

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

李 光浩¹・水谷法美²

本研究では、波浪場が漂砂に及ぼす影響のみならず、漂砂移動に伴う海底地形変動が波浪場に及ぼす影響まで考慮できる時間発展形の数値モデルを構築し、海岸構造物前面での局所洗掘による地形変動に適用した。また、矩形潜堤周辺に生じる局所洗掘について、水理模型実験を行ってその特性を把握するとともに、本研究で構築した数値解析手法の妥当性を検証した。その結果、矩形潜堤前面で生じる洗掘による地形変動のパターンは直立防波堤の場合と同様な傾向となることが明らかになった。また、本数値計算手法は海岸構造物前面での局所洗掘による地形変動を良好に再現しており、波浪場・海底地盤の相互作用の数値解析手法として有効であることを明らかにした。

1. はじめに

海岸構造物の周りには、構造物の形状に依存して複雑に変形した波と底質との相互作用によって局所的な地形変形が生じる。特に、構造物周辺で発生する局所洗掘は、構造物の破壊の一原因にもなり得る重要な現象である。これまで様々な海岸構造物を対象に、局所洗掘による地形変形について多くの研究がなされてきたが、そのほとんどは水理実験に基づいたものである。一方、このような地形変動を数値的に予測するため数多くの数値モデルも提案されてきたが、これらのモデルは、波浪場から求めた底面近傍の流速値を漂砂モデルの外力として入力し、漂砂モデルから地形変動を求め、その地形を波浪場にフィードバックさせずに計算を進める、いわゆる一方モデルが一般的である（例えば、渡辺ら, 1984; 佐藤・Kabiling, 1994; 伊福ら, 1990）。しかし、地形変化が大きくなると、構造物周辺の波動場は変化するため、その影響をより詳細に検討するためには、変形した地形が波浪場に及ぼす影響も考慮する必要がある。そこで、本研究では、漂砂にともなう地形変化と波浪場の相互作用を考慮した地形変化の時間発展型の数値モデルを構築し、海岸構造物前面での局所地形変動、特に矩形潜堤前面の局所洗掘に適用してその有効性を検証する。

2. 数値モデル

本研究の数値モデルは、構造物による波の変形を求めるための波浪モデルと底面変動を計算するための漂砂モデルで構築されている。

(1) 波浪モデル

a) 基礎方程式

本研究では、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 法を採用し、波動場の計算を行った。この際、移動床を均質なポーラス層で近似し、空隙率や流体抵抗を考慮した水谷ら (2001) のモデルを使って波動場と移動床内部の流動場を同時に計算することとした。したがって、波浪モデルで使用する基礎方程式は、式(1)の連続式、式(2)の運動方程式、式(3)の VOF 関数 F の移流方程式になる。なお、本計算では解析領域に造波ソース (川崎, 1998) と付加減衰領域 (Hinatsu, 1992) による無反射造波および開境界での無反射処理を行うため、基礎方程式の式(1)～式(3)の右辺に、これらによる付加項が組み込まれている。

$$\frac{\partial m u_i}{\partial x_i} = \tilde{q} \dots \dots \dots (1)$$

$$\left(1 + C_M \frac{1-m}{m}\right) \frac{D u_i}{D t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + 2\nu \frac{\partial D_{ij}}{\partial x_j} - \frac{6 C_{D2} \nu (1-m)}{m D_{50}} u_i - \frac{C_{D1} (1-m)}{2 m^2 D_{50}} u_i \sqrt{u_j u_j} \dots \dots (2)$$

$$-\frac{2\nu}{3m} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_j} - g_i - \gamma u_i \delta_{i2}$$

$$\frac{\partial (m F)}{\partial t} + \frac{\partial (m F u_j)}{\partial x_j} = F \tilde{q} \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 x_i : デカルト座標で $i=1 \sim 2$ は x, z に対応, u_i ($i=1 \sim 2$): i 方向の流速成分 (u, w), p : 圧力, ν : 動粘性係数, m : 砂層の空隙率, $\tilde{q} = q(z, t) / \Delta x_s$: 造波ソース, $q(z, t)$: 造波位置 $x = x_s$ におけるわき出し強さ, $\Delta x_s: x = x_s$ での x 方向の格子長, t : 時間, g : 重力加速度, ρ : 流体の密度, D_{ij} : セン断応力, D_{50} : 底質の中央粒径, C_M : 慣性力係数, C_{D1} , C_{D2} : それぞれ非線形, 線形抵抗力慣性力係数, γ : 付加減衰領域での正の値を持つ減衰係数である。

