循環流動層ボイラ内伝熱解析*

工藤一彦^{*1}, 谷口博^{*1}, 金田博志^{*2}
郭克輝^{*3}, 松村昌彦^{*3}

Heat Transfer Simulation in Circulating Fluidized Bed Boiler

Kazuhiko KUDO, Hiroshi TANIGUCHI, Hiroshi KANEDA,
Ke-Hui GUO and Masahiko MATSUMURA

A computer program is developed to analyze two-dimensional coupled radiative and convective heat transfer in circulating fluidized bed boiler (CFBB). Based on bulk-density distribution obtained by solving one-dimensional gas and particle two-phase flow equations, radiative heat transfer in CFBB is analyzed by using a revised Monte Carlo method. Convective heat transfer between furnace walls and gas or particles are also considered by using Martin's model. The temperature profiles of gas and particles, and the wall heat flux distributions are obtained. The results approach to the Johnsson's experimental data when horizontal mixing of particles is considered. The effects of particle diameter on the bulk density and heat transfer in CFBB are also studied.

Key Words: Fluidized Bed; Numerical Analysis; Heat Transfer; Thermal Radiation; Multiphase Flow; Monte Carlo Method;

1. 緒 言

最近, 流動層の高速操作である循環流動層への関心が世界的に高まっており, これに関連して, 流動層の高速領域における研究^{(1)~(5)}も多方面から精力的に行われているが, その性能予測に関する解析は, 粒子濃度分布に関するもの⁽⁵⁾, 熱伝達に関するもの^{(1)~(4)}などがあるものの, 現象の複雑さのため, 設計に使えるものとはなっていない。

本研究では放射伝熱が大きな役割を果たすと考えられる, 高速循環流動層の二次空気取入れ口より上の部分を対象とし, この領域で一次元の固気二相流方程式を解き, 得られた層内の粒子濃度分布を用いて, 壁面への放射伝熱および対流熱伝達を解析し, 層内の気体と粒子の温度分布, および壁面受熱量分布を求めた。放射伝熱解析については, モンテカルロ法による三次元解析を行った。また, 一部の結果は実験結果と比較し, その妥当性を検討した。また, これらの解に対する

粒子径の影響について検討した。

2. 主 な 記 号

A : 面積
 Ar : アルキメデス数
 a : 吸収係数
 C' : 定数〔式(18)〕
 C : 比熱
 C_d : 抗力係数
 D : 流路断面水力直径
 d_p : 粒子直径
 F_p : 単位体積のガス中に存在する粒子に働く全流体力
 G : 質量流量
 g : 重力の加速度
 K_n : クヌッセン数
 k_r : 熱摩擦係数〔式(15)〕
 l : 層高さ
 M : モル質量
 N : 粒子負荷量 $= G_p/G_g$
 Nu : ヌッセルト数
 n : 数密度
 Pr : プラントル数

* 平成2年6月1日 第27回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成2年7月16日。

^{*1} 正員, 北海道大学工学部 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目)。

^{*2} 正員, パブコック日立(株) (〒737 呉市宝町6-9)。

^{*3} 北海道大学大学院。

P : 圧力
 Q : 熱流量
 Q_a : 壁面正味熱流出量
 Re : レイノルズ数
 R : 一般気体定数
 T : 温度
 u : X 方向 (図 1) の速度
 V : Y 方向 (図 1) の速度
 Δs : 壁要素面積
 Δv : ガス要素体積
 α : 熱伝達率
 α_s : 自己吸収割合
 β : 媒体の減衰係数
 ε : 放射率
 ζ : 壁面摩擦係数
 λ : 熱伝導率
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 σ : ステファン・ボルツマン定数
 τ : 摩擦応力
 ϕ : ボイド率

添 字

c : 対流伝熱
 f : 摩擦
 g : ガス
 h : 発熱
 in : 流入
 out : 流出
 p : 粒子 (p_1 発熱粒子, p_2 非発熱粒子)
 r : 放射伝熱
 t : 流れによるエンタルピー輸送
 w : 壁面

