

バー型地形における不規則波の碎波変形について

権 赫 珉*・合 田 良 実**

1. はじめに

沿岸域における波浪変形の予測は、構造物の設計や砂の移動の推定などに必須の項目である。そのため、数多くの碎波帯での波浪変形予測モデルが発表されている。しかし、実際の海底は一樣斜面だけではなくステップ型およびバー型などの地形が多く見られることから、複合断面にも適用できるモデルが求められている。

バー型地形での不規則波の碎波変形に関する既往研究として、レーリー分布を仮定した高山ら(1991)、ポアモデルによる Battjes・Janssen (1978)、そして安定波概念を導入した Dally・Dean(1986)などが挙げられる。しかし、いずれも物理的プロセスの不明確さあるいは計算の繁雑さなどの難点があり、完成されたものとはいえない。

本研究では、不規則波が碎けた後も進行を続けて安定した波に再生される過程を一般化し、エネルギー減衰項の適切な表現式を得ることを目的とする。この碎波終了後の波高をここでは安定波高と称する。この安定波高に至るエネルギー減衰のプロセスを取り込み、バー型地形を含む複合斜面に適用できる新たな不規則波浪変形モデルを開発することを目的とする。

2. 実験方法

(1) 実験の条件

実験は全長 17 m、幅 0.5 m、深さ 0.55 m の二次元造波水槽で行った。まず、水平床上での摩擦による波高減少を定量的に判断するために、非碎波波浪を用いて、水平床上の水深 h_2 が 9 cm と 11 cm で 3 種類のスペクトルを使い、波高および周期を変えながら、総計 18 種類を用いて実験を行った。長さ 2 m の 1/10 斜面に続けて、長さ 2 m の 1/20 勾配斜面を設け、その後に長さ 6 m の水平床を設置した。水平床の高さは水路床上 25 cm であり、一樣水深部の水深 h_1 は 34 cm と 36 cm、2 種類である。一つの波浪に対して、波形は 14 地点で測定した。このため順番に波高計を移動し、8 地点の同時測定を 2 回ずつ行った。

波高計 #1 は、造波板から 3 m 離れた地点に設置し、#2 はその位置を調整して、合田・鈴木ら (1976) によって提案された入反射波分離を試みた。斜面 1/10 が始まる所から 1 m 離れた斜面から波高計 #3、#4 を 1 m 間隔で設置した。さらにステップと斜面の境界に波高計 #5 を設置した。ステップの上では #6 から #14 まで 9 個の波高計を 60 cm 間隔で設置した。次に、碎波減衰の基礎データを得るため、3 種類のスペクトルと 2 つの水深についてそれぞれ 3 通りに変えた周期および波高を対象として、総計 54 種類の不規則波を用いて実験を行った。波高は 図-1 の 14 地点で測定した。データのサンプリング時間は 0.05 sec として、一回に 8192 個のデータを取得した。

(2) 実験データの解析

実験データの解析は、まず、入射波 (#1 および #2) のスペクトルを解析して、最大エネルギー密度の低周波数側でエネルギーが急減する周波数を判別し、これ以下をカットするフィルター操作を行った。波高はゼロダウクロス法で定義した。

入・反射分離はピーク周波数の 0.6 倍から 3 倍までを対象にした。ステップ床上では摩擦による波高減衰を定量的に判定するため、非碎波実験のデータを対象とし、#5 から #14 までの波形についてフーリエ変換 (FFT) 法ですべてのフーリエ成分波振幅を算出した。そして、分解されたフーリエ成分波の振幅を次の式で増大させた。この式は岩垣ら (1965) の層流理論に基づいた摩擦影響に関する評価式に基づくものである。

$$a_{cor} = a_{mes} \exp(C_{amp} \epsilon_{b+w} x/L) \dots\dots\dots (1)$$

ここで、

$$\epsilon_{b+w} = (4\pi^2/\beta L)(1 + 1/\psi_0)(\sinh 2k d_0 + 2k d_0) \dots\dots\dots (2)$$

