

ERS1-SAR を用いた御前崎周辺海域の「うねり」の解析

児島正一郎*・李 昊 俊*・沢 本 正 樹**

1. はじめに

従来の海洋波の研究では、海上や海底に波浪計を設置することでその時間的変動を測定、解析してきた。その結果、定地点における海洋波の時間的変動特性や変動パターンについては多くのことが明らかになっている。これに対し、海洋波の空間的変動に関する研究は遅れがちであった。これは海洋波の空間的挙動を観測することが難しかったためである。そこで本研究では海洋波の空間的挙動を観測するために、衛星データを用いた広域波浪観測を行うことを目的としている。衛星データとして、ヨーロッパ共同体が1991年に打ち上げたERS1(Earth Resources Satellite 1)に搭載されているSAR(Synthetic Aperture Radar)のデータを用いた。この衛星データを二次元波数スペクトル解析することにより波長と波向の推算を行う。さらに、海洋波の水面形を仮定することで波高の推算も行う。そして最後に、これらの値を初期条件にして、海洋波の波向線を数値シミュレーションすることで沿岸域における海洋波の変動を明らかにすることを試みる。

2. 合成開口レーダについて

2.1 ERS1-SARの諸元

ERS1-SARはマイクロ波を海面あるいは地上に対して斜め方向に照射し、その散乱波を受信して海面(地上)の状態を探查する。図-1にERS1-SARによる海面観測の様子を示し、表-1にSARの諸元を示す。SARの最大の特徴は、天候(雲)の影響を受けることなく高い空間分解能で海面の状態を観測することができることにある。このセンサによって観測されたデータを画像化したものは、他のセンサによって観測された画像とは本質的に異なる。この画像を解析することによって、海洋波浪、海上風、内部重力波、海流、中規模渦、浅海域の海底地形、海洋気象への応用、船舶や人工構造物の同定などが観測可能である。本研究では、このセンサによって観測することが可能な「うねり」について観測し、解析を行

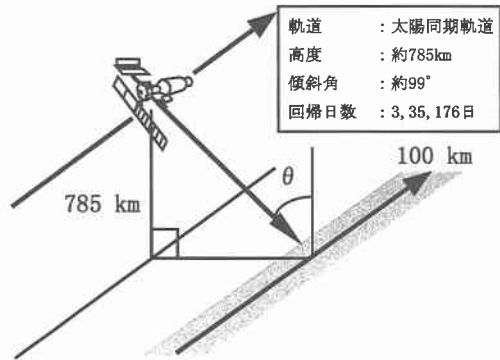


図-1 ERS1-SARの観測の様子

表-1 SARの諸元

周波数	5.3 GHz (Cバンド)
空間分解能	29 m (レンジ方向), 27 m (アジマス方向)
ピクセルスペース	12.5 m
観測範囲	80 km×80 km
入射角 (θ)	23° (シーンセンター)

う。

2.2 散乱過程

プラットフォームから発射されたマイクロ波は、海面の状態(凹凸の状態)と入射角によって散乱過程が異なる。これまでの散乱波の研究により、入射角の違いによって散乱過程を次の三つの過程に分類することができる。

