

# 既往資料に基づく砕波に係わる 諸統計量の再整理 (Version 2)

## REANALYSIS OF STATISTICAL PROPERTIES OF BREAKING WAVES BASED ON ARCHIVAL DATA

合田良実  
Yoshimi GODA

土木学会名誉会員 工博 横浜国立大学名誉教授 (株) エコー (〒110-0014 東京都台東区北上野 2-6-4)  
Honorary Member of JSCE, Dr.Eng., ECOH Corp.

A review is made on the statistical features of breaking waves in the nearshore waters. Physical criteria of wave breaking are discussed with a table of theoretical breaking limit on a horizontal bed. The breaker index for regular waves is not a deterministic value but a stochastic value with a certain range of variation. The coefficient of variation increases from 6% for 1/100 slope to 14% for 1/10 slope as the bottom becomes steep. The incipient breaker index for random waves is lower than the regular wave index by 30%. Both indices should be expressed with the parameters of the bottom slope and the relative depth  $h/L_0$ . The wave height distribution becomes wider than the Rayleigh just outside the surf zone, narrower in the middle of the surf zone, and nearly the same near the shoreline. No truncation of the probability density at the breaking limit is observed in the field and laboratory data. The wave height ratios such as  $H_{1/10}/H_{1/3}$  and  $H_{rms}/H_{1/3}$  vary gradually throughout the surf zone, as demonstrated by the field and laboratory data. Discussions are made on the method of incorporating wave breaking process in numerical models of wave transformation with demonstration of different prediction of wave height decay by various numerical models.

**Key Words:** breaker index; statistical variability; random wave height ratio; wave nonlinearity

### 1. まえがき

海の波が大きく巻き込んで砕ける現象は人々を魅了し、サーフィングに絶好の場を提供する。工学的にも、砕波は構造物に巨大な力を発現して破壊の危険にさらすとともに、沿岸に海浜流を惹起して海浜の侵食・堆積を引き起こす主因となる。こうした砕波の現象を的確に理解しない限り、海岸・港湾の施設を適切に計画し、設計することは困難であり、これは海岸工学の研究においても同様である。

しかしながら、波が白波を立てて砕け、エネルギーを失いつつ前進し、やがて再び波高の小さな波となって再生する過程をじっくりと観察することは容易ではない。海岸から突き出された栈橋、あるいは岸近くの高台など、観察に適した場所が必要である。それでも普通は定性的な観察にとどまり、砕波しつつある波の

高さを測るには計測器を特別に設置しなければならない。実験室であれば造波水路でいろいろな観察・測定が可能であるが、砕波をテーマとする研究者以外は、砕波の現象を十分に観察する機会を得ていないであろう。

砕波に関する知見はこれまでの諸研究の成果に基づいている。調査設計や研究の上で砕波に関する情報が必要なときには、技術指針、マニュアル、公式集などに記載されている砕波高のグラフその他を参照するにとどまり、元の研究論文までも吟味することは少ないと思われる。そうしたためか、砕波指標、すなわち砕波地点の波高と水深の比率は、与条件によって確定された値であると解釈されることが多い。しかし砕波指標は、かなりのばらつきのある実験データの平均的な関係として導かれたものであり、そうしたばらつきは砕波現象に特有な変動性に起因している。

近年は数値計算手法の発達によって沖合から海岸までの波浪変形を詳細に解析することができるようになってきた。砕波の始まる地点よりも沖側については信頼度の高い計算値が得られる。一方、現地で不規則波浪が砕波するような外浜域については、砕波の始まる条件を設定し、エネルギー減衰過程をモデル化する必要がある。しかしながら、これまでの数値計算法の開発においては、開発者が使いやすいと考えた砕波モデルを、物理的メカニズムを十分に検討しないまま数値計算法に組み込んだ事例が幾つか見受けられる。

この技術論文においては、これまでに発表されている諸研究を精査し、現在までの知見をもう一度見直す。そして各種のデータを再整理し、実務ならびに研究に使用可能な砕波に係わる諸統計量を整備することを目的としている。本論文の成果が各位の業務・研究に役立つことがあれば何よりも幸いである。

## 2. 砕波の流体力学的定義

水の波が砕けるというのは、波の峰に白い泡が現れてそれが広がる、あるいは運動している波の水面から波峰の水粒子が分離し、前方あるいは上方へ飛び出す現象である。すなわち、滑らかな水面の連続性が壊されることである。砕波の形状は、一般に崩れ波、巻き波、砕け寄せ波の三種類に分類される。

崩れ波と言っても、現実の海では飛行機の窓から少し荒れた海を見下ろすと分かるように、大きな波が少し巻き込んで砕け、その後に白波の部分を残して前へ通り抜けて青波となる。その次の波は波高を増大させて砕け、白波を残していき、これが何波か繰り返される。これは、波のエネルギーが波速の1/2の群速度で伝播される状況を如実に示すものである。

砕波の現象を流体力学的条件として表すと次の3通りの条件となる。

- 1) 波峰の水粒子の水平軌道運動速度が波の位相速度を超える。
- 2) 波峰の水粒子の上向き鉛直軌道運動加速度が重力加速度を超える。
- 3) 波峰における全水圧の鉛直勾配が負となる。

第1の条件は、水平床上を伝播する変形しない波(permanent waves)の理論的限界波高の波を求めるために利用されてきた。McCowan(1894)による孤立波の限界波高 $H_b$ が $0.78h$ であるとの計算結果(ここに $h$ は水深)はこの砕波条件によるものである。こうした限界状態の波は摂動展開法では計算がむずかしく、波の峰が $120^\circ$ の隅角をなすとの条件を用いる理論展開で導かれてきた。現在のところ、最も信頼度が高いと思われる理論解は、周期波についてはYamada・Shiotani(1968)、孤立波についてはYamada et. al.(1968)によるものであり、その計算結果を表-1に示す。

表-1 砕波限界における変形しない波の特性値(Yamada - Shiotani(1968)をとりまとめた合田(1970)による)

$h_b/L_0$	$h_b/L_A^*$	$h_b/L_b$	$C_b/C_A^*$	$H_b/L_b$	$H_b/h_b$	$\eta_c/H_b$
infinity	infinity	infinity	1.193	0.1412	0	
0.935	0.935	0.7686	1.189	0.1409	0.1791	0.6706
0.471	0.474	0.4011	1.181	0.1386	0.3456	0.6765
0.286	0.300	0.2597	1.154	0.1277	0.4919	0.6908
0.1856	0.216	0.1885	1.143	0.1115	0.5912	0.7165
0.1117	0.1510	0.1331	1.134	0.08997	0.6683	0.7619
0.0763	0.1198	0.1050	1.141	0.07410	0.7059	0.7939
0.0474	0.0915	0.07915	1.156	0.05771	0.7293	0.8392
0.0284	0.0694	0.05909	1.174	0.04430	0.7496	0.8766
0.01669	0.0525	0.04398	1.193	0.03371	0.7666	0.9061
0.01095	0.0422	0.03499	1.207	0.02720	0.7774	0.9242
0.00575	0.0306	0.2483	1.231	0.01962	0.7904	0.9453
0.00239	0.01953	0.01570	1.244	0.01260	0.8028	0.9649
0.001144	0.01351	0.01075	1.257	0.00871	0.8099	0.9757
0.000437	0.00833	0.00660	1.263	0.00538	0.8160	0.9849
0	0	0	1.285**	0	0.8261**	1.0000**

注：\*  $L_A$  と  $C_A$  は微小振幅波の波長と波速を表す。

\*\* これらの数値はYamada, Kimura and Okabe(1968)による孤立波のものである。

表 - 1 の記号は、 $h$  が水深、 $H$  が波高、 $L$  が波長、 $L_0$  が深海波長、 $C$  が波速であり、添字の  $b$  と  $A$  はそれぞれ砕波および微小振幅波に係わる量であることを示す。なお、深海波の限界波形勾配として Miche (1944) が求めた  $(H/L)_b = 0.142$  の値は非線形波浪の波長に対するものであり、微小振幅波の波長に換算すると  $H_b/(L_0)_A = 0.1684$  となる。

第2の条件は重複波の砕波限界を求めるためのものとして提案されている。岸 (1955) はこの条件を用いて2次オーダーの有限振幅重複波の砕波限界を求めており、岩田 (1984) が紹介している。

第3の条件は灘岡・大野・栗原 (1996) が提唱したもので、波動場の径時変化を数値計算する際に有効である。なお、全水圧の鉛直勾配がゼロというのは、波峰の直下に水が存在しないこと、すなわち砕波を意味する。

### 3. 砕波指標のパラメータの選択

砕波の現象はこれまでも多くの研究者が調べており、砕波地点の波高と水深の比率として定義される砕波指標についても、多数の表示式が提案されてきた。なお、「砕波指標」は上の定義のみならず、砕波波高と換算沖波波高との比率あるいは砕波水深と換算沖波波高との比率も含めて言う場合があり、Kaminsky・Kraus (1995) は混同を防ぐために「砕波波高水深指標」などと詳しく記述することを推奨している。ただし本技術論文では、「砕波指標」の語を砕波点における波高水深比に限定して用いる。

砕波指標式としてたとえば Kamphuis (1991) は、11種類の表示式について自らの水理実験データ225セットとの適合性を調べており、また Rattanapitikon・Shibayama (2000) は24編の論文/報告から574個の砕波データを収集し、24種類の砕波指標式と比較している。両者とも既往の砕波指標式を改良した指標式を幾つか提案している。さらに、Rattanapitikon ほか (2003) は大型水路実験121データを追加して検討した砕波指標の改良式を提案している。

砕波指標式は、Rattanapitikon ほか (2003) を参考にして次の4形式に分類できる。

$$H_b/h_b = f_1(0) = \text{定数} \quad (1)$$

$$H_b/h_b = f_2(h_b/L_0 \text{ または } h_b/L_b) \quad (2)$$

$$H_b/h_b = f_3(s) \quad (3)$$

$$H_b/h_b = f_4(s, h_b/L_0 \text{ または } h_b/L_b) \quad (4)$$

ここに  $s$  は水底勾配であり、深海波長  $L_0$  は周期を  $T$  とし  $L_0 = g/(2\pi)T^2$  として計算される。水深波長比のパラ

メータ  $h_b/L_0$  は分散関係式を用いてパラメータ  $h_b/L_b$  に簡単に変換されるので、二つのパラメータを区別する必要はない。

第1の形式の代表例は McCowan による  $H_b = 0.78 h_b$  であり、海外ではしばしばこれを孤立波以外に拡大適用している。

上に分類した以外の砕波指標式としては、沖波波形勾配  $H_0/L_0$  をパラメータとするものもある。そうした砕波指標式は規則波に適用するには有用であろう。しかし不規則波では、砕波地点の個々の波は沖の個別の波と何ら対応していない。したがって不規則波の砕波を対象とする場合には、沖波波形勾配  $H_0/L_0$  をパラメータとする砕波指標式は無用のものといえる。

砕波指標式の有用性は、砕波の波高水深比の予測値が観測値とどれだけ一致するかによって判断される。すなわち、平均的な偏りならびに予測値と観測値とのばらつきの大きさであり、後者は両者の差の自乗平均誤差または両者間の相関係数の大きさで判断できる。Rattanapitikon・Shibayama (2000) は自乗平均誤差を用いて式(1)~(4)の砕波指標式の有用性を検討したけれども、相互の優劣は必ずしも明確にしていなかった。ただし、砕波指標の改良式としては  $H_b/h_b = f_4(s, h_b/L_0 \text{ または } h_b/L_b)$  の形式のものを対象としているので、この関数形を推奨していると推測される。

Kamphuis (1991) の場合には11種類の砕波指標式による推定値と実験データとの間の相関係数を計算している。砕波指標式は、それぞれの提案者による表示式の比例定数を実験値にもっとも良く適合するようにあらかじめ修正してあり、その修正式で求めた推定値と実験データとを比較した。その結果では、式(1)の  $f_1(0)$  を用いたときに  $R^2 = 0.69$ 、式(2)の  $f_2(h_b/L_0 \text{ または } h_b/L_b)$  を用いたときに  $R^2 = 0.67$ 、式(3)の  $f_3(s)$  を用いたときに  $R^2 = 0.84$ 、式(4)の  $f_4(s, h_b/L_0 \text{ または } h_b/L_b)$  を用いたときに  $R^2 = 0.88$  となった。すなわち、砕波指標の表示式としては水底勾配と水深波長比の二つのパラメータを導入するほうが観測値と良く一致する結果が得られることを示している。

### 4. 砕波波高のばらつきの問題

#### (1) 規則波の砕波波高のばらつき

著者は以前に4種類の水底勾配を対象として規則波の実験データを取りまとめ、砕波指標のグラフを作成した(合田1970)。この際には8編の論文/報告に記載の実験データを用い、その中には  $H_b = 42 \sim 93$  cm という著者自身の大型実験データも含まれていた(Rattanapitikon ほか(2003)の解析では取り上げられていない)。表 - 2 は

その時に用いた実験データならびに今回追加するデータの概要である。

表 2 規則波の碎波指標作成に使用した実験データの概要

著者	海浜勾配	周期 $T$ (s)	碎波高 $H_b$ (cm)	碎波水深 $h_b$ (cm)	データ数	実験水路の寸法 $L \times D \times B$ (m)
Iversen (1951)	1/10	0.80 - 2.50	4.9 - 12.2	4.3 - 13.7	15	16.4 × 0.9 × 0.3
	1/20	0.74 - 2.24	4.3 - 12.8	4.9 - 16.2	19	
	1/30	1.49 - 2.65	5.3 - 12.7	7.0 - 15.5	15	
	1/50	0.90 - 2.65	5.5 - 12.1	6.5 - 15.6		
岸・庵原 (1958)	1/9	0.9 - 2.0	7.0 - 10.6	7.9 - 10.0	4	13.0 × 0.5 × 0.6
	1/17	0.65 - 2.0	5.0 - 12.5	6.5 - 13.5	21	
Mitsuyasu (1962)	1/15	1.02 - 2.57	10.4 - 15.0	12.4 - 14.5	4	22.0 × 0.5 × 0.6
	1/30	1.02 - 2.57	9.6 - 11.1	15.3 - 20.6	4	
	1/50	1.02 - 2.57	9.8 - 14.1	17.7 - 19.0	4	
Goda (1964)	1/100	2.30 - 7.30	41.7 - 93.1	60.3 - 125.0	32	105.0 × 2.5 × 3.0
合田ほか (1966)	1/10	1.36 - 2.24	14.0 - 21.5	11.0 - 18.0	6	33.1 × 0.9 × 0.5
豊島ほか (1968)	1/20	1.84 - 3.04	6.2 - 40.8	7.3 - 61.0	22	112.0 × 2.5 × 1.5
	1/30	1.94 - 3.75	11.9 - 50.0	13.1 - 61.6	44	
Bowen et al. (1968)	1/12	0.82 - 2.27	4.4 - 13.0	4.2 - 9.7	11	40.0 × 0.75 × 0.5
Galvin (1969)	1/10	1.00 - 6.00	3.8 - 15.0	3.9 - 12.0	8	29.3 × 0.6 × 0.46
	1/20	2.00 - 6.00	9.3 - 17.6	10.0 - 18.2	6	
Li et al. (1991)	1/30	-	-	-	10	69.0 × 2.0 × 2.0
	1/50	-	-	-	11	
Li et a. (2000a)	1/200	-	-	-	19	69.0 × 2.0 × 2.0
Lara et al. (2006)	1/20	1.20 - 4.00	6.7 - 18.5	6.8 - 19.5	12	24.0 × 0.8 × 0.6