$$\beta = (\pi/\nu T)^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

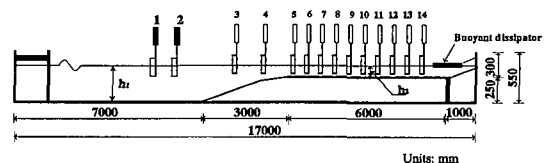


図-1 安定波高を求める実験の断面および測定地点

* 横浜国立大学大学院 工学研究科
** フェロー 横浜国立大学教授 工学部建設学科

$$\phi_0 = kB/\sinh 2kd_0 \dots\dots\dots (4)$$

式(1)の a_{cor} は補正したフリーエ係数の振幅、 a_{mes} は測定値の振幅、 x はステップの始まる地点への距離、 L は相当地点での波長、 $C_{amp}(\geq 1.0)$ は補正係数、 ν は動粘性係数、 d_0 は静水深時の水深、 B は水槽の幅である。

次に補正された各成分振幅を逆FFT法で波形に戻した。ただし、 $f \geq 4$ Hz については増大率が過大なるのを防ぐため、 $f = 4$ Hz に対する ε_{b+w} の値を使用した。補正係数 C_{amp} については、摩擦補正後の水平ステップ上の $H_{1/3}$ が式(1)での距離 x に係わりなくほぼ一定値になる値として 1.48~2.19 (スペクトルにより異なる) を採用した。砕波減衰の実験データについても、摩擦減衰が線形的に作用しているものとして、以上の方式を適用し、水面波形を補正したうえで、各々の波を算出した。

3. 不規則波による安定波高の推定

権・合田 (1994) は、規則波に対する砕波変形モデルを提案し、安定波高の概念を導入した。そして、規則波による砕波後の安定波高は、周期と水深の関数であることを明らかにした。また、非線形浅水係数については次の近似式を設定した。

$$K_s = K_{s0} + 0.0015(d/L_0)^{\alpha}(H_0/L_0)^{\beta} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 K_{s0} は線形理論による浅水係数であり、 $\alpha = -2.87$ 、 $\beta = 1.27$ である。式(5)は、首藤 (1974) の有限振幅波理論にもっとも適合する近似式として、試行錯誤によって定めたものである。さらに、水平床における砕波限界式を次のように提案した。

$$H_b/d_0 = 0.10(d_0/L_0)^{-1}\{1 - \exp(-1.5\pi d_0/L_0)\} \dots\dots (6)$$

これらの式により、ステップ地形における規則波の砕波変形は、減衰速度係数、 $K_d = 0.15$ を用いて適切に予測できることを示した。

不規則波の場合も図-2 に示したように各代表波に対する安定波は周期 T と水深 d_0 の関数であることがわかる。このデータは水平床上の砕波減衰過程の波高測定値に対して、各種代表波高に $H = H_0 \exp(-\varepsilon x/d) + H_s$ の関係を仮定し、逐次最小2乗法によって安定波高 H_s を求めたものである。図-2 の曲線群はこれにより次の安定波高の表現式を得た。

$$H_s = \Gamma d \dots\dots\dots (7)$$

$$\Gamma = A(d_0/L_0)^{-1}\{1 - \exp(-1.5\pi d_0/L_0)\} \dots\dots (8)$$

$$d = d_0 + \bar{\eta} + \bar{\xi}; \bar{\xi} \approx \bar{\eta} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 A は安定波高係数、 d_0 は静水深、 $\bar{\eta}$ は平均水位の変化量、 $\bar{\xi}$ はサーフピートの代表値である。 $\bar{\xi}$ の設定においては、次のように実水深の関係式を設けた。

