

衛星による海上風のリモートセンシング ——SEASAT-A-散乱計システムの技術とその基礎——*

竹 田 厚**

要 旨

海洋実験衛星 SEASAT-I の観測によって確立された「衛星からの海上の風向風速のリモートセンシング」について、その技術とそれを支える基礎研究を解説し、若干の観測結果を紹介する。

1. はじめに

地表の70%余りは海面であり、その大部分がまだ気象観測データの空白域になっている。もし、その中の無数の点で定期的に風の観測データが得られるようになったらどんなにすばらしいことであろう。

洋上の風の信頼できる情報は、船舶に恩恵を与えるばかりではない。数値予報の初期値として陸上の天気予報の精度を上げることにも大きく寄与するであろう。まだよく知られていない洋上の大気の状態の姿を描き出す点も興味をもたれるところであろう。

一方、海面上の風は air-sea interaction のプロセスを支配する最も重要なパラメータの一つである。海面に作用する風の応力は、海流、湧昇、波浪など海水の運動の原動力であり、風が促進する海面からの熱や水蒸気の輸送は大気の主要なエネルギーの源となる。洋上の風の分布とその時間的な変化がわかれば、いろいろなスケールにわたる air-sea interaction のプロセスが解明される道が急速に開かれるであろう。

このように、洋上の風を知ることは航海者や漁師とともに気象学者や海洋物理学者の永年の夢であった。

それを衛星からのリモートセンシングによって実現しようという提案が10余年前に Pierson らによってなされた(たとえば Pierson, 1967)。以来、その実現に向けての努力が米国の NASA (航空宇宙局)、NOAA (海洋・

大気庁)、NRL (海軍研究所)などの研究者を中心に続けられ、理論的研究と室内実験から出発して航空機や SKYLAB を使った実験が繰り返されてきた (Jones・Schroeder, 1978; Valenzuela, 1978)。そして、1978年海洋実験衛星 SEASAT-I に搭載されたマイクロ波散乱計によって軌道下の幅 1,000km 余の海域の風向風速を $\pm 2\text{m/sec}$ の精度で観測することに成功したのである (Jones *et al.*, 1979)。

この成功は、衛星によるリモートセンシング技術の面からも注目すべきものである。それは、従来おもに可視域、赤外域の受動的リモートセンシングに依存していた「衛星による地球観測」にマイクロ波域(註1)の能動のリモートセンシングが使われた点である。マイクロ波の特徴として、雲による減衰が少なく雲に覆われた地表を透視できるという性質がある。さらに、それを使って能動的なレーダ探査をすることにより、地表面からの放射を受動的に受ける場合に比べて、得られる情報量は飛躍的に増大する。このような利点を生かした技術の一つとしてマイクロ波散乱計による海上風速のリモートセンシング技術が確立されたことは、20年の歴史をもつ「衛星による地球観測」の将来に多くの新しい可能性があることを示唆するものとして関心が集まっている(岡本, 1976; Hasselmann *et al.*, 1978 等)。

本稿では、SEASAT-I の測風リモートセンシングについて、その主力である散乱計の基礎理論と実際の技術を中心にして紹介したい。

2. SEASAT-I の概要

本論に入る前に、SEASAT-I についてその概略を述べしておく必要がある。

SEASAT-I (打上げに成功するまでは SEASAT-A と

* Remote-sensing of the winds over the oceans from a satellite—techniques and theory of Seasat-A Scatterometer System.

** Atsushi Takeda, 国立防災科学技術センター平塚支所。

—1979年10月31日受領—

呼ばれた)は、NASA が推進する EOPAP 計画(杉森・渡部, 1976)の一環として主に防災的な見地から海洋物理学的な現象をとらえることをねらった実験衛星の1号機である。予定された観測項目には洋上の風向風速のほかに、海面のトポグラフィ(これから海洋のジオイド面や海流を知ることができる)、波浪、潮汐、津波、高潮、海面温度、水蒸気量、海氷など海洋表層や air-sea interaction に関係したほとんどのものが含まれている。

SEASAT-Iの特徴は、何といてもこれらほとんど未経験の測定対象を探索するために搭載された新しいリモートセンシング機器群にある。これらは、1978年6月28日衛星が打ち上げられてから10月10日に電気システムの故障で全機能が停止するまでの約100日間すべて正常に作動して地上にデータを送り続けた。搭載されたリモートセンサーは5台で、そのうち4台までがマイクロ波(註1)を使ったものであった。すなわち、

- (1) マイクロ波散乱計 (Seasat-A Scatterometer System—SASS)

洋上の風を推定することを目的とする。

- (2) レーダ高度計 (Radar Altimeter—ALT)

13.5 GHz のマイクロ波を使い、海面のトポグラフィを 10 cm の精度で測定して海流ジオイド、有義波高を知る。風速の測定にも補助的に使われる。

- (3) 合成開口レーダ (Synthetic Aperture Radar—SAR)

1.275 GHz のマイクロ波レーダで海面の映像を 25 km の分解能で描き出す。目標は、波浪、海氷、暴風時の海面を観測すること。

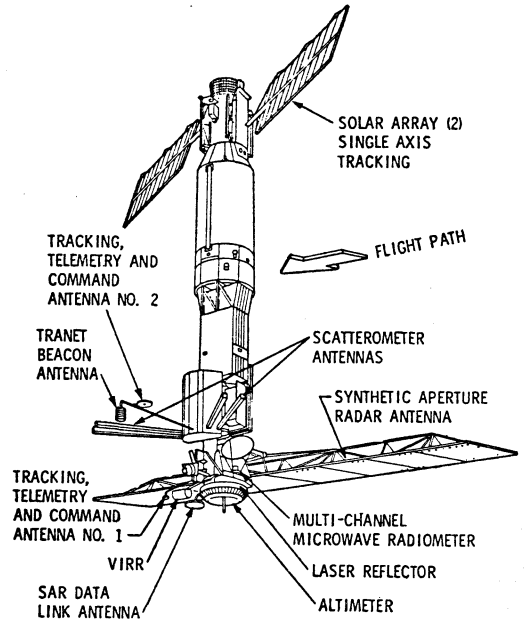
- (4) 走査型多周波マイクロ波放射計 (Scanning Multichannel-Microwave Radiometer—SMMR)

6.6~37 GHz に5バンドをもつ放射計で、海面温度を 0.5°K (絶対値は ±2°K)、7~50 m/sec の範囲の風速を ±2m/sec の精度で測定するほか水滴や水蒸気も検出する。

- (5) 可視赤外放射計 (Visible and Infrared Radiometer—VIRR)

NOAA の走査型放射計と同型で 0.49~0.94μm と 10.5~12.5μm の2バンドをもつ。

この mission では、各測器がそれぞれ目標とする測定技術を確立することが至上命令であり、そのためには衛星の軌道下での sea truth data が不可欠である。SEASAT の短い寿命の間にも、大西洋 (JASIN) や



第1図 SEASAT-I の外観

アラスカ湾 (GOASEX) で大規模な sea truth 実験が首尾よく行なわれていた。

海上風速の観測には上記のうち SASS, ALT, SMMR のデータが使われたが、ALT と SMMR は補助的に使われたにすぎず主力はあくまでも散乱計 (SASS) と考えるべきである。

SEASAT-I の外観は、第1図に示すように全長 12.2m で背が高く、下部に集められたセンサーのアンテナの中で SAR の大きなアンテナが目立つ、全重量 2,290kg の衛星は 0.5° の精度で3軸の姿勢制御がされている。衛星としての SEASAT-I は、高度 808 km で離心率 0.006 という真円に近い軌道を周期 100 分、軌道傾度 108° で周り、14.5 日で元の位置に戻る、太陽非同期の周回衛星である (この節に関しては Dunne, 1978; Born *et al.*, 1979 参照)。

3. 海上風リモートセンシングの基礎

3.1 原理

SEASAT-I による海上風の観測では、上述のようにいろいろのリモートセンサーが用いられた。すなわち、測風センサーの本命であるマイクロ波散乱計 (SASS) のほかに、レーダ高度計 (ALT) やマイクロ波放射計 (SMMR) の出力信号からも風速値が算出されている。

「天気」27. 2.

