海面からのマイクロ波後方散乱数値シミュレーション

学生員 吉田 毅郎* 正員 林 昌奎** 阿野 公洋***

Numerical Simulation of Microwave Backscattering from Sea Surface

by Takero Yoshida, *Student Member*, Chang-Kyu Rheem, *Member*, Kimihiro Ano

Summary

In order to improve the measurements of the sea surface by active microwave remote sensing, it is necessary to understand the mechanism of microwave backscattering from the sea surface. The phenomenon of microwave scattering at the sea surface is complicated and not clarified enough. The purpose of the present research is developing time domain numerical simulation technique to clarify backscattering mechanisms and evaluate sea surface observation methods. In the simulation, backscattering coefficients and Doppler spectra can be obtained. Physical optics approximation is applied to calculate scattering electric fields. The validity of the simulation has shown by comparing with the results of the experimental basin. Microwave backscattering has been simulated under the same condition as the experiment. The results indicate that the simulation technique is effective to calculate microwave backscattering from the water surface changing in time.

As an application of the simulation, we have simulated microwave backscattering with a pulse Doppler radar. Radar images of backscattering coefficient and Doppler velocity have been generated. The results show that radar images of Doppler velocity are more effective than images of backscattering coefficient for sea surface observation.

1. 緒 言

広範囲における実海域データの蓄積は、海洋に関する研究開発の基礎として重要な意味を持つ。海洋観測には様々な手法があるが、広大な海洋に対して観測船やブイによる観測データ密度は低いといえる。このような欠点を補う方法として、人工衛星などを利用したリモートセンシングによる海洋観測が有効な手段として期待されている。能動型マイクロ波センサを用いたリモートセンシングによる海面観測は、海面にマイクロ波を照射し、その後方散乱から海面状態を推定することを基本的な原理とする。海面にマイクロ波を照射すると、マイクロ波は海面状態に応じた特性によって散乱する。また、海面から散乱するマイクロ波は水粒子の運動に起因するドップラー効果により周波数に変調される。このような海面状態に応じたマイクロ波散乱特性の変化を利用し、海面でのマイクロ波散乱を解析することによってリモートセンシングによる海面観測が可能となる。しかし、不規則に変動する実

際の海面でのマイクロ波散乱現象は複雑であり、十分に解明されていない。より高度なリモートセンシングによる海面観測を行うには海面におけるマイクロ波散乱メカニズムの解明が必要不可欠である。

これまで、海面における電磁波散乱問題は Bragg 散乱理論および複合散乱理論をベースとして解析が行われてきた¹⁾²⁾。これらの散乱理論はある程度の傾向を説明するものであるが、実際の海面で生じている現象は、はるかに複雑である。水槽実験では、海面状態が既知であり海面物理量とマイクロ波散乱の関係が把握できるが、実験設備等の制限が多く、検証が行えるのは単純な条件のみである。そのため、数値シミュレーションにより海面でのマイクロ波散乱現象を再現し詳細な検討を行うことが望ましいといえる。統計的に取り扱われる海洋波浪について、海面の空間形状とマイクロ波散乱との関係を明確にするために、海洋波浪の統計量から数値的にある時点での海面形状を生成し、その海面からのマイクロ波散乱を求めるシミュレーションツールの開発が行われてきた³⁾⁴⁾⁵⁾。

本研究では、実際の海面と同様に不規則に時間変動する海面から振幅、周波数変調を受けたマイクロ波散乱を求めるためのシミュレーションツールの開発を行う。物理光学近似を用いて、時間変動する海面からの後方散乱波を時系列で求め、後方散乱係数とドップラースペクトルを得る。そして、実際に行われた水槽実験結果と比較することで、シミュレーショ

* 東京大学大学院新領域創成科学研究科

** 東京大学生産技術研究所

*** トヨタ自動車株式会社 (研究当時東京大学大学院)

ンツールの有効性を示し、水槽実験の代替として応用することができると検討する。また、新しい波浪観測手法の開発を目的としたシミュレーションツールの活用例として、パルスドップラーレーダ及びレーダ画像のシミュレーションを行う。従来のレーダ画像による波浪観測手法を評価し、ドップラー速度を利用したレーダ画像による新たな波浪観測手法の可能性を示す。

