

論 文

冷間模型による高炉内装入物の力学的挙動と ガス通気性の検討

清水 正賢*・山口 荒太*・稲葉 晋一*²・成田 貴一*²

Dynamics of Burden Materials and Gas Flow in the Blast Furnace

Masakata SHIMIZU, Arata YAMAGUCHI, Shin-ichi INABA, and Kiichi NARITA

Synopsis:

Descending behavior of burden materials and distribution of stresses in the blast furnace were studied by the use of a reduced-scale model.

Appearance of burden descent is, macroscopically, like a plug flow at upper part of the belly and a funnel flow at the bosh. However, at the peripheral region close to the wall, a mixed zone of ore and coke is formed and its dimension depends on the shaft angle and the shape factor of burden.

Stress field is an active state in the shaft and is a passive state in the bosh. At the belly in a transitional state, the horizontal stress develops markedly.

Particles flow into the raceway passing through a narrow part above the tuyere nose. A profile of dead coke zone estimated by a theoretical consideration of the stress field of passive state shows a good agreement with the experimental results.

The gas permeability of a moving bed with a funnel flow is higher than that of fixed bed because of the increase in void fraction.

1. 緒 言

高炉解体調査によると、炉内での装入物の降下状態はほぼ整然とした交互層状構造を維持しているが、炉壁部では局部的に混合層が形成され、これが炉内のガス流分布を制御する上で大きな問題となつている。現在、炉内のガス流分布に対しては、炉中心部での狭い領域で温度の高い「中心操業」を達成すべく、装入分布を主体とした制御が行われているが、周辺ガス流の制御に関しては、炉口での装入分布だけでは解決できない点が多く、炉壁混合層の形成等、降下過程における堆積層の構造変化をも考慮した制御が必要である。装入物の降下挙動については、*J. B. WAGSTAFF*¹⁾、*宮坂ら*²⁾ のモデル実験があるが、いずれも定性的なマクロ観察に留つており、特に、周辺部での固体の挙動を理解する上での力学的要因については明らかでない。ここでは、模型高炉を用いて装入物の降下挙動を調査すると共に、炉内の応力分布を測定し、炉壁混合層の形成機構と降下特性に関する力学的検討を行った。また、動的条件下での堆積層のガス通気性についても実験的検討を加えた。

2. 装入物の降下挙動と応力分布

2.1 実験装置

2.1.1 高炉半裁模型

装入物の降下挙動を直接観察するために、Fig. 1(A) に示す高炉半裁模型を製作した。本装置は羽口 8 本を備え送風可能であり、垂直前面壁には透明アクリル板を用いている。装入物は羽口前面下のパイプを通してテーブルフィーダーで排出される。装入物の降下状態を実高炉と相似させるために、羽口レベルに半円状の底板を設置して炉芯コークス層を形成させた。炉壁混合層の形成機構を調査する場合には特にシャフト角度 79°, 83°, 87°, 90° の炉体を使用した。また、炉壁背面の高さ方向に 8 個の土圧計が取り付けられている。

2.1.2 高炉全周模型

Fig. 1(B) に示す高炉全周模型は半裁模型の縮尺 7/10 で主として応力測定に用いた。装入物は羽口レベルに設置した円盤状底板下の炉底ホッパーから排出した。本装置の壁応力測定点は 9 点である。

2.1.3 応力測定装置

炉壁への応力の測定には市販の固定型土圧計を、層内

昭和 55 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 56 年 7 月 24 日受付 (Received July 24, 1981)

* (株)神戸製鋼所中央研究所 (Central Research Laboratory, Kobe Steel, Ltd., 1-3-18 Wakinohama-cho Chuo-ku Kobe 651)

*² (株)神戸製鋼所中央研究所 工博 (Central Research Laboratory, Kobe Steel, Ltd.)

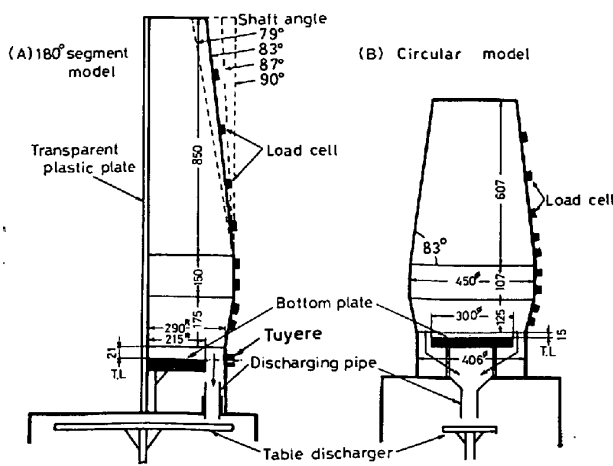


Fig. 1. Experimental apparatus.

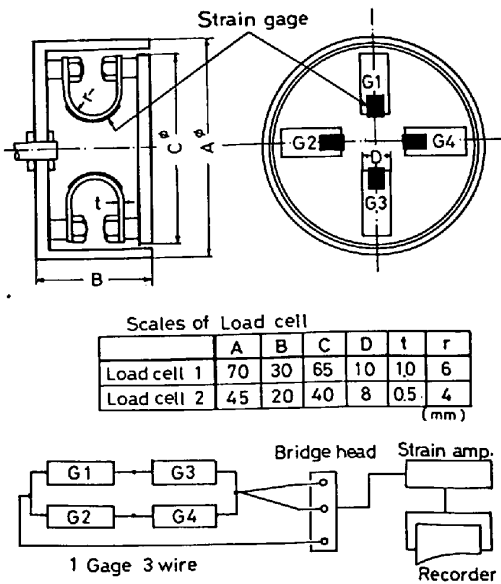


Fig. 2. Schematic drawing of descending type load cell.

