

浅海における不規則ソリトン列の自己回帰性について

岐阜大学 正員 篠田成郎・安田孝志 学生員 ○石原貴司・佐野光政

1. 緒言 不規則波浪の時系列特性が前後の波高(振幅)相互の相関係数により特徴づけられることが多くの研究者により明らかにされている。一方、著者らは、海岸波浪の時系列特性が不規則ソリトン列の振幅の自己回帰性により評価されることを明らかにしてきた。本研究では、'Envelope theory'と呼ばれる従来の理論における前後の波高の相関性に関する考え方の考察を通じて、不規則ソリトン列の振幅の自己回帰性、すなわち、前後のソリトンの振幅の結合特性に及ぼす波の周期(ソリトン間隔)の確率分布の影響を現地観測記録を用いて検討する。

2. Envelope theoryによる時系列評価の考え方 Envelope theoryによる不規則波の時系列評価法は、Rice¹⁾により導かれた不規則波 $\eta(t)$ の包絡波形 $R(t)$ と $R(t+\tau)$ に関する2次元Rayleigh分布にその基礎をおいており、周波数スペクトルの狭帯域性の仮定の下でこの分布における確率変数 $R(t)$ および $R(t+\tau)$ を前後の波高 H_1 および H_2 に置換することによって、波高相互の結合確率密度関数を得ている。また、この際、 H_1 と H_2 の相関は周波数スペクトルの形状パラメータの一種である次式のいわゆる波群相関パラメータ κ ²⁾によって規定され、これによって波高の相関とスペクトル形状とが結びつけられている。

$$\kappa = \beta / \alpha \quad (1), \quad \alpha = E[\eta^2] = \int_0^\infty S(\omega) d\omega \quad (2), \quad \beta = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^2 E[\cos(\omega_n - \bar{\omega})\tau] = \int_0^\infty S(\omega) e^{i(\omega - \bar{\omega})\tau} d\omega \quad (3)$$

ここに、 α_n ; Fourier係数、 ω ; 角周波数、 $\bar{\omega}$; 代表角周波数、 $S(\omega)$; 周波数スペクトルおよび $E[\cdot]$; 期待値演算である。もともと、 α および β はそれぞれ $\eta(t)$ の分散および $\eta(t)$ と $\eta(t+\tau)$ の共分散であるため、式(1)で定義される κ は $\log \tau$ における $\eta(t)$ の自己相関関数を表すものと考えられる。従来の理論では、波の平均周期やピーク周波数などの代表値により特定の $\log \tau$ を与え、このときの κ が前後の波高の相関係数と近似的に比例関係を有する^{3,4)}ことを利用して波の時系列を評価しようとしている。しかし、この考え方では、全ての連続する波峯の位相差が τ に一致することを仮定しているため、 $\log \tau$ を適切に与えることはたいへん困難となる。このため、 $\log \tau$ の与え方については未だ確立されておらず、問題点として残されたままである。

3. 波形の自己相関関数と前後の振幅の相関 図-1は、現地観測により得られたうねり性の波浪の水位変動の自己相関関数の一例を示したものであり、図中の実線、破線および一点鎖線はそれぞれ観測波形、ソリトン合成波形およびソリトン間隔を等間隔として得られるソリトン合成波形に対する自己相関関数 $C_1(\tau)$ 、 $C_2(\tau)$ および $C_3(\tau)$ を表す。また、参考として、ソリトンの振幅の自己相関関数をその平均間隔の倍数を $\log$ と見なして○印でプロットしてある。式(1)における $\log \tau$ として平均周期(平均ソリトン間隔)を採用して κ を求めた場合、波形の自己相関関数を $C_3(\tau)$ と想定したことになる。図-1より、この想定は極端なスペクトルの狭帯域性を仮定していることに他ならず、極めて現実離れた考え方と言わざるを得ない。図-2は、図-1における第1ピーク位置を τ_p としたときの $C_1(\tau_p)$ [○印]、 $C_2(\tau_p)$ [△印]および $C_3(\tau_p)$ [□印]と前後の振幅の相関係数 ρ_A との関係を示したものである。 $\log \tau$ の代表値として τ_p を採った場合、Envelope theoryでは本質的に $C(\tau_p)$ は κ に一致し、 ρ_A と線形関係を有するはずであるが、図-2では必ずしもこの関係は満足されていない。

4. 振幅相関パラメータ 図-3は、 $\log \tau$ の軸上に $C_1(\tau)$ とソリトン間隔の標本分布(ヒストグラム)を重ねて表したものの一例である。ソリトン間隔の分布のピークはほぼ τ_p に一致しているものの、当然のことながらそれ以外の τ においても確率密度を有する。すなわち、図-1および2で明らかにした矛盾点は、 $\log \tau$ の代表値のみによって波峯間隔を評価しようとしていることに起因すると判断できる。これらのことより、式(1)で定義される κ の代わりに、 $\log \tau$ の分布、すなわち波峯間隔の分布を考慮した次式の新たなパラメータ R を提案する。

