

流動層における粗大粒子の挙動と抗力係数*

小澤 守^{*1}, 梅川尚嗣^{*1}, 松田 健^{*2}
竹中信幸^{*3}, 松林政仁^{*4}, 鶴野 晃^{*4}

Large Particle Movement and Drag Coefficient in a Fluidized Bed

Mamoru OZAWA, Hisashi UMEKAWA, Takeshi MATSUDA,
Nobuyuki TAKENAKA, Masahito MATSUBAYASHI and Akira TSURUNO

Flow visualization of the behavior of a large particle in a fluidized bed was conducted using neutron radiography. The large particle moved according to the bed materials, especially in the wake of a bubble. When the density of the large particle was high, the particle moved with a velocity different from that of bubble, and in some cases the particle moved downward through a bubble. When the density was low enough, the particle moved on the surface of the bubble wake. The drag force of the large particle immersed in the fluidized bed was measured. The drag force increased with increase in the volumetric gas flux as well as with increase in the particle diameter. The drag coefficient was derived and was well correlated on the basis of a two-phase model and experimentally determined effective viscosity of the bed materials.

Key Words: Fluidized Bed, Flow Visualization, Digital Image Processing, Drag Coefficient, Neutron Radiography

1. 緒 言

流動層燃焼ボイラや流動層ごみ焼却などにおいては、粒径の異なる粒子群が共存し、良好な燃焼状態を維持するためにはごみや石炭などの粗大粒子を流動層層材中にできるだけ一様に分散、混合させることが重要な設計項目で、それが達成できないときには偏析(セグレゲーション)など不都合な事態を招きかねない。このような系においては粗大粒子の層内での循環挙動の原因でもある粗大粒子と気泡の干渉が重要な役割を果たすことになる⁽¹⁾。しかしこのような問題に関しては Masson らをはじめとするいくつかの興味深い実験がある程度⁽¹⁾、十分に解明されたとはいえない状況にある。例えば気液二相流などの場合には比較的容易に目視観察できるのに対して、流動層の場合には Masson らのように透明のガラスビーズを用いるなどしなければ、基本的に可視化が困難であることがその原因であろう。最近、中性子ラジオグラフィによ

る混相流の可視化技術が大きく注目されるようになり、金属容器や砂で構成された流動層にも十分適用可能であることがわかってきた⁽²⁾。この手法では装置に多少の工夫をすれば、気泡と粗大粒子の干渉などのように、実時間でしかも連続的な観察が必要な対象に特に適していると思われる。このようにして流動層が可視化されたとしても、設計のツールとして、また現象の力学的解明のためにも、モデリングが重要となるのは論を待たない。最近、DSMC法による流動層のシミュレーションが行われ、気泡の形成過程や粒子の流動挙動が報告されている⁽³⁾が、例えば200 μmの層材粒子に対して粗大粒子径が20 mmの場合には、粗大粒子に匹敵する層材粒子だけでも10⁶オーダーの個数となり、層材によって形成される気泡と粗大粒子の干渉などのシミュレーションを行おうとすると計算機容量の制限からかなりの困難が予想される。高速流動層で出現するクラスタと同様なある種の粒子群を想定して、それと粗大粒子の挙動のシミュレーションを行うなど、結局のところ何らかのモデリングなしには可能ではないことになる。その意味で流動層にある種の連続体として取扱う手法は依然として重要な地位を占めている。

そこで本研究では、このような粗大粒子の流動層中

* 原稿受付 1996年1月24日。

^{*1} 正員、関西大学工学部 (☎564 吹田市山手町3-3-35)。^{*2} 学生員、関西大学大学院。^{*3} 正員、神戸大学工学部 (☎657 神戸市灘区六甲台町1-1)。^{*4} 日本原子力研究所東海研究所 (☎319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4)。

での挙動を理解しまた定量化する第1歩として、中性子ラジオグラフィによる気泡流動層中の粗大粒子挙動の可視化を行うとともに、流動層中の粗大粒子の運動を記述する際に特に重要と思われる抗力を測定し、流体に対するのと同様の抗力係数を求めた。

2. 気泡流動層中の粗大粒子の挙動

2.1 中性子ラジオグラフィによる可視化 可視化に使用した流動層は図1に示すように内寸法で幅300 mm, 厚さ50 mm, 高さ700 mmの中性子に対して透過性のよい厚さ5 mmのアルミニウム製の矩形容器で構成され、層材には表1に示すSiO₂ 91.3%, 平均粒子径82 μm, 真密度2560 kg/m³のけい砂を用いた。この装置では層高400 mmに対して流動化開始速度は0.016 m/sであった。なおけい砂そのものは中性子に対してほとんど透明で、ポイド率(空けき率)分布を画像処理によって求める際に不都合を生じるため、ここでは同じ層材をあらかじめ硝酸ガドリニウムの2%水溶液に浸してコーティングしたものを十分に乾燥させたのち体積割合で1~3%混入することによって着色した。また層材の動きを観測するためにトレーサ粒子として層材よりも若干粒度が大きい微粉炭を少量混入した。

