

## 固体境界壁近傍の影響を考慮した球状粒子充填層の 強制対流熱伝達の数値解析モデルの提案\*

尾崎 公一<sup>\*1</sup>, 稲葉 英男<sup>\*1</sup>

### Numerical Analysis Model of Forced Convection Heat Transfer of a Layer of Spherical Particles Considering Boundary Wall Effect

Koichi OZAKI and Hideo INABA

A simple model for the heat transfer and pressure drop characteristics in a layer of spherical particles is proposed in the present study. The layer of spherical particles bounded by two parallel boundary walls is considered to consist in two regions, one of which is the near-wall region of particles within a half-diameter of the spherical particle from the wall, and the other is the core region of particles over a half-diameter of the spherical particle away from the wall. The characteristics of the near-wall region, such as the permeability, the Forchheimer coefficient, and the thermal dispersion coefficient, are determined based on the experimental data for a one-stage spherical particle layer. For the core region, the permeability and the Forchheimer coefficient are evaluated using previous correlations for a homogeneous spherical particle layer, while the thermal dispersion coefficient is modified from that given by the previous correlation for a homogeneous spherical particle layer to include the effect of the thermal conductivity ratio of the spherical particle and the fluid. The effective thermal conductivity of the layer of spherical particles is assumed to be constant in the present model. The validity of the model is proved by comparing the results of this analysis with experimental results under various conditions.

**Key Words:** Spherical Particle Layer, Forced Convection Heat Transfer, Effective Thermal Conductivity, Numerical Analysis, Wall Effect

#### 1. 緒言

粒子充填層内の熱移動現象は、土木・農業・都市工学等の様々な分野で観察される現象であると共に、断熱材内の熱移動、果物等農作物の通風冷却保存技術、そして球状粒子充填型蓄熱槽の蓄・放熱等、工業的にも幅広い方面に応用可能なものである。

球状粒子充填層の熱伝達に関する従来の研究においては、対象とする系に比較して構成体粒子寸法の小さい場合が主として取り上げられており、この場合においては、粒子充填層は幾何学的そして熱的に一様なものとして扱われている。理論的研究の多くもこのような均質粒子充填層の仮定を用いて行われており、最も基礎的な法則であるダルシー則の他に、条件によっては速度の2乗に比例する流動抵抗(Porous inertia effect)<sup>(1)</sup>、固体境界面の粘性効果(Boundary viscous effect)<sup>(2)</sup>および対流慣性効果(Convective inertia effect)<sup>(3)-(5)</sup>の非ダルシー効果を考慮する必要があるとされている。また、これらの非ダルシー効果の全てを同時に考慮した解析的研究<sup>(6)</sup>もなされており、構成粒子寸法が小さいと見なせる系(温度境界層厚さが粒子直径の5倍程度以上ある場合)に対しては、従来の粒子充填層を均質な扱いとするモデルを用いて熱伝達特性の予測が可能である<sup>(18)</sup>。一方、実際に良く利用される球状粒子充填層においては、固体境界壁近傍

に空隙率の大きい領域が形成されることが知られている<sup>(7)-(8)</sup>。このため、境界壁近傍における流動・伝熱特性は粒子充填層内部とは異なったものとなり、粒子充填層を一様とは見なせないことも指摘されている<sup>(9)</sup>。

粒子充填層の固体境界壁近傍における伝熱特性の予測法としては、国井<sup>(9)</sup>の提案した界面熱抵抗の概念がある。この界面熱抵抗の概念では、壁面近傍の空隙率の増加に伴う有効熱伝導率の変化、固体境界壁と壁面近傍を流れる流体の熱伝達、さらに壁面近傍における流体の乱流混合の減衰効果が考慮されており、これらの因子により固体境界壁近傍の熱抵抗が粒子充填層内部に比較して増大することが述べられている。しかしながら、国井のモデル<sup>(9)</sup>においては、壁面近傍の流動抵抗の低減による流速の増加や、この流速増加に伴う熱伝達特性の変化は検討されていない。一方、数値解析等で良く利用される手法としては、空隙率を壁面からの距離の関数で表現し、その局所的な空隙率を均質粒子充填層理論に基づく基礎式に導入し、壁面近傍の流動・伝熱特性を評価する方法<sup>(11)-(17)</sup>が提案されている。これらの解析の多く<sup>(11)-(14)</sup>においては、壁面近傍での空隙率を実際よりも大きく見積もることにより流動抵抗の低下が表現されており、現実の充填状態に則した解析が行われているとは考え難い。さらに、熱伝導率のほぼ等しい組合せである、水-ガラス系の球状粒子充填層を対象としているため、壁面近傍における有効熱伝導率の評価法についても検討はなされていない現状にある。一方、Chouら<sup>(16)</sup>は、現実に近い空

