

幅広潜堤内に発生する流体圧力の数値シミュレーション

松見 吉晴*・石田 明雄**・木村 晃***

1. ま え が き

浸食対策および波浪制御構造物として幅広潜堤の効果が期待されている。この幅広潜堤による波浪変形の予測手法として、潜堤の透過性を考慮した潜堤周辺の波浪変形解析法が提案されている(泉宮ら, 1989; Somchai ら, 1989)。一方この幅広潜堤の安定性は、モデル潜堤を用いた破損実験あるいは捨石、被覆ブロック単体に作用する波力測定実験より、安定係数や破壊機構等に関する検討が行われてきている(例えば、宇多ら, 1987)。これらの研究より、被覆ブロックの典型的な破壊モードとして、まず法肩付近に局所的なブロックの剝離・欠損が生じ、その部分からブロックの剝離が広がってゆくことが知られている。最初のブロックの剝離は、堤体透水層内部と堤体外部との流体運動の圧力差により揚圧力が生じてブロックが浮き上がるか、またはこの揚圧力に伴うブロックの僅かな浮上と波の作用方向の波力とが組み合わされて回転しながら剝離するなどによって生じると考えられる。揚圧力の大きさおよび発生機構では、波の条件と潜堤の透水性が支配要因となるが、これに関して定量的な検討が行われた例は少なく、被覆ブロックに作用する揚圧力と潜堤内部の流体運動と空隙率、さらには堤体コア一部の構造を関係づけた検討が必要である。この問題に関する水理実験は、堤体内部・外部に対する相似則の相違、さらに堤体内流速および圧力の計測の難しさから、その有効性に問題があるため、数値実験による検討が現状では最良の方法である。本研究は、潜堤の被覆ブロックの安定性の評価を可能とするため、透過性幅広潜堤周辺での波浪変形、堤体内部の流体運動の計算手法を開発し、モデルサイズの潜堤を対象として堤体内・外の流速分布、圧力分布について検討したものである。

2. 透過潜堤周辺の波浪変形の解析モデル

(1) 支配方程式

本研究で用いたシミュレーション手法は、波浪場に対

してオイラー的な速度ポテンシャルを求めながら、水面の境界条件をラグランジュ的に表すことにより、非線形な境界条件を厳密に取り入れることのできるオイラー・ラグランジュ法(Donald ら, 1984; Sawaragi ら, 1989)をもとに境界積分法を適用して開発されたものである。このオイラー・ラグランジュ法の基礎方程式は、連続式より得られる速度ポテンシャル ϕ に関するラプラスの方程式と、それを時間について偏微分した運動方程式に相当するラプラスの方程式の2式である(樫本編, 1991)。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\nabla^2 \phi_t = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、添字の t は時間に関する偏微分値を表す。

図-1に示すように対象とする2次元の流体場を潜堤内部と外部のそれぞれの領域に分割し、両方の領域の流体運動に対して非回転流れを仮定し、それぞれの領域の速度ポテンシャルを ϕ_i および ϕ_P とする。運動は全て2次元とし、図面に垂直方向の運動は考えない。計算では、潜堤外部領域は低面、自由表面および造波板における境界上の ϕ_i , ϕ_{it} およびそれぞれの法線方向微分 ϕ_{in} , ϕ_{itn} (添字の n : 外向き単位法線)、潜堤内部は潜堤の境界面における運動学的・力学的境界条件のもとで境界上の未知数 (ϕ_P , ϕ_{Pt} および ϕ_{Pn} , ϕ_{Ptn}) をともに境界要素法を用いて求める。例えば、潜堤外部の領域における式(1)に関する2次元ラプラス方程式の境界積分方程式は次式で与えられる。

$$C_P \phi(x_0, y_0, t) = \int_{\Gamma} \left\{ -\phi \left(\ln \frac{1}{r} \right)_n + \phi_n \ln \frac{1}{r} \right\} d\Gamma \quad \dots (3)$$

