

2 流体モデルを基礎とした $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる 粒子ブルームの数値計算

玉井昌宏*・村岡浩爾**・下屋陽八郎***

1. ま え が き

固体粒子を静止流体中に連続的に投入すると、流動場が誘起されて固体／流体の混相流動が生じる。気泡ブルームとの相似性から、筆者らはこうした流動を粒子ブルームと呼んでいる。海域での土砂投入工事により生じる流動や、雪崩や火砕流など斜面災害に関わる流動も粒子ブルームに類似した生成機構や流動構造を有するものと推測される。

粒子と流体との相対速度に起因する相間応力が流体運動の駆動力であることから、流動特性は相間相互作用の影響を強く受ける。筆者ら (1993) の実験によれば、粒子径の増大により流動特性が単相のブルーム的なものから、個々の粒子の後流の集合体的なものへと変化することが明かとなっている。また、粒子ブルームは固体粒子の体積率が比較的大きい高濃度混相流である。気泡ブルームと異なり、分散相の質量や運動量は流体相のそれらに比較して無視できないほどの規模を有している。つまり、気泡ブルームに対して開発された予測手法はそのまま流用し難い。

これらの流動特性を考慮して、本研究では予測手法が具備すべき条件として、①相間相互作用により誘起される流動であり、粒子運動が流体運動と同程度の精度で予測できること、つまり相別の運動方程式が必要であること：②対象流動が固体粒子を高濃度で含んでいることから、相排除の効果が考慮されていること、また、無数の粒子が無理なく取り扱えること：③粒子混入による乱流変調がなるべく考慮できること、の以上3つの項目を設定した。

混相流を対象とした数値予測手法は相の構成や全体の流動の規模等に応じて様々なレベルが考案されている。それらは、両相を一つの混合体とするモデル(LHFモデル)、分散相と連続相をそれぞれラグランジェとオイラー方程式により表示するモデル(DPモデル)、両相を相別にオイラー方程式により表示するモデル(2流体モデル)

に大別できると考えられる。条件①、②を同時に満足するのは2流体モデルである。一方、粒子混入による乱流変調には、平均流場を介した間接的なものと粒子と乱流との直接的な相互作用によるものがあると考えられる。具体的に流動解析において、前者は時間平均量に対する保存方程式において粒子混入の影響を考慮することにより、また後者は各種乱流特性量の保存方程式においてこの影響を導入することにより表現される。DPモデルにより間接的な乱流変調について検討した例もみられるが、一般的には直接的な乱流変調は導入し難い。2流体モデルについては、乱流モデルにより粒子混入の影響を評価しようという試みも、Elghobashiら(1983)やBesnardら(1988)により行われており、直接的な乱流変調を導入することが可能な状況にある。

本研究では、2流体モデルを用いて粒子ブルームに関する数値計算を行う。各種乱流相関項を完結するために、Elghobashiら(1983)の開発した2流体モデルの基礎方程式系から誘導される $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いる。筆者らの実験結果と対比させて、モデルの妥当性やその特性について検討する。

2. 2流体モデルの概要

(1) 基礎方程式

2流体モデルの基礎方程式を以下に示す。(1)式は相別の質量保存式であり、ここでは相間の質量のやりとりがないとして、右辺を0としている。(2)式は相別の運動方程式、(3)式は全体の連続式である。

$$(\rho_n \Phi_n)_{,t} + (\rho_n \Phi_n U_{ni})_{,i} = 0 \cdots \cdots \cdots (1)$$

$$(\rho_n \Phi_n U_{ni})_{,t} + (\rho_n \Phi_n U_{ni} U_{nj})_{,j} \\ = F \Phi_n (U_{ni} - U_{ni}) - \Phi_n P_{,i} + \rho_n \Phi_n g_i \\ + \{\mu_n \Phi_n (U_{ni,j} + U_{nj,i})\}_{,j} \cdots \cdots \cdots (2)$$

$$\sum \Phi_n = 1 \cdots \cdots \cdots (3)$$

ここで、 ρ_n は第 n 相の密度、 Φ_n は n 相の体積率、 U_{ni} は n 相の i 方向の流速成分、 P は圧力、 g_i は i 方向の重力加速度、 μ_n は n 相の粘性係数である。 $\sum$ は全相について合計すること、 n' は n 相以外の相であることを意味している。また、相間の運動量輸送係数 F については以下のように与える。

