

高炉内装入物の運動に関する理論解析と 冷間模型実験

桑原 守*・磯部 浩一*²・三尾 圭右*²・鞭 巖*³

Theoretical Analysis and Cold Model Experiment on Burden Flow in Blast Furnace

Mamoru KUWABARA, Kouichi ISOBE, Keisuke MIO and Iwao MUCHI

Synopsis :

The characteristics of burden flow in blast furnace is discussed based on both theoretical analyses and observations in two types of cold model experiments with gas blowing. Sublimation of dry ice particles is utilized in the experiments to simulate coke combustion before tuyeres or the volume reduction of cohesive layers in blast furnace.

Experimentally observed profile of deadman, which is formed just behind the raceway, is shown to be in good agreement with a slip line calculated for the passive stress state. Theoretical height of the deadman is increased by decreased angle of internal friction and increased angle of wall friction.

The burden flow in the shaft is approximately described by a potential flow theory taking account of the volume change of burden. Below the lower end of the shaft, however, the viscous flow analysis gives more realistic flow field presumably due to the prevailing passive stress state.

Key words : blast furnace ; burden flow ; stress ; deadman ; model experiment ; visualization ; theoretical analysis.

1. 緒 言

移動層型反応器内の装入物の運動および応力分布の解析は、研究が遅れており、総括的な数式表現が困難なために着目する個々の現象ごとにモデルを構成する必要があると考えられている¹⁾。特に高炉内では、粒子層の容積変化を伴うコークスのガス化、鉄鉱石の軟化、収縮、溶融の諸現象、および、ガス流の作用などが問題の取扱いを複雑にしている。

従来、高炉内装入物の運動に関する模型実験が、無風下での冷間モデル^{2)~6)}、通風下での冷間モデル^{6)~9)29)}、および、通風下での熱間モデル^{10)~15)}を用いて行われてきた。また、冷間模型内の粉体圧を実測した研究²⁾⁵⁾⁶⁾もある。これらの実験では、一般に、機械的な粒子排出機構を採用しているが、レースウェイや炉芯の形状を含めて、炉下部での粒子運動に及ぼす影響が懸念される。

JESCHAR ら¹⁶⁾は、昇華性のパラジクロールベンゼン粒子を用いた二次元の低温模型実験を行って、レースウェイ回りの粒子運動を観察している。しかしこの系には、昇華温度が遅い、またそのために昇華がレースウェイ周辺に限定されないという難点がある。

理論面では、従来、炉芯形状を推定するためのすべり線解析が主動応力状態⁴⁾³⁰⁾、受働応力状態⁶⁾³¹⁾を仮定して展開されているが、さらに、炉下部の応力状態についての検討と理論の検証事例の蓄積が必要である。なお、装入物の降下運動を記述するための適切な数式についてはほとんど報告事例がなく、シャフト内では放射状降下をするという経験的推論¹⁷⁾¹⁸⁾が提案されているにすぎない。

本研究では、ドライアイス (Dry ice) 粒子の昇華特性を活用して通風下で冷間模型実験を行い、高炉羽口先でのコークス消費に伴って起こる装入物粒子の運動とコー

昭和 55 年 10 月・56 年 11 月本会講演大会にて発表 The 2nd Japan-Australia Joint Sympo. (1983) にて発表
昭和 63 年 1 月 8 日受付 (Received Jan. 8, 1988)

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

*² 名古屋大学大学院 (現: 新日本製鉄(株)) (Graduate School, Nagoya University, Now Nippon Steel Corp.)

*³ 名古屋大学工学部 工博 (故)

クス炉芯の形成、および、軟化融着帯での鉍石層の容積変化が粒子運動に及ぼす影響について検討した。また、主働または受働状態下での炉芯形状を統一的に記述できる数式表現および粒子降下速度分布の表式化についても検討した。

2. 装入物運動の冷間模型実験

向流移動層形式の高炉模型を用い、装入物の一部または全部に破碎したドライアイス粒子を採用して二種類の冷間実験(I)と(II)を行つた。実験(I)では、羽口先におけるコークスの燃焼消失について、実験(II)では軟化融着帯における鉍石の軟化・溶融に伴う容積変化について調べた。いずれの実験でも、N₂ガスを装置内に吹き込んでドライアイス粒子を昇華させた。

2.1 ドライアイスの昇華速度

高炉模型での実験に先立ち、ドライアイス(昇華点: T_{sb}=194.6 K)の昇華速度を規定する因子について検討した。ドライアイス粉末で予冷したアクリル製円筒容器(内径43 mm, 高さ0.3 m)に、粒径6~8 mesh(平均径: 2.85 mm)のドライアイスを充填し、層底部の分散板よりN₂ガスを吹き込んだ。層頂からは連続的にドライアイス粒子を供給して一定層高(0.2 m)の移動層を形成させ、間欠的に投入したトレーサーの降下速度を測定した。トレーサーは、メタノールの凝固点(175.3 K)がドライアイスの昇華点より若干低いことを利用して、染料で着色したメタノールをドライアイス粒子に染み込ませて作製した。

Fig. 1には、観察した装入物の平均の降下速度と吹込みガス流量(F_g)との関係を層高方向の四つの区間ご

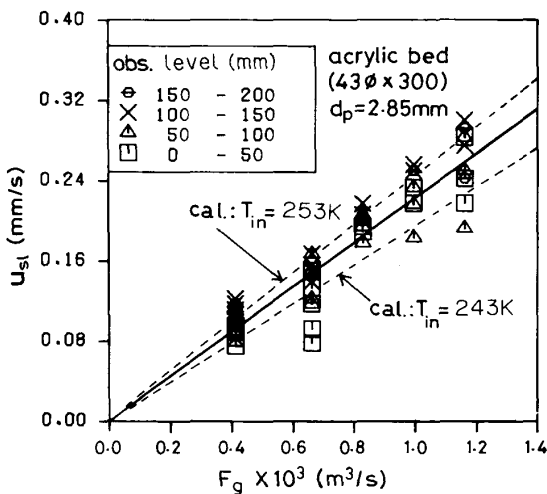


Fig. 1. Effect of flow rate of nitrogen gas on the rate of sublimation of dry ice particles.

