

不規則波の砕波変形に関する実験的研究

榎 木 亨*・岩田好一朗**・石 井 敏 之***

1. 緒 言

浅海砕波帯における不規則波の変形予測手法としては Battjes^{1),2)}, 合田³⁾や著者ら⁴⁾のモデルなどがある。しかし, 提案されたモデルと実験値の対応性は必ずしもよくない。また, こういったモデルでは全てゼロ・アップクロス波が用いられているが, 砕波した波は波頂から波先部に気泡を連行した攪乱を伴うので波頂前面の波谷が重要な物理的意義を有する。したがって, 波頂-波谷波より波谷波-頂波, つまりゼロ・ダウンクロス波の方が砕波変形の物理現象の説明には適しているものと考えられる。このゼロ・アップクロス波とゼロ・ダウンクロス波の差異については堀田・水口⁵⁾の研究がある。

本論では, 緩斜面における不規則波の砕波変形過程を現象面から正確に把握するために, 詳細な水理実験を行ない, 砕波型式と砕波限界, 水深変化に伴う波の統計諸量(波高と周期)の変化, ゼロ・アップクロス波とゼ

ロ・ダウンクロス波の差異などに検討を加えたのでその結果の一部を報告する。

2. 実験装置と実験方法

実験は大阪大学の長さ 30 m, 幅 0.75 m, 高さ 0.90 m の片面ガラス張りの二次元鋼製水槽で行なわれた。発生波は波形勾配の異なる 7 種類の不規則波で(表-1 参照), 全てプレットシュナイダー型スペクトルを期待スペクトルとしている。なお, 発生させるべき 7 種類の波の電気信号を磁気テープに前もって収録しておき, この磁気アープを反覆使用して同一の不規則波を発生させた。水面波形は水深 75 cm, 30 cm, 27 cm, 25 cm, 22 cm, 20 cm~3 cm まで 1 cm 間隔(計 18 地点), 1.5 cm と 0 cm(汀線)の 25 地点で計測した。水位変動は容量式水位計で計測し, その記録は磁気テープに収録した。水底勾配は 1/20, 1/40 と 1/60 の 3 種類用いたが, 水槽の長さの制約のため, 水深 35 cm 以深は 1/5 の急斜面とし

表-1 実験波

Wave		H_{max}	$H_{1/3}$	$\bar{H}$	T_{max}	$T_{1/3}$	$\bar{T}$	$\sqrt{\beta_1}$	β_2	Q_p	H'_0	L'_0	H'_0/L'_0
W.-1	up	5.83	3.49	2.24	2.50	2.21	1.87	0.09	2.91	2.17	3.72	744.1	0.005
	down	7.17	3.46	2.24	2.18	2.25	1.87				3.67	734.1	0.005
W.-2	up	8.05	5.02	3.27	2.35	2.14	1.85	0.11	2.73	2.22	5.39	673.7	0.008
	down	8.46	4.86	3.27	2.10	2.18	1.85				5.12	639.8	0.008
W.-3	up	8.56	5.04	3.21	1.68	1.83	1.54	0.10	3.18	2.32	5.51	500.9	0.011
	down	8.87	5.08	3.21	1.80	1.84	1.54				5.55	504.5	0.011
W.-4	up	13.28	7.42	4.85	1.35	1.37	1.16	0.06	2.81	2.18	7.96	294.8	0.027
	down	13.21	7.42	4.85	1.31	1.38	1.16				7.96	294.8	0.027
W.-5	up	14.71	8.85	5.68	1.21	1.15	0.99	0.26	2.95	1.89	9.17	213.2	0.043
	down	15.45	8.71	5.68	1.26	1.15	0.99				9.02	205.1	0.044
W.-6	up	10.32	5.99	3.87	0.79	0.80	0.74	0.30	3.15	2.48	5.99	99.8	0.060
	down	10.44	5.94	3.86	0.91	0.80	0.74				5.95	99.8	0.060
W.-7	up	12.79	7.87	5.16	0.84	0.84	0.78	0.33	2.95	2.35	7.88	109.5	0.072
	down	11.95	7.80	5.16	0.80	0.84	0.78				7.80	109.5	0.071