このように異なる方法による測定があえて同時に試みられたのは、技術的に可能なすべての方法を駆使して測定した結果に、一致がみられれば即、新しい技術の確立と判断し得るといふ NASA の方針かららしいが、各々のセンサーの測定原理は本質的には共通のもので、海面による電磁波の散乱断面積(註2)が海面上の風速に依存するという一つの事実に基づいている。この事実が Grant と Yapplee によって初めて報告されたのは、後で触れるように二十数年前のことであった。

ただここで断わっておきたいのは、電磁波が直接風を「感じる」のではなく「海面による電磁波の散乱過程」と「風による海面波の発達過程」という二つの独立の物理過程を海面波を仲介にして結合することにより、海上風の測定原理が生まれるわけであるから当然のことながら測定対象は海面上(水面上)の風に限られている。

この測定原理に関しては磯崎(1978)の解説があるが、詳しく理解するためには上述の二つの物理過程に関する説明が必要であろう。

3.2. 電磁波の海面散乱

電磁波の海面散乱の問題は、第2次大戦中にレーダ技術が開発されて以来重要な研究課題とされてきた。不規

則な面による電磁波の散乱過程を Maxwell の式を基礎に記述する作業は、Beckmann・Spizzichino(1963)および Ishimaru(1978)によってまとめられている。これらの考察をもとに海面による電磁波の散乱について基本的には二つのモデルが考えられている(Valenzuela, 1978)。

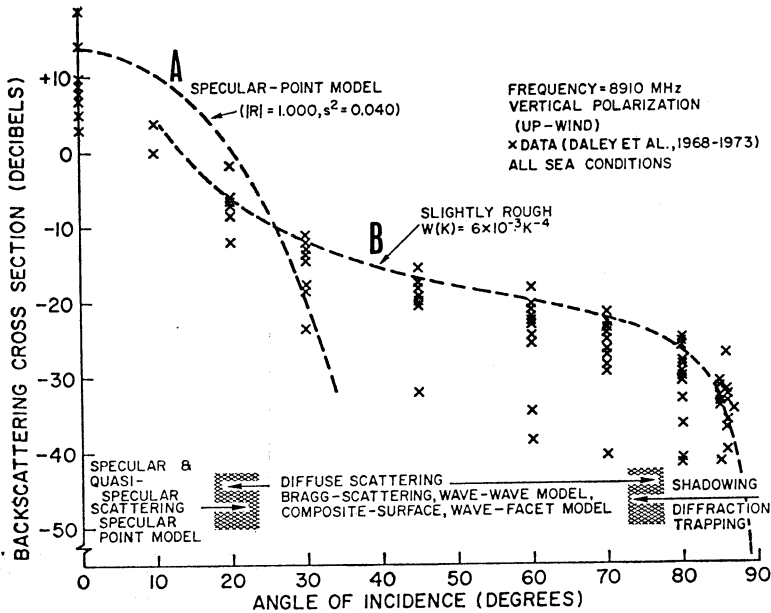
3.2.1 鏡点(Specular-point)散乱モデル

散乱面の形状が電磁波の波長より大きな曲率半径をもった曲面で構成されているときには、曲面上の各点における接面を鏡と考える近似方法で、幾何光学および物理光学的に散乱問題を扱うことができる。

Barrick(1968)によれば、有限電導率の粗面による後方散乱の単位面積あたり散乱断面積(註2)(=NRCS) σ^0 は次の式で表わされる。

$$\sigma^0(\theta) = \pi \sec^4 \theta \cdot P(\zeta_x, \zeta_y)_{sp} \times |R(0)|^2 \quad (1)$$

ここで、 θ は入射角、 ζ_x, ζ_y は表面の局所的勾配の x, y 成分、 P_{sp} は鏡点における両者の結合確率密度、そして $R(0)$ は入射角が0(垂直入射)の場合の Fresnel の反射率である。表面の粗度要素がガウス分布で、かつ等方性の場合(1)は、



第2図 散乱断面積 σ^0 と入射角 θ の関係—海面散乱モデルを示す(Valenzuela, 1978による)。曲線Aは鏡点散乱モデル(本文(2)式)、曲線Bは共鳴散乱ないしは複合海面散乱モデル(本文(4)式)を表わす。

$$\sigma^0(\theta) = \frac{|R(\theta)|^2}{S^2} \sec^4 \theta \exp(-\tan^2 \theta / S^2) \quad (2)$$

となる。ここで、 S^2 は表面勾配全体についての分散である。

このモデルでは、粗面を構成する小面 (facet) の中で入射波に垂直なものが鏡点となり、その全てによる反射が重ね合わさって散乱断面積 σ^0 に寄与すると考えるわけである。海面の場合、粗面を構成するのはいろいろの波数成分の波である。そして、この場合 S^2 には電波の波長より長い波長をもつすべての波数成分の勾配が寄与することになる。(2)式から、観測された S^2 の値を使って平均海面に対する入射角 θ の関数として σ^0 を計算で求めることができる。

入射角を0から大きくしていくに従って σ^0 は急速に小さくなる。この様子を第2図の曲線Aで模式的に示す。

3.2.2 共鳴 (Bragg) 散乱モデル

ところが、実際にマイクロ波(註1)を海面にあてて測定された σ^0 と θ の関係は、第2図の曲線Bで示すように、 θ が 25° を超えても σ^0 の値の減り方はゆるやかで 90° 近くになるまでこの傾向は変わらない。

これは、電磁波の波長と同程度の波長の成分を海面波のスペクトルがもっている場合に起こる共鳴 (Bragg) 散乱の効果と説明できる。

Crombie (1955) は、海上から戻ってきたレーダ受信波の Doppler スペクトル上の、ある周波数成分に顕著なピークが現われ、その周波数が海上の波の位相速度による Doppler shift に一致することを発見した。そして、これは「Bragg 共鳴」による散乱であると説明した。

かつて Bragg 父子が結晶格子による x 線の回折を明らかにしたが、それと同じプロセスで等間隔に並ぶ海面波の峰線が、ある特定の波長の電磁波に対して回折格子と同じ効果をもつことが示された。

その共鳴条件とは、波数 κ の電磁波が照射された水面に、波数 $2\kappa \sin \theta$ (θ : 入射角) で電磁波と同じ方向に進む波数成分 κ_w が存在することである。

すなわち、与えられた波数の電波に対して水面波が共鳴を起こす条件は次式で表わされる。

$$\kappa_w = 2\kappa \sin \theta \quad (3)$$

この事実は、Peake (1959) や Wright (1966) によって理論的にも説明された。また、この過程による散乱断面積の大きさは入射電磁波の平均水面に対する偏波面の向きにも依存することが、Wright (1966) によって明ら

かにされた。

Peake や Wright が電磁波散乱の摂動理論から求めた海面後方散乱断面積についての1次の式は、

$$\sigma^{0(1)}(\theta)_{ij} = 4\pi\kappa^4 \cos^4 \theta |g_{ij}^{(1)}(\theta)|^2 \cdot W(2\kappa \sin \theta, 0) \quad (4)$$

となる。ここで、 W は海面波浪の2次元スペクトルで、入射波は $x-z$ 面内にあるとしている。 i, j はそれぞれ入射波および散乱波の偏波面を表わし、また $g_{ij}^{(1)}(\theta)$ は1次の散乱係数を表わして、その形は水平偏波の送受信の場合、

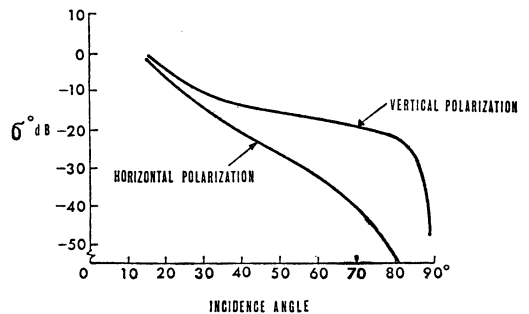
$$g_{HH}^{(1)}(\theta) = \frac{\epsilon_r - 1}{[\cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}]^2} \quad (5)$$

垂直偏波の送受信の場合、

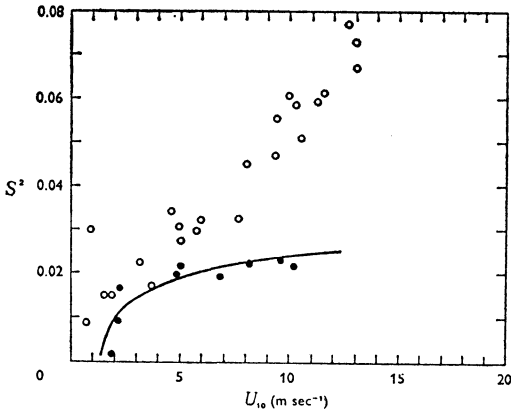
$$g_{VV}^{(1)}(\theta) = \frac{(\epsilon_r - 1)[\epsilon_r(1 + \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta]}{[\epsilon_r \cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}]^2} \quad (6)$$

となる。ここで、 ϵ_r は海水の比誘電率である。(5)式または(6)式で表わされる偏波面角度による違いを(4)式に代入して $\sigma^{0(1)}\theta$ の関係を求めると、第3図((a)一垂直偏波送受信の場合、(b)一水平偏波送受信の場合)のようになる。この図で明らかのように、垂直偏波で送受信する場合の散乱断面積(註2)は水平偏波による場合に比べて大きく、 θ が大きくなるに従ってその差は開く。この偏波面の向きの違いによる性質を測定に利用すれば、他の条件を変えずに2系統の測定が可能になり、測定の確度を高めるのに都合がよい。