b) 数値計算手法

本研究では、上記の基礎方程式を Staggered Mesh を採用して離散化し、それらの差分方程式を以下に示すように Two-step projection 法により解析した。

・ Prediction step :

1 学生会員 修(工) 名古屋大学大学院工学研究科土木工学専攻
2 正 会 員 工博 名古屋大学大学院教授 工学研究科社会基盤工学専攻

$$\frac{\tilde{u}_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = \left[-u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \hat{m} \left\{ 2v \left(\frac{\partial D_{ij}}{\partial x_j} \right) + R_i - \frac{2v}{3m} \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_j} - g_i - \gamma u_i \delta_{i2} \right\} \right]^n \quad (4)$$

・ Correction step :

$$\frac{u_i^{n+1} - \tilde{u}_i^{n+1}}{\Delta t} = \hat{m} \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} \quad (5)$$

$$\frac{\partial (m u_i)^{n+1}}{\partial x_i} = \tilde{q} \quad (6)$$

ここに、 $\tilde{u}_i$ は i 方向の仮流速成分、 R_i は式(2)に示した抵抗力項、 $\hat{m}$ は付加質量係数項で、 $\hat{m} = 1/(1 + C_m(1 - m/m))$ である。また、Correction step の式(5)と式(6)を結合すると次のような圧力補正に関するポアソン方程式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{m \hat{m}}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial m \tilde{u}_i^{n+1}}{\partial x_i} - \tilde{q} \right) \quad (7)$$

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、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1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。一般座標系 (ξ, ζ) に座標変換したポアソン方程式は次のようになる。

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\tilde{\rho} \tilde{\alpha} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \xi} - \tilde{\rho} \tilde{\beta} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \zeta} \right) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\tilde{\rho} \tilde{\gamma} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \xi} - \tilde{\rho} \tilde{\delta} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \zeta} \right) = S_p \quad (8)$$

ここに、 J : ヤコビアン、 $\tilde{\rho} = m \hat{m} / \rho^n$ 、 $\tilde{\alpha}$ 、 $\tilde{\beta}$ 、 $\tilde{\gamma}$ 、 $\tilde{\delta}$: 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。

$$\tilde{\alpha} = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 x}{\partial \zeta^2} \right) \quad (9)$$

$$\tilde{\beta} = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial z}{\partial \xi} \frac{\partial z}{\partial \xi} + \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \xi} \right) \quad (10)$$

$$\tilde{\gamma} = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} \right) \quad (11)$$

$$S_p = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} (m \tilde{u}_i^{n+1}) - \tilde{q} \right) \quad (12)$$

また、本モデルで採用される格子は直交格子であるので、式(9)、式(10)および式(11)での交叉微分 $\partial x / \partial \xi$ と $\partial z / \partial \xi$ はゼロになる。式(8)のポアソン方程式から連立1次方程式を構成し、それをICCG法より解いた。

c) 境界条件

自由表面で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た。自由表面での圧力境界条件は前述したように一般座標系を用いた式(8)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関数などすべての物理量の水平勾配がゼロとなる条件 ($\partial \phi / \partial x = 0$) を課した。

