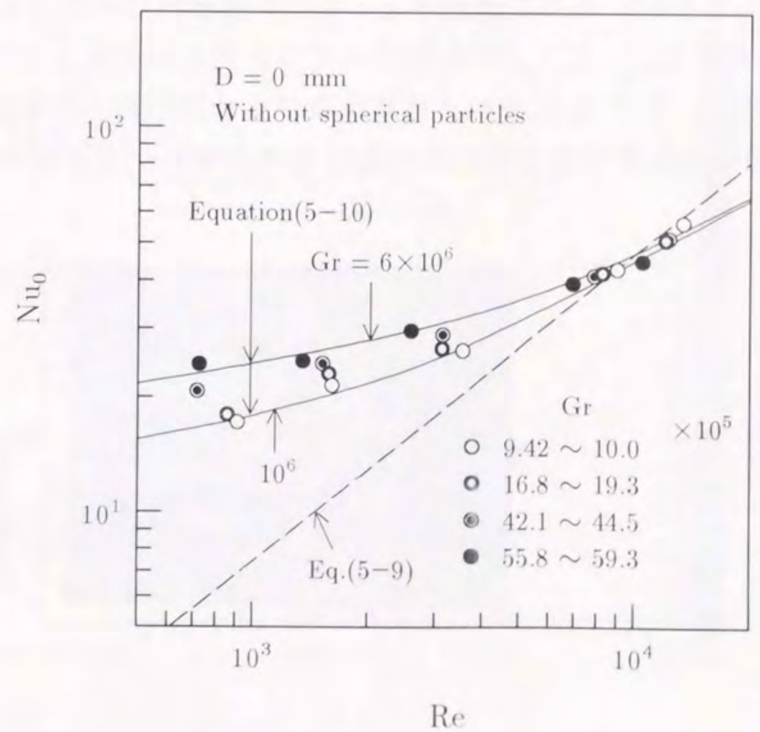


図 5-4 球状粒子未充填，$D = 0$ mm における測定結果

$$Nu_0 = 0.037 Pr_f^{2/3} Re^{4/5} \tag{5-9}$$

図 5-4 において，境界層が乱流となる $Re > 6000$ では，Nu_0 数の本測定値は式 (5-9) 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，$Re < 4000$ においては，Nu_0 数の測定値は式 (5-9) 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 (5-9) 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．後述の球状粒子充填層に関する実験結果を評価する基準として，球状粒子未充填，$D = 0$ mm の結果を平均偏差 ± 3.3 % で整理する式 (5-10) を最小二乗法により得た．

$$Nu_0 = 0.35 Re^{0.55} Pr_f^{2/3} (1 + 5.6 Gr/Re^2)^{0.19} \tag{5-10}$$

適用範囲：$7 \times 10^2 < Re < 1.5 \times 10^4$, $9 \times 10^5 < Gr < 6 \times 10^6$

2.3.2　球状粒子一段充填層の有効熱伝導率

球状粒子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，球状粒子一段充填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，球状粒子一段充填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 1 mm) にて水平に挟み込む構造で，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，ヒータ及び銅製冷却面の表面にはアルミニウム箔 (厚さ 80 μm, 放射率 $\xi = 0.1$) が貼り付けられている．

図 5-5 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 は粒子充填層の有効熱伝導率，λ_f 及び λ_s はそれぞれ空気及び充填球状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有効熱伝導率に関する Wakao–Kato の数値

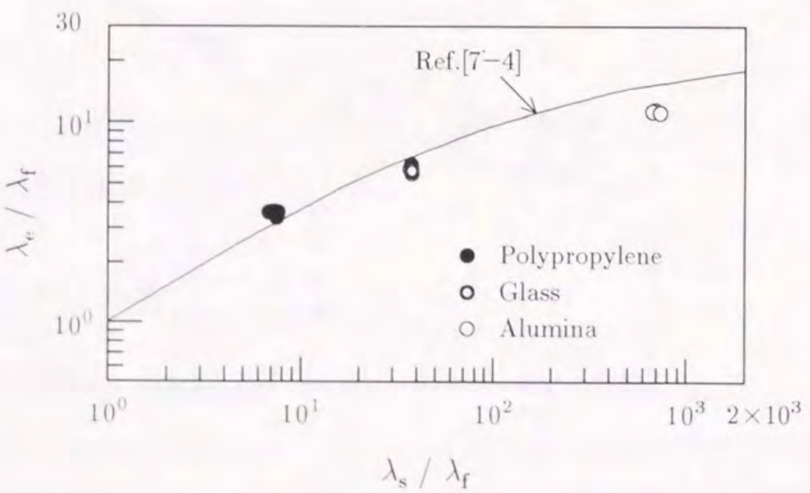


図 5–5　有効熱伝導率

計算結果(5-5)を示したものである．図 5-5 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，本測定値及び計算結果ともに，充填球状粒子の熱伝導率比 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，その増加割合は充填球状粒子の熱伝導率比 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，第 3 章の結果に基づき以下のように説明される．粒子充填層内における熱流は，固体充填球状粒子内及び流体層内を複雑に伝播しており，当然のことながら，固体充填球状粒子内を伝わる熱流は固体充填球状粒子の熱伝導率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，充填球状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，充填球状粒子の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．

2.3.3　粒子充填層表面温度分布

粒子充填層における熱移動現象は，前項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充填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，充分な表面温度情報が得られない可能性がある．本

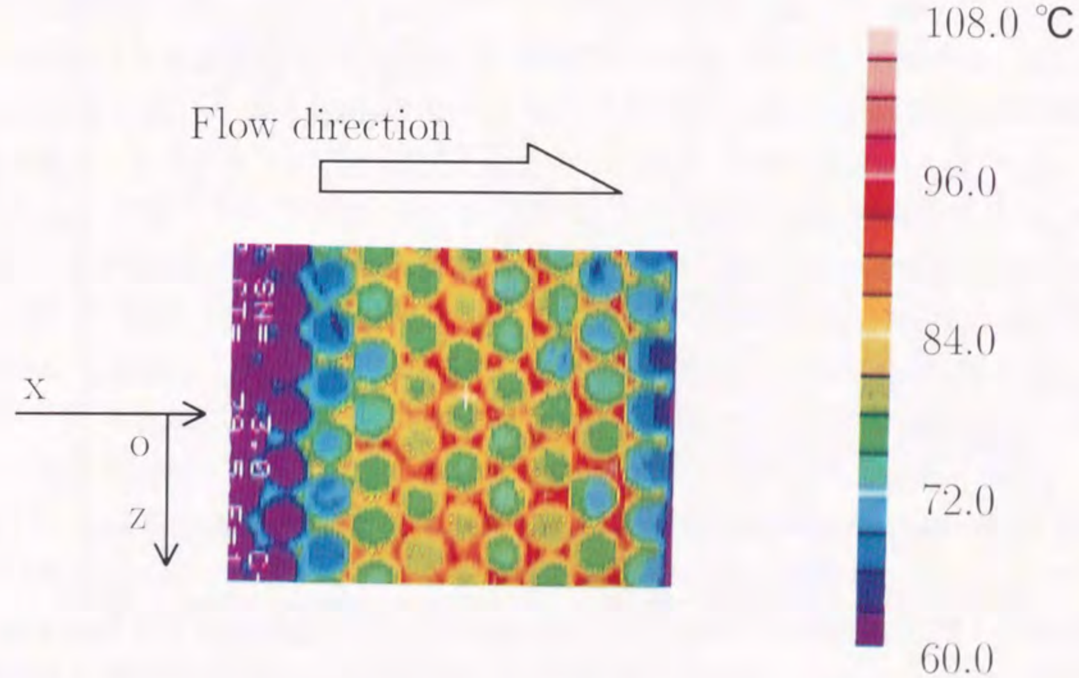


図 5–6　粒子充填層表面の熱画像

研究においては，赤外線映像装置を用い，粒子充填層表面温度の二次元的な計測を試みた．

図5-6は，充填球状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 $T_{wm} = 135.2$ ℃，流入空気温度 $T_a = 31.2$ ℃とした場合の，粒子充填層表面の熱画像である．図5-6中の色温度信号は，紫～黄～赤～白の順に，温度が高いことを示している．図5-6において，それぞれの充填球状粒子に着目すれば，加熱面に近い下方から上方へと温度の低下する様子が観察される．また，充填球状粒子間の間隙には赤～白色の高温の温度信号が観察され，充填球状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5-6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5-6中，x 方向)の充填球状粒子頂点の温度に着目すれば，充填球状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，充填球状粒子のある特定の位置の温度に着目することにより，粒子充填層表面温度分布から対流熱伝達挙動の概略が推定される．

2.3.4 温度境界層内の温度分布

図5-7は，充填球状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5-3参照)分布，伝熱面温度 T_w 及び充填球状粒子頂点温度 T_p の測定結果を示したものである．なお，

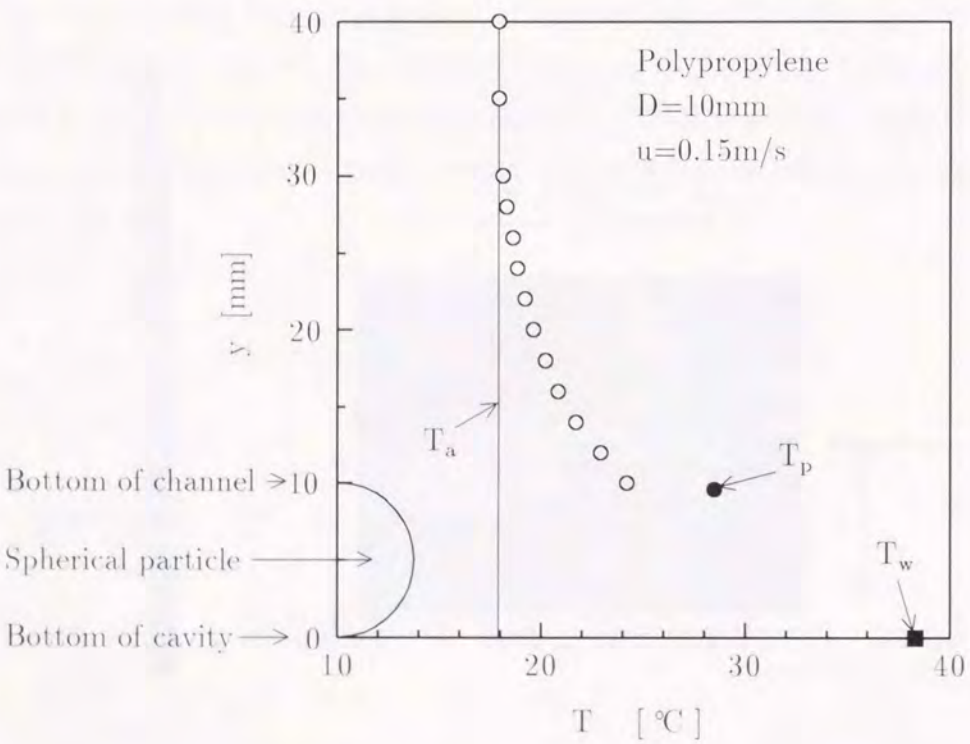


図5-7 y 方向の温度分布

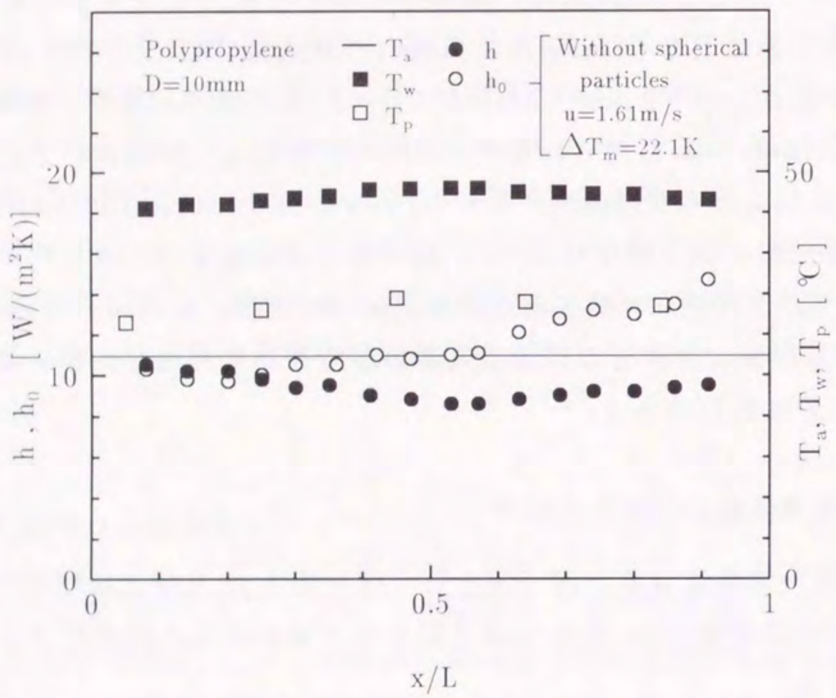
図5-7において，充填球状粒子頂点温度 T_p には試験部下流から2列目($x = 76$ mm)に配置した充填球状粒子に取り付けた熱電対による測定値を，伝熱面温度 T_w には $x = 77.5$ mm における測定値を採用してある．また，図中には，流入空気温度 T_a も参考のために実線にて併記してある．図5-7に見られるように，$y > 35$ mm の領域における空気温度 T は流入空気温度 T_a に等しいことより，図5-7の条件においては，0 mm $< y < 35$ mm の領域が温度境界層ということになる．この温度境界層内の空気温度変化は主に，伝熱面($y = 0$ mm)と充填球状粒子頂点($y = 9.9$ mm)の温度差 $T_w - T_p$ に代表される粒子充填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 の充填球状粒子頂点温度 T_p の温度差は，主に対流熱伝達に基づくもの以外に，粒子充填層の表面温度が三次元的に複雑に分布していることや，空気及び充填球状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，粒子充填層の存在によりその周辺空気層の温度そして充填球状粒子温度分布は複雑な様相を呈することが理解できる．

2.3.5 局所熱伝達係数の主流方向分布

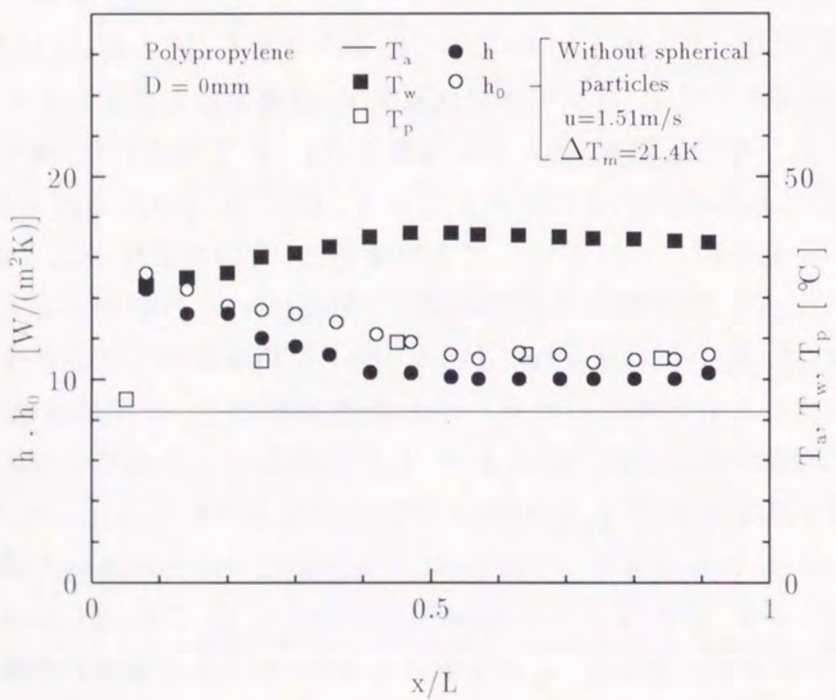
本項では，主流空気流速 u をほぼ一定としくぼみ深さ D 及び充填球状粒子を変化させた場合の局所熱伝達係数の挙動，そして球状粒子未充填の結果との比較より球状粒子の効果について検討する．

図5-8(a)及び(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充填層に関する熱伝達係数 h の主流方向(図5-3中，x 方向)分布を，それぞれくぼみ深さ D が，$D = 0$ mm 及び $D = 10$ mm について示したものである．図5-8(a),(b)には，伝熱面温度 T_w，充填球状粒子頂点温度 T_p 及び主流空気温度 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 及び平均伝熱面-流入空気温度差 ΔT_m にて得られた，球状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 $D = 10$ mm，$u = 1.45$ m/s に関する図5-8(a)について観察すると，充填球状粒子頂点温度 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 x/L の増加とともに徐々に大きくなっている．これは，図5-7で見られたように，粒子充填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 と充填球状粒子頂点温度 T_p の差 $T_w - T_p$ は試験部内でほぼ一定であり，また加熱面と主流空気の温度差 $T_w - T_a$ に占める粒子充填層の温度差 $T_w - T_p$ の割合は 0.67 ～ 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．球状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[5-6]．一方，球状粒子充填時には，球状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

い球状粒子充填時の熱伝達係数 h の値は，球状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，くぼみ深さを $D = 0$ mm に設定し，加熱平板上に球状粒子を配置した場合の図 5–8(b) ($u = 1.54$ m/s) について観察すると，伝熱面温度 T_w は，試



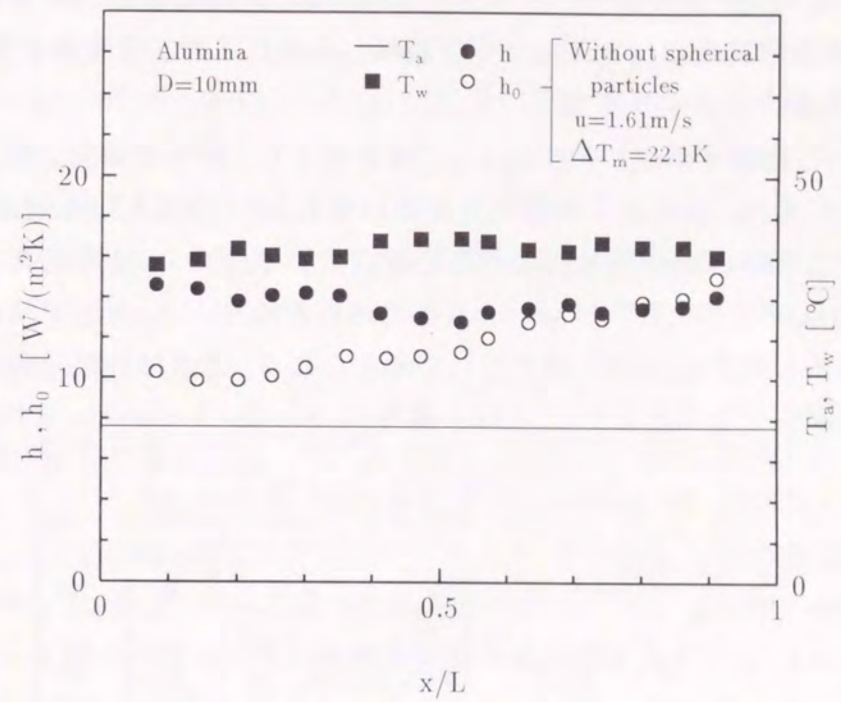
(a) $D = 10$ mm, $u = 1.45$ m/s



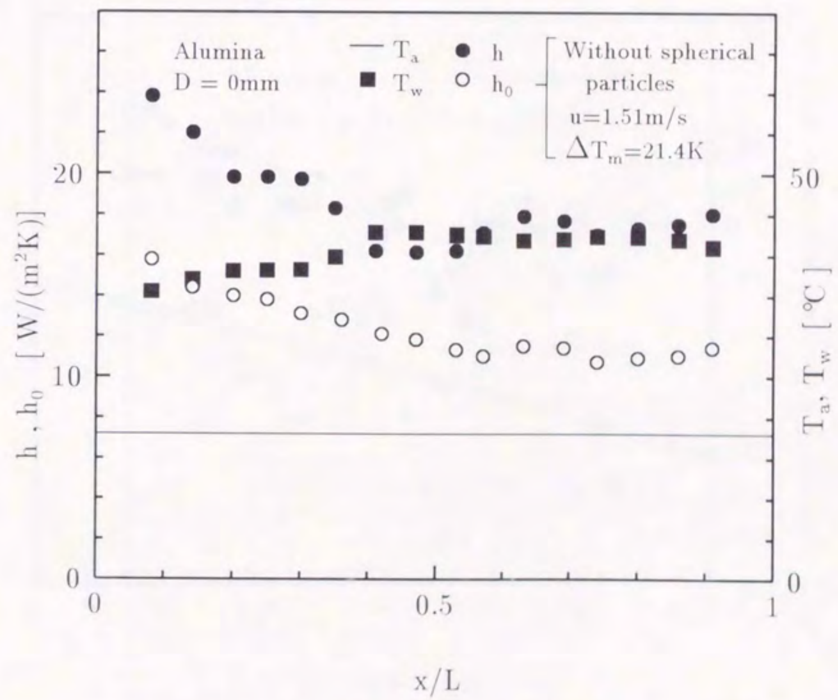
(b) $D = 0$ mm, $u = 1.54$ m/s

図 5–8　諸測定値の主流方向分布，ポリプロピレン

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 5–8(a) の $D = 10$ mm よりも低くなる傾向を有する．試験部入口付近の熱伝達係数 h は，$D = 10$ mm の図 5–8(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



(a) $D = 10$ mm, $u = 1.59$ m/s

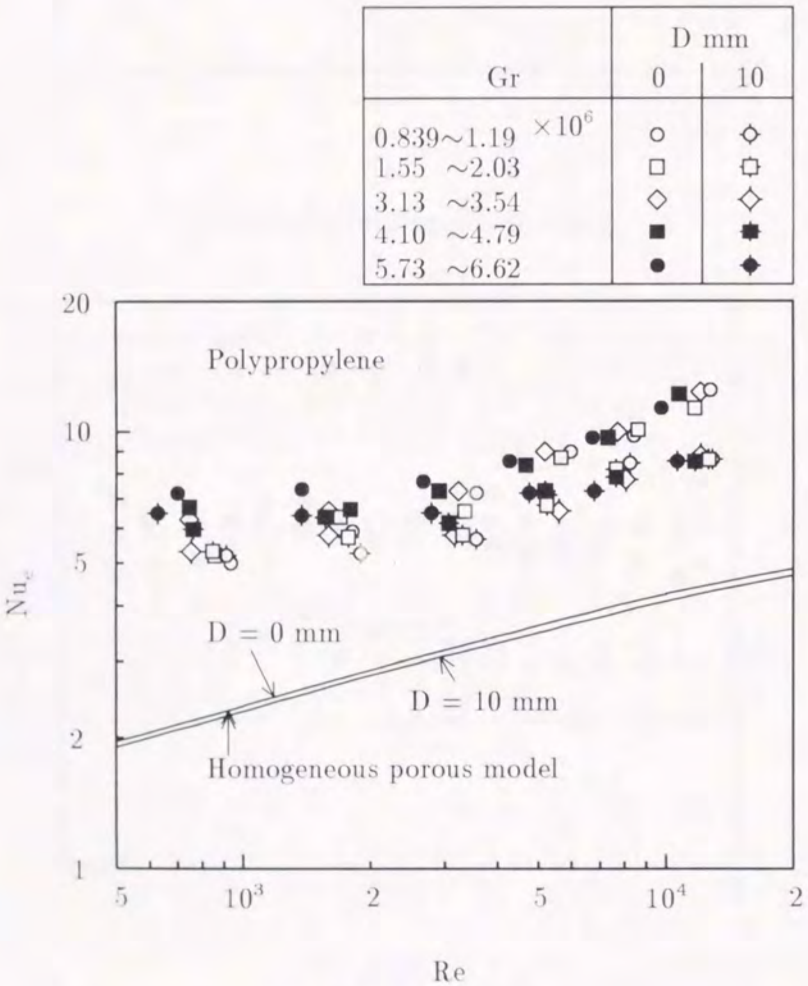


(b) $D = 0$ mm, $u = 1.60$ m/s

図 5–9　諸測定値の主流方向分布，アルミナ

深さ $D = 0$ mm の場合には上流からの空気流が空隙の大きい粒子充填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球状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 と球状粒子未充填時の 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 5-9(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 は球状粒子未充填時の 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，充填球状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．充填球状粒子熱伝導率の影響に関して図 5-8 と図 5-9 を比較すると，くぼみ深さ D を一定 ($D = 0$ mm または 10 mm) にし



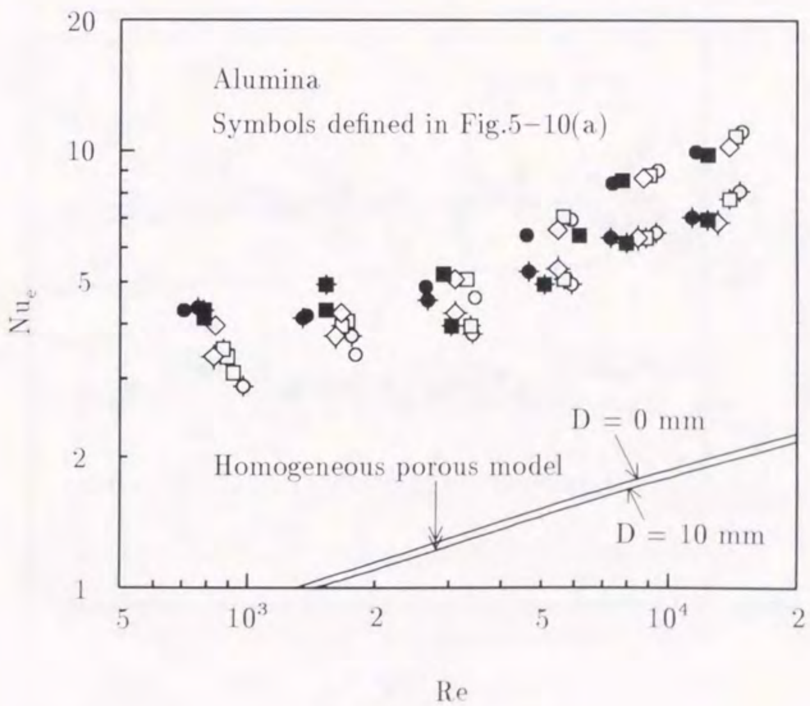
(a) ポリプロピレン

図 5-10　Nu_e と Re の関係

た場合には，アルミナ球の熱伝達係数 h はポリプロピレン球に比較して約 45 % ～ 60 % 大きな値を示すが，この増加割合は，充填球状粒子の熱伝導率 λ_s の増加 (表 5-1 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 5-5 で述べたように，充填球状粒子と伝熱面の接触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，粒子充填層上部に存在する空気層内の温度境界層を介して流入空気へと熱伝達が行われることが原因と考えられる．このように，充填球状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球粒子充填の場合は，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．

2.3.6　平均熱伝達特性

図 5-10(a),(b) は，それぞれポリプロピレン球及びアルミナ球を充填した場合の平均修正ヌセルト数 Nu_e 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 (5-5) ～ (5-7) で定義したものを用いてある．また，図 5-10(a),(b) 中には，第 2.1 項にて求めた均質多孔質モデルによる解析結果も併記している．本実験結果と均質多孔質モデルによる解析結果を比較すると，Nu_e 数の Re 数の依存性には比較的良い一致が見られるが，Re 数を一定として Nu_e 数の実験値を解析結果を比較

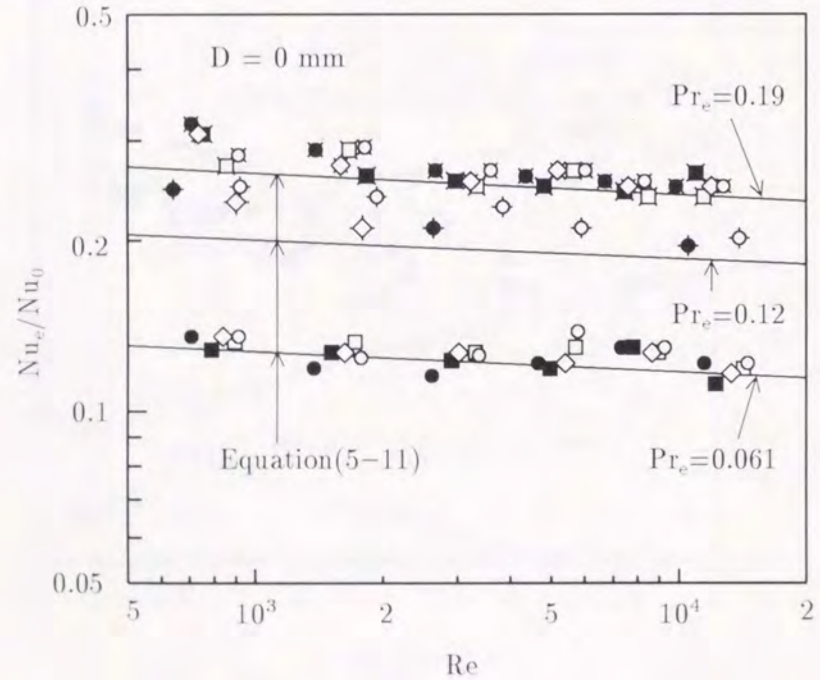


(b) アルミナ

図 5-10　Nu_e と Re の関係

すると，解析結果は実験値の約 1/2 ~ 1/3 の小さな値となっていることが理解できる．この差の原因としては，均質多孔質モデルを用いた解析では，球状粒子充填層内部の流速を小さく見積もることや，球状粒子充填層表面部での流れの攪拌に伴う熱輸送が考慮されていないためと考えられる．一方，図 5-4 で示した球状粒子未充填，くぼみ深さ $D = 0$ mm の場合と比較すると，いずれの充填球状粒子及びくぼみ深さ D の場合も，同一の Re 数及び Gr 数では球状粒子充填時の修正ヌセルト数 Nu_e は球状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及び充填球状粒子に関しても，Nu_e 数の Re 数への依存性は球状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 5-8 で述べたように，充填球状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

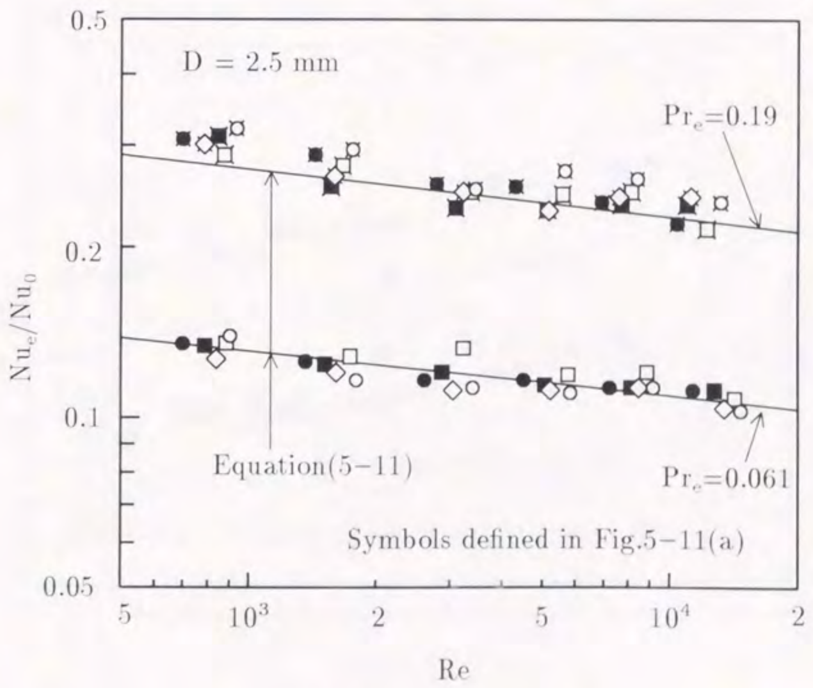
Gr \ Pr_e	0.0601 ~ 0.0626 Alumina	0.116 ~ 0.120 Glass	0.179 ~ 0.194 Polypropylene
0.839~1.14 $\times 10^6$	○	◇	□
1.55 ~1.94	□	◇	□
3.13 ~3.54	◇	◇	◇
4.21 ~4.79	■	◆	■
5.73 ~6.62	●	◆	■



(a) $D = 0$ mm

図 5-11　Nu_e/Nu_0 と Re の関係

充填球状粒子においても，Nu_e 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 5-8 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充填層底部への流入による熱伝達係数の増加がみられ，この粒子充填層底部への主流空気の流入も Re 数の増加とともに顕著となるためと考えられる．一方，充填球状粒子の影響について図 5-10(a) と図 5-10(b) を比較すると，同一の Re 数，Gr 数及びくぼみ深さ D の場合には，Nu_e 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，粒子充填層の有効熱伝導率 λ_e 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 5-10(a),(b) において，いずれの充填球状粒子及びくぼみ深さ D に関しても，$Re < 4000$ の領域の同一 Re 数において，Nu_e 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及び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 数が低下するという現象が報告[5-7]されているが，球状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 5-8 の考察でも述べたように，球状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，$D = 0$ mm のみならず，$D = 10$ mm においても，Re 数及び Gr 数を変化させた場合の Nu_e 数の挙動は，図 5-4 に示す球状粒子未充填，$D = 0$ mm の Nu_0 数と基本的には同様な傾向を有することが図 5-10(a),(b) より理解できる．従って本研究においては，Nu_e 数の定量的評価の基準として球状粒子未充填，くぼみ深さ $D = 0$ mm に関する Nu_0 数を用いるこ

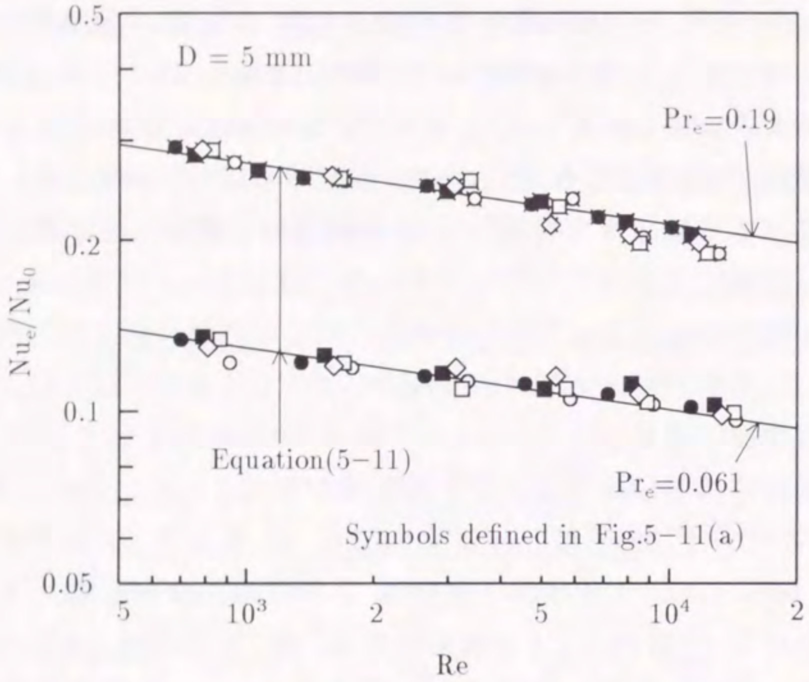


(b) $D = 2.5$ mm

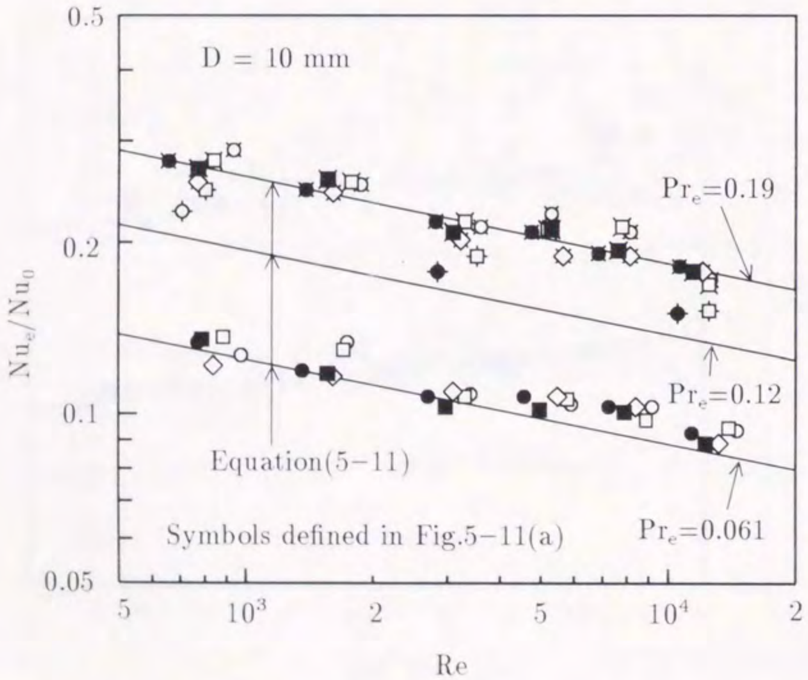
図 5-11　Nu_e/Nu_0 と Re の関係

とにした．

図 5-11(a)~(d) は，種々のくぼみ深さ及び充填球状粒子に関して，ヌセルト数比 Nu_e/Nu_0 と Re 数の関係を示したものである．ここに，Nu_0 はくぼみ深さ $D=0$ mm，球状粒子未充



(c) $D=5$ mm



(d) $D=10$ mm

図 5-11　Nu_e/Nu_0 と Re の関係

填時のヌセルト数で，式 (5-10) に球状粒子充填時の Re 数及び Gr 数を代入することにより計算した．まず，$D=0$ mm の図 5-11(a) に着目すると，いずれの充填球状粒子においても，ヌセルト数比 Nu_e/Nu_0 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，伝熱面上への充填球状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 数の増加ととも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/Nu_0 の Re 数への依存性は充填球状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 5-11(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/Nu_0 の減少割合は大きくなる傾向を得た．

図 5-12 は，ヌセルト数比 Nu_e/Nu_0 と式 (5-8) 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 及びレイノルズ数 Re について示したものである．くぼみ深さ D 及びレイノルズ数 Re を一定とした場合には，ヌセルト数比 Nu_e/Nu_0 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 % で最小二乗法により次式で整理することができる．

$$
\begin{aligned}
Nu_e/Nu_0 &= aRe^bPr_e^c \qquad (5\text{-}11)\\
a &= 1.1\{1+1.1(D/d)^{0.81}\}\\
b &= -0.04\{1+2.8(D/d)^{0.7}\}\\
c &= 0.67
\end{aligned}
$$

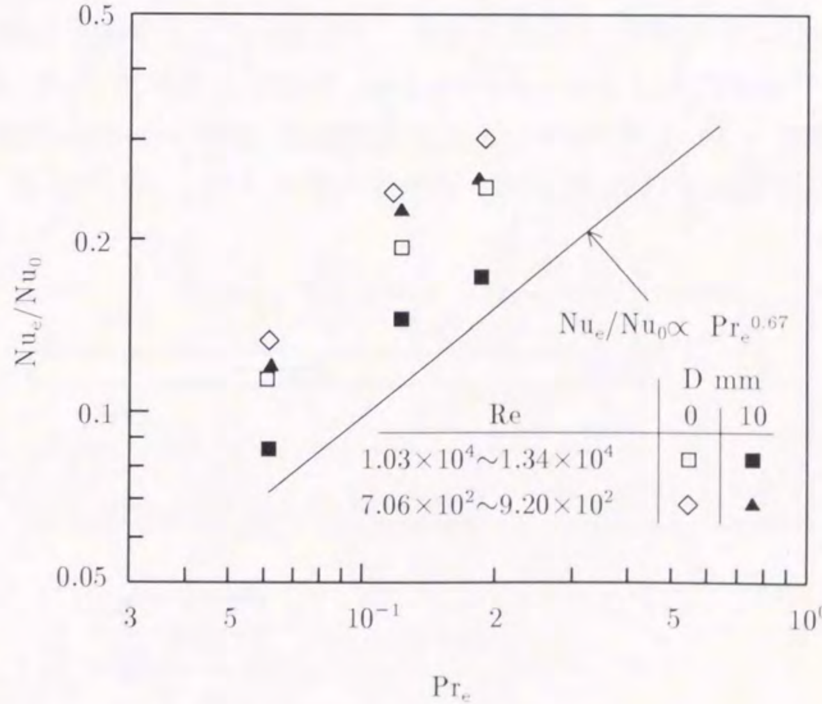


図 5-12　Nu_e/Nu_0 と Pr_e の関係

適用範囲：$6.2 \times 10^2 < Re < 1.5 \times 10^4$, $8.4 \times 10^5 < Gr < 6.6 \times 10^6$, $0 < D/d < 1.0$

なお, 上式 (5-11) は前述の図 5-11(a)~(d) 中にも実線で記入してある. 得られた実験整理式 (5-11) は, 球状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.

第 3 節　球状粒子一段充填層の対流熱伝達に及ぼす粒子充填層長さの影響

第 2 節では, 長さ $L = 90$ mm の底面加熱を受ける矩形くぼみ内に直径 $d = 10$ mm の球状粒子を一段に配列した場合について実験的検討を行い, 伝熱面上に配された球状粒子は, 流れの撹拌効果を有する反面, 伝熱面近傍の流れを抑制することや, 熱伝導率の大きい球状粒子が拡大伝熱面として機能すること, さらに, くぼみ深さを小さくし, 球状粒子充填層を流れの中に直接さらした場合には, くぼみ上流端より充填球状粒子直径の 4 倍程度下流までの領域において伝熱特性の向上することが明らかとなった.