\* 原稿受付 1996年1月18日。

\*1 正員、岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中3-1-1)。

隙率分布関数を用いた解析を行っているが、彼らも水-ガラス系の球状粒子充填層を対象としているため、壁面近傍の有効熱伝導率の評価に関する検討はなされていない。Kamiuto ら<sup>(17)</sup>は、空隙率分布の実測値を忠実に回帰し、それを用いて局所的な流動抵抗特性および有効熱伝導率の評価を行っている。彼らの用いた有効熱伝導率の評価法は、均質粒子充填層の有効熱伝導率の関係式に局所的な空隙率を用いて、局所的な有効熱伝導率を得るものであるが、この手法による有効熱伝導率の予測値は、Wakao-Kato<sup>(10)</sup>がラプラス方程式を厳密に解いて得た有効熱伝導率の値よりもかなり小さな値となる。

上述したように、従来のモデルの問題点は、均質な粒子充填層の特性に関する式に壁面近傍の局所的な空隙率(空隙部の断面積割合)を代入し、局所的な特性を評価することにあると考えられる。すなわち、ランダムに配列した粒子充填層に対して導出された式の空隙率だけを合わせても、壁面近傍の規則性をもって配列している粒子充填層の特性を適切に評価できないためと考えられる。

著者らは、このような壁面近傍の粒子充填層のモデル系に着目し、下面加熱・上面冷却を受ける矩形流路内に比較的直径の大きな球状粒子( $d = 9.54 \sim 21.2$  mm)を1~7段充填した場合の対流熱伝達実験を行い、粒子充填層の対流熱伝達に及ぼす壁面近傍の不均一領域の影響を実験的に検討した<sup>(18),(19)</sup>。その結果、有効熱伝導率が粒子充填段数にあまり影響されないことや、壁面より粒子直径の半分までの領域の流動抵抗は大きく減少するが、壁面より粒子直径の半分以上離れた領域の流動抵抗は従来の相関式<sup>(20)</sup>にて評価し得ることが明らかとなった。さらに、球状粒子充填層の壁近傍に類似な粒子配列状態にある、球状粒子一段充填層の流動・伝熱特性の実験データを得た。

本報では、比較的大きな直径( $d = 9.54 \sim 21.2$  mm)を有する球状粒子一段充填層に関する実験結果<sup>(19)</sup>に基づく、壁近傍領域の流動・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、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する。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。前報<sup>(19)</sup>の結果に基づき、球状粒子充填層が、壁面より粒子直径の半分までの壁近傍領域と、壁面より粒子直径の半分以上離れたコア領域の二領域から構成されると考え、各領域における諸特性値は、微細なスケールでの変化を考慮せず、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<sup>(21)</sup>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。

## 本文中の主な記号

- $A, B$ : 定数  
 $c_{pf}$ : 流体の比熱  
 $C$ : Forchheimer 係数  
 $d$ : 粒子直径  
 $d_p$ : 多孔質内空隙の等価直径  
 $D$ : 係数  
 $f_k$ : 均質粒子充填層に関する無次元圧力勾配(式(17))  
 $F$ : 無次元圧力勾配(式(10))  
 $Gr$ : グラスホフ数( $= g\beta(T_h - T_c)H^3/\nu_f^2$ )  
 $H$ : 粒子充填層厚さ  
 $K$ : 浸透性  
 $Nu_m^*$ : 修正ヌセルト数(式(12))  
 $P$ : 圧力  
 $Pe_c$ : 修正ペクレ数(式(13))  
 $Pr$ : プラントル数  
 $q$ : 熱流束  
 $Re^*$ : レイノルズ数(式(11))  
 $Re_d$ : レイノルズ数(式(17))  
 $T$ : 温度  
 $u$ : 局所空塔流速  
 $u_0$ : 平均空塔流速  
 $x$ : 入口からの流動方向距離  
 $y$ : 加熱面から冷却面方向への距離
- ギリシャ文字  
 $\beta$ : 体膨張係数  
 $\lambda$ : 熱伝導率  
 $\mu_f$ : 流体の粘性係数  
 $\nu_f$ : 流体の動粘性係数  
 $\rho_f$ : 流体の密度  
 $\varepsilon$ : 空隙率
- 添字  
 $0$ : 対流の無い場合  
 $c$ : コア領域または冷却面  
 $d$ : 粒子直径基準  
 $e$ : 有効  
 $f$ : 流体  
 $h$ : 加熱面  
 $in$ : 入口  
 $m$ : 平均  
 $w$ : 壁近傍領域  
 $*$ : 修正無次元数または見掛け