2. 数値解析手法

2.1 電磁波散乱

電磁波散乱とは、ある導体に電磁波が入射すると、導体表面で入射波に応じた振動電流が生じ、この振動電流をソースとして電磁波が散乱する現象である。導体表面境界を S とすると境界上の電流密度 $\mathbf{J}$ と電荷密度 ρ によって位置 $\mathbf{r}$ に生じる散乱電界 $\mathbf{E}_s$ は次式で表わされる。

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}) = -j\omega\mathbf{A}(\mathbf{r}) - \nabla\Phi(\mathbf{r}) \quad (1)$$

ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ とスカラーポテンシャル Φ は散乱点 $\mathbf{r}'$ を用いて次式のように表わされる。

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \mathbf{J}(\mathbf{r}') \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dS \quad (2)$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_S \rho(\mathbf{r}') \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dS \quad (3)$$

ここで μ は透磁率、 ϵ は誘電率である。導体表面での電界は接線方向成分を持たないので、境界条件は導体表面の垂直ベクトルを $\mathbf{n}$ 、入射電界を $\mathbf{E}_i$ とすると次式となる。

$$\mathbf{n} \times [\mathbf{E}_i - j\omega\mathbf{A} - \nabla\Phi] = 0 \quad (4)$$

また、電流密度と電荷密度の関係は次式で与えられる。

$$\rho(\mathbf{r}') = -\frac{1}{j\omega} \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') \quad (5)$$

以上が電磁波散乱問題における基礎方程式と境界条件である。したがって、マイクロ波散乱数値シミュレーションにおいては、導体である海面にマイクロ波を照射し、海面に発生する振動電流の分布を求める問題に帰結する。

2.2 物理光学近似法

2.1 節のように、位置 $\mathbf{r}$ における電磁界は波源（アンテナ）と境界 S 上の全電磁界の接線成分で定義される電流の自由空間における放射の和として表現される。境界上の電流密度 $\mathbf{J}$ を求める方法としてアンテナ解析によく用いられるモーメント法がある⁶⁾⁷⁾。与えられた形状に対する散乱波を精度よく求めることができる方法であるが、連立方程式が大規模になるため計算に時間がかかる。マイクロ波散乱を評価するために生成する数値海面は、 10^{-3}m のオーダーの分割幅で計算格子を設定する。重力波を考慮する場合、少なくとも数 m

の計算領域が必要となる。このような海面を取り扱う場合、格子数が膨大となり電流密度の 3 次元解析にモーメント法を用いるのは非現実的である。そこで、本研究では計算負荷の小さい物理光学近似を採用した。

物理光学近似とは振動電流 $\mathbf{J}$ を幾何光学的に近似し、放射積分することで任意形状の導体による散乱電磁界を任意の位置において計算する手法である。境界の各部を局所的に平面と見なし、無限に広い平板と同じ電流密度が生じるとして表面電流を計算する。海面を完全導体とし、各点での入射磁界を $\mathbf{H}_i$ とした場合、電流密度 $\mathbf{J}$ は次式で与えられる。

$$\mathbf{J} = 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i \quad (6)$$

計算領域を N 個に分割し、 n 番目の計算格子位置を $\mathbf{r}_n$ 、計算格子の面積を A_n とすると、海面から遠方界において 2.1 節で示した散乱電界を離散化すると以下のように表せる。

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}) = \frac{-j\omega\mu}{4\pi} \sum_{n=1}^N \mathbf{J}(\mathbf{r}_n) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}_n|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_n|} A_n \quad (7)$$

境界全体の形状を考慮するモーメント法とは異なり、各点で独立に電流密度が決まるため適応性と計算時間、メモリの点で有利である。2 次元で行われた海面におけるマイクロ波散乱シミュレーションでは、モーメント法と物理光学近似の間には後方散乱係数など主放射方向の界を計算する場合にそれほど大きな誤差はなく十分な精度を示している⁴⁾。

2.3 散乱係数

一般に、物体の散乱特性は散乱断面積で表わされる。散乱断面積とは散乱体に入射した電力密度がある方向にどの程度の強さで反射されるかを表すパラメータであり、散乱波の全電力と入射電力密度の比を表す。散乱断面積 σ_s はアンテナと散乱点の距離が R の場合、散乱点での入射電力密度 S_i と受信アンテナでの散乱電力密度 S_s を用いて次式のように定義されている。

$$\sigma_s = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{S_s}{S_i} \quad (8)$$

