

波浪場と地形変化の相互作用を考慮した3次元 数値モデルの開発と侵食・洗掘現象への適用

DEVELOPMENT OF A THREE-DIMENSIONAL COUPLED FLUID-SEDIMENT INTERACTION MODEL AND ITS APPLICATION TO EROSION AND SCOUR PHENOMENA

中村友昭¹・Solomon C. Yim²

Tomoaki NAKAMURA and Solomon C. YIM

¹正会員 博(工) 名古屋大学研究員 大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋市千種区不老町)

²Ph.D., Professor, Oregon State University (220 Owen Hall, Corvallis, OR 97331-3212, USA)

A three-dimensional two-way coupled fluid-sediment interaction model (FSM) is developed in this study. FSM consists of a generalized Navier-Stokes solver (GNS) with the volume of fluid (VOF) module for water-air interface tracking and a bed-load sediment transport module (STM) for fluid-sediment interface tracking. To connect STM with GNS, a two-way coupling procedure is implemented at every time step. FSM is applied to predict cross-shore beach profile change due to solitary waves, and its predictive capability is validated against experimental data. The sensitivity of model parameters involving the sediment transport on the profile change is analyzed. FSM is applied to predict local scour in front of a quay wall due to a jet flow to demonstrate its applicability to three-dimensional phenomena.

Key Words : *Fluid-sediment interaction, numerical simulation, generalized Navier-Stokes solver, bed-load sediment transport, beach erosion, local scour*

1. 緒言

波浪の作用は漂砂に伴う地形変化を生じさせるとともに、波浪場はその地形変化の影響を受けることから、移動床上には波浪場と地形変化の相互作用に伴う複雑な場が形成されている。このような場に適用可能な数値モデルとして、一周期平均の漂砂量式を用いて地形変化を計算したモデルは数多くあるが、瞬間流速を用いて漂砂量と地形変化を評価し、さらに波浪場との相互作用を考慮したモデル^{1),2),3)}は限られている。また、漂砂の評価に用いる Shields 数は浸透浸出流などの移動床内部の間隙流の影響も受ける⁴⁾ことから、李・水谷⁵⁾は移動床内部も含めて波浪場を計算する相互作用モデルを開発しているが、計算時間の短縮のために地形変化が波浪場に与える影響を特定のステップごとにしか反映させていない点に課題を残している。本論では、波浪場と地形変化の相互作用を毎ステップ考慮した移動床内部の間隙流にも適用可能な3次元数値モデルの開発を行い、孤立波による海浜断面の地形変化に関する水理実験⁶⁾との比較により再現性を検証するとともに、漂砂に関するモデルパラメータの感度分析を行う。また、ジェット水流による岸壁前面での洗掘⁷⁾の計算を行うことで、本モデルの3次元現象への適用性を検証する。

2. 数値計算モデル

Nakamura ら⁸⁾は、多孔質材料の間隙内部の流体を含めた全気液相に適用できるよう一般化した Navier-Stokes 方程式を用いた LES (Large-Eddy Simulation) に基づく数値計算手法(以下、一般化 Navier-Stokes ソルバーと称し、GNS と略す)に、気液界面を追跡する VOF (Volume of Fluid) 法⁹⁾に基づくモジュール(以下、VOF と略す)を組み込んだ3次元数値モデルの開発を行っている。本論では、まず空隙率の空間勾配の影響を考慮できるよう GNS の改良を行い、さらに漂砂に伴う地形変化を追跡するために Roulund ら¹⁰⁾を参考に底質輸送モジュール(以下、STM と略す)の開発を行うとともに、Two-Way カップリング手法を用いて GNS に組み込んだ。ここでは、波浪場と地形変化の相互作用を考慮できるよう GNS に VOF と STM の両モジュールを組み込んだ3次元数値モデルを FSM (Three-Dimensional Two-Way Coupled Fluid-Sediment Interaction Model) と称する。図-1 に FSM の計算領域と FSM を構成する GNS, VOF, STM の適用範囲を示す。同図に示すように、GNS は多孔質材料の間隙内部を含む全気液相の流体運動の解析に、VOF は気液界面の追跡に、STM は地形変化の追跡に適用される。本章では、GNS の支配方程式、STM の概要、GNS・