その後に著者は、このグラフの曲線の近似式として次式を提案した（合田 1973）。

$$\frac{H_b}{h_b} = \frac{A}{h_b / L_0} \left\{ 1 - \exp \left[ -1.5\pi \frac{h_b}{L_0} (1 + 15s^{4/3}) \right] \right\} : A = 0.17 \quad (5)$$

この式(5)は、元々の実験データと照合して当てはめたものではなかった。Rattanapitikon・Shibayama (2000)によると、この碎波指標式は勾配が急な場合に過大な波高値を与える傾向があり、水底勾配の影響項である  $(1 + 15s^{4/3})$  を  $(1.033 + 4.71s - 10.46s^2)$  で置き換えることを推奨している。そこで今回、原データと比べたところ、確かにそうした傾向があり、修正の必要性が認められた。そこで、次のように修正することを提案する。

$$\frac{H_b}{h_b} = \frac{A}{h_b / L_0} \left\{ 1 - \exp \left[ -1.5\pi \frac{h_b}{L_0} (1 + 11s^{4/3}) \right] \right\} : A = 0.17 \quad (6)$$

この修正によって、水底勾配  $s = 1/10$  では最大 11% の低減となるが、 $s = 1/50$  では 2% の低減にとどまる。

最近 Muttray・Oumeraci (2000) は、水底勾配 1/30 における規則波の碎波実験に良く適合するのは、式(5)の比例定数を 0.170 から 0.167 に修正した場合であると述べている。式(6)を当てはめたならば、最適値は 0.173 となる。

新しい碎波指標式と実験データとを比較したのが図 - 1 である。水底勾配は、1/9 ~ 1/12, 1/20, 1/30, 1/50, 1/100 ~ 1/200, および水平床の 6 グループである。実験データの概要は表 - 2 に記載の通りである。なお、水底勾配 1/20 については最近の Lara ほか(2006)のデータを追加している。

また、水平床のデータは Danel (1951) が水路幅が緩やかに狭まる特殊な造波水路を使い、碎波点ごとに測定した結果である。このデータは Hamm (1995) が使用したものを原著者のご厚意によって提供して頂いた。Danel の実験では碎波点の波長すなわち有限振幅の波長を実測して、微小振幅の波長は Hamm の換算によるものである。

図 - 1 で明らかなように、水底勾配が急になるにつれて碎波波高は大きくなっており、碎波指標式に水底勾配のパラメータを導入することが不可欠である。なお、実験値は碎波指標式の値の周りに分散しているため、恣意的ではあるが上・下限のカーブ (115% および 87%) を引いてある。

砕波指標式と実験値の適合度を定量的に評価するため、相対誤差  $E = 1 - \gamma_{\text{meas}}/\gamma_{\text{est}}$  を計算した。ここに、 $\gamma_{\text{meas}}$  は波高水深比  $H_b/h_b$  の実験値、 $\gamma_{\text{est}}$  は式(6)による推定値である。相対誤差の平均値  $E_{\text{mean}}$  は砕波指標式の偏りを表し、その標準偏差はばらつきの度合いを示す。 $E$  は相対値として定義されているので、標準偏差  $\sigma(E)$  は変動係数 CoV に相当する。表 - 3 は式(6)による砕波指標の推定値の偏りと変動係数を水底勾配ごとに取りまとめたものである。正の偏りは過大評価、負の偏りは過小評価を表す。水底勾配 1/9 と 1/12 のデータは実験数が少ないので除外した。

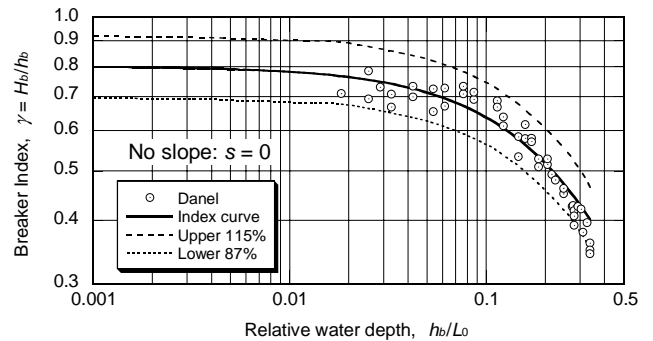
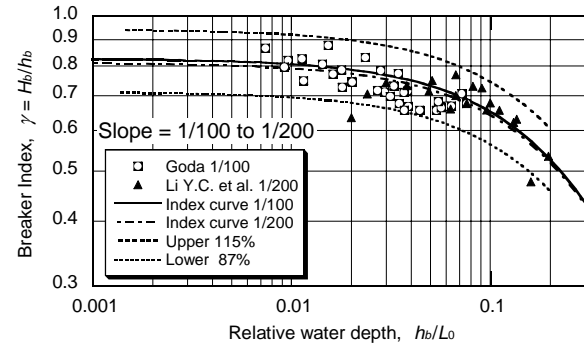
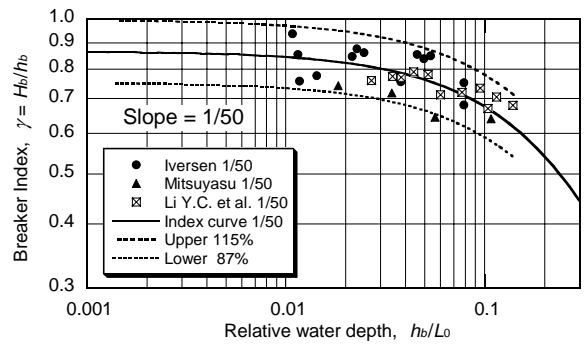
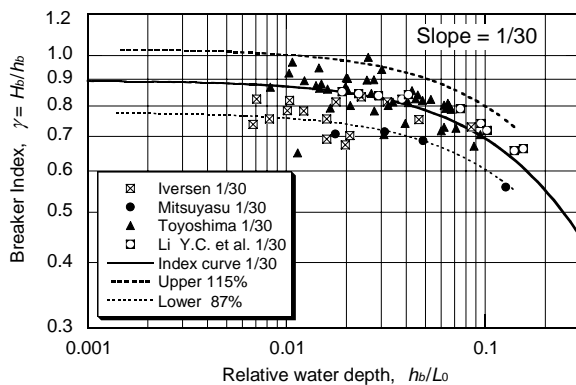
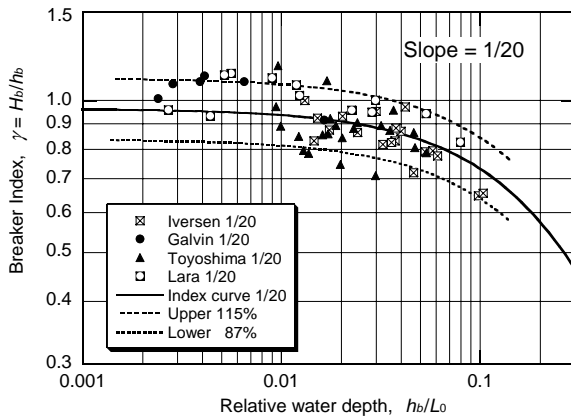
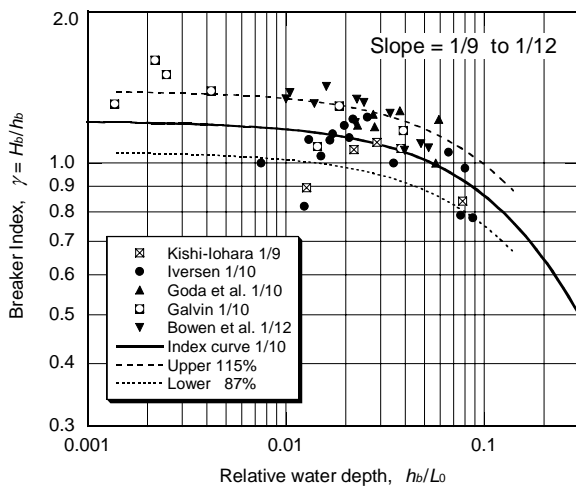


図 - 1 規則波に対する砕波指標式(6)と実験値の比較

表 - 3 砕波指標式(6)の偏りと変動係数

水底勾配	データ数	偏り $E_{\text{mean}}$	変動係数 $\sigma(E)$	データ出典
1/10	29	-0.5%	14.0%	Iversen, Goda et al.
1/20	59	+3.9%	11.3%	Iversen, Galvin, Toyoshima et al., Lara et al.
1/30	63	+2.2%	9.0%	Iversen, Mitsuyasu, Toyoshima et al.
1/50	17	-2.4%	7.7%	Iversen, Mitsuyasu
1/100	32	+6.2%	5.5%	Goda
1/200	19	+3.6%	7.4%	Li et al.
水平	46	+1.7%	6.3%	Danel

式(6)の砕波指標の推定値の偏りは、水底勾配によって異なるけれども - 2.4% から +6.2% の範囲にあり、平均的にほぼ妥当な砕波波高の推定値を与えるといえる。

変動係数で表されているデータのばらつきは、水底勾配 0 から 1/100 では 6% 程度であり、勾配とともに増加して、勾配 1/10 では 14% となっている。

こうした変動係数は碎波の現象に特有な確率的変動性に基づくものであり、碎波指標の表示式の適合度とは無関係である。

碎波に関しては、実験条件をコントロールし、再現性に十分に注意して行ったとしても、碎波地点と碎波高は1波ごとにある程度変動する。Smith・Kraus(1991)は規則波の碎波実験について、“実験には十分に注意し、データには10波平均値を用いたにもかかわらず、ある種の測定結果は大きくばらつき、これは実際の碎波現象に特有なものと思えない”と述べている。

碎波現象の変動の一つの原因は、実験水路に発生する長周期の水位変動(振幅は小さい)である。しかし、碎波の現象は実験者のコントロールを超えた幾つもの微小な要因によって引き起こされる。碎波は確定論的に定まるものではなく、確率論的な現象であって、ある範囲の変動を付随する現象であると見なすべきである。碎波波高の変動範囲は、表-3に示すように水底勾配が緩ければ比較的小さくなる。碎波を取り扱う研究においては、こうした確率論的な現象の本質を十分に考慮する必要がある。

## (2) 不規則波の碎波波高のばらつき

不規則な波列の個々の波の碎波波高を測定して解析したのは、木村・瀬山(1986)の研究が最初である。この研究では、斜面上の碎波をビデオカメラで判別し、水底勾配 1/10, 1/20, 1/30 および 1/50 についてそれぞれ約1000個の個別碎波を識別して碎波波高を波高計で計測した。個々の波の碎波指標は広い範囲に散らばり、論文中のグラフから判断すると変動係数として18%から23%に相当するようである。この研究ではデータの散らばりを縮める方策として、個々の波の峰と谷の中分面から水底までを水深と定義し直した。これによって、碎波指標の変動係数は8%から11%に縮小した。

また、大半の実験値は式(5)の碎波指標よりも小さかったため、碎波指標の修正式を提案した。もっとも、通常の水深を用いた碎波指標の実験データの中央曲線に式(6)の修正指標をあてはめると、水底勾配 1/10 の実験値は予測値の約85%、その他の勾配では約95%となる。

現地における個別碎波の判定の試みは、Black・Rosenberg(1992)が南オーストラリアのアポロ湾の水深1.0~1.5 mの自然海浜で行っている。測定された碎波指標の中央値は式(5)の約84%、式(6)の約87%に相当する。

さらにKriebel(2000)もまた、大型水路実験にお

ける個々の波の碎波波高の測定結果を報告している。水底勾配は1/50で、有義波高46 cm、スペクトルピーク周期2.9 sの不規則波列の個々の碎波に対して式(5)を当てはめたところ、比例定数(本来は0.17)の最適値が0.09~0.18の範囲に広がった。最適値の平均は0.142(式(5)の84%)、標準偏差は0.017(変動係数12%)であった。

なおここで付言すると、著者の不規則碎波変形モデル(合田1975)では、碎波波高の変動性を取り込んだモデル化を行っている。すなわち、式(5)による碎波指標の71%の波高( $A = 0.12$ )から個々の碎波が始まり、碎波確率が波高とともに線形に増加して碎波指標の106%の波高( $A = 0.18$ )以上ですべて碎波するという仮定を導入している。したがって、個々の波の碎波波高の平均値が式(5)あるいは(6)の予測値よりも小さいというのは、当然に予想されることである。

## 5. 不規則波に対する碎波指標の適用性

### (1) Kamphuis による有義波の碎波点の定義

式(5)あるいは(6)は規則波の碎波指標式の事例である。こうした規則波の碎波指標を実際の海の波あるいは不規則波にそのまま適用しても、正しい答えは得られない。不規則波列中の最大波高の波には適用できるであろうが、有義波高、平均波高その他の代表波高に適用することはできない。不規則波が岸に近づくにつれ、まず波高の大きな波が岸から離れたところで碎け、中程度の波高の波がやや近くで碎け、波高の小さい波が汀線近くで碎けるというように、個々の波は順々に碎けてくる。有義波高は沖から岸へ向かってゆっくりと減少するので、規則波では明確に定義可能な碎波線の概念を不規則波に適用することが困難である。

こうした定義が難しい有義波の碎波点について、Kamphuis(1991)は「初期碎波」(incipient wave breaking)の概念を提唱した。彼は沖合から汀線までの浅水・碎波変形全域の有義波高の岸沖変化を実験で測定してまず碎波帯の沖側の浅水変形の変化曲線を描き、一方で碎波帯内の波高の減衰曲線を引き、二つの曲線の交点をもって初期碎波点と定義した。そしてこの地点の有義波高のデータを用いて11種類の碎波指標式と比べ、最適係数値を定めた。式(5)に対しては、原式の係数0.17に対し、最適値として $A = 0.12$ を得ている。また、Li et al.(2000b)も勾配1/200の緩斜面上の不規則波の碎波を測定し、