1. 鏡面散乱過程

入射角が小さい(0~20度)場合には、海面の散乱現象は鏡面反射成分(コヒーレント成分)のみである(図-2(a))。

2. 鏡面・拡散散乱過程

入射角が18~25度の範囲の場合には、表面で起きる散乱現象は鏡面反射成分と拡散成分(インコヒーレント成分)が混在している(図-2(b))。

3. 拡散散乱過程

入射角が大きい(20度~)場合には、表面で起きる散乱現象は拡散成分のみである(図-2(c))。

* 学生会員 東北大学大学院土木工学専攻
** フェロー 工博 東北大学教授 工学研究科土木工学専攻

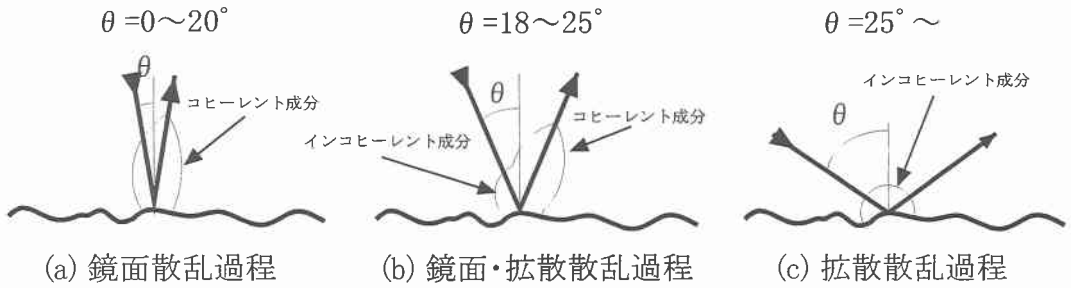


図-2 散乱過程

本研究では、この散乱過程のうち波高を推算するために鏡面散乱過程を用いた波高推定法を提案する。

3. 波向、波長の推算

観測対象海域は図-3の正方形の枠で囲んだ駿河湾周辺 20 km×20 km である。図中の×印は御前崎沖に設置されている波高計（超音波型波高計）の位置（34°37'55"，138°14'17"），水深 17 m）を示している。図-4に、この範囲における SAR 画像を示す。この画像は 1991 年 9 月 8 日に記録されたもので、台風 16 号が駿河湾に接近しているときの画像である。この画像において黒い部分が後方散乱係数の小さい部分、白い部分が後方散乱係数の大きい部分を表わしている。この図より、駿河湾内に黒と白の斑模様で表現されるうねりを確認することができる。さらに、図-4の右上の四角で囲んだ部分（1.6 km×1.6 km）を拡大したものを図-5に示す。この図より、うねりが左斜め下方向に進んでいることを確認することができる。通常、この図のみからでは波がどちらの方向に進んでいるのかわからない（180°のあいまいさ）が、今回の場合、台風が南から駿河湾（図-3の左下から右上方向）に接近しているので、うねりが沖から岸に向かって

進行するとして方向を決定した。

次に、うねりの波長と波向を推算するために二次元波数スペクトル解析を行った。図-6にその結果を示す。横軸と縦軸はそれぞれ x 方向、 y 方向の波数成分を表わし、黒色がスペクトルのエネルギーが大きいことを表わしている。この図より、 x 方向、 y 方向の卓越波数成分と卓越波長はそれぞれ 0.031 [rad/m]，0.047 [rad/m]，110 [m] と推算される。さらに、この海域（水深約 60 m）の波は深海波であることより、卓越周波数は 0.63 [Hz] と算定される。これらの値を波面の一般形に代入して、うねりの定式化を行うと次式のようになる。

$$h(x, y, t) = A \sin(0.031x + 0.047y - 0.63t) \quad \cdots (1)$$

ここで、 A は波高、 t は時間を表わしている。次に、主波向きについて考える。主波向きは、スペクトルエネルギーが卓越する 2 点を結んだ直線方向（図-6の直線 1）と推算することができる。今回の解析では、 x 軸から 239 度方向の波が卓越していることがわかる。

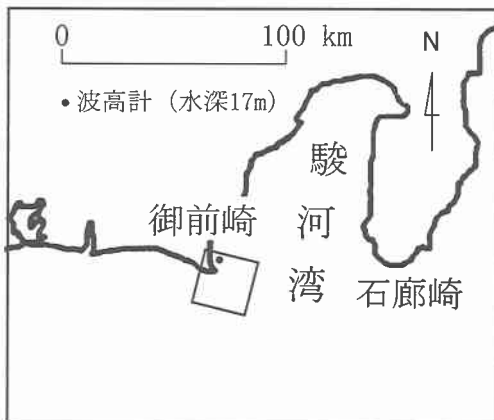


図-3 観測対象海域

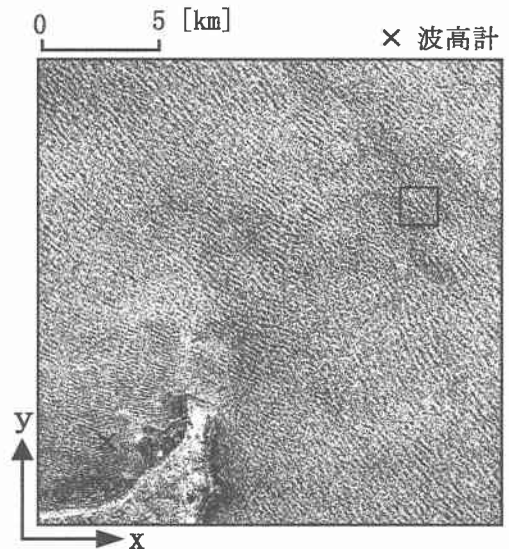


図-4 ERS1-SAR 画像 (1991.9.8)