本節では, 第 2 節にて観察された, くぼみ上流端より充填球状粒子直径の 4 倍程度下流までの領域にて, 伝熱特性が流動挙動に大きく左右される事実に着目し, くぼみ長さ L を, $L = 19.6$ mm, 43 mm 及び 90 mm に設定した場合の共存対流熱伝達実験を行う. また, 流れの可視化実験も行い, 熱伝達と流動挙動の相関関係を, 種々のくぼみ長さ及びくぼみ深さについて定性的に解明する. さらに, 第 2 節の結果も含めた全実験データを対象に, 熱伝達特性の無次元整理を行うものである.

3.1　実験装置及び方法

3.1.1　実験装置及び方法

本実験装置は, 第 2 節の装置の一部を改造したものであるので, ここでは主要な点のみを述べる.

図 5-13 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) (等価直径 160mm) の吸い込み型風胴で, 流路底面には試験矩形くぼみが設置されている. また, 試験部上流には, 長さ 3800 mm の助走区間を設けてある.

図 5-14 に試験部の詳細を示す. 試験部は長さ L (19.6 ~ 90 mm) $\times$ 奥行き $W = 400$ mm $\times$ 深さ D (0 ~ 10 mm 可変) の上部開放型矩形くぼみで, くぼみ底面には薄膜電気ヒータ

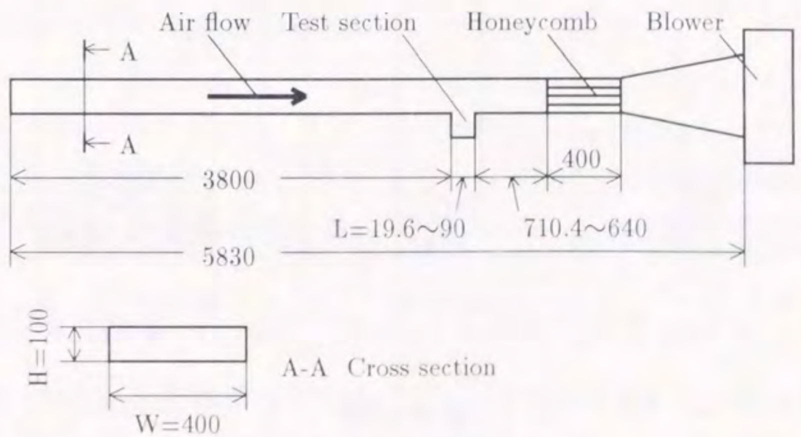
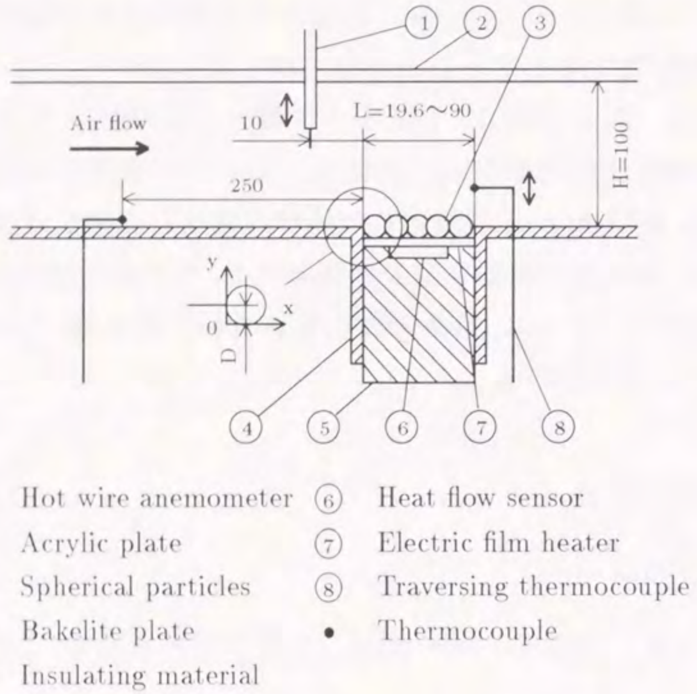
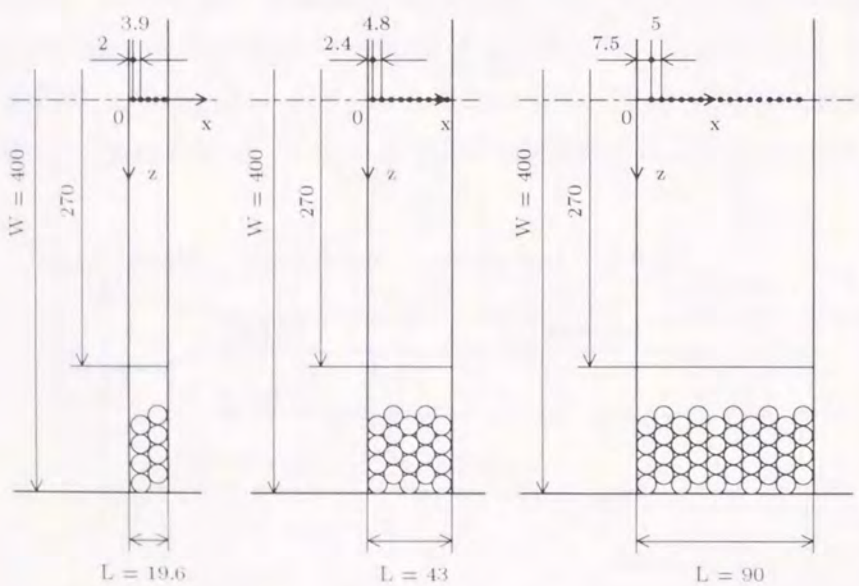


図 5-13 実験装置の概略

(ニクロム箔内蔵, 長さ L × 奥行き 270 mm) ⑦ が設置されている. 放射熱損失の低減のため, ヒータ表面にはアルミニウム箔 (厚さ 80 μm, 放射率 $\xi = 0.1$) が貼られている. ヒータ背面からの熱損失量の測定は, ヒータ裏面中央の熱流束センサ ⑥ により行う. 図 5–14 に示されるように, 試験くぼみ内には球状粒子が千鳥配置にて一段のみ充填されている. 表 5–3



(a) 垂直断面図



(b) 平面図

図 5–14　試験部の詳細

表 5–3　充填球状粒子の諸元

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

に充填球状粒子の諸元を示す. 球状粒子直径 d 一定の条件にて, 球状粒子充填層の熱伝導率を大幅に変化させるため, 本実験では, アルミナ球, ガラス球及びポリプロピレン球を充填球状粒子として採用した. なお, 表 5–3 に示される粒子直径の最大偏差は ± 1.33 % 以内である.

流入空気温度 T_a は試験部上流 250 mm にて測定し, 試験部出口の空気温度は, トラバース可能な熱電対 ⑧ にて測定した. 伝熱面となる薄膜電気ヒータ ⑦ の表面温度 T_w は, 風胴中心線上 ($z = 0$ mm) にて行われた. それぞれの伝熱面長さ L に関する測定位置は, 図 5–14(b) に示されるように, $L = 90$ mm の場合には 5 mm 間隔にて 16 点, $L = 43$ mm の場合には 4.8 mm 間隔にて 9 点, そして, $L = 19.6$ mm の場合には 3.9 mm 間隔にて 5 点である. 上述の温度計測は, 全て直径 0.1 mm の K 型熱電対 (最小目盛 0.01 K の標準温度計にて検定済, 測定精度 ± 0.1 K 以内) にて行われた. 空気流速の測定は, くぼみ上流 10 mm の位置にて, 熱線流速計 ① (測定精度は ± 1 % 未満) により行った. なお, 後述の実験結果の整理に際しては, 第 2 節と同様, 風洞断面中央における空気流速 u (以下, 主流空気流速と呼ぶ) を用いた.

実験は, 送風機回転数の調節にて空気流速を設定後, 伝熱面温度が所定の値になるよう薄膜電気ヒータへの入力を調節して行った. 装置内の空気流動状態及び熱伝達が定常状態に達した後, 実験データの採取及び記録を行った. なお, 本実験条件の概略を以下に示す.

主流空気流速 u	: 0.15 ～ 2.5 m/s
流入空気–伝熱面温度差 ΔT_m	: 10 ～ 100 K
くぼみ長さ L	: 19.6, 43, 90 mm
くぼみ深さ D	: 0, 2.5, 5, 10 mm
充填球状粒子の熱伝導率 λ_s	: 0.210 ～ 21.0 W/(m·K)
熱流束 q (等熱流束加熱)	: 63.3 ～ 3.93×10^3 W/m^2

3.1.2　実験結果の整理法

加熱伝熱面から球状粒子充填層及び流動空気への正味伝熱量 Q (測定精度は 2 % 以内) [W] は, ヒータ入力よりヒータ裏面から周囲への損失熱量 (ヒータ入力の 20 % 以内) を差し引いて求めた. 局所熱伝達係数 h 及び平均熱伝達係数 h_m は次式により算出した.

$$h = q/(T_w - T_a) \tag{5-12}$$

$$h_m = q/\Delta T_m \tag{5-13}$$

ここに, q は熱流束, $\Delta T_m = T_{wm} - T_a$, T_a は流入空気温度, T_w は伝熱面温度, T_{wm} は平均伝熱面温度 (5 ~ 16 点の局所伝熱面温度の算術平均値) である. なお, 本研究で用いた熱伝達係数には, 放射伝熱の影響も含まれている (球状粒子未充填時における全伝熱量に対する放射伝熱量の割合は 21 % 以下). 平均修正ヌセルト数 Nu_e, レイノルズ数 Re, グラスホフ数 Gr 及び球状粒子充填層の有効プラントル数 Pr_e は次式により定義した.

$$Nu_e = h_m L/\lambda_e \tag{5-14}$$

$$Re = uL/\nu \tag{5-15}$$

$$Gr = g\beta\Delta T_m L^3/\nu^2 \tag{5-16}$$

$$Pr_e = c_{pf}\mu_f/\lambda_e \tag{5-17}$$

ここに, L は伝熱面長さ, u は主流空気流速, λ_e は球状粒子充填層の有効熱伝導率で, その詳細については後の 3.2.2 項で述べる. また, 体膨張係数 β は流入空気温度 T_a における値にて[5-2], β 以外の諸物性値は膜温度 $(T_{wm} + T_a)/2$ における値にて評価した. 球状粒子未充填時のヌセルト数 Nu_0 及びプラントル数 Pr_f は, 式 (5-14) 及び式 (5-17) 中の λ_e に空気の熱伝導率 λ_f を代入して求めた.

3.2 実験結果及び考察

3.2.1 実験装置の特性

第 2 節で示したように, 本実験装置における境界層の流動状態は, 主流空気流速 $u \geq 1.5$ m/s では乱流状態, $u < 1.5$ m/s では遷移状態にある. また, 主流の乱れ強さは 1% 未満である. それぞれのくぼみ長さ L に関する流動状態とレイノルズ数 Re 領域の関係を, 表 5-4 に示す.

図 5-15 は, 球状粒子未充填, $D = 0$ mm にて得た, 平均ヌセルト数 Nu_0 とレイノルズ数 Re の関係を, グラスホフ数 Gr をパラメータに示したものである. 図中には, 平板上の乱流熱伝達に関する次式[5-4]を, 比較のために併記してある.

$$Nu_0 = 0.037 Pr_f^{2/3} Re^{4/5} \tag{5-18}$$

図 5-15 において, 境界層が乱流となる高 Re 数領域では, Nu_0 数の本測定値は式 (5-18) と定性的に類似な傾向にあることより, 本実験精度は充分なものと考えられる. 一方, 伝熱

表 5-4 境界層の流れ状態

Length of heating surface L mm	Turbulent flow	Transient flow
19.6	$Re \geq 1300$	$Re < 1300$
43	$Re \geq 2900$	$Re < 2900$
90	$Re \geq 6000$	$Re < 6000$

面長さ L 及び Re 数一定の条件では, 低 Re 数領域における Nu_0 数の測定値は, Gr 数の増加に伴い増加する傾向を示す. これは, 主に自然対流の影響と考えられる. 球状粒子未充填, $D = 0$ mm の熱伝達特性は, 自然対流の効果も含む次式により, 平均偏差 ± 8.8 % で整理される.

$$Nu_0 = 0.037 Re^{0.8} Pr_f^{2/3} (1 + 50Gr/Re^{2.2})^{1/3} \tag{5-19}$$

適用範囲 : $1.5 \times 10^2 \leq Re \leq 1.5 \times 10^4$, $2 \times 10^4 \leq Gr \leq 6 \times 10^6$

なお, 後述の球状粒子充填層に関する熱伝達特性の整理においては, 上式 (5-19) を基準に熱伝達特性の評価を行った.

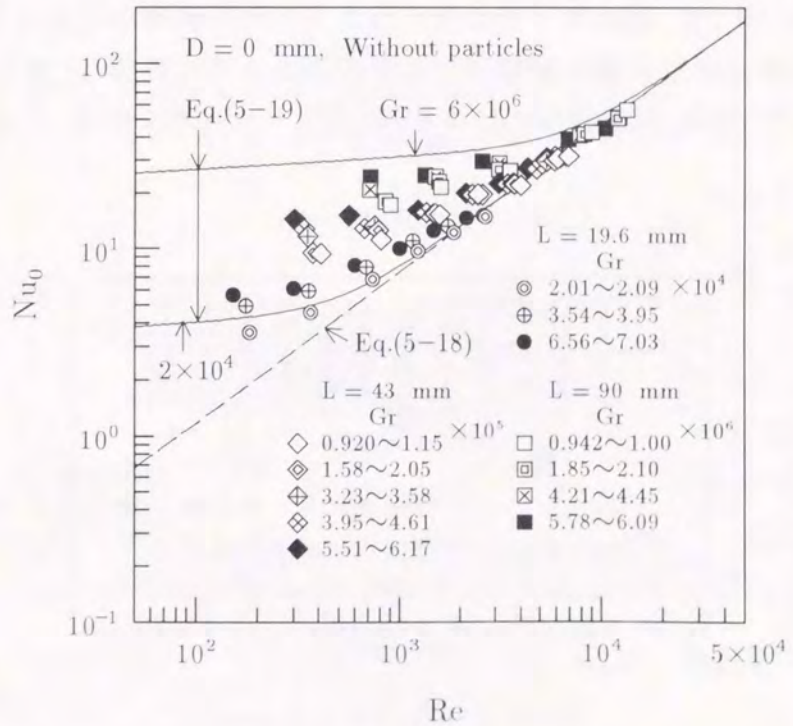


図 5-15 球状粒子未充填, 平面状態における熱伝達特性

3.2.2　球状粒子一段充填層の有効熱伝導率

有効熱伝導率測定装置は，第2節と同様，球状粒子一段充填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)，下部から銅製冷却面(厚さ 1 mm)にて水平に保持する構造で，上部加熱条件のため自然対流の発生しない構造となっている．また，放射伝熱量の低減のため，ヒータ及び銅製冷却面の表面にはアルミニウム箔(厚さ 80 μm，放射率 $\xi = 0.1$)が貼り付けられている．

図 5–16に，有効熱伝導率 λ_e の測定結果を示す．図中の記号 λ_f 及び λ_s は，それぞれ空気及び充填球状粒子の熱伝導率を示している．また，図中の実線及び破線は，放射伝熱を考慮しない場合の，球立方体配列球状粒子充填層(空隙率 $\varepsilon = 0.395$)及び格子状配列球状粒子充填層($\varepsilon = 0.476$)の有効熱伝導率に関する，Wakao–Kato の数値計算結果(5-5)を示す．図 5–16において，いずれの充填球状粒子に関しても，λ_e の本測定値に及ぼす伝熱面長さ L の影響は小さいものとなった．この理由としては，本実験の様に充填球状粒子直径 d を固定して伝熱面長さ L を変化させた場合には，空隙率の大きい粒子充填層周部の占める割合が増加するが，Wakao–Kato(5-5)の解析結果にも見られるように，有効熱伝導率 λ_e に与える球状粒子配列形の影響は比較的小さいことより，熱流に平行な方向の粒子密度は λ_e に大きく影響しないことが考えられる．なお，後述の対流実験結果の整理に際しては，λ_e の測定値を用いた．

3.2.3　球状粒子層内流体の流動特性

球状粒子充填層下部の伝熱面近くの流動状態は，充填球状粒子により遮られるため可視観察が困難となる．従って，球状粒子充填層底面からの可視観察が可能となるよう，透明アクリル製可視化実験装置を伝熱実験装置の 1/2 の大きさにて作製し，種々の方向より流れ挙動の観察を行った．なお，試験流体には水を，可視化トレーサーには，アルコールを混合し

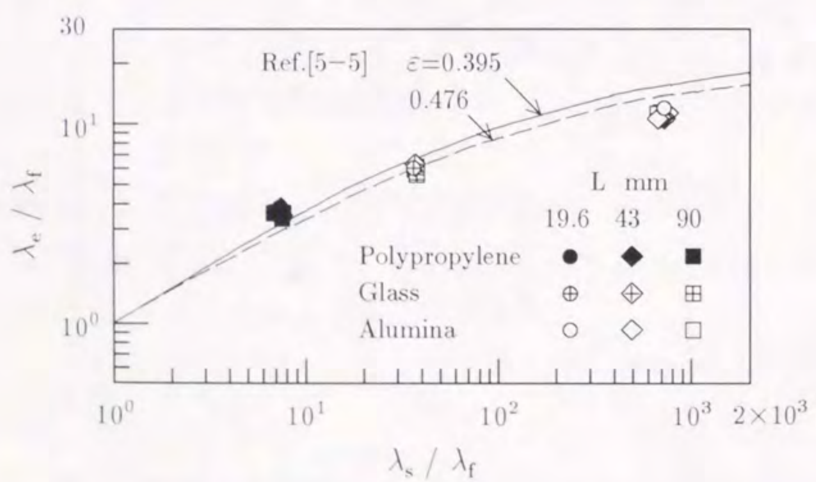
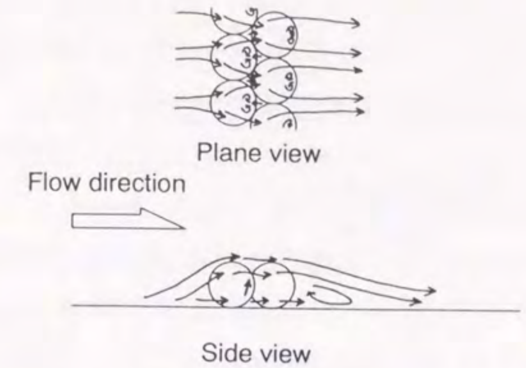


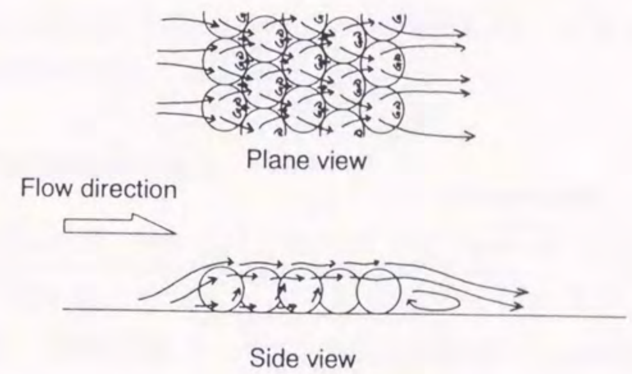
図 5–16　有効熱伝導率

て比重を1に調整した墨汁を用いた．また，水流速 u は伝熱実験の Re 数範囲と等しくなるように設定された．

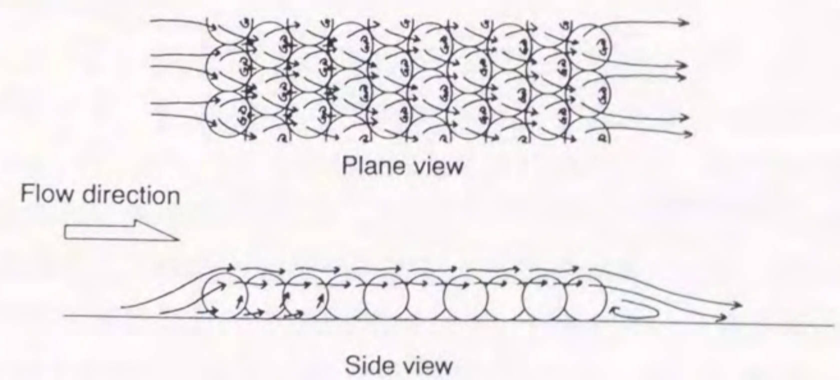
図 5–17 及び図 5–18 は，それぞれ無次元くぼみ深さ $D/d = 0$ 及び $D/d = 1$ における，球状粒子充填層近傍の流れ挙動を，流速 $u = 0.27$ m/s (各伝熱面長さに対する Re 数を図中に



(a) $L/d = 1.92$ ($Re = 2610$)



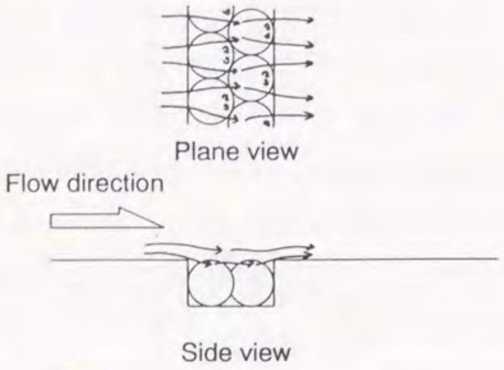
(b) $L/d = 4.22$ ($Re = 5730$)



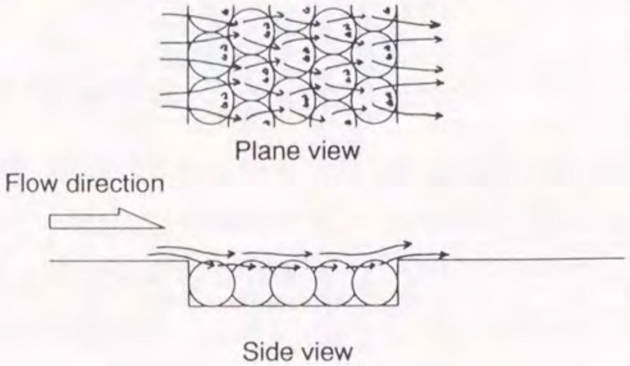
(c) $L/d = 8.82$ ($Re = 12000$)

図 5–17　球状粒子充填層近傍の流れ挙動 ($D/d = 0$, $u = 0.27$ m/s)

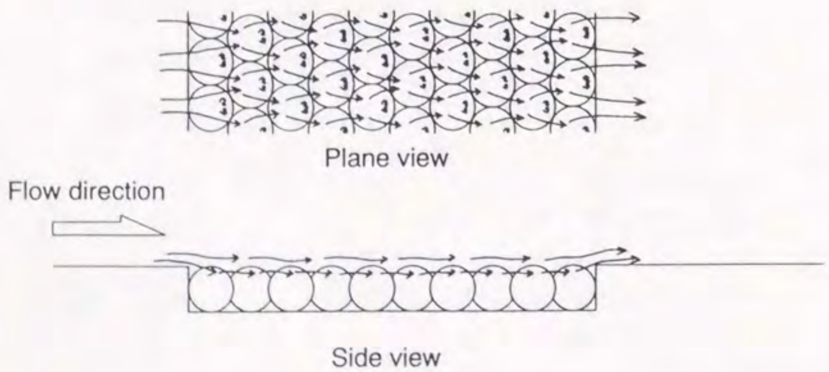
示す) の場合を例に示したものである. まず, 図 5-17(a) ~ 図 5-17(c) の $D/d = 0$ について観察を行うと, いずれの無次元伝熱面長さ L/d においても, 上流からの水流は第 1 列目の充填球状粒子列に衝突し, そこで大部分の水流は球状粒子充填層上部へと押しやられるが, 一部は充填球状粒子間の間隙を通り底面近傍へと流入する. 球状粒子充填層上部の流れは,



(a) $L/d = 1.92$ ($Re = 2610$)



(b) $L/d = 4.22$ ($Re = 5730$)



(c) $L/d = 8.82$ ($Re = 12000$)

図 5-18　球状粒子充填層近傍の流れ挙動 ($D/d = 1$, $u = 0.27$ m/s)

粒子表面に沿うように分流及び合流を繰り返しながら下流へと移動する. さらに, 各粒子の上面後部には一対の小さな渦が観察されることより, 水流が粒子に剥離及び再付着を繰り返しながら流動する様子が理解できる. 球状粒子充填層上部の水流は, 球状粒子充填層下流端にて粒子表面より剥離し, その後流路底面へと再付着する. そして球状粒子充填層下流には, 比較的大規模な循環渦が形成される. 一方, 球状粒子充填層下部に進入した水流は, 球状粒子充填層の短い $L/d = 1.92$ においては球状粒子充填層下流にまで達するが, 球状粒子充填層の長い $L/d = 4.22$ 及び $L/d = 8.82$ の場合には, 上流側より約 3 列目の粒子列までに減速され, これより下流においては, 淀み域が形成される. また, 側面図に見られるように, 球状粒子充填層上流部においては, 球状粒子充填層下部より充填球状粒子間の間隙を抜けて上方へと向かう流れが存在する.

図 5-18(a) ~ 図 5-18(c) に示される, $D/d = 1.0$ に関しては, 上流よりの水流は, くぼみ上流端にて流路底面より剥離した後粒子層上面に再付着し, 充填球状粒子表面により分流及び合流されながら流動する. この球状粒子充填層上部の流れは, 球状粒子充填層下流端近くで球状粒子充填層表面より離脱し, その後は流路底面に沿って下流へと流動する. 球状粒子充填層上表部における水流の浸透厚さは, 前述の $D/d = 0$ に比較して小さく, さらに, L/d の減少に伴い小さくなる傾向にある. また, 球状粒子充填層上表面における分流及び合流挙動も, $D/d = 0$ に比較して緩慢なものであった. 一方, 球状粒子充填層下部の伝熱面近傍は, 全伝熱面長さにわたり流れの淀んだ状態となる.

3.2.4　局所及び平均熱伝達係数の挙動

図 5-19(a) 及び図 5-19(b) は, それぞれくぼみ深さを $D = 0$ mm 及び $D = 10$ mm について, 局所熱伝達係数 h の流れ方向 (x 方向) 分布を, 種々のくぼみ長さ L に関して示したものである. 図中には, 球状粒子未充填の場合の局所熱伝達係数 h_0 も比較のために記してある.

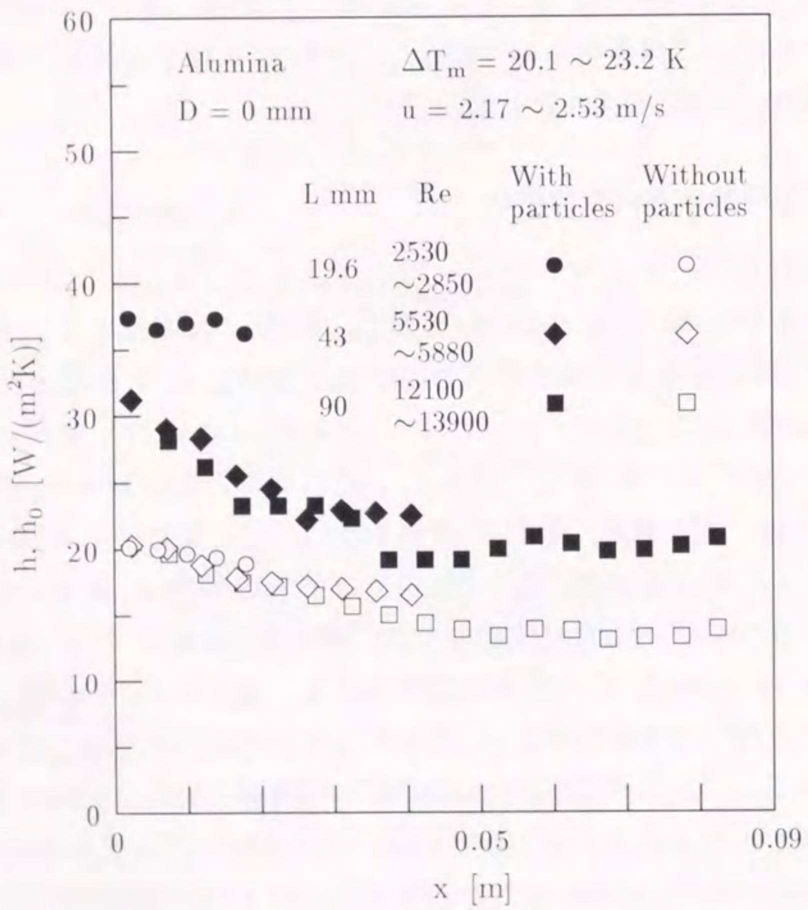
まず, 図 5-19(a) の $D = 0$ mm において, $L = 90$ mm の場合には, 球状粒子充填時の熱伝達係数 h は試験部入口 ($x = 0$) 付近で大きく, x の増加とともに減少し, その後 $x > 0.04$ m の領域においてほぼ一定となる. また, 試験部入り口付近における h の減少割合は, 球状粒子未充填時の h_0 に比較して大きくなっている. これらの挙動は, 図 5-17(c) に示される流動様相の観察結果より以下のように説明される. 球状粒子充填層下部に進入した流れは, 上流側より約 3 列目 ($x \simeq 0.022$) の充填球状粒子列にまで達するが, その間に充填球状粒子からの抗力等により急激に減速されるため, 試験部入り口付近における h の減少傾向は h_0 に比較して顕著となる. 一方, 3 列目以降の球状粒子充填層下流部においては, 伝熱面近傍に流れの淀んだ領域が形成されるため, 熱伝達は主に充填球状粒子上表面を介して行われる. この際, 充填球状粒子表面にて流れが攪拌されることにより, 各充填球状粒子上表面での熱伝達が主体となり, ほぼ一定の h となる.

また, $L = 43$ mm に関する球状粒子充填時の h は, $L = 90$ mm の上流部にほぼ一致する. これは, 図 5-17(b) の可視化で示したように, $L = 43$ mm における流れ挙動は, $L = 90$ mm

の上流部に類似なものであるためと考えられる．また，$x > 0.03$ の領域にて，$L = 43$ mm の h が $L = 90$ mm よりも若干大きくなる傾向にあるが，これは，流れの剥離に伴う伝熱促進効果や，流れへの接触面積が最後列の充填球状粒子では大きいことに起因すると考えられる．

次いで，$L = 19.6$ mm の h に着目すると，この場合の h は，$L = 43$ mm や $L = 90$ mm の上流側の h に比較してかなり大きな値となる．これは，$L = 19.6$ mm の場合には，伝熱面近傍を流れが通過することや，前述の球状粒子充填層下流端での伝熱促進効果の影響を相対的に大きく受けるためと考えられる．

図 5-19(b) に示す $D = 10$ mm においては，球状粒子未充填時の h_0 は x 方向に増加する傾向を示す．これは，くぼみ内に循環渦が形成されるため[5-6] と説明される．また，図 5-19(b) において，球状粒子未充填時の h_0 は，$L = 43$ mm の場合に大きく，$L = 90$ mm，20 mm の順に小さくなる．これは，相対的なくぼみ深さ D/L が小さな値となる $L = 90$ mm の場合には，底面からの粘性力によりくぼみ内の循環渦が抑制され，また，D/L が大きな値となる $L = 20$ mm においては，上部主流の影響が減少しくぼみ内循環渦が弱まるため，これらの中間的な D/L となる $L = 43$ mm において，h_0 が大きな値を示したものと考えられる[5-8]．

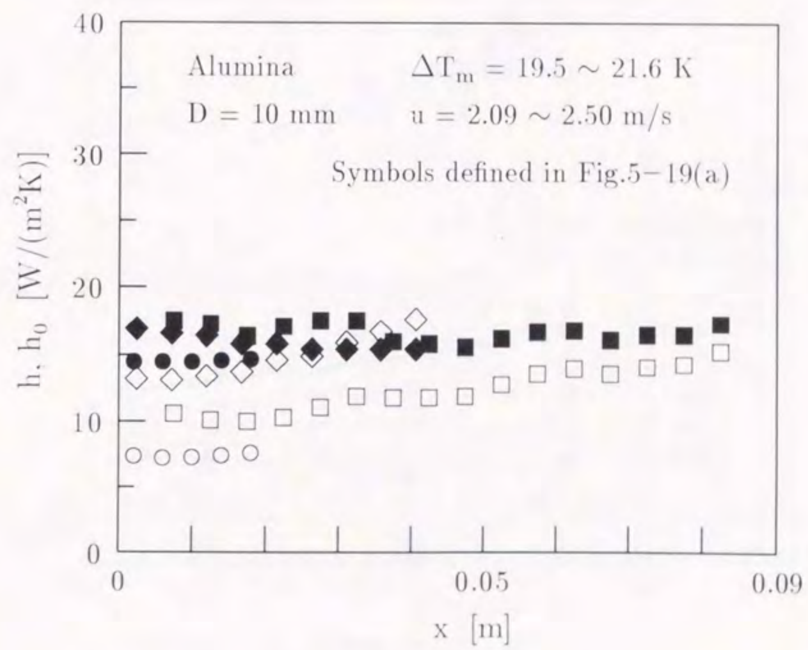


(a) $D = 0$ mm

図 5-19 熱伝達係数 h の x 方向分布

一方，球状粒子充填時の h は，いずれの L に関しても x 方向にほぼ一様な分布となる．これは，図 5-18(c) の可視化で示したように，$D = 0$ mm，$L = 90$ mm の下流領域と同様，球状粒子充填層下部には流れの淀んだ領域が形成され，上部空気流への熱伝達は充填球状粒子上表面を通じて行われことと，充填球状粒子表面で流れが撹拌されることにより，各充填球状粒子上面での熱伝達が主体となるためと考えられる．また，球状粒子充填時の h は，くぼみ長さ L の減少とともに小さくなる傾向にある．この原因としては，図 5-18 の流動挙動で述べたように，球状粒子充填層内部への流れの広がりが L/d の減少に伴い小さくなるためと考えられる．

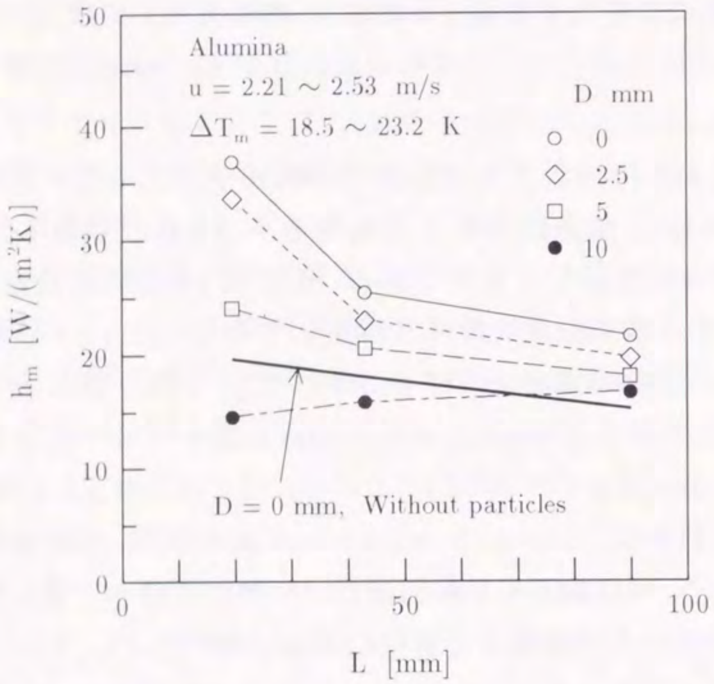
図 5-20(a) 及び図 5-20(b) は，それぞれ充填球状粒子にアルミナ球及びポリプロピレン球を用いた場合に関して，伝熱面長さ L に対する平均熱伝達係数 h_m の変化傾向を，種々のくぼみ深さ D について示したものである．また図中には，球状粒子未充填，くぼみ深さ $D = 0$ mm に関する結果も太実線にて併記してある．図 5-19 の考察でも述べたように，図 5-20(a)(b) のいずれの充填球状粒子に関しても，くぼみ深さ $D = 0$ mm においては $L = 19.6$ mm にて h_m が著しく増加し，$D = 10$ mm においては，h_m は L の減少に伴い低下する．一方，$D = 2.5$ mm においては，$L = 19.6$ mm にて h_m の著しい増加が見られ，$D = 0$ mm と類似な挙動を呈する．これは，$D = 2.5$ mm においては，充填球状粒子の約 3/4 はくぼみ上部に現れており，球状粒子充填層前面には伝熱面近傍へと通じる隙間が見える状態にある．このため，空気流が上流端より直接伝熱面近傍に流入し，$D = 0$ mm と類似な熱伝達挙動を示したものと考えられる．また，$D = 5$ mm における h_m の挙動は，$D = 2.5$ mm



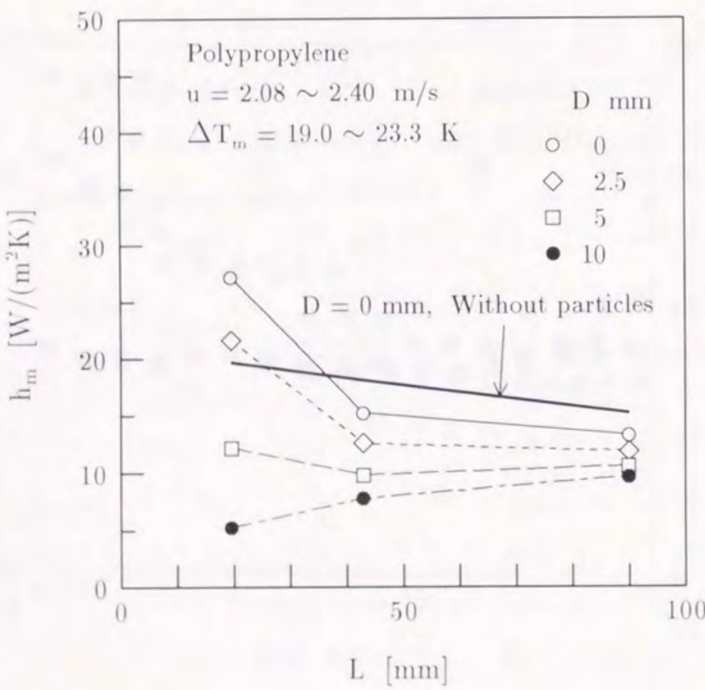
(b) $D = 10$ mm

図 5-19 熱伝達係数 h の x 方向分布

と $D = 10$ mm の中間的な傾向となり，h_m の L への依存性は，球状粒子未充填時に比較的近いものとなる．平均熱伝達係数 h_m に及ぼす充填球状粒子の熱伝導率の影響について，図 5-20(a) と図 5-20(b) の比較を行うと，熱伝導率の大きいアルミナ球の方が h_m は大きい値を示すが，両者の定性的な傾向は類似している．



(a) アルミナ

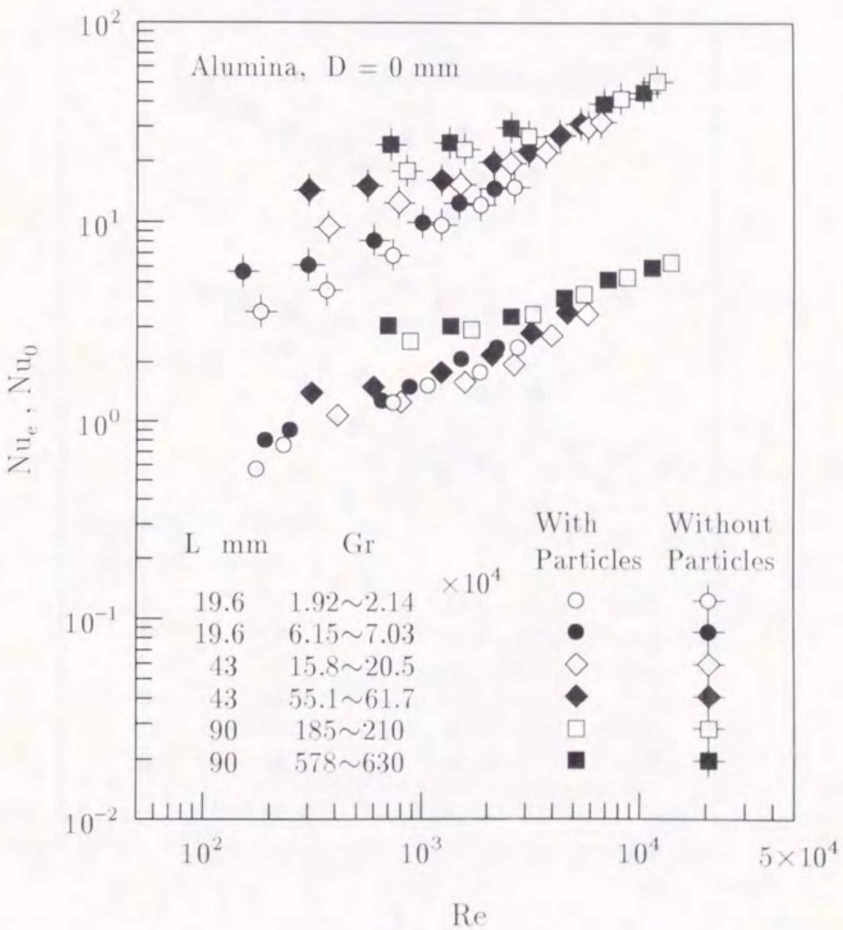


(b) ポリプロピレン

図 5-20　平均熱伝達係数 h_m と伝熱面長さ L の関係

3.2.5　熱伝達特性の無次元整理

図 5-21(a) 及び 図 5-21(b) は，それぞれ $D = 0$ mm 及び $D = 10$ mm における平均修正ヌセルト数 Nu_e と Re 数の関係を，Gr 数をパラメータに示したものである．また，球状粒子未充填時のヌセルト数 Nu_0 も比較のため図中に併記している．図 5-21(a)，図 5-21(b) のいずれのくぼみ深さ D に関しても，Re 数及び Gr 数一定で比較した場合には，球状粒子充填層に関する Nu_e 数は球状粒子未充填時の Nu_0 数よりも小さい値を示す．これは，伝熱面上に配置された球状粒子による，伝熱面近傍の熱伝導率の増加に比較して，流れの攪拌などの対流熱伝達促進効果が相対的に小さいことを示している．また，いずれのくぼみ深さ D に関しても，低 Re 数域においては，Gr 数の増加とともに Nu_e 数が増加することより，球状粒子充填時においても，自然対流の影響が存在することが理解できる．一方，$D = 10$ mm の図 5-21(b) に見られるように，低 Re 数域の球状粒子未充填時の Nu_0 数は，Gr 数一定において，Re 数の増加とともに減少する．これは，主流によりくぼみ内の高温の循環渦が抑制されるためと説明される[5-7]．しかしながら，球状粒子充填時の Nu_e 数の挙動には，このよう