の応力変化を測定する場合には自作した埋設移動型土圧計を用いた。固定型土圧計は受圧面が直径 30 mm の円形で、周辺が支持されたステンレス製受圧面の歪を受圧面中心で検出する機構である。したがって、偏芯負荷に対する測定誤差 (±20%) や粒径の大きな装入物 (受圧面径/粒子径 = 5 ~ 8) に対する出力の振幅が非常に大きい (平均出力の ±60~80%)。一方、移動型土圧計は受圧面径 65 mm φ と 40 mm φ の二種類で、その概略を Fig. 2 に示す。計器本体は自重による先行降下を避けるため起歪板以外はプラスチック製として軽量化 (大型土圧計: 105 g, 小型土圧計: 36 g) に努めた。受圧面はストレインゲージを貼付した 4 枚の起歪板によって支持されており、ゲージ結線は各支持点での歪み量が平均化して出力される 1 Gage 3 Wire 法を採用した。土圧計の検定は標準錘を載せる重錘法と貯水槽中に沈める静水

圧法で行った。両法による検定結果は良く一致しており、負荷に対する直線性は極めて良好で、偏芯負荷、中心負荷の差もほとんど認められなかつた。また土圧計の応答性を示す共振周波数は、打撃試験の結果、大型土圧計で 1080 Hz, 小型土圧計で 1300 Hz であつた。

2.1.4 装入試料

装入物の降下挙動の観察には、5~10 mm コークス、3~5 mm 焼結鉱、2~5 mm ペレットを用い、鉱石類は白色ペンキで着色した。応力測定に際しては、これら粒子は出力の変動が大きく、絶対値の把握が困難なため、摩擦角特性がコークスに近く、しかも移動層での壁面垂直応力の振幅が小さい、粒径 1.2~2.0 mm, 高密度 1.40 の川砂を使用した。また、Jenike Flow Factor Tester (Cell 径 90 mm φ) による直接剪断試験の結果、コークス (粒径 2.83~4.76 mm) の内部摩擦角 (φ_i) は約 44°, 壁面摩擦角 (φ_w) は約 23°, 川砂に対しては φ_i, φ_w がそれぞれ約 40°, 28° であつた。

2.2 実験方法

2.2.1 実験条件の決定

粉粒体の流れに関するスケールアップ因子は一般に次式で示される。

$$L_p/L_m = \lambda \dots\dots\dots (1)$$

$$v_p = \sqrt{\lambda} \cdot v_m \dots\dots\dots (2)$$

ここで L : 長さ, v : 速度, 添字 p : 実機, m : 模型
本実験の装入物降下速度は実高炉 (内容積 3800~4500 m³, 出鉄比 1.8~2.1) の炉口基準降下速度 10~12 cm/min に相当する範囲とし、上式を用いて半裁模型で 2.2~2.6, 全周模型で 1.8~2.1 cm/min とした。

2.2.2 降下挙動の観察方法

半裁模型内にコークスを充填し、約 7 min 降下させた後、炉口部よりコークスとペレットまたは焼結鉱を層厚約 12 mm で交互に充填し、装入物の降下挙動を観察した。実験終了後、装入物を炉口部より 10~20 mm 間隔で吸引排出して水平断面を観察した。ここでは、主として同一水平面上での半径方向の降下速度分布および炉壁近傍での局所的な混合層の形成挙動を調査するために、装入物は水平充填とした。

固体の流線を求める場合は、全周模型内に川砂を充填し、層表面高さを一定に維持しつつ堆積層を降下させる。川砂の補給と同時に番号の記されたアルミナ球 (粒径 5 mm) を一定時間間隔で層表面半径方向の所定位置 (7ヶ所) に 1 粒子ずつ順次埋め込む。初期埋設粒子が炉底部より排出された時点で降下を止め、炉口部より吸引法によって充填物を排除し、各アルミナ球の炉内位置を測定した。移動層内でのアルミナ球の挙動については、

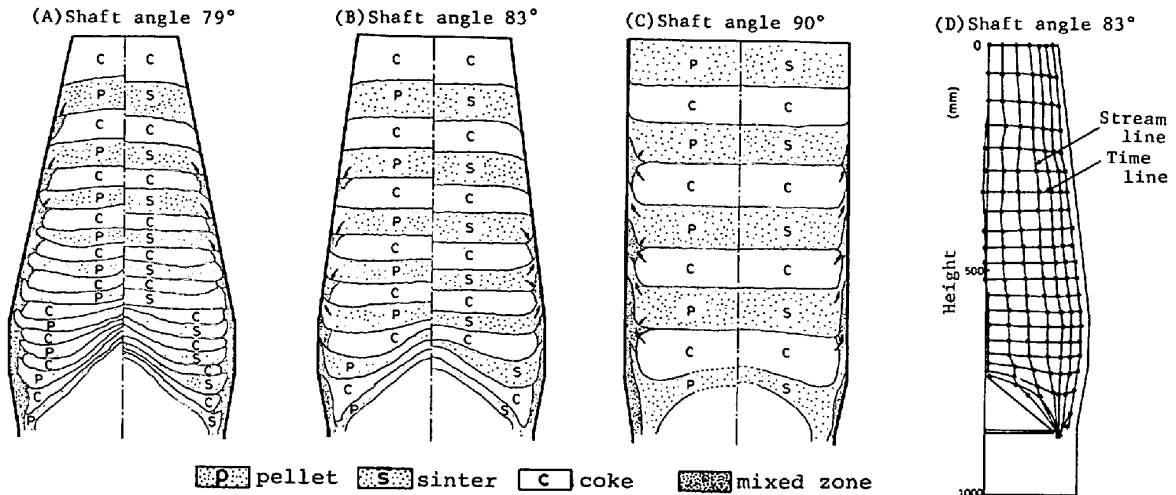


Fig. 3. Appearance of burden descent obtained by dissection method. (A), (B), (C)-Effect of shaft angle. (D)-Stream and time lines of tracer particles.

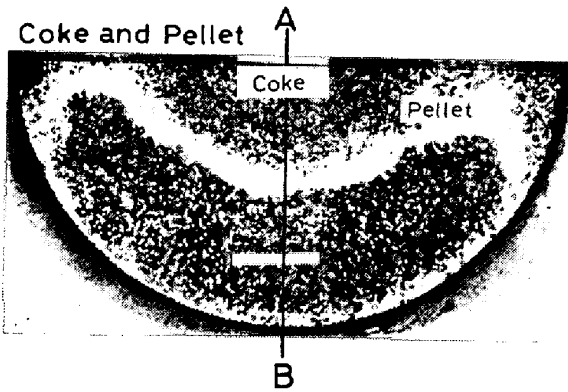


Photo. 1 Horizontal cross section of burden materials at belly.