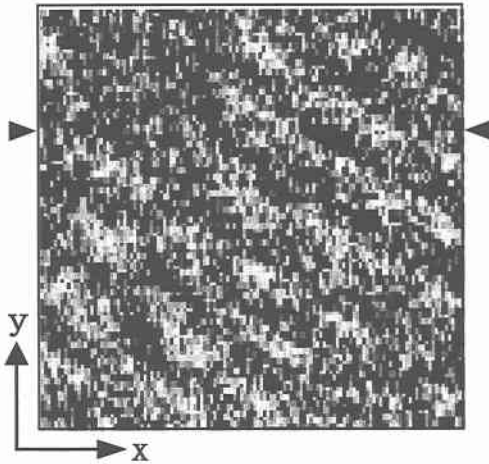


図-5 ERS1-SAR 画像の拡大図

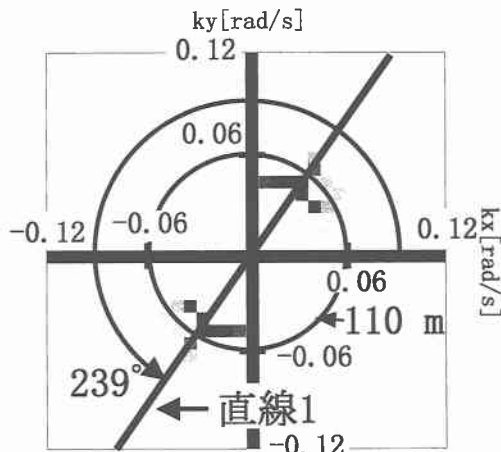


図-6 二次元波数スペクトル

4. 波高解析

海面におけるマイクロ波の表面散乱過程は、鏡点散乱モデル、共鳴散乱モデル、複合散乱モデルの3つのモデルによって記述することができる。これらのモデルがどの入射角のときに適用できるかが Valenzuela (1978) によって明らかにされている。本研究では、海面の傾斜によってマイクロ波の入射角が20度以下になる部分が存在することに着目して、入射角が0~20度の範囲で適用することができる鏡点散乱モデルを用いて、波高の推算を以下の手順で行う。

・手順1

波向、波長解析によって得られた波面形のうち t を固定 ($t=0$) し、 $\partial h/\partial x$ と $\partial h/\partial y$ を計算して波面の勾配 $k(x, y)$ を以下のように計算する。

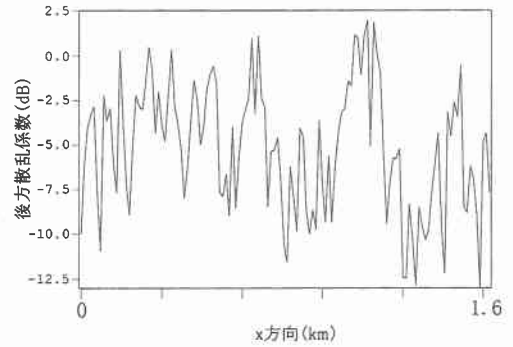


図-7 x方向の断面図

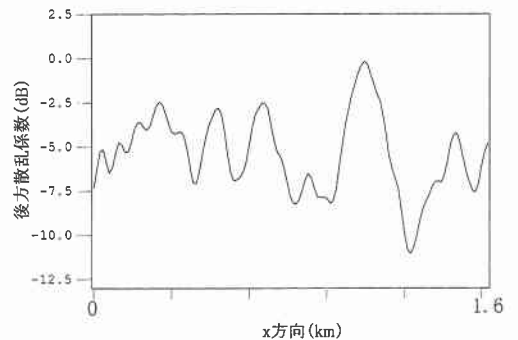


図-8 平滑後のx方向の断面図

$$k(x, y) = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial y}\right)^2} \\ = 0.057A \cos(0.031x + 0.047y) \dots\dots (2)$$

・手順2

海面における後方散乱係数の変化がどのようになっているかを調べるために、図-5の矢印方向(x方向)の断面図を図-7に示す。この図より、短周期の風波成分がうねりの上に存在していることがわかる。本研究ではうねりについてのみ考えているので、これらの風波成分を取り除くために4ピクセル(50m)ずつの移動平均をとって平滑化する。図-8に平滑化後の後方散乱係数の変化を示す。この図から、図-7に比べて短周期成分の風波が無くなっていることを確認することができる。同様の手順ですべての点について平滑化を行う。そして、平滑化したものを新たなSAR画像とする。

・手順3

鏡点散乱モデルが成り立つ部分を各波の後方散乱係数の最大値として、各波の最大値を大きい順に並べて、大きいものから全体の三分の一を選び、後方散乱係数の平均値 $\sigma_{1/3}$ を計算する。