* 正会員 工修 大阪大学助手 工学部土木工学科

** 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 (株)大林 組

$$F=18Z\mu_1/d^2 \cdots \cdots (4)$$

ここに、 μ_1 は流体の粘性係数、 d は粒子の直径である。 Z は1次から2次への抵抗則の遷移領域において、ストークス則を用いるための補正係数であり、粒子レイノルズ数 R_e の関数として与えられる。ここで用いた粒子が自由沈降速度により計算した粒子レイノルズ数が154であることを勘案し、次の補正係数を用いた。

$$Z=1+0.1935R_e^{0.6305}, 20 < R_e \leq 260 \cdots \cdots (5)$$

ここに、 $R_e = |\vec{U}_2 - \vec{U}_1|d/\nu_1$ であり、 $\vec{U}_n$ は n 相の流速ベクトル、 ν_1 は流体の動粘性係数である。

各相については非圧縮性を仮定し、流速、体積率、圧力について平均量と変動量に分解して、レイノルズ方程式を誘導する。(1)、(2)式については(6)、(7)式のように変形される。以下では、大文字、小文字はそれぞれ平均量と変動量を意味するものとする。粘性項より誘導される諸項については微小であるとしてこれを見捨てる。また、 Z についても変動成分を持っているが、ここでは簡単のためにこれを見捨てる。つまり、 R_e 数の算出においては、相間の相対速度差は平均量を用いられる。

$$(\rho_n \Phi_n)_{,t} + (\rho_n \Phi_n U_{nj})_{,j} + (\rho_n \phi_n \overline{u_{nj}})_{,j} = 0 \cdots (6)$$

$$\begin{aligned} & (\rho_n \Phi_n U_{ni})_{,t} + (\rho_n \phi_n \overline{u_{ni}})_{,t} + (\rho_n \Phi_n U_{ni} U_{nj})_{,j} \\ & = -\rho_n (\Phi_n \overline{u_{ni} u_{nj}} + U_{ni} \phi_n \overline{u_{nj}} + U_{nj} \phi_n \overline{u_{ni}} \\ & + \phi_n \overline{u_{ni} u_{nj}})_{,j} + F \{ \Phi_n (U_{ni} - U_{ni}) \\ & + \phi_n (u_{ni} - \overline{u_{ni}}) \} - (\Phi_n P_{,i} + \phi_n \overline{p_{,i}}) \\ & + \rho_n \Phi_n g_i \cdots \cdots (7) \end{aligned}$$

各種乱流相関項の完結方法は基本的には単相流に対して用いられているものと同様であり、以下にまとめて示す。いずれのタイプの相関についても、通常の単相流に対して用いられる基礎方程式系から誘導された輸送方程式をモデル化したものである。

$$\begin{aligned} \overline{u_{ni} u_{nj}} &= -\nu_{tn} (U_{ni,j} + U_{nj,i}) \\ &+ (1/3) \delta_{ij} u_{nm} u_{nm} - (2/3) \nu_{tn} \delta_{ij} U_{nj,j} \cdots \cdots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{\phi_n u_{ni}} &= -(\nu_{tn}/\sigma_f) \Phi_{n,i} \\ &- (1/2) \Phi_n (\nu_{tn}/\sigma_t)_{,i} \cdots \cdots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{\phi_n p_{,i}} &= -\rho_n (\epsilon_n/k_n) [C_{f1} u_{ni} \phi_n \\ &+ C_{f2} (\overline{u_{ni} u_{ni}}/k_n - (2/3) \delta_{ii} \overline{u_{ni} \phi_n}) \\ &+ \rho_n (0.8 \overline{u_{ni} \phi_n} U_{ni,i} - 0.2 \overline{u_{ni} \phi_n} U_{ni,i}) \\ &- C_{f3} \rho_n \{ (k_n^{1/2}/\epsilon_n) \overline{u_{nm} \phi_n} \}_{,i} \\ &+ C_{f4} \rho_n \{ (k_n^{3/2}/\epsilon_n) U_{nj,m} \overline{u_{nm} \phi_n} \}_{,i} \cdots (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{\phi_n u_{ni} u_{nj}} &= -C_{f5} (k_n/\epsilon_n) [u_{ni} \overline{u_{nj} \phi_n} \\ &+ \overline{u_{ni} u_{ni}} (u_{ni} \phi_n)_{,i} \cdots \cdots (11) \end{aligned}$$

