

浅海域における現地波浪の波群性と長周期波

堀江 岳人*・関 克己**・水口 優***

長周期波は港湾副振動などの海岸災害の一要因であり、その特性を把握する事は重要である。これまでいくつかの波群性指標が提案されているが、適切なものは何かという事では議論のある所である。本研究では、極浅海域における風波の特性から包絡波の特性、長周期波の特性を算定することを試みる。その過程で波群性指標についても検討した。その結果、①平均的には包絡波波高および長周期波波高は風波波高から、包絡波周期はスペクトル幅パラメータと風波周期から推測できる、②実測長周期波の全パワーと拘束長周期波の全パワーの比は、風波の相対水深の減少に伴い減少する、などを示した。あわせて③包絡波の波高と周期を用いて波群性を簡便に表すことを提案した。

1. 序 論

長周期波は港湾の副振動(例えば平石ら, 1996)、船舶係留索の切断事故および海岸侵食などを引き起こす要因であり、風波やうねりと重なって越波などの海岸災害を増幅させていると考えられる(例えば笠井ら, 1999)。なおここでの長周期波は津波や潮汐の事ではなく、風波と関連のある周期にして数分程度の波を示している。極浅海域では風波成分は砕波によってかなりのエネルギーを失うが、長周期波成分は波形勾配が風波成分と比較した場合非常に小さく砕波せず、汀線付近において重複波の腹を形成する。この事より長周期波成分は極浅海域で主要な成分となると考えられ、その特性を把握する事は重要である。

波群は高い波が数波連なって現れる現象であり、海岸および海洋構造物の安定(例えば、防波堤の滑動)などに大きく影響を及ぼすと考えられる。波群の本来の意味は波の連なりの度合いを意味するが、最大波高に準ずる大きな波高を持つ波の出現頻度が高い場合にも、波群が発達した状態として広義に捉えられるようになってきている。これまで波群の連長 J_1 , J_2 や Groupiness Factor (以下 GF) などの波群性指標が提案されているが、適切なものは何かと言う事では議論のある所である。

中谷ら(1998)は、高波浪時浅海域の長時間連続観測水位変動データに対して、風波の包絡波に着目した解析を行い、長周期波の特性および波群との関係について検討し、浅海域では自由長周期波の存在を無視出来ない事を示している。また堀江ら(2002)は中谷らと同じデータを用いて、風波スペクトルから長周期波スペクトルを推定するモデルの提案をするともに、また長周期波成分および包絡波成分の特性は、風波成分から推定可能である事を示している。

本研究は堀江ら(2002)に引き続き、極浅海域の現地

観測データの解析結果から、風波→波群(包絡波)→長周期波の順でそれぞれのパワースペクトルおよび有義波値を算出する推定式を提案する。また推算の過程の中で、波群性指標についても検討する。

2. 現地観測の概要と水位変動データの分離

現地観測は、茨城県波崎海岸において1997年9月2日午前8時25分から5日午前4時44分まで行い、サンプリング周波数5 Hzで計68時間11分59秒間の連続水位変動データを取得した。データ取得には、観測機橋に設置されている空中発射型超音波式波高計(以下、AEUWG)を借用した(図-1参照)。

図-2は岸沖約378 m地点(ch.6)、288 m地点(ch.5)および255 m地点(ch.4)の有義波値の時系列である。有義波高の各 AEUWG における時間変化と水深より、378 m 地点は最高波浪時で砕波帯やや沖の地点、255 m 地点では1次砕波が終了している地点と考えた。いずれの観測地点も極浅海域ということで直入射の一方向波として取り扱う。なお本データを取得中に観測地点の沖合を台風9718号が接近・通過している。

生の水位変動データを、数値フィルターを用いて潮汐成分($f \leq 1/1800$ Hz)、風波成分($f \geq 1/25$ Hz)、長周期波成分($1/1800$ Hz $\leq f \leq 1/25$ Hz)に分離した。長周期波成分のさらなる分離については後述する。風波の包絡波

