

新 制
工
5 13
京大附図

高炉内におけるガスと液体の流れの基礎的研究

目 次

第 1 章 総 論	1
第 1 章の引用文献	4
第 2 章 均一な充てん層内の 2 次元ガス流れのスケールアップと数式モデル	9
1 緒 言	9
2 理論的検討	12
3 実験装置と実験方法	15
4 数値計算	17
4.1 基礎式の誘導	17
4.2 差分式の誘導	18
4.3 数値計算法	20
4.4 境界条件の設定	22
4.5 計算誤差の評価と部分領域の境界の決定	23
5 結果と考察	25
6 第 2 章の総括	29
第 2 章の記号	31
第 2 章の引用文献	33
附録 1 微分演算子の定義と計算式	34
附録 2 本文(22)式の無次元化	36
附録 3 (35)式から(36)式への変形	38
第 3 章 高炉滴下帯に相似させた条件下における気液向流充てん層の物理特性	43
1 緒 言	43
2 従来の研究	46
2.1 滴下帯における液体の流れ	46
2.2 ガス流がない場合の液ホールドアップ	48
2.2.1 ホールドアップの実測データ	48
2.2.2 動的ホールドアップの一般化された推定式	50
2.2.3 静的ホールドアップ	50
2.3 ガス流が存在する場合の液ホールドアップとガス圧力損失	54

2.3.1	ホールドアップ	54
2.3.2	乾燥充てん層内のガス圧力損失	54
2.3.3	かん液充てん層のガス圧力損失	56
2.3.4	フラッディング	58
2.4	高炉操業への適用	61
3	スケールアップの条件の検討と実験条件の選定	61
4	実験装置と実験方法	67
4.1	実験装置	67
4.2	実験方法	74
5	実験結果	76
5.1	実験データの整理	76
5.2	ガス流のない場合	78
5.3	ガスを流した場合	81
6	実験結果の定量的な整理と考察	85
6.1	ガス流のない場合の液ホールドアップ	85
6.1.1	全ホールドアップの測定値と液流速との関係に基づく動的ホールドアップと 静的ホールドアップの計算	85
6.1.2	静的ホールドアップ h_s^* を推定する実験式	86
6.1.3	動的ホールドアップ h_d を推定する実験式	91
6.1.4	他の研究者による測定値と推定値との比較	93
6.2	流出液の流速分布に及ぼすガス流速の影響	99
6.3	フラッディング線図	100
6.4	かん液充てん層の流動化	103
6.5	気液向流充てん層のガス圧力損失と液ホールドアップの推算	106
6.5.1	乾燥充てん層のガス圧力損失	106
6.5.2	従来の圧力損失の推定式と実験値との比較	106
6.5.3	かん液層の圧力損失式の誘導	109
6.6	h_t と d_L の実験式	111
6.6.1	h_t の実験式	111
6.6.2	実験値から d_L を計算する方法	115
6.6.3	d_L を推定する無次元式	115
6.6.4	圧力勾配による d_L の変化に関する考察	116

6.7	気液向流充てん層の流れの数式モデル	118
6.7.1	フラッキング条件の考察	118
6.7.2	圧力勾配, ホールドアップ, フラッキング速度の数値計算法	122
6.7.3	フラッキング速度, 圧力勾配, 全ホールドアップの計算値と実験値との比較	123
6.7.4	他の研究者による実験値との比較	127
7	高炉への適用	129
7.1	高炉滴下帯における圧力損失の推算方法	129
7.1.1	圧力損失の拡張式と計算条件	130
7.1.2	k_1, k_2, ε の推定	131
7.1.3	フラッキングと流動化条件および前流動化状態における圧力損失の計算	132
7.2	滴下帯の圧力損失の計算例	133
7.3	滴下帯における流動化による高炉の異常現象	135
7.3.1	単純化したモデルによる炉下部滴下帯と塊状帯間のガス流の分配と炉下部の圧力勾配の考察	135
7.3.2	滴下帯の前流動化により起こったと推定されるスリップの例	139
8	第3章の総括	141
	第3章で用いた記号	143
	第3章の引用文献	147
第4章	出銑時の炉床の溶滓流れと炉床内残留溶滓量に及ぼす出滓条件の影響	153
1	緒言	153
2	炉床における溶滓の流れとスケールアップの条件	154
2.1	炉床内の溶滓の流れに関する考察と単純化のための仮定	154
2.2	炉床の溶滓流れの運動方程式	156
2.3	スケールアップ条件の検討	158
3	モデル実験と結果の整理	160
3.1	実験装置と実験方法	160
3.2	実験結果	164
3.2.1	残留率に及ぼす Re_b, Fr の影響 (バッチ実験)	164
3.2.2	残留率に及ぼす D_H^* の影響 (バッチ実験)	164
3.2.3	バッチ実験結果の総括	167

3.2.4	流出口の形の影響（バッチ実験）	167
3.2.5	連続実験結果	169
4	考 察	169
4.1	スケールアップの制限条件	169
4.2	炉床内の残留溶銑量と残留溶滓量の比較	174
4.3	炉床における溶滓の流れに関する Darcy の式の適合性の検討	175
5	出滓開始時のスラグ層厚さ，残滓量などを求める数式モデル（出滓のシミュレーションモデル）	176
5.1	数式モデル	176
5.2	出滓のシミュレーションモデルの数値解法	178
6	高炉操業へのシミュレーションモデルの適用性の検討	180
6.1	実績出滓量と計算出滓量の比較	180
6.2	高炉の棚吊りに及ぼす残滓量の影響	182
7	出滓条件が出滓開始時のスラグ層厚さと残滓量に及ぼす影響	183
8	タイプⅡの出滓シミュレーションモデルの簡易推算法とその応用例	188
8.1	簡易推算式	188
8.2	計算図表	193
8.3	簡易推算式の高炉操業解析への応用例（ヨークス強度と炉床の通液性との関係）	195
9	第4章の総括	197
	第4章で用いた記号	199
	第4章の引用文献	202
第5章	結 言	207
謝 辞		210

第1章 総論

第 1 章 総 論

高炉は、気相と凝縮相（液相と固相）の向流反応器と見なすことができる。羽口前でコークスと重油が吹き込まれた熱風により燃焼し、生成した高温の還元ガスは炉上方へ流れる。炉頂に装入された鉱石は、下降しながら、上昇するガスにより加熱、還元され、金属鉄とスラグになり溶解する。溶融生成物は、滴下し一旦炉床に溜ったのち、間欠的に炉外に排出される。

高炉を安定に操業するための条件は、

- 1) 炉内を降下する装入物の円滑な降下
- 2) 適切な熱レベルの維持

に集約される。これらの条件を満たすなかで、必要な生産量を、できるだけ少ない燃料を用いて生産することが、高炉操業の目標である。

炉頂に装入された酸化鉄が還元され、溶解する過程に必要な熱量の全ては、上昇するガスにより供給される。さらにガスは間接還元のための還元剤としても利用されるため、銑鉄の生成量はガス量と密接に関係し、通常の操業状態では、通過ガス量が増すと出銑量も増加する。

燃料比を低下させるためには、羽口前で発生した高温の還元ガスの熱と還元力を有効に利用する必要がある。ガスの利用効率は、まず第一に鉱石の還元速度と伝熱速度に依存する。さらに、炉内では鉱石量とガス流量の不均一分布が存在し、鉱石量に対しガス量が過剰な部分では、ガスが十分に利用されないまま炉外に排出されるため、ガスの利用効率が低下する。すなわち炉内のガス流れの状態は、生産量を制限する要因となるほか、燃料比を支配する要因の一つでもある。

高炉内で起こる現象は、

- 1) 化学反応
- 2) 異相間の熱と物質の移動
- 3) ガス、液体、固体の流れ

に大別できる。これらは相互に影響し合っていて、高炉全体を一つのプロセスとして解析し、上述の操業目標を達成しようとする場合には、それぞれの現象に関する定量的な知識が必要となる。本研究では、これらのなかで、とくにガスと液体の流れを取り上げた。

高炉は、ガスと液体の流れの特性から

- 1) 溶融帯より上で鉱石とコークスの層をガスが流れる炉上部
- 2) 溶融帯より下で、コークス層内を上部から液体が、下部からガスが向流に流れる炉下部
- 3) 炉床に溜った液体がコークス層を通過して出銑口へ流れる炉床部

に分けられる。これらは、それぞれ流れの状態が異なるため、個別に取り扱うのが妥当である。

炉上部、炉下部では、羽口から水平に吹き込まれたガス流が上方に向きを変えるレースウェイ近

傍を除いて、ガス流はほぼ直線状に上方へ流れる。ガス流が装入物層を貫流するとき、流れの方向にガスの圧力損失が生じ、これに対応して装入物に上向きの力（浮力）が加わる。炉内の固体は重力により降下するので、この浮力が装入物の重量と関係する一定値以上になると、装入物の円滑な降下が妨げられる。炉下部では、装入物の降下の異常のほか液体の降下も影響を受け、液体の滞留量が異常に増し、ついには上方への逆流にいたるフラッディング現象が起こる。

ガス流が固体や液体の降下に及ぼす影響は、高炉の異常現象である棚吊り、スリップと直接対応づけやすいため、流れの研究は、まず化学工学の分野で発達した充てん層の圧力損失とフラッディングの研究を高炉に適用する形で進められた。

Ergun¹⁾は、みずから導いた圧力損失式²⁾に基づき高炉内の圧力損失を推定する方法を示し、圧力損失に及ぼす送風量、装入物粒子径の効果について検討した。一方、Elliottら³⁾はかん（灌）液充てん層のフラッディング現象に注目し、Sherwoodら⁴⁾が示したフラッディング線図に自身の実験データを追加し、高炉内におけるフラッディングの可能性を考察した。圧力損失とフラッディングに関する研究は、その後多くの研究者の注目を集め、高炉への適用を考えた充てん層の圧力損失^{5)~15)}、フラッディングの研究^{16)~19)}および高炉の生産性あるいは棚吊り、スリップなどの異常現象と関係づける研究^{20)~29)}が報告されている。

近年にいたって、電子計算機の進歩により高炉に関する反応速度論的数式モデルをたて、これを数値的に解いて炉内の温度、ガス反応率の変化を知るとともに、操業条件の変更に伴う操業成績の予測を行なう試みがなされてきた^{30)~33)}。これらのモデルは、高炉内の半径方向の分布は一様であると仮定したモデルから出発したが、最近ムーバブルアーマー、ベルレス装入装置を利用した高炉操業結果の解析および吹き降ろし高炉の解体調査などから炉内の半径方向の分布の存在とその制御の重要性が認識され、半径方向の分布を考慮した数式モデルの開発が試みられている^{34),35)}。

均一分布から半径方向の分布をも仮定したモデルへ移行する場合、ガス流の分布が問題となり、上述のモデルではガス流の運動方程式として、一方向で均質な充てん層の流れの圧力損失を示すErgunの式²⁾を多次元に拡張した式が用いられている。Ergunの式を高炉内のような不均一で多次元の流れに適用する場合、一次元から多次元への拡張と、均一充てん層から不均一充てん層への拡張の可否が問題となる。

本研究の第1の目的は、均質な充てん層の多次元流れの運動方程式を理論的検討と実験とにより明らかにすることにある。

炉上部の固体充てん層内のガス流れの研究と比較して、炉下部の液体が共存する領域の流れの研究は、前述のフラッディングに関する研究を除いては数少ない。炉下部においては、気体とスラグ、銑鉄の2液体の流れがあり、2相の流れが互に影響し合っているため解析が困難なことがその主な

理由である。

炉下部における流れの研究では、フラッキングなどの異常現象のみでなく流れに関連した種々の情報を得ることが必要である。たとえば、炉下部のガス流れを明らかにするためには、ガスの圧力損失を知る必要があり、また炉下部における反応を定量的に解析するためには、液体の滞留時間、表面積を知らなければならない。後者の例として、槌谷ら³⁶⁾は、SiO₂ガスから溶鉄へのSiの吸収速度を実験的に求め、溶鉄が高炉炉下部を滴下する過程で吸収するSi量を推算した。その際、彼らは炉下部における溶鉄の滞留時間を溶鉄の空塔速度、溶鉄の動的ホールドアップおよび滴下帯の長さから求めている。

本研究の第2の目的は、炉下部におけるガスの圧力損失、液体のホールドアップなどのガスと液体の流れの物理的特性を、ガス、液体の流速、充てん層の状態および流体の物性値と定量的に関係づけることにある。

炉床部における液体の流れは、炉床内に残留する液体量を支配する。炉床に残留した液体量が増し、液面が羽口水準により決まる一定の水準より増すと、レースウェイ近傍から炉下部にかけてのガス流に影響し、送風圧力の上昇、さらには、棚吊り、スリップなどの炉況異常を引き起こす。残留液体量の増加によると推定される送風圧力の上昇は実操業でもよく経験されていて、炉床に溜った液体、とくにスラグの排出は大型高炉の操業で重要な課題の一つと考えられている³⁷⁾。

本研究の第3の目的は、炉床におけるスラグの出銑時の流れの解析に基づき、炉床の残留スラグ量に及ぼす出銑、出滓条件の影響を定量的に明らかにすることにある。

第1章の引用文献

- 1) S.Ergun : Ind.Eng.Chem., 45 (1953) 2, P.477
- 2) S.Ergun : Chem.Eng.Progress, 48 (1952) P.89
- 3) J.F.Elliott, R.A.Buchanan, J.B.Wagstaff : J.Metals, 4 (1952) P.709
- 4) T.K.Sherwood, G.H.Shipley, F.A.L.Holloway : Ind.Eng.Chem.,
30 (1938) P.765
- 5) R.Jeschar : Archiv Eisenhüttenwes., 35 (1964) 2, P.91
- 6) K.Polthier : ibid. 37 (1966) 5, P.365
- 7) 児玉惟孝, 掘尾竹弘, 肥田行博 : 鉄と鋼, 52 (1966) 3, P.295
- 8) 児玉惟孝, 掘尾竹弘, 肥田行博 : 鉄と鋼, 52 (1966) 3, P.299
- 9) K.Scheidig, G Gruson : Neue Hütte, 11 (1966) P.385
- 10) 福武 剛, 岡部俵児 : 鉄と鋼, 57 (1971) 10, P.1627
- 11) 山田孝雄, 佐藤政明, 宮崎伸吉, 嶋村鏝郎, 田口整司 : 川鉄技報, 6 (1974) 1, P.16
- 12) J.J.Poveromo, M.Propster, J.Szekely : Proc.Ironmaking Conf.,
36 (1977) P.188
- 13) J.Szekely, M.Propster : Ironmaking Steelmaking, 4 (1977) 1, P.15
- 14) J.Szekely, M.Propster : Trans ISIJ, 19 (1979) P.11
- 15) M.Lorbo, B.Gerstenberg : Stahl u. Eisen, 98 (1978) P.1353
- 16) S.V.Shavrin, I.M.Zakharov, B.V. Ipatov : Izv.VUZov.Chem.Met.,
(1962) 9, P.54
- 17) N.Standish, J.B.Drinkwater : J.Metals, 24 (1972) P.43
- 18) R.G.Rikhter, Yu.M. Potevnya : Izv.VUZov.Chem.Met., (1974) 4, P.37
- 19) J.Szekely, J.Mendrykowski : Chem.Eng.Sci., 27 (1972) P.959
- 20) W.O.Philbrook : J.Metals, 6 (1954) P.1396
- 21) M.Hansen : Troisiemes Journées Internationales de Sidérurgie, 1-4
Oct, Luxemburg (1962) P.58
- 22) F.Himber, D.Dutilloy : ibid., P.202
- 23) R.Jeschar, R.Bredehöft, M.Mavroudis : Stahl u. Eisen, 91 (1971) P.665
- 24) K.Segawa, H.Ishikawa : Trans. ISIJ, 8 (1968) P.172
- 25) C.Nakane, Y.Kuwano, K.Suzuki, K.Otani, K.Honda, T.S.Chan, M.Matsuzaki,
C.W.Kim, M. TaTe : Trans. ISIJ, 13 (1973) P.247

- 26) M.P.Bates : J.I.S.I, 211 (1973) P.677
- 27) H.Beer, G.Heynert : Stahl u.Eisen, 84 (1964) P.1357
- 28) L.von Bogdandy, G.Lange, P.Heinrich : *ibid.* 88 (1968) P.1177
- 29) The Australasian Inst. of Mining and Metallurgy : "Blast Furnace Aerodynamics", Conf.Proc., ed. by N.Standish (1975)
- 30) I.Muchi : Trans. ISIJ, 7 (1967) P.223
- 31) J.Yagi, I.Muchi : *ibid.* 10 (1970) P.392
- 32) G.A.Flierman, H.Oderkirk : "Mathematical Models in Iron - and Steel - making", (1975), The Metals Soc., P.40
- 33) C.G.Fielden, B.I.Wood : J.I.S.I, 192 (1968) P.650
- 34) 桑原 守, 鞭 巖 : 鉄と鋼, 62 (1976) 5, P.463
- 35) 羽田野道春, 栗田興一, 岡根幸司 : 鉄と鋼, 63 (1977) 2, P.217
- 36) 槌谷暢男, 徳田昌則, 大谷正康 : 鉄と鋼, 58 (1972) P.1927
- 37) Y.Yatuzuka, Y.Yamada, A.Tayama : "Blast Furnace Technology", ed. by J.Szekely (1972) P.85, Marcel Decker Inc.

第2章 均一な充てん層内の2次元ガス流れの スケールアップと数式モデル

1 緒 言

均一な充てん層内の一次元ガス流れの圧力損失を示す式は、多くの研究者により提案されている¹⁾。高炉内のガス流れにしばしば適用されている Ergun²⁾ の圧力損失式は、次式により示される。

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \left\{ 1.75 + 150(1-\varepsilon)/\text{Re}_p \right\} \cdot \frac{\rho V^2}{\phi d_p} \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\text{Re}_p = \rho V d_p \phi / \mu \quad \dots\dots\dots (2)$$

(1)式は流体にかかる力（左辺）と流速の関係を示していて、流れの運動方程式に相当している。

高炉内では、羽口からはほぼ水平に吹き込まれたガスが垂直方向に向きを変え上昇することと、装入物として通気抵抗の異なる鉱石、コークスが層状に装入され、さらにそれぞれの層内で粒度偏析、鉱石の軟化、融着による通気抵抗の不均一分布が存在するため、ガス流は、(1)式によって示される1次元流れではなく、2または3次元の流れになる。

充てん層内あるいは高炉内の多次元ガス流れを数式モデル化し、数値的に解いて圧力分布や速度分布を推定する方法は、Radestockら^{3)~6)}が試みて以来多くの研究者^{7)~14)}が報告している。これらの数式モデルでは、(1)式の拡張式として、流れの運動方程式を(3)式あるいは(4)式により表現している。

$$\text{grad } P = -(a_1 + a_2 |\mathbf{V}|) \mathbf{V} \quad \dots\dots\dots (3)^{+)}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial x} &= -(a_1 + a_2 |\mathbf{V}_x|) V_x \\ \frac{\partial P}{\partial y} &= -(a_1 + a_2 |\mathbf{V}_y|) V_y \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

(4)式は、(3)式を単純化した式であるが、座標の回転について不変でなく理論的に不完全であることが指摘されている^{3), 15)}。

圧縮性流体の定常流れの運動方程式は、Navier-Stokes の式(5式)で示される。

$$\underbrace{\rho(\mathbf{W} \cdot \text{grad}) \mathbf{W}}_{\text{慣性力}} = \underbrace{\rho \mathbf{g}}_{\text{重力}} - \underbrace{\text{grad} P}_{\text{圧力}} + \underbrace{\frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div} \mathbf{W}) + \mu(\text{grad})^2 \mathbf{W}}_{\text{粘性力}} \quad \dots (5)$$

(5)式から、Navier-Stokes の式は、慣性力、重力、圧力および粘性力の間の力のバランスを示す式であることがわかる。充てん層内の流れの場合、個々の粒子の周りの流れのような微視的な流

+) 微分演算子、附録1参照

れではなく、粒子の大きさが無視できる程度の大きさの領域における巨視的な流れを取り扱うので、(3)式中の速度 \mathbf{V} は巨視的な流れの速度を示す。

充てん層内の流れの場合にも、個々の粒子の表面を流れの境界であると考えれば、(5)式が成り立つ。ガスの流れの場合、重力 $\rho \mathbf{g}$ は無視できるので、(5)式から微視的な流れの圧力勾配 $\mathbf{grad} P$ は、慣性力と粘性力により決まることがわかる。微視的な流れでは圧力は局所的に変化するが、微視的な流れの平均的な圧力勾配は、巨視的な流れのそれと等しいはずである。したがって、(3)式の右辺は、微視的な流れの粘性力と慣性力を実験的に評価した式であると考えられる。

慣性力は、流線が曲がるなどにより流れの速度が変るとき発生し、速度の変化が大きいほど大きい。微視的な流れの慣性力は、上述のように(3)式で考慮されているが巨視的な流れの速度変化に対応する慣性力は(3)式では考慮されていない。いま、巨視的な流れの流線が曲っている場合を考えると、その曲率と流速に応じて(5)式の左辺により示される大きさの力がガス流に働くはずである。それ故(3)式が多次元の流れに適用しうるのは、(3)式の右辺が(5)式の左辺で計算される慣性力より十分大きい場合である。

充てん層内の流れの圧力と速度分布は、流れの方程式を数値的に解くことにより求められる。慣性項を含んだ場合には、含まない場合と比較して数値計算は著しく難しくなり、多大の計算時間を要する。それ故、多くの場合数値計算は慣性項を含まない(3)式をもとに行なわれているが、計算値と実測値の比較あるいは慣性項の影響の検討は少ない。

Radestock³⁾ は、慣性項の相対的な大きさを流線の曲率と流線に沿う流速の変化を仮定して、計算により評価した。

Kitaev¹⁶⁾ は慣性項を含んだ流れの方程式を、流れが渦なしであると仮定して数値的に解く方法を示し、一様な充てん層へガスを側壁からノズルを通して導入し、上部へ流出させた場合について数値計算を行った。その結果、慣性項を含んだ場合と含まない場合とでは、計算結果が有意に変わることを示し、さらに、慣性項を考慮した場合の計算値は、層内で測定したガス流速分布と定性的に一致していることを示した。

Choudhary¹⁷⁾ は円筒形の充てん層内に異なった粒径の充てん物を層状に充てんし、底部側壁からガスを吹き込んだ場合について、慣性項を含む場合と含まない場合とについて数値計算を行ない、両者の流速の差は、2～12%であったことを示した。

荒木^{18),19)} は、箱型の装置を垂直面あるいは斜面により区分し、左右あるいは上下に異なった径の粒子を充てんした一様な充てん層に底部からガスを流してその圧力分布を測定し、慣性項を含まない流れの式による計算結果と比較した。両者の差の定量的な評価は示されていないが、図から判断すると両者は比較的良く一致している。

荒木らの研究では流速が低くガスを等断面の装置の底部から上部へ流したため、装置内にガス流の速度が急速に変わる部分がない。したがってこの研究から慣性項の影響を評価することはできない。Kitaevら、およびChoudharyらの研究は、いずれも計算値の比較から慣性項の影響があることを示しているが、実測値との比較による慣性項の影響の大きさの定量的な評価はなされていない。

数値計算により得られた解の誤差は実際に使用した解法に依存するため、数値計算と実験結果との比較を定量的に行なうためには両者の誤差を適正に評価する必要がある。本章の第1の目的は、(3)式の適用性を評価するため、数値解と実験値を両者の誤差を考慮に入れて比較し、慣性項を無視できるか否かについて検討することにある。

高炉、シャフト炉などの充てん層反応装置内のガスの速度分布を推定する場合、上述の数式モデルを数値的に解いて求める方法と、縮小した模型内の流速または圧力分布を測定し、それに基づいて推定する方法とが考えられる。後者の場合には流速、圧力などの変数を無次元化することが模型実験結果を実装置にスケールアップするために必要であり、前者の場合も無次元化は、計算結果を一般的に示すために便利である。

(1)式の左辺を微分形 dP/dL におきかえ、等温下でガスがボイルの法則に従うとして V 、および ρ を圧力 P とともにそれぞれの基準点の値で(6)および(7)式で示すと、

$$V = V_0 \cdot \frac{P_0}{P}, \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\rho = \rho_0 \frac{P}{P_0} \quad \dots\dots\dots (7)$$

(1)式から、(8)式が得られる。

$$\frac{dP}{dL} = \left\{ 1.75 + 150(1-\epsilon)/Re_p \right\} \frac{\rho_0 V_0^2}{\phi d_p} \frac{1-\epsilon}{\epsilon^3} \frac{P_0}{P} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで考慮している温度、圧力の範囲内では、 μ は圧力によりほとんど変化せず、したがって Re_p は圧力によらず一定であるから $L=0$ のとき $P=P_0$ の条件で(8)式を積分して次式を得る。

$$P^2 - P_0^2 = 2LP_0 \left\{ 1.75 + 150(1-\epsilon)/Re_p \right\} \frac{\rho_0 V_0^2}{\phi d_p} \frac{1-\epsilon}{\epsilon^3} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\text{または、} \quad \frac{P-P_0}{L} = \frac{2P_0}{(P+P_0)} \left\{ 1.75 + 150(1-\epsilon)/Re_p \right\} \frac{\rho_0 V_0^2}{\phi d_p} \frac{1-\epsilon}{\epsilon^3} \quad \dots\dots\dots (10)$$

(10)式から平均の圧力勾配(左辺)はガス入口の条件のみでなく、出口の圧力 P_0 にも依存して変わることがわかる。このことは、従来の研究でしばしば用いられている圧力の無次元数、 P/P_0 、 $(P-P_i)/(P_0-P_i)$ など圧力 P の一次に比例する値あるいは $\ln(P/P_0)$ が、装置の大きさ、

全圧，ガス流速により変わることを示していて，装置が相似のとき一定の値を得るという無次元化の目的を満足していない。本章の第2の目的は，このような目的に適した無次元圧力の定義式を理論的な検討により求めるとともに，実験によりその有用性を確かめることにある。

2 理論的検討

前述のように充てん層内の巨視的流れに及ぼす慣性項の影響を評価するため Radestockら^{3)~6)}と同様に慣性項を含んだ流れの式を基礎式として用いる。本研究の目的が主として慣性項の評価にあるので，以下の検討は均質で等温の充てん層に限定して行なう。

運動方程式は，層内の実流速 \mathbf{W} が空塔速度 \mathbf{V} の $1/\varepsilon$ 倍であることを考慮して，(5)式左辺の慣性項において \mathbf{W} を \mathbf{V}/ε に書き換え，これを(3)式に加えて，(1)式で示される。

$$\frac{1}{\varepsilon^2} \rho (\mathbf{V} \cdot \text{grad}) \mathbf{V} = \mathbf{R} - \text{grad } P \quad \dots\dots\dots (1)$$

また連続の式は，(12)式で示される。

$$\text{div} (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで， \mathbf{R} は充てん層が層内を流れる流体に及ぼす力の大きさを示し，(13)式により示される。

$$\mathbf{R} = - [1.75 + 150 (1 - \varepsilon) / \text{Re}_p] \rho \mathbf{V} \mathbf{V} (1 - \varepsilon) / (\phi d_p \varepsilon^3) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで， V は \mathbf{V} の大きさ ($|\mathbf{V}|$) である。

(11)，(12)式を無次元化するため，装置の代表長さ D および基準点における流れの条件（下つき添字₀で示す）を用いて次式により無次元数（上つき添字*で示す）を定義する。

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}^* V_0 P_0 / P \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}^* D \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$P^2 = P_0^2 + 2 P_0 R_0 D P^* \quad \dots\dots\dots (16)$$

(14)式は，速度を質量速度基準で無次元化したことを示していて， \mathbf{V}^* が一定のとき，質量速度 ($\rho \mathbf{V}$) が一定となる。(15)式は座標系の単位長さ \mathbf{e} を装置の大きさに合わせて変換していることを示し，相似な点の無次元座標が等しくなる。(16)式から無次元圧力 P^* は実圧力 P と非線型の関係にある。 R_0 は基準点における流れ方向の \mathbf{R} の値であり(17)式で定義される。

$$R_0 = [1.75 + 150 (1 - \varepsilon) / \text{Re}_{p_0}] \cdot \rho_0 V_0^2 (1 - \varepsilon) / (\phi d_p \varepsilon^3) \quad \dots\dots\dots (17)$$

(9)式に(16)，(17)式を代入し $Re_p = Re_{p_0}$ であることを考慮して整理すると(18)式を得る。

$$P^* = L / D \quad \dots\dots\dots (18)$$

すなわち一方向のガス流れの場合，(16)式で定義した無次元圧力 P^* は充てん層内の無次元距離 L / D に比例して変わり，装置径，全圧，ガス流速に依存しない。このような P^* の性質は，無次元数として望ましく，(16)式による P^* の定義が適当であることを示す。

(13)式中の V に(14)式右辺を代入し，さらに(17)式の関係を用いて整理すると(19)式を得る。

$$R = -R_0 (f_1 V^* + f_2) V^* P_0 / P \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで f_1 ， f_2 は(20)，(21)式により示される。

$$f_1 = \frac{1.75}{1.75 + 150(1-\varepsilon) / Re_{p_0}} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$f_2 = \frac{150(1-\varepsilon) / Re_{p_0}}{1.75 + 150(1-\varepsilon) / Re_{p_0}} \quad \dots\dots\dots (21)$$

明らかに f_1 ， f_2 は基準点における流れの条件に依存し，個々の点での流れの圧力，速度には依存しない。

(19)式を用いると(11)式は(22)式に書き換えられる。

$$\frac{\rho}{\varepsilon^2} (V \cdot \text{grad}) V = -R_0 (f_1 V^* + f_2) V^* P_0 / P - \text{grad} P \quad \dots\dots\dots (22)$$

この式は，附録2に示すように無次元化され，(23)式により示される。

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0 V_0^2}{\varepsilon^2 R_0 D} \left\{ (V^* \cdot \text{grad}^*) V^* - \frac{P_0 R_0 D}{2 P_0 R_0 D P^* + P_0^2} V^* (V^* \cdot \text{grad}^*) P^* \right\} \\ = - (f_1 V^* + f_2) V^* - \text{grad}^* P^* \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

(23)式中の左辺 { } 内第2項について考察する。いま均質な充てん層内の一次元流れを考える。このとき Ergun の式(1)が実験的に成り立ち，(23)式の右辺は0となる。左辺 { } 内の第1項は流速 V^* が一定であるから恒等的に0となる。第2項については，

$$V^* (V^* \cdot \text{grad}^*) P^* = V^* (V^* \cdot \text{grad}^* P^*) \quad \dots\dots\dots (24)$$

が成り立ち， $(V^* \cdot \text{grad}^* P^*)$ は流れ方向の圧力変化を示し恒等的に0とならず，また $P_0 R_0 D / (2 P_0 R_0 D P^* + P_0^2)$ も恒等的に0とならないから，この項は0とならない。(23)式の

このような矛盾は、(23)式左辺 { } 内第 2 項の影響が右辺第 1 項導出に用いた Ergun の式により既に説明されているために起ったと考えられる。すなわち、Ergun の式は、充てん層を流れる流体の圧力損失の実測値に基づき経験的に得られた式なので、(23)式左辺 { } 内第 2 項に相当する圧力損失に及ぼす流れ方向の圧力勾配の影響は、(23)式の右辺の項により考慮されているといえる。したがって、(23)式左辺 { } 内第 2 項は消去でき、(11)式の無次元式として(25)式を得る。

$$\frac{\rho_0 V_0^2}{\varepsilon^2 R_0 D} (\mathbf{V}^* \cdot \text{grad}^*) \mathbf{V}^* = -(f_1 V^* + f_2) V^* - \text{grad}^* P^* \quad \dots\dots\dots (25)$$

一方連続の式(12)の無次元式は(26)式により示される。

$$\text{div}^* \mathbf{V}^* = 0 \quad \dots\dots\dots (26)$$

流れの境界条件は、

- 1) ガスの流入面と流出面における圧力 (= 一定)
- 2) その他の境界壁面で壁面に垂直方向の流速 (= 0)
- 3) 基準点における圧力 (= P_0) , ガス流速 (= V_0) , および
- 4) 充てん層の ε および d_p と装置の大きさ

により与えられる。

流入面と流出面の圧力の絶対値は、他の条件により決まる値なので、条件 1) , 2) は装置と流れが相似であれば同一となる。一方 3) , 4) の条件は、(25)式中の定数項 f_1 , f_2 と $\rho_0 V_0^2 / (\varepsilon^2 R_0 D)$ を決める。基準点の無次元圧力と流速は、(16) , (14)式からそれぞれ $P^* = 0$, $V_0^* = 1$ となり一定である。 f_1 , f_2 は(20) , (21)式から

$$\text{修正粒子レイノルズ数} = \text{Re}_{p_0} / (1 - \varepsilon) \quad \dots\dots\dots (27)$$

により決まるので、相似な装置の無次元の圧力と流速分布を決める条件すなわちスケールアップの条件は、(27)式で定義される修正粒子レイノルズ数と(28)式により定義される充てん層流れのレイノルズ数^{††)} Re_{b_0} であることがわかる。

$$\text{Re}_{b_0} = \rho_0 V_0^2 / (\varepsilon^2 R_0 D) \quad \dots\dots\dots (28)$$

††) $\rho_0 V_0^2$ は流れの慣性力、 $R_0 D$ は層の摩擦抵抗による力を示すので、 Re_b を充てん層流れのレイノルズ数と呼ぶ。

3 実験装置と実験方法

慣性項の影響を評価し、慣性項を無視した場合の数式モデルの妥当性を検討するために2次元の模型を用いて種々の流れの条件下で圧力分布の測定を行なった。

Fig. 1 aに実験装置の概要を、Fig. 1 bに測定点の位置を示す。S₀は基準点であり、S₁とS₂は基準点における圧力勾配を推定するための測定点である。またA～Fは、充てん層内のガス圧力の測定点である。流速が速く速度変化の大きい場所が得られるようにガス吹込口を装置の側面に作り、吹込口の巾を装置の巾と較べてできるだけ小さくとした。

できるだけ一様な充てん層を得るために充てん粒子として粒度範囲のせまいガラス玉を用い、粒径は、1.18mm(1～1.41mm)、2.38mm(2～2.83mm)、4.38mm(4～4.76mm)の3種類とした。

ガスとして空気を用い、流量制御装置により一定流量に制御して装置に供給した。充てん層内のガス圧力は、外径0.8mm、内径0.4mmの注射針を装置の厚き方向中心まで挿入して取り出し、2台の差圧変換器(No.1, No.2)を用いて測定した。基準点S₀と測定点の差圧をNo.1で、また基準点における圧力勾配を求めるためS₁とS₂との差圧をNo.2で測定した。変換器はあらかじめゲッチングマンノメーターを用いて較正した。較正精度は、ゲッチングマンノメーターと同等の±0.1mmH₂O(0.98Pa)であった。

測定精度を高く保つため、変換器の出力はデジタルボルトメーターにより読みとった。一定の流量条件下でNo.1, No.2の差圧と流量を交互に読みとり、連続した10点の読みとり値の平均を1回の測定値とした。基準点S₀の圧力は、No.1変換器の測定端を大気に開放して読みとった。

同一の充てん層でガス流量を変えて測定を行なったのち、装置内のガラス玉を排出し、再度充てんして上述の測定をくり返した。一つの充てん層での測定を1回の実験とし、充てん層を詰め変えて実験を6回くり返した。

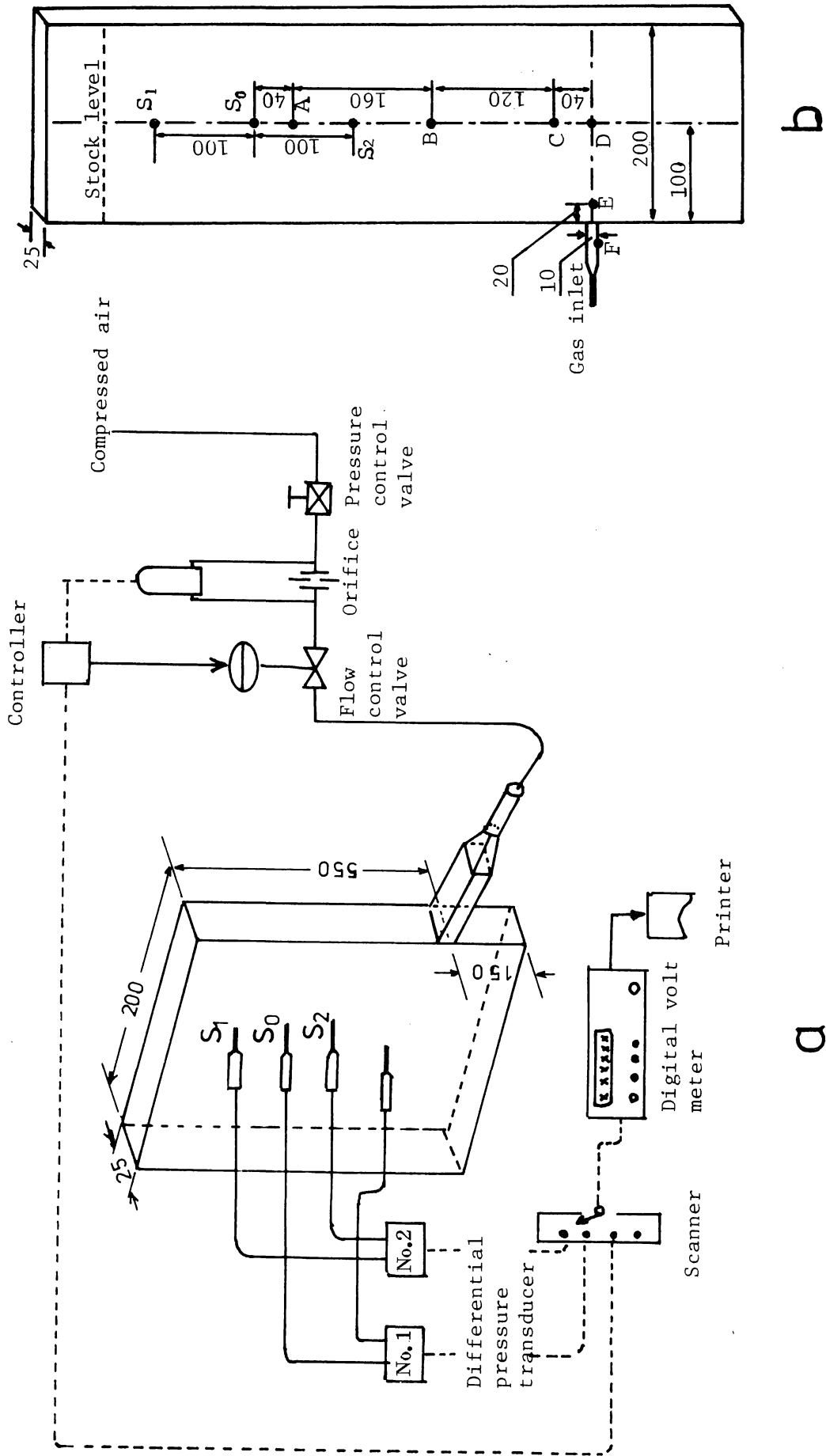


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus (a) and location of pressure taps (b).

4 数 値 計 算

4.1 基礎式の誘導

29式の左辺の慣性項を無視すると

$$\text{grad}^* P^* = - (f_1 V^* + f_2) V^* \quad \dots\dots\dots 29$$

が得られる。29式を連続の式26と連立させ数値解を求める。数値解を求める方法として、26、29式を圧力のみに関する微分方程式に置きかえる方法と、圧力を消去して速度または流れ関数に変換する方法とがある。実験では圧力分布を測定しているので、測定値と計算値を直接比較するため、ここでは前者の方法を採用する。

圧力に関する微分方程式を得るために、Irmay²⁰⁾により用いられ、その後 Radestock と Jeschar⁵⁾により適用された方法を用いる。今29式の両辺の divergence をとると、右辺は次のように変形できる。

$$\begin{aligned} & - \text{div}^* ((f_1 V^* + f_2) V^*) \\ \text{(附録1 , (A1-8) 式から)} & = - (V^* \cdot \text{grad}^* (f_1 V^* + f_2)) - (f_1 V^* + f_2) \text{div}^* V^* \\ & = - (f_1 V^* \cdot \text{grad}^* V^*) - (f_1 V^* + f_2) \text{div}^* V^* \\ \text{(26式から)} & = - (f_1 V^* \cdot \text{grad}^* V^*) \end{aligned}$$

したがって、30式を得る。

$$\text{div}^* \text{grad}^* P = - (f_1 V^* \cdot \text{grad}^* V^*) \quad \dots\dots\dots 30$$

29式の両辺の絶対値をとると

$$| \text{grad}^* P^* | = f_1 V^{*2} + f_2 V^* \quad \dots\dots\dots 31$$

が得られ、これからV*は、32式で示される。

$$V^* = (- f_2 + \sqrt{ f_2^2 + 4 f_1 | \text{grad}^* P^* | }) / (2 f_1) \quad \dots\dots\dots 32$$

29式からV*の方向はgrad* P*の逆向きであり、V*は|V*|であるから

$$V^* = - \frac{ \text{grad}^* P^* }{ | \text{grad}^* P^* | } V^* \quad \dots\dots\dots 33$$

が得られる。

32式の両辺の gradient をとり，右辺を附録1，(A1-3)式を適用して変形し，34式を得る。

$$\text{grad}^* V^* = \frac{\text{grad}^* |\text{grad}^* P^*|}{\sqrt{f_2^2 + 4 f_1 |\text{grad}^* P^*|}} \quad \dots\dots\dots 34$$

32式の V^* を33式に代入して得られる V^* と34式を30式に代入して，圧力 P^* に関する微分方程式(35式)を得る。

$$\begin{aligned} \text{div}^* \text{grad}^* P^* &= \left(\left(\frac{\text{grad}^* P^*}{|\text{grad}^* P^*|} \cdot \frac{-f_2 + \sqrt{f_2^2 + 4 f_1 |\text{grad}^* P^*|}}{2} \right) \cdot \left(\frac{\text{grad}^* |\text{grad}^* P^*|}{\sqrt{f_2^2 + 4 f_1 |\text{grad}^* P^*|}} \right) \right) \\ &= \frac{1}{2 |\text{grad}^* P^*|} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4 f_1}{f_2^2} |\text{grad}^* P^*|}} \right) (\text{grad}^* P^* \cdot \text{grad}^* |\text{grad}^* P^*|) \quad \dots\dots\dots 35 \end{aligned}$$

4.2 差分式の誘導

35式を差分式に変換して数値解を求める。流れは2次元であるから，座標軸を直交座標系 x ， y とし， P^* の微係数を $P_x (= \partial P^* / \partial x^*)$ ， $P_{xx} (= \partial^2 P^* / \partial x^{*2})$ ， $P_{xy} (= \partial^2 P^* / \partial x^* \partial y^*)$ など示せば，附録3に示すように35式は36式により示すことができる。

$$(P_{xx} + P_{yy}) \cdot (P_x^2 + P_y^2) = K (P_x^2 P_{xx} + 2 P_x P_y P_{xy} + P_y^2 P_{yy}) \quad \dots\dots\dots 36$$

ここで
$$K = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 4 f_1 \sqrt{P_x^2 + P_y^2} / f_2^2}} \right) \quad \dots\dots\dots 37$$

である。

Fig. 2 に示すような格子を考えて，点Qにおける各微係数をQのまわりにおける Taylor 展開式の高次の項を無視して次式に示すように差分化する。

$$P_x = \{P(\ell+1, m) - P(\ell-1, m)\} / 2 \Delta x \quad \dots\dots\dots (38)$$

$$P_y = \{P(\ell, m+1) - P(\ell, m-1)\} / 2 \Delta y \quad \dots\dots\dots (39)$$

$$P_{xx} = \{P(\ell+1, m) - 2P(\ell, m) + P(\ell-1, m)\} / \Delta x^2 \quad \dots\dots\dots (40)$$

$$P_{yy} = \{P(\ell, m+1) - 2P(\ell, m) + P(\ell, m-1)\} / \Delta y^2 \quad \dots\dots\dots (41)$$

$$P_{xy} = (i \cdot j) \{P(\ell+i, m+j) + P(\ell, m) - P(\ell+i, m) - P(\ell, m+j)\} / \Delta x \Delta y \quad \dots\dots\dots (42)$$

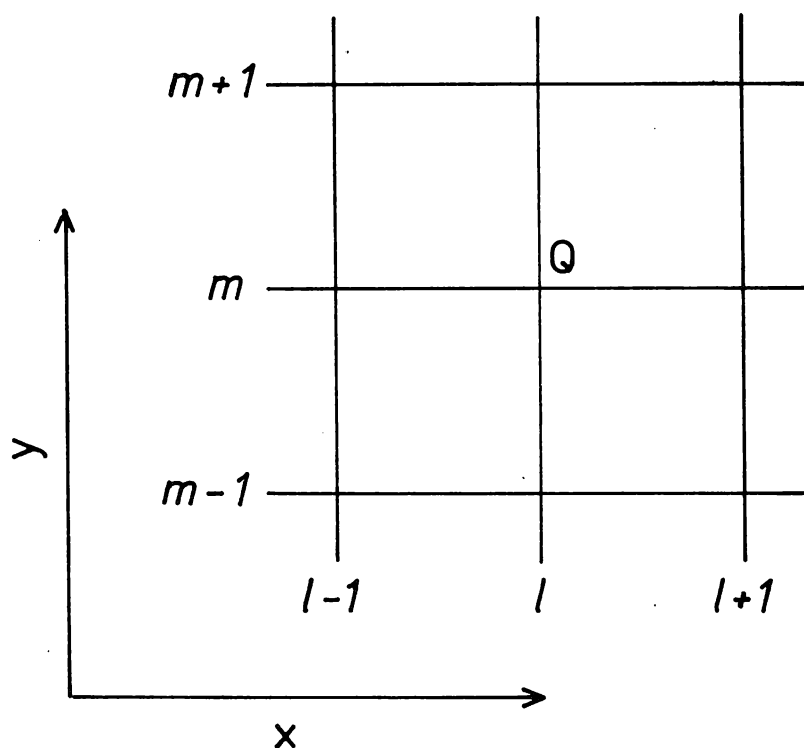


Fig. 2 Configuration of finite difference meshes for numerical calculation of partial differential equation (36).

ここで、 $P(\ell, m)$ は座標 (ℓ, m) の無次元圧力の値、 $\Delta x, \Delta y$ はそれぞれ x, y 方向の格子の間隔を示し、 i, j はそれぞれ ± 1 の任意の値である。

数値計算で逐次緩和法を適用するために(33)~(42)式を(36)式に代入し、 Q 点の値 $P(\ell, m)$ を Q のまわりの格子点における P の値で表わす式を作る。 P_x, P_y は $P(\ell, m)$ を含まないので K も $P(\ell, m)$ を含まない式で示すことができる。式を簡単にするために P_x, P_y, K をそのまま使い、 $\Delta x = \Delta y$ の条件で(33)式を(40)~(42)式を用いて差分化すると(43)式が得られる。

$$\begin{aligned} & (P_x^2 + P_y^2) \{ P(\ell+1, m) + P(\ell-1, m) + P(\ell, m+1) + P(\ell, m-1) - 4P(\ell, m) \} \\ & = K \{ P_x^2 \{ P(\ell+1, m) + P(\ell-1, m) - 2P(\ell, m) \} \\ & \quad + P_y^2 \{ P(\ell, m+1) + P(\ell, m-1) - 2P(\ell, m) \} \\ & \quad + 2P_x P_y (i \cdot j) \{ P(\ell+i, m+j) - P(\ell+i, m) - P(\ell, m+j) + P(\ell, m) \} \} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (43)$$

(43)式を $P(\ell, m)$ について解いて、求める $P(\ell, m)$ の漸化式(44)式を得る。

$$P(\ell, m) = \frac{A_1(A_3 + A_4) - KA_5}{4A_1 - 2KA_2} \quad \dots\dots\dots (44)$$

ただし

$$A_1 = P_x^2 + P_y^2 \quad \dots\dots\dots (45)$$

$$A_2 = P_x^2 + P_y^2 - (i \cdot j) P_x P_y \quad \dots\dots\dots (46)$$

$$A_3 = P(\ell+1, m) + P(\ell-1, m) \quad \dots\dots\dots (47)$$

$$A_4 = P(\ell, m+1) + P(\ell, m-1) \quad \dots\dots\dots (48)$$

$$A_5 = A_3 P_x^2 + A_4 P_y^2 + 2(i \cdot j) P_x P_y \{ P(\ell+i, m+j) - P(\ell+i, m) - P(\ell, m+j) \} \quad \dots\dots\dots (49)$$

である。

適当に与えた各格子点の初期値をもとに ℓ, m を変えながら逐次、点 (ℓ, m) の値 $P(\ell, m)$ を(44)式により計算して置き換えることにより収束解を求める。

4.3 数値計算法

実験値と数値解とを比較するためには、数値解の誤差は少なくとも実験誤差と同等以下でなければならない。数値解の誤差は、

- 1) 収束計算の打ち切り誤差 (E_C)
- 2) 差分式で Taylor 展開式の高次項を無視したための誤差 (E_T)

の2つに分けられる。 E_C は数値計算の収束条件により決まり、 E_T は考えている点における高次微係数の大きさと格子間隔により決まる。

格子間隔を小さくすれば E_T を小さくすることができるが格子点の数が増し、数値計算量が増す。全体の格子間隔を $1/n$ とすると格子点数は n^2 倍となり収束にいたるまでのくり返し計算回数もほぼ n^2 倍となるため必要な計算時間は n^4 倍になる²¹⁾。

二次以上の高次微係数は、 $\text{grad}^* P^*$ 、すなわち速度 V^* の変化に影響され、 V^* の変化が大きい所ほど大きい。実験に用いた装置の場合、 V^* の変化が最も大きい場所はガス入口付近であり、ここから遠ざかるほど V^* の変化は小さく、出口に近づくとガス流はほぼ垂直となり V^* の変化はほぼ 0 となる。従ってできるだけ少ない格子点数で E_T を小さくするためには、格子間隔を可変とし、ガス入口付近で最も小さく、出口付近で最も大きくなるようにするのが妥当である。

以上の考察から、装置内を異なった格子間隔を持つ部分領域に分割する方法を検討し、Fig. 3 に例として示すように、各部分領域は最も細かい格子を持つ部分領域がガス入口を囲み、その外側を順次格子間隔が粗くなる部分領域が囲むように配置した。数値計算の便宜上、隣り合う 2 つの領域で外側の格子間隔が内側のそれぞれの 2 倍になるようにそれぞれの格子間隔を定めた。

実算の計算では、収束を速くするために逐次過緩和法 (Successive over relaxation

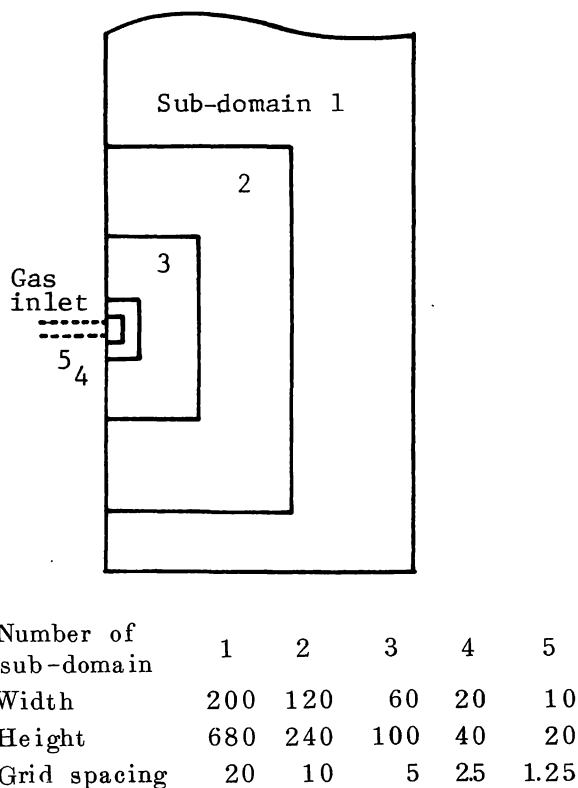


Fig. 3 Grid spacing, size and allocation of sub-domains. (mm)

method)を採用し，次式により新しい $P(\ell, m)$ の値を求めた。

$$P_i(\ell, m) = P_{i-1}(\ell, m) + \omega \{ P_i^0(\ell, m) - P_{i-1}(\ell, m) \} \quad \dots\dots\dots 50$$

ここで添字 i は， i 回目の緩和計算値を， $P_i^0(\ell, m)$ は(44)式による計算値を示す。 ω は加速係数 ($1 \leq \omega < 2$) であり，高田²¹⁾の示した方法により決定した。

収束の判定は，個々の格子点における新しい計算値と前回の計算値との差の絶対値のなかの最大値が与えられた値 (E_{max}) 以内であるという条件により行なった。

4.4 境界条件の設定

境界条件は，

$$\text{ガス入口面} : P^* = P_i^* \quad \dots\dots\dots 51$$

$$\text{ガス出口面} : P^* = P_0^* \quad \dots\dots\dots 52$$

$$\text{基準点} : P^* = 0 \quad \dots\dots\dots 53$$

$$|\text{grad}^* P^*| = 1 \quad \dots\dots\dots 54$$

$$\text{壁面} : \partial P^* / \partial n^* = 0 \quad \dots\dots\dots 55$$

で与えられる。 P_i^* と P_0^* はそれぞれの面上では一定であるが計算結果として求まる値であり，したがってこの境界条件でそのまま数値計算を行なうのはやや不便である。

適当な境界条件を簡単な形で与える方法を検討するために，(55)式の P^* を(56)式で定義する \bar{P} に置き変えた場合を考察する。

$$P^* = C\bar{P} + C_0 \quad \dots\dots\dots 56$$

(55)式に(56)式の P^* を代入すると(57)式を得る。

$$\text{div}^* \text{grad}^* \bar{P} = \frac{1}{2|\text{grad}^* \bar{P}|} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 4C \frac{f_1}{f_2^2} |\text{grad}^* \bar{P}|}} \right) (\text{grad}^* \bar{P} \cdot \text{grad}^* |\text{grad}^* \bar{P}|) \quad \dots\dots\dots 57$$

(55)式と(57)式とを比較すると， f_1 / f_2^2 の係数が 4 から $4C$ に変わっていることがわかる。 f_1 ， f_2 は(20)，(21)式から明らかなように修正粒子レイノルズ数により決まるので，(56)式に示すような圧力の一次変換は基準点の修正レイノルズ数が変わることと同等である。

計算に便利なように，(51)～(54)式の境界条件の代わりにガス入口と出口の無次元圧力をそれぞれ 1，0 と仮定して無次元圧力分布を計算する。このようにして求めた無次元圧力 \bar{P} を(56)式により一次変換した値 P^* は，定数 C ， C_0 を適当に選べば(53)，(54)式の条件を満たし，またガス入口面とガス出口面の圧力はそれぞれ一定なので，(51)，(52)式の条件も満たす。したがって P^* は微分方程式の解である。

次にこのようにして求めた P^* がどのような条件の解であるかを考える。前述の考察から P^* は \bar{P} の計算に用いた f_1 / f_2^2 の値 $\overline{f_1 / f_2^2}$ の代りに $\frac{1}{C} \cdot \overline{f_1 / f_2^2}$ を与えて50～56式の境界条件により求めた解と一致する。20, 21式から

$$\frac{f_1}{f_2^2} = \frac{1.75 \operatorname{Re} p_0}{\{150(1-\varepsilon)\}^2} \{1.75 + 150(1-\varepsilon) / \operatorname{Re} p_0\} \quad \dots\dots\dots 58$$

であるから、58式で左辺の f_1 / f_2^2 のかわりに $\frac{1}{C} \cdot \overline{f_1 / f_2^2}$ を代入して $\operatorname{Re} p_0$ について解けば、求めた $\operatorname{Re} p_0$ が P^* を与えるレイノルズ数であることがわかる。

すなわち、実際の計算では先ず適当に与えた $\operatorname{Re} p_0$ により求めた $\overline{f_1 / f_2^2}$ と入口圧力 = 1, 出口圧力 = 0 の条件で \bar{P} を数値計算により求め、次に \bar{P} の56式による変換値 P^* が53, 54式を満足するよう C, C_0 を定めて \bar{P} を P^* に変換する。最後に58式の左辺を $\frac{1}{C} \cdot \overline{f_1 / f_2^2}$ に置換して $\operatorname{Re} p_0$ を求める。

4.5 計算誤差の評価と部分領域の境界の決定

前述のように計算誤差は収束計算の打ち切り誤差 E_C と差分による近似誤差 E_T に分けられる。このほかに計算を実行する際の有効桁数の不足により起こる丸めの誤差があるが、用いた計算機の有効桁数は約14桁なので前二者と較べて無視できると考えられる。

収束打ち切り誤差 E_C は、収束の判定条件を与える E_{\max} を小さくすれば小さくなる。十分に収束した値を X_0 , E_{\max} を E_1, E_2 としたときの計算値を X_1, X_2 とし、 E_C が E_{\max} に比例(比例定数を k とおく)すると仮定すると、

$$X_0 = X_1 + kE_1 = X_2 + kE_2 \quad \dots\dots\dots 59$$

が得られる。この式から k を求めることができ、 X_2 の打ち切り誤差 kE_2 は、

$$kE_2 = \frac{X_2 - X_1}{E_1 - E_2} E_2 \quad \dots\dots\dots 60$$

で示されることがわかる。実際の計算では、 E_{\max} を適当に下げながら計算し、このときのガス吹込口の計算値の変化から60式により推定した打ち切り誤差が相対値で0.1%以下になるまで E_{\max} を低下させた。

差分による近似誤差 E_T は、各部分領域の大きさと格子間隔によって決まるため、複雑な評価方法が必要となる。実験精度から考えて、入口の圧力の計算誤差を1%以下とすることを目標に、以下に示すような手順で部分領域の数とそれぞれの大きさを決定した。この過程では、計算機にかかる負荷を軽減するため最も単純な $\operatorname{Re} p_0 = 0$ の条件で計算を行なった。

実際の手順は次の通りである。

- (1) まず最外部の格子を決定する。出口付近でガス流がほぼ垂直であることを考慮して格子間隔を装置巾の1/10とした。

- (2) 次にその内側に第2の部分領域（格子間隔は，外側格子の1/2）を流入口を囲むように設定し，第2部分領域を流入口の計算圧力が一定になるまで順次広げる。
- (3) 更に第3の部分領域を第2部分領域の中に流入口を囲むように設定し，同様な方法で第3部分領域の大きさを決める。
- (4) 以下同様な方法をくり返して部分領域の数を増してゆく。

このとき，新しく設定した部分領域以外の領域は，不変とする。

Fig. 4に示すように，入口圧力の計算値は部分領域の数が増すとともに漸近的に増加し，一定値に近づくことが明らかになった。

近似誤差 E_T は，最小格子間隔 Δ が小さくなると小さくなる。部分領域の数を1つ増すと Δ は1/2になる。いま格子を十分小さくしたときの計算値を X_0 ，部分領域数 i のときの計算値を X_i ，こ

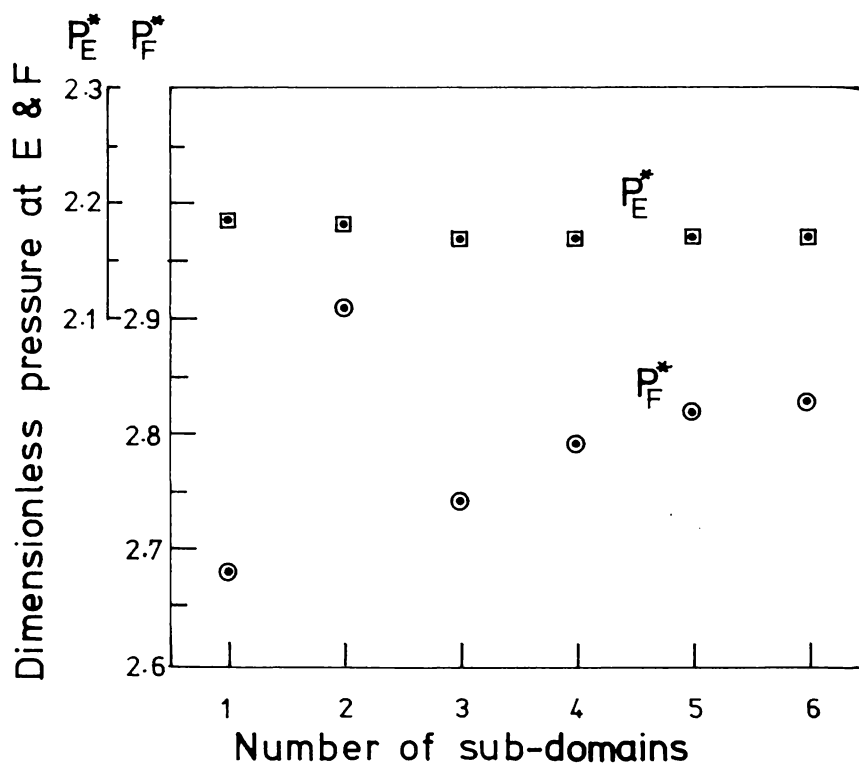


Fig. 4 Variation of calculated dimensionless pressure at points E and F as a function of the number of sub-domains.

のときの近似誤差を E_{Ti} とすると

$$X_0 = X_i + E_{Ti} \quad \dots\dots\dots 61$$

であるから

$$E_{Ti} - E_{T_{i+1}} = X_{i+1} - X_i \quad \dots\dots\dots 62$$

が成り立つ。 i を増しながら62式の両辺を加えてゆくと、

$$E_{Ti} - E_{T\infty} = \sum_{k=i}^{\infty} (X_{k+1} - X_k) \quad \dots\dots\dots 63$$

が得られる。 $E_{T\infty}$ は 0 であるから、 i 番目の部分領域までで計算した結果 X_i の誤差 E_{Ti} は、

$$E_{Ti} = \sum_{k=i}^{\infty} (X_{k+1} - X_k) \quad \dots\dots\dots 64$$

で示される。

部分領域数 3, 4, 5, 6 について、計算値の変化が最も大きく、したがって近似誤差が最も大きい入口圧力について比較すると

$$X_4 - X_3 = 0.049, \quad X_5 - X_4 = 0.028, \quad X_6 - X_5 = 0.01$$

が得られ、差は部分領域数の増加によりほぼ $1/2$ の等比級数で減少することがわかる。従って部分領域数 5 の場合の近似誤差は、

$$\begin{aligned} E_{T5} &= 0.01 \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2}\right)^k \\ &= 0.02 \end{aligned}$$

と推定される。入口の圧力は、このとき約 2.8 なので、計算誤差は 0.7% と推定され、実験値と比較するためには十分と判断されるので以後部分領域数 5 で計算することにした。

5 結果と考察

実験条件と実験結果を Table 1 に総括する。 A ~ F の各測定点の無次元圧力 P^* は、

$$P^* = \Delta P (\Delta P + P_0) / (\Delta P_{12} P_0) \quad \dots\dots\dots 65$$

により計算した。ここで ΔP は基準点 S_0 と測定点の差圧、 P_0 は基準点の絶対圧力であり、 ΔP_{12} は差圧測定点 S_1, S_2 間の差圧であり、基準点の圧力勾配に相当する。表に示した値は、6 回の実験の平均値であり、それぞれの実験値は平均値の $\pm 3\%$ 以内であった。

測定点 E, F を除き、実験条件による無次元圧力の変化は 2% 以下で小さく、また Re_{p_0} 、 Re_{b_0} による系統的な変化も見られない。点 E の圧力は、 Re_{p_0} の増加によりやや増加する傾向を示し、点 F の圧力は Re_{p_0} の増加により顕著に増加した。

Table 1 Experimental conditions and dimensionless pressure obtained from experiments

Run number	Experimental conditions						Experimental results of P*					
	Particles		V _o (cm/s)	Re _{p0} (-)	Re _{b0} (-x10)	A (-)	B (-)	C (-)	D (-)	E (-)	F (-)	
	Size range (mm)	Mean diameter (mm)										
1	1.00-1.41	1.18	27.8	22.6	6.89	0.196	0.978	1.49	1.59	2.09	4.45	
2			50.0	40.8	9.88	0.196	0.965	1.47	1.59	2.11	4.94	
3			27.8	45.4	19.0	0.197	0.975	1.50	1.62	2.17	5.53	
4	2.00-2.83	2.38	50.0	81.8	25.4	0.197	0.978	1.50	1.62	2.17	6.06	
5			88.9	145.0	32.8	0.198	0.977	1.49	1.60	2.18	6.56	
6			55.6	160.0	68.6	0.196	0.966	1.49	1.61	2.18	6.83	
7	4.00-4.76	4.38	111.0	321.0	83.5	0.196	0.970	1.49	1.60	2.22	7.27	
8			167.0	481.6	97.7	0.198	0.967	1.48	1.58	2.14	7.56	

実験 6～8 で用いた粒子の径 4.38 mm は装置巾 25 mm に比較して十分には小さくないため、壁付近の充てん構造の影響（壁効果）が無視できなくなる恐れがある。しかし、Table 1 に示すように A～D の実験値が他の小径の粒子を用いた場合と同じであることから、巾方向の中央で測定した圧力に及ぼす壁効果の影響は無視できるほど小さかったと判断される。測定圧力は、導圧管として用いた注射針先端の局所的な流れの動圧により影響される恐れがあるが、上に挙げたと同様の理由によりこの影響も無視しうる。

Table 2 に数値計算結果を示す。実験結果と同様に A～D の計算値は Re_{p_0} に無関係に一定であり、E・F では Re_{p_0} の増加により計算圧力も増している。

Fig. 5 に Re_{p_0} により最も大きく変化する F の圧力と Re_{p_0} との関係を示す。測定点 F の実験値について比較すると、実験 2 と 3 ならびに実験 5 と 6 は Re_{p_0} がそれぞれほぼ等しいにもかかわらず圧力はやや異なっている。表 1 からこれらの実験では Re_{p_0} が約 2 倍変り、 Re_{b_0} が大きい方が圧力も 5～10% 高い。このことからガス入口近傍では Re_{b_0} すなわち慣性項の影響が存在することが推測される。

計算値と実験値の差は、Table 3 に示すように測定点がガス入口に近づくほど増し、E 点では、計算値が実測値より 6.9～14.5% 高い。ガス吹込口 F の圧力は逆に計算値が実測値より 2.4～8% 低い。この原因として、実験では入口の圧力を装置の外の吹込口で測定したためガス流が空間部から充てん層部へ入るときの圧力変化を含めて測定したことが挙げられる。しかし、装置内の圧力の測定値と計算値の差は、実験誤差、数値計算誤差で説明できない程大きい。すなわち、実験誤差はたかだか 3% であり、前節で示したように計算誤差は $Re_{p_0} = 0$ のとき打ち切り誤差、近似誤差を含めて 1% 以下である。 Re_{p_0} が 0 でない場合は近似誤差が変る可能性があるが、A～D 点では Re_{p_0} により計算値は変化せず、数値計算の近似誤差が上述の差ほど大きかったとは考え難い。計算値と実験値の差がガス入口に近づくほど大きくなること、入口に近いほどガスの速度変化が大き

Table 2 Results of numerical calculation

	Re_{p_0}	0	4.4	16.4	49.4	170	514
Dimensionless pressure P*	A	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200
	B	0.999	0.991	0.996	0.999	0.999	0.999
	C	1.56	1.56	1.58	1.56	1.56	1.56
	D	1.69	1.69	1.71	1.69	1.68	1.68
	E	2.17	2.20	2.21	2.33	2.41	2.45
	F	2.83	3.24	3.73	5.22	6.53	7.19

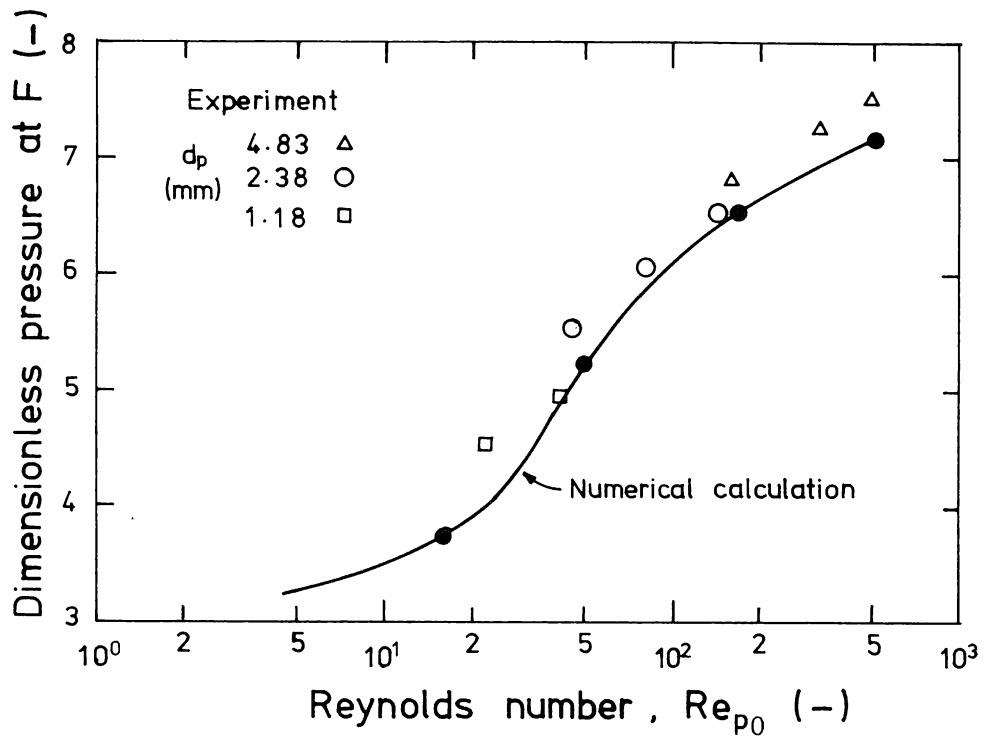


Fig. 5 Relationship between dimensionless pressure at point F and Reynolds number Re_{p0} .

Table 3 Degree of disagreement between the results of experiments and of numerical calculation (based on the experimental value (%))

Location	1	2	3	4	5	6	7	8
A			1.5					
B			2.5					
C			4.7					
D			5.6					
E*	7.6	9.4	6.9	9.2	10.5	10.5	9.4	14.5
F*	-6.0	-2.4	-8.0	-4.8	-2.7	-4.8	-4.8	-5.8

* Interpolated values are used as the results of numerical calculation.