前もつて調査した着色砂との同時装入において、着色層からの遊離が認められなかつたことから、流線および等時間線の把握に問題がないことを確認した。

2.2.3 応力測定法

模型内に川砂を充填し、充填直後の壁面垂直応力を測定した。その後充填物を一定速度で降下排出させつつ、同時に試料を装入して降下時の壁面垂直応力を測定した。さらに堆積層表面の所定位置に移動型土圧計を埋設し、降下にともなう内部応力の変化を調べた。層内の垂直応力、水平応力は土圧計の受圧面を上向き、横向き(炉内方向)に設置して測定した。降下時における受圧面の向きは、事前調査の結果、ポッシュ中段以下の周辺部および中心部で若干等時間線に沿う方向へ変化するものの、それ以外の領域では埋設時の状態を維持していた。

炉内での土圧計位置の推定は、土圧計の導線に目盛られた値を、あらかじめ検量した導線のたるみ量によつて補正して求めた。

2.3 実験結果および考察

2.3.1 装入物の降下挙動と炉壁混合層の形成

装入物の降下挙動を前面アクリル板から透視観察する場合、粒子に働く壁面摩擦力の影響に留意する必要がある。特に、堆積層内の水平応力や壁面摩擦係数が増大した場合には壁面摩擦力が粒子間応力より大きくなり、壁近傍の粒子層内にすべりが生ずる。この場合、壁面に接する粒子は降下が遅れ、層内部と異なつた挙動を示す。Photo. 1 に炉腹部の水平断面写真を示す。水平断面の層構造は円周方向で著しく異なつており、特に前面アクリル板と炉体とが接するコーナー部には、局所的なコークスの滞留域が形成されている。この滞留域は他の領域には認められず、透視観察される降下状態は正確な内部構造を示していないことが明らかとなつた。そこで、降下挙動の把握は垂直前面壁の影響のおよばない Photo. 1 の A-B 断面で行つた。

Fig. 3(A)~(C) にコークスとペレットまたは焼結鉱を層状装入した場合の A-B 断面図を対比して示す。J. B. WAGSTAFF¹⁾ は、シャフト部では装入物は層を乱すことなく半径方向に均一に降下すると報告しているが、厳密にはシャフト角度が小さくなるにしたがつてシャフト上部で径方向に降下速度分布が生じ、シャフト角度(以下 S. A. と記す) 79°, 83° では v_w (周辺部) > v_c (中心部), S. A. 90° では $v_w < v_c$ となつている。シャフト中部から下方では炉壁近傍に装入物の滞留域が形成され、これが混合層に発展している。炉壁混合層の形成位置は S. A. 83° の場合が最も低く、次いで S. A. 79°, S. A. 90° の順に高くなる。混合層の形成位置の相違と形成機構は、層境界面の変化から、S. A. 79° では上部鉱石の流れ込みが主体であり、S. A. 90° の場合

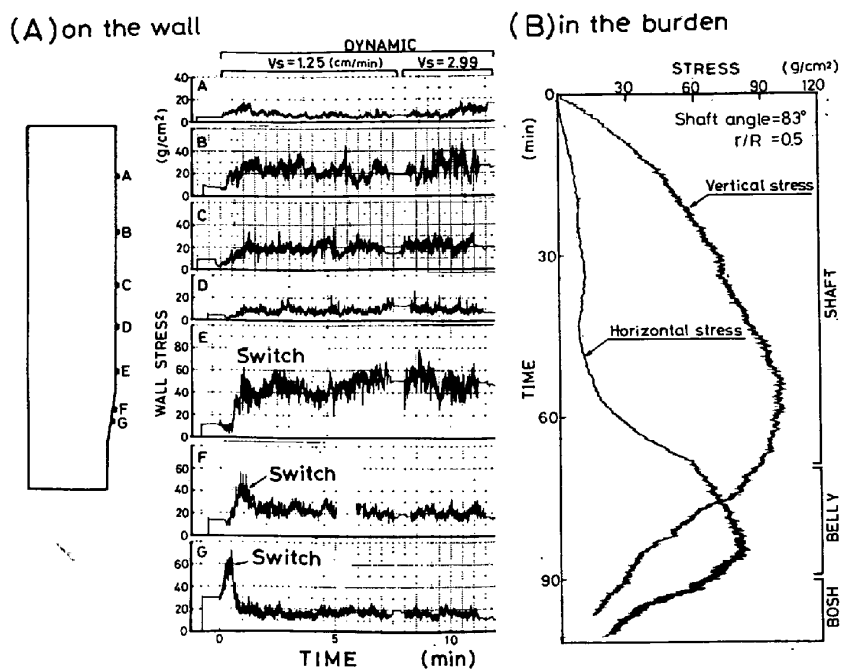


Fig. 4. Changes of stresses on the wall and in the burden.

は鉱石とコークスの降下遅れに起因していると推察される。ペレット装入では、焼結鉱装入に比して明らかに混合層が拡大し、形成位置が上昇している。

このような混合層とシャフト角度の関係は、実炉内における付着物の生成、炉壁レンガの侵食等、局部的なシャフト角度の変化に対する混合層の形成状況を推測する上で、基本的な考え方を提示しているものと思われる。

2.3.2 固体の流線

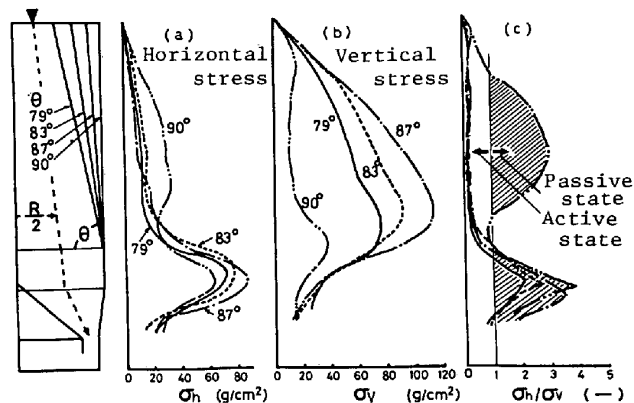
Fig. 3(D) に固体流線および等時間線を示す。単一粒子の降下速度もシャフト上部の周辺部で若干大きくなっているものの、炉腹部までは大略ピストン流れとみなすことができる。ボッシュ部では排出口に向かってファンネルフローを呈するため排出口直上部が最も早い。ボッシュ部までの流線は、等無次元半径位置を結んだ直線とほぼ一致し、二次元模型で得た外山ら³⁾の結果が三次元模型にも適用できることが判明した。

2.3.3 炉内の応力分布

装入物の降下挙動を力学的観点から考察するために、炉壁面と堆積層内の応力を測定した。

(1) 土圧計の検出特性

装入物の降下時に検出された壁面垂直応力と移動型土圧計による層内の垂直、水平応力のチャートを Fig. 4 (A), (B) に示す。動的条件下での壁面垂直応力は振幅が非常に大きく、炉壁部では試料が断続的に降下していることが推察される。一方、移動型土圧計による内部応力は振幅が極めて小さく再現性も良好であった。特に、振幅が小さいことについては、土圧計の応力検出機構、

Fig. 5. Effects of shaft angle on horizontal and vertical stresses and coefficient of earth pressure at radial position of $r/R=0.5$.