(a) $D = 0$ mm

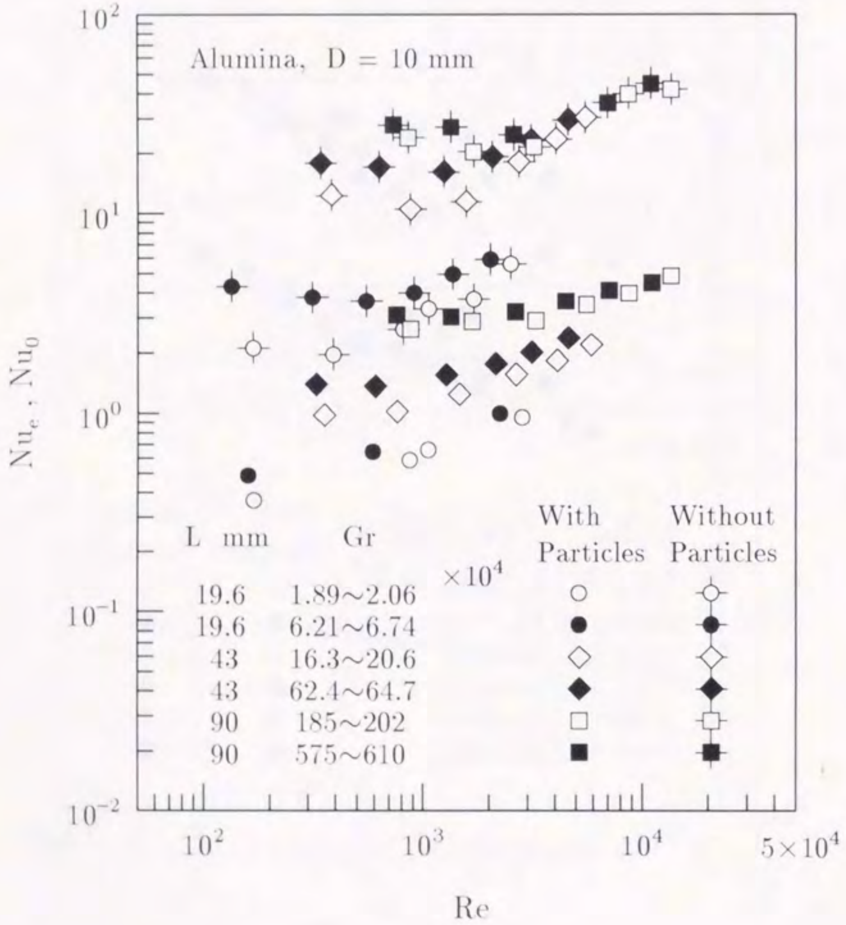
図 5-21　平均修正ヌセルト数 Nu_e とレイノルズ数 Re の関係

な傾向は見られず，Gr 数一定の条件において Nu_e 数は Re 数の増加とともに単調に増加する．これは，球状粒子充填時には，くぼみ内に循環渦が形成されないためと考えられる．

第２節と同様，球状粒子未充填，$D = 0$ mm における Nu_0 数（式 (5–19) に Re 数，Gr 数及び Pr_f 数を代入して算出）を基準に，球状粒子充填層の熱伝達特性の定量的評価を試みる．

図 5–22(a) ～ 図 5–22(d) は，種々の無次元くぼみ深さ D/d に関して，ヌセルト数比 Nu_e/Nu_0 とレイノルズ数 Re の関係を示したものである．なお，いずれの D/d に関しても，Nu_e/Nu_0 比の分母には，球状粒子未充填，$D = 0$ mm に関する Nu_0 数を用いている．従って，$D/d > 0$ に関する Nu_e/Nu_0 比には，充填球状粒子の効果と，くぼみ深さの効果の両方が含まれる．

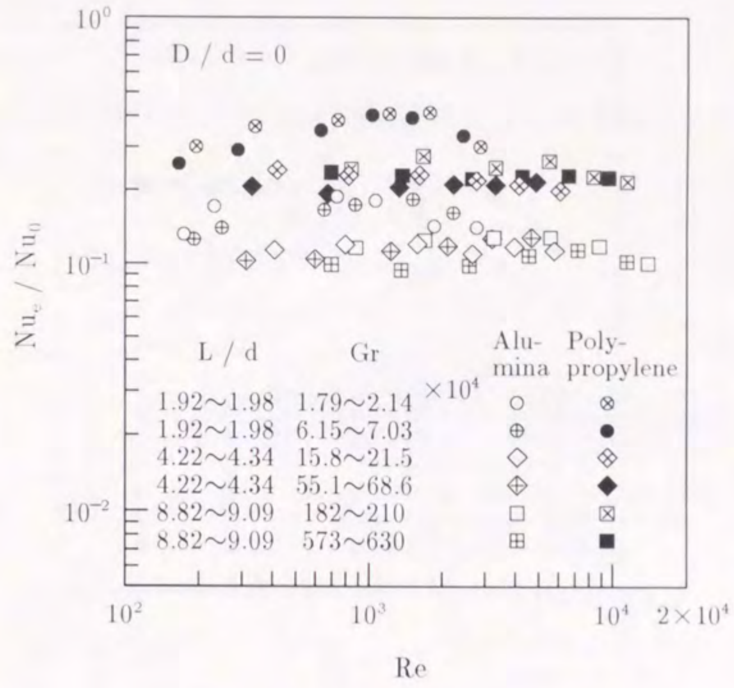
図 5–22(a) ～ 図 5–22(d) において，いずれの無次元くぼみ深さ D/d，無次元伝熱面長さ L/d 及び充填球状粒子の種類においても，Nu_e/Nu_0 比の値は Re 数の増加に伴い低下している．また，Re 数の増加に伴う Nu_e/Nu_0 比の減少割合は，D/d の増加，L/d の減少及び充填球状粒子の熱伝導率の低下とともに大きくなることが定量的に理解できる．また，Nu_e/Nu_0 比に与える Gr 数の影響は小さく，球状粒子充填時の自然対流の効果は，分母の Nu_0 数に



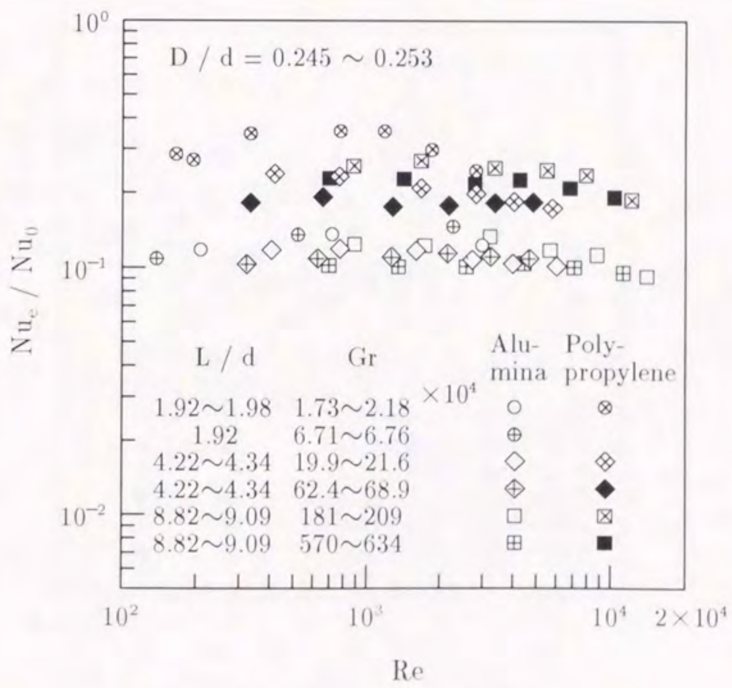
(b) $D = 10$ mm

図 5–21　平均修正ヌセルト数 Nu_e とレイノルズ数 Re の関係

含まれる自然対流の影響と相殺されているものと考えられる．第２節と同様に，球状粒子充填層の有効熱伝導率を表すパラメータとして有効プラントル数 Pr_e（式 (5–17)）を採用し，熱伝達特性の無次元整理を試みた．本実験結果は，次式 (5–20) により平均偏差 ± 14 % にてまとめられる．



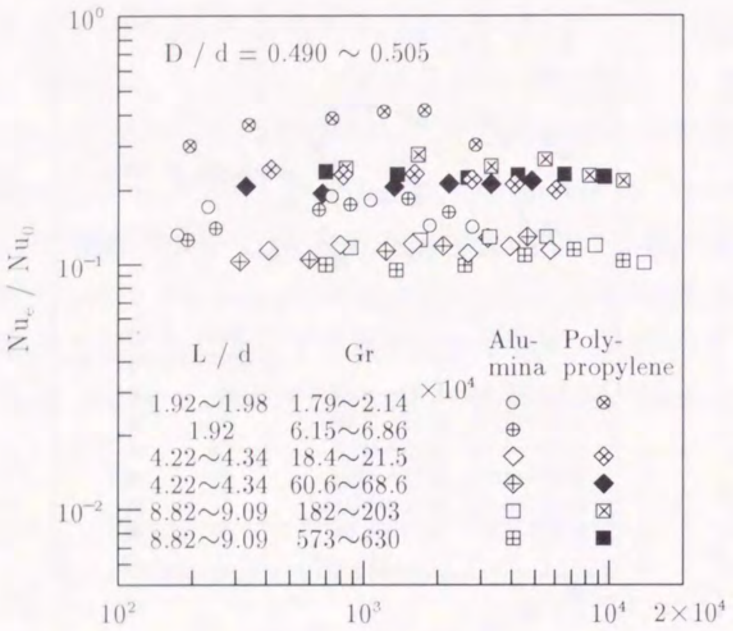
(a) $D/d = 0$



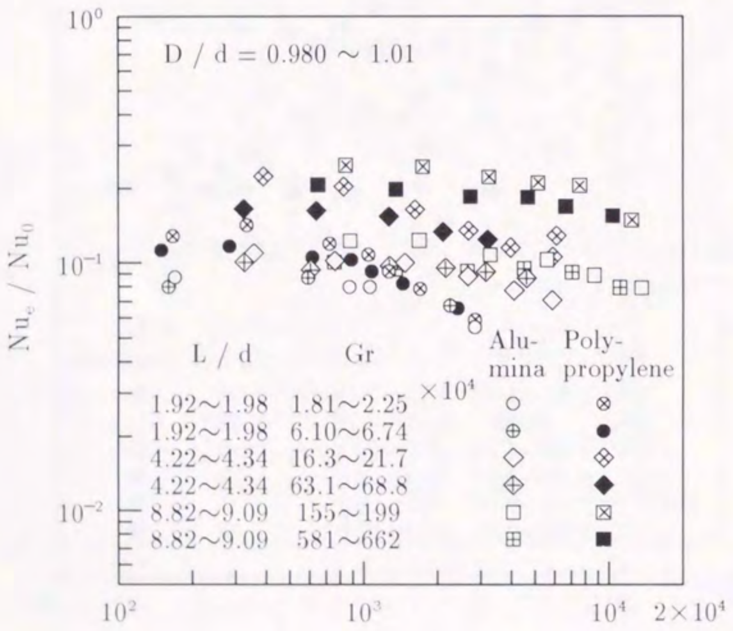
(b) $D/d = 0.245 \sim 0.253$

図 5–22　ヌセルト数比 Nu_e/Nu_0 とレイノルズ数 Re の関係

$$\frac{Nu_e}{Nu_0} = \frac{1.4Re^{-0.04}Pr_e^{0.66}(L/d)^{-0.16}}{1 + 2.0Re^{0.22}Pr_e^{0.36}(L/d)^{-1.6}(D/d)^{1.1}} \tag{5-20}$$



(c) $D/d = 0.490 \sim 0.505$



(d) $D/d = 0.980 \sim 1.01$

図 5-22 ヌセルト数比 Nu_e/Nu_0 とレイノルズ数 Re の関係

適用範囲： $9.6 \times 10^1 \leq Re \leq 1.5 \times 10^4$, $1.7 \times 10^4 \leq Gr \leq 6.6 \times 10^6$,
$0.059 \leq Pr_e \leq 0.19$, $1.92 \leq L/d \leq 9.09$, $0 \leq D/d \leq 1.0$

図 5-23 は，次式 (5-21) にて定義されるパラメータ B^* を用い，全実験データと本実験式 (5-20) を比較したものである．

$$B^* = \frac{Nu_e}{Nu_0}\frac{1 + 2.0Re^{0.22}Pr_e^{0.36}(L/d)^{-1.6}(D/d)^{1.1}}{1.4Re^{-0.04}Pr_e^{0.66}(L/d)^{-0.16}} \tag{5-21}$$

図 5-23 において，本実験値が式 (5-20) に比較的良く一致することが理解できる．

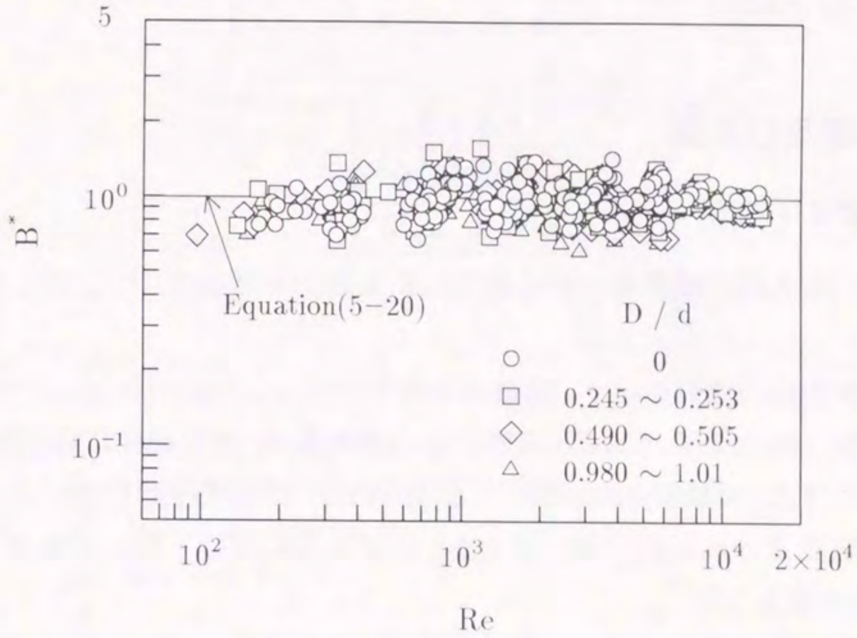


図 5-23 B^* と Re の関係

第 4 節　球状粒子を多段に充填した上部開放矩形くぼみの共存対流熱伝達

本節では，深さ $D = 23 \sim 50$ mm，長さ $L = 20 \sim 100$ mm の種々の寸法の上部開放型矩形くぼみに，直径 $d = 5.1 \sim 10.2$ mm のアルミナ球及びガラス球を充填した場合の，くぼみ底面からの共存対流熱伝達に関する実験を行い，比較的深いくぼみ内に設置された球状粒子充填層の熱伝達に与える，表面近傍の不均質性に関して検討を行うとともに，熱伝達特性に及ぼすくぼみ長さ，くぼみ深さ，充填球状粒子の直径及び熱伝導率の効果の定量的評価を行う．さらに，本節で得られた実験結果に第 3 節の実験結果を加え，広範な条件に関する実験データを対象にした結果の整理を行い，幅広い適用範囲を持つ熱伝達特性の無次元整理式の提案を行うものである．

4.1　実験装置及び方法

4.1.1　実験装置及び方法

本実験装置は，第 2 節の装置の一部を改造したものであるので，ここでは主要な点のみを述べる．

図 5-24 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) × $W = 400$ mm (幅) (水力直径 160mm) の吸い込み型風胴で，流路底面には試験矩形くぼみが設置されている．また，試験部上流には，長さ 3800 mm の助走区間が設けられている．試験部上部の流路壁 (長さ 600 mm × 幅 400 mm) は取り外し可能となっており，自然対流の実験を行う場合には開放した．

図 5-25 に試験部の詳細を示す．本試験部は，長さ L (20 ～ 100 mm) × 奥行き $W = 400$ mm × 深さ D (23 ～ 50 mm) の上部開放型矩形くぼみで，周囲環境への熱損失低減のためケイ酸カルシウム製断熱材④ (熱伝導率 0.045 W/(m·K)，垂直壁 30 mm 厚，底面 50mm 厚)

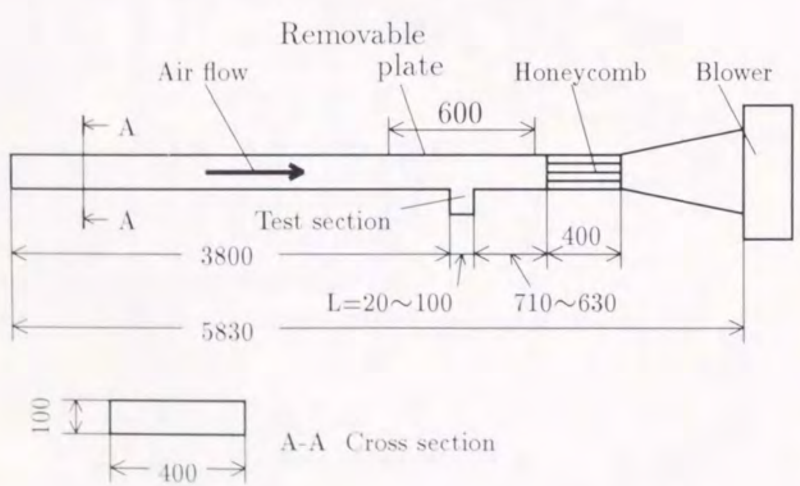
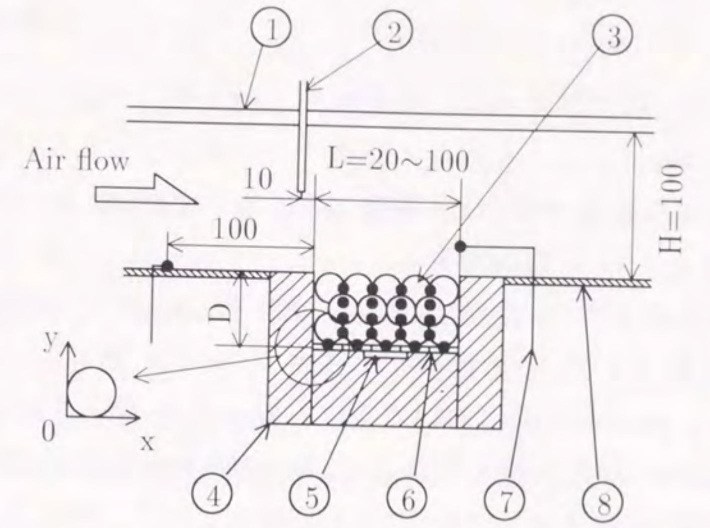


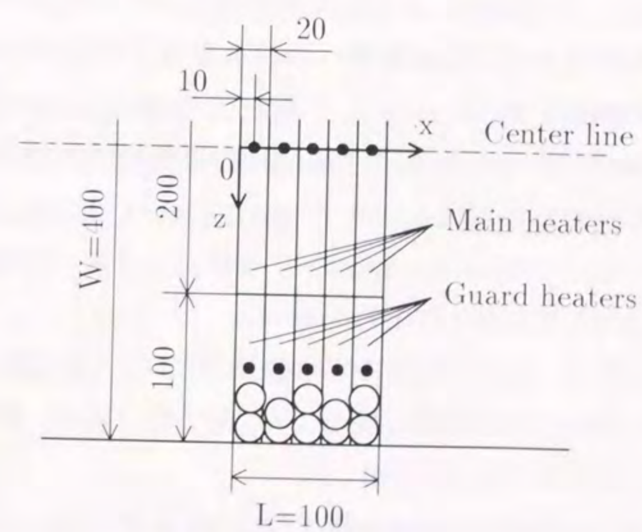
図 5-24　実験装置の概略

により製作されている．また，試験くぼみ内には球状粒子③が充填されている．充填球状粒子の詳細を表 5-5 に示す．本実験においては，球状粒子充填層の有効熱伝導率を大幅に変化させるため，熱伝導率の大きく異なるアルミナ球及びガラス球を用いた．また，アルミナ球に関しては，充填球状粒子直径 d を 5.1，10.2，21.2 mm の 3 段階に設定し，熱伝達特性に及



① Acrylic plate
② Hot wire anemometer
③ Spherical particles
④ Insulating material
⑤ Heat flow sensor
⑥ Electric heater
⑦ Traversing thermocouple
⑧ Bakelite plate
• Thermocouple

(a) 垂直断面図



(b) 平面図

図 5-25　試験部の詳細

表 5-5 充填球状粒子の諸特性

Material	Diameter d mm	Thermal conductivity λ_s W/(m·K) (at 300 K)
Alumina	5.1	22.0
Alumina	10.2	22.0
Alumina	21.2	22.0
Glass	10.2	1.03

ぼす充填球状粒子直径の影響についても検討を行った. なお, 表 5-5 に示される充填球状粒子直径の最大偏差は ± 1.33 % 以内である.

図 5-25(b) に示されるように, 長さ 20 mm × 奥行き 200mm の主電気ヒータ⑥がくぼみ底面中央部に設置されており, その両側には長さ 20 mm × 奥行き 100 mm の補償用電気ヒータが設置されている. 本実験においてくぼみ長さ L を変化させる場合には, これら電気ヒータの空気流方向への配列数を変化させ, $L = 100$ mm の場合には 5 列 (図 5-25 (b)), $L = 80$ mm では 4 列そして $L = 20$ mm では 1 列配置とした. また, ヒータ表面及びくぼみ内壁面にはアルミニウム箔 (厚さ 80 μm, 放射率 $\xi = 0.1$) を貼り付け, 放射熱損失の低減を図った.

各主電気ヒータの表面温度 T_w は, ヒータ表面中央に取り付けた素線径 0.1 mm の K 型熱電対 (最小目盛 0.01 K の標準温度計にて検定済, 測定精度 ± 0.1 K 以内) により測定した. 同様に, 補償用電気ヒータの表面温度測定も各ヒータの表面中央で行った. 本実験においては, 等温加熱面条件を得るため, これらの主及び補償用電気ヒータの表面温度が等しくなるように各ヒータへの電気入力を調節した (最大温度差 ± 0.5 K 以内). また, ヒータ裏面中央には熱流束センサ ⑤ を取り付け, 周囲環境への損失熱量の測定を行った.

流入空気温度 T_a は試験部上流 100 mm にて測定し, 試験部出口の空気温度はトラバース可能な熱電対 ⑦ にて測定した. また, $L = 100$ mm の場合については, くぼみ内の空気温度を図 5-25(a) に示す 16 ヶ所 ($x = 20, 40, 60, 80$ mm, $y = 10, 20, 30, 40$ mm) にて測定した. これらの温度計測は, いずれも直径 0.1 mm の K 型熱電対 (最小目盛 0.01 K の標準温度計にて検定済, 測定精度 ± 0.1 K 以内) にて行われた.

空気流速は, くぼみ上流 10 mm の位置にて熱線流速計 ② (測定精度 ± 1 % 未満) により測定した. なお, 後述の実験結果の整理に際しては, 第 2 節と同様, 風洞断面中央における空気流速 u (以下, 主流空気流速と呼ぶ) を用いた.

実験は, 送風機回転数の調節にて空気流速を設定後, 伝熱面温度が所定の値となるよう, 各主及び補償用電気ヒータへの入力を調節して行った. 装置内の空気流動状態及び熱伝達が定常状態に達した後, 実験データの採取及び記録を行った.

本実験条件の概略は以下に示されるとおりである.

主流空気流速 u	: 0 ～ 3 m/s
流入空気-伝熱面温度差 ΔT_m	: 30 ～ 100 K
くぼみ長さ L	: 20, 80, 100 mm
くぼみ深さ D	: 23, 50, 100 mm
充填球状粒子の熱伝導率 λ_s	: 1.03 ～ 21.0 W/(m·K)

4.1.2 実験結果の整理法

試験くぼみ底面の伝熱面から球状粒子充填層及び流動空気への正味伝熱量 Q (測定精度は 2 % 以内) [W] は, ヒータ入力よりヒータ裏面から周囲への損失熱量 (ヒータ入力の 10 % 以内, ヒータ裏面にて一様と仮定) を差し引いて求めた. 局所熱伝達係数 h 及び平均熱伝達係数 h_m は次式により算出した.

$$h = q_i/(T_{wi} - T_a) \tag{5-22}$$

$$h_m = q_m/\Delta T_m \tag{5-23}$$

ここに, q_i は各主電気ヒータにおける熱流束 ($i = 1, \cdots, 5$), T_{wi} は各主電気ヒータの表面温度 ($i = 1, \cdots, 5$), $\Delta T_m = T_{wm} - T_a$, T_a は流入空気温度, T_{wm} は平均伝熱面温度である.

平均修正ヌセルト数 Nu_e, レイノルズ数 Re, グラスホフ数 Gr 及び球状粒子充填層の有効プラントル数 Pr_e は次式により定義した.

$$Nu_e = h_m L/\lambda_e \tag{5-24}$$

$$Re = uL/\nu \tag{5-25}$$

$$Gr = g\beta\Delta T_m L^3/\nu^2 \tag{5-26}$$

$$Pr_e = c_{pf}\mu_f/\lambda_e \tag{5-27}$$

ここに, L は伝熱面長さ, u は主流空気流速, λ_e は球状粒子充填層の有効熱伝導率で, 充填球状粒子及び空気の熱伝導率と空隙率の値を Kunii–Smith の式(5-9)に代入して求めた. また, 体膨張係数 β は流入空気温度 T_a における値にて(5-2), β 以外の諸物性値は膜温度 $(T_{wm} + T_a)/2$ における値にて評価した.

4.2 実験結果及び考察

4.2.1 実験装置の特性

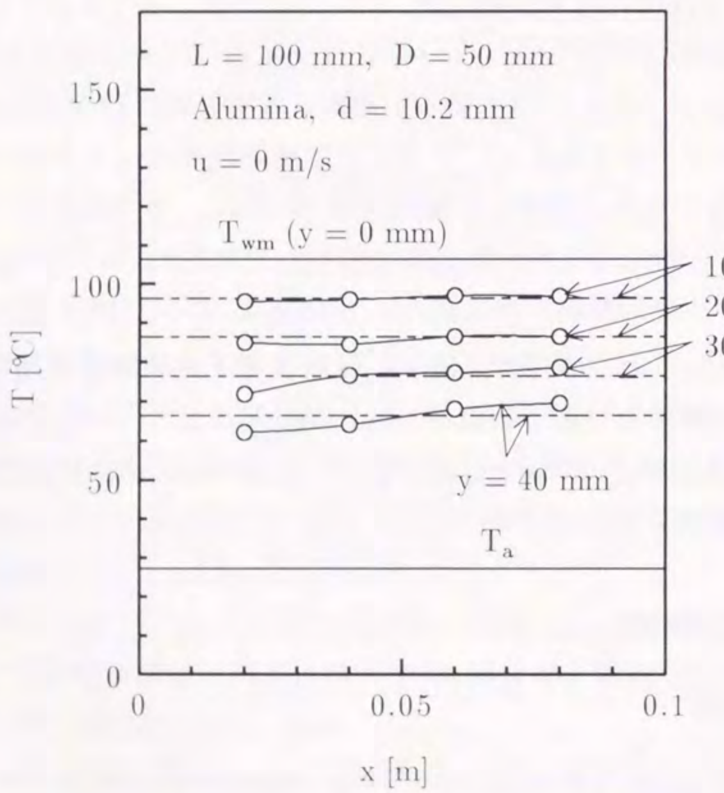
第 2 節で示したように, 本実験装置における境界層の流動状態は, 主流空気流速 $u \geq 1.5$ m/s では乱流状態, $u < 1.5$ m/s では遷移状態にあるまた, 主流の乱れ強さは 1% 未満である. それぞれのくぼみ長さ L に関する流動状態とレイノルズ数 Re 領域の関係を表 5-6 に示す.

表 5–6　境界層の流れ状態

Length of heating surface L mm	Turbulent flow	Transient flow
20	$Re \geq 1300$	$Re < 1300$
80	$Re \geq 5300$	$Re < 5300$
100	$Re \geq 6700$	$Re < 6700$

4.2.2　くぼみ内空気温度分布

図 5–26(a)~(c) は, くぼみ長さ $L = 100$ mm, 深さ $D = 50$ mm の条件にて, アルミナ球を用いた場合のくぼみ内の空気温度分布を, 種々の空気流速 u について示したものである. なお, 図中には平均伝熱面温度 T_{wm} 及び流入空気温度 T_a ($u = 0$ m/s の場合には周囲空気温度) を実線にて併記してある. また, 試験部内温度分布の定性的傾向を判断する指標として, 平均熱流束と球状粒子充填層の有効熱伝導率及び一次元定常熱伝導の仮定から算出される, 熱伝導時の球状粒子充填層内温度の予測値も一点鎖線にて併記してある. なお, この値の算出に際しては, 熱流束分布の影響が考慮されていない点に注意されたい.



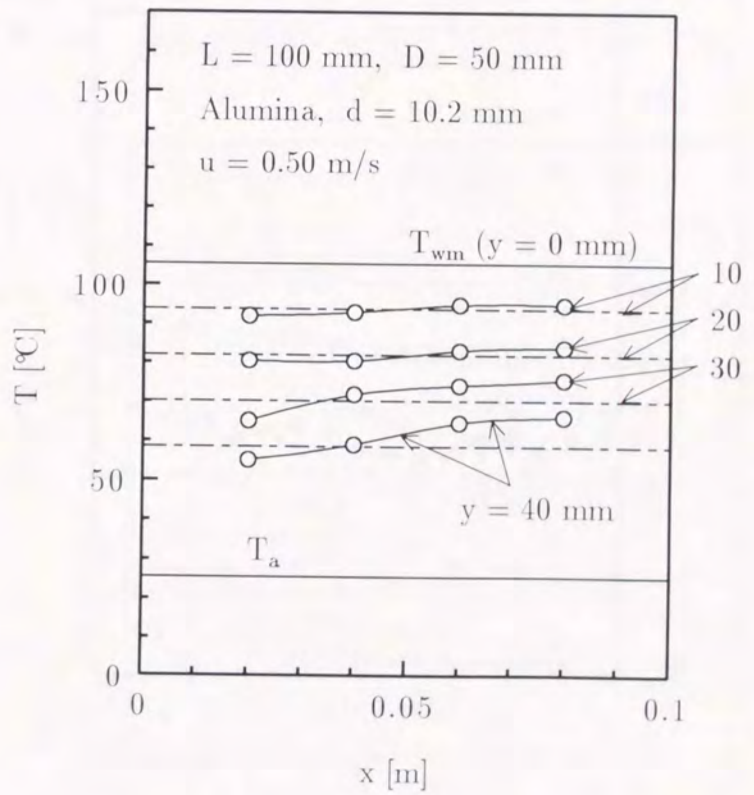
(a) $u = 0$ m/s

図 5–26　くぼみ内の温度分布

まず, 図 5–26(a) に示される, $u = 0$ m/s の自然対流時の温度分布を観察すると, $y = 10$ mm 及び $y = 20$ mm の空気温度は, 熱伝導を仮定した一点鎖線とほぼ一致することより, くぼみ底部では対流の影響がほとんど現れないことが理解できる. 一方, $y = 30 \sim 40$ mm の空気温度は, x の増加とともに緩やかに上昇する傾向にある. これは, くぼみ表面近傍の空気の自然対流によるものと考えられる. なお, この様に空気温度が x 方向に上昇したのは, 試験部上方の空気の自然対流が, 試験部周囲の機器の配置等の影響により偏ったためと考えられる.

図 5–26(b) の $u = 0.5$ m/s に関しては, いずれの y に関しても, 空気温度は x の増加とともに上昇する傾向にあり, この傾向は y の増加に伴い (球状粒子充填層表面に近ずくほど) 顕著となっている. この場合においても, $y = 10$ mm 及び $y = 20$ mm の空気温度は, 熱伝導を仮定した一点鎖線と比較的一致することより, くぼみ底部では熱伝導の影響が大きいものと考えられる. 一方, $y = 30 \sim 40$ mm に関しては, 空気温度の x 方向変化は図 5–26(a) の $u = 0$ m/s に比較して顕著となっており, u の増加に伴い球状粒子充填層表面部での対流の影響が顕著となることが理解できる.

$u = 2.0$ m/s に関する図 5–26(c) においては, 空気温度の x 方向変化が図 5–26(b) の $u = 0.5$ m/s に比較して大きくなることより, 強制対流の影響が球状粒子充填層の内部にまで達す



(b) $u = 0.5$ m/s

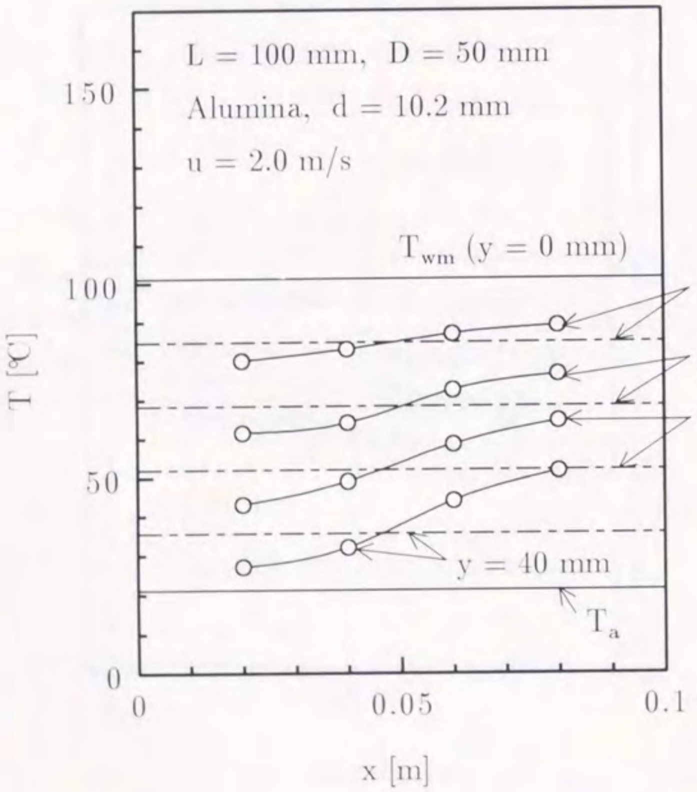
図 5–26　くぼみ内の温度分布

ることが理解できる．なお，$y = 10$ mm の温度分布にも x 方向変化が観察されるが，これは x 方向の熱流束分布に対応するものであることが確認されており，この領域においては主に熱伝導が支配的であると考えられる．また，$x = 0.02$ m の測定値に観察されるように，$y = 40$ mm の空気温度は流入空気温度 T_a に近い値を示すことより，球状粒子充填層表面から充填球状粒子直径程度の深さまでの領域 ($y > 40$ mm の領域) においては，対流の影響が特に顕著に現れることが理解できる．

4.2.3　局所熱伝達特性

図 5-27 は，長さ $L = 100$ mm，深さ $D = 50$ mm のくぼみ内にアルミナ球を充填し，加熱面 - 流入空気温度差を $\Delta T_m = 79 \sim 80$ K に設定した場合について，局所熱伝達係数 h の x 方向分布を，種々の空気流速 u について比較したものである．なお図中には，第 2 節にて得た，$L = 90$ mm，$D = 10$ mm の場合の熱伝達係数も比較のために併記してある．

図 5-27 において，空気流速 $u = 0$ m/s と 0.5 m/s の熱伝達係数 h を比較すると，両者には顕著な差は見られない結果となっている．これは，図 5-26 の考察で述べたように，空気流速が小さい条件においては，試験くぼみ底部の熱移動が熱抵抗の大きな伝導伝熱により支配されるため，空気流速の増加に伴うくぼみ表面近傍の対流の促進が，くぼみ底面から主流



(c) $u = 2.0$ m/s

図 5-26　くぼみ内の温度分布

空気に至るまでの全熱抵抗の減少に寄与しなかったものと考えられる．

一方，$u = 2.0$ m/s の結果に着目すると，熱伝達係数 h の値は $u = 0.5$ m/s の結果に比較して約 23 ～ 28 % 程度増加している．これは図 5-26(c) の考察でも述べたように，空気流速が大きい条件においては，球状粒子充填層のより内部にまで対流の影響が及ぶためと考えられる．また，$u = 2.0$ m/s の条件において，$D = 50$ mm に関する本実験結果と $D = 10$ mm の結果を比較すると，$D = 50$ mm の熱伝達係数 h は $D = 10$ mm の場合の約 40 % 程度の小さい値を示していることより，球状粒子充填層の対流抑制効果や熱抵抗の大きいことが理解できる．

4.2.4　熱伝達特性の無次元整理

図 5-28(a) 及び図 5-28(b) は，それぞれくぼみ長さ $L = 100$ mm 及び $L = 20$ mm について，平均修正ヌセルト数 Nu_e とレイノルズ数 Re の関係を示したものである．また図中には，第 3 節で得たくぼみ内に 1 段のみ球状粒子を充填した場合のくぼみ底面からの熱伝達特性に関する次式も比較のために併記してある．

$$\frac{Nu_e}{Nu_0} = \frac{1.4Re^{-0.04}Pr_e^{0.66}(L/d)^{-0.16}}{1 + 2.0Re^{0.22}Pr_e^{0.36}(L/d)^{-1.6}(D/d)^{1.1}} \qquad (5\text{-}28)$$

ここに，Pr_e は球状粒子充填層の有効プラントル数，Nu_0 は球状粒子未充填，くぼみ無しの平板状態におけるヌセルト数で，第 3 節の結果より次式にて表される．

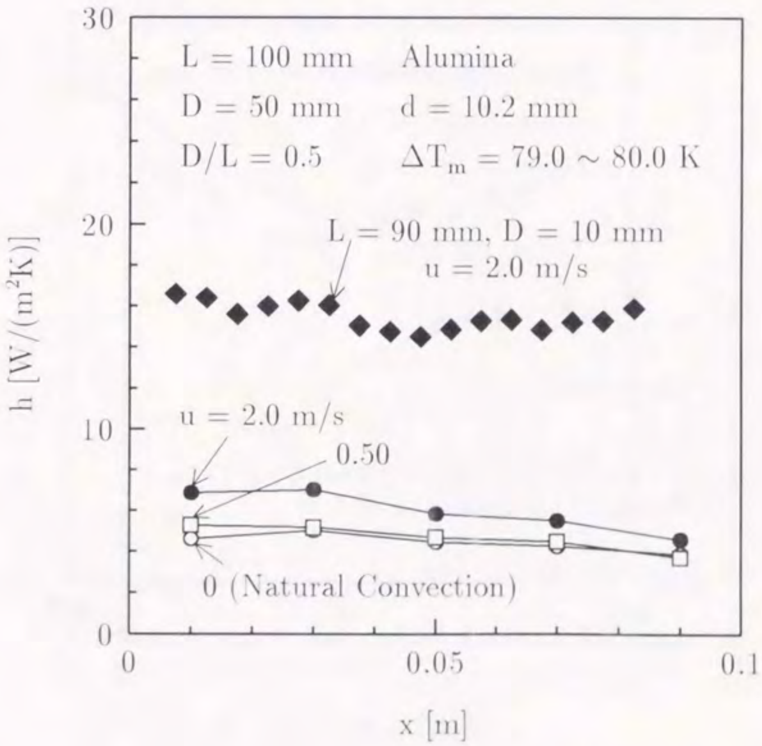
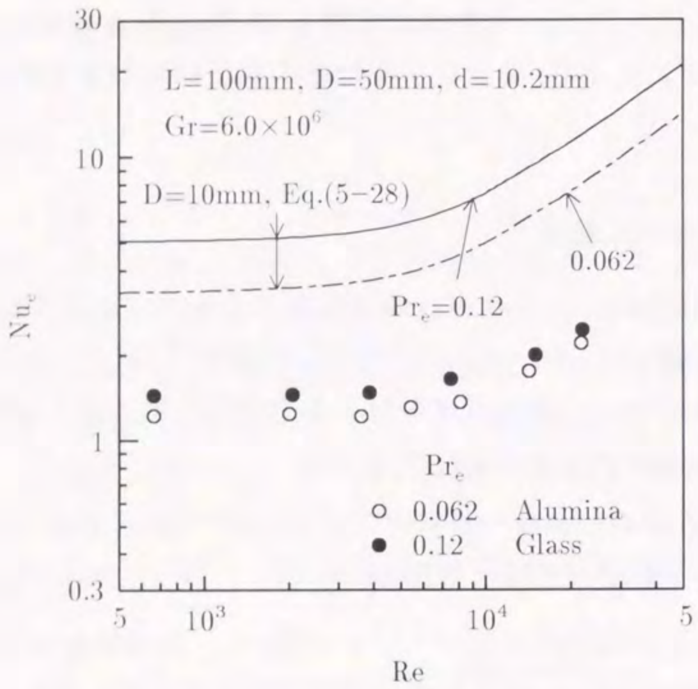


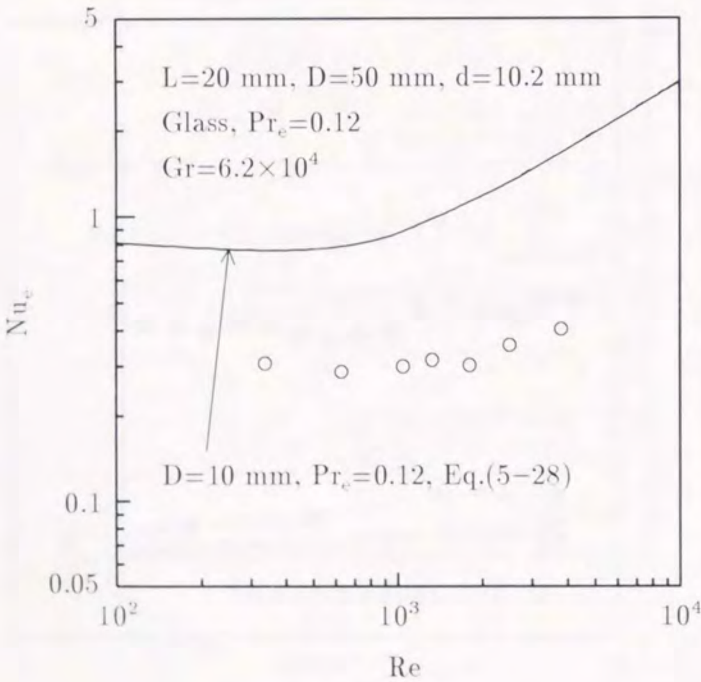
図 5-27　熱伝達係数の x 方向分布

$$Nu_0 = 0.037 Pr_f^{2/3} Re^{0.8} (1 + 50Gr/Re^{2.2})^{1/3} \tag{5-29}$$

まず, くぼみ長さ $L = 100$ mm に関する図 5-28(a) について観察すると, いずれのくぼみ深さ D 及び有効プラントル数 Pr_e に関しても, レイノルズ数 Re の小さな領域では修正ヌ



(a) $L = 100$ mm



(b) $L = 20$ mm

図 5-28 Nu_e と Re の関係

セルト数 Nu_e はほぼ一定値を示し, Re 数の大きい領域においては, Nu_e 数は Re 数の増加に伴い大きくなることが理解できる. さらに, Nu_e 数が Re 数に伴い増加する Re 数領域は, $D = 10$ mm では約 $Re > 5000$ であるのに対して, $D = 50$ mm では約 $Re > 8000$ となることより, D が大きい場合には強制対流の効果の顕著となる Re 数域が高くなることが理解できる. 一方, 有効プラントル数 Pr_e 及びレイノルズ数 Re を一定とした場合, いずれの Pr_e 数に関しても, Nu_e 数は D の増大に伴い低下する結果となっている. この低下割合について詳しく観察すると, $Pr_e = 0.12$ に関しては, $D = 50$ mm の Nu_e 数は, $D = 10$ mm の場合の約 21 ~ 29 % の値となるのに対し, $Pr_e = 0.062$ では約 28 ~ 36 % の値となっており, くぼみ深さの増大による Nu_e 数の低下は, Pr_e 数の大きい場合に顕著に見られる結果となっている. これらの原因としては, 図 5-27 の考察でも述べたように, D の増加に伴い, 充填球状粒子による対流の抑制効果が顕著になることや, 球状粒子充填層の熱伝導率の小さい高 Pr_e 数条件においては, その影響が顕著に現れたものと考えられる.