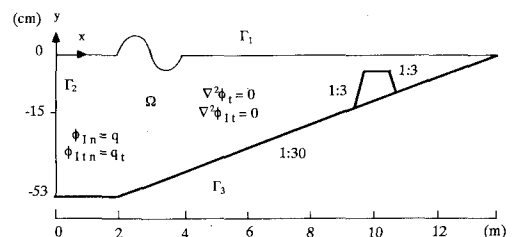


図-1 計算領域と座標軸

* 正会員 工博 鳥取大学助教授 工学部社会開発システム工学科
 ** 正会員 工修 西松建設(株)
 *** 正会員 工博 鳥取大学教授 工学部社会開発システム工学科

$$C_p = \begin{cases} 0 & \{(x_0, y_0) \notin \Omega\} \\ \pi & \{(x_0, y_0) \in \Gamma\} \\ 2\pi & \{(x_0, y_0) \in \Omega, \notin \Gamma\} \end{cases}$$

ここに、 r は境界上の任意の点 (x, y) と注目点 (x_0, y_0) との距離、 Γ は境界、 Ω は Γ 内部の解析領域を表す。

(2) 潜堤外部領域の境界条件

まず、潜堤外部領域では、図-1 に示すように造波板および底面での境界条件はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \phi_{ln}(x, y, t) &= q(y, t) \\ \phi_{ltm}(x, y, t) &= q_t(y, t) \end{aligned} \right\} (x, t) \in \Gamma_2 \dots\dots (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_{ln}(x, y, t) &= 0 \\ \phi_{ltm}(x, y, t) &= 0 \end{aligned} \right\} (x, t) \in \Gamma_3 \dots\dots (5)$$

で与えられる。また、自由表面 (Γ_1) での運動学的および力学的境界条件はつぎのように表される (Sawaragi・Nochino, 1989)。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= \phi_{1x}, \quad \frac{dY}{dt} = \phi_{1y} \\ \frac{d^2 X}{dt^2} &= \phi_{1xt} + \phi_{1x}\phi_{1xx} + \phi_{1y}\phi_{1xy} \\ \frac{d^2 Y}{dt^2} &= \phi_{1yt} + \phi_{1y}\phi_{1xy} + \phi_{1y}\phi_{1yy} \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\phi_1}{dt} &= \frac{1}{2}(\nabla\phi_1)^2 - gy \\ \frac{d^2 \phi_1}{dt^2} &= \phi_{1x}\frac{d^2 X}{dt^2} + \phi_{1y}\frac{d^2 Y}{dt^2} - g\phi_{1y} \end{aligned} \right\} \dots\dots (7)$$

ここに、 X, Y は水面上の水粒子の位置である。

(3) 潜堤内部の流体運動

潜堤の空隙率を λ とすると、潜堤内部の流量流速の x, y 方向成分 u, v と実流速 u_s, v_s の間には次式の関係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{\partial \phi_p}{\partial x} = \lambda u_s \\ v &= \frac{\partial \phi_p}{\partial y} = \lambda v_s \end{aligned} \right\} \dots\dots (8)$$

水を非圧縮性と仮定して、透過潜堤内の流体運動に関する連続式は実流速を用いて次のように与えられる。

$$\partial u_s / \partial x + \partial v_s / \partial y = 0 \dots\dots (9)$$

また、運動方程式は、 x および y 方向に対してそれぞれ次式のように与えられる (Somchai ら, 1989)。

$$\left. \begin{aligned} \rho\lambda \frac{Du_s}{Dt} &= -\nabla p - F_l - F_d \\ \rho\lambda \frac{Dv_s}{Dt} &= -\nabla(p + \rho gy) - F_l - F_d \end{aligned} \right\} \dots\dots (10)$$

ここに、 ρ は流体の密度、 F_l および F_d はそれぞれ、図-2 に示す要素 (dx, dy) が流体に及ぼす慣性力および抗力項を表す。 F_l は質量係数 C_M を用いて次式で与えられる。

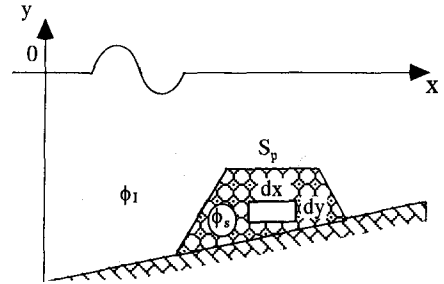


図-2 透水層内の運動

$$F_l = -\rho C_M \frac{Du_s}{Dt} (1 - \lambda) \dots\dots (11)$$

また、 F_d は先の研究と同様に Forchheimer 型の非線形抵抗項を非定常流体場に拡張した次式を用いる (例えば、榎木編, 1991)。

$$F_d = -\rho \frac{\lambda \nu}{K_p} u_s - \rho \frac{\lambda^2 C_f}{\sqrt{K_p}} |u_s| u_s \dots\dots (12)$$