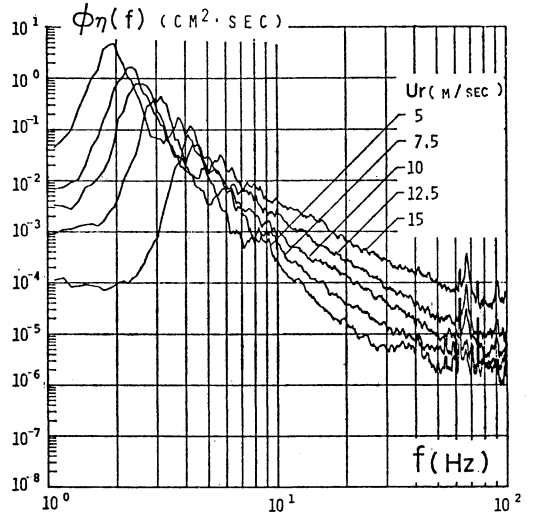
これらの共鳴散乱の特性は実験的にも証明されているが、海面の場合、入射角 θ が 90° (水平) に近くなると散乱断面積の大きさは不安定になり急速に減衰する。これは、海面の波同志による遮蔽 (shadowing) 効果として説明されているがまだよくわかっていない (Valenzuela,



第3図 散乱断面積 σ^0 と入射角 θ との関係一共鳴モデルの偏波面の向きによる違い。上は垂直偏波、下は水平偏波 (Valenzuela, 1978 による)。



第4図 波面勾配の分散 S^2 と風速 U_{10} との関係 (Phillips, 1966 に引用された Cox・Munk, 1954 の結果).



第5図 風波の高周波数域のスペクトル (光易・本多, 1974).

1978).

マイクロ波 (註1) の場合、共鳴散乱の性質が理想的に現われるのは入射角 θ が 25° から 65° の範囲である。またこの場合、(3) 式の共鳴条件を充たす海(水)面の波は波長 $1 \sim$ 数 cm の表面張力波である。

3.2.2 複合海面 (Composite-surface) 散乱モデル

現実の海面には、マイクロ波に共鳴する表面張力波だけでなく、長い波長の重力波が重なっているのがふつうである。したがって、表面張力波は水平面から角度 α だけ傾いた重力波面上に存在していると考えらるべきで入射角 θ を α 分補正しなければならない。また、風波に関する多くの研究から表面張力波は重力波の前面に集中することが知られている。これらの点を考慮して、(4)(5)(6) 式に改良を加えた「複合海面モデル」の研究が、Wright・Wu・Fung, Keller・Wright, Valenzuela・Wright などによって行なわれた (Valenzuela, 1978)。実際の測定に際しては、単純な共鳴散乱モデルではなくこのモデルがおもに使われている。

3.3 海面状態と風速の関係

3.2 節における議論から、電磁波 (マイクロ波) の入射角 θ が $0 < \theta < 25^\circ$ のときの鏡点散乱の強さ σ^0 (散乱断面積) は、(2) 式のように海面波の勾配の分散 S^2 の関数であり、 $\theta > 20^\circ$ の場合の共鳴散乱ないしは複合海面による散乱の場合は、(4) 式で示すように海の波の共鳴波数成分のスペクトル密度 $W(\kappa_w, 0)$ に比例することがわかった。

つぎに、 S^2 や W と風速 U との関係を考える。 S^2 も

W も海の波の 2 次元波数スペクトルが完全に記述されていればわかるはずであるが、そのような観測データは未だ極めて少ない。

3.3.1 波面勾配の分散 S^2 と風速 U との関係

これについては、有名な Cox・Munk (1954) の sun glitter を使った実験結果がある。それは、第4図のように S^2 が風速 U とともに増大することを示している。図の中で、白丸は清浄な水面の場合を示し、黒丸は水面を洗剤で覆った場合を示す。

この結果に対し、Phillips (1966) は風波の平衡領域のスペクトル (後出 (8) 式) を適用して、

$$S^2 = B \log (\kappa_s U_{10}^2 / g) \quad (7)$$

の関係を与えている。ここで、 κ_s はカットオフ波数で洗剤の効果があるときは波長にして 30 cm である。 U_{10} は高度 10 m の風速、 g は重力加速度、 B は平衡領域定数で、Longuet-Higgins ら (1963) が観測から求めた値では 0.8×10^{-2} 、Phillips が Cox らの結果 (洗剤使用の場合) について求めた値は 0.46×10^{-2} となっている (図中の曲線)。

3.3.2 表面張力波の波数スペクトル $W(\kappa)$ と風速の関係

発達中の風波のスペクトルでは、高周波側からしだいに「飽和」状態に達してゆくのがみられる。多くの観測結果の帰納から Phillips (1958) は、これを風波の発達の平衡状態であるとして、風速、吹送時間、吹送距離に

関係なく,

$$W(\kappa) = B\kappa^{-3} \quad (\kappa: \text{波数}, W: \text{波数スペクトル}) \quad (8)$$

というスペクトルの形をとるといふ仮説をたてた。しかし、その後の研究で高域の表面張力波の領域では比例定数 B は風速に依存することがわかってきた。Pierson・Stacy (1973) は、表面張力波の領域における (8) 式の B の形として、

$$B = 4.05 \times 10^{-3} D(u_*) \quad (u_*: \text{摩擦速度})$$

を提唱している。

第5図は、Mitsuyasu・Honda (1974) による実験結果で、高周波数域のスペクトルの値が風速とともに増加することを、鮮明に示している。これから光易らは D の形として、

$$D(u_*) = 1.0 \times 10^{-3} u_*^{9/4}$$

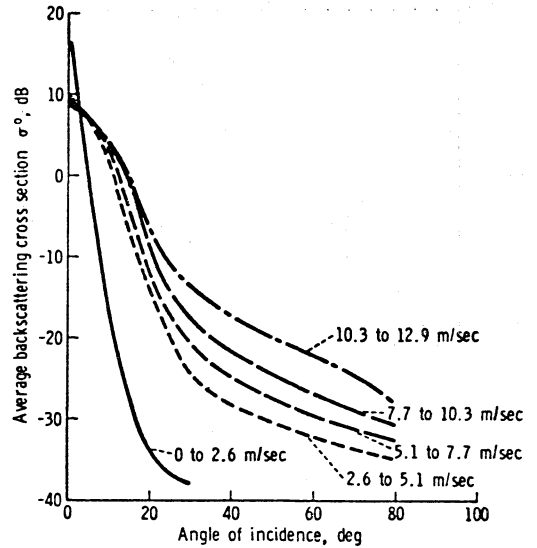
を求めている。この形は未だ完全に定まったわけではないが、 D が風速の2乗程度に比例することは認められている。

3.4 基礎実験

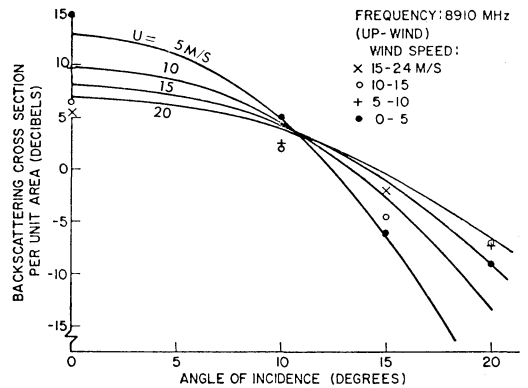
レーダ波の海面散乱に関する実験的研究の歴史は長く、上述の Crombie の実験も含めて 1950 年代にはすでに多くの基礎研究が行なわれていた。風速と散乱断面積の関係についても、Cowan (1946), Kerr (1951) 等の研究がある。また Grant・Yaplee (1957) は、波長 1.25 cm のマイクロ波を送受信垂直偏波で実験し、0~12.9 m/sec の風速を5段階に分けてパラメータとした散乱断面積 σ^0 と入射角 θ との関係を探っており、今日の実用化への足がかりを作った (第6図)。しかし、この時代の研究はレーダ通信に主体があり海面散乱はノイズ源として研究されていた。レーダ波を使って逆に海面上の波や風を知ろうという方向の研究は、米海軍研究所 (NRL) のグループによって 1965 年から本格的に始められた。この研究では、10 GHz のマイクロ波を使った水槽実験 (Wright, 1966), 0.43 GHz から 8.9 GHz までの4波を使った航空機による海上実験 (Daley, 1973) 等が行なわれ、散乱断面積 σ^0 と風速 U , 有義波高 H , 入射角 θ および偏波面の向き V or H 等との関係が調べられている。

