

UDC 669.162.228.3 : 669.162.211.2 : 669.162.263.43

論 文

高炉滴下帯の気-液向流領域におけるガス圧力損失と液ホールドアップの実験式*

福 武 剛**・岡 部 俠 児***

Empirical Formulae for the Gas Pressure Drop and the Liquid Holdup for the Counter-current Region of Gas-liquid Flow in the Dropping Zone of a Blast Furnace

Tsuayoshi FUKUTAKE and Kyoji OKABE

Synopsis :

The Ergun-type pressure loss equation was extended to the flows in irrigated packed beds on the basis of the assumption that, in the case of irrigated beds, the bed is composed of solid particles and hypothetical liquid droplets. Dimensionless empirical formulae for the quantity and the size of liquid in the bed were obtained by using experimental data on gas pressure drop and liquid holdup obtained under simulating flow conditions of the dropping zone of a blast furnace.

Flooding gas velocities as well as gas pressure drop and liquid holdup over entire region of gas velocity up to the flooding could be calculated by use of the above formulae with reasonable accuracy.

The pressure loss equation was further extended to the flow of two liquid phases in the dropping zone of a blast furnace. A sample calculation confirmed the result of earlier study that the fluidization of the coke bed would start before the onset of flooding of the slag.

1. 緒 言

高炉炉内において融着帯下方の炉床に至るまでの間に滴下帯と呼ばれるコークス層が存在する。滴下帯では、このコークス層の空間を通してスラグ、メタルの液体が滴下し、下方からガスが上昇する。レースウェイ近傍を除けば、ガス流はほぼ垂直上方に流れるので、滴下帯におけるガスと液体の流れは気-液向流充てん層と見なすことができる。

多くの高炉の場合、滴下帯における流れの条件はフラッディング (flooding) には至らないがローディング (loading) 領域にあると推定されている¹⁾。このような流れの領域ではガスの圧力損失と液ホールドアップが相互に複雑に影響し合うため、両者を定量的に解析することが困難であり、液相のない乾燥充てん塔の場合の CAR-MAN²⁾ あるいは ERGUN³⁾ の圧力損失式に相当するような一般的な圧力損失式は得られていないようである。

滴下帯におけるガスの圧力損失を定量的に取り扱うことは、最近注目を集めている高炉炉下部の滴下帯と塊状

帯間のガス流の分配の研究⁴⁾に必要なばかりでなく炉下部で起こる棚吊りあるいはスリップなどの異常現象の定量的な解析のためにも重要である。また液体のホールドアップは、液体の滞留時間を定めるので、この領域における SiO₂ の還元反応⁵⁾やスラグからのアルカリの気化⁶⁾などの定量的な解析に必要な基礎データである。

本報告では、既報⁷⁾の高炉滴下帯に相似させた気-液向流充てん層の実験データをもとに、流れがローディング条件下にある高炉滴下帯に適用しうるようなガスの圧力損失と液ホールドアップの推定式を導出し、さらにこの推定式を用いて、フラッディング開始速度、流動化開始速度を推定する方法を示す。

2. 従 来 の 研 究

2.1 ホールドアップ

ローディング点以下ではホールドアップの変化は小さいので通常一定とみなされ、ホールドアップはガスを流さない場合の推定式により推定される。

ローディング点を越えた領域におけるホールドアップ

* 昭和 54 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 55 年 5 月 8 日受付 (Received May 8, 1980)

** 川崎製鉄(株)技術研究所 (Research Laboratories, Kawasaki Steel Corp., 1 Kawasaki-cho Chiba 260)

*** 川崎製鉄(株)技術研究所 工博 (Research Laboratories, Kawasaki Steel Corp.)

の推算式は少ない. 内田と藤田^{8)~10)} および MERSMANN¹¹⁾は, 線図によりローディング領域を含む流速範囲でホールドアップを推算する方法を示しているが高炉内で見られるような低液流速範囲 (空塔速度で 0.04~0.12 mm/s) を含んでいない.

GARDNER¹²⁾ は, フラッディング近傍にまで適用できる全ホールドアップ h_t の実験式を示している. この実験式は高炉内と同様の低液流速の実験に基づいているが, 液体の粘度, ガスの密度などの物性値を含まないため実験された系 (シリコン樹脂被覆したコークス/水/空気) にのみ成り立つ式であり, 高炉内のホールドアップ推算には使えない.

2.2 圧力損失

かん液充てん層のガス圧力損失は, 線図あるいは実験式の形で整理されている.

LEVA¹³⁾ と MERSMANN¹¹⁾ はそれぞれ独自のフラッディング線図を示し, この線図上に等圧力損失線を示した. いずれの線図も液体側の条件は流速に関する部分のみであり, したがって静的ホールドアップは考慮されていない. また, 液流速の範囲も高炉の場合より大きい領域について示されているだけであり, 高炉滴下帯には適用できない.

かん液充てん層の圧力損失, $\Delta P_w/\Delta L$ の実験式は, 同一充てん層, 同一ガス流速で層内に液体のない場合の乾燥時圧力損失, $\Delta P_d/\Delta L$ をもとに

$$\Delta P_w/\Delta L = F \cdot \Delta P_d/\Delta L \dots\dots\dots (1)$$

の形式で表現されている場合が多い. F の実験式は研究者によつて異なり, 次に示すような種々の実験式が提案されている.

$$\text{内田, 藤田}^{10)} : F = \exp(k \cdot h_t) \dots\dots\dots (2)$$

ここで $k=15$ (ラシヒリングの場合),

$k=20$ (破碎石灰石の場合) である.

$$\text{BRAUER}^{14)} : F = \{1 + h_t/(1 - \epsilon)\} / (1 - h_t/\epsilon)^3 \dots (3)$$

$$\text{MORTON et. al.}^{15)} : F = 1 / (1 - h_t/\epsilon)^3 \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{BUCHANAN}^{16)} : F = \{1 - 2.0(h_t - 0.01)\}^{-5} \dots\dots (5)$$

$$\text{WARHER}^{17)} : F = 1 + 23.9h_t^2 \dots\dots\dots (6)$$

JESCHAR et al.¹⁾ :

$$F = \left\{ \frac{1 + h_t/(1 - \epsilon)}{1 - h_t/\epsilon} \right\}^{1.2} \cdot \left\{ 1.5 \frac{u\epsilon}{Vh_t} + \frac{\epsilon}{\epsilon - h_t} \right\}^{1.8} \dots\dots\dots (7)*$$

$$\text{TEUTSCH}^{18)} : F = f \{Fr \cdot Re_m (1 + 5 \cdot 10^{-5} Re_g)\} \dots (8)$$

$$\text{ここで, } Fr = u^2(1 - \epsilon)/(gd_p\phi) \dots\dots\dots (9)$$

$$Re_m = \rho_1 u d_p \phi / \{\mu_1(1 - \epsilon)\} \dots\dots\dots (10)$$

$$Re_g = \rho_g V d_p \phi / \{\mu_g(1 - \epsilon)\} \dots\dots\dots (11)$$

であり, f は図により示された単調増加関数であり, $f(0) = 1$ である.

