

大阪大学工学部 正員 玉井昌宏

(株)大林組 正員○下屋陽八郎

大阪大学工学部 正員 村岡浩爾

1. はじめに 静水中にポイントソースから固体粒子を連続的に投入すると、流体運動が誘起されて固体・流体の混相流動が生じる。気泡ブルームとの類似性から、筆者らはこうした流動を粒子ブルームと呼んでいる。前報¹⁾ではLDVを用いた乱流計測結果を踏まえて、粒子ブルームの流動構造、粒子混入による乱流変動機構などを検討した。ここでは粒子/流体両相の運動をオイラー方程式でモデル化する、いわゆる2流体モデルを用いて、流動場を再現することを試みた。筆者らの実施した実験結果との対比により、モデルの検証を行った。

2. 計算手法 粒子ブルーム流動は粒子/流体の相互作用が駆動力であること、また、粒子体積率が局所的に数%と大きくなることなどを考慮して、本研究では粒子/流体を同一精度でモデル化でき、相排除の効果が確保される2流体モデルを採用している。基礎式は以下のとおりである。

$$\text{質量保存方程式} \quad \Phi_{2,i} + (\Phi_2 U_{2i})_{,i} + (\phi_2 u_{2i})_{,i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{運動量方程式} \quad & \rho_k (\Phi_k U_{ki} + \phi_k u_{ki})_{,i} + \rho_k (\Phi_k U_{kj} + \phi_k u_{kj})_{,j} = -(1 - K \Phi_k) P_{,i} + K \phi_k \overline{p} + \Phi_k (\rho_k - \rho_f) g_i \\ & + F \Phi_k |U_{Ri}| U_{Ri} + F |U_{Ri}| \phi_k u_{Ri} \\ & - \rho_k (\Phi_k u_{ki} u_{kj} + U_{ki} \phi_k u_{kj} + U_{kj} \phi_k u_{ki} + \phi_k u_{ki} u_{kj})_{,j} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{全体の連続方程式} \quad \Phi_1 + \Phi_2 = 0 \quad (3)$$

ここで ρ_k 、 μ_k 、 Φ_k 、 U_{ki} はそれぞれk相の密度、粘性、体積率、i方向流速、Pは圧力、 g_i はi方向重力加速度である。Kは相間の運動量輸送の有効性を示すパラメーターであり、ここでは簡単のため $K=1$ と設定されている。大文字は時間平均量、小文字は変動量を示す。Fは相間相互作用係数であり、次式で与えられる。 $F = 4\rho_f C_D / 3d$ ここで C_D 、 d は粒子抵抗係数、粒子直径である。

相間相対速度 $U_{Ri} (= U_{ki} - U_{fi})$ については、平均量成分 U_{Ri} が変動成分 u_{Ri} より大きく、その流下方向成分が流下直角方向成分に卓越するとの判断から、次式のように単純化した。

$$|\overline{U_R} + \overline{u_R}| = \sqrt{(\overline{U_{Rj}} + \overline{u_{Rj}})^2 + |\overline{U_{Rx}}|} \quad \text{同式を用い相間相互作用項は (2)}$$

式の右辺第4、5項のようにモデル化された。乱流相関項の完結には Elghobashi²⁾と同様の方法を用いた。渦動粘性係数 ν の決定に関しては $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いている。2流体タイプの k 、 ε 方程式は単相流に対するものと基本的に同様の手順で誘導される。紙面の都合上 k 、 ε さらにそれらのモデル化についての記述はここでは省略する。ただし、概ね Elghobashi²⁾と同様であり、詳細については同論文を参照されたい。計算手順はSpalding³⁾により開発されたIPSA (=Inter Phase Slip Algorithm) を $k-\varepsilon$ 乱流モデルを含むように拡張したものである。

3. 計算結果と考察 図1に得られた流速ベクトル場と計算領域を示す。

鉛直方向xに $dx=1.00\text{cm} \times 30$ メッシュ、水平方向yに $dy=0.25\text{cm} \times 40$ メッシュである。右側境界B5は流動中心軸である。放流口B1(幅 $D=1.0\text{cm}$)より

