

海洋短波レーダによる海表面流計測のための新しい ドップラースペクトルの算定法

児島正一郎*・橋本典明**・吉松みゆき***

1. はじめに

海洋短波レーダによる海表面流計測は、流れによって生じるドップラースペクトルのピーク周波数のシフト量を測定することにより行われる。これまでの海洋短波レーダによる海表面流計測に関する研究は、このドップラシフト量から算定される表面流速の精度と特徴についての検討が中心的に行われてきた。例えば、徳田(1992)や石塚(1999)はレーダで観測される海表面流速とADCPやプロペラ流速計から得られる海表面流速との比較を行い、レーダで観測される海表面流速の精度とその問題点についての検討を行っている。しかしながら、これらの検討はレーダより得られるドップラースペクトルが精度良く算定できているという前提のもとに、流速の精度に関する検討を行っている。このため、海表面流観測を精度良く行うためのドップラースペクトルの算定法に關しての検討については行われていない。

レーダによる海面計測の精度は、受信信号の SN 比とレーダの受信信号から算定されるドップラースペクトルの精度に依存する。受信信号の SN 比は送信波の出力を高くすれば向上する。これに対して、ドップラースペクトルの精度は、その算定法とサンプリング数に依存している。これまで、ドップラースペクトルは受信信号をフーリエ変換することにより算定 (FFT 法) され、それ以外のドップラースペクトル算定法については十分な研究が行われてこなかった。FFT 法によって算定されるドップラースペクトルは、しばしばそのピークが二つに割れ、正確なピーク周波数を特定することが困難な状況になる。本研究では自己回帰 (AR) モデルを用いた新しいドップラースペクトル算定法を開発し、海面流速の計測精度を向上させることを目的とする。

2. FMICW 方式の HF レーダについて

海洋短波レーダにはアンテナの形状や送受信の方法によって様々なタイプのレーダシステムが存在する。本研

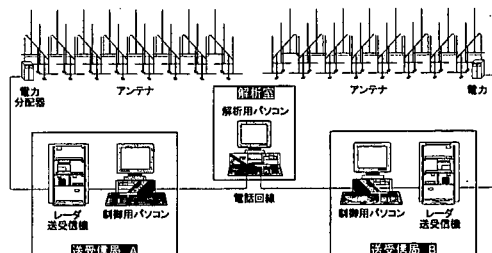


図-1 HFレーダのシステム構成

究では郵政省沖縄電波観測所が開発し、表面流観測において実績のある FMICW (Frequency Modulated Interrupted Continuous Wave) 方式の HF レーダの受信信号から海表面流計測のためのドップラースペクトルの算定法についての検討を行う。FMICW 方式の HF レーダはフェーズドチャープ方式とも呼ばれるレーダで、送信信号の周波数を変調させることによりレンジ方向(レーダの視線方向)の空間分解能を高めている。通常、周波数変調は送信信号の周波数を直線状に掃引することで行われる。このため、FMICW 方式の海洋短波レーダではレーダと散乱体の距離は、パルスレーダのように送信パルスから受信パルスまでの時間を直接測定するのではなく、受信信号の周波数と受信時の送信信号の周波数との差を算定することにより間接的に算定される。また、FMICW 方式の海洋短波レーダは FMCW 方式の海洋短波レーダのように送信と受信を連続的に行わず、送信と受信を適当な速度で切り替えることによって送信信号と受信信号の分離を良くしている。図-1 に FMICW 方式の HF レーダシステム構成を示す。本研究で使用した HF レーダは、垂直偏波 3 素子の八木アンテナを直線上に 8 列配置し、各アンテナから出す電波の位相を制御する(フェイズドアレイ方式)ことにより、電波の発射方向を制御している。

3. FFT 法によるドップラースペクトル算定

図-2に FMICW 方式の HF レーダから得られた受信信号を示す。本研究で用いた HF レーダは 1 掃引(0.5 秒間)で周波数を 24.465 MHz~24.565 MHz 変調させて

