

不規則波の碎波変形特性に関する研究

岩垣 雄一・間瀬 肇・古室 健史

TRANSFORMATION CHARACTERISTICS OF IRREGULAR WAVES INCLUDING WAVE BREAKING

By Yuichi IWAGAKI, Hajime MASE and Kenshi FURUMURO

Synopsis

In this paper, firstly, the previous prediction model for shoaling of irregular waves is improved, and the validity of the model is examined by comparing the estimated results with experimental wave data and field wave data observed in Lake Biwa.

Secondly, characteristics of transformation of irregular waves in shallow water, i.e., the spatial changes of frequency spectra, surf beats, representative wave heights, frequency distributions of wave height, significant wave periods, wave grouping, skewness and kurtosis are investigated by analyzing experimental and field wave data, and the effects of the bottom slope and the deep-water wave steepness on these characteristics are discussed.

1. ま え が き

海浜変形の原因となる漂砂現象は、そのほとんどは碎波帯内で起こっており、また海岸・港湾構造物の多くは碎波点あるいはそれ以浅に構築されるのが普通なので、浅海域での不規則波浪の変形特性を把握することは非常に重要である。

本研究は、実験室で得られた不規則波浪データと琵琶湖彦根愛西湖岸における現地観測から得られた波浪データを用い、不規則波浪の浅海域におけるいくつかの特性、すなわち、周波数スペクトル、サーフビート、代表波高、波高の頻度分布、有義波周期、wave grouping, skewness および kurtosis の変化を調べるものである。

また、波高変化については波別解析法に基づく変形モデルを作成し、予測結果と実測値との比較を行う。この波高変化予測モデルは、不規則波の個々の波の浅海域における波高変化は、同じ波高と周期を持つ規則波の波高変化に等しいと仮定して、規則波としての浅水および碎波変形の結果を重ね合わせ、不規則波浪の波高を推算するものである。

この予測手法はすでに岩垣・間瀬・田中¹⁾によって提案され、実験値と比較し、モデルの妥当性が検討された。その結果、次の問題点が明らかになった。すなわち、碎波前の波高変化の算定に首藤の非線型長波理論²⁾を適用すると、沖波波形勾配が小さい場合に、推算波高は実験値に比べてかなり大きくなること、また碎波後の有義波高については、実験値の方が Battjes の bore モデル³⁾に基づいた計算値よりも若干大きく、とくに沖波波形勾配が小さく、水深が浅い場合にその傾向が著しいこと、波高の頻度分布については、沖波波形勾配が小さく、水深が浅い場合に、計算結果は尖った分布形になるのに対し、実験結果は平坦な分布形となり、その差が顕著であることがわかった。本研究では、上述の実験結果と計算結果の相違点にかんがみて、以前の波高変化予測モデルを改良することを試みる。

2. 不規則波の波高変化モデル

2.1 一様勾配海底地形における不規則波の波高変化モデル

まず、不規則波の個々の波の波高変化の定式化を行う。

砕波前の波高変化は、非線型長波理論²⁾のかわりに、次式で表わされる微小振幅波理論に基づく浅水係数を用いて算定する。

$$K_s = \left[\left\{ 1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh(4\pi d/L)} \right\} \tanh \frac{2\pi d}{L} \right]^{-1/2} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 d は平均水深、 L は浅海での波長である。

砕波限界波高 H_0 としては、合田⁴⁾の提案した式の係数をかえた次式を用いる。

$$H_0/L_0 = 0.16 \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi d}{L_0} (1 + 15 \tan^4 \theta) \right\} \right] \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\tan \theta$ は海底勾配、 L_0 は深海での波長である。

砕波後の波高変化は、波が bore 状となって進行していくという、Battjes の bore モデル³⁾を用いて定式化する。その結果、得られる波高変化式は surf similarity parameter を含んだ形をしており、砕波後の波高変化に及ぼす沖波波形勾配および海底勾配の影響を導入することができる。このモデルは、砕波後の波が bore 状態になって進行していくと仮定し、bore の単位面積当たりの平均エネルギー逸散率 D と単位幅当たりのエネルギーフラックス P の勾配とが釣り合っているという、エネルギー平衡式を解くことによって波高変化を求めるものである。砕波による単位面積当たりの平均エネルギー逸散率 D 、単位幅当たりのエネルギーフラックス P およびエネルギー平衡式はそれぞれ次のように表わされる。

$$D = \frac{B}{4\gamma^3} \frac{\rho g H^2}{T} \left(\frac{H}{d} \right)^4 \left. \begin{array}{l} \\ \gamma = 0.7 + 5 \tan \theta \quad (0.01 \leq \tan \theta \leq 0.1) \end{array} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

$$P = \frac{1}{8} \rho g H^2 (gd)^{1/2} \dots\dots\dots (4)$$

$$dP/dx = -D \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 B は $O(1)$ の係数、 H は砕波後の波高、 T は波の周期、 ρ は水の密度および g は重力加速度である。

いま平均水位の変化を考慮しないで $d = -x \tan \theta$ とおき、また $\tilde{H} = H/H_0$ 、 $\tilde{d} = d/d_0$ (H_0 、 d_0 はそれぞれ砕波限界波高と砕波水深) と無次元化して式(5)を解くと、次のようになる。

$$\left. \begin{array}{l} \tilde{H}^{-4} = \left(1 - \frac{4}{9} K \right) \tilde{d} + \frac{4}{9} K \tilde{d}^{-7/2} \\ K = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_0^{-1} \simeq \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_0^{-1} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $\xi_0 (= \tan \theta / \sqrt{H_0/L_0})$ は surf similarity parameter である。式(6)を砕波後の波高変化を表わす第1次近似式とする。

実際に砕波によるエネルギー逸散の原因としては、底面摩擦、horizontal roller の形成および乱れによる逸散などがある⁵⁾が、このモデルでは bore のみのエネルギー逸散で砕波のそれを評価しているために、式(6)ですべての場合の砕波後の波高変化を表わすというわけにはゆかない。例えば、巻き波型砕波の場合、砕波してからすぐ bore 状態になるのではなく遷移状態がある。

ここでは規則波の砕波後の波高変化を表わせるように式(6)の d や B を次のように取り扱う。まず式(6)の水深 d には wave set-down や set-up といった平均水位の変化 $\bar{\eta}$ が含まれていないので、次式を用いてこれらを考慮する。

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{0.6}{(h+\bar{\eta})} \frac{d}{dx} \left\{ \frac{1}{8} H^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{2k(h+\bar{\eta})}{\sinh 2k(h+\bar{\eta})} \right) \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ただし、 h は静水深、 k は波数である。

次に、係数 B の値を Singamsetti ら⁶⁾、佐伯ら⁷⁾ の砕波後の波高変化に関する実験結果を参考にし、平均水深の関数として決めた¹⁾。このようにすれば、規則波の砕波後の波高変化をほぼ適確に表わすことができる¹⁾。

不規則波と規則波の砕波変形の差異として、不規則波の場合には規則波のそれにはみられないサーフビートと呼ばれる長周期の水位変動による影響が存在する。この影響は以前のモデルには考慮されておらず、今回あらたに導入する。

