

## 不規則波の浅水・碎波変形計算モデルに関する研究

## CALCULATION MODEL OF RANDOM WAVE TRANSFORMATION IN SHALLOW WATER

間瀬 肇\*・松本明男\*\*・岩垣雄一\*\*\*

By Hajime MASE, Akio MATSUMOTO and Yuichi IWAGAKI

This paper proposes a calculation model of random wave transformation on a uniform slope for frequency distributions of the wave height, the percentage of breaking waves in the wave height distribution, and representative wave heights in shallow water including the surf zone. Input data are a deep-water wave steepness, a probability density function (pdf) of the wave height and a bottom slope. The pdf is divided into 400 segments with each representative value of the wave height and the appearance probability. It is assumed that each segment consists of an individual wave of which the wave height changes equivalently to a monochromatic wave having the same height and period. The transformation of random waves is estimated by superposing the calculated wave height of an individual wave with its appearance probability. The predicted results by the present model agree well with those of the laboratory experiments.

*Keywords*: random waves, wave transformation, wave breaking

## 1. ま え が き

沖で発生・発達した波は、沿岸域にやってくると屈折、浅水・碎波変形を経て、最終的に陸へ遡上する。海岸・港湾構造物は通常浅海域に構築されるので、それらの構造物に働く波力等の算定にあたっては、浅海域での波の諸特性を知ることが非常に重要である。そのため数多くの理論的ならびに実験的研究が行われている。規則波の場合には、碎波帯内を除けば、各種の波動理論に基づいて波の変形計算ができるようになっており、また実験によって理論の妥当性および適用条件が検討されている。

実際の海の波は、波高、周期、波向の異なる波が不規則に連なっていてきている。不規則波浪の大きさを表わす代表値にしかすぎない有義波を、その波高と周期をもつ規則波で置き換えて、波の変形を計算したり、あるいは、規則波で実験した結果で、不規則波浪の変形現象を説明するのは不十分であることがわかっている<sup>1)</sup>。近年、不規則な波を発生させる装置や実験施設が整備され普及し

てきて、不規則波浪の変形や構造物に作用する波力等が実験的に検討できるようになってきた。こうした状況のもとにあつて、不規則性を考慮した波の変形計算法の開発、ならびに海岸・海洋構造物の耐波設計法の確立等に関する研究が盛んである。

不規則波の浅水・碎波変形に関する研究の多くは、波高変化を調べることに、および波高変化が予測できる計算法を確立することを主な目的としている。

著者らは、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もつ規則波の波高変化に等しいと仮定し、規則波の浅水変形ならびに碎波後の波高変化の計算結果を用いて、不規則波の波高変化を計算する手法を提案した<sup>2)-5)</sup>。しかし、この計算モデルは、沖での波の時間記録を必要とし、実用的ではない。

本研究では、入力条件として沖波有義波の波形勾配と波高の確率分布を与え、碎波している波の波高分布や碎波率（すべての波に対する碎波している波の割合）の計算を含めた波高変化計算モデルを示すものである。そして、本計算モデルによる計算結果を室内実験結果と比較・検討する。なお、本計算モデルは複合断面の海浜の場合にも拡張可能であるが、本論文では一様勾配の海浜を対象としている。

\* 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学教室  
(〒606 京都市左京区吉田本町)

\*\* 学生会員 京都大学大学院工学研究科(同上)

\*\*\* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室(同上)

## 2. 浅水・砕波変形計算モデルに関する従来の研究

波高変化計算モデルを大きく分けると、Rayleigh 分布を各地点ごとに適当な手法で修正していく波高分布修正法<sup>9)~11)</sup>、砕波後の波高分布を仮定して砕波による不規則波群のエネルギー逸散率を定式化することにより、エネルギー平衡式を解いて波高変化を求めていくエネルギー法<sup>12),13)</sup>、不規則波の個々の波の波高変化は規則波のそれに等しいと仮定して、単一規則波の波高変化の計算結果を用いて波高変化を求める波別計算法<sup>2)~5),14)</sup>の3つに分けられる。

波高分布修正法には、Fig. 1 に示した3種類の修正法がある。(a)はCollins<sup>7)</sup>やBattjes<sup>8)</sup>が用いており、波は砕波限界波高  $H_0$  を越えると砕け、砕波後は砕波限界波高を保持するとした。(b)は郭・郭<sup>9)</sup>が用いており、砕波後の波高を砕波していない波高の確率密度に比例して配分する方法である。(c)は合田<sup>6)</sup>が用いており、波の不規則性を考慮して、砕波は  $H_{b1}$  から  $H_{b2}$  の幅で起こり、砕波確率はこの範囲内で直線的に変化するとしている。砕波後の波高は、郭らと同様に、砕波していない波高の確率密度に比例して配分している。また、合田は波高変化計算モデルにはじめてサーフビートを考慮した。

Battjes-Janssen<sup>12)</sup>のエネルギー法では、砕波後の波高分布を Fig. 1 (a) のように仮定しているが、波高の2乗平均平方根値  $H_{rms}$  の計算結果は実験結果とかなり一致する。しかし、仮定した波高分布は実際のそれとは異なっており、この方法は  $H_{rms}$  に対してのみ有効な計算法であるといえる。Thornton-Guza<sup>13)</sup>は、波高分布はすべて Rayleigh 分布であると、そのうち砕波している波の波高分布は Rayleigh 分布にある比率をかけたものとし、その分布形を用いて波のエネルギー逸散率を定式化することで、Battjes らの方法を改良している。

波別計算法は、不規則波の個々の波に規則波の理論を適用して波高変化を計算し、個々波の波高変化の計算結果を用いて波高の頻度分布や代表波高を計算するが、この場合、どのような規則波の理論で波高変化を定式化するかが問題となる。

このように種々の波高変化計算法が提案されているが、いずれの方法も経験的なものである。不規則波の変形についての力学理論が確立されておらず、また規則波

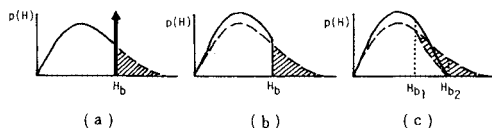


Fig. 1 Modification of wave height distribution in surf zone.