- * 正會員 博(工) 科学技術振興事業団
- ** 正會員 工 博 (独) 港湾空港技術研究所
- *** 国土交通省近畿地方整備局港湾事業課

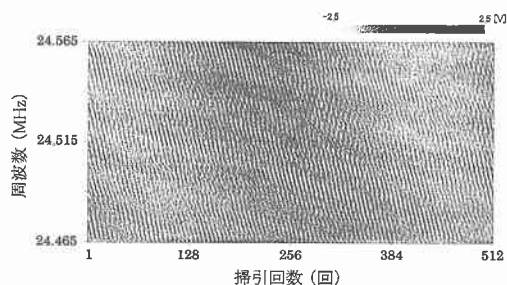


図-2 FMICW方式のHFレーダの受信信号

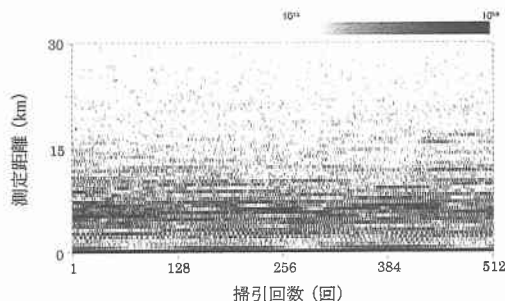


図-3 測定距離ごとの受信信号の強度分布

電波を送受信している。図-2の受信信号は掃引周波数ごとの時間変動を表し、観測距離ごとの時間変動を表していない。このため、次式に示すフーリエ変換を用いて掃引周波数ごとの受信信号 $f(x, f')$ から測定時間ごとの受信信号に変換する。

$$g(x, t) = \int_{f_1}^{f_2} f(x, f') \exp(-2\pi i f' t) df' \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 x は掃引回数、 f' は掃引周波数、 t は電波がレーダと観測地点を往復するのに要した時間をそれぞれ表している。レーダと観測地点の距離 r は、電波が往復するのに要した時間 t を用いて、以下のように算定することができる。

$$r = \frac{ct}{2\Delta f} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 c は光速、 Δf は周波数掃引幅 (100 kHz) をそれぞれ表している。式 (1) と (2) により、掃引周波数ごとの受信信号 $g(x, r)$ は測定距離ごとの受信信号に並び替えられる。並び替えられた受信信号 $g(x, r)$ は、位相情報を含む複素数で表現される。図-3に図-2の掃引周波数ごとの受信信号を測定距離ごとに並び替えた受信信号 $g(x, r)$ の強度分布を示す。受信信号の強度はレーダから離れるにつれ急激に減少し、人間の活動から発生するノイズや大気中で生じるノイズと信号のエネルギーレベルが同じになるため、遠方からの受信信号より表面流・波浪・海上風の情報を得ることはできない。通常、流れ・風向及び波浪の解析を行うことが可能な最大測定距離は、VHFレーダ (出力 100 W) の場合には約 30 km、HFレーダ (出力 100 W) の場合には約 50 km である。両レーダの最大測定距離の違いはレーダで使用している電磁波の波長の違いから生じるもので、使用している電波の波長が長いほど距離による減衰が小さく遠くまで測定することができる。

観測距離ごとのドップラースペクトル $Doppler(f, r)$ は、観測距離ごとの受信信号 $g(x, r)$ を時間方向にフーリエ変換することにより算定される。

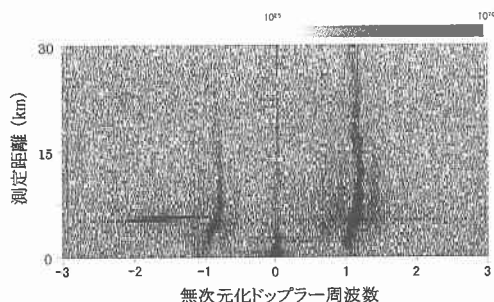


図-4 測定距離ごとのドップラースペクトル

$$Doppler(f, r) = \left| \int_{t_1}^{t_2} g(x, r) \exp(-2\pi i f x) dx \right| \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 f はドップラー周波数を表している。図-4に図-3の観測距離ごとの受信信号 $g(x, r)$ から算定されたドップラースペクトル $Doppler(f, r)$ を示す。海表面上に流れがなければ、Bragg 散乱によって生じるスペクトルピーク (一次散乱のピーク) は Bragg 散乱を引き起こす波浪が持つ周波数 (規格化された無次元化ドップラー周波数の ± 1) 上で起きる。しかしながら、海表面流によって生じるドップラーシフトによって一次散乱のピークは左右に移動する。この移動量を計測することにより、レーダのレンジ方向 (視線方向) の流速を観測し、2局のレーダで同時に観測することにより海表面の流速を観測することができる。

