

開水路せん断混合層における組織渦構造の水深依存性

松江工業高等専門学校

環境・建設工学科 正会員 ○木村 一郎

京都大学大学院 工学研究科

都市社会工学専攻 正会員 細田 尚

1. 目的

開水路せん断混合層における組織渦の発生発達過程は、水面、側壁等の影響を受ける。Uijtewaal ら¹⁾は水深の異なる開水路せん断混合層について実験を行い、組織渦の流下方向への発達・減衰過程と水深の影響を明らかにした。すなわち、水深が小さい方が底面からの乱れの影響を強く受けるため、組織構造がより早く減衰することを明確に示している。一方、木村ら²⁾は水深積分ゼロ方程式モデルの枠組みの中で乱流の取り扱いに独自の修正を試み、Chu ら³⁾の実験の再現計算を試みた結果、ほぼ妥当な結果を得ている。そこで、このモデルを Uijtewaal らの実験に適用し、組織構造とその水深依存性に対する適用性を検証する。

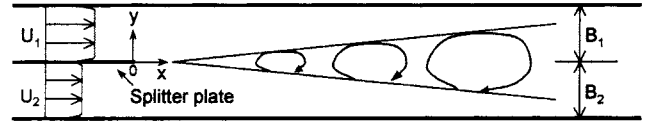


図1 対象とする流れ場の模式図

かにした。すなわち、水深が小さい方が底面からの乱れの影響を強く受けるため、組織構造がより早く減衰することを明確に示している。一方、木村ら²⁾は水深積分ゼロ方程式モデルの枠組みの中で乱流の取り扱いに独自の修正を試み、Chu ら³⁾の実験の再現計算を試みた結果、ほぼ妥当な結果を得ている。そこで、このモデルを Uijtewaal らの実験に適用し、組織構造とその水深依存性に対する適用性を検証する。

2. 数値解析モデル

数値解析モデルは木村らが Chu らの実験の再現に用いたものと同様であり、構成則は次の通りである²⁾。

$$-\overline{u_i u_j} = D_i S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \lambda_p \frac{u_*^3}{h} D_i \sum_{\beta=1}^3 C_\beta \left(S_{\beta ij} - \frac{1}{3} S_{\beta \alpha \alpha} \delta_{ij} \right), \quad D_i = \alpha(M) h u_* \quad (1)$$

$$S_{1ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}, \quad S_{2ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right), \quad S_{3ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad (2)$$

モデル係数は全てストレイン、ローテーションパラメータの関数であり、次のように与える。

$$C_1 = 0.4 f_M(M), \quad C_2 = 0, \quad C_3 = -0.13 f_M(M), \quad f_M(M) = [1 + 0.02 M^2]^{-1}, \quad \alpha(M) = \min[0.2, 0.3 \gamma_k \lambda_p / (1 + 0.09 M^2)] \quad (3)$$

$$S = \lambda_p \frac{h}{u_*} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2}, \quad \Omega = \lambda_p \frac{h}{u_*} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2}, \quad M = \max[S, \Omega] \quad (4)$$

3. 対象とする流れ場と計算条件

対象とする流れ場は Uijtewaal らの実験¹⁾における条件であり、図1と表1にその概要を示す。計算格子は直交不等間隔格子であり、等比級数分布を用いて作成した。格子数は437(x方向)×80(y方向)とした。

4. 計算結果とその考察

(1) 流速分布と自己相似性： Uijtewaal らは横断距離 y 及び主流流速 U を次のように無次元化したとき、流下距離によらず流速分布が相似となること (self-similarity) を指摘している。

$$y' = y / \delta, \quad U' = (U - U_1) / (U_2 - U_1), \quad \delta = (U_1 - U_2) / (\partial U / \partial y)_{\max}, \quad (\delta: \text{運動量層厚}) \quad (5)$$

