

津波の越流による海岸堤防裏法尻の洗掘に関する

大規模実験の数値シミュレーション

Numerical Simulation of Large-Scale Experiments on Local Scouring at the Landward Toe of a Coastal Dike due to Tsunami Overflow

- 中村友昭, 名古屋大学, 名古屋市千種区不老町, E-mail: tnakamura@nagoya-u.jp
 水谷法美, 名古屋大学, 名古屋市千種区不老町, E-mail: mizutani@civil.nagoya-u.ac.jp
 Tomoaki NAKAMURA, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan
 Norimi MIZUTANI, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

To establish a numerical model for quantifying the resilience of coastal dikes, a three-dimensional coupled fluid-structure-sediment-seabed interaction model was applied to large-scale hydraulic experiments on local scouring at the landward toe of a coastal dike and resulting displacement of armor blocks due to tsunami overflow. From a comparison between numerical results and experimental data, the predictive capability of the model was demonstrated in terms of the evolution of a scour hole and its width and depth after the tsunami overflow. Furthermore, it was found that the model overestimated water pressure on the lower surface of the armor blocks and pore-water pressure inside the dike and foundation, suggesting that it is essential to consistently model the degree of saturation inside the dike.

1. 緒言

2011年東北地方太平洋沖地震では、巨大な津波の作用により三面張構造の海岸堤防に甚大な被害が発生した。このような海岸堤防の被害を軽減するためには、設計対象の津波高を超える津波が作用した場合でも、その効果を粘り強く発揮できる構造の海岸堤防の整備が求められている。そのための設計指針の確立に向けては、海岸堤防の被災メカニズムの解明が不可欠であるものの、上述した海岸堤防の被災は、被覆工の表面に作用する津波力、被覆工の表面を流れる高流速の流れ、法尻の洗掘、堤体内部の水圧および空気圧など複合的な要因によって生じたと推定されていることから、津波・被覆工の挙動・洗掘等の地形変化・基礎地盤の応答の4者間の相互作用を解析できる数値計算モデルが求められている。そのため、これまでには主に水理実験による検討に留まっております。数値解析による検討は限られているのが実情である。

中村・水谷⁽¹⁾は津波・被覆工・地形変化・地盤の4者間の相互作用を解析できる3次元流体・構造・地形変化・地盤連成数値計算モデル(Three-Dimensional Coupled Fluid-Structure-Sediment-Seabed Interaction Model; FS3M)を用いて、また大久保ら⁽²⁾は地形変化モデルを導入したCADMAS-SURFを用いて、津波の越流による海岸堤防裏法尻の洗掘現象に関する鳩貝ら⁽³⁾の水理実験を対象とした再現計算を行っている。また、中村ら⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾は海岸堤防を越流した津波による裏法尻の洗掘と被覆ブロックの流出を対象に上述のFS3Mを用いた数値解析と妥当性確認のための検証実験を行い、水位変動、最終洗掘形状、被覆ブロック上面の圧力変動、流出が生じやすい状況にある被覆ブロックの位置とその時刻の観点からFS3Mの再現性を確認するとともに、洗掘の発達過程、被覆ブロックへの作用力、対策工の有効性を検討するためのツールとしてのFS3Mの有用性を示している。しかし、鳩貝ら⁽³⁾の水理実験は1/25スケール、中村ら⁽⁴⁾の水理実験は1/100スケール、中村ら⁽⁶⁾の水理実験は1/40スケールでありスケール効果の影響が懸念されることから、海岸堤防の粘り強さを定量的に評価するために有用と考えられる数値解析技術の確立に向けては、より大スケールの水理実験を対象とした再現性の検証が求められている。

本研究では、津波越流時の海岸堤防内部の圧力上昇と被覆工の流出を検討した加藤ら⁽⁷⁾による1/2スケールの高落差水路実験を対象とし、その大規模水理実験に上述のFS3Mを適用することで、

より現地に近いスケールでの同モデルの再現性を検証する。

2. 3次元流体・構造・地形変化・地盤連成数値計算モデル

3次元流体・構造・地形変化・地盤連成数値計算モデルFS3Mは、メインソルバーと4つのモジュールから構成されている。メインソルバーは、透過性材料の間隙内部の流体を含む非圧縮性粘性流体からなる全気液相の流体運動を、可動構造物の運動、移動床の地形変化、浮遊砂による流体の密度および動粘性係数の変化を考慮して解析する連続式とNavier-Stokes(NS)方程式に基づくLarge-Eddy Simulation(LES)である。そのメインソルバーには、気液界面を追跡するVolume of Fluid(VOF)法⁽⁸⁾を改良したMulti-Interface Advection and Reconstruction Solver(MARS)⁽⁹⁾に基づくVOFモジュール、流体・構造連成(Fluid-Structure Interaction; FSI)解析を行う体積力型埋め込み境界(Immersed Boundary; IB)法⁽¹⁰⁾に基づくIBモジュール、渦と浸透流出の効果⁽¹¹⁾、間隙水圧の効果⁽¹²⁾、底質粒子の間隙に粘性性を有する粘土を含むことによる効果⁽¹³⁾を考慮しつつ、掃流砂と浮遊砂の輸送に伴う移動床の地形変化の計算と、浮遊砂の巻き上げ・移流拡散・沈降の各輸送過程を考慮した浮遊砂濃度分布の解析を行う底質輸送(Sediment Transport; ST)モジュール、 $u-p$ 形式のBiotの式を有限要素法(Finite Element Method; FEM)により解くことで地盤の水・土連成解析を行うFEMモジュール⁽¹⁴⁾が組み込まれている。メインソルバーとVOFモジュールは中村ら⁽⁵⁾を、IBモジュールは中村ら⁽¹⁶⁾を、STモジュールは中村・水谷⁽¹¹⁾を、FEMモジュールは中村・水谷⁽¹⁴⁾を参照されたいが、各論文以降の改良点もあることから、以下では本研究で使用するもののうち、メインソルバー、VOFモジュール、STモジュール、カップリング手法の概要を説明する。

2.1 メインソルバーおよびVOFモジュールの概要

LESでは、Grid Scale(GS)と呼ばれる大きなスケールの渦を直接計算し、普遍性が期待できるSubgrid Scale(SGS)と呼ばれる小さなスケールの渦をモデル化する。実流速ベクトルを v_i^f 、上付きの $-$ をグリッドフィルタとすると、

$$\overline{v_i^f} = \overline{v_i^f} + v_i^{f'}$$
 (1)

のようにGS成分 $\overline{v_i^f}$ とSGS成分 $v_i^{f'}$ に分解できる。また、VOF

法において VOF 関数 F ($0 \leq F \leq 1$; $F = 0$: 空気; $0 < F < 1$: 気液界面; $F = 1$: 水) が各計算格子での流体率を表しているように、体積力型 IB 法では可動構造物を各計算格子での体積率 F_{ob}

($0 \leq F_{ob} \leq 1$; $F_{ob} = 0$: 可動構造物外部; $0 < F_{ob} < 1$: 可動構造物表面; $F_{ob} = 1$: 可動構造物内部) で表す。そして、可動構造物の内部では可動構造物の速度になるように、 F_{ob} に基づいて相互作用力ベクトル f_i^{ob} を作用させる。ここで、可動構造物の速度ベクトルを v_i^{ob} ($= u_i^{ob} + e_{ijk} \omega_j^{ob} r_k^{ob}$; u_i^{ob} : 可動構造物の並進速度ベクトル; ω_j^{ob} : 可動構造物の角速度ベクトル; r_i^{ob} : 可動構造物の重心からの相対位置ベクトル; e_{ijk} : 置換記号) としたとき、体積平均速度ベクトル v_i を

$$v_i = \bar{v}_i + v_i' = (1 - F_{ob})v_i^f + F_{ob}v_i^{ob} \quad (2)$$

と定義する。ここで、 \bar{v}_i と v_i' はそれぞれ v_i の GS 成分と SGS 成分であり、 \bar{v}_i と v_i' はそれぞれ

$$\bar{v}_i = (1 - F_{ob})\bar{v}_i^f + F_{ob}v_i^{ob} \quad (3)$$

$$v_i' = (1 - F_{ob})v_i^{f'} \quad (4)$$

である。直接計算できる GS 成分 \bar{v}_i を v_i から分離するために連続式、NS 方程式、VOF 関数 F の移流方程式にグリッドフィルタを作用させると、メインソルバーと VOF モジュールの支配方程式は次式のように与えられる。

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial(m\bar{v}_j)}{\partial x_j} = q^* \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \{m + C_A(1-m)\}\bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial(m\bar{v}_j v_i)}{\partial x_j} \\ &= -\frac{m}{\hat{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + mg_i + \frac{m}{\hat{\rho}} (f_i^s + R_i + f_i^{ob}) \\ &+ \frac{1}{\hat{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_j} (2m\hat{\mu} \bar{D}_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (-m\tau_{ij}^a) + Q_i + m\beta_i \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial(mF)}{\partial t} + \frac{\partial(m\bar{v}_j F)}{\partial x_j} = Fq^* \quad (7)$$

