

.....
論 文

高炉の溶融帯・羽口間の動特性の簡単化モデル による近似解析*

堀 尾 正 毅**・ 鞭

巖***

Approximate Analyses for Dynamic Characteristics of Blast Furnace Melting Zone by Simplified Model

Masayuki HORIO and Iwao MUCHI

Synopsis:

A simplified dynamic model of blast furnace melting zone is developed and two approximate analyses on the dynamic characteristics are presented.

From the approximate analysis (I), it has been found that the equation for the accumulation of heat in coke zone can be expressed as the same form as the lumped-parameter system.

Applying a local linearization technique to the analysis (I), perturbation analysis (approximate analysis (II)) is developed. From this analysis (II) it has been shown theoretically that the dynamic characteristics of melting zone may be expressed as a combination of two first order lag systems, and that the time constant for the accumulation of heat in the coke zone τ_1 becomes considerably smaller than the time constant for the shift of melting zone level τ_2 . Also the effects of the volume of coke zone and the over-all heat transfer coefficient on the value of these time constants have been discussed in this paper.

(Received Feb. 1, 1971)

1. 緒 言

高炉は多変数、分布定数系の大型装置であるため、高炉に対する制御系の合理的な設計を行なうには動特性の解明が必要である。従来、STAIB²⁾、LÜCKERS⁴⁾、GUILLEMAIN⁵⁾、ПОХВИЧЕВ⁶⁾のような実験的研究とともに、FIELDEN³⁾のデジタル・シミュレーションの試みも報告されている。

しかし、高炉のようにプロセス変数の相互作用が複雑な系については、上記のようなアプローチだけでなく、反応工学的手法に基づいた動特性の解析によつて、制御対象の基本的構造を理論的に解明することが肝要であると考えられる。

解析を容易とするために、系をいくつかの領域に分割した場合、各領域の間の相互作用の効果は、隣接領域間をフィードバックループによつて結合することによつて表現できるので、個々の領域における解析結果を活用して、高炉全体の動特性を明らかにすることができる。なかでも、送風条件変動の効果をも最初に受けて、しかも鉄の温度や Si% などの出力変数に直接影響を及ぼして

いる領域である コークス帯や 溶融帯の解析は重要である。

そこで、筆者らは前報⁷⁾で、高炉の溶融帯・羽口間について動的モデルを展開し、デジタル計算機によつて数値計算を行なつた結果、この領域での動的挙動が、主として溶融帯の位置変化過程によつて支配されることを見出した。しかし、数値計算による結果は操業の一例にすぎないので、本報では前報で得られた知見をさらに普遍的に検討するため、溶融帯・羽口間について近似的な取り扱いを行なつて、この領域の動特性についての解析的な表現を求め、さらに、時定数の大きさに及ぼす諸因子の影響について検討する。

2. 溶融帯・羽口間の動的モデル

溶融帯・羽口間を Fig. 1 のように分割して考えると、既報⁷⁾の解析により以下の基礎式が得られる。

* 昭和45年4月本会講演大会にて発表

昭和46年2月1日受付

** 名古屋大学工学部

*** 名古屋大学工学部 工博

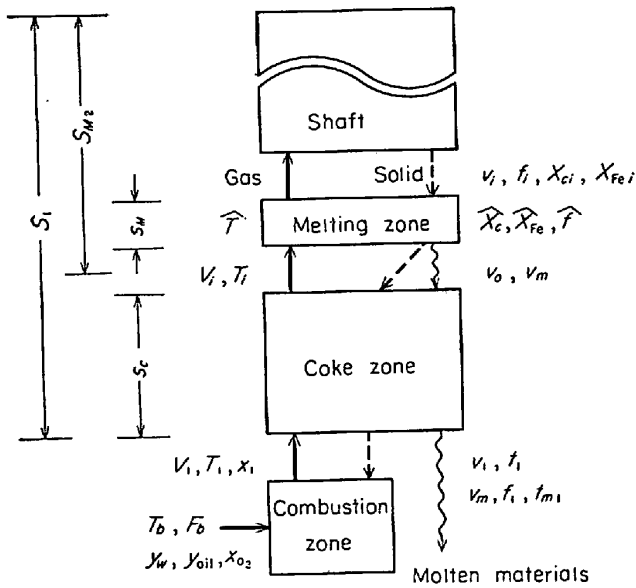


Fig. 1. Schematic diagram of blast furnace.

2.1 溶融帯の式

コークス以外の装入物の融解速度を v_m とすると、溶融帯の回りでの物質収支から、固体のモル流量に関して (1), (2), (3) 式が成り立つ。

$$v_{M1} = v_{M2} + v_m \dots (1)$$

$$v_i = v_{M1} - (1 - \epsilon) \rho_s (dS_{M1}/d\theta) \dots (2)$$

$$v_o = v_m \hat{X}_C / (1 - \hat{X}_C) \dots (3)$$

溶融帯の上端と下端の位置 S_{M1} , S_{M2}^* , およびコークス帯と溶融帯の容積 s_c , s_{M^*} は (4), (5), (6) 式にしたがって変化する。

$$dS_{M1}/d\theta = v_{M1}/(1 - \epsilon) \rho_s - \{(\partial t/\partial \theta)_C / (\partial t/\partial S)_\theta\}_{S=S_{M1}} \dots (4)$$

$$dS_{M2}/d\theta = -ds_c/d\theta = (v_{M2} - v_o)/(1 - \epsilon) \rho_c \dots (5)$$

$$s_M = S_{M2} - S_{M1} \dots (6)$$

融解速度 v_m , 溶融帯でのガス温度 \hat{T} , および (4) 式中の $(\partial t/\partial \theta)_C$ は熱収支に基づいて (7), (8), (9) 式で表わされる。

$$v_m = h_p a (\hat{T} - t_{m1}) s_M / L_{m1} \dots (7)$$

$$\hat{T} = \{c_g V_i T_i + (h_p a t_{m1} - q_w) s_M\} / (c_g V_i + h_p a s_M) \dots (8)$$

$$(\partial t/\partial \theta)_C = [h_p a (T - t_{m1}) + \{(-\Delta H_1) + (-\Delta H_2)\} R^*] / (1 - \epsilon) \rho_s c_s \dots (9)$$

2.2 羽口先燃焼帯の式

燃焼帯を出るガスの流量, 組成, および温度は (10)

* 高炉ではプロセス変数に半径方向分布があり, また, 炉のプロフィールが円筒形でなくテーパがあるため, 炉内を反応帯に分割して集中定数系として取り扱う場合, 反応帯の大きさを表すのに, 層の厚さよりも層の容積で表す方がより実際的であると考えられる。そこで本報では, 前報¹⁾の高さ z や厚さ Y , l_2 のかわりに容積 S や s を採用した。

~(12) 式で示される。また, 燃焼帯で消費されるコークスの量は (13) 式で与えられる。

$$V_1 = \{1 + x_{O_2} + 22 \cdot 4 (y_w/9 + \gamma y_{oil}/M_{oil})\} V_b \dots (10)$$

$$x_1 = (2x_{O_2} + 22 \cdot 4 y_w/18) V_b / V_1 \dots (11)$$

$$T_1 = (c_c v_1 / c_g V_1) t_1 + \beta / c_g V_1 \dots (12)$$

$$v_1 = \{2x_{O_2} + 22 \cdot 4 (y_w/18 - \eta y_{oil}/M_{oil})\} V_b \dots (13)$$