く慣性項の影響が大きくなることから、この差は数式モデルで慣性項を無視したためと考えるのが妥当である。この差が慣性項の大きさを示す無次元数 Re_{b_0} の変化に直接影響されないという結果は一見上述の推論と矛盾しているが、29式から明らかのように、流れに及ぼす慣性項の効果は Re_{b_0} と f_1, f_2 (いずれも Re_{p_0} に依存する) の相対的な大きさにより決まるため Re_{b_0} が直接影響しなかったと考えれば矛盾しない。

以上のように充てん層内の流れを考えるうえで、慣性項が圧力分布、したがって流速分布に及ぼす影響は一般的に無視することができない。しかし、慣性項の影響が大きくなるのは、流れの速度が急激に変わる箇所に限られているため、ガス入口が大きい場合などのように流れの速度変化が装置全体で小さければ慣性項の影響は無視できる。またある程度の誤差を許容すれば29式と比較して数値計算が容易な29式を用いることができる。

上述の解析で全圧力損失の異なる実験データを一樣に比較できたのは、圧力を10式で定義した無次元圧力に換算したためである。このように定義した無次元圧力は、数値計算結果を一般的に示す場合ばかりでなく、モデル実験結果を実装置にスケールアップする場合にも有効である。モデル実験の場合の相似条件は、装置の相似性と無次元数 Re_{p_0} 、 Re_{b_0} を一致させることである。上述の解析結果から、圧力分布には Re_{p_0} の方が大きく影響するので、まず Re_{p_0} を一致させ、次に可能ならば Re_{b_0} をも一致させるように実験条件を定めれば良い。

6 第2章の総括

充てん層内のガス流れの数値解析には、Ergun の示した圧力損失の実験式を多次元に拡張した式がしばしば用いられている。Ergun の式は、一樣な充てん層内を一方向に流れる気体の圧力損失を推定するための実験式であり、高炉内などのように一樣でない充てん層で、かつ流れが一方向でない場合にこのような拡張式が適用できるか否かは、実験により検証しなければならない。

本研究では、流れが一方向でない場合に拡張式が適用できるか否かを検証するため、一樣な充てん層でガスを側面から吹き込み上部から排出する装置内の圧力を測定し、この測定値と上述の拡張式を数値的に解いて求めた計算値を比較し、以下の結果を得た。

- (1) 充てん層内のガス流の圧力分布を数値計算により求めるための妥当な数式モデルを検討するため、Ergun の式の多次元拡張式に流体の速度変化の影響を示す慣性項をつけ加えた理論式を誘導した。
- (2) 理論式を無次元化し、ガス流の圧力分布に及ぼす流れの条件の影響を理論的に評価し、粒子レイノルズ数 Re_{p_0} と充てん層流れのレイノルズ数 Re_{b_0} の二つの無次元数が流れの圧力分布を支配することを明らかにした。

- (3) ガス入口を装置の大きさに比べて小さくとした2次元模型を用いて圧力分布を測定した。
- (4) Ergun 式の2次元拡張式を用いて解の誤差が実験誤差より小さくなるように配慮して数値計算を行ない、実験装置の圧力分布を求めた。
- (5) 実験結果の検討、実験値と計算値の比較から、本装置のように装置内で流れの速度変化が大きい場合には慣性項の影響が有意に表われることが明らかとなった。
- (6) 新しい無次元圧力の定義方法を提案し、数値計算、モデル実験による充てん層内のガス流れの解析にはこの無次元圧力が有用であることを示した。

高炉内でガスの速度が特に大きく変化する部分は、羽口先に形成されるレースウェイとその周辺である。本研究の結果から、このような部分におけるガス流の解析には、Ergun²⁾の圧力損失式の多次元への拡張式ではなく、慣性項を考慮した流れの運動方程式を用いる必要があることがわかる。しかし、高炉の上部では、ガス速度の変化は少ないので慣性項を近似的に無視することができ、したがってErgunの圧力損失式の多次元への拡張式を適用しうる。

このように炉上部のガス流れを表現する運動方程式を明らかにしたが、この運動方程式を用いて炉上部のガス流を数値的に解析する場合、次のような問題がある。炉上部では、通気抵抗が大巾に異なる鉱石層とコークス層が交互に層状構造を形成しているため、この部分のガス流速を数値計算により求めるためにはRadestock³⁾が示したように各層内に十分密に格子点を配置する必要がある。このような層は、高炉内にはほぼ40～60組存在するため、仮りに高さ方向の格子間隔を各層の厚さの1/5、半径方向の格子間隔を半径の1/10とすると格子点は1組の層で100点、全体で4,000～6,000点となり、数値計算のため多大の計算時間を必要とし、実用的な数式モデルとなり難い。したがって、今後高炉内のガス流に関する数式モデルを実用化するためには、このような層状構造を持つ層内のガス流をより少ない格子点で算出しうる方法の開発が必要であると考えられる。

第 2 章の記号

$A_1 \sim A_5$: (45)~(49)式により定義される値	
a_1, a_2	: (3), (4)式中の定数	
C, C_0	: 圧力 P の一次変換式(56)の係数	[-]
D	: 装置の代表長さ	[m]
div	: 微分演算子 (附録 1 参照)	
d_p	: 充てん層の粒子径	[m]
E	: 誤差	
E_C	: 収束計算の打切り誤差	
E_T	: 数値計算の近似誤差	
e	: 直交座標 (x, y, z) の座標軸の単位ベクトル	
f_1, f_2	: Re_p により決まる係数, (20), (21)式	[-]
g	: 重力の加速度 (ベクトル)	[$m \cdot s^{-2}$]
grad	: 微分演算子 (附録 1 参照)	
i, j	: ± 1 の任意の値	
K	: (37)式で定義する値	
$L, \Delta L$: 距離	[m]
ℓ, m	: $x - y$ 座標上の格子点を示す	
n	: $\partial / \partial n$ で法線方向の微分を示す	
P	: 圧力	[Pa]
ΔP	: 長さ ΔL の距離の間の圧力損失	[Pa]
P_i, P_0	: 入口および出口の圧力	[Pa]
R	: 充てん層中の流れにより流れと逆向きに発生する力 (13 式)	[$Pa \cdot m^{-1}$]
R_0	: 基準点における流れ方向の R の値	[$Pa \cdot m^{-1}$]
Re_p	: 粒子レイノルズ数 (2 式)	[-]
Re_b	: 充てん層流れのレイノルズ数 (28 式)	[-]
V	: 流速 (= $ \mathbf{V} $)	[$m \cdot s^{-1}$]
\mathbf{V}	: 充てん層内の流れの空塔速度 (ベクトル)	[$m \cdot s^{-1}$]
W	: 流れの速度 (ベクトル)	[$m \cdot s^{-1}$]
X	: 計算値	
x, y	: 直交座標軸	
$\Delta x, \Delta y$: 直交座標軸上の格子の x, y 方向の間隔	

ε	:	充てん層の空間率	[-]
μ	:	流体の粘度	[Pa · s]
ρ	:	〃 密度	[kg · m ⁻³]
ϕ	:	粒子の形状係数	[-]
ω	:	収速計算の加速係数	[-]

添 字

- * : 無次元数を示す。
- 0 : 基準点の条件を示す。

単位で〔 - 〕は無次元であることを示す。

第2章の引用文献

- 1) 白井 隆：「流動層」，1958，科学技術社，P.52
- 2) S.Ergun：Chem.Eng.Progress 48(1952)，P.89
- 3) J.Radestock：“Theoretische Untersuchung der Stationären inkompressiblen und kompressiblen Strömung in ruhenden, geschichteten, und isotropen Schüttungen” Dr.Diss.Tech. Univ. Claustahl (1969)
- 4) J.Radestock, R. Jeschar：Stahl u.Eisen, 90(1970) P.1249
- 5) J.Radestock, R. Jeschar：Chem. Ing. Tech., 43(1971) P.355
- 6) J.Radestock, R. Jeschar：Chem. Ing. Tech., 43(1971) P.1304
- 7) V. Stanek, J.Szekely：Canad. J. Chem. Eng., 50(1972) P.9
- 8) V. Stanek, J.Szekely：ibid., 51(1973) P.22
- 9) V. Stanek, J.Szekely：AIChE Journal, 20(1974) P.974
- 10) J.Szekely, J.J.Poveromo：ibid., 21(1975) P.769
- 11) 羽田野道春, 栗田興一：鉄と鋼, 62(1976)8, P.953
- 12) 桑原 守, 鞭 巖：ibid., 62(1976)5, P.463
- 13) J.Szekely, M.A. Proster：Trans. ISI J, 19(1979) P.11
- 14) J.Szekely, M.A. Proster：ibid., P.21
- 15) 荒木和男, 森山 昭：鉄と鋼, 63(1977)6, P.1035
- 16) B.I. Kitaev, Yu.G. Yaroshenko, V.S. Shvydkii, Ya.M. Gordon, V.B. Scherbtskii, F.R. Shklyer, B.A. Bokovikov：“Blast Furnace Aerodynamics” ed. by N. Standish (1975) Australasian Inst. Min. Metall., P.68
- 17) M.Choudhary, M.A. Proster, J.Szekely：AIChE. Journal, 22(1976)5, P600
- 18) 荒木和男：鉄と鋼, 62(1976)12, P1485
- 19) 荒木和男, 森山 昭：鉄と鋼, 63(1977)9, 1453
- 20) S. Irmay：Trans. Amer. Geophysical Union： 39(1958)4, P.702
- 21) 高田 勝：日本機械学会誌, 71(1968)7, P.927

附録 1 微分演算子の定義と計算式^{A-1)}

演算子 **grad** と **div** は次のように定義される。ただし $U (U_x, U_y, U_z)$, $V (V_x, V_y, V_z)$ はベクトルの, S はスカラーの変数を示し, i, j, k は直交座標系 (x, y, z) の単位ベクトルを示す。

$$\mathbf{grad} S = i \frac{\partial S}{\partial x} + j \frac{\partial S}{\partial y} + k \frac{\partial S}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (A1-1)$$

$$\mathbf{div} V = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (A1-2)$$

この定義から以下の関係式が得られる。

$f(S)$ が S の函数のとき

$$\mathbf{grad} f(S) = \frac{\partial f(S)}{\partial S} \mathbf{grad} S \quad \dots\dots\dots (A1-3)$$

$$(\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad}) = V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (A1-4)$$

$$(\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad}) S = (\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad} S) \quad \dots\dots\dots (A1-4')$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad}) U &= i \left(V_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial U_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial U_x}{\partial z} \right) \\ &+ j \left(V_x \frac{\partial U_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial U_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial U_y}{\partial z} \right) \\ &+ k \left(V_x \frac{\partial U_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial U_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial U_z}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (A1-5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad}) US &= i \left(V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \right) U_x S \\ &+ j \left(V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \right) U_y S \\ &+ k \left(V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \right) U_z S \\ &= S \left\{ i \left(V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \right) U_x \right. \\ &\quad + j \left(V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \right) U_y \\ &\quad \left. + k \left(V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \right) U_z \right\} \end{aligned}$$

$$+(iU_x + jU_y + kU_z) \left(V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \right) S$$

$$= S (\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad}) U + U (\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad}) S \quad \dots\dots\dots (A1-6)$$

$$(\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad}) \frac{1}{S} = -\frac{1}{S^2} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad}) S \quad \dots\dots\dots (A1-7)$$

$$\begin{aligned} \text{div}(SV) &= \frac{\partial SV_x}{\partial x} + \frac{\partial SV_y}{\partial y} + \frac{\partial SV_z}{\partial z} \\ &= V_x \frac{\partial S}{\partial x} + V_y \frac{\partial S}{\partial y} + V_z \frac{\partial S}{\partial z} + S \frac{\partial V_x}{\partial x} + S \frac{\partial V_y}{\partial y} + S \frac{\partial V_z}{\partial z} \\ &= (\mathbf{V} \cdot \mathbf{grad} S) + S \text{div} V \quad \dots\dots\dots (A1-8) \end{aligned}$$

$$(\mathbf{grad})^2 \mathbf{V} = \mathbf{grad}(\mathbf{grad} \cdot \mathbf{V}) - [\mathbf{grad} \times (\mathbf{grad} \times \mathbf{V})] \quad \dots\dots\dots (A1-9)$$

但し，右辺第2項は直交座標系の場合0となる。

文 献

A-1) R.B. Bird, W.E. Stewart and E.N. Lightfoot: "Transport Phenomena",
John Wiley & Sons Inc (1960) P715-742

附録 2 本文(22)式の無次元化

$$\frac{1}{\varepsilon^2} \rho (V \cdot \text{grad}) V = -R_0 (f_1 V^* + f_2) V^* \frac{P_0}{P} - \text{grad } P \quad \dots\dots\dots (22)$$

を(14), (15), (16)式で定義した無次元数を用いて無次元化する。

(15)式から, $x = x^* D$, $y = y^* D$, $z = z^* D$ であるから

$$\text{grad} = \frac{1}{D} \text{grad}^* \quad \dots\dots\dots (A2-1)$$

が成り立つ。この式と(14)式を用いて

$$\begin{aligned} (V \cdot \text{grad}) V &= \left(\frac{V_0 P_0}{P} V^* \cdot \frac{1}{D} \text{grad}^* \right) V^* \frac{V_0 P_0}{P} \\ &= \frac{V_0^2 P_0^2}{PD} (V^* \cdot \text{grad}^*) V^* \frac{1}{P} \end{aligned}$$

(A1-6)を用いて $= \frac{V_0^2 P_0^2}{PD} \left\{ \frac{1}{P} (V^* \cdot \text{grad}^*) V^* + V^* (V^* \cdot \text{grad}^*) \frac{1}{P} \right\}$

(A1-7)を用いて $= \frac{V_0^2 P_0^2}{PD} \left\{ \frac{1}{P} (V^* \cdot \text{grad}^*) V^* - \frac{1}{P^2} V^* (V^* \cdot \text{grad}^*) P \right\}$

$$\dots\dots\dots (A2-2)$$

(16)式の両辺の gradをとると

$$\text{grad } P^2 = 2P_0 R_0 D \text{ grad } P^*$$

(A1-3)を用いて

$$2P \text{ grad } P = 2P_0 R_0 D \text{ grad } P^* \quad \dots\dots\dots (A2-3)$$

これから, (A2-1)を用いて

$$\text{grad } P = (R_0 R_0 / P) \text{ grad}^* P^* \quad \dots\dots\dots (A2-4)$$

あるいは $\text{grad}^* P = (P_0 R_0 D / P) \text{ grad}^* P^* \quad \dots\dots\dots (A2-5)$

が得られる。

(22)式のPに(7)式を代入し, (A2-2), (A2-4)と(A2-5)の関係から(22)式の両辺は

$$(\text{左辺}) = \frac{1}{\varepsilon^2} \cdot \rho_0 \frac{P}{P_0} \cdot \frac{V_0^2 P_0^2}{PD} \left\{ \frac{1}{P} (V^* \cdot \text{grad}^*) V^* - \frac{1}{P^2} V^* (V^* \cdot \text{grad}^*) P \right\}$$

$$= \frac{\rho_0 V_0^2 P_0}{\varepsilon^2 D} \left\{ \frac{1}{P} (V^* \cdot \text{grad}^*) V^* - \frac{P_0 R_0 D}{P^3} V^* (V^* \cdot \text{grad}^*) P^* \right\}$$

$$\dots\dots\dots (A2-6)$$

$$(\text{右辺}) = -R_0 (f_1 V^* + f_2) V^* \frac{P_0}{P} - \frac{P_0 R_0}{P} \text{ grad}^* P^* \quad \dots\dots\dots (A2-7)$$

に変形できる。両辺を等号で結んで式を整理すると次式を得る。

$$\frac{\rho_0 V_0^2}{\varepsilon^2 R_0 D} \left\{ (\mathbf{V}^* \cdot \mathbf{grad}^*) \mathbf{V}^* - \frac{D}{P^2} \mathbf{V}^* (\mathbf{V}^* \cdot \mathbf{grad}^*) P^* \right\}$$

$$= - (f_1 \mathbf{V}^* + f_2) \mathbf{V}^* - \mathbf{grad}^* P^* \quad \dots\dots\dots (\text{A2-8})$$

P^2 を(16)式を用いて無次元化して，求める(22)式の無次元式(23)を得る。

$$\frac{\rho_0 V_0^2}{\varepsilon^2 R_0 D} \left\{ (\mathbf{V}^* \cdot \mathbf{grad}^*) \mathbf{V}^* - \frac{P_0 R_0 D}{2 P_0 R_0 D P^* + P_0^2} \mathbf{V}^* (\mathbf{V}^* \cdot \mathbf{grad}^*) P^* \right\}$$

$$= - (f_1 \mathbf{V}^* + f_2) \mathbf{V}^* - \mathbf{grad}^* P^* \quad \dots\dots\dots (23)$$

附録 3 (35)式から(36)式への変形

まず(35)式で定義したK

$$K = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 4 f_1 | \text{grad}^* P^* | / f_2^2}} \right)$$

を用いて(36)式を(A3-1)に書きかえておく。

$$\text{div}^* \text{grad}^* P^* = \frac{K}{| \text{grad}^* P^* |} (\text{grad}^* P^* \cdot \text{grad}^* | \text{grad}^* P^* |) \quad \dots\dots\dots (A3-1)$$

本文中と同様に偏微係数 $\frac{\partial P^*}{\partial x^*}$, $\frac{\partial P^*}{\partial y^*}$, $\frac{\partial^2 P^*}{\partial x^{*2}}$ を P_x , P_y , P_{xx}

により示すものとする。

$$| \text{grad}^* P^* | = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad \dots\dots\dots (A3-2)$$

であるから両辺の grad^* をとると(A3-3)を得る。

$$\begin{aligned} \text{grad}^* | \text{grad}^* P^* | &= \\ \frac{1}{2 \sqrt{P_x^2 + P_y^2}} &\{ i (2 P_x P_{xx} + 2 P_y P_{yx}) + j (2 P_x P_{xy} + 2 P_y P_{yy}) \} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (A3-3)$$

したがって

$$\begin{aligned} (\text{grad}^* P^* \cdot \text{grad}^* | \text{grad}^* P^* |) &= \\ &= \frac{1}{\sqrt{P_x^2 + P_y^2}} \{ (P_x P_{xx} + P_y P_{yx}) P_x + (P_x P_{xy} + P_y P_{yy}) P_y \} \end{aligned}$$

であり, $P_{xy} = P_{yx}$ であるから

$$= \frac{1}{\sqrt{P_x^2 + P_y^2}} (P_x^2 P_{xx} + 2 P_{xy} P_x P_y + P_y^2 P_{yy}) \quad \dots\dots\dots (A3-4)$$

一方(A3-1)式の左辺は, (A3-5)式により示される。

$$\begin{aligned} \text{div}^* \text{grad}^* P^* &= \text{div}^* (i P_x + j P_y) \\ &= P_{xx} + P_{yy} \quad \dots\dots\dots (A3-5) \end{aligned}$$

(A 3 - 2) , (A 3 - 4) と (A 3 - 5) 式を (A 3 - 1) に代入し ,

$$P_{xx} + P_{yy} = \frac{K}{\sqrt{P_x^2 + P_y^2}} \frac{1}{\sqrt{P_x^2 + P_y^2}} (P_x^2 + P_{xx} + 2 P_{xy} P_x P_y + P_y^2 P_{yy}) \dots\dots\dots (A 3 - 6)$$

が得られ , これを整理して求める 36 式を得る。

$$(P_{xx} + P_{yy}) (P_x^2 + P_y^2) = K (P_x^2 P_{xx} + 2 P_{xy} P_x P_y + P_y^2 P_{yy}) \dots\dots\dots 36$$

第3章 高炉滴下帯に相似させた条件下における 気液向流充てん層の物理特性

第3章 高炉滴下帯に相似させた条件下における気液向流充てん層の物理特性

1 緒 言

高炉溶融帯の下方には滴下帯と呼ばれるコークス層が炉床にいたるまでの範囲で存在する。この滴下帯では、コークス層を通過して高温の還元ガスが炉の上方へ、また溶融したスラグとメタルが下方へ流れる。ガス流は、レースウェイ境界を通過して炉内に分配される。レースウェイは炉の外周部に位置しているため、ガス流の向きはレースウェイ近傍では一様でないが、炉内を上昇するにつれて徐々に垂直上方に変わる。一方、液流は重力により降下するため、ガス流の影響がなければ、巨視的には垂直下方に流れる。ガス流が垂直上方に流れる領域では巨視的な液流の方向は垂直下方であるが、ガス流速の方向が水平成分を持つときには、液流の方向もガス流の影響を受け垂直ではなくなる。すなわち、滴下帯はガス流の向きにより、気液が向流に流れる向流領域と両者の流れが交差するクロス流領域に分けられる。

本研究では、この滴下帯における液流の基礎的な挙動を明らかにするため比較的単純な向流領域のみを取りあげる。

このような気液向流層における流れは、化学工学の分野でガス吸収などに用いられている気液向流充てん層のそれに類似している。気液向流充てん層では、流下する液体の存在によりガスの圧力損失が増すだけでなく、液流もガス流により影響を受ける。一定の液流量のもとでガス流量を増してゆくと、最初は充てん層中に存在する液体の量（ホールドアップ）はほとんど変わらないが、わずかに増加し、ガスの圧力損失はガス流量の1.5～2乗（べき数はガス量によらずほぼ一定）に比例して増加する。さらにガス流量が増加して一定値以上になると液ホールドアップが急激に増加し始め、これに伴ってガスの圧力損失はガス流量の2乗以上の比率で増加する。このような状態はローディング（loading）と呼ばれる。

さらにガス量を増加すると液体の流下がガスにより妨げられ、供給された液量が全量流下できず層内に蓄積し、液ホールドアップとガス圧力損失が急上昇する。このような状態は、フラッディング（flooding）と呼ばれる。層がフラッディングを起こすと装置の正常な運転が不可能となるためこの現象は、反応装置の生産量を制限する要因の一つとして重視され、化学工学の分野でよく研究されている。

¹⁾
Elliottらは高炉滴下帯と気液向流充てん層の類似性に注目して、液体（スラグ）のフラッディングが高炉の生産性を制限する棚吊りの原因になりうることを指摘した。この考え方はその後多くの研究者によって採用され^{2)～5)}高炉の操業解析に利用されている。

気液向流充てん層の研究は、主として化学工学の分野への応用を目的として発展したため、その実験条件に高炉内の条件が十分には反映されていない点が指摘され、とくに高炉などの冶金炉への

応用を目的として低液流量あるいは、固体がぬれない系における実験結果が報告されている^{1),6)~13)}。

化学工学の分野で用いられている充てん塔と高炉滴下帯における条件のおもな相異点は、高炉内でコークスが低速で移動している点を見れば以下の通りである。

- 1) 高炉内の溶鉄，溶滓／コークス系はぬれない系であるが，充てん塔の研究はほとんどぬれる系で行なわれている。
- 2) 高炉内の空塔液速度は後述のように約 $0.08 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ (Fig. 2 参照) で充てん塔のそれより著しく低い。
- 3) 高炉では破砕コークスが充てん物であるが，充てん塔ではリングなど空間率の高い充てん物が多く用いられている。
- 4) 高炉では固体の密度より液密度が高い (スラグの場合約 2.5 倍) が，充てん塔ではふつう液体の密度の方が低い。

これらのうち，ぬれ性の相違は多くの研究者^{6)~13)} が注目しているが，その影響の一般的な評価はまだなされていない。さらに，たとえば Warner⁷⁾，Standish^{8),10)}，Szekely¹¹⁾ の実験ではぬれない系が使われているが，液流量が高炉の場合より大きすぎるなど上述の全ての要因が高炉内の条件に適合するように考慮されている実験は数少ない。

気液向流層の研究の高炉への応用は，前述のようにほとんどフラッディングの研究に限られている。高炉の生産性を制限する要因の一つと考えられているフラッディングは，液体が正常に下降しうる限界を定める現象と解される。一方，これに対して固体が正常に下降しうる限界を定める現象として，装入物層の流動化が挙げられる。従来の研究では，気液向流層の流動化は注目されていないようである。しかし粒子の密度が液密度より十分に低ければ流れの条件がフラッディングを起こす条件に達する前に層の流動化が起こり得ることは容易に想像できることである。フラッディングと流動化は異なった現象であるので，両者が起こる条件が識別できれば，高炉操業の異常現象の解明に役立つものと考えられる。上述の相異点 4) は高炉内で起こりうる異常現象がフラッディングまたは流動化のいずれによるかを決定する要因の一つとして重要である。

以上述べたように，化学工学の分野では気液向流層について広範囲な研究がなされているにもかかわらず，高炉内の条件に合わせたこれに関する研究が少ない点を考えて，ここでは高炉滴下帯における液体の流れの物理的特性の解明に重点を置くことにした。高炉内と同様の高温系で信頼性のある結果を得るのは著しく困難と考え，実験は室温で行なった。高炉との相似性の判断は，液体の流れに及ぼす種々の力の比により定義した無次元数を比較することにより行ない，できるだけ高炉に相似になるよう実験条件を選択した。とくに液体／固体系の選択にあたっては高い接触角を得るよう配慮した。

フラッディング速度，フラッディングと流動化の競合のほかに，高炉滴下帯における流れの特性を反映する指標として，液ホールドアップ，ガスの圧力損失および塔下部から流出する液の流量分

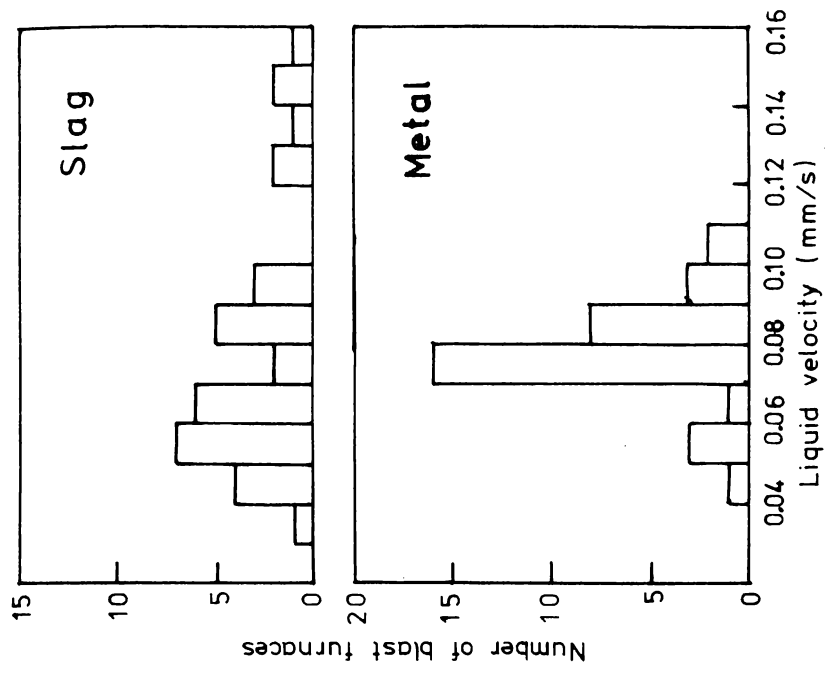


Fig. 2 Distribution of superficial velocity of slag and metal in commercial blast furnaces.

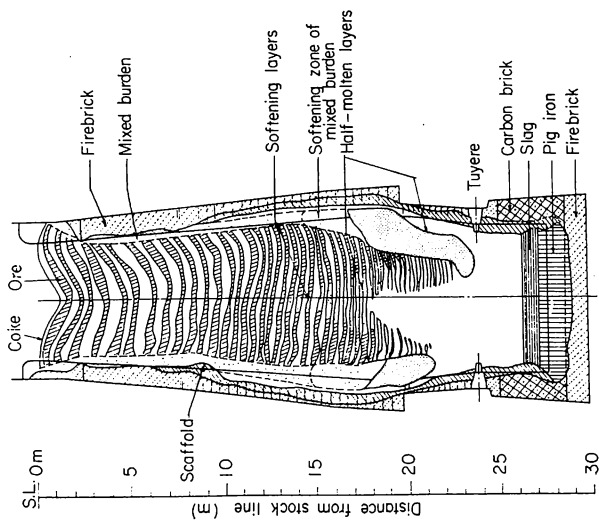


Fig. 1 State of burden in a blast furnace¹⁴⁾

布を測定し、これらに及ぼす液体の密度、粘度、表面張力、接触角、充てん物の寸法、形状、密度、空間率の影響を調査した。

2 従来の研究

最初に従来の研究に基づいて、高炉下部の滴下帯における液体の流れの条件を明らかにする。次いで本研究で対象としている液ホールドアップ、ガスの圧力損失とフラッキングに関する従来の研究結果を調査する。著者が調査した範囲内では、気液向流充てん塔の流動化に関する研究は見あたらなかった。

2.1 滴下帯における液体の流れ

最近の高炉の解体調査結果^{14)~17)}によると、Fig. 1に例示するように、高炉内の装入物は、溶け落ちるまで鉍石とコークスの層状構造を保っている。鉍石が軟化溶融する位置の分布は、高炉によって異なるが、いずれの場合も明確な軟化溶融帯の形成が確認されている。

この溶融帯の下方には滴下帯と呼ばれるコークス層が炉床にいたるまでの部分に存在し、溶融したスラグとメタルは、この層を通過して上昇するガスと向流に炉床へ流下する。試験高炉における特殊ゾンデによる炉内観察によれば¹⁸⁾ 炉内で液滴の降下が認められている。

高炉内の液体の水平断面平均流速は著しく小さい。Fig. 2 は実操業高炉のデータ^{2), 20)} から計算した流速のヒストグラムで、スラグ、メタルともに約 $0.08 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ を中心に分布している。同じ高炉の空塔ガス速度は $0.65 \sim 1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (N.T.P.) の範囲にある。

Table 1 に溶銑および溶滓の平均的な物性値と高炉内の流れの条件を示す。それぞれの数値に対応して、それらの大略の変動範囲をも併記した。接触角を除く各物性値は、出銑、出滓時のそれぞれの化学成分と温度に基づいて推定したものであり、炉内では、それぞれの化学成分、温度などの変化により異なった値をとりうる。

コークスに対するスラグおよび銑鉄の接触角に関する報告はないようであり、グラファイトとの接触角の報告も少ない。Humenik ら²¹⁾ はC 5%を含む鉄のグラファイト上での接触角をその融点直上で測定し、 128° と報告した。接触角はC濃度の低下とともに減少し、Cを含まない溶銑の場合には 60° であった。一方、Keverian と Taylor²²⁾ は 1200°C において炭素飽和溶銑の表面張力とグラファイト上での接触角を測定し、後者の値として 121° を報告している。Sの添加によりその表面張力は減少するが、接触角は増加し、S濃度0.01%、0.019%および0.07%の炭素飽和溶銑についてそれぞれ 129° 、 132° 、および 155° を得た。Si 1%の添加は表面張力およびグラファイトとの接触角に影響しなかった。

Towers²³⁾ は、グラファイトと合成高炉スラグの接触角は、接触時間の関数であり、最初は 160° であった接触角が1時間後には 105° に、また5時間後には 30° に低下すると報告した。スラグ

Table 1 Typical conditions of liquid flow in a blast furnace

	Density ⁺ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	Viscosity ⁺ ($\text{N}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$)	Surface ⁺ tension ($\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$)	Contact angle with carbon (degree)	Superficial velocity ($10^{-3}\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Coke size (m)
Pig iron (Range)	6600 (6300-6900)	0.005 (0.004-0.006)	1.1 (0.9 - 1.3)	125*	0.08 (0.04-0.11)	0.024 (0.02-0.03)
Slag (Range)	2600 (2500-2700)	0.3 (0.25 - 0.6)	0.47 (0.45-0.5)	105-160*	0.08 (0.03-0.16)	

* See text for explanation + Estimated from Ref. (19)

とCの反応により生成するSiCまたはSiO₂がこの低下の原因と推定された。滴下するスラグに含まれるS, アルカリ, FeOなどの影響は明らかでないが, ここでは一応接触時間は1時間以内と仮定し, スラグの接触角は105°以上と推定する。

2.2 ガス流がない場合の液ホールドアップ

Shulman²⁴⁾は気液向流充てん層について次の3種のホールドアップを定義した。すなわち,

- (1) 全ホールドアップ, h_t (液を流しているとき, 塔に含まれる全液量),
- (2) 静的ホールドアップ, h_s (液を止めて放置したあと塔に残っている液量),
- (3) 動的ホールドアップ, h_o (前2者の差)

である。ホールドアップは塔容積あたりの液体の容積分率で示され, 無次元である。ただし, 分率で示すと数字が小さくなるため, 本章の図, 表は百分率表示とし, この場合には%を付加した。3者の関係は,

$$h_t = h_o + h_s \quad \dots\dots\dots (1)$$

で示される。

Gardner⁶⁾は, 自からの実験データをもとに, 液体の供給を停止したあとの非常に緩慢な流れにより引き起こされるホールドアップ h_f の存在を提案し次式を示した。

$$h_t = h_d + h_f + h_s \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで h_d はホールドアップの動的部分を示す。 h_f の大きさは h_s と比較して小さいが, 液流速が小さいときは h_d が小さくなるので h_f を無視できなくなる。

2.2.1 ホールドアップの実測データ

Table 2にホールドアップの測定が行なわれた実験の条件を総括して示す。高炉内の流れの条件と比較して, この表に示した実験の条件には次の特徴がある。

液の粘性係数については, 比較的広い範囲(0.00059~0.185 Pa·s)の測定が行なわれている。しかし, Gardner⁶⁾とPiret²⁸⁾の実験を除いて, 液流速は高炉の場合より大きく, しかもこの2者は液体として水を用いているのみである。さらに, ほとんどの実験はリング, サドルなどの人工充てん物を用いており, 高炉内のコークスと関連性の強い球, あるいは破碎固体を用いた実験は少ない。

ぬれる系での実験にくらべてぬれない系の実験は少なく, かつ限られた条件下で測定が行なわれている。Warner⁷⁾, Standish^{8), 9)}, Andrieu³⁶⁾は, リングまたはサドルを充てん物として用い, 高炉の場合よりも著しく高い液流速で実験を行なっている。高炉内の条件に近いのはGardnerの実験のみであるが, 前述のように液体として水しか用いていない。

Table 2 Experimental conditions of holdup measurements by various authors

Ref.	Author	Column dia. x height (m)	Packing material	Size (mm)	Liquid	Liquid				Measurement	
						u ($\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$)	ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	μ ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)	σ ($\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$)	method	remarks
25)	Elgin & Weiss	0.073 x 1.5	CL-BS POR-BS CL-RR CL-SP	13 6.3 16 13	Water	1.01-56.8	1000	0.001	0.072	DR	G, FL
26)	Uchida & Fujita	0.36 x 1.5	POR-RR Crushed	15,26,35 16,25,35	Water	0.53-55.5	1000	0.001	0.072	DR	G, FL
27)		0.26 x 1.5, 3.3	Lime								
28)	Piret et al.	0.762 x 1.83	Gravel	42.7	Water	0.065-3.05	1000	0.001	0.072	DR	
29)	Jesser & Elgin	0.152 x 1.28	GL-SP BS C-RR	13,19,25 6.3,13,25 13	Water Water, Aq.sol.of NaCl,SA, Sugar	0.72-48.5	1000-1206	0.001-0.01	0.029-0.081	DR	
24)	Schulman et al.	0.254 x 0.91	POR-RR POR-BS C-RR	13,25,38 13,25 25	Water	0.69-13.9	1000	0.001	0.072	WEI	G, HS
30)	Shulman et al.	0.254 x 0.91	POR-RR POR-BS C-RR	25 25 25	Aq.sol.of sorbitol, CaCl ₂ ,SA Methanol Benzene	1.39-13.9	800-1320	0.00059 0.185	0.0226-0.086	WEI	HS
31)	Larkins et al.	0.05 x 0.1 x --	RR SP CYL	9.5 3,9.5 3	Aq.sol. & Org.sol.	0.14-265	800-1200	0.00033-0.041	--	DR	Co-curr. gas flow
32)	Ross	0.05 x 1.9	Catalyst cylinder	4.8x4.8	Water	0.68-16.9	1000	0.001	0.072	DR TR	
33)	Mohunta & Laddha	0.076 x 0.6	RR LR SP	6.3,9,13 6.3,9 13	Water Aq.sol.of C.M.C.	0.60-32	800-1320	0.0006-0.162	0.226-0.086	DR	
34)	Broz & Kolar	0.19 x 1.0	GL-SP	10.2	Water Aq.sol.of glycerol, methanol	0.22-19.9	843-1212	0.0089-0.057	0.028 0.073	WEI	G, HS
35)	Tichy	-- x 1.0	GL-SP	10,15,20	Water Aq.sol.of glycerol, butanol, K ₂ CO ₃	0.763-5.23	993-1430	0.001-0.02	0.0405-0.073	--	G
Non-wetting experiments											
6)	Gardner	rectang. .19 x .22 x .61	Coke coated with silicone	6.3-13 13-19 19-25	Water	0.068-1.013	1000	0.001	0.072	h_g ; TR h_o ; DR	G, HS
7)	Warner	0.047 x 0.53	ST-RR	6.3	Mercury	0.54-7.35	13600	0.0015	0.47	h_g ; WEI h_o ; DR	
8)	Standish	0.44 x --	ST-RR	6.3	Mercury	1.07-10.7	1000-136000	0.001-0.0023	0.072-0.47	WEI	HS
9)			POR-RR C-RR POR-BS		Cerro-bend Water						
36)	Andrieu	0.15 x --	POR-RR silicone coated	10	Water	3.15-6.30	1000	0.001	0.072	--	G, FL, HS

Abbreviations

CL = clay, POR = porcelain, GL = glass, C = carbon, ST = steel, BS = berl saddles,
RR = raschig rings, SP = spheres, LR = lessig rings
SA = surface active agent, C.M.C. = carboxy-methyl-cellulose
DR = draining, WEI = weighing, TR = tracer method
G = with gas flow, FL = flooding velocities measurement also, HS = static holdup measurement also.

ぬれる系とぬれない系との間のホールドアップを比較した実験は更に少ない。Standish は両者の間で動的ホールドアップには差がないと結論した。また彼が示した静的ホールドアップの測定値は、明らかにぬれない系の方が小さかった。Andrieu は、ラシヒリングを用いて実験し、ぬれる系の静的ホールドアップが 5.4 % であるのに対しぬれない系では 2.3 % と低く、動的ホールドアップはぬれない系の方が相対値で 10 % 低いと報告した。

2.2.2 動的ホールドアップの一般化された推定式

これまでに報告されている動的ホールドアップの推定式のうち一般化されているものを Table 3 に示す。これらの式は全て無次元化されているが、Buchanan³⁸⁾ と Gelbe³⁹⁾ の式はラシヒリングの充てん塔にのみ適用される。Gelbe の定義した動的ホールドアップは、他の研究者が用いている Shulman らの定義した動的ホールドアップと異なるため、 h_0^* として示した。なおこれらの式は全てぬれる系の実験に基づいている。

Davidson⁴⁰⁾ の式は垂直方向に互いに鎖状に接続された球の表面を流れる液体の流速とホールドアップとの関係に関する研究結果に基づくものであり、球表面を膜状に流れる液体流が層流であるような低流速域で成立する。このような条件下では、動的ホールドアップは流速の $1/3$ 乗に比例し、流速が大きくなると流れが層流でなくなるためべき数は $1/3$ より大きくなる。

この表に示した推定式(3)、(4)および(5)は、使用した記号と粒子形状の補正方法の差異を除けば、すべて同じ 2 種類の無次元数を用いている。すなわちレイノルズ数 $Re (= \rho_L u D / \mu_L)$ とガリレイ数 $Ga (= Re^2 / Fr)$ 、 Fr はフルード数 $= u^2 / g D$ である。一方、推定式(7)はこれらの無次元数の他にさらにもう一種の無次元数 We / Fr (We はウェーバー数 $= \rho_L u^2 D / \sigma$) をも用いている。また推定式(6)の右辺第 1 項は、 Fr / Re である。したがってこれらの推定式は、 Re 、 Fr 、 We の 3 つの基本的な無次元数により組み立てられているといえる。

推定式(3)~(5)を用いてぬれない系について測定された Warner⁷⁾ と Gardner⁶⁾ の実測値と推定値を Table 4 に比較して示した。Davidson の推定式(4)は流速 u が大きいところでは比較的良い推定値を与えるが、流速が小さくなると実測値と比較して著しく大きい推定値を与える。推定式(3)と(5)は、いずれも比較的良い推定値を与えるが、流速の小さいところでは、測定値の半分以下の値を示す。

2.2.3 静的ホールドアップ

Dombrowski と Brownell⁴¹⁾ は充てん層を液中に沈めた後に引き上げ、排出されずに充てん層内に残る液体の量を測定し、充てん層内の空間に占める液体の容積分率(残留飽和率 S_r)を求め、これと無次元のキャピラリー数(Capillary number, N_{cap})との関係を Fig. 3 のように示した。 N_{cap} は重力以外の外力が作用しない場合、(8)式により示される。⁴²⁾

$$N_{cap} = \frac{\epsilon^3}{5 a_t^2} \cdot \frac{g \rho_L}{\sigma \cos \theta} \dots\dots\dots (8)$$

Table 3 Published correlations for operational holdup

Eq. No.	Author	Correlation	Ref.
(3)	Otake and Okada	$h_o = 1.295 \left(\frac{d_p u^0 \rho_\ell}{\mu_\ell} \right) 0.676 \left(\frac{g d_p^3 \rho_\ell^2}{\mu_\ell^2} \right)^{-0.44} (a_t d_p)$	37
(4)	Davidson	$h_o = 1.217 \left(\frac{2\pi u^0 \rho_\ell}{a_t \mu_\ell} \right)^{1/3} \left(\frac{g d_p^3 \rho_\ell^2}{\mu_\ell^2} \right)^{-1/3} (a_t d_p)$	40
(5)	Mohuntha and Laddah	$h_o = 16.13 \left(\frac{\mu_\ell u^3 N}{g^2 \rho_\ell} \right)^{1/4} (N d_{pe}^3)^{-1/2}$	33
(6)	Buchanan [†]	$h_o = 8.1 \left(\frac{\mu_\ell u}{\rho_\ell g d_p^2} \right)^{1/3} + 1.8 \left(\frac{u^2}{g d_p} \right)^{1/2}$	38
(7)	Gelbe [†]	$h_o^* = 1.59 \left(\frac{d_i}{d_p} \right)^{-5/9} \left(\frac{\rho_\ell g}{\sigma} d_h'^2 \right)^{-1/7} \left(\frac{g d_h' \rho_\ell^2}{\mu_\ell^2 a_t^2} \right)^{-0.3} \left(\frac{u \rho_\ell}{a_t \mu_\ell} \right)^n$ <p style="text-align: center;">n = 1/3 for $\rho_\ell u / a_t \mu_\ell < 1$; n = 5/11 for $\rho_\ell u / a_t \mu_\ell \geq 1$</p>	39

† Valid only for raschig ring packings

Table 4 Comparison of observed operational holdup
on non-wetting beds with calculation

Worker System	Warner 7)		Gardner 6)		Blast furnace	
	Mercury-steel raschig ring		Water-coke coated with silicone fluid		Metal	Slag
d_p (m)	0.00635	0.0155	0.022	0.024		
a_t (m^{-1})	635.8	349.8	244.5	229.2		
N (m^{-3})	3108000	276000	96500	87300		
d_{pe} (m)	0.00727	0.0155	0.022	0.024		
ϵ (-)	0.72	0.456	0.462	0.45		
ρ_l ($kg \cdot m^{-3}$)	13600		1000	6600	2600	
μ_l (Pa·s)	0.00155		0.0009	0.005	0.3	
θ (deg.)	140		90	125	115	
u ($m \cdot s^{-1}$)	0.00571	0.00141	0.00067	0.00101	0.00008	0.00008
Measured h_o	0.074	0.023	0.0080	0.0263	0.0050	0.0127
Data h_s	0.136	0.119	0.0213		0.0168	
Calculated (4) h_o by Eq.	0.0685	0.043	0.0205	0.0505	0.0161	0.0348
(3)	0.0597	0.0232	0.0033	0.0208	0.0026	0.0125
(5)	0.0755	0.0265	0.0027	0.0203	0.00206	0.0116
					0.0154	0.0824
					0.0028	0.0077
					0.0022	0.0076

ただし θ は接触角であり a_t は比表面積で(9)式により示される。

$$a_t = \frac{6(1-\varepsilon)}{d_p \phi} \quad \dots\dots\dots (9)$$

h_s の定義と S_r の定義は、測定法が異なるので厳密には同じ意味を持たないが、両者の関係は形式的に(10)式により示すことができる。

$$h_s = \varepsilon S_r \quad \dots\dots\dots (10)$$

(8)式は接触角 θ が 90° に近づくと N_{cap} は無限大となることを示していて、Fig. 3から、このとき S_r が0に、したがって h_s が0に近づくことがわかる。しかし、Table 4に示したように、 θ がほぼ 90° の Gardner の測定値では h_s は約 0.02 であり0でないことから(8)式は θ を含んでいるがぬれない系には適用できないと判断される。

h_s は、固-気-液あるいは、気-液界面の力により液体が支えられるため充てん層内に残留する液体量であり、層内の空間が全て液体で満たされた場合にはこのような力は0になる。したがって h_s には一定の上限があると考えられ、Fig. 3 の形の関係が一般的であると判断される。

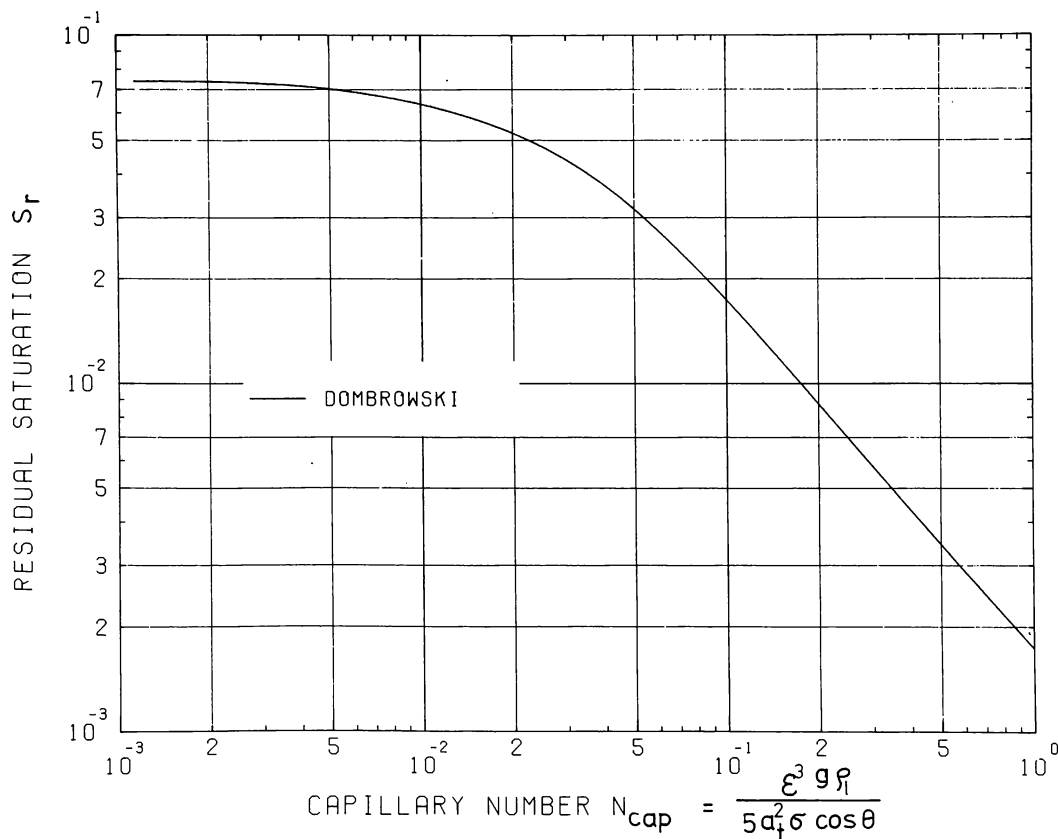


Fig. 3 Relationship between residual saturation, S_r , and capillary number, N_{cap} , after Dombrowski and Brownell⁽⁴¹⁾

2.3 ガス流が存在する場合の液ホールドアップとガス圧力損失

Fig. 4 は、気液向流充てん層内のガスの圧力損失ならびにホールドアップのガス流速による変化を実測値⁴³⁾に基づき両対数グラフ上に概念的に示したものである。

ホールドアップは Fig. 4 a に見られるようにガス流速が低い場合にはほとんど変化しないが、わずかに増加する程度であるが、充てん層と液体の条件によって決まる一定の限界流速（図中 a-a'により示す）に達すると顕著に増加し始め、ガス流速がさらに増すにつれてその増加率が増し b-b'で示されるガス流速以上では、増加率が無限大に近くなる。

一方、Fig. 4 b に見られるようにガスの圧力損失の対数値は、最初はガス流速の対数値に対しほぼ直線的に増加し、a-a'を越えるとその直線関係から次第に上方にずれ始め、さらに b-b'を越えるとガス流速のわずかな増加によって急上昇するようになる。

a-a'で示される限界はローディング（loading）点と呼ばれ、b-b'で示される限界はフラッディング（flooding）点と呼ばれる。a-a'とb-b'との間の領域はローディング領域であり、フラッディング点を越えると層内を降下しうる液体量は供給液量より少なくなるため、液ホールドアップが急速に増し、同時にガス圧力損失も急上昇する。

2.3.1 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少ないので通常一定とみなされ、ガス流のない場合の推定式が用いられている。

しかしローディング領域に適用できる推算式は少ない。内田と藤田^{26), 27), 44)} および、Mersmann⁴⁵⁾ は、線図の形でホールドアップを推算する方法を示しているが、高炉内のような低い液流速範囲を含んでいない。また Gardner⁶⁾ が示した実験式は、液流速の十分低い範囲まで適用できるが、この式は一般化されておらず、実験の行なわれたシリコン油含侵コークス/水/空気系以外の系には拡張し難い。

2.3.2 乾燥充てん層内のガス圧力損失

乾燥充てん層内のガス圧力損失は抵抗係数 f_k とガス流に関する粒子レイノルズ数 Re_g との2つの無次元数の間の関係として整理される場合が多い。ここで f_k と Re_g は (11), (12) 式により示される。

$$f_k = \frac{\Delta P d_p \phi}{\Delta L \rho_g V^2} \cdot \frac{\epsilon^3}{1 - \epsilon} \dots\dots\dots (11)$$

$$Re_g = \rho_g V d_p \phi / \mu_g \dots\dots\dots (12)$$

Ergun⁴⁶⁾ は破碎固体の充てん層について測定した圧力損失から

$$f_k = 1.75 + 150 (1 - \epsilon) / Re_g \dots\dots\dots (13)$$

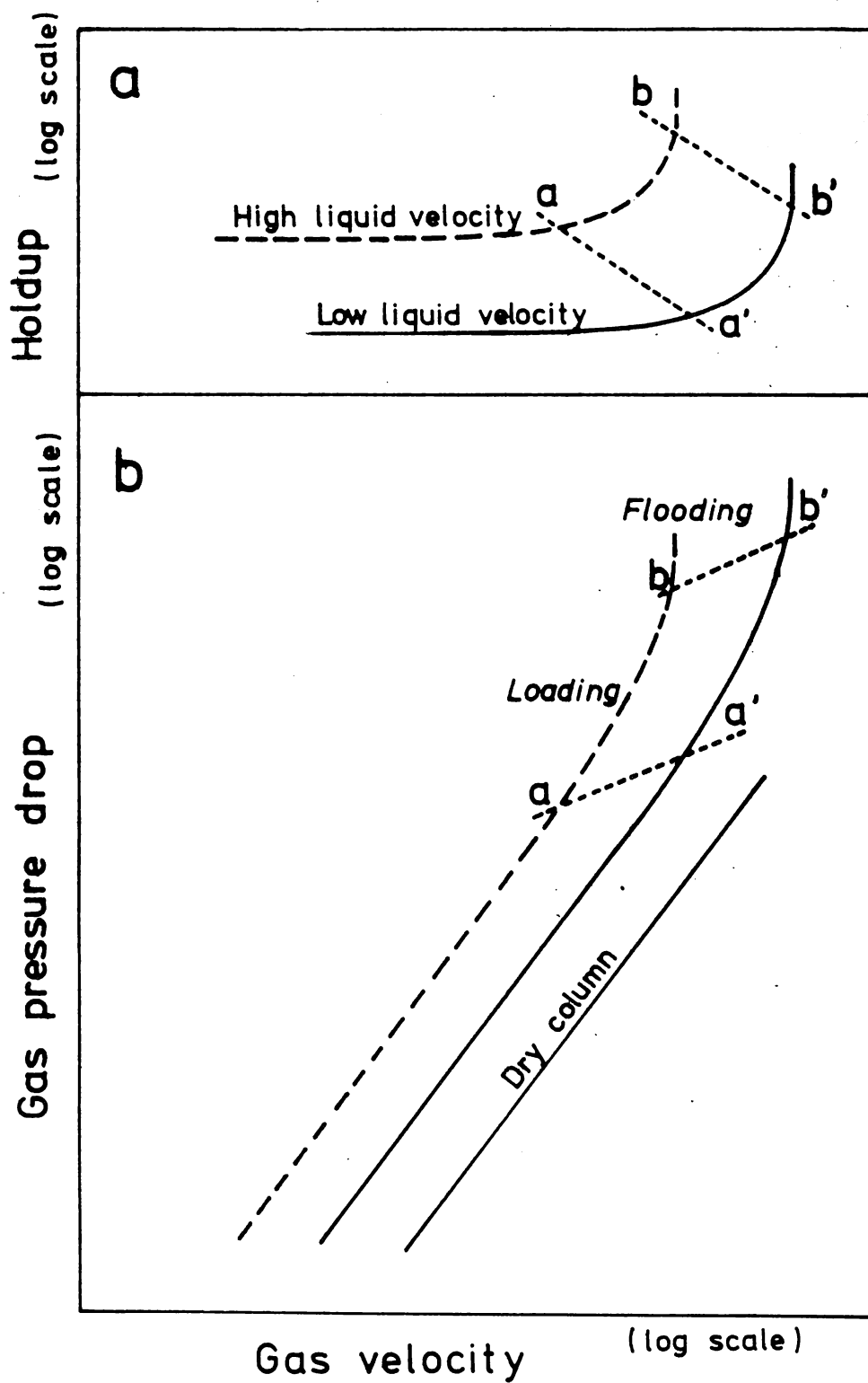


Fig. 4 Schematic diagram of variation of (a) holdup and (b) gas pressure drop as function of gas velocity in counter-current gas-liquid flow through a packed bed.

の関係を与え、一方 Carman⁴⁷⁾ は主として球の充てん層の圧力損失の測定値をもとに次の関係を与えた。

$$f_k = 2.87 \left(\frac{1-\epsilon}{Re_g} \right)^{0.1} + 180 (1-\epsilon) / Re_g \quad \dots\dots\dots (14)$$

(13) 式の定数 150 と 1.75 をそれぞれ k_1 , k_2 とおいて、圧力損失のより一般的な式 (15) を得る。

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \left\{ k_1 \left(\frac{1-\epsilon}{d_p \phi} \right)^2 \mu_g V + k_2 \left(\frac{1-\epsilon}{d_p \phi} \right) \rho_g V^2 \right\} / \epsilon^3 \quad \dots\dots\dots (15)$$

山田ら⁴⁸⁾ は、(15) 式中の定数項を

$$k'_1 = k_1 / \phi^2 \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$k'_2 = k_2 / \phi \quad \dots\dots\dots (17)$$

とおいて式を書き換え、高炉装入物大のコークスおよび焼結鉱の充てん層の圧力損失の実測値のそれぞれについて k'_1 , k'_2 を求め、これらは、同一装入物であってもその粒度によって変化すると報告した。

限られたガス流速の範囲内であれば (15) 式の k_1 , k_2 を適当に選ぶことにより (14) 式で示される f_k による圧力損失式も十分な精度で表現できるので、乾燥充てん層の圧力損失は一般的に (15) 式により示されると考えてよい。

2.3.3 かん液充てん層のガス圧力損失

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。

Lava⁴⁹⁾ は Sherwood 線図⁵⁰⁾ を修正したフラッキング線図を示し、この線図上に等圧力損失線を示した。一方、Mersmann⁴⁵⁾ は、彼自身が提案したフラッキング線図上に同様に等圧力損失線を示した。いずれの線図も液体側の条件を示す横軸は、液流速 u に比例する無次元数であり、この無次元数には、静的ホールドアップ h_s に影響する表面張力は含まれていない。したがって、これらの線図においては h_s の影響は考慮されておらず、また液の流速範囲も高炉内の場合より大きい範囲についてしか示されていない。

またこれらの実験式の形で整理された圧力損失式のほとんどは全ホールドアップ h_t を含み、 h_t を与えて圧力損失を求める形になっている。しかし前述のようにローディング領域の h_t を推定する適当な式がないので、このような式は、それだけではローディング領域に適用できない。

このようなかん液層の圧力損失 $\Delta P_w / \Delta L$ の実験式は、液を流す前の乾燥時の圧力損失 (とくに区別するために $\Delta P_d / \Delta L$ で示す) と関係づけて

$$\frac{\Delta P_w}{\Delta L} = \frac{\Delta P_d}{\Delta L} \cdot F \quad \dots\dots\dots (18)$$

の形で表現されている場合が多い。Fの実験式は研究者によって異なり、次に示すように種々の形の実験式が提案されている。

$$\text{内田, 藤田}^{44)} : F = e^{kh_t} \quad \dots\dots\dots (19)$$

ただし k はラシヒリングと破碎石灰石でそれぞれ 1.5 と 2.0 である。

$$\text{Brauer}^{51)} : F = [1 + h_t / (1 - \epsilon)] / (1 - h_t / \epsilon)^3 \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\text{Morton}^{52)} : F = 1 / (1 - h_t / \epsilon)^3 \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\text{Buchanan}^{53)} : F = [1 - 2.0 (h_t - 0.01)]^{-5} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\text{Warner}^{7)} : F = 1 + 23.9 h_t^2 \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\text{Jeschar et al}^{5)} : F = \left[\frac{1 + h_t / (1 - \epsilon)}{1 - h_t / \epsilon} \right]^{1.2} \left[1.5 \frac{u \epsilon}{V h_t} + \frac{\epsilon}{\epsilon - h_t} \right]^{1.8} \quad \dots\dots (24)$$

$$\text{Teutch}^{54)} : F = \varphi (Fr_m \cdot Re_m^{-0.8} [1 + 5 \cdot 10^{-5} Re_{mg}]) \quad \dots\dots (25)$$

ここで

$$Fr_m = \frac{u^2 \cdot (1 - \epsilon)}{\mathcal{F} d_p \phi} \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$Re_m = \frac{\rho_\ell u d_p \phi}{\mu_\ell (1 - \epsilon)} \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$Re_{mg} = \frac{\rho_g V d_p \phi}{\mu_g (1 - \epsilon)} \quad \dots\dots\dots (28)$$

であり、また φ は図によって示された関数関係を示す。

(23) 式以外の式は全てぬれる系の実験結果に基づいている。また (24), (25) 式以外は、F を ϵ と h_t の関数としている。(24) 式では、 h_t が一定で V が増したとき、すなわちローディング点以下の条件下で F は小さくなる。一方、(25) 式では、 Re_{mg} が V とともに増すので、F は V の増加により増加する。

(25) 式は液体の流れの影響を Fr_m 、 Re_m の 2 つの無次元数で評価し、 h_t を知らなくても圧力損失が推定できるためローディング域にも適用できるとされている。しかし式から明らかかなように静的ホールドアップの効果が考慮されていないため、低液流量のときは相対的に液体の影響を過少に評価することになり、この式をそのまま高炉に適用するのは問題である。

このように、研究者間で推定式が異なっているため、高炉内のように通常の化学反応装置内と流れの条件が異なっている系に適用する前に、推定式の妥当性を検討しなければならない。

2.3.4 フラッディング

フラッディングは充てん塔を通過するガスまたは液体の速度を制限するので、多くの研究者により研究されている。測定されたデータをもとにフラッディングの起こる条件を一般化する試みがなされ、Sherwood⁵⁰⁾あるいはMersmann⁴⁵⁾が提案した線図による方法がしばしば高炉の操業解析に引用されている。

Sherwoodらは、次の2つのパラメーターを用いてフラッディングの判定を行なえる線図を提案した。

$$\text{Flooding factor} : \frac{V^2 a_t \rho_g}{g \varepsilon^3 \rho_l} \eta^{0.2} \dots\dots\dots (29)$$

$$\text{Fluid ratio} : \frac{u}{V} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \dots\dots\dots (30)$$

その後Lobo⁵⁵⁾は種々の充てん物の a_t/ε^3 を実測により求め、それまでに報告されたデータをSherwood線図にプロットして、フラッディングの限界条件を示した。Fig. 5AはLoboらにより示された限界線をSherwood線図上に示したもので、図中でこの限界線よりも右上の領域ではフラッディングが起こり、左下の領域では起こらない。図中に示した他の研究者のデータについては後述する。

Mersmannは、Sherwood線図のパラメーターの一つであるFlooding factorが無次元でないことと、変数Vが両方のパラメーターに含まれている点を批判して、簡単化した流れのモデルにもとづく理論的考察から、フラッディングを次の2つのパラメーターにより判断することを提案した。

$$\text{無次元圧力損失} : \frac{\Delta P_d / \Delta L}{g \rho_l} \dots\dots\dots (31)$$

$$\text{無次元かん液量} : \left(\frac{\mu_l}{\rho_l g^2} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{u(1-\varepsilon)}{d_p \varepsilon} \dots\dots\dots (32)$$

Fig. 5BにMersmann線図を示す。Fig. 5Aと同様に図の実線により示された限界線よりも右上の部分でフラッディングが起こる領域であり、左下は起こらない領域を示す。なお、点線はローディング限界を示す。

上記のSherwoodもMersmannも液体の表面張力の影響を無視しているが、Newton⁵⁶⁾はSherwood線図の横軸のFluid ratioに $(\sigma_w/\sigma)^3$ を乗じて表面張力の効果を補正することを提案した。その後StandishとDrinkwater¹⁰⁾は σ_w/σ の指数を2.5とすることを提案した。

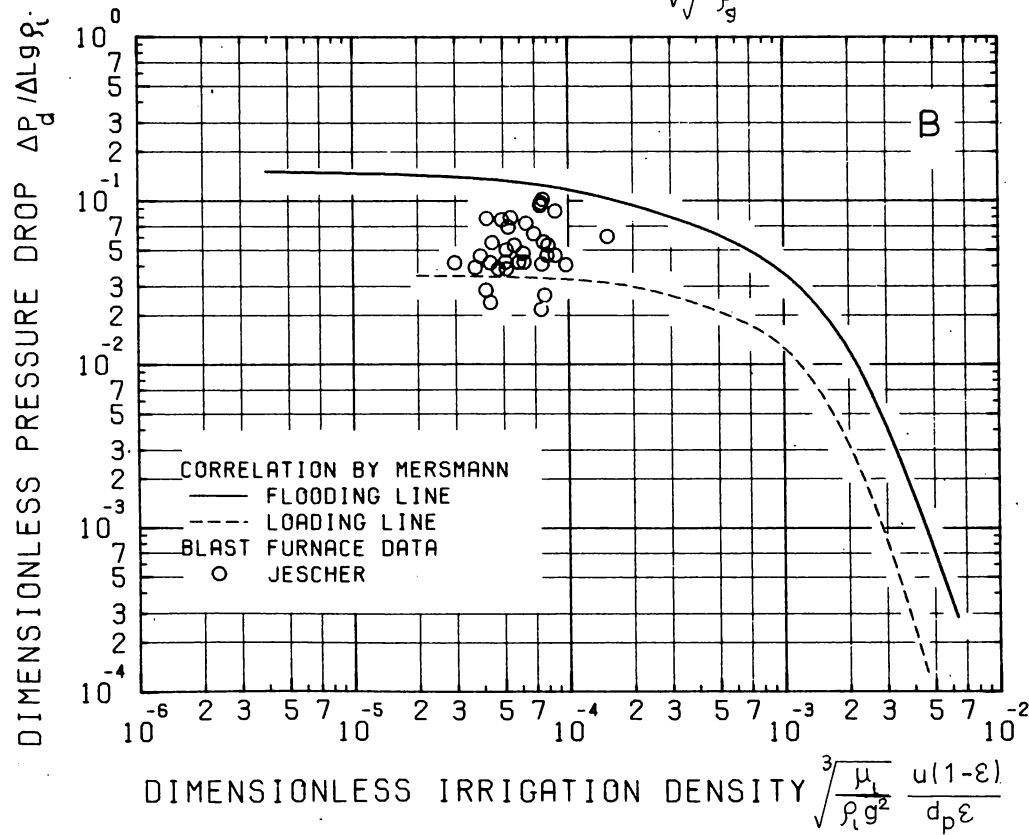
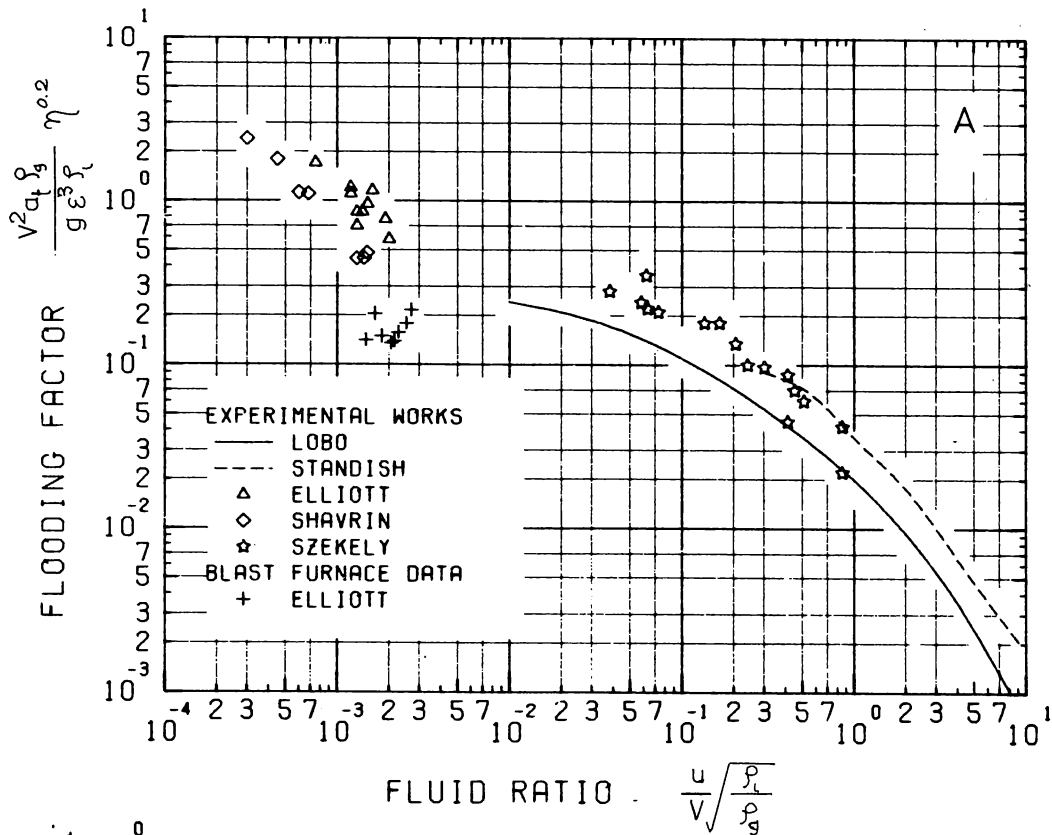


Fig. 5 Flooding diagrams showing the limiting condition for flooding (The bottom left region corresponds to non-flooding operation).
 A: after Sherwood⁵⁰⁾, B: after Mersmann⁴⁵⁾

これら2者はいずれも表面活性剤を添加することにより表面張力を変えて実験を行なっている。SherwoodあるいはMersmann線図にプロットされたデータは表面張力の小さい油を用いた実験データを含んでいるにもかかわらず、表面張力の影響が見られない。このことから、Newton, Standishの実験はむしろ表面活性剤の効果を示していると考えられる。

Leva⁴⁹⁾は、Sherwood線図の縦軸のFlooding factorに $(\rho_w/\rho_l)^2$ を乗じて液密度の補正を行なう提案をした。しかしSzekelyとMendrykowski¹¹⁾は液体としてHgを用いた彼等の実験結果が、Levaの示した補正を行なった場合よりも、もとのSherwood線図に近いことを示した。

Fig. 5 Aに示したデータは、特に高炉への応用にとって興味ある実験にもとづくものであり、以下に詳述する。

Elliottら¹⁾は径5cmのガラス管を充てん塔として用い、5mmのガラス玉/ワックス/加熱空気の系について実験を行なった。Loboの示したフラッディング限界線がFluid ratioで0.01~10の範囲にあるのに対し、Elliottらのそれは0.0007~0.002であり、高炉におけるFluid ratioの範囲0.001~0.003を含んでいる。

Shavrinら¹²⁾は、炭素球/スラグ(32%CaO, 46.9%SiO₂, 5.7%MgO, 15.4%Al₂O₃)/N₂の系について実験を行ない、Elliottらの実験値とほぼ一致する結果を得た。しかしこの実験は塔径3cmに対し、1.1cmの球形粒子を用いているので、その実験精度については疑わしい。

SzekelyとMendrykowski¹¹⁾は径5cmのガラス管を充てん塔に用いて、径3.2mmおよび6.35mmのガラス玉、6.35mmの円柱および"interlock"サドル/水銀/N₂およびHeガス系について実験を行なった。StandishとDrinkwater¹⁰⁾はワックスでコーティングした粒子/水/空気系について実験を行なっている。Fig. 5 Aからわかるように、両者の実験は、高炉内より大きいFluid ratioの範囲内で行なわれていて、Loboの示した限界線に比べてほぼ2倍のFlooding factorを得ている。またこれらの両者が用いた液体の密度が大幅に異なるにもかかわらず、いずれもほぼ同一の結果が得られた点は興味深い。またいずれもぬれない系について実験が行なわれている点は注目される。

RikhterとPotevnya¹³⁾は、ZnCl₂のアルコール-ひまし油溶液、60℃のグリセリンおよび砂糖の水溶液を用いて、これらの液の密度を1210Kg/m³に、また粘度を0.0124Pa·sに一定に保ち、それらの表面張力をそれぞれ0.029, 0.050および0.0845N·m⁻¹に変えて実験を行なった。25~50mmに篩分けしたコークスをシリコン樹脂でコーティングして充てん粒子とした。上記の各表面張力に対応する接触角は、それぞれ15, 60および100°

であった。実験結果をMersmann 線図にプロットした結果、接触角に対する補正項として $(\cos \frac{\theta}{2})^6$ を横軸の無次元かん液量に乗ずることを提案した。この実験は液の表面張力と接触角の効果のみを取り出した点で興味深いだが、彼らの示した実験値のプロットは縦軸の無次元圧力損失がMersmann の示した限界線の約 $1/5$ であり、その実験精度に疑問が残るため、Fig. 5 B には示さなかった。なお、これ以外の上述の各研究者の実験値は、Sherwood 線図上に示されただけで詳細な実験データが発表されていないため、Mersmann 線図上にこれらのデータをプロットすることができなかった。

2.4 高炉操業への適用

本章の緒言で述べたようにフラッディングは高炉の生産性を制限する要因の一つと考えられている。^{1)~5)} これは、Elliott ら¹⁾ が指摘したように、フラッディングに影響を及ぼす要因と棚吊りの原因として一般的に考えられている要因との一致を考慮すれば容易に理解できるところである。しかし、実際の高炉でフラッディングが起こっていることを示す明白なデータは得られていないようである。Fig. 5 に示したように、高炉の水平断面にガスと液体が一樣に流れていると仮定して推定した炉内の状態はフラッディング限界線の直下であり、少なくとも炉内はローディングの状態にあることを示唆している。

Nakane ら⁵⁷⁾ は、実験高炉でフラッディングを起こさせようと装入原料に高炉滓と粒銑を添加して液流量を $0.4 \text{ Kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ まで上昇させたが、明白なフラッディングは観察されず、その代わりにシャフト部でチャンネルリングとそれにつづく流動化を観察した。また桑野ら⁵⁸⁾ は、小型の商用高炉における研究と試験高炉の実験結果から、これと同様の現象を報告し、コークス層の流動化の可能性を示唆した。

3 スケールアップの条件の検討と実験条件の選定

高炉内と同様の条件を再現するため、溶銑，溶滓，コークスを用いて高温で精度の高い実験を行なうことは困難と考え、本研究では、室温で実験を行なうことにした。

室温において得られた実験結果を高炉に適用するためには、両者の流れができるだけ相似になるように実験条件を選定する必要がある。流れの相似性は、流体に働く力の相対的な大きさを等しくすることによって保たれ、したがってスケールアップの条件としては流体に働く力の比から得られる無次元数が高炉と実験装置で等しいことが要求される。⁵⁹⁾

液体の流れに影響を及ぼす力は次の通りである。

$$1) \text{ 重 力} \quad f_g = \rho g D^3 \quad \dots\dots\dots (33)$$

$$2) \text{ 慣 性 力} \quad f_i = \rho u^2 D^2 \quad \dots\dots\dots (34)$$

$$3) \text{ 粘性力} \quad f_v = \mu u D \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$4) \text{ 表面力} \quad f_s = \sigma D \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$5) \text{ 固-液界面力} \quad f_{si} = \sigma D (1 + \cos \theta) \quad \dots\dots\dots (37)$$

$$6) \text{ 充てん層を流れるガス流から液体が受ける力} \quad f_p = \frac{\Delta P}{\Delta L} D^3 \quad \dots\dots\dots (38)$$

ここでDは系の代表長さであり、充てん層内の流れの場合にはふつう粒子径（または等価粒子径）が用いられる。厳密には、(33)から(38)式の右辺にはそれぞれ適当な比例定数が必要である。しかしここではそれぞれの力の相対的な変化だけを問題としているので、この比例定数は省略した。これらの式のうち(33)～(36)式は容易に理解される。ここでは(37)および(38)式について簡単に説明する。

(37)式は単位面積あたりの液体と固体の可逆付着仕事量 W_a が平衡状態では

$$W_a = \sigma (1 + \cos \theta) \quad \dots\dots\dots (39)$$

によって示されることに基づいている。エネルギーEと力fとの間には

$$E = f D \quad \dots\dots\dots (40)$$

の関係にあり、またこの場合には

$$E \propto W_a D^2 \quad \dots\dots\dots (41)$$

であるから、固液界面力 f_{si} として(37)式を得る。

液体がガス流から受ける力は、ガスの圧力損失に比例すると仮定し(38)式を得た。この場合の比例定数は、たとえばホールドアップ等の液体側の条件に依存して変化する可能性がある。しかし液流のスケールアップに関する他の条件が満たされていれば、比例定数も同一となると予想されるので、他の式と同様に比例定数を省略した。

代表長さDとして充てん粒子径 d_p を用い、上述の6個の力から5個の互いに独立な無次元数を導く。この場合、各々の力の組み合わせ方法は任意であるが、従来よく用いられている無次元数を参考にして、以下の無次元数を導いた。

$$\text{レイノルズ数} \quad Re = f_i / f_v = \rho_\ell u d_p / \mu_\ell \quad \dots\dots\dots (42)$$

$$\text{ガリレイ数} \quad Ga = f_i f_g / f_v^2 = d_p^3 \rho_\ell^2 g / \mu_\ell^2 \quad \dots\dots\dots (43)$$

$$\text{Capillary 数} \quad C_p = f_g / f_s = \rho_\ell g d_p^2 / \sigma \quad \dots\dots\dots (44)$$

$$\text{無次元界面張力} \quad N_c = f_{si} / f_s = 1 + \cos \theta \quad \dots\dots\dots (45)$$

$$\text{無次元圧力損失} \quad \Delta P^* = f_p / f_g = \Delta P / (\Delta L \rho_\ell g) \quad \dots\dots\dots (46)$$

これらの無次元数のうち C_p は We / Fr に等しいので、 Re 、 Ga および C_p は表3に示した動的ホールドアップの推定式に用いられている無次元数であり、さらに C_p は本質的には(8)式に

Table 5 Diameter and density of packings used in the experiments

Packing	Mean diameter (mm)	Standard deviation (mm)	Apparent density ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	Symbol
Polythene spheres	13.2	0.10	921	PL13
	9.0	0.08		PL9
	10.6	--		PLM**
Alumina spheres	13.1	0.34	3465	AL13
Wax-coated polythene spheres	13.3	0.10	921	W13
Glass spheres	8.1	0.15	2500	G8
Wax-coated coke	11.0	9.5~12.7*	1210	C11

* size range (openings of sieves)

** 50-55% mixture of PL13 and PL9

示した N_{cap} と同じであることがわかる。

Table 5 と Table 6 に実験に用いた充てん粒子と液体の物理的諸性質を示す。また Table 7 に上述の各無次元数の高炉における推定値と本実験におけるこれら無次元数の水準範囲とを比較して示した。なお無次元圧力損失は高炉内の値を推定することが困難であるため示されていない。しかし本実験では、流動化あるいはフラッディングが起こる限界値付近までガス流速を増大しているため、液体側の相似条件が満たされていればこのガス側の条件も満たされていることとなる。Table 7に見られるように溶銑の G_a と N_c の値は実験におけるこれらの無次元数の水準範囲に入っていないが、他の無次元数の高炉内推定値は、十分実験におけるそれらの水準範囲に含まれている。それぞれの無次元数は本実験では比較的広い範囲に変えられているので、上述のように相似条件の一部は満たされていないにもかかわらず、室温下における本実験は、高炉内の状態を良く再現するものと予想される。

同一寸法、形状の充てん物を用いて異なった接触角を得るために3種の球形粒子を用いた。またワックスコーティングの試料は、通常容易に得られる物質のなかで最大の接触角を示すものとして選んだ。このワックスコーティング試料上の CaCl_2 水溶液の接触角は、最大値 114° であった。

また ZnCl_2 水溶液は、液体の密度の効果を知るために用いた。とくにフラッディングと流動化の競合を調べるために高炉内のスラグとコークスの密度比に近い値を得る目的で、高濃度の水溶液

Table 6 Concentration and physical properties of liquids used in the experiments

Liquid	Concentration (wt. %)	Density ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	Viscosity* (Pa·s)	Surface tension ($\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$)	Contact angle on polythene, wax (degree)	Symbol
Water	--	1000	0.0010	0.0732	92.6 105.6	WATR
Aq. sol. of ethanol	96**	807	0.0016	0.0240	0 ---	ETOH
Aq. sol. of glycerol	80	1210	0.064	0.0652	88.1 96.6	GLY
Aq. sol. of CaCl_2	35	1350	0.0059	0.0888	108.9 114.1	CACL
Aq. sol. of ZnCl_2	75	1920	0.034	0.0809	84.5 97.9	ZNCL

* Nominal value,

** Azeotrope

Table 7 Dimensionless numbers for blast furnace and for the experiments with different liquids

System	Liquid	Re	Ga ($\times 10^4$)	Cp	Nc
Blast furnace	Metal slag	2.5	23600	34	0.43
		0.017	1.0	31	0.06 ~ 0.74
Experiment	WATR	0.07 ~ 22	610 ~ 2600	8.6 ~ 23	0.73 ~ 2.0
	ETOH	0.05 ~ 7	83 ~ 350	25 ~ 63	2.0
	GLY	0.005 ~ 0.11	0.18 ~ 0.74	12 ~ 30	0.88 ~ 2.0
	CACL	0.02 ~ 4.5	26 ~ 110	9.5 ~ 25	0.59 ~ 0.68
	ZNCL	0.01 ~ 0.6	1.6 ~ 6.9	15 ~ 40	0.86 ~ 1.1

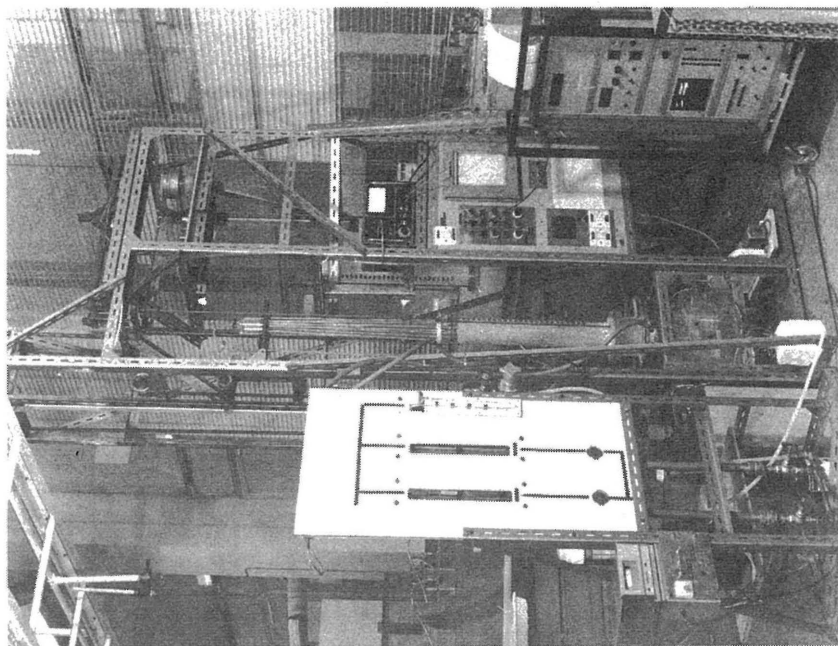
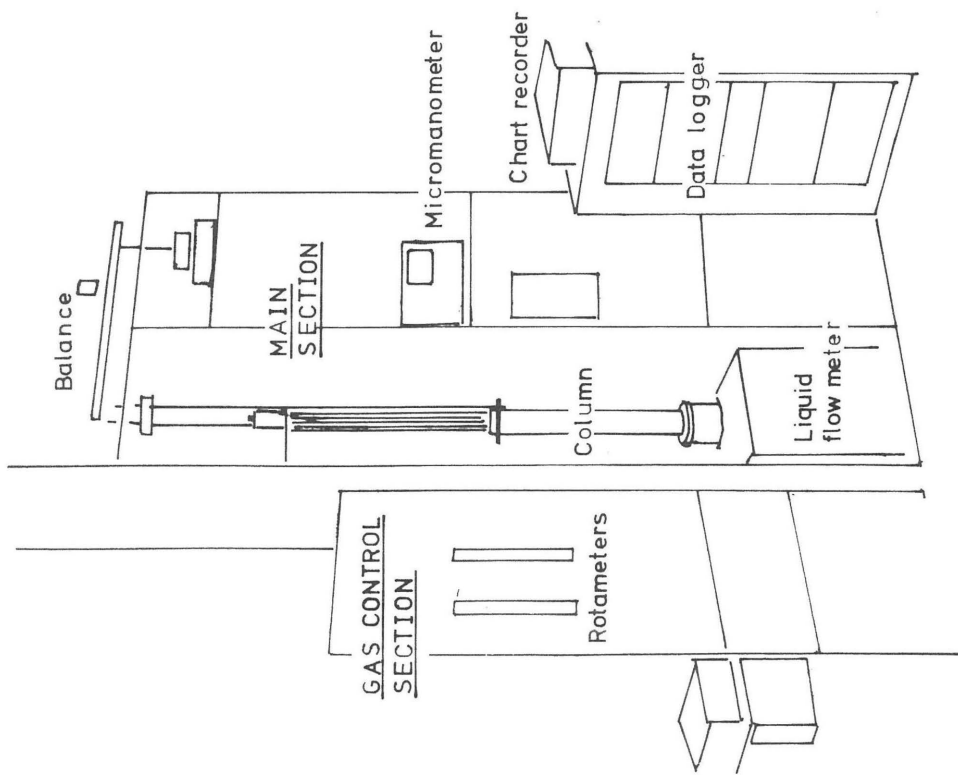


Photo. 1 Experimental apparatus.

