気固系製錬操作におけるガスの不均一流れ

八 木 順 一 郎*

1. 緒 言

高炉、焼結炉、コークス炉あるいは直接製鉄用シャフト炉などは、主として気固系の反応操作を取り扱うための製錬装置であるが、これら反応操作のプロセス解析においては、従来、半径方向で均一なガス流れを仮定し、化学反応を伴う伝熱と物質移動を中心にして、1次元あるいは2次元のプロセスモデルを組み立てるのが通常の方法であった^{(1)~(3)}。

しかしながら、最近行なわれた高炉の解体調査^{(4)~(6)}によって、炉内における装入物の加熱および反応の状況は半径方向において、決して均一ではないことが明らかにされた。この不均一性は主としてガス流れの不均一によって作り出され、反応器の性能に大きな影響を与えることが推定される。したがって、ガス流れの効果は製錬反応操作のプロセス解析に不可欠の要因となってきた。

他方、充填層におけるガス流れの不均一性を理論的に解析する方法は Radestock ら^{(7)~(9)}によって提唱され、Stanek ら^{(10)~(12)}は流れ関数を使用したくみな解析方法を示した。これらの方法の基礎は Ergun⁽¹³⁾によって求められた充填層の圧損と流速の関係を示した1次元の実験式を2次元あるいは3次元に拡張することにある。したがって、理論的とはいえ完全な理論ではない。この拡張 Ergun 式の実測値との比較も行なわれ⁽¹⁴⁾、かなりよい一致が得られており、反応装置のプロセス解析に十分使用できると考えられる。

このガス流れの不均一性が反応装置の性能にどのように影響するかを検討するには、運動の方程式の代用としての拡張 Ergun 式を熱収支や物質収支式と連立して解かなければならない。ここでは、拡張 Ergun 式に基づくガス流れの解析方法および熱収支、物質収支との組み合わせによる製錬反応器のプロセス解析の方法とごく最近報告された結果⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾について説明する。

2. 拡張 Ergun 式

充填層内のガスの不均一流れを定量的に示すには、その数式モデルを1次元から2次元あるいは3次元に拡張することが不可欠である。伝熱や物質移動操作の2次元の取り扱いには触媒反応器の操作設計⁽¹⁷⁾においてすでに行なわれている。しかし、充填層内のガス流れに関する運動の方程式を数学的に解くことが可能な形で2次元的に表現することは最近になってやっと開発されてきたのが現状である。これは充填層内でのガス流れは非常に複雑であり、運動の方程式を正確に解くことが困難であったためである。Ergun⁽¹³⁾は充填層の圧力損失と流速の関係を式(1)で与えると実験データをよく説明できると報告している。

$$\Delta P / \Delta x = f_1 G + f_2 G^2 \quad (1)$$

ここで、

$$f_1 = 150(1-\varepsilon)^2 \mu / g_c \rho_g (\phi d_p)^2 \varepsilon^3$$

$$f_2 = 1.75(1-\varepsilon) / g_c \rho_g \phi d_p \varepsilon^3$$

Radestock ら⁽⁷⁾は充填層内のガス流れを理論的に解析するため式(1)をベクトル表示した式(2)を使用した。

$$-\text{grad } P = (f_1 + f_2 |G|) G \quad (2)$$

一方、Stanek ら⁽¹⁰⁾は式(1)の拡張形として式(3)、(4)を示した。

$$-\partial P / \partial x = (f_1 + f_2 |G_x|) G_x \quad (3)$$

$$-\partial P / \partial y = (f_1 + f_2 |G_y|) G_y \quad (4)$$

式(2)を使用した場合、得られる流線と等圧線が直交し、座標変換も可能である。式(3)、(4)を使用した場合、流線と等圧線は必ずしも直交しない。また、座標変換も円柱座標系では2次元までは簡単に扱えるが、3次元への拡張はむずかしいし、球座標表示は非常に複雑になる。Stanek ら⁽¹²⁾は3次元的な流れの取り扱いについては式(2)を使用している。しかしながら、Stanek ら⁽¹²⁾は主流が軸方向を向いているような場合式(3)、(4)を使って得られる結果は式(2)を使用した場合とほとんど変りがないことを指摘している。最近、桑原ら⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾は両形式の拡張 Ergun 式を使って、高炉シャフト部におけるガス流れの解析を行ない、ほとんど同様