波群中の大きな波が砕け始めた限界として、同じく  $A = 0.12$  の値が適用できるとしている。したがって、不規則波の有義波高の初期砕波指標としては、次の式 (7) が適当と判断される。

$$\left( \frac{H_{1/3,b}}{h_b} \right)_{incipient} = \frac{0.12}{h_b/L_0} \left\{ 1 - \exp \left[ -1.5\pi \frac{(h_b)_{incipient}}{L_0} (1 + 11s^{4/3}) \right] \right\} \quad (7)$$

すなわち、有義波高に対する砕波指標は規則波よりも約 30% 小さいことになる。

なお、合田の1975年の砕波変形モデルによって一様斜面上の有義波高の変化を計算した結果として、非線形浅水変形による波高が2%だけ減少する限界を求め、これを設計図表に表示している。この2%減衰限界に対して式 (6) を当てはめると、 $A = 0.10 \sim 0.12$  の値が得られる。また、有義波高がピークとなる水深のグラフも作成しているが、このピーク水深は  $A = 0.11 \sim 0.13$  に相当する。したがって、有義波高の初期砕波水深は、波群の中の波高の大きな波数%が砕けた事象に相当すると考えられる。

## (2) 砕波帯内の有義波高と水深の比率

砕波帯内を波が進行するにつれて砕波する波の数が次第に増加する。このときの有義波高と水深の比率は、式 (7) の初期砕波条件よりも次第に増大する。このことは、不規則波の砕波変形図表からも伺われる。

砕波帯内の不規則波の有義波高および2乗平均平方根波高を測定した事例を調べると、たとえば表 - 4 のようなものがある。

表 - 4 不規則波の砕波実験の概要

著者	勾配	データ数	$T_{1/3}$ (s)	$H_0$ (cm)	水深 $h$ (cm)	代表波高 (cm)	Value of A
富永・橋本 (1972)	1/70	5	1.5	11.5	20.0 -4.3	$H_{1/3} =$ 10.8 - 3.32	0.13 - 0.17
合田 (1975)	1/50	37	1.0 - 1.9	8.5 - 12.1	25.0 -6.0	$H_{1/3} =$ 10.3 - 3.86	0.11 - 0.17
Ting (2001, 2002)	1/35	12	1.7, 2.0	14.2	27.0 -6.3	$H_{1/3} =$ 15.8 - 4.47	0.12 - 0.16
Battjes (1972)	1/20	14	1.3, 2.2	12	15.9 -4.1	$H_{rms} =$ 9.3 - 3.54	0.08 - 0.20
Ting (2001, 2002)	1/35	12	1.7, 2.0	14.2	27.0 -6.3	$H_{rms} =$ 11.4 - 3.58	0.09 - 0.12

このうち、有義波高  $H_{1/3}$  に関するデータについて整理すると、図 - 2 の結果が得られる。実験データ勾配が 1/35 ~ 1/70 と異なるので、式 (6) を当てはめるときは勾配としては 1/50 を用いている。実験における  $H_{1/3}/h$  の比率は、水深波長比が大きいところでは  $A = 0.12$  の砕波指標曲線に近く、水深波長比が小さくなるにつれて  $H_{1/3}/h$  の比が次第に増加して  $A = 0.18$  の曲線に近づいていく。

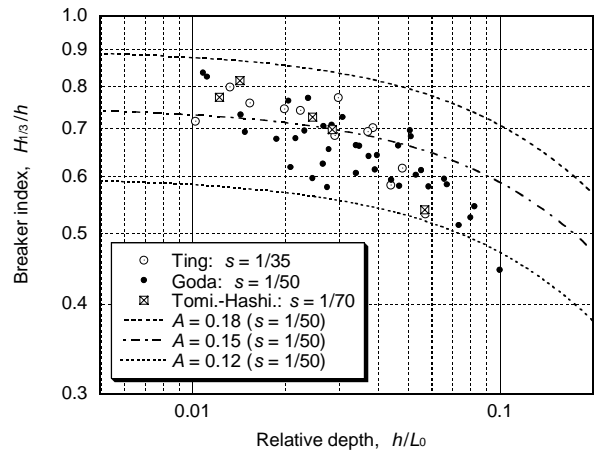


図 - 2 室内実験データに基づく  $H_{1/3}$  の砕波指標

なお、Muttray・Oumeraci (2000) も不規則波の浅水・砕波変形の実験を水底勾配  $s = 1/30$  のケースについて行っている。この実験ではゼロクロス法ではなく、以下に定義されるエネルギー換算有義波高  $H_{m0}$  で整理している。

$$H_{m0} = 4.0\eta_{rms} = 4.0\sqrt{m_0} \quad (7)$$

ここに、 $\eta_{rms}$  は波形の2乗平均平方根水位、 $m_0$  は周波数スペクトルの0次モーメントである。

この波高  $H_{m0}$  に対して式 (5) を当てはめたときの最適係数値は 0.101、係数値の変動係数は 17.5% と報告されている。この係数値は図 - 2 における比例係数の値よりもかなり小さい。実験条件や実験方法の違いに影響しているのであろうが、一つの理由はエネルギー換算有義波高  $H_{m0}$  が個別にゼロクロス法で算定した有義波高  $H_{1/3}$  のよりも小さい傾向があるため、これは波の非線形効果によるものである。これについては 6 節で詳述する。

## (3) 砕波帯内の2乗平均平方根波高と水深の比率

次に、欧米で代表波高として多用される2乗平均平方根波高  $H_{rms}$  について同様に調べると図 - 3 の結果が得られる。

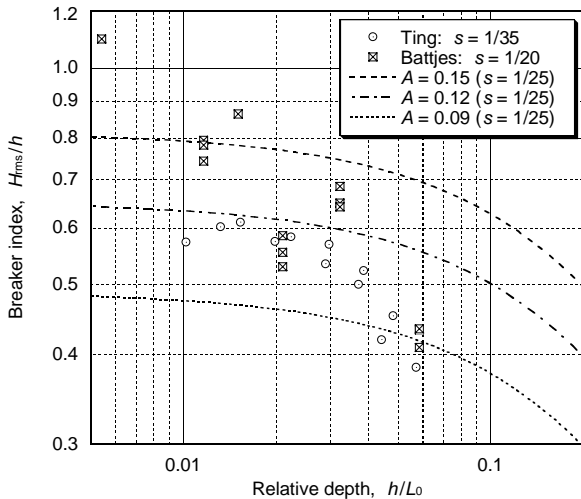


図 - 3 室内実験データに基づく  $H_{rms}$  の砕波指標

Battjes (1972) の実験は勾配 1/20 であり, Ting (2001, 2002) の実験は勾配 1/35 であるので, 式 (6) は勾配 1/25 の場合について計算している。Battjes のデータの 하나가他と離れて大きな値を示しているが, これを除くと  $H_{rms}/h$  の値は  $A = 0.08 \sim 0.15$  の範囲に広がっており, 相対水深が小さくなるにつれて比例係数  $A$  の値が増大する傾向は有義波高と同じである。

なお, 2乗平均平方根波高  $H_{rms}$  は波高がレーリー分布に従うときには  $H_{rms} = 0.706H_{1/3}$  の関係にあるので, 式 (7) の有義波高の初期砕波に関する比例係数  $A = 0.12$  は  $A = 0.085$  に換算される。

なお, Ting (2001, 2002) のデータは一様勾配 1/35 の斜面上の不規則砕波について綿密な測定を行ったものである。実験波はピーク増幅係数が  $\gamma = 3.3$  の広帯域スペクトルと  $\gamma = 100$  の狭帯域スペクトル波浪を用い, 有義波高は  $H_s = 15$  cm, スペクトルピーク周期は  $T_p = 2.0$  s であった。測定は水深 45.7 cm の一様水深部および斜面上の水深 27 ~ 6.25 cm の 6 地点で行われた。斜面上の 6 測定地点では砕波が始まっており, 砕波率は 5% ~ 94% (広帯域スペクトル波浪) であった。波形記録はゼロクロス法で解析され, 得られた代表波高・周期の値は数表で提示されているので, これを使ってデータを整理した。

なお, Sallenger・Holman (1985) は電磁流速計による流速のスペクトルを水面波形のスペクトルに変換し,  $H_{rms}$  の砕波指標の実験式を求めている。これは  $H_{rms}/h = 0.30 + 3.2s$  と海底勾配の影響を考慮しているが, 沖波波形勾配の影響は認められないとしている。欧米では波エネルギーを直接に表示するものとして 2乗平均平方根波高  $H_{rms}$  で議論することが多い。なお, この実験式を Ting のデータに当ては

めると,  $s = 1/35$  に対して  $H_{rms}/h = 0.39$  とかなり低い値である。一つの理由は波形の直接計測でないため, 非線形性の影響が考慮されていないことであろう。

#### (4) 解析に用いる現地観測データの概要

海岸の固定地点における波浪観測の場合, ビデオカメラなどによって波の同時観測が行われないう限り, 個々の波が砕波しているかどうかを判別することはできない。しかし, 水深が一定でも周期がいろいろ異なる波の有義波高のデータを集成し, 有義波高の砕波指標の上限値を求めることは可能である。こうした解析のデータとして, 先に合田・永井 (1974) が報告した沿岸域の定常波浪観測データを取り上げる。この観測データの概要を表-5に示す。留萌港, 山背泊港, および苫小牧港 (水深 11, 14 m) のデータは階段抵抗式波高計によって表面波形を観測したものである。苫小牧港 (水深 20 m) と金沢港のデータならびにコスタリカ国 Caldera 港の遠地うねりのデータ (Goda, 1983a) は超音波式波高計によるもので, これらは 6 節で取り扱う。

表-5には, 酒田港の水深 14.5 m と 10.5 m の地点において水圧式波高計で観測されたデータも記載してある。これらは, 著者が 1975 年に不規則砕波変形モデルを構築した際に現地検証データとして使用したものである。水圧式波高計による記録は水面波形への換算の問題があるけれども, 水深が比較的浅いので換算誤差は少ないと考え, データ総数を増すために追加したものである。

表 - 5 定常波浪観測データの概要  
(合田・永井, 1974; 合田, 1975; Goda, 1983a)

観測地点	波高計	水深 (m)	$\Delta t$ (s)	$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (s)	データ数
留萌港	階段抵抗	-12	0.5	2.2-7.1	5.9-11.7	44
山背泊港	同上	-13	0.5	1.9-6.2	7.7-15.6	9
苫小牧港	同上	-11 -14	1.0 0.5	2.9-5.8 2.6-2.8	7.7-10.9 6.7-7.5	9 2
同上	超音波式	-20	0.5	2.4-2.5	6.9-7.4	2
金沢港	同上	-20	1.0	1.0-6.8	4.7-12.4	13
Caldera 港	同上	-18	0.5	1.5-3.6	14.2-18.4	50
酒田港	水圧式	-14.5 -10.5	0.5	1.7-9.7 1.7-6.1	6.3-13.4 6.5-15.0	123 123

砕波帯内の観測データとしては, 堀田・水口 (1979, 1986) および Hotta・Mizuguchi (1980) による多点ポールのメモーションカメラによる測定結果が貴重である。この観測は茨城県阿字ヶ浦海岸の旧建設省土木研究所の観測棧橋の上に 11 台の 16 mm



メモーションカメラを据えて、汀線から沖へ120 mの区間の波の変形を測定したものである。その際には、水位の指標として測量ポール約60本を汀線に直角にほぼ2m間隔で打設した。

観測は1978年9月5日、同年12月13, 14日に行われており、12月の観測結果は詳しい数表として提示されているので、それを使用した。9月のデータはグラフから読みとって使用した。カメラ撮影は0.2 s間隔で行われ、記録中の各760 sの画像を解析している。

この日本の観測に触発され、Ebersole・Hughes (1987) はアメリカ合衆国ノースカロライナ州米国陸軍工兵隊水路実験センターの海岸工学研究センター現地研究施設で1985年9月に実施されたDUCK85という総合現地観測の一環として、海面波形のカメラ撮影・解析を行った。この際には堀田博士が6台のカメラを携行して観測に参加した。波形観測は翌1986年9月のSuperDuckプロジェクトでも続けられており、そのときの波浪統計データはHughes博士のご厚意で著者に提供された。DUCK85では、約650 sの記録を解析対象とした。

この日米の砕波帯内の観測データは1ケースを除き、すべてうねりが対象であり、観測日時、沖波波高・周期などを表-6に示す。周期は各ポールにおける値の平均値であり、DUCK85のデータは有義波周期を平均周期 $T_{mean}$ の1.05倍およびSuperDuckのデータはスペクトルピーク周期の0.95倍と見なして換算した。沖波波高は一番沖側の有義波高の観測値から浅水変形のみを考慮して換算した。

阿字ヶ浦海岸の観測波浪は波形勾配が0.0064~0.0081と小さいうねり、DUCK85の波は波形勾配がさらに小さくて0.0017~0.0024、SuperDuckの波は1ケースだけ波形勾配が0.0254と風波に近いけれども、あとはすべて波形勾配が0.0023~0.0064と小さいうねりである。なお、各ポールの水深は観測時刻の潮位によって異なり、さらに波形データから求められた平均水位を加算した結果を用いている。

なお、阿字ヶ浦海岸の海底は必ずしも一様でないけれども、平均的には勾配1/70程度、アメリカでのDUCK85の観測時期には汀線から約25 mの間が平均水位からの水深が約0.5 mと平坦であり、その沖側は約1/30の勾配であった。

#### (5) 現地観測データにおける有義波高の砕波指標

以上の表-5と表-6のデータについて式(7)のエネルギー換算有義波高 $H_{m0}$ と水深の比を求めた結果

が図-4である。ゼロクロス法で算定した有義波高

観測年月日時	データ数	水深 (m)	$H_0$ (m)	$T_{1/3}$ (s)	$H_0/L_0$
1978/09/05	54	0.6-2.7	0.7	8.4	0.0064
1978/12/13-1	40	0.3-1.5	0.6	7.9	0.0059
1978/12/13-2	47	0.1-1.8	0.5	7.6	0.0060
1978/12/14-1	41	0.1-1.5	0.7	7.2	0.0081
1978/12/14-2	47	0.1-1.8	0.7	7.4	0.0081
1985/09/04/1400	9	0.7-1.7	0.5	11.0	0.0024
1985/09/04/1510	11	0.5-1.5	0.5	11.0	0.0028
1985/09/05/0955	11	0.8-2.1	0.4	10.8	0.0024
1985/09/05/1055	10	1.0-1.8	0.4	10.5	0.0020
1985/09/05/1352	12	0.8-2.2	0.5	10.7	0.0026
1985/09/05/1525	12	0.6-1.9	0.4	11.1	0.0019
1985/09/06/0915	10	0.5-1.4	0.3	11.0	0.0018
1985/09/06/1015	12	0.8-2.1	0.3	10.8	0.0017
1985/09/06/0915	12	1.0-2.4	0.4	10.3	0.0023
1986/09/11/1744	15	0.4-2.9	0.5	9.6	0.0033
1986/09/13/1535	17	1.0-3.7	1.1	5.4	0.0254
1986/09/15/1445	15	0.7-2.9	0.9	10.0	0.0055
1986/09/15/1345	12	0.8-1.6	0.9	9.3	0.0064
1986/09/15/1357	9	0.8-1.6	0.9	9.7	0.0063
1986/09/16/0950	17	0.6-2.5	0.5	10.8	0.0027
1986/09/16/1114	17	0.5-2.2	0.5	10.7	0.0029
1986/09/19/1015	18	0.6-3.2	0.7	9.6	0.0047
1986/09/19/1100	20	0.5-3.1	0.5	11.5	0.0026

