サイクロン式石炭ガス化器のコールドモデルシミュレーション*
(第1報, 代数応力モデルによるフローパターン解析)中 武 靖 仁^{*1}, 成 瀬 一 郎^{*2}, 大 竹 一 友^{*2}Cold Model Simulation for Cyclone Slagging Gasifier
(1st Report, Flow Pattern Analysis by Algebraic Stress Model)

Yasuhito NAKATAKE, Ichiro NARUSE and Kazutomo OHTAKE

An isothermal swirling flow pattern in a cold model of a two-stage air-injection cyclone slagging gasifier is numerically analyzed to attain both high slag rejection and gasification efficiency by elucidating the optimum shape and operation parameters. In this numerical analysis the turbulence Algebraic Stress Model coupled with the QUICK method for discretization of the convective terms is adopted. The numerical mesh size is adjusted locally to stabilize the calculation. It is possible for this analytical treatment to simulate accurately the strong swirling turbulent flow field taking place in the gasifier. It is found that the simulated results agree well with the experimental results for the various shape and operation parameters such as the exit diameter and gas-supply conditions. In order to obtain the optimum flow field, the exit diameter should be larger than half the furnace inner diameter, and the injection angle of the downstream air should be 30 deg.

Key Words: Numerical Analysis, Velocity Distribution, Gasification, Solid Fuel, Swirl, Coal, Algebraic Stress Model

1. 緒 言

サイクロン式石炭ガス化器は、反応温度を石炭灰の溶融点以上で操作することから高負荷ならびに高ガス化効率達成できるとともに、ガス化器内の流れ場を旋回流にしているため高スラグ回収率も期待できる⁽¹⁾⁽²⁾。しかし、このガス化効率やスラグ回収率は、装置形状ならびに操作条件の差異に強く依存しているため、現段階ではまだ最適な装置ならびに操作パラメータが得られているとはいえず、ガス化器のスケーリング則も不十分である。そこで著者ら⁽³⁾は、まず、定方⁽⁴⁾のガス化器のスケーリング則を探るべくコールドモデルを試作し、ガス化器内の流れ場と回収率との関係を装置ならびに操作パラメータを広範に変化させて詳細に検討した。その結果、石炭供給ノズルの噴射角、炉出口径、旋回用空気の噴射角、炉傾斜角などの最適な装置形状、二次ならびに三次旋回空気の流量および流速とスラグ回収率との関係を実験的に明らかにし、サイクロン式石炭ガス化器の装置ならびに操作パ

ラメータの最適化を行った。本報では、このようなコールドモデル基礎実験で得られた結果が理論的に妥当であるかどうかを、まず、コールドモデル内の流れ場の数値シミュレーションによって検討した。続いて、本研究で提案したサイクロン式石炭ガス化器のホットモデル試作に必要となる、より最適な装置ならびに操作パラメータを予測するための数値解析モデル構築を行った。

これまでに、反応器内で生じている旋回流場の数値計算については、微粉炭燃焼場を対象としたシミュレーション結果が数多く報告されている。しかもその多く⁽⁵⁾⁽⁶⁾は $k-\epsilon$ モデルを採用しているので、再循環領域を形成する強旋回流場についてはあまり精度よく数値解析できているとはいえない⁽⁷⁾⁽⁸⁾。このような現状から、Boysan ら⁽⁹⁾は、 $k-\epsilon$ モデルと計算時間ならびに記憶容量の点で、ほとんど大差ない代数応力モデルを用いて、比較的精度のよい計算結果を報告している。しかし、それは著者らが提案しているようなガス化器内下部に三次空気を供給している場合や旋回用空気をある噴射角をなして器内へ供給する場合などについては検討していないため、Boysan らの計算条件をそのまま本装置の数値計算に適用することは困難である。

* 原稿受付 1994年10月20日。

^{*1} 学生員, 豊橋技術科学大学大学院 (〒441 豊橋市天伯町字雲雀ヶ丘 1-1)。^{*2} 正員, 豊橋技術科学大学工学部。

そこで、本報では、前報のコードモデル実験で得られた器内の流れ場について、代数応力モデルを用いて数値計算を行い、解析結果と実験結果を比較することにより、各種計算パラメータの及ぼす影響とその妥当性について検討した。そのうえで、本ガス化器の特徴である器内2断面で旋回用空気を供給する場合の最適な流れ場を形成させるための装置ならびに操作パラメータ条件も併せて考察した。

