

高炉プロセスの数学的二次元モデル

桑原 守*・高根慎司*²・関戸邦雄*³・鞭 巖*⁴

Mathematical Two-dimensional Model of the Blast Furnace Process

Mamoru KUWABARA, Shinji TAKANE, Kunio SEKIDO and Iwao MUCHI

Synopsis:

A mathematical two-dimensional model is developed for analyzing inner circumstances of blast furnace at steady state operation. This model is consisted of a set of partial differential equations representing simultaneous processes of gas and burden flows, heat transfer and mass transfer with chemical rate processes. Derivation of governing equations, evaluation of transport parameters and a finite difference scheme for stable and effective computation of the large scale model are shown in this paper.

On the basis of a thermodynamic consideration of Si-O-C system, the mechanism of SiO formation in the dropping zone of blast furnace is considered to change from an equilibrium of SiO₂-C to that of SiC-C at higher temperature where SiC becomes stable. The evolved gaseous SiO is kinetically reduced by dissolved and saturated carbon in hot metal.

The inner circumstances of a blast furnace with pulverized coal injection are numerically analyzed using the two-dimensional model, and the characteristics of distributed process variables are examined in comparison with those at all coke operation.

Key words: blast furnace; mathematical model; heat transfer; mass transfer; burden flow; gas flow; cohesive zone; silicon transfer.

1. 緒 言

高炉の静特性モデルは、一次元の混合装入モデルについては、鞭、八木ら¹⁾²⁾の研究ではほぼ完成された。その後、層状装入を考慮した筆者ら³⁾の一次元モデル、および、炉内の同心多重リングに一次元モデルを適用した擬似二次元モデル^{4)~6)}が発表され、後者の研究によって融着帯形状の簡易計算が可能となった。一方、熱と物質の二次元移動を厳密に考慮しようとする研究が LAHIRI ら⁷⁾によって着手された。1970 年代になり、充填層内におけるガス流れの研究が飛躍的に進展した⁸⁾ことに伴い、同年代後半から、熱、物質、および運動量の移動を連成した二次元モデルの研究が開始された。羽田野、栗田⁹⁾は、熱伝導項と拡散項を無視した基礎式を特性曲線法によって常微分化し、定常操業の解析を行った。その後、同種の解析例¹⁰⁾も報告されている。しかし、これらの 2 階微分項は融着層内、炉床部、および、通気抵抗の大きい炉芯内では無視できないと推察される。著者

ら¹¹⁾¹²⁾は、2 階微分項も考慮した差分計算モデルに基づいて融着帯形状を推定した。その研究は本研究の原型を成すが、その後、杉山ら¹³⁾も同様なモデルによる解析例を発表している。一方、八木ら¹⁴⁾は、有限要素法による伝熱とガス流れの同時解析モデルを提案している。ただし、収束過程の融着帯形状に合わせて要素メッシュを再発行することは容易ではない。なお、二次元モデルには、炉芯形状の推算^{15)~17)}と溶銑組成の予知機能を新たに付加することが期待される。

本報では、高炉内状況を操業条件に基づいて解析するための二次元モデルを提出する。化学反応については特に Si の移行過程について検討した。モデルの数値計算結果に基づいて、定常操業下における軟化融着帯の形状やプロセス変数の分布について考察する。

2. 数学的モデル

Fig. 1 は、本二次元モデルの構成を示している。以下に、各サブシステムを記述する基礎方程式とその数値

昭和 57 年 9 月本会講演大会、58 年 10 月本会第二回日本・オーストラリアシンポジウムにて一部発表
平成 3 年 4 月 24 日受付 (Received Apr. 24, 1991)

* 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

*² 名古屋大学大学院 (現:日立金属(株)) (Graduate School, Nagoya University, Now Hitachi Metals Ltd.)

*³ 名古屋大学大学院 (現:トヨタ自動車(株)) (Graduate School, Nagoya University, Now Toyota Motor Corp.)

*⁴ 名古屋大学工学部 工博(故)

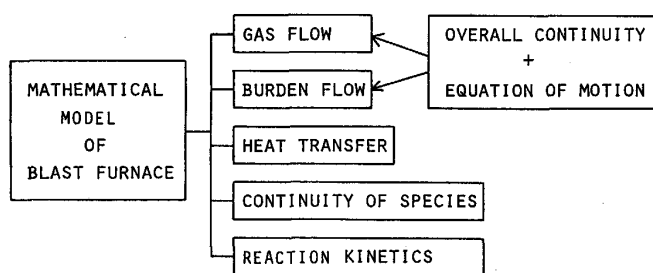


Fig. 1. Schematic construction of two-dimensional model of blast furnace.

解法を示す。

2.1 保存式の表現

1) 連続の式 ガス, 固体, 融体の各相について, 全成分についての質量保存式を次式で表した。

$$\partial(\varepsilon_j \rho_j) / \partial t = -\operatorname{div} \vec{G}_j + \delta_j \sum_{i=1} \beta_i R_i^* \quad (j=g, s, m) \quad (1)$$

ただし, δ_j は次式で定義する係数である。

$$\delta_g = 1, \delta_s = \delta_m = -1 \quad (2)$$

ここで, $\vec{G}_j = \rho_j \varepsilon_j \vec{u}_j$ は質量速度であり, u_j は線速度を表す。 β_i は反応に伴うガスの質量増加率を示し(3)式で定義する。なお, 化学種 k の量論係数 ν_{ki} の符号は原系で負, 生成系で正とする。

$$\beta_i = \sum_{k=1} (\nu_{ki} M_k)_{\text{g}} \quad (3)$$

2) 着目成分についての物質収支 j -相内の成分濃度 C_{jk} に着目した物質収支をもとに次式を使用した。

$$\partial(\varepsilon_j C_{jk}) / \partial t = -\operatorname{div} \vec{N}_{jv} - \operatorname{div} \vec{N}_{jd} + \sum_{i=1} \nu_{ki} R_i^* \quad (j=g, s, m) \quad (4)$$

ここで, $\vec{N}_{jv} = C_{jk} \varepsilon_j \vec{u}_j$ は j -相内での対流の流束, $\vec{N}_{jd}$ は混合拡散の流束を表しており, 後者のベクトルの n 方向成分は $-D_{jn}^0 \partial C_{jk} / \partial n$ と表した。