次いで, くぼみ長さ $L = 20$ mm に関する図 5-28(b) について観察すると, 定性的な傾向は前述の $L = 100$ mm の場合と同様であるが, $D = 50$ mm に関する Nu_e 数は, $D = 10$ mm の場合の約 24 ~ 38 % の値となっており, D の増大に伴う Nu_e 数の低下割合は, 前述の $L = 100$ mm に比較して若干小さくなることが理解できる. この原因としては, くぼみ垂直壁近傍に形成される流動抵抗の小さい領域の影響 (チャンネリング効果) が考えられ, このような領域がくぼみ部の約 50 % を占める図 5-28(b) の条件 ($L/d \simeq 2$) においては, くぼみ内部での対流の減衰が小さいことによるものと考えられる.

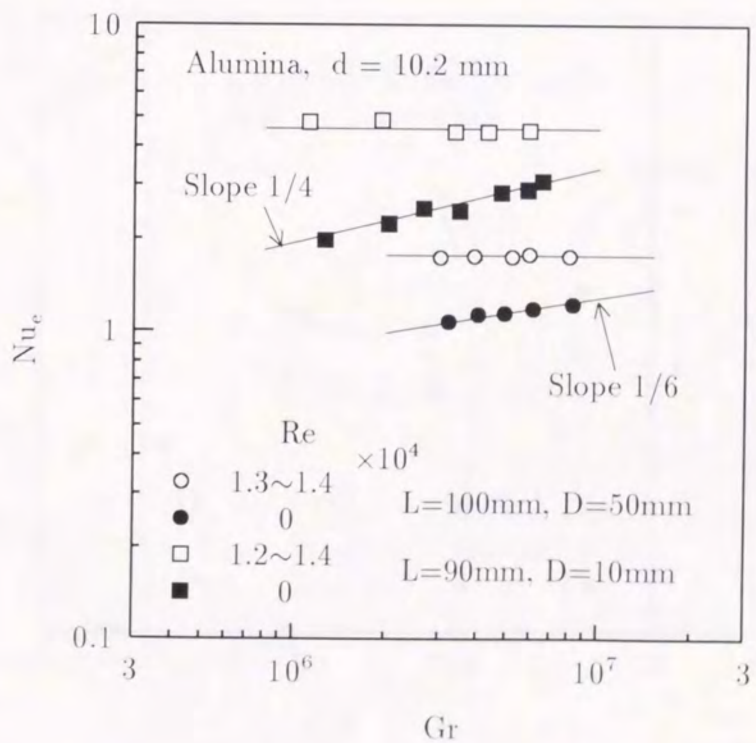


図 5-29 Nu_e と Gr の関係

図 5-29 は, 長さ $L = 100$ mm, 深さ $D = 50$ mm のくぼみに, 直径 $d = 10.2$ mm のアルミナ球を充填した場合の, 修正ヌセルト数 Nu_e とグラスホフ数 Gr の関係を示したものである. 図中には, くぼみ長さがほぼ等しく ($L = 90$ mm), くぼみ深さが小さい ($D = 10$ mm) 場合の実験結果も比較のために併記している.

図 5-29 において, いずれの L 及び D に関しても, Re 数が大きい場合には, Nu_e 数は Gr 数の値に関係せずほぼ一定値となるが, $Re = 0$ の自然対流時においては Nu_e 数は Gr 数とともに増大する. また, $Re = 0$ における Nu_e 数の Gr 数への依存性は, $D = 10$ mm の場合には $Nu_e \propto Gr^{1/4}$ と比較的大きい値を示すが, $D = 50$ mm においては $Nu_e \propto Gr^{1/6}$ と小さなものとなる. これは, くぼみ深さが大きい場合には, 球状粒子充填層の熱抵抗のため球状粒子充填層表面近くの温度が低下し, その結果, 自然対流が弱まったものと考えられる.

図 5-30 は, 直径 $d = 10.2$ mm のガラス球 (有効プラントル数 $Pr_e = 0.12$) を用いた場合を例に, 平均修正ヌセルト数 Nu_e に及ぼす試験部くぼみのアスペクト比 D/L の影響を示したものである. また図 5-30 中には, 球状粒子を 1 段のみ充填した場合の実験結果も併記している.

図 5-30 において, くぼみ長さ L, レイノルズ数 Re 及びグラスホフ数 Gr を固定した場合には, 平均修正ヌセルト数 Nu_e は $(D/L)^{-1}$ にほぼ比例して減少する結果を得た. これは, くぼみ内部の熱伝達に及ぼす熱伝導の影響が大きいためと考えられる.

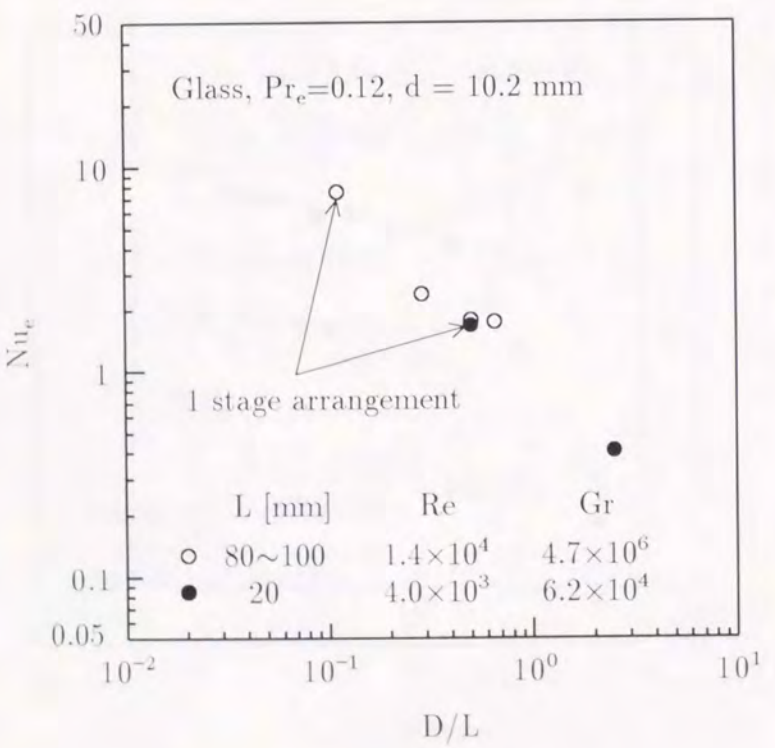


図 5-30　Nu_e と D/L の関係

図 5-31 は, 長さ $L = 100$ mm, 深さ $D = 50$ mm のくぼみ内に種々の粒子直径のアルミナ球を充填した場合に関して, 修正ヌセルト数 Nu_e と無次元充填球状粒子直径 d/D の関係を示したものである. なお, 図 5-31 には, グラスホフ数が $Gr = 8.0 \times 10^6 \sim 8.3 \times 10^6$ の範囲にある実験結果のみをプロットしてある.

図 5-31 において, レイノルズ数 Re を一定とした場合, 修正ヌセルト数 Nu_e は無次元充填球状粒子直径 d/D の増大とともに増加することや, その増加割合は Re 数の増大に伴い大きくなることが定量的に理解できる. この原因としては, 多孔質層の流動抵抗が充填球状粒子直径 d の増加とともに減少すること(5-10)以外に, くぼみ内壁面近傍に形成される流動抵抗の小さい領域が充填球状粒子直径 d の増加とともに大きくなることや, 図 5-26 の考察でも述べたように, 強制対流の効果が顕著に現れる, 球状粒子充填層表面より充填球状粒子直径 d 程度の深さまでの領域の大きさが, 充填球状粒子直径 d に比例して増大することなどが考えられる.

以上の議論で述べたように, 球状粒子充填くぼみ底面からの熱伝達は, 種々の因子の影響を受けて複雑に変化する. さらに, 球状粒子充填層内の熱抵抗のみならず, 球状粒子充填層上部の空気流にも温度境界層が形成されることを考慮すれば, 第 2 節と同様, 球状粒子未充填, $D = 0$ mm における Nu_0 数 (式 (5-29) に Re 数, Gr 数及び Pr_f 数を代入して算出) を基準にした, 熱伝達特性の定量的評価が適当と考えられる. 本実験結果に加え, 第 3 節で得た $D = 10$ mm (くぼみ内に球状粒子がほぼ隠れる場合) の実験結果も考慮し, 最小二乗法に

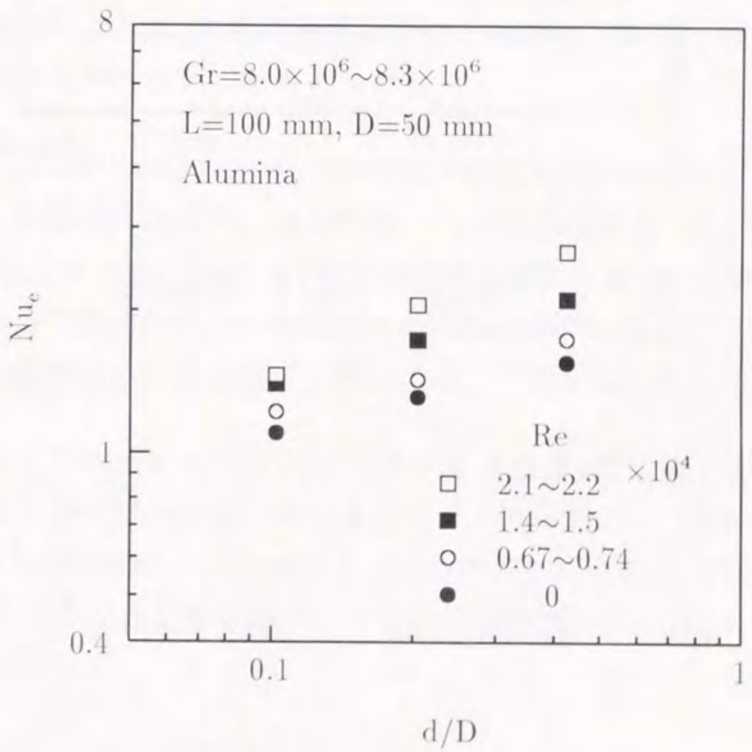


図 5-31　Nu_e と d/D の関係

より実験データの整理を行ったところ，全実験データを平均偏差 ± 12% にてまとめる次式を得た．

$$Nu_e/Nu_0 = 0.60(L/d)^{0.41}(D/d)^{-0.79}Pr_e^{0.49}Re^{-0.16} \tag{5-30}$$

適用範囲：　$9.6 \times 10^1 \leq Re \leq 2.2 \times 10^4,\ 1.7 \times 10^4 \leq Gr \leq 8.2 \times 10^6,$
$0.059 \leq Pr_e \leq 0.19,\ 1.92 \leq L/d \leq 9.80,\ 0.98 \leq D/d \leq 4.90$

図 5-32 は，上式 (5-30) による修正ヌセルト数 Nu_e の計算値 $(Nu_e)_{cal}$ と実験値 $(Nu_e)_{exp}$ の比較を行ったものである．

図 5-32 において，$D/d = 2.25 \sim 9.80$ の比較的深いくぼみのみならず，$D/d = 0.980 \sim 1.01$ の球状粒子一段充填層に関しても，式 (5-30) による予測値が実験値と比較的良く一致することが理解できる．

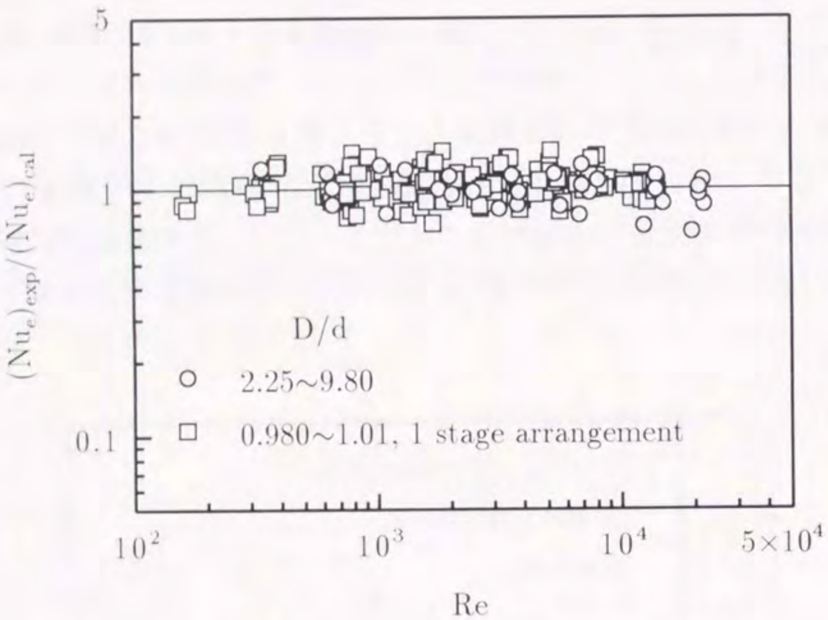


図 5-32　$(Nu_e)_{exp}/(Nu_e)_{cal}$ と Re の関係

第 5 節　本章のまとめ

上部開放型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に関する実験結果より，多孔質層表面近傍における流動及び伝熱挙動に関して以下の結論を得た．

(1) 充填球状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り，くぼみ内には球状粒子未充填時にみられた循環渦が形成されなくなる．このため，空気流速及び加熱面–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，球状粒子未充填の平板と類似な傾向を示す．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．

(2) くぼみ深さを 0 mm に設定し，球状粒子列を流れの境界層中にさらした場合においても，球状粒子充填層下部の伝熱面近傍への空気流の進入は，上流側数列に限定される．このため，球状粒子充填層長さの増大に伴い熱伝達係数は減少する．なお，伝熱面長さを充填球状粒子直径の 2 倍程度とした場合には，流れが球状粒子充填層下部の伝熱面近傍を通過して下流にまで至り，この場合には，熱伝達特性が著しく向上する．一方，くぼみ深さを充填球状粒子直径程度に設定した場合には，流体は球状粒子充填層の上部に沿って流動し，球状粒子充填層下部の伝熱面近傍では流れの淀んだ状態となる．この場合，球状粒子充填層上部流の下方への広がりは，伝熱面長さの減少に伴い小さくなり，同時に熱伝達係数も小さくなる．

(3) 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．

(4) 充填球状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，前者は充填球状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，球状粒子充填時には，球状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る．また，球状粒子充填層の熱伝達係数は充填球状粒子の熱伝導率の増加に伴い増加するが，この増加量は充填球状粒子の熱伝導率の増加に比して小さいものとなる．

(5) 球状粒子充填時の対流熱伝達に関するヌセルト数比 (球状粒子充填時のヌセルト数 Nu_e と球状粒子未充填の平面状態におけるヌセルト数 Nu_0 の比) は，レイノルズ数，有効プラントル数，無次元くぼみ深さ (くぼみ深さと充填球状粒子径の比) 及び無次元くぼみ長さ (くぼみ長さと充填球状粒子径の比) の関数として表すことが出来，有用な実験整理式を得た．

また，上部開放型矩形くぼみに球状粒子を多段に充填した場合の共存対流熱伝達に関する実験結果より，以下の結論を得た．

(6) 本実験条件の空気流速範囲においては，強制対流の効果は，球状粒子充填層表面より充填球状粒子直径程度の深さまでの領域では顕著に現れるが，その効果は，球状粒子充填層表面より充填球状粒子直径の 2 ～ 3 倍程度の深さまでの領域に限定されることが判明した．これに伴い，熱伝達係数の値はくぼみ深さの増大に伴い低下する結果となった．

(7) くぼみ寸法を固定した場合，くぼみ底面における熱伝達係数は充填球状粒子直径の増加とともに増大する．

(8) 球状粒子を多段に充填した場合の対流熱伝達に関するヌセルト数比 (球状粒子充填時の修正ヌセルト数 Nu_c と球状粒子未充填の平面状態におけるヌセルト数 Nu_0 の比) は，レイノルズ数，有効プラントル数，無次元くぼみ深さ (くぼみ深さと充填球状粒子径の比) 及び無次元くぼみ長さ (くぼみ長さと充填球状粒子径の比) の関数として表すことが出来，有用な実験整理式を得た．

参考文献

(5-1) Kim, S. Y., 他 2 名, Proc. The 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf., 3 (1992), 237.

(5-2) 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.

(5-3) 山本, 他 2 名, 機論, 50-450, B (1984), 452.

(5-4) 文献 (5-2) の p.46.

(5-5) Wakao, N. and Kato, K., J. Chem. Eng. Japan, 2-1 (1969), 24.

(5-6) 例えば, Yamamoto, H., 他 2 名, Trans. ASME Ser.C, 101 (1979), 475.

(5-7) 稲葉, 他 2 名, 機論, 51-467, B (1985), 2414.

(5-8) 山本, 他 2 名, 機論, 43-371, (1977), 2662.

(5-9) Kunii, D. and Smith, J. M., AIChE J., 6 (1960), 71.

(5-10) Ergun, S., Chem. Engng. Progress., 48 (1952), 89.

本章で使用された記号

a	: 定数	
b	: 定数	
c	: 定数	
c_p	: 比熱	[J/(kg·K)]
D	: くぼみ深さ	[m]
d	: 充填球状粒子直径	[m]
Gr	: グラスホフ数	
H	: 風洞流路高さ	[m]
H_{12}	: 速度分布の形状係数	
h	: 熱伝達係数	[W/(m²·K)]
L	: くぼみ長さ	[m]
Nu	: ヌセルト数	
Pr	: プラントル数	
Q	: 伝熱量	[W]
q	: 熱流束	[W/m²]
Re	: レイノルズ数	
T	: 温度	[K]

ΔT	: 温度差	[K]
u	: 流速	[m/s]
W	: くぼみ奥行き長さ	[m]
x	: くぼみ上流端からの主流方向距離	[m]
y	: くぼみ底面からの距離	[m]
z	: 奥行き方向距離	[m]

ギリシャ文字

β	: 体膨張係数	[1/K]
ε	: 空隙率	
λ	: 熱伝導率	[W/(m·K)]
ξ	: 放射率	

添字

0	: 球状粒子未充填; またはくぼみ深さ $D = 0$ mm かつ球状粒子未充填
a	: 主流空気
e	: 有効
f	: 流体層
m	: 平均
p	: 充填球状粒子頂点
s	: 充填球状粒子
w	: 伝熱面

第 6 章

球状潜熱蓄熱体を充填した小型潜熱蓄熱槽の蓄熱特性

第 1 節　緒言

近年, 環境保全の目的より, 内燃機関の排気ガスに含まれる有害物質等が問題とされている. この解決策としては, 内燃機関燃焼室内部での燃焼状態の改善による方法がある. 特に, 内燃機関の温度が十分に上昇していない暖気運転時においては, 燃焼状態が不良となり多量の有害物質が発生することも知られており, 迅速に内燃機関燃焼室を昇温することが重要な課題となっている. 他方, 既存の内燃機関の運転時間の短縮化により排気ガスの絶対量を低減する試みもなされている. その一実例としては, 路線バスなどが信号待ちの際にエンジンを停止することが挙げられる. このような方法は, 我が国の交通事情にも非常に適合したものであり, 渋滞時にエンジンを停止することで排気ガス量を大幅に低減できるものと期待される. 本章では, 本研究で対象とする多孔質材料充填層の一応用例として, 内燃機関運転時の廃熱 (冷却水) を蓄熱し, これを暖機運転の熱源や渋滞時などエンジン停止時の車内の冷暖房用熱源として利用するための, 球カプセル状潜熱蓄熱体を用いた小型潜熱蓄熱槽を取りあげ, その蓄熱特性を実験及び数値解析により検討する.

第 2 節　球状潜熱蓄熱体を充填した円筒蓄熱槽の蓄熱特性に関する実験

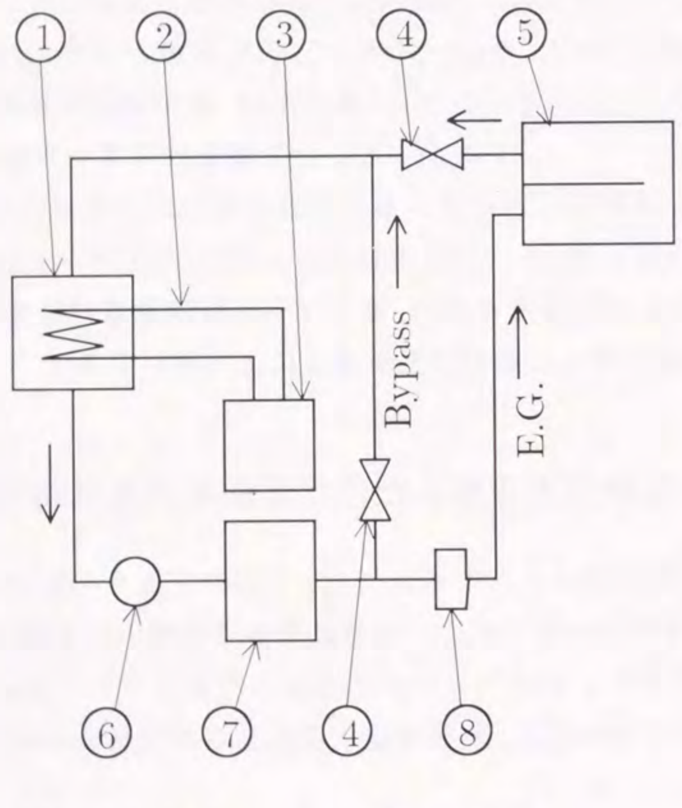
本節では, 固 – 液潜熱蓄熱材としてパラフィンを球カプセル内に封入した球カプセル状潜熱蓄熱体を, 真空断熱処理の施された円筒容器潜熱蓄熱槽内に多数充填し, 自動車エンジンの冷却水を模擬したエチレングリコール水溶液を熱媒体として用いた場合の, 蓄熱特性に及ぼす充填蓄熱体カプセル直径, 熱媒体流入温度及び熱媒体流速の効果について実験的に検討する.

2.1　実験装置及び方法

図 6–1 に実験装置の概略を示す. 本実験装置は, 球状潜熱蓄熱体が充填された円筒容器型試験潜熱蓄熱槽⑤, 自動車用エンジンの冷却水を模擬した 60 mass% エチレングリコール水溶液 (以下, 熱媒体と略す) の循環系統, 熱媒体の温度及び流量を制御するための各種機器より構成されている.

熱媒体は，熱媒体タンク①の下方より流出し，ポンプ⑥，温度コントローラ⑦，オリフィス流量計⑧を経て試験部⑤に至る．試験部⑤において蓄熱体との熱交換を終えた熱媒体は，熱媒体タンク①へと戻る．熱媒体の温度制御は，熱媒体タンク①内に設置された発熱量 2.25 kW の電気ヒータ② (温度コントローラ③にて制御) と，最大出力 4 kW の電気ヒータを内蔵した温度コントローラ⑦を併用して行った．熱媒体流量の制御は，インバータによるポンプ⑥の回転数の設定と，バイパスループ及び試験部出口のバルブ④の開度調整を併用して行った．また，熱媒体流量の測定に用いたオリフィス流量計⑧は予め検定されており，その測定精度は ±1 % 以下である．

円筒容器型試験蓄熱槽の詳細を図 6–2 に示す．試験蓄熱槽は，保温性の高い真空断熱処理の施されたステンレス製円筒容器で，その内径は D = 150 mm，奥行きは 305 mm (容器内底部はすり鉢状) である．さらに，比較的熱損失が大きいと予測される熱媒体入口及び出口部を片側 (図 6–2 左側) に配置し，試験蓄熱槽から外部環境への熱損失の低減を図った．試



① E.G. tank　　⑥ Pump
② Erectric heater　　⑦ Temp. controller
③ Temp. controller　　⑧ Flow meter
④ Valve　　E.G. Ethylene glycol
⑤ Test section

図 6–1　実験装置の概略

験蓄熱槽内は熱容量及び熱伝導率の小さいポリカーボネート板 (厚さ 10 mm) により上下に仕切られており，熱媒体は図 6–2 で示す試験蓄熱槽の左側開口端下方より流入し，右側の閉口端で折り返した後，左側の開口端の上方より流出する．

試験蓄熱槽開口端より 33 mm 及び 250 mm の位置には，蓄熱体の保持及び熱媒体の整流を目的に，直径 7.5 mm の穴を多数設けた多孔板 (厚さ 3 mm，開口比 0.7) が設置されており，これら二枚の多孔板間に長さ L = 217 mm にわたって球カプセル状蓄熱体 (以下，蓄熱体と略す) が充填されている．なお，蓄熱体の詳細に関しては後の第 2.2.1 項にて述べる．

試験蓄熱槽入口出口及び蓄熱槽内における熱媒体温度 θ_f [K] の測定は，図 6–2 中の記号 in, 2a, 2b, 2c, 5a, 5b, 5c, out で示す 8 ヶ所にて，蓄熱体中心温度 θ_c [K] の測定は，図 6–2 中の記号 1, 2b, 3, 4, 5b, 6 で示す 6 ヶ所にて，それぞれ素線径 0.1 mm の T 型熱電対により行った．熱媒体の熱交換量 Q_t [J] の算定に際して重要となる試験蓄熱槽入口出口における熱媒体の温度差 $(\theta_{fin} - \theta_{fout})$ [K] は，図 6–2 中の記号 in, out の位置に取り付けたサーモパイル (素線径 0.1 mm の T 型熱電対を 5 対直列に接続) により測定した．試験蓄熱槽の温度は，図 6–2 中の記号 (⊗) で示される試験部内面及び外面の計 6 ヶ所に取り付けた，素線径 0.1 mm の T 型熱電対により行い，試験蓄熱槽への蓄熱量 Q_v [J] の算定に用いた．また，図 6–2

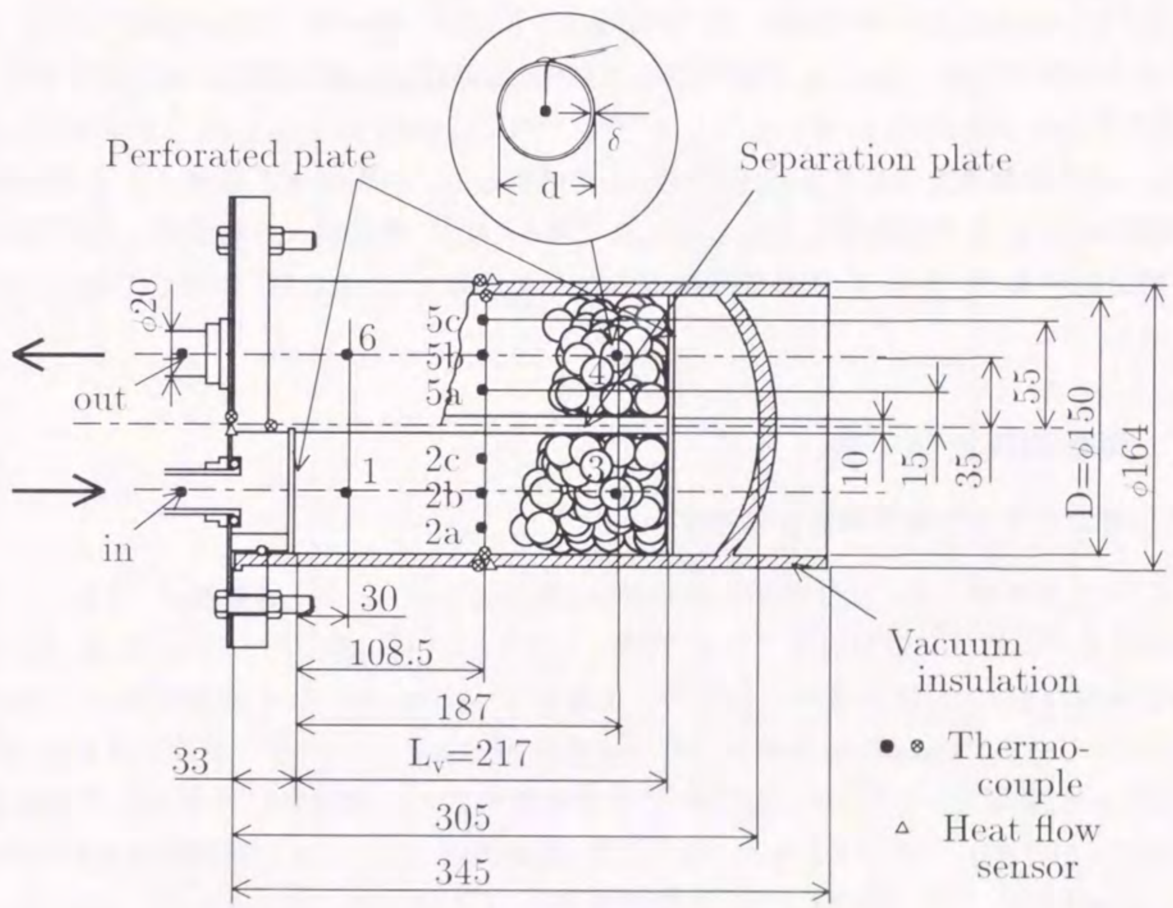


図 6–2　試験部の詳細

表 6–1　実験条件の概略

Type I (d = 20.4 mm, θ_m = 75.8 ℃)	
u_0 (m/s)	$1.6 \times 10^{-3} \sim 2.8 \times 10^{-2}$
θ_{fin} (℃)	$80.8 \sim 96.5$
θ_0 (℃)	$55.5 \sim 57.0$
Type II (d = 10.3 mm, θ_m = 61.9 ℃)	
u_0 (m/s)	$9.8 \times 10^{-4} \sim 3.4 \times 10^{-2}$
θ_{fin} (℃)	$65.6 \sim 81.1$
θ_0 (℃)	$40.7 \sim 41.3$

中の記号 (△) にて示す, 試験蓄熱槽の蓋部中央表面, 円筒部上部及び円筒部下部表面には熱流束センサーを設置し, 試験部から周囲空間への損失熱量 Q_l [J] を測定した (測定精度 ± 1 % 以内). 上述の熱電対, サーモパイル及び熱流束センサーの出力電圧は, パーソナルコンピュータに接続された分解能 0.1 μV のデータ収録システムを用い, 30 sec 毎に測定及び記録を行った. なお, 熱電対及びサーモパイルは, 最小目盛 0.01 K の標準温度計にて検定されており, その測定精度は, 熱電対については ± 0.1 K 以内, サーモパイルに関しては ± 0.02 K 以内と推定される. また, 全実験条件を通じて, 蓄熱槽への蓄熱量 Q_v 及び損失熱量 Q_l の, 熱媒体の熱交換量 Q_t に対する割合は, それぞれ $Q_v/Q_t \leq 12$ %, $Q_l/Q_t \leq 8$ % であった.

表 6–1 は, 蓄熱体充填部における熱媒体の空塔流速 u_0, 熱媒体流入温度 θ_{fin} 及び試験蓄熱槽初期温度 θ_0 の各実験条件を示したものである. なお, 熱媒体入口温度 θ_{fin} 及び試験蓄熱槽初期温度 θ_0 は, Type I, II の各蓄熱体の融点 θ_m (第 2.2.1 項参照) に応じて設定したものである.

2.2　実験結果及び考察

2.2.1　球カプセル状潜熱蓄熱体の特性

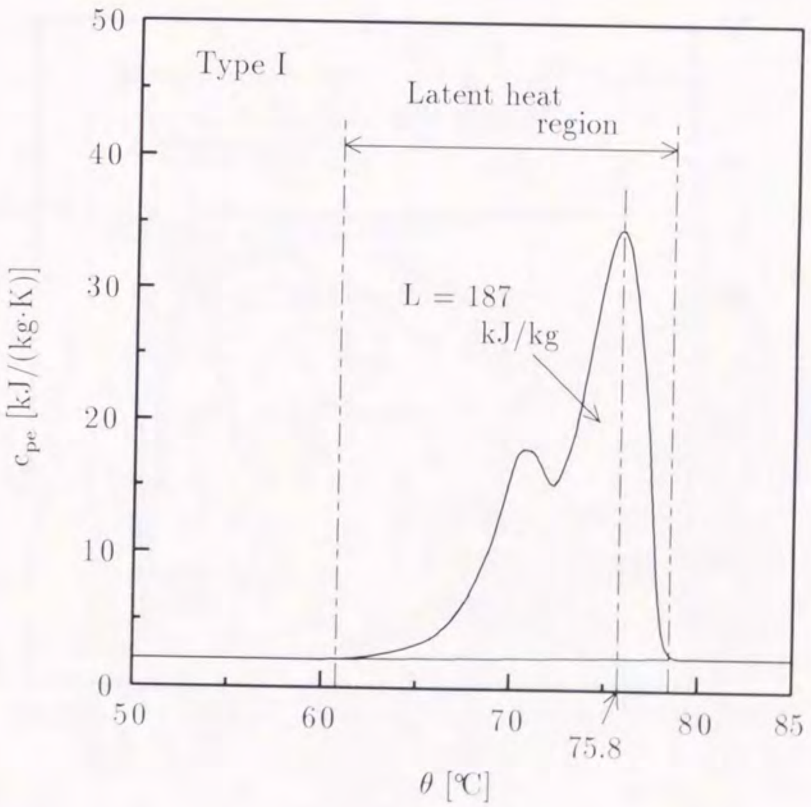
表 6–2 に, 本実験で用いた 2 種類の蓄熱体の諸特性を示す. Type I 蓄熱体は, 外径 $d = 20.4$ mm のポリプロピレン製球状カプセル (肉厚 $\delta = 0.5$ mm) に, 融点 $\theta_m = 75.8$ ℃ のパラフィンを充填したもので, 蓄熱槽内への蓄熱体充填数は 402 個, 蓄熱体充填部における空隙率 ε は 0.481 である. Type II 蓄熱体には若干耐熱性の劣るポリエチレン製球カプセル (直径 $d = 10.3$ mm, 肉厚 $\delta = 0.25$ mm) を採用し, 潜熱物質も Type I 蓄熱体に比較して若干融点の低い ($\theta_m = 61.9$ ℃), パラフィンを用いた. なお, 蓄熱槽内への Type II 蓄熱体充填数は 3200 個と, Type I の約 8 倍に増加したが, 空隙率は Type I とほぼ等しい $\varepsilon = 0.467$ であった.