これと並行して、NASA のジョンソン宇宙センターでも同じような実験が行なわれた。こちらでは、13.3 GHz の fan-beam (扇形ビーム) が使われた。

また、同じ NASA のラングレイ研究センターでは 1973 年以來 13.9 GHz のペンシルビームを使った放射散



第6図 σ^0 - θ 関係の風速依存性 (Grant・Yaplee, 1957 による初期の研究結果)。



第7図 散乱断面積 σ^0 と風速 U との関係-鏡点モデル (入射角 $0 < \theta < 20^\circ$) の場合 (Valenzuela, 1978 による)。

乱計 (AAFE-RADSCAT) の航空機実験が無風時から強風時の洋上で繰り返された。さらに、1973年に打ち上げられた SKYLAB の上では AAFE と同型の S-193 と呼ばれる放射散乱計によって σ^0 測定の実験が実施された。残念なことに SKYLAB のデータには有効なものは少なかったが、とにかく赤道から北緯 50° までの広い海域で、2.5 m/sec から 30 m/sec までの風場が観測され、二つのハリケーンにも遭遇している。

第1表 (9) 式の x の値 (Grantham *et al.*, 1975 および Jones・Schroeder, 1978 の報告から)

実験名	周波数 (GHz)	相対風向 (°)	偏波	入射角						
				20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°
NRL-4 FR	8.9	0°	V	0.2	0.25	0.37		0.66		0.73
			H		0.33	0.58		0.87		1.03
		180°	V	0.2	0.29	0.36		0.80		0.80
			H		0.29	0.52		1.04		1.30
NASA/JSC	13.3	0°	V		1.12		1.49			
		180°	V		1.15		1.60			
		90°	V		1.00		1.40			
AAFE-RADSCAT	13.9	0°	V	1.0	1.53	1.9		1.9		1.9
			H	0.97	1.48	1.9		2.0		2.0
		180°	V	0.99	1.51	1.9		1.89		1.9
			H	0.94	1.48	1.85		1.98		1.98
		90°	V	0.99	1.54	1.9		1.9		1.9
			H	0.76	1.24	1.69		1.95		1.95
S193-(SKYLAB)	13.9	0°	V				(32°)		1.89	1.69
			H						1.89	1.81

これらの実験結果は多くの研究者によって解析されそれぞれ報告されているが、総合的な報告としては、Grantham *et al.* (1975), Jones・Schroeder (1978) 等がある。

それらの中から主要な成果をひろってみると、

(1) 風速 U と散乱断面積 σ^0 の関係

(a) 鏡点散乱モデルに関して

Delay (1973) と Barrick (1974) は (8) 式の関数を使って、測定で得られた σ^0 と U から (2) 式の中の $|R(0)|$ の値 (粗な海面についての反射率) を風速の関数としてまず求め、さらにいろいろな状態について S^2 を決めて鏡点散乱による σ^0 と U の関係を求めた (第7図)。

(b) 共鳴散乱または複合海面散乱モデルに関して

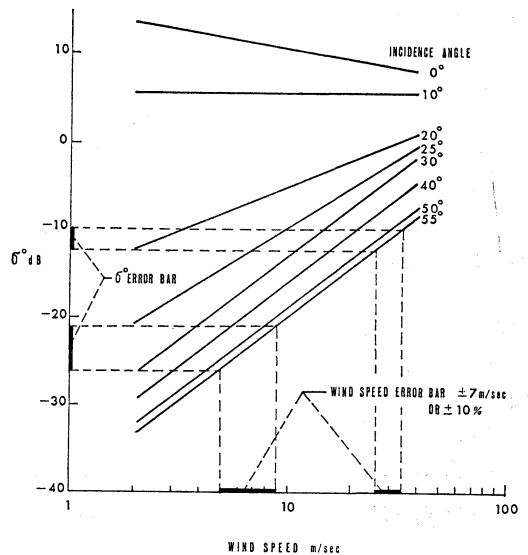
海上風速 U と σ^0 との間には次のような実験式が成り立つことが、Guinard *et al.* (1971) および Bradley によって示唆されている (U は平均海面上 19.5 m の高さの風速値とする)。

$$\sigma^0 = aU^x \tag{9}$$

$$\text{または } \sigma^0(\text{dB}) = a(\alpha B) + x(10 \log U)$$

ここで、 a は比例定数、 x は風速のべき指数である。

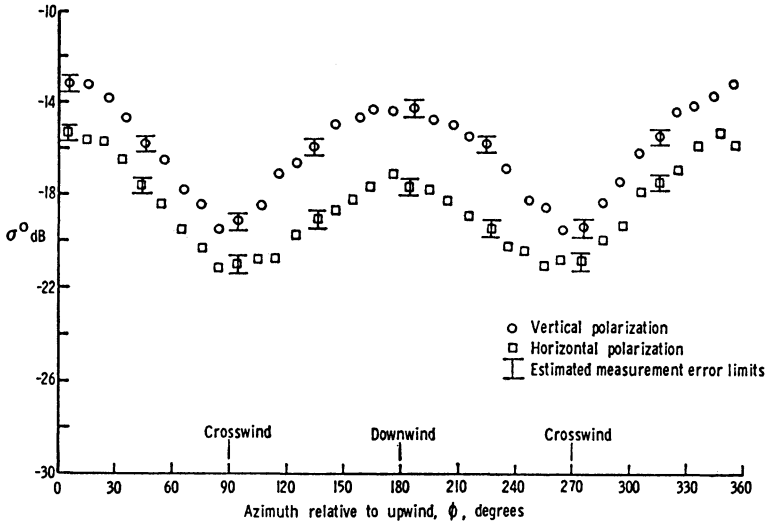
より信頼度の高い x の値を得るために、多くの実験データが解析された。各実験ごとに得られた x の値を入射



第8図 散乱断面積 σ^0 と風速 U との関係-共鳴-複合海面モデル (入射角 $20^\circ < \theta < 55^\circ$) の場合、AAFE-RADSCAT による垂直偏波、横風時のデータ (Grantham *et al.*, 1975 による)。

角 θ をパラメータにして第1表にまとめた。

第8図は、(9) 式の関係を示す代表的な例として



第9図 散乱断面積 σ^0 の相対風向 ϕ への依存性
AAFE-RADSCAT で入射角 40° の場合の相対風向（風上方向とレーダ方位のなす角） ϕ と σ^0 の関係。上は垂直偏波，下は水平偏波によるデータ（Jones・Schroeder,1978による）。

AAFE-RADSCAT による結果を示したものである。なお、一般に電磁波の波長が短いほど風速の変化に対する σ^0 の感度はよくなる。

(2) σ^0 の風向依存性（海面散乱の非等方性）

共鳴散乱の場合、 σ^0 は(4)式が示すように海の波の2次元スペクトル $W(\kappa)$ に依存する。すなわち、電磁波のレーダビームの方位角と海の波の共鳴成分波の進行方向（風下方向に等しいと考える）の差によって同じスペクトル値をもつ波でも σ^0 の値は違ってくる（海面散乱の非等方性）。このことは、多くの航空機実験を通して明らかになった。共鳴散乱の原理によれば、この性質を利用して海の波の向き、ひいては風向についてのかかり精度の高い情報を得ることができる。

第9図は、 σ^0 の風向依存性を端的に示すものである。この関係は、次のようなフーリエ展開で表わされる。

$$\sigma^0(\theta, \phi) = \sum_m A_m(\theta) \cos m\phi, \quad m=0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

ここで、 ϕ は風上方向（=風向）に対するレーダの方位角である（したがって $\phi=0$ は風上方向）。

この特性を実験的に定量化するために、次のような方法によるデータの整理が行なわれた。すなわち、 $\sigma^0(\theta, 0)$ ($=\sigma_0^0(\theta)$) の、 $\sigma^0(\theta, \pm 90^\circ)$ または $\sigma^0(\theta, 180^\circ)$ （一般的に $\sigma_i^0(\theta)$ と書くことにする）に対する比 σ_0/σ_i を求め、これの、風速 U 、共鳴 (Bragg) 波数 κ_w 入射角

θ および偏波面の向きなどのパラメータへの依存性が次のような形で統計的に調べられた (Jones・Schroeder, 1978)。

風速 U についての依存性は、

$$\sigma_0^0/\sigma_i^0(\text{dB}) = b(\text{dB}) + y(10 \log U) \quad (11)$$

Bragg 波数 κ_w についての依存性は、

$$\sigma_0^0/\sigma_i^0(\text{dB}) = c(\text{dB}) + z(10 \log \kappa_w) \quad (12)$$