散乱係数とは散乱断面積を照射面積で割り、単位面積当たりの平均的な散乱断面積を表す。

3. マイクロ波散乱シミュレーションの基本特性

3.1 平面に対するマイクロ波散乱シミュレーション

海面状態を平面として 3 次元におけるマイクロ波散乱シミュレーションを行い、計算格子の大きさについて検討する。数値シミュレーションにおける座標系を Fig.1 に示す。計算領域は三角形の計算格子に分割している。計算格子の大きさはマイクロ波の波長 $\lambda = 0.03125\text{ m}$ の $1/2, 1/5, 1/10$ とし、計算領域は $5\lambda \times 5\lambda (0.15625\text{ m} \times 0.15625\text{ m})$ 、アンテナ距離を 10m

とした。 $\phi=0^\circ$ における後方散乱係数のシミュレーション結果を Fig.2 に示す。ここでは簡略化のために散乱電界にかかる係数は考慮せず、入射電力密度は一定値としている。各計算格子から散乱されるマイクロ波の干渉によって、入射角ごとに後方散乱係数にばらつきが生じる。Fig.2 の結果から、計算格子の大きさによってマイクロ波散乱の様子が異なるため、計算格子の大きさをマイクロ波の波長に比べて小さく設定しなければならないことが分かる。一方、物理光学近似において平面からのマイクロ波散乱は、式(1)の散乱電界の解析解から求められる。 x - y 面内に置かれた $a \times b$ の矩形面にマイクロ波を入射させ、入射方向 (θ, ϕ) 、散乱方向 (θ_s, ϕ_s) 、アンテナ距離 R_0 のとき散乱電界は次式のようになる⁷⁾。次式において $\hat{\theta}, \hat{\phi}$ は θ_s, ϕ_s 方向成分、 η は波動インピーダンスで $(\mu/\epsilon)^{0.5}$ 、 $\text{Sinc}(x)=\sin(x)/x$ を表わす

$$E_s = \frac{-j\omega\mu E_0}{2\pi\eta R_0} e^{-jkR_0} \left(-\cos\theta_s \cos(\phi_s - \phi)\hat{\theta} + \sin(\phi_s - \phi)\hat{\phi} \right) \cdot ab\text{Sinc}(ka/2(\sin\theta\cos\phi + \sin\theta_s\cos\phi_s)) \cdot \text{Sinc}(kb/2(\sin\theta\cos\phi + \sin\theta_s\cos\phi_s)) \quad (9)$$

$\phi=0^\circ$ における後方散乱係数のシミュレーション結果と解析解の結果を Fig.3 に示す。計算格子の大きさを $\lambda/10$ とした後方散乱係数のシミュレーション結果は解析解と一致する結果となった。解析解との比較から計算格子の大きさは $\lambda/10$ という設定で十分な精度が得られていることが示された。

Fig.1 Coordinate system of numerical simulation

Fig.2 Comparison of backscattering coefficients with the difference of computational grid scale

Fig.3 Comparison of backscattering coefficients between numerical simulation and analytical solution

3.2 数値海面

数値海面は海洋波の統計的性質を表すスペクトルを用いて生成する。海洋波の M 個の要素波が測定点に対して N 方向からやってくると考える場合、不規則波面 η はランダム位相 ε_{ij} を与えて次式のように重ね合わせて生成する。

$$\eta(x, y, t) = \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N \cos(k_i x \cos\theta_j + k_i y \sin\theta_j - \omega_i t + \varepsilon_{ij}) \cdot \sqrt{2S(\omega_i)G(\theta_j)\Delta\omega_i\Delta\theta_j} \quad (10)$$

ここで ω_i, k_i は要素波の角周波数、波数であり、 θ_j は要素波の伝播方向である。 $S(\omega_j)$ は波のスペクトル、 $G(\theta_j)$ は波の方向分布関数を表わす。