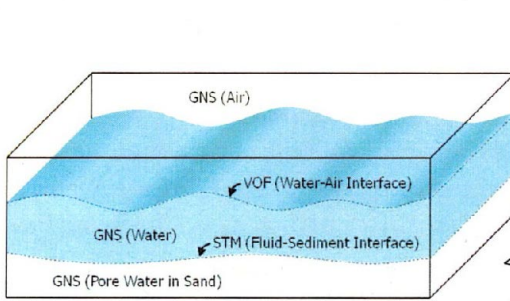


図-1 計算領域と GNS, VOF, STM の適用範囲

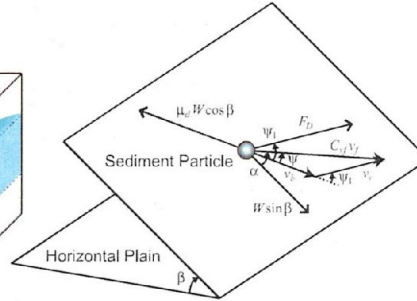


図-2 斜面上の砂粒子への作用力

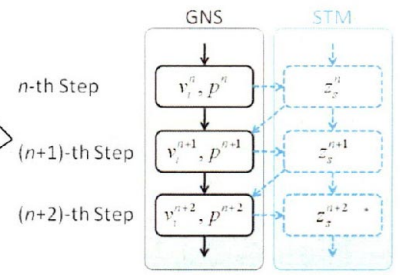


図-3 カップリング手法

STM 間のカップリング手法を述べる。なお、GNS の数値計算スキームは Nakamura ら⁸⁾を、STM の詳細は Roulund ら¹⁰⁾を参照されたい。

(1) 一般化 Navier-Stokes ソルバー (GNS)

一般化 Navier-Stokes ソルバー (GNS) の構築にあたり、Nakamura ら⁸⁾は空隙率の時間方向および空間方向の変化が十分小さいと仮定し、連続式、一般化 Navier-Stokes 方程式、VOF 関数の移流方程式からなる支配方程式を導いている。しかし、多孔質材料の表面近傍では空隙率が空間的に急激に変化することから、空隙率の空間勾配の影響は無視できないと考えられる。そこで、本ソルバーでは空隙率の時間変化のみが十分に小さいと仮定して導いた

$$\frac{\partial(mv_j)}{\partial x_j} = mq^* \quad (1)$$

$$\{m + C_A(1-m)\} \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial(mv_i v_j)}{\partial x_j} = -\frac{m}{\hat{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x_i} + mg_i + \frac{m}{\hat{\rho}} (f_i^s + R_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (-m\tau_{ij}^a + 2m\hat{\nu}D_{ij}) + Q_i + m\beta_{ij}v_j \quad (2)$$

$$m \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial(mv_j F)}{\partial x_j} = mFq^* \quad (3)$$

を支配方程式として用いた。ここで、 v_i は実流速ベクトル、 p は圧力、 F は VOF 関数 ($0 \leq F \leq 1$)、 x_i は位置ベクトル、 t は時間、 m は空隙率 ($0 \leq m \leq 1$)、 g_i は重力加速度ベクトル ($= -g\delta_{iz}$; g は重力加速度; δ_{ij} は Kronecker のデルタ)、 $\hat{\rho}$ は流体の密度 ($= F\rho_w + (1-F)\rho_a$; ρ_w , ρ_a はそれぞれ水、空気の密度)、 $\hat{\nu}$ は流体の動粘性係数 ($= F\nu_w + (1-F)\nu_a$; ν_w , ν_a はそれぞれ水、空気の動粘性係数)、 C_A は付加質量係数、 f_i^s は CSF (Continuum Surface Force) モデル¹¹⁾に基づく表面張力、 R_i は多孔質材料による線形・非線形抵抗力ベクトル¹²⁾、 τ_{ij}^a は DTM (Dynamic Two-Parameter Mixed Model)¹³⁾に基づく乱流粘性テンソルの非等方成分、 D_{ij} はひずみ速度テンソル ($= \partial v_i / \partial x_j + \partial v_j / \partial x_i$)、 q^* は単位時間当たりの造波ソース強度、 Q_i は造波ソースベクトル、 β_{ij} は付加減衰領域における減衰係数行列 ($= \beta\delta_{iz}\delta_{jz}$; β は減衰係数) であり、 f_i^s , R_i , τ_{ij}^a , Q_i はそれぞれ

$$f_i^s = \sigma\kappa \frac{\partial F}{\partial x_i} \frac{\hat{\rho}}{\hat{\rho}} \quad (4)$$

$$R_i = -\frac{12C_{D2}\hat{\mu}(1-m)}{md^2}v_i - \frac{C_{D1}\hat{\rho}(1-m)}{2md}v_i\sqrt{v_jv_j} \quad (5)$$

$$\tau_{ij}^a = C_L L_{ij}^{ma} - C_S |D| D_{ij} \quad (6)$$

$$Q_i = mv_i q^* - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(m\hat{\nu} \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right) \quad (7)$$

と書かれる。ここで、 σ は表面張力係数、 κ は曲率、 $\hat{\rho}$ は気液界面での流体の密度 ($= (\rho_w + \rho_a)/2$)、 C_{D2} , C_{D1} はそれぞれ線形、非線形抵抗力係数、 d は多孔質材料の中央粒径、 $\hat{\mu}$ は流体の粘性係数 ($= \hat{\rho}\hat{\nu}$)、 L_{ij}^{ma} は修正 Leonard 応力テンソルの非等方成分、 C_L , C_S は v_i から求まる DTM のパラメータである。