で、密度 $1920 \text{ Kg} \cdot \text{m}^{-3}$ のものを使用した。

4 実験装置と実験方法

4.1 実験装置

Photo. 1 に実験装置の概要を示す。装置は大別して写真中央部の充てん塔とその秤量部、液の循環系および左方のガス供給制御部に分けられる。

Fig. 6 に実験装置中央部の模式図を示す。充てん塔⑫は秤量用の天秤のビーム②の一端から吊り下げられている。塔の重さは、乾燥状態でビームの他端にある錘④と平衡させ、液体のホールドアップによる塔の重量増加分のみをビーム②に接触させたロードセル①により検出する。

塔は、下部のガスシール用ダイヤフラム⑭(詳細はFig.9③に示す)を除いて自由に吊り下げられている。ガスを充てん層に流したときガス圧力により塔にかかる浮力は、塔下部のガスの静圧を同一構造の補正用ダイヤフラム⑮を持った室へ導入し、この浮力で平衡用の錘④を支えることにより機械的に補償した。この機械的補償系の誤差は、上述の2個のダイヤフラムの微小な差によって起こる。液を流さない乾燥状態の塔についてガスを流しながら測定した塔重量は、塔下部の圧力により変化した。この誤差を修正するため、予め乾燥状態の塔について測定した塔下部の圧力と塔重量の測定値の変化量の関係を求めておき、この関係を用いて実測圧力により測定重量を補正してホールドアップを求めた。

重量の測定誤差は、ガスを流さない場合、液ホールドアップの測定重量の $\pm 0.5\%$ (測定重量が 100g 以上)あるいは $\pm 0.5\text{g}$ (測定重量が 100g 以下)であった。またガスを流した場合には、さらに上述の補正のための誤差が最大 3g (多くの場合には 2g 以下)だけこの測定誤差に追加される。測定値の相対誤差は、 h_t と塔高により変化するが、 $h_t = 0.02$ 、塔高 40cm の場合、ガス流のないときで約 1% 、ガス流のあるときには、最大で 7% であった。

ぬれる系とぬれない系のそれぞれについて測定を行なうため同一寸法(内径 9.5mm 、高さ 650mm)の2個の塔を作製した。いずれもガラス管製で特にぬれない系のは管の内面をP. T. F. E. (フッ素樹脂)のスプレーでコーティングし、管壁もぬれないように配慮した。塔下部には充てん物を支えるため、実験に用いた球形粒子(ぬれる系: AL13, ぬれない系: PL13)をランダムに充てんし、球の接触点を接着剤または溶着により固定して厚み 3.5mm のグリッドを作製した。

グリッドの構造がその上部の充てん層と同じであるので、同一粒径の粒子を用いる場合はグリッドの影響は無視できるとともに液体の流れの分布もグリッドによりほとんど影響されないと考えられる。

液体は、タンク⑭に蓄え、ペリスタティックポンプ⑯により循環使用した。液流量は定液頭タンク⑥の高さを変えるか、毛細管⑨の内径を変化させることにより調節した。塔への液体の供給、停止はコック⑦により瞬時に行なうことができる。

+) 実際には、ロードセルとビームの接触を安定させるため、ロードセル部で約 150g 程度の荷重がかかるように調整した。

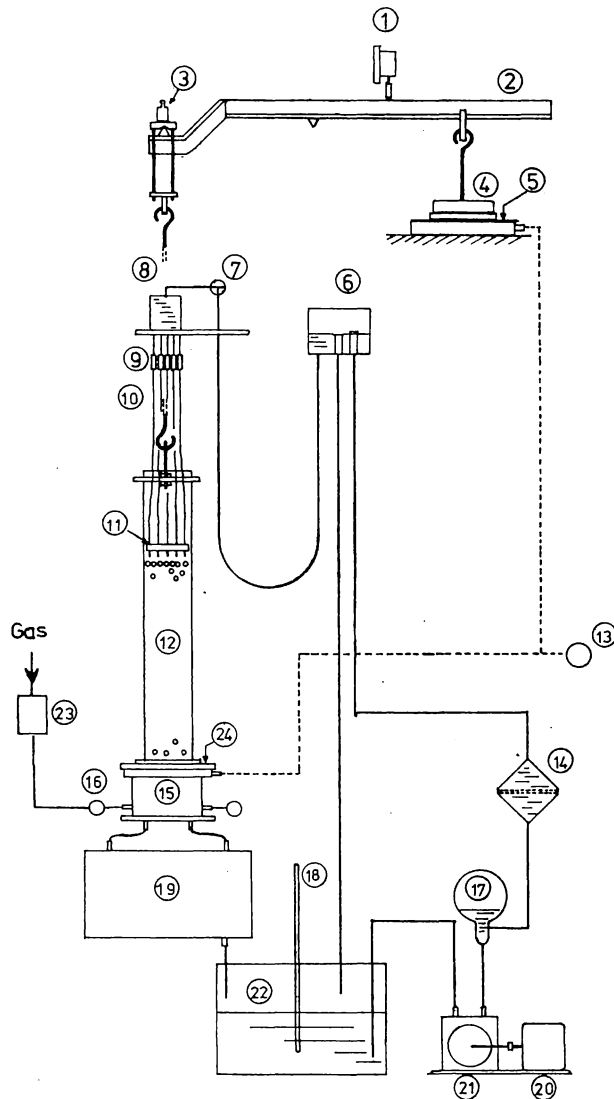


Fig. 6 Schematic diagram of experimental apparatus.

KEY to FIG. 6

- | | | | |
|----|---|----|---|
| 1 | Load cell (900g full load) | 13 | Pressure transducer |
| 2 | Beam of the balance (T-shaped) | 14 | Sintered glass filter |
| 3 | Balancing weight | 15 | Liquid collector/gas distributor, (details shown in Fig. 9) |
| 4 | Counter balancing weight | 16 | Ring-shaped pipe for gas supply |
| 5 | Diaphragm (to compensate the effect of gas pressure on the balance) | 17 | Vessel for preventing pulsation in the liquid flow |
| 6 | Constant head tank | 18 | Thermometer |
| 7 | Three-way cock | 19 | Liquid flowmeter, (details shown in Fig. 10) |
| 8 | Reservoir for distributor | 20 | Motor with speed control |
| 9 | Capillaries | 21 | Peristaltic pump |
| 10 | Silicone rubber tubing | 22 | Liquid reservoir |
| 11 | Distributor head | 23 | Dew point monitor |
| 12 | Glass column (95mm x 650mm) | 24 | Diaphragm |

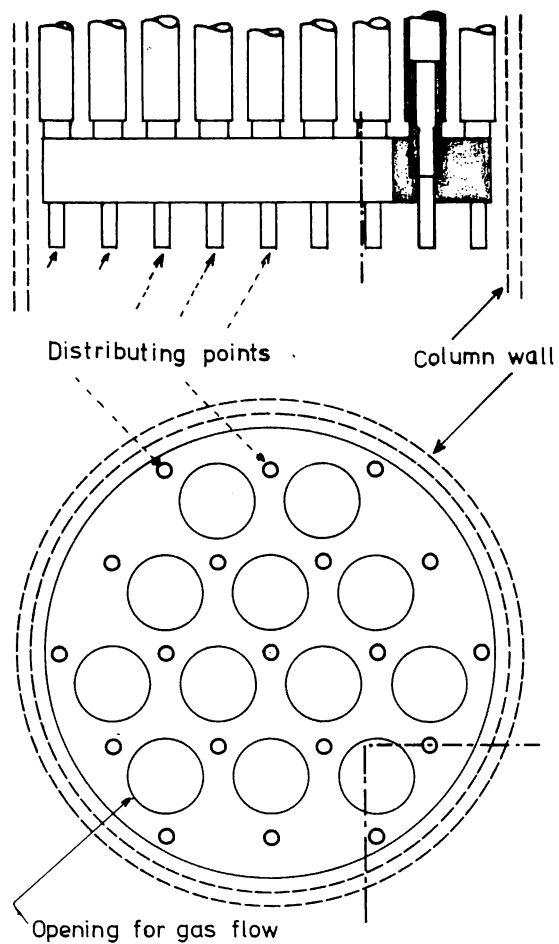
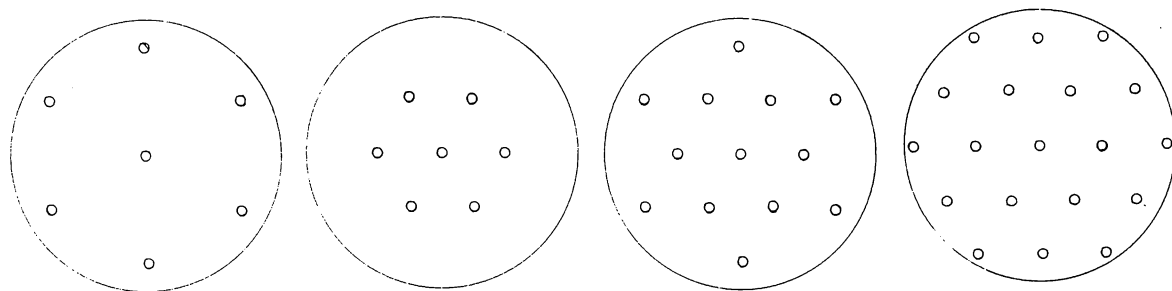


Fig. 7 Liquid distributor ,



Symbol : 7M

7I

13

19

Fig. 8 Allotment of supply points in distributor.

塔上部への液体の供給は分配器⑩を通じて行なった。Fig. 7 に示すように分配器は19個の流出点を持ち、個々の流出点への液の供給を適宜止め、Fig. 8 に示す4種の配列を採用して実験を行なった。これらのうち配列19は最も均一な流量分布を、また配列7Iは最も中心よりの流量分布を塔上部で与える。ほとんどの場合、液は各流出点から液滴の形で塔内に供給された。塔上面（充てん層表面）と流出点との距離は5～10mmに調節した。

塔から流出した液体は、Fig. 9 に示す液体受け容器に流入する。この容器は断面図に示すように6分割されていて、それぞれの部分がほぼ同一の塔断面積から流出する液体を受ける。これらの各部分へ流入する液量は、Fig. 10に示す装置により測定した。この装置は、図に示すように液体の自動排出用サイフォン⑦を具えた流量測定容器⑥および流量測定容器の重量を電気信号に変換するバネ④、ストレインゲージ③から成っている。この流量測定容器の重量は、サイフォンから液体を排出している間を除いて塔から流出する液体を受けて単調に増加する。この重量を一定時間毎に測定し、重量と時間の直線回帰式から重量の増加率として液流量を求めた。測定装置全体は密閉容器内に収納されていて、塔にガスを流しているときでも、塔重量、ガス圧力と同時に液流量を測定することができる。液流速は、空塔基準で 0.03 から $1.3\text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ までほぼ40倍にわたる広い範囲で変更したが、本装置は、この全流量域で測定が可能であり、測定精度も約1%で良好であった。

ガスの流量の制御と測定ならびに加湿装置の模式図をFig. 11 に示す。圧縮空気（約7 barまたは 0.7 MPa ）を減圧して充てん塔に流したため、常温、常圧における湿度が低く、このままの空気を用いて低液流量域における実験を行なうと、塔内における液の蒸発が h_t に大きく影響する。そこで、塔内における液の蒸発を最小限に保つため、空気を予め加湿したのち、塔に供給することとした。ガスの加湿はラシヒリングの充てん塔⑥内で気、液を並流接触させることにより行なった。液体は実験に用いる液体と同じ液体を循環させ、蒸発による体積の減少量だけ蒸溜水を補給した。加湿ガス湿度の調整は、循環液をヒーター⑩で加熱することにより加湿塔出側のガス温度が室温より $1\sim 2^\circ$ 高くなるようにして間接的に行なった。実験中露点計でガスの露点を測定し、上述の温度差を調節することにより、実験結果に影響しない程度に湿度を制御することができた。なお、一定のガス流量においては、上述の制御方法によりガスの露点をほぼ $\pm 0.2^\circ\text{C}$ の範囲内に制御することができた。

加湿のあとガスの流量をロータメーター⑮で測定し、Fig. 9 の吹き込みノズル⑤、ガス分散ポート⑥を通じて、ガスを塔内に供給した。ロータメーターで測定される値をマノメーター⑯によって読み取られる圧力により補正してガス流量とした。塔を通過したあとのガスは大気中に放散される。したがってガスの圧力損失は、Fig. 9 の圧力損失取出口④で測定される圧力値で示される。

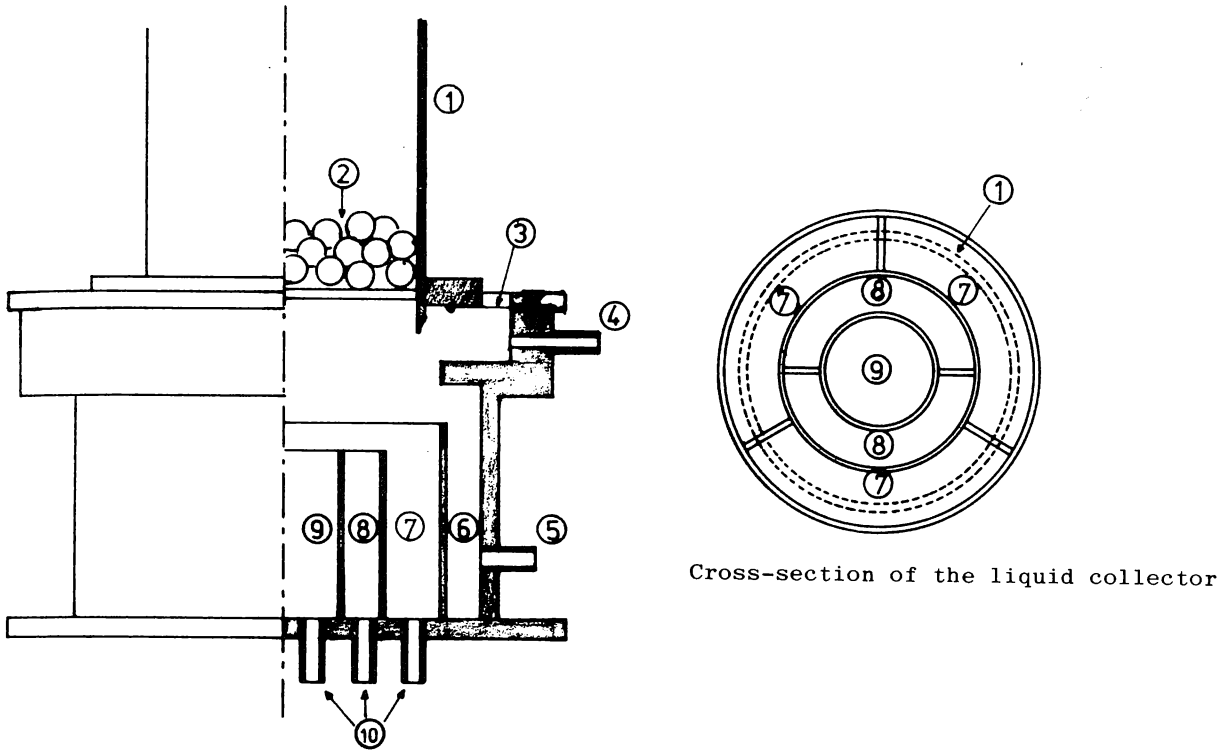
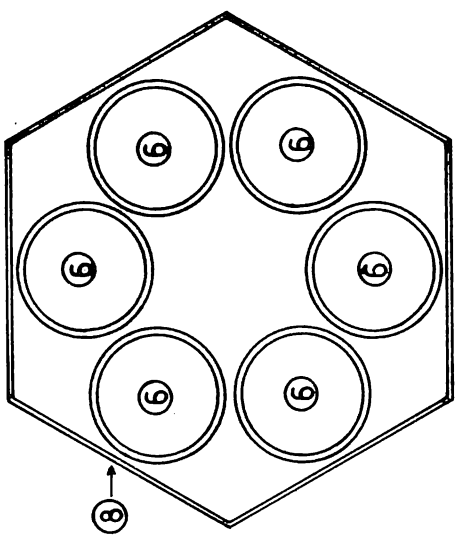


Fig. 9 Liquid collector and gas distributor.

KEY TO FIG. 9

- 1 Glass column
- 2 Grid: made of 13mm plastic balls for experiments on non-wetting flows
made of 13mm alumina balls for experiments on wetting flows
- 3 Diaphragm, made of thin plastic sheet
- 4 Gas pressure tap
- 5 Gas nozzle (5 in total)
- 6 Gas distributing port
- 7 Outer liquid collector (3 in total)
- 8 Middle liquid collector (2 in total)
- 9 Inner liquid collector
- 10 Outlet of liquid



Arrangement of the six containers in the gas-tight vessel (Scale 1:5)

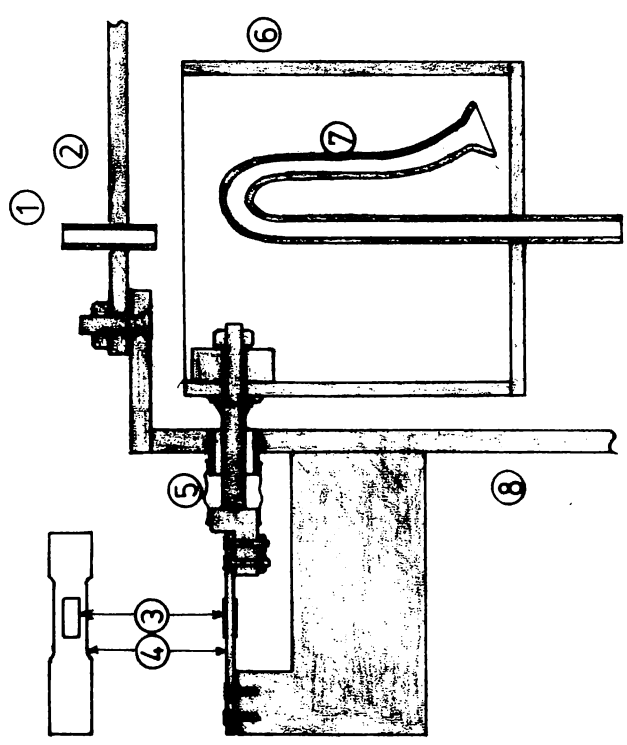


Fig. 10 Liquid flowmeter.

KEY TO FIG. 10

- 1 Liquid inlet
- 2 Lid of gas-tight vessel
- 3 Strain gauge
- 4 Beam spring
- 5 Thin-wall rubber tubing
- 6 Liquid measuring container
- 7 Siphon
- 8 Wall of gas-tight hexagonal vessel

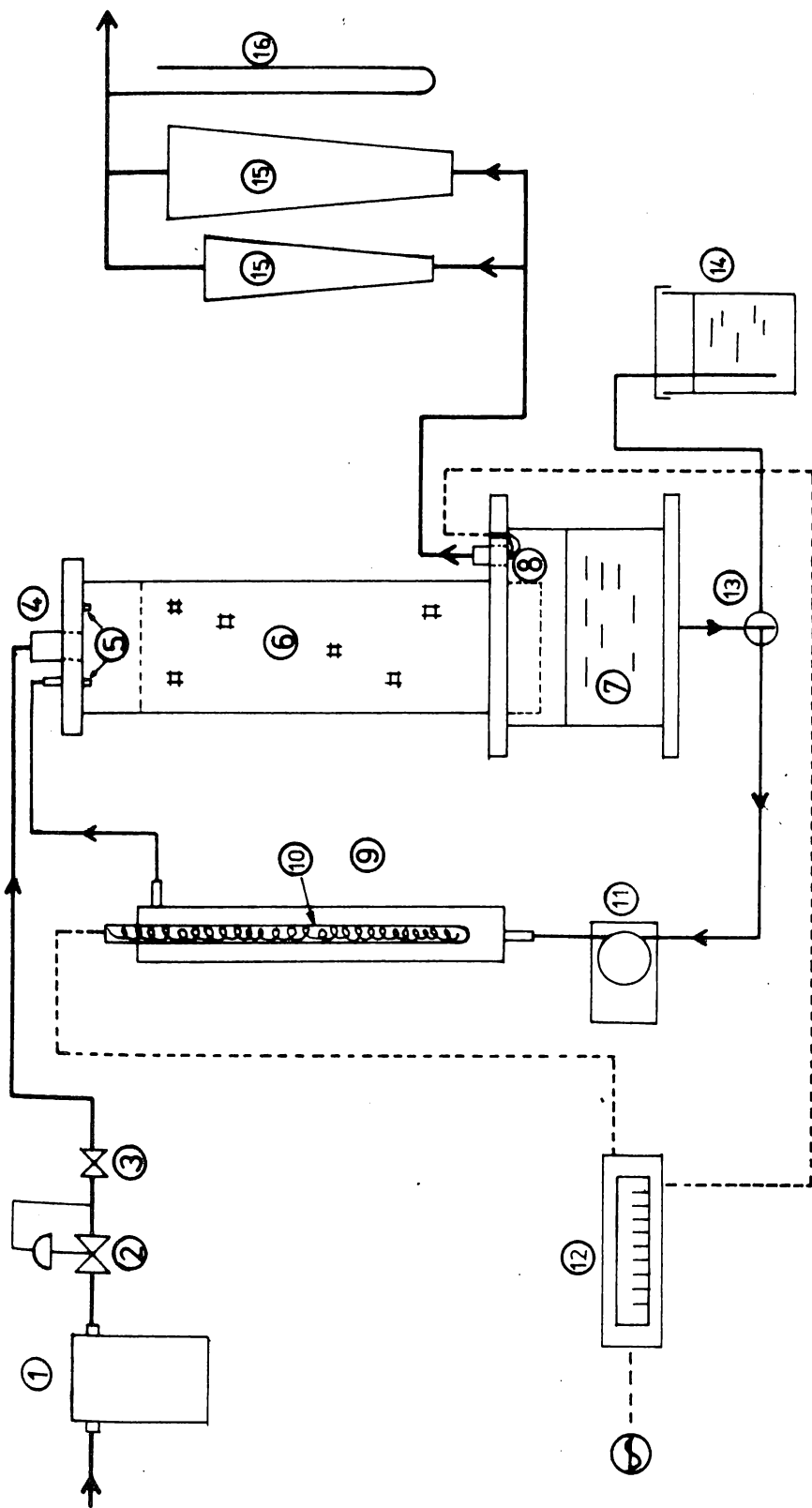


Fig. 11 Schematic illustration of gas flow control section and humidifier.

KEY TO FIG. 11

- | | | | |
|---|--|----|---------------------------------------|
| 1 | Filter | 8 | Chromel-alumel thermocouple |
| 2 | Pressure regulator | 9 | Heater |
| 3 | Flow control valve | 10 | Heating element |
| 4 | Gas inlet to humidifier | 11 | Liquid circulating pump (peristaltic) |
| 5 | Liquid distributors (6 points) | 12 | Temperature controller |
| 6 | Packed column of 9mm glass raschig rings, column id: 90mm, height: 370mm | 13 | Three-way cock |
| 7 | Liquid reservoir | 14 | Tank for distilled water |
| | | 15 | Rotameters for gas flow measurement |
| | | 16 | Mercury manometer |

ガス流量以外の塔重量，ガス圧力，液体流量測定容器の重量はすべて電気信号に変換し，データロガーにより紙テープに打ち出し，電子計算機により処理した。すなわち各測定毎に15または30秒間隔に連続して少なくとも10点これらのデータを求めこれから塔重量，ガス圧力の平均値と液流量を算出した。同時に塔重量とガス圧力を記録計に連続的に記録し，定常状態の判定に用いた。

Photo. 2 には実験に用いた各粒子の乾燥状態および湿状態における外観を示した。これから，ぬれる系では液体が球と球の接触点で保持されるのに対し，ぬれない系では液体が粒子の表面に付着した状態で保持されることがわかる。コークス粒子は破碎，篩分けの後，個々の粒子毎にワックスコーティングを施した。W13粒子は，PL13粒子の上にワックスコーティングを施したものであるが，Table 5から明らかなように被膜の厚さは0.05mmと薄い。コークス粒子の場合も同様に薄い被膜のため，その表面のあらさが保存されていることがわかる。またコークス粒子の形状は，破碎のため，通常の高炉に装入されるコークスと較べてやや扁平なものが多かった。

固体の密度は水置換法により，また液体の密度は蒸溜水で較正したピクノメーターにより，粘度はオストワルド粘度計により，また表面張力は蒸溜水を基準とした毛管上昇法によりそれぞれ測定した。接触角の測定は，パラフィンまたはポリエチレンの板上にそれぞれの液体を乗せ，投影顕微鏡により測定した。その10回の測定の平均値をTable 6に示してある。水とポリエチレンおよびワックスとの測定値はそれぞれ 92.6° および 105.6° で，Fox, Zisman⁶⁰⁾の測定値(94° と 108°)と良く一致している。

液の粘度は実験温度によりかなり変化するので実験毎に測定した値を以後の解析に用いた。

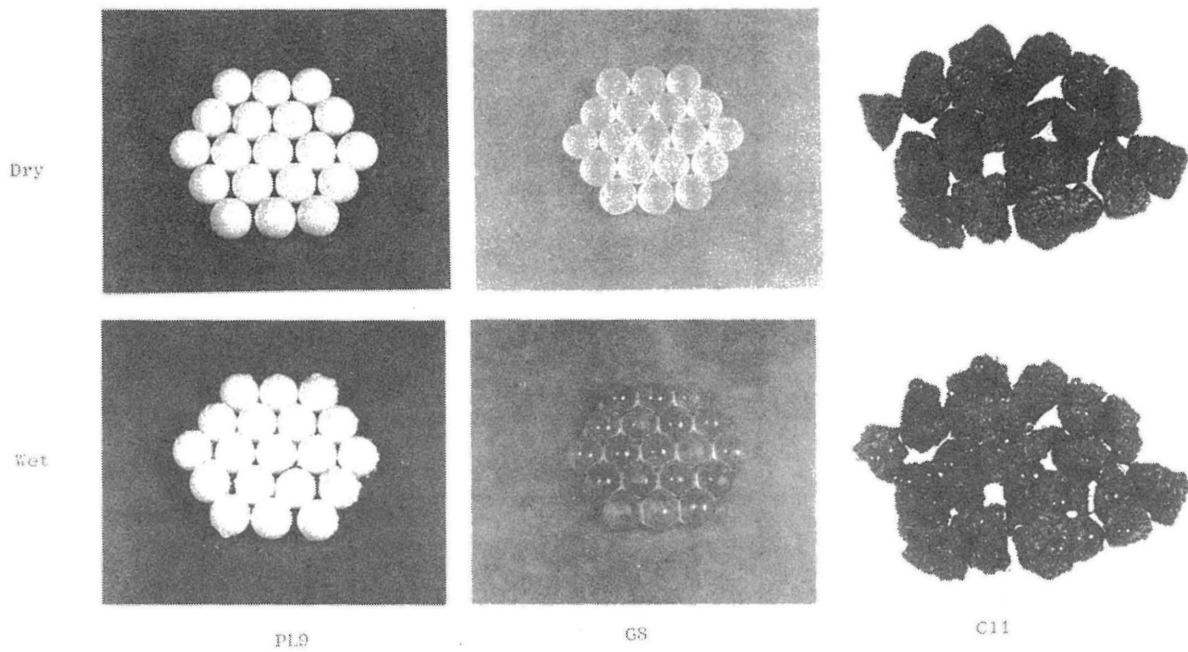
Table 6 に示した値は目安を与えるために示した代表値である。

塔の空間率は塔高，粒子充てん量，粒子密度から計算した。

4.2 実験方法

塔に所定量の粒子を充てんしたのち，天秤に吊り下げる。乾燥状態で天秤を平衡させ，ロードセルの出力が0になるよう平衡用の錘で調節し⁺⁾塔上に既知重量の錘を置いて天秤を較正した。次いで塔にガスを流し，その流量を段階的に変えて，各ガス流量毎にガス圧力とロードセル出力とを読みとった。この測定値から乾燥塔のガス圧力損失を求めるとともに，これらのガス圧力とロードセル出力との間の相関関係を用いて，塔下部と平衡用錘の下に置いたダイヤフラム(それぞれFig. 6の④および⑤)のわずかな形状の差によって生ずる見掛けの重量変化の補正を行なった。

+) ロードセルの0点を電氣的に移動しているのでこのときロードセルにはほぼ150g重の荷重がかかる。



Scale 0 1 2 3 4 5 cm

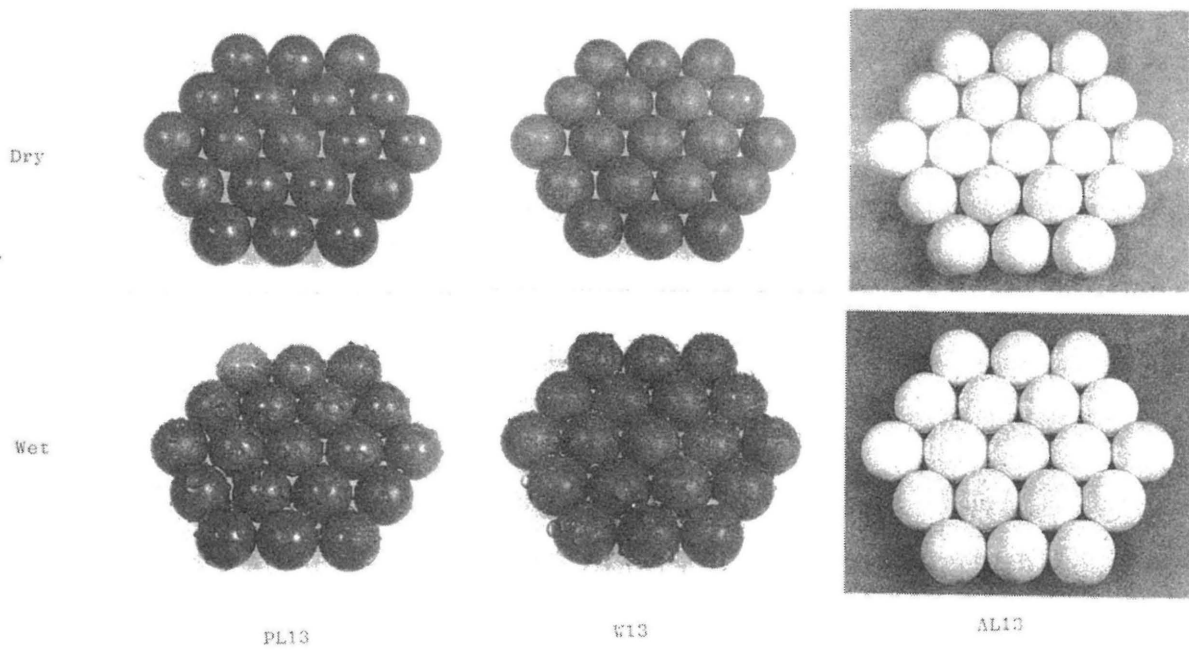


Photo. 2 Appearance of particles in dry and wet states.

次に一旦ガスを止めて、液を最大流量で流した。ガス流を再開して、徐々にフラッシングが起るまであるいはその直前までガス流量を増し、その後ガス流量を少し下げた状態で数分保持したのちガス流を止めた。この操作を数回くり返して塔の全域を少なくとも1回は液体に触れさせたあと、ガスを流さないで、液体だけを中位の流量で約12時間塔内に流し続けた。

以上で実験準備が完了する。測定手順は次の通りである。

粒子充てん層の上部内壁に、フラッシングあるいはそれに近い状態のとき飛散、付着した液滴をぬぐい取ったのち実験を始めた。この液滴の量は通常約10gであった。一連の実験は、ガスを流さない状態から始めた。定常状態を確認するため、液の流量は少なくとも30分間は一定とし、この期間の末期に測定を行なった。このようにしてガス流のない場合の測定を行なった後ガスを流し始めた。液の流量を一定に保ちつつ、ガス流速を段階的に増した。少なくとも30分間はガスを一定の流速で流し、定常状態を確認した後測定を行なった。定常状態の判定は塔重量とガス圧力が一定となることを条件として行なった。特に液流量が低い場合には定常状態が確認されるまでに60分以上かかる場合もあった。

測定は粒子のつめ替えを行なわない同一の塔で、異なる液流量あるいは異なる配列の液分配器で数回くり返した。一連の測定に通常1日を要し、夜間はガスを流さずに液だけ流し続けるか、あるいは液の供給も止め、塔の上部に蒸発防止のふたをして液を排出させた。後者により静的ホールドアップを測定した。

5 実験結果

Table 8 に実験に用いた粒子と液体の組み合わせを示す。表に示したRun No. は同一の塔で実験したRun 22から26を除いて一つのRun No. に一つの充てん塔が対応している。表から明らかのように、全ての粒子と液体の組み合わせが実験されたわけではなく、かなりの数のくり返し実験を特定の組み合わせの系について行なった。以下に実験系を示すとき、Table 5, 6 に示した固体と液体の略号を用いて、たとえばPL13/WATR のように書き表わす。

同一条件における繰返し実験を含めた実験回数は、ガス流のない場合763、ガスを流したとき627であった。後者の場合には液の流速を一定に保ちながらガス流速を増加していった実験を1系列として、93系列の実験を行ない、そのうち83系列についてフラッシング速度の測定を行なった。

5.1 実験データの整理

液流量とガス流量の測定値から、空塔基準の液流速 u とガス流速 V を算出した。

全ホールドアップ h_t は充てん塔単位容積あたりの液容量（%または表示のない場合は%/100）で、また圧力損失は単位充てん塔高あたりの圧力損失（圧力勾配）で示した。充てん塔下部に取

Table 8 Liquids and packings used in the experiments
(Numerical numbers indicate run-numbers)

Liquid	Packing									
	PL13	AL13	WL3	PL9	G8	PLM	C11			
WATR	13* 22* 120 15* 23* 190 17* 24* 220 26*	14* 130 16*	150 160 180 210 230	18* 140 19*	12* 20* 27* 110	170	---			
ETOH	240* 260*	250* 270*	---	280*	290*	---	---			
GLY	330 340	310	300 320 380	360	---	---	350 370			
CACL	400	---	390	---	---	---	410			
ZNCL	---	---	420	430	---	---	440			

* Without gas flow

付けたグリッドは、PL 1 3 粒子（ぬれない系用）あるいはAL 1 3 粒子（ぬれる系用）で製作したものである。実験に用いた粒子がグリッドと同一の場合は、充てん塔高にグリッドの厚さを加えた全塔高を用いて全ホールドアップ、圧力損失を計算すればよい。グリッドの粒子とは異なる粒子を用いた実験の場合には、グリッド部とその上の充てん層とでホールドアップ、圧力損失が異なるのでグリッドの影響の補正が必要である。圧力損失、ホールドアップは粒子径が小さくなるほど大きくなるので、次式で算出した有効充てん塔高 H_b を用いて全ホールドアップ、圧力損失を計算した。

$$H_b = H_{bt} - (1 - d_p / d_g) H_g \quad \dots\dots\dots (47)$$

ここで H_{bt} はグリッドを含む全塔高、 d_g と H_g はそれぞれグリッドの粒子径と厚さである。

塔から流出する液の流量分布は、液量の異なる実験間の比較を容易にするため、内部、中間部、外部のそれぞれ3つの同心環状帯への相対液量密度で示した。 i 番目の環状帯の相対液量密度 FL_i は次式により計算した。

$$FL_i = \frac{Q_i / S_i}{Q / S} \quad \dots\dots\dots (48)$$

ここで Q と S は液の全流量と塔断面積を、また Q_i と S_i は i 番目の環状帯の液流量とこれに対応する塔の環状帯断面積である。中間部および外部の断面積はそれぞれ内部の断面積の2倍、および3倍になるよう設計されているので、内部、中間部、外周部の FL の最大値はそれぞれ6、3、2である。例えば外周部の FL が2であれば流体は全て外周部環状帯に集中し、中間部、内部には液が流れないことを意味する。また液流が均一である場合には全ての FL は1になる。

5.2 ガス流のない場合

Fig. 12にガスを流さない場合の実験結果の一例を示す。塔の全ホールドアップは液流速の増加とともに非線型に増加する。実験は液流速の水準をランダムに変えながら同じ流速で3回ずつくり返して行なった。図からわかるように良い再現性が得られた。Fig. 12の上部のヒストグラムは、塔から流出する液の流量分布を示したものである。各液流速水準の流量分布は、わずかずつ異なっているが、液流速による系統的な変化は観察されない。

Fig. 13にはFig. 8 に示した液分配器の流出点の配列が全ホールドアップと液流速の関係に及ぼす影響を示した。またFig. 13の上部には塔から流出する液の流量分布に及ぼす液流出点配列の影響を示した。図から流出点を塔の中央に集中した配列7Iの場合には液の外周部への流出が少なくなることがわかる。同一液流速の場合の全ホールドアップは流出点の数の減少によりわずかずつではあるが減少していて、配列7Iと7Mとを比較してわかるように流出点の配列にはほとんど影響されないことがわかる。また、この全ホールドアップの流出点の配列による差異は、

LIQUID FLOW DISTRIBUTION

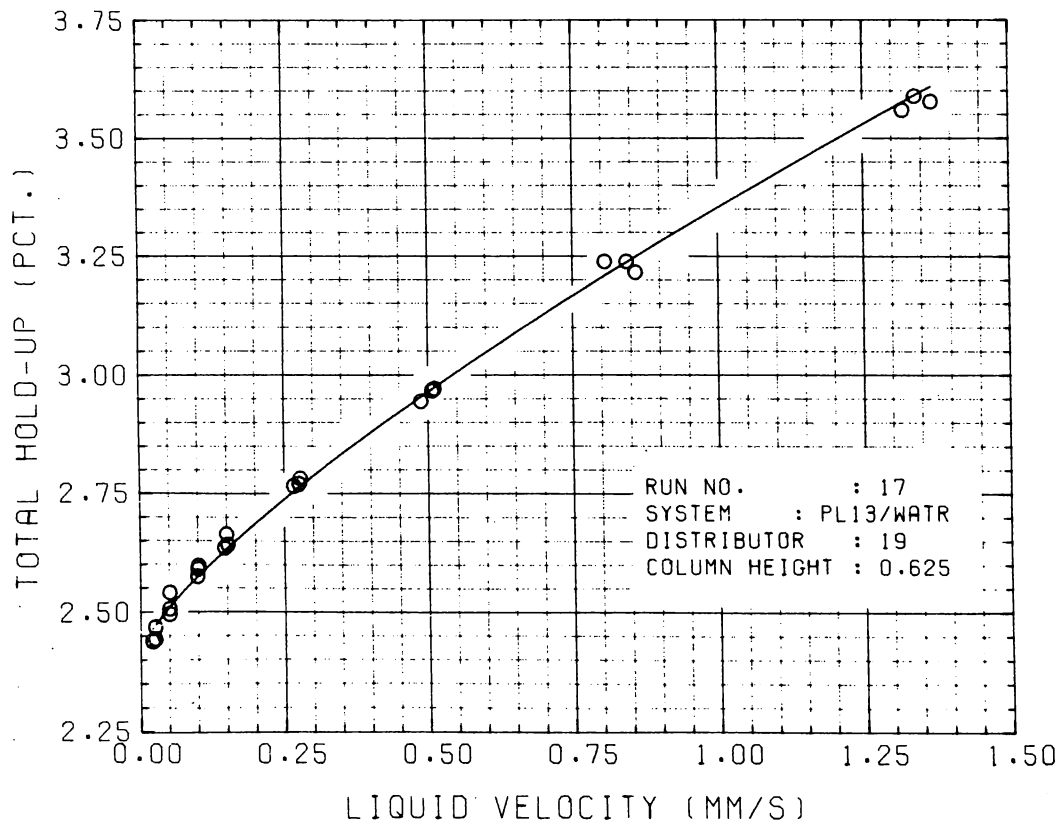
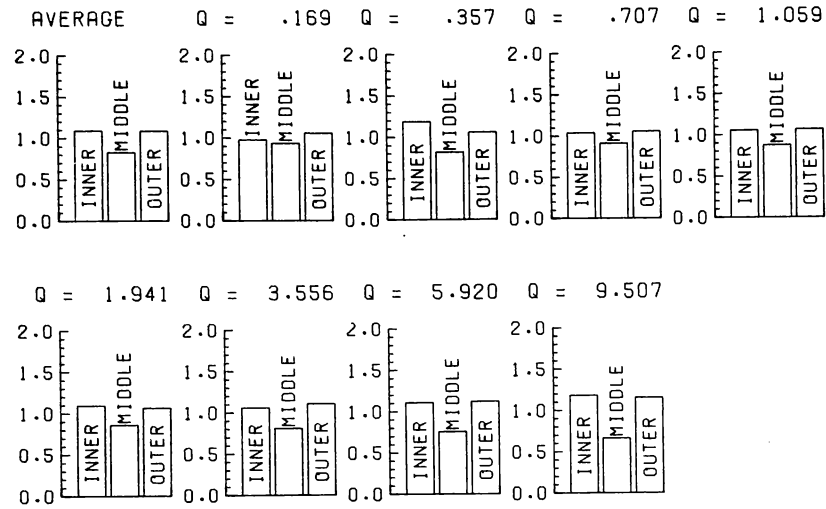


Fig. 12 Effect of liquid velocity on total holdup and liquid flow distribution.

LIQUID FLOW DISTRIBUTION

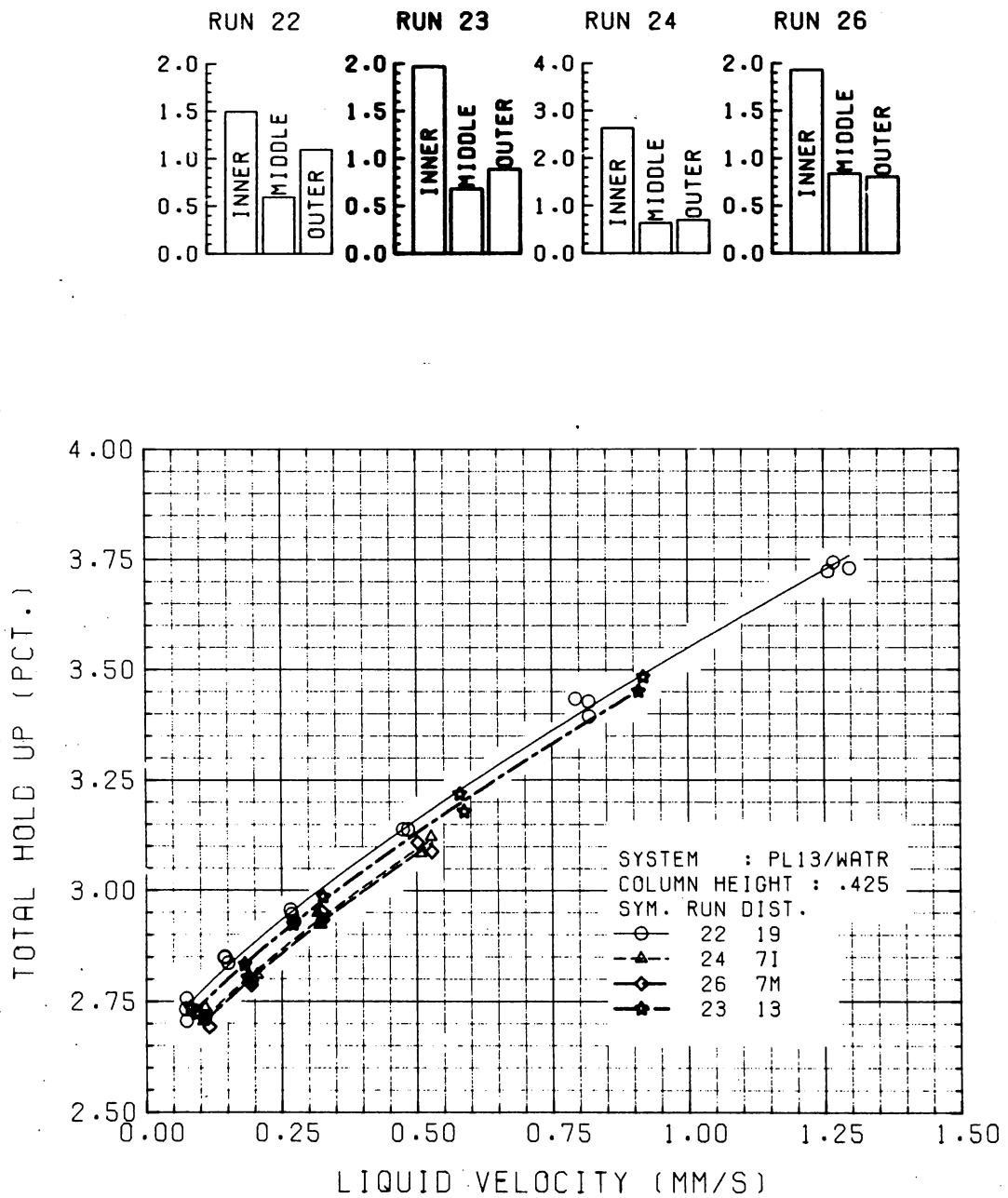


Fig. 13 Effect of distributor arrangement on liquid flow distribution and total holdup.

いずれの流量においてもほぼ一定であることから、この全ホールドアップの差は静的ホールドアップの変化により起きたと判断される。

Fig. 13に示したような系統的な流量分布の変化が得られるのは、ぬれない系で液分配器の流出点の配列を大巾に変えた場合であり、観察された流量分布の変化のほとんどは、定量的に評価できるような規則的な変化ではなく、むしろ不規則な変化が多かった。一般的に、ぬれない系よりぬれる系の方が一旦形成された液の流量分布が変化するひん度は少なく、また流出点の配列にも影響されにくい。

全ホールドアップと液流速の関係は、同一の塔の場合には良い再現性が得られるが、同じ系で実験しても塔が変わると変化した。これは主として、静的ホールドアップの変化として表われ、その変化巾は静的ホールドアップの20%以上になる場合もあった。このような塔間のばらつきに比較して、液分配器の配列、塔高の影響は無視できるほど小さかった。

5.3 ガスを流した場合

充てん塔にガスを流した場合のガス流速による全ホールドアップ、ガス圧力勾配、および流出液流量分布の指標としての外周部相対液量密度の変化の典型的な例をFig. 14~16に示す。

Fig. 14はぬれる系(AL13/WATR)、Fig. 15はぬれない系(PL13/WATR)、Fig. 16はぬれない高粘度液体の系(W13/GLY)の例である。実験途中における塔重量とガス圧力損失の変動状態を示すために記録計の記録の一部をも図中に示した。

ぬれる系とぬれない系の間に次の点で明らかな差がある。すなわち、全ホールドアップの増加により検知されるローディング開始からフラッキングまでの区間(ローディング領域)はぬれない系の方が広く、外周部相対液量密度はぬれない系の方がガス流速によってより大きく変化する。

また両者の系に共通に、全ホールドアップに明らかな増加が見られる以前のガス流速において外周部相対液量密度が変化していることが認められる。

以下にFig. 14~16の全ホールドアップ曲線に示した記号A~Eに対応して、実験中に観察された液流れの状態を記述する。A~Eはガス流速の増加に対応している。

ガス流速が低いとき(A点近傍)には、ガスを流さない場合と比べて顕著な変化は見られなかった。しかしぬれない系では、B点付近でガスを流さないときに見られる液滴よりも明らかに大きく充てん層の空隙の大きさ位の液滴が塔の管壁に時々現われ始めた。一方、ぬれる系の場合にはこれに反し液の流れの状態に認めうる変化はなかった。

さらにガス流速をC点まで増すと、ぬれない系の場合にはさらに大きな液滴が管壁に現われ、これらの液滴は管壁にしばらく止まったのち、ゆっくりと層内へ、または壁面上を動き去った。ぬれる系の場合にも同様に、大きな液滴が管壁の一部に現われ始めるが、この場合には現われた

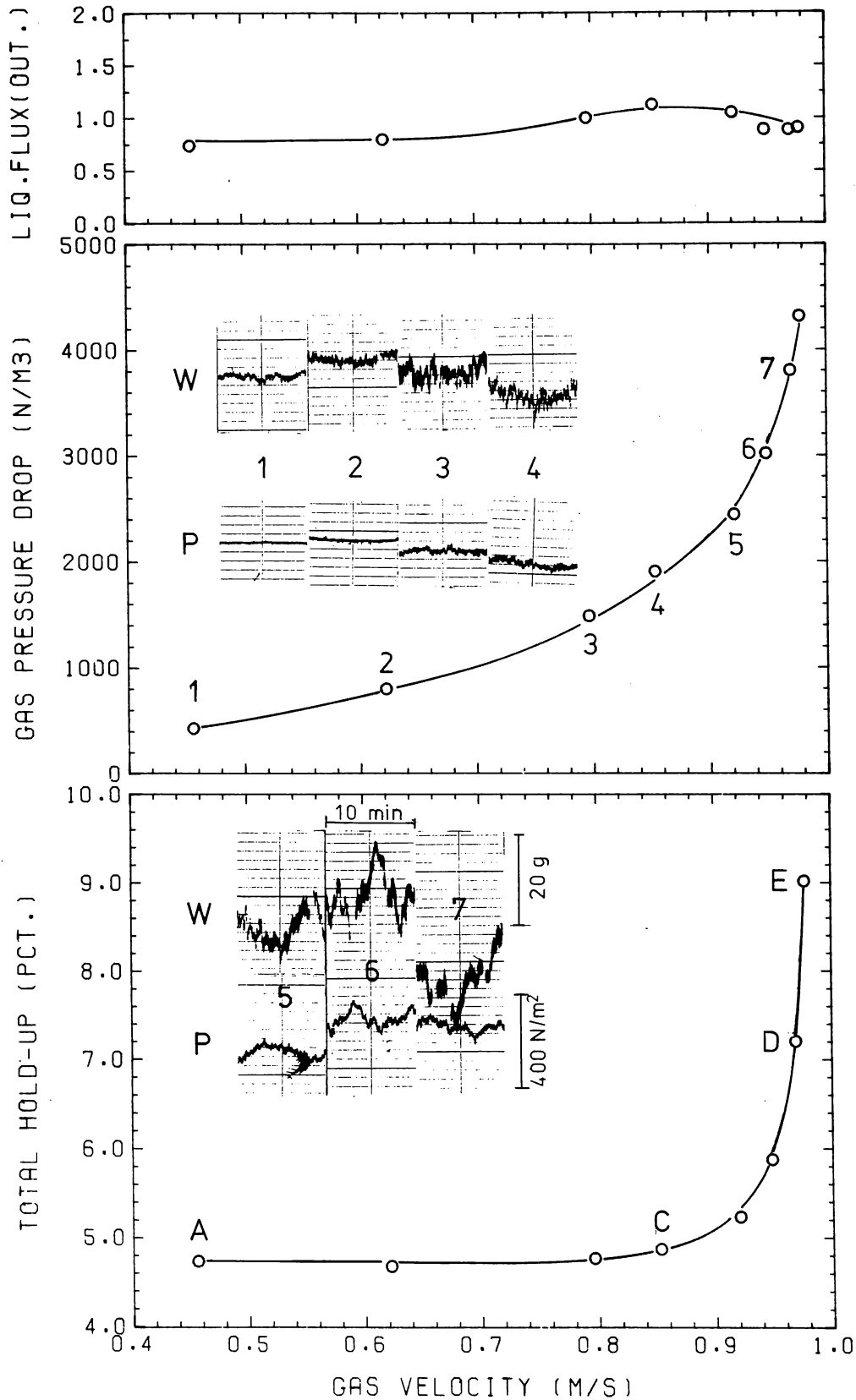


Fig. 14 Variation of relative liquid flux to outer annulus, pressure drop and total holdup with gas velocity for the system AL13/WATR. (Examples of recorder chart show the fluctuations in pressure (P) and column weight (W).).

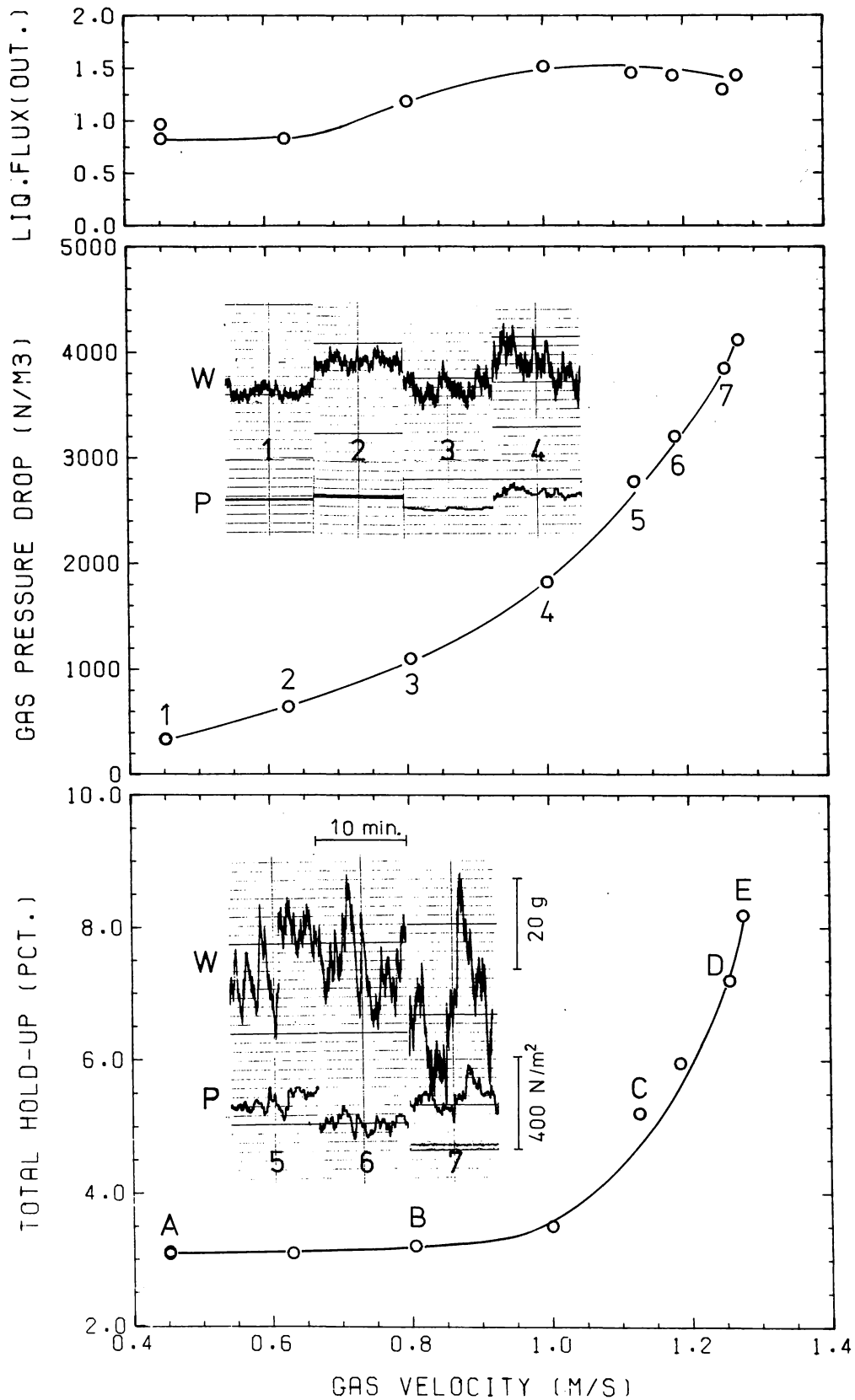


Fig. 15 Variation of relative liquid flux to outer annulus, pressure drop and total holdup with gas velocity for the system PL13/WATR. (Examples of recorder chart show the fluctuations in pressure (P) and column weight (W).).

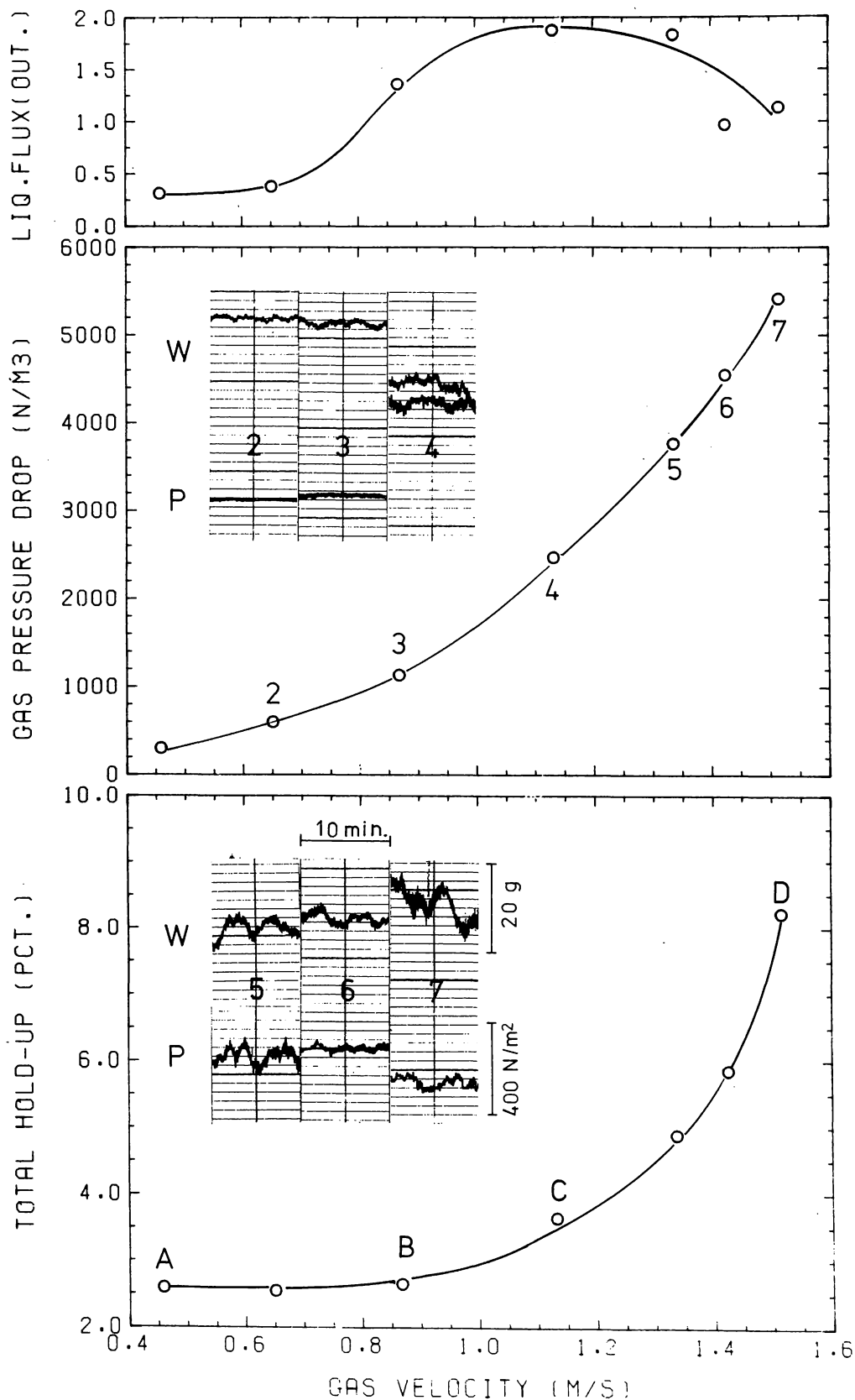


Fig. 16 Variation of relative liquid flux to outer annulus, pressure drop and total holdup with gas velocity for the system W13/GLY. (Examples of recorder chart show the fluctuations in pressure (P) and column weight (W).).

