

固液混相流の乱れ特性

富 所 五 郎*

(昭和51年10月30日受理)

Turbulent Characteristics of Flows with Suspended Particles

Goro TOMIDOKORO

Fundamental turbulent experiments have been conducted on multiphase flows with suspension of kaolin particles or neutrally buoyant polystyrene particles for open channel flows. The following experimental results have been obtained.

- 1) The turbulent intensity of both multiphase flows does decrease as the volume concentration of suspended particles increases.
- 2) The same results have been obtained for the length of the largest turbulon and the Kármán constant.

The formulas for the turbulent characteristics of the multiphase flows derived by Hino have been modified with due regard to the energy dissipation due to the relative motion of particles. Fairly good agreements have been obtained between the modified formulas and the experimental results.

1 緒 論

土を含む流れ、海岸の飛砂、空気混入流、雨や雪を含む気流、血液、高分子の流れなど、二つ以上の相の混り合った流れを混相流という。混相流の研究は、広い分野でいろいろな立場から研究されている。しかしその特性は、単一相流体にくらべはなほ複雑であり、またそのモデル化や実験計測が容易でないため、必要性は高いにもかかわらず、まだその統一的解明を行なうにいたっていない。

水工学の分野では、古くから流砂の水理学として固液混相流の研究が主としてなされてきたが、これらはおもに流速分布、水流抵抗、粒子の濃度分布などの流れの平均的特性に関する研究であった。しかしこれらの諸特性を総合的に理解するために、流れの内部機構を解明する必要性が生じ、その乱れ特性に関する研究もなされるようになった。これらの研

* 土木工学教室 助手

究により比重が1より大きい粒子を含む固液混相流では、清水流に対しカルマン定数、乱れの強さが減少し、比重が1の粒子ではカルマン定数は減少するが、乱れの強さは逆に増大するという結論がなされている。しかし最近この結論に反する実験報告もある¹⁾²⁾。また、それまでの固液混相流の理論的研究を集体成した日野³⁾の研究にも、粒子の水に対する相対運動によるエネルギー逸散量の評価に誤りがある。

そこで本研究は、まず粒子の相対運動について述べ、最近の清水流の乱れ計測結果を用い、粒子の相対運動によるエネルギー逸散量の評価を行ない、日野の理論の修正を行なった。さらにカオリン、ポリスチレン粒子を用いた固液混相流の乱れ計測を行ない、近代乱流理論に従い乱れの強さ、最大乱子の径（これはカルマン定数と比例関係にあると考えられる）などを求め、清水流のそれとの比較を行ない、固液混相流の乱れ特性をより明確にした。

2 乱流中の単一微小粒子の運動特性

2・1 Tchen の方法による研究

乱流中の微小な単一浮遊粒子の運動の理論的研究は、まず Tchen⁴⁾ によってなされた。この研究に彼は次の仮定を設けた。

- 1) 粒子は微小な球形で、その運動はストークスの抵抗則に従う。
- 2) 粒径は乱れの最小渦径よりも小さい。
- 3) 粒子の運動中、同じ流体要素が粒子の近傍にある。(no-overshooting)
- 4) 乱れは一様で、定常である。
- 5) 乱れの範囲は無限である。
- 6) 粒子に作用する外力は、重力場のようなポテンシャル場由来する。

以上の仮定により Tchen は、Basset, Boussinesq, Ossen により導びかれた、静止流体中をゆるやかに運動する微小固体球形粒子の運動方程式 (B. B. O 方程式) を加速度運動する流体のなかの粒子の運動に拡張した。その式は、

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d^3 \rho_p \frac{dv_p}{dt} = 3\pi\mu d (v_f - v_p) + \frac{\pi}{6} d^3 \rho_f \cdot \frac{dv_f}{dt} \\ + \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{6} d^3 \rho_f \left(\frac{dv_f}{dt} - \frac{dv_p}{dt} \right) + \frac{3d^2}{2} \sqrt{\pi \rho_f \mu} \int_{t_0}^t \frac{dv_f}{\sqrt{t-t'}} - \frac{dv_p}{dt} \cdot dt + F_e \end{aligned} \quad (2\cdot 1)$$

である。ここで d ; 粒径, ρ ; 密度, v ; 速度, μ ; 流体の粘性係数, F_e ; 外力で、添字 f , p はそれぞれ流体, 粒子を示す。この式は Corrison and Lumley により修正され、Soo や Hinze により詳しく研究された。Hinze⁵⁾ は結果を次のように要約している。

- 1) 粒子 ($\rho_f < \rho_p$) に対する質量輸送係数 D_p と流体の運動量輸送係数 D は、拡散時間が非常に長い時 $D_p/D = 1$ で、短い時 $D_p/D < 1$ となる。
- 2) 粒子のエネルギースペクトルは、流体のそれに比較して高周波数域において減衰する。

