

不規則波の碎波指標について

合 田 良 実*

1. ま え が き

波がどのような水深、波高で碎けるかを表示したものは碎波指標と呼ばれており、理論、実験、観測値などに基づいているとりまとめられている¹⁾。波高・周期一定の規則波の場合には碎波点がほぼ一定であり、碎波水深や碎波高を明確に定義することができる。碎波指標の多くは、こうした規則波を対象として作成されたものである。一方、実際の海の波の場合は不規則波であって、碎波は随所で起こり、波群としての碎波点を明確に定義することは不可能に近い。

ところが構造物の設計などでは、不規則波であるにもかかわらず碎波水深や碎波高が定められるかのように考えて、これを規則波に対する碎波指標から求めることが多い。そして、対象地点の波が碎波か否かを判断して設計法を選択している。しかし、実際には一連の波群中に碎波、非碎波いろいろ入り交じった状態で波が作用する。したがって、不規則な波群に対して碎波か否かを判断することは無意味である。

このような碎波指標の誤用の一因は、波圧公式などが碎波と非碎波で計算法が分かれていることにある。また、不規則な波浪の碎波現象が良く理解されていないことにも原因している。このうち波圧の計算法に関しては、碎波・非碎波の区分は無用のものであり、著者もこれを取り除いた新しい波圧計算法を別に発表²⁾した。一方、不規則波の碎波については、若干の研究^{3)~7)}が行なわれているのみのようなので、ここに現在実施中の研究⁸⁾を紹介する次第である。

2. 浅海における波高分布の実測例

風波あるいはうねりが浅海に進入して碎波の影響を受けるようになると、まず波高分布にひずみが現われることが予想される。著者は先に日本海沿岸の波浪観測値を整理し、 $H_{1/3}/h$ が増大するにつれて $H_{\max}/H_{1/3}$ の比が減少することを指摘し、これが碎波による減衰のためであって、沖合においては更に大きな有義波高の波群が存在するのではないかと示唆した⁹⁾。ただ、このときは水圧波形からの換算値であって表面波形そのものでないた

め、推測の域を出なかった。

その後、北海道開発局ならびに第一港湾建設局関係者各位のご好意により、留萌港、苫小牧港、山背泊港（以上ステップ式波高計）および金沢港（超音波式波高計）における表面波形の観測記録を貸与され、高波の際の波形記録を解析することができた。解析にあたっては、原則として $H_{\max} > 5\text{ m}$ の波を対象として、総計79例の波の諸元を計算した。

まず、図-1は波群中の波高分布を調べた結果である。これは、各波群ごとに平均波高で基準化した波高 $H/\bar{H}$ のひん度分布を求め、これを $H_{1/3}/h$ の階級別に集計し、次式によって波高の確率密度を計算したものである。

$$p\left(\frac{H}{\bar{H}}\right) = \frac{n}{N \cdot \Delta(H/\bar{H})} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 n : ある波高区分帯内の波の数、 N : 総波数、 $\Delta(H/\bar{H})$: 波高比の区分幅 (≈ 0.25)、である。

この図から明らかなように、 $H_{1/3}/h$ が小さい間は波高分布がレーリー分布できわめてよく近似される。しかし、 $H_{1/3}/h$ が大きくなると波高分布の幅が狭くなり、波

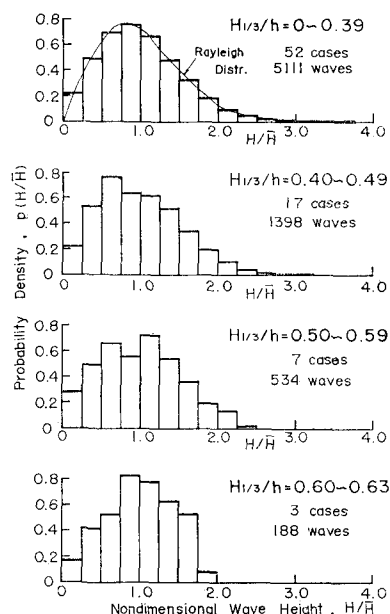


図-1 現地波浪の波高分布

* 正会員 運輸省港湾技術研究所海洋水理部

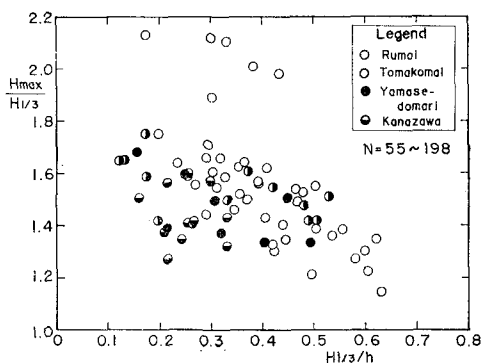


図-2 現地波浪の $H_{\max}/H_{1/3}$ と $H_{1/3}/h$ の関係

高の大きい部分が欠けてくる。

また、波群中の最高波高と有義波高との比 $H_{\max}/H_{1/3}$ は図-2 のようになる。 $H_{\max}$ は統計的に変動の大きな量であるためデータの分散が大きくなっているが、全体として $H_{1/3}/h$ の増加につれて $H_{\max}/H_{1/3}$ の比が減少する傾向がうかがわれる。

