

UDC 669.162.228.3 : 669.162.215 : 669.162.21 : 669.162.263.669.
162.28 : 669.162.228.3 : 669.162.263 : 669.162.263.43

論 文

装入方法, 炉体形状および湯面形状の高炉内ガス 流れに及ぼす影響*

羽田野道春**・栗田 興一**・岡根 幸司**

Effect of Charging Methods, Furnace Design and Liquid Surface on Gas Flow in Blast Furnace

Michiharu HATANO, Koichi KURITA, and Koji OKANE

Synopsis:

Gas flow model in packed column with distributions of particle diameter, void ratio and temperature has been studied. This paper shows a newly developed model which can simulate the gas flow in blast furnace more precisely. In this model the gas source by chemical reaction, blast furnace profile, charging sequence, stock line profile and liquid surface were taken into consideration.

Concerning the upper part of the blast furnace, several charging methods were evaluated using two indices; channeling factor and index of ore by gas. Besides, the effect of stock line profile was theoretically solved. Concerning the lower part of the blast furnace, the inclination of the liquid surface was calculated under the influence of gas permeability, liquid level and blast volume. With respect to the whole part of the blast furnace the optimum blast furnace profile was discussed from the view point of pressure drop.

1. 緒 言

高炉内ガス流れ分布が高炉操業に与える影響の大きいことから, 著者らは, 高炉内ガス流れモデルを開発し, 炉内状態の把握を試みてきた¹⁾. 本報告では, それに引き続き, 高炉内ガス流れをより正確に記述するため, 層頂形状, 炉体形状, さらに炉内での化学反応に伴うガスの湧き出しを考慮したモデルに改良した. さらに, 炉内ガス流れを評価するため, 吹抜け指数と不均一指数を定義し,

- 1) 層頂形状がガス流れに及ぼす影響
- 2) 装入方法の検討
 - i) コークベースの影響
 - ii) O/C の影響
 - iii) ムーバブルアーマーの影響
- 3) ガス流れの面から見た適正炉体形状の検討
- 4) 炉内半径方向湯面形状の検討
 - i) 平均湯面レベルの影響
 - ii) 送風圧の影響

以上の項目について検討した結果を報告する.

2. 基礎式の検討

2.1 ガス流れモデルの概説

前報¹⁾に引き続き, 実高炉の状態をより正確に記述し得るように改良し, さらに化学反応によるガスの湧き出しの効果を考慮した場合を検討した.

充填層内のガスの運動方程式は, 前報と同じ次式を用いる.

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

次に質量保存則 (連続の式) は反応によるガス発生がある場合には, 連続の式の中に湧き出しの効果を代入すると次のように表わせる.

$$\text{div} (\rho \epsilon \mathbf{q}) + r w = 0 \dots \dots \dots (2)$$

w : 湧き出し量

ガスの状態方程式には次式を用いる.

$$p = K \rho T \dots \dots \dots (3)$$

上式について各変数を次のように無次元化する.

* 昭和49年11月3日本会講演大会にて発表 昭和51年4月26日受付 (Received April 26, 1976)

** 住友金属工業(株)中央技術研究所 (Central Research Laboratories, Sumitomo Metal Industries, Ltd., 1-3 Hondori Nishinagasu Amagasaki 660)

$$P = p / (\rho_m U_m^2); \pi = \rho / \rho_m; D_r = d_r / R$$

$$V = q / U_m; M = \mu / \mu_m; W = R w / (\rho_m U_m) \dots (4)$$

したがって、基礎式は、以下のごとく変換される。

(1) 運動方程式

$$\frac{U_m^2}{2kT} \text{grad } P^2 = - \left\{ A \pi |V| + B \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right) \frac{1}{R_E} \frac{M}{D_r} \right\}$$

$$\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \frac{1}{D_r} \pi V \dots (5)$$

ここで、 $R_E = \rho_m R U_m / \mu_m$

(2) 質量保存則

$$\text{div} (\pi \varepsilon r V) + r W = 0 \dots (6)$$

湧き出し量が、 z のみの函数である場合 (断面均一の場合) 次式で表わされ、流れの函数に置き換えられる。

$$(\pi \varepsilon r V_r - r^2 W(z) / 2), r + (\pi \varepsilon r V_z), z = 0 \dots (7)$$

したがって、流速について、次のように変換される*。

$$V_r = (r^2 W(z) / 2 - \phi, z) / (\pi \varepsilon r)$$

$$V_z = \phi, r / (\pi \varepsilon r) \dots (8)$$

上記の湧き出しのある場合の流れの函数 ϕ を用いて、(5)式を変換し、 P^2 を消去すると、 ϕ に関する偏微分方程式を導くことができる。

$$\left\{ \frac{A}{r} \sqrt{\phi, z^2 + (\phi, z - r^2 W / 2)^2} + \frac{B}{R_E} \frac{1-\varepsilon}{D_r} M \right\}$$

$$\left[\phi, r r + \phi, z z - r^2 W, z / 2 + \frac{1}{T} \right.$$

$$\left. \{ T, r \phi, r + T, z (\phi, z - r^2 W / 2) \} \right.$$

$$\left. - \frac{1}{D_r} \{ D, r, r \phi, r + D, r, z (\phi, z - r^2 W / 2) \} \right.$$

$$\left. + \frac{2\varepsilon - 3}{\varepsilon(1-\varepsilon)} \{ \varepsilon, r \phi, r + \varepsilon, z (\phi, z - r^2 W / 2) \} - \frac{1}{r} \phi, r \right]$$

$$+ \frac{A}{r}$$

$$\left[\frac{\phi, r^2 \phi, r r + 2\phi, r (\phi, z - r^2 W / 2) \{ \phi, r z + (\phi, z + r^2 W / 2), r \}}{\sqrt{\phi, r^2 + (\phi, z - r^2 W / 2)^2}} \right.$$

$$\left. - \frac{\phi, r}{r} \sqrt{\phi, r^2 + (\phi, z - r^2 W / 2)^2} \right]$$

$$+ \frac{B}{R_E} \frac{1-\varepsilon}{D_r} M \left[\frac{1}{M} \{ M, r \phi, r + M, z (\phi, z - r^2 W / 2) \} \right.$$

$$\left. - \frac{1}{D_r} \{ D, r, r \phi, r + D, r, z (\phi, z - r^2 W / 2) \} \right.$$

$$\left. - \frac{1}{1-\varepsilon} (\varepsilon, r D, r, r + \varepsilon, z D, r, z) \right] = 0 \dots (9)$$

