

短波海洋レーダによる流れと波浪の計測

徳田 正幸*・大野 裕一**・久木 幸治**

1. はじめに

面的な海象観測システムの確立は、これからの沿岸域の高度利用時代においても、環境のモニタリングにおいても不可欠となる。実時間の面的な観測は、リモートセンシング技術による方法で可能となり、その中でも短波海洋レーダによる方法がもっとも有効な1つである。その理由は短波のレーダ波とブラック共鳴する波浪成分波が約6mの波長をもつ波で、それによる後方散乱波からは表面流速ばかりでなく、同時に波浪情報をも抽出し観測できるからである。

短波レーダによる海象観測の研究は、米国の Barrick (1977a, b, 1978) によって研究され、最近実用的な研究の段階にきている。日本においては通信総合研究所が1988年に観測システムを開発し、各種の実験観測を行ってきた(大野等1989)。

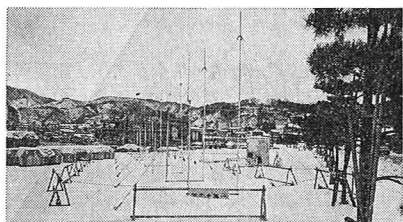


写真-1 レーダの設置状況

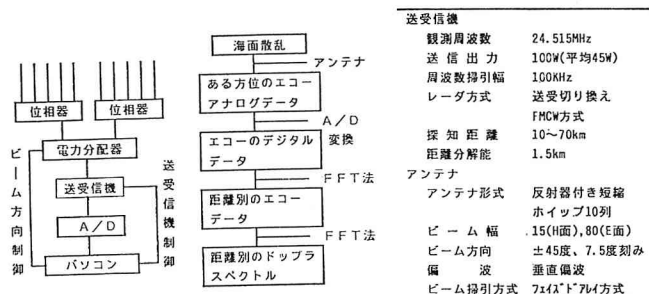


図-2 レーダシステム、処理フロー、緒元

本研究は上記の観測システムを用いて、冬期の日本海沿岸域でレーダ実験と、同時に照合観測を行い、短波海洋レーダの流れと波浪計測の適用性を明らかにすることにある。今回は1組のレーダであるために、得られる情報はアンテナの視線方向のみとなる。よって、流れはベクトル量として観測されない。

2. 観測の概要

観測は1991年1月30日から3月28日(58日間)まで、山形県由良沿岸域(図-1)で行った。冬期日本海の海象特性は定常的な強い季節風のために、波浪に関してはうねりのない純粋な風浪場となる。日本海沿岸は太平洋沿岸に比べて潮汐が小さい。よって流れは吹送流が卓越する場となる。

(1) レーダシステム

このシステムの構成、処理フロー、諸元は図-2に示した。もっとも大きな特徴は送受切り換え式の FMCW 方式にある。送信信号は周波数を直線的に掃引することによって周波数変調を掛け、散乱体までの距離は送受信信号の周波数の差となる。これによって、パルスレーダに比べて受信信号処理時にスペクトル解析が1回多く必要となるが、ピーク電力が小さくでき装置の小型化が可能となる(井口等, 1989; 大野等, 1989)。

レーダの観測条件は次のようになる。観測領域は5km

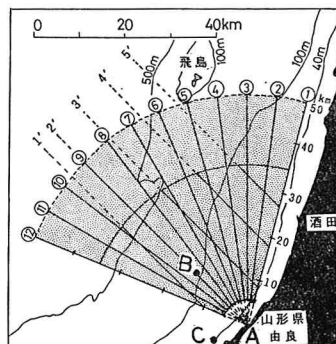


図-1 観測領域とレーダビーム

* 正会員 理博 国際航業株式会社日野技術所

** 理修 郵政省通信総合研究所沖電波観測所

～50 km の範囲の中心角90度の扇型の海域で、空間分解能はアジマス方向に7.5度(ビーム12本)で、レンジ方向に1.5 km となる(図-1)。レーダは由良漁港の構内に設置した(写真-1)。1つのビームの観測時間は解析時間を含めて10分間とし、全ビームの観測時間は2時間とした。よって、各点の観測データは2時間ごとに得られる。データはほぼ欠損なしで得られた(58日間のデータ)。

