粒子法による河川堤防裏法侵食の 数値シミュレーション

NUMERICAL SIMULATION OF RIVER-EMBANKMENT EROSION DUE TO OVERFLOW BY PARTICLE METHOD

後藤仁志¹・五十里洋行²・谷岡弘邦³・山本和久⁴ Hitoshi GOTOH, Hiroyuki IKARI, Hirokuni TANIOKA and Kazuhisa YAMAMOTO

「正会員 工博 京都大学准教授 工学研究科都市環境工学専攻(〒 615-8540 京都市西京区京都大学桂 4)
 ²正会員 工博 株式会社ニュージェック (〒 531-0074 大阪市北区本庄東二丁目 3 番 20 号)
 ³正会員 工修 国土交通省 中部地方整備局 名古屋港湾事務所(〒 455-0045 名古屋市港区築地町 2 番地)
 ⁴学生会員 京都大学大学院修士課程 都市環境工学専攻(〒 615-8540 京都市西京区京都大学桂 4)

Because a frequency of heavy and concentrated rain may tend to increase in these days, danger of overtopping flow of river embankment becomes to be higher. Hence, it is strongly required to estimate a critical state of embankment failure under an overtopping flow in designing a river embankment. In this study, numerical simulations of an overtopping flow of an river embankment are carried out by a particle method. Hydraulic characteristics of a flow and forces acting on an embankment calculated by the particle method are compared with a hydraulic experiment. Furthermore, erosion process of an embankment due to an overtopping flow is simulated.

Key Words : river embankment, erosion due to overtopping flow, MPS method, erosion velocity

1. はじめに

近年,頻発する豪雨は超過洪水の発生ポテンシャルを 増加させており,堤防の越水時の耐性についての合理的 評価の必要性が高まっている.また,公共事業費削減な どのコスト面の制約も大きく,計画規模を越える洪水に 対して,越流を完全に防ぐような設計は現実的ではない. そのため,現在では越流を想定した外力計算フローの作 成や設計が進められているが,洪水などの水災害の発生 頻度は低く,突発的な発生が多いためその観測データは 十分ではない.須賀ら¹⁾や福岡ら²⁾はそれぞれ,水理実 験によって越流水による堤防法面の侵食に関する物理機 構の解明に努めたが,水理実験は多くの労力と時間を要 し,必ずしも効率的ではなく,多くのケースを実施する のは不可能である.このような実験の制約を克服する手 段として,数値解析手法の開発が重要となってくるが, この種の現象解析においては,激しい水面変動を伴う急 変流と侵食による時間発展的な境界条件の移動を扱う必 要があり、従来の解析手法では対応が困難であった.

粒子法は,激しい水面変動下で適用できる計算手法の 一つである.著者らは、これまでに粒子法を用いて津波 の堤越流・氾濫過程の解析³⁾,越流水による河川堤防侵 食過程の解析⁴⁾,遡上津波の戻り流れによる護岸法先洗 掘の解析⁵⁾などを実施し、急変流や底面侵食に対する粒 子法の有効性を確認してきた.しかし、これらの研究で は、越流水の挙動に関する定量的検証が必ずしも充分に 行われていなかった.

そこで、本稿では MPS 法 (Moving Particle Semiimplicit Method)[®]による河川堤防越流・侵食過程に関す る数値シミュレーションを実施し、堤体に作用する圧力 および堤体を流下する越水流の水面形に関して、水理実 験との比較を行い、モデルの再現性を検証する. さらに、 従来の侵食モデルに水理実験から得られた侵食速度 式を導入し、実時間換算を可能にした堤防越水破壊 計算方法を提案する.