ただし,

$$\beta = \beta^* V_b \dots (14)$$

$$\beta^* = c_b T_b + Q_R \dots (15)$$

$$Q_R = (c_b T_b - \Delta H_w) (1 \cdot 244) y_w + (c_{oil} t_{oil} + \eta \cdot \Delta H_c / M_{oil} - \Delta H_{oil}) (22 \cdot 4) y_{oil} + 2x_{O_2} (-\Delta H_c) - q_t / V_b \dots (16)$$

$$V_b = 60 F_b / 22 \cdot 4 \dots (17)$$

2.3 コークス帯の基礎式と定常状態の解

前報¹⁾では, 数値計算の都合上, コークス帯について槽列モデルに基づいた離散的な基礎式を展開したが, ここでは, 解析的な取り扱いを容易にするために偏微分方程式で表現する。固体, 融体およびガスはすべてピストン流とみなし, ガスと融体については, 滞留時間が固体に比べてはるかに短いため, 時間に関する偏導関数の項を無視し, 固体側についてだけ熱の蓄積を考慮すると, 熱収支から (18), (19), (20) 式が得られる。

$$c_c \rho_c (1 - \epsilon) (\partial t/\partial \theta) + c_c (\partial v_t/\partial S) = U a_{gs} (T - t) + U a_{sm} (t_m - t) - (1 - \alpha) \Delta H_3 R^* \dots (18)$$

$$c_m v_m (\partial t_m/\partial S) = U a_{gm} (T - t_m) + U a_{sm} (t - t_m) - \alpha \Delta H_3 R^* \dots (19)$$

$$c_g (\partial VT/\partial S) = U a_{gs} (T - t) + U a_{gm} (T - t_m) + q_w \dots (20)$$

また, 物質収支により (21), (22) 式が得られる。

$$\partial v/\partial S = \partial V/\partial S = -R^* \dots (21)$$

$$\partial f/\partial S = R^* / (1 \cdot 5 v_m X_{Fem}) \dots (22)$$

ただし,

$$X_{Fem} = \hat{X}_{Fe} / (1 - \hat{X}_C) \dots (23)$$

境界条件は,

$$\left. \begin{aligned} S = S_{M2} \text{ で } & t = t_{m1}, f = \hat{f} \\ S = S_1 \text{ で } & T_1 = G_{21} t_1 + \Delta T_R, V = V_1, v = v_1 \end{aligned} \right\} \dots (24)$$

$\hat{f} \neq 0$ の場合には溶融ウスタイトの還元により v と V が変化して非線形となるが, $\hat{f} = 1$ の場合には溶融ウスタイトの直接還元が無視でき, 解析的に定常解を得ることができる。すなわち,

$$T = t_{m1} + [C \phi_{10} + \Delta T_w \{B + Cx + C(p_1 + p_2)/p_1 p_2 + \{1/(p_1 - p_2)\} \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} (\phi_{10} + \Delta T_w/p_i) (p_i + B + C/p_i) e^{p_i x} \dots (25)$$

$$t = t_{m1} + [C\phi_{10} + \Delta T_w \{St_{11}G_{12} + Cx + C(p_1 + p_2) / p_1 p_2\}] / p_1 p_2 + \{1 / (p_1 - p_2)\} \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} (\phi_{10} + \Delta T_w / p_i) (St_{11}G_{12} + C / p_i) e^{p_i x} \dots\dots\dots (26)$$

$$t_m = t_{m1} + [C\phi_{10} + \Delta T_w \{St_{33} + Cx + C(p_1 + p_2) / p_1 p_2\}] / p_1 p_2 + \{1 / (p_1 - p_2)\} \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} (\phi_{10} + \Delta T_w / p_i) (St_{33} + C / p_i) e^{p_i x} \dots\dots\dots (27)$$

ここで、 x は無次元の位置を表わす変数で (28) 式で定義される。 p_1, p_2 は (29) 式の根である。また ϕ_{10} は (30) 式で定義される。

$$x = (S - S_{M2}) / (S_1 - S_{M2}) \dots\dots\dots (28)$$

$$p^2 + B'p + C' = 0 \dots\dots\dots (29)$$

$$\phi_{10} \equiv T_i - t_{m1} \frac{\Delta\phi_R - \Delta T_w [1 + (G_{31}/C')(St_{33} + C - CB'/C')] + \{G_{31}/(p_1 - p_2)\} \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} e^{p_i} (St_{33} + C/p_i)/p_i}{1 + G_{31}C/C' + \{G_{31}/(p_1 - p_2)\} \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} e^{p_i} \cdot (St_{33} + C/p_i)} \dots\dots\dots (30)$$

なお、(24)~(30) 式中の無次元数 $St_{ij}, G_{ij}, B, C, B', C'(-)$ 、および、 $\Delta T_R, \Delta\phi_R, \Delta T_w$ ($^{\circ}C$) は (31), (32), (33) 式で定義される。

$$\left. \begin{aligned} St_{11} &= Ua_g s_c / c_g V_1, & St_{22} &= Ua_{3m} s_c / c_c v_{11}, \\ St_{33} &= Ua_{gm} s_c / c_m v_m, & G_{12} &= c_g V_1 / c_c v_{11}, \\ G_{23} &= c_c v_{11} / c_m v_m, & G_{31} &= c_m v_m / c_g V_1 \end{aligned} \right\} \dots (31)$$

$$\left. \begin{aligned} B &= St_{11}G_{12} + St_{22}(1 + G_{23}) + St_{33} \\ C &= St_{11}St_{22}G_{13} + St_{22}St_{33} + St_{33}St_{11}G_{12} \\ B' &= B - St_{11} - St_{33}G_{31} = -(p_1 + p_2) \\ C' &= C(1 - G_{31} - G_{21}) = p_1 p_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots (32)$$

$$\Delta T_R = \beta / c_g V_1, \Delta\phi_R = \Delta T_R + (G_{21} - 1)t_{m1}, \Delta T_w = q_w s_c / c_g V_1 \dots\dots\dots (33)$$

(31) 式により、 St_{ij}, G_{ij} の間には (34) 式に示すような関係が成り立つ。

$$G_{ij} = 1/G_{ji}, G_{ij} \cdot G_{jk} = G_{ik}, St_{ij} \cdot G_{jk} = St_{ik} \dots (34)$$

しかし、非定常状態では融体の流量 v_m がガス温度 \hat{T} の変化とともに (6) 式に基づいて変化するため、系は非線形となつて解析解を求めることが困難になる。さらに、コークス帯の温度を求める基礎式 (18), (19), (20) 式は偏微分方程式であるため、この分布定数性をどう扱うかによつて解析の難易が大きく異なってくる。本報では、コークス帯での熱の蓄積過程は迅速であるため、コークス帯を集中定数系として近似的に扱つても大きな誤差を生じないと考えて、以下に示すような近似解析を行なう。

3. 近似解析 (I)

コークス帯の温度分布に関する 偏微分方程式 (18),

(19), (20) 式を $\hat{f}=1$ の条件の下に $S=S_{M2} \sim S_1$ の区間で積分し、係数を (31), (33) 式に基づいて書きかえると、それぞれ (35), (36), (37) 式が得られる。

$$\theta(d\bar{t}/d\theta) = t_{m1} - t_1 + St_{12}(\bar{T} - \bar{t}) + St_{32}(\bar{t}_m - \bar{t}) \dots\dots\dots (35)$$

$$t_{m1} - t_{m1} = St_{33}(\bar{T} - \bar{t}_m) + St_{23}(\bar{t} - \bar{t}_m) \dots\dots\dots (36)$$

$$T_1 - T_i = St_{11}(\bar{T} - \bar{t}) + St_{31}(\bar{T} - \bar{t}_m) + \Delta T_w \dots (37)$$

