

京都大学大学院 学生員 西川 秀昭
 京都大学工学部 正員 岩佐 義朗
 京都大学工学部 正員 綾 史郎

1. はじめに.

前報²⁾、筆者らは、対称則を有する二次元せん断乱流場における主流方向の混合現象を対象として、類似的なLagrange的シミュレーションを行ない、その結果と、Euler的乱流拡散基礎式の数値解、およびElderの解析解と比較することにより、手法の有効性を確認することにも、このような速度場における混合現象のLagrange的特性について、いくつかの知見を得た。本報では、上述のLagrange的シミュレーション法を矩形断面を有する3次元のせん断乱流場に適用する方法について述べることに、若干の数値シミュレーションを行った結果について報告する。

2. Lagrangeの数値シミュレーション法の概要

簡単のため、速度場は、流下方向に等速であるとし、また局所平均流速の水深方向成分 $\bar{u}_y$ 、水路幅方向成分 $\bar{u}_z$ は、ゼロとする。このような速度場にて、 $t=0$ に、点 a に存在した流体粒子の t 秒後の位置 $X(a, t)$ の各成分は、Lagrange的に次のように記述される。

$$\left. \begin{aligned} X(a, t) &= \int_0^t v_x(a, t') dt' \\ Y(a, t) &= \int_0^t v_y(a, t') dt' \\ Z(a, t) &= \int_0^t v_z(a, t') dt' \end{aligned} \right\} (1) \quad \left. \begin{aligned} v_x(a, t) &= \bar{u}_x(Y, Z) + u'_x(X, Y, Z, t) \\ v_y(a, t) &= u'_y(X, Y, Z, t) \\ v_z(a, t) &= u'_z(X, Y, Z, t) \end{aligned} \right\} (2)$$

ここに、 v_x ：粒子の有するLagrange的速度、 $\bar{u}_x$ ：主流方向の局所平均流速、 u'_i ：Euler的乱れである。

(1), (2) 式より、 $t=n\Delta t$ に、点 $X(X^n, Y^n, Z^n)$ に存在した粒子の $t=(n+1)\Delta t$ における粒子の位置は、次のように離散化できる。

$$\left. \begin{aligned} X^{n+1} &\equiv X^n + v_x(a, n\Delta t) \Delta t \\ Y^{n+1} &\equiv Y^n + v_y(a, n\Delta t) \Delta t \\ Z^{n+1} &\equiv Z^n + v_z(a, n\Delta t) \Delta t \end{aligned} \right\} (3) \quad \left. \begin{aligned} v_x(a, n\Delta t) &\equiv \bar{u}_x\{(Y^n+Y^{n+1})/2, (Z^n+Z^{n+1})/2\} \\ &\quad + u'_x\{X^n, Y^n, Z^n, n\Delta t\} \\ v_y(a, n\Delta t) &\equiv u'_y\{X^n, Y^n, Z^n, n\Delta t\} \\ v_z(a, n\Delta t) &\equiv u'_z\{X^n, Y^n, Z^n, n\Delta t\} \end{aligned} \right\} (4)$$

3. 数値シミュレーション法の適用

・ $\bar{u}_x(y, z)$ ；3次元のせん断乱流場における局所平均流速分布の一般的表示は、困難であり、ここでは、筆者らの平面矩形断面開水路流れにおける移流分散実験(Run122)²⁾において得られた流速分布形(図-1)を用いた。水路中央部付近、二次元的領域が存在するか、水路幅方向にも弱り非一様性の存在が認められる。水深方向に10点、水路幅方向に28点、計280点に流速をえ、粒子速度は、各流速測定からの距離に応じて、重み付き平均値をとるものとした。

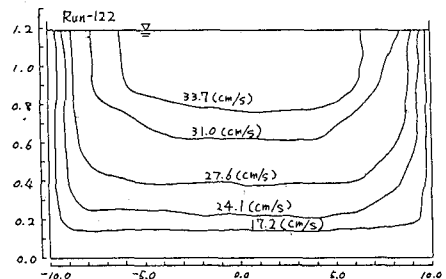


図-1 流速分布図

・ $u'_i(x, y, z, t)$ ；Euler的乱れの統計的性質は、流下方向にかかわらないものとし、乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ も、断面内にかかわらないものとして、日野の複号乱数列モデル³⁾と類似のものを用いることとし、計算機により擬似乱数を発生させて求めた。ただし、ラング数は6とし、各成分の乱れ強度は以下のように定めた。

・ $\sqrt{u'^2}$ ；開水路流れにおける浅野の実測値⁴⁾を水深方向に平均化して得られる $\sqrt{u'^2}/u_* = 1.58$ を用いる。

・ $\sqrt{\varepsilon}$, $\sqrt{u_*}$; 乱流拡散係数と乱れ強さの関係 $\varepsilon = u_*^3 \Lambda$ より, 逆算して与える。ただし, Λ と Λ^* は, 浅野が主流方向の乱れ計算より推定した値 $\Lambda = 0.72 d/u_*$ を水深方向, 水路幅方向にも用いた。乱流拡散係数 ε は, 水深方向 $\varepsilon_y = 0.05 d u_*$, 水路幅方向 $\varepsilon_z = 0.2 d u_*$ を用いた。