FFT 法によるドップラースペクトル推定法は、計算を高速に行え、スペクトルの分散を算定できることより広く用いられてきた。しかしながら、海表面流速はドップラースペクトルの一次散乱のピーク周波数を精度良く算定すれば良く、スペクトルの分散を算定する必要はない。このため、スペクトルの分解能が高く、高精度にピーク周波数の位置を算定することができる AR モデルを用いたスペクトル (ドップラースペクトル) 推定法の方が、海表面流の算定には適している。

4. AR モデルによるドップラースペクトル算定

測定距離ごとの受信信号 $g(x, r)$ に対して, AR モデルを用いたドップラースペクトルの推定を行う. 任意の測定距離 r からの受信信号 $h(x)$ に AR モデルを適用すると以下のような関係式が成り立つ.

$$h(x, r) = \sum_{k=1}^m a_k h(x-k) + \nu_n \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで, m は自己回帰次数, a_k は自己回帰係数, ν_n は平均 0, 分散 σ^2 の正規分布に従う白色雑音である. 式 (4) で示される m 次の AR モデルにおける自己共分散関数 C_m は, 次式で表されるユールウォーカーの方程式を満たす.

$$C_0 = \sum_{k=1}^m a_k C_k + \sigma^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$C_j = \sum_{k=1}^m a_k C_{j-k} \quad \dots\dots\dots (6)$$

実際には観測で得られる受信信号から標本自己共分散関数 $\hat{C}_k$ を算定し, これを式 (6) に代入すると自己回帰係数 a_k を未知数とする以下の関係式を得る.

$$\begin{bmatrix} \hat{C}_0 & \hat{C}_1 & \hat{C}_2 & \cdots & \hat{C}_{p-1} \\ \hat{C}_1 & \hat{C}_0 & \hat{C}_1 & \cdots & \hat{C}_{p-2} \\ \hat{C}_2 & \hat{C}_1 & \hat{C}_0 & \cdots & \hat{C}_{p-3} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ \hat{C}_{p-1} & \hat{C}_{p-2} & \hat{C}_{p-3} & \cdots & \hat{C}_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ \vdots \\ a_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{C}_1 \\ \hat{C}_2 \\ \hat{C}_3 \\ \vdots \\ \hat{C}_p \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (7)$$

式 (7) の解として自己回帰係数の推定 $\hat{a}_k$ を得る. ここで, 標本自己共分散関数 $\hat{C}_k$ は距離ごとに並び替えられた受信信号 $h(x)$ とその共役複素数である $\overline{h(x)}$ を用いて次式によって算定される.

$$C_p = \sum_{x=0}^{N_0-p} h(x) \overline{h(x+p)} \quad \dots\dots\dots (8)$$

さらに, 分散 σ^2 は式 (5) より

$$\sigma^2 = \hat{C}_0 - \sum_{s=1}^p \hat{a}_s \hat{C}_s \quad \dots\dots\dots (9)$$