とに示した。測定値を最小二乗法で近似して得られた図中の実線から、ドライアイスの降下速度、したがって昇華速度はF_gに比例して増大することがわかる。また、各区間の降下速度に有意な差異が認められないことから、昇華は分散板直上に限定されていることが推察される。このことは、高炉模型での実験においては、ドライアイスの昇華がガス吹込みノズルの先端近傍(実験の(I)では羽口先、(II)では融着帯回り)に限定されることを保証するものである。

さて、昇華速度がF_gに依存する場合の律速段階として、物質や熱の境膜内の移動過程と、熱の供給速度が考えられる。しかし、前者の場合の速度はF_gではなく√F_gに比例することが、RANZ式¹⁹⁾から類推される。そこで後者の観点から、ガス相からドライアイス層へ移行した熱量がすべて昇華熱として消費されると考えると、総括熱収支式から層の降下速度が次式で表される。

$$u_{sl} = \frac{P_{g0}}{R_g T_{g0}} \cdot \frac{\Delta Q}{\rho_s(1-\epsilon)A_t(-\Delta H_{sb})} \cdot F_{g0} \quad \dots\dots (1)$$

ここで、

$$\Delta Q \equiv \int_{T_{g,in}}^{T_{g,out}} c_{pg} dT_g \quad \dots\dots\dots (2)$$

(1)式中の添え字の“0”はガス流量の計測位置を示している。T_{g,in}とT_{g,out}は、それぞれ、層に吹き込まれるガスの流入端および流出端における温度であり、実験では、銅・コンスタンタン熱電対で測定した。N₂ガスとドライアイスの物性値および実験条件は次のようである。

ガス: T_{g,in}=243~253 K, T_{g,out}=T_{sb}=194.6 K
 T_{g0}=0.1013 MPa, T_{g0}=293 K
 $c_{pg} = 28.88 - 1.570 \times 10^{-3} T_g + 8.075 \times 10^{-4} (T_g)^2 - 2.871 \times 10^{-9} (T_g)^3$ (J/mol·K)

粒子: ρ_s=1565 kg/m³, ΔH_{sb}=5.54×10⁵ J/kg
 ε=0.44

T_{g,in}が243 Kと253 Kの各場合について、(1)式に基づいた計算結果をFig. 1中に破線で示した。流入ガス温度を平均で250 K程度とみなすと、計算結果と実験結果の直線は良く一致しており、ドライアイスの昇華過程は熱量の供給律速であると推論できる。

さて、N₂ガスを吹き込んでドライアイス粒子を昇華(CO₂(s)→CO₂(g))させた後の全ガス流量は、

$$F_{gt} = \frac{T_{sb}}{T_{g0}} \cdot \left\{ 1 + \frac{\Delta Q}{M_{CO_2}(-\Delta H_{sb})} \right\} \cdot F_{g0} \quad \dots\dots (3)$$

ここで、右辺の{ }内の第二項は、ドライアイスの昇華に伴うガス流量の増加率を示しており、上記の実験条件のもとでは15%程度となる。この値は、高炉羽口

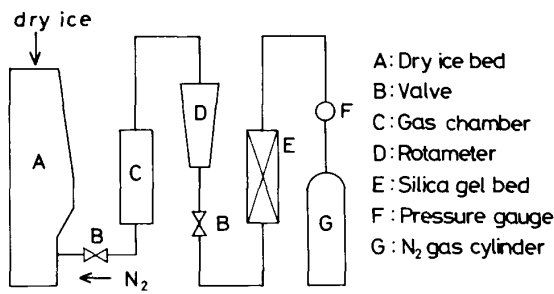


Fig. 2. Experimental apparatus (I).

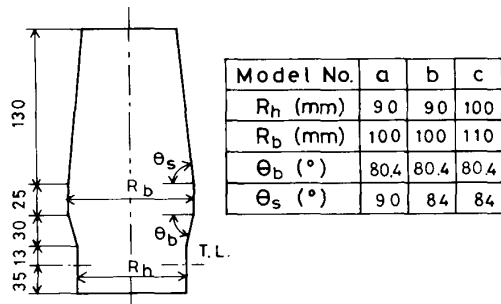


Fig. 3. Profiles of half-round acrylic models used in experiment (I).