(2) 照合観測

流れと波浪の照合観測はそれぞれ鶴見精機のロータリー流速計(MTCM)とENDCO製の波浪計ブイ(WAVE-TRACK SYSTEM)によって行った。これらの設置点はレーダ観測域内、沖合い16.5 km、水深80 mの地点とした(図-1の点B)。流速計は冬の日本海の異常波浪を想定して深さ21 mに設置した。設置法は中間ブイから流速計を吊り下げる方式である。データは10分間ごとに内蔵したカセットテープに記録させた。波浪計はブイ式の加速度方式のもので、波向を含む波浪データを2時間ごとにテレメータで収集した。照合観測は2月10日にスタートした。流速のデータはほぼ欠損なしで得られた(46日間のデータ)が、波浪データは測器に故障があり、実質的に3月5日から3月20日の期間のデータのみとなった(16日間のデータ)。

3. 解析法

(1) 抽出法

この節はレーダエコーから流れと波浪情報を抽出する方法を述べる。これはBarrich理論(Barrich, 1977a, b)に基づく方法で、ブラック共鳴散乱機構をもとに、海面は不規則表面と仮定し摂動法を用いて、海面後方散乱波を評価し、図-3に示した一次散乱と二次散乱を定量的に示した。注意すべきことは、抽出される情報はすべてブラック共鳴する波浪成分波(ここでは約6 mの波長の波)を通じて得られることである。

a) 一次散乱

角周波数 ω における後方散乱断面積 $\sigma_{(1)}^0(\omega)$ は x 軸をアンテナ方位にとると、

$$\sigma_{(1)}^0(\omega) = 2^6 \pi k^4 \sum_{m=\pm 1} S(-2\kappa m, 0) \delta(\omega - m\omega_D) \quad (1)$$

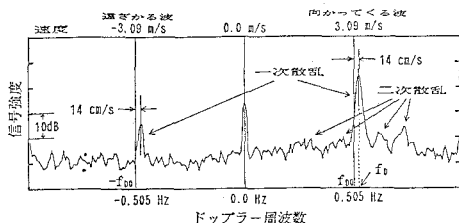


図-3 ドップラスペクトルの観測例

ここで $S(\kappa_x, \kappa_y)$ は波浪の方向スペクトルで、 κ はレーダ波の波数である。 δ 関数はブラック共鳴条件を満たし、 $m=1$ の時はアンテナ方位に向かう波と、 $m=-1$ の時は遠ざかる波と共鳴することを示す。ブラック共鳴する波の角周波数を ω_{D0} とすると、

$$\omega_{D0} = \sqrt{g\kappa\omega} = \sqrt{2g\kappa} \quad (2)$$

ここで $\kappa_W = 2\kappa$ はレーダ波と共鳴する波浪成分波の波数である。観測から得られる情報は図-3に示したドップラスペクトルである。一次散乱波が式(1)で表されることによって、抽出される物理量は共鳴する波浪成分波の、移動速度、スペクトル密度、向かう波と遠ざかる波のスペクトル密度の比の3つである。第一の物理量から、アンテナの視線方向の表層流 $V = (\omega_D - \omega_{D0})/\kappa$ が抽出される。この表層流は共鳴する波浪成分波がもっとも強く影響を受ける深さの流れを表す。Stewart & Joy (1974)によれば波長6 mの波に対して約0.5 mの深さの流れとなる。第三の物理量から波向の情報が得られる。

b) 二次散乱

角周波数 ω における散乱断面積 $\sigma_{(2)}^0(\omega)$ は

$$\sigma_{(2)}^0(\omega) = 2^6 \pi k^4 \sum_{m_1, m_2 = \pm 1} \int_{-\infty}^{\infty} |I^2| S(m_1 \kappa_1) S(m_2 \kappa_2) \times \delta(\omega - m_1 \sqrt{g\kappa_1} - m_2 \sqrt{g\kappa_2}) dp dq \quad (3)$$