受圧面径と粒子径との比、あるいは受圧面上での粒子の滑りが少ないことなどに起因しているものと思われる。一般に土圧計の受圧面径は、できるだけ粒子径に近く、しかも固体流れを乱さないものが理想とされているが、ここで用いた大小二種類の土圧計による実測値にはほとんど差がみられなかった。したがって、実測値はほぼ堆積層内の平均的応力値を示しているものと推測される。

(2) 半裁模型による応力測定

Fig. 5 に半裁模型から得られた定常降下時の高さ方向の層内応力分布を示す。S. A. $79^\circ, 83^\circ, 87^\circ$ の場合、水平応力 σ_h はシャフト部では比較的小さいが、シャフト下部から急激に上昇し、炉腹部で高いピークを示した後再び急激に低下する。これに対し、垂直応力 σ_v は下方に向かってしだいに増大するが、シャフト下部か

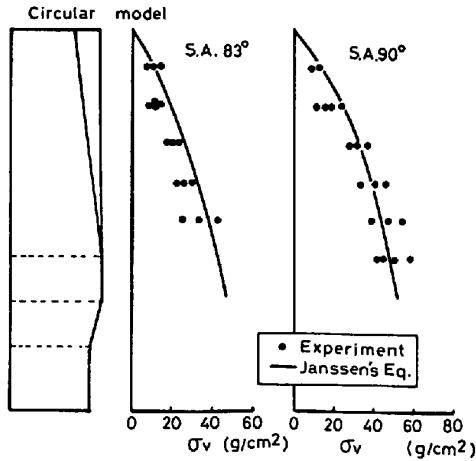


Fig. 6. Distributions of vertical stress just after packing.

ら急激に低下し、炉腹以下では σ_h より小さくなる。一方、S. A. 90° の場合の変化はこれら三者とは全く異なり、特に σ_v はシャフト中部と炉腹以下の2つの領域で σ_h より小さくなっている。これらの応力分布は充填直後に測定される応力状態とは異なっており、特に炉腹部以下の状態はホッパー等から充填物を排出する時の応力変化に類似している。一般に、充填直後の堆積層は充填物の自重と落下による衝撃等によつて垂直方向に圧縮され、最大主応力は垂直方向に働き、応力場は主働状態を保つ。しかし槽底部にホッパーを備えて充填物を排出する場合、排出口部にアーチが形成されたいに上部へ伝播していく、アーチの形成された領域では粒子は圧縮流れを呈し、しかも最大主応力がアーチに沿つて働くため水平応力が垂直応力を上回り、応力場は受働状態に変わる。応力場が主働状態から受働状態に変化する点を JENIKE ら⁴⁾ は Switch と名付けており、本実験においてもアーチの形成にともなう Switch の伝播状態が Fig. 4(A) の G, F, E に明確に現れている。Fig. 5(C) に土圧係数 (σ_h/σ_v) の分布を示す。斜線部に対応する領域が受働領域で、炉腹部から羽口部に向かう固体流れは圧縮流れであることが明らかとなつた。また、S. A. 90° の炉体ではシャフト中部にも局所的な受働領域が形成される。

Fig. 5 の応力分布から Fig. 3 の降下挙動を考察すると、周辺部での降下遅れは水平応力の上昇による壁面摩擦力の増大に起因していることがわかる。一方、炉壁混合層については、S. A. 90° の場合、上述した降下遅れに、S. A. 79°, 83° の場合は、水平応力分布に大きな差が認められないことから、壁面摩擦力よりむしろ降下にとまらう水平断面積の増大率に依存した上部鉬石の下部コークス層中への流れ込み量に関係していると推察される。

(3) 全周模型による応力測定

Fig. 6 は全周模型内に川砂を充填した直後の垂直応力分布である。図中には JANSSEN 理論⁵⁾ を高炉シャフト部に適用した次式による計算値を実線で示してある。

$$\sigma_v = \frac{\gamma}{(2\mu_w \cdot K + \tan \theta)} \left\{ (l \cdot \tan \theta + R) - R \left(\frac{R}{l \cdot \tan \theta + R} \right)^{2\mu_w \cdot K / \tan \theta} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

$$\sigma_h = K \cdot \sigma_v \dots \dots \dots (4)$$

$$K = \frac{1 - \sin \phi_i}{1 + \sin \phi_i} \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 l : シャフト上端からの距離 (cm), R : 炉口半径 (cm), γ : 粒子の嵩密度 (g/cm^3), θ : シャフト壁と鉛直軸とのなす角 ($^\circ$), μ_w : 壁面摩擦係数 (= $\tan \phi_w$) (-), ϕ_i , ϕ_w : 粒子の内部および壁面摩擦角 ($^\circ$)

実測値は充填状態によつて多少ばらつくが、計算値と比較的良好一致しており、充填直後の静的な応力分布は最大、最小主応力が垂直、水平方向に一致する(主働状態)と仮定した(3)式からほぼ推定できることがわかる。

Fig. 7 に定常降下時の壁面垂直応力 σ_w , 層内水平応力 σ_h , 乗直応力 σ_v 並びに土圧係数 (σ_h/σ_v) の変化を示す。 σ_w は炉壁面での装入物の断続的な降下のために振幅が著しく大きい。また、シャフト部で緩やかに増加した応力は、シャフト下部でいつたん低下した後、炉腹部で急激に増大し、応力場が主働状態から受働状態に変化したことを示唆する炉壁応力の集中化がみられる。 σ_h はシャフト部ではほとんど径方向分布はなく、ほぼ同一と言える。しかし、最大ピークの表れる炉腹部では径方向に分布を有し、炉壁側で高く炉芯側で低い。 σ_v は炉上部から下部にわたつて径方向で大きな分布をもち、シャフト部では炉中心部で最も高く周辺に向かつて低下する。炉腹以下では $r/R \geq 0.5$ 領域の σ_v 分布は半裁模型と同様のパターンを示すが、 $r/R = 0 \sim 0.5$ 領域では炉芯滞留域の頂点付近で σ_v が急上昇しており、中心部の炉芯コークス層領域は非常に高い応力場となつてることがうかがえる。土圧係数 (σ_h/σ_v) はシャフト部では極めて小さく径方向分布も認められない。しかし、炉下部では著しい径方向分布をもち、モール円を介して推定される最大主応力および粒子の流れ方向が各位置で大きく異なつていくことがわかる。斜線部は土圧係数が1以上であり、装入物が排出口に向かつて放射状に下降する下部領域は完全な受働応力状態にある。Fig. 6, 7 の応力分布より、充填直後および降下時の炉内の最大主応力の方向線図は Fig. 8 のような状態にあるものと推察される。

