

現地データによる長周期波発生理論の検証

加藤 一正*・中村 聡志**・池田 直太***

1. はじめに

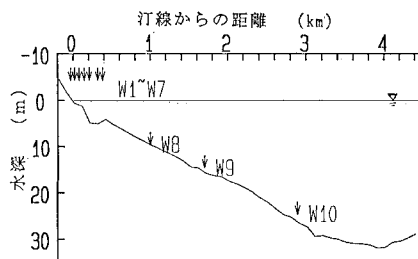
周期1～数分の長周期波は、荒天時には顕著になりしかも汀線で波高が最大になる。加藤ら(1989)は、この長周期波の特性に注目して、荒天時の前浜侵食と長周期波の関連を現地データに基づいて考察し、前浜の侵食限界レベルが汀線での潮位と長周期波の波高によって決まることを明らかにした。この結果は、荒天時の長周期波の波高を予測することができるならば、時化時の海浜の急激な侵食の程度を前もって知ることが可能になることを示している。さらに一步進めると、長周期波の発生を抑制することによって、台風や低気圧通過時の急激な海浜侵食を軽減するという新しい観点にたった海岸防災工法の開発まで発展する。これらの研究において、最初に行なければならないことは、長周期波の発生機構を明らかにすることである。

本研究は、前報(加藤ら、1990)で沖の波の連なりと碎波帯内の長周期波の関連を明らかにしたのに続き、長周期波の発生機構に関する既存の理論を現地データで検証したものであり、併せて沖波諸元から碎波帯内の長周期波の波高をその発生機構を考慮して推定することを試みたものである。

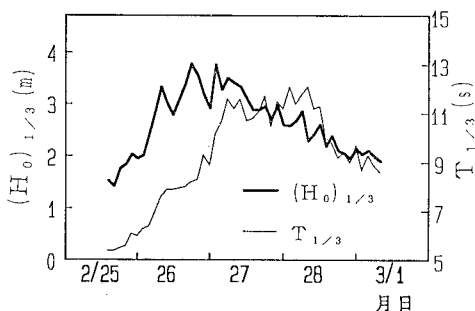
2. 現地観測およびデータ解析

茨城県鹿島灘に面する海岸にある波崎海洋研究施設において、波高計10台を、海岸線直角方向の一直線上(図一1参照; 観測栈橋上に7台、水深9m, 14m, 24mの地点に各1台)設置し、1989年2月25日～3月1日の間と1989年10月6日～9日の間の2回にわたり、波形の2時間連続同時測定(サンプリング間隔は0.4s～0.5s)を6時間間隔で行った。図一2、図一3は鹿島港で観測されたそれぞれ1回目、2回目の観測時の沖波有義波である。1回目は極大有義波高3.7m、2回目は4.2mのともに時化時の観測であった。

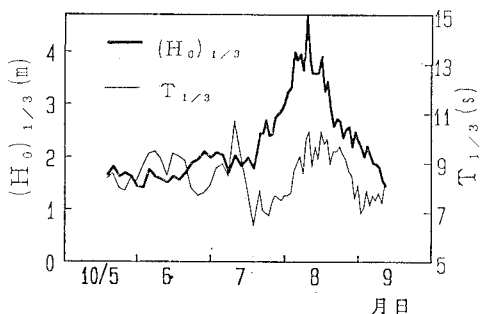
得られたデータをもとに、各地点の長周期波の波高・



図一1 波高計の配置図



図一2 2月の観測期間中の沖波有義波



図一3 10月の観測期間中の沖波有義波

周期は0.04 Hz以下のスペクトルの0次と1次モーメントから計算した。同時に、波の包絡線をスプライン補間で近似した後に、波の連なりの変動幅 ρ_{rms} と繰り返周期 T_R を求めた。これらの定義ならびに計算方法については、加藤ら(1990)を参照されたい。

* 正会員 工博 港湾技術研究所 漂砂研究室長

** 正会員 工修 港湾技術研究所 漂砂研究室

*** 正会員 港湾技術研究所 波浪研究室

3. 既存の理論の検証

合田 (1975) は、実験と現地データをもとに沖波諸元から任意水深地点のサーフビート (長周期波) の波高を推定する式 (1) を提案した。

$$H_L = \frac{A H_0}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0}\right)}} \quad A \text{は定数}(=0.04) \dots (1)$$

