

.....  
 論 文  
 .....

UDC 669.162.238.4

## 熱風炉のシングル送風操業の特性\*

堀 尾 正 靱\*\*・靱

巖\*\*\*

## Characteristics of Single-Blowing Operation in Hot-Blast Stoves

Masayuki HORIO and Iwao MUCHI

## Synopsis:

The effects of five nondimensional factors of a hot-blast stove presented in the previous paper on the thermal efficiency and longitudinal distribution of brick temperature have been evaluated. On the basis of the approximate analysis shown in the previous paper, the conditions necessary to realize a balanced-cycle operation have been given, and the existence region of a balanced cycle has been illustrated in this paper.

To clarify the characteristics of balanced-cycle operations in a single blowing, the effects of the operating conditions on the blast temperature have been estimated numerically. Furthermore, by the use of the approximate method mentioned above, design procedures for the flow rate of hot gas and the surface area of checker brick have been shown under the conditions of balanced-cycle operation.

(Received June 5, 1972)

## 1. 緒 言

従来、熱風炉の装置設計や操作条件を決定する問題についての厳密解を得るには、HAUSENの熱ポール法<sup>1)</sup>を用いるか、あるいは、偏微分方程式を差分して直接数値計算するかのいずれかが必要であった。これらの解法では数値計算にかなりの労力が必要なため、操業条件が熱風炉の熱効率やレンガ積みの温度分布に及ぼす効果についての報告はごく少数<sup>2)</sup>であり、得られた結果もまだ限られた操業条件の場合について示されただけであった。

筆者らは、熱風炉ではつりあいサイクル<sup>†</sup>が準最適であるという観点から、つりあいサイクルの場合についての近似解法を前報<sup>3)</sup>で提出したが、この近似解法を適用すれば、熱風炉の特性を、従来の数値解法よりもはるかに簡便にしらべることができる。しかし前報ではつりあいサイクルについての判定条件の検討が十分なされていなかった。そこで、本報では、つりあいサイクル以外の場合も含めたシングル送風操業<sup>††</sup>で操業条件に関連した無次元諸因子をおのおの別個に変化させた場合に熱効率やレンガ積みの軸方向温度分布に及ぼす効果について、

電子計算機(名古屋大学 FACOM 230-60)を用いて、数値解析を行なう。また、前報の近似解析における判定条件をさらに検討してつりあいサイクルの特性を調べ、レンガ積みの伝熱面積や燃焼生成ガスの流量の決定法について述べる。

## 2. シングル送風における無次元諸因子変更の効果

## 2.1 熱風炉の無次元因子

前報<sup>3)</sup>では熱風炉の基礎式を無次元化して、互いに独立な5個の無次元因子:  $G$ ,  $T_b$ ,  $H_c$ ,  $A_c$ ,  $h_h^*/h_c^*$ を得た。これらの因子は、Table 1に示したように、熱風炉の設計問題に現われるおもな有次元の変数との間に簡明な対応関係をもっている。たとえば装置設計に関連した問題では  $A_c$  は伝熱面積の効果を、 $H_c$  はレンガ積みの総質量の効果を示しており、操作条件決定に関連した問題では、 $H_c$  は放熱期の長さの効果を、 $T_b$  は燃焼生成ガスの温度の効果を、 $G$  は燃焼生成ガスの流量の効果を表わしている。このように、無次元の重要な変数はそれぞれ一つの有次元の因子に対応している。これら無次元因

\* 昭和47年2月日本学術振興会製鉄第54委員会にて発表 昭和47年6月5日受付

\*\* 名古屋大学工学部

\*\*\* 名古屋大学工学部 工博

† 蓄熱期、放熱期のそれぞれに炉内を通過するガスの全熱容量が等しい操業が balanced cycle<sup>7)</sup>と呼ばれているが、これをここでは「つりあいサイクル」と呼ぶことにする。†† 通常の一基送風を管<sup>10)</sup>の用語に従ってこう呼ぶことにする。

Table 1. Relations between the nondimensional factors and the dimensional parameters.

Non-dimensional factors	Dimensional parameters		
	Design	Set conditions	Operating variables
$G$	—	$\propto 1/W_b$	$\propto W_g$
$T_b$	—	$\propto T'_b$	$\propto T'_g$
$H_c$	$\propto 1/M$	$\propto W_b$	$\propto \theta_c$
$A_c$	$\propto A$	$\propto 1/W_b$	—
$h_h^*/h_c^*$	—	$\propto 1/W_b$	$\propto W_g$

$A$ : heating surface area,  $M$ : mass of checker brick,  $T'_b$ : blast temperature,  $T'_g$ : hot gas temperature,  $W_b$ : blast volume,  $W_g$ : flow rate of hot gas,  $\theta_c$ : duration of cooling period

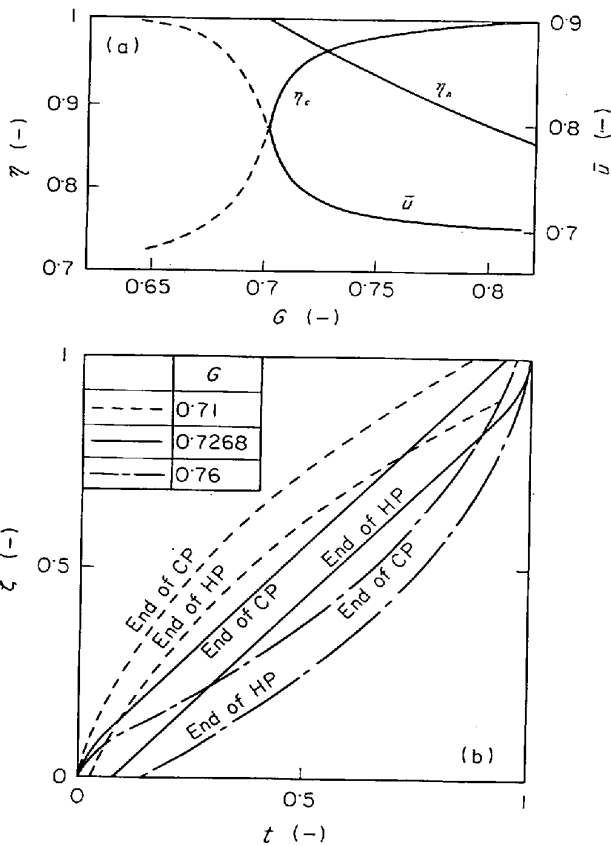


Fig. 1. (a) Effects of  $G$  on the thermal efficiency ( $\eta$ ) and the time-average flow rate of air ( $\bar{u}$ ).  
(b) Effects of  $G$  on the longitudinal distribution of brick temperature ( $t$ ).

子を組合わせて他の無次元因子を定義することもできる。たとえば HAUSEN<sup>1)</sup>が reduced period と名付けて用いた変数  $\Pi_c$  は  $A_c$  と  $H_c$  の積で表わされるが、レンガの形状や組み方が変わらない場合には、レンガ積み の質量比表面積  $A/M$  は一定であるから、HAUSEN の  $\Pi_c$  を用いると便利である。

従来報告されている二、三のデータに基づいて、実操

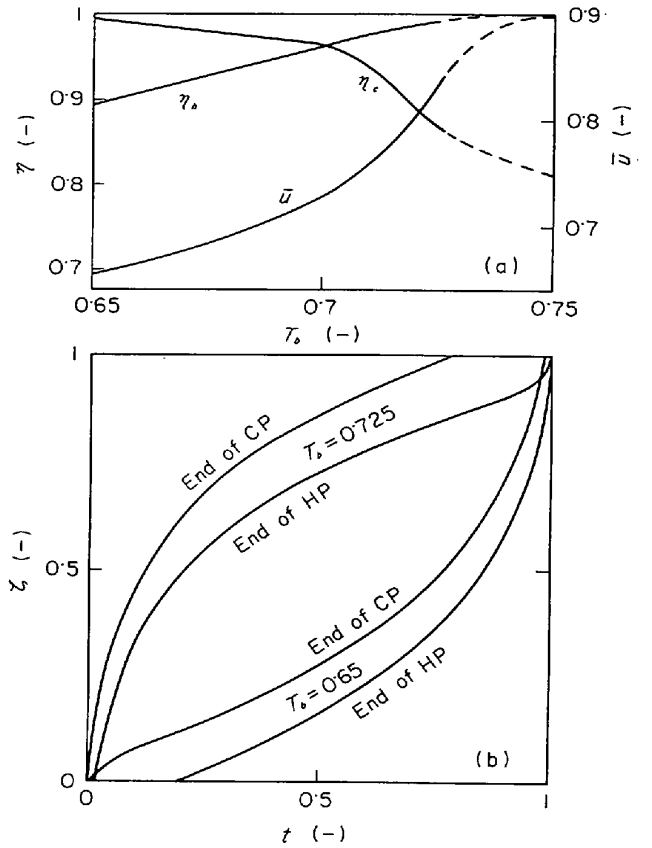


Fig. 2. Effects of nondimensional blast temperature,  $T_b$ .