合田⁸⁾ は、現地観測に基づくデータから、サーフビートの標準偏差 ζ_{rms} を次のように定式化している。

$$\frac{\zeta_{rms}}{H_0} = \frac{0.01}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0} \left(1 + \frac{d}{H_0}\right)}} \dots\dots\dots (8)$$

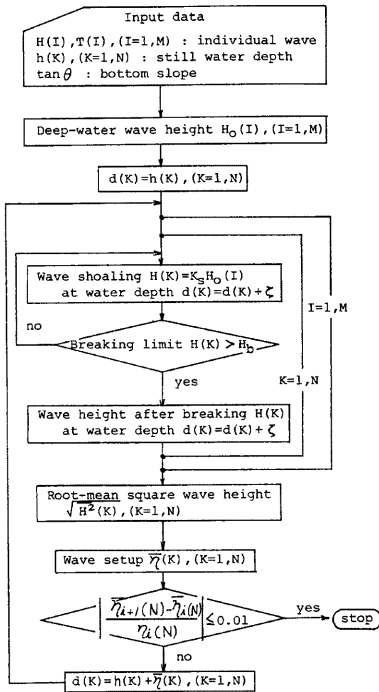
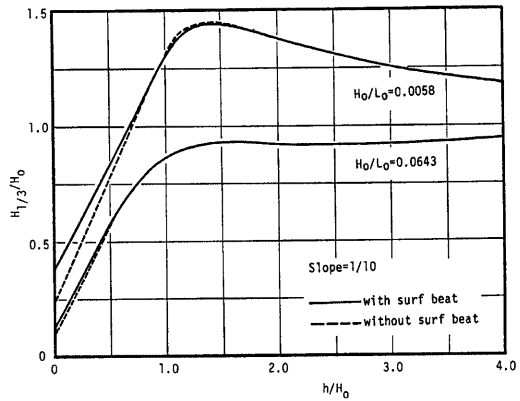
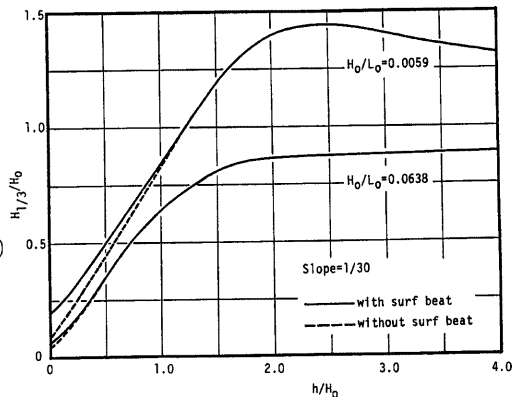


Fig. 1 Flow chart for calculation of wave height change of irregular waves.



(a)



(b)

Fig. 2 Effect of surf beat on significant wave heights.

ここで、 H_0 は沖での有義波高、 L_0 は有義波周期に対応する沖波波長である。

式(8)によると、沖波波形勾配が小さいほど、また、水深が浅いほど ζ_{rms}/H_0 の値が大きくなる。本研究では、不規則波浪の波高変化の計算にサーフビートの影響を導入するために、次のようにした。

- (i) 式(8)を用いて各水深（最初は静水深）の ζ_{rms} を求め、平均値が0で標準偏差が ζ_{rms} となる正規乱数 ξ を発生させ（これをサーフビートによる水位の変動と考える）、各水深に加える。これらの水深のもとで、不規則波の個々の波それぞれについて、式(1)、(2) および(6)を用いて各地点における波高を計算する。
- (ii) 上の結果を用いて各地点の2乗平均波高 $\bar{H}^2$ を計算し、式(7)の H^2 のかわりに $\bar{H}^2$ を用いて wave set-up 量 $\bar{\eta}$ を計算する。そして、これらの $\bar{\eta}$ を静水深に加えて各地点の平均水深 d を求め、(i) にもどる。

このような繰り返し計算を行い、引き続き wave set-up 量の差が1%以内に収束すれば計算を終える。

Fig. 1 に計算のフローチャートを示す。

2.2 一様勾配海底地形における波高変化の計算結果および考察

計算に用いた入力条件は、3.1 で述べる室内実験のうち、海底勾配が1/10と1/30のそれぞれについて、沖波波形勾配が最も大きいケースと最も小さいケースのものをを用いた。

Fig. 2 (a) および (b) は、以前のモデル¹⁾ では考慮されていなかったサーフビートの影響を調べたものである。横軸および縦軸は、それぞれ静水深と有義波高を沖波有義波高で無次元化したものである。実線はサーフビートを考慮した場合であり、破線は考慮しないときの結果である。これらの図から、沖波波形勾配が小さい場合、相対水深が1.0以下の浅海において、サーフビートを考慮すると無次元有義波高が大きくなることがわかる。

Fig. 3 (a) および (b) は、相対水深が0.2の場所において波高の頻度分布に及ぼすサーフビートの影響を調べたものであり、Fig. 2 に比べてサーフビートの影響が顕著にみられる。すなわち、沖波波形勾配が小さい調合、サーフビートを考慮しないと波高分布は非常に尖った分布形となるが、サーフビートを考慮すると平坦な分布形となる。ここでは図示していないが、沖波波形勾配が大きい場合でも、その傾向がみられる。したがって、サーフビートを考慮すると、以前のモデルを用いた場合より実験結果に近くなることが予想さ

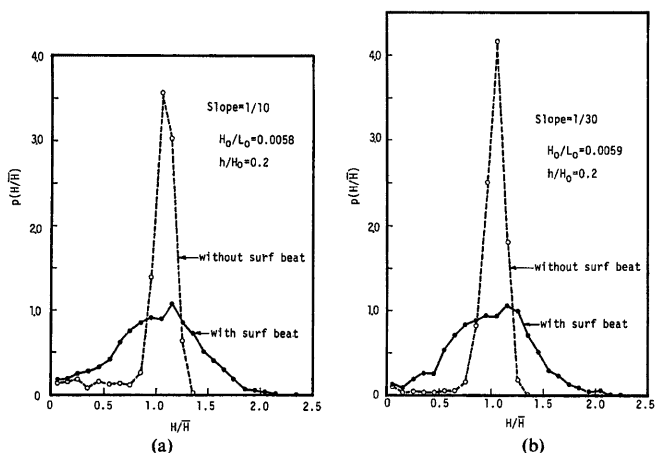
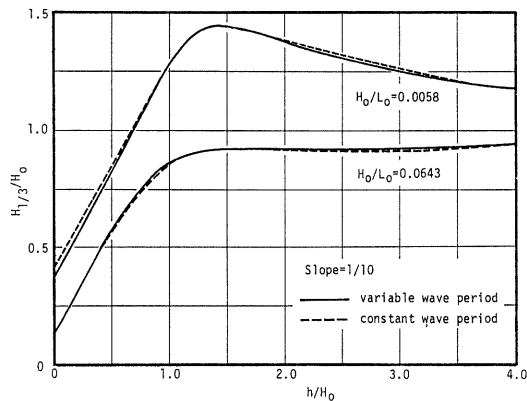


Fig. 3 Effect of surf beat on the frequency distribution of wave height.