と表される. 次に, ウィーナー・ヒンチンの定理よりスペクトル (ドップラースペクトル) $Doppler(f)$ と標本自己共分散関数 $\hat{C}_s$ は

$$Doppler(f) = \sum_{k=1}^m C_k \exp(-2\pi i k f) \quad \dots\dots\dots (10)$$

の関係にある. 式 (10) に式 (5) と式 (6) を代入して整理すると

$$Doppler(f) = \frac{\sigma^2}{1 - \sum_{s=1}^p \hat{a}_s \exp(-2\pi i s f)} \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる. ここで, f はドップラー周波数 ($-1/2X_0 \leq f \leq 1/2 \times 0$) を表している. 式 (11) で表されるドップラースペクトル $Doppler(f)$ は式 (7) と式 (9) より算定される自己回帰係数 a_k と分散 σ^2 を代入することにより算定される. しかしながら, 式 (11) を用いてドップラースペクトルを求めるためには自己回帰次数 m を適切に決定しなければならないが, 自己回帰次数 m を物理的に決定する方法は現時点では存在しない. そこで, 本研究では情報論的に自己回帰次数を決定する. このために, AIC (赤池の情報量基準) を用いた. AIC は次式のように定式化されている.

$$AIC = N(\log 2\pi \hat{\sigma}_m^2) + 2(m+1) \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで, N は受信信号のサンプル数を表している. 情報論によれば, 式 (12) で表される AIC が最小になるように自己回帰次数 m を決めてやれば, 最も信頼性の高いドップラースペクトルを算定することができる.

本研究では個々の自己回帰次数 m に対する AIC を以下に示すレビンソンのアルゴリズムを用いることにより, 逐次的に効率よく算定した. レビンソンは与えられた自己共分散関数 $C_0, C_1, \dots$ に対応する $m-1$ 次の AR モデルの係数 a_k^{m-1} と m 次の AR モデルの係数 a_k^m との関係を表す次式のように定式化している.

$$a_k^m = a_k^{m-1} - a_m^m a_{m-k}^{m-1} \quad (k=1, \dots, m-1) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで, a_m^m は m 次の偏自己相関係数である. M 次までの偏自己相関係数 a_m^m を算定すると, 式 (13) を用いて 2 次 ~ M 次までの AR モデルの係数 a_k^m を算定することができる. このことを利用すると, 最大次数の AR モデルの係数 a_k^m から式 (13) より $m-1$ 次の AR モデルの係数 a_k^{m-1} を次式によって算定することができる.

$$a_k^{m-1} = \frac{a_k^m}{1 - (a_m^m)^2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

式 (14) を用いて, AR モデルの係数 a_k^{m-1} を逐次的に算定し, 個々の自己回帰次数 m に対する AIC を求めることができる.

図-5 に AR モデルで算定したドップラースペクトルと FFT 法で算定したドップラースペクトルを示す. AR モデルではサンプリング数 1024 のデータに対して, 自己回帰次数 m を 2, 4 (AIC の最小値), 30 としドップラースペクトルを求めた. 一方, FFT 法ではサンプリング数 1024 のデータを 512 データずつ 256 データオーバーラップするようにドップラースペクトルを算定し, それらの平均値 (3 つのドップラースペクトルの平均値) をその代表値とした. FFT 法によって算定される方向スペクトルは, 激しくその値を変動させている (自由度が低い状態). このため, FFT 法では信頼性を向上させるた

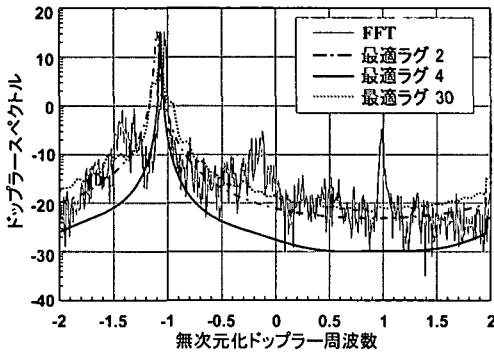
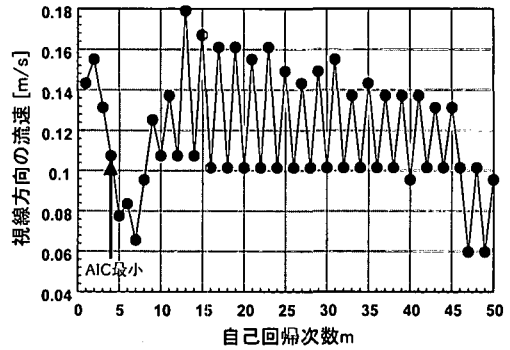