3) 粒子の乱れの強さ $\sqrt{v_p'^2}$ と流体の乱れの強さ $\sqrt{v_f'^2}$ の関係は,

$$\frac{v_p'^2}{v_f'^2} = \frac{a\lambda_* + b^2}{a\lambda_* + 1} \cdot \frac{v_f'^2}{v_f'^2} \tag{2.2}$$

である.

$$a = \frac{36\mu}{(2\rho_p + \rho_f)d^2}, \quad b = \frac{3\rho_f}{(2\rho_p + \rho_f)} \tag{2.3}$$

λ_* ; ラグランジュのタイムスケールである. この式で, $\rho_p > \rho_f$ の時粒子の乱れの強さは減少し, 中立浮遊粒子の場合は, $b = 1$ で粒子と流体の乱れの強さは等しい.

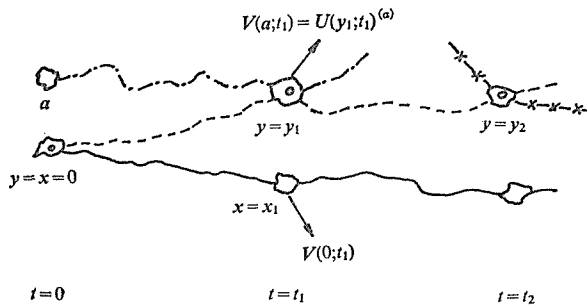
2.2 Lumley の方法による研究

Tchen の仮定で3) が最も厳しいもので, 実際の粒子の運動において, この仮定が満足されることはほとんどない. これは Lumley, Soo, Peskin などの研究において指摘されている. Lumley⁴⁾ は次に示すように, この問題の解決をはかった. 彼は粒子の運動を表わす方程式として, 簡単のため式 (2.1) の右辺第二項以下を無視し,

$$\frac{d^2}{dt^2} \mathbf{y}(\alpha, t) + F \frac{d}{dt} \mathbf{y}(\alpha, t) = F \mathbf{U}(\mathbf{y}(\alpha, t); t) \tag{2.4}$$

を用いた. ここに $\mathbf{y}(\alpha, t)$; 粒子が流体要素と出会う座標, α ; 粒子が $t = 0$ において, 存在する位置 ($\alpha = 0$ としてよい), t ; 時間, \mathbf{U} ; 流体のオイラー速度, $F = 18\mu/d^2\rho_p = 18\nu/d^2\gamma$, μ ; 流体の粘性係数, ν ; 動粘性係数である. 上式は \mathbf{U} が場所と時間のランダムな関数で一般的にはとけない. そこで, Peskin は \mathbf{U} をラグランジュ速度 \mathbf{V} で表わそうと考えた. 図一1において, $t = 0$ において同一点にあった粒子と流体要素が $t = t_1$ では異なる位置 \mathbf{y}, \mathbf{x} にある. そこで粒子は, 初め同じ所になかった流体要素 \mathbf{a} に出会うとする. 同様に異った流体要素 $\mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{d} \dots$ に出会う可能性もある. したがって $t = 0$ において粒子と共にあった流体要素の $t = t_1$ におけるラグランジュ速度を $\mathbf{V}(0; t_1)$ とすると, 粒子が $t = t_1$ において出会う流体要素の速度の期待値は,

$$E_{\{v(\alpha; t)\}, \mathbf{x}} \cdot \{\mathbf{U}(\mathbf{y}; t)\} = \mathbf{V}(0; t) R_E(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \tag{2.5}$$



図一1 粒子が出会う流速

で表わされる。ここに R_E はオイラーの相関係数である。Lumley は式 (2.5) を式 (2.4) に代入し、粒子の質量輸送係数と流体の運動量輸送係数の関係を求め、前者が後者より小さくなること示している。以下では、同様の方法により、乱れの強さの関係を求めてみる。式 (2.4) の U に式 (2.5) を用い、簡単のため一方向成分についてのみ記すと、

$$\frac{d}{dt}y(t) = V_p(t) = F \int_0^t e^{-F(t-\tau)} V(\tau) R_E[y(\tau) - x(\tau)] d\tau \quad (2.6)$$

$$y(t) = \int_0^t \{1 - e^{-F(t-\tau)}\} V(\tau) \cdot R_E[y(\tau) - x(\tau)] d\tau \quad (2.7)$$

がえられる。つぎにオイラー相関係数が、

$$R_E[y(t) - x(t)] = 1 - \frac{[y(t) - x(t)]^2}{\lambda_E^2} + \dots \quad (2.8)$$