上述したように, Type I 及び Type II 蓄熱体の物性値には若干の差があるため, 本研究においては密度 ρ を体積計にて, 熱伝導率 λ を細線加熱法にて, 比熱 c_p 及び潜熱 L は DSC

表 6–2　球カプセル状潜熱蓄熱体の特性

			Type I	Type II
Melting point (℃)		θ_m	75.8	61.9
Phase change region (℃)			61 ~ 78	39 ~ 65
Latent heat (kJ/kg)		L	186	182
Density	(solid)	ρ_s	926	920
(kg/m^3)	(liquid)	ρ_l	782	776
Specific heat	(solid)	c_{ps}	2.1	2.1
(kJ/(kg·K))	(liquid)	c_{pl}	2.4	2.4
Thermal conductivity	(solid)	λ_s	0.30	0.29
(W/(m·K))	(liquid)	λ_l	0.21	0.18

にて測定を行い, 後述の実験結果の無次元整理に用いた. なお, これら物性測定装置[6-1]は一般的なものであるので, ここでは説明を省略する. 表 6–2 中の各物性値は, 本測定結果を示したものであり, 密度 ρ, 熱伝導率 λ, 比熱 c_p に関しては, 固相, 液相の各状態において温度



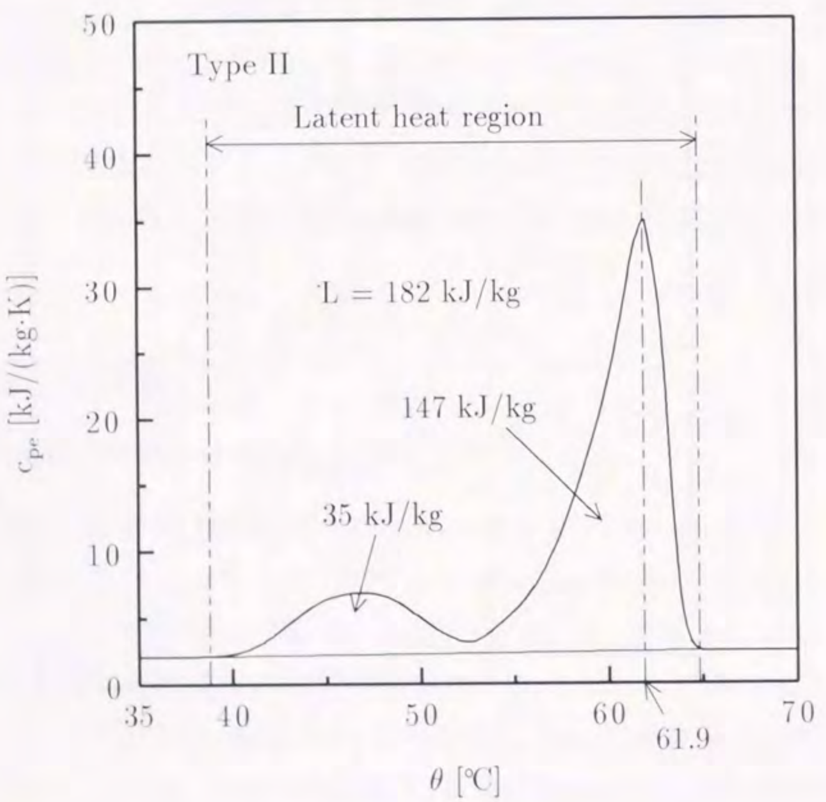
(a) Type I 蓄熱体

図 6–3　c_{pe} と θ の関係

依存性が小さかったため，本実験では各相において一定として扱った．

図 6–3 は，見掛けの比熱 c_{pe} と温度 θ の関係を示したものである．図 6–3 (a) の Type I は 74.3 ℃ と 75.8 ℃ の 2 ヶ所に，図 6–3 (b) の Type II 蓄熱体は 47.0 ℃ と 61.9 ℃ の 2 ヶ所にピークを持つ見掛けの比熱 c_{pe} 分布を示す．これらの二つの見掛けの比熱 c_{pe} のピークは，低温側が相転移点に，高温側が融点に相当する．図 6–3 (b) の Type II 蓄熱体については，相転移点と融点が離れており，相転移熱 (35 kJ/kg) と融解熱 (147 kJ/kg) の分離が可能であったが，図 6–3 (a) の Type I 蓄熱体については，相転移点と融点とが近接しており，相転移熱と融解熱の分離が困難であった．そこで本研究においては，融解熱と相転移熱の和を潜熱 L として扱うこととした．なお，潜熱 L の値は，相変化温度域で比熱が直線的に変化すると仮定し，見掛けの比熱 c_{pe} より比熱分を差し引いて算出した．その結果，Type I 蓄熱体については $L = 186$ kJ/kg を，Type II 蓄熱体については $L = 182$ kJ/kg を得た．

以上に述べたように，Type I 蓄熱体と Type II 蓄熱体の物性値は，融点を除き非常に類似なものであることより，本研究においては表 6–1 に示したように，融点差を考慮して蓄熱槽の初期温度及び熱媒体温度を設定し，蓄熱体直径の効果の検討を試みた．



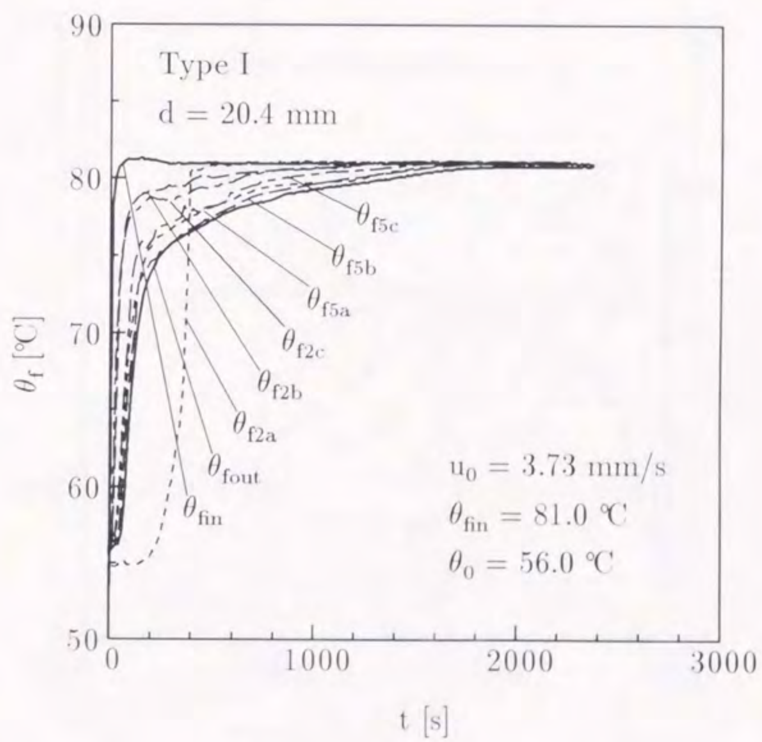
(b) Type II 蓄熱体

図 6–3 c_{pe} と θ の関係

2.2.2 直径 $d = 20.4$ mm 蓄熱体を用いた場合の蓄熱特性

図 6–4(a) ～ (c) は，直径 $d = 20.4$ mm の Type I 蓄熱体を用い，初期温度 $\theta_0 = 56.0$ ℃，熱媒体空塔流速 $u_0 = 3.73$ mm/s，熱媒体流入温度 $\theta_{fin} = 81.0$ ℃ の条件にて得られた，蓄熱実験結果を示したものである．

まず，図 6–4(a) に示す各所の熱媒体温度 $\theta_{fin} \sim \theta_{fout}$ の経時変化を観察する．なお，図 6–4(a) 中の記号 θ_f の添字 $in \sim out$ は，図 6–2 中の記号 in ～ out の位置を示している．図 6–4(a) において，試験部入口温度 θ_{fin} は実験開始直後を除きほぼ一定となっていることより，本実験が熱媒体流入温度一定条件で行われていることが理解できる．また，試験部内部の熱媒体温度 $\theta_{f2a} \sim \theta_{f5c}$ は，いずれも時間の経過とともに上昇することが理解できる．一方，試験部入口から $x = 108.5$ mm の熱媒体温度 $\theta_{f2a} \sim \theta_{f2c}$ を比較すると，流路上方の θ_{f2c} 及び流路中央の θ_{f2b} は，実験開始直後より迅速に上昇するが，流路下部の θ_{f2a} の昇温には若干の遅れが観察され，$t \simeq 200$ s まで低温状態を維持した後に温度上昇することが理解できる．この原因としては，蓄熱槽内の低温の熱媒体と高温の流入熱媒体との密度差に起因する自然対流 (浮力) の影響が考えられ，低密度の高温の熱媒体が流路の上部を選択的に流動したためと考えられる．一方，試験部出口より 108.5 mm の $\theta_{f5a} \sim \theta_{f5c}$ に関しては，熱媒体温度の高さ方向変化は小さいものとなっている．この原因としては，粒子による流れの攪拌効果や熱伝導のために，下流へと行くに従い熱媒体温度の均一化が進行することや，試験部



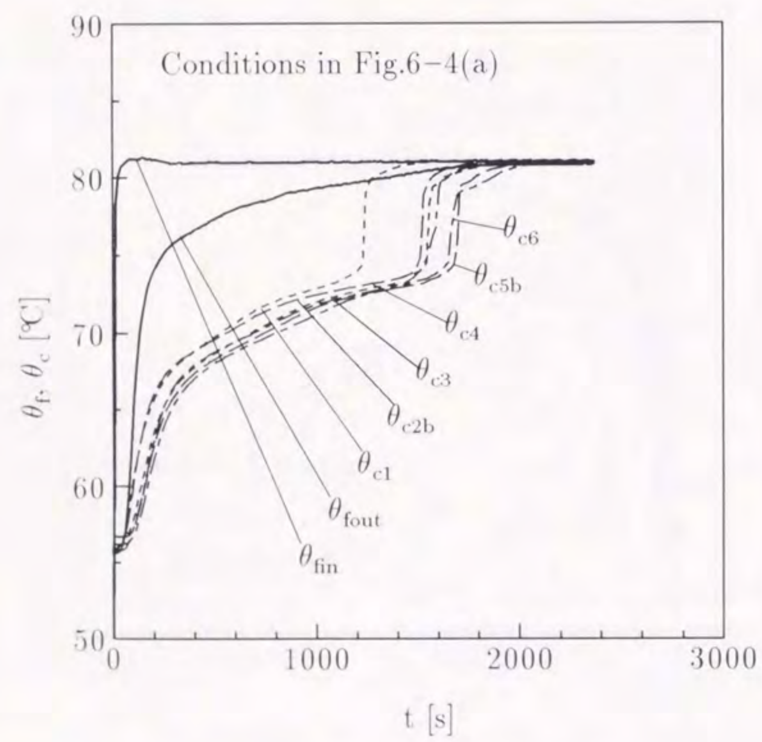
(a) 熱媒体温度

図 6–4 諸測定値の経時変化，$d = 20.4$ mm，$u_0 = 3.73$ mm/s，$\theta_{fin} = 81.0$ ℃，$\theta_0 = 56.0$ ℃

閉口端において流れが折り返される際に, 熱媒体が混合されることなどが考えられる.

図 6-4(b) は, 各所の蓄熱体中心温度 $\theta_{c1} \sim \theta_{c6}$ の経時変化を示したものである. 図 6-4(b) 中の $\theta_{c1} \sim \theta_{c6}$ は, 図 6-2 中の記号 1 ~ 6 の位置に対応している. また, 図 6-4(b) 中には, 試験部入口出口における熱媒体温度 θ_{fin}, θ_{fout} も参考のために併記してある. 図 6-4(b) において, いずれの測定位置に関しても, 蓄熱体中心温度 θ_c は実験開始直後に急速に上昇し, その後, $\theta_c \simeq 63 \sim 74$ ℃ の温度域において比較的緩慢な温度上昇となり, $\theta > 74$ ℃ で再び急速な温度上昇を示し, 最終的には熱媒体流入温度 θ_{fin} に漸近する. このような一連の温度挙動は, 図 6-3(a) の見掛けの比熱特性にほぼ一致するもので, 見掛けの比熱 c_{pe} の大きい温度領域にて, θ_c の時間的変化が緩慢になったものと考えられる. なお, 図 6-3(a) の見掛けの比熱 c_{pe} の大きい温度領域に比較して, 蓄熱体中心温度の上昇が緩やかとなる温度域は若干低くなる傾向にあるが, これは蓄熱体周囲より融解が進行するためと考えられる. また, 図 6-4(b) において, 蓄熱体中心温度 θ_c の上昇は, 概ね, 試験部入口に近いものより順次行われていることが理解できる.

図 6-4(c) は, 試験部入口出口における熱媒体の温度変化 $(\theta_{fin} - \theta_{fout})$ と熱媒体流量に基づき算出した, 試験部への供給熱量 Q_t, 試験部から周囲環境への損失熱量 Q_l, 試験蓄熱容器への蓄熱量 Q_v, 蓄熱体への蓄熱量 $Q_s\ (= Q_t - Q_l - Q_v)$ 及び蓄熱速度 dQ_s/dt の経時変化を示したものである. 図 6-4(c) において, 蓄熱体への蓄熱量 Q_s は実験初期に大きく増加し,



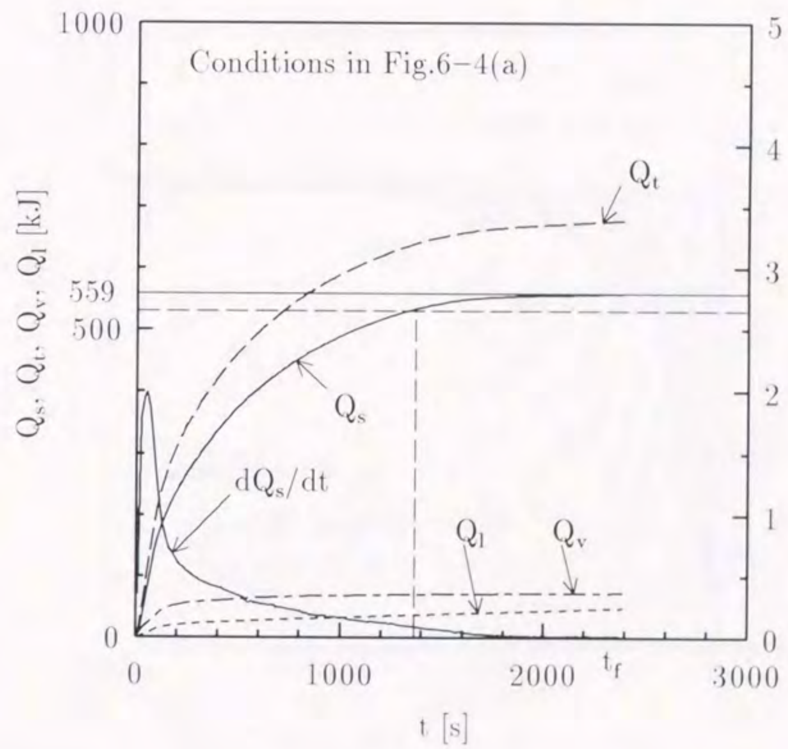
(b) 蓄熱体中心温度

図 6-4 諸測定値の経時変化, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 3.73$ mm/s, $\theta_{fin} = 81.0$ ℃, $\theta_0 = 56.0$ ℃

その後は徐々に増加割合を減少させ, 最終的には初期温度 θ_0 及び熱媒体流入温度 θ_{fin} の値より定まる理論蓄熱量 559 kJ (蓄熱体への蓄熱量と熱媒体の顕熱上昇量の和) に漸近する. 蓄熱速度 dQ_s/dt は, 実験開始直後に最大値 (約 2 kW) を示し, その後は徐々に減少する. 本研究においては, 蓄熱量 Q_s が理論蓄熱量の 95 % に達した時点をもって蓄熱完了時間 t_f の定義を行い, 図 6-4(c) の実験に関しては $t_f = 1365$ s を得た. なお, 蓄熱完了時 ($t_f = 1365$ s) における, Q_t に対する試験蓄熱容器への蓄熱量 Q_v 及び試験部からの損失熱量 Q_l の割合は, それぞれ 10.7 % 及び 5.7 % と比較的小さいものであった.

図 6-5(a) ~ (c) は, 直径 $d = 20.4$ mm の Type I 蓄熱体を用い, 図 6-4 とほぼ等しい条件である, 初期温度 $\theta_0 = 55.9$ ℃ 及び熱媒体空塔流速 $u_0 = 2.65$ mm/s に設定し, 熱媒体流入温度を $\theta_{fin} = 96.0$ ℃ と図 6-4 より約 10 ℃ 高くした場合の実験結果を示したものである.

まず, 図 6-5(a) に示す各所の熱媒体温度 $\theta_{fin} \sim \theta_{fout}$ の経時変化において, 試験部入口から $x = 108.5$ mm における熱媒体温度 $\theta_{f2a} \sim \theta_{f2c}$ を比較すると, 流路上方の θ_{f2c}, 流路中央の θ_{f2b} そして流路下部の θ_{f2a} の順に, 温度上昇に時間的遅れの生じていることが理解できる. 特に, 流路下部の θ_{f2a} に関しては, $t \simeq 2000$ s においてようやく熱媒体流入温度 θ_{fin} に一致することより, 試験部の下部は長時間低温状態にあることが理解できる. また, 試験部出口より 108.5 mm の $\theta_{f5a} \sim \theta_{f5c}$ に関しても, θ_{f5c}, θ_{f5b}, θ_{f5a} の順に若干の温度降下が観察される. これらの熱媒体温度の高さ方向変化は, 前述の図 6-4 に比較的して顕著となってお



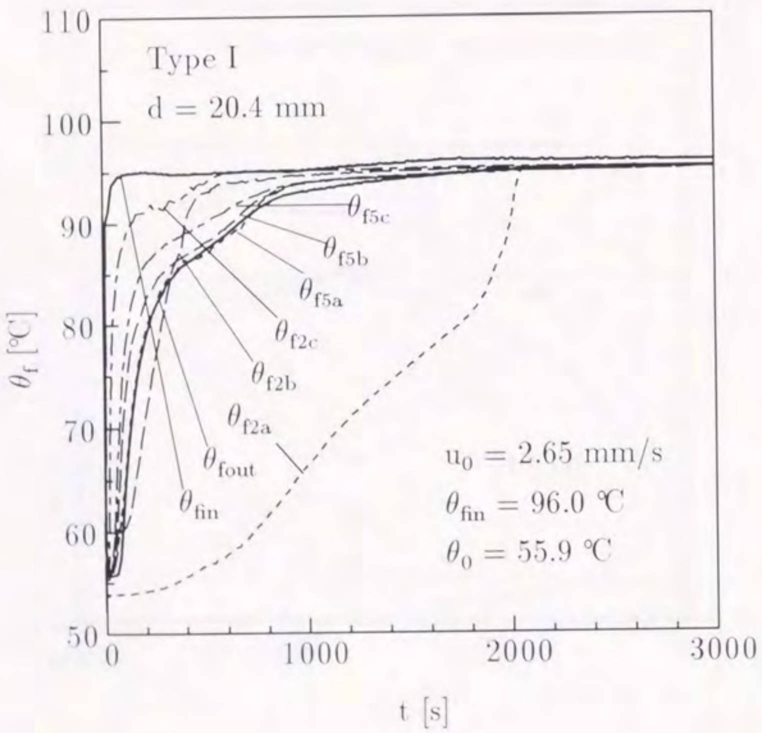
(c) 諸熱量

図 6-4 諸測定値の経時変化, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 3.73$ mm/s, $\theta_{fin} = 81.0$ ℃, $\theta_0 = 56.0$ ℃

り，熱媒体流入温度と初期温度との差が大きい図 6–5 の条件において，自然対流による偏流がより顕著に現れたものと考えられる．

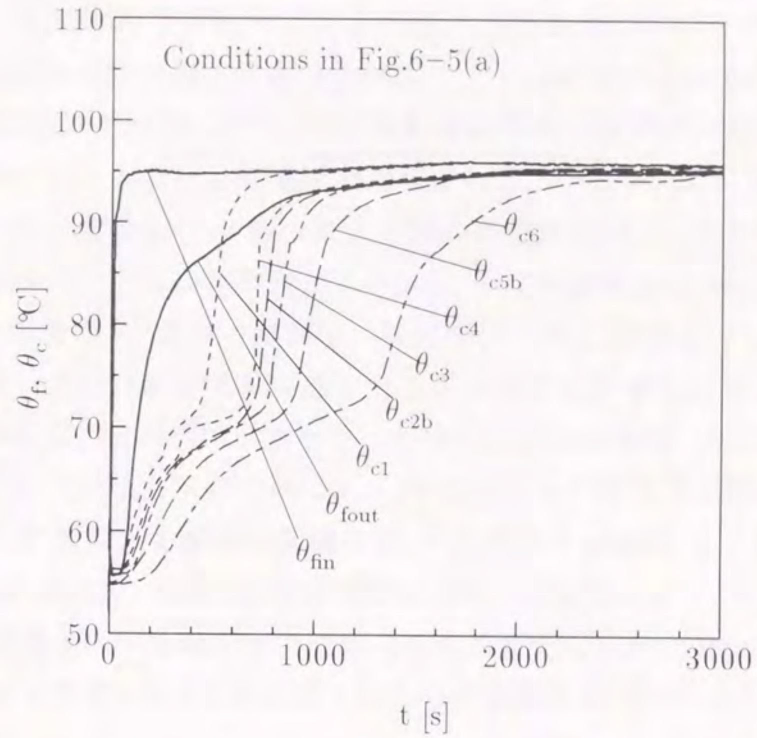
図 6–5(b) は，各所の蓄熱体中心温度 $\theta_{c1} \sim \theta_{c6}$ の経時変化を示したものである．個々の蓄熱体中心温度 θ_c の上昇過程に関しては，定性的には 図 6–4(b) と同様であるが，潜熱温度域に対応する $\theta_c \simeq 63 \sim 74$ ℃ での停滞時間は，図 6–4(b) の熱媒体流入温度の低い場合に比較して短くなる．また，図 6–4(b) において，蓄熱体中心温度 θ_c の上昇は，概ね，試験部入口に近いものより順次行われるが，試験部下部の θ_{c2b} 及び θ_{c3} に関しては，これらより下流に位置する θ_{c4} に比較して温度上昇が遅れることが理解できる．これは，図 6–5(a) の考察で述べたように，試験部下部の熱媒体が長時間低温状態にあるためと考えられる．

図 6–5(c) は，諸測定熱量の経時変化を示したものである．熱媒体流入温度の低い場合の図 6–4(c) と比較すると，諸測定熱量の経時変化は定性的には類似であるが，理論蓄熱量は 764 kJ，蓄熱速度 dQ_s/dt の最大値は約 2.3 kW と，これらの値は図 6–4(c) に比較して大きくなる．しかし，図 6–5(c) における蓄熱完了時間は，$t_f = 2295$ s であり，熱媒体温度の低い図 6–4(c) に比較して約 68 % の増加となっており，熱媒体流入温度の上昇により蓄熱完了時間が長くなるという興味深い結果が得られた．この原因としては，熱媒体流入温度の上昇に伴う蓄熱量の増加以外に，自然対流による熱媒体の偏流のため，試験部下部の蓄熱体への蓄熱に長時間を要したことが考えられる．

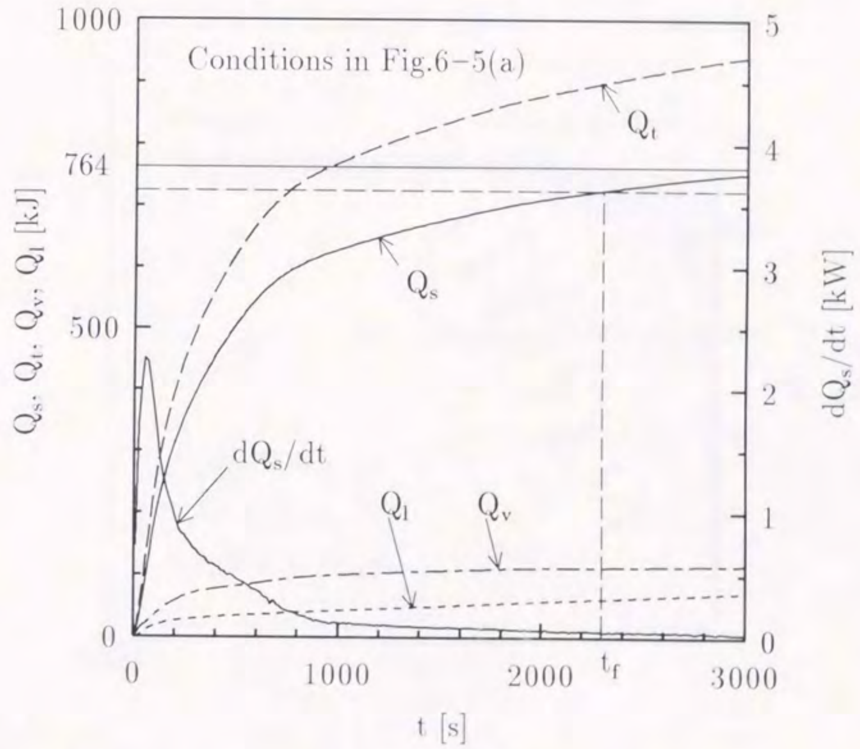


(a) 熱媒体温度

図 6–5　諸測定値の経時変化, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 2.65$ mm/s, $\theta_{fin} = 96.0$ ℃, $\theta_0 = 55.9$ ℃



(b) 蓄熱体中心温度



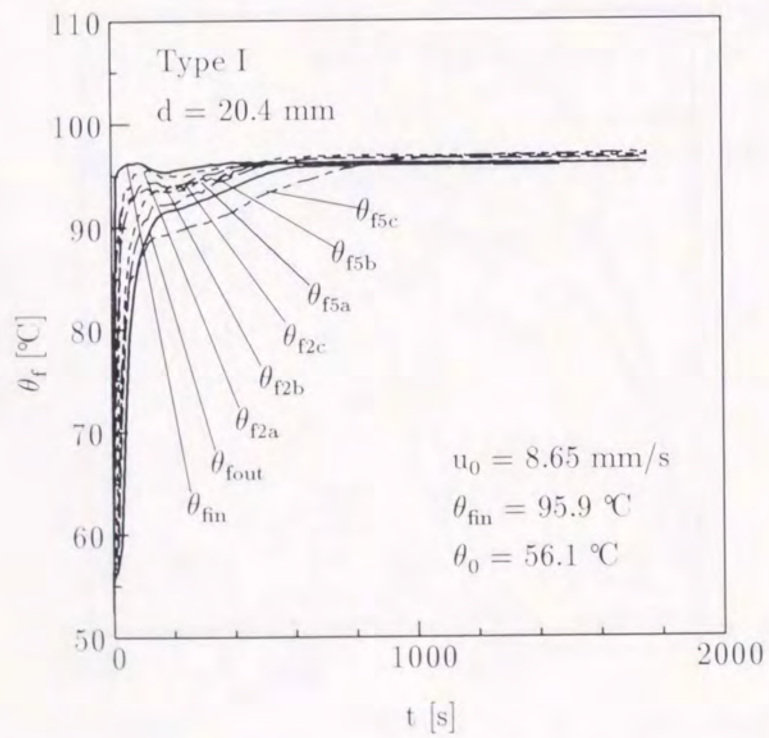
(c) 諸熱量

図 6–5　諸測定値の経時変化, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 2.65$ mm/s, $\theta_{fin} = 96.0$ ℃, $\theta_0 = 55.9$ ℃

図 6–6(a) ～ (c) は, 直径 $d = 20.4$ mm の Type I 蓄熱体を用い, 図 6–5(a) ～ (c) とほぼ等しい初期温度 $\theta_0 = 56.1$ ℃ 及び熱媒体流入温度を $\theta_{fin} = 95.9$ ℃ に設定し, 熱媒体空塔流速を図 6–5 よりも大きい $u_0 = 8.65$ mm/s とした場合の蓄熱実験結果を示したものである.

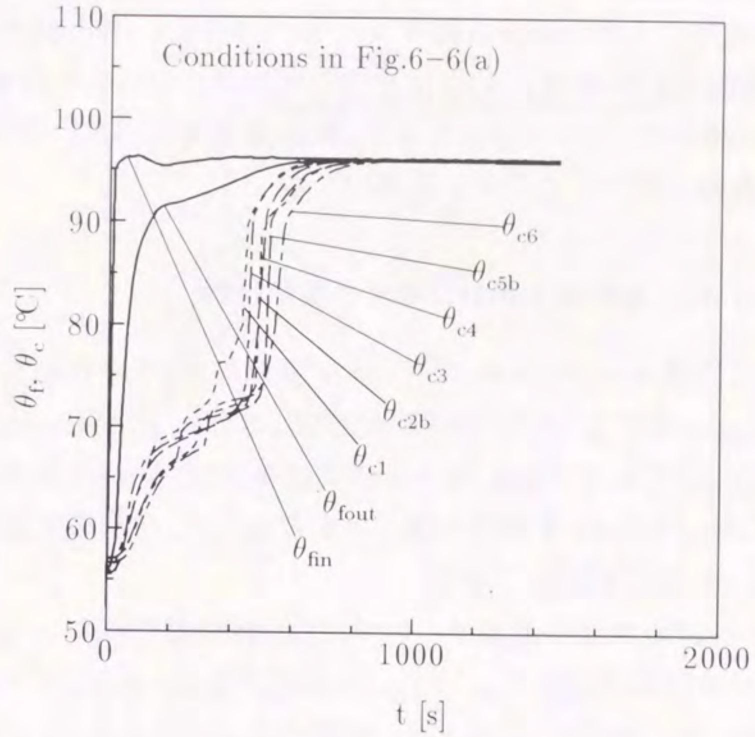
まず, 図 6–6(a) に示す各測定点の熱媒体温度 $\theta_{fin} \sim \theta_{fout}$ の経時変化について観察すると, 試験部入口から $x = 108.5$ mm における熱媒体温度 $\theta_{f2a} \sim \theta_{f2c}$ には, 顕著な差は観察されないことが理解できる. これは熱媒体流速の大きい図 6–6(a) の条件では, 自然対流に伴う偏流の影響が小さいためと考えられる. しかし, 試験部出口より 108.5 mm の流路上部に位置する θ_{f5c} に関しては, 温度上昇に時間的遅れが観察される. この原因としては, 試験部入口から出口に至る最短経路である仕切板近傍を熱媒体が多量に流れ, 仕切板より離れた θ_{f5c} の測定点においては, 熱媒体流速が相対的に小さかったためと考えられる.

図 6–6(b) は, 各測定点の蓄熱体中心温度 $\theta_{c1} \sim \theta_{c6}$ の経時変化を示したものである. いずれの測定位置に関しても, 蓄熱体中心温度 θ_c は実験開始直後より急速に上昇していることが理解できる. また, $\theta_{c1} \sim \theta_{c6}$ の温度上昇の時間的な差は, 最大で約 150 秒と比較的小さいものとなっている. これは, 熱媒体流速の大きい場合には試験部内の熱媒体温度の上昇が比較的早期に完了し, 試験部内の熱媒体温度がほぼ一様になるため, 蓄熱体への入熱も試験部内でほぼ一様に進行したためと考えられる.

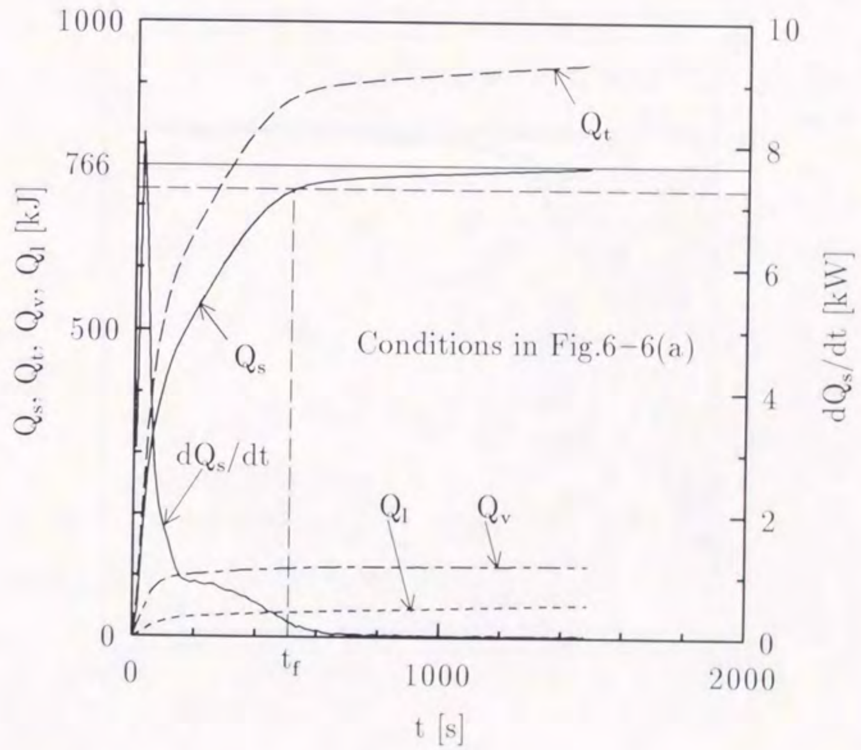


(a) 熱媒体温度

図 6–6　諸測定値の経時変化, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 8.95$ mm/s, $\theta_{fin} = 95.9$ ℃, $\theta_0 = 56.1$ ℃



(b) 蓄熱体中心温度



(c) 諸熱量

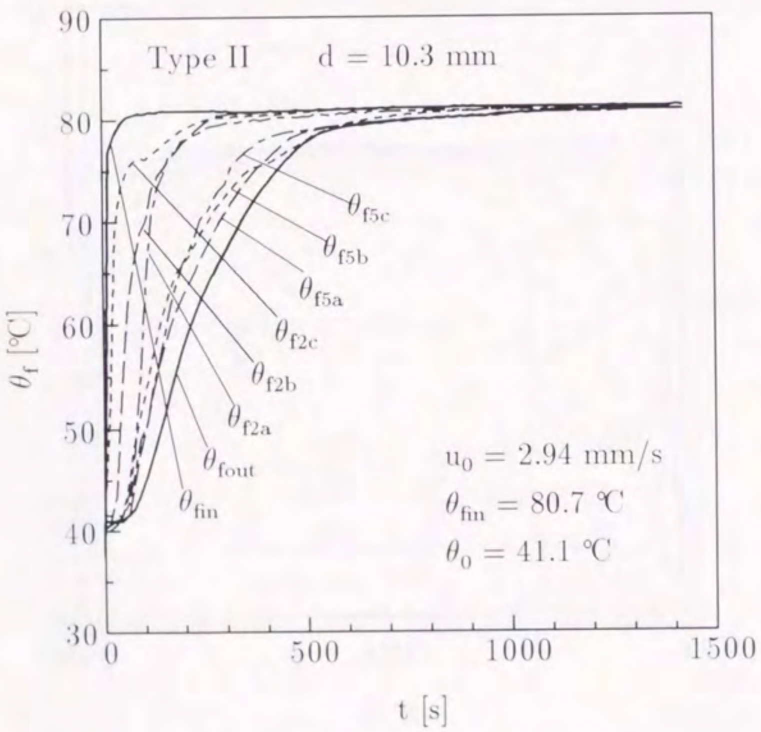
図 6–6　諸測定値の経時変化, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 8.95$ mm/s, $\theta_{fin} = 95.9$ ℃, $\theta_0 = 56.1$ ℃

図 6-6(c) は，諸測定熱量の経時変化を示したものである．最終的な蓄熱量である理論蓄熱量の値は，熱媒体流速の小さい場合の図 6-5(c) とほぼ等しい 766 kJ であるが，蓄熱速度 dQ_s/dt の最大値は約 8.1 kW と図 6-5(c) に比較して約 3.5 倍の値を示す．また，図 6-6(c) における蓄熱完了時間 t_f は，$t_f = 510$ s であり，熱媒体流速の小さい図 6-5(c) の場合の約 22 % の短時間にて蓄熱完了となることが理解できる．

2.2.3　直径 $d = 10.3$ mm 蓄熱体を用いた場合の蓄熱特性

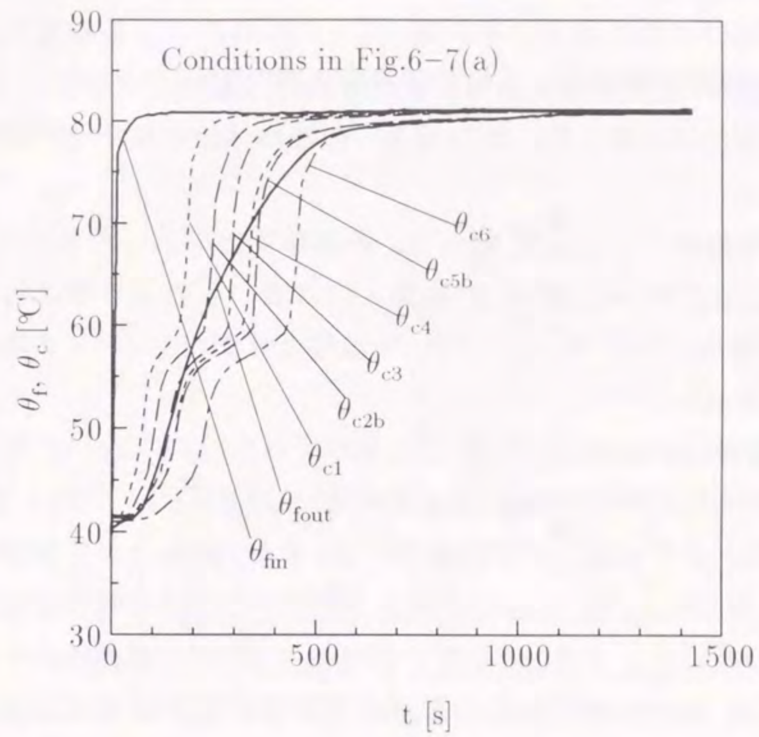
図 6-7(a) ~ (c) は，直径 $d = 10.3$ mm の Type II 蓄熱体を用い，初期温度を $\theta_0 = 41.1$ ℃，熱媒体流入温度を $\theta_{fin} = 80.7$ ℃，そして熱媒体空塔流速を $u_0 = 2.94$ mm/s に設定した場合の実験結果を示したものである．なお，図 6-7 の実験条件は，Type I 蓄熱体に関する図 6-5 の条件に対応させたものであり，蓄熱体の融点差を考慮して，初期温度及び熱媒体流入温度を図 6-5 よりも約 15 ℃ 低く設定してある．

まず，図 6-7(a) の各所の熱媒体温度 $\theta_{fin} \sim \theta_{fout}$ の経時変化において，試験部入口から $x = 108.5$ mm における熱媒体温度 $\theta_{f2a} \sim \theta_{f2c}$ を比較すると，流路上方の θ_{f2c}，流路中央の θ_{f2b} そして流路下部の θ_{f2a} の順に，温度上昇に時間的遅れが生じるが，この温度差は実験開始より $t \simeq 200$ s 経過後には消滅することが理解できる．さらに，試験部出口より 108.5 mm

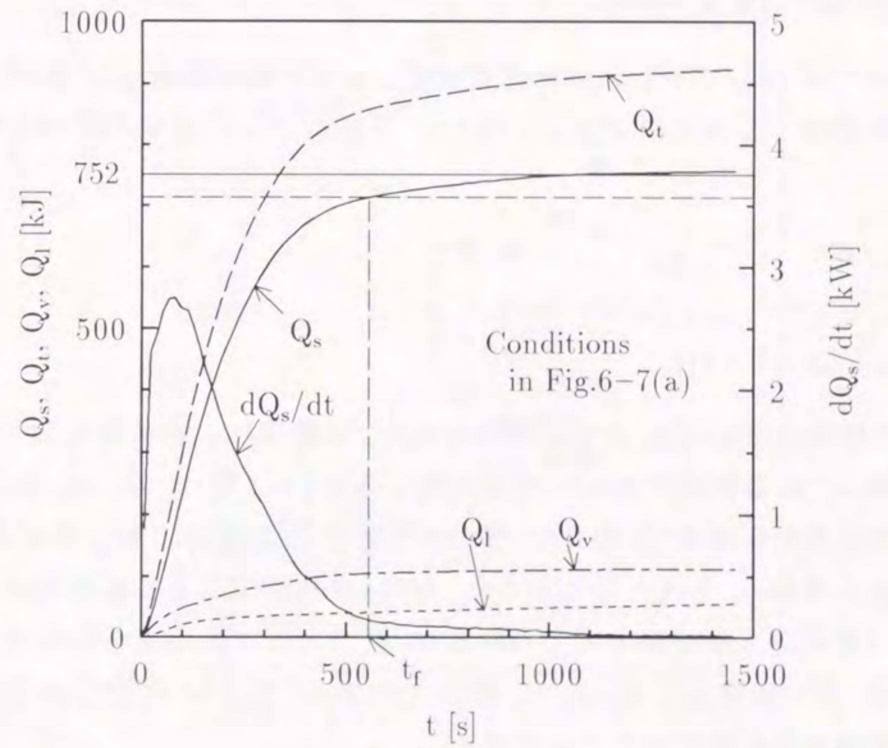


(a) 熱媒体温度

図 6-7　諸測定値の経時変化，$d = 10.3$ mm，$u_0 = 2.94$ mm/s，$\theta_{fin} = 80.7$ ℃，$\theta_0 = 41.1$ ℃



(b) 蓄熱体中心温度



(c) 諸熱量

図 6-7　諸測定値の経時変化，$d = 10.3$ mm，$u_0 = 2.94$ mm/s，$\theta_{fin} = 80.7$ ℃，$\theta_0 = 41.1$ ℃

の $\theta_{f5a} \sim \theta_{f5c}$ に関しても，顕著な温度差は観察されないことより，蓄熱体直径の小さい場合には，自然対流による偏流の影響が小さいことが理解できる．この原因としては，蓄熱体充填部の流動抵抗が蓄熱体直径の減少に伴い増大し，自然対流による鉛直方向の流れが抑制されることや，壁面近傍の低流動抵抗領域が蓄熱体直径の減少とともに小さくなるため，蓄熱体直径の小さい場合には流路上部の壁面近傍への熱媒体流の集中化が緩和されることなどが考えられる．

図 6-7(b) は，各所の蓄熱体中心温度 $\theta_{c1} \sim \theta_{c6}$ の経時変化を示したものである．図 6-4(b) において，蓄熱体中心温度 θ_c の上昇は，試験部入口に近いものより順次行われることが理解できる．また，蓄熱槽出口より 30 mm の θ_{c6} の温度上昇が，$t \simeq 500$ s の短時間にて概ね完了することも理解できる．

図 6-7(c) は，諸測定熱量の経時変化を示したものである．図 6-5(c) の Type I 蓄熱体の結果と比較すると，最終的な蓄熱量である理論蓄熱量はほぼ等しい 752 kJ であるが，蓄熱速度 dQ_s/dt は全体的に大きくなることが理解できる．また，図 6-7(c) における蓄熱完了時間は $t_f = 555$ s であり，図 6-5(c) の Type I の場合の約 24 % の短時間にて蓄熱の完了することが理解できる．この原因としては，図 6-7(a) の考察で述べた，蓄熱体の小径化に伴う自然対流の抑制効果の他に，単位体積当たりの蓄熱体表面積が蓄熱体直径の減少に伴い増加することが挙げられる．

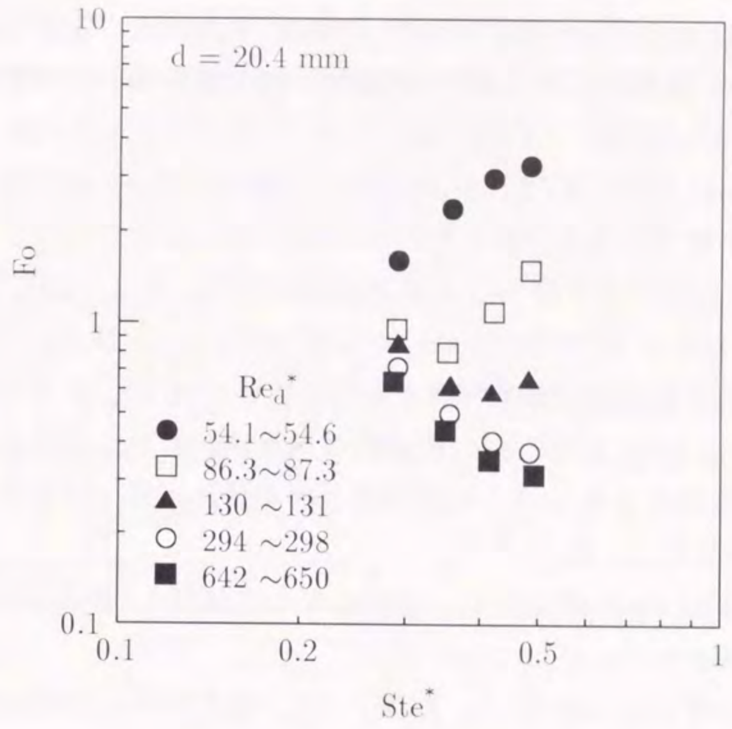
2.2.4 蓄熱完了時間の無次元整理

本研究においては，球カプセル状蓄熱体充填層としての特性を重視し，無次元蓄熱完了時間であるフーリエ数 Fo，修正ステファン数 Ste^* 及び修正レイノルズ数 Re_d^* を以下の様に定義した．