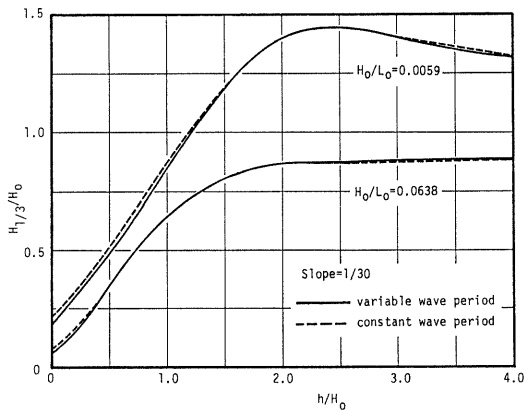
れる。以下の計算結果はすべてサーフビートの効果を入れたものである。

Fig. 4 (a) および (b) は有義波高の計算結果に及ぼす周期の影響を調べたものである。従来、不規則波の砕波変形モデルにおいては、周期の頻度分布は波高のそれに比べ二次的なものとして取り扱われている。例えば、合田⁸⁾の砕波変形モデルでは、有義波周期といった代表的な単一周が使われている。この波高変化モデルでは、不規則波の個々の波の波高と周期を人力するので、周期の分布も考慮することになるが、従来のように周期の分布を考えず、有義波周期のみを用いた場合にはどのようなになるかを調べたものである。実線は個々の波の波高と周期を与えた場合、破線は個々の波の波高と一定の有義波周期を与えた場合の有義波高の計算結果である。これらの図から、両者の差はほとんどみられず、従来のモデルのように周期の頻度分布は二次的なものとして取り扱ってもさしつかえないことがわかった。

Fig. 5 (a) および (b) は、砕波前の波高変化の算定に微小振幅波理論を用いた場合（図中の実線）と首藤の

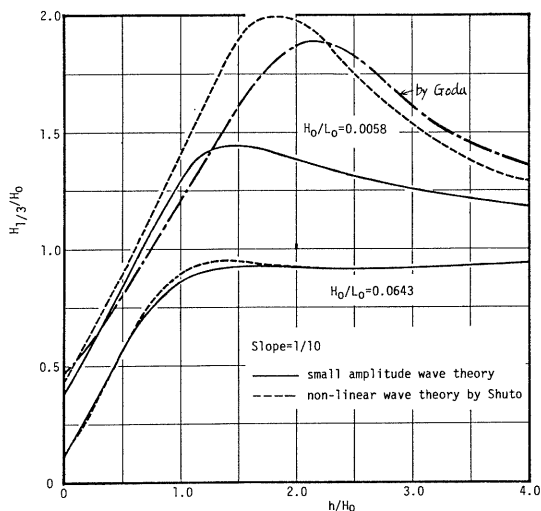


(a)

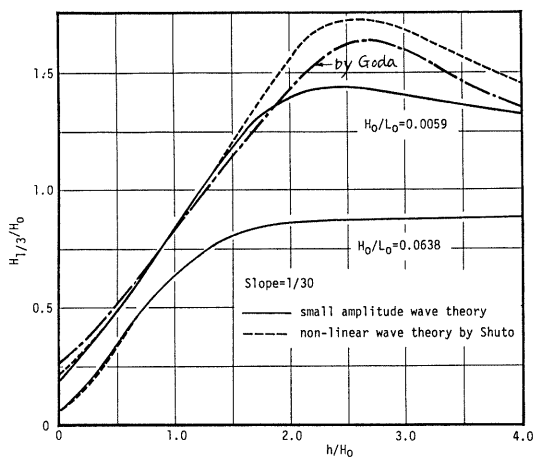


(b)

Fig. 4 Effect of wave period on significant wave heights.



(a)



(b)

Fig. 5 Comparison between significant wave height calculated by small amplitude wave theory and non-linear wave theory.

非線型長波理論を用いたときの結果（図中の破線）を示したものである。同時に、沖波波形勾配が0.005である合田⁸⁾の結果（図中の一点鎖線）も示してある。沖波波形勾配が大きい場合の合田の結果は、今回の計算結果とほとんど同じなので図示していない。沖波波形勾配が小さい場合、非線型長波理論を用いた結果は微小振幅波理論による結果より大きくなるのは当然であるが、同時に不規則波の実験結果に比べて大きすぎることもわかっている¹⁾。規則波の実験によれば、非線型長波理論は規則波の波高変化をうまく表わすこと

ができる¹⁾が、不規則波の場合に、なぜ合わないかはよくわからない。しかし、沖波波形勾配が大きい場合は両者の差は小さく、また、水深が浅くなると、微小振幅波理論でも、非線型長波理論を用いても、また合田の結果でも、いずれもほとんど同じである。

3. 解析に用いた波浪資料

3.1 不規則波浪による室内実験資料

実験は京都大学工学部土木系教室の地下実験室に設置されている長さ 27 m, 幅 50 cm および高さ 70 cm の水槽で実施した。水槽の一端には不規則波発生機が設置されている。

海底勾配は 1/10 と 1/30 の二通りとし、一樣水深部の水深は 45 cm とした。実験に用いた不規則波造波信号は Pierson-Moskowitz 型スペクトルをシミュレートしたものであり、そのスペクトルのピーク周波数は 0.4, 0.6, 0.8, 1.0 および 1.2 Hz の 5 種類（これらの周波数は公称であって、実際はこれらの値より若干小さい値をとる）である。これを不規則波発生機の外部入力端子より入力して造波機を駆動させ、波を発生させた。それらの沖波波形勾配は 0.005 から 0.07 までの範囲であった。

水位変動は、海底勾配が 1/10 の場合、水深 45, 20, 15, 10, 5 および 2 cm, 海底勾配が 1/30 の場合、水深 45, 20, 12, 8, 5 および 2 cm の各地点に 6 台の容量式波高計を設置して測定した。

測定したデータは 14 channel データレコーダに収録した後、0.04 sec で A-D 変換し、後の解析に用いた。

3.2 琵琶湖彦根愛西湖畔における現地波浪資料

琵琶湖における現地観測が、1975 年 3 月 16 日から 4 月 20 日まで、および 1975 年 10 月 1 日から 1976 年 3 月 15 日までの期間中、琵琶湖彦根愛西地区および長浜地区において岩垣、土屋を中心とする京大観測グループによって実施された⁹⁾。彦根愛西地区では、水深変化による波浪の変形特性を観測するための波高計群と、方向スペクトル観測用の波高計群よりなる波浪観測システムが用いられた。

本研究で解析に用いた観測資料は、彦根愛西地区における波浪記録であり、11 台の波高計群のうち設置水深が 4.0 m の N-9, 2.0 m の N-2 および 1.0 m の N-1 の波高計の記録を用いた。これらの波高計を結ぶ線は汀線にほぼ直角であり、海底勾配は約 1/50 となっている。