の関数形で表わされるものと仮定する。ここに λ_E はオイラーのミクロスケールである。 $O(1/\lambda_E^4)$ 以下の項は無視できると仮定すれば、式 (2.6) は

$$V_p = F \cdot \int_0^t e^{-F(t-\tau)} \cdot V(\tau) \cdot d\tau - \frac{F}{\lambda_E^2} \int_0^t e^{-F(t-\tau)} \cdot V(\tau) [y(\tau) - x(\tau)]^2 \cdot d\tau \quad (2.9)$$

となる。式 (2.8) を式 (2.7) に代入し、それより $[y(t) - x(t)]^2$ を求め式 (2.9) に代入し二乗すると、

$$\begin{aligned} V_p(t)^2 = & F^2 \int_0^t \int_0^t e^{-F(t-\tau)-F(t-s)} \cdot V(\tau) \cdot V(s) d\tau ds - \frac{2F}{\lambda_E^2} \int_0^t \int_0^t e^{-F(t-\tau)-F(t-s)} \\ & \cdot V(\tau) V(s) \left\{ \int_0^t \int_0^t e^{-F(t-\tau)-F(t-s)} V(m) V(n) dm dn \right\} ds d\tau \end{aligned} \quad (2.10)$$

が得られる。上式のラグランジュ速度 $V(\tau)$, $V(s)$, $V(m)$, $V(n)$ が結合正規分布にのると仮定し、また統計的に定常であるとする

$$E\{V(\tau), V(s)\} = \langle V^2 \rangle R_L(|\tau - s|) = \langle V^2 \rangle e^{-\frac{|\tau - s|}{\lambda_*}} \quad (2.11)$$

で表わされる。ここで $\langle V^2 \rangle = E\{V^2\}$ である。式 (2.11) を式 (2.10) に用いて、 $t \rightarrow \infty$ とし、

$$\lim_{t \rightarrow \infty} E\{V_p^2\} = \langle V_p^2 \rangle = \langle V^2 \rangle \frac{F}{F + \frac{1}{\lambda_*}} - \frac{2\langle V^2 \rangle^2}{\lambda_E^2} \frac{\left(2F + \frac{1}{\lambda_*}\right)}{\left(F + \frac{1}{\lambda_*}\right)^3} \quad (2.12)$$

が得られる。これによると、粒子の乱れの強さは流体のそれに比し、粒子の比重に関係な

く減少する。一様乱流場を仮定すると $\langle V_b^2 \rangle = \overline{u_b'^2}$, $\langle V^2 \rangle = \overline{u_f'^2}$ であり、式 (2.12) の右辺第一項は、式 (2.4) に Tchen の仮定 3), $y(t) = x(t)$ を用いて解いたもので、式 (2.2) とは一致しない。これは Lumley の解析では、式 (2.1) の右辺第二項以下を無視したため、ここにこの方法の適用の限界がある。

3 固液混相流の乱れ特性の理論的研究

3.1 従来の研究

土砂を含む流れが、清水流に比し抵抗が減少し、速度こう配が急になり、カルマン定数が減少することを初めて実験的に明らかにしたのは Vanoni⁶⁾ である。その後この問題は、Ismail, Einstein and Chien, Vanoni and Nomicos⁷⁾ らにより実験的に研究された。この問題に関する理論的研究は、椿, 志村らにより行なわれた。彼らは土砂粒子を浮遊させるための乱れエネルギーの増加分を平均流からうばうため、速度こう配が急になりカルマン定数が減少すると考えた。これは、この前の Einstein and Chien の研究で土砂を浮遊させるためのエネルギーとカルマン定数の間に一定の関係があることより正しい考えであるとされた。この考えによると、乱れの強さは土砂浮遊のために消費されて、清水流のそれより減少すると予想された。また比重が 1 の粒子を浮遊する流れでは、カルマン定数、乱れの強さなどは、清水流に対し変化しないことになる。しかし、これは MIT における Ippen⁸⁾ らの実験により否定された。その実験結果は、①カルマン定数は減少することと、これ以前の理論的予測と違い、総圧管式流速計を用いた乱れ実測により、②乱れの強さは増加することである。日野⁹⁾ はこの新事実をふまえ、乱れのエネルギー式に、従来の粒子を浮遊させるに必要なエネルギー項の他に、粒子による乱れの有効逸散体積の減少、粒子と流体との相対運動によるエネルギー逸散による項を加え、これと乱れの加速度平衡方程式を用いて土砂流、中立浮遊粒子流の流れ特性を統一的に説明する理論を提案した。しかしこの理論で日野は、粒子の相対運動によるエネルギー逸散は、流体のそれに対して小さいとして結局無視している。しかし、次節に示すように最近の乱れ計測結果を用い、これを評価してみると、これは必ずしも適当でない。また、相対運動の評価に式 (2.2) を用いたことにも問題がある。次節で日野の式の修正を行なう。