本論では、Mizutani ら¹²⁾による水理実験の結果を基に $C_A = -0.04$, $C_{D1} = 0.45$, $C_{D2} = 25.0$ とし、その他のパラメータは $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, $\rho_w = 9.97 \times 10^2 \text{ kg/m}^3$, $\rho_a = 1.18 \text{ kg/m}^3$, $\nu_w = 8.93 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $\nu_a = 1.54 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $\sigma = 7.20 \times 10^{-2} \text{ N/m}$ と設定した。

(2) 底質輸送モジュール (STM)

Roulund ら¹⁰⁾を参考に、底質の質量保存式、掃流砂量式、斜面崩壊計算からなる底質輸送モジュール (STM) を開発した。ただし、Roulund ら¹⁰⁾に倣って浮遊砂の影響を無視できると仮定し、Roulund ら¹⁰⁾と同様に本モジュールにおいても掃流砂のみを考慮した。以下、各構成要素の概要を述べる。

a) 質量保存式

底質の質量保存式は次式で表される。

$$\frac{\partial z_s}{\partial t} + \frac{1}{1-m} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) = 0 \quad (8)$$

ここで、 z_s は基準面からの底質表面の高さ、 q_x , q_y はそれぞれ x , y 軸方向の掃流砂量である。

b) 掃流砂量式

図-2 に示す掃流形態で移動する砂粒子 1 個を考える。ここで、 v_b を砂粒子の平均輸送速度、 v_{bi} をその i 方向成分、 $C_{vf}v_f$ を砂粒子の位置での流速 (v_f は摩擦速度、 C_{vf} はその係数)、 v_r を v_b に対する砂粒子の位置での相対流速、 α を斜面下向きに対する v_f の方向、 β を斜面の傾斜角、 Ψ を v_b に対する v_f の方向、 Ψ_1 を v_b に対する v_r の方向と定義する。また、同図に示す W は砂粒子の水中重量、 F_D は砂粒子に作用する抗力を表し、それぞれ

$$W = \frac{1}{6}\pi(\rho_s - \rho_w)gd^3 \quad (9)$$

$$F_D = \frac{1}{8} \pi C_{D1} \rho_w d^2 v_r^2 \quad (10)$$

と書かれる。ここで、 ρ_s は砂粒子の密度である。

Engelund・Fredsoe¹⁴⁾は、単位幅、単位時間当たりの i 方向の掃流砂量 q_i が v_{bi} に比例すると考え、以下に示す掃流砂量式を提案している。

$$q_i = \frac{1}{6} \pi d p_{EF} v_{bi} \quad (11)$$

ここで、 p_{EF} は掃流形態で移動する砂粒子の割合であり、次式で与えられる。

$$p_{EF} = \begin{cases} 0 & \text{if } \tau_* < \tau_{*c} \\ \frac{6}{\pi \mu_d} (\tau_* - \tau_{*c}) & \text{if } \tau_* \geq \tau_{*c} \end{cases} \quad (12)$$

ここで、 μ_d は砂粒子の動摩擦係数 ($= \tan \theta_d$; θ_d は動摩擦角), τ_{*c} は斜面での限界 Shields 数, τ_* は次式で定義される Shields 数である。

$$\tau_* = \frac{v_f^2}{(s-1)gd} \quad (13)$$

ただし、 s は砂粒子の比重 ($= \rho_s / \rho_w$) である。ここで、本論では v_f の計算に粗面乱流に対する対数則

$$\frac{v_{surf}}{v_f} = \frac{1}{\kappa'} \ln \frac{z_{surf}}{k_s} + B_s \quad (14)$$

を用いた。ただし、 v_{surf} は底質表面から微小距離 z_{surf} だけ上方での流速、 κ' は Kármán 定数 ($= 0.4$), B_s は粗度乱流領域での粗度関数 ($= 8.5$), k_s は等価砂粗度 ($= 2.5d$) である。また、式 (12) の τ_{*c} は

$$\tau_{*c} = \tau_{*c0} \left(\cos \beta \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha \tan^2 \beta}{\mu_s^2}} - \frac{\cos \alpha \sin \beta}{\mu_s} \right) \quad (15)$$

を用いて評価した¹⁵⁾。ここで、 τ_{*c0} は水平面での限界 Shields 数、 μ_s は砂粒子の静止摩擦係数 ($= \tan \theta_s$; θ_s は静止摩擦角) である。

