

論 文

UDC 669.162.28 : 669.162.228.3 : 669.162.263

レースウェイ, 羽口口径および付着物の高炉内
ガス流れに及ぼす影響*

羽田野 道 春**・栗 田 興 一**

Effect of Raceway, Tuyere Diameter and Scab on Gas Flow in
Blast Furnace

Michiharu HATANO and Koichi KURITA

Synopsis:

Some mathematical methods had been presented for the investigation of two dimensional gas flow distribution in a packed column. These methods, however, were not enough to be applied to the gas flow analysis in blast furnaces yet. In this paper, a modification has been made on the calculation method of pressure distribution and a gas flow model has been developed for blast furnace with nonuniform distributions of void ratio, grain diameter and temperature.

In addition, using both two dimensional experimental results and the mathematical gas flow model which corresponds to its experimental cold model, gas flow pattern and velocity profile around raceway are presented.

Using the mathematical gas flow model, gas flow distribution in the blast furnace with different tuyere diameters or with scab on its wall is also qualitatively studied.

1. 結 言

高炉操業において, 炉内半径方向ガス流れが温度分布さらには, 炉内反応に及ぼす影響の大きいことから, 炉内ガス流れの把握および, そのコントロール法が, 重要視されてきた. このため, 従来から, 冷間および熱間での高炉内ガス流れ解析用の模型実験¹⁾, トレーサーを使用した実炉の流速測定²⁾³⁾が試みられている. しかし, 充填層内の流速測定は一般に困難であり, 実測例も少ない.

一方, 最近では, 2次元に拡張した圧力損失式により充填層内ガス流れの数値解析も開始され, 高炉内ガス流れのような, 高速流に対しても, 流速の2次の項を含めた圧力損失式を用いることによつて, 解析可能なことが明らかとなつた. この2次の速度項を含めた圧力損失式は FORCHHEIMER⁴⁾らによつて提案され, S. ERGUN⁵⁾によつて確立されたもので, 高炉モデルへの適用は RADENSTOCK, JESCHAR⁶⁾⁷⁾らによつて初めてなされた

が, 粒度分布および空隙率分布等を考慮すると, かなり複雑な計算となる.

一方, V. STANEK, J. SZEKELY⁸⁾らは, 流れの関数を用いて, 等温, 不均一充填層の場合を一般的に解析しているが, 流線と等圧線が直交しておらず*, これは, 圧力分布の計算における積分誤差の蓄積と考えられる. 圧力損失に大きく影響する空隙率などが, 局部的に大きく変化した場合, 圧力計算に関して, もはや線形近似による積分だけでは追従しきれなくなつた結果である.

著者らも, 以上と同じく, 高炉内ガス流れを2次元で定量的に解析すべく, 温度分布, 粒度分布, 空隙率分布を考慮したモデルを開発するとともに, 模型実験も加え

* 充填層圧力損失式は, 後述の(12)式より, 簡単には (P^2) , $r = -K\phi$, $z = (P^2)$, $z = K\phi$, r と表わせる.

$$\text{ただし } K = \left\{ \frac{A}{r} \sqrt{\phi, r^2 + \phi, z^2} + B \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon} \frac{M}{R_B D_r} \right\}$$

$$\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{U_m^2}{2K} \frac{T}{D_r r}$$

したがつて, 圧力 P^2 と流れの関数 ϕ の勾配の内積をとると (P^2) , $r\phi, r + (P^2)$, $z\phi, z = 0$ となり, 等圧線と流線とは直交しなければならない.

* 昭和49年11月3日日本会講演大会にて発表 昭和50年11月17日受付 (Received Nov. 11, 1975)

** 住友金属工業(株)中央技術研究所 (Central Research Laboratories, Sumitomo Metal Industries, Ltd., 3 Nishinagasu-Hondori Amagasaki 660)

て次のことを検討した。

- a. レースウェイまわりのガス流れの解析
- b. 2次元平面ガス流れモデルを用いて、羽口口径が異なつた場合のガス流れの検討
- c. 同モデルを用いての、炉壁付着物が形式された場合のガス流れの検討

本報告では、以上三つの検討項目について、その結果を述べる。

2. 基礎式の検討

充填層中の流れに関する圧力損失 grad p と流速 q の関係は、流体の重力を無視し得る場合には、次元解析により、圧力損失係数 λ と Reynolds 数 Re の関数として表わされることが求められており、充填層に対しては、実験により、次のように簡単に書き表わされることが求められている。

$$\lambda = A + B/Re \dots \dots \dots (1)$$

ここで $\lambda = \frac{\Delta p}{\Delta L} \cdot \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \cdot \frac{d_r}{\rho u^2}$

$$Re = \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \frac{u d_r}{\nu}$$

したがつて、充填層内の圧力損失式は、ベクトルの次数を一致させ一般化すると、次式で与えられる。

$$\frac{1}{\rho} \text{grad } p = -A \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{1}{d_r} |q| \cdot q - B \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right)^2 \frac{\nu}{d_r^2} q \dots \dots \dots (2)$$

流体の慣性力が、充填層内圧力損失と同程度の大きさとなる場合、次の基礎式が用いられる。

$$\rho \frac{Dq}{Dt} = \text{grad } p - \rho \{a_1 + a_2 |q|\} q \dots \dots \dots (3)$$

$$a_1 = B \cdot \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right)^2 \frac{\nu}{d_r^2}$$

$$a_2 = A \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{1}{d_r}$$

流体の密度が大きく、重力の影響を考慮しなければならない場合は、さらに、次のように表わされる。

$$\rho \frac{Dq}{Dt} = \text{grad } p - \rho \{a_1 + a_2 |q|\} q + \rho g \dots \dots \dots (4)$$