2. 数値解析の概要

(1) MPS 法の概要

支配方程式は, Navier-Stokes 式

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \boldsymbol{v}\nabla^2 \boldsymbol{u} + \boldsymbol{g} + \boldsymbol{F}_{bf}$$
(1)

である. ここに, u: 流速ベクトル, p: 圧力, p: 流体の密度, g: 重力加速度ベクトル, v: 動粘性係 数 (=1.0×10⁻⁶ m²/s) である. F_{bf} は底面摩擦項であり, 次節にて後述する. MPS 法では,計算領域に多数の 粒子(計算点)を配置し,個々の粒子の周囲に設定 した影響域内での粒子間相互作用として基礎式の各 項が離散化される. 非圧縮条件は,粒子数密度を一 定値 n_0 に保つことにより満足される.

粒子 i の圧力項および粘性項は,

$$-\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_{i} = -\frac{1}{\rho} \frac{D_{0}}{n_{0}} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_{j} - p_{i}}{\left| \mathbf{r}_{ij} \right|^{2}} \left(\mathbf{r}_{ij} \right) \cdot w \left(\left| \mathbf{r}_{ij} \right| \right) \right\}$$
(2)

$$v \left\langle \nabla^2 \boldsymbol{u} \right\rangle_i = \frac{2v D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} \left(\boldsymbol{u}_j - \boldsymbol{u}_i \right) w \left(\left| \boldsymbol{r}_{ij} \right| \right)$$
(3)

$$\lambda = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) |\mathbf{r}_{ij}|^2 / \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|)$$
(4)

$$\boldsymbol{r}_{ij} = \boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{r}_i \tag{5}$$

と記述される (*D*₀:次元数,*r*_i:粒子 *i* の位置ベクトル, λ:モデル定数)⁷⁾. 粒子間相互作用の及ぶ範囲(影 響円)は,重み関数

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & for \quad r \le r_e \\ r & \\ 0 & for \quad r > r_e \end{cases}$$
(6)

により規定される.また、粒子数密度は影響円内に存 在する粒子の重みの総和、

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w \left(\left| \mathbf{r}_{ij} \right| \right)$$
 (7)

として定義される.

(2) 底面摩擦項

現実の堤体の裏法面には礫等の混入により,局所 的な凹凸が生じているので,局所的形状抵抗による エネルギー損失を評価する必要がある.これらの局 所的凹凸のすべてを再現することは現実的ではない ので,「粗度の効果」に縮約した扱いが行われるこ とが多い.本稿では,水路底面に凹凸を配置する手 法は用いず,壁面からある一定の距離内に存在する 粒子に,距離に応じた付加的抗力を与えることで壁 面粗度の効果(摩擦抵抗)を再現する.

摩擦抵抗力は、抗力型の表現として次のように定

義する.

$$\boldsymbol{F}_{bf} = -\boldsymbol{\delta}_{bf} \frac{C_D}{d_0} | \boldsymbol{\overline{u}}_i | \boldsymbol{\overline{u}}_i \qquad ; \qquad \boldsymbol{\overline{u}}_i = \sum \boldsymbol{u}_j w_u \left(| \boldsymbol{r}_{ij} | \right) \quad (8)$$

$$w_{u}(r) = \begin{cases} \frac{1}{\sum w_{u}(r)} & \text{for} \quad r \leq \alpha d_{0} \\ 0 & \text{for} \quad r > \alpha d_{0} \end{cases}$$
(9)

ここに、 C_D :抗力係数、 d_0 :粒子径、 \bar{u}_i :粒子近 傍の局所平均流速ベクトルである。各式中のパラ メータは、 $\alpha=2.0^{\circ}$ 、 $C_D=0.01$ に設定した。付加的抗 力が与えられる粒子を示すフラグについては、

$$\delta_{bf} = \begin{cases} 1 & for & r_b \le 3.1d_0 \\ 0 & for & r_b > 3.1d_0 \end{cases}$$
(10)

とした. ここに, r_bは底面壁粒子との距離である. なお, C_Dおよび r_bは,断面流速分布が対数則を満 たすように与えられた.