3.2 日野の式の修正

日野は固体微小粒子を浮遊した流れの乱れのエネルギー方程式として、

$$\rho_a u_*'^2 \frac{d\bar{u}}{dy} \int_{y/h}^1 \frac{\rho_f [1 + (\gamma - 1)c]}{\rho_a} d(y/h) = a_1 (1 - \alpha^3 c) \rho_f \frac{\hat{u}^3}{L} + \rho_f (\gamma - 1) v_p g c + W_p + [\text{diffusion}] \quad (3.1)$$

を導いた。ここで、 ρ_a ; 断面平均の密度、 \bar{u} ; 平均流速、 c ; 粒子体積濃度、 y ; 底面からの高さ、 h ; 水深、 a_1 ; 比例定数、 α ; 粒子の影響範囲を示す 1 よりやや大きい定数、 L ; 最大乱子の径、 \hat{u} ; オイラーの乱れの強さ、 v_p ; 粒子の沈降速度、 g ; 重力の加速度、 W_p ; 粒子の相対運動によるエネルギー逸散量で、粒子 1 個当りのそれを w_p とすると、 $W_p = c/(\pi d^3/6) \cdot w_p$ 、式 (2.2) を用い、

$$w_p = 9\pi^2 d(\overline{v_f'^2} - \overline{v_p'^2}) = 9\pi^2 d \overline{v_f'^2} \left(\frac{1-b^2}{a\lambda_* + 1} \right) \quad (3.2)$$

である。また、式(3.1)の左辺は乱れが平均流から獲得するエネルギーで、右辺の第一項は乱れの逸散量、第二項は粒子の沈降によるエネルギー逸散量を示す。Hay and pasquilの提案した式、 $\lambda_* = \alpha' L_E / \hat{u}$ (α' ; 比例定数, L_E ; オイラーの積分スケール)において、 α' は最近の乱流計測により $\alpha' \approx 0.49$ が求められている。 $L = 2.5L_E$ であるので、 $\lambda_* = 0.16L/\bar{u}$ となり、 $\hat{u}^2 = \overline{u_f'^2}$ と仮定し、

$$w_p = \frac{75}{8} \cdot (1-b^2)(2\gamma + 1) \rho_f \cdot \frac{\pi d^3}{6} \cdot \frac{\hat{u}^3}{L} \quad (3.3)$$

となる。一方粒子と同体積の乱れのエネルギー逸散量 D は、式(3.1)の右辺第一項を用い、 $a_1 \approx 2.75^{10)}$ とし、

$$D = 2.75 \rho_f \frac{\pi d^3}{6} \frac{\hat{u}^3}{L} \quad (3.4)$$

である。式(3.3)、式(3.4)において、中立粒子 ($\rho_f = \rho_p$) の場合、 $b = 1$ で $w_p = 0$ となるが、 $\rho_p = 2.5\rho_f$ とすると $b = 0.5$ で $D < w_p$ となる。現在でも乱れ計測には、かなりの誤差を含んでいるため、 $D < w_p$ は必しも正しいとは言えないが、日野のように D に対し w_p は小さいとして無視することは誤りである。

w_p の計算に式(2.12)を用いると、一般に $F \gg \lambda_*$ であるので、

$$w_p = \left(3\gamma + \frac{2}{3} \frac{d^2 \gamma^2}{\nu} \frac{\hat{u}L}{\lambda_E} \right) \cdot \rho_f \cdot \frac{\pi d^3}{6} \cdot \frac{\hat{u}^3}{L} \quad (3.5)$$

となり、 $\gamma = 1$ の場合でも $D < w_p$ となる。この式の括弧内は、後の解析を容易にするため一定と仮定する。さらに流れは、多数の粒子を含みそれが影響しあい、エネルギー逸散は増加すると考えられる。この増加係数 e_1 とし、この e_1 を含め式(3.5)の括弧内を e とすると、

$$W_p = ce \rho_f \cdot \frac{\hat{u}^3}{L} \quad (3.6)$$

となる。ここで、

$$e = e_1 \left(3\gamma + \frac{2}{3} \frac{d^2 \gamma^2}{\nu} \frac{\hat{u}L}{\lambda_E^2} \right) \quad (3.7)$$