* 東北大学助教授；選鉱製錬研究所
Nonuniform Gas Flow in the Gas Solid System; Jun-ichiro Yagi (The Research Institute of Mineral Dressing and Metallurgy, Tohoku University, Sendai)
1977年4月12日受理

の結果が得られることを示した。これらの結果を総合的に解釈すると、もとの Ergun 式自体が実験式であるから数学的な厳密性を求めることにも若干無理があり、ある範囲内において式(3)、(4)は十分ガス流れの解析に使用できると推定される。この形式は、後に示すとうり、反応を伴う系や非定常伝熱の解析においては数式を単純化することができ、解を得るための有効な方法となっている。しかし、現実の反応装置の解析において円柱座標系で3次元的解析が困難になる欠点がある。

Kitaev ら⁽²⁰⁾は充填層内の不均一流れをより適確に表

図 1 V字型層をもつ充填層⁽²¹⁾。

斜線部: $d_p = 0.0018 D$, $\varepsilon = 0.4$
境界領域: $d_p = 0.0036 D$, $\varepsilon = 0.35$
空白部: $d_p = 0.0054 D$, $\varepsilon = 0.5$

図 2 慣性項を無視した場合と考慮した場合の流線(——慣性項無視, ---慣性項考慮)⁽²¹⁾。

現する方法として慣性項(Inertial term)を考慮すべきことを指摘しているが、慣性項を考慮した2次元流れは直交座標系では式(5)、(6)で表わされる。

$$V_x(\partial V_x / \partial x) + V_y(\partial V_x / \partial y) = -(1/\rho_g)(\partial P / \partial x) - f_1 V_x - f_2 V V_x \quad (5)$$

$$V_x(\partial V_y / \partial x) + V_y(\partial V_y / \partial y) = -(1/\rho_g)(\partial P / \partial y) - f_1 V_y - f_2 V V_y \quad (6)$$

ここで、 $V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$ である。

Choudhary ら⁽²¹⁾は運動の方程式として式(2)を使用した場合と、式(5)、(6)を使用した場合の流線を比較している。結果の一例として、図1のようなV字形の層構造をもつ充填層についての計算結果を図2に示した。図2から、慣性項はそれほど大きい影響を示さないことがわかる。しかし、層の境界付近で流れが大きく曲げられるところでは若干の相異が認められる。この報告には層境界面で異なる粒径を有する粒子が接触するため生じる空隙率の低下が考慮されている。

3. ガス流れの解析

不均一な構造を有する等温充填層内のガス流れは前節で述べた拡張 Ergun 式と連続の式を連立して解くことにより求められる⁽⁷⁾⁽¹⁰⁾⁽¹²⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾⁽²²⁾。

湧き出しの無い場における連続の式は定常状態において式(7)で表わされる。

$$\text{div}(\mathbf{G}) = 0 \quad (7)$$

この式は流体の圧縮性、非圧縮性にかかわらず成立する。この連続の式は直交座標系では式(8)、円柱座標系では式(9)となる。

$$\partial G_x / \partial x + \partial G_y / \partial y = 0 \quad (8)$$

$$\partial(r G_z) / \partial z + \partial(r G_r) / \partial r = 0 \quad (9)$$

ここで、流れ関数 ψ をつぎのように定義する。

直交座標系、

$$\partial \psi / \partial y = -G_x, \quad \partial \psi / \partial x = G_y \quad (10)$$

円柱座標系、

$$\partial \psi / \partial r = r G_z, \quad \partial \psi / \partial z = -r G_r \quad (11)$$

この流れ関数を使用すると連続の式は自動的に満足される。ここで、直交座標系を使用すると、式(3)、(4)から P を消去して、その結果に ψ を代入すると式(12)が得られる⁽¹²⁾。

$$\begin{aligned} & \left(f_1 + 2f_2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right| \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \left(f_1 + 2f_2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right| \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \\ & + \left(\frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{\partial f_2}{\partial x} \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right| \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} + \left(\frac{\partial f_1}{\partial y} + \frac{\partial f_2}{\partial y} \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right| \right) \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