続いて、砂粒子に作用する力の釣り合いを考える (図-2 参照)。砂粒子が各タイムステップ間で一定速度 v_b で移動すると仮定すると、砂粒子の移動方向およびそれと直交方向の運動方程式はそれぞれ

$$F_D \cos \Psi_1 + W \sin \beta \cos (\alpha - \Psi) = \mu_d W \cos \beta \quad (16)$$

$$F_D \sin \Psi_1 = W \sin \beta \sin (\alpha - \Psi) \quad (17)$$

と書ける。また、 v_b , $C_{vf} v_f$, v_r の関係より、

$$v_r \sin \Psi_1 = C_{vf} v_f \sin \Psi \quad (18)$$

$$v_r \cos \Psi_1 + v_b = C_{vf} v_f \cos \Psi \quad (19)$$

となる。式 (16) から (19) に対して未知数は v_b , v_r , Ψ , Ψ_1 の 4 つであることから v_b とその方向 Ψ が求められ、最終的に式 (11) より q_i が求められる。

本研究では、GNS と同様に $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, $\rho_w = 9.97 \times 10^2 \text{ kg/m}^3$, $C_{D1} = 0.45$ とし、Roulund ら¹⁰⁾に倣って $\tau_{*c0} = 0.05$ とした。また、式 (15) でのみ使われている θ_s を、簡単のために θ_d と等しいと仮定した。

c) 斜面崩壊計算

Roulund ら¹⁰⁾は、斜面の傾斜角が砂粒子の安息角 θ_r より微小角度 θ_r^+ だけ上回ったときに斜面が崩壊し始め、 θ_r より微小角度 θ_r^- だけ下回るまで崩壊し続ける

ことを水理実験で確認している。この現象を基に、Roulund ら¹⁰⁾は以下の手法を提案している。

斜面の傾斜角 β が $\theta_r + \theta_r^+$ を上回ったとき、その全砂粒子 ($p_{EF} = 1$) が静水中 ($v_f = 0$, $\Psi = \Psi_1 = 180^\circ$) で一定速度 v_b で斜面下向き ($\alpha = 180^\circ$) に崩壊すると仮定する。式 (16) から (19) に式 (9), 式 (10), $v_f = 0$, $\alpha = \Psi = \Psi_1 = 180^\circ$ を代入し整理すると、

$$v_b = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{d}{C_{D1}} (s-1) g (\sin \beta - \mu_d \cos \beta)} \quad (20)$$

となる。ここで、 $\beta \geq \theta_d$ である。したがって、上式より v_b が求まるので、最終的に $p_{EF} = 1$ とした式 (11) より崩壊に伴う q_i が求められる。

まとめると、斜面の傾斜角 β が $\theta_r + \theta_r^+$ を上回ったとき、以下の処理を施す。(i) 式 (20) より斜面の崩壊に伴う v_b を求める。(ii) $p_{EF} = 1$ とした式 (11) より q_i を求める。(iii) 式 (8) より地形変化を更新する。(iv) すべての地点で β が $\theta_r - \theta_r^-$ を下回るまで、手順 (i) から (iii) を繰り返す。ここでは、簡単のために $\theta_r = 29^\circ$ の一定値とした。また、 θ_r^+ と θ_r^- の計測データが得られないことから、 $\theta_r^+ = 0.01^\circ$, $\theta_r^- = 0^\circ$ と仮定した。

d) 数値計算スキーム

本論では、支配方程式 (式 (8)) を有限差分法により離散化して解いた。また、Roulund ら¹⁰⁾に倣って式 (16) から (19) の計算には Newton-Raphson 法を採用した。具体的な計算の手順は以下の通りである。(i) 式 (16) から (19) より v_b と Ψ を求める。(ii) 式 (11) より q_i を求める。(iii) 式 (8) より地形変化を更新する。(iv) 前述した斜面の崩壊計算を行う。(v) 手順 (i) から (iv) を計算終了時刻まで繰り返す。

(3) GNS・STM 間のカップリング手法

本モデルでは、GNS と STM の接続に以下の Two-Way カップリング手法を用いた (図-3 参照)。(i) GNS により第 n ステップでの流速 v_i^n と圧力 p^n を求める。(ii) 求めた v_i^n から摩擦速度 v_f^n を算出し、STM により第 n ステップでの底質表面の高さ z_s^n を求める。(iii) 流体場に及ぼす地形変化の影響を考慮するために、GNS で定義されている空隙率 m^n を z_s^n に基づいて更新する。(iv) 更新した m^n を用いて、GNS により第 $n+1$ ステップでの v_i^{n+1} と p^{n+1} を求める。(v) 求めた v_i^{n+1} から v_f^{n+1} を計算し、第 $n+1$ ステップでの z_s^{n+1} を求める。以下、この手順を計算終了時刻まで繰り返す。ここでは、波浪場と地形変化の相互作用を確実に考慮するために、図-3 に示すように v_i に基づく v_f の算出と z_s に基づく m の更新を毎ステップ行った。