ここで、 x_i は位置ベクトル ($= [x \ y \ z]^T$), t は時間、 \bar{p} は圧力の GS 成分、 g_i は重力加速度ベクトル ($= [0 \ 0 \ -g]^T$; g : 重力加速度)、 $\hat{\rho}$ は流体の密度 ($= F\rho_w + (1-F)\rho_a$; ρ_w : 水の密度; ρ_a : 空気の密度)、 $\hat{\mu}$ は流体の粘性係数 ($= F\mu_w + (1-F)\mu_a$; μ_w : 水の粘性係数; μ_a : 空気の粘性係数)、 C_A は透過性材料の付加質量係数、 R_i は透過性材料による線形・非線形抵抗力ベクトル⁽¹⁷⁾、 f_i^s は CSF (Continuum Surface Force) モデル⁽¹⁸⁾に基づく表面張力ベクトル、 τ_{ij} は Smagorinsky モデル⁽¹⁹⁾、ダイナミック 2 変数混合モデル⁽²⁰⁾、またはコヒーレント構造モデル⁽²¹⁾に基づく乱流応力テンソル、 \bar{D}_{ij} はひずみ速度テンソルの GS 成分 ($= \partial \bar{v}_i / \partial x_j + \partial \bar{v}_j / \partial x_i$)、 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_i は減衰領域での減衰関数ベクトル ($= [0 \ 0 \ -\beta w]^T$; β : 減衰関数) であり、上付きの a はテンソルの非等方成分を表す。ただし、上式の導出に際して、体積空隙率と面積空隙率は等しいと仮定した。また、空隙率 m の時間変化や空間勾配は考慮しているものの、 m が空間的に変化する場所で、右辺第 1 項の圧力勾配項と第 2 項の重力加速度項が静水状態で釣り合わない現象が生じてしまうことから、CADMAS-SURF⁽²²⁾に倣って圧力勾配項については $\partial m / \partial x_i = 0$ とした。ここで、 σ を表面張力係数、 κ を気液界面の曲率、 ρ_{avg} を気液界面での流体の密度 ($= (\rho_w + \rho_a) / 2$)、 C_{D2} 、 C_{D1} をそれぞれ線形、

非線形抵抗力係数、 $\hat{\nu}$ を流体の動粘性係数 ($= \hat{\mu} / \hat{\rho} = F\nu_w + (1-F)\nu_a$; ν_w : 水の動粘性係数; ν_a : 空気の動粘性係数)、 d_{50} を透過性材料の中央粒径とすると、 f_i^s 、 R_i 、 Q_i はそれぞれ

$$f_i^s = \sigma \kappa \frac{\partial F}{\partial x_i} \frac{\hat{\rho}}{\rho_{avg}} \quad (8)$$

$$R_i = -\frac{12C_{D2}\hat{\mu}(1-m)}{md_{50}^2} v_i - \frac{C_{D1}\hat{\rho}(1-m)}{2md_{50}} v_i \sqrt{v_j v_j} \quad (9)$$

$$Q_i = \bar{v}_i q^* - \frac{2}{3} \frac{1}{\hat{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(m \hat{\mu} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_j} \right) \quad (10)$$

となる。また、減衰関数 β は、Hinatsu⁽²³⁾ と Cruz ら⁽²⁴⁾ を参考に、

$$\beta = \begin{cases} C_\beta \sqrt{\frac{g}{h}} \sin\left(\frac{\pi x_\beta}{2\ell}\right) \min\left(\frac{z_\beta}{h+\eta}, 1\right) & \text{in artificial damping zones} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (11)$$

と与えられる。ただし、 C_β は減衰係数、 h は静水深、 η は水位変動、 ℓ は減衰領域の長さ、 x_β は減衰領域の開始位置からの距離、 z_β は底面からの距離である。

2. 2 ST モジュールの概要

ST モジュールは、掃流砂量を求める Roulund ら⁽²⁵⁾ を参考に構築した掃流砂輸送モデル、底質の巻き上げと沈降による浮遊砂輸送フラックスを求めるとともに、浮遊砂の巻き上げ・移流拡散・沈降の各輸送過程を考慮して浮遊砂の濃度分布を計算する浮遊砂輸送モデル、以上の掃流砂量と浮遊砂輸送フラックスから移動床の地形変化を計算する底質の質量保存式、地形変化の計算後に斜面の崩壊を計算する Roulund ら⁽²⁵⁾ を参考に構築した斜面崩壊モデルから構成されている。以下、それぞれの概要を説明する。

2. 2. 1 底質の質量保存式

底質の質量保存式は次式のように与えられる。

$$\frac{\partial z_s}{\partial t} + \frac{1}{1-m} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + p_N + q_{sb}^s \right) = 0 \quad (12)$$

ここで、 z_s は基準面からの移動床表面の高さ、 q_x と q_y はそれぞれ x 、 y 軸方向の掃流砂量、 p_N は底質の巻き上げ関数、 q_{sb}^s は移動床表面での z 軸方向の沈降による浮遊砂輸送フラックスである。

2. 2. 2 掃流砂輸送モデル

非粘着性で均一な粒子径の球体の底質粒子を考える。このとき、底質粒子 1 個に作用する力は、底質粒子の水中重量 W

$$W = \frac{1}{6} \pi (\rho_s - \rho_w) g d_{50}^3 \quad (13)$$

と、底面流速による乱流抵抗力 F_D および揚力 F_L

$$F_D = \frac{1}{8} \pi \varepsilon C_{D1} \rho_w d_{50}^2 v_r^2 = C_{FD} v_r^2 \quad (14)$$

$$F_L = \frac{1}{8} \pi \varepsilon C_{L\rho_w} d_{50}^2 v_r^2 = k_L C_{FD} v_r^2 \quad (15)$$

から構成される。また、底質粒子の間隙に粘着性を有する粘土を含むことによる効果⁽¹³⁾として粘土による粘着力 F_C

$$F_C = \frac{\pi d_{50}^2}{4} \left[\left\{ 1 + \frac{1}{1-m} \frac{p_f(1+s\omega)}{p_f s\omega + 1} \right\}^{2/3} - 1 \right] n f_c \quad (16)$$

も考慮しうる。さらに、浸透滲出流の効果⁽¹¹⁾として浸透滲出流速 w による層流・乱流抵抗力 F_w

$$F_w = \frac{1}{8} \pi \varepsilon_w C_{D1} \rho_w d_{50}^2 w |w| + 3 \pi \varepsilon_w C_{D2} \mu_w d_{50} w \quad (17)$$

または間隙水圧の効果⁽¹²⁾として間隙水圧変動差による力 F_p

$$F_p = \frac{1}{4} \pi (p_{in} - p_{surf}) d_{50}^2 \quad (18)$$

のいずれかも考慮しうる。ここで、 ρ_s は底質粒子の密度、 v_r は底質粒子の位置における底質粒子の平均輸送速度 v_b に対する相対底面流速、 C_L は揚力係数、 k_L は C_L と C_{D1} の比 ($= C_L / C_{D1}$)、 $C_{FD} = \pi \varepsilon C_{D1} \rho_w d_{50}^2 / 8$ 、 p_f は粘土の含有率、 ω は粘土の含水率、 s は比重 ($= \rho_s / \rho_w$)、 n は底質粒子 1 個を支えている接点数、 f_c は単位面積当たりの粘土の粘着抵抗力、 p_{surf} は底質表面での水圧変動、 p_{in} は底質内部での間隙水圧変動であり、式(14)の F_D と式(15)の F_L で遮蔽係数 ε が、式(17)に示した F_w の層流抵抗力 (右辺第 1 項) と乱流抵抗力 (右辺第 2 項) で遮蔽係数 ε_w が等しいとしている。