$$h + \bar{\eta} + \bar{\xi} = h + \chi \bar{\eta} \dots\dots\dots (10)$$

そして、水深・波長比と砕波による有義波高・実水深比の関係を χ を 1, 2, 3 に変えながら直線で当てはめをお

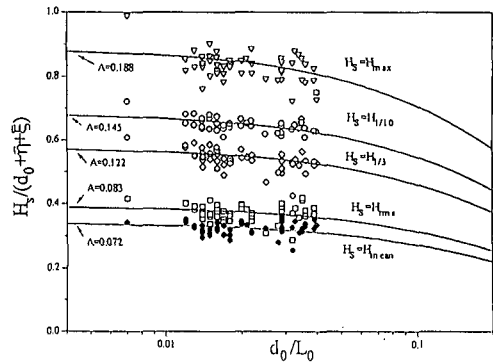


図-2 砕波後の安定波の波高・水深比

表-1 不規則波の代表波高に対する安定波高係数 A の値

H	mean	rms	1/3	1/10	max
A	0.072	0.083	0.122	0.145	0.188

こない、標準偏差が一番小さい場合 ($\chi = 2$) を選択したものである。

次の図-2 は代表波に対する安定波高を合田 (1975) の砕波指標と比較してある。なお、深海波長 L_0 は波高いずれの代表波高についても有義波周期で計算している。

4. 一次元不規則波波浪変形モデル

(1) 基本方程式

エネルギー平衡方程式に基づき、砕波によるエネルギー逸散は入射波のエネルギーフラックスと安定波のエネルギーフラックスとの差に比例するという Dally ら (1985) の考え方を採用した。これにより、波高変化の試算式として次式を得る。

$$\frac{\partial [H^2 C_g]}{\partial x} = -\frac{K_d}{d} C_g [H^2 - \Gamma^2 d^2] \dots\dots\dots (11)$$

そして、平均水位に対しては運動量の平衡方程式を用いて、

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{1}{\rho g(d + \bar{\eta})} \frac{dS_{xx}}{dx} \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 x は岸向きの距離、 g は重力加速度、 ρ は水の密度、ラディエーション応力 S_{xx} は次式で与えられる。

$$S_{xx} = \frac{1}{16} \rho g H_{rms}^2 \left[1 + \frac{4kd}{\sinh 2kd} \right] \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 H_{rms} は波高の自乗平均平方根値である。

(2) 砕波減衰速度係数の取扱い

上式 (11) の K_d は砕波減衰の速さを表す係数であり、不規則波に対してはある距離 LL にわたって漸変するプロセスを導入する。これは不規則波の場合は、規則波と違って個々波の砕波点が異なるためである。この K_d の

漸変距離は経験的に水深換算で H_0 の 20% に相当するものとして、 $LL=0.2(H_0/\tan \theta)$ と見積った。この経験式は合田のモデルと比較をおこない、もっともよく近似できるものとして設定したものである。図-3 は斜面勾配が途中で変化する場合の碎波減衰速度係数の取扱い方を示す。この係数の最終値 0.20 も、合田 (1975) のモデルと比較を行ったうえ、もっとも近似出来るものとして設定したものである。

(3) 計算の手順

波浪の浅水・碎波モデルは碎波前と碎波後に大きく分けられる。本モデルの入力条件は各々の代表波高および有義波の周期を用いるものである。波浪は碎波帯に達するまで浅水変形を行う。本モデルでは波浪の非線形性を考慮するため、非線形浅水近似式 (5) で求めることにする。詳しくは著者ら (1994) を参照されたい。斜面の場合は安定波高の関係式に斜面の影響を考え、次の式を適用する。

$$H_0 = \Gamma_b d \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\Gamma_b = A(d_0/L_0)^{-1} \left\{ 1 - \exp \left[-1.5 \frac{\pi d_0}{L_0} (1 + 15 \tan^{4/3} \theta) \right] \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 A は表-1 に記載する各代表波高の安定波高係数である。

碎波が始まると、図-3 で示したように、一樣斜面の場合は碎波開始点 $xx1$ から距離 LL だけ進んだ $xx2$ の間で K_d の値を 0 から 0.20 まで直線的に増加させ、それ以降は 0.20 の一定値とする。しかし、碎波減衰の途中で斜面の傾斜が変わる場合には K_d の増加率を変える必要がある。これは K_d の漸変距離 LL が斜面勾配の関数であるとしているためである。具体的には、距離 $ss1$ で傾斜が緩やかになったとすると、 K_d は Q 点から S 点へ向かって緩やかに増大し、距離 $ss2$ の地点で一定値 0.2 に到達する。一樣勾配であれば PQR の経路をたどって距離 $xx2$ で一定値になるのに対し、勾配が変化する斜面では PQS の経路をとることになる。碎波減衰の過程で K_d の値が 0.20 に達していなくとも波浪が安定波に到達した場合は、碎波減衰を終了して、浅水変形の過程に入る。