3. 孤立波による海浜断面の地形変化

Kobayashi・Lawrence⁶⁾が行った孤立波による海浜断面の地形変化に関する水理実験を取り上げ、FSM の再現性を検証するとともに、漂砂に関するモデル

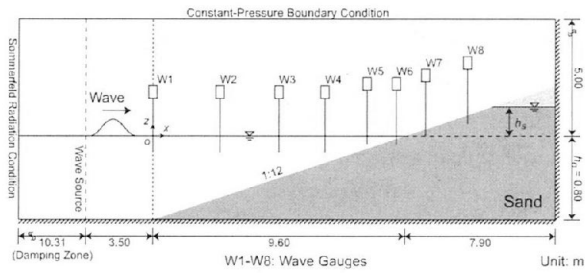


図-4 計算領域（孤立波による海浜断面の地形変化）

パラメータの感度分析を行った。水理実験の詳細は Kobayashi・Lawrence⁶⁾を参照されたい。

図-4 に計算領域の概略図を示す。上述したように FSM は 3 次元モデルであるが、水理実験が断面 2 次元であることから、ここでは単位奥行きでの 2 次元計算を行った。まず、GNS に関して、格子は汀線近傍で x , z 軸方向の格子幅をそれぞれ 0.02 m, 0.01 m とし、計算時間の短縮のために汀線から離れるにしたがって約 5% ずつ広げた不等間格子を採用した。境界条件として、底面および岸側境界にスリップ条件を、沖側境界に Sommerfeld 放射条件を、上面に圧力一定条件を、VOF 関数に関しては全境界に勾配ゼロの条件を課した。一方、STM については、格子幅は GNS と同じとし、式 (14) に示す摩擦速度 v_f の算出には $z_{surf} = 0.01$ m での流速 v_{surf} を用いた。

ここでは、Kobayashi・Lawrence⁶⁾に基づいて、静水深 $h_0 = 0.8$ m, 砂粒子の中央粒径 $d = 1.8 \times 10^{-4}$ m, 比重 $s = 2.6$, 空隙率 $m = 0.4$ の条件下で、4 波の孤立波 (W1 での波高 $H_0 = 0.216$ m) を入射させた。まず 1 波目の孤立波を入射させ、予備計算において 30 s 以降の地形変化が十分に小さかったことから、30 s まで計算を進め停止させた。その後、地形変化を保ったまま静水状態に戻して、2 波目の孤立波を作用させた。以下、同様の手順で 4 波目の孤立波まで入射させた。また、毛管現象により海浜の内部はある高さ h_s (図-4 参照) まで飽和していると考えられることから、試行計算の結果を基に $h_s = 0.15$ m とした。

(1) FSM の再現性の検証

4 波目作用後の地形変化の RMSE (Root Mean Square Error) が最小になるように、摩擦速度の係数 C_{vf} と動摩擦角 θ_d をそれぞれ 700 と 23° と決定した。ここで、Engelund・Fredsoe¹⁴⁾は定常流下の直線流路に対して $C_{vf} = 10$ と推定しているが、地形変化が生じる汀線付近では碎波に伴う複雑な流動場が形成されているために定常流とは見なせず、また摩擦速度 v_f の算定手法だけでなくその際に用いる等価砂粗度 k_s や流速の高さ z_{surf} の影響も受けることから、 $C_{vf} = 700$ が最適値となった。以下、この値を用いて検討を進める。

図-5 に 4 波目作用後の地形変化の比較を示す。同図より、後述するように引き波を過小評価しているために、 $x = 7.5$ m 以深での勾配を若干過大評価していることが分かる。また、数値計算は水理実験での