に対してでも砕波後の波の力学機構がわかっていない現在、経験的であっても、できるだけ普遍性をもった精度のよい計算法となるようにしなければならない。

## 3. 不規則波の浅水・砕波変形計算モデル

この節では、著者らが第28回海岸工学講演会論文集で発表した計算手法<sup>2)</sup>に基づいて、またその後の検討結果をとりまとめ、砕波している波の波高分布や砕波率の計算を含めた浅水・砕波変形計算モデルを示す。

文献2)では、入力条件としての個々波を一樣水深の水位変動記録よりゼロアップクロス法で与えたが、本計算モデルでは、次の(1)で示すように、沖波有義波の波形勾配と波高の確率分布を用いて個々波の情報を与える。また、沖波の波群特性の影響を波高分布の影響として考慮できるよう、波高の確率分布として Weibull 分布を用いる。砕波前の個々波の波高変化の計算にあたって、著者らの研究の文献2)では首藤<sup>15)</sup>の非線形長波理論を用いたが、ここでは微小振幅波理論を用いる。また、本計算モデルでは、水深に平均水位の変化だけでなく、合田が用いたサーフビートによる平均水位の変動の効果も考慮した。波別計算法において、サーフビートを考慮した場合としない場合の計算結果の比較は、著者らの研究の文献4)に示してある。その他、本研究では、著者らの以前の研究<sup>2)~5)</sup>では検討していない、砕波している波の波高分布や砕波率を求める。

### (1) 入力条件

入力するものは、沖波波形勾配  $H_0/L_0$ 、波高の確率分布  $p(x)$ 、海底勾配  $\tan \theta$  である。波高の確率分布としては、次式の Weibull 分布を用いる<sup>16)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} p(x) &= \frac{m}{2\phi} h_{1/3}^m x^{m-1} \exp\left[-\frac{1}{2\phi}(h_{1/3}x)^m\right] \\ h_{1/3} &= \frac{3m}{2\phi} \int_{0.2\phi}^{\infty} h^m \exp\left(-\frac{h^m}{2\phi}\right) dh \\ \phi &= \frac{1}{2} \left[ \Gamma\left(\frac{m+1}{m}\right) \right]^{-m}, \quad x = \frac{H}{H_0} \end{aligned} \right\} \dots(1)$$

ここで、 $H_0$  は沖波有義波高、 $\Gamma$  はガンマ関数である。

沖波の波高分布はほぼ Rayleigh 分布で表わされることが知られているが、詳細に調べると若干相違する場合がある<sup>17),18)</sup>。岩垣・間瀬・北<sup>19)</sup>は、波群特性によって、波高分布が Rayleigh 分布とは異なる場合があることを示した。ただし、これは数値シミュレーションから得られた結果である。琵琶湖における風波<sup>20)</sup>、コスタリカにおけるうねりの波浪記録<sup>21)</sup>の一部を用いて、Groupiness Factor<sup>19)</sup>と Weibull 分布の母数  $m$  の関係を調べたところ、Fig. 2 のようになった。図には数値シミュレーション結果<sup>19)</sup>も載せてある。この図から、 $GF$  と  $m$  には強い負の相関があることがわかる。その関係は

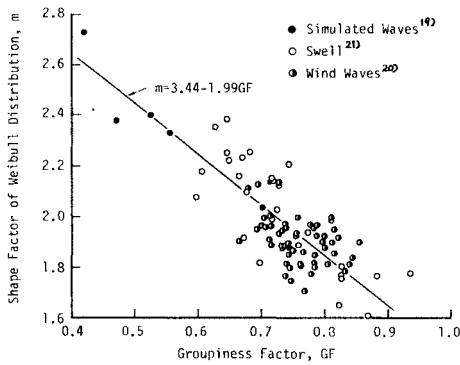


Fig. 2 Relationship between groupiness factor and shape factor of Weibull distribution.

$$m = 3.44 - 1.99 GF \dots\dots\dots (2)$$

であり、相関係数は $-0.83$ である。このことから、波高分布の式として Rayleigh 分布を用いず、より一般的な Weibull 分布を用いることにした。

式 (1) を用いて、無次元波高  $x$  の 0 から 2 までの範囲を 400 等分し、それぞれの区間の代表値 ( $x_i, i=1, 400$ ) とその出現率 ( $p_i, i=1, 400$ ) を決定する。個々波の沖波波形勾配は、 $x_i$  の値に  $H_0/L_0$  を乗じて  $H_i/L_0 = x_i \times H_0/L_0$  ( $i=1, 400$ ) と求められる。すなわち、すべての個々波の沖波波長としては、沖波有義波長  $L_0$  を用いることにする。これは個々波の周期を  $T_0 = \sqrt{2\pi L_0/g}$  ( $g$  は重力加速度) なる有義波周期で代表させることを意味する。著者らの以前の研究<sup>4)</sup>によると、個々波の周期をそのまま用いた場合と、有義波周期で代表させた場合の代表波高の計算結果はほとんど変わらなかった。そのため、本研究では個々波の周期を有義波周期で代表させた。

これらの 400 個の要素を個々波とみなし、以下に示す波高変化計算を行い、計算結果にそれぞれの出現率を重みとして掛け合わせ、不規則波の波高変化を計算する。

(2) 波高変化の定式化

砕波前の波高変化は、次式の微小振幅波理論に基づく浅水変形式により算定する。

$$\frac{H}{H'_0} = \left[ 1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh(4\pi d/L)} \right] \tanh \frac{2\pi d}{L} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $H'_0$  は個々波の沖波波高 (沖波有義波高  $H_0$  と区別するためにダッシュをつけた)、 $d$  は平均水深、 $L$  は浅海における波長である。

砕波前の波高変化の計算に微小振幅波理論を用いた不規則波の波高変化モデルには Battjes<sup>12)</sup>、Sawaragi-Iwata<sup>10)</sup>、著者ら<sup>3)</sup>および Thornton<sup>13)</sup>のものがあり、一方有限振幅波理論を用いたモデルには合田<sup>6)</sup>、水口・松田<sup>14)</sup>、著者ら<sup>2)</sup>および佐藤・小部<sup>11)</sup>のものが挙げられ

る。著者らは個々波の波高変化の計算に有限振幅波理論を用いて不規則波の波高変化を求めたところ、沖波波形勾配が 0.01 以下の場合、計算結果は実験結果よりも大きくなりすぎることがわかった。Sawaragi らの実験結果は、微小振幅波理論を用いた計算結果よりもなお小さくなっている。Hotta-Mizuguchi-Isobe<sup>22)</sup>は、個々波の波高変化の計算に対しては有限振幅波理論を用いなければならないが、代表波の波高変化については微小振幅波理論で十分表わすことができると述べている。Thornton<sup>13)</sup>らは微小振幅波理論を使うことを主張している。本研究では後述のように実験値との適合性のよい微小振幅波理論を用いる。