先におけるコークスのガス化 ($O_2 + 2C \rightarrow 2CO$) の場合の約 21% に匹敵する。(3)式によれば、吹込みガスの流量増加や温度上昇によつて、層内のガス流量をさらに増加させることが可能である。

2.2 装入物の運動を解明する実験の原理と方法

2.2.1 実験(I)

半截の高炉模型を用いた実験に基づいて、羽口先に向かう装入物の降下挙動と炉芯形状について検討した。Fig. 2 は実験の系統図を、Fig. 3 は装置本体として使用した三種類のアクリル製高炉模型の形状と寸法を示している。周囲をドライアイス粉末で冷却した装置の層頂から、破碎ドライアイス粒子 (6~8 mesh) を連続的に供給し、炉床部の側壁に一定間隔で配置した 9 本の銅製羽口 (内径 3 mm) から N₂ ガスを吹き込んだ。ポンペから供給される N₂ ガスは、シリカゲル粒子層で除湿され、ロータメーターで流量を計測された後、蓄気室内で各羽口への送風圧を均一化される。実験中、層頂より一定時間間隔で着色トレーサーを装入し、粒子の降下状況を観察した。なお、供給ガスの徹底的な除湿は、随伴水分によるドライアイス粒子の氷結・架橋を防止するために肝要である。

従来、装入物の運動に関する冷間および熱間模型実験では、粒子の機械的排出法が採用され、羽口送風を行う

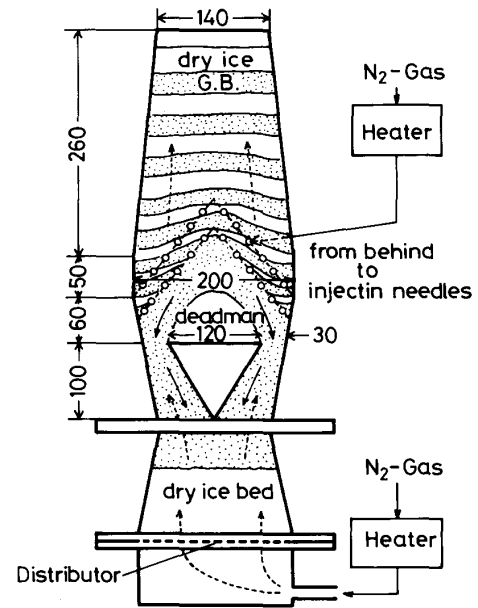


Fig. 4. Experimental apparatus (II).

場合には排出機構を気密室へ封入することも試みられている^{11)~15)}。本実験では、送风量に対応して自然に形成されるレースウェイ界面の近傍で粒子がガス化するため、機械的排出法で問題になるような排出口の位置、方向、大きさ、および、形状といった因子とレースウェイの関係、さらには、気密機構についての特別な配慮は不要である。

2.2.2 実験(II)

ドライアイスを実験用として用いて、軟化融着帯での鉱石の容積変化と、それが粒子運動に及ぼす影響を模擬する実験法を考案した。Fig. 4 は、連結した上、下 2 段の移動層で構成されたアクリル製の装置と周辺設備を示している。

高炉形状をした上段の移動層は奥行き 23 mm の二次元模型であり、層頂から、破碎ドライアイス (6~8 mesh) と、その温度まで予冷した着色ガラス粒子 (3.05 mmφ) とを連続的に層状装入し、羽口先レースウェイに相当する開口部から、下段の移動層へと粒子を排出させた。あらかじめ想定した軟化融着帯の外部形状に沿って二本の線を設定し、各線上の層の背面に設置した 12 本のガス吹込みノズル (内径 1 mm) から加熱した N₂ ガスを送入することによつて、層内を降下する粒子のうちドライアイスだけを選択的に昇華させた。なお、ここでは、上下 2 本のガス吹込み線の間隔は軸方向に 13 mm とし、上の吹込み線は炉腹下端から傾斜角 45° で伸びる直線とした。

下段の移動層は、粒子の降下を円滑にし、粒子の十分

な保持容積を確保するために三次元のシャフト構造をしており、実験開始前はドライアイス単味の固定層である。開始後は、層底の分散板を通して吹き込まれる N_2 ガスによつて充填粒子が昇華し、消失容積に相当するガラス粒子群が上段の層から降下する。従つて、高炉模型内の粒子の降下速度は下段の層への顕熱供給速度で規定できる。下段の層で発生したガスは、開口部から上段の層へと吹き込まれて粒子と向流接触する。レースウェイ深さは、開口部を形成させるために装置内に取り付けた邪魔板（逆三角形の平板）の大きさで変更できる。

2.3 実験結果

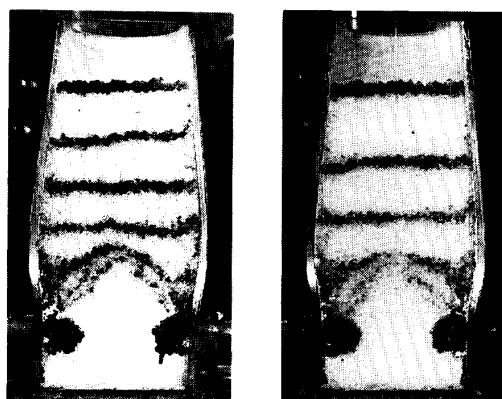
2.3.1 羽口先でのコークスの燃焼消失の効果

Photo. 1 は、Fig. 3 に示した 3 種類の半裁型高炉模型内におけるドライアイス単味層の降下挙動を示しており、各タイムラインの時間間隔は 3 min である。吹込みガス流量は、Case (a) と (b) では $1.7 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ 、また、炉床断面積が 20% 程度大きい (c) では流量も 20% 増加させて $2.0 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ として、シャフト内の降下速度をほぼ等しくした。これらの写真で、トレーサー粒子が羽口先に到達するまでドライアイス粒子内からの着色液の浸出は観察されず、浸出液のガス流への作用は無視して差し支えない。なお、羽口先で浸出した着色液はレースウェイ周辺のドライアイスに浸入して変色域が拡大しているが、レースウェイの先端は炉芯稜線の延長上と判断された (Fig. 8 参照)。