3. 碎波による波高減衰の計算

(1) 波高分布変化のモデル

以上のような波高分布の変化は、不規則波中の最高波高が碎波限界によって規制され、これを上回る波高の波が碎けてエネルギーを逸散するという選択的碎波の現象として理解される。この現象の定量化として、図-3 のモデルを考える。

すでに図-1 に示したように、 $H_{1/3}/h$ の小さい間は波高分布がレーリー分布で近似されるから、深海域においてはこの分布を想定する (図-3 (1))。波が浅海へ進行したときは、ある限界以上の波高を持つ波のすべてが碎け、これよりも低い波高の波もある範囲内のものは、直

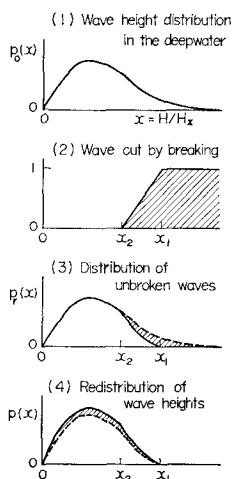


図-3 浅海域の波高分布のモデル

線的に変化する確率で碎波すると考える (図-3 (2))。この結果、碎波しない波の波高分布は 図-3(3) のようになる。碎けた波は、エネルギーの一部を失なって、波高の低い波に再生されるが、その波高は残存部の確率密度に比例した確率で分布するとみなす (図-3(4))。

このモデルの特徴は、碎波をある幅で考えることである。これは、一定周期の規則波でさえ碎波高が $\pm 10\%$ 以上変動するのであるから、不規則波では碎波高の変動がさらに大きいものと予想したものである。また再生波の波高として、これをすべて 0 としたのでは平均周期が大幅に伸びることになり、またこれを碎波部分へ集中させたのでは波高分布にかたよりが生じて図-1 のような分布にはならない。さらに、碎波は不連続な現象であるからスペクトル成分の連続性には疑問があり、むしろ個々の波の碎波によってある量のエネルギーが失われ、残ったエネルギーに対応して新しい波高分布の波群が生み出されると考えるほうが妥当と思われる。本モデルにおける再生波の波高配分は、このような点を勘案したものである。

以上により、波高の確率密度関数は次のようになる。

(i) 深海域:

$$p_0(x) = 2a^2 x \exp[-a^2 x^2] \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $x = H/H_*$, H_* : 基準波高,

$$a = H_*/H_{\text{rms}} \quad (H_* = \bar{H} \text{ ならば } a = \sqrt{\pi}/2)$$

(ii) 残存波:

$$\left. \begin{aligned} p_r(x) &= p_0(x) & : x \leq x_2 \\ &= p_0(x) - \frac{x - x_2}{x_1 - x_2} p_0(x_1) & : x_2 < x \leq x_1 \\ &= 0 & : x_1 < x \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

(iii) 再生波:

$$p(x) = \alpha p_r(x) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\begin{aligned} \text{ここに、} \frac{1}{\alpha} &= \int_0^{x_1} p_r(x) dx \\ &= 1 - [1 + a^2 x_1(x_1 - x_2)] \exp[-a^2 x_1^2] \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

(2) 碎波限界

実際に波高分布を計算するため、まず碎波限界を次式のように近似して表わす。

$$\frac{H_b}{L_0} = A \left\{ 1 - \exp \left[-1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + K \tan^2 \theta) \right] \right\} \quad (6)$$

ここに、 $A = 0.17$, $K = 15$, $s = 4/3$, $\tan \theta$: 海底勾配,

$$L_0 = (g/2\pi) T^2: \text{深海波長。}$$

式 (6) は、著者が先に取りまとめた $H_b/h_b \sim h_b/L_0$ の図表と約 10% 以内の差で一致する。上式は、単一周期の波に対するものであるが、不規則波の場合でも代表周期 ($T_{1/3}$, $\bar{T}$ など) を用いて L_0 を求めるものとする。

図-3 (2) の碎波範囲 $[x_2, x_1]$ は、式 (6) 中の定数

A を次のように与えた式によって計算することにする。

$$\left. \begin{array}{l} \text{上限値 } x_1: A=0.18 \\ \text{下限値 } x_2: A=0.12 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