3. 解析モデル

今回使用した解析モデルを図 1 に示す。水平方向に 0.7 m はなれて、鉛直方向高さ 7 m、温度 600 K、放射率 0.95⁽⁴⁾ の灰色体冷却壁があり、この間の二次元流路に下部より 1000 K の粒子含有ガスが流入しているものとする。このモデルは、Studsvik 社 (2.5 MW) の循環流動層ボイラ⁽⁴⁾⁽⁵⁾ の二次空気取入れ口より上の部分を模擬したものである。実際の実験装置は一辺 700 mm の正方形断面であるが、本解析では二次元の流路として取扱った。これは、図 4 の解析結果に示すように、層内の冷却壁に沿った温度境界層が比較的薄い場合、流路形状が熱伝達に及ぼす影響が少ないと考え、計算を簡単化するために二次元流路を用いたものであ

る。また本解析では、流れと粒子濃度分布については一次元のモデルを用い、また放射熱伝達の解析は二次元で行った。実際の循環流動層では、壁面近傍での境界層で粒子が逆流したりする二次元的な流れがあると言われているが、このような層内の水平方向の粒子濃度分布および流速分布は、現在のところ簡単にこれを推定する方法がほとんどない。そこで、本研究では流れおよび粒子濃度分布解析においては軸方向一次元を仮定し、軸方向の熱伝達特性の変化を解析的に求め、実験値との比較より、このような流れの一次元近似モデルの妥当性を調べることにした。なお、この流れの一次元近似の影響を見るためには解析の他の部分の精度を上げておく必要があるため、放射伝熱に関しては二次元で伝熱計算を行った。

4. 解析方法

4.1 軸方向の粒子濃度分布 循環流動層において、軸方向の粒子濃度分布を求めるため、二相一次元流れとして、以下の仮定の下に解析を行った⁽⁶⁾。

- (1) 粒子に働く力は、流体力と重力とする。
- (2) 固体粒子の内部温度は一定とする。
- (3) すべての固体粒子は同じ粒径 d_p を有する球とする。

連続の式

$$(1 - \phi) \rho_p u_p A = G_p \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\phi \rho_g u_g A = G_g \quad \dots\dots\dots (2)$$

図 1 解析モデル

状態方程式

$$P = \rho_g T_g R \dots \dots \dots (3)$$

運動量の式

$$(1-\phi)\rho_p u_p \frac{du_p}{dx} = -\frac{d}{dx}(1-\phi)P + F_p - (1-\phi)\rho_p g \dots \dots \dots (4)$$

$$\phi\rho_g u_g \frac{du_g}{dx} = -\frac{d}{dx}(\phi P) - F_p - \tau_w \dots \dots \dots (5)$$

エネルギー式

$$(1-\phi)\rho_p u_p \left\{ C_p \frac{dT_p}{dx} + \frac{d(u_p^2/2)}{dx} \right\} = -u_p \frac{d(1-\phi)P}{dx} + k_r(T_g - T_p) + Q_{c,p,w} + Q_{r,p} + u_p F_p + (1-\phi)u_p \rho_p g \dots (6)$$

$$\phi\rho_g u_g \left\{ C_g \frac{dT_g}{dx} + \frac{d(u_g^2/2)}{dx} \right\} = -u_g \frac{d(\phi P)}{dx} - k_r(T_g - T_p) + Q_{c,g,w} + Q_{r,g} - u_p F_p \dots (7)$$