(7), (8)式以外は, 液体の影響を h_t のみにより評価している. 前述のようにローディング点以下では h_t の推定が可能だが, ローディング領域では h_t を推定する適当な方法がないので h_t を含む式はローディング領域にある滴下帯には適用できない.

(7)式は h_t 以外に液流速 u とガス流速 V の影響が考慮されている点の特徴で, この式によれば h_t が一定で V が増したとき F は小さくなることを示している. (8)式は液体の影響を無次元数 Fr, Re_m で表示した点の特徴であり, (7)式と逆に u を一定とし V を増すと F は増加する. (8)式によれば h_t を知らなくても F が推定できしかもローディング域まで適用できるとされているが高液流速域にしか適用できない点で高炉には適用できない.

さらに高炉滴下帯におけるスラグとメタルはコークス表面をぬらさない流れと考えられるが, 上述の(6)式以外はぬれる系の実験結果に基づく式であることを考慮すると, 上述の式は高炉に適用する前に, 適当な実験データによりその妥当性を評価しなければならないといえる.

3. 実験結果の解析

解析に用いる実験データを得るために用いた実験装置と実験方法の詳細は別報⁷⁾に報告している. この実験では, 流れを高炉滴下帯に相似させるため液体の空塔速度を低くするとともに, 装入物と液体の種々の組み合わせについて実験した. 装入物としては, ポリエチレン球 (PL 13), アルミナ球 (AL 13), ワックス被覆したポリエチレン球 (W 13) とコークス (C 11) などを用い, 液体として, 水 (WATR) の他に粘度の高いグリセリン水溶液 (GLY), 密度の大きい $ZnCl_2$ 水溶液 (ZNCL) などを用いた. 装入物と液体の組み合わせ (実験系) を略号で示すと, AL 13/WATR, AL 13/GLY はぬれる流れであり, W 13/WATR, W 13/GLYなどはぬれない流れである.

3.1 他研究者の実験式の妥当性の検討

JESCHAR らの(7)式, TEUTSCH の(8)式を除いて, 上述の式は F を h_t と ϵ の関数として示していて, 同一の充てん層であれば ϵ は一定であるから F は h_t のみの関数であることを示している. F が h_t のみの関数であれば以後の解析が容易となるのでまず F と h_t の関係を調査した.

* JESCHAR らはかん液時の圧力損失式のみを示している. この式で $h_t=0, u=0$ と置いた式を乾燥時圧力損失式とし, 2つの式の比から(7)式を求めた.

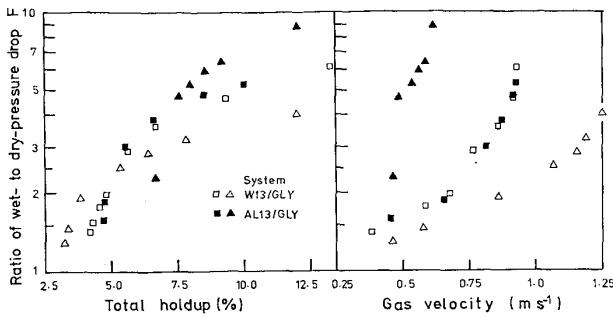


Fig. 1. Some examples of the change in ratio of wet- to dry- pressure drop, F in function of total holdup and in function of gas velocity.

F を計算するために $\Delta P_d/\Delta L$ を(12)式により計算した。

$$\frac{\Delta P_d}{\Delta L} = AV + BV^2 \dots\dots\dots (12)$$

ここで A と B は、同一の充てん塔で液を流す前に測定した乾燥塔の圧力損失とガス流速の値から最小自乗法により定めた定数である。

F と h_t および F と V の関係を Fig. 1 に例示する。

Fig. 1 の例からもわかるように、 F と h_t の関係は、

1) 液流速などの実験条件が変わると、 h_t は同じでも F は異なる。

2) V が小さい領域では、 h_t がほとんど変化しないにもかかわらず F は V とともに増加することが明らかとなった。

以上の検討により、 F を h_t の関数とする(2)~(6)式の方法は、不適当と判断される。また上記(2)の事実から、JESCHAR ら¹⁾ の式も適当でない。TEUTSCH¹⁸⁾ の式(8)は、上述の調査と定性的に一致しているが、既述のように低液流速域に適用できず、また高炉内のように混合しない2液相が共存する場合に拡張するのは困難である。

以上のように従来の実験式は著者らの実験データを説明するには不適当なので、ここでは、まず気-液向流充てん層のガス圧力損失の数式化を行う。

3.2 気-液向流充てん層におけるガス圧力損失の定式化

乾燥充てん層の圧力損失式は、(13)、(14)式で示す抵抗係数 f_k と粒子レイノルズ数 Re_g の間の関係式として整理される場合が多い。

$$f_k = \frac{\Delta P}{\Delta L} \frac{d_p \phi}{\rho_g V^2} \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon} \dots\dots\dots (13)$$

$$Re_g = \frac{\rho_g V d_p \phi}{\mu_g (1-\epsilon)} \dots\dots\dots (14)$$

たとえば ERGUN³⁾ は

$$f_k = 150/Re_g + 1.75 \dots\dots\dots (15)$$

の関係を示した。厳密には定数 150 と 1.75 は粒子の形、充てん状態により変化し¹⁹⁾ 一般的には f_k と Re_g の関係は

$$f_k = k_1/Re_g + k_2 \dots\dots\dots (16)$$

により示される。(16)式を圧力損失を示す式に書き換えると(17)式が得られる。

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \left\{ k_1 \left(\frac{1-\epsilon}{d_p \phi} \right)^2 \mu_g V + k_2 \frac{1-\epsilon}{d_p \phi} \rho_g V^2 \right\} / \epsilon^3 \dots\dots\dots (17)$$