ここで $|\kappa_1| = \kappa_1$ 、 $|\kappa_2| = \kappa_2$ で、積分変数 p と q の座標軸はそれぞれビーム方向の軸と、それに直角な方向の軸とする。式(3)を満たすブラック条件は

$$\omega = m_1 \sqrt{g\kappa_1} - m_2 \sqrt{g\kappa_2} = 0 \quad (4)$$

ここで $m_1, m_2 = \pm 1$ 。 I は結合係数で、電磁学的な効果と流体力学的な効果から理論的に決定される。このように二次散乱は一次散乱と異なって、二つの波浪成分波の相互作用によってもたらされ、すべての波浪成分波が関係することになる。式(3)から分かるように、観測から散乱断面積、すなわち左辺が既知となるので、この積分方程式を解けば波浪の方向スペクトルが得られる。これにより、波浪のすべての情報が得られることになる。しかしながら、式(3)は非線形方程式であるために解析的に解くことはできない。Barrickはスペクトルから計算される平均波高 H_e と平均周期 T_e を評価する式を提案した。 H_e と T_e の定義式は次式となる。

$$H_e = \sqrt{2 \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega}$$

$$T_e = 2\pi \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega / \int_0^{\infty} \omega S(\omega) d\omega$$

よって

$$T_e = 2\pi \int_{\omega_D}^{\infty} \{ \sigma_{(2)}^0(W(\nu)) \} d\omega$$

$$/ \int_{\omega_D}^{\infty} \{ (\omega - \omega_D) \sigma_{(2)}^0(\omega) / W(\nu) \} d\omega \quad (5)$$

$$H_e = \sqrt{2 \int_{-\infty}^{\infty} \{ \sigma_{(2)}^2(\omega) / W(\nu) \} d\omega / \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{(1)}^2(\omega) d\omega / \kappa} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで $w(\nu) = 8|\bar{T}|^2/\kappa^2$, $\nu = \omega/\omega_D$ で与えられる重み関数である。式(3)から式(5)と式(6)の導出に当たって、 $S \propto \kappa^{-4}$ であることから $\kappa \approx 0$ 付近でのスペクトルの寄与が大きいこと、スペクトルの積の積分において点 $(0, -2\kappa_0)$ と $(-2\kappa_0, 0)$ 付近の寄与が大きいことを仮定した。式(5)と(6)により、平均波高と平均周期は観測されたドップラスペクトル分布から計算できることになる。

(2) データの解析法

レーダのデータと照合データの定量的な比較は相関係数と回帰直線で行った。測定精度の目安として回帰直線に対しての標準偏差を計算した。

a) レーダのデータ

図-2 に示したように、海面エコーを2回フーリエ変換することにより、各点のドップラスペクトルが得られる(図-3)。最終的に得られたスペクトルは、サンプリング周波数 2 Hz で7分28秒のデータから6個のスペクトル(データ個数256)を求め、その平均値とした。このスペクトルから、上述した抽出法で、表層流、平均波高、平均周期を抽出した。

b) 照合データ

波浪データに関して、すべての情報が波浪計から得られ、レーダのデータと直接に照合ができる。

流れのデータに関しては、照合する流れの特性を明らかにする必要がある。表-1 により、照合する流れは吹送流で、25時間平均した流れとした。このようなことから、流速計のデータはレーダの流れと測定水深が異なるために、照合データとして直接使用できない。よって、照合データは次式の非定常のエクマン理論(Endo & Nitta, 1971)による流れとした。

$$V = \frac{\nu}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \left(\frac{\tau}{\mu} \right) \frac{e^{-(z^2/4\nu(t-t'))}}{\sqrt{\nu(t-t')}} e^{-t'f(t-t')} dt' \quad \dots\dots (7)$$

