

物理因子重回帰モデルを利用した波浪追算について

吉 野 真 史*・後 藤 智 明**

1. はじめに

港湾構造物の設計波算出、波浪災害の原因究明、沿岸波浪変形等数値シミュレーションの外力、などを目的として様々な波浪推算モデルが提案されてきている。利用実績がある既存の波浪推算モデルとしては、有義波法とスペクトル法が挙げられる。有義波法は海の波を有義波という単一の波で代表させ、その時間変化を追跡していく方法である。スペクトル法は、不規則波を周波数成分と方向成分に分割し、各々成分スペクトルの伝播をエネルギー平衡方程式に基づいて計算する方法である。しかしながら、これらの波浪推算手法はいずれも風から波へのエネルギー供給を高波浪を対象とした経験式で記述している。よって、常時波浪の推算精度が高波浪のそれと比較して著しく低いという欠点を持つ。設計波算出のような極大波高の算出を目的とするならば既存の推算手法でも問題はない。しかし、港湾の施工管理、船舶の航行、海洋性レジャーなど幅広い海洋活動における安全性の確保に対応し、かつ漂砂移動など沿岸の時系列過程を記述する外力として利用するには、常時波浪を的確に算出する新たな波浪推算手法を開発する必要がある。

この様な状況に鑑み、従来の波浪推算モデルにかわる手法として、著者のひとりとは物理因子重回帰モデルを開発している(後藤ら, 1993)。この手法は、推算点を中心とした放射状の計算格子を作成し、波浪を一定周期(沖波を仮定するので一定波速となる)の風波とうねりに代表させ、放射状格子を伝播し、推算点に至る風波とうねりのエネルギーを説明変数、観測波浪から算出されるエネルギーを目的変数として重回帰分析をおこない、波高と周期を算出する手法である。いわば波浪推算モデルと統計モデルの長所を組み合わせたモデルといえる。本研究においてはその手法を更に押し進め、常時波浪から高波浪までを精度良く追算できる手法を開発することを目的とする。

2. 推算理論

(1) 検討対象地点

本研究における検討対象地点は、海上観測局である大阪湾関西空港 MT 局とする。図-1 に MT 局の位置と後述する有効フェッチを示す。ここでは、気温・水温・気圧・風・波・潮位・潮流の多岐にわたって観測が行われている。波高計の設置水深は平均水面から 17.5 m であり、出現波浪のうち周期 4.8 s 程度以下の波浪は深海波と考えられる。風向・風速観測は海面上約 10 m にて行われており、この値をそのまま 10 m 高度風速として使用する。

解析に利用したデータは 1984 年から 1987 年の 4 年間の観測値である。

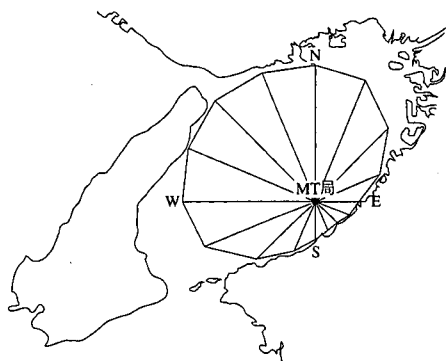


図-1 MT 局の位置と有効フェッチ

(2) モデルの仮定

物理因子重回帰モデルの構築を行うにあたって、波浪の発達、伝播、減衰について以下のような仮定を行う。

a) 波浪の発達

波浪の発達は、無次元波高と無次元フェッチの $1/2$ 乗則と無次元周期と無次元フェッチの $1/3$ 乗則で記述できるとする。有効フェッチは 16 方位毎に Saville の方法を用いて求める。16 方位毎の有効フェッチは図-1 に示したとおりである。図-2 に無次元波高と無次元フェッチの $1/2$ 乗との関係を、図-3 に無次元フェッチの $1/3$ 乗