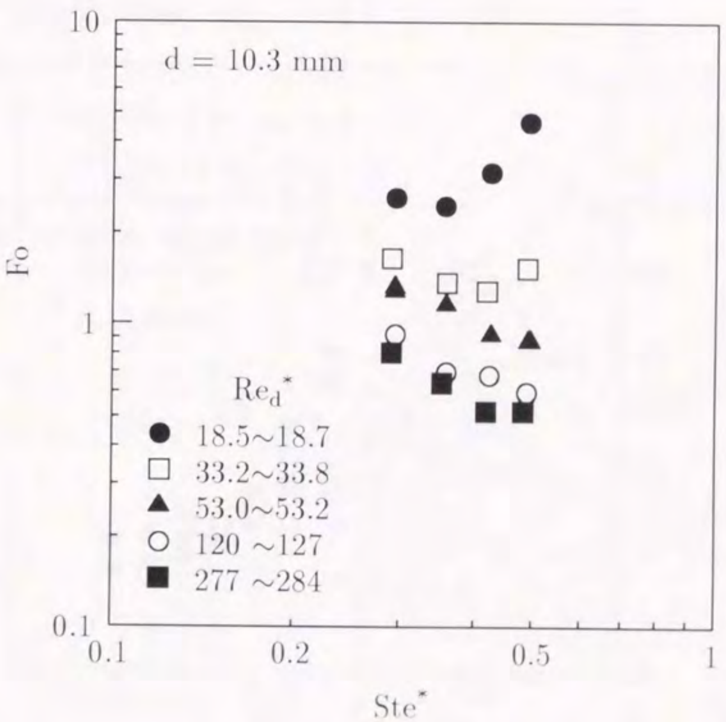
$$\left.\begin{aligned} Fo &= a^* t_f / d^2 \\ Ste^* &= \{c_{ps}(\theta_m - \theta_{fin}) + c_{pl}(\theta_0 - \theta_m)\}/L \\ Re_d^* &= 2u_0 d/\{3\nu_f(1-\varepsilon)\} \end{aligned}\right\} \tag{6-1}$$

ここで，u_0 は熱媒体の空塔流速，d は蓄熱体直径，ν_f は熱媒体の動粘性係数(6-2)，ε は蓄熱体充填部の空隙率，a^* は蓄熱体充填部の有効温度伝導率 $(= \lambda_e/\{(1-\varepsilon)\rho_l c_{pl} + \varepsilon\rho_f c_{pf}\})$，$\lambda_e$ は蓄熱体充填部の有効熱伝導率で，国井の式(6-3)に空隙率 ε，熱媒体の熱伝導率 λ_f 及び液相状態の蓄熱材の熱伝導率 λ_l を代入して求めた．なお，自然対流による偏流の影響を議論するにはグラスホフ数の導入が必要と考えられるが，グラスホフ数のみを変化させる実験が不可能であるため，本実験整理においては，修正ステファン数 Ste^* に含まれる温度差の項にて自然対流の影響を間接的に扱うこととする．

図 6-8(a) 及び図 6-8(b) は，それぞれ直径 $d = 20.4$ mm 及び $d = 10.3$ mm の蓄熱体に関して，種々の修正レイノルズ数 Re_d^* におけるフーリエ数 Fo と修正ステファン数 Ste^* の関係を示したものである．



(a) $d = 20.4$ mm



(b) $d = 10.3$ mm

図 6-8 Fo と Ste^* の関係

まず，$d = 20.4$ mm に関する図 6–8(a) について観察すると，修正レイノルズ数が $Re_d^* \geq 294$ の場合には，修正ステファン数 Ste^* の増加に伴いフーリエ数 Fo は単調に減少する．一方，修正レイノルズ数が $Re_d^* \leq 131$ の条件においては，修正ステファン数 Ste^* の増大に伴いフーリエ数 Fo の増加する現象が観察される．これは，熱媒体入口温度 θ_{fin} の上昇に伴い自然対流による熱媒体の偏流が顕著となり，試験部下部の蓄熱体への蓄熱が遅れるためと考えられる．

次いで，$d = 10.3$ mm に関する図 6–8(b) について観察すると，定性的な傾向は図 6–8(a) の $d = 20.4$ mm と同様であるが，修正ステファン数 Ste^* の増加に伴うフーリエ数 Fo の増大が見られる修正レイノルズ数 Re_d^* の範囲は，図 6–8(a) の $d = 20.4$ mm よりも小さく，$Re_d^* \leq 33.2$ に限定される結果となっている．この原因としては，図 6–7 の考察でも述べたように，蓄熱体充填部の流動抵抗が蓄熱体直径の減少に伴い増大し，自然対流による鉛直方向の流れが抑制されることや，壁面近傍の低流動抵抗領域が蓄熱体直径の減少とともに小さくなるため，蓄熱体直径の小さい場合には流路上部の壁面近傍への熱媒体流の集中化が緩和されることなどが考えられる．

図 6–9 は，フーリエ数 Fo と修正レイノルズ数 Re_d^* の関係を，蓄熱体直径 d 及び修正ステファン数 Ste^* をパラメータに示したものである．

図 6–9 において，いずれの d 及び Ste^* に関しても，修正レイノルズ数 Re_d^* の増加に伴い，フーリエ数 Fo の値は減少する結果となった．また，修正レイノルズ数 Re_d^* の増加に伴うフーリエ数 Fo の減少割合は，Re_d^* の増加とともに減少する結果となっている．これは，修

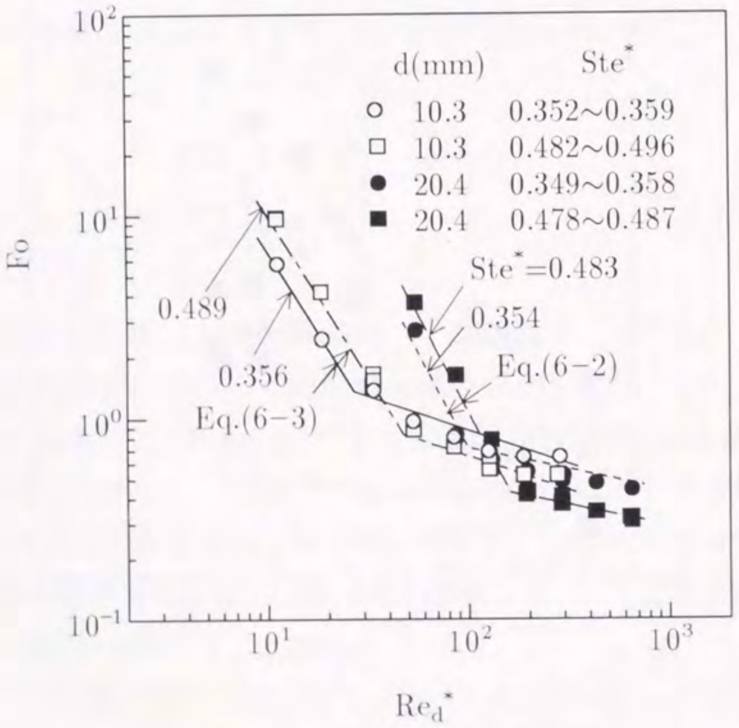


図 6–9　Fo と Re_d^* の関係

正レイノルズ数 Re_d^* が小さい場合には，修正レイノルズ数 Re_d^* の増加に伴い自然対流に起因する熱媒体の偏流が消滅することや，修正レイノルズ数 Re_d^* の増大とともに蓄熱体表面における熱伝達率や蓄熱槽への入熱速度が増大することにより，蓄熱が促進されるが，修正レイノルズ数 Re_d^* が大きい場合には，蓄熱体内部の熱抵抗が相対的に増加し，上述の修正レイノルズ数 Re_d^* の増加に伴う蓄熱促進効果が相対的に小さくなるためと考えられる．

蓄熱完了時間に関するフーリエ数 Fo の本実験結果は，平均偏差 8.9 % にて次式により整理される．

$$d = 20.4\ \mathrm{mm}$$

$$\left.\begin{array}{l} Fo = 0.28 Re_d^{*-0.21} Ste^{*-1.1} Pr_f^{1/3} \\ (5.2 \times 10^2 Ste^{*1.8} < Re_d^* < 6.5 \times 10^2, \\ 0.30 < Ste^* < 0.50, 7.6 < Pr_f < 11) \\ Fo = 1.1 \times 10^4 Re_d^{*-1.9} Ste^{*1.6} Pr_f^{1/3} \\ (54 < Re_d^* < 5.2 \times 10^2 Ste^{*1.8}, \\ 0.29 < Ste^* < 0.49, 7.6 < Pr_f < 11) \end{array}\right\} \quad (6\text{–}2)$$

$$d = 10.3\ \mathrm{mm}$$

$$\left.\begin{array}{l} Fo = 0.83 Re_d^{*-0.34} Ste^{*-0.73} Pr_f^{1/3} \\ (1.7 \times 10^2 Ste^{*1.9} < Re_d^* < 2.8 \times 10^2, \\ 0.29 < Ste^* < 0.49, 11 < Pr_f < 14) \\ Fo = 5.3 \times 10^2 Re_d^{*-1.6} Ste^{*1.5} Pr_f^{1/3} \\ (11 < Re_d^* < 1.7 \times 10^2 Ste^{*1.9}, \\ 0.29 < Ste^* < 0.49, 11 < Pr_f < 14) \end{array}\right\} \quad (6\text{–}3)$$

ここに，Pr_f は熱媒体のプラントル数であり，その指数の値は，従来の球状粒子充填層の熱伝達特性(6-4)を参考に決定したものである．

第 3 節　球状潜熱蓄熱体を充填した小型潜熱蓄熱槽の蓄熱特性の数値解析

本節においては，第 2 節にて実験的に検討を行った小型潜熱蓄熱槽の蓄熱特性を，数値解析により検討を行い，この種の潜熱蓄熱槽の解析法の提案を行うとともに，各種因子の効果について検討を行う．具体的には，第 4 章にて提案した解析モデルに，さらに自然対流 (浮力) の影響を加味した基礎式を採用し，壁面近傍の不均質性と熱媒体に作用する自然対流の影響の双方を考慮した解析を行い，蓄熱特性に及ぼす蓄熱体カプセル直径，熱媒体流入温度及び熱媒体流速の効果について検討する．また，壁面近傍における不均質性や自然対流の影響を無視した解析も行い，これらが蓄熱過程に及ぼす影響についても検討を行う．

3.1　数値計算モデル及び計算法

3.1.1　蓄熱槽の概要

図 6–10 は，本解析で対象とした蓄熱槽を示したものである．本蓄熱槽は，第 2 節 の蓄熱実験装置 (直径 150 mm，長さ 305 mm の水平円筒容器，蓄熱体充填部長さ 217 mm，10 mm 厚仕切板により上下に分割) をモデル化したものである．蓄熱槽の解析においては，熱媒体の流れ及び温度の非定常解析以外に，蓄熱体内部の非定常解析も必要となる．このため，計算機の記憶容量及び計算時間の観点より，第 2 節で実験に用いた円筒容器蓄熱槽を矩形蓄熱槽に置き換えることにより，熱媒体の流れ及び温度を二次元的に扱うこととし，球状蓄熱体内部は一次元として解析することとした．円筒容器蓄熱槽の矩形蓄熱槽への置き換えに際しては，蓄熱量，蓄熱槽の容積及び蓄熱体充填部の長さが等しくなるよう，各部寸法の決定を行った．図 6–10 に示されるように，本蓄熱槽は，長さ 285 mm × 高さ 137 mm × 奥行き 127 mm の矩形状で，中央部には厚さ 10 mm × 長さ 241 mm の仕切板が設置されてい

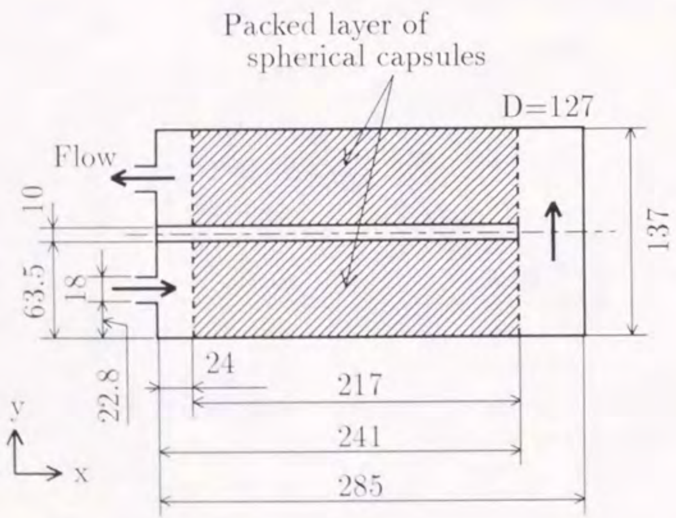


図 6–10　蓄熱槽の詳細

表 6–3　球カプセル状蓄熱体の諸特性

			Type I	Type II
Melting point (℃)		θ_m	75	61
Phase change region (℃)			61 ∼ 78	39 ∼ 65
Latent heat (kJ/kg)		L	186	182
Density	(Solid)	ρ_s	926	920
(kg/m^3)	(Liquid)	ρ_l	782	776
Specific heat	(Solid)	c_{ps}	2.1	2.1
(kJ/(kg·K))	(Liquid)	c_{pl}	2.4	2.4
Thermal conductivity	(Solid)	λ_s	0.30	0.29
(W/(m·K))	(Liquid)	λ_l	0.21	0.18

る．球カプセル状蓄熱体 (直径 $d = 20.4$ mm の Type I 又は $d = 10.3$ mm の Type II，詳細は次の第 3.1.2 項で述べる) は，図 6–10 左方の熱媒体流入出部から 24 mm の位置より，長さ 217 mm にわたって充填されている．熱媒体であるエチレングリコール 60 mass% 水溶液は，図 6–10 左側下部の流入口 (幅 18 mm) より流入し，右端の閉口端で折り返した後，左側上部の流出口 (幅 18 mm) より流出する．

計算開始前の初期状態においては，蓄熱槽内には熱媒体が充満しており，蓄熱槽内の蓄熱体及び熱媒体は一様な初期温度 θ_0 に保たれている．時刻 $t = 0$ より，温度 θ_{fin} の熱媒体が蓄熱槽に一定流量にて流入し，蓄熱を開始する．なお，解析に際しては，試験蓄熱槽容器及び流路中央部の仕切板の熱容量を無視し，さらに，これらを断熱壁として扱った．また，当初，蓄熱体充填部以外の部分を熱媒体のみの流体層として計算を試みたところ，この方法では計算値の収束性の悪いことが判明した．そこで，蓄熱材充填部以外に熱容量が零の球状粒子を仮想し，蓄熱槽内全体を球状粒子層として解析を試みたところ，計算値の収束性の改善が見られたので，本研究ではこの方法を採用した．

3.1.2　球カプセル蓄熱体及び熱媒体の物性

図 6–11 は，球カプセル状蓄熱体の概略を示したものである．外径 d，肉厚 δ の内部に，潜熱蓄熱材としてのパラフィンワックスが充填されている．

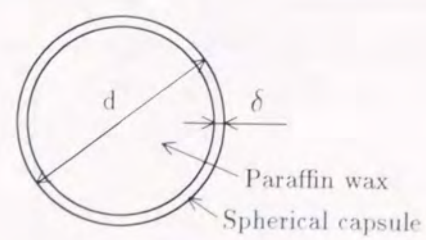
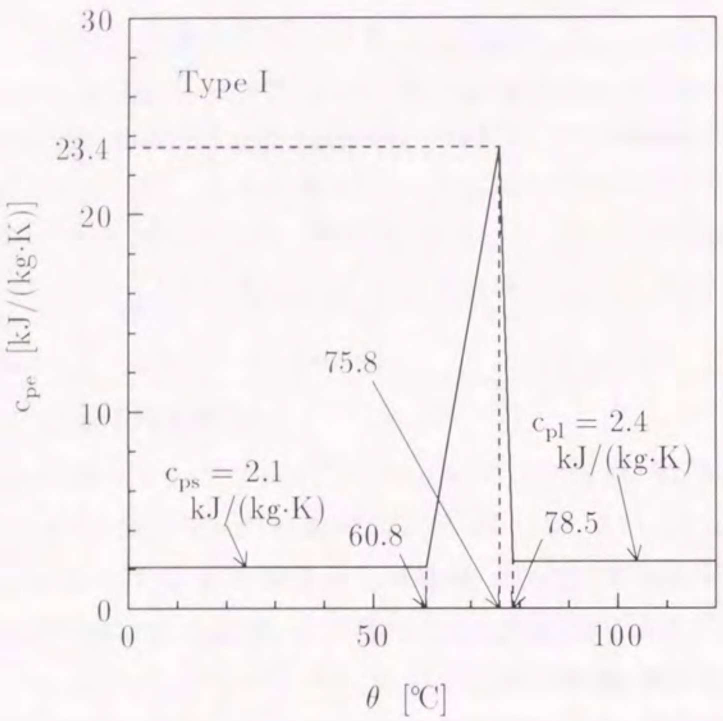
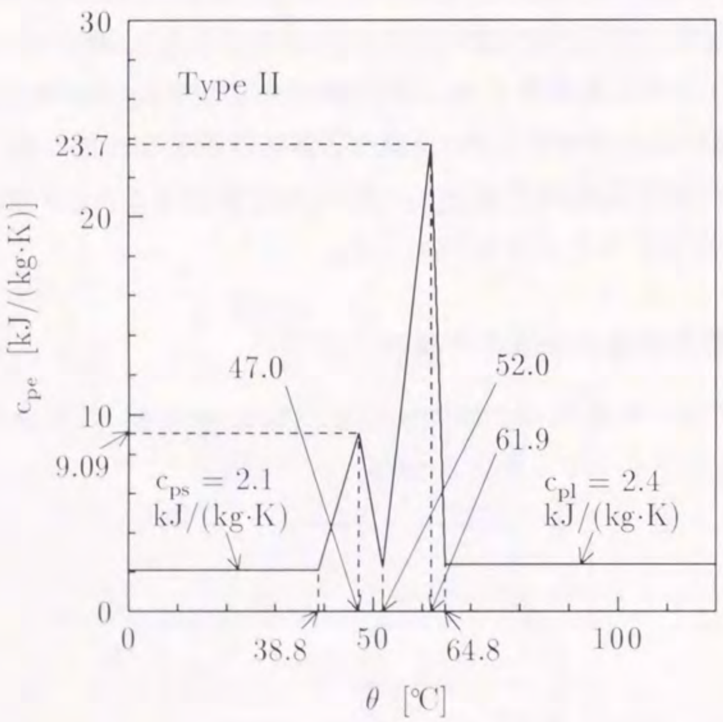


図 6–11　球カプセル状蓄熱体



(a) Type I



(b) Type II

図 6–12　c_{pe} と θ の関係

本解析で対象とした 2 種類の蓄熱体の諸特性を表 6–3 に示す．Type I 蓄熱体は，外径 $d = 20.4$ mm，肉厚 $\delta = 0.5$ mm のポリプロピレン製球状カプセル (熱伝導率 0.2 W/(m·K)) に，融点 $\theta_m = 75.8$ ℃ のパラフィンを充填したもので，蓄熱体充填部における空隙率は $\varepsilon = 0.481$ である．また，Type II 蓄熱体は，外径 $d = 10.3$ mm，肉厚 $\delta = 0.25$ mm のポリエチレン製球カプセル (熱伝導率 0.2 W/(m·K)) に，融点 $\theta_m = 61.9$ ℃ のパラフィンを充填したもので，蓄熱体充填部における空隙率は $\varepsilon = 0.467$ である．また，表 6–3 中の各物性値は，第 2 節 にて得た測定結果を示したものである．いずれの蓄熱体に関しても，密度 ρ，熱伝導率 λ 及び比熱 c_p の値は固相，液相の各状態において一定として扱った．また，相変化温度域における密度 ρ，熱伝導率 λ の値は，温度の一次関数として近似した．一方，比熱の温度依存性に関しては，数学的扱いが容易なよう，DSC による見掛けの比熱 c_{pe} の測定結果に基づき，図 6–12 に示される折れ線にて近似した．

3.1.3　基礎方程式及び数値計算法

本解析においては，以下の仮定を採用した．(1) 熱媒体の速度場及び温度場は二次元的である．(2) 粒子充填層内の流れに関する対流項，粘性項及び圧力項は Darcy – Brinkman – Forchheimer モデルで表現できる．(3) 熱媒体の物性は密度を除き一定として扱える．(4) 熱媒体に作用する浮力の効果は Boussinesq 近似にて扱える．(5) 熱媒体の混合運動による熱拡散の影響は小さい．(6) 蓄熱体間の熱伝導は無視し得る．(7) 蓄熱体内部の熱移動は蓄熱体の半径方向に一次元的である．(8) 蓄熱槽内で空隙率は一定である．以上の仮定を用いれば，各物理量に関する基礎式，境界条件及び初期条件は以下のように表される．

- 運動量の式

$$\begin{aligned}\frac{\rho_f}{\varepsilon}\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\rho_f}{\varepsilon^2}(\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u} &= -\nabla p + \frac{\mu_f}{\varepsilon}\nabla^2\mathbf{u} + \frac{\mu_f}{K}\mathbf{u} \\ &\quad + \rho\frac{C}{\sqrt{K}}|\mathbf{u}|\mathbf{u} + \rho_f \mathbf{g}\beta_f(\theta_f - \theta_{fin}) \qquad (6\text{–}4)\end{aligned}$$

ここで，t は時間，$\mathbf{u}$ は空塔流速ベクトル，ε は空隙率，ρ_f は熱媒体の密度，μ_f は熱媒体粘性係数，β_f は熱媒体の体膨張係数，$\mathbf{g}$ は重力加速度ベクトル，K は浸透性，C は Forchheimer 係数，θ_f は熱媒体温度，θ_{fin} は蓄熱槽入口における熱媒体温度である．

初期条件及び境界条件：

$$\left.\begin{array}{l} t = 0; u = v = 0 \\ \text{蓄熱槽内壁面}\ ; u = v = 0 \\ \text{仕切板表面}\ ; u = v = 0 \\ \text{熱媒体入口}\ ; u = u_{in}, v = 0 \\ \text{熱媒体出口}\ ; u = u_{in}, v = 0 \end{array}\right\} \qquad (6\text{–}5)$$

ここで, 試験部出口における境界条件は, 計算の収束性を高めるために設定したもので, 蓄熱完了時間の解析結果には影響を及ぼさないことが確認されている.

また, 上基礎式 (6–4) 中の浸透性 K 及び Forchheimer 係数 C は, 粒子直径 d 及び空隙率 ε の関数として次のように表される.

$$\left.\begin{aligned} K &= \varepsilon^3 d^2/\{A(1-\varepsilon)^2\} \\ C &= B/\sqrt{A\varepsilon^3} \end{aligned}\right\} \tag{6–6}$$

上式 (6–6) 中の定数 A, B は, 壁面近傍の不均質性が無視し得る場合には次の値をとる.

$$\left.\begin{aligned} A &= 150 \\ B &= 1.75 \end{aligned}\right\} \tag{6–7}$$

一方, 第 4 章で示したように, 壁面近傍における流動抵抗の低下を考慮する場合には, 式 (6–6) の定数 A, B を以下のように評価する.

$$\left.\begin{aligned} &A = 150, B = 1.75 \quad (\text{壁面から } d/2 \text{ 以上離れた領域}) \\ &A = 150, B = 0.15 \quad (\text{壁面から } d/2 \text{ 以内の領域}) \end{aligned}\right\} \tag{6–8}$$

- 質量保存の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{6–9}$$

- 熱媒体に関するエネルギ保存の式

$$\varepsilon \rho_f c_{pf} \frac{\partial \theta_f}{\partial t} + \rho_f c_{pf} \nabla \cdot (\mathbf{u}\theta_f) = \varepsilon \lambda_f \nabla^2 \theta_f - 6(1-\varepsilon) h_c (\theta_f - \theta_{cs})/d \tag{6–10}$$

ここで, θ_f は熱媒体の温度, θ_{cs} は蓄熱体の表面温度, d は蓄熱体直径, h_c は蓄熱体表面における熱伝達係数である.

初期条件及び境界条件 :

$$\left.\begin{aligned} &t = 0; \theta_f = \theta_0 \\ &\text{蓄熱槽内壁面}\,; \frac{\partial \theta_f}{\partial n} = 0 \\ &\text{仕切板表面}\,; \frac{\partial \theta_f}{\partial n} = 0 \\ &\text{熱媒体入口}\,; \theta_f = \theta_{fin} \\ &\text{熱媒体出口}\,; \frac{\partial \theta_f}{\partial x} = 0 \end{aligned}\right\} \tag{6–11}$$

ここで, θ_0 は蓄熱槽の初期温度, n は各壁面の放線方向距離である.

なお, 蓄熱体表面における熱伝達係数 h_c は, 球状粒子充填層における粒子と流体の熱伝達係数に関する次式(6-5)にて評価した.

表 6–4　計算条件の概略

Type I ($d = 20.4$ mm, $\theta_m = 75.8$ ℃)	
u_0 (m/s)	$1.6 \times 10^{-3} \sim 2.8 \times 10^{-2}$
θ_{fin} (℃)	$81 \sim 96$
θ_0 (℃)	56
Type II ($d = 10.3$ mm, $\theta_m = 61.9$ ℃)	
u_0 (m/s)	$9.8 \times 10^{-4} \sim 3.4 \times 10^{-2}$
θ_{fin} (℃)	$66 \sim 81$
θ_0 (℃)	41

$$Nu_c = \frac{h_c d}{\lambda_f} = 2.0 + 1.8 Pr_f^{1/3} \left(\frac{|\mathbf{u}| d}{\nu_f} \right)^{1/2} \tag{6–12}$$

- 蓄熱体に関するエネルギ保存の式

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \lambda_c \frac{\partial \theta_c}{\partial r}) \tag{6–13}$$

ここで, θ_c は蓄熱体の温度, θ_f は熱媒体の温度, H は蓄熱体のエンタルピ, r は蓄熱体中心からの半径方向距離である.

初期条件及び境界条件 :

$$\left.\begin{aligned} &t = 0; \theta_c = \theta_0 \\ &r = 0; \frac{\partial \theta_c}{\partial r} = 0 \\ &r = d/2; \frac{\partial \theta_c}{\partial r} = \frac{h_c}{\lambda_c} (\theta_f - \theta_{cs}) \end{aligned}\right\} \tag{6–14}$$

なお, 蓄熱体の球カプセルは蓄熱材の一部として取り扱い, カプセルに対応する計算格子点 (最外殻の 1 格子点) にカプセルの熱物性値を与えた.

以上の基礎式及び境界条件式を, 空間についてはコントロールボリューム法, 時間は後退差分法により離散化した. また, 圧力場の計算には SIMPLE アルゴリズムを用いた. 熱媒体の流れ及び温度の計算は, x 方向に 42 分割, y 方向に 43 分割の計 1626 点 ($30 \times 6 = 180$ 点は仕切板内部のため計算せず) において行い, 蓄熱体温度に関しては, 上述の 1626 の各格子点において, さらに半径方向に 11 の格子点を設け (蓄熱材パラフィンに 10 点, 最外部の 1 点はカプセル), 合計 17886 点について解析を行った.

離散化された基礎式の計算には SOR 法を用い, 連続する計算ステップにおける各値の相対誤差の最大値が 10^{-3} 以下となった時点をもって解が収束したものと判断した. また, 時間刻みは $\Delta t = 1$ 秒とし, 蓄熱量が理論蓄熱量 (蓄熱槽内の蓄熱体が流入熱媒体温度に等し

くなるとした場合の蓄熱量) の 99 % に達した時点で計算を終了した. なお, 蓄熱完了時間 t_f は, 第 2 節 の蓄熱実験と同様に, 蓄熱量が理論蓄熱量の 95 % に達するまでに要した時間として定義した.

上述したように, 本解析は多数の計算格子点を用いた非定常計算のため, 条件により差はあるが, 計算終了までには最大 170 時間の長時間を要した (NEC 製, PC-9821 Xa9, CPU : Intel Pentium 90MHz 使用).

本解析において対象とした, 蓄熱体充填部における熱媒体の空塔流速 u_0, 熱媒体流入温度 θ_{fin} 及び試験蓄熱槽初期温度 θ_0 の各条件を表 6-4 に示す.

また, 得られた解析結果の整理には, 第 2 節 と同様, 球カプセル状蓄熱体充填層としての特性を重視し, 無次元蓄熱完了時間であるフーリエ数 Fo, 修正ステファン数 Ste^*, 修正レイノルズ数 Re_d^* 及びグラスホフ数 Gr を使用した.

$$\left.\begin{aligned} Fo &= a^* t_f / d^2 \\ Ste^* &= \{c_{ps}(\theta_m - \theta_{fin}) + c_{pl}(\theta_0 - \theta_m)\}/L \\ Re_d^* &= 2u_0 d / \{3\nu_f(1-\varepsilon)\} \\ Gr &= \{g\beta_f(\theta_{fin} - \theta_0)d^3\}/\nu_f^2 \end{aligned}\right\} \tag{6-15}$$

ここで, u_0 は熱媒体の空塔流速, d は蓄熱体直径, ν_f は熱媒体の動粘性係数[6-2], β_f は熱媒体の体膨張係数[6-2], g は重力加速度, ε は蓄熱体充填部の空隙率, a^* は蓄熱体充填部の有効温度伝導率 $(= \lambda_e / \{(1-\varepsilon)\rho_l c_{pl} + \varepsilon \rho_f c_{pf}\})$, λ_e は蓄熱体充填部の有効熱伝導率で, 国井の式[6-3] に空隙率 ε, 熱媒体の熱伝導率 λ_f 及び液相状態の蓄熱材の熱伝導率 λ_l を代入して求めた.

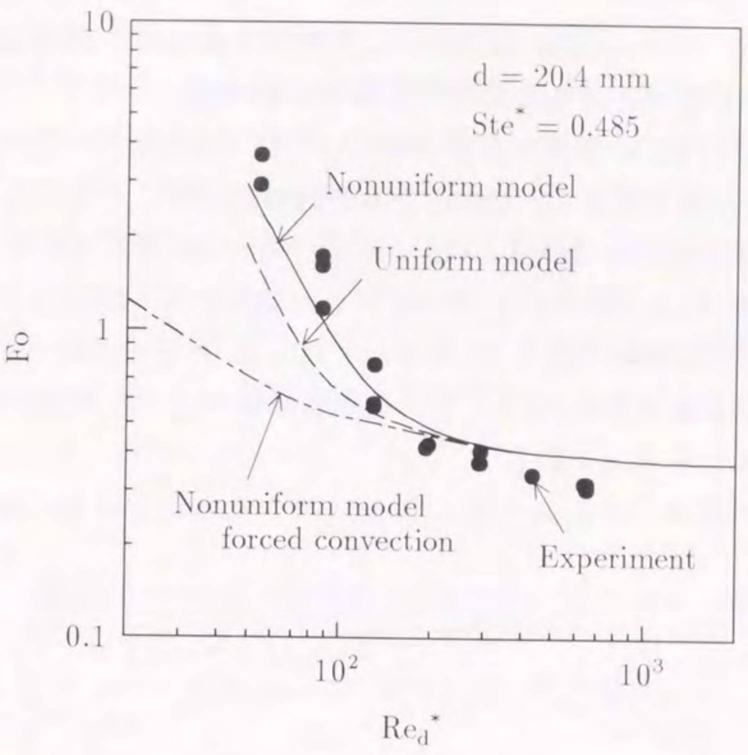
3.2　解析結果及び考察

3.2.1　計算モデルの検討及び単一球カプセルの融解特性

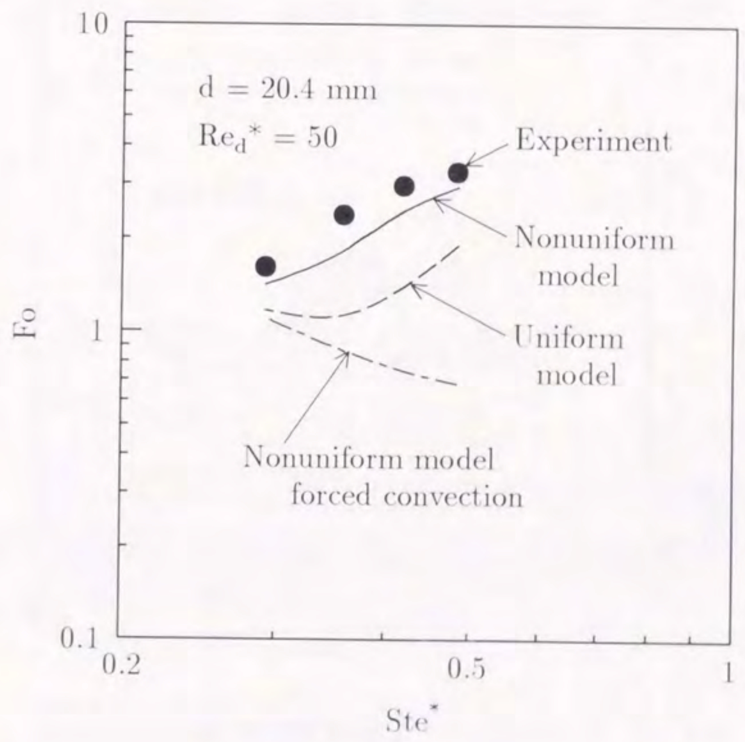
図 6-13(a),(b) は, 各種モデルによる数値解析結果と 第 2 節 で得られた実験結果との比較を, Type I 蓄熱体 (蓄熱体カプセル直径 d = 20.4 mm) について示したものである. 図 6-13(a),(b) において, 実線は壁近傍の不均質性と自然対流の双方を考慮した場合の結果を, 破線は自然対流のみを考慮し壁近傍の不均質性を考慮しなかった場合の結果を, 一点鎖線は壁近傍の不均質性のみを考慮し自然対流を無視した場合の結果を示している.

図 6-13(a),(b) において, 本解析で対象としたような蓄熱槽内の熱媒体の流れが水平である系に対しては, 自然対流 (浮力) の効果を考慮する必要があり, さらに, 壁近傍の不均質性を考慮することにより予測精度の著しく向上されることが理解できる. また, 本解析結果と実験結果は比較的良く一致することより, 本解析の精度は充分なものと考えられる.

蓄熱体単体における特性を検討するため, 初期温度 θ_0 に保たれた蓄熱体球カプセルの表面温度が, 時刻 $t = 0$ において θ_{fin} に上昇した場合の融解挙動の解析を試みた.



(a) Fo と Re_d^* の関係



(b) Fo と Ste の関係

図 6-13　各種計算モデルによる予測値と実験結果の比較

図 6-14 は，解析結果を融解完了時間であるフーリエ数 Fo とステファン数 Ste^* の関係にて示したものである．なお，後述の蓄熱槽の融解特性との比較が容易なように，Fo 数及び Ste^* 数の定義には，蓄熱槽と同様な式 (6-15) を用いてある．

図 6-14 において，いずれの蓄熱体直径 d に関しても，Fo 数は Ste^* 数の増加とともに単調に減少しており，蓄熱体表面温度の増加とともに融解が早期に完了することが理解できる．

また，図 6-14 において，$d = 20.4$ mm と $d = 10.3$ mm の結果を比較すると，Fo 数の Ste^* 数への依存性はほぼ等しいが，Ste^* 数を一定とした場合の Fo 数は，$d = 10.3$ mm の方が約 10 % 大きくなることが理解できる．この原因としては，カプセル内に充填されたパラフィンの潜熱放出特性の差が考えられ，$d = 10.3$ mm 蓄熱体の方が潜熱温度域が広いため，融解に長時間を要したものと考えられる．

蓄熱槽の蓄熱特性を検討する基準として，単一カプセル状蓄熱体の融解完了時間に関する次式を得た．

$$Fo = f(Ste^*) = \begin{cases} 0.14Ste^{*-1.3} & (d = 20.4\text{mm, Type I}) \\ 0.15Ste^{*-1.4} & (d = 10.3\text{mm, Type II}) \end{cases} \tag{6-16}$$

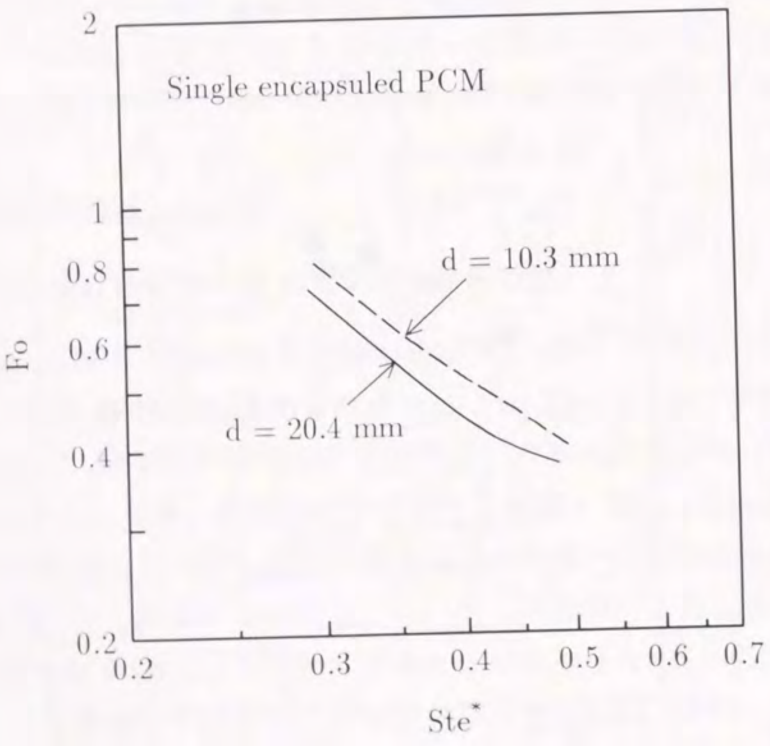
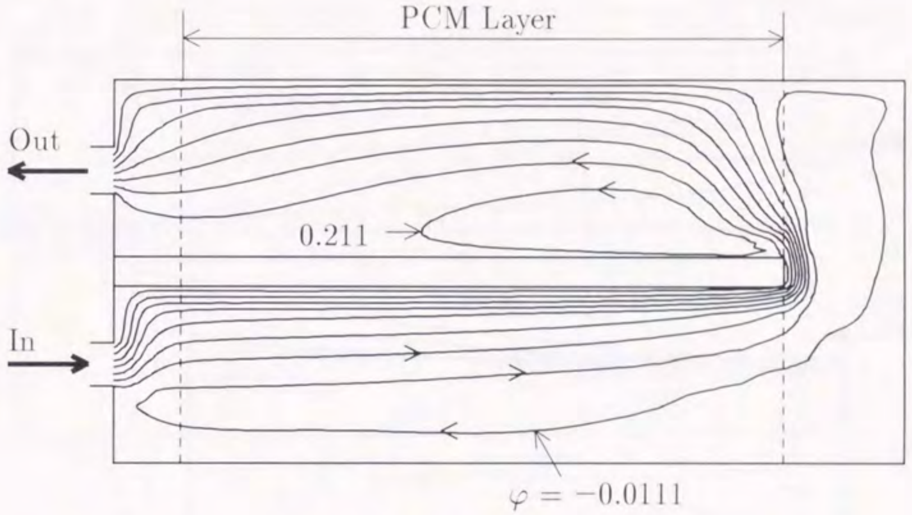


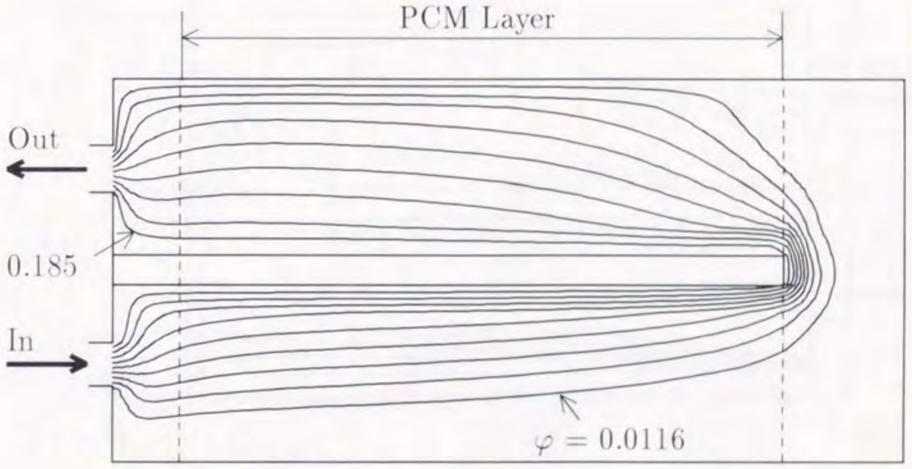
図 6-14　単一球カプセル状蓄熱体の融解完了時間

3.2.2　蓄熱槽内温度及び固液界面の経時変化

図 6-15 及び図 6-16 は，それぞれ流線関数 φ 及び無次元流体温度 $\xi_f\ (= (\theta_f - \theta_0)/(\theta_{fin} - \theta_0))$ の経時変化を，蓄熱体直径 $d = 20.4$ mm，熱媒体空塔流速 $u_0 = 2.51$ mm/s，熱媒体流入温度 $\theta_{fin} = 96.0$ ℃，蓄熱槽初期温度 $\theta_0 = 56.0$ ℃ の条件について示したものである．図 6-15(a) の蓄熱開始より $t = 60$ sec 後の流線分布に観察されるように，蓄熱初期においては，図 6-15(a) 左下より流入した高温の熱媒体は，試験部内に存在する初期温度の熱媒体との密度差により，下部流路の上方を図 6-15(a) 右側へと流動する．その後熱媒体は，蓄熱槽中央の仕切板近くを折り返した後，上部流路の上方へと流れるが，出口近傍では比較的一様な流れ状態へと移行する傾向にある．この時点の流体の無次元温度分布 (図 6-16(a)，$t = 60$ sec) を観察す



