

開水路流れにおける混合過程と分散係数

京都大学工学部 正 員 岩佐 義朗
 水資源開発公団 正 員 栗師 孝公文
 京都大学大学院 学生員 〇三石 真也

京都大学工学部 正 員 稜 史郎
 京都大学大学院 学生員 牛島 省

1. はじめに；本研究は、流下方向に流れの場が等質な矩形断面を有する三次元せん断乱流場における混合現象についてLagrange的に取り扱い、Taylorの古典的乱流拡散理論¹⁾との相似性の観点より解析を行ったものである。内容的には、まずいくつかの局所平均流速の分布形、水深及び水路幅方向の乱れ強さ(乱流拡散係数)を仮定して電子計算機を用いたLagrange的な数値実験を行い、このような流れの場におけるLagrange的統計量の特性を明らかにした。さらに得られた結果より、Lagrange的理論の中心となる自己相関関数形について検討し、そのモデルを提案すると共に、その適用性について数値実験により得られた統計的分散の挙動、及び分散係数と比較検討し、その有効性について確認した。

2. Lagrange的な数値シミュレーション；数値シミュレーション

表-1 設定条件

モンテカルロ法については、前報と同様であるので割愛するが設定した計算条件(水深、水路幅方向の乱れ強さ等)について示すと表-1のようである。表中のRun 3A-3Eでは前報で示したような仮想的な局所平均流速の分布形を与えており、Run S921-S222RCについては、筆者らの矩形断面水路におけるトレーサ実験において測定された局所平均流速の分布形を与えて数値実験を行った。

RUN-NO.	u_1	κ	u_x^2/u_x^2	u_z	u_z^2/u_x^2	u_y	u_y^2/u_x^2
RUN-3A	u_{11}	0.4	2.50	0.15	0.208	0.0667	0.0926
RUN-3B	u_{11}	0.4	2.50	0.3	0.417	0.0667	0.0926
RUN-3C	u_{11}	0.4	2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-3D	u_{11}	0.3	2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-3E	u_{11}	0.4	2.50	0.2	0.278	0.276	0.303
RUN-3F	u_{11}	0.4	2.50	0.2	0.278	0.199	0.276
RUN-3G	u_{11}	0.35	2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-3H	u_{12}	0.4	2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-3I	u_{13}	0.4	2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-S921			2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-S221			2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-S222			2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-S221RC			2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926
RUN-S222RC			2.50	0.2	0.278	0.0667	0.0926

3. Lagrange的統計量の特性；(1)乱れ強さ、流体粒子の主流方向のLagrange的乱れ速度は、

$$v_x'(t) = u_x'(x, y, z, t) + u_y''(y, z) + u_z''(z) - \bar{u} \quad (1) \text{であり、}$$

乱れ強さは、

$$[v_x']^2 = \frac{1}{A} \int \bar{u}_x'^2 dA + \frac{1}{A} \int \bar{u}_y''^2 dA + \frac{1}{B} \int \bar{u}_z''^2 dz \quad (2)$$

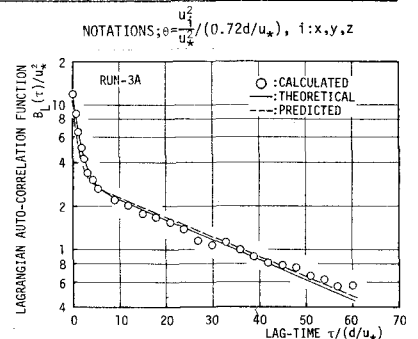
$$= [v_0']^2 + [v_0'']^2 + [v_0''']^2 \quad (3) \text{となる。}$$

ここに、 $u_x' = u_x - \bar{u}_x$ (Euler的乱れ)、 $u_y'' = \bar{u}_x - u_x(z)$ (水深方向の局所平均流速の非一様性の項)、 $u_z'' = u_x(z) - \bar{u}$ (水深方向に平均化した流速の水路幅方向の非一様性による項)、 $u_x(z) = \frac{1}{A} \int \bar{u}_x dA$ (水深方向に平均化した流速)である。

(2)自己相関関数、自己相関関数 $B_L(t)$ は、(1)式を用いると、

$$B_L(t) = \overline{v_i v_j(t)} = \overline{v_i v_j(t) + t} \quad (i, j = x, y, z) \quad (4) \text{となる。}$$

v_x を時系列解析して得られた $B_L(t)$ を片対数紙上に示すと、図-1のようであり、この図からわかるように、 $B_L(t)$ は t の小さな領域で急激に減衰するが、その後は長く尾を引く。



[illegible]

で相関関数形のモデルとしていくつかの時間スケールを有する以下のようなものを考えることができる。

(5) より $B_L^*(0) = [v_L^2] + [v_0^2] + [0x^2]$ であり、乱れ強さは、(2) に一致する。また Lagrange の積分時間スケールは、

図-2に示すよ)に T_{SL}^* は、 $T_{SL} = \lim_{t \rightarrow \infty} \left(\int_0^t R_{SL}(T) dT \right) / \bar{t}$ と一致する。

また、時間スケーラ T_0, T_e の推定式として Fischer の推定式 (4) $T_{Fi} = \frac{1}{14.8} \cdot \frac{L_i^2}{E_i}$ (L_i : 持込長さ) (9) が良い値を与える。(図-3) 図-1 の実線は、(5)を用いて、また破線は、(5)、(9)を用いて計算した相関関数である。図-4 は、(4)、(5)式における各項について項別に示して比較したものである。これらの図より、(5)がよい近似を与える事わかる。

散 $[x']^2$ は (5) 或いは (5), (7) に よって得られる $B_L(T)$ より

により求められる。この値と数値実験及び水理実験により得られた粒子位置の二次中心モーメントとそれらの経時変化として示したものが図一五であり、これらは良く一致している。

(2) 分散係数, 分散係数は、(5)を用いると、

で推定されるが (5), (7) による推定値と、 v_x' について時系列解析して得られる時間スケール T_{SL} を用いて $D = [v_x']^2 T_{SL}$ により求められる実験値および水理実験により得られた分散係数を示したものが図-6 である。図-5, 6 とともに良く一致しており、(2), (3), (5), (7) でモデル化される相関関数モデルが適用可能といえよう。

Lagrangeの自己相関関数

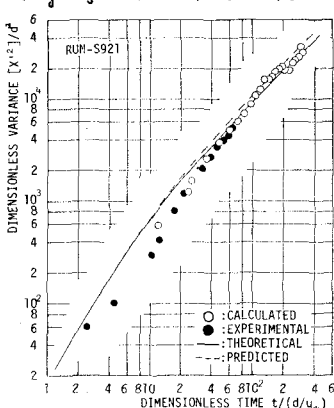


图-5 統計的分散の挙動

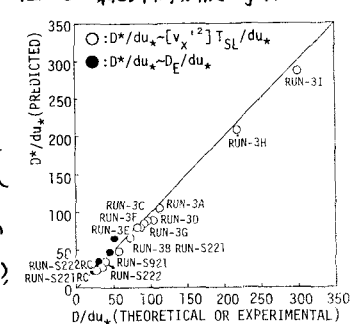


图-6 分散係數