ここで、ガス相方程式中の τ_w はガスと粒子が壁面に接することによってガスに働く摩擦応力で、以下の圧力降下の式⁽⁷⁾で表される。

$$\tau_w = -\left\{ \left(\frac{dp}{dx} \right)_{f,g} + \left(\frac{dp}{dx} \right)_{f,p} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

$$\frac{dp_{f,g}}{dx} = \frac{\zeta_g \rho_g u_g^2}{2D}, \quad \frac{dp_{f,p}}{dx} = \frac{\zeta_p \rho_p u_p^2 (1-\phi)}{2D\phi} \dots (9)$$

$$\zeta_g = 0.32 Re_g^{-0.25} (Re_g \equiv u_g \rho_g D / \mu_g) \dots \dots \dots (10)$$

$$\zeta_p = 1.5 / Fr^{1.831} (Fr \equiv u_p / (gD)^{0.5}) \dots \dots \dots (11)$$

また粒子に働く流体力は

$$F_p = 0.75 C_d (1-\phi) \rho_g (u_g - u_p)^2 / d_p \dots \dots \dots (12)$$

ここで、 C_d は抵抗係数で、下式より計算する。

$$C_d = \begin{cases} 24 Re_p^{-1} & Re_p \leq 5.76 \\ 10 Re_p^{-0.5} & (5.76 < Re_p \leq 517) \\ 0.44 & (517 < Re_p \leq 10^5) \end{cases} \dots \dots \dots (13)$$

$$Re_p \equiv \rho_g (u_g - u_p) d_p / \mu_g \dots \dots \dots (14)$$

二相間の対流伝熱に関しては

$$k_r = \pi d_p^2 \alpha_{g,p} n_p = 6 \alpha_{g,p} (1-\phi) / d_p \dots \dots \dots (15)$$

ここで、 $\alpha_{g,p}$ は下式⁽⁸⁾のヌッセルト数より求められる球状粒子-ガス間の対流熱伝達率である⁽⁹⁾。

$$Nu_{g,p} = 2 + 0.60 Re_p^{0.5} Pr^{1/3} \dots \dots \dots (16)$$

また、 $Q_{c,p,w}$ と $Q_{c,g,w}$ はそれぞれ粒子とガスの壁面との間の対流伝熱量、 $Q_r (= Q_{r,in} - Q_{r,out})$ は正味の受熱量で、後述の手法により求める。

以上の7個の方程式〔式(1)～(7)〕の中には7個の未知数、すなわち、固気二相の速度 u_p, u_g 、温度 T_p, T_g 、ボイド率 ϕ 、圧力 P およびガス密度 ρ_g が含まれており、連立して解くことができる。図2に水平断面の粒子平均濃度の軸方向分布計算結果の例を示す。これは、図1の系とは長さが少し異なるが、 $\square 700$ mmの流路断面の実験部を有する装置を用いて、図2の上

に記した条件の下で行った著者らの常温下の実験結果に対応した条件で求めたもので、両者は比較的良い一致を示すことがわかる。

4.2 冷却壁における対流伝熱の計算

流動層を囲む冷却壁と粒子との対流熱伝達率は、式(17)⁽¹⁾⁽²⁾により求める。式(18)の C' は温度境界層厚さに関する定数で、実験より⁽²⁾ $C' = 2.6$ とされている。式(19)の ϕ_L は粒子の最小流動化速度におけるボイド率であり、 $\phi_L = 0.46$ ⁽¹⁰⁾ とした。式(20)の K_n はクヌッセン数で、ガスの分子運動論⁽²⁾を用いて式(21)より求めることができる。ここでこの式の適用範囲は $K_n = 10^{-2} \sim 10^{-6}$ であり、今回の実験対象では、 $K_n \sim 1/3800$ であるので、この式の適用が可能である。式(21)における r は、壁面と粒子間の熱交換の不完全さを表しており ($0 < r < 1$)、温度依存の調節係数と呼ばれるもので、式(22)⁽²⁾により求めた。

$$Nu_p = (1-\phi)Z\{1 - \exp(-N)\} \dots \dots \dots (17)$$

$$N = Nu_{w,p} / (C'Z) \dots \dots \dots (18)$$

$$Z = \frac{\rho_p C_p}{6\lambda_g} \left\{ \frac{gd_p^3(\phi - \phi_L)}{5(1-\phi_L)(1-\phi)} \right\}^{0.5} \dots \dots \dots (19)$$