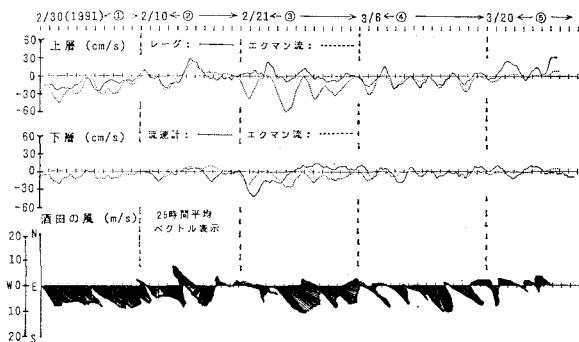


図-4 流れの時系列の比較

ここで f, ν, τ はそれぞれコリオリ係数、動粘性係数 ($\nu = \mu/\rho$)、風のストレスである。 $\tau = \rho_a C_a U_a^2$ 。ここで、 ρ_a, C_a, U_a はそれぞれ空気密度、摩擦係数、風速ベクトルである。風速ベクトルは酒田港の風のデータを使用した。式(7)において、2つの未知数がある。風から入力する運動量の割合 C_a と、水面下に運動量が伝播する割合 ν (又は摩擦深度 $D = \sqrt{2\nu/f}$) である。このために、解が表層流(レーダの値)と下層(流速計の値)にできるだけ適合するように、これらのパラメータを決定した。

4. 解析結果

(1) アンテナの視線方向の流れ

ここで議論する流れはすべてアンテナの視線方向の、25時間平均の流れとする。図-4 はレーダ及び流速計で観測された流れと海上風(酒田港の風)の時系列を示す。この図から、観測海域の流れの場合は次のことからエクマン的な流であると言える。第一に、図-5 のスペクトル特性から、レーダ及び流速計の流れの第1スペクトルピーク周波数はお互いに一致し、かつ海上風の値にも一致したこと。また、これらの第2のスペクトルピーク周波数は海上風に存在せず、慣性振動の周波数と完全に一致したことである。第二に、レーダの流れはとくに海上風と高い相関(相関係数 0.718, 大きさは風速の約 3.2%)をもち、また流速計の流れはレーダの流れとあ

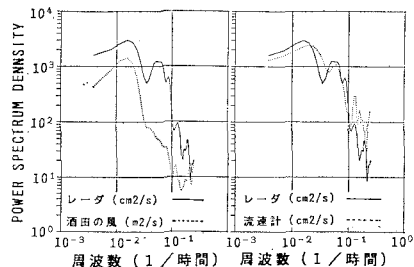


図-5 流れと風のスペクトル

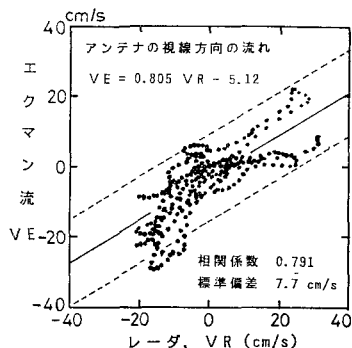


図-6 アンテナの視線方向の流れの比較

る程度の相関（相関係数 0.650）をもち、約 60% の大きさとなったことである。このようなことから、式(7)と酒田港の風を用いて観測された流れをシミュレーションし、その結果を図-4に示した。この図から、レーダ及び流速計の流れをかなり良く再現していることが分かる。パラメータ D と C_d の値はそれぞれ 52.5 m と 0.0099 で、レーダの流れは表層で、流速計の流れは 0.4 D の深さの流れとした。観測期間を 5 つに分割し、それぞれの期間で観測値に合うようにパラメータの値を設定すれば、エクマン流は図-4 よりはるかに観測値に一致させることができる。この場合のパラメータの値は D が 50 m ~ 100 m, C_d が 0.006 ~ 0.020 の範囲の値となった。以上のことにより、シミュレーションされたエクマン流は照合データとして十分な精度をもつと言える。図-6 により、レーダの流れはエクマン流と非常に高い相関をもち、測定精度を評価することができた。