なお、水深 h は碎波による水位上昇を考慮し、初期水深 h_0 を次のように補正したものを用いる。

$$h=h_0+0.1 H_s^* \exp [-2(h_0/H_s^*)^2] \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 H_s^* は式 (9) で定義される波高であり、仮想通過有義波高と呼んでおく。

$$H_s^*=K_s H_0', \quad H_0'=K_f K_r K_a (H_{1/3})_0 \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 K_s : 浅水係数、 K_f : 摩擦による波高減少率、 K_r : 屈折係数、 K_a : 回折係数、 H_0' : 相当深水波高、 $(H_{1/3})_0$: 沖波の有義波高。

式 (8) の補正は、 $h_0=H_s^*$ で 1%、 $h_0=0.5 H_s^*$ で 12% の水深増加となる。

(3) 代表波高の計算式

まず、平均波高は次式で計算される。

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \int_0^{x_1} x p(x) dx = \frac{\alpha}{a} \text{Erf}[ax_1] - \alpha x_1 \exp[-a^2 x_1^2] \\ &\quad - \frac{\alpha}{3} a^2 x_1 (x_1 - x_2) (2x_1 + x_2) \exp[-a^2 x_1^2] \dots\dots (10) \end{aligned}$$

また、 $1/n$ 最大波高を求めるためには、超過確率が $1/n$ である波高 x_n を計算しなければならない。 $x_n \leq x_2$ のときは、 $P(x_2) \leq 1/n$ であり、 x_n は次式で求められる。

$$x_n = \frac{1}{a} \sqrt{\ln \frac{an}{1+(\alpha-1)n}} \dots\dots\dots (11)$$

$$\text{ただし、} P(x_2) = 1 - \alpha \{1 - \exp[-a^2 x_2^2]\} \leq \frac{1}{n} \dots\dots (12)$$

式 (12) が成立しないときは $x_2 < x_n < x_1$ であり、 x_n は次の方程式の解として数値的に求めることができる。

$$\begin{aligned} \exp[-a^2 x_n^2] + (ax_n - ax_2) \frac{x_1}{x_1 - x_2} \exp[-a^2 x_1^2] \\ = 1 - \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \dots\dots\dots \dots\dots (13) \end{aligned}$$

x_n が求められれば、 $x_{1/n}$ は次式で計算される。

$$x_{1/n} = n \int_{x_n}^{x_1} x p(x) dx \dots\dots\dots (14)$$

最高波高 $x_{\max}$ の確率密度および超過確率の計算は面倒なので省略する。ただし、レーリー分布の場合、 N 波中の最高波高の最多値 $\text{mode}(x_{\max})$ は x_N に等しく、またその平均値 $\bar{x}_{\max}$ は、 $M=1.8N$ に対する x_M と同等であることを指摘しておく。

以上の各代表波高の計算において $x=H/H_*$ における基準波高 H_* は、たとえば深海域の $\bar{H}$ または仮想通過有義波高に対応する $\bar{H}$ などにとり、 $\bar{x}, x_{1/n}$ などを求めた後で相互の比を計算すれば、通常用いられる $H_{1/3}/\bar{H}$ 、 $H_{\max}/H_{1/3}$ などの波高比が得られる。

4. 模型不規則波の shoaling 実験

(1) 造波装置および不規則波の発生方法

以上の計算モデルの妥当性を検討し、浅水域における不規則波の性質を総合的に調べるため、模型不規則波による実験を行なった。使用した造波機は、特殊モーター(安川電機製ミナーシャモーター)の正逆回転をボールねじによって往復運動に変えて、ピストン型式の造波板を駆動する方式のものである。モーターの回転は電気的入力信号(電圧)によって制御されるので、任意波形の造波板運動が可能である。

不規則波発生のためには、まず white noise を 10 本の bandpass filter (中心周波数 4.48~35.5 Hz を 1/3 oct 分割) の gain 調整によって所定のスペクトル形状に修正し、この出力を一度データレコーダに高速で収録する。実験の際はこれを低速で再生して、造波板の駆動信号とする。これによって、同一波形の不規則波を繰り返し発生することも可能である。