up; zero-upcrossing, down; zero-downcrossing, H_{max} ; maximum wave height, $H_{1/3}$; significant wave height, $\bar{H}$; mean wave height, T_{max} ; maximum wave period, $T_{1/3}$; significant wave period, $\bar{T}$; mean wave period, $\sqrt{\beta_1}$; skewness, β_2 ; kurtosis, H'_0 ; equivalent deep water wave height, L'_0 ; equivalent deep water wave length, Q_p ; spectral peakedness
unit: cm for H_{max} , $H_{1/3}$, $\bar{H}$, H'_0 and L'_0 , and sec. for T_{max} , $T_{1/3}$ and $\bar{T}$

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科
 ** 正会員 工博 名古屋大学助教授 工学部土木工学科
 *** 正会員 工修 奥村組(株)

た. なお造波板前面水深は 75 cm である. 砕波点, 砕波型式と砕波点の波の諸量は 16 mm 高速シネカメラ (100 コマ/秒) で撮影した写真をフィルムモーションアナライザーで解析して決定した. 写真撮影は波が比較的良好に砕ける水深 5 cm~15 cm を対象として行なった. なお, 写真撮影に用いた波は $S=1/20$ で W.-2, W.-4, W.-5 と W.-7 (表-1 参照), $S=1/40$ と $1/60$ では W.-5, W.-6 と W.-7 の波である.

計測された水位記録についてスペクトル解析と波別解析を行なった. 水位変動のパワー・スペクトルは水位の連続変動を 1/20 秒で離散化し, データー数 4000, 最大ラグ数 200, 自由度 40 で B-T 法で計算した. また, 最大波, 1/10 最大波などの統計量は 1/20 秒で離散化された 16384 個のデーター (約 13 分 40 秒) のデーターを用いてゼロ・ダウングロス法とゼロ・アップクロス法の両方に対して求めた.

3. 砕波型式

図-1 は surf similarity parameter $\xi_b = S/(H_b/L_0)^{1/2}$ (Battjes⁹⁾) と砕波型式の関係を示したものである. なお, L_0 は砕波波長 L_b を微小振幅波理論を用いて求めている. なお, 図中の SP は spilling breaker, Pl は plunging breaker, S-P は中間型の砕波型を示す. 同図によると, ゼロ・ダウングロス波 (図中 ●, ▲, ■ 印) とゼロ・アップクロス波 (○, △, □ 印) の砕波型に及ぼす顕著な差異は認められないが, どちらかといえば, ゼロ・ダウングロス波の方が ξ_b との対応性がよいと判断される. 図-1 によると, ほぼ式 (1) で砕波型の分類ができそうである.

$$\left. \begin{array}{ll} \text{spilling breaker} & : \quad \xi_b \leq 0.2 \\ \text{plunging breaker} & : \quad \xi_b \geq 0.4 \\ \text{intermediate breaker} & : \quad 0.2 < \xi_b < 0.4 \end{array} \right\} \dots (1)$$

式 (1) は規則波に対する値, つまり $\xi_b < 0.4$ で spilling breaker, $0.4 < \xi_b < 2.0$ で plunging breaker の値にほぼ対応している. Weishar and Byrne⁷⁾ は現地海岸で砕波を実測し, 砕波型式を ξ_b と関連づけて論議している. それによると plunging breaker の発生領域については著者らとほぼ一致した結果を得ているが, spilling

breaker については ξ_b 全域に亘り生ずるという本実験と異なる結果を得ている. この差異は, 現地海岸と室内実験における底面地形と来襲波の差異と風の有無による所が大きいと推定されるが, この点について検討の余地が残されている. なお, Galvin⁸⁾ の inshore parameter H_b/gST_b^2 によっても砕波型の分類は可能であり, ゼロ・アップクロス波とゼロ・ダウングロス波に関係なく, ほぼ $H_b/gST_b^2 > 0.085$ で spilling breaker, $H_b/gST_b^2 < 0.085$ で plunging breaker となり, 規則波に対する結果と近い値を示したことを付加しておく.