ここで、 H_L はサーフビートの波高、 H_0 、 L_0 は沖波有義波高と周期、 h は水深である。式 (1) は、経験的に得た式であり長周期波の発生機構を考慮したものではないが、きわめて簡便な式であるので検証の対象とした。

前報 (加藤ら、1990) で、沖の波の連なりと砕波帯内の長周期波の強い関連性が認められたので、波の連なり現象を取り込んだ以下の2つの長周期波発生理論を検証の対象とした。

Longuet-Higgins and Stewart (1962) は、radiation stress の概念を利用して、高波が連なったところで平均水位が低下して長周期波ができるとした。この長周期波は、波群とともに進行する拘束波であり、砕波の過程で自由長波になると考えられた。

一方、Symonds, Huntley and Bowen (1982) は、波の連なりを有する波が浅海域に入射すると、砕波位置が岸沖方向に変動することによって砕波帯内の wave set-up 量が変化して、長周期波が発生すると考えた。

これら2つの理論には、前者は radiation stress を砕波帯外で考慮し、後者はそれを砕波帯内で考慮したという違いがある。なお、これらは理論検討がなされただけであり、いずれも現地データによる検証は十分ではない。

(1) 合田 (1975) の経験式の検証

図-4 は、水深 24 m 地点で測定した有義波諸元を用いて式 (1) で計算した砕波帯内の H_L と砕波帯内で観測した長周期波の波高 (空間平均値) を比較したものである。ただし、式 (1) において $A=0.036$ とし、水深 h は砕波帯内の平均水深 3 m とした。計算値と観測値は

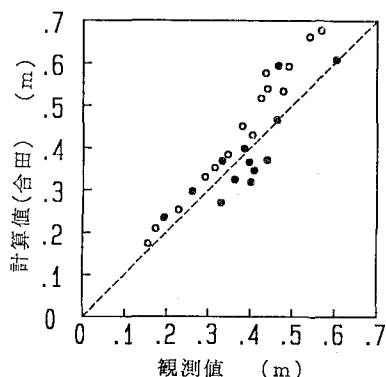


図-4 合田の式の検証 ($A=0.036$)

よく一致するので、合田の式は、自然海岸の長周期波の推定および海岸の侵食予測には適用できると考えられる。しかし、長周期波の発生機構に立ち入っていないので、構造物がある場合には必ずしも適用できるとは限らない。

(2) Longuet-Higgins ら (1962) の理論の検証

砕波帯内の波形データをもとに、個々の波高とそのときの水位の関係を調べた。水位はスペクトル解析の後 0.04 Hz 以下の成分を再合成することによって求めた。

図-5 は、1989 年 2 月 27 日に水深 14 m で観測したデータをもとに、個々の波高と水位の関係をプロットしたものである。図中の実線は、Longuet-Higgins らの理論式

$$\eta = -\frac{1}{\rho(g h - C_g^2)} S_{xx} + \text{const.} \dots (2)$$

である。ここで、 S_{xx} は radiation stress、 C_g は群速度である。なお式 (2) 中の const は $\bar{\eta}$ (平均値) が 0 となるように決めた。この結果によると、波高の大きいところで水位が下がるという傾向があるものの、データは非常にバラつく。さらに、個々の波高 (および周期) を式 (2) に代入して計算した η をもとに、

$$H_{L \text{ out}} = 4 \sqrt{\eta^2} \dots (3)$$

で長周期波の波高を計算し、観測された長周期波の波高と比較した。図-6 は、水深 24 m 地点の全データにつ

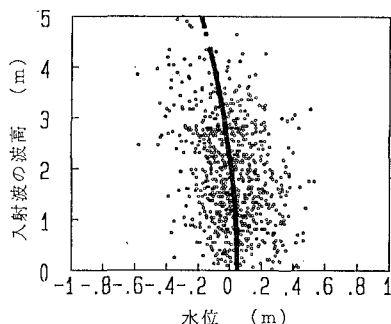


図-5 砕波前の水位と波高の関係 (水深 14 m 地点)