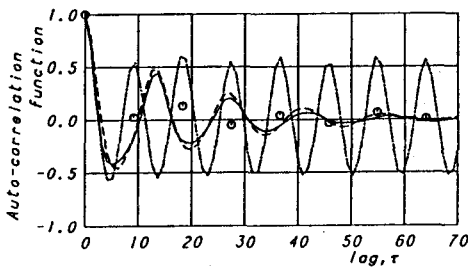
$$R = \int_{\tau_1}^{\tau_2} p(\tau) C(\tau) d\tau \quad (4)$$

ここに、 $p(\tau)$; 波峯(ソリトン)間隔の確率密度関数、 τ_1 および τ_2 ; 確率密度 $p(\tau)$ の τ に関する上限および下限値である。上式右辺は、 $\log \tau$ における波形の自己相関 $C(\tau)$ に対して確率密度 $p(\tau)$ を重みとして掛けて

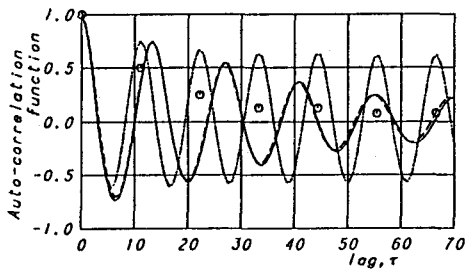
積分操作を行うことを意味しており、確率変数 $C(\tau)$ の期待値に相当している。なお、 $\text{lag } \tau$ が分布を持たずに一定値となる場合には、式(4)のパラメータ R は式(1)の κ に一致する。図-4は、前後のソリトンの振幅相互の相関係数 ρ_A と式(4)で定義されるパラメータ R との関係を示したものである。ただし、○および△印はそれぞれ式(4)における $C(\tau)$ に上述の $C_1(\tau)$ および $C_2(\tau)$ を適用した場合の R を表し、実線および破線はこれらに対する回帰直線である。 ρ_A と R との関係は、図-3に示した ρ_A と $C(\tau_p)$ との関係に比べ、はるかに良好な線形関係を有しており、前後の振幅の相関性、すなわち振幅の自己回帰性を評価する際には、波峰間隔の確率分布まで考慮することが必要となると判断できる。この意味からパラメータ R を振幅相関パラメータと呼ぶことにする。

5. 結 語 以上、従来のEnvelope theoryにおける $\text{lag } \tau$ の決め方における問題点を検討することにより、波峰間隔の確率分布を取り込んで、振幅の連なりに関する自己回帰性の評価を行う必要のあることを明らかにした。

参考文献 1)Rice, S.O.: Noise and stochastic process, Dover, pp.133-294, 1953. 2) Battjes, J. A. et al.: Verification of Kimura's theory for wave group statistics, Proc. 19th ICCB, pp.642-648, 1984. 3) Longuet-Higgins, M.S.: Statistical properties of wave groups in a random sea state, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., Vol. A312, pp.219-250, 1984. 4) 本村 具: 不規則波の振幅の自己相関性について, 第34回海岸工学, pp.136-140, 1987.



(a)OG71



(b)CR21

図-1 観測波形、ソリトン合成波形、等間隔ソリトン合成波形およびソリトン振幅の自己相関関数

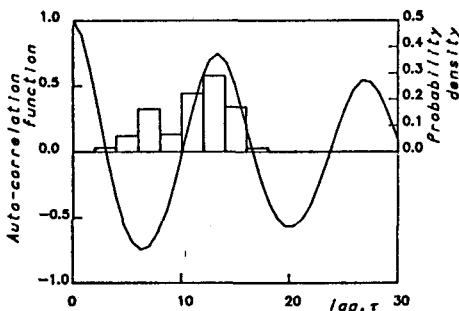


図-3 観測波形の自己相関関数とソリトン間隔の標本分布

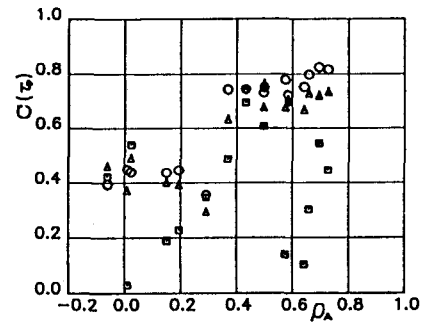


図-2 前後の振幅の相関係数と τ_p における波形の自己相関との関係

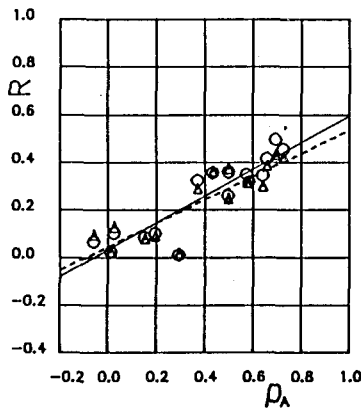


図-4 前後の振幅の相関係数と振幅相関パラメータとの関係