である。この後の解析は、式(3.1)の $a_1(1-\alpha^3)c\rho_f \cdot \hat{u}^3/L$ の項を $a_1(1-\alpha^3c + ec/a_1) \cdot \hat{u}^3/L$ に置き換えるだけで、日野が行なった解析と全く同じで、結果を L, \hat{u} について記すと、

$$\frac{L}{L_m} = \frac{1 + \beta c a}{2} [1 + \{1 + 4BK(1 + \beta c a)S_1\}^{\frac{1}{2}}] \quad (3.8)$$

$$\frac{\hat{u}_m}{\hat{u}} = \left(\frac{1}{1 - \alpha_1^3 c + ec/a_1} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right) \cdot \left[1 - \frac{4k\sigma s_1}{(1 + \beta c_a)[1 + \{1 + 4BK(1 + \beta c_a)s_1\}^{\frac{1}{2}}]} \right] \quad (3.9)$$

である。ここで β , B ; 定数, c_a ; 断面平均濃度, K ; 清水流のカルマン定数,

$$\alpha_1 = \alpha^3 \cdot \left(1 + \int_{\delta}^h \frac{c - c_a}{c_a} dy \right), \quad \sigma = \ln \frac{h}{\delta} / \left(\ln \frac{h}{\delta} - 1 \right),$$

δ ; 粘性底層の厚さ, m ; 混相流を意味する。また

$$s_1 = g(\gamma - 1) \cdot v_p(h - \delta) \cdot c_a / u_*^3 \ln(h/\delta) \quad (3.10)$$

である。

日野の理論では、中立粒子の場合は必ず乱れの強さが、清水流に比し増大したが、式(3.9)においては、 $\alpha_1^3 < e/a_1$ となる可能性が大きく、逆に乱れの強さは減少すると考えられる。しかも、この減少の程度は濃度が大きい方が大きくなる。

式(3.8), (3.9)を用いて渦の寿命時間, エネルギー逸散率についての式を求めることができるが、長い式となるので省略する。

4 乱れ計測実験

4.1 実験装置, 計測器, 粒子, 実験方法

実験水路は幅 30cm, 深さ 20cm, 全長 18m の開水路で、下流端から 2m から 3m の区間が透明なアクリライト板製で、他は鋼製である。鋼製部分はラッカーペイントで仕上げられていて、水理学的に十分滑らかである。開水路の下流端には貯水タンクがあり、これに内径 14.6cm のエスロンパイプ製の帰還管路が続いている。この管路の途中には、流量測定用の偏心オリフィスが設けられている。

水流用の乱れ計測器として、実験室ではホットフィルム流速計が良く用いられるが、本実験では流体が固体粒子を含むため、この流速計はその構造上使用出来ない。そこで、ここでは総圧管式流速計である豊田工機製半導体圧力変換器、PMS-5型 0.5H を用いた。乱れ流速 u' は、圧力変換器の総圧の変動分を h' とすると、 $u' = g \cdot h' / \bar{u}$ より求められる。ここに、 g ; 重力の加速度, \bar{u} ; 平均流速である。変換器には、圧力導入管として長さ 4cm, 内径 3mm の管を用いた。

用いた粒子はカオリン (中央粒径 6μ , 比重 2.67, 沈降速度 0.03cm/s) とポリスチレン (中央粒径 235μ , 比重 1.05, 沈降速度 0.15cm/s) である。

カオリンは六角形の扁平な形で、ポリスチレンは完全な球形をしている。両方の粒子とも実験した程度の濃度では、ニュートン流体として扱える。

実験は次の順序で行なった。

1) 混相流の場合は、貯水タンクに粒子を入れ、あらかじめポンプを回転させ、粒子が

水路全体に一様に分布するようにする。

2) 圧力変換器，平均流速測定用のピトー管を開水路の下流端から上流へ2.5mの水路中央に設置する。圧力変換器からの出力は小さいので，直流増幅器を経てデータレコーダーにつなぐ。測定器は全て測定可能な状態にする。

3) ポンプを回転させバルブを開き，オリフィスの水銀マンオメーターが所定の読みになるようにする。10分間ほどバルブを調整しつつ流れが定常となるのを待つ。その後はバルブを固定する。

4) ピトー管を用い平均流速を，圧力変換器を用い流れ方向の乱れ計測を行なう。測定点は水深方向に8点で，乱れ計測は一点で3分間行なった。

5) 混相流の場合は粒子濃度を求めるため，4)の前後に資料のサンプリングを行なう。

6) 水温測定を4)の前とここで行なう。

なおこの実験では，濃度こう配の影響を除くために鉛直方向に濃度こう配が生じない水理量を選んだ。

4・2 データ処理，および結果の計算

データレコーダーに記録されたデータは，日本無線製の実時間相関器 NJZ-260A，およびフーリエ変換器を用いて処理した。データのサンプリング間隔は0.01秒，データ数は8192ヶ，必要観測時間は約82秒である。相関関数，スペクトルの最大ずらし数は256である。なお圧力変換器からの出力はトレンドを示したが，これは相関器にかける前にハイパスフィルターにかけ除去した。