場所からほとんど移動しなかった。いずれの場合も液滴が見られる場所はほとんど同じであり、液分配器の配列、液流量には影響されないが、塔が変わると変化し、粒子の充てん構造に強く依存している。このような大きい液滴の出現は塔のローディング開始とほぼ一致している。

ガス流速をさらに上げていくと、壁面の液滴がさらに大きくなり、液滴が現われる壁面の範囲が広がり、D点ではほぼ全体の壁面で液滴が見られるようになった。またこのとき、塔上部では液のスプラッシュが見られた。ぬれない系の実験では、粒子の密度が小さいので時折1, 2個の粒子がゆれ動くのが観察された。

D点からわずかにガス流速を増すと塔のフラッディングが起こる(E)。ぬれる系の場合には粒子の密度が液体密度より十分大きいので、液体が塔上部に水たまり状にたまった。このように一旦塔上部に液のプールが形成すると、ガス流速をこのプール形成流速(フラッディング速度)より5~10%下げないとこのプールは消滅しなかった。ぬれない系の場合には粒子密度が液密度より小さいので、明白な液のプールは形成せず、塔上部で粒子と液体が流動化を始めた。⁺⁾ ガス流速をさらに増すと圧力損失、ホールドアップの増加とともに塔上部の流動化域が増大した。

6 実験結果の定量的な整理と考察

以上の実験結果を用いて、気液向流充てん層のホールドアップ、ガス圧力損失の推定式およびフラッディング、流動化の異常現象を起こす条件を推定する方法を考察する。

2節で述べたように、気液向流層のガス圧力損失を推定する一般式は比較的多くの研究者により示されている。しかしその反面、研究者により場合によっては全く異なった形の式が提案されていることもある。乾燥充てん層の圧力損失については、Carman⁴⁷⁾、Irmay⁶¹⁾など多くの研究者により、圧力損失の発生する機構の考察がなされ、実験式も摩擦係数と粒子レイノルズ数の関係という基本的には同一の考え方に基づいて提案されている。本節では、乾燥充てん層の圧力損失の考え方を発展させることにより、かん液層の圧力損失をできるだけ広いガス流速の範囲内で推算しうる数式モデルを導くことを主眼とする。またその前に従来の研究手法に基づいて、ガス流のない場合のホールドアップの推算式、塔から流出する液の流量分布に及ぼすガス流の影響、フラッディング速度およびかん液充てん層の流動化について検討する。

6.1 ガス流のない場合の液ホールドアップ

6.1.1 全ホールドアップの測定値と液流速との関係に基づく動的ホールドアップと静的ホールドアップの計算

ホールドアップの実験式は動的ホールドアップと静的ホールドアップに分けて別々に示すのが一般的である。本実験では、全ホールドアップを測定しているのので、まず測定値を動的ホー

⁺⁾ 塔全体の流動化については次節で述べる。

ルドアップと静的ホールドアップに分離する。

全ホールドアップ, h_t , と液流速, u , との関係を示すには, 実験値のプロットから次式による表現を用いるのが簡単で適切と判断される。

$$h_t = h_s^* + b u^c \quad \dots\dots\dots (49)$$

この式の h_s^* は, 後述するように Shulman ら²⁴⁾ の定義した, 液の供給を止めて十分長時間放置した後の静的ホールドアップ, h_s , よりやや大きい値を示し, Gardner⁶⁾ による (2) 式の ($h_f + h_s$) に相当する。また (49) 式の第 2 項は, Gardner の定義した h_d に相当し, Shulman の示した動的ホールドアップ h_o と比較して h_f に相当する値だけ小さい。以下においては, h_s^* , h_d を静的ホールドアップ, 動的ホールドアップと呼び, h_s , h_o と区別する必要がある時は, 記号を用いて示すことにする。

h_t の測定値から h_s^* を求める際, h_s^* は一連の測定ではほぼ一定値を示すが, 塔あるいは測定日の相違によりばらつくので, 一定の系では, 係数 b と指数 c は一定であり, h_s^* のみを一連の実験毎に変わるとして, それぞれの系の実験データから反復法による最小自乗法⁶²⁾により b , c と h_s^* (これは実験のくり返し回数の数だけ定まる) を求めた。

Table 9 は, 一連の実験を Run No. で示し, 各 Run No. 毎に得られた h_s^* を示す。また表中の h_s の値は, 液の供給を止めてから 12 時間後のホールドアップを示したもので, この項で -- で示した部分は, 対応する測定値がないことを示す。 h_s を測定した Run では, 平均して h_s^* が h_s より大きく, その差は 0.265% であった。この値は Gardner が示した h_f の値 0.03 ~ 0.27% とほぼ一致している。

Table 10 に, 各系ごとの計算結果を示す。表から, 測定値と (49) 式による推定値との相関係数が高く, 実験データが (49) 式によって良く近似されていることを示している。この表に示した h_s^* の平均値を用いて各実験条件に対する h_s^* の回帰式を求める。一方 h_d は,

$$h_d = h_t - h_s^* \quad \dots\dots\dots (50)$$

により求めるが, この場合には, h_d の値に比べて h_s^* の各 Run 間の実験値の変化が大きいため各 Run 毎に対応する h_s^* (Table 9) を用いて h_d を求めた。

6.1.2 静的ホールドアップ h_s^* を推定する実験式

Fig. 17 は, ぬれる系に関する本実験結果を Dombrowski ら⁴¹⁾ の示した線図にプロットしたものである。測定データから求められる S_r^* は, 彼らの示した S_r の線より約 2.5% 高い値を示している。上述のように h_s^* は h_s より約 0.265% 高く, これは S_r^* の値で 0.7% に相当するが, 上述の 2.5% の差は, これより有意に大きいと判断される。この差の原因の一つとして,

Table 9 Static holdup, h_s^* , obtained by least-squares fitting of the data to Eq. (49) and the measured static holdup, h_s , after 12-hour draining, %

SYSTEM	RUN	h_s^*	h_s	RUN	h_s^*	h_s	RUN	h_s^*	h_s	RUN	h_s^*	h_s
PL13/WATR	13	2.20	--	15	2.22	--	17	2.42	1.83	22	2.62	--
	23	2.59	--	24	2.55	--	26	2.54	2.31	121	2.71	--
	122	2.63	--	123	2.62	--	124	2.71	2.42	191	2.78	--
	192	2.76	2.51	221	2.57	--	222	2.78	2.52	223	2.78	--
	224	2.84										
AL13/WATR	14	4.33	3.74	16	4.34	3.89	131	4.23	4.05	132	4.25	--
	133	4.36	3.82									
W13/WATR	151	1.69	--	152	1.67	--	153	1.70	1.65	161	1.55	--
	162	1.59	--	163	1.54	1.48	181	1.40	--	182	1.51	--
	183	1.53	1.37	211	1.74	--	212	1.90	1.71	213	1.91	--
	231	1.69	1.71	232	1.86	--						
PL9/WATR	18	3.33	--	19	3.32	2.77	141	3.27	2.69	142	3.24	--
	143	3.26	--									
G8/WATR	12	4.55	--	20	4.44	3.85	27	4.44	--	111	4.03	--
	112	4.28	--	113	4.28	3.96	114	4.26	--			
PLM/WATR	171	2.95	2.41	172	2.89	--	173	2.91	--	174	2.94	--
PL13/ETOH	241	2.32	--	242	2.23	--	261	2.26	--	262	2.29	--
AL13/ETOH	251	2.49	--	252	2.41	1.93	271	2.54	--	272	2.54	--
PL9/ETOH	281	3.00	--	282	3.26	--						
G8/ETOH	291	4.10	--	292	4.00	--						
AL13/GLY	311	3.14	--	312	3.13	--	313	3.06	--	314	3.14	--
	315	3.07	--	316	3.18	2.97						
PL13/GLY	332	2.21	--	333	2.25	2.12	342	2.20	--	343	2.18	1.96
W13/GLY	301	1.97	--	302	2.33	2.30	303	2.25	--	304	2.58	--
	305	2.42	--	306	2.34	--	324	2.68	--	325	2.77	2.67
	382	2.13	2.03									
PL9/GLY	362	2.08	2.12									
C11/GLY	353	3.42	3.25	372	3.67	--						
PL13/CACL	402	2.64	--	403	2.60	2.49						
W13/CACL	392	1.48	--	393	1.53	--	394	1.81	1.53	395	1.93	--
C11/CACL	412	3.86	--	413	3.90	--	414	3.89	3.90			
W13/ZNCL	423	2.40	2.07									
PL9/ZNCL	432	2.85	--									
C11/ZNCL	441	3.19	2.95									

Average of the difference $h_s^* - h_s$: 0.265%

Table 10. Values for coefficients b and c of Eq. (49) and mean value of h_g^* for each experimental solid/liquid system

SYSTEM	Number of data	Least-squares fit by Eq. (49)			Static part of hold-up, h_g^* , %		
		Coefficient b	Power c	Correlation coefficient	Average	Number of runs	Standard deviation
PL13/WATR	170	0.934	0.775	0.9965	2.49	17	0.207
AL13/WATR	74	1.256	0.737	0.9908	4.10	5	0.045
W13/WATR	65	0.636	0.898	0.9875	1.64	14	0.138
PL9/WATR	61	1.449	0.692	0.9960	3.31	5	0.024
G8/WATR	117	1.914	0.810	0.9947	4.37	7	0.166
PLM/WATR	20	1.430	0.608	0.9973	2.92	4	0.021
PL13/ETOH	25	1.655	0.580	0.9965	2.29	4	0.031
AL13/ETOH	19	1.811	0.547	0.9993	2.29	4	0.052
PL9/ETOH	9	1.892	0.610	0.9991	3.15	2	0.133
G8/ETOH	8	1.862	0.765	0.9924	4.06	2	0.046
PL13/GLY	26	2.480	0.493	0.9944	2.21	4	0.027
AL13/GLY	34	5.589	0.613	0.9961	2.91	6	0.042
W13/GLY	51	2.323	0.567	0.9866	2.39	9	0.241
PL9/GLY	6	5.196	0.499	0.9996	2.08	1	---
C11/GLY	13	3.324	0.478	0.9943	3.55	2	0.125
PL13/CACL	11	1.293	0.575	0.9983	2.62	2	0.021
W13/CACL	22	1.083	0.663	0.9989	1.70	4	0.191
C11/CACL	17	1.274	0.644	0.9986	3.88	3	0.015
W13/ZNCL	6	1.899	0.640	0.9990	2.40	1	---
PL9/ZNCL	6	2.560	0.717	0.9992	2.85	1	---
C11/ZNCL	7	1.845	0.836	0.9963	3.19	1	---
OVER ALL	763	---	---	0.9990	---	-	---

Turner と Hewitt⁴²⁾ が示しているように測定方法の相違が挙げられる。すなわち Dombrowski 等はさきに述べたように充てん層を液体に浸したのちに引きあげ、放置した後の残留液体量を測定しているのに対し本実験では液体が分散相として存在するかん液充てん層について測定しており、このちがいにより上述の差異が生じたものと考えられる。

ぬれ性の影響を含めた一般的な静的ホールドアップの実験式を得るため、3節で検討した無次元数を用いて、以下に h_s^* の推定式について検討することとする。

液流速は静的ホールドアップに影響しないから、 h_s^* に関しては重力 f_g 、表面力 f_s 、液-固界面力 $f_{s,i}$ の三つの力を考慮すればよく、これらから、キャピラリー数 C_p ((44)式) と無次元界面力 N_c ((45)式) が静的ホールドアップを決める主な因子であることがわかる。

2節の検討では、粒子の幾何学的相似を仮定して、代表長さ D として粒子径 d_p を用いて無次元数を定義したが、形状が異なる粒子の場合は、単なる粒子の大きさではなく形状の差を補正した有効粒子径を用いる必要がある。有効粒子径の定義として、次の二つがしばしば用いられている。

$$d_s = \frac{\phi d_p}{1 - \varepsilon} \quad \dots\dots\dots (51)$$

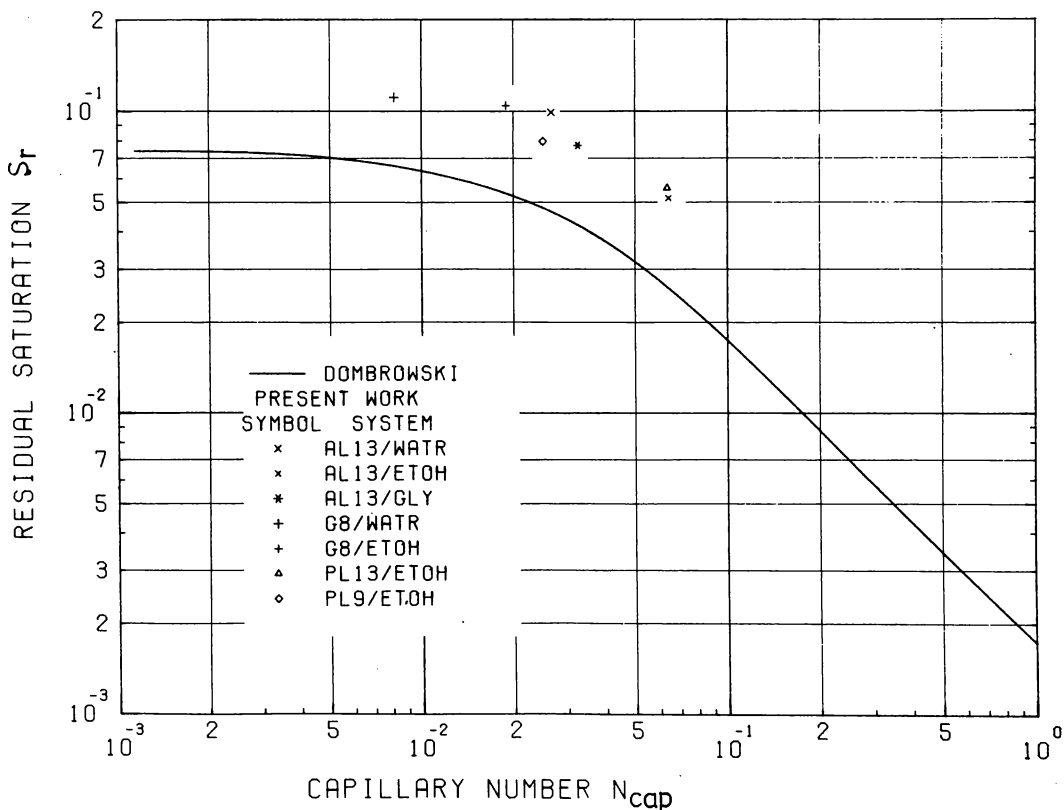


Fig. 17 Plot of experimental S_r^* for wetting flows on Dombrowski's diagram.

$$d_h = \frac{\phi d_p \epsilon}{1 - \epsilon} \dots\dots\dots (52)$$

d_s は充てん層の比表面積に、 d_h は水力学的半径 (hydraulic radius) に関係している。

無次元数 C_p と N_c が h_s^* に及ぼす相対的な効果を明らかにし、合わせて d_s と d_h のいずれが適当かを判断するために、まず

$$h_s^* = a C_p^b \cdot N_c^c \dots\dots\dots (53)$$

の関係を仮定して、次の3通りに定義した C_p を比較した。

$$C_{p_s} = \frac{\rho_l g d_p^2 \phi^2}{\sigma (1 - \epsilon)^2} \dots\dots\dots (54)$$

$$C_{p_h} = \frac{\rho_l g d_p^2 \phi^2 \epsilon^2}{\sigma (1 - \epsilon)^2} \dots\dots\dots (55)$$

$$N'_{c_{ap}} = \frac{\rho_l g d_p^2 \phi^2 \epsilon^3}{\sigma (1 - \epsilon)^2} \dots\dots\dots (56)$$

すなわち C_{p_s} 、 C_{p_h} は有効粒子径として d_s および d_h をそれぞれ用いたものであり、 $N'_{c_{ap}}$ は $N_{c_{ap}}$ から $\cos \theta$ の項を除いたものである。

コークスの形状係数を圧力損失の測定値から 0.5 と推定した (6.5.1 節参照)。他の充てん粒子は球なので形状係数は 1 である。参考のため h_s^* のかわりに (10) 式で h_s のかわりに h_s^* を用いて算出した残留飽和率 S_r^* を特性値とした場合も含めて、21 個の実験値から最小自乗法により (53) 式の係数 a 、 b 、 c を求めた。最小自乗法の計算結果を示す Table 11 から、(57)、(60)、(61) 式がほぼ同等の相関係数を与えることがわかる。(57)、(58)、(59) 式は h_s^* の実験式を与えるが、 C_p と N_c の指数はいずれの場合も絶対値ではほぼ等しい。この場合、 h_s^* は C_p^{-1} と N_c の積を用いて表現される。また

$$C_p^{-1} \cdot N_c = (f_g / f_s)^{-1} \cdot (f_{si} / f_s) = f_{si} / f_g \dots\dots\dots (62)$$

であるから、この積は新しい無次元数を定義していることがわかる。Table 11 に示す (57)、(60)、(61) 式間の相関係数に有意差がなく、(57) 式によれば、物理的意味が明確な無次元数により h_s^* を説明できるので、次式による修正キャピラリー数 C_{pm} を h_s^* と関係づける。

$$C_{pm} = \frac{f_g}{f_{si}} = \frac{\rho_l g \phi^2 d_p^2}{\sigma (1 + \cos \theta) (1 - \epsilon)^2} \dots\dots\dots (63)$$

C_{pm} は代表径として比表面積基準の有効粒子径を用いた重力と液-固界面力の比により定義される。

Table 11 Correlations for h_s^* and S_r^*

Equation Number	Equation	Correlation coefficient	Parameter		
			a	b	c
(57)	$h_s^* = a \cdot C_{ps}^b \cdot N_c^c$	0.841	0.1082	-0.341	0.364
(58)	$h_s^* = a \cdot C_{ph}^b \cdot N_c^c$	0.758	0.0565	-0.309	0.291
(59)	$h_s^* = a \cdot N_{cap}^b \cdot N_c^c$	0.699	0.0412	-0.272	0.269
(60)	$S_r^* = a \cdot N_{cap}^b \cdot N_c^c$	0.849	0.0989	-0.296	0.394
(61)	$S_r^* = a \cdot C_{ps}^b \cdot N_c^c$	0.855	0.2113	-0.297	0.487

$$S_r^* = h_s^* / \varepsilon$$

Fig. 17から S_r には最大値があり、 N_{cap} が減少するにつれ S_r が増加し、漸的にこの最大値になることがわかる。Fig. 18から C_{pm} が減少すると h_s^* が増加する。明らかに h_s^* は充てん層の空間率以上にはなり得ないので、 S_r と N_{cap} の関係と同様に、 h_s^* には最大値があり、 C_{pm} の減少により h_s^* は、漸的にこの最大値に近づくと考えるのが妥当である。 h_s^* は、一方、 C_{pm} の増加により漸的に0に近づくので、 h_s^* と C_{pm} の間に次式により示される関係を仮定した。

$$h_s^* = 1 / (a + b C_{pm}) \quad \dots\dots\dots (64)$$

実験データを用いて反復法による最小自乗法⁶²⁾により a 、 b を決定し、 h_s^* を推定する実験式として(65)式を得た。

$$h_s^* = 1 / (2.05 + 0.263 C_{pm}) \quad \dots\dots\dots (65)$$

Fig. 18に h_s^* と C_{pm} の実験値と(65)式の関係を示す。

6.1.3 動的ホールドアップ h_d を推定する実験式

2節の検討からガス流がない場合、 h_d に影響する無次元数は、 Re 、 Ga 、 C_p および N_c なので h_d とこれらの無次元数の間に

$$h_d = a Re^b Ga^c C_p^d N_c^e \quad \dots\dots\dots (66)$$

の関係を仮定した。式(49)、(50)および Table 10に示すように、 h_d は液流速 u の指数関数によ

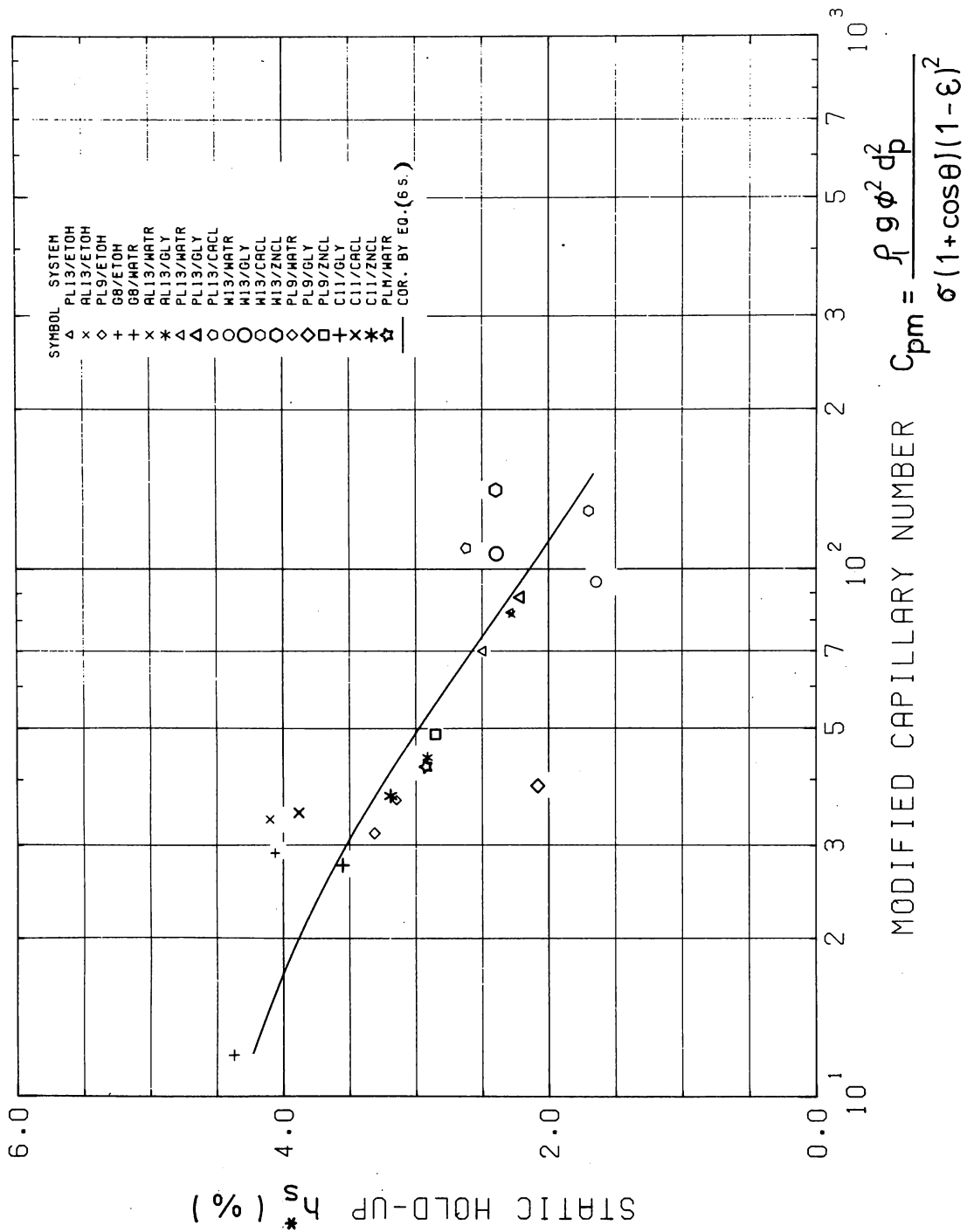


Fig. 18 Relationship between static holdup, h_s^* , and modified capillary number, C_{pm} .

り示されるが、 u の指数は実験を行なった系によって異なっている。(66) 式の関係は、 u の指数が本式の Re の指数 b と等しく、実験系によらず一定であることを示している。この指数 b をさらに上述の無次元数の関数とするのは式をいたずらに複雑にするため好ましくない。また h_d を u の指数の異なる二つの項の和として示す方法は、Buchanan³⁸⁾ (Table 3) により採用されており、このような式を仮定して最小自乗法により定数を求めることを試みたが、反復法による最小自乗法⁶²⁾ の計算が途中で発散して妥当な解を求めることができなかった。したがって h_d の実験式として (66) 式を仮定することとした。

(66) 式の指数 $a \sim e$ を、各無次元数の計算に d_s を用いた場合と d_b を用いた場合の二つについて、最小自乗法により求めた。得られた推定式による推定値と実測値の相関係数は、それぞれ 0.952 と 0.922 であった。データ数が 763 と多いので、この二つの相関係数は 0.1% 以下の有意水準で統計的に有意差がある。また前者で用いた有効粒子径 d_s は、充てん層の圧力損失式 (15) に用いられている粒子径の評価方法と同一であり、また h_s^* の推定式に用いたものであるので前者の計算によって得られた推定式を採用した。得られた係数を用いて推定式を示すと次のようになる。

$$h_d = 6.05 \left[\frac{\rho_L u d_p \phi}{(1-\epsilon)\mu_L} \right]^{0.648} \cdot \left[\frac{\rho_L g d_p^3 \phi^3}{\mu_L^2 (1-\epsilon)^3} \right]^{-0.485} \cdot \left[\frac{\rho_L g d_p^2 \phi^2}{\sigma (1-\epsilon)^2} \right]^{0.097} \cdot (1 + \cos \theta)^{0.648} \dots (67)$$

各無次元数の実験範囲は次に示す通りであり、(67) 式は厳密には、この範囲内で成立する。

$$0.002 < \frac{\rho_L^2 u d_p \phi}{(1-\epsilon)\mu_L} = Re_m < 35 \dots \dots \dots (68)$$

$$4 \cdot 10^3 < \frac{\rho_L^2 g d_p^3 \phi^3}{\mu_L^2 (1-\epsilon)^3} = Ga_m < 1.0 \cdot 10^8 \dots \dots \dots (69)$$

$$2.0 < \frac{\rho_L g d_p^2 \phi^2}{\sigma (1-\epsilon)^2} = C_{ps} < 165 \dots \dots \dots (70)$$

$$0.59 < 1 + \cos \theta = N_c < 2.0 \dots \dots \dots (71)$$

h_d の実測値と、(67) 式による推定値の比較を Fig. 19 に示す。図からほとんどの測定値と推定値との偏差は $\pm 0.3\%$ 以内であることがわかる。

全ホールドアップ h_t は h_s^* と h_d の推定値を加えて求められる。Fig. 20 に h_t の実測値と推定値の比較を示した。 h_s^* の推定誤差がやや大きいので h_d の場合より誤差が大きく、実測値と推定値との偏差は $\pm 0.6\%$ 以内である。

6.1.4 他の研究者による測定値と推定値との比較

Table 12 に、これまでに報告された静的ホールドアップ h_s のデータを示す。多くの実験が

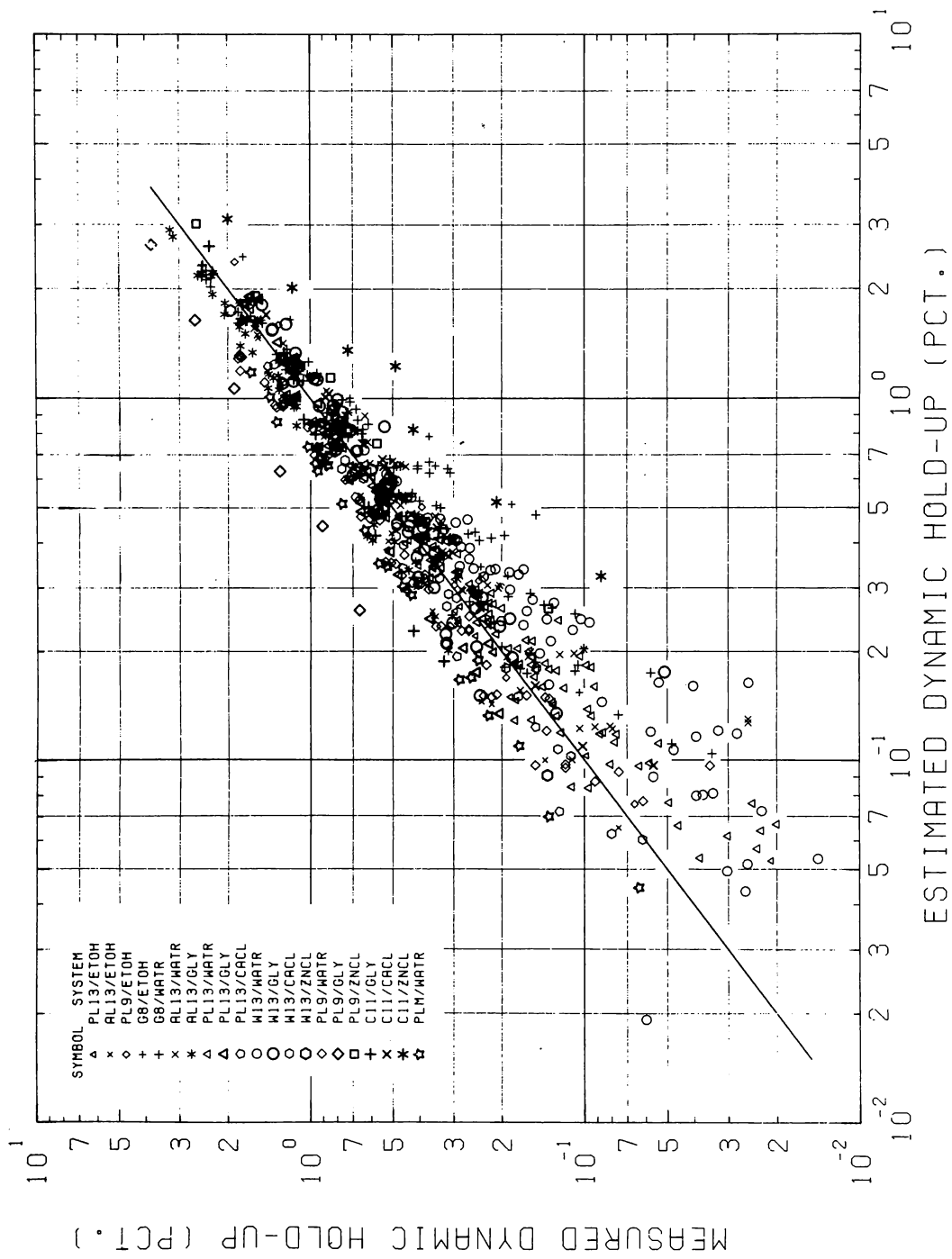


Fig. 19 Comparison of measured and estimated dynamic holdup.

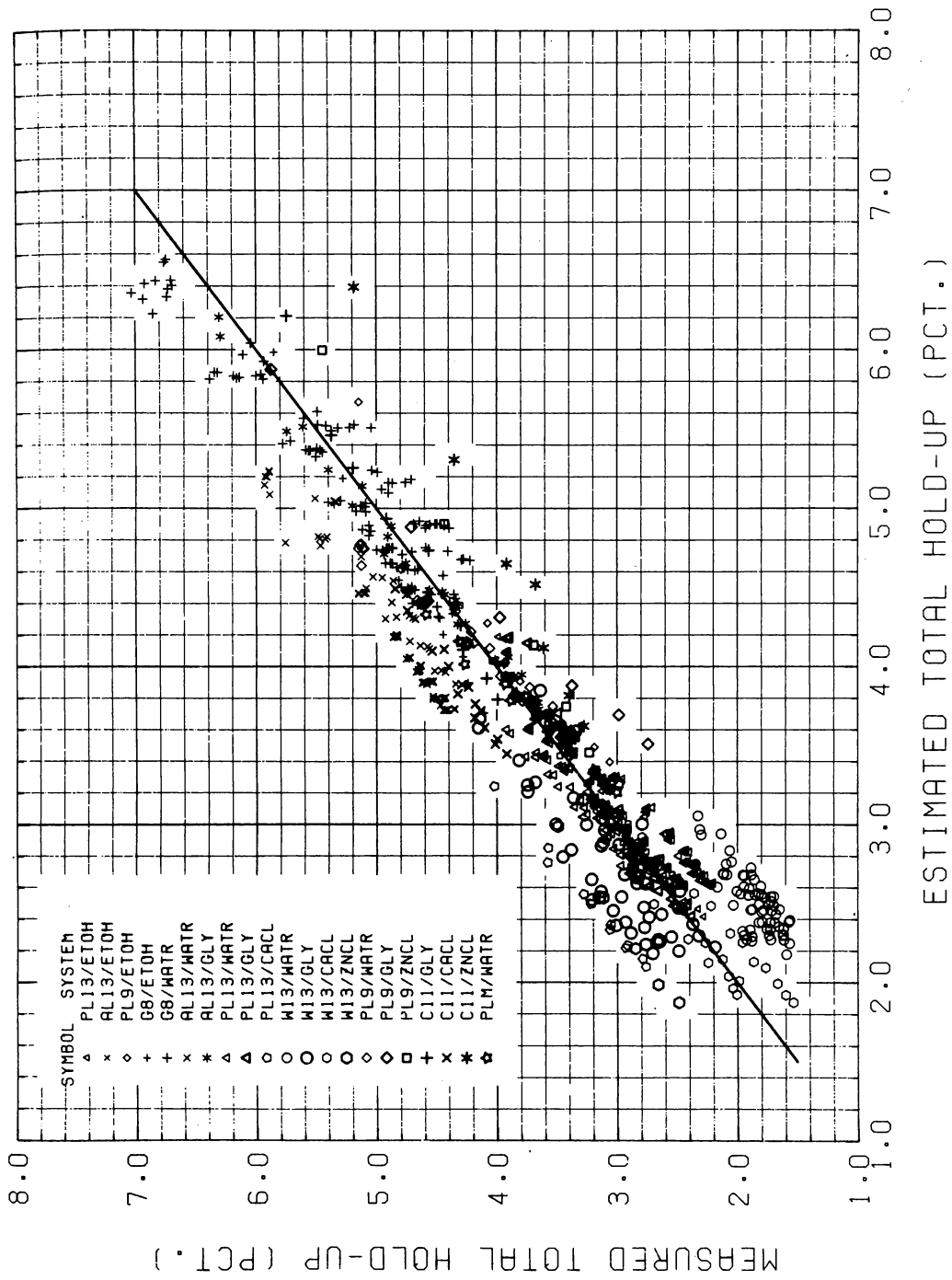


Fig. 20 Comparison of measured and estimated total holdup.

Table 12 Published data on static holdup h_S , %

Worker	Material	Packing					Liquid			h_S (%)	Cpm (-)	
		d_p (mm)	ϵ (-)	a_T (m^{-1})	ϕ (-)		ρ_L ($kg \cdot m^{-3}$)	σ ($\mu \cdot m^{-1}$)	θ (deg)			
Schulman et al. ^{24,30)}	Porcelain R.R.	12.7	0.605	381	0.490	Water	1000	0.073	0	3.25	16.7	
		25.4	0.726	192	0.337	Water	1000	0.073	0	1.50	65.7	
						Water- CaCl ₂	1170	0.0774	0	1.41	72.5	
							1225	0.0803	0	1.42	73.2	
							1320	0.0863	0	1.35	73.4	
						Water- S.A.	1000	0.038	0	0.79	126.3	
		Porcelain B.S.	38.1	0.715	134	0.334	Water	1000	0.073	0	0.89	134.5
	12.7		0.66	436	0.368	Water	1000	0.073	0	3.17	12.7	
	25.4		0.695	205	0.350	Water	1000	0.073	0	1.19	57.4	
						Water- CaCl ₂	1160	0.0774	0	1.11	62.7	
							1300	0.0803	0	1.17	67.7	
						Water- S.A.	1000	0.043	0	0.94	97.2	
							1000	0.060	0	1.08	69.7	
Broz and Kolar ³⁴⁾	Spheres	10	0.392	--	1.0	Water	1000	0.0732	0	3.96	18.1	
						Water- glycerol	1115	0.0502	0	2.14	29.4	
							1136	0.0503	0	2.41	31.3	
							1213	0.0495	0	2.40	32.5	
						Water- methanol	853.2	0.0281	0	2.77	40.2	
Gardner ⁶⁾	Coke	8.98	0.417	--	0.6	Water	1000	0.073	90*	3.23	11.5	
		15.55	0.456	--	0.6					2.40	39.5	
		19.05	0.462	--	0.6					1.81	60.6	
Warner ⁷⁾	Steel R.R.	6.35	0.72	--	(0.335)	Mercury	13600	0.496	140**	12.70	66.3	
							13600	0.470	140**	11.80	62.8	
Standish ⁹⁾	Steel R.R.	6.35	0.71	--	(0.335)	Water	1000	0.073	0	4.03	3.61	
					90*				3.41	7.22		
	Porcelain R.R.	6.35	0.624	--	(0.49)	Water	1000	0.073	0	6.65	4.60	
					90*				2.93	9.19		
Porcelain B.S.	6.35	0.60	--	(0.335)	Water	1000	0.073	0	8.03	2.31		
				90*				3.41	4.63			
Andrieu ³⁶⁾	Pyrex R.R.	10.0	0.69 0.68	--	(0.335)	Water	1000	0.073	0	5.40	7.84	
					90*				2.30	16.6		
	Silvered Pyrex R.R.	10.0	0.69	--	(0.335)	Water	1000	0.073	0	3.50	7.84	

R.R.: Raschig rings, B.S.: Berl saddles * Silicone coated, ** Approximate estimation

リング状充てん物を用いて行なわれており、球、破碎固体充てん層に関する測定値は少ない。

Fig. 21にはこれらのデータを h_s と C_{pm} の関係として示した。前述したように h_s^* は h_s より大きく、両者の差は0.265%である。Fig. 21とTable 12から次のことがわかる。

BrozとKolar³⁴⁾による球形粒子の測定値のうち、液体として、水およびメタノール水溶液を用いたものは(65)式による推定値と良く一致している。しかし液体としてグリセリン水溶液を用いたものは、推定値より約0.6%低い。またGardner⁶⁾がコークスについて測定した値も推定値より約0.6%低い。

他の測定値は、リング、サドルを充てん物としたときのデータであるが、3点を除いて推定値より約1.1%低い。しかしこれらのデータは、ぬれ性の差異には無関係に推定曲線を横軸に沿って平行移動した線上にあることがわかり、このことから h_s を推定する無次元数として修正キャピラリー数 C_{pm} を用いたのは妥当であり、これら異型の充てん物に対しては、さらに適当な形状補正が必要と考えられる。^{+))}

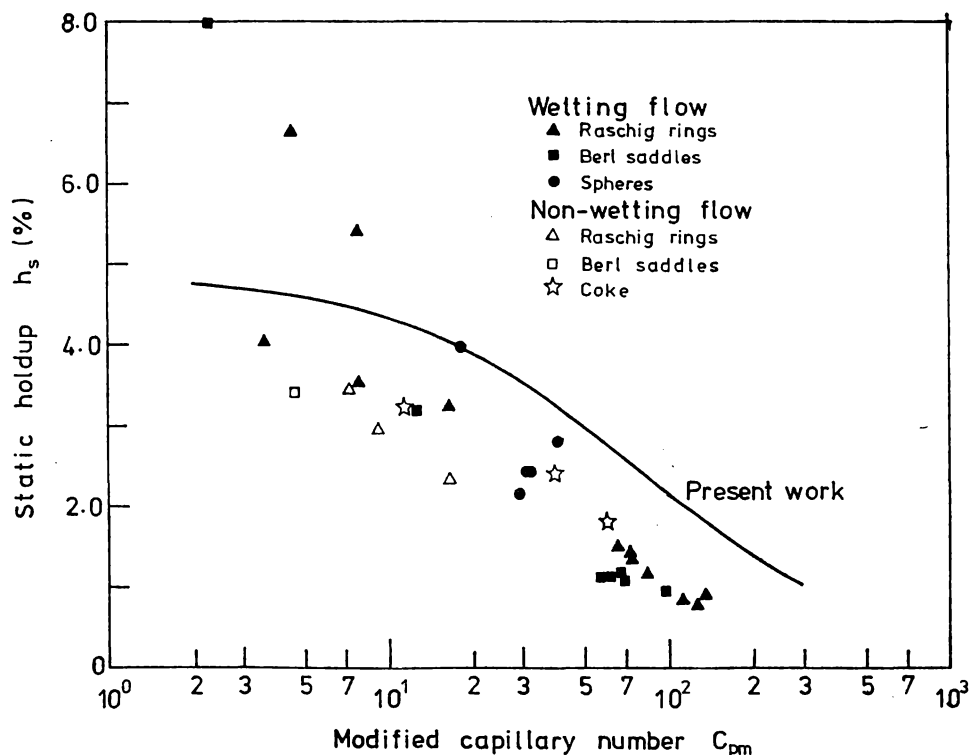


Fig. 21 Relationship between static holdup, h_s , and the modified capillary number, C_{pm} , for published data (RR: Raschig rings, BS: Berl saddles).

^{+))} Table 12の形状係数 ϕ は報告された比表面積 a_t から推定した値あるいは形状から推定した値である。この ϕ を1.7倍すれば、実測値は(65)式による推定値とほぼ一致する。

Table 13 Measured and estimated dynamic holdup, $h_d(\%)$ and operational holdup, $h_o(\%)$

Worker:		Warner ⁷⁾		Gardner ⁶⁾				Blast furnace	
								Metal	Slag
Measured data [†]	h_o	7.4	2.3	0.8	2.63	0.50	1.27	--	--
	h_d	--	--	0.53	2.36	0.32	1.09	--	--
Estimated values [†]	h_o^{+1}	6.85	4.3	2.05	5.05	1.61	3.48	1.54	8.24
	h_o^{+2}	5.97	2.32	0.33	2.08	0.26	1.25	0.28	0.77
	h_o^{+3}	7.55	2.65	0.27	2.03	0.206	1.16	0.22	0.76
	h_d^{+4}	2.41	0.97	0.27	1.55	0.25	1.10	0.13	0.62

+1, +2, +3: h_o estimated by correlations (4), (3) and (5) in Table 3 respectively.

+4 : h_d estimated by Eq.(67)

† Detailed data are shown in Table 4

次に Table 13 にはぬれない系で測定された h_d の実測値と推定値との比較を示す。推定値は (67) 式による h_d のほかに, Table 3 に示した他の研究者の推定式による h_c をも比較のため示した。(67) 式による h_d の推定値は, Gardner の実測値と比較的よく一致しているが, Warner の実測値はむしろ他の研究者の推定値に近い。Warner の用いた系における Hg-鉄ラシヒリング間の接触角は, 報告されていないため, 本推定においては 140° と仮定したが, もし 90° と仮定すると, (67) 式も実測値に近い推定値を与える。

一方ぬれる系については, Jesser と Elgin²⁹⁾ によるガラス球に関する測定値に較べて, (67) 式の推定値は 25~30% 高い値を示した。

(67) 式では $(1 + \cos \theta)$ の指数は 0.648 である。ぬれない系の θ を 90° とすると, このことはぬれる系の h_d がぬれない系の h_d より約 50% 高いことを意味する。この差は Andrieu³⁶⁾ の示した約 10%, Standish⁹⁾ の示した有意差なしという実験結果と比較して大巾に大きい。このようにぬれ性の h_d に及ぼす影響が研究者によって異なる原因を特定することは困難であるが, 実験条件の相違もその原因の一つとして注目する必要がある。すなわち, 本実験では球形粒子, 破碎固体を用いたのに対し, Andrieu, Standish はいずれもラシヒリングを用いており, 実験を行なった液流速も本実験に比べて 1 けた以上大きい範囲内にある。これから直ちに結論することはできないが接触角の影響は液の流速および充てん粒子の形状に依存する可能性がある。さらに実験上の問題としてたとえばガラス/水のようなぬれる系の場合にも, 固体表面の汚染により本来ぬれるべき表面がぬれないことがあるので注意する必要がある。本実験に用いたガラス玉, アルミナ球はいずれも表面がすりガラス状になっていたため,

これらを用いた実験では常に表面が完全にぬれた状態で実験を行なうことが可能であった。

6.2 流出液の流速分布に及ぼすガス流速の影響

すでに述べたように本実験では、充てん物を支えるグリッドの構造がその上部の充てん塔と同一なのでグリッドによる液流の再分配は無視することができる。しかし、本研究で用いた装置の断面積は、Porter⁶³⁾が、13mmのラシヒリングによる液の流速分布の測定に基づいて、再現性のある流速分布の測定値を得るために必要であるとした断面積 0.04 m^2 の $1/6$ しかない。液の流速分布の測定値の再現性が悪かった理由は、この点にあると考えられる。しかしそれにもかかわらずガス流が液の流速分布に影響を与えること、ならびにその影響の程度がぬれる系とぬれない系では大きく異なることが観察された。

Fig. 22 に外周部への相対液量密度とかん液時の無次元圧力損失 ΔP_w^* ((46) 式) との関係を示す。大部分の実験データが存在する領域の上下限を示す線により示した。 ΔP_w^* は、種々の実験条件におけるガス流速の影響を一般化するために用いた指数で、一定の実験系、液流速ではガス流速の増加に対応して増加する。

図に示した実線と点線は、それぞれぬれない系とぬれる系における実験データの範囲を示す。どちらの系の場合も ΔP_w^* の増加により外周部への液量が増加する。 ΔP_w^* が0.2以上になると外周部への液量は大きくばらつくようになる。図から明らかに、ぬれない系の方がぬれる系より

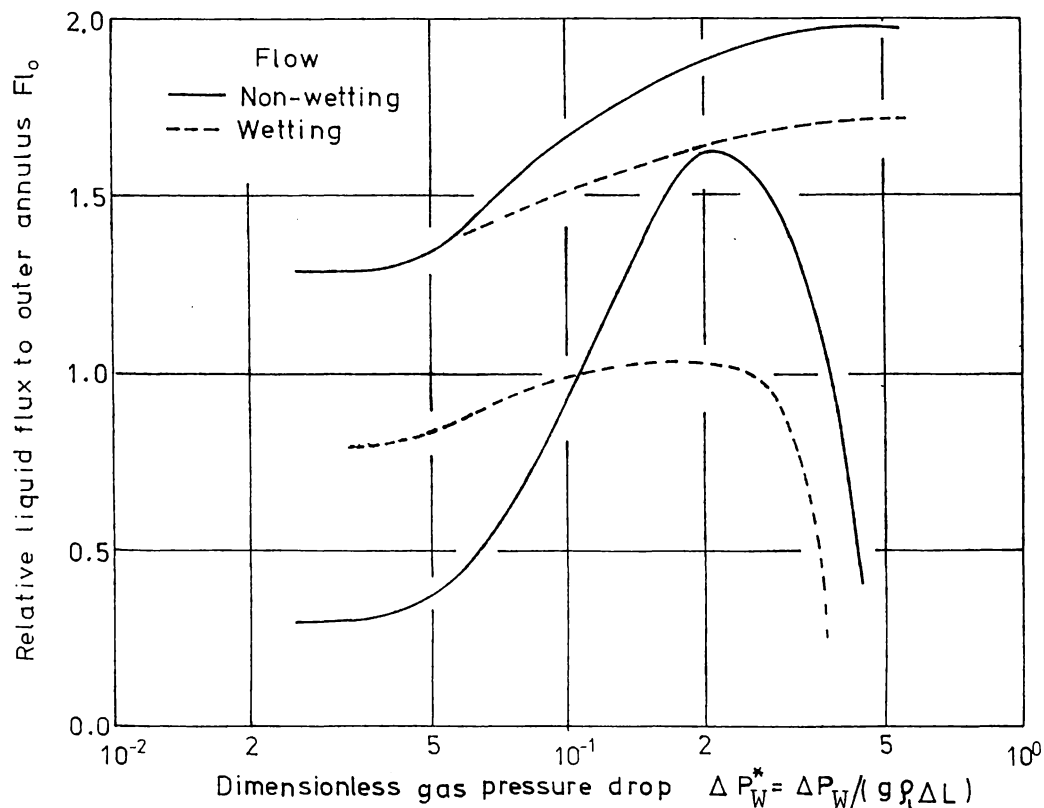


Fig. 22 Effect of dimensionless gas pressure drop, ΔP_w^* , on relative liquid flux to outer annulus. (The curves show approximate upper and lower limits of experimental data.)

ガス流速が液の流速分布に及ぼす影響が大きく、 $\Delta P_w^* = 0.2$ のとき、ぬれない系では、少なくとも全液量の80%が全断面積の50%を占める外周部へ集中する。

また全体として向流方式を採用している本実験装置でガス流速により液の流速分布が変わることは、液流の水平方面の広がりやガス流速により影響されることを示している。高炉内では、羽口近傍でガス流の向きが水平から垂直方向に変わるなど、高炉内におけるガスの流速と方向はその場所により変化する。したがって、これらの部分における液流はガス流により影響され、必ずしも垂直方向ではないと考えられる。このような領域の液流を考えるうえで上述の実験結果は、液流の平均的な方向のみではなく液の流れに直角方向の広がりをも考慮する必要があることを示している。

6.3 フラッディング線図

本実験で求めたフラッディング速度を従来報告されたデータと比較するために、測定データを Sherwood の線図⁵⁰⁾ および Mersmann の線図⁴⁵⁾ 上にプロットした。

Fig. 23は、Sherwood 線図を示し、本実験データとともに他の研究者のデータもプロットしてある。図から明らかなように本実験値は、他研究者の測定値とよく一致し、Lobo⁵⁵⁾ の示した限界線より縦軸の flooding factor ではほぼ倍程度高い位置にある。

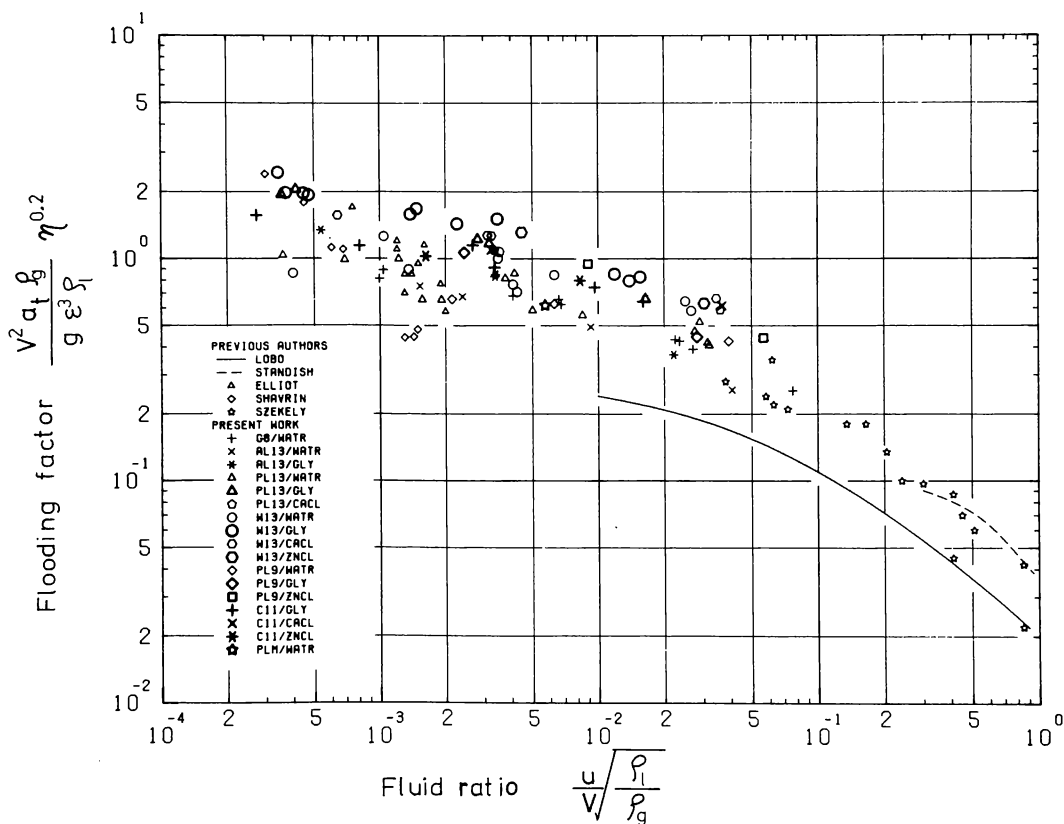


Fig. 23 Plot of flooding data on Sherwood diagram.

Fig. 24 は、Mersmann 線図上の本実験データのプロットを示す。公表されたデータはMersmann 自身のもの以外には、この線図に示されたものがなく、Fig. 23 に示した他研究者のデータも、測定値が示されていないため、Mersmann 線図上に示すことができなかった。本実験の測定値はほぼMersmann が示した限界線と一致している。

本実験のデータのばらつきを横軸を一定としたときの縦軸の測定点の分布幅で代表させると Fig. 23 のばらつきは、Fig. 24 より約 70 % 大きいことがわかる。後者の縦軸は実際の充てん層の乾燥状態における圧力損失を基準にしているため、前者より良く充てん層構造の変化に対応していることがこの差の一因であろう。

Fig. 24 を詳細に点検すると、ぬれない系の点がぬれる系よりやや上方に位置する傾向があることおよび横軸の無次元かん液密度が小さい領域ではMersmann の限界線が水平であるのに測定値は無次元かん液密度の低下とともにやや増加する傾向を示していることがわかる。

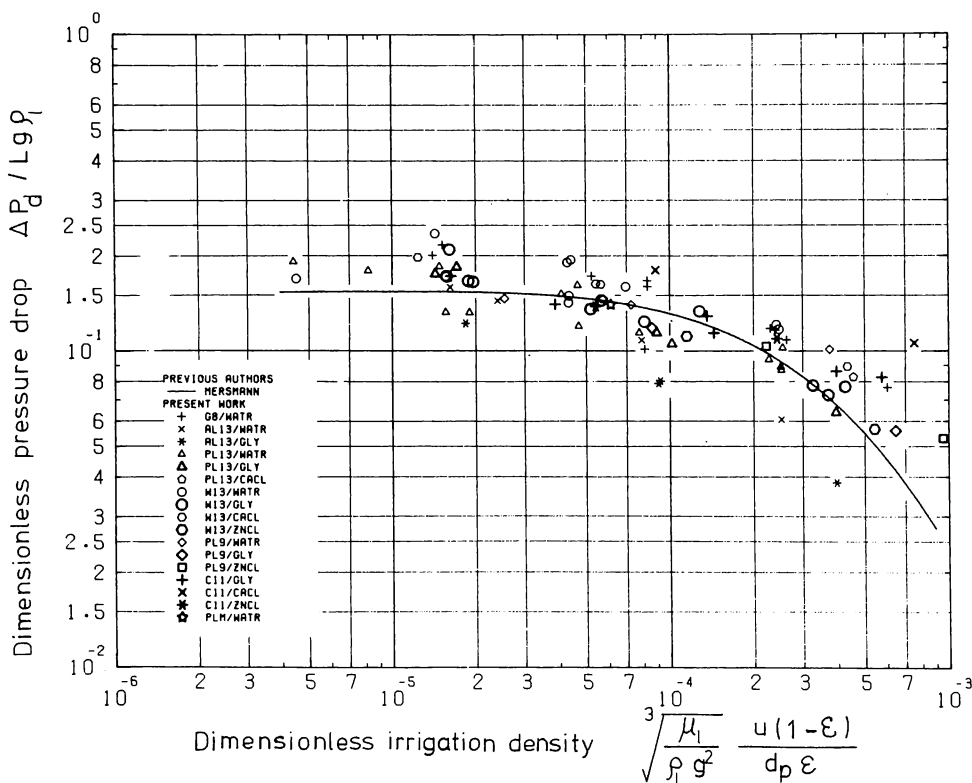


Fig. 24 Plot of flooding data on Mersmann diagram.

得られたデータのばらつきが比較的大きいので、これらのデータから直接ぬれ性の影響を補正する方法を求めるのは困難である。上述の考察と、(67)式で h_d に及ぼす u と $(\cos\theta + 1)$ の効果が両者とも同一の指数で評価できることから、ぬれ性の影響を無次元かん液密度に

$$(\cos\theta + 1) / 2 = (\cos \frac{\theta}{2})^2$$

を乗ずることにより評価することとする。新しく得られる無次元かん液密度：

$$\sqrt[3]{\frac{\mu_l}{\rho_l g^2}} \frac{u(1-\epsilon)}{d_p \epsilon} (\cos \frac{\theta}{2})^2 \dots\dots\dots (72)$$

を横軸とし、縦軸を無次元圧力損失としたフラッディング線図を Fig. 25 に示す。

Fig. 24 と Fig. 25 とを比較して、Fig. 25 の方がデータのばらつきが少なく、ほとんどの点が、縦軸上で図に示した限界線の $\pm 25\%$ 以内にあることがわかる。Mersmann の示した限界線が水平に近い領域は、もとの文献に示された図からみて小数の実験値しか示されていないので、本実験をもとにした Fig. 25 の方が信頼性が高いといえる。

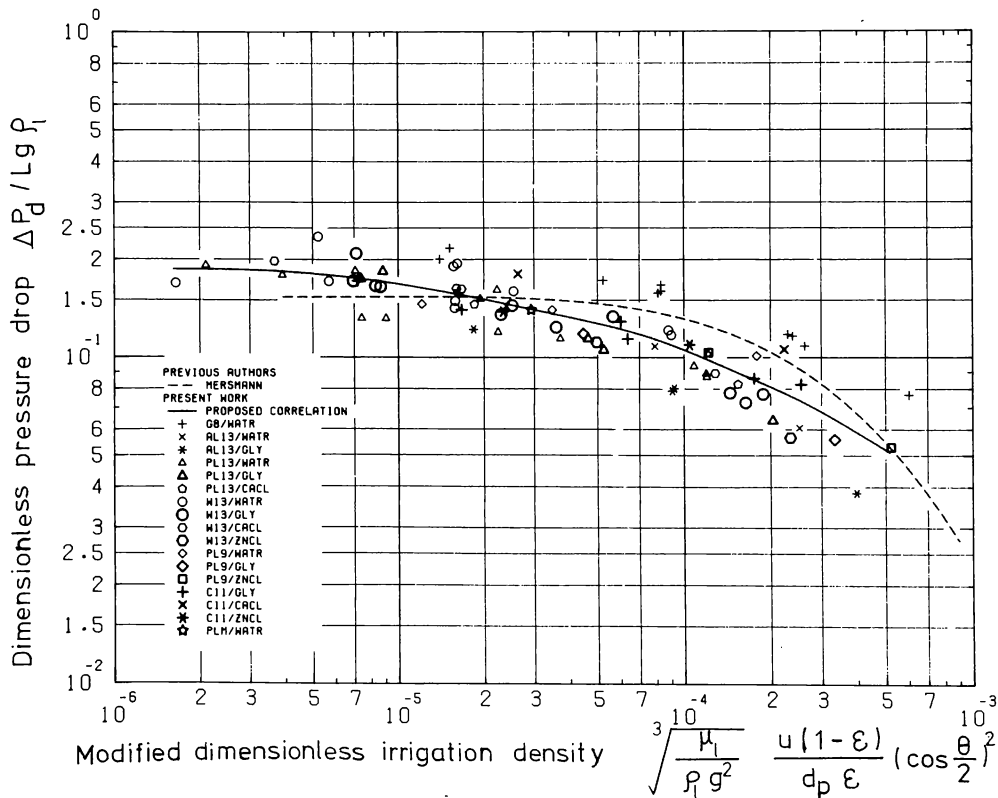


Fig. 25 Flooding diagram based on modified dimensionless irrigation density.

6.4 かん液充てん層の流動化

Fig. 26に本実験で用いた液のなかで最も密度の高い ($\rho_L = 1920 \text{ Kg} \cdot \text{m}^{-3}$)液体を用いた実験結果の例を示す。液の流速が高いR/432の場合には、他の液体を用いた実験の場合と同様にガス流速の増加とともにガス圧力損失と h_t が増し、フラッディングに到る。しかし液の流速が低いR/431およびR/433の場合には、ガス流速の増加とともに最初は他の実験と同様に圧力損失および h_t が増すが、ガス流速をさらに増すと、圧力損失と h_t はもはや増加しなくなり、ガス流速に無関係にほぼ一定値を示すようになる。このような領域では、充てん塔全体がわずかに動き、塔高が増した状態になる。この状態からさらにガス流速を増すと塔高が増すのみで、圧力損失、 h_t は変化しない。また塔内の粒子は、ガス流速を増したときに少し動くだけで、流速と塔高が平衡すると粒子は静止し、一見通常のフラッディングを起こしていない塔の状態と変わらない。この状態からガス流速を下げると、ガス流速の低下とともに塔高が下がり、もとの塔高にもどる。

塔のこのような状態は、乾燥塔でガス流速を増したときに起こる前流動化状態と類似しており、さらにガス流速を増せば、塔は流動化すると予想されるが、本実験では、実験装置上の制約からこれ以上ガス流速を増すことができず、完全な流動化状態を実現することはできなかった。

Fig. 26では、圧力損失と h_t は、最初の塔高を基準に計算してある。図に示したデータからガスの圧力損失がほぼ $6 \text{ kN} \cdot \text{m}^{-3}$ で前流動化状態に達している。充てん物にかかる重力は、 $5.4 \text{ kN} \cdot \text{m}^{-3}$ であり、塔内の液体にかかる重力は、 h_t に依存し、 $0.85 \sim 1.2 \text{ kN} \cdot \text{m}^{-3}$ であるから、前流動化時の圧力損失は、充てん物にかかる重力と充てん物と液体にかかる重力の間にあり、後者に近い。

実験では、実験条件の相違により、通常のフラッディングが観察された場合、および上述のような前流動化状態が観察された場合のほか、フラッディングを起こすと同時に前流動化状態になった例も観察された。前流動化状態のときのガスの圧力損失が充てん物と液体に働らく重力に等しいと仮定すると、流動化の条件は(73)式により示される。

$$\varphi [\rho_s (1 - \varepsilon) + \rho_L h_t] \leq \Delta P / \Delta L \quad \dots\dots\dots (73)$$

両辺を $\varphi \rho_L$ で割り、整理して(74)式を得る。

$$\frac{\rho_s}{\rho_L} (1 - \varepsilon) \leq \frac{\Delta P}{\varphi \Delta L} - h_t \quad \dots\dots\dots (74)$$

フラッディング開始時の $\Delta P / \Delta L$ と h_t が(74)式の関係を満たせば層は流動化することとなる。また等号が成立する場合には両者が同時に起こる。

かん液充てん層で、フラッディングが起こるか流動化が起こるかを識別するためには、フラッ

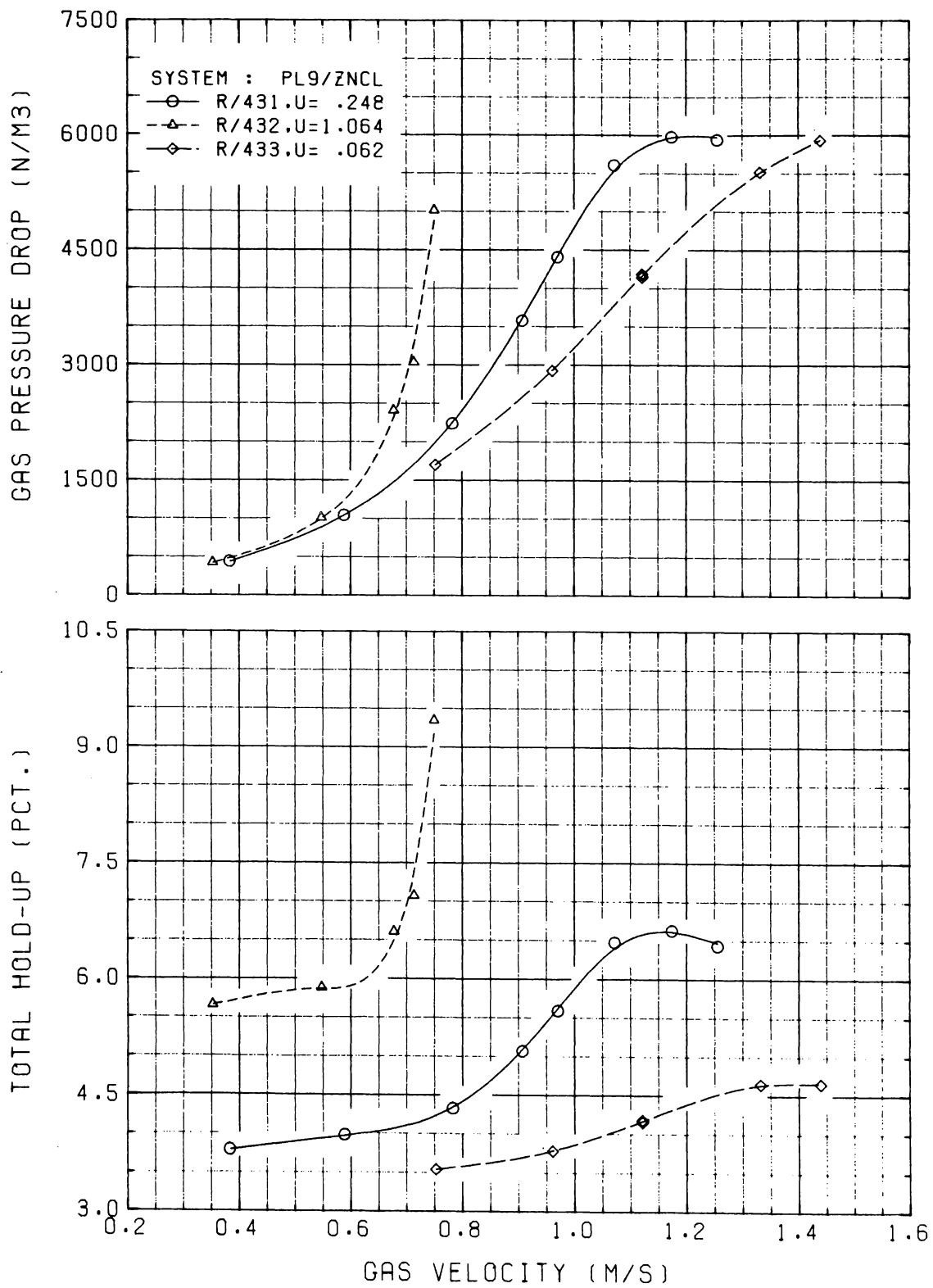


Fig. 26 Variation of total holdup and gas pressure drop due to gas velocity for the system PL9/ZnCl. (The holdup and pressure drop were calculated on the basis of initial bed height.)

ディング時の $\Delta P/\Delta L$ と h_t を知る必要がある。数式による定量的な検討は後節で行なうことにし、ここでは、実験データを整理して、両者を識別する方法を示す。

Fig. 25 から、フラッキング時のガス流速は修正無次元かん液密度によって決まるので、(74) 式の右辺も同じ無次元数により決まると仮定する。これから、フラッキングと流動化は、(74) 式の左辺（無次元充てん層密度）と、修正無次元かん液密度により識別できる。

以上の考察から、無次元充てん層密度と修正無次元かん液密度をそれぞれ両軸にとり流動化とフラッキングを区別して実験データを Fig. 27 に示した。図から、実験データは、流動化が起こるかフラッキングが起こるかにより図中の異なった領域にあり、上述の2つの無次元数によりこれらの二つの現象を識別することができる。流動化は、無次元かん液密度、無次元充てん層密度が低いほど起こりやすい。

高炉下部のスラグ流れについて、高炉の平均的なデータから推定した両無次元数の範囲を Fig. 27 にあわせて示した。図中に示した境界線を確定するためには、さらに広範囲の実験データが必要であるが、この図から判断すると、高炉下部では、フラッキングよりむしろコークス層の流動化が起こると推定される。

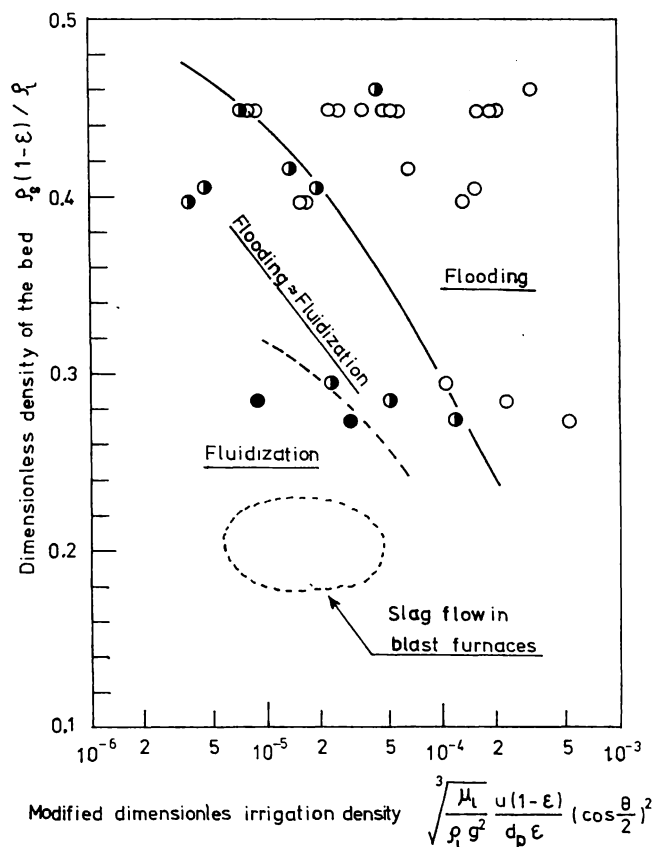


Fig. 27 Diagram showing the region of bed instability.
 (Experimental points: Normal flooding, ○;
 Fluidization together with flooding, ◐;
 Fluidization, ●.)