## 2. 解析モデル及び解析法

### 2.1 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、空隙部および粒子内部に対するエネルギー式を、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、基礎式の導出に際しては、局所的な流体と粒子の熱平衡および定常状態を仮定している。

#### ●質量保存式:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

#### ●運動量式:

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

● エネルギー式：

$$(\rho_f c_p)_f \nabla \cdot (\mathbf{u} T) = \nabla \cdot \{(\lambda_r + \lambda^*) \text{grad } T\} \dots \dots \dots (3)$$

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、 $\varepsilon$  は空隙率、 $\lambda_r$  は粒子充填層の有効熱伝導率、 $\lambda^*$  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(2)、式(3)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、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。前報<sup>(19)</sup>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し、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、球状粒子一段充填層の実験結果<sup>(19)</sup>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、および 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(3)中の流体の混合運動に伴う見掛けの熱伝導率  $\lambda^*$  に関しては、壁面上ではその値が 0 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。

2.2 物理モデルと計算法

図1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  $T_h$  °C)、上部伝熱面より等温冷却(温度  $T_c$  °C)される水平球状粒子充填層(高さ  $H$  m、長さ  $L$  m)に、図1の左方より空気流(平均空塔流速  $u_0$  m/s、温度  $T_{in}$  °C)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。

解析に際しては、(1) 発達した流れ状態にある。(2) 自由対流の影響は無視し得る。(3) 壁面上での速度およ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 2.1 節で述べた質量保存式(1)、運動

量式(2)およびエネルギー式(3)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。

● 質量保存式：

$$u_0 = \frac{1}{H} \int_0^H u dy \dots \dots \dots (4)$$

● 運動量式：

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

境界条件： $y = 0$  および  $y = H$  で  $u = 0$ 。

● エネルギー式：

$$(\rho c_p)_f u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\lambda_r + \lambda^*) \frac{\partial T}{\partial y} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

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

式(5)および式(6)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<sup>(20),(15)</sup>を参考に、次の形にて表されるとする。

$$K = \varepsilon^3 d^2 / \{A(1 - \varepsilon)\} \dots \dots \dots (7)$$

$$C = B / \sqrt{A \varepsilon^3} \dots \dots \dots (8)$$

$$\lambda^* = D d \ell \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} (\rho c_p)_f \begin{cases} \ell = y/d & (0 \leq y \leq d/2) \\ \ell = 1 & (d/2 \leq y \leq H - d/2) \\ \ell = (H - y)/d & (H - d/2 \leq y \leq H) \end{cases} \dots \dots \dots (9)$$

なお、浸透性  $K$  および Forchheimer 係数  $C$  中に含まれる定数  $A$ 、 $B$  は、コア領域 ( $d/2 \leq y \leq H - d/2$ ) に関しては均質な粒子充填層<sup>(20)</sup>に等しい  $A = 150$ 、 $B = 1.75$  とし、壁近傍領域 ( $0 \leq y \leq d/2$ 、 $H - d/2 \leq y \leq H$ ) については後の第 3.1.1 節で述べるように、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  $\lambda^*$  中の定数  $D$  に関しては、後の第 3.1.2 節および第 3.2 節にて述べる。

数値解析に際しては、式(5)および式(6)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、

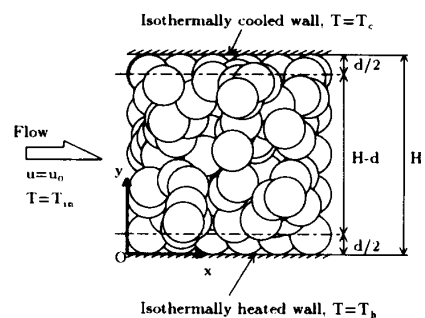


Fig.1 Physical model of packed bed of spheres

Table 1 Properties of one stage spherical particle layer

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

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, 質量保存式(4)および運動量式(5)が同時に満足されるよう, 反復計算により空塔流速  $u$  および 圧力勾配  $-(dP/dx)$  の決定を行う. この際, 連続する 2 回の反復過程における  $u$  および  $-(dP/dx)$  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  $\lambda^*$  の評価を行い,  $u$  および  $\lambda^*$  の値をエネルギー式(6)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使いながら, 下流側へと計算を進行させた. なお, 上述の速度分布およ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.

