

固液二相流の速度分布と濃度分布の解析*

(水平平行2平面間において固体粒子が浮遊状態にある場合での試み)

媚山 政良*¹, 山下 植也*², 浜岡 幸夫*³
相沢 旬一*⁴, 大野 泰司*³

Analysis of the Velocity and Concentration of Solid-Liquid Two-Phase Flows (The case of Heterogeneous and Homogeneous Flows between two parallel Plates)

Masayoshi KOBAYAMA, Tatsuya YAMASHITA, Sachio HAMAOKA,
Junichi AIZAWA and Yasuzi OHNO

The authors made an analytical model of the heterogeneous and homogeneous solid-liquid two-phase flows between two parallel plates, and investigated the velocity and concentration profiles estimated by numerical analysis of this model. We tried to avoid the use of too many experimental constants or coefficients of an arbitrary nature, and made the analytical model with well-known equations as much as possible. However, mutual interaction of particles and interaction between particles and walls are not considered in this model. After the comparison between estimated and experimental values, we obtained the following conclusions: the estimated velocity and concentration profiles almost agree with experimental ones, and these profiles agree well within a tenfold distance of between two flat plates under the same Fr number.

Key Words: Solid-Liquid Two-Phase Flow, Velocity, Concentration, Analytical Model, Numerical Analysis

1. 緒 言

固体粒子の水力輸送に関する研究は多くの研究者達により行われ⁽¹⁾⁻⁽¹³⁾, 流れ模様の分類, 粒子の混入に伴う圧力損失の変化などが調査, 研究されスラリー輸送などに利用されている。また, 近年, 雪, 氷の水力輸送⁽⁵⁾⁽¹⁰⁾⁻⁽¹³⁾, 流砂⁽⁶⁾ など生活, 環境にも関与する固液二相流に関する研究の必要性があらためて生じ, 圧損量の定量とともに, 粒子による流路閉そく現象の解明, 土砂粒子の流動軌跡の解明などと共に流れ模様にかかわる速度分布, 濃度分布に関する研究も重要となってきた。

本研究においてはこのような背景のもと平行平板間流路を浮遊状態にある固体粒子が水力輸送される固液二相流れに関する流れのモデル化とその解析を行う。

固液二相流のモデル化とその解析を行う方法としては, 経験理論⁽¹²⁾, 連続体理論⁽²⁾⁽³⁾, 粒子追跡形理論⁽⁶⁾をあげることができる。

本研究では固液二相流での流れ, 粒子濃度を同時に

予測することを目的とし, その第1歩として, 現在の段階で任意性を有する経験定数, 係数などの利用を極力避け, 広く知られている計算式を基に固液二相流のモデル化を行う。このため, 連続体理論に基づく混合距離理論を基礎にした解析を行い, 流体に与える粒子の影響を見掛け上の粘性の変化としてとらえ, この流体により速度場が形成されるものとして流れの解析を行う。また, この流れ場が個々の粒子に流体力学的な力を与え, その結果, 濃度場が形成されるものとしたモデル化を行う。なお, 粒子相互の衝突, あるいは, 粒子の壁との衝突による効果は現在のところ現象が複雑すぎるため, 本報告でのモデルでは取り込まない。また, 本報告では解析モデルおよびその解の妥当性を検討するため, 流れ場, 濃度場のデータがすでに報告されている水平に置かれたく形断面を有する内部流れ⁽⁹⁾を平行2平面間の流れにより近似する。なお, 本研究の目的に近いものとしては非均質二相流の濃度分布を解析した Hunt⁽²⁾, 関根ら⁽⁷⁾による報告, 濃度分布から速度分布を導いた鮎川⁽³⁾による報告, 流れ場をビンガム流体に近似し圧損を算出する高橋ら⁽¹²⁾⁽¹³⁾の報告に例を見ることができる。