2. 2. 2. 1 限界 Shields 数

浸透滲出流速による力 F_w と間隙水圧変動差による力 F_p のうち、ここでは底質粒子に F_w が作用している場合を考える。

浸透滲出流速による力 F_w が底質粒子の水中重量 W を下回っているとき、移動限界時の底質粒子には Fig. 1 に示す外力が作用している。ここで、摩擦速度を v_f 、その係数を C_{vf} 、斜面下向きに対する v_f の方向を α 、 v_b に対する v_f の方向を Ψ 、 v_b に対する v_r の方向を Ψ_1 としたとき、同図中の F_{Dc} 、 F_{Lc} 、 v_{fc} 、 v_{bc} 、 v_{rc} 、 α_c 、 Ψ_c 、 Ψ_{1c} は移動限界時の F_D 、 F_L 、 v_f 、 v_b 、 v_r 、 α 、 Ψ 、 Ψ_1 を表す。また、 β は斜面の傾斜角、 μ_s は底質粒子の最大静止摩擦係数 ($= \tan \theta_s$; θ_s : 最大静止摩擦角) である。このとき、移動限界時より $v_{bc} = 0$ つまり $v_{rc} = C_{vf} v_{fc}$ かつ $\Psi_c = \Psi_{1c}$ であり、 v_{bc} と同方向および直交方向の力のつり合いより、

$$v_{rc}^2 = \frac{\{\mu_s \cos \beta - \sin \beta \cos(\alpha_c - \Psi_c)\} + F_C}{(\cos \Psi_c + \mu_s k_L) C_{FD}} (W - F_w) \quad (19)$$

$$\Psi_c = \arctan \left\{ \frac{(W - F_w) \sin \beta \sin \alpha_c}{C_{FD} v_{rc}^2 + (W - F_w) \sin \beta \cos \alpha_c} \right\} \quad (20)$$

$$(\Psi_c \text{ は } \alpha_c \text{ と同符号かつ } |\Psi_c| \leq |\alpha_c|)$$

が得られる。ただし、 $\beta \leq \theta_s$ である。ここで、未知数は v_{rc}^2 と Ψ_c であることから、繰り返し計算により v_{rc}^2 と Ψ_c が求められる。したがって、粘着力と浸透滲出流を考慮しないとき ($F_C = F_w = 0$) の水平面 ($\beta = 0$) での限界 Shields 数を τ_{*c0} とすると、 τ_{*c} は次式のように与えられる。

$$\frac{\tau_{*c}}{\tau_{*c0}} = \frac{v_{rc}^2}{v_{rc0}^2} \quad (21)$$

ただし、 v_{rc0}^2 は $F_C = F_w = \beta = 0$ での v_{rc}^2 であり、 $\beta = 0$ のとき $\Psi_c = \Psi_{1c} = 0$ であることから、式(19)に $F_C = F_w = \beta = \Psi_c = \Psi_{1c} = 0$ を代入した次式から求められる。

$$v_{rc0}^2 = \frac{\mu_s W}{(1 + \mu_s k_L) C_{FD}} \quad (22)$$

一方、 F_w が W を上回っているとき、底質粒子に静止摩擦力が

作用しなくなることから、次式が得られる。

$$\frac{\tau_{*c}}{\tau_{*c0}} = 0 \quad (23)$$

2. 2. 2. 2 掃流砂量

単位幅、単位時間当たりの i 方向の掃流砂量 q_i は、Engelund・Fredsoe⁽²⁶⁾による次式から求められる。

$$q_i = \frac{1}{6} \pi d_{50} p_{EF} v_{bi} \quad (24)$$

ここで、 p_{EF} は掃流形態で移動する底質粒子の割合、 v_{bi} は v_b の i 方向成分であり、底質粒子の動摩擦係数を μ_d ($= \tan \theta_d$; θ_d : 動摩擦角)、Shields 数を τ_* とすると、 p_{EF} は

$$p_{EF} = \begin{cases} 0 & \text{if } \tau_* \leq \tau_{*c} \\ \frac{6}{\pi \mu_d} (\tau_* - \tau_{*c}) & \text{if } \tau_* > \tau_{*c} \end{cases} \quad (25)$$

と与えられる⁽²⁷⁾。ただし、 $\theta_d \leq \theta_s$ である。また、 τ_* は

$$\tau_* = \frac{v_f^2}{(s-1)gd_{50}} \quad (26)$$

により定義され、上式の v_f は次式から求められる。

$$\frac{v_{surf}}{v_f} = 2 \int_0^{z^+} \frac{1}{\sqrt{1 + 4\kappa'^2 (z^+ + \Delta z^+)^2 [1 - \exp\{- (z^+ + \Delta z^+) / A\}]^2}} dz^+ \quad (27)$$

ただし、 v_{surf} は底面から微小距離 z^+ ($= z_{surf} v_f / v_w$) だけ上方での接線方向流速の大きさ、 κ' は Kármán 定数、 A は van Driest 型減衰係数であり、 k_s^+ を粗度 Reynolds 数 ($= k_s v_f / v_w$; k_s : 等価砂粗度) とすると、 Δz^+ は次のように与えられる。

$$\Delta z^+ = 0.9 \left\{ \sqrt{k_s^+ - k_s^+ \exp(-k_s^+ / 6)} \right\} \quad (4.535 < k_s^+ < 2000) \quad (28)$$

通常、式(27)の v_{surf} はメインソルバーから求めた \bar{v}_i を用いて計算される。その一方で、漂砂は本来 v_i にグリッドフィルタを施した GS 成分 \bar{v}_i ではなく、あらゆるスケールの渦を含む v_i の変化に対応して生じると考えられることから、直接解像できない SGS 成分 v_i' の影響も無視できないと考えられる。

Scale Similarity Model⁽²⁸⁾によれば、式(2)の両辺にグリッドフィルタを作用させて整理すると、

$$\bar{v}_i' = \bar{v}_i - \bar{v}_i \quad (29)$$

となる。ここで、左辺 \bar{v}_i' は SGS 成分のうち比較的大きなスケールの変動を表している。また、Transfer Field と呼ばれる右辺 $(\bar{v}_i - \bar{v}_i')$ は、GS 成分 \bar{v}_i と GS 成分から小スケールの渦を消去した成分 \bar{v}_i の差であることから、GS 成分のうち比較的小きなスケールの変動を表しており、メインソルバーで直接計算可能な GS 成分 \bar{v}_i から求められる。したがって、式(29)は SGS 成分のうち比較的大きなスケールの変動と、GS 成分のうち比較的小きなスケールの変動が相似であることを表していることから、SGS 成分のうち比較的大きなスケールの変動を \bar{v}_i' 、すなわち Transfer Field で近似できるとし、また SGS 成分の残りの変動については Transfer Field に比例すると仮定し、その比例定数を C_{SGS} とする。このとき、GS 成分 \bar{v}_i に SGS 成分 \bar{v}_i' の影響を考慮した v_i の近似値 \hat{v}_i は

$$\hat{v}_i = \bar{v}_i + C_{SGS} \bar{v}_i' = \bar{v}_i + C_{SGS} (\bar{v}_i - \bar{v}_i) \quad (30)$$

と書ける⁽¹¹⁾。また、Multi-Level Filtered Model⁽²⁹⁾に基づいてより高

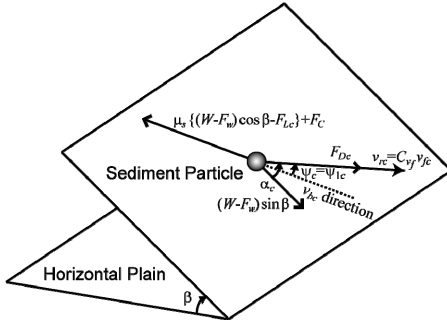
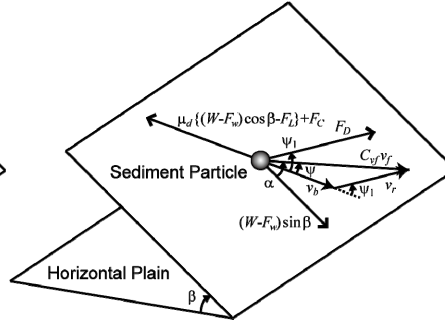
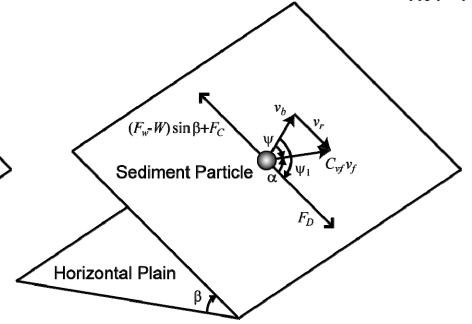


Fig. 1 Critical force on a sediment particle on a sloping bed.



(a) $F_w \leq W$



(b) $F_w > W$

Fig. 2 Force on a sediment particle in bed-load motion on a sloping bed.

