

苫小牧東港における観測結果による波向について

浦島 三朗*・川合 紀章**・石塚 耕一***

On Wave Directionality by Observations in Tomakomai East Port

Saburō URASHIMA, Noriaki KAWAI and Kōichi ISHIZUKA

要 旨

永田法による波向とスペクトル法で求めた各成分波の波向を比較し、永田法による平均的波向とはどのような波向かを調べ、また長峰率、有義波周期との関係を示した。

1. ま え が き

海岸にうちよせる波浪の波向きは、海岸近くの流れや漂砂の問題、海岸構造物の設計などに関連した重要な要素である。一般的に海の波は、いろいろな振幅や波長、周期あるいは波の進行方向をもった正弦波が雑多な位相で重なり合ったものであるといえるが、このような複雑な状態の波を正しく表現することは非常に困難である。しかし実用的には不規則波に統計的な処理を行って、単一の波高と周期でもって表現する方法がとられている。一般的に多く用いられている有義波高、有義波周期もその概念の一つである。進行方向についても来襲波の主方向を決定する際には、ある代表波を設定しその波の波向を来襲波の波向としている。

現在、波向の計算方法はスペクトル法と永田法によるものの二つの計算方法が使われている。波の方向スペクトルを測る試みには、1)ステレオ写真による方法¹⁾(Cote et al)、2)いくつかの波高計を配列して、それぞれの記録の相関関係から求める方法²⁾(Barber)、3)浮子の変位および傾きの連続記録をとる方法²⁾(Longuet-Higgins et al)、4)一点における波の軌道運動の水平二成分の測定から求める方法³⁾(永田ら)などがあり、ここで

は4)の方法によって求められている。スペクトル法では波のエネルギーピークをもつ周波数の成分波とし、それぞれの成分波の波向を求めている。したがっていくつかの主要な波が複合されている波の場合には、いくつかのエネルギーピークがあらわれそれぞれの周波数ごとに波向が計算される。永田法は水粒子の軌道運動から計算される平均的な波向である。波の主方向を決定する際スペクトル法の方が現象に忠実であるが、波向がスペクトルピークをもつ各成分波の数だけでとること、計算が煩雑なことから、波の主方向を計算する際には永田法が一般的に多く用いられている。しかし永田法による波向が平均的な波向ということだけで、どのような特性をもっているかは明らかにされていない。そこでここに苫小牧東港において観測された資料をもとに永田法とスペクトル法による波向の比較を行い、永田法による波向の特性を明らかにしようとするものである。

2. 観測方法および波向の決定方法⁴⁾

2-1 観測方法

観測は勇払沖約3.5 km、水深24.5 mの地点において昭和56年1月から12月まで行われ、超音波式波高計による海面の水位変動 η と超音波式流速計による水平水粒子速度の2成分(u, v)を測定した。スペクトル解析は、サンプリング間隔 $\Delta t = 1.0$ sec, データ個数 $N = 1024$ 個、データの長さ $T = 1024$ sec (17.1分)、三角フィルター、成分波

* 講師 土木工学科

** 北海道開発局 室蘭開発建設部

*** 教授 土木工学科

の個数 $M=65$ 個の条件で高速フーリエ変換(FFT法)によって2時間おきに行っている。有義波高、有義波周期は2時間ごとの連続した20分間あるいは10分間の観測時間中に得られた波に対してZero-up-cross法で波高を読み取り求めている。観測地点および観測器を図-1に示す。