(17)式からわかるように乾燥充てん層の圧力損失に対する充てん層構造の影響は ϵ と $d_p \phi$ により代表される。 $d_p \phi$ は充てん層の比表面積に関係するので、液体の存在により充てん層の見かけ上の比表面積が変わると考えると、気-液向流層では、これに相当する有効粒子径 d_w を $d_p \phi$ の代わりに用いる必要がある。 ϵ は液体の存在により $\epsilon - h_t$ に減少するので、(17)式の ϵ を $\epsilon - h_t$ に、 $d_p \phi$ を d_w に置き変えて気-液向流の圧力損失式(18)を得る。

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \left\{ k_1 \left(\frac{1-\epsilon+h_t}{d_w} \right)^2 \mu_g V + k_2 \left(\frac{1-\epsilon+h_t}{d_w} \right) \rho_g V^2 \right\} / (\epsilon-h_t)^3 \dots\dots\dots (18)$$

d_w はガスと液体の流れの条件、 h_t および $d_p \phi$ により変化しさらに(17)、(18)式が整合するためには、 $h_t = 0$ のとき $d_w = d_p \phi$ となる必要がある。 d_w に及ぼす h_t と $d_p \phi$ の影響を先験的に与えて以後の解析を容易にするために次のような仮定を設ける。すなわち、充てん層内の液体を一定の粒径を持つ液滴とみなし、かん液時の充てん層が固体粒子とこの仮想的な液滴の混合物であると仮定する。仮想的な液滴の粒径を d_1 とすると d_w は固体と液滴の調和平均径であり、(19)式により定義される。

$$\frac{1-\epsilon+h_t}{d_w} = \frac{1-\epsilon}{d_p \phi} + \frac{h_t}{d_1} \dots\dots\dots (19)$$

このように d_w を定義することにより、(17)、(18)式の圧力損失式は $h_t = 0$ のとき等しくなり、 k_1 、 k_2 は乾燥時の圧力損失から定めることができる。(18)、(19)式を用いてかん液時の圧力損失を推定するためには、 h_t と d_1 を知らなければならないので次に h_t と d_1 の実験式を導出する。

3.3 全ホールドアップ h_t の実験式

ガス流が液体の流れに及ぼす影響は、液体の条件が一定であれば、無次元圧力損失 ΔP_w^* により示される。

$$\Delta P_w^* = \Delta P_w / (\Delta L \rho_l g) \dots\dots\dots (20)$$

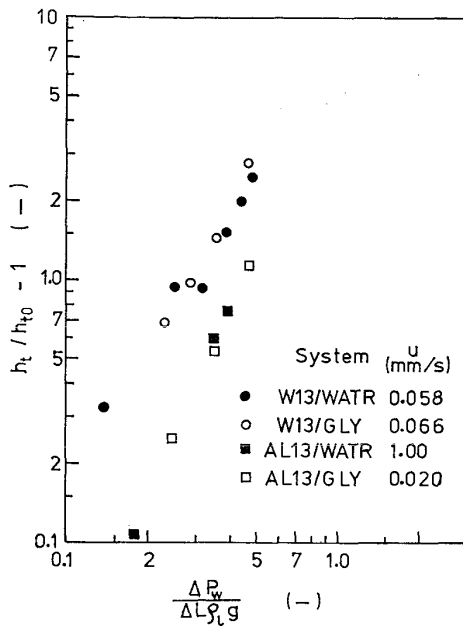


Fig. 2. Relationship between $(h_t/h_{t_0}-1)$ and $\Delta P_w / (\Delta L \rho_{1g})$.

ガスを流さないときの全ホールドアップを h_{t_0} とおくと h_t/h_{t_0} は $\Delta P_w^*=0$ のとき1である。そこで $(h_t/h_{t_0}-1)$ と ΔP_w^* の関係を調べると、Fig. 2 に例として示すように、両者の関係は液体が固体をぬらすかぬらさないかにより有意な差があるが u , μ_1 によりほとんど影響されないことが明らかになった。

したがって、前報⁷⁾で示した液体の流れに影響する力のうち h_t/h_{t_0} に影響するものは、重力、表面力、界面力、ガス圧力損失であり、これらの比として次の3種の無次元数が h_t/h_{t_0} を決めると推定される。

$$\Delta P_w^* = \Delta P_w / (\Delta L \rho_{1g}) \dots\dots\dots (20)$$

$$C_{ps} = \rho_{1g} d_p^2 \phi^2 / \{ \sigma (1-\epsilon)^2 \} \dots\dots\dots (21)$$

$$N_c = 1 + \cos \theta \dots\dots\dots (22)$$

Fig. 2 から $(h_t/h_{t_0}-1)$ と ΔP_w^* は両対数グラフ上でほぼ直線関係にあるため、

$$h_t/h_{t_0} = 1 + a \cdot \Delta P_w^*{}^b \cdot C_{ps}{}^c \cdot N_c{}^d \dots\dots\dots (23)$$

の関係を仮定して、最小二乗法により a, b, c, d を決定した。得られた推定式を(24)式に示す。

$$h_t/h_{t_0} = 1 + 0.662 \cdot \Delta P_w^*{}^{1.882} \cdot C_{ps}{}^{0.588} \cdot N_c{}^{-0.972} \dots\dots (24)$$

(24) 式による推定値と実測値の相関係数は 0.939 ($n=627$) であつた。

(24) 式の右辺の各無次元数の指数の比はほぼ 1 : 0.3 : -0.5 となるため(25)式により新しい無次元数 X_p を定義した。

$$X_p = \Delta P_w^* \cdot C_{ps}{}^{0.3} \cdot N_c{}^{-0.5} \dots\dots\dots (25)$$

精度を犠牲にしない範囲でできるだけ簡単な形の実験式を得るために、 h_t と X_p の間に

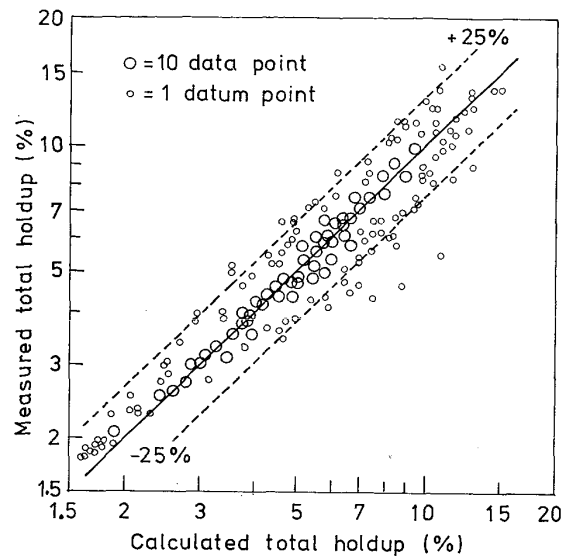


Fig. 3. Comparison of measured holdup with calculated holdup.