3) 熱収支式 固相と液相の温度を等しく T_b とするとき, それら二相を一体とみなした凝縮相 ($j=b$) およびガス相 ($j=g$) についての熱収支式は次式とした。

$$\partial(c_j \rho_j \varepsilon_j T_j) / \partial t = -\operatorname{div} \vec{q}_{jv} - \operatorname{div} \vec{q}_{jd} - \delta_j h_p a (T_g - T_b) + \eta_j \sum_{i=1} R_i^* (-\Delta H_i) \quad (j=g, b) \quad (5)$$

ここで, 対流の熱流束は $\vec{q}_{jv} = c_j T_j \vec{G}_j$, 熱伝導流束 $\vec{q}_{jd}$ の n 方向成分は $-k_{jn}^0 (\partial T_j / \partial n)$ と表される。凝縮相の総括的な移動係数である $k_{bn}^0 (h_p a)$, および η_b は層内の滞留量が少ないためにはほぼ固相側の条件に依存する。ここでは, $\eta_b = 0.7$ と仮定し, 他の係数の推算方法は後述する。

4) 運動方程式 (a) ガス相: Ergun 式¹⁸⁾ を流速ベクトルの方向に適用した(6), (7)式を使用した。

$$\operatorname{grad} P = -E \vec{G}_g \quad E \equiv f_1 + f_2 |\vec{G}_g| \quad (6)$$

$$f_1 \equiv 150(1 - \varepsilon_g) \mu_g / \rho_g (\phi_p d_p)^2 (\varepsilon_g - \varepsilon_m)^3$$

$$f_2 \equiv 1.75(1 - \varepsilon_g) / \rho_g (\phi_p d_p) (\varepsilon_g - \varepsilon_m)^3 \quad (7)$$

(b) 凝縮相: (流体) 粒子の非回転運動を意味するポテンシャル流の理論を適用し, 凝縮相を構成するコークス粒子, 鉱石粒子, および, 融体の運動を(8)式と(9)式に基づき個別に解析した。

$$-\operatorname{div}(\varepsilon_j \vec{u}_j) + \sum_{i=1} \gamma_{ji} R_i^* = 0 \quad (j=s(\text{Ore, Coke}), m) \quad (8)$$

$$\vec{\omega}_{bj} = \operatorname{rot}(\varepsilon_j \vec{u}_j / K_{bj}) = 0 \quad (j=s(\text{Ore, Coke}), m) \quad (9)$$

融体の場合は, (1)式において密度変化が小さい ($\rho_m \approx 5080 \text{ kg/m}^3$) を考慮し, $\gamma_{mi} \equiv -\beta_i / \rho_m$ とした。粒子の場合の γ_{si} は機械的損耗や相変態にも依存するため, あらかじめ, 実験式を作成しておく必要があるが, 後述の解析では, 簡単化のために $\gamma_{si} = 0$ とした。全装入物についての質量速度は, 各凝縮相の速度 $\vec{u}_j$ を求めた後, 式: $\vec{G}_b = \sum_j \rho_{bj} \cdot \vec{u}_j$ から求める。

2.2 各移動現象に関する基礎方程式とその解法

各移動現象の基礎式を前節の保存式から導出する。なお, ここでは, 軸対称系の定常操作を解析対象とした。

1) ガス流れ 流れを(1)式と(6)式に基づいて解析する際, 次式で定義する流れ関数 ψ を導入した。

$$G_{gr} = (1/r)(\partial \psi / \partial z + S_g), G_{gz} = -(1/r) \partial \psi / \partial r \quad (10)$$

ここで, S_g は単位層高当たりのガスの湧出し速度を表し,

$$S_g = \int_0^r (\sum_{i=1} \beta_i R_i^*) r dr \quad (11)$$

(6)式に微分演算子 rot を作用させると次式が得られる。

$$\operatorname{grad} E \times \vec{G}_g + E \operatorname{rot} \vec{G}_g = 0 \quad E \equiv f_1 + f_2 |\vec{G}_g| \quad (12)$$

(12)式には周方向成分のみが存在し, その関係式に(10)式を代入して整理すれば, 流れの場を決定するための ψ に関する2階の偏微分方程式が得られる。また, (6)式に div を作用させた結果に(1)式を代入すれば圧力 P の場を表す次式が得られる。

$$\Delta P = -G_g \cdot \operatorname{grad} E - E \sum_{i=1} \beta_i R_i^* \quad (13)$$

2) 装入物運動 凝縮相の速度場は, (9)式の円周方向成分に(8)式を満足する流れ関数を代入した式から決定できる。流れ関数の定義式は(10), (11)式と類形である。

3) 濃度場 濃度は(4)式から求まる。空塔速度 $\vec{u}_j^0 = \varepsilon_j \vec{u}_j$ で運動する流体相 ($j=g, m$) の基礎式は,

$$-\operatorname{div}(\vec{N}_{jd}) - \vec{u}_j^0 \cdot \operatorname{grad} C_{jk} - C_{jk} \operatorname{div} \vec{u}_j^0 + \sum_{i=1} \nu_{ki} R_i^* = 0 \quad (14)$$

混合拡散が無視し得る固相については,

$$\vec{u}_s \cdot \text{grad } C_{sk} + \sum_{i=1}^n (C_{sk} \gamma_{si} + \nu_{ki}) R_i^* / \varepsilon_s = 0 \dots (15)$$

となる。鉱石中の酸素とコークス中の炭素の転化率は、モル濃度との関係： $C_{sk} = C_{sk,0}(1 - f_k)$ ($k = o, c$) を (15) 式に代入し、得られた式に基づいて解析する。鉱石層の溶解後は、 f_o を溶融スラグ中の FeO 濃度へと変換し、(14) 式に基づいた計算を実行する。なお、鉄中 Si のモル濃度と重量分率との変換式は $C_{Si} = (\rho_{pig}/M_{Si})f_{Si}$ であり、溶鉄密度は概略、 $\rho_{pig} = 8520 - 0.833 T_b(K) - 63C_{Si}'(\%)$ とした。

4) 温度場 ガス ($j = g$) と装入物 ($j = b$) の温度分布は、(5) 式と (1) 式とから導出される次式によって決定する。

$$\begin{aligned} & -\text{div } \vec{q}_{jd} - c_j \vec{G}_j \cdot \text{grad } T_j - T_j \vec{G}_j \cdot \text{grad } c_j \\ & - c_j T_j \delta_j \sum_{i=1}^n \beta_i R_i^* - \delta_j h_p a (T_g - T_b) \\ & + \eta_j \sum_{i=1}^n R_i^* (-\Delta H_i) = 0 \dots (16) \end{aligned}$$