ここに、 ν は流体の動粘性係数、 K_p は透水係数、 C_f は乱流抵抗係数である。本研究でも、この式(12)の非線形な抵抗項を従来の研究と同様に Lorentz の等価仕事則を用いて線形化された次式で定義することにする。

$$F_d = -f_p \rho \sigma u_s \dots\dots (13)$$

ここに、 σ は波の角周波数、 f_p は線形抵抗係数である。

流体場が微小な場合、式(10)の左辺に含まれる移流項が無視できることから、式(10)は次式のように線形化できる。

$$\left. \begin{aligned} \tau \frac{\partial u_s}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f_p \sigma u_s &= 0 \\ \tau \frac{\partial v_s}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g + f_p \sigma v_s &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots (14)$$

ここに、 $\tau = \lambda + C_M(1 - \lambda)$ である。

透水層内の流量流速に関して式(14)を適用すると、次式に示す非定常ベルヌーイ式が得られる。

$$\frac{\tau}{\lambda} \frac{\partial \phi_p}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gy + f_p \frac{\sigma}{\lambda} \phi_p = 0 \dots\dots (15)$$

(4) 潜堤境界面上の境界条件

図-2 に示す潜堤境界面 S_p において、潜堤表面の法線方向の流量の連続および圧力の連続条件より、それぞれ次式のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_{ln} &= -\phi_{pn} \\ \phi_{ltm} &= -\phi_{ptm} \end{aligned} \right\} \dots\dots (16)$$

$$p_l = p_p \dots\dots (17)$$

式(15)および(17)より、境界面 S_p における力学的境界条件として、微小振幅波の仮定より速度の2乗項を無視することにより次式が得られる。

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial t} = \frac{\tau}{\lambda} \frac{\partial \phi_P}{\partial t} + f_P \frac{\sigma}{\lambda} \phi_P \quad \dots\dots\dots (18)$$

3. 潜堤境界面上での積分方程式の離散化

潜堤内部領域に関する積分方程式(式(3)中の ϕ を ϕ_P に置き換えた式)は次のように離散的に表示できる。

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N H_{ij} \phi_P^i = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N G_{ij} \phi_P^j \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 H_{ij} および G_{ij} は積分方程式を離散化したときの係数マトリックス、添字 i, j は境界節点の位置、 N は総節点数を表す。

境界 S_P では、 ϕ_P および ϕ_{Pn} が共に未知数である。そこで、式(18)を時間 t に関して積分するが、そのとき台形公式を適用すると、時間ステップ M における潜堤内部の速度ポテンシャル ϕ_P^M は次式で与えられる。

$$\phi_P^M = (1/\beta) \phi_I^M - \alpha^M \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここに、

$$\beta = \frac{\tau}{\lambda} + \frac{1}{2} f_P \frac{\sigma}{\lambda} \Delta t$$

$$\alpha^M = \begin{cases} 0 & M=0 \\ \frac{1}{2\beta} f_P \frac{\sigma}{\lambda} \phi_P^0 \Delta t & M=1 \\ \frac{1}{2\beta} f_P \frac{\sigma}{\lambda} \phi_P^0 \Delta t + \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^{M-1} f_P \frac{\sigma}{\lambda} \phi_P^i \Delta t & M \geq 2 \end{cases}$$

したがって、式(19)は次のように離散表示される。

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N H_{ij} A^j = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N G_{ij} B^j \quad \dots\dots\dots (21)$$

ここに、

$$A = \frac{1}{\beta} \phi_I^M - \alpha^M, \quad B = -\phi_{In} \quad \{j \in S_P\}$$

$$A = \phi_P, \quad B = 0 \quad \{j \in S_L\}$$

最後に、潜堤内部の ϕ_P の時間微分に関する支配方程式の離散化された連立方程式は、式(21)より境界 S_P での ϕ_P が求められることから次式で与えられる。