流動層の流動化気体としては湿度や油分の混入を避けるために窒素ガスを用い、減圧弁、臨界ノズルを介して装置下部に導かれ、パツフル板、多孔質の分散板を通して層内に吹き込まれた。観察に用いられた粗大粒子は直径d_p=38 mmのピンポン球で、その内部に充てん物を詰めて密度をそれぞれρ_p=88,500 kg/m³に設定したものを2種類用いた。中性子を照射始めると一連の計測が終了するまで途中で操作できないため、粗大粒子はあらかじめ層内の適切な位置に設定しておき、所定の流量に設定されたガスを一気に流入させ、そののちの層内での挙動を蛍光コンバータを介し

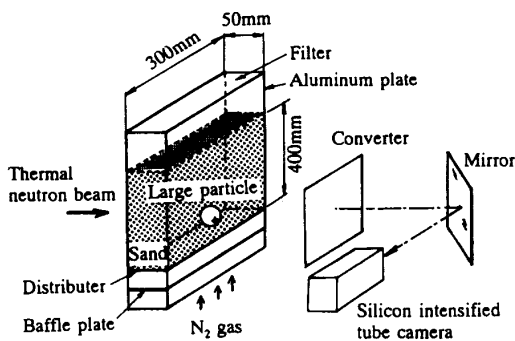


Fig. 1 Experimental setup for flow visualization by neutron radiography

てビデオカメラで撮影録画した。したがって得られた画像は厳密には非定常状態でのものといえなくもないが、別途行った実験で、流動化に至るまでの時間遅れが十分に短く、ここでの議論には大きな影響がないことを確認している。中性子ラジオグラフィ装置としては日本原子力研究所のJRR-3Mのものを使用した。中性子束は1.5×10⁸ n/(cm²·s)、照射範囲は幅255 mm, 高さ305 mmである。照射範囲の最下端は分散板から150 mmの位置とした。

2.2 画像処理法とポイド率分布の算出 中性子ラジオグラフィによる流動層の画像の輝度分布は、中性子の減衰が少ない窒素ガスによる減衰分を無視すれば次式で与えられる。

$$S(x, y, t) = G(x, y) \exp \{ -\rho_w \mu_{mw} \delta_w(x, y) - [1 - \epsilon(x, y, t)] \rho_s \mu_{ms} \delta_s(x, y) \} + O(x, y) \dots \dots \dots (1)$$

ここでG(x, y), O(x, y)はゲインとオフセットであり、中性子線と撮像系の非均一性により空間的な分布をもつ。なお原子炉が一定出力で運転されているためにビームの中性子束は時間的に一定であると考えられ、また撮像系も十分ウォームアップを行っているため、これらの値は時間的に一定と考えられる。ρ_w, ρ_sはそれぞれテスト容器壁と層材の密度、μ_{mw}, μ_{ms}は質量減衰係数を表す。δ_w, δ_sは厚さを表しともに一定の値であり、εはポイド率を表している。なおxとyはそれぞれ水平、垂直方向座標、tは時間、また添字WとSはそれぞれ壁と層材を意味する。

実験に際しては対象とする流動層の画像、中性子を照射しない状態で得られるオフセットを求めるための画像、さらに照射室内を空の状態にして照射したとき

Table 1 Bed materials

Mean diameter: 82 μm, Density: 2560kg/m ³		
Distribution of diameter	Contents	
149 μm	(5.1%)	SiO ₂ (91.3%)
105	(10.7)	Al ₂ O ₃ (4.72)
74	(41.7)	Fe ₂ O ₃ (0.16)
53	(27.3)	
below 53	(15.2)	
Mean diameter: 218 μm, Density: 2560kg/m ³		
Distribution of diameter	Contents	
590 μm	(0.1%)	SiO ₂ (99.7%)
420	(2.2)	Al ₂ O ₃ (0.05)
297	(45.0)	Fe ₂ O ₃ (0.02)
210	(33.2)	
149	(14.9)	
105	(4.5)	
74	(0.1)	

に得られるシェーディング画像を撮影した。オフセット画像をまず流動層の原画像から差引き、さらに中性子束の分布による色むらを補正するためにシェーディング画像を用いて補正を行うことにより、壁を含む流動層の画像の輝度分布 $S'(x, y, t)$ が得られる。

$$S'(x, y, t) = G' \exp \{-\rho_w \mu_{mw} \delta_w - [1 - \varepsilon(x, y, t)] \rho_s \mu_{ms} \delta_s\} \dots \dots \dots (2)$$