一般にマイクロ波の散乱は、その波長と同程度の波長の海洋波による影響が大きい。数値シミュレーションでは波長 $\lambda=0.03125$ m のマイクロ波を使用しており、同程度の波長の海洋波は数 cm の波である。そこで、波長の短い風波の高周波側を表現するために以下に示すように Mitsuyasu&Honda のスペクトルを使用した⁸⁾。

$$S(\omega) = \alpha_s g_* u_* \omega^{-4} \quad (11)$$

α_s は u_* によって定まる定数、 u_* は摩擦速度、 g_* は表面張力を考慮した重力加速度、 ω は角周波数である。

波長の短い風波は表面張力以外にも吹送流の影響を強く受ける。山西⁹⁾は対数分布の吹送流に対する波速の式から次のような分散関係式を求めた。

$$\omega = \sqrt{g_* k} + k[u_0 + u_r e^{2kz_0} (Ch2kz_0 - Shi2kz_0) + u_c] \quad (12)$$

ここで、 u_0 は表面流速、 z_0 は粗度高さ、 u_c は一様流、 u_r は吹送流の分布によって決められるべき任意定数であり、 $Shi(x), Chi(x)$ はそれぞれ積分双曲線正弦関数、同余弦関数である。本研究においてもこの分散関係式を利用する。

Mitsuyasu&Honda スペクトルから風波の高周波側を求めたスペクトルを Fig.4 に示す。本シミュレーションにおいては Fig.4 に示したスペクトルから風波面を生成している。こ

ここで U は海面上 30cm での風速を表す。実際にシミュレーションで用いた風速 6 m/s の数値海面の例を Fig.5 に示す。Fig.5(a) はある 1 点における海面の時間変動を示す。Fig.5(b) はある時間における海面状態、Fig.5(c) には 2 次元で表示した海面の水粒子軌道速度成分を表示する。

Fig.4 Mitsuyasu&Honda spectra of wind waves

(a) Sea surface fluctuation

(b) Sea surface profile

(c) Sea surface velocity

Fig.5 Numerically-simulated sea surface condition of wind waves

3.3 不規則な風波面からのマイクロ波後方散乱

不規則に生成した風波面に対してシミュレーションを行う。マイクロ波は X バンド(波長 $\lambda=0.03125$ m)を用いて、垂直偏波を対象とし、アンテナ距離 4.25 m、計算領域 $40\lambda \times 40\lambda (1.25 \text{ m} \times 1.25 \text{ m})$ と設定した。入射角 $\theta=30^\circ$, $\phi=0^\circ$ において、

風速 6 m/s の時間変動する不規則風波面からのマイクロ波後方散乱を 100 Hz でサンプリングした結果と、サンプルの累積平均を Fig.6 に示す。

同じ統計的傾向の海面であっても時間によって変動することがわかる。この変動は海面の微細構造の違いにより、各要素からの散乱波の位相が変化するためである。従って、不規則に時間変動する風波面からの後方散乱係数を評価するためには、ある瞬間の後方散乱係数で評価するのではなく、累積時間平均値によって評価する必要がある。Fig.6 に示すように、時間変動する後方散乱係数は約 5 秒間の累積時間平均値を求めることで一定の値に収束するため、本研究においては 5 秒間の累積時間平均値を用いて海面上風速によって異なる風波面からの後方散乱係数を評価する。

Fig.6 Temporal fluctuation of backscattering coefficients and mean values of accumulation

4. マイクロ波散乱シミュレーション

4.1 マイクロ波散乱シミュレーションと実験結果の比較

4.1.1 アンテナ利得

計算対象領域を水槽実験スケールまで拡張し、送信アンテナの利得も考慮することで、実際に行われた水槽実験によるレーダ計測と同等な条件においてシミュレーションを行う。実験同様にマイクロ波は X バンド(波長 $\lambda=0.03125$ m)を用いて、垂直偏波を対象として計算を行う。ここでは、送信されるマイクロ波のアンテナ利得を考慮するため、アンテナ利得について述べる。アンテナ利得を G 、送信電力を P とした場合、距離 R の地点での入射電力密度 S_i は次式で表される。

$$S_i = \frac{PG}{4\pi R^2} \quad (13)$$

一般にアンテナ利得という場合、最大放射電力密度に対する値 G_0 を意味する。また放射電力密度が最大値の半になる範囲の角度 $\beta_{1/2}$ をビーム幅または電力半値幅と呼ぶ。アンテナ特性は利得とビーム幅によって表され、利得が大きくビーム幅が小さいほどアンテナは鋭いビームを放射する。アンテナ正面の方向(放射電力密度が最大となるアンテナの主方向)に対しての角度を β とするとその方向への利得 $G(\beta)$ は