ここに、 U_1, U_2 は各断面における混合層両側の乱れていない流速の値である。図2は実験¹⁾及び数値解析における $h=67\text{mm}$ の場合の無次元化流速分布である。実験結果ではあきらかに self-similarity が満たされている。しかし、計算結果では splitter plate のごく近傍である $x=5\text{cm}$ の断面の流速分布は他の断面の分布から大きく逸れている。それ以外の領域については数値解析においても self-similarity が満たされており、実験結果と適合している。 $h=42\text{mm}$ の場合は紙面の都合で図を省略したがほぼ同様な結果が得られている。

(2) 乱れ強さの分布特性とその水深依存性： 図3は、主流方向流速の乱れ u' の RMS を運動量層厚で無次元化された横軸に対してプロットしたものである。まず、 $h=67\text{mm}$ の実験結果¹⁾に着目すると、各断面において明瞭なピークが存在する。計算結果においてもこのような

表1 流れ場の水理条件(Uijtewaal & Booijの実験条件)

	U_1	U_2	B_1	B_2	h (depth)
Case I (large h)	14 cm/s	32 cm/s	150 cm	150 cm	67 mm
Case II (small h)	11 cm/s	23 cm/s	150 cm	150 cm	42 mm

ピークが認められるが、流下に従って生じるピークの減衰が実験と比較してより早く生じている。これは、数値解析の下流端条件の影響によるものと考えられる。一方、 $h=42\text{mm}$ のケースでは、 $h=67\text{mm}$ の場合に比べて実験のピークの値が小さく、また、流下に伴うピーク値の減衰も早い。これは、底面からの乱れの影響によって組織構造がより早い段階で減衰に転じるためであり、数値解析もほぼこの特徴を捉えている。

(3) スペクトルの比較: 図4は、実験および数値解析における横断方向の流速変動 v' のスペクトルを示したものである。 $h=67\text{mm}$ の実験結果では、各断面において明確なピークが存在し、その値は、上流から $x=5.75\text{m}$ の断面までは増加しており、その後、減衰に転じている。また、ピークの周波数は流下とともに減少しており、これは、組織渦が合体を繰り返しながらその規模を大きくする過程に対応するものと考えられる。計算ではこのような傾向をほぼ良好に再現している。また、実験ではピークの高周波側の勾配が $-5/3$ ではなく -3 となっており、このような特性も数値解析結果ではある程度再現されている。

$h=42\text{mm}$ の実験結果では、最も上流の $x=0.05\text{m}$ のピーク値が最大で、その下流側は減衰領域となっている。数値解析では $x=2\text{m}$ 付近までピーク値が増幅し、その後減衰に転じる点が異なっている。この原因は不明であり、さらに検討が必要である。

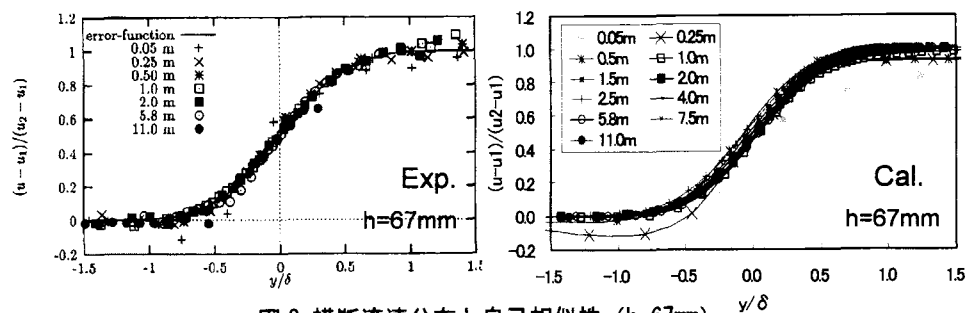


図2 横断流速分布と自己相似性 ($h=67\text{mm}$)