・手順4

$\sigma_{1/3}$ を用いて波面の最大傾斜角 $\theta_{\max}$ を求め、これを式

(2) に代入して波高 A を求める。

4.1 鏡点散乱モデルについて

散乱面である海面の形状は、電磁波の波長 (5.7 cm) より大きな曲率半径を持った曲面によって構成されているので曲面上の各点における接面を鏡と考えると、幾何光学および物理光学的な散乱現象として取り扱うことができる。

Barrick (1968) によれば、有限の電導率をもつ粗面による後方散乱の単位面積あたりの散乱面積 σ_0 (後方散乱係数) は次式で表される。

$$\sigma_0 = \pi \sec^4 \theta^* P(\xi_x, \xi_y) |R(0)|^2 \quad (3)$$

ここで、 θ は入射角、 ξ_x , ξ_y は海面の局所的勾配の x , y 成分、関数 $P(\quad)$ は鏡点における x , y の結合確率密度関数、 $R(0)$ はフレネル反射係数の入射角 0 度に対する値である。 $R(0)$ は複素比誘電率 ϵ を使って

$$R(0) = (\sqrt{\epsilon} - 1) / (\sqrt{\epsilon} + 1) \quad (4)$$

と与えられる。今回の場合、複素比誘電率 ϵ を 35 (水温 20°C, 塩分量 20‰) とすると $R(0)$ は 0.71 となる。ここで、 $P(\xi_x, \xi_y)$ をガウス分布と仮定すると式 (2) は以下になる。

$$\sigma_0 = (\sec^4 \theta / s^2) |R(0)|^2 \exp(-\tan^2 \theta / s^2) \quad (5)$$

ここで、 s は海表面の傾きの rms 値である。次に、入射角 θ を X 軸方向の波の平均傾斜角 θ_x と SAR の水平面に対する入射角 θ_y を用いて $\theta = \theta_0 - \theta_x$ と表すと、 s は y 軸方向の波の平均傾斜角 θ_y を用いて以下のように表される。

$$s = \tan \theta_y \quad (6)$$

これを式 (5) に代入して整理すると次のようになる。

$$\sigma_0 = \left(\frac{\sec^4(\theta_0 - \theta_x)}{\tan^2 \theta_y} \right) |0.80|^2 \exp \left(-\frac{\tan^2(\theta - \theta_x)}{\tan^2 \theta_y} \right) \quad (7)$$

4.2 波高の推定

式 (2) において、海面傾斜が最大になる条件は $kx = -ky$ ($\theta_x = -\theta_y$) のときである。この条件を式 (7) に代入すると以下のように変形できる。

$$\sigma_0 = \left(\frac{\sec^4(\theta_0 - \theta_x)}{\tan^2(-\theta_x)} \right) |0.80|^2 \exp \left(-\frac{\tan^2(\theta - \theta_x)}{\tan^2(-\theta_x)} \right) \quad (8)$$

この式の σ_0 に SAR によって測定された後方散乱係数の平均値 $\sigma_{0/3}$ (-1.97 dB) を代入すると、海面の x 軸方向の傾斜角 θ_x は 7.64 度となる。この値を式 (2) の左辺に代入すると以下になる。

$$\left. \begin{aligned} s &= 0.057A \cos(0.031x + 0.047y) \\ \tan(7.64) &= 0.057A \cos(0) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

この式より、 A は 2.35 と推算される。そして、波高は

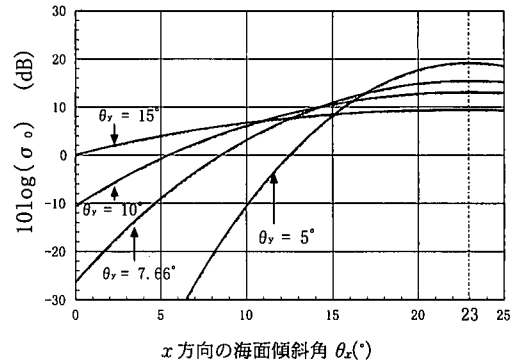


図-9 海面傾斜角 θ_x と後方散乱係数 σ_0 の関係

4.7 (m) となる。図-9 に x 軸方向の傾斜角 θ_x と後方散乱係数 σ_0 の関係を示す。

5. 沿岸域における「うねり」

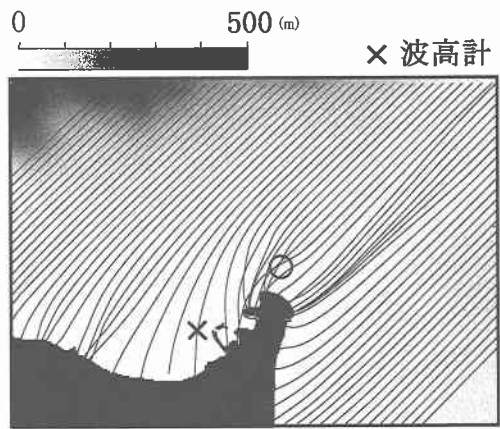
ERS1-SAR データを解析することで深海域における波高、波長、波向を推算することができたので、沿岸域においてこのうねりがどのように進行するのかを波向線法によって算定する。計算する際の初期条件 (波高、波向、周期) は、ERS1-SAR データから得られたものを用い、次式によって計算を行う (李ら, 1997)。