つぎに実験結果に示す各水理量の求め方についてのべる。表-1の有効動粘性係数は，アインシュタインの式 $\nu_e/\nu = 1 + 2.5c/100$ (c ; 粒子濃度)より求めた。またこの ν_e を用いてレイノルズ数を計算した。カルマン定数は図-2のように求められる。乱れの強さは，ずらし数零の相関器の出力より計算できる。最大乱子の径は，相関器の出力より相関係数 $R(t)$ を求め，中間乱子領域の存在を仮定して $R(t) = 1 - (t/T_0)^{2/3}$ (t ; ずらし時間， T_0 ; 最大乱子の通過時間)より，図-3のように T_0 を求め，これに平均流速をかけて求められる。エネルギー逸散率 ε は，乱子通過周波数を n で表わすと，乱れのエネルギースペクトルと中間乱子領域において， $F(n) = C \cdot (\bar{u} \cdot \varepsilon / 2\pi)^{2/3} \cdot (n)^{-5/3}$ の関係にある。ここで， C

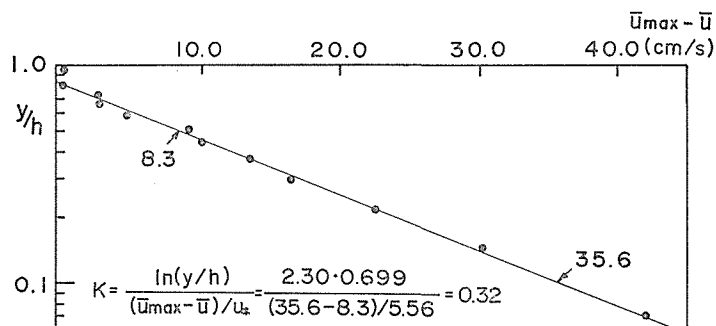


図-2 カルマン定数の決定 (実験7)

は定数で普通は0.5である。フーリエ変換器の出力より $F(n)$ を求め、上の式を用いて ε は求められる。

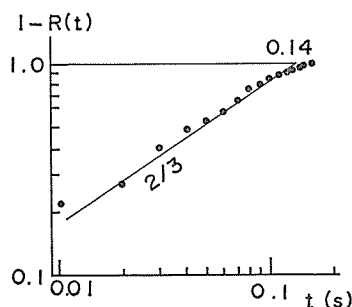
4.3 実験結果、およびその考察

表一1に実験の水理量を示す。実験番号1から3は、カオリン粒子を用い混相乱流への比重効果を、実験番号4から8は、ポリスチレン粒子を用い濃度効果をみるため行なった。ここで、実験番号7、8の流速に対応する清水の実験も行なったが、平均流速の測定に失敗したため除いた。

また濃度効果をみるにはもっと高い濃度で行なうべきであるが、これ以上の高濃度では粒子に空気が付着し浮き上がり、実験条件に合わなくなってしまうため中止した。表一1に示したカルマン定数は、従来の実験で得られているように混相流で減少する傾向にある。

図一4に平均流速分布を、図一5、6に乱れの強さを示す。両方の混相流とも乱れの強さが、清水流のそれに対し減少し、しかもこの減少の程度は同一濃度で同じくらいで、濃度が大きい方が大きい。ポリスチレン粒子流のこの結果はMITの実験結果⁸⁾と逆であるが、カオリン粒子流では従来言われていた通りである。

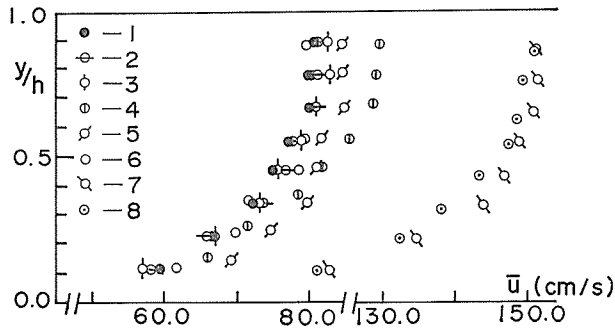
この結果を式(3.9)で考えてみる。粒子の沈降効果を示す式(3.10)の s_1 は粒子の沈降



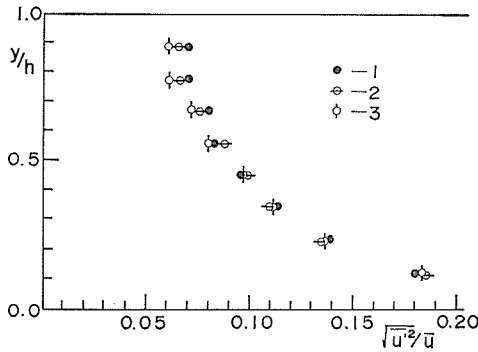
図一3 最大乱子の通過時間の決定 (実験2 水面下2 cm)