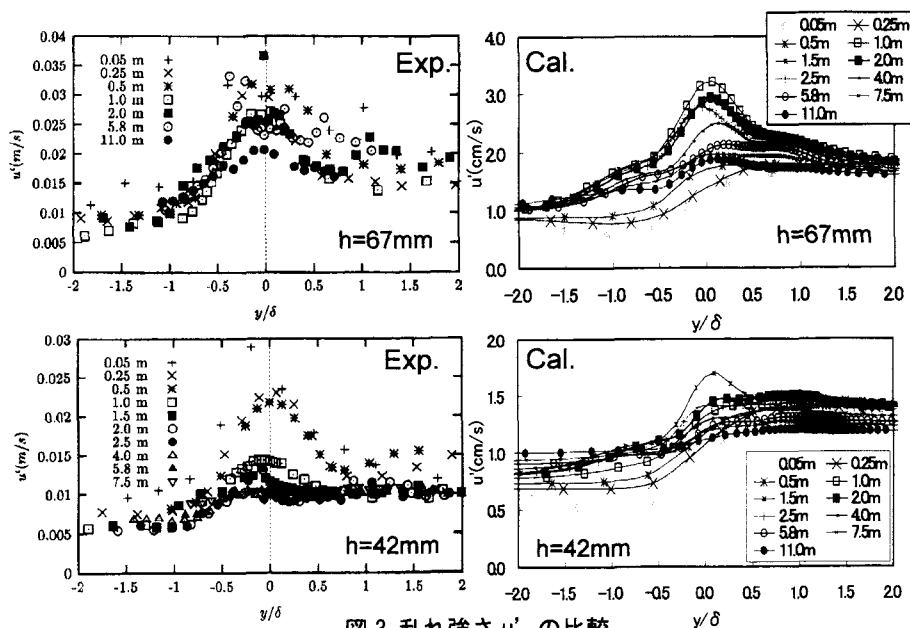


図3 乱れ強さ u' の比較

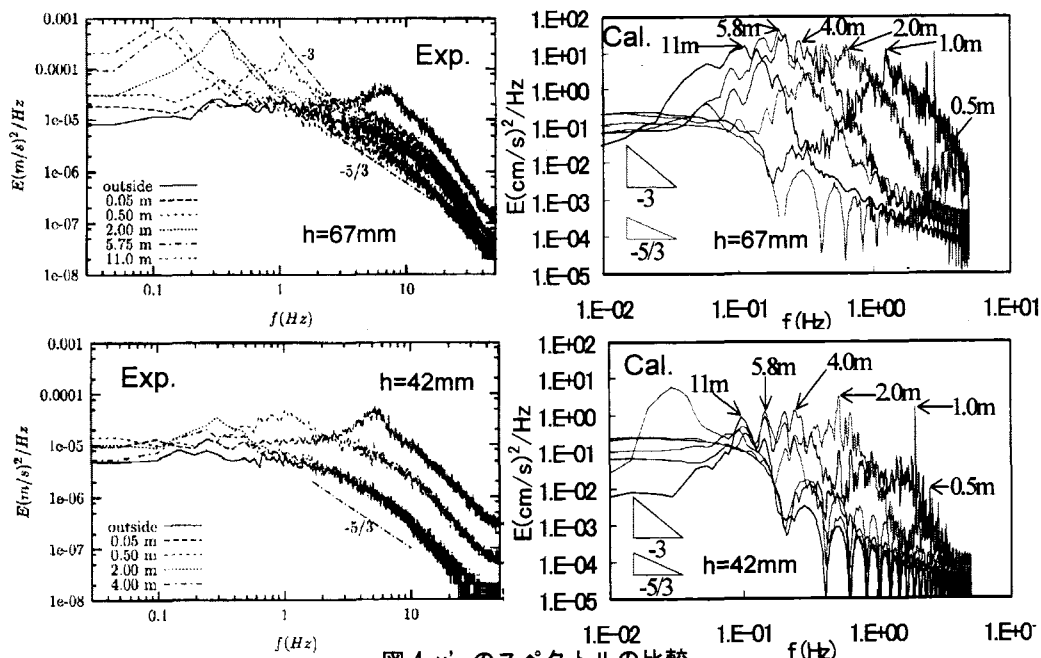


図4 v' のスペクトルの比較

参考文献 1) Uijtewaalt & Booij, Physics of Fluids, Vol.12, pp.395-402, 2000. 2) 木村他, 水工学論文集, 第48巻, pp.673-678, 2004. 3) Chu & Babarutsi, J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.114, No.10, pp.1257-1274, 1988.