業における上記の無次元因子の値を推算し、結果を Table 2 に示した。ここで、境膜伝熱係数  $h$  は慣用されている BÖHM<sup>4)</sup>の式で推算し、固気間の総括伝熱係数は (1)式<sup>9)</sup>で計算した。

$$h^* = 1 / \{ 1 / (h + h_r) + d / 6k \} \dots\dots\dots (1)$$

2.2 各無次元因子の効果

各無次元因子が炉内温度分布、および蓄熱期と放熱期の各熱効率  $\eta_h$ ,  $\eta_c$  に及ぼす効果を、それぞれ Fig. 1~5 に示す。これらは熱風炉の基礎式<sup>3)</sup>を差分化し、炉内軸方向、および1期間の長さをそれぞれ100分割して数値計算した場合の結果である。Fig. 1~5の  $\bar{u}$ ,  $\eta_c$ ,  $\eta_h$  曲線の破線部は、放熱期の末期に空気の出口温度  $T_{c1}$  が送風指定温度  $T_b$  よりも低くなるため、送風温度一定の要求がもはや満たされないことを示している。なお、計算条件のうち、図中に示されていない無次元因子の値は、実操業データを参考にして、 $T_b=0.7$ ,  $A_c=30$ ,  $h_h^*/h_c^*=1.0$ ,  $H_c=0.1699$ ,  $G=0.7268$  を採用した。

(1)  $G$ の効果(Fig. 1) 熱流比 $G$ は換熱器(貫流式熱交換器)の場合と同様に炉内温度分布と熱効率に大きな影響を及ぼす。前報<sup>3)</sup>に示したように、熱収支から (2)~(4)式が書ける。

Table 2. Examples of practical operating conditions.

No	Dimentional parameters								Nondimensional factors					Reference	
	L m	M ton	A m <sup>2</sup>	N —	V <sub>b</sub> Nm <sup>3</sup> /min	T' <sub>b</sub> °C	V <sub>g</sub> Nm <sup>3</sup> /hr	T' <sub>g</sub> °C	θ <sub>c</sub> hr	h <sub>h</sub> <sup>*</sup> / h <sub>c</sub> <sup>*</sup>	Λ <sub>c</sub>	H <sub>c</sub>	T <sub>b</sub>		G
1	24.6	730.2	17 350	3	1 203	875	16 250	1 190	2.53	1.22	11.9	0.293	0.72	0.9	5)
2	24.6	730.2	17 350	3	1 203	800	15 260	1 220	3.43	1.11	8.7	0.149	0.644	0.72	5)
3	38.1	—	—	2	0.2432†	1 093	11.27†	1 392	2.03	1.06	29.5	0.41	0.78	0.895	6)
4	19.1	—	—	2	0.1015†	1 093	5.21†	1 288	0.383	1.31	18.0	0.133	0.82	0.953	6)
5	19.1	—	—	2	0.0338†	1 093	1.64†	1 392	1.18	1.57	33.4	0.136	0.78	0.896	6)

† flow rate per flue

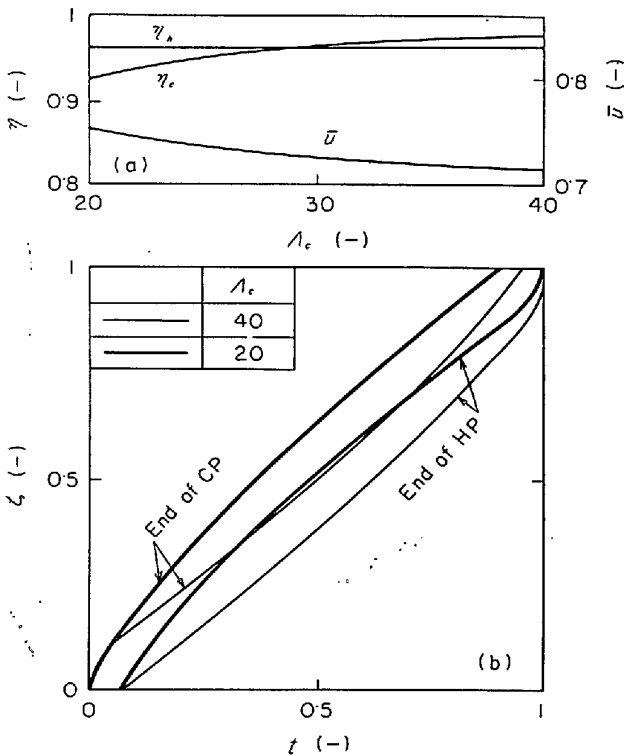


Fig. 3. Effects of modified Stanton number  $\Lambda_c$ .

$$u = T_b / T_{c1} \dots \dots \dots (2)$$

$$\eta_c = T_b / \bar{u} = \bar{T}_{c1} \dots \dots \dots (3)$$

$$\eta_h = T_b / G \dots \dots \dots (4)$$

(2)式からわかるように、蓄熱期の熱効率  $\eta_h$  は  $G$  に反比例して減少する。  $G$  が増加すると温度分布は高温側に移行して空気の出温度  $T_{c1}$  が上昇するため、(2)式の関係から空気の平均流量  $\bar{u}$  は減少する。そのため、(3)式からわかるように、放熱期の熱効率  $\eta_c$  が増加することになる。 つりあいサイクル ( $G = \bar{u}$ ) の場合を境にして温度分布の曲率は逆転し、  $G = \bar{u}$  のときに分布は直線的となる。 ただし、換熱器の場合とは異なり、  $G = \bar{u}$  の場合でも蓄熱室の末端部分では非直線的分布の部分が存在している。 また、(3)、(4)式からわかるように、  $G = \bar{u}$  のとき両期間の熱効率は等しくなり、  $\eta_c$ 、  $\eta_h$  の曲

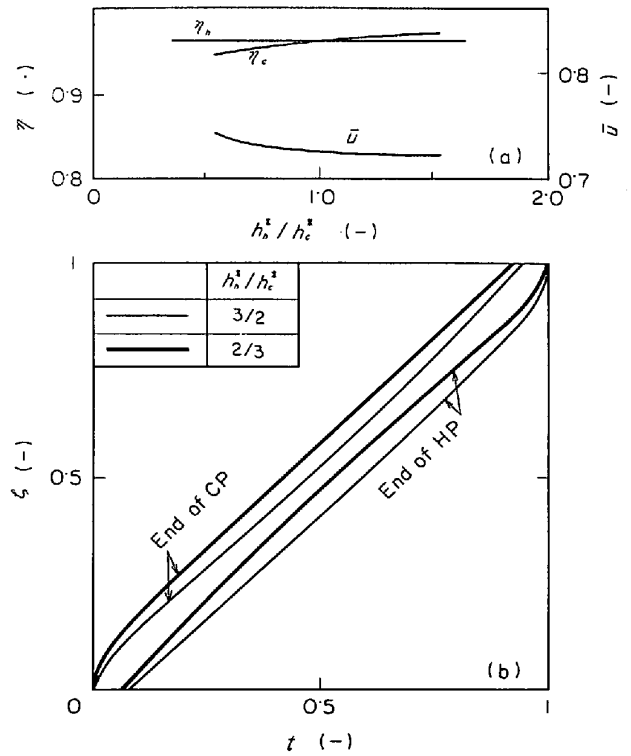


Fig. 4. Effects of the ratio of heat transfer coefficients in both periods,  $(h_h^* / h_c^*)$ .

線は交差する。

$G$  を  $T_b$  よりも小さくすると、もはや送風温度を一定に保つことはできなくなるが、このことは、  $\eta_h = T_b / G < 1$  でなければならないことから明らかである。 通常の操作の場合、燃料消費量に対応する  $G$  の値はできるだけ小さい値が望ましいので  $G$  は  $T_b$  に近い値となり、  $\eta_h$  の値はすでに 1 に近くなっている。 また、  $G = \bar{u}$  のとき  $\eta_h = \eta_c$  であるが、  $G$  をさらに大きくしていくと  $\eta_c$  の増加に比べて  $\eta_h$  が急速に減少するため、  $G$  を  $\bar{u}$  よりもあまり大きくすることは熱効率の上から有利になるとはいえない。 したがって、GREEN<sup>7)</sup> が指摘しているように、最適解は  $G = \bar{u}$  となるつりあいサイクルの近くが存在することが推定される。

(2)  $T_b$  の効果 (Fig. 2)  $G$  とともに無次元送風温

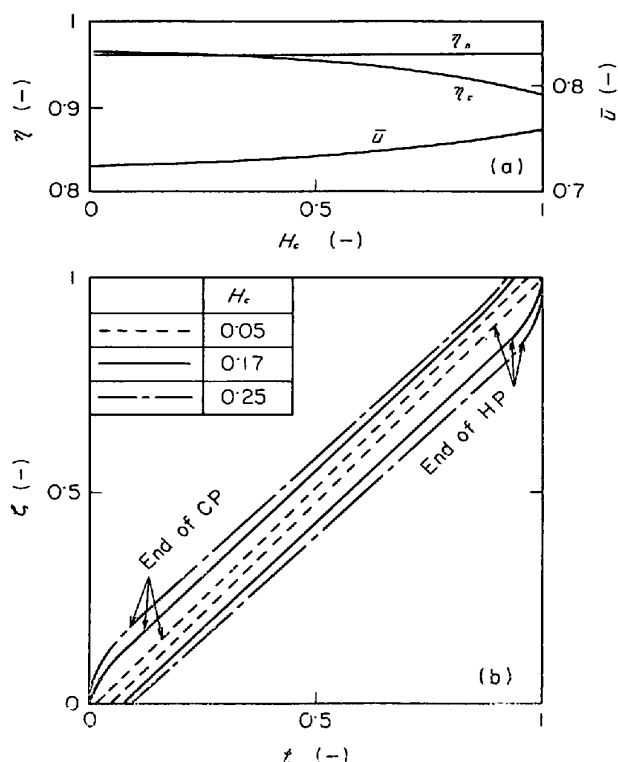


Fig. 5. Effects of  $H_c$ .