4. 砕波限界

図-2 はゼロ・ダウングロス波の砕波相対波高 H_b/h_b と相対水深 h_b/L_0 の関係を示したものである. なお, L_0 は L_b (砕波波長) を微小振幅波理論で換算して求めている. 砕波相対波高 H_b/h_b は水底勾配が緩やかになるにつれて小さくなる傾向は認められるが, 規則波に対して提案された合田⁹⁾の曲線より全体的に小さい. $S=1/20$ では $h_b/L_0 > 0.2$, $S=1/40$ と $1/60$ では $h_b/L_0 > 0.2$ と $h_b/L_0 < 0.02$ の実験値が少ないこともあり, H_b/h_b と h_b/L_0 の関係を実験的に定式化することは困難である. なお, 本論ではゼロ・アップクロス波の値は図示されていないが, ゼロ・ダウングロス波より実験値は散らばるものの, H_b/h_b と h_b/L_0 の関係は 図-2 とほぼ同様であり, さらに岩垣・木村¹⁰⁾の結果とほぼ対応している. また, 本論では図示しないが, $H_b/L_b \sim h_b/L_b$ あるいは $Y_b/h_b \sim h_b/L_0$ (Y_b は砕波峰高) の関係もゼロ・

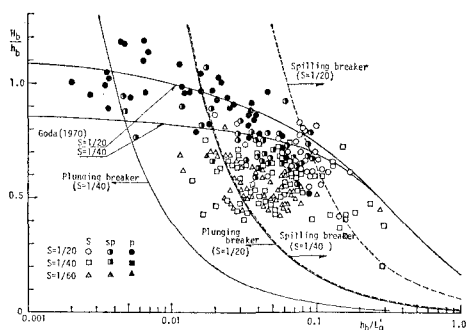


図-2 H_b/h_b と h_b/L_0 との関係

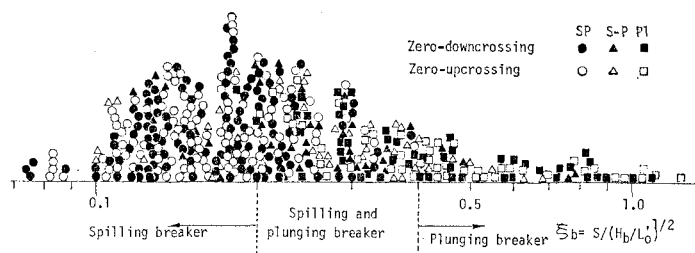
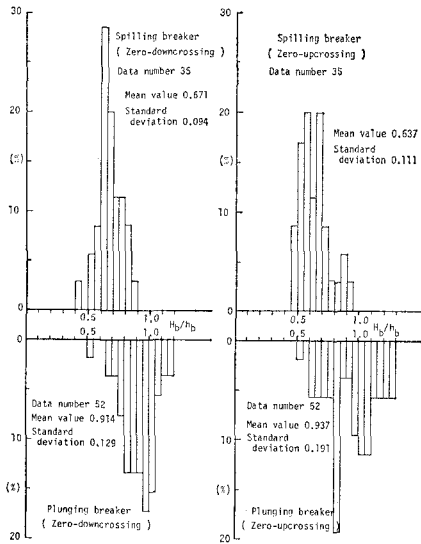


図-1 砕波型式と surf similarity parameter ξ_b

アップクロス波, ゼロ・ダウングロス波に関係なく規則波に対して提案された値より一般に小さく, 同一の波高と周期を持つ規則波より砕波し易いことが認められたが, それぞれの関係式を実験的に定式化することは実験資料の不足もあり困難であった. ところで, 図-2 によると, H_b/h_b は spilling breaker より plunging breaker に対する方が総体的に大きい. $S=1/20$