(2) 漂砂モデル

漂砂移動のメカニズムの複雑性のため、漂砂量を量的に評価することは極めて困難なことから、水理実験から漂砂量と底面せん断応力の理論値の関係を求めた漂砂量式が多数提案されてきた (Meyer-Peter・Müller, 1948; Engelund・Fredsoe, 1976; 山下ら, 1984; 渡辺ら, 1984; Van Rijn, 1987; 河田, 1989; 佐藤・Kabiling, 1994)。本モデルは非定常な地形変化を時間領域で解析することを目指しているため、各瞬間の漂砂量を底面せん断応力から評価できる佐藤・Kabiling (1994) の漂砂量式を適用することとした。ただし、モデルを簡略化するため、漂砂モードは掃流モードのみを考慮することとした。佐藤・Kabiling (1994) による掃流砂の漂砂量は、次式で与えられる。

$$q_b(t) = \frac{A \sqrt{(s-1) g D_{50}^3} |\theta(t)|^{0.5} \max[\theta(t) - \theta_{cr}, 0] u_b(t)}{|u_b(t)|} \quad (13)$$

ここに、 A : 掃流砂の係数、 s : 砂の水中比重 ($s=2.65$)、 $u_b(t)$: 底面流速、 D_{50} : 底質の中央粒径、 $\theta(t)$: 瞬間シールズ数で各計算ステップに対して次式で計算される。

$$\theta(t) = \frac{f_w (u_b)^2}{2g D_{50} (s-1)} \quad (14)$$

ここに、 f_w : 底面摩擦係数である。本モデルは流動場の外力として波動のみを考慮するため、底面摩擦係数をSwart (1974) の評価式を修正したNielsen (1992) の評価式で算定した。

(3) 結合モデル

本数値モデルは波浪場が漂砂に及ぼす影響のみならず、漂砂移動に伴う海底地盤変動が波浪場に及ぼす影響までを考慮するため、波浪場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。実際には流体と底質は常に相互干渉をするため、両モデルを各時間ステップ毎に同時に取り扱わなければならないが、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

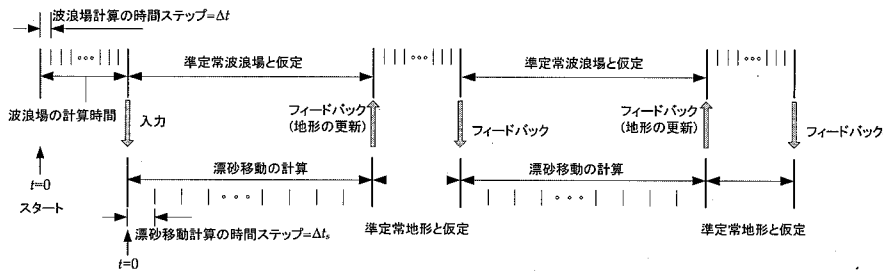


図-1 本計算で用いた時間展開スキーム

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、図-1に示すような時間展開スキームを用いた。この計算時間ステップに関する時間展開スキームはLiang (2005) が提案したTime-marchingスキームと類似のものである。この時間展開スキームでは、まず、ある時間まで波浪場の計算を行う。その後、波動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の時間発展を計算する。変形した地形条件の下で再度波動場をしばらく計算し、再度、漂砂モデルで地形変化の時間発展を計算する。これらの計算を繰り返し行うことにより、数値計算の大幅な短縮化が可能となった。

3. 水理模型実験

数値モデルの妥当性を検証するため、比較的複雑な波の変形が生じる不透過矩形潜堤を対象に水理模型実験を名古屋大学の二次元鋼製造波水槽（長さ30 m、幅0.7 m、高さ0.9 m）を用いて行った。水槽の一端にはフラップ式造波装置が設置されている。この造波板より岸側約17 mの位置に不透過矩形潜堤を設置し、不透過矩形潜堤の前面には $D_{50}=0.2$ mmの砂を用いて長さ2 m、厚さ0.2 mの水平移動床を作製した。これらの実験装置の詳細は図-2に示す通りである。なお、洗掘によって引き起こされる構造物の変位が波の変形に影響を及ぼし、さらにそれによって最終の地形変動が変わることを避けるため、構造物模型は水槽底面上に直接設置した。

電気容量式水位計により不透過矩形潜堤の前面3箇所、背後2箇所の合計5箇所で水位変動の計測を行った。また、本波浪モデルでは砂層まで含めて解析を行うため、移動床の内部には間隙水圧計を設置し、砂層内部の水圧変動を測定した。移動床の地形変化については入射波5000波が作用した後で非接触式連続斜面計を使って計測した。