ここでシェーディング補正したのちのゲイン G' は可視化範囲で一様と仮定している。層材のみの画像を得るためにはさらにテスト容器を空、つまり層材を充てんしない状態の画像が必要であるが、実験および測定系の都合からこの画像は得ることができなかった。そこで本研究においては流動化させない状態での画像を求めておき、その上部に位置するフリーボード部の画像から容器壁のみによる輝度 S'_w を求めた。

$$S'_w = G' \exp(-\rho_w \mu_{mw} \delta_w) \dots \dots \dots (3)$$

上記の式(2)、(3)から層材のみによる中性子のビーム方向の減衰率の二次元分布は次式で与えられることになる。

$$[1 - \varepsilon(x, y, t)] \rho_s \mu_{ms} \delta_s = \log S'_w - \log S'(x, y, t) \dots \dots \dots (4)$$

つまり層材の質量減衰係数がわかればポイド率 ε の算出ができることになる。本実験においては層材の着色のために硝酸ガドリニウムを混入しており、その混入割合により減衰率が変化するため、その算出には困難が伴う。そこで各実験のたびごとにまず未流動化状態で流動層の撮像を行い、層高から求めた平均ポイド率 ε_0 とそのときに得られる S'_0, S'_w から $\rho_s \mu_{ms} \delta_s$ を決定した。ただし流動層内は十分に混合されているとして、密度 ρ_s と質量減衰係数 μ_{ms} の分布はないものと仮定している。なお S'_0 は層材部分の平均値である。これらによって次式によりポイド率の分布が算出されることになる。

$$\frac{[1 - \varepsilon(x, y, t)] / (1 - \varepsilon_0)}{=} \frac{[\log S'_w - \log S'(x, y, t)] / (\log S'_w - \log S'_0)}{\dots \dots \dots (5)}$$

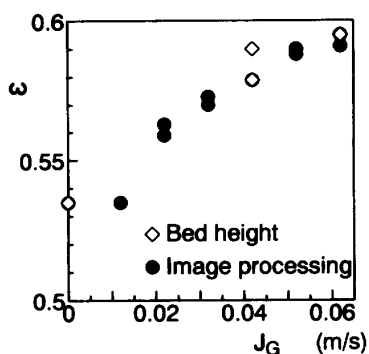


Fig. 2 Average void fraction

図2に上記の画像処理で求めた平均ポイド率と層高から求めたポイド率を比較して示している。気相の容積流束 $J_G=0$ に対応するデータは S'_0 を決定する際に用いたデータであり、これ以外の各データが両方法で互いによく一致していることから、ここでの画像処理はほぼ満足できるものと考えている。なお層高の読取り精度、壁での S'_w 、未流動化状態での層材の S'_0 の分散を考慮すると、画像処理によるポイド率は0.01程度の精度で算出されているものと考えられ、ここでの議論には十分の精度をもっており、またある程度の定量的評価も可能であると考えている。

2.3 粗大粒子の挙動 図3, 4に画像処理によって求められた流動層中の粗大粒子の挙動が1/30 sごとの画像として示されている。図3は粗大粒子の密度が500 kg/m³の場合であり、図4は密度が88 kg/m³の場合である。いずれの場合も $J_G=0.062$ m/s ($J_G/J_{GMF}=3.9$) である。図3, 4中の青い丸の部分が粗大粒子を表し、赤い部分が気泡を表している。図3に示す粗大粒子の密度が大きい場合には、層材中を層材の動きとともに緩やかに上昇していた粗大粒子は、そのごく近傍に気泡が接近するとその気泡ウェークに引きずられるように一時的に急上昇するが、気泡の上昇速度が大きいために取り残される。その後下方から上昇した気泡が追いつくと、気泡内を貫通して落下し、気泡ウェーク部分を通過して再び層材中に残されることになる。このように粗大粒子は気泡の運動に伴ってランダムに上下動を繰返しながら徐々に上昇していく。一方、粗大粒子の密度が小さい場合には、図4に示すようにその近傍を大きな気泡が通過すると、その気泡に取り込まれて気泡とともに急上昇していくことがわかる。なお供試球にはその回転が検出できるように炭化ほう素で印をつけていたが、本実験の範囲内ではほとんど回転していないことがわかった。

気泡周りの層材の運動を気泡に視点をおいて考えると、Kuniiら⁽⁴⁾によれば、層材は気泡の周りを落下して気泡ウェーク部分にたい積し、その後そのウェークを構成する層材を更新するように順次気泡ウェークから排除されていく。したがって気泡下端のウェーク界面は気泡とはほぼ同じ速度をもっていることになり、密度の小さい粒子はこの気泡ウェークの界面に乗った形で移動しているのである。Masson⁽¹⁾はバルク密度1490 kg/m³の流動層中では密度が800 kg/m³以下である円柱形の粗大粒子が気泡の上部(roof)によって運ばれたことを報告しているが、密度500, 88 kg/m³の球形粒子を用いた今回の実験では上述のように気泡の上部で運ばれることはなかった。流動層中の気泡周り

