波動場との相互作用を考慮した礫浜地形変化の 時間領域解析手法に関する研究

A STUDY ON TIME DOMAIN ANALYSIS OF GRAVEL BEACH DEFORMATION
CONSIDERING INTERACTION BETWEEN WAVE AND BED MATERIALS

李光浩¹・水谷法美²・藤井俊明³
Kwang-Ho LEE, Norimi MIZUTANI, Toshiaki FUJII

¹正会員 博(工) 名古屋大学助教 大学院工学研究科社会基盤工学専攻 (〒464-8603 名古屋市千種区不老町)

²正会員 工博 名古屋大学教授 大学院工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

³学生会員 名古屋大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

Fluid motions of waves interact with bed materials mainly through the bottom shear stress caused by water particle velocity near the bottom, which leads to topographical changes. The altered bottom profile, in turn, affects the wave fields, and changes in these fields can lead sequential bottom profile change. Most of the studies on the sediment problems, however, have not considered the effects of the altered bottom profile on wave fields. To predict topographical changes more accurately, the changed bottom profile should be reflected in calculation of wave fields over time, i.e., the two-way method is required. In this study, a numerical model considering dynamic interactions between wave fields and topography change caused by on-offshore sediment transports is proposed to estimate the topographic change of gravel beaches. The model is composed of a wave model and a sediment model. Comparison between numerical and existing experimental results showed that the present model is useful to simulate wave fields and beach topographical change of gravel beaches.

Key Words : Topographic change, sediment, two-way method, gravel beach, wave field

1. はじめに

海岸侵食は海岸工学における重要な問題の一つであり, 多数の研究者によりそのメカニズムが検討されてきている. しかしながら, 未解明な部分も未だ多く残されているのが実状であり, したがって, 海浜地形の変動を予測する手法も, まだ発展途上であると言える. 地形変動を予測するモデルは波浪場から求めた外力を漂砂モデルに投入し, 漂砂モデルから地形変動を求めるのが一般的で, 変化した地形を波浪場にフィードバックさせずに計算を進める, いわゆる一方向モデル (One-way Method) が主に用いられてきた (例えば, 渡辺ら¹⁾, 佐藤・Kabiling²⁾). しかし, 地形変化が生じると局所的に水深が変化するため, 波浪場も変化する. したがって新しい波浪場に対する地形の応答を時々刻々計算することが望ましいと考えられる.

本研究では, 波浪場が地形変化に及ぼす影響のみならず地形変化による波浪場の影響も考慮した海浜地形の時間発展を予測可能な数値解析手法 (Two-way Method) を提案することを目的とする. そして, その手法を使用してこれまで比較的検討例の少ない礫浜海岸の地形変動を予測するとともに, その結果

を既往の実験結果と比較して本数値計算手法の妥当性を検証する. さらに, 一様斜面上と平衡状態に達した地形条件における波浪場の解析を行い, その結果から礫浜上の波浪場の特性と地形の形成機構についても考究する.

2. 波浪解析モデル

本研究で用いる数値解析モデルは, 波の変形を求めるための波浪解析モデルと地形変化を計算するための漂砂モデルで構成されている. まず本節では波浪解析モデルについて述べる.

(1) 基礎方程式

2次元波浪場の数値計算には, 砕波を含む複雑な変化をする自由表面を精度よく追跡できるとされるVOF法を用いた. この際, 移動床を均質なポラス層で近似し, 空隙率や流体抵抗を考慮した水谷ら³⁾のモデルを使って波浪場と移動床内部の波浪場を同時に計算することとした. 基礎方程式は, 式(1)の連続式, 式(2), (3)の運動方程式, 式(4)の自由表面の形状を模擬するためのVOF関数 F の移流方程