6.5 気液向流充てん層のガス圧力損失と液ホールドアップの推算

6.5.1 乾燥充てん層のガス圧力損失

Fig. 28 に乾燥充てん層のガス圧力損失の実験値を(11)式の抵抗係数 f_k と(12)式の $Re_g / (1 - \epsilon)$ との関係として示した。Fig. 28 A は全ての粒子の形状係数 ϕ を1とした場合を、またFig. 28 Bはコークスの形状係数のみを0.5とした場合を示している。

Fig. 28 Aから球形粒子についてはCarman⁴⁷⁾の実験式が本実験値とよく一致していることがわかる。一方、コークスに関する実験値は他の球形粒子の実験値からずれている。この偏差はコークスの形状係数を変えることにより修正できる。 $Re_g / (1 - \epsilon)$ が大きい領域では、Carmanの実験式の f_k は $Re_g / (1 - \epsilon)$ の-0.1乗にほぼ比例するが、Ergun⁴⁶⁾の実験式の f_k はほぼ一定である。コークスの場合には、 $Re_g / (1 - \epsilon)$ の大きい領域で f_k はほぼ一定であり、むしろErgunの実験式が実験値をよく説明している。しかし、ここでは、球形粒子とコークスを一律に取り扱うため、Carmanの実験式に測定値がほぼ合致するようにコークスの形状係数を0.5とした。Fig. 28 Bから、コークスの形状係数を0.5とするとほぼ他の実験値と同一線上にくることがわかる。実験に用いたコークス粒子は、通常の高炉装入コークスより扁平なので、この値は、高炉コークスに用いられる0.6~0.7程度の値より小さくなったと考えられる。

(15)式から、乾燥充てん層の圧力勾配 $\Delta P / \Delta L$ は、ガス流速 V の2次式により示される。

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = A V + B V^2 \quad \dots\dots\dots (75)$$

A, Bはガスの物理的性質と充てん層構造により決まる定数で、実験値から最小自乗法により実験に用いた塔毎に求めた。A, Bは、後でかん液層の圧力損失の解析に用いる。

6.5.2 従来の圧力損失の推定式と実験値との比較

2節で述べたように従来報告された圧力損失の推定式は、かん液塔および乾燥塔における圧力損失の比 F と h_t の関係を与えている。したがって、まず F と h_t の実測値の間を検討する。 F はかん液塔圧力損失の実測値と、その時のガス流速 V から(75)式で計算した乾燥塔圧力損失の比として計算した。

Fig. 29, Fig. 30に F と h_t および F と V との関係の例をそれぞれ示す。それぞれの系について、 \triangle と \square あるいは \blacktriangle と \blacksquare により区別して、 u の異なる2つずつの実験結果を示す。これらの図から、液の流速 u と系を構成する充てん物と液体とが一定の場合について個々に F と h_t の関係を定めることができる。しかし F と h_t との関係はこれらの実験条件により異なり、全ての実験条件に関する F と h_t との関係を一つの式により共通的に示すことはできないことがわかる。ここに示した実験では、空間率 ϵ はほぼ同じであり、推定式(19)~(23)は ϵ が一定の充てん層では F は h_t のみに依存していることを示している。しかし、上述の実験結果は F を h_t の

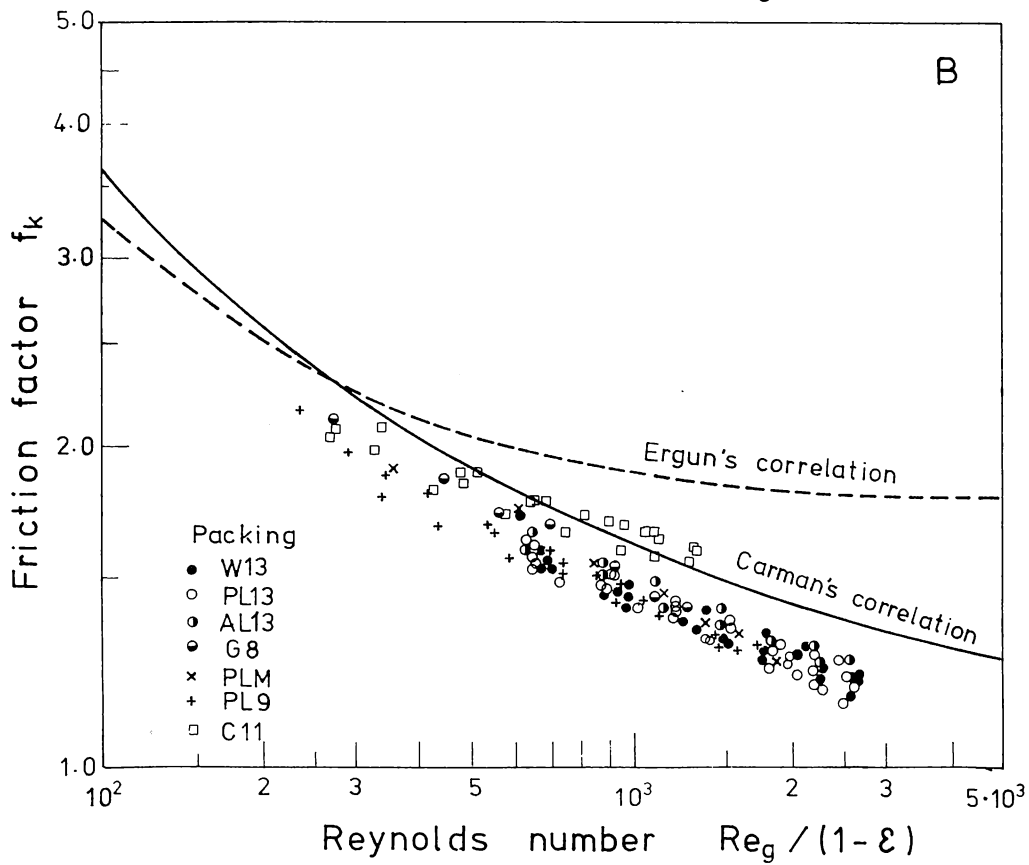
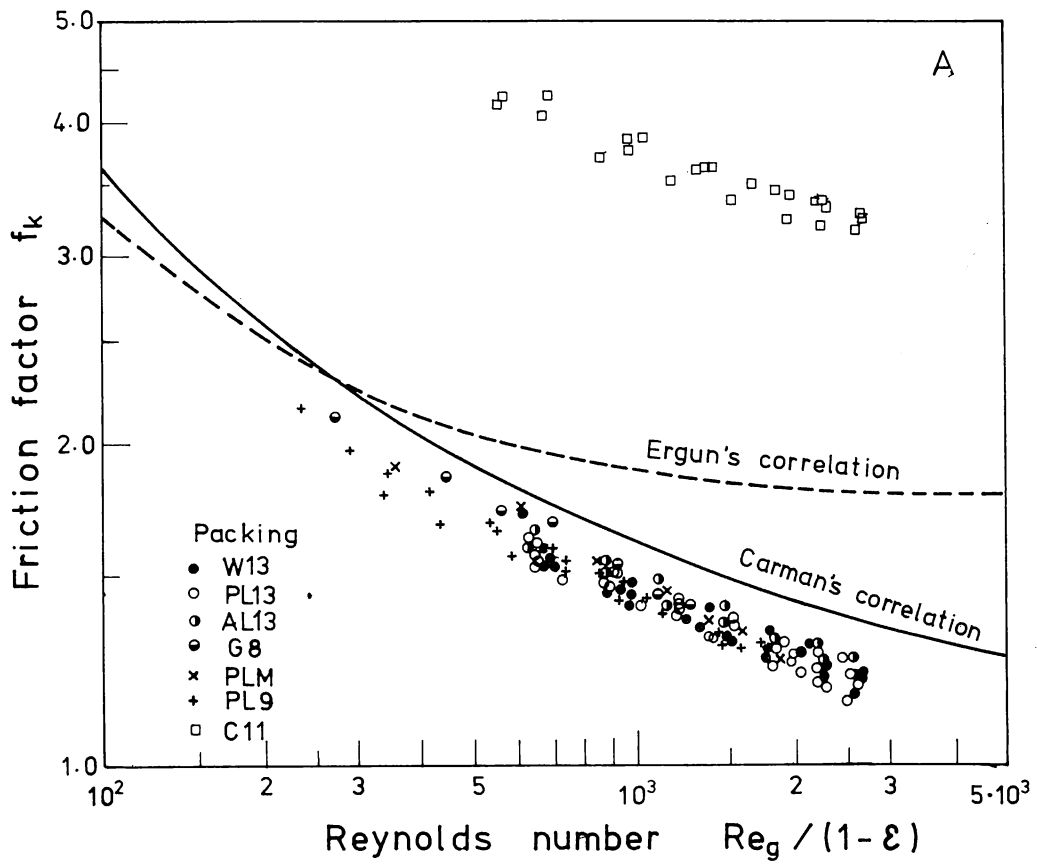


Fig. 28 Relationship between friction factor, f_k , and $Re_g/(1-\epsilon)$ for dry column.
 (A: ϕ is assumed to be 1.0 for all packings
 B: ϕ for coke is assumed to be 0.5.)

みの関数として示すことはできないことを示して、これらの式により、本実験結果を説明することはできない。

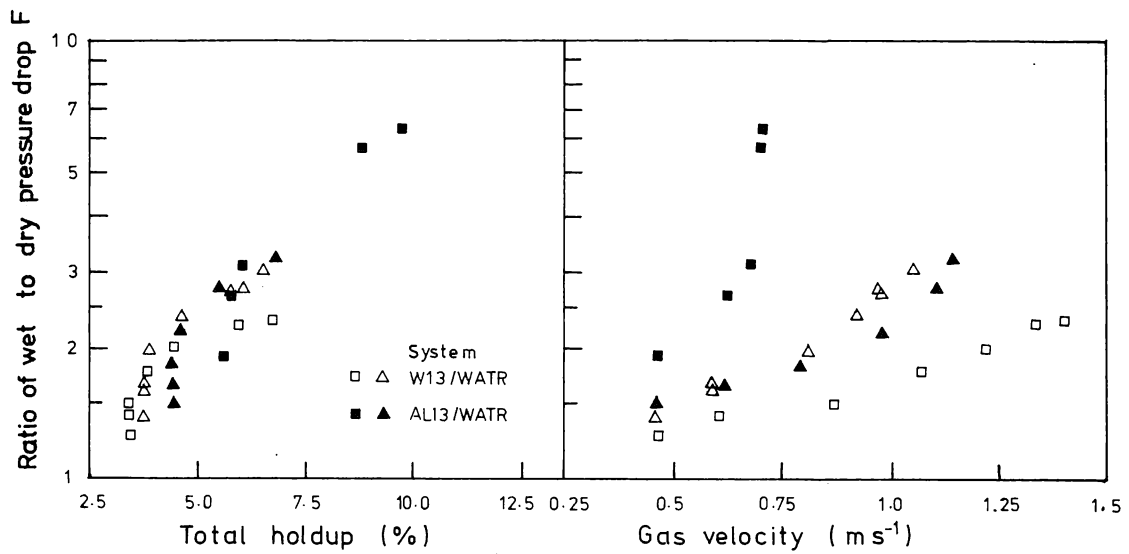


Fig. 29 Some examples of the change in the ratio of wet to dry pressure drop, F, as function of total holdup and as function of gas velocity

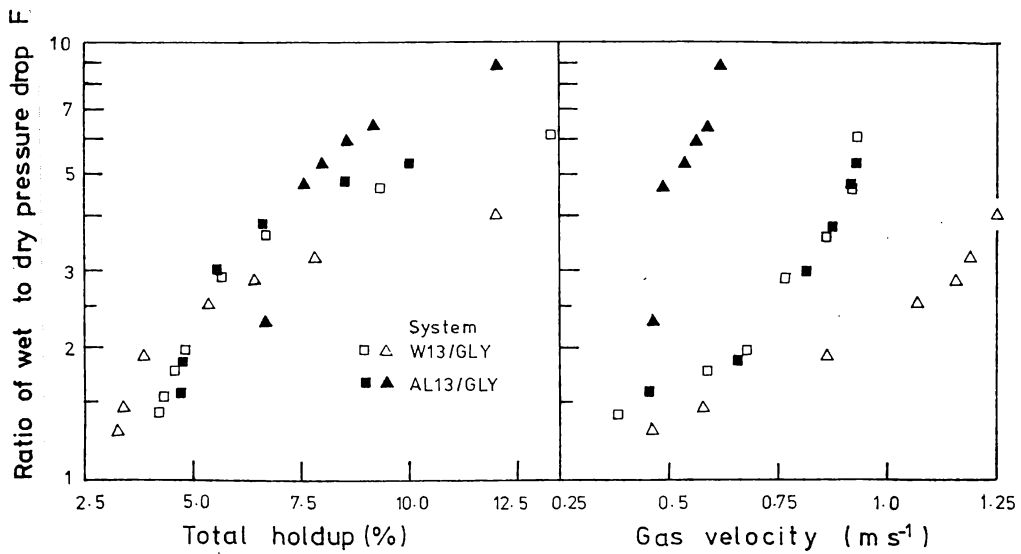


Fig. 30 Some examples of the change in the ratio of wet to dry pressure drop, F, as function of total holdup and as function of gas velocity.

Fig. 29 では h_t が小さいところで h_t の変化がほとんどないにもかかわらず F が変化している。この部分では、 F の増加は、ガス流速の増加と対応していて、 h_t に変化がなくても V の増加により F が増すことを示している。Jeschar ら⁵⁾ の (24) 式は、 h_t が一定で、 V が増すと F が低下することを示し、この式も本実験結果を説明するには不適当なことがわかる。

Teutch⁵⁴⁾ の (25) 式は、ガス流速の増加によって F が増加するという実験結果を説明するには便利であるが、既述のように低液流速の実験に適用するには問題がある。

以上の考察から従来発表された推算式を用いて本実験結果を説明するのは困難であるといえる。

6.5.3 かん液層の圧力損失式の誘導

前述のように、乾燥充てん層の圧力損失に及ぼす充てん層構造の影響は、 ϵ と $d_p \phi$ により示される。液の存在により $d_p \phi$ が変化しないと仮定すると (11) と (12) 式中の ϵ を $(\epsilon - h_t)$ に置きかえて、かん液層の抵抗係数 f'_k と粒子レイノルズ数 Re'_g を次のように定義できる。

$$f'_k = \frac{\Delta P_w}{\Delta L} \cdot \frac{d_p \phi}{\rho_g V^2} \cdot \frac{(\epsilon - h_t)^3}{(1 - \epsilon + h_t)} \quad \dots\dots\dots (76)$$

$$Re'_g = \rho_g V d_p \phi / \{ \mu_g (1 - \epsilon + h_t) \} \quad \dots\dots\dots (77)$$

ただし、 ΔP_w はかん液層の圧力損失である。

Fig. 31, 32 は、Fig. 29, 30 に示した実験データから計算された f'_k と Re'_g の関係を示す。これらの図から、 f'_k は Re'_g の増加により一旦増加し、場合によってはその後減少することがわかる。また、 f'_k と Re'_g の関係は、一定でなく実験の系、液流速により変化することがわかる。

(76), (77) 式で、 $d_p \phi$ が、たとえば $\frac{1}{2}$ に低下したとすると、 f'_k , Re'_g ともに $\frac{1}{2}$ になる。すなわち、Fig. 31 または Fig. 32 で、 $d_p \phi$ の低下により点は線 $f'_k = Re'_g$ に平行に左下の方向に、例えば $d_p \phi$ が $\frac{1}{2}$ になれば、 f'_k および Re'_g はともに $\frac{1}{2}$ だけ移動する。したがって、Fig. 31, 32 は、かん液層の有効粒子径が実験を行なった系と液流速により変化していることを示しているとみなせる。

かん液層の有効粒子径 d_w について、これを次式で定義する f''_k と Re''_g

$$f''_k = \frac{\Delta P_w}{\Delta L} \cdot \frac{d_w}{\rho_g V^2} \cdot \frac{(\epsilon - h_t)^3}{(1 - \epsilon + h_t)} \quad \dots\dots\dots (78)$$

$$Re''_g = \rho_g V d_w / \{ \mu_g (1 - \epsilon + h_t) \} \quad \dots\dots\dots (79)$$

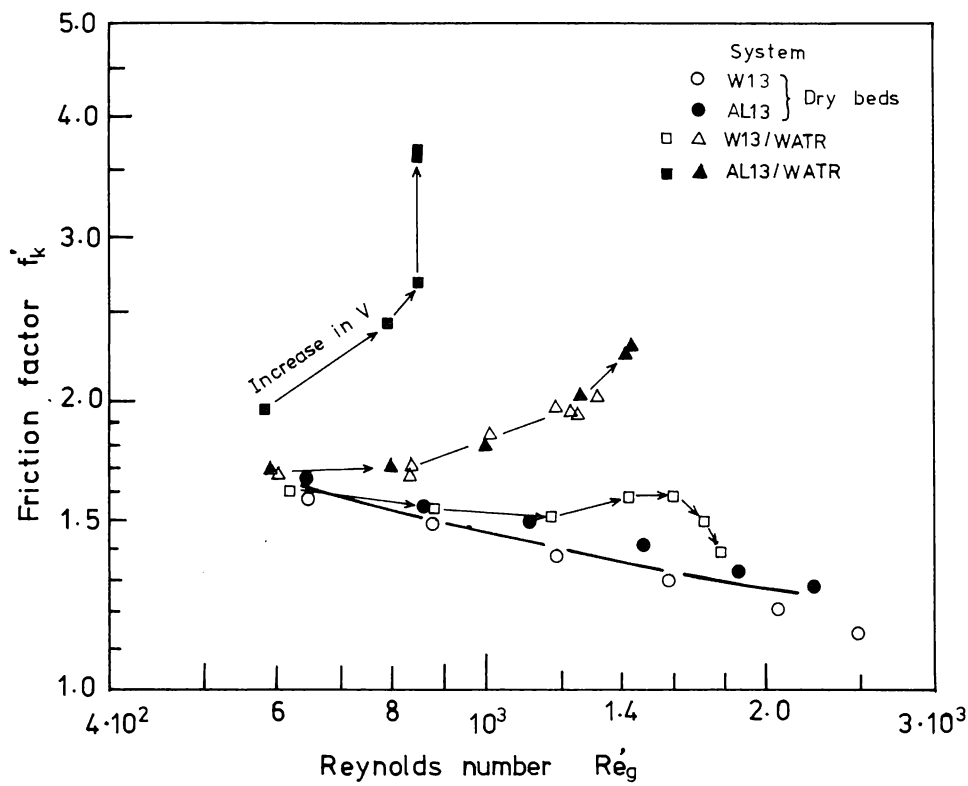


Fig. 31 Relationship between f'_k and Re'_g for dry and irrigated beds.

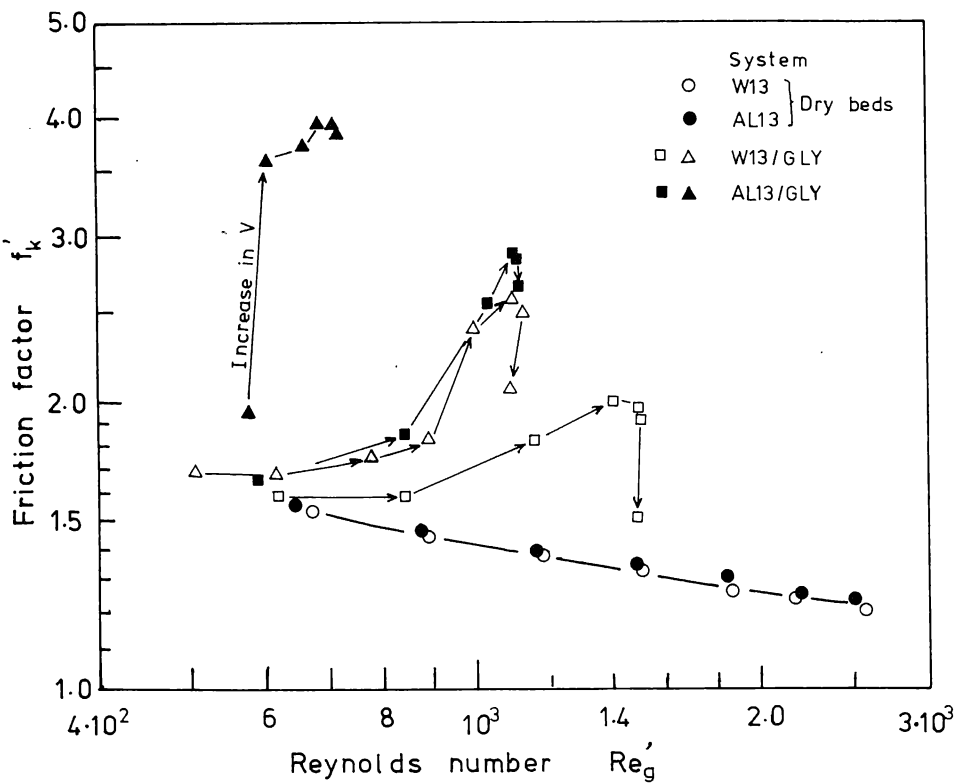


Fig. 32 Relationship between f'_k and Re'_g for dry and irrigated beds.

との関係が f_k と $Re_g / (1 - \epsilon)$ との関係に一致するように定義したとすると、かん液塔の圧力損失式は、乾燥塔の圧力損失式 (15) と同様に (80) 式により示される。

$$\frac{\Delta P_w}{\Delta L} = \left\{ k_1 \left(\frac{1 - \epsilon + h_t}{d_w} \right)^2 \mu_g V + k_2 \left(\frac{1 - \epsilon + h_t}{d_w} \right) \rho_g V^2 \right\} / (\epsilon - h_t)^3 \dots \dots \dots (80)$$

ここで、 k_1 と k_2 は乾燥塔とかん液塔に共通な定数である。

(80) 式によりかん液塔の圧力損失を推定するためには、 h_t と d_w を与える必要がある。これらのうち d_w は明らかに $d_p \phi$ と h_t に影響される。しかし、Fig. 29, 30 から $d_p \phi$ と h_t が同一でも F が異なり、 d_w はその他の因子によっても影響される。そこで d_w に及ぼす $d_p \phi$ と h_t の影響を先験的に与えて、 d_w を推定する式の導出を容易にするために次のような仮説を立てる。すなわち、液体を一定の有効径を持つ液滴群とみなし、かん液充てん層が固体の充てん粒子とこの仮想的な液滴群の混合物であると考え、 d_w はこの粒子と液滴の径の調和平均径で与えられるものとする。有効粒子径 $d_p \phi$ をもつ固体粒子の容積は $(1 - \epsilon)$ であり、有効径 d_ℓ の液滴の容積は h_t であるから (81) 式が成り立つ。

$$\frac{1 - \epsilon + h_t}{d_w} = \frac{1 - \epsilon}{d_p \phi} + \frac{h_t}{d_\ell} \dots \dots \dots (81)$$

(81) 式から d_ℓ を定めれば d_w を計算できる。かん液塔の d_w を直接実験式によりガス、液体の流れの条件と関係づける方法よりも、このように d_w を (81) 式で定義する方法を採用すると、一液相の実験結果を高炉滴下帯の場合のような二液相に拡張することが容易となる。すなわち 2 液相の流れが相互に干渉しない場合には、2 液相の d_ℓ をそれぞれ求めればこの場合の d_w は、2 液相の液滴径と充てん物の有効粒子径の 3 者の調和平均径として定義できる。

以上の考察から、 h_t と d_ℓ を与えれば圧力損失 $\Delta P_w / \Delta L$ が推定できるので、次に h_t 、 d_ℓ の推定式を導くこととする。3 節ではかん液層内の液体の流れに及ぼすガス流の影響は、(46) 式により定義されるかん液塔の無次元ガス圧力損失 $\Delta P_w / (\Delta L \rho_\ell g)$ に代表されると考えた。したがって h_t 、 d_ℓ の推定式は $\Delta P_w / \Delta L$ の項を含み、(80) 式で、式の両辺に $\Delta P_w / \Delta L$ が存在することになる。この場合、 h_t 、 d_ℓ を推定する実験式が $\Delta P_w / \Delta L$ を含まない場合に比べて、実験式から $\Delta P_w / \Delta L$ を求める手順がやや複雑になる。しかし、推定式に $\Delta P_w / \Delta L$ を含まないようにするためには、推定式自体の形が複雑になり、妥当な推定式を実験値から求めるのがより困難となると考え、 h_t 、 d_ℓ を推定する実験式に $\Delta P_w / \Delta L$ を用いることにした。

6.6 h_t と d_ℓ の実験式

6.6.1 h_t の実験式

ガス流がない場合の h_t を h_{t0} とおくと、 h_t / h_{t0} はガス流のないとき (すなわち $\Delta P_w / \Delta L = 0$ のとき) 1 である。他の条件が変わらないときには、 h_t / h_{t0} は $\Delta P_w / \Delta L$ により決まると

考えられる。 $\Delta P_w / \Delta L$ の無次元値 $\Delta P_w / (\Delta L \rho_l g)$ による $(h_t / h_{t0} - 1)$ の変化は, Fig. 33 に例示するように両対数グラフ上ではほぼ直線状である。Fig. 33 からさらに両者の関係は実験系により変化するけれども液の流速 u , 粘度 μ_l (WATR=水とGLY=グリセリン水溶液の差) によりほとんど影響されないことがわかる。これから, 3節で示した液体流れに影響する力のうち, u と μ_l を含む慣性力 f_i と粘性力は h_t / h_{t0} に影響せず, h_t / h_{t0} は重力 f_g , 表面力 f_s , 固体-液体界面力 f_{si} およびガス圧力損失 f_p に支配される。

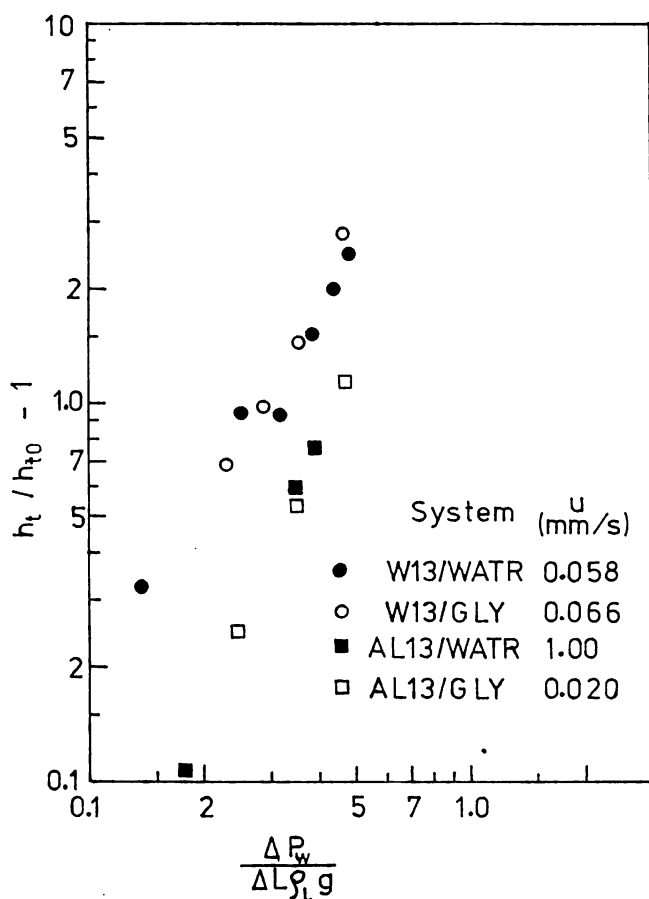


Fig. 33 Relationship between $(h_t/h_{t0}-1)$ and $\Delta P_w/(\Delta L \rho_l g)$ for various experimental systems.

したがって、 h_t/h_{t0} を決める無次元数として、次の3種の無次元数が誘導される。

$$\Delta P_w^* = \frac{\Delta P_w}{\Delta L \rho_l g} \quad \dots\dots\dots (82)$$

$$C_{ps} = \frac{\rho_l g d_p^2 \phi^2}{\sigma (1-\epsilon)^2} \quad \dots\dots\dots (83)$$

$$N_c = (1 + \cos \theta) \quad \dots\dots\dots (84)$$

ただし(83)式では、静的ホールドアップと動的ホールドアップの推定式に用いたと同様に、代表長さとして単純な粒子径でなく表面積基準の相当粒子径 d_s ((51)式)を用いた。

前述のように ($h_t/h_{t0} - 1$) と ΔP_w^* は両対数グラフ上ではほぼ直線関係にあるため

$$h_t/h_{t0} = 1 + a \cdot \Delta P_w^{*b} \cdot C_{ps}^c \cdot N_c^d \quad \dots\dots\dots (85)$$

の関係を仮定して、反復法による最小自乗法⁶²⁾により $a \sim d$ を決定した。得られた推定式は

$$h_t/h_{t0} = 1 + 0.662 \cdot \Delta P_w^{*1.882} C_{ps}^{0.588} N_c^{-0.972} \quad \dots\dots\dots (86)$$

であり、解析に用いたデータ数627で計算値と実測値の相関係数は0.9386であった。

C_{ps} 、 N_c の指数が比較的大きいのは、圧力勾配によって代表されるガス流の影響が液体の表面張力と接触角により変わることを示している。各無次元数の比がほぼ1 : 0.3 : -0.5であるので、液体側の条件も含めて、ガス流が液流に及ぼす影響を示す無次元数 X_p を次式により新しく定義できる。

$$X_p = \Delta P_w^* C_{ps}^{0.3} N_c^{-0.5} \quad \dots\dots\dots (87)$$

式の形をさらに簡単にするため ($h_t/h_{t0} - 1$) が X_p^2 に比例すると仮定して最小自乗法を適用すると

$$h_t/h_{t0} = 1 + 0.696 X_p^2 \quad \dots\dots\dots (88)$$

が得られる。この場合の計算値と実測値との相関係数は0.9384であり(86)式の場合とほぼ同一である。実験データの誤差から考えて両式の差は無視できるので式の形が単純な(88)式を用いる。

実際の h_t の推算には、(88)式の両辺に h_{t0} を乗じた式で h_t の推定誤差の2乗和が最小になるように再計算して求めた(89)式を用いる。

+) (88)式では、 h_t/h_{t0} の誤差の2乗和が最小になるように係数を定めている。

$$h_t = h_{t0} (1 + 0.679 X_p^2) \quad \dots\dots\dots (89)$$

(89) 式による h_t の計算値と実測値との相関係数は 0.9374 であり, h_t の推定誤差の標準偏差は 0.008 である。

Fig. 34 に h_t の実測値と (89) 式による推定値の関係を示す。この図から 95% のデータは実測値が推定値の $\pm 25\%$ に入っていることがわかる。

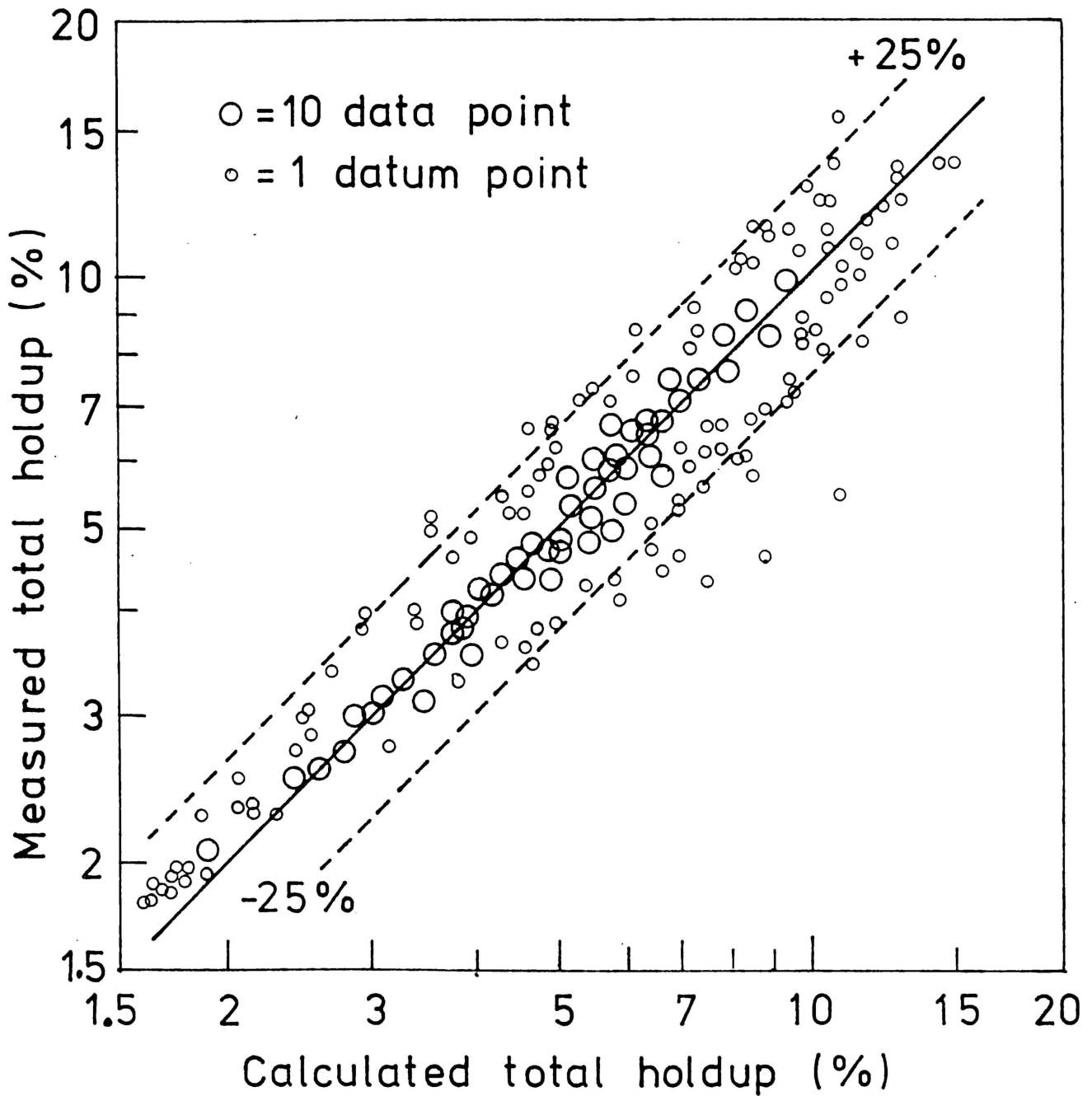


Fig. 34 Comparison of measured holdup with that calculated by Eq. (89).

6.6.2 実験値から d_L を計算する方法

(75) 式を(15)式と比較して k_1 , k_2 とA, Bの関係は, それぞれ(90), (91)式により示されることがわかる。

$$k_1 = \frac{A}{\mu_g} \cdot \left(\frac{d_p \phi}{1 - \epsilon} \right)^2 \cdot \epsilon^3 \quad \dots\dots\dots (90)$$

$$k_2 = \frac{B}{\rho_g} \cdot \left(\frac{d_p \phi}{1 - \epsilon} \right) \cdot \epsilon^3 \quad \dots\dots\dots (91)$$

k_1 , k_2 をこのように与え, 実験値から $\frac{\Delta P_w}{\Delta L}$, ϵ , h_t , ρ_g , V を与えれば, (80)式は d_w に関する2次方程式になる。 d_w をこの2次方程式の正根として(他の1根は負になる)求め, (81)式から d_L を計算することができる。

このような方法により d_L を求める場合, 実験誤差が大きいと, d_L の値として非現実的な負の値や極端に大きい値が得られることがあった。明らかに実験誤差によると考えられる d_L の値が計算されるのは, ほとんどガス流速が低く, 圧力損失の測定値が小さい場合で, 誤差の主な原因は圧力損失の相対誤差が低圧力損失のときに大きくなるためと推定される。

大多数の d_L の計算値は $d_p\phi$ より小さいことから, $d_p\phi$ より大きい値あるいは負の値が得られた場合, そのデータは, d_L の実験式を得る解析から除外した。 d_L を計算した627個のデータのうち, このようにして除外したデータ数は68であり, 残りの559個を解析に用いた。

6.6.3 d_L を推定する無次元式

ガス流が 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 はガス流と液流の相互作用の大きさを示すと考えられるので, d_L の変化も X_p と関係づけるのが妥当と推定される。

d_L は長さの次元を持つので, 一般化した関係を得るためには, d_L を適当な無次元数で示す必要がある。 h_t の場合と同様に d_L と X_p の关系到及ぼす液体の流速, 粘度の影響は小さく無視できることがわかった。また接触角の影響も小さかったため, 重力と表面力の比(キャピラリー数)を d_L を代表する無次元数として用いるのが適当と判断し, 液体のキャピラリー数 C_{pL} を(92)式により定義した。

$$C_{pL} = \frac{\rho_l g d_L^2}{\sigma} \quad \dots\dots\dots (92)$$

実験値から求めた C_{pL} と X_p の関係をグラフにプロットすることにより, C_{pL} は X_p が増加するにつれて一旦減少し, 最小値になったあと増加することがわかった。さらに, $\sqrt{C_{pL}}$ と $\sqrt{X_p}$ の関係は $\sqrt{X_p} = \text{一定値}$ の直線にはほぼ対称になることがわかったので, $\sqrt{C_{pL}}$ が $\sqrt{X_p}$ の2次式により近似されると仮定して, 最小自乗法により各係数を定め, 次式の関係を得た。

$$\sqrt{C_{pL}} = 6.828 (\sqrt{X_p} - 0.891)^2 + 0.695 \quad \dots\dots\dots (93)$$

Fig. 35 に $\sqrt{C_{pL}}$ と $\sqrt{X_p}$ の関係を示す。図中の実線と点線（外挿値）は（93）式の関係を示す。（93）式による推定値と実測値の相関係数は 0.746 であり，前述の h_t の推定式より誤差が大きい。Fig. 35 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 以上の領域においてであり，また $\sqrt{X_p}$ が 0.5 から 1.2 の間の領域では誤差は小さく（93）式はこの範囲内では良い推定値を与えることがわかる。

このように $\sqrt{X_p}$ が 0.5 以下になると誤差が大きくなった原因の一つとして前述の圧力損失の小さい部分では測定値の相対誤差が増すことによる寄与が大きかったためと推定される。また $\sqrt{X_p}$ が 1.2 以上の領域はフラッキング点またはその近傍のデータを含むため，流れが不安定になりやすく，測定値の再現性の劣化によりばらつきが増したためと考えられる。

C_{pL} のかわりに d_L の無次元数として $d_L/d_p \phi$ あるいは， $d_w/d_p \phi$ と X_p の関係をプロットして検討したが，いずれの場合も Fig. 35 よりはるかに大きいばらつきがあった。直接 d_L と X_p の関係をプロットした場合には，これらの場合よりばらつきが小さい。しかし， $0.5 < X_p < 1.2$ の範囲内におけるばらつきは Fig. 35 の C_{pL} と X_p の関係のばらつきより明らかに大きく，このことから d_L を一般化するために用いた C_{pL} は妥当であるといえる。

6.6.4 圧力勾配による d_L の変化に関する考察

Fig. 35 は， d_L が $\Delta P_w/\Delta L$ の増加により一旦低下し，最小値に達したのち増すことを示している。一方 5.3 節で述べたように，実験中に観察された塔内に存在する液滴の大きさは，ほぼローディング点に達するまではほとんど変化せず，その後ガス流速の増加とともに増した。このことは，ここで定義した d_L が必ずしも充てん層内に存在する実際の液滴の大きさを示すものではないことを示唆している。

滴下する液体の微視的な流れを詳細に検討することは本研究の目的ではないので，以下に d_L の変化の原因を定性的に考察する。

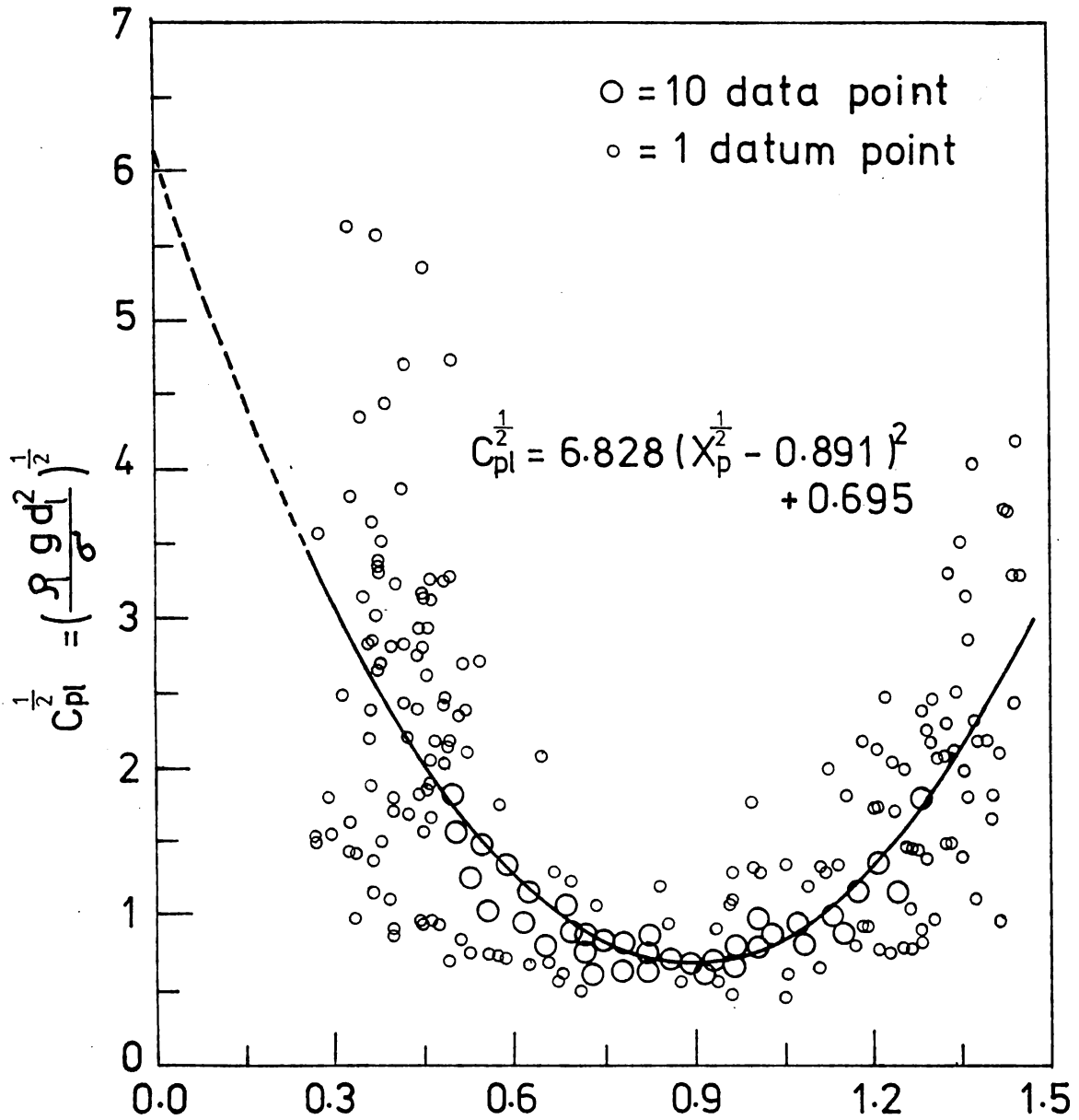
乾燥充てん層の粒子の比表面積 a_t は

$$a_t = \frac{6(1-\varepsilon)}{d_p \phi} \dots\dots\dots (9)$$

で示され，（15）式からわかるように，圧力損失に及ぼす粒子の形状の影響が $a_t/6$ により評価されることを考慮すると，（80）式中の項：

$$\frac{1-\varepsilon+h_t}{d_w}$$

はかん液層の比表面積に関係する量（ $= a_t/6$ ）であることがわかる。したがって（81）式から d_L は液体の存在によるかん液層の比表面積の変化に対応して変わることがわかる。



$$X_p^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\Delta P_w}{\Delta L \rho_l g} \right)^{0.5} \left(\frac{\rho_l g \phi^2 d_p^2}{\sigma (1 - \epsilon)^2} \right)^{0.15} (1 + \cos \theta)^{-0.25}$$

Fig. 35 Relationship between liquid capillary number C_{pl} and dimensionless parameter X_p .

ホールドアップが一定で、流下する液滴の大きさに変化が見られないにもかかわらず、比表面積が増加する原因の一つとして、液体表面がガス流により影響され、波状になることが考えられる。このような液表面に発生する波は、濡れ壁塔のフラッディング生成機構と関連して考察されている⁶⁴⁾が、かん液充てん層についてはこのような報告はないようである。

このように、ほぼローディング点にいたるまで、 d_L は圧力勾配またはガス流速の増加により減少する。さらに圧力勾配が増すと、実験で観察されたように、層内の液体がより大きなかたまりとして流れるようになり、比表面積は低下し、 d_L は増加する。

6.7 気液向流充てん層の流れの数式モデル

上述の検討により得られた式を整理しなおして、まとめて以下に示す。

(81) 式を(80)式に代入することにより、圧力損失は(94)式により示される。

$$\frac{\Delta P_w}{\Delta L} = \left\{ k_1 \left(\frac{1-\varepsilon}{d_p \phi} + \frac{h_t}{d_L} \right)^2 \mu_g V + k_2 \left(\frac{1-\varepsilon}{d_p \phi} + \frac{h_t}{d_L} \right) \rho_g V^2 \right\} / (\varepsilon - h_t)^3 \quad \dots\dots (94)$$

$$h_t = h_{t0} (1 + 0.679 X_p^2) \quad \dots\dots\dots (88)$$

$$d_L = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L g}} \left\{ 6.828 (\sqrt{X_p} - 0.891)^2 + 0.695 \right\} \quad \dots\dots\dots (95)$$

$$X_p = \left(\frac{\Delta P_w}{\Delta L \rho_L g} \right) \cdot \left(\frac{\rho_L g d_p^2 \phi^2}{\sigma (1-\varepsilon)^2} \right)^{0.3} \cdot (1 + \cos \theta)^{-0.5} \quad \dots\dots\dots (96)$$

(88), (94) ~ (96) 式を連立して、各式の左辺を独立変数として解くことにより $\Delta P_w / \Delta L, h_t$ を求めることができる。この場合、ガス、液体、充てん層の物理的性質以外に k_1, k_2 および h_{t0} を既知数として与えなければならないが、これらの実測値が得られない場合は、 k_1, k_2 については既存の乾燥充てん層の圧力損失式を用い、また h_{t0} は(65), (67) 式で推定した h_s^*, h_d の和として容易に推定することができる。

これらの実験式はフラッディングにいたるまでの実験データに基づく式であり、フラッディングは気、液2相の流れの相互作用により起こる現象であるから、実験式が、両相の流れを妥当な形で示していればフラッディング速度もこれらの式により予測が可能なはずである。そこでまずフラッディングの条件を理論的に検討し、次に数値解法によるフラッディング速度と $\Delta P_w / \Delta L, h_t$ の求め方を示し最後にこの計算値と実験値を比較することとする。

6.7.1 フラッディング条件の考察

Hutton ら⁶⁵⁾は、フラッディングを、ホールドアップ、ガス圧力勾配、ガスと液体の流速の相互作用により起こると考え、一定のガス流量下では

$$\left(\frac{\partial u}{\partial h} \right)_{v=\text{const}} = 0 \quad \dots\dots\dots (97)$$

がフラッディングが起こる限界条件であると考えた。また彼等は、液ホールドアップ h として

Buchanan³⁸⁾ が示した h_0 の実験式をもとに、ガスの圧力勾配の影響を補正した式により示し、ガスの圧力損失をMorton⁵²⁾の式で表わして、(97)式の条件からフラッシング速度を求め、その計算値がSherwood 線図上でLoboら⁵⁵⁾の示した限界線と定性的に一致していることから、(97)式はフラッシングの限界条件を定義する式として妥当であると報告した。

フラッシングは流れの不安定化により起こる現象である。この不安定化現象は次のように説明できる。 $\Delta P_w / \Delta L$ に微小変化が生じたとき、その変化に応じて液体側にも変化が起こる。さらに液体側に起こる変化は逆に $\Delta P_w / \Delta L$ に影響する。このようにして最初 $\Delta P_w / \Delta L$ に起こった変化から連鎖的に再び $\Delta P_w / \Delta L$ に起こる変化が最初の変化により大きければこの連鎖反応は継続して、次第に変化が増巾され、流れは不安定化するのである。

(88), (94)~(96)式相互の関係は図式的にFig. 36のように示され、 $\Delta P_w / \Delta L$ は、 h_t 、 d_l を介して一種のフィードバック系(feed back system)を形成する。最初 $\Delta P_w / \Delta L$ に起こった微小変化 $\Delta(\Delta P_w / \Delta L)_0$ により h_t 、 d_l の変化を介して $\Delta P_w / \Delta L$ にフィードバックされて起こる変化 $\Delta(\Delta P_w / \Delta L)$ の分率すなわちフィードバック増巾率 δ は(98)式で示される。

$$\delta = \frac{\Delta(\Delta P_w / \Delta L)}{\Delta(\Delta P_w / \Delta L)_0} \dots\dots\dots (98)$$

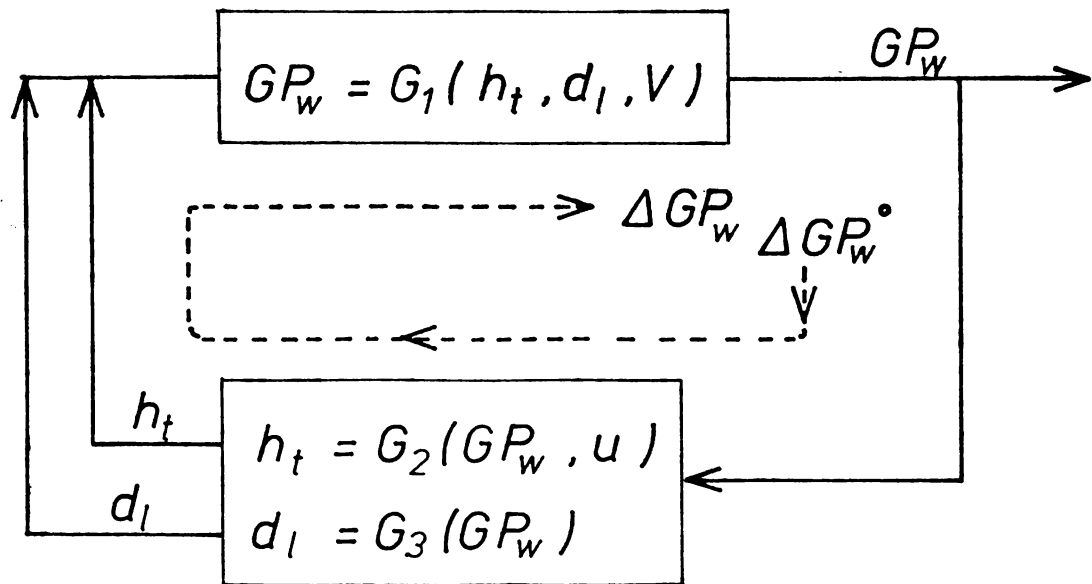


Fig. 36 Schematic diagram of interrelationship among G_{pw} , h_t and d_l showing feed-back nature of the flow system.

δ が1より小さければこのフィードバック系は安定であり、 δ が1より大きければ不安定となり、 $\delta=1$ がその限界条件となる。すなわち、(98)式で $\delta=1$ がフラクティングの限界条件を与える。

$$\text{フラクティングの限界条件} \quad : \quad \delta = 1 \quad \dots\dots\dots (99)$$

(99)式は、フラクティングの一般化した限界条件を与えている。この式に基づき、具体的なフラクティングの限界条件を以下に誘導する。

充てん層内における特定の層のフラクティング条件を考えると、固体、液体、ガスの物理的性質は一定と考えてよく、さらに、 X_p は $\Delta P_w / \Delta L$ の関数となるから h_t 、 d_ℓ に及ぼす X_p の影響は、 $\Delta P_w / \Delta L$ によって代表される。簡単のため $\Delta P_w / \Delta L$ を G_{pw} で示し、 G_{pw} 、 h_t 、 d_ℓ をそれぞれ関数 G_1 、 G_2 、 G_3 により示すと、 h_{t0} は u の関数で示されることを考慮して、次式が得られる。

$$G_{pw} = G_1 (h_t , d_\ell , V) \quad \dots\dots\dots (100)$$

$$h_t = G_2 (G_{pw} , u) \quad \dots\dots\dots (101)$$

$$d_\ell = G_3 (G_{pw}) \quad \dots\dots\dots (102)$$

これらの式的全微分は(103)～(105)式により示される。

$$d G_{pw} = \frac{\partial G_1}{\partial h_t} d h_t + \frac{\partial G_1}{\partial d_\ell} d d_\ell + \frac{\partial G_1}{\partial V} d V \quad \dots\dots\dots (103)$$

$$d h_t = \frac{\partial G_2}{\partial G_{pw}} d G_{pw} + \frac{\partial G_2}{\partial u} d u \quad \dots\dots\dots (104)$$

$$d d_\ell = \frac{\partial G_3}{\partial G_{pw}} d G_{pw} \quad \dots\dots\dots (105)$$

まずガス流速 V 、液流速 u が一定の場合を考える。(99)式の条件は、(103)式の左辺が、(104)、(105)式の $d G_{pw}$ ($\Delta(\Delta P_w / \Delta L)_0$ に相当する)に等しいことを意味するから、 dV 、 du を0とし、(104)、(105)式を(103)式に代入して、(106)式を得る。

$$d G_{pw} = \frac{\partial G_1}{\partial h_t} \frac{\partial G_2}{\partial G_{pw}} d G_{pw} + \frac{\partial G_1}{\partial d_\ell} \frac{\partial G_3}{\partial G_{pw}} d G_{pw} \quad \dots\dots\dots (106)$$

したがって、

$$\frac{\partial G_1}{\partial h_t} \frac{\partial G_2}{\partial G_{pw}} + \frac{\partial G_1}{\partial d_\ell} \frac{\partial G_3}{\partial G_{pw}} = 1 \quad \dots\dots\dots (107)$$

がフラッディングの限界条件を与える。

フラッディングの限界条件下で u , V が微小変動を起こしたとすると, (103) 式に (104), (105) 式を代入して dG_{pw} は (108) 式により示される。

$$dG_{pw} = \frac{\partial G_1}{\partial h_t} \frac{\partial G_2}{\partial G_{pw}} dG_{pw} + \frac{\partial G_1}{\partial d_\ell} \frac{\partial G_3}{\partial G_{pw}} dG_{pw} + \frac{\partial G_1}{\partial h_t} \frac{\partial G_2}{\partial u} du + \frac{\partial G_1}{\partial V} dV \dots\dots\dots (108)$$

(108) 式に (107) 式を代入して整理すると

$$\frac{\partial G_1}{\partial h_t} \frac{\partial G_2}{\partial u} \frac{du}{dG_{pw}} + \frac{\partial G_1}{\partial V} \frac{dV}{dG_{pw}} = 0 \dots\dots\dots (109)$$

が得られる。(109) 式で偏微分項が 0 になることはないから, (110) 式が成り立つ

$$\frac{du}{dG_{pw}} = \frac{dV}{dG_{pw}} = 0 \dots\dots\dots (110)$$

通常, u , V は操作変数であり, 両者を同時に変えることはない。どちらか一方だけが変数であるとすれば,

$$u \text{ が一定} : \left(\frac{\partial V}{\partial G_{pw}} \right)_{u=\text{const}} = 0 \dots\dots\dots (111)$$

$$V \text{ が一定} : \left(\frac{\partial u}{\partial G_{pw}} \right)_{V=\text{const}} = 0 \dots\dots\dots (112)$$

となる。いま u が一定の場合には, (108) 式で $du = 0$ と置いて両辺を dG_{pw} で割り (111) 式の条件を代入すると (107) 式を得る。また V が一定の場合も (112) 式の条件から同様に (107) 式を得る。したがって, (111) あるいは (112) 式もまたフラッディングの条件を示している。

(104) 式で, V が一定の条件から全微分 d を偏微分 ∂ に置きかえ (112) 式の関係式を代入すると,

$$\left(\frac{\partial h_t}{\partial u} \right)_{V=\text{const}} = \frac{\partial G_2}{\partial G_{pw}} \left(\frac{\partial G_{pw}}{\partial u} \right)_{V=\text{const}} + \frac{\partial G_2}{\partial u} = \infty \dots\dots\dots (113)$$

となり, これは, Hutton ら⁶⁵⁾ が用いたフラッディングの定義式 (97) と形式的に一致する。

Hutton らは, h の推定式として, 実験的に検証されていない式を用いているので, 計算結

果の定量的検討が困難であるが、本研究では、(88), (94)~(96)式を用いて、(107), (111), (112)あるいは、(97)式の条件からフラッシング速度を定量的に推定することができる。

6.7.2 圧力勾配, ホールドアップ, フラッシング速度の数値計算法

(96)式を(95), (88)式に代入し、そのあと、(95), (88)式を(94)式に代入すると、 $\Delta P_w / \Delta L$ とVの関係を示す式が得られ、Vを与えて $\Delta P_w / \Delta L$ を解くためには、 $\sqrt{\Delta P_w / \Delta L}$ の6次式を解く必要があることがわかる。逆に $\Delta P_w / \Delta L$ を与えれば、(96)式から X_p が、また(95), (88)式から d_L , h_t が計算され、これらの値を代入して、(94)式からVに関する2次方程式を得る。2次方程式の解として得た二つの値^{+))}のうち正根をVの値とする。

計算方法が簡単であり、確実に解が求められるので、後者による数値計算法を用いる。実際の計算では、 $\Delta P_w / \Delta L$ の範囲を0~0.8 $g \rho_L$ とし、この範囲を等間隔に分割して分割点に相当する $\Delta P_w / \Delta L$ の値から d_L , h_t , Vを求める。このようにして得た $\Delta P_w / \Delta L$ とVの組および h_t とVの組を用いて、各点の間を直線補間することによりVを与えて $\Delta P_w / \Delta L$ を求める近似式と、Vを与えて h_t を求める近似式を作成する。これらの近似式から、任意のVの値に対する $\Delta P_w / \Delta L$, h_t を求めることができる。

フラッシングの限界ガス流速は(111)式で示される条件により求める。(111)式から限界ガス流速は G_{pw} に対してVが極値を持つときのVによって与えられる。上述の計算方法により求めたVと G_{pw} ($= \Delta P_w / \Delta L$)との間には、 $\Delta P_w / \Delta L$ の増加によりVは一旦上昇し、最大値となったあと減少する関係がある。したがって、上述の計算値Vのなかの最大値がフラッシング速度の近似値を与える。このVが減少する領域は計算上現われる領域であり、ここでは流れが不安定であるので⁺⁺⁾、実際にかん液塔をこの領域の条件で操作することはできない。したがって、 $\Delta P_w / \Delta L$ の増加によりVが増加する領域のみを用いて前述の圧力損失の計算を行なった。Vが最大値になる付近では $\Delta P_w / \Delta L$ の変化に対するVの変化は小さいので、計算を行なう $\Delta P_w / \Delta L$ の間隔が十分に小さければ、Vの最大値は実用上十分な精度でフラッシング速度に一致する。

このように、Vにはフラッシング限界を与える最大値が存在し、この最大値より大きいVでは $\Delta P_w / \Delta L$ も h_t も求めることができない。

+) V^2 の係数が正、Vの係数が正、定数が負であるからVとして正負二つの実根が得られる。

++) この領域では、 $\partial V / \partial G_{pw} < 0$ である。計算条件から $du = 0$ であるから(108)式から

$$dG_{pw} > \frac{\partial G_1}{\partial h_t} \frac{\partial G_2}{\partial G_{pw}} dG_{pw} + \frac{\partial G_1}{\partial d_L} \frac{\partial G_3}{\partial G_{pw}} dG_{pw} \text{ であり、これは6.7.1節の議論}$$

から明らかのようにFig. 36の系のフィードバック増巾率 δ が1を越えることを意味している。したがって流れは不安定である。

6.7.3 フラッディング速度，圧力勾配，全ホールドアップの計算値と実験値との比較

Fig. 37 に、実験値から求めた k_1 , k_2 , h_{t0} を与えて計算されるフラッディング時のガス速度の計算値と実験値の関係を示す。実験値は計算値のほぼ $-20 \sim +10 \%$ の間にあり、計算値の方が実験値より高い場合が多い。この原因は、次のような理由によると考えられる。

実験に用いた充てん塔では、粒子は塔内に不規則に充てんされているので、局所的な充てん密度、したがって空間率の変動は避けられず、その変動の程度は充てん状態により変わる。フラッディングは、前述のように流れの不安定性によって起こり、塔内の一部がフラッディング条件に達すると、その部分のホールドアップの増加により他の部分へのガス流量が増加するので、平均的な条件ではフラッディングに達していない場合でも塔全体のフラッディングを起こす。

フラッディングを起こしていない条件下でも、このような充てん状態の不規則性は $\Delta P_w / \Delta L$, h_t に影響を及ぼすけれども、ガス流速による $\Delta P_w / \Delta L$, h_t の変化率は流れの条件がフラッディングに近づくとき急速に増加することからわかるように、不規則充てんの影響は、フラッディング点近傍で急激に大きくなると推定される。

h_t , d_L の実験式を求めるために用いた実験データの 85% はフラッディングまたはその近傍に達するよりも低いガス流速における実験値なので、計算値には実験値ほど不規則充てんの影響が出なかったため、計算値の方が実験値より大きい場合が多かったと説明できる。

Fig. 38, 39 にはそれぞれ k_1 , k_2 , h_{t0} , V を与えて求めた h_t および $\Delta P_w / \Delta L$ の計算値と実験値との比較を示す。前述のように V の実験値がフラッディング速度より大きい場合は計算が不可能であり、実験データ 627 点のうち 68 点が計算できなかった。

図から、推定誤差は、推定値のほぼ $\pm 50 \%$ であることがわかる。推定誤差がこのように比較的大きくなった原因は、推定式の不備によるよりも、むしろ前述の充てん状態の不規則性による塔間のばらつきが大きく、実験の再現性が悪かったためと考えられる。Fig. 39 からわかるように、圧力勾配の推定誤差は、フラッディングに近く、圧力勾配が大きい領域で増している。またこの領域では、推定値より実験値の方が大きくなっている場合が多い。このことは、Fig. 37 に示したフラッディング速度の計算値が実験値より大きい場合が多いことと一致している。フラッディング速度の近傍では流速に対する圧力勾配の変化率が急激に増すため、フラッディング速度の計算値と実験値の差が、拡大されて圧力勾配の差に表われる。

以上のように、主として塔間の差による実験値の再現性の悪さのため、Fig. 38, 39 は比較的大きいばらつきを示している。しかし実験式は多くのくり返し実験により得たデータに基づいているため十分良い精度で気体、液体および充てん層の性質を反映していると考えられる。

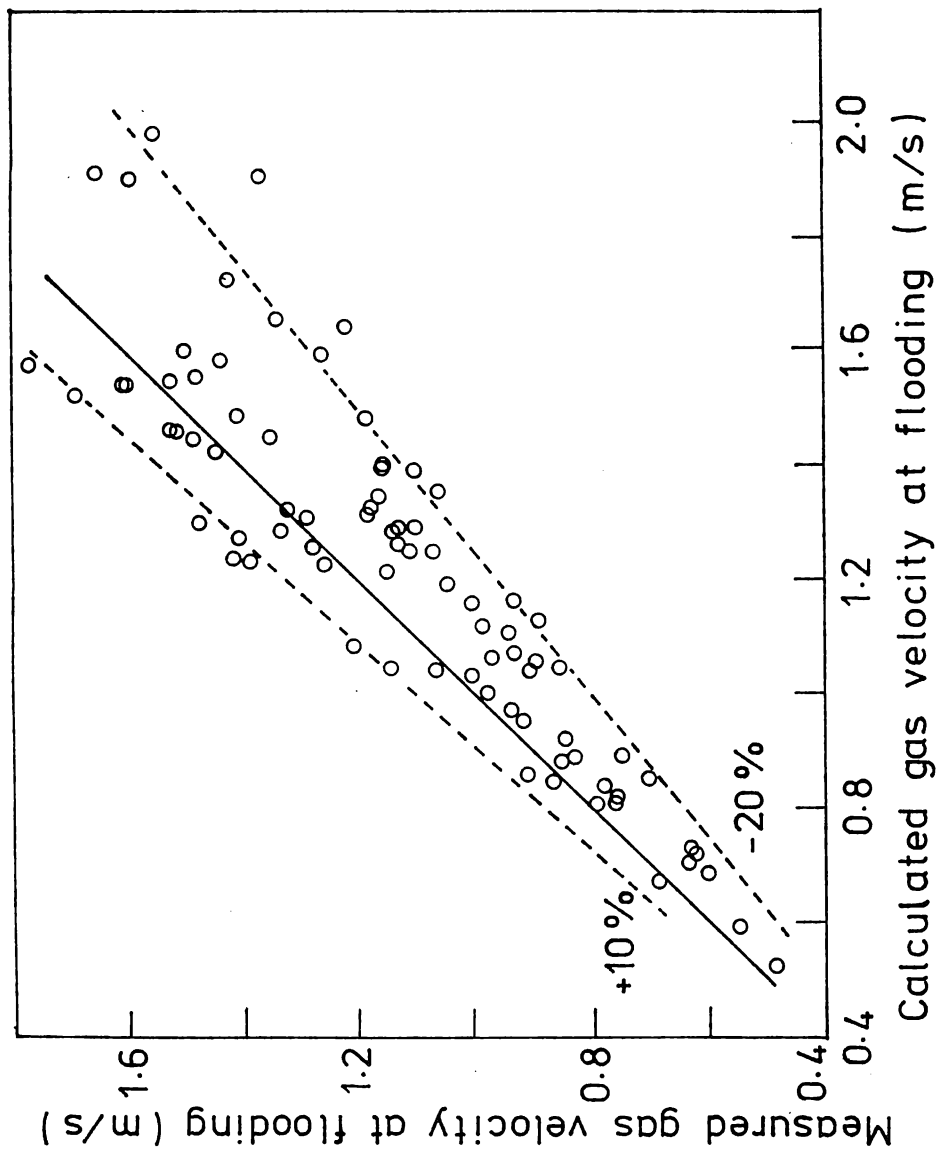


Fig. 37 Comparison of measured flooding gas velocity with calculation

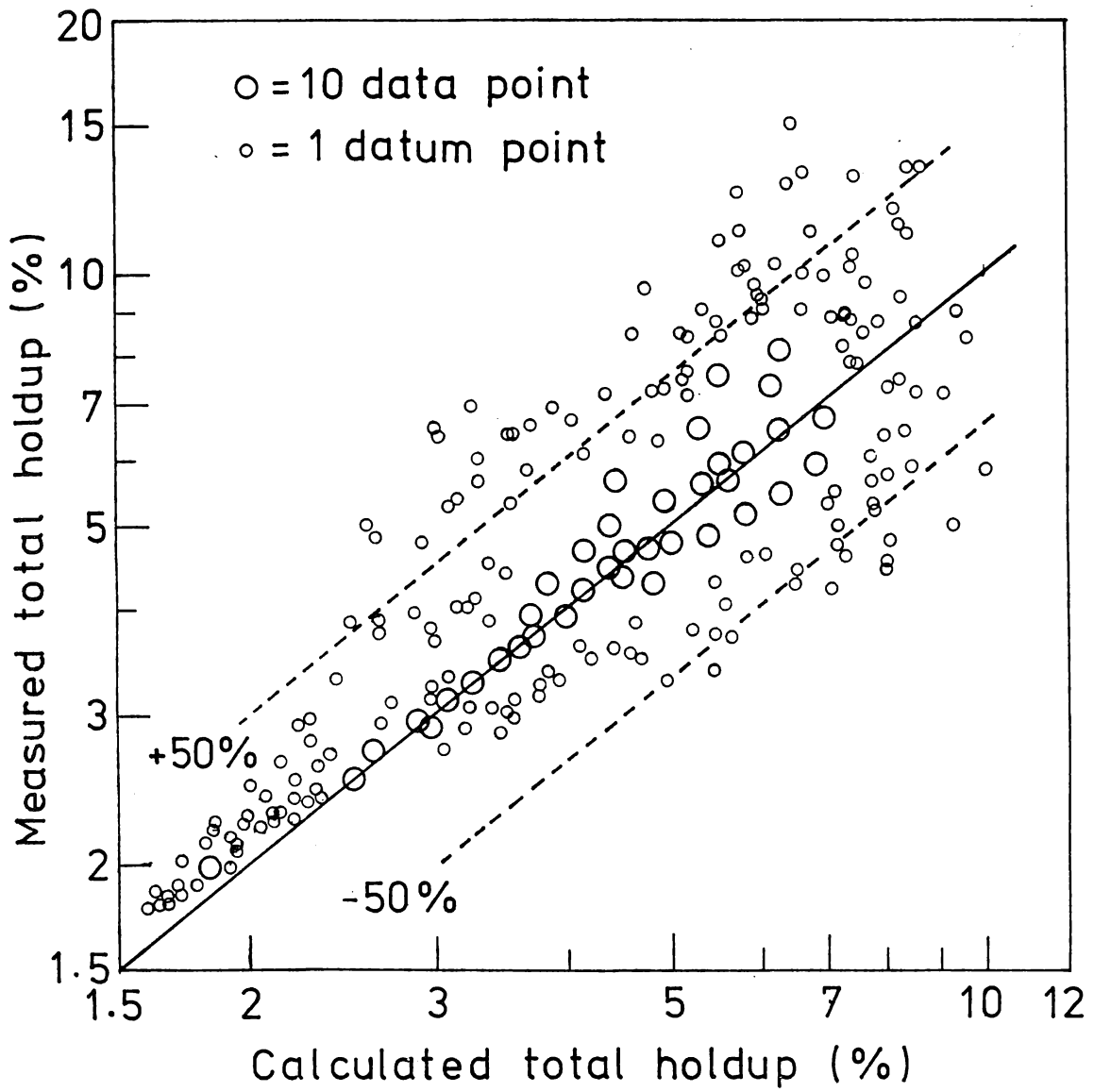


Fig. 38 Comparison of measured total holdup with calculation

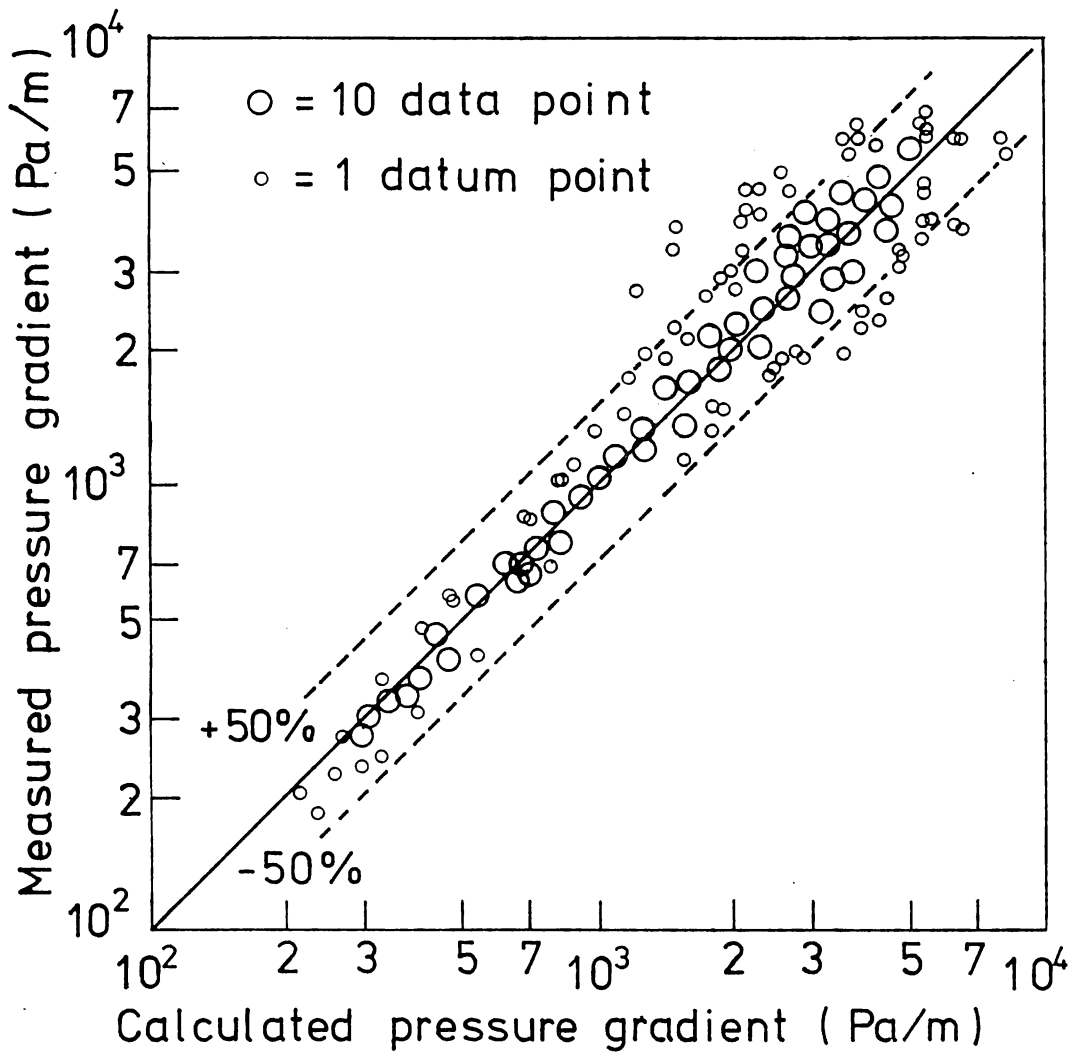


Fig. 39 Comparison of measured pressure gradient with calculation

6.7.4 他の研究者による実験値との比較

上記の推算式の妥当性を評価するために、Gardner⁶⁾の実験値と、彼が示した実験条件をもとにした推算値を比較した。

推算式の妥当性をできるだけ正確に評価するためには、推定に用いられる k_1 、 k_2 、 h_{t0} の値が、ガス流存在下の h_t と $\Delta P_w/\Delta L$ を測定したのと同じの塔における実験値から求められなければならない。このような実験の報告は少なく、また、従来の研究は化学反応装置への適用を考えて、リング、サドル等の人工充填物を対象としたものが多く、高炉内と関係の深い、球あるいは破碎固体を充填物とした報告はさらに少ない。

ここでは、高炉内の条件に近く、しかも実験データの多くが表示されているGardner⁶⁾の実験値を比較の対象とした。Gardnerは径9.0(1/4"~1/2")、15.6(1/2"~3/4")、22.0(3/4"~1")mmのコークスをシリコン油を溶かした溶剤につけたのち、溶剤を蒸発させてシリコン油で被覆し、水/空気系で実験し、ホールドアップ、圧力損失を測定した。2節および表4で述べたように、この実験は液流速が低く、ぬれない系の実験であることから高炉内の条件に近く、必要とする実験値がほとんど示されているため、比較の対象として調査した報文のなかでは最も適している。

報告された表、グラフからデータを読みとり、また乾燥塔の圧力勾配とガス流速の実測値から(75)、(90)、(91)式により k_1 、 k_2 を各粒度毎に求めた。この値と各粒度について実験された液流速に対応する h_{t0} の実験値を用いてガス流速と $\Delta P_w/\Delta L$ 、 h_t の関係を計算した。コークス粒子の形状係数は0.65と仮定した。

径9.0、15.6mmのコークスの場合には、Fig. 40に例示した圧力勾配とガス流速の関係のように、実験値と計算値はよく一致したが、22.0mmのコークスの場合には、圧力勾配の実験値は、液流速により変化するが、計算値よりも20~50%大きかった。Gardnerは、それぞれのコークスについて、乾燥状態と湿状態で液を流さない場合の圧力勾配とガス流速の関係を示している。これによると9.0、15.6mmのコークスの場合には湿状態の圧力勾配は乾燥状態のそれよりも約20%、また21.0mmのコークスの場合には約50%大きかった。この実験結果は、上述の21.0mmのコークスの圧力勾配の計算値より実験値が大きかったことと対応しているが、その原因は明らかでない。

以上のように、ここで示した推算方法は、他研究者の測定値とも良く一致するので、妥当な方法といえる。

とくに、本推定方法によれば圧力勾配のみならず、従来一般的な形で示されていなかった全ホールドアップの推定がフラッディング限界にいたるまで可能となる。さらにフラッディング速度も同一の推算式で求められ、式の適用範囲の広いのが特徴である。

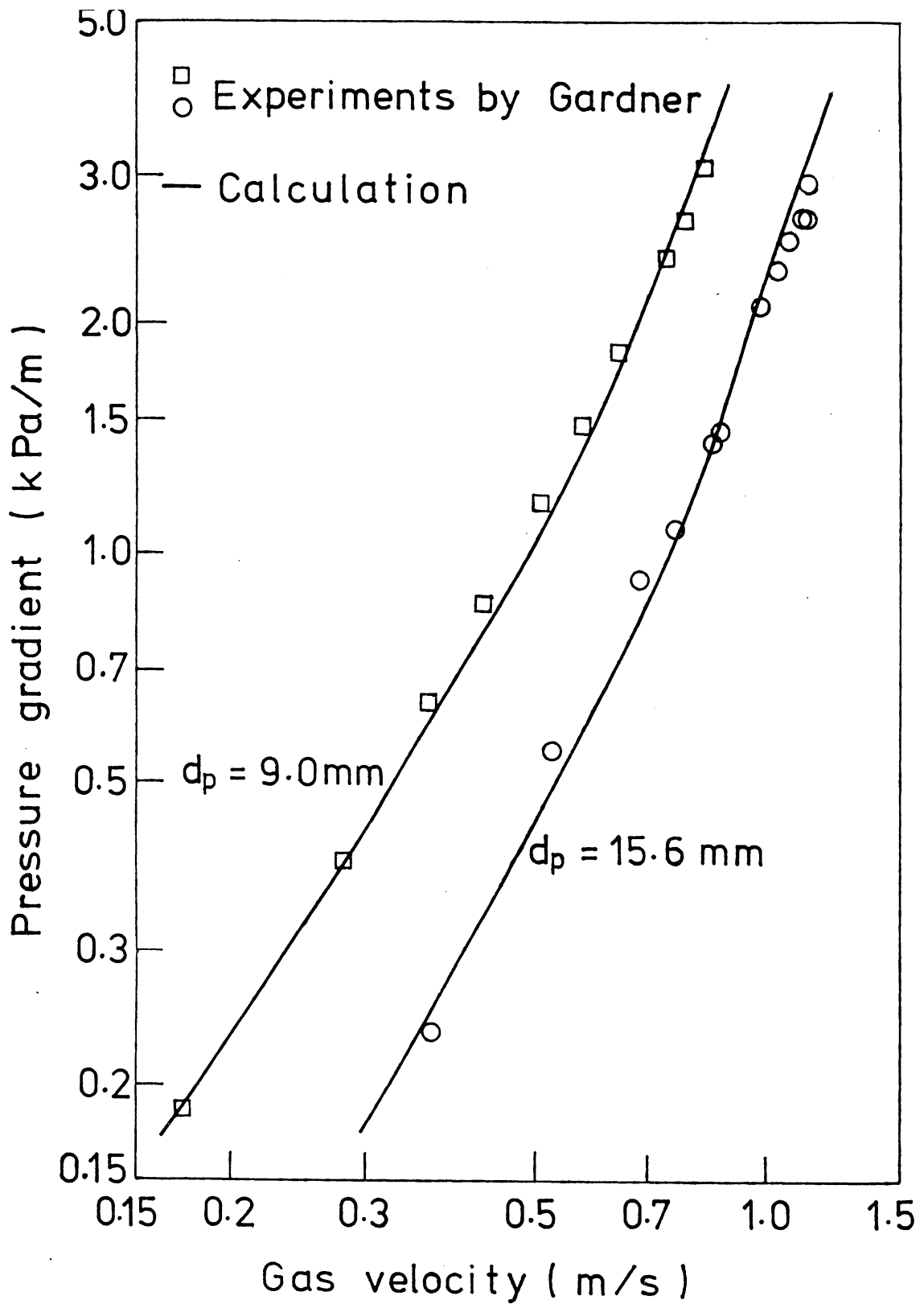


Fig. 40 Comparison of pressure gradient measured by Gardner⁶⁾ with the calculation.

