

波動場における砂漣上の流れの数値シミュレーション

九州大学工学部 学生員 ○ 山口政義
 日本文理大学 正 員 樋田 操
 九州大学総理工 正 員 松永信博
 九州大学工学部 学生員 杉原裕司

1. はじめに

波動によって砂漣上に誘起される流れの特性を明らかにすることは、底質の移動機構を解明する上で重要である。本研究は、波動場における砂漣上の流れの数値シミュレーションを行い、その特性を調べたものである。計算に当っては砂漣形状を表現できる直交曲線座標系に変換した流れ関数-渦度方程式を用いた。

2. 数値計算

デカルト座標系 (x, y) と、 $\eta = 0$ が砂漣形状を表すような直交曲線座標系 (ξ, η) の変換は次式で表される。¹⁾

$$x = \xi - \frac{a}{2} e^{-k\eta} \sin k\xi \quad (1)$$

$$y = \eta + \frac{a}{2} e^{-k\eta} \cos k\xi$$

ここで、 a は砂漣の波高、 k は砂漣の波長でつくられる波数である。

二次元波動場の基礎式として流れ関数-渦度方程式を用いた。式 (1) を用いて (x, y) の流れ関数-渦度方程式を (ξ, η) へ変換すると次式ようになる。

$$J \cdot \nabla^2 \Psi = \Omega \quad (2)$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} - \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} = \nu \cdot \nabla^2 \Omega \quad (3)$$

ここで、 Ψ は流れ関数、 Ω は渦度、 ν は分子粘性係数、 $\nabla^2 = \partial^2/\partial \xi^2 + \partial^2/\partial \eta^2$ 、 J は式 (1) の変換における Jacobian で

$$J = \frac{1}{1 - ae^{-k\eta} \cos k\xi + \frac{a^2}{4} e^{-2k\eta}} \quad (4)$$

である。

境界条件として周期条件を与えるためには、波の一波長を解かなければならない。しかしながら、波の波長は砂漣の波長に比べて遥かに大きく、砂漣近傍の流れを精度よくシミュレートするには莫大な計算格子点が必要となる。そこで、本計算では砂漣の一波長のみを解析領域とした。砂漣の両端の側方境界および上方境界においてはポテンシャル流れを仮定して、 $\Omega = 0$ とし、 Ψ は微小振幅波の速度ポテンシャルより求めた。また、底面における境界条件には $\Psi = 0$ であり、 Ω には Briley の式を用いた。

計算に当っては上式を以下に定義されるような諸量を用いて無次元化した。

$$\xi = \xi \cdot L, \quad \eta = \eta \cdot L, \quad t = t \cdot T, \quad \Psi = \Psi \cdot L^2 T^{-1}, \quad \Omega = \Omega \cdot T^{-1} \quad (5)$$

ここで、 L は砂漣の波長、 T は波の周期である。

式 (2) の流れ関数方程式の解法には SOR 法を用いた。また、式 (3) の渦度方程式は陽解法により数値積分された。計算メッシュは、砂漣一波長を12分割、鉛直方向を20分割して底面近傍では細かく、上方に行くほど粗くした。時間ステップ間隔 Δt は $4/10000$ とし、周期的な解が得られるまで計算を繰り返した。表-1 は本計算において対象とした波と砂漣の特性量を示したものである。

表-1 波と砂漣の特性量

波長 (cm)	波高 (cm)	水深 (cm)	周期 (sec)	砂漣波長 (cm)	砂漣波高 (cm)
300.0	10.0	35.0	1.4	7.0	1.0

3. 数値解析結果

図-1 (a)~(g)は、数値解析によって得られた砂漣近傍の流速場の位相変化を半周期にわたって示したものである。強い水平方向の流れが生ずる $t_* = 0.4$ 付近で剥離が始まり、 $t_* = 0.45$ で明瞭な剥離渦が形成されていることがわかる。また、 $t_* = 0.5$ で流れの向きが反転するが、その際剥離渦と主流の相互作用により比較的大きなスケールの渦が形成されている。これは、砂漣の波高程度の高さに閉じ込められていた剥離渦が逆転流による圧力勾配の変化と渦度の拡散により、渦領域が大きくなるためと思われる。