砕波限界波高  $H_b$  の算定には、合田<sup>23)</sup>が提案した式の係数を変えた次式を用いることにする。

$$\frac{H_b}{L_0} = 0.16 \left[ 1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi d}{L_0} (1 + 15 \tan^{4/3} \theta) \right\} \right] \dots\dots\dots (4)$$

規則波に対しては、式 (4) の係数は 0.17 である。

砕波後の波高変化は、波が bore 状になって進行していくという Battjes<sup>24)</sup> の bore モデルを用いて定式化する。これは Singamsetti-Wind<sup>25)</sup> の論文に初めて現われた。その波高変化式は、次式に示すように、surf similarity parameter を含んでおり、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考慮することができる。

$$\tilde{H}^{-1} = \left( 1 - \frac{4}{9} K \right) \tilde{d} + \frac{4}{9} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $\tilde{H}$  と  $\tilde{d}$  はそれぞれ砕波波高  $H_b$  と砕波水深  $d_b$  で無次元化した砕波後の波高と水深、 $K$  は surf similarity parameter に反比例する係数である。詳しくは付録に示す。

式 (3)、(4) および (5) に現われる水深には、サーフピートや平均水位の変化を考慮する。サーフピートの標準偏差および平均水位の変化はそれぞれ次式を用いて算定する。

$$\zeta_{rms}/H_0 = 0.01 / \sqrt{\frac{H_0}{L_0} \left( 1 + \frac{d}{H_0} \right)} \dots\dots\dots (6)$$

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

ここで、 $k$  は有義波周期に対応する浅海における波数、 $h$  は静水深、 $H_{rms}$  は波高の 2 乗平均平方根値である。式 (7) の右辺の係数 0.6 は、規則波および不規則波のどちらの場合にも、これを 1.0 として  $\bar{\eta}$  を計算すると、実測値よりも過大評価になる (Battjes<sup>8)</sup>、榎木・岩田・東<sup>26)</sup>、Stive<sup>27), 28)</sup>) ことを考慮したためである。

合田は、サーフビートの効果を初めて波高変化計算モデルに導入した。合田の砕波変形モデルの特徴は、選択砕波の概念や砕波後の波の再生方法を考えたこと以上に、サーフビートの効果を導入したことにあると著者らは考えている。サーフビートを導入しないと、浅海域で波高分布は尖った分布形となり<sup>2),6),14)</sup>、有義波高の計算結果は実験結果よりも小さくなる<sup>2),14)</sup>。

### (3) 波高変化の計算手順

以上の算定式に基づいて、浅海域における不規則波の波高変化を次のように計算する。

① 波高の確率分布から、400個の波高の代表値とその出現率を決め、各要素を個々波と考える。

② 最初は各地点の $\bar{h}$ を0とし、静水深にサーフビートによる平均水位の変動(平均値が0で、標準偏差が $\xi_{rms}$ となる正規乱数を用いる)を加えた水深を用い、すべての個々波に対して③の計算を行う。2回目以降は⑤で得られる平均水深にサーフビートによる水位変動を加えた水深を用い、すべての個々波に対し③の計算をする。

③ 砕波限界の式(4)を満たすまでは式(3)を用いて波高を計算する。砕波限界に達した後は、式(5)を用いて砕波後の波高を計算し、また、砕波後の波であることを識別できるようにしておく。

④ ③の計算結果と各要素の出現率を用いて、各地点の $H_{rms}$ を求め、式(7)から各地点の $\bar{h}$ を計算する。

⑤ ④で求めた $\bar{h}$ を各地点の静水深に加えて平均水深とし、②に戻る。初期汀線における $\bar{h}$ の計算結果が、1回前の計算結果と比べ1%以内に収束すれば②に戻らず、個々波の波高の計算結果とそれぞれの出現率を用いて代表波高、波高の頻度分布、砕波している波の波高分布、砕波率および静水位からの水位変化量を出力し、計算を終える。

## 4. 計算結果と実験結果との比較・検討

### (1) 実験装置および実験方法

実験は、長さ27m、幅50cmおよび深さ75cmの両面ガラス張り水槽で実施した。この水槽の一端には不規則波発生機が設置されている。模型海浜は、山形鋼で補強したジュラルミンの板で製作した。海底勾配は1/20、一様水深部の水深は45cmとした。

実験に用いた不規則波は、ピーク周波数が0.6HzのPierson-Moskowitz型スペクトルをもち、波群形態が異なる3種類である(文献19)におけるCase 1, 2および4に同じ)。これらの波のエネルギー・スペクトル、沖波有義波高、沖波波形勾配はほぼ同じであるが、Groupiness Factorが異なり、その結果波高分布が異なる。これらをCase A, B, Cとする。Fig. 3に3ケースの入射波の波高分布を示す。

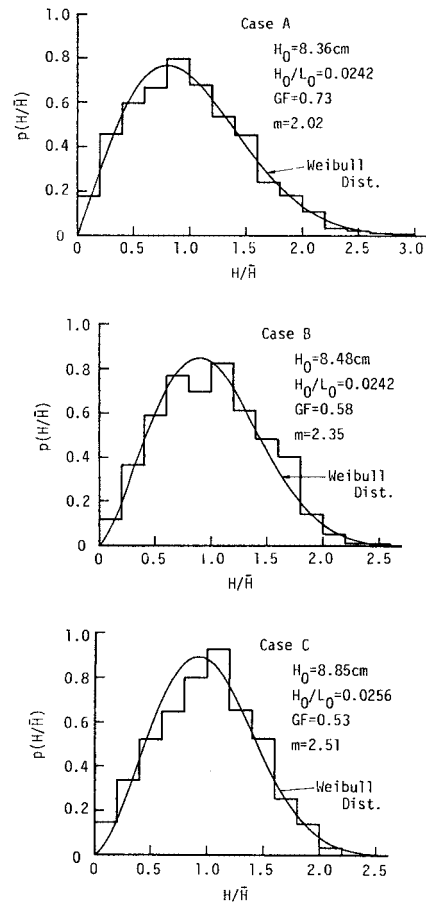


Fig. 3 Wave height distributions of incident waves.