式で構成されている。

$$\frac{\partial mu}{\partial x} + \frac{\partial mw}{\partial z} = \tilde{q} \quad (1)$$

$$\hat{m} \frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\nu \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) - R_x \quad (2)$$

$$\hat{m} \frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\nu \left(\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} \right) - R_z - \frac{2\nu}{3m} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} - g - \gamma w \quad (3)$$

$$\frac{\partial(mF)}{\partial t} + \frac{\partial(mFu)}{\partial x} + \frac{\partial(mFw)}{\partial z} = F\tilde{q} \quad (4)$$

$$\tilde{q} = \begin{cases} q(z, t)/\Delta x_s & : x = x_s \\ 0 & : x \neq x_s \end{cases} \quad (5)$$

ここに、 u, w : それぞれ x, z 方向の流速成分、 p : 圧力、 ν : 動粘性係数、 m : 砂層の空隙率、 $q(z, t)$: 造波位置 $x = x_s$ でのわき出し強さ、 Δx_s : $x = x_s$ での x 方向のメッシュ長さ、 t : 時間、 g : 重力加速度、 $\hat{m} = 1 + C_M \{(1-m)/m\}$ 、 ρ : 流体の密度、 F : VOF関数 (流体の体積率)、 τ : セン断力、 d_{s0} : 底質の中央粒径、 C_M : 慣性力係数、 γ : 付加減衰領域でのみ正の値を持つ減衰係数、 R_x, R_z : それぞれ抗力項の x, z 成分で、次式で表される。

$$R_x = \frac{6C_{D2}\nu(1-m)}{md_{s0}^2} u + \frac{C_{D1}(1-m)}{2m^2 d_{s0}} u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (6)$$

$$R_z = \frac{6C_{D2}\nu(1-m)}{md_{s0}^2} w + \frac{C_{D1}(1-m)}{2m^2 d_{s0}} w \sqrt{u^2 + w^2} \quad (7)$$

ここに、 C_{D1}, C_{D2} : それぞれ非線形、線形抵抗項係数である。

(2) 数値解析手法

本数値計算では、まず、波高や周期などの波の入射条件、斜面の位置および空隙率、慣性力係数や抗力係数などの初期条件を入力し、ついで、式(2)、(3)の運動方程式を解くことにより、次の時間ステップの流速を計算する。その数値解法として、本研究では以下に示すTwo-step projection法を用いた。

• Prediction step

$$\frac{\tilde{u}^{n+1} - u^n}{\Delta t} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right)^n + \hat{m}^{-1} \left\{ 2\nu \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) - R_x \right\}^n \quad (8)$$

$$\frac{\tilde{w}^{n+1} - w^n}{\Delta t} = - \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right)^n + \hat{m}^{-1} \left\{ 2\nu \left(\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} \right) - R_z - \frac{2\nu}{3m} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} - g - \gamma w \right\}^n \quad (9)$$

• Correction step

$$\frac{u^{n+1} - \tilde{u}^{n+1}}{\Delta t} = -\hat{m}^{-1} \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x} \quad (10)$$

$$\frac{w^{n+1} - \tilde{w}^{n+1}}{\Delta t} = -\hat{m}^{-1} \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial z} \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (mu^{n+1}) + \frac{\partial}{\partial x} (mw^{n+1}) = \tilde{q} \quad (12)$$

ここに、 Δt は時間ステップ間隔、 $\tilde{u}, \tilde{w}$ はそれぞれ x, z 方向の仮流速成分である。次に、Correction stepの式(10)、(11)および(12)を結合すると次式の圧力補正に関するポアソン方程式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{m}{\hat{m}\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{m}{\hat{m}\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial z} \right) = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial x} (m\tilde{u}^{n+1}) + \frac{\partial}{\partial z} (m\tilde{w}^{n+1}) - \tilde{q} \right) \quad (13)$$