上の基礎式を実高炉に適用する場合

- a. ガス流れに注目すると、流体の重力の影響は無視し得る。

- b. 流体の慣性力は、充填層内圧力損失に比し、1/100 以下となり、旋回流の激しいレースウェイ境界を除いては、慣性項は省略できる。 ($\cdot \cdot \cdot A \cdot \epsilon / (1-\epsilon) \approx 2$ であり、定常状態では $Dq/Dt = \epsilon(q \cdot \nabla) q \approx \sum_i \epsilon q_i \cdot \Delta q / \Delta x_i$ と書き直せるので、高炉内ガス流れについて、次の評価ができる。

$$\sum_i \epsilon q_i \frac{\Delta q}{\Delta x_i} \ll \frac{1}{100} \frac{q}{d_r} \cdot |q|$$

以上の考察から、高炉内ガス流れ基礎式として、(2)式を採用する。

質量保存則(連続の式)は充填層について次のように表わされる。

$$\text{div}(\rho \epsilon q) = 0 \dots \dots \dots (5)$$

ガスの状態方程式として一般によく知られている次式を用いている。

$$p = K \rho T \quad K: \text{ガス定数} \dots \dots \dots (6)$$

3. 流れの解析方法

解析の一般化のために、各変数について、

$$U_m: \text{代表粒子間流速} \quad R: \text{代表長さ}$$

$$\rho_m: \text{代表密度} \quad \mu_m: \text{代表粘度}$$

で無次元化を行なう。

$$P = p / (\rho_m U_m^2) \quad \Pi = \rho / \rho_m \quad D_r = d_r / R \dots (7)$$

$$V = q / U_m \quad M = \mu / \mu_m$$

(6)式を用いて、運動方程式(2)式を変換すると

$$\frac{U_m^2}{2KT} \text{grad } P^2 = - \left\{ A \Pi |V| + B \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right) \frac{1}{R_E} \frac{M}{D_r} \right\} \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{1}{D_r} \Pi V \dots \dots \dots (8)$$

ここで、 R_E は先の充填物内の Re とは異なり、次式で表わされる。

$$R_E = \frac{\rho_m R U_m}{\mu_m} \dots \dots \dots (9)$$

質量保存則(5)式

$$\text{div}(\Pi \epsilon V) = 0 \dots \dots \dots (10)$$

は2次元では、完全微分形となることから、流れの関数 φ を用いて表わされる。

ここでは、特に高炉に適用する場合、より一般的な円筒座標を用いて検討することにする。(10)式より流れの関数は次式で表現される*。

$$V_r = -\varphi_{,z} / (\Pi \epsilon r), \quad V_z = \varphi_{,r} / (\Pi \epsilon r) \dots \dots \dots (11)$$

(V_r, V_z ; 流速ベクトル V の r, z 成分)

(11)式を(8)式に代入すると、 Π が消去でき、次式が導入される**。

$$\frac{U_m^2}{2K} (P^2)_{,i} = - \sum_j \epsilon_{ij} \left\{ \frac{A}{r} \sqrt{\sum_k \varphi_{,k} \varphi_{,k}} + B \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{M}{R_E D_r} \right\} \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{T}{D_r r} \varphi_{,j} \dots \dots \dots (12)$$

* 簡単のため、偏微分形式をたとえば $\varphi_{,r} \equiv \partial \varphi / \partial r, \varphi_{,z} \equiv \partial \varphi / \partial z, \varphi_{,rr} \equiv \partial^2 \varphi / \partial r^2, \varphi_{,rz} \equiv \partial^2 \varphi / (\partial r \cdot \partial z), \varphi_{,zz} \equiv \partial^2 \varphi / \partial z^2$ のように表わした。
 ** e-System 添字の少なくとも2つが同じであれば0、添字の偶数回の交換によつて得られる ϵ は1、奇数回の交換によつて得られる ϵ を-1とする。
 すなわち $\epsilon_{rr} = 0, \epsilon_{zz} = 0, \epsilon_{rz} = 1, \epsilon_{zr} = -1$

(i, j, k = 各々 r, z 座標を示す)

(P²), r_z = (P²)_{,zr} であるから, (12) 式より P² を消去すれば φ に関する偏微分方程式を得ることができる。さらに実高炉では, 炉内に温度分布, 粒度分布, 空隙率分布が存在するので, 次の関数形を考える。

$$\begin{aligned} D_r &= D_r(r, z) & \varepsilon &= \varepsilon(r, z) \\ T &= T(r, z) & M &= M(T) = M(T(r, z)) \end{aligned} \quad \dots\dots (13)$$

結局, これらの分布を考慮すると, φ に関する偏微分方程式は以下ようになる。

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{A}{r} \sqrt{\psi_{,r}^2 + \psi_{,z}^2} + \frac{B}{R_E} \frac{1-\varepsilon}{D_r} M \right\} \left\{ \psi_{,rr} + \psi_{,zz} \right. \\ & + \frac{1}{T} (T_{,r} \psi_{,r} + T_{,z} \psi_{,z}) - \frac{1}{D_r} (D_{r,r} \psi_{,r} \\ & + D_{r,z} \psi_{,z}) + \frac{2\varepsilon-3}{\varepsilon(1-\varepsilon)} (\varepsilon_{,r} \psi_{,r} + \varepsilon_{,z} \psi_{,z}) \\ & \left. - \frac{1}{r} \psi_{,r} \right\} + \frac{A}{r} \left\{ \frac{\psi_{,r}^2 \cdot \psi_{,rr} + 2\psi_{,r} \psi_{,z} \psi_{,rz} + \psi_{,z}^2 \psi_{,zz}}{\sqrt{\psi_{,r}^2 + \psi_{,z}^2}} \right. \\ & \left. - \frac{1}{r} \sqrt{\psi_{,r}^2 + \psi_{,z}^2} \psi_{,r} \right\} + \frac{B}{R_E} \frac{(1-\varepsilon)M}{D_r} \left\{ \frac{1}{M} \right. \\ & (M_{,r} \psi_{,r} + M_{,z} \psi_{,z}) - \frac{1}{D_r} (D_{r,r} \psi_{,r} + D_{r,z} \psi_{,z}) \\ & \left. - \frac{1}{1-\varepsilon} (\varepsilon_{,r} D_{r,r} + \varepsilon_{,z} D_{r,z}) \right\} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