シャフト壁が垂直な Case (a) では、シャフト部のかなり上部から、炉壁面に作用するせん断力のために壁付近に塑性変形域⁶⁾²⁰⁾が発達する。シャフト壁がテーパを持つ Case (b)、(c) では、シャフト内に塑性域はほとんど認められず、水平に装入した層はそのまま水平に降

下し ((b)), V型装入した層の堆積角は降下につれて水平化している ((c))。これは、軸方向の降下速度がシャフト断面内でほぼ一様であることを示しており、無風下での実験結果⁶⁾¹⁷⁾と同様である。ただしテーパ角の影響を認めた報告⁶⁾もある。一方、シャフト下端から下方になると、中心部に形成された炉芯と壁付近に降下遅れが発生し、粘性流体の流れに類似した運動が観察される。炉芯の堆積角はいずれの Case でも $40 \sim 50^\circ$ であり、従来の二次元模型実験での角度 ($70 \sim 80^\circ$) よりもかなり小さく、全周模型⁶⁾での角度よりも 5° 程度低い結果になっている。炉床径が Case (b) より拡大した (c) では、炉芯高さの上昇が見られる。

Photo. 2 は、実験 (I) の模型 (b) で、送風量を (a) の $1.7 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ から (b) では 30% 増加させて $2.2 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ とした場合の観察結果である。両者のタイムラインの間隔を比較して明らかなように、ガス流量の



(a) $1.7 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$

(b) $2.2 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$

Photo. 2. Effect of gas flow rate on the shape of deadman.

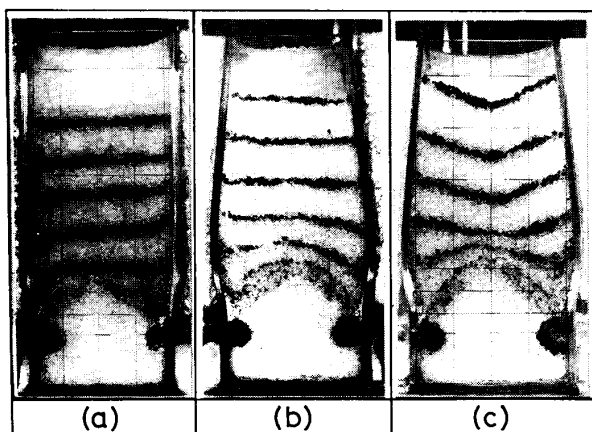
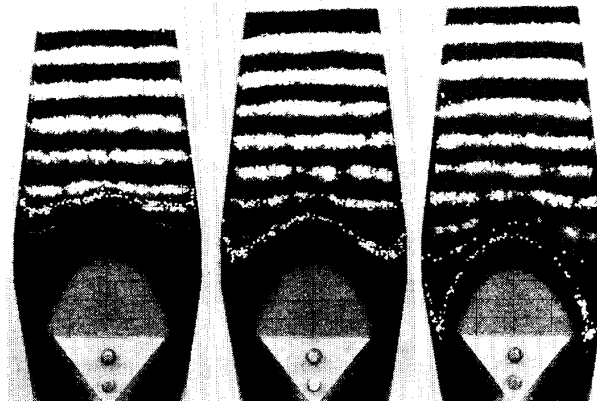


Photo. 1. Flow patterns of particles observed in experimental models (a), (b) and (c).



After 5 min 15 min 25 min

Photo. 3. Transient change in observed structure of burdens in experiment (II).

増加に伴って粒子降下速度が増加しているが、炉芯の高さや形状には顕著な差異が見られない。なお、従来は、炉芯形状に及ぼす送風の影響を認めたという報告⁷⁾²⁹⁾もある。

2.3.2 溶融帯での鉱石の容積変化の効果

Photo. 3 は、実験(II)で観察された層構造の経時変化を示しており、白の層がドライアイス、黒の層が着色ガラス粒子である。ただし、25 min 後の写真で下から2本の白色のタイムラインは、トレーサーとして装入したポリエチレン粒子である。なお、この実験では、レースウェイ深さは 30 mm[†]、吹込みガスの温度と流量は、下段の層では 303 K と 8.33×10⁻⁴ m³/s、上段では 288 K と 2.5×10⁻⁴ m³/s に設定されていた。

シャフト部では、実験(I)と同様に、水平に層状装入した層はその構造を保つて降下している。融着帯の近傍では、吹き込まれた N₂ ガスによつてドライアイスが昇華、消失している。また、実験開始時に高炉模型の下部に充填されていた無着色ガラス粒子が、実験末期には不動炉芯として残留している。この場合の炉芯高さも、従来の二次元模型実験での結果よりかなり低く、二次元模型で通常問題となるような前後壁からの拘束力の影響は小さかつたと推察される^{†2}。しかし、炉芯の立ち上がり角が 70° を超えていることは、粒子の排出口の近傍では排出方向の影響を受けていると推察される。

Fig. 5 には、写真を画像解析して得られたポリエチレン製粒子トレーサーの流線を実線で示した。図中の破

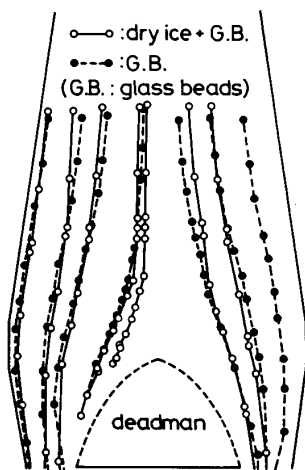


Fig. 5. Comparison of observed streamlines of burden around the volume-changing cohesive layers.