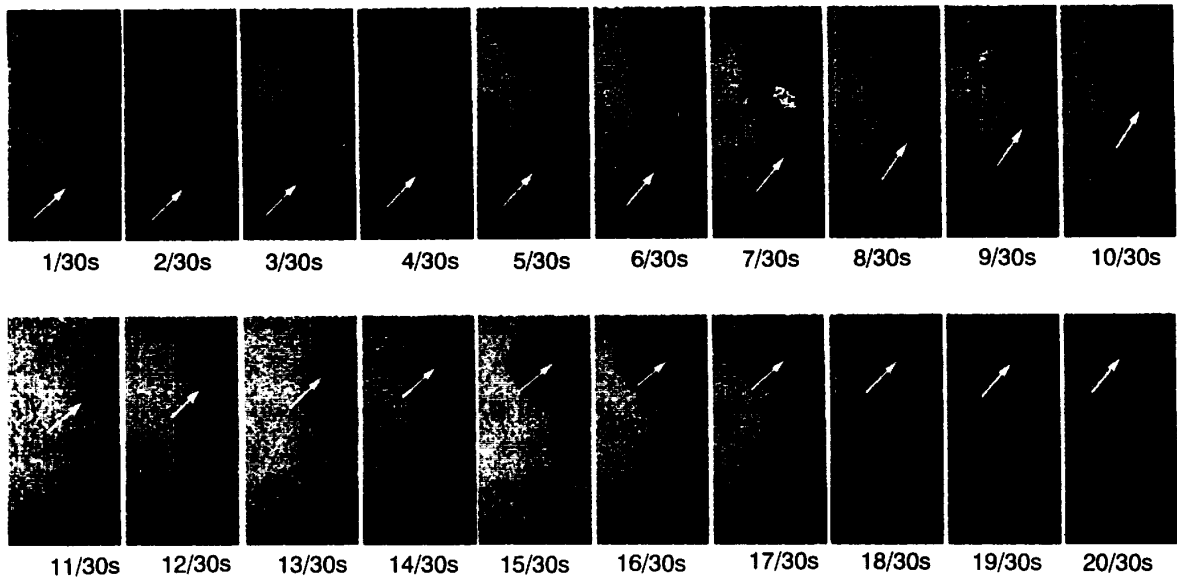


Fig. 3 Large particle movement visualized by neutron radiography
 ($\rho_P=500 \text{ kg/m}^3$, $d_P=38 \text{ mm}$, $d_s=82 \text{ }\mu\text{m}$, $J_C=0.062 \text{ m/s}$, The calibration
 of color to void fraction is indicated in Fig. 4)

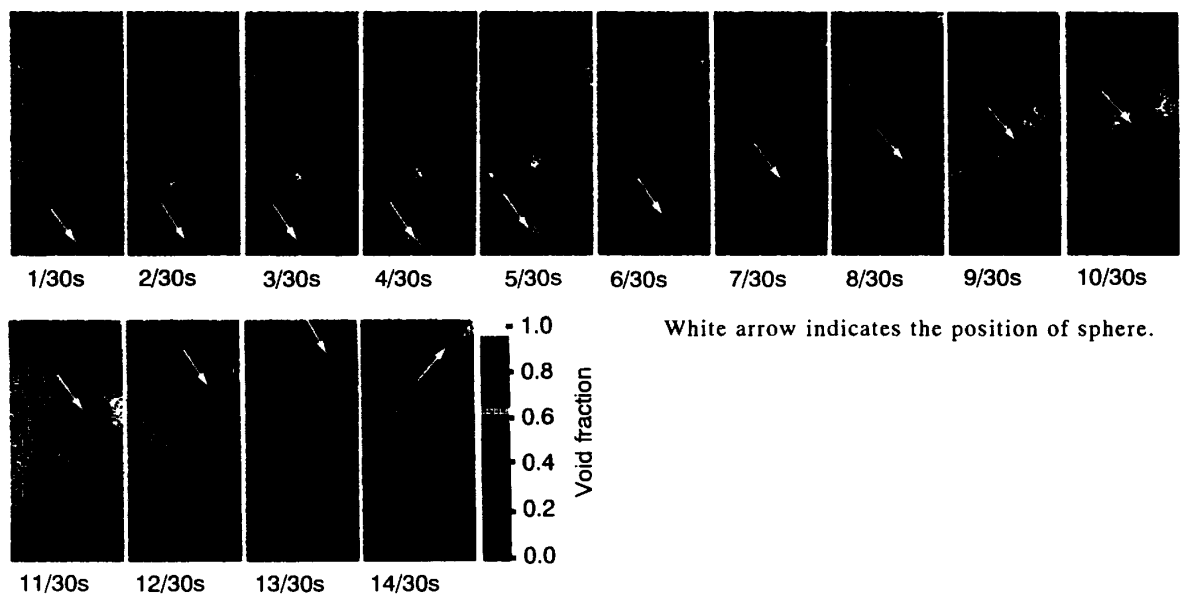


Fig. 4 Large particle movement visualized by neutron radiography
 ($\rho_P=88 \text{ kg/m}^3$, $d_P=38 \text{ mm}$, $d_s=82 \text{ }\mu\text{m}$, $J_C=0.062 \text{ m/s}$)