・ Δt ; Euler 的乱れ速度の発生法として, 上述のものを用いる際は, 実時間と適合させるためには, 時間スケール (タイムステップ = 第6章の乱子の寿命時間) を適切に定めなければならない。筆者らも, このモデルを用いて, 一様流中の乱流拡散のシミュレーションで, $u_*^2/u_*^2 = 1.58^2$, $\Lambda/(d/u_*) = 0.72$ として行った計算結果では, $\Delta t = 0.06 d/u_*$ としたとき, 得られた拡散係数値が, 所定の $d/u_* = u_*^2 \Lambda / d u_* = 180$ となった。

・境界条件; 粒子が境界にぶつかると完全反射するものとし, 乱れ速度, および各方向の乱子速度は, 境界への衝突前と反対符号を持つものとした。なお, 完全反射の形としては, 右図 (図-2) のようなものが考えられよう。

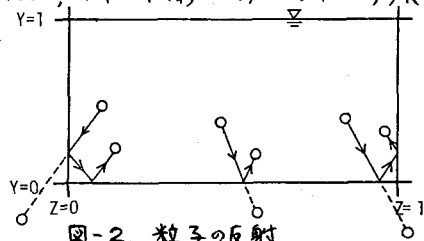


図-2. 粒子の反射

4. 結果とその考察

断面を水深方向に10分割, 水路幅方向に20分割し, 各格子点より, 2個ずつ, 計400個の粒子を放出し, 各粒子について, 約2,000 step の追跡を行い, 粒子の位置に関する統計的性質の時間的変化を調べた。得られた濃度波形の一例を図-3に示す。

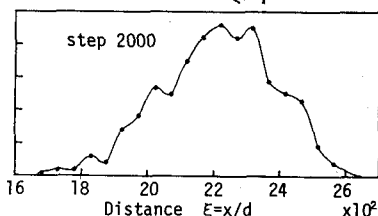


図-3. 濃度波形

1次モーメント, 2次中心モーメント, および歪度の経時変化を, 各々, 図-4, 5, 6に示す。1次モーメントの成長は, 初めから,

線形であるが, 2次中心モーメントは, 非線形な成長の後, 線形な成長となる。また, 図-3からも知れるように, 波形は歪んでおり, 歪度の経時変化は, ゆるやかである。

開水路乱れの速度場の実態は, 複雑であり, 本シミュレーションで用いたものは, 単純ではないが, 得られた結果を実測値と比較すれば, 表-1 のようである。Lagrange 的乱れ強さ, 分散係数等, 若干の違いはあるが, 二次元乱流と比較して, 分散係数値が大きくなっている実情, 三次元乱流の混合現象の特性は示しているものと考ええる。

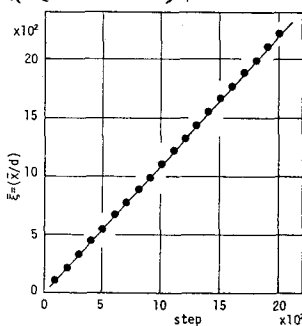


図-4. 1次モーメントの変化

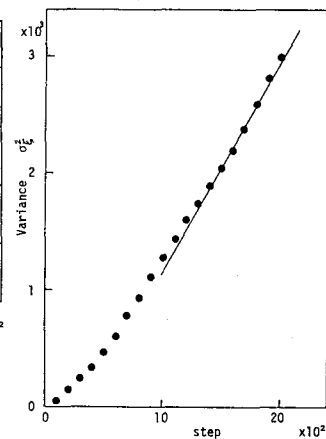


図-5. 2次中心モーメントの変化

5. おわりに

今後, Lagrange 変数速度の統計的性質を調べるべくも, 種々の流速分布形, 乱れ強さの組み合わせについて, 数値シミュレーションを行い, 三次元せん断乱流場の混合現象を明らかにしていきたいと考えている。

参考文献

- 1) 西川, 岩佐, 綾; 第36回年次講演会概要集
- 2) 葉師寺, 岩佐, 綾, 戸田; 第37回年次講演会概要集
- 3) 日野; 第9回水理講演会講演集
- 4) 浅野; 京都大学博士論文 (1980)

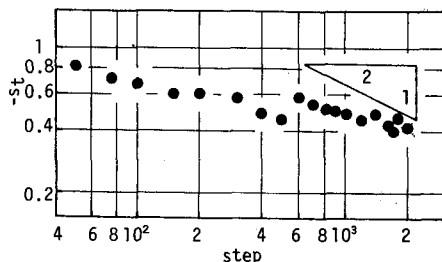


図-6. 歪度の変化

表-1 結果の比較

	$\bar{u}/u_*$	u_c/u_*	$[\bar{v}_x]/u_*$	$[\bar{v}_x^2]/u_*^2$	D/du_*	$T_{SL}/(d/u_*)$
Simulated	18.0	18.3	18.7	25.8	150	5.83
Experimental	18.0	15.6	—	17.9	113	6.28