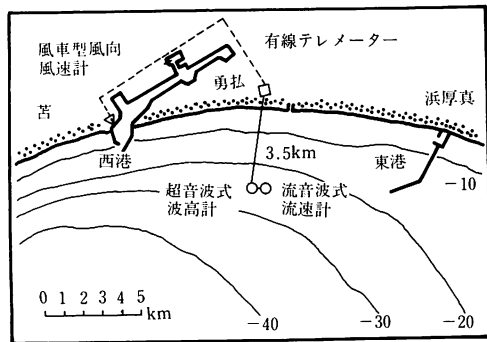


図-1 観測地点および観測器

2-2 永田法による波向の決定方法

永田は水粒子速度の二成分のそれぞれの二乗および積の時間的平均 $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{uv}$ から random Gaussian surface を仮定した統計理論を用いて軌道運動の主方向 θ^* および方向の散らばりの指標である長峰率 γ^* を次式で求めている。

$$\tan 2\theta^* = \frac{\overline{uv}}{\overline{u^2} - \overline{v^2}} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\gamma^* = \left\{ \frac{\overline{u^2} + \overline{v^2} - \sqrt{(\overline{u^2} - \overline{v^2})^2 + 4\overline{uv^2}}}{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \sqrt{(\overline{u^2} - \overline{v^2})^2 + 4\overline{uv^2}}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

永田法およびスペクトル法で求めた波向は $0^\circ \sim 180^\circ$ の半平面でしか決定されず波の進行・逆行の判別は不能である。ただ海岸近くで観測する場合、その半平面を陸地として考えられる場合が多く、残り半平面を海上とすれば通常は風向とか地形等を考慮して波向の判定は可能である。しかし3点観測を実施すれば波の真の方向が原理的に決定できる。

3. 観 測 結 果

有義波は不規則な海の波の代表波として実用面でも一般的に多く使用されている。有義波高 $H_{1/3}$

$$\text{但し, } \overline{u^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \overline{u})^2$$

$$\overline{v^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i - \overline{v})^2$$

$$\overline{uv} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \overline{u})(v_i - \overline{v})$$

ここで、 u は x (東西)方向の水粒子速度、 v は y (南北)方向の水粒子速度を示す。

2-2 スペクトル法による波向の決定方法

任意の周波数 f に対する波向は次のように計算される。

$$\theta(f) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left\{ \frac{B(f)}{A(f)} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで方向スペクトルの係数 $A(f)$, $B(f)$ は次式のようになる。

$$A(f) = \frac{2}{\pi K^2(f)} \{ C_{11}(f) - C_{22}(f) \} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$B(f) = \frac{2}{\pi K^2(f)} C_{12}(f) \quad \dots\dots\dots (5)$$

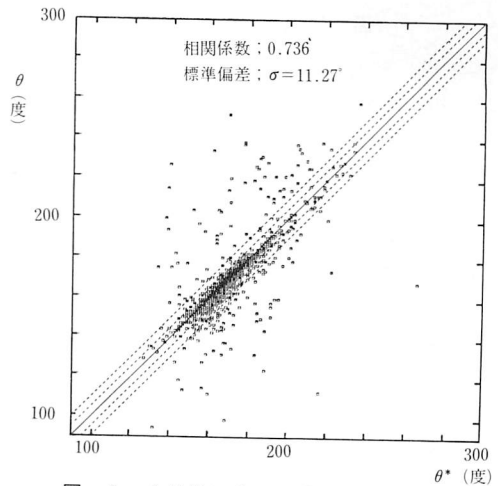
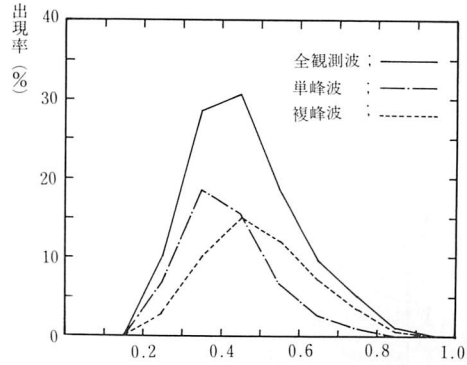
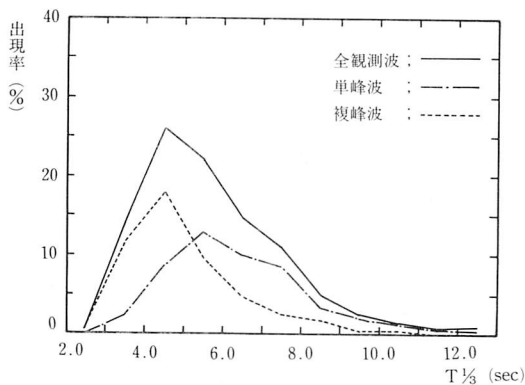
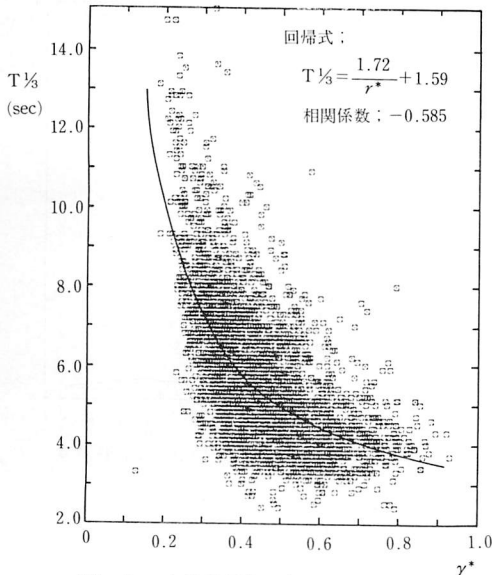
$$\text{但し, } K(f) = \frac{g}{2\pi f} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}$$