$$h_t = h_{t_0} + a \cdot h_{t_0} \cdot X_p^2 \dots\dots\dots (26)$$

の関係を仮定し、最小二乗法により a を求め h_t の実験式として(27)式を得た。

$$h_t = h_{t_0} + 0.679 h_{t_0} \cdot X_p^2 \dots\dots\dots (27)$$

(27) 式による h_t の計算値と実測値の相関係数は 0.937 であり、推定誤差の標準偏差は 0.008 であつた。

Fig. 3 に h_t の実測値と(27)式による推定値との関係を示した。この図から全データのうち 95% 以上について実測値が推定値の $\pm 25\%$ 以内にあることがわかる。

3.4 液滴の仮想粒子径 d_1 の実験式

3.4.1 実験データからの d_1 の計算

(12) 式と(17)式を比較して、 k_1, k_2 は実測値から算出した A, B をもとに(28), (29)式により定められることがわかる。

$$k_1 = \frac{A}{\mu_g} \left(\frac{d_p \phi}{1-\epsilon} \right)^2 \cdot \epsilon^3 \dots\dots\dots (28)$$

$$k_2 = \frac{B}{\rho_g} \frac{d_p \phi}{1-\epsilon} \cdot \epsilon^3 \dots\dots\dots (29)$$

このように k_1, k_2 を与えると、(18)式は $(1-\epsilon+h_t)/d_w$ に関する2次方程式と見なすことができ、これを解いて求めた正根を(19)式の左辺に代入して d_1 が求まる。

実験データから d_1 を求めるとき、 d_1 として極端に大きい値や負の値が得られる場合があつた。このような異常値は、ガス流速が小さい場合に多く見られ、圧力損失などの測定誤差によると考えられる。このような異常データを除外するため、 d_1 が

$$0 < d_1 < \phi d_p \dots\dots\dots (30)$$

の範囲にあるものだけを以後の解析に用いた。計算した

627 組のデータのうち 559 組が (30) 式の範囲にあつた。

3.4.2 d_1 を代表する無次元数

d_1 はガス圧力損失に影響され変化する。ガス圧力損失が h_t に及ぼす影響は、無次元数 X_p により説明できた。 X_p はガス流が液流に及ぼす影響の大きさを示すと考えられるので、 d_1 も X_p と関係づけるのが妥当である。

d_1 は長さの次元を持つので、一般的な実験式を得るためには d_1 を代表する適当な無次元数を選択する必要がある。 d_1 と X_p の関係は、 h_t の場合と同様に液体の流速、粘度にほとんど影響されないことがわかつたので d_1 を代表する無次元数として (31) 式に示す液滴のキャピラリー数 C_{p1} を用いることにした。

$$C_{p1} = \rho_l g d_1^2 / \sigma \dots\dots\dots (31)$$

3.4.3 C_{p1} の実験式

C_{p1} は X_p が増加するにつれて一旦減少し、最小値となつたのち、増加する。 C_{p1} と X_p の関係を表すのに適当な関数形を検討し、 $\sqrt{C_{p1}}$ が $\sqrt{X_p}$ の 2 次式により表されると仮定して最小二乗法により係数を定め次に示す実験式を得た。

$$\sqrt{C_{p1}} = 6.828(\sqrt{X_p} - 0.891)^2 + 0.695 \dots\dots\dots (32)$$

Fig. 4 に $\sqrt{C_{p1}}$ と $\sqrt{X_p}$ の関係を示す。(32) 式による推定値と実測値の相関係数は 0.746 ($n=559$) であり、前述の h_t の実験式より推定誤差が大きい。Fig. 4 から、推定誤差が大きいのは $\sqrt{X_p}$ が 0.5 以下の領域と 1.2 以上の領域であることがわかり、実験値が集中している $\sqrt{X_p}$ が 0.5 から 1.2 の範囲では誤差は小さい。

$\sqrt{X_p}$ が 0.5 以下で誤差が大きくなつた原因の一つ

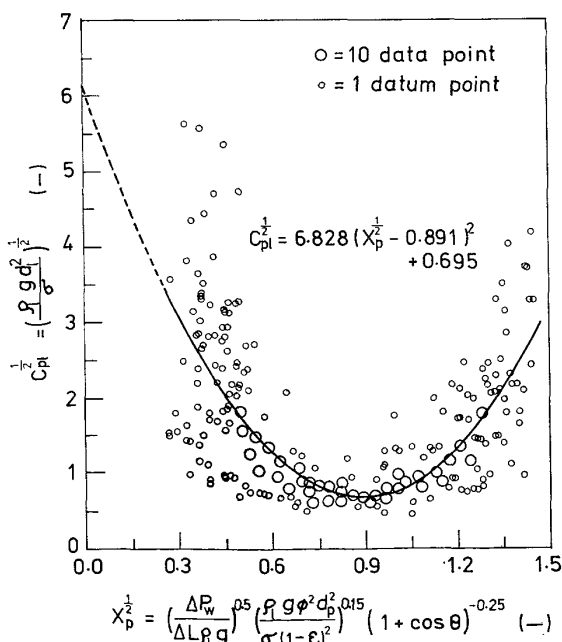


Fig. 4. Relationship between $\sqrt{C_{p1}}$ and $\sqrt{X_p}$.