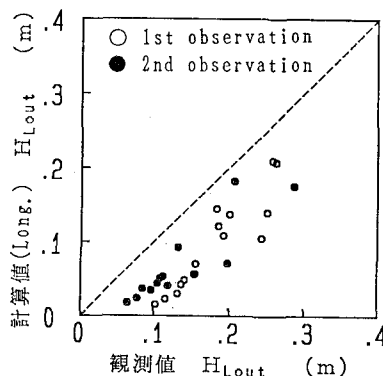


図-6 沖での長周期波の波高の観測値と計算値の比較

いての結果である。計算値は、観測値との間に正の相関はあるものの、小さい。なお、碎波帯内については、碎波後の自由長波の計算を行なって観測値と比較したがやはり計算値の方が小さかった。

(3) Symonds ら (1982) の理論の検証

検証では、以下の修正とデータの取り扱いを行なった。

a) 波の伝播にともなう碎波の時間遅れの追加

Symonds らは、碎波位置が波の連なりの変動と同じように岸沖に変化すると仮定して理論的考察を行なった。ところが、低波は高波より岸寄りで碎波するため、碎波点まで伝播する時間だけ遅れて碎波する。

図-7 は、この時間遅れを示す概念図である。座標系は汀線を 0 として沖向きに正としてあり、 X_1 , X_2 はそれぞれ最も小さい波、最も大きい波の碎波点である。碎波点近傍での波速を $\sqrt{gh}$ とし、海底勾配を $\tan \beta$ とすると、低波が X_2 から X に伝播するに要する時間 t_b は、

$$t_b(X) = \frac{2(\sqrt{X_2} - \sqrt{X})}{\sqrt{g \tan \beta}} \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。したがって、 X 地点が碎波帯内に位置する時間帯 $t_1 \sim t_2$ は、それぞれ

$$\left. \begin{aligned} t_1(X) &= t_b(X) - \frac{T_R}{2\pi} \cos^{-1} \left(\frac{X - \bar{X}}{Da} \right) (=0) \\ t_2(X) &= t_b(X) + \frac{T_R}{2\pi} \cos^{-1} \left(\frac{X - \bar{X}}{Da} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$\bar{X} = (X_1 + X_2)/2, Da = (X_2 - X_1)/2$$

で表される。ここで T_R は波の連なりの繰返し周期であり、逆関数は $(0, \pi)$ で定義してある。式 (5) において、 $t_1(X) \geq 0$ となる状態は、岸に伝播する低波が碎波する前に次の波が碎波することを意味し、その時点で X 地点は碎波帯内に位置する。つまり、この状態のもとでは、 $t_1(X) = 0$ としなければならない。具体的に計算したところ、ほとんど全域でこの状態になった。

式 (5) を Symonds ら (1982) と同様に無次元化し

て、原論文の式 (9), (10) を計算すると、

$$\left. \begin{aligned} a_n(x) &= \frac{\sin n\tau}{n\pi} \cdot \cos t_b \\ b_n(x) &= \frac{\sin n\tau}{n\pi} \cdot \sin t_b \end{aligned} \right\} n=1, 2, 3, \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここで t_b は無次元化したものである (その他の記号の定義は原論文を参照されたい)。式 (6) を外力項の係数とし、 $n \leq 3$ について計算した。

b) 波の連なりの繰返し周期

Symonds らの理論では、沖での連なりの繰返し周期 T_R が碎波帯内の長周期波の周期となる。そこで、逆に碎波帯内で実測した長周期波の周期を参考に、 T_R を定義する方法を検討した。その結果、スプライン補間で求めた波の包絡線 $\rho(t)$ (加藤ら, 1990) の上位 1/10 の平均値 $\rho_{1/10}$ を基準値として、これを越える繰返し周期を波の連なり唐期 $T_R(\rho_{1/10})$ とすれば、碎波帯内の実測周期と一致することがわかった。ここで、カッコ内は $\rho_{1/10}$ を基準値としたことを意味する。

c) 碎波位置

連なりのある波が浅海域へ入射するときの個々の波の碎波について明確な指標がないので、以下のように取り扱った。まず、沖での波の連なりに伴う波高は、連なりの繰返し周期 $T_R(\rho_{1/10})$ で正弦的に変動すると仮定して、

$$\rho(t) = \bar{\rho} + a \cdot \cos \frac{2\pi}{T_R} t \quad \dots\dots\dots (7)$$