G_0 と $\beta_{1/2}$ を用いて次式のように近似でき、本シミュレーションにおいても次式を用いた。

$$G(\beta) = G_0 \exp \left[-4 \left(\frac{\beta}{\beta_{1/2}} \right)^2 \ln 2 \right] \quad (14)$$

4.1.2 入射角と後方散乱係数の関係

まず、入射角と後方散乱係数の関係について比較を行う。不規則風波面において、各入射角で後方散乱係数を求め、入射角と後方散乱係数の関係である入射角依存性について検討する。東京大学生産技術研究所千葉実験所海洋工学水槽で行われたマイクロ波散乱実験ではアンテナ距離 4.25 m、風速 8 m/s の条件で実験が行われ、実験により得られた入射角依存性の結果を Fig.7 に示す⁴⁾。シミュレーションにおいても実験と同様な条件で設定した。また、計算領域は $40\lambda \times 40\lambda$ (1.25 m $\times$ 1.25 m) とした。数値海面を生成する際にはスペクトル領域を $2.0\lambda \sim 0.5\lambda$ とした。各入射角において後方散乱係数を 5 秒間の時間平均値とした後方散乱係数のシミュレーション結果も併せて Fig.7 に示す。シミュレーションの結果では受信アンテナ開口を考慮していないことや、後方散乱係数を求める際に用いる照射面積が異なるため、絶対値としては後方散乱係数の結果に差が生じる。しかし、シミュレーションの結果は実験結果と同様に入射角 20° 差で後方散乱係数が約 10 dB 下がるという相対的な傾向はほぼ一致しており、概ね良好な入射角依存性を示している。そのため、シミュレーションにおいても入射角 20°~60° の Bragg 共鳴散乱が卓越する領域での入射角依存性を確認することができた。

Fig.7 Comparison of incident angle dependence between simulation and experiment

4.1.3 風速と後方散乱係数の関係

風速と後方散乱係数の関係について、アンテナ距離 4.25 m、入射角 $\theta=30^\circ, 40^\circ$, $\varphi=0^\circ$ の条件で、2008 年に東京大学生産技術研究所千葉実験所海洋工学水槽にて行われたマイクロ波散乱実験結果を Fig.8 に示す。同様な条件において風速 4~10 m/s の条件にて計算領域は $40\lambda \times 40\lambda$ (1.25 m $\times$ 1.25 m) と設

定した後方散乱係数のシミュレーションの結果を Fig.9 に示す。一般的に風速の増大に伴い後方散乱係数も増すという特徴がシミュレーション結果にも表れている。入射角を変化させた場合の後方散乱係数の差も実験結果と同様な傾向がみられる。

ここで、後方散乱に与える Bragg 共鳴波の影響を確認するために、Fig.10 に示すように Bragg 共鳴波の波長域を含む数値海面と Bragg 共鳴波を含まずに Bragg 共鳴波より長い波成分と短い波成分から成る数値海面を生成し、これらの数値海面において後方散乱係数をシミュレーションした結果を Fig.11 に示す。この結果から、Bragg 共鳴波を含む海面からの後方散乱係数のみが明らかに大きな値を示しており、Bragg 共鳴波がマイクロ波の後方散乱に大きく影響していることが分かる。