7 高炉への適用

スケールアップの条件を示す液流に関する無次元数の水準範囲と高炉の条件下におけるそれらの推定値の比較はすでに Table 7 に示した。Table 7 では、粒子径として実際の粒子の大きさを採用したが、上述の解析から明らかのように流れに影響するのは有効粒子径である。有効粒子径を用いた無次元数の実験範囲は (68)~(71) 式に示した。Table 14 には、この実験範囲と、同一の無次元数の高炉内推定値との比較を示す。

Table 14 は基本的には Table 7 とほとんど変わらない。Table 14 では有効粒子径を用いたため、全体として N_c を除く無次元数は増している。スラグについては、高炉内推定値は、ほぼ実験範囲内にあり、メタルの場合は Ga_m と N_c がやや実験範囲をはずれているが、その程度が小さいことと、実験範囲が広いことからこの程度の外挿は大きな誤差なしに可能と考えられる。

以下には、本実験結果の高炉への適用を考察するが、高炉から得られるデータが少ないため実験データと直接比較できる場合は少ない。ここでは、まず滴下帯の圧力損失の推算方法と推算結果の例を示し、次いで、滴下帯コークス層の流動化によると推定される実高炉におけるスリップの実例を考察する。

7.1 高炉滴下帯における圧力損失の推算方法

高炉滴下帯では、羽口近傍の領域を除き、ガスと液体の流れはほぼ向流と見なすことができる。前述のように、圧力損失の推定式は液体の存在が圧力損失に及ぼす影響を空間率変化と液滴の有効径の変化に分けて評価しているので、炉内の 2 液相であるスラグとメタルの流れが相互に直接

Table 14 Estimated values of Re_m , Ga_m , C_{ps} and N_c for metal and slag flows in the blast furnace and their experimental range

Estimated for blast furnace	Dimensionless numbers			
	Re_m	Ga_m	C_{ps}	N_c
Metal flow	3.1	$4.5 \cdot 10^8$	52	0.43
Slag flow	0.021	$1.9 \cdot 10^4$	48	0.06 ~ 0.74
Range of experiments				
Minimum	0.002	$4.0 \cdot 10^3$	20	0.59
Maximum	35	$1.0 \cdot 10^8$	165	2.0

影響し合わないとは仮定すれば、容易に2液相流へ拡張することができる。ガス流が存在しない場合のスラグとメタルの全ホールドアップは、前述の推定式(65),(67)からほぼ4%程度と小さいので、このような仮定は近似的に成り立つと考えられる。

7.1.1 圧力損失の拡張式と計算条件

スラグとメタルのホールドアップ、有効液滴径をそれぞれ h_{ts} , h_{tm} , $d_{\ell s}$, $d_{\ell m}$ とおくとガス流に有効な空間率は $(\varepsilon - h_{ts} - h_{tm})$ であり、かん液層の有効粒子径は充てん粒子、スラグ滴およびメタル滴の調和平均径であるから、(94)式を拡張して(114)式が得られる。

$$\frac{\Delta P_w}{\Delta L} = \left\{ k_1 \mu_g \left(\frac{1-\varepsilon}{d_p \phi} + \frac{h_{ts}}{d_{\ell s}} + \frac{h_{tm}}{d_{\ell m}} \right)^2 V + k_2 \rho_g \left(\frac{1-\varepsilon}{d_p \phi} + \frac{h_{ts}}{d_{\ell s}} + \frac{h_{tm}}{d_{\ell m}} \right) V^2 \right\} / (\varepsilon - h_{tm} - h_{ts})^3$$

..... (114)

ガス流がない場合の全ホールドアップ h_{t0s} , h_{t0m} は、(65),(67)式を用いて推定した。これらの値と液体、固体の条件から、 h_{ts} , h_{tm} はいずれも(88)式により示される。

ガス、液体および充てん層であるコークスの物性定数は、Table 15 に示す値を用いた。充てん層の有効粒子径 $d_p \phi$ とガス流速を変化させて計算を行なった。ガスの粘度と密度は 1973 K, 405 kPa (4 atm) における値であり、ガス流速もこの条件における値である。スラグの粘度は 1.0 Pa·s とした。この値は通常の出鉄時の推定値である約 0.3 Pa·s より大きい。これは滴下帯と炉床の温度差を考慮したためであるが、もしスラグの粘度を 0.3 Pa·s とすると h_{ts} は約 10% 低くなる。

Table 15 Conditions for calculation of gas pressure drop in the dropping zone of blast furnace

	Unit	Coke	Gas	Slag	Metal
Density	kg·m ⁻¹	1000	0.641	2600	6600
Viscosity	Pa·s	-	6.27 · 10 ⁻⁵	1.0	0.005
Velocity	m·s ⁻¹	-	-	7.02 · 10 ⁻⁵	8.64 · 10 ⁻⁵
Surface tension	Nm ⁻¹	-	-	0.47	1.1
Contact angle on coke	Deg.	-	-	90	90

7.1.2 k_1, k_2, ϵ の推定

山田ら⁴⁸⁾の示したデータをもとに高炉内で考えられるコークス粒度範囲で平均的な k'_1 と k'_2 ((16), (17)式)を求めるとそれぞれ410と $2.5^{66)}$ が得られた。(15)式中の k_1, k_2 は, k'_1, k'_2 を一定とすると ϕ によって変わるが, k'_1, k'_2 に上述の値を採用すると, ϕ にどのような値を与えてもErgun⁴⁶⁾の与えた150と1.75にはならない。ここでは ϕ の値として k_1, k_2 が190と1.70とErgunの値に近くなるように $\phi = 0.68$ と仮定した。コークス粒径として d_p でなく有効粒子径 $d_p\phi$ を用いれば, ϕ の仮定値に無関係に結果を示すことができるので、以後コークスの粒子径は有効粒子径 $d_p\phi$ により示すこととする。

コークス層の空間率は粒径と粒度の範囲により変わる。山田ら⁴⁸⁾は、それぞれの効果を実験式により定量的に示した。彼らの示した狭い粒度の範囲内のコークスの最粗充てん時の空間率の測定値をプロットしなおすと、Fig. 41 に示すように、 $d_p \leq 0.06$ の範囲で ϵ と d_p の関係が

$$\epsilon = 0.45 + 1.31 d_p \quad \dots\dots\dots (115)$$

により示される。この式の適用範囲は原著者の示した実験式より広く、誤差も絶対値で ± 0.01 以下であり原著者の示した実験式と同等なので、ここでは、原著者の実験式ではなく(115)

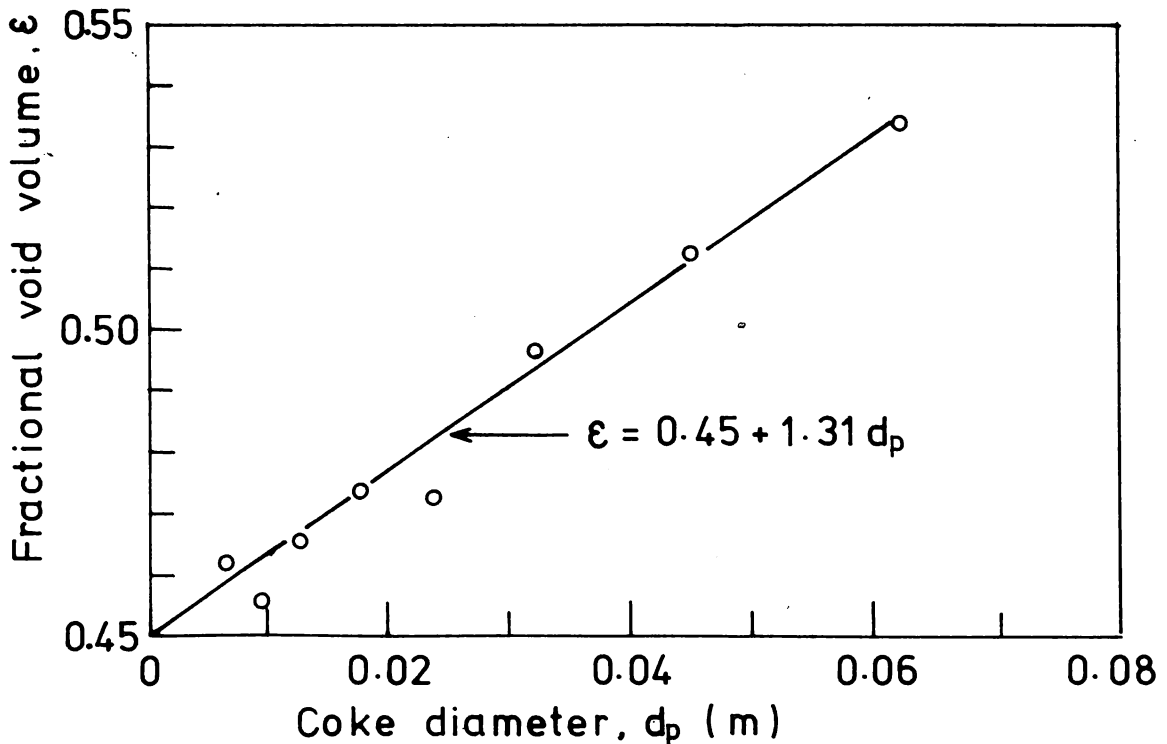


Fig. 41 Relationship between fractional void volume and diameter of sized coke.

式を用いる。また高炉内ではコークス粒度は分布を持つため、 ϵ は (115) 式の推定値より小さくなる。ここでは、この粒度分布による空間率の減少量を一率に 0.02 とみなし、さらに d_p のかわりに $d_p \phi$ を用いて、空間率を (116) 式により推定することとした。

$$\epsilon = 0.43 + 1.93 d_p \phi \quad \dots\dots\dots (116)$$

(115)式から(116)式に変換する際 ϕ は 0.68 と仮定した。

7.1.3 フラッキングと流動化条件および前流動化状態における圧力損失の計算

前節で述べた計算条件を与えることにより、一液相の場合と同様に $\Delta P_w / \Delta L$ を与えてそれに対応するガス流速 V を求めることができる。

またフラッキングの限界ガス速度も一液相の場合と同様に、 $\Delta P_w / \Delta L$ を変えて求めたガス流速の最大値として求まる。この場合、空間率 ϵ は不変として計算することとする。しかし Fig. 27 に示したように高炉の滴下帯では、フラッキング開始よりも低いガス流速で層が前流動化状態になる可能性がある。層が一旦前流動化状態になると、ガス流速を増しても空間率が増すだけでフラッキングは起こらず、完全な流動状態に移行する。

前流動化状態では、6.7節に示した計算で一定と仮定した空間率もガス流速の従属変数として考えなければならないので、流動化条件に達する前と同様の計算方法は適用できない。

前流動化状態におけるガス流速と圧力勾配の関係は、次のような方法により求めた。流動化の条件は、凝縮相（充てん物と液体）にかかる重力 F_g と圧力勾配 $\Delta P_w / \Delta L$ が等しいことである。したがって

$$\begin{aligned} \Delta P_w / \Delta L &= F_g \\ &= \{ \rho_s (1 - \epsilon) + h_{ts} \rho_{\ell s} + h_{tm} \rho_{\ell m} \} g \quad \dots\dots\dots (117) \end{aligned}$$

(117) 式は、 ϵ に関する新しい条件式とみなすことができる。このように新しい従属変数 ϵ に対して新しい式が加わるので前流動化状態でも解が求められる。

求めた実験式が完全な流動化状態にまで拡張して適用できるか否かは明らかでないが、層内の粒子が運動していない前流動化状態では、固定層充てん層に比べて層の構造の大巾な変化はないので、大きな誤差なしに実験式が適用できる。前流動化状態から完全流動化状態への移行は空間率の増加により起こると推定されるが、この移行を高炉内のコークス粒子のような大径の粒子で調査した例が見られないので、ここでは、層が前流動化状態にあるものとして計算した。

実際の計算で V を与えて ϵ を求めると、解くべき方程式が複雑になるので、逆に ϵ を与えて流動化開始ガス速度を次のような方法により求めた。まず 6.7.2 節で示したと同様の方法により、 $\Delta P_w / \Delta L$ の範囲を $g \rho_s (1 - \epsilon)$ から $g \rho_{\ell}$ までとしこの範囲を等間隔に分割する。各分

割点に対応する $\Delta P_w/\Delta L$ の値に対応する V と h_{tm} , h_{ts} を算出する。次に h_{tm} , h_{ts} の計算値から(117)式の右辺の値 F_g を求めこれと $\Delta P_w/\Delta L$ の差を計算する。この差が0となるときの V と $\Delta P_w/\Delta L$ の値が求める流動化開始時のガス流速と圧力損失である。流動化状態におけるガス流速と圧力損失の関係は, ϵ を(116)式により計算した固定層の値から少しずつ増加させ,それぞれの ϵ に対応した流動化開始時のガス流速と圧力損失を計算することにより求められる。

7.2 滴下帯の圧力損失の計算例

Fig. 42に ϵ を一定とした場合の計算結果の例を示す。計算の条件は図中に示した通りである。

図に示したようにガス流速が低いところでは,層内の凝縮相にかかる重力 F_g は圧力勾配 $\Delta P_w/\Delta L$ より十分大きい,フラッシングの限界ガス速度よりも低いガス流速で $\Delta P_w/\Delta L$ が F_g より大きくなり,高炉内ではフラッシングでなく流動化が起こる。この計算結果はFig. 27に示した推論と一致している。両者の限界ガス流速の差は小さいが,粒子径,ホールドアップ(h_{t0s} , h_{t0m})を変えても,常に流動化開始速度の方が低かった。

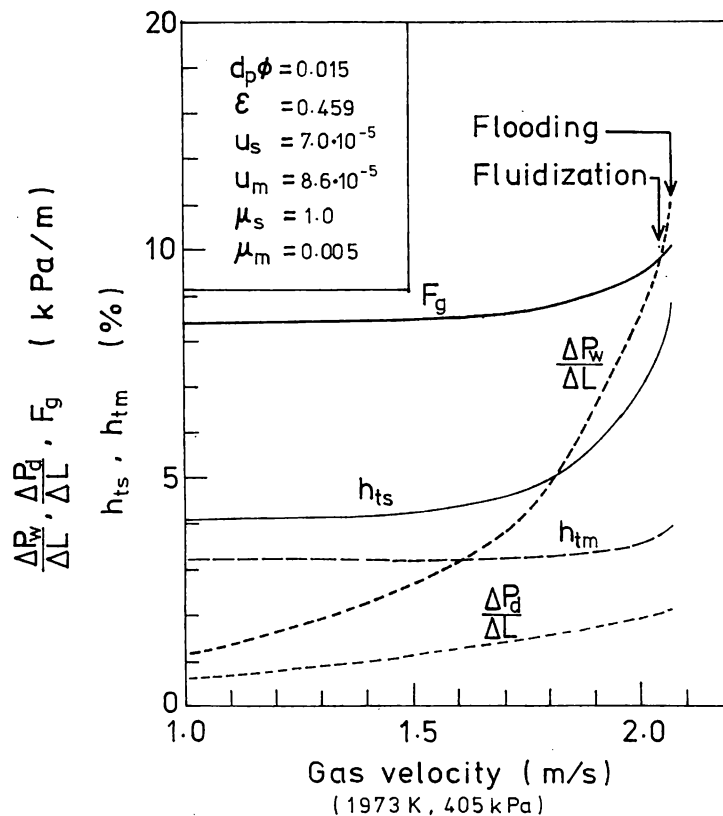


Fig. 42 Calculated $\Delta P_w/\Delta L$, h_{ts} , h_{tm} , f_g and $\Delta P_d/\Delta L$ as a function of gas velocity.

かん液塔の圧力損失 ΔP_w と乾燥塔の圧力損失 ΔP_d の比 $\Delta P_w / \Delta P_d$ は、ガス流速が低い領域では約2であるが、ガス流速の増加とともに増し、流動化開始ガス速度のときには約5であった。

スラグとメタルのホールドアップ h_{ts} 、 h_{tm} のガス流速依存性から、フラッキングの限界ガス速度は主としてスラグのフラッキングにより決まることがわかる。フラッキング限界ガス速度における h_{ts} のガス流速に対する勾配はほぼ ∞ になっているのに対し、 h_{tm} のそれは小さく、メタルはフラッキングを起こさないことがわかる。

Fig. 42 はガスが圧力 405 kPa (4 気圧)、温度 1973 K の条件のもとで計算した結果を示したものである。ガス圧力あるいは温度が変われば Fig. 42 は、そのままでは適用できない。ガスの密度 ρ_g は温度および圧力により変化するが、粘度 μ_g は圧力にほとんど影響されず温度のみに依存して変化する。滴下帯に適切と考えられる温度の中は小さく、かつ μ_g 自身の変化が圧力損失に及ぼす影響も、滴下帯におけるガス流速、コークス粒度の範囲内では小さいため、 μ_g より ρ_g の変化が Fig. 42 の関係に大きく影響する。

Fig. 43 には前流動化状態を含む流速範囲で滴下帯の圧力勾配とガス流速の関係を $d_p \phi$ をパラメーターとして示した。層が前流動化状態になるまでは、ガス流速の増加により圧力勾配も増すが、前流動化状態に達するとガス流速とともに圧力勾配は減少する。前流動化状態における圧力勾配とガス流速との間には、ほぼ直線関係があり、有効粒子径に関係なく、1本の直線により示される。

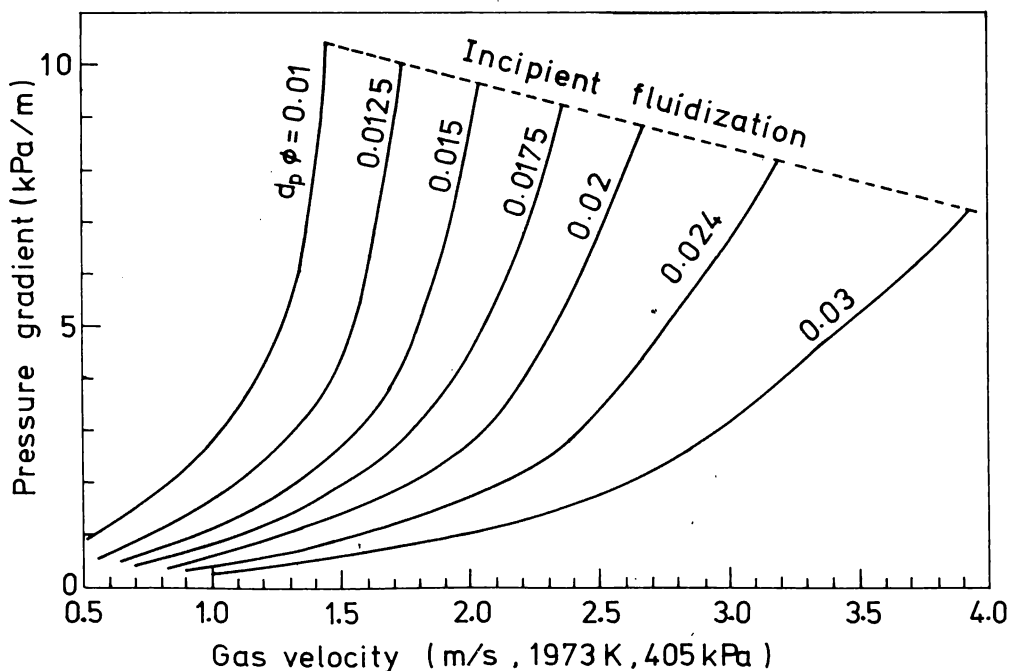


Fig. 43 Variation of pressure gradient as a function of gas velocity. (Solid lines are applied to fixed beds and the dotted line is applied to the beds under the condition of incipient fluidization.)

7.3 滴下帯における流動化による高炉の異常現象

7.3.1 単純化したモデルによる炉下部滴下帯と塊状帯間のガス流の分配と炉下部の圧力勾配の考察

高炉の下部ではFig. 1 に示すように通気性が非常に低い融着層が形成されるため、レースウェイから出たガスはFig. 44 に示すように滴下帯から、融着層間のコークス層（コークスリット）を通して外周部の塊状帯へ流出する。滴下帯のガス流速は、ガス流が滴下帯と塊状帯に分配される割合によって決まる。滴下帯における流動化を考察するために、まず滴下帯と塊状帯のガス分配を考える。

滴下帯と塊状帯ではガス流はほぼ上方に流れる。両者におけるガス流はほぼ平行なのでコークスリット内の圧力損失を無視すれば、ガス流はほぼ滴下帯と塊状帯の圧力勾配が等しくなるように分配される。このような仮定は、炉内の圧力損失を定量的に考察するためには流れを単純化し過ぎていると考えられるが、炉下部におけるガス流を半定量的に取扱うためには十分であろう。

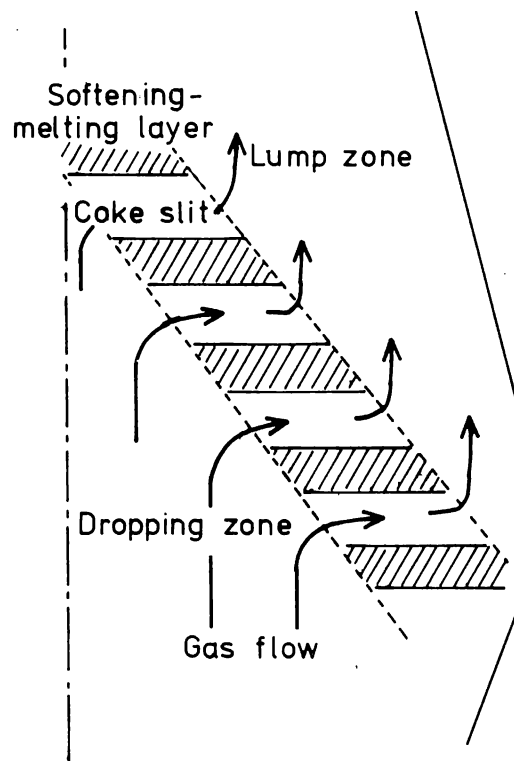


Fig. 44 Schematic diagram of gas flow in the lower part of a blast furnace.

Fig. 45に概念的に示すように、ガス流速を V 、断面積を S で示し、添字 $d, \ell, 0$ で滴下帯、塊状帯、ガス流に有効な全炉断面を示すと、物質収支から同一の水平面上で次式が成り立つ。

$$V_d S^* + V_\ell (1 - S^*) = V_0 \quad \dots\dots\dots (118)$$

ここで $S^* = S_d / S_0$ 、 $S_0 = S_\ell + S_d$ 、 $V_0 = Q_0 / S_0$ であり Q_0 はガスの流量である。 S_0 、 S^* 、 V_0 は炉のプロファイル、融着帯の形状、 Q_0 により決まり、概念的に Fig. 45 に示すように炉高方向に変わる。

塊状帯と滴下帯の圧力勾配とガス流速との関係は、それぞれ Fig. 46 の線 CD および線 EFG により示される。仮定により、塊状帯と滴下帯の圧力勾配は等しいので、 V_d と V_ℓ はたとえば Fig. 46 に示す線 AA' のように等圧力勾配線が線 CD、線 EFG を切る点により示される。

(118) 式を書きかえると、

$$(V_d - V_0) / (V_0 - V_\ell) = (1 - S^*) / S^* \quad \dots\dots\dots (119)$$

が得られる。平均ガス流速 V_0 は、Fig. 46 右下に示すように V_ℓ と V_d の間にあり、(119) 式の関係から、線分 $\overline{A'V}$ と \overline{VA} は

$$\overline{A'V} : \overline{VA} = (1 - S^*) : S^* \quad \dots\dots\dots (120)$$

の関係を満たす。すなわち、線分 AA' を $S^* : (1 - S^*)$ に案分する点 V が V_0 を与える。したがって Fig. 46 に示すように種々の S^* の値に対し、等圧力勾配線（水平線）が線 CD と線 EFG を切る線分を $S^* : (1 - S^*)$ に分割する点を結んで、等 S^* 線を作っておくと、与えられた炉高位置での等 V_0 線と等 S^* 線の交点の縦軸から圧力勾配を、また交点を通る等圧力勾配線が線 CD、線 EFG を切る点の横座標から V_d と V_ℓ を求めることができる。

たとえば V_0 と S^* が Fig. 45 に示すように高炉の高さ方向に変化するとき、交点は図 46 で線 A'B' 上にあり、炉高が Fig. 45 で A から B に移るにつれて圧力勾配と V_d 、 V_ℓ は A → B、A' → B' に沿って変化する。

Fig. 46 では、滴下帯で前流動化を起こさない範囲 EF についてのみ等 S^* 線を示した。滴下帯が前流動化状態になると、線 CD と線 FG により求めた等 S^* 線を用いる必要がある。

Fig. 47 は、Fig. 46 の点 F 近傍を拡大して示したもので図をわかりやすくするために $S^* = 0.5$ の等 S^* 線のみを記入している。

まず実線で示した、線 CD と線 EFG から得られる等 S^* 線 LMN を用いて考察する。平均ガス流速を V_1 から V_2 まで増すと、圧力勾配は、最初 V_1 から V_c に流速を増す間は、線 LM に

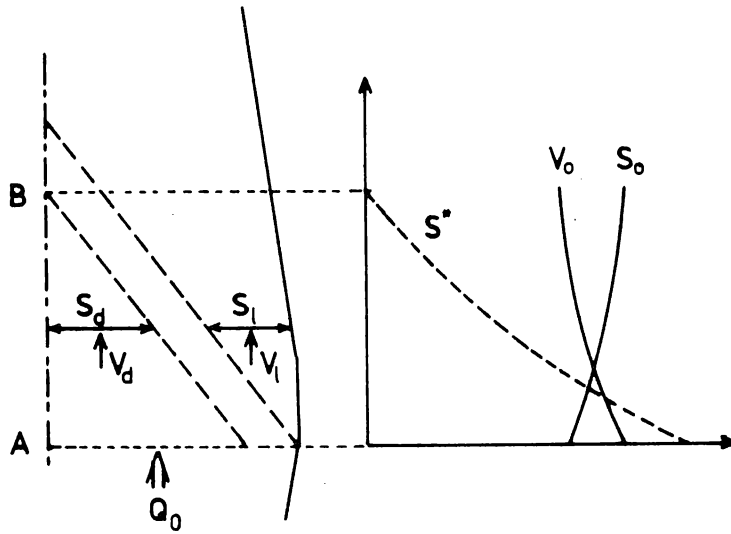


Fig. 45 Schematic diagram of gas flow conditions in the lower part of a blast furnace showing variations of average gas velocity, V_0 , effective furnace cross-sectional area, S_0 and ratio of cross-sectional area of dropping zone, S^* .

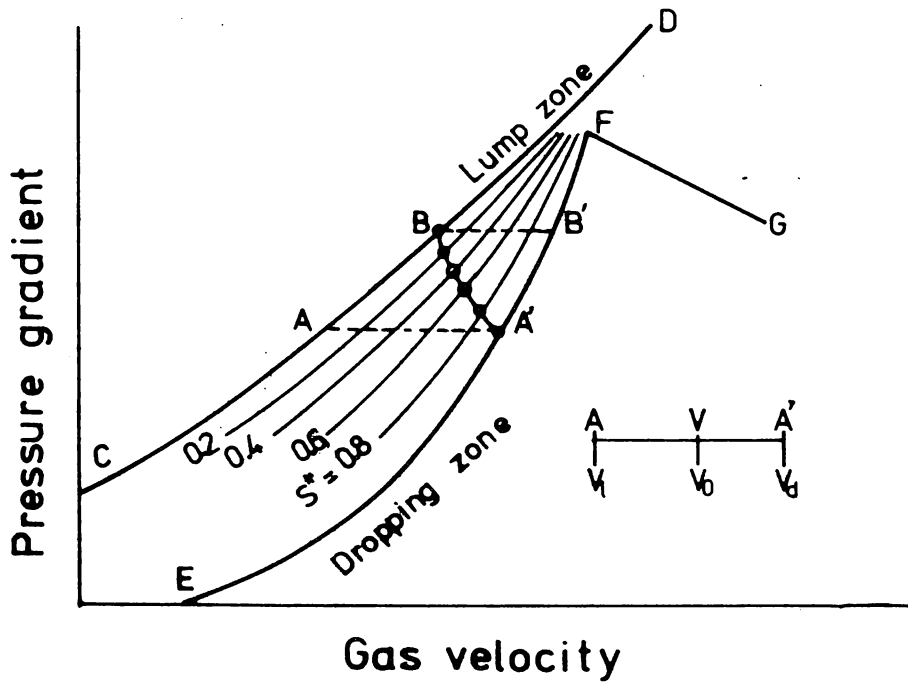


Fig. 46 A diagram showing the method of estimating gas velocities at dropping zone and at lump zone.

沿って上昇し、 V_0 で滴下帯が前流動化状態になりさらに V_0 から V_2 に増すと線MNに沿って逆に減少する。塊状帯の通気性が、焼結鉱の粒度低下などにより、低下し、線CDが線C'D'に変わると、線LMNは線L'M'N'に変化する。ガス流速 V_1 が一定で、塊状帯の通気抵抗が徐々に増加し線C'D'まで変わるとき、これに対応して線LMは左に線L'M'へ徐々に変化する。したがって、圧力勾配は、点Mが V_1 上に来るまでは増加し、その後低下する。図には示していないが滴下帯のコークスの粒子径が低下すると線EFは左方に移動し、線LMも左へ移動するため、圧力勾配は上述の場合と同様に一旦増加し、M点が V_1 上に来たとき最大となり、さらにコークスの粒子径が低下すると圧力勾配は低下する。

滴下帯が前流動化状態に移行するのは、前述の等 V_0 線と等 S^* 線が等 S^* 線の頂点Mと交わる時である。滴下帯の状態が、ガス流速の増加、塊状帯の通気性の劣化、あるいは、滴下帯の通気性の劣化により正常な層から前流動化状態に移行するとき、上述の考察から、圧力勾配は一旦上昇し、その後低下するのが特徴である。

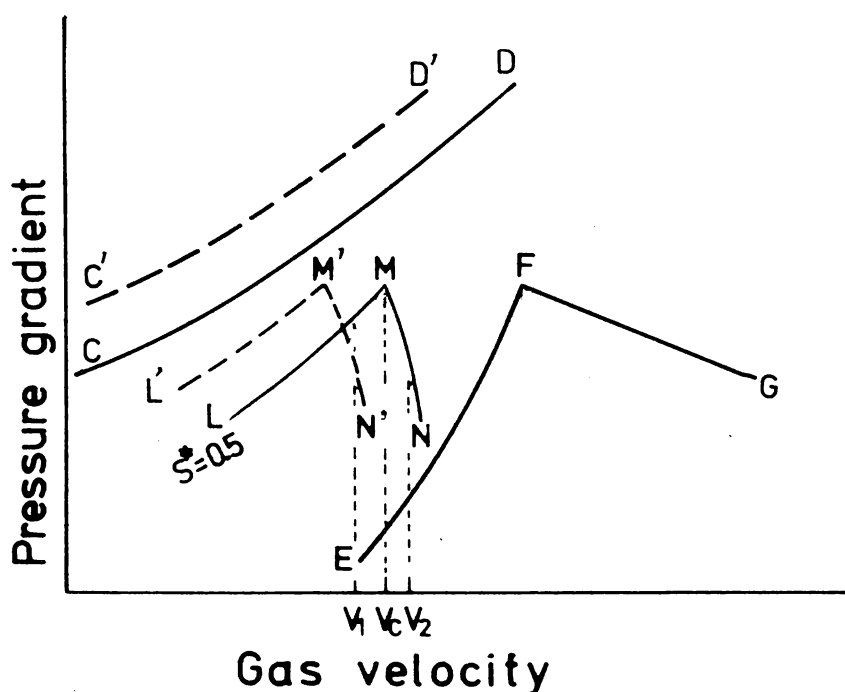


Fig. 47 A diagram showing the change in pressure gradient in the case of onset of incipient fluidization in the dropping zone.

滴下帯が前流動化状態になると、コークス層の空間率が安定な充てん構造を保ちうる限界を越えて増加するので、コークス層は力学的に不安定になり、ガス流路の変化などにより容易にくずれ落ちる。高炉では、このような現象は、装入物の急速な降下、スリップ、として観察される。

7.3.2 滴下帯の前流動化により起こったと推定されるスリップの例

Fig. 48 に、内容積 1380 m^3 の高炉でスリップが連続して起こったときの操業データの推移を示す。高炉内で、実際に前流動化あるいは流動化状態であったことを直接確認することは困難であるが、次に示す理由により、図に示した例では、滴下帯の流動化によるスリップと推定される。

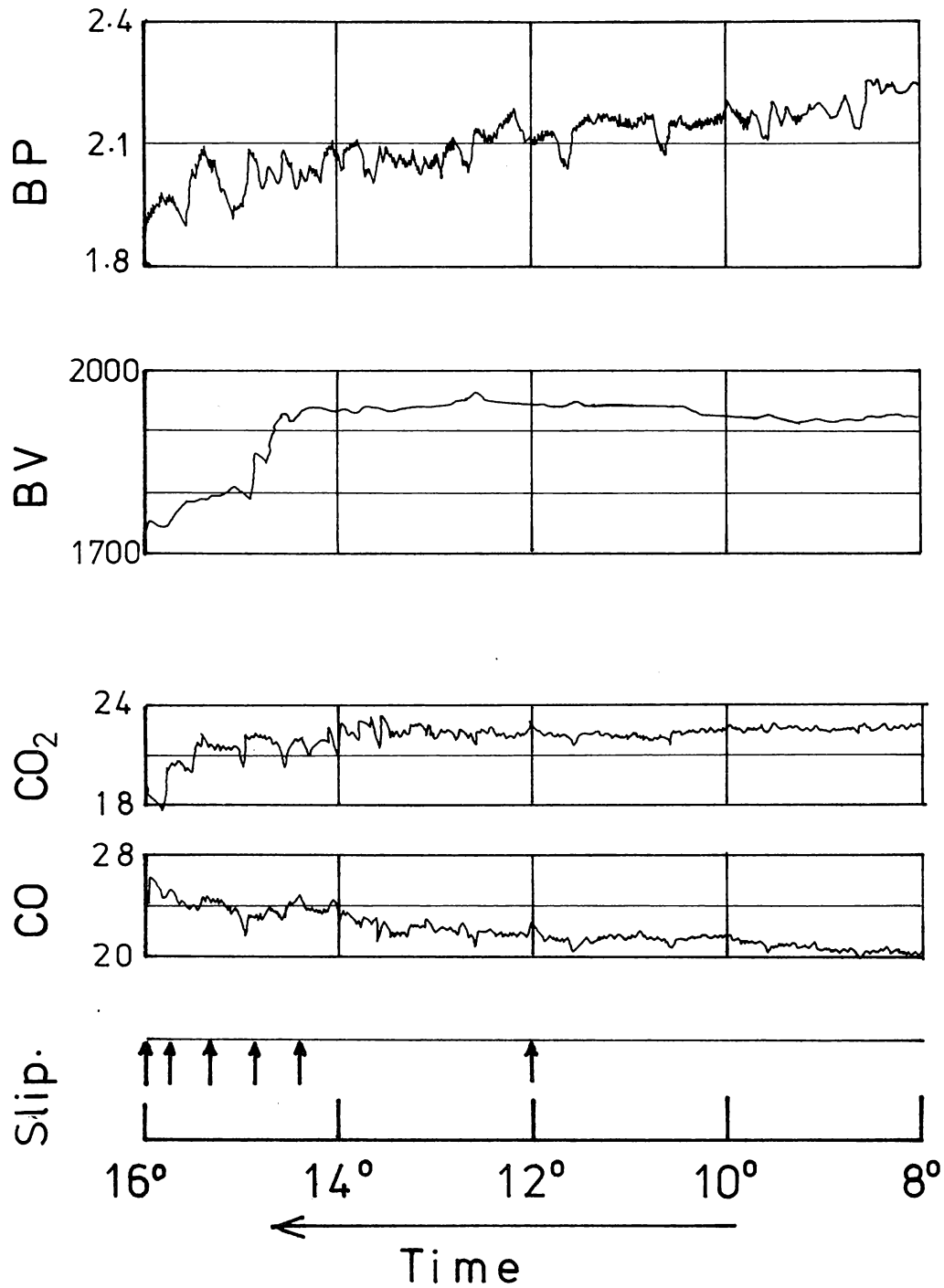
本高炉の送風圧力は、通常ほぼ 2.1 Kg/cm^2 であり、図に示した例では、8時の段階ですすでに送風圧力が通常水準より増加している。なお、ほぼ1時間間隔で送風圧力が低下しているのは、熱風炉の切り替えによるもので炉内の異常によるものではない。8時30分頃から、送風圧力が減少し始め10時以降では、送風量がやや増加しているにもかかわらず送風圧力は次第に低下している。このように送風圧力の変化は、前述の考察による滴下帯の流動化への移行時の圧力勾配の変化と良く一致している。

さらに12時に起きたスリップは、炉頂ガス中のCOおよびCO₂濃度の一時的な上昇を伴っていて、滴下帯のスリップにより、上部の未還元鉱石が高温の領域に一時に落下し、直接還元量が一時的に増していることを示している。

このようにスリップが滴下帯で起こっていることと、スリップを起こす前の送風圧力の変化が滴下帯での流動化を示唆していることから、このスリップは滴下帯の流動化により起こったと推定される。

14時以降連続して起こったスリップがCO₂濃度の低下、CO濃度の上昇、および送風圧力の大巾な変動から見られるように、吹きぬけ状態を伴っていることは、試験高炉でフラッキングを起こそうとして粒銑、高炉滓を装入物に加え溶融物量を増して操業したとき、棚吊りを起こさず、スリップとそれに引き続き吹きぬけを起した例⁵⁷⁾とよく符合している。

滴下帯のコークス層の流動化は従来あまり注目されておらず、本研究で始めて定量的に取扱った現象であるが、上述の例からも知られるように高炉の異常現象の一つとして実操業高炉でも起こり得ることが明らかになった。



Variation of operational data when frequent slipping took place.

Fig. 48 Changes of blast pressure, BP(kg/cm²), blast volume, BV(Nm³/min), and top gas compositions, CO, CO₂(%) when successive slipping took place in a commercial blast furnace.

8 第3章の総括

高炉の炉下部に存在する滴下帯では、熔融したスラグとメタルが、上昇するガスとほぼ向流に、コークス充てん層の中を滴下する。この領域のガスと液体の流れの物理現象を定量的に明らかにするために、室温下で炉内の状態にできるだけ相似させた条件のもとに気-液向流充てん層の実験を行なった。実験結果をもとにしてガスの圧力損失、ホールドアップ、フラッキング速度および充てん層の流動化開始ガス速度を推定しうる実験式を導出し、さらにこの実験式を用いて高炉滴下帯の流れを解析した例を示した。

研究結果を要約すると次の通りである。

- (1) 高炉内の装入物の状態と、滴下帯における液流について、発表されている文献から流れの特徴を調査し、滴下帯の流れは、化学工学の分野で研究されている気-液向流充てん塔に類似しているが、高炉内では液体が固体をぬらさないこと、断面平均の液流速が低いこと、液相として粘度、密度が相互に大きく異なりまた互いに溶け合わないスラグ、メタルの2液相が存在すること、ならびに液相の密度が固相であるコークスの密度より2倍以上大きいことなどの点で異なっていることを明らかにした。
- (2) 従来の研究は上述の高炉内の流れの特徴を考慮して実験されたものが少ないことを示し、とくにガス流が存在する場合のガスの圧力損失と液ホールドアップを、フラッキングにいたる流れの範囲で推定しうる一般式は報告されていないことを示した。
- (3) 層内の液体に働らく種々の力の比として求めた無次元数により、スケールアップの条件を考察し、室温下で、高炉内の流れにできるだけ相似させるよう実験条件を選択して、液体のホールドアップ、ガスの圧力損失、フラッキング速度を、液体の粘度、密度、表面張力、固体との接触角（ぬれ性）および固体の粒子径、形状を変えて実験により測定した。液流速の変化巾はほぼ40倍、ガス流速はフラッキングを起こすまでの範囲内で5～10水準に変化させた。
- (4) ガス流がない場合の液体の全ホールドアップを静的ホールドアップと動的ホールドアップに分割し、両者について、ぬれ性に関係なく適用できる無次元の実験式を示し、従来の研究者の実験値と比較して実験式がほぼ妥当であることを示した。
- (5) フラッキング速度の実験値は、Mersmann 線図にプロットした方がSherwood 線図の場合よりもばらつきが少ないことを示し、Mersmann 線図をぬれない系にも適用できるように修正し、実験値をもとにフラッキング限界線を示した。
- (6) 気液向流充てん層でフラッキングが起こるよりも低いガス流速で層が流動化を始め、このときにはフラッキングが起らない場合があることを指摘し、これを実験により確認した。実験値を整理して、両者が起こる条件を二つの無次元数により識別する線図を示し、高炉滴下帯では、流動化が起こることを推定した。

- (7) ガス圧力勾配の実測値は、従来報告されたどの実験式によっても説明できないことを示し、新たに乾燥時の圧力損失式を拡張した気-液向流層のガス圧力損失式を誘導した。この拡張式では、液体の影響を空間率の減少および液体の存在による層の有効粒子径の変化により評価した。
- (8) ガス流の存在下におけるホールドアップと液滴の有効径をガス圧力勾配の無次元数と関係づける実験式を求めた。
- (9) 理論的検討によりフラッディングが起こる条件を求め、上述の実験式を用いて、ガス圧力勾配とホールドアップを任意のガス流速において求めるとともに、フラッディングを起こすガス流速を求める方法を示した。フラッディングガス速度の実測値は計算値の+10、-15%以内に、また圧力勾配とホールドアップの実測値は計算値の±50%にあった。
- (10) 得られた実験式を用いて高炉滴下帯の圧力勾配とホールドアップを推定した。滴下帯の流れの条件下では、フラッディングより前に流動化が起こることを計算により明らかにし、前流動化状態ではガス流速の増加とともに圧力勾配が低下することを示した。
- (11) 高炉下部の滴下帯と塊状帯におけるガス流の分配をこの部分のガス流れを単純化した仮定に基づいて半定量的に検討し、滴下帯の流動化が起こるとガスの圧力勾配は流動化開始まで増加し、流動化状態になると低下することを示した。高炉で起こったスリップ時の操作データは、このような流動化が起こったことを示していて、滴下帯の流動化が高炉の異常現象の一因となることを示した。

以上のように本研究により気-液向流充てん層のガス圧力損失と液ホールドアップ、フラッディング速度および高炉滴下帯で起こるコークス層の流動化速度を定量的に推定できるようになった。本研究結果はガスが垂直に上昇し、液体がこれと向流に下降する場合に適用されるが、高炉内ではレースウェイ近傍のようにガスが必ずしも垂直上方に流れない領域が存在する。このような領域では、液体の流れの方向とガスの流れの方向は交差するようになる。炉下部における気体と液体の流れに関する基礎的研究として、このようなクロス流領域の流れの研究が今後に残された課題であろう。

第3章で用いた記号

記号	意味	単位
a, b, c, d, e	一般的な式中の定数	[—]
a_t	充てん層内の粒子の比表面積	[$m^2 \cdot m^{-3}_{bed}$]
C_p	キャピラリー数 ((4 4) 式)	[—]
C_{pb}, C_{ps}	(5 5), (5 4) 式により定義されたキャピラリー数	[—]
C_{pl}	液滴のキャピラリー数 ((9 2) 式)	[—]
C_{pm}	修正キャピラリー数 ((6 3) 式)	[—]
D	系の代表長さ	[m]
d_g	グリッドの粒子径	[m]
d_h	水力学的半径基準の有効粒子径 ((5 2) 式)	[m]
d'_h	水力学的半径 (= $4 \epsilon / a_t$)	[m]
d_i	リング状充てん物の内面の水力学的半径	[m]
d_l	充てん層内の液体の仮想的な液滴径	[m]
d_{lm}, d_{ls}	メタル, スラゲの d_l	[m]
d_p	充てん物の粒子径	[m]
d_{pe}	体積基準の粒径 (同一体積の球の径)	[m]
d_s	比表面積基準の有効粒子径 ((5 1) 式)	[m]
d_w	かん液層の見掛の比表面積基準の有効粒子径	[m]
E	仕事量	[J]
F	同一ガス流速でのかん液層の圧力損失と乾燥時の圧力損失の比	[—]
F_g	単位体積の凝縮相 (固体と液体) に働らく力 ((1 1 7) 式)	[$N \cdot m^{-3}$]
$FL(i)$	相対的な液流量密度 (i は場所を示す) ((4 8) 式)	[—]
Fr	フルード数 (= u^2 / gD)	[—]
Fr_m	修正フルード数 ((2 6) 式)	[—]
f	力	[N]
f_g	重力 ((3 3) 式)	[N]
f_i	慣性力 ((3 4) 式)	[N]
f_k	抵抗係数 ((1 1) 式)	[—]
f'_k, f''_k	(7 6), (7 8) 式で定義された抵抗係数	[—]

f_p	圧力勾配に応じてガスが液体に及ぼす力 ((3 8) 式)	[N]
f_s	表面力 ((3 6) 式)	[N]
$f_{s i}$	液-固界面力 ((3 7) 式)	[N]
f_v	粘性力 ((3 5) 式)	[N]
G_1, G_2, G_3	それぞれ G_{pw}, h_t, d_ℓ を示す関数 ((100), (101), (102) 式)	[—]
Ga	ガリレイ数 ((4 3) 式)	[—]
Ga_m	修正ガリレイ数 ((6 9) 式)	[—]
G_{pw}	かん液相のガス圧力勾配 ($= \Delta P_w / \Delta L$)	[Pa $\cdot m^{-1}$]
g	重力の加速度	[$m \cdot s^{-2}$]
H_b, H_{bt}, H_g	それぞれ実験に用いた充てん塔の有効高さ, 全塔高, クリッドの厚さ	[m]
h	液ホールドアップ	[—]
h_d	動的ホールドアップ (Gardner の定義による)	[—]
h_f	液を停止したあとのゆるやかな流れによるホールドアップ	[—]
h_o	動的ホールドアップ (Shulman の定義による)	[—]
h_s	静的ホールドアップ (Shulman の定義による)	[—]
h_s^*	本報で定義した静的ホールドアップ	[—]
h_t	全ホールドアップ	[—]
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	[—]
h_{t0m}, h_{t0s}	メタルとスラグの h_{t0}	[—]
h_{tm}, h_{ts}	メタルとスラグの h_t	[—]
k	(19) 式中の定数	[—]
k_1, k_2	圧力損失式 (15) 中の定数	[—]
k'_1, k'_2	(16), (17) 式により定義される定数	[—]
ΔL	充てん塔 (または層) 高	[m]
N	単位体積あたりの充てん粒子数	[m^{-3}]
N_c	(45) 式により定義された無次元界面力	[—]
N_{cap}	(8) 式により定義されたキャピラリー数	[—]
N'_{cap}	(56) 式により定義されたキャピラリー数	[—]
n	Table 3 の (7) 式に用いられた定数	[—]
ΔP	ガスの圧力損失 (ΔL の間での)	[Pa]
$\Delta P_d, \Delta P_w$	(特に区別が必要なとき) 乾燥時, かん液時の圧力損失	[Pa]
ΔP^*	無次元圧力勾配 ((46) 式)	[—]

$Q_{(i)}$	液流量 (i 部分への液流量)	$[m^3 \cdot s^{-1}]$
Q_0	滴下帯の全ガス量	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
Re	レイノルズ数 ((42) 式)	$[-]$
Re_g	ガス流のレイノルズ数 ((12) 式)	$[-]$
Re_g', Re_g''	(77), (79) 式により定義されるガス流の修正レイノルズ数	$[-]$
Re_m	(68) 式により定義される液流の修正レイノルズ数	$[-]$
Re_{mg}	(28) 式により定義されるガス流の修正レイノルズ数	$[-]$
$S_{(i)}$	断面積 (i 部分の断面積)	$[m^2]$
S^*	$= S_d / S_0$	$[-]$
S_0	炉下部のガス流に有効な全断面積	$[m^2]$
S_d	滴下帯の断面積	$[m^2]$
S_L	塊状帯の断面積	$[m^2]$
S_r	残留飽和率 (充てん層の全空間に占める液体の割合)	$[-]$
S_r^*	h_s^* をもとに計算した残留飽和率	$[-]$
u	空塔基準の液流速	$[m \cdot s^{-1}]$
V	空塔基準のガス流速	$[m \cdot s^{-1}]$
V_0	炉下部の平均ガス流速	$[m \cdot s^{-1}]$
V_d	滴下帯のガス流速	$[m \cdot s^{-1}]$
V_L	塊状帯のガス流速	$[m \cdot s^{-1}]$
W_a	液体の付着の可逆仕事量	$[J \cdot m^{-2}]$
We	ウェーバー数 ($= \rho_L u^2 D / \sigma$)	$[-]$
X_p	(87) 式により定義される無次元数	$[-]$
ε	乾燥充てん層の空間率	$[-]$
δ	フィードバック系の増巾率	$[-]$
η	センチポアズにより示した粘度	$[10^{-3} \cdot Pa \cdot s]$
θ	液体と固体の接触角	$[-]$
μ	粘度	$[Pa \cdot s]$
μ_g, μ_L	ガス, 液体粘度	$[Pa \cdot s]$
μ_{Lm}, μ_{Ls}	メタル, スラグの粘度	$[Pa \cdot s]$
ρ	密度	$[Kg \cdot m^{-3}]$
ρ_g, ρ_L, ρ_s	ガス, 液体, 固体 (充てん物) の密度	$[Kg \cdot m^{-3}]$
ρ_{Lm}, ρ_{Ls}	メタル, スラグの密度	$[Kg \cdot m^{-3}]$

ρ_w	水の密度	$[\text{Kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
σ	液体の表面張力	$[\text{N} \cdot \text{m}^{-1}]$
σ_w	水の表面張力	$[\text{N} \cdot \text{m}^{-1}]$
φ	グラフにより示された関係を与える関数	
ϕ	粒子の形状係数	$[\quad - \quad]$

注 単位で「 $-$ 」は無次元であることを示す。

第3章の引用文献

- 1) J. F. Elliott, R. A. Buchanan, J. B. Wagstaff : J. Metals, 4(1952) P. 709
- 2) H. Beer, G. Heynert : Stahl u. Eisen, 84(1964) P. 1353
- 3) K. Segawa, H. Ishikawa : Trans. ISIJ, 8(1968) P. 172
- 4) M. P. Bates : JISI, 211(1973) P. 677
- 5) R. Jeschar, W. Pötke, V. Peterson, K. Polthier : "Blast Furnace Aerodynamics", ed. by N. Standish (1975) Australasian Inst. Min. Met., P. 136
- 6) G. C. Gardner : Chem. Eng. Sci., 5(1956) P. 101
- 7) N. A. Waner : Chem. Eng. Sci., 11(1959) P. 149
- 8) N. Standish : ibid., 23(1968) P. 51
- 9) N. Standish : ibid., P. 945
- 10) N. Standish, J. B. Drinkwater : J. Metals, 24(1972) P. 43
- 11) J. Szekely, J. Mendrykowski : Chem. Eng. Sci., 27(1972) P. 959
- 12) S. V. Shavrin, I. M. Zakharov, B. V. Ipatov : Izv. V. U. Z. Chern. Metall., (1962) №9, P. 54
- 13) R. G. Rikhter, Yu. M. Potevnya : ibid, (1974) №4 P. 37
- 14) 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) P. 535
- 15) 佐々木稔, 斧勝也, 鈴木明, 奥野嘉雄, 吉沢謙一, 中村隆 : ibid, P. 559
- 16) 佐々木寛太郎, 羽田野道春, 渡辺雅男, 下田輝久, 横谷勝弘, 伊藤孝夫, 横井毅 : ibid., P. 535
- 17) 橋爪繁幸, 小板橋寿光, 高橋洋光, 小西行雄, 奥村和男, 富田貞雄, 森岡恭昭 : 川崎製鉄技報 11(1979), №3, P. 388
- 18) 館充, 桑野芳一, 鈴木吉哉, 張東植, 吳平男, 松崎幹康 : 鉄と鋼, 62(1975) P. 495
- 19) E. T. Turkdogan : "Physical Chemistry of Oxygen Steelmaking, Thermochemistry and Thermodynamics, Nomograph Series on BOF Steel Making vol II, Theory and Fundamentals", U. S. Steel
- 20) K-A Zimmermann, G. A. Heynert, K. H. Peters : Stahl u. Eisen, 94(1974) P. 1283
- 21) M. Humenik, D. W. Hall, R. L. Alsten : Metal Progress, 81(1962) 4, P. 101
- 22) J. Keverian, H. F. Taylor : Trans. Amr. Foundrymen's Soc., 65(1957) P. 212
- 23) H. Towers : Trans. Brit. Ceram. Soc., 53(1954) P. 180

- 24) H. L. Shulman , C. F. Ullrich , N. Walls : AIChE J., 1(1955) P.247
- 25) J. C. Elgin , F. B. Weiss : Ind. Eng. Chem. , 31(1931) P.435
- 26) 内田俊一, 藤田重文 : 工業化学雑誌,39(1936) P.876
- 27) 内田俊一, 藤田重文 : ibid. 40(1937) P.538
- 28) E. L. Piret , C. A. Mann , T. Wall Jr. : Ind. Eng. Chem., 32(1940) P.861
- 29) B. W. Jesser , J. C. Elgin : Trans. Amr. Inst. Chem. Engr. , 39(1943) P.277
- 30) H. L. Shulman , C. F. Ullrich , N. Walls , A. Z. Proulr : AIChE J. ,
1(1955) P.259
- 31) R. P. Larkins , R. R. White , D. W. Jeffrey : AIChE J. , 7(1961) P.231
- 32) L. D. Ross : Chem. Eng. Progr. , 61(1965) P.77
- 33) I. M. Mohunta , G. S. Laddha : Chem. Eng. Sci. , 20(1965) P.1069
- 34) Z. Brož , V. Kolář : Coll. Czech. Chem. Comm. , 33(1968) P.2722
- 35) J. Tichy : Chem. Eng. Sci. , 11(1959) P.149
- 36) J. Andrieu : ibid. 30(1975) P.217
- 37) 大竹伝雄, 岡田和夫 : 化学工学 17(1953) P.176
- 38) J. E. Buchanan : I & EC Fundamentals , 6(1967) P.400
- 39) J. Gelbe : Chem. Eng. Sci. , 23(1968) P.1401
- 40) J. F. Davidson , E. J. Cullen , D. Hanson , D. Roberts : Trans. Instn.
Chem. Engrs. , 37(1959) P.122
- 41) H. S. Dombrowski , L. E. Brownell : I & EC , 46(1954) P.1207
- 42) G. A. Turner , G. F. Hewitt : Trans. Instn. Chem. Engrs. , 37(1959) P.329
- 43) H. Brauer : "Grundlagen der Einphasen - und Mehrphasenströmungen" (1971)
Verlag Sanerländer , P.772 , P.777
- 44) 内田俊一, 藤田重文 : 工業化学雑誌, 41(1938) P.563
- 45) A. Mersman : Chemie-Ing. Techn. , 37(1965) P.218
- 46) S. Ergun : Chem. Eng. Progress , 48(1952) P.89
- 47) P. C. Carman : Trans. Instn. Chem. Engrs. , 15(1937) P.150
- 48) 山田孝雄, 佐藤政明, 宮崎伸吉, 嶋村鋈郎, 田口整司 : 川崎製鉄技報, 6(1974) P.16
- 49) M. Leva : Chem. Eng. Progress. Symp. Ser. , 10(1958) P.51
- 50) T. K. Sherwood , G. H. Shipley , F. A. L. Holloway : Ind. Eng. Chem. ,
30(1938) P.765
- 51) H. Brauer : Chemie - Ing. Techn. , 32(1960) P.585

- 52) F. Morton, P. J. King, B. Atkinson : Trans. Instn. Chem. Engrs. , 42(1964) P.35
- 53) J. E. Buchanan : I&EC Fundamentals , 8(1969) P.502
- 54) T. Teutsch : Chemie - Ing. Techn., 36(1964) P.496
- 55) W. E. Lobo , L. Friend , F. Hashmall , F. Zenz : Trans. Amer. Inst. Chem. Engr. , 41(1945) P.693
- 56) W.M. Newton , J.W. Mason , T. B. Metcalfe , C. O. Summers : Petroleum Refiner, 31(1952), No 10, P.141
- 57) C. Nakane , Y. Kuwano , K. Suzuki , K. Otani , K. Honda , T. S. Chan , M. Matsuzaki , C.W. Kim , M. Tate : Trans. ISI J , 13(1973) P.247
- 58) 桑野芳一, 山本誠一, 大谷啓一, 本田紘一, 張東植, 中根千富 : 鉄と鋼, 58(1972) P.1203
- 59) 江守一郎, D. J. シューリング : 「模型実験の理論と応用」, 技報堂(1973年)
- 60) H. W. Fox , W. A. Zisman : J. Colloid Sci. , 7(1952) P.428
- 61) S. Irmay : Trans. Amer. Geophysical Union : 39(1958) 4 , P.702
- 62) C. R. Wylie : "Advanced Engineerig Mathematics", 2nd ed. ,(1966), McGraw - Hill Inc. , New York , P.126 ~ 141
- 63) K. E. Porter : Trans. Instn. Chem. Engrs. , 46(1968) P.74
- 64) A. G. Cetinbudaklar and G. J. Jameson : Chem. Eng. Sci , 24(1969) P.1669
- 65) B. E. Hutton , L. S. Leung , P. C. Brooks and D. J. Nicklin : Chem. Eng. Sci., 29(1974) P.493
- 66) 田口整司 : 私信(文献48に示されたデータの共著者による解析結果)

第4章 出銑時の炉床の溶滓流れと炉床内残留 溶滓量に及ぼす出滓条件の影響

第4章 出銑時の炉床の溶滓流れと炉床内残留溶滓量に及ぼす出滓条件の影響

1 緒 言

高炉の炉床には、溶融帯で溶けた銑鉄、スラグが滴下し、比重の差により上部にスラグ、下部に銑鉄が溜まる。炉床に溜まった溶融物は、間欠的に出銑口から炉外へ排出される。最近の高炉操業では出滓口から出滓を行なうことはまれで、全ての溶滓は溶銑とともに出銑口から排出される。

通常1つの高炉に出銑口は2個以上あり、出銑は異なる出銑口を順次開口して行なわれる。出銑開始とともにまず溶銑のみが排出され、遅れて溶滓の排出が始まる。その後溶銑、溶滓の排出が続く、炉内の液面が出銑口に達すると炉内ガスが出銑口を通して噴出し始める。このような状態になると、ガスにより溶銑、溶滓が飛散し、出銑が維持できなくなるため、マッドガンにより出銑口に耐火物を圧入して出銑口を閉じ出銑を終了する。

炉床に溜った溶融物の排出が不十分で、炉内の残留溶融物の量が増し、液面が羽口水準によって決まる一定限度以上に上昇すると、送風圧力が増し、棚吊り、スリップなどの装入物降下異常が起こる。したがって、良好な炉況を維持するためには、適正な出銑作業により炉床に溜った溶融物を十分に排出し、炉内の液面を低く保つような出銑作業を行なわなければならない。Yatsuzukaら¹⁾は大型高炉の操業について検討し、大型高炉の生産性向上を妨げる要因の一つとして炉床内の溶融物(とくに溶滓)の不十分な排出を挙げている。

出銑終了時の炉内残留溶融物量が増すのは、出銑口から溶銑、溶滓とともにガスが大量に噴出する、いわゆる出銑荒れにより出銑を早期に止めざるを得ない場合に多い。出銑荒れの機構は複雑であるが、出銑中に出銑口径が急速に拡大し、出銑、出滓速度が増して起こると考えられ、出銑中の摩耗の少ない出銑口を作るための出銑口耐火物の改良が行なわれてきた。^{2),3)}

しかし、炉況に直接影響する炉床内の残留溶融物量がどのような要因により決定され、残留溶融物量を少なくするためにはどのような出銑作業を行なうべきかに関する研究は少ない。炉床では溶銑層の上に溶滓が溜っているので溶滓の液面が出銑口に到達したとき出銑を止めなければならない。したがって出銑中の炉床内における溶滓の動きを明らかにし、溶滓の液面が出銑口に達したときの炉内残留溶融物量に影響を及ぼす要因とそれらの定量的な効果を明らかにする必要がある。

下間ら^{4),5)}は、模型実験により出銑荒れの解析を行なった。しかし彼らの解析では、炉床内の溶融物を溶銑のみと考え、上述のようにさらに重要である溶滓の影響を無視している。また炉床内に存在するコークス層の影響を定量的に取扱っていないので、この実験結果をそのまま高炉に適用するのは困難である。

本研究の目的は、すべての溶滓を出銑口のみから排出する場合について、高炉炉床内の溶滓の移

動に及ぼす炉内の状態および出滓条件の影響を定量的に明らかにし、出銑終了時と出滓開始時の溶滓の液面水準を一定値以下に保つための適正な出滓条件を求める方法を示すことにある。

2 炉床における溶滓の流れとスケールアップの条件

出滓時における炉床内の溶滓の流れは3次元非定常流れである。このような流れを解析的に解くことは不可能であり、数値計算も多大の計算時間を要することから困難である。したがってここでは、模型実験により炉床内の溶滓流れを検討する。

模型実験結果を高炉操業に適用するためには、あらかじめスケールアップの条件を明らかにし、これに基づいて実験を行なう必要がある。ここでは、まず炉床内の溶滓流れの状態について考察し、一般性を失わない範囲で炉床の状態を単純化する。次に溶滓流れの運動方程式を求め、この運動方程式と初期条件、境界条件を無次元化することによりスケールアップの条件を求める。

2.1 炉床内の溶滓の流れに関する考察と単純化のための仮定

操業中の高炉の炉床内の状態を調査した例はなく、これを知る手がかりは、解体高炉の調査結果に求めざるを得ない。高炉を操業中の状態のまま吹き止めたときの調査結果^{6)~8)}や、試験高炉の解体調査結果⁹⁾によれば、炉底には、ほぼ出銑口の下まで達しているコークス層があり、このコークス層内の上部にスラグが、また下部には銑鉄が蓄積している。

操業中の炉床の状態をこれから直接類推することには問題があるが、炉床内においてはコークス層が溶融物層中に沈んでいると考えるのが妥当と思われる。溶融物層内のコークス層の深さについては、操業中の高炉における実測例はないが、Tleugabulovら¹⁰⁾は操業データの解析からコークス層が出銑口またはそれ以下の水準まで達している可能性を指摘している。

桑野ら¹¹⁾は、炉床径4.9 mの小型高炉の操業解析を行ない、羽口への送風の分配比およびシャフト上段におけるガス中CO、CO₂濃度の半径方向の分布が出銑、出滓に対応して周期的に変ることを示し、これが試験高炉(炉床径0.54 m)で見られる現象と一致し、炉床の液面上昇、下降に伴うコークス層の上、下方向の運動によると推論している。このような現象は、炉床内のコークス層が溶融物層に沈んでいる深さが小さいことを示唆している。このコークス層の深さは、上方からの装入物の荷重と溶融物による浮力のつり合いによって決まる。レースウェイの存在する領域では、装入物の荷重は、ガスの浮力により支えられるために炉床部へは伝達されない。したがって、炉断面積に対するレースウェイ部の断面積の割合が増せば上方から伝達される荷重が減り、コークス層の深さも減少する。レースウェイの大きさは、コークス粒径が同一のとき羽口における衝風の流速と羽口径により決まり、これらは高炉が大型化しても大きくは変わらないため高炉の大きさによらずほぼ一定である。したがって炉床のコークス層は高炉が大型化するほど

溶融物層により深く沈む。炉床径が10 m以上の高炉では桑野らが示した現象は観察されないことから、コークス層の深さは出銑によりほとんど変わらず、また、コークス層の深さ自身も、小型高炉と較べてより大きいと推定される。

下間ら^{4),5)}の研究結果が高炉に適用できると仮定すると、出銑口からガスが噴出するときの残留液面高さは、出銑口径の数倍であり、大きく見積っても50 cm程度である。炉床径10 m、出銑量6000 t/day、出滓量1800 t/dayの高炉の場合、1分あたりに生成する溶融物量は約1.1 m³である。出銑止めから次回の出銑開始を約60分とすれば、出銑開始時に炉床に溜まる溶融物の高さは、前述の残留溶融物を加えて約1.4 mである。一方この程度の大きさの高炉の出銑口と羽口間距離は3～3.5 mであり、上述の溶融物高さ1.4 mはこれと比べて十分低い。このことは、たかだか30分程度の出銑遅れにより風圧上昇などの炉況異常が起こるといふ高炉操業の経験を説明できない。これは、彼らの研究で溶融物として溶滓を考慮していないことと炉床にコークス層がないと仮定したためで、彼らは、炉床にコークス層が存在するときは、残留液高さが著しく増すと述べている。

そこで、本研究では出滓開始時にコークス層が少なくとも出銑口水準まで存在し、溶滓はコークス層内を移動すると仮定する(仮定1)。

出銑初期に溶銑のみが流出している間は炉床内における溶滓の動きは小さいので、出滓開始までの溶滓の液面(溶滓-ガス界面)の形状は、液面上のガス圧力分布により決まる。羽田野ら¹²⁾は、2次元モデル(箱型)による実験と軸対称2次元数式モデルにより、羽口から吹き込んだガス流が液面形状に及ぼす影響を示した。彼らの研究では、高炉の羽口前で形成するレースウェイを考慮していないが、福武ら^{13),14)}は箱型の2次元模型に円形断面の金網で作った空間をガス吹込口前に置き、レースウェイをシミュレートした装置によって同様に炉床の液面形状を測定した。両者の結果は、吹込みガスの流速が増すほど、また液面の平均水準が増すほど壁面附近の液面に対して炉中心部の液面が上昇することを示している。また上昇の程度は羽田野らの示した結果の方が大きい。羽口水準における半径方向圧力分布は、レースウェイが存在すると顕著に平坦化すること^{15),16)}、通常の高炉操業では液面の平均水準は羽口水準よりいくぶん下にあることから非出滓時における液面はほぼ水平に近いと考えられる。また出滓中は、液面の平均水準が更に下がるので、ガスの圧力分布の影響は更に小さくなる。したがって、液面上のガス圧力は一定であり、出滓開始時の溶滓の液面は水平であると仮定する(仮定2)。

溶滓の液面におけるガスの圧力分布は溶滓の液面の形に影響を及ぼし、溶滓層の下にある溶銑層の液面(溶銑-溶滓界面)には影響しないので、溶銑の液面は両者の運動により決まる。溶銑の動粘度は溶滓の約1/150なので溶銑の運動自体がその液面の形状に及ぼす影響は小さいと推

定され、出滓開始までは液面は出銑口に向けやや下った傾斜をしていると推定される。出滓が始まると界面の圧力は溶滓の流れによっても影響され、後述の実験結果に示すように溶滓液面が出銑口に向って傾斜すると、溶滓の静圧と出銑口への運動により溶銑-溶滓界面圧力は出銑口で低くその対面で高くなり界面が出銑口に向けて上るような影響を及ぼす。このように溶滓と溶銑の界面は出銑、出滓中に複雑に変化すると推定されるが、実験条件を単純にするため、界面は出滓中一定で水平であると仮定する（仮定3）。

さらに単純化のため次の仮定を置く。

仮定4. 出滓速度は出滓中一定である。

仮定5. 炉床内は等温である。

仮定6. 炉床のコークスは一様に充てんされている。すなわち、その空間率と粒子径は一様である。

2.2 炉床の溶滓流れの運動方程式

前述のように、炉床内ではコークス層の中を溶滓が移動すると考えられるので、出銑中の溶滓の流れは充てん層内の液体の非定常流れとみなせる。

多孔体（Porous media）中の液体の流れに関しては、従来 Darcy の式²¹⁾、あるいはその変形式²⁵⁾を用いた解析が行なわれている。しかし Darcy の式がここで考えているような比較的粗い粒子の充てん層で、かつ流れの主流が直線ではなく曲線の場合にも無条件で成り立つか否かについては必ずしも明らかでない。そこで第2章で示した運動方程式と同様の考え方に基づき、慣性項を含めた運動方程式を導いた。