上式から明らかなごとく、前報での湧き出しのない場合

* 簡単のため、偏微分形式をたとえば、
 $\phi, r \equiv \partial \phi / \partial r, \phi, z \equiv \lambda \phi / \partial z, \phi, r r \equiv \partial^2 \phi / \partial r^2$
 $\phi, r z \equiv \partial^2 \phi / (\partial r \cdot \partial z), \phi, z z \equiv \partial^2 \phi / \partial z^2$
 のように表わした。

での、 ϕ に関する偏微分方程式において

$$\phi, z \rightarrow \phi, z - r^2 W(z) / 2 \dots (10)$$

と置き換えることによつて(9)式が得られる。

2.2 装入物分布の基礎式

操業時の、炉内ガス流れをシミュレートするため、粒度および空隙率の炉内半径方向、高さ方向分布を与える必要があるが、高さ方向分布について、装入物が高炉内に降下していく間の装入物の反応および材料強度面からの検討が十分でないため、現状では、層頂部での半径方向分布しか推定できない。本節では、ガス流れモデルに入力する場合の装入物の粒度、空隙率の半径方向分布の決定方法を検討する。

実高炉では、装入物は層状に装入されているが、モデルの場合、計算の便宜上、コークスと鉱石とから成る2層を合わせて、1ブロックとし、このブロックでの代表粒度および代表空隙率を求め、炉内半径方向に連続的に分布させた。すなわち、1ブロック内の圧力損失 ΔP がコークス層の圧力損失 ΔP_c と鉱石層の圧力損失 ΔP_o との和となるように粒度と空隙率を決定する。

炉芯から、距離 r の位置での1ブロックの厚さを ΔX とし、コークスと鉱石の各々の層厚さを $\Delta X_c, \Delta X_o$ とする。その位置でのコークス層と鉱石層を通るガス流量が同じであるとすると、各層での圧力損失は次式で表わせる。

コークス層について

$$\frac{\Delta P_c}{\Delta X_c} = a \frac{1-\varepsilon_c}{\varepsilon_c^3} \frac{\rho u^2}{D_c} + b \frac{(1-\varepsilon_c)^2}{\varepsilon_c^3} \frac{\rho \nu u}{D_c^2} \dots (11)$$

鉱石層について

$$\frac{\Delta P_o}{\Delta X_o} = a \frac{1-\varepsilon_o}{\varepsilon_o^3} \frac{\rho u^2}{D_o} + b \frac{(1-\varepsilon_o)^2}{\varepsilon_o^3} \frac{\rho \nu u}{D_o^2} \dots (12)$$

1ブロックでの代表粒度を D_p 、代表空隙率を ε とすると

$$\frac{\Delta P}{\Delta X} = a \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho u^2}{D_p} + b \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\rho \nu u}{D_p^2} \dots (13)$$

(11)式~(13)式を $\Delta P = \Delta P_o + \Delta P_c$ に代入して得られる方程式が任意の流速 u について成立するための条件は、 u^2 と u の係数がともに0となることである。これより ε, D_p が次式のごとく決定される。

$$\varepsilon = \sqrt[3]{\frac{B}{A^2}} \quad D_p = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{1}{A} \dots (14)$$

ただし

$$A = \frac{1-\varepsilon_c}{\varepsilon_c^3} \frac{1}{D_c} \frac{\Delta X_c}{\Delta X} + \frac{1-\varepsilon_o}{\varepsilon_o^3} \frac{1}{D_o} \frac{\Delta X_o}{\Delta X} \dots (15)$$

$$B = \frac{(1-\varepsilon_c)^2}{\varepsilon_c^3} \frac{1}{D_c^2} \frac{\Delta X_c}{\Delta X} + \frac{(1-\varepsilon_o)^2}{\varepsilon_o^3} \frac{1}{D_o^2} \frac{\Delta X_o}{\Delta X} \dots (16)$$

(15), (16)式のA, Bはコークスおよび鉱石の単層か

ら決定されるもので、コークスおよび鉱石の層厚さは幾何学的考察から求められた。ここでは、層厚さ算出時にコークスと鉱石の安息角をそれぞれ 36°、30° とし、コークスおよび鉱石の単独層における半径方向粒度分布には、福田、他²⁾の行なつた装入結果を用いた。また空隙率分布は、岡部、他³⁾、宮崎、他⁴⁾の空隙率推定式によつた。

2.3 炉内ガス流れの評価基準

(1) 不均一性指数 (I.O.G.)

炉内ガス流量分布に応じた鉱石量が半径方向に分布していることが望ましいことから、鉱石量とガス流量の比を用いて充填状態の指標を表わす⁵⁾。ここでは間接還元帯と考えられるシャフト部について、この比の体積平均値を不均一指数 (I.O.G.) とし次式で定義した。

$$I.O.G. \equiv \frac{\iint_{\text{shaft}} r(1 - V_{\text{ore}}/V_{\text{gas}})dr \cdot dz}{\iint_{\text{shaft}} r dr \cdot dz} \dots\dots\dots (17)$$

V_{ore} : 鉱石重量/断面平均鉱石重量

V_{gas} : ガス流量/断面平均ガス流量

この定義において、I.O.G. が小さい程、ガス量と鉱石量の均衡が得られていることになる。

(2) 吹き抜け指数 (C.F.)