† 粒子降下を円滑にするために、レースウェイの相対深さは実炉より深めとした。

†2 前後壁に接触するドライアイス粒子の一部が昇華して、壁面摩擦角が低下したことが考えられる。

線は、ガラス粒子 (2.8 mmφ) の単味層について同様な手法で得られた流線を示している。両者の比較から、ドライアイス層の昇華・消失が起こる領域では粒子流線は一時的に中心側に蛇行することがわかる。

3. 装入物運動の理論解析

3.1 炉芯の形状

炉内の粒子運動を流体力学的に解析する場合、炉芯の外部形状は炉体形状とともに流れ場の境界面になる。本研究では、炉内の応力状態について以下の仮定を設定し、粉体工学の手法^{21)~23)}に基づいて炉芯形状を推定した。

(a) 非付着性粉体の塑性平衡状態

$$|\tau| = \sigma \cdot \tan \phi_i \dots\dots\dots (4)$$

(b) 壁での降伏条件

$$|\tau_w| = \sigma_w \cdot \tan \phi_w \dots\dots\dots (5)$$

(c) 水平断面内で水平応力 (σ_r) は一定²²⁾

$$\sigma_r = \text{const.} \dots\dots\dots (6)$$

(d) 鉛直方向に働くせん断応力 τ_{rl} は中心からの距離に比例して増大し、壁で最大となる²³⁾。

$$\tau_{rl} = (\tau_{rl})_w \cdot (r/R) \equiv \mu_w \sigma_r \cdot (r/R) \dots\dots (7)$$

Fig. 6 に、炉内の応力と、すべり面の一つである炉芯形状との関係を模式的に示した。受働状態における各応力間との関係をモール円上に例示すると Fig. 7 のようになる。モール円における幾何学的関係から、主動、または、受働応力状態における炉芯形状は次式で表される。

$$-dr/dl = \tan \gamma \dots\dots\dots (8)$$

ここで、γ は鉛直軸と滑り面間の角度であり、いずれの応力状態についても統一的に次式で与えられる^{†3}。

$$\gamma = \pi/4 - (x \cdot \phi_i)/2 - (\tan^{-1} F)/2 \dots\dots (9)$$

$$F \equiv \frac{\mu_w(r/R)}{\sec \phi_i \tan^2 \phi_i - \mu_w^2 (r/R)^2 + x \cdot \tan^2 \phi_i}$$

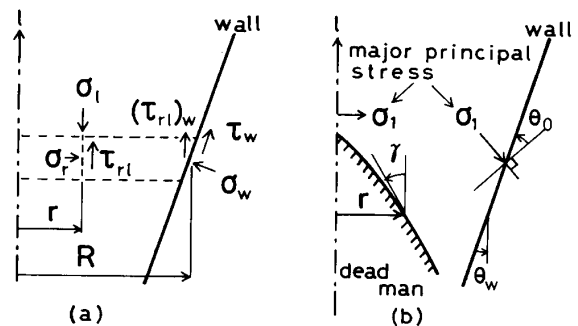


Fig. 6. Schematic view of stress field in the lower part of blast furnace.

†3 主動状態を仮定した文献4)の解析では壁面摩擦が考慮されていない。受働状態については類似の式が報告⁶⁾されている。

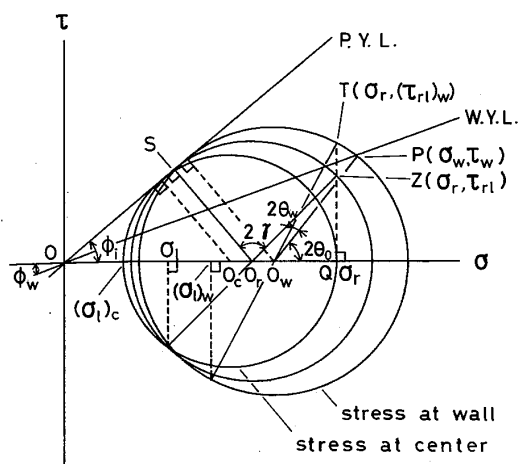


Fig. 7. Mohr's circles for the materials in internal failure and in passive stress state.

$$\dots\dots\dots (10)$$

$$\mu_w \equiv \sin \phi_i \cdot \sin 2(\theta_w + \theta_0) / \{1 + \sin \phi_i \cos 2(\theta_w + \theta_0)\} \dots\dots\dots (11)$$

$$\theta_0 \equiv \pi/4 + \phi_w/2 + (\kappa/2) \cos^{-1}(\sin \phi_w / \sin \phi_i) \dots\dots\dots (12)$$