(a) $t = 60$ sec



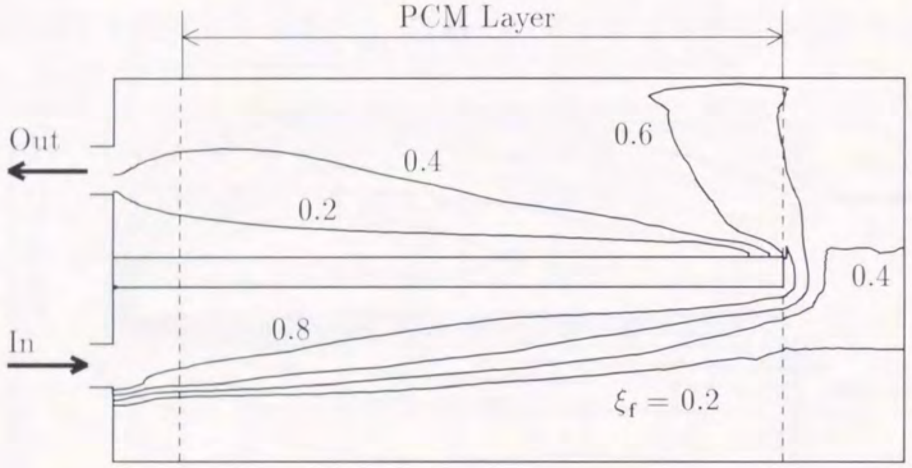
(b) $t = 600$ sec

図 6-15　流線関数分布の経時変化，$d = 20.4$ mm，$u_0 = 2.51$ mm/s，$\theta_{fin} = 96.0$ ℃，$\theta_0 = 56.0$ ℃，等間隔

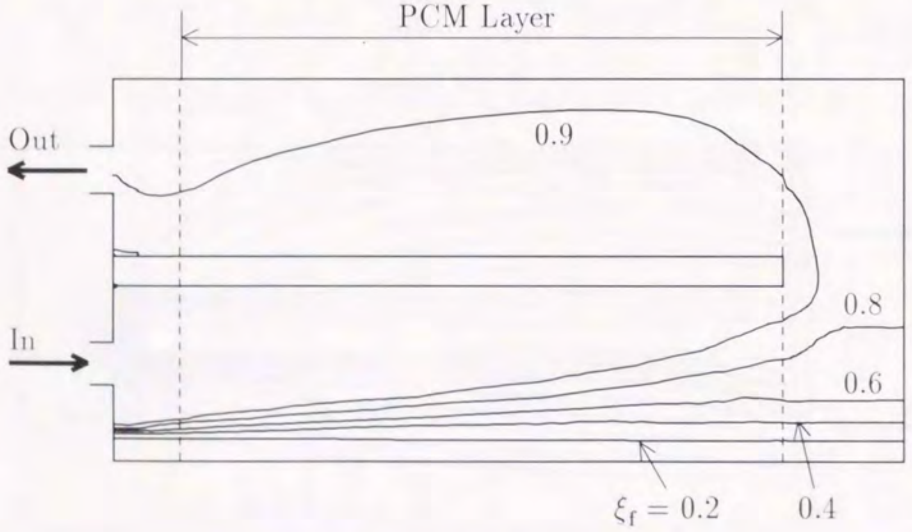
ると，下部流路においては，上下方向の ξ_f の変化は激しく，上部には $\xi_f > 0.8$ の流入温度に近い熱媒体が存在し，そして下部には $\xi_f < 0.2$ の初期温度に近い熱媒体が存在する．一方，上部流路においては，上下方向の ξ_f 変化は下部流路ほど顕著ではないことが理解できる．これは，蓄熱体との熱交換により，流動方向に熱媒体温度が低下するためと考えられる．

$t = 600$ sec に関する図 6–15(b) 及び図 6–16(b) においても，定性的には上述の $t = 60$ sec と同様な傾向が観察され，特に，蓄熱開始より長時間経過後においても，熱媒体流入部に近い下部流路の下方に低温の熱媒体層が存在することが理解できる．

図 6–17 は，図 6–15 及び図 6–16 と同一条件における，蓄熱体の融解状況を示したもので，蓄熱体の平均液相率が 0.95 となる位置を固液界面として示している．図 6–17 に観察され



(a) $t = 60$ sec



(b) $t = 600$ sec

図 6–16　無次元流体温度分布の経時変化, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 2.51$ mm/s, $\theta_{fin} = 96.0$ ℃, $\theta_0 = 56.0$ ℃

るように，まず，下部流路の上方より融解が進行し，$t = 11$ min においては下部流路及び上部流路の約 1/2 の領域で融解が完了する．この $t = 11$ min における固液界面分布から理解できるように，下部流路においては上方より下方へと融解が進行するのに対し，上部流路においては概ね熱媒体の流動方向に融解が進行する．なお，$t = 11$ min に関する上部流路の固

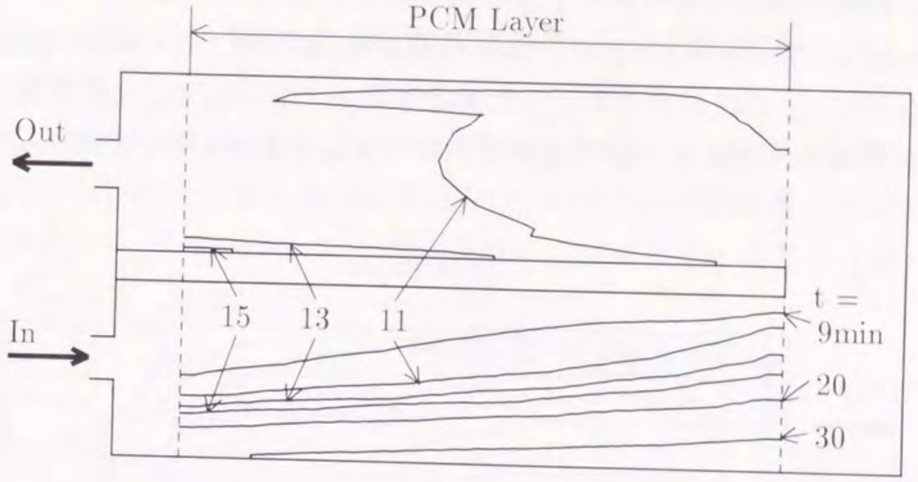


図 6–17　固液界面の経時変化, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 2.51$ mm/s, $\theta_{fin} = 96.0$ ℃, $\theta_0 = 56.0$ ℃

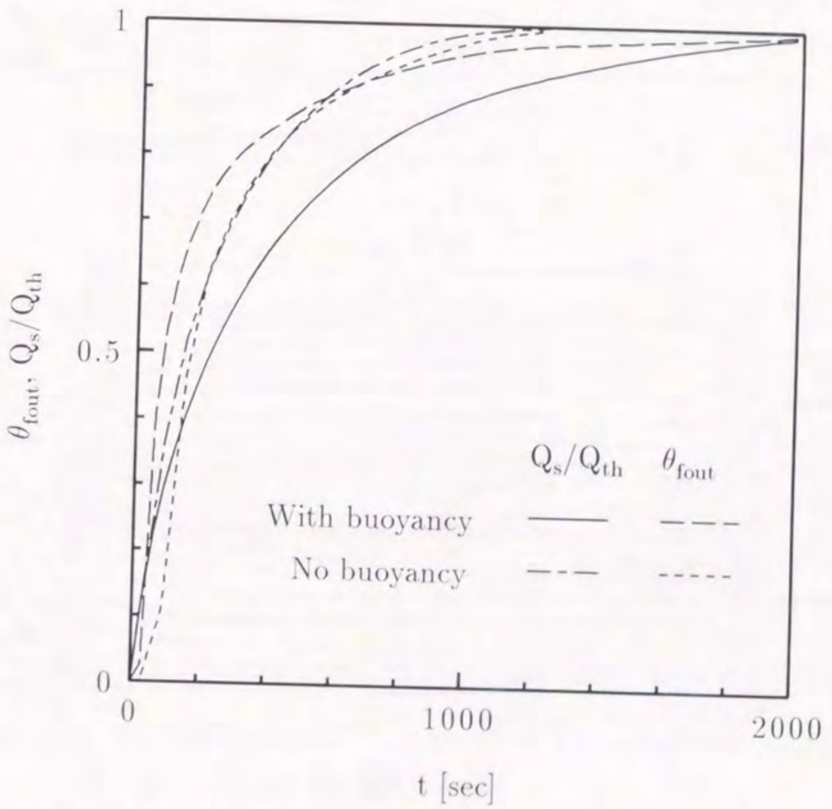


図 6–18　蓄熱槽出口無次元熱媒体温度及び蓄熱割合, $d = 20.4$ mm, $u_0 = 2.51$ mm/s, $\theta_{fin} = 96.0$ ℃, $\theta_0 = 56.0$ ℃

液界面において，流路壁近傍に融解の進行の速い領域が観察されるが，これは，流路壁近傍に形成される流動抵抗の小さい領域の影響（チャンネリング効果）のためと考えられる．また，$t = 13$ min の固液界面から理解できるように，この時点では上部流路の大部分が融解を完了しているのに対して，下部流路には約 1/2 の未融解領域が残されている．さらに，下部流路の下方における融解の進行は非常に緩慢なものであり，$t = 30$ min 経過後においても流路底部に未融解領域の存在することが理解できる．

図 6–18 は，図 6–15 ～ 図 6–17 と同一条件における，蓄熱槽出口の無次元熱媒体温度 θ_{fout} 及び蓄熱割合 Q_s/Q_{th} の経時変化を示したものである．ここに，Q_s は蓄熱量であり，蓄熱体への蓄熱量と蓄熱槽内熱媒体の顕熱蓄熱量の和で定義されている．また，Q_{th} は理論蓄熱量

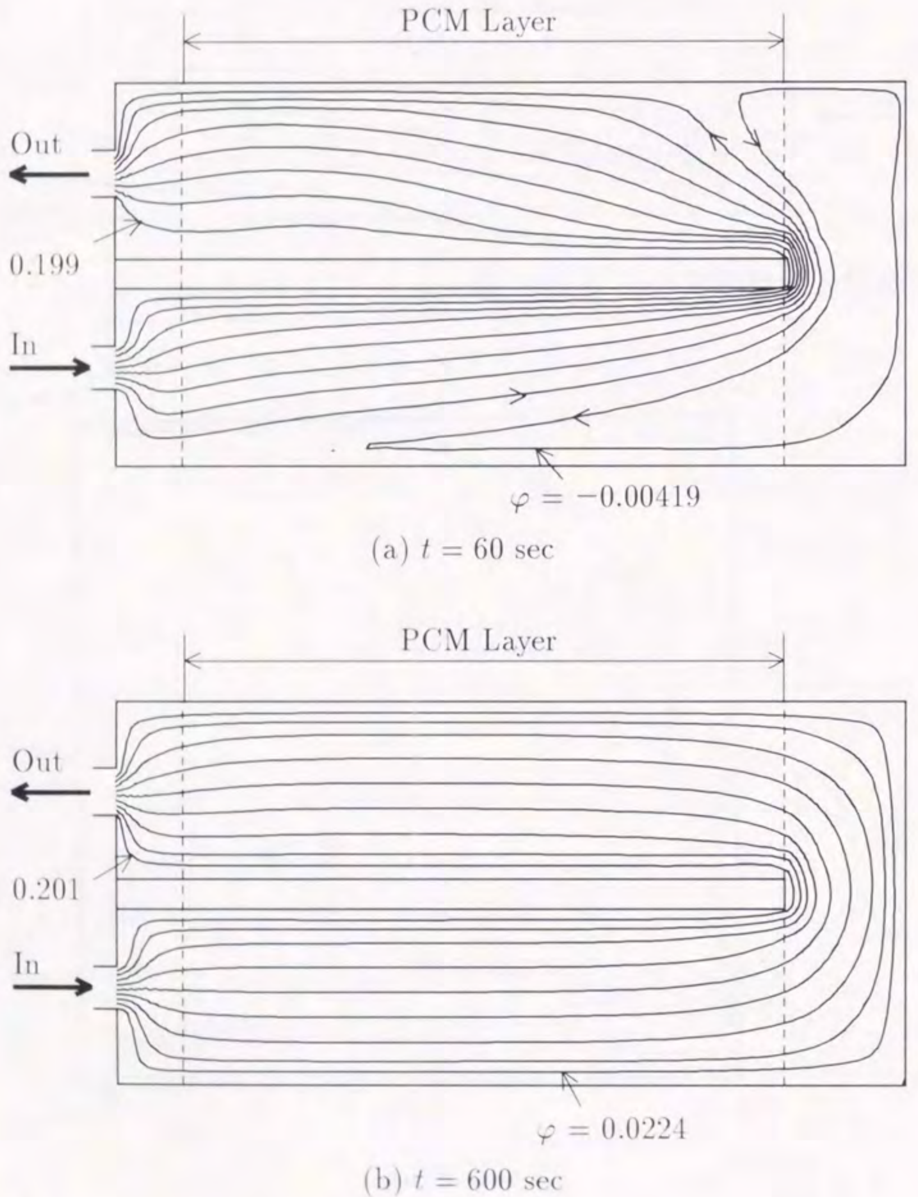


図 6–19　流線関数分布の経時変化，$d = 20.4$ mm，$u_0 = 2.51$ mm/s，$\theta_{fin} = 81.0$ ℃，$\theta_0 = 56.0$ ℃，等間隔

であり，蓄熱槽内全体が流入熱媒体温度 θ_{fin} に達した場合の蓄熱量である．なお，図 6–18 中には，自然対流の影響を無視した場合の解析結果も比較のために併記してある．

図 6–18 において，自然対流を考慮した解析結果と自然対流を考慮しない場合の結果を比較すると，$t \simeq 300$ sec までは自然対流を考慮した場合の方が θ_{fout} が大きくなることが理解できる．これは，図 6–15 ～ 図 6–17 でも述べたように，熱媒体の密度差に起因する自然対流により熱媒体が偏流し，流入した熱媒体が充分に熱交換を行わずに蓄熱槽より流出するためである．また，自然対流を考慮した場合の蓄熱割合 Q_s/Q_{th} は，自然対流を考慮しない場合に比較して緩慢な上昇となることも理解できる．

図 6–19 ～ 図 6–20 は，前述の図 6–15 ～ 図 6–17 の条件の一つである熱媒体流入温度を，$\theta_{fin} = 81.0$ ℃ と 15 ℃ 低下させた場合の流線関数，無次元流体温度及び固液界面の経時変化を示したものである．まず，図 6–19 の流線関数について着目すると，$t = 60$ sec において

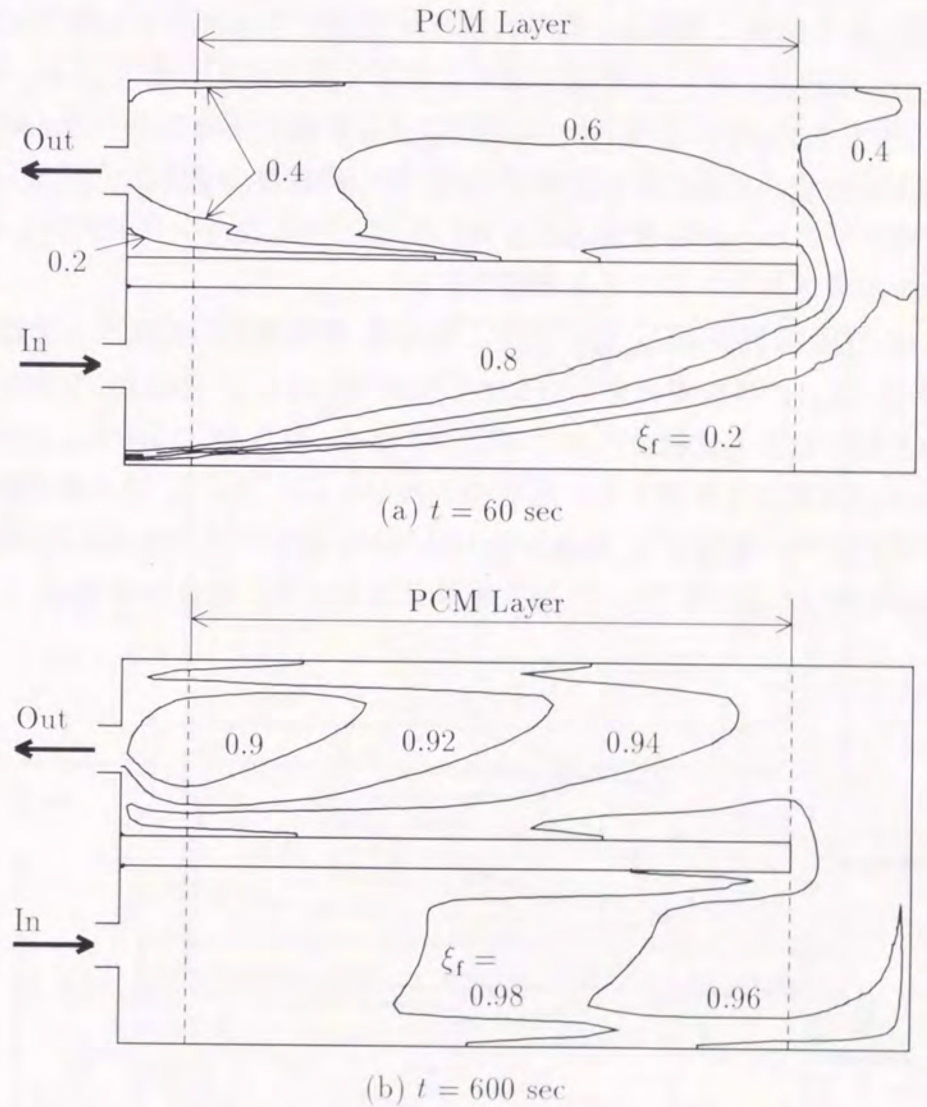


図 6–20　無次元流体温度分布の経時変化，$d = 20.4$ mm，$u_0 = 2.51$ mm/s，$\theta_{fin} = 81.0$ ℃，$\theta_0 = 56.0$ ℃

は，図 6–15 と同様に自然対流の影響が観察され，流入熱媒体は下部流路の上方を流動することが理解できる．一方 $t = 600$ sec においては，比較的一様な流れ状態が観察され，熱媒体流入温度が低い場合には自然対流の影響が早期に消滅することが理解できる．なお，蓄熱槽内壁及び中央の仕切板付近には，流線関数の密な領域が観察されるが，これは，チャンネリング効果により，壁面近傍に流速の大きい領域が形成されることを示している．

図 6–20 の無次元流体温度分布に関しても，上述の流れ挙動に対応する結果が観察され，$t = 60$ sec においては，下部流路に上下方向の激しい温度変化が観察されるが，$t = 600$ sec においては，蓄熱槽内は $\xi_f > 0.9$ となり，流入熱媒体温度にほぼ等しい一様な温度状態になる．また，蓄熱槽内壁及び中央の仕切板付近には，熱媒体温度の高い領域が観察されるが，これは，前述のチャンネリング効果により壁面近傍に流速の大きい領域が形成されるためと説明されよう．

図 6–21 の固液界面の経時変化について観察すると，$t = 18$ min において下部流路の上方 (仕切板側) より融解を開始し，その後融解界面は時間の経過とともに下流側へと進行し，$t = 26$ min 経過後にほぼ全領域で融解を終了することが理解できる．また，前述の $\theta_{fin} = 96$ ℃ に関する図 6–17 で見られたような，下部流路の下方における未融解領域の形成は，$\theta_{fin} = 81$ ℃ の条件においては観察されず，概ね熱媒体の流動方向に沿って融解の進行することが理解できる．なお，壁面近傍においては，チャンネリング効果のため，融解速度の大きい領域が形成されていることも理解できる．

図 6–22 は，図 6–19 ～ 図 6–21 と同一条件における，蓄熱槽出口の無次元熱媒体温度 θ_{fout} 及び蓄熱割合 Q_s/Q_{th} の経時変化を示したものである．図 6–22 中には，自然対流の影響を無視した場合の解析結果も比較のために併記してある．図 6–22 において，自然対流を考慮した解析結果と自然対流を考慮しない場合の差は小さいことより，流入熱媒体温度と蓄熱槽初期温度の差が小さい場合には，自然対流の効果が小さいことが定量的に理解できる．また，自然対流を考慮した場合に関して，流入熱媒体温度の高い場合の図 6–18 と比較すると，

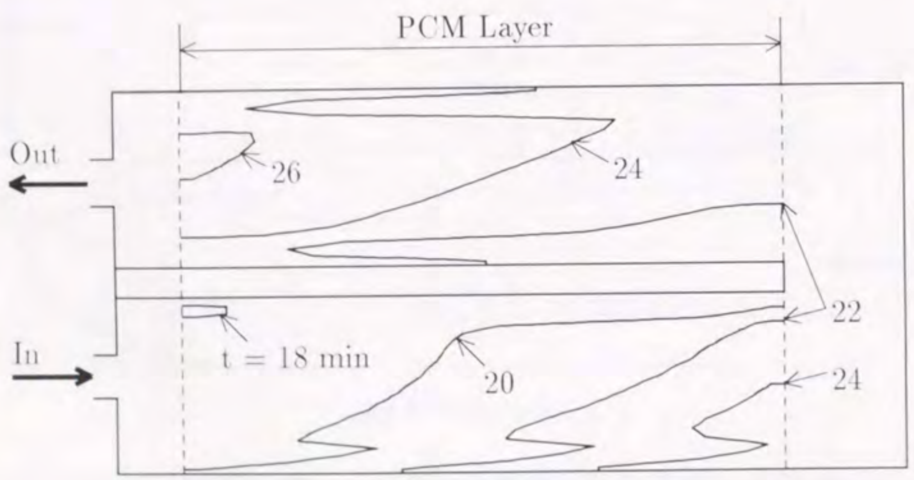


図 6–21　固液界面の経時変化，$d = 20.4$ mm，$u_0 = 2.51$ mm/s，$\theta_{fin} = 81.0$ ℃，$\theta_0 = 56.0$ ℃

蓄熱割合 Q_s/Q_{th} の増加速度は熱媒体温度の低い図 6–22 の方が大きくなることが定量的に理解できる．

図 6–23 ～ 図 6–25 は，蓄熱体直径が $d = 10.3$ mm の場合の流線関数，無次元流体温度及び固液界面の経時変化を示したものである．なお，蓄熱体直径の効果を検討できるよう，熱媒体流速 u_0，蓄熱材融点と熱媒体流入温度の温度差 $\theta_{fin} - \theta_m$，及び蓄熱材融点と蓄熱槽初期温度の温度差 $\theta_m - \theta_0$ は，前述の図 6–15 ～ 図 6–17 にほぼ等しく設定ある．まず，図 6–23(a) の $t = 60$ sec における流線関数について着目すると，下部流路の底部には流線関数が疎な低流速領域の存在は確認されるが，図 6–15(a) の $d = 20.4$ mm の場合の様な逆流領域は見られず，蓄熱体直径の小さい場合には自然対流の影響が小さいことが理解できる．この原因としては，蓄熱体直径の減少により蓄熱体充填部の流動抵抗が増加し，自然対流による上方への流れが抑制されることや，蓄熱体直径が小さい場合には蓄熱体総表面積が大きいため，蓄熱体による熱媒体の冷却が良好となり，その結果，熱媒体温度の均一化すなわち自然対流の減少となることが考えられる．また，図 6–23(b) の $t = 300$ sec においては，下部流路の右底部を除き，比較的一様な流れ状態となることが確認され，蓄熱体直径の小さい場合には短時間の内に自然対流の影響が消滅することが理解できる．さらに，壁面近傍の流線関数が密となる領域の大きさも，図 6–15，図 6–19 の $d = 20.4$ mm に比較して小さくなることが理解

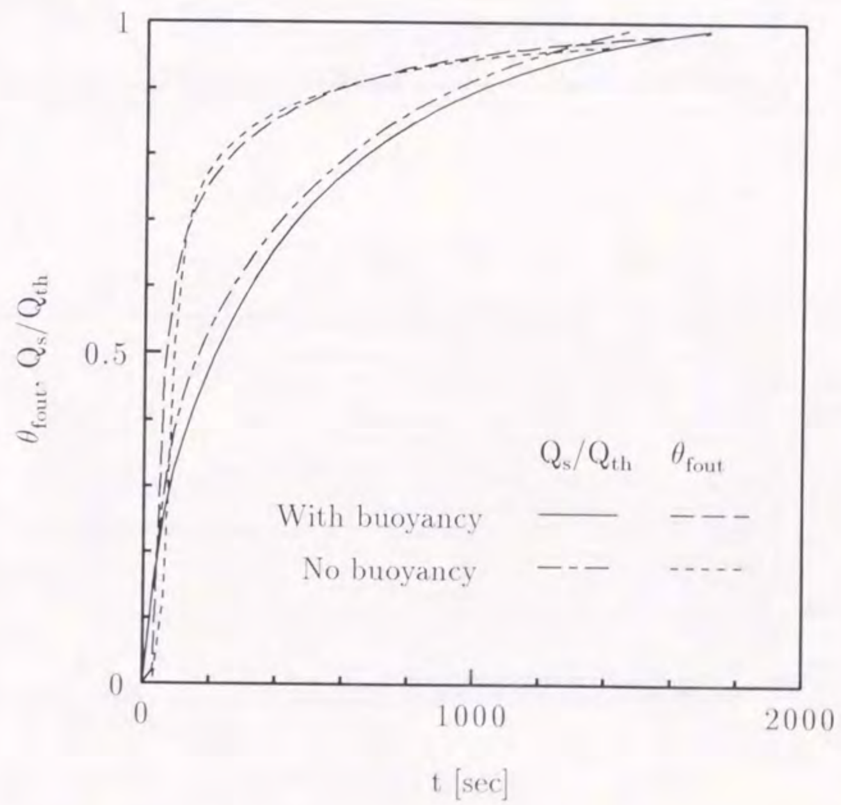
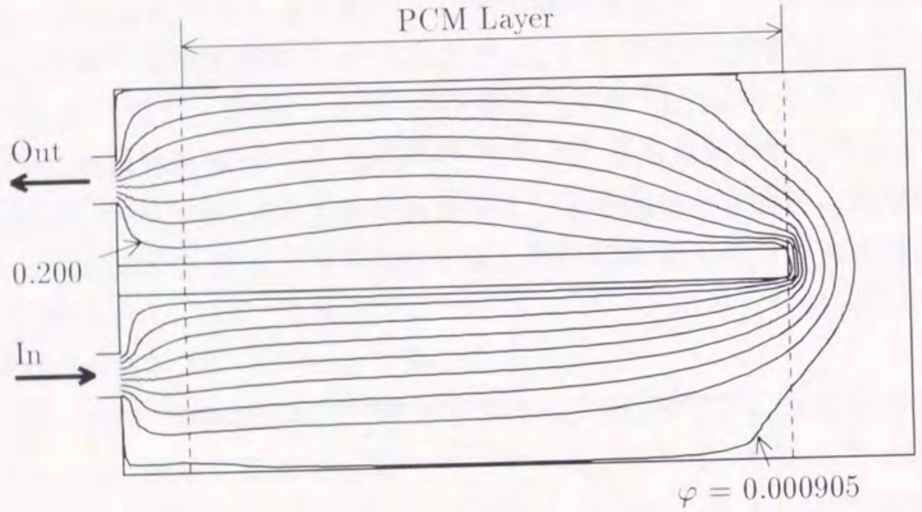


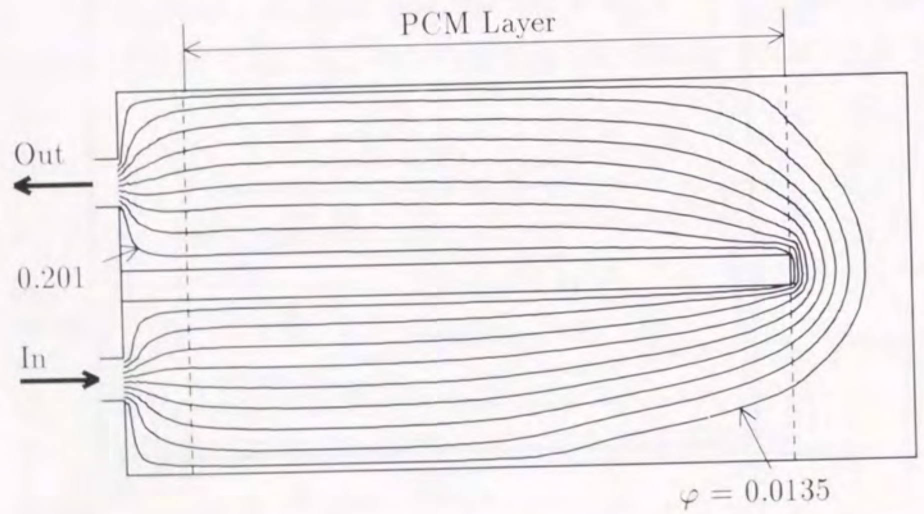
図 6–22　蓄熱槽出口無次元熱媒体温度及び蓄熱割合，$d = 20.4$ mm，$u_0 = 2.51$ mm/s，$\theta_{fin} = 81.0$ ℃，$\theta_0 = 56.0$ ℃

できる．これは，壁面近傍のチャンネリング効果の現れる領域の大きさが，蓄熱体直径 d に比例するためと説明されよう．

次いで，図 6–24(a) の $t = 60$ sec における無次元流体温度分布について観察すると，仕切板近くの領域に温度の高い領域が観察されるが，下部流路の底部にまで高温の流入熱媒体の行き渡っていることが理解できる．また，図 6–24(b) の $t = 300$ sec に関しては，下部流路右下部に若干温度の低い領域が確認されるが，蓄熱槽内は概ね一様な温度状態になることが理解できる．また，下部流路の上方及び仕切板上部には熱媒体温度の高い領域が観察されるが，この高温領域の大きさは，前述の $d = 20.4$ mm の場合に比較して小さいものとなっている．これは，図 6–23 でも述べた様に，チャンネリング効果の現れる領域が，蓄熱体直径 d



(a) $t = 60$ sec



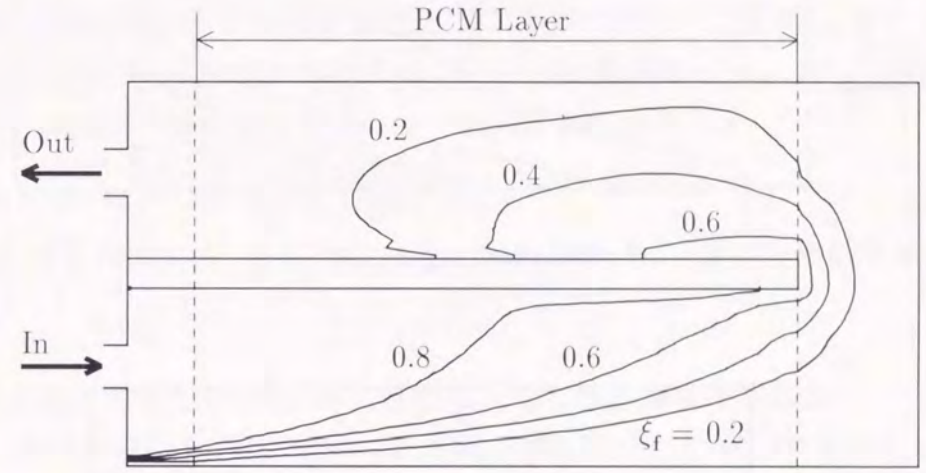
(b) $t = 300$ sec

図 6–23　流線関数分布の経時変化, $d = 10.3$ mm, $u_0 = 2.72$ mm/s, $\theta_{fin} = 81.0$ ℃, $\theta_0 = 41.0$ ℃, 等間隔

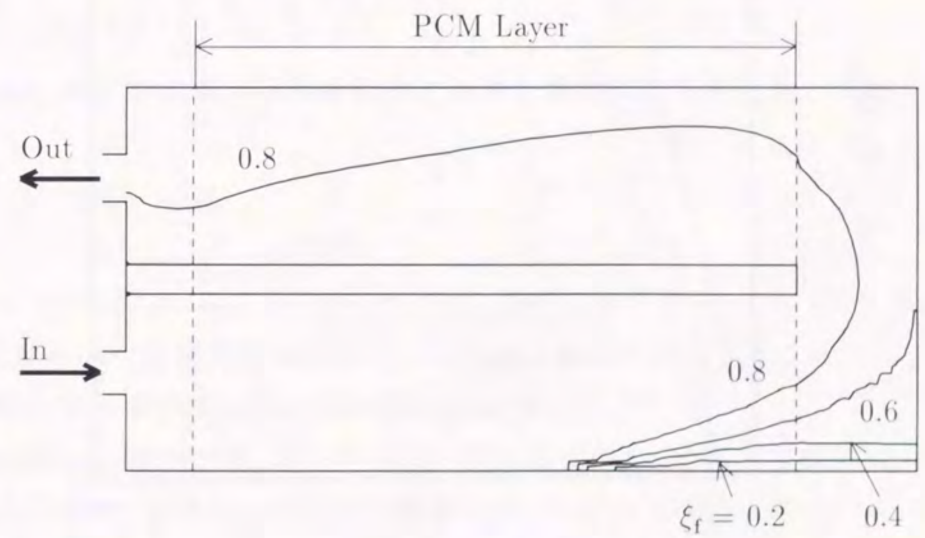
の減少とともに小さくなるためと説明される．

図 6–25 の固液界面の経時変化について観察すると，$t = 3$ min において下部流路の約 1/3 が融解を完了し，$t = 7$ min 経過後には下部流路右下部を除き，ほぼ全領域で融解を終了することが理解できる．このように蓄熱体直径が小さい場合に短時間に融解が完了するのは，蓄熱体直径の減少に伴い蓄熱体総表面積が増加することに加え，前述したように自然対流の影響が弱まり，下部流路の底部への蓄熱が良好に進行するためと考えられる．

図 6–26 は，図 6–23 ～ 図 6–25 と同一条件における，蓄熱槽出口の無次元熱媒体温度 θ_{fout} 及び蓄熱割合 Q_s/Q_{th} の経時変化を示したものである．図 6–26 中には，自然対流の影響を無視した場合の解析結果も比較のために併記してある．



(a) $t = 60$ sec



(b) $t = 300$ sec

図 6–24　無次元流体温度分布の経時変化, $d = 10.3$ mm, $u_0 = 2.72$ mm/s, $\theta_{fin} = 81.0$ ℃, $\theta_0 = 41.0$ ℃

図 6-26 において，自然対流を考慮した解析結果と自然対流を考慮しない場合の差は小さいことより，蓄熱体直径の小さい場合には，温度差が 40 K と大きい場合においても自然対流の影響が小さいことが理解できる．また，図 6-26 における蓄熱割合 Q_s/Q_{th} の増加速度は，$d = 20.4$ mm に関する図 6-18 及び図 6-22 に比較して大きいことより，蓄熱体直径 d の

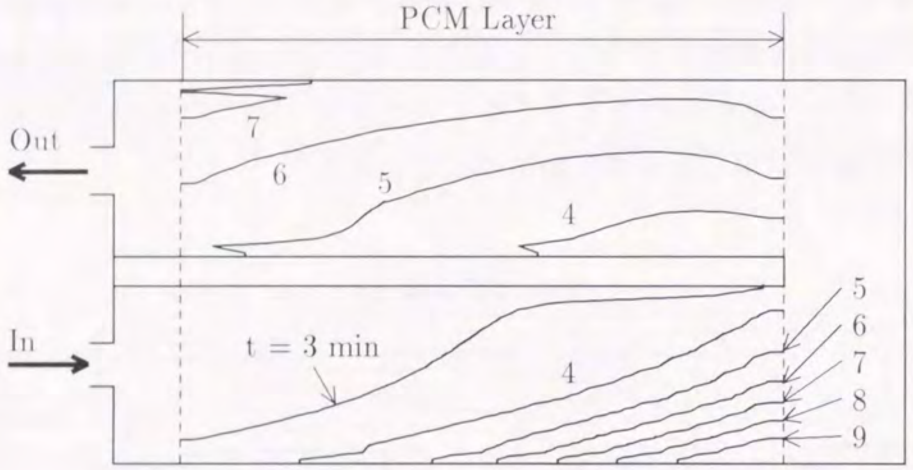


図 6-25　固液界面の経時変化，$d = 10.3$ mm, $u_0 = 2.72$ mm/s, $\theta_{fin} = 81.0$ ℃, $\theta_0 = 41.0$ ℃

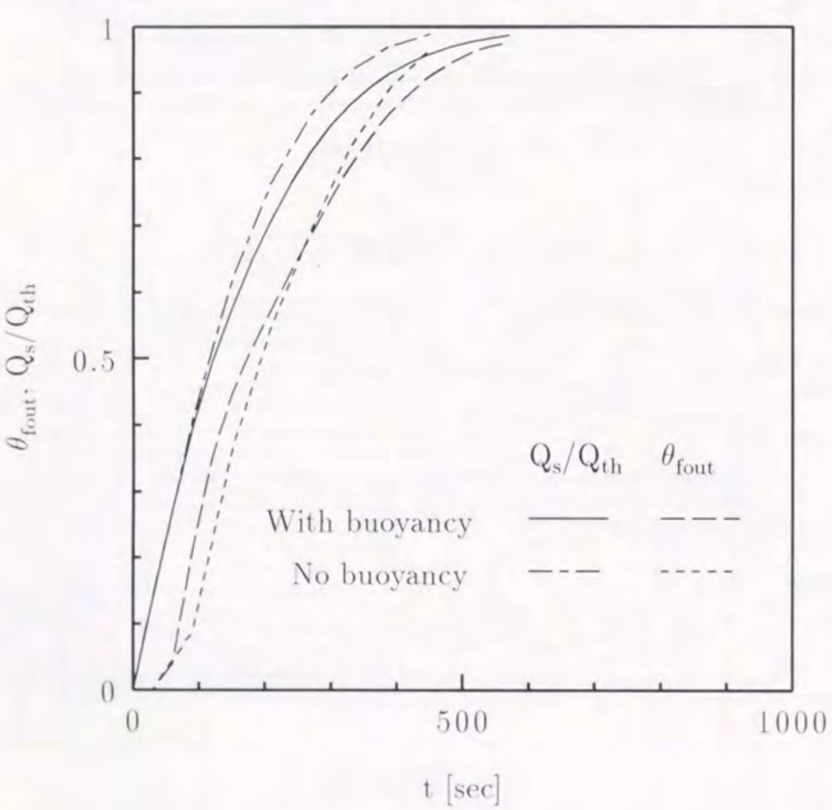


図 6-26　蓄熱槽出口無次元熱媒体温度及び蓄熱割合，$d = 10.3$ mm, $u_0 = 2.72$ mm/s, $\theta_{fin} = 81.0$ ℃, $\theta_0 = 41.0$ ℃

小さい方が蓄熱速度の大きくなることが定量的に理解できる．

3.2.3　蓄熱完了時間

蓄熱完了時間の整理に先立って，次の二つの理想的な状態 (極端な条件) を想定した解析を行い，蓄熱完了時間に関する簡便な理論式の提案を試みる．

(i) 流入した熱媒体が蓄熱槽内で完全に放熱を完了し，蓄熱槽初期温度にて流出する場合．

(ii) 蓄熱体表面温度が，$t = 0$ において突然熱媒体流入温度に等しくなる場合．

上記 (i), (ii) の状態は，それぞれ熱媒体流速が非常に小さい場合及び熱媒体流速が非常に大きい場合に対応するものである．

まず，(i) の状態に関する蓄熱完了時間 t_f を，次のようにして求める．蓄熱体カプセルの厚さが無視し得ると仮定すれば，蓄熱槽に流入出する熱媒体のエンタルピ量及び蓄熱槽のエンタルピ変化より，次式のエネルギバランス式が得られる．

$$\begin{aligned}(\rho c_p)_f u_0(\theta_{fin} - \theta_0)t_f \;=\; & \ell[\varepsilon(\rho c_p)_f(\theta_{fin} - \theta_0) \\ & +(1-\varepsilon)\{(\rho c_p)_s(\theta_m - \theta_0) \\ & +(\rho c_p)_l(\theta_{fin} - \theta_m) + \rho_s L\}] \qquad (6\text{–}17)\end{aligned}$$

ここに，ℓ は蓄熱槽の長さであり，本蓄熱槽に対しては蓄熱槽充填部長さ (217 mm) の 2 倍である 534 mm となる．さらに，融解時の蓄熱体密度変化が無視し得ると考え，上式を無次元化すると次のようになる．

$$Fo = \frac{2}{3Pr_e Re_d^*}\left(\frac{\ell}{d}\right)\left\{\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} + \frac{Ste^* + 1}{Ste_f}\right\} \qquad (6\text{–}18)$$