炉内での装入物の安定性を示す指標として、装入物の荷重と圧力損失の力の釣り合い⁶⁾から、吹き抜け指数 (C.F.) を次式で定義する。

$$C.F. \equiv \Delta P / (\alpha P_s) \dots\dots\dots (18)$$

$$P_s \equiv \{(1 - \epsilon_c) \gamma_c \Delta X_c + (1 - \epsilon_o) \gamma_o \Delta X_o\} / \Delta X \dots\dots (19)$$

ΔP : 1 ブロック (ΔX) における圧力損失

γ_c, γ_o : 各々コークス重量 (965 kg/m³), 鉱石重量 (3 000 kg/m³)

α : 実験定数 (0 ≤ α ≤ 1)

したがつて、C.F. ≤ 1, 装入物安定; C.F. ≥ 1, 装入物不安定、となる。以下本報告では $\alpha = 1$ とし吹き抜け指数を求めた。

一般的なシャフト部炉高さ方向の炉芯、炉中間部、炉壁での吹き抜け指数 (C.F.) 分布計算結果を Fig. 3 に示す。これより、炉頂部炉芯側で最も吹き抜けやすいことが明らかとなつた。それゆえ以下の検討においては、炉頂部炉芯側の吹き抜け指数のみに注目した。

3. 層頂形状の影響

Fig. 1 に示したメッシュを用いて、層頂形状がガス流れに及ぼす影響を検討した。

Fig. 2 に流線と等圧線を示したが、炉頂部においては層頂形状の影響を受け、流線が炉芯側に集中する傾向が認められる。この結果、前述したように、炉頂部炉芯側

での吹き抜けが最も生じやすくなる。(Fig. 3)

この炉頂部での流線の集中は、層頂傾斜角の影響を受けるので、安息角の異なるコークスと鉱石がそれぞれ層

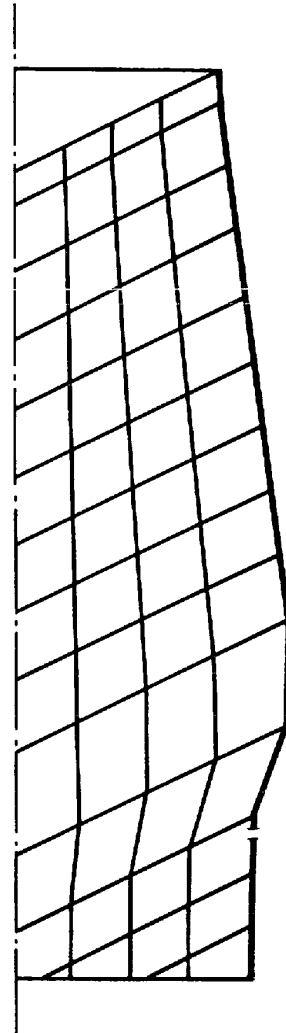


Fig. 1. Schematic mesh pattern for mathematical gas flow model.

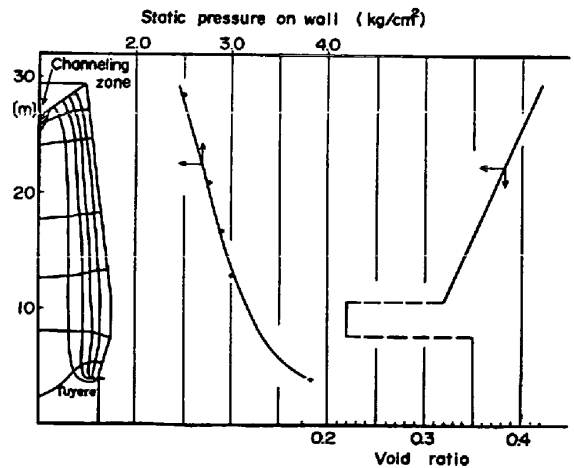


Fig. 2. Longitudinal distribution of void ratio presumed by static pressure measured in blast furnace.

頂を占める時、ガス流れ分布に差異が生ずる。この結果は、Fig. 4 に示すごとく、安息角の大きいコークスが層頂にあれば、炉芯流が強化される。

しかし、層頂形状がガス流に及ぼす影響は、炉中間部の高さでいえば、層頂から約 3.2m (炉口径の 0.4 倍) の深さで消え、さらに層頂の影響が及ばない位置でのガス流れは、炉壁流が相当強くなっている。この計算結果は、K. POLTHIER⁷⁾の実験結果とよい一致を示す。

以上の検討結果より、実高炉においてシャフト部の情

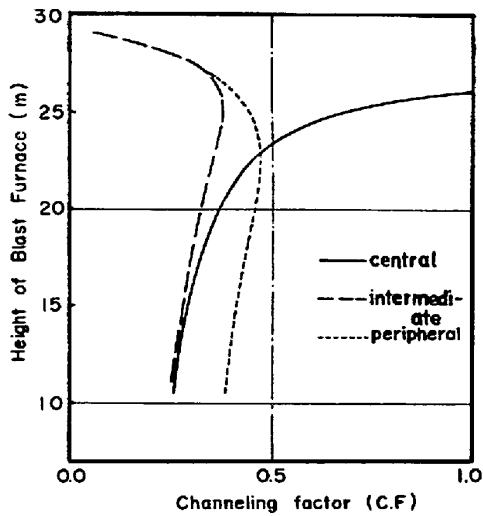


Fig. 3. Distribution of channeling factor in the shaft of blast furnace.

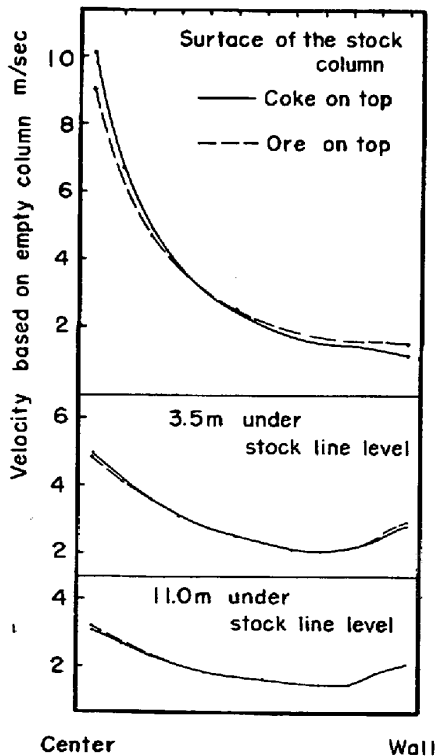


Fig. 4. Radial velocity distribution in the shaft at various height.