他方、運動の方程式として式(2)を使用すると式(13)となる⁽¹⁹⁾。

$$\begin{aligned}
 & \left[f_1 \sqrt{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2} + f_2 \left\{ 2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \right] \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \\
 & + \left[f_1 \sqrt{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2} + f_2 \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \right] \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \\
 & + \left[\frac{\partial f_1}{\partial x} \sqrt{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2} + \frac{\partial f_2}{\partial x} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \right] \frac{\partial \phi}{\partial x} + \left[\frac{\partial f_1}{\partial y} \sqrt{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2} + \frac{\partial f_2}{\partial y} \right. \\
 & \left. \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \right] \frac{\partial \phi}{\partial y} + 2 \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} = 0
 \end{aligned} \quad (13)$$

Stanek ら⁽¹⁰⁾⁽¹²⁾, Szekely ら⁽¹⁴⁾はこれらの関係を無次元式で表示しているが上式と同等のものである。彼らは⁽¹⁰⁾数値計算に際して入口で半径方向にガスの質量速度が一定であり、圧力に分布があるという条件を使用している。この条件は実際の反応操作においては与えにくい条件であり、やや不自然である。桑原ら⁽¹⁸⁾は入口ではガスは等圧で供給され流通抵抗に応じて質量速度が半径方向に分布しているという条件を採用している。Stanek ら⁽¹⁰⁾および桑原ら⁽¹⁸⁾の計算結果の一例を図 3, 4 に示した。図 3 の場合 2 種の粒子層の境界付近で圧力分布に急激な変化が現れているが、実際の現象と一致する

図 3 充填層内のガスの流線と圧力分布⁽¹⁰⁾. (斜線部 $d_p=3$ cm, $\varepsilon=0.3$; 空白部 $d_p=3$ cm, $\varepsilon=0.5$) (a) 流線, (b) 等圧線

図 4 デッドマンのある充填層内のガスの流線⁽¹⁸⁾ (C : コークス, $d_p=3$ cm, $\varepsilon=0.4$; O : 鉄石, $d_p=1$ cm, $\varepsilon=0.35$; デッドマンはコークスから成る, $\theta_3=70^\circ$)

かどうか疑問が残る。荒木⁽²³⁾はこの点について議論している。Szekely ら⁽¹⁴⁾, Choudhary ら⁽²¹⁾, 桑原ら⁽²²⁾はガスが炉壁にとりつけられたノズルから導入される場合について充填層内でのガスの流線を計算している。これは実炉の条件により近づくばかりでなく、ガスの流入口での境界条件の設定がより妥当になるので、前者にくらべてより有効な方法といえる。鉄鉱石の直接製鉄に関連して、柳ら⁽²⁴⁾はペレットを充填した層内におけるガス流れを式(2), (7)に基づき解析している。一般にガス流れの数値解析には緩和法(SOR法)が使用されているが、柳らはラプラス型の偏微分方程式に変換し有限要素法を使って解いている。層内の圧力分布の実測値と計算値の比較を図 5 に示した。この場合、層底はとじられており、ガスの主流は吹込み口から上方に向かって流れる。したがって、吹込み口の下方で、吹込み口から少しはなれるとほとんど等圧になっている。上記の例はすべて直交座標系で 2 次元流れを解析したものであるが、Radestock ら⁽⁷⁾は円柱座標系で高炉内におけるガス流れを解析している。結果の一例を図 6 に示した。

非定常状態あるいは定常状態下においても反応にともなうガス発生がある場合には、湧き出しの効果を組み入れなければならない。湧き出しの効果を連続の式に最初に組み込んだのは羽田野ら⁽²⁵⁾であり、層頂の形状、コークスペース、鉄石とコークスの比、ムーバブル・アーマの位置などが高炉内におけるガス流れに及ぼす影響や炉床部の湯面形状とガス流れの関係等を検討している。しかし、反応の速度論的な取り扱いの後述の物質収支、熱収支と流れの同時解析を待たねばならない。

図 5 充填層内圧力分布の実測値と計算値の比較⁽²⁴⁾. () : 計算による等圧線, (○) : 計算値, 他は測定値

図6 高炉内の流線と圧力分布⁽⁷⁾. ($P_1/P_2=1.25$)

4. ガス流れと伝熱の同時解析

充填層内の流れの解析に伝熱の効果を考慮した研究は Radestock ら⁽⁹⁾ および Stanek ら⁽¹¹⁾ によってなされた。前者は円柱座標系を使用し、定常状態における移動層の解析を行なったが、後者は直交座標系を使用して非定常の固定層を解析した。また、前者は運動の方程式を圧力の関係式で表わしたのに対し、後者は流れの式の導出に流れ関数を使用し、式を変形しているが、伝熱の式に対してはガス、粒子ともに伝導伝熱項を無視しており、1階の偏微分方程式として数値計算を行なっている。