として圧力損失が小さい部分では測定値の相対誤差が大きかつたことが挙げられる。一方、 $\sqrt{X_p}$ が 1.2 以上の領域は、ローディング領域、なかでもフラッディング開始点近傍のデータを含み、このデータの再現性が悪かつたことが、誤差が増加した原因であろう。

4. 考 察

以上の解析から (18) ~ (22), (25), (27), (32) を用いて、充てん層の $d_p \phi$ と ϵ , A と B , ガスと液体の物性値およびガスを流さないときの全ホールドアップ h_{t0} を与えれば、ガス流速 V と h_t , $\Delta P_w / \Delta L$ の関係を求めることができる。

h_t と C_{p1} の実験式は、フラッディングにいたるまでの実験データを整理した式なので、フラッディングにいたるまでのガス流速範囲で圧力損失、 h_t を推定できる。実験式が流れを正しく評価していれば、これらの実験式を用いてフラッディング速度の推定も可能なはずである。以下に、まず理論的にフラッディングの条件を考察し、次にフラッディング速度、 h_t , $\Delta P_w / \Delta L$ について実験値と計算値を比較する。

4.1 フラッディングを起こす条件の理論的検討

3章の結果から圧力勾配 $GP_w (= \Delta P_w / \Delta L)$, h_t と d_1 は、充てん層、ガスと液体が一定で、 u と V のみが独立変数のとき、形式的に (33) ~ (35) 式により示される。

$$GP_w = G_1(h_t, d_1, V) \dots\dots\dots (33)$$

$$h_t = G_2(u, GP_w) \dots\dots\dots (34) \dagger$$

$$d_1 = G_3(GP_w) \dots\dots\dots (35)$$

これら 3 変数の間には、(33) ~ (35) 式を通じて概念的に Fig. 5 に示す関係がある。すなわち、 GP_w の微小変化 ΔGP_w° は、 h_t , d_1 の変化を引き起こし、さらにこれが GP_w の変化 ΔGP_w を起こすという一種のフィードバック系を構成している。この系はフィードバックの増幅率

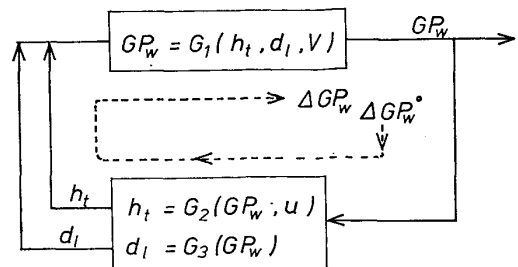


Fig. 5. Schematic representation of the interrelation between GP_w , h_t and d_1 . Dotted line shows that initial change of ΔGP_w° , causes further change of ΔGP_w by the feed back nature of the system.

† u は h_{t0} に影響するため、 h_t も u の関数となる。

が1以上のとき、すなわち ΔGP_w が ΔGP_w^0 より大きいとき不安定になり、したがってフラッディングの起こる限界条件は $\Delta GP_w = \Delta GP_w^0$ である。

(33)~(35)式の全微分はそれぞれ(36)~(38)式で示される。

$$dGP_w = \frac{\partial G_1}{\partial h_t} dh_t + \frac{\partial G_1}{\partial d_1} dd_1 + \frac{\partial G_1}{\partial V} dV \dots\dots\dots (36)$$

$$dh_t = \frac{\partial G_2}{\partial u} du + \frac{\partial G_2}{\partial GP_w} dGP_w \dots\dots\dots (37)$$

$$dd_1 = \frac{\partial G_3}{\partial GP_w} dGP_w \dots\dots\dots (38)$$

(37), (38)式中の dGP_w を ΔGP_w^0 と置いて、それぞれ(36)式中の dh_t および dd_1 に代入すると、Fig. 5 に示した ΔGP_w が(39)式のように示される。

$$\Delta GP_w = \frac{\partial G_1}{\partial h_t} \left(\frac{\partial G_2}{\partial u} du + \frac{\partial G_2}{\partial GP_w} \cdot \Delta GP_w^0 \right) + \frac{\partial G_1}{\partial d_1} \cdot \frac{\partial G_3}{\partial GP_w} \Delta GP_w^0 + \frac{\partial G_1}{\partial V} dV \dots\dots\dots (39)$$

系が安定か不安定かは u, V の変化には無関係であるから、 $du=dV=0$ とし、前述の $\Delta GP_w = \Delta GP_w^0$ を用いてフラッディングが起こるための一般的条件として、

$$\frac{\partial G_1}{\partial h_t} \cdot \frac{\partial G_2}{\Delta GP_w} + \frac{\partial G_1}{\partial d_1} \cdot \frac{\partial G_3}{\partial GP_w} = 1 \dots\dots\dots (40)$$

を得る。

次に(40)式の条件が満たされたとき、 V または u が単独で微量変化したときの h_t と GP_w の変化を考える。

まず $dV=0$ の場合を考える。

(38)式の dd_1 を(36)式に代入し、 dGP_w を求めこれを(37)式に代入し、式を整理して(41)式を得る。

$$\frac{du}{dh_t} \cdot \frac{\partial G_2}{\partial u} = \frac{1 - \frac{\partial G_1}{\partial d_1} \cdot \frac{\partial G_3}{\partial GP_w} - \frac{\partial G_1}{\partial h_t} \cdot \frac{\partial G_2}{\partial GP_w}}{1 - \frac{\partial G_1}{\partial d_1} \cdot \frac{\partial G_3}{\partial GP_w}} \dots\dots\dots (41)$$

(40)式から(41)式の右辺は0であり $\partial G_2/\partial u$ は0でないから、(42)式を得る。

$$\frac{\partial u}{\partial h_t} \Big|_V = 0 \dots\dots\dots (42)$$

(42)式で全微分ではなく偏微分記号を用いたのは、 V を一定とするという条件のためである。逆に(42)式が成り立つ場合、(41)式の左辺は0であり、したがって(40)式を得る。よって(42)式は(40)式と同等であり、フラッディングが起こる限界条件を与えている。同様に、(37), (38)式を(36)式に代入して、次式を得る。

$$\frac{\partial u}{\partial GP_w} \Big|_V = 0 \dots\dots\dots (43)$$

$du=0$ の場合には、同様な計算により(44), (45)式を得る。

$$\frac{\partial V}{\partial h_t} \Big|_u = 0 \dots\dots\dots (44)$$

$$\frac{\partial V}{\partial GP_w} \Big|_u = 0 \dots\dots\dots (45)$$

(42)~(45)式も(40)式と同様にフラッディングの条件であり、たとえば液流速を一定に保ちながらガス流速を徐々に増すとき(44), (45)式からフラッディングを起こすガス流速で h_t と GP_w が急上昇することがわかり、これは実験結果と一致している。