ここで、 b, c は定数、 y, z はそれぞれ、 U, κ_w のべき指数である。

多くの実験データから得られたこれらの値を第2表にまとめた。

(10) 式のように、 σ^0 が ϕ に関して正弦波的な変化をすることは予想されることではあるが、このことは一つの σ^0 の値に対しては風速ベクトルの解は定まらないことを意味しており、同時に4方向からの σ^0 の測定を行なって、はじめて一つの解が得られることになる。

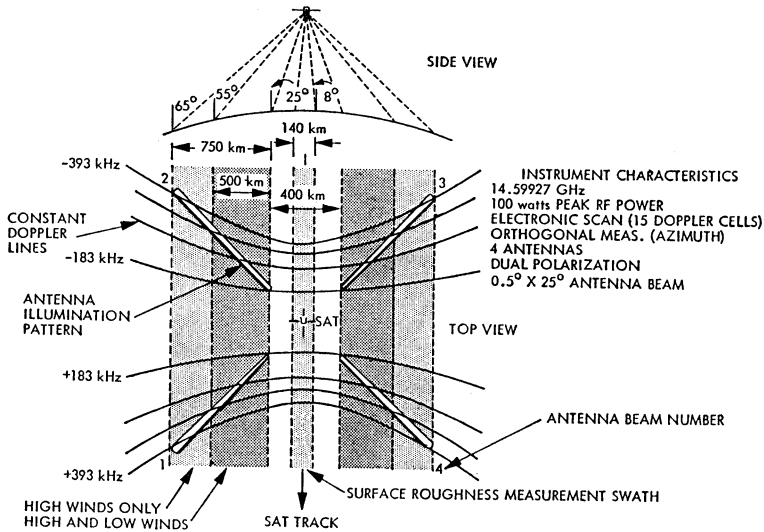
4. SASS (SEASAT-A 散乱計システム) とそれによる海上風の測定

4.1 要求される性能

3節でみてきたように、多くの基礎研究や SKYLAB による実験を通じて、Bragg (共鳴) 散乱を原理とする散乱計が衛星からの海上風のリモートセンシングに適す

第2表 (10) および (11) 式の y , c および z の値 (NRL-4FR および AAFE-RADSCAT のデータによる, Jones Schroeder, 1978 の報告から)

相対風向 (°)	入射角 (°)	偏波	周波数 (GHz)	y	c	z
180°	30°	V	8.91 13.9	-0.17 -0.24	1.88	0.104
		H	8.91 13.9	-0.03 -0.28		
	60°	V	—	—	1.88	0.104
		H	—	—	4.05	0.181
90°	30°	V	8.91 13.9	-0.57 -0.08	6.47	0.342
		H	8.91 13.9	-0.32 +0.08		
	60°	V	—	—	6.47	0.342
		H	—	—	6.28	0.304



第10図 SASS の地上照射パターンと測定区域幅

上図は衛星の進行方向から、下図は真上から見た図。陰影の部分が生測定区域、曲線は等ドップラーシフト線。

ることがわかり、SEASAT の測風リモートセンサーの主力として選ばれた (Grantham *et al.*, 1975)。

まず、原理や目的から基本条件として、

- (1) 固定したアンテナから扇形ビームを放射する方式とする。
- (2) マイクロ波の周波数としては、風波との共鳴条件、雲粒の影響および風速変化に対する感度を勘案して Ku バンド (註1) を選ぶ。

の2項が決められ、これを前提としてユーザー (その多くはすでに基礎研究を通じて散乱計の開発に携わってきた人々であった) が要求する性能を充たすように設計仕様が作られた。

設計では、測定にいくつかのモードが設定され、基本的に重要な測定範囲はすべてモード I によって包括されている。衛星上の SASS のオペレーションでもモード I の測定だけが行なわれた。モード I 用に作られた仕様は

次のとおりである (Grantham *et al.*, 1975).

等価分解能 (地上において): 高 50 km, 低 100 km

走査間隔 (地上において): 50 km (高分解能)

100 km (低分解能)

測定区域幅 (地上において): 1,000 km (主区域)

風速測定範囲: 4~48 m/sec

精度: 入射角 25~55° の場合で ± 2 m/sec または $\pm 10\%$ (いずれか大きい方).

σ^0 の測定範囲: 0db から -28dB

測定誤差の標準偏差: 50%

衛星高度: 808 km

入射角範囲: 25~65°

アンテナビーム幅: $0.5^\circ \times 25^\circ$ (半減角)

アンテナ数: 4

偏波面の数: 2 (垂直および水平)

4.2 SASS のハードウェア

これらの条件を満足するように作られた SEASAT-A 散乱計システム (SASS) のハードウェアには、いくつかの巧妙な技術が見られる (Grantham *et al.*, 1975; Grantham *et al.*, 1977).

4.2.1 扇形ビームとその機能

第10図には、衛星上の SASS の 4 本のアンテナから順番に発信された四つの扇形ビームが地上に描く X 型の照射パターンが示されている。これら 4 本の「フートプリント」は互いに直交しており衛星の進行方向に対して左右対称で、両側とも前方のは 45° 、後方のは 135° の方向を向くように配置されている。各ビームは鉛直面内にあり、ビーム幅 (半減角) は、海面に対する入射角にして 25° から 65° の範囲に扇状に拡がっている (パワーのピークは 47°)。一方、厚み方向のビーム幅は 0.5° と極めて小さくしぼられている。

ビームは 14.6 GHz のマイクロ波で形成され、各アンテナとも偏波面の向きは垂直・水平の 2 通りに切換えできる。

さてこのビーム配置の形状は、散乱計の仕様に対してどのように機能しているのだろうか。

入射角: 各ビームの主要な部分は共鳴散乱の条件である、 $\theta > 25^\circ$ に入る。

方位角: 左右各 2 本のビームは衛星の移動に従って短時間の差で、同一地点を 90° 異なる方位角で照射する。2 方位角での照射により風速ベクトルの解は四つにまで減らすことができる。

測定区域の幅: 第10図に示すように、前後 2 本のフー

トプリントが衛星の動きに従ってスweepする、帯状の区域の幅で決まる。衛星の高度を 808 km としたとき片側のフートプリントがスweepする有効な幅は約 750 km になる。しかし、このうち外側の 250 km 幅の部分 (入射角にして $55\sim 65^\circ$) は精度の点から強風時のみ有効である。また、軌道直下のネイダー角付近の 140 km の幅については、「鏡点モデル」による測定が考えられている。

これら全部を含めると最大 1,640 km の幅の海域が一度に測定できる。

分解能と測定点の間隔: 次に説明するように電氣的なスキヤニングにより各フートプリントを長軸の方向に小刻みに分割することができる。

4.2.2 分解能セル (ドップラーセル)

1 本が約 1,000 km の長さをもつ 4 本のフートプリントは、次に述べるような方法で、それぞれ 15 個の分解能セルに細分され、必要な等価分解能を得ると同時に 50~100 km 間隔で独立の測定格子点に分離することができる。

地上から戻ってきた散乱波の周波数は、衛星と地表との相対速度によってドップラーシフトされるが、相対速度は地表の各点によって異なるため、シフト周波数は電磁波の地上照射点の位置によって 0 から最大 393 KHz まで変わり、第10図中の双曲線群で示されるような分布をする。これらの曲線は各フートプリントを横切っているので、受信された散乱波をシフト周波数別に分離すれば照射点の位置を判別することが可能になる。

実際には、15 個のシャープな電氣的フィルターにより 1 本のフートプリントが 15 の分解能セル (ドップラーセルともいう) に分離される。このうち三つは、入射角 0° 、 4° および 8° の位置にあり、残りの 12 個は 25° から 65° の範囲にある。各セルは第11図に示すような六角形となり、その代表的スケールは次式で表わされる。

$$L = \sqrt{2}r - \frac{Vgt_p}{\sqrt{2}} - R_c\phi - \frac{\sqrt{2}R_c\phi \sin \delta}{\sin(135^\circ + \delta)} \quad (13)$$

ただし、 $r = \frac{1}{2}(a+b)$ 、 V_g は衛星の対地速度、 t_p は測定に要する時間で、その他の文字は図中に示す量を表わす。

4.2.3 マイクロ波パルス信号の送受信

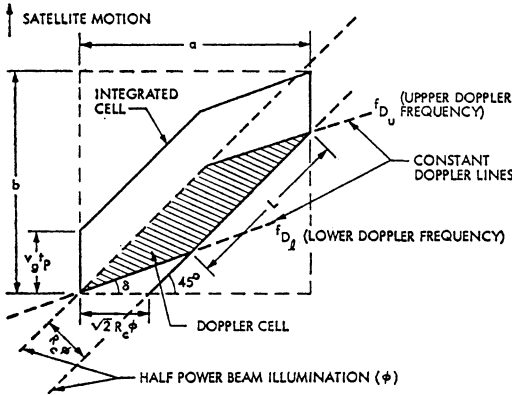
SASS の電子回路内で発生・増幅された 14.6 GHz のマイクロ波パルスは、ピーク出力 100W でアンテナに送られ、扇形ビームを形成して地上を照射する。発信回路は一つのアンテナにつき 1.89 秒間接続されたのち、順に