4. 計算結果と考察

本論では二次元数値波動水槽に基づいて計算を行うた

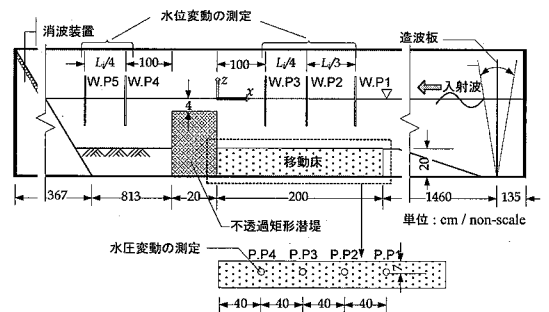


図-2 水理模型実験装置の概略図

め、水理実験とほぼ同一な条件でシミュレーションを行うことが可能であるが、計算の効率化のため、造波ソースから構造物の設置位置までの計算領域を大幅に短縮して計算を行った。

(1) 波浪場と海底地盤の相互作用

図-3に矩形潜堤前面および背後の5箇所における3周期間の水面変動 η について、実験値と計算値を比較した結果を例示する。なお、図中○印が実験値を、実線が計算値を示す。なお、これらの数値計算結果は固定床に対する結果である。図-3(a), (b)に示すように、矩形潜堤前面での水位変動は、ほぼ上下対称な正弦波形に近い重複波となっていること、矩形潜堤に近づいていた図-3(c)の波形は、波と構造物の非線形干渉によって非対称性を帯びていること、また、図-3(d), (e)に示す矩形潜堤背後の水位変動は、潜堤の天端上で碎波した波が再生している領域であることから、波峰の分裂による複数の自由波から構成される非定形波の性状が認められる。そして、計算結果はこれらの実験で計測された潜堤による一連の波変形を十分妥当に再現していると判断できる。ただし、図-3(d), (e)の場合、実験値の波峰を若干過小評価していることが認められるが、本モデルでは碎波に伴う気泡混入に対して単純な処理を行ったためであると考えられる。一方、波浪モデルでは前述したように、砂層まで含めて解析を行っているが、漂砂モデルから得られる地形変化を波浪場に反映する時、計算領域

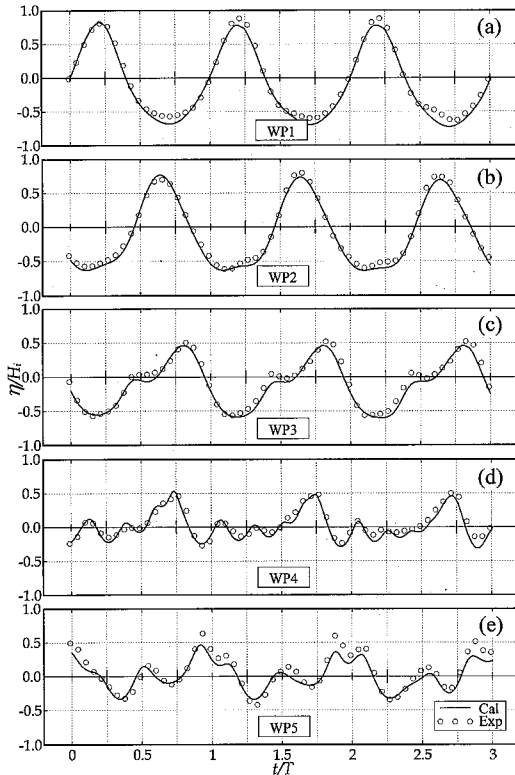


図-3 水面変動の計算と実験の比較

の各セルでの空隙率を更新するために砂層内部の水圧変動を調べておく必要がある。図-4は、砂層内の間隙水圧変動 p について、計算値と実験値を比較した結果である。間隙水圧変動の振幅や位相にわずかなずれが認められるものの、全般的に計算結果は実験値と良く一致していると判断できる。したがって、図-3と図-4に示されるように、本数値計算手法は矩形潜堤と波浪場および海底地盤の動的相互作用を適切に再現しているといえる。