粘性係数については, ガス組成分布の影響を無視し, 温度の関数として求められている SUTHERLAND の式を用いた。

$$\mu = \mu_0 \frac{273+C}{T+C} \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2} \quad \dots\dots\dots (15)$$

μ₀; 0°C の時の粘性係数 C; 定数
(1.746 × 10⁻⁵ kg/m·sec) (107.5)

無次元粘度 M は代表粘度との比として求められ, 代表温度 T₀ (°K) を用いて, 次のように表わされる。

$$M = \frac{T_0 + C}{T + C} \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.5} \dots\dots\dots (16)$$

M_{,r}, M_{,z} も同様に T の微係数で表わされる。

$$M_{,i} = \frac{T_0 + C}{(T + C)^2} \frac{T_0^{0.5}}{T_0^{1.5}} T_{,i}$$

境界条件は, 次のように設定した。

(a) 層頂では, 圧力が炉頂圧 P₀ に等しいことから, 層頂面に沿う単位方向ベクトルを **n** として次式で表わす。

$$\mathbf{n} \cdot \text{grad } P = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

これより, **n** のベクトル成分を (n_r, n_z) にすると,

$$n_r \psi_{,z} + n_z \psi_{,r} = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

(b) 高炉壁面では, ガスが透過しないことから, 壁面に沿う流れの関数は一定値を持つ。壁面に沿う方向の単位ベクトルを **m** (m_r, m_z) とすると

$$m_r \psi_{,r} + m_z \psi_{,z} = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

(c) 炉の中心軸でもガスの透過はないので, φ_{,z} = 0 (20) となる。

以上の境界条件をもとに, 最大誤差緩和法を用いることにより, (14) 式の数値解が得られる。

流れの関数 φ の値が, 炉全体について求められると, (12) 式を用いて, 格子点ごとに, 圧力勾配が求められる。今, 圧力分布の関数を多項式近似で次のように表わす。

$$P^2 = f(l) \equiv a_0 + a_1 l + a_2 l^2 + \dots\dots + a_n l^n$$

各格子位置 l での (P²)_{,l} が求められているので, l に沿って格子点の数だけの係数が a₁, a₂.....a_n まで決定できる。

本検討では, 実用上の見地から 3 次の項まで採用して近似計算を行なった。その結果, 圧力は r 方向と z 方向の 2 つの方向に沿って求められるので, 1 つの格子点について, r, z 各々の方向からの 2 つの値の平均値を用いた。なお, 初期値として層頂で炉頂圧を与え, 炉底側へ順次計算を進めていく方法を用いている。

4. レースウェイ近傍のガス流れ

レースウェイは高炉内で力学的に最もアクティブな領域として, また, 熱的に最も過酷な状態にあると考えられ, 高炉下部の状態を大きく左右する領域と考えられている。レースウェイ内部では, 衝風により, 激しい渦流れが生じており, レースウェイ境界面の衝風が衝突する位置で, 衝風の動圧成分の一部が静圧に変化するため, 静圧が上昇している。これを 2 次元平板冷間模型を用いて実験すると, Fig. 1 の静圧分布が得られる。本実験では充填物としてコルクを用いた。

レースウェイ内における静圧は, 羽口直前の静圧を基準圧 P₀ とし, 衝風動圧で無次元化した静圧分布係数 C_p を用いて表わすことにすると, レースウェイ形状がほぼ

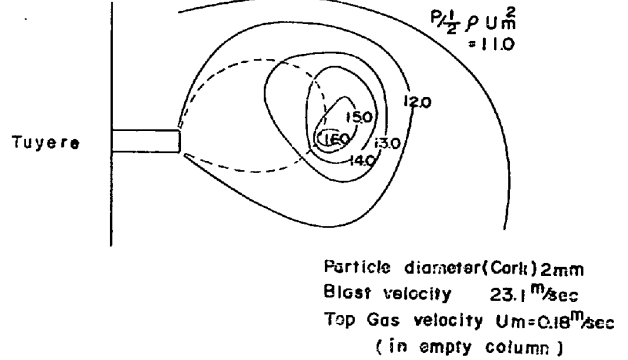


Fig. 1. Static pressure distribution around raceway. (P; static pressure, ρ; gas density)

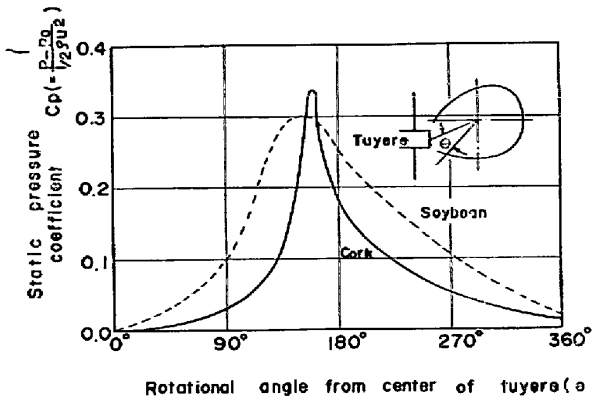


Fig. 2. Static pressure distribution on raceway contour. P ; static pressure at the tip of tuyere U ; blast velocity, ρ ; gas density

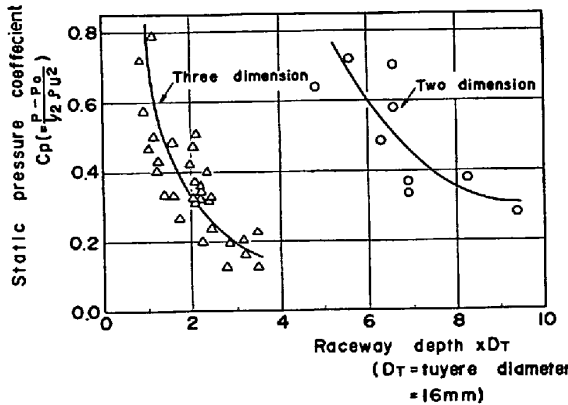


Fig. 3. Relation between raceway depth and maximum static pressure in the raceway zone.