ここで、壁面と鉛直面間の角度 θ_w は炉胸部では負、朝顔部では正とする。また、係数 κ は主動状態で1、受働状態で-1の値をとる。

上記の常微分方程式で与えられる炉芯形状は、応力状態(主動, 受働), 粉体の物性 (ϕ_i, ϕ_w), 炉体形状 (R), および、すべり線の境界条件として与えられるレースウェイ深さ (D_R) 等の因子に依存することになる。 D_R については、既に多くの実験式が報告されている。

3.2 装入物の降下速度分布

実験結果から、少なくともシャフト部内の粒子運動は、壁面摩擦の影響が小さいためにポテンシャル流(粒子の非回転運動)的な流れと推察される。ポテンシャル流の近似による高炉内の装入物運動を表す式は、鉱石層の軟化収縮も考慮できる形で表すと次式となる。

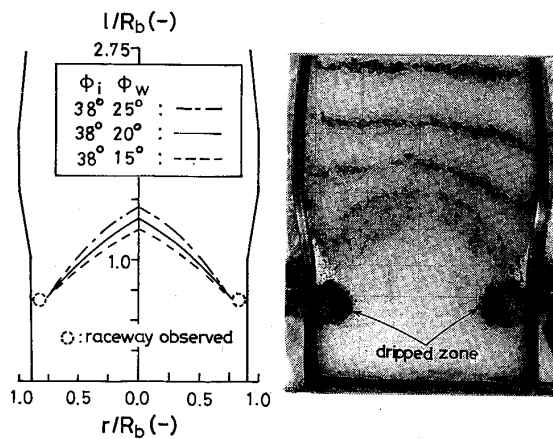
連続の式:

$$\nabla \cdot \vec{w}_s = \partial(rw_{sr})/\partial r + \partial(rw_{sl})/\partial l = 0 \quad (13)$$

ポテンシャル流(渦無し流れ)の仮定:

$$\nabla \times \vec{u}_s = \partial u_{sr} / \partial l - \partial u_{sl} / \partial r = 0 \quad (14)$$

ただし、 $j=r, l$ のとき、 $w_{sj} \equiv u_{sj} / (1 - S'_r)$ 。また、 $S'_r \equiv S_r \times V_o / (V_o + V_c)$ は隣接するコークス層と鉱石層を1ブロックとみなすときのブロック平均の収縮率であり、ここでは、鉱石の収縮率 S_r は考慮し、コークスの容積変化は無視した。(13)式と(14)式の同時解は、流れ



(a) Calculated (b) Observed
Fig. 8. Comparison between calculated and observed profiles of deadman.

関数を導入し、得られた2階偏微分方程式をSOR法で差分計算することによって求めた。

一方、シャフト下端から下方では、粘性流体に類似した挙動が観察された。Navier-Stokes式の外力項としてERGUN式²⁴⁾に基づく流体抵抗力を考慮すれば、次の運動方程式が得られる。

$$\rho_b(\vec{u}_s \cdot \nabla) \vec{u}_s = -\nabla P_s + \mu_s(1 - \epsilon) \nabla^2 \vec{u}_s + \rho_b \vec{g} - \nabla P_g \quad (15)$$

ただし、

$$\nabla P_g = -(f_1 + f_2 | \vec{G}_g |) \vec{G}_g \quad (16)$$

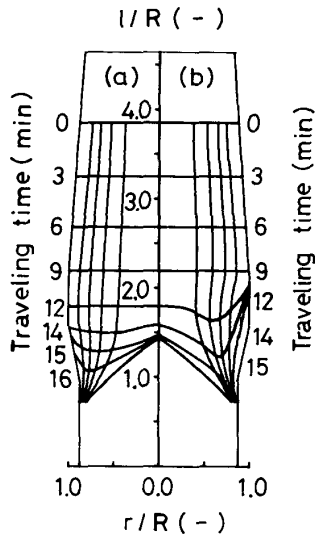
$$f_1 \equiv 150(1 - \epsilon)^2 \mu_g / \rho_g (\phi d_p)^2 \epsilon^3 \quad (17)$$

$$f_2 \equiv 1.75(1 - \epsilon) / \rho_g (\phi d_p) \epsilon^3 \quad (18)$$

粘性流体近似の解析では、(13)式と(15)式の同時解を求めることになる。計算では $S_r=0$ とし、また流れ関数と過度を導入して得られる連立の偏微分方程式を、風上差分法で差分化してSOR法で収束計算した。

4. 計算結果と考察

Fig. 8は、Photo. 1(b)の場合の不動炉芯形状を、受働応力状態を仮定して(8)~(12)式から推算した結果である。計算では、ドライアイスの内部摩擦角 ϕ_i には安息角 ϕ_a を代用したが、 $\phi_a=38^\circ$ はコークスの ϕ_a に近い。また、壁面摩擦角 ϕ_w にはコークスの場合と同程度⁶⁾の $15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$ を採用した。 ϕ_w が $20^\circ \sim 25^\circ$ 程度とみなすと、推算結果と観察結果はほぼ一致している。理論式に基づく炉芯の傾斜角は、受働状態ではレースウェイ先端で約 $40^\circ \sim 50^\circ$ 、炉軸部近傍で $45^\circ - \phi_i/2 = 26^\circ$ となるが、主動状態では、それぞれ、約 70° および $45^\circ + \phi_i/2 = 64^\circ$ となる。したがって、主動状態で予測される炉芯形



(a) Potential flow approximation
(b) Potential flow (in shaft)-viscous flow (below belly) approximation

Fig. 9. Calculated profiles of streamlines and timelines of particles for the case of photo. 1(b).