図-3 H_b/h_b の頻度分布

の場合は、図-3 に示すように、plunging breaker で $H_b/h_b=0.94\pm0.192$ ，spilling breaker で $H_b/h_b=0.671\pm0.094$ となる。したがって、碎波型式別の論議をする場合は碎波型式に対応した H_b/h_b の値を用いなければならない。なお、図-3 には、ゼロ・アップクロス波に対する値も示されているが、標準偏差はゼロ・ダウンクロス波より大きく実験値のばらつきが大きい。

Weisher and Byrne は現地風浪の碎波波高 H_b は Komar and Gaughan¹¹⁾ の提案式 (2) で予測できることを示している。この場合、

$$H_b=0.39g^{1/3}(H_0^2T)^{2/5} \quad \dots\dots(2)$$

彼らは H_0 を微小振幅波理論を用いて H_b から逆算している。式 (2) は微小振幅波のエネルギー・フラックス保存則より誘導されているので、Weishar らの推算法 H_0 を用いる限り、実験値と式 (2) の対応性はある程度よいはずである。式 (2) の 0.39 は $H_b/h_b=0.71$ に対する値である。本実験の H_b/h_b は 1.2 と 0.2 の範囲にばらつくが (図-2 参照)、Weishar らと同じ手法で H_0 を求めて式 (2) とゼロ・ダウンクロス波の実験値を比較すると、図-4 に示すように、両者の対応性はよい。なお、 T は碎波時のゼロ・ダウンクロス波の周期である。また、 H_0 と L_0 を H_b と L_b より微小振幅波理論により逆算すれば、無次元碎波波高 H_b/H_0 は式 (3) で算定することも可能である (樺木・岩田¹²⁾)。

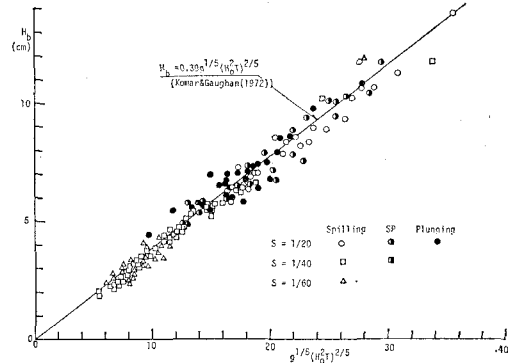


図-4 碎波波高

$$\frac{H_b}{H_0}=0.65S^{1/7}(H_0/L_0)^{-1/4}+0.32; \quad \text{for } 0.9 < S^{1/7}(H_0/L_0)^{-1/4} < 3.8 \quad \dots\dots(3)$$

なお、式 (2) 及び式 (3) の使用に際しては、 H_b と L_b を微小振幅波理論を用いて算定できる可能性を別途検討しておかなければならない。

5. 波高と周期の統計的性質

発生波の波高と周期の頻度分布は、図-5 に示すように ($h=75$ cm)、ゼロ・アップクロス波とゼロ・ダウンクロス波ともほぼ等しく、波高については Rayleigh 分布に、周期についてはほぼ T^2 -Rayleigh 分布形状 (Bretschneider¹³⁾) となる。しかし、波が浅海に進み、砕けて碎波帯を形成するようになると、波高の分布はゼロ・アップクロス波とゼロ・ダウンクロス波とはかなり異なる