他のアンテナに切り換えられ、7.56秒で4アンテナを一巡する。次に一巡するときには偏波面の向きが換えられる。1.89秒の間には29.5msごとにパルスが発信され64回の測定が行なわれる。1回の測定時間(29.5ms)内のタイムシーケンスと信号の大きさの関係を第12図に示

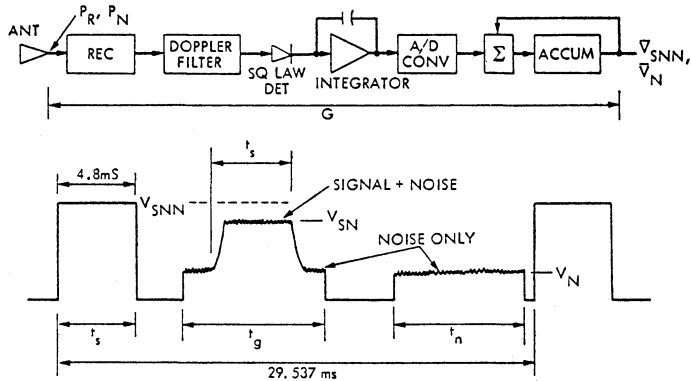
す。海面から戻ってきた散乱波の信号は、同じアンテナで受信されドップラーフィルターによって各セルに分解されたのち、いったん衛星内の磁気テープに記録される。

4.3 SASS のソフトウェア

電気的な処理を終わったSASSの出力信号から最終的な風速値を得るまでのデータ処理の過程はソフトウェアによる。この手続きは2段階に大別でき、それぞれのアルゴリズムによって記述される。すなわち、センサー出力から散乱断面積 σ^0 を求めるための「 σ^0 -アルゴリズム」と σ^0 を風速値に変換するための「地球物理量アルゴリズム」の二つである。これらアルゴリズムに関しては、たとえば暴風時や降雨時の観測値の扱い方など未解決の問題が多く、完全なものを得るためにはできるだけ多くの searuth によってモデル(実験式)を改良していく必要がある。現在、地球物理量に変換済みのデータはすべて NASA ジェット推進研究所(JPL)のアルゴリズム開発施設(ADF)のアルゴリズムによるものであるが、「暫定版」地球物理量データ録(IGDR)と断わってある(Ronai, 1979)。ここでこれらのアルゴリズムの



第11図 分解能セル(ドップラーセル)



$$T_s = 61 \times t_s = 0.2928 \text{ (ALL CHANNELS)}$$

$$T_g = 61 \times t_g = 0.345 \text{ TO } 0.69$$

$$T_n = 61 \times t_n = 0.4818 \text{ (ALL CHANNELS)}$$

$$V_{SNN} = T_s G (P_R + P_N) + (T_g - T_s) P_N G \quad (1)$$

$$\bar{V}_{SN} = \bar{V}_{SNN} - \frac{T_g - T_s}{T_n} \bar{V}_N \quad (2)$$

$$P_{SN} = \frac{\bar{V}_{SN}}{T_s G} - \text{SIGNAL + NOISE POWER} \quad (3)$$

$$P_N = \frac{\bar{V}_N}{T_n G} - \text{NOISE POWER} \quad (4)$$

$$P_R = \frac{\bar{V}_{SN}}{T_s G} - \frac{\bar{V}_N}{T_n G} - \text{SIGNAL POWER} \quad (5)$$

第12図 SASS の送受信パルスとそのタイムシーケンス

詳細に触れることは実際のすぎて適当でないで、それぞれの基本的な内容だけを述べることにする(詳しくは、Grantham *et al.*, 1977; Jones *et al.*, 1978 を参照されたい)。

4.3.1 σ^0 のアルゴリズム

各ドップラーセルごとに、受信電力 P_R から σ^0 を求める。これは、レーダ方程式、

$$\sigma^0 = \frac{(4\pi)^3 R_c^3}{\lambda^2 \phi G_0^2 \left(\frac{G}{G_0}\right)^2 L \cdot L_s} \frac{P_R}{P_T}$$

による。ここで、 R_c は対応するドップラーセルから SASS のアンテナまでの距離、 P_R は受信電力でノイズはあらかじめ除去してある。 λ は自由空間波数、 ϕ は 3db アンテナビーム幅、 G_0 はアンテナ利得のピーク値、 G/G_0 はセルの中心に対する相対アンテナ利得、 L はドップラーセルの代表的スケール ((13)式参照)、 P_T は発信電力のピーク値、そして L_s は大気および測器の損失を表わしている。

また、 σ^0 の測定値のパラッキを表わす正規化標準偏差 K_P は次式によって求められる。

$$K_P = \left\{ \frac{1}{B_C \tau_{SN}} (1 + 2N/S + (N/S)^2) \left(1 + \frac{\tau_{SN}}{\tau_N}\right) \right\}^{1/2}$$

ここで、 B_C はドップラーフィルター帯域幅、 τ_{SN} は受信信号+ノイズの積分時間、 τ_N はノイズの積分時間(第12図参照)、 N/S は $K T_s B_C / P_R$ の S/N 比、 K はボルツマン定数、そして T_s はシステムのノイズ温度である。 K_P の値は風速の精度を知るうえに重要である。

これらの計算に必要なすべての量は、衛星上で測定・計算される。算出された σ^0 、 K_P および L は、Low-Rate Data システムで地上に送られる。地上では、さらに補正が行なわれる(Ronai, 1979; Grantham *et al.*, 1977)。

4.3.2 地球物理量(風速)アルゴリズム

SASS では、入射角 25° 以上に相当する各測定点(ドップラーセル)については2方向からの σ^0 の測定が行なわれた(4.2節参照)。しかし(10)式の性質から、この場合の風速ベクトルの解は四つ出てくる。これから正しい解を選ぶには、現状では SEASAT のデータだけでは情報不足で、海上観測データや天気図の助けを借りなければならぬ。

風速値としては、摩擦速度 u_* または中立状態での海面上 19.5m の高さの風速値 $U_{19.5}$ を求めることになっているので、風速の高度分布を求める境界層モデルをこのアルゴリズムに導入する必要がある(Jones *et al.*, 1978)。入射角 25° 以上の σ^0 の測定値から u_* の値を

推定する場合のアルゴリズムの内容を簡単に紹介しよう。

一つの海面状態に対して n 個の σ_0 の測定値 $\sigma_1^0 \dots \sigma_n^0$ があるととして、これらが一つの u_* の値を与える確率 $P(u_* | \sigma_1^0 \dots \sigma_n^0)$ は、ベイズの式により、

$$P = \frac{\prod_{i=1}^n \exp\{-(\log \sigma_i^0 - \log F_i)^2 / 2\delta_i^2\}}{\int dU_* \prod_{i=1}^n \exp\{-(\log \sigma_i^0 - \log F_i)^2 / 2\delta_i^2\}} \quad (14)$$

で表わされる。ここで、 F は σ^0 の分布を与える θ, ϕ, U_* の関数、 δ_i は σ^0 の標準偏差である。 u_* の推定値には P の極大値に対応するものを選ぶわけであるが、 $n=2$ の SASS の場合 P の極大は 1~4 個となる。(14)式の微分から極値を与える関係が得られ、それを F と u_* を結合するモデルで簡単化し、Taylor 展開すると次のような u_* に関する逐次近似式が得られる(右肩の 0.1 は近似の次数、' は微分を表わす)。

$$\log u_*^1 = \log u_*^0 + \frac{\sum_{i=1}^n [\log \sigma_i^0 - \log F(u_*^0)] \log F'(u_*^0) / \delta_i^2}{\sum_{i=1}^n [\log F'(u_*^0)]^2 \delta_i^2}$$