(3) 簡易侵食モデルと侵食速度式の導入

本稿で用いた侵食モデルの考え方は,後藤ら⁵と 同様である.底面固定壁粒子において近傍流速を測 定し,それが閾値を一定時間超えたら固定壁粒子と して与えられたフラグを移動可能な土砂粒子に変更 する.土砂粒子は流れと伴に流下するので侵食が模 擬できる.堤体表層のpick-upには,表層せん断およ び水撃作用の2つの要因を想定する.すなわち,固定 壁粒子の近傍流速の斜面に平行な成分 u_b(表層せん 断を支配)および斜面に垂直な成分 v_b(水撃作用を 支配)を

$$u_b = \frac{\sum_j w_v(r) \{ u_j \cos \theta - v_j \sin \theta \}}{\sum_j w_v(r)}$$
(11)

$$v_{b} = \frac{\sum_{j} w_{v}(r) \{ u_{j} \sin \theta + v_{j} \cos \theta \}}{\sum_{j} w_{v}(r)}$$
(12)

$$v_{\nu}(r) = \begin{cases} 1 & for \quad r \le r_e \\ 0 & for \quad r > r_e \end{cases}$$
(13)

と定義し (u_{j},v_{j} : 近傍水粒子の速度の x 成分及び y 成分, θ : 局所斜面傾斜角), それぞれに設定した pick-up の閾



実験水路 堤防試験体写真



図-2 実験堤体模型

値 (*u_{bcr}*=1.05 m/s⁸), *v_{bcr}*=0.9 m/s⁵)) を基に侵食の発生を 判定する.

既報⁵では、一定時間(10⁻² sオーダー)にわたって *u*_b あるいは *v*_bに関する pick-up の条件が成立すれば、 表層の1個の土砂粒子が pick-up される設定としていた が、本稿では、侵食速度式に基づく判定方法を新たに 導入した.侵食速度式は、京都大学防災研究所宇治川 オープンラボラトリーで行われた水理実験結果から導 出された.水理実験では、堤体土砂資料を締め固めて 作成した供試体を底面に設置した矩形断面水路に一定 の流速で通水した.供試体は、水流によって徐々に表 面を侵食されるが、供試体表面が水路床面とレベルが 一致するようにジャッキアップして、ジャッキアップ の速度を計測し、侵食速度とした.図-1に、水理実験 結果を示す.図中の曲線は、実験結果の平均値との一 致を条件に定めた侵食速度の推定式

$$\frac{V_{sc}}{u_*} = \alpha_{vsc} \left(\frac{U}{u_*}\right)^2 + \beta_{vsc}$$
(14)

である.ここに、 V_{sc} :侵食速度、U:断面平均流速、 u_{*} :摩擦速度、 α_{vsc} =4.0×10⁵、 β_{vsc} =4.96×10⁵である. 表層せん断作用による侵食は、各表層壁粒子の侵食 量に関するパラメータ δ_{ei} を(14)式に基づいて以下 のように与え、その累積値が一粒径分に相当する長 さ d_0 を超えたら粒子1個の pick-up が発生するもの とした.

$$\delta_{ei} = \alpha_t \Delta t \sum_{i} \gamma_{ek} V_{sc}$$
(15)

ここに、 Δt : MPS 法の計算時間間隔、 γ_{ek} : 侵食条件 の成立状態を示すパラメータであり、時間ステップ kにおいて侵食条件 ($u_b \ge u_{bcr}$ or $v_b \ge v_{bcr}$)が成立すれ ば γ_{ek} =1.0、不成立なら γ_{ek} =0.0とする. α_i は、シミュ レーションと実現象との時間縮尺であり、数十時間 の現象を数十秒の計算で再現するための簡易な処理 として、侵食量を α_i 倍して現象の進行を早めてい

表-1 実験条件

越流水深(cm)	单位幅流量(m ² /s)	備考
10.0	0.053	・堤体は表面粗度の ・ある合板を使用
20.0	0.153	
30.0	0.283	

る. なお, 断面平均流速 *U* は対数流速分布を用いて *u*_b から推定した.