ここに、 ν_{tn} : n 相の渦動粘性係数、 σ_f : 乱流シュミット数、 δ_{ij} : デルタ関数、 C_f : 経験定数 ($C_{f1}=4.3$, $C_{f2}=-3.2$, $C_{f3}=1.0$, $C_{f4}=1.0$, $C_{f5}=0.1$) である。

(2) 2流体 $k-\epsilon$ 乱流モデル

流体の渦動粘性係数の算定には Elghobashi ら (1983)

の開発した $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いる。乱れエネルギー k とその逸散率 ϵ の輸送方程式は(2)式から単相のそれらの方程式と同様の手順で誘導される。境界層近似、粒子体積率が希薄であるという仮定などにより最終的には次の2式のようにモデル化されている。

$$\begin{aligned} & (\Phi_1 k_1)_{,t} + (\Phi_1 U_{1i} k_1)_{,i} \\ &= \Phi_1 [(\nu_{t1}/\sigma_k) k_{1,2}]_{,2} + \Phi_1 \nu_{t1} U_{1,2}^2 \\ &- (4/3) C_{f5} (k_1^2/\epsilon_1) (\nu_{t1}/\sigma_f \Phi_{1,2}) U_{11,2} \\ &+ C_{f5} \nu_{t1} (k_1/\epsilon_1) [\nu_{t1}/\sigma_f \Phi_{1,2}] U_{11,2}^2 \\ &- (\nu_{t1}/\sigma_f) \Phi_{1,2} P_{,2} - \Phi_1 \epsilon_1 \\ &+ \{ F \Phi_2 (U_{2i} - U_{1i}) k_1 (1-R) \\ &+ F (U_{2i} - U_{1i}) (\nu_{t1}/\sigma_t) \Phi_{1,2} \\ &+ C_{f5} F (k_1^2/\epsilon_1) (1-R) (\nu_{t1}/\sigma_f) \cdots \cdots (12) \\ & (\Phi_1 \epsilon_1)_{,t} + (\Phi_1 U_{1i} \epsilon_1)_{,i} \\ &= \Phi_1 [(\nu_{t1}/\sigma_\epsilon) \epsilon_{1,2}]_{,2} + C_{e1} (\epsilon_1/k_1) (G + G_e) \\ &- \Phi_1 (\epsilon_1/k_1) (C_{e2} \epsilon + C_{e3} \epsilon_e) \cdots \cdots (13) \end{aligned}$$

G は(12)式の右辺第2項の生成項、 G_e は付加生成項であり(12)式右辺3～5項の合計である。 ϵ_e は相間相対速度により生じる乱れの逸散を表す付加逸散項であり、(12)式の右辺7～9項の合計に等しいとする。 n 相の運動方程式には n' 相の流速変動成分が含まれているために、乱れエネルギーの保存方程式には異相間の流速変動相関 $\overline{u_{ni} u_{n'i}}$ が生じる。相間相対速度が小さいとして線形化された BBO 方程式に粒子と流体の変動速度スペクトルを代入すれば、両者の関係が得られる。流体運動のスペクトル関数 $f(\omega)$ を適当に仮定すれば、粒子運動の変動速度のスペクトルが得られる。但し、 ω は周波数である。(12)式中の R はこの関係を利用したものであり、次式のように表される。

$$R = \overline{u_{ni} u_{n'i}} / \overline{u_{ni}^2} = \int (\Omega_i - \Omega_R) / \Omega_2 \cdot f(\omega) d\omega \cdots \cdots (14)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= (\omega/\alpha)^2 + \sqrt{6} (\omega/\alpha)^{3/2} \\ &+ 3 (\omega/\alpha) + \sqrt{6} (\omega/\alpha)^{1/2} + 1, \\ \Omega_2 &= \beta^{-2} (\omega/\alpha)^2 + \sqrt{6} \beta^{-1} (\omega/\alpha)^{3/2} \\ &+ 3 (\omega/\alpha) + \sqrt{6} (\omega/\alpha)^{1/2} + 1, \\ \Omega_R &= \{ (1-\beta) \omega/\alpha \beta \}^2, \\ \alpha &= 12\mu_1/(d^2 \rho_1), \quad \beta = 3\rho_1/(\rho_1 + 2\rho_2), \\ f(\omega) &= (2/\pi) \{ T_L / (1 + \omega^2 T_L^2) \} \end{aligned}$$