の層材は気泡の周りをまわって気泡ウェークに達するものも存在するが、比較的流動化しやすい Gerdart の B 粒子などでは気泡中を貫通して落下する層材粒子も多く、液体中の気泡におけるほど明確な界面は存在しない。したがって気泡の上部には粗大粒子を支持するほどの力は作用しないと考えられ、Masson のいうところの軽い粒子が気泡の roof で運ばれるというのは、気泡の周囲の層材に支えられていると解するのが妥当であろう。

3. 流動層中の粗大粒子の抗力係数

2章で流動層中の粗大粒子の運動は基本的に流動化した層材によることを述べたが、二相モデルにしろ何らかの連続体モデルを用いて多粒子系のモデリングを行うためには粗大粒子の抗力係数を調べるとか、粗大粒子の沈降速度、上昇速度を求める必要がある。沈降速度や上昇速度を求めるには何らかのセンサを設置してセンサ間の通過時間を調べることになるが、2章で示したように粒子の挙動はかなりのランダム性があ

り、結果的に得られるデータにはばらつきが大きく一般性が得られにくい欠点がある。実際、著者らもあらかじめ流動化した層内に粗大粒子を保持しておき、粒子を開放してからフリーボード界面まで浮上してくる時間を求めることによって上昇速度を計測したが、粒子の密度によっては層内を気泡と同程度の速度で上昇してくるものや層内を循環して上昇してこないものまでさまざま⁽⁶⁾、それらから粒子の受ける抗力を算出するのは困難であった。そこで本研究では流動層内に置かれた粗大粒子に働く抗力を直接測定することにした。

3・1 実験装置と方法 図5は内径100 mm、高さ550 mmの円筒形の容器で、底部にバッフル板および多孔質の分散板を設置した流動層モデルである。層材には前出の表1中の2種類のけい砂を用い、平均粒子径 d_s は82 μm と218 μm である。流動化開始速度 J_{Gmf} はそれぞれ、0.022 m/sと0.07 m/sである。窒素ガスはボンベから減圧弁、圧力調整弁、臨界ノズルを介して流動層底部から供給される。分散板からおおよそ200 mmの位置にロードセルに真ちゅう棒を介して接続された抗力測定用の粗大粒子である球が設置されている。図5には二つの球が直列に配列したときの配置図が示されている。この下方の球は容器側壁にそって上部からつるされた支持棒によって支えられている。本実験では、まず単一球による抗力測定を行い、その後、球を図5のように直列に配置した場合の下流側の球の受ける抗力、つまり下方の球の後流の影響について調べた。単一球実験では $d_p=44, 38, 20$ mmの球を用い、密度 ρ_p はそれぞれ201, 193, 1122 kg/m^3 である。なお $d_p=44, 38$ mmの球については $\rho_p=700, 1200$ kg/m^3 に設定したのもも用いた。本実験の範囲は流動化開始速度 J_{Gmf} 付近からおおよそ $1.7J_{Gmf}$ の範囲までで、また二つの球による干渉に関しては $d_p=$

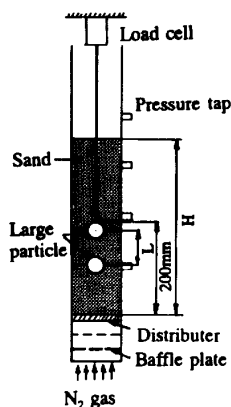


Fig. 5 Experimental setup for drag force measurement

44 mm一定とし、球の中心間距離 L と球の直径 d_p の比で表して $L/d_p=1.1\sim 4$ の範囲で抗力測定を行った。なお実験に際しては球と接続棒の自重がかかった状態での抗力を $D=0$ と設定して計測した。後出の図7に示すように流動化開始速度以下の気体容積流束のもとでは、初期設定状態によっては抗力特性に差異が認められるが、流動化開始とともにこの影響は消えてしまう。

3・2 抗力の時間変動特性 層材が流動化すると層内にはさまざまな大きさの気泡が形成され、その気泡によって駆動される層材の作用によって抗力は時間的に変動する。その変動の確率密度関数が図6に示されている。容積流束が小さい場合には抗力は平均値の周りで比較的小さな振幅で変動しているのに対して、容積流束が大きい場合にはその振幅はかなり大きくなるが、いずれの場合にも分布の形状は正規分布的である。球に気泡が衝突すると急激に球に作用する抗力が小さくなるが、層材密度の高い気泡ウエーク部分がそれに引き続くため、今度はそのウエーク部分の上向き