記 号

- A_{ij} : 付加対流項
 C_1, C_2 : 圧力ひずみモデルの経験定数
 C_3 : 付加対流項の経験定数
 $C_\mu, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, C_\epsilon$: 乱流モデルの経験定数
 D : 炉内径
 D_0 : 炉出口径
 D_{ij} : 応力 $\overline{u_i u_j}$ の拡散項
 k : 乱流エネルギー
 P : 乱流エネルギーの生成率 $= (1/2) P_{ii}$
 P_{ij} : $\overline{u_i u_j}$ の生成項
 p : 圧力
 Q_i : 導入空気流量
 U, V, W : 軸, 半径, 周方向時間平均流速
 U_i, u_i : x_i 方向平均, 変動速度
 V_i : 導入空気の断面平均流速
 $\overline{u_i u_j}$: レイノルズ応力成分
 x, r : 軸, 半径方向距離
 α_i : 空気噴射角
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
 ϵ : 乱流エネルギーの消散率
 ν : 動粘度
 ρ : 密度
 σ_k : 乱流モデルの経験定数値

Ψ_{ij} : $\overline{u_i u_j}$ の圧力ひずみ相関項

添 字

$i: i=S$: 二次空気, $i=T$: 三次空気

t : 乱流

$-$: 時間平均

2. 解 析 方 法

2・1 仮定および基礎式 対象とする流れ場⁽³⁾は内径 290 mm ϕ , 炉長 900 mm であり, 炉の上部(二次空気)と下部(三次空気)の2断面で旋回を与えている。二次, 三次空気導入孔のごく近傍を除けば軸対称であることを実験的に確認しているため, この流れ場を定常非圧縮性二次元軸対称流として取扱うことができる。図1に示すように, 軸方向を x 軸, 半径方向を r 軸, 周方向を θ 軸とすると, 連続の式およびレイノルズ方程式は式(1)~(4)のようになる。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} rV = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial U}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \overline{uu} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \overline{uv} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{W^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{V}{r^2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \overline{uv} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \overline{vv} + \frac{\overline{ww}}{r} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{VW}{r} = \nu \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r^2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \overline{uw} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \overline{vw} - \frac{\overline{vw}}{r} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$\overline{uv}$ などは円筒座標系でのレイノルズ応力の各成分で

図1 座標系および計算格子

あり、乱流モデルを用いて決定される。

2・2 乱流モデル レイノルズ応力の輸送方程式を式(5)のようにモデル化する⁽¹⁰⁾。

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = P_{ij} + \psi_{ij} - \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} + D_{ij} \dots (5)$$

式(5)の左辺は対流項、右辺第1項は生成項、第2項は圧力ひずみ相関項、第3項は散逸項、第4項は拡散項である。応力方程式モデルを三次元流れに適用する場合、6成分のレイノルズ応力に対する輸送方程式を解く必要があり、実際の燃焼場に適用するには、計算時間などから実用的であるとはいえない。本報では、微分形である対流項と拡散項を近似し、代数式により応力成分を求める Rodi の代数応力モデル⁽¹¹⁾を採用する。この近似を用いると対流項と拡散項は式(6)のように表される。

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} - D_{ij} = \frac{(P - \varepsilon) \overline{u_i u_j}}{k} \dots (6)$$

また、圧力ひずみ相関項は式(7)のようにモデル化される⁽¹²⁾。

$$\psi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \dots (7)$$

したがって、Rodi の近似を用いたレイノルズ応力の代数式は式(8)のようになる。

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} + \frac{1 - C_2}{P/\varepsilon - 1 + C_1} \frac{k}{\varepsilon} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) + \frac{C_3}{P/\varepsilon - 1 + C_1} \frac{k}{\varepsilon} A_{ij} \dots (8)$$

ここに、 A_{ij} は方程式系を直交座標から円筒座標系に変換する際に生じる付加対流項であり、 C_3 は Rodi の近似に起因する 0 から 1 の間の定数である。また、付加対流項は式(9)のように表される。

$$A_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & \overline{uw} \frac{W}{r} & -\overline{uw} \frac{W}{r} \\ \overline{uw} \frac{W}{r} & 2\overline{vw} \frac{W}{r} & -(\overline{vw} - \overline{ww}) \frac{W}{r} \\ -\overline{uw} \frac{W}{r} & -(\overline{vw} - \overline{ww}) \frac{W}{r} & -2\overline{vw} \frac{W}{r} \end{vmatrix} \dots (9)$$