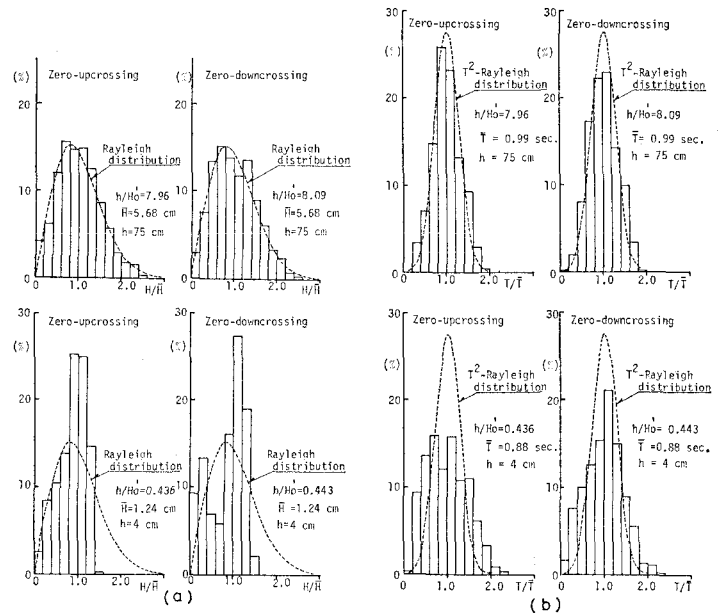


図-5 波高と周期の頻度分布

ってくる。すなわち、図-5(a)に一例として示されているように($h=4.0$ cm), ゼロ・ダウンクロス波の波高分布の特徴的な点は明確な2つのピーク値を有することである。このことはゼロ・ダウンクロス波は砕波により生じた擾乱波を比較的是っきり表現できることを示しており、堀田・水口らの現地観測結果と同じである。一方、周期の分布については、ゼロ・ダウンクロス波は波高分布と異なり必ずしも明確な2つのピーク値を示さないこと(図-5(b)参照), ゼロ・アップクロス波の周期分布はゼロ・ダウンクロス波のそれより平たくなることが指摘できる。また、ゼロ・ダウンクロス波とゼロ・アップクロス波の最大波波高比($H_{\max}^d/H_{\max}^u$), 1/10 最大波波高比($H_{1/10}^d/H_{1/10}^u$)と有義波波高比($H_{1/3}^d/H_{1/3}^u$)は、図-6(a)に示すように、 H_0/L_0 が大きくなるにつれて大きくなるが、 $H_{1/10}^d/H_{1/10}^u$ と $H_{1/3}^d/H_{1/3}^u$ は1を越すことは少なく、ゼロ・アップクロス波の1/10 最大波波高と有義波波高はゼロ・ダウンクロス波の値より大きくなっている。なお、図-6の上つき u と d はおののゼロ・アップクロス波とゼロ・アップクロス波を示す。一方、周期比についても、図-6(b)に示すように、 H_0/L_0 の効果は上述の波高比とほぼ同様であるが、著しく異なるのはつぎの点である。すなわち、波高比が最も大きくなる $h/H_0 \cong 1.0$ 前後で周期比($T_{\max}^d/T_{\max}^u$, $T_{1/10}^d/T_{1/10}^u$, $T_{1/3}^d/T_{1/3}^u$)は極小となることであり、この点波高比と対照的である(図-6(a)参照)。このゼロ・ダウンクロス波の周期($T_{\max}^d$, $T_{1/10}^d$, $T_{1/3}^d$)がゼロ・アップクロス波の周期より小さくなる原因としては、① 砕けた波は前傾波形を示すこと、② 砕波に伴ない擾乱波が形成されることなどのため、波高の大きい波についてはゼロ・

ダウンクロス法による定義法の方が短い周期を与えるものと推察される。

ところで、不規則波の砕波変形を取扱っていく場合、緒言でも若干触れたように、砕波は波先前面部に気泡を伴う乱れが形成される現象、plunging breakerのように波頂が波谷へおおいかぶさる現象、あるいは Battjes and Janssen のように段波モデルを用いる場合などにおいては、波前面の波谷が重要な意義を有する。さらに上述の波高と周期の分布では砕波による擾乱波をゼロ・ダウンクロス波は比較的是っきり説明できると考えられるので、不規則波の砕波変形を論ずる場合ゼロ・ダウンクロス波の方が適しているといえよう。以後、 $S=1/40$ の