3. 河川堤防越流過程

(1) 水理実験の概要

水理実験は,前章と同様に京都大学防災研究所で 実施された.図-2に,実験堤体の概要を示す.全長 42.0 m,水路幅 2.0 m,高さ 2.5 mの矩形断面開水路 が用いられた.堤体部は,堤体高 1.0 m,天端幅 0.7 m, 法面勾配 1:2 で,水面形と圧力分布の計測のため合 板で覆われ,固定床条件とされた.越流水は整流槽 から供給され,助走区間を経て所与の越流水深で堤 防試験体へと流入し,越流後,沈砂池に流入する. 水面形はポイントゲージ,レベルによって計測され, 水位変動の大きい箇所には連続式水位計等による変 動成分の記録が行われた.圧力分布に関しては,法 面に設置されたマノメータによって測定された.高 速度カメラおよびデジタルカメラによって流況が観 察された.実験条件を,表-1に示す.

(2) 計算シミュレーション

図-3に,計算領域を示す.堤体形状は水理実験と同様である.越流水は,上流端底部に設置した可溶性移動壁⁹⁰から供給され,流入流量を調節することで越流水深を水理実験と一致された.摩擦抵抗は,裏法面(下流側法面)上のみ作用させ,下流端は自由流出境界とした.粒子径は均一で5.0 mmである.

図-4 に, 越流水深 20.0 cm のケースにおける越流水



の流下過程を示す.図-5に、図-3で示された観測点に おいて計測された圧力値を実験結果と併せて示す.水理 実験における圧力測定値には、法肩近傍(x=2.8 m)に おける急減域と法尻近傍(x=0.8 m)における急増域が 出現しているが、計算結果はこれらの特性を含めて、良 好な再現性を示している.法尻におけるピークの高さに ついては、計算値が過大であるかのように見えるが、水 理実験における圧力の測定点間隔が広いため、ピークの 生じる位置が必ずしも測定されているとは限らず、この 観点からすると、実験結果を根拠なくスプライン補間等 で内挿した結果をピーク値の評価に用いるよりは、計算 から得られたピーク値を用いる方が合理的であると言え



図-6 水深および天端付近の水面形(越流水深 20.0 cm)

る.このような圧力値の急減域および急増域の存在は, 旧建設省土木研究所で実施された水理実験¹⁰において も確認されている.

図-6に,各観測点における水深および天端付近にお ける水面形を実験結果と併せて示す.ほぼ全域で計算結 果と実験結果の対応は良好であるが,法肩の直下流側で, 計算結果がやや過大に評価されている.図-6下図を見 ると,水理実験では明瞭に見られなかった法肩直下の剥 離が計算においては確認できる.計算結果の剥離域の全 長は越流水深の増大と伴に増加し,その結果水脈は底面 を離れて持ち上がる.計算における水深の決定は,水面 粒子の存在高さを測定して行っているので,水脈が上方 に膨れた分だけ水深が大きくなる.これが,法肩直下流 部での両者の不一致の原因と考えられる.

図-7 に,各観測点における底面近傍流速(測定点高さ 5.0 cm)を示す.流れは,斜面上を徐々に加速して流下 し,平衡速度に達することなく法尻に到達する.下流側 水平床に衝突した後もほぼ同じレベルの速度を保持した まま流向が水平に向く.流速に関しては実験による測定 値がないので直接的な比較の議論はできないが,法尻の



図-8 計算領域

周辺で 4.0 m/s を超える高速流となっている.本稿では, 紙面の制約上,掲載していないが,越流水深 10.0 cm お よび 30.0 cm のケースにおいても,圧力分布および水深 分布において,水理実験との良好な対応が確認されてい る.