これらの記録はサンプリング間隔 0.04 あるいは 0.05 sec で A-D 変換され、磁気テープにファイルされている。

解析にあたっては、連続記録を 20 分間ごとに分割し、その間の波は定常であるとして取り扱う。

4. 浅海域における波浪の特性

4.1 室内実験の結果および考察

Fig. 6 は水深減少に伴うエネルギースペクトルの変化を示した一例であり、(a) はピーク周波数が 0.4 Hz の場合、(b) は 0.8 Hz の場合である。水深が減少すると、ピーク周波数付近のエネルギー密度が減少すると、ピーク周波数の 2 倍、3 倍の周波数を含んだ高周波数側のエネルギー密度が増加すると同時に、低周波数側のエネルギー密度も増加することがわかる。高周波数側のエネルギー密度の増加はとくに碎波後に見られるのこぎり状の波形および微小なかく乱波によるものであり、低周波数側のエネルギー密度の増加はサーフビートの増大によるものである。このサーフビートの発生機構についてはまだ明らかにされていない。Fig. 6 のスペクトル形をみると、他の異なるピーク周波数の場合も同様であるが、ピーク周波数の約 0.5 倍のところに落ち込みが見られる。この周波数を波本来のスペクトルとサーフビートのスペクトルの境界と考える。

Fig. 7 は、ピーク周波数の 0.5 倍以下のエネルギースペクトルの面積を平方してサーフビートの標準偏差 ζ_{rms} を求め、沖波有義波高で無次元化したものである。図中の実線は式 (8) を表わしている。ただし、実験結果を整理するにあたり、水深としては静水深を用いている。この図から、海底勾配による差はほとんどないこと、沖波波形勾配が小さい場合は式 (8) に近いが、沖波波形勾配が大きくなると、式 (8) の 1.7 倍を示す

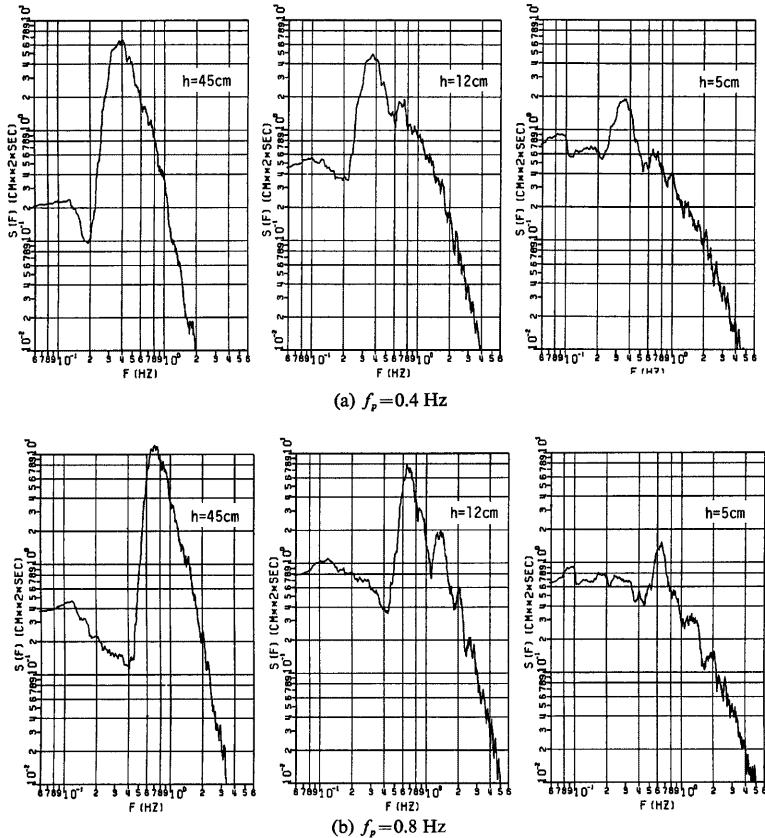


Fig. 6 Transformation of frequency spectrum with decrease in water depth for 1/30 beach slope.

図中の破線にも達することがわかる。

砕波後の波形は Fig. 6 のスペクトル形からも想像されるように長周期の水位変動の上にこぎり状の波と砕波後の微小なく乱波のつた形をしている。波形を単純平均して平均水位を算定し、これを基準として波をゼロアップクロス法で定義すると、平均水位をクロスしない水位変動のために波の波高は大きく、周期は長く定義されることがある。その結果、波の統計量に影響を及ぼすであろう。

本研究では、得られた水位変動をそのまま用いたものと、サーフビートといった長周期の水位変動を除いたものについてゼロアップクロス法で波を定義するといった二つの方法を用いて、その差を考察する。波高の頻度分布の検討にあたっては、飛沫による波形の急激な立ち上がりや微小なく乱波を除去するために、ピーク周波数の6倍以上の高周波数成分を除く。今回用いた低周波数成分や高周波数成分を除去する方法は、まず水位変動をフーリエ分解して除去したい周波数成分の振幅を0とし、それを逆フーリエ変換するというやり方である。

Fig. 8(a) および (b) は、水深の減少に伴う有義波高および平均波高の変化を示したもので、縦軸と横軸は

沖波有義波高で無次元化している。これらの実験結果はサーフビートの水位変動を取り除いて整理したものである。なお、図中の記号は以下の図においても統一して用いてある。また、図中の曲線は計算結果である。この計算にあたっては、Fig. 7 に見られるように、沖波波形勾配が大きくなると、式(8)の1.7倍に近づくので、 $H_0/L_0 \geq 0.03$ のときは式(8)を1.7倍して用いる。これらの図から、無次元有義波高および平均波高は、相対水深が同じ場所では、沖波波形勾配が小さいほど、海底勾配が大きいほど、大きくなる。平均波高については、沖波波形勾配が最も小さいケースで、相対水深が2.0より浅くなると、実験値は計算値に比べて急に小さくなっている。これは微小な乱波が個々の波として定義されることにより（巻き波型碎波の場合に顕著）、平均波高が小さくなるためである。しかし、有義波高、平均波高とも計算値と実験値は良く一致していると言える。サーフビートの水位変動を除去せずに整理した実験結果は、特に水深の浅い所で、実験値の方が計算値よりも若干大きくなる。

Fig. 9 および 10 は、沖波波形勾配が最も大きいケースと小さいケースにおける、各水深での平均波高で無次元化した波高の頻度分布を示したものである。図中の実線は今回の計算結果、破線は実験で得られた波形をそのまま用いて求めた波高分布 (original data)、ヒストグラムはサーフビートとピーク周波数の6倍以上の高周波成分を除いた水位記録から得られる波高分布 (filtered data) を示す。同時に、サーフビートの影響を考慮しない計算結果も一部のせてある。Fig. 9 (b) および 10 (b) のように沖波波形勾配が大きいケースでは、original data と filtered data の結果はほぼ一致し、両者とも計算結果とほぼ合致している。Fig. 9 (a) および 10 (a) の沖波波形勾配が小さいケースでは、水深が浅い場合に filtered data の結果は original data のそれよりも尖った分布形となる。両者とも水深の深い所では計算結果と良くあっているが、浅くなると filtered data の方は計算結果と一致するが、original data は計算結果に比べて平坦になる。波高分布が平坦になるのは、平均水位をクロスする微小な乱波が平均波高を小さくするとともに、飛沫による急激な波形の立ち上がりで波高を大きくするためである。サーフビートを考慮しない計算結果は、非常に尖った分布形となり、実験結果と合わない。Fig. 11 は実験波形 (original data) および低周波数成分と高周波数成分を除去した波形 (filtered data) の一例である。