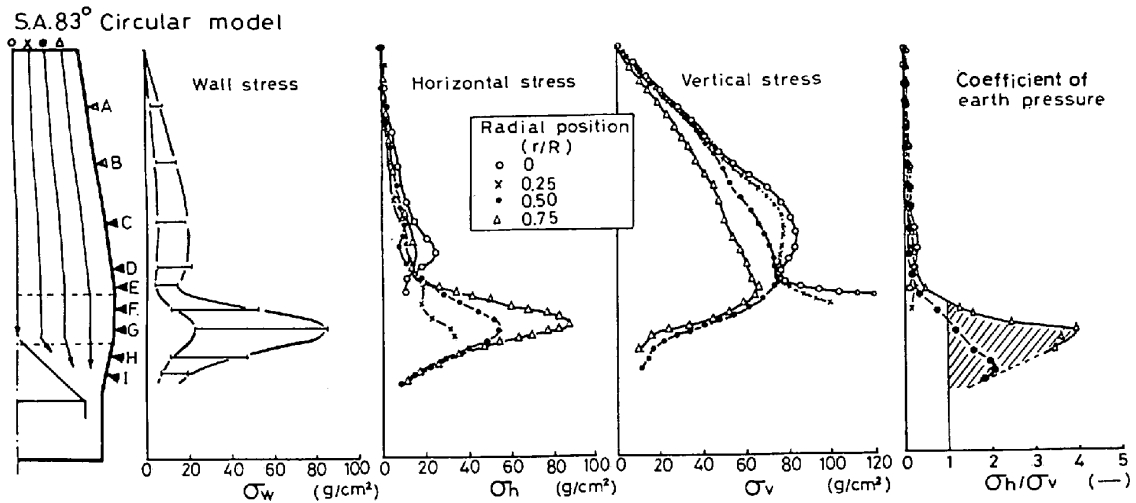
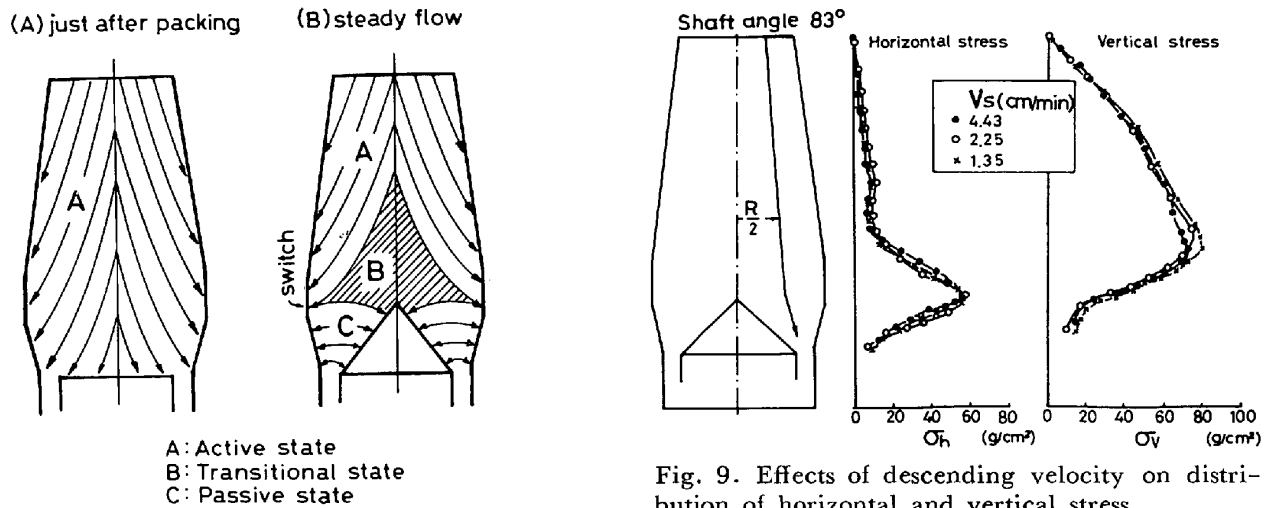


Fig. 7. Distribution of wall, horizontal, and vertical stresses and coefficient of earth pressure.



A: Active state
B: Transitional state
C: Passive state

Fig. 9. Effects of descending velocity on distribution of horizontal and vertical stress.

Fig. 8. Directions of major principal stresses just after packing and at steady flow.

Fig. 9 に応力分布におよぼす降下速度の影響を示す。水平、垂直応力共に降下速度の影響が認められない。これは層内の最大主応力の方向が降下速度によつて変化しないことを示しており、したがつて最大主応力の方向と $\pm(\pi/4 - \phi_1/2)$ の角度で示されるすべり線も不変であることになる。この降下速度と応力分布の関係は H. TSUNAKAWA ら⁶⁾ が円筒模型で得た結果と一致している。

Fig. 10 に層の降下を一定時間 (15 min) 停止した場合の垂直応力の変化を示す。層内部の垂直応力は降下を停止してもほとんど変化せず、停止層の応力状態は、充填直後にみられるような弾性的な主動状態⁴⁾ではなく、降伏状態にあるものと推定される。

3. レースウェイ近傍の固体流れ

高炉下部縮流部の固体流れは巨視的にはファンネルフローを呈する。しかし、レースウェイへの流入場所、炉

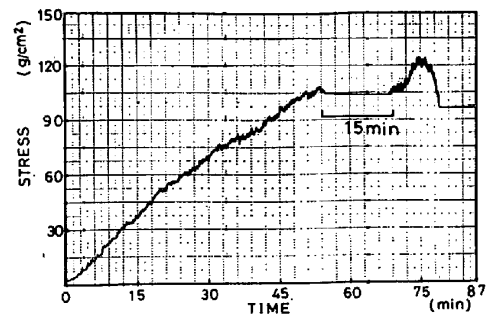


Fig. 10. Change of vertical stress in the burden with temporary interruption of descent.

芯コークス層の形状、固体流れと融着帯形状との相互関係については明確でない。そこで、高炉下部二次元および三次元模型を用い、レースウェイ近傍の固体の移動特性を調べた。

3.1 実験方法

羽口を備えた高炉下部二次元模型 (400^L × 40^D × 800^H mm) 又は三次元模型 (380^φ × 800^H mm) 内に粒径 5 mm の塩化ビニール球および着色トレーサー粒子を層状に充

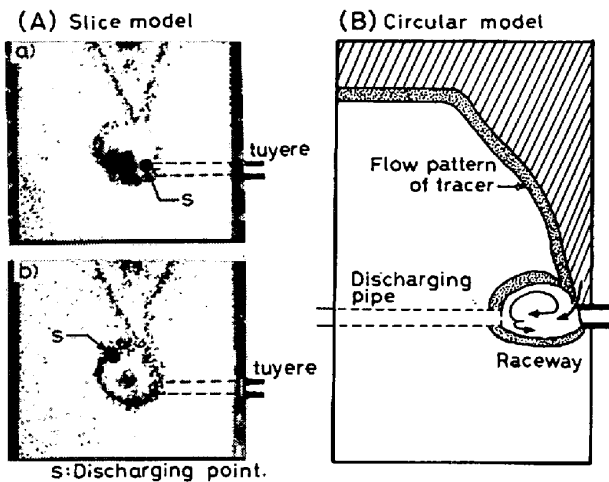


Fig. 11. Flow pattern of particles to raceway in slice and circular model.