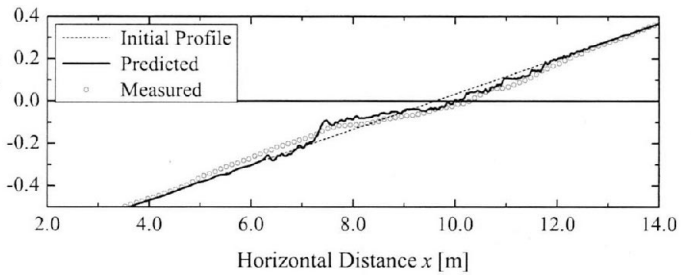


図-5 4 波目作用後の地形変化の比較

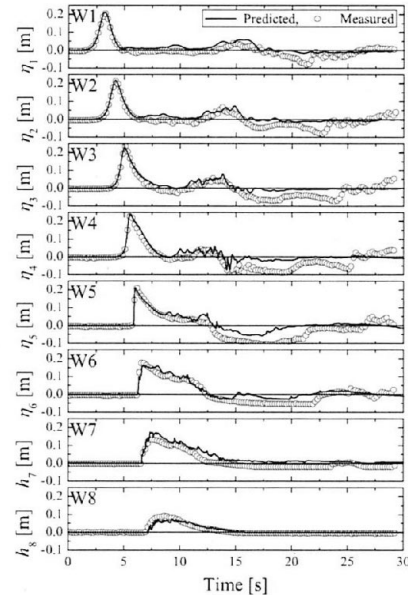


図-6 4 波目作用時の水位変動の比較

汀線の後退量を 0.3 m ほど過小評価しているものの、 $x = 7.5$ m 以浅での地形変化を比較的良く再現できている。なお、RMSE による評価については感度分析を参照されたい。次に、図-6 に 4 波目時の水位変動の比較を示す。ここで、 $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \eta_4, \eta_5, \eta_6, \eta_7, \eta_8$ はそれぞれ W1, W2, W3, W4, W5, W6, W7, W8 (図-4 参照) での値を表す。同図より、W8 を除くすべての点で引き波を過小評価していることが分かる。また、水位計の下端が海浜に埋められている W6 から W8 の水位上昇量に若干の差異が認められるものの、孤立波の大きさと到達時刻を良く再現していることが分かる。以上より、FSM により本現象を精度良く解析できることが明らかとなった。

(2) 海浜断面の地形変化の過程

図-7 に 1 波目から 4 波目作用後までの地形変化を示す。同図より、1 波目作用時に地形が大きく変化し、2 波目以降はその変化が比較的小さいことが確認できる。また、水理実験⁶⁾と同様に、汀線付近での勾配が波の作用とともに徐々に緩やかになる傾向も認められる。ここでは、地形変化が最も大きい 1 波目作用時を取り上げて、さらに検討を行う。

図-8 に 1 波目作用時の波浪変形とそれに伴う地形変化を示す。同図 (a) より、遡上時に碎波に伴う水塊により海浜上に小さなくぼみが形成されるものの、

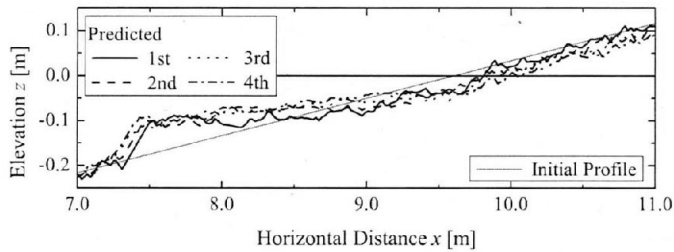


図-7 1波目から4波目作用後までの地形変化

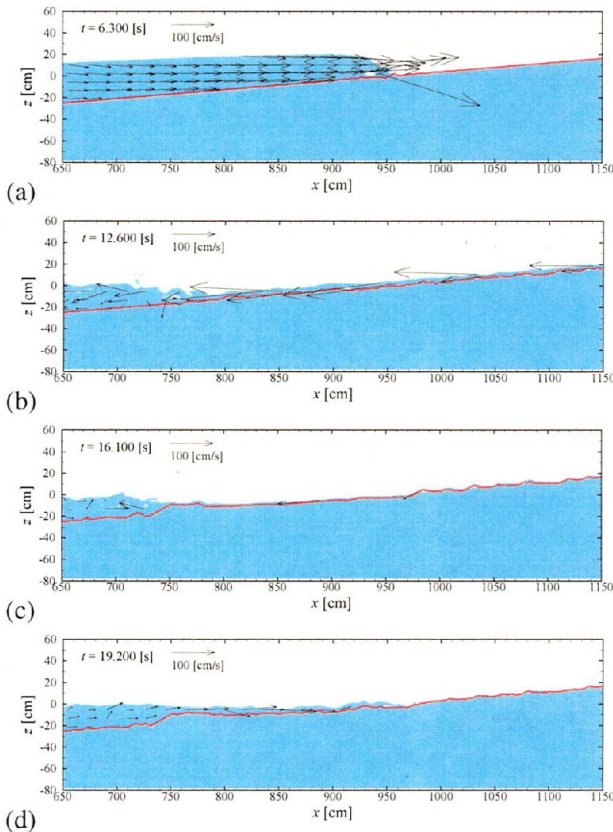


図-8 1波目作用時の波浪変形と地形変化の様子（計算開始から(a) 6.3s, (b) 12.6s, (c) 16.1s, (d) 19.2s後）

図-8(b)の段階までは地形変化がほとんど生じないことが確認できる。その後、引き波の最終段階で汀線付近の侵食が一気に進行し（図-8(c)）、続く小さな寄せ波で地形が若干変化すること（図-8(d)）が分かる。以上より、引き波の途中までは地形変化がほとんど生じないものの、引き波の最終段階で地形変化が集中して生じることが明らかとなった。

(3) 漂砂に関するパラメータの感度分析

図-9に、4波目作用後のRMSEと単位奥行き当たりの侵食体積 V_e に与える摩擦速度の係数 C_{vf} および動摩擦角 θ_d の影響を示す。同図(a)より、 $C_{vf} < 700$ の範囲では C_{vf} の増加とともにRMSEが減少し、その後RMSEが増加する傾向が認められる。また、 $C_{vf} > 500$ の範囲では θ_d が 23° から離れるにしたがってRMSEが増加することも確認できる。一方、図-9(b)より、 C_{vf} の増加とともに V_e も増加する傾向が確認できる。ただし、その増加の割合は一樣ではなく非線形性が