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N H_{ij} C^j = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N G_{ij} D^j \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここに、

$$C = \frac{\lambda}{\tau} \left\{ \phi_{It} - f_P \frac{\sigma}{\lambda} \phi_P \right\}, \quad D = -\phi_{In} \quad \{j \in S_P\}$$

$$C = \phi_{Pt}, \quad D = 0 \quad \{j \in S_L\}$$

4. 数値計算方法および条件

(1) 計算方法

潜堤内に発生する流体圧力の数値シミュレーションは以下の手順に基づいて行われる。

- 1) 各計算ステップにおける全境界上の各節点の ϕ および ϕ_n を、それらを未知数に含んだ連立方程式(離

散化された積分方程式、例えば、堤体内は式(21))より求める。

- 2) 自由表面における ϕ_I の空間微分値を計算する。本研究では3次のスプライン曲線を利用している。
- 3) 自由表面および潜堤境界面上での ϕ_{It} について、それぞれ式(7)および式(18)より求める。
- 4) 全境界面上の未知数 ϕ_t および ϕ_{tn} について、それぞれ連立方程式(離散化された積分方程式、例えば、堤体内は式(22))より求める。
- 5) 潜堤内・外の流体運動特性量について、1)～4)の計算手順で得られた全境界上の各節点における速度ポテンシャルおよびその時間微分値を用いて計算する。
- 6) 自由表面における時間に関する空間微分値(ϕ_{Itt} , ϕ_{Ist})を3次のスプライン曲線を利用して計算する。ついで、次の計算ステップにおける自由表面の節点の座標(X^{i+1} , Y^{i+1})を、現計算ステップにおける座標(X^i , Y^i)の周りの時間に関するTaylor展開より求める。また、自由表面の速度ポテンシャル値についても同様の方法で次の時間ステップでの値を計算する。
- 7) 1周期毎に f_P の値を(2)に述べる方法で求める。
- 8) ステップ1)に戻る。

(2) 線形抵抗係数の与え方

式(12)の抗力を f_P を適用して計算するためには、実流速または流量流速が必要である。しかし、これらの流速値を算定するためには、逆に f_P の値が必要となる。従って、 f_P は主に収束計算法または実験式により評価されてきた。本研究での f_P の値は、造波第1波目が潜堤を通過するまでは、潜堤内部の流体運動を微小と仮定して、式(12)の右辺第1項の定常Darcy則により与えた。2波目以降は、前の1周期分の堤体内の各位置における流速を用いて計算される式(12)の F_d と式(13)との間に関する最小2乗法より求められる f_P の値を用いて計算を進める。この手順を堤体内の流体運動が定常になるまで繰り返し計算を行った。なお、潜堤の透水パラメータ K_p および C_f の値には、計算スケールがほぼ同等な Somchai ら(1989)と同じ値 ($K_p = 3.7 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$, $C_f = 0.332$) を採用している。

5. 計算結果

数値計算は図-1に示す2次元造波水槽に設置された透過性潜堤モデル(堤体幅: $B = 100 \text{ cm}$, 天端水深: $h_c = 5 \text{ cm}$, 8 cm , 空隙率: 39%)を対象として行った。

図-3の(a)および(b)は、天端水深 $h_c = 8 \text{ cm}$ について、波峰が前法肩の部分を通過する位相および通過直後の位相での潜堤周辺の流速分布およびその沖側法肩周辺

を拡大して示したものである。この場合の入射波の条件は周期 $T=1.0$ s、波高 $H=4$ cm である。これらの図より堤体内部と外部の速度ベクトルの方向と大きさを比較すると、この波形位相の場合、堤体の内と外で速度位相が逆転する箇所が沖側法肩前後の位置と岸側法肩付近に認められる。特に、沖側法面では堤体の内と外での速度差も大きく、揚圧力の発生が予測できる。

