

解 説

高 炉 の 反 応 工 学*

館 充**

Process Analysis of Blast Furnace

Mitsuru TATE

1. 緒 論

高炉（さらには冶金）の反応工学あるいはプロセス工学は現在建設途上にある科学であり、それがもつべき内容を今予言することはできない。しかし金属製錬学の分野にこの名でよばれる新しい学問領域が開かれるにいたつた経過からすれば、それにたいして期待されているのがプロセスシステムとしての高炉全体の挙動に関する定量的な理論の提出であることは確かである。したがつてこの科学の課題は単に反応工学の方法の高炉への適用だけにあるのではなく、高炉に関するこれまでの知識や理論を目的意識的に再評価し、総合して、上の意味でのあるべき理論の現段階における到達点とその今後の発展のための課題を明らかにすることにある。本稿における筆者の意図もまさにこの点にある。

ところで筆者はさきより高炉プロセスの定量的理論の確立への志向にはその歴史があり、冶金学の領域内でのこの方向での研究が、総括収支から REICHARDT によつて代表される部分収支、KITAEV による 3 つの熱交換帯とその一部分としての thermal reserve zone の存在の確認を経て、IRSID による chemical reserve zone の定義、さらには炉熱の制御をめざしたモデルの確立へと導いたことを指摘した。この IRSID のモデルは炉頂ガス組成の連続分析値に基づいて、thermal reserve zone より高温側にある、いわゆる processing zone における solution loss 反応の進行度を計算し、この zone の熱的水準を代表する Wu パラメータによつて、銑鉄の Si% によつて代表される炉熱の変動を予知しようとするものであつた。その後 STAIB らはこのモデルが高炉の動特性把握と自動制御にも一定の有用性をもつことを示したが²⁾、わが国における多数の類似の試みが示しているように、このモデルの有用性は比較的操業度が低く、炉熱の変動が定常点のきわめて近傍でおこるような場合に限られるという欠点があり、現に STAIB ら自身もモデルの性質上、processing zone への酸素（未還元酸化鉄の酸

素）の急速な蓄積がおこるような非定常状態は、このモデルの適用範囲外にあると述べている。

こうして高炉へのプロセス解析の方法の意識的な適用は歴史的に機が熟した問題ではあるが、同時にこの新しい段階にたいしては IRSID のモデルのもつ限界をこえるという新しい任務が期待されていることを忘れてはならない。この意味で本稿では筆者が前にふれえなかつた。高炉のガス力学的諸問題と荷下がりの問題にやや詳しく言及することとした。なお筆者はあらゆる科学の発展がその歴史に依拠せざるをえないことを具体的に指摘する必要を痛感するものであるが、紙数の関係で割愛せざるをえなかつた。この点で筆者の意図に興味をもたれる読者に文献 1) の参照をお願いしておきたい。

2. プロセス解析の一般的方法と高炉への適用の手順

プロセスシステムの解析の一般的方法³⁾は、それをまず然るべきサブシステムに、ついでそのサブシステムをサブサブシステムに分解し、最後に数学モデルによつてその特性を表現できるような要素的部分 (cell) に到達すること、つぎに逆に要素から上位のサブシステム、最後にシステム全体へと特性を数学的に積みあげて、結局高炉全体の特性の表現をえることにある。このさい要素的部分としてはそのなかで各相の状態量（熱力学的状態量のほかに流体の速度のような物理量をも含む）の分布を無視できるような部分、つまり関係各相について完全混合とみられ、集中定数系として取り扱えるような部分をとるのがふつうである。また数学モデルは然るべき体積に関する各相、各成分ごとの物質と熱（エネルギー）の収支式 (2.1)、(2.2) によつて構成される。

ある成分の蓄積速度 = bulk flow による流入・流出速度の差 + 濃度勾配による移動速度の差 + 化学反応による生成速度 + 他相からの移動速度…………… (2.1)

* 昭和45年10月31日受付（依頼解説）

** 東京大学 生産技術研究所 工博

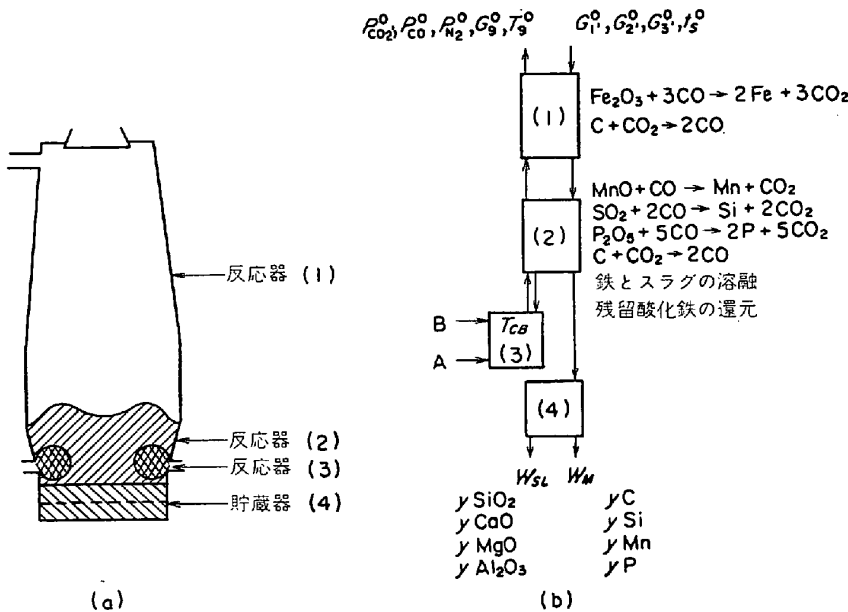


図 2.1 高炉のサブシステムへの分解 (Koump らのモデル)

分けるのみである。IRSID のモデルでは炉を solution loss 反応の開始によつて規定される thermal reserve zone によつて 2 分するにすぎない。(もつとも高炉の inertia の実体としての ccke reserve を考えるにあつては, processing zone を溶解帯とこの reserve とに分けているが)。また分解を明りように表示しないが, 領域によつて数学モデルや重要なパラメータの値を変えろという形で事実上の分割を行なつてゐる例もある。

これらの分解法に研究者の意図や高炉そのものの把握の相違の反映がみられる。

次に要素的部分のとり方と数学モデルについては, 高炉の三次元的分布定数系という性格に忠実であらうとすれば, 微分的な体積要素について式(2.1), (2.2)を具体化することになることは自明であ

ある相のエンタルピー増加速度 = bulk flow によるエンタルピー入出速度の差 + 温度勾配による移動速度の差 + 反応熱の発生速度 + 他相からの伝熱速度... (2.2) して高炉には次の二つのきわだつた特徴がある。

(1) 炉頂での粒度と物質種の相異による装入物の主として半径方向の不均一分布, および羽口による周辺からの分割送風と装入物の半径方向分布とに基づく半径方向および円周方向の不均一ガス分布, ならびにガス・装入物の温度や組成などの高さ方向の変化, すなわち三次元の分布定数系であるということ。

(2) 酸化鉄のガス還元と熔融状態での還元, 滲炭と溶銑の生成, Si, Mn および P などの還元と銑鉄への溶解, 溶剤の軟化を経由するスラグ生成と熔融, solution loss 反応, コークスの炭素の送風の酸素による燃焼などの重要な反応の複合性。つまり高炉が単一の反応装置でありながらまさにプロセスシステムをなしているということ。

したがつて高炉プロセスの解析はまず高炉をサブシステムに分解することから始まる。分解にあつては化学反応の種類や相の大きな変化が高さ方向でおこることに着目し, かつサブシステムがなるべく単純なものになることを目標として, まず液相の存在しない部分と存在する部分に分けるのが自然である。ついで液相存在域をさらに主要な機能に着目して, 炉床, 燃焼帯およびそれ以外の部分に分けることは, 高炉を知るものにとつてあまりにも当然である。図 2.1 に示した Koump らの分割法⁴⁾はこの意味で典型的といえる。しかし分解法はもちろんこれに限られるものではない。たとえば Koump らが 1 つの部分として扱つてゐる液相非存在域 (反応器(1))を, Fielden ら⁵⁾は solution loss 反応の有無にしたがつて 2 つに分け, 液相存在域は炉床とそれ以外の部分に

らう。たとえば Lahiri ら⁷⁾は気固反応域における, ある相の i 成分について (2.1) 式を次のように書いている。

$$\partial C_i / \partial t = -VG_i - VN_i + r_i \dots \dots \dots (2.3)$$

ここに C_i は i 成分のモル濃度, G_i はモル質量速度, N_i は濃度勾配による移動速度, r_i は反応速度である。

また (2.2) 式については, 異種固相同士の温度差と粒度差および固相粒子内の温度勾配を無視して, これを単一の温度で代表させ, かつ炉壁からの放熱を無視して次のように書いている。

$$(1-\epsilon) \partial (\rho_s C_s / T_s) / \partial t = -\Delta (G_s C_s T_s) - \Delta q_s + r_i \Delta H_i + 6(1-\epsilon) \phi h (T_g - T_s) / d_p \dots \dots (2.4)$$

$$\epsilon \partial (\rho_g C_g T_g) / \partial t = -\Delta (G_g C_g T_g) - \Delta q_g - 6(1-\epsilon) \phi h (T_g - T_s) / d_p \dots \dots (2.5)$$

ここに ϵ は空間率, ρ, C, T はそれぞれ密度, 比熱, 温度, q は温度勾配による熱移動速度, ΔH_i は反応熱, ϕ は形状係数, h は伝熱係数, d_p は粒径であり添字 S, g はそれぞれ固体, 気体を表わす。