同一であれば、レースウェイ内部の C_p の分布は、羽口先端での衝風の Reynolds 数の関数で表わされるはずである。さらに、レースウェイ内部では完全な乱流になつており、一般に Reynolds 数が非常に大きくなると、流れのパターンは Reynolds 数に無関係にほぼ一定となる。すなわち、 C_p の分布もほぼ一定となる。レースウェイと充填層との境界面に沿う静圧分布を、この C_p を用いて Fig. 2 に示す。横軸の角度 θ は、レースウェイ中心を回転中心とし、羽口中心からの回転角をとつて示した。静圧分布が充填物を大豆又はコルクと、変化させた時、異なるのは、大豆はコルクに比して粒径も大きく、粒度もそろつているため通気抵抗が少なくなり、分布がなだらかになつたと考えられる。また、羽口中心からの回転角 θ が約 160° あたりでピークをなしているのは、レースウェイ中心が羽口レベルより上方にあることを示している。このレースウェイ境界面での静圧のピーク値は、レースウェイ深さに依存する。すなわち、レースウェイ深さが深くなるに従つて、衝風衝突位置での衝風速度が低下することから、ピーク値も低下する。この

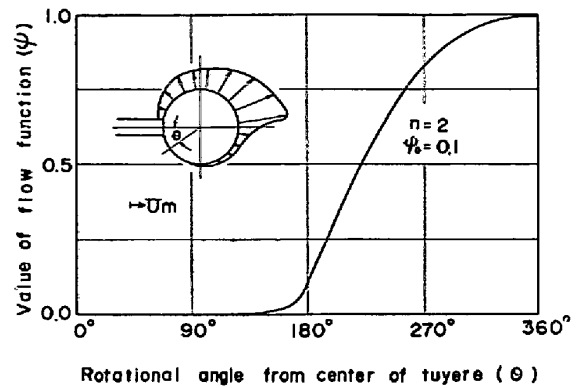


Fig. 4. Distribution of stream function on raceway contour and gas velocity distribution through raceway. U_m ; top gas velocity in empty column.

ピーク値とレースウェイ深さの関係を2次元平板模型および高炉 1/10 縮尺模型による結果で Fig. 3 に示した。2次元平板模型での静圧分布係数 C_p のピーク値が、3次元でのそれに比し、かなり大となつている。このことから、水平方向への衝風の広がり大きいことが推察される。

以上の実験結果を用いて、レースウェイまわりのガス流分布を解析する。まず、レースウェイ境界条件として境界面上での圧力分布が、Fig. 2 に示した実測値と、ほぼ一致するよう、境界面上での流れの関数 ψ の分布を仮定する。流れの関数 ψ は適当な無次元化をほどこせば、吹き出し領域で、 ψ は $0 \sim 1$ まで変化する。この分布を Fig. 2 で用いた回転角 θ の関数として、ほぼ次の形で仮定した。

すなわち

$$\psi = \begin{cases} \psi_0 (\theta/\theta_x)^n & 0 \leq \theta < \theta_x \\ 1 - (1 - \psi_0) \left(\frac{360 - \theta}{\theta_x} \right)^n & \theta_x \leq \theta < 360^\circ \end{cases} \quad (21)$$

さらに、レースウェイ境界面は装入物側荷重とレースウェイ内静圧との釣り合いによつて決定され、釣り合い式

* レースウェイ境界で用いたメッシュは付図のごとくであり、羽口上下面の格子点で流れの関数は 0 と 1 として与えられた。

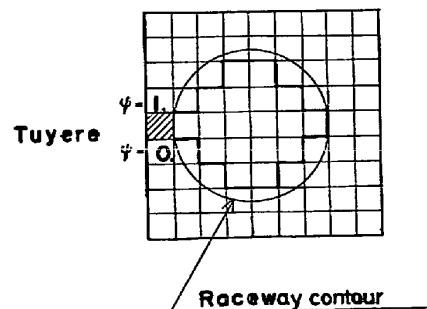


Fig. Mesh point arrangement around raceway.

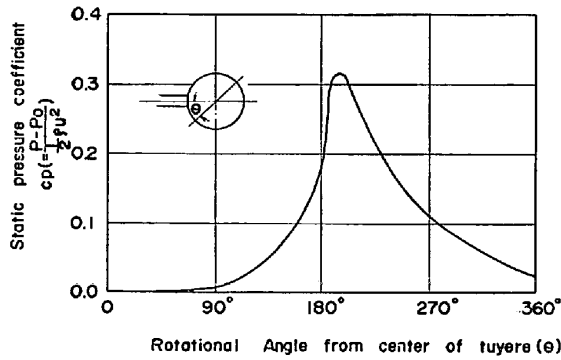


Fig. 5. Distribution of static pressure coefficient on raceway contour calculated by theoretical model.