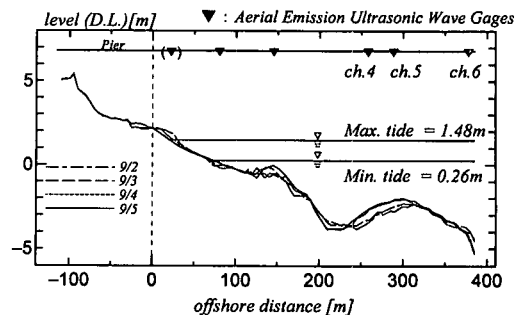


図-1 波高計設置位置と地形変化

* 工修 (株)アルファ水工コンサルタンツ (前中央大学院生)

** 学生会員 工修 中央大学大学院理工学研究科土木工学専攻

*** 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

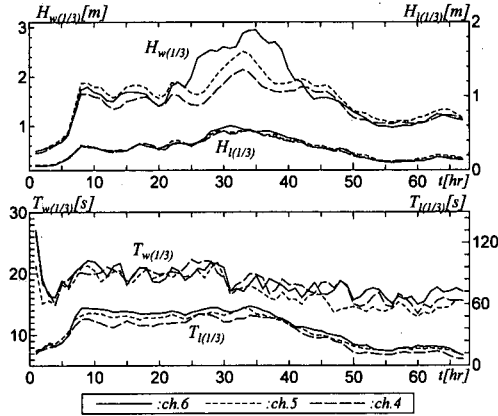


図-2 各測定位置における風波と長周期波の有義波値の時間変化

は水位変動データの絶対値に数値ローパスフィルターを施し、 $\pi/2$ を掛ける List (1992) の方法を適用して風波成分より算定した。また観測開始後 t 時間目 ($t=1, 2, \dots, 67$) を中心とした前後 2^{16} 個 (時間にして約 109 分間)、計 67 個のデータセットを作成した。

3. 波群性指標の検討

(1) 従来の波群性指標

これまで波群の定義方法として、ある程度の高さを持つ波が連続してやってくる程度 (波の連なり) を示す波群の連長 (J_1, J_2) がその 1 つとして考えられている。Longuet-Higgins (1984) は、隣り合う波高間の相関係数 $\gamma_{H_i, H_{i+1}}$ と周波数スペクトルの関係を示し、周波数スペクトル形状 (特にスペクトル幅パラメータ ν) と連長の確率密度分布の関係などを導いている。しかしながらこれらの波群性指標には、波高に関する情報が直接的には入っていない。そこで波群をエネルギーの変動を表すものとして Smoothed Instantaneous Wave Energy History (以下、SIWEH) などがあり、その SIWEH の変動係数として GF が定義されている。しかしながら GF は物理的イメージが描きにくく、かつ成分波間の位相関係に強く支配されるために扱いにくい量となっている。

(2) 包絡波を用いた波群性指標

ここでは波群性を直接的かつ簡便に表すものとして包絡波 (添字 e) を波別解析した波高と周期を用いる事を提案する。波群性を波高変動の大きさ (振幅) と変動の周期として捉えるものである。

包絡波と生データより分離した風波 (添字 w) のそれぞれの有義波高 (以下 $H_{(1/3)}$) と有義周期 (以下 $T_{(1/3)}$) をゼロダウクロス法より算出する。なお、包絡波時系列の平均値は風波の平均波高の $1/2$ に相当する。図-3 は、各 AEUWG の包絡波の有義波高 $H_{e(1/3)}$ と風波の有義波

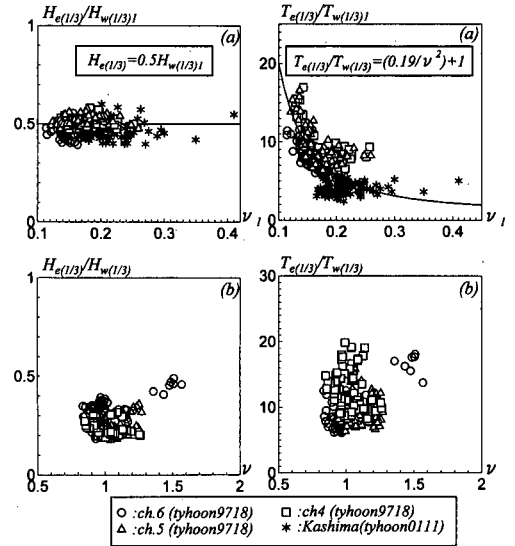


図-3 波高比および周期比とスペクトル幅パラメータ ν の相関

(a) 1 次成分のみ (b) 生データ

(図中の * 印は水深約 25 m 地点のデータである。)