式 (2.3) の右辺の r_i は i 成分の生成反応が 1 種であることを意味しているから, 実際にはこれを $\sum_j r_{ij}$ のように書き, このなかに他相からの i 成分の移動速度を含めることにすればより一般的になる。式 (2.4) についても同様に $r_i \Delta H_i$ を $\sum_j \sum_i r_{ij} \Delta H_{ij}$ とし, かつこの化学反応と物質移動による発熱速度の α 分率が固相に, 残り $(1-\alpha)$ 分率が気相に入るという表現がよいともいうまでもない。

式 (2.3) ~ (2.5) のような形式の式を他のすべてのサブシステムについても書き, G_i, N_i, r_{ij} などと C_i との関係を示す式, q_s, q_g と T_g, T_s との関係を示す式, ρ_s, ρ_g, C_s, C_g の変化を表わす式を連立させ, かつ ϵ, ϕ, d_p ならびに ΔH_{ij} にしかるべき値を与え, 適当な初

期および境界条件のもとに解けば、高炉の特性の完全な記述が可能となる。

しかしこれにはいくつかの困難がある。その第 1 は (2.3)~(2.5) 式を 3 次元的な分布の場合として考えれば変数が 4 個となり、計算がはなはだしく膨大なものとなってしまうということである。実はプロセス解析にはこの種の困難がしばしばつきまとうため、サブシステムへの分解を計算能力とみあつた適当な細かさに選ぶことが、前述したこととならんでプロセス解析の一般的方法の内容の一つとされているのである。こうして変数の個数をできるだけ減らすことが必要になるが、それはなんらかの意味での単純化あるいは理想化を行なうことを意味する。この際問題を静特性に限れば、時間 t に関する微分項はゼロとなる (つまり式 (2.3)~(2.5) の右辺 = 0 となる) から、状態量の空間的分布のうち高炉にとって最も本質的な高さ方向 (Z 方向) に関するもの以外を次々に無視するというやり方をとる。すなわちまず円周方向 (θ 方向) の分布を無視し、ついでさらに半径方向 (r 方向) の分布を無視することになる。こうして問題を静特性に限ることによって変数を 2 個または 1 個 (多くの場合 1 個) に減らすことが行なわれる。この場合解析の結果の検討にあたって、無視した分布の影響をしかるべく考慮せねばならないことはいうまでもない。

動特性を問題にする場合には、分布を Z 方向だけに限っても変数が 2 個になってしまうので困難が一層大きくなる。そうした場合にしばしば採用されるのが集中定数系へ近似させて取り扱う方法である。これは一次元の分布定数系の微分的な体積要素 (今の場合厚さ dz の単位層) の代わりに、もつと大きな体積部分を取り、その内部で各相の状態量の分布がないとみなすものである。たとえば FIELDEN ら⁵⁾ はこの体積部分を高さ 1 m の層としているが、このような巨視的な体積部分について式 (2.1), (2.2) は濃度勾配および温度勾配による層間の移動を無視すれば次のように書かれる。

$$dn_i^{(j)}/dt = W_i^{(j-1)} - W_i^{(j)} + \sum_k R_{ik}^{(j)} \dots \dots \dots (2.6)$$

$$d(n_s C_s T_s)^{(j)}/dt = (W_s C_s T_s)^{(j-1)} - (W_s C_s T_s)^{(j)} + \alpha \sum_i \sum_k R_{ik}^{(j)} \Delta H_{ik} + V(j)ka(T_g^{(j)} - T_s^{(j)}) \dots \dots \dots (2.7)$$

$$d(n_g C_g T_g)^{(j)}/dt = (W_g C_g T_g)^{(j-1)} - (W_g C_g T_g)^{(j)} + (1-\alpha) \sum_i \sum_k R_{ik}^{(j)} \Delta H_{ik} - V(j)ha(T_g^{(j)} - T_s^{(j)}) \dots \dots \dots (2.8)$$

ここに n はモル数, W はモル流量, α は反応熱の分配率, $V(j)$ は第 j 層の体積, a は層単位体積の粒子面積, $R_{ik}^{(j)} = \int r_{ik} dV / V(j)$ であり, 層の番号 j はガス側と固体側とで反対向きにとるものとする。

式 (2.6)~(2.8) が集中定数系における物質および熱収支の一般式である (ただし FIELDEN らは後述するよ

うに式 (2.6)~(2.8) をさらに簡単化した形で用いており, また高さ 1 m の層を cell として選んだのは, これより小さくしても事態は変わらないからであると述べているから, 集中定数系近似を意識的に行なっているとはいえないかもしれない。これらの式を用い, $V(j)$ をしかるべく選ぶことによつて計算量を減らすことができる点に, 集中定数系近似の長所があることはいうまでもないが, この場合にも分布を Z 方向に限つて考慮したことの効果を後にしかるべく評価せねばならないことは明らかである。そして高炉における分布の評価が容易でないという事情のため, 上述の対策が困難の回避であつて解決でないという本質的な困難をひきおこすことになる。

さらに高炉のプロセス解析における困難はこの分布の評価だけにあるのではない。それは r_{ij} と状態量との関係式, すなわち速度式といくつかのパラメータの値とを評価することの困難さにもある。これらの点については後に具体例に即して述べることにする。

3. プロセス解析の具体例とその問題点

3.1 静特性

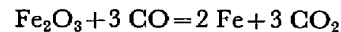
3.1.1 KOUMP らのモデル⁴⁾

KOUMP らは円周方向および半径方向の分布を無視して, 気固反応域の静特性の解析を行なっている。このとき式 (2.3) における N_i の項, 式 (2.4), (2.5) の q_s, q_g の項をそれぞれ G_i の項および (GCT) の項に比べてごく小さいとして無視し, かつ固体装入物の粒径を一率に d_p であるとすれば, 次の式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} -dG_{CO_2}/dZ &= r_{CO_2}, & dG_{CO}/dZ &= r_{CO}, \\ -dG_C/dZ &= r_C, & -dG_{Fe_2O_3}/dZ &= r_{Fe_2O_3} \\ d(C_g G_g T_g)/dZ &= -6(1-\epsilon)\phi h(T_g - T_s)/d_p \\ d(C_s G_s T_s)/dZ &= 6(1-\epsilon)\phi h(T_g - T_s)/d_p + r_{ES} \end{aligned} \right\} \dots (3.1)$$

ここに $G_{Fe_2O_3}$ は Fe_2O_3 と生成 Fe のモル質量速度, $r_{CO_2}, r_{CO}, r_C, r_{Fe_2O_3}$ はそれぞれ CO_2, CO, C, Fe_2O_3 の生成速度, r_{ES} は反応熱である。

気固反応域で考慮すべき反応として酸化鉄の CO ガス還元と solution loss 反応のみをとり, 前者については酸化鉄がすべて Fe_2O_3 の形で装入され, その還元の総合的な結果は, 量論的にも熱量的にも



なる化学式で表わされるとする。そこでこれらの速度をそれぞれ $X_{Fe_2O_3}, X_C$ (層単位容積あたりの Fe_2O_3 の還元速度, C のガス化速度) ととれば, 次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} r_{CO_2} &= -X_C + 3 X_{Fe_2O_3}, & r_{CO} &= 2 X_C \\ & & -3 X_{Fe_2O_3}, & r_C &= -X_C \\ r_{Fe_2O_3} &= -X_{Fe_2O_3}, & r_{ES} &= -X_C \Delta H_C \\ & & + X_{Fe_2O_3} \Delta H_{Fe_2O_3} \end{aligned} \right\} \dots (3.2)$$

式 (3.1) において G_{CO_2}, G_{CO}, G_g はパラメータとし

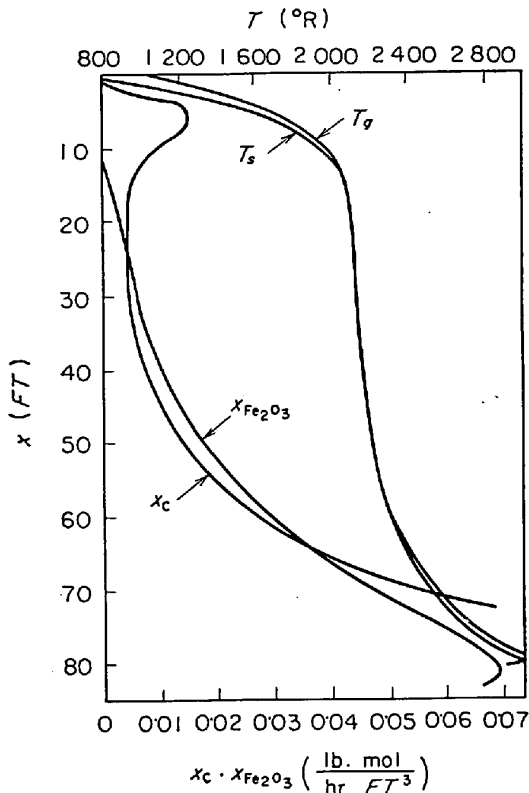


図 3.1 反応器 (1) における温度分布と反応速度 (KOUMP らの計算)

て固定される N_2 の質量速度 $G^{\circ}N_2$ と CO_2, CO, N_2 の濃度 ($C_{CO_2}, C_{CO}, C_{N_2}$) およびガス密度 ρ_g によつて次のように表わされる。

$$G_{CO_2} = G^{\circ}N_2 C_{CO_2} / C_{N_2}, \quad G_{CO} = G^{\circ}N_2 C_{CO} / C_{N_2},$$

$$G_g = \rho_g G^{\circ}N_2 / C_{N_2} \dots\dots\dots (3.3)$$

また $G_{Fe_2O_3}$ は装入鉱石の hematite 含量に対応する $G^{\circ}Fe_2O_3$ と還元率 f によつて (3.4) 式で与えられる。

$$G_{Fe_2O_3} = G^{\circ}Fe_2O_3 (1-f) \dots\dots\dots (3.4)$$

還元速度については、ガス境膜移動抵抗、生成海綿鉄層拡散抵抗および界面化学反応のいずれもが有意とし、かつ Fe_2O_3 の Fe_3O_4 、ついで FeO への還元は十分速く、 $FeO + CO = Fe + CO_2$ の反応が反応界面の移動を規定すると仮定して、未反応核モデル (3.5) 式が採用される。

$$X_{Fe_2O_3} = \{2(1-\epsilon)\phi V_{Fe_2O_3} / d_p \cdot V_s\} C_{CO} - C_{CO_2} / \{[g^1 + \{1-f\}^{-1/3} - 1] d_p / 2D_s + (1-f)^{-2/3} k_1^{-1} (1+1/K_1)^{-1}\} \dots\dots\dots (3.5)$$