填し、羽口より空気を送風してレースウェイを形成させる。装置背面に設けた粒子排出口（二次元模型）または排出用パイプ（三次元模型）によつてレースウェイ内の回転粒子を吸引排出し、トレーサー粒子のレースウェイへの流入挙動を観察した。また、二次元模型内に融着帯を想定したプレートを設置し、固体流れにおよぼす融着帯の影響を調べた。

炉芯コークス層の形状調査に際しては、Fig. 1 の全周模型内に白く着色したコークス（粒径 3~5mm）をシャフト下部まで充填し、その後炉口部まで普通コークスを満たした状態で装入物を降下させた。炉底からの白色粒子の排出がほぼ完全に終了した時点で降下を停止し、吸引法による水平断面観察から炉芯コークス層の形状を求めた。

3.2 実験結果および考察

3.2.1 レースウェイへの流入特性

Fig. 11(A)-a), b) に二次元模型の中央部に形成させたレースウェイへの固体粒子の基本的な流入特性を示す。レースウェイへの固体粒子の流入は羽口先端直上部から行われ、この流入場所は回転粒子の排出場所 ((A)-a) : 羽口先端部, (A)-b) レースウェイ天井部) に関係なく一定である。この特性は、レースウェイを壁部に形成させた場合、より明瞭に観察される。Fig. 11(B) に三次元模型の壁部にレースウェイを形成させた場合の降下状態（実験後の水平断面観察結果）を示す。トレーサー粒子は壁面に沿つてファンネルフローを呈し、羽口先端直上部の極めて狭い領域からレースウェイに流入している。ここでは粒子をレースウェイ先端部から排出しているが、レースウェイの前方あるいは横方向からの流入は認められなかつた。これらの現象は冷間模型実験の結果であり、レースウェイ周りのガスと固体の力学パラ

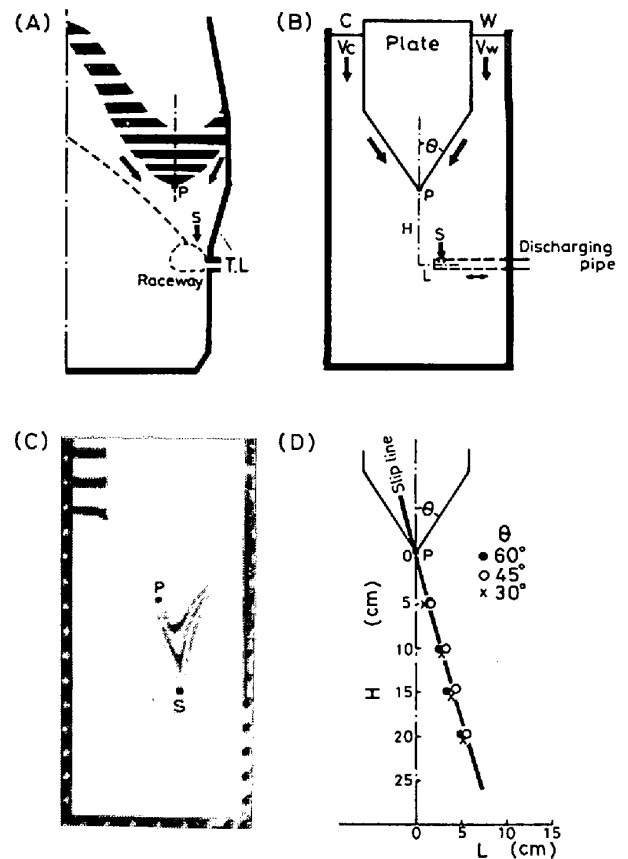


Fig. 12. Flow pattern of particles to discharging point (s) and locus of critical point for $V_c=0$ in slice model with plate.

ンスだけにに基づいていると考えられる。しかし、同様の結果はホットモデルでも認められており⁷⁾、高炉においても燃焼コークスが高速で回転し、しかもレースウェイ外周部でのコークスの燃焼消費が微少であるとみる限り、同様な流入挙動を呈しているものと推察される。さらにこの結果は、レースウェイ上部の固体粒子の降下速度分布あるいは炉芯コークス層の形成領域等を推定する上での基本的な境界条件となる。

3.2.2 固体流れにおよぼす融着帯の影響

融着帯下面を流れるコークスの移動特性 (Fig. 12-(A)) を把握するため、二次元模型内にプレートを設置し (Fig. 12-(B)), C, W 二つの領域に充填した川砂の降下速度 (V_c, V_w) と粒子排出口位置 (S点) との関係調べた。ここでは、レースウェイへの固体流れがファンネルフローであることから、レースウェイは形成させず、側壁から挿入した排出パイプの先端部 (S点) をレースウェイへの流入点と仮定した。C, W 二つの領域の降下速度はプレート先端部 (P点) とS点との位置関係によつて著しく異なり、二点の水平距離 L , 垂直距離 H には C 領域の降下速度が 0 となる臨界点が存在する (Fig. 12-(C))。Fig. 12-(D) はプレートおよび排出

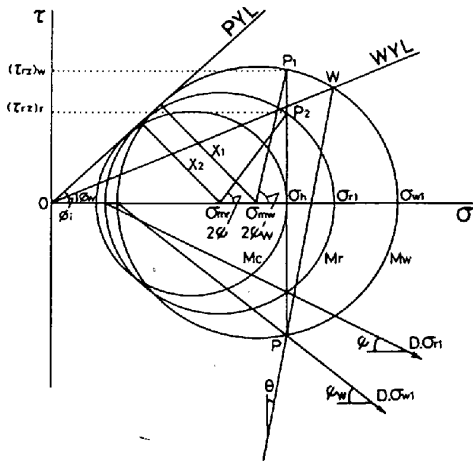


Fig. 13. Stresses of wall, center and radius γ in dynamic conditions.