ここで、 g :重力加速度、 K :波数($2\pi/L$)、 h :水深、 z :流速計水深を表わす。各スペクトルは $C_{11}(f)=f_n(u^2)$, $C_{12}(f)=f_n(uv)$, $C_{22}(f)=f_n(v^2)$ と、 $C_{11}(f)$ は u のパワースペクトル、 $C_{12}(f)$ は u と v のコ・スペクトル、 $C_{22}(f)$ は v のパワースペクトルを表わす。また周波数別の長峰率 $\gamma(f)$ は永田⁵⁾によって提案された次式を使って求めている。

$$\gamma(f) = \left[\frac{\{ C_{11}(f) + C_{22}(f) \} - \sqrt{\{ C_{11}(f) - C_{22}(f) \}^2 + 4 \cdot C_{12}(f)^2}}{\{ C_{11}(f) + C_{22}(f) \} + \sqrt{\{ C_{11}(f) - C_{22}(f) \}^2 + 4 \cdot C_{12}(f)^2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

と平均波高 $\bar{H}$ の比 $H_{1/3}/\bar{H}$ は理論的⁶⁾に狭い波のスペクトル幅の場合 $H_{1/3}/\bar{H}=1.60$ となり、今回の観測では回帰式より $H_{1/3}/\bar{H}=1.615$ ⁴⁾となりよく一致している。また $H_{1/3}$ と最大波高 $H_{\max}$ の比 $H_{\max}/H_{1/3}$ については理論的には波の数 N によって決定するが N を一定とすると $H_{\max}/H_{1/3}=1.688$, 相関係数 0.980 ⁹⁾と $N=260$ 程度の理論値と一致よく整理できる。

永田法による(2)式によって計算される長峰率 γ^* は、波のエネルギーの集中する方向あるいは波峯の長さの指標であり $0 \leq \gamma^* \leq 1$ の値である。 $\gamma^*=0$ の時は波峯が無限にのびており1方向の

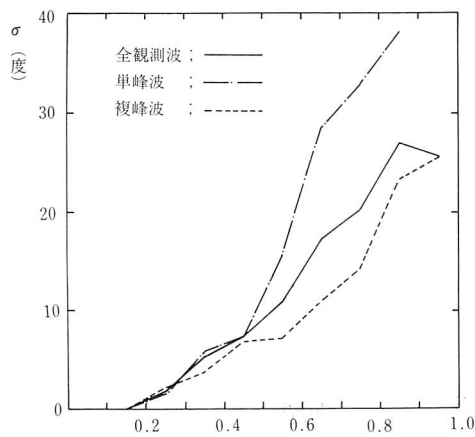
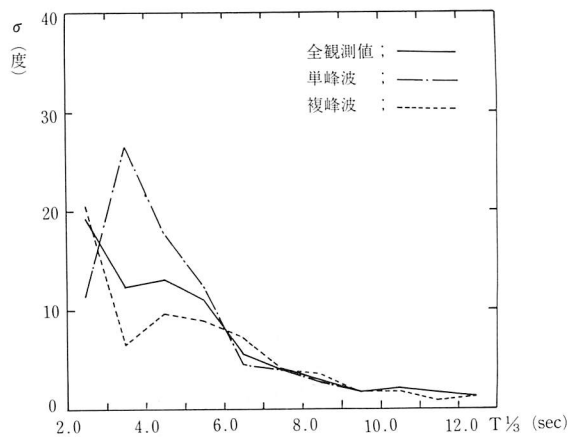