なお、従来の研究には、(14) 式中の $c_{dk} \text{div } \vec{u}_j^0$ や (16) 式中の $c_j T_j \text{div } \vec{G}_j = c_j T_j \delta_j \sum \beta_i R_i^*$ の項を省略したり、 $k_{jr}^0 = k_{jz}^0$ を仮定した解析も見られる。

2.3 境界条件

高炉内におけるガスと装入物の流れでは、いずれも、対になった流入部と流出部がある。流入部は、ガスの流れでは羽口先端、装入物では炉頂である。流出部は、ガス、コークス、鉱石については、それぞれ、炉頂、レースウェイ天井部、炉床の湯面とした。融着帯下面で発生した融液の流下域の周辺側境界は、レースウェイ回りの乾域または炉内壁によって規定される。層頂に装入したコークスは炉芯回りのホッパー状の領域を降下し、レースウェイに流入後はただちに燃焼して消失すると考える。炉芯およびレースウェイ天井部より下方はコークスの固定層とみなし、レースウェイの空隙率は 0.75 とした。

炉芯の外表面形状は、レースウェイ奥から伸びた滑り線に一致するとみなして (17) 式で表す^{15)~17)}。

$$-dr/dz = \tan \gamma \dots (17)$$

滑り線が鉛直面となす角 γ (Fig. 2 参照) は、モル円における幾何学的関係から次式で与えられる¹⁷⁾。

$$\gamma = \pi/4 - (\chi \cdot \phi_i)/2 - (\tan^{-1} F)/2 \dots (18)$$

$$F = \frac{\mu_w(r/R)}{\sec \phi_i \{ \tan^2 \phi_i - \mu_w^2(r/R)^2 \}^{1/2} + \chi \cdot \tan^2 \phi_i} \dots (19)$$

$$\mu_w = \sin \phi_i \cdot \sin 2(\theta_w + \theta_0) / \{ 1 + \sin \phi_i \cos 2(\theta_w + \theta_0) \} \dots (20)$$

$$\theta_0 = \pi/4 + \phi_w/2 + (\chi/2) \cos^{-1}(\sin \phi_w / \sin \phi_i) \dots (21)$$

ここで、 θ_w は壁面と鉛直面の間の角度であり、炉胸部では負、朝顔部では正とする。高炉下部の応力状態は一般には受働状態と推察される^{15)~17)} ので係数 χ は -1

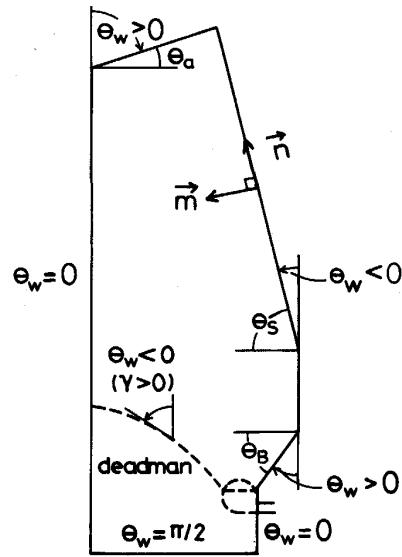


Fig. 2. Configuration of boundaries.

とした。

Fig. 2 に示すように、系の境界面に平行、あるいは垂直な方向の単位ベクトルを、それぞれ、 $\vec{n}$, $\vec{m}$ とすれば、それらの成分表示は次のようになる。

$$\vec{n} = (\sin \theta_w, \cos \theta_w) \dots (22)$$

$$\vec{m} = (\cos \theta_w, -\sin \theta_w) \dots (23)$$

前述の基礎式に対する境界条件を、 $\vec{n}$ と $\vec{m}$ を用いて以下のように与える。

流入部：ガスと装入物はともに入口面に垂直に流入し、流入部での濃度と温度は既知とする。すなわち、

$$\vec{n} \cdot \vec{G}_j = \vec{n} \cdot \text{grad } P = 0 \quad C_{jk} = C_{jk,0} \quad T_j = T_{j,0} \dots (24)$$

なお、羽口先のガス温度は理論燃焼温度 T_f とした。 T_f は送風条件と流入するコークス温度との関数である。

流出部：ガスと装入物はともに出口面より垂直に流出し、流出方向での濃度および温度勾配は無いとすると、

$$\vec{n} \cdot \vec{G}_j = \vec{n} \cdot \text{grad } P = \vec{m} \cdot \text{grad } C_{jk} = \vec{m} \cdot \text{grad } T_j = 0 \dots (25)$$

壁面：ガス、装入物とも、壁面は不浸透であり、装入物については断熱、ガスについては壁面に垂直方向の熱損失があるとする、

$$\vec{m} \cdot \vec{G}_j = \vec{m} \cdot \text{grad } P = \vec{m} \cdot \text{grad } C_{jk} = \vec{m} \cdot \text{grad } T_b = 0 \dots (26)$$

$$-\cos \theta_w k_{gr}^0 \partial T_g / \partial r + \sin \theta_w k_{gm}^0 \partial T_g / \partial z = U_w \quad (T_g - T_w) \dots (27)$$

その他の境界：炉軸上では軸対称であり、炉芯へのコークスの侵入と乾域への液体の侵入が無いとすると、

$$\vec{m} \cdot \vec{G}_j = \vec{m} \cdot \text{grad } P = \vec{m} \cdot \text{grad } C_{jk} = \vec{m} \cdot \text{grad } T_j = 0 \dots (28)$$

2・4 移動係数および物性値の評価

(a) 流体の混合拡散係数 充填層における n 方向の混合拡散係数 $D_{jn}^e = D_{jn}^0 / \varepsilon_j$ は、次の粒子ペクレ数 Pe_{jn} で整理できる。

$$Pe_{jn} = u_j d_p / D_{jn}^e \quad (j = g, m) \quad \cdots \cdots (29)$$

ガスの D_{jn}^e は流速依存が強く、炉底部や軟化融着帯内では分子拡散係数の値の程度まで低下する。ここでは、従来の測定データ¹⁹⁾に基づいて Pe_{gn} を次のように表す。

$$Re_p \geq 8 : Pe_{gr} = 8.0, \quad Pe_{gz} = 2.0 \quad \cdots \cdots (30)$$

$$Re_p < 8 : Pe_{gr} = Re_p, \quad Pe_{gz} = (1/4) Re_p \quad \cdots \cdots (31)$$