* 原稿受付 平成3年8月2日。

¹ 正員, 室蘭工業大学 (〒050 室蘭市水元町 27-1)。

² 学生員, 室蘭工業大学。

³ (株)前川製作所 (〒302-01 茨城県北相馬郡守谷町字大久保)。

⁴ 正員, (株)前川製作所。

2. 解析モデルおよび基礎式

平行2平面間の乱流流れを考える。2平面間距離を h 、流れ方向を x 、流れに直角方向を y とし、おのおのの速度を v, u とする。直径 d_s の球である水より密度の高い粒子と水との固液二相流を考えるが粒子の沈殿によるしゅう動層は形成されておらず浮遊状態にある場合を想定する。なお、粒子の流れは水の流れに追従しているものとする。

2.1 速度分布 固液二相流中のせん断力 τ は流体の粘性、渦動粘性および速度こう配によるせん断応力 τ^* と粒子の持つ運動量に伴う応力 τ_s とから成っており次のように表される。

$$\tau = \tau^* + \tau_s \quad (1)$$

ここで、せん断力 τ^* は、水の粘性係数を μ 、動粘性係数を ν 、粒子が存在する場での水の渦動粘性係数を ε^* とすると次式により表される。

$$\tau^* = \mu \left(1 + \frac{\varepsilon^*}{\nu}\right) \frac{du}{dy} \quad (2)$$

τ^* を清水の場合のせん断力 τ° と粒子の混入により乱流運動が抑制されることに伴うせん断力の変化量 $\delta\tau$ の和として式(3)のように表す。なお、上添字 $^\circ$ は清水の乱流場での値であり、なめらかな平行2平面間での乱流流れでの値を採り、流れに関する諸量は混合距離理論に基づく実験式、壁面のせん断応力は Blasius の実験公式などから算出する。

$$\tau^* = \tau^\circ + \delta\tau \quad (3)$$

粒子の混入に伴うせん断力の変化量 $\delta\tau$ について考える。 $\delta\tau$ に相似な $\delta\tau'(y)$ を固液二相流の特徴より推定し、 $\delta\tau$ に対する比例定数を α として次のように表す。

$$\delta\tau = \alpha \cdot \delta\tau' \quad (4)$$

この時、式(3)は式(5)と書かれる。また式(3)と同様に粒子の混入を考慮し u, ε^* を式(6)、(7)のように表す。

$$\tau^* = \tau^\circ + \alpha \cdot \delta\tau' \quad (5)$$

$$u = u^\circ + \delta u \quad (6)$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon^\circ + \delta\varepsilon \quad (7)$$

これらを式(2)に代入し、また、清水での次式(8)を代入すると式(9)を得る。

$$\tau^\circ = \mu \left(1 + \frac{\varepsilon^\circ}{\nu}\right) \frac{du^\circ}{dy} \quad (8)$$

$$\frac{d(\delta u)}{dy} = \frac{\alpha \cdot \delta\tau' - \mu \frac{\delta\varepsilon}{\nu} \frac{du^\circ}{dy}}{\mu(1 + \varepsilon^*/\nu)} \quad (9)$$

式(9)より δu は次式により算出される。

$$\delta u = \int_0^h \frac{\alpha \cdot \delta\tau' - \mu \frac{\delta\varepsilon}{\nu} \frac{du^\circ}{dy}}{\mu(1 + \varepsilon^*/\nu)} dy \quad (10)$$

ここで、体積保存則により次式が成立する。

$$\int_0^h \delta u \cdot dy = 0 \quad (11)$$

式(11)より δu を算出すると速度場は求められる。しかし、式(11)を解析的に解くのは困難なので、 $\delta\tau$ に相似な $\delta\tau'(y)$ を推定し比例定数 α を式(11)より算出し解を得る。式(11)より α は次式のように表される。

$$\alpha = \frac{\int_0^h \left[\int_0^y \frac{\mu \frac{\delta\varepsilon}{\nu} \frac{du^\circ}{dy}}{\mu(1 + \varepsilon^*/\nu)} dy \right] dy}{\int_0^y \left[\int_0^y \frac{\delta\tau'}{\mu(1 + \varepsilon^*/\nu)} dy \right] dy} \quad (12)$$

