

ストーム時の波群（包絡波）と長周期波の特性

堀 江 岳 人*・関 克 己**・水 口 優***

高波浪時における浅海域での現地観測データを風波成分、長周期波成分および潮汐成分に分け、前 2 者についてスペクトル形状と個々波の特性について議論し、①風波の特性量から長周期波、および包絡波の特性量を推定可能と考えられるが非線形性の影響を考慮する必要があること、②高波浪時の浅海域での波高増大には非線形による波形の変形の効果が大きいことなどを確認した。さらに、拘束長周期波スペクトルから長周期波スペクトルへの伝達関数を用いて、風波スペクトルから長周期波スペクトルを算定する 1 つの考え方（モデル）を提案する。

1. 序 論

浅海域での長周期波は、港湾内副振動や砂浜侵食など海岸災害の要因の 1 つと考えられている。このような災害を防止するためにも現地波浪での長周期波の特性を把握し、高精度での予測を可能にする事が不可欠である。そのためには、実験および数値計算での現象の正確な再現に基づく研究が必要と考えられる。しかし長周期波成分は、風波成分に比べ空間スケールが大きくエネルギーも小さいために、実験室スケールでの再現は難しい。数値実験においてもスケールの大きさに加えて非線形性と碎波が本質的なだけに精度の良い定量的扱いは難しいであろう。そこで現地観測データの取得と理論的な研究とつぎあわせながらの解析によって、長周期波を研究することが重要になる。

中谷ら（1998）は、高波浪時の浅海域における長時間連続観測データの水位変動に対し、包絡波に着目した解析を行っている。その中で、浅海域では拘束長周期波と自由長周期波はほぼ 1 対 1 の割合で存在し自由波の存在を無視できない事、また風波がある程度増大すると包絡波は増大しなくなる事を示している。

本研究では、中谷ら（1998）と同じ観測データを用い、風波の増大・減衰と包絡波、長周期波の諸特性の関係についてスペクトル解析のアプローチと波別解析のアプローチの両者から検討する。また、風波スペクトルから長周期波スペクトルを算定する、1 つの考え方（モデル）を提案する。

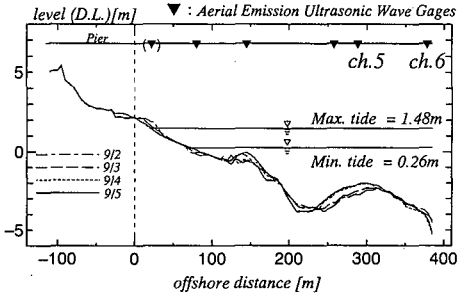


図-1 波高計設置位置と地形変化

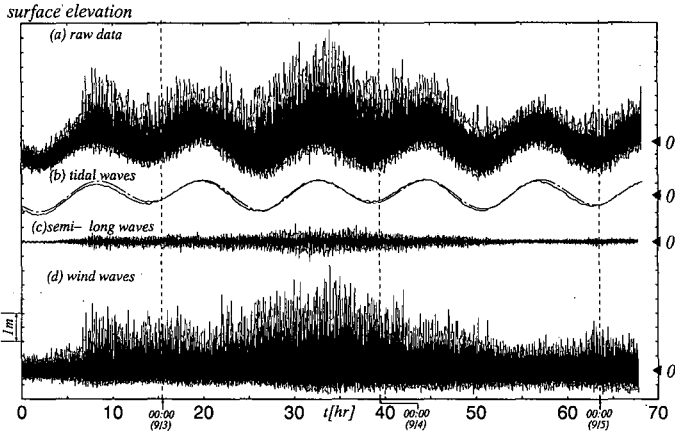


図-2 生データおよび分離した潮汐・長周期波・風波の時系列

2. 現地観測の概要と水位変動データの分離

2.1 現地観測の概要

現地観測は、茨城県波崎海岸における旧運輸省港湾技術研究所（現独立行政法人港湾空港技術研究所）の波崎海洋研究施設において 1997 年 9 月 2 日午前 8 時 25 分から 5 日午前 4 時 44 分まで行ない、サンプリング周波数 5 Hz で計 68 時間 11 分 59 秒間のデータを取得した。水位変動データ取得には、観測棧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 6 台使用した。