図-2 は、各点の流速を一周期平均して求めた定常流速場を示したものである。砂漣からかなり離れた点では定常流速成分はほとんど0であるが、砂漣近傍では一波長内に一對の対称な循環流が形成されていることがわかる。Honji et al.²⁾ は砂漣の形成過程に関して議論した際、時間平均的に見ると砂漣の一波長内には一對の渦が形成され、その渦対は砂漣を形成する方向に循環していることを強く指摘している。砂漣の形成に重要な役割をもつこの流れパターンの存在が解析によって明確にされた。今後は、本解析によって得られたEuler 流速に基づいて、粒子のLagrange 的追跡を行い、質量輸送を評価する予定である。

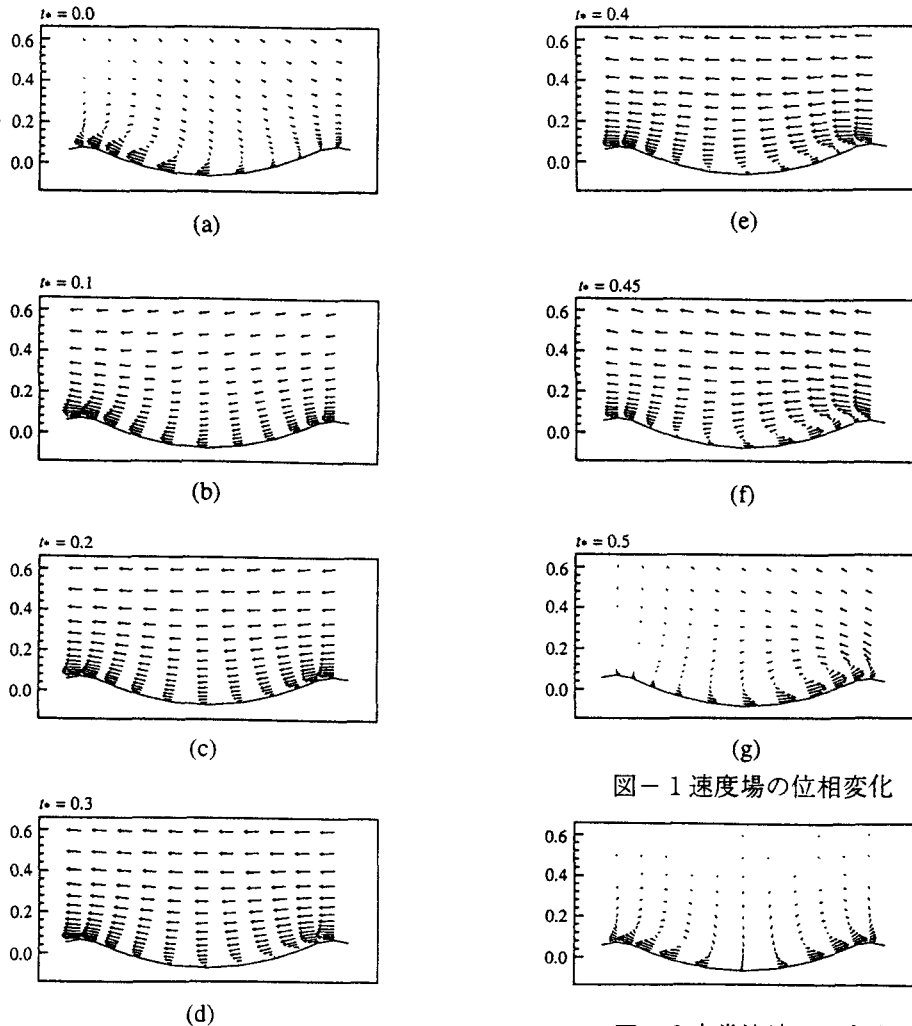


図-1 速度場の位相変化

図-2 定常流速ベクトル

参考文献

- 1) Matsunaga, N., Kaneko, A. and Honji, H. : A numerical study of steady steamings in oscillatory flow over a wavy wall , J. Hydraul. Res., vol.19, pp.29 ~42, 1981
- 2) Honji, H., Kaneko, A. and Matsunaga, N. : Flows above oscillatory ripples, Sedimentology, vol.27, pp.225~229,1980.