この α を用い式(10)より δu 、式(6)より u が、また、式(5)より τ^* が算出され、流速の分布が求められる。

次に $\delta\tau'$ の関数形の推測を試みる。平行流れと近似できる系において τ° および τ は直線となる。 $\delta\tau'$ の関数形が清水、あるいは、清水に近い領域にまで適応できるように τ^* の分布を折れ点を有する直線で近似する。また、速度、せん断力分布の断面における非対称性は粒子の混入に伴う運動量の分布の非対称性に起因していると考え、流れに直角方向の運動量の重心を求め、この点の壁からの距離を \bar{y} とする。 \bar{y} は次式により求められる。

$$\bar{y} = M_M / (M_1 + M_M) \quad (13)$$

$$\text{ここで、} M_1 = \int_0^h \rho u^2 y dy$$

$$M_M = \int_h^0 \rho u^2 (y_0 - y) dy \quad (14)$$

この \bar{y} において τ^* の折れ点を与え、また、 \bar{y} からの壁面せん断応力とのモーメントを等しく置くと、 $\tau^{*'} (= \tau^*/\alpha)$ の分布は次式により与えられる。

$$\begin{aligned} 0 \leq y \leq \bar{y} & \quad \tau^{*'} = \tau_{y=0}^{*'} \cdot (\bar{y} - y) / \bar{y} \\ \bar{y} < y \leq h & \quad \tau^{*'} = \tau_{y=h}^{*'} \cdot (\bar{y} - y) / (h - \bar{y}) \end{aligned} \quad (15)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \tau_{y=0}^{*'} & = (h/2) / \bar{y} \cdot \tau_w^\circ \\ \tau_{y=h}^{*'} & = (h/2) / (h - \bar{y}) \cdot \tau_w^\circ \end{aligned} \quad (16)$$

τ_w° は清水の場合の壁面せん断応力である。以上の諸式を用い $\delta\tau'$ を次式により算出する。

$$\delta\tau' = \tau^{*'} - \tau^\circ \quad (17)$$

2.2 濃度分布 距離 y 、微小区間 Δy における粒子に働く力として乱流による流体力 F_T 、沈殿による抗力 F_B およびシエアリフト力 F_M を考える。

粒子の(体積)濃度 q の変化を鉛直方向 y のみとし、粒子の存在密度を n 、距離 Δy での n の変化量を Δn 、粒子の鉛直方向の速度の乱流変動成分を v' 、抗力係数を C_T とすると乱流による流体力 F_T は次式により表

される⁽⁷⁾。

$$F_T = -\frac{\pi}{8} \rho C_T d_s^2 \bar{v}^2 d_s \Delta n \quad \dots\dots\dots (18)$$

粒子の沈降速度を w_0 、抗力係数を C_B とすると F_B は次式により表される。

$$F_B = -\frac{\pi}{8} \rho C_B d_s^2 w_0^2 n \Delta y \quad \dots\dots\dots (19)$$

また、速度こう配を有する流れ中に置かれた球には球の周囲の速度差からシアリフト⁽⁴⁾が働く。ここではこのシアリフトを粒子の上下の速度差によるマグナス力で近似する。流れ中に自由に置かれた粒子は速度差に伴い回転を生じ F_M を減少させる。また、粒子周囲の流れも変わり、他の粒子からの衝突も受け単一粒子の場合とは F_M の値に差異をもたらす。したがって、非回転単一球に対する抗力係数 C_M を参照し、この系での抗力係数 C_M' を $C_M' = C_M/\zeta$ ($\zeta \geq 1$, ζ も y の関数となるが、ここでは定数と近似する) と置くと F_M は次式により表される。ここで、正負号は $du/dy > 0$ の領域では +, $du/dy < 0$ の領域で - を採る。

$$F_M = \pm \frac{\pi}{8} \rho C_M d_s^2 \Delta u^2 n \Delta y \quad \dots\dots\dots (20)$$