度  $T_b$  も炉内温度分布に大きな影響を及ぼす因子である。  $T_b$  の増加とともに  $\eta_h$  は(4)式に基づいて直線的に増加し、温度分布は低温側に移行していく。したがって、放熱期においては空気出口温度  $T_{c1}$  が低下し、(3)式により放熱期の熱効率を減少することがわかる。

(3)  $A_c$  の効果(Fig. 3) 伝熱面積の効果を見るために  $(h_h^*/h_c^*)$  を一定に保つて放熱期における修正スタントン数  $A_c$  を変化させた†。  $A_c$  が増加すると熱交換の速度が増すため  $T_{c1}$  は高めとなり、(2)式により  $\bar{u}$  は減少し、(3)式により  $\eta_c$  は増加することがわかる。しかし、 $G$  と  $\eta_h$  は一定に保たれているから、 $A_c$  の増大とともに  $\eta_c > \eta_h$ 、 $G > \bar{u}$  となつて温度分布は高温側に移行し、高温側に凸の曲線となる。

(4)  $h_h^*/h_c^*$  の効果(Fig. 4) ここでは、 $h_h^*$  の効果を知るために  $A_c$  一定の条件下で、蓄熱・放熱両期間における各国気間の総括伝熱係数の比  $(h_h^*/h_c^*)$  を変化させた。これは  $A_h$  の変化を意味しており、蓄熱期における熱交換速度に対応する。  $(h_h^*/h_c^*)$  の増加とともに温度分布は高温側にずれるが、実際に起こりうる  $(h_h^*/h_c^*)$  の変域内での  $\eta_c$ 、 $\bar{u}$  および温度分布の変化は比較的小さい。

(5)  $H_c$  の効果(Fig. 5)  $H_c$  は放熱期あるいは蓄熱

期の長さに比例する因子であるから、他の条件を一定に保つて  $H_c$  を増加させると1期間中のレンガ温度の変化幅は  $H_c$  にほぼ比例して増加する。これとともに、 $T_{c1}$  は減少するから(2)式により  $\bar{u}$  が増加し、(3)式により  $\eta_c$  は減少する。しかし、 $\bar{u}$  や  $\eta_c$  の変化量はかなり小さいため、温度分布の曲率に及ぼす  $H_c$  の効果は、他のパラメータを変化させた場合と比較すると小さくなる。

### 3. つりあいサイクルについての判定条件

#### 3.1 近似解の成立条件

前報<sup>3)</sup>では熱風炉におけるつりあいサイクル(このとき  $\bar{u} = G$ )の近似解として(5)~(8)式を提出し、また、これらの近似解が成立するための必要条件のひとつとして(9)式を導いた。

$$t_0^0 = (1 + 1/\alpha)(1 - \eta) \dots\dots\dots (5)$$

$$t_1^1 = 1 - (2 - 1/\alpha)(1 - \eta) \dots\dots\dots (6)$$

$$\Delta t = H_c A_c (1 - \eta) / \alpha \dots\dots\dots (7)$$

$$A = \begin{cases} -(1 - \eta) / \alpha & \text{(CP)} \dots\dots\dots (8a) \\ (1 - \eta)(\alpha - 1) / \alpha & \text{(HP)} \dots\dots\dots (8b) \end{cases}$$

$$H_c = (\alpha / A_c) (2 - 3\eta) / (1 - \eta) + 1/G \dots\dots\dots (9)$$

ただし、

$$\alpha \equiv 1 + 1/(\gamma h_h^*/h_c^*) \dots\dots\dots (10)$$

$$\gamma \equiv \theta_h / \theta_c = N - 1 \dots\dots\dots (11)$$

ここで、上記の近似解が成立するための必要条件として、(9)式だけではなく、少なくとも次の(12)~(16)式の条件を考慮する必要がある。(12)、(13)式は前報<sup>3)</sup>の近似解の誘導の際に採用した仮定の一つであつて、末端の温度が0か1に飽和することを示している。(14)~(16)式はそれぞれ  $\Delta \zeta_0$ 、 $\Delta t$ 、 $u$  の物理的な限界を表わしている。

$$t(0, 1) \equiv t_1^0 = 1 \dots\dots\dots (12)$$

$$t(1, 0) \equiv t_0^1 = 0 \dots\dots\dots (13)$$

$$\Delta \zeta_0 = (T_b / A_c) \alpha / (1 - \eta) \leq 1 \dots\dots\dots (14)$$

$$\Delta t < 1 \dots\dots\dots (15)$$

$$u(1) \equiv u^1 \leq 1 \dots\dots\dots (16)$$

Fig. 6につりあいサイクルの場合の温度分布の概念図を示した。Fig. 6からわかるように、(12)、(13)式は、(17)、(18)式のような不等式に書き換えることができる。

$$t_1^1 + \Delta t \geq 1 \dots\dots\dots (17)$$

$$t_0^0 - \Delta t \leq 0 \dots\dots\dots (18)$$

また、(16)式の  $u^1$  は(19)式のように表わされるから、(6)、(8)、(9)式を適用して(16)式を(20)式のように書き換えることができる。

$$u^1 = T_b / T_{c1}^1 = T_b / (t_1^1 + A_c) \dots\dots\dots (19)$$

†  $(h_h^*/h_c^*)$  が一定であるから、蓄熱期のスタントン数  $A_h$  も  $A_c$  の変化に比例して変化している。

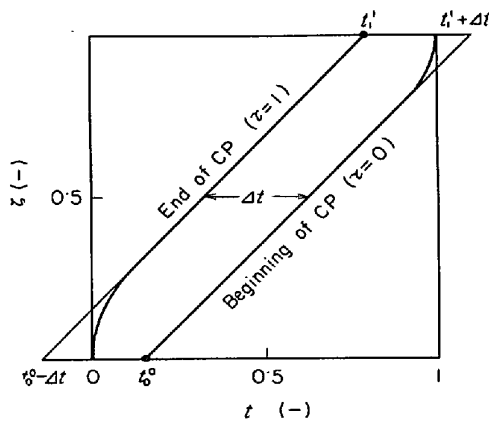


Fig. 6. Schematic profiles of brick temperature under a balanced cycle.

$$u^1 = T_b / (2\eta - 1) \leq 1 \quad (20)$$

次に、(21)、(22)式で定義した変数  $\phi$  と  $\Psi$  を導入する。

$$\phi \equiv 1 / (1 - \eta) = G / (G - T_b) \quad (21)$$

$$\Psi \equiv A_c / \alpha G = (AU / c_g W_g) (1 + \gamma) / \gamma \quad (22)$$

ただし、 $U$ は燃焼生成ガスと空気との間の総括伝熱係数であり、(23)式で定義される。

$$1/U = (1/h_c * \theta_c + 1/h_h * \theta_h) (\theta_c + \theta_h) \quad (23)$$

(22)式で定義される  $\Psi$  の物理的意味は  $A_c$ 、 $A_h$  に類似している。また、 $\phi$  は(21)式の分母が  $(1 - \eta)$  となっているため、 $\eta \approx 0.9 \sim 1$  の付近での熱効率の変化を拡大して表わす効果をもっている (Fig. 7 参照)。

この  $\phi$  と  $\Psi$  を用いて(17)、(18)、(14)、(15)、(20)の各式を書き換えると、それぞれ(24)~(28)式が得られる。

$$\Psi \geq \phi - 1 - 1/\alpha \quad (24)$$

$$\Psi \geq \phi - 2 + 1/\alpha \quad (25)$$

$$\Psi \geq \phi - 1 \quad (26)$$

$$\Psi < 2\phi - 3 \quad (27)$$

$$\phi \geq 2 / (1 - T_b) \quad (28)$$

ここで、 $\alpha > 1$  であるから(24)、(25)式は(26)式に含まれるため、(26)式の条件が最も強い束縛条件となる。したがって、近似解で用いた(12)、(13)式の仮定は、(14)式の  $\Delta\zeta_e \leq 1$  の条件に含まれることになる。この  $\Delta\zeta_e \leq 1$  という条件は物理的に常に成立する条件であるから、逆に(12)、(13)式の仮定が任意のつりあいサイクルにおいて満足されることになる。

(27)式は、与えられた  $\phi$  に対する  $\Psi$  の上界を示す式である。また、(28)式は与えられた  $T_b$  に対してとりうる  $\phi$  の最小値を示している。

なお、(9)式の等号束縛条件を  $\phi$  と  $\Psi$  を用いて書き換えると、パラメータとして  $GH_c$  を採用した場合には

(29 a)式が、また、 $T_b H_c$ 、および  $A_c H_c / \alpha$  を採用したときには、それぞれ、(29 b)式と(29 c)式が得られる。

$$\Psi = (\phi - 3) / (1 - GH_c) \quad (29 a)$$

$$\Psi = (\phi - 3) (\phi - 1) / \{ (1 - T_b H_c) \phi - 1 \} \quad (29 b)$$

$$\Psi = \phi - 3 + H_c A_c / \alpha \quad (29 c)$$

(26)~(29)式は近似解が成立するための必要条件である。近似解を導びくに当たっては、(12)、(13)式だけでなく、空気の出口温度  $T_{c1}$  が時間に関して直線的に変化することを仮定した。すでに述べたように、(12)、(13)式は  $\Delta\zeta_e \leq 1$  の条件に含まれてしまうから、近似解と厳密解の間の誤差は、主として後者の仮定によるものと考えられる。(なお、近似解と厳密解の間の誤差については 3.3 で検討する。)