液の単相流の場合における Pe_{mn} の概略値¹⁹⁾ は、

$$Re_p < 10 : Pe_{mr} = 50, \quad Pe_{mz} = 0.5 \quad \cdots \cdots (32)$$

である。ただし、滴下帯では気液の向流接触による混合の促進効果¹⁹⁾を考慮して、(32)式に基づく D_{jn}^e の値に 5 倍の補正係数を乗じて使用した。

(b) 流体相 ($j = g, m$) の有効熱伝導度 流れの主軸方向とそれに直交方向の値を次式で推算した。

$$k_{jn}^0 / c_p \rho = D_{jn}^0 \quad \cdots \cdots (33)$$

(c) 粒子層の有効熱伝導度 k_{gr}^0 と k_{sz}^0 は、非流通系における有効熱伝導度であり、両者は等しい ($\equiv k_{se}^0$)。熱伝導と輻射を考慮した SHOTTE²⁰⁾ 式の SI 単位表示は、

$$k_{se}^0 = (1 - \varepsilon_g) / (1/k_s + 1/k_s^0) + \varepsilon_g k_s^0$$

$$k_s^0 \equiv 2.29 \times 10^{-7} d_p (T_s)^3 \quad [W/m \cdot K] \quad \cdots \cdots (34)$$

層状装入物層の総括的な k_{se}^0 は、隣接二層の値を(34)式で推算し、層厚に関する調和平均値として求めた。

(d) 粒子・流体間の伝熱係数 充填層における真の伝熱係数 h_p' には白井²¹⁾の式を採用した。

$$\varepsilon_g (h_p' d_p / k_g) = 2.0 + 0.75 (Pr)^{1/3} (Re_p)^{1/2} \quad \cdots \cdots (35)$$

流体温度と粒子内平均温度との間で定義する見かけの伝熱係数 h_p は、次の STUKE 式²²⁾に基づいて評価した。

$$h_p / h_p' = 1 / (1 + h_p' d_p / k_s / 10) \quad \cdots \cdots (36)$$

コークスと鉱石の熱伝導度 k_s は、それぞれ、0.58, 1.63 W/m·K 程度の値をとり、高炉条件についての h_p / h_p' は 0.5~0.8 程度となった。

(e) 総括伝熱係数 U_w は、ほぼ、炉壁の伝熱抵抗に依存する³⁾が、本報の計算では炉胸、炉腹、炉床の各部につき、12.0, 3.6, 2.4 W/m²·K とした。

(f) 比熱 多成分系の平均比熱は次式で推算する。

$$c_j = \sum_k C_{jk} M_k c_k / \sum_k C_{jk} M_k \quad (j = g, b) \quad \cdots \cdots (37)$$

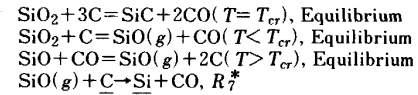
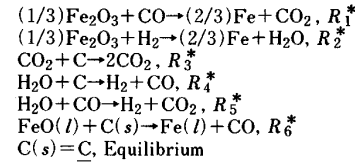
j 相中 k 成分の平均比熱 c_k は温度関数として評価した。

(g) 反応熱 反応熱 ($-\Delta H_i$) も温度関数で評価した。

2・5 炉内反応の速度過程

考慮した反応は、Table 1 に示す八つの反応である。その速度論的な取扱い方を以下に示す。

Table 1. Chemical rate processes.



(a) 1)~6) の反応 鞭ら¹⁾²⁾の速度式を採用した。

(b) 溶鉄中への炭素溶解 炭素濃度は飽和濃度とし、YOUNG ら²³⁾の式を実績組成に適用した次式で推算した。

$$(\%C)_{sat} = 0.602 + 2.54 \times 10^{-3} T_b - 0.30 (\%Si) + 0.04 (\%Mn) \quad \cdots \cdots (38)$$

(c) 溶鉄中への Si 移行 CORDIER²⁴⁾が提唱して以来、Si 移行は主に SiO ガスを介した機構に基づき速度論的に議論されてきた^{25)~27)}。一方、Si 組成はスラグ・メタル間反応 $SiO_2 + 2C = Si + 2CO$ の平衡関係で規定されるとの報告²⁷⁾もある。このような結論の差異の原因については、滴下帯内温度の与え方を含めて再検討を要する。

従来、高炉内における SiO の発生は SiO_2 -C 平衡で規定され则认为られている。ここでは、TURKDOGAN ら²⁸⁾の SiO_2 -C-SiC 系の相図に基づいて、SiO 分圧 (P_{SiO}) は SiC が安定となる温度 (T_{cr}) 以下では SiO_2 -C の平衡により、それ以上の温度では SiC-C の平衡によって規定され则认为する。 SiO_2 -C 平衡の標準自由エネルギー変化 ΔG° は研究者によってかなりの差異があり使用するデータ²⁷⁾²⁸⁾によって P_{SiO} の値は 2~3 倍異なる。ここでは、集録データ²⁸⁾を使用して、 P_{SiO} を次式で推算した。

$$T_b < T_{cr} : P_{SiO} = (a_{SiO_2} / P_{CO}) \exp (41.348 - 82654 / T_b)$$

$$T_b > T_{cr} : P_{SiO} = P_{CO} \cdot \exp (0.454 - 9892 / T_b) \quad \cdots \cdots (39)$$

さて、発生した SiO は次の速度式²⁵⁾に従って溶鉄中炭素により還元され、Si が溶鉄中へと移行すると考えた。

$$R_7^* = k_f (a_{g,m}) (P_{SiO} - a_{Si} P_{CO} / K)$$

$$k_f = \exp (7.176 - 33470 / T_m) \quad \cdots \cdots (40)$$

ここで、 $a_{Si} = f_{Si} (\% Si)$ は Si の活量、 K は平衡定数を表す。従来、逆反応は無視されているが、滴下帯内では平衡値に近い Si 組成が見出されることを考慮すると無視できない。活量係数 f_{Si} は、C, Si, Mn (約 0.5%)

の組成を考慮して学振推奨平衡値²⁹⁾から求めた次式で推算する。

$$\log f_{\text{Si}} = 0.177(\%C)_{\text{sat}} + (3910/T_m - 1.77)(\%Si) + 0.281(\%Mn) \dots \dots \dots (41)$$

なお、 $e^{(C)}_{\text{Si}}$ に炭素未飽和溶鉄での0.24を採用した場合²⁷⁾には、 f_{Si} は2倍程度大きくなり、従って、Siの平衡組成がほぼ1/2になることに注意すべきである。

$P_{\text{CO}} = 1 \text{ atm}$ 、活量 $a_{\text{SiO}_2} = 0.1$ という条件下で、炭素飽和鉄中のSiの平衡値を(38)~(41)式に基づいて求めると、1673 Kで0.059%、1873 Kで1.67%、2123 Kで3.42%となり、羽口先で観測された数%のSi組成³⁰⁾を説明し得る。