報を得るために用いられるゾンデは、層頂形状の影響を受けない領域 (層頂平均高さから $0.4 \times D$ (D : 炉口径) 下方) に設置することが望ましい。

4. 高炉装入物装入方法の検討

4-1 コークベースおよび ore/coke がガス流れに及ぼす影響

ore/coke を一定 (3.6) とし、V型装入方法でコークベースを変更した時の粒径と空隙率分布は、Fig. 5 に示すように変化する。

すなわち、コークベースを増大させると

- (1) 粒径分布は全体に減少
- (2) 空隙率分布は炉芯部で増大、炉壁部で減少の傾向が現われ、炉芯流が強化される。しかし、圧損には、ほとんど差異が認められない。

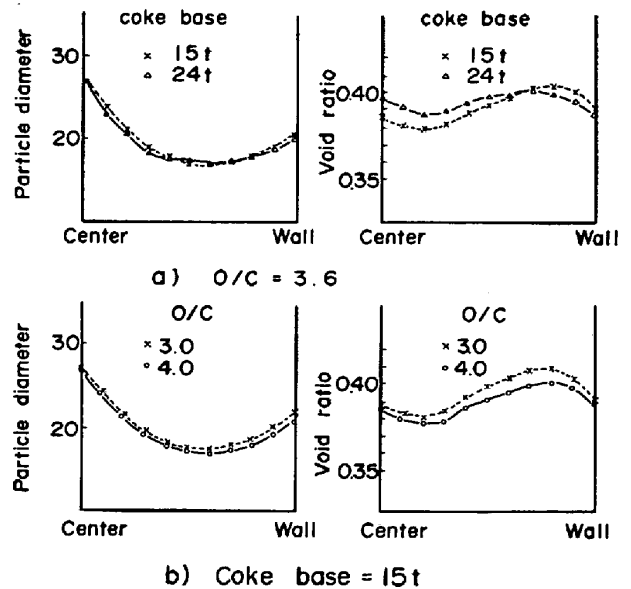


Fig. 5. Radial distribution of particle diameter and void ratio influenced by o/c and coke base.

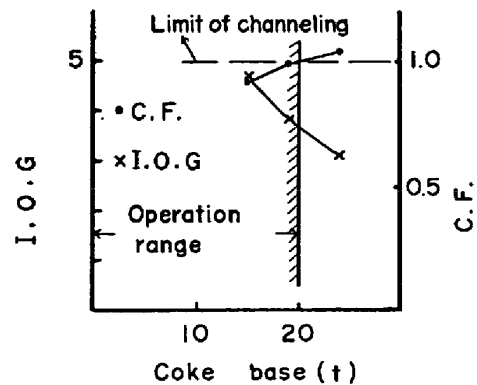


Fig. 6. Effect of coke base on I.O.G. and C.F. under constant o/c.

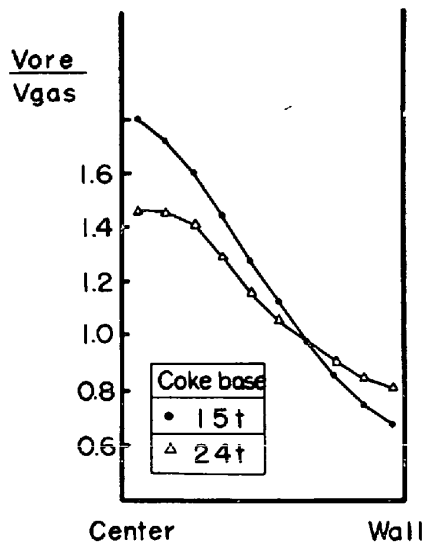


Fig. 7. Radial distribution of ore by gas.

Fig. 6 にコークベースが吹き抜け指数と不均一性指数に及ぼす影響を示す。コークベースを増大すれば、不均一指数が低下し、ガス比の低下が期待されるが、炉芯流強化のため吹き抜け指数が増大し、装入物の安定が失われやすくなる。

なお、コークベースを増大させることにより不均一性指数が低下するのは、Fig. 7 のシャフト部での鉱石量とガス量の分布より明らかである。すなわち、アーマーを使用しない装入方法による鉱石量は、ガス量に比して、炉芯部で過多、炉壁部で過少であるが、コークベースを増大させることにより鉱石量分布が均一化の傾向を示し、鉱石量とガス量のバランスがとれる。

次に、コークベースを一定とし、V型装入方法で ore/coke を変化させた場合(ここでは、熱的条件は考慮せず、ガス流れの面からのみ検討する) Fig. 5 b) に示したような、粒径、空隙率分布の差異が生じる。

すなわち、ore/coke を増大させると

- (1) 粒径は全体的に減少するが、とくに炉壁側の減少が著しい。
 - (2) 空隙率も全体に減少するが、炉中間部での減少が著しい。
- の傾向となり、炉芯流が強化される。また、シャフト部の圧損は ore/coke の増加とともに、単調増加する。

ore/coke が吹き抜け指数と不均一指数に及ぼす影響を Fig. 8 に示す。

粒度分布から判断すれば(熱的条件は考えない) ore/coke の増大は、不均一性を低減させるが、装入物の安定を失いやすくなる。

同様な考察を異なるコークベースについて行ない、吹き抜け限界から判断したコークベースと ore/coke の関

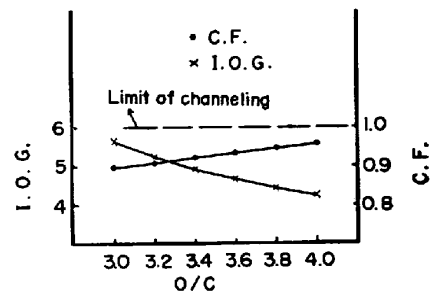


Fig. 8. Effect of o/c on I.O.G. and C.F. under constant coke base.