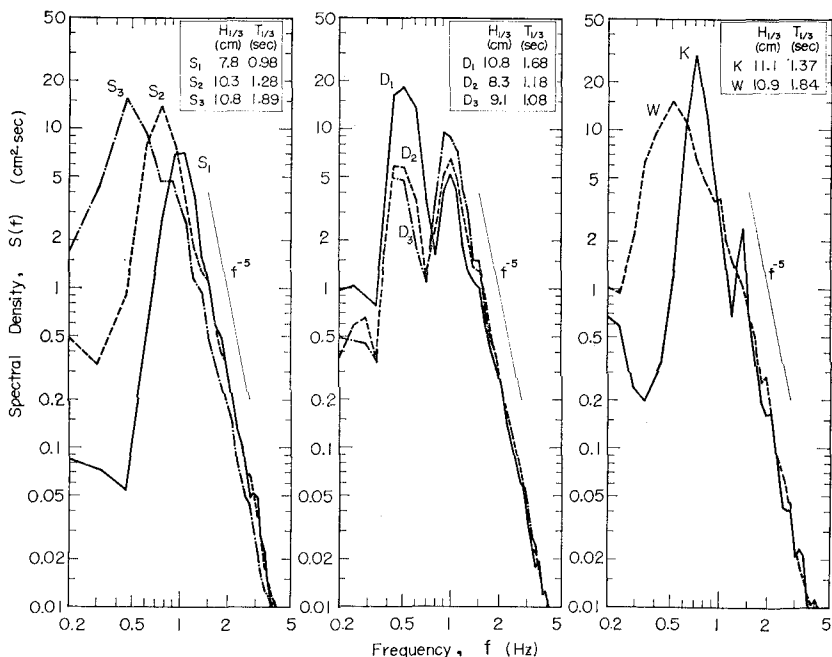
(2) 模型不規則波および実験方法

実験は、幅 5 m、長さ 30 m のブロック積み水路内で行なった。主として水底勾配 1/50 のモルタル斜面上で測定を行なったが、実験の一部は水路内の片側に設けた幅 60 cm の小水路内に設置した 1/10 勾配の木製斜面上でも実施した。斜面の起点は、造波板の運動中心から測って 5.1 m (1/50 勾配) および 6.2 m (1/10 勾配) である。

沖側の水深は、勾配 1/50 の場合に 35 cm、勾配 1/10 の場合に 50 cm とした。波高測点は、一様水深部(造波板から 4.5 m)ならびに斜面上の水深 25, 15, 12, 10, 8, および 6 cm の 7 個所である。

模型不規則波は、図-4 に示すように風波をモデルにした S 型 3 種、うねりとの重畳のモデルである D 型 3 種、およびスペクトルのピークの幅の狭い K 型と幅の広い W 型、の 8 種類を用いた。波高は $H_{1/3} \doteq 10$ cm を目標とし、波形勾配は周期によって変化させた。なお、K 型は bandpass filter 1 本のみを使ったものである ($f=1.4$ Hz のピークは非線型干渉効果によるものと考えられる)。なお、1/10 勾配斜面の実験では、S₂、D₁、および K 型と同一の入力スペクトルを用い、これを GS₂、GD₁、および GK 型と呼ぶ。

実験においては、スペクトル 1 種類ごとに造波板の運動波形を変えた波を 3 種類発生させ、その平均値として結果を整理した。なお、データレコーダおよび A-D コンバーターのチャンネル数の関係で、1 回に記録するのが沖波と斜面上の 2 点の波形に限定されたため、あらかじめ各入力ごとに親テープを作成してこのコピーを 3 本作り、斜面上の 6 点を 3 回に分けて測定した。これによって、測定は同時でなかったけれども、ほぼ同一波形の沖波の変形を測定することができた。また、沖波自体は各スペクトルごとに 9 回の記録を解析したわけである。測定記録は、全体で 297 本である。



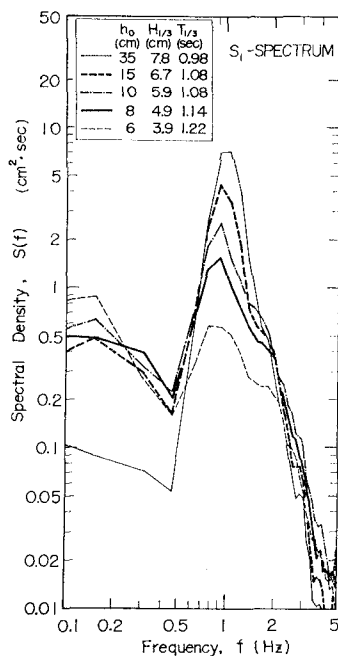
図—4 模型不規則波のスペクトル形状

記録はすべて、 $\Delta t=1/15$ sec, データ数 $N=2940$ (195.9 sec) のサンプリングで A-D 変換して電算機処理を行なった。波はすべてゼロアップクロス法で定義した。スペクトル計算は拡大 FFT 法¹⁰⁾を用い、スペクトル密度は標準として61本の線スペクトルの平均(放物線型フィルター使用)であり、自由度は100である。ただし、低周波数帯の構造を吟味するため、D型以降は低周波数部分の平均本線を19~38本に下げてある。もっとも、図—4は9個の記録の平均であるから、スペクトルの信頼度はかなり高い。