2.6 数値計算法と解の安定化対策

連立の偏微分方程式で構成される本二次元モデルを差分法で解いた。計算のフローチャートをFig. 3に示す。軟化融着帯は1473 Kと1573 Kの等温線の間に軟化層(S)、1573 Kと1623 Kの間に融着層(M)が存在すると仮定し、Table 2の通気抵抗を与えて収束計算の過程でその形状を変化させた。

基礎式の差分化(32×62)は円柱座標系で行ったが、

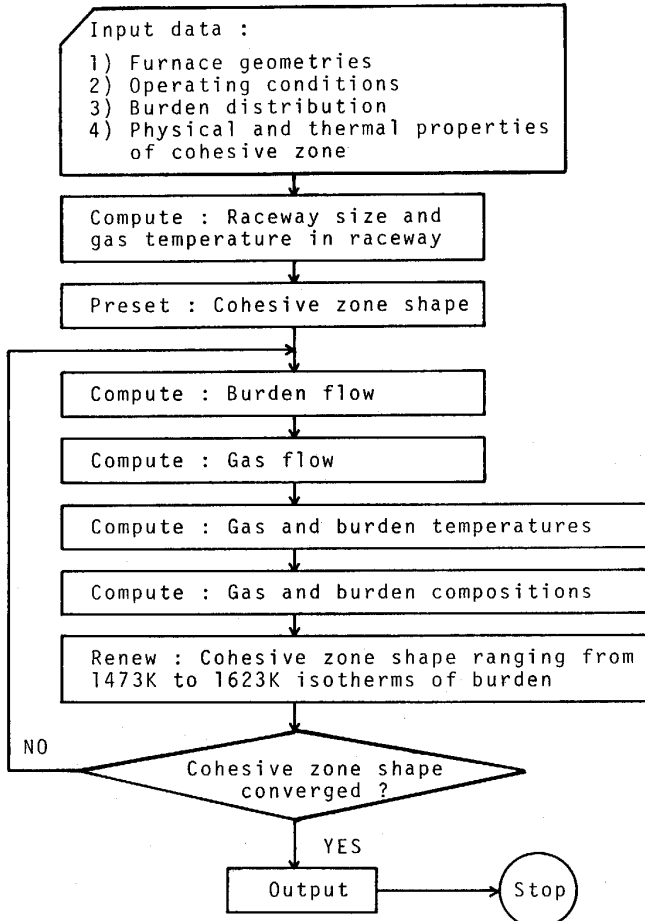


Fig. 3. Flow chart for numerical computation.

Table 2. Numerical data for computation.

Blast conditions	$F_g = 6549 \text{ Nm}^3/\text{min}$ $T_g = 1292 \text{ K}$ $w_{st} = 22.42 \text{ g/Nm}^3$
Top gas pressure	$P_g = 0.253 \text{ MPa}$
Charging conditions	Ore/Coke = 3.27 Coke base = $31.2 \times 10^3 \text{ kg/charge}$ $\bar{d}_{po} = 0.016 \text{ m}$ $\bar{d}_{pc} = 0.050 \text{ m}$
Other estimated and assumed values	$d_{pj}(r) = h_j(r/R - 0.5) + \bar{d}_{pj}(j = a, c)$ $h_c = -0.02 \text{ m}$ $h_o = -0.05 \text{ m}$ $\alpha_c = 25^\circ$ $\alpha_o = 27^\circ$ $\phi_i = 40^\circ$ $\phi_w = 25^\circ$ $\epsilon_c = 0.45$ $\epsilon_o = 0.40$ $\epsilon_s = 0.35$ $\epsilon_M = 0.30$ $\epsilon_R = 0.75$ $d_{pR} = 0.02 \text{ m}$ (In raceway) $T_{s,in} = 323 \text{ K}$ $T_{cw} = 393 \text{ K}$

式の形と境界面形状に応じて、中心、前進、後退差分を使い分け、解の収束性と安定性を向上させた。陰解法として採用した加速過緩和法(SOR法)の緩和係数 λ は

流れ関数: $\lambda_\psi \doteq 1.85$ 圧力: $\lambda_p \doteq 1.93$

温度と濃度: $\lambda_T \doteq \lambda_C \doteq 0.50 \dots \dots \dots (42)$

なお、領域内の反復計算では、各距離方向につき往復の掃引をし、境界条件の内部への反映速度を飛躍的に上昇させ、かつ、誤差成長の方向性を解消させた。

3. 計算結果

大型高炉(炉容積: 4050 m^3)を例にとり、オールコークス操業時と微粉炭吹込み(PCI)操業時との炉内状況の変化を前述の二次元モデルに基づいて解析した。コークス比が500 kg/tであるオールコークス操業時の計算条件をTable 2に示す。微粉炭の吹込み量は70 kg/tとし、燃料比、酸素富化率(=0)、理論燃焼温度、および、高炉への導入 H_2 量はいずれも一定に維持するとした。計算結果をFig. 4~Fig. 9に示す。なお、操業比較に言及しない限り、図はPCI操業時のものを示す。

Fig. 4は、ガスの流線と等圧線、および、質量速度の半径方向分布を示している。流線は中心軸・炉壁間の流量を5等分、等圧線は羽口先・炉頂間の圧力差を10等分する位置に表示した。図中で、羽口先に示した破線の領域内は粗な充填層として設定したレースウェイを、また、炉内に層状に記入した記号列“O”は鉱石層を意味する。流線パターンから明らかなように、羽口から吹き込まれたガスは滴下帯内部へと深く侵入し、滴下帯内を上昇するに従い、その速度を増し、スリット流として塊状帯へと流出している。塊状帯では、中心側のOre/Cokeが小さい装入物分布($\alpha_c = 25^\circ$, $\alpha_o = 27^\circ$)のため、中心流化している。レースウェイや軟化融着帯の回りでは圧損が大きいために等圧線の間隔が密になっている。