また、実際の計算上では自由表面セルにおける圧力の定義位置は実際の自由表面の位置と異なるため、自由表面の形状によって隣接した流体セルから線形近似して自由表面セル内の圧力を求めるのが一般的である。本計算ではこのような自由表面付近での複雑な圧力近似を無くするため、Lee⁴⁾に倣いポアソン方程式を解く段階のみ、一般座標系(ξ, ζ)に座標変換し連立一次方程式を構成した。一般座標系から構成された計算領域は格子長 $\Delta\xi = \Delta\zeta = 1$ の均一な矩形格子を用いて、自由表面に沿う格子を生成することができる。自由表面に沿う一般座標(ξ, ζ)に座標変換したポアソン方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{m}{\hat{m}\rho^n} \alpha \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \xi} - \frac{m}{\hat{m}\rho^n} \beta \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \zeta} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{m}{\hat{m}\rho^n} \gamma \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \zeta} - \frac{m}{\hat{m}\rho^n} \beta \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \xi} \right) = S_p \quad (14)$$

ここに、 α, β, γ : 形状係数、 S_p : ポアソン方程式におけるソース項である。一般座標系の形状係数およびポアソン方程式のソース項はそれぞれ次式で表される。

$$\alpha = \left(\frac{\partial^2 z}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 x}{\partial \zeta^2} \right) \quad (15)$$

$$\beta = \left(\frac{\partial z}{\partial \zeta} \frac{\partial z}{\partial \xi} + \frac{\partial x}{\partial \zeta} \frac{\partial x}{\partial \xi} \right) \quad (16)$$

$$\dot{\gamma} = \left(\frac{\partial^2 z}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} \right) \quad (17)$$

$$S_p = \frac{J}{\Delta t} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (m\tilde{u}^{n+1}) + \frac{\partial}{\partial x} (m\tilde{w}^{n+1}) - \tilde{q} \right\} \quad (18)$$

ここに、 J ：ヤコビアンである。式(13)のポアソン方程式から連立1次方程式を構成し、それを不完全修正コレスキー分解と共役傾斜法を組合せた MICCG (Modified Incomplete Cholesky Conjugate Gradient) 法より解いた。

(3) 境界条件

自由表面の流速境界条件には、表面に平行な流速の境界条件と表面に垂直な流速の境界条件がある。表面に平行な流速には自由表面の流速の勾配がゼロ、表面に垂直な流速には自由表面セルで連続方程式を満足するように流速の値を決める。自由表面での圧力境界条件は、前述のように一般座標系を用いた式(14)から各セル内で圧力補正を行うことで満足させる。ただし、表面張力の効果は無視している。開境界では、付加減衰領域を解析対象領域に接続し、Stokesの抵抗則より徐々に波を減衰させるとともに、その外側の開境界で流速やVOF関数など全ての物理量の水平勾配がゼロとなる条件を課した。

3. 漂砂モデル

本研究では波浪場の計算により入力値として各時間ステップの底面流速が直接求まり、斜面勾配を含む海浜変形を時間領域で解析することを目指しているため、以下に示す Pedrozo-Acuna et al.⁵⁾の漂砂量式を用いることとした。

$$q_b(t) = \frac{C\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}}{1 + \frac{\tan \beta}{\tan \phi}} \max[\theta(t) - \theta_{\beta cr}, 0]^{3/2} \frac{u_b(t)}{|u_b(t)|} \quad (19)$$

ここに、 C ：経験的な漂砂量係数、 β ：斜面勾配、 ϕ ：摩擦角、 s ：砂の水中比重、 d_{50} ：底質の中央粒径、 $\theta(t)$ ：瞬間シールズ数、 $\theta_{\beta cr}$ ：斜面方向の限界シールズ数である。瞬間シールズ数および斜面方向の限界シールズ数は次式のように表される。

$$\theta(t) = \frac{0.5\beta f(u_b)^2}{\rho g d_{50}(s-1)} \quad (20)$$

$$\theta_{\beta cr} = \frac{\tau_{\beta cr}}{\rho g d_{50}(s-1)} \quad (21)$$

ここに、 f ：底面摩擦係数である。本モデルは波浪場の外力として波のみを考慮するため、底面摩擦を以下に示すSwart⁶⁾の評価式を修正したNielsen⁷⁾の

評価式で算定した。

$$f = \exp \left\{ -6.3 + 5.5 \left(\frac{2.5d_{50}}{A_{ms}} \right)^{0.2} \right\} \quad (22)$$