も求められていないことから、レースウェイ形状も決定し難い。したがって、ここでは、レースウェイをモデル化し円形として与え、羽口レベルとレースウェイ中心とを一致させ ϕ_0 と n を与えた。 $\phi_0=0.1$, $\theta_x=180^\circ$, $n=2$ とした時の ϕ の分布を Fig. 4 に、それを用いてガス流れモデルから求めた静圧分布は Fig. 5 のごとくで、実験結果とほぼ一致したパターンが得られたが、静圧分布係数 C_p のピーク圧の位置が約 40° ずれている。この原因は、羽口レベルとレースウェイ中心のレベルが不一致であることによるもので、実験では羽口中心がレースウェイ中心のレベルより下方にあるため、レースウェイ内衝風衝突位置がレースウェイ下方にずれる。すなわち θ が小さいほうにずれる。以上のことから次のことがわかる。

レースウェイ境界に沿って長さ l を回転角 θ の方向にとると、レースウェイ境界面を通過して充填層内へ向う流体流速は $\partial\phi/\partial l$ で表わされる。つまり Fig. 4 で勾配の最も急な部分で急激なレースウェイ内からの吹き出し流れが生じており、逆にレースウェイ下面には、ほとんどガスが吹き出していない。速度分布として Fig. 4 のパターンが求められた。その結果、レースウェイ下面でのコークスの燃焼の悪いことが予想できる。実高炉では、羽口下面の温度を保持するため、羽口を若干下に向けるなどの操作が用いられている。この操作は、レースウェイ内ピーク圧の位置 θ_x をより小さくすることによって相当する。

次に、炉下部全体の流れについて、2次元平板模型による実験と数式モデルにより計算された結果と、対比した結果を Fig. 6 に示す。実験誤差を考慮すると、かなりよく一致していることが確かめられた。この数式モデルを用いて、充填層内 Reynolds 数の影響を求めたが、Reynolds 数による流線の変化は少なく、流速分布は、

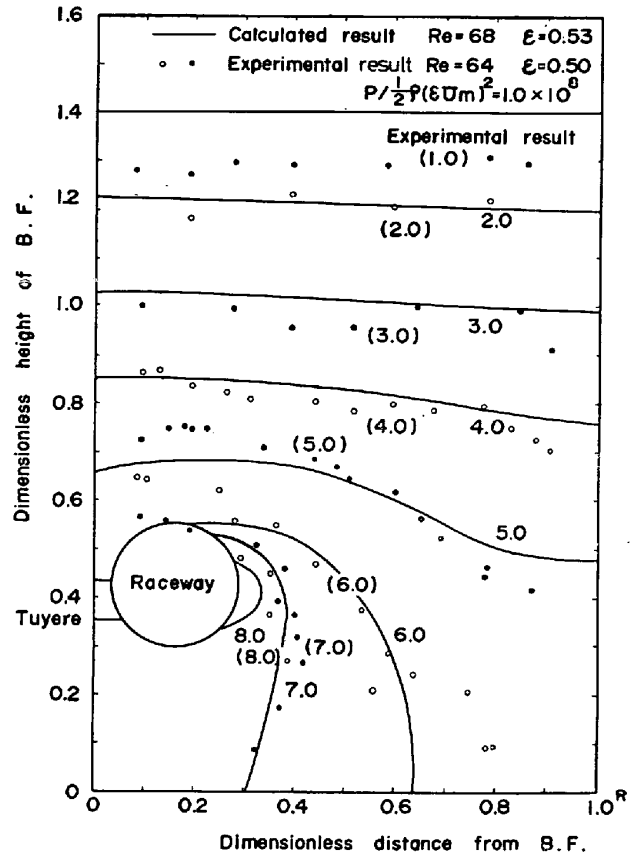


Fig. 6. Comparison between experimental and calculated results of static pressure distribution in the packed column. (R : radius of hearth)

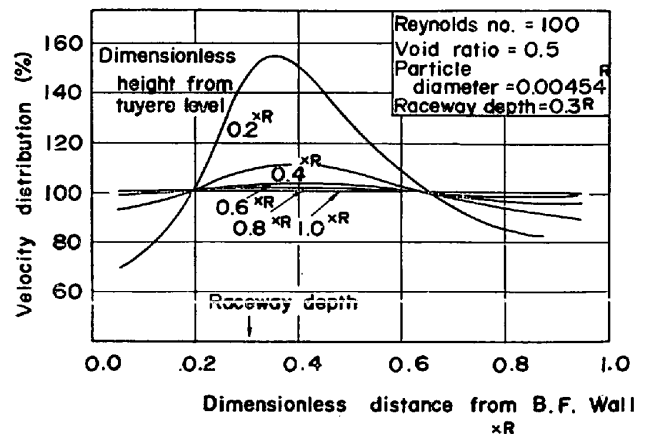


Fig. 7. Radial velocity distribution on the various heights from tuyere level. (R ; radius of hearth)

Reynolds 数にあまり依存しないことが認められた。さらに、レースウェイ深さを $0.3 \times R$ とした場合の炉内各高さ位置での半径方向流速分布を Fig. 7 に示す。縦軸に、羽口からの炉内高さ位置をパラメータにして、半径方向平均流速に対する各位置の流速を表わした。レース

ウェイ先端が炉内側に深く入るほど、半径方向最大流速位置が、レースウェイ先端最大静圧位置とともに、炉内へ前進する。また、羽口レベルから $1.0 \times R$ (R = 炉半径) 上方での半径方向流速分布はレースウェイ深さに関係なく、ほぼ均一となる傾向が認められた。また、レースウェイ深さが、 $0.3 \times R$ 程度になると最も早く炉内流速が平均化され、レースウェイ深さに最適値のあることが推察できる。以上のごとく、平面数式モデルを用いて、レースウェイ周辺の流れが定性的に把握できるが、実高炉では、羽口は円周上に量子化して設置されており、レースウェイ周辺に注目した場合、羽口と羽口との間の流れなど、3次元解析および滴下液の影響が、さらに必要になると考えられ、今後の検討項目となっている。また、レースウェイ形成に関する力学的条件は、充填層内粒子重量との力の釣り合いによつて決定されるので、充填層内の応力分布を求めることが今後の研究課題として残されている。

5. 羽口口径を変更した場合のガス流れ

平面数式モデルを用いて、高炉内で左右の羽口径を変更した場合、炉内ガス流れにどのような影響が現われるかを検討する。なお、羽口径の影響のみを見るため、等温度、等粒径、等空隙率の条件下で求めた。

