

幅広潜堤の強制碎波条件

酒井博之*・田中貴二**・服部昌太郎***

1. 研究の目的

幅広潜堤の消波効果に関してこれまで多くの実験がなされ(例えば, 高山ら, 1985; 片野ら, 1992; 加藤, 1992), 最近では潜堤周辺の波浪場の数値解析による検討も進展している(例えば, Rojanakanthorn ら, 1990; 大山・灘岡, 1991, 安田ら, 1991, 榊山 1992)。しかし, 幅広潜堤の消波作用(波高伝達率, 水位上昇量)と波浪場の形成などに対して支配的な役割を果たす, 潜堤による強制碎波の特性と碎波条件に関しては, 現時点では確定した知見をうるまでには到っていない。特に, 幅広潜堤の消波効果を定量的に評価するためには, 潜堤の形状と構造, 入射波条件などを考慮した強制碎波の発生条件を定式化する必要がある。

本研究では, 幅広潜堤前面水域と天端上で発生する強制碎波の形式とその発生条件に着目した模型実験を行い, (1)幅広潜堤の構造と設置条件, および入射波諸量による碎波指標を確立し, (2)その適用性を, 潜堤の波高伝達率と堤内水位上昇量の算定値と実験結果との比較で検証することを行った。

2. 実験装置と測定方法

2.1 実験装置

実験装置の配置を, 図-1 に示す。反射吸収式フラップ造波装置を備える, 両面ガラス張り二次元波動水槽(0.3 m×0.55 m×20 m)内に設置した1/20 勾配不透過斜面上に, 天端幅 $B=0.75$ m, 法面勾配 $\tan \theta=1/3$, 堤高 $d_s=0.23$ m の幅広潜堤模型を設置して, 実験を行った。潜堤模型は, 不透過式(モルタル製)と透過式(碎石: 平均粒径 17 mm・空隙率 17%, 平均粒径 28 mm・空隙率 25%および消波ブロック: 代表寸法 75 mm・空隙率 50%)の4種類で, その形状・寸法を図-2 に示す。また図-3 に, 本報で使用する主要な記号を示す。

2.2 測定方法

(1) 波高と水面変動 一様水深部($h_1=0.31$ m

~0.35 m)での入射波高 H_1 は一組4本の分圧式波高計群, また潜堤前・背面水域での水面変動 η は容量式波高計によって検出し, デジタル記録計に収録後, 電算処理した。潜堤背後での伝達波測定は, 潜堤岸側法先から入射波の1/2 波長地点で行い, 水面変動記録より平均水位上昇 $\bar{\eta}$ と η_{rms} を算定した。潜堤の伝達率 K_T は, 伝達波と入射波のエネルギー比で定義する。

(2) 碎波形状の記録 潜堤の天端と沖側法面上での碎波状況を高速ビデオ(200 コマ/s)で撮影記録し, 水槽ガラス側面に設置した1.0 cm 正方格子を用いて, 碎波形式と碎波諸量を29 インチモニター静止画像から読み取った。

(3) 実験条件 天端水深 $R=0.038$ m と0.075 m, 入射波周期 $T=0.80$ s~1.47 s, 一様水深部での入射波高 $H_1=0.02$ m~0.10 m である。

3. 実験結果とその考察

筒井ら(1988)と片野ら(1992)が認めているように,

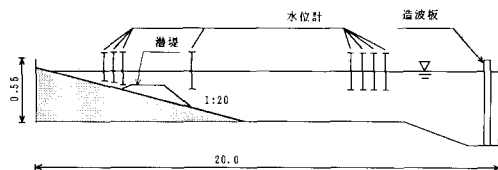


図-1 実験装置の配置 (単位: m)

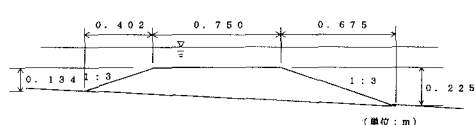


図-2 模型潜堤形状 (単位: m)

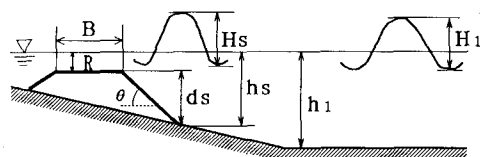


図-3 記号説明図

* 学生会員 中央大学大学院 理工学研究科
 ** 中央大学 理工学部土木工学科
 *** 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