水位変動は、水深45, 29, 24, 19, 16, 13.5, 11.5, 8.5, 6.5, 4および2cmの地点で測定した。水深4cmおよび2cmの地点を除いた各地点では、砕波している波の波高分布および砕波率を調べるために、波が砕波している場合にパルス信号を入力してその波を区別できるようにした。また、側方よりビデオで波を撮影し、パルス信号が砕波している波とうまく対応しているかをチェックした。水位変動記録とパルス信号記録は0.04秒ごとにA-D変換し、後の解析に用いた。なお、データ数は1ケース当たり26500個である。

### (2) データの整理法

各地点のエネルギー・スペクトルを調べると、水深の減少とともに、ピーク周波数付近のエネルギー密度が減少し、高周波数領域と低周波数領域のエネルギー密度は増加することがわかる。ピーク周波数の0.5倍以下の低周波数領域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と思われる(ただし水槽内の重複波成分も含まれている)。スペクトルの2次干渉理論を用いて浅海域でのスペクトルを計算すると、ピーク周波数の2倍の

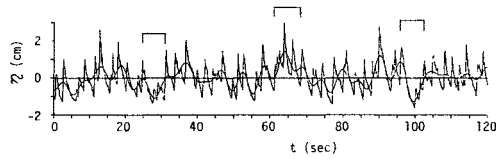


Fig. 4 Water surface variation in surf zone.

周波数付近および0.5倍以下の周波数領域で拘束波成分が現われる<sup>29)</sup>。そこで、ピーク周波数の0.5倍以下の成分がサーフビートであるとして、 $\zeta_{rms}/H_0$ を求めた。その値は、式(6)の約1.6倍であった。

Fig. 4は、碎波後の水位変動記録を示す。この図にはピーク周波数の0.5倍以下のフーリエ成分を再合成して求めたサーフビートによる平均水位の変動を同時に図示してある。この図より、実験で得られた水位変動記録をそのまま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個々波の波高が大きく、周期は長く定義される場合があることがわかる(図の□の部分参照)。極浅海域で、有義波周期が沖での値の2倍近くになっている合田<sup>6)</sup>の結果はこのためであると思われる。本研究では、実験で得られた水位変動記録から、ピーク周波数の0.5倍以下および6倍以上の周波数成分の変動をFFT法を利用して除去し、補正した水位変動記録を用いて、ゼロアップクロス法で個々波を定義した。

波高変化を計算する場合、式(6)の右辺を1.6倍したものをういてみたが、それでも波高分布の計算結果は実験結果より尖りすぎるので、代表波高について計算結果と実験結果の誤差が最小になる倍率を検討したところ、2.8倍が最も適当であることがわかったので、以後の計算ではそれを用いた。

(3) 代表波高の変化

Fig. 5は、それぞれ最大波高  $H_{max}$ 、1/10最大波高  $H_{1/10}$ 、有義波高  $H_{1/3}$  および平均波高  $\bar{H}$  について、計算結果と実験結果を比較したものである。ただし、 $H_{max}$ の計算値は1/100最大波高で代用した。波高と水深はすべて水深45cmの地点の  $H_{1/3}$ の測定値から求めた沖波有義波高で無次元化してある。

今回用いた3ケースの不規則波は、エネルギースペクトルが同じになるように造波されており、その結果沖波有義波高や沖波波形勾配はほとんど同じである。実験結果をみると、(c)図の  $H_{1/3}$ の変化にはほとんど差がないことがわかる。しかし、(a)図の  $H_{max}$ と(b)図の  $H_{1/10}$ においては、 $h/H_0 < 2.0$ の領域では3ケースの差は少ないが、 $h/H_0 > 2.0$ では差がみられ、Case Aが最も大きくなっている。水深の大きな領域でこのような差

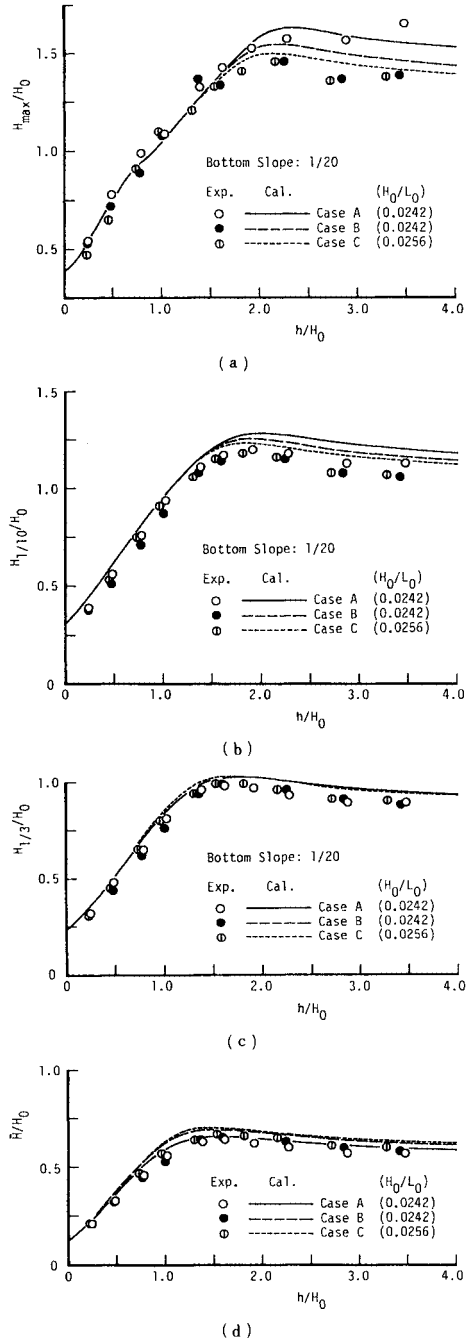


Fig. 5 Change of representative wave height in shallow water.