次に、羽口流量比の算出方法について説明する。環状風管に関する検討結果から、風管内静圧はほぼ一定と考えて差し支えない付録。この風管静圧を p_0 とし、左右炉内羽口前静圧を各々 p_1 、 p_2 とすると、左右羽口流速 u_1 、 u_2 は一般に次式で求められる。

$$p_0 - p_1 = \xi_0 \frac{1}{2} \rho u_1^2 \dots\dots\dots (22)$$

$$p_0 - p_2 = \xi_0 \frac{1}{2} \rho u_2^2$$

ξ_0 : 羽口吹き出し時の抵抗係数 ρ : 熱風密度

羽口からの吹き出し流量を流れの関数で表わすと、平面モデルでは次式になる。

$$\text{流量} = \text{流速} \times \text{断面} = \int_0^{\Delta l} (\partial \phi / \partial l) \cdot dl = \Delta \phi \dots (23)$$

したがって、炉頂からの排ガス流量を流れの関数 ($\phi = 0 \sim 1$) で表わすと、左右羽口流量比は次式で与えられる。

$$\text{左右羽口流量比} = (1 - \phi_1) / \phi_1 \dots\dots\dots (24)$$

3次元である実体と、2次元である平面数式モデルとの対応は、流速で一致させるべく、次のように決定した。

3次元では

- 左側羽口 総断面積 a_1 左側羽口平均流速 u_1
- 右側羽口 総断面積 a_2 右側羽口平均流速 u_2
- 炉頂断面積 A 炉頂流速 U_m

$$a_1 u_1 + a_2 u_2 = A U_m \dots\dots\dots (25)$$

2次元では

- 左側羽口径 d_1 左側羽口流速 u_1
- 右側羽口径 d_2 右側羽口流速 u_2
- 炉頂径 D 炉頂流速 U_m

$$d_1 u_1 + d_2 u_2 = D U_m \dots\dots\dots (26)$$

任意の流速で (25)、(26) 式が成り立つことから、羽口長さは次式で求められる。

$$d_1 = (a_1/A) \cdot D \quad d_2 = (a_2/A) \cdot D \dots\dots\dots (27)$$

一方羽口流速は流れの関数を用いて表わすと

$$u_1 = \{(1 - \phi_1) / d_1\} \cdot U_m \quad u_2 = (\phi_1 / d_2) \cdot U_m \dots (28)$$

炉内羽口前静圧の偏差から、 ϕ_1 が次式により求められる。

$$p_1 - p_2 = \xi_0 \frac{1}{2} \rho U_m^2 [\{(1 - \phi_1) / d_1\}^2 - (\phi_1 / d_2)^2] \dots\dots\dots (29)$$

なお、実高炉でのレースウェイ深さは約 1 m 程度で、計算上、高炉の直径を 10 メッシュに分割すると、レースウェイ深さは 1 メッシュ以下になる。したがって、本計算では、計算上の煩雑さを避けるため、レースウェイは考慮しなかつた。

計算方法は、初期値として $\phi_1 = 0.5$ を考え、ガス流れ計算を実行、求められた羽口前静圧を用いて、(29) 式を満足するように ϕ_1 を修正して、再度繰り返し計算を実行する方法を用いた計算結果は以下のとおりである。

炉内各高さ位置における炉内速度分布は Fig. 8 の大口径羽口を設置している側での炉内流速の方が大であり、炉上部にいたると(約 $1 \times R$) ほぼフラットな流速分布となっている。しかし、羽口衝風速度に関しては、小口径羽口の方が大口径羽口より大となる。これは、大口

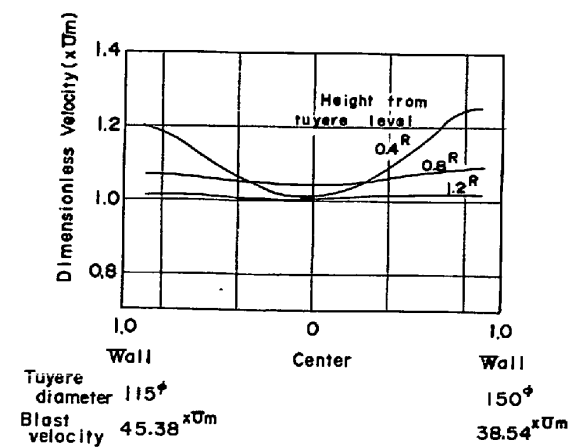


Fig. 8. Radial velocity distribution at various heights of B. F. with different tuyere diameters. U_m ; top gas velocity based on empty column R ; radius of hearth

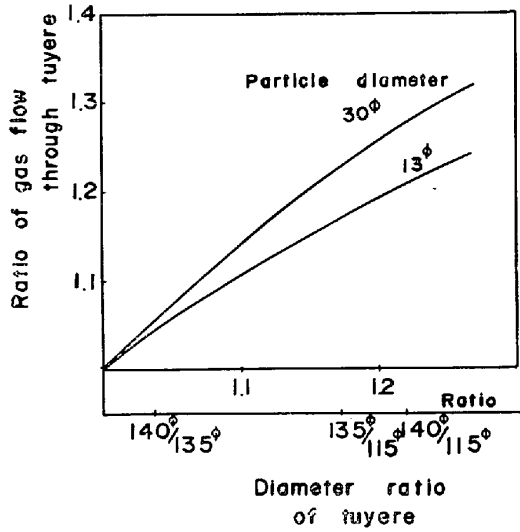


Fig. 9. Relation between gas flow ratio and tuyere diameter ratio under different particle diameter.