図-4(a)～(c)は、 $h_c=5$ cm の場合の堤体の沖側法面、天端中央および岸側法面の各位置における堤体表面上 0.1 mm および表面下 2 cm の点の動水圧の時間変化を示したもので、水頭値で示している。実線が水位、破線が +0.1 mm、○印付きの実線が -2 cm の点の動水圧、 X_B は沖側法肩から動水圧の計算位置までの水平距離を表す。なお、入射波条件は $T=2.0$ s、 $H=4$ cm である。図(a)および(b)では、波峰通過直後からしばらくの間、堤体内の動水圧が外側での値を上回っており、揚圧力の発生が認められる。図(c)の場合は、波の非線形性も顕著に現れてきており、揚圧力の発生パターンが先の2つのケースと異なったパターンを示す。このことより、堤体の位置により揚圧力の大きさ、その発生位相が異なるものと推察される。

図-5は、最大揚圧力 P_{max} の潜堤表面上の空間分布を示したもので、最大揚圧力は上述の +0.1 mm と -2 cm の点における動水圧差の1周期内の最大値をとっている。計算条件は $H=4$ cm と固定して周期のみを変化さ

せている。この図より、入射波周期と最大揚圧力の空間的な変動を見ると、 $T=1.0$ s と 1.4 s の場合、最大揚圧力が堤体岸側法肩付近で特に大きくなる傾向にあるが、 $T=2.0$ s の場合は岸沖両方の法肩付近で大きくなり、また周期が長くなると最大揚圧力が大きくなる傾向が認められる。次に、最大揚圧力の大きさに及ぼす天端水深の影響は、 $T=1.0$ s の場合、その差が顕著に現れているが、本計算結果から十分な結論を得るまでに至っていない。