(3) 斜面上のスペクトルの変形

図—5に、 S_1 型スペクトルの変化を $h_0=35, 15, 10, 8$, および 6 cm の測点について示す。砕波を伴う場合のスペクトルの変形は、この例のように、i) ピークのエネルギーの顕著な低下、ii) 主ピークの低周波側への若干の移動、iii) 高周波帯におけるエネルギー密度の増加、iv) $f \approx 0.2$ Hz 以下の低周波帯における顕著な増大、などの特徴がある。これらの特徴はどのスペクトルについても認められ、また、富永・橋本⁷⁾の実験例でも現われている。ただし、模型風波を使った郭の実験⁹⁾では i) しか認められない。

このような著しいスペクトル構造の変化は、エネルギー保存を前提とする非線型干渉理論では説明不可能であり、図—3のように砕波によるエネルギーの逸散および残存エネルギーに対応する波高の再配分を考えた単純なモデルの方が実際に即しているのではないと思われる。高周波帯におけるエネルギー密度の増加は、砕波に



図—5 浅水域におけるスペクトル変形の測定例

よって表面の微細なじょう乱が増すことに対応している。

一方、低周波帯における増大はサーフビートの発生によるもので、波形記録を見ると周期 10~20 sec の長周期振動の上に周期 1~2 秒の波が乗っている。サーフビートは不規則な波列に特有な現象であり、砕波による質

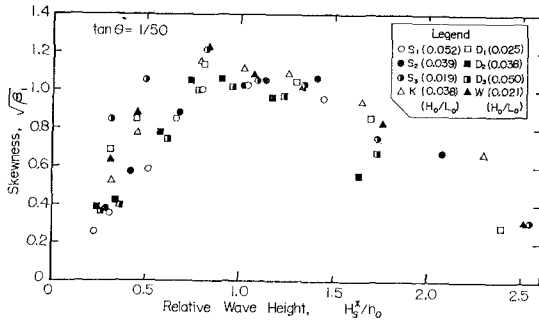


図-6 skewness と相対波高の関係

量輸送量が波高の変動に応じて変化することによるものと説明されている¹¹⁾。ただ、模型不規則波では $H_{1/3} \approx 10$ cm の入射波に対してサーフビートの最大波高が 5 cm を超える場合があり、海岸での観測値に比べて過大である。これは、波高の不規則変動に起因して発生したサーフビートが、斜面と造波板との間の多重反射によって増幅されているためではないかと考えられる。これについては別途検討中である。

なお、スペクトルの変形に関連して、表面波形の skewness (ひずみ度) を調べた結果を図-6に示す。深海波の場合には、名古屋港内の観測例¹²⁾で $\sqrt{\beta_1} \approx 0.3$ 程度であるから、浅海波の場合には skewness が非常に大きいことになる。特に、相対波高 H_s^*/h_0 が増大して碎波が激しくなるにつれて skewness が増加することは、規則波の変形から類推して十分うなずける傾向である。なお、 $H_s^*/h_0 \geq 1.0$ で skewness が減少するのは、サーフビートの発達によるためと考えられる。こうした相対波高の増大に伴う skewness の増加は、図-1, 2 に示した現地データでも認められた。

また、表面波形の kurtosis (尖鋭度) は $\beta_2 = 3.72 \pm 0.42$ であって、名古屋港内波浪の $\beta_2 = 3.71 \pm 0.66$ とほとんど変わらず、また特定の傾向は認められない。浅海波の現地データも $\beta_2 = 3.77 \pm 0.69$ であり、深海波との差異が認められない。

5. 碎波による不規則波の変形の考察

(1) 波高分布の変化

模型不規則波について波高分布を調べた 1 例が 図-7 である。図中の曲線は 図-3 のモデルによる計算値であり、実験値との一致は良好である。

次に、 $H_{\max}$ と $H_{1/3}$ の比について実験値と計算値を比較したのが 図-8 である。実験値は 3~9 回の測定の実験値である。計算値は、所定の波数に対する $H_{\max}$ の平均値の計算が面倒なので、超過確率 1/200 の点の波高 H_{200} で代用している。これは、 $N=110$ 波程度の波群に対する $H_{\max}$ の平均値に相当する。 $H_s^*/h_0 \approx 1.0$ 付近までは実験値の傾向が計算値と一致しているが、 $H_s^*/h_0 \geq$