次の Transfer Field を用いると、3 次と 5 次の近似値 \hat{v}_i はそれぞれ

$$\hat{v}_i = \bar{v}_i + C_{SGS} \{2(\bar{v}_i - \bar{v}_i) - (\bar{v}_i - \bar{v}_i)\} \quad (31)$$

$$\hat{v}_i = \bar{v}_i + C_{SGS} \{4(\bar{v}_i - \bar{v}_i) - 6(\bar{v}_i - \bar{v}_i) + 4(\bar{v}_i - \bar{v}_i) - (\bar{v}_i - \bar{v}_i)\} \quad (32)$$

と書ける⁽¹¹⁾。したがって、GS 成分 \bar{v}_i の代わりに式(30)から式(32)のいずれかから求めた \hat{v}_i を用いて式(27)の v_{surf} を算出することで、Shields 数 τ_* に対して渦の効果を考慮しうる。

続いて、式(24)の v_{bi} を求めるために、Fig. 2 に示す掃流形態で移動する底質粒子を考える。まず、Fig. 2(a)に示した F_w が W を下回っているとき、 v_b と同方向および直交方向の力のつり合いより、

$$F_D \cos \Psi_1 + (W - F_w) \sin \beta \cos(\alpha - \Psi) = \mu_d \{(W - F_w) \cos \beta - F_L\} + F_C \quad (33)$$

$$F_D \sin \Psi_1 = (W - F_w) \sin \beta \sin(\alpha - \Psi) \quad (34)$$

となる。また、 $C_{vf} v_f$ 、 v_b 、 v_r の幾何学的関係より、

$$v_r \sin \Psi_1 = C_{vf} v_f \sin \Psi \quad (35)$$

$$v_r \cos \Psi_1 + v_b = C_{vf} v_f \cos \Psi \quad (36)$$

となる。ここで、式(33)から式(36)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、繰り返し計算により v_b とその方向 Ψ 、すなわち v_{bi} が求められる。したがって、前述した $F_w \leq W$ での τ_{*c} とあわせて、最終的に式(24)と式(25)より q_i が求められる。

一方、 F_w が W を上回っているとき、底質粒子に動摩擦力が作用しなくなることから、Fig. 2(b)に示すように底質粒子に作用する力は F_D と $(F_w - W) \sin \beta + F_C$ のみとなり、次式が成立する。

$$\Psi_1 = \Psi - \alpha \quad (37)$$

このとき、底面接線方向の力のつり合いより

$$v_r = \sqrt{\frac{(F_w - W) \sin \beta + F_C}{C_{FD}}} \quad (38)$$

となる。また、 $C_{vf} v_f$ 、 v_b 、 v_r の幾何学的関係より、

$$v_b = C_{vf} v_f \cos \Psi - v_r \cos \Psi_1 \quad (39)$$

$$\Psi = \pm \frac{1}{2} \arccos \left\{ \frac{2(v_r \cos \alpha - C_{vf} v_f)^2}{v_r^2 \sin^2 \alpha + (v_r \cos \alpha - C_{vf} v_f)^2} - 1 \right\} \quad (40)$$

(Ψ は α と逆符号)

となる。したがって、上式より v_b とその方向 Ψ が求められることから、前述した $F_w > W$ での τ_{*c} とあわせて、最終的に式(24)と式(25)より q_i が求められる。

2. 2. 3 浮遊砂輸送モデル

榊山ら⁽⁶⁰⁾や中山ら⁽⁶¹⁾を参考に、透過性材料の間隙内部にも適用できるように一般化した浮遊砂の質量保存式は

$$m \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (q_j^C + q_j^D + q_j^S) = 0 \quad (41)$$

と与えられる。ここで、 C は浮遊砂濃度、 q_j^C 、 q_j^D 、 q_j^S はそれぞれ移流、拡散、沈降による浮遊砂輸送フラックスであり、それぞれ

$$q_i^C = m \bar{v}_i C \quad (42)$$

$$q_i^D = -m \varepsilon_s \frac{\partial C}{\partial x_i} \quad (43)$$

$$q_i^S = m w_{si} C \quad (44)$$

と表される。ただし、 ε_s は浮遊砂の乱流拡散係数、 w_{si} は底質粒子の沈降速度ベクトル ($= [0 \ 0 \ -w_s]^T$; w_s : 底質粒子の沈降速度) であり、 w_s は次式に示す Rubey の式により与えられる。

$$w_s = \sqrt{sgd_{s0}} \left(\sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36}{d_*}} - \sqrt{\frac{36}{d_*}} \right) \quad (45)$$

ここで、 d_* は底質粒子の無次元中央粒径 ($= sgd_{s0}^2 / v_w^2$) である。なお、ここでは透過性材料として内部への浮遊砂の侵入が考えられる捨石や消波ブロックを想定している。

底質表面の境界条件として、Nielsen ら⁽⁶²⁾に倣って、移動床表面での z 軸方向の拡散による浮遊砂輸送フラックス q_{zD}^D が底質の巻き上げ関数 p_N に等しいとする条件を用いており、その p_N として

$$p_N = \begin{cases} 0 & \text{if } \tau_* \leq \tau_{*c} \\ C_p \left(\frac{\tau_* - \tau_{*c}}{\tau_{*c}} \right)^{1.5} \frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} d_{s0}^{0.8}}{v_w^{0.2}} & \text{if } \tau_* > \tau_{*c} \end{cases} \quad (46)$$

を用いている⁽⁶³⁾。ここで、 C_p は底質の巻き上げに関する無次元パラメータである。なお、 τ_* を介して渦の効果が、 τ_{*c} を介して浸透滲出流、間隙水圧、粘着力の効果が考慮されている。

2. 2. 4 斜面崩壊モデル

斜面の傾斜角 β が底質粒子の安息角 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が確認されていることから、Roulund ら⁽⁶⁵⁾に倣って、斜面の傾斜角 β が $\theta_r + \theta_r^+$ を上回ったとき、すべての底質粒子 ($p_{EF} = 1$) 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。また、斜面崩壊時における F_L 、 F_C 、 F_w の影響は十分小さいと仮定する。このとき、式(33)から式(36)に、式(13)、式(14)、 $F_L = F_C = F_w = v_f =$

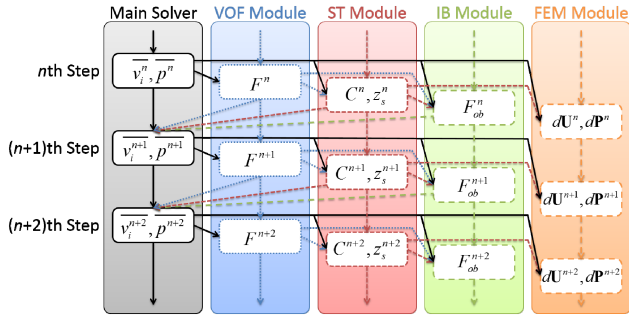


Fig. 3 Coupling procedure.

0, $\alpha = \Psi = \Psi_1 = 180^\circ$ を代入して整理すると, 斜面崩壊に伴う底質粒子の平均輸送速度 v_b^{slide} は次式で与えられる.

$$v_b^{slide} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{d_{50}}{\varepsilon C_{D1}} (s-1) g (\sin \beta - \mu_d \cos \beta)} \quad (47)$$

ここで, $\theta_d \leq \theta_r - \theta_r' \leq \beta \leq \theta_r + \theta_r' \leq \theta_i$ である. したがって, 上式と $p_{EF} = 1$ を式(24)に代入すると, 斜面の崩壊に伴う掃流砂量 q_i^{slide} は次式のように表せる.

$$q_i^{slide} = \frac{\pi}{3} C_{slide} d_{50} \sqrt{\frac{1}{3} \frac{d_{50}}{\varepsilon C_{D1}} (s-1) g (\sin \beta - \mu_d \cos \beta)} \quad (48)$$

ここで, C_{slide} は斜面の崩壊に関する無次元パラメータである. また, 斜面の崩壊に伴う底質の質量保存式は, 斜面崩壊時には浮遊砂の巻き上げや沈降が生じないと仮定し, q_i^{slide} の x, y 軸方向成分をそれぞれ q_x^{slide}, q_y^{slide} とすると, 式(12)に $q_x = q_x^{slide}, q_y = q_y^{slide}, p_N = q_{zb}^s = 0$ を代入した

$$\frac{\partial z_s}{\partial t} + \frac{1}{1-m} \left(\frac{\partial q_x^{slide}}{\partial x} + \frac{\partial q_y^{slide}}{\partial y} \right) = 0 \quad (49)$$

により表されることから, 式(48)と式(49)より斜面の崩壊に伴う移動床の地形変化が計算できる.

2. 3 カップリング手法

メインソルバー, VOF モジュール, IB モジュール, ST モジュール間には, 流体・構造・地形変化間の相互作用を考慮するために, Two-Way カップリング手法を採用しており, それらと FEM モジュールとの間には, 移動床表面での流速および圧力の連続性を確保するために, Mizutani ら⁽³⁴⁾による One-Way カップリング手法を採用している. 具体的には, Fig. 3 に示すように, 以下のよう手順により計算が実行される.

1. メインソルバーを実行し, 流速 \bar{v}_i と圧力 \bar{p} を求める.
2. メインソルバーから得られた値を用いて VOF モジュールを実行し, VOF 関数 F を求める.
3. メインソルバーと VOF モジュールから得られた値を用いて ST モジュールを実行し, 浮遊砂濃度 C と移動床表面の高さ z_s を求める.
4. メインソルバー, VOF モジュール, ST モジュールから得られた値を用いて IB モジュールを実行し, 可動構造物の体積率 F_{ob} を求める.
5. メインソルバーと ST モジュールから得られた値を用いて FEM モジュールを実行し, 地盤骨格の全体変位増分ベクトル dU と全体間隙水圧増分ベクトル dP を求める.
6. VOF モジュール, ST モジュール, IB モジュールから得られた値をフィードバックしてメインソルバーを実行し, 次のステップの \bar{v}_i と \bar{p} を求める.