図-5 ドップラースペクトルの比較

図-6 自己回帰次数 m と流速の関係

めに平滑ピリオドグラム法などを用いて、自由度を上げてやる必要がある。ARモデルから算定されるドップラースペクトルは自己回帰次数 m によって、その形状とピーク周波数の位置を変化させている。自己回帰次数 m を大きくするとFFT法から得られるドップラースペクトルと類似し、自己回帰次数 m がサンプル数と等しくなるとFFT法の結果と同じになる。

図-6に自己回帰次数 m と視線方向の流速の関係を示す。自己回帰次数 m によって推定される流速の値は大きく変化し、推定される流速同士で3倍近くその大きさが異なることもある。このため、自己回帰次数 m を適切に決定しなければ、推定される流速の精度が著しく低下する。本研究では情報論上、最も客観的に自己回帰次数 m を決定することができるAICを用いることにより、流速を算定している。しかしながら、物理的に最適な自己回帰次数 m を決定しているわけではないので、流速計などの同時検証観測を行うことにより、算定される流速の精度及びその問題点を明らかにする必要がある。

5. 流速計との同時検証観測

ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) との同時検証観測を行うことにより、ARモデルから求めた海表面流速の精度とその問題点を明らかにする。この同時検証観測は鹿島灘周辺海域に対して2000年11月2日～2000年11月8日の期間実施した。図-7にHFレーダの設置位置(A局とB局)とビームの発射方向及び観測地点(波崎海岸から約10 km 沖合)を示す。HFレーダによる海表面流速の観測は、サンプリング時間を10分間として行った。本研究で利用したADCPは海底設置型のADCPで、水深30 mに設置し、海表面から1 m間隔に流速の測定を行った。ADCPによって海表面の流速を測定することは原理的に不可能である。このため、海表面の流速として海表面近くの流速を用いなければならないが、どの水深の流速を海表面の流速として用いれば良いのかを検討する必要がある。石塚ら(1999)はプロベラ流速計とADCP

による海面付近の流速を測定し、計測水深の検討とその問題点についての検討を行っている。本研究ではこの検討結果と実際にADCPから得られた各水深の流速データを検討した結果、水深3 mの流速データを海表面の流速とした。

図-8～図-10にADCPから得られた海表面流速の時系列変動、ARモデルから推算された海表面流速の時系列変動、FFT法によって推算された海表面流速の時系列変動をそれぞれ示す。ARモデルから得られた流速の時間変動はADCPから得られた流速の時間変動と良く一致している。これに対して、FFT法により算定される流速の時間変動はADCPから得られる流速の時間変動と異なった変動パターンとなっている。この原因としては、データのサンプリング数が少ないことが考えられる。FFT法ではデータのサンプル数が少なくなると、ドップラースペクトルを算定する際に行う移動平均の回数が減り、算定されるドップラースペクトルの精度が低下する問題がある。このため、FFT法によって精度が高いドップラースペクトルを算定するためには、データのサンプリング数を増加させなければならない。しかしながら、データのサンプリング数を増加させると、面的海表面流速観測の同時性と観測頻度が低下する問題が生じる。これ