3. 解析結果及び考察

3.1 壁近傍の特性

本節では, 図2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(19)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1に示す. なお, 詳細は文献(19)を参照されたい.

3.1.1 固体平面壁近傍の流動特性

図3(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  $\epsilon = 0.404$  および  $\epsilon = 0.427$  について示した

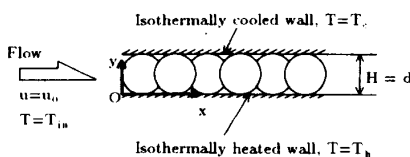


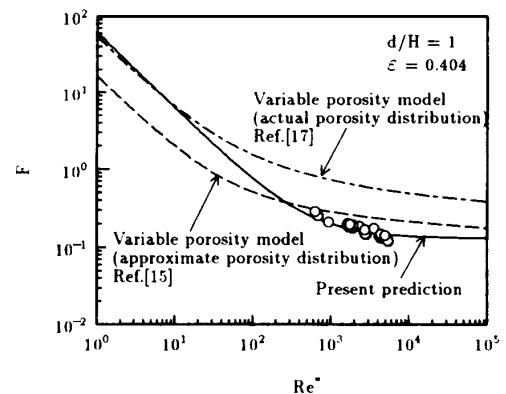
Fig.2 Physical model of one stage spherical particle layer

ものである.

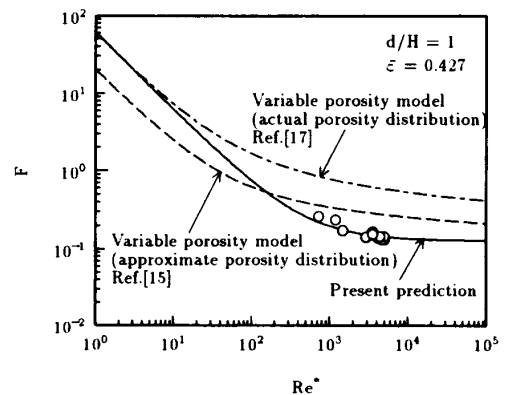
$$F = (-dP/dx)d_e/(\rho_f u_p^2/2) \dots\dots\dots (10)$$

$$Re^* = u_p d_e / \nu_f \dots\dots\dots (11)$$

ここに,  $u_p = u_0/\epsilon$  は空隙内の真の平均流速,  $d_e = 2\epsilon d/\{1+3(1-\epsilon)\}$  は空隙体積と充填粒子およ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3(a), (b)中には, 実際の空隙率分布を用いて評価する Kamiuto ら(17)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(15)の方法による解析結果を破線にて示してある. まず, 図3(a), (b)中に白丸にて示す球状粒子一段充填層の実験結果(19)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.



(a)  $\epsilon = 0.404$



(b)  $\epsilon = 0.427$

Fig.3 Pressure drop through one stage spherical particle layer

式(5)左辺に含まれる浸透性  $K (= \varepsilon^3 d^2 / \{A(1-\varepsilon)^2\})$  および Forchheimer 係数  $C (= B/\sqrt{A\varepsilon^3})$  は、それぞれ充填粒子からの粘性抵抗およ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、前報<sup>(18),(19)</sup>でも述べたように、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ためと考えられる。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、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3(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。

3-1-2 固体平面壁近傍の熱伝達特性

図4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  $Pe_\varepsilon$  の関係を示したものである。

$$Nu_m^* = (q_{hm} + q_{cm}) / (2q_0) \dots \dots \dots (12)$$

$$Pe_\varepsilon = Re Pr_\varepsilon = \frac{u_0 H}{\nu_f} Pr_\varepsilon \dots \dots \dots (13)$$

ここに、 $q_{hm}$  および  $q_{cm}$  はそれぞれ加熱面および冷却面における平均熱流束、 $q_0 = \lambda_\varepsilon (T_h - T_c) / H$  は熱伝導による

