

和歌山工業高等専門学校 正員 ○木村 一郎
 京都大学工学部 正員 細田 尚
 NTT 正員 西本 和弘

1. はじめに：開水路死水域と主流との境界付近では流れが不安定となり、組織的な大規模渦が発生する。このため界面付近では周期的な流速変動が起こる。比較的簡単な平面2次元モデルによりこの現象を再現することを目的に、まず検証データを得るための実験を行い、実験と同条件で数値計算を行った。

2. 水理模型実験：長さ10m、幅25cmの開水路を仕切り、図-1に示すような死水域を設けた。流速測定には直径3mmの超小型プロペラ流速計を用いた。図-2はC点での流速変動を示すものである。1秒弱の周期の変動に短周期変動が重なっている。ビデオ撮影との比較から、1秒弱の周期の変動はセイシュによるものであり、短周期変動が渦の発生周期であることが推測された。

3. 基礎式：本研究で用いた平面2次元モデルの基礎式を示す。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial \beta u M}{\partial x} + \frac{\partial \beta v M}{\partial y} = & -gh \frac{\partial h}{\partial x} + g h \sin \theta - \frac{1}{2} f u \sqrt{u^2 + v^2} \\ & + \nu \left(\frac{\partial}{\partial x} h \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} h \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[h \left(2A_k \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[h A_k \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial \beta u N}{\partial x} + \frac{\partial \beta v N}{\partial y} = & -gh \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{2} f v \sqrt{u^2 + v^2} \\ & + \nu \left(\frac{\partial}{\partial x} h \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} h \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[h \left(2A_k \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} k \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[h A_k \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、M, N: x, y方向の流量フラックス、 β :運動量係数、f:摩擦損失係数 A_k :水平渦動粘性係数、k:乱流エネルギー、である。 A_k は摩擦速度 U_* を用いて $A_k = \alpha h U_*$ と表し、fはレイノルズ数の関数とした。数値計算法としては、移流項にはQUICKスキームを、時間積分にはアダムス・バッシュフォース法を用いた。なお、計算には京都大学大型計算機センターのスーパーコンピュータを用いた。

4. 数値解析結果：計算条件を表-1に示す。Run1として、

メッシュ幅1.25mmの等メッシュ系で計算を行

った。図-3は図-1のA、B点における水深変化で、1秒弱の周期で逆位相になっている。

このことから死水域内に水路と平行な方向にセイシュが発生していることがわかる。図-4は点Cでの流速変動で、1秒弱の周期がでて

いるが短周期変動は再現されていない。図-5は流速ベクトル図で大規模渦は再現できてい

ない。

次に、Run2として、界面付近および壁近傍

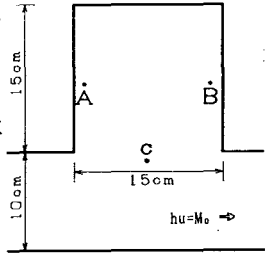


図-1 死水域概要

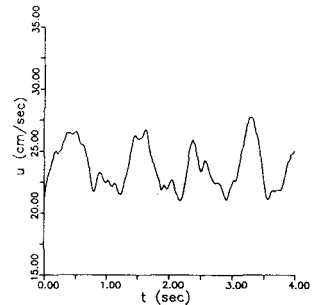


図-2 流速測定結果 (C点)

表-1 計算条件				
$M_0(\text{cm}^3/\text{s})$	he(cm)	$\nu(\text{cm}^2/\text{s})$	$\sin\theta$	α
25.5	1.0	0.917×10^{-2}	1/500	0.3
格子サイズ		Δt		
RUN1 : 1.25mm等メッシュ		RUN1 : 0.0003 (s)		
RUN2 : 可変メッシュ		RUN2 : 0.00005 (s)		
(最小格子幅0.22mm)				
側壁の専断応力				
RUN1	$u_* \Delta/2h \leq 10$: non-slip (Δ :格子サイズ)			
	$u_* \Delta/2h > 10$: 対数則で u_* を評価			
RUN2	non-slip			

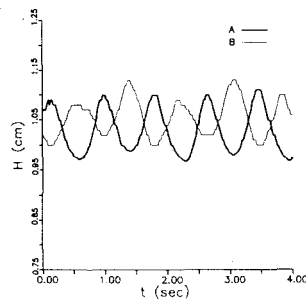


図-3 水深変動(RUN1)

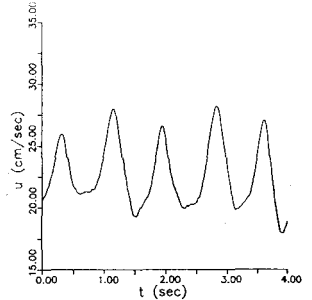


図-4 流速変動(RUN1)