また、粒子の渦動粘性係数は次式により算定する。

$$\nu_{t2}/\nu_{t1} = 1 - (3/2) (L_L/\lambda)^2 \{ Q^2/(Q+2) \} \cdots \cdots (15)$$

ここで、

$$\begin{aligned} Q &= 2\rho_2/(F T_L), \quad T_L = (5/12) k/\epsilon, \\ L_L &= (2k/3)^{1/2} T_L, \quad \lambda = (10\nu_1 k/\epsilon)^{1/2} \end{aligned}$$

また、各種定数については次のような値を用いている。

$$\begin{aligned} \sigma_f &= 1, \quad C_{e1} = 1.43, \quad C_{e2} = 1.92, \quad C_{e3} = 1.2 \\ \sigma_k &= 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \end{aligned}$$

3. 数値解法

ここで用いた数値解法は Spalding (1978) による IPSA (Inter-Phase-Slip-Algorithm) を $k-\epsilon$ 乱流モデルを含むように改良したものである。スタガードメッシュを用い、差分は一次精度である。時間については完全陰解法であり、解の収束性の向上のために移流項については風上差分を用いている。運動方程式より計算された流速と圧力分布は連続式の残差が 0 になるようにニュートンラフソン法により修正される。1 時間ステップでの計算手順の概略を図-1 に示す。①相体積率、流速、圧力、乱流諸量の予測値（添字 p ）を用いて相別質量保存式、運動量保存式を解き、質量保存式を満足しない中間値（添字 n ）を算出する。②これらを全体の連続式に代入し、残差を算出する。圧力・流速補正式（全体質量保存式）を解くことにより流速場を修正する（添字 m ）。修正された流速値を用いて①②の操作を繰り返し、全方程式が満足されるまで繰り返し計算を行う。

全相質量保存の残差は次式により算出される。

$$\sum\{(\rho_n \Phi_n)_{,t} + (\rho_n \Phi_n U_{ni})_{,i} + (\rho_n \phi_n \overline{U_{ni}})_{,i}\} = -E_p \quad \dots\dots\dots (16)$$

E_p を圧力偏差に換算するために、全質量保存則を圧力で微分すると次式が成り立つ。但し、体積率については圧力と無関係であると仮定している。

$$\sum\left\{\left(\Phi_n \frac{\partial \rho_n}{\partial p}\right)_{,i} + \left(\Phi_n U_{ni} \frac{\partial \rho_n}{\partial p} \Delta p\right)_{,i} + \left(\rho_n \Phi_n \frac{\partial U_{ni}}{\partial p} \Delta p\right)_{,i}\right\} = -E_p \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここでは非圧縮性を仮定しているのので、(17)式は次式のようにになる。

$$\left\{\left(\rho_n \Phi_n \frac{\partial U_{ni}}{\partial p}\right) \Delta p\right\}_{,i} = -E_p \quad \dots\dots\dots (18)$$

上式 $U_{ni,p}$ については、運動量保存方程式(7)式より求める。移流項について風上差分、時間について陰解法を用いると、一例として、ある位置 C における水平方向速度 U の運動方程式は次式のようにになる。なお、ここでは簡単のために相を示す添字 n は省略する。

$$\begin{aligned} & (\Phi U - \Phi^- U^-) / \Delta T \\ & + \{\Phi U \langle U_r \rangle - \Phi_R U_R \langle -U_r \rangle\} \\ & + \Phi U \langle U_l \rangle - \Phi_L U_L \langle -U_l \rangle / \Delta x \\ & + \{\Phi U \langle V_b \rangle - \Phi_B U_B \langle V_b \rangle\} \\ & + \Phi U \langle V_a \rangle - \Phi_A U_A \langle -V_a \rangle / \Delta y \\ & + \{\nu_{ti} \Phi (U - U_L) - \nu_{tr} \Phi_r (U_R - U)\} / \Delta x^2 \\ & + \{\nu_{ta} \Phi_a (U - U_A) - \nu_{tb} \Phi_b (U_B - U)\} / \Delta y^2 \\ & - F U + \Phi (P_r - P_l) / \Delta x + \text{the other terms} \\ & \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