とした、ここで $\bar{\rho}$ は $\rho(t)$ の時間平均値 (H_{mean} に相当) である。式 (7) から、次の関係式が導ける。

$$a = \sqrt{2} \sqrt{\frac{1}{T_R} \int_0^{T_R} (\rho(t) - \bar{\rho})^2 dt} = \sqrt{2} \rho_{\text{rms}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

式 (8) に、観測値 ρ_{rms} (加藤ら, 1990) を代入することによって、 a が定まる。

そうすると、 X_1 地点、 X_2 地点で碎波する波の波高は、それぞれ、 $\bar{\rho} - a$, $\bar{\rho} + a$ となる。これらの波高を、波群中の低波、高波の代表値であるとみなして、合田 (1975) によって提案された有義波の最大値が出現する水深を計算し、 X_1 , X_2 地点の水深とした。

d) 海底勾配

Symonds らの理論によると、碎波点の変動は造波板の変動と水理学的に同じ効果を有している。このことから、碎波点の変動幅 (造波機のストローク) は、発生する長周期波の波高を決める要因の一つとなっていることは容易に推察できる。したがって、碎波帯幅を規定する海底勾配としては、波が碎けるところの範囲に注目する必要がある。図-1 に示した海底断面地形から $\tan \beta = 1/140$ とした。この設定のもとに、 X_1 , X_2 地点の水平位置を決めた。

このようにして、決めた $T_R(\rho_{1/10})$, a , X_1 , X_2 , $\tan \beta$

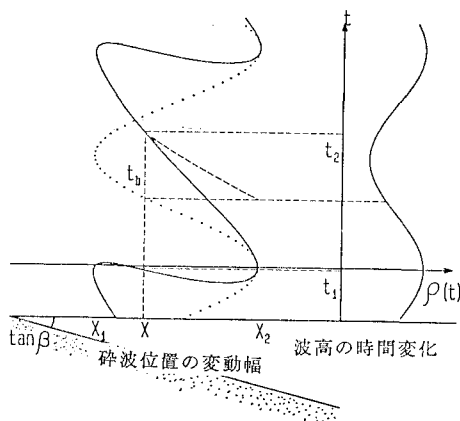
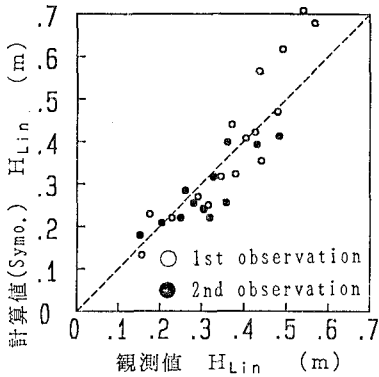


図-7 碎波位置の変化の概念図

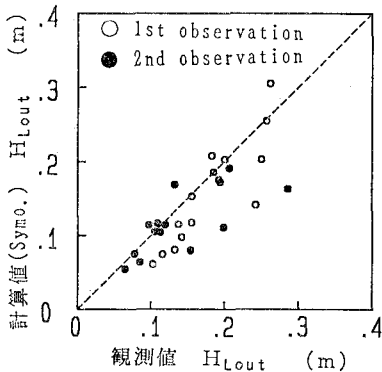


図—8 砕波帯内の長周期波の実測値と Symonds らの理論による計算値の比較

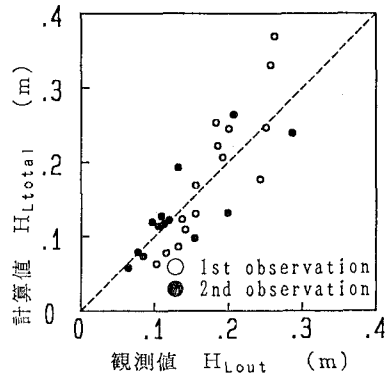
を用いて、波の伝播による砕波の遅れを考慮した修正理論で、砕波帯内の長周期波を計算した。図—8は、計算値と観測値を比較したものである。ただし、ここで観測値とは、W3～W7 地点における長周期波の波高の観測値の平均値であり（W1 と W2 地点は、干出したときのデータが含まれる）、計算値は、それらの地点と同じ水深における平均値である。図—8によると、計算値と観測値の間には、若干のデータのバラつきはあるものの、ほぼ1対1の関係があることが分る。