が生じるのは、3ケースの不規則波の沖波有義波高が同じでも、高波高部分の波高の出現率が異なるためである。このように、エネルギースペクトルが同じ波でも、代表波高の変化に差が出てくることがわかった。

計算結果と実験結果を比較すると、前者が若干大きく

なっているが、一般によく合っていることがわかる。また、 $H_{1/3}$  の計算結果は実験結果と同様に三者ともほぼ同じであるが、 $H_{max}$ 、 $H_{1/10}$  および  $\bar{H}$  の計算結果には、実験結果と同様な、沖波の波群特性の影響が現われている。

#### (4) 波高分布の変化

波高分布の変化の例を示したものが、Fig. 6 である。影のついたヒストグラムはパルス信号によって識別された砕波している波の波高分布であり、破線で示した折線はその計算結果、影のないヒストグラムはすべての波についての波高分布であり、実線で示した折線はその計算結果である。パルス信号は波の峰が崩れている場合に入力したが、水深が非常に浅い地点では、その波が必ずしもゼロアップクロス法で定義されないことがある。たとえば、砕波後の波に次の波が乗り上げるように追いつく場合、パルス信号は2つ入力するが、ゼロアップクロス法では波は1つしか定義されない。今回は水深が6.5 cm 以上の地点について、砕波している波の波高分布および砕波率を調べた。したがって、(e) 図には砕波している波の波高分布は示されていない。

(a) 図および (b) 図の実験結果をみると、郭らおよび合田が砕波変形モデルで用いた、砕波後の波高は砕波していない波高の残存確率に比例して配分するという方法は、必ずしも妥当ではないことがわかる。

次に、計算結果と実験結果の比較をする。(d) 図の水深波高比  $h/H_0$  が 0.78 の場合には、計算結果は実験結果よりも尖った分布形になっているという相違がみられる。これより水深が浅くなると、(e) 図のように計算結果は再び幅が広がり、実験結果に近づく。砕波している波の波高分布については、実験結果の方が計算結果に比べ分布の幅が若干広くなっている。しかしながら、波高分布に関する両者の一致は概して良好であるといえよう。

#### (5) 砕波率の変化

Fig. 7 は砕波率の変化を示したものである。砕波している波の波高分布については、計算結果と実験結果に若干の差があったが、砕波率で整理すると、両者の一致はかなりよいことが図からわかる。

### 5. 考 察

合田がサーフビートの効果を砕波変形モデルに導入したのは、平均水位が高いときには波の波高は大きく、平均水位が下がったときには波高が小さくなるという傾向を考慮したためである。各地点の最大波高は、平均水位の変化量とサーフビートを加えて得られる最大水深に対して、式(4) (右辺の係数は0.18とする)によって求められる。しかし、極浅海域では、すでに砕波している波がその地点の最大波高をもつ波であり、通常の波の砕

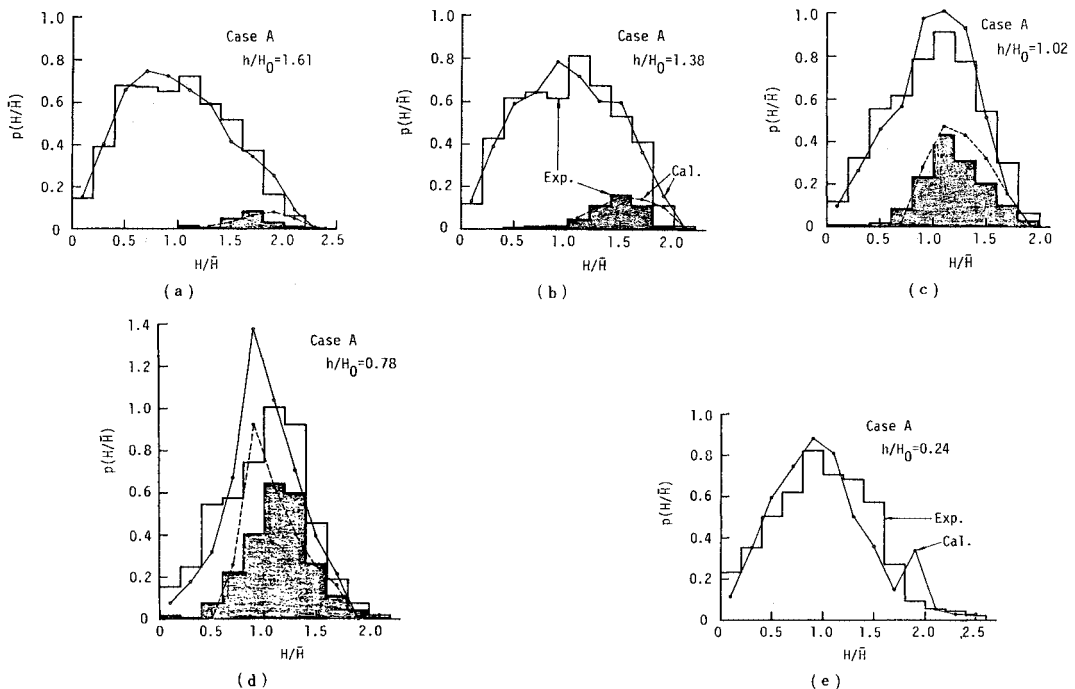


Fig. 6 Wave height distributions in shallow water. (In figure (e), the wave height distribution of breaking waves is not examined.)

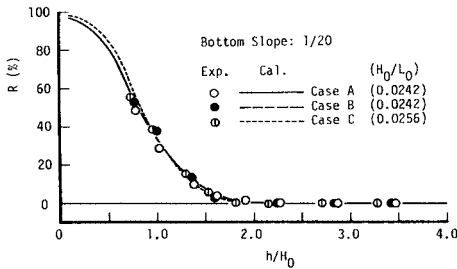


Fig. 7 Change of rate of breaking and broken waves in shallow water.

波限界式では各地点の最大波高を規定できないと思われる。また、平均水位が高いときに波高が大きいという傾向は、Fig. 4では必ずしもみられない。本計算モデルでは、サーフビートの効果を導入するため、正規乱数を用いて水深を変動させたが、これは砕波現象を忠実に計算モデルに取り入れるためではなくて、極浅海域では波高はほぼ水深によって決まってしまうことから、波高分布が1か所に集中するのを防ぐためである。すなわち、実

測結果との適合性をよくするための1つの手段として利用したといえる。

室内実験では多重反射のためにサーフビートの標準偏差は式(6)よりも大きくなる。今回の実験では1.6倍であった。しかし、本計算モデルでは式(6)の右辺に倍率2.8をかけた場合が最も実験結果をよく表わすことができた。すなわち、本計算モデルでは、実際に求められるサーフビートの標準偏差よりも大きな値を用いて、水深を変動させる必要がある。これは  $h/H_0 < 1.0$  の極浅海域の波高変化の推定にとって重要である。

Fig. 8 (a), (b), (c) および (d) は、それぞれ海底勾配が1/10, 1/20, 1/30と1/100の場合について、沖波波高勾配が0.01と0.04の波の浅海域における有義波高の変化を示したものである。実線は本計算モデルによる結果、破線は本計算モデルにおいて砕波前の波高変化の計算に首藤の式を用いた結果、点線は合田の結果である。ただし、合田の結果と比較するため、沖波波高分布はRayleigh分布(式(1)において  $m=2$  とする)とし、サーフビートの式(6)はそのまま用いた。図によ