状は Fig. 8 の観察結果とかなり相違する。この結果は、高炉模型における炉下部での応力状態は受働的な傾向にあつたことを示唆しており、従来の無風下での応力測定結果²⁾⁶⁾とも一致している。なお同時に、ガス流が応力場を介してすべり線形状に与える影響が小さいことが示唆されるが、この結果は炉内の応力解析²⁵⁾でも確認されている。ただし、ガス流の作用は、すべり線の起点となるレースウェイ深さを規定するという点では無視できない。

炉芯の推算式から、主働状態では ϕ_i や ϕ_w の増大によつて、受働状態では ϕ_i の減少、 ϕ_w の増大によつて炉芯が高くなること、および、ボッシュ部の存在はより高い炉芯の形成要因になることが推察される。

Fig. 9 は、Photo. 1(b) における粒子運動を流体力学的に解析して得た流線とタイムラインを示している。この場合、運動の場の境界面の一つとなる炉芯形状は前記の(8)~(12)式で表されている。また、境界条件として、降下速度は層頂面に沿つて一様とし、レースウェイに相当する流出部では軸方向に不変とした。

図の左半分は流れの全領域にポテンシャル流を適用した場合であり、右半分はシャフト部にポテンシャル流、炉腹以下には粘性流の解析を適用し、その境界での流れ関数を連続させた場合の結果である。実験結果と比較すると、シャフト部での断面均一な降下についてはポテンシャル流近似で満足な結果が得られている。炉腹以下の速度場もポテンシャル流の解析によつて近似的に表現で

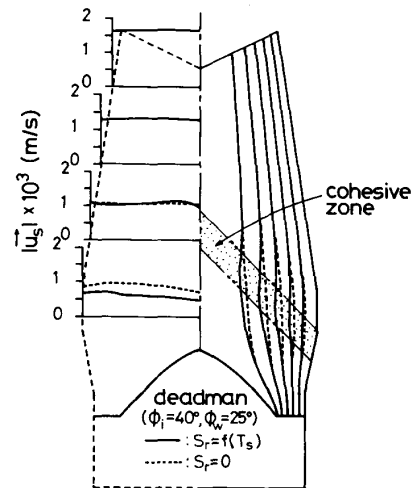


Fig. 10. Calculated profiles of streamlines and descending speed of burden in blast furnace.

きているが、壁や炉芯の回りの挙動はむしろ粘性流れに近い。このようにシャフト下端を境に運動状態が遷移するのは、炉内の応力状態と密接に関係していると考えられる。すなわち、ホッパー部を有し貯槽形状をした炉下部は受働状態となり²⁾⁶⁾²⁶⁾、水平応力の上昇に伴つて炉壁上でのせん断力が増大する結果、Bingham 流体の性質をもつ粉体層は塑性変形し、変形後は Newton 流体に類似した挙動を示すことになる。なお、粘性流近似の解析を行う場合の Re 数は、ここでは、全滞留時間が実験結果にほぼ一致するように逆算し、 $Re=25$ で一定とした。粒子運動を粘性流動として扱う場合の粘性係数は一部の系については求められている²⁷⁾が、高炉系の μ_s については今後の検討課題である。

Fig. 10 は、高炉内装入物の流れ場を、融着層の容積変化を考慮したポテンシャル流の理論に基づいて解析した結果であり、右半分は流線を、左半分は降下速度の半径方向分布を示している。なお、境界条件の設定法は Fig. 9 の場合と同様である。図中の二点鎖線で囲まれた領域は計算上で設定した軟化融着帯であり、その内部の温度は上部境界の 1473 K から下部境界の 1673 K まで軸方向に直線的に分布していると仮定し、鉱石の収縮率は荷重軟化試験の結果²⁸⁾に基づいて温度関数で与えた。同図で、シャフト断面内の降下速度はほぼ一様であるが、鉱石層が軟化融着帯に到達すると、その後の速度は容積減少のために低下している。流線は融着帯の回りで中心側へと蛇行しているが、この現象は Fig. 5 の実験事実と一致している。流線が蛇行するのは、収縮する融着帯に向つて回りから移動する粒子の水平移動方向が塊状帯と滴下帯では逆であり、その速度成分が降下速度

ベクトルに付加されるためである。

5. 結 言

高炉内装人物運動に関する通風下での冷間模型実験と理論解析に基づいて、以下の知見を得た。

1) 高炉羽口先でのコークス燃焼あるいは軟化融着帯での鉱石の容積変化を、ドライアイスの昇華特性を活用して二種類の冷間実験法で模擬した。本法では特別な粒子の排出機構やガスの気密機構が不要であり、昇華速度が送風ガスの顕熱で制御できる。

2) すべり線解析に基づいて炉芯形状の推算を行い、実験結果と比較した。観察された炉芯は受働応力状態のものと良く一致し、ガス流が応力場を介してすべり線場に与える影響は小さかった。受働状態の炉芯高さは、内部摩擦角の減少や壁面摩擦角の増大によつて上昇する。

3) 装人物の速度場は、容積変化を考慮したポテンシャル流の理論によつて近似的に表現できる。この理論に基づいて、シャフト内での運動について従来知られていた経験則（放射状流線に沿う均一降下）の他に、軟化融着帯の回りで流線が蛇行する現象も、物質収支を満足する条件下で表現できた。ただし、受働応力状態となるシャフト下端から下方で、壁と炉芯間のホッパー状の領域では、粘性流による解析の方が精度の高い速度場が得られる。