ここに、 $P = (1/2) P_{ii}$ 、 P_{ij} は式(10)のように表される。

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \dots (10)$$

この代数応力モデルは、式(11)、(12)の k - ε モデル⁽¹³⁾に各応力成分の代数式を追加することにより解くことができる。

$$\frac{\partial U_i k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu + \nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P - \varepsilon \dots (11)$$

$$\frac{\partial U_i \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + C_\varepsilon \overline{u_i u_j} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \dots (12)$$

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon \dots (13)$$

なお、式中の各定数は以下の値を使用した。

$$C_\mu = 0.09, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92, \sigma_k = 1.0^{(14)},$$

$$C_\varepsilon = 0.15, C_1 = 2.2, C_2 = 0.55^{(15)}, C_3 = 0.60^{(16)}.$$

2・3 流入および境界条件 支配方程式はだ円方程式となり、境界条件を流入面、流出面、対称軸上、および壁面で与える必要がある。

流入条件は壁面スリットからの一様流入とし、実験条件をもとに、 $V = V_i$ 、 $W = V_i \sin \alpha_i$ とし、円周流入面の幅を調節することで、実験との流量、流速が等しくなるようにした。 k と ε の流入値は Khalil ら⁽¹⁷⁾に従い式(14)、(15)で与えた。

$$k_i = 0.15 V_i^2 \dots (14)$$

$$\varepsilon_i = 1.5 k_i^{1.5} / (0.005 D) \dots (15)$$

また、レイノルズ応力の流入値は式(16)のこう配拡散モデルにより与えた。

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \dots (16)$$

流出条件は、各変数の軸方向こう配が零となるように設定し、対称軸上では V および W を零、その他の変数は半径方向こう配が零となるようにした。

壁面での境界条件は、高 Re 数形乱流モデルを使用するため、壁面流線方向に沿って壁関数⁽¹⁸⁾を使用し、レイノルズ応力の壁近傍条件は Launder⁽¹⁰⁾らに従った。

2・4 数値解法 圧力場の評価には SIMPLE 法を採用し、支配方程式をスタッガード格子により差分化して、TDMA 法を用いて解いた⁽¹⁹⁾。また対流項の差分は数値粘性効果の少ない QUICK 法を使用した。

代数応力モデルにより、各応力成分を求める場合、数値的に安定になるよう特別な手法が必要であるため⁽²⁰⁾⁽²¹⁾、ここでは Weber らの方法⁽⁷⁾を採用した。これは式(17)のように、レイノルズ応力と k - ε モデルから求められる渦粘性との差を運動方程式の生成項に付加するものであり、安定性が優れていると報告されている⁽⁷⁾。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (U_i U_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u_i u_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \dots (17)$$

計算手順は、最初に軸および半径方向運動方程式、次に圧力補正式を解いて速度および圧力を補正する。そして周方向運動方程式および k と ε 輸送方程式を

(a) 周方向流速分布

(b) 速度ベクトル

図2 炉出口径を変化させた場合の解析結果と実験結果 ($D_0=96$ mm)

解いた後で、レイノルズ応力を代数式により求めた。レイノルズ応力のなかで、 $\overline{uv}$, $\overline{vw}$, $\overline{uw}$, $\overline{vv}$, $\overline{ww}$ については、式(8)の代数式で解き、 $\overline{uu}$ については、垂直応力の総和関係 $[k=(1/2)\overline{u_i u_i}]$ より求めた。

3. 解析結果と実験結果の比較および検討

3・1 炉出口径を変化させた場合 炉出口径は圧力損失とそれに伴う周方向流速分布に大きく影響を及ぼすため、まず、炉出口径を変化させた場合の解析結果について比較・検討を行う。図2～4に二次および三次空気をともに導入し、それらの流量 ($Q_s=Q_r=150$ m³/h)、流速 ($V_s=V_r=33.2$ m/s) および空気噴射角 ($\alpha_s=\alpha_r=30^\circ$) を一定にして炉出口径 D_0 を変化させた場合の解析結果と実験結果を比較して示す。図2は $D_0=96$ mm ($D_0/D=0.331$)、図3は $D_0=145$ mm ($D_0/D=0.5$)、図4は $D_0=200$ mm ($D_0/D=0.690$) であり、それぞれ図(a)は $x-r$ 面の周方向流速分布、図(b)は $x-r$ 面の解析によって得られた速度ベクトルを示す。また、図(a)において●は解析結果、○は実験結果をそれぞれ示している。