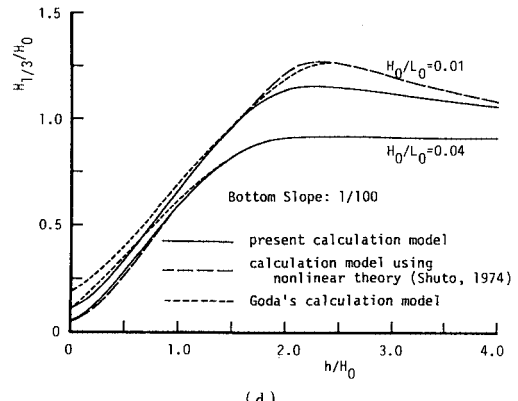
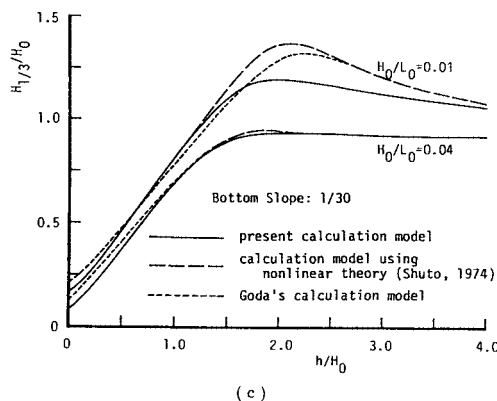
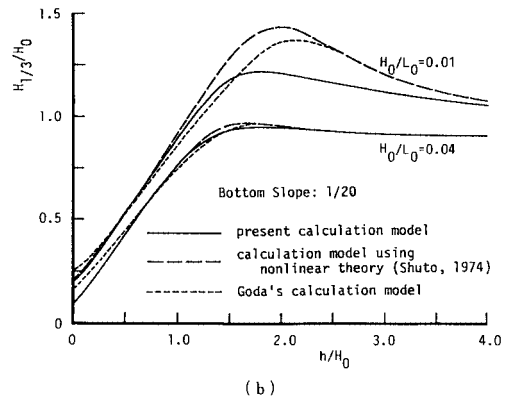
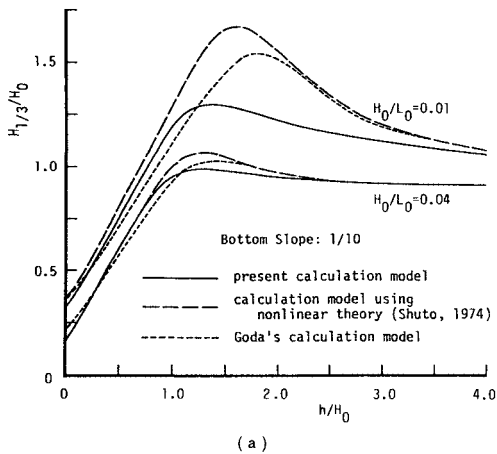


Fig. 8 Comparison of calculation results of significant wave heights.

れば、汀線近傍では実線と破線は合田の結果の点線に比べ小さくなっている。沖波波形勾配が大きい0.04の場合、浅水変形の式として線形、非線形、いずれの理論を用いても shoaling 領域の三者の計算結果はあまり変わらない。しかし、海底勾配が急なほど、また沖波波形勾配が小さいほど三者の計算結果の差は顕著になる。

合田<sup>9)</sup>の沖波波形勾配が約0.02の実験結果は非線形浅水変形式を用いた計算結果とよく対応している。しかし、その後の著者ら<sup>4)</sup>の沖波波形勾配が0.02以下の実験結果および本実験結果は、微小振幅波理論を用いた計算結果と適合性がよい。高山・神山・菊地<sup>30)</sup>は、不規則波のリーフ上の波の変形を調べた研究の中で、斜面上の波高変化の実験結果と合田<sup>9)</sup>の波高変化の簡略式を比較しているが、波形勾配が0.0158の小さい場合、簡略式は実験結果より過大になっている(彼らの論文の図-32を参照)。このことより、浅水変形の式としては微小振幅波理論を用いる方がよい。合田のモデルは、構造物の設計という点で安全側になっている。

6. 結 び

本研究は、沖波波形勾配、波高の確率分布および海底勾配を入力して、一様勾配海浜での不規則波の波高変化を計算するモデルを示した。この方法は、波高の確率分布を400個の要素に分けて、波高の代表値と出現率を決め、各要素を個々波と仮定することにより、それぞれについて規則波の波高変化式を用いて波高を計算した後、計算結果に出現率を重みとしてかけて、代表波高、波高の頻度分布、砕波している波の波高分布、砕波率を計算するものである。さらに、本計算モデルでは、砕波前の波高変化の計算に微小振幅波理論を用いていること、水深は静水深としないで、それに平均水位の変化と合田が用いたサーフビートによる平均水位の変動を加えた水深を採用したことも特徴として挙げられる。

ここで示した計算モデルによる結果と実験結果を比較したところ、両者の一致は良好であることがわかった。またこの研究において、エネルギースペクトルが同じ(沖波波形勾配および沖波有義波高が同じ)不規則波であっても、波群特性が異なると波高分布や代表波高が相違することを示した。本計算モデルでは、入射波の波群特性の影響を、入力すべき不規則波の波高分布の影響として考慮することができる。

最後に、本研究を進めるにあたり、実験に協力して頂いた京都大学大学院学生 松元和伸君に感謝するとともに、港湾技術研究所 合田良実所長には、貴重なおねりの資料を提供して下さいたことに対し、深謝の意を表す。また、本研究は、文部省科学研究費奨励研究(A)および自然災害特別研究(1)(代表者：岩垣雄一教授)

による研究の一部であることを付記する。

付録 bore モデルによる砕波後の波高変化の定式化

水深が  $d_2$  と  $d_1$  ( $d_2 > d_1$ ) である bore の単位幅当たりのエネルギー逸散率  $D'$  は次式で表わされる。

$$D' = \frac{1}{4} \rho g (d_2 - d_1)^3 \left\{ \frac{g(d_1 + d_2)}{2d_1 d_2} \right\}^{1/2} \dots\dots\dots (A.1)$$