ここで、 V は鉛直方向の平均流速、添字 L, R は位置 C

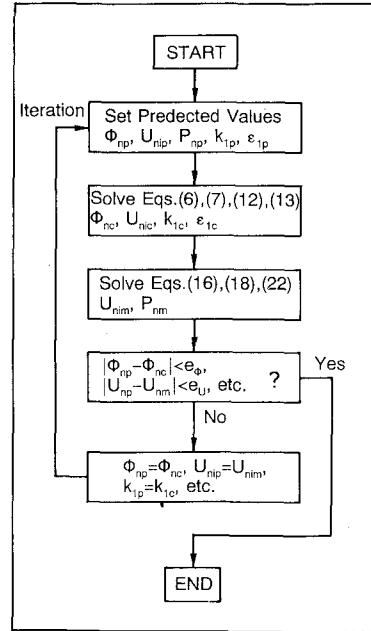


図-1 第 i 時間ステップの計算フロー

を起点として水平方向にそれぞれ -1 メッシュと $+1$ メッシュの位置であること、 A, B は鉛直方向に $-1, +1$ メッシュの位置であること、それぞれの小文字の添字 l, r, a, b は C からそれぞれの方向に $1/2$ メッシュの位置であることを示している。添字の無いものは位置 C の変数であることを示している。ここでは U_l, U_r 等の $1/2$ 上の流速は C から外向きの流速であるとする。《 U 》は U が正であるときには U に等しく、 U が負であるときには 0 となる関数である。さらに、(17)式をまとめると次式のようにになる。

$$\begin{aligned} & (\Phi / \Delta T + s_l + s_r + s_a + s_b + F) U \\ & = \Phi^- U^- / \Delta T + t_l + t_r + t_s + t_b \\ & + \Phi (P_r - P_l) + \text{the other terms} \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

ここで、 s と t は次式で定義されている。

$$\begin{aligned} s_r &= \Phi \langle U_r \rangle / \Delta x + \nu_{tr} \Phi_r / \Delta x^2 \\ t_r &= \Phi_R U_R \langle -U_r \rangle / \Delta x + \nu_{tr} \Phi_r U_R / \Delta x^2 \quad \text{etc.} \end{aligned}$$

Φ, s, t と the other terms が P の関数でないとして (18) 式の両辺を P_r で微分すると、次式を得る。

$$\frac{\partial U}{\partial P_r} = \frac{\Phi}{(\Phi / \Delta T + s_l + s_r + s_a + s_b + F)} \quad \dots\dots\dots (21)$$

以上より (16) 式は Δp に関する線形な連立方程式となり、適当な境界条件を与えることにより各コントロールボリュームにおける Δp が算出される。この Δp により、次式により流速修正値 U_m が算出される。

$$U_m = U_c + \frac{\Phi (\Delta p_r - \Delta p_l)}{(\Phi / \Delta T + s_l + s_r + s_a + s_b + F)} \quad \dots\dots\dots (22)$$