HUTTON ら²⁰⁾は、フラッディングがガス圧力損失と液ホールドアップの相互作用により流れが不安定化するために起こるとして、先験的に(42)式をフラッディング開始の条件とした。ガス圧力損失式として MORTON¹⁵⁾ の式を用い、ホールドアップの式としてガスを流さないときに適用される BUCHANAN²¹⁾ の式をガス圧力損失の影響を含めるよう拡張した式を用いて、(42)式を条件にフラッディング速度を算出した。HUTTON らは、ホールドアップの式には実験値の裏づけがないので定量的な評価は困難であるとし、一方計算値が SHERWOOD 線図²²⁾上で実験値と定性的に一致することから上述のフラッディング発生機構は正しいと結論した。

実験データに基づいて本報告で求めた $\Delta P_w/\Delta L, h_t, d_1$ の実験式と(42)~(45)式のいずれかを組み合わせれば、フラッディング速度の定量的な予測が可能である。

4.2 計算結果と実験値の比較

Fig. 6にフラッディング時のガス流速の計算値と実測値の関係を示す。フラッディング速度は、(45)式の条件により実験で求めた k_1, k_2, h_{t0} を与えて計算した。図から実測値は計算値のほぼ -20~+10% の間にあり、計算値の方が実測値よりやや大きい。この差異は次のような理由によると思われる。

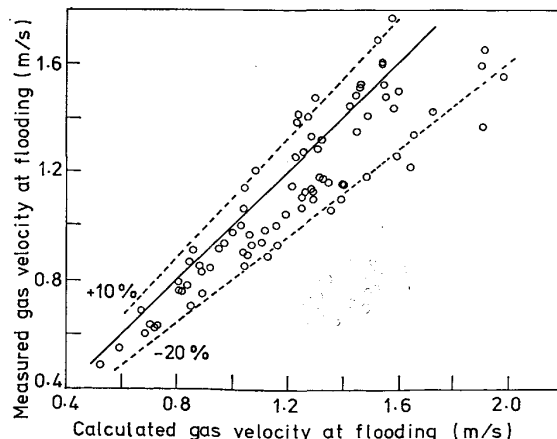


Fig. 6. Comparison of measured gas velocity at flooding with that calculated.

実験に用いた充てん塔では、塔内の充てん状態は不規則であり、局所的な粒子径や空間率は一様ではなく統計的なばらつきを持ちしかもばらつきの程度は充てん塔ごとに異なる。フラiddiングは前述のように流れが不安定化することにより起こるので塔内の一部でフラiddiングが始まると塔全体のフラiddiングへと発達しやすい。したがって、平均的な粒径や空間率が同じでも、フラiddiング開始に影響する局所的な粒径や空間率は異なり、しかもフラiddiングは塔内の最も起こりやすい部分から始まるので、平均値を用いたフラiddiング速度の計算値より実験値の方が小さくなりやすい。

Fig. 7, Fig. 8 にそれぞれ h_t と $\Delta P_w/\Delta L$ の実験値と計算値の比較を示す。 h_t と $\Delta P_w/\Delta L$ は、 k_1 , k_2 , h_{t0} および V を与えて計算した。計算にあたって、 V の実験値が計算フラiddiング速度より大きい場合、解を求めることができない。このため、実験データ 627 組のうち 68 組は計算値が求まらなかった。図から h_t , $\Delta P_w/\Delta L$ ともに実験値は計算値のほぼ $\pm 50\%$ 以内であることがわかる。

4.3 他研究者の実験値と計算値の比較

実験式の妥当性を評価するために、GARDNER¹²⁾ の実験値と彼が示した実験条件をもとにした計算値を比較した。GARDNER は平均粒径が 9.0, 15.6, 22.0 mm の篩分けしたコークスをシリコン樹脂油で被覆したのち、水/空気系で実験し、ホールドアップ、圧力損失を測定した。彼が報告した表、グラフからデータを読みとり、 k_1 , k_2 , h_{t0} を求め、これらとガスと液体の物性値、粒子径、空間率とを既知として与え、 V を変えながら $\Delta P_w/\Delta L$ と h_t を計算した。

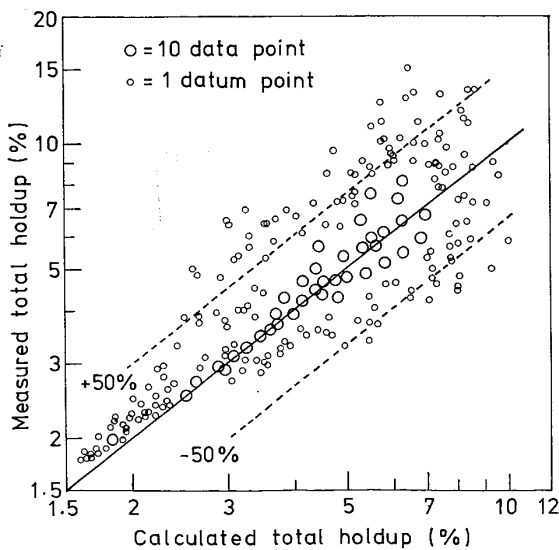


Fig. 7. Comparison of measured total holdup with that calculated.

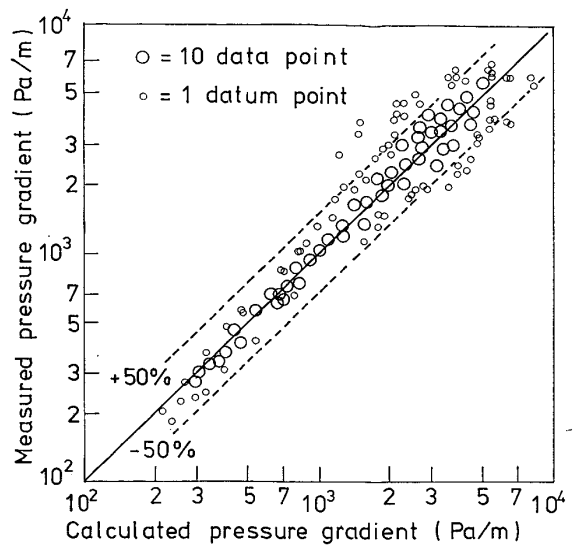


Fig. 8. Comparison of measured pressure gradient with that calculated.