本研究で解析したデータは沖合い 378 m 地点（図-1 の地形図参照）のものであり、最高波浪時で碎波帯やや

* 中央大学大学院理工学研究科土木工学専攻
** 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

沖に位置していたと考えられる。波向き、多方向性については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、通過した。

2.2 水位データの分離

取得した水位変動データに対してスペクトル解析を行いその結果を参考に、 $f \leq 1/1800$ Hz (周期にして30分以上)の周波数帯を潮汐成分として分離した。またスペクトルにおける風波成分の裾の位置を考慮し $f \geq 1/25$ Hz (周期にして25秒以下)の成分を風波成分、残りの成分 $1/1800 \text{ Hz} \leq f \leq 1/25 \text{ Hz}$ を長周期波成分として分離した。図-2は分離後のそれぞれの時系列である。

なお現地観測概要、水位データの分離についての詳細は中谷ら(1998)と同様であり本論文では省略する。

3. スペクトル解析の結果

AEUWG-ch. 6で取得した水位変動データより観測開始後 t 時間目 ($t=1, 2, \dots, 67$) を中心とした前後2¹⁴個、時間にして約109分間を抜き出し、計67個のデータセットを作成した。各セット約109分間は統計的に定常であるとして解析を行っている。

3.1 風波成分の特徴

図-3はストーム性波浪の到達時($t=11$ hr)、図-4は最大波浪時($t=33$ hr)における風波のパワースペクトル

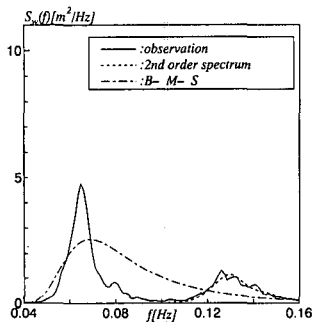


図-3 風波のパワースペクトル ($t=11$ hr)

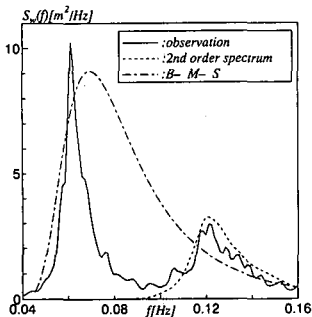


図-4 風波のパワースペクトル ($t=33$ hr)

である。風波のパワー増大に伴い、基本周波数の2倍周波数の非線形成分が出現している。ストークス波としての2次干渉理論により、1次スペクトルから2次スペクトルを算出し観測結果と比較すると、良く一致した。

また参考のために、Bretschneider・光型型スペクトル(以下B-M-S)と観測値を比較すると、B-M-Sに比べ観測値はピーク周波数付近において細く上がり、それより高周波数側のパワーが急激に小さくなっていることから、非常に水深の浅い地点における高波浪時特有のスペクトル型であると考えられる。なおB-M-Sの有義波高および有義周期は、風波成分の時系列にゼロダウンクロス法を適用し求めた。

3.2 長周期波成分の特徴

風波成分のパワーが増加するに伴い長周期成分のパワーも増加する。また包絡波のスペクトル形が $f=0$ Hzで最大値を取る単調減少型なのに対し(図-5、図中の計算値については後述)、長周期成分のスペクトル形は後で見るように $f=0$ Hz付近にはパワーが存在せずピーク周波数 f_{LP} が存在する。なお包絡波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)の方法より算出している。