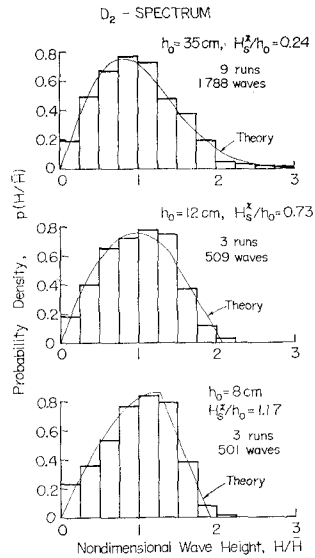
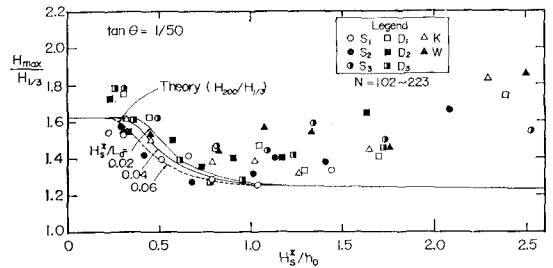


図-7 碎波による波高分布の変形例

図-8 模型不規則波の $H_{\max}/H_{1/3}$ と H_s^*/h_0 の関係

1.0 では実験値が増加傾向にある。これもサーフビートの影響である。 H_s^*/h_0 が大きい場合にはサーフビートの一つの振動が最高波となることがあり、そのようなときは $T_{\max}$ が著しく大きな値となる。

(2) 碎波による波高減衰

図-5 のように浅水域に進むにつれて波の総エネルギーが減少することは、 $H_{1/3}$, $\bar{H}$ などの代表波高の減少を意味している。この $H_{1/3}$ の減衰状況を調べ、計算値と比較したのが 図-9, 10 である。波高の基準値は、式(9)

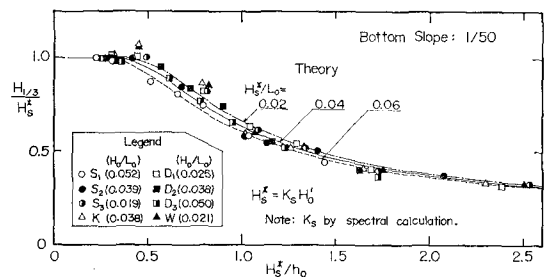
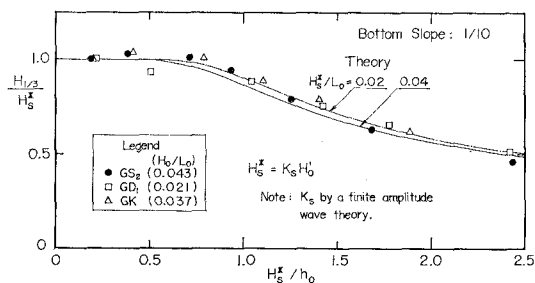


図-9 碎波による有義波高の減衰 (水底勾配 1/50)



図—10 碎波による有義波高の減衰 (水底勾配 1/10)

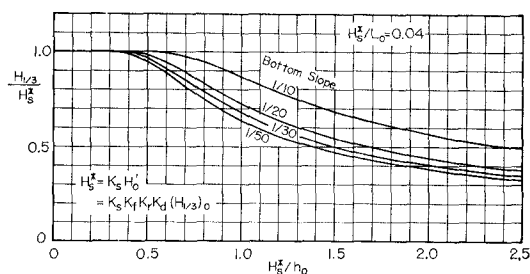
の仮想通過有義波高 H_s^* である。データのばらつきはあるが、実験値と計算値の一致は良好である。

なお、 H_s^* の計算に用いる浅水係数 K_s は、1/50 勾配斜面に対しては先に永井¹³⁾ が計算した不規則波の値 (Bretschneider のスペクトル) を用い、1/10 勾配斜面に対しては岩垣・酒井¹⁴⁾ による有限振幅の規則波の値を沖波の有義波の諸元を使って求めた。このように計算方法を変えたのは、実際現象に対応させたものである。すなわち、1/50 勾配の場合には水深が変化する間に波群がかなりの距離を進むので速度分散の効果が現われ、波形は次々変わって、離れた2点間では個々の波の対応をつけることがむずかしい。これに対して 1/10 勾配斜面では、水平距離に比べて水深が急速に減少するので、波群は速度分散を起す間もなく汀線に到達してしまう。観察していても、波群中の一波一波が斜面上で変形し、碎波し、汀線上に打ち上がる過程を追いつけることが可能であった。なお、海底勾配が 1/50 と 1/10 の間の場合には、微小振幅の規則波の K_s (周期は $T_{1/3}$ を使用) を用いるのが適当ではないかと推測される。ただ、ここでいう海底勾配は沖合から碎波帯までの区間の値をさすので、特定の急勾配海岸を除き、通常は 1/50 以下である。したがって、 K_s はスペクトル計算による不規則波としての値を用いることになる。