$\bar{T}, \bar{t}, \bar{t}_m$ はコークス帯 ($S=S_{M2} \sim S_1$) での平均温度である。(35) 式中の θ は、(38) 式で定義され、コークス帯におけるコークス粒子の平均滞留時間を表わしている。

$$\theta = \rho_c(1 - \epsilon) s_c / v_1 \dots\dots\dots (38)$$

3.1 重み係数 μ_{ij} の導入

溶融帯・羽口間の温度分布は軸方向に単調に変化しているので、(39) 式のような性質をもつた重み係数 μ_{ij} を導入すると、(35), (36), (37) 式中の平均温度は (40) 式のように書くことができる。

$$\mu_{i1} + \mu_{i2} = 1, 0 < \mu_{ij} < 1 \dots\dots\dots (39)$$

$$\bar{T} = \mu_{11}T_1 + \mu_{12}T_i, \bar{t} = \mu_{21}t_1 + \mu_{22}t_{m1},$$

$$\bar{t}_m = \mu_{31}t_{m1} + \mu_{32}t_{m1} \dots\dots\dots (40)$$

そこで (40) 式と (36) 式から t_{m1} を消去すると、融体の平均温度は (41) 式で表わされる。

$$\bar{t}_m = b_1\bar{t} + b_2\bar{T} + b_3 \dots\dots\dots (41)$$

また、(35), (36), (37) 式から $\bar{T}, \bar{t}, \bar{t}_m$ を消去し、(12) 式の T_1 を代入すると、 T_i について (42) 式が得られる。

$$T_i = \Delta T_R - \Delta T_w + G_{21}t_{m1} - G_{31}(t_{m1} - t_{m1}) - \theta G_{21}(d\bar{t}/d\theta) \dots\dots\dots (42)$$

(12), (40), (42) 式から T_i, T_1, t_{m1} を消去すると、(43) 式に示すように平均ガス温度 \bar{T} は、 $\bar{t}, \bar{t}_m, d\bar{t}/d\theta$ の一次結合となる。

$$\bar{T} = a_1\bar{t} - a_2\bar{t}_m + a_3 - a_4(d\bar{t}/d\theta) \dots\dots\dots (43)$$

ただし、(41), (43) 式の係数 a_i, b_i は (44) 式で定義される。

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= (\mu_{11}/\mu_{21})G_{21}, & a_2 &= (\mu_{12}/\mu_{31})G_{31}, \\ a_3 &= \{(1 - \mu_{11}/\mu_{21})G_{21} + (\mu_{12}/\mu_{31})G_{31}\}t_{m1} \\ &+ \Delta T_R - \mu_{12}\Delta T_w, & a_4 &= \mu_{12}\theta G_{21}, \\ b_1 &= St_{23}/(1/\mu_{31} + St_{23} + St_{33}), \\ b_2 &= St_{33}/(1/\mu_{31} + St_{23} + St_{33}), \\ b_3 &= (t_{m1}/\mu_{31})/(1/\mu_{31} + St_{23} + St_{33}) \end{aligned} \right\} \dots (44)$$

したがつて、(41), (43) 式を連立させて解くと、 T と \bar{t}_m を \bar{t} と $d\bar{t}/d\theta$ の関数として (45), (46) 式のように書くことができる。

$$\bar{T} = \{(a_1 - a_2b_1)\bar{t} + a_3 - a_2b_3 - a_4(d\bar{t}/d\theta)\} / (1 + a_2b_2) \dots\dots\dots (45)$$

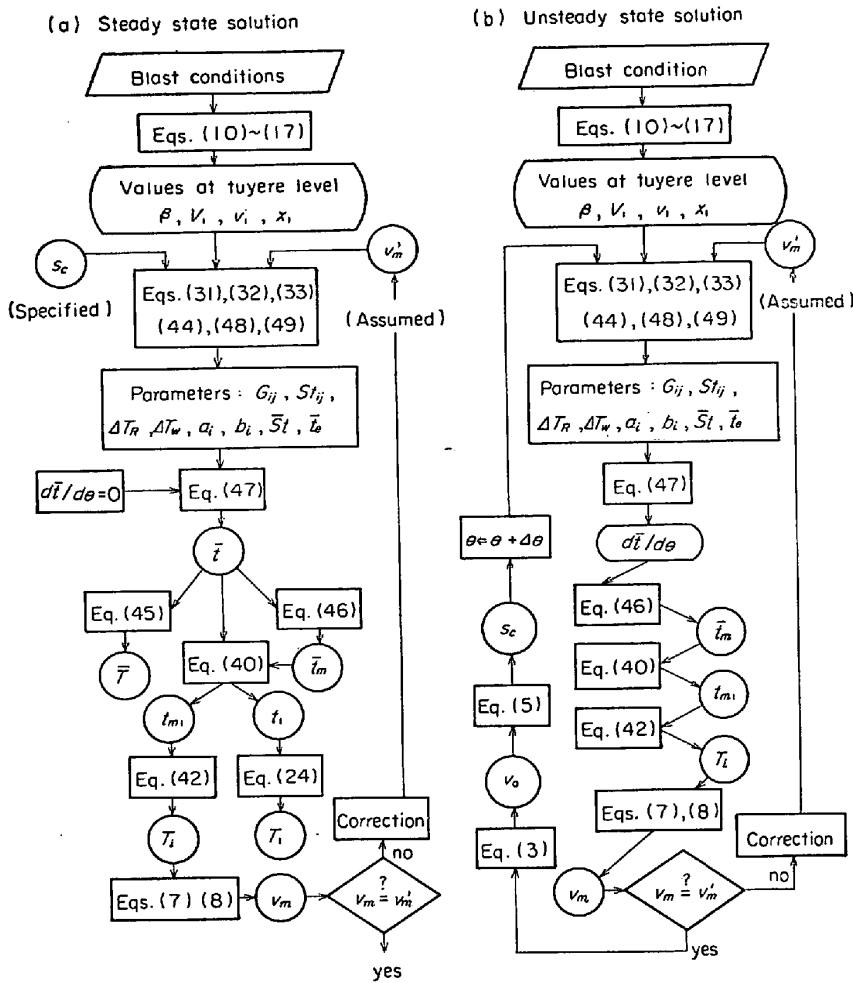


Fig. 2. Flow charts for the calculus determining the approximate solution (I).

$$t_m = \{ (b_1 + b_2 a_1) \bar{t} + b_3 + b_2 a_3 - b_2 a_4 (d\bar{t}/d\theta) \} / (1 + a_2 b_2) \dots\dots\dots (46)$$

そこで、コークス帯の固体の平均温度に関する (35) 式へ (45), (46) 式を代入して \bar{T} , \bar{t}_m を消去すると, (35) 式は (47) 式のように書けるが, (47) 式は集中定数系の場合と同じ形の式になっていることがわかる。すなわち,

$$\theta (d\bar{t}/d\theta) = \bar{S}t (\bar{t}_e - \bar{t}) \dots\dots\dots (47)$$

(47) 式右辺の無次元の係数 $\bar{S}t$ は集中定数系の場合の Stanton 数に相当するが, この $\bar{S}t$ と, 定常状態に達した場合の固体温度 \bar{t}_e は (48), (49) 式で定義される。

$$\bar{S}t = \frac{\{ 1 - a_1 + a_2 (b_1 + b_2) \} St_{12} + \{ 1 - b_1 + b_2 (a_2 - a_1) \} \cdot St_{32} + (1 + a_2 b_2) / \mu_{21}}{\{ 1 + a_2 b_2 + a_4 (St_{12} + St_{32} b_2) \}} \dots\dots\dots (48)$$

$$\bar{t}_e = \frac{(a_3 - a_2 b_3) St_{12} + (b_3 + a_3 b_2) St_{32} + (1 + a_2 b_2) t_{m1} / \mu_{21}}{\{ 1 - a_1 + a_2 (b_1 + b_2) \} St_{12} + \{ 1 - b_1 + b_2 (a_2 - a_1) \} \cdot St_{32} + (1 + a_2 b_2) / \mu_{21}} \dots\dots\dots (49)$$

ここで, 重み係数 μ_{ij} は (39), (40) 式によって定義されているが, μ_{ij} が与えられていると (47) 式から \bar{t} が得られ, さらに, (45), (46) 式から \bar{T} , \bar{t}_m を求めることができる。そこで, (40) 式に \bar{t} , \bar{t}_m を代入すれば t_1 , t_{m1} がわかる。この t_1 を (24) 式へ代入すると T_1 が得られる。さらに T_1 と \bar{T} から (40) 式により T_i が得られる。定常状態の解と非定常状態の解の算出法をそれぞれ Fig. 2 に示す。