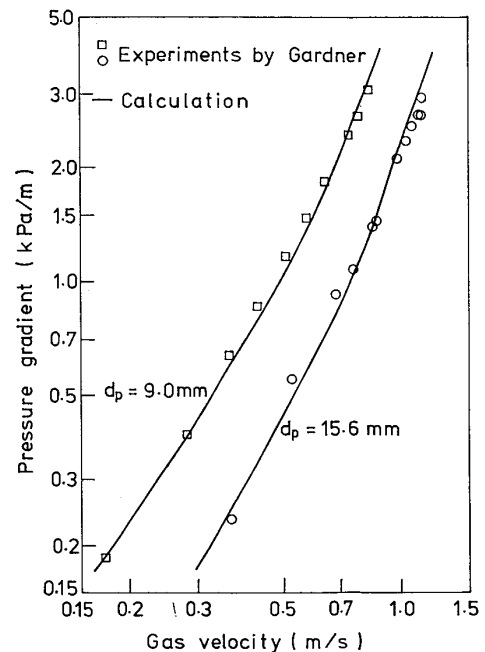


Fig. 9. Comparison of measured pressure gradient by gardner¹²⁾ with that calculated.

9.0, 15.6 mm のコークスの場合、Fig. 9 に例として圧力損失とガス流速の関係を示すように、実測値と計算値はよく一致した。22.0 mm のコークスの場合やや誤差が大きく、圧力損失の実測値は計算値より 20~50% 高い値であった。

4.4 高炉滴下帯における圧力損失ホールドアップの推算

以上のように、ここで導出した圧力損失式と h_t および d_1 の実験式により、フラiddiングに到るまでのガス流速範囲における圧力損失、ホールドアップの推定の

みならずフラッキング速度も推定でき、しかも推定値は他研究者の測定値ともよく一致している。解析に用いた実験データは高炉滴下帯における流れとほぼ相似した条件で得られたものである⁷⁾ ので、実験式は滴下帯の流れに適用可能である。滴下帯ではスラグとメタルの2液相が存在するが、両者が相互に直接には影響しないと仮定すれば本研究で得た実験式を2液相流に拡張できる。ここでは、まず拡張式を示し、次いで計算結果の例を示す。

4.4.1 高炉滴下帯の圧力損失式と計算方法

スラグとメタルの2液相が存在する場合、かん液層の見掛粒径 d_w は、固体粒子と2種の液滴の3者の調和平均径となり(46)式で定義される。

$$\frac{1-\epsilon+h_{ts}+h_{tm}}{d_w} = \frac{1-\epsilon}{d_p\phi} + \frac{h_{ts}}{d_{l_s}} + \frac{h_{tm}}{d_{l_m}} \dots\dots (46)$$

(46)式から d_w を求め(18)式に代入し、さらに(18)式の h_t を $h_{ts}+h_{tm}$ で置換して滴下帯の圧力損失式(47)を得る。

$$\frac{\Delta P_w}{\Delta L} = \left\{ k_1 \left(\frac{1-\epsilon}{d_p\phi} + \frac{h_{ts}}{d_{l_s}} \frac{h_{tm}}{d_{l_m}} \right)^2 \mu_g V + k_2 \left(\frac{1-\epsilon}{d_p\phi} + \frac{h_{ts}}{d_{l_s}} + \frac{h_{tm}}{d_{l_m}} \right) \rho_g V^2 \right\} / (\epsilon - h_{ts} - h_{tm})^3 \dots (47)$$

h_{ts} , h_{tm} は(27)式に、 d_{l_s} , d_{l_m} は(32)式にそれぞれスラグ、メタルの物性値を代入して求められる。

計算に用いた流体の物性値を Table 1 に示す。 k_1 と k_2 は山田ら¹⁹⁾の報告をもとに 190 および 1.7 とし、ガス流のないときの全ホールドアップの値として前報⁷⁾ で求めた実験式による推定値を用いた。なお、フラッキング速度は1液相の場合と同様に(45)式の条件から求めた。

4.4.2 計算結果

計算結果の例として、Fig. 10 にガス流速による $\Delta P_w/\Delta L$, h_{ts} , h_{tm} , 固相と液相にかかる重力 F_g および $\Delta P_d/\Delta L$ の変化を示す。粒子径などの Table 1 に示されていない計算条件は Fig. 10 に示してある。

図ではフラッキングに到るまで ϵ が変わらないと仮

Table 1. Physical properties of gas, slag and metal in the dropping zone.

	Gas	Slag	Metal	Unit
Viscosity	$6.27 \cdot 10^{-5}$	1.0	0.005	Pa·s
Density	0.641	2600	6600	kg/m ³
Surface tension		0.47	1.1	N/m
Contact angle.		1.571	1.571	rad.

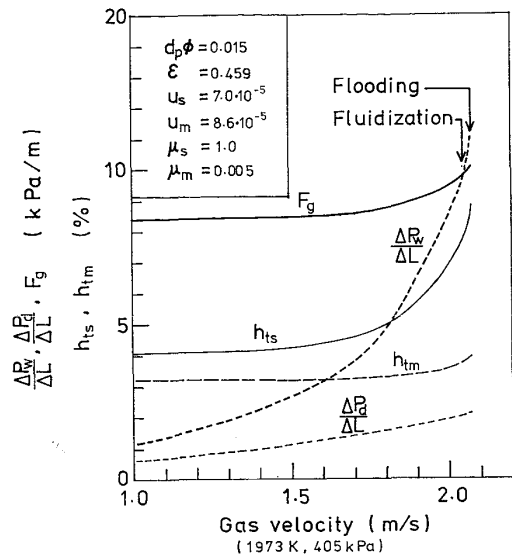


Fig. 10. Calculated change of $\Delta P_w/\Delta L$, $\Delta P_d/\Delta L$, h_{ts} , h_{tm} and F_g with gas velocity in the dropping zone of a blast furnace.