非定常固定層における連続の式、運動の方程式、ガスと粒子の熱収支は円柱座標系では式(14)～(17)で表わされる⁽¹⁶⁾。

$$\partial(rG_z)/\partial z + \partial(rG_r)/\partial r = \varepsilon \partial \rho_g / \partial t \quad (14)$$

したがって、流れ関数を $\partial \psi / \partial z = rG_r$ 、 $-\partial \psi / \partial r = rG_z + \int_0^z \varepsilon r (\partial \rho_g / \partial t) dz$ で定義すると流れの場はつぎのように表わされる。

$$\begin{aligned} & \left(f_1 + \frac{2f_2}{r} \left| \frac{\partial \psi}{\partial z} \right| \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial f_2}{\partial z} \left| \frac{\partial \psi}{\partial z} \right| \right\} \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ & + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} + F_a \right) \times \left\{ f_1 + \frac{2f_2}{r} \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} + F_a \right| \right\} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} + F_a \right) \\ & \times \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial r} - \frac{f_1}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial f_2}{\partial r} \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} + F_a \right| - \frac{2f_2}{r} \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} + F_a \right| \right\} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon \rho_g \left(C_g + T_g \frac{dC_g}{dT} \right) \frac{\partial T_g}{\partial t} = & - \left\{ \left(C_g + T_g \frac{dC_g}{dT} \right) \left(G_r \frac{\partial T_g}{\partial r} \right. \right. \\ & + G_z \frac{\partial T_g}{\partial z} \left. \right\} + \left\{ k_g \left(\frac{\partial^2 T_g}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) \right. \\ & + \frac{\partial k_g}{\partial r} \left(\frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial k_g}{\partial z} \left(\frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \left. \right\} - 6(1-\varepsilon) h_p (T_g - T_s) / \phi d_p \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} (1-\varepsilon) \rho_s \left(C_s + T_s \frac{dC_s}{dT} \right) \frac{dT_s}{dt} = & 6(1-\varepsilon) h_p (T_g - T_s) / d_p \phi \\ & + \left\{ k_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \right) + \frac{k_s}{r} \left(\frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \frac{\partial k_s}{\partial r} \left(\frac{\partial T_s}{\partial r} \right) \right. \\ & + \left. \frac{\partial k_s}{\partial z} \left(\frac{\partial T_s}{\partial z} \right) \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

ガスの熱収支を示す式(16)の右辺は、それぞれ、流通ガスの顕熱、伝導伝熱および粒子・流体間の熱交換項であり、これらの和が左辺の蓄積項に等しいことを示している。また、粒子の熱収支を表わす式(17)の右辺は粒子・流体間熱交換および伝導伝熱の項である。ここで特に注意を要することは式(16)、(17)中の有効熱伝導度の考え方である。従来、充填層の有効熱伝導度の概念は Kunii ら⁽²⁶⁾によって提唱された層全体についての熱伝達を表わすために使用されてきたが、式(16)、(17)中の k_g と k_s はそれとは本質的に異なるものであり、充填層中の気体のみ、および、固体のみを媒体として伝わる熱伝導に対してガスおよび固体の有効熱伝導度を定義している。

さて、式(14)～(17)の製錬プロセスへの応用についてふれておく。杉山ら⁽¹⁶⁾は高炉下部における融着層およびその近傍のガス流れと温度の変化を推定するための基礎的研究を行なっている。すなわち、図7↑に示すように空隙率の小さいいわゆる融着層と非融着の通常の充填層が共存している固定層を考え、予熱したガスを導入した場合、層内におけるガス流れおよびガスと粒子の温度分布が時間的に変化していく様子を上記理論に基づき推算した。得られた計算値はモデル実験の結果とよく一致している。このモデル実験にはポリスチレンの融着層とアルミナ球の非融着層を使用している。計算結果の一例を図8と9に示した。この方法は、今後、融着層の形成機構の解明に応用できる可能性があり、その開発が期待される。