表-6 砕波帯内の波形観測データの概要

$H_{1/3}$  を図示しなかったのは、ここに扱ったような波形勾配がきわめて小さいうねりの場合には波の非線形効果が非常に強く現れ、 $H_{1/3}$  が $H_{m0}$ の1.5倍以上になるケースがあるためである。なお、沿岸域の波浪データは、すべて風波であって非線形性は非常に小さく、二つの有義波高はほぼ同等と見なすことができる(6節参照)。

図-4では、相対水深によって表-3の定常波浪観測のデータと表-4の砕波帯内の波浪データの2グループに分かれている。定常波浪観測のデータの大半は非砕波の波であるが、上限に近い波は砕波していると考えられる。砕波帯内の観測波浪は砕波しない波から砕波率の大きい波までが混在している。

図中には、式(6)の砕波指標の定数を $A = 0.12, 0.15, 0.18$ と3通りに変えた曲線を示してある。式(7)の初期砕波は $A = 0.12$ の曲線に相当し、相対水深 $h/L_0 > 0.07$ では観測値がこの曲線を超えていない。しかし、相対水深が小さくなるにつれて $H_{m0}/h$ の値のうちで $A = 0.12$ の曲線を超えるものが増えるようになり、中には $A = 0.18$ の曲線に近づくものも現れる。なお、 $H_{m0}/h$ が1.0を超えるデータが4点あるが、

これはSuperDuckにおいて最も岸側のポールで観測されたデータであり、特別なケースと考えられる。

図 - 4によれば、砕波が始まる砕波帯の外縁では  $A = 0.12$  の砕波指標式が適用でき、砕波帯内で岸に近づくにつれて  $H_{m0}/h$  の値が次第に増大することが検証される。これは図 - 2に示した実験室内の不規則砕波と同じ傾向であり、砕波帯内の波の特性と考えられる。なお、相対水深  $h/L_0 > 0.04$  の定常波浪観測のデータを  $A = 0.12$  と  $0.15$  の曲線と比べてみると、有義波高が水深の0.5倍を超えたあたりで砕波が始まり、水深の約0.6倍が上限値と見なすことができよう。このことは、後出の図 - 10の個別波高の頻度分布でも確認される。

以上の知見を取りまとめると、不規則波に対する砕波指標は規則波に対するものよりも小さく、波群中の数%の波が砕ける初期砕波点では約30%減であって、式 (6) の定数を  $A = 0.12$  と設定したものにほぼ相当する。しかし、砕波帯の外縁から汀線に近づくにつれてエネルギー有義波高に対する砕波指標の値は次第に増加し、式 (6) の定数値が  $A = 0.15$  から  $0.18$  と増大する。

この傾向は2乗平均平方根波高  $H_{rms}$  についても同様である。 $H_{rms}$  の初期砕波はほぼ  $A = 0.085$  で表され、砕波帯内で定数値が次第に増加して  $A = 0.15$  程度までに増大する。

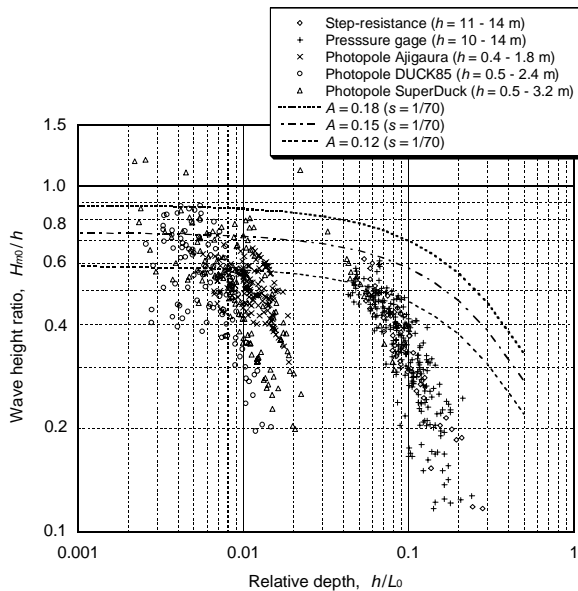


図 - 4 現地データにおけるエネルギー換算有義波高の砕波による上限値

## 6. 砕波帯の内外における波の非線形性の空間的变化

### (1) 砕波帯内外の skewness と kurtosis の変化

海の波は波面水位がほぼ正規分布に従うなど、線形な性質が強く、この波浪の線形性がスペクトル表示・解析の基本となっている。実際には、歪み度 (skewness) が正の値を示し、尖鋭度 (kurtosis) が 3.0 よりもやや大きいなど、弱い非線形性がある。とはいえ、非線形性は微小であり、多くの場合には無視できる程度である。歪み度と尖鋭度は以下のように定義される。ここに  $\eta$  は波形記録中の平均水位からの波面高である。

$$\text{歪み度: } \beta_1 = \frac{1}{\eta_{rms}^3} \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^3 \quad (8)$$

$$\text{尖鋭度: } \beta_2 = \frac{1}{\eta_{rms}^4} \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^4 \quad (9)$$

歪み度は頻度分布が左右対称のときにはその値が 0 であり、右側 (値の大きな方) の裾が広がれば正值、左側の裾が広がれば負の値を取る。尖鋭度は正規分布では 3.0 の値であり、頻度分布のピークが尖って両側の裾が長く広がるにつれてその値が大きくなる。

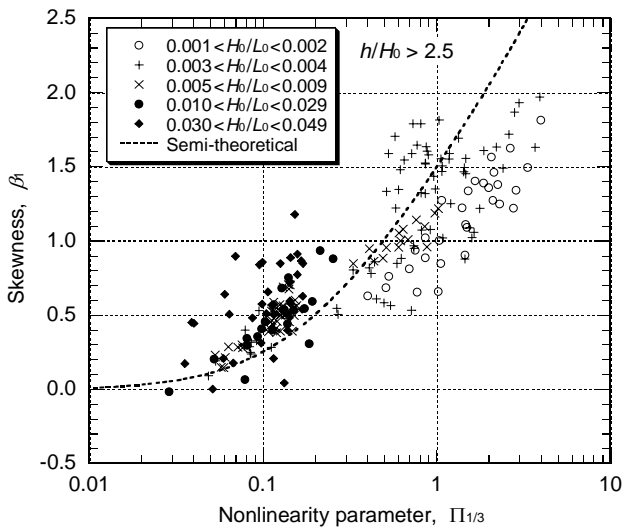
波が沖から伝播して岸へ近づくにつれ、波の非線形性が次第に強まり、歪み度も尖鋭度も顕著に増大する。図 - 5, 6はこの変化を示したものであり、図の横軸は著者が 1983 年に提唱した非線形性パラメータ  $\Pi_{1/3}$  であり、次式で定義される (合田 1983)。

$$\Pi_{1/3} = \frac{H_{1/3}}{L_A} \coth^3 \frac{2\pi h}{L_A} \quad (10)$$

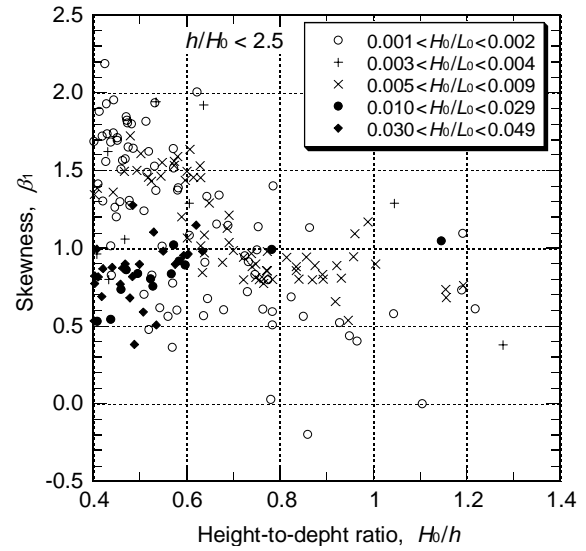
ここに、 $L_A$  は微小振幅波理論で算定される波長である。

表 - 5の酒田港の水圧式波浪資料を除く定常波浪観測、および表 - 6に記載の阿字ヶ浦、DUCK85、SuperDuckの砕波帯内波形データについて波形の歪み度の変化をプロットしたのが図 - 5、尖鋭度の変化を示したのが図 - 6である。阿字ヶ浦海岸の1978年9月5日の歪み度と尖鋭度の資料は堀田博士から提供されたものであり、SuperDuckについてはHughes博士から歪み度の資料のみを提供していただいた。

図 - 5, 6の両者ともに、左側は水深波高比  $h/H_0$  が 2.5 よりも大きいデータであり、右側は  $h/H_0$  が 2.5 よりも小さいデータである。これは  $h/H_0 = 2.5$  を砕波帯の内外を区分する境界として仮に設定したものである。

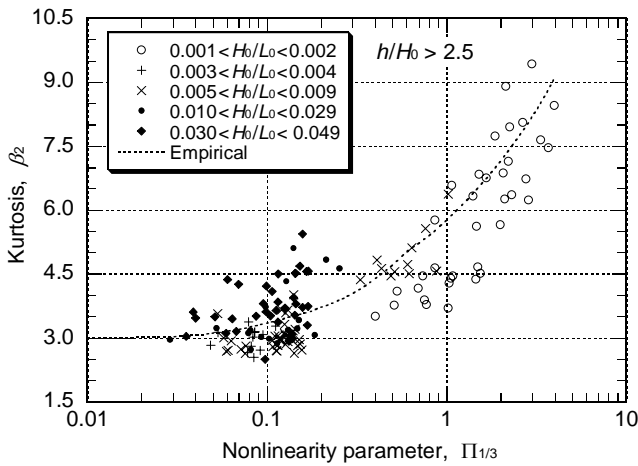


(a) 砕波帯の外側 ( $h/H_0 > 2.5$ )

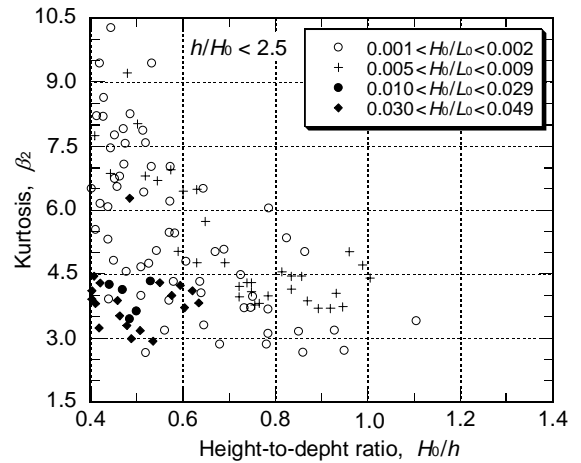


(b) 砕波帯の内部 ( $h/H_0 < 2.5$ )

図 - 5 砕波帯内外の波形水位の歪み度の変化



(a) 砕波帯の外側 ( $h/H_0 > 2.5$ )



(b) 砕波帯の内部 ( $h/H_0 < 2.5$ )

図 - 6 砕波帯内外の波形水位の尖鋭度の変化

詳しくは後出の表 - 7 に示すように、沖波波形勾配によって砕波帯外縁の位置が異なるけれども、ここでは全データを統一的に扱うために一定値を用いたものである。左側の図は砕波帯のほぼ外側、右側の図がほぼ内側と見なされる。左側のグラフは横軸が非線形性パラメータ  $\Pi_{1/3}$  であり、右側は沖波波高と水深との比  $H_0/h$  (相対水深  $h/H_0$  の逆数) を横軸に取っている。波高水深比  $H_0/h$  を用いたのは、砕波帯の外側と内側の波浪データの変化を分かりやすく対比できるようにしたものである。

図 - 5 の左側の  $h/H_0 > 2.5$  のグラフにおいて Semi-theoretical と記した破線の曲線は、有限振幅規則波の波形の歪み度に対して Goda (1983b) が求めた結果を

利用したもので、不規則波に対して個別波高の出現確率を重みとする加重平均によって計算した結果、すなわち期待値である。具体的な算出方法については付録を参照されたい。尖鋭度に関して図 - 6 の左側の  $h/H_0 > 2.5$  のグラフの点線の曲線は、視察によって描いた経験的関係である。

砕波帯の外側では、非線形性パラメータ  $\Pi_{1/3}$  の増大とともに、歪み度と尖鋭度の両者ともに単調に増加しており、 $\Pi_{1/3} = 4$  付近で歪み度は 2.0、尖鋭度は 9.0 という大きな値を示す。データは沖波波形勾配  $H_0/L_0$  をパラメータとして分類してある。第 1 グループは波形勾配が 0.001 ~ 0.0029、第 2 グループは波形勾配が 0.0030 ~ 0.0049、第 3 グループは波形勾配が 0.0050 ~

0.0099, 第4グループは波形勾配が0.010~0.029, 最後が波形勾配0.030~0.049である。ただし, 図の凡例には数値の桁数を落として示している。

加重平均による期待値計算の結果と比べると, 非線形性パラメータの小さい範囲では観測値の歪み度が大きめであり, 非線形性パラメータが大きな範囲では, 観測値が小さめである。しかし, 波形の歪み度が非線形性パラメータによって支配される傾向は観測値と期待値の両者とも同様である。

砕波帯の外側では, 非線形性パラメータに伴う歪み度と尖鋭度の増加の度合いが波形勾配にあまり影響されていない。ただし, 波形勾配が0.01よりも大きなグループで左側の図にあるデータは非線形性パラメータが $\Pi_{1/3} = 0.3$ どまりであり, それを超えると右側の砕波帯内部のグラフに移ってしまう。波形勾配が0.0050~0.0099のグループは非線形性パラメータが $\Pi_{1/3} = 1.2$ 付近で砕波帯の内部へ移行する。