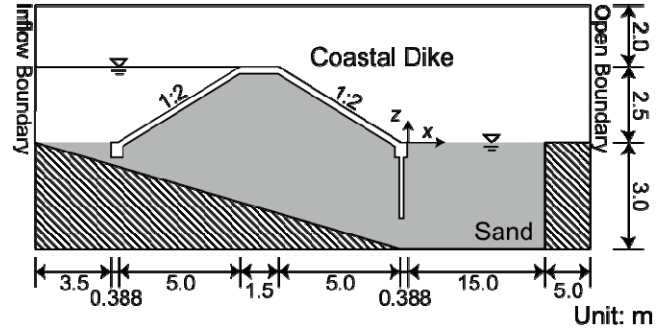


Fig. 4 Computational domain for the local scouring at the landward toe of the coastal dike.

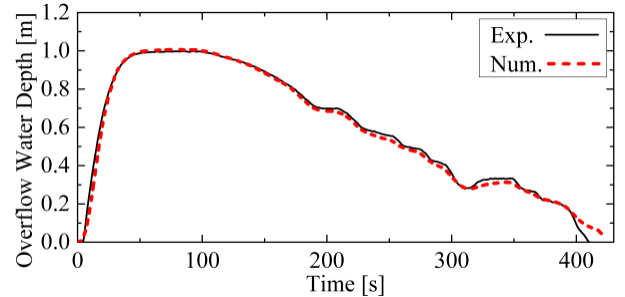


Fig. 5 Comparison of the overflow water depth.

7. 手順 2 から 6 を計算終了時刻まで繰り返す.

3. 津波の越流による海岸堤防裏法尻の洗掘現象

被覆工および基礎工が水路壁に固定された条件で行われた津波越流時の海岸堤防内部の圧力上昇に関する加藤ら⁽⁷⁾による実験のうち, 空気孔が設置されていない単純なケースに FS3M を適用し, 津波の越流による海岸堤防裏法尻の洗掘現象に対する同モデルの再現性を確認する. なお, FS3M は 3 次元モデルであるが, 後述するように地形変化が沿岸方向に一樣であることが水理実験結果から確認できていることから, ここでは計算負荷の軽減のために単位奥行き断面 2 次元計算を行った.

3. 1 計算条件

Fig. 4 に計算領域の概略図を示す. 同図に示すように, 移動床上に比高 (移動床表面から天端までの高さ) 2.50 m, 天端幅 1.50 m, 表法勾配 2 割, 裏法勾配 2 割, 被覆工の厚さ 0.30 m の海岸堤防を設置し, その表法先および裏法尻には 0.5 m 角の基礎工を, さらに裏法尻の基礎工には長さ 2.0 m の矢板を設置した. そして, 表法先の基礎工の沖側面から 1.612 m 沖側での越流水深 H の最大値が 1.0 m となる流量 Q を沖側境界から流入させた. ただし, 水理実験において Q の計測が行われておらず, 堤防の沖側では越流水深 H の時間変化しか計測されていないことから, 中村・水谷⁽¹⁾と同様に, 完全越流時の単位奥行き断面の広頂堰に対する式⁽³⁵⁾

$$Q = CH \sqrt{2gH}, C = C_0 (0.31 + 0.23H/H_d) \quad (50)$$

により Q を推定した. ここで, g は重力加速度, H_d は堰の高さ (= 2.50 m) である. また, 上式の導出に際して接近速度水頭の影響が無視されており, また表法勾配が上式の適用範囲外にあることから導入した係数が C_0 であり, Fig. 5 に示すように越流水深 H が同程度になるように試行錯誤し, $C_0 = 0.95$ とした.

計算格子は, 基礎工の周辺に 97 mm × 100 mm の等間隔直交格子を用い, それ以外の領域には計算負荷のさらなる軽減のために格子幅を徐々に広げた不等間隔直交格子を用いた. 流速と圧力の境

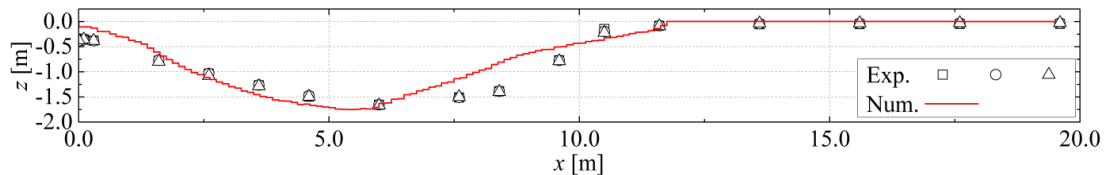


Fig. 6 Comparison of the final scour profile for the local scouring at the landward toe of the coastal dike.

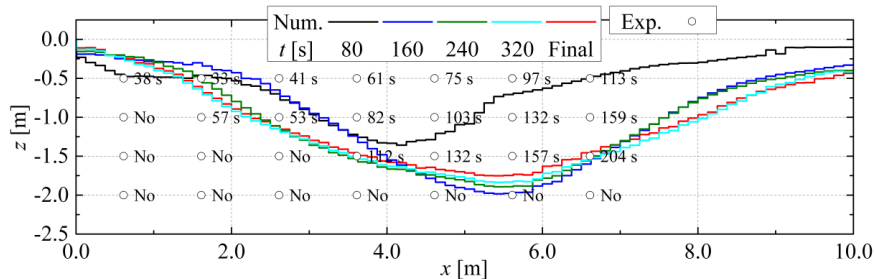


Fig. 7 Comparison of the evolution of the scour profile.

界条件として、沖側境界は Q に対応する流速を水面より下側から流入させる流入境界とし、被覆工、基礎工、矢板を含む固定床の表面にはSlip条件を、岸側境界には勾配ゼロの条件を、上側境界には圧力一定の条件を用いた。VOF関数 F の境界条件として、岸側境界には水の流入を防ぐために $F=0$ の条件を、それ以外の境界には勾配ゼロの条件を課した。掃流砂の境界条件として、移動床の沖側端と岸側端からの掃流砂の供給がゼロの条件を用い、浮遊砂の境界条件として、沖側境界と岸側境界からの浮遊砂の供給がゼロの条件を用いた。

移動床のパラメータとして、移動床および海岸堤防内部の中詰砂の密度は水理実験と同値の $2.70 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ とした。中央粒径 d_{50} は粒度試験の結果から 0.2 mm とした。また、空隙率 m は水理実験では得られていないことから、 0.4 と仮定した。また、静止摩擦角 θ 、動摩擦角 θ_d 、水中安息角 θ_w 、斜面崩壊開始基準 θ^* 、斜面崩壊完了基準 θ^+ についても得られていないことから、簡単のために θ を θ より若干大きい $\theta + 0.01^\circ$ 、 $\theta + \theta^+$ を θ と同値つまり $\theta^+ = 0.0^\circ$ 、 $\theta + \theta^-$ を θ より若干小さい $\theta - 0.01^\circ$ つまり $\theta^- = 0.01^\circ$ とした上で、 $\theta_d \leq \theta - \theta^- \leq \theta \leq \theta + \theta^+ \leq \theta$ の範囲内で試行計算を行い、 $\theta = 33.01^\circ$ 、 $\theta_d = 27.00^\circ$ 、 $\theta_w = 33.00^\circ$ とした。漂砂計算に用いる摩擦速度 v_b は、移動床の表面近傍での x 軸方向の格子幅 100 mm の2倍として、移動床の表面から $z_{surf} = 200 \text{ mm}$ 上方での接線方向流速 v_{surf} から求めた。その他のパラメータは、後述する水平面での限界Shields数 τ_{*c0} を除いて、中村・水谷⁽¹⁾と同じとした。なお、設定するパラメータの数を減らすために、ここでは渦、浸透滲出流、間隙水圧、粘着力の効果は考慮しなかった。

以上の条件の下で予備計算を実施したところ、海岸堤防から離れた位置においても、水理実験では見られなかった侵食が生じる現象が確認された。水理実験において、海岸堤防から離れた位置では、前の回の通水時にも侵食は生じておらず漂砂は生じていなかったと推測されることから、その周辺の移動床の表面は他の位置と比較して侵食されにくい状態になっていたと想定される。また、水理実験では、移動床と中詰砂の設置に当たり、まず最適含水比付近で締め固めた後、裏法側の移動床の表面まで注水してから通水を開始しているが、移動床の表面近傍の飽和度は内部と比べて十分に高まっていなかったと考え、與田ら⁽³⁶⁾より、サクシヨンのために飽和状態にある内部よりも不飽和状態にある移動床の表面の方が侵食が生じにくい状態にあったと想定できる。そこで、初期の移動床の表面での τ_{*c0} は内部よりも大きい状態にあったと仮定して θ 等と同様に試行計算を行い、初期の移動床の表面では 0.30 と大きな値とし、表面から内部に入るにしたがって線形

的に減少させ、表面近傍での x 軸方向の格子幅 100 mm の約1.5倍である 155 mm より内部では 0.034 の一定値とした。

3. 2 洗掘の再現性

Fig. 6に津波作用後の地形の比較を示す。ここで、 $\square \Delta \circ$ 印は水理実験結果、赤線は数値計算結果である。また、水理実験結果は計測されていた3測線すべての結果を示しており、上述したように地形変化が奥行き方向に同様であることが確認できる。