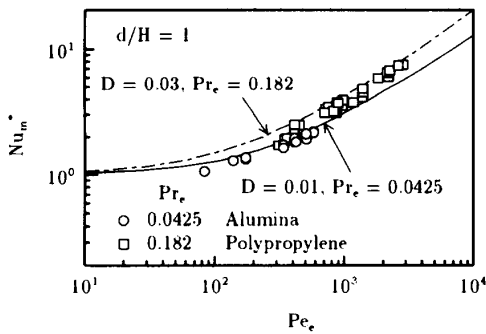


Fig.4 Heat transfer characteristics of one stage spherical particle layer

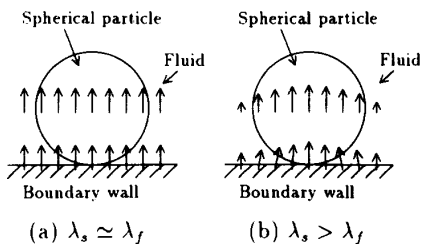


Fig.5 Heat flow near boundary wall

熱流束、 $Pr_\varepsilon = (\rho c_p)_f / \lambda_\varepsilon$  は有効プラントル数、 $\lambda_\varepsilon$  は有効熱伝導率である。

図4に示されるように、式(9)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、アルミナ球状粒子充填層 ( $Pr_\varepsilon = 0.0425$ ) に関しては  $D = 0.01$ 、ポリプロピレン球状粒子充填層 ( $Pr_\varepsilon = 0.182$ ) に関しては  $D = 0.03$  と設定することにより、実験データ<sup>(19)</sup>の傾向を良好に再現できることが理解できる。なお、充填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、図5の壁近傍の熱移動状況を模式図を用いて、次のように説明される。充填粒子の熱伝導率が周囲流体に近い場合(図5(a))には、熱流束はほぼ一様に粒子充填層内を流れる。しかし、充填粒子の熱伝導率が周囲流体に比して大きい場合(図5(b))には、熱伝導率の大きい充填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ため、この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ると考えられる。充填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  $\lambda_\varepsilon / \lambda_f$  を採用し、 $D$  を  $\lambda_\varepsilon / \lambda_f$  の関数にて表現すると次式のようになる。

$$D = 0.52(\lambda_\varepsilon / \lambda_f)^{-0.69} \dots \dots \dots (14)$$

3-2 球状粒子多段充填層の流動・伝熱特性の解析

本節では、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節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・伝熱特性の解析を試みる。

表2は、解析に用いた球状粒子充填層の諸特性<sup>(18),(19)</sup>をまとめたものである。表2中の  $\varepsilon_w$  および  $\varepsilon_c$  は、それぞれ壁近傍領域およ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(7)～式(9)中のパラメータ  $A, B, D$  は、コア領域およ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 ( $d/2 \leq y \leq H - d/2$ )

$$\begin{cases} A = 150 \\ B = 1.75 \\ D = 0.52(\lambda_\varepsilon / \lambda_f)^{-0.69} \end{cases} \dots \dots \dots (15)$$

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

$$\begin{cases} A = 150 \\ B = 0.15 \\ D = 0.52(\lambda_\varepsilon / \lambda_f)^{-0.69} \end{cases} \dots \dots \dots (16)$$

ここで、コア領域における定数  $D$  は、著者らの実験結果<sup>(18),(19)</sup>との比較により決定したものである。また、前報

(19)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  $\lambda_e$  は壁近傍領域およびコア領域で等しいとして解析を行っている。

図 6(a), (b) は、それぞれ  $d/H = 0.173$  および  $d/H = 0.551$  に関して、球状粒子多段充填層の圧力損失特性の実験値<sup>(19)</sup>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<sup>(20)</sup>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、

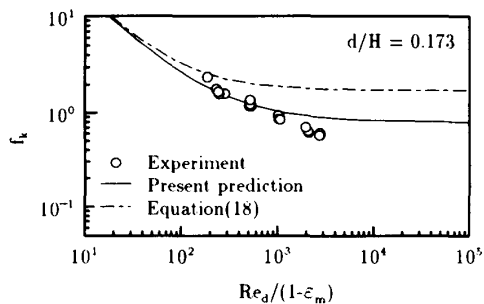
$$\left. \begin{aligned} f_k &= (-dP/dx)\varepsilon_m^3 d / \{\rho_f u_0^3 (1-\varepsilon_m)\} \\ Re_d &= \frac{u_0 d}{\nu_f} \\ \varepsilon_m &= \frac{\varepsilon_w d + \varepsilon_c (H-d)}{H} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