これら式(18)~(20)に示す三つの力の釣合いから次式が成り立つ。

$$F_T + F_B + F_M = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

したがって、式(21)より次の拡散方程式が導かれる。

$$G \frac{dn}{dy} + n = 0 \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここで、 G は次のとおりである。

$$G = \frac{C_T \bar{v}^2 \cdot d_s}{C_B w_0 + C_M' \zeta \cdot \Delta u^2} \quad \dots\dots\dots (23)$$

また、

$$\rho \varepsilon^* du/dy = \rho \bar{u}' \bar{v}' \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここで、 $|\bar{u}'| = k|\bar{v}'|$, $|\bar{u}' \bar{v}'| = c \cdot |\bar{u}'| \cdot |\bar{v}'|$ と置くと \bar{v}'^2 は次のように表される。

$$\bar{v}'^2 = \frac{\varepsilon^*}{ck} \frac{du}{dy} \quad \dots\dots\dots (25)$$

w_0 は $\sigma_s = \rho_s/\rho_w$ と置くと次式により表される。

$$w_0 = \frac{4}{3} \frac{(\sigma_s - 1) d_s g}{C_B} \quad \dots\dots\dots (26)$$

なお、 C の値には球の抗力係数を用い、この場合のレイノルズ数 Re は次式による値とした。ただし、

U は代表速度であり、おのおの $\sqrt{\bar{v}'^2}$, w_0 , Δu を用いる。

$$Re = U d_s / \nu \quad \dots\dots\dots (27)$$

式(22)に積分を施し、 $y=0$ における n を単位量 (=1) と置くと次式を得る。

$$n = \exp\left(-\int_0^h \frac{1}{G} dy\right) \quad \dots\dots\dots (28)$$

したがって、粒子の(体積)濃度 q は平均濃度を q_m とするとき次式により算出される。

$$q = q_m n \int_0^h u dy / \int_0^h n u dy \quad \dots\dots\dots (29)$$

2.3 動粘性係数と濃度 粒子の混入に伴い流体の乱流振動は抑制されるが、その関係は定量されるまでには至っていない。したがって、ここでは q と ε^* , ε° とは式(30)の関係にあるものとする。すなわち、乱流振動は粒子間の水の容積から算出される平均長に反比例し抑制されるものとする。なお、数値計算上 q が粒子の最充てん密度 q_{mp} よりも大きな場合には $\varepsilon^* = 0$ とした。

$$\varepsilon^*/\varepsilon^\circ = (1 - q/q_{mp})^{1/3} \quad \dots\dots\dots (30)$$

2.4 数値解析 速度 u と濃度 q に関する式を連立し両者の値を求めるが、連立方程式は初等関数とはならず、また、 $\delta\tau'$ の推測、粒子が混入した場合の渦動粘性係数 ε^* に関連する補助方程式の計算も同時に行う必要がある。したがって、本研究ではこれら連立方程式の解を反復計算を用いた数値解析(SOR法)により求める。なお、数値積分には台形公式、微係数は中間差分を用いた。

反復計算においては、まず、清水の乱流場から濃度 q の分布および渦動粘性係数 ε^* を計算し、 q と速度 u より \bar{y} を求め、 $\delta\tau$ の相似形 $\delta\tau'$ を推測する。次に α を求め、 δu , u を算出する。このような手順により計算された諸量を用い、あらためて q からの計算を繰返す。この反復計算による解の収束安定性は必ずしも良好ではないため加速パラメータを用い 0.5 を標準とした。また、収束判定誤差を相対誤差の絶対値が 5×10^{-3} 以下であるとした。

3. 解析結果と検討

3.1 解析条件と経験定数 対象とする粒子は鮎川⁽⁸⁾の用いた平均球相当直径 d_s が 3.06 mm、密度が $\rho_s = 1160 \text{ kg/m}^3$ のポリカーボネートペレットである。粒子の最充てん密度 q_{mp} は球の規則充てん構造を考え疎な場合の 0.5236 と密な場合の 0.7405⁽¹¹⁾ との平均として 0.6321 を用いた。なお、水に関する物性値は 20°C における値を用いた。また、計算に用いた要素数は本研究の範囲で要素数による影響の現れない 90 とした。なお、本報告では鮎川により示されたしゅう動流動の限界を示す速度⁽¹¹⁾以上の範囲について計算を行った。