Fig. 12 は水深の減少に伴う有義波周期（一様水深部での有義波周期で無次元化している）の変化を示したもので、(a) はサーフビートの水位変動を除いた場合、(b) は除かない場合である。記号は Fig. 7 および 8 と同じである。Fig. 12 (a), (b) の両図に見られるように、汀線付近で有義波周期は増加するが、サーフビートを除いた場合はその程度は高々10%程度であるのに対し、除かない (b) では2倍以上にもなっている。これはサーフビートが大きくなる汀線付近で平均水位をクロスしない波が増え、その結果、周期が大きく定義されるためである。合田⁸⁾の報告においても、水深が非常に浅くなると、有義波周期が沖での値の2倍以上になっているが、これはサーフビートを除かずに実験結果を整理したためであろう。

Fig. 13 は、波の連なり程度を表わすパラメーターである、波高の連の平均長 $\overline{j(\bar{H})}$ 、高波の平均くり返し長さ $\overline{i(\bar{H})}$ および Groupiness Factor¹⁰⁾ の変化を示したものであり、(a) は海底勾配が1/10、(b) は1/30の場合を示す。ただし、サーフビートを除いた記録を用いて整理した結果である。 $\overline{j(\bar{H})}$ および $\overline{i(\bar{H})}$ は、沖波波形勾配が大きいほど大きくなり、波形勾配の小さい場合を除けば、相対水深が1.0から1.5付近で最大値と

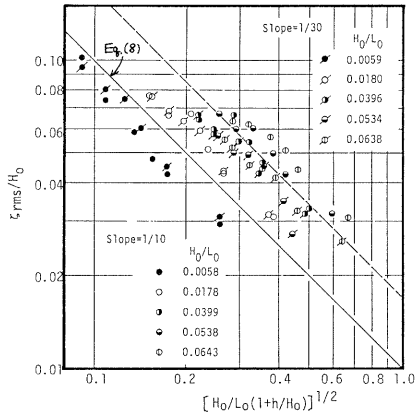


Fig. 7 Root-mean-square value of surf beat to significant wave height in deep-water.

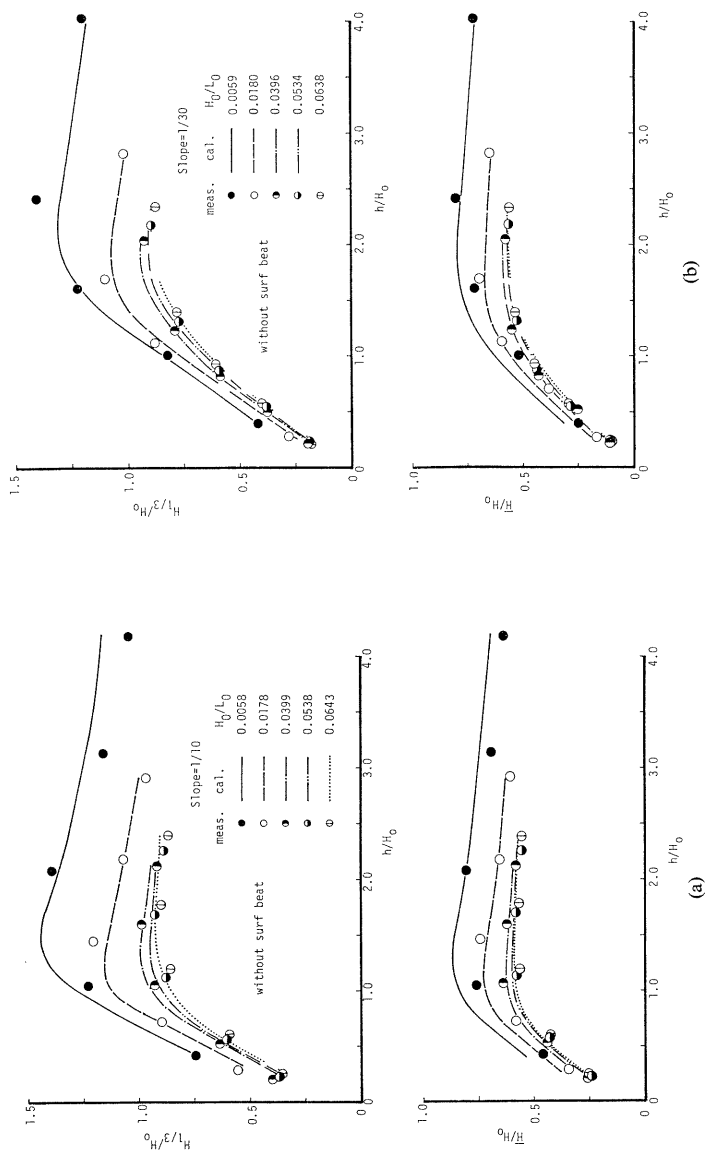


Fig. 8 Changes of significant and mean wave heights of irregular waves in shallow water.

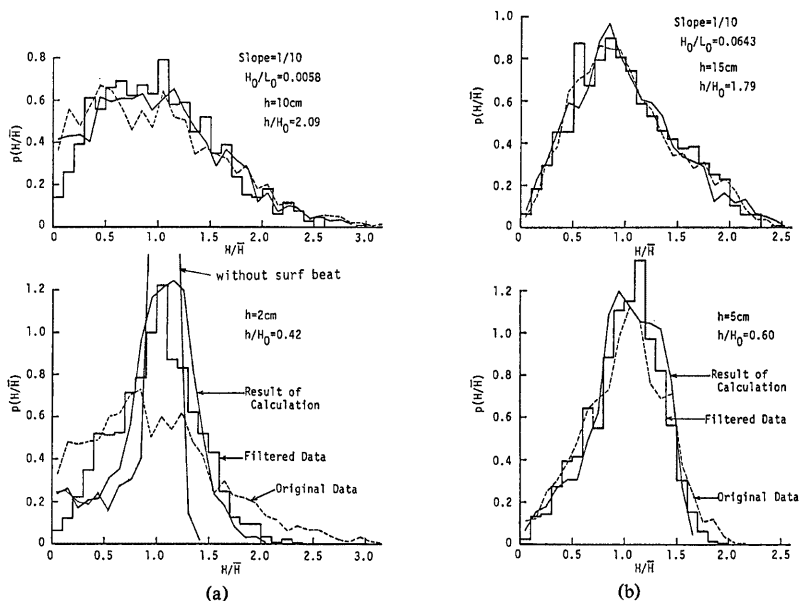


Fig. 9 Wave height distributions in shallow water for 1/10 beach slope.