潜堤が存在する海滨上の碎波には、潜堤沖側前面海滨での碎波に加えて、急勾配の法面と天端上の碎波に見られる特異な形態の碎波が存在する。本研究では、碎波条件を碎波発生位置により潜堤沖側海滨、潜堤法面および天端上の三区域に分けて検討する。

3.1 碎波と碎波位置の判定

本実験での一様勾配海滨上の碎波形式は、巻き碎波と崩れ碎波であった。しかし、潜堤上の碎波には通常の碎波形式に加えて、以下のような特徴を持つ碎波が発生する(片野ら, 1992)。すなわち、引き波時に潜堤上を流下する戻り流れによる跳水性碎波と、跳水碎波面と波頂部の碎波がほぼ同時に発生する二段碎波である。幅広潜堤内水域での平均水位上昇が増大する不透過潜堤の場合には、このような碎波の発生は顕著となる。これらの碎波判定は非常に困難であり、その判定法はまだ確定されていない。

本実験では、波頂が崩れ気泡連行が発生した瞬間を碎波と判定し、その波峰位置により法面碎波と天端碎波の区別を行い、碎波波高 H_b と碎波水深 h_b は、図-4 に示す状況での測定値を採用した。

3.2 碎波条件

(1) 潜堤沖側碎波 潜堤前方海滨面上での碎波条件は、浅水効果と潜堤からの反射の影響により、自然海滨の碎波条件と異なることが想定される。本実験での波高が大きい入射波条件の場合には、合田の碎波指標(1979)による算定碎波波高とほぼ一致する結果をえた(実験結果不登載)。特に、透過性潜堤の場合の一致度は、不透過潜堤よりも高いことが認められ、潜堤からの反射

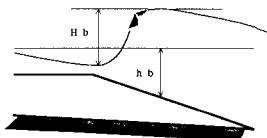


図-4 碎波波高と碎波水深

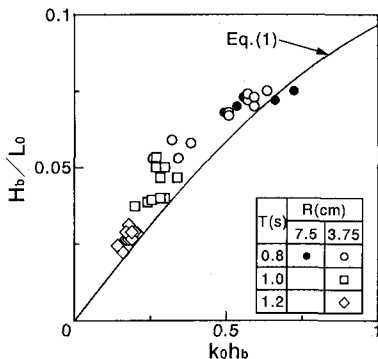


図-5 実験結果と Miche 型碎波条件式 (1) との比較 (透過潜堤, 空隙率 $\varepsilon=0.17$)

波の影響よりも、非線形浅水効果が卓越していると考えられる。

(2) 潜堤法面碎波 沿岸砂州、潜堤とリーフなどが存在する海滨上の碎波条件として、surf-similarity パラメーターによるもの (Smith・Kraus, 1991) や Miche タイプの指標 (Rojanakanthorn ら, 1990) が提案されている。

図-5 は、Rojanakanthorn らの碎波条件式 (1) と実験結果との比較の一例である。

$$H_b/L_0 = 0.127 \cdot \tanh(k_0 h_b) \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 H_b : 碎波波高、 h_b : 碎波水深、 $k_0 (=2\pi/L_0)$: 深海波の波数、 L_0 : 深海波の波長である。実験結果は式 (1) と若干の差はあるものの類似の傾向を示し、潜堤法面上での碎波条件式として、式 (1) が適用できるとみなせる。

(3) 潜堤天端碎波 幅広潜堤法面上で急激に波高を増大した入射波が、水深一定の潜堤天端上で碎波する。式 (1) の碎波条件によると、潜堤法面で碎波しない入射波は、非碎波のまま潜堤天端上を通過することになる。

天端水深が一定であることから、碎波条件として碎波限界水深の考えをそのまま適用することは妥当でない。そこで、斜面上での不規則波の碎波が、波前後の波底水深に影響されること (水口ら, 1988) を考慮して、天端碎波も波底水深が支配すると考えた。