表一1 実験の水理量

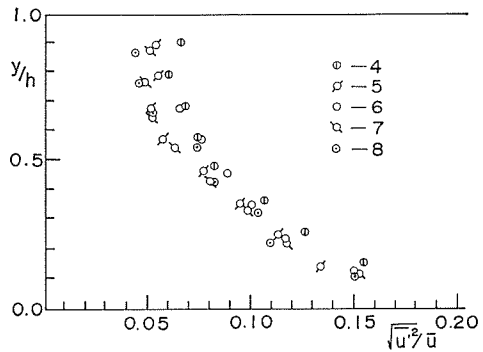
実験番号	1	2	3	4	5	6	7	8
粒子	清水	カオリン		清水	ポリスチレン			
流量 Q (l/s)	20.6	20.6	20.8	22.2	21.4	20.8	34.7	35.2
体積濃度 C (%)	清水	1.12	2.76	清水	0.55	1.10	2.31	5.12
水深 h (cm)	9.2	9.1	9.2	9.5	9.3	9.2	9.2	9.3
平均流速 v (cm/s)	74.6	75.3	75.4	77.9	75.6	75.1	125.2	126.7
径深 R (cm)	5.7	5.7	5.7	5.8	5.8	5.7	5.7	5.7
フルード数 Fr	1.00	1.01	1.01	1.03	1.01	1.00	1.32	1.33
水温 ($^{\circ}C$)	25.0	30.3	28.5	24.1	26.1	24.8	21.0	9.3
動粘性係数 ν (cm^2/s)	0.00897	0.00799	0.00830	0.00975	0.00877	0.00901	0.00983	0.01335
有効動粘性係数 ν_e (cm^2/s)	/	0.00808	0.00848	/	0.00889	0.00926	0.0100	0.01500
レイノルズ数 Re	4.74×10^4	5.32×10^4	5.07×10^4	4.95×10^4	4.90×10^4	4.63×10^4	7.16×10^4	4.84×10^4
水路こう配 I	0.0025	0.0025	0.0025	0.0025	0.0025	0.0025	0.0055	0.0055
カルマン定数 K	0.34	0.30	0.29	0.33	0.32	0.32	0.32	0.32
摩擦速度 u_* (cm/s)	3.75	3.75	3.75	3.78	3.76	3.75	5.56	5.56



図—4 平均流速分布



図—5 乱れの強さ (カオリン)



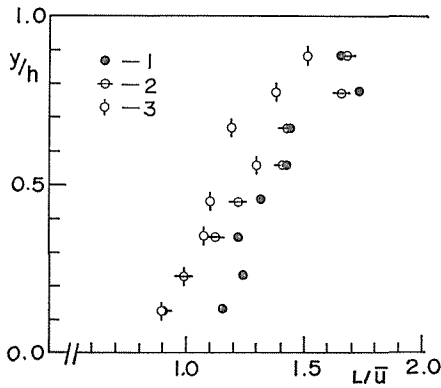
図—6 乱れの強さ (ポリスチレン)

速度が小さいため、式(3.9)で s_1 のついている項は無視できる。また、両方の混相流で乱れの強さが減少するのは、式(3.9)の分母の e の項の作用による。さらにカオリン混相流では、その粒径が非常に小さいため、もっぱら比重効果により乱れ強さが減少していることが、式(3.7)よりわかる。これに対しポリスチレン混相流の場合、粒子の比重がカオリンの1/2.5で粒径は40倍であるので、式(3.7)の括弧内第二項、すなわち粒径効果もきいていることがわかる。また式(3.9)で、濃度が大きい方が減少の程度が大きいことも説明できる。一方日野の式では、沈降効果は無視した場合上の実験結果は説明できない。

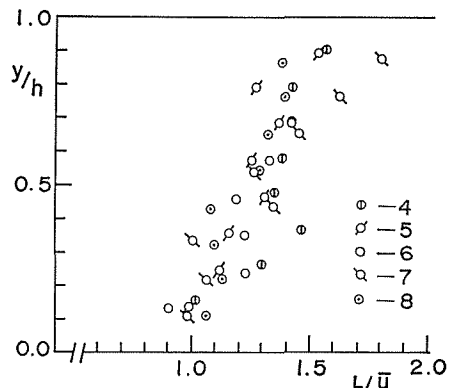
図—7, 8に最大乱子の径を示す。ポリスチレン粒子流の場合結果がばらついているが、両混相流とも清水流に対し最大乱子の径が縮小し、またこの縮小の程度は濃度が大きいほど大きくなっているように思われる。この結果は式(3.8)に一致する。最大乱子の径が縮小することは、平均流速分布より求められるカルマン定数が、従来の多くの実験結果で減少することより予測できることであるが、本研究において初めて乱れ計測より実証した。