* 正会員 (株)アルファ水工コンサルタンツ

** 正会員 工博 東海大学教授 工学部土木工学科

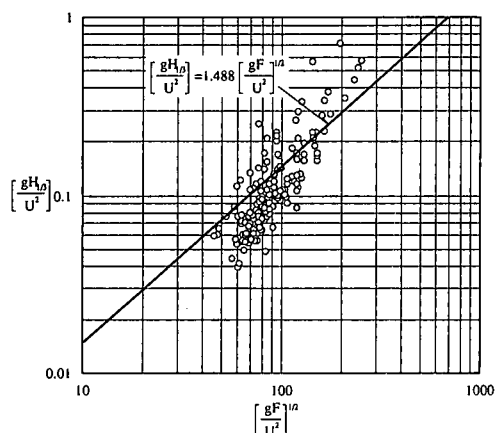


図-2 無次元波高と無次元フェッチの関係

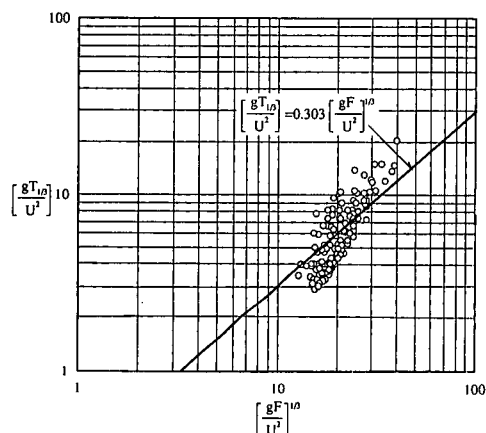


図-3 無次元周期と無次元フェッチの関係

との関係をそれぞれ示す。図は観測値から風波であるという条件でデータを抽出したものである。風波の条件は、①波高・周期ともに発達段階である、②風向と波向が一致し、2時間以上変化しない、③風速が2 m/s以上である、④周期が4.8 s以下であること（沖波であること）、である。図中の実線は最小自乗法による回帰直線であり、両図ともに良好な相関を示す。よって、波浪の発達は無次元波高と無次元フェッチの1/2乗則および無次元周期と無次元フェッチの1/3乗則で記述できるとする仮定は妥当性を有すると考えられる。

また、図-4に示すよう計算格子を推算地点を中心として16方位に波向線を放射状に設定し、それぞれの方向に波浪が独立に発達すると仮定する。各波向線にて3 km間隔に計算格子点を設定し、この格子点において波の発達を計算する。

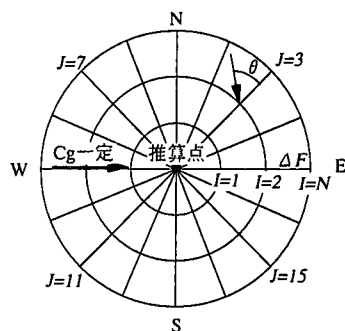


図-4 計算格子の概念図

b) 波浪の伝播

波浪の伝播に関しては次に示す仮定を導入する。波浪の伝播速度は波浪の発達にともない時間的に変化するものであるが、本モデルでは波浪を風波とうねりの2成分に分割し、それぞれの成分について代表的な伝播速度を定め、それらを一定と仮定する。本検討においては前述したとおり、波向線上の格子間隔は3 kmであり、この間隔を風波は20分、うねりは10分の一定波速で伝播すると仮定する。波浪のエネルギーは群速度で表現されることを考慮して、風波とうねりの波速を有義波周期で表現すると、風波は3.7 s、うねりは7.4 sとなる。波浪の伝播速度が一定であるため、波向線上で発達した後伝播し、推算地点に至る波浪のエネルギーは、格子点毎に算出したエネルギー群の和となる。すなわち、波浪の伝播は偏微分方程式ではなく単純な代数方程式で記述されることになる。

c) 波浪の減衰

波浪の減衰に関しては、波浪が発達する風域内ではエネルギー平衡状態になるまで減衰は生じないとし、波浪がその風域から離れた場合、または逆風域に入った場合に、波浪エネルギーは伝播距離に比例して減衰し、周期は伝播距離に比例して長くなると仮定する。