(2) 岸壁前面の局所洗掘の位置

Xie (1981, 1985) は直立防波堤前面の地形変化に関する水理実験から、細砂の場合には重複波の節のところで洗掘が生じ、腹の近くで堆積が生じること、一方、粗砂の場合、洗掘は重複波の腹と節の間で発生することを明らかにした。また、Sumer・Fredsoe (2000) は粗砂の場合($D_{50}=0.2\text{ mm}$)、岸壁前面の局所洗掘による地形変化は図-5に示すようなXie (1981, 1985) の結果と似ていることを確認した。図-6は本計算手法による岸壁前面の地形変化の計算結果を、Sumer・Fredsoe (2000) の実験と同一な底質条件に対して示したものである。図-6から分かるように岸壁前面の洗掘や堆積パターンはSumer・Fredsoe (2000) との実験結果を良く再現しているのが確認できる。

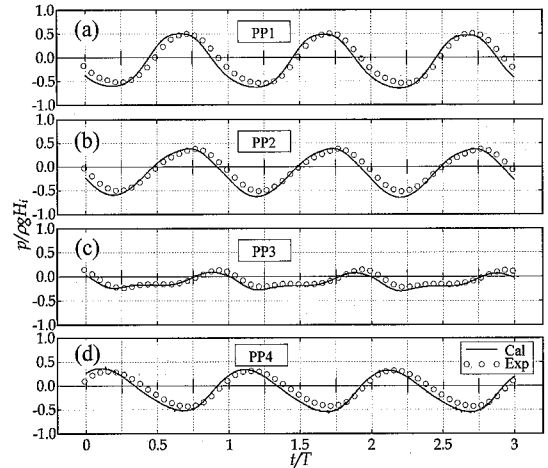
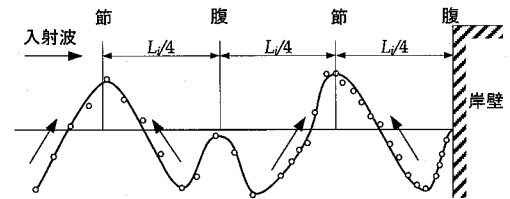
図-4 間隙水圧変動の計算と実験の比較
($H_i/L_i=0.022$, $h_i/L_i=0.1022$)

図-5 粗砂の場合の洗掘のパターン (Sumer・Fredsoe, 2000)

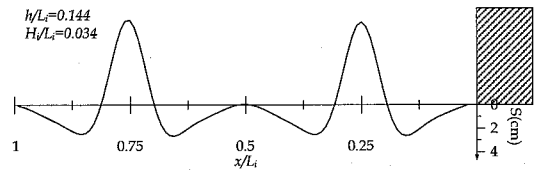


図-6 計算による粗砂の場合の洗掘のパターン

(3) 矩形潜堤前面の局所洗掘による地形変動

本研究の水理実験から得られた矩形潜堤前面の洗掘パターンもXie (1985) と同様な傾向であることが確認された(李・水谷, 2006)。この条件に対して、本計算手法で求めた地形を実験結果と比較した例を図-7に示す。数値計算による海底地形は定量的には実験値と多少誤差が認められるものの、ピーク位置や洗掘の場所、およびハンプ形状の出現など実験で確認された海底地形の変動パターンの特徴を良好に再現している。ただし、 $x/L_i=0.25$ 付近でのピーク位置に違いが認められるが、これは水理実験には潜堤背後のwave setupによる冲向きの流れが発生するが、数値計算では付加減衰領域を採用しているため、水理実験ほど冲向きの流れが発生しないことが原因であると考えられる。