このようにして得られる解は, もしも μ_{ij} に妥当な数値が採用されれば, 前報¹⁾ のような基礎式 (18), (19), (20) 式の数値解と一致することになる。なお, μ_{ij} は系の状態の動的な変化に伴って変化する変数であるが, ここでは μ_{ij} を時間的に一定と仮定し, この場合に得られる解を近似解 (I) と呼ぶことにする。この仮定についての吟味は 3.2 で後述する。

3.2 定常状態の解の比較

先に求めた定常状態の厳密解 (25), (26), (27) 式から T_1 , t_1 , t_{m1} および \bar{T} , \bar{t} , \bar{t}_m を求め, (40) 式から μ_{ij} を種々の条件下で逆算して Table 1 に示した。Table 1 から明らかのように, 操作

条件のかなり広い範囲にわたり, μ_{ij} の数値に大きな変化は認められない。逆に, μ_{ij} を一定とした場合, 近似解 (I) がどの程度厳密解に一致するかを調べるために, 送風条件, 融解速度, コークス帯の大きさなどが異なる場合について両者を比較したところ, μ_{ij} をかなり不正確に設定した場合でも, 近似解 (I) と厳密解の変化の傾向*はかなりよく一致することがわかった。このような場合の一例として, $\mu_{11} = \mu_{21} = 0.7$, $\mu_{31} = 0.5$ と与え, Table 2 のような操作条件の回りで送風温度と送風中の水分量を変化させた場合の近似解 (I) と厳密解を Fig. 3 に比較して示す。

3.3 非定常状態の解の特性

非定常状態については前述のように解析解が得られないので, 数値計算によつて, 前報¹⁾の槽列モデルによる解と近似解 (I) とを比較する。すなわち, Table 2 の

* 動特性解析においては, 定常状態の値からのずれが問題になるため, プロセス変数の絶対値が一致しない場合でも, ゲインが一致すれば十分有用である場合が多い。

Table 1. Weight factors (μ_{ij}) obtained from Eqs. (25), (26) and (27) under steady states.

T_b °C	F_b Nm ³ min	y_w kg Nm ³	y_{oil} kg Nm ³	v_m kgmol hr	s_c m ³	U_{ags} kcal m ³ ·hr·°C	U_{agm} kcal m ³ ·hr·°C	U_{asm} kcal m ³ ·hr·°C	μ_{11}	μ_{21}	μ_{31}
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	250	500	0.601	0.758	0.480
1 293	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	250	500	0.601	0.759	0.480
893	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	250	500	0.600	0.758	0.480
1 093	3 142	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	250	500	0.605	0.758	0.480
1 093	2 742	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	250	500	0.596	0.758	0.480
1 093	2 942	0.04315	0.04314	3 100	40	3 000	250	500	0.603	0.754	0.479
1 093	2 942	0.00005	0.04314	3 100	40	3 000	250	500	0.598	0.762	0.481
1 093	2 942	0.02315	0.05314	3 100	40	3 000	250	500	0.601	0.764	0.482
1 093	2 942	0.02315	0.03314	3 100	40	3 000	250	500	0.600	0.752	0.478
1 093	2 942	0.02315	0.04314	4 000	40	3 000	250	500	0.591	0.757	0.471
1 093	2 942	0.02315	0.04314	2 000	40	3 000	250	500	0.624	0.763	0.501
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	80	3 000	250	500	0.588	0.743	0.510
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	20	3 000	250	500	0.606	0.720	0.454
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	4 000	250	500	0.614	0.780	0.486
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	2 000	250	500	0.581	0.723	0.472
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	500	500	0.586	0.734	0.494
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	125	500	0.613	0.773	0.470
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	250	1 000	0.572	0.721	0.486
1 093	2 942	0.02315	0.04314	3 100	40	3 000	250	250	0.632	0.781	0.481

Table 2. Operating conditions for the case of steady state.

F_b Nm ³ min	T_b °C	y_w kg Nm ³	y_{oil} kg Nm ³	x_{O_2}	t_{oil} °C	q_i kcal hr	q_w kcal m ³ ·hr	X_{Ci}	f_i
2 942	1 092	0.02135	0.04314	0.21	77	4.2×10^6	7 500	0.496	1.0

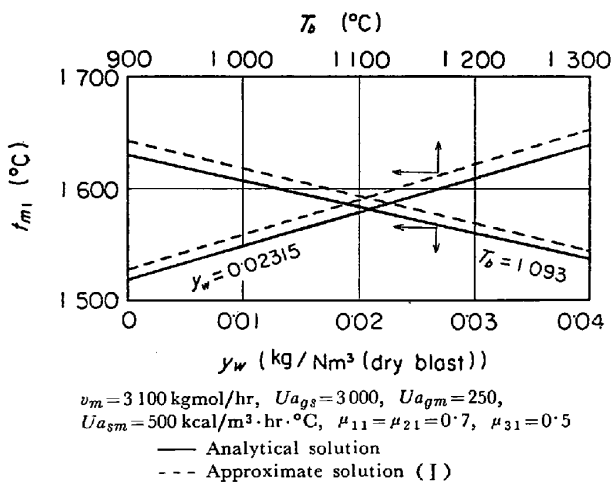


Fig. 3. Comparison of the static characteristics between analytical solution and approximate solution (I).

ような初期の操作条件の下で、送風温度 T_b がステップ状に変化した場合の v_m と t_{m1} の応答を Fig. 4 に示す。両者は応答のごく初期を除いてよく一致する。同様のことは、他の送風条件の変動の場合についても言える。実際の高炉操業では、数時間の大きさの動的挙動が問題になっているため、ごく初期の高周波領域での誤差

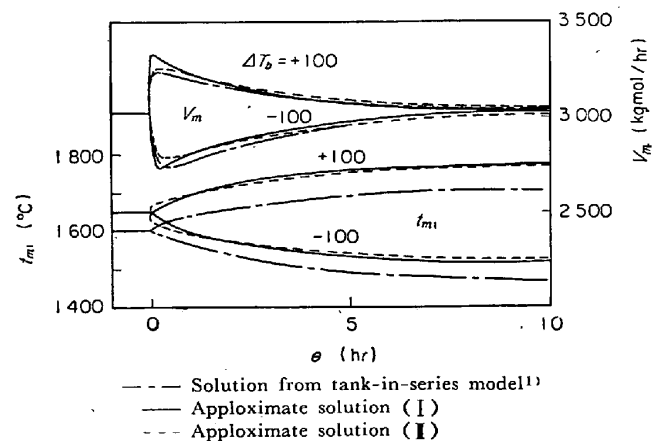


Fig. 4. Comparison of the transient responses calculated from tank-series model and from approximate solutions (I) and (II).

は無視することができる。

こうして、パラメータ μ_{ij} を近似的に一定とすることによって得られる近似解 (I) を溶融帯・羽口間の解析に適用できることがわかった。ここでは厳密解との比較のために、コークス帯におけるすべての炉内反応を無視しているが、近似解 (I) の解析手法を炉内反応を考慮した場合に拡張することも可能である。なお前報¹⁾では

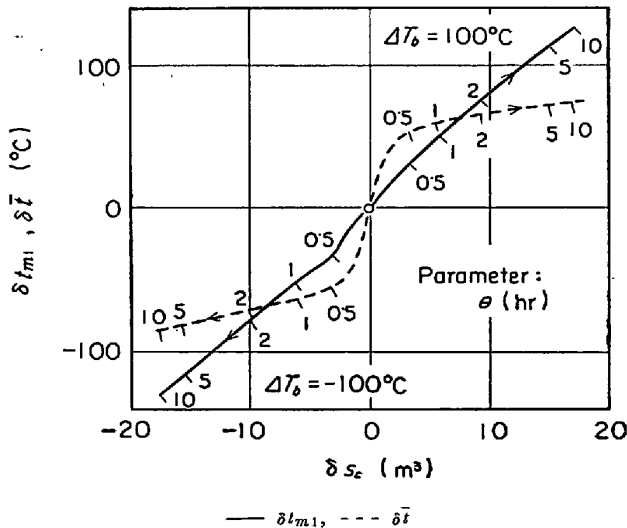


Fig. 5. Phase plane expressing the responses of δt_{m1} , $\delta \bar{t}$ and δs_c to the step change of blast temperature.