図-6で長周期波の f_{LP} が約0.006 Hzと約0.016 Hzの間で行き来していることより重複波構造になっていると考えられる。そこでAEUWG-ch. 5, 6(図-1参照)の生データよりクロススペクトル解析を行い、長周期波成分の位相関係について検討したものが図-7である。 $f > 0.025$ Hzでは位相関係が直線的に変化することから進行波、 $f < 0.01$ Hzでは位相差が0であることから重複波、その間の周波数帯については部分重複波状態にあると考えられる。このことは図-7の上段のパワースペクトルにおける腹節構造的な形状にも現れている。

4. 長周期波のスペクトル形状に関する一提案

以上の観測結果を参考にして、実測の風波スペクトルから、長周期波スペクトルを算出するための1つの考え

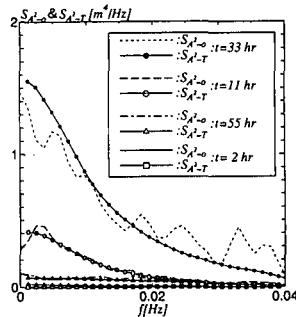


図-5 包絡波2乗スペクトル

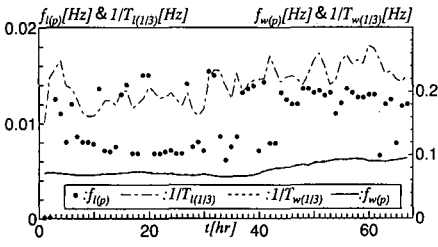


図-6 ピーク周波数の時間変化（風波，長周期波）

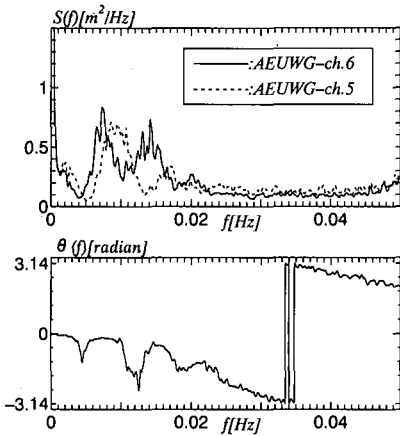


図-7 ch. 5, 6 のパワースペクトルとフェイズ

方(モデル)を提案する。その流れを以下の①～③に示す。

① 風波スペクトルから，包絡波 2 乗スペクトル（以下 S_{A^2-T} ）を

$$S_{A^2-T}(f) = \frac{8}{2\pi} \int_0^\infty S_w(f) S_w(f+\tau) d\tau \quad (1)$$

(Tayfun, 1989) により算出する。ここで式(1)中の S_w は，図-3, 4 で見られる倍周波数付近のパワーは無視したものとする。結果は先に述べた図-5 中の計算値である。 S_{A^2-T} は，List の方法より算出した包絡波 2 乗スペクトル（以下 S_{A^2-o} ）と良く一致している。

② ①で算出した包絡波 2 乗スペクトルをもとに，各時間帯の風波のピーク周波数 $f_{w(p)}$ と潮汐変動を考慮した水深より Longuet-Higgins・Stewart (1962) の拘束長周期波解（以下 LHS 解）を用いて，拘束長周期波スペクトルを求める。

③ 次に以下に述べる伝達関数（以下 T_f ）を用いて，長周期波の分離により見かけ上発達するという Mizuguchi モデル (Mizuguchi, 1995) を用いる。沖では当初長周期波の分離により見かけ上発達するという Mizuguchi モデル (Mizuguchi, 1995) を用いる。沖では当初長周期成分は無いとし，何らかの要因で（この場合は台風 9718 号による高波浪中の波群構造に伴う拘束長周期波が浅水変形の結果有意となったために）発生し始めた

考える。Mizuguchi モデルを正弦波群に拡張すると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \eta(x, t) &= \eta^*(x - c_g t) - n\eta^*(n(x - ct)) \\ &= a \cdot \cos[k(x - c_g t)] - na \cdot \cos[nk(x - ct)] \\ &= a[\cos(kc_g t) \cdot (\cos(kx) - n \cdot \cos(nkx)) \\ &\quad + \sin(kc_g t) \cdot (\sin(kx) - n \cdot \sin(nkx))] \cdots (2) \end{aligned}$$