進行波の水面波形の鉛直方向の非対称性に対する Goda (1964) の実験にならって、天端上での波高・水深比 H/R と潜堤天端から波頂までの鉛直高 h_c と水深 R との比 h_c/R の関係を示す実験結果の一例を、図-6 (透過潜堤: $\varepsilon=0.17$) に示す。図中の実線 $\eta_c (=h_c - R) = 0.5H$ は、静水面からの波峰高が微小振幅波の場合に相当し、また $\eta_c = H$ は孤立波の場合であることを示し、実曲線は Goda の実験結果である。記号 $\times$ と $+$ は非碎波、その他の記号は碎波を示す。実験結果から、(1) 天端碎波には波底水深が関係する ($\eta_c = 0.75H_b$)、(2) 碎波発生限界に入射波周期の影響が認められる、(3) 天端上の戻り流れに潜堤空隙率が影響するため、空隙率の増大にと

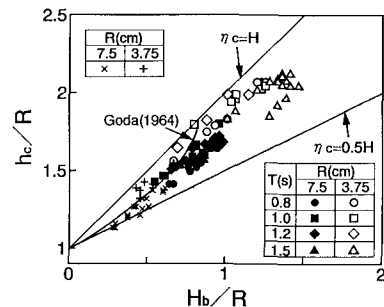


図-6 h_c/R と H_b/R との関係 ($\varepsilon=0.17$)

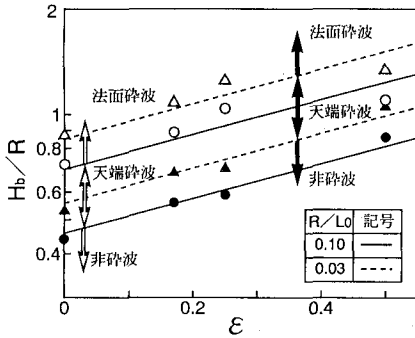


図-7 天端砕波の発生条件 ($H_b/R \sim \epsilon$)

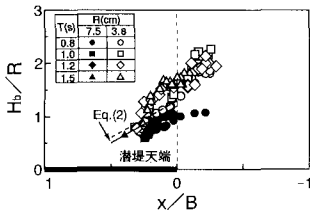


図-8 砕波波高と砕波発生位置 ($\epsilon=0.25$)

もない砕波の発生が抑えられる、ことなどが明かとなった。図-6の実験結果より、 R/L_0 をパラメータとして天端上砕波の発生条件を、 H_b/R と空隙率 ϵ との関係で示したものが図-7である。図中の●と▲は天端上非砕波限界、また○と△は潜堤法肩砕波の実験値である。若干のばらつきがあるが、非砕波と天端砕波、天端砕波と法面砕波との限界が、それぞれ実・破線で示されている。図-8は、法肩から天端上の砕波位置までの水平距離 x/B を、 H_b/R との関係で示したもので、(1)天端砕波の発生範囲は潜堤沖側法肩から天端幅中央 ($0 \leq x/B \leq 0.5$) までである、(2)砕波波高は法肩からの距離と共に、ほぼ直線的に減少することが認められる。

この結果と図-7とより、天端砕波位置を与える式(2)をえた(図-8の実・破線)。

$$H_b/L_0 = (R/L_0)^{6/7} \cdot \exp[1.2\epsilon - \{0.69 + (x/B)\}] \quad (2)$$

上式で、 $x/B=0$ と 0.5 として算定される H_b は、非砕波限界と法肩砕波に対応する砕波波高で、また砕波波高が決定されれば、式(2)より天端上の砕波位置が算定できる。

以上の検討結果により、潜堤効果を受ける砕波条件と発生位置を算定することが可能となった。

3.3 強制砕波指標

ステップや潜堤による急激な水深変化がもたらす、入射波の変形、伝達率などを数値解析により評価算定する研究が行われている。このような現象に対して重要な関わりを持つ、砕波の発生条件と砕波波高に関する指標を、

数値実験により定式化することを、安田ら(1991, 1992)は行っている。

surf-similarity パラメーター $\xi = \tan \theta / (H_0/L_0)$ は、一樣斜面上の周期波の砕波条件と砕波形式を適切に記述できることが知られている。安田ら(1991)は、一樣水深に設置された不透過性台形潜堤に入射する孤立波に対する surf-similarity パラメーター ξ_s'' として、式(3)を提案している。

$$\xi_s'' = [B/h_1 + (d_s/h_1)/3.5 \tan \theta]^{0.2} \cdot (d_s/h_1)/(H_1/h_1)^{0.4} \quad (3)$$