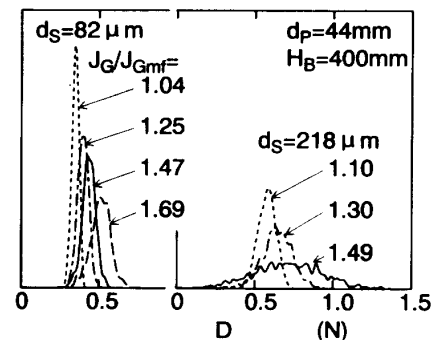


Fig. 6 Probability density distribution of drag force

d_p mm	ρ_p kg/m^3
44	201 ○ 700 ● 1200 ◦
38	193 □ 700 ■ 1200 ◇
20	1122 △

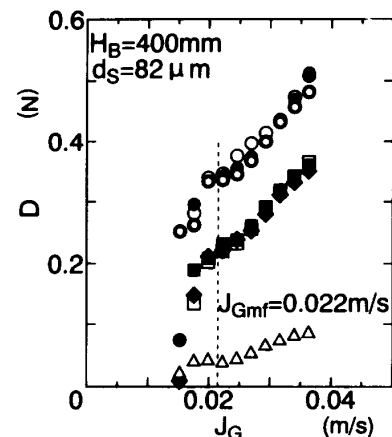


Fig. 7 Drag force of sphere in fluidized bed

の運動により大きな抗力が作用するのであろう。容積流束が小さい条件のもとでは発生気泡も小さく、その運動によって駆動される層材の運動も比較的緩やかであるのに対して、容積流束が大きくなると気泡発生頻度も高くなり、層材も活発に駆動され、それだけ球の受ける抗力も大きな変動を繰り返すと考えられる。

3.3 抗力の時間平均値の挙動 抗力の時間積分平均値を容積流束に対してプロットした結果が図7に示されている。図7中の破線は流動化開始速度を示し、これよりも左のデータは初期設定からの緩和過程であり、ここでは破線よりも右に位置する $J_c/J_{cmf} \geq 1.0$ のデータを議論の対象とする。

図7には直径や密度の異なる種々の測定球を用いて得られた抗力の値が示されている。いずれの球でも抗力は流動化開始速度以上の範囲では容積流束の増加とともにほぼ直線状の増加を示し、球の直径が大きいほど大きな抗力を受けることがわかる。また直径が同じであれば、本測定法によって得られる抗力は測定球の

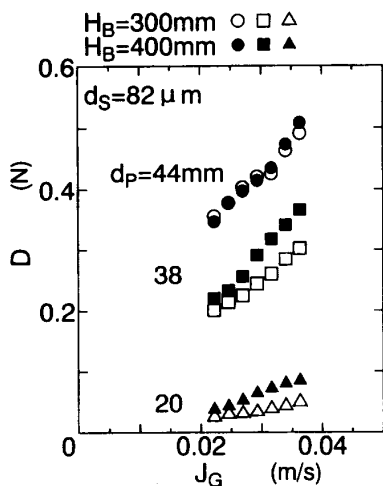


Fig. 8 Drag force of sphere in fluidized bed

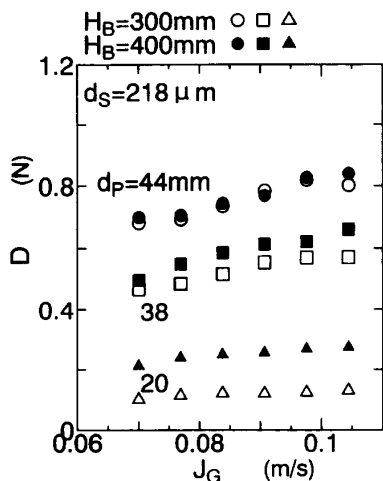


Fig. 9 Drag force of sphere in fluidized bed

密度のいかんにかかわらず十分な再現性を有することもわかる。

図8と図9には層高 H_B が 300, 400 mm の場合の抗力が容積流束に対して示されている。 $d_p=44$ mm の場合には抗力に及ぼす層高の影響はまったく認められないが、 d_p が小さい場合は層高が高いほうが抗力は大きくなる傾向にあり、特に $d_p=20$ mm の場合には顕著である。このような層高の影響は層材の運動、気泡の挙動、気泡ウェークのスケールと球の大きさの関連などを含めて考慮しなければならないと思われるが、現段階では明確な説明ができない。

3.4 抗力に及ぼす後流の影響 流動層中では粗大粒子相互の干渉が発生し、それによって粒子の受ける抗力も変化することが予想される。そこで相互干渉の典型例として、粗大粒子が気相流れに対して直列に2個並んだ場合に、下流側の粒子が上流の粗大粒子による後流の影響を受ける場合について、抗力測定を行った。図10に一例として $d_s=218 \mu\text{m}$ の層材に対して $d_p=44$ mm とした場合の結果を示す。図10中には同直径の単一球の場合の結果も示されている。粗大粒子配置のピッチの影響はかなり明りょうで、 $L/d_p=1.1$