ここで η_i ：観測される長周期波の水位変動， c_g ：基本波の群速度， k ：拘束長周期波の波数， $c(\sqrt{gh})$ ：長波の波速， η^* ：LHS 解， a ：拘束長周期波の振幅である。また x は，長周期波発生源から観測点までの距離である。ここで長周期波スペクトルと拘束波スペクトルの伝達関数 T_f を以下のように定義する。

$$S_i(f) = T_f(f) \cdot S_{ib}(f) \cdots (3)$$

ただし $S_i(f)$ ：長周期波スペクトル， $S_{ib}(f)$ ：拘束長周期波スペクトルである。伝達関数は，式(2)より

$$T_f = 1 + n^2 - 2n(\cos(n-1)kx) \cdots (4)$$

となる。なお長周期波が十分な距離を進行して自由波と拘束波が独立となった段階で不規則波群としての伝達関数 T_f は 1 となると考えられ，それより高周波数側での値は 1 とする（図-8，なお図中の k は基本波の波数， L は拘束長周期波の波長である）。このモデルでは伝播に伴

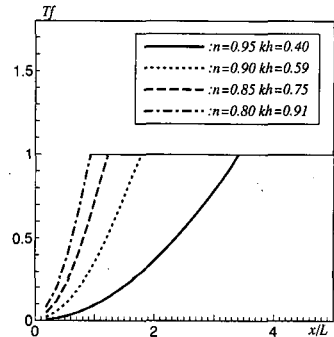


図-8 伝達関数 T_f の形状

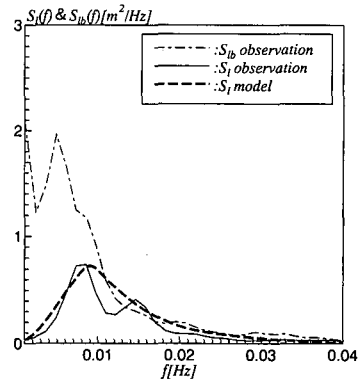
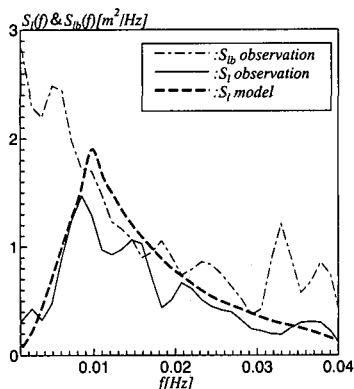


図-9 長周期波スペクトル ($t=11$ hr) —実測(実線)と推定(破線)—

図-10 長周期波スペクトル ($t=33$ hr)

う波群の変化は無いものとしている。

図-9, 10 に示すようにモデルから算出した長周期波スペクトルは観測値の傾向をよく示している。両者の違いは3.2で示したように観測長周期波は重複波を形成していることとモデルの単純さに加えて伝搬距離 x , 水深 h の選び方に課題のあることによると考えられる (図-9, 10 のモデルはともに $x=2.4$ km, $h=15$ m で計算)。

5. 波別解析の結果

5.1 風波から予測する長周期波と包絡波の諸特性

図-11, 12 はそれぞれ風波 (添え字 w), 長周期波 (l) および包絡波 (e) のゼロダウクロス法によって定義した有義波高 (以下 $H_{l(1/3)}$) と有義周期 (以下 $T_{l(1/3)}$) の時間変化を表したものである。風波成分については、非線形性を考慮し1次成分のみ (添え字 1) の周波数帯成分 ($0.04 \leq f \leq 1.5 f_p$) と, 2次以上の成分を含んだ (添え字 1+2) 周波数成分 ($0.04 \leq f$) と2種類について解析した。図-13 は1次成分から算出したスペクトル幅パラメータ ν と合田の非線形パラメータ Π の時間変化を表したものである。