粒子の乱流振動の変動に関与する値 ck を推定するに当たり、 ck を変化させ速度、濃度の計算を行ったが、題意に適した安定した解を得ることのできる範囲

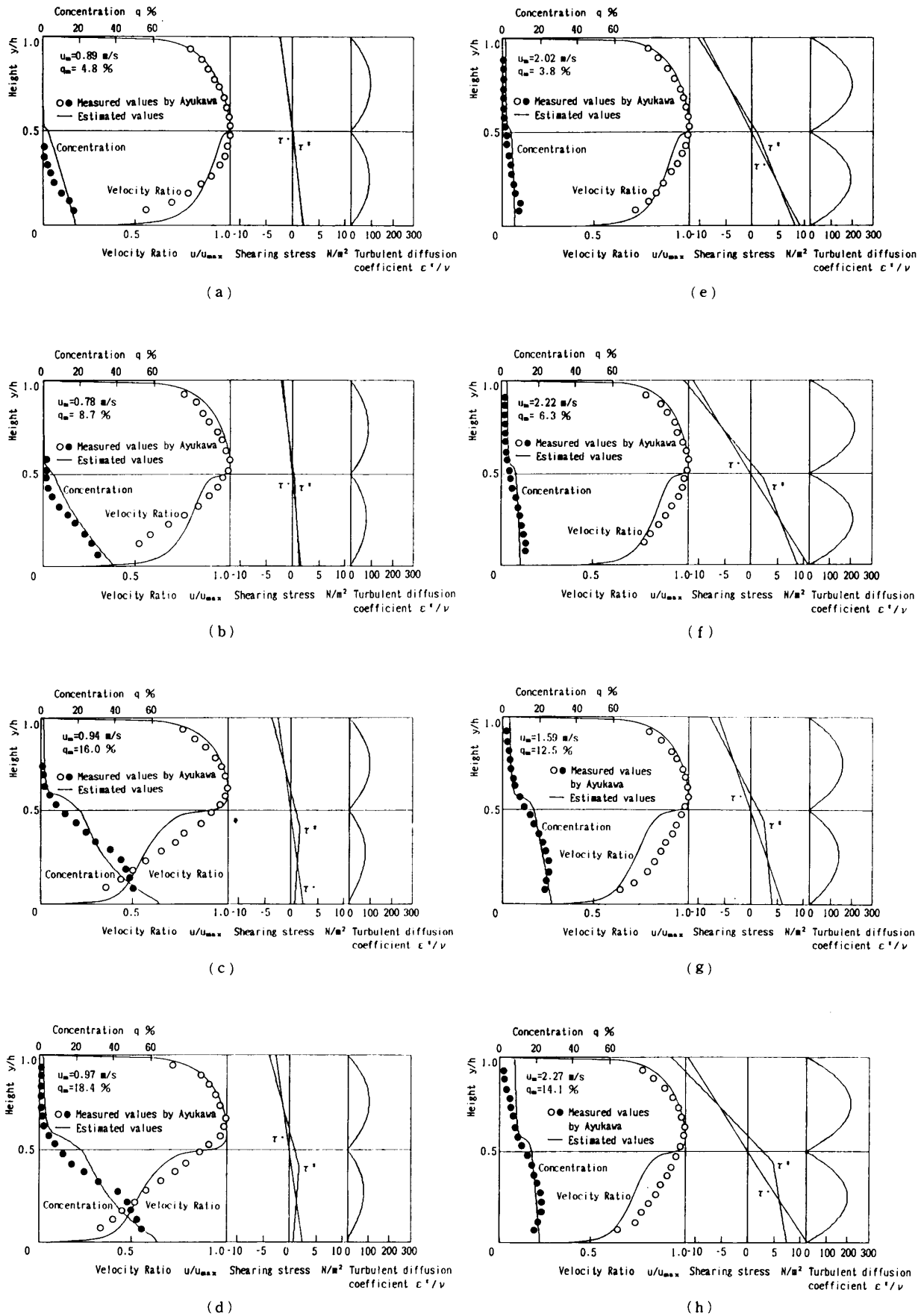


図 1 速度、濃度、せん断応力、渦乱流拡散係数の解析結果と速度、濃度の測定結果⁽³⁾

は0.0075を挟む狭い範囲であり、任意性に乏しかった。このため $ck=0.0075$ とし、条件にかかわらず一定とした。

シアリフトの大きさを規定する ζ についても ck と同様の検討を行った。 ζ は2以上であれば安定した解が得られたが、10の場合が実験結果に近かったため $\zeta=10$ とし、条件にかかわらず一定とした。なお、 ζ の値についての詳細な検討は粒子の形状⁽⁶⁾、相互あるいは境界壁との干渉を考慮しつつ今後行われるべきである。

3.2 計算結果の実験値との比較 図1に速度分布と濃度分布の計算結果を正方形断面の流路における鯉川⁽³⁾による測定結果と比較して示す。なお、平均濃度 q_m は、吐出し体積濃度と平均濃度との実験比較を行った同結果⁽³⁾より読取り、用いた。

全般に、濃度分布の計算値は測定結果と比較的良好一致を示している。高橋ら⁽¹²⁾の円管内の固液二相流の結果によると速度、濃度ともに測定値のばらつきが大きく、そのばらつきは図1に示す計算結果と実験結果の差異以上ではある。しかし、図1に示す計算結果と実験結果との間には速度こう配の急な流路中央、および、壁に近い部分において両者に差異が認められると考えるほうが自然である。解析モデルにおける流路中央では、流れによるシアリフトが強く動き粒子が中央に集中する傾向がある。