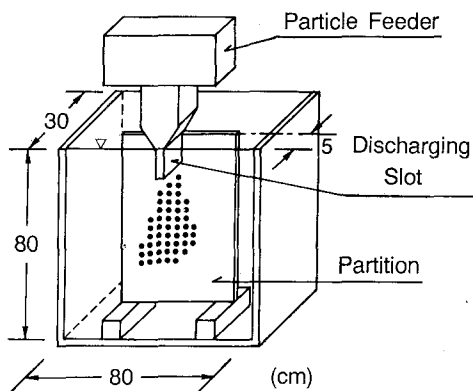


図-2 実験装置の概要

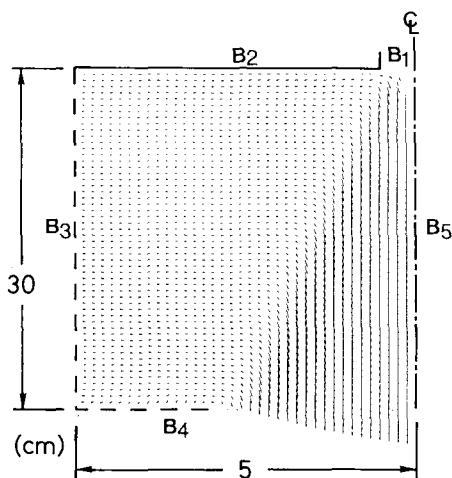


図-3 境界条件と流体流速ベクトル

4. 粒子ブルームへの適用計算

筆者らの実施した実験結果との対応を検討する。実験装置の概要を図-2に示す。水槽中央に設置された幅 $W=1.0$ cmのスリットから、一定流量でガラスビーズを連続的に2次的に投入することにより、粒子ブルーム流動を形成させている。ガラスビーズの直径は1 mm、最終沈降速度 $U_d=15.4$ cm/s、 U_d により計算した粒子レイノルズ数は154である。実験条件は単位奥行き当たりの投下量 $q=1.0, 1.5, 1.8$ (cm²/s) の3種類である。流体と粒子の運動の計測にはそれぞれレーザードップラー流速計とビデオシステムを用いた。実験手法の詳細については玉井ら(1993)を参照されたい。

計算の条件は計算格子の形状は水平方向 $0.25 \times$ 鉛直方向 1.0 cmとして 20×30 メッシュである。境界条件および計算された流体流速場のベクトル図を図-3に示す。粒子運動の境界条件について、衝突や摩擦を考慮す

る必要が特になければ、粒子落下方向と平行な固定鉛直壁面上においてもスリップ条件を用いるのが一般的である。実験条件として上端境界において中心軸から2メッシュ分(0.5 cm)から、鉛直下向きに粒子を自由沈降速度で流入させている。粒子流入速度 $U_z(B_1)$ は自由沈降速度に等しいとしている。ここでの粒子体積率 $\phi_2(B_1)$ は次式から算出される。

$$\phi_2(B_1) = q / (W U_z(B_1)) \dots\dots\dots (23)$$

また B_1 での流体についての境界条件は固定壁面と同様の境界条件となっている。上流側の境界 B_2 は固定壁面、側面の境界 B_3 と下流端境界 B_4 は開境界であり、各種物理量の境界法線方向の勾配は0に設定されている。また、境界 B_5 は流動中心軸であり、水平方向の流速が0に設定されているのを除けば、その他の物理量の勾配は0に設定されている。

放流口からの流体の流出がないので、流動は周囲水の連行によって形成される。従って、乱れが発達していないと考えられる放流口近傍から強い連行が生じていることがわかる。

図-4は流下方向の流体と粒子の平均流速, U_f , U_p と通過粒子数 N の断面内分布である。粒子と流体の平均流速は流体の中心軸上値 U_{fcl} により無次元化されている。また, N についてもその中心軸上値で無次元化されている。横軸は流速分布の半値幅 y_H 無次元化された水平方向距離である。投下量 $q=1.0$ cm²/s のケースについて示している。図中のシンボルは玉井ら(1993)の実験結果であり, $x/W=15, 20, 25$ の3断面分を表示した。計算結果については, 上記の規格化を施すと各断面間到大差がなかったことから, 同一の曲線で示した。また, 比較のためにガウス分布も併示している。流体の平均流速分布は中心軸付近ではガウス分布より先鋭である。粒子の拡がり