また、図 6 中には、均質球状粒子充填層の圧力損失に関する次式<sup>(20)</sup>も参考のために併記してある。

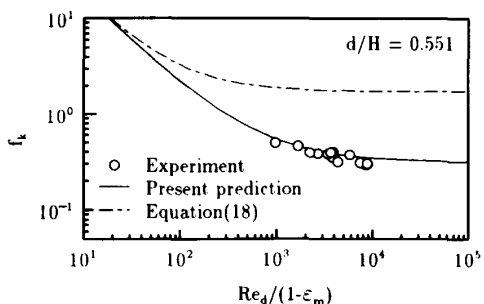
$$f_k = \frac{150}{Re_d/(1-\varepsilon_m)} + 1.75 \dots\dots\dots (18)$$

図 6 (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ルング効果 (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。

図 7 (a), (b) および図 8 (a), (b) は種々の  $d/H$  および  $Pr_e$  に関して、熱伝達特性に関する本解析結果と実験結果<sup>(19)</sup>の比較を行ったものである。なお、図の縦軸および横軸の平均修正ヌセルト数  $Nu_m^*$  および修正ペクレ数  $Pe_e$  は、前述の球状粒子一段充填層と同様に式 (12) および式 (13) にて定義されている。



(a)  $d/H = 0.173$



(b)  $d/H = 0.551$

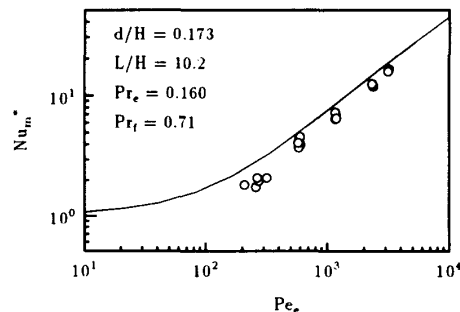
Fig.6 Pressure drop through packed bed of spheres

図 7, 図 8 において、いずれの  $d/H$  および  $Pr_e$  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。

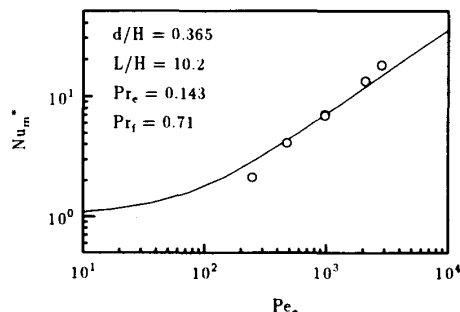
以上においては、種々の材質および直径の球状粒子からなる球状粒子充填層に、空気流を与えた場合の著者らの実験結果<sup>(18),(19)</sup>と本解析結果との比較を行ったが、以下本文においては、Schroeder ら<sup>(21)</sup>の実験結果との比較を行い、本解析法がガラス球充填粒子層に水流を与えた場合に対しても適用可能かどうかの検討を行う。なお、解析に際しては、水とガラスの熱伝導率がほぼ等しいことより、 $\lambda_e = \lambda_f$  ( $Pr_e = Pr_f = 5.0$ ) とした。また、壁近傍領域の空隙率  $\varepsilon_w$  およびコア領域の空隙率  $\varepsilon_c$  は、Benenati-Brosilow<sup>(8)</sup>の空隙率分布の実測値を参考に、それぞれ  $\varepsilon_w = 0.5$  および  $\varepsilon_c = 0.4$  とした。

図 9 および図 10 は、それぞれ直径  $d = 9.3$  mm および  $1.9$  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<sup>(21)</sup> (図 9, 図 10 中の記号  $\circ$ ) と本解析結果を比較したものである。参考のため、図 9(a), 図 10(b) には、Hsu-Cheng<sup>(15)</sup> らの解析結果も破線にて併記してある。

図 9, 図 10 において、いずれの  $d/H$  および  $Re$  数に関しても、実線にて示される本解析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。さらに、本解析結果は、Hsu-Cheng の解<sup>(15)</sup>に比較して、実験値



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



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

Fig.7 Heat transfer characteristics of packed bed of Polypropylene spheres

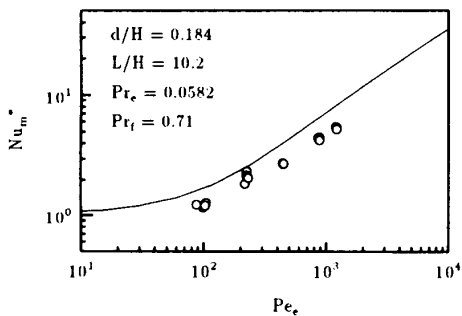
Table 2 Properties of packed bed of spheres