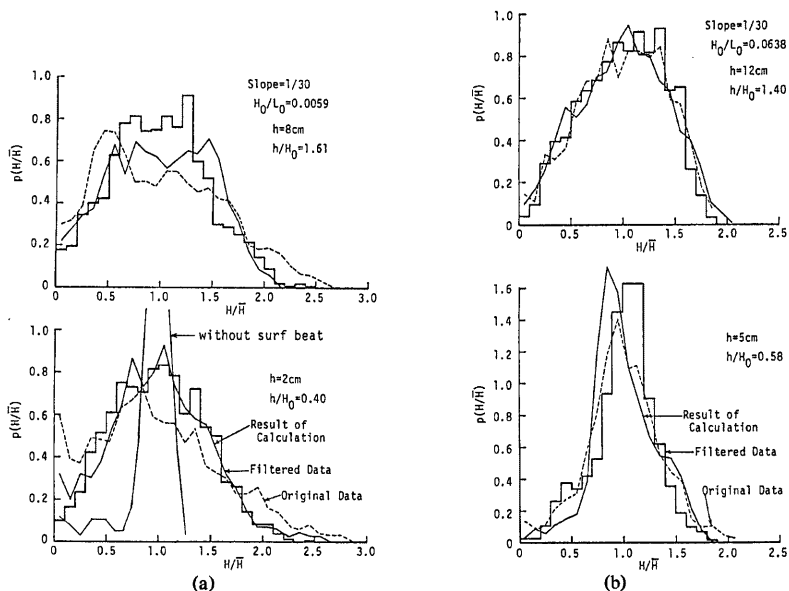


Fig. 10 Wave height distributions in shallow water for 1/30 beach slope.

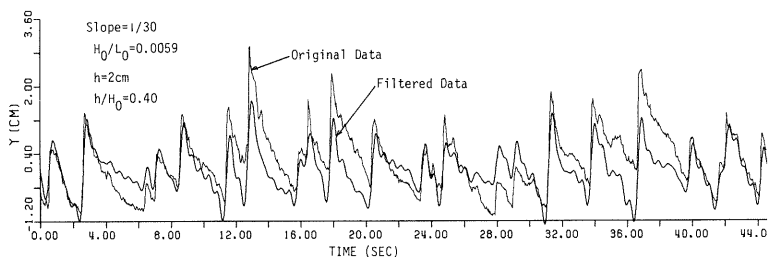


Fig. 11 Original and filtered water surface variations.

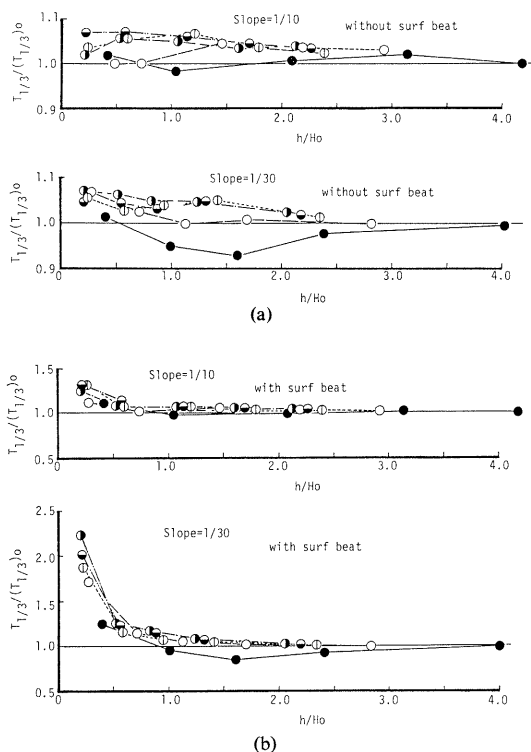


Fig. 12 Changes of significant wave period with decrease in water depth.

勾配が小さいほど大きくなっており、汀線付近は逆に沖波波形勾配が大きい方が大きくなっていく。海底勾配が1/10の Fig. 15 (a) では、沖波波形勾配が最も小さい場合を除いて、これによる skewness の差はほとんど見られず、どちらかと言えば1/30勾配の結果とは逆の傾向が見られる。この結果はサーフビートを除去しない場合もほとんど同様である。また、kurtosis は skewness とほぼ同様の変化が見られる。

なるようである。また、 $\overline{j(\bar{H})}$ についてみると、海底勾配が緩いほど大きい。GF は沖から水深が浅くなるにしたがって徐々に減少し、再び増加する。また、沖波波形勾配が大きいほど GF は大きい。一方、サーフビートを除かないで整理した結果は、海底勾配が1/30の場合に、相対水深が0.6より浅くなくても $\overline{j(\bar{H})}$ や $\overline{l(\bar{H})}$ が増加しない以外は、他の傾向は同じである。

wave group の特性は、波高の連の長さ、高波のくり返し長さ、GF といった単独のパラメーターでは表わし得ない。Fig. 14 は wave group を表わす模式図を示した。(a) と (b) は波高の連の長さが小さく、(c) と (d) は波高の連の長さが大きい。また、(a) と (c) は GF が小さく、(b) と (d) は GF が大きい。これらのうち (d) が wave grouping が顕著であると言える。相対水深が1.0から1.5では波は (d) のようになっており、0.5付近では (b) のようになっていると考えられる。

Fig. 15 は波の非線型性を表わす指標として、skewness と kurtosis の変化を示したものである。海底勾配が1/30の場合を示す Fig. 15 (b) から、水深の深い所では skewness は沖波波形