溶融ウスタイトの還元反応を考慮したが、過渡応答の初期を除いて、 δt_{m1} , $\delta \bar{t}$ が δs_c に対して直線的に変化していく傾向は今回の結果と同じであり、反応を無視したことによつて一般性が失われることにはならないものと考えられる。近似解 (I) は、次の摂動解析 (近似解析 (II)) の基礎式として採用するが、定常および非定常状態下での高炉のプロセス変数の解析用の簡潔な計算モデルとしても有用なものと思われる。

Fig. 4 と同じ過渡応答における t_{m1} および \bar{t} と s_c の関係を Fig. 5 に示す。この位相面図で、初期の 1~2 hr はコークス帯の平均温度 \bar{t} の急速な変化がみられるが、それ以後は t_{m1} , \bar{t} とともに s_c の変化に比例して変化していく。この特性は t_{m1} の変化を \bar{t} と s_c の一次結合で表現できることを示唆しており、次の摂動解析ではこの性質を利用する。

4. 近似解析 (II) (摂動解析)

前節の解析の結果、コークス帯は近似的に集中定数系として扱えることが明らかになったが、近似解析 (I) の非定常状態の解析では (たとえば (48) 式の $\bar{s}t$ の時間的変化) 複雑な非線形性のために、数値積分によらなければならなかつた。しかし、系に対するじょう乱が微小な場合には、局所線形化による近似解析によつて動特性の解析的表現を得ることが可能であり、この解析を近似解析 (II) と呼ぶことにする。

4.1 局所線形化による解析

(18)~(21) 式を $S=S_{M2} \sim S_1$ の区間で積分して整理すると、コークス帯の上端と下端におけるプロセス変数の関係を示す式として (50), (51), (52) 式が得られる。

$$c_g V_i T_i = \beta + c_c v_{M2} t_{m1} - q_w s_c - \rho_c c_c (1 - \epsilon) s_c (d\bar{t}/d\theta) - \{c_m (t_{m1} - t_{m1}) + 1.5 \Delta H_3 (f_1 - \hat{f}) X_{Fem}\} v_m \dots (50)$$

$$V_i = V_1 + 1.5 (f_1 - \hat{f}) v_m X_{Fem} \dots (51)$$

$$v_{M2} = v_1 + 1.5 (f_1 - \hat{f}) v_m X_{Fem} \dots (52)$$

局所線形化を行なうに当たり、(53)~(56) 式の仮定をおく。

$$\delta t_{m1} = \varphi_1 \delta s_c + \varphi_2 \delta \bar{t} \dots (53)$$

$$dS_{M1}/d\theta = dS_{M2}/d\theta \quad (\text{i. e. } S_M \equiv S_{M2} - S_{M1} = \text{const.}) \dots (54)$$

$$\delta V_i = \delta V_1, \quad \delta v_{M2} = \delta v_1 \dots (55)$$

$$f_1 = 1 \dots (56)$$

[(53) 式について：定常状態の回りでのプロセス変数の微小な偏差をオペレータ δ で表わすとき、(36) 式で係数 St_{23} , St_{33} を有次元化したうえで多変数 Taylor 展開の二次以上の項を無視して局所線形化を行なうと (57) 式が得られる。

$$\delta t_{m1} = [\{U a_{gm} (\bar{T}^0 - \bar{t}_m^0) + U a_{sm} (\bar{t}^0 - \bar{t}_m^0)\} \delta s_c + U a_{sm} s_c^0 \delta \bar{t} + U a_{gm} s_c^0 \delta \bar{T} - c_m (t_{m1}^0 - t_{m1}) \delta v_m] / [c_m v_m^0 + \mu_{31} (U a_{gm} + U a_{sm}) s_c^0] \dots (57)$$

(43) 式を局所線形化して $\delta \bar{T}$ を求め、(7) 式、(8) 式、(42) 式の局所線形化によつて δv_m を求めて (57) 式に代入すると、 δt_{m1} は δs_c , $\delta \bar{t}$, δv_1 , δV_1 , $\delta \beta$ の関数として表わすことができる。

しかし、3.3 で述べたように δt_{m1} は主として $\delta \bar{t}$ と δs_c によつて表わすことができるので、ここでは δv_1 , δV_1 , $\delta \beta$ の効果は無視する。(53) 式右辺の係数の値は Fig. 5 の場合時間的にほぼ一定となるため、近似的に定数として扱う。

(57) 式に (43), (7), (8), (42) 式を代入したうえで s_c と \bar{t} に関して偏微分することによつて φ_1 , φ_2 を式のように表わすことができる。

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{(\bar{t}_m^0 - t_{m1}) / \mu_{31} \mu_{12} + \{St_{23}(St_{11} + St_{31}) + St_{33} St_{11}\} (\bar{t}^0 - \bar{t}_m^0) - St_{33} \Delta T_w}{\{(1/\mu_{31} + St_{33} + St_{23})(1/\mu_{12} + St_{11} + St_{31}) - St_{33} St_{31}\} s_c \mu_{31}} \\ \varphi_2 &= \frac{St_{23}(1/\mu_{12} + St_{11} + St_{31}) + St_{33}(St_{11} + G_{21}/\mu_{12} \mu_{21})}{\{(1/\mu_{31} + St_{33} + St_{23})(1/\mu_{12} + St_{11} + St_{31}) - St_{33} St_{31}\} \mu_{31}} \end{aligned} \right\} \dots (58)$$

(54) 式について：溶融帯上端の位置 S_{M1} は下端の位置 S_{M2} の変化に追従して変化するので、溶融帯の容積 S_M はほぼ一定とみなすことができる。

(55) 式について：コークス帯の上端でのガスの流量 V_i と固体の流量 v_{M2} は (51), (52) 式のように溶融ウスタイトの直接還元量の変動の影響を受けるが、このこ

とによる V_i や v_{M2} の変化の大きさは各流量の絶対値に比べて小さいので、ここでは送風条件の変動によつてひき起こされる流量の変動のみを考慮することにする。

(56) 式について：溶融ウスタイトの直接還元反応速度⁷⁾は温度の上昇とともに急激に増加するため、大部分の計算例で、羽口レベルでの還元率 f_1 が 1 にきわめて近い値となる。したがつて、コークス帯での直接還元充の全反応量はコークス帯入口での還元率 \hat{f} と T-Fe のモル流量 $v_m X_{Fem}$ とによつて決まることになる。

さて、これらの仮定のもとに、定常状態の回りでの微小変動を考え、局所線形化を行なうと、(7)、(8)、(50) 式から (59) 式が、(5) 式から (60) 式が、(3) 式から (61) 式が、(53) 式から (62) 式が、そして (47) 式から (63) 式が、摂動解析における基礎式として得られる。

$$\delta v_m = \frac{\delta\beta + c_c t_{m1} \delta v_1 - q_w \delta s_c - \rho_c c_c (1-\varepsilon) s_c^0 (d\bar{t}/d\theta) - c_m v_m^0 \delta t_{m1} + 1.5 \Delta H_3 v_m^0 \delta(\hat{f} X_{Fem}) - c_g \hat{T}^0 \delta V_1}{(c_g V_i^0 + h_p a s_M^0) L_{m1} / h_p a s_M^0 + c_m (t_{m1}^0 - t_{m1}) + 1.5 \Delta H_3 (1 - \hat{f}^0) X_{Fem}} \quad (59)$$

$$d\delta s_c / d\theta = (\delta v_0 - \delta v_1) / (1 - \varepsilon) \rho_c \quad (60)$$

$$\delta v_0 = \{ \hat{X}_C^0 / (1 - \hat{X}_C^0) \} \delta v_m + v_m^0 \delta \{ \hat{X}_C / (1 - \hat{X}_C) \} \quad (61)$$

$$d\delta t_{m1} / d\theta = \varphi_1 (d\delta s_c / d\theta) + \varphi_2 (d\bar{t} / d\theta) \quad (62)$$

$$d\bar{t} / d\theta = -\bar{S}_T^0 \delta \bar{t} + \lambda_1 \delta s_c + \lambda_2 \delta v_m + \lambda_3 \delta \beta + \lambda_4 \delta V_1 + \lambda_5 \delta v_1 \quad (63)$$