レーダ観測は第 1 節で述べたように面的な観測が可能である。図-7(a) は 3 月 26 日の、アンテナの視線方向の日平均流の平面分布の例を示す。図-7(b) は (a) の分布から連続の式を用いて流れのベクトル場を推定したものである。

(2) 風浪の波高、周期

図-8 に平均波高と平均周期に関して、レーダと波浪計の観測値の時系列を示した。同時に鼠ヶ関（図-1 の点 C）の定時観測値も示した。鼠ヶ関の観測値は超音波波高計（水深 40 m）で観測され、ゼロアップクロス法

から解析されたものである。この図から次のことが言える。第一に、波浪場は純粋な風浪場であること。それは鼠ヶ関、波浪計ブイ、レーダで観測された波高と周期の間に 3/2 乗法則 (Toba, 1972) が成立することによる。第二に、波浪計で観測された波浪特性は鼠ヶ関のものと非常に類似していること。相関係数で見ると、平均周期について 0.833, 平均波高について 0.965 となった。よって、波浪計の観測データは信頼できるものと言える。

レーダの観測精度は波浪計で調べることができる。平均波高は図-9 に、平均周期は図-10 に示した。これらの図より、風浪の周期と波高に関して、短波海洋レーダは十分に実用な精度をもつと言える。

最後に、レーダで観測された波高の平面分布について議論する。図-11 は流速分布（図-7）と同様に解析された波高の日平均分布である。この図から、波高分布は必ずしも海岸線に平行に分布していないことである。これは海底地形や島（例えば飛島）等の影響によると思われる。例えば、波浪計設置点付近で波高が比較的低いのはその点に水深 80 m の天然礁（周囲は水深 100 m）によると考えられる。図-12 は図-11 の分布を図-3 で示したビーム方向 (③~⑨) とフェッチ方向 (1'~5', 季節風は北西の風でビーム⑨、又は 2' の方向と一致する) の断面分布である。図-12(a) から、波高は沖合い 30 km 付近から減衰することが分かる。レーダは一般に距離が増すにつれて S/N が悪くなり、誤差が増加する傾向となる。このような意味から、レーダデータの

表-1 沿岸流の特性

特性	種類	平均流		変動流	
		海流	吹送流	潮流	乱流
25時間平均		○	○	×	×
周期性		×	×	○	×
NON-SHEAR 流		○	×	○	×
SHAER 流		×	○	×	×

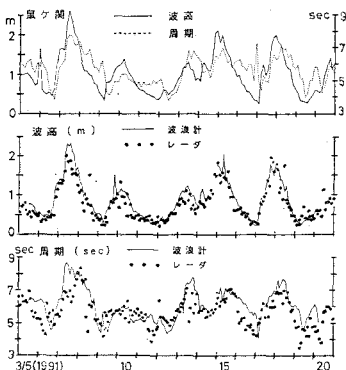


図-8 波高と周期の時系列の比較

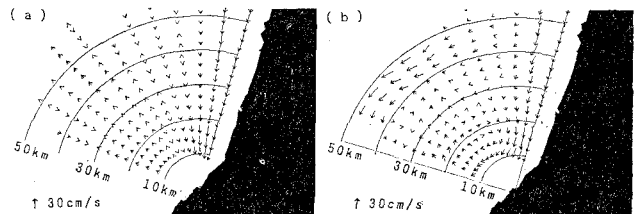


図-7 流速の平面分布 (3 月 26 日の日平均)

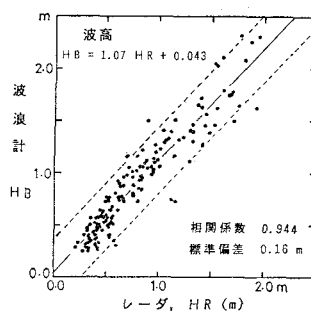


図-9 平均波高の比較

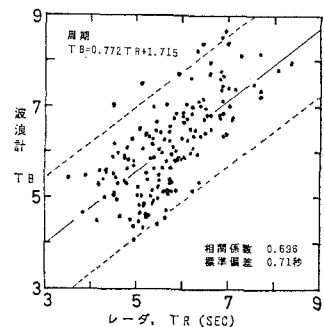


図-10 平均周期の比較

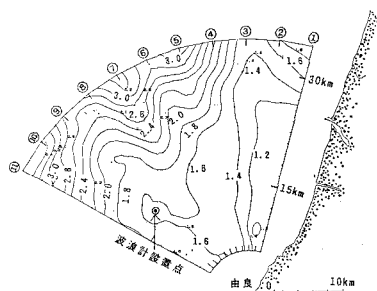


図-11 波高の平面分布 (3月7日の日平均)