この粒子の中央部への集中に伴い、粒子相互の衝突が盛んとなり、その結果実験においては流路中央部での濃度が平坦化したものと考えられる。また、壁近傍では乱流振動に伴い粒子が壁に衝突跳躍し、この粒子が壁近傍での大きな速度こう配によるシアリフトにより壁から少し離れた領域に輸送され実験における濃度の高まりが観測されたものと考えられる。

流速 u と最大流速 u_{max} との比として示した速度分布は濃度の影響も受け、濃度と同様、計算値と実験値とに差異を示すが、濃度の低い流路上半分での速度、および、最大速度位置に関して両者は良好一致を示している。

なお、計算値と実験値との差異は、解析と実験との次元の取扱いの差異にも起因していると考えられる。また、この差異は $\delta r'$ の近似方法にも依存していると考えられ、 $\delta r'$ に関する検討も行ったが、本報告の範囲内では式(17)による $\delta r'$ 以上の関数形は見いだせなかった。

以上のように本報告では粒子相互あるいは粒子と壁との干渉を取り込んでいないモデルを用い、その解析を行ったが、粒子が浮遊状態にある固液二相流の実

際に近い現象を表すことのできる事がわかり、この種の問題の近似解としては有用である。

同図にはせん断力 τ^* と清水の場合の τ^0 、および、固液二相流場での乱流拡散係数 ϵ^*/ν を併記する。 $\tau^*=0$ において u/u_{max} は1となり、最大速度位置に対応している。

3.3 解析の適応 比較的近似度が良好で混入粒子量の多い図1(g)の条件を代表例に採り、平面間距離 h 、粒子径 d_s 、および、粒子の密度 ρ_s をパラメータとし速度 u/u_{max} 、濃度 q 、および、せん断応力 τ^* に及ぼす影響を調べる。