パイプの設定位置を変えて求めた臨界点の包絡線であり、S 点がこれより右側に位置する場合には C 領域は不動層となり、W 領域の粒子だけが一方的に排出される。この包絡線は、高炉においては、炉芯部コークスの安定な降下を保障する軟化融着帯滴下面の炉内側への張り出し限界とみることができる。さらに、この包絡線は S 点を起点として P 点を通るすべり線にはほぼ一致することから、炉芯コークス層の斜面形状そのものを意味しており、この形状の正確な把握が融着帯管理の上で極めて重要である。

3.2.3 炉芯コークス層の形状

炉芯コークス層の形状については、従来、二次元模型⁸⁾または半裁模型²⁾による透視観察並びにモール円を用いたすべり線解析⁹⁾が行われているが、これらは装置形状、充填試料、炉芯形状の測定方法あるいは理論解析時の応力場の仮定（主働か受働か）等に問題がある。ここでは応力分布測定結果より、炉下部の応力場を受働状態として炉芯形状を理論解析によつて求め、全周模型から得られた実測値との比較検討を行った。

鉛直軸と角 θ をなすボッシュ壁面で囲まれた領域の応力場が受働状態で、しかも応力状態が降伏限界にある場合、炉壁部、炉中間部、炉中心部のモール円は Fig. 13 の M_w, M_r, M_c で表わされる。ここで、水平応力 σ_h は径方向で一定と仮定した。径方向任意位置でのすべり線の接線と水平面とのなす角を α 、最大主応力 (σ_{r1}) の方向を ϕ 、粒子の内部摩擦角を ϕ_i とおくと、すべり線は一般に次式で示される。

$$\begin{cases} -\frac{dz}{dr} = \tan \alpha \dots\dots\dots (6) \\ \alpha = \phi \pm \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi_i}{2} \right) \dots\dots\dots (7) \end{cases}$$

層内のすべり線方向線図は(7)式中の ϕ の値を半径

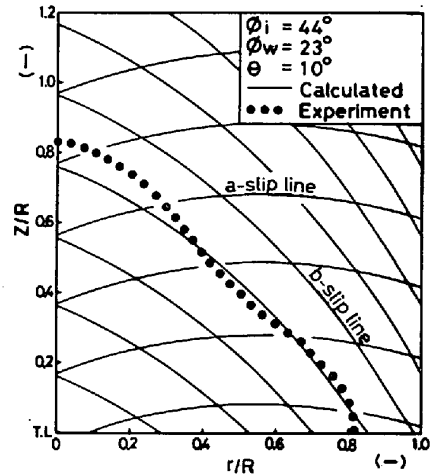


Fig. 14. Comparison of calculated profile of dead coke zone with experimental result.

r の関数として表すことにより求められる。

Fig. 13 より

$$(\tau_{rz})_w = x_1 \sin 2\psi_w \dots\dots\dots (8)$$

$$(\tau_{rz})_r = x_2 \sin 2\psi \dots\dots\dots (9)$$

$$\sigma_{mr} = x_2 / \sin \phi_i \dots\dots\dots (10)$$

$$\sigma_h = x_1 \{ 1 / \sin \phi_i + \cos 2\psi_w \} \dots\dots\dots (11)$$

$$2\psi_w = (\phi_w + \sin^{-1}(\sin \phi_w / \sin \phi_i)) + 2\theta \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 ϕ_w : 粒子の壁面摩擦角、 ϕ_i : 壁面での最大主応力の方向、 $(\tau_{rz})_w, (\tau_{rz})_r$: 壁面および炉中間部での Z 方向に働く剪断応力、 σ_{mw}, σ_{mr} : 壁面および炉中間部での平均応力

P_2 点を通るモール円 M_r の方程式は

$$(\tau_{rz})_r^2 + (\sigma_h - \sigma_{mr})^2 = x_2^2 \dots\dots\dots (13)$$

(9), (10), (13) 式より

$$\sin 2\psi = \frac{(\tau_{rz})_r}{(\tan \phi_i / \cos \phi_i) [\sigma_h - \{ \sigma_h^2 \sin^2 \phi_i - (\tau_{rz})_r^2 \cos^2 \phi_i \}^{1/2}]} \dots\dots\dots (14)$$

ここで J. K. WALTERS¹⁰⁾ と同様に $(\tau_{rz})_r$ を半径距離 r の 1 次関数として表すと

$$(\tau_{rz})_r = \frac{r}{R} (\tau_{rz})_w = r^* (\tau_{rz})_w \dots\dots\dots (15)$$

また、(8), (11) 式より

$$F = \frac{(\tau_{rz})_w}{\sigma_h} = \frac{\sin \phi_i \cdot \sin 2\psi_w}{1 + \sin \phi_i \cdot \cos 2\psi_w} \dots\dots\dots (16)$$

(14)~(16) 式より ϕ は無次元半径距離 r^* の関数として次式のように得られる。

$$\psi = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left[\frac{r^* \cdot F \cdot \cos \phi_i}{\tan \phi_i - \sin \phi_i (\tan^2 \phi_i - r^{*2} \cdot F^2)^{1/2}} \right] \dots\dots\dots (17)$$

Fig. 14 に炉芯コークス層の実測値と理論解析から求めたすべり線特性曲線群を無次元化して示す。実測値

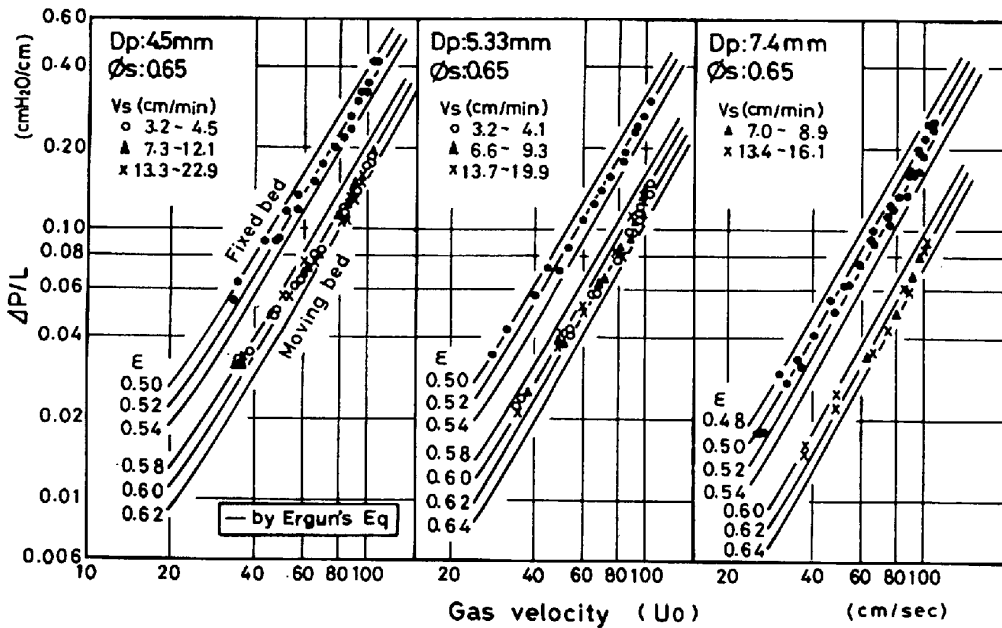


Fig. 15. Comparison of pressure drop of moving bed with that of fixed bed.