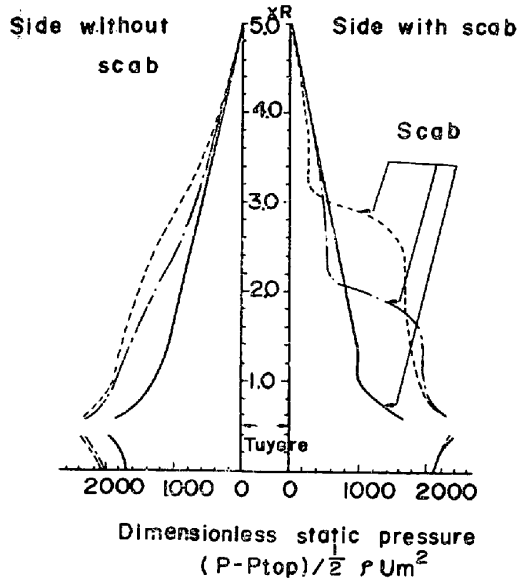
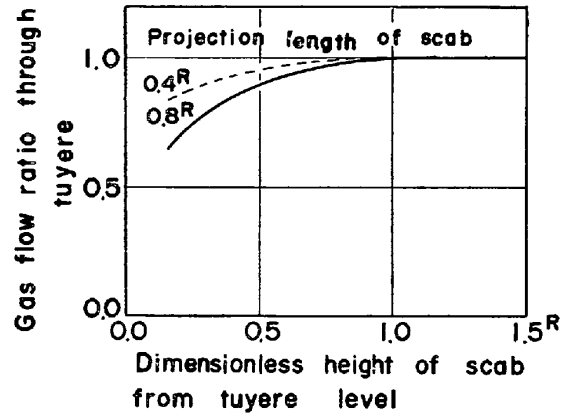


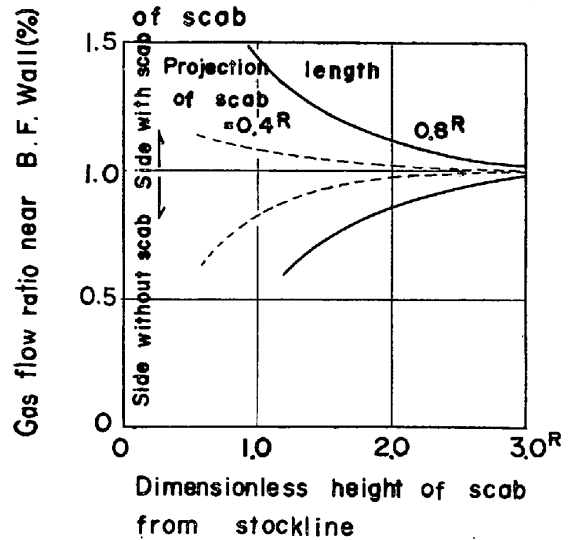
Fig. 10. Static pressure distribution of B. F. wall under various scab level (R : radius of hearth)

P_{top} ; top static pressure
 $\frac{1}{2}\rho U_m^2$; dynamic gas pressure at the top
 Projection length of scab: $0.8 \times R$

径羽口での炉内への流入流量が大となるに従って、充填層内の圧力損失も増加し、小口径羽口に比し、羽口前静圧が大となるからである。以上の考察から、羽口流量および衝風速度は炉内側充填物の圧力損失の影響を大きく受けており、たとえば、炉内側充填物粒子径を2種変化させた時の、羽口口径比と流入流量比の関係は、Fig. 9のごとくになった。すなわち、粒度が大になる程、羽口径を変化させた効果が大きく出ることがわかった。



a) Gas flow ratio and height of scab under different projection height of scab



b) Gas velocity near B.F. wall on the stockline with various scab

Fig. 11. Influence of scab to the blast velocity and to gas velocity of stockline.
 (R : Radius of hearth)

6. 高炉炉壁付着物の影響

高炉炉内壁は炉齡中期から末期にかけて、損耗あるいは、付着物の形成が見られる。本報告では、特に、付着物が形成された場合の、炉内ガス流れにおよぼす影響を検討する。モデルとして平面数式モデルを用い、付着物として、模型実験でもよく用いられている¹⁾長方形の邪魔板(幅 $0.1 \times$ 炉床半径)を炉内に突き出しシミュレーションを実行した。なお、羽口は等口径としている。

a. 炉壁圧分布に与える影響

付着物による炉壁圧の変化は、Fig. 10のとおりで、付着物下方での静圧が上昇し、付着物先端での流速は急激に増加する。このことから、付着物先端でのスラッキングの発生が予想される。逆に、付着物上方では流速が急激に低下、このため、圧力損失も少なく、

炉壁圧が付着物がない場合に比較し低くなるのが特徴的である。付着物のない壁側では、付着物より下方に向かうにしたがつて、徐々に静圧が上昇する。この付着物による炉壁圧の特徴は、付着物突き出し長さが長い程、加速度的に増加する。

b. 羽口流量比に与える影響

羽口直上に付着物ができた場合、付着物下方の静圧が上昇し、(Fig. 10 参照) 左右の羽口流量に差が生じる。この付着物の炉高さ方向での位置と、付着物の壁面からの突き出し長さを種々変化させた場合の左右羽口流量の比を Fig. 11 (a) に示す。図に示すとおり、付着物が、羽口から、上方 $1 \times R$ 以上の高さ位置に付着しても炉内充填物の粒度、空隙率が左右同じであれば、左右羽口流量差への影響が少ないことがわかる。反対に羽口から上方 $1 \times R$ 以内の高さに付着物が付くと、付着物突き出し長さに応じて、羽口流量差が大となる。実炉の場合には、付着物下方では、荷下がりの影響により、充填物の混合、粉化がおこり、粒度、空隙率とも、付着物のない壁側に比し、小さくなっていると考えられ、このため、付着物側の圧力損失は、付着物のない側のそれより大となり、左右羽口流量差は、Fig. 11 (a) に示した流量差より大きくなることが考えられる。

c. 炉頂流速分布に与える影響

本検討では、付着物の特徴のみをとらえる目的で、層頂形状は、水平として与えた。炉内ガス流れに対する付着物の影響は、後流側により強く現われ、Fig. 11 (b) に示すように、層頂での炉壁流速偏差は、付着物突き出し長さが $0.4 \times R$ の場合、層頂から下方 $1.5 \times R$ 以内に、また付着物突き出し長さが $0.8 \times R$ の場合、層頂から下方 $2.6 \times R$ 以内に付着物があれば、10%以上に生じる。したがって、シャフト上中段の付着物は、層頂流速分布の測定によつても、探索可能であることが明らかとなった。