Fig. 5は、装入物温度についての等温線と半径方向分布を示している。層頂近傍、特にガスが偏流する炉の中心部では急激な熱交換が起こっている。炉の中間レベ

ルでは等温線の間隔が開き熱保存帯を形成している。融着帯形状は逆V型になっているが、これは、装入物分布に起因してガスの中心流が発達していること、中心側

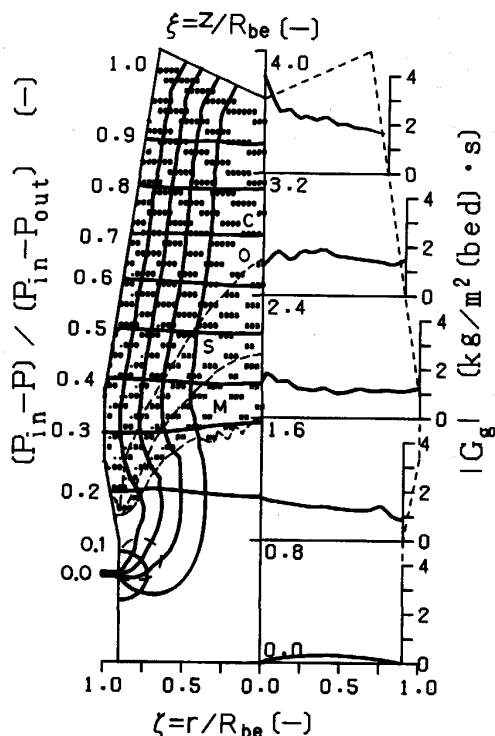


Fig. 4. Streamlines, isobars, and radial distribution of mass velocity of gas.

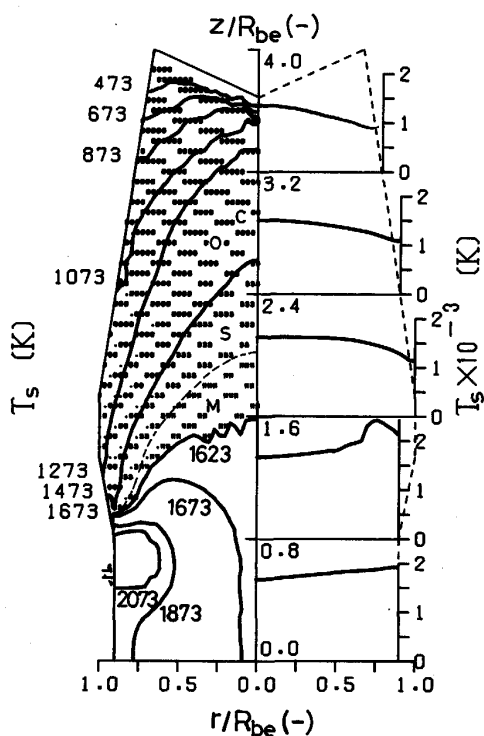


Fig. 5. Isotherms and radial distribution of burden temperature.

の嵩密度が小さいこと、および、炉下部の装入物降下が周辺部に偏流すること等の複合的な効果のため、中心側の熱流比 ($c_s G_s / c_g G_g$) が低下するためと考えられる。

Fig. 6 の左半分は、鉱石還元率 f_o の等高線を示している。その半径方向の分布パターンは等温線の分布形状に対応しており、中心側で還元の進行が速い。一方、軸方向には階段的な分布となっており、還元速度の比較急激な変化は、マグネタイトの還元段階が完了する $f_o = 1/3$ の回りと、ソリューションロス反応が活発化する融着帯回りに見られる。

Fig. 7 は、中心軸と炉壁に沿うガス圧力の分布、および、その中間線に沿うガス組成と還元率の分布を示す。これらのプロセス変数の分布傾向は、従来の検出端情報³¹⁾に類似している。ガス圧力はレースウェイ回りと炉頂近傍では炉壁側で高く、融着帯回りでは中心側で高い分布になっており、各レベルにおけるガス流の方向に対応している。ただし、中心・炉壁間の圧力差は羽口周辺のレベルを除き僅少である。明確な化学保存帯は形成されていないが、これは高燃料比操業下でソリューションロスが効いているためと考えられる。溶融ウスタイトの直接還元速度 ($\propto C_{wus}^{-2}$)²⁾ は高還元率になるほど遅いために、滴下帯における還元率の変化は緩慢である。

Fig. 6 の右半分には、溶銑中 Si 濃度の等濃度線を示した。レースウェイ回りの乾域を迂回する溶銑流中へ急激な Si 移行が起こっており、レースウェイの下方では

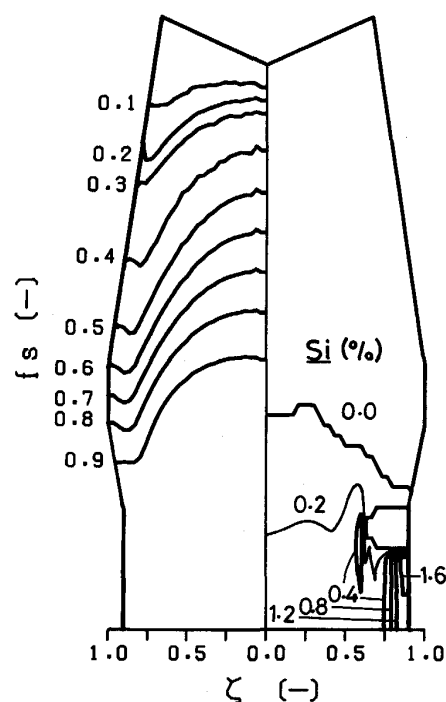


Fig. 6. Contours of equi-fractional reduction of iron ore (f_o) and silicon content of hot metal $\underline{Si}$ (%).

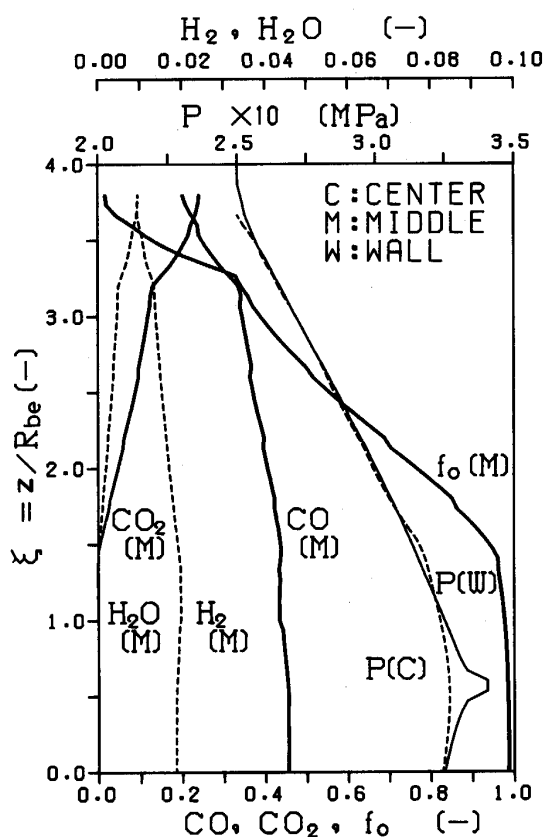


Fig. 7. Longitudinal distributions of gas compositions, gas pressure, and equi-fractional reduction.