Fig. 6より、裏法尻の基礎工のすぐ岸側と、洗掘穴の岸側面の $7.5 \text{ m} < x < 10.0 \text{ m}$ での洗掘を若干過小評価していることが分かる。また、中村・水谷⁽¹⁾の場合と同様に、最大深さの発生位置が沖側に若干ずれている。しかし、洗掘の範囲や最大深さは概ね一致しており、津波作用後の最終的な洗掘形状に関して水理実験結果との類似が認められる。

Fig. 7に地形変化の比較を示す。ここで、同図中の数字は水理実験において \circ 印の各位置が洗掘された時刻を表す。

Fig. 7より、裏法尻の基礎工近くの $1.0 \text{ m} < x < 4.0 \text{ m}$ での洗掘の進展が水理実験結果と比較して遅いことが分かる。ただし、その岸側の $x > 4.0 \text{ m}$ では、 $t = 160 \text{ s}$ にかけて洗掘が進展し、それ以降は洗掘の進展が小さくなる現象が確認でき、最終洗掘形状だけではなく地形変化についても水理実験結果との対応が認められる。

洗掘進展時の圧力変動 P と浮遊砂濃度 C の分布をFig. 8に示す。

計算開始80秒後を示したFig. 8(a)より、潜り込んだ流れが $x = 5 \text{ m}$ 付近の移動床に作用し、底質が大量に巻き上げられており、計算開始160秒後(同図(b))にかけて洗掘が一気に進展する様子が確認できる。その後、越流水深の減少とともに底質の巻き上げが減少し、浮遊砂濃度が低下した。このとき、裏法尻の基礎工の近くでは洗掘が若干深くなり、その一方で海岸堤防から少し離れた場所では洗掘の埋め戻しが生じている様子が確認できる。

以上より、水理実験結果と比較して洗掘の進展が若干遅い箇所や、洗掘の深さを若干過小評価している箇所があるものの、洗掘現象に対するFS3Mの再現性を確認できた。

3. 3 圧力の再現性

Fig. 9に示す位置における被覆工下面での圧力変動の比較をFig. 10に、Fig. 11に示す位置における基礎地盤または海岸堤防内部での間隙水圧変動の比較をFig. 12に例示する。

Fig. 10とFig. 12より、表法尻の基礎工下部No. 9での間隙水圧変動を除いて、数値計算結果は水理実験結果を過大評価していることが分かる。水理実験では津波が海岸堤防に到達していない通

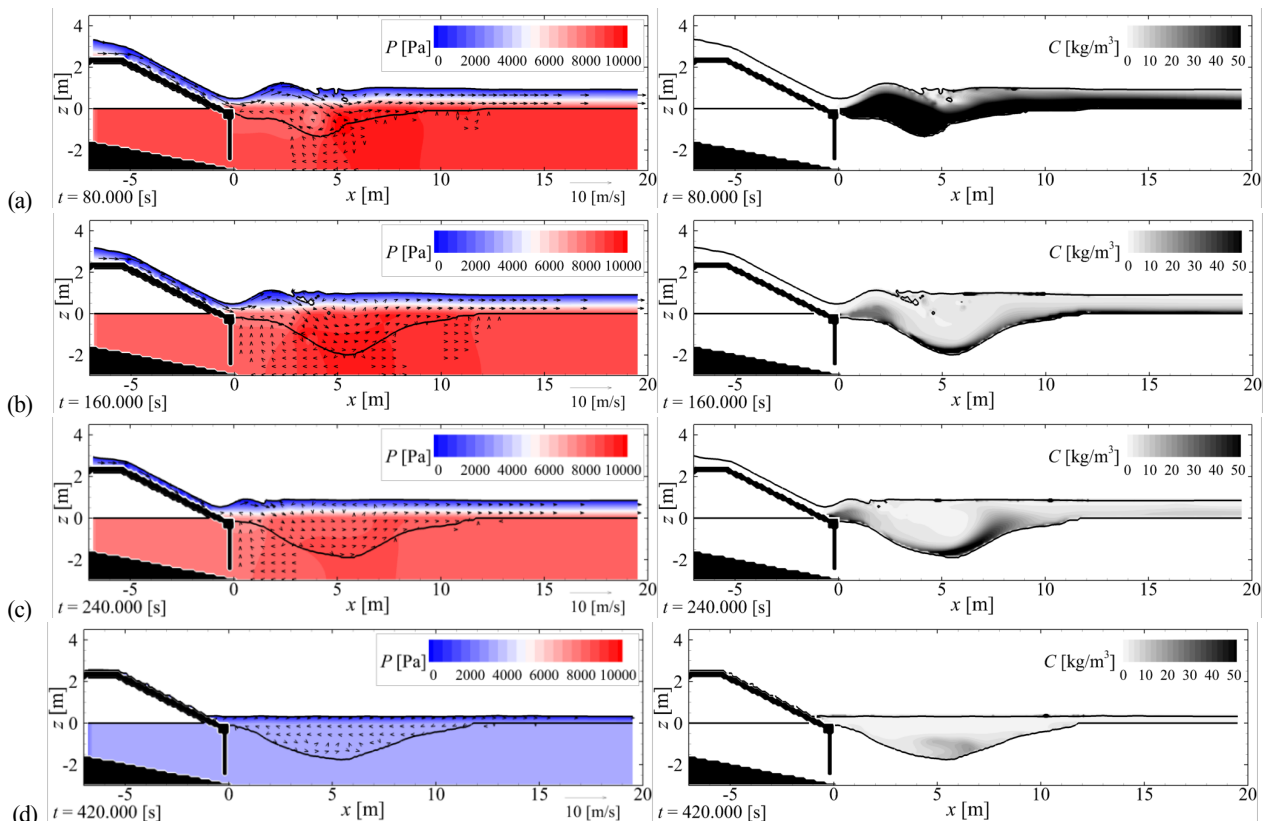


Fig. 8 Flow field at the landward side of the coastal dike (left: water pressure P ; right: suspended sediment concentration C):
(a) $t = 80.0$ s; (b) $t = 160.0$ s; (c) $t = 240.0$ s; and (d) $t = 420.0$ s.

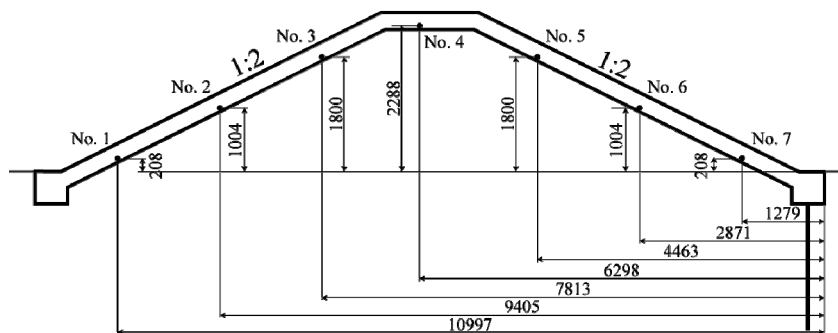


Fig. 9 Position of the pressure transducers (No. 1–No. 7).

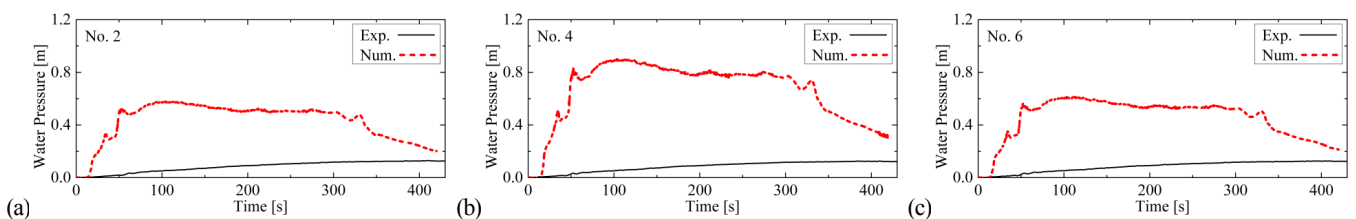


Fig. 10 Comparison of the water pressure on the surface of the armor blocks: (a) No. 2; (b) No. 4; and (c) No. 6.