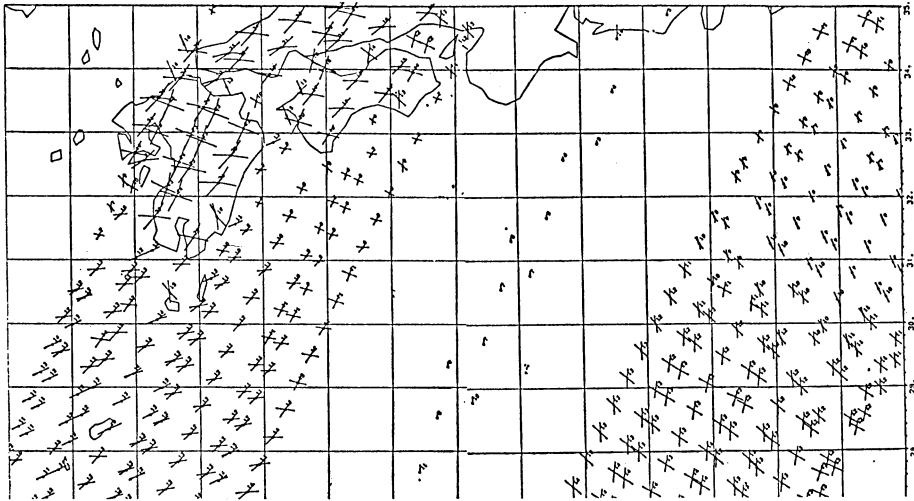
SASS ではこのほかに、入射角が 0 (ネイダー角) に近いところにも各ビームについて三つのドップラーセルを作った。この場合の σ^0 は鏡点散乱によるもので、3.2.1節および 3.4. 節で明らかにされたように、風速の絶対値の関数であって風向には依存しない。したがって風向を知ることはできない。この条件の σ^0 を風速に変換するアルゴリズムは、入射角 25° 以上の場合のものとは全く別のものになる。第10図では X 型の照射パターンの中心部(ネイダー角付近)が欠けているが、これはビームのパワーがこの辺りでは弱いことを意味しており精度はあまりよくないようである。

5. SASS による海上風の観測例

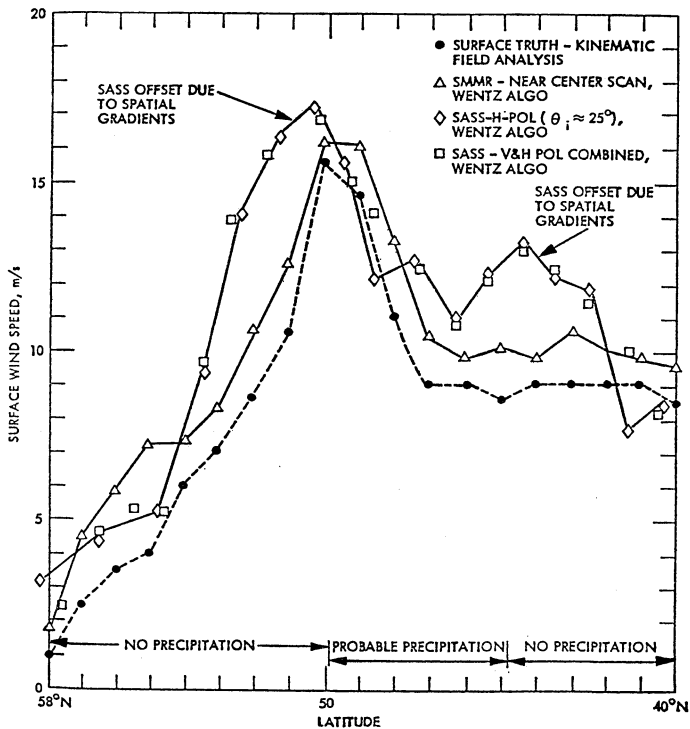
SEASAT-I は、SASS による海上風の観測を地球の 1,300 周余にわたって行なった。この膨大な量のデータは、まだアルゴリズムが完全でないこともあって、本格的には公開されておらず前述の IGDR として一部海域のものが入手できるにすぎない。

第13図は、その一例として日本の南方洋上の風速場の測定結果を示したものである。この場合、SEASAT-I は静岡付近の上空を通過して南南西に進んでいる。この軌道直下に点々となるのはネイダー角のセルの風速値(鏡点モデルのアルゴリズムによる)であり、それらを除く

SCATTEROMETER STORMS WIND FIELD FOR REV 693 (PAIRS-50K)



第13図 SEASAT-I によって観測された日本付近の海上の風速場 (軌道番号 693, 1978 年 8 月 14 日 11 時 32 分 GMT), ×印は IGDR-SASS ALGORITHM によって算出された四つの解のベクトルを書いたもの、陸上にある×印は意味をもたない (NASA/JPL による).



第14図 GOASEX における SASS と SMMR による海上風と海上観測データとの照合—Wentz のアルゴリズムによる (Born et al. (ed.), 1979).

と、軌道下の幅 400 km は帯状に空白になっている。これは、電波の入射角が 25° 以下になる区域であってモード-では測定は行なわれていない。その両側の幅約 400 km の帯状の海域には無数の \times 印が存在している。これらは、入射角 25° 以上に相当する区域で一つ一つが共鳴散乱複合海面モデルのアルゴリズムを通して算出された風速ベクトルの解で、1 点について原則として四つの解があるため、ベクトルを描くと \times 状に見えるわけである。これら \times 印の交点は分割された個々のドップラーセルの中心の位置を示す。陸上にある \times 印は測定された θ^0 を機械的に処理したもので、風速値としての意味はない。

結局 SASS から得られる情報はここまでで、あとは上述のように気象学的な判断によって正解を決定しなければならないのが現状である。それにしても科学と技術の結合によるみごとな成果を第13図から読み取ることができる。磯崎（私信）によれば、これについて海上気象データで海面照合したところかなりよく合っているとのことである。

Seatruth 実験の一つとして、1978年9月に GOASEX (Gulf of Alaska Seasat Experiment) が実施された。広い海域にわたって観測された SASS, ALT および SMMR による海上風のデータは、第14図に示すようにいろいろなモデルに基づくアルゴリズムで計算され、海上観測データとの照合によってアルゴリズムの比較評価および改良に使われた (Born *et al.* (ed.), 1979)。その作業は現在も継続中で、中枢である Pasadena のジェット推進研究所ではたびたびワークショップがもたれている。

6. むすび

最初に SEASAT-I の海上風測定は成功したと述べたが、それはこの技術の完成を意味するものではない。

たしかに、SASS に当初要求された性能は充分満たされる見通しを得られたようであるが、現状ではまだ普遍的なアルゴリズムができたのではなく、係数など *seatruth* のデータに合わせて便宜的に決めている面が多い。もともと測定原理はかなり明確な物理過程に立脚しているわけであるから、基礎過程の研究の進展に伴ってたとえば風波の高周波数域のエネルギー密度と風速との関係などについてのモデルも、よりよい精度のものに改良されて行くことが強く望まれる。

しかし一方、海上風のリモートセンシングに最も期待が寄せられていることの一つに暴風域内の風の観測があ

るが、波は吹きちぎられてしぶきとなり雨と混ざって飛び交う状況では大気と海との境界面も判然とせず、もはや単純な物理過程のモデルで説明できるものではない。NASA の研究者たちはこの条件下でのアルゴリズムの完成を意図して努力を重ねており、各国に協力を求めている。わが国の科学技術庁と NASA の間にも宇宙空間に関する合同調査について協定が結ばれ、SEASAT のデータと交換に日本の *seatruth data* が NASA に提供されている。これは、わが国で計画中の MOS (海洋観測衛星) の実現に不可欠な情報を提供するであろう。ついでながら、本稿でもみてきたように、SEASAT の成功のうらには多年にわたるユーザーを含めた基礎研究があったことは無視できない。MOS についてもこの点は重要で、広沢 (1979) が強調するように、先導的なユーザーグループによる基礎実験と、その結果を携えての設計参加が絶対に必要であろう。

謝辞

上述の日米の合同調査の一環として SEASAT の data を使った日米共同研究があり、筆者もこれに参加している。本稿の執筆に際して参考にした資料や情報の一部はこの研究を通じて得たものであり、この研究の主査の東京大学海洋研究所の寺本俊彦教授ならびに気象研究所台風研究部長の藤原滋水博士のご示唆と、この研究推進に当たる科学技術庁研究調整局のご尽力に深く感謝する次第である。また、この執筆に当たって国立防災科学技術センター平塚支所長の岩田憲幸博士から多くの助言をいただいた。謝意を表したい。

(註)

- 1) マイクロ波：赤外域と VHF 帯の間にある波長 0.1 ~ 100 cm の帯域の電磁波で、指向性、直進性など光に似た性質ももつ一方で、電波のように雲を透過する性質もある。マイクロ波は通常下表のような波長 (周波数) 帯に分けて呼ばれる。

帯域名	波長	周波数
ミリ波	< 0.75 cm	> 40 GHz
Ka	0.75 ~ 1.13 cm	26.5 ~ 40 GHz
K	1.13 ~ 1.67 cm	18.0 ~ 26.5 GHz
Ku	1.67 ~ 2.4 cm	12.5 ~ 18.0 GHz
X	2.4 ~ 3.75 cm	8.0 ~ 12.5 GHz
C	3.75 ~ 7.5 cm	4.0 ~ 8.0 GHz
S	7.5 ~ 15.0 cm	2.0 ~ 4.0 GHz
L	15.0 ~ 30.0 cm	1.0 ~ 2.0 GHz
P (or UHF)	30.0 ~ 100 cm	300 ~ 1000 MHz