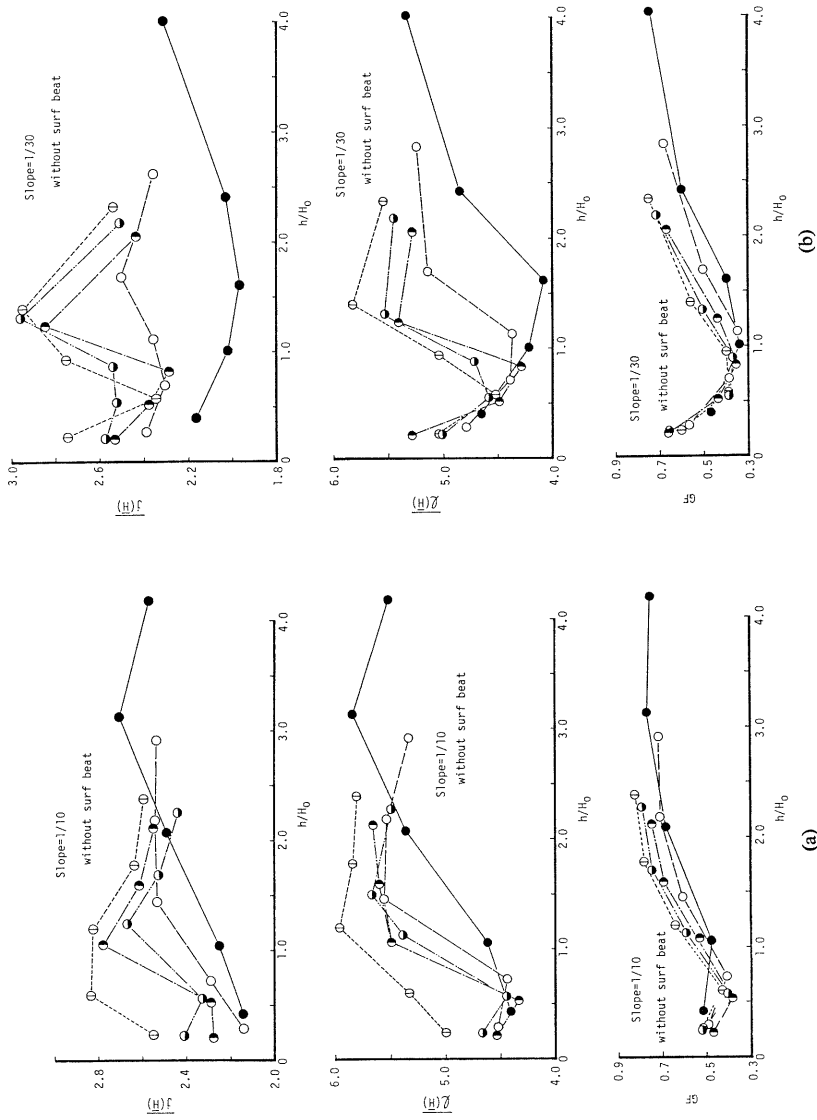


Fig. 13 Changes of wave grouping with decrease in water depth.

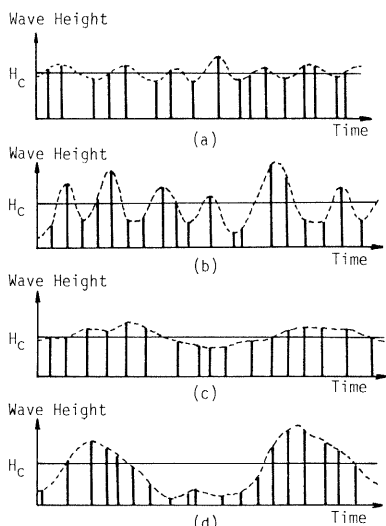


Fig. 14 Sketch of wave group.

灘岡ら¹¹⁾は海底勾配 1/20 の規則波の実験結果から、水面波形の skewness は沖か砕る波点に近づくにつれて増大し、砕波点でピークとなったのち減少すること、そしてその傾向は沖波波形勾配が小さいほど顕著であること、水面波形の skewness の変化は流速波形のそれと同じであることを示した。不規則波の場合にも砕波点が決までき、横軸を砕波水深で無次元化したもので skewness を整理すれば、灘岡らと同じ結果になるであろう。しかし、海底勾配が 1/10 の実験結果はそれとは異っており、逆に言えば、規則波の場合でも 1/10 勾配のように急になると、1/20 勾配の実験結果とは異なる可能性がある。

4.2 琵琶湖における波浪の解析結果とその考察

山口・土屋¹²⁾は、浅海における波浪の統計的特性の変形を調べる際に、種々の変形要因を含んだまま解析している。4.1 の実験結果によれば、水深減少に伴う波の特性の変化は沖波波形勾配の影響が大きいことがわかったので、ここでは、設置水深が 4.0m の波高計 N-9 の記録から得られる有義波を用いて算定した沖波波形勾配が 0.04 から 0.05 のものについて解析した。この場合、沖波有義波高 H_0 が一定ではないので、波高計の設置水深 h が 4m, 2m, 1m と 3ヶ所に限られても、 h/H_0 は幅広い値をとる。

Fig. 16 は Fig. 7 と同様にサーフビートの標準偏差をプロットしたものである。現地波浪の結果は実験結果と比べてやや小さいが、式 (8) で表される直線でほぼ近似され、水深が浅いほどサーフビートの標準偏差

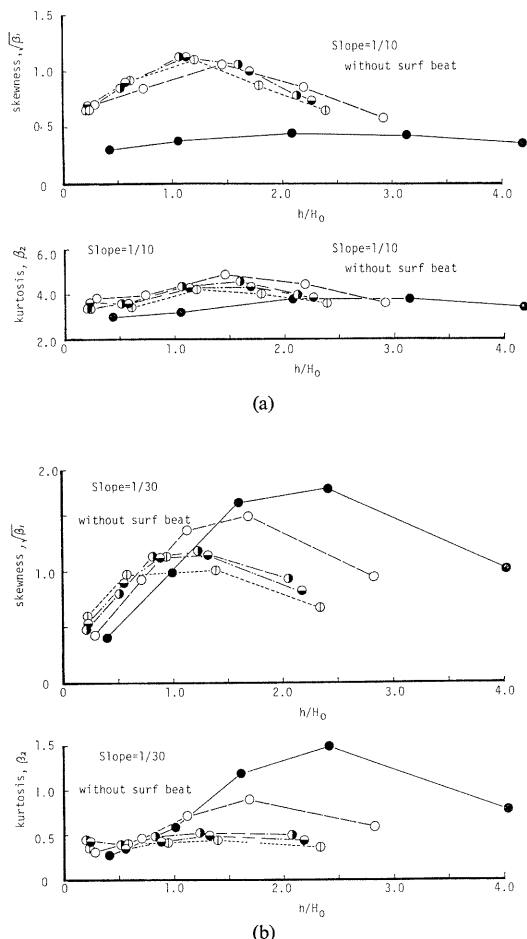


Fig. 15 Changes of skewness and kurtosis with decrease in water depth.

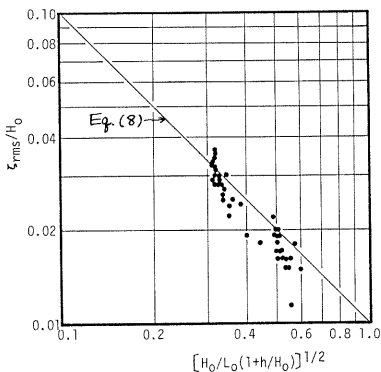


Fig. 16 Root-mean-square value of surf beat to significant wave height in deep-water.

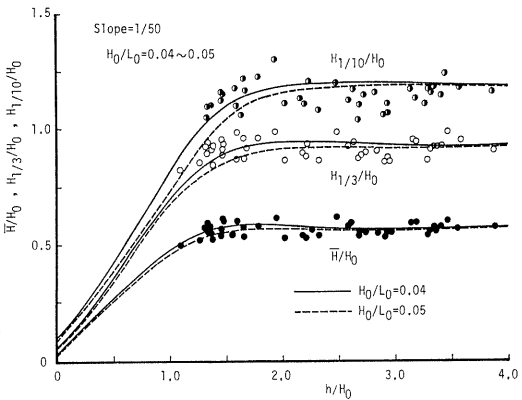


Fig. 17 Wave height change in shallow water.

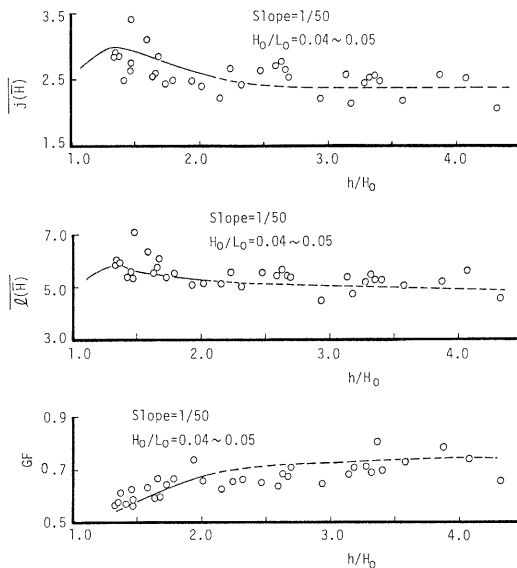


Fig. 18 Changes of wave grouping with decrease in water depth.