4. 越流水による河川堤防裏法の侵食過程

図-8 に,計算領域を示す.用いた数値水路は,全長 4.65 m で,水平長さ 2.0 m×高さ 1.0 m の堤体斜面(移 動床)を挟んで上下流側に水平床(固定床)を接続した. 上流側に設置された流入境界から単位幅流量 0.45 m²/s の越流水を供給する.本計算では,計算負荷軽減のため 粒径は 1.0 cm とした.前章の計算の 2 倍の粒径を用い ているが,越流水の挙動に影響がないことは別途確認し ている.なお,本計算では,(15)式の時間縮尺に関する パラメータ α_r を 5.0×10³ とした.

図-9に、河川堤防侵食過程の瞬間像を、図-10に、法 面における流速ベクトル図を示す. 侵食は、越流水の挙 動が安定して定常化した時点から斜面を移動床として計 算を行い、その時刻を t=0.0 hr と定義している. t=3.0 hr において、越流水脈は堤体斜面上 x=2.5 m の地点に着水 しているが、侵食の進行とともに堤体形状が変わるにつ れて、着水地点は徐々に下方へと移動し、t=28.0 hr では、 x=2.0 s の地点に着水している. 時間の経過とともに侵 食域は上流側へとセットバックし、堤体表面はダム越流



頂に類似の放物型の曲線形状を呈している.

5. おわりに

本稿では、MPS 法による堤防越水流の数値シミュレー ションを実施した.堤体を固定床とした計算では、圧力 分布および水深分布などにおいて実験と計算との対応は 良好であり、MPS 法がこの種の現象の数値解を得る手 段として有効なツールであることが示された.

越流水に起因する堤体の表面侵食を追跡できる移動床 計算のフレームワークとして、本稿では、従来の侵食モ デルに侵食速度式を新たに導入し、より実現象との時間



的対応を考慮したモデルに改良した.ただし,水理実験 との定量的な比較に関しては今後の課題である.将来, 越流水に起因する堤体表面の侵食破壊の進展による破堤 モデル(本稿のモデル)と浸透流による堤体の変形予測 のための地盤工学的モデルとを融合したシミュレーショ ンモデルの構築へと発展させることができれば,破堤プ ロセスを総合的に追跡できるシミュレータが得られるは ずである.これらの過程で必要となるサブモデルの準備 を継続したいと考えている.

参考文献

- 須賀堯三,石川忠晴,葛西敏彦:越流水による堤防法 面の破壊特性 その3,水理講演会論文集,第25巻,pp. 355-360,1981.
- 福岡捷二,渡辺和足,柿沼孝治:堤防芝の流水に対する 侵食抵抗,土木学会論文集,No.491/II-27, pp. 31-40, 1994.
- 3) 後藤仁志,酒井哲郎,林 稔,織田晃治:MPS法による津波の堤越流・氾濫過程の数値シミュレーション,海 岸工学論文集,第48巻,pp.141-145,2001.
- 後藤仁志,林 稔,織田晃治,酒井哲郎:越流水に よる河川堤防侵食過程のグリッドレス解析,水工学 論文集,第46巻,pp.439-444,2002.
- (後藤仁志, 酒井哲郎, 林 稔, 織田晃治, 五十里洋行: 遡上津波の戻り流れによる護岸法先洗掘のグリッドレス解析, 海岸工学論文集, 第49巻, pp.46-50, 2002.
- Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y.: A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Comp. Fluid Dyn. J.*, Vol.4, pp. 26-46, 1995.
- 7) 越塚誠一:粒子法, 丸善, p144, 2005.
- 8) 土木学会:水理公式集 昭和 60 年版 -, p.625, 1985.
- Gotoh, H. Shibahara, T. and Sakai, T.: Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method -Lagrangian flow model for hydraulic engineering-, *Comp, Fluid Dyn. J.*, 9-4, pp. 339-347, 2001.
- 10) 建設省土木研究所河川研究室:越水堤防調査最終報告
 書-解説編-,土木研究所資料,第2074号,pp.15-19, 1984.

(2007.9.30 受付)