平均水位を算出するためにはラディエーション応力を先

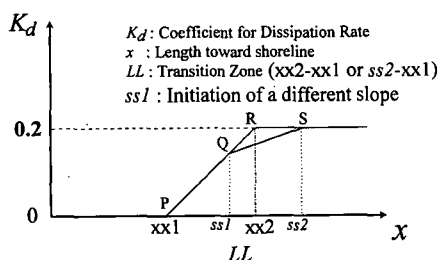


図-3 碎波減衰項の取扱い

に計算する必要がある。この際に用いる波高は自乗平均平方根 (H_{rms}) であるため、他の代表波高について計算する場合には合田 (1975) による次の関係式を用いて計算した。

$$H_{rms} = H_{1/3} / 1.416 \quad \dots\dots\dots (16)$$

本モデルで平均水位を計算する場合、最初の汀線では水深が 0 にあるために 1 回目の計算では求めることができない。そこで次のように直線的な関係式で汀線での平均水位を推定し、その後には汀線も含めた 2 回目の計算で全地点の波高・平均水位を算出した。

$$\bar{\eta}_i = \frac{ddx}{DX} (\bar{\eta}_{i-1} - \bar{\eta}_{i-2}) + \bar{\eta}_{i-1} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 DX は計算間隔、 ddx は汀線から計算地点までの距離である。

本モデルでの計算は 2 回目と 1 回目の平均水位を比較してその差が 2 回目の平均水位の 2% 以下になるので、2 回目で計算を終了することとしている。

5. モデルの検証

本モデルの検証は一樣斜面、斜面に接続したステップそして斜面が負になるバー型地形に対して行った。

(1) 一樣斜面での変形

一樣斜面での碎波変形に関しては合田 (1975) の確率モデルがある。このモデルは多くの実験および現場のデータと比較が行われ、実用上ほぼ十分な精度があることが確認されている。そこで、本モデルとの比較によってその妥当性を確認することにした。

図-4 に示したように、碎波点で本モデルが大きめであり、汀線近くで本モデルの方がやや小さめであるが、全体としてよく一致していることが分かる。図-4 から一樣水深での波浪は安定波高に到達しないことが分かる。

(2) 斜面に接続したステップでの変形

次の図-5 で、斜面での実験データと計算の比較を示した。計算のとき距離の刻みは 5 cm にした。計算との比較には、JONSWAP 型スペクトル ($\gamma=3.3$) を持ち、波形勾配がほぼ等しい波浪データの中で水深が異なるものを用いた。図-5 に示したように、本モデルは水平床上での水深が浅い場合も的確に予測していることが分かる。

(3) バー型地形での実験結果と比較

バー型地形での基礎データを得るために図-6 のような断面を設けて実験を行った。

断面は 1/10 と 1/20 斜面を組み合わせでバー型で設置した。波高計は前面の斜面で #3 と #4 を 1 m 間隔で設置しており、#4 から #14 までは 50 cm 間隔でなっている。実験は、3 種類のスペクトル、2 つの水深波高、周期と波高をそれぞれ 3 通りに変えながら全部で 54 種類を用い