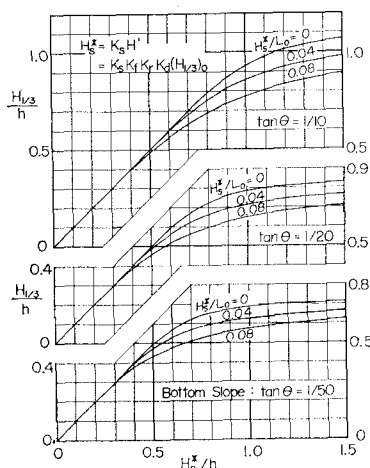
図—7～10 の結果は、図—3 のモデルの妥当性を証明するものといえる。そこで、碎波による不規則波の波高減衰をこのモデルで計算した結果が図—11, 12 である。図—11 は、図—9, 10 と同一型式の表示であり、波形勾配 $H_s^*/L_0 = 0.04$ の場合に、海底勾配によって波高減衰が異なる状況を示している。水深は、初期値 h_0 である。この図は、海の波の浅水変形において碎波による波高の減衰効果を考慮しなければならないことを示しており、図の縦軸の値は碎波係数とも呼ぶべき量である。すなわち、浅海域における有義波高の計算式は次のようになる。

$$H_{1/3} = K_b K_s H_0', \quad K_b = F(H_s^*/h, H_s^*/L_0, \tan \theta) \quad (15)$$

一方、図—12 は波高減衰を $H_{1/3}/h$ と H_s^*/h の関係



図—11 碎波による有義波高の減衰の計算結果



図—12 相対波高 $H_{1/3}/h$ と H_s^*/h の関係

として間接的に表わしたものである。 h は碎波による計算上の水位上昇量を加味したものである。波浪観測値の整理にあたっては、実測の潮位を用いることが多く、この場合は水位上昇も含まれているので、水深としては図—12 の h の方が適当である。図示のように、 $H_{1/3}/h$ の比は波形勾配が小さいほど大きな値を示す。また、海底勾配 1/50 では $H_{1/3}/h = 0.6 \sim 0.7$ が限界であり、港湾関係で試行的に用いられ始めている $(H_{1/3}/h)_{\max} = 0.65$ の値を裏付けるものである。

なお、浅海における $H_{1/3}$ の実測値から沖合の $(H_{1/3})_0$ または仮想通過有義波高 H_s^* を逆算することは、図—12 の曲線の勾配がゆるやかなことや、統計量としての波浪データの変動性から考えて、無理と思われる。

(3) 周期の変化

図—3 のモデルでは波数が不変、すなわち平均周期が一定と仮定している。実験データについて周期の変化を調べたのが図—13 である。縦軸は、斜面上の測点における代表波の周期 $T_{1/3}, \bar{T}$ を、沖側測点の代表周期 $(T_{1/3})_0, (\bar{T})_0$ で割った値であり、横軸は碎波係数の逆数 $H_s^*/H_{1/3}$ である。平均周期の場合は、サーフビートが顕著になる $H_s^*/H_{1/3} \geq 2.5$ の領域を除き、 $\bar{T}/(\bar{T})_0 = 1.0 \sim 1.2$ の範囲でほぼ一定であり、周期は変わらないと見なすことができ

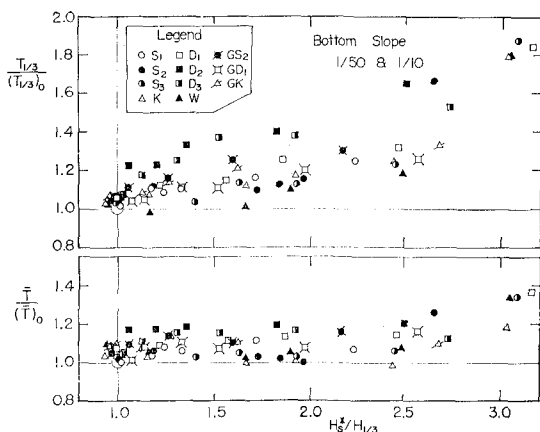


図-13 浅水域における代表周期の変化

る。しかし、有義波周期の方は $H_s^*/H_{1/3}$ の増加につれて周期が次第に伸びており、 $H_s^*/H_{1/3}=2.0$ または $K_b=0.5$ では $T_{1/3}/(T_{1/3})_0=1.1\sim 1.3$ となる。ただし、データの中で周期の増加が著しいのは D_2, D_3 型の複合スペクトルの場合であり、単一ピークの S 型スペクトルの場合は周期の増加が少ない。