### 3.2 つりあいサイクルの存在領域

3.1 の解析に基づいて、Fig. 7 のように  $\phi$ - $\Psi$  座標系でつりあいサイクルの存在領域を示す。さらに、 $GH_c$ 、 $T_b H_c$ 、 $H_c A_c / \alpha$  をパラメータとして、それぞれ(29 a)、(29 b)、(29 c)式の関係を示すと、Fig. 8(a) が得られる。また、(7)式と(14)式を  $\phi$  と  $\Psi$  を用いて書き換えると(30)、(31)式のような簡単な式になるので、この関係を  $\phi$ - $\Psi$  座標系で表わすと Fig. 8(b) が得られる。

$$\Psi = (1 + \Delta t) \phi - 3 \quad (30)$$

$$\Psi = (\phi - 1) / \Delta\zeta_e \quad (31)$$

これらの図によつて、与えられた操業条件の場合につりあいサイクル操業が実現されるかどうか判定でき、つりあいサイクルの場合にはレンガ温度の変化幅  $\Delta t$  と蓄熱室の有効高さ  $\Delta\zeta_e$  を求めることができる。たとえば、 $\phi = 21.25$ 、 $\Psi = 22.5$  の操業は、Fig. 7 中の P 点で示されるので、つりあいサイクルの存在領域に含まれることになる。そこで、Fig. 8(a) から  $GH_c$  を読みとる

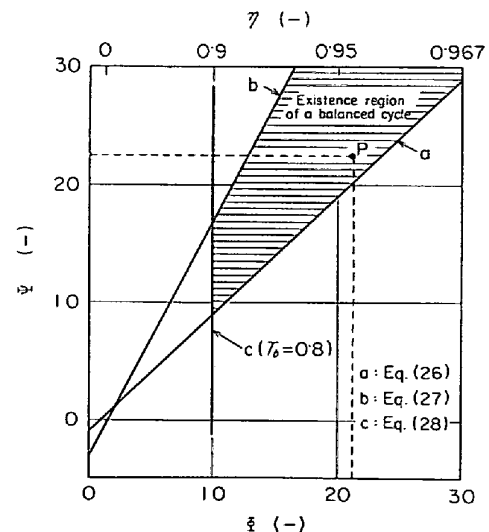


Fig. 7. Existence region of a balanced cycle.

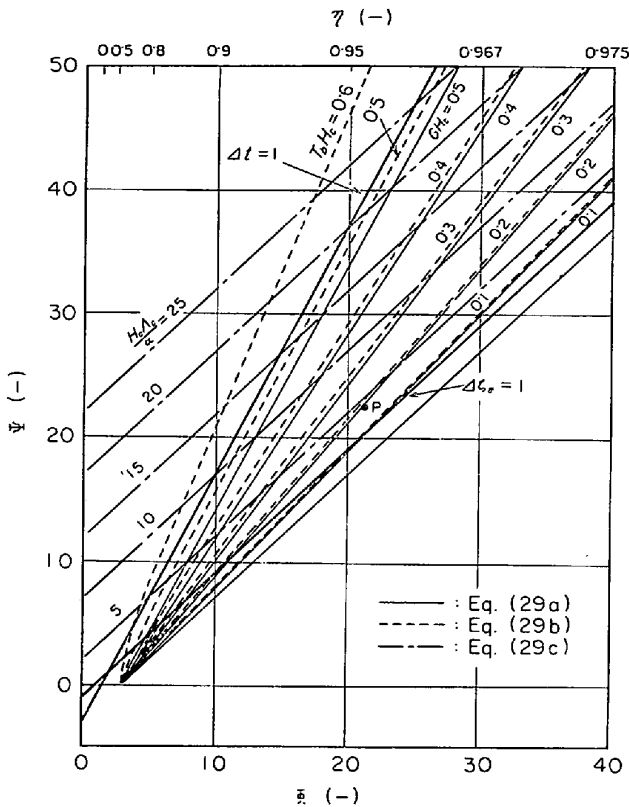


Fig. 8. (a) Diagram for finding the values of  $GH_c$ ,  $T_bH_c$  and  $\Delta_cH_c$  in a balanced cycle.

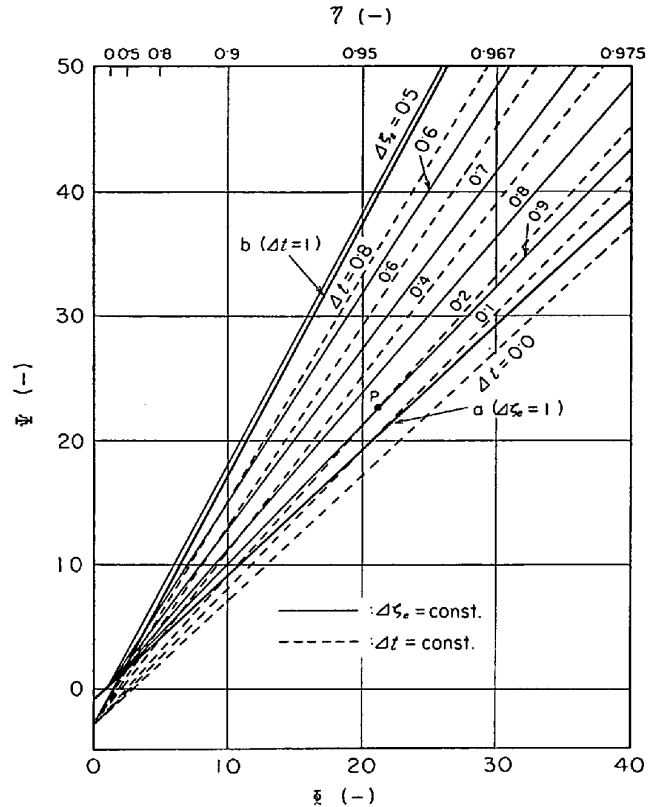


Fig. 8. (b) Diagram for determining the values of  $\Delta t$  and  $\Delta_c$  from the values of  $\phi$  and  $\Psi$ .

と、つりあいサイクルであるための条件として  $GH_c = 0.19$  が得られる。いま、かりに  $T_b = 0.8$  とすれば、 $\phi = 21.25$  のとき  $G = 0.84$  であるから、 $H_c = 0.225$  が得られる。 $G$ からは所要の燃焼生成ガス流量  $W_g$  を、また  $H_c$ からは放熱期の長さ  $\theta_c$  を求めることができる。Fig. 8(b) から、この操業におけるレンガ温度の時間変化の幅は  $\Delta t = 0.2$ 、蓄熱室有効高さは  $\Delta c = 0.9$  であることがわかる。このように、Fig. 8(a), (b) を用いて熱風炉の設計計算をきわめて簡単に行なうことができる。

Fig. 7 からわかるように、 $\Psi$  を大きくするにつれてとり得る  $\phi$  の最大値も大きくなる。しかし、 $\phi$  を  $\eta$  に換算してみると、 $\phi$  が大きくなるほど  $\eta$  の増加率は小さくなるから、 $\Psi$  をある程度以上大きくすることは実際的な意味をもたなくなる。また、与えられた  $\Psi$  に対する最大の熱効率は  $\Delta c = 1$  の線上で得られる。したがって実際の操業の範囲は Fig. 7, 8 の線図上でかなり狭い領域に限定されることが推察される。

3.3 数値計算によるつりあいサイクル存在領域の検討

3.1 に示したつりあいサイクルについての判定条件は近似解から得られたものであるから、必要かつ十分な条件にはならない。同様に、Fig. 7 に示したつりあいサイ

クルの存在領域の境界線も近似的なものである。そこでこの存在領域の境界線の妥当性を検討しておく必要がある。

ここでは  $T_b = 0.8$  の場合を例にして考えることにする。このとき、つりあいサイクルの存在領域は Fig. 7 の直線 a, b, c で囲まれる部分である。この領域内での近似解と数値解との間の誤差を  $\Psi = 10$  および  $\Psi = 20$  の場合について調べた。つりあいサイクルならば  $\bar{u} = G$  でなければならないから、近似解の誤差は (32) 式で評価できる。(32) 式の  $\bar{u}$  は、数値解から得られるものである。

$$\epsilon = \{(\bar{u} - G) / G\} \times 100 \quad [\%] \dots\dots\dots (32)$$

$\Psi = 10$  の場合の計算結果を Fig. 9(a) に、 $\Psi = 20$  の場合の結果を Fig. 9(b) に示す。 $\Psi = 10$  の場合、近似解から得られる存在領域は Fig. 7 の直線 a と c から決定される。Fig. 9(a) を見ると、この存在領域の中では  $|\epsilon|$  は 1% 以内にとどまっておき、存在領域を出ると  $|\epsilon|$  は単調に増大していくから、 $\Psi = 10$  の場合の存在領域の境界線はほぼ妥当であるといえる。

$\Psi = 20$  の場合の存在領域は、Fig. 7 の直線 a と b から決められる。直線 a から  $\phi$  の上限 ( $\phi = 21$ ) が得られるが、 $\phi = 22$  となつても  $|\epsilon| < 1\%$  にとどまっているか

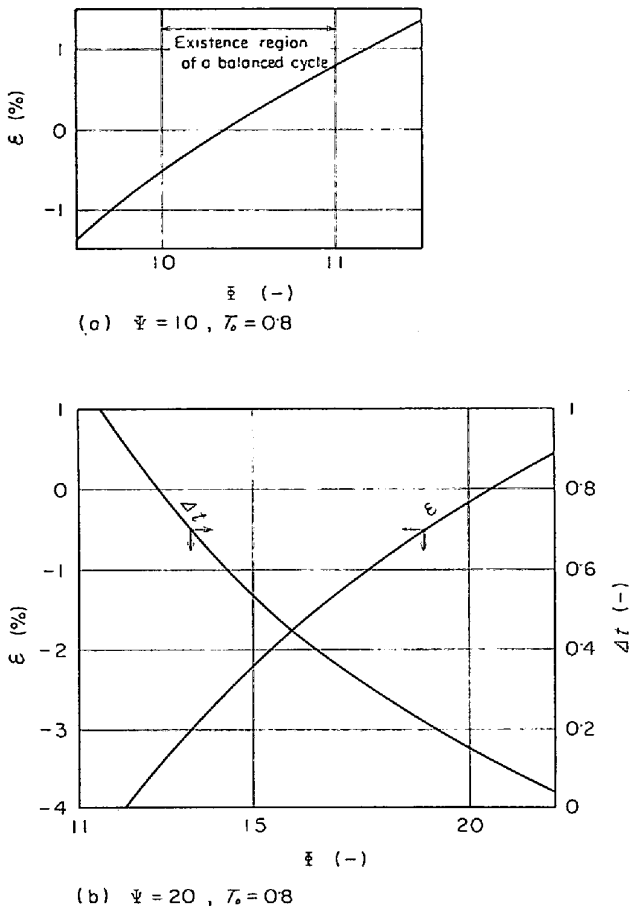


Fig. 9. Validity of the existence region obtained from the approximate solution.