$$Nu_{w,p} = 4\{(1+K_n)\ln(1+1/K_n) - 1\} \dots \dots \dots (20)$$

$$K_n = \frac{4}{d_p} \left(\frac{2}{r} - 1 \right) \frac{\lambda_g (2\pi RT/M)^{0.5}}{P(2C_g - R/M)} \dots \dots \dots (21)$$

$$r = (1 + 10^{((0.6B - 1 - 1000/T)/B)})^{-1}, B = 2.8 \dots \dots \dots (22)$$

壁とガスとの対流熱伝達は、下式⁽¹¹⁾より求めた。

$$Nu_{g,w} = 0.009 P_r^{1/3} A_r^{1/2} \dots \dots \dots (23)$$

4.3 放射伝熱

伝熱媒体である粒子含有ガスの熱放射特性は、それを構成する粒子の形状、大きさ、光学特性、数密度と単相ガスの熱放射特性より決定さ

図2 炉内鉛直方向濃度分布

れる。本解析では、ガス、粒子とも灰色体と仮定する。媒体の減衰係数 β は式(24)で表される。これは、ガスと2種類の粒子[発熱性粒子(1)と非発熱性粒子(2)]の吸収、散乱の和から成る。また、式(25)で粒子の散乱アルベド ω を定義する。

$$\beta = a_g \psi + a_{p1} + a_{p2} + \sigma_{p1} + \sigma_{p2} \quad (24)$$

$$\omega = (\sigma_{p1} + \sigma_{p2}) / \beta \quad (25)$$

ここで、1000 K 程度の灰色体からの放射の波長領域 ($< 10 \mu\text{m}$) に対し、今回の粒子径 ($> 200 \mu\text{m}$) は20倍以上あるので、粒子の吸収と散乱係数 a_p, σ_p は(1), (2)の2種類の粒子についてそれぞれ

$$a_{p1} = \epsilon_{p1} \pi (d_{p1}/2)^2 n_{p1} \quad (26)$$

$$a_{p2} = \epsilon_{p2} \pi (d_{p2}/2)^2 n_{p2} \quad (27)$$

$$\sigma_{p1} = (1 - \epsilon_{p1}) \pi (d_{p1}/2)^2 n_{p1} \quad (28)$$

$$\sigma_{p2} = (1 - \epsilon_{p2}) \pi (d_{p2}/2)^2 n_{p2} \quad (29)$$

と表せる。また、散乱放射エネルギーの方向分布を表す位相関数は、単独球表面での乱反射によるもの⁽¹¹⁾

$$\phi(\eta) = \{8/(3\pi)\}(\sin \eta - \eta \cos \eta) \quad (30)$$

を用いることができる。この位相関数は後方に強い非等方性を示す。

次に、ガス、2種類の粒子、および壁面要素に対するエネルギー方程式を示す。

$$\begin{aligned} \text{[ガス]} \quad Q_{r,\text{out},g} + Q_{c,g,w} + Q_{c,g,p1} + Q_{c,g,p2} + Q_{t,\text{out},g} \\ = Q_{r,\text{in},g} + Q_{t,\text{in},g} \quad (31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{[粒子1]} \quad Q_{r,\text{out},p1} + Q_{c,p1,w} + Q_{t,\text{out},p1} \\ = Q_{r,\text{in},p1} + Q_{c,g,p1} + Q_{h,p1} + Q_{t,\text{in},p1} \quad (32) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{[粒子2]} \quad Q_{r,\text{out},p2} + Q_{c,p2,w} + Q_{t,\text{out},p2} \\ = Q_{r,\text{in},p2} + Q_{c,g,p2} + Q_{t,\text{in},p2} \quad (33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{[壁]} \quad Q_{r,\text{out},w} + Q_a \\ = Q_{r,\text{in},w} + Q_{c,g,w} + Q_{c,p1,w} + Q_{c,p2,w} \quad (34) \end{aligned}$$