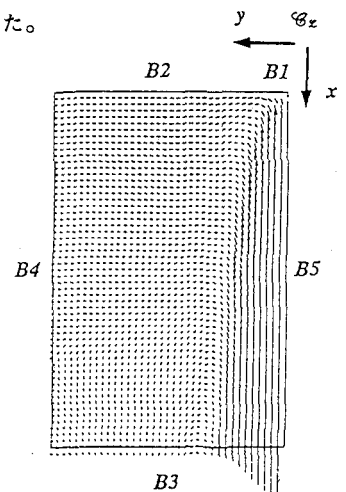


図1 流速ベクトル場と計算領域

Masahiro Tamai, Yohachiro Shimoya and Kohji Muraoka

り、 $\rho_p=2.65\text{g/cm}^3$ 、 $d=3\text{mm}$ の球形粒子を自由沈降速度 31.2cm/sec で連続的に投入している。実験条件は単位奥行き当たり投下量が $1.6\text{cm}^3/\text{sec}$ (case3-L)と $1.0(3-S)$ の2種類である。静水中に粒子が投下される完全連行流であり、乱れが成長せずとも流動中心軸に向かう強い連行現象が生じている。流下にともない流下方向流速は増大するものの、水平方向流速つまり連行速度は減少する。流下にともない連行速度の減少は前報の実験結果と同様、乱れの成長が流下にともない抑制されていることを示していると考えられる。図2は鉛直方向の平均粒子速度 U_p と流体流速 U の水平方向分布である。実験結果をあわせて示している。縦軸は中心軸上流速 U_{cl} で、横軸は流速の半値半幅 y_H で無次元化している。流速分布は概ね再現できているものの、粒子速度を過小評価する傾向にある。相間相互作用項を完全にモデル化すればこの誤差は容易に消去できると考えている。図3は中心軸上流下方向流速 U_{cl} の流下方向 x に関する変化である。対応する実験case3-Lと3-Sをそれぞれあわせて示すが、概ね再現できているようである。図4はレイノルズ応力 $u v$ の断面内分布である。分布形状は単相のブルームやジェットと同様であるが、その絶対値は実験値の1/3程度になっている。粒子の存在による乱れの成長の抑制は再現できているようだ。

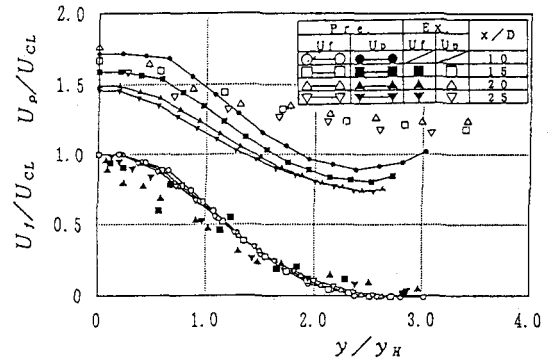


図2 U_p と U の断面内分布

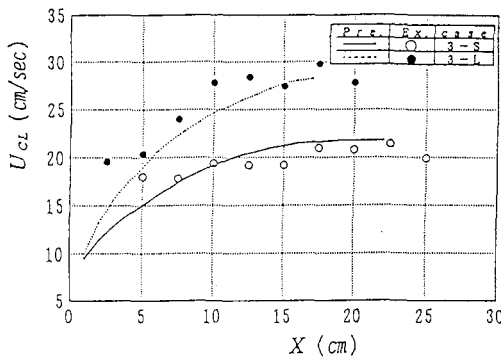


図3 U_{cl} の流下方向変化

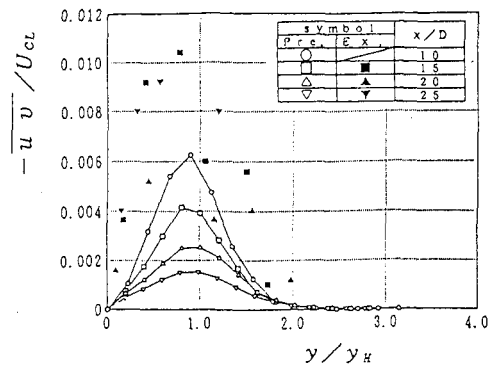


図4 $u v$ の断面内分布

4. まとめ 本研究においては粒子ブルーム流動に対して2流体モデルの適用を試みた。実験結果との比較を行い、モデルの検証を行った。現状では相間相互作用項、粒子乱流輸送項の評価法など問題が山積している状態である。今後これらのモデル化についてさらに検討を進める予定である。本研究の一部は平成四年度文部省科学研究奨励研究(A)の課題番号 04750499の補助を受けた。ここに謝意を表する。

参考文献 1)玉井・下屋・村岡：固液混相ブルームの乱れ特性に関する実験的研究、平成4年度関西支部年次学術講演会講演概要集、II-80、1992。2)S.E.Elghobashi and W.T.Abou-Arab：A two-equation turbulence model for twophase flow, Phys.Fluids, 26(4), pp. 931-938, 1983。3)D.B.Spalding：Numerical Computation of Multi-phase Fluid Flow and Heat Transfer, Recent Advance in Numerical Methods in Fluids edited by Taylor and Morgan, vol. 1, Chap. 5, 1978。