みの波がやってくる場合で、 $\gamma^* = 1$ の時は無限に短い波をもつ波があらゆる方向からやってくる場合である。この長峰率 γ^* と有義波周期 $T_{1/3}$ の関係を図-2に示す。 $T_{1/3}$ は波長の長さを示すのみで、波のエネルギーの集中する方向は考慮されていないが、比較的相関がよく $T_{1/3}$ によっておおよその γ^* の推定が可能である。

スペクトル法で求めた成分波はエネルギーピークの数によってピークが1個の単峰波、ピークが複数存在する複峰波に分けることができる。全観測のなかで単峰波が約半数を占め、残り複峰波のなかでもピークが2個のものが4割強を占め、3個以上のピークをもつ複峰波は1割弱であり、今回の観測波は1方向あるいは2方向からの波の重ね合せと考えることでほとんどの波を表わすことができる。長峰率 γ^* および有義波周期 $T_{1/3}$ 別

の単峰波、複峰波、全観測波の出現率を図-3、図-4に示す。但し、 γ^* は0.1きざみ、 $T_{1/3}$ は1.0 sec きざみとし12 sec 以上の波は1つのグループとして求めた。最大有義波周期は、 $T_{1/3} = 15.0$ sec であった。単峰波の出現率は比較的 γ^* が小さく、 $T_{1/3}$ が長い波で大きくでている。複峰波は単峰波に比べて $T_{1/3}$ が短い範囲に多く、又 γ^* が大きい波が多い。また複峰波のなかでもエネルギーピークが2個の波より、エネルギーピークが3個の波の方が $T_{1/3}$ がより短く、 γ^* がより1に近い波の出現率が高い。単峰波、複峰波の区別は、 $T_{1/3}$ 、 γ^* のみによって区別することはできないが、単峰波、複峰波の特性は $T_{1/3}$ 、 γ^* の出現率によって知ることができる。

単峰波における永田法による波向 θ^* とスペクトル法による波向 θ は図-5に示すように非常によく一致している。長峰率 γ^* 別の標準偏差 σ を図-6、有義波周期 $T_{1/3}$ 別の σ を図-7に示

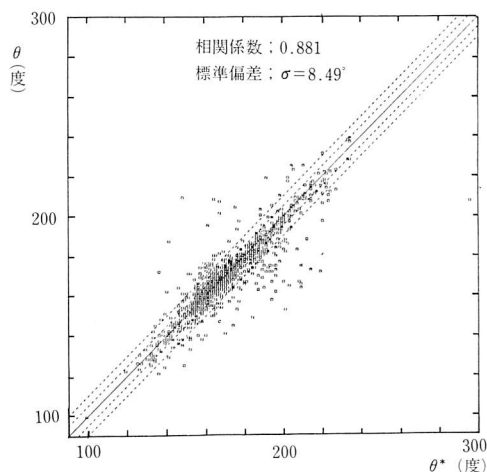
図-6 長峰率 γ^* 別の標準偏差 σ 図-7 有義波周期 $T_{1/3}$ 別の標準偏差 σ

す。但し、標準偏差 σ は次式により算出する。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\theta_i^* - \theta_i)^2} \dots \dots \dots (6)$$