Symonds らの理論を、造波板による造波としてとらえると容易に理解できるように、砕波点の変動によって、沖側（造波板の背後）にも長周期波が発生する。したがって、砕波帯外では、この長周期波と海浜で反射した長周期波が合わさって沖へ進行する。計算では、この2つの長周期波を合成した波高が求まる。図—9は、砕波帯外の水深 14 m 地点における、計算値と観測値を比較したものである。観測値と比べて計算値がやや小さくなる傾向がある。

Longuet-Higgins らの理論によって計算した砕波帯外の長周期波の波高も、観測値より小さくなっていた（図



図—9 砕波帯外の長周期波の実測値と Symonds らの理論による計算値の比較



図—10 砕波帯外の長周期波の実測値と Symonds ら、Longuet-Higgins らの理論の合成波高の比較

—6). Longuet-Higgins らによる式 (2) は、連なりを有する波が一方に進行するときの radiation stress の勾配によって生じる長周期水位変動を表すものであり、浜で反射して沖へ進行する長周期波や、砕波帯で発生して沖方向へ進行する長周期波を考慮していない。一方、Symonds らの理論では、砕波帯外の radiation stress の勾配を計算に取り込んでいない。したがって、両者の理論を合わせることによってお互いの不足を補うことができると考えられる。そこで、

$$H_{Ltotal} = \sqrt{H_{Long.}^2 + H_{Symo.}^2} \dots \dots \dots (9)$$

で合成することによって、砕波帯外の長周期波の波高を計算した。ここで、 $H_{Long.}$ は Longuet-Higgins らの理論による波高（図—6）、 $H_{Symo.}$ は Symonds らの理論を修正して計算した波高（図—9）である。図—10は、 H_{Ltotal} と水深 14 m 地点の観測値を比較したものである。図—8 に比べるとデータのバラつきはやや大きいものの、両者の関係はほぼ1対1対応を示す破線の周りにプロットされている。

なお、波の伝播による砕波時間の遅れを考慮しない計算（Symonds らの原理論）も行なったが、その結果は、観測値と比べて1オーダー大きくなった。

4. 沖波諸元を用いた砕波帯内の長周期波の波高推定

砕波帯内の長周期波の波高は、Symonds らの理論を修正することによって、 $T_R (\rho_{l/10})$ と $a (= \sqrt{2} \rho_{rms})$ を外力条件として計算できることがわかった。ところが、連続 20 分間で実施されている通常の波浪観測の波形データは、 T_R 、 ρ_{rms} を求めるには、データ長が短かすぎる。もし、通常観測で得られた有義波高 $H_{1/3}$ 、有義波周期 $T_{1/3}$ から T_R と ρ_{rms} が推定できるならば、これまでに多くの海岸で蓄積された波浪データや今後も定常的に観測される波浪データをもとに、砕波帯内の長周期波の波高を見積ることが可能になる。そこで、今回の観測に

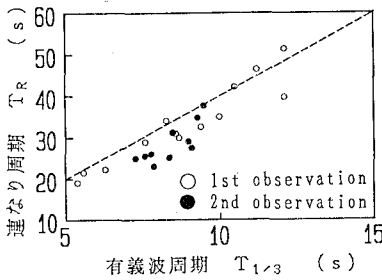


図-11 連なりの周期と沖波の有義波周期の関係

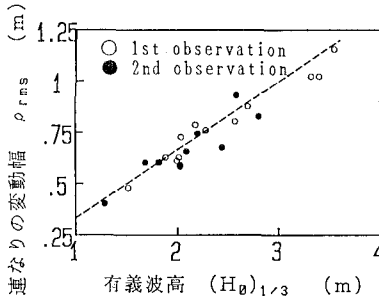


図-12 連なりの変動幅と沖波の有義波高の関係

において、水深 24 m 地点で得られた波形データ（各 2 時間連続）を用いて T_R 、 ρ_{rms} と有義波の関係調べた。

図-11 は、波の連なりの繰り返し周期 T_R ($\rho_{1/10}$) と有義波周期 $T_{1/3}$ の関係をプロットしたものである。両者の間には、図中直線で近似した。