ら、直線 a は実質的な境界線よりもやや内側に位置しているものと考えられる。 $\Phi$  がさらに大きくなると  $\epsilon$  は増加し、 $H_c$  は 0 に近づくと、これとともに蓄熱室の末端部分の温度分布は近似解の誘導に当たって仮定したものとは異なったパターンになる。 $H_c = 0.001$  の場合の計算例を Fig. 10 に示す。Fig. 10 の破線は近似解であるが、(12)式を用いて  $\Delta \zeta_e$  を求めると  $\Delta \zeta_e > 1$  となるので、ここでは  $\Delta \zeta_e = 1$  とおいて近似解の計算を行なった。 $H_c = 0$  のとき  $\bar{u}$  の誤差  $\epsilon$  は図中に示したようにかなり大きい、軸方向温度分布については、近似解は厳密解の直線部分とよく一致する。

$\Phi$  の下限は Fig. 7 の直線 b または c によつて指定され、 $\Phi = 20$  の場合には  $\Delta t = 1$  を意味する直線 b によつて下限が定まる。Fig. 9(b) からわかるように、 $\Delta t$  が大きくなるにつれて近似解の誤差が増加し、また、温度分布も Fig. 11 に示したように誤差が大きくなる。 $\Delta t$  の増加につれて、放熱期あるいは蓄熱期の初めにおいてレンガ温度が 1 または 0 に飽和している部分は広がり、蓄熱室の中央部にまで達する。このとき、ガスの出口温度は

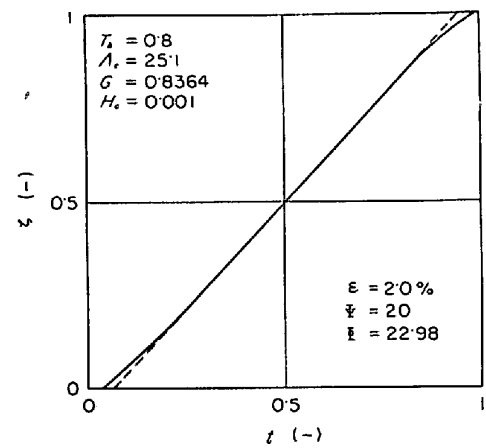


Fig. 10. Comparison between the numerical solution and the approximate solution for the case of  $H_c \approx 0$ . — : Numerical solution. ---- : Approximate solution.

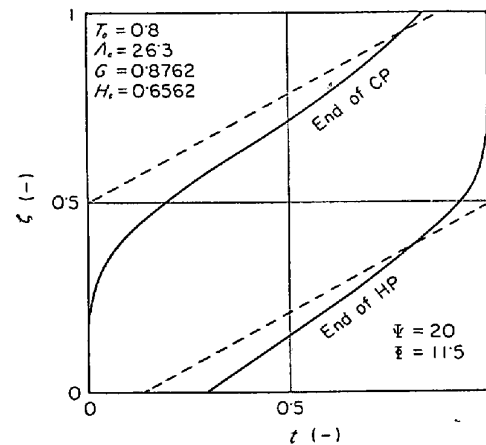


Fig. 11. Comparison between the numerical solution and the approximate solution for the case of  $\Delta t = 1$ . — : Numerical solution. ---- : Approximate solution.

初期には 1 または 0 に近い値を維持し、その後下降または上昇し始める。したがって、ガスの出口温度の時間変化は直線性を失い、近似解を導びくに当たって採用した仮定（「出口ガス温度の時間平均値は、各期間の開始時の値と終了時の値との相加平均としても大きな誤差を生じない」；前報<sup>3)</sup> p. 1360）は成り立たなくなり、そのために近似解の誤差が大きくなるものと考えられる。

近似解が満足な精度をもっている領域を示すためには、(15) 式の  $\Delta t < 1$  の条件よりもさらに強い束縛条件が必要である。Fig. 9(b) の場合には、 $|\epsilon| < 1\%$  のためには  $\Delta t < 0.3$  が得られる。3.2 にも述べたように、実操業では  $\Delta \zeta_e = 1$  の付近が問題になるので  $\Delta t$  はそれほど大きくないから、上記のように  $\Delta t < 0.3$  と  $\Delta \zeta_e \leq 1$  の条件ではさまれる領域の中で誤差が 1% 以内ならば、近

似解は十分実用できよう。

4. つりあいサイクルの特性

Table 2 に示したように、使用する熱風炉の寸法や高炉への送風条件が指定されている場合に、操業条件を決定する問題においては、自由に変更できる無次元因子は  $T_b$ ,  $H_c$ ,  $G$  の三つである。また、操業条件が指定されていて伝熱面積やレンガ積みの総質量を決定するような問題においては、 $A_c$  と  $H_c$  を変更できる。ただし、つりあいサイクルであるためには、(29)式の等号条件が満足されなければならないので、上述の各場合に変更可能な無次元因子の数は1個ずつ減少することになる。

設計計算において採用すべき主な評価基準としては、高炉への送風温度  $T_b$  を高くすること、熱効率  $\eta$  を大きくすること、燃料消費量に比例する  $G$  を小さくすること、あるいは、固定費に比例する  $A_c$  を小さくすることなどが考えられる。ここでは、つりあいサイクルにおけるこれらの諸因子の相互関係について調べる。

4.1  $T_b$ ,  $G$ ,  $A_c$  と  $H_c$  との関係

$A_c$  と  $G$  とを一定に保つて  $T_b$  を増加させると  $\Phi$  と  $\Psi$  の定義から明らかのように  $\Phi$  だけが增加し、 $\Psi$  は変化しない。したがって、 $\Phi$ - $\Psi$  座標系における操作点の  $\Phi$  軸にそつた平行移動は  $T_b$  の変化を意味することになる。同様に、操作点の  $\Psi$  軸にそつた平行移動は  $A_c$  の変化を示している。また、 $T_b$  と  $A_c$  を一定に保つて  $G$  を変化させたときの操作点の軌跡は、(21), (22) 式から  $G$  を消去して(33)式で表わされる。

$$\Psi = \beta (1 - 1/\Phi) \dots\dots\dots (33)$$

ただし、

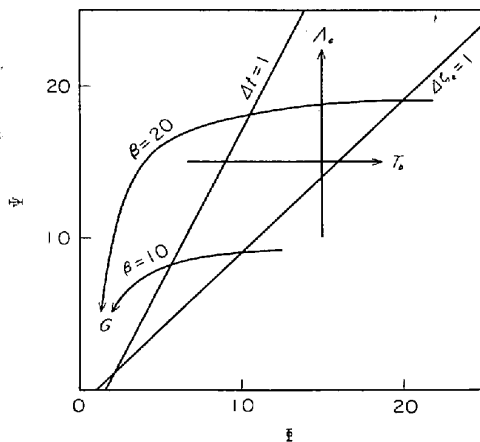


Fig. 12. Effects of  $T_b$ ,  $G$  and  $A_c$  on the locus of operating point in  $\Phi$ - $\Psi$  diagram. (Directions of array show the change of the locus caused by the increase in the values of  $T_b$ ,  $G$ , and  $A_c$ .)

$$\beta \equiv A_c / \alpha T_b \dots\dots\dots (34)$$

以上3つの場合の軌跡の一例を Fig. 12 に示す。Fig. 12 を Fig. 8 と対比すると次のことが明らかである。すなわち、 $H_c$  を小さくするほど  $T_b$  は大きくなり、 $G$  と  $A_c$  は減少する。換言すると、サイクルの周期を短くするほど、送風温度  $T_b'$  は高くなり、燃焼生成ガスの流量  $W_g$  と伝熱面積  $A$  は小さくてすむことがわかる。

4.2  $T_b$  と  $G$  の関係

次に、燃焼生成ガスの流量の増加に伴つて起こる送風温度の増加について検討する。与えられたレンガ総質量のもとでは、 $H_c$  は放熱期の長さ  $\theta_c$  だけで決定される。ここでは  $\theta_c$  に物理的な下限がない場合とある場合とについて考える。

まず、 $\theta_c$  に物理的な制約のない場合には、 $H_c$  の最小値は  $\Delta z_{c0}$  の条件で決定される。 $\Delta z_{c0}=1$  のときの  $\Phi$  と  $\Psi$  の関係は(35)式で示されるが、(35)式に  $\Phi$  と  $\Psi$  の定義式を代入すると  $T_b$  と  $G$  の関係として(36)式が得られる。

$$\Psi = \Phi - 1 \dots\dots\dots (35)$$

$$T_b = 1 / (1/G + \alpha/A_c) \quad (\Delta z_{c0}=1) \dots\dots\dots (36)$$

Fig. 13 に、 $A_c/\alpha$  をパラメータにして  $G$  と  $T_b$  の関係を示す。曲線は右上りで、わずかに上に凸になっている。したがって  $G$  が増加すると  $T_b$  は上昇するが  $\eta (= T_b/G)$  は漸次減少する。

次に、サイクルの周期に物理的な下限がある場合には  $A_c H_c$  は一定であるから、(29c)式から(37)式が得られる。

$$T_b = G [1 - 1 / (3 - H_c A_c / \alpha + A_c / \alpha G)] \quad (H_c = \text{const.}) \dots\dots\dots (37)$$

(37)式から得られる  $T_b$  と  $G$  の関係も、(36)式の場合と同様な傾向を示す。

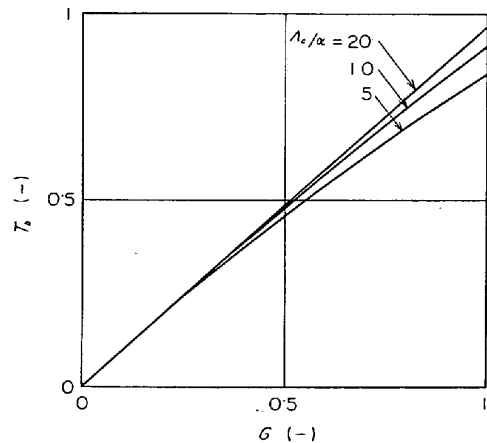


Fig. 13. Relations between  $T_b$  and  $G$  in the case of  $\Delta z_{c0}=1$ .