2) 散乱断面積: 物体の表面で散乱された電磁波のエネルギーがある方向に存在する確率を表わす量。ある方向の単位立体角あたりの散乱エネルギーを、全方向について球面積分したもの(次元はエネルギー/時間)の、散乱面への入射エネルギーのフラックス(次元はエネルギー/時間・面積)に対する比で表わすので「面積」の次元をもつ。比であるが1に意味はなく、反射の場合は無限大になる。確率論的には粗面を構成する無数の facet (小面) のうち、ある方向の反射に寄与するものの存在確率を意味する。通常は単位面積当たりの量として無次元化して σ^0 と書き単位は dB (10 iog) で表わす。

σ^0 はまた、「正規化レーダ断面積 (NRCS)」, 「散乱係数」あるいは単に「散乱断面積」と呼ばれることもある。本稿の中でも「散乱断面積」という語は σ^0 のことを指している。

入射方向への散乱は後方散乱 (back-scattering) と呼ぶ。本稿中の「散乱…」はすべて「後方散乱…」であり、 σ^0 は正しくは「単位面積当たりの後方散乱断面積」と呼ぶべきところである。

文 献

- Barrick, D.E., 1968: Rough Surface Scattering Based on the Specular Point Theory, IEEE Trans., AP-16 449-454.
- Barrick, D.E., 1974: Wind Dependence of Quasi-Specular Microwave Sea Scatter, IEEE Trans., AP-22, 135-136.
- Beckmann, P. and A. Spizzichino, 1963: The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces, Macmillan Co., New York, N.Y., 503 pp.
- Born, G.H., J.A. Dunne and D.B. Lame, 1979: Seasat Mission Overview, Science., 204, 29.
- Born, G.H., D.B. Lame and J.C. Wilkerson, ed., 1979: GOASEX Workshop Report, 1, Rep. 622-101, JPL/NASA.
- Bradley, G.A., 1971: Remote Sensing of Ocean Winds using a Radar Scatterometer, Univ. of Kansas, Ph. D. Thesis, Lawrence, Ka., U.S.A.
- Cowan, E.W., 1946: X-band Sea-return Measurements, MIT Radiation Lab, Rep. 870, Cambridge, Mass, U.S.A.
- Cox, C. and W. Munk, 1954: Measurement of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter, J. Opt. Soc. Am.; 44, 838-850.
- Crombie, D.D., 1955: Doppler Spectrum of Sea Echo at 13.56 Mc/s, Nature, 175, 681-682.
- Daley, J.C., 1973: An Empirical Sea Clutter Model, Memorandum Report, No. 2668, Naval Res. Lab., Washington, D.C., 32 pp. Dunne, J. A., 1978: The Experimental Oceanographic Satellite, Seasat-A, Boundary-Layer Met., 13, 393-404.
- Grant, C.R. and B.S., Yaplee, 1957: Backscattering from Water and Land at Centimeter and Millimeter Wavelengths, Proc., IRE, 45, 976.
- Grantham, W.L., E.M. Bracalente, W.L. Jones, J.H. Shrader, L.C. Schroeder and J.L. Mitchell, 1975: An Operational Satellite Scatterometer for Wind Vector Measurements over the Ocean, NASA Tech. Memo., X-72672, Goddard Space Flight Centre, Greenbelt, Md.
- Grantham, W.L. et al., 1977: The Seasat-A Satellite Scatterometer, IEEE J. of Ocean. Eng., OE-2 No. 2.
- Guinard, N.W., J.T. Ransone Jr. and J.C. Daley, 1971: Variation of the NRCS of the Sea with Increasing Roughness, J. Geophys. Res., 76, 1525.
- Hasselmann, K. (Chairman), 1978: Rader Measurements of Wind and Waves, Boundary-Layer Met., 13, 7-22.
- 広沢春任, 1979: 衛星搭載センサー開発の問題点と将来の展望, 第3回リモートセンシングシンポジウム予稿資料 (東京), 科学技術庁.
- Ishimaru, A., 1978: Wave Propagation and Scattering in Random Media, II, Academic Press, N.Y.
- 磯崎一郎, 1978: 海上風測定技術の現状, 海洋科学, 10, No. 7, 604-612.
- Jones, W.L. and L.C. Schroeder, 1978: Radar Backscatter from the Ocean: Dependence on Surface Friction Velocity, Boundary-Layer Met., 13, 133-149.
- Jones, W.L., E.J. Wentz and L.C. Schroeder, 1978: Algorithm for Inferring Wind Stress from Seasat-A, J. Spacecraft Rockets, 15, 368-374.
- Jones, W.L. et al., 1979: Seasat Scatterometer: Results of Gulf of Alaska Workshop, Science, 204, 1413-1415.
- Kerr, D.E., 1951: Propagation of Short Radio Waves, M.I.T. Radiation Lab. Ser., Chap. 6, McGraw-Hill, N.Y., U.S.A.
- Mitsuyasu, H. and T. Honda, 1974: The High Frequency Spectrum of Wind Generated Wave, J. of Oceanog. Soc. of Japan, 30, No. 4.
- 岡本謙一, 1976: 地表のアクティブマイクロ波センシング, 電波研究所季報, 22, No. 121, 513-554.
- Peake, W. H., 1959: Theory of Radar Return from Terrain, IRE National Convention Record 7, 27-41.
- Phillips, O.M. 1958: The Equilibrium Range in the Spectrum of Wind-generated Waves, J. Fluid

- Mech, 4, .426-434.
- Philips, O.M., 1966: The Dynamics of the the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 261 pp.
- Pierson, W.J., 1967: Importance of the Atmospheric Boundary Layer over the Oceans in Synoptic Scale Meteorology, *Phy, Fluid*, 10, No. 9, Pt II, S 203-S 205.
- Pierson, W.J. and R.A. Stacy, 1973: The Elevation, Slope, and Curvature Spectra of a Wind Roughened Sea Surface, NASA Report, NASA CR-2247, Washington, D.C.
- Ronai, P., 1979: Seasat Interim Geophysical Data Record (IGDR) Users Handbook—SASS, NASA, JPL., 622-204.
- 杉森康宏, 渡部 勲, 1976: 宇宙からの地象・海象観測計画 EOPAP の概要について, *海洋科学*, 8, 491-500.
- Valenzuela, G.R. 1978: Theories for the Interaction of Electromagnetic and Oceanic Waves—A Review, *Boundary-Layer Met.*, 13, 61-85.
- Wright, J.W., 1966: Backscattering from Capillary Waves with Application to Sea Clutter, *IEEE Trons.*, AP-14, 749-754.



堀内剛二 著
木星—宇宙空間30億キロ
 東海大学出版会, 1979, B 6判,
 156頁, 1,200円.

木星が太陽系の一番大きい惑星であることや、その特徴として数本のぼんやりした縞模様があって、それが時とともにゆっくり様子を変えていること、また、赤道から少し離れて大赤斑点があり、発見されてから永年の間にこれまた少しずつ様子を変えていることなどは、多くの人の知る所であった。それが、近年の空間飛翔体技術の進歩で、パイオニア10, 11号やボイジャー1, 2号が木星の近くを通った際に写した画像が、新聞や雑誌の挿絵として現われ、縞模様や大赤斑点の構造をはっきりした形で見ることができたのである。

本書は、これらパイオニアやボイジャーによって得られた結果をもとにして、地球型惑星とは違った大型惑星である木星の性質について、今までにわかったことを集めたものである。

第1章は「まえがき」、第2章は「太陽系小史と木星」であるが、これらは本書の主要な部分ではない。第3章

が「巨大惑星である木星」、第4章が「木星空間探測飛翔体」で、パイオニアの測定種目、搭載計器の配置、軌道略図などもあり、木星磁気圏、木星内部構造モデル、そして、ボイジャー1号で得た大赤斑点付近の見事な渦流分布の写真がある。その渦流には大きいものから小さいものまで集まっており「渦巻きはだんだん小さくなって、ついにヴィスコシティとなる」というリチャードソンの言葉を思い出させる。第5章は「巨大惑星木星」で、木星大気熱構造、木星電離圏、同磁気圏、同大気化学について論じている。第6章は「木星の諸問題」で、木星気象学、木星の高エネルギー粒子、木星の衛星の大気を論じ、第7章の「宇宙空間の過去と将来」という展望的な記述で終わっている。

宇宙空間に関する書物は、部厚い専門書から新書判まで何冊か出版されているが、本書は手ごろな大きさと、最新の資料が盛り込まれている所に特色がある。われわれも、時にはほかの惑星の大気のことを考えるのが頭のリクリエーションにはいいと思うが、そういう時にはまずこの書物のことを思い出して貰いたい。

(畠山 久尚)