ここに $V_{Fe_2O_3}$ 、 V_s はそれぞれ鉱石および固体装入物全部の容積流量、 C_{CO}, ϵ, K_1 はそれぞれ $FeO-Fe-CO-CO_2$ 系の CO の平衡濃度および平衡係数、 k_g はガス境膜物質移動係数、 D_s は海綿鉄層内ガス拡散定数、 k_1 は FeO の還元反応速度定数 (KOUMP らは $N_2-CO-CO_2$ 系においては D_{CO-CO_2} と D_{CO_2-CO} ならびに k_{gCO} と k_{gCO_2} との不等性を考慮しているの、速度式は (3.5) より複雑であるが、ここでは記述を簡単にするためこれらがそれぞれ等しく D_s, k_g で表わされるとしてある)。

次に solution loss 反応については、この反応が CO_2 の活性点との可逆反応 $CO_2 + C_f \rightleftharpoons C=O + CO$ と、錯合体 $C=O$ の不可逆的な CO への変化 $C=O \rightarrow CO$ とによつて構成され、かつ後者が律速的であるとする ERGUN の説を採用し、多孔質コークス粒子における solution loss 反応速度として次式を用いる。

$$-dn_c/dt = \eta k_2 C_T W_C / (1 + K_2^{-1} (P_{CO} / P_{CO_2})) \dots (3.6)$$

ここに dn_c/dt は炭素の気相への移動速度、 η は有効係数、 $k_2 C_T$ は炭素種によつて異なる速度定数、 W_C は炭素重量、 K_2 は平衡定数、 P_{CO}, P_{CO_2} はそれぞれ粒子表面における CO, CO_2 の分圧である。

層単位容積あたりの総括反応速度 X_C については、ガス境膜移動抵抗を考慮し、粒子表面における CO_2 分圧を $P^i_{CO_2}$ とおき、次式から $P^i_{CO_2}$ を消去することとなる。

$$X_C = 6(1-\epsilon)\phi (V_C / V_S) k_g^{CO_2} (P_{CO_2} - P^i_{CO_2}) = \eta (W_C / V_S) k_2 C_T [1 + K_2^{-1} \{2 k_g^{CO_2} / k_g^{CO} (P_{CO_2} - P^i_{CO_2}) + P_{CO}\} / P^i_{CO_2}]^{-1} \dots\dots\dots (3.7)$$

ここに V_C はコークスの容積流量、 $k_g^{CO_2}, k_g^{CO}$ はそれぞれ CO_2, CO の物質移動係数、 W_C はコークスの質量流量である。

KOMUP は式 (3.1)~(3.5)、(3.7) を連立させ、炉頂の条件 ($G^{\circ}Fe_2O_3, G^{\circ}C, T^{\circ}_g, T^{\circ}_s, P^{\circ}_{CO_2}, P_{CO}, P^{\circ}_{N_2}$) および $G^{\circ}N_2$ を与え、 $\Delta Z = 0.5 ft$ として、RUNGE-KUTTA 法によつて数値解を求めている。図 3.1 はその一例である。

彼らは図 3.1 が thermal reserve zone と chemical reserve zone の存在を示し、高炉内での熱交換と還元過程の典型的な推移と一致することをモデルの有用性の根拠としている。

KOUMP らのモデルはコークスと鉱石の粒径の差や、炉壁熱損失の無視、層内での圧損の無視など、モデルとしては最も単純なものであるが、それにもかかわらず図 3.1 のように高炉内でのプロセスの進行の典型をシミュレートできることを示したという意味で有意義である。還元速度式 (3.5) で採用されている仮定も、還元の巨視的な進行様相についての多くの経験と矛盾するものでなく、また速度定数が $Fe_2O_3 \rightarrow Fe_3O_4, Fe_3O_4 \rightarrow FeO, FeO \rightarrow Fe$ の各段階ごとに別々に求められていず、かつ粒内拡散定数 $D_s = D_M \cdot \xi \cdot \epsilon_p$ の還元過程における変化が各段階ごとに知られていないという事情のもとではやむをえない処置といえる。solution loss 反応速度式 (3.6) は他の研究者⁶⁾⁷⁾のものとはやや異なっているが、これも高温では $P_{CO_2} + P_{CO} / K_2$ が事実上一定になり、一次反応型の式 (M_C : 層単位容積あたりコークス重量)

$$-dn_{CO_2}/dt = \eta k_2' M_C C_{CO_2} \dots\dots\dots (3.8)$$

と同じになるとされており、これによつてとくにきわだつた傾向がでるとはいえない。

しかしこのモデルの実炉との一致はあくまでも定性的

なものにとどまることは明らかである。それが各種の単純化によることはもちろんであるが、このモデルの核心をなすともいうべき還元速度式およびそれに含まれる各種のパラメータの値が、鉱石種によつて異なることがとくに大きな意味をもっている。これに関連して実炉に対するこの種のモデルの有用性の観点からみて、今日高炉の装入物の大半を占める焼結鉱の還元挙動を適確に反映する速度式のないことが最大の障害になつてゐることを指摘したい(焼結鉱塊を還元してみると、未反応核モデルの核に相当するものが複数個存在することがわかる。したがつてこのモデルを適用する場合には、粒度や表面積の然るべき再評価を必要とするというのが筆者の考えである)。

このほか KOUMP らの見解にはサブシステムとして分けられた燃焼帯や炉床の役割についての不正確な評価があるが、これらについては後に言及する。

3.1.2 LAHIRI らのモデル⁷⁾

LAHIRI らは KOUMP らと同様気固反応域のみに着目し、円周方向の分布を無視し、半径方向の分布のみを考慮して静特性を解析している。

この場合基礎式 (2.3)~(2.5) を円筒座標形に書き直すことになるがそのさい円周方向の分布を均一とすることから、 θ 方向の成分と θ に関する微分項をすべて省略できることは自明である。さらに LAHIRI らは固体装入物の r 方向の運動 G_{sr} と移動 N_{sr} がなく、かつ Z 方向の移動 N_z , q_z は固体についてもガスについても無視できる(この点は KOUMP らと同じ)として、結局次式をえている。

$$\left. \begin{aligned} -\partial G_{si}/\partial Z + r_{si} &= 0 \\ -(1/r)\partial(rN_{gi})/\partial r + \partial G_{gi}/\partial Z + r_{gi} &= 0 \\ -(1/r)\alpha(rq_s)/\alpha r - \alpha(G_s C_s T_s)/\partial Z \\ + \sum_i r_i \Delta H_i + 6(1-\epsilon)\phi h(T_g - T_s)/d_p &= 0 \\ -\partial G_{sg}/\partial Z + r_{sg} &= 0 \\ -(1/r)\partial(rq_g)/\partial r + \partial(G_g C_g T_g)/\partial Z \\ -6(1-\epsilon)\phi h(T_g - T_s)/d_p &= 0 \end{aligned} \right\} \dots (3.9)$$

みられるとおり反応熱は固体側のみに入るとし、また固体粒子径はすべて一律に d_p と与えている。考慮に入れている反応も KOUMP らと同じく、 Fe_2O_3 の CO 還元と solution loss だけであるが、前者については $Fe_2O_3 + CO = 2FeO + CO_2$ と $FeO + CO = Fe + CO_2$ とを考える。速度式 r_i の構成もやや異なる。すなわち鉱石のガス還元反応については、ガス境膜の抵抗を無視し、また k_1 の値とその温度依存性の不確定性にまつわる困難をさけるため、粒内拡散律速として、式 (3.5) の右辺の [] 内の第 2 項のみをとる。solution loss 反応の速度式についても、やはりガス境膜の抵抗を無視し、一次反応型の式 (3.8) を採用する。

次に N_{gr} と q_{sr} , q_{gr} に関する式は次のようにたてる。まず N_{gr} については、有効拡散係数 D_{eq} を用いて

$$N_{gr}^i = -D_{eq} \partial C_i / \partial r = -(D_{eq} / RT_g) \partial P_i / \partial r \dots \dots \dots (3.10)$$

とおき、この D_{eq} を充填層の半径方向の有効拡散係数について成立する Pe 数が 11 に等しいという関係式 (3.11) によつて評価する。(u : ガス速度)

$$Pe = d_p u / D_{eq} = d_p G_g / \rho_g D_{eq} \dots \dots \dots (3.11)$$

q_s , q_g についても (3.10) と同形の式 (3.12) が成立する

$$q_s = -k_{es} \partial T_s / \partial r, \quad q_g = -k_{eq} \partial T_g / \partial r \dots \dots \dots (3.12)$$

ここに k_{es} , k_{eq} , はそれぞれ固相およびガスに関する半径方向の有効熱伝導度である。これらの評価は次のように行なわれる。まず k_{eq} については熱伝導と乱流拡散との寄与が考えられるが、前者は後者にくらべて無視できる。後者は熱移動と物質移動の相似性に基づいて次式が成立するとして評価する。

$$k_{eq} / \rho_g C_g = D_{eq} \dots \dots \dots (3.11)$$

k_{es} については粒子同士の接点による伝導、粒子間のふく射の寄与が考えられるが、前者は後者にくらべて小さいとしてこれを無視する。後者は隣接粒子間の空間を介する直接のふく射と、固体粒子内の伝導とふく射との合成伝熱とから成るとみられ、(3.14) 式が成立する。

$$k_{es} = k_r = (1-\epsilon) / (k_s^{-1} + k_r^{-1}) + \epsilon k_{r0} \dots \dots (3.14)$$