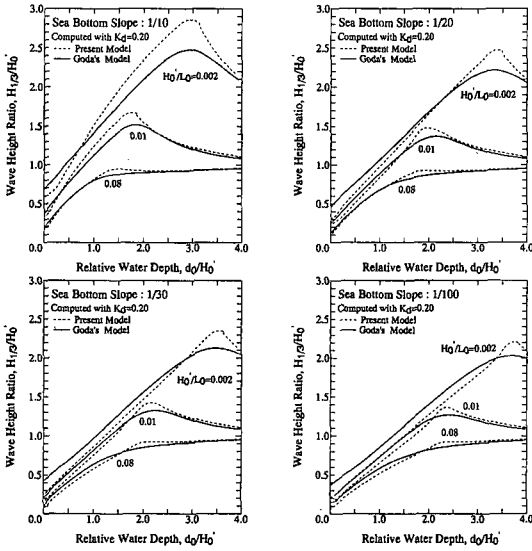


図-4 一様斜面での合田モデルとの比較

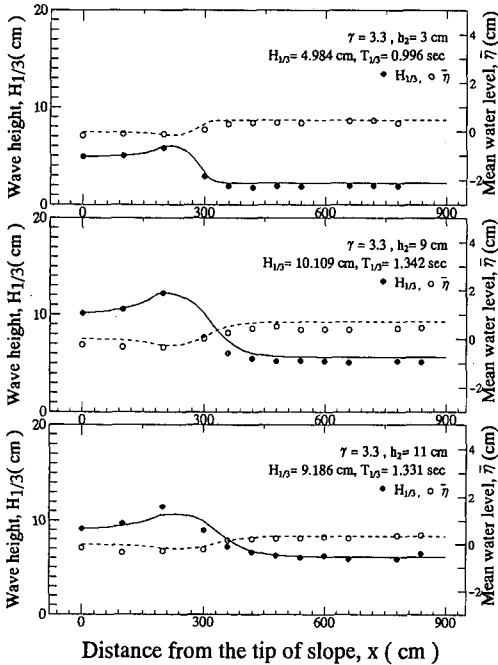


図-5 ステップ地形での比較

て行った。

図-7で比較されたデータは、一様水深 h_1 が 36 cm として、プレットシュナイダー・光易型スペクトルを用いたデータであり、波形勾配が異なるものである。

上の図-7に示したように、波形勾配がもっとも大きい場合は、有義波高がやや大きく評価しているが、全体としてよく一致していることが分かる。特に、自乗平均

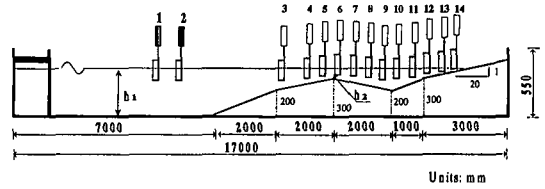


図-6 バー型地形の断面図

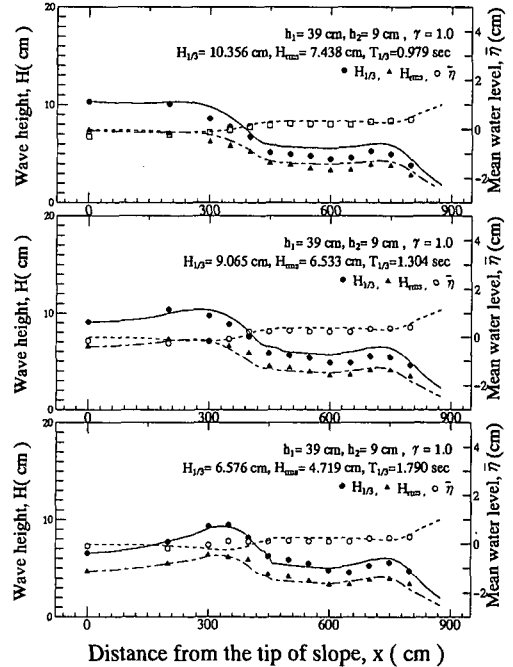


図-7 バー型断面での実験値と計算値の比較

平方根波高は高い水準で予測出来ている。減衰途中で水深が深くなる地点で安定波高に到達した波浪は、次に浅水変形してまた碎波する。さらに、汀線に近い所でも波高は的確に予測されており、波浪変形全過程での平均水位の変動も計算値と良い一致を見せている。図-7に示した例以外に、異なるスペクトル型を持つ波浪の碎波変形もほぼ差がないことが確認されており、本モデルは広い範囲のスペクトル型に適用できるものであることが分かる。