まず、周方向流速分布について比較すると、渦形状は、炉出口径の大きさによらず炉の中心付近で剛体渦、その外側では自由渦が組合されたランキン渦となっている。しかし、炉出口径が減少するにつれて周方向の最大流速が増加するとともに、その最大流速の現れる半径位置が中心付近に移動する。これは、炉出口径が減少すると炉全体の圧力損失が増大するためにその損

(a) 周方向流速分布

(b) 速度ベクトル

図3 炉出口径を変化させた場合の解析結果と実験結果 ($D_0=145$ mm)

(a) 周方向流速分布

(b) 速度ベクトル

図4 炉出口径を変化させた場合の解析結果と実験結果 ($D_0=200$ mm)

失エネルギーが炉内の旋回エネルギーに変換されるために生じる現象である。解析結果と実験結果とを比較すると、本解析条件下では、流速の最大値およびその半径位置とも良好に一致しており、出口径の変化に対する周方向速度の解析精度は妥当なものであると判断できる。ただし、両結果を詳細に比較すると、どの出口径条件においても炉上流部で若干両者に差異が認められる。この理由は、解析におけるガスの流入条件が実際の実験の場合と異なることによる。つまり、実験で

は4本のノズルによってガスを供給しているのに対し、解析では壁側面から均一に供給していることによる。したがって、炉後流部の結果はその流入条件の影響が小さくなって解析結果と実験結果はよい一致を示している。

次に、速度ベクトルについて考察する。本解析条件と同様な条件で軸および半径方向流速の計測を試みたが、両流速は周方向流速に比べて極小さく、オーダ的にはほぼ一致している結果が得られたもののピトー管による計測では絶対値で比較できるほどの測定精度ならびに再現性が得られなかった。その理由としては、(1)器外から器内への逆流、(2)下部旋回用空気導入による円筒側壁近傍での外部循環流の存在が挙げられる。このため、ここでは解析結果から炉内の流動状態を考察する。しかし、前述したように周方向流速分布の解析結果は実験結果と良好な一致を示したことから、 x , r 方向の流れについての以下の考察は定性的には妥当なものとする。図2～4中の(b)を比較すると、軸方向流速の最大値をとる位置は炉出口径の60～70%になっている。炉出口径が小さい場合、中心付近で炉出口方向への流速が大きくなっている。また、炉後流の出口直前で炉側壁付近から出口への内向流も大きくなっている。これは、いかに周方向流速を増加させても炉出口径が小さくなると、上述の内向流の流速が増加してしまい、回収率の低下につながるものと予測できる。一方、炉出口径が大きくなると、炉中心付近において炉出口後流から炉内へ逆流が生じている。

また、その絶対値は出口径が大きくなるほど大きくなっており、実際のガス化場を想定した場合、仮に炉出口後流のガス温度が炉内より低くなっていると、炉出口後流から温度の低いガスが炉内へ流入してくることになる。これとは逆に炉出口後流のガス温度が炉内ガス温度とほぼ同様である場合には、この逆流現象は炉内のガス化効率を向上させることになる。したがって、ガス化炉の設計にあたり、炉出口径は一つの重要なパラメータになり得、炉出口後流のガス温度条件に依存することになる。また、図3および図4の場合、炉壁付近において内部循環流が生じている。この現象は、ガス化場において粒子ならびにガスの滞留時間を増加させることになり炉内のガス化効率を増加させることにつながる。以上より、本解析結果を総じて見れば、ガス化炉の炉出口径は全体のガス化効率に影響を及ぼすことになり、炉出口後流のガス温度条件にも依存するが、炉本体の内径の約半分ないしはそれ以上に設計する必要があることを示唆している。

3・2 空気流量割合を変化させた場合 図5および図6に炉出口径は一定($D_0=145$ mm)の条件で、二次または三次空気のみを導入した場合の解析結果と実験結果を示す。図5は二次空気すなわち上部旋回のみ($Q_s=150$ m³/h, $V_s=33.2$ m/s, $\alpha_s=30^\circ$)の場合で、一般的なガス化炉に相当し、図6は三次空気すなわち下部旋回のみ($Q_r=150$ m³/h, $V_r=33.2$ m/s, $\alpha_r=30^\circ$)の場合で、サイクロン分離器の流れ場が形成されていることに相当する。

(a) 周方向流速分布

(b) 速度ベクトル

図5 空気流量割合を変化させた場合の解析結果と実験結果(二次空気のみ)

(a) 周方向流速分布

(b) 速度ベクトル

図6 空気流量割合を変化させた場合の解析結果と実験結果(三次空気のみ)