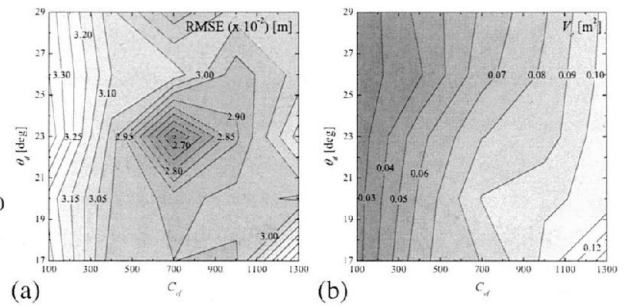


図-9 感度分析 (a) RMSE, (b) 侵食体積 V_e

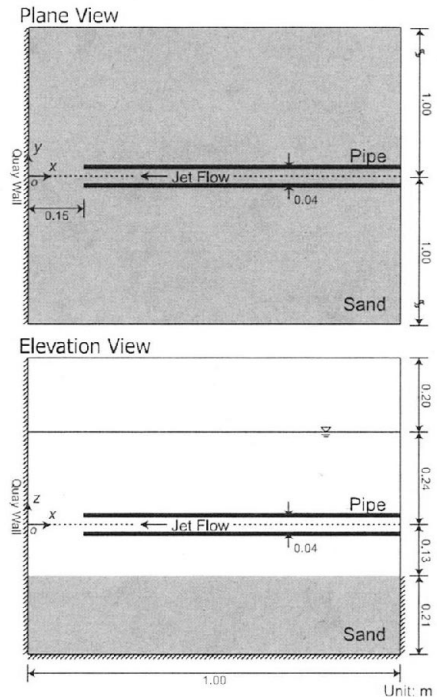


図-10 計算領域（ジェット水流による岸壁前面の洗掘）

認められることが分かる。また、 θ_d の減少とともに若干ではあるが V_e が増加する傾向も認められる。

4. ジェット水流による岸壁前面の洗掘

水谷ら⁷⁾によるジェット水流による岸壁前面での洗掘を取り上げ、3次元現象へのFSMの適用性を検討した。図-10に計算領域の概略図を示す。水谷ら⁷⁾に倣って、岸壁($x = 0.0$ m)の前面に長さ1.0 m、幅2.0 m、高さ0.21 mの海底地盤（砂粒子の中央粒径 $d = 1.0 \times 10^{-4}$ m、比重 $s = 2.65$ 、空隙率 $m = 0.4$ ）を、その表面から0.13 m上方に内径0.04 mのパイプを設置した。GNSにおいて、格子は原点近傍で4.0 mm角とし、離れるにしたがって水平方向に約15%、鉛直方向に約5%ずつ広げた不等間隔格子を用いた。また、底面、岸壁表面、地盤側面に対してはスリップ条件を、上面には圧力一定条件を、その他の面に対しては勾配ゼロの条件を、VOF関数の境界条件には全境界に勾配ゼロの条件を課した。一方、STMについては、格子幅はGNSと同じとし、GNSで用いた地盤表面での格子の高さとほぼ同じ $z_{surf} = 0.01$ mでの流速を用いて摩擦速度 v_f を求めた。ここでは、静水深を0.37 m、

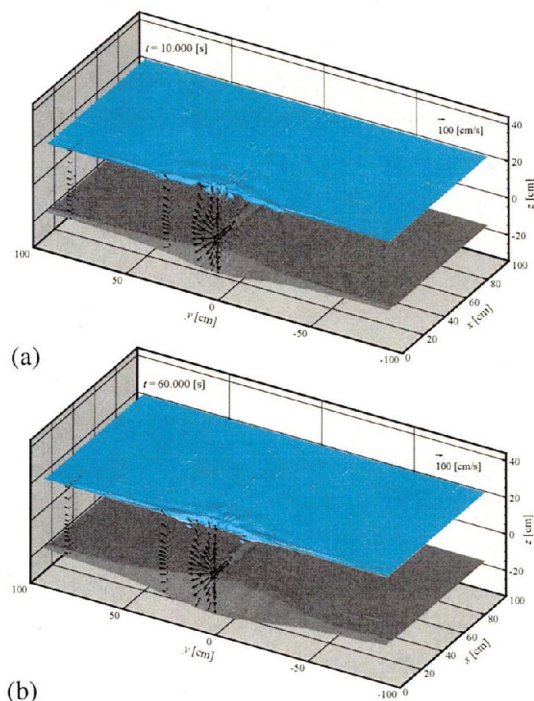


図-11 ジェット水流による地形変化 (計算開始から (a) 10.0 s, (b) 60.0 s 後)