本数値計算ではPedoroza-Acuna et al.⁵⁾に倣い、 $\theta_{\beta cr}$ は式(21)に代わり以下のように算出した。まず、水平面上の限界シールズ数 θ_{cr} は式(23)により与えられる。

$$\theta_{cr} = \frac{0.30}{1.0 + 1.2D_*} + 0.055 \{1 - \exp(-0.020D_*)\} \quad (23)$$

ここに、 D_* は無次元粒径で、次式で表される

$$D_* = \left\{ \frac{g(s-1)}{v^2} \right\}^{1/3} d_{50} \quad (24)$$

式(23)で求めた θ_{cr} から以下の式(25)および式(26)により $\theta_{\beta cr}$ が求められる。ここで、式(25)、(26)はそれぞれ斜面に沿って上る流れ、斜面に沿って下る流れに対応している。同式から、斜面を上る流れでは限界シールズ数が大きくなり、斜面を下る流れでは限界シールズ数が小さくなるのがわかる。

$$\frac{\theta_{\beta cr}}{\theta_{cr}} = \cos \beta + \frac{\sin \beta}{\tan \phi} \quad (25)$$

$$\frac{\theta_{\beta cr}}{\theta_{cr}} = \cos \beta - \frac{\sin \beta}{\tan \phi} \quad (26)$$

以上によって計算された局所漂砂量を用いて底質の保存則から底面高の時間変化を求めた。

4. 結合モデル

波浪場が漂砂に及ぼす影響のみならず、漂砂移動にともなう海浜地形変化が波浪場に及ぼす影響までを考慮するため、波浪モデルと漂砂モデル間をフィードバックさせながら計算を行う。図-1に本論で用いた計算方法(Two-way)と既往のモデル(One-way)のフローチャートを示す。実際には波浪場と海浜地形は常に相互干渉をするため、両モデルを時

図-1 計算フローチャート

間ステップ毎に同時に扱うのが理想的であるが、このようなスキームには膨大な計算時間が必要になる。そこで本研究では、計算時間の短縮を行うため、地形変化の時間スケールが波浪場の変化の時間スケールに比べて大幅に大きいことを考慮したLee⁴⁾の時間展開スキームを用いた。この時間展開スキームは地形変動の時間スケールが、波浪場の変化の時間スケールに比べて大幅に大きいことから、波浪モデルと漂砂モデルの計算ステップを変化させて計算効率を上げる方法である。したがって、波浪モデルと漂砂モデル間のフィードバックの計算間隔が大きくなるほど波浪場と地形変化の相互作用を反映させるのが弱くなり、逆に短くなると相互作用をより詳細に考慮できる反面、膨大な計算負荷がかかることになる。

5. 計算結果と考察

本数値計算は図-2に示すように計算領域を鉛直高さ1.0cm、水平長さ2.0cmのセルに分割して行った。また、本数値計算では、数多くの予備計算を行った結果、以下のような計算を行うこととした。

まず、造波ソースから発生する入射波が計算領域に十分に伝播する時間である10周期間にわたり波浪場の計算を行う。その後、波浪場の定常性を仮定し、計算で得られた波浪場を周期的な外力として与えながら漂砂モデルで地形変化を3分間計算し、この間に变形した地形条件の下で再度波浪場の計算を10周期分行う。この操作を地形変化の計算時間が延べ60分に達するまで繰り返し行った。