7. 結 言

以上、述べたことをまとめると、

(1) 充填層内流れに関する運動方程式を求め、高炉に適用すべく、温度、粒度、空隙率に分布が与えられ、かつ、圧力分布計算の精度を向上させた高炉内ガス流れモデルを開発した。

(2) 2次元平板模型による実験結果と同じ条件で、得られた数式モデルでの計算結果との一致を確認、さらに、レースウェイまわりの流れについて、模型実験で得られた結果と、数式モデルを組み合わせて、解析を試

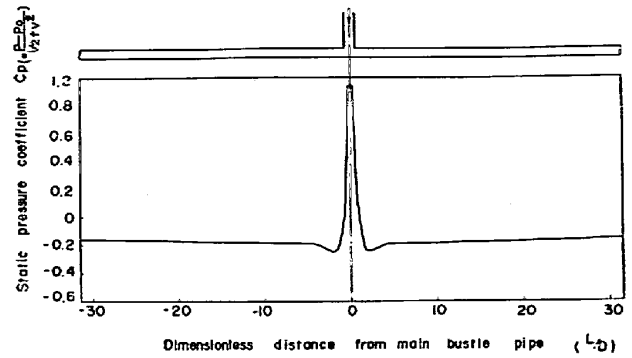


Fig. 12. Static pressure distribution along bustle pipe. (D : diameter of bustle pipe)

み、次の知見が得られた。

- レースウェイ内、衝風衝突部での静圧が、最も高く、その位置から炉内への流れ込み流量が最大となり、レースウェイ上面からのガス流量は、かなり多いが、下面にはほとんど流れない。
- レースウェイ深さに最適値が存在すると考えられる。

(3) 高炉で円周方向不均一な場合のガス流れを特徴的に調べるため、平面ガス流れモデルを用いて次の結果を得た。

- 羽口口径が異なつた場合、衝風速度については、小口径の方が大となるが、流量は大口径の方が大となり、炉内の通気性により、この程度は異なる。
- 炉壁に付着物が形成された場合、炉壁圧分布に典型的な変化が現われる。羽口流量偏差、炉頂流速分布と付着物との関係を定性的に調べた。

付 録

環状風管の $1/10$ の縮尺模型を用いて、環状風管内の支元管位置での静圧分布を求めた結果を Fig. 12 に示す。ここで用いられた静圧分布係数 C_p は次式で定義される無次元静圧であり、実験条件の熱風本管での Re 数が、 3×10^5 とほぼ実炉のそれと同じであることから、十分実炉に適用できると考えられる。

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho V^2}$$

p : 環状風管内各部での静圧

p_0 : 熱風本管入口部での静圧

ρ : 送風空気密度

V : 熱風本管流速

この結果から、熱風本管から環状風管への熱風入口部を除いて環状風管内静圧は、ほぼ一定と考えて差し支えない。

記 号

U_m : 代表粒子間流速

ρ_m : 代表流体密度
 μ_m : 代表流体粘度
 R : 代表長さ (例えば, 炉床半径)
 ρ : 流体密度 Π : 無次元流体密度 ($=\rho/\rho_m$)
 μ : 流体粘度 M : 無次元流体粘度 ($=\mu/\mu_m$)
 p : 静圧 P : 無次元静圧 ($p/(\rho_m U_m^2)$)
 d_r : 充填物粒径 D_r : 無次元粒径 ($=d_r/R$)
 q : 粒子間流速 V : 無次元流速 ($=q/U_m$)
 q_r, q_z : 充填層内粒子間流速 q の r, z 成分
 V_r, V_z : 無次元流速 V の r, z 成分
 ε : 充填層空隙率
 u : 空塔換算時の流速
 ν : 流体の動粘性係数 ($=\mu/\rho$)
 T : 流体の絶対温度 ($^{\circ}\text{K}$)
 K : ガス定数
 L : 充填塔長さ
 A, B, a_1, a_2, C : 定数
 i, j, k : 各々すべて r, z 座標を示す.
 e_{ij} : e -System ($e_{rr}=e_{zz}=0, e_{rz}=1, e_{zr}=-1$)
 ϕ : 流れの関数
 p_0 : 代表静圧

C_p : 静圧分布係数 ($=2(p-p_0)/(\rho u^2)$)

λ : 圧力損失係数 ($=\frac{\Delta P}{\Delta L} \cdot \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \cdot \frac{d_r}{\rho u^2}$)

Re : 充填層内 Reynolds 数 ($=\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \frac{u d_r}{\nu}$)

Re : 代表 Reynolds 数 ($\rho_m R U_m / \mu_m$)

略号

$,_r = \partial/\partial r, \quad ,_z = \partial/\partial z, \quad ,_{rr} = \partial^2/\partial r^2, \quad ,_{zz} = \partial^2/\partial z^2,$
 $,_{rz} = ,_{zr} = \partial^2/(\partial r \cdot \partial z)$

文献

- 1) W. KALINOWSKI: Neue Hütte, 11 (1966) 11, p.641
- 2) K. POLTHIER, et al.: Stahl u. Eisen, 93 (1973) 1, p.1
- 3) 下村他: 鉄と鋼, 61 (1975) 4, p.14
- 4) A. F. SCHEIDEGGER: Handbuch der Physik, VIII/2 (1963), p.625
- 5) S. ERGUN: Chem. Eng Prog., 48 (1952) 2, p.89
- 6) J. RADENSTOCK and R. JESCHAR: Chemie Ing. Tech., 43 (1971) 6, p.355
- 7) J. RADENSTOCK and R. JESCHAR: Stahl u. Eisen, 90 (1970) 22, p.1249
- 8) V. STANEK and J. SZEKELY: Can. J. Chem. Eng., 50 (1972) 2, p.9