高 $H_{w(1/3)}$ の波高比、包絡波の有義周期 $T_{e(1/3)}$ と風波の有義周期 $T_{w(1/3)}$ の周期比とスペクトル幅パラメータ ν の相関関係を調べたものである (図中の実験式については後述)。なお風波の有義波諸量およびスペクトル幅パラメータについては生の時系列から求めたものに加えてスペクトルの 2 次以上の高周波成分を除いて再合成した時系列から求めたもの (1 次成分のみ、添字 1) も算定した。

観測結果より波高比は、

(a) 1 次成分のみでは ν の変化に関わらず、また碎波帯および非碎波帯に関わらず、ほぼ一定でおおよそ 0.5 である。

$$H_{e(1/3)} = 0.5 H_{w(1/3)} \quad \dots \quad (3.1)$$

(b) 2 次以上も含んだ場合にはばらつきが大きく統一した傾向は見られない。

また周期比は、

(a) 1 次成分のみでは ν が高くなるにつれ周期比は下がり強い負の相関があり以下のような経験式が導かれる。

$$T_{e(1/3)}/T_{w(1/3)} = (0.19/\nu^2) + 1.0 \quad \dots \quad (3.2)$$

(b) 2 次以上の成分も含むと波高比と同様に統一した傾向は見られない。

これらの結果より、包絡波の有義波高は風波の有義波高から、包絡波有義周期はスペクトル幅パラメータ ν と風波の有義周期から推定できると考えられる。ただし風波として 1 次成分の諸量 (特に波高) を用いていることから風波の有限振幅性効果に注意を要する。高波浪時の

非線形な波の代表波高から1次の波高の推定はクノイド波理論を用いる事によって可能であろう。包絡波の個々波の分布特性については後述する。なお包絡波スペクトルと個々波のスペクトルの関係については堀江ら(2002)を参照されたい。

4. 長周期波スペクトル

(1) 0 Hz 付近における長周期波スペクトルの特性

図-4は、ch.6における最大波浪時 ($t=33$ hr) の長周期波(添字 l) のパワースペクトル, 実測の包絡波スペクトルより求めた拘束長周期波のパワースペクトル, 多段斜面の線形長波理論から算出した無次元振幅および水位変動を時間微分することにより得た鉛直方向流速のパワースペクトルを示したものである。

図-4中の岸沖方向の重複波構造を示す無次元振幅 $a(f)/a_s$ の腹節と, 長周期波のパワースペクトル $S(f)_{-l}$ の腹節と考えられる周波数は良く一致しており, 長周期波は汀線付近において重複波構造を形成していると考えられる。また拘束長周期波のパワースペクトルは0 Hzでパワーが最大になる単調減少型であるが, 長周期波のパワースペクトルにはピーク周波数(約0.008 Hz)が存在し, 0 Hzに近づくにつれてパワーが一度減少している。この原因としては, (i) 長周期波の成分には拘束長周期波成分だけではなく自由長周期波成分も存在しており両者が未分離の状態のため, (ii) 周期が長い現象になり底面摩擦が重要となり波動モードから流れモードへと変換する中でパワーを失うため(水口, 1982), などが考えられる。

そこで水位変動と水位変動を時間微分することにより得た水表面での鉛直方向流速のクロススペクトル解析を行った。鉛直方向流速のパワースペクトルを見ると(図-4中 $S(f)_{-w}$), 0.005 Hz よりも低周波数側では長周期波スペクトル形との対応が悪くなり, 0 Hz 付近に近づくにつれてパワーが減少している事がわかる。さらにコヒーレンスとフェイズについて調べると(図-5), 高周波数側ではコヒーレンスは1に近く, また水位変動の微分との関係でフェイズは $\pi/2$ ずれているが, 0.005 Hz 付近より低周波数側でのみコヒーレンスは減少し, フェイズも $\pi/2$ からずれる。これらのことから長周期波のパワーが0 Hz 付近で減少する主要な原因は先の(i)すなわち拘束長周期波と自由長周期波が未分離であるため, と考えることができる。