一方, 砕波帯のほぼ内側のデータである図-5, 6の右側のグラフでは, 波高水深比 $H_0/h$ の増大, すなわち波が汀線に近づくにつれて歪み度と尖鋭度の両者が減少し, 歪み度は0, 尖鋭度は3.0の値に収束する傾向が見られる。すなわち, 汀線に近づくにつれて波の非線形性が失われ, 線形性が回復する。

砕波帯の内側では, 沖波の波形勾配が小さい波ほど非線形性を強く保持する。たとえば, 波形勾配が0.01以上の波は砕波帯の境界で歪み度がほぼ1.0以下, 尖鋭度がほぼ4.5以下と小さな値であるのに対し, 波形勾配が0.001~0.0029の波は砕波帯の境界で歪み度が約2.0, 尖鋭度が約9.0という高い値を示す。

こうした砕波帯内部での波形勾配の影響は次のように説明できる。すなわち, 波形勾配の小さい波は水深波長比がかなり小さくなるまで砕波の影響を受けずに岸へ向かって進むことができたため, 非線形な浅水変形が発達する。これに対して波形勾配の大きな波は水深波長比の大きな場所から砕波の影響を受けるため, 非線形浅水変形が十分に発達できないのである。こうした非線形浅水変形に対する波形勾配の影響は, 浅水変形係数のグラフ(たとえば合田1975)にも明瞭に示されている。これについては後出の表-7を参照されたい。

## (2) ゼロクロス法による代表波高とエネルギー換算有義波高との比率の変化

有義波高はゼロクロス法で個々の波を定義して算定するのが本来のやりかたである。しかし欧米では, 式(7)を用いてスペクトルのエネルギーから推定するケースが大半である。水深がある程度深くて波の非線形性が無視できる状態では, ゼロクロス法で定義され

た有義波高 $H_{1/3}$ が平均的にはエネルギー換算有義波高 $H_{m0}$ の0.95倍である。この差異は, 周波数スペクトルで表されるように, ある幅の周波数範囲に波のエネルギーが広がっていることによるものである(合田・久高2006)。

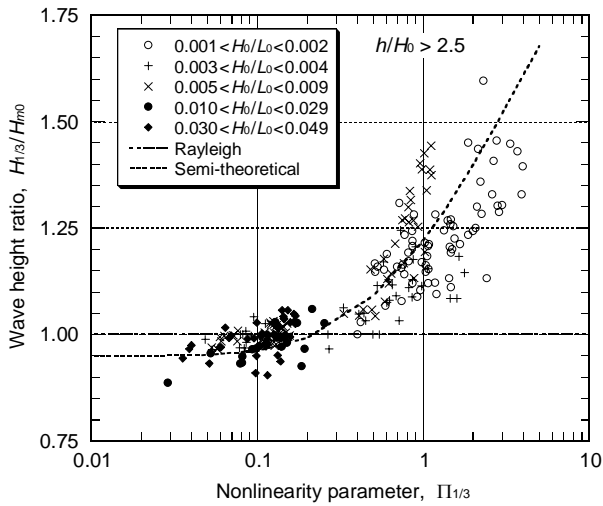
しかしながら浅水域で非線形性が強まると, 波高比 $H_{1/3}/H_{m0}$ は1を超えて次第に大きな値となる。規則波の場合には, 波が浅水域へ伝播するにつれて波の峰が高く尖り, 波の谷が浅く扁平になる。こうした非線形な波形の波は, 波高が同じ正弦波形の波に比べてポテンシャルエネルギーが小さくて済む。逆に言えば, 同一のエネルギーで見かけ上は大きな波高となる。こうした変化は不規則波中の個々の波にも発現し, 波高の大きな個別波ほど見かけ上の波高の増大が大きく現れる。こうした変化の結果として, 波高比 $H_{1/3}/H_{m0}$ が次第に大きくなるのである。

図-7は砕波帯の外側と内側における波高比 $H_{1/3}/H_{m0}$ の変化を表示したものである。波形水位の歪み度や尖鋭度と同様に, 砕波帯の外側では非線形性パラメータにほぼ比例して波高比 $H_{1/3}/H_{m0}$ が大きくなる。

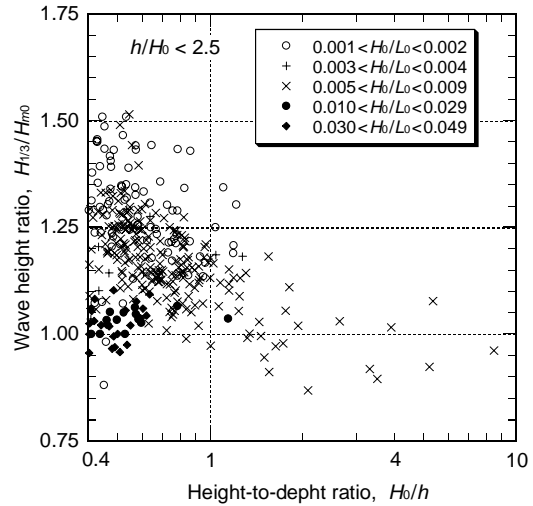
こうした不規則波の代表波高の変化については, 先にGoda(1983b)が $H_{1/3}/\eta_{rms}$ の比率が非線形性パラメータとともに増加することを示しており, またThompsonとVincent(1985)が規則波に対する流れ関数法の計算を援用して不規則波の実験結果と比較している。また, Hamm(2001)も波別解析有義波高とエネルギー換算有義波高との差について注意を喚起している。

砕波帯の外側のグラフにおいてSemi-theoreticalと記した破線の曲線は, 波形の歪み度と同様に, 有限振幅規則波における波高の見かけ上の増大率を個別波高の出現確率を重みとして不規則波に対して計算したものである。計算方法については付録を参照していただきたい。なお, 個別波高がレーリー分布に従うときには $H_{1/3} = H_{m0}$ であるけれども, 実際には前述のようにゼロクロス法による波高が小さめである。したがって, 加重平均の結果はすべて0.95倍して表示してある。

波別解析有義波高とエネルギー換算波高との比 $H_{1/3}/H_{m0}$ を加重平均によって不規則波に対する期待値として計算した結果は, 非線形性パラメータに応じて波高比が変化する観測値の傾向をほぼ再現している。観測値では波形勾配の大きなグループの方が波高比の増大率が大きな傾向がある。これは規則波に対する非線形浅水係数の計算においても認められている。波形勾配の大きな波は波高増大が大きいけれども, 砕波が早く始まるため, 波高比 $H_{1/3}/H_{m0}$ の最大値はあまり大きくなることができない。たとえば, 波形勾配が0.01よりも大きな波では1.1を超えることは稀である。こ

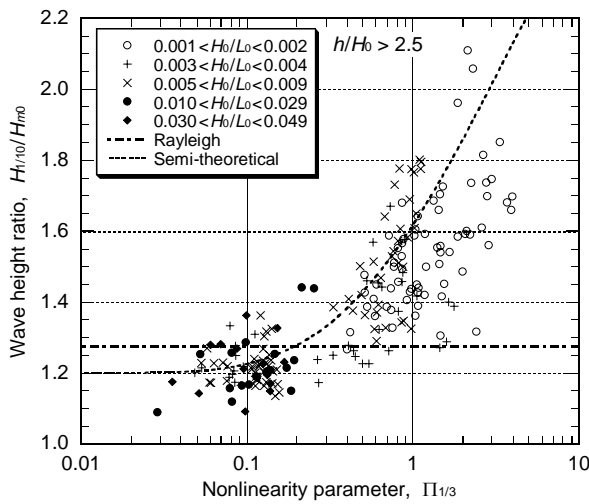


(a) 碎波帯の外部 ( $h/H_0 > 2.5$ )

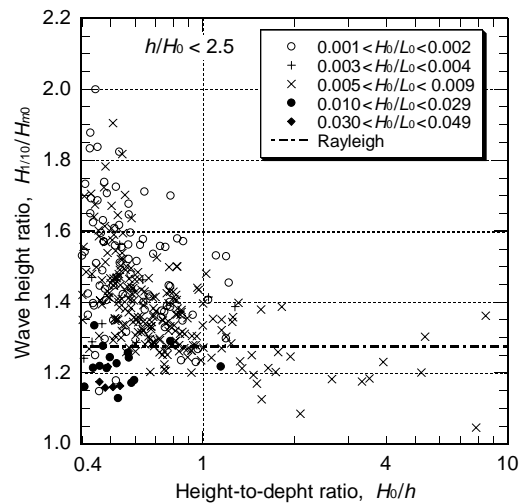


(b) 碎波帯の内部 ( $h/H_0 < 2.5$ )

図 - 7 碎波帯内外の波別解析有義波高とエネルギー有義波高の比率の変化

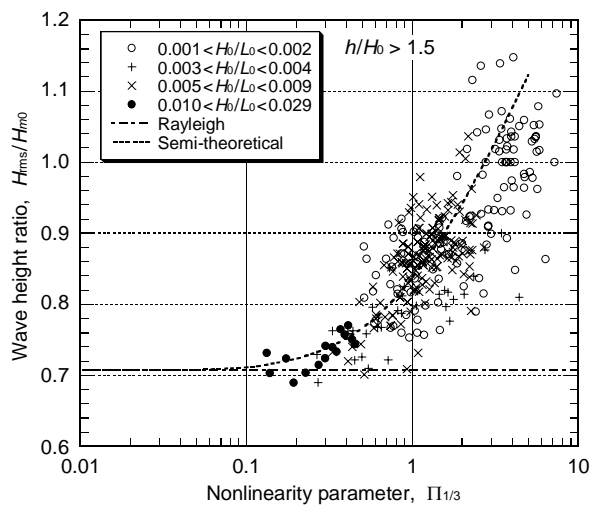


(a) 碎波帯の外部 ( $h/H_0 > 2.5$ )

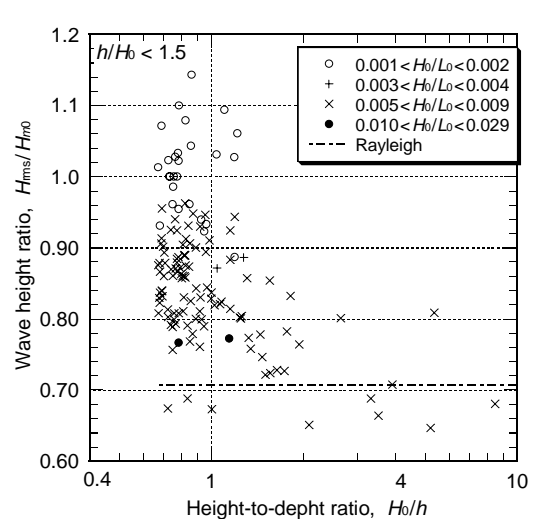


(b) 碎波帯の内部 ( $h/H_0 < 2.5$ )

図 - 8 碎波帯内外の波別解析1/10最大波高とエネルギー有義波高の比率の変化



(a) 碎波帯の外部 ( $h/H_0 > 1.5$ )



(b) 碎波帯の内部 ( $h/H_0 < 1.5$ )

図 - 9 碎波帯内外の波別解析rms波高とエネルギー有義波高の比率の変化

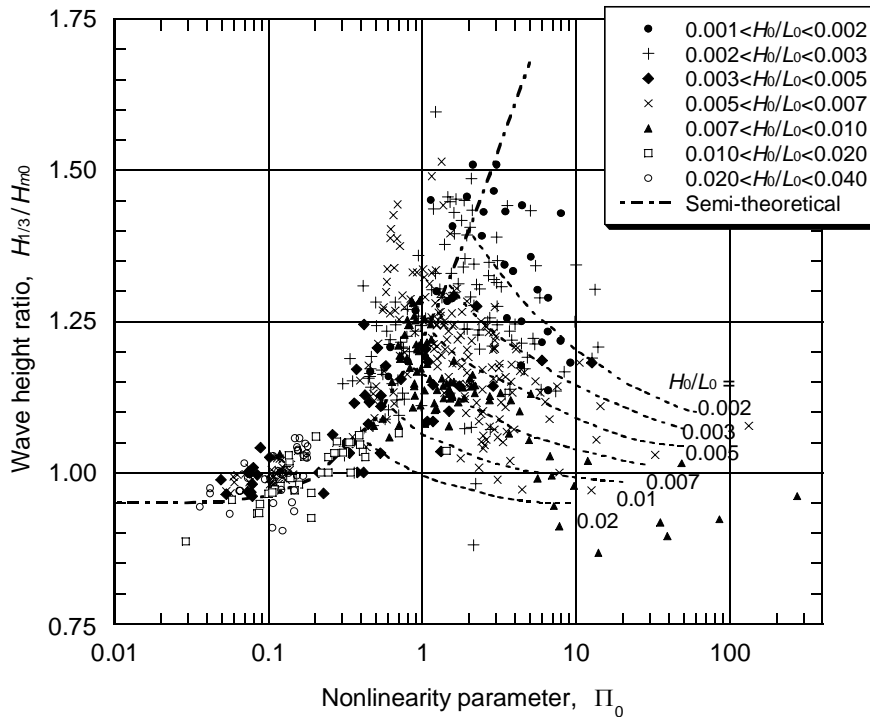


図 - 10 波別解析有義波高とエネルギー有義波高の比率と非線形性パラメータ $\Pi_0$ との関係

れに対して、波形勾配が0.003未満のうねりでは1.6にも達する。

砕波帯の内側では、沖波の波形勾配が小さいほど波高比 $H_{1/3}/H_{m0}$ が大きく、砕波帯内を進行するにつれて波高比が次第に小さくなって1.0よりもやや小さな値に収束する。

さらに、1/10最大波高 $H_{1/10}$ と2乗平均平方根波高 $H_{rms}$ についてエネルギー換算有義波高 $H_{m0}$ との関係を調べた結果を図 - 8, 9に示す。図中のSemi-theoreticalと記した曲線は、有義波高と同様な加重平均による期待値である。

図 - 8の左側に示すように、砕波帯の外側では、非線形性パラメータの値が小さいときには波高比 $H_{1/10}/H_{m0}$ が1.20の値であって、レーリー分布の理論値1.271よりも小さい。そのため、期待値の計算結果はすべて0.944倍してある。観測値と期待値の両者とも、非線形性パラメータの増大につれて波高比 $H_{1/10}/H_{m0}$ が増大し、2.1を超えるケースも生じる。増大率で言えば約1.75倍であり、有義波高よりも増大傾向が著しい。これは、1/10最大波高が非線形効果を大きく受ける波高の大きな個別波を対象としている以上、当然に予期されることである。

砕波帯内の内側における1/10最大波高の変化は、図 - 8の右側に示す通りである。この代表波高の場合には、砕波帯への移行が1/3最大波高よりも沖側で起きるため、砕波帯の境界として $h/H_0 = 2.5$ を用

