

研究速報

UDC 622.341.1-188 : 622.785 : 536.2

焼結層における伝熱面積の推定*

堀 尾 正 鞆**・鞭

巖**

Estimation of Heat Exchange Area in Sintering Beds

Masayuki HORIO and Iwao MUCHI

Synopsis:

A theoretical analysis was made to determine the temperature gradient in the cooling zone of the heat wave of iron ore sintering. The temperature gradient is strongly dependent on the effective heat exchange area which changes with the fusion of bed material. A simple chart was presented to estimate the heat transfer capacity coefficient $h_p a$ from observed cooling rate or vice versa. The coefficient $h_p a$ and the corresponding effective grain size were estimated from the observed temperature gradients reported in the literature.

1. 緒 言

焼結層内温度分布の的確な制御は成品焼結鉱の品質と歩留りの向上はもちろん、窒素酸化物の排出抑制においても極めて重要である¹⁾。焼結層内粒子・ガス間伝熱の伝熱面積は温度分布に大きな影響を及ぼす因子の一つである。しかし、この有効伝熱面積は水分の凝縮、乾燥、鉱石類の溶融・凝固などに伴い変化するため、その決定は容易でない。

とりわけ焼結過程の進行に伴うみかけの粒子径の変化は伝熱面積の変化に密接に関係するので、これを定量的に表現する必要があるが、従来発表された焼結の数学的モデルではこの点に十分な考慮が払われていなかった。最近、ROSE と DASH²⁾ は、みかけの粒子径 $\phi_s d_p$ の焼結前後における変化を次式で表現して焼結モデルの中に組み入れた。

$$(\phi_s d_p)_{\text{final}} / (\phi_s d_p)_{\text{initial}} = 1 + b f_{f, \max} \dots \dots \dots (1)$$

ただし、 b は定数、 $f_{f, \max}$ は最高到達溶融率である。しかし、筆者らの計算結果から推察すると、温度分布の形状は $\phi_s d_p$ と $f_{f, \max}$ との関数関係の与え方によつて大きく影響を受けるため、その関数形の定式化についての実証的研究が必要と考えられる。

そこで、本報告では、 $\phi_s d_p$ と $f_{f, \max}$ の関係を知るための基礎資料として、焼結完結帯での層内高さ方向温度勾配や層温度の時間変化速度の実測値から、伝熱容量係数 $h_p a$ の値 (焼結による層の構造変化に伴う伝熱面積変化の効果を含む) とみかけの粒子径 $\phi_s d_p$ を逆算する簡便な方法を考察したので、計算法と計算結果を示す。

2. 理 論

焼結完結帯 (または冷却帯) の熱的挙動を調べれば、焼結に伴うみかけの粒子径の変化を知ることができる。焼結完結帯においては、反応や相変化に伴う熱の発生や吸収は無視できるから、粒子とガスのそれぞれについて熱収支を行い、さらに無次元化を行うと、基礎式として (2), (3) 式が得られる。

$$\partial \phi / \partial \tau = N(\Phi - \phi) \dots \dots \dots (2)$$

$$\partial \Phi / \partial \zeta = N(\phi - \Phi) \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 ϕ , ϕ は粒子とガスの無次元温度であり、 $\phi \equiv (t - t^\circ) / (T_0 - t^\circ)$, $\Phi \equiv (T - t^\circ) / (T_0 - t^\circ)$, t° : 粒子の最高温度, T_0 : 層表面へ流入する空気の温度, $\tau \equiv \theta / \bar{\theta}$, $\zeta \equiv z / L$ (層表面: $\zeta = 0$), $N \equiv h_p a L / c_g G$, $\bar{\theta} \equiv c_s \rho_b L / c_g G$ である。

焼結完結帯の挙動は、まだ層表面に冷却帯が形成されていない $\tau = 0$ の近くを除けば、以下の初期条件および境界条件に基づく (2), (3) 式の解で十分よく表現できる。

$$\tau = 0, \zeta = 0 \sim 1 \text{ で } \phi = 0 \dots \dots \dots (4)$$

$$\zeta = 0, \tau = 0 \text{ で } \Phi = 1 \dots \dots \dots (5)$$

(2), (3) 式を (4), (5) 式の条件の下でラプラス変換を用いて解くと (6), (7) 式の解が得られる。

$$\phi(\tau, \zeta) = N e^{-N\zeta} \int_0^\tau e^{-N\tau'} I_0(2N\sqrt{\zeta\tau'}) d\tau' \dots \dots \dots (6)$$

$$\Phi - \phi = e^{-N(\zeta + \tau)} I_0(2N\sqrt{\zeta\tau}) \dots \dots \dots (7)$$

$\tau = 0.5$ のとき heat wave は層の中央部まで前進し典型的な冷却帯の温度分布が得られる。このとき、温度

* 昭和 54 年 10 月 1 日 受付 (Received Oct. 1, 1979)

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

Table 1. Apparent particle diameter in cooling zone.

case	gas velocity m/s	$-\partial t/\partial \theta$ K/s	L m	$u_b \times 10^3$ m/s	t° K	N_{final} —	$h_p a \times 10^3$ W/m ² ·K	$\phi_s d_p^*)$ m
I	0.19	1.99	0.25	0.33	1 623	7.8	9.2	0.027
II	0.39	2.43	0.25	0.30	1 623	15	35	0.014
III	0.58	2.57	0.25	0.19	1 573	47	167	0.0058
IV	0.30	3.27	0.40	0.24	1 703	98	126	0.0094

Cases I ~ III; Calculated from Shimokawa et al³⁾ data.Case IV: Calculated from Tashiro et al⁴⁾ data.*) $\varepsilon=0.4$ is assumed.