Fig.8 Backscattering coefficients of experimental result

Fig.9 Backscattering coefficients of simulation result

Fig.10 Wind wave spectra with Bragg resonance

Fig.11 Influence of Bragg resonance wave for backscattering

4.1.4 規則的な重力波が存在する場合

規則的な重力波と風波が存在する場合の後方散乱に関して、4.1.3 節と同じ実験時に得られた後方散乱係数の結果を Fig.12 に示す。周期 2 s、波高 0.12 m のレーダに近づく方向に進行する規則的な重力波と風速 6 m/s の風波から成る海面に対して、アンテナ距離 4.25 m、入射角 $\theta=30^\circ$ 、 $\phi=0^\circ$ の条件で行われた実験結果である。同様な条件の規則波と風速 6 m/s の不規則な風波を重ね合わせた数値海面において、計算領域は $60\lambda \times 60\lambda$ (1.875 m $\times$ 1.875 m) と設定してシミュレーションを行った。後方散乱係数は細かく時間変動するため 1000 Hz でサンプリングした後に 0.1 秒間の移動平均値で表示している。シミュレーションにより求められた規則波 5 周期分の後方散乱係数も Fig.12 に示す。この結果から分かるように、後方散乱係数の変動に規則波の影響による差が生じており、水槽実験結果と同様な傾向を示している。このように、波長の大きな重力波が存在する場合の影響である傾き変調効果がシミュレーション結果にもみられた。

Fig.12 Comparison of backscattering coefficients between simulation and experiment

4.1.5 ドップラー速度

アンテナ視線方向の速度成分 v_r (アンテナに近づく方向を正) をもつ海面からの散乱波を観測する場合、観測される散乱波は周波数変調を受ける。この効果をドップラー効果といい、変調幅であるドップラーシフト Δf は次式で与えられる。

$$\Delta f \approx f_0 \frac{2v_r}{c} \quad (15)$$

f_0 は海面に入射するマイクロ波の周波数、 c は光速である。ドップラーレーダを用いた実際の波浪観測では、受信データを周波数解析することによって得られるドップラー Spektrum が解析対象となる。実際の観測では、受信データを同相成分と直交成分である I, Q 信号に分けて正負のドップラー Spektrum を求めている。シミュレーションにおいては、時系列で得られる周波数変調を受けた後方散乱電界の実数部を I 信号、虚数部を Q 信号としてドップラー Spektrum を求める。

4.1.4 節と同じ実験条件により得られたドップラー速度時間変動の結果と、同様な条件にてシミュレーションにより求めた結果を Fig.13 に示す。ドップラー Spektrum は 0.128 秒間のデータから求めており、0.1 秒の時間間隔にて Spektrum を求め、その Spektrum の平均値を示すドップラー速度の結果に表示している。

Fig.13 のドップラー速度変動周期は重力波と同周期で変動する結果となったが、ドップラー速度変動幅は実験に比べてシミュレーションの方が小さい値を示している。小林⁵⁾ の水槽実験結果によると波の高周波数領域では計測値が理論値に比べて大きい結果が得られている。この傾向は風波の非線形性に起因する現象であると考えられ、本シミュレーションで用いた数値海面は速度成分も風波 Spektrum を分割して線形的に重ね合わせて生成した海面であるため、ドップラー速度変動幅が実験よりも小さい結果が得られたと考えられる。しかし、ドップラー速度変動幅は重力波の水粒子速度とほぼ一致しており、波長の大きな重力波に対してドップラー速度の時間変動を利用した波浪推定の有効性が確認された。

これまでシミュレーションと実験を比較した結果、後方散乱係数及びドップラー速度共に良好な傾向を示しており、本研究で開発したシミュレーションツールの有効性が示された。

Fig.13 Comparison of Doppler velocity between simulation and experiment

4.2 パルスドップラーレーダ

これまでは連続波レーダを想定したシミュレーションを行っていたが、シミュレーションツールの応用例として、本節では時空間的な分解能を得るために用いられるパルスドップラーレーダを想定したシミュレーションを行う。入射角 45° 、アンテナ位置を原点上の高さ 10 m 、ビーム幅はE面で 20° 、H面で 1° 、空間分解能（アンテナ視線方向）は 0.15 m と設定した。シミュレーションにおいては計算領域を空間分解能として設定した大きさに分割し、それぞれの領域における後方散乱係数及びドップラー速度を求めた。各計算領域は $4.8\lambda \times 6.4\lambda (0.15\text{ m} \times 0.2\text{ m})$ と設定しており、 1000 Hz 、 2 秒間のデータを取り、後方散乱係数に関しては 0.1 秒間の平均値、またドップラー速度に関しては 0.128 秒間のデータから周波数解析して求めたスペクトルの平均値を示す。海面状態は周期 2 s 、波高 0.3 m のレーダから遠ざかる方向に進行する規則波の上に風速 4 m/s の風波を重ねた状態とした。ビーム照射中心から規則波1波長分の領域での結果を時間 $t=0, 0.5, 1, 1.5\text{ s}$ の場合についてFig.14,15に表示する。これらの結果から、海洋波の1周期分の変動は後方散乱係数よりもドップラー速度の方が明らか表れることが分かる。パルスドップラーレーダを想定することで、シミュレーションにおいても時空間的な波の変動を把握することが可能となった。