ここで、 θ_i^* ：永田法による波向、 θ_i ：スペクトル法による波向、 N ：データ数を表わす。単峰波は比較的 γ^* が小さい波が多く $\gamma^* \leq 0.5$ の範囲に単峰波の80%程度を占め、この範囲の σ も非常に小さく $\sigma \leq 10^\circ$ と非常によく一致するが、 γ^* が0.5を超えると θ^* と θ の差が大きな波が多い。 $T_{1/3}$ 別の σ は γ^* ほどははっきりしないが $T_{1/3} \leq 6.0$ sec で単峰波の半数近くを占め σ は約 4° 以下と非常によく一致している。単峰波は非常によく永田法とスペクトル法の波向は一致し、そのなかでも長峰率 γ^* が大きく有義波周期 $T_{1/3}$ が長い波においてよりよい相関を示す。

複峰波はスペクトル解析でエネルギーピークを複数個もつ波で、各成分波はそれぞれ異った波高、周期および波向をもっている。この複数の成分波のなかで最つともエネルギーの大きな成分波の波向と永田法の波向を比較すると無相関の状態に近く、エネルギー順にみるとエネルギーの小さい成分波の波向が永田法による波向と多少相関がよくなるが単峰波のような相関は得られない。各成分波の波向を各成分波の周期別に永田法の波向と比較すると、最つとも周期の長い成分波の波向が永田法の波向と図-8に示すように非常によく一致し、永田法による平均的波向とはいろいろな方向から振幅、周期および波長のちがう雑多な波が進入した場合エネルギーの大きな成分波ではなく、最つとも周期の長い成分波を表わしていると考えられる。この最つとも周期の長い成分波の波向と永田法によ

図-8 永田法による波向 θ^* とスペクトル法による波向 θ の相関図 (複峰波、ピーク数：2)

る波向を単峰波と同じように長峰率 γ^* 、有義波周期 $T_{1/3}$ 別に比較すると長峰率 γ^* が1に近づくにしたがって相関がわるくなるが単峰波と比較して長峰率 γ^* が比較的大きくても相関は比較的よい。有義波周期 $T_{1/3}$ 別に比較しても同じように $T_{1/3}$ が短くなるにしたがい相関がわるいが、広範囲の $T_{1/3}$ において比較的相関がよいことがわかる。これは γ^* が1に近づくにしたがい波長の短い波がいろいろな方向から進入することを表わすが、単峰波においてはエネルギーピークが低く、他の成分波を表わすことができず、それらの表現されない成分波の影響により相関が悪くなり、複峰波は複数の成分波によっていろいろな方向から進入する波を比較的良好に表現していると考えられる。

5. あ と が き

海の波は雑多な波の重ね合せと考えられるが、今回の観測では1方向あるいは2方向の波を考えると大部分の波を表わすことができる。有義波は比較的よく整理され、理論値ともほぼ一致している。永田法による波向は、スペクトル法で求めた波向のうち単峰波とは比常によく一致し、複峰波についても最つも周期の長い成分波の波向を表わしている。長峰率、有義波周期別にみると長峰率の小さい長周期の波はどスペクトル法の波向は永田法の波向とより一致する。

参 考 文 献

- 1) Cote, L.J. et al.: The directional spectrum of a wind generated sea as determined from data obtained by the Steres Wave Observation Project, Met. Pap. New York Univ. Coll. of Eng. 2, No.6, 1960.
- 2) Ocean Wave Spectra, proc. of a Conference, Easton, U.S.A. Nat. Acad. Science, 1963.
- 3) 永田 豊, 彦坂繁雄, 松本信保: 電磁流速計による波向観測 (福井県三田港における観測結果より), 第10回海岸工学講演会講演集, 1959.
- 4) 苫小牧東港波向解析業務報告書, 北海道開発局 室蘭開発建設部・苫小牧港湾建設事務所, 1982.
- 5) Nagata, Y.: The statistical properties of orbital wave motions and their application for the measurement of directional spectra, J. Oceanogr. Soc. Japan. Vol.19, No.4, 1964, pp.69-181.
- 6) 岩垣雄一, 榎木 享: 海岸工学, 共立出版, 1979
(昭和57年11月30日受理)