Fluid	Material of spherical particle	Diameter of spherical particle $d$	Length of porous layer $L$	Thickness of porous layer $H$	Average porosity $\epsilon_m$	Porosity of core region $\epsilon_c$	Porosity near boundary wall $\epsilon_w$	Effective Prandtl number $Pr_e$
Air	Polypropylene	9.54 mm	55 mm	562 mm	0.388	0.381	0.423	0.160
Air	Polypropylene	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

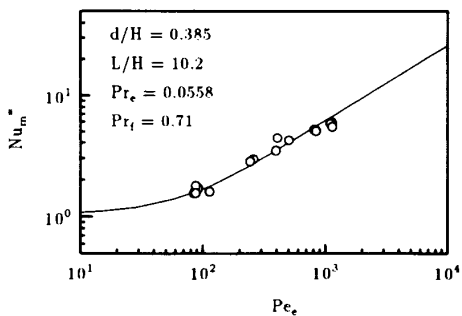
の壁近傍での急激な温度変化傾向を良好に予測できることが理解できる。この理由としては、本解析モデルにおいては、流体の混合運動に伴う熱拡散の影響を表す係数  $D$  が壁面近傍で比較的大きく変化するため、壁面の極近傍における流体の混合運動に伴う熱拡散の寄与のほとんどない熱抵抗の大きい状態より、流体の混合運動に伴う熱拡散の効果が現れる熱抵抗の小さい状態への移行が、良好に再現されたものと考えられる。また、図9(a)および図10(b)において、Hsu-Chengの解が実験値や本解析結果と比較してなだらかな変化を示すのは、流体の混合運動に伴う熱拡散の影響が小さく見積もられているためと考えられる。

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と考えられる。

$$\left\{ \begin{array}{l} d = 1.9 \sim 21.2 \text{ mm} \\ Pr_e = 0.0425 \sim 5.0 \\ Pr_f = 0.71 \sim 5.0 \\ Pe_e = 83 \sim 6.1 \times 10^4 \\ Gr \leq 2.2 \times 10^7 \end{array} \right.$$

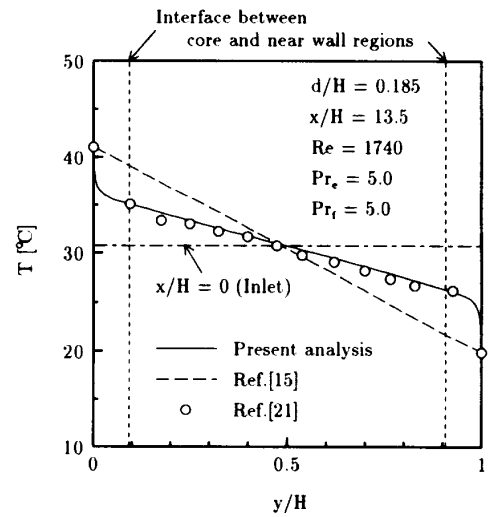


(a)  $d/H = 0.184, Pr_e = 0.0582$

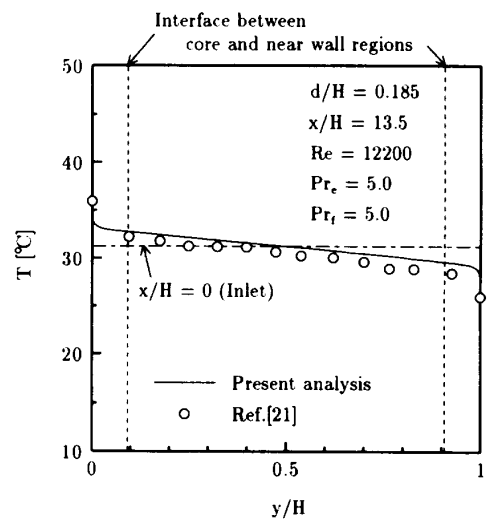


(b)  $d/H = 0.385, Pr_e = 0.0558$

Fig.8 Heat transfer characteristics of packed bed of Alumina spheres



(a)  $Re = 1740$



(b)  $Re = 12200$

Fig.9 Temperature profile across packed bed of Glass spheres,  $d/H = 0.185$  ( $d = 9.3 \text{ mm}$ )