ここで、 d_s は潜堤高さである。式(3)の ξ_s'' は、潜堤法面による水深変化と波の非線形性とを関係づけるパラメーターとみなされる。安田らは、強制砕波に対する支配パラメーターとして ξ_s'' を採用して、数値実験結果より砕波限界波高指標を提案した。

そこで、本研究でも式(3)のパラメーター ξ_s'' によって、透過性幅広潜堤による強制砕波条件を検討することを試みた。

安田らの数値実験条件は、(1)一定水深に不透過潜堤を設置、(2)入射波は非周期性の孤立波、(3)潜堤背後水域からの反射と堤内の水位上昇は起こらない、(4)潜堤天端水深条件は一定($d_s/h_1=0.7$)である。したがって、一樣勾配斜面上に設置した潜堤に周期波が入射する、本研究の実験結果の検討に当たっては、入射波周期 T 、潜堤の空隙率 ϵ 、天端水深 R などの効果を考慮する必要がある。また、潜堤への入射波条件は、潜堤前面の海浜斜面上での波変形計算あるいは実験結果より与えられるとして、潜堤沖側法先水深 h_s での波高 H_s を既知量とした。

上記の考察より、砕波限界指標式(4)に基づいて実験データの処理を行う。

$$H_b/L_0 = A(\epsilon, R/h_s, B/d_s) \cdot (h_s/L_0) \cdot \xi_s''^n \quad (4)$$

ここで、 $A(\epsilon, R/h_s, B/d_s)$ は潜堤の構造と形状とに関係する実験関数である。指数 n の最適値として、実験結果より $n=-3$ と決定した。また、実験関数 A は

$$A(\epsilon, R/h_s, B/d_s) = A_1(\epsilon, R/h_s) \cdot (2B/5d_s)^3 \quad (5)$$

式(5)の A_1 は、潜堤全体としての空隙効果を表すもので、透過潜堤に対しては

$$A_1(\epsilon, R/h_s) = [1.0 - 0.12 \cdot (R/h_s) - 0.6\epsilon] \cdot \exp(\epsilon) \quad (6)$$

また、不透過潜堤には、

$$A_1(0, R/h_s) = 5 \cdot (R/h_s) + 0.55 \quad (7)$$

と決定された。

図-9と10は透過潜堤、図-11は不透過潜堤の実験結果と式(4)との比較を、 H_b/L_0 と H_s/h_s との関係で示したもので、両者の一致度は極めて良好である。透過潜堤の空隙率は $\epsilon=0.17 \sim 0.50$ 、相対天端水深は $R/h_s=0.14$

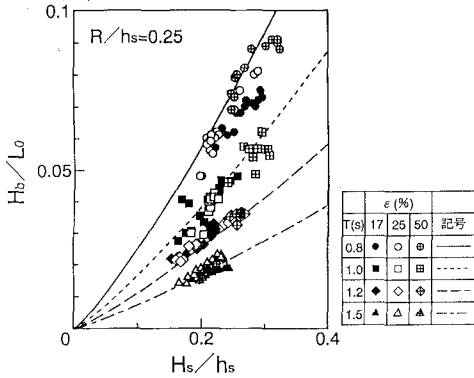


図-9 限界碎波高の指標式(4)と実験との比較
(透過潜堤: $R/h_s=0.25$)

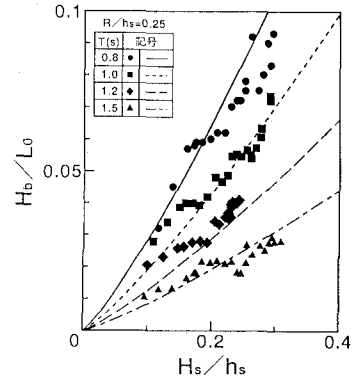


図-11 限界碎波高の指標式(4)と実験との比較
(不透過潜堤: $R/h_s=0.25$)

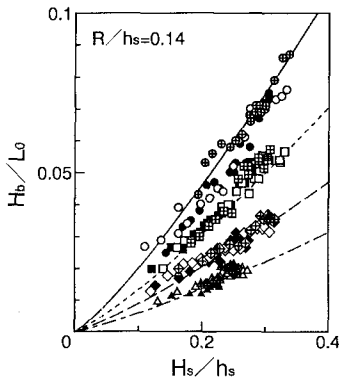


図-10 限界碎波高の指標式(4)と実験との比較
(透過潜堤: $R/h_s=0.14$) (記号は図-9と同じ)