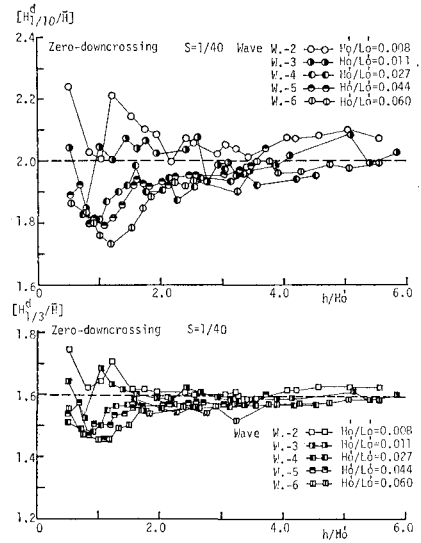


図-7 $H_{1/10}^d/\bar{H}$ と $H_{1/3}^d/\bar{H}$ の値 ($S=1/40$)

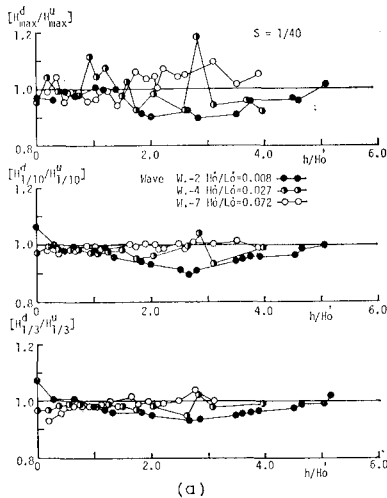
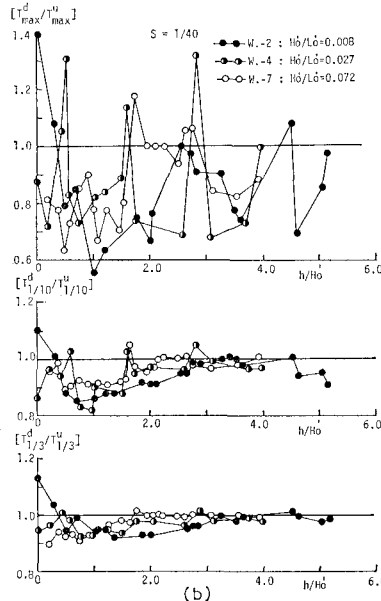
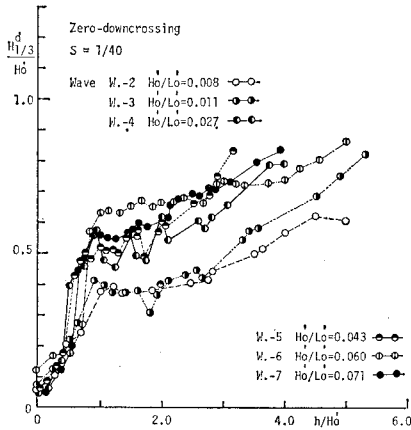
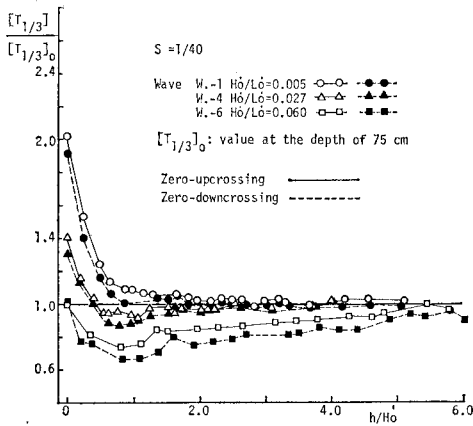


図-6 ゼロ・アップクロス波とゼロ・ダウンクロス波の波高比と周期比 ($S=1/40$)