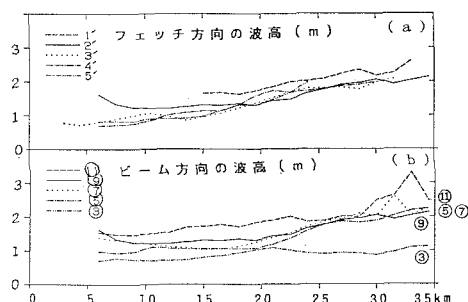


図-12 波高の断面分布

信頼性について、沖合い 30 km 付近は波浪計設置点付近より低いと推定される。しかしながら、海岸線に平行に近いビーム③の波高分布を調べると、波高はアンテナからの距離によって不自然に増加していない (図-12 (b))。

5. まとめ

本研究の結論は表-2 に示した。この表より、観測精度は流れを除けば、Gower & Barrick (1986) とほぼ同等である。流れについて精度が2倍低い理由は、彼らの観測が強い潮流観測に対して、本研究は複雑な吹送流であり、かつ照合データとしてシミュレーション値を用いたことにある。

今後の課題は、2組のレーダによる2方向からの観測

表-2 レーダの観測精度

	回 帰 直 線	相関係数	誤差範囲	Gower & Barrick (1986)
流れ (cm/s)	$VE=0.805VR-5.122$	0.790	7.7	1~3
波高 (m)	$HB=1.073HR+0.043$	0.944	0.16	7~25%
周期 (sec)	$TB=0.772TR+1.715$	0.696	0.71	0.6

を行い、流速ベクトルの計測法の開発と測定精度を向上させることである。

謝辞 本研究の観測に関して御協力頂いた海洋科学技術センターそして山形県漁業組合由良支所および関係機関の方々に、またデータを提供して下さいた運輸省第一港湾局酒田港工事事務所の方々に、ここに深く謝意を表する。

参 考 文 献

- 井口俊夫・梅原俊彦・大野祐一・野崎恵朗 (1989): 短波海洋レーダによる海流及び波浪の観測, 通信総合研究所季報, Vol. 35, No. 176, pp. 387-397.
- 大野祐一・井口俊夫・梅原俊彦・野崎恵朗 (1989): 短波海洋レーダを用いた海流観測, 海洋調査技術, Vol. 1 (2), pp. 55-60.
- Barrick, D. E. (1977a): Extraction of wave parameters from measured HF radar sea-echo Doppler spectra, Radio Science, Vol. 12, No. 3, pp. 415-424.
- Barrick, D. E. (1977b): The ocean waveheight nondirectional spectrum from inversion of the HF sea-echo doppler spectrum, Remote Sensing of Environment, 6, pp. 201-227.
- Barrick, D. E. (1978): HF radio oceanography—a review, Boundary-Layer Metrology, Vol. 13, pp. 23-43.
- Endoh M. and T. Nitta (1971): A theory of non-stationary oceanic Ekman layer, J. Meteor. Sci. Japan, Vol. 49, No. 4, pp. 261-266.
- Gower, J.F.R. and D. E. Barrick (1986): Panel discussion summary, IEEE J. Oceanic Eng., OE-11, 2, pp. 147-149.
- Stewart, R. H. and J. W. Joy (1974): HF radio measurements of surface currents, Deep-Sea Research, Vol. 21, pp. 1039-1049.
- Toba, T. (1972): Local balance in the air-sea boundary processes I, J. Oceanogr. Soc. Japan, 28, pp. 108-120.