(3) 推算理論

前節までに行った仮定を基に、物理因子重回帰モデルの理論について以下に述べる。

a) 有義波高

風波の発達は次式に示す無次元波高と無次元フェッチの1/2乗則で示される。

$$[gH_{1/3}/U^2] = a[gF/U^2]^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 g は重力加速度、 $H_{1/3}$ は有義波高、 U は海面上10 mでの風速、 a は比例係数、 F は有効フェッチである。式(1)を変形し、波高の2乗に比例するエネルギーを求める式に書き換えると、次式ようになる。

$$E(\theta) = AFU^2\lambda(\theta), \quad A = a^2/g \quad \cdots \cdots (2)$$

ここで、 λ は方向分布関数でコサイン4乗則を仮定している。 θ は波向線と風向のなす角度である。この式(2)が波浪の発達基礎式となり、これを格子点毎に算出し、式(3)に示すように波向線方向に和することによって推算地点に到達する風波のエネルギー量を求める。

$$Ew(J) = A\Delta F \sum_{j=1}^{Nw-1} U(I, J)^2 \lambda(I, J) \quad \cdots \cdots (3)$$

ここで、 I と J は図-4に示したように波向線方向と周方向の格子点の番号である。 ΔF は格子間距離(風波の発達区間のフェッチ)である。

うねりについては、波向線上の外縁から中心へ向かって N_e から N_s の区間で発達した風波がうねりとして伝播し、伝播距離に反比例してエネルギーが減衰すると考える。うねりの初期エネルギーは $I=N_s$ における風波のエネルギーとなる。式(4)に示すとおり、うねりの初期エネルギーを伝播距離で除することによって推算地点へ至るうねりのエネルギーが求められる。 A' は減衰に関する比例係数である。

$$Es(J) = A'\Delta F \frac{Ew(N_s, J)}{N_s - 1} \quad \cdots \cdots (4)$$

式(3)と式(4)を周方向に積分して加えることによって、推算地点へ至る全エネルギーが求められる。これを式(5)に示す。

$$\begin{aligned} [\epsilon] &= [\epsilon]_w + [\epsilon]_s \\ &= \sum_{j=1}^{16} \left[Bw(J) \sum_{i=1}^N Ew(I, J) \right] + \sum_{j=1}^{16} \left[Bs(J) \sum_{i=1}^N Es(I, J) \right] \quad \cdots \cdots (5) \end{aligned}$$

$[\epsilon]_w$ と $[\epsilon]_s$ はそれぞれ風波とうねりの全エネルギーである。係数 $Bw(J)$ と $Bs(J)$ は方向毎の回帰係数で、それぞれ $A\Delta F$ 、 $A'\Delta F$ を意味するが、最終的には推算波浪エネルギーと、同時刻の観測波浪エネルギーとの重回帰分析により求められる。風波とうねりについて、それぞれ16方位毎の回帰係数、すなわち32個の回帰係数を求めることになる。なお、波浪エネルギーから有義波高への換算は、

$$H_{1/3} = 3.83\sqrt{[\epsilon]} \quad \cdots \cdots (6)$$

により行う。なお、最もエネルギーの大きい波向線方向を有義波の波向と定義する。

b) 有義波周期

有義波高と同様に、波浪の発達に関する仮定より、風波の周期の発達は式(7)に示す無次元周期と無次元フェッチの1/3乗則で表される。

$$[gT_{1/3}/U] = b[gF/U^2]^{1/3} \quad \cdots \cdots (7)$$

ここで、周期の3乗値を周期特性量として定義し、式(7)を、これを求める式に変形すると式(8)になる。

$$T(\theta) = CFU\lambda(\theta), \quad C = c^3/g^2 \quad \cdots \cdots (8)$$

これが、方向別周期特性量の発達を記述する基礎式となる。有義波高の場合と同様な展開を行うと、風波の周期特性量の全波向の総和は、

$$\begin{aligned} [\tau]_w &= \sum_{j=1}^{16} Dw(J) Tw(J) \\ &= \sum_{j=1}^{16} Dw(J) \sum_{i=1}^{Nw} U(I, J) \lambda(I, J) \quad \cdots \cdots (9) \end{aligned}$$