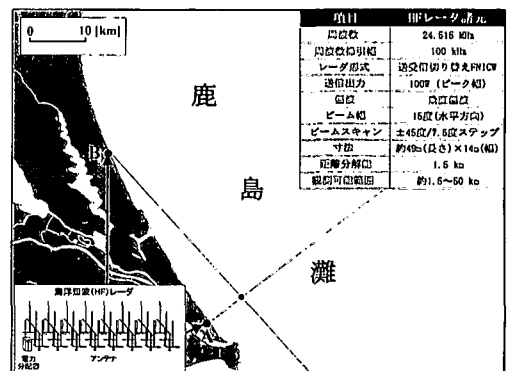


図-7 観測対象海域

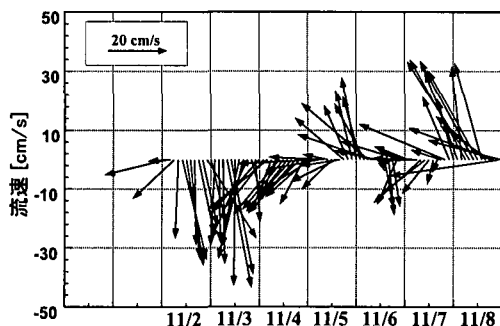


図-8 ADCP によって計測された海表面流速

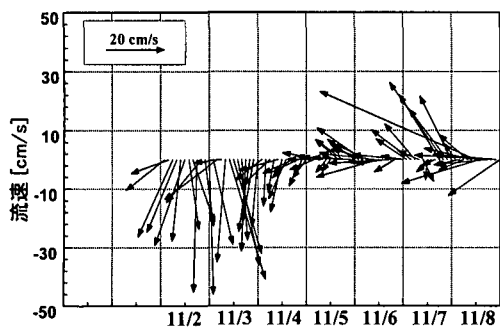


図-9 AR モデルより推算された海表面流速

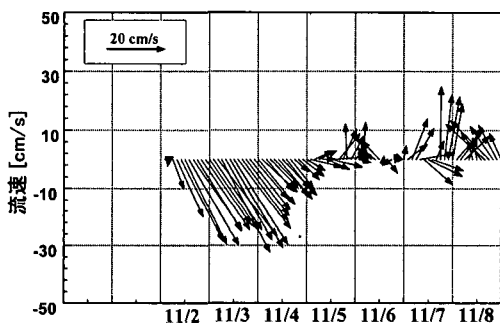


図-10 FFT 法によって推定された海表面流速

に対して、AR モデルでは適切に自己回帰次数 m を決定してやれば、算定されるレンジ方向の流速はデータのサンプリング数が少なくても FFT 法よりも信頼性の高い

流速を算定することができる。

6. おわりに

本研究では FMICW 方式の HF レーダによって信頼性の高い海表面流速を算定するために、受信信号からドップラースペクトルを算定する方法についての検討を行った。その結果、本研究で提案した AR モデルによるドップラースペクトルの算定法より得られる海表面流速は信頼性の高いことが示された。特に、データのサンプリング時間を短くして観測頻度を高めたい場合には、AR モデルによるドップラースペクトルの算定法は非常に有用である。

謝辞：本研究は、茨城県と波崎町から HF レーダを設置するための土地の提供を受け、運輸施設整備事業団の「運輸分野における基礎的研究推進制度」より HF レーダの提供を受けた。また、文部科学省海洋開発及地球科学技術調査研究促進費の補助を受けた。ここに記して謝辞を表します。

参 考 文 献

- 井口俊夫(1991): 短波海洋レーダの原理, 通信総合研究所季報, Vol. 37, No. 3, pp. 345-360.
- 石塚正秀・西田修三・中辻啓二(1999): 海洋レーダによる表層流れと風に関する研究, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 1341-1345.
- 石塚正秀・中辻啓二・松田真人・西田修三(2000): 沿岸海域研究における海洋レーダの有効利用, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 1346-1350.
- 梅原俊彦・大野裕一・井口俊夫(1991): 海洋レーダのデータ処理, 通信総合研究所季報, Vol. 37, No. 3, pp. 383-391.
- 梅原俊彦・井口俊夫・大野裕一(1991): 海洋レーダによる久米島北西域の海流観測, 通信総合研究所季報, Vol. 37, No. 3, pp. 405-415.
- 大野裕一(1991): 海洋データによる沖縄南方海域の海流観測, 通信総合研究所季報, Vol. 37, No. 3, pp. 393-404.
- 北川源四郎(1993): 時系列解析プログラミング, 岩波書店, 390 p.
- 徳田正幸・大野裕一・久木幸治(1992): 短波海洋レーダによる流れと波浪の計測, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 186-190.
- 徳田正幸・村上和男・渥美泰彦・永松 宏(1997): VHF 沿岸海洋レーダの開発と流れ観測, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 1276-1280.
- 土木学会海岸工学委員会研究レビュー小委員会(2001): 陸上設置型レーダによる沿岸海洋観測, 土木学会, 212 p.