定して計算した結果を示している。図からフラッキング速度よりやや低く、図中で Fluidization と示してある流速で $\Delta P_w/\Delta L$ と F_g が等しくなり、それより高い流速では $\Delta P_w/\Delta L$ の方が F_g より大きいことがわかる。 $\Delta P_w/\Delta L$ が F_g より大きくなると層がガスにより押し上げられ流動化状態へ移行するので、この計算結果は、前報で予測したように、滴下帯ではフラッキングでなくコークス層の流動化が起こることを示している。

$\Delta P_w/\Delta L$ と $\Delta P_d/\Delta L$ を比較するとガス流速が低いときは $\Delta P_w/\Delta L$ は $\Delta P_d/\Delta L$ の約2倍であり、ガス流速の増加によりこの倍率が増し、 h_{ts} の増加が顕著になるローディング領域では3~5倍になることがわかる。

5. 総 括

前報⁷⁾で報告した高炉の滴下帯に相似させた条件で実験した気-液向流充てん層の実験データを解析して、圧力損失とホールドアップを推定する実験式を導いた。

得られた実験式を用いることにより、フラッキングに到るまでのガス流速範囲で圧力損失、ホールドアップを推算できるのみならず、フラッキング速度も推定できる。実験式は滴下帯のように2液相が存在する場合へ拡張することも容易であり、本実験式により高炉下部の圧力損失とガス流れの定量的な解析が可能となつたといえる。

得られた結果を要約すると以下のとおりである。

1) 充てん層内に存在する液体がガス圧力損失に及ぼす影響を液体による空間の減少と層の見掛けの粒径変化

に集約し、全ホールドアップ h_t と液滴の仮想的な粒径 d_1 を用いて乾燥時からかん液時まで適用可能な ERGUN の圧力損失式と同タイプの圧力損失式 (18) を導いた。

2) ガス流が液体に及ぼす影響の大きさをガスの圧力損失に比例する無次元数 X_p で評価し、 X_p を用いて h_t と d_1 の実験式をそれぞれ、(27)式、(32)式に示すように導出した。

3) 実験式により $\Delta P_w/\Delta L$ と h_t をフラッディングに到る流速範囲で $\pm 50\%$ の誤差で推定できる。

4) 理論的な検討によりフラッディングの起こる条件を定式化し、これに基づきガスのフラッディング速度を推定した。実測値は推定値の $+10\sim-20\%$ にあつた。

5) GARDNER¹²⁾ が測定した圧力損失値は、本実験式による推定値とよく一致した。

6) 圧力損失式を2液相流に拡張し、高炉滴下帯の圧力損失、スラグ、メタルのホールドアップとガス流速の関係を推定した。

記号

A, B : (12)式の定数	$A[\text{Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}], B[\text{Pa}\cdot\text{s}^2\cdot\text{m}^{-3}]$
a, b, c, d : (32)式中の定数	[-]
C_{p1} : 液滴のキャピラリー数, (31)式	[-]
d_1 : 充てん層内の液滴の仮想的な粒子径	[m]
d_p : 充てん物の粒子径	[m]
d_w : かん液層の見掛の有効粒子径, (19)式	[m]
F : かん液時と乾燥時の圧力損失の比, (1)式	[-]
F_r : 修正フルード数, (9)式	[-]
f_k : 抵抗係数, (13)式	[-]
G_1, G_2, G_3 : それぞれ圧力勾配, h_t, h_1 を示す関数	
GP_w : かん液層の圧力勾配 $=\Delta P_w/\Delta L$	$[\text{Pa}\cdot\text{m}^{-1}]$
h_t : 全ホールドアップ	$[\%/100, \%]$
h_{t0} : ガス流のない場合 (特に区別する場合) の全ホールドアップ	$[\%/100, \%]$
k : (2)式中の定数	[-]
k_1, k_2 : 圧力損失式(17)中の定数	[-]
ΔL : 充てん塔高	[m]
ΔP : ΔL 間でのガスの圧力損失	[Pa]
$\Delta P_d, \Delta P_w$: それぞれ乾燥時, かん液時の圧力損失	[Pa]
ΔP_w^* : 無次元圧力損失, (20)式	[-]
Re_g : ガス流のレイノルズ数, (14)式	[-]
Re_m : 液流のレイノルズ数, (10)式	[-]
u : 液体の空塔流速	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
V : ガスの空塔流速	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
ε : 充てん層の空間率	[-]
θ : 液体と固体の接触角	[-]
μ : 粘度	$[\text{Pa}\cdot\text{s}]$

ρ : 密度	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$
σ : 表面張力	$[\text{N}\cdot\text{m}^{-1}]$
添字	g(ガス), l(液体), m(メタル), s(スラグ)

文 献

- 1) R. JESCHAR, W. PÖTKE, V. PETERSON, and K. POLTHIER: "Blast Furnace Aerodynamics", ed. by N. STANDISH (1975), p. 136, Australasian Inst. Min. Met.
- 2) P. C. CARMAN: Trans. Inst. Chem. Eng., 15 (1937), p. 150
- 3) S. ERGUN: Chem. Eng. Progress, 48 (1952), p. 89
- 4) 研野雄二, 須賀田正泰, 安倍 勲, 中村 展: 鉄と鋼, 65 (1979), p. 1526
- 5) 樋谷暢男, 徳田昌則, 大谷正康: 鉄と鋼, 58 (1972), p. 1927
- 6) 福武 剛, 高田至康, 樋谷暢男, 岡部俠児: 学振第 54 委員会資料, (1980) 54 委 1518
- 7) 福武 剛, V. RAJAKUMAR: 鉄と鋼, 66 (1980), p. 1937
- 8) 内田俊一, 藤田重文: 工業化学雑誌, 39 (1936), p. 876
- 9) 内田俊一, 藤田重文: 工業化学雑誌, 40(1937), p. 538
- 10) 内田俊一, 藤田重文: 工業化学雑誌, 41(1938), p. 563
- 11) A. MERSMANN: Chem. Ing. Tech., 37 (1965), p. 218
- 12) G. C. GARDNER: Chem. Eng. Sci., 5 (1956), p. 101
- 13) M. LEVA: Chem. Eng. Progress Symp. Ser., 10 (1958), p. 51
- 14) H. BRAUER: Chem. Ing. Tech., 32 (1960), p. 585
- 15) F. MORTON, P. J. KING, B. ATKINSON: Trans. Inst. Chem. Eng., 42 (1964), p. 35
- 16) J. E. BUCHANAN: I & EC Fundamentals, 8 (1969), p. 502
- 17) N. A. WARNER: Chem. Eng. Sci., 11 (1959), p. 149
- 18) T. TEUTSCH: Chem. Eng. Tech., 36 (1964), p. 496
- 19) 山田孝雄, 佐藤政明, 宮崎伸吉, 嶋村鏝郎, 田口整司: 川崎製鉄技報, 6 (1974), p. 16
- 20) B. E. HUTTON, L. S. LEUNG, P. C. BROOKS, D. J. NICKLINE: Chem. Eng. Sci., 29 (1974), p. 493
- 21) J. E. BUCHANAN: I & EC Fundamentals, 6 (1967), p. 400
- 22) T. K. SHERWOOD, G. H. SHIPLEY, F. A. L. HOLLOWAY: Ind. Eng. Chem., 30(1938), p. 765