ここに $k_{r0} = 1.952 \times 10^{-7} d_p T_s^3$ であり、 k_s は固体粒子の熱伝導率である。

LAHIRI らは (3.9)~(3.14) にさらに運動量収支の式(すなわち圧損に関する ERGUN の式) (3.15) を連立させる。

$$\partial P / \partial Z = 7.61 \times 10^{-11} (1.75 + 150 \epsilon^2 / Re) \{ (1+\epsilon) / \epsilon^3 \} G_g^2 / \rho_g M_g d_p \dots \dots \dots (3.15)$$

境界条件としては (3.16)~(3.18) をとる。

$$\text{at } z=0, \quad 0 \leq r \leq r_0 \quad T_g = f_1(r), \quad P_i = f_2(r), \quad G_i = f_3(r) \dots \dots \dots (3.16)$$

$$\text{at } r=0, \quad 0 \leq Z \leq Z_{max} \quad \partial P_i / \partial r = \partial T / \partial r = 0 \dots \dots \dots (3.17)$$

$$\text{at } r=r_0, \quad 0 \leq Z \leq Z_{max} \quad \partial P_i / \partial r = 0, \quad k_{eq} \partial T_g / \partial r = k_w \partial T_w / \partial r, \quad T_s = T_w \dots \dots (3.18)$$

ここで (3.16) が炉頂条件、(3.17) が Z 軸に関する対称性、(3.18) が炉壁条件を表わすことはいうまでもない(添字 w は炉壁を表わし、 r_0 は炉の半径である)。また固体装入物の炉頂での温度 T_s^0 が一定であること、 $G^0 N_2$ をパラメータとして与えることも KOUMP の場合と同様である。数値計算は式をすべて差分形式に書き直した後、 $\Delta r = 0.5m$, $\Delta z = 0.05m$, Z_{max} は $T_s = 1700^\circ K$ となる Z と定め、上から下へ進める。 f_1 , f_2 , f_3 については次の 4 つの場合を考える。

- case 1. f_1 に特定形を与え、 f_2 , f_3 を一定とする。
- case 2. case 1. で G_{N_2} のみを考える。
- case 3. f_1 に特定形を与え、 f_2 , f_3 (および ϵ) の形を $a_k \pm b_k \sin(\pi r / r_0)$ とする。

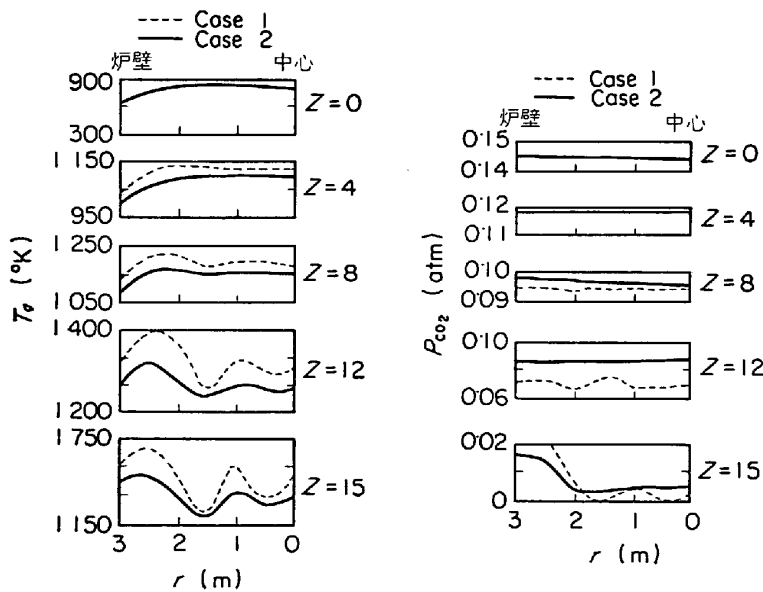


図 3.2 半径方向のガス温度・ガス組成分布 (1) (LAHIRI らの計算)

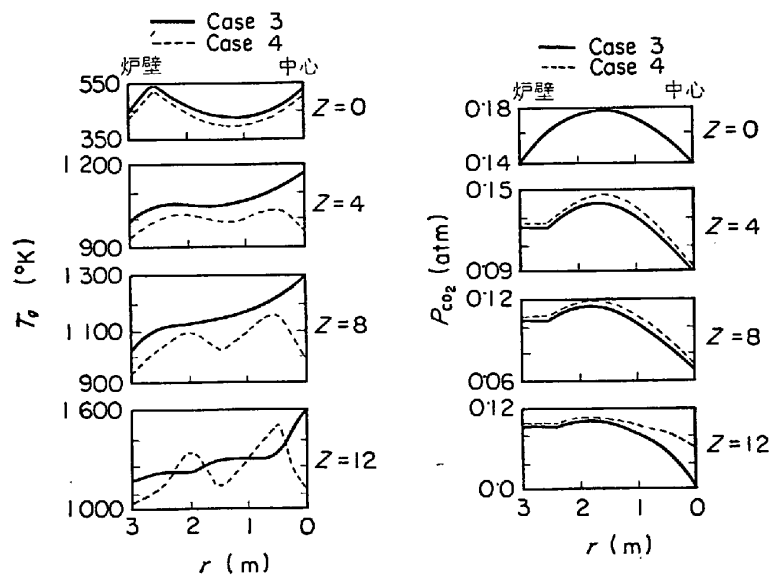


図 3.3 半径方向のガス温度・ガス組成分布 (2) (LAHIRI らの計算)

case 4. case 3 で T_g^0 の水準だけを変える。

計算結果を図 3.2, 3.3 に示した。

LAHIRI らもまた高さ方向の温度変化やガス組成変化のパターンが図 3.1 のようになることを以つて、モデルの信頼性の裏付けとし、分布の傾向についていくつかの推定を行なっているが、それにははなはだ問題が多いといわねばならない。それは単に速度式や重要なパラメータの値の決定に恣意性があるということだけによるものではない。炉頂でのガス側の温度、濃度分布と原料の分布との関係がアプリアリに与えられていること、とくに case 3 で $G_{Fe_2O_3} = 13.26(0.75 + 0.392\sin(\pi r/r_0))$, $G_c = 81.69(0.75 + 0.392\sin(\pi r/r_0))$ で、ore/coke が r 方向

で一定となつているにもかかわらず、 $\epsilon = 0.55 - 0.2\sin(\pi r/r_0)$ という分布をとるとしていること、すなわち ϵ の r 方向分布が ore と coke の粒度による分布（この分布は同形）のみによることになるが、両者の粒度は一律に d_p という単一の値をとるとしていることなど、高炉における分布の特徴とその原因についての把握の点で賛成できない点が多い。

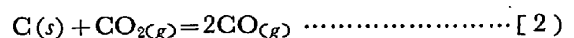
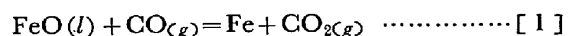
問題の重要性にかんがみ、分布をめぐる諸問題については後に述べることとし、ここでは LAHIRI らの研究が炉頂での分布という計測可能な情報によつて、炉内での分布を推定する方法を示したという功績をになつていることを指摘するにとどめたい。

3.1.3 鞭のモデル⁽⁶⁾⁽⁸⁾

KOUMP らや LAHIRI らのモデルがもつぱら気固反応域のみを対象とするものであつたことはすでに述べたとおりである。融体存在域、とくに気固反応域の下方と羽口との間にある高温域内の諸様相、とりわけそこで進行する各種の直接還元反応の速度についての知見がはなはだ不十分な現状では、こうした限定もやむをえないものといえる。しかし高炉の炉熱を直接規定する部分としての、この域を除外したモデルでは、説明の任務は果たしても、予言はできないという重大な欠陥を免れない。鞭のモデルはこの課題に正面からとりくんで一定の成果をあげた最初のものといえる。

基礎式そのものの構成についていえば、羽口部を含む高温帯への対象の拡大に伴うものの追加、および考慮の対象となる反応種の拡大による精密化という特徴を除いては、上述した二者と本質的には変わらない。したがつてここではこれらのうちとくに重要なものについて説明するにとどめたい。

融体存在域への拡大に伴つて考慮すべき最も重要な反応は、融体（スラグ）中の FeO の直接還元である。この反応の速度についての研究は、実験上の困難もあつて、現在のはなはだ不十分である。森の総説⁽⁹⁾によれば、この反応は速度が非常に大きく、総括反応生成物としての CO ガス気泡の発生に強く左右されることを特徴とし、次の機構によつて進行する可能性が大きい。



すなわちこの場合も還元はガスによつて行なわれ、その速度は反応 [1] に関与する FeO の成長しつつある CO 気泡面への拡散によつて律速されるとする説が有力である。このことは還元速度が FeO 濃度に関する二次反応

に近く、かつ反応の活性化エネルギーが拡散のそれ (40~50kcal/mol) とほぼ等しいこととよく符号する。こうしてこの反応の速度式はまだ未確定であるが、さしあまたつては

$$-dc_{\text{FeO}}/dt = k_3 C^2_{\text{FeO}} \dots \dots \dots (3.19)$$

の形式をとらざるをえない。

事実鞭のモデルではこれが採用され、層単位容積あたりの FeO の還元速度式として、面積その他の補正係数 β を含む (3.20) 式が採用されている。

$$-dc_{\text{FeO}}/dt = \{6(1-\epsilon)\beta\phi/dc\} k_3 C^2_{\text{FeO}} \dots \dots (3.20)$$