となる。ここに、 $Dw(J) = C\Delta F$ であり、風波に関する回帰係数である。

うねりの周期に関する式は、波浪の減衰に関する仮定より、伝播距離に比例して大きくなることから、

$$\begin{aligned} [\tau]_s &= \sum_{j=1}^{16} Ds(J) Ts(J) \\ &= \sum_{j=1}^{16} Ds(J) \sum_{i=1}^{N_s} U(I, J) \lambda(I, J) (N_s - 1) \quad \cdots (10) \end{aligned}$$

となる。ここに、 $Ds(J)$ はうねりに関する回帰係数である。式(9)と式(10)から、波浪推算地点における全推算周期特性量は方向別エネルギーの重み付き平均値として、

$$\begin{aligned} [\tau] &= \left\{ \sum_{j=1}^{16} \left[Dw(J) \sum_{i=1}^N Tw(I, J) Bw \sum_{i=1}^N Ew(I, J) \right] \right. \\ &\quad \left. + \sum_{j=1}^{16} \left[Ds(J) \sum_{i=1}^N Ts(I, J) Bs(J) \sum_{i=1}^N Es(I, J) \right] \right\} \\ &\quad / \left\{ \sum_{j=1}^{16} \left[Bw(J) \sum_{i=1}^N Ew(I, J) \right] + \sum_{j=1}^{16} \left[Bs(J) \sum_{i=1}^N Es(I, J) \right] \right\} \quad \cdots \cdots (11) \end{aligned}$$

で表される。ここに、 $[\tau]$ は、推算時刻の周期特性量を表す。 $Dw(J)$ 、 $Ds(J)$ は有義波高の推算式の係数と同様に、推算値と観測値との重回帰分析により求められる回帰係数である。周期特性量から有義波周期への換算は、

$$T_{1/3} = [\tau]^{1/3} \quad \cdots \cdots (12)$$

により行う。

3. 波浪追算の試算

(1) 解析期間

物理因子重回帰モデルの回帰係数を算出する期間は、1984年1月1日～1986年12月31日とする。この期間で求めた回帰係数を用いて1987年の波浪の追算が可能であるかを検討する。

(2) 海上風

前に述べたとおり、波浪を算出するには格子点毎の海上風値が必要となる。大阪湾は小さな内湾であり、湾内はほぼ一定の風向風速であると仮定して差し支えないも

のと考えられる。また、MT局では海面上約10m地点にて風向風速値が観測されている。よって、MT局で観測された風向風速値をそのまま全ての格子点において用いることとする。

(3) 有義波の追算結果

追算結果の例を図-5に示す。図は1987年1月の追算結果であり、冬期高波浪時の典型的な例である。波高・周期ともに非常に高精度で追算できている。また、図-6に観測波高と追算波高の比較図を示す。図から、両者が良好な相関関係を持つことがわかる。

ただし、周期については追算値が低くばらつく場合がある。これは、風速が5m/s程度未満と非常に小さく、風向が時計回りにENE~SSWであり有効吹送距離が約10km以下と短い場合に生じる。すなわち、風速が小さい陸風時には追算結果の精度が劣る結果となる。この理由

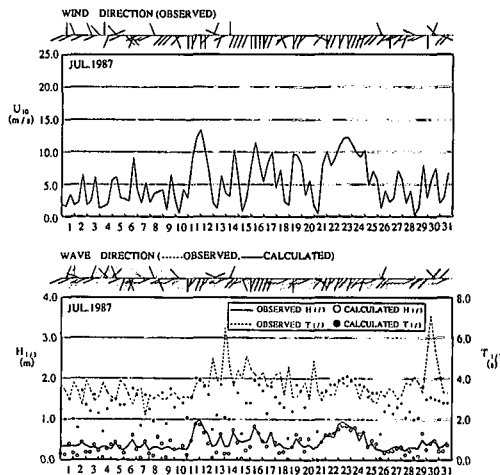


図-7 追算結果 (1987年7月)