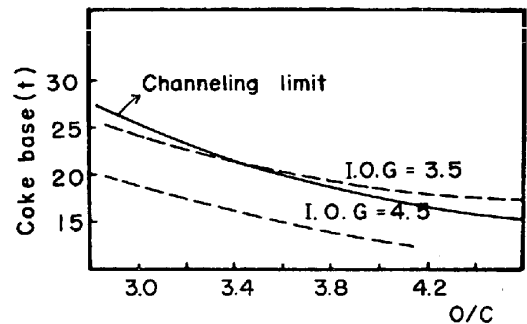


Fig. 9. Iso-I.O.G.-line and channeling limit under various o/c and coke base.

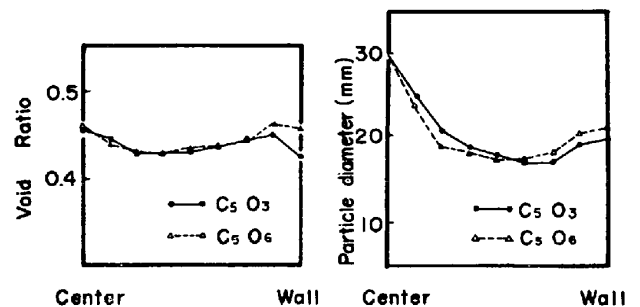


Fig. 10. Radial distribution of specified particle diameter and void ratio under different armour positions.

係を Fig. 9 に示した。吹き抜け限界線の下部が操業可能領域である。吹き抜け限界線と等不均一性指数線がほぼ平行となることから、装入物の安定を保持しつつ、増鉱するには、コークベースを減少させるほうが望ましいことがわかる。

4.2 ムーバブルアーマー位置がガス流れに及ぼす影響

本検討において、アーマー位置と装入物の頂点位置は、一致すると仮定した。アーマーを用いた場合の炉内半径方向粒度分布と空隙率分布の一例を Fig. 10 に示す。ただし、図中の $C_X O_Y$ の X, Y はアーマーのノッチ数を示し、1 ノッチが 100 mm である。

この結果より、ムーバブルアーマーの操作により、炉内装入物分布は、炉壁側で顕著な影響を受け、径方向が

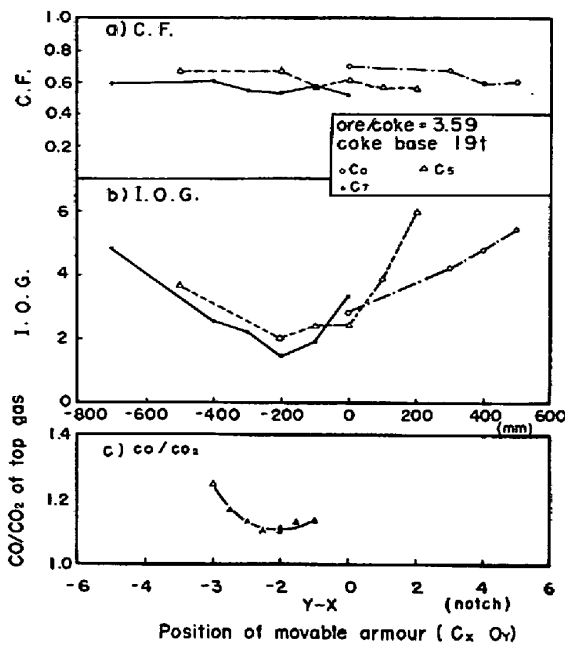


Fig. 11. Evaluation of C.F., I.O.G. and CO/CO₂ of top gas in charging under various movable armour positions.

ス流れに影響を与える。一般的な傾向として、鉬石を炉壁側へあるいはコークスを炉芯側に装入する操作は、炉壁流を抑制する効果をもつことが確認された。

次に、種々のアーマー位置に対する吹き抜け指数を Fig. 11 a) に示す。この結果、鉬石をコークスより炉壁側へ装入すればするほど、吹き抜けやすくなり、荷の安定に好ましくない。しかし、コークス頂点位置を炉芯側へ移行させると、ノッチ差による影響が減少する。

また、鉬石、コークスの頂点位置をともに炉芯側に移行すれば、炉壁流の強化のため吹き抜けにくくなる。

さらに、アーマー位置と不均一性指数の関係を Fig. 11 b) に示す。不均一性指数は鉬石とコークスの頂点位置の差が 200 mm 近傍で最小となる。また、装入物頂点位置の差が同一でも、頂点位置を炉芯側に移行させれば、不均一性指数は低下する。

B高炉の昭和 49 年 1 月 1 日～6 月 8 日までの 1 日平均実績ガス比 (CO/CO₂) とアーマー位置の差の関係を Fig. 11 c) に示した。この結果、B高炉においては、鉬石のアーマー位置をコークスのそれより 2 ノッチ炉壁側に装入した時、ガス比が最小となっており、モデル計算により算出された不均一性指数 (Fig. 11 b) とよい一致が得られた。

5. 湯面形状と炉内ガス流れ

本項では、逆に炉下部でのガス流れに注目し、湯面レ

ベルがガス流れに与える影響を検討した。ここで、羽口は、実炉においては、不連続に設置されているが、モデルでは、連続して切られたスリットと考え、このスリットの幅は、全羽口断面積 = スリットの全面積となるように決定した。

湯面は、ガス流れに関しては境界条件として与えられこの境界は、湯面上静圧 $p(r)$ によつて次式から求められる。

$$p(r) + \rho gh(r) = \text{const} \dots \dots \dots (20)$$

計算方法は、まず、初期湯面形状を与え、それを境界条件として、ガス流れモデルより湯面上静圧を求め、(20)式から湯面形状を求める。求められた湯面形状と初期湯面形状を次式に従つて補正し、繰り返す、計算を行なう。

$$\begin{aligned} \text{補正初期湯面高さ} &= \text{初期湯面高さ} - \text{収束係数} \\ &\quad \times (\text{初期湯面高さ} - \text{計算湯面高さ}) \end{aligned}$$