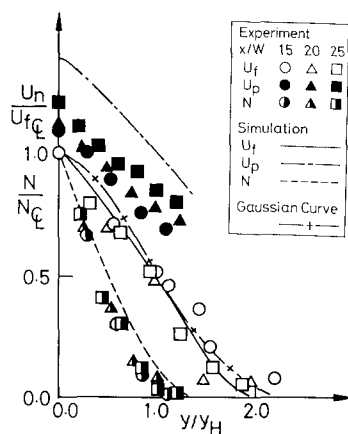


図-4 流体と粒子の鉛直方向平均流速と粒子通過数の断面内分布

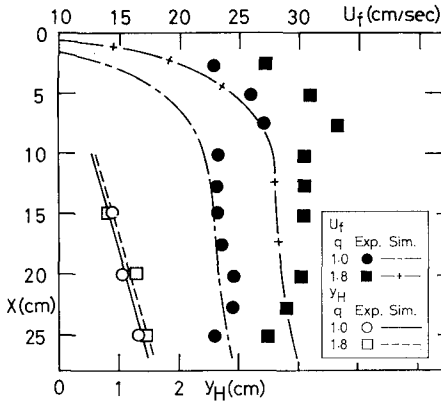


図-5 流体の中心軸上鉛直方向流速と半値幅の鉛直方向変化

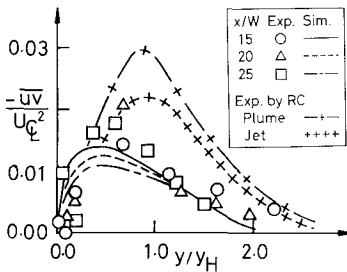


図-6 レイノルズ応力の断面内分布

る。計算値は実験値より僅かに大きな値をしているが、両者の一致はまずまず良好である。粒子・流体の相間相対速度差については過大評価する傾向にあり、粒子の抵抗係数の評価には改良が必要であると思われる。粒子と流体の相対速度は中心軸上では 9 cm/s 程度であり、自由沈降速度より小さくなっている。これは粒子の運動に対する乱れの効果、運動方程式の中ではとくに相間応力項の乱流成分が粒子運動の抵抗に寄与するために、相対速度が小さくなったものと考えられる。

図-5 は流体の鉛直方向流速の中心軸上値 U_{fcl} および流速分布の半値幅 y_H の鉛直方向変化を示している。 U_{fcl} は実験結果では粒子放流口から流速は急激に増大し、 $x=8 \text{ cm}$ 付近で極大値を示し、その後概ね一定速度となっている。計算値は放流口から緩やかに増大しており、 $x < 10 \text{ cm}$ までの領域では両者の一致は悪い。 $x > 10 \text{ cm}$ の流動が確立されると予想される領域では、計算値は若干過大評価の傾向にはあるが、実験結果の傾向を概ね再現できているものと判断される。放流口近傍領域での実験と計算結果の不一致は、高濃度領域に対する $k-\epsilon$ モデルの適用に若干の問題があることを示している

考えられる。半値幅の増加率 dy_H/dx は 0.6 程度であり、単相のブルームの半分程度となっている。これは粒子混入による乱れの成長が抑制されたことに起因すると考えられる。

図-6 はレイノルズ応力の断面内分布である。実験条件は $q=1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ である。比較のために、Ramaprian ら (1983) の単相のブルームとジェットに関する実験結果を図中に RC の記号で示している。レイノルズ応力は単相ブルームやジェットに比較して小さくなっている。予測値は若干過小評価する傾向にあるが、実測値の分布形状を概ね再現しているものと判断できる。

5. 結 語

本研究では、Elghobashi らの開発した 2 流体 $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いて、粒子ブルームに関する数値計算を実施した。筆者らの実施した実験結果と対比することにより、予測手法の妥当性について検討した。

本論で示したモデルは、比較的粒子濃度が小さい、且つ流動が確立されたと考えられる遠方領域では粒子ブルームの流動特性を概ね再現した。また、レイノルズ応力の分布の縮小に観られるように、粒子混入による乱れの抑制効果を表現していると判断される。

精度向上のためには、相間応力係数の設定方法や放流口近傍の高濃度領域における各種乱流相関項のモデル化について検討を要するものと考えられる。また、2 次抵抗則に従うより粗い粒子についての予測手法の開発についても今後の検討事項である。

参 考 文 献

- 玉井昌宏・下屋陽八郎・村岡浩爾 (1993): 粒子ブルームの乱流特性に関する実験的研究, 水工学論文集, 第 37 巻, pp. 433-438.
- Besnard, D. C. and F. H. Harlow (1988): Turbulence in Multiphase Flow, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 14, No. 6, pp. 679-699.
- Elghobashi, S. E. and W. T. Abou-Arab (1983): A Two-equation Turbulence Model for Two-phase Flow, Phys. Fluids, No.26(4), pp 931-938.
- Elghobashi, S., T. Abou-Arab, M. Rizk and A. Mostafa (1984): Prediction of the Particle Laden Jet with a Two-equation Turbulence Model, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 10, No. 6, pp. 697-710.
- Ramaprian, B. R. and N. S. Chandrasekhara (1983): Study of Vertical Plane Turbulent Jets and Plumes, IIHR Reports, No. 257.
- Spalding, D. B. (1978): Numerical Computation of Multiphase Fluid Flow and Heat Transfer, Recent Advance in Numerical Methods in Fluids edited by Talor and Morgan, Vol. 1, Chap. 5.