図-2 計算領域の概略図

(1) 地形変化

図-3に $d_{50} = 5.0\text{mm}$, $\rho_s = 2.65\text{g/cm}^3$, 勾配1/7の礫浜斜面に、 $T = 1.7\text{s}$, $H_i = 6.0\text{cm}$ の波を入射させた場合の地形変化の計算結果とLee et al.⁸⁾による実験結果を示す。なお、これらの地形は造波開始から60分後のほぼ平衡状態に達したと見なされる地形である。

図-3の実験結果より、バームの形状がほぼ左右対称となっていること、また、汀線沖側では $x/L = 0.05$ 付近で最も深く侵食されており、それより沖側では戻り流れによる侵食により緩やかな地形が形成されていることが確認できる。そして、

Two-wayの計算結果は、バームの対称性や地形変化の規模が実験結果とほぼ一致しており、実験で確認された地形変化の特徴を概ね再現しているといえる。ただし、最も侵食されている点（最侵食点）が実験結果より沖側に移動し、 $x/L > 0.0$ の断面勾配が $x/L < 0.0$ の断面勾配よりも緩やかになっていることが確認できるが、これは一様斜面上とは異なり、地形変化後に汀線沖側で発生する最侵食点に向かう強い戻り流れに起因すると考えられる。一方、One-wayの計算結果は最侵食点や戻り流れによる緩やかな地形を再現しているものの、バーム頂上が実験結果より岸側に形成されること、また、地形変化の規模を過大評価する傾向にあることが確認された。

図-4にTwo-wayで計算した地形の時間変化を示す。同図より、初期の地形変化は碎波した波が遡上する際の強い流速により狭い範囲で生じるが、時間の経過にともなって地形変化の範囲が岸沖方向に拡大していく様子が確認できる。また、 $t = 0.1 \sim 6$ 分にかけて地形は大きく変化するが、 $t = 10$ 分以降ではあまり地形変化の規模に差がなく、地形変化は初期に

図-3 地形変化の比較

図-4 地形の時間変化

図-5 侵食量の時間変化

急激に進行する様子が認められる。

(2) 侵食量の時間変化

図-5に両数値計算による侵食量の時間変化を示す。なお、縦軸は地形変化の侵食部を初期地形から各時間ステップで積分し算出した侵食量である。

図-5より、One-wayとTwo-wayのいずれにおいて

も、上述のように侵食量は初期に大きく増加し、次第に増加の割合が緩やかになっていくことが確認できる。これは、図-3のバーム頂上から最侵食点までの斜面勾配が礫の移動にともなって安定勾配に近づき、礫の移動限界を超えにくくなるためであると考えられる。また、One-wayでは侵食量は徐々に増加し続けるのに対し、Two-wayではある時間を過ぎる

図-6 流速ベクトルの時間変化

とほとんど侵食されなくなることが確認できる。すなわち、地形がほぼ平衡状態に達したことを示している。これは、地形変化が進むにつれて漂砂の大部分が生産される砕波点付近の水深が深くなり、底面付近の流速が小さくなったためであると考えられる。ただし、 $t=25, 60$ 分付近で変形した地形をフィードバックする際の影響によると考えられる局所的な地形変動が生じており、時間変化に不連続性が認められる。この点についてはさらなる検討が必要である。