ここに dc はこの反応に関与するコークスの粒径であり、融体はコークスの表面を流下しつつ還元されるとみるわけである。このような把握は還元反応のとらえ方としてだけでなく、融体存在域における伝熱過程のとらえ方としても意味をもつことに注意を要する。すなわちこのように考えればコークスの温度と融体の温度は等しく、ガスからの伝熱を気固反応域の場合と全く同じように行なわれるものとモデル化することができる。

実際の計算は次のように行なわれる。与えられた装入物組成と銑鉄組成および銑・滓温度のもとで、送風条件を指定し、装入物流量を仮定し総括的な物質収支と熱収支・羽口部における熱および物質収支の計算を行なつて、炉頂ガス流量、炉頂ガス組成および温度、羽口レベルにおけるガス組成と温度を決定する。次にこうしてえられた炉頂条件を境界条件とし、前述の諸式を用い上から下へ数値計算を行なつて羽口レベルでの値を計算し、この値がさきに求めた羽口レベルでの諸条件と一致するまで、装入物の流量 (鉱石流量と ore/coke) を変更して計算をくり返す。

鞭のこのモデルそのものに関する研究、それを用いた操作諸変数の効果の予測、ならびにこの予測への重要諸パラメータの影響の研究は、すでにその詳細が発表されており、ここでそれをくり返すことは蛇足と思われるので省略する。

しかしこのモデルもやはり実炉の挙動の忠実なシミュレーションとはいえないことは明らかである。その一つの有力な理由が前にも述べた焼結鉱の還元速度式が確立していないことにあることはいうまでもないが、還元挙動についていえば、さらに焼結鉱を含めてすべての鉱石が軟化期を経て溶融し、この時期に還元著しい停帯がおこるといふ事実も重要であろう。したがって現段階においては実炉の特性の忠実な表現よりは、むしろ代表的な還元特性を示す理想化された鉱石を用いる高炉型反応装置の一般的特性を予測するモデルの性格が強いといふべきである。そしてこの意味でのモデルの役割りを軽視することは正しくないと思われる。

モデルのこの意味での任務の観点からみて問題になるのは、還元速度式が「代表性」の要求をみたしているかどうかということのほか、高炉の基本的機能を正しく

反映しているかどうかということである。批判はやさしく創造は何倍も困難であることを意識しつつ、あえてこの観点からの問題点をあげれば次の通りである。

このモデルでは Si, Mn などの還元とメタルへの液解を炉床反応としてとらえていたことによるものであろうが、これらの反応とその効果を総括収支としてしか考慮していない。このため総括収支の要求と羽口レベルの諸量についての2つの計算の一致という要求が満たされているかぎり、銑鉄の組成は目標値と一致するものとされている。しかしこのような理解は高炉の実際の機能と一致しないと思われる。

これまで高炉内での Si の還元と溶解はスラゲーマタル間反応として取り扱われてきたが、最近 Si が羽口より上部 (ポッシュー羽口間) でかなり急速に還元されるとみるべき事実が報告され¹⁰⁾¹¹⁾、これに関連して SiO を媒介とする反応が注目されている。すなわちおそらく高温の羽口先で生成された SiO が上昇し、これが $\text{SiO} + \text{C} = \text{Si} + \text{CO}$ なる反応によつて還元される可能性を無視できない。この還元機構は Si が羽口先温度の変化を招くような action (送風水分、送風中 O_2 濃度、送風温度の変更) にたいしては非常に速く応答するにたいし、スラグ組成の変化をもたらすような action にたいしては応答が遅くかつ弱い、という経験的事実ともよく対応する。このさい C の存在が前提になるが、メタルへの滲炭がメタル温度が液相線温度に達した後急速に進行することが知られており¹²⁾、この温度はおそらく 1400°C 前後と思われる¹³⁾ ことから、高炉内での Si のこの機構による還元はこの温度と羽口レベル温度とによつて規定される領域内で急速に進むものと思われる。

筆者は Si の還元におけるこの機構の役割を重視すべきであると考えているが、ここではいずれにしても Si の還元を炉床反応と規定することが正しくないということが重要である。もちろんこの反応の速度式はまだ未確定であり、また $\text{SiO}_2 + 2\text{C} = \text{Si} + 2\text{CO}$ の総括的熱効果の関係領域における比重はごく小さいという事情があるから、これ自体をモデルにとりこむことは合理的でも、必要でもないであろう。しかし銑鉄組成の一定性の要求をみたすためには、それを保証するような条件、たとえば関係部分に関する (部分) 熱収支の要求をみたすという条件を付加することが必要である。

3.1.4 高炉の圧損と分布

(1) 分布とその要因

高炉の円周方向および半径方向の分布は前述のように2つの要因によつて規定される。これを少し詳しくしらべてみよう。

第1の要因すなわち送風が羽口によつて行なわれることによる不均一分布は、燃焼帯の拡がり半径方向でも円周方向でも、炉床の全断面積を蔽うにいたらないということに由来する。この燃焼帯あるいはその大きな部分

を占めるといわれる raceway の大きさの評価をめざした研究は多数にのぼる。これに関する下村の総説に¹⁴⁾よれば、多くの実験式による raceway 深さの計算結果は大同小異であり、現代高炉の条件では 1.2~1.5m 程度である。この結果と rod test との結果から、燃焼帯深さは炉床半径に比して著しく小さいことは確実とされている。燃焼帯より炉中心側の部分すなわち炉芯は、かつて誤つて信じられていたように「死んだ」部分でないことは明らかである。たとえば現代の大容量高炉の active ring の大きさは、7ft ではなく 12ft とせねばその生産性を説明できない¹⁴⁾が、炉芯の温度が燃焼帯にくらべて数 100°C 低いとされていることなどからみて、この部分へのガスの分布量は、著しく少ないことは確かである。こうして r 方向のガス速度の不均一分布がおこる。

燃焼帯の横方向の拡がりについては、それが深さにくらべてかなり小さいという定性的な情報以外に有力な知見がない。しかし各羽口先に形成される燃焼帯の酸化性部分が相互につながつて、いわゆる active ring が全体として酸化性雰囲気下にあることは、降下溶銑にたいする酸化作用という効果をもつはずであり、そうした状態が実在するとは考えにくい。事実羽口レベルで採取された炉内試料の組成からみて、炉床へ滴下する溶銑の大部分が酸化性部分の外部を通過するものと推定する根拠もなくてはならない¹¹⁾¹⁵⁾。こうして横方向すなわち円周方向の不均一ガス速度分布が生じると考えられる。

羽口の近傍で生じたこの不均一分布は、ガスの上昇につれて均一化の方向に変わる傾向をもつが、この傾向は上部にある装入物の通気抵抗の影響を受けることになる。したがつてもし上部の通気抵抗に円周方向や半径方向の分布があれば、ガスの不均一分布が助長されることになる。これが不均一分布の第2の要因である。

ところで高炉の装入物はコークスと鉍石(および溶剤)という。粒度、密度、強度などの物理的性質の異なる固体粒子から構成されていること、これをペルーカップ式の装入装置によつて炉内に装入することのため、半径方向での不均一分布がさげられない。また上昇ガス流が一般に壁際に沿いやすいという事情を補償する目的で、意識的に半径方向不均一分布をつくりだすということもある。この不均一分布は一般に壁際に鉍石の塊、中心にコークスの大塊が多く装入され、中間部に鉍石の小塊を装入するという形で行なわれる。これらの事情の結果として、炉頂の半径方向にはコークスと鉍石の粒度による分布(偏在)だけでなく、ore/coke の不均一分布をも生じる。こうして半径方向の平均粒度、空間率の不均一分布、したがつて通気抵抗の不均一分布が不可避的である。すなわち各固体種の質量速度 G_{Si} の半径方向の分布があることが、またガス速度の半径方向の不均一分布を助長するという関係にある。一般に炉頂付近の半径方向のガス組成分布が、 CO_2 については M 型、 CO につい

ては W 型をとるとされるのは、こうした事情の総括的な結果である。

これにたいして円周方向の分布はこれを極力ならすような装入法がとられることは周知のとおりであり、装入側からは円周方向の不均一分布を促す要因は基本的には時間平均としてはないといえる。

以上の2つは不均一分布の基本的要因であるが、このほかにも高炉には多数の追加的要因が、働くと考えられる。筆者の知る2, 3の要因をあげれば次のとおりである。

(i) 送風の羽口への不均一な分配

(ii) Ansatz の形成

(iii) 降下運動の不均一性……これには出銑口や出滓口の配置に関係するもの(円周方向の不均一降下)と高炉での降下運動の本性に関するものがある。後者は次のことを意味する。

高炉内での装入物の降下運動は羽口でのコークスの燃焼に大きく規定されるが、燃焼帯へのコークスの供給はホッパーからの固体粒子の流出と類似の機構によつて行なわれるものと考えられている。BORISOV¹⁶⁾によれば、ホッパーの排出口にあたるのは、raceway の上端部付近にあつて、羽口レベルでの燃焼帯の断面積の約 1/4 の面積をもつ孔であり、この孔からのコークスの raceway 内への流出の様相について TLEIGABULOV¹⁷⁾は次のように述べている。「燃焼帯の上方に降下速度の大きいエリプソイド状疎充填帯が形成され、この帯内でいずれも降下速度の小さい炉壁側および炉芯側コークス層によつて支えられる動的なアーチが形成と崩壊をくり返す。このアーチの周期的形成・崩壊に対応して、有効垂直圧力はゼロから十分大きな値にまで変動し、これによつて結局装入物柱は停止-急速降下をくり返す」と。つまり高炉装入物の降下運動は全断非積について一様でなく、燃焼帯直上部で最も速く、中心と壁際で遅くなる傾向、すなわち降下速度の半径方向不均一分布の傾向、および降下-停止のくり返しを伴う時間的不均一性の傾向を有するというのである。