は二次元模型等から得られている結果と比較し、頂点位置が低く、斜面形状は中間部に凹みを有しているが、全体的なプロファイルは、理論解析から得られた a, b 一対の特性曲線のうち、(7)式中の+符号をとる b-すべり線とほぼ一致している。したがって、排出口を起点とする b-すべり線を求めることにより炉芯コークス層を近似的に推定することができる。ただ、中心側で計算値が実測値より低くなる点については、理論解析において水平応力を一定と仮定したことによる原因していると考えられる。Fig. 7 の実測値が示すように炉下部水平応力を半径距離の関数として表示できれば、モールドの幾何より b-すべり線の勾配は中心側でより大きくなるものと推察される。また、応力場を炉中心部においても受働状態と仮定したことについては、Fig. 7 の実測値と相反するものの、最大主応力とすべり線との方向関係が(7)式で表されるとする限り、この仮定の方が Fig. 14 の実測値により良く合致する。炉下部応力場の取り扱いについては、こうした問題点も含め、更に十分な検討が必要であろう。

4. 炉下部縮流部の通気性

高炉下部にはコークスがレースウェイに向かってファンネルフローを呈する領域と、融着帯と炉芯コークス層とに狭まれた領域を放射状に降下するコークス移動帯の存在することがホットモデル¹¹⁾等によつて報告されている。このような領域では、コークス粒子間の配列が常に変化することが予想され、ガス流れに対してもピストン

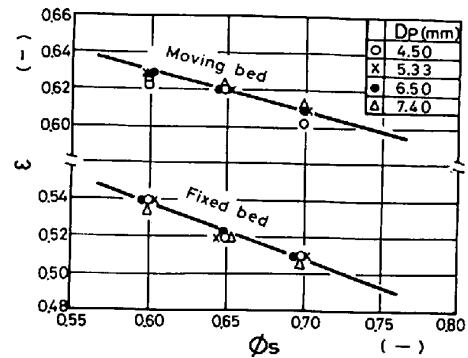


Fig. 16. Relation ϵ and ϕ_s of fixed and moving bed.

フロー領域¹²⁾とは異なつた通気特性を有するものと考えられる。そこで、向流移動層を用いファンネルフローを呈するコークス移動層のガス通気性を調べた。

4.1 実験方法

向流移動層の内径は 100 mm ϕ 、圧損測定部を含む長さ 800 mm の塔内壁には 5~8 mm のコークス粒子が内張りされている。充填試料として、平均粒径 4.5, 5.33, 7.4 mm のコークスを使用した。この塔径と粒子径は、コークス流れが圧損測定部で確実にファンネルフローを呈するようスリットモデルによつて決定された値である。方法は、下部より空気を送風しながら層を降下させ、送風量と圧損が定常状態となつた時点で圧損、送風量および層上面の降下速度を測定した。

4.2 実験結果

充填直後(固定層)と定常降下時の圧力損失曲線を Fig. 15 に示す。移動層の圧力損失は、いずれのコーク

ス粒径に対しても固定層の約 1/2 に低下する。また降下速度 (V_s) の影響は全く認められず、コークス層は常に一定の空隙率を維持しながら降下していると推測される。このファンネルフロー領域の空隙率 (ϵ) を、形状係数 (ϕ_s) を考慮した Ergun 式 ((18)式) により推算した。

$$\frac{\Delta P}{L} g_c = 150 \frac{\mu_f \cdot u}{(\phi_s \cdot D_p)^2} \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} + 1.75 \frac{\rho_f \cdot u^2}{\phi_s \cdot D_p} \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon^3} \dots\dots\dots (18)$$

Fig. 15 中の実線は $\phi_s=0.65$ として、 ϵ をパラメータとした計算値であり、実測値は Ergun 式を十分満足している。しかし、 ϕ_s の値そのものも不明であるため、 ϕ_s と ϵ の両者を変数とした計算結果と実測値との対比より、便宜的に ϕ_s と ϵ の関係を求めると Fig. 16 が得られる。図から固定層と移動層の ϵ は共に粒子径に関係なく一定であり、ファンネルフローを呈する移動層では固定層の ϵ より約 20% 増大している。

5. 結 言

高炉冷間模型を用いて装入物の降下挙動、応力分布およびガス通気性を測定し、次の結果を得た。(1) 炉腹部までの降下挙動は大略ピストン流れであるが、炉壁部には局所的な混合層が形成され、その大きさはシャフト角度 83° で最小値を示す。また、ペレット装入は混合層の拡大化をもたらす。(2) 炉腹部より下方では応力場の変化にともなう水平応力の増大により、炉周辺部に滞留域が形成される。(3) 炉内の応力場は、シャフト部で主働状態、炉下部で受働状態、その遷移域である炉腹壁面には著しい集中応力が働く。(4) レースウェイへの固体粒

子の流入は羽口先端直上部から行われる。(5) 炉下部応力場を受働状態と仮定することにより、炉芯コークス層の形状を理論的に推定できる。(6) 炉下部縮流部は他のピストンフロー領域より通気性が良好であり、ファンネルフローを呈するコークス層の空隙率は固定層より約 20% 増大する。

終わりに、本研究の発表を許可された(株)神戸製鋼所中央研究所所長八木芳郎博士、多大な御指導、御援助をいただいた当所機械研究所村田博之次席研究員、加古川製鉄所後藤哲也氏に厚くお礼申し上げます。

文 献

- 1) J. B. WAGSTAFF: Proceeding AIME Blast Furnace, Coke Oven and Raw Material Committee, (1953), p. 104
- 2) 宮坂尚親, 須賀田正泰, 原 行明, 近藤真一: 鉄と鋼, 58 (1972) 1, p. 18
- 3) 外山茂樹, 広末英晴, 内田邦夫: 粉体工学研究会誌, 10 (1973) 3, p. 146
- 4) A. W. JENIKE and J. R. JOHANSON: J. Struct. Div., Proc. ASCE, 94 (1968) ST4, p. 1011
- 5) H. A. JANSSEN: V. D. I.-Zeit., 39 (1895), p. 1014
- 6) H. TSUNAKAWA and R. AOKI: Powder Technol., 11 (1975), p. 237
- 7) 羽田野道春, 平岡文章, 福田充一郎, 増池 保: 鉄と鋼, 62 (1976) 5, p. 506
- 8) H. NISHIO, W. WENZEL, and H. W. GUDENAU: Stahl u. Eisen, 97 (1977) 18, p. 867
- 9) 磯部浩一, 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 67 (1981) 4, S53
- 10) J. K. WALTERS: Chem. Eng. Sci., 28 (1973), p. 779
- 11) 野宮好堯, K. KREIBICH, and H. W. GUDENAU: 鉄と鋼, 65 (1979), S64
- 12) 天辰正義, 全 明, 吉沢昭宜, 館 充: 鉄と鋼, 57 (1971) 9, p. 1461