

固液混相ブルームの流動特性に関する実験的研究

大阪大学大学院 学生員○下屋陽八郎
大阪大学工学部 正 員 玉井昌宏
大阪大学工学部 正 員 村岡浩爾

1. まえがき 固体粒子群が静水中を移動すると、その後流群の形成・合体を通して、固体/液体の混相流動が生じる。混入粒子の粒径や混入体積率により、粒子拡散性など誘起流動場の特性は大きく変化する。こうした流動形態の変化は、固液相の相互作用の本質に関わる問題であるが、基礎的な実験あるいは理論的考察はほとんど行われていないのが現状である。本研究においては、固体粒子を静水中に連続的に投下した場合に形成される固液混相ブルーム流動を対象として、レーザードップラー流速計を用いて誘起流動場を計測した。

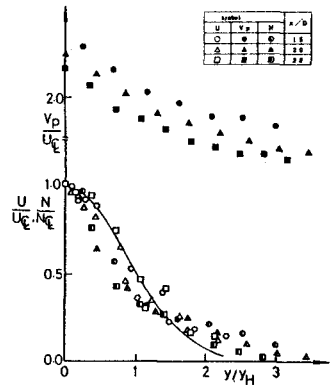
2. 実験方法 実験は幅と高さが80cm、奥行き30cmの前後面アクリル製の鋼鉄製水槽の前面5cmを仕切って行った。直径4.7cmの溝付き円筒型ドラムを回転させることにより粒子を連続的に供給した。供給周波数は40Hzである。粒子放出口は幅1cm、奥行き5cmのスリットになっている。放出口先端は水面下12cmに設置されており、若干の変動を除けばスリットからの流体流出は存在しない。誘起流動場は前方散乱型のレーザードップラー流速計により、また粒子の挙動はビデオシステムを用いて計測した。固体粒子としてはガラスビーズを用いた。その諸元を表-1に示す。ここに、 d

表-1 供試材料

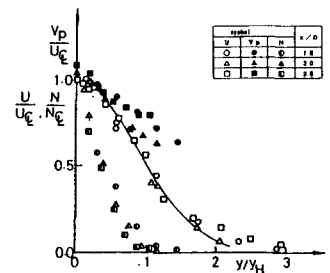
d	ρ	U_p	Re_d	C_{DC}	C_{DE}
1.0	2.64	15.4	154	0.90	0.90
3.0	2.64	31.1	935	0.43	0.67

(mm): 平均粒径、 ρ (g/cm³): 密度、 U_p (cm/sec): 自由沈降速度 (測定値)、 Re_d ($=U_p \times d / \nu$): 粒子レイノルズ数、 C_{DC} : 抵抗係数 ($C_{DC} = 24 / Re_d \times (1 + Re_d^{2/3} / 6)$) を用いた計算値)、 C_{DE} : 抵抗係数 (自由沈降速度より逆算) である。単位奥行き当りの投下量 q は、 $d = 1$ mm の場合には、 1.04 cm^2 (case1-S) と 1.80 cm^2 (1-L) を、また $d = 3$ mm の場合には、 1.09 cm^2 (3-S) と 1.75 cm^2 (3-L) の各2種類を設定した。

3. 実験結果 図-1に平均流速 U 、平均粒子速度 V_p 、粒子体積フラックス N の断面内分布を示す。縦軸は、 U 、 V_p については U の中心軸上値 U_{CL} で、また、 N についても中心軸上値 N_{CL} で無次元化されている。横軸は U 分布の半値半幅 y_H で無次元化した中心軸からの横方向距離である。 $d = 3$ mm のケースでは、 U と N の分布は概ね一致している。流動外縁における粒子と流体との相対速度差は、単一粒子の自由沈降速度に等しい。中心軸に近づくにつれて誘起流動の影響により相対速度差は小さくなる。固体粒子群が単一粒子の自由沈降状態で落下していると仮定すれば、単一粒子の後流による運動量に N を掛け合わせることで求めた運動量から流速分布の外形は得られると考えられる。従って、単一粒子の後流の拡がり程度の誤差はあるものの、 U と N の拡がり幅は等しくなる。 $d = 1$ mm のケース