重力以外の外力がない場合、流れの運動方程式は

$$(\text{慣性力}) = (\text{圧力変化による力}) + (\text{粘性力}) + (\text{重力}) \quad \dots\dots\dots(1)$$

により示される。充てん層内の流れの場合には、第2章で示したように粘性力として充てん層内の圧力損失に相当する充てん層流れの粘性抵抗（以下粘性抵抗と呼ぶ） R を用いる。

溶滓の流出流量を炉床の断面積で割った溶滓の炉床内空塔平均流速 V_0 をもとに粒子レイノズル数 Re_{p_0} を求めると Table 5 に示した 0.024 のように小さい値が得られ、流速が大きくなる出銑口の近傍を除き炉床内のスラグ流れは層流域にあると推定される。したがって、粘性抵抗 R は Carman¹⁷⁾ が示した層流における充てん層流れの次の圧力損失式

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = 180 (1-\epsilon)^2 \mu V / (\epsilon^3 \phi^2 d_p^2) \quad \dots\dots\dots(2)$$

をベクトル形に拡張して(3)式で示される。

$$R = - C_B V \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここで

$$C_B = 180 (1 - \varepsilon)^2 \mu / (\varepsilon^3 \phi^2 d_p^2) \quad \dots\dots\dots (4)$$

である。

非圧縮性流体の運動方程式¹⁸⁾の粘性項をRで置き換えて、炉床の溶滓流れの運動方程式として(5)式を得る。

$$\frac{1}{\varepsilon} \rho \frac{DV}{Dt} = - \text{grad } P - C_B \mathbf{V} + \rho \mathbf{g} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} (V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

または

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} (\mathbf{V} \cdot \text{grad}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

である。(5)，(6)，(7) 式中のεは，空塔基準流速Vを実流速に換算するために付加した修正項である。また仮定により溶滓の密度は一定であるから連続の式は(8)式により示される。

$$\text{div } \mathbf{V} = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

次に境界条件について考察する。

炉床内の境界あるいは液面を示す式を

$$\phi (x, y, z, t) = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

とすると一般に境界条件は(10)式により示される¹⁹⁾。

$$\frac{D\phi}{Dt} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

z軸が鉛直方向になるように座標系をとると，液面の高さzは，x，y，tの1価関数なので炉床の液面を示す方程式を(11)式で示すことができる。

$$\phi_s = z - f_s (x, y, t) = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

上部から液体の供給がない場合には，φ_sを(10)式のφに代入し，定義式にしたがって偏微分方程式に書き換えると液面を示す関数f_sについて(12)式が成り立つ。

$$\varepsilon \frac{\partial f_s}{\partial t} = V_z - V_x \frac{\partial f_s}{\partial x} - V_y \frac{\partial f_s}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで V_x , V_y , V_z はそれぞれ液面上の流速成分とする。上部から液体が空塔速度 V_I で一様に供給されるとき(12)式は(13)式に変形できる。

$$\varepsilon \frac{\partial f_s}{\partial t} = V_I + V_z - V_x \frac{\partial f_s}{\partial x} - V_y \frac{\partial f_s}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (13)$$

液面の圧力はこの部分のガス圧力に等しく、仮定により一定なので液面 $z = f_s$ における境界条件は(14)式で示される。

$$P = P_0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

流出口においては、(15)式が境界条件を示す。

$$V \Big|_{\text{流出口}} = V_0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

また流出口を除く炉床の壁面と底面では、それぞれの法線方向 \mathbf{n} の速度が0である。

$$V_{\mathbf{n}} = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

初期条件は流出開始時の液面の高さを与える(17)式で示される。

$$f_s (x , y , 0) = D_H \quad \dots\dots\dots (17)$$

(5) , (8) , (13) ~ (17) 式により炉床内の溶滓の流れがあらわされる。

2.3 スケールアップ条件の検討

スケールアップの条件は、上述の運動方程式を無次元化することにより求められる。ここでは、装置径 D_T を代表長さ、出滓時の断面平均の空塔速度 V_0 を代表速度にとり、上述の方程式の各変数を次のように無次元化する¹⁸⁾ (無次元変数を添字*で示す)。

$$x^* = x / D_T , \quad y^* = y / D_T , \quad z^* = z / D_T \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$t^* = t V_0 / (\varepsilon D_T) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$P^* = (P - P_0) / (\rho V_0^2) \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$V^* = V / V_0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$g^* = g / g \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$f_s^* = f_s / D_T \quad \dots\dots\dots (23)$$

これから無次元の微分演算子は，(24)，(25)および(26)式により示される。

$$\text{grad}^* = \text{grad}/D_T \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$\frac{D}{Dt}^* = \frac{D_T \varepsilon}{V_0} \frac{D}{Dt} \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\text{div}^* = \text{div}/D_T \quad \dots\dots\dots (26)$$

(18)～(26)式を用いて(5)，(8)，(13)～(17)式を無次元化し，(27)～(33)式を得る。

$$\frac{D\mathbf{V}^*}{Dt}^* = -\text{grad}^* P^* - \left[\frac{C_B D_T}{\rho V_0} \right] \mathbf{V}^* + \left[\frac{g D_T}{V_0^2} \right] \mathbf{g}^* \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$\text{div}^* \mathbf{V}^* = 0 \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{\partial f_s^*}{\partial t}^* = \frac{V_I}{V_0} + V_z^* - V_x^* \frac{\partial f_s^*}{\partial x^*} - V_y^* \frac{\partial f_s^*}{\partial y^*} \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$z^* = f_s^* \text{ で}$$

$$P^* = 0 \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$\mathbf{V}^* \Big|_{\text{流出口}} = \mathbf{V}_0^* \quad \dots\dots\dots (31)$$

壁面と底面で

$$V_n^* = 0 \quad \dots\dots\dots (32)$$

$$f^*(x^*, y^*, 0) = D_H/D_T \quad \dots\dots\dots (33)$$

装置の形状が相似であれば，装置の壁面，底面，流出口における境界条件の相似は容易に得られるので，スケールアップの条件は(27)～(33)式中に現われる次の無次元数が装置とモデルで等しくなる

$$\text{Re}_b = \rho V_0 / (C_B D_T) \quad \dots\dots\dots (34)$$

$$\text{Fr} = V_0^2 / (g D_T) \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$\text{R}_v = V_0 / V_I \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$D_H^* = D_H / D_T \quad \dots\dots\dots (37)$$

ことである。 Re_b ， Fr は運動の相似条件を与え， Re_b は流れの慣性力と充てん層の摩擦力との比を示し，ニュートン流れのレイノルズ数と同様の意味を持つ。以下に Re_b を充てん層流れのレイノルズ数と呼ぶ。 Fr は，慣性力と重力との比を示すフルード数である。 R_v ， D_H^* はそれぞれ境界条件と初期条件を定める無次元数である。

これらの無次元数は装置とモデルの流れの相似条件を与えていて，これらの値が一定であれば

相似な装置内の無次元変数は同一となり，逆に無次元変数はこれらの無次元数の変化により変わるため，実験結果をこれら無次元数を用いて整理できる。

3 モデル実験と結果の整理

前節の考察から，炉床の溶滓の流れは，(34)～(37)式で示される4つの無次元数により決まることがわかった。しかし4つの無次元数の影響を同時に明らかにすることは実験条件の設定と結果の解析を複雑化するために困難と予想された。そこでまず炉床への液の流入のない場合 ($V_I = 0$ ，バッチ実験)について実験することによって Re_b ， Fr ， D_H^* が溶滓の流出状態に及ぼす影響を明らかにし，ついで液を連続的に流入させる連続実験を行なった。

3.1 実験装置と実験方法

Fig. 1 に実験装置の概要を示す。Fig. 1 a はバッチ実験装置であり，炉床部モデル①の内径が $150\text{ mm}\phi$ のものと $190\text{ mm}\phi$ のものとの2種類を作製した。Fig. 1 b は連続実験装置であり，炉床部モデル①と液体溜め②の内径は $140\text{ mm}\phi$ である。いずれの装置も炉床部モデル①は透明アクリル樹脂製の円筒であるので，モデル内の液面の高さを外部から観察することができる。

炉床のコークスのかわりに充てん物として Table 1 に示すように粒径の異なる3種類のガラス玉を用いた。液体は Table 2 に示すように粘度を変えるため種々の濃度のグリセリン水溶液を主として用い，一部には液体の密度の影響を確認するためテトラブromエタンを用いた。

バッチ実験の実験条件を Table 3 に示す。ガラス玉 No. 4，7，9 と液体 A，B，C の全ての組み合わせ水準について実験を行ない，また組み合わせの一部について D_H^* を 5～6 水準に変えた。また装置径の影響（実験系列 J），液密度の影響（実験系列 K）もバッチ実験により調査した。それぞれの実験で液流速 V_0 を 5～8 水準に変えた。

連続実験では R_v を 1.3～2.5 の範囲で，また D_H^* を 0.21～0.57 の範囲で変え，ガラス玉は No. 4，液体は C のみの組み合わせについて実験を行なった。

バッチ実験の実験方法は次の通りである。液体を3方コック⑨を通して装置内に送り液面の高さを装置外周に取り付けたスケール⑮で読みとり調整した。次に2方コック⑧を開けて流出を開始する。装置内は N_2 ガスで 17.6 kPa (0.18 kg/cm^2) に加圧し，流出流量は予じめスクリーコック⑦により所定値に調整した。 N_2 ガスによる加圧により流出速度が実験中一定となることを実測により確認した。2方コック⑧のガラス管部に気泡が現れたときを高炉で出銑口からガスが吹き出すときに相当するとして，2方コックを閉じ流出を止めた。全流出時間と，流出量を測定した。

連続実験の場合には，液体は上部からダイヤフラム式定量ポンプ⑩を用いて供給した。装置内に溜った液の液面が所定の高さになったとき2方コック⑦を開けて流出を開始し，コックに気泡が現れたときにこれを閉じて流出を止めた。このような流出サイクルを5回以上くり返し，それぞ

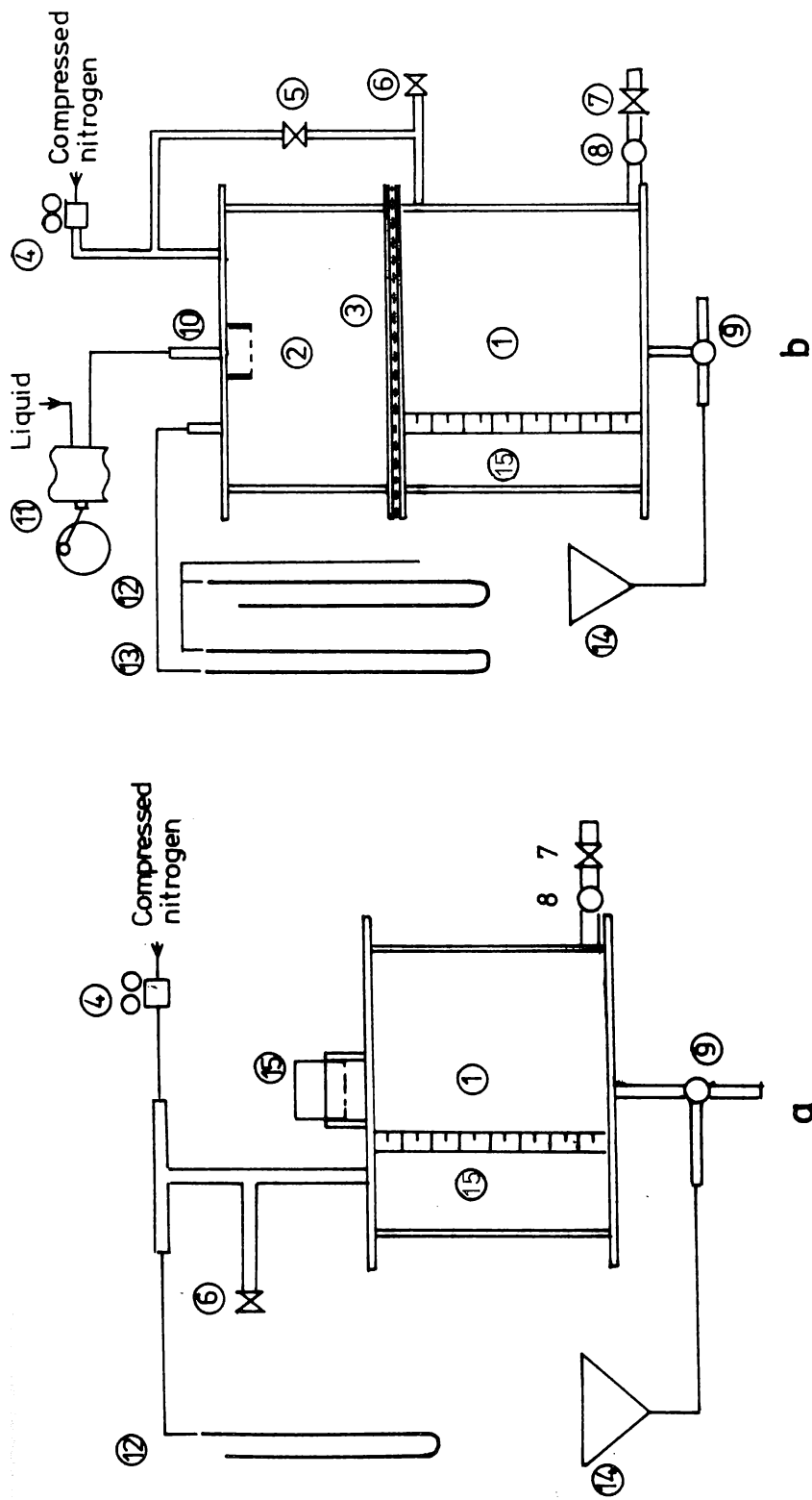


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus. a: for batch experiments;
b: for continuous experiments.

KEY TO FIG. 1

- | | | | | | |
|---|--------------------|------|---------------|----|-------------------|
| 1 | Vessel | 5, 6 | Needle valves | 11 | Diaphragm pump |
| 2 | Liquid reservoir | 7 | Screw cock | 12 | Mercury manometer |
| 3 | Liquid distributor | 8 | 2-way cock | 13 | Water manometer |
| 4 | Pressure regulator | 9 | 3-way cock | 14 | Scale |
| | | 10 | Liquid inlet | 15 | Funnel |
| | | | | 16 | Rubber cork |

Table 1 Size of glass beads used in experiment.

Kind of beads	No.4	No.7	No.9
Size range (mm)	2.0 - 2.38	3.36 - 4.0	4.76 - 5.66
Mean diameter (mm)	2.18	3.67	5.19

Table 2 Symbol and physical properties of liquids used in experiment.

Liquid	Symbol	Glycerol concentration (%)	Density (g/cm ³)	Viscosity (centipoise)
Aqueous glycerol	A	84.0	1.216	99.6
	B	71.0	1.181	25.2
	C	46.0	1.113	4.95
Tetrabromoethane	D	-	2.967	10.8

Table 3 Experimental conditions for batch experiment

Exp. No.	D_H^*	Liquid	Glass beads	Apparatus diameter (mm)
A-1~A-5	0.121-0.471	A	9	190
B-1~B-5	0.121-0.471	B	4	190
C-1~C-5	0.121-0.471	C	4	190
D-1~D-6	0.121-0.921	A	7	190
E-5	0.471	C	9	190
F-5	0.471	A	4	190
G-5	0.471	B	9	190
H-5	0.471	B	7	190
I-5	0.471	C	7	190
J-1~K-3	0.40 - 1.0	B	7	150
K-1~K-3	0.40 - 1.0	D	4	150

れの流出開始時刻，停止時刻，流出量を記録した。

液体の粘度は，温度により大きく変わるので，毛細管型粘度計により実験中または実験後に数回測定し，その平均値を以後の解析に用いた。

3.2 実験結果

以上の測定値から流出速度と流入速度を計算した。また液の流出状態を示す指標として，流出開始時の液の蓄積量に対する流出終了時の残留量の分率すなわち残留率 α を算出し，流出条件が残留率に及ぼす影響を検討した。流出開始時における液の蓄積量は液面の高さ h と装置径 D から算出した容積に実測空間率 0.383 を乗じて計算により求めた。一方，流出終了時の残留量は，蓄積量から流出量を差し引いて求めた。

3.2.1 残留率に及ぼす Re_b ， Fr の影響（バッチ実験）

さきに述べたスケールアップの検討からバッチ実験の場合 D_H^* が一定であれば残留率は Re_b と Fr により決まる。同一装置については D_T と θ は一定なので Re_b は C_B/ρ と V_0 に， Fr は V_0^2 に依存する。したがって， Re_b と Fr が残留率に及ぼす影響を調べるかわりに， C_B/ρ と V_0 の影響を検討した。

Fig.2に D_H^* を 0.471 に固定し，ガラス玉と液体の種々の組み合わせ水準，すなわち種々の C_B/ρ の水準で行なわれた実験結果を残留率と平均流速 V_0 の関係として示した。この図から，残留率と V_0 の関係は C_B/ρ により異なるが，いずれも横軸（対数軸）に沿った平行移動により重ね合わせられることがわかる。

平行移動量を示す値としてAからHまでの全ての実験で測定値が得られている残留率 0.4 のときの平均流速 $(V_0)_{0.4}$ を用い，Fig.2に示した実験結果，ならびにFig.2では線が重なるため判別しやすいように省略した実験A-5，C-5の結果について， C_B/ρ と $(V_0)_{0.4}$ との関係をFig.3に示す。この図から両者は両対数グラフ上で傾き -1 の直線関係を示すことがわかる。上述のように，各水準の曲線が対数軸である横軸に沿う平行移動により重ね合わせられるので，Fig.3の関係から装置径と D_H^* が一定のとき，残留率は V_0 と C_B/ρ の積

$$R_u = V_0 C_B/\rho \quad \dots\dots\dots \textcircled{39}$$

により決まることがわかる。

3.2.2 残留率に及ぼす D_H^* の影響（バッチ実験）

D_H^* が一定のときは，残留率は R_u により決まるので，残留率と R_u の関係に及ぼす D_H^* の影響を検討する。Fig.4は実験系列Dについて種々の D_H^* の場合の残留率と R_u との関係を示す。Fig.3の場合と同様に，Fig.4の各曲線は横軸（対数軸）に沿う平行移動により重ね合わせられるので，平行移動を示す値として D_H^* を変えた全ての測定値が存在する残留率 0.5 のときの R_u の値 $(R_u)_{0.5}$ を用いこれと D_H^* との関係を調べた。

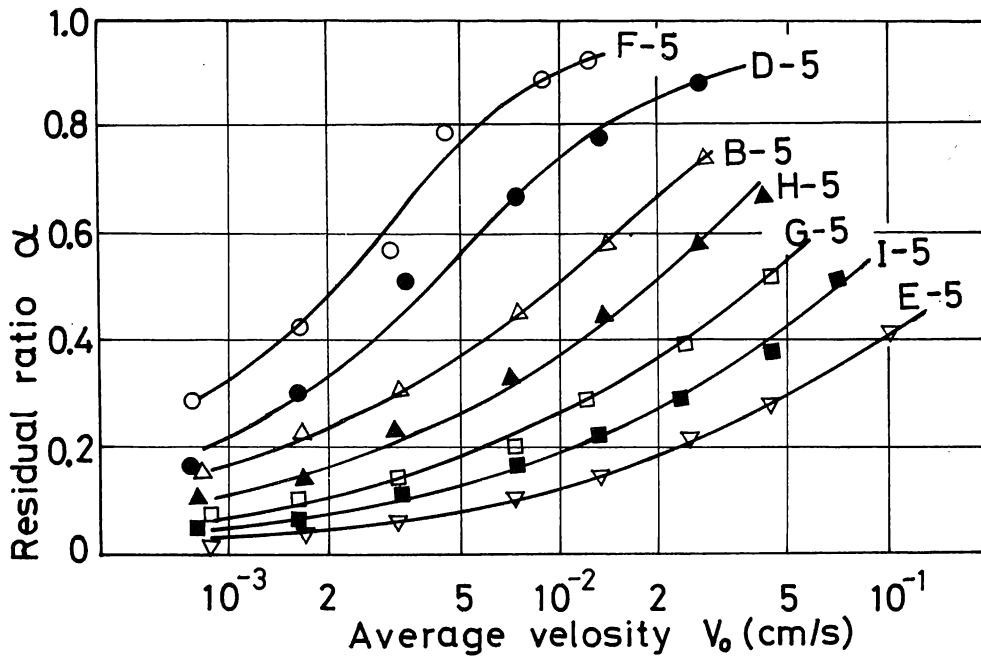


Fig. 2 Relationship between residual ratio, α , and average velocity, V_0 , for various combinations of liquid and packing at constant liquid height ($D_H^* = 0.471$) (Batch experiments)

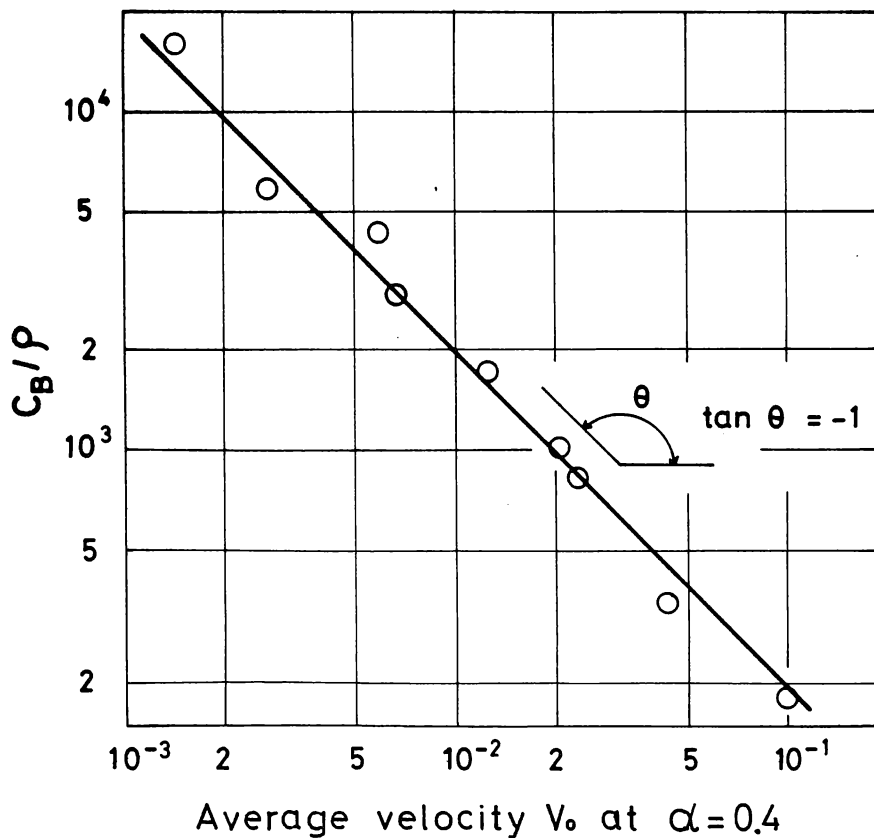


Fig. 3 Relationship between C_B/ρ and average velocity at $\alpha = 0.4$

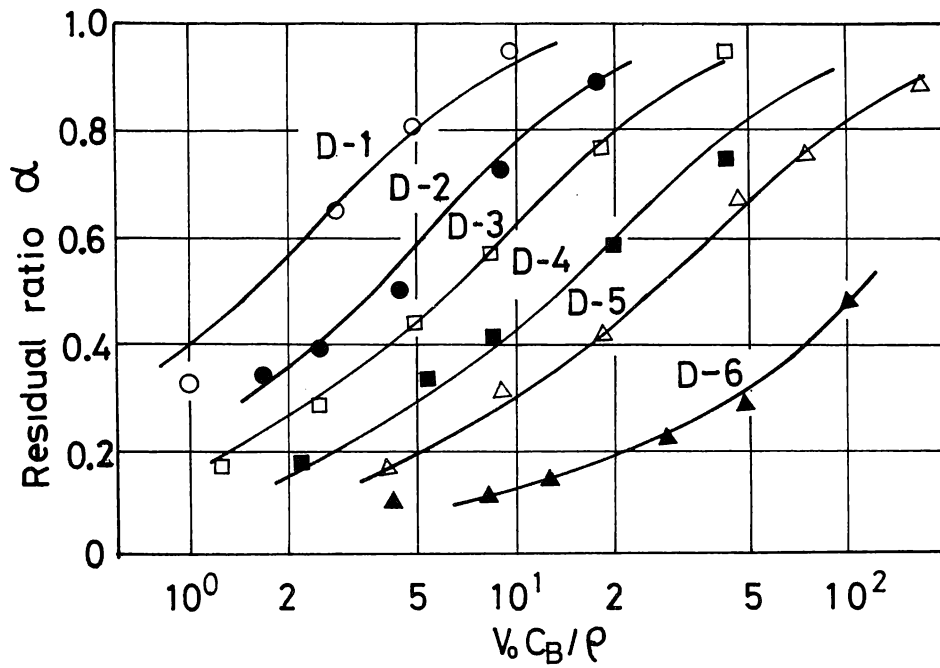


Fig. 4 Relationship between residual ratio, α , and parameter, $R_u = V_0 C_B / \rho$, for various liquid height with the same combination of liquid and packing (Batch experiments)

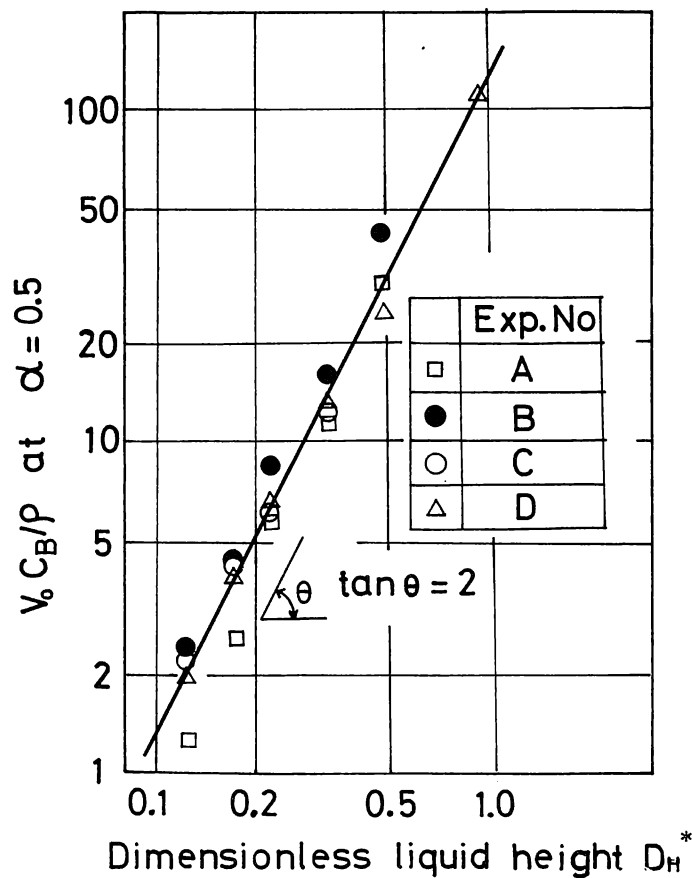


Fig. 5 Relationship between R_u and dimensionless liquid height D_H^* ($\alpha = 0.5$)

D_H^* を変えて測定した実験系列 A ~ D に関する $(R_u)_{0.5}$ と D_H^* との関係を Fig.5 に示す。両者が両対数グラフ上で傾き 2 の直線関係にあることがわかり、したがって液の流入のないバッチ実験の場合には、残留率は R_u と D_H^* の 2 乗の比 R_u / D_H^{*2} により決まる。

3.2.3. バッチ実験結果の総括

スケールアップ条件の検討から、バッチ実験の条件では残留率は Re_b , Fr , D_H^* の 3 つの無次元数により決まる。一方、実験に際して水準を変化させた装置径以外の変数についてはそれらの水準の範囲内で、残留率は R_u / D_H^{*2} により決まることがわかった。39 式に示す C_B / ρ と V_0 の指数と 34, 35 式にそれぞれ示された Re_b , Fr のそれらの指数の比較により R_u は Fr と Re_b の比に相当していることがわかる。したがって、残留率 α は一般的に 39 式により定義される流出係数 F_L により決まると推定できる。

$$\begin{aligned}
 F_L &= Fr / (Re_b D_H^{*2}) \\
 &= \frac{C_B V_0}{\rho g} \left(\frac{D_T}{D_H} \right)^2 \\
 &= 180 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{1}{\phi^2 d_p^2} \frac{\mu}{\rho} \frac{V_0}{g} \left(\frac{D_T}{D_H} \right)^2 \dots\dots\dots 39
 \end{aligned}$$

39 式の Re_b と Fr の項は理論的に導いたものであるから、上述の解析で実験的に検討していない液密度、装置の大きさの影響についても 39 式で評価しうると考えられ、実験を行なった装置の大きさは、直接には残留率と F_L との関係に影響を及ぼさないと予想される。Fig.6 に Table 3 に示す種々の実験結果を一括して残留率 α と流出係数 F_L の関係として示す。図中の実線は、両者の関係を示し実験結果を最もよく代表するように引いた。この図から装置の大きさの異なる実験系列 J, 液密度の異なる実験系列 K のデータが他のデータと良く一致していることがわかり、残留率を F_L により示すのが妥当であることがわかる。

3.2.4. 流出口の形の影響 (バッチ実験)

Fig.6 に示す実験データはすべて内径 7 mm の流出口を持つ装置により得られたものである。高炉の出銑口径は 60 ~ 100 mm であり、これを炉床径で割った無次元出銑口径は約 0.005 ~ 0.01 である。これに比較して実験装置のそれは約 0.035 で幾分大きい。境界条件を厳密に相似に保つためには、両者を同一の値にする必要がある。そこで先に述べた連続実験装置を用いて流出口の形を変えてバッチ実験を行なった。

この実験で得られた残留率と F_L の関係を Fig.7 に示す。Fig.7 から流出口の形を円、半円に変えてもあるいは直径を 7, 4, 2 mm に変えても残留率と F_L の関係には実験誤差以上の影響を与えないことがわかる。流出口の形、あるいは大きさは流出口付近のごく限られた範囲の流れに影響するにすぎないと考えられ、したがって実高炉とモデルの流出口の形の差異は、本実験で用いた程度の小さい径であれば無視しうると判断できる。

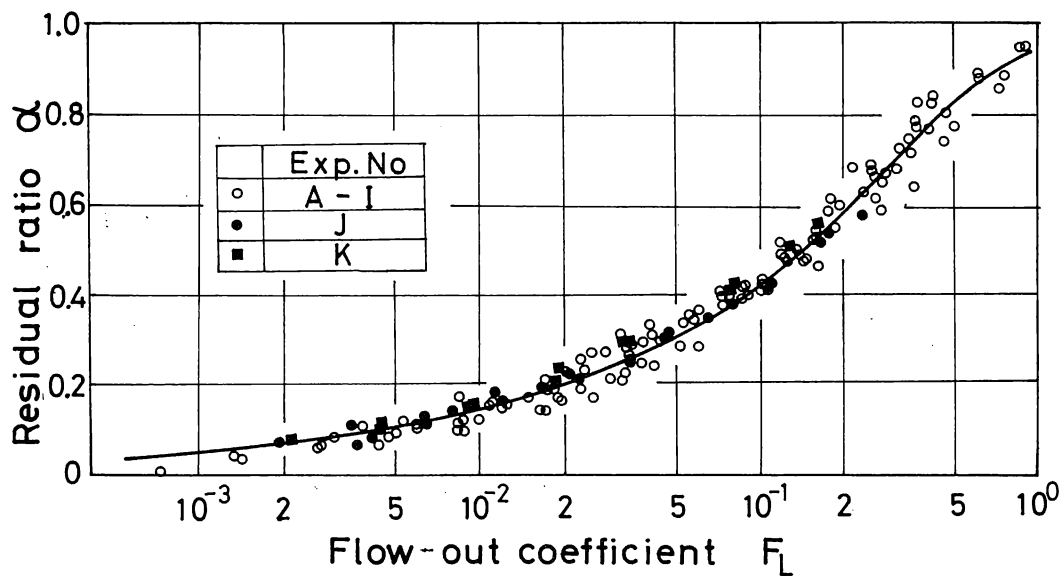


Fig. 6 Relationship between residual ratio, α , and flow-out coefficient, F_L (Batch experiments)

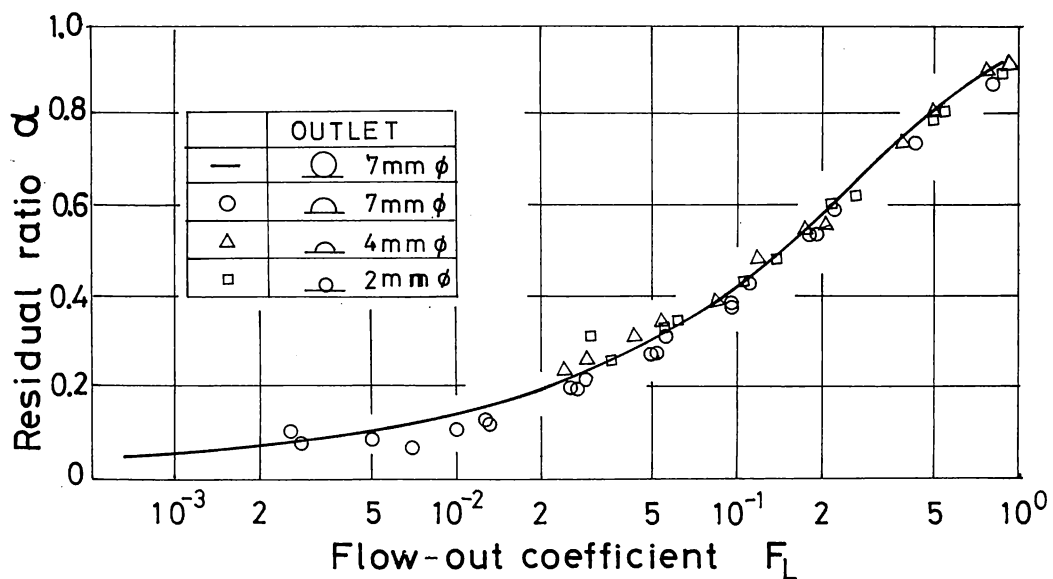


Fig. 7 Relationship between α and F_L for various shape of liquid outlet.

3.2.5. 連続実験結果

Fig. 8に連続実験の結果について、バッチ実験と同様に、残留率と F_L との関係を示す。各実験データは、連続実験の場合に新たに追加される境界条件である流出量と流入量の比 R_v により層別した。残留率と F_L の関係を示す曲線は、連続実験結果（実線）とバッチ実験結果（点線）とで、 F_L が0.15より高い部分を除き両者ともよく一致している。バッチ実験と比較して連続実験のデータは F_L の範囲が狭いが、 F_L の小さいところでは両者は一致しているのでこの領域では、バッチ実験結果による α と F_L との関係が液が連続的に供給されている場合にも適用できると考えられる。

いま仮想的に流入液量と流出液量が等しい場合を考えると装置内の液量は常に一定である。この場合にも後述する液面の傾斜が出銑口からガスが吹き出すまで発達するか否かは実験データがないので明らかでないが、流出開始時の液面高さを小さくするとこのような現象が十分に起こり得ると考えられる。この場合、流出速度を変えても残留率は常に1となるためFig. 8に示す関係は成り立たなくなる。

このように連続実験の場合、 R_v が小さくなり1に近づくとFig. 8の関係は成り立たなくなり、残留率と F_L との関係は、 R_v の影響を顕著に受けるようになると予想される。しかし、本実験のように R_v が1.3より大きい条件で実験した場合には、図中○印で示すように R_v が小さいデータがやや残留率 α の高い方に偏るのが見られる。しかしこの偏りはFig. 6のバッチ実験のばらつきの範囲より大きいとはいえない。

したがって R_v が1.3より大きいとき、連続実験における残留率はほぼ F_L のみにより決まり、残留率と F_L との関係は、Fig. 8の実線と F_L の低い領域への点線による外挿により示される。

ガスの吹き出し時に装置内に比較的多量の液体が残る原因は、下間ら^{4), 5)}の示した「うず」によるのではなく、流体が充てん層を通るとき受ける流れの抵抗のため、流出口近傍の液体の方がより排出されやすく、流出中に液面が流出口に向けて下った傾斜になるためである。このことはPhoto. 1Bに示す本モデル実験と、液面形状の変化を定性的に調査するため筆者が行なったPhoto. 1Aに示す箱型の2次元モデルにおける流出中の液面変化の観察から明らかになった。

4 考 察

4.1 スケールアップの制限条件

本研究の実験結果を高炉に適用するためには、スケールアップの条件として本章2.3節で得た無次元数の高炉炉床内条件における計算値が本実験の実測値の範囲内になければならない。しかし、高炉炉床内の条件を正確に求めることは困難なので、適切な仮定を設けて炉床内における各無次

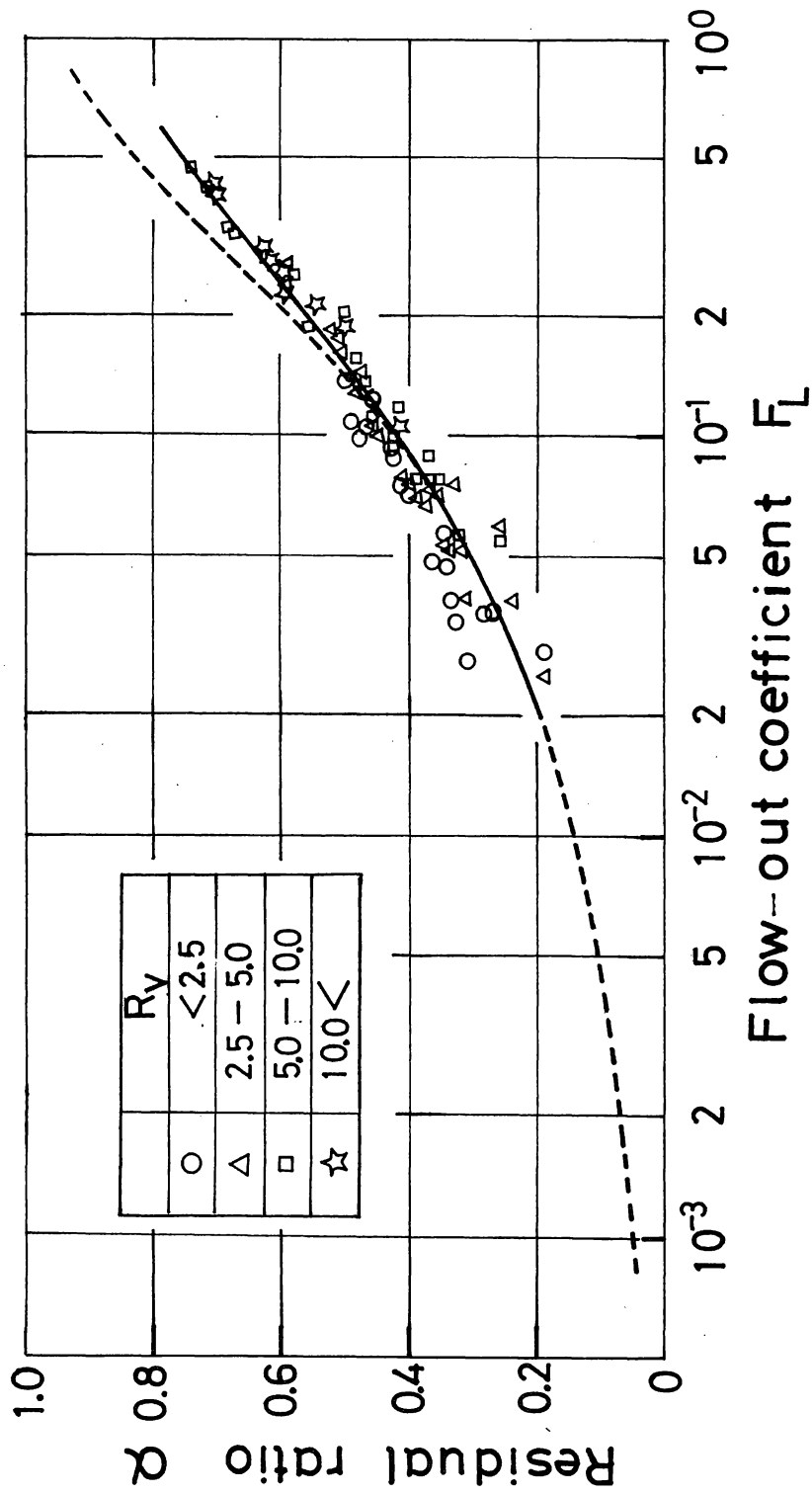


Fig. 8 Results of continuous experiments (Dotted line shows the result of batch experiments.)

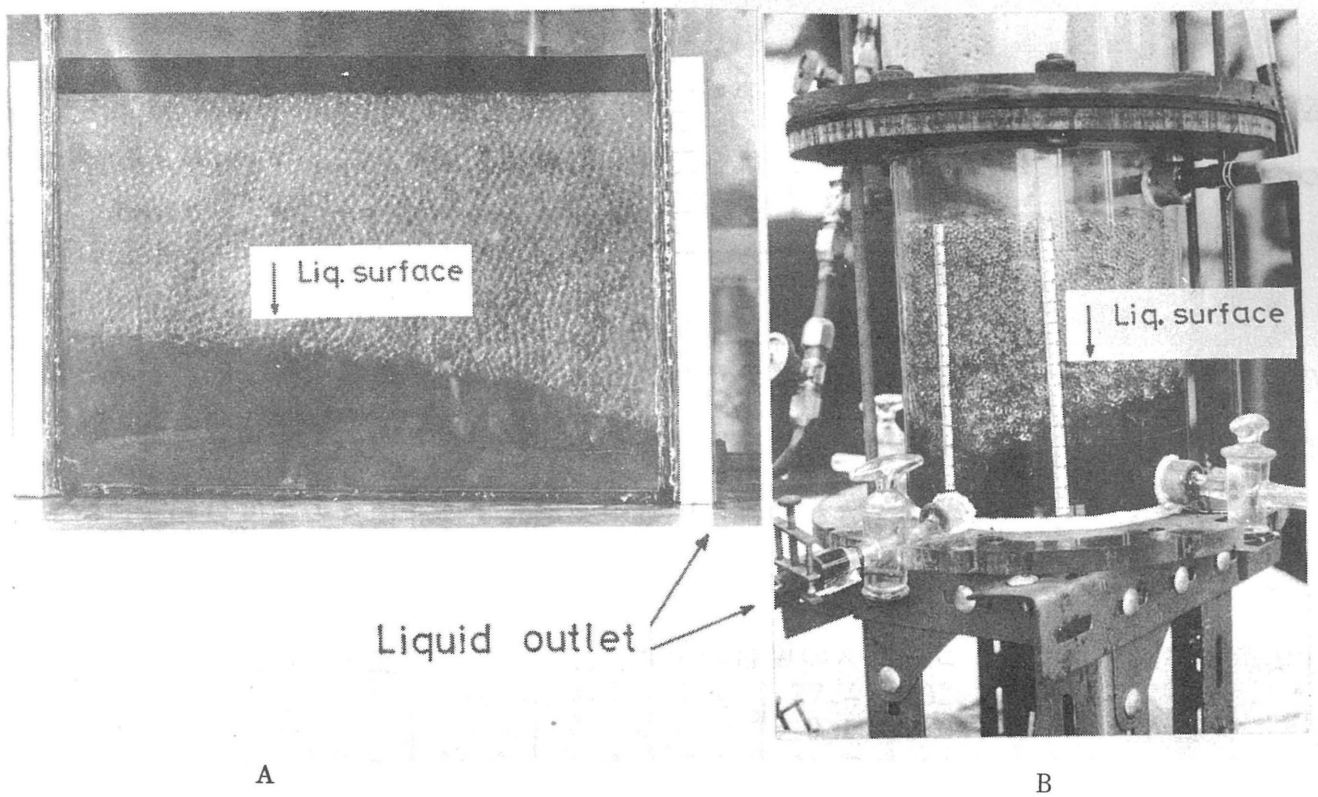


Photo. 1 Inclined liquid surface observed in experiment.

A: 2-dimensional model; B: 3-dimensional model.

元数の値を計算した。

スケールアップの条件となる無次元数は、 Re_b 、 Fr 、 R_v 、 D_H^* であり、さらに炉床内の液体の流れは層流域にあると仮定したので、炉床内の平均速度 V_0 に対する粒子レイノルズ数

$$Re_{p_0} = \rho V_0 d_p / \mu \quad \dots\dots\dots (40)$$

も考慮する必要がある。

Re_b の計算には C_B の値が必要であり、炉床のコークス層の形状係数 (ϕ) 粒径 (d_p) および空間率 (ϵ) と溶滓粘度 (μ) を知る必要がある。これらのうち ϕ 、 ϵ の実測は困難なため、装入物の粒度分析値を用いて圧力損失を推定する式²⁰⁾ から C_B を推定した。

まず、粒度分布を定量的に評価するために次のような2つの指数、 I_S 、 I_P を定義する。

$$I_S = d_p^2 \sum_i W_i (1/d_i - 1/d_p)^2 \quad \dots\dots\dots (41)$$

$$I_P = \frac{1}{d_p^2} \sum_i W_i (d_i - d_p)^2 \quad \dots\dots\dots (42)$$

ここで d_p は調和平均径であり(43式により計算する。

$$d_p = 1 / \sum_i (W_i / d_i) \quad \dots\dots\dots (43)$$

d_i は粒度分析の二つの篩目の幾何平均で示される粒子の代表径であり、 W_i はこの篩目間にあ

る粒子の重量分率である。

2つの指数の幾何平均を100倍してこれを粒度分布指数 I_{SP} とする。

$$I_{SP} = 100 \sqrt{I_S I_P} \quad \dots\dots\dots (44)$$

充てん層内流れの圧力損失をこの粒度分布指数を用いて推定するために、同一の流れ条件下で、考慮している装入物による圧力損失と均一粒度でその粒径が装入物の平均粒径と等しいガラス玉による圧力損失との比として定義される補正係数 Φ を導入する。種々の粒度分布を持つ装入物（コークス、鉾石、焼結鉾）とガラス玉について圧力損失をそれぞれ測定し、 Φ と I_{SP} の関係を示す実験式を求めた²⁰⁾。コークスの場合の Φ と I_{SP} との関係は次式により示される。

$$\Phi = 0.5 \cdot 1.06^k \quad \dots\dots\dots (45)$$

$$k = I_{SP}^{0.55} \quad \dots\dots\dots (46)$$

圧力損失式(2)を用いると Φ は定義により(47)式で示される。

$$\Phi = \frac{[\Delta P / \Delta L]_{\text{コークス}}}{[\Delta P / \Delta L]_{\text{ガラス玉}}} = \frac{[180(1-\varepsilon)^2 \mu V / (\varepsilon^3 \phi^2 d_p^2)]_{\text{コークス}}}{[180(1-\varepsilon)^2 \mu V / (\varepsilon^3 \phi^2 d_p^2)]_{\text{ガラス玉}}} \quad \dots\dots\dots (47)$$

μ 、 V 、 d_p はコークスとガラス玉で同一であるから(47)式の右辺の分子、分母から消去できる。(47)式を(4)式と比較してコークスの C_B は(48)式で示される。

$$C_B = \Phi [180(1-\varepsilon)^2 / (\varepsilon^3 \phi^2)]_{\text{ガラス玉}} \frac{\mu}{d_p^2} \quad \dots\dots\dots (48)$$

ガラス玉の場合には $\varepsilon = 0.383$ 、 $\phi = 1$ であるから、この値を代入して上式の [] 内の値を求めコークスの C_B を示す式として(49)式を得る。

$$C_B = 1220 \Phi \mu / d_p^2 \quad \dots\dots\dots (49)$$

炉床のコークス層の C_B は、Table 4 に示す吹き降り高炉の炉床から採取したコークスの粒度分析から Φ を(49)式により計算し、この Φ を用いて(49)式により推定した。

Table 4 に示したサンプルのうち平均粒径 d_p が4つのサンプルの平均値に近いサンプルAの d_p と Φ を用い、上述の5つの無次元数を高炉の炉床内の条件下でスラグの流れについて推定するとTable 5 に示すようになる。これらの無次元数とTable 5 にあわせて示した各無次元数の実験範囲とを比較すると、高炉炉床内における推定値は十分実験範囲に入っていて、本実験結果 (Fig. 8) は高炉の出滓時の検討に適用できると判断される。

Table 4 Size analysis of coke samples taken out of commercial blast furnaces

Sample*	Size analysis (mm)					d_p	I_{sp}	ϕ
	+50	25	15	10	5			
A	11.8	54.0	20.2	7.8	6.2	24.0	51.0	0.830
B	9.5	50.0	21.8	9.1	9.1	20.3	56.1	0.853
C	15.3	56.7	22.2	3.2	2.6	27.4	32.2	0.741
D	9.0	65.5	18.1	4.3	3.1	26.7	31.9	0.740

*A: Sampled from the tuyser of No.1 BF at Mizushima Works

B,C,D: Sampled from the hearth of No.4 BF at Chiba Works

Table 5 Comparison of dimensionless numbers for slag flow in the hearth of blast furnace with their range in the experiments.

Dimensionless number	Range of experiments		Estimated value for the slag flow* in the blast furnace hearth.
	maximum	minimum	
$Fr \times 10^9$	500	0.05	0.3
$Re_b \times 10^6$	500	0.01	0.06
$Re_{po} \times 10^2$	50	0.005	2.4
D_H^*	1.0	0.12	0.2 ~ 0.35
R_V	25	1.3	1.5 ~ 4.0

* Conditions for calculation: $D = 10(m)$,
 $V_0 = 1.7 \cdot 10^{-4}(m/s)$,
 $C_B = 7.9 \cdot 10^5$,
 $\rho = 2650(kg/m^3)$,
 $\mu = 0.45 (Pa \cdot s)$,
 $d_p = 0.024(m)$.

すでに述べたように本モデル実験では、流出口は1箇所のみに設けられ、ここから液の流出を行なった。一方、最近の大型高炉は、通常複数個の出銑口を持ち、これらを順次使用して出銑が行なわれる。このような出銑作業において複数個の出銑口から同時に出滓を行なうような場合には、本実験結果を直接適用することはできない。しかし、モデル実験における観察から、液の流出中に流出口に向けて下方に傾いている液面は、流出を停止するとすみやかに水平に回復することがわかっている。これらの観察から2箇所以上の出銑口から同時に出滓しないで、かつ出滓速度と造滓速度の比(R_v)が実験範囲内(1.3以上)であれば、本実験結果が適用できることがわかる。

4.2 炉床内の残留溶銑量と残留溶滓量の比較

本実験では、上に述べたように主として溶滓の流出について検討したが、この結果を用いて出銑終了時の溶銑と溶滓の残留量(以下それぞれ残銑量、残滓量と呼ぶ)の比較を行なう。

溶銑の流出体積速度は、溶滓のそれとほぼ等しい。炉床内の溶銑は、必ずしも全てがコークス層を流れているとは限らないので、全ての溶銑がコークス層を流れると仮定することは困難である。しかしコークス層を通らない流れのある場合には、全てコークス層を通して流れる場合よりも残銑量は少なくなると予想されるので、最大の残銑量を推定するものとして、溶滓と同様に溶銑もすべてコークス層内を流れるものと仮定する。

前述のように溶銑の V_0 は溶滓のそれとほぼ等しい。一方、溶銑の動粘度(μ/ρ)は溶滓のそれの約 $1/150$ であるから、溶銑と溶滓の Fr は等しく、溶銑の Re_b と Re_p はそれぞれ溶滓の 150 倍となる。Table 5の値をもとに計算すると、溶銑流の Re_p は 3.6 で実験範囲をやや越えている。しかし、この値は、圧力損失式における層流域の適用範囲($Re_p < 10$)に入っているため、ここでは実験結果が溶銑流にも適用可能であると仮定して残銑量と残滓量を比較することとした。

溶銑と溶滓の流れについては、この他にも前者の液面が後者の流れにより影響されるため、実験結果を溶銑流れの厳密な解析に用いることは困難であるが、大略の残銑量の推定には適用可能と考えて、以下に残銑量、残滓量の概算値を推定する。

両者の流出開始時の液高さ D_H が同じであれば、両者の V_0 は等しく、溶銑の ρ/μ は溶滓の $1/150$ であるから溶銑の F_L は溶滓の F_L の $1/150$ になる。この場合、溶滓の残留率を 0.5 とすると、Fig. 8から溶銑の残留率は 0.05 以下と推定され、残銑量と残滓量の容積比は $1/10$ 以下となる。また溶銑の D_H を溶滓のそれの $1/4$ と仮定すれば、 F_L の比は $1/10$ となり、溶滓の残留率 0.5 に対して溶銑の残留率は 0.2 以下となりこの場合も残銑量は残滓量の $1/10$ ($1/4 \times 0.2/0.5$)以下となる。

以上の考察から溶滓の液面が出銑口に到達したときに出銑を終了する場合、出銑終了時の溶滓の残留量は溶銑の残留量よりも著しく多い。したがって、炉床の残留溶融物量の増加による炉況の悪化は溶滓の排出が不十分なことによるものであり、この炉況悪化をさけるためには、溶滓の排出を十分行なうことが必要である。

4.3 炉床における溶滓の流れに関する Darcy の式の適合性の検討

Darcy の式は砂などの微粒の充てん層中を流れる液体の単位断面積あたりの流量と圧力損失との関係を示す。この式をベクトル形にし²¹⁾、本論文で用いている記号と単位系に合うように変形すると(50)式が得られる。

$$\mathbf{V} = -\frac{K \rho g}{\mu} \text{grad } \Psi \quad \dots\dots\dots (50)$$

$$\Psi = h + (P - P_0) / (\rho g) \quad \dots\dots\dots (51)$$

ここで K は層の透過性を示す係数であり、h は、基準面からの高さを示す。(50)式は運動方程式に相当し、連続の式は(52)式により示される。

$$\text{grad}^2 \Psi = 0 \quad \dots\dots\dots (52)$$

(51)式の Ψ を(50)式に代入して(50)式を書き換えると

$$0 = -\text{grad } P - \frac{\mu}{K} \mathbf{V} - \rho g \text{grad } h \quad \dots\dots\dots (53)$$

が得られる。(5)式と(53)式を比較すると、(53)式の μ / K は C_B に相当し、垂直軸を z 軸にとると h は z に等しく $\text{grad } h = \mathbf{k}^{+)}$ となり、(5)式の g の向きは垂直下向きであるから(53)式は(5)式の左辺を無視したものと見なすことができる。

P^* を(54)式のように定義しなおして、 μ / K を C_B におきかえたあとで 2 節と同様に(53)式を無次元化して(55)式を得る。

$$P^* = (P - P_0) / \rho g D_T \quad \dots\dots\dots (54)$$

$$\frac{C_B V_0}{\rho g} \mathbf{V}^* = -\text{grad}^* P^* - \mathbf{k}^* \quad \dots\dots\dots (55)$$

ここで \mathbf{k}^* は無次元の z 軸の単位ベクトル (\mathbf{k} / D_T) である。

連続の式と境界条件は 2 節と同様に無次元化できるので、炉床内の溶滓の流れが Darcy の式にしたがう場合には、流れは、充てん層の摩擦力と重力による力の比を示す無次元数

$$\frac{C_B V_0}{\rho g} \quad \dots\dots\dots (56)$$

により決まる。この無次元数は前述した残留率を決める流出係数 F_L において初期条件の項 (D_H^*) を除いた部分に相当している。このことから、Darcy の式の無次元化によっても F_L の初期条件の項 (D_H^*) を除く流体の運動条件を与える項を誘導できることがわかり、したがって炉床内の溶滓の流れは Darcy の式が適用できる流れであるといえる。

注 十) \mathbf{k} は z 軸の単位ベクトル

5 出滓開始時のスラグ層厚さ、残滓量などを求める数式モデル（出滓のシミュレーションモデル）

炉内の蓄積溶滓量が増して炉況が悪化するの、溶滓量の増加により炉床内の液面が上昇し、このためレースウェイから流出するガスが炉内に分配されるときに通る空間を制限し、あるいはレースウェイの形成状態自身にも影響するため、この近傍におけるガス圧力損失の増加および装入物降下異常を引き起こすことにその原因がある。

出滓速度が一定であれば、スラグ浴の厚さは出滓開始時に最大値をとる。他方、高炉の操業上、出銑作業を一定の時間間隔ごとに行なうのは困難であり、出銑開始が予定より遅れる場合を考えれば、出銑終了時の残滓量が少ないことが望ましい。したがって、高炉操業上、出滓開始時のスラグ層厚さと残滓量が少なくなるように出銑作業を行なわなければならない。

このように炉内の残滓量は高炉操業に重要な影響を及ぼすが、現状ではこれを直接測定することは困難であり、実用的な測定方法も開発されていない。Fig. 8は流出係数 F_L と残留率 α の関係を与えているが、 F_L の定義式の中に含まれている D_H および F_L と関係づけられている α はいずれも実測による推定が困難なため出滓速度、溶滓粘度などの出滓条件が D_H 、 α あるいは残滓量に及ぼす影響をFig.8の関係のみから求めることはできない。

本節では、出滓前後の炉床内における溶滓量の物質収支式から α と D_H の間にもう一つの関係式を導き、これとFig. 8の関係を連立させて α と D_H を求める方法を示す。

5.1 数式モデル

Table 6に出滓条件を示す変数を一括して示す。それぞれの変数の次元を示す単位は、通常の操業解析に便利のように選択した。表に示す変数のうち H_S 以外は容易に測定または推定しうる変数である。以後の適用に便利のように出滓条件が個々の出滓毎に異なる出滓（タイプⅠ）および出滓時の条件が出滓毎に変動しない出滓（タイプⅡ）の2つの場合について、それぞれ数式モデルを作成した。それぞれの数式モデルに用いた変数はTable 6のなかでⅠ、Ⅱに区別して示す。

まずタイプⅠの出滓の数式モデルを導出する。

1回の出滓作業について、炉床の溶滓量の物質収支は次式によって示される。

$$(\text{出 滓 量}) = \left(\begin{array}{l} \text{出滓中に生成し} \\ \text{炉床に降下する} \\ \text{溶滓量} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{l} \text{出滓開始時} \\ \text{の 溶 滓 量} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{l} \text{出滓終了時} \\ \text{の 溶 滓 量} \end{array} \right) \dots\dots 57$$

W_b を出滓開始時の溶滓量とすると、上式は

$$W_t = W_m T_s / T_i + W_b - \alpha W_b \dots\dots 58$$

で示される。溶滓は、炉床のコークス層の空間部に溜まり、その深さが H_S であるから W_b は59式により表わされる。

$$W_b = \epsilon \pi \rho H_S D^2 / 4 \dots\dots 59$$

Table 6 Variables representing the slag tapping conditions and their standard values.

Item	Symbol	Standard value	Unit	Use*
Slag amount tapped	W_t	150	t/tap	I
Slag amount melted	W_m	150	t/tap	I
Interval of tapping operation	T_i	120	min	I
Slag tapping duration	T_s	46.2	min	I
Depth of slag layer at the beginning of slag tapping	H_s	2.755	m	I, II
Hearth diameter	D	11.1	m	I, II
Slag viscosity	V_{is}	4.35	poise	I, II
Slag tapping rate	P_s	3.25	t/min	II
Slag production	W_s	1800	t/day	II
Number of tapping operation	N_t	12	times/day	II

* I and II indicate that the variable in the row is used for type I or type II tapping operation.

$\epsilon = 0.35$, $\rho = 2650$ と仮定し , 築炉時のプロフィールに対する炉床の有効断面積の補正係数を β とおいて 59 式を 60 式に書き換える。

$$W_b = 0.7285 \beta H_s D^2 \quad \dots\dots\dots 60$$

60 式を 58 式に代入し , α について解いて

$$\alpha = 1 - \frac{W_t - W_m T_s / T_i}{0.7285 \beta H_s D^2} \quad \dots\dots\dots 61$$

を得る。

一方 , 炉床断面平均の空塔基準溶滓流出速度 V_0 は Table 6 の変数を用いて次のように示される。

$$V_0 = 400 W_t / (6 \rho \pi D^2 T_s) \quad (\text{m} \cdot \text{s}^{-1}) \quad \dots\dots\dots 62$$

炉床内のコークス層の状態 (粒度 d_p , 形状係数 ϕ , 空間率 ϵ) は , C_B / μ により一括されるので , これと 62 式中の定数を一括して γ で示し , 流出係数 F_L を Table 6 の変数を用いて次式により示す。

$$F_L = \gamma V_{is} W_t / (T_s H_s^2) \quad \dots\dots\dots 63$$

$$\text{ここで } \gamma = 40 C_B / (6 \pi \rho^2 g \mu) \quad \dots\dots\dots 64^{++)}$$

Fig. 8 に示す α と F_L の関係関数 f により次式のように示す。

$$\alpha = f(F_L) \quad \dots\dots\dots 65$$

61), 64) と 65) 式から 66) 式の関係が得られる。

$$f(\gamma V_{is} W_t / T_s H_s^2) = 1 - \frac{W_t - W_m T_s / T_i}{0.7285 \beta H_s D^2} \quad \dots\dots\dots 66$$

66) はタイプ I の出滓条件を与える変数間に成り立つ関係を与えていて、たとえば他の変数を定めれば H_s を求めることができる。

一方、タイプ II の出滓の場合には、 W_t, W_m, T_i, T_s は、 W_s, N_t, P_s と次に示す関係にある。

$$W_t = W_s / N_t \quad \dots\dots\dots 67$$

$$W_m = W_s / N_t \quad \dots\dots\dots 68$$

$$T_i = 1440 / N_t \quad \dots\dots\dots 69$$

$$T_s = W_s / (P_s N_t) \quad \dots\dots\dots 70$$

これらの式の右辺を 66) 式に代入すると、タイプ II の出滓について 71) 式の関係が得られる。

$$f(\gamma V_{is} P_s / H_s^2) = 1 - \frac{W_s (P_s - W_s / 1440)}{0.7285 \beta H_s D^2 N_t P_s} \quad \dots\dots\dots 71$$

出滓終了時の平均スラグ層厚さ H_r と残滓量 W_r は 66) あるいは 71) 式を解いて求めた H_s と、この H_s を用いて 61) あるいは 65) 式から求めた α を用いてそれぞれ 72), 73) 式により求めることができる。

$$H_r = \alpha H_s \quad \dots\dots\dots 72$$

$$W_r = \alpha W_b = \alpha \cdot 0.7285 \beta H_s D^2 \quad \dots\dots\dots 73$$

タイプ I の出銑の場合の 66) 式およびタイプ II の出銑の場合の 71) 式は Table 6 に示した変数が満たすべき条件を定めていて、 H_s 以外の実測または推定可能な変数値を与えて H_s を求めることができるとともに、 H_s を仮定して任意の 2 つの変数間の満たすべき関係を求めることもできる。たとえば、溶滓粘度 V_{is} が上昇した場合、 H_s を一定に保つための出銑回数 N_t を求めることができる。それ故これらの式を以下では出滓のシミュレーションモデルと呼ぶ。

5.2 出滓のシミュレーションモデルの数値解法

Fig. 8 に示した α と F_L の関係は関数式で与えられていないので数式モデルを解析的に解くことはできない。そこで、数値計算により式中の任意の変数を従属変数として解く電子計算機プロ

注 ++) 62) 式の係数 400 が 64) 式で 40 となっているのは μ と V_{is} の単位系の相異により $V_{is} = 10 \mu$ が成り立つためである。

Table 7 Numerical relationship between α and F_L .

α	0.75	0.70	0.65	0.60	0.55	0.50	0.45	0.40	0.35	0.30	0.25	0.20
F_L	0.490	0.384	0.301	0.235	0.188	0.150	0.117	0.092	0.067	0.050	0.034	0.020

グラムを作成した。 α と F_L の関係は、Table 7 に示すように数値的に与え、Fig. 8 の曲線を Table 7 に示す節点を直線で結んだ折線で近似した。

(7)式中の W_s を除くその他の変数のそれぞれに関して、(6)あるいは(7)式の左右両辺は一価の単調増加あるいは単調減少関数である。数値解は、この性質を利用して次のような方法により求めた。すなわち、初期値として予想される解を間にはさむ大、小2つの境界値を与え、2つの境界値とその中央値を用いて、(6)式の両辺の値を計算する。右辺の計算値から左辺の計算値を引いた差は、2つの境界値が妥当であれば符号が逆になる。中央値を用いた場合の両辺の差と2つの境界値を用いた場合の差を比較して、中央値における差と符号が逆になる方の境界値を選択し、これと中央値とを新しい2つの境界値とすることにより、解の存在範囲は、始めの境界値の場合の $\frac{1}{2}$ になる。このような方法をくり返すことにより任意の精度で解を求めることができる。計算過程で中央値の差が0になった場合は、中央値を解として計算を終了する。

(7)式も同様な方法により解くことができる。しかしこれを W_s について解く場合には、次のような考察にもとづき追加の処理プログラムを用いて対処した。

(7)式は W_s に関して2次式である。(7)式の左辺を α とおいて W_s について解くと、(7)式が得られる。

$$W_s = 720 \left\{ P_s \pm \sqrt{P_s^2 - 0.7285 \beta H_s D^2 N_t P_s (1-\alpha) / 360} \right\} \dots (7)$$

これから(7)式の $\sqrt{\quad}$ 内の値により

- 1) $720 P_s$ の上下に2つの正值の解が得られる(2実根)。
- 2) $W_s = 720 P_s$ のただ1つの解が得られる(重根)。

3) 物理的に有意な解が得られない(虚根)。

の3通りの場合があることがわかる。 W_s を計算する場合には他の変数は既知であるから(7)式の左辺を計算して α を求めることができ、これから(4)式右辺の $\sqrt{\quad}$ 内の値を求めることができる。したがって上の2), 3)の場合は容易に判定できる。1)の場合は、 $W_s = 720P_s$ を一つの境界値とし、もう一方の境界値をそれより大きく与える場合と小さく与える場合の2通りに分け、それぞれについて前述の方法を適用して解を求める。

シミュレーションモデルの計算には炉床の状態を示すパラメーター β 、 γ を与える必要がある。以下の計算では、計算結果が高炉操業と対比して矛盾がないように、たとえば通常操業時の液面水準が炉床深さ(羽口、出銑口間距離)よりいく分小さくなる範囲に入るなどのようにして試行計算を行ない、これから決定した値として、 $\beta = 0.9$ 、 $\gamma = 0.128$ を用いて計算した。

Table 4 に示したサンプルAの値を用いて計算した Φ 、 d_p を用い C_B/μ を推定すると 1.76×10^6 になるので、(4)式から γ は 0.054 となり、上で用いた γ の値の $1/2.3$ になる。高炉操業の計算に適用する γ の値がこのように大きくなった原因は、コークスの粒度分析で 5mm 以下の部分を考慮に入れてないことと、実際の出滓条件とたとえば出滓速度は一定で炉床内のコークス層は一様であるなどと仮定した単純化したモデルとの差によるものと推定される。このような差は、実高炉の残留スラグ量をモデルと比較して増加させるように働くと予想され、 γ の値が大きい方が実際の操業結果により適合するという計算結果と定性的に一致している。モデル実験の条件と高炉の炉床内の条件との差を定量的に評価することは困難であるが、操業データに適合するように選んだ γ の値と炉床内のコークスの粒度分析から求めた γ の値との比が著るしく大きい値にならなかったことは、本実験の仮定に重大な誤りがなかったことを示している。

6 高炉操業へのシミュレーションモデルの適用性の検討

上述のシミュレーションモデルは、炉床の状態と出滓条件を種々の仮定に基づいて単純化した模型実験の結果に基づいている。このような仮定が正当でありモデルが高炉操業に適用できるか否かは、実際の高炉操業データに基づいて判定する必要がある。前述のように直接炉内の残滓量あるいは溶滓の残留率を推定する方法はないので、ここでは実測されている出銑毎の出滓量と計算値の比較および残滓量の計算値と高炉炉況を示す棚吊りひん度との対応からシミュレーションモデルの適用性を検討する。なお、解析に用いたデータは川崎製鉄(株)千葉5高炉(2次)の操業データである。

6.1 実績出滓量と計算出滓量の比較

連続する一連の出銑作業のデータを用いて、タイプIの出滓のシミュレーションモデル(6)式により出銑毎の出滓量を推定する。この場合(6)式中の変数のうち W_t 以外を与えなければならない。解析の対象とした5高炉ではDは 1.1m であり、 β と γ は前節で述べたようにそれぞれ 0.9 、

0.128 を用いた。粘度 (ν_{iS}) はスラッグの分析値から $\text{CaO}-\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{MgO}$ 4 成分系に換算してこの分析値と実測溶銑温度を溶滓温度と等しいと仮定して計算により求めた²²⁾。出銑間隔 T_i は前回出銑止めから今回出銑止めまでの時間を、また出滓時間は出滓開始から出銑止めまでの時間の実測値を用いた。造滓量 W_m は、前回出銑止めから今回出銑止めまでの間に装入された原料の重量と化学分析値から計算によって求めた造滓量に、全解析データについてその造滓量と出滓量が等しくなるように定めた補正係数を乗じて求めた。スラッグ層厚さ H_s は実測していないので次のような試行計算によって求めた。

計算を始める前に H_s の値をまず適当に仮定する。連続する出銑作業について時間 (出銑回数) の順にシミュレーションモデルを適用する。第 1 回目の出銑については、上述の H_s の仮定値を用いて計算する。第 2 回目以降の出銑については、前回の計算で求めた残留スラッグ層厚さ、 H_r (72 式) の値 (H_r)_{last} を用いて次の (75 式) により算出した H_s の値を用いる。

$$H_s = (H_r)_{\text{last}} + (T_i - T_s) W_m / (0.7285 \beta T_i D^2) \dots\dots\dots (75)$$

このようにして逐次計算を行なった各出銑毎の出滓量 W_t は、第 3 回目以降の出銑では、初期値として仮定した H_s の値にほとんど影響されないことが試行計算により判明した。したがって第 4 回目以降の出銑について、計算出滓量と実測出滓量とを比較することとした。

Fig. 9 に示す両者の関係から、出滓量の計算値は実績値と良く一致していることが明らかで

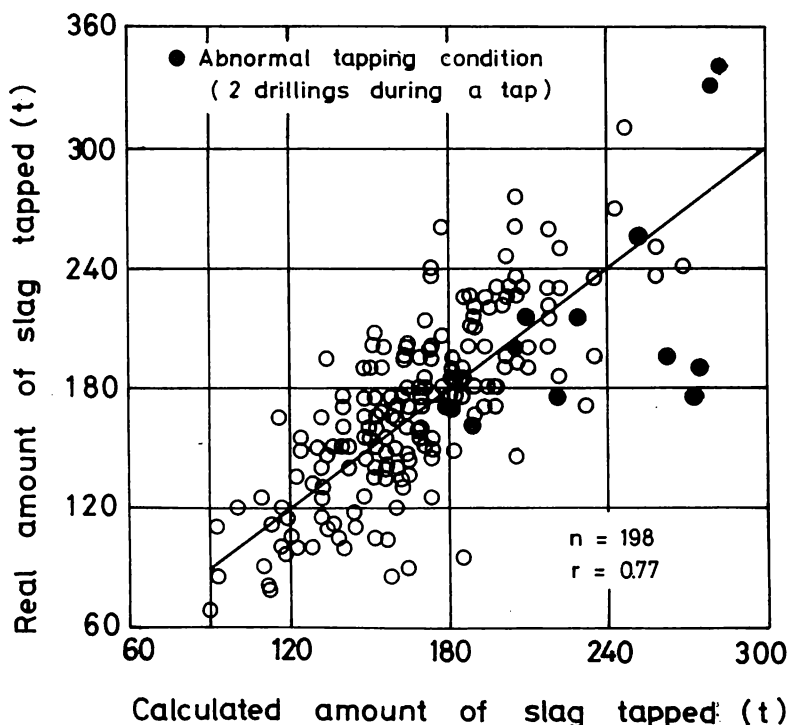


Fig. 9 Comparison of observed amount of slag tapped with that calculated by the simulation model.