(a) 周方向流速分布

(b) 速度ベクトル

図7 三次元空気導入条件を変化させた場合の解析結果と実験結果 ($\alpha_T = 60^\circ$)

(a) 周方向流速分布

(b) 速度ベクトル

図8 三次元空気導入条件を変化させた場合の解析結果と実験結果 ($V_T = 51.8$ m/s)

図5, 6の周方向流速分布について実験結果と解析結果とを比較すると, 二次空気の場合は炉下流に行くにしたがい周方向速度成分は小さくなり, 三次空気の場合は炉上流に行くにしたがい小さくなっている。また, 二次空気のみを供給している図5の場合, 炉上流である $x=0.1$ の壁付近において, 解析結果が若干小さくなっている。これは, 2章で述べた解析の空気導入モデルと実際の導入方法との違いによるところが大きい。一方, 三次空気のみを供給している図6の場合は, 炉全体で両結果ともよい一致を示しているが, これは炉内流れの主流が軸方向下向きになっているので, 実験と解析との流入条件の差異の影響が現れにくい条件になっているものと考察できる。

次に図(b)の速度ベクトルを比較すると, 図5の条件では図6のそれと比較して出口に向かってほぼ一様に流れている。一方, 図6の場合では, 炉出口径付近では出口方向に流れているものの, 壁近傍では炉上流方向へ流れていることがわかる。すなわち, この流れ場は, 炉の内周に沿う炉上部への流れと出口付近の炉外部への流れの二つの流れが存在するサイクロン分離器内の流れと類似している。

3・3 三次空気噴射角および空気流速を変化させた場合 3・2節の結果でもわかるように, 炉上部のみ旋回を与えた場合は, 炉下流部で旋回流速が小さくなってしまいスラグ回収率が低下する可能性がある。したがって, 高スラグ回収を行うためには三次空気の導入が有効となる。そこで, 本節では三次空気導入の効

果について三次空気噴射角ならびに空気流速を変化させて検討した。図7は図4と同一条件 ($D_0=200$ mm, $Q_s=150$ m³/h, $V_s=33.2$ m/s, $\alpha_s=30^\circ$, $Q_T=150$ m³/h, $V_T=33.2$ m/s) で, 空気噴射角を大きく ($\alpha_T=60^\circ$) した場合の結果であり, 図8は三次空気の流量 ($Q_T=150$ m³/h) と空気噴射角 ($\alpha_T=30^\circ$) は等しくし, ノズル径を小さくして三次空気の流速を大きく ($V_T=51.8$ m/s) した場合の結果である。

図7, 8より, 三次空気の空気噴射角あるいは流速を大きくした場合と図4の二次空気と三次空気の導入条件が等しい場合とを比較すると, 三次空気の旋回を強く与えた場合のほうが, 周方向流速が炉下流あるいは炉壁付近で大きくなっている。一方, 炉上流部での周方向速度にはほとんど差がないことから, 実際のガス化場の場合, 三次空気の操作パラメータがスラグ回収に影響を与える因子であるといえる。なお, 炉中心において, 図7, 8の周方向流速の解析結果と実験結果を詳細に比較すると, 炉中心付近の解析結果が実験結果より若干小さくなっている。これは, 出口径が比較的大きい 200 mm の条件での解析結果であるので, 旋回速度が大きい条件になると, 図(b)の速度ベクトルの解析結果からもわかるように, 炉出口からの逆流領域が出口壁のほうに移動する。よって, この逆流現象が解析上炉上流部にまで影響したものと考察できる。しかし, 本解析条件でも実験結果と解析結果はある程度良好な一致を示しており, 本数値解析モデルのはん用性を示唆している。

(a) 最大遠心加速度の位置

(b) 最大遠心加速度の比較

図9 最大遠心加速度の軸方向変化の比較
(炉出口径を変化させた場合)

(a) 最大遠心加速度の位置

(b) 最大遠心加速度の比較

図10 最大遠心加速度の軸方向変化の比較
(三次空気導入条件を変化させた場合)

4. 流れ場特性

4.1 炉出口径の影響 粒子の滞留時間とスラグ回収率に影響する因子を流れ場側から考えた場合、炉内の遠心力分布が重要となる。そこで、図9に炉出口径を変化させた場合の解析によって得られた最大遠心加速度 W^2/r の軸方向変化の比較を示す。図9(a)は最大遠心加速度のある位置、図9(b)はその大きさを示す。なお、二次空気および三次空気の導入条件($Q_i = 150 \text{ m}^3/\text{h}$, $V_i = 33.2 \text{ m/s}$, $\alpha_i = 30^\circ$)はすべて同一条件である。図9(a)より、炉出口径が大きい場合、最大遠