ここで λ_i は (47) 式を Taylor 展開して求められる摂動係数であり (64) 式で定義されるものである。

$$\lambda_i = \{ \partial(d\bar{t}/d\theta) / \partial x_i \}^0 = \{ (\partial/\partial x_i) (\bar{S}_T / \theta) (\bar{t} e - \bar{t}) \}^0 \quad (64)$$

$$x_1 \equiv s_c^0, \quad x_2 \equiv v_m^0, \quad x_3 \equiv \beta^0, \quad x_4 \equiv V_1^0, \quad x_5 \equiv v_1^0$$

(64) 式の偏微分を実行することによつて λ_i を解析的に求めることもできるが、複雑な式となるのでここでは省略する。実際に電算機を使用して計算する場合には、数値微分によつて求めることができる。

(59)~(63) 式は定常状態の回りでの微小なじょう乱の挙動を表わしているが、これらの式の中には操作条件から直接算出できなかつたり、測定が困難であつたり、あるいは出力として実際上重要とはいえないプロセス変数が入つているので、これらの変数として (60) 式の δs_c と (61) 式の δv_0 を消去し、 $\delta \bar{t}$ 、 δt_{m1} 、 δv_m の三つのプロセス変数に関する式に書き改めると、(65)、(66) (67) 式が得られる。

$$d\bar{t} / d\theta = -A_{11} \delta \bar{t} + A_{12} \delta t_{m1} + A_{13} \delta v_m + u_1 \quad (65)$$

$$d\delta t_{m1} / d\theta = A'_{21} (d\bar{t} / d\theta) + A_{23} \delta v_m + u_2 \quad (66)$$

$$\delta v_m = A_{31} \delta \bar{t} - A'_{31} (d\bar{t} / d\theta) - A_{32} \delta t_{m1} + u_3 \quad (67)$$

ただし、 u_1 、 u_2 、 u_3 は入力⁸⁾の項で次のように定義する。

$$u_1 = A_{14} \delta \beta + A_{15} \delta V_1 + A_{16} \delta v_1 \quad (68)$$

$$u_2 = A_{26} \delta_1 - A_{27} \delta \{ \hat{X}_C / (1 - \hat{X}_C) \} \quad (69)$$

$$u_3 = A_{34} \delta \beta - A_{35} \delta V_1 + A_{36} \delta v_1 + A_{38} \delta(\hat{f} X_{Fem}) \quad (70)$$

また、 A_{ij} は、

$$\left. \begin{aligned} A_{11} &= \bar{S}_T^0 + \lambda_1 \varphi_2 / \varphi_1, \quad A_{12} = \lambda_1 / \varphi_1, \quad A_{13} = \lambda_2, \quad A_{14} = \lambda_3, \\ A_{15} &= \lambda_4, \quad A_{16} = \lambda_5, \quad A'_{21} = \varphi_2, \quad A_{23} = \{ \varphi_1 / (1 - \varepsilon) \rho_c \} \\ &\quad \{ \hat{X}_C^0 / (1 - \hat{X}_C^0) \}, \quad A_{26} = \varphi_1 / (1 - \varepsilon) \rho_c, \\ A_{27} &= \varphi_1 v_m^0 / (1 - \varepsilon) \rho_c, \quad A_{31} = A_{34} q_w \varphi_2 / \varphi_1, \\ A'_{31} &= A_{34} \rho_c c_c (1 - \varepsilon) s_c^0, \quad A_{32} = A_{34} (c_m v_m^0 + q_w / \varphi_1), \\ A_{34} &= 1 / [(c_g V_i^0 + h_p a s_M^0) L_{m1} / h_p a s_M^0 + c_m (t_{m1}^0 - t_{m1}) \\ &\quad + 1.5 \Delta H_3 (1 - \hat{f}^0) \cdot X_{Fem}^0], \quad A_{35} = A_{34} c_g \hat{T}^0, \\ A_{36} &= A_{34} c_c t_{m1}, \quad A_{38} = A_{34} (1.5 \Delta H_3 v_m^0) \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

局所線形化によつて得られた (65)、(66)、(67) 式を用いて送風条件のステップ変化に伴う v_m と t_m の応答を求め、近似解 (I) と比較すると両者はよく一致する。一例を Fig. 4 に示す。

さて、(67) 式に (65) 式を代入して v_m について整理すると (72) 式が得られる。

$$\delta v_m = a_{31} \delta \bar{t} + a_{32} \delta t_{m1} + u_3 + a_{33} \delta(\hat{f} X_{Fem}) \quad (72)$$

(72) 式を用いて (65)、(66) 式の右辺から δv_m を消去してラプラス変換すると (73)、(74) 式が得られる。

$$\delta \bar{t} = \{ \tau_1 / (1 + \tau_1 s) \} \{ a_{12} \delta t_{m1} + u_1 + a_{13} \delta(\hat{f} X_{Fem}) \} \quad (73)$$

$$\delta t_{m1} = \{ \tau_2 / (1 + \tau_2 s) \} [a_{21} \delta \bar{t} + u_2 + a_{27} \delta \{ \hat{X}_C / (1 - \hat{X}_C) \} + a_{29} \delta(\hat{f} X_{Fem})] \quad (74)$$

u_1 、 u_2 、 u_3 は羽口からの入力に対応する項であり、(75) 式で定義する。

$$u_i = a_{i4} \delta \beta + a_{i5} \delta V_1 + a_{i6} \delta v_1 \quad (75)$$

(72)~(75) 式中の係数 a_{ij} と時定数 τ_i はそれぞれ (76)、(77) 式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} a_{12} &= A_{12} - A_{13} A_{32}, \quad a_{14} = A_{14} + A_{13} A_{34}, \quad a_{15} = A_{15} \\ &\quad - A_{13} A_{35}, \quad a_{16} = A_{16} + A_{13} A_{36}, \quad a_{18} = A_{13} A_{38}, \\ a_{21} &= A_{23} A_{31} + (A'_{12} - A_{23} A'_{31}) (-A_{11} + A_{13} A_{31}) / \\ &\quad (1 + A_{13} A'_{31}), \\ a_{2j} &= \frac{A'_{21} - A_{23} A'_{31}}{1 + A_{13} A'_{31}} A_{ij} + A_{2j} + \left\{ \frac{(A'_{21} - A_{23} A'_{31}) A_{13}}{1 + A_{13} A'_{31}} \right. \\ &\quad \left. + A_{23} \right\} A_{3j} \quad (j=4 \sim 6), \quad a_{27} = -A_{27}, \\ a_{28} &= \{ A_{23} + (A'_{21} - A_{23} A'_{31}) A_{13} / (1 + A_{13} A'_{31}) \} A_{38}, \\ a_{31} &= (A_{31} + A'_{31} A_{11}) / (1 + A_{13} A'_{31}), \\ a_{32} &= -(A_{32} + A'_{31} A_{12}) / (1 + A_{13} A'_{31}), \\ a_{34} &= (A_{34} - A'_{31} A_{14}) / (1 + A_{13} A'_{31}), \\ a_{35} &= -(A_{35} + A'_{31} A_{15}) / (1 + A_{13} A'_{31}), \\ a_{36} &= (A_{36} - A'_{31} A_{16}) / (1 + A_{13} A'_{31}), \\ a_{38} &= A_{38} / (1 + A_{13} A'_{31}) \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