(3) 流速ベクトルの時間変化

図-6に礫浜斜面上の流速ベクトルの時間変化を示す。左列の図-6(a)は一樣斜面における計算結果、右列の図-6(b)は地形変化後の斜面における計算結果である。

図-6(a), (b)より、 $t/T=0/170$ で引き波による冲向きの流れが発生し、 $t/T=25/170, 50/170$ で波が進行するにしたがって岸向きの流れと冲向きの流れが衝突し、 $t/T=75/170$ で上向きの流速が発生していることが確認できる。しかし、その後、図-6(a)の $t/T=100/170$ では砕波した波が遡上する際の強い流速が底面近傍で発生しているが、図-6(b)の $t/T=100/170$ では局所的に水深が深くなるため底面よりかなり上方でこの強い流速が発生し、底面近傍の流速は小さいことが確認できる。すなわち、Two-way で侵食量が One-way に比べて少なく、ある時間になるとそれ以上侵食されなくなったのは、地形変化が進むにしたがって漂砂移動の外力として入力する底面流速が小さくなり、漂砂移動が起こりにくくなったためであることが指摘できる。また、図-6(b)の $t/T=150/170$ をみると、 $x=0\sim 20\text{cm}$ 付近で最侵食点に向かう強い戻り流れが発生していることが確認できる。水谷ら⁹⁾によると、地形が急峻になってくると、局所的に斜面勾配が変化するため、図-6(b)の $x=0\sim 20\text{cm}$ 付近では冲向きの漂砂移動が生じやすくなる。すなわち、図-3のTwo-way で $x/L<0.0$ の断面勾配が $x/L>0.0$ に比べ緩やかになった原因は、漂砂移動が起こりやすい状態にある $x=0\sim 20\text{cm}$ 付近で上述のような強い戻り流れが発生することにより冲向きの漂砂移動が起こり、侵食域が埋め戻されたためであると考えられる。また、 $t/T=150/170$ の $x=20\text{cm}$ 付近に着目すると、図-6(a)では波が比較的穏やかな状態であるのに対して、図-6(b)では水面付近で波が攪乱状態にあることが確認できる。

6. 結論

本研究では、礫浜上の波浪場と地形変化を評価するために、波浪解析モデルおよび波と漂砂の相互作用を考慮した時間発展型の数値解析手法を提案するとともに、実験結果と比較し、本数値解析手法と相互作用を考慮しない手法の特性について考究した。本研究で得られた主要な結論を以下に記す。

- 1) 2次元波浪場より求められた底面流速を直接利用して、地形変化の計算を One-way と Two-way の2通りに対して実施した。One-way の計算結果は地形変化の規模を過大評価する傾向にあり、本数値計算では Two-way の計算方法が One-way に比べ実験結果をより良好に再現している。
- 2) Two-way の計算方法で予測した地形は、地形変動にともなって砕波帯付近の底面流速が小さくなるため早い段階で平衡状態に達する。

参考文献

- 1) 渡辺晃・丸山康樹・清水隆夫・榊山勉(1984): 構造物設置に伴う三次元海浜変形の数値予測モデル, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.406-410.
- 2) 佐藤慎司・Kabiling, M. (1994): 波打ち帯を含む三次元海浜変形の数値モデル, 海岸工学論文集, 第41巻, pp.401-405.
- 3) 水谷法美・Golshani, A.・許東秀・平野善弘・清水秀行(2001): 透水性防波堤内部および周辺に形成される波浪流の特性に関する研究, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.791-795.
- 4) Lee, K.-H. (2006): *A Study on Time Domain Analysis of Nonlinear Dynamics Interaction among Waves, Currents and Bed Materials*, Doctoral thesis of Nagoya University, 169p.
- 5) Pedrozo-Acuna, A., Simmonds, D., Otta, A. and Chadwick, A. (2006): *On the cross-shore profile change of gravel beaches*, Coastal Eng., Vol.53, pp.335-347.
- 6) Swart, D.H.(1974): *Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles*, Delft Hyd. Lab. Publ., No 131.
- 7) Neilsen, P.(1992): *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*, World scientific, 324p.
- 8) Lee, K.-H., Mizutani, N., Hur, D.-S. (2007): *The effect of groundwater on topographic changes in a gravel beach*, Ocean Engineering, Vol.34, pp.605-615.
- 9) 水谷法美・馬賢鎬・江口周(2003): 礫浜斜面上の流速場と力学特性を考慮した漂砂移動機構に関する研究, 海岸工学論文集, 第50巻, pp.441-445.