が大きいかを示している。

Fig. 17 は水深の減少に伴う代表波高の変化を示したものである。図中の曲線は計算結果である。その計算にあたっては入力として個々の波の波高、周期を用いたのではなく、波高の頻度分布として沖波有義波高で無次元化した Rayleigh 分布を用い、0 から沖波有義波高の 4 倍までの波高範囲を 400 区間に分けて、それぞれの区間の代表値とその出現率、および沖波波形勾配を用いた。したがって、周期としては有義波周期といった一定値を用いたことになる。これは、2.2 より周期の影響は少ないことがわかったので、入力条件

を簡単にするためである。図から、1/10最大波高はばらついていること、相対水深が1.5付近で実測値が計算値よりも若干大きいことがわかるが、現地波浪の方向分散性や屈折など、水深変化によるもの以外の要因を含んでいることを考えれば、実測値と計算値はよく合っているとさえいう。

Fig. 18 は $j(\bar{H})$, $l(\bar{H})$ および Groupiness Factor の水深減少に伴う変化を示している。図中の実線は、海底勾配が 1/30 で沖波波形勾配が約 0.04 と 0.05 の実験結果をもとに画いたものであり、破線は実測結果の傾向を表わすように目測で画いたものである。これらの図から、 $j(\bar{H})$ は水深の減少につれて大きくなって、相対水深が 1.5 付近で最大となり、その後減少している。 $l(\bar{H})$ も同様に、相対水深が 1.4 付近までは増加し、その後小さくなる。Groupiness Factor は水深の減少に伴って徐々に小さくなっている。

Fig. 19 は skewness と kurtosis の水深減少に伴う変化を示したものである。図中の実線および破線は Fig. 18 に述べたのと同様に画いたものである。これらの図から、水深の減少に伴って、skewness, kurtosis ともに大きくなる傾向があるのは、実験結果と同様である。

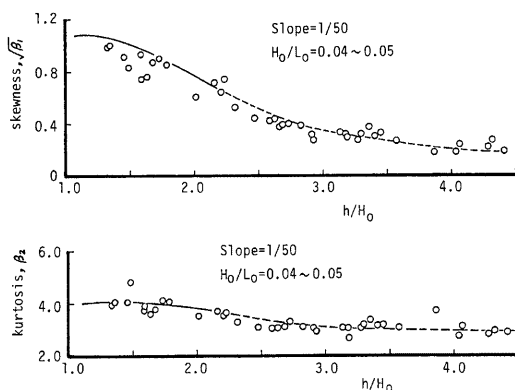


Fig. 19 Changes of skewness and kurtosis with decrease in water depth.

現地の海底勾配は約 1/50 であるのかかわらず、 $j(\bar{H})$, $l(\bar{H})$, Groupiness Factor, skewness および kurtosis の変化が海底勾配型 1/30 の実験結果と同じ傾向を示すことから、海底勾配が 1/30 と 1/50 では、波の特性の変化はほぼ同じであると言える。

今回解析した琵琶湖の波浪の主たる波向きは NW であり、これは汀線にほぼ直角となっている。琵琶湖の方向スペクトルについての詳細は山口ら¹³⁾ によって報告されている。

5. 結 語

本研究は、実験による波浪データと琵琶湖彦根愛西湖岸における現地波浪データを用い、浅海域における不規則波浪のいくつかの特性を調べたものである。特に波高変化については、波高変化モデルを作成し、実測値との比較を行った。主な結果を要約すれば次のとおりである。

(1) 不規則波の浅海域での波高変化モデルは実験結果および現地観測結果を良く表現することができる。また、波高変化モデルは、従来のモデルのように波高の頻度分布は考慮するが、周期は有義波周期といった代表量を用いる方法で十分であり、周期の影響はあまり重要でないことがわかった。

(2) 実験結果を整理するにあたり、サーフビートといった水位の長周期変動を除去するかしないかで波の統計量が異なる。とくに、有義波周期はサーフビートを取り除いてから求めないと、沖での有義波周期の 2 倍以上にもなるという不合理なことが起こる。

(3) 水深の減少に伴って wave grouping は変化し、海底勾配が緩いほど、沖波波形勾配が大きいくほど著しく、相対水深が 1.5 付近で極大となる。

(4) skewness は海底勾配が緩いほど水深減少に伴う変化が著しく、沖から砕波点にかけて増加した後減少する。この傾向は沖波波形勾配が小さいほど顕著である。こうした傾向は灘岡らの規則波の実験結果と同様であるが、海底勾配が 1/10 の場合は傾向が異なる。

(5) 水深減少に伴う波の特性の変化は、海底勾配が 1/30 の実験結果と 1/50 の現地観測結果とはほぼ同じであった。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛：浅海域における不規則波の波高変化に関する研究，京都大学防災研究所年報，第24号 B-2, pp. 509~523, 1981.
- 2) 首藤伸夫：非線型長波の変形——水路幅，水深の変化する場合——，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 57~63, 1974.
- 3) Battjes, J. A.: Energy dissipation in breaking and periodic waves, Manuscript, Delft University of Technology, 1978.
- 4) 合田良実：砕波指標の整理について，土木学会論文報告集，第180号，pp. 39~49, 1970.
- 5) Sawaragi, T. and K. Iwata: On wave deformation after breaking, Proc. 14th Coastal Eng. Conf., pp. 481~498, 1974.
- 6) Singamsetti, S. R. and H. G. Wind: Breaking waves—characteristics of shoaling and breaking periodic waves normally incident to plane beaches of constant slope, Delft Hydraulics Laboratory, Report on Investigation, M 1371, 67 p., 1980.
- 7) 佐伯 浩・佐々木幹夫：砕波後の波の変形に関する研究⁽²⁾，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 39~44, 1974.
- 8) 合田良実：浅海域における波浪の砕波変形，港湾技術研究所報告，第14巻，第3号，pp. 59~105, 1975.
- 9) 岩垣雄一・土屋義人他：琵琶湖における波浪観測について，京都大学防災研究所年報，第19号 B, pp. 361~379, 1976.
- 10) Funk, E. R. and E. P. D. Mansard: On the synthesis of realistic sea states in a laboratory flume, Hydraulics Laboratory Report LTR-HY-66, National Research Council of Canada, 54 p., 1979.
- 11) 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男：レーザードップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明，港湾技術研究所報告，第21巻，第2号，pp. 49~106, 1982.
- 12) 山口正隆・土屋義人：浅海における波浪の統計的特性の変形，愛媛大学紀要第 III 部（工学），第9巻，第3号，pp. 299~321, 1980.
- 13) 山口正隆・土屋義人：発達過程にある風波の方向スペクトル特性，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 99~103, 1980.