さて、つりあいサイクルの場合には、(36)、(37)式の  $G$  は  $G = \bar{u} < 1$  であるから、 $T_b$  はそれぞれ(38)、(39)式の不等式を満足する。

$$T_b < (A_c/\alpha)/(1+A_c/\alpha) \equiv T_{bA} \quad (\Delta\zeta_0=1) \dots (38)$$

$$T_b < 1 - 1/[3 + (1-H_c)A_c/\alpha] \equiv T_{bB} \quad (H_c = \text{const.}) \dots (39)$$

ここで、 $T_{bA}$  と  $T_{bB}$  はともに  $T_b$  の上界であり、 $T_b$  の上限は  $T_{bA}$  と  $T_{bB}$  のうち小さい方の値をとる。(38)、(39)式の不等式には等号はないが、かりに(38)、(39)式から決まる  $T_b$  の上限を  $T_b$  の最大値と考えれば(40)式が書ける。

$$T_{b\max} = \min(T_{bA}, T_{bB}) \dots (40)$$

$T_{bA}$  および  $T_{bB}$  と  $A_c/\alpha$  の関係を Fig. 14 に示す。 $A_c/\alpha$  が小さい場合には  $\Delta\zeta_0=1$  の条件から  $T_b$  の上限が決定されるが、 $A_c/\alpha$  が大きくなると、 $H_c$  の値のいかんによつて  $T_b$  の上限が異なってくる。 $A_c/\alpha$  が 10 以下では  $T_{b\max}$  は急激に減少するから、伝熱面積は  $A_c/\alpha > 10$  となるように大きくする必要がある。燃焼生成ガス量は  $G < 1$  の範囲でなるべく大きくすることが望ましく、また燃焼生成ガスの入口温度  $T_g'$  (あるいはドーム温度) はとりうる最大値にすべきである。

4.3 熱風炉の基数の効果

熱風炉の全基数や同時送風の基数を変える場合には、一基当たりのガス流量が大きく変わるため、伝熱係数の値もかなり変化する。ここでは、ガス流量の変化が伝熱

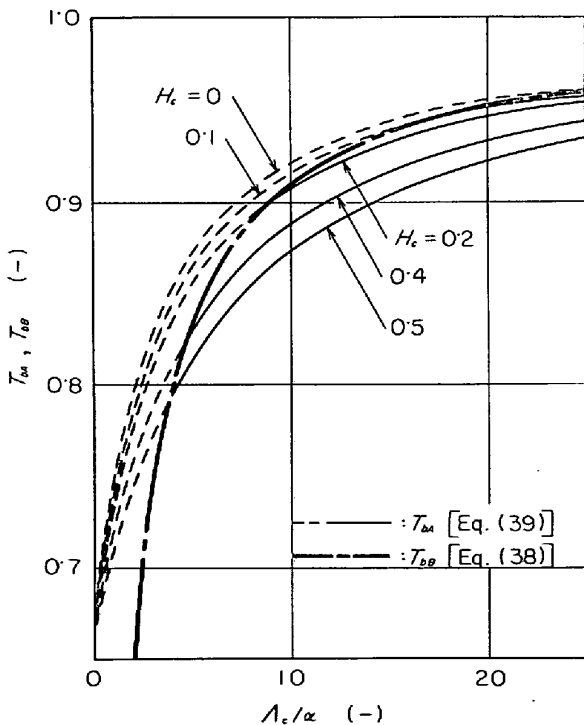


Fig. 14. Relations between the values of  $A_c/\alpha$  and the upper bounds of  $T_b$ .

Table 3. Data used by KWAKERNAAK, et al<sup>8)</sup>.

$N=3$
$A=43\,400\text{m}^2$
$M=135\,100\text{kg}$
$d=0.04\text{m}$
Free flow area = $13.84\text{m}^2$
$c_s=0.2671\text{ kcal/kg}\cdot^\circ\text{C}$
$c_g=0.2812\text{ kcal/kg}\cdot^\circ\text{C}$
$c_a=0.2652\text{ kcal/kg}\cdot^\circ\text{C}$
$T_g'=1\,350^\circ\text{C}$
$T_a=100^\circ\text{C}$
$W_b=372\,600\text{ kg/hr}$

係数の値に及ぼす効果を考慮し、燃焼生成ガスの全流量  $W_{gt}$  と高炉への送风量  $W_{bt}$  をともに一定にして基数を変えた場合の効果を示す。  $W_{bt}$  と  $W_{gt}$  が一定の場合には熱流比  $G$  は変わらない。

ガス流量が伝熱係数に及ぼす効果は(41)、(42)式で見積ることとする。(41)、(42)式は、Table 3 に示したような熱風炉について BÖHM の式から  $h_c^*$ 、 $h_h^*$  を推算し、流量についての一次式で近似することによつて KWAKERNAAK ら<sup>8)</sup>が得た式である。ただし、(41)、(42)式中の各係数は本報で採用した単位に換算してある。

$$h_c^* = 6.0 + 0.738 \times 10^{-4} W_a \dots (41)$$

$$h_h^* = 8.0 + 0.765 \times 10^{-4} W_g \dots (42)$$

全基数  $N$  と同時送風基数  $m$  の場合を  $N-m$  操業と呼ぶことにする。ただし、 $m$  基の並列送風はスタッガード方式ではなく、完全な並列方式とする。この場合、炉内のガス流量  $W_g$ 、 $W_a$  は(43)、(44)式で表わされる。

$$W_g = W_{gt}/(N-m) \dots (43)$$

$$W_a = G W_{bt}/m \dots (44)$$

$\gamma$  は単基送風では  $\gamma=N-1$  であるが、 $N-m$  操業では(45)式となる。

$$\gamma = (N-m)/m \quad (\gamma: \text{整数}) \dots (45)$$

ここで、単基送風のときの  $h_c^*$  を  $h_{c1}^*$  と書き、 $N-m$  操業時の  $(h_h^*/h_c^*)$  を  $(h_h^*/h_c^*)_{Nm}$  と書くと、(41)(42)式から(46)式が得られる。

$$(h_h^*/h_c^*)_{Nm} = \left( \frac{m}{N-m} \right) \frac{8.0(N-m-2)/h_{c1}^* + 2(h_h^*/h_c^*)_{31}}{6.0(m-1)/h_{c1}^* + 1} \dots (46)$$

同様に、 $m$  基送風時の  $A_c$  を  $A_{cm}$  と書くと(47)式が成立する。

$$A_{cm} = A_{c1} \{ 1 + 6(m-1)/h_{c1}^* \} \dots (47)$$

一例として、 $A_{c1}=12$ 、 $(h_h^*/h_c^*)_{31}=1$ 、 $h_{c1}^*=30$  のとき、 $N-m$  の5つの組合わせに対する  $A_c$ 、 $\gamma$ 、 $(h_h^*/h_c^*)$  の値を(45)~(47)式で計算して Table 4 に示した。送風基数  $m$  が増加して一基当たりの空気流量が減少すると  $h_c^*$  は減少するが、 $A_c$  の定義式の分母にある  $W_b$  の減

Table 4. Effects of the number of stoves (*m*-stove blowing in the system of *N* stoves).