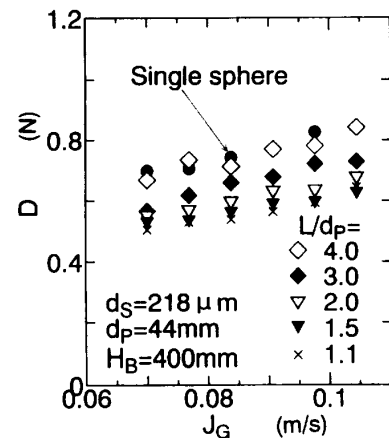


Fig. 10 Effect of particle wake on drag force

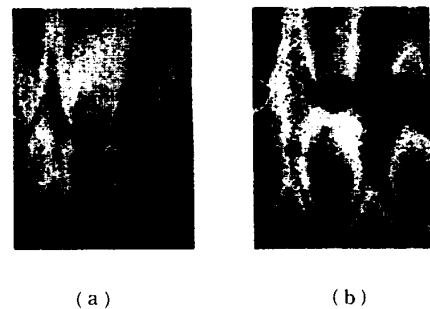


Fig. 11 Flow pattern in tube-bank visualized by neutron radiography (Tube diameter $D=40$ mm, $d_s=82 \mu\text{m}$, $J_c=0.042$ m/s, pitch (a) : $L/D=2$ and (b) : $L/D=3$). The calibration of color to void fraction is indicated in Fig. 4)

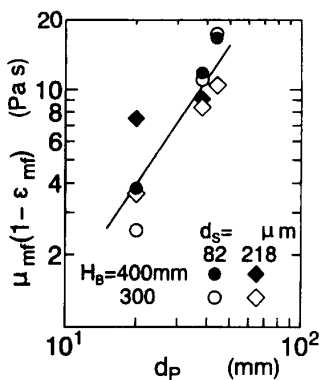


Fig. 12 Effective viscosity at minimum fluidization velocity

~1.5 では 30%程度単一球の場合よりも小さく、 L/d_p が大きくなるに従って、抗力は順次大きくなり、ピッチ $L/d_p=4$ 程度になると単一球の場合とほとんど一致する。ピッチが小さい場合に抗力が小さいのは粒子間に存在する層材の運動が粒子の存在によって拘束され、粒子の後流部分の層材があまり大きく動かないことによる。ピッチが大きくなると後流のスケールに相対的に間隔が大きくなるため、単一球の場合に漸近する。

図 11 は中性子ラジオグラフィによる流動層中に置かれた管群の可視化結果⁽⁶⁾で、管配列のピッチ $L/d_p=2, 3$ の場合である。管配列のピッチが小さい場合には管の上部に層材のたい積が形成され、そして管間の層材はあまり動かない。一方、ピッチが大きい場合には後流の影響は相対的に小さくなっている。物体の形状は球とは異なるが、基本的には本報で示した球の場合も図 11 と同様な機構であると思われる。

3.5 抗力係数の相関 流体の場合には抗力係数 C_D は周囲の流れのレイノルズ数に対して相関されるのが通例である。ここでは流動層に対して流体と同様な手法を適用するが、そのためには流体と等価な粘性係数を定義しなければならない。流動層における等価粘性係数に関しては文献(7)に詳しく記述されていて、定性的には流動化開始速度近傍ではかなり大きな値であるが、容積流束の増大とともに低下し、流動化開始速度を大きく上回った領域ではほぼ一定の値に近づくことが報告されている。しかしながら等価粘性係数の測定にジェット流れを用いるにしろ、終末速度を用いるにしろ、その定義、測定方法によって値は大きく異なり、容易に 1~2 オーダ変化し得る。そこで本報では抗力係数を以下の手順に従って相関する。

まず流動化開始速度 J_{Gmf} に対応する抗力 D_{mf} を $J_G/J_{Gmf} > 1$ 以上の領域でのデータを直線近似して外挿

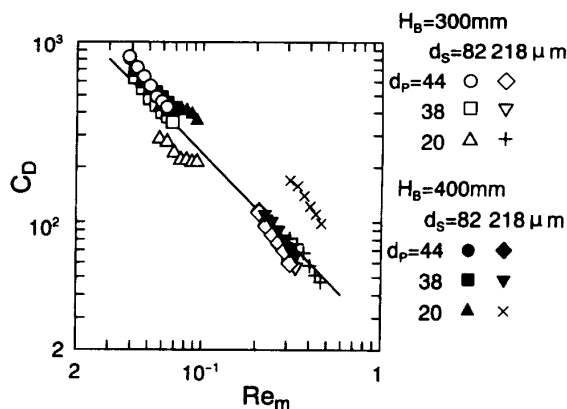


Fig. 13 Drag coefficient in bubbling fluidized bed

によって求めた。この D_{mf} と J_{Gmf} から通常の流体に対するのと同様の関係式

$$D_{mf} = (1/2) C_{Dmf} (\pi d_p^2 / 4) \rho_{mf} J_{Gmf}^2 \dots \dots \dots (6)$$