を細かくした最小格子幅0.22mmの可変メッシュ系
(図-6)を用いて計算を行った。このメッシュ系
では壁近傍の流速分布を補正するため、次のよう
な減衰関数を渦動粘性項に乗じた。¹⁾

$$B \cdot \left\{ 1 - \exp \left(-c \frac{z u_w}{\nu} \right) \right\}$$

$$\text{ただし, } B = \begin{cases} 4.0 \cdot \frac{z}{H} \cdot \left(1 - \frac{z}{H} \right) & z \leq H/2 \\ 1.0 & z > H/2 \end{cases}$$

ここで、 z :壁面からの距離、 u_w :最も近い壁面で
の摩擦速度、 c :定数で $c=25.0$ とした。図-7は図-1
中のA、B点における水深変化で、RUN1と同様セ
イシュが再現されていることがわかる。図-8は、RUN2での流
速変動であり、約1秒のセイシュの周期に短周期の波が加わ
っているが、図-2と比較して短周期変動の振幅がかなり大き
くなっている。図-9はRUN2の流速ベクトル図で界面に大規模
渦が再現されている。しかし実験と比較して・渦の規模がか
なり小さい、・発生周期が短い、・渦が死水域内に入りすぎ
ている、など、現象とかなり相違した再現結果となった。

5. まとめ: これまでの考察より、比較的簡単な平面2次元
モデルを用いた場合でも死水域・主流界面の大規模渦の再現
は可能であることがわかった。ただし、そ
のためには界面付近のメッシュサイズを相
当細かくする必要がある。また、こうした
場合でも渦の発生周期、渦の規模等は現象
とかなり相違した結果となった。これは死
水域入口での流速分布が実際とかなり相違
していること、死水域内壁面付近の流れが
かなり実験より大きいことなどが原因と考
えられる。すなわちこのモデルでは壁面付近の
応力状態がよく表されていないためと推測
される。

簡易な平面2次元モデルは計算時間も短
く実用性の点で優れた手法であるが、より
よい精度の再現を求めるなら、乱流モデル
の導入が必要となる。

最後に、本研究の一部は平成4年度科
学研究費補助金奨励研究「死水域界面にお
ける大規模渦の数値シミュレーション」
(課題番号04750506)の補助を受けて行わ
れたことを附記する。

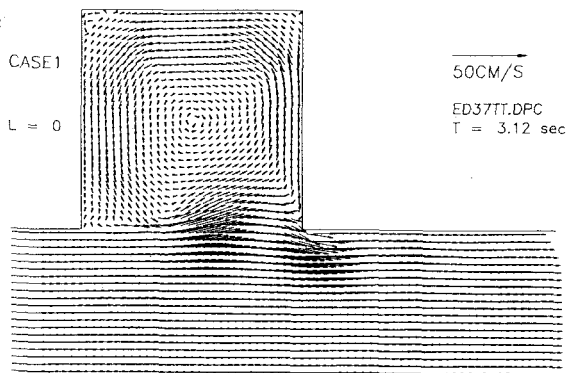


図-5 流速ベクトル(RUN1)

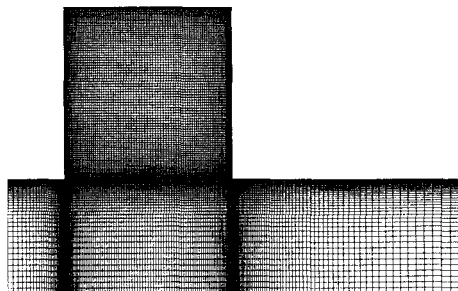


図-6 可変メッシュ系

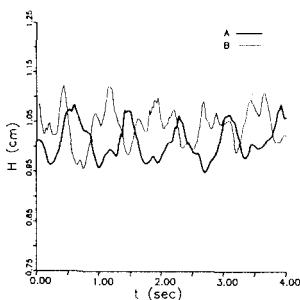


図-7 水深変動(RUN2)

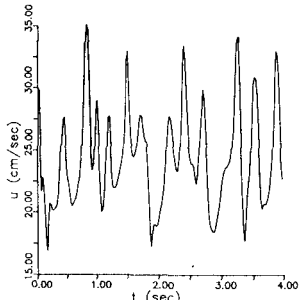


図-8 流速変動(RUN2)

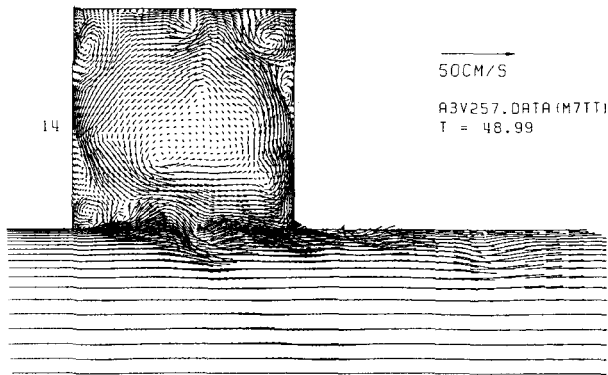


図-9 流速ベクトル(RUN2)

参考文献 1) 富永晃宏: 直線開水路の3次元乱流構造に関する研究、京都大学博士論文, pp118~122, 1987.