図-8は時間にもなう地形変動の計算結果を示した

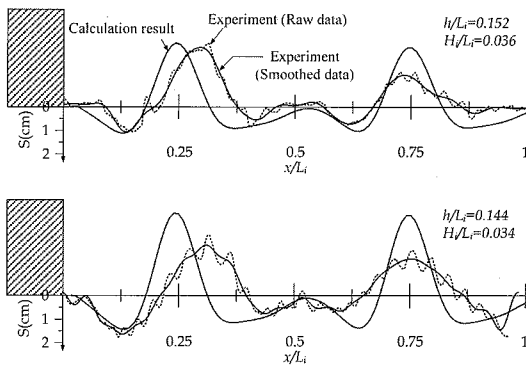


図-7 潜堤前面の地形変動の実験結果と数値解析結果の比較例。

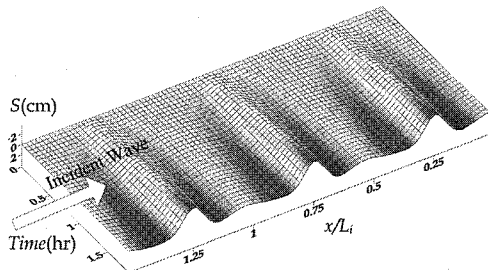


図-8 時間に従う地形変動の様相

ものであり、洗掘や堆積の発生位置は計算初期から終了まで一定な位置で徐々に発展して行くことが確認できる。水理実験でもこれらの位置は変化しないことが確認されている。

5. おわりに

本研究では、VOF法を用いた数値波動水槽を使って、漂砂と波浪場の相互作用を考慮しながら地形変化を比較的短時間で計算できる数値計算手法を提案し、矩形潜堤前面における局所的な地形変動に関する水理実験結果と比較しながらその有効性を検証した。その結果、本計算手法は局所洗掘や堆積のパターンなどを良好に予測可能なツールであることを明らかにした。本研究ではモデルの簡略化のため、掃流モードのみ考慮したが、実海域には浮遊砂モードと混在していることから、今後、掃流砂成分を考慮して解析を行う必要がある。

最後に、本研究を進めるに当たって、名古屋大学

院工学研究科 川崎浩司助教授との議論が有益であったことを記して謝意を表する。

参考文献

- 伊福 誠・高石盛大・金澤 剛(1990)：不透過潜堤による波の変形と地形変化，海岸工学論文集，第37巻，pp. 439-443.
- 川崎浩司(1998)：潜水構造物による碎波変形と再生過程に関する基礎的研究，名古屋大学大学院学位論文，186 p.
- 河田恵昭(1989)：傾斜海浜における漂砂量則について，海岸工学論文集，第36巻，pp. 289-293.
- 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.
- 水谷法美・Golshani, A.・許 東秀・平野善弘・清水秀行：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.
- 山下俊彦・沢本正樹・横山博美(1984)：非定常流による平坦床漂砂量と砂の移動機構に関する実験的研究，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 281-285.
- 李 光浩・水谷法美(2006)：不透過矩形潜堤前面に生じる局所洗掘と洗掘深の定式化に関する研究，海洋開発論文集，Vol. 22, pp. 775-780.
- 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.
- Engelund, F. and J. Fredsoe(1976)：A sediment transport model for straight alluvial channels, Nord. Hydrol., Vol.7, No.5, pp. 293-306.
- Hinatsu, M. (1992)：Numerical simulation of unsteady viscous nonlinear waves using moving grid system fitted on a free surface, J. Kansai Soc. Naval Architects Japan, No.217, pp. 1-11.
- Liang, D., L. Cheng and F. Li(2005)：Numerical modeling of flow and scour below a pipeline in currents Part II. Scour simulation, Coastal Eng., Vol.52, pp. 43-62.
- Meyer-Peter, E. and R. Muller(1948)：Formulas for bed load transport, 2nd Congress of the Int. Association of Hydraulic Structures Res., Stockholm, Sweden.
- Nielsen, P.(1992)：Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport, World Scientific, 324p.
- Sumer, B. M. and J. Fredsoe(2000)：Experimental study of 2D scour and its protection at a rubble-mound breakwater, Coastal Eng., Vol.40, pp. 59-87.
- Swart, D. H.(1974)：Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles, Delft Hydr. Lab. Publ., No 131.
- Van Rijn, L. C.(1987)：Mathematical Modeling of Morphological Processes in the case of Suspended Sediment Transport, Delft Hydrol. Commun. 382p.
- Xie, S. L.(1985)：Scouring patterns in front of vertical breakwaters, Acta Oceanol. Sin., Vol.4, No.1, pp. 153-164.