上記の収束係数は、試行錯誤の結果 0.8 が適当であつた。高さ方向 39 メッシュ、半径方向 11 メッシュに分割したモデルの計算時間は、UNIVAC 1106 計算機で約 4 min であつた。

数式モデルの妥当性の検討は、平板冷間模型で得られた実測値と、同じ条件下で得られた数式モデルの結果を比較することで、確かめられた。結果は、Fig. 12 のとおりで実線が実験値、破線が計算値を示す。羽口下で計算湯面が実測湯面より降下しているのは、計算では羽口を連続して切られたスリットとみなしたが実炉の 1/10 模型の実験では、羽口と羽口の間隙からガスが流れ、羽口下静圧が低下したものと考えられる。

本検討では、炉内温度として、断面均一高炉化学反応モデルを用いて得られた温度分布を与え、炉内粒度分布

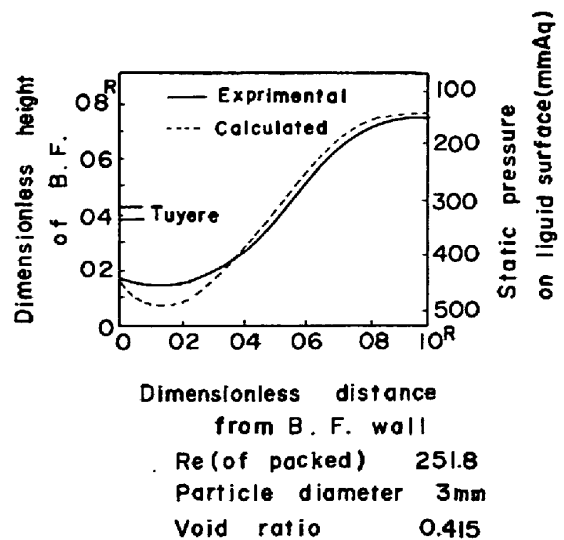


Fig. 12. Comparison between experimental and calculated result of liquid profile.

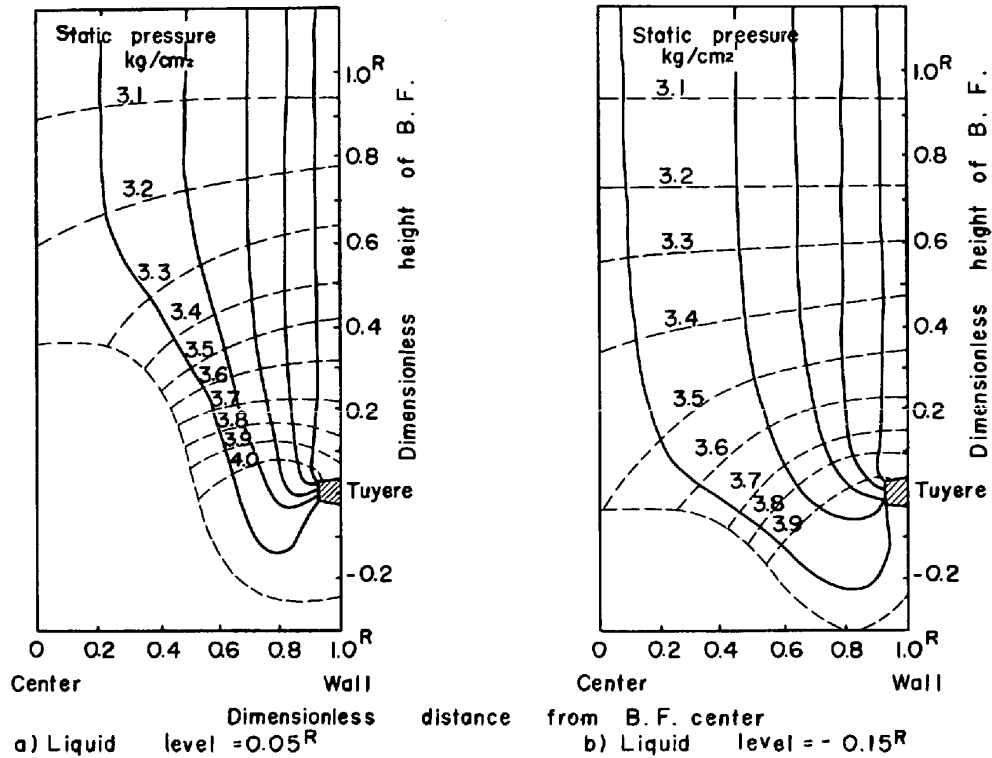


Fig. 13. Stream line and iso-bar line under different liquid level. (R : radius of hearth)

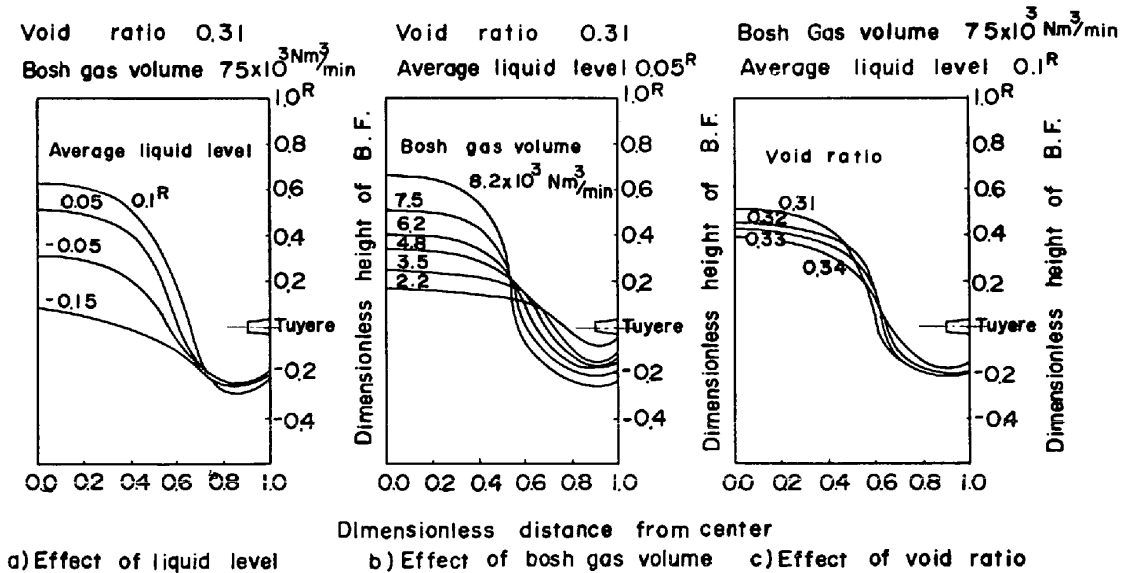


Fig. 14. Radial liquid profile influenced by liquid level and bosh gas volume and void ratio. (R : radius of hearth)