場合のゼロ・ダウンクロス波の波高と周期の変化について若干述べておく。

ゼロ・ダウンクロス波の波高比 $H_{1/10}^d/\bar{H}$ と $H_{1/3}^d/\bar{H}$ は、図-7 に示すように、 $H_0/L_0 \geq 0.027$ の波に対して、砕波が生じ始める $h/H_0 \cong 2.0 \sim 3.0$ 近傍より大きく減少し、 $h/H_0 \cong 1.0$ で極小値を示した後再び増大する。一方、 $H_0/L_0 \leq 0.011$ の波については、 h/H_0 の減少に伴い、むしろ変動しながらも増加していく傾向が認められる。なお、実験値は波高が Rayleigh 分布、水位変動が正規分布するときの値 $H_{1/10}/\bar{H} \cong 2.0$,

図-8 $H_{1/3}^d/H_0'$ と h/H_0' の関係 ($S=1/40$)図-9 $[T_{1/3}]/[T_{1/3}]_0$ と h/H_0' の関係

$H_{1/3}/\bar{H} \cong 1.6$ より $h/H_0' < 3.0$ で著しく異なるが、これは波高分布が Rayleigh 分布から大きくずれることに原因する。有義波高の水深減少に伴う変化は、図-8 に示すように、碎波帯の始端水深 $h/H_0' \cong 2.0 \sim 3.0$ ではそれ以深の波高より若干大きくなるものの規則波の碎波のような著しい波高の増加は認められない。なお、本論では図示していないが、 H_{max}^d/H_0' と $H_{1/10}^d/H_0'$ についても同様のことが認められた。一方、周期については、 T_{max} 、 $T_{1/10}$ 、 $T_{1/3}$ とも水深減少に伴い碎波帯内では一度減少するが、汀線近傍で再び増大する(図-9 参照)。この周期の変化は沖波波形勾配が大きいくほど、また水底勾配が大

きいほど、碎波帯内で減少する割合が小さく、逆に汀線近傍での増加は著しく大きくなるなどの実験事実が見い出された。

7. 結 言

本論では不規則波の碎波限界と碎波変形に伴う波高と周期の統計的性質について水理実験結果に基づき論じてきた。今後、こういった波高と周期の統計的性質の変化を予測する計算手法の開発を行なっていきたいと考えている。本研究の一部は文部省科学研究費自然災害特別研究(1)「高潮の発生機構とその極値に関する研究」(京大防災研土屋教授代表)によったことを付記する。

参 考 文 献

- 1) Battjes, J. A.: Setup due to irregular waves, Proc. 13th ICCE, Vancouver, pp. 1993~2004, 1972.
- 2) Battjes, J. A. and J. P. F. M. Janssen: Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th ICCE, Hamburg, pp. 569~587, 1978.
- 3) 合田良実: 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻第3号, pp. 60~106, 1975.
- 4) 榎木 亨・岩田好一郎・東 俊夫: 不規則波による平均水位変動に関する研究, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 184~188, 1978.
- 5) 堀田新太郎・水口 優: 碎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, 1979.
- 6) Battjes, J. A.: Surf similarity, Proc. 14th ICCE, Copenhagen, pp. 466~480, 1974.
- 7) Weishar, L. L. and R. J. Byrne: Field study of breaking wave characteristics, Proc. 16th ICCE, Hamburg, pp. 487~506, 1978.
- 8) Galvin, C. J.: Breaker type classification on three laboratory beaches, Jour. Geophys. Res., pp. 3651~3659, 1968.
- 9) 合田良実: 碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第108号, pp. 39~49, 1970.
- 10) 岩垣雄一・木村 晃: 斜面上における不規則波の碎波に関する研究, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 102~106, 1977.
- 11) Komar, P. D. and M. K. Gaughan: Airy wave theory and breaker height prediction, Proc. 13th ICCE, pp. 405~418, 1972.
- 12) 榎木 亨・岩田好一郎: 不規則波の碎波限界に関する実験的研究, 昭和55年度土木学会関西支部年講演概要, II-65-1~2, 1980.
- 13) Bretschneider, C. L.: Wave variability and wave spectra for wind-generated gravity waves, BEB Tech. Memo. No. 113, 1959.