岸壁からパイプ先端までの距離を 0.15 m, ジェット水流の平均流速を 2.5 m/s のケースを取り上げる。

図-11 に岸壁前面に生じる洗掘の様子を例示する。同図より, ジェット水流の発生とともに洗掘が生じ始め (図-11(a)), 60.0 s 後にはパイプの下まで達する大きな洗掘穴が形成されていること (図-11(b)) が確認できる。以上より, FSM が 3 次元現象へ適用可能であることが明らかとなった。

5. 結論

本研究では, 波浪場と地形変化の相互作用を考慮した多孔質材料の間隙内部を含めた全気液相に適用可能な 3 次元数値モデル (FSM) の開発を行った。そして, 孤立波による海浜断面の地形変化に関する水理実験との比較により FSM の再現性を明らかにするとともに, 漂砂に関するモデルパラメータの感度分析を行った。また, ジェット水流による岸壁前面での洗掘の計算を行うことにより, FSM が 3 次元現象へ適用可能であることを示した。今後, モデルパラメータの感度分析に対するさらなる検討を行うとともにモデルの改良を進め, FSM のさらなる精度向上を図っていきたい。

謝辞: 本研究を行うにあたり, 孤立波による海浜断面の地形変化に関する水理実験について米国デラウェア大学小林信久教授から貴重なご助言を頂きました。ここに記して, 感謝の意を表します。また, 本研究は (独) 日本学術振興会科学研究費補助金特別研究員奨励費 (課題番号: 19000623), US ONR (課題番号: 1004-06-10326), US NSF NEES (課題番号: 0530759)

の下で行われたことを付記し, 謝意を表します。

参考文献

- 1) Liang, D., and Cheng, L. (2005): Numerical model for wave-induced scour below a submarine pipeline, *J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng.*, ASCE, Vol. 131, No. 5, pp. 193–202.
- 2) Liu, X., García, M. H. (2008): Three-dimensional numerical model with free water surface and mesh deformation for local sediment scour, *J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng.*, ASCE, Vol. 134, No. 4, pp. 203–217.
- 3) Gislason, K., Fredsøe, J., and Sumer, B. M. (2009): Flow under standing waves: Part 2. Scour and deposition in front of breakwaters, *Coastal Eng.*, Vol. 56, No. 3, pp. 363–370.
- 4) Nielsen, P. (1992): *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*, World Scientific, 324 p.
- 5) 李 光浩・水谷法美 (2006): 矩形潜堤周辺に生じる局所洗掘とその時間領域数値解析手法の開発, 海岸工学論文集, 第 53 巻, pp. 501–505.
- 6) Kobayashi, N., and Lawrence, A. R. (2004): Cross-shore sediment transport under breaking solitary waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 109, C03047, 13 p.
- 7) 水谷法美・篠田陽介・小山裕文 (2008): パウスラスタによる岸壁前面の局所洗掘と袋型被覆材による対策に関する研究, 海洋開発論文集, 第 24 巻, pp. 1219–1224.
- 8) Nakamura, T., Kuramitsu, Y., and Mizutani, N. (2008): Tsunami scour around a square structure, *Coastal Eng. J.*, JSCE, Vol. 50, No. 2, pp. 209–246.
- 9) Hirt, C. W., and Nichols, B. D. (1981): Volume of fluid (VOF) method for dynamics of free boundaries, *J. Comp. Phys.*, Vol. 39, pp. 201–225.
- 10) Roulund, A., Sumer, B. M., Fredsøe, J., and Michelsen, J. (2005): Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile, *J. Fluid Mech.*, Vol. 534, pp. 351–401.
- 11) Brackbill, J. U., Kothe, D. B., and Zemach, C. (1992): A continuum method for modeling surface tension, *J. Comp. Phys.*, Vol. 100, pp. 335–354.
- 12) Mizutani, N., McDougal, W. G., and Mostafa, A. M. (1996): BEM-FEM combined analysis of nonlinear interaction between wave and submerged breakwater, *Proc., 25th Int. Conf. Coastal Eng.*, ASCE, Orlando, FL, pp. 2377–2390.
- 13) Salvetti, M. V., and Banerjee, S. (1995): A priori tests of a new dynamic subgrid-scale model for finite difference large-eddy simulations, *Phys. Fluids*, Vol. 7, No. 11, pp. 2831–2847.
- 14) Engelund, F., and Fredsøe, J. (1976): A sediment transport model for straight alluvial channels, *Nordic Hydrology*, Vol. 7, pp. 293–306.
- 15) Brooks, H. N. (1963): Discussion on “Boundary shear stresses in curved trapezoidal channels” by Ippen, A. T., and Drinker, P. A., *J. Hydraulic Div.*, ASCE, Vol. 89, No. 3, pp. 327–333.