揚圧力と被覆ブロックの安定性を考えた場合、最大揚

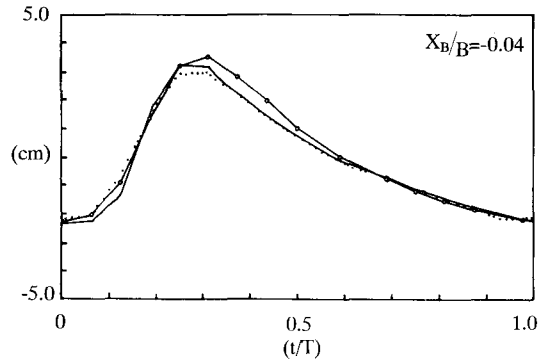


図-4(a) 潜堤内外の動水圧波形

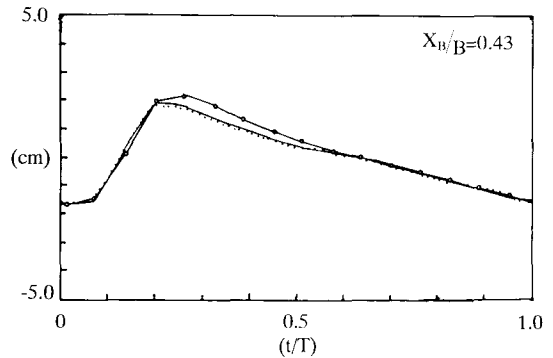


図-4(b) 潜堤内外の動水圧波形

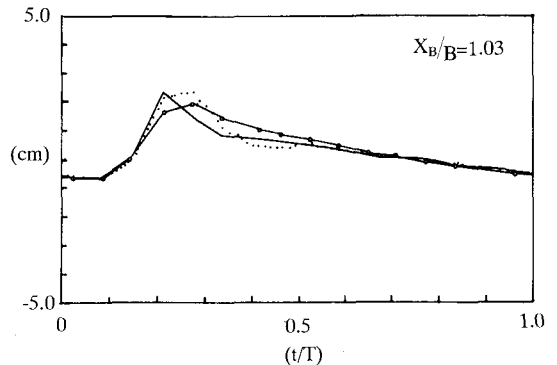


図-4(c) 潜堤内外の動水圧波形

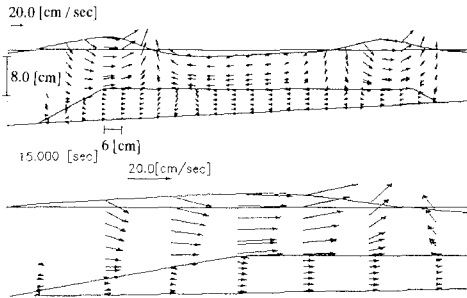


図-3(a) 潜堤周辺の流速分布

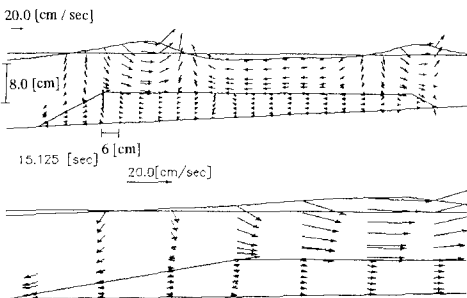


図-3(b) 潜堤周辺の流速分布

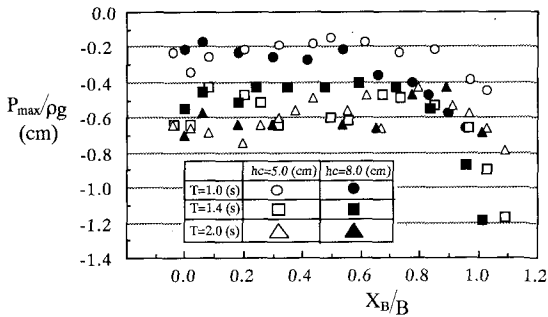


図-5 潜堤表面上での最大揚圧力の空間分布

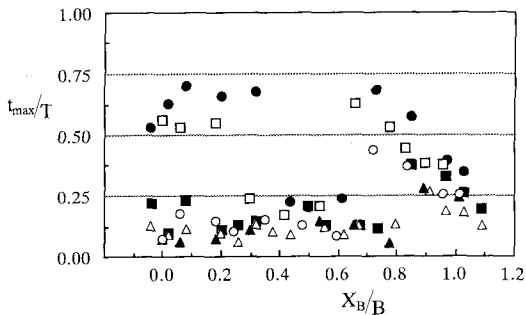


図-6 最大揚圧力の発生位相と堤体位置の関係

圧力の発生と波の作用方向の最大波力が同位相で組合わさった場合に最も危険な状態になる。このことから、最大揚圧力の発生位相 $t_{\max}/T$ と堤体位置の関係について検討したのが図-6である。この $t_{\max}$ は入射波峰を起点とした時間である。この図より、堤体中央部より沖側堤体面では $T=1.0$ s の場合を除いて波峰通過直後に発生しており、従来の被覆ブロックの安定実験で沖側法肩付近で被災例が多い結果と良く対応している。一方、岸側

法肩付近では、周期および堤体位置によって発生位相が大きく変化しており、入射波周期によってはこの位置での最大揚圧力が最も大きく生じることから、今後、作用波力との関係で検討する必要がある。

6. あとがき

本研究は、潜堤の被覆ブロックの安定性を評価するため、潜堤内部の流体運動に関する数値シミュレーション手法を開発し、堤体に作用する揚圧力の発生、大きさおよび発生位相について検討を行った。その結果、沖側法肩付近における被覆ブロックの揚圧力に対する不安定性が定性的に評価できた。今後、揚圧力に及ぼす堤体内部の構造形式の評価を可能とするため、フィルター層やコア部の透水層厚および透水係数を変化させた計算手法の開発を進めると共に、揚圧力を低減化するような堤体内部の構造形式について検討する予定である。

最後に、本計算手法を開発するに当たり大阪工業大学後野正雄助教授に貴重な資料の提供および御助言を頂いたことを付記し、謝意を表します。

参 考 文 献

- 泉宮尊司・遠藤雅人 (1989): 潜堤および透過性構造物のある海浜における波動解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 638-642.
- 宇多高明・小俣篤 (1987): 人工リーフの設計法, 土木技術資料, Vol. 29, No. 12, pp. 26-31.
- 榎本亨編著 (1991): 波と漂砂と構造物, 技報堂出版, 482 p.
- Somchai, R.・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 透過潜堤による波浪変形の解析モデル, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 643-647.
- Donald, J. W. and D. H. Peregrine (1984): Steep unsteady water waves - An efficient computational scheme, Proc. 19th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 955-967.
- Sawaragi, T. and M. Nochino (1989): Water wave breaking on uniform slope, Proc. Int'l Symp. on Computational Fluid Dynamics, Nagoya, pp. 989-994.