これらの結果より, 長周期波成分 (1/1800 Hz~1/25 Hz) で有意な波動モードの周波数帯を $0.005 \text{ Hz} \leq f \leq 0.04 \text{ Hz}$ として以後の解析行うことにする。

(2) 観測長周期波と拘束長周期波の関係

実測長周期波の全パワー m_{0-l} と風波のスペクトルの

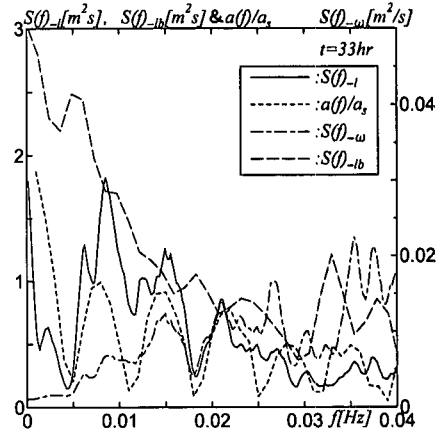


図-4 水位変動とその時間変化率のパワースペクトル (ch. 6)

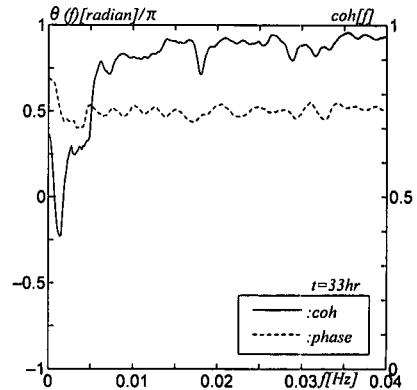


図-5 水位変動とその時間変化率のコヒーレンスとフェイズ (ch. 6)

1 次成分のみより算出した拘束長周期波の全パワー m_{0-lb} の比 (α) について検討する。

現地データに基づく m_{0-lb} の算出方法は以下の通りである。

(i) 風波スペクトルの倍周波数付近およびそれより高周波側のパワーを無視した風波パワースペクトルを用いて, Tayfun (1989) の包絡波理論より包絡波の2乗のスペクトル S_{A^2} を算出する。

(ii) 次に, Longuet-Higgins・Stewart (1962) の理論解 (以下 LHS 解) に風波のピーク周波数と潮汐変動込みの水深を用いて包絡波の2乗のスペクトル S_{A^2} より拘束長周期波スペクトル S_{lb} を算出し, その全パワー m_{0-lb} を求める。LHS 解は,

$$\left. \begin{aligned} \eta_*(x, t) &= -\frac{g}{gh - C_\theta^2} \left(n' - \frac{1}{4} \right) A^2 (x - C_\theta t) = B \left(\frac{A^2}{h} \right) \\ B &= \frac{n' - 1/4}{1 - C_\theta^2/g} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.1)$$

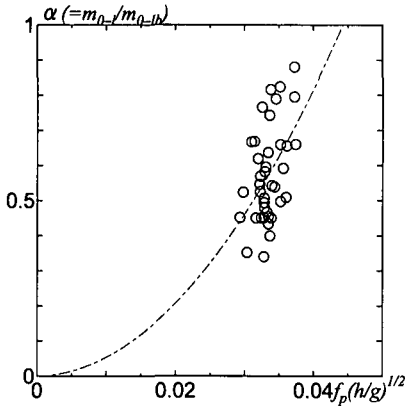


図-6 風波の相対水深と α の関係

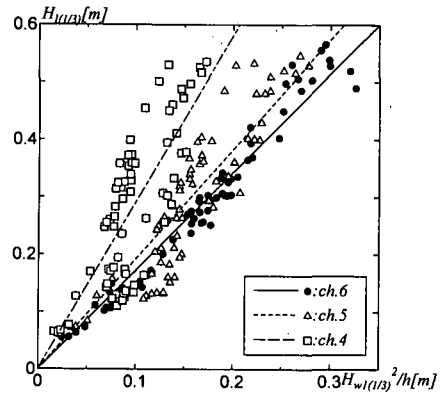


図-7 風波の一次成分有義波高と長周期波の有義波高の関係

で表される。なお、 η^* : LHS 解、 C_g : 基本波の群速度、 C_p : ピーク周波数での波速、 A : 包絡波時系列、 n : C_p と C_g の比、 h : 水深をそれぞれ示す。