勾配は $\phi = 0$ または 1 の近くを除きほぼ直線的で、最急勾配の値に近く、その値はガス側も粒子側もほぼ等しい。

最急勾配の位置は (3) 式に (7) 式を代入して ζ で微分して得た次式の右边を 0 と等置することにより決定できる。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \zeta^2} = Ne^{-N(\tau+\zeta)} I_0(2N\sqrt{\tau\zeta}) \times \left[1 - \sqrt{\frac{\tau}{\zeta}} \frac{I_1(2N\sqrt{\tau\zeta})}{I_0(2N\sqrt{\tau\zeta})} \right] \quad \dots (8)$$

ここで、 $I_0(X) \approx I_1(X) \approx e^X / \sqrt{2\pi X}$ の関係が $X \geq 10$ のとき約 1% 以下の精度で成立するので、 $2N\sqrt{\tau\zeta}$ が十分大きければ、 $\tau=\zeta$ で $\partial^2 \Phi / \partial \zeta^2 = 0$ が得られ、温度勾配は最も急になる。以上から、(2)、(3)、(7) 式および $\tau=\zeta=0.5$ の条件より、冷却帯における代表的な温度勾配と温度降下速度が (9) 式で与えられる。

$$|\partial \Phi / \partial \zeta|_{\zeta=0.5} = |\partial \phi / \partial \tau|_{\zeta=0.5} = Ne^{-N} I_0(N) \quad \dots (9)$$

(9) 式から得られる温度勾配は、定常的に進行している heat wave 後面の温度勾配の最大値 (最急勾配) にほぼ等しい値となる。 ϕ と Φ にそれぞれの定義式を代入すれば (10) 式が得られる。

$$|\partial T / \partial \zeta|_{\zeta=0.5} = |\partial t / \partial \tau|_{\zeta=0.5} = (t^\circ - T_0) Ne^{-N} I_0(N) \quad \dots (10)$$

$N \rightarrow \infty$ に対応して $e^{-N} \rightarrow 0$ 、 $I_0(N) \rightarrow \infty$ となるため、 N が大きな値の場合には次の関係を利用して計算する。

$$e^{-N} I_0(N) = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} e^{-N(1-\sin\alpha)} d\alpha \quad \dots (11)$$

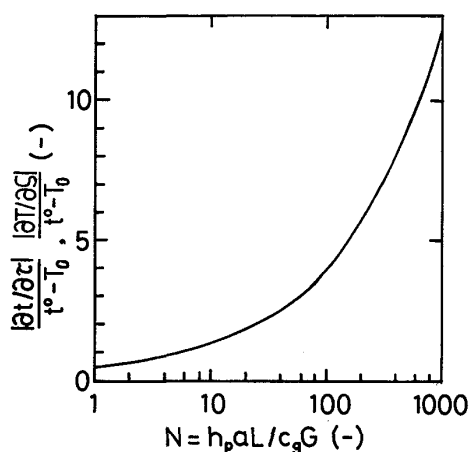
(9) 式から求めた N と $|\partial \phi / \partial \tau|_{\zeta=0.5}$ の関係を Fig. 1 に示す。

3. 伝熱面積の推算

鍋試験データ³⁾⁴⁾に基づいて Fig. 1 から N を決定し、さらに N の数値から $h_p a$ の値とみかけの粒子径 $\phi_s d_p$ を逆算した結果を Table 1 に示す。ただし、 $h_p a$ の値から $\phi_s d_p$ を算出するに当たっては、白井⁵⁾による次式から h_p を推算して $a=6(1-\varepsilon)/\phi_s d_p$ を求め、さらに $\varepsilon=0.4$ を仮定した。

$$h_p = \{2 + 0.75(c_g \mu / k_g)^{1/3} (d_p G / \mu)^{1/2}\} k_g / \varepsilon \phi_s d_p \quad \dots (12)$$

原料の初期粒度は 16~60 mesh であるから、焼結によって伝熱面積が著しく変化することがわかる。

Fig. 1. Relation between temperature gradient and the value of N .

記 号

$a=6(1-\varepsilon)/(\phi_s d_p)$	: 比表面積	m ² /m ³
c_g, c_s	: ガスと粒子の比熱	J/kg·K
d_p	: 粒子径	m
$f_{t,\max}$	: 最高到達溶融率	—
G	: ガス質量速度	kg/m ² ·s
h_p	: 熱伝達係数	W/m ² ·K
I_n	: n 次の第 1 種変形ベッセル関数	—
k_g	: ガス熱伝導率	W/m·K
L	: 層高	m
t, T	: 粒子とガスの温度	K
T_0	: 吸引空気温度	K
t°	: 層内粒子の最高温度	K
u_b	: 冷却帯進行速度	m/s
z	: 層表面から下方への距離	m
ε	: 空間率	—
θ	: 時間	s
μ	: 粘度	kg/m·s
ρ_b	: 層かさ密度	kg/m ³
ϕ_s	: 粒子形状係数	—

文 献

- 堀尾正靱, 石本清人, 靱 巖: 鉄と鋼, 64 (1978), S90
- E. ROSE and I. R. DASH: Ind. Eng. Chem., P. D. D., 18 (1979), p. 67
- 下川義雄, 渡辺正次郎, 大竹康元: 鉄と鋼, 49 (1963), p. 1268
- 田代 清, 相馬英明, 和岸正巳: 鉄と鋼, (1977) S23
- 白井 隆: 「流動層」(1958), p. 204, 207 [科学技術社]