まず風波 $H_{w(1/3)}$ の増大・減衰に注目すると, 図-14 に示すように $H_{w(1/3)+2}$ の増加に伴い $H_{l(1/3)}$ は1次関数的に増加するが, $H_{w(1/3)1}$ に対しては2次関数的に増加している。なお長周期波 $T_{l(1/3)}$ や包絡波 $T_{e(1/3)}$ などは風波 $H_{w(1/3)}$ 増加に対応する変動が見られない。

図-13 でストーム性波浪到達直前の ν の低下は, まづうねり性の波が観測地点に到着した結果と考えられ, $T_{w(1/3)+2}$ も同時に長くなるがあわせて $T_{e(1/3)}$ も長くなっている。ただし, 風波の1次成分の周期 $T_{w(1/3)1}$ の変化は少ない。図-15 は $T_{e(1/3)}$ と $T_{w(1/3)}$ の周期比, $H_{e(1/3)}$ と $H_{w(1/3)}$ の波高比と ν の関係を調べたものである。波高比は, (a) では ν の変化に関わらずほぼ一定値, (b) ではばらつきが見られる。また周期比は, (a) では ν が大きくな

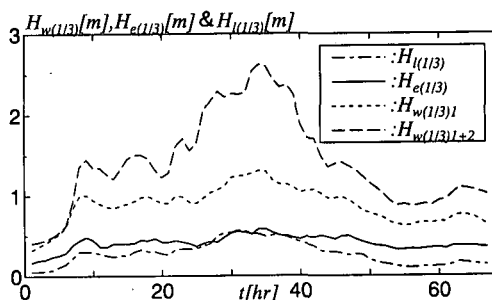


図-11 有義波高の時間変化

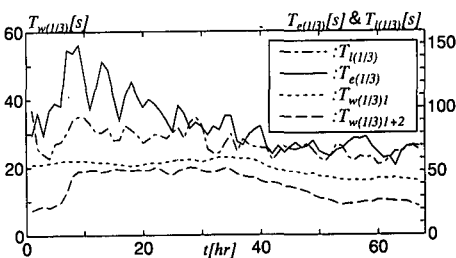


図-12 有義周期の時間変化

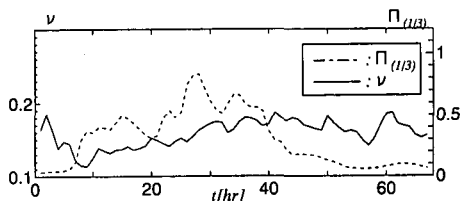
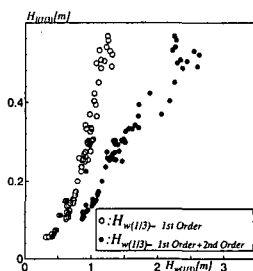
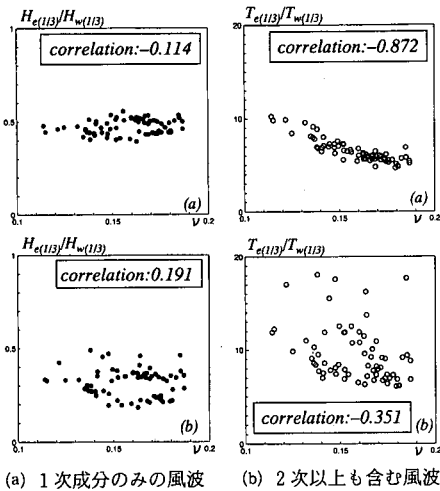
図-13 $\Pi_{l/3}$ と風波一次成分の ν の時間変化