(4) 現地観測データとの比較

Hotta・Mizuguchi (1980) は、60 地点に約 2 m 間隔でポールを設置し、16 mm のメモーションカメラ 6 台を同時に動かして水位変動を撮影し、その解析からバー型地形における $H_{1/10}$ と $H_{1/3}$ の変化を報告している。図-8は計算値と現地観測のデータの比較を示したものである。

現場のデータとの比較では、碎波前が計算値の方が大

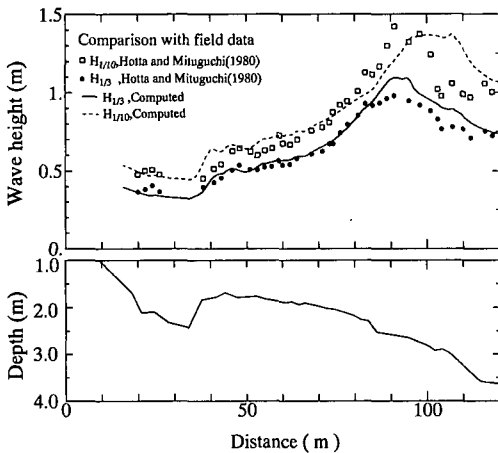


図-8 現場のデータとの比較

きめである。しかし、120～100 m 間には斜面が急に変化しているにもかかわらず $H_{1/3}$ と $H_{1/10}$ 波高の場合は、それほど大きくないことが分かる。これは現場の場合は 3 次元的な変動のせいであるかも知れない。Dally・Dean (1986) もこのデータに対して予測を試みているが、そのモデルでは浅水変形を線形理論で予測したため、碎波付近の予測が現地測定値より小さく評価している。

6. 主要な結果

水平床上での不規則波の安定波高は水深波長比の関数であることが明示された。不規則波の代表波高に対する安定波高は合田 (1975) の碎波指標を用いて係数 A を最大波高, $1/10$ の最大波高, $1/3$ の最大波高, 自乗平均平方

根波高, 平均波高に対してそれぞれ 0.188, 0.145, 0.122, 0.083, 0.072 に変えることによって推定できた。不規則波の碎波変形はスペクトル型の影響がほぼないことが分かった。本モデルは、一様斜面, 斜面に接続したステップそしてバー型断面での波高および平均水位を的確に予測しており、汎用性が高いモデルであるといえよう。

なお、本研究の一部は文部省科学研究費補助金 (一般 A) によるものであることを付記する。

参 考 文 献

- 岩垣雄一・土屋義人・陳 活雄 (1965): 海底摩擦による波高減少の基礎的研究 (3), 第 12 回海岸工学講演会論文集, pp. 41-49.
- 合田良実 (1975): 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 58-106.
- 權 赫珉・合田良実 (1994): 複合断面地形における規則波の碎波減衰過程に関する研究, 海洋開発論文集, Vol. 10, pp. 31-36.
- 高山知司・池田直太・平石哲也 (1991): 碎波および反射を考慮した波浪変形計算, 港湾技術研究報告, 第 30 巻, 第 1 号, pp. 21-67.
- 首藤伸夫 (1974): 非線形長波の変形, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp. 57-63.
- Battjes, J. A. and J. P. F. M. Janssen (1978): Energy loss and setup due to breaking of random waves, Proc. 16nd Int. Conf. on Coastal Engg., pp. 529-587.
- Dally, W. R., R. G. Dean, and R. A. Dalrymple (1985): Wave height variation across beaches of arbitrary profile, Jour. Geophysical Res., Vol. 90, No. C6, pp. 11917-11927.
- Dally, W. R., and R. G. Dean (1986): Transformation of random breaking waves on surf beat, Proc. 20nd Int. Conf. on Coastal Engg. pp. 109-123.
- Hotta, S. and M. Mizuguchi (1980): A field study of waves in the surf zone, Coastal Engineering in Japan, Vol. 23, pp. 59-79.