いるとデータは全て砕波減衰の状態であり、1/3最大波高に対する図 - 7 (b)よりもデータの散らばりが小さい。逆に図 - 8 (a)では実質的に砕波減衰を受けているデータもプロットされており、そのためにデータが下方へも散らばっている。

2乗平均平方根波高 $H_{rms}$ については図 - 9 (a), (b)に示す通りである。この波高については周波数帯の広がりによるレーリー分布の理論値からのずれがあまり見られないので、加重平均による波高比 $H_{rms}/H_{m0}$ の期待値計算結果の調整は行っていない。ただし、この波高については砕波減衰の影響が始まるのが1/3最大波高よりも岸側によっているため、砕波帯の区分を $h/H_0 = 1.5$ に変更している。波高比 $H_{rms}/H_{m0}$ は非線形性パラメータが小さいときはレーリー分布の0.706の値であるが、汀線近くで線形性が回復した状態では0.70以下となるケースも見られる。波高比 $H_{rms}/H_{m0}$ の最大値は約1.15であり、これはレーリー分布による値の1.63倍である。

さらに、図 - 10は図 - 7の有義波高のデータを再表示したもので、横軸に沖波波高 $H_0$ に基づく次式の非線形性パラメータを用いている。

$$\Pi_0 = \frac{H_0}{L_A} \coth^3 \frac{2\pi h}{L_A} \quad (11)$$

また、波形勾配の区分をより細かくし、砕波後の減衰については波形勾配ごとの境界線を目視の判断で書き入れてある。この種の表示はThompsonと

Vincent (1985) が最初に行ったが、データの表示がなかったために、その妥当性を判断することができなかったものである。図 - 10を用いれば、波形勾配ごとに碎波によって波高減衰が始まる地点の推定がほぼ可能となる

### (3) 碎波帯内外の非線形性の変化のまとめ

以上の波形水位の歪み度と尖鋭度ならびに波別解析有義波高とエネルギー換算波高との比の空間変化は、次のようにまとめられる。

海の波は水深がある程度大きな場所ではほぼ線形な性質を保持しており、波形水位の歪み度はほぼ 0、尖鋭度はほぼ 3.0、波高比  $H_{1/3}/H_{m0}$  が平均値 0.95 である。しかし、波が岸へ向かって伝播し、水深が小さくなるにつれて次第に非線形性が強まり、歪み度は 0 から 2.0 へ、尖鋭度は 3.0 から 9.0 へ、波高比  $H_{1/3}/H_{m0}$  は 0.95 から 1.5 まで増加する。また、波高比  $H_{1/10}/H_{m0}$  は最大 2.1、波高比  $H_{rms}/H_{m0}$  は最大 1.15 にまで達する。ただし、これらの増大は波形勾配が 0.003 未満のうねりの場合であって、波形勾配が大きな波ではこうした極大値に達する前に碎波の影響を受けて非線形性が十分に発現しない。

碎波帯の内部では、岸に近づいて碎波する波が増えて全体のエネルギーが減衰するとともに、残されたエネルギーに見合う小さな波が再生される。また、長周期の水位変動が発達する。これとともに、歪み度、尖鋭度、波高比のいずれも次第に減少し、汀線近くではほぼ線形な波の性状を呈する。すなわち、碎波によって波の非線形性が失われるとよい。

表 - 7 碎波帯外縁部の波浪諸元  
(勾配 1/100 における  $H_{1/3}$  減衰 2% の条件)

$H_0/L_0$	$h_{2\%}/L_0$	$(Ks)_{2\%}$	$H/L_A$	$\Pi$	$h_{2\%}/H_0$	$(H/h)_{2\%}$
0.0005	0.00305	3.178	0.0115	6.00	6.1	0.52
0.001	0.00505	2.503	0.0141	3.66	5.1	0.50
0.002	0.00825	2.020	0.0179	2.24	4.1	0.49
0.005	0.01604	1.552	0.0249	1.17	3.2	0.48
0.01	0.02685	1.283	0.0321	0.71	2.7	0.48
0.02	0.0460	1.089	0.0425	0.44	2.3	0.47
0.04	0.0860	0.960	0.0574	0.27	2.2	0.45

なお、ここで碎波帯の外縁部の位置についても少し吟味してみる。著者の一様勾配斜面の不規則碎波変形モデル (合田 1975) においては、碎波が始まって有義波高が 2% だけ減衰した状態を浅水変形の岸側境界とみなし、非線形浅水変形の算定グラフ上にその位置を示している (上記論文の図 - 48, 49 または合田 (1990) の図 - 3.21)。この境界は水底勾配によって若干異なるけれども、いま勾配 1/100 を代

表として取り上げて、波の特性値をグラフから読みとって整理すると表 - 7 のようになる。

すなわち、沖波波形勾配  $H_0/L_0$  に応じて碎波帯外縁の相対水深  $h/H_0$  が定まり、非線形性パラメータの上限値が与えられる。なお、この外縁部は碎波が始まりかけたところであり、式 (7) の初期碎波指標に該当する地点よりもやや沖側に相当する。

## 7. 碎波帯の内外における波高分布形状の変化

### (1) 波高の頻度分布の変化

数値計算モデルとして不規則波の碎波変形を最初に取り上げたのは Collins (1970) である。彼は波高の確率密度関数としてレーリー分布をまず仮定し、所定の水深における碎波限界を超える波はすべてエネルギーを失って碎波限界波高  $H_b$  と同じ値を持つと仮定した。すなわち、確率密度関数を  $H = H_b$  の箇所でカットし、その位置に波高の確率密度をデルタ関数的に集中させた。Battjes (1972) の最初のモデルも同じ手法であった。しかし Kuo・Kuo (1974) は、 $0 < H \leq H_b$  の範囲に残存する未碎波の波の確率密度に比例させて、碎波した波を再配分した。

これに対して合田 (1975) のモデルでは確率密度関数の急激な変化を避けるため、碎波を限界波高以下の波高範囲の上位 1/3 にわたって碎波が生じると仮定した。この仮定は、規則波の碎波指標の確率的変動性を考慮したもので、また表 - 5 の沿岸波浪観測データ (酒田港を除く) の解析によって得られた以下の知見に基づいていた。

図 - 11 は全体で 79 例の観測記録について個別の波高分布を求め、各記録中の平均波高で正規化したものを集計した結果であり、観測地点の有義波高  $H_{1/3}$  と水深  $h$  の比によって 4 グループに分けて表示している。まず、波高水深比  $H_{1/3}/h$  が 0.4 未満のグループでは、波高分布がレーリー分布にほとんど一致している。図ではよく見えないけれども、 $H/H_{mean} = 3.25 \sim 3.50$  の級にも波が計数されており、その出現確率はレーリー分布の理論値に近い。

第 2 番目の  $0.4 \leq H_{1/3}/h < 0.5$  のグループでは、 $H/H_{mean} > 3.25$  の級から波高の計数値が消えており、波高分布も若干左側へ偏っている。

波高水深比がさらに大きくなるにつれて、大波高の波は消えていき、波高の確率密度分布がレーリー分布から逸脱する状況が明瞭となる。しかしながら、Collins (1970) が最初に仮定したような、波高の大きな箇所に頻度分布が集中するような様相は全く見

られない。

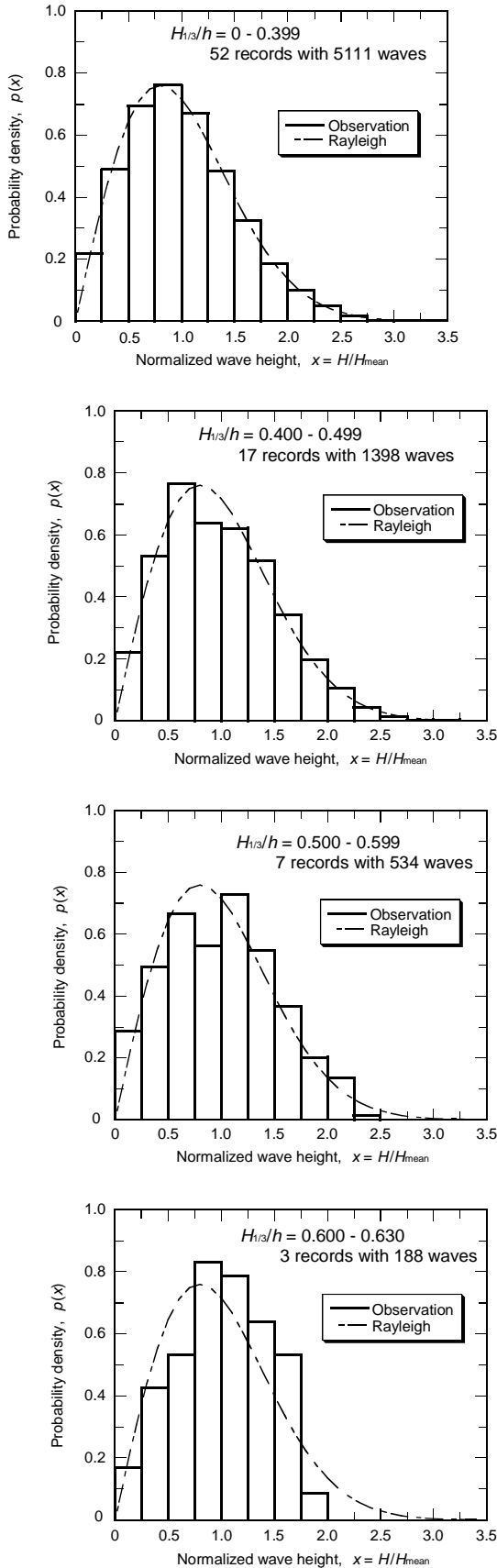


図 - 11 波高水深比ごとに整理した現地波浪における個別波高の頻度分布

波高水深比がさらに大きくなった場合のデータは現地観測では得られていないが、室内実験では調べることが容易であり、合田 (1975), Baldock et al. (1988), Ting (2001, 2002) などの報告事例がある。そうした例として、ここでは Ting (2001) が Fig. 5 として提示したものを図 - 12 に再録する。

この図は、水深波高比  $h/H_0 = 1.90 \sim 0.48$  の 6 測定地点ごとの波高頻度分布を示している。図中の太実線はレーリー分布であり、波線はデータに当てはめたベータ・レーリー分布である。この図では一番沖側の  $h/H_0 = 1.90$  の地点でも既にレーリー分布からのずれが見られ、水深が浅くなるにつれてずれの度合いが次第に大きくなって、 $h/H_0 = 1.0$  付近ではレーリー分布と大きく異なる形状となる。

しかしながら、水深がさらに浅くなるにつれて相対的に波高の大きな波が現れるようになり、波高分布はふたたびレーリー分布に近づく。これは、一度波が砕けて部分的にエネルギーを失った後、残されたエネルギーに見合う波に再生されるためである。

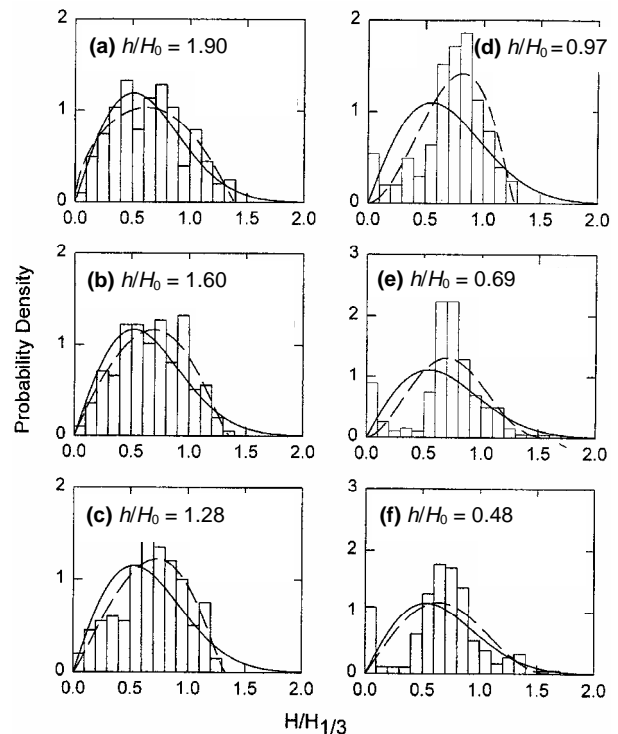


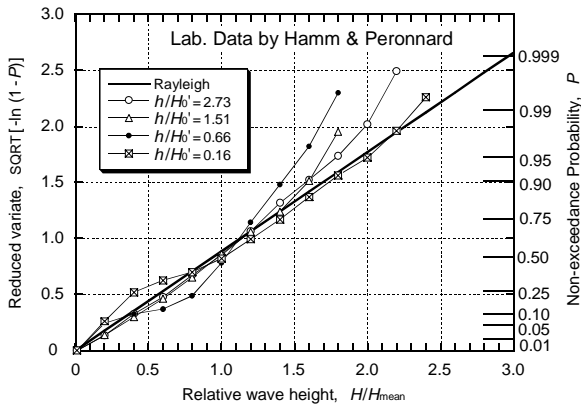
図 - 12 砕波帯内の波高頻度分布の変化 (Ting 2001 より再録：実線はレーリー分布、波線はデータに当てはめたベータ・レーリー分布)

さらに、波高の非超過確率の形で砕波帯内外の波高分布の変化を表示したのが図 - 13 である。図(a)は Hamm と Peronnard (1997) によるもので、図(b)は

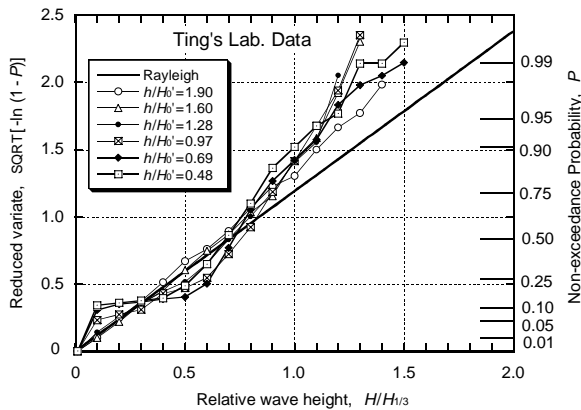


図 - 11のTing (2001) のデータを再表示したものである。横軸は $H/H_{\text{mean}}$ または $H/H_{1/3}$ の相対波高であり、縦軸は非超過確率 $P$ を $[1 - \ln(1 - P)]^{1/2}$ と変換したものである。この変換によって、波高がレーリー分布に従うときには図中の直線に乗ることになる。