は、炉下部では羽口前サンプリング結果を用いて、代表粒径 24ϕ として与えている。ボッシュガス量 $7500 \text{ Nm}^3/\text{min}$ 空隙率 0.33 の条件で平均湯面レベルを種々変化させた場合に得られた流線、等圧線図を Fig. 13 に示す。液の密度は、スラグ密度を用いている。平均湯面レベルが上昇すると炉下部で炉壁流の強化される傾向が

見られる。さらに、半径方向湯面形状を次の項目について検討する。

a) 平均湯面レベルの効果

炉内通気性を代表する炉内空隙率およびボッシュガス量を一定にして、求めた結果を Fig. 14 a) に示す。平均湯面レベルの上昇に伴い、炉壁側に比し炉芯側での湯

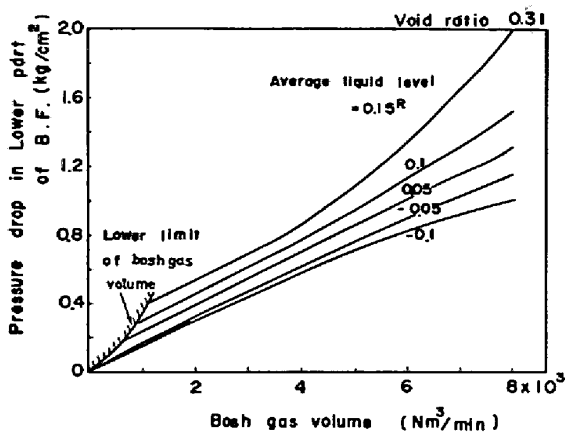


Fig. 15. Relationship between bosh gas volume and pressure drop of B. F. under various liquid levels. (R : Radius of hearth)

面の急激な上昇が見られる。

b) ボッシュガス量の効果

平均湯面レベルを羽口上方 $0.05 \times R$ に固定し、炉内空隙率は一定としている。Fig. 14 b) に示すように、減風するに従い、炉芯、炉壁の湯面高さの偏差が減少し、羽口へ湯が接近してくる。この状態のままでは、休風時に羽口へ滓逆流が生ずることを示している。

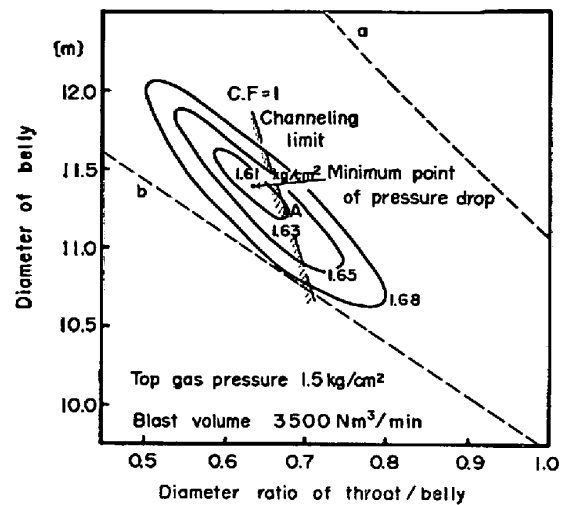
c) 炉内空隙率の効果

ボッシュガス量、平均湯面レベルを一定にし、炉内通気性を代表する炉内空隙率を変化させた場合の、半径方向湯面形状を Fig. 14 c) に示す。半径方向湯面形状は炉芯、炉壁の静圧の差の結果であるので、粒度、空隙率の減少は、湯面高さの偏差を大きくする。しかし、先の平均湯面レベルおよび、ボッシュガス量による効果より小である。

以上の半径方向湯面形状の変化は、送風圧を変動させる。この結果、ボッシュガス量と炉下部圧力損失の関係を、平均湯面レベルをパラメータにして求めると、Fig. 15 となった。羽口より平均湯面レベルが上方に来た場合の羽口滓逆流に対する減風下限を同時に示した。この図から明らかなように、平均湯面レベルと炉下部圧力損失とは密接な関係があり、実炉の場合、炉下部圧力損失の変動から、平均湯面レベルの変動が推定できる。

6. 炉体形状の検討

高炉の生産性は、操業方法のみならず、炉体形状にも影響される。ここでは、炉内圧損面と装入物の安定面の観点から、炉体形状の評価を行ない、炉体形状選択の指針を与えた。充填層内圧力損失は、炉内の空隙率分布に最も強く依存しており、本検討においては、実炉での炉壁静圧分布に合致するよう推定し、Fig. 2 に示す結果を



B. F. inner volume = 2150m³
Pressure-drop; blast pressure-top gas pressure
a: diameter of hearth > s
b: diameter of belly > diameter hearth

Fig. 16. Iso-pressure drop-line depend upon diameter of belly and throat.