(a) $d = 3$ mm



(b) $d = 1$ mm

図-1 U , V_p , N の断面内分布

Yohachirou Shimoya, Masahiro Tamai and Kohji Muraoka

では、U分布とN分布の半値半幅の横方向位置から判断して、粒子の拡がりや流速分布の拡がりの4割程度になっている。粒子と流体との相対速度差は小さく、粒子が流体運動によく追従していることがわかる。この傾向は、Modarres¹⁾や菱田ら²⁾の示した固液混相噴流の実験結果に類似している。また、従来の固気混相噴流の実験結果では、流下にもとない大きな相対速度差が現れることが報告されているが $d = 1 \text{ mm}$ のケースではそうした傾向は認められなかった。

図-2は粒子体積フラックス N を流速 U で除した、粒子の体積比率、つまり粒子の体積濃度を示す。 $d = 1 \text{ mm}$ のケースでは、概ねガウス分布的な形状であり、その拡がりや流速分布の50%程度である。 $d = 3 \text{ mm}$ のケースでは、 $y/y_H > 2$ の流動外縁では、 U 、 N ともに絶対値が小さいために、分布は複雑になる。この領域を除けば比較的平坦な分布を持ち、粒子体積濃度が断面位置によって大きく変化していないことがわかる。

図-3は U 分布の半値半幅 y_H の流下方向変化である。縦軸、横軸とも放流口幅 D で無次元化されている。 X は放流口からの鉛直距離を示す。比較のため、菱田ら²⁾やRamaprian³⁾によって得られた混相噴流や単相プルームの実験結果を同図に示す。菱田らの実験結果と同様に半値半幅の拡がり率(dy_H/dx)は流下距離の増大にもとない減少している。しかし、その減少率は彼らの結果より大きくむしろ一定値に近づいているようである。

図-4は、中心軸上平均流速の流下に伴う変化を示している。放流口から $X = 10 \text{ cm}$ 程度までは、いずれのケースにおいても、流速は増大している。これは放流口では初期流速がなく、粒子群の落下にもとない周囲水が連行され、流動場が形成されることを示している。 $X > 10 \text{ cm}$ では、流速はほぼ一様になり単一粒子の自由沈降速度 U_p と比較すると、1-Lでは約2倍、1-Sでは約1.5倍、また、3-Lでは約0.9倍、3-Sでは約0.6倍になっている。

4. まとめ 本研究においては、固体粒子を連続的に投下した場合に形成される混相誘起流動場の特性について検討した。粒径が 1 mm の場合には誘起流動場の平均流動特性は単相プルーム流動のそれと同様の傾向を示した。これに対して、 3 mm の場合には、概して誘起流動場は単一粒子の自由沈降挙動による後流の重畳的なものであると予想される。こうした結果は固体粒子群を瞬間的に投下された場合に形成される流動場の特性とも類似したものであると考えられる。⁴⁾これらの結果を総合して定量的な議論に発展させることが今後の課題である。

(参考文献) 1)Modarres・Wuerer: An experimental study on a turbulent round two-phase jet, Chemi.Eng.Comm., Vol.28, pp.341-354, 1984. 2)菱田・竹本・前田: 管内軸対称固気2相噴流の乱流特性, 混相流学会誌, 1巻1号, pp.65-69, 1987. 3)Ramaprian・Chandrasekhara: Study of vertical plane turbulent jets and plumes, IIHR Report, No.257, March 1983. 4)室田・中辻・玉井・町田: 海域での土砂投下による密度流現象, 第35回海岸工学講演会論文集, Vol.35, pp.777-781, 1988.

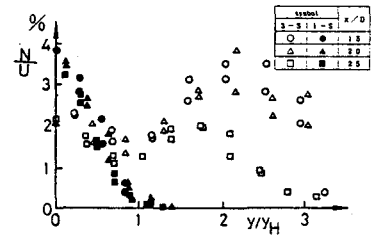


図-2 $N/U(\%)$ の断面内分布

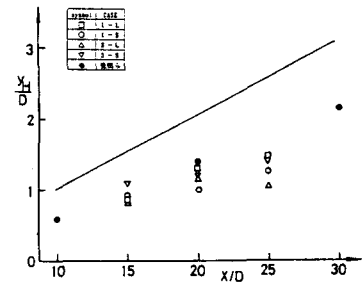


図-3 y_H の流下方向変化

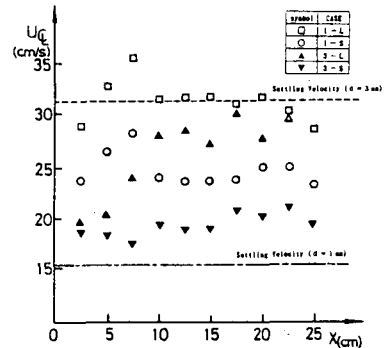


図-4 UCL の流下方向変化