拘束長周期波スペクトル S_{lb} から全長周期スペクトル S_l を算出する伝達関数は、波群に伴う長周期波は拘束長周期波と自由長周期波の分離により見かけ上発達するという Mizuguchi (1995) モデルに基づくものを考える (堀江ら, 2002)。この場合、基本波の相対水深が小さいほど拘束長周期波と自由長周期波の分離に時間を要するという事を考慮すると、相対水深の減少に伴い実測長周期波の全パワーと拘束長周期波の全パワーとの比 α の値も 1 から減少すると考えられる (ただし $\alpha \leq 1.0$ である)。これを調べたのが、図-6 である。なお f_p は風波のピーク周波数である。図中の式は

$$\alpha = \begin{cases} 1 & x > 0.045 \\ 500x^2 & 0 < x < 0.045 \end{cases} \quad (4.2)$$

$$x = f_p \sqrt{h/g} \quad (4.3)$$

である。データの範囲が狭いこと、ばらつきが大きい事など今後の修正の余地は大きい。

5. 長周期波の有義波高と波高の頻度分布

図-7 は、各観測地点における 1 次成分のみのパワーから算出した風波の有義波高と実測長周期波の有義波高の関係を式 (4.1) を参考に調べたものである。砕波前および砕波直前の ch.5 および 6 はほぼ同一直線状にあり、自由長周期波を含んだ場合であっても風波の有義波高の二乗に比例することがわかる。ch.4 が ch.5 および ch.6 の直線と一致しないのは、風波成分が完全に砕波している事とバード地形に伴う水深増大が原因と考えられる。なお図-7 中の線は、最小二乗法で 1 次関数を当てはめたものである。砕波前であれば $H_{(1/3)} = 1.7(H_{w(1/3)})^2/h$ なる式が大まかにはあてはまりそうである。

次に ch.6 地点の 1 次成分より算出した風波の有義波

高を用いて、長周期波の有義波高をできるだけ理論的にかつ精度良く推定することを試みる。(i) 包絡波の有義波高を式 (3.1) を用いて、風波の有義波高より算出する。(ii) 拘束長周期波の有義波高を LHS 解 (式 (4.1) 右辺参照) より算出する。式 (3.1) と式 (4.1) より、拘束長周期波の有義波高は

$$H_{lb(1/3)} = \beta B \left(\frac{1}{2} H_{w(1/3)} \right)^2 / h \quad (5.1)$$

と表せる。ただし、 β : 定数である。(iii) 拘束長周期波スペクトルの全パワーと実測長周期波スペクトルの全パワーの比 α を用いて、拘束長周期波の有義波高から長周期波の有義波高を推測する。

図-8 は、風波の有義波高を横軸に取り実測長周期波の有義波高および風波の有義波高から算出した長周期波の有義波高との比較したものである。実測と計算の傾向は良く一致している。式 (5.1) 中の β は、包絡波 (振幅) の平均値が風波の平均波高の 1/2 になることおよび風波の波高分布が Rayleigh 分布となることを考え、1.25 とした。既に述べたように風波の有義波の算定において有限振幅性の影響を無視することが重要である。

図-9 は、ch.6 の風波 (1 次成分のみ)、長周期波および包絡波の有義波高とそれぞれの水位変動 rms 値の比について調べたもので、図-10 は波高の確率分布 (ch.6, $t=8$ hr) である。風波はレイリー分布の一般式より算出される比例定数である 4.004 よりも低い 3.8 程度になりレイリー分布よりも分布幅が狭くなっている。一方包絡波は 3.8 よりも低い比例定数になり、さらに分布幅が狭くなる事がわかる。長周期波はどちらかと言えば風波に似た分布となっている。