図中には記号ごとに相対水深 $h/H_0$ の値を示しており、これを指標として非超過確率の分布の水深による変化を調べることができる。



(a) HammとPeronnard (1997) の実験データ



(b) Ting (2001) の実験データ

図 - 13 不規則波実験における水深による波高の非超過確率の変化

実験データのうちで最も沖側のデータ、すなわち $h/H_0$ の大きなものはレーリー分布の直線に近いけれども、 $h/H_0$ の値が小さくなるにつれて非超過確率の分布が左へ移動する。すなわち、波高の大きな波が減少し、波高分布の幅が狭まる。しかし、 $h/H_0$ の値が1よりも小さくなると、非超過確率の分布が右へ移動してレーリー分布に近づく傾向が認められる。

研究者によっては、砕波帯内の波高分布に対して何らかの統計分布を当てはめ、分布の母数を経験的に求めようと試みる者もいる。たとえば BattjesとGroenendijk (2000) は波高の低い部分にはレーリー

分布、波高の大きな部分には形状母数が $k = 3.6$ のワイブル分布をあてはめ、二つの分布の接合点を水深に応じて変える、すなわち複合ワイブル分布を用いることを提案している。しかし、そうした複合ワイブル分布では汀線近傍でレーリー分布に復帰する傾向を再現することができない。図 - 11 ~ 13に見られるように、波高分布は砕波帯の中で連続的に変化するものであり、これに特定の分布関数を当てはめようとするのは無益な努力といえよう。

## (2) 代表波高間の比率の変化

個別波高の頻度分布が砕波帯内で変化するにつれ、代表波高間の比率もまた変化する。一般に、波高比 $H_{\text{max}}/H_{1/3}$ 、 $H_{1/20}/H_{1/3}$ 、および $H_{1/10}/H_{1/3}$ は波が砕波帯に入って進行するにつれて次第にその値が減少し、砕波帯の中央部で最小値を取る。これに対して波高比 $H_{\text{rms}}/H_{1/3}$ と $H_{\text{mean}}/H_{1/3}$ は逆に増大して1.0に近づく。しかしながら、波がさらに進行して汀線に近づくとき、波高比はレーリー分布による値に戻っていく。

こうした砕波帯内の波高比の変化を不規則波実験データで検討したのが図 - 14である。図中に示したのは、Smith et al. (2002) による勾配1/100斜面における $H_{2\%}$ の変化、Ting (2001) による勾配1/35斜面における $H_{\text{rms}}$ の変化、および著者 (2003, 2004a) の段階的砕波変形モデルPEGBISによる計算結果である。 $H_{2\%}$ はヨーロッパで用いられる代表波高で、 $H_{1/20}$ とほとんど同じである。

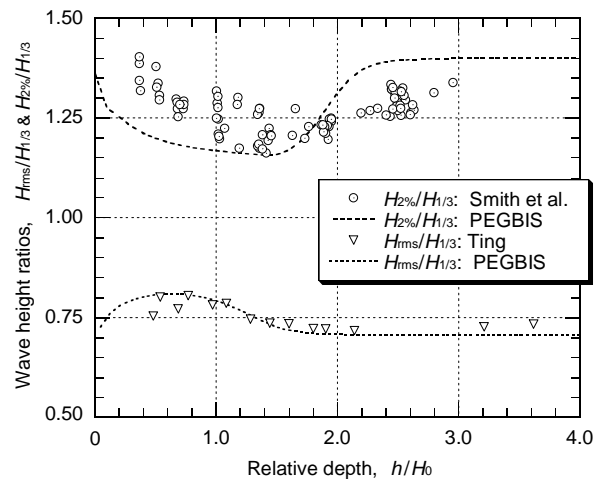


図 - 14 砕波帯内外の波高比 $H_{2\%}/H_{1/3}$ と $H_{\text{rms}}/H_{1/3}$ の空間的变化 (Smith et al. (2002) およびTing (2001) の実験データ)

図 - 14で明らかなように、波高比 $H_{2\%}/H_{1/3}$ は沖では1.4の値をとるけれども、波が岸に近づくにつれ

て一度減少し、相対水深  $h/H_0 = 1.4$  付近で最小値 1.2 程度の値をとる。しかし、さらに岸に近づくと次第に増大して汀線では初期値 1.4 に復帰する傾向を見せる。一方、波高比  $H_{rms}/H_{1/3}$  は沖では 0.706 の値であり、波が岸に近づくとつれて一度増大した後、汀線ではまた元に値に戻る。最大値は相対水深  $h/H_0 = 0.7$  付近に現れ、0.80 程度の値をとる。

段階的碎波モデルによる計算値は、実験値に比べて波高比の変化が狭い範囲に集中して起こる傾向があるけれども、波高比が岸沖方向に変化する状況はほぼ再現している。

一方、波高比の岸沖変化を現地データで検討したのが図 - 15 である。ここには、表 - 4 に記載の碎波帯内の波形観測に基づく  $H_{1/10}/H_{1/3}$  および  $H_{rms}/H_{1/3}$  の変化を表示している。また、段階的碎波モデルによる計算結果も記載してある。

図 - 14 の波高比の変化は、図 - 11 ~ 13 で示した波高頻度分布の変化によく対応している。1/10 最大波高と有義波高との比率  $H_{1/10}/H_{1/3}$  は相対水深が  $h/H_0 = 1 \sim 2$  付近で最小値 1.15 前後の値をしめす。一方、波高比  $H_{rms}/H_{1/3}$  は相対水深  $h/H_0 = 1$  付近で最大値 0.8 程度の値をとる。

現地観測値はばらつきが大きいのが特徴である。

これは、それぞれの記録中に含まれる波数が 70 ~ 100 程度と少ないための統計的変動性によるものである。たとえば、2シグマ限界をとると片側 10% が信頼区間となる (Goda (1988), Table 4 参照)。

また、図 - 9 に示したように 1/10 最大波高は有義波高よりも非線形浅水変形の影響を強く受ける。段階的碎波変形モデルは線形な浅水変形しか考慮していないため、現地観測における波高比  $H_{1/10}/H_{1/3}$  は線形な予測値よりも平均的に大きな値となるのである。

一方、2乗平均平方根波高  $H_{rms}$  の場合には非線形浅水変形の影響が有義波高よりも小さめであるため、波高比  $H_{rms}/H_{1/3}$  は段階的碎波変形モデルの予測値よりも平均的に小さくなっている。

個別波高の頻度分布の形状が変化することによる代表波高の比率の変化は、構造物の設計にも影響を与える。すなわち、直立部を持つ混成堤防破堤などは波群中の最高波高  $H_{max}$  に対して安定性を検討するのが原則である。また、傾斜防波堤では被覆材の安定性を 1/20 最大波高  $H_{1/20}$  を用いて検討する。したがって、不規則波浪の数値計算モデルとしては個別波高の頻度分布までを的確に予測できることが求められるのである。

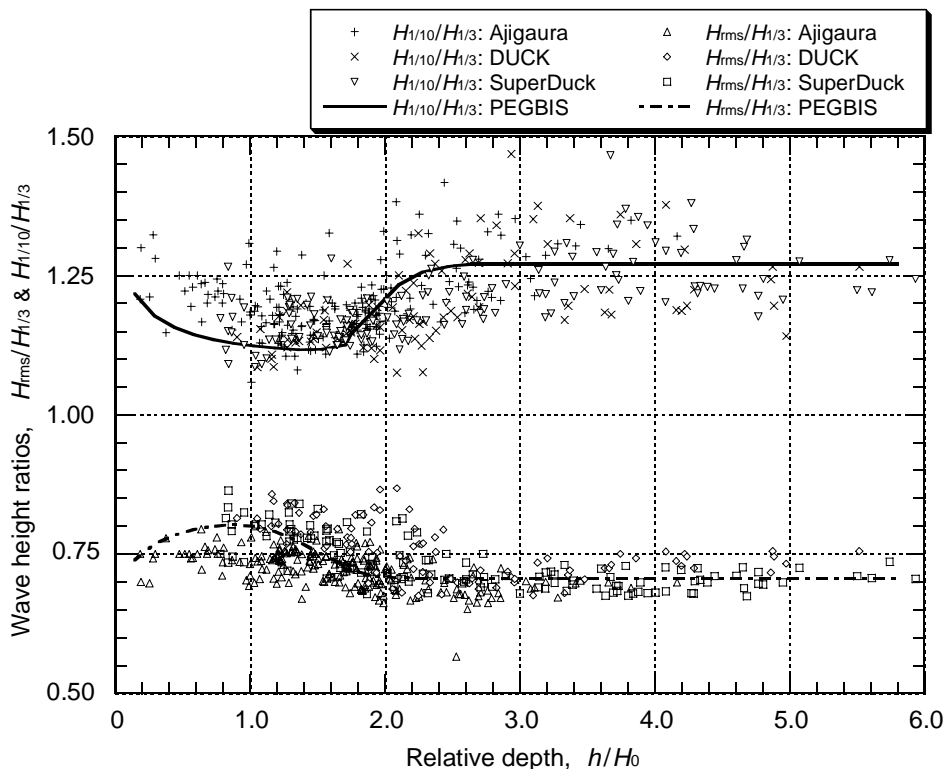


図 - 15 碎波帯内外の波高比  $H_{1/10}/H_{1/3}$  と  $H_{rms}/H_{1/3}$  の空間的变化  
(現地観測値および段階的碎波モデルによる計算値を示す)

## 8. 波浪数値計算モデルにおける不規則碎波モデル選択について

浅海域の海岸工学の諸問題を取り扱う場合には、不規則碎波の現象を適切に取り込むことが不可欠であり、規則波の碎波の知見を直接に利用しようとしても正しい答えが得られない。不規則碎波変形モデルはこれまでに数多く提案されているけれども、既に著者が論じたように（合田 2004, 2004c; Goda 2006）、水深が沖波有義波高の2倍以下の水深では、各種モデルによる波高が2倍以上異なることが珍しくない。これによって、沿岸流速の岸沖分布なども大きく異なってしまう。

また、Smith (2001)も5種類の碎波指標を用いた碎波変形モデルを現地データと比較し、モデルによって現地データとの適合度が異なることを例示している。

ここで述べた碎波変形モデルは位相平均型、すなわち波高の空間分布のみを対象としている。そうしたモデルの中で個別波高の頻度分布を推定できるのは、一様勾配斜面を対象とした著者の以前のモデル（合田 1975）と任意形状地形を対象とした段階的碎波モデル（合田 2003, 2004a; Goda 2004）のみと思われる。

これに対して時間領域型の数値モデル、たとえばブシネスク方程式は波形の変化を追跡し、部分的にはあるものの海浜流なども予測可能である。しかし、碎波条件の組み込み方によっては必ずしも妥当な結果が得られない。そうした中で、平山・原(2002)および平山・平石(2004)は、灘岡ほか(1996)の全水圧の鉛直勾配ゼロの碎波条件を修正して導入し、1/10勾配斜面における波高頻度分布や遡上高などの再現に成功している。

時間領域型の数値モデルは膨大な計算時間を必要とすることが難点であるが、コンピュータの能力向上は急速であり、近い将来には設計計算に日常的に利用可能となることが期待される。そのためにも、本技術論文で紹介したような碎波統計量が適切に再現されるよう、碎波モデルを慎重に選定して使用することが望まれる次第である。

## 9. むすび

この技術論文で述べた内容を要約すると以下のようになる。

1) 規則波の碎波点における波高と水深の比率、すなわち碎波指標について、合田(1973)の指標式の勾配影響をゆるめた新指標式を提案した。

- 2) 規則波の碎波指標は平均値の周りに変動する確率変数であり、その変動係数は1/00勾配斜面で約6%であり、斜面勾配が急になるにつれて増大して、1/10勾配斜面では14%程度になる。
- 3) 碎波指標の関数式としては、水底勾配と相対水深の二つのパラメータが必要である。
- 4) 不規則波中の数%の波が砕けるときを初期碎波と定義すると、そのときの有義波高に対する碎波指標は、規則波よりも約30%小さな値である。
- 5) 碎波帯内では、初期碎波点から岸に向かうにつれて有義波高と水深との比率が次第に増加する。
- 6) 波形水位の歪み度と尖鋭度ならびに有義波高の波別解析値とエネルギー換算値の比で表される波の非線形性は、波が岸へ向かって伝播するにつれて強まり、碎波帯の外縁部で最大となる。波形勾配の著しく小さいうねりでは、非線形性パラメータが4.0付近で歪み度が2.0、尖鋭度が9.0、有義波高の波別解析値とエネルギー換算値の比が1.6にも達する。
- 7) 1/10最大波高は非線形浅水変形の影響が有義波高よりも大きく、波形勾配の著しく小さいうねりでは、エネルギー換算有義波高の2.1倍を超えることがある。
- 8) 2乗平均平方根波高  $H_{rms}$  は非線形浅水変形の影響が有義波高よりもやや小さいものの、エネルギー換算有義波高の1.15倍になることがある。
- 9) 波形勾配の大きな風波などは、相対水深が比較的大きな地点から碎波が始まるため、波の非線形性の影響があまり強く発現しない。
- 10) 波の非線形性は碎波帯内で碎波が激しくなり、小さな波が再生されるにつれて次第に失われ、汀線近くでは線形性が回復する。
- 11) 個別波高の頻度分布は、水深が小さくなって碎波が始まって大波高の波が消滅するにつれてレーリー分布よりも分布幅が次第に狭まる。しかし、さらに碎波が激しくなるにつれて波の再生などによって波高分布の幅が広がり、汀線近くでは再びレーリー分布に近づく。
- 12) 代表波高  $H_{1/10}$ ,  $H_{1/3}$ ,  $H_{rms}$  などの値は、碎波帯の中央部で相互に接近し、波高比は1.0に近づく。しかし、汀線近くでは各波高の差異が増大し、波高比はレーリー分布の理論値に近づく。段階的碎波変形モデルはこうした波高比の変化を再現可能である。
- 13) 数値計算モデルの開発に当たっては、ここで述べたような不規則碎波の現象を的確に再現できることが要求される。

## 謝辞

本論文中でも述べたように、阿字ヶ浦海岸における砕波帯内の観測波形の歪み度と尖鋭度のデータは日本大学教授堀田新太郎博士から恵贈していただいた。また、Hughes 博士からは Ebersole・Hughes (1987) の文献コピーならびに SUPERDUCK のデータを恵贈していただいた。両博士のご厚意によって本論文の主要な成果の解析が可能となったものであり、ここに、両博士に対して深甚の謝意を表明する次第である。また、水平床における砕波限界に関する Danel の実験データは Hamm 博士からご提供いただき、勾配1/100斜面における  $H_{2\%}$  のデータは van Gent 博士からご提供いただいたものであることを記し、謝意を表明するものである。