水開始前の状態で圧力計や間隙水圧計のゼロセットをしており、数値計算では越流開始直前から計算を開始したために、その時点での圧力や間隙水圧をゼロとしたことから、数値計算結果は水理実験結果を過小評価するはずであることを考えると、大幅な過大評価となっていると言える。この理由として、海岸堤防内部の初期状態は、水理実験では湿潤状態であり、数値計算ではFS3Mは不飽和状態を取り扱えないために乾燥状態としたことから、水理実験と数値計算で不飽和状態に差があったことが考えられる。

以上より、被覆工下面での圧力変動や海岸堤防内部での間隙水

圧変動を再現するためには、海岸堤防内部の不飽和状態を適切に設定することの重要性が示唆される。

また、Fig. 10やFig. 12の傾向と異なり、中村ら⁶⁾による検討では、基礎地盤内部の間隙水圧を過小評価していた。この差の理由として、本研究では、水理実験、数値計算ともに、被覆工や基礎工の隙間からの水の出入りはなく水密性が確保されている条件である一方で、中村ら⁶⁾の研究では被覆工の隙間から水が出入りできる条件である点が考えられる。

したがって、被覆工下面での圧力変動や基礎地盤または海岸堤

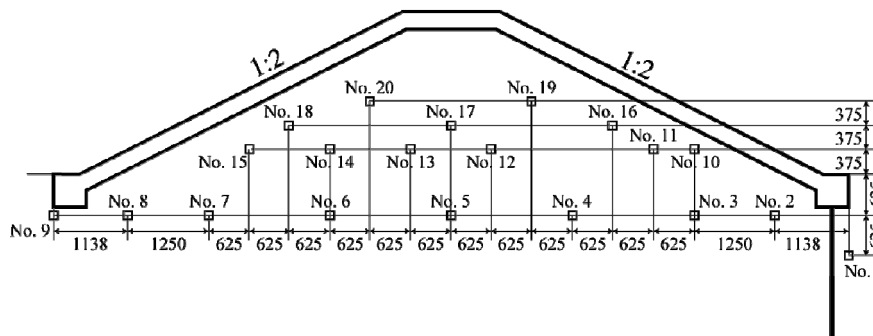


Fig. 11 Position of the pore-water pressure gauges (No. 1–No. 20).

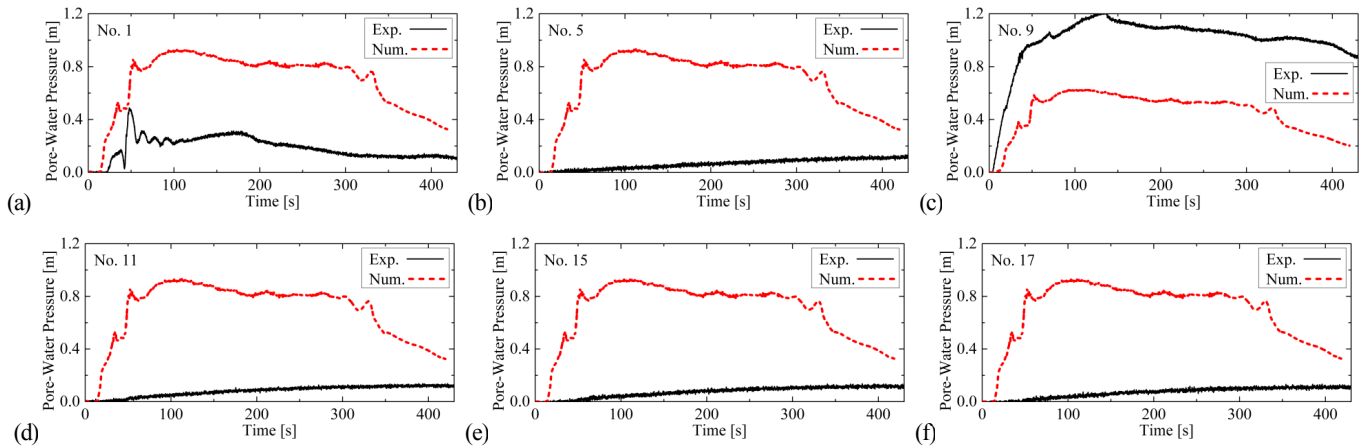


Fig. 12 Comparison of the pore-water pressure inside the coastal dike: (a) No. 1; (b) No. 5; (c) No. 9; (d) No. 11; (e) No. 15; and (f) No. 17.

防内部での間隙水圧変動の再現性は、海岸堤防内部の不飽和状態だけではなく、被覆工や基礎工の水密性の影響も受けると言える。

4. 津波の越流による海岸堤防被覆工の流出現象

津波越流に対する裏法尻矢板の効果に関する加藤ら¹⁾による実験のうち、矢板を設置していない単純なケースにFS3Mを適用し、津波の越流による海岸堤防被覆工の流出現象に対する同モデルの再現性を確認する。なお、前章と同様に、計算負荷の軽減のために単位奥行きの断面2次元計算を行った。

4. 1 計算条件

Fig. 13に計算領域の概略図を示す。同図に示すように、移動床上に比高2.5m、天端幅1.5m、表法勾配2割、裏法勾配2割、被覆工の厚さ0.3mの海岸堤防を設置し、その表法先および裏法尻には0.5m角の基礎工を設置した。このとき、天端中央より岸側の被覆工4個と基礎工は体積型IB法によりモデル化し、さらにそのうち裏法尻より下側の被覆工3個(長さ1.78m、厚さ0.3m)と基礎工は固定せず移動可能な状態とした。そして、表法先の基礎工の沖側面から1.612m沖側での越流水深 H の最大値が1.0mとなる流量 Q を沖側境界から流入させた。ここで、被覆工および基礎工と移動床の静止摩擦係数は0.6、動摩擦係数はそれより1割小さい0.54とした。その他、計算格子、境界条件、移動床のパラメータ等の条件は第3章と同じとした。

4. 2 計算結果および考察

Fig. 14に津波作用後の地形の比較を示す。ここで、□△○印は水理実験結果、赤線は数値計算結果であり、水理実験結果は計測されていた3測線すべての結果を示した。

Fig. 14より、裏法尻の基礎工のすぐ岸側での洗掘を若干過小評価していた第3.2節の場合と同様に、被覆工や基礎工を移動可能

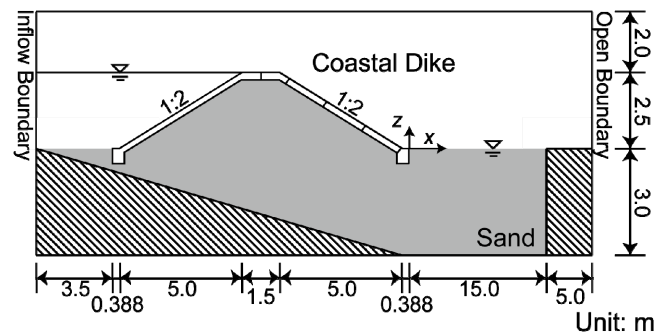


Fig. 13 Computational domain for the movable armor blocks.

な状態としたときも過小評価の傾向が表れていることが分かる。水理実験では、裏法尻の基礎工は水路の下流端まで流出しており、裏法の被覆工3枚は通水開始4分後に滑り落ちる現象が確認されているものの、上述した洗掘の過小評価のために基礎工が動き出すことができなかった。そのため、Fig. 15に示した計算終了時の圧力変動 P の分布から分かるように、同図中に緑色で示した基礎工と被覆工には大きな変位は見られなかった。また、その影響を受けて、Fig. 14に示すように、裏法尻の基礎工周辺の洗掘を大幅に過小評価していることも確認できる。

以上より、基礎工の流出とその後の被覆工の滑動による海岸堤防の岸側斜面の崩壊を再現するためには、漂砂計算を高精度化するなどして、裏法尻の基礎工のすぐ岸側での洗掘の過小評価を改善することが重要であると言える。

5. 結論

本研究では、海岸堤防の粘り強さを定量的に評価するために有用と考えられる数値解析技術の確立に向けて、津波越流時の海岸堤防内部の圧力上昇と被覆工の流出を検討した加藤ら¹⁾による

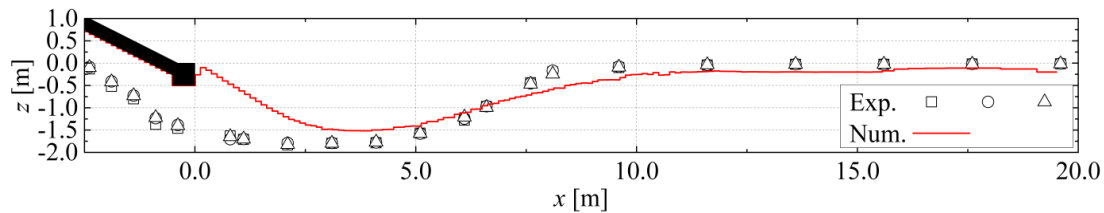


Fig. 14 Comparison of the final scour profile for the movable armor blocks.