と0.25と変化させて実験を行っている。この条件に対する式(6)の $A_1(\epsilon, R/h_s)$ は、 $1.0 \leq A_1 \leq 1.2$ と僅かな範囲内でしか変化しないことから、図-9と10では $A_1(\epsilon, R/h_s)=1.1$ とした。

不透過潜堤では、式(6)で $\epsilon=0$ とした A_1 値と式(7)とは一致しない。不透過潜堤では堤内の平均水位上昇は大きく、戻り流れは全て天端上を流下する。加えて、潜堤よりの反射波の影響も透過潜堤に較べて強く現れる。その結果、同一入射波条件での限界碎波波高は、不透過潜堤よりも透過潜堤の場合が増大する。上記の諸現象は、実験が周期波によった結果で、孤立波による数値実験では再現されていない。透過潜堤の場合には、堤内の平均水位上昇は不透過潜堤に比較して低く、引き波時の戻り流れの流速は透過性効果によって水深方向に平均化され低減する。したがって、周期波を使用した実験でも、透過潜堤の場合には数値実験に近い潜堤周辺の流れの場合、形成されていたと考えられる。

3.4 碎波波高と碎波位置の決定法

前節までの検討により、幅広潜堤による碎波の限界波

高と碎波位置を、以下のようにして決定することが可能となる。すなわち、

- (1) 潜堤前面海浜上の碎波は、合田の碎波指標(1979)により判定し、碎波波高と水深を算定する。
- (2) 潜堤の法先での入射波条件を計算・実験で決定し、式(4)より碎波波高を算定する。ついで、
- (3) 式(2)より計算される潜堤法肩での碎波波高との比較より、法面・天端碎波の判定をする。
- (4) 法面碎波に対しては、式(1)により碎波水深を、また
- (5) 天端碎波に対しては式(2)より碎波位置を算定する。以上の算定手順により、潜堤碎波の諸量が決定される。

4. 伝達率と潜堤背後の平均水位上昇量の算定

片野ら(1992)は、幅広潜堤の伝達率 K_T は破砕波減衰を考慮したエネルギー方程式、また堤内水域での平均水位上昇 $\bar{\eta}/R$ はラディエーション応力と運動量方程式によって、式(8)と(9)とをえている。

$$K_T = A_T [2R^2 / (l \gamma I \gamma_B)^2 \cdot \{1 + (l/R)^2 \gamma_B^4 - 1\}^{1/2}] \dots\dots\dots (8)$$

および、

$$\bar{\eta}/R = A_S [-1 + \{1 + \gamma_B^2/2 - (3/8)\gamma_B^2 K_T^2\}^{1/2}] \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 A_T と A_S は実験より決められる関数で、

$$A_T = 1.8 \cdot [1/(1-\epsilon)] [1.75 - 15(R/L_0)] \dots\dots\dots (10)$$

$$A_S = 0.3 \cdot [1/(1-\epsilon)]^{-1} [1.75 - 15(R/L_0)] \dots\dots\dots (11)$$

また、 l : 碎波位置から潜堤背後の波の再生地点までの距離、 $\gamma (=H/R)$: 相対波高、添え字 B と I は碎波位置と波の再生地点の量を表す。なお、アンダーラインを付けた係数は、実験結果より決定した。

3章で示した、入射波の碎波条件(H_b と h_b)と碎波位置の算定法を用い、式(8)と(9)とより計算される K_T と $\bar{\eta}/R$ を、実験結果と比較した例として透過潜堤

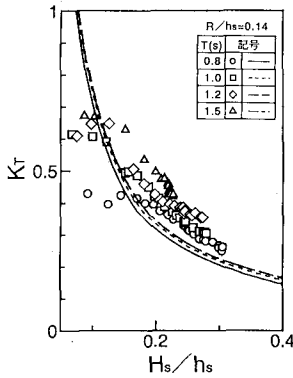


図-12 伝達率の算定値 (式 (8)) と実験との比較
(透過潜堤: $\varepsilon=0.17$, $R/h_s=0.14$)