3.3.1 平面間距離 フルード数 $Fr(=u/\sqrt{gh})$ を一定とし、2平面間距離 h を変化させた場合の結果を図2に示す。この条件下では h の増加に伴い平均速度 u_m も高くなり、その結果せん断応力 τ^* のこう配も大きくなる。条件2~4での速度には大きな異差は認められない。また、下壁面近傍での濃度は2平面間距離 h が大きくなるにしたがい徐々に高くなっている。粒子間のアーチングによる流路の閉そくは平均的にも、局所的にも高い濃度の場合に発生しやすく、フルード数が同一であっても、2平面間距離が大きくなるにしたがい閉そくが起きやすくなる事がわかる。

なお、全般に、本解析の範囲において2平面間距離の小さな条件1での場合を除き、おおむね10倍程度の2平面間距離の違いがあっても、 Fr 数が同じであれば流れ場、濃度場はかなり近い状態にあることがわかる。

3.3.2 粒子径 粒子の平均球相当直径 d_s を変化させた場合の結果を図3に示す。粒子径が小さいと

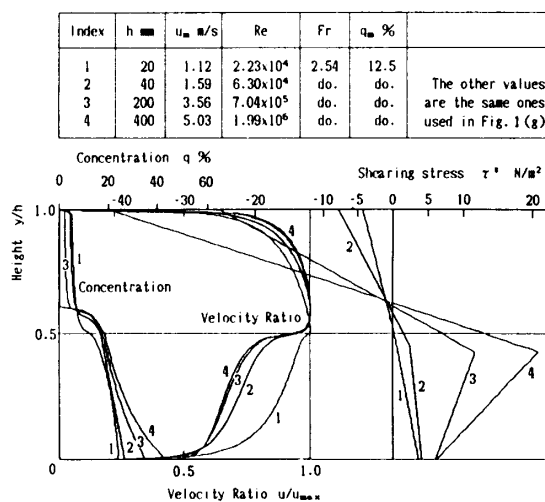


図2 速度、濃度、せん断応力分布に及ぼす2平面間距離の影響

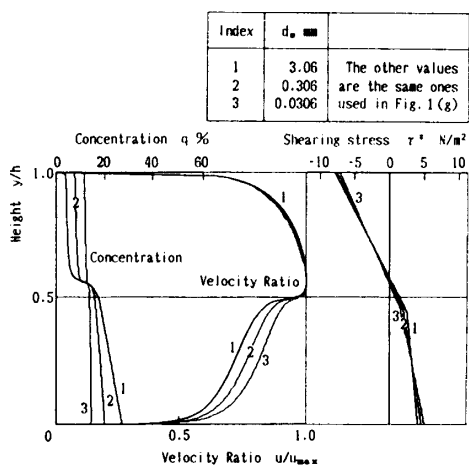


図3 速度、濃度、せん断応力分布に及ぼす粒子径の影響

分散化の傾向が顕著となり、粒子径のかなり小さな条件3での濃度分布はほぼ直線となっている。条件1～3ではおのこの粒子径が1/10となっているが、速度、濃度、せん断応力の各条件間での差はほぼ一定である。

3・3・3 粒子の密度 粒子の密度 ρ_s を変化させた場合の結果を図4に示す。図4中条件2が図1(g)の条件と同じである。また、条件1は中立浮遊粒子に似せた場合、条件3は石炭に似せた場合である。流体である水と粒子の密度差のほとんどない条件1では、濃度は一様となり、また、速度は粒子の存在により乱流動粘性係数は影響を受け若干層流の流れに近づくものの清水の乱流の速度分布に近い。なお、図4に示した結果はしゅう動層を形成しない粒子密度の範囲の結果であるが、せん断応力はもとより速度、濃に及ぼす粒子密度の影響は大きいことがわかる。

4. 結 言

平行2平面間の粒子が浮遊状態にある固液二相流の乱流流れ、粒子濃度を予測するためのモデル化とその解析を行った。とくに任意性を有する経験定数、係数などの利用をできる限り避け、広く知られている計算式を基に固液二相流のモデル化を行った。本報告でのモデルでは粒子間相互、あるいは、壁との衝突などの相互干渉の影響は考慮してはいないがおおむね次の結果を得た。