1/2 スケールの高落差水路実験に FS3M を適用し、現地に近いスケールでの同モデルの再現性を確認した。その結果、得られた主要な結論を以下にまとめる。

1. 水理実験結果と比較して、洗掘の進展が若干遅い箇所や津波作用後の洗掘深を若干過小評価する箇所があり、また津波作用後の最大洗掘深の発生位置が沖側に若干ずれる傾向があるものの、津波作用時の洗掘の進展と津波作用後の最終的な洗掘形状の観点から、本現象に対する FS3M の再現性を確認した。
2. 被覆工下面での圧力変動や基礎地盤および堤体内部での間隙水圧変動を過大評価する傾向を確認し、堤体内部の不飽和状態を適切に設定することの重要性を示した。また、この結果と中村ら⁶⁾の結果の比較より、圧力変動と間隙水圧変動の再現性は、被覆工および基礎工の水密性の影響を受けることが判明した。
3. 裏法尻の基礎工のすぐ岸側での洗掘の過小評価のために基礎工の流出が再現できなかったことから、漂砂計算を高精度化するなどして、洗掘の過小評価を改善することの重要性を示した。

最後になるが、本研究は、国土交通省河川砂防技術研究開発として国土技術政策総合研究所から委託された研究の成果である。また、委託研究の実施に当たり、同研究所海岸研究室の諏訪氏、竹下氏、姫野氏からご指導とご支援を頂くとともに、Fig. 5 等のデータの提供を受けました。ここに記して、謝意を表します。

参考文献

- (1) 中村友昭, 水谷法美, “海岸堤防を越流する津波と裏法尻の洗掘に関する数値解析,” 土木学会論文集 B3 (海洋開発), 70, 2 (2014), pp. I_516-I_521.
- (2) 大久保陽介, 熊谷健蔵, 辻尾大樹, 永澤 豪, 加藤史訓, “津波越流時における海岸堤防の洗掘に関する数値解析モデルの構築,” 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 70, 2 (2014), pp. I_991-I_995.
- (3) 鳩貝 聡, 諏訪義雄, 加藤史訓, “津波の越流による海岸堤防の裏法尻の洗掘に関する水理模型実験,” 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 68, 2 (2012), pp. I_406-I_410.
- (4) 中村友昭, 根笹裕太, 小竹康夫, 水谷法美, “海岸堤防を越流する津波による洗掘の発生機構と被覆工の安定性に関する研究,” 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 70, 2 (2014), pp. I_501-I_505.
- (5) 中村友昭, 根笹裕太, 水谷法美, “津波の越流に対する海岸堤防の対策法の有効性に関する数値解析,” 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 70, 2 (2014), pp. I_956-I_960.
- (6) 中村友昭, 峯浦 亮, 水谷法美, “津波の越流による海岸堤防被覆ブロックの被災機構に関する研究,” 土木学会論文集 B3 (海洋開発), 71, 2 (2015), pp. I_599-I_604.
- (7) 加藤史訓, 鳩貝 聡, 諏訪義雄, “津波の越流に対するコンクリート平張り海岸堤防の粘り強い構造,” 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 69, 2 (2013), pp. I_1021-I_1025.

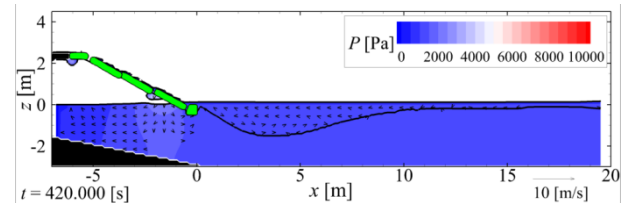


Fig. 15 Water pressure P after the tsunami overflow.

- (8) Hirt, C. W. and Nichols, B. D., “Volume of fluid (VOF) method for dynamics of free boundaries,” J. Comp. Phys., 39 (1981), pp. 201-225.
- (9) 功刀資彰, “自由界面を含む多相流の直接数値解析法,” 機械学会論文集 B 編, 63, 609 (1997), pp. 1576-1584.
- (10) Kajishima, T. and Takiguchi, S., “Interaction between particle clusters and particle-induced turbulence,” International Journal of Heat and Fluid Flow, 23 (2002), pp. 639-646.
- (11) 中村友昭, 水谷法美, “渦と浸透流出の影響を考慮した漂砂計算手法と遡上津波による陸上構造物周辺の洗掘現象への適用に関する研究,” 土木学会論文集 B3 (海洋開発), 68, 1 (2012), pp. 12-23.
- (12) 中村友昭, 水谷法美, “底質表層の間隙水圧を考慮した漂砂モデルの提案と津波による局所洗掘現象への適用に関する研究,” 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 68, 2 (2012), pp. I_216-I_220.
- (13) 中村友昭, 趙 容桓, 水谷法美, 李 光浩, “粘性力の影響を考慮した漂砂計算手法の提案と浅場の地形変化への適用,” 土木学会論文集 B3 (海洋開発), 69, 2 (2013), pp. I_1036-I_1041.
- (14) 中村友昭, 水谷法美, “地形変化の影響を考慮した地盤解析手法の開発とその適用,” 土木学会論文集 B2 (海岸工学), 69, 2 (2013), pp. I_1026-I_1030.
- (15) 中村友昭, 水谷法美, 藤間功司, “遡上津波の変形と陸上構造物に作用する津波力に関する 3 次元数値シミュレーション,” ながれ, 日本流体力学学会, 29, 2 (2010), pp. 107-117.
- (16) 中村友昭, 水谷法美, 小池 竜, “体積力型埋め込み境界法に基づく流体・構造連成数値シミュレーションに関する一考察,” 土木学会第 63 回年次学術講演会, II-193 (2008), pp. 385-386.
- (17) 水谷法美, 前田健一郎, Ayman M. Mostafa, William G McDougal, “透水性構造物の抵抗係数の評価と波・潜水透水性構造物の非線形相互作用の数値解析,” 海岸工学論文集, 43 (1996), pp. 131-135.
- (18) Brackbill, J. U., Kothe, B. D., and Zemach, C., “A continuum method for modeling surface tension,” J. Comp. Phys., 100 (1992), pp. 335-354.
- (19) Smagorinsky, J., “General Circulation experiments with the primitive equations,” Monthly Weather Review, 91, 3 (1963), pp. 99-164.
- (20) Horiuti, K., “A new dynamic two-parameter mixed model for large-eddy simulation,” Phys. Fluids, 9, 11 (1997), pp. 3443-3464.
- (21) Kobayashi, H., “The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent

- channel flow,” *Physics of Fluids*, 17, 045104 (2005).
- (22) 財団法人沿岸開発技術研究センター, “数値波動水路 (CADMAS-SURF) の研究・開発,” 沿岸開発技術ライブラリーNo. 12 (2001), 457 p.
- (23) Hinatsu, M., “Numerical simulation of unsteady viscous nonlinear waves using moving grid system fitted on a free surface,” *J. Kansai Society of Naval Architects*, 217 (1992), pp. 1-11.
- (24) Eric Cruz, 横木裕宗, 磯部雅彦, 渡辺 晃, “非線形波動方程式に対する無反射境界条件について,” *海岸工学論文集*, 40 (1993), pp. 46-50.
- (25) Roulund, A., Sumer, B. M., Fredsøe, J., and Michelsen, J., “Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile,” *J. Fluid Mech.*, 534 (2005), pp. 351-401.
- (26) Engelund, F. and Fredsøe, J., “A sediment transport model for straight alluvial channels, *Nordic Hydrology*, 7 (1976), pp. 293-306.
- (27) Fredsøe, J. and Deigaard, R., “Mechanics of Coastal Sediment Transport,” *Advanced Series on Ocean Eng. Vol. 3*, World Scientific (1992), 369 p.
- (28) Bardina, J., “Improved turbulence models based on large eddy simulation of homogeneous, incompressible turbulent flows,” Ph.D. dissertation, Stanford University (1983).
- (29) Horiuti, K., “Transformation properties of dynamic sub-grid-scale models in a frame of reference undergoing rotation,” *J. Turbulence*, 7, 16 (2006), 27 p.
- (30) 榊山 勉, 伊藤 裕, 小林正典, 板井雅之, 小林英次, “傾斜堤を透過する浮遊砂の濃度評価への数値計算モデルの適用,” *海岸工学論文集*, 51 (2004), pp. 456-460.
- (31) 中山哲殿, 牧野弘幸, 新井雅之, 小林 学, 佐藤勝弘, “導水中に含まれる浮遊砂量を低減するための海水導入工の構造に関する研究,” *海岸工学論文集*, 54 (2007), pp. 661-615.
- (32) Nielsen, P., Svendsen, I. A., and Staub, C., “Onshore-offshore sediment movement on a beach,” *Proc., Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE*, 16 (1978), pp. 1475-1492.
- (33) Nielsen, P., “Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport,” *Advanced Series on Ocean Eng. Vol. 4*, World Scientific (1992), 340 p.
- (34) Mizutani, N., Mostafa, A. M. and Iwata, K., “Nonlinear regular wave, submerged breakwater and seabed dynamic interaction,” *Coastal Engineering*, 33 (1998), pp. 177-202.
- (35) 土木学会, “水理公式集 平成 11 年版,” 土木学会 水理委員会 水理公式集改訂小委員会 (1999), 713 p.
- (36) 與田敏昭, 中川 一, 水谷英朗, 川池健司, 張 浩, “堤体飽和度に着目した堤防の越流侵食のメカニズムに関する研究,” *自然災害科学*, 33, 1 (2014), pp. 29-41.