Fig.14 Space and time fluctuation of backscattering coefficients and Doppler velocity ($t=0.0\text{ s}, 0.5\text{ s}$)

Fig.15 Space and time fluctuation of backscattering coefficients and Doppler velocity of pulse Doppler radar ($t=1.0\text{ s}, 1.5\text{ s}$)

4.3 レーダ画像

4.2節と同様な条件で、パルスドップラーレーダを用いたレーダ画像を生成するシミュレーションを行う。入射角を 70° に設定し、水平面に対して 360° 回転させ、その後方散乱波からレーダ画像を生成する。アンテナは1回転に3秒の時間を要するとし、 10° ごとに観測するものとする。また、観測時にアンテナは固定であると仮定し、空間分解能として設定した各計算領域から 1000 Hz 、 64 点のデータを得る。後方散乱係数に関しては 64 点の平均値、またドップラー速度に関しては 64 点のデータから周波数解析して求めたスペクトルの平均値をレーダ画像として表示する。

まず、海面状態は周期 2 s 、波高 0.3 m のx軸の正方向に進行する規則波の上に風速 4 m/s の風波を重ねた状態とする。アンテナを2回転させたとき（時間 $t=0.0\text{--}3.0\text{ s}, 3.0\text{--}6.0\text{ s}$ ）の海面状態とレーダ画像として得られる後方散乱係数、ドップラー速度をFig.16,17,18に示す。

次に、不規則な重力波の場合について同様な条件でシミュレーションを行った。不規則波面の生成には次式で表わされる Bretschneider-Mitsuyasu のスペクトルを用いた¹⁰⁾¹¹⁾。

$$S(f) = 0.257 \left(\frac{H_{1/3}}{g T_{1/3}} \right)^2 g^2 f^{-5} \exp \left\{ -1.03 \left(\frac{H_{1/3}}{g T_{1/3}} \right)^4 f^4 \right\} \quad (16)$$

ここで、 g は重力加速度、 f は波の周波数、 $H_{1/3}$ は有義波高、 $T_{1/3}$ は有義波周期を表わす。海面は有義波高 $H_{1/3}=0.28\text{ m}$ 、有義波周期 $T_{1/3}=2.6\text{ s}$ と設定したときの海面状態及びシミュレーションにより求められた後方散乱係数、ドップラー速度のレーダ画像をFig.18,19,20に示す。

これらの結果から、ドップラー速度を表示したレーダ画像

の方が後方散乱係数よりも海洋波の波長が明らかに表れることが分かる。参考として不規則波の $t=0.0-3.0$ s の場合について、 $y=0-0.2$ m の範囲における海面状態、後方散乱係数及びドップラー速度の x 軸上の変動を Fig.22 に表示し、波数解析した結果を Fig.23 に表示する。ここで、後方散乱係数は海洋波の傾斜（波数）、ドップラー速度は海洋波の速度（角周波数）に関連する値であるため、後方散乱係数は波数で割り、ドップラー速度は重力波の分散関係式より求めた角周波数で割ることで海面変動の次元に合わせている。縦軸の値はスペクトル全体の積分値で割ることで無次元化して表示している。また、後方散乱係数に関してはアンテナビームパターンの影響が含まれるため低波数の値を除いて表示している。

Fig.22,23 の結果から、後方散乱係数及びドップラー速度共に高波数の成分が多く含まれるが、低波数域においては後方散乱係数よりもドップラー速度の方が海面変動に近い値を示しており、ドップラー速度を解析することで海洋波の波長の推定に有効であるという可能性が示唆された。

Fig.16 Surface elevation (regular wave)

Fig.17 Radar image of backscattering coefficients

Fig.18 Radar image of Doppler velocity

Fig.19 Surface elevation (irregular wave)