ある。実際の操業では、出鉄止めが必ずしも炉内ガスが噴出し始めた時に行なわれるとは限らず、これより早期に出鉄を止めた場合には、実績出滓量に比べて、ガス噴出時に流出を止めた模型実験結果に基づくシミュレーションモデルによる計算出滓量の方が多くなる。一方このような出鉄に続く次の出鉄では、前回の出鉄で残留した溶滓が排出されるため、逆に実績出滓量に比べて計算出滓量が少なくなる。したがって、もしガス噴出の開始時に止めるという一定の条件で実際の出鉄作業が行なわれていたならば、Fig.9に示す相関関係はさらによくなると推定される。

6.2 高炉の棚吊りに及ぼす残滓量の影響

出鉄準備作業などの都合で出鉄開始が予定より遅れ、炉内溶融物の量が増したときには、送風圧力の上昇、不規則な装入物降下などの炉況異常がしばしば現われる。そこで炉況異常の極端な場合の例として棚吊りをとりあげ、残滓量との関係を定量的に検討する。

本検討では、操業データの一日の平均値を用いて解析を行なった。平均値を用いた本解析では各出鉄毎の残滓量は平均化されるので1日内の出鉄作業は同一の条件で成されたと仮定し、タイプIIの出滓のシミュレーションモデルである(7)式を用いて、 H_0 を未知数として解き、(7)式により残滓量 W_r を計算した。

棚吊りは、たかだか1日に1～2回しか起こらないので、解析に用いた306日間のデータから計算される残滓量のヒストグラムと、それぞれの級における棚吊り回数と日数との比を棚吊りひん度として計算し、両者をFig.10に示した。

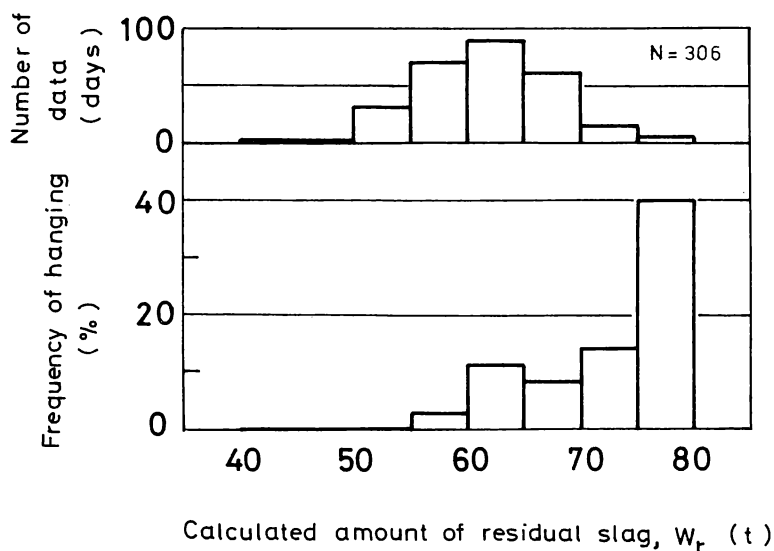


Fig. 10 Relationship between the frequency of hanging and the calculated amount of residual slag (based on daily operational data). (Top half shows the histogram of calculated amount of residual slag.)

Fig.10 から棚吊りのひん度は残滓量が増すと増加していることがわかる。この図から直ちに棚吊りの原因が残滓量の増加のみに起因すると結論することはできないが、残滓量の増加が棚吊りの可能性を高めていることは明らかである。

さらに、スラグ比，出滓量，出滓速度，溶滓粘度，溶銑温度などの高炉操業データについて，棚吊りを起こした日と起こさない日のそれぞれの平均値の差を Welch の方法²⁶⁾により検定したところ，平均値の差が有意水準 1% で有意なものは，溶滓粘度と溶銑温度であり，棚吊りを起こしたとき溶滓粘度は大きく溶銑温度は低いことがわかった。後述するように，残滓量は，出滓速度と溶滓粘度に大きく影響される。したがって，上述の解析結果は，解析期間における残滓量の増加が主として溶銑温度の低下による溶滓粘度の増加により起こったことを示している。

高炉で棚吊りを起こすと，送風量を減少させて棚落しをはかる。棚落しの際には，装入物が瞬間的に炉下部へ降下するので，降下した装入物による冷却作用のため，溶銑温度が低下する場合がある。このことから，上述の推論とは逆に，棚落しの結果として溶銑温度の低下とそれに伴う溶滓粘度の増加が起こり，その結果残滓量の増加が起きたため，Fig.10 に示す関係が得られたのではないかという疑問を招く。しかし，

- 1) 解析に用いたデータは 1 日のデータの平均値であり，棚落し後の溶銑温度の低下が，仮りにあったとしてもこれらの平均値に影響を与えることは少ない。
- 2) 棚吊りが Elliott²³⁾ の提案したようにフラッキングによって起こる場合には，むしろ溶銑温度の上昇と結びつけられるべきであり，また装入物の粉化や粉率の上昇などの性状の変化によって起こる棚吊りは溶銑温度の変化とは直接には結びつけ難い。

したがって，溶銑温度の低下は棚吊りの結果ではなくその原因と考えるのが妥当であり，したがって，残滓量の増加も棚吊りの原因の一つと推定される。

このように溶銑温度が低下すると残滓量が増加することによって棚吊りの危険が大きくなるので，とくに出銑作業に注意し，残滓量の低下に努めなければならない。

以上の 2 つの解析例から，本研究のモデルは単純化したものであるにもかかわらず，高炉操業に適用できることが明らかになった。次にスラグ層厚さ H_s および残滓量 W_r を低く保つための適正な出銑，出滓条件を明らかにするために，Table 6 に示す出滓条件を与える変数相互の定量的な関係を検討する。

7 出滓条件が出滓開始時のスラグ層厚さと残滓量に及ぼす影響

同一条件の出滓がくり返されるタイプ II の出滓のシミュレーションモデルである (7) 式は他の条件を一定としたときの任意の 2 変数間の関係を示す。これらの 2 変数の他に第 3 の変数をパラメータとして変化させ，2 変数間の関係を求めた。また計算にあたってこれら以外の変数は，Table 6 に示した標準値を用い一定とした。計算結果を Fig. 11 ~ Fig. 17 に示す。

Fig.11 から、同一の出滓速度 P_s に対し異なる 2 つの出滓量 W_s が存在することがわかる。74 式ですでに述べたようにこれら両者の間の関係は、 $W_s = 720 P_s$ を境にして異なり、 P_s が増加したとき、 W_s が $720 P_s$ より大きい場合には W_s は増加し、また W_s が $720 P_s$ より小さい場合には減少する。また図から P_s が N_t により決まる一定値以下になると解が存在しなくなることがわかる。これはこのような条件下では操業ができなくなるのではなく、たとえば H_s が低下すればより低い P_s でも操業可能である。またこの図から、 W_s が $720 P_s$ より大きいときには N_t の増加により W_s は低下し、一方逆の場合には増加することがわかる。

Fig.12 および Fig.13 に見られるように出滓量 W_s が増加すると、スラグ層厚さ H_s と残滓量 W_r はそれぞれ最初は増加し、 $W_s = 720 P_s$ のとき最大値をとり、それ以上に W_s が増加すると逆に低下する。また H_s と W_r はそれぞれ Fig.12, 13 に見られるように出銑回数 N_t の減少とともに単調に増加し、Fig.14, 15 および Fig.16, 17 にそれぞれ見られるように出銑速度 P_s および溶滓粘度 V_{is} の増加により単調に増加する。

つぎに高炉操業時の出滓量、出銑回数、出滓速度、溶滓粘度の変動によりスラグ層厚さ、残滓量がどの程度変化するかを検討する。

出滓量の実際操業における変化は通常 10% 程度であり、この程度の変化によるスラグ層厚さ、残滓量の変化は Fig.12, 13 に見られるように小さく、この影響は無視することができる。

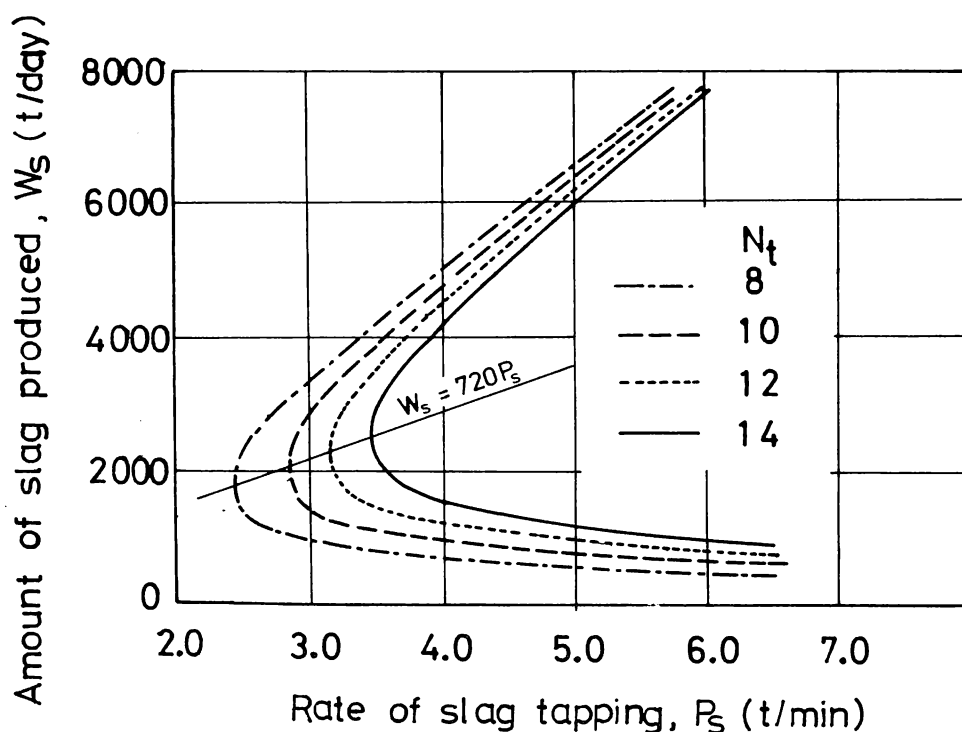


Fig. 11 Relationship between the amount of slag production, W_s , and the rate of slag tapping, P_s .

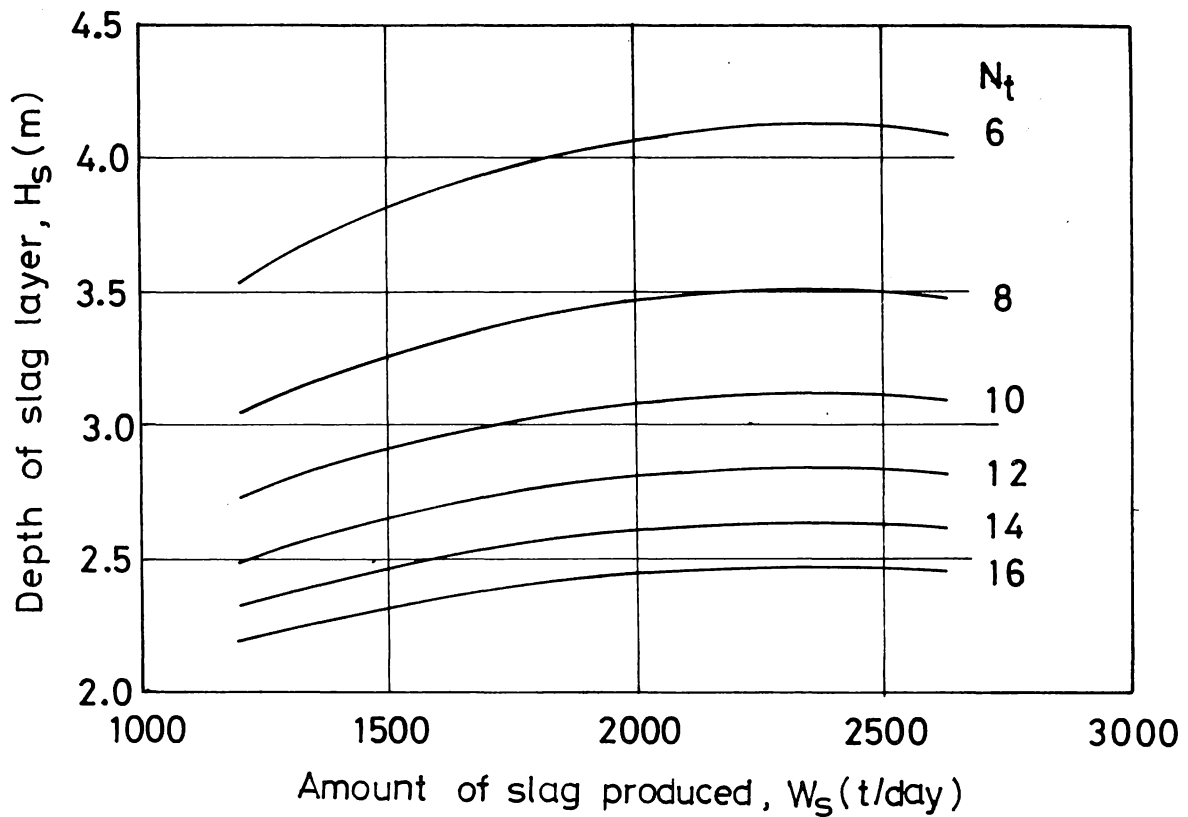


Fig. 12 Relationship between the depth of slag layer, H_S , at the beginning of flow-out and the amount of slag produced, W_S .

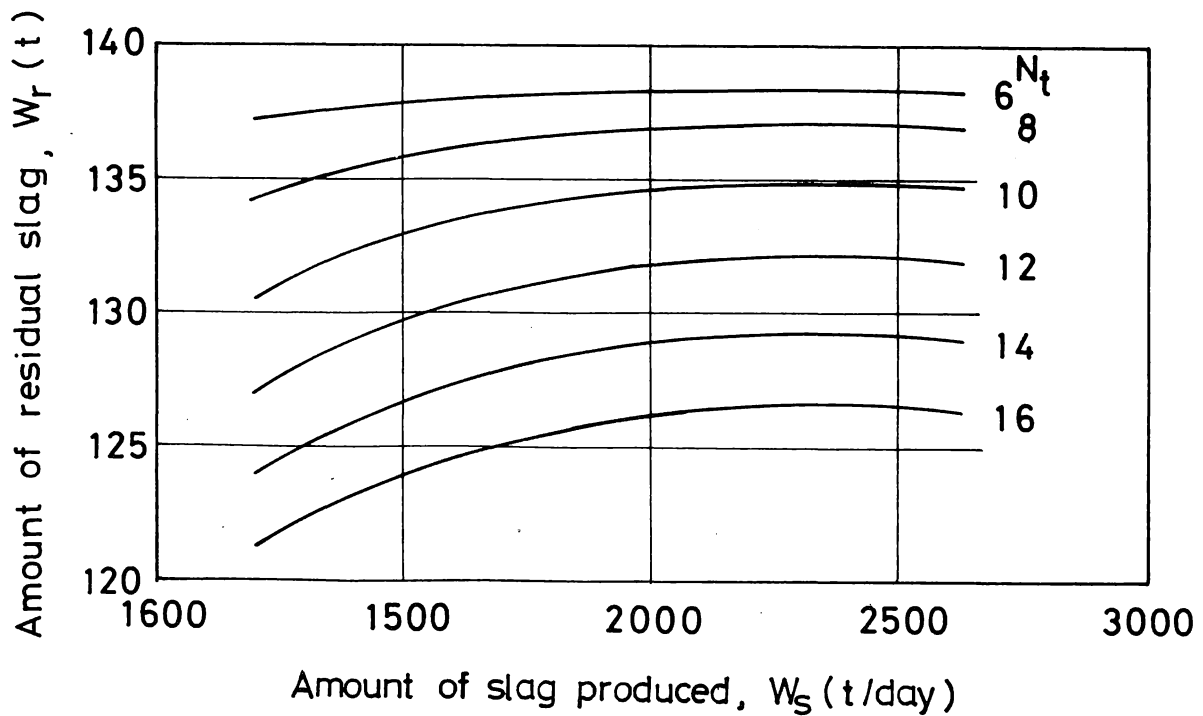


Fig. 13 Relationship between the amount of residual slag, W_R , and the amount of slag produced, W_S .

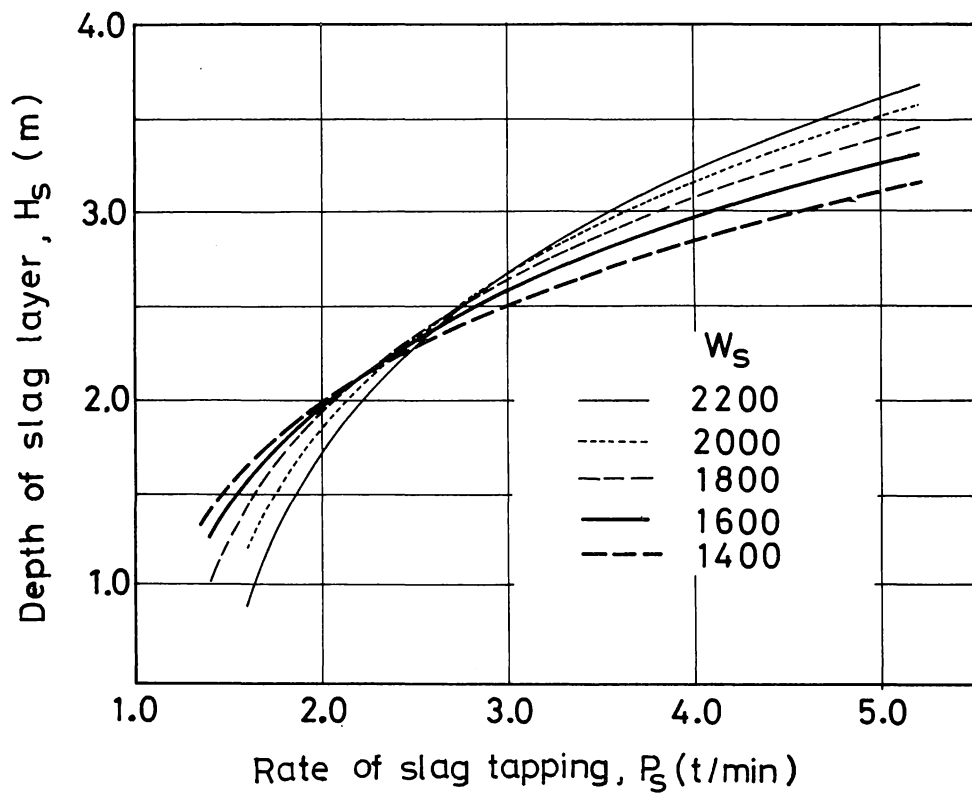


Fig. 14 Relationship between the depth of slag layer, H_s , at the beginning of flow-out and the rate of slag tapping, P_s .

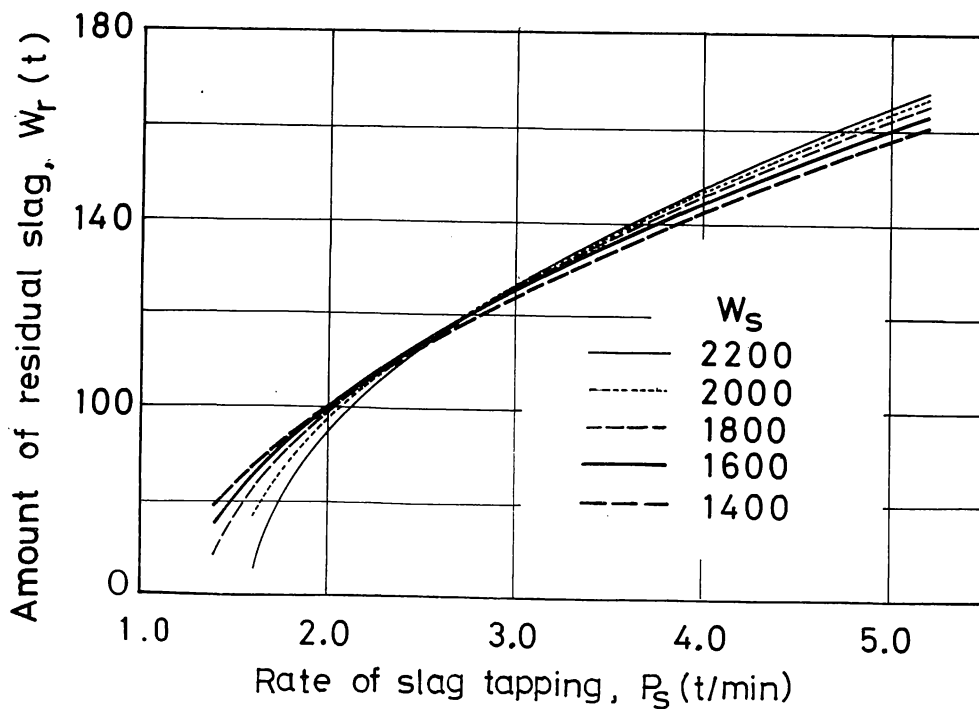


Fig. 15 Relationship between residual amount of slag, W_r , and the rate of slag tapping, P_s .

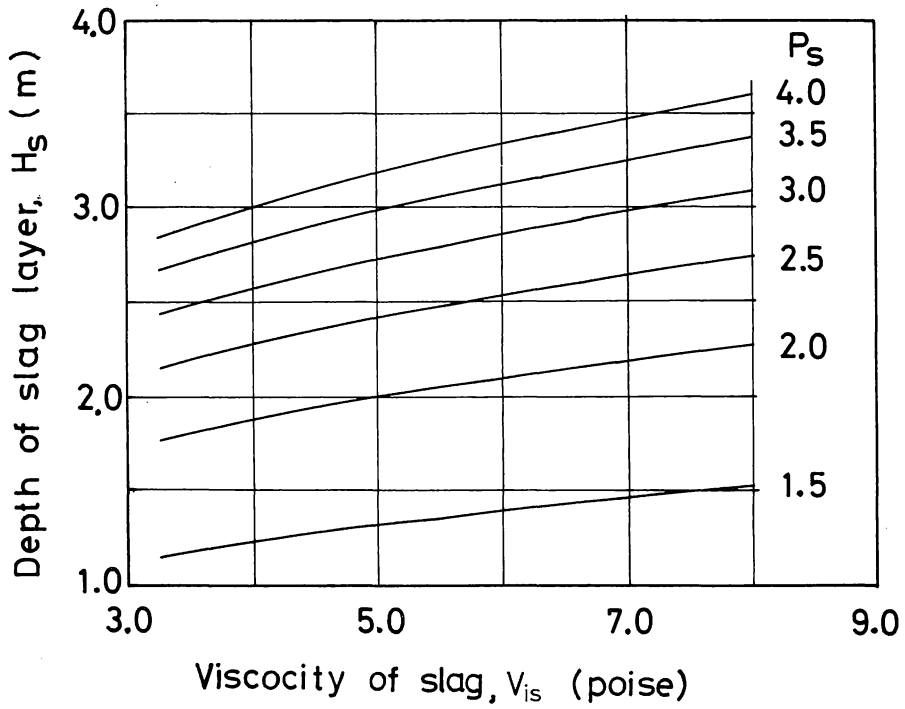


Fig. 16 Relationship between the depth of slag layer, H_s , at the beginning of flow-out and the viscosity of slag, V_{is} .

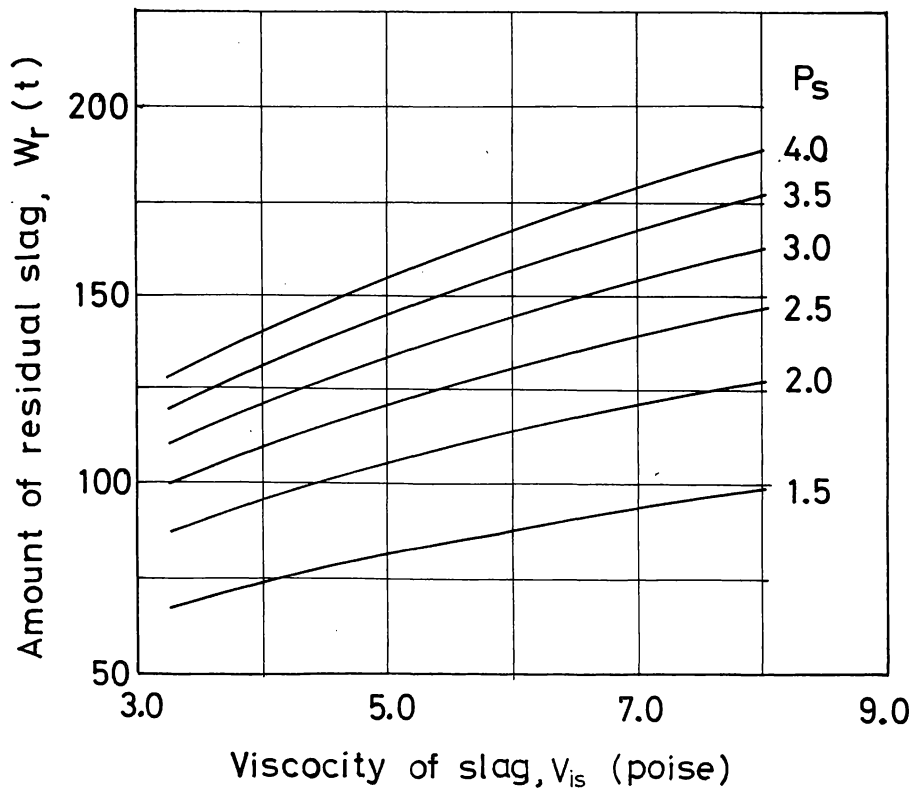


Fig. 17 Relationship between residual amount of slag, W_r , and the viscosity of slag, V_{is} .

高炉の出銑回数は変化させることができ、スラグ層厚さを制御するための有効な手段である。Fig. 1 2に見られるように出銑回数を1日12回から14回に増すとスラグ層厚さを約7%下げることができる。しかし、この場合の残滓量の低下はFig.1 3に見られるように約2%にすぎない。

高炉の出滓速度を正確に制御することは現状では困難であり、場合によってはその変化が50%を越えることがある。出滓速度がスラグ層厚さと残滓量に及ぼす影響は大きく、Fig.1 4およびFig.1 5からわかるようにたとえば出滓速度が2 t/minから3 t/minに増すとスラグ層厚さは約35%、残滓量は約25%それぞれ増加する。

通常の高炉操業では短期間内のスラグ成分の変化は少ないので、溶滓粘度は主として溶滓温度に依存する。溶滓温度が1500℃から1450℃に低下すると溶滓粘度は約50%上昇する。溶滓粘度が0.35 Pa·sから50%増加して0.475 Pa·sになるとFig.1 6およびFig.1 7にそれぞれ見られるようにスラグ層厚さは約8%、また残滓量は約14%増加する。

(7)式には、炉床内のコークス層の状態を示す変数である粒子径、空間率が含まれていないが、これらの変数値は γ に反映され、式から明らかなように溶滓粘度と同様の影響を及ぼす。たとえば(4)および(6)式に示すようにコークス粒子径は γ に対し $1/d_p^2$ の形で影響し、約20%の粒子径低下が50%の粘度増加と等価であることがわかる。

以上の考察から、高炉内の溶滓量を低く保ち、安定な操業を維持するためには、

- 1) 出滓速度をできるだけ低く保ち、
- 2) 炉熱を制御して極端な出銑温度の低下を防止し、また低下が起こった場合は出銑回数の増加を計るなどの対策を取り、
- 3) 炉床内コークス粒子径が低下しないようコークス粒度と強度を大きく保つ

ことが重要であるといえる。

8 タイプIIの出滓シミュレーションモデルの簡易推算法とその応用例

上述のシミュレーションモデルを高炉の実際操業に適用する場合、モデルに含まれる各変数の絶対値ではなく、それらの相対的な変化を知れば十分な場合がある。たとえば、出滓速度が変化した場合、一定のスラグ層厚さを保つために必要な出銑回数を知りたいときには、これに必要な出銑回数を出滓速度が変化する前の何倍にすれば良いかを知れば十分である。

このような目的のために(7)式を用いると、その数値解を求めるため電子計算機が必要となりややめんどうである。本節では求めたい変数の推定精度を幾分犠牲にして、その代りスラグ層厚さ H_s 、残留スラグ層厚さ H_r を容易に推定する方法を示す。

8.1 簡易推算式

(7)式で、 D と N_t は右辺分母のみにあるので

$$D_N = D^2 N_t \quad \dots\dots\dots (7)$$

で定義した新しい変数 D_N を用い、また P_S のかわりに(77)式で定義される出滓速度と造滓速度との比 P_{SI} を用いて(7)式を書きなおすと(78)式が得られる。

$$P_{SI} = 1440 P_S / W_S \quad \dots\dots\dots (77)$$

$$f(\gamma V_{is} P_{SI} W_S / 1440 H_S^2) = 1 - \frac{W_S^2 (1 - 1/P_{SI})}{0.7285 \beta D_N H_S 1440} \quad \dots\dots\dots (78)$$

H_S と個々の変数 V_{is} , W_S , P_{SI} , D_N との関係を調べたところ、 H_S と V_{is} , W_S , D_N は両対数グラフ上ではほぼ直線関係にあり、また H_S と $(P_{SI} - 1)$ も同様に両対数グラフ上で直線関係を示すことが分った。これから H_S または H_T は、その他の変数との間に近似的に次式で示される関係にあると推定される。

$$\begin{aligned} \log H_S \text{ または} \\ \log H_T = A_0 + A_1 \log D_N + A_2 \log (P_{SI} - 1) \\ + A_3 \log W_S + A_4 \log V_{is} \quad \dots\dots\dots (79) \end{aligned}$$

これらの各変数について、通常の高炉操業で考えられる範囲内で5～8水準だけ変化させ、これらの組合せにより1000組の条件で(78)式を用いてシミュレーション計算を行ない、これらの計算値を用いて重回帰分析により(79)式中の係数 $A_0 \sim A_4$ を求めた。

ただし、 D_N の値は、高炉の大きさに依存するので、 D_N については大、中、小型の高炉を対象とする3つの場合についてそれぞれ計算を行なった。また W_S は高炉の大きさ、すなわち D_N の値に依存するので、 D_N の値に応じて適当な範囲を選んだ。ここで大、中、小型の高炉はほぼ内容積 $4000 m^3$, $2500 m^3$, $1200 m^3$ 級の高炉に相当する。

シミュレーション計算に用いた各変数の値またはその範囲を Table 8 に、また H_S および H_T に関する重回帰分析結果をそれぞれ Table 9, 10 に示す。Table 9, 10 において小型高炉の場合のデータ数が994で、他の場合よりも少ないのは、シミュレーション計算で与えた条件のうち解が求められない場合があったためである。

Table 9, 10 に示した偏回帰係数 $A_1 \sim A_4$ の値は高度に有意であり、回帰式による推定誤差の標準偏差も小さい。また回帰式による推定誤差(95%信頼区間)は大、中型高炉の場合いずれも0.015以下であった。この値は、 H_S , H_T の対数に関する誤差を示し、真値推定の相対誤差ではほぼ3.5%に相当し、十分実用に耐える精度といえる。小型高炉で H_T を推定する場合、相対誤差はこれよりやや大きく4.5%になるが、この場合でも実用上十分と考えられる。

(79)式の各変数に関する偏回帰係数はそれぞれの変数が H_S , H_T に及ぼす影響の大きさを示して、前節で示したシミュレーションモデルによる計算結果と一致している。 W_S の偏回帰係数が大きく、このことは前節に述べた W_S の影響は小さいという結果と一見矛盾しているようであるが、これはこれらの回帰式では P_S のかわりに(77)式で定義される P_{SI} を用いたためである。す

Table 8 Range of variables for the simulating calculation

Level of D_N	Variable	Value of variable							
	$P_{SI}-1$	0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0							
	μ	2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0							
Small	D_N	450	517	594	682	783	900	1034	1188
	W_S	360 ~ 810	414 ~ 930	475 ~ 1069	546 ~ 1228	627 ~ 1410	720 ~ 1620	827 ~ 1861	950 ~ 2138
Medium	D_N	783	900	1034	1188	1364	1567	1800	2068
	W_S	627 ~ 1410	720 ~ 1620	827 ~ 1861	950 ~ 2138	1091 ~ 2455	1254 ~ 2821	1440 ~ 3240	1654 ~ 3722
Large	D_N	1364	1567	1800	2068	2375	2728	3134	3600
	W_S	1091 ~ 2455	1254 ~ 2821	1440 ~ 3240	1654 ~ 3722	1900 ~ 4275	2183 ~ 4911	2507 ~ 5641	2880 ~ 6480

なわち、 P_{SI} は一定であるから(7)式では W_S の増加により P_S も増加するような条件下での W_S の影響を示している、 W_S の偏回帰係数が大きい原因の大部分は前節で示した P_S の変化による影響にある。

(9)式はそれぞれの要因が単独または複合して変化したときの H_S または H_r の相対的变化を知る場合に便利である。いま変化前の値を添字 0 で示すと、変化前後の条件を(9)式に代入し、得られた2つの式の両辺をそれぞれ引くことにより(8)式を得る。

$$\begin{aligned}
 \log \frac{H_S}{H_S^0} \quad \text{または,} \\
 \log \frac{H_r}{H_r^0} = A_1 \log \frac{D_N}{D_N^0} + A_2 \log \frac{P_{Si} - 1}{P_{Si}^0 - 1} \\
 + A_3 \log \frac{W_S}{W_S^0} + A_4 \log \frac{V_{is}}{V_{is}^0} \quad \dots\dots\dots (8)
 \end{aligned}$$

(8)式は、右辺の条件から左辺の値を求めるための近似式であるが、近似による誤差が小さいため、逆に左辺=0すなわち左辺の条件を一定とおいて右辺の変数のうちの1つが変化したとき、他の変数が満足すべき条件を求めることもできる。

Table 9 Results of multi-regression analysis for the simplified correlation for H_S .

Level of DN (Range)	Number of data	Correlation coefficient	Standard deviation of error of estimates	Regression coefficient(Figure in parentheses indicates 95% confidence interval.)					Constant A_0
				A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	
Small 450 ~ 1188	994	0.9991	0.0074	-0.5069 (± 0.0050)	0.3970 (± 0.0013)	0.7553 (± 0.0037)	0.2441 (± 0.0027)	-0.6365	
Medium 783 ~ 2068	1000	0.9992	0.0069	-0.4757 (± 0.0046)	0.3834 (± 0.0012)	0.7378 (± 0.0034)	0.2598 (± 0.0025)	-0.6923	
Large 1364 ~ 3600	1000	0.9992	0.0066	-0.4423 (± 0.0044)	0.3692 (± 0.0011)	0.7210 (± 0.0033)	0.2763 (± 0.0024)	-0.7556	

Table 10 Results of multi-regression analysis for the simplified correlation for H_r .

Level of D_N (Range)	Number of data	Correlation coefficient	Standard deviation of error of estimates	Regression coefficient(Figure in parentheses indicates 95% confidence interval.)					Constant A_0
				A_1	A_2	A_3	A_4		
Small 450 ~ 1188	994	0.9979	0.0098	-0.0936 (±0.0066)	0.2462 (±0.0017)	0.5470 (±0.0049)	0.4557 (±0.0036)	-1.618	
Medium 783 ~ 2068	1000	0.9987	0.0076	-0.1288 (±0.0051)	0.2569 (±0.0013)	0.5645 (±0.0038)	0.4377 (±0.0028)	-1.555	
Large 1364 ~ 3600	1000	0.9990	0.0068	-0.1518 (±0.0046)	0.2627 (±0.0012)	0.5759 (±0.0034)	0.4251 (±0.0025)	-1.515	

8.2 計算図表

80式の関係は容易に計算図表²⁴⁾により示すことができる。中型高炉に関する H_S および H_r の計算図表をFig.18およびFig.19に、また大型高炉に関するものをFig.20およびFig.21に示した。いずれの計算図表も同一の原理に基づいたもので、Fig.18について以下に説明する。参照軸Rを除く各軸はそれぞれの変数を示し、適用に便利のように N_t , P_{SI} , V_{is} は絶対値で、また D , W_S , H_S は相対値で目盛っている。また D_N は、 D と N_t に分け、別々の目盛とした。粘度 V_{is} の軸上に併記している T_p は溶銑温度(°C)を示す。前述のように、スラグ成分に大巾な変化がない場合には、粘度は温度に依存するので粘度の代用として溶銑温度を用いることができる。ここでは、粘度が絶対温度により指数関数的に変化すると仮定し、溶銑温度1480°Cのとき粘度が0.4(Pa·s)であると仮定して、両者の対応をとった。

Fig.18に示した例では、 H_S に対する W_S と P_{SI} の影響を求めているが他の要因が変わった場合も同様の方法により推定することができる。また H_S , H_r の推定だけでなく、たとえば粘度が変化したとき、 H_S を一定とするために必要な出銑回数を推定するためにも、これらの計算図表を利用することができる。

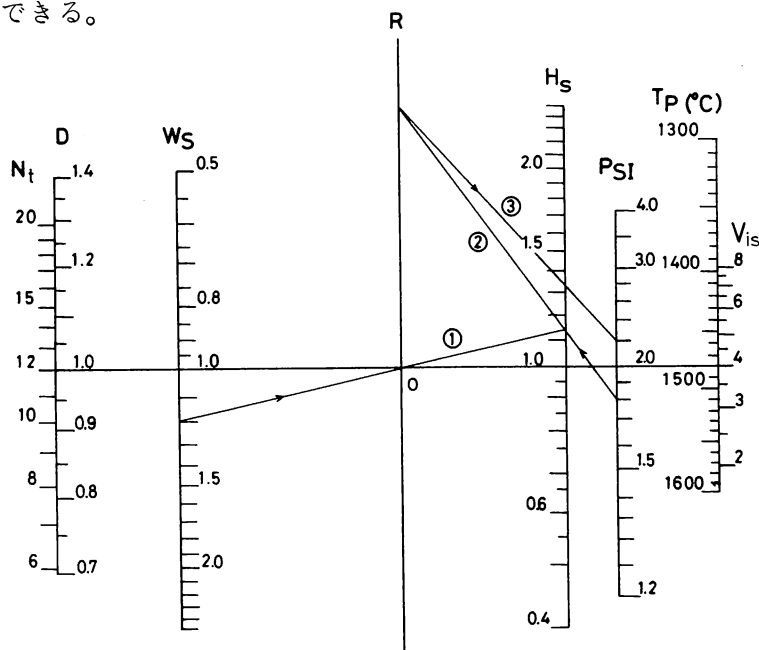


Fig. 18 Nomograph for estimating H_S for blast furnaces of 2500m³ class.

注 Fig.18の計算図表の使い方の例

問題： 1) W_S が1.2倍に増しさらに 2) P_{SI} が1.8から2.2に増したときの H_S の変化を求める。

解：

H_S と W_S は相対値で示されているので、変化前は両者共1.0である。したがって最初の補助線は横軸でありこれと参照線Rの交点0が参照点となる。2本目の補助線は、 W_S が1.2に変化したことから W_S 軸上の1.2と参照点を結び直線①でありこれと H_S 軸の交点から $H_S=1.14$ を読みとる。これが W_S による影響を与える。すなわち W_S が1.2倍となったとき H_S は1.14倍となる。

引きつづき P_{SI} が1.8から2.2に増す場合の推定は、 P_{SI} 軸上で1.8の点から H_S 軸上の前述の1.14の点を結びこの線がR軸を切る点を求める(直線②)。さらにこの参照軸上の点から P_{SI} 軸上2.2の点に線③を引くと③と H_S 軸の交点から $H_S=1.35$ が得られる。したがって H_S の増加は1.35倍と推定される。

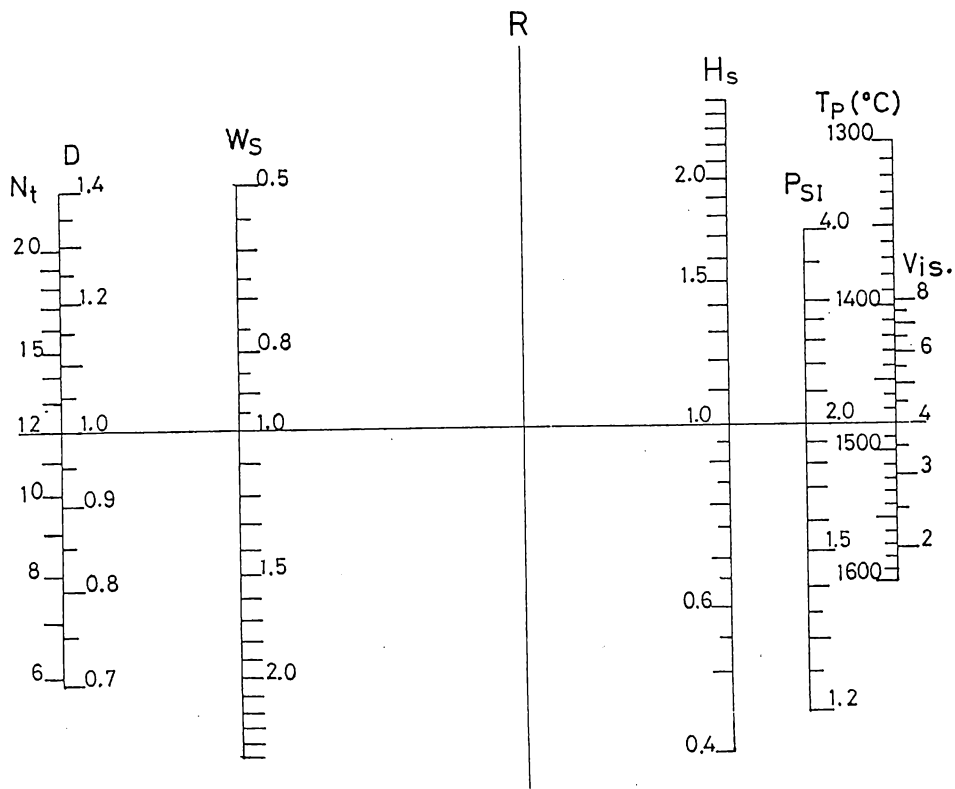


Fig. 19 Nomograph for estimating H_s for blast furnaces of $4000m^3$ class.

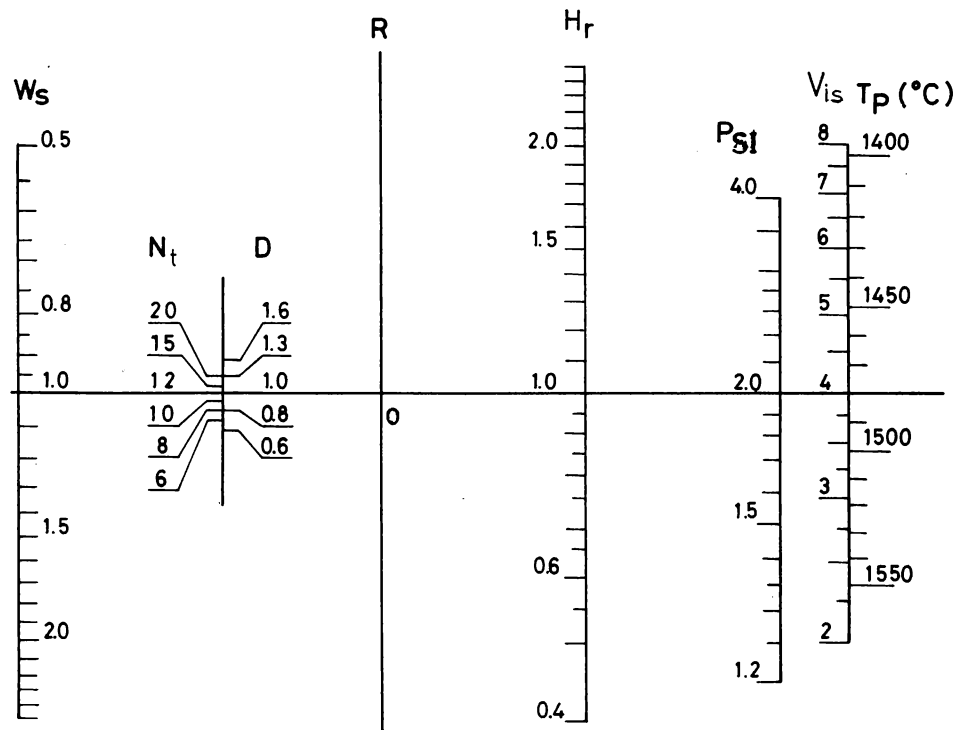


Fig. 20 Nomograph for estimating H_r for blast furnaces of $2500m^3$ class.

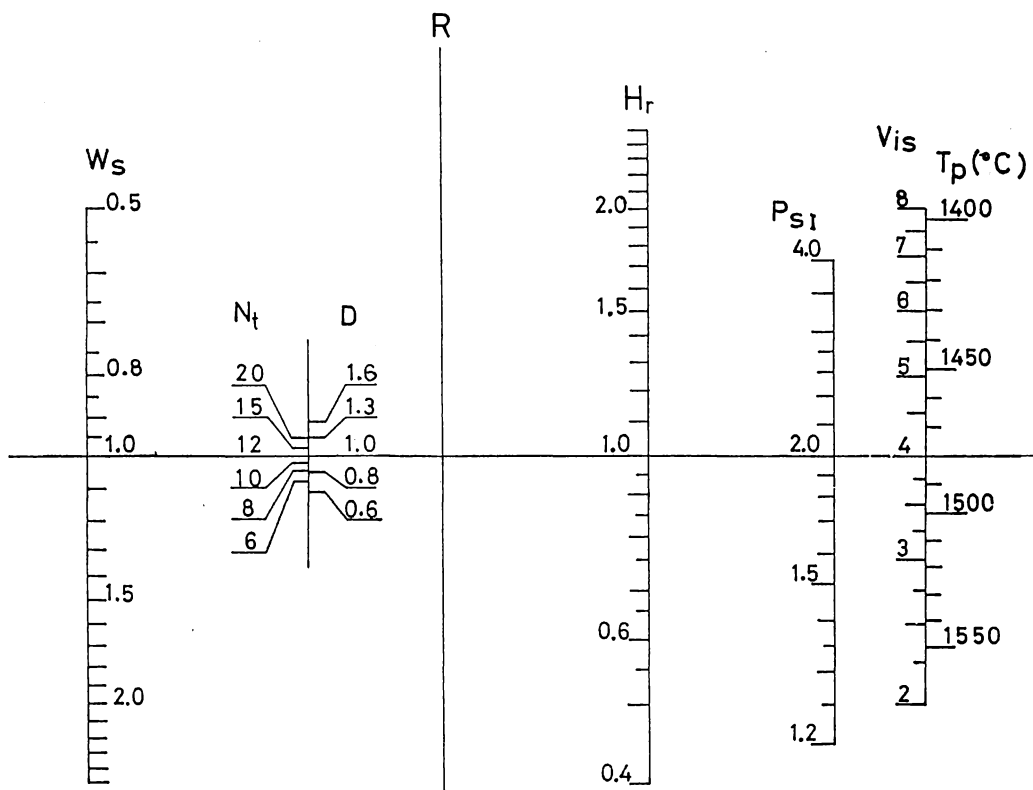


Fig. 21 Nomograph for estimating H_r for blast furnaces of 4000m^3 class.

8.3 簡易推算式の高炉操業解析への適用例（コークス強度と炉床の通液性との関係）

以上に示した計算例では、炉床のコークス層の状態は一定と仮定してきた。64式の C_B を(4)式で置きかえることにより r の定義式を書きかえると81式が得られる。

$$r = \frac{7200}{\pi \rho^2 g} \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3 \phi_s^2 d_p^2} \dots\dots\dots (81)$$

通常の高炉操業では、 ρ 、 g はほぼ一定であることを考慮すると、 r はコークス層の状態に支配されることがわかる。充てん層の圧力損失を示す(2)式と81式を比較すると、 r は ρ および g を除外して、圧力損失に与えるコークス層の状態の影響を示し、コークス層の通液抵抗を示すといえる。

(79)、(80)式では r の項は一定として考慮していないが、(66)式あるいは(71)式から明らかなように、 r と V_{is} は常に両者の積の形で式中に表われていて、両者の変化は同等であることがわかる。すなわち、炉床のコークス層の空間率 ε あるいは粒度 d_p の低下による通液抵抗 (r) の上昇は、(79)、(80)式における V_{is} の上昇と同等の効果を与える。したがって、出滓の諸条件から r 一定として計算される溶滓粘度 V_{is} とスラグ成分と温度から推定される溶滓粘度の相違により、 r すなわち炉床コークスの通液抵抗の変化を推定することができる。

高炉の通常操業時には、炉内の液面が一定限度以上に上昇すると送風圧力の上昇など炉況に悪影響が現われるので、出銑回数の増加などの出銑滓作業の改善により液面が上述の一定限度以内となるように調節される。

このことから逆に H_s は一定であると仮定すると、80式から

$$-\log \frac{V_{is}}{V_{is}^0} = \frac{A_1}{A_4} \log \frac{D_N}{D_N^0} + \frac{A_2}{A_4} \log \frac{P_{SI} - 1}{P_{SI}^0 - 1} + \frac{A_3}{A_4} \log \frac{W_s}{W_s^0} \quad \dots\dots\dots 82$$

が得られ、出滓条件の変化から溶滓の粘度変化 V_{is} / V_{is}^0 が推定される。

スラグ成分と温度から推定される溶滓粘度を μ_c とすると、上述の基準値に対応する値 μ_c^0 を用いて、同様に μ_c / μ_c^0 が求められる。

炉床の通液抵抗 γ が変化する場合、 V_{is} は前述の議論により

$$V_{is} \propto \mu_c \cdot \gamma \quad \dots\dots\dots 83$$

と考えることができる。したがって

$$\frac{V_{is}}{V_{is}^0} \bigg/ \frac{\mu_c}{\mu_c^0} = \frac{\gamma}{\gamma^0} \quad \dots\dots\dots 84$$

の関係が成り立ち、高炉の操業データから炉床コークスの通液抵抗の相対的变化を知ることができる。

通常、コークスの強度は、異なったコークス化性を持つ原料炭を適切に配合することによって一定に保たれているが、良質な原料炭が入手できない場合には強度低下が起こる。Fig.2 2は、このような原因によりコークス強度が低下したときの1日平均の操業データを用いて、84式に示す粘度の相対値の比とコークス強度 DI_{15}^{30} （ドラム強度，30回転，+15mm%）との関係を示したものである。

Fig.2 2 から DI_{15}^{30} が9.15%以下になると炉床の通液抵抗は明白に増加する。この解析結果に基づいて、現在、川崎製鉄(株)の各高炉に供給されるコークスの強度、 DI_{15}^{30} は常に9.15%以上になるようその管理値を9.17%以上と定めて製造が行なわれている。

高炉の操業成績は、装入原料の品質、操業方法、設備の良否により影響されるため、個々の改良事項単独の効果を定量的に評価することは困難である。しかし、最近の高炉操業で、棚吊りが数年に1回程度と極めて希になった原因の一部として、本研究結果に基づく次のような出滓条件の改良が効果的であったと考えられる。

- (1) 出滓速度を低下させたこと。
- (2) 溶銑温度の低下を防止したこと。
- (3) コークス強度の限界値を見出し、十分な強度のコークスを使用するようにしたこと。

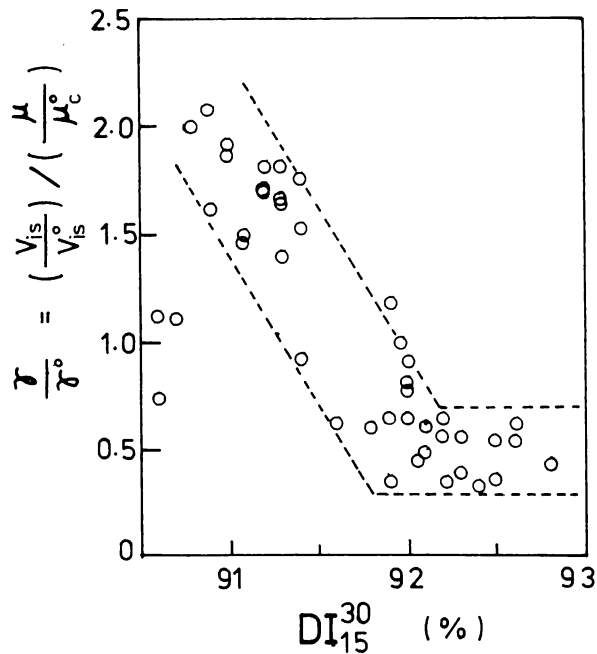


Fig. 22 Relationship between relative liquid permeability of hearth, $\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{V_{is}}{V_{is}^0} / \frac{\mu_c}{\mu_{c0}}$, as calculated from the simplified correlation for H_S and the cold strength of coke as shown by drum index, DI_{15}^{30} .

9 第4章の総括

高炉内で生成した溶銑，溶滓は，炉床内に一時的に溜められたのち，出銑口から炉外に排出される。炉床内に溜った溶融物の量が過大になると，羽口近傍のガス流に影響を及ぼすようになり，棚吊り，スリップなどの炉況悪化の原因となる。炉床内に溜った溶融物を十分に排出し，炉床内の残留溶融物量を低下させるための出銑，出滓条件を明らかにするために，溶銑と比べて動粘度が著しく高く，炉床内に残留しやすいと考えられる溶滓の出銑時における炉床内の流れをモデル実験により解析した。以下に本研究の総括を示す。

(1) 高炉の炉床内における出銑時の溶滓流れを，充てん層を通る液体の非定常流れとみなし，炉床の状態を単純化した仮定に基づいて数式モデル化し，理論的にスケールアップの条件を求めた。

(2) 室温における模型実験により，液体の粘度および密度，流出速度ならびに流出開始時の液層厚さを因子として取上げ，充てん層内の液流れに及ぼす影響を実験的に検討した。また理論的に求めたスケールアップの条件に基づきこれらの実験結果を整理して，流出開始時の蓄積液量に対する残留液量の分率である残留率 α を無次元の流出係数 F_L により統一的に整理し，両者の関係を図示した。

またスケールアップの条件を与える無次元数の実験水準の範囲は、実際の高炉の炉床について推定されるそれらの値を十分に含んでいるため、上記の実験結果は前述の単純化の範囲内で高炉によく適用できることを示した。

(3) 溶滓流れに適用できる実験結果が溶銑の流れにも適用できると仮定して、両者の高炉炉床内の残留量を比較し、炉床に残留する溶融物の大部分は溶滓であることを示した。したがって高炉操業では溶滓の排出を十分行なう必要がある。

(4) さきに求めた実験結果と、出銑時の炉床における溶滓の物質収支式から、出滓条件を示す変数間の関係式（出滓のシミュレーションモデル）を導き、出滓開始時のスラグ層厚さならびに出銑終了時の残滓量に及ぼす出滓速度、出銑回数などの影響がこの関係式により求められることを示した。

(5) 出滓のシミュレーションモデルを用いて推定される出滓量と実測される出滓量とが良く一致し、さらにこのモデルによって推定した残滓量の増加と棚吊りひん度の増加とが対応していることから、このモデルは高炉に適用可能であることを示した。

(6) シミュレーションモデルを用いる計算によって出滓開始時のスラグ層厚さ、終了時の残滓量に及ぼす出滓速度、出銑回数、溶滓粘度などの影響を定量的に示し、スラグ層厚さおよび残滓量は、出滓速度と溶滓粘度の増加、出銑回数の減少により増加することを示した。

(7) 炉床内の蓄積溶滓量を低く保つためには、出滓速度を低く保ち、溶銑温度の低下による溶滓粘度の上昇をさけるため、適切な炉熱制御を行なう必要がある。

これらの条件が満たされないためにスラグ層厚さが増したときには、出銑回数を増すのが有効な手段であるが、この場合には残滓量は少しだけ低下するかまたは逆に増加するので、とくに出銑遅れのないように注意する必要がある。

(8) スラグ層厚さ、残滓量を容易に推定しうる簡易推算式を導き、これらに基づいて計算図表を作成した。

(9) コークス強度が低下したときの高炉操業データを用いて、簡易推算式により求めた炉床コークス層の通液抵抗の相対値とコークス強度の関係を検討し、通液抵抗に影響を及ぼさないコークス強度の下限値がドラム強度（ DI_{15}^{30} ）で91.5%であることを見出した。

本研究結果を基に高炉の出銑方法を改善し、造銑、造滓速度の増加にもかかわらず出滓速度をあまり上昇させないことにより、最近の高炉操業では残留溶融物量の異常な増加による極端な炉況の悪化はほとんど見られなくなった。このような出銑、出滓条件の変化により、多くの高炉で複数の出銑口を順次用いてほぼ連続的に出銑が行なわれるようになった。今後、このような連続出銑に近い条件で行なわれる出銑時における高炉の炉床内の溶融物の流れをより詳細に知り、最適な出銑、出滓作業の指針を得るためには、本研究で一定と仮定した出滓速度の変化と水平と仮定した出銑中の溶滓—溶銑界面の動きとを考慮した研究が必要と考えられる。

第4章で用いた記号

$A_0 \sim A_4$: 回帰式(79), の係数	
C_B	: (4)式により定義される充てん層の摩擦抵抗係数	[Pa · s · m ⁻²]
D	: 炉床径	[m]
D_H	: 流出開始時の液層の厚さ	[m]
D_H^*	: = D_H / D_T (無次元液層厚)	[-]
D_N	: = $N_t \cdot D^2$	[m ² · day ⁻¹]
D_T	: 装置径	[m]
d_i	: 粒度分析の篩目間の代表径	[m]
d_p	: 調和平均径	[m]
F_L	: 流出係数, (39式)	[-]
Fr	: フルード数(39式)	[-]
f	: α を示す F_L の関数 (Fig.8 の関係を示す)	
f_S	: 液面の高さを示す関数	[m]
g (\mathbf{g})	: 重力加速度 (同ベクトル)	[m · s ⁻²]
H_T	: 出銑終了時の残留スラグ層厚さ	[m]
H_S	: 出滓開始時のスラグ層厚さ	[m]
h	: 基準面からの垂直高さ	[m]
I_P, I_S, I_{SP}	: 粒度分布指数 (42, 41, 44式)	[-]
K	: 透過係数	[m ²]
k	: (40)式で定義される定数	[-]
\mathbf{k}	: z 軸の単位ベクトル	[m]
N_t	: 出銑回数	[day ⁻¹]
\mathbf{n}	: 面に垂直なベクトル	
P	: 圧力	[Pa]
P^*	: (20)式で定義される無次元圧力	[-]
$\Delta P / \Delta L$: 圧力勾配	[Pa · m ⁻¹]
P_0	: 液面圧力	[Pa]
P_S	: 出滓速度	[t · min ⁻¹]
P_{SI}	: 出滓速度と造滓速度の比	[-]
R	: 充てん層流れの粘性抵抗 (ベクトル)	[Pa · m ⁻¹]
Re_b	: 充てん層流れのレイノルズ数 (34式)	[-]
Re_{p_0}	: V_0 に相当する粒子レイノルズ数 (40式)	[-]
R_u	: (39)式により定義される変数	[m · s ⁻²]

R_v	: 流入速度 V_I に対する流出速度 V_0 の比 (V_0 / V_I)	[-]
T_i	: 出鉄間隔	[min]
T_s	: 出滓時間	[min]
t	: 時間	[s]
t^*	: (19)式で定義される無次元時間	[-]
V	: 空塔基準流速 (スカラー値)	[$m \cdot s^{-1}$]
V_0	: 空塔装置断面基準の流速	[$m \cdot s^{-1}$]
V_{is}	: 溶滓粘度	[Poise]
V	: 空塔基準流速 (ベクトル)	[$m \cdot s^{-1}$]
V^*	: (21)式で定義される無次元流速 (ベクトル)	[-]
V_0	: 流出口での流速 (ベクトル)	[$m \cdot s^{-1}$]
V_I	: 空塔装置断面基準の流入速度	[$m \cdot s^{-1}$]
W_b	: 出滓開始時の蓄積スラグ量	[t]
W_m	: 1 出鉄あたりの造滓量	[t]
W_r	: 出滓終了時の残滓量	[t]
W_s	: 1 日の出滓量	[t / day^{-1}]
W_t	: 1 出鉄あたりの出滓量	[t]
W_i	: 粒度分析で篩目 d_i の粒子の重量分率	[-]
x, y, z	: 直交座標系の各座標軸	
α	: 残留率 (出滓終了時の残滓量 / 出滓開始時の蓄積スラグ量)	[-]
β	: 炉床の有効断面積の補正係数	[-]
γ	: 炉床の通液抵抗を示す係数, 64式	[$min \cdot m^2 \cdot Poise^{-1} \cdot t^{-1}$]
ε	: 充てん層の空間率	[-]
Φ	: 装入物の種類と粒度分布により決まる通気抵抗の補正係数	[-]
ϕ	: 粒子の形状係数	[-]
ϕ	: 液面の形を示す一般式	
ϕ_s	: 炉床の液面の形を示す関数	
Ψ	: Darcy 式中の換算水頭, 51)式	[m]
μ	: 粘度	[Pa · s]
μ_c	: スラグ成分, 温度から推算した粘度	[Poise]
ρ	: 密度	[$kg \cdot m^{-3}$]

添 字

$_0$ または 0 : 基準状態を示す

x, y, z : 座標軸方向の成分

* : 無次元数であることを示す。

微分演算子

$$\mathbf{grad} = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\mathbf{div} = \mathbf{i} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \cdot \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z}$$

単位で〔－〕により示されたものはそれが無次元であることを示す。

第4章の引用文献

- 1) T. Yatsuzuka, Y. Yamada and T. Tayama : " Blast Furnace Technology", ed. by J. Szekely, Marcel Dekker Inc., (1972) P. 85
- 2) J. W. Carlson : Blast Furn. Steel Pl., 47(1959) P478
- 3) V. Etorre : C. D. S. Circ., 12(1968) P.2629 (BISI 7116)
- 4) 下間照男, 宮下恒雄, 山田建夫, 大槻満 : 鉄と鋼, 57(1971)11, S346
- 5) 日本鋼管技研 : 学振第54委員会資料, 54委1230(1972)
- 6) 児玉惟孝 : 学振第54委員会資料, 54委1176(1970)
- 7) 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)P. 535
- 8) 森岡恭昭 : 私信(千葉第1高炉の解体調査結果を報告したもの)
- 9) 日本鋼管技研 : 学振第54委員会資料, 54委1157(1970)
- 10) S. M. Tleugubalov, B. S. Toropygin, V. I. Eliseev : Steel in the USSR, 2(1972)P.90.
- 11) 桑野芳一, 山本誠一, 大谷啓一, 本田紘一, 張東植, 中根千富 : 鉄と鋼, 58(1972) P.1203
- 12) 羽田野道春, 栗田興一, 岡根幸司 : 鉄と鋼, 63(1977) P.974
- 13) 福武剛, 岡部俠児 : 鉄と鋼, 57(1971)11, S347
- 14) 川崎製鉄技研 : 学振第54委員会資料, 54委1214(1971)
- 15) J. Radestock and R. Jeschar : Stahl u. Eisen, 90(1972) P.1214
- 16) 羽田野道春, 栗田興一, 山岡秀行, 下田輝久, 梶原義雄 : 鉄と鋼, 64(1979)2, A9
- 17) P. C. Carman : Trans. Instn. Chem. Engr., 15(1937) P.150
- 18) R. B. Bird, W. E. Stewart and E. N. Lightfoot : "Transport Phenomena", (1960) P107, 108, John Wiley & Sons Inc.
- 19) H. Lamb : "Hydrodynamics", (1932) P.7, Cambridge Univ. Press.
- 20) 福武剛, 岡部俠児 : 鉄と鋼, 57(1971)10, P.627
- 21) P. A. Longwell : "Mechanics of Fluid Flow", (1960) P.72, McGraw - Hill Inc.
- 22) J. F. Elliott, M. Gleiser, V. Ramakrishna : "Thermochemistry for Steelmaking, Volume II", (1963) P652, 669, 670, Addison-Wisley Inc.
- 23) J. F. Elliott, R. A. Buchanan, J. B. Wagstaff : J. Metals, 4(1952) P.709
- 24) A. S. レベンス著, 藤本尚成訳 : 「計算図表—— 計算図表設計技術とその応用——」(1965) ブレイン図書出版

- 25) J. J. Connor and C. A. Brebbia, 奥村敏恵監訳: 「流体解析への有限要素法の応用」,
サイエンス社, (1978) P.160~163
- 26) 尾関和夫: 「新版品質管理便覧」, 新版品質管理便覧編集委員会編, (1977),
日本規格協会, P.119

第5章 結 言

第5章 結 言

現在鉄鋼業においてひろく採用されている製鉄用高炉は，気相と凝縮相の向流反応容器と見なすことができる。羽口前で生成した高温の還元ガスは炉上方へ流れ，一方，炉頂に装入された鉱石は，下降しながら，上昇するガスにより加熱，還元され，金属鉄とスラグになり溶解する。熔融生成物は，コークス層中をガスと向流に滴下し一旦炉床に溜ったのち，間欠的に炉外に排出される。

高炉内で起こる現象は，化学反応，異相間の熱と物質の移動およびガス，液体，固体の流れに大別できる。これらは相互に影響し合っていて，高炉全体を一つのプロセスとして解析しようとする場合には，それぞれの現象に関する定量的な知識が必要となる。本研究では，これらのなかで，とくにガスと液体の流れを取り上げた。

高炉内は，ガスと液体の流れに関して特徴的な次の3領域に分けられる。すなわち

- 1) 熔融帯より上部で，鉱石，コークスの充てん層内をガスが流れる炉上部
- 2) 熔融帯より下部で，コークス層内を上部から液体が，下部からガスが向流に流れる炉下部
- 3) 炉床に溜った液体がコークス層を通過して出銑口へ流れる炉床部

である。これら3領域の流れを定量的に取扱うための基礎を与えることを目的として，ここでは次の3項目について研究を行なった。

- 1) 均質な充てん層内の多次元ガス流れを記述する数式モデルの検討。
- 2) 炉下部におけるガス圧力損失，液ホールドアップなどの流れの物理特性を推定しうる実験式の導出。
- 3) 炉床における出銑時の溶滓流れの解析に基づく炉床内に残留する溶滓量とこれに及ぼす出銑，出滓条件の影響の定量的な検討。

研究結果を総括し，あわせて今後に残された課題を述べると以下の通りである。

充てん層内のガス流と圧力分布を数式モデルによりシミュレートする方法を明らかにするため，狭いガス吹込口を持つ2次元充てん層について充てん層内の圧力分布を，充てん粒子径，ガス流量を変えて測定した。また Ergun の圧力損失式の2次元充てん層への拡張式を実験条件と同一の境界条件を用いて数値的に解き，測定値と計算値とを比較することにより次のことを明らかにした。

- 1) 層内の大部分の領域で圧力損失の測定値と計算値は良く一致している。
- 2) ガス入口の近傍においては，圧力損失の計算値は，測定値より大きい。この偏差は，ガス入口に近づくほど大きくなり，入口のごく近傍では実験値の10%程度であった。この偏差は，実験装置のガス入口近傍におけるガス流速の変化が大きいため，Ergun の圧力損失式の2次元充てん層への拡張式に誤差が生じたためと考えられる。
- 3) ガス入口の流速が大きくない場合には，Ergun 式の拡張式を用いて，充てん層内の圧力分布

ならびにガスの流速分布を推定することが可能である。

さらに、理論的に誘導した無次元圧力が充てん層の大きさ、ガスの絶対圧力に影響されないことを示した。

一方、液相が存在する充てん層については、最も単純な気液向流領域においても、Ergun 式に相当する一般的な圧力損失式は見当たらない。高炉内で液流とガス流が共存する滴下帯における流れは、化学工学の分野でふつう取り扱われている流れと多くの点で異なることを明らかにした後、高炉への適用を目的として滴下帯の流れに相似させた室温気液向流層を用いて実験を行なった。実験結果を解析することにより、

- 1) ガス流が存在しない領域からフラッキングを起こすまでの広いガス流速範囲内で液体のホールドアップの推定式を導いた。
- 2) Ergun 式を液相の存在する領域まで拡張することにより、液相の有無に無関係の圧力損失の推定式を導いた。またこの推定式を用いてフラッキング速度の推定を行なった。
- 3) かん液相における充てん物の流動化条件を明らかにし、高炉内では滴下帯におけるコークス層の流動化が起こり、フラッキングは起こり難いことを示した。

さらに以上の解析結果を用いて高炉下部のガス流れを考察し、実操業高炉では滴下帯の流動化によるスリップが起こりうることを示した。

高炉の炉床に溜った溶滓が出銑口から排出されるとき炉床内の溶滓の流れを模型実験により解析し、それらの実験結果を用いて、炉床内に残留する溶融物の大部分が溶滓であり、

- 1) 残留溶滓量は、出滓速度および溶滓粘度の増加、ならびに出銑回数の減少により増加する。
- 2) 残滓量の増加により棚吊りが起こりやすくなる。
- 3) コークスの強度が炉床内の溶滓の流れに影響する。

ことなどを明らかにした。

高炉の羽口から炉頂にいたるまでのガスの流れと滴下帯における液体の流れは、高炉の操業成績を支配する重要な因子である。最近多くの高炉では、ムーバブルアーマー、ベルレス装入装置などが用いられるようになった。これらの装置による高炉半径方向のガス流分布の制御技術の進歩は、高炉の燃料比低減に大きく貢献している。融着帯生成領域より上の高炉上部では、ガス流分布は、主として炉頂で形成した装入物分布により決まる通気抵抗分布に支配される。一方、融着帯を含む高炉下部では、ガス流はこの他に滴下帯と塊状帯の通気抵抗により影響される。本研究によって得られた充てん層内の2次元ガス流れと気液向流充てん層に関する基礎的研究の結果は、高炉上部と下部におけるガス流分布をより詳細に検討することを可能にし、従来多くを操業経験に頼ってきた装入物分布制御の理論的裏付けを与えるとともに、より高度な制御技術の確立に寄与するものと考えられる。また高炉

内のガスと液体の流れに限定すれば，羽口近傍の気液クロス流領域の解明が今後に残された課題といえよう。

また炉床における出銑時の溶滓の流れの研究から，残留溶融物量を減少させるためには，出滓速度の低下が重要であることが示された。最近の高炉操業では，高炉が大型化し，高圧操業方式が採用されるようになり，時間あたりの造銑，造滓量が増加したにもかかわらず，出滓速度はあまり増加せず，複数の出銑口を順次使用してほとんど連続的に出銑が行なわれるようになった。このように出滓速度を増加させないような出銑作業を実現することにより，残滓量の増加による高炉炉況の極端な悪化は，ほとんど見られなくなった。今後，連続に近い出銑を行なう高炉の炉床内の流れをより詳細に知り，最適な出銑，出滓作業の指針を得るためには，本研究で一定と仮定した出滓速度の変化と，水平と仮定した出銑中の溶滓 — 溶銑界面の動きとを考慮した研究がさらに必要と考えられる。

謝 辞

本研究を完成するにあたり御懇切なる御指導および御教示を賜った京都大学教授 近藤良夫博士、同教授 盛 利貞博士、同助教授 朝木善次郎博士に心から感謝の意を表わします。

第3章の研究は、London 大学、Imperial College において行なった実験結果をもとにしたものである。同大学において、Supervisor として実験の指導を賜った Dr. V. Rajakumar に感謝いたします。

また、本研究の許可、御支援をいただいた川崎製鉄株式会社 技術研究所 所長 太田豊彦博士、同副所長 藤元克己博士、同社常勤顧問 三本木貢治博士に厚くお礼申し上げます。

さらに本研究遂行中、有益な討論を下された川崎製鉄技術研究所製鉄研究室の皆さんに感謝いたします。

とくに、同研究所次長 岡部俵児博士は、同研究所における著者の直属の上司として長期間変りない御支援と御指導を賜りました。ここに記して感謝の意を表します。