図7 モデル実験に使用された充填層の構成⁽⁶⁾。

↑ 融着層内空隙率は融着率によって変化するが、図8、9に示した計算結果は図7の数値を使用している。

図 8 融着層およびアルミナ球充填層内におけるガス流れの流線⁽¹⁶⁾。

図 9 融着層およびアルミナ球充填層における固体温度の等温線⁽¹⁶⁾。
($t=1100$ sec. $T'_s \equiv T_s/T_{s0}$)

5. 非触媒反応とガス流れの同時解析

充填層内のガス流れの解析に非触媒反応の速度を考慮すると湧き出しあるいは吸い込みが存在することになり、定常状態における連続の式は式(7)から式(18)に変わる[†]。

$$\text{div}(\mathbf{G}) = FR^* \quad (18)$$

円柱座標系では次式で表わされる。

$$(R/L) \frac{\partial}{\partial z} (r G_z) + \frac{\partial}{\partial r} (r G_r - F \int_0^r R^* r dr) / \partial r = 0 \quad (19)$$

流れ関数を $\partial \phi / \partial r = r G_z (R/L)$, $-\partial \phi / \partial z = r G_r - F \int_0^r R^* r dr$ で定義すると層内におけるガス流れは式(20)で表現される⁽¹⁵⁾。

$$\begin{aligned} & \frac{L^2}{R^2} \left\{ \left\{ f_1 + 2f_2 \frac{L}{Rr} \left| \frac{\partial \phi}{\partial r} \right| \right\} \left\{ \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\} + \left\{ \frac{\partial f_1}{\partial r} \right. \right. \\ & + \frac{L}{Rr} \frac{\partial f_2}{\partial r} \left. \left| \frac{\partial \phi}{\partial r} \right| \right\} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\} - \left(f_1 + \frac{2f_2}{r} \left| -\frac{\partial \phi}{\partial z} + I \right| \right) \frac{\partial}{\partial z} \\ & \left(-\frac{\partial \phi}{\partial z} + I \right) - \left(\frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial f_2}{\partial z} \left| -\frac{\partial \phi}{\partial z} + I \right| \right) \times \\ & \left(-\frac{\partial \phi}{\partial z} + I \right) = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、 $I = \int_0^r FR^* r dr$, $F = \frac{M_{O_2}}{2} RR_0^*/G_0$, $f_1 = 150(1-\epsilon)^2 \mu L G_0 / g_c \epsilon^3 d_p \rho P_0$, $f_2 = 1.75(1-\epsilon) L G_0^2 / g_c d_p \rho \epsilon^3 \rho P_0$ である。式(18)~(20)は無次元表示になっているので充填層の高さと半径を表わす L と R 以外の記号はすべて無次元である。式(20)と同時に解かれるべき物質収支式、熱収支式は複雑であるのでここでは省略するが原論文⁽¹⁵⁾を参照されたい。図10と11にガス流れが不均一な場合と均一な場合における半径方向でのガス組成と粒子の反応率分布を示したが、ガスの不均一流れの効果が著しいことがわかる。なお、この計算は酸化鉄ペレットを水素で還元する移動層をとりあつかったものであり、反応速度として原ら⁽²⁷⁾が示した3界面モデルを使用したので、 $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{Fe}_3\text{O}_4$, $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{FeO}$, FeO/Fe の3つの界面の位置が算出され、図中、それぞれ、 x_1, x_2, x_3 で表わされている。 x_{H_2} は水素のモル分率である。

図10 等温、不均一ガス流れにおける移動層内半径方向でのガスのモル分率と粒子の反応界面位置の分布⁽¹⁵⁾。

[†] 非触媒反応を伴う充填層で定常状態が得られるのは移動層である。

図 11 等温、均一ガス流れにおける移動層内半径方向でのガスのモル分率と粒子の反応界面位置の分布⁽¹⁵⁾。

6. 結 言

Ergun 式を拡張使用することにより、充填層内のガス流れを解析した最近の研究を総括した。また、この拡張 Ergun 式と熱収支あるいは物質収支式を連立させて解くことにより充填層内の温度分布や化学反応の進行状況をより正確に把握できるようになりつつある。しかしながら、この試みはまだ数例をみるのみで、今後の開発に期待したい。化学反応を伴う系に対して、運動量、熱、物質の 3 つの輸送方程式を同時に解くには、数値解析において高速、大容量の電子計算機が必要であり、また、効率のよいプログラミングの技術が解を求める必要条件といえる。