このような周期の変化は、 $T_{1/3}/\bar{T}$ などの周期比にも影響を与える。深海波では $T_{1/3}/\bar{T}\approx 1.1$ であるのに対して、実験では $T_{1/3}/\bar{T}=1.1\sim 1.8$ にまで広がっており、沖側測点においても $1.1\sim 1.4$ の値をとる。また、現地データ 79 例の平均では $T_{1/3}/\bar{T}=1.23\pm 0.08$ と深海波よりも大きい。このように周期比が大きいことは、波高と周期の相関係数が大きいこと（平均 0.6 程度）に関連しており、この両者は浅海における不規則波の一つの特性と考えられる。

6. あとがき

浅水域における不規則波の変形はむずかしい課題であり、いろいろな観点から研究を進めることが必要と思われる。ここでは、碎波の影響を中心にして調べた結果を述べたが、中でも碎波による有義波高の減少は著しいものがあり、沖波から浅海波の諸元を計算する過程の中に式 (15) のような碎波係数を導入する必要が明らかである。逆に、沖波を正しく観測するためには、最大有義波高の 2.5~3 倍以上の水深に波高計を設置する必要がある。

表題に挙げた不規則波の碎波指標というものが作成可能か否かは、不規則波群の碎波の定義によるところである。しかし、風波の場合などは碎波高や碎波水深の明確な定義がまず不可能である。また、うねりの場合でも、目視によって碎波帯の外縁を定義する程度であろうから、沖波の諸元から碎波高と碎波水深を求める碎波指標を作成したとしても、ごく大略の見当をつけるためのも

のにならう。Breakers and Surf¹⁵⁾ に記載の最初の碎波指標にしても、元来は上陸作戦計画のための概略推定用であり、データのばらつきは非常に大きい。波の不規則性を考慮しないまま、これを構造物設計などの精度を要求される目的のために適用しようとしたところに無理があったのではないかと考えられる。

なお、この研究は、港湾技術研究所海洋水理部の永井康平前主任研究官、同波浪研究室の岸良安治技官、ならびに東京商船大学 桑島 進講師（昭和47年度内地研究員）の全面的な協力によって実施されたものであり、上記の各位に深く感謝する次第である。

参考文献

- 1) 合田良実：碎波指標の整理について、土木学会論文報告集，第 180 号，1970年 8 月，pp. 39-49.
- 2) 合田良実：防波堤の設計波圧に関する研究，港湾技術研究所報告，第12巻第 3 号，1973年 9 月.
- 3) 井島武士・松尾隆彦：碎波帯の波の研究 (2) — 周波数スペクトルの平衡領域および 2 次元スペクトルの観測例一，第 16 回海岸工学講演会講演集，1969年12月，pp. 41-45.
- 4) Collins, J. I.: Probabilities of breaking wave characteristics, Proc. 12th Coastal Eng. Conf., Washington, D.C., 1970, pp. 399-414.
- 5) 合田良実：碎波を伴う不規則波の shoaling に関する一計算，昭和47年度日本海洋学会春季大会講演要旨集，1972年 4 月，152-1~2，または，同上，港湾技術研究所波浪研究室資料 No. 5（部内資料），1972年 2 月，37p.
- 6) 郭金棟・郭秀吉：風波による碎波の波高減衰と波高の確率分布，第 19 回海岸工学講演会論文集，1972年11月，pp. 137-142.
- 7) 富永正照・橋本 宏：不規則波の海岸堤防へのうちあげ，第19回海岸工学講演会論文集，1972年11月，pp. 303-307.
- 8) 合田良実・永井康平・桑島 進・岸良安治：浅海域における波浪の統計的性質—特に碎波の影響について—，港湾技術研究所報告，第 13 巻第 1 号，1974年 3 月（予定）.
- 9) 合田良実：波浪統計に関する二、三の考察，港湾技研資料，No. 39，1967年12月，pp. 235-255.
- 10) 桑島 進・永井康平：任意個数資料の FFT 算法とそのスペクトル解析への応用，港湾技研資料 No. 155，1973年 3 月，33p.
- 11) Munk, W.H.: Surf beats, Trans. A.G.U., Vol. 30, No. 6, 1949, pp. 849-854.
- 12) 合田良実・永井康平・伊藤正彦：名古屋港における波浪観測 第 3 報，港湾技研資料 No. 120，1971年 6 月，24p.
- 13) 永井康平：不規則な海の波の屈折および回折の計算，港湾技術研究所報告，第11巻第 2 号，1972年 6 月，pp. 47-119.
- 14) 岩垣雄一・酒井 哲郎：有限振幅波の shoaling について (2)，第15回海岸工学講演会講演集，1968年12月，pp. 10-15.
- 15) U. S. Navy Hydrographic Office: Breakers and surf: principles in forecasting, H. O. Pub. No. 234, 1944.