Case	A	B	C	D	E
<i>N</i>	2	3	4	4	6
<i>m</i>	1	1	1	2	2
$\gamma$	1	2	3	1	2
$A_c$	12	12	12	14.4	14.4
$h_h^*/h_c^*$	1.733	1	0.756	1.667	1.055
$A_c/\alpha$	7.61	8	8.33	9	9.77
$\psi^\dagger$	9.87	10.38	10.80	11.67	12.67

$\dagger: G=0.771$

少の効果の方が大きく、 $A_c$  は逆に増加する。 $(h_h^*/h_c^*)$  の値は、 $m$ が一定のときには、全基数  $N$  の増加に伴って減少する。さらに  $G=0.771$  とした場合の  $\psi$  の値の変化を Table 4 に示した。

基数を変化させても  $W_{gt}$  が一定であれば  $G$  および  $\phi$  は変化しないから、基数変化の効果は  $\phi-\psi$  座標系では垂直移動で表わされる。基数が増加すると  $\phi-\psi$  座標系で  $\Delta\zeta_e=1$  の線との間の間隔が大きくなるから、 $G$  を増加して  $T_b$  をより大きくすることが可能となる。Table 4 の  $A_c/\alpha$  の値を Fig. 14 に適用すれば、基数の増加に伴って起こりうる  $T_b$  の最大値の増加の程度を知ることができる。

ここで、基数を増加させるかわりに、一つの炉を大型化して伝熱面積を増加させた場合について検討する。Table 4 の B から C へ移行するかわりに、1 基分の伝熱面積の 1/3 ずつを 3 つの炉に割りふつたとすると、 $A_{c1}$  は 12 から 16 に、 $A_c/\alpha$  は 8.0 から 10.67 へと増加する。この  $A_c/\alpha$  の増加は、基数を 4 基にした場合の C、D いずれの場合よりも大きくなっている。したがって、基数を増加させるよりも大型化の方が有利となることがわかる。

### 5. 熱風炉の設計計算法

以上の解析結果と Fig. 7, 8 および Fig. 12~14 を用いれば、任意の熱風炉の操業条件から無次元因子の値を求め、 $\phi-\psi$  座標系での操作点の位置を調べることにより、その操業条件の妥当性を判定することができる。しかし、実際の熱風炉計算では有次元の変数の間の関係が問題になるので、具体的な設計計算について以下に述べる。ここでは、なるべく高い送風温度を得ることを前提条件として、燃焼生成ガス流量と放熱期の長さの選定、および、伝熱面積の決定法を扱うことにする。

このような場合、4.2 で述べたように、燃焼生成ガス

の入口温度はできるだけ高く、すなわち、ドームの強度上の制約から定められる最高許容温度に等しくとればよい。また、サイクルの周期は實際上可能な範囲で最小にすればよい。この最小の放熱期長さを  $\theta_{cmin}$  とすれば、 $\theta_c=\theta_{cmin}$  が最適である。ただし、 $\theta_c=\theta_{cmin}$  のとき  $\Delta\zeta_e>1$  となる場合には、 $\theta_c$  を  $\theta_{cmin}$  よりも大きくして  $\Delta\zeta_e=1$  になるようにする必要がある。

ここで次の仮定をおく。

1. 操業はつりあいサイクルの条件下で行なう。
2. 蓄熱室の断面積はあらかじめ指定されている。
3. レンガの形状とガスの流路の断面積は指定されている。

2 と 3 の仮定が成立する場合には、伝熱係数はガスの流量だけで決まるから、以下の計算例では KWAKER-NAAK ら<sup>8)</sup>の用いた(41)、(42)式を使用する。その他のデータは Table 3 に示したものをを用いる。

両期間のガス流量は、 $\bar{W}_a=\bar{u}W_b=GW_b$ ,  $W_g=(W_b c_a/\gamma c_g)\cdot G$  であるから、(41)、(42)式と Table 3 の数値を代入して  $G$  だけの関数に書き換えると(48)、(49)式が得られる。

$$h_c^*=6.0+27.5G \dots\dots\dots(48)$$

$$h_h^*=8.0+13.44G \dots\dots\dots(49)$$

本計算例の場合、燃焼生成ガス流量  $W_g$  と  $G$  の関係は(50)式で書ける。

$$W_g=1.76\times 10^6 G[\text{kg/hr}] \dots\dots\dots(50)$$

また、蓄熱室とガスの流量の断面積があらかじめ指定されているので、伝熱面積  $A$  とレンガ積みの総質量  $M$ 、および  $H_c$  の間に次の関係が成立する。

$$A/A^*=M/M^*=H_c^*/H_c \dots\dots\dots(51)$$

ここで、 $A^*$ 、 $M^*$ 、 $H_c^*$  は基準の条件を示す。以下の例では  $A^*=43\ 400\text{m}^2$ 、 $M^*=135\ 100\ \text{kg}$ 、また  $\theta_{cmin}=1\text{hr}$  とした。

以上の考察に基づいて(36)、(37)式を変形すると、(52)、(53)式が得られる。

$$T_b=G/[c_a W_b G/AU'+1] \quad (\Delta\zeta_e=1) \dots\dots\dots(52)$$

$$T_b=G[1-1/\{(A/A^*-GH_c^*)A^*U'/c_a W_b G+3\}] \quad (\theta_c=\theta_{cmin}) \dots\dots\dots(53)$$

ただし、 $U'$  は(54)式で示すように  $G$  の関数である。

$$U'(G)\equiv 1/[1/h_c^*(G)+1/\gamma h_h^*(G)]=(1+\gamma)U \dots\dots\dots(54)$$

実際に実現可能な送風温度は(52)、(53)式の両方から計算される  $T_b$  のうちの値の小さい方である。Table 3 の条件下で  $A/A^*$  を 0.8~1.2 の範囲にわたって変化させて、(52)式から  $T_b$  と  $G$  の関係を求めて Fig. 15

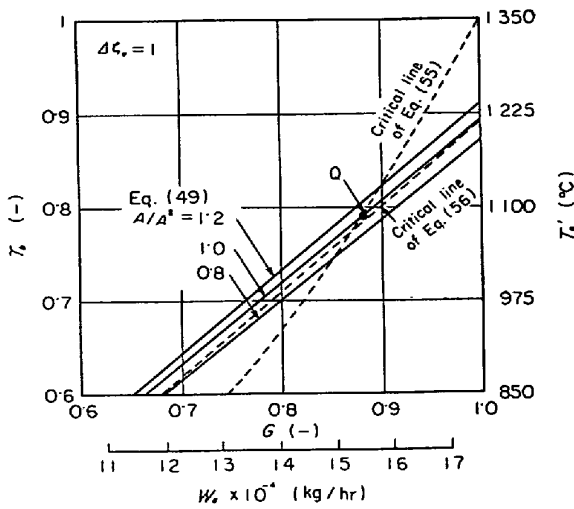


Fig. 15. (a) Illustration for determining the flow rate of hot gas ( $W_g$ ) under the operating conditions given in Table 3.

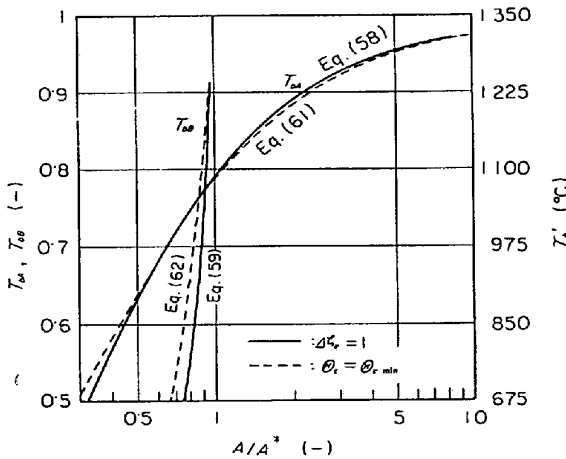


Fig. 15. (b) Illustration for determining the heating surface area ( $A$ ) under the operating conditions given in Table 3.

(a)に示した. (53)式を用いた場合には(52)式の場合の曲線に近接した曲線が得られる.

Fig. 15(a)の2つの点線はGおよび  $T_b$  の上界を示すもので, それぞれ, (55), (56)式から求められる.

$$T_b \geq G / (2 - G) \dots\dots\dots (55)$$

$$T_b \geq G \{ 1 - t_{0 \max} / (1 + 1/\alpha(G)) \} \dots\dots\dots (56)$$

(55)式は(28)式を変形したものである. また, (56)式は蓄熱室下端のレンガ温度の最大値がある最高許容温度  $t_{0 \max}$  を越えないための条件式であり. (5)式から導びかれる. Fig. 15 の計算例では  $t_{0 \max}' = 350^\circ\text{C}$  ( $t_{0 \max} = 0.2$ ) を採用した. そこで, (55), (56)式がともに満足される範囲内で最高の  $T_b$  を与えるようなGが求める解である.

Fig. 15(a) で示したように,  $A/A^* = 1.0$  の場合には点Qで(55)式の曲線と交差するので, 可能な最高温度は  $T_b = 0.791$  となり, そのときの熱流比は  $G = 0.883$ , 燃焼生成ガス流量は  $W_g = 1.55 \times 10^5 \text{ kg/hr}$  となる. なお, このときの放熱期の長さは, (29)式を変形した(57)式から計算でき,  $\theta_c = 0.362 \text{ hr}$  となる.

$$\theta_c = 2(1/T_b - 1/G) \{ (A/A^*) \cdot M^* / c_a W_b \} \dots\dots\dots (57)$$

$\theta_c > 1 \text{ hr}$  でなければならぬ場合は, (53)式を用いて Fig. 15(a)に相当する線図を描き, 同様の計算をすればよい.