最後に、ここに紹介した結果からみて、ガス流れの取り扱い扱いは製鉄反応器の解析に画期的な変換を与える重要な意味を持っているといえよう。

〔記 号 表〕

C : 比熱	M : 分子量
D : 直径	P : 圧力
d_p : 粒子径	R : 半径
G : 質量速度	R^* : 反応速度
g_c : 重力換算係数	r : 中心軸からの距離
h_p : 粒子・流体間伝熱係数	T : 温度
k : 有効熱伝導度	t : 時間
L : 層高	V : 流速

x : たて方向距離 μ : 粘度
 y : 横方向距離 ρ : 密度
 z : 軸方向距離 ϕ : 形状係数
 ε : 空隙率 ψ : 流れ関数

添字 g : ガス, s : 粒子, 0 : 基準状態, x, y, r, z : それぞれの方向を示す。

文 献

- (1) J. Yagi and I. Muchi : Trans. JSIJ, **10** (1970), 392.
- (2) I. Muchi and J. Higuchi : *ibid.*, **12** (1972), 54.
- (3) A. K. Lahiri and V. Seshadri : J. Iron Steel Inst., **207** (1963), 293.
- (4) 神原健二郎, 萩原友郎, 重見彰利, 近藤真一, 金山有治, 若林敬一, 平本信義 : 鉄と鋼, **62** (1976), 535.
- (5) 下村泰人, 西川 潔, 有野俊介, 片山 力, 肥田博, 磯山 正 : 鉄と鋼, **62** (1976), 547.
- (6) 佐々木 稔, 斧 勝也, 鈴木 明, 奥野嘉雄, 吉沢謙一, 中村 隆 : 鉄と鋼, **62** (1976), 559.
- (7) J. Radestock and R. Jeshar : Stahl Eisen, **22** (1970), 1249.
- (8) J. Radestock and R. Jeshar : Chem. Ing. Tech., **43** (1971), 355.
- (9) J. Radestock and R. Jeshar : *ibid.*, **43** (1971), 1304.
- (10) V. Stanek and J. Szekely : Can. J. Chem. Eng., **50** (1972), 9.
- (11) V. Stanek and J. Szekely : *ibid.*, **51** (1973), 22.
- (12) V. Stanek and J. Szekely : AIChE Journal, **20** (1974), 974.
- (13) S. Ergun : Chem. Eng. Progr., **48** (1952), 89.
- (14) J. Szekely and J. J. Poveromo : AIChE Journal, **21** (1975), 769.
- (15) J. Yagi and J. Szekely : Trans. ISIJ, 投稿中.
- (16) 杉山 喬, 八木順一郎, 大森康男 : 日本鉄鋼協会第 94 回講演大会 (広島), (1977), 発表予定.
- (17) 触媒学会編 : 触媒工学講座 3, 触媒装置および設計, 地人書店, (1967).
- (18) 桑原 守, 鞭 巖 : 鉄と鋼, **62** (1976), 463.
- (19) 桑原 守, 近松栄二, 鞭 巖 : 学振 54 委員会資料—1400, 昭和 52 年 1 月 25 日提出.
- (20) B. I. Kitaev, Yu. G. Yaroshenko, V. S. Shrydkii, Ya. M. Gordon, V. B. Shcherbatskii, F. R. Shklyar and B. A. Bokovikov : Aus. I. M. M. Illawana Branch-Blast Furnace Aerodynamics Symposium, Wollongong, (1975), 68.
- (21) M. Choudhary, M. Propster and J. Szekely : AIChE Journal, **22** (1976), 600.
- (22) 桑原 守, 鞭 巖 : 鉄と鋼, **62** (1976), S 441.
- (23) 荒木和男 : 鉄と鋼, **62** (1976), 1485.
- (24) 柳 謙一, 鈴木信次郎, 原田昌博, 宮崎公明 : 日本機械学会第 11 回シンポジウム講演論文集, No. 760-18 (1976), 東京, p. 187.
- (25) 羽田野道春, 栗田興一, 岡根幸司 : 鉄と鋼, **63** (1977), 217.
- (26) D. Kunii and J. M. Smith : AIChE Journal, **6** (1960), 97.
- (27) 原 行明, 土屋 勝, 近藤真一 : 鉄と鋼, **60** (1974), 1261.