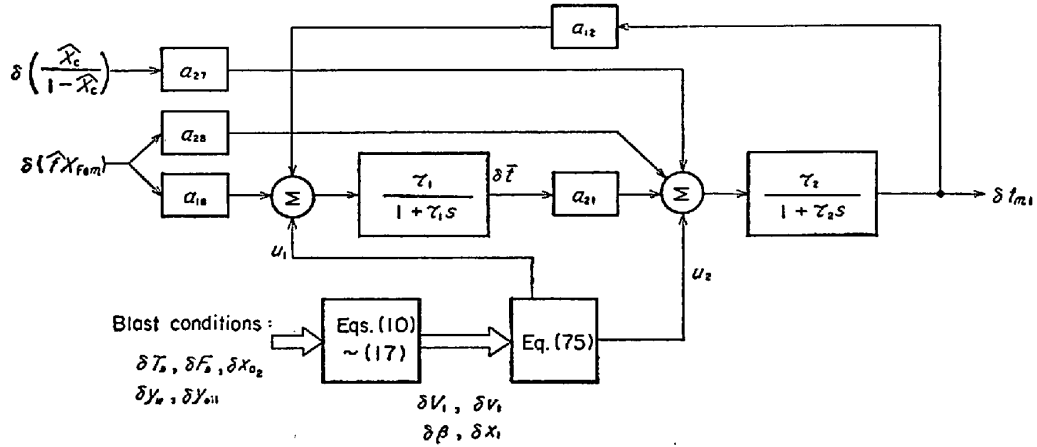


Fig. 6. Block diagram of the region between melting zone and tuyere level. Where $\delta \bar{T}$ is the mean temperature of coke zone and δt_{m1} is the temperature of molten materials at tuyere level.

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 &= (1 + A_{13}A'_{31}) / (A_{11} - A_{13}A_{31}) \\ \tau_2 &= 1 / \{ 1 + A_{23}A_{32} - (A'_{21} - A_{23}A'_{31})(A_{12} - A_{13}A_{32}) / (1 + A_{13}A'_{31}) \} \dots (77) \end{aligned} \right\}$$

(73), (74) 式の系をブロック線図に表わすと Fig. 6 が得られる。Fig. 6 から明らかなように、 τ_1 は $\delta \bar{T}$ の変化過程を直接支配しており、コークス帯での熱の蓄積過程の時定数である。(74) 式を求めると同じ手法で δs_c に関する方程式を誘導すると、厳密な意味での溶融帯の位置変化過程の時定数 τ'_2 を求めることができるが、実際に、(74) 式中の τ_2 の値は τ'_2 とほぼ同じ大きさとなつていたので、ここでは τ_2 を溶融帯の位置変化過程の時定数とよぶことにする。

以上の解析によつて、Fig. 6 に示したように、溶融帯・羽口間の動特性が二つの一次遅れ要素の結合によつて表わされることがわかつたが、このことはすでに前報の数値計算結果から推察していただいております。Fig. 6 は溶融帯・羽口間の動特性の基本的な構造を表わすブロック線図となつてゐる。

なお、Fig. 6 には、溶融帯・羽口間に解析を限定したために、 $\delta\{\hat{X}_C/(1-\hat{X}_C)\}$ と $\delta(fX_{Fem})$ という固気反応帯下端での二つの固体側のプロセス変数が含まれてゐるが、これらについては、層頂・溶融帯間の総括的な物質収支に基づいた数学的モデルと炉頂ガス組成の分析値から推算が可能である。

4.2 時定数 τ_1, τ_2 の大きさ

Table 2 に示すような操作条件の下で、(77) 式から τ_1, τ_2 を推算し、コークス帯の容積 s_c^0 と総括伝熱容量係数 Ua_{ij} を変化させて点綴したのが Fig. 7 である。 τ_1 が 0.05~0.15 hr の範囲に分布していることから、コークス帯での熱の蓄積過程は迅速であることが推察さ

Parameter Ua_{ij} (kcal/m³·hr·°C)

No	Ua_{0s}	Ua_{0m}	Ua_{sm}
①	3 000	250	500
②	·	·	250
③	·	·	750
④	·	150	500
⑤	·	500	·
⑥	1 000	250	·
⑦	6 000	·	·

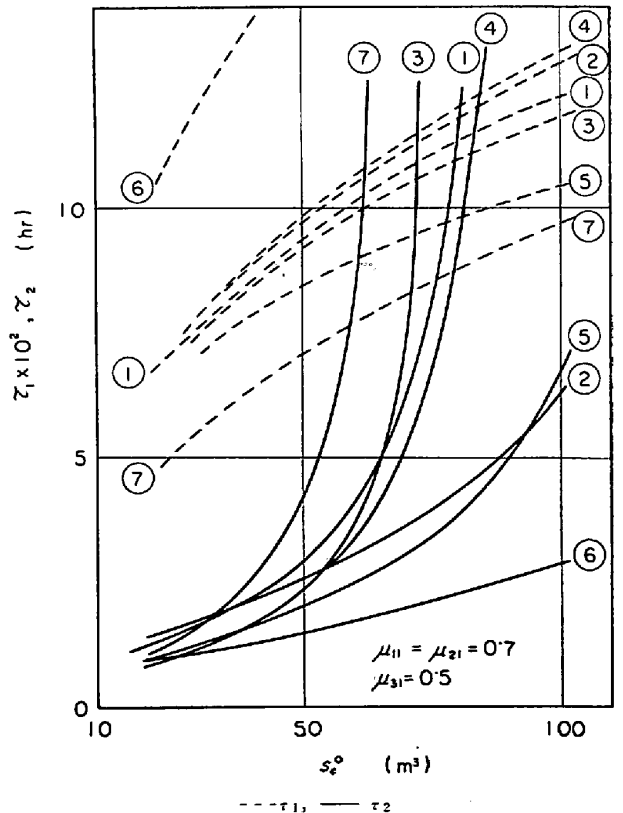


Fig. 7. Effect of the volume of coke zone on the time constants τ_1 and τ_2 .

れる。また、溶融帯の位置変化過程の時定数 τ_2 は数時

間の大きさでかなり広い範囲にわたって変化することがわかる。伝熱係数が大きいほど、時定数 τ_1 は小さくなっているが、 τ_2 の挙動は単純ではなく、 s_g^0 の小さい領域では τ_2 は伝熱係数の増加に反して小さくなり、 s_g^0 の大きな領域では逆の傾向になっている。 τ_2 の曲線が無限大に発散するのは、 s_g^0 の増加とともに t_{m1} が高くなつて、羽口レベルから下方にもち去られる熱エネルギーが増加し、溶融帯で融解に必要な熱エネルギーが不足する結果、操業不能になることを意味している。高炉操業で、たとえば出鉄量の増加によつて熱の利用率高めようとすると、必然的にこの τ_2 の曲線の立ち上りの付近に近づくことになり、時定数 τ_2 の値が大きくなることが推察される。

本報では、パラメータ a_{ij} および τ_1, τ_2 を求めるときに、コークス帯の容積 s_g^0 、伝熱容量係数 Ua_{ij} についての仮定値を用いて計算し、これらの変数の仮定値を予想される範囲内で変動させてパラメータの値の変化をしらべることによつて、溶融帯・羽口間の動特性を明らかにしてきた。今後は、溶融帯・羽口間の状態についての研究から、仮定値を用いずにパラメータの推算を行なうことが望ましい。しかし、 \bar{t}, t_{m1}, v_m についての信頼できる実測データが得られれば、入出力の関係から(72)(73)、(74)式に基づいて逆に a_{ij}, τ_1, τ_2 を求めることができ、このようにして求めたパラメータの方が実際的には有用であると考えられる。

5. 結 言

高炉の溶融帯・羽口間の動特性について前報¹⁾と同様な基礎式に基づいて近似解析を行ない、近似解 (I) および (II) を得た。

近似解 (I) の解析では、重み係数 μ_{ij} を導入してコークス帯での平均温度を表わし、コークス帯での熱の蓄積過程が集中定数系の場合と同じ形式で表現できることを示した。この近似解を、定常状態の場合については解析解と、また、非定常状態の場合については槽列モデルによる数値解と比較検討した結果、 μ_{ij} の値をかなり粗く見積つた場合にも満足な一致が得られることがわかつた。