としては、湾内の風向が同一と仮定しているため、波向線先端付近で発達し、うねりとして推算点へ至るエネルギーを正しく評価できないためと考えられる。この傾向は特に夏期に顕著である。図-7に1987年7月の追算結果を示す。風速が大きい時点では高い精度を示すが、全体として非常に風速が小さいため、波高・周期ともに精度が低くばらついている。対策としては、複数の風観測施設の結果から湾内の風速値を補間する手法を開発するなど、面上の風向風速分布をより実状況に近く再現する手法を開発する必要がある。

以上から、物理因子重回帰モデルによる波浪追算は高波浪、常時波浪ともに高い推算精度を持つが、より精度を高めるには風推算の手法も検討する必要がある。

4. 結 論

本研究では新しい波浪追算手法として物理因子重回帰モデルを提案し、その精度の検討を行った。得られた主要な結論を以下に示す。

- ① 波浪推算モデルに変わる新しい波浪算出手法として物理因子重回帰モデルを開発した。この手法は、風速を外力として推算点へ至る波向毎の波浪エネルギーを算出し、それと観測波高から得られる観測エネルギーとの重回帰分析から波浪を算出する、いわば物理モデルと統計モデルの長所を組み合わせた手法といえる。
- ② 本モデルを利用した波浪追算を試行した結果、高波浪・常時波浪ともに高い精度をもって追算できる。
- ③ 外力となる風速が小さく、かつ風向が陸から海へ至る、いわゆる陸風の場合は精度が落ちる。これは、計算格子上の風向を全て観測値と同一としているため、計算格子先端で発達し、うねりとして伝播する波浪を

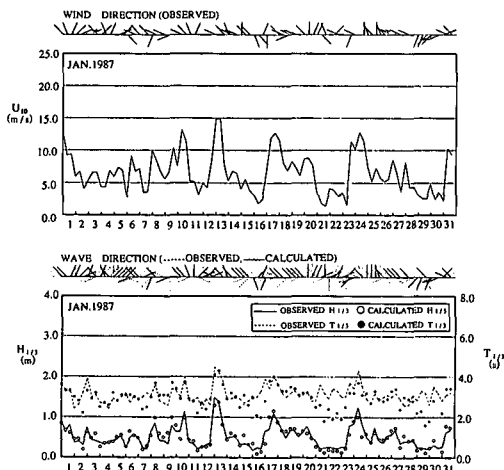


図-5 追算結果 (1987年1月)

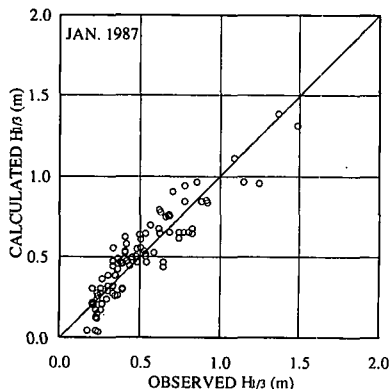


図-6 追算波高と観測波高の比較 (1987年1月)

正しく評価できないためと考えられる。対応策としては、計算格子上の風向風速分布をより実状況に近く再現する手法を開発する必要がある。

参 考 文 献

- 後藤智明・柴木秀之・青野利夫・片山 忠 (1993): 波浪予測を目的とした物理因子重回帰モデル, 土木学会論文集, 第 473 号/II-24, pp. 45-53.
- 後藤智明・青野利夫 (1992): 単地点出力型スペクトル法による

- 波浪推算システム, 港研報告, 第 31 巻, 2 号, pp. 55-73.
- 後藤智明・末次広児・永井紀彦 (1990): 短フェッチ海域の波浪推算モデル, 港研報告, 第 29 巻, 3 号, pp. 3-26.
- 井島武士・副島 毅・松尾隆彦 (1967): 数値計算による台風域内の波の分布について, 第 14 回海岸工学講演会論文集, pp. 29-38.
- Isozaki, I. and T. Uji (1973): Numerical prediction of ocean wind waves, Papers in Met. and Geophys., Vol. 23 (4), pp. 347-359.
-