ここで、 $d_1 \cdot d_2 = O(d^2)$  ( $d$  は平均水深である) を用いると、 $D'$  は次のように書き換えられる。

$$D' = \frac{B'}{4} \rho g \frac{(d_2 - d_1)^3}{d} (gd)^{1/2} \dots\dots\dots (A.2)$$

ここで、 $B'$  は比例定数である。この結果を surf zone における砕波のエネルギー逸散率をモデル化するのに適用する。波が砕けている高さ ( $d_2 - d_1$ ) は波高  $H$  より小さく、これを

$$\left. \begin{aligned} d_2 - d_1 &= \beta H \\ \beta &= H / (\gamma d) \\ \gamma &= 0.7 + 5 \tan \theta \quad (0.01 \leq \tan \theta \leq 0.1) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (A.3)$$

とおく。水深  $d$  が大きくなるか、または一定水深で波高  $H$  が小さくなると  $\beta$  が小さくなるので、 $\beta^3$  に比例するエネルギー逸散率は非常に小さくなる。式(A.3)を式(A.2)に代入すると次のようになる。

$$D' = \frac{B'}{4\gamma^3} \rho g H^2 (gd)^{1/2} \left( \frac{H}{d} \right)^4 \dots\dots\dots (A.4)$$

式(A.4)を単位面積当たりの平均エネルギー逸散率に書き換えると、

$$D = \frac{D'}{L} = \frac{D'}{cT} = \frac{B}{4\gamma^3} \frac{\rho g H^2}{T} \left( \frac{H}{d} \right)^4 \dots\dots\dots (A.5)$$

となる。ここで、 $O(1)$ なる係数  $B$  を導入し、また波速  $c = \sqrt{gd}$  の長波近似を用いている。単位幅当たりのエネルギーフラックス  $P$  は、 $c_0 = c = \sqrt{gd}$  として、

$$P = \frac{1}{8} \rho g H^2 (gd)^{1/2} \dots\dots\dots (A.6)$$

と近似される。式(A.5)と(A.6)をエネルギー平衡式

$$\frac{dP}{dx} + D = 0 \dots\dots\dots (A.7)$$

に代入して解く。

平均水位の変化を無視すると、 $d = -x \tan \theta$  とおくことができ、砕波後の波高  $H$  と水深  $d$  をそれぞれ砕波限界波高  $H_b$  と砕波水深  $d_b$  で、 $\tilde{H} = H/H_b$ 、 $\tilde{d} = d/d_b$  のように無次元化すれば、式(A.7)は

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{d\tilde{d}} (\tilde{H}^2 \tilde{d}^{1/2}) - K \tilde{H}^6 \tilde{d}^{-4} &= 0 \\ K &= 2B\gamma (d_b/g)^{1/2} / (T \tan \theta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (A.8)$$

となり、 $\tilde{d} = 1$  のとき  $\tilde{H} = 1$  という境界条件のもとで解くと



$$\tilde{H}^{-1} = \left(1 - \frac{4}{9} K\right) \tilde{d} + \frac{4}{9} K \tilde{d}^{-1/2} \dots\dots\dots (A-9)$$

が得られる。なお、 $H_b \approx \gamma d_b$ ,  $L_0 = gT^2/2\pi$  を用いると、 $K$  は

$$K = (2/\pi)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_b^{-1} \\ \approx (2/\pi)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_0^{-1} \dots\dots\dots (A-10)$$

となる。ここで、 $\xi_0$  は個々波の沖波諸元を用いた surf similarity parameter である。

本研究では砕波後の波高変化式として式 (A-9) を用いることにし、規則波の砕波後の波高変化をより正確に表現できるように、後に平均水位の変化を考慮するとともに、係数  $B$  を一定とせず、平均水深の関数とする。厳密にいうと、平均水位の変化を考慮し、かつ  $B$  を水深の関数とすると、式 (A-9) のようには解は求まらず、式 (A-7) および式 (6) の2つの方程式を同時に解く数値計算に頼らなければならない。しかし、ここでは簡便さを考慮して式 (A-9) を補正する意味で、後で  $B$  を水深の関数としている。 $B$  の決定には Singamsetti-Wind<sup>25)</sup>の実験結果および佐伯・佐佐木<sup>31)</sup>の研究によって見出された (i) 砕波後の surf zone は運動機構の異なる3領域に分けられる、(ii) 斜面勾配が1/20の場合を境にして波高減衰の様子が異なる、という2点を考慮して次のように決めた<sup>2)</sup>。

① 海底勾配が1/20よりも急な場合

$$\left. \begin{aligned} B=1, & \quad 0.9 < \tilde{d} \leq 1.0 \\ B=13-40\tilde{d}/3, & \quad 0.6 < \tilde{d} \leq 0.9 \\ B=5, & \quad \tilde{d} \leq 0.6 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (A-11)$$

② 海底勾配が1/20に等しいか、それよりも緩やかな場合

$$\left. \begin{aligned} B=11-10\tilde{d}, & \quad 0.6 < \tilde{d} \leq 1.0 \\ B=5, & \quad \tilde{d} \leq 0.6 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (A-12)$$

なお、式 (A-3) の代わりに、Battjesら<sup>12)</sup>、Stive<sup>28)</sup>、Svendsen-Madsen-Hanssen<sup>32)</sup>、Svendsen<sup>33)</sup>のように、

$$d_2 - d_1 = H \dots\dots\dots (A-13)$$

とおいた場合を考えると、平均エネルギー逸散率は次のようになる。

$$D = \frac{B}{4} \frac{\rho g H^2}{T} \left(\frac{H}{\tilde{d}}\right) \dots\dots\dots (A-14)$$

ただし、式 (A-5) と (A-14) の係数  $B$  は必ずしも同じ値とは限らない。これを式 (A-7) のエネルギー平衡式に代入すると、

$$\frac{d}{d\tilde{d}} (\tilde{H}^2 \tilde{d}^{1/2}) - K \tilde{H}^3 \tilde{d}^{-1} = 0 \dots\dots\dots (A-15)$$

となる。ここで係数  $K$  は式 (A-10) と同じ形である。 $\tilde{d}=1$  のとき  $\tilde{H}=1$  なる境界条件を用いて解くと次のようになる。

$$\tilde{H}^{-1} = \left(1 - \frac{2}{3} K\right) \tilde{d}^{1/4} + \frac{2}{3} K \tilde{d}^{1/2} \dots\dots\dots (A-16)$$

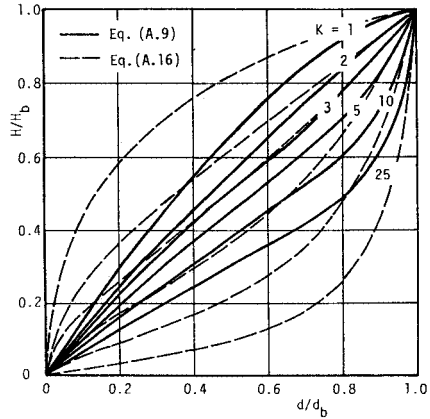


Fig. A-1 Wave height decay after breaking.