心加速度は炉壁側に位置し、炉下流に行くにしたがい小さくなっている。一方、炉出口径が小さくなると、最大遠心加速度は炉の中心側に位置し、しかも、その値は大きくなっている。本解析結果は、出口径が小さくなるほど粒子が炉上流部で回収され、空間滞留時間が短くなってしまうことを意味している。したがって、炉出口径の選定は、粒子滞留時間が長く、スラグ回収率も高く維持できる程度に大きくする必要がある。

4.2 三次空気導入条件の影響 図10に三次空気導入条件を変化させた場合について最大遠心加速度の軸方向変化の解析結果の比較を示す。解析条件は、二次空気の導入条件($Q_s = 150 \text{ m}^3/\text{h}$, $V_s = 33.2 \text{ m/s}$, $\alpha_s = 30^\circ$)および三次空気の流量($Q_T = 150 \text{ m}^3/\text{h}$)は等しく、噴射角($\alpha_T = 60^\circ$)および三次空気の流速($V_T = 51.8 \text{ m/s}$)を変化させた場合である。図10より、三次空気の噴射角あるいは導入流速を大きくすることにより、最大遠心加速度のある位置は炉壁に近づき、しかもその絶対値は大きくなっている。また、噴射角を大きくするよりも流速を大きくした場合のほうが遠心力に対する寄与は大きくなっている。本解析結果より、三次空気導入は炉下流部にて高スラグ回収を達成するため重要な流れ場制御パラメータであるといえる。

5. 結 言

代数応力モデルを用い、二段旋回サイクロン式石炭ガス化器のコードモデル炉内フローパターンを解析し実験結果と比較したところ、流れ場の特性について以下の結論を得た。

- (1) 本解析が対象とする二段旋回サイクロン流れ場は軸対称二次元座標と二次元旋回用空気導入モデルで解析可能である。
- (2) 代数応力モデルによれば炉出口径ならびに導入空気条件をさまざま変化させても良好な解析結果を得ることができる。
- (3) 流れ場の解析から炉出口径は炉内径の1/2より大きくすべきであるが、その大きさに関しては炉出口後流ガス温度条件を考慮する必要がある。
- (4) 三次空気の導入方法およびその流速は、実際のガス化場のスラグ回収率の向上に影響を与える重要なパラメータである。

文 献

- (1) 原田・藤井, 燃料協会誌, 69-2(1990), 112.
- (2) DOE, Clean Coal Technol. Demonstrat. Program Project Status, (1991).
- (3) 中武・ほか2名, 機論, 61-585, B(1995), 1928.
- (4) Sadakata, M., ほか4名, Proc. 22th Symp. (Int.) Com-

- bust., (1988), 183.
- (5) Truelove, J. S., *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, **60** (1984), 523.
- (6) Boyd, R. K. and Kent, J. H., *Proc. 21th Symp. (Int.) Combust.*, (1986).
- (7) Weber, R., ほか2名, *J. Heat Fluid Flow*, **11**-3(1990), 225.
- (8) 北村・ほか2名, 機論, **59**-562, B(1993), 1959.
- (9) Boysan, F., ほか2名, *Combust. Flame*, **63**(1978), 73.
- (10) Launder, B. E., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **68**(1975), 537.
- (11) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 213.
- (12) Gibson, M. M. and Launder, B. E., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **98**-80(1976), 231.
- (13) Launder, B. E. and Spalding, D. B., *Mathematical Models of Turbulence*, (1972), 1, Academic Press, London.
- (14) Launder, B. E., ほか2名, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **99**(1977), 231.
- (15) Hanjalic, K. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, **52** (1972), 609.
- (16) Boysan, F., *Select. Topics Two Phase Flow*, Lecture Ser., No. 9, Trodheim, (1984).
- (17) Khalil, E. E., ほか2名, *Jnt. J. Heat Mass Transf.*, **18** (1975), 775.
- (18) Launder, B. E. and Spalding, D. B., *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, **3**(1974), 269.
- (19) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow.*, (1980), 113, Hemisphere Pub. Co.
- (20) Sloan, D. G., ほか2名, *Prog. Energy Combust. Sci.*, **12** (1986), 163.
- (21) 村上・ほか2名, 生産研究, **41**(1989), 11.