近似解 (I) をもとに、定常状態の回りでの微小変動に関して局所線形化近似を行なつて近似解 (II) を得た。この結果、溶融帯・羽口間が二つの一次遅れ要素の結合として表わされることを理論的に示した。なお、近似解 (II) は近似解 (I) とよく一致する。コークス帯での熱の蓄積過程の時定数は溶融帯の位置変化過程の時定数に比べてきわめて小さく無視できる。

また、コークス帯の容積と総括伝熱容量係数の値が溶融帯・羽口間の時定数に及ぼす効果について検討した。

記 号

- A_{ij} : (71) 式で定義される係数
 a_{ij} : (76) 式で定義される係数
 a_i : (44) 式で定義される係数
 B, B' : (32) 式で定義される係数
 b_i : (44) 式で定義される係数
 C, C' : (32) 式で定義される係数
 c_b, c_g, c_c, c_m : 送風, 炉内ガス, コークス, 融体の平均モル比熱 (kcal/kgmol \cdot °C)
 c_{oil} : 重油の平均比熱 (kcal/kg \cdot °C)
 F_b : 乾送風量 (Nm³(dry)/min)
 f_i, \hat{f}, f_1 : 溶融帯直上レベル, 溶融帯, 羽口レベルでの還充率 (-)
 G_{ij} : 熱流比 ((31) 式で定義) (-)
 $\Delta H_1, \Delta H_2, \Delta H_3, \Delta H_c, \Delta H_w$: CO による間接還元反応, ソリユーション・ロス反応, 溶融ウスタイトの直接還元反応コークスの燃焼反応, コークスと H₂O の反応の反応熱 (kcal/kgmol)
 ΔH_{oil} : 重油の燃焼反応の反応熱 (kcal/kg)
 h_{pa} : 溶融帯における伝熱容量係数 (kcal/m³ \cdot hr \cdot °C)
 L_{m1} : 鉍石の融解熱 (kcal/kgmol)
 M_{oil} : 重油のみかけ上の分子量 (CH_{2.7}) (kg/kgmol)
 Q_R : (16) 式で定義される因子 (kcal/hr)
 q_t : 羽口の冷却による除熱速度 (kcal/hr)
 q_w : 単位炉容積当たりの炉壁からの熱損失 (kcal/m³(bed) \cdot hr)
 R_1^*, R_2^* : CO ガスによる鉍石の間接還元反応と溶融ウスタイトの直接還元反応の総括反応速度 (kgmol(CO)/m³(bed) \cdot hr)
 St_{ij} : スタントン数 ((31) 式で定義) (-)
 S, S_{M1}, S_{M2}, S_1 : 層頂・炉内任意のレベル間, 層頂・溶融帯直上レベル間, 層頂・溶融帯直下レベル間, および層頂・羽口レベル間の容積 (m³)
 s_M, s_c : 溶融帯とコークス帯の容積 (m³)
 \hat{T}, T_i, T, T_1 : 溶融帯, 溶融帯直下レベル, コークス帯, 羽口レベルでのガス温度 (°C)
 T_b : 送風温度 (°C)
 $\Delta T_R, \Delta T_w$: (33) 式で定義される因子 (°C)
 t, t_1 : コークス帯および羽口レベルでの粒子温度 (°C)
 t_m, t_{m1} : コークス帯および羽口レベルでの融体温度 (°C)
 t_{m1}, t_{oil} : 融解温度, 重油の吹き込み温度 (°C)
 $Ua_{gs}, Ua_{gm}, Ua_{sm}$: コークス帯での気固間, 気液間, 固液間の総括伝熱容量係数 (kcal/m³ \cdot hr \cdot °C)

V_i, V, V_1 : 溶融帯直下レベル, コークス帯, 羽口先燃焼帯上端でのガスのモル流量 (kgmol/hr)
 V_b : 送風モル流量 (kgmol/hr)
 v_{M1}, v_{M2}, v, v_1 : 溶融帯直上レベル, 直下レベル, コークス帯, および羽口レベルでの固体粒子のモル流量 (kgmol/hr)
 v_i, v_o : 溶融帯への固体粒子の流入モル流量, および溶融帯からの固体粒子の流出モル流量 (kgmol/hr)
 v_m : 融体のモル流量 (kgmol/hr)
 X_{Ci}, \hat{X}_C : 溶融帯直上レベルおよび溶融帯での固体中の C のモル分率 (-)
 X_{Fei}, \hat{X}_{Fe} : 溶融帯直上レベルおよび溶融帯での固体中の T·Fe のモル分率 (-)
 X_{Fem} : 融体中 T·Fe のモル分率 (-)
 x_i, x, x_1 : 溶融帯直下レベル, コークス帯, 羽口先燃焼帯上端での CO のモル分率 (-)
 x_{O_2} : 送風中の O₂ のモル分率 (-)
 γ_{oil}, γ_w : 重油添加量および送風中の水分量 (kg/Nm³ (dry blast))
 α : 直接還元反応熱の融体への分配率 (-)
 β, β^* : (14) 式, (15) 式で定義される因子 (kcal/hr), (kcal/kgmol)
 γ : 重油の水素含有率を示す係数 (-)
 δ : 定常状態からの偏差を示すオペレータ (-)
 ϵ : 層空間率 (-)
 η : 重油の燃焼率 (-)

μ_{ij} : 重み係数 ((39), (40) 式で定義) (-)
 λ_i : (64) 式で定義される係数
 $\Delta\phi_R$: (33) 式で定義される因子 (°C)
 φ_i : (53) 式で定義される係数
 θ : コークス帯での固体粒子の平均滞留時間 (hr)
 θ : 時間 (hr)
 ρ_c, ρ_s, ρ_m : コークス帯, 溶融帯での固体粒子の平均モル密度, および融体のモル密度 (kgmol/m³)
 τ_1, τ_2 : コークス帯での熱の蓄積過程, および溶融帯の位置変化過程の時定数 (hr)
 (肩文字) 0: 定常状態

文 献

- 1) 堀尾, 鞭: 鉄と鋼, 56 (1970), 10, p. 1311~1322
- 2) C. STAIB, N. JUSSEAU, J. VIGLIENGO, and J. C. COCHERY: IRSID RE 189, Blast Furnace Dynamic Behavior and Automatic Control, (Jan. 1968)
- 3) C. J. FIELDEN and B. I. WOOD: JISI, (1968), 7, p. 650~658
- 4) J. LÜCKERS: CNRM, No 10, (1967), March, p. 11~20
- 5) P. GUILLEMAIN, N. JUSSEAU, P. BÉCÉ: Rev. Met., 64, p. 961~986
- 6) A. H. ПОХВИСНЕВ, В. А. ДОБРОСКОК, В. М. КЛЕМПЕРТ, И. Ф. КУРУНОВ, В. А. ЗАВИДОНСКИЙ: Известия вузов, (1969), 5, p. 33~35
- 7) 鞭, 八木, 田村, 森山: 金属学会誌, 30 (1966), 9, p. 826~831

鉄と鋼 56 (1970), p. 1311~1322 の正誤表

頁	行 (式)	誤	正
1312	(↑) 式	$AR_{3j}^* \Delta_{2j} \rho_m / 1.5 v_m X_{Fem}$	$AR_{3j}^* \Delta_{2j} / 1.5 v_m X_{Fem}$
1312	右 ↑ 21	t_{m1}	t_{m1}
1312~13	(17), (19), (20), (23) 式	ρ_c	ρ_s
1322	左 ↓ 3	(kcal/kgmol)	(kcal/kg)
1322	左 ↓ 5	(m ⁴ /kgmol(CO)·hr)	(m ⁴ /kgmol·hr)
1322	左 ↓ 15	t_j, t_1	t_j, t_1
1322	右 ↓ 2	X_{Ci}, X_C	X_{Ci}, \hat{X}_C