高炉装入物の降下運動のこのような特性についてはすでに多くの指摘¹⁸⁾があるが、ここでは BABARYKIN¹⁹⁾がマグネトゴルスクの高炉で、装入物の降下が 0.5~0.7 m の short falls 38~44 回/day の断続運動であると報告していること、および羽口圧のある種の微少振動が燃焼帯へのコークスの断続的供給と関係するものとみられている²⁰⁾ことを指摘するにとどめたい。

(iv) 溶銑(滓)の断続的排出……この効果は不均一分布そのものではなく、その変動をひきおこすという意味で、さらに炉床というサブシステムの上部サブシステムへの作用という意味で、上述の3つの要因とやや異なる。図 3.4²¹⁾は溶銑の貯溜-排出のサイクルによつてガス分布が変化することをしている。これは溶融物の貯溜

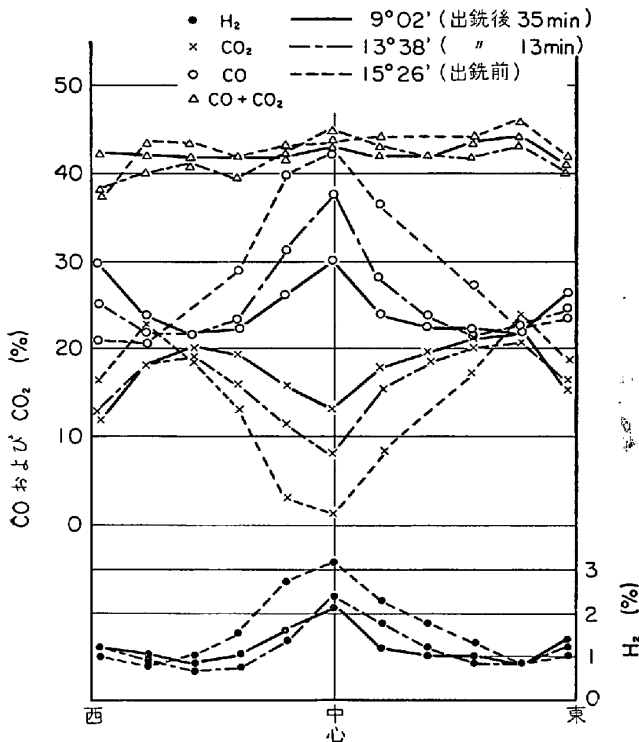


図 3.4 ストックライン付近における半径方向ガス組成分布の経時変化

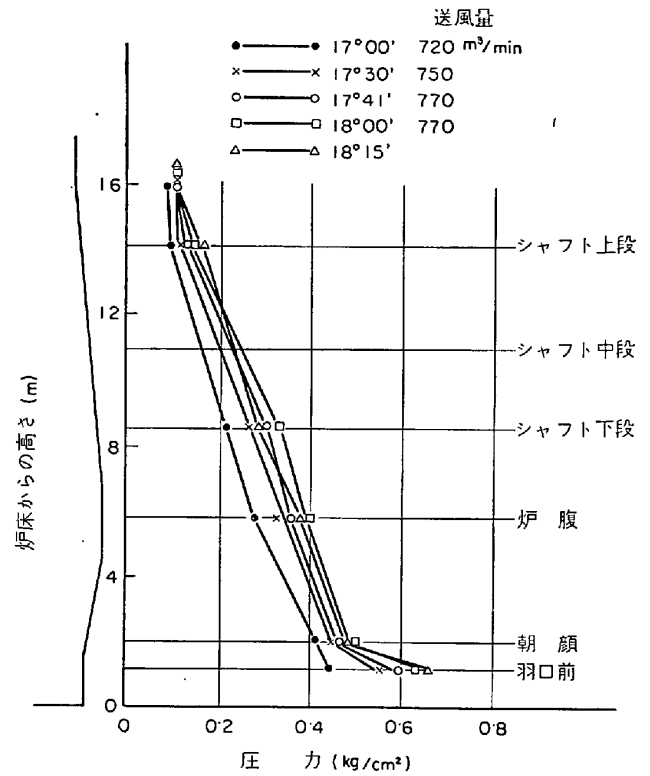


図 3.5 高炉の高さ方向の圧力分布

がおそらく浮力を媒介として、上部装入物の充填状態の変化、したがってガス分布状態の変化をひきおこすことを示す例である。さらに1出鉄間隔内で降下速度が系統的に変化する事実もよく知られている。

以上に述べたことは高炉内での G_s と G_g の分布が複雑な性格をもち、その定量的取扱いが非常にむずかしいことを示すものである。高炉の正確な把握のためには今後この問題についての研究が必要である。

(2) 圧 損

高炉は上部が気相と固相、下部で気相と固相および液相が向流する移動層であるが、高炉と同程度の固相移動速度を有する気-固向流移動層の圧損は、流動開始ガス速度以下では、固定層のそれと同様 ERGUN の式 (3.15) で表わすことができる²²⁾。

液相を含む領域の圧損の表現はもちろんこれと異なるであろうが、後に述べるような理由でこの部分を区別して取り扱うことは、多くの場合きわめて困難であり、実際には羽口レベルからストックラインまでの全域について (3.15) を適用することが多い。

式 (3.15) は ϵ と d_p を与えて圧力 P を計算するのに、あるいは d_p と圧損を与えて ϵ を計算するのに用いられる。しかしこの計算には d_p と ϵ をいかに評価すべきかという問題、多くの場合炉の高さ方向の多数のレベルで圧力 P を測定することが容易でないという事実、ならびに本節の (1) に述べた分布の問題があり、しかも分布と d_p や ϵ の評価は相互に関連しあうという問

題がある。

(i) ϵ と d_p の評価

これらが半径方向に分布をもつことは、すでに述べたが、かりにこれを一様としても、鉱石あるいはコークスの炉内での破碎、摩耗、粉化、鉱石の焼結、溶融、コークスのガス化などのため、これらが高さ方向で変化するだろうことは当然考えられる。かりにガス圧の測定が可能であり、 r 方向分布を均一としても平均粒度 d_p をいかにとるべきかの問題は残るから、 ϵ の高さ方向の変化を正確に評価することは現状ではむずかしい。液相存在域をとくに区別しない理由の一つもこの点にある。

これまでしばしば高炉の融体存在域の圧損は気固向流域のそれにくらべて格段に大きいとされてきたが、これは熱風本管ないし支管と炉内羽口レベルとの間の圧損を過少評価したことによる誤解の可能性が強い。図 3.5²¹⁾ はこのことを示すもので、高炉の高さ方向のガス圧変化の傾向には、巨視的には上部と下部とで差がない。筆者が現実的に羽口からストックラインまでの圧損をひつくるめて ERGUN の式で扱うことが許されると考えるもう一つの根拠はこの点にある。

こうして実際には d_p として装入時の装入物の調和平均径をとり、 ϵ をパラメータとして扱って、測定可能な全圧損に適合する値をみいだすことにならざるをえない。しかしここにもう一つの問題がある。それはこうしてえた ϵ の値を一定とみてよいかということである。式 (3.15) の右辺の () 内の第2項、すなわち viscous

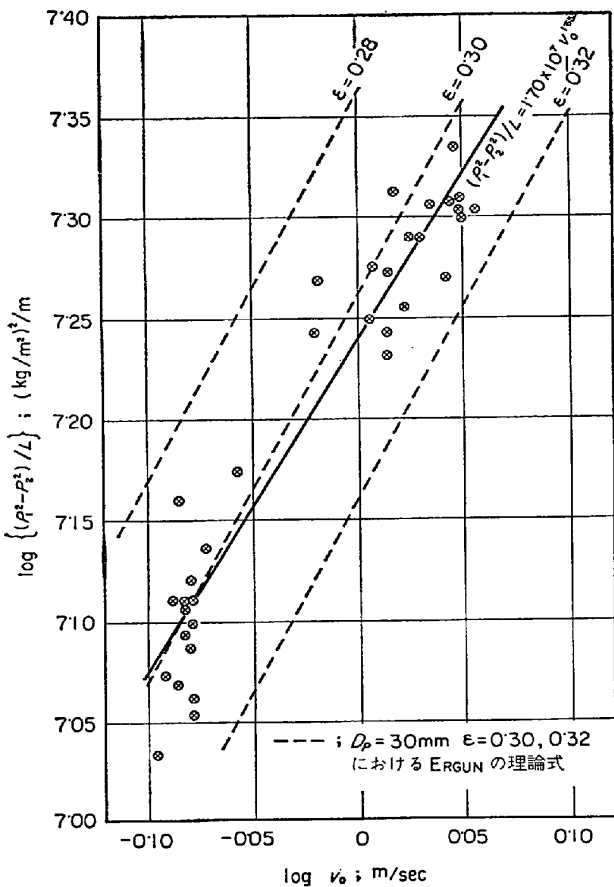


図 3-6 高炉の圧損とガス速度との関係

loss の項は $Re < 10$, 第1項の kinetic loss の項は $Re > 1000$ で優勢になる部分であるが, 現代の高炉で Re が 1000 に近いことを考えれば, 第1項の比重が大きいことは明らかである. 生産炉の圧損の実験式としてしばしば $\Delta P/L = kG^n$ (G : ガス量または送风量) の形式が採用され, この n の値として 1.6~1.8 が採用されるのはこの事情を反映するものである. このさい n の値に送风量あるいはガス量の変化による ϵ の変化の効果がとりこまれている可能性が強い. ϵ のこのガス量依存性については 2, 3 の指摘²²⁾²³⁾があるが, ここではこのことを示す一例として図 3-6²⁴⁾を掲げる. この図は某高炉の圧損とガス速度 v_0 との関係を示すものである. プロットは $\epsilon = 0.28, 0.32$ とした ERGUN の式による計算値を表わす 2 本の直線 ($\Delta P/L = kv_0^{1.9}$ にあたる) の間に入っているが, プロットから最小 2 乗法によつて求めた直線は, $\Delta P/L = k'v_0^{1.65}$ の形をとる. すなわち $n = 1.65$ は $n = 1.9$ のもとで ϵ が大きく変化したことを表わしているとみることができる.