(55), (56)式で等号が成立する場合の  $T_b$  をそれぞれ  $T_{bA}$ ,  $T_{bB}$  とおくと.  $T_{bA}$ ,  $T_{bB}$  と G の関係は Fig. 15 に示す点線となる. Fig. 15 において, 点線と(49)式に基づく実線との交わりかたから明らかのように,  $T_{bA}$ ,  $T_{bB}$  は実限可能な  $T_b$  の上界を示すものとなる. そこで, 装置設計の場合には, これらの値を目安にして  $A/A^*$  を決定する.  $T_b$  と G の関係を表わす式としては(52)式と(53)式とがあるから,  $T_{bA}$ ,  $T_{bB}$  も2つずつ求められる.  $\Delta c_o = 1$  の場合, (52)式と(55), (56)式から  $T_{bA}$  および  $T_{bB}$  と  $A/A^*$  の関係が(58), (59)式のように得られる.

$$A/A^* = \frac{2T_{bA}}{1 - T_{bA}} \cdot \frac{c_a W_b}{A^* U' \{ 2T_{bA} / (1 + T_{bA}) \}} \dots\dots\dots (58)$$

$$A/A^* = \frac{T_{bB}}{t_{0 \max}} \cdot \frac{\{ 1 + 1/\alpha(G) \} c_a W_b}{U' (G_B) A^*} \dots\dots (59)$$

ただし,  $G_B$  は  $T_{bB}$  の関数であり, (60)式で示される.

$$T_{bB} = G_B [ 1 - t_{0 \max} / \{ 1 + 1/\alpha(G_B) \} ] \dots\dots\dots (60)$$

次に,  $\theta_c = \theta_{c \max}$  のときには, (53)式と(55)式から(61)式が, また, (53)式と(56)式から(62)式が得られる.

$$A/A^* = \frac{2T_{bA}}{1 + T_{bA}} \cdot \left[ H_c^* + \frac{c_a W_b}{A^* U' \{ 2T_{bA} / (1 + T_{bA}) \}} \cdot \left( \frac{2}{1 - T_{bA}} - 3 \right) \right] \dots\dots\dots (61)$$

$$A/A^* = G_B \left[ H_c^* + \frac{c_a W_b}{A^* U' (G_B)} \left( \frac{1 + 1/\alpha(G_B)}{t_{0 \max}} - 3 \right) \right] \dots\dots\dots (62)$$

以上, (58), (59), (61), (62)式から伝熱面積と  $T_{bA}$ ,  $T_{bB}$  との関係を図示できる. Table 3 の条件下での計算結果を Fig. 15(b) に示す. Fig. 15(b) で  $A/A^*$  に対する  $T_{bA}$ ,  $T_{bB}$  を読みとり, (63)式に従って最高温度  $T_{b \max}$  を知ることができる.

$$T_{b \max} = \min\{T_{bA}[\text{Eq. (68)}], T_{bA}[\text{Eq. (61)}], T_{bB}[\text{Eq. (59)}], T_{bB}[\text{Eq. (62)}]\} \dots\dots\dots (63)$$

(63)式中の4個の  $T_{bA}$  と  $T_{bB}$  のうちの最小値が (61)式ないし(62)式による場合には  $\theta_c = \theta_{c \min}$  とする. それ以外の場合には,  $\theta_c$  は (57)式で計算する. ただし,  $G$  の値は (56)式の場合は (64)式で, また (59)式の場合は (60)式で計算する.

$$G = 2T_b / (1 - T_b) \dots\dots\dots (64)$$

Fig. 15(b) から,  $(A/A^*) \leq 0.9$  の範囲では  $(A/A^*)$  の減少に伴って  $T_{b \max}$  が急速に減少すること, また,  $(A/A^*) > 1$  では  $(A/A^*)$  を大きくしても  $T_{b \max}$  の増加率が次第に小さくなるのがわかる. したがって,  $(A/A^*) = 1$  となつている Table 2 の操業条件は妥当な条件であることが推察できる. また,  $\theta_{c \min} = 1\text{hr}$  程度の場合 (破線) は  $\Delta\zeta_e = 1$  の条件の場合 (実線) と大きな差異がないことがわかる.

### 6. 結 言

数値解析と近似解析によつて, 炉内軸方向温度分布, 熱効率, 最高送風温度などに及ぼす熱風炉の無次元諸因子の効果を明らかにした. 近似解析に基づいて, つりあいサイクルの存在領域を簡明に図示することができたが, この存在領域の境界線については, 近似化による誤差は僅少であり, 実用上の支障がないことを確かめた. この図 (Fig. 8) によつて, ある操業条件の下でつりあいサイクルが実現しうるかどうかを判別したり, あるいは, つりあいサイクルの場合の熱効率, 蓄熱室の有効高さ, レンガ温度の変化幅などを簡単に推定することができる.

なお, 本文で述べたように, つりあいサイクルの解は最適解の近傍にあると考えてよいから, 本報で示したつりあいサイクルの特性に基づいて熱風炉の設計を行なうことができる. これら設計計算例も示した.

#### 記 号

- $A$  : 蓄熱レンガ積みの総伝熱面積 [m<sup>2</sup>]
- $c_a, c_g, c_s$  : 空気, 燃焼生成ガス, およびレンガの比熱 [kcal/kg·°C]
- $d$  : レンガの有効厚さ [m]
- $G$  :  $W_g c_g \theta_c / W_b c_a \theta_c$  : 熱流比 [-]
- $H_c = W_b c_a \theta_c / M c_s$  [-]
- $H_h = W_g c_g \theta_h / M c_s$  [-]
- $h$  : 境膜伝熱係数 [kcal/m<sup>2</sup>·hr·°C]
- $h_r$  : 放射伝熱係数 [kcal/m<sup>2</sup>·hr·°C]
- $h_c^*$  : 放熱期の固気間総括伝熱係数 [kcal/m<sup>2</sup>·hr·°C]
- $h_{c1}^*$  : 一基送風時の  $h_c^*$  [kcal/m<sup>2</sup>·hr·°C]

- $h_h^*$  : 蓄熱期の固気間総括伝熱係数 [kcal/m<sup>2</sup>·hr·°C]
- $L$  : 蓄熱レンガ積み高さ [m]
- $M$  : 蓄熱レンガ積み総質量 [kg]
- $m$  : 同時並列送風基数 [-]
- $N$  : 熱風炉の全基数 [-]
- $T = (T' - T_a') / (T_g' - T_a')$  : 無次元ガス温度 [-]
- $T_b = (T_b' - T_a') / (T_g' - T_a')$  : 無次元送風温度 [-]
- $T_{bA}, T_{bB}$  : 送風温度の上界 [-]
- $T_{c1}$  : 放熱期における空気の出温度 [-]
- $\bar{T}_{c1} = \int_0^1 T_{c1} d\tau$  [-]
- $T'$  : ガス温度 [°C]
- $T_a'$  : 空気の入温度 [°C]
- $T_b'$  : 高炉への送風温度 [°C]
- $T_g'$  : 燃焼生成ガスの入温度 [°C]
- $t = t(\tau, \zeta) = (t' - T_a') / (T_g' - T_a')$  : 無次元レンガ温度 [-]
- $t_0' = t(\tau=0, \zeta=0)$  [-]
- $t_1' = t(\tau=1, \zeta=1)$  [-]
- $t'$  : レンガ温度 [°C]
- $\Delta t$  : 直線分布の部分におけるレンガ温度の振幅 [-]
- $U$  : 両期間のガス間の総括伝熱係数 [kcal/m<sup>2</sup>·hr·°C]
- $u = W_a / W_b$  : 蓄熱室を流れる空気の流量が全送風量中に占める割合 [-]
- $\bar{u} = \int_0^1 u d\tau$  : 全放熱期間にわたる  $u$  の平均値 [-]
- $W_a$  : 蓄熱室を流れる空気の流量 [kg/hr]
- $W_b$  : 一基当たりの送風量 [kg/hr]
- $W_{bt}$  : 高炉への送風量 [kg/hr]
- $W_g$  : 一基当たりの燃焼生成ガス流量 [kg/hr]
- $W_{gt}$  : 燃焼生成ガスの全流量 [kg/hr]
- $z$  : 蓄熱レンガ積みの下端から上方への距離 [m]
- $\Delta$  : 直線分布の部分におけるガス温度とレンガ温度の差 [°C]
- $\gamma = \theta_h / \theta_c$  : 蓄熱期と放熱期の継続時間の比 [-]
- $\epsilon$  : 近似解の相対誤差 [%]
- $\zeta = z / L$  : 無次元高さ [-]
- $\Delta\zeta_e$  : 蓄熱レンガ積み有効高さ [-]
- $\eta$  : 熱効率 [-]
- $\Theta$  : 放熱期または蓄熱期の継続時間 [hr]
- $\theta$  : 時間 [hr]
- $A_c = h_c^* A / W_b c_a$  : 放熱期における修正 Stanton 数 [-]
- $A_{cm}$  :  $m$  基送風時の  $A_c$  [-]
- $A_h = h_h^* A / W_g c_g$  : 蓄熱期における修正 Stanton 数 [-]

- |                                  |     |   |
|----------------------------------|-----|---|
| ントン数                             | [-] | 2) C. E. ILIFFE: Proc. Instn. Mech. Engrs., 159 (1948), p. 363  |
| $\tau = \theta/\theta_c$ : 無次元時間 | [-] | 3) 堀尾, 都築, 鞭: 鉄と鋼, 58 (1972) 10, p.1355   |
| $\Phi = 1/(1-\eta)$              | [-] | 4) H. H. BÖHM: Arch. Eisenhüttenw., 6 (1933) 12, p. 423   |
| $\Psi = \Lambda_c/\alpha G$      | [-] | 5) J. SCHOFIELD, P. BUTTERFIELD, and P. A. YOUNG: JISI, 199 (1961), p. 229  |
| (添字)                             |     | 6) V. PASCHKIS and P. RAZELOS: Iron Steel Eng., 42 (1966) 5, p. 115   |
| c : 放熱期                          |     | 7) J.J.T. GREEN: JISI, 202 (1964) 10, p. 833  |
| h : 蓄熱期                          |     | 8) H. KWAKERNAAK, P. TIJSEN, and R. C. W. STRIJBOS, Preprint of the 4th Congress of the International Federation of Automatic Control, (Warszawa, 1969) 39, p. 48 |
| 0 : $\zeta = 0$                  |     | 9) H. HAUSEN: Arch. Eisenhüttenw., 12 (1939) 10, p. 473   |
| 1 : $\zeta = 1$                  |     | 10) 菅興彦: 富士時報, 41 (1968) 4, p. 306  |
| (肩文字)                            |     |   |
| 0 : $\tau = 0$                   |     |   |
| 1 : $\tau = 1$                   |     |   |
- 文 献
- 1) H. HAUSEN: VDI-Zschft., 73 (1929) 13, p.431