$$\frac{d\theta}{dS} = \frac{1}{C} \left(\sin \theta \frac{\partial C}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial C}{\partial y} \right) \quad (9)$$

ここで、 θ は波伝播方向、 S は波向線に沿って測定した距離、 C は波速である。上式を中央差分法で離散化し、多項式内挿法を使った DTM (土木学会編, 1975) で補間した水深の二次微分まで考慮する。また、 S に対する常微分方程式は Runge-Kutta 法を用いて四次まで近似して波向線を求めている。

図-10 に計算結果を示す。この図において、○で囲んだ部分で波向線が集中する火焦点が形成されていることがわかる。さらに、SAR による波高、波長の推算が妥当なものであるかどうかを御前崎に設置されている波高計によって計測された値と計算によって求められた波高計付近の値との比較を行うことによって検証する。

表-2 に波高計と計算から得られた波高と波長をそれぞれ示す。ただし、波高計の波高と波長は有義波高と有義波長である。この表より波高に関しては波高計と計算結果は良く一致していることがわかる。これに対し、波長は波高計の値と計算の値とが一致していない。これは両者の算定法の違いによるものであると考えられる。つまり、波高計の波長は有義周期から算定されているのに対し、計算の波長は二次元波数スペクトルより算定されているためである。



図一10 波高線図

表一2 波高計と計算結果との比較

	波高 [m]	波長 [m]
波高計	3.0	137
計算	3.2	109

6. ま と め

本研究では、SAR 画像をスペクトル解析することにより波長と波向を推算し、これら得られた値を用いてうねりの定式化を行った。そして、この定式化されたうねりの波高を求めるために、鏡点散乱モデルを応用した波高推定法を提案し、うねりの波高を推算した。さらに、推算した波長、波向、波高を初期条件にして沿岸域の波向線を計算し、沿岸域に進行する波の様子を明らかにした。また、今回の波高と波長の推算が妥当なものであるかどうかを御前崎の波高計によって観測されたものと比較

することによって検証した。その結果、波高に関しては非常に良く一致することがわかった。
最後に、本研究で提案した波高推定法は、波長に対する依存性が大きいため、波長が長いほど波高を正確に推定することができる。

謝辞：本研究は、宇宙開発事業団より ERS 1-SAR データの提供を受け、(財)沿岸開発技術研究センターより御前崎の波浪データの提供を受けた。また、公表にあたり、科学研究補助（特別研究員奨励費）と小川記念基金の補助を受けた。ここに記して謝辞を表します。

参 考 文 献

児島正一郎・沢本正樹 (1997): ERS1-SAR データを用いた波浪解析, 東北支部技術研究発表会講演概要, pp. 180-181.
古濱洋治・岡本謙一・増子治信 (1986): 人工衛星によるマイクロ波リモートセンシング, (社)電子情報通信学会, 275 p.
(財)資源観測解析センター: 合成開口レーダ (SAR), 369 p.
土木学会編 (1975): 土木工学における数値解析・計画手法編, サイエンスライブラリ情報計算機 28, サイエンス社, pp. 121-130.
丸山康樹・鹿島遼一 (1983): 波向線法による屈折計算法の検討, 電力中央研究報告, 40 p.
李 昊俊・今村文彦・首藤伸夫 (1997): 日本海での津波の挙動, 海岸工学論文集, 第 44 巻, 印刷中.
Barrick, E. D (1968): Rough surface scattering based on the specular point theory, IEEE AP, Vol. 16, pp. 449-454.
Barrick, E. D (1974): Wind dependence quasi-specular microwave sea scatter, IEEE Trans. AP, Vol. 22, pp. 135-136.
Jones, SF, I, Y. Sugimori and RW. Stewart (1993): Satellite remote sensing of the oceanic enviroment, Seibutsu Kenkyusha, pp. 277-293.
Robinson, I. S. (1994): Satellite Oceanography, Ellis Horwood, pp. 344-394.
Valenzuela, R. G. (1978): Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - A review, boundary-layar meteorology, Vol. 13, pp. 61-85.