によって抗力係数 C_{Dmf} を算出した。ここで ρ_{mf} は流動化開始速度の状態でのバルク密度であり、流動層の層高から算出したボイド率 ϵ_{mf} によって次式で与えられる。

$$\rho_{mf} = \epsilon_{mf} \rho_G + (1 - \epsilon_{mf}) \rho_S \dots \dots \dots (7)$$

ここで ρ_G は気相の密度である。式(6)で求められた抗力係数 C_{Dmf} がストークスの式

$$C_{Dmf} = 24 / Re_{mf} = 24 / (J_{Gmf} d_p \rho_{mf} / \mu_{mf}) \dots \dots \dots (8)$$

によって相関されるものと仮定すると、 μ_{mf} を求めることができる。 μ_{mf} には $(1 - \epsilon_{mf})$ や粗大粒子の径 d_p が影響することが予想される⁽⁸⁾。どのような形で等価粘性係数を相関すれば最も合理的なのか不明であるが、例えば $\mu_{mf}(1 - \epsilon_{mf})$ と d_p の関係で表したものが図 12 に示されている。 $d_p=20$ mm の場合にはデータの分散が大きいが、全体的には $\mu_{mf}(1 - \epsilon_{mf})$ は d_p が大きいほど大きくなる傾向にある。ここでは便宜上図 12 中の直線で粘性係数を相関することとし、次式で与えられる。

$$\mu_{mf} = 1400(1 - \epsilon_{mf})^{-1} d_p^{1.5} \dots \dots \dots (9)$$

さて流動層が二相説に従うとすれば、流動化状態の濃厚相のボイド率は ϵ_{mf} であり、密度は ρ_{mf} 、そして粘性係数は上記の μ_{mf} となる。層材の運動を代表する速度は容積流束 J_G であるとして、実験で得られた $J_G/J_{Gmf} > 1.0$ の範囲での抗力から次式によって抗力係数 C_D を算出した。

$$C_D = D / [(1/2)(\pi d_p^2 / 4) \rho_{mf} J_G^2] \dots \dots \dots (10)$$

この抗力係数 C_D をレイノルズ数

$$Re_m = d_p J_G \rho_{mf} / \mu_{mf} \dots \dots \dots (11)$$

に対してプロットした結果が図 13 に示されている。図 12 において μ_{mf} の値が近似式から比較的大きく離れ

ていた層高が 400 mm で $d_p=20$ mm のデータを除けば、本実験で得られたほとんどのデータが実線で表されるストークスの式によってかなりよく相関されることがわかる。

4. 結 言

気泡流動層中に置かれた粗大粒子の挙動を中性子ラジオグラフィーによって可視化し、粗大粒子の運動を支配するものは気泡ウェークであることを示した。また層内に固定された粗大粒子に作用する抗力を測定し、抗力に及ぼす層材、気相の容積流束、粒子直径などの影響を明らかにし、抗力係数をストークスの式によってよく相関できることを示した。

文 献

- (1) Kunii, D. and Levenspiel, O., *Fluidization Engineering*, 2nd ed., (1991), 226-228, Butterworth-Heinemann,

Boston.

- (2) Takenaka, N., ほか 6 名, Application of Neutron Radiography to Visualization of Multiphase Flows, *Flow Meas. Instrum.*, 1(1990), 149-156.
- (3) Tsuji, Y., Kawaguchi, T. and Tanaka, T., Discrete Particle Simulation of Two-Dimensional Fluidized Bed, *Powder Technol.*, 77(1993), 79-87.
- (4) 文献(1)の 216~217 ページ.
- (5) 小澤守・梅川尚嗣, 流動層における大粒子の上昇速度, 混相流シンポジウム '93(第 12 回)講演論文集, (1993), 9-10.
- (6) Ozawa, M., ほか 5 名, Void Fraction Profile in Tube-Banks of a Simulated Fluidized-Bed Heat Exchanger, *Proc. 2nd Int. Topic. Meet. Neutron Radiograp. Syst. Des. Characteriz.*, (1995), 351-355.
- (7) Schuegerl, K. (Davidson, J. F. and Harrison, D., ed.), *Rheological Behavior of Fluidized Systems, Fluidization*, (1971), 261-291, Academic Press, N. Y..
- (8) Kai, T., ほか 3 名, Relationship between Apparent Bed Viscosity and Fluidization Quality in a Fluidized Bed with Fine Particles, *J. Chem. Eng. Jpn.*, 24-4(1991), 494-500.