図—9, 10にエネルギー逸散率を示す。結果のばらつきが激しく結論づけられない。

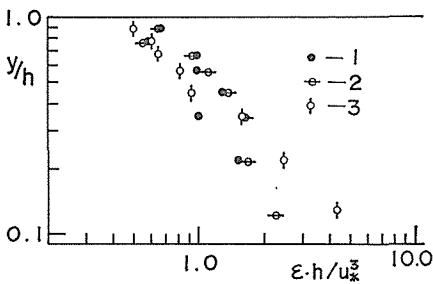
また乱れのパワースペクトル図も求めたが、結果はほぼ $-5/3$ 乗則にのっているものの、混相流と清水流で違いがみられなかったので省略した。



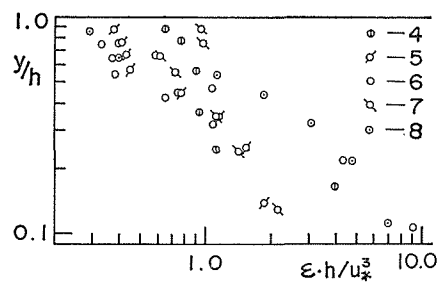
図一七 最大乱子の径 (カオリン)



図一八 最大乱子の径 (ポリスチレン)



図一九 エネルギー逸散率 (カオリン)



図一〇 エネルギー逸散率 (ポリスチレン)

本実験は、水面波の影響などによる実験精度、実験数、用いた粒子の比重、粒径、体積濃度の範囲が狭いなど問題がある。このなかのいくつかは、管路で実験を行なうことにより解決できると考えられるが、さらに多くの実験を重ね信頼できる実験データをうる必要がある。

5 結 論

カオリンとポリスチレン中立浮遊粒子を用いた固液混相流の流れ方向の乱れ計測を開水路で行ない、近代乱流理論にしたがい各種乱れ特性量を求めた。結果は次のようである。

- 1) 乱れの強さは、両方の混相流とも清水流のそれに対し、粒子の体積濃度の増加につれ減少する。
- 2) 最大乱子の径も乱れの強さと全く同じ結果を示す。また最大乱子の径と比例関係にあるカルマン定数も同じ結果を示す。
- 3) エネルギー逸散率、スペクトルは結果がばらつき結論づけられなかった。

また粒子の水に対する相対運動によるエネルギー逸散を乱れのエネルギー方程式に入れ、日野の式³⁾を修正した。この式により上の実験結果の理論的説明ができた。

しかし本研究の実験データには若干の問題点を含んでいる。今後の課題としては、管路

における実験も含め多くの実験を重ね、信頼性の高い実験結果をうるとともに、この結果を用い理論のなおい層の検討を行なうことである。

最後に本研究を行なうに当り御指導下さいました京都大学岩佐義朗教授、ならびに信州大学余越正一郎助教授に、また実験とそのデータ整理に協力下さいました当学部土木工学科水工研究室の関係者の皆様に感謝の意を表するしだいです。

参 考 文 献

- 1) I. Kazanskij ; Experimental Studies of the Influence of Solid Particles of Some Turbulence Characteristics in Pipes, 15th. IAHR. vol. 1, A1-1 (1973)
- 2) M. Bouvard and S. Petkovic ; Modification des caractéristiques d'une turbulence sous l'influence de particules solides en suspension, LA HOUILLE BLANCHE, No. 1, (1973)
- 3) M. Hino ; Turbulent Elow with Suspended Particles, Proc. ASCE. HY4, (1963)
- 4) S. L. Soo ; Fluid Dynamics of Multiphase Systems, Ginn, (1967)
- 5) A. J. Hinze ; Turbulence, McGraw-Hill, (1959)
- 6) V. A. Vanoni ; Transportation of Suspended Sediment in Open Channels, Trans. ASCE. No. 111 (1946)
- 7) V. A. Vanoni and G. N. Nomicos ; Resistance Properties of Sediment-Laden Stream, Proc. ASCE. HY5, (1959)
- 8) C. Elata and T. Ippen ; The Dynamics of Open Channel Flow with Suspension of Neutrally Buoyant Particles. Technical Report No. 45, Hydro. Lab. MIT (1961)
- 9) 石原藤次郎編；水工水理学 (4. 乱れと拡散) 丸善, (1972)
- 10) 今本博健；開水路の流れの乱れ特性, 1976年水工学に関する夏期研修会講義集 A コース 土木学会水理委員会, (1976)