Fig.20 Radar image of backscattering coefficients

Fig.21 Radar image of Doppler velocity

Fig.22 Space fluctuation of backscattering coefficients and Doppler velocity (irregular wave, $t=0.0-3.0$ s, $y=0-0.2$ m) Fig.23 Wave number analysis of backscattering coefficients and Doppler velocity (irregular wave, $t=0.0-3.0$ s, $y=0-0.2$ m)

また、アンテナ入射角 70° のように高入射角度においては、Fig.24 に示すようにアンテナに近づく方向の海洋波の主な散乱面の海面速度成分は正のドップラー速度となる。一方で、アンテナから遠ざかる方向の海洋波からは主に負のドップラー速度が得られる。このような後方散乱特性を利用することで、アンテナに近づく方向か遠ざかる方向かという波向きの判定に応用できると考えられる。

以上の結果から、ドップラー速度を利用したレーダ画像による波浪観測は海洋波の波長や波向きの観測が可能であるといえる。実現化するためには、解析手法や解析精度について詳細に検討する必要があるが、実現化することができればより高精度な波浪観測手法につながることを期待される。

Fig.24 Estimation of wave direction

5. 結言

本研究では、実際の海面と同様に時間変動する不規則な海面から振幅、周波数変調を受けたマイクロ波後方散乱を求めるためのシミュレーションツールを開発し、計算格子大きさや数値海面の生成、時間変動する海面からの後方散乱係数などの基本特性について検討を行った。

マイクロ波後方散乱について水槽実験と同等な条件でシミュレーションを行った。規則的な重力波が存在する場合、後方散乱係数の時間変動には傾き変調効果がみられ、ドップラー速度の時間変動は重力波と同周期で変動し、速度変動幅は重力波の水粒子速度とほぼ一致している。後方散乱係数、ドップラー速度共に水槽実験で行われた結果と同様な傾向を示す結果が得られた。そのため、本研究において開発したマイクロ波散乱シミュレーションツールは、マイクロ波後方散乱の特性を把握するために行われる水槽実験の代替としても有効な手段であるといえる。

新たな波浪観測手法の開発を目的に、マイクロ波散乱シミュレーションツールの応用として、パルスドップラーレーダのシミュレーションを行い、時空間的にマイクロ波後方散乱を求めた。パルスドップラーレーダによるレーダ画像シミュレーション結果からは、後方散乱係数を表示した画像よりもドップラー速度を表示した画像の方が波浪観測に有効であることが示唆された。シミュレーションによって、ドップラ

ー速度を表示するレーダ画像を用いた新たな波浪観測手法の可能性が示された。

広大な海洋に対しては人工衛星を用いた観測が効果的であり、本研究で開発したシミュレーションツールを合成開口レーダ画像による海面観測の支援ツールに発展させるために今後更なる研究が必要である。

参考文献

- 1) Valenzuela, G.R. : Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves –a review, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.13, 1978
- 2) Plant, W.J. : A stochastic, multiscale model of microwave backscatter from the ocean, *Journal of geophysical research*, Vol.107, 2002
- 3) 林昌奎, 小林豪毅 : マイクロ波散乱計による海洋観測—その 3 海面におけるマイクロ波散乱の数値シミュレーション—, *日本造船学会論文集*, Vol.195, pp.25-31, 2004
- 4) 小林豪毅 : 海面におけるマイクロ波散乱メカニズムに関する研究, *東京大学大学院工学系研究科博士論文*, 2004
- 5) 阿野公洋 : 海面におけるマイクロ波散乱数値シミュレーション, *東京大学大学院工学系研究科修士論文*, 2007
- 6) Harrington, R.F. : *Field computation by moment methods*, Macmillan, 1968
- 7) 山下栄吉 : *電磁波問題解析の実際*, 電気情報通信学会, 1993
- 8) Mitsuyasu, H., Honda, T. : The high frequency spectrum of wind-generated waves, *Journal of the oceanographical society of Japan*, Vol.30, pp.185-198, 1974
- 9) 山西一臣 : マイクロ波リモートセンシングにおける複合環境下の水面特性に関する研究, *東京大学大学院工学系研究科修士論文*, 2004
- 10) Bretschneider, C.L. : Significant waves and wave spectrum, *Ocean Industry*, pp. 40–46, 1968
- 11) 光易恒 : *海洋波の物理*, 岩波書店, 2002