図-14 風波波高と長周期波波高分布

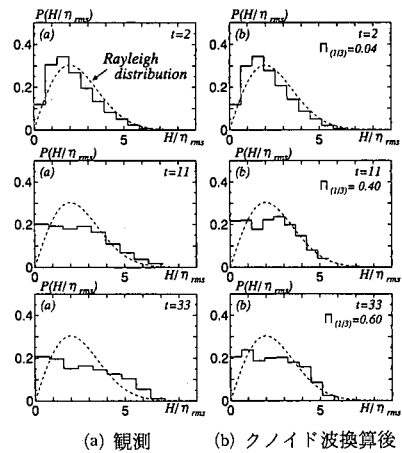
るにつれ周期比は小さくなるというきれいな相関をもつが(b)では(a)と同様負の相関がみられるがばらつきが大きい。以上の結果を考慮して包絡波および長周期波の波高は風波の波高から包絡波周期は風波の周期とスペクトル幅パラメータから推定できると考えられるが非線形成分の大きさにより強く影響されとえられる。

5.2 風波成分の非線形性

図-13 より非線形パラメータ $\Pi_{l/3}$ は, ストーム性の波浪が到達してくるにつれその数値は高くなる。ここでは



図一15 波高比、周期比と ν の相関



図一16 波高の確率分布 ($t=2, 11, 33$ hr)

有限振幅性の影響をゼロダウンクロス法で定義された個々波の波高分布を用いて調べてみた。

定義された個々波をクノイド波と見なし個々波のエネルギーを Isobe (1985) の1次クノイド波理論から求め、そのエネルギーと等しくなるような微小振幅波の波高に換算した。また周期に関しては非線形性の影響を特に受けまいとし個々波より定義したものをそのまま用いた。

図一16は、波高を水位変動のrmsで無次元化した観測された個々波およびクノイド波から微小振幅波換算後の波高確率分布である。 $\Pi_{(1/3)}$ の値が小さい $t=2$ hrでは両者ともにレイリー分布に一致している。ストーム性の波浪が到達すると換算前はレイリー分布からはずれる波高の大きい波が多いが、換算後の分布は少なくとも波高の大きい側はレイリー分布に一致してくる。このことより非線形効果により見かけの波高は増大しているが、風波のエネルギーそのものの増加は少ないと考えられる。図一11の2度目の風波の実測有義波高増加に対し、包絡波の有義波高の増加が比較的小さいのはそのためである。

6. 主要な結論と今後の課題

本研究による主要な結論は以下の通りである。

(1) 包絡波理論を用いて風波スペクトルから算出した包絡波2乗スペクトルは、風波の時系列から算定した包絡波2乗スペクトルと一致した。ただし高波浪時には、倍周波数付近のパワーを無視することが必要である。(2) 拘束長周期波スペクトルから長周期波スペクトルを求め

る伝達関数を用いて、風波スペクトルから長周期波スペクトルを算出するモデルを提案した。モデルにより計算されたものは、実測値の傾向をよく説明するものであった。(3) 包絡波の波高の大きさは風波の波高、包絡波周期は風波の周期とスペクトル幅パラメータから推定可能と考える。しかし非線形性の影響を考慮する必要がある。(4) 高波浪時の浅海域での波高増大には非線形性による波形変形の効果が大きいことが確認された。今後の課題としては、高波浪時の観測例の追加とそのデータを用いてのここでの議論の確認、長周期波のモデルの改良、特に伝達関数算出時の未知数の具体的な決定方法が挙げられる。データ取得および本研究の基礎を築いた中谷耕一氏を始めとする水口研OBに謝意を評する。

参考文献

- 中谷耕一・寛田博章・水口 優 (1998): 長時間連続現地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.
- Isobe, M. (1985): Calculation and application of first order cnoidal wave theory, Coastal Engineering, 9, pp. 309-325.
- List, J. H. (1992): Wave groupiness variation in the nearshore, Coastal Engineering, 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.
- Mizuguchi, M. (1995): Radiation stress approach to generation of long waves by a wave group in a flume, Coastal Eng. In Japan, 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.