## 参考文献

- 岩田好一郎 (1984) : 砕波特論 砕波限界を中心として , 第20回水工学夏期研修会講義集, B-3-1 ~ 19 .
- 合田良実 (1970) : 砕波指標の整理について, 土木学会論文集, **180**, pp. 39-49.
- 合田良実・永井康平 (1974) : 波浪の統計的性質に関する調査解析, 港湾技術研究所報告, 第13巻 第1号, pp. 3-37.
- 合田良実 (1973) : 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, pp.31-59.
- 合田良実 (1975) : 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, **14** (3), pp. 59-106.
- 合田良実 (1983) : 波浪の非線形性とその記述パラメータ, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.39-43
- 合田良実 (1990) : 増補改訂 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 333p.
- 合田良実 (2003) : 段階的砕波係数を用いた不規則波浪変形計算モデルの改良, 海洋開発論文集, **19**, pp. 141-146.
- 合田良実 (2004a) : 不規則波浪変形計算における段階的砕波係数の導入について (Ver. 5), ECOH/YG 技術論文 No. 2, 2004年5月19日, 18p.
- 合田良実 (2004b) : 不規則波による沿岸流速に及ぼす砕波モデル選択の影響, 海洋開発論文集, **20**, pp. 785-790.
- 合田良実 (2004c) : 不規則による沿岸流速に及ぼす諸要因の影響の検討 (Ver. 4), ECOH/YG 技術論文 No. 4, 2004年8月4日, 24p.
- 合田良実・久高将信 (2006) : 個別の波高分布に及ぼすスペクトル形状の影響, 海洋開発論文集, **22**, pp. 127-132.
- 堀田新太郎・水口 優 (1979) : 砕波帯内の波の現地観測, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 152-156.
- 堀田新太郎・水口 優 (1986) : 現地砕波帯における波の統計的性質, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 154-158.
- 木村 晃・瀬山 明 (1986) : 斜面上の不規則波の砕波限界について, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 174-178.
- 灘岡和夫・大野修史・栗原 礼 (1996) : 波動場の力学状態に基づく砕波過程の解析と砕波条件, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 81-85.
- 平口博丸・丸山康樹 (1986) : 斜め入射波に対する放物型方程式の適用性の拡張, 第43回海岸工学講演会論文集, pp. 114-118.
- 平山克也・原 信彦 (2002) : 時間領域の疑似段波モデルに基づく砕波モデルの開発, 海岸工学論文集, **49**, pp. 121-125
- 平山克也・平石哲也 (2004) : ブシネスクモデルによる砕波・遡上計算法とその適用性, 海岸工学論文集, **51**, pp. 11-15
- Black, K.P. and Rosenberg, M.A. (1992): Semi-empirical treatment of wave transformation outside and inside the breaker line, *Coastal Engineering*, **16**, pp.313-345
- Battjes, J.A. (1972): Setup due to irregular wave, *Proc. 13th Int. Conf. Coastal Eng.*, Vancouver, ASCE, pp.1993-2004.
- Battjes, J.A. and Groenendijk, H.W. (2000): Wave height distributions on shallow foreshores, *Coastal Engineering*, **40**, pp.161-182.
- Collins, J.I. (1970): Probabilities of breaking wave characteristics, *Proc. 12th Int. Coastal Eng. Conf.*, Washington, D.C., ASCE, pp.399-414.
- Ebersole, B.A. and Hughes, S.A. (1987): DUCK85 photopole experiment, US Army Corps of Engrs., WES, Misc. Paper, CERC-87-18, pp.1-165.
- Goda, Y. (1983a): Analysis of wave grouping and spectra of long-travelled swell, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, **22** (1), pp.3-41.
- Goda, Y. (1983b): A unified nonlinearity parameter of water waves, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, **22** (3), pp.3-30.
- Goda, Y. (1988): Statistical variability of sea state parameters as a function of wave spectrum, *Coastal Engineering in Japan*, **31** (1), pp.39-52.
- Goda, Y. (2004): A 2-D random wave transformation model with gradational breaker index, *Coastal Engineering Journal*, **46** (1), pp.1-38.
- Goda, Y. (2006): Examination of the influence of several factors on longshore current computation with random waves, *Coastal Engineering*, **53**, pp.156-170.
- Goda, Y. and Kudaka, M. (2007): On the role of spectral width and shape parameters in control of individual wave height distribution, *Coastal Engineering Journal*, (accepted for **49** (3)).
- Hamm, L. (2001): Depth-limited wave breaking for the design of nearshore structures, *Ocean Wave Measurement and Analysis (Proc. WAVES 2001)*, ASCE, pp.1695-1704
- Hamm, L. and Peronnard, C. (1997): Wave parameters in the nearshore: A clarification, *Coastal Engineering*, **32**: 119-135.
- Hotta, S. and Mizuguchi, M. (1980): A field study of waves in the surf zone, *Coastal Engineering in Japan*, JSCE, **23**, pp.59-79.
- Kaminsky, G.M. and Kraus, N.C. (1995): Evaluation of depth-limited wave breaking criteria, *Second Int. Symp. on Ocean Waves Measurement and Analysis, WAVES 1995*, pp.180-193
- Kamphuis, J.W. (1991): Incipient wave breaking, *Coastal Engineering*, **15**, pp. 185-203.
- Kriebel, D. (2000). Breaking waves in intermediate-depths with and without current, *Coastal Engineering 2000 (Proc.*

ICCE), pp.203-215.

- Lara, J.L., Losada, I.J., and Liu, P. L.-F. (2006): Breaking waves over a mild gravel slope: Experimental and numerical analysis, *J. Geophys. Res.*, **111** (C11019), pp.1-26.
- McCowan, J. (1894): On the highest waves in water, *Phil. Mag. Ser. 5*, **36**, pp.351-358.
- Murray, M. and Oumeraci, H. (2000): Wave transformation on the foreshore of coastal structure, *Coastal Engineering 2000 (Proc. ICCE)*, pp.2178-1191.
- Rattanapitikon, W. and Shibayama T. (2000): Verification and modification of breaker height formulas, *Coastal Engineering Journal*, **42** (4), pp.389-406.
- Rattanapitikon, W., Vivattanasirisak, T. and Shibayama T. (2003): A proposal of new breaker height formula, *Coastal Engineering Journal*, **45** (1), pp.29-48.
- Sallenger, A.H. and Holman, R.A. (1985): Wave energy saturation on a natural beach of variable slope, *J. Geophys. Res.*, **90** (C6), pp. 11,939-11,944.
- Smith, J.M. (2001): Breaking in a spectral wave model, *Ocean Wave Measurement and Analysis (Proc. WAVES 2001)*, ASCE, pp.1022-1031.
- Smith, J.W. and Kraus, N.C. (1991): Laboratory study of wave-breaking over bars and artificial reefs, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, ASCE, **117** (4), pp.307-325.
- Smith, G., Wallast, I., van Gent, M.R.A. (2002): Rock slope stability with shallow foreshore, *Coastal Engineering 2002 (Proc. Int. Conf., Cardiff, Wales)*, ASCE, 1524-1536.
- Thompson, E.F. and Vincent, C.L. (1985): Significant wave height for shallow water design, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, ASCE, **111** (5), pp.828-841.
- Ting, F.C.K. (2001): Laboratory study of wave and turbulence velocities in a broad-banded irregular wave surf zone, *Coastal Engineering*, **43**, pp.183-208.
- Ting, F.C.K. (2002): Laboratory study of wave and turbulence characteristics in a narrow-banded irregular breaking waves, *Coastal Engineering*, **46**, pp.291-313.
- Yamada, H., Kimura, G. and Okabe, J. (1968): Precise determination of the solitary waves of extreme height on water of a uniform depth, *Rep. Res. Inst. Applied Mech., Kyushu Univ.* **XVI** (52), pp. 15-32.
- Yamada, H. and Shiotani, T. (1968): On the highest water waves of permanent type, *Bull. Disaster Prevention Res. Inst., Kyoto Univ.*, **18-2** (135), pp.1-22.

(以上)

## 付録：非線形統計量の変化の推定

本文6節においては、波形の歪み度や代表波高とエネルギー換算有義波高との比について、準理論式による推定値を観測値とともに提示した。この準理論式は以下の手順によって求めたものである。

Goda (1983b) は式 (10) の非線形性パラメータを提案するに際して、ストークス第3次解とクノイド波第2次解による有限振幅波の波形を計算し、波形の歪み度ならびに波高と2乗平均平方根水位との比  $H/\eta_{rms}$  を求め、非線形性パラメータとの関係を求めている。この計算は波高水深比  $H/h = 0.1$  および  $0.2$  について水深波長比をいろいろ変えて行っており、これによって非線形性パラメータが  $\Pi = 0.03 \sim 3.3$  の範囲の歪み度と波高比  $H/\eta_{rms}$  を得ている。二つの有限振幅波理論の結果は矛盾なく接続していた。

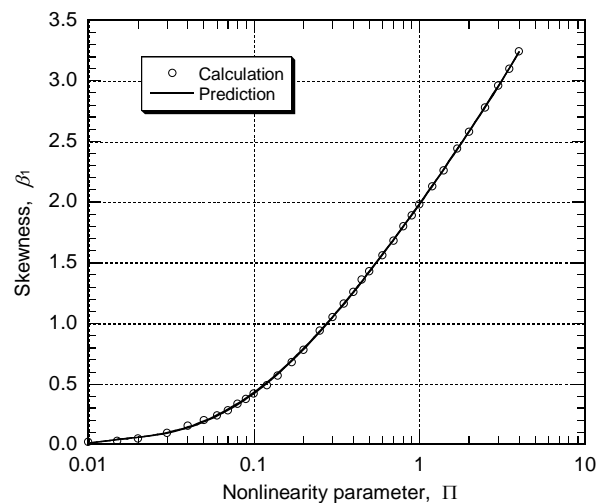
計算結果は図に表示されているが、その平均的なグラフの値を図から読みとって近似式で当てはめると次のようになる。

$$\begin{aligned} \beta_1 &= f_1(\xi) \\ &= 0.0677\xi^5 + 0.1825\xi^4 - 0.0323\xi^3 + 1.9233\xi + 1.9804 \\ &: \xi = \log_{10}\Pi; \quad 0.01 < \xi \end{aligned} \quad (付1)$$

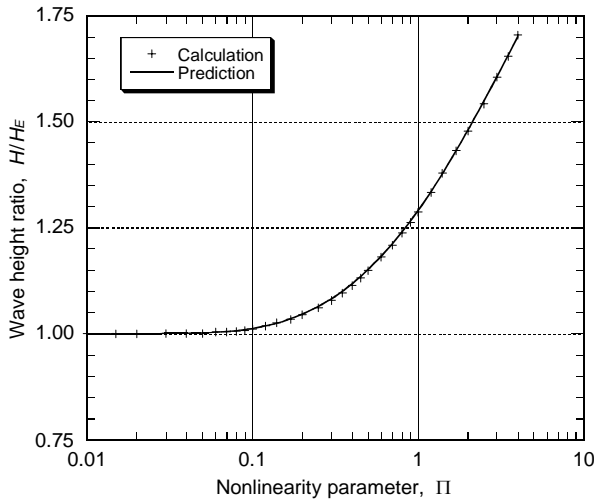
$$\begin{aligned} H/H_E &= 8^{1/2}H/\eta_{rms} = f_2(\xi) \\ &= -0.0177\xi^5 - 0.0822\xi^4 - 0.0514\xi^3 + 0.2881\xi^2 \\ &\quad + 0.5515\xi + 1.2878 \\ &: \xi = \log_{10}\Pi; \quad 0.019 < \xi \end{aligned} \quad (付2)$$

ここで  $H_E$  は規則波のエネルギー換算波高であり、 $H_E = 8^{1/2}\eta_{rms}$  で定義される。なお、非線形性パラメータ  $\Pi$  は規則波に対しては以下で定義される。

$$\Pi = \frac{H}{L_A} \coth^3 \frac{2\pi h}{L_A} \quad (付3)$$



付図 - 1 波形歪み度の計算値と予測値の比較



付図 - 2 波高比  $H/H_e$  の計算値と予測値の比較

この二つの近似式とグラフの値との関係を付図 - 1, 2 に示す。なお、変数  $\xi$  に下限値が設けられているのは、5次多項式の性質からこの値より小さい箇所では歪み度が負値をとったり、波高比が1.0を上回る値をとるようになるためである。

不規則波に対しては、レーリー分布に基づく波高の確率密度を重みとする加重平均操作をおこなう。

波形の歪み度に対しては式(付1)の関数を用い、次式で推定する。

$$(\beta_1)_{1/3} = \int_0^{\infty} f_1(\Pi_{1/3} \cdot x) p(x) dx \quad (\text{付4})$$

ここに、 $x = H/H_{1/3}$  であって、波高の確率密度関数  $p(x)$  は有義波高  $H_{1/3}$  を基準波高として次のように定義される。

$$p(x) dx = 2a^2 x \exp[-a^2 x^2] dx \quad : a = 1.4156 \quad (\text{付5})$$

2乗平均平方根波高  $H_{rms}$  に対しては式(付2)の関数を用い、次式で推定する。

$$\frac{H_{rms}}{H_{m0}} = \left[ \int_0^{\infty} f_2^2(x \cdot \Pi_{1/3}) p(x) dx \right]^{1/2} \quad (\text{付6})$$

ここでは、波高の2乗平均に対応させて式(付2)の関数の2乗値について加重平均を行った。この計算結果に対しては、以下に述べる有義波高や1/10最大波高に対するような調整は行っていない。

有義波高  $H_{1/3}$  に対しては式(付2)の関数を用い、次式で推定する。

$$\frac{H_{1/3}}{H_{m0}} = 3 \int_{x_3}^{\infty} f_2(x \cdot \Pi_{1/3}) p(x) dx \quad : \quad x_3 = \frac{1}{a} \sqrt{\ln 3} \quad (\text{付7})$$

ただし、周波数スペクトルの影響によって波の非線形性の影響が現れないときには、個別波高の分布がレーリー分布よりも狭く、平均的に  $H_{1/3} = 0.95 H_{m0}$  の関係がある。したがって、すべての計算値を0.95倍して推定値とする。

1/10最大波高に対する推定式は次の通りである。

$$\frac{H_{1/10}}{H_{m0}} = 10 \int_{x_{10}}^{\infty} f_2(\Pi_{1/3} \cdot x) p(x) dx \quad : \quad x_{10} = \frac{1}{a} \sqrt{\ln 10} \quad (\text{付8})$$

ただし、個別波高がレーリー分布に厳密にしたがうときには  $H_{1/10} = 1.271 H_{m0}$  の関係があるけれども、実際にはスペクトル幅の影響によって図 - 7に見られるように、この関係は  $H_{1/10} = 1.20 H_{m0}$  となっている。そこで、計算結果はすべて  $1.20/1.271 = 0.944$  倍して調整することとしたものである。