## 4. 結言

固体境界壁に接する球状粒子充填層の流動・伝熱特性の数値解析法の提案を試み、以下の結論を得た。

- (1) 固体境界壁に接する球状粒子充填層の流動・伝熱特性は、壁面より粒子直径の2分の1までの壁近傍領域と、壁面より粒子直径の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。
- (2) 壁近傍領域の流動特性に関する粒子充填層モデルのパラメータの評価を行った。
- (3) 流体の混合運動に伴う熱拡散の影響は、充填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。

- (4) 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

- (1) Muskat, M., The Flow of Homogeneous Fluids through Porous Media, (1946), 1, Edwards, Michigan.
- (2) Brinkman, H. C., Appl. Sci. Res., A1 (1947), 27.
- (3) Cheng, C. K., 他 2 名, Proc. 1987 ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., 2 (1987), 313.
- (4) Lee, K. and Howell, J. R., Proc. 1987 ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., 2 (1987), 377.
- (5) Kaviany, M., Proc. 1987 ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., 2 (1987), 305.
- (6) 中山, 他 2 名, 機論, 54-504, B (昭 63), 2099.
- (7) 木村, 他 2 名, 化学工学, 19-2 (昭 30), 397.
- (8) Benenati and Brosilow, A.I.Ch.E. J., 8-3 (1962), 359.
- (9) 国井, 熱的単位操作 (上), (1976), 148, 丸善.
- (10) Wakao, N. and Kato, K., J. Chem. Engng. Japan, 2-1 (1969), 24.
- (11) Vafai, K., 他 2 名, Trans. ASME, Ser. C, 107 (1985), 642.
- (12) Cheng, P. and Hsu, C. T., Int. J. Heat Mass Transf., 29 (1986), 1843.
- (13) Renken, K. J. and Poulikakos, D., Int. J. Heat Mass Transf., 31 (1988), 1399.
- (14) Hunt, M. L. and Tien, C. L., Trans. ASME, Ser. C, 110 (1988), 378.
- (15) Hsu, C. T. and Cheng, P., Int. J. Heat Mass Transf., 33 (1990), 1587.
- (16) Chou, F. C., 他 2 名, Int. J. Heat Mass Transf., 35 (1992), 195.
- (17) Kamiuto, K., 他 2 名, Numerical Heat Transfer, Part A, 23 (1993), 433.
- (18) 稲葉, 他 2 名, 機論, 59-560, B (1993), 1194.
- (19) 尾崎, 稲葉, 機論, 62-596, B (1996), 1488.
- (20) Ergun, S., Chem. Engng. Prog., 48 (1952), 89.
- (21) Schroeder, K. J., Renz, U. and Elegeta, K., Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen No. 3037 (1981).

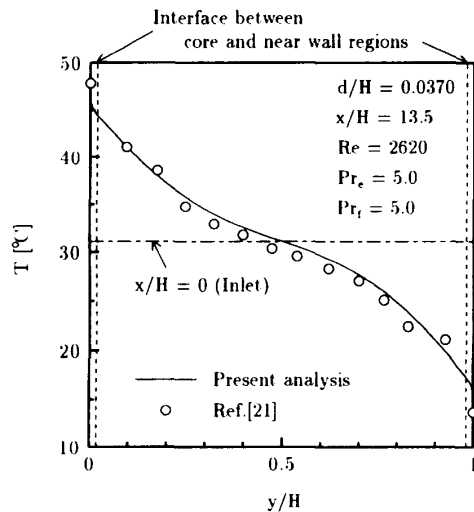
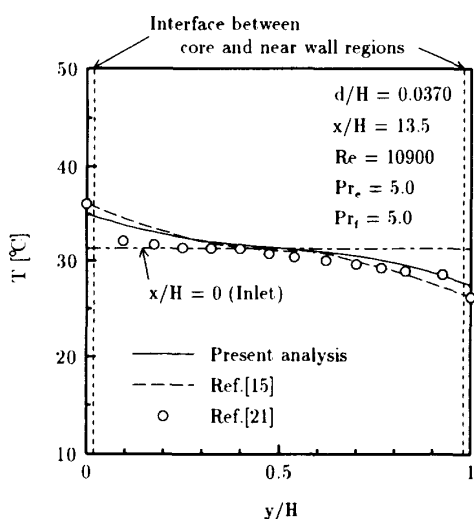
(a)  $Re = 2620$ (b)  $Re = 10900$ 

Fig.10 Temperature profile across packed bed of spheres,  $d/H = 0.370$  ( $d = 1.9$  mm)