用いた。炉体形状と炉内圧損の関係を算出するに際し、次の前提条件を設ける。

- 1) 炉容積一定
- 2) 温度分布一定
- 3) 粒度空隙率分布一定

これらの前提条件下で、Fig. 1 に示したメッシュを用いて、炉体形状が圧損に及ぼす影響を検討した。

一般に、炉体形状における炉高は次の2点

- 1) 原料強度
- 2) 鉱石の還元進行

による束縛を受け極端な変化は不可能であり、本検討では、炉径に関するパラメータ(炉口径、炉腹径、炉床径)に限定した。炉径に関するパラメータと炉内圧損の関係をA高炉(内容積 2150m³、炉高 29.5m)について求めれば Fig. 16 に示す等圧損線図が得られ、圧損が最小となる炉体形状が存在する。(炉口径/炉腹径=0.634)しかし炉体形状選択の束縛条件として層頂での装入物の安定性が挙げられる。図中に炉頂圧 1.5 kg/cm²、送风量 3500 Nm³/min の場合の吹き抜け限界線(最小炉口径)を示したが、限界線の右側が安定領域であり、したがって、本検討例ではA点が適正炉体形状となる。

同様に、シャフト角とボッシュ角についても Fig. 17 に示す等圧損線図が得られ、炉内圧損にはシャフト角の依存度が強く、また装入物安定の観点からは、シャフト角を極端に小さくすることは不利であることがわかる。等圧損線図の特徴として、操業諸元、炉容積、炉高の影響はほとんどなく、ただ圧損の絶対値が変化するのみで

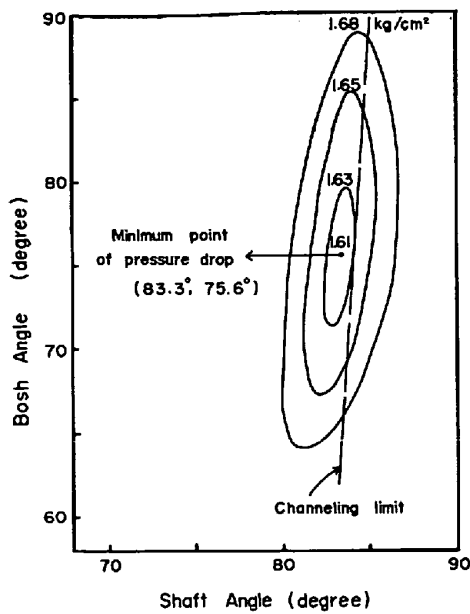


Fig. 17. Iso-pressure drop-line depend upon bosh angle and shaft angle.
 B.F. inner volume = 2 150 m³
 pressure drop : blast pressure-top gas pressure.

あることを確認した。したがって、本計算例は任意の高炉に対して有効である。ただし、吹き抜け限界線は、操業諸元の影響を受けるので、吹き抜け限界から判断した最小炉口径 D_{\min} と操業諸元との関係を回帰式として求めた。

$$D_{\min} = 3.12 \left(\frac{V_{ex}}{1000} \right)^{0.487} (P_0 + P_{TOP})^{-0.247} \left(\frac{T_{av}}{100} \right)^{0.210}$$

- V_{ex} : 炉頂排ガス流量 (Nm³/min)
- P_0 : 大気圧 (kg/cm²·abs)
- T_{av} : 炉頂排ガス平均温度 (K)
- P_{TOP} : 炉頂圧 (kg/cm²·G)

一例として、炉頂圧を 2.5 kg/cm² に上昇させれば、Fig. 16 中の吹き抜け限界線が圧損最小炉体形状の左側の領域に移行し、圧損最小炉体形状が適正炉体形状となる。

以上の考察により、圧損面と装入物の安定面の観点から判断した適正炉体形状は、等圧損線と吹き抜け限界線の接点の集合として与えられる。

7. 結 論

高炉を充填層と見なした高炉内 2 次元ガス流れモデルを用いて、高炉内ガス流れを解析した。また、吹き抜け指数と不均一性指数を定義することにより、ガス流れの評価を行なった。以下に本検討において得られた結論を示す。

1) 層頂近傍のガス流れは、層頂形状の影響を受けて炉芯流が強化され (炉中間部の層頂から 0.4 × 炉口径の範囲内) 炉頂部炉芯側で装入物は不安定になりやすい。

2) ガス利用率および装入物安定性の観点から、コークベースと ore/coke には適正な関係が存在する。またムーバブルアーマーの適正位置は、鉍石をコークスより 200 mm 程度炉壁寄りに装入する位置である。

3) 炉内圧損および装入物安定性の観点から炉体形状の評価を行ない、適正炉体形状の存在することを明らかにした。

4) 平均湯面レベルの上昇、炉内通気性の悪化にともない、半径方向湯面偏差が大となり、送風圧が上昇する現象を解明し、湯面レベルの異常上昇時の減風下限を求めた。

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 ($= d_r / R$)
- w : 湧き出し流量
- W : 無次元湧き出し流量 ($Rw / (\rho_m U_m)$)
- 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 (K)
- ρ_l : 液体の密度
- g : 重力加速度
- h : ある基準面からの液面の高さ
- A, B : 定数
- $\Delta P_c, \Delta X_c, \epsilon_c, D_c, \gamma_c$: コークス層の圧力損失, 層厚, 空隙率, 粒径, 比重
- $\Delta P_o, \Delta X_o, \epsilon_o, D_o, \gamma_o$: 鉍石層の圧力損失, 層厚, 空隙率, 粒径, 比重

$\Delta P, \Delta X, \varepsilon, D_p, \gamma$: コークス層と鉍石層を合わせて一層
と考えた時の圧力損失, 層厚, 空隙率, 粒径,
比重

文 献

- 1) 羽田野, 栗田: 鉄と鋼, 62(1976)8, p. 953
- 2) 羽田野, 福田, 原田, 佐藤: 鉄と鋼, 57 (1971) 11, p. 14
- 3) 岡部, 福武: 鉄と鋼, 57 (1971) 10, p. 1627
- 4) 宮崎, 他: 川崎製鉄技報, 6 (1974) 1, p. 20
- 5) D. BÜLTER and K. BERNER: Stahl u. Eisen, 91 (1971) 22, p. 1229
- 6) W. O. PHILBROOK: J. Metals, 6 (1954) Dec., p. 1399
- 7) K. POLTHIER: Arch. Eisenhüttenw., 37 (1966) 6, p. 453