こうして送风量の増大により層が膨張し, ϵ が増大することは, 装入物層で漸時流動の方向に向かうことを示すものであり, その極限として大規模な流動によつて操業不能となる状態, すなわちいわゆる吹抜け送風限界が到来する²⁵⁾. これに関連して送風限界が, 融体存在域の

flooding によつて規定されるところの見解がしばしば述べられているが, 筆者は高炉の羽口近傍のように不均一分布の傾向が強く, かつ溶銑や溶滓のように物性の点で水溶液や有機溶液とはなはだしく異なる液相が流下する装置では, 典型的な flooding がおこりにくく, かつかりにそれがおこつても, それによつて操業上の重大な障害が発生するか否かは不明と考えるものである.

ii) 不均一分布下の圧損

これまでしばしば述べてきたように, ϵ と d_p には半径方向に顕著な分布があり, 正確には $\epsilon = \epsilon(r)$, $d_p = d_p(r)$ の形をとる. そしてこのため $G_g = G_g(r)$ なる分布を生ずることになる. 式 (3.15) は実は ϵ と d_p が r 方向に分布をもつ場合の G_g の r 方向の分布を定めるものとみるべきである. そのさい $G_g(r)$ は通気抵抗の異なる各部分での圧力損失 dp/dz が等しく, かつこの圧損が最小となるように分布すると考えられる²⁶⁾. 現実には $d_p(r)$ と $\epsilon(r)$ の関数形を知ることは困難があり, そのため均一分布を仮定した取扱いを行なうことになる. しかし圧力分布から ϵ を推定する場合には, それに不均一分布の効果が反映し, その値の物理的意味はなはだ稀薄になることを考慮する必要がある.

以上に述べたことから, 高炉内での分布の問題は非常に複雑な性格をもち, これを均一として扱う場合はもちろん, 不均一分布そのものを考慮する場合も, 単純化が不可避であることがわかる. したがつて逆にこの単純化そのものの効果をなんらかの形が評価することが必要となるが, それはつまるところ実炉データとの照合によるほかはない.

3.2 動特性

3.2.1 FIELDEN らのモデル⁵⁾

FIELDEN らは高炉を温度 950°C 以下の stack, 950°C ~ 1250°C の upper bosh, 1250°C 以上の lower bosh, tuyere および hearth の 5 つの region に分け, r 方向, θ 方向の分布を無視し, 高さ 1 m の zone を cell として採用することは前述のとおりである. この zone 内の状態量の z 方向の分布はもちろん考えられないから, 式 (2.6)~(2.8) が成立することになる. しかし非定常状態における挙動の計算にあつては, ガスと装入物がそれぞれ一定の滞留時間だけこの zone にとどまつた後, 瞬間的に次の zone へ移動すると考える. したがつて各 zone はこの時間の間はバッチ反応器として働き, その状態量が一定時間ごとに更新されるとみるわけである. このとき式 (2.6)~(2.8) の右辺の W_i はゼロになるから, (3.21)~(3.24) 式が成立する.

$$-dn_s^{(j)}/dt + R_s^{(j)} = 0 \dots\dots\dots (3.21)$$

$$-dn_g^{(j)}/dt + R_g^{(j)} = 0 \dots\dots\dots (3.22)$$

$$-d(n_s C_s T_s)^{(j)}/dt + \alpha \sum_i R_i^{(j)} \Delta H_i + V^{(j)} h_a (T_g^{(j)} - T_s^{(j)}) = 0 \dots\dots\dots (3.23)$$

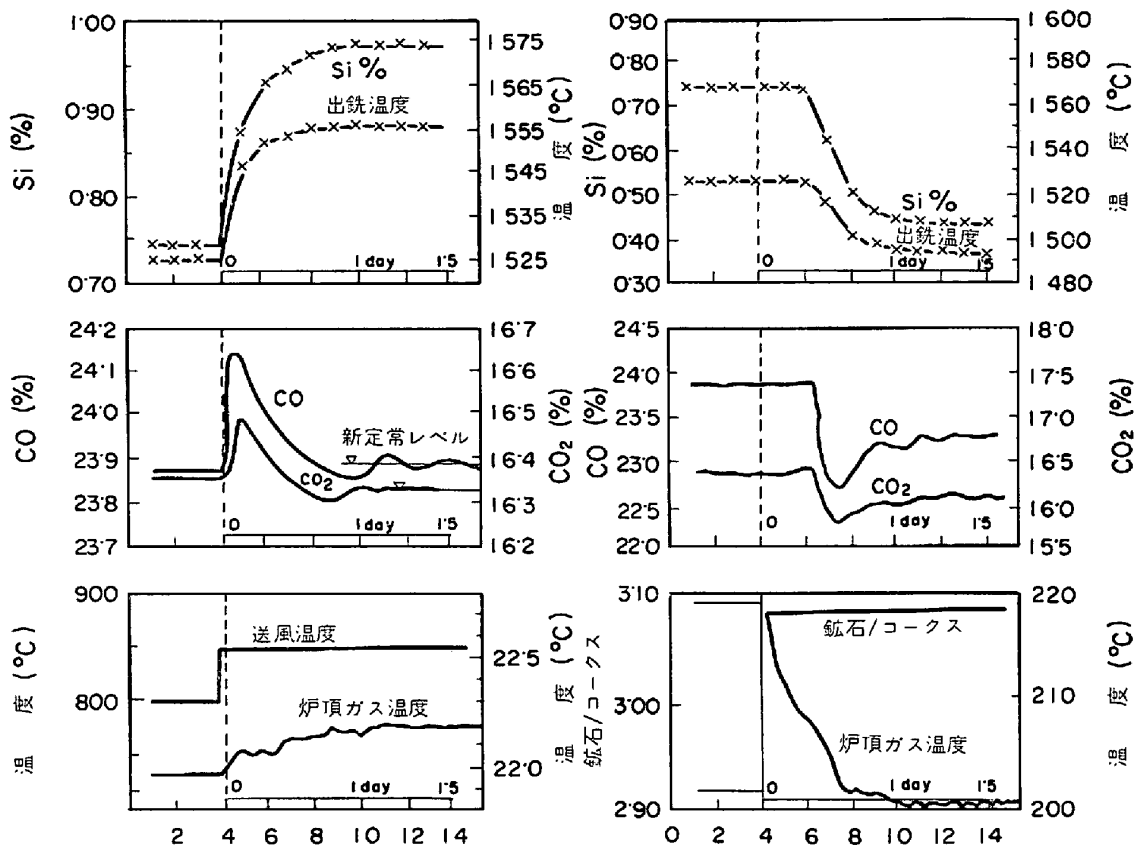


図 3.7 高炉の動特性 (FIELDEN らの計算)

$$d(\text{ngCgTg})(j)/dt - V(j)h_a(T_g(j) - T_s(j)) + (1 - \alpha) \sum_i R_i^j \Delta H_i = 0 \dots\dots\dots (3.24)$$

FIELDEN らは反応として前に静特性の節で速度式を示したもののほかに、装入物の水分の蒸発、水性ガス反応、SiO₂ の直接還元、脱硫などを加え、また式 (3.23)、(3.24) で考慮されていない各 zone 間の熱移動を考慮しているが、このさい酸化鉄のガス還元 R₁、溶融酸化鉄の炭素還元 R₄、SiO₂ の還元 R₅ などの速度を次のように表現している。

$$R_1(j) = g_1 \text{Fe}(j) (C_{\text{CO}}^j - K_1 C_{\text{CO}_2}^j) \exp(-E_1/R(T_s + 273)) \dots\dots\dots (3.25)$$

$$R_4(j) = g_4 O_{(g)} \dots\dots\dots (3.26)$$

$$R_5(j) = g_5 (N_{\text{SiO}_2} - K_2 N_{\text{Si}}) \exp(-E_3/R(T_s + 273)) \dots\dots\dots (3.27)$$

ここに Fe_(j)、O_(g) などは j zone における Fe、O の存在量、K₁ は CO ガス還元平衡定数、N_{SiO₂}、N_{Si} はそれぞれ SiO₂、Si のモル分率、K₂ は SiO₂ 還元平衡定数 K² と次の関係にある。

$$K_2 = N_{\text{SiO}_2}^{\text{eq}} / N_{\text{Si}}^{\text{eq}} = \gamma_{\text{Si}} (P_{\text{CO}})^2 / \gamma_{\text{SiO}_2} (a_e)^2 K^2$$

ただし γ は活量係数、 a は活量、eq は平衡を表わす添字。

式 (3.25)~(3.27) の g₁、g₄、g₅ などは静特性が実炉の長期間の平均データと適合するように決定するものごとくである。

動特性の計算にあたっては式をすべて差分形に書き、 $\alpha = 0$ としガスの滞留時間 $\Delta t_g = 0.2 \text{sec}$ 装入物のそれ $\Delta t_s = 15 \text{min}$ とおく。さらに各 zone の T_s の 1 min の変化がごく小さく、また固体成分の 1 min の変化も zone 内にある成分の全量に比して小さいという理由で、 Δt_g のきざみは 1 min とし、この 1 min ごとにガス温度、ガス成分、装入物温度および装入物成分を要素とする状態行列を更新するというやり方をとる。