ここに Ste_f は，次式で定義される熱媒体の顕熱と蓄熱体の潜熱に基づく修正ステファン数である．

$$Ste_f = \frac{(\rho c_p)_f(\theta_{fin} - \theta_0)}{\rho_s L} \qquad (6\text{–}19)$$

式 (6–18) の導出過程からも明らかなように，蓄熱完了時間が式 (6–18) で表される場合には，流入した熱媒体は蓄熱槽初期温度となって蓄熱槽より流出することとなり，投入した熱エネルギを無駄無く蓄熱できている状態を表している．

一方，(ii) の状態においては，球カプセルの表面温度が $t = 0$ にて熱媒体流入温度に等しくなると考えることで，蓄熱完了時間の予測が行え，図 6–14 の結果 (式 (6–16)) が利用できる．

蓄熱槽への蓄熱過程を考えた場合，式 (6–18) で表される蓄熱に必要な熱量を投入するための時間と，式 (6–16) で表される蓄熱体の融解に要する時間の双方が必要となる．蓄熱完了時間の近似値は，式 (6–18) と式 (6–16) の和の形として，次式にて表現されるものと考えられる．

$$Fo = \frac{2}{3Pr_e Re_d^*}\left(\frac{\ell}{d}\right)\left\{\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}+\frac{Ste^*+1}{Ste_f}\right\}+f(Ste^*) \tag{6–20}$$

ここに $f(Ste^*)$ は，前述の式 (6–16) にて表される単一蓄熱体の融解完了時間である．

図 6–27 は，蓄熱体直径 $d = 20.4$ mm，修正ステファン数 $Ste^* = 0.485$ の条件に関する，蓄熱完了時間に関するフーリエ数 Fo と修正レイノルズ数 Re_d^* の関係を示したものである．なお図 6–27 中には，蓄熱槽内壁近傍の不均質性を無視した場合の結果を太い破線にて，不均質性は考慮するが自然対流の影響を無視した場合の結果を太い一点鎖線にて示している．なお，これらの解は，何らかの方法で壁面近傍の不均質性を排除した場合や，体膨張係数の小さい熱媒体を用いるなどして自然対流 (浮力) の影響を排除した場合の結果に相当するものである．また図 6–27 中には，前述の式 (6–18)，式 (6–16) 及び式 (6–20) も参考のために併記してある．

図 6–27 において，まず，不均質性及び自然対流の双方を考慮した場合の太い実線と，不均質性を考慮し自然対流を無視した場合の太い一点鎖線を比較すると，$Re_d^* \geq 200$ の領域では両者には差は見られないことより，この領域では自然対流の影響の無視し得ることが理解できる．さらに，$Re_d^* \geq 1000$ の領域においては，蓄熱槽の蓄熱完了時間に関する Fo 数は，単一蓄熱体の融解に要する時間に等しくなることが理解できる．これは，熱媒体流速が大きい場合には，蓄熱開始直後に蓄熱槽内が高温の流入熱媒体に満たされることと，蓄熱体表面での熱伝達が良好なことより，蓄熱槽内の全蓄熱体において，その表面温度が蓄熱開始直後に

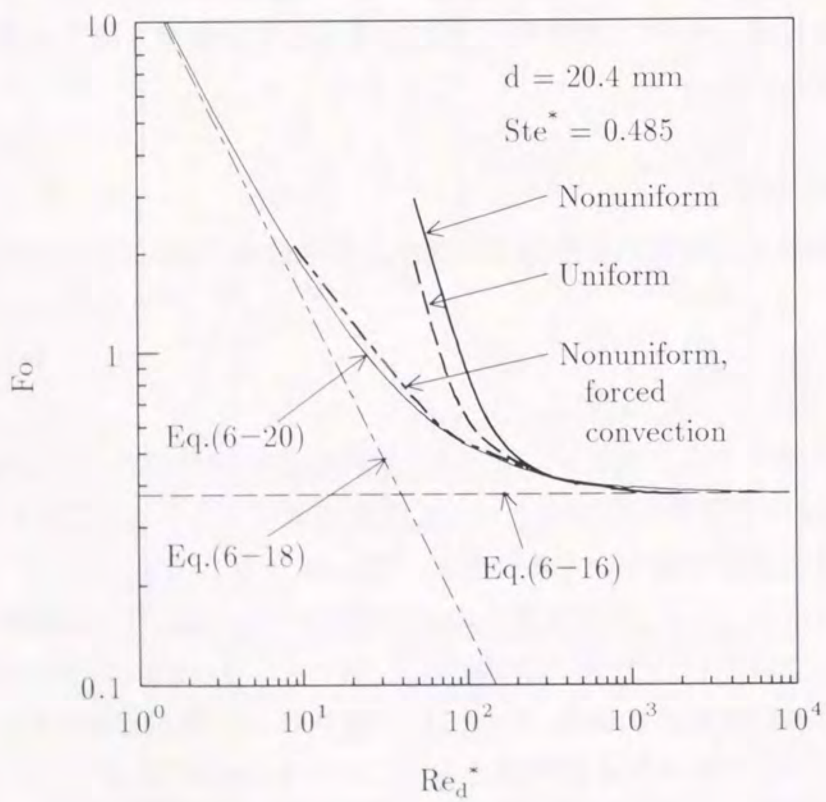


図 6–27　Fo と Re_d^* の関係，$d = 20.4$ mm，$Ste^* = 0.485$

熱媒体温度に等しくなるためと考えられる．一方，$Re_d^* \leq 200$ においては，自然対流を考慮した場合の Fo 数は自然対流を考慮しない場合よりも大きくなり，両者の差は Re_d^* 数の低下とともに大きくなる．これは，第 3.2.2 項で述べたように，自然対流の影響により高温の熱媒体が流路上部を選択的に流動し，蓄熱体への蓄熱にあまり関与せず蓄熱槽から流出してしまうためと考えられる．

また，自然対流を考慮しない場合の Fo 数は，自然対流を考慮した場合に比較して非常に小さな値となることより，自然対流の抑制により蓄熱完了時間が大幅に短縮化されるものと考えられる．次いで，不均質性を考慮した場合の太い実線と一様と仮定した場合の太い破線を比較すると，自然対流の影響が小さいと考えられる $Re_d^* \geq 200$ においては，両者の間には差は観察されず，いずれの場合もほぼ同様な特性となる．一方，$Re_d^* \leq 200$ においては，一様と仮定した場合の Fo 数は不均質性を考慮した場合よりも約 35 % 小さくなることより，壁面近傍の不均質性の排除により蓄熱特性が改善されることが理解できる．これは，不均質性の無い場合には蓄熱槽内部の流動抵抗特性が一様となるため，流路上部壁近傍への流れの集中が抑制されるためと考えられる．

最後に，自然体流の影響を無視した場合の太い一点鎖線は，式 (6–20) に良く一致することより，蓄熱槽内の流動が自然対流の影響のない良好な状態にある場合には，提案する式 (6–20) を用いて蓄熱完了時間の予測が可能であることが理解できる．

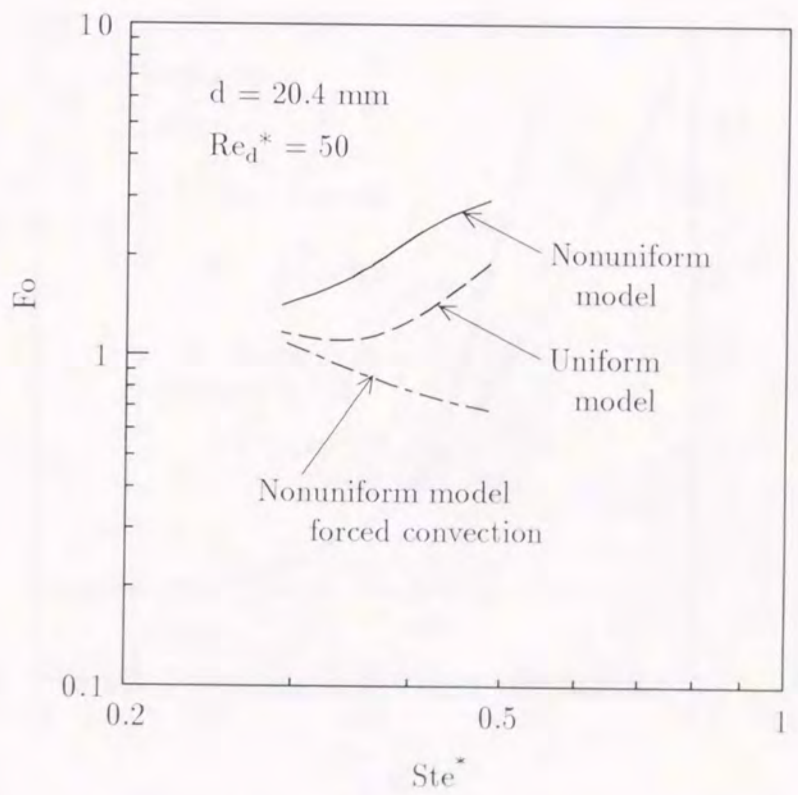


図 6–28　Fo と Ste^* の関係，$d = 20.4$ mm，$Re_d^* = 50$

図 6–28 は，蓄熱体直径 $d = 20.4$ mm，修正レイノルズ数 $Re_d^* = 50$ の条件に関する，フーリエ数 Fo と修正ステファン数 Ste^* の関係を示したものである．自然対流の影響を無視した解析結果においては，Fo 数は Ste^* 数の増加とともに単調に減少し，流入熱媒体温度の上昇とともに蓄熱完了時間の減少することが理解できる．一方，自然対流の影響を考慮した場合には，均質モデル及び不均質モデルのいずれのおいても，Ste^* 数の増加とともに Fo 数の増大する領域の存在が確認され，流入熱媒体温度の上昇が蓄熱完了時間の減少に寄与しないという興味深い結果が得られた．この原因としては，第 3.2.2 節でも述べたように，自然対流の影響により高温の熱媒体が流路上部を流動し，蓄熱槽下部の蓄熱体への蓄熱に長時間を要することが挙げられ，この上部への熱媒体流の偏りが温度差の増加とともに顕著となるためと説明される．

図 6–29 は，蓄熱体直径 $d = 10.3$ mm，修正ステファン数 $Ste^* = 0.493$ の条件に関する，蓄熱完了時間に関するフーリエ数 Fo と修正レイノルズ数 Re_d^* の関係を示したものである．図 6–29 において，不均質性及び自然対流の双方を考慮した場合の太い実線と，不均質性を考慮し自然対流を無視した場合の太い一点鎖線を比較すると，自然対流の影響による Fo 数の増大が見られるのは $Re_d^* \leq 50$ の領域に限定されており，図 6–27 の $d = 20.4$ mm の場合に比較して，自然対流による偏流の影響が現れる Re_d^* 数域は小さくなることが理解できる．

一方，不均質性を考慮した場合の太い実線と一様性を仮定した場合の太い破線を比較すると，$Re_d^* \leq 40$ においては，一様と仮定した場合の Fo 数は不均質性を考慮した場合よりも

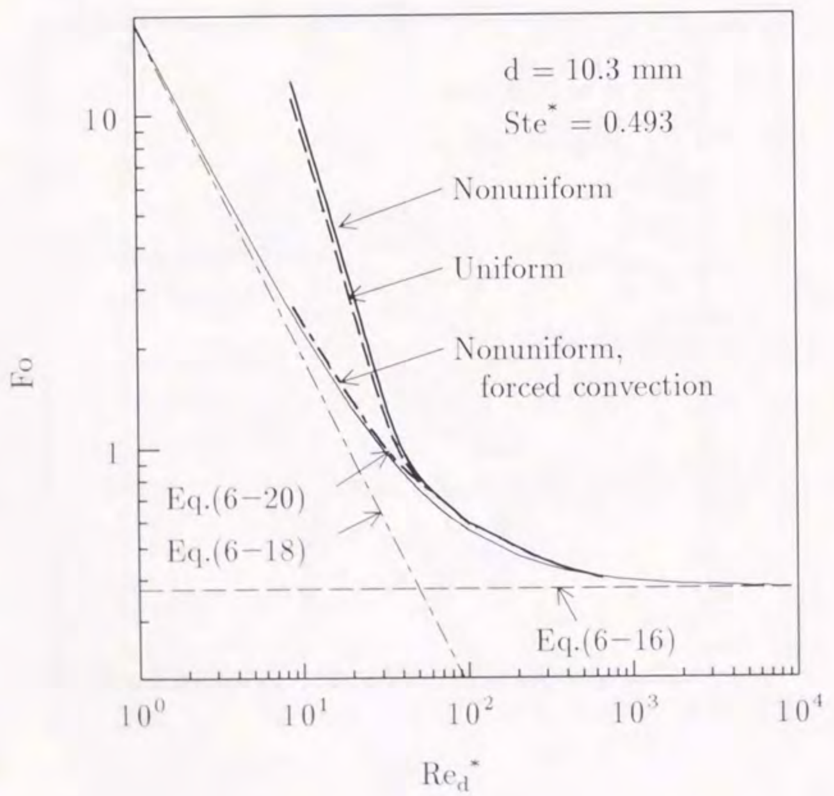


図 6–29　Fo と Re_d^* の関係，$d = 10.3$ mm，$Ste^* = 0.493$

約 15 % 小さくなることより，壁面近傍の不均質性の排除により蓄熱特性が改善されることが理解できる．しかし，これら両者の差は，図 6–27 の $d = 20.4$ mm の場合に比較して小さいものとなっている．これは，蓄熱体直径が小さい場合には，蓄熱槽内に占める不均質領域の相対的割合が小さくなるためと考えられる．

また，図 6–29 の $d = 10.3$ mm の場合に関しても，自然対流の影響が無く蓄熱槽内の流動が良好な状態にある場合には，式 (6–20) により蓄熱完了時間の予測が可能であることが理解できる．

図 6–30 は，蓄熱体直径 $d = 10.3$ mm，修正レイノルズ数 $Re_d^* = 19$ の条件に関する，フーリエ数 Fo と修正ステファン数 Ste^* の関係を示したものである．自然対流の影響を無視した解析結果においては，Fo 数は Ste^* 数の増加とともに単調に減少し，流入熱媒体温度の上昇とともに蓄熱完了時間の減少することが理解できる．一方，均質モデル及び不均質モデルのいずれのおいても，自然対流の影響を考慮した場合には，$d = 20.4$ mm の場合と同様，Ste^* 数の増加とともに Fo 数の増大する領域が観察されるが，自然対流による Fo 数の増加は，$d = 20.4$ mm に比較して小さくなる．

図 6–31(a),(b) は，それぞれ蓄熱体直径が $d = 20.4$ mm 及び $d = 10.3$ mm について，自然対流の影響を考慮した場合の Fo 数と自然対流の影響が無い強制対流状態に関する Fo_0 数の比 Fo/Fo_0 と，共存対流パラメータ Gr/Re_d^{*2} の関係を示したものである．図 6–31(a),(b) において，いずれの蓄熱体直径 d 及び均質，不均質のいずれに関しても，Fo/Fo_0 に関する

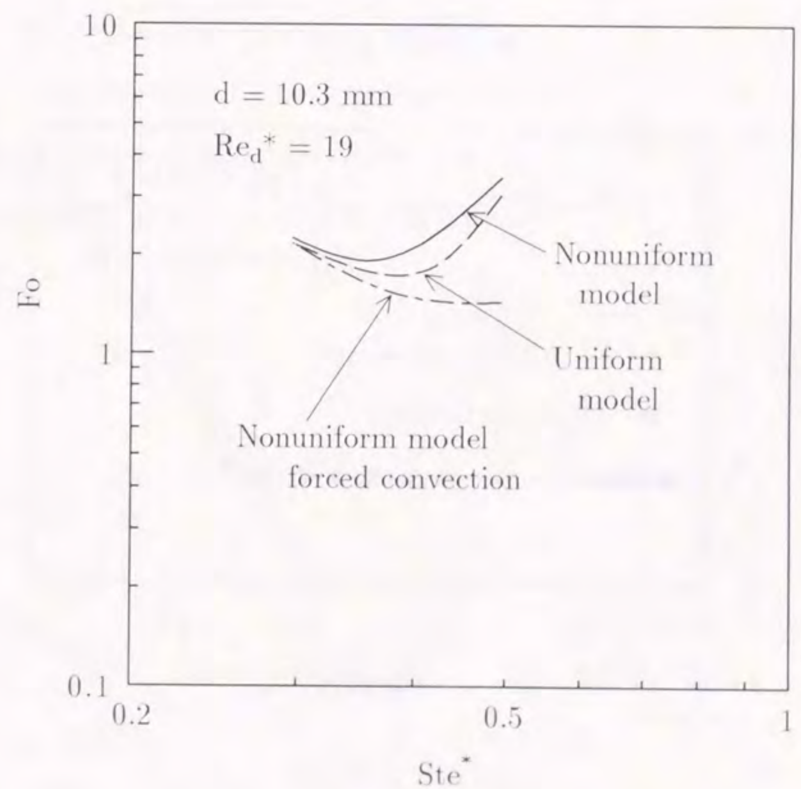
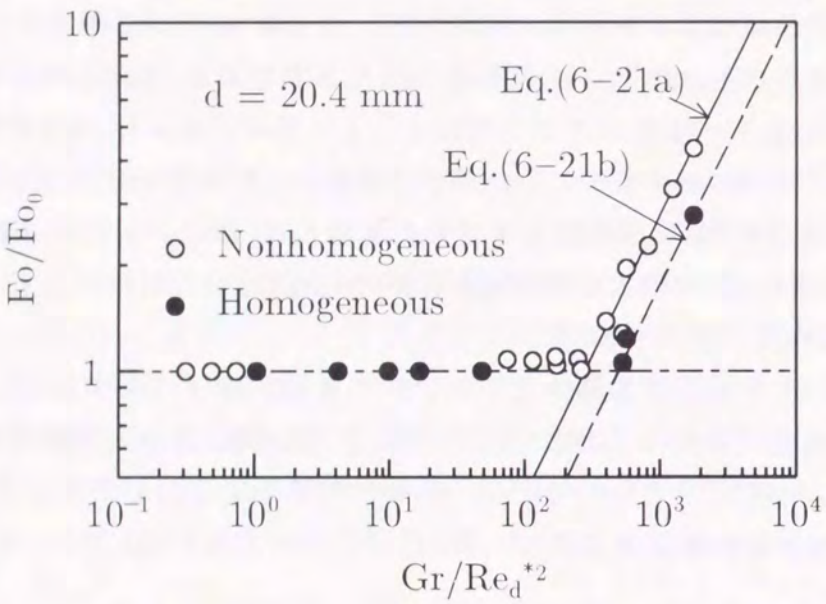
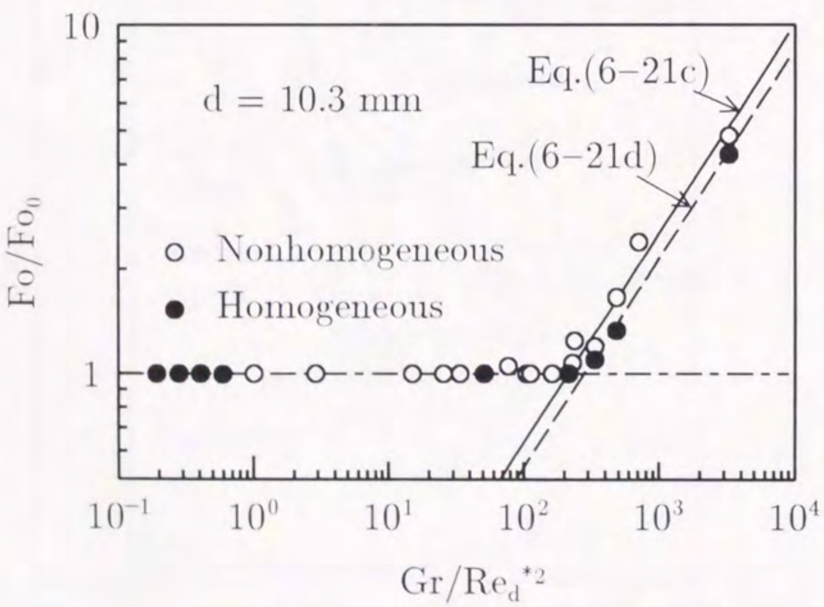


図 6–30　Fo と Ste^* の関係，$d = 10.3$ mm，$Re_d^* = 19$

本解析結果は，共存対流パラメータ Gr/Re_d^{*2} により良好にまとめられることが理解できる．また，図 6–31(a),(b) において，共存対流パラメータ Gr/Re_d^{*2} が小さい領域では，$Fo/Fo_0 = 1$ となり自然対流による蓄熱の遅れは観察されないが，Gr/Re_d^{*2} の値がある一定値以上になると，Gr/Re_d^{*2} の増加とともに Fo/Fo_0 が急激に上昇し，自然対流の影響により蓄熱の長時間化となることが理解できる．さらに，Fo/Fo_0 の Gr/Re_d^{2*} への依存性 (勾配) は，直径 d の



(a) $d = 20.4$ mm



(b) $d = 10.3$ mm

図 6–31　Fo/Fo_0 と Gr/Re_d^{*2} の関係

増加とともに大きくなる傾向にあるが，均質，不均質による差は小さいことが理解できる．また，このように自然対流の影響が大きい領域における蓄熱完了時間の予測式として，本解析結果を最小二乗法にて整理することにより次式を得た．

$$Fo/Fo_0 = C_1(Gr/Re_d^{*2})^{C_2} \tag{6-21}$$

ここに，

$d = 20.4$ mm, 不均質モデル　:　$C_1 = 0.011,\ C_2 = 0.80$　(6–21a)

$d = 20.4$ mm, 均質モデル　:　$C_1 = 0.0070,\ C_2 = 0.80$　(6–21b)

$d = 10.3$ mm, 不均質モデル　:　$C_1 = 0.040,\ C_2 = 0.60$　(6–21c)

$d = 10.3$ mm, 均質モデル　:　$C_1 = 0.034,\ C_2 = 0.60$　(6–21d)

なお，全 Gr/Re_d^{*2} 域に対して Fo/Fo_0 を求めるには，上式による Fo/Fo_0 の予測値と 1 の大きい方を採用すれば良い．さらに，Fo 数の値の算出に必要となる Fo_0 数の値は，前述の式 (6–20) により評価を行っても実用上問題はない．

また，図 6–31(a),(b) において，自然対流の影響により Fo/Fo_0 が増加を開始する Gr/Re_d^{*2} の値は，それぞれの場合について次のように表される．

$d = 20.4$ mm, 不均質モデル　:　$Gr/Re^{*2} = 2.8 \times 10^2$　(6–22a)

$d = 20.4$ mm, 均質モデル　:　$Gr/Re^{*2} = 4.9 \times 10^2$　(6–22b)

$d = 10.3$ mm, 不均質モデル　:　$Gr/Re^{*2} = 2.1 \times 10^2$　(6–22c)

$d = 10.3$ mm, 均質モデル　:　$Gr/Re^{*2} = 2.8 \times 10^2$　(6–22d)

第 4 節　本章のまとめ

小型潜熱蓄熱槽の具体例として, 球カプセル潜熱蓄熱体を充填した円筒形潜熱蓄熱槽を提案し, その蓄熱特性に及ぼす蓄熱体直径, 熱媒体流入温度及び熱媒体流速の効果について, 実験及び数値解析により検討を行った. 主な結論は以下のとおりである.

(1) 熱媒体流速が大きい場合には, 熱媒体温度の上昇とともに蓄熱完了時間が短くなる. 一方, 熱媒体流速が小さい場合には, 蓄熱槽内の初期温度の熱媒体と高温の流入熱媒体との密度差 (浮力) に起因する自然対流の影響により, 熱媒体が流路上部を選択的に流動し, 流路下部の蓄熱体への蓄熱に長時間を要するため, 熱媒体温度の上昇とともに蓄熱完了時間の長くなる現象が観察された. さらに, この現象は蓄熱体直径の増加とともに顕著となることが判明した.

(2) 自然対流の影響による蓄熱の長時間化の影響は, 共存対流パラメータ (Gr/Re_d^{*2}) により良好に表現できる. また, 浮力が影響する Gr/Re_d^{*2} 条件を定量的に評価した.

(3) 熱媒体流速が小さい場合には, 熱媒体流速の増加とともに蓄熱完了時間は大きく減少するが, 熱媒体流速大きい場合には, 熱媒体流速の増加に伴う蓄熱完了時間の減少は小さい.

(4) 蓄熱完了時間に関するフーリエ数 Fo は, 修正ステファン数 Ste^*, 修正レイノルズ数 Re_d^* 及びグラスホフ数 Gr の関数として表されることを示すとともに, 有用な無次元整理式の導出を行った.

(5) 壁面近傍の粒子充填層の不均質性の排除や, 自然対流の影響の排除が蓄熱槽の高性能化に有用であることを数値解析により見いだした.

参考文献

(6-1) Inaba, H. · 他 3 名, Proc. 4th Asian Thermophysical Properties Conf., (1995), 393.

(6-2) 日曹油化工業 (株), エチレングリコール技術資料, (1969).

(6-3) 国井, 熱的単位操作 (上), (1976), 147, 丸善.

(6-4) 関, 他 3 名, 機論, 49-448, B (1983), 2821.

(6-5) 国井, 熱的単位操作 (上), (1976), 132, 丸善.

本章で使用された記号

A	: 定数	
a^*	: 有効温度伝導率	[m^2/s]
B	: 定数	
C	: Forchheimer 係数	
c_p	: 比熱	[J/(kg·K)]
D	: 蓄熱槽内径	[m]
d	: 蓄熱体直径	[m]
Fo	: フーリエ数	
Gr	: グラスホフ数	
K	: 浸透性	[m^2]
L	: 潜熱	[J/kg]
ℓ	: 蓄熱材充填部長さ	[m]
P	: 圧力	[Pa]
Pr_f	: 熱媒体のプラントル数	
Q	: 熱量	[J]
Q_t	: 熱媒体の受熱量	[J]
Re_d^*	: レイノルズ数	
Ste^*	: ステファン数	
t	: 時間	[s]
u_0	: 空塔流速	[m/s]
x	: 水平方向の距離	[m]
y	: 鉛直方向の距離	[m]

ギリシャ文字

β	: 体膨張係数	[K^{-1}]
δ	: 蓄熱体カプセル厚さ	[m]

ε	：空隙率	
θ	：温度	[℃]
θ_m	：融点	[℃]
λ	：熱伝導率	[W/(m·K)]
ν	：動粘性係数	[m^2/s]
ξ	：無次元温度	
ρ	：密度	[kg/m^3]
添字		
0	：初期; または空塔	
c	：蓄熱体	
e	：有効	
f	：熱媒体; または蓄熱完了	
in	：蓄熱槽入口	
l	：蓄熱体の液相状態における値; または損失	
out	：蓄熱槽出口	
s	：蓄熱体の固相状態における値; または蓄熱量	
v	：蓄熱槽	

第7章

結言

本論文は, 多孔質材料充填層の対流熱伝達特性の数値解析法の確立を目的とし, 工学上の立場より, 固体壁や流体に接する多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性について実験的検討を行うとともに, その結果に基づいて数値解析モデルの提案を行ったものである. 以下に本論文で解明された点を列挙するとともに, 最終的にその応用を含めたこの種研究の展望について述べる.

第1章においては, 多孔質材料充填層の工業的重要性を記述するとともに, 従来の多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性の解析法について概説した. そして, これら従来の解析法の問題点を明らかにするとともに, 本研究で提案する多孔質材料充填層の境界近傍の流動及び伝熱特性の数値解析法確立の必要性について論じた. また, 本研究の目的及び内容と研究対象範囲を明らかにした.

第2章においては, 多孔質材料充填層の有効熱伝導率, 流動抵抗及び対流熱伝達に関する従来の実験的及び理論的研究について概説し, その多くにおいては, 多孔質材料充填層を均質と見なした扱いがなされており, 境界近傍の不均質性が考慮されていないことを述べるとともに, 多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性が, 空隙率, 充填粒子直径, 充填粒子及び空隙内流体の熱伝導率により種々変化することについて述べた. また, 境界近傍の不均質性を扱った従来の研究に関しては, 境界近傍の不均質領域の有効熱伝導率及び流動抵抗の実測が行われていないことを指摘するとともに, 境界近傍の不均質性の解明には, その現象の把握が重要であることを述べた. そして, 本研究で対象とする境界近傍の不均質領域の数値解析法の確立のためには, 境界近傍の不均質性に関する実験的検討を種々の空隙率, 充填粒子直径, 充填粒子及び空隙内流体の熱伝導率について行い, その現象を定性的及び定量的に解明することが重要であると述べるとともに, 具体的な実験結果に基づいた解析モデル構築の重要性を述べた.

第3章においては, 熱伝導方程式を用いた数値解析により, 多孔質材料充填層としての球状粒子充填層の熱伝導特性に関する詳細な検討を行った. 実験による測定の困難な, 球状粒子充填層内部の温度分布及び熱流束分布を, 種々の充填粒子と空隙内流体の熱伝導率比条件や種々の粒子間距離条件に対して検討するとともに, これらのパラメータが球状粒子充填層の有効熱伝導率に与える影響を調査した. その結果, 充填球状粒子の配列形を一定とし

た場合には，充填球状粒子の熱伝導率の増加に伴い粒子部への熱流の集中化が顕著となることを定量的に明らかにした．上述の熱流の充填球状粒子部への集中化のため，充填球状粒子の熱伝導率が大きい場合には，充填球状粒子近傍の流体層の熱抵抗が球状粒子充填層の有効熱伝導率を支配することを明らかとした．また，球状粒子充填層の有効熱伝導率に及ぼす粒子間距離の影響についても検討を行い，熱流方向の充填球状粒子間隙が有効熱伝導率に大きく影響することを明らかにするとともに，熱流に垂直方向の充填球状粒子間隙の影響は，空隙内流体層の変化を考慮した平行熱流モデルにより予測可能であることを示した．そして，対流熱伝達を議論する上で重要となる，多孔質材料充填層の熱伝導特性に関する重要な基礎資料を得た．

第 4 章においては，固体壁に接する多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性の解明を目的に，矩形流路寸法に比較して相対的に直径の大きな粒子を充填した水平球状粒子充填層の対流熱伝達に関する実験と，その結果に基づいた数値解析モデルの提案を行った．まず，球状粒子を多段に充填した場合の実験的検討より，空気流速，充填粒子，及び伝熱面長さを変化させた場合の伝熱挙動は，壁近傍の不均質領域と温度境界層厚さの相対的な大きさにより説明可能なことが判明し，この種の不均質球状粒子充填層の特性の解明には，壁近傍の不均質領域の大きさやその流動及び伝熱特性の定量的評価が重要となることを示した．次いで，充填球状粒子の直径を一定に保ち，矩形流路内への球状粒子充填段数を種々に変化させた場合の流動及び伝熱特性の変化に着目した実験を行い，壁面近傍での有効熱伝導率の低下が小さいことや，壁面より充填球状粒子半径までの領域の流動抵抗は大きく低下し，これ以上壁面より離れた領域では流動抵抗の低下は見られないことを見い出した．さらに，球状粒子一段充填層の流動及び伝熱特性の評価を行い，これを用いて多段充填の球状粒子充填層の壁面近傍の特性が評価可能なことを示した．以上の実験結果に基づき，球状粒子充填層を壁面より粒子半径までの壁近傍領域と，壁面より粒子半径以上離れたコア領域の二領域に分割して扱う，新しい数値解析モデルの提案を行った．提案する解析モデルによる流動及び伝熱特性の予測値が，上述の本実験結果と良く一致することを示すとともに，実験条件の大きく異なる従来の実験結果との比較検討も行い，本解析モデルが種々の球状粒子充填層について適用可能なことを明らかとした．

第 5 章においては，多孔質材料充填層と流体層との境界面における流動及び伝熱特性の解明を目的として，球状粒子を充填した上部開放型矩形くぼみ底面から空気流への共存対流熱伝達に関する実験的検討を行った．まず，球状粒子充填層の表面近傍での現象に着目し，球状粒子を一段のみ矩形くぼみ内に充填した場合の実験結果において，粒子充填層下部の伝熱面近傍への空気流の進入が上流側数列の球状粒子列に限定されることより，充填球状粒子より伝熱面近傍の流動が大きく抑制されることが判明した．また，粒子充填層表面において三次元的な複雑な流れ挙動を呈することより，球状粒子には乱流促進体としての流れの攪拌効果もあることが判明した．さらに，熱伝導率の大きな球状粒子を充填した場合に

は，充填球状粒子は拡大伝熱面として機能することも判明した．上述したように，伝熱面上に配置された球状粒子には，伝熱面近傍の流動抑制効果に伴う伝熱抑制効果と，乱流促進体や拡大伝熱面としての伝熱促進効果があり，これらが互いに影響を及ぼし合うため，空気流速，くぼみ深さ，球状粒子充填層長さ，充填球状粒子の熱伝導率及び伝熱面と主流空気の温度差の各種実験条件を変化させた場合には，熱伝達係数の値が複雑に変化することが判明した．本研究においては，このような複雑に変化する熱伝達特性に対する実験整理法として，粒子充填時のヌセルト数 Nu_c と粒子未充填の平面状態におけるヌセルト数 Nu_0 の比であるヌセルト数比 Nu_c/Nu_0 の導入を提案し，ヌセルト数比がレイノルズ数，有効プラントル数，無次元くぼみ深さ (くぼみ深さと粒子径の比)，及び無次元くぼみ長さ (くぼみ長さと粒子径の比) の関数として表し得ることを示すとともに，有用な実験整理式の提案を行った．次いで，上部開放型矩形くぼみに球状粒子を多段に充填した場合の共存対流熱伝達に関する実験を行い，球状粒子充填層表面近傍の不均質性が，多段充填の球状粒子充填層の熱伝達に及ぼす影響について検討を行った．その結果，球状粒子充填層上部の強制対流の効果は，球状粒子充填層表面より粒子直径程度の深さまでの領域においては顕著に現れるが，その効果は粒子充填層表面より粒子直径の 2 ～ 3 倍程度の深さまでに限定されることが判明した．また，くぼみ寸法を固定した条件にて充填球状粒子直径を変化させた場合には，強制対流の効果が顕著に現れる不均一領域の大きさが充填球状粒子直径に伴い大きくなり，熱伝達係数の増加に寄与することが明らかになった．そして，粒子を多段に充填した場合の対流熱伝達に関しても，上述の球状粒子一段充填層の場合と同様，ヌセルト数比 (粒子充填時の修正ヌセルト数 Nu_c と粒子未充填の平面状態におけるヌセルト数 Nu_0 の比) を用いた実験結果の整理が有効であり，ヌセルト数比がレイノルズ数，有効プラントル数，無次元くぼみ深さ (くぼみ深さと粒子径の比) 及び無次元くぼみ長さ (くぼみ長さと粒子径の比) の関数として表し得ることを示すとともに，有用な実験整理式の提案を行った．

第 6 章においては，多孔質材料充填層の対流熱伝達現象の具体的応用例の一つとして，球カプセル潜熱蓄熱体を充填した小型潜熱蓄熱槽を取りあげ，その蓄熱特性を実験及び数値解析により検討した．まず，実験的検討により蓄熱槽内部の温度変化挙動を詳細に観察した結果，熱媒体流速が小さい場合には蓄熱槽内の初期温度の熱媒体と高温の流入熱媒体との密度差 (浮力) により自然対流が発生し，熱媒体が蓄熱槽内流路の上部を選択的に流動するため，蓄熱槽下部に位置する蓄熱体への蓄熱に長時間を要することが判明した．さらに，この自然対流による蓄熱の長時間化は，蓄熱体カプセル直径の増加とともに顕著となる実験結果より，蓄熱槽内壁近傍の不均質領域の増大が自然対流を助長することを示した．また，蓄熱体カプセル直径を固定した場合，無次元蓄熱完了時間であるフーリエ数が，レイノルズ数及びステファン数の関数として表されることを示すとともに，蓄熱完了時間に関する有用な無次元整理式の導出を行った．次いで，第 4 章にて提案した解析モデルにより蓄熱過程の数値解析を行い，蓄熱槽内部における熱媒体の流れ挙動，熱媒体温度分布及び蓄熱体の融解

挙動について詳細な検討を行った. その結果, 蓄熱槽内壁面近傍の不均質性を考慮した数値解析により実験結果の傾向を良好に再現できることが判明し, 蓄熱槽内壁近傍の不均質性による自然対流の助長効果を証明した. さらに, 自然対流による蓄熱の長時間化の影響は, 共存対流パラメータ $(Gr/Re^{*}_{d}2)$ により良好に表現されることを示すとともに, 自然対流による蓄熱の長時間化が発生する条件の評価を行った. また, 壁面近傍の粒子充填層の不均質性の排除や自然対流の影響の排除が, 蓄熱槽の高性能化に有用であることを見いだすとともに, この種の蓄熱槽の設計に際して有用となる多くの基礎資料を得た.

以上の本研究において得られた知見は, 従来不明であった多孔質材料材料充填としての球状粒子充填層の境界近傍の流動及び伝熱特性を明らかにするとともに, 重要な基礎資料の提供, そして提案する数値解析モデルによる各種の熱機器内の流動及び伝熱特性の予測など, 非常に幅広い範囲に適用可能なものと考えられる. 本研究においては, 従来の多数の粒子を対象としたマクロな視点からの粒子充填層モデルを, 粒子直径程度の小さなスケールにまで拡張することに成功した. この粒子直径程度のスケールの採用は, 工業的に利用される粒子充填層では, 粒子がランダムに充填されることを考慮しての結果であるが, より細かなスケールおける流動及び伝熱特性の詳細な解明は, 今後の重要な課題と考えられる. また, 粒子充填層と流体層との境界条件に関しては, 粒子による乱れの生成効果や粒子表面の複雑な流れ, そしてこれらの影響が粒子充填層より離れた位置にまで至るため, 本研究では境界条件の確立にまでは至らなかったが, 粒子充填層のみならず流体層中の現象も詳細に検討することにより, 粒子充填層と流体層との境界条件の確立が可能なものと考えられるので, 今後は流体層中の速度や乱れなどの基礎データの収集が切望されるところである.

謝辞

本研究は, 岡山大学工学部機械工学科教授 稲葉 英男 先生のご指導のもとに, 多孔質材料充填層の流動及び伝熱特性についてまとめたものであります.

稲葉 英男 教授には, 日常の多忙な教育研究活動の中, 多くの貴重な時間を割いて戴きますと共に, 本研究の遂行ならびにまとめに対する適切なご指導を戴きますと共に, 研究に対する姿勢, 考え方などを御教示戴き, 心から感謝申し上げる次第であります.

岡山大学工学部機械工学科 濱本 嘉輔 教授には, エネルギーバランスに関する熱力学面からの御意見と御指導を賜りました. 同大学工学部機械工学科 山本 恭二 教授には, 多孔質材料充填層内の流動特性及びその解析に対する御意見を戴きました. 同大学工学部機械工学科 大崎 紘一 教授には, 実験データの確率論的な整理に対する貴重な御意見を賜りました. そして, 同大学工学部情報工学科 岡本 卓爾 教授には, 本研究の応用面における実験データの処理に対する御意見を戴きました. ここに, 深く感謝の念を込めてお礼申し上げる次第であります.

岡山県立大学情報工学部 本田 和男 教授には, 本研究の遂行ならびに本論文の作成にあたり, 多大な御協力と御支援を賜りました. また, 同大学情報工学部 野津 滋 教授には, 著者が修士課程学生の頃より研究法について幅広く御指導を賜り, そして, 本研究の遂行ならびに本論文の作成にあたり多大な御助言を賜りました. ここに, 深く感謝の念を込めてお礼申し上げる次第であります.

岡山大学工学部機械工学科 堀部 明彦 講師には, 本研究の遂行ならびに論文発表にあたり, 多大な御協力を戴きました. 同大学非常勤講師 平嶋 雅雄 先生には, 熱移動とデータ整理に関する貴重な御意見を戴きました. 同大学工学部機械工学科 今井 達也 技官には, 実験装置製作に際しての材料加工に関する御助言, さらには装置作製時において御尽力を賜りました. ここに, 心から感謝申し上げる次第であります.

また, 本研究の遂行にあたり多大な御協力を戴きました, 岡山大学大学院博士課程修了生の大竹 秀雄 氏 (現 サンデン (株)), 武谷 健吾 氏 (現 日本製鋼所 (株)), 森田 慎一 氏 (現 サンウェーブ工業 (株)), 今井 誠士 氏 (現 松下冷機 (株)), 佐藤 憲二 氏 (現 ダイキン工業 (株)), 同大学大学院博士課程の Tu Ping 君, 春木 直人 君, 李 中民 君, そして本研究の実験を遂行して戴きました, 同大学大学院工学研究科の湯浅 雅司 君 (現 松下冷機 (株)), 茂森 昭博 君 (現 高砂熱学工業 (株)), 三宅 智久 君 (現 三建産業 (株)), 学部生の石崎 義人 君 (現 大日本スクリーン製造 (株)), 藤村 徳忠 君 (現 三井造船 (株)), 遠部 雅晃 君 (現 象印マホービン (株)), 湯浅 真純 君 (現 三菱電機エンジニアリング (株)), 塚本 真治 君 (現 積水化成品工業 (株)), 濱地 毅 君 (現 ブリヂストン (株)), 山中 洋二 君 (現 九州大学大学院生), 中田 明大 君 (現 ナイカイ塩業 (株)), 人見 勇一 君 (現 (株) 共立精機), 並びに本論文の作成にあたり製図等に御協力を頂きました, 同大学大学院工学研究科の下山 力生 君, 学部生の亀田 澄広 君, さらに, 同大学伝熱研究室の大学院生, 学部生の諸君に厚く感謝の意を表します.