ここで、

$$Q_{r,\text{out},g} = 4\sigma a_g \psi (1 - \alpha_{s,g}) T_g^4 \Delta V \quad (35)$$

$$Q_{r,\text{out},p1} = 4\sigma a_{p1} (1 - \alpha_{s,p1}) T_{p1}^4 \Delta V \quad (36)$$

$$Q_{r,\text{out},p2} = 4\sigma a_{p2} (1 - \alpha_{s,p2}) T_{p2}^4 \Delta V \quad (37)$$

$$Q_{r,\text{out},w} = \sigma \epsilon_w (1 - \alpha_{s,w}) T_w^4 \Delta S \quad (38)$$

$$Q_{r,\text{in}} = \sum RD(I, J) \cdot Q_{r,\text{out}}(J) \quad (I \neq J) \quad (39)$$

ここで、 α_s は各要素から射出される放射エネルギーが自分自身に吸収される割合を表し、自己吸収割合と呼ぶ。また、 $RD(I, J)$ はある要素 J から要素外に射出された放射エネルギーが他の要素 I に吸収される割合を表し、 RD と呼ぶ。この自己吸収割合と、 RD の値はモンテカルロ法で⁽¹²⁾求める。

式(31)～(34)に式(35)～(39)、および前述の式より求まる放射、対流伝熱項および粒子1の発熱量 ($Q_{h,p1}$) の値を代入して、ニュートン・ラプソン法で解くことにより、粒子とガスの温度および壁面熱流束の分布を求めることができる。今回の解析条件を表1に示す。なお、今回の解析では簡単のため、ガス、粒子とも鉛直上方に流れる一次元流れを仮定したが、実際に存在する水平方向の混合を模擬するため、図1に示した要素において、横方向に隣接する各要素間で粒子が一定速度 V_p で交換される場合も解析した。

5. 解析結果

図3に冷却壁における全熱流束に関する相当熱伝達率の解析結果と、表1と同条件下の実験値⁽⁴⁾の比較を示す。ここで、相当熱伝達率の計算では、断面の混合平均温度と壁温との差を温度差として用いた。これより全体的に解析のほうが低い値を示しているが、粒子の水平方向の混合を考慮することにより、実験値に近づくことがわかる。これは、図4に示すように水平方向の混合を考慮することにより、壁近傍の粒子温度が上昇するためである。ここで層内が水平方向に完全に混

表1 解析条件

Gas		Particles			
				Figs. 3, 4, 5	
				Comb.	Non-comb.
Absorption coef.	0.17 m^{-1}	Particle diameter μm Emissivity Density kg/m^3 Specific heat $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ Heat generation MW/m^3 Mass flux $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$	— — — — — —	240	240
Density	$0.32 \text{ kg}/\text{m}^3$			0.85	0.60
Specific heat	$1160 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$			1300	3000
Thermal cond.	$0.0717 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$			1000	1300
Prandtl number	0.742			1090	0
Kinetic viscosity	$1.4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$			0.24	11.76
Mass flow	$1.75 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$			0.33	16.27

合された極限の状態を考え、このときの層内を水平断面の混合平均温度 T_b の黒体と仮定して、放射熱流束および熱伝達率を計算してみると、4 m の高さで $Q = \sigma(T_b^4 - T_w^4) = 8.15 \times 10^4 \text{ W/m}^2$, $\alpha = Q/(T_b - T_w) = 157 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$ となり、図3の結果の中に含まれる放射熱伝達率 [$100 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$] より放射熱流束が約60%程度増加する。したがって、これに残りの対流熱伝達を加えることにより実験値とほぼ一致するようになる。今回の解析は、流れおよび粒子濃度分布について一次元で行ったが、実際に存在する粒子の水平方向混合がどの程度層内の熱伝達に影響を与えるかを調べるため、パラメータとして水平方向の粒子速度を導入した。