高温、高 Si 濃度の溶銑が流下している。炉床に流下する溶銑の温度と Si 組成は、中心軸上で 1663 K、0.3%、炉壁部で 1918 K、1.5%、また、炉床の全断面にわたる流量平均では 1823 K、0.55% という計算結果になっている。なお、羽口先での溶銑酸化は無視した。

Fig. 8 は、炉の中心、中間、炉壁部に沿う CO ガスの利用率 $[CO_2/(CO + CO_2)]$ を塊状帯のガス温度に対して示している。図中には各還元過程の平衡組成線も示したが、どの半径位置の利用率も上昇するガスの温度が降下する過程において $FeO \rightarrow Fe$ の平衡線に近接する傾向で推移する。層上部の利用率は急激な温度低下のために平衡線から遠ざかるが、層頂での最終値には半径方向の温度およびガス流分布の影響が見られ、周辺部ほど利用率が高い。

Fig. 9 には、 H_2 ガスの利用率 $[H_2O/(H_2 + H_2O)]$ の分布を示すが、CO ガスの場合と類似した推移が認められ、層頂でのガス利用率は断面平均で 50% 程度となっている。

オールコークス操業から微粉炭吹込み操業に変化した場合には Ore/Coke が 3.27 から 3.81 へと変化しており、鉱石還元の有効比表面積の増大に伴って還元が促進

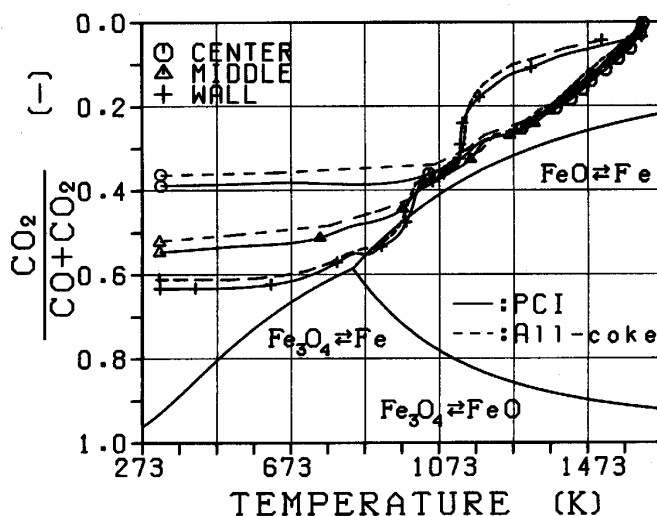


Fig. 8. Comparison of CO utilizations between PCI and all coke-operations.

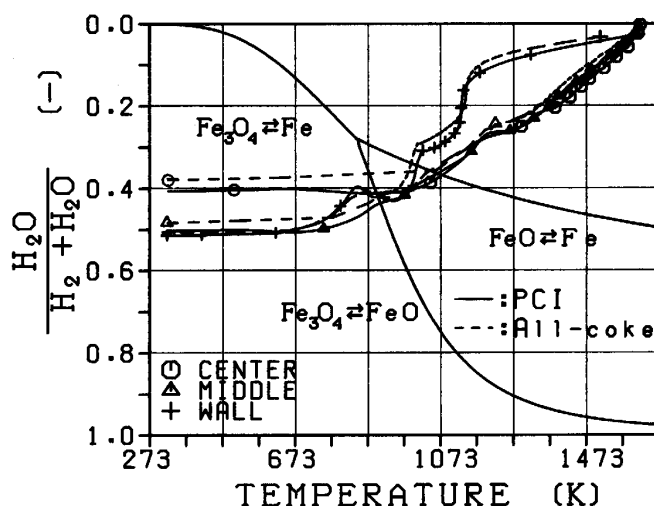


Fig. 9. Comparison of H_2 utilizations between PCI and all coke-operations.

されると推察され、Fig. 8 と Fig. 9 では CO、 H_2 のいずれのガス利用率も 2~3% 程度上昇する結果になっている。同様な現象は、大型高炉における実操業の比較³²⁾ においても見いだされている。

4. 結 言

1) 定常操業下の高炉内状況を解析するための数学的二次元モデルを作成した。このモデルは、ガスと装入物の運動、伝導項も考慮した伝熱、および、拡散項も考慮した物質移動といった各過程を記述する偏微分方程式群と、一連の化学反応速度式で構成されている。基礎式の導出と移動係数の推算法を明示するとともに、大規模モデルを安定かつ高速に数値計算するための差分解法の留意点を示した。

2) 滴下帯における Si の移行反応に関しては, Si-O-C 系の熱力学的に基づいて新しい機構を提案した。すなわち, 炉内の SiO ガスの分圧は, SiC の生成開始温度以下では SiO₂-C の平衡により, また, その温度以上では SiC-C 平衡によって規定されるとし, 発生した SiO ガスの溶銑中の飽和炭素による還元については速度過程を考慮した。

3) 二次元モデルに基づいて, 微粉炭吹込み操業時の高炉の炉内状況を解析し, プロセス変数の分布特性およびオールコークス操業時との差異について検討した。

本モデルは, プロセス変数に関する各種の検出端情報は特に必要とせず, 送風条件と装入条件だけに基づいて高炉の炉内状況を解析できる。本モデルによる 1 run 当たりの計算所要時間は名古屋大学大型計算機センターの FACOM M780-20 電算機で 20 min 程度であり, 本モデルは, 融着帯形状を含めた炉内状況の推定モデルとして実用上も有用になると推察される。