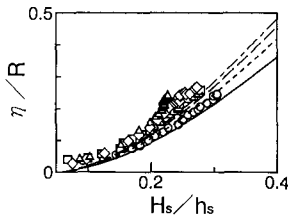


図-13 平均水位上昇の算定値 (式 (9)) と実験との比較
(透過潜堤: $\varepsilon=0.17$, $R/h_s=0.14$) (記号は図-12と同じ)

($\varepsilon=0.17$, $R/h_s=0.14$) の場合を、図-12 と 13 に示す。図中の実曲線は、潜堤法先での相対波高 H_s/h_s を既知量とし、入射波周期をパラメータとした計算結果で、実験結果と良好な一致を示している。しかし、潜堤天端水深が大きく ($R/h_s=0.25$) 入射波高が小さい場合には、両者間の一致の程度が若干低下することが認められた。その主たる原因は、水面変動の測定精度が低いことである。

5. 主要な結論

潜堤の消波機能に関わる水理現象に対して、重大な影響を持つ碎波の限界波高と碎波水深 (位置) の算定法を提案し、潜堤の伝達率と背後水域での平均水位上昇の実験結果との比較によって、その適用性の検証を行った。本研究の結果えられた主な事柄を以下に記す。

- (1) 安田らの数値実験で提案された碎波パラメータ ξ_s^* を用い、法面・天端碎波に対する潜堤での強制碎波指標式 (5) が、周期波実験により確定できた。
- (2) 法面上の碎波位置は、Miche 型の式 (1) (Rojanakanthorn ら, 1990) により算定される。
- (3) 天端上碎波は波底水深を用いた限界条件に支配さ

れる。碎波波高は堤体空隙率に関係し、法肩からの距離にほぼ比例して減少する。碎波位置は式 (2) より決定する。

- (4) 本研究の潜堤碎波条件による算定法の適用性は、幅広潜堤の伝達率と堤内水位上昇量との比較 (片野ら, 1992) により確認された。

本研究の特徴は、数値実験で見出された碎波パラメータを採用して、模型実験結果に基づき潜堤周辺での強制碎波指標を決定したことである。この成果は、沿岸砂州などが存在する海浜上の碎波条件の決定にも適用できることが期待される。

謝辞: 本研究の一部は、文部省科学研究補助金 (特定研究 03201138, 研究代表者 服部昌太郎) で行ったことを記して、謝意を表する。

参考文献

- 大山 巧・灘岡和夫 (1991): 数値波動水槽を用いた潜堤による波の分裂現象の解析, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 16-20.
- 片野明良・服部昌太郎・村上信一郎 (1992): 幅広潜堤の消波特性の表示システム, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 646-650.
- 加藤 始 (1992): 透過潜堤による波高減衰効果と堤内水位上昇に関する研究, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 636-640.
- 合田良実 (1979): 碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集, No. 180, pp. 39-49.
- 楠山 勉 (1992): 潜堤による非線形波の分裂に関する数値解析, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 626-630.
- 高山知司・永井紀彦・関口 忠 (1985): 広天端幅潜堤の波浪減衰効果に関する不規則波実験, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 545-549.
- 筒井純一・磯部雅彦・渡辺 晃 (1988): 急勾配斜面上における碎波条件に関する実験的研究, 土木学会, 第 44 回年次学術講演会概要集 II, pp. 610-611.
- 水口 優・渡部武士・竹村要一・伊藤 満 (1988): 斜面上での不規則波の碎波条件について, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 178-181.
- 安田孝志・楠原幸雄・北村 茂 (1991): 水深変化による孤立波の変形と碎波に及ぼす斜面の影響, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 41-50.
- 安田孝志・原 正典・楠原幸雄 (1992): BIM を用いた矩形潜堤による孤立波の変形と碎波, 土木学会論文集, No. 443/II-18, pp. 73-82.
- Rojanakanthorn, S.・磯部雅彦・渡辺 晃 (1990): 透過潜堤上における波の波形変形計算法, 海岸工学論文集, 37 巻, pp. 549-553.
- Goda, Y. (1964): Wave forces on a vertical circular cylinder, Experiments and a proposed method of a wave force computation, Rept. of Port and Harbour Res. Inst., No. 8, 78 p.
- Smith, E. and N. C. Kraus (1991): Laboratory study of wave-breaking over bars and artificial reefs, Jour. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg., Vol. 117, No. 4, pp. 307-325.