$$T_R(\rho_{1/10}) = 4 T_{1/3} \quad \dots\dots\dots (10)$$

の関係がある。

また、図-12 は、波の連なりの変動幅 ρ_{rms} と有義波高 $H_{1/3}$ の関係をプロットしたものである。やはり、両者の間には図中の直線

$$\rho_{rms} = 1/3 H_{1/3} \quad \dots\dots\dots (11)$$

で近似される高い相関がある。

式 (10)、(11) の関係を用いると、沖波有義波諸元か

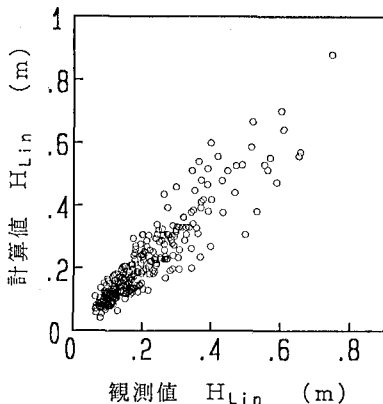


図-13 年間の長周期波高の観測値と計算値の比較

ら砕波帯内の長周期波の波高を計算できる。このことを検証するために 1989 年 1 年間の毎日正午に鹿島港で 20 分間観測された沖波有義波・周期をもとに、式 (8)、(10)、(11) で $T_R(\rho_{1/10})$ と a を求め、海底勾配を 1/140 として Symonds らの理論修正によって、砕波帯内の長周期波の波高を計算し平均値を求めた。図-13 は、計算結果を波崎海洋研究施設で定常的に観測（加藤ら、1989）している W3~W7 地点の長周期波の波高の平均値と比較したものである。計算値と観測値はほぼ一致している。

5. おわりに

本研究で得られた主要な結論は以下のとおりである。

- (1) 自然海浜の砕波帯内の長周期波の波高は、合田の経験式によって推定できる。
- (2) 波群に拘束された長周期の波の存在は認められた。しかし、その波高の平均値より小さく、これだけでは現地での長周期波を説明できない。
- (3) 砕波帯内の長周期波の波高は、Symonds らの理論に波の伝播にともなう砕波の遅れの修正を加えることによって計算できる。
- (4) 破波帯外の長周期波の波高は、沖に進行する長周期波 (Symonds らの理論) と波の連なりに拘束された長周期波 (Longuet-Higgins らの理論) の合成によって表すことができる。
- (5) 沖波有義波と波の連なりとの関連を用いると、沖波有義波から (3) の方法によって砕波帯内の長周期波の推定できる。

なお、現地調査では当所波浪研究室、漂砂研究室の諸氏から多大な協力を頂いた。鹿島港の波浪データの使用にあたっては、第二港湾建設局鹿島港工事事務所、当所海洋水理部海象観測研究室のご協力を頂いた。データ解析、結果の解釈では高山波浪研究室長からいろいろと貴重な助言を頂いた。ここに記し謝意を表したい。

参考文献

- 合田良実 (1975): 浅海域における波浪の砕波変形, 港研報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 59-106.
- 加藤一正・中村聡志・池田直太 (1990): 波の連なりと長周期波の関連に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 101-105.
- 加藤一正・柳嶋慎一・栗山善昭・磯上知良 (1989): 荒天候のバーム地形の侵食—長周期波に注目した現地観測—, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 354-358.
- Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beat', J. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 481-504.
- Symonds, G., D. A. Huntley and A. J. Bowen (1982): Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time-varying breakpoint, J. Geophys. Res., Vol. 87, c1, pp. 492-498.