図3 熱伝達率の比較

これらの結果より、水平方向の強い粒子混合により壁近傍の媒体温度が水平断面の混合平均温度程度まで上昇すれば、放射熱流束が増加し、解析結果が実験結果に近付くことを示唆している。また以上の解析より、対流伝熱に関してはもちろん、放射伝熱に関しても、冷却壁への熱流束は壁近傍の媒体の関与が非常に大きいことが示され、壁近傍の粒子の挙動や水平方向粒子濃度分布を解析に取り入れていくことが今後重要であると考えられる。

次に、冷却壁への各項熱流束分布を図5に示す。粒子濃度が高い下端部では対流伝熱と放射伝熱が同オーダーとなるが、それより上の部分では、放射伝熱が支配的となることがわかる。

図6～8に質量流量を一定にして粒子径を変化させたときの影響を示す。計算条件は表1に示す。なおこ

図5 各項熱流束の値

図4 温度分布解析結果

図6 粒子径が濃度分布に及ぼす影響

図7 粒子径が熱流束分布に及ぼす影響

の解析では、水平方向の混合は零と置いて行った。図6より、粒子径が増加するにつれて層内(特に、二次空気入口の近傍)の粒子濃度が増えることがわかる。これは、大きい粒子は上方へ加速されにくいためである。この粒子濃度の増加により、二次空気入口の近傍では壁面への粒子による対流熱伝達が増加していることが図7に示されている。これに対して、全熱流束はあまり増加していない。これは、この部分での粒子濃度の増加により、層内媒体からの放射エネルギーが、粒子の散乱、反射によって、壁面への到達を妨げられ、図7に示されるように放射熱流束が減ったためである。このため粒径が増加すると壁面近傍の媒体からの除熱が促進され、断面中心部からの除熱が少なくなる。したがって層内の温度分布は、図8に示すように、この粒子径の増加によって、層中心部の温度が高くなっている。

6. 結 言

(1) 一次元の粒子濃度分布解析とモンテカルロ法による二次元の放射伝熱解析を組み込んだ解析により、循環流動層の相当熱伝達率分布を求め、その値が粒子の水平方向混合を考慮することにより実験値に近づくことを示した。

(2) 粒子濃度が高い下端部では対流伝熱と放射伝

図8 粒子径が温度分布に及ぼす影響

熱が同オーダとなるが、それより上の部分では、放射伝熱が支配的となる。

(3) 粒子径が増加するにつれて、層内の粒子濃度と壁面への粒子による対流熱流束は増加するが、放射熱流束は減少し、全熱流束としてはほとんど変化しない。また、粒子径増加により層内中心部の温度が高くなる。

文 献

- (1) Martin, H., *Chem. Ing. Tech.*, **52**(1980), 199.
- (2) Maetin, H., *Chem. Eng. Prog.*, **18**(1984), 157.
- (3) Grace, J. R., (Basu, P. eds.), *CFB Tech.*, (1985), 63, Pergamon Press.
- (4) Johnsson, F., ほか2名, *Proc. IEA Meet. Math. Modell.*, (Boston, (1987), 16.
- (5) Andersson, B.-A., ほか2名, *Proc. 9th Int. Conf. FBC*, Boston, (1987), 13.
- (6) Pai, S. I., *Two-Phase Flows*, (1977), 144, Vieweg Press.
- (7) 森川・ほか2名, *化学工学*, **42-5**(1978), 279.
- (8) 成瀬, *化学工学論文集*, **13-4**(1987), 404.
- (9) Ranz, W. E., *Chem. Eng. Prog.*, **48**(1952), 141.
- (10) Wu, R. L., ほか3名, *AIChE. J.*, **35** (1989), 1685.
- (11) Baskakov, A. P., ほか6名, *Powder Tech.*, **8**(1973), 273.
- (12) 上藤・ほか2名, *機論*, **53-496, B**(1987), 3737.