記 号

A_t : 塔の横断面積 (m)
 c_{pg} : ガスの等圧比熱 (J/kg·K)
 f_1, f_2 : ERGUN の抵抗係数 (1/s), (m²/kg)
 F_g : ガスの容積流量 (m³/s)
 \vec{g} : 重力加速度 (m/s²)
 G_g : ガスの質量速度 (kg/m²(bed)·s)
 l : 軸方向の距離 (m)
 M_{CO_2} : 炭酸ガスの分子量 (kg/mol)
 P : 圧力 (Pa)
 r : 半径方向の距離 (m)
 R : 中心軸から壁までの距離 (m)
 R_g : 気体定数 (=8.314) (J/mol·K)
 T_g : ガス温度 (K)
 T_{sb} : ドライアイスの昇華温度 (K)
 u_s : 粒子の速度 (m/s)
 V_c, V_o : コークスと鉱石の装入容積 (m³(bed))
 S_r : 鉱石の収縮率 (—)
 γ : 鉛直軸とすべり面間の角度 (rad)
 ΔH_{sb} : 昇華のエンタルピー変化 (J/kg)
 ϵ : 空隙率 (—)
 θ_w : 壁面と鉛直面間の角度 (rad)
 μ : 粘性係数 (Pa·s)
 μ_w : ($\equiv (\tau_{rl})_w / \sigma_r$) (—)
 ρ : 密度 (kg/m³)

ρ_b : かさ密度 (kg/m³(bed))
 σ, τ : 垂直およびせん断応力 (Pa)
 ϕ : 粒子形状係数 (—)
 ϕ_i, ϕ_w : 内部および壁面摩擦角 (rad)
(添え字) g : ガス, in : 入口, l : 軸方向, out : 出口,
 r : 半径位置, s : 粒子, w : 壁

文 献

- 1) 金谷健一: 日本機械学会論文集, 45 (1979), p. 507
- 2) L. Z. KHODAK and Yu. I. BORISOV: Powder Tech., 4 (1970/71), p. 187
- 3) 宮坂尚親, 須賀田正泰, 原 行明, 近藤真一: 鉄と鋼, 58 (1972), p. 18
- 4) H. NISHIO, W. WENZEL and H. W. GUDENAU: Stahl Eisen, 97 (1977), p. 867
- 5) 桑野芳一, 館 充, 浅村 淳: 鉄と鋼, 66 (1980), S633
- 6) 清水正賢, 山口荒太, 稲葉晋一, 成田貴一: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 936
- 7) 宮崎富夫, 梶原義雅, 神保高生: 鉄と鋼, 66 (1980), S91
- 8) 佐藤裕二, 杉山 喬, 中村正和, 原 行明: 鉄と鋼, 66 (1980), S634
- 9) 桑原 守, 磯部浩一, 鞭 巖: 鉄と鋼, 66 (1980), S640
- 10) 羽田野道春, 平岡文章, 福田充一郎, 増池 保: 鉄と鋼, 62 (1976), p. 505
- 11) 野宮好堯, K. KREIBICH and H. W. GUDENAU: 鉄と鋼, 65 (1979), S64
- 12) 入田俊幸, 磯山 正, 原 義明, 奥野嘉雄, 金山有治, 田代 清: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 2295
- 13) 福島 勤, 大野陽太郎, 名雪利夫, 近藤国弘, K. KREIBICH: 鉄と鋼, 68 (1982), S112
- 14) 清水正賢, 山口荒太, 稲葉晋一, 小野玲児: 鉄と鋼, 69 (1983), S726
- 15) 田村健二, 一田守政, 斧 勝也, 林 洋一: 鉄と鋼, 70 (1984), A141
- 16) R. JESCHAR, W. PÖTKE, K. P. EHIERT and M. MAVROUDIS: Stahl Eisen, 94 (1974), p. 525
- 17) 外山茂樹, 広末英晴, 内田邦夫: 粉体工学研究会誌, 10 (1973), p. 146
- 18) 西尾浩明, 有山達郎: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 2330
- 19) W. E. RANZ: Chem. Eng. Progr., 48 (1952), p. 247
- 20) 赫 冀成, 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 72 (1986), p. 2048
- 21) 高橋洋志, 柳井 弘: 化学工学, 35 (1971), p. 1372
- 22) D. M. WALKER: Chem. Eng. Sci., 21 (1966), p. 975
- 23) J. K. WALTERS: Chem. Eng. Sci., 28 (1973), p. 13
- 24) S. ERGUN: Ind. Eng. Chem., 45 (1953), p. 447
- 25) 江口 毅, 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 73 (1987), S35
- 26) P. L. BLANSBY, P. M. BLAIR-FISH and R. G. JAMES: Powder Tech., 8 (1973), p. 197
- 27) A. SUZUKI and T. TANAKA: Ind. Eng. Chem. Fundam., 10 (1971), p. 84
- 28) 斧 勝也, 肥田行博, 重見彰利, 児玉惟孝: 鉄と鋼, 61 (1975), p. 777
- 29) J. B. WAGSTAFF: Blast Furnace, Coke Oven and Raw Materials Conference (1955), p. 298 [AIME]
- 30) 磯部浩一, 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 67 (1981), S53
- 31) 磯部浩一, 桑原 守, 鞭 巖: 鉄と鋼, 67 (1981), S753