(1) 全般に、速度、濃度分布の計算値は測定結果と比較的良好一致を示している。計算値と測定値との差異は粒子間相互、あるいは、壁との衝突などの相互干渉の影響を考慮していないことなどに起因している。

(2) 2平面間距離の小さな場合を除き、おおむね

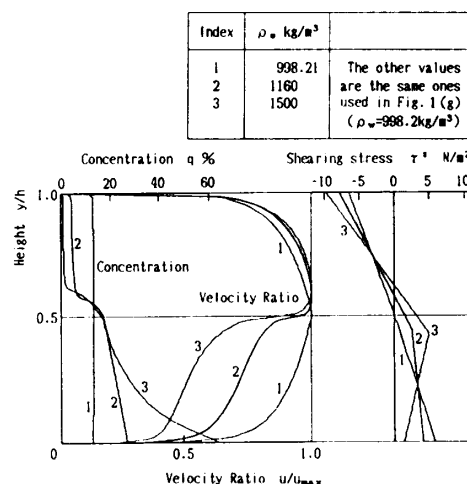


図4 速度、濃度、せん断応力分布に及ぼす粒子密度の影響

10倍程度の2平面間距離の違いがあっても、 Fr 数が同じであれば無次元流速分布、濃度分布はかなり近い状態となる。

(3) 粒子径をパラメータとして10倍ごとに結果を示すと速度、濃度、せん断応力の各条件間での差はほぼ一定である。

(4) 清水の場合と固液二相流の場合とのせん断応力の差に比例する $\delta\tau'$ の推測には比較的良好な近似として式(17)を用いることができる。

(5) 粒子の乱流振動の変動に関与する値 ck は本計算範囲において題意に適した安定した解を得ることのできる範囲は0.0075を挟む狭い範囲であり任意性に乏しく、また、シエアリフトの大きさを規定するに關しては10とした場合に実験結果に近い結果を得た。

本研究の実用性を考えるならば、本研究での結果を基に粒子の干渉をモデルへ取り込み円管内流れへ適応し、圧力損失などを定量できるまでに拡張すること、あるいは、たい積層、しゅう動層を伴う固液二相流への本解析方法の拡張も重要であり、今後継続して検討する予定である。

終わりに、本研究は冬期間の雪氷など自然冷熱を利用する一連の「氷室計画」のもとで行われたものであり、多くの議論と夢を賜った関連する産官学の諸兄に深遠な謝意を表す次第である。なお、とくに本研究の遂行にあたっては、室蘭ヒートパイプ研究会研究員 松本尚雄氏、小林茂氏および室蘭工業大学 早川友吉技官、梅田充技官、卒業生 水谷学君、千葉清君より実験装置の製作、測定にご助力、ご助言を賜った。付記し謝意を表す次第である。

文 献

- (1) 鮎川・越智, 機論, 33-254(1967), 1625.
 (2) Hunt, J. N., *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 22(1967), 235.
 (3) 鮎川, 機論, 38-315(1972), 2863.
 (4) 山岸・奥田, 機論, 45-393(1979), 644.
 (5) 白樫・ほか3名, 雪氷, 45-1(1983), 33.
 (6) 野田・ほか2名, 日本鉱業会誌, 101-1167(1985), 295.
 (7) 関根・吉川, 土木学会論文集, 369/II-5(1986), 109.
 (8) Yin, m. J., Beddow, J. K. and Vetter, A. F., *Powder Technol.*, 46(1986), 53.
 (9) 辻・ほか4名, 機論, 53-488, B(1987), 1240.
 (10) 白樫・ほか2名, 機論, 53-490, B(1987), 1672.
 (11) 媚山・ほか4名, 機論, 54-504, B(1988), 2010.
 (12) 高橋・ほか2名, 日本雪工学会誌, 5-4(1989), 3.
 (13) 森川・ほか4名, 空気調和・衛生工学会学術研究発表会論文集, (1991), 95.
 (14) 例えば, 粉体工学会編, 粉体工学便覧, (1986), 101, 日刊工業新聞社.
-