図 3.7 はこのモデルによる計算の一例である。FIELDEN らはこれから、送風温度の変化にたいするメタルの Si% や温度の応答は時定数約 4 hr の一次おくれ、同じく装入物の C/Fe のそれはむだ時間約 8 hr、時定数約 8 hr の 1 次おくれであるが、炉頂ガス組成の応答はいずれにたいしても高次のおくれであるとしている。

このモデルとその計算方式は示唆に富むものであり、またこれにより実炉の出鉄成分の変動をかなりよく予測できると報ぜられている²⁷⁾。これは重要なパラメータを実炉のデータによつて決定していることによるものであろうが、そのことは逆にモデルの一般性を失う原因ともなる。えられた動特性にしてもそれが実炉の動特性を示すものとみる根拠は十分でない。

3.2.2 靱のモデル²⁸⁾

さい近靱らは高炉の溶融帯を集中定数系で近似させ、またこの帯下端から羽口までの部分を槽列モデル* で表

現した精緻なモデルを展開し、これによつて送風条件の変化への応答をしらべている。ここではその詳細な説明を省略し、モデルの基礎となつている概念に言及するにとどめる。

鞭らの意図は炉熱の変動を溶融帯の下方にある coke reserve の増減と結びつけること、すなわち炉熱の増加(減少)を招くような操作変数の変化が coke reserve の増加(減少)を、したがつてまた溶融帯の位置の上昇(低下)をひきおこすという概念を表現しようとするもののように思われる。高炉の炉熱あるいは inertia のこのような理解は鞭らに限られるものではなく、多くの研究者²²⁾²³⁾に共通のものであり、実践家としての技術者にもこれの支持者は少なくない。しかし coke reserve と溶解帯との関係についての理解はまだ十分統一的なものとなつていないように思われる。たとえば送風温度の上昇の一次的効果は溶融帯以下にあるガス、コークスおよび融体の温度上昇と溶融速度の上昇にあることは確かであろうが、この昇温は高温下で進行する諸反応を加速して、みかけ上融体の比熱を大きくすると共に、Si の還元量の増大→スラグ塩基度の上昇→スラグ溶融点の上昇という変化をも招くと考えられ、その結果溶融帯は上昇せず、むしろ降下するとみることにもできる。しかもこの場合も coke reserve は増加するものと考えるのが論理的である。もつとも現在のところ、スラグの生成から最終的成形への過程には未知の部分が多いので、上述の推定も十分な根拠があるとはいえない。しかし筆者は溶融帯の昇降と coke reserve の増減とを区別して取り扱うのがより無難と考えるものである。

さらに IRSID のモデルのように、溶融帯の上方に酸化鉄の直接還元(固相ガス還元プラス solution loss)帯があり、そこで還元が完了するとみる場合と、鞭のモデルのように coke reserve でもひき続き酸化鉄の還元がおこるとみる場合とがある。こうした概念的把握の差異はこの部分の真の状態を知ることがむずかしいことに由来することは確かであるが、同時に現在経験的に知られている知見を研究者と技術者の協力によつて総合し、最も矛盾の少ない概念を構成する必要があることを示すものといえよう。

3.2.3 槌屋のモデル³⁰⁾

槌屋は高炉を気-固相間の熱交換のみの行なわれる第1層、 Fe_2O_3 の Fe_3O_4 への還元の進行する第2層、 Fe_3O_4 から FeO への還元のおこる第3層、 FeO 還元のおこる第4層およびコークスの燃焼の行なわれる第5層に分け、各層を連続攪拌槽とみなし、式(2.6)~(2.8)を適用して動的挙動を調べている。このさい FeO の直接還元はガス還元と solution loss 反応の合成であるとみなし、液相の温度は鞭の場合と同様固相(コークス)の

それと等しいものとし、伝熱面積 a は圧損に関する ER-GUN の式(3.15)によつて計算する。実際の計算にあつてはまず式(2.6)~(2.8)の左辺をゼロとおき、実炉の長期間平均データを用いて α を含めていくつかのパラメータの値を定める。とくに第5層については羽口近傍が均一分布の充填層とみなしえないことを考慮して熱交換率 $V(\text{t/h})$ に修正係数をかけておき、この値を第1~5層の温度をつらねた折線の傾向(すなわち高さ方向の温度分布)が、高炉の典型的温度分布(図3.1、参照)と一致するように定める。

動的挙動の計算にあつては、①式(2.6)の左辺は常にゼロとおける。②式(2.8)についても各層内に滞留するガス量が流量にくらべてごく少ないので、やはり左辺をゼロとおける、と仮定し、③式(2.7)のみに非定常項を残し、④solution loss 反応の速度だけに温度依存性を考えるという方針をとる。このようにして実炉の炉頂条件の変動に対応する第5層の固相温度 $T_s(5)$ の変動を計算し、これを炉熱の変動の指標とみなすわけである。したがつてこのモデルの信頼性は $T_s(5)$ と出鉄の Si% との対応性の良否にかかる。槌屋はこの両者の対応関係を調査し、比較的短い期間については、FIELDEN らと同程度の信頼性があるとしている。

上述したことから明らかなように、このモデルは非常に大まかなものであり、炉の5つの層への区分の仕方や長い期間を対象とする場合の諸パラメータの安定性の問題のほかに、このパラメータを決定するさいの高さ方向温度分布の選び方の恣意性、さらには物質収支に関する定常性の仮定という根本的な問題点があり、十分なものはもちろんいえない。しかしそれにもかかわらずこのモデルがある種の有効性を示しえたのは、それが本質的には IRSID モデルという一定の有用性の確認をへたものの修正という性格をもつていることによるものと思われる。事実 IRSID モデルは本稿の冒頭で指摘した制約のほかに、processing zone という Si の変動の予測にとつてはおそらく大きすぎる部分についての、熱量の変動の計算という欠点を含んでおり、これをより特徴的な部分の温度水準の変動によつて置きかえたことにこのモデルの長所があるというべきであろう。

4. 結 言

高炉のプロセス解析にはまだ多くの問題があり、たとえば実炉の炉熱の変動の予測という目的についていえば、IRSID モデルに本質的にまさるものはまだ提出されていないというべきであろう。しかもその IRSID モデルにしても、通気性、ガス分布および荷下がりのような高炉にとつて本質的に重要な側面の制御を前提としている。

プロセス解析が十分な成果をあげえない理由の一つが基本的な諸反応の速度式と重要なパラメータの値の未確

* 式(2.6)~(2.8)で i を攪拌槽の番号を表わすものとするれば、攪拌槽の定常特性から左辺=0となる。槽列モデルはこのような形の式を連立させたものである。

定性にあり、その解決のための研究の促進が目下の急務であることはいままでもない。しかもそれは単に実験室における研究だけでは不十分であり、それと実炉に関する組織的かつ合目的な調査とを結合することが不可欠である。高炉の解析を困難なものとしているもう一つの要因である分布の問題も同様であるが、これについてはさらにいかなる方針でこれを処理するかという路線を追求することが必要であろう。

終わりにもう一つ、数学モデルに先行する概念的把握の問題がある。これについて研究者と技術者との間で隔意なく討論を交すことによつて、一致した見解、それが不可能なら少なくとも暫定的な性格をもち作業仮説を設定することが必要と思われる。

文 献

- 1) 館: 第8回西山記念技術講座テキスト, (1970)
- 2) C. STAIB, et al.: B. F. Dynamic Control and Automatic Control. IRSID RE. 189. Jan. (1968)
- 3) 八木・西村: 化学プロセス工学, (1969) 9 [丸善]
- 4) V. KOUMP, et al.: Metallurgical Society Conference 32 (1964), 125 [Gordon & Breach Science Publishers]
- 5) C. J. FIELDEN, et al.: JISI, 192 (1968), p. 650
- 6) 八木・鞭: 鉄と鋼, 54 (1968), p.1019, p.1032
- 7) A. K. LAHIRI, et al.: JISI, 193 (1969), p. 293
- 8) 八木・鞭: 鉄と鋼, 56 (1970), p.169
- 9) 森: 学振54委 1072, (1966)
- 10) 児玉: 学振54委 1157, (1969)
- 11) 宮下: 学振54委 1159, (1969)
- 12) 江本: 鉄と鋼, 52 (1966), p.142
- 13) 金・館: 学振54委, 反応小委資料 Fe 6 (1967)
- 14) 下村: 学振54委 1041 (1966), 1059 (1967), 1083 (1967)
- 15) 児玉: 学振54委 1058 (1967)
- 16) Iu. I. BORISOV, et al.: Izv. AN SSSR Metall, (1965), 3
- 17) S. M. TLEUGABULOV, et al.: Stal' (1965) 11, p.969
- 18) A. D. GOTLIB (館訳): 高炉製鉄法の理論, (1966) p.60 [日本鉄鋼協会]
- 19) N. N. BABARYKIN, et al: Stal in English, (1959) 4, p.249
- 20) B. S. FIAKOV, et al: Izv. VUZov, Cher. Met., (1961) 10
- 21) 桑野・中根: 学振54委 1133, (1969)
- 22) 館・天辰: 学振54委 1087, (1968)
- 23) M. HANSEN: Arch. Eisenhüttenw., (1963), März p.151
- 24) 館・樋口: 未発表
- 25) 桑野ほか: ICSIIS, (1970), conf. Prep. 1. p.60]
- 26) 天辰・館: 学振54委 1131, (1969)
- 27) C. J. FIELDEN, et al.: JISI, 193 (1969), p.367
- 28) 堀尾・鞭: 鉄と鋼, 56 (1970), p.1311
- 29) V. A. SOROKIN: Komplieksnaia Avtomatizatsiia Domienna Pechi, (1963) [Mietallurgizdat]
- 30) 槌屋: 学振54委 1156, (1970)