Fig. A-1 は、 $K$  をパラメーターとして、式 (A-9) と (A-16) の計算結果を図示したものである。式 (A-9) の結果を実線で、式 (A-16) の結果を破線で示してある。 $K$  の値は上から順に 1, 2, 3, 5, 10, 25 となっている。Stive の論文は  $\sigma$  をパラメーターとしているが、 $\sigma$  と  $K$  の関係は  $K=2\sigma$  である。式 (A-16) による結果は、 $K=1$  あるいは  $K=25$  の場合、これまで報告されている実験結果とかなり異なり、また  $K$  の値に対して敏感であることがわかる。また、どちらの結果も砕波後の波高変化にみられる S 字型の変化は表現できないことが図からわかる。ここでは、 $K$  の値にあまり依存しない式 (A-9) を用いた。また、規則波の実験結果をうまく表わすために  $B$  を水深の関数とした。

Stive<sup>28)</sup>は、実験結果から surf similarity parameter の関数として  $B=2 \tanh 5\xi_0$  と決めた。Svendsen<sup>33)</sup>は  $B = (1+0.6 H/d)(1-0.4 H/d)^{-1}$  としている。

参考文献

- 1) 合田良実：不規則性を考慮した設計法について、港湾技術研究所講演会講演集，pp.1~33, 1971.
- 2) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛：不規則波の浅海変形モデルについて、第28回海岸工学講演会論文集，pp.104~108, 1981.
- 3) Mase, H. and Iwagaki, Y. : Wave height distributions and wave grouping in surf zone, Proc. 18th Coastal Eng. Conf., pp.58~76, 1982.
- 4) 岩垣雄一・間瀬 肇・古室健史：不規則波の砕波変形特性に関する研究，京大防災研究所年報，第26号 B-2, pp.559~575, 1983.
- 5) 岩垣雄一・間瀬 肇：複合断面の海浜における不規則波の砕波変形特性，第31回海岸工学講演会論文集，pp.25~29, 1984.
- 6) 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.59~106, 1975.

- 7) Collins, J. I. : Probabilities of breaking wave characteristics, Proc. 12 th Coastal Eng. Conf., pp.399~414, 1970.
- 8) Battjes, J. A. : Set-up due to irregular waves, Proc. 13 th Coastal Eng. Conf., pp.1993~2004, 1972.
- 9) 郭 金棟・郭 秀吉 : 風波による砕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, pp.137~142, 1972.
- 10) Sawaragi, T. and Iwata, K. : Experimental study on irregular wave deformation due to depth-controlled wave breaking, Proc. Hydrodynamics in Ocean Eng., Norwegian Inst. Tech., pp.166~182, 1981.
- 11) 佐藤道郎・小部直人 : パー型海浜における不規則波の砕波変形, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.104~108, 1983.
- 12) Battjes, J. A. and Janssen, J. P. F. M. : Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16 th Coastal Eng. Conf., pp.569~587, 1978.
- 13) Thornton, E. B. and Guza, R. T. : Transformation of wave height distribution, Jour. Geophys. Res., Vol. 88, No. C 10, pp.5925~5938, 1983.
- 14) 水口 優・松田仲次 : 現地不規則波浪の浅海変形について, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.134~138, 1980.
- 15) 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.
- 16) Kimura, A. : Joint distribution of the wave heights and periods of random sea waves, Coastal Eng. in Japan, Vol. 24, JSCE, pp.77~92, 1981.
- 17) Forristall, G. Z. : On the statistical distribution of wave heights in storm, Jour. Geophys. Res., Vol. 83, No. C 5, pp.2353~2358, 1978.
- 18) Nolte, K. G. and Hsu, F. H. : Statistics of larger waves in a sea state, Proc. ASCE, Vol. 105, No. WW 4, pp.470~474, 1979.
- 19) 岩垣雄一・間瀬 肇・北 直紀 : Wave Groupを考慮した不規則波のシミュレーションとその特性, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.55~59, 1982.
- 20) 岩垣雄一・土屋義人・酒井哲郎・山口正隆・芝野照夫・木村 晃・安田孝志・芹沢重厚 : 琵琶湖における波浪観測について, 京大防災研究所年報, 第19号 B, pp.361~379, 1976.
- 21) Goda, Y. : Analysis of wave grouping and spectra of long travelled swell, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 22, No. 1, pp.3~41, 1983.
- 22) Hotta, S., Mizuguchi, M. and Isobe, M. : A field study of waves in the nearshore zone, Proc. 18 th Coastal Eng. Conf., pp.38~57, 1982.
- 23) 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.
- 24) Battjes, J. A. : Energy dissipation in breaking solitary and periodic waves, Manuscript, Delft University of Technology, 1978.
- 25) Singamsetti, S. R. and Wind, H. G. : Breaking wave—characteristics of shoaling and breaking periodic waves normally incident to plane beaches of constant slope—, Delft Hydraulics Lab., Rept. on Investigation, M 1371, 67 p., 1980.
- 26) 榎木 亨・岩田好一朗・東 修夫 : 不規則波による平均水位変動に関する研究, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.184~188, 1978.
- 27) Stive, M. J. F. : Velocity and pressure field of spilling breakers, Proc. 17 th Coastal Eng. Conf., pp.547~566, 1978.
- 28) Stive, M. J. F. : Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes, Coastal Eng., Vol. 8, pp.99~127, 1984.
- 29) 合田良実 : 波浪の非線型性とその記述パラメーター, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.39~43, 1983.
- 30) 高山知司・神山 豊・菊地 治 : リーフ上の波の変形に関する研究, 港湾技研資料, No. 28, 32 p., 1977.
- 31) 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.
- 32) Svendsen, I. A., Madsen, P. A. and Hansen, J. B. : Wave characteristics in the surf zone, Proc. 16 th Coastal Eng. Conf., pp.520~539, 1978.
- 33) Svendsen, I. A. : Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp.303~329, 1984.

(1986. 2. 8・受付)