6. 主要な結論と今後の課題

波群性を検討した結果より包絡波を波別解析した波高と周期を用いて波群性を簡便に示す指標として提案し

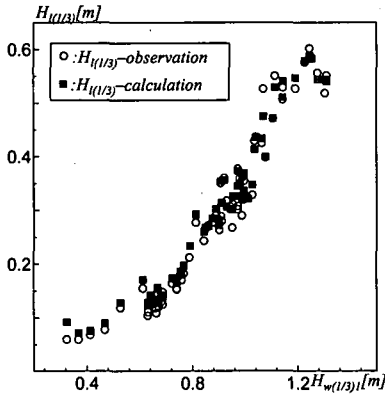


図-8 風波の有義波高と長周期有義波高の比較
(長周期波は実測と風波から算出したもの)

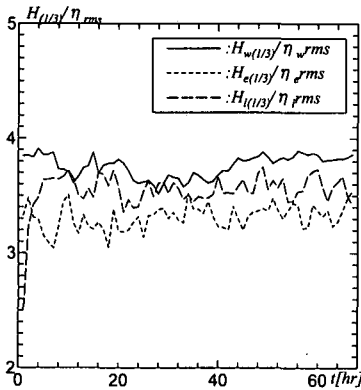


図-9 波高と水位変動の rms との比
(風波, 包絡波, 長周期波)

た。また包絡波の有義波高および有義周期を風波成分の特性から推測し得る事を示した。

長周期波を検討した結果、風波の相対水深の減少に伴い、実測長周期波の全パワーと風波のスペクトルの1次成分のみより算出した拘束長周期波の全パワーの分離比である α の値も減少する。分離比 α の経験式を用いて長周期波の有義波高を推定したものは実測値の傾向を良く示した。

今後の課題は(1)長周期波の周期特性を明らかにする事、(2)波群および長周期波の特性を沖波諸量と関係付ける事の検討などである。

論文作成には都立大学大学院生(前中央大学学生)の清水良平君に協力いただいた。

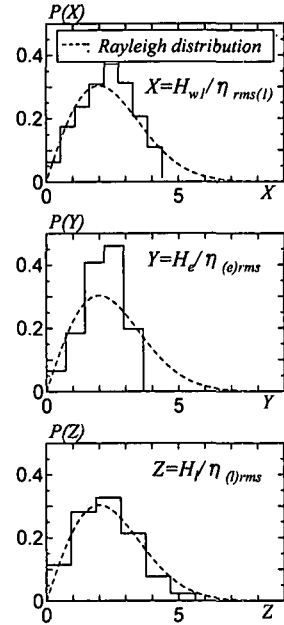


図-10 波高の確率分布
(ch.6, $t=8$ hr)

参考文献

- 笠井雅広・佐藤慎司 (1999): 台風に伴う波浪と長周期変動, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 301-305.
- 中谷耕一・寛田博章・水口 優 (1998): 長時間連続観測データにおける長周期波と波群の特性, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 291-295.
- 平石哲也・田所篤博・藤咲秀可 (1996): 港湾で観測された長周期波の特性, 港湾技術研究所報告, 第35巻第3号, pp. 3-36.
- 堀江岳人・関 克己・水口 優 (2002): ストーム時の波群(包絡波)と長周期波の特性, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 151-155.
- 水口 優 (1982): 砕波帯付近の長周期波のダイナミクスについて, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 130-134.
- List, J. H. (1992): Wave groupiness variation in the nearshore, Coastal Engineering, Vol. 15, pp. 475-496.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beats', JFM, Vol. 13, pp. 481-504.
- Longuet-Higgins, M. S. (1984): Statistical properties of wave groups in a random sea state, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A312, pp. 219-250.
- Mizuguchi, M. (1995): Radiation stress approach to generation of long waves by a wave group in a flume, Coastal Eng. In Japan, Vol. 38(1), pp. 1-4.
- Tayfun, M. A. and J. M. Lo (1989): Wave envelope and related spectra, J. WPCOE, ASCE, 115, pp. 515-533.