最後に, 本研究の遂行にご協力いただいた当時学生の方林 健志, 荻須 篤, 豊田真彰, 長谷川正の各氏に深謝いたします。

記 号

a : 比表面積 ($\text{m}^2/\text{m}^3(\text{bed})$), c_j : 比熱 ($\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$), C_{jk} : モル濃度 ($\text{mol}(k)/\text{m}^3(j)$), d_p : 粒子径 (m), D_{jn}^0 : 空塔基準の有効拡散係数 (m^2/s), f : 転化率 (-), G_j : 質量速度 ($\text{kg}(j)/\text{m}^2(\text{bed})\cdot\text{s}$), h_p : 凝縮相・ガス間の対流伝熱係数 ($\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{K}$), $-\Delta H_i$: 反応熱 (J/mol), k : 熱伝導度 ($\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$), k_f : 反応速度定数 ($\text{mol}/\text{m}^2\cdot\text{Pa}\cdot\text{s}$), k_j^0 : 有効熱伝導度 ($\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$), K_{bj} : 装入物運動における流通性係数 (m/s), M : 分子量 (kg/mol), P : ガス圧力 (Pa), Pr : プラントル数 (-), r : 半径方向距離 (m), R : 炉内壁半径 (m), Re_p : 粒子レイノルズ数 ($= d_p u^0 \rho / \mu$) (-), R_g : 気体定数 ($\text{J}/\text{mol}\cdot\text{K}$), R^* : 総括反応速度 ($\text{mol}/\text{m}^3(\text{bed})\cdot\text{s}$), t : 時間 (s), T : 温度 (K), u_j : 運動速度 ($\text{m}^3(j)/\text{m}^2(j)\cdot\text{s}$), U_w : 炉内壁基準の総括伝熱係数 ($\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{K}$), V : 粒子層の容積 ($\text{m}^3(\text{bed})$), w_{st} : 水蒸気吹込み量 ($\text{g}(\text{H}_2\text{O})/\text{Nm}^3(\text{Dry air})$), x_i : モル分率 (-), z : 層底から上方への距離 (m), α : 粒子層の堆積角 (rad), β_i : 反応に伴うガス相の質量増加率 (kg/mol), γ_{ji} : 反応に基づく体積増加率 ($\text{m}^3(j)/\text{mol}$), Δ : 層の厚み (m), ϵ_j : 容積比率 ($\text{m}^3(j)/\text{m}^3(\text{bed})$), ξ : 無次元の半径方向距離 ($= r/R_{be}$) (-), η_j : 反応熱の取得率 (-), μ : 粘度 ($\text{Pa}\cdot\text{s}$), ν_{ki} : 量論係数 (-), ξ : 無次元高さ ($= z/R_{be}$) (-), ρ_{bj} : 嵩密度 ($\text{kg}(j)/\text{m}^3(\text{bed})$), ρ_j : みかけ密度 ($\text{kg}(j)/\text{m}^3(j)$), ϕ_i , ϕ_w : 内部及び壁面摩擦角 (rad), ϕ_p : 粒子形状係数 (-), ψ : 流れ関数 (kg/s) (添え字)

b : 装入物, be : 炉腹, c : コークス, cw : 冷却水, g : ガス, i : i 番目の反応, j : j 相, k : k 成分, m : 融液,

$melt$: 融点, M : 融着帯 ($1573\sim 1623\text{ K}$), o : 鉱石, in : 入口, out : 出口, r : r 方向, R : レースウェイ, s : 粒子, S : 軟化帯 ($1473\sim 1573\text{ K}$), w : 壁, wus : ウスタイト, z : z 方向, 0 : 層頂部

文 献

- 1) 鞭 巖, 田村健二, 八木順一郎, 森山 昭: 日本金属学会誌, **30** (1966), p. 1109
- 2) J. YAGI and I. MUCHI: Trans Iron Steel Inst. Jpn., **10** (1970), p. 392
- 3) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, **61** (1975), p. 301
- 4) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, **61** (1975), p. 787
- 5) 全 明, 館 充: 鉄と鋼, **61** (1975), p. 948
- 6) 田村健二, 林 洋一, 松井正昭, 彼島秀雄, 山本崇夫: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 2287
- 7) A. K. LAHIRI and V. SESHADRI: JISI, **207** (1969), p. 293
- 8) J. J. POVEROMO: Iron Steelmaker, **6** (1979)7, p. 22
- 9) 羽田野道春, 栗田興一: 鉄と鋼, **66** (1980), p. 1898
- 10) 大塚嘉久, 田村繁彦, 小西正躬, 小野玲児, 堀 隆一: 鉄と鋼, **71** (1985), S886
- 11) 桑原 守, 高根慎司, 鞭 巖: 鉄と鋼, **65** (1979), S565
- 12) 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, **68** (1982), S782
- 13) 杉山 喬, 須賀田正泰, 下村泰人, 吉田光男: 鉄と鋼, **69** (1983), S862
- 14) 八木順一郎, 武田幹治, 大森康男: 鉄と鋼, **66** (1980), p. 1888
- 15) 清水正賢, 山口荒太, 稲葉晋一, 成田貴一: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 936
- 16) M. KUWABARA, K. ISOBE, K. MIO, K. NAKANISHI and I. MUCHI: Proc. 2nd Japan-Australia Joint Sympo., Tokyo (1983), p. 193
- 17) 桑原 守, 磯部浩一, 三尾圭右, 鞭 巖: 鉄と鋼, **74** (1988), p. 1734
- 18) S. ERGUN: Ind. Eng. Chem., **45** (1953), p. 447
- 19) 触媒装置および設計 (触媒学会編) (1965), p. 96, p. 121 [地人書館]
- 20) W. SHOTTE: AIChE J., **6** (1960), p. 63
- 21) 白井 隆: 化学工学と化学機械, **1** (1956), p. 216
- 22) B. STUKE: Angew. Chem., **B20** (1948), p. 262
- 23) D. J. YOUNG and C. J. C. CLARK: Ironmaking Steelmaking, **7** (1980), p. 209
- 24) J. CORDIER: Steelmaking (The Chipman Conference) (1965), p. 219
- 25) 槌屋暢男, 徳田政則, 大谷正康: 鉄と鋼, **58** (1972), p. 1927
- 26) 山口整司, 久保秀穂, 槌屋暢男, 一藤和夫, 岡部依児: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 2303
- 27) 田村健二, 斧 勝也, 西田信直: 鉄と鋼, **67** (1981), p. 2635
- 28) E. T. TURKDOGAN, G. J. W. KOR and R. J. FRUEHAN: Ironmaking Steelmaking, **7** (1980), p. 268
- 29) 日本学術振興会製鋼第 19 委員会: 製鋼反応の推奨平衡値 (1968), p. 39 [日刊工業新聞社]
- 30) 佐藤裕二, 杉山 喬, 下村泰人: 鉄と鋼, **69** (1983), S87
- 31) 梶川脩二, 脇本一政, 新谷一憲, 石井孝治: 鉄と鋼, **66** (1980), S38
- 32) S. WAKURI, S. MOCHIZUKI, M